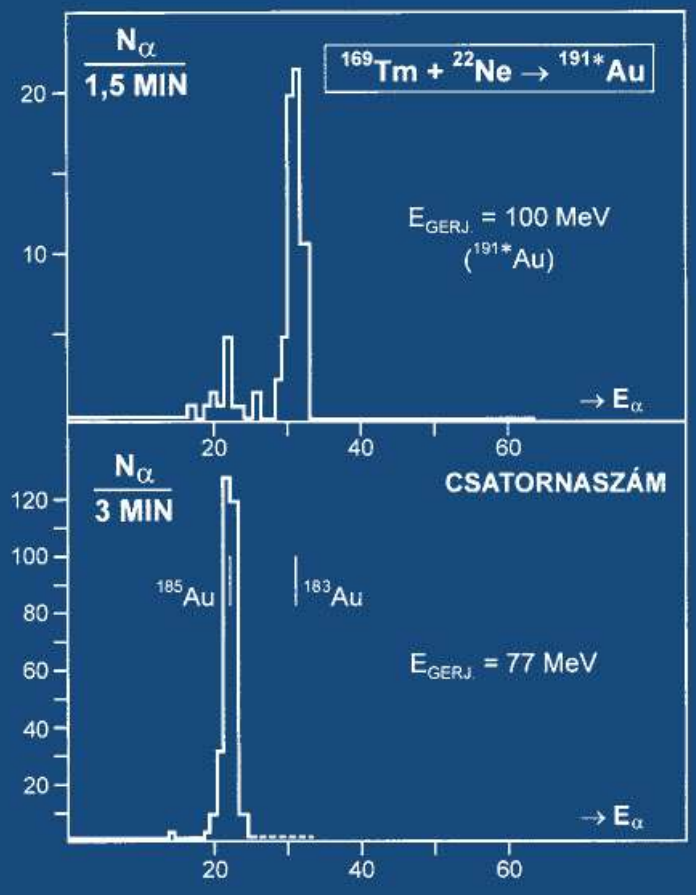
ATOMMAGFIZIKA I.

Második, korszerűsített kiadás

SZERKESZTETTE
FÉNYES TIBOR



DEBRECENI EGYETEMI KIADÓ
DEBRECEN UNIVERSITY PRESS

ATOMMAGFIZIKA I.

DUPress

A borító Juhászné Marosi Edit munkája

A fedőlapon levő ábra:
Aranyizotópok előállítása nehézion-reakcióval. A reakciótermékek α-spektruma
a közbenső atommag különböző gerjesztési energiáinál.
L. részletesebben a X. 1. 7. pontban.

DUPress

A társszerzők adatai:

ANGELI ISTVÁN, fiz. tud. doktora, DE TTK, KFT**
BALOGH KADOSA, fiz. tud. doktora, ATOMKI*
BIRI SÁNDOR, PhD, ATOMKI*
FÉNYES TIBOR, fiz. tud. doktora, ATOMKI*
KOLTAY EDE, fiz. tud. doktora, ATOMKI*
SOMORJAI ENDRE, fiz. tud. doktora, ATOMKI*
SVINGOR ÉVA, PhD, ATOMKI*
TRÓN LAJOS, biol. tud. doktora, DE OEC***
VALEK ALADÁR, fiz. tud. kandidátusa, ATOMKI*

* ATOMKI: MTA Atommagkutató Intézet, Debrecen
** DE TTK, KFT: Debreceni Egyetem, Természettudományi Kar, Kísérleti Fizikai Tanszék
*** DE OEC: Debreceni Egyetem, Orvos- és Egészségtudományi Centrum

ATOMMAGFIZIKA I.

Második, korszerűsített kiadás

Szerkesztette:
FÉNYES TIBOR

Társszerzők:

I., II., III., VI., VII., VIII., IX. 1–3., IX. 5. 1–5., X., XI. 1–4. fejezetek:
FÉNYES TIBOR

IV. fejezet:
ANGELI ISTVÁN

V. fejezet:
BIRI SÁNDOR (V. 1.), KOLTAY EDE (V. 2.), VALEK ALADÁR (V. 3.)

IX. fejezet:
BALOGH KADOSA, SVINGOR ÉVA (IX. 4.),
SOMORJAI ENDRE (IX. 5. 6–8.), TRÓN LAJOS (IX. 6.)

Debreceni Egyetemi Kiadó
Debrecen University Press
2009

DUPress

A kötet a Magyar Tudományos Akadémia és a Debreceni Egyetem
támogatásával jelent meg.

Lektorok:

ANGELI ISTVÁN (I., II., III. fejezet)
FÉNYES TIBOR (IV., V., IX. 4., XI. 5. 6–8., XI. 6. fejezet)
GYARMATI BORBÁLA, a fiz. tud. doktora (VIII. fejezet)
RAICS PÉTER, PhD, docens (VI., VII. fejezet)
SOMORJAI ENDRE (IX. 5. 1–5. fejezet)

© Fényes Tibor, 2009
© Debreceni Egyetemi Kiadó, 2009,
beleértve az egyetemi hálózaton belüli elektronikus terjesztés jogát is

ISBN 978 963 473 328 7

Kiadta: a Debreceni Egyetemi Kiadó,
az 1795-ben alapított Magyar Könyvkiadók és Könyvterjesztők Egyesülésének a tagja
Felelős kiadó: Dr. Virágos Márta főigazgató
Felelős szerkesztő: Bálint Ágnes
Műszaki szerkesztő: Juhászné Marosi Edit
Korrektor: Marosi Judit
A nyomdai munkálatok a Kapitális Nyomdában készültek
Felelős vezető: Kapusi József
Terjedelem: 63,32 A/5 ív
Készült Debrecenben, 2009-ben

DUPress

TARTALOM

Előszó az első kiadáshoz 11
Előszó a második kiadáshoz 13

I. BEVEZETÉS 15
I. 1. A magfizika tárgya. Történeti áttekintés 15
I. 2. A magfizika jelentősége 22

II. AZ ATOMMAGOK ALAPVETŐ SAJÁTSÁGAI 25
II. 1. Az anyag alapvető összetevői és kölcsönhatásaik 25
II. 2. Az atommagok sajátságai 30
II. 2. 1. Az atommagok mérete 30
II. 2. 2. Tömeg, kötési, leválasztási és nukleonpár-energia 40
II. 2. 3. Paritás 46
II. 2. 4. Spin, elektromos és mágneses nyomatékok 49
II. 2. 5. Izospin 61
II. 3. Az atommagok tartományai, jellemző nívósémák 66
Irodalom a II. fejezethez 77
Feladatok a II. fejezethez 81

III. MAGERŐK, NUKLEON–NUKLEON-KÖLCSÖNHATÁS 83
III. 1. A magerők néhány általános sajátsága 84
III. 2. A kétnukleon-rendszerek lehetséges állapotai. Pauli-elv 87
III. 3. Deuteron és a kéttesterők 90
III. 4. Nukleon–nukleon-szóródás és a magerők 98
III. 5. Fenomenológiai potenciálok 103
III. 6. Nukleon–nukleon-potenciálok mezontér-elméletekből 110
III. 7. A nukleon–nukleon-, atommag–atommag- és atom–atom-kölcsönhatások 120
Irodalom a III. fejezethez 123
Feladatok a III. fejezethez 126

DUPress

IV. MAGFIZIKAI MÉRŐBERENDEZÉSEK ÉS MÓDSZEREK 127
IV. 1. A sugárzás és anyag kölcsönhatása 127
IV. 1. 1. Töltött részecskék kölcsönhatásai 128
IV. 1. 2. γ-sugarak kölcsönhatásai 133
IV. 1. 3. Neutronok kölcsönhatásai 137
IV. 2. Magsugárzások detektálása 138
IV. 2. 1. Gáztöltésű ionizációs detektorok 138
IV. 2. 2. Szcintillációs és Cserenkov-detektorok 141
IV. 2. 3. Félvezető detektorok 144
IV. 2. 4. Nyomdetektorok 147
IV. 3. Spektrométerek, mérésmódszerek 149
IV. 3. 1. Magtömegek mérése 149
IV. 3. 2. Magsugarak mérése 151
IV. 3. 3. Magnyomatékok mérése 153
IV. 3. 4. α- és β-spektrométerek 156
IV. 3. 5. γ-spektrometria 159
IV. 3. 6. Bomlásállandó mérése 164
IV. 3. 7. Penning-csapda és alkalmazásai 167
IV. 3. 8. Mössbauer-effektus és alkalmazásai 170
IV. 4. A dozimetria alapjai 172
Irodalom a IV. fejezethez 176
Feladatok a IV. fejezethez 178

V. GYORSÍTÓBERENDEZÉSEK 181
V. 1. Ionforrások 181
V. 2. Elektrosztatikus gyorsítók 189
V. 3. Lineáris gyorsítók 196
V. 4. Ciklotron, izokron ciklotron, szinkrociklotron 199
V. 5. Betatron, mikrotron, szinkrotron 206
V. 6. Nagy energiájú gyorsítók 209
V. 7. Tárológyűrűk 212
V. 8. Nyalábjellemzők 214
Irodalom az V. fejezethez 218
Feladatok az V. fejezethez 221

DUPress

VI. AZ ATOMMAGOK SZERKEZETE 223
VI. 1. Az atommagok Fermi-gáz-modellje 223
VI. 2. Az atommagok héjmodellje 229
VI. 2. 1. Zárt héjak az atommagokban 230
VI. 2. 2. A függetlenrészecske-modell 231
VI. 2. 3. Többrészecskés héjmodellek 238
VI. 2. 4. A deformált magok héjmodellje 241
VI. 2. 5. Az atommagok teljes energiájának számítása 245
VI. 3. Magátmenetek, γ-bomlás, konverziós elektronok 247
VI. 3. 1. Alapvető kísérleti tények 247
VI. 3. 2. A γ-bomlás elmélete 250
VI. 3. 3. Kísérleti γ-bomlási valószínűségek. Izomerállapotok 258
VI. 4. Az atommagok rezgése 260
VI. 4. 1. Alapvető kísérleti tények 260
VI. 4. 2. A vibráció elmélete. Összevetés a kísérleti tényekkel 261
VI. 5. Az atommagok forgása 268
VI. 5. 1. Alapvető kísérleti tények 268
VI. 5. 2. A rotáció elmélete. Összevetés a kísérleti tényekkel 273
VI. 6. Kölcsönhatóbozon-modellek 289
VI. 6. 1. Alapfeltevések, algebrai leírás 289
VI. 6. 2. A kölcsönhatóbozon-modellek különböző változatai. Néhány konkrét eredmény 292
VI. 7. Nukleoncsomók az atommagokban 304
VI. 8. Az atommagok szerkezete: ahogy ma látjuk 308
VI. 8. 1. Effektív kölcsönhatások 308
VI. 8. 2. Kevés nukleonból álló rendszerek 309
VI. 8. 3. Nehezebb atommagok: középtér- (önkonzisztens) -számítások 314
VI. 8. 4. Nagyléptékű héjmodell-számítások 316
Irodalom a VI. fejezethez 317
Feladatok a VI. fejezethez 325

VII. AZ ATOMMAGOK BOMLÁSA 327
VII. 1. Radioaktív bomlás, bomlástörvény 327
VII. 1. 1. A radioaktivitás jelensége 327
VII. 1. 2. A radioaktív bomlás törvénye 329
VII. 1. 3. Izotópok előállítása 334

DuPress

VII. 2. Alfa-bomlás 335
VII. 2. 1. Alapvető kísérleti tények 335
VII. 2. 2. Az α-bomlás egytestelmélete 341
VII. 2. 3. Az α-bomlás mikroszkopikus elmélete 344
VII. 3. Béta-bomlás 349
VII. 3. 1. Alapvető kísérleti tények 349
VII. 3. 2. A β-bomlás elmélete 355
VII. 3. 3. A gyenge kölcsönhatás természete 363
VII. 3. 4. A paritás meg nem maradása a β-bomlásban 365
Irodalom a VII. fejezethez 369
Feladatok a VII. fejezethez 373

VIII. ATOMMAGREAKCIÓK 375
VIII. 1. A magreakciók típusai, alapfogalmak, megmaradási törvények 375
VIII. 1. 1. A magreakciók típusai 375
VIII. 1. 2. Reakcióhozam, hatáskeresztmetszet 376
VIII. 1. 3. Megmaradási törvények 380
VIII. 2. A magreakciók alapvető sajátságai 384
VIII. 2. 1. Alacsonyenergiájú *n*-, *p*-, *α*-, *γ*-magreakciók 384
VIII. 2. 2. Deuteronreakciók 394
VIII. 2. 3. Közbenső atommag. Statisztikus megfontolások 397
VIII. 3. Magreakció-modellek 406
VIII. 3. 1. A parciális hullámok módszere 406
VIII. 3. 2. Optikai modell 412
VIII. 3. 3. Direkt reakciók. Born-közelítés. Csatolt csatornák. Egyensúly előtti állapotok 416
VIII. 3. 4. Közbensőmag-modell. Hauser–Feshbach-elmélet 432
VIII. 4. Néhány speciális reakció 438
VIII. 4. 1. Spallációs reakciók 438
VIII. 4. 2. Nehézion-reakciók 441
VIII. 4. 3. Maghasadás 450
VIII. 4. 4. Óriásrezonanciák 459
VIII. 4. 5. Atommagok fragmentációja 462
Irodalom a VIII. fejezethez 465
Feladatok a VIII. fejezethez 470

DUPress

IX. A MAGFIZIKA NÉHÁNY ALKALMAZÁSA 473
IX. 1. Atommagreaktorok. Nukleáris fegyverek 473
IX. 1. 1. Atommagreaktorok 473
IX. 1. 2. Nukleáris fegyverek 493
IX. 2. Elemanalízis 499
IX. 2. 1. Karakterisztikus röntgensugár-analízis (RFA, PIXE) 500
IX. 2. 2. Aktivációs analízis (NAA, PGAA, PIGE) 505
IX. 2. 3. Rutherford-visszaszórási spektrometria (RBS) 508
IX. 2. 4. Pásztázó nukleáris mikroszonda 511
IX. 3. Ipari, mezőgazdasági és egyéb alkalmazások 512
IX. 4. Kormeghatározás 516
IX. 4. 1. A radioaktivitás alapján mérhető időtartamok, műszeres vonatkozások 516
IX. 4. 2. Földtani kormeghatározások (Rb/Sr, K/Ar, U-Th-Pb) 518
IX. 4. 3. A radioaktív mag keletkezésének megszűnése óta eltelt idő mérésén alapuló módszerek (^{3}H, ^{14}C) 525
IX. 4. 4. Nagy energiájú tömegspektrometria (AMS) 527
IX. 5. Részecskés és nukleáris asztrofizika 531
IX. 5. 1. Az ősrobbanási modellt megalapozó mérési eredmények 531
IX. 5. 2. A forró Univerzum kozmológiája 535
IX. 5. 3. Sötét anyag 549
IX. 5. 4. A kozmológiai paraméterek precíziós meghatározása 557
IX. 5. 5. Kozmikus sugárzás 567
IX. 5. 6. Galaxisok, csillagok kialakulása, főbb jellemzői 569
IX. 5. 7. Égési folyamatok a csillagokban, elemek szintézise ($A \leq 60$) 575
IX. 5. 8. A vason túli elemek ($A > 60$) szintézise 591
IX. 6. Nukleáris orvostudomány 595
IX. 6. 1. Képalkotó eljárások 595
IX. 6. 2. Ionizáló sugárzással végzett sugárterápia 613
Irodalom a IX. fejezethez 618
Feladatok a IX. fejezethez 625

DUPress

X. A STABILITÁSI SÁVTÓL TÁVOL ESŐ ATOMMAGOK – KITEKINTÉS 627
X. 1. A stabilitási sávtól távol eső atommagok előállításának, azonosításának és vizsgálatának módszerei 628
X. 1. 1. Az előállításra felhasználható reakciók, a termékek szeparálása és azonosítása 628
X. 1. 2. Néhány nagyobb magfizikai gyorsítóberendezés 633
X. 1. 3. ISOL-rendszerek (CERN ISOLDE) 636
X. 1. 4. Röptében szeparáló berendezések (GSI, GANIL, RIKEN) 639
X. 1. 5. Tömegmérések 649
X. 1. 6. Magnyomaték- és magsugármérések 657
X. 1. 7. Magspektroszkópiai és magreakció-vizsgálatok 662
X. 2. Az erősen neutrontöbbletes vagy -hiányos atommagok vizsgálatának néhány eredménye 665
X. 2. 1. Az atommagok héjszerkezetének változása 665
X. 2. 2. $N = Z$ atommagok, *pn*-párok kialakulása 669
X. 2. 3. Nukleonglóriás atommagok, neutronbőr 671
X. 2. 4. Atommagok a nukleonleszakadási határ közelében, egzotikus bomlásmódok 679
X. 2. 5. Transzurán és szupernehéz elemek 684
Irodalom a X. fejezethez 694

XI. FÜGGELÉK 699
XI. 1. Nemzetközi SI-mértékegységek, átszámítások más egységekre 701
XI. 2. SI-előtétszavak 702
XI. 3. Alapvető fizikai állandók 702
XI. 4. Az elemek periódusos rendszere 704
XI. 5. A feladatok megoldásai 705

TÁRGYMUTATÓ 729

SZÍNES KÉPEK 747

DUPress

ELŐSZÓ AZ ELSŐ KIADÁSHOZ

A könyv áttekintést ad az atommagfizikában elért legfontosabb eredményekről. Tárgyalja az atommagok alapvető sajátságait, a magerőket, a magfizikai mérőberendezéseket és -módszereket, a gyorsítókat, az atommag szerkezetét, a különböző atommag-modelleket, a bomlástípusokat, az atommag-reakciókat és a magfizika fejlődési irányait. Külön részben foglalkozik a magfizika főbb alkalmazásaival (atommag-reaktorok, nukleáris fegyverek, elemanalízis, ipari és mezőgazdasági alkalmazások, kormeghatározás, nukleáris asztrofizika, nukleáris orvostudomány). Az egyes fejezetekhez feladatok csatlakoznak, melyek megoldásai a függelékben találhatók. Tárgyalja mind a kísérleti, mind az elméleti eredményeket. Ez utóbbi miatt alapvető kvantummechanikai ismeretek szükségesek az anyag megértéséhez, egyébként a könyv igyekszik önmagában érthető lenni. A fejezetek végén részletes irodalomjegyzék található, ami útmutatást ad az elmélyültebb tanulmányokhoz.

A kötet elsősorban fizikus egyetemi hallgatóknak és magfizikából doktorálni szándékozóknak ajánlható, de érdeklődésre számíthat tanárjelöltek, tanárok és praktizáló fizikusok részéről is.

Köszönettel tartozunk dr. Kiss Árpád professzornak, dr. Pintye Évának, dr. Tárkányi Ferencnek értékes konzultációkért és Lovas Rezső akadémikusnak, az ATOMKI igazgatójának a munka támogatásáért.

Köszönetünket fejezzük ki továbbá Mikóné Vad Erzsébetnek az ábrák gondos elkészítéséért és a Debreceni Egyetem Kossuth Egyetemi Kiadójának a munka megjelentetéséért és gondos munkájukért.

Debrecen, 2005. március

A Szerkesztő

DUPress

DUPress

ELŐSZÓ A MÁSODIK KIADÁSHOZ

Az ATOMMAGFIZIKA I. második kiadásában megőriztük a könyv eredeti célkitűzését, szerkezetét és főbb mondanivalóit, ugyanakkor kiemelten fontosnak tartottuk a legújabb eredmények megjelenítését is. Teljesen újak a részecskés asztrofizikát, illetve a stabilitási sávtól távol eső atommagokat tárgyaló (IX. 5. 1–5. és X.) fejezetek, de sok újat tartalmaznak a magszerkezettel, bomlással, reakciókkal és atommagreaktorokkal foglalkozók is.

Lényeges változást jelent, hogy időközben megjelent a könyv második kötete: Fényes Tibor 2007: ATOMMAGFIZIKA II., RÉSZECSKÉK ÉS KÖLCSÖNHATÁSAIK (Kossuth Egyetemi Kiadó, Debrecen). Az atommagfizikai kutatások súlypontja egyre nagyobb energiák irányába tolódik, a második kötet áttekintést ad a nagyenergiájú fizika legfontosabb eredményeiről.

Köszönettel tartozunk az ATOMKI és a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszéke számos munkatársának az együttműködésért, különösen Cseh Józsefnek, Dombrádi Zsoltnak, Kertész Zsófiának, Krasznahorkay Attilának, Lévai Gézának, Lovas Rezsőnek, Raics Péternek és Tímár Jánosnak.

Köszönettel tartozunk továbbá Pálinkás József akadémikusnak és Fülöp Zsoltnak, az ATOMKI igazgatójának a munka támogatásáért.

Köszönetünket fejezzük ki Mikóné Vad Erzsébetnek az ábrák precíz elkészítéséért és a Debreceni Egyetemi Kiadónak a munka megjelentetéséért és körültekintő munkájukért.

Debrecen, 2009. január

A Szerkesztő

DUPress

DUPress

I. BEVEZETÉS

I. 1. A MAGFIZIKA TÁRGYA. TÖRTÉNETI ÁTTEKINTÉS

Az atommagfizika az atommagok sajátságaival, szerkezetével, bomlásával és különböző reakcióival foglalkozó tudományág.

Előzmények

Az atommagfizika kialakulását hosszú fejlődés előzte meg, aminek tárgyalása a tudománytörténet feladata. A magfizika megszületéséhez közvetlenül a következő felismerések vezettek.

Az 1800-as évek végén *J. J. Thomson modellje* alapján az atomokat egy kb. 10^{-8} cm átmérőjű gömbként képzelték el, amelyet a nehéz, pozitív töltésű anyag egyenletesen tölt ki. A pozitív töltést az atomba ágyazott elektronok kompenzálják úgy, hogy kifelé az atom semleges. Az atomba ágyazott elektronok rezgő mozgást végezhetnek és elektromágneses hullámokat bocsáthatnak ki.

1896-ban H. Becquerel felfedezte a *radioaktivitás* jelenségét. Az urántartalmú vegyületekből kilépő láthatatlan sugárzás megfeketítette a fényérzékeny lemezeket. Röviddel ezután (1898-ban) Maria Sklodowska és Pierre Curie azonosított két nagyon erősen sugárzó elemet, a polóniumot és rádiumot.

Planck 1900-ban megalapozta a *kvantumelméletet*.

1902-ben E. Rutherford és F. Soddy a radioaktív sugárzást a radioaktív anyagok spontán átalakulásaként értelmezte. A *bomlási elmélet* szerint a radioaktív elemek sugárzás kibocsátása közben más elemekké alakulnak át, amelyek többnyire szintén radioaktívak úgy, hogy egész bomlássorok állnak elő.

A magyar származású Lénárd Fülöpnek sikerült elektronokat kihozni egy kisülési csőből, vékony ablakon át. Ebből arra következtetett, hogy a fólia atomjainak csak egy kis része átjárhatatlan.

1905-ben A. Einstein és mások úttörő munkája nyomán létrejött a *relativitás elmélete*. Az elmélet szerint az energia és tömeg között ekvivalencia reláció áll fenn.

Dupress

Az 1900-as évek első évtizedében E. Rutherfordnak és munkatársainak sikerült a *radioaktív* α-, β- *és* γ-*sugárzás természetét és számos sajátságát* tisztázni. R. Marsden szcintillációs módszerrel tanulmányozta az α-részecskék szóródását fémfólián való áthaladáskor.

Az atommagfizika kezdeti periódusa: 1911-től 1931-ig

Az atommagfizika születési évének 1911-et tekinthetjük, amikor *E. Rutherford egy új atommodellt* javasolt. A híres α-szóródási kísérleteik alapján arra a következtetésre jutott, hogy az atom tömegének döntő része az atommagban van koncentrálva, amelynek átmérője kb. 10^{-14} m, és az atom elektronjai az atommag körül bolygómozgást végeznek. Az elektronpályák átmérője kb. négy nagyságrenddel nagyobb, mint az atommag jellemző mérete.

Ugyanebben az évben (1911-ben) J. J. Thomson specifikus töltés- *(e/m)* -mérések alapján sikeresen megmagyarázta az *izotópeffektust*, azt hogy azonos töltéshez különböző tömegek tartozhatnak. Kísérletei a tömegspektrometria kezdetét jelentik. 1919-ben F. W. Aston kimutatta, hogy a periódusos rendszer minden eleme egy vagy több izotópból áll.

E. Rutherford az általa 1919-ben létrehozott *első magreakció* ${}^{14}_{7}N(\alpha, p){}^{17}_{8}O$ alapján azt a következtetést vonta le, hogy protonok vannak jelen az atommagban.

Az atommagfizika fejlődésében egyik legfontosabb esemény a *kvantummechanika* megszületése volt. 1926–27-ben W. Heisenberg, E. Schrödinger és mások egy teljesen új elméletet javasoltak a mikrovilág leírására. 1928-ban G. Gamow, valamint E. U. D. Condon és R. W. Gurney megalkották az α-*bomlás kvantummechanikai elméletét.* Röviddel ezután Wigner Jenő bevezette a csoportelméleti módszereket a kvantummechanikába.

A magfizika *kísérleti módszerei* is rohamosan fejlődtek. 1928-ban H. Geiger és W. Müller megalkotta a számlálócsövet, majd W. Bothe bevezette a magfizikába a koincidencia-módszert.

Második periódus:
az atommagok alapvető sajátságainak vizsgálata (1932–59)

1932 alapvető változást hozott a magfizikában. J. Chadwick ködkamra-kísérleteiben felfedezte a *neutront* és röviddel azután C. D. Anderson a *pozitront.* W. Heisenberg és D. D. Ivanyenko arra a következtetésre jutott, hogy az *atommagok*

DUPLICATE

protonokból és neutronokból állnak. W. Heisenberg bevezette az izospin fogalmát, és a protont, ill. neutront úgy tekintette, mint a nukleon két különböző töltésállapotát.

Üzembe helyezték az első magfizikai célokra létrehozott *gyorsítókat:* az elektrosztatikus gyorsítót (Van de Graaff, 1931), a kaszkádgenerátort (J. D. Cockcroft, E. Walton, 1932) és a ciklotront (E. O. Lawrence, S. Livingston, 1932).

A β-*bomlás* energiaviszonyainak magyarázatára W. Pauli feltételezte egy új, kicsi, semleges részecske, a neutrínó létét (1933). 1934-ben E. Fermi megalkotta a β-bomlás elméletét. Az antineutrínó létének közvetett bizonyítékát Csikai Gyula és Szalay Sándor adták meg 1958-ban, amikor a ^{6}He β-bomlásának nyomait ködkamrában láthatóvá tették. Direkt szcintillációs detektoros módszerrel az (elektron) antineutrínó létét F. Reines és C. L. Cowan mutatta ki 1956–59-ben. Fontos fejlődést jelentett a β-bomlás elméletében annak felismerése, hogy a paritásoperáció (az $\boldsymbol{r} \rightarrow -\boldsymbol{r}$ térinverzió) a gyenge kölcsönhatásban nem invariáns (T. D. Lee és C. N. Yang, 1956). A paritás meg nem maradást kísérletileg C. S. Wu és munkatársai igazolták 1957-ben.

1934-ben I. Curie és F. Joliot felfedezték a mesterséges radioaktivitást.

Az 1930-as évektől kezdve intenzív kutatást folytattak a magot összetartó erők, az *erős kölcsönhatás* megismerése érdekében. 1933-ban I. Tamm és D. D. Ivanyenko arra a következtetésre jutott, hogy a magerők a nukleonok közötti speciális kvantumok cseréje útján realizálódnak. 1935-ben H. Yukawa megalkotta a magerők mezonelméletét. Az elmélet szilárd alátámasztást kapott a π-mezonok kísérleti észlelésével, mivel ezek a nukleon–nukleon-kölcsönhatás nagy hatótávolságú részének fő közvetítői (C. F. Powell, C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini, 1947).

Az atommagok különböző sajátságainak magyarázatára bevezették a *folyadékcsepp-modellt*. E modell a következő kísérleti tényeken alapul:

– Az egy nukleonra eső kötésenergiák a ~20-as tömegszám felett lényegében állandók, azaz a magerők telítettségi effektust mutatnak.

– Az atommag térfogata (a legkönnyebb magok kivételével) közelítőleg arányos a tömegszámmal.

– Az atommagok összenyomhatósága igen kicsi és a magméret jól definiált.

Kiindulva a folyadékcsepp-modellből C. F. v. Weizsäcker megadott egy félempirikus formulát, ami a mag-kötésienergiákat jól leírta (1935). A következő évben N. Bohr a *magreakciók leírására* bevezette a „*közbensőmag-modellt*". A modell szerint a bejövő részecske energiáját fokozatosan átadja egy vagy több nukleonnak, majd végül elnyelődik a céltárgy atommagban. A bombázó részecske energiája szétoszlik a nukleonok között, és csak hosszú idő elteltével koncentrálódhat

DUPress

úgy, hogy egy részecske kiléphet az atommagból. Így a közbenső atommag élettartama igen nagy lesz a bombázó részecske magméreten történő átrepülési idejéhez képest.

1936-ban Ja. I. Frenkel, E. Fermi, valamint H. Bethe bevezette a hőmérséklet fogalmát a magfizikába és megteremtette a *statisztikus magmodellt*. A Fermi-gázmodellel a közbenső atommagból elpárolgott neutronok energiaspektrumát sikerült a tapasztalattal egyezően leírni. A modell durván megmagyarázta azt is, hogy az atommagok nívósűrűsége növekszik, ha nő a gerjesztési energia és a részecskeszám.

1938-ban U. Hahn és F. Strassmann felfedezték a neutronok által indukált *atommaghasadást*. 1940-ben G. N. Flerov és K. A. Petrzsak kimutatta, hogy az atommaghasadás spontán is létrejöhet. A hasadás jelenségét a hidrodinamikai modell alapján sikerült értelmezni (N. Bohr, J. A. Wheeler, valamint Ja. I. Frenkel, 1939).

A kémiai elemek sajátságai az elektronhéj-modell alapján leírhatók. Ebből az analógiából kiindulva 1932–35-ben J. H. Bartlett, valamint W. M. Elsasser értelmezni tudta bizonyos *„mágikus számok"* megjelenését az atommagoknál, amelyeknél a magok sajátságai hirtelen változást mutatnak. Az alapelképzelés az volt, hogy az atommagtörzs nukleonjainak átlagterében a nukleonok pályamozgást végeznek úgy, mint az elektronok az atommag elektromos terében.

Az atommagok mágneses nyomatékának analízise alapján Th. Schmidt arra a következtetésre jutott, hogy a páratlan tömegszámú atommagok egy magtörzsből és egy valencianukleonból állnak és az *atommag mágneses nyomatékát* a valencianukleon szabja meg (1937). A következő évben I. Rabi felfedezte a magmágneses rezonanciajelenséget, ami lehetővé tette az atommagok mágneses nyomatékának pontos meghatározását.

Egy valóban hatékony *atommag-héjmodell* megteremtésében a döntő lépést O. Haxel, J. H. D. Jensen és H. E. Suess tette meg 1948-ban, valamint tőlük függetlenül ugyanabban az évben M. Goeppert-Mayer. A spin-pálya-kölcsönhatás bevezetésével sikeresen értelmezték a mágikus számokat, továbbá az atommagok alap- és gerjesztett állapotainak sok sajátságát.

1950-ben J. Rainwater, A. Bohr és B. Mottelson a folyadékcsepp- és héjmodell egyesítése révén bevezette a *kollektív magmodellt*. Ebben figyelembe vették, hogy egy vagy több lazán kötött nukleon szabadon mozoghat a magtörzs átlagterében és ugyanakkor a magtörzs kollektív mozgást is végezhet. E modellel sok olyan jelenséget értelmezni tudtak, ami a héjmodellben nem volt megmagyarázható. Pl. a következőket:

Pólya Press

– Távol a mágikus magoktól a páratlan tömegszámú atommagok kvadrupólnyomatéka anomálisan nagy.

– Ezekben a tartományokban az elektromos kvadrupólátmenetek intenzitása nagyságrendekkel nagyobb, mint az egyprotonos átmenet intenzitása.

– Távol a mágikus számoktól sok atommagban nagyon alacsonyan fekvő nívók jelennek meg (kollektív rotációs nívók).

1954-ben H. Feshbach, H. C. Porter és V. F. Weisskopf megalkotta az *optikai modellt,* ami rendkívül sikeresnek bizonyult a magreakciók leírásában. A modellben a bombázó részecske az atommag átlagterében mozog, és a magpotenciál reális része gyakorlatilag megegyezik a függetlenrészecske-modell átlagpotenciáljával. E potenciál ésszerű leírást ad az atommagon történő szórásra. Ha a bombázó részecske atommaggal való kölcsönhatásában egy vagy több nukleon gyakorlatilag azonnal elhagyja az atommagot, „direkt" reakció jön létre. Ha a bombázó részecske energiája nagyjából egyenletesen szétoszlik a magon belül, a magreakció közbenső magon át történik. Az optikai potenciál képzetes része a bombázó részecske elnyelődéséért felelős.

Az 1940-es és 50-es években a *magkutatás kísérleti berendezései és módszerei* is sokat fejlődtek. 1942-ben E. Fermi, Szilárd Leó és munkatársaik üzembe helyezték az első atommagreaktort. 1944–45-ben V. I. Vekszler és tőle függetlenül E. M. McMillan felfedezte a szinkrociklotron-elvet. 1949-ben D. H. Wilkinson megalkotta az első impulzusanalizátort, ami analóg-digitális átalakítón alapult. 1955-ben R. L. Hofstadter elektrongyorsítót használt fel sikerrel az atommag elektromágneses sajátságainak és méretének pontosabb megismerésére.

Az 1950-es évek második felében a *héj- és kollektív magmodellek* további intenzív fejlődésen mentek keresztül. S. G. Nilsson (1955) és mások megteremtették a deformált atommagok héjmodelljét, ami igen sikeresnek bizonyult a páratlan tömegszámú deformált atommagok sajátságainak leírásában. 1958-ban A. Bohr, B. Mottelson és D. Pines bevezette a magfizikába Bardeen, Cooper és Schrieffer szupravezető-elméletét. 1958-ban N. N. Bogoljubov és tőle függetlenül a magyar származású J. G. Valatin megalkotta a kvázirészecske-koncepciót. A szupravezető típusú párkorrelációs elméletet S. T. Beljajev (1959) és tőle függetlenül V. G. Solovjev (1958, 1959) fejlesztette ki. 1958-ban A. S. Davidov és G. F. Filippov megalkotta a merev háromtengelyű rotor elméletét.

A *magszimmetriák elmélete* is rohamosan fejlődött. 1937-ben Wigner Jenő felfedezte a spin-izospin szimmetriát és bevezette a SU(4) szupermultiplettet. A. Bohr felismerte az erősen deformált atommagok tengely- és reflexsíkszimmetriáját (1952). 1958-ban J. P. Elliott kiindulva a harmonikus oszcillátor

szimmetria sajátságaiból (SU[3]), sikeresen értelmezte a kollektív rotációs atommag-gerjesztéseket. E modellt tekinthetjük az első algebrai héjmodellnek.

1955-ben Brueckner bevezetett egy új, realisztikus effektív kölcsönhatást a magfizikába, az ún. „reakció G-mátrixot". A rákövetkező vizsgálatok lehetővé tették, hogy ésszerű leírást adjanak sok alapvető magsajátságra és a kétszeresen zárt maghéjak közelében az atommagok energiaspektrumaira.

Harmadik periódus: új elméletek, új kísérleti berendezések és módszerek (az 1960-as és 70-es évek)

Az 1960-as és 70-es években a *részecskefizika, valamint a gyenge és erős kölcsönhatások elmélete* rohamos fejlődésen ment át. M. Gell-Mann és G. Zweig feltételezte, hogy a mezonok hipotetikus kvark- és antikvark-párok kötött állapotai (1964), a proton pedig három kvarkból áll. 1969-ben a stanfordi 20 GeV-es elektrongyorsító segítségével kísérletileg is észlelték a protonban levő kvarkokat és meghatározták a kvarkok töltését.

S. Glashow, A. Salam és S. Weinberg 1967–68-ban egyesített leírást javasolt az elektrogyenge-kölcsönhatásra. Az elmélet szerint a gyenge kölcsönhatást a kvarkok és/vagy leptonok között nehéz $W^{\pm}$ és Z^0, egyes spinnel rendelkező bozonok közvetítik, hasonló módon, mint az elektromágneses kölcsönhatást a fotonok. Az egyesített elektrogyenge kölcsönhatási elmélet döntő megerősítése C. Rubbia és munkatársai nevéhez fűződik. 1983-ban a CERN-i szuper protonszinkrotronban sikerült kimutatni a $W^{\pm}$ és Z^0 részecskék keletkezését 270 GeV-es protonoknak 270 GeV-es antiprotonokkal való ütközése során.

Az 1970-es években született meg a kvantumszíndinamika, amit az angol **q**uantum **c**hromo**d**ynamics kezdőbetűi alapján röviden QCD-nek szoktak nevezni. Az elmélet alapján a kvarkoknak különböző sajátsága, képletesen „színe" van (pl. piros, zöld, kék) és az erős kölcsönhatásért a színes kvarkok közötti „gluoncsere" felelős.

Az új eszmék hatására egy átfogó „*standard modellt*" dolgoztak ki az 1970-es évek végén. E modell szerint az anyag alapvető összetevői a kvarkok és leptonok és ezek között négy alapvető kölcsönhatás hat: az erős, elektromágneses, gyenge és gravitációs (l. később a II. 1–4. táblázatokat).

Az erős kölcsönhatás csak a különböző színű kvarkok között hat. Az elektromágneses, gyenge és gravitációs kölcsönhatásokban mind a kvarkok, mind a leptonok részt vesznek.

A kollektív magsajátságok egyesített leírását nagymértékben elősegítette a *kölcsönhatóbozon-modell* (**i**nteracting **b**oson **m**odel, IBM) megjelenése az 1970-es évek közepén (H. Feshbach, F. Iachello 1973–74; D. Janssen, R. V. Jolos, F. Dönau 1974; A. Arima, F. Iachello 1975). A modell az atommagok kollektív kvadrupólállapotait az U(6) (azaz hatdimenziós uniter) csoport segítségével írja le. Az U(5), SU(3) és O(6) alcsoportok megfelelően a gömbszerű, deformált és γ-instabil páros-páros atommagokra jellemzőek.

Később a modellt kiterjesztették a páratlan tömegszámú atommagokra is (**i**nteracting **b**oson-**f**ermion **m**odel, IBFM; F. Iachello és O. Scholten, 1979).

A *félvezető detektorok megjelenése* forradalmi változást hozott az α-, β- és γ-spektroszkópiai vizsgálatokban (E. M. Pell, G. T. Ewan és A. J. Tavendale). A Ge-detektorok energiafelbontása több mint egy nagyságrenddel jobb, mint a széles körben használt szcintillációs (pl. NaI[Tl]) detektoroké.

Az 1960-as évektől kezdve számos izotópszeparátort helyeztek üzembe, amelyek közül egyesek a gyorsított nyalábokkal előállított radioaktív izotópokat a besugárzás alatt, folyamatosan szeparálták. Így lehetővé vált a stabilitási sávtól távol eső (rövid felezési idejű) új izotópok azonosítása és bomlásának vizsgálata. Ilyen berendezések voltak: TRISTAN (Ames), ISOLDE (CERN, Genf), JASZNAPP (Dubna), ISOCELE (Orsay), IRIS (Szentpétervár) stb.

Érdekes fejlemény volt az izobáranalóg-állapotok (**i**sobar **a**nalogue **s**tates, IAS) felfedezése (*p,n*) reakcióban [Anderson, Wong 1961]. Egyszerű (részecskés) nívókat viszonylag nagy gerjesztési energiáknál is sikerült azonosítani.

Fejlődés az 1980-as évektől

Az 1980-as évektől napjainkig tartó fejlődés néhány fontosabb eredményét a X. fejezetben, ill. – a nagyenergiájú fizika eredményeit – a II. kötetben tekintjük át (Fényes T., 2007: Részecskék és kölcsönhatásaik, Kossuth Egyetemi Kiadó, Debrecen).

DUPress

I. 2. A MAGFIZIKA JELENTŐSÉGE

Látható világunk anyagának döntő többsége atommagokban van koncentrálva, így a természet megismerésében az atommagoknak kiemelt jelentősége van. Az atommagok töltése szabja meg az elektronhéjon lévő elektronok számát, így közvetve azok kémiai sajátságait, az elemek periódusos rendszerét, az atomok, molekulák és nagyobb struktúrák kialakulását. A Nap sugárzó energiája atommagfolyamatokból származik és a napenergia elengedhetetlen a földi életünkhöz, az emberi, állati, növényi élethez. A Nap sugárzó energiája tette lehetővé Földünk szén- és olajkészletének kialakulását is.

Az atommag olyan „laboratórium", ahol egyaránt tanulmányozhatók az *erős, elektromágneses és gyenge kölcsönhatások*. Az atommag vizsgálata elvileg is újat ad az alapvető kölcsönhatásokra, mivel a kétnukleon-kölcsönhatásokból pl. a magerők telítettségi jellege nem érthető meg teljesen. Az atommagra mint nukleonokból (fermionokból) felépített rendszerre a Pauli-elv érvényes és ez alapvető befolyást gyakorol a magszerkezet kialakulására.

A magszerkezet kialakulásának megértéséhez a *többtestprobléma* megoldása szükséges. A többtestprobléma a fizika általános problémája, ami számos területen jelentkezik. Pl. a nukleonokon belül a kvarkok, a molekulákon belül az atomok, a szilárdtestekben, folyadékokban a molekulák (atomok), a plazmában az ionok stb. Így az atommag többtestproblémájának közelítő megoldásában alkalmazott módszerek számos más területen is hasznosak. A magszerkezeti szimmetriák leírására használt csoportelméleti módszerek pl. alkalmasak molekulák és kvarkok tárgyalására is.

Tárológyűrűkben teljesen lefosztott nehéz atommagok is tárolhatók. Ez új lehetőséget teremt az *atomfizikai* vizsgálatokhoz. Pl. az elektronhéjától megfosztott atommag energiamérlege oly erősen megváltozhat, hogy egy normálisan stabil atommag β-aktívvá válik és az emittált elektron befogódhat az atomhéjon.

A magfizika az *asztrofizikát és kozmológiát* nagyon fontos információkkal látja el, melyek az atommagszintézissel, neutrínókkal, csillagfejlődéssel, térszerkezettel, termodinamikával, az ősrobbanással kapcsolatosak. A stabilitási sávtól távoli atommagok sajátságainak ismerete fontos az elemek kialakulásának megértéséhez (pl. a gyors és lassú neutronbefogási folyamatok révén). A maganyag vizsgálata nagy sűrűségeknél fontos a szupernóvarobbanások és a neutroncsillagok kialakulásának megismeréséhez. A magfizika eredményeit széles körben használják az *űrkutatásban*.

EURIS

Számos probléma közös a mag- és *részecskefizikában*. Pl. a hadronanyag vizsgálata, a hadron szerkezete, az atommagok állapotegyenlete, a kvark-gluon plazma, erős kölcsönhatások, a hipermagok fizikája, neutrínótömeg, a szabad neutronok sajátságai, az atommagok és részecskék szimmetriái stb.

A magfizika módszereit széles körben alkalmazzák a *geológiában*, pl. kőzetek korának meghatározására, a *biológiai és biomolekuláris kutatásokban*, az *orvostudományokban, a technikai tudományokban és az iparban, művészettörténetben, archeológiában* stb.

Az atommaghasadáskor felszabaduló energia alapvetően fontos az emberi társadalom számára. A huszonegyedik század elején (2006) Európában a villamosenergia kb. 31%-a *atomenergiából* származott. A távlatok szempontjából igen fontos az atommagfúzióban felszabaduló energia békés hasznosítása is.

A magfizika fontos szerepet játszik a természetről alkotott *filozófiai nézeteink* kialakításában.

Mind a mai napig azonban nem vagyunk birtokában olyan egységes, zárt elméletnek, ami a magszerkezet és a magátalakulások igen változatos sajátságait kielégítően leírná, úgy mint pl. a Maxwell-egyenletek az elektromágneses jelenségeket. A magfizika változatlanul alapvető jelentőségű természettudományos kutatási irány napjainkban is.

DUPress

DUPress

II. AZ ATOMMAGOK ALAPVETŐ SAJÁTSÁGAI

E fejezetben rövid áttekintés található az anyag alapvető építőköveiről és a köztük fellépő kölcsönhatásokról, továbbá az atommagok sajátságairól (méret, tömeg, kötésenergia, paritás, spin, elektromos és mágneses nyomatékok, izospin) és az atommag-nívórendszerek főbb jellemzőiről.

II. 1. AZ ANYAG ALAPVETŐ ÖSSZETEVŐI ÉS KÖLCSÖNHATÁSAIK

A jelenlegi tudásunk szerint az anyag alapvető építőkövei a *kvarkok és leptonok*. Mind a kvarkok, mind a leptonok pontszerűek és szerkezet nélküliek $\leq 10^{-17}$ m nagyságrendben. A kvarkok és leptonok egymással négy, nyilvánvalóan különböző kölcsönhatásba léphetnek, ezek az erős, elektromágneses, gyenge és gravitációs kölcsönhatások. Általánosan elfogadott, hogy minden kölcsönhatást speciális kölcsönhatási kvantum cseréje közvetít.

A kvarkok és leptonok néhány fontosabb jellemző adata a II. l. táblázatban látható. A táblázat tartalmazza az erős, elektromágneses és gyenge kölcsönhatások kvantumainak adatait is. A gluonok jellemző mérete $< 10^{-16}$ m.

A kvarkoknak és *gluonoknak* van egy ún. „*szín*"-kvantumszáma. Az elsődleges alapszínek lehetnek pl. piros, zöld, kék (az angol **r**ed, **g**reen, **b**lue után R, G, B betűkkel jelölve). A kvarkok között erős kölcsönhatás lép fel színcsere révén. A természetben előforduló kvarkok együttes kötött állapotban „színtelenek" vagy „fehérek". A leptonoknak nincs színkvantumszáma.

A kvarkoknak és leptonoknak több típusa, „*íze*" van. Az I. családba az *u*-, *d*-kvarkok, valamint az e^-, ν_e-leptonok, a II. családba a *c*-, *s*-kvarkok és a μ^- ν_μ-leptonok; végül a III. családba a *b*-, *t*-kvarkok és a τ^-, ν_τ-leptonok tartoznak. Az I–III. családokba tartozó megfelelő töltésű kvarkok és leptonok azonosak minden sajátságban, kivéve a tömeget. Az anyagfelépülésben elektromos töltés szerinti

DUPress

II. 1. táblázat. Az anyag alapvető építőkövei: kvarkok, leptonok és térkvantumok

	Név	Szimbólum	Nyugalmi energia	Elektromos töltés *(e)*	Spin *J (ħ)*
		SZÍN ⟶			
	KVARKOK*				
Í	fel	u (u_R, u_G, u_B)	1,5 ÷ 3,3 MeV	+2/3	½
Z	le	d (d_R, d_G, d_B)	3,5 ÷ 6,0 MeV	– 1/3	½
	bájos	c (c_R, c_G, c_B)	1,27 GeV	+2/3	½
	ritka	s (s_R, s_G, s_B)	104 MeV	– 1/3	½
	felső	t (t_R, t_G, t_B)	171,2 GeV	+2/3	½
	alsó	b (b_R, b_G, b_B)	4,20 GeV	– 1/3	½
	LEPTONOK				
	elektron	e^-	0,511 MeV	–1	½
	„ neutrínó**	ν_e	<2 eV	0	½
	müon$^-$	μ^-	105,658 MeV	–1	½
	„ neutrínó**	ν_μ		0	½
	tau$^-$	τ^-	1777 MeV	–1	½
	„ neutrínó**	ν_τ		0	½
	TÉRKVANTUMOK (MÉRTÉKBOZONOK)				
	foton	γ	0	0	1
	gyenge bozonok	W^+	80,398 GeV	+1	1
		W^-	80,398 GeV	–1	1
		Z^0	91,188 GeV	0	1
	gluonok (i = 1, 2,…8)	g_i	0	0	1

* Az R, G, B betűk különböző színeket jelölnek, pl. az angol red, green és blue szavak után pirosat, zöldet és kéket. A kvarkok elnevezése az angol up *(u),* down *(d),* strange *(s),* charmed *(c),* bottom *(b)* és top *(t)* szavak után történt. A feltüntetett nyugalmi energiák csupasz részecskékre vonatkoznak. Magszerkezeti szempontból inkább az alkotórész (constituent) kvarkenergiák az irányadók, amik a gluon és kvark-antikvark felhők hozzájárulását is tartalmazzák, plusz a kvarkok kinetikus energiáit a nukleonokban. Az „alkotórész" nyugalmi energia *u* és *d* kvarkokra: ~313 MeV. Mind a kvarkokhoz, mind a leptonokhoz tartozik egy megfelelő antirészecske, melynek tömege és felezési ideje pontosan olyan, mint a részecskénél, de ellentétes az elektromos töltése, mágneses nyomatéka, barionszáma, leptonszáma és a gyenge izospin harmadik komponense. Az antikvarkoknak antiszíne van.

** Az *e*-, *μ*- és *τ*-neutrínók tömegei jelenleg (2008) nem ismertek. A trícium bomlásából a $\bar{\nu}_e$ tömegére < 2 eV/c² felső határt nyertek. A neutrínók spinje longitudinálisan polarizált. Ha Z a sebesség irányát jelenti, neutrínókra a spin Z komponense $J_z = -1/2$ (balkezes), antineutrínókra + 1/2 (jobbkezes).

A részecskék részletesebb sajátságait l. a *Particle Data Group* [2008] közleményben, továbbá a jelen könyv második kötetében [Fényes 2007].

DUPress

szimmetria érvényesül. Jelenleg megválaszolatlan kérdés, miért vannak a kvark- és leptoncsaládok megháromszorozva.

Az anyag atomokból áll, és az atomok atommagot és elektronokat tartalmaznak. Az atommag összetevői a *nukleonok* (protonok és neutronok). Az atommagbomlásokban elektronok, pozitronok és a hozzájuk tartozó neutrínók, ill. antineutrínók is megjelennek.

A nukleonok az összetevőik révén lépnek egymással kölcsönhatásba és az erős kölcsönhatásuk bozoncsere útján történik. Az erős kölcsönhatásban résztvevő bozonokat (egész spinű részecskéket) gluonoknak, ill. a mezontérelméleti leírásban *mezonoknak* nevezzük. A mezonok családjába tartoznak pl. a következő részecskék: π^+, π^-, π^0, K^+, K^-, K^0, η^0, ρ^0, ρ^+, ρ^-, ω^0 …

II. 2. táblázat. Néhány hadron legfontosabb jellemzői

			Részecske	Antirész.	Nyug. energia (MeV)	Elektr. töltés (e)	Spin (ħ) Paritás	Izospin T	Tz	Közepes életidő (s)
Hadronok (erősen kölcsönható részecskék)	Mezonok* (egész spinek, bozonok)		π^0		134,98	0	0^-	1	0	0,84 ×10⁻¹⁶
			π^+	π^-	139,57	+1 −1	0^-	1	+1 −1	2,603 ×10⁻⁸
			K^+	K^-	493,68	+1 −1	0^-	1/2	+1/2 −1/2	1,2380 ×10⁻⁸
			K^0	$\overline{K}^0$	497,61	0	0^-	1/2	−1/2 +1/2	K_S^0 0,8953 ×10⁻¹⁰ K_L^0 5,116 ×10⁻⁸
			η		547,85	0	0^-	0	0	5,1 ×10⁻¹⁹
			ρ^0		775,5	0	1^-	1	0	4,41 ×10⁻²⁴
			ρ^+	ρ^-		+1 −1	1^-	1	+1 −1	
			ω^0		782,65	0	1^-	0	0	7,75 ×10⁻²³
			…							
	Barionok (féles spinek, fermionok)	Nukleonok	p	$\overline{p}$	938,27	+1 −1	$1/2^+$	1/2	+1/2	> 10³¹ ÷ 10³³ év
			n	$\overline{n}$	939,57	0 0	$1/2^+$	1/2	−1/2	885,7
		Hiperonok	Λ	$\overline{\Lambda}$	1115,7	0	$1/2^+$ $1/2^-$	0	0	2,631 ×10⁻¹⁰
			Σ^+	$\overline{\Sigma}^+$	1189,4	+1 −1	$1/2^+$ $1/2^-$	1	+1 −1	0,8018 ×10⁻¹⁰
			Σ^0	$\overline{\Sigma}^0$	1192,6	0 0	$1/2^+$ $1/2^-$	1	0 0	7,4 ×10⁻²⁰
			Σ^-	$\overline{\Sigma}^-$	1197,4	−1 +1	$1/2^+$ $1/2^-$	1	−1 +1	1,479 ×10⁻¹⁰
			Ξ^0	$\overline{\Xi}^0$	1314,9	0	$1/2^+$ $1/2^-$	1/2	+1/2 −1/2	2,90 ×10⁻¹⁰
			Ξ^-	$\overline{\Xi}^-$	1321,7	−1 +1	$1/2^+$ $1/2^-$	1/2	−1/2 +1/2	1,639 ×10⁻¹⁰
			Ω^-	$\overline{\Omega}^-$	1672,4	−1 +1	$3/2^+$ $3/2^-$	0	0	0,821 ×10⁻¹⁰
			…							

Részletesebb mezon- és barionadatok találhatók a Particle Data Group [2008] közleményben. A teljes szélesség (Γ) és közepes élettartam (τ) közötti összefüggés: $\Gamma = 6{,}582 \times 10^{-22}/\tau$ MeV, ahol τ *s*-ban van megadva.

Dunapress

Az erősen kölcsönható fermionok (azaz feles spinű részecskék) közös neve: *barion*. A barion család tagjai a nukleonok (protonok és neutronok), a nukleonok gerjesztett állapotai (jelölésük: *N,* ha az izospin $I = 1/2$; *Δ,* ha $I = 3/2$), valamint a különböző *hiperonok*: Λ, Σ^+, Σ^-, Σ^0, Ξ^0, Ξ^-, Ω^- stb. Hiperonoknak azokat a barionokat nevezzük, amelyekben *s*-kvark is van. Vannak *c*-, ill. *b*-kvark-tartalmú barionok is, ezeket alsó indexszel jelölik, pl. Λ_c^+.

A barionok és mezonok (azaz az erősen kölcsönható részecskék) közös neve: *hadron*.

Néhány hadron legfontosabb sajátságairól a II. 2. táblázat ad áttekintést.

A protonok sugara meghatározható különböző szórási kísérletekből, a töltéssugárra eredményül 0,875 ± 0,007 fm (1 fm = 10^{-15} m) adódott.

A mezonok jellemző mérete a nukleon- (~ 1 fm) és kvark- (≤ 0,01 fm) -méret között van.

A barionok három valenciakvarkból épülnek fel, de vannak bennük – a kvarkok összetartását biztosító, nyugalmi tömeg nélküli – gluonok, valamint kis mennyiségben ún. tengerkvarkok (kvark-antikvark-párok) is. A mezonok kvark-antikvark-párokból és gluonokból állnak. Egyes hadronok valenciakvark-összetétele a II. 3. táblázatban látható.

A nukleon nyugalmi energiája (~ 939 MeV) sokkal nagyobb, mint a csupasz valencia *u*-kvarké (≤ 3,3 MeV), ill. *d*-kvarké (≤ 6 MeV), amelyekből a nukleon összeáll. A különbséget a kvarkok kinetikus energiája, valamint a gluonok és kvark–antikvark-felhő hozzájárulása okozza. Ezért vezették be az alkotórész (vagy összetevő, constituent) kvarktömeget, ami *u*- és *d*-kvarkokra ~ 313 MeV. Ezekből három már közelítőleg kiadja a nukleontömeget.

II. 3. táblázat. Néhány hadron valenciakvark-szerkezete
{Szimbólum, elektromos töltés (e), spin *(ħ)* és ennek iránya}

Mezon: kvark–antikvark-pár, együtt színtelenek

$\{\pi^+, 1, 0\} \approx \{u, 2/3, 1/2\uparrow\} + \{\bar{d}, 1/3, 1/2\downarrow\}$

$\{\pi^-, -1, 0\} \approx \{\bar{u}, -2/3, 1/2\uparrow\} + \{d, -1/3, 1/2\downarrow\}$

$\{K^+, 1, 0\} \approx \{u, 2/3, 1/2\uparrow\} + \{\bar{s}, 1/3, 1/2\downarrow\}$

Barion: három kvark, együtt színtelenek

$\{p, 1, 1/2\} \approx \{u, 2/3, 1/2\} + \{u, 2/3, 1/2\} + \{d, -1/3, 1/2\}$

$\{n, 0, 1/2\} \approx \{u, 2/3, 1/2\} + \{d, -1/3, 1/2\} + \{d, -1/3, 1/2\}$

Hiperon: három kvark, együtt színtelenek

$\{\Sigma^+, 1, 1/2\} \approx \{u, 2/3, 1/2\} + \{u, 2/3, 1/2\} + \{s, -1/3, 1/2\}$

$\{\Xi^-, -1, 1/2\} \approx \{d, -1/3, 1/2\} + \{s, -1/3, 1/2\} + \{s, -1/3, 1/2\}$

DUPress

A természetben előforduló *négy alapvető kölcsönhatás* közül (erős, elektromágneses, gyenge és gravitációs) messze a gravitációs a leggyengébb, így ez utóbbi a magfizikában nem fejt ki észrevehető hatást. Az összes többinek van szerepe. Egyes részecskéknek elektromos töltése van, másoknak nincs. A töltött részecskék részt vesznek az elektromágneses kölcsönhatásban. A leptonok ezenkívül gyengén is kölcsönhatnak. A kvarkok (és antikvarkok) mind a négy alapvető kölcsönhatásban részt vesznek.

A négy alapvető kölcsönhatás jellemzőit a II. 4. táblázat tartalmazza.

Az elektromágneses és gyenge kölcsönhatások elméletét Glashow, Salam és Weinberg egyesítette 1967–68-ban. Az elektrogyenge-elmélet szerint a közbenső $W^{\pm}$ és Z^0 bozonoknak a csatolása a leptonokhoz és kvarkokhoz ugyanolyan, mint a fotonoké a leptonokhoz és kvarkokhoz. A $W^{\pm}$ és Z^0 *részecskék* úgy viselkednek, mint nehéz fotonok.

A gyenge kölcsönhatások megváltoztatják a kvarkok és leptonok ízét. Például a *d* kvark átalakulhat *u* kvarkká vagy a müon elektronná (ez utóbbi pl. a $\mu^- \rightarrow e^- + \overline{\nu}_e + \nu_\mu$ folyamatban).

Az anyag alapvető összetevőit és kölcsönhatásaikat a második kötetben tárgyaljuk részletesen [Fényes 2007].

II. 4. táblázat. Az anyag alapvető összetevői és kölcsönhatásaik a standard modell szerint

Alapvető összetevők	Térkvantumok	Kölcsönhatás
Kvarkok	Gluon	Erős
	Foton	Elektromágneses
Leptonok	$W^{\pm}$, Z^0	Gyenge
	Graviton	Gravitáció

Kölcsönhatások

Név	A tér forrása	Rel. erősség	Hatótáv (m)	Tipikus közepes élettartam bomlásra (s)	Tipikus hatáskeresztmetszet (cm^2)
Erős	Színtöltés	~ 1, nagy távolság < 1, kis távolság	$\leq 10^{-15}$	10^{-22}–10^{-24}	10^{-26}
Elektromágn.	Elektromos töltés	~ 1/137	∞	10^{-18}–10^{-20}	
Gyenge	Gyenge töltés	~ 10^{-6}	~ 10^{-18}	> 10^{-12}	10^{-38}
Gravitáció	Tömeg	~ 5×10^{-39}	∞		

Az adatok csak durva orientációra használhatók.

II. 2. AZ ATOMMAGOK SAJÁTSÁGAI

II. 2. 1. Az atommagok mérete

Az atommagok méretére az első információt Rutherford α-szórási kísérletei szolgáltatták 1911-ben.* Ezek szerint, ha a bombázó részecske és a céltárgy-atommag közti távolság $> 10^{-14}$m, csak Coulomb-kölcsönhatás hat a részecskék között. Így a magerők hatótávolsága (és maga az atommag) ennél kisebb kell legyen.

Az idők folyamán számos módszert dolgoztak ki az atommagok töltés- és tömegeloszlásának meghatározására. A legfontosabbak a következők.

Töltéseloszlás:

– Rugalmas elektronszóródás.
– Röntgensugárzás atomokból és müonatomokból (izotópeltolódás).
– Optikai spektrumok.

Anyageloszlás:

– Rugalmas *p*-, *n*-, α-szóródás.
– $\pi^{\pm}$-, K^{+}-mezon-szóródás.
– Reakció-hatáskeresztmetszetek *p*-, *n*-, antiproton-, pion-, kaon-nyalábokkal.

Speciális nukleonpályák sugara:

– Átadási reakciók.
– Töltéscsere-reakciók: *(n, p)* stb.
– Coulomb-eltolási energiák.
– Mágneses elektronszóródás.

Az elektronok és müonok nem vesznek részt az erős kölcsönhatásban (l. II. 1. és 4. táblázatokat) és nem hoznak létre átrendeződést az atommag szerkezetében. Az elektromágneses kölcsönhatás törvényei jól ismertek. Így az első három módszer alapvető fontosságú.

A nukleon és mezon bombázó részecskék erős kölcsönhatásba lépnek az atommagokkal és képesek információt szolgáltatni nemcsak a magtöltés, hanem a maganyag eloszlásáról is. Másrészről a kísérleti adatok kiértékelése nehezebb, mivel a magkölcsönhatások törvényei nagyon bonyolultak, továbbá a bombázó részecskék megzavarhatják a magszerkezetet.

* Megjegyzés: A Rutherford-szórás elemi tárgyalása megtalálható alapvető tankönyvekben (l. pl. [Budó, Mátrai 1985, III. kötet, 335. o.] vagy [Erostyák és mts. 2006, 348. o.]. A jelen könyvben a Rutherford-szórási formulát a direkt magreakciók tárgyalása során vezetjük le, a VIII. 3. 3. pontban.

EU Press

Töltéssugarak és a magtöltés eloszlása

Elektronsugarakkal az atommag különböző összetevői (az atommag egésze, nukleonok, kvarkok) egyaránt vizsgálhatók.

A szabad relativisztikus elektron teljes energiája *(E)* függ az impulzustól *(p)* és a nyugalmi energiától ($E_o = m_e c^2 = 0{,}511$ MeV) a következő összefüggés szerint:

$$E = \sqrt{(cp)^2 + E_0^2}\,,$$

ahol c a fénysebesség és m_e az elektron nyugalmi tömege. Az elektron kinetikus energiája E_k a következő kifejezésből számítható:

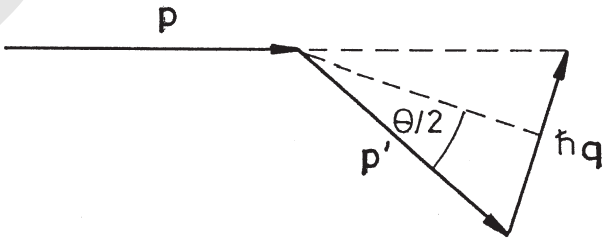
$$E_k = E - E_o = \sqrt{(cp)^2 + E_o^2} - E_0\,.$$

Ultrarelativisztikus esetben $c|p| >> E_o$, $E_k \approx E \approx c|p|$, és az elektron redukált hullámhossza $\lambda\!\!\!^{-} = \dfrac{\hbar}{p} \approx \dfrac{\hbar c}{E} \approx \dfrac{200}{E}$ fm. (E MeV-ben, 1 fm = 10^{-15} m).

Ha $E = 100$ MeV és $\lambda\!\!\!^{-} \approx 2$ fm, akkor az elektron hullámhossza $\lambda \approx 13$ fm és az elektron az egész magot látja. Növekvő elektronenergiáknál az elektron hullámhossza csökken és így lehetőség nyílik a magon belüli nukleonok, mezonok, ill. kvarkok vizsgálatára is ($E \approx 20$ GeV esetében $\lambda \approx 0{,}06$ fm).

Az elektronszórási kísérletekben mérhető a különböző θ irányokba rugalmasan szórt elektronok száma (l. II. 1. ábrát). A kísérletileg mért differenciális rugalmas szórási hatáskeresztmetszet (l. később a VIII. 2. 1. pontban) dσ/dΩ összevethető az elmélet eredményével:

$$\frac{d\sigma_M(\theta)}{d\Omega} = \frac{Z^2 e^4}{4E^2} \frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)\left[1 + \dfrac{2E}{Mc^2}\sin^2(\theta/2)\right]}, \qquad \text{(II. 1.)}$$



II. 1. ábra. A ***p*** impulzusú elektronok rugalmas szóródása atommagon; ħ***q*** az átadott impulzus.

ahol Z és M az atommag rendszáma, ill. tömege, Ω a térszög. A formulát Mott vezette le a következő feltevések mellett: az atommag pontszerű, $Z << 137$, az elektron sebessége közel van a fénysebességhez, a céltárgy spinje és mágneses nyomatéka zéró.

Ha az atommag nem pontszerű, az atommagot térfogatelemekre lehet bontani és minden elemre lehet számítani a koherens elektronszórást. Ha integráljuk a szórt hullámokat és figyelembe vesszük a helyes fázisokat, egy korrigált differenciális hatáskeresztmetszetet kaphatunk.

A számításokat viszonylag könnyen el lehet végezni Born-közelítésben (l. később a VIII. 3. 3. pontban). Az eredmény a következő:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_M(\theta)}{d\Omega}\left|\int_V \rho^e(\boldsymbol{r}) e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}} d\nu\right|^2 = \frac{d\sigma_M(\theta)}{d\Omega}\left|F(\boldsymbol{q})\right|^2, \qquad \text{(II. 2.)}$$

ahol $\rho^e(\boldsymbol{r})$ a töltéssűrűség, $\boldsymbol{q}$ az átadott impulzus (l. II. 1. ábrát), $F(\boldsymbol{q})$ az alakfaktor és V az atommag térfogata.

Az alacsonyenergiájú ($E < 100$ MeV) elektronszórásban az elektron az egész magot látja. Ha a töltéseloszlás gömbszimmetrikus, célszerű gömbi polárkoordinátákat használni. Elvégezve a szükséges transzformációkat, majd sorfejtést alkalmazva az alakfaktor a következő alakba írható:

$$F(\boldsymbol{q}) = 1 - \frac{q^2\left\langle r^2\right\rangle}{6} + \ldots \qquad \text{(II. 3.)}$$

ahol

$$\left\langle r^2\right\rangle \equiv \int_V \rho^e(\boldsymbol{r}) r^2 d\nu \qquad \text{(II. 4.)}$$

a közép-négyzet-sugár és a magtöltés egységnyire lett normálva ($\int_V \rho^e(\boldsymbol{r}) d\nu = 1$).

Ez azt jelenti, hogy ha meghatározzuk az $F(\boldsymbol{q})$ alakfaktort az átadott impulzus négyzetének ($\boldsymbol{q}^2$) függvényeként, meg tudjuk határozni a közép-négyzet-sugarat modellfüggetlen módon.

A gyök-közép-négyzet- (root-mean-square, rms) -sugárból $R_{rms} \equiv \sqrt{\left\langle r^2\right\rangle}$ kiszámítható egy R sugárparaméter, ami ekvivalens egyenletes eloszlásnak felel meg. Egyenletes eloszlás esetén

$$\rho^e(r,R) = \begin{cases} \rho_0^e, & \text{ha } r \le R \text{ és} \\ 0, & \text{ha } r > R. \end{cases}$$

DUPress

Azt mondhatjuk, hogy a ρ_0^e egyenletes eloszlás ekvivalens a $\rho^e(\boldsymbol{r})$ magsűrűség-eloszlással, ha az ugyanakkora töltést tartalmaz és az alacsonyenergiájú elektronokat ugyanúgy szórja. Megköveteljük, hogy a töltéseloszlás zéró- és másodrendű nyomatéka egyenlő legyen:

$$1 = \int_V \rho^e(\boldsymbol{r})\,dv = \int_V \rho_0^e(\boldsymbol{r})\,dv = 4\pi\rho_0^e \int_0^R r^2\,dr = \frac{4\pi\rho_0^e}{3}R^3, \qquad \text{(II. 5.)}$$

$$\left\langle r^2 \right\rangle = \int_V \rho^e(\boldsymbol{r})r^2\,dv = \int_V \rho_0^e(\boldsymbol{r})r^2\,dv = 4\pi\rho_0^e \int_0^R r^4\,dr = \frac{4\pi\rho_0^e}{5}R^5. \qquad \text{(II. 6.)}$$

Elosztva a második egyenletet az elsővel, azt kapjuk, hogy $\left\langle r^2 \right\rangle = \frac{3}{5}R^2$ és

$$R = \sqrt{\frac{5}{3}}\sqrt{\left\langle r^2 \right\rangle} = 1{,}291\,R_{rms}. \qquad \text{(II. 7.)}$$

Nagyenergiájú ($E > 100$ MeV) elektronütközés esetén az elektron hullámhossza $\lambda < 13$ fm és a mérés érzékeny a *magtöltéseloszlás részleteire* is. Következésképpen, a gyök-közép-négyzet-sugáron kívül, a töltéseloszlás alakja is meghatározható, de sokkal komplikáltabb kiértékelés árán.

A középnehéz és nehéz atommagok töltéseloszlása modellfüggvénnyel is leírható, pl. a kétparaméteres Fermi-függvénnyel:

$$\rho_F^e(r) = \frac{\rho_0^e}{1 + e^{(r-\bar{R})/d}}, \qquad \text{(II. 8.)}$$

ahol $\bar{R}$ annak a sugárnak felel meg, aminél a konstans sűrűség ρ_0^e felére csökken; d a felület diffuzitása, d helyett gyakran a felület vastagságát (t) használják; t az a sugárkülönbség, ami a $0{,}9 \times \rho_0^e$-től $0{,}1 \times \rho_0^e$-ig terjedő sűrűségértékekhez tartozik (l. II. 2. ábrát). A kétparaméteres Fermi-eloszlásra fennállnak a következő összefüggések: $t \approx 4{,}4\,d \approx 2{,}4 \times 10^{-15}$ m.

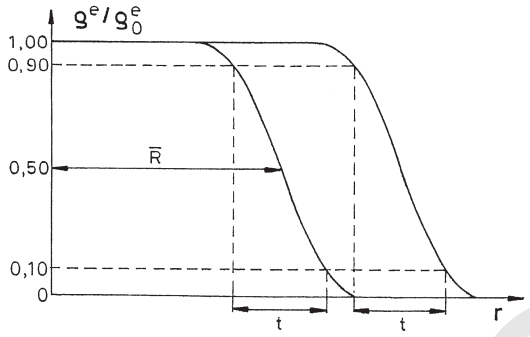
Háromparaméteres Fermi-sűrűségeloszlási függvénnyel a $\rho_0^e(\boldsymbol{r})$ centrális részének lehetséges emelkedése (vagy süllyedése) is figyelembe vehető.

A $\rho^e(\boldsymbol{r})$ töltéseloszlásból a közép-négyzet-sugár a (II. 6.) egyenlet segítségével határozható meg.

A modellfüggvények felhasználása a töltéssűrűségre viszonylag egyszerű, de a modellfüggvények a sűrűségeloszlás különböző részeit eleve meghatározott összefüggésbe hozzák.

Modelltől független analízisnél a sűrűségeloszlást megfelelően megválasztott próbafüggvények összegeként írják le, ahol a függvények szabad paramétereit a kísérleti adatokhoz való illesztés útján határozzák meg. Ez az eljárás nagyon komplikált számításokat kíván, de egyedi sajátságok (pl. héjeffektusok) leírására is alkalmas és hibahatárokat is megad a töltéssűrűségekre.

DUPress



II. 2. ábra. A Fermi-töltéseloszlás alakja két különböző méretű atommagra.

A Mott által levezetett (II. 1.) formula nem veszi figyelembe a mag mágneses dipól nyomatékának hatását az elektronszórásra. Középnehéz és nehéz magoknál és kis szórási szögeknél e közelítés kielégítő, mivel a *Ze* töltés nagy és az atommag mágneses nyomatéka (μ) nagyon kicsi. |μ| rendszerint három nagyságrenddel kisebb, mint az elektron mágneses nyomatéka $|\mu_B|$ (l. később a II. 2. 4. pontban). Mindazonáltal alacsony *Z* értékeknél és nagy szórási szögeknél a differenciális szórási hatáskeresztmetszet észrevehetően függ az atommag mágneses nyomatékától [De Witt Huberts 1983], [Frois 1983].

A mágneses szóródás érzékeny mind a neutronok, mind a protonok térbeli eloszlására. Így a mágneses szóródás vizsgálatából igen értékes információhoz juthatunk ugyanazon e^--szórási kísérletben. Egy ugyanazon pályán, de ellentétes irányban keringő nukleonpár nem ad hozzájárulást a keringési mágneses nyomatékhoz. Így a páros-páratlan magokban a rugalmas mágneses szórás nagyon érzékeny a pár nélküli nukleon sajátságaira.

A müon nagyon hasonló az elektronhoz. Mindkét részecske lepton, és ezek nem vesznek részt az erős kölcsönhatásban. Az elektromos töltések és spinek szintén azonosak. A legfontosabb különbség az, hogy a müon két nagyságrenddel nehezebb, mint az elektron ($m_\mu = 207\ m_e$). Következésképpen, ha egy elektront az atomhéjon müonnal helyettesítünk, a müonpálya Bohr-sugara 207-szer kisebb lesz, mint az elektronpályáé. (A Bohr-modell szerint az elektronpálya sugara fordítva arányos az elektron tömegével.) Egy belső atomhéjon ($1s_{1/2}$, $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$ …) lévő müon nagyon közel kerül az atommaghoz (olyannyira, hogy a hullámfüggvény kiterjedt volta miatt részben benne is van) és így a mag töltéseloszlására nagyon érzékeny.

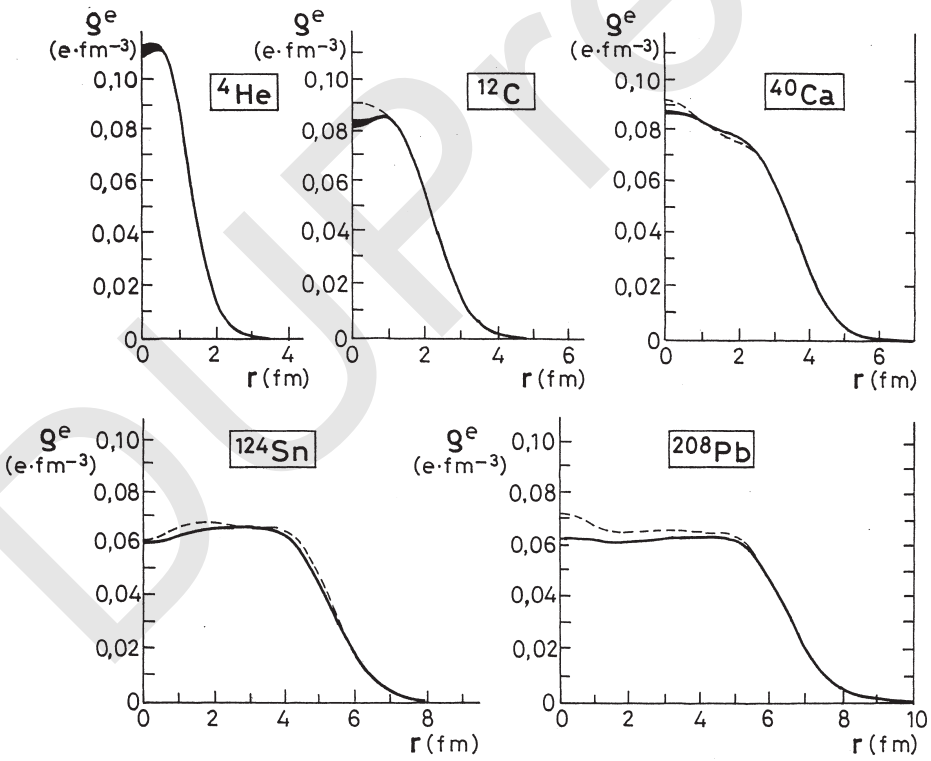
Az atommag felé közelítő müon átmeneteket végez külső atomhéjpályákról a belsőkre, miközben elektromágneses sugárzást bocsát ki. A röntgensugárzás

kvantumenergiája a belső héjak között a MeV tartományban van, így a sugárzás jól vizsgálható pl. félvezető Ge-spektrométerekkel.

A kísérleti töltéseloszlást néhány atommagra a II. 3. ábrán tüntettük fel. A magfelület nem éles, a töltéssűrűség fokozatosan csökken a legnagyobb sugarak irányában.

A magtöltés-eloszlást számítani is lehet. Általában felteszik, hogy a magtörzsnek van egy átlagtere, amiben a nukleonok keringenek. A valencianukleonok közötti rövid hatótávolságú kölcsönhatásokat rendszerint fenomenológiai effektív kölcsönhatásokkal közelítik. Dechargé, Gogny [1980] elméleti számítási eredményei nagyon közel vannak a kísérleti adatokhoz, mint az a II. 3. ábrán látható.

A *gyök-közép-négyzet-(töltés) sugár* $R_{rms} \equiv \sqrt{\langle r^2 \rangle}$ *függ az atommag rendszámától és neutronszámától is.*



II. 3. ábra. Alapállapoti töltéssűrűség-eloszlás (ρ^e) néhány atommagra elektronszórási és müon röntgensugárzási mérésekből [Frois 1983]. A szaggatott görbék átlagtér többtest- (mikroszkopikus) elméleti eredményeket mutatnak [Dechargé, Gogny 1980], Frois [1983] alapján.

DUPress

a) A stabilitási völgy fenekén a rendszám Z_{stab} és tömegszám A_{stab} között a következő közelítő összefüggés áll fenn:

$$Z_{stab} = \frac{A_{stab}}{1{,}98 + 0{,}016\, A_{stab}^{2/3}}. \qquad \text{(II. 9.)}$$

E magokra a magsugár *(R)* függése a tömegszámtól *(A)* követi az egyenletesen töltött folyadékcsepp-modell jóslatát:

$$R = r_o\, A^{1/3}, \qquad \text{(II. 10.)}$$

ahol $R = R_{stab}$, $A = A_{stab}$ és $r_o = 1{,}23$ fm (a töltéseloszlásra).

A gyakorlatban a „stab" indexet rendszerint elhagyják.

A megfelelő kifejezés a gyök-közép-négyzet-sugárra a következő:

$$R_{rms} = \frac{R}{\sqrt{5/3}} = 0{,}953\, A^{1/3} \text{ fm}. \qquad \text{(II. 11.)}$$

A (II. 10.) egyenlet szerint az atommag térfogata arányos a tömegszámmal (*A*). Az egy nukleonra eső kötésenergia (l. később a II. 7. ábrát) nagyjából állandó az $A \geq 10$ atommagokra, ami $R \geq 2{,}6$ fm magsugárnak felel meg. A magerők hatótávolsága várhatóan ez érték körül van.

A (II. 10.) formula a könnyebb magokra a kísérletinél egy kicsivel kisebb sugarakat ad, míg a nehezebbekre kicsivel nagyobbakat. A kísérleti adatokkal jobb egyezés érhető el Elton [1961] formulájával, ami figyelembe veszi a véges felületvastagságot is:

$$R_{stab}^{rms} = \left(r_0 + r_1 A_{stab}^{-2/3} + r_2 A_{stab}^{-4/3}\right) A_{stab}^{1/3} = r\left(A_{stab}\right) A_{stab}^{1/3}, \qquad \text{(II. 12.)}$$

ahol $r_o = 0{,}9$ fm, $r_1 = 1{,}5$ fm, $r_2 = -2{,}8$ fm. (L. Angeli [1991A] közleményét is.)

b) Izobár (azaz azonos tömegszámú) *atommagoknál* a (II. 12) egyenlethez viszonyítva még egy szimmetriatagot is figyelembe kell venni:

$$R_{izob}^{rms} = \left[r\left(A_{stab}\right) + a_s\left(I - I_{stab}\right)\right] A^{1/3}, \qquad \text{(II. 13.)}$$

ahol $a_s \approx -0{,}18$ fm, $I = (N-Z)/A$, $I_{stab} = (N_{stab} - Z_{stab})/A$ és Z_{stab}, ill. N_{stab} a stabilitási görbén fekvő atommag rend- és neutronszáma. [Angeli 1992; Angeli, Csatlós 1977; Myers, Schmidt 1983.]

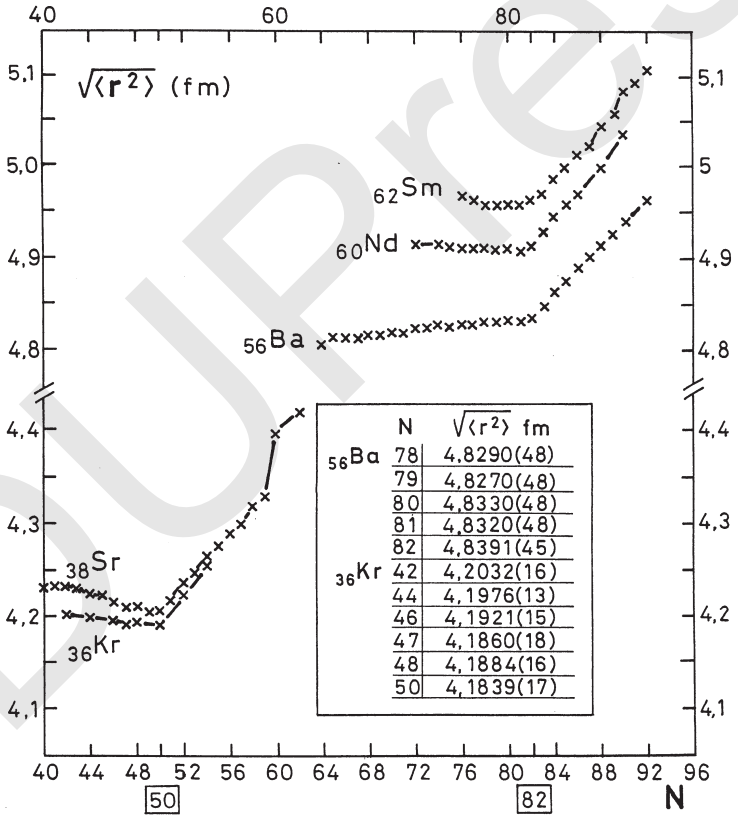
c) Távol a stabilitási sávtól a magfelület diffuzitása és így az atommagok sugara erősen változik. Itt eltérés várható a (II. 10.) egyszerű formulától.

DUPress

A magtöltéssugarak finomszerkezete

A (II. 10–12.) formulák csak a magsugarak sima változását írják le a rendszám és neutronszám függvényében, az atommag-héjeffektusokat nem veszik figyelembe.

A II. 4. ábrán a gyök-közép-négyzet-töltéssugarak láthatók a neutronszám függvényében [Nadzsakov és mts. 1994]. Az eredményeket legkisebb négyzetes analízis alapján nyerték, egyrészt elektronszórási és müonatom-spektrumokból, másrészt optikai izotópeltolódásokból. Az ábra szerint a sugaraknak finomszerkezete van, a mágikus $N = 50, 82$ számoknál változás áll be az adatok tendenciájában. Más reprezentációban a $Z = 50$ mágikus rendszám hatása is jól megfigyelhető.



II. 4. ábra. Gyök-közép-négyzet atommag-töltéssugarak ($<r^2>^{1/2}$) a neutronszám (N) függvényében Kr-, Sr-, Ba-, Nd- és Sm-izotópokra (×). Az adatok Nadzsakov és mts. [1994] munkájából származnak. A betét a numerikus adatokat és hibáikat mutatja Ba- és Kr-izotópokra Angeli [1999] kiértékelése alapján.

DUPress

Angeli [1991A] a sugarak finomszerkezetének leírására javasolta egy

$$P = N_p N_n/(N_p+N_n)$$

paraméter bevezetését a magsugár-formulába, ahol N_p (N_n) a valenciaproton- (neutron-) -részecskék (vagy lyukak) száma. A javasolt új sugárformula a következő:

$$R_{rms} = R_c + 0{,}069\ P/R_c, \qquad \text{(II. 14.)}$$

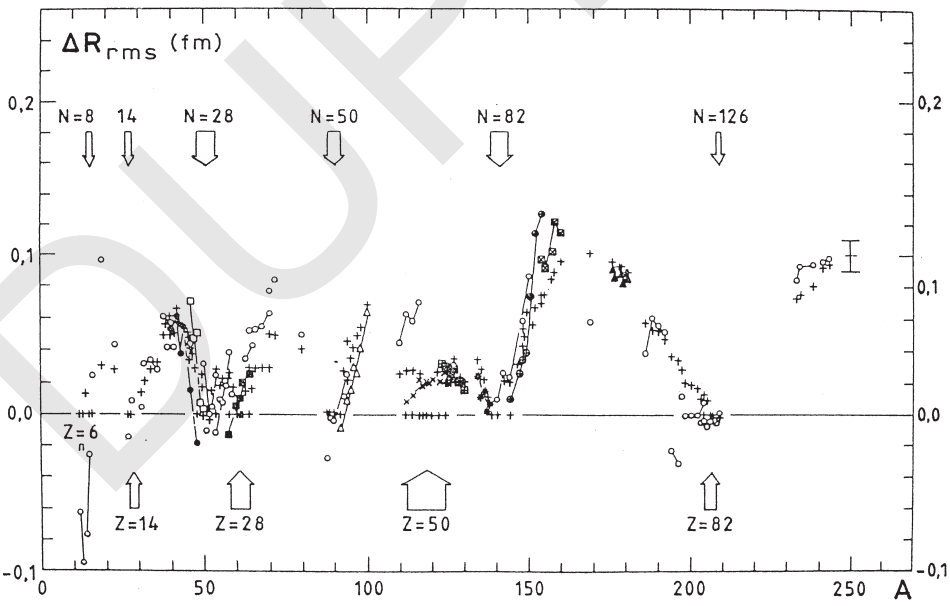
ahol R_c a cseppmodell „zárthéj-sugara”:

$$R_c = r_c(A)A^{1/3},\ \ r_c(A) = r_{c0} + r_{c1}A^{-2/3} + r_{c2}A^{-4/3}.$$

Az r_{c0} , r_{c1}, r_{c2} paramétereket a legkisebb négyzetek módszerével határozták meg, tíz mágikus vagy félmágikus atommag sugarához való illesztés alapján: $r_{c0} = 0{,}887 \pm 0{,}006$, $r_{c1} = 1{,}46 \pm 0{,}17$, $r_{c2} = -2{,}6 \pm 0{,}4$ (minden adat fm-ben).

A II. 5. ábra a $\Delta R_{rms} = R_{rms} - R_c$ sugárnövekedés tömegszámfüggését mutatja, ahol R_c a „zárthéjsugarat” jelenti. Az ábrán jól látható, hogy a (II. 14.) egyenlet ésszerű leírást ad a magsugarak finomszerkezetére.

Az atommagok töltéssugaraira vonatkozó kísérleti adatok kritikailag értékelt összegzésére l. Angeli [2004], Fricke, Heilig [2004] és Angeli és mts. [2009] munkáit.



II. 5. ábra. $\Delta R_{rms} = R_{rms} - R_c$ a tömegszám (A) függvényében. A keresztek (+) az $R_{rms} - R_C = 0{,}069\ P/R_c$ értékeket mutatják, a többi szimbólum a kísérleti adatokat. Ugyanazon elem különböző izotópjait egyenes vonalak kötik össze. Angeli [1991A] alapján.

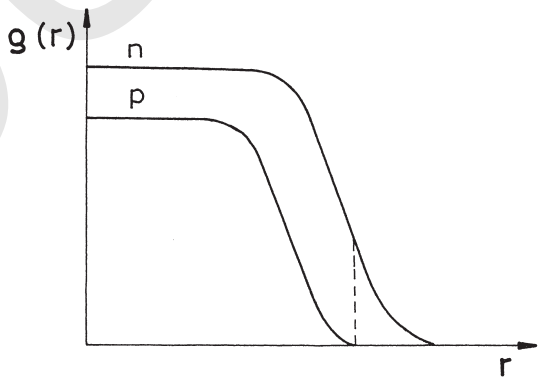
DUPress

Magtömegsugarak

Az atommagok tömegének eloszlása tanulmányozható pl. gyors neutronok atommagokon való szóródásából. Számos ilyen jellegű vizsgálatot végeztek, széles bombázó neutronenergia-intervallumban, ~14-től 1400 MeV-ig. A kísérletek szerint az atommagok sugara: $R = (1{,}3 \div 1{,}4)\, A^{1/3}$ fm. Ez azt jelenti, hogy a magtömeg-paraméter r_o csak kicsivel nagyobb, mint a töltéssugár-paraméter ($r_o = 1{,}23$, l. II. 10. egyenletet). A nehéz magokban rendszerint több neutron van, mint proton, de a protonok között taszító elektromos kölcsönhatás is fellép.

Fukunishi és mts. [1993] elméleti (Hartree–Fock) számításai jelzik, hogy a neutrongazdag nehéz magok felületén *neutronbőr* keletkezhet (l. II. 6. ábrát). A neutronbőr vastagsága a $^{181}_{55}Cs_{126}$-ban kb. 2 fm, és ezen rétegben ~10 neutron lehet [Richter 1993]. A neutronbőr jelenléte hatással van a neutronok protonokhoz viszonyított különböző kollektív mozgására (pl. nem egyforma fázisban történő vibráció, óriás dipólrezonancia, ollószerű mozgás).

A neutronokban gazdag, könnyű magok vizsgálata alapján kiderült, hogy bizonyos atommagokban az utolsó (egy vagy két) neutron nagyon lazán kötött és a *neutronudvar (halo)* sugara igen nagy. Egyneutron-halót észleltek a ^{11}Be, ^{19}C atommagokban, míg kétneutron-halót a ^{6}He, ^{11}Li, ^{17}B magokban. A neutronudvar sugara meghaladhatja a ^{48}Ca atommag sugarát (l. Hansen és mts. [1995] összefoglaló közleményét). A neutronhalo megjelenése alagúteffektussal értelmezhető: lazán kötött neutron(ok) a potenciálvölgy teteje közelében, alacsony impulzusnyomatékú pályákon jelennek meg (l. később a VI. 2. és VI. 4. ábrákat). Itt a pályasugarak nagyok és a hullámfüggvények térbeli eloszlása kiterjedt. A nukleonhalo részletesebb tárgyalását l. a X. 2. 3. pontban.



II. 6. ábra. A Hartree–Fock-számítások által megjósolt neutronbőr megjelenése a neutrongazdag atommagokban. ρ(*r*) a nukleonsűrűség a magsugár (*r*) függvényében.

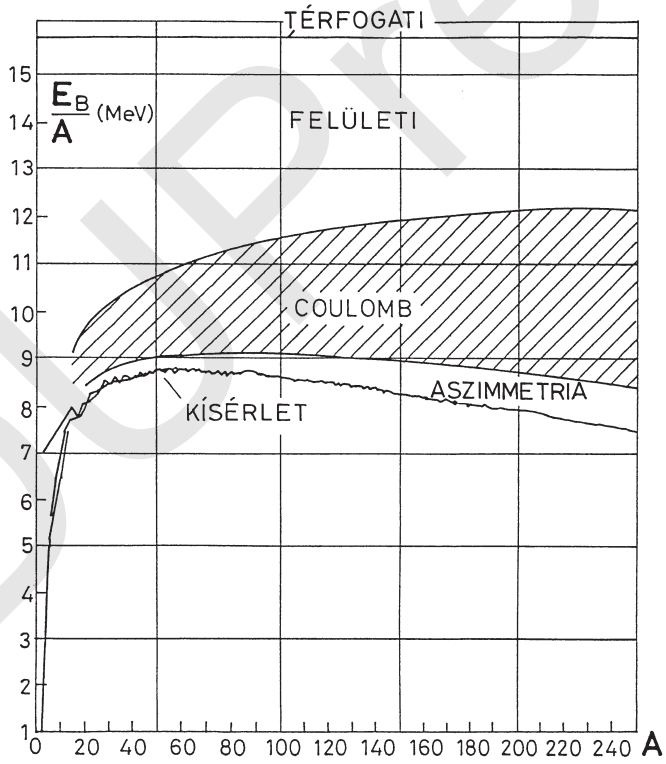
DUPLICATE

II. 2. 2. Tömeg, kötési, leválasztási és nukleonpár-energia

Az *atommagok tömegének* mérése történhet precíziós tömegspektrométerekkel, amint azt a IV. 3. 1. pontban látni fogjuk. Közvetve a magreakciók energiái és az α-, ill. β-bomlási energiák is adatokat szolgáltatnak az atommagok tömegére. A relativitáselmélet szerint az energia *(E)* és a tömeg *(m)* között fennáll az $E = mc^2$ összefüggés, ahol c a fénysebesség vákuumban. Így az energia- és tömegmérések közvetlen kapcsolatban vannak egymással.

A teljes kötésenergiát a $[ZM(^1\mathrm{H}) + NM(^1n) - M(A,Z)]c^2$ kifejezés adja, ahol Z és N az atommag rendszáma, ill. neutronszáma, az M értékek pedig az atomtömegek.

A II. 7. ábrán feltüntettük az egy nukleonra eső közepes *kötési energiát* (E_B/A) a természetben előforduló és a β-bomlással szemben stabil atommagokra a tö-



II. 7. ábra. Az egy nukleonra eső közepes kötésenergia (E_B/A) a természetben előforduló és β-stabil atommagokra a tömegszám (A) függvényében. Az ábrán a (II. 15.) formula egyes tagjainak hozzájárulását is feltüntettük. Kravcov [1965] alapján.

DUPress

megszám *(A)* függvényében. Az $A \approx 20$ tömegszám felett az E_B/A értékek nagyon lassan és simán változnak és a 7,5 – 8,8 MeV/nukleon energiaintervallumban maradnak. E viselkedés főbb sajátságai értelmezhetők az atommagok cseppmodellje alapján. A modell szerint az atommag egy összenyomhatatlan folyadékcsepp, amiben az elektromos töltés egyenletesen oszlik el. A kötésenergiát (E_B) a Weizsäcker-formula írja le [Weizsäcker 1935; Bethe, Bacher 1936]:

$$E_B = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z^2/A^{1/3} - \zeta(N-Z)^2/A \pm \delta/A^{3/4}, \qquad \text{(II. 15.)}$$

ahol az egymás után következő tagok a térfogati, felületi, Coulomb- és aszimmetriaenergiák. Az utolsó, párenergia-tag értéke $+\delta/A^{3/4}$ a páros-páros, zéró a páratlan tömegszámú és $-\delta/A^{3/4}$ a páratlan-páratlan magokra. Az $\alpha, \beta, \gamma, \zeta, \delta$ paraméterek a kísérleti adatokhoz illesztendők. A különböző tagok hozzájárulását az E_B/A értékekhez a II. 7. ábrán tüntettük fel. Az aszimmetriatag részletesebb tárgyalására a VI. 1. alfejezetben térünk vissza.

Lényeges javulás érhető el a kísérleti és elméleti adatok között, ha a formula paramétereit a mágikus atommagok kísérleti értékeihez illesztjük és a (II. 15.) egyenlet jobb oldalához hozzáadunk egy új tagot: $-\kappa P$ [Angeli 1991B]. Itt $P = N_p N_n/(N_p+N_n)$, ugyanaz a paraméter, mint a (II. 14.) formulában, és κ közelítőleg állandó. Az új formula a következő:

$$E_B = \alpha_c A - \beta A^{2/3} - \gamma_c Z^2/A^{1/3} - \zeta_c(N-Z)^2/A \pm \delta_c/A^{3/4} - \kappa P, \qquad \text{(II. 16a.)}$$

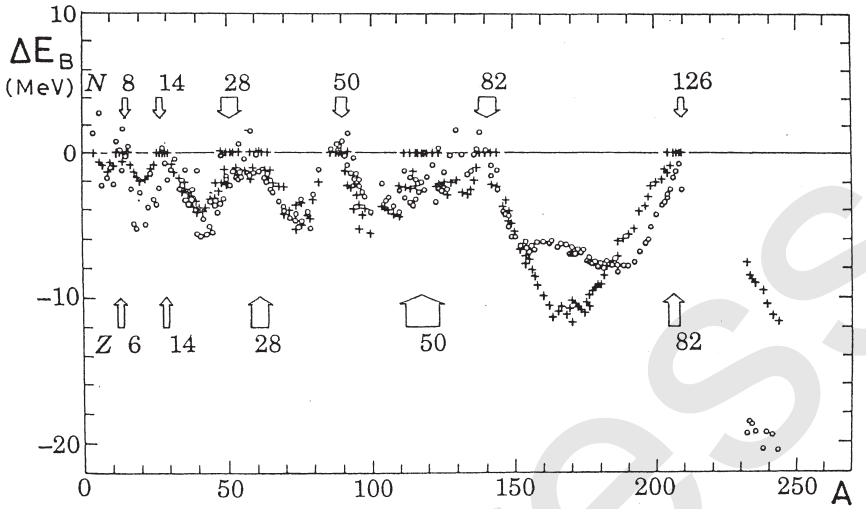
ahol a *c* index zárt maghéjat jelöl és az állandók a következők:

$$\alpha_c = 15{,}15,\ \beta_c = 15{,}94,\ \gamma_c = 0{,}665,\ \zeta_c = 21{,}57,\ \delta_c = 22{,}4 \text{ és}$$
$$\kappa = 1{,}42 \pm 0{,}06, \qquad \text{(II. 16b.)}$$

minden érték MeV-ben.

A kísérleti E_B^{exp} kötésenergiák a (II. 15.), ill. (II. 16a.) formulákkal számított elméleti értékekkel a II. 8. ábrán vannak összehasonlítva. Az ábra világosan mutatja a $-\kappa P$ tag bevezetésének hasznosságát. Nagyobb eltérések a számolt és kísérleti adatok között csak a legkönnyebb és legnehezebb magoknál észlelhetők. Úgy tűnik, hogy a κ paraméter nem teljesen állandó: minimuma van $A \sim 100$ körül és maximuma a könnyű és nehéz elemekre.

Az elmúlt több mint egy fél évszázad során a kötésenergia- (tömeg) -formulákat több irányban is tökéletesítették. A formulák egyik csoportját főleg a cseppmodellre alapozták: [Myers, Swiatecki 1966, 1967, 1969; Strutinsky 1968; Spanier, Jo-hansson 1988; Möller és mts. 1988; Möller, Nix 1988]. A formulák másik csoportjánál a tökéletesítést a héjmodellből kiindulva végezték [Zeldes 1967; Zeldes



II. 8. ábra. Atommagkötésenergia-különbségek (ΔE_B): $E_B^{exp} - E_B^c$ (körök) és $E_B^{calc} - E_B^c$ (keresztek) a tömegszám (A) függvényében. Az E_B^c, ill. E_B^{calc} értékek a (II. 15.), ill. (II. 16a.) formulákból lettek számítva a (II. 16b) paraméterek segítségével. Angeli [1991B] alapján.

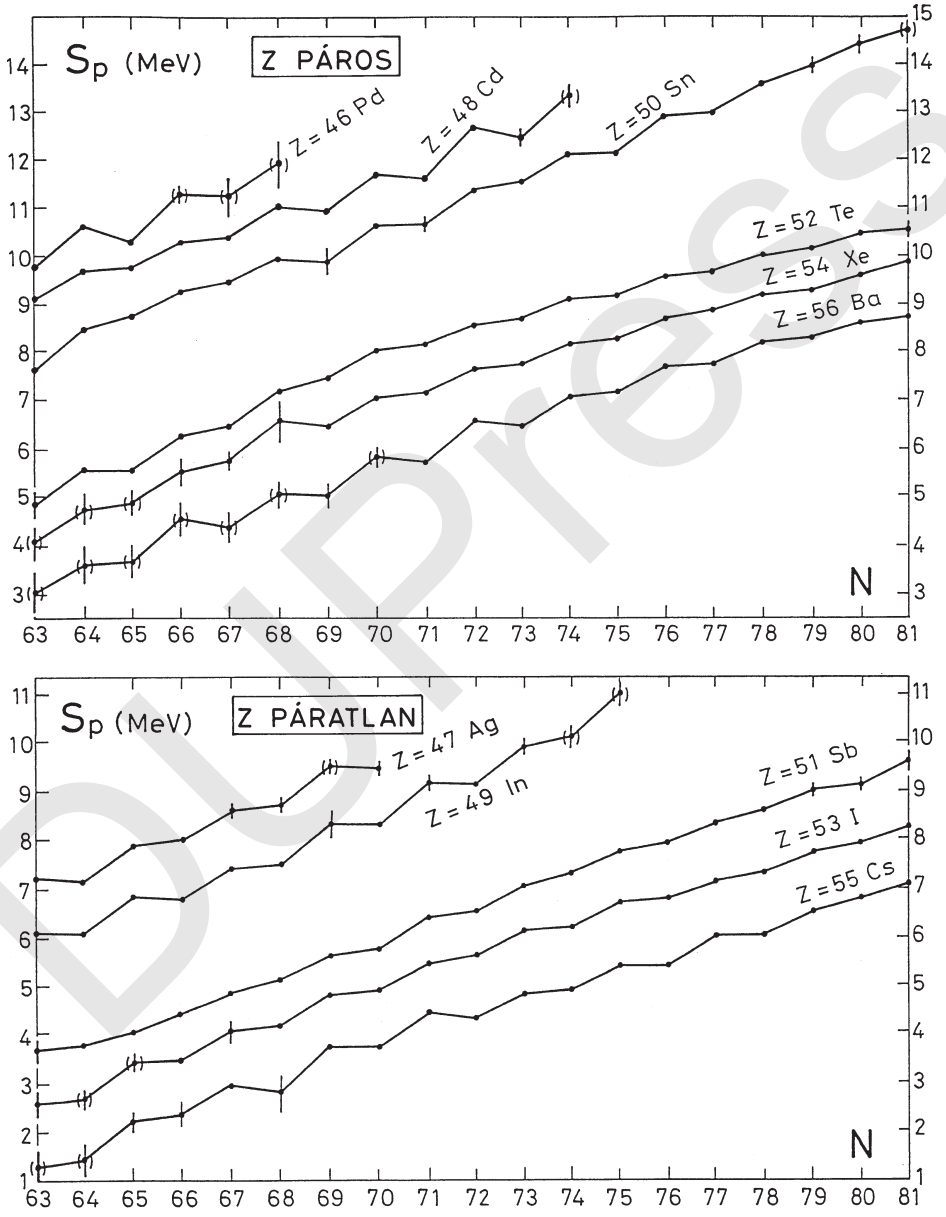
és mts. 1967; Möller és mts. 1986; Tashibana és mts. 1988; Han és mts. 1992; Möller és mts. 1992; Lazarev és mts. 1994]. Végül bizonyos formulákat a kísérleti magtömegekben megnyilvánuló belső fenomenologikus relációkra alapozták: [Garvey és mts. 1969; Garvey 1969; Comay és mts. 1988; Jänecke, Masson 1988; Avotyina és mts. 1995]. A magtömeg-formulákról jó összefoglaló található Tarantyin [1995] és Lunney és mts. [2002] munkáiban.

Külön is megemlítjük Möller és mts. [1995] munkáját, akik kiszámították az alapállapoti magtömegeket és deformációs paramétereket 8979 atommagra az ^{16}O-tól az A = 339 tömegszámig, a proton- és neutronleszakadási görbék között (l. később a II. 23. ábrát). A felhasznált véges hatótávolságú cseppmodell (**f**inite-**r**ange **d**roplet **m**odel, FRDM) 16 tömeggel kapcsolatos és 22 más paramétert tartalmaz. A FRDM keretében az alapállapoti magtömegeken kívül nagyszámú magszerkezeti sajátosság is kiszámítható, pl. a multipól-deformációs paraméterek, β-bomlási sajátságok, párenergiák, páratlanrészecske-spinek, α-bomlási sajátságok stb.

A proton- (S_p) és neutron- (S_n) leválasztási (szeparációs) energiák az atomtömegek következő kombinációjából vezethetők le:

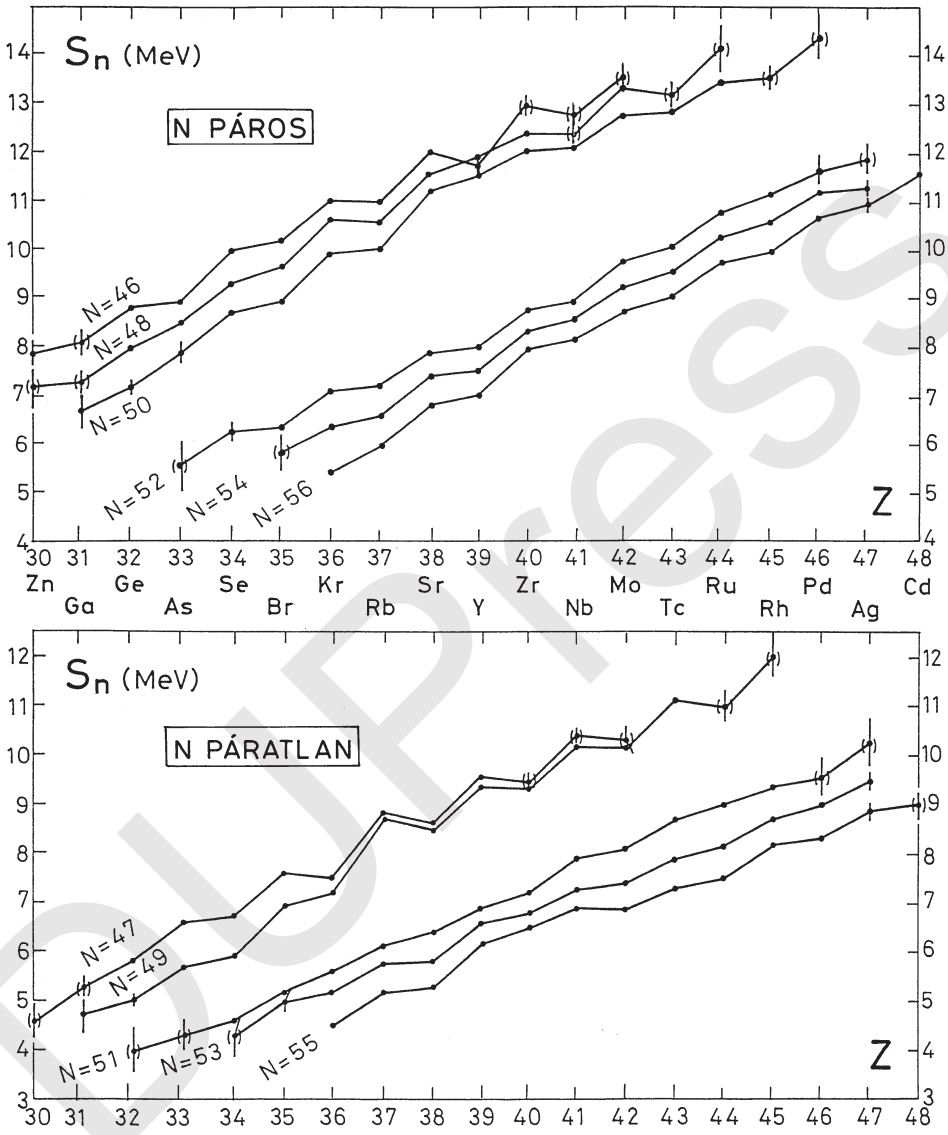
$$S_p = -M(A,Z) + M(A-1,Z-1) + {}^1\mathrm{H},$$
$$S_n = -M(A,Z) + M(A-1,Z) + n.$$

A II. 9. és II. 10. ábrákon feltüntettük az S_p és S_n értékeket egyes rendszám- és neutronszám-tartományokra. Az összefüggésekből számos érdekes következtetés vonható le, amiket a III. 1. alfejezetben fogunk tárgyalni.



II. 9. ábra. Protonszeparációs energiák (S_p) a $46 \leq Z \leq 56$ és $63 \leq N \leq 81$ tartományban.

DUPress



II. 10. ábra. Neutronszeparációs energiák (S_n) a $30 \leq Z \leq 48$ és $46 \leq N \leq 56$ tartományokban.

DUPress

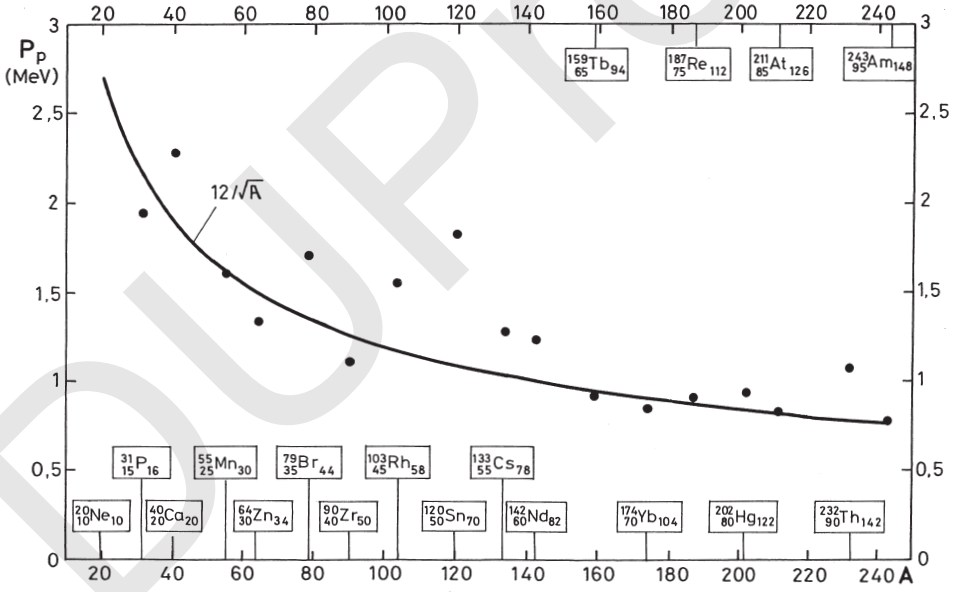
Az S_p és S_n szeparációs energiákból kiszámíthatók a proton-, ill. a neutron-párenergiák, amik definíciója a következő:

$$P_p(A,Z) = 0{,}25\ (-1)^{Z+1}[S_p(A+1,Z+1) - 2S_p(A,Z) + S_p(A-1,Z-1)],$$

$$P_n(A,Z) = 0{,}25\ (-1)^{A-Z+1}[S_n(A+1,Z) - 2S_n(A,Z) + S_n(A-1,Z)]. \qquad \text{(II. 17.)}$$

A proton-*párenergiákat* grafikusan a II. 11. ábrán tüntettük fel egyes szelektált atommagokra. A párenergiák átlagos értéke egyszerű formulával közelíthető: $P_{n\ (\text{vagy}\ p)} \approx 12/A^{1/2}$ MeV [Zeldes és mts. 1967]. Különösen a zárt maghéjak közelében a formulától elég nagy eltérések is észlelhetők.

Az atomtömegek kritikailag értékelt összegzését l. Wapstra és mts. [2003], valamint Audi és mts. [2003] munkáiban.



II. 11. ábra. Proton-párenergiák (P_p) a stabilitási görbe közelében lévő néhány atommagra a tömegszám (A) függvényében.

DUPress

II. 2. 3. Paritás

A magállapotokat a kvantummechanikában Hamilton-operátorok sajátértékeivel és sajátfüggvényeivel írják le, amelyekhez meghatározott kvantumszámok tartoznak. A *hullámfüggvény paritása* a hullámfüggvény szimmetriasajátsága a koordináta-rendszer origón át való tükrözésénél, azaz amikor az *x, y, z* koordinátákat transzformáljuk *–x, –y, –z*-be. E transzformáció a jobbsodrású koordinátarendszert balsodrásúba viszi át, vagy fordítva. A paritás „megfigyelhető" fizikai mennyiség, ami a kvantummechanika nyelvén azt jelenti, hogy sajátértékei megfigyelhető mennyiségek.

Bebizonyítható, hogy az erős és elektromágneses kölcsönhatások Hamilton-operátorának $\Psi(\boldsymbol{r})$ hullámfüggvénye vagy pozitív, vagy negatív paritású. Stacionáris állapotokra a Schrödinger-egyenlet alakja

$$H(\boldsymbol{r})\Psi(\boldsymbol{r}) = E\Psi(\boldsymbol{r}),$$

ahol $H(\boldsymbol{r})$ a Hamilton-operátor és E az állapot energiasajátértéke.

Az origón át való tükrözés (inverzió) azt jelenti, hogy az $\boldsymbol{r}$ vektor jelet vált: $\boldsymbol{r} \rightarrow -\boldsymbol{r}$. A kísérletek azt mutatják, hogy az erős és elektromágneses kölcsönhatásoknál a rendszer energiája nem változik tükrözéskor, azaz $H(-\boldsymbol{r}) = H(\boldsymbol{r})$. Ekkor

$$H(\boldsymbol{r})\ \Psi(-\boldsymbol{r}) = E\ \Psi(-\boldsymbol{r}).$$

Mivel $\Psi(\boldsymbol{r})$ és $\Psi(-\boldsymbol{r})$ ugyanazon egyenletnek tesz eleget, $\Psi(\boldsymbol{r})$ arányos kell legyen $\Psi(-\boldsymbol{r})$-rel, $\Psi(\boldsymbol{r}) = k\Psi(-\boldsymbol{r})$, ahol k állandó (nem degenerált esetben). Mivel $\boldsymbol{r}$ felvehet $-\boldsymbol{r}$ értéket is, a $\Psi(-\boldsymbol{r}) = k\ \Psi(\boldsymbol{r})$ egyenletnek is érvényesnek kell lenni. Következésképpen k vagy +1, vagy –1-gyel egyenlő. Ha $k = +1$, definíció szerint a hullámfüggvény páros (vagy pozitív) paritású, ha $k = -1$, a hullámfüggvény páratlan (negatív) paritású. A $|\Psi(\boldsymbol{r})|^2 = |\Psi(-\boldsymbol{r})|^2$ összefüggés azt jelenti, hogy az állapotsűrűség (és az attól függő fizikai mennyiségek) inverziónál nem változnak.

Ha az energiasajátérték degenerált, $\Psi(\boldsymbol{r})$ és $\Psi(-\boldsymbol{r})$ nemcsak egy állandó tényezőben különbözhet. Ez esetben a sajátfüggvények lineáris kombinációját képezhetjük: $a\Psi(\boldsymbol{r}) + b\Psi(-\boldsymbol{r})$ állandó a és b értékekkel, amelyek szintén sajátfüggvényei a $H(\boldsymbol{r})$-nek. Mivel az a és b értékek szabadon megválaszthatók, olyan sajátfüggvényeket nyerhetünk, amelyeknek jól definiált páros vagy páratlan paritása van: $\Psi(\boldsymbol{r}) \pm \Psi(-\boldsymbol{r})$. Így a magállapotok meghatározott paritással jellemezhetők. Megmutatható, hogy a paritás mozgásállandó, azaz a *paritás megmarad zárt rendszerekben erős és elektromágneses kölcsönhatások esetén.* Az időtől függő Schrödinger-egyenlet szerint

$$\frac{\partial \Psi(t)}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} H\Psi(t).$$

Ez egyenletből következik, hogy ha $\Psi(t)$ pl. páros függvény, $\partial\psi/\partial t$ szintén az lesz. Ez azt jelenti, hogy a $\Psi(t + \Delta t)$ Taylor-sorfejtésében

$$\Psi(t+\Delta t) = \Psi(t) + \frac{\partial \Psi}{\partial t}\Delta t + \frac{1}{2!}\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2}\Delta t^2 + \ldots$$

az első két tag páros függvény. E megfontolás folytatható a harmadik tagra is, mivel $\partial^2\psi/\partial t^2$ a következő alakba írható:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \Psi}{\partial t}\right)$$

és így tovább. Így a paritás nem függ az időtől zárt rendszerekben. A paritásmegmaradás erős és elektromágneses kölcsönhatásoknál sok kísérletben igazolást nyert.

A gyenge kölcsönhatásoknál H tartalmaz egy olyan tagot, ami megváltoztatja előjelét az origón át való tükrözésnél. Más szavakkal a gyenge kölcsönhatásoknál a jobbsodrású koordináta-rendszer nem egyenértékű a balsodrásúval. Mivel azonban a gyenge kölcsönhatás majdnem mindig elhanyagolható a magszerkezetben, a magállapotoknak meghatározott paritása van.

A nukleonok és nukleonrendszerek paritása. Paritás a nukleonokhoz is rendelhető. Elfogadott (ámbár önkényes) hagyomány, hogy a protonok és neutronok sajátparitása páros (pozitív), l. II. 2. táblázatot.

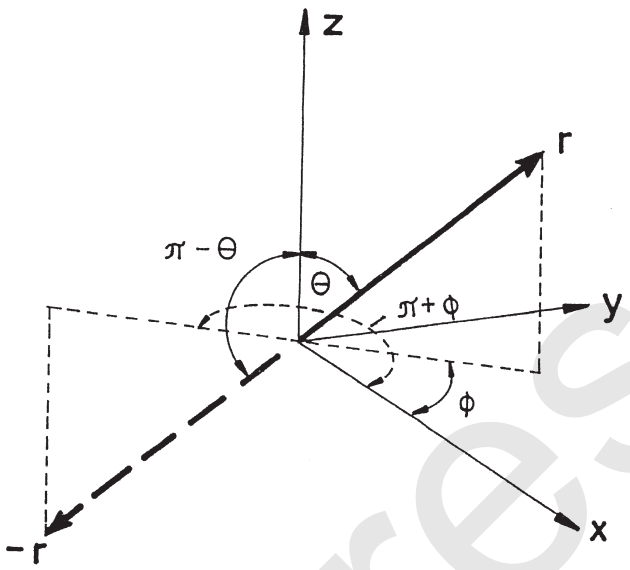
Ha a nukleon gömbszerű magtörzs terében mozog (l. később a VI. 2. 2. pontot), hullámfüggvényének paritását a keringési impulzusnyomaték l határozza meg. Ez a következőképpen látható be.

Írjuk le a keringési mozgást poláris koordináta-rendszerben. Ekkor a részecske $\boldsymbol{r}$ helyzetét a sugárral r és két szöggel, θ és φ, jellemezhetjük (l. II. 12. ábrát). Tértükrözésnél $\boldsymbol{r}$ átmegy $-\boldsymbol{r}$-be, ami azt jelenti, hogy $r \to r$, $\theta \to \pi-\theta$, $\varphi \to \pi+\varphi$. A centrális térben mozgó részecske hullámfüggvénye három részre bontható:

$$\Psi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{s}) = R(r)\mathrm{Y}(\theta,\varphi)\chi(\boldsymbol{s}),$$

ahol $R(r)$ páros paritású függvény és $\chi(\boldsymbol{s})$ is az, mivel a spintől függő rész eleve független az origón át való tükrözéstől. (A spin axiálvektor, azaz két poláris vektor vektorszorzata.) A gömbharmonikus-függvény a következőképpen is felírható:

$$Y_l^m(\theta,\phi) = N(l,m)P_l^{|m|}(\cos\theta)e^{im\phi},$$



II. 12. ábra. Koordináta-rendszer a részecske helyének meghatározására.

ahol $P_l^{|m|}(\cos\theta)$ a csatolt Legendre-függvény (l. [Abramowitz, Stegun 1965]), $N(l,m)$ normalizáló állandó, $l = 0, 1, 2, \ldots, m = l, l–1, \ldots –l$.

Az inverzió φ-t φ+π-be, θ-t π–θ-ba viszi át. Ennek a következménye, hogy $e^{im\varphi}$ transzformációja $e^{im(\pi+\varphi)} = (–1)^m e^{im\varphi}$ -hez vezet, a $P_l^{|m|}(\cos\theta)$-é pedig

$$P_l^{|m|}[\cos(\pi-\theta)] = (-1)^{l-m} P_l^{|m|}(\cos\theta)\text{-hoz.}$$

Mivel $(–1)^m(–1)^{l–m} = (–1)^l$, inverziónál $Y_l^m(\theta,\phi)$ beszorzandó $(–1)^l$-nel. Következésképpen $\Psi(\boldsymbol{r},\boldsymbol{s}) = (–1)^l \Psi(–\boldsymbol{r},\boldsymbol{s})$, azaz az állapot paritását teljesen a keringési impulzusnyomaték határozza meg. A paritás páros, ha l páros, és páratlan, ha l páratlan.

Az azonos részecskékből álló rendszer Ψ hullámfüggvénye közelítőleg a következő alakba írható, ha az i-edik részecske hullámfüggvénye ψ_i:

$$\Psi = \prod_i \psi_i , \qquad i = 1, 2, \ldots$$

Vagylagosan a hullámfüggvény ezek lineáris kombinációjával is kifejezhető. Következésképpen az összetett rendszer paritása egyértelműen meghatározott az egyedi paritások szorzatával:

$$(-1)^{\sum_i l_i}.$$

(Megjegyezzük, hogy ez az egyszerű kifejezés csak a részecskék nem relativisztikus mozgására érvényes.)

DUPress

A paritások meghatározása. A függetlenrészecske-héjmodell alapján (VI. 2. 2. pont) azt várhatjuk, hogy a páros-páros magok paritása páros alapállapotban. Ez így van a kísérletek szerint is. Amikor átmenet történik két magállapot között, pl. γ-sugár-emisszióval, az átmenet valószínűsége az $\int \Psi_f^* O \Psi_i d\nu$ mennyiségtől függ, ahol Ψ_i és Ψ_f a kezdeti és végállapot hullámfüggvénye, O az átmenet operátora (pl. elektromos kvadrupól), dν a térfogatelem (l. később a VI. 3. alfejezetben). Mivel a paritás megmarad zárt rendszerekben elektromágneses és erős kölcsönhatásoknál, az egyik állapot paritása meghatározható, ha a másiké ismert. Így információt nyerhetünk az állapot paritására a bomlássajátságokból és a magreakciókból is.

A páratlan tömegszámú atommag alapállapotának paritását $(-1)^l$ határozza meg, ahol l a páratlan nukleon keringési impulzusnyomatéka. Páratlan-páratlan atommagok esetében az alapállapot paritását a $(-1)^{l_p+l_n}$ kifejezés adja meg, azaz a páratlan proton és páratlan neutron paritásainak szorzata.

II. 2. 4. Spin, elektromos és mágneses nyomatékok

Az atommagok egyik mérhető sajátsága a teljes impulzusnyomaték (***I***). A kvantummechanika szerint ***I*** komponensei a következő felcserélési relációnak tesznek eleget:

$$I_x I_y - I_y I_x = \mathrm{i}\hbar I_z$$

és hasonló kifejezések a komponensek ciklikus felcserélésével. Egyidejűleg csak $\boldsymbol{I}^2$ és ***I*** egy komponense (pl. I_z) határozható meg pontosan. Ezek sajátértékei $I(I+1)\hbar^2$, ill. $m\hbar$. Itt $m = I, I-1, \ldots -I$. Ha a tömegszám páros, I (≥ 0) egész szám, ha A páratlan, I feles szám. Az I érték fontos jellemzője a magállapotnak és ezt röviden *spinnek* nevezzük. (L. részletesebben a kvantummechanika-tankönyvekben, pl. [Nagy 2000, 66. o.])

Mérhető mennyiségei továbbá az atommagnak az *elektromos nyomatékok*. Az atommagoknak Ze elektromos töltése van, ahol Z a rendszám, e a proton töltése. Ha egy külső $-\nabla V(\boldsymbol{r})$ elektromos tér hat az atommagra [$V(\boldsymbol{r})$ a tér potenciálja], a töltött atommag energiáját a következő kifejezés adja:

$$E = \int \rho^{\mathrm{e}}(\boldsymbol{r}) V(\boldsymbol{r}) \mathrm{d}\boldsymbol{r},$$

ahol $\rho^{\mathrm{e}}(\boldsymbol{r})$ a töltéssűrűség az atommagban és az integrálást a mag teljes térfogatára ki kell terjeszteni. Ha a potenciál csak lassan változik a magtérfogaton belül, célszerű Taylor-sorba fejteni az $r = 0$ pont körül:

ELTE Press

$$V(\boldsymbol{r}) = V(0) + \boldsymbol{r}\cdot\nabla V(0) + \frac{1}{2}\sum_{i,j=1}^{3}\frac{\partial^2 V(0)}{\partial r_i \partial r_j} r_i r_j + \ldots \qquad \text{(II. 18a.)}$$

ahol r_i, r_j, r_k az $\boldsymbol{r}$ helyzetvektor komponensei a derékszögű koordináta-rendszerben. Ekkor a rendszer energiája a következőképpen írható fel:

$$E = V(0)\int \rho^e(\boldsymbol{r})\,d\boldsymbol{r} + \frac{\partial V(0)}{\partial r}\int \rho^e(\boldsymbol{r})\boldsymbol{r}\,d\boldsymbol{r} + \frac{1}{6}\sum_{i,j=1}^{3}\frac{\partial^2 V(0)}{\partial r_i \partial r_j}\int \rho^e(\boldsymbol{r}) 3 r_i r_j\,d\boldsymbol{r} + \ldots \qquad \text{(II. 18b.)}$$

Az első integrál az elektromos monopólnyomaték, azaz az atommag teljes töltése.

A második integrál az elektromos dipólnyomaték.

A harmadik integrál a másodrendű eltérést mutatja a homogén gömbszerű eloszláshoz képest. Az elektromos kvadrupólnyomaték-tenzort Q_{ij} a következőképpen definiáljuk:

$$Q_{ij} \equiv \int (3r_i r_j - r^2\delta_{ij})\rho^e(\boldsymbol{r})\mathrm{d}\boldsymbol{r}. \qquad \text{(II. 19.)}$$

Itt a $-r^2\delta_{ij}$ tag azért lett bevezetve, hogy a $T_{ij} = 3r_i r_j - r^2\delta_{ij}$ tenzor nyomnélküli legyen, azaz hogy teljesüljön a következő egyenlet:

$$\sum_i T_{ii} = 3r_1^2 + 3r_2^2 + 3r_3^2 - r^2\delta_{11} - r^2\delta_{22} - r^2\delta_{33} = 3r^2 - 3r^2 = 0.$$

Ha a tenzor szimmetrikus, azaz $T_{ij} = T_{ji}$, a $\sum_i T_{ii} = 0$ és $T_{ij} = T_{ji}$ követelmények a T kilenc komponenséből négyet meghatároznak. Kimutatható, hogy a maradó öt komponens azonosítható az $r^2 Y_2^m$-vel, ahol Y_2^m a gömbharmonikus függvény és $m = 2, 1, 0, -1, -2$. Ha a rendszert forgatjuk, a komponensek egymásközt transzformálódnak. Ez az oka annak, amiért a tenzort célszerű volt nyomnélkülivé tenni.

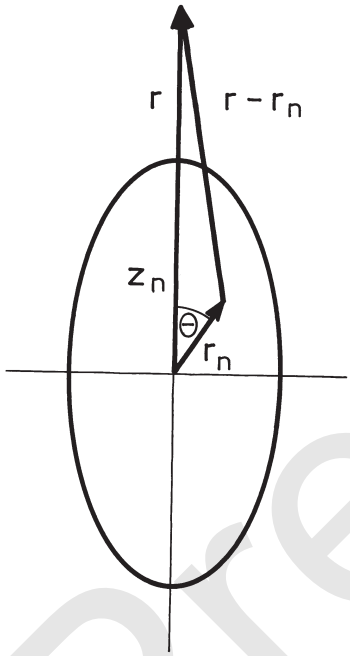
Az $-r^2\delta_{ij}$ többlettag a II. 18b. egyenlet harmadik integráljában nem ad hozzájárulást a rendszer energiájához, mivel a külső tér eleget tesz a Poisson-egyenletnek:

$$\Delta V(\boldsymbol{r}) = 4\pi\rho_{ext}^{e}(\boldsymbol{r}) = 0,$$

azaz a külső térnek nincs forrása a magon belül.

Az elektromos nyomatékokat másképpen is be lehet vezetni. Válasszuk meg a derékszögű koordináta-rendszerünket úgy, hogy egybeessen az atommag középpontjával (II. 13. ábra). Ekkor az atommag elektromos potenciálja $V_n(\boldsymbol{r})$ a következő lesz:

DUPress



II. 13. ábra. Illusztráció az atommag elektromos nyomatékának meghatározásához. Az $\boldsymbol{r}_n$ helyzetvektor az atommaghoz rögzített koordináta-rendszer középpontjából indul ki.

$$V_n(\boldsymbol{r}) = \int \frac{\rho^e(\boldsymbol{r}_n)dv_n}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_n|}, \qquad \text{(II. 20.)}$$

ahol ρ^e az atommag töltéssűrűsége és dv_n a térfogatelem. Az integrálást az atommag teljes térfogatára el kell végezni.

Mutasson $\boldsymbol{r}$ a z_n irányba. Ekkor az $\boldsymbol{r}$ és $\boldsymbol{r}_n$ vektorok közötti szög a poláris (θ) szög.

A koszinusztörvény felhasználásával $|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_n|$ a következőképpen fejezhető ki:

$$|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_n| = (r^2 + r_n^2 - 2rr_n\cos\theta)^{1/2}.$$

Mivel $(r_n/r) \ll 1$, elvégezhetjük a következő sorfejtést:

$$\frac{1}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_n|} = \frac{1}{r}\sum_{l=0}^{\infty}\left(\frac{r_n}{r}\right)^l P_l(\cos\theta), \qquad \text{(II. 21.)}$$

ahol $P_l(\cos\theta)$ a Legendre-polinom:

$$P_0(\cos\theta) = 1,\ P_1(\cos\theta) = \cos\theta,\ P_2(\cos\theta) = (3/2)\cos^2\theta - 0{,}5\ \textit{stb.}$$

DUPress

Az előbbi képlet felhasználásával a $V_n(\boldsymbol{r})$ potenciál a következő alakba írható:

$$V_n(\boldsymbol{r}) = \frac{\int \rho^e(\boldsymbol{r}_n)dv_n}{r} + \frac{\int \rho^e(\boldsymbol{r}_n)\boldsymbol{r}_n dv_n}{r^2} + \frac{1}{2}\frac{\int \rho^e(\boldsymbol{r}_n)(3z_n^2 - r_n^2)dv_n}{r^3} + \ldots, \qquad \text{(II. 22.)}$$

ahol definíció szerint

$\int\rho^e(\boldsymbol{r}_n)dv_n = Ze$ az elektromos monopólnyomaték (azaz a teljes töltés),

$\int\rho^e(\boldsymbol{r}_n)z_n dv_n$ az elektromos dipólnyomaték,

$\int\rho^e(\boldsymbol{r}_n)(3z_n^2 - r_n^2)dv_n$ az elektromos kvadrupólnyomaték és $z_n = r_n \cos\theta$.

Magasabb multipólnyomatékokat is lehet definiálni: oktupól (2^3-pólus), hexadekapól (2^4-pólus) stb. Mindazonáltal a magasabb multipólusok a magfizikában nem játszanak lényeges szerepet, mivel $r_n/r \ll 1$, és az egymást követő tagok súlya a II. 22. egyenletben erősen csökken.

A nyomaték definíciója egyértelmű lesz, ha az atommag orientációját előírjuk. Megegyezés szerint a z_n tengely és az atommag impulzusnyomatéka egybeesik.

A belső elektromos kvadrupólnyomatékot Q_o a következőképpen definiáljuk:

$$Q_o \equiv \int \rho^e(\boldsymbol{r}_n)(3z_n^2 - r_n^2)dv_n. \qquad \text{(II. 23.)}$$

Az erősen deformált atommagok a z_n tengely körül általában forgásszimmetrikusak és szimmetrikusak az *xy*-síkon át történő tükrözésre is. Ekkor az elektromos kvadrupólnyomaték-tenzor (II. 19. egyenlet) egyedüli független komponense a $Q_o \equiv Q_{z_n z_n}$. Ez azt jelenti, hogy $Q_{x_n x_n} \equiv Q_{y_n y_n}$ és $Q_{ik} = 0$ az $i \neq k$ esetben. Mivel a tenzor nyoma eltűnik

$$Q_{x_n x_n} + Q_{y_n y_n} + Q_{z_n z_n} = 0,$$

$$Q_{x_n x_n} = -\frac{1}{2} Q_{z_n z_n}.$$

A kvadrupólnyomaték gyakran használt egysége a barn (b), 1 b = 10^{-28} m^2.

Az egyenletesen töltött tengelyszimmetrikus ellipszoid belső elektromos kvadrupólnyomatéka a következő alakba írható:

$$Q_o = \frac{Ze}{(Vol)}\int (3z_n^2 - r_n^2)dv_n = \frac{Ze}{(Vol)}\left[\int\left(z_n^2 + y_n^2\right)dv_n + \int\left(z_n^2 + x_n^2\right)dv_n - 2\int\left(x_n^2 + y_n^2\right)dv_n\right],$$

ahol *(Vol)* a magtérfogat. E kifejezésben az integrálok a tehetetlenségi nyomatékok ($\mathfrak{I}$, egységnyi tömegsűrűséggel), amik a klasszikus mechanikából ismeretesek:

DUPress

$$\int\left(z_n^2 + y_n^2\right)d\nu_n = \Im_x = \frac{\left(b^2 + c^2\right)}{5}(Vol),$$
$$\int\left(z_n^2 + x_n^2\right)d\nu_n = \Im_y = \frac{\left(a^2 + c^2\right)}{5}(Vol),$$
$$\int\left(x_n^2 + y_n^2\right)d\nu_n = \Im_z = \frac{\left(a^2 + b^2\right)}{5}(Vol).$$

A kifejezésekben az x_n, y_n és z_n irányokban mért tengelyhosszakat jelöltük $2a$, $2b$, ill. $2c$-vel. A műveletek elvégzése után a következő kifejezéshez jutunk:

$$Q_0 = \frac{2}{5}Ze\left(c^2 - a^2\right), \qquad \text{(II. 24.)}$$

mivel a tengelyszimmetrikus ellipszoidban $a = b$. Egy gömbszerű atommagra $a = b = c$ és $Q = 0$. Ha az ellipszoid megnyúlt (prolate): $Q_o > 0$, ha belapult (oblate): $Q_o < 0$.

A belső kvadrupólnyomaték szoros kapcsolatban áll az atommag deformációjával:

$$Q_0 = \frac{3ZR_0^2}{\sqrt{5\pi}}\beta_2 \text{ cm}^2, \qquad \text{(II. 25.)}$$

ahol $R_0 = 1{,}2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ cm. A β_2 deformációs paraméter forgási ellipszoid esetén a következő kapcsolatban áll a VI. 2. 4. pontban tárgyalt deformációs paraméterekkel:

$$\varepsilon_2 = 0{,}9462\,\beta_2 - 0{,}2984\,\beta_2^2 + \ldots \qquad \text{és} \qquad \delta = 0{,}9462\,\beta_2 - 0{,}4476\,\beta_2^2 + \ldots$$

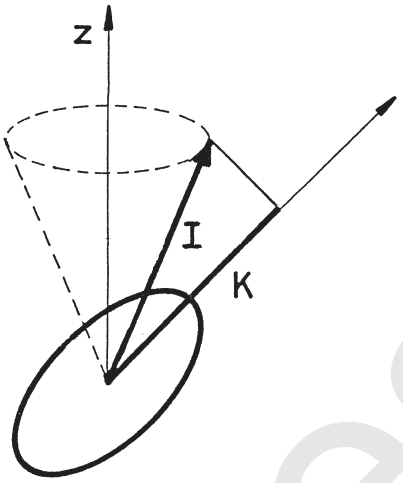
(II. 26.)

A kvadrupólnyomaték meghatározható laboratóriumi rendszerben is, ahol a koordinátákat *x, y, z*-vel jelöljük (l. II. 14. ábrát).

Rendszerint ezt a Q nyomatékot mérik a kísérletekben. A kétféle kvadrupólnyomaték között a következő összefüggés áll fenn (l. később a rotáció elméletében, VI. 5. 2. pontban):

$$Q = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)}\,Q_o. \qquad \text{(II. 27.)}$$

DUPress



II. 14. ábra. Impulzusnyomaték egy tengelyszimmetrikus atommagban. I az atommag teljes impulzusnyomatéka (spinje). K a teljes impulzusnyomaték vetülete egy tengelyszimmetrikus atommag szimmetriatengelyére.

Ez azt jelenti, hogy ha $I = 0$ (páros-páros magok) vagy $I = 1/2$, a kvadrupólnyomaték zéró laboratóriumi rendszerben. Ez akkor is igaz, ha a belső kvadrupólnyomaték zérótól különböző.

Mágneses nyomatékok. A klasszikus elektrodinamika szerint az atommag energiája mágneses térben a következő alakba írható: $E = -\boldsymbol{\mu}\cdot\boldsymbol{B}$, ahol $\boldsymbol{\mu}$ az atommag mágneses dipólnyomatéka és $\boldsymbol{B}$ a mágneses indukció.

Egy körpályán mozgó részecske a következő mágneses nyomatékot generálja:

$$\boldsymbol{\mu} = g_l \frac{e}{2m} \boldsymbol{L},$$

ahol e és m a részecske töltése, ill. tömege, $\boldsymbol{L}$ az impulzusnyomaték-vektor és g_l egy dimenzionélküli tényező, az ún. g-faktor.

A kvantummechanikában $\boldsymbol{L}$-et $\hbar$ egységekben mérik, így $\boldsymbol{L}$ helyettesíthető $\boldsymbol{l}\hbar$-val.

Az $e\hbar/(2m)$ mennyiséget magnetonnak nevezzük.

Az elektronra vonatkozó magneton, az ún. Bohr-magneton (μ_B):

$$\mu_B = e\hbar/(2m_e) = 5{,}788\,381\,7555\,(79)\cdot 10^{-11}\ \text{MeV/T},$$

a nukleonra vonatkozó magneton, az ún. magmagneton (μ_N):

$$\mu_N = e\hbar/(2m_p) = 3{,}152\,451\,2326\,(45)\cdot 10^{-14}\ \text{MeV/T}.$$

Az elektron és proton tömegében lévő különbség miatt a magmagneton kb. 1836-szor kisebb, mint a Bohr-magneton.

A magmagneton segítségével a mágneses dipólnyomaték a következő alakba írható:

$$\boldsymbol{\mu} = g_l \boldsymbol{l}\, \mu_N.$$

Protonokra $g_l = 1$, neutronokra $g_l = 0$, mivel a neutronnak nincs elektromos töltése.

A teljes mágneses dipólnyomaték a pálya és spin mágneses nyomatékok vektoriális összege:

$$\begin{aligned} &\boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu}_l + \boldsymbol{\mu}_s, && \text{ahol } \boldsymbol{j} = \boldsymbol{l} + \boldsymbol{s}, \text{ és} \\ &\boldsymbol{\mu}_l = g_l \boldsymbol{l}, && g_l^p = 1, \quad g_l^n = 0, \\ &\boldsymbol{\mu}_s = g_s \boldsymbol{s}, && g_s^p = 5{,}586, \quad g_s^n = 3{,}826, \\ &\boldsymbol{\mu}_j = g_j \boldsymbol{j}. \end{aligned}$$

Itt a $\boldsymbol{\mu}$-k magmagnetonokban (μ_N), az $\boldsymbol{l}, \boldsymbol{s}, \boldsymbol{j}$ nyomatékok $\hbar$ egységekben vannak kifejezve. A $\boldsymbol{\mu}_j$ és $\boldsymbol{j}$ értékek közötti összefüggéseket először Smidt vezette le 1937-ben. (L. a IV. 3. feladatot, ill. annak megoldását.)

Az atommag mágneses nyomatéka abban a helyzetben mért nyomaték, amiben a mag impulzusnyomatékát a mágneses tér teljesen orientálja.

Az a tény, hogy az elektromosan semleges neutronnak van mágneses nyomatéka, azon az alapon érthető meg, hogy a nukleonok kvarkokból (és gluonokból) épülnek fel.

A proton és neutron mágneses nyomatékai a következők:

$$\mu^p = 2{,}792\ 847\ 351(28)\ \mu_N, \quad \mu^n = -1{,}913\ 042\ 7(5)\ \mu_N$$

[Particle Data Group 2008].

Az *atommag-nyomatékokat sokféleképpen lehet mérni.* Néhányat felsorolunk közülük.

Spin- és mágnesesnyomaték-mérések:

– Az atomspektrumok hiperfinom felhasadása.
– Hiperfinom felhasadás külső mágneses térben.
– Molekuláris nyalábok felhasadása inhomogén mágneses térben.
– Magmágneses rezonancia.
– A γ-sugarak perturbált szögeloszlása erős mágneses térben stb.

Belső kvadrupólnyomatékok:

– A rotációs nívók közötti távolságok.
– $B(E2)$ redukált elektromos átmeneti valószínűségek.

PUPress

Spektroszkópiai kvadrupólnyomatékok:
– A γ-sugarak differenciális perturbált szögeloszlása magreakciókban.
– Magorientáció alacsony hőmérsékleteken.
– Optikai spektroszkópia.
– Coulomb-gerjesztéses átorientálás.
– Különböző lézerspektroszkópiai módszerek.
– A spektrumvonalak hiperfinom felhasadása inhomogén elektromos terekben stb.

Az atommag-nyomatékok kísérleti vizsgálatának részletesebb leírását l. a IV. 3. 3. és X. 1. 6. pontokban.

Megjegyezzük, hogy a deformációs paramétereket magreakció-vizsgálatokból is le lehet vezetni. Pl. Pálla, Pegel [1979] és Pálla és mts. [1983] (^{3}He,^{3}He'), (p,p'), (p,p) szórási kísérletekből meghatározott 2^l (l = 2, 3, 4, 6) pólusú deformációs paramétereket páros tömegszámú Sm-izotópokra (l. később a VIII. 3. 3. pontban).

A lehetséges elektromágneses nyomatékok. A kísérletek szerint az atommagok alapállapotában nincsenek dipól, oktupól és más 2^l-pólusú (l páratlan) elektromos nyomatékok. Ez azt jelenti, hogy a töltéseloszlás-inverzióval szemben invariáns:

$$\rho^e(\boldsymbol{r}_n) = \rho^e(-\boldsymbol{r}_n),$$

mivel az

$$\int r_n \rho^e(\boldsymbol{r}_n) P_l(\cos\theta) d\nu_n$$

kifejezésben a Legendre-polinomok előjele megváltozik inverzió esetén, ha l páratlan

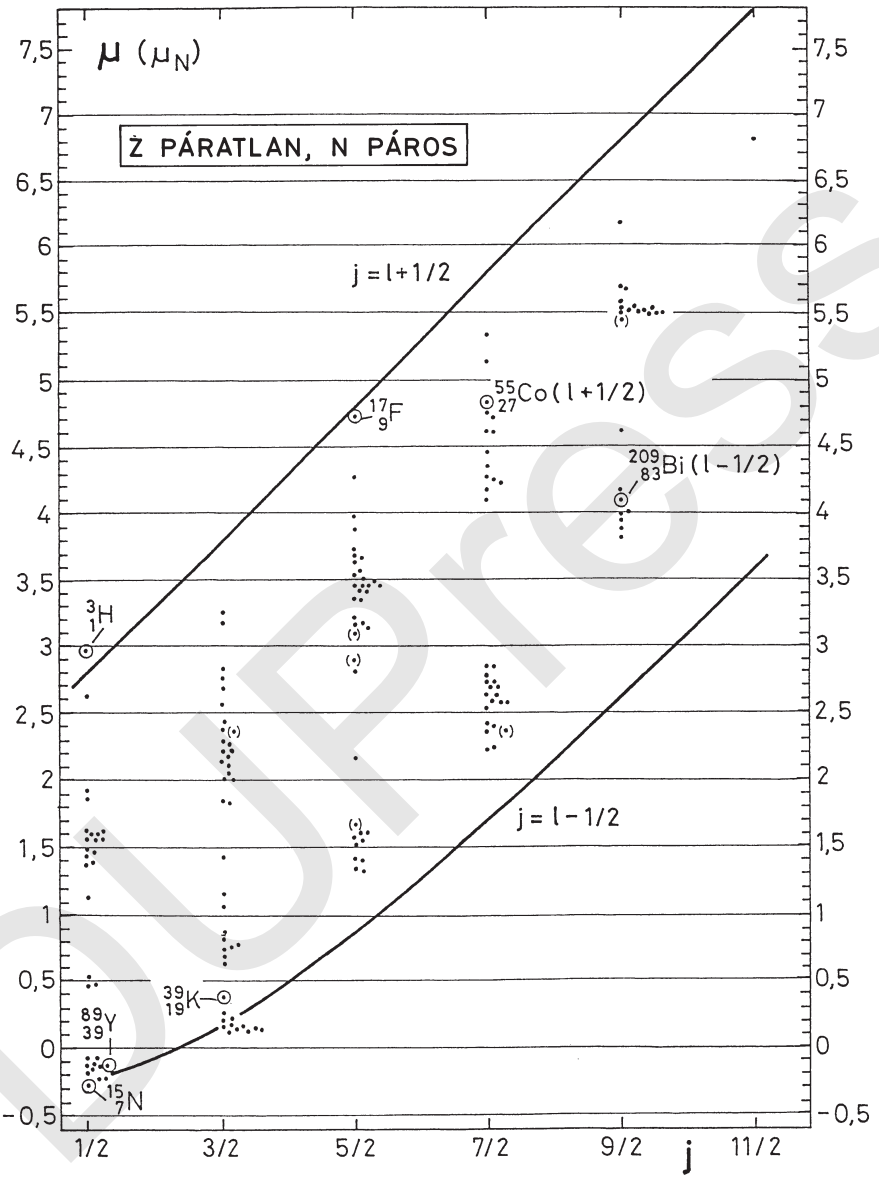
$$P_l(\cos\theta) \to (-1)^l P_l(\cos\theta),$$

míg r_n változatlan marad, így az integrálás során az ellenkező előjelű részek kiejtik egymást. (Az inverzió $r_n \to r_n$, $\theta \to \pi - \theta$, $\phi \to \pi + \phi$ transzformációnak felel meg polárkoordinátákban, l. a II. 12. ábrát.)

A kísérletek azt is mutatják, hogy nincsenek monopól, kvadrupól és más 2^l (l páros) mágneses nyomatékok. Ha a mágneses nyomatékokat a (II. 18a.) egyenlethez hasonló sorfejtéssel vezetjük le, más tényekkel összhangban álló feltevések mellett megmutatható, hogy mágneses nyomatékok csak páratlan l mellett léteznek és a mágneses monopól-, kvadrupól- stb. -nyomatékok eltűnnek.

Összegezve: csak elektromos monopól-, mágneses dipól-, elektromos kvadrupól-, mágneses oktupól- stb. -nyomatékokat észleltek a kísérletekben. Ez azt jelenti, hogy a 2^l-pólus-jelleg egyértelműen meghatározza, hogy a nyomaték elektromos vagy mágneses és így ez utóbbi jellemzők el is hagyhatók. E szabályszerűségek a magállapotok (és megfelelő fizikai mennyiségek) szimmetria (paritás) sajátságaira utalnak.

EUPress



II. 15. ábra. A páratlan rendszámú *(Z)* és páros neutronszámú *(N)* atommagok alapállapotának mágneses dipólnyomatéka *(μ)* a magspin *(j)* függvényében (pontok). Az ábrán a $j = l + 1/2$ és $j = l - 1/2$-hez tartozó Schmidt-görbék is fel vannak tüntetve (l. a VI. 3. feladatot és megoldását). A körök olyan atommagok mágneses dipólnyomatékát mutatják, amelyekben a zárt héj mellett ± 1 nukleon van. Az ismeretlen előjelű nyomatékok az ábrán nem szerepelnek. Az adatok forrása: Raghavan [1989].

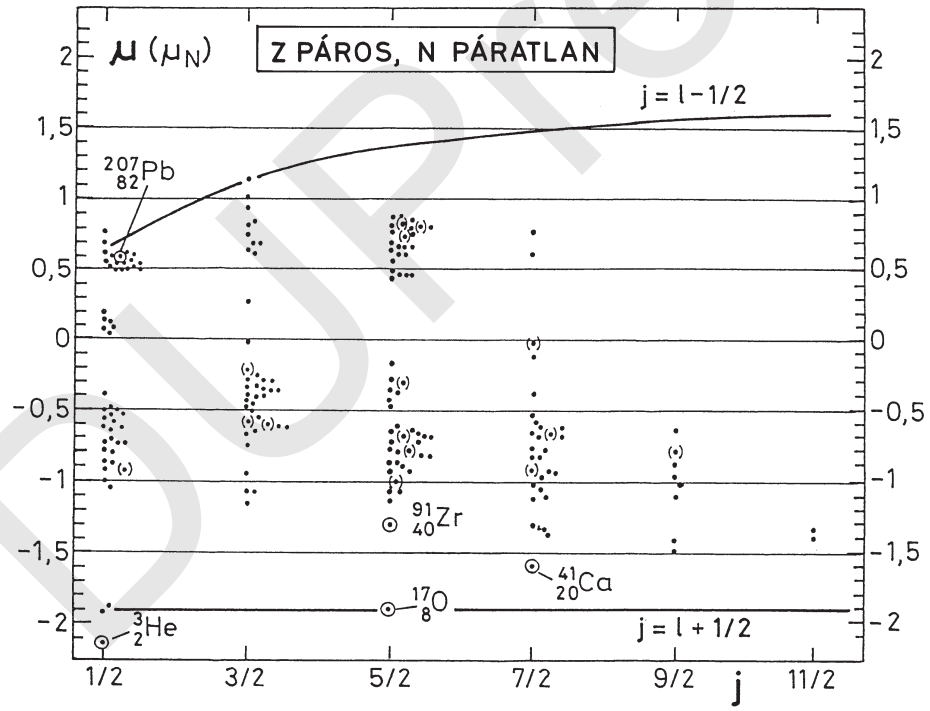
DUPress

A *kísérleti atommag-nyomatékokról* kritikai összefoglaló munkát közölt Raghavan [1989], ill. újabban Stone [2005]. A kísérleti adatok alapján levonható néhány általános következtetés.

a) Az összes páros-páros atommag spinje és mágneses dipólnyomatéka zéró, kivétel nélkül.

b) A (Z páratlan – N páros) és (Z páros – N páratlan) atommagok alapállapotainak spinjei feles értékűek és kisebbek $j = 13/2$-nél (l. a II. 15., ill. II. 16. ábrákat). Az alacsony spin- és mágnesesnyomaték-értékek mutatják, hogy a nukleonok impulzusnyomatékai és mágneses dipólnyomatékai nagymértékben kompenzálják egymást.

c) A páratlan-páratlan atommagok spinje alapállapotban minden esetben egész érték ($\hbar$ egységben). A spin (I) numerikus értéke a $|j_p - j_n| \leq I \leq j_p + j_n$ intervallumon belül van, ahol j_p, ill. j_n a páratlan proton, ill. páratlan neutron teljes



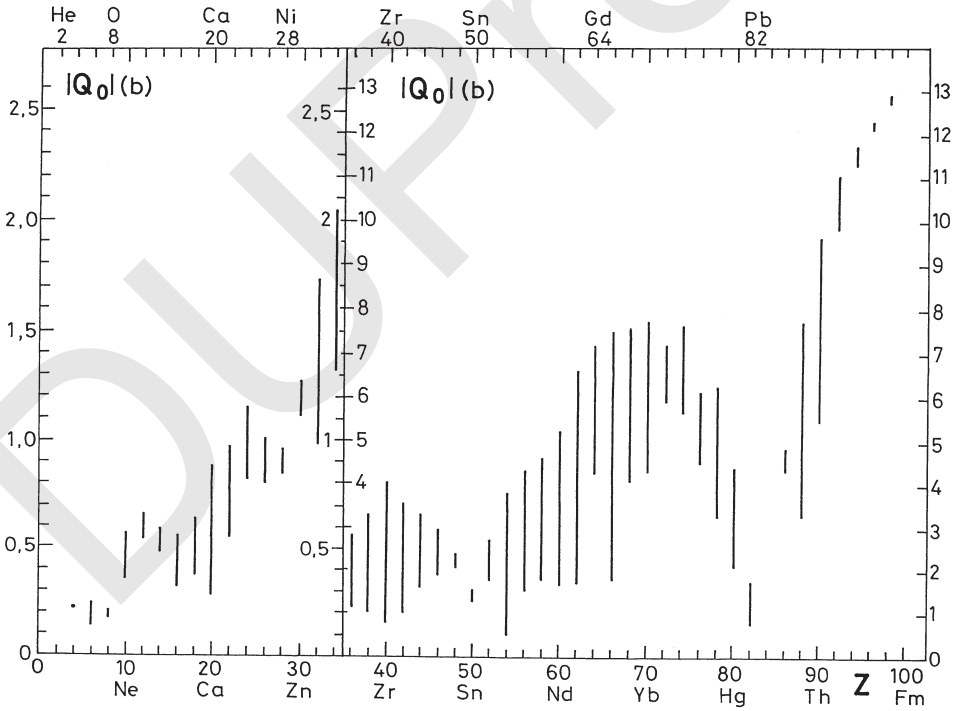
II. 16. ábra. A páros rendszámú (Z) és páratlan neutronszámú (N) atommagok alapállapoti mágneses dipólnyomatéka (μ) a magspin (j) függvényében (pontok). Az ábrán a $j = l - 1/2$ és $j = l + 1/2$-hez tartozó Schmidt-görbék is fel vannak tüntetve (l. a VI. 3. feladatot és megoldását). A körök olyan magok mágneses dipólnyomatékát jelzik, amelyekben a zárt héj mellett ± 1 nukleon van. Az ismeretlen előjelű nyomatékok az ábrán nem szerepelnek. Az adatok forrása: Raghavan [1989].

DUPress

impulzusnyomatéka. A páratlan-páratlan atommagok mágneses dipólnyomatéka lehet pozitív vagy negatív, de abszolút értékük kicsi, kisebb mint 5 μ_N. A héjmodellben a páratlan-páratlan atommagok mágneses dipólnyomatékát meg lehet határozni, ha a páratlan proton és páratlan neutron konfigurációja ismert (l. pl. [Fényes 2002, 190. o.]).

d) A páros-páros atommagok belső kvadrupólnyomatékainak abszolút értékei a II. 17. ábrán láthatók. Mágikus Z és/vagy N értékeknél (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, l. a VI. 2. 1. pontban) a Q_o nyomatékok nagyon kicsik. A (II. 25.) kifejezés szerint a belső kvadrupólnyomatékok összefüggésben vannak a β_2 deformációs paraméterekkel.

e) Mint már említettük, a páros-páros és $I = 1/2$ spinű atommagok spektroszkópiai kvadrupólnyomatékai nullával egyenlőek. A páratlan tömegszámú atommagok $Q/(ZR^2)$ redukált spektroszkópiai kvadrupólnyomatékai a II. 18. ábrán láthatók. Az atommagok többségének megnyúlt (prolate) deformációja van, bár

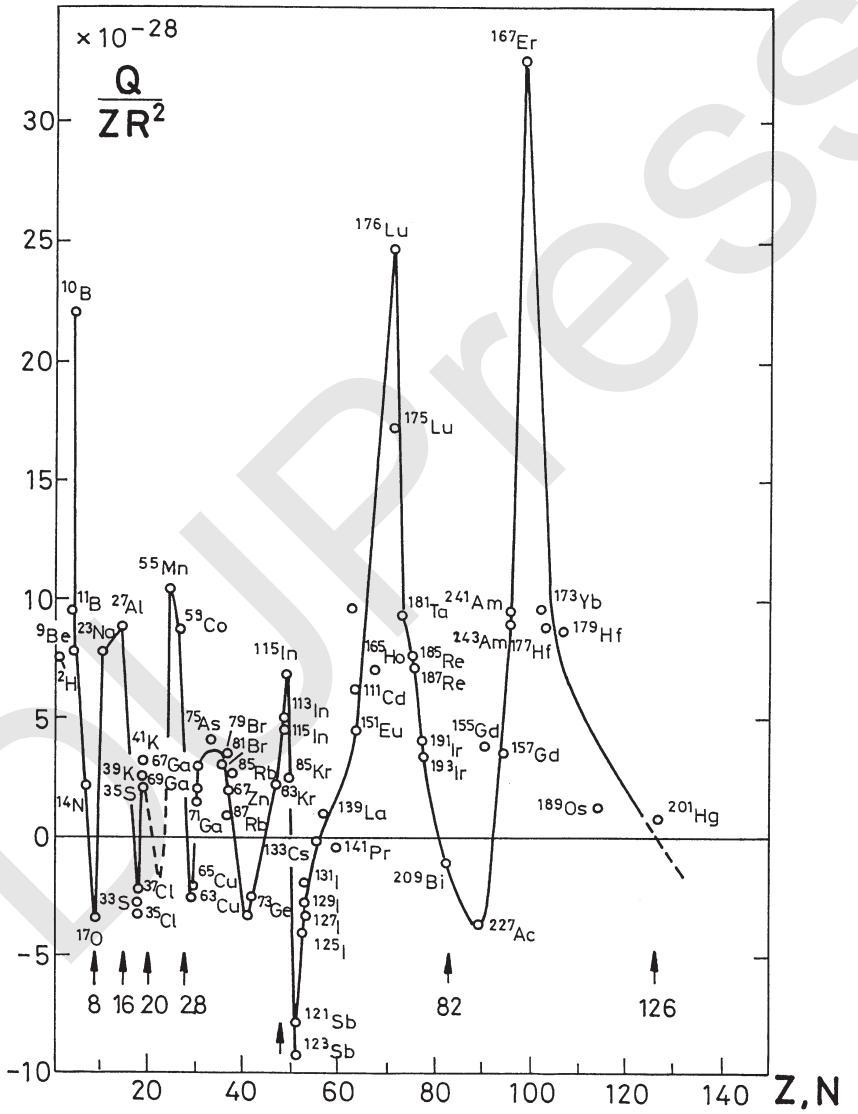


II. 17. ábra. A páros-páros atommagok belső kvadrupólnyomatékának abszolút értékei $|Q_o|$ a rendszám (Z) függvényében. Az egyes elemek különböző izotópjainál a $|Q_o|$ értékek a feltüntetett intervallumokon belül szóródnak. Az adatok forrása: Raman és mts. [1987].

DUPress

kismértékű belapult (oblate) deformációk is előfordulnak, különösen mágikus számok közelében. Más tartományokban nagy kvadrupóldeformációkat mértek.

A héjmodellben a páratlan-páratlan atommagok spektroszkópiai kvadrupólnyomatékát meg lehet határozni a páratlan proton és páratlan neutron konfigurációjának ismeretében (l. részletesebben [Fényes 2002, 183. o.]).



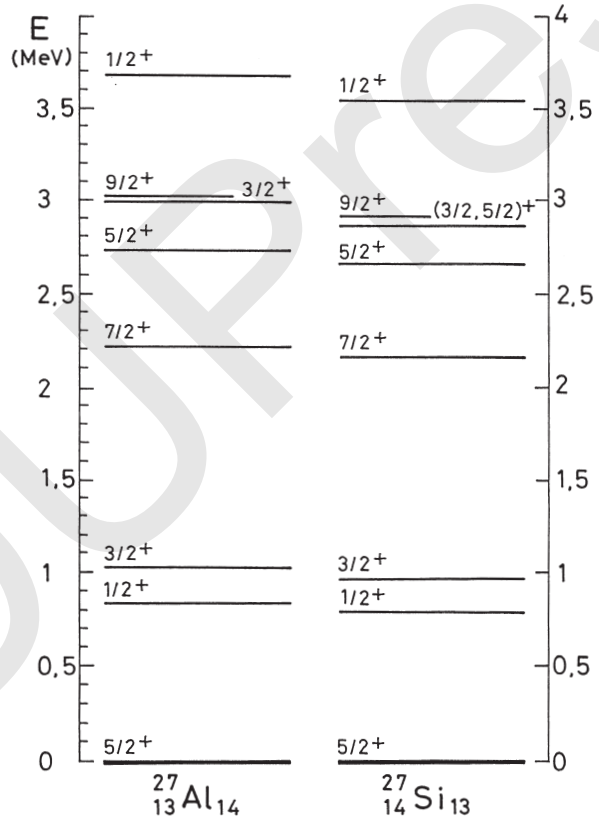
II. 18. ábra. Az atommagok redukált kvadrupólnyomatékai [$Q/(ZR^2)$] a páratlan rendszám (Z) vagy neutronszám (N) függvényében.

DUPress

II. 2. 5. Izospin

Kísérleti eredmények. Izobáranalóg-állapotok

A II. 19. ábra a ^{27}Al és ^{27}Si atommagok nívórendszerét mutatja. E magokban a tömegszámok ugyanazok, a ^{27}Al rendszáma egyenlő a ^{27}Si neutronszámával és fordítva („tükörkép-magok"). A nívóenergiák, spin-paritásértékek és a nívósorrend nagyon hasonlóak. Ha figyelembe vesszük a Coulomb-energiákban és a proton-neutron tömegekben levő különbségeket, gyakorlatilag azonos értékeket kapunk a kötésenergiákra is. Egy protonnak egy neutronra való cseréje nem vál-

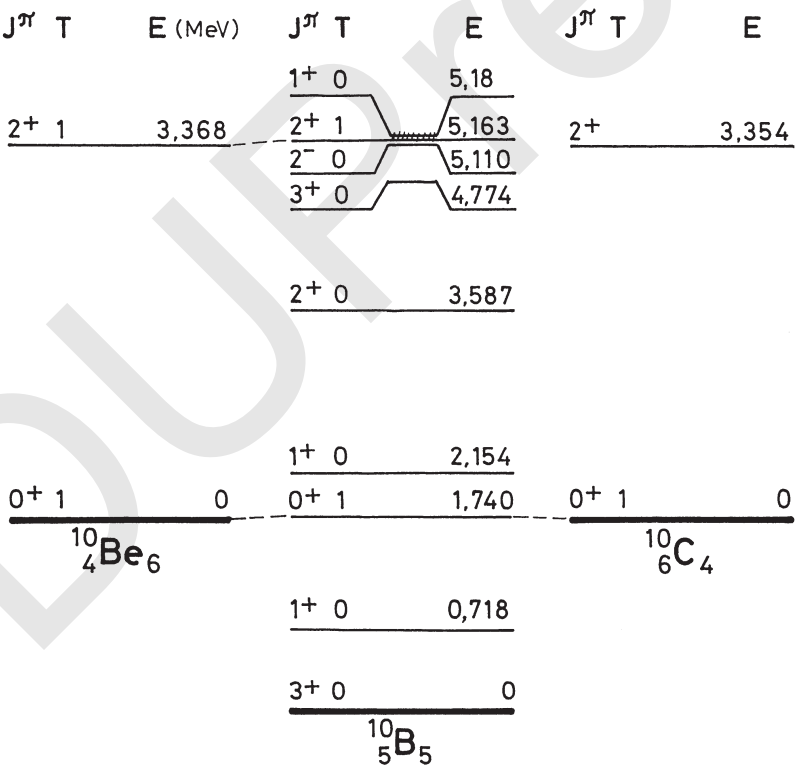


II. 19. ábra. A ^{27}Al és ^{27}Si tükörkép-atommagok nívósémái. Endt [1990] összefoglaló közleménye alapján.

DUPress

toztatja meg a mag kölcsönhatási energiáját. Más szavakkal: *töltésszimmetria áll fenn a magerőknél*, ha az *nn* (és *np*) kölcsönhatásokat *pp* (és *pn*) kölcsönhatásokkal helyettesítjük, nincs változás a mag kölcsönhatási energiájában. Hasonló következtetés vonható le más tükörmagok vizsgálatából is: ^{7}Li – ^{7}Be, ^{11}B – ^{11}C, ^{13}C – ^{13}N, ^{17}O – ^{17}F, ^{25}Mg – ^{25}Al stb.

A II. 20. ábrán a ^{10}Be, ^{10}B és ^{10}C részleges nívósémái láthatók. E magokban egy négy protonból és négy neutronból álló nukleoncsomó van, és egy *nn* pár a ^{10}Be-ban, *pn* pár a ^{10}B-ban és *pp* pár a ^{10}C-ben. Az $E(2^{+}_{T=1}) - E(0^{+}_{1})$ gerjesztésienergia-különbségek gyakorlatilag ugyanazok mindhárom atommagban. (T definícióját l. a II. 31. formulánál.) A tömegek és a kötésenergiák is ugyanazok, ha figyelembe vesszük a proton-neutron tömegkülönbséget és a Coulomb-energia-korrekciót. Mindezek a tények azt mutatják, hogy a kölcsönhatások három típusa: $(pp)_{\text{nukleáris}}$,



II. 20. ábra. A ^{10}Be, ^{10}B és ^{10}C alacsonyanfekvő nívói. Ajzenberg-Selove [1988] alapján.

DUPress

pn, nn azonosak, azaz a *magerők lényegében függetlenek a töltéstől.* Hasonló következtetés vonható le a ^{12}B – ^{12}C – ^{12}N, ^{14}C – ^{14}N – ^{14}O, ^{30}Si – ^{30}P – ^{30}S stb. atommagok analízise alapján is. (Az erős kölcsönhatásnál fellépő kismértékű izospinsértéssel kapcsolatban l. később a VI. 8. 2. pontot.)

A magerők töltésfüggetlenségét nemcsak kötött rendszereknél, hanem a nukleon-nukleon szórási *(p,p), (n,p), (p,d), (n,d)* kísérletekben is észlelték. Pontosabban: a tisztán nukleáris kölcsönhatás a *pp*, *nn* és *pn* nukleonpárok között lényegében azonosnak bizonyult, ha azok azonos térbeli és spinállapotban voltak. (Később látni fogjuk a III. fejezetben, hogy a magerők függnek a spintől.)

A magerők töltésfüggetlensége mind a könnyű, mind a nehéz magokban megmutatkozik. Pl. a ^{209}Bi-ban sok magasanfekvő rezonancianívót észleltek, amelyek szoros analógiát mutattak a ^{209}Pb nívóival (l. II. 21. ábrát). Ez állapotokat *izobár-analóg-állapotoknak* nevezzük. Anderson és Wong [1961] úttörő munkája nyomán sok ilyet találtak különböző magtartományokban. Pl. $g_{9/2}$ izobáranalóg rezonanciákat észleltek a ^{56}Fe(p,γ)^{57}Co [Fodor és mts. 1978], ^{50}Cr(p,γ)^{51}Mn [Sziklai és mts. 1984] és más reakciókban is. A ^{51}Mn-ban talált $g_{9/2}$ izobáranalóg-állapot fragmensei megfelelnek a 4,101 és 4,155 MeV-es $9/2^+$ szülőállapotnak a ^{51}Cr-ban, ami a ^{50}Cr(p,p'γ) reakcióban jól látszik. Megjegyezzük, hogy a Berggren [1968], Gyarmati, Vertse [1971] és Vertse és mts. [1982] által a rezonancianívókra kidolgozott elmélet többek között egyszerű leírást ad az izobáranalóg-állapotokra is [Gyarmati és mts. 1970].

Izospinformalizmus

A magerők töltésfüggetlensége célszerűen az izospinformalizmussal tárgyalható, amit W. Heisenberg vezetett be 1932-ben. A felesspinű részecskék kvantummechanikai formalizmusával analógiában a nukleonokat *izospin-hullámfüggvényekkel* lehet jellemezni:

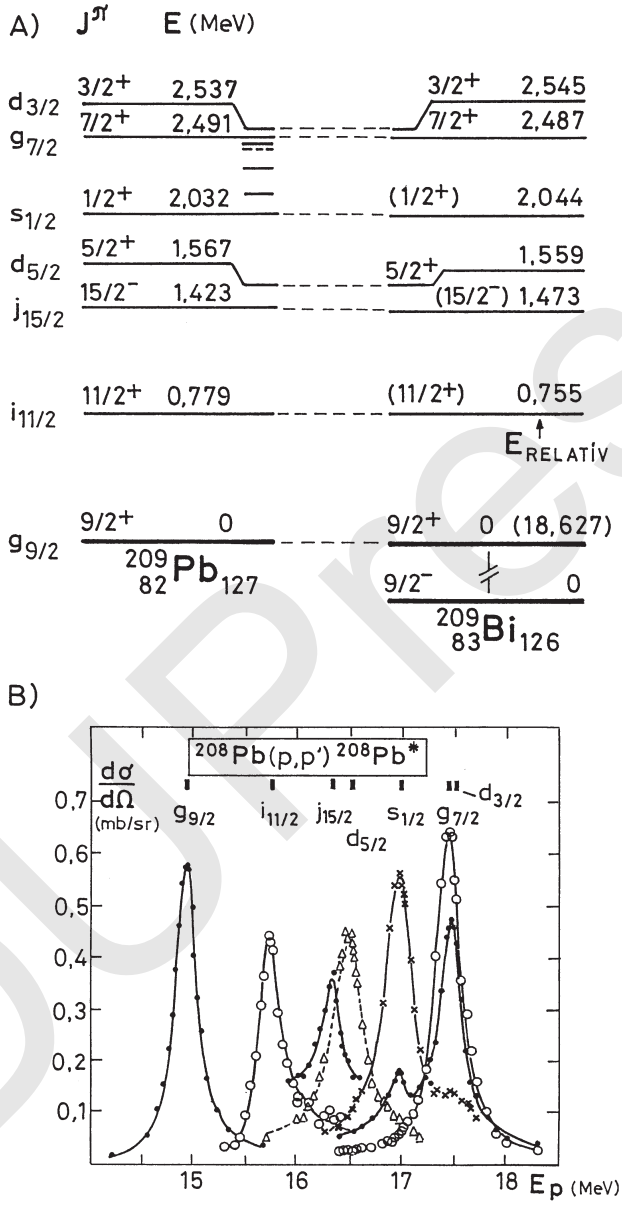
$$\chi_p \equiv \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \text{ és } \chi_n \equiv \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}.$$

Itt a protont izospin „fel" , a neutront izospin „le" hullámfüggvény írja le.

Definiálhatunk egy *izospinoperátort* $\boldsymbol{t} = \boldsymbol{\tau}/2$, ahol $\boldsymbol{\tau}$ komponensei a következők:

$$\tau_x = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad \tau_y = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}, \quad \tau_z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}.$$

DUPLA



II. 21. A. ábra. Izobáranalóg-állapotok a ^{209}Pb és ^{209}Bi atommagokban. Az adatok forrása: [Firestone és mts. 1996]. *B. ábra.* Gerjesztési függvények a ^{208}Pb* egyes végállapotaira, a ^{209}Bi* izobáranalóg rezonanciái közelében. Itt dσ/dΩ differenciális hatáskeresztmetszetet, E_p bombázóproton-energiát jelöl. A hozamgörbék a különböző rezonanciáknál különböző tényezőkkel be lettek szorozva, hogy a csúcsok jobban látszódjanak. Wharton és mts. [1968] alapján.

DUPress

(Pauli-féle izospinmátrixok.) A $\boldsymbol{t}$ operátor eleget tesz az impulzusnyomaték-operátorok szokásos felcserélési *(kommutációs) relációinak*: $t_x t_y - t_y t_x = \mathrm{i} t_z$ stb., ciklikus felcseréléssel. Ha a t_z operátort az izospin-hullámfüggvényre alkalmazzuk, a következő kifejezést nyerjük:

$$t_z \chi_p = \frac{1}{2}\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{bmatrix}\begin{bmatrix}1\\ 0\end{bmatrix} = \frac{1}{2}\begin{bmatrix}1\\ 0\end{bmatrix} \text{protonra és}$$

$$t_z \chi_n = \frac{1}{2}\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & -1\end{bmatrix}\begin{bmatrix}0\\ 1\end{bmatrix} = -\frac{1}{2}\begin{bmatrix}0\\ 1\end{bmatrix} \text{ neutronra.}$$

Ez azt jelenti, hogy a t_z *operátor sajátértéke* +1/2 vagy –1/2 lehet a nukleon két töltésállapotára. (Itt azt a hagyományt fogadjuk el, hogy a + jel protonra vonatkozik, de ez önkényes.)

Megmutatható, hogy analóg módon a *kvantummechanikai 1/2 spinalgebrával*, az izospinalgebrában is fennállnak a következő összefüggések:

$$\boldsymbol{t}^2 t_z - t_z \boldsymbol{t}^2 = 0, \text{ ahol}$$

$$\boldsymbol{t}^2 = t_x^2 + t_y^2 + t_z^2, \qquad t_x^2 = t_y^2 = t_z^2 = \frac{1}{4}\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{bmatrix}, \tag{II. 28.}$$

$$\boldsymbol{t}^2 \chi = t(t+1)\chi, \tag{II. 29.}$$

azaz $\boldsymbol{t}^2$ sajátértéke $t(t+1)$-gyel egyenlő.

Az izospintérben is definiálhatók *növelő és csökkentő operátorok* a szokásos módon

$$t_+ = t_x + \mathrm{i} t_y = \begin{bmatrix}0 & 1\\ 0 & 0\end{bmatrix} \text{ és}$$

$$t_- = t_x - \mathrm{i} t_y = \begin{bmatrix}0 & 0\\ 1 & 0\end{bmatrix}. \tag{II. 30.}$$

Ezeknek az operátoroknak a következő hatása van: $t_+ \chi_p = 0$, $t_- \chi_n = 0$, $t_+ \chi_n = \chi_p$, $t_- \chi_p = \chi_n$, azaz t_+ a neutron hullámfüggvényét a proton hullámfüggvényébe viszi át és t_- fordítva.

Soknukleon-rendszerben a *teljes izospin* ($\boldsymbol{T}$) az egyes nukleonizospinek összegeként definiálható:

$$\boldsymbol{T} = \sum_{i=1}^{A} \boldsymbol{t}_i, \tag{II. 31.}$$

A z komponensre ez a következő összefüggésre redukálódik:

$$T_z = \sum_{i=1}^{A} t_{iz}. \tag{II. 32.}$$

DUPress

Mint a hagyományos spinalgebrában, a $\boldsymbol{T}$ vektoroperátor is eleget tesz felcserélési relációknak. A $\boldsymbol{T}^2$ és T_z operátorok sajátértékei a következők:

$$\boldsymbol{T}^2 : \; T(T+1),$$
$$T_z : T,\, T-1,\, \ldots\, -T.$$

Itt T vagy egész, vagy feles értékű, attól függően, hogy A páros vagy páratlan. A $\boldsymbol{T}^2$ és T_z sajátértékeit és sajátfüggvényeit a $\boldsymbol{t}_i^2$ és t_{iz} operátorokéból az impulzusnyomaték-összeadás szabályai szerint lehet előállítani.

Mivel minden nukleon a T_z-hez (+ vagy –) 1/2-del járul hozzá, érvényes a következő összefüggés:

$$T_z = \frac{1}{2}(Z-N) = Z - \frac{A}{2}.$$

Fennáll továbbá, hogy

$$T_{\max} = |T_{z\max}| = \max\left|Z - \frac{A}{2}\right| = \frac{A}{2}, \text{ ahonnan}$$

$$T = |T_z|,\; |T_z|+1,\; |T_z|+2, \ldots \frac{A}{2}$$

adódik. A kísérletek azt mutatják, hogy a legkönnyebb atommagok alapállapotaiban az izospin $T = |T_z|$, azaz a minimális $|T_z|$ érték realizálódik. L. a II. 22. ábrát.

Az impulzusnyomaték és izospinalgebrák részletesebb ismertetését l. pl. a [Nagy 2000], ill. [Fényes 2002] munkákban.

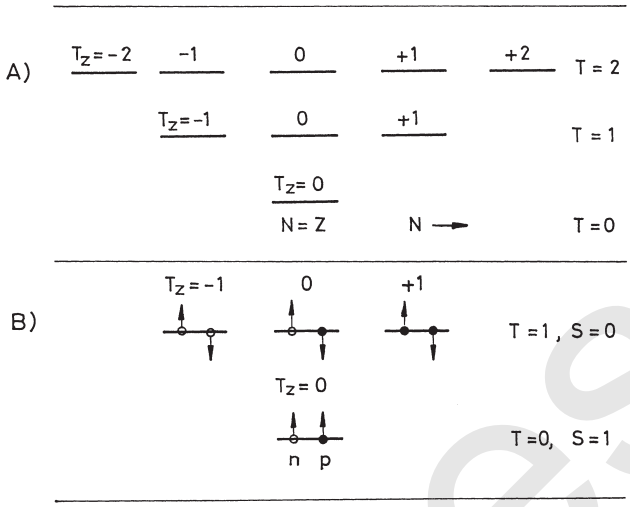
II. 3. AZ ATOMMAGOK TARTOMÁNYAI, JELLEMZŐ NÍVÓSÉMÁK

Az atommagok tartományai

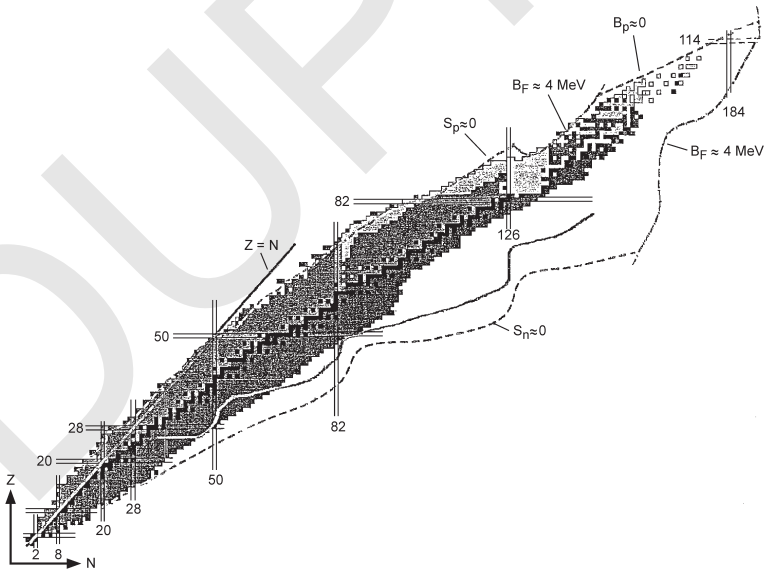
Az atommagok nívórendszerei általában nagy változatosságot mutatnak, de egyes tartományokban sajátos hasonlóságok jelentkeznek. A következőkben bemutatunk néhány tipikus spektrumot, amelyek az adott tartományra jellemzők.

A II. 23. ábra áttekintést ad az egyes tartományokról a rendszám- (Z) és neutronszám- (N) -síkban. Az adott rendszámhoz tartozó atommagokat izotópoknak, az adott tömegszámhoz tartozókat izobároknak, az adott neutronszámhoz tartozókat izotónoknak nevezzük. Az atommagok az $S_p \sim 0$ és $S_n \sim 0$ szeparációsenergia-görbék (drip lines) közötti tartományban lehetnek kötött állapotban. Kísérleti információink csak kb. 3000 (köztük ~ 300 stabil) atommagról vannak, de ennél sokkal több, ~ 7000 atommag létezhet kötött állapotban.

DUPress



II. 22. A. ábra. Izospin multiplettállapotok $T = 0, 1, 2$ esetben. *B. ábra.* A kétnukleon-rendszerek különböző izospin állapotai. Egy meghatározott T értékhez különböző atommagok tartoznak állandó tömegszám mellett. A T_z érték meghatározott atommaghoz tartozik, amelyik különböző T állapotban lehet.



II. 23. ábra. Az atommagok térképe. A fekete négyzetek a stabil atommagokat mutatják a rendszám (Z) és neutronszám (N) függvényében. Az $S_p \approx 0$ és $S_n \approx 0$ görbék a proton-, ill. neutronleszakadási határt jelölik, amelyek pl. különböző magtömeg-formulákból számíthatók. A lépcsőzetes vonalakkal határolt és besatírozott terület az ismert izotópok tartományát mutatja. B_F a hasadáshoz szükséges gerjesztési energiát jelöli.

DUPress

A stabil könnyű atommagokban a proton-, ill. neutronszám közelítőleg egyenlő, ami a protonok és neutronok közötti kiemelten erős kölcsönhatás eredménye. A nehezebb stabil atommagokban a neutronszám nagyobb, mint a protonszám; ellensúlyozandó a protonok közötti erősebb elektromos taszítást.

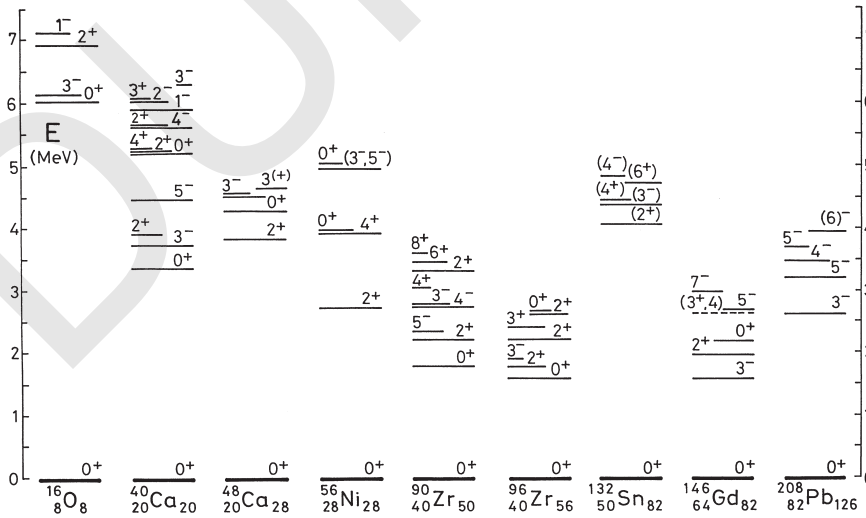
A mágikus számok, azaz zárt maghéjak közelében az atommagok többé-kevésbé gömbszerűek. Ilyen számok a következők: Z vagy N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184. Távol a zárt héjaktól az atommagok rendszerint deformáltak.

A VI. 2. pontban látni fogjuk, hogy az atommag-tartományok legfontosabb sajátságait a héj- (és más) -modellek alapján értelmezni lehet. A modellekben az alapvető magkölcsönhatás mellett fontos szerepet játszik a Pauli-elv és a protonok között fellépő taszító kölcsönhatás.

Atommagok a zárt maghéjak közvetlen közelében

Néhány kétszeresen mágikus atommag alacsonyanfekvő gerjesztett állapotait a II. 24. ábrán tüntettük fel. Az ábra lehetőséget ad néhány általános következtetés levonására.

– A ^{16}O, ^{40}Ca, ^{48}Ca, ^{56}Ni, ^{132}Sn és ^{208}Pb atommagokban, ahol mind a Z, mind az N mágikus szám, az első gerjesztési nívó 2,5 MeV felett van. A ^{90}Zr, ^{96}Zr és ^{146}Gd atommagban az első gerjesztési nívók 1,5 és 2 MeV között jelentkeznek. Z = 40, N = 56 és Z = 64 esetében atommag-alhéj záródik le. A későbbiekben bemuta-



II. 24. ábra. Néhány kétszeresen, ill. részben mágikus atommag alacsonyanfekvő gerjesztési állapotai.

DUPress

tandó II. 31. ábra szerint mágikus számoknál a 2_1^+ és 3_1^- nívók gerjesztési energiái rendszerint nagyobbak, mint a szomszédos atommagokban.

– A gerjesztési nívók között egyaránt lehet pozitív és negatív paritású nívókat találni.

– A VI. fejezetben látni fogjuk, hogy egyes gerjesztési nívók részecske- (vagy lyuk-) -természetűek, mások kollektív gerjesztődést mutatnak.

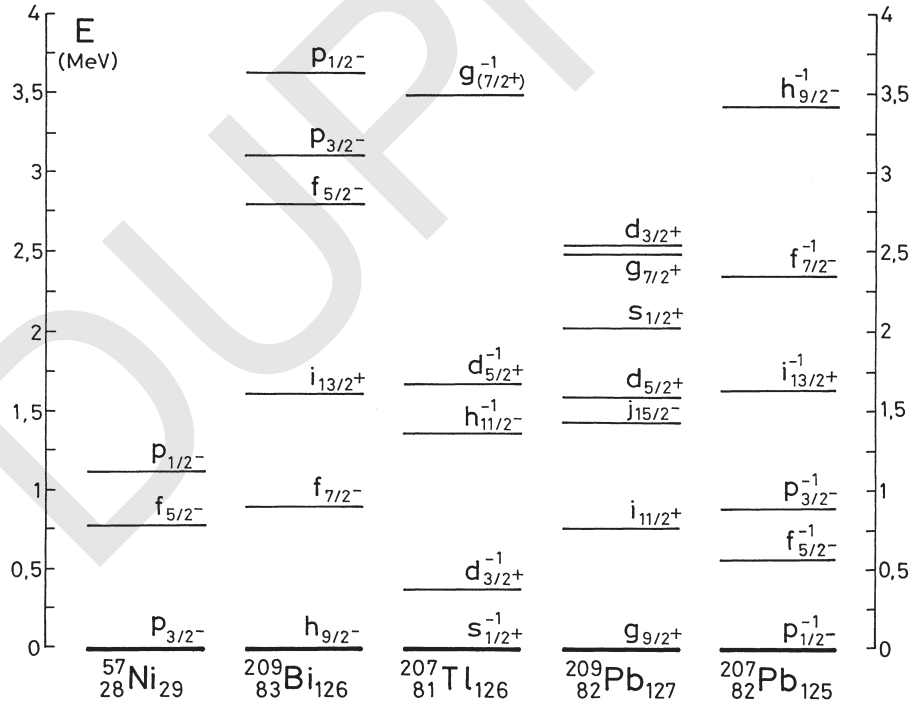
A II. 25. ábrán néhány olyan mag gerjesztési nívórendszere látható, amelyekben egy részecske vagy lyuk van a zárt héj mellett.

– E magokban rendszerint sok alacsonyanfekvő nívó található.

– A nívók természete jól leírható a függetlenrészecske-héjmodellel (l. később a VI. 2. alfejezetet). A II. 25. ábrán feltüntettük az állapotok fő konfigurációját is a héjmodell alapján.

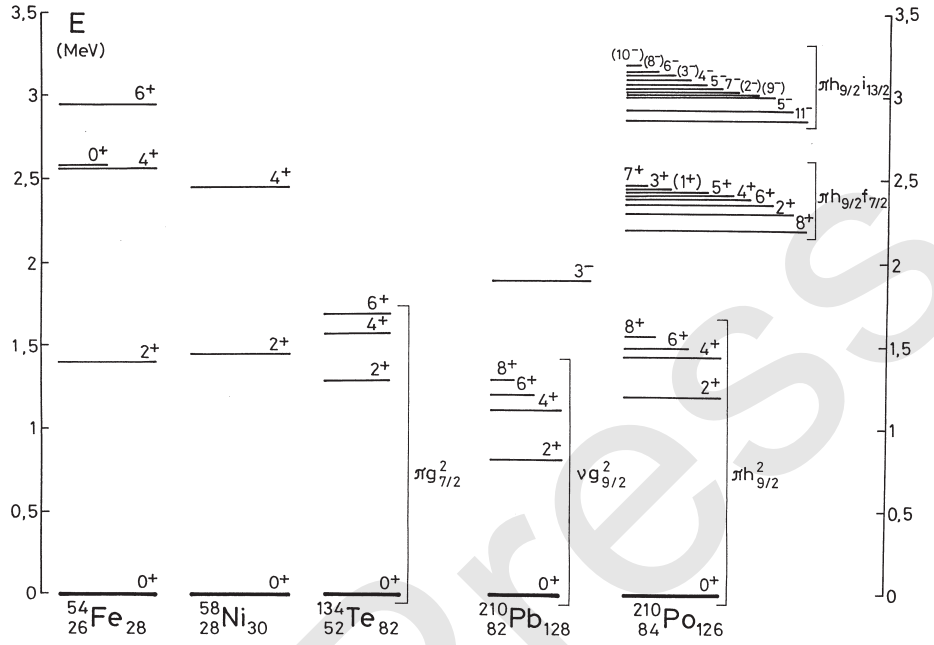
– A nívóspinek és -paritások változatosak, de a függetlenrészecske-héjmodell ezeket jól leírja.

A II. 26. ábra néhány olyan mag nívórendszerét mutatja, melyekben két részecske (vagy lyuk) van a zárt héj mellett.



II. 25. ábra. Részecskés és lyukállapotok olyan atommagokban, amelyekben egy nukleontöbblet vagy -hiány van a zárt héjhoz viszonyítva.

DUPress



II. 26. ábra. Két részecske vagy lyuk a zárt héjak mellett: néhány atommag alacsonyanfekvő nívói.

– A nívórendszerek nagyon hasonlóak, ha a valenciarészecskék (-lyukak) konfigurációi azonosak. Pl. a $g_{7/2}{}^2$ kétprotonos állapotok a ^{134}Te-ban, a $g_{9/2}{}^2$ kétneutronos állapotok a ^{210}Pb-ban és a $h_{9/2}{}^2$ kétprotonos állapotok a ^{210}Po-ban.

– Ha a valenciarészecskék (-lyukak) különböző konfigurációval rendelkeznek, a nívósémák változatosak. Példák ezekre a $h_{9/2}f_{7/2}$ és $h_{9/2}i_{13/2}$ kétprotonos állapotok a ^{210}Po-ban.

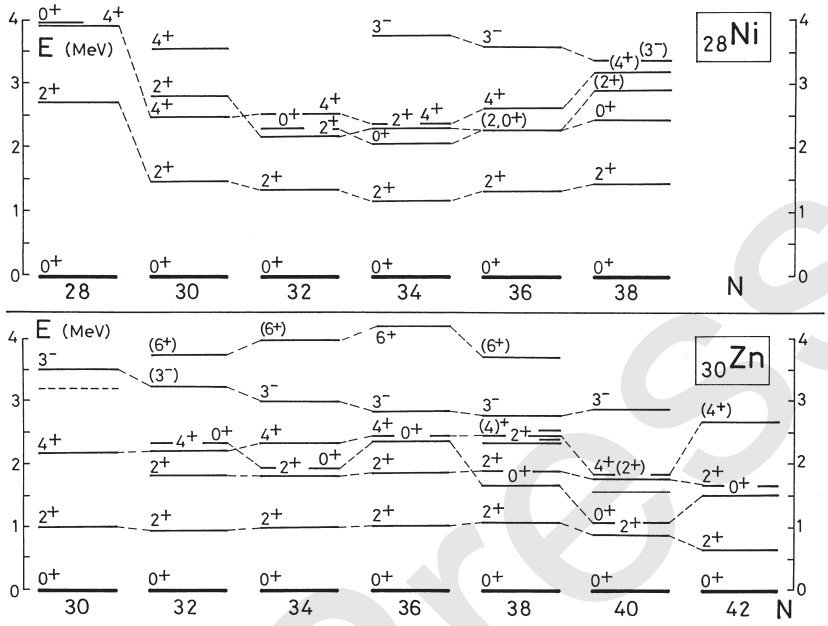
– A nívórendszerek főbb sajátságai ésszerűen leírhatók a héjmodell segítségével, ha két részecske (vagy lyuk) van a valenciahéj mellett. Az értelmezés a magerők részletes ismerete nélkül is elvégezhető.

Gömbszerű atommagok

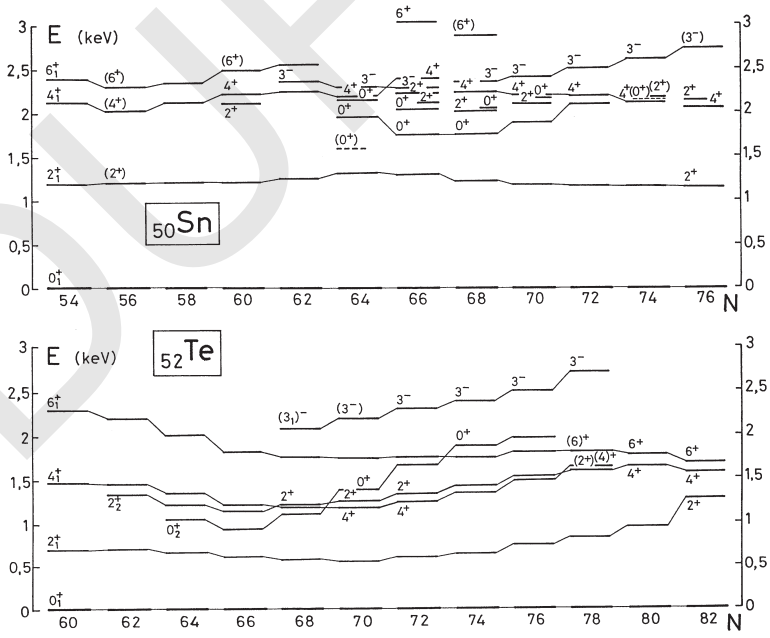
A II. 27. és 28. ábrák a Ni-, Zn- és Sn-, Te-atommagok alacsonyanfekvő nívóit mutatják. A nívórendszerek közös jellemzői a következők:

– Az alapállapotok spinje és paritása 0^+, míg az első gerjesztett állapoté 2^+. A következő három gerjesztési nívó 0^+, 2^+ és 4^+ állapot. E nívóhármas között

DUPress



II. 27. ábra. Alacsonyanfekvő nívók egyes gömbszerű atommagokban a neutronszám (*N*) függvényében.



II. 28. ábra. Alacsonyanfekvő nívók a Sn- és Te-atommagokban a neutronszám (*N*) függvényében.

DUPress

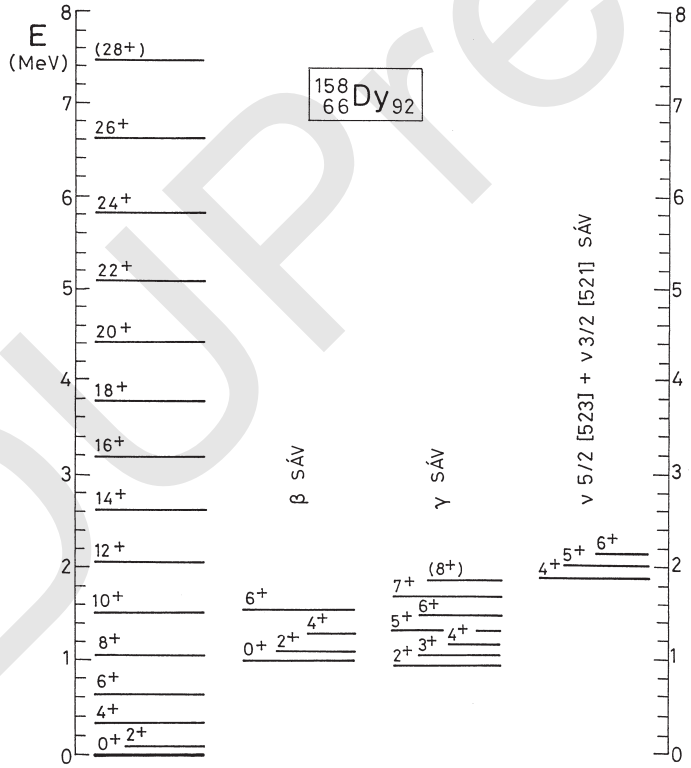
„intruder" (behatoló) állapotok is megjelennek. Nagyobb gerjesztési energiáknál 3^- nívók is megfigyelhetők.

– A gerjesztési nívók az adott elem szomszédos páros-páros izotópjainál nagyon hasonlóak, ami kollektív gerjesztésre utal.

– A VI. 4. alfejezetben később látni fogjuk, hogy a gömbszerű magok alacsonyan fekvő nívóinak többsége kollektív kvadrupól- és oktupólvibrációs természetű.

Deformált atommagok

A II. 29. ábrán egy deformált, páros-páros atommag alacsonyanfekvő gerjesztési nívói láthatók. A nívórendszer jellemző sajátságai a következők:



II. 29. ábra. A deformált ^{158}Dy atommag részleges nívósémája. Az alapállapotra, a β- és γ-vibrációs nívókra, valamint egyrészecskés állapotokra épült rotációs sávok. A részecskés állapotok jelölését l. a VI. 2. 4. pontban. Az adatok Firestone és mts. [1996] összefoglaló munkája alapján vannak feltüntetve.

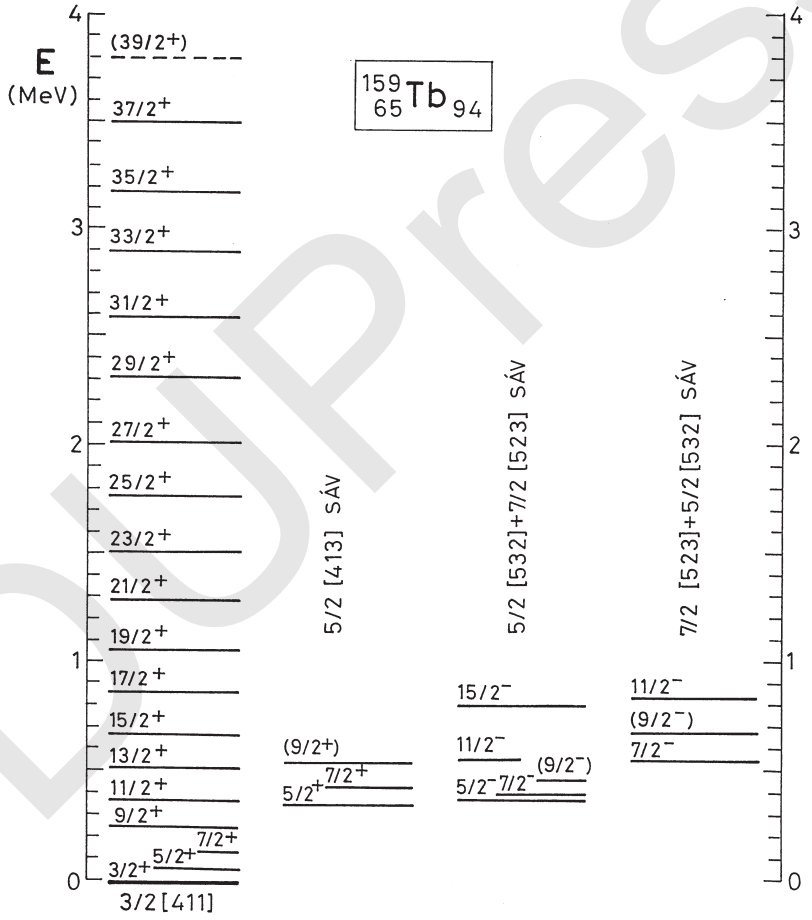
DUPress

– Sok alacsonyanfekvő nívó van.

– A nívók sorozatba rendezhetők, amelyeket sávnak nevezünk. Az alapnívóra épülő sávban a nívók energiája közelítőleg arányos $J(J+1)$-gyel, ahol J az állapot spinje (kollektív rotációs sajátság, l. részletesebben a VI. 5. alfejezetben).

– Az alapsávon kívül más sávok is megjelennek. Később látni fogjuk, hogy a sávok különböző kollektív vibrációs vagy részecskés állapotokra épülnek.

A II. 30. ábra a ^{159}Tb alacsonyanfekvő állapotait mutatja. E páratlan tömegszámú deformált atommagban sok alacsonyanfekvő nívó van és a különböző részecskés állapotokra sávok épülnek fel.

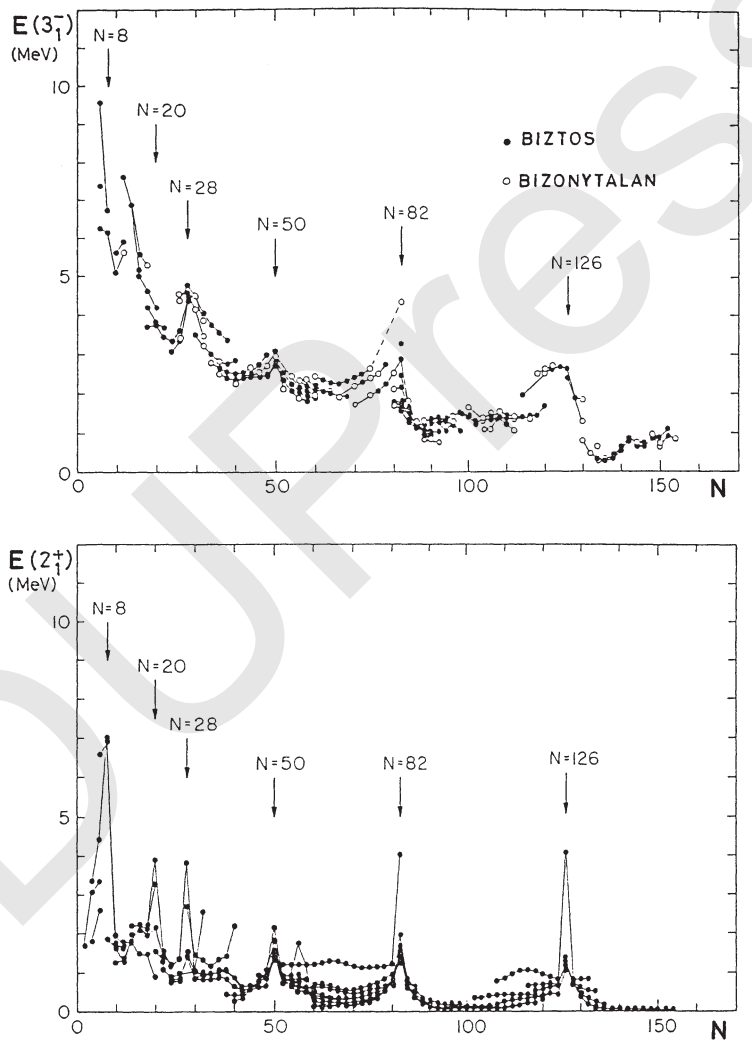


II. 30. ábra. Egy deformált, páratlan tömegszámú atommag, a ^{159}Tb parciális nívósémája. A nívóspinek és paritások mellett a sávfejek Nilsson-modell szerinti jelölése is fel van tüntetve (l. később a VI. 2. 4. pontban). Az adatok forrása: Firestone és mts. [1996].

DUPress

Átmeneti tartományok

A II. 31. ábrán a páros-páros izotópok első 2^+ és 3^- nívói láthatók a neutronszám (N) függvényében. Ha a páros-páros izotón atommagok első 2^+ és 3^- gerjesztési nívóit tüntetjük fel a rendszám (Z) függvényében, nagyon hasonló görbéket kapunk.



II. 31. ábra. A páros-páros atommagok legalsó 2^+ és 3^- állapotainak gerjesztési energiái a neutronszám (N) függvényében. A vonalak az izotópokat kötik össze. Az üres körök nem egyértelműen azonosított adatokat jelölnek. Spear [1989] alapján, Fényes [2002]-ből.

DUPress

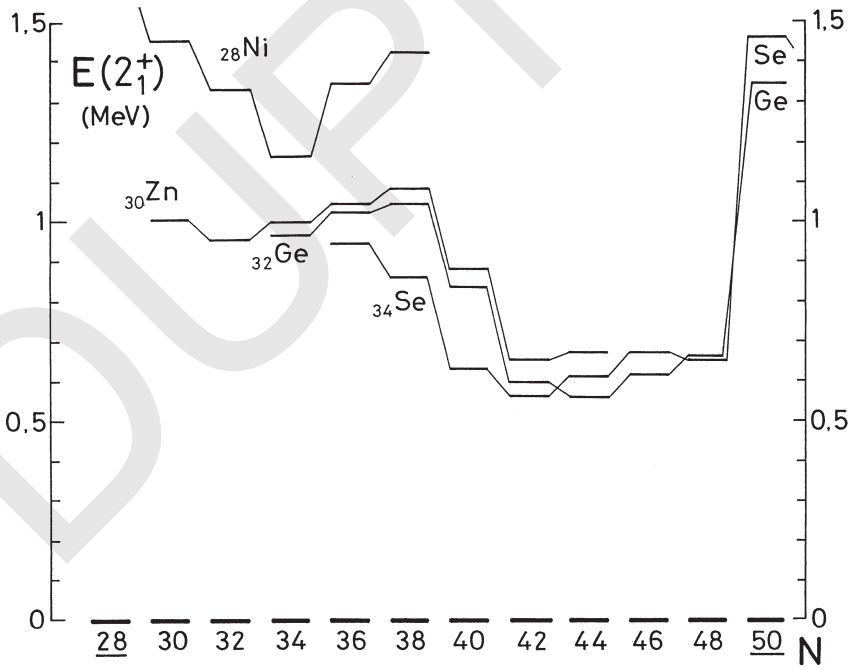
– Az első 2^+ és 3^- állapotok energiái csökkenő tendenciát mutatnak növekvő N (vagy Z) függvényében. Ez a tendencia a felületi kvadrupól- és oktupóloszcilláció sajátsága, mint azt a VI. 4. alfejezetben látni fogjuk.

– Mágikus neutron- (proton-) -számoknál az $E(2_1^+)$ és $E(3_1^-)$ energiák az esetek többségében kiugróan nagyok.

– Az $56 < Z < 78$ és $Z > 88$, valamint $88 < N < 120$ és $N > 134$ tartományokban az első 2^+ nívók energiái különösen alacsonyak. Ezekben a tartományokban az atommagok erősen deformáltak és az első 2^+ állapotok rotációs jellegűek.

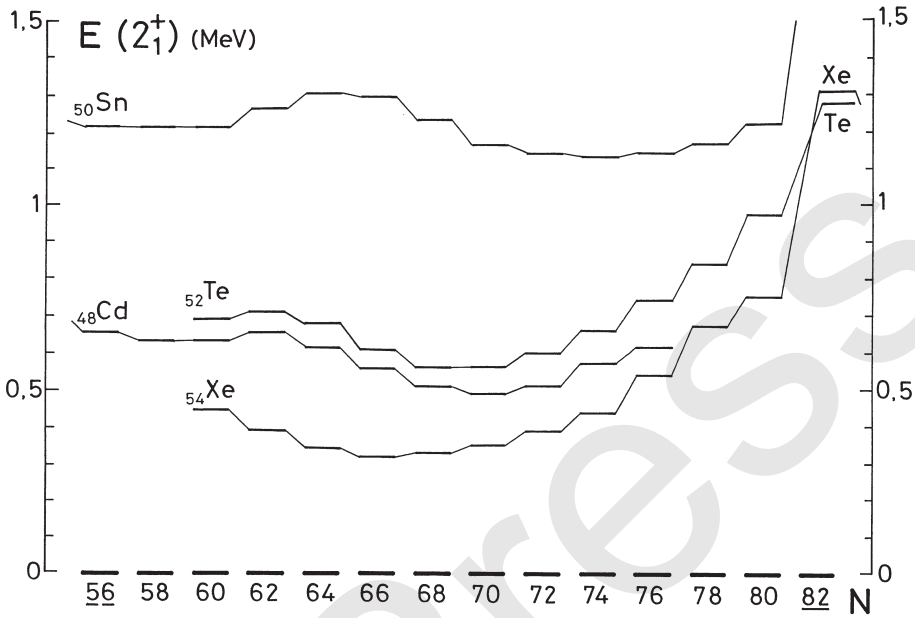
A páros-páros Ni-, Zn-, Ge-, Se- és Cd-, Sn-, Te-, Xe-atommagok első 2^+ állapotainak gerjesztési energiáit a II. 32., ill. a II. 33. ábrán tüntettük fel. Az $E(2_1^+)$ energiák az $N = 28$, 50 és 82 mágikus, valamint az $N = 56$ félmágikus számoknál különösen nagyok, míg a közbenső intervallumokban kisebbek. Feltűnő azonban, hogy az $E(2_1^+)$ energiák az ónnál csekély változást mutatnak.

Az $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ arány a páros-páros erősen deformált magoknál közel 3,33-dal egyenlő (l. később a VI. 16. ábrát), ami megfelel a kollektív rotáció elmélete



II. 32. ábra. A legalsó 2^+ állapotok gerjesztési energiái a páros-páros Ni-, Zn-, Ge- és Se-izotópokban. Raman és mts. [1987] alapján.

DUPress



II. 33. ábra. A páros-páros Cd-, Sn-, Te- és Xe-atommagok legalsó 2^+ állapotainak energiái a neutronszám (N) függvényében. Raman és mts. [1987] alapján.

alapján várt értéknek. Más tartományokban ez az arány rendszerint 1,2 és 3,33 között van. A kollektív harmonikus vibráció elmélete az $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ arányra 2 értéket jósol. L. később a VI. 4. és 5. alfejezeteket.

DUPress

IRODALOM A II. FEJEZETHEZ

Összefoglaló munkák

Bettini, A. 2008: *Introduction to elementary particle physics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge).

Casten, R. F. 2000: *Nuclear structure from a simple perspective* (Oxford Univ., Oxford).

Cottingham, W. N., Greenwood, D. A. 2001: *An introduction to nuclear physics* (Cambridge Univ. Press).

Erostyák J., Kürti J., Raics P., Sükösd Cs. 2006: *Fizika* III. (Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest).

Fényes T. 2002: *Structure of atomic nuclei* (Akadémiai Kiadó, Budapest).

Fényes T. 2007: *Részecskék és kölcsönhatásaik* (Kossuth Egyetemi Kiadó, Debrecen). A jelen könyv második kötete.

Hevesi I., Szatmári S. 2002: *Bevezetés az atomfizikába* (JATE Press, Szeged).

Heyde, K. 1999: *Basic ideas and concepts in nuclear physics* (Inst. Phys., Bristol).

Kiss D., Horváth Á., Kiss Á. 1998: *Kísérleti atomfizika* (ELTE Eötvös Kiadó, Budapest).

Krane, K. S. 1988: *Introductory nuclear physics* (Wiley, New York).

Lunney, D., Pearson, J. M., Thibault, C. 2003: *Recent trends in the determination of nuclear masses, Rev. Mod. Phys.* 75, No. 3, 1021.

Muhin, K. N. 1985: *Kísérleti magfizika* (Tankönyvkiadó, Budapest).

Musiol, G., Reif, R., Seeliger, D. 1980: *Kern- und Elementarteilchenphysik* (VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin).

Hivatkozások

Abramowitz, M., Stegun, I. A. 1965: *Handbook of mathematical functions* (Dover, New York).

Ajzenberg-Selove, F. 1988: *Nucl. Phys.* A 490, 1.

Anderson, J. D., Wong, C. 1961: *Phys. Rev. Lett.* 7, 250.

Angeli, I., Csatlós M. 1977: *Nucl. Phys.* A 288, 480.

Angeli, I. 1991A: J. Phys. G: *Nucl. Part. Phys.* 17, 439.

Angeli, I. 1991B: *Europhys. Lett.* 16, 429.

Angeli, I. 1992: *Inst. Phys. Conf. Ser. No 132: Section 1, 6th Int. Conf. on nuclei far from stability,* p. 93.

DUPress

Angeli, I. 1999: *Table of nuclear root mean square charge radii* (Int. Atomic Energy Agency, INDC [HUN]-033, Vienna).
Angeli, I. 2004: *A consistent set of nuclear rms charge radii: properties of the radius surface R(N,Z), Atomic Data Nucl. Data Tables* 87, 185.
Angeli, I. Gangrsky, Yu. P., Marinova, K. P., Boboshin, I. N., Komarov, S. Yu., Ishkhanov, B. S., Varlamov, V. V. 2009: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 36, 085102.
Audi, G., Wapstra, A. H. 1993: *Nucl. Phys.* A 565, 1, 66.
Audi, G., Wapstra, A. H., Thibault, C. 2003: *Atomic mass evolution, Nucl. Phys.* A 729, 337.
Avotyina, M. P., Voronova, N. A., Erohina, K. T., Lemberg, I. H. 1995: *Jagyernaja fizika* 58, 248.
Berggren, T. 1968: *Nucl. Phys.* A 109, 265.
Bethe, H. A. Bacher, R. F. 1936: *Rev. Mod. Phys.* 8, 82.
Bohr, A., Mottelson, B. R. 1969, reprinted 1998: *Nuclear structure,* vol. 1 (World Sci., Singapore).
Budó Á., Mátrai T. 1985: *Kísérleti fizika,* III. kötet (Tankönyvkiadó, Budapest).
Cohen, E. R., Taylor, B. N. 1987: *Rev. Mod. Phys.* 59, 1121.
Comay, E., Kelson, I., Zidon, A. 1988: *Atomic Data and Nucl.* Data Tables 39, 235.
Dechargé, J., Gogny, D. 1980: *Phys. Rev.* C 21, 1568.
De Witt Huberts, P. 1983: *Nucl. Phys.* A 396, 71c .
Elton, L. R. B. 1961: *Nuclear sizes* (Oxford Univ. Press, Oxford).
Endt, P. M. 1990: *Nucl. Phys.* A 521, 1.
Fényes T. 2002: *Structure of atomic nuclei* (Akadémiai Kiadó, Budapest).
Firestone, R. B., Shirley, V. S., Baglin, C. M., Frank Chu, S. Y., Zipkin, J. eds. 1996: *Table of isotopes,* 8th ed. vols 1, 2 (Wiley, New York).
Fodor I., Sziklai J., Kardon B., Rama Rao, J., Beckert, K., Herrmann, F., Schobbert, H. 1978: *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 4, 1117.
Fricke, G., Heilig, K. 2004: *Nuclear charge radii,* in *Landolt-Börstein, New Series, ed. Schopper, H., group I. Elementary particles, nuclei and atoms,* vol. 20.
Frois, B. 1983: in *Proc. Int. Conf. on nuclear physics,* Florence 1983, vol. 2, ed. Blasi P., Ricci R. A. (Tipografia Compositori, Bologna) p. 221.
Fukunishi, N., Otsuka, T., Tanihata, I. 1993: *Phys. Rev.* C 48, 1648.
Garvey, G. T. 1969: *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 19, 433.
Garvey, G. T., Gerace, W. J., Jaffe, R. L., Talmi, I., Kelson, I. 1969: *Rev. Mod. Phys.* 41, S1.
Gyarmati B., Vertse T., Zimányi J., Zimányi M. 1970: *Phys. Rev.* C 1, 1.

DE Press

Gyarmati B., Vertse T. 1971: *Nucl. Phys.* A 160, 523.
Hagiwara, K. et al. 2002: *Phys. Rev.* D 66, 010001.
Han, Q. Z., Sun, H. Z., Li, G. H. 1987: *Phys. Rev.* C 35, 786.
Han, X.-L., Wu, C.-L., Feng, D. H., Guidry, M. N. 1992: *Phys. Rev.* C 45, 1127.
Hansen, P. G., Jensen, A. S., Jonson, B. 1995: *Ann. Rev. Nucl. Part. Phys.,* vol. 45.
Jänecke, J., Masson, P. J. 1988: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 39, 265.
Kraus, Ch. et al. 2003: *Nucl. Phys.* A 721, 533.
Kravcov, V. A. 1965: *Massi atomov i energii svjazi jagyer* (Atomizdat, Moszkva).
Lazarev, Ju. A. és mts. 1994: *Phys. Rev. Lett.* 73, 624.
Mohr, P. J., Taylor, B. N. 2000: *Rev. Mod. Phys.* 72, 351.
Möller, P., Leander, G. A., Nix, J. R. 1986: *Z. Phys.* A 323, 41.
Möller, P., Myers, W. D., Swiatecki, W. J., Treiner, J. 1988: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 39, 225.
Möller, P., Nix, J. R. 1988: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 39, 213.
Möller, P., Nix, J. R., Myers, W. D., Swiatecki, W. J. 1992: *Nucl. Phys.* A 536, 61.
Möller, P., Nix, J. R., Myers, W. D., Swiatecki, W. J. 1995: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 59, 185.
Myers, W. D., Swiatecki, W. J. 1966: *Nucl. Phys.* 81, 1.
Myers, W. D., Swiatecki, W. J. 1967: *Ark. Fys.* 36, 343.
Myers, W. D . Swiatecki, W. J. 1969: *Ann. Phys.* 55, 395.
Myers, W. D., Schmidt, K. H. 1983: *Nucl. Phys.* A 410, 61.
Nadjakov, E. G., Marinova, K. P., Gangrsky, Yu. P. 1994: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 56, 133.
Nagy K. 2000: *Kvantummechanika* (Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest).
Pálla G., Pegel, C., 1979: *Nucl. Phys.* A 321, 317.
Pálla G., Geramb, H. V., Pegel, C. 1983: *Nucl. Phys.* A 403, 134.
Particle Data Group 2008: *Review of particle physics, Phys. Lett.* B 667, 1.
Povh, B., Rith, K., Scholz, C., Zetsche, F. 2002: *Particles and nuclei* (Springer, Berlin).
Raghavan, P. 1989: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 42, 189.
Raman, S., Malarkey, C. H., Milner, W. T., Nester, C. W. Jr., Stelson, P. H. 1987: *Atomic data and Nuclear Data Tables* 36, 1; l. továbbá Raman, S., Nestor, C. W. Jr., Tikkanen, P. 2001: ugyanott 78, 1.
Richter, A. 1993: *Nucl. Phys.* A 553, 417c.
Segré, E. 1977: *Nuclei and particles* (Benjamin, Reading, MA).
Spanier, L., Johansson, S. A. E. 1988: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 39, 259.
Spear, R. H. 1989: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 42, 55.

PUPress

Stone, N. J. 2005: *Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments, Atomic Data Nucl. Data Tables* 90, No. 1.
Strutinsky, V. M. 1968: *Nucl. Phys.* A 122, 1.
Sziklai J., Cameron, J. A., Szöghy I. M. 1984: *Phys. Rev.* C 30, 490.
Tarantyin, N. I. 1995: *Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei* (ECSAJA) 26, No 4, 1046.
Tashibana, T., Uno, M., Yamada, M., Yamada, S. 1988: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 39, 251.
Vertse T., Pál K. F., Balogh Z. 1982: *Comput. Phys. Commun.* 27, 309.
Wapstra, A. H., Audi, G. 1985: *Nucl. Phys.* A 432, 55.
Wapstra, A. H., Audi, G., Thibault, C. 2003: *Atomic mass evaluation, Nucl. Phys.* A 729, 129.
Weizsäcker, Von C. F. 1935: *Z. Phys.* 36, 431.
Wharton, W. R., Von Brentano, P., Dawson, W. K., Richard, P. 1968: *Phys. Rev.* 176, 1424.
Zeldes, N. 1967: *Ark. Fys.* 36, 361.
Zeldes, N., Grill, A., Simievic, A. 1967: *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.* 3, No 5.

DUPress

FELADATOK A II. FEJEZETHEZ

II. 1. A neutron felfedezése előtt azt hitték, hogy az atommag protonokból és elektronokból épül fel. Soroljon fel néhány érvet, ami kizárja, hogy elektronok legyenek az atommagban! Útmutatás: *a)* elektron kötési- és kinetikusenergia megfontolások, *b)* atommagok mágneses nyomatékai alapján, *c)* az atommagspinek és a kvantumstatisztika alapján (bozonok, fermionok).

II. 2. Kiszámítandó az elektromos (V_e) és gravitációs (V_g) potenciális energiák hányadosa két kölcsönhatásban álló elektronra. A szükséges adatokat l. a XI. 3. táblázatban.

II. 3. Kiszámítandó egy egyenletesen töltött gömb Coulomb-energiája (E_{Coul}), ha a teljes töltés $Q = Ze$ és a gömb sugara R.

II. 4. Megbecsülendő a ^{27}Si és ^{27}Al tükörmagok sugara, ha kötésenergia-különbségük $\Delta E_B = E_B(^{27}\text{Si}) - E_B(^{27}\text{Al}) = 5{,}59$ MeV. A tükörmagok Coulomb-energiájának számításához felhasználható a II. 3. feladatban nyert képlet.

II. 5. Hány nukleon van 1 cm^3 maganyagban? Mennyi 1 cm^3 maganyag tömege?

II. 6. Kiindulva az atommag kötésenergiájára nyert (II. 15.) formulából, vezesse le (közelítőleg) a stabilitási görbére vonatkozó (II. 9.) formulát! Számítsa ki Z_{stab} értékét $A_{\text{stab}} = 75$, 103 és 197 értékekre és vesse össze ezeket a kísérleti értékekkel!

II. 7. A paritásoperáció (P) hatására hogyan viselkednek a következő mennyiségek: helyzetvektor ($\boldsymbol{r}$), impulzus ($\boldsymbol{p}$), impulzusnyomaték ($\boldsymbol{L}$), spin ($\boldsymbol{s}$), elektromos térerősség ($\boldsymbol{E}$), mágneses indukció ($\boldsymbol{B}$), elektromos dipólnyomaték ($\boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{E}$), mágneses dipólnyomaték ($\boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{B}$) és helicitás ($\boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{p}$)?

II. 8. A neutron elektromos töltése zéró. Hogyan lehet mégis mágneses nyomatéka?

II. 9. Különböző emberi testszövetek magmágneses rezonanciával való vizsgálatánál nagy szerepet játszanak a hidrogén és ^{43}Ca atommagok, pontosabban ezek mágneses nyomatékai. Kiszámítandó a magrezonancia-frekvencia protonra és ^{43}Ca atommagra 1 T mágneses térben. A ^{43}Ca spinje $I = 7/2$, mágneses nyomatéka $\mu = -1{,}32\ \mu_N$.

DUPress

II. 10. Határozza meg a ^{3}H, ^{3}He, ^{9}Be és ^{16}O atommagok izospinjét! Mennyi a *p, n*, π^+, π^- , π^0 részecskék izospinje (T) és ezek vetülete (T_z)?

II. 11. A tapasztalat szerint az ugyanazon izospin multipletthez tartozó izobár atommag állapotok tömege a következő formulával írható le:

$$M = a + bT_z + cT_z^2,$$

ahol *a, b* és *c* állandók, T_z az izospin vetülete. Vezesse le ezt a formulát!

II. 12. A ^{33}P $J^\pi = ½^+$ alapállapota, a ^{33}S $½^+$ 5,480 MeV gerjesztett állapota, a ^{33}Cl $½^+$ 5,544 MeV gerjesztett állapota és a ^{33}Ar $½^+$ alapállapota $T = 3/2$ izobáranalóg-állapotok. A négy atommag kötésenergiái az alapállapotban a következők: $E_B(^{33}\text{P}) = 280{,}956$ MeV, $E_B(^{33}\text{S}) = 280{,}422$ MeV, $E_B(^{33}\text{Cl}) = 274{,}057$ MeV, $E_B(^{33}\text{Ar}) = 261{,}650$ MeV. Leírhatók-e az izobáranalóg-állapotok kötésenergiái az $E_B = \alpha + \beta T_z + \gamma T_z^2$ formulával és ha igen, milyen α, β és γ állandó paraméterekkel? Hány értékes számjegy pontosságig jó a leírás?

DUPress

III. MAGERŐK, NUKLEON–NUKLEON-KÖLCSÖNHATÁS

A magkölcsönhatások ismerete kulcsfontosságú a magszerkezet megértéséhez.

Kísérleti információt a **n**ukleon–**n**ukleon *(NN),* ill. általában a magkölcsönhatásról a következő forrásokból nyerhetünk.

– A legegyszerűbb kötöttállapoti rendszer, a deuteron sajátságai (kötésenergia, spin, paritás, mágneses dipól- és elektromos kvadrupólnyomaték, magátmérő).

– A nukleon–nukleon- *(np, pp, nn)* -ütközések jellemzői kis, közepes és nagy bombázó energiáknál (differenciális és integrális hatáskeresztmetszet, szórási hossz, effektív hatótávolság, fáziseltolás, polarizáció stb.).

– Pionok és nehezebb mezonok ütközése atommagokkal, pion–pion-kölcsönhatás.

– A könnyű és nehéz atommagok sajátságai (kötésenergia, térfogat, sűrűség, magnyomatékok, gerjesztési nívók, összenyomhatóság stb.).

Rövid történeti áttekintés. A teljesség igénye nélkül felsorolunk néhány eredményt, amiknek különösen fontos hatása volt az *NN*-kölcsönhatással kapcsolatos ismereteink fejlődésére.

– A magerők a nukleonok közötti speciális kvantumok cseréje révén valósulnak meg [Tamm, Ivanenko 1934].

– A nukleon–nukleon-kölcsönhatás néhány alapvető sajátságának felismerése: a magerők hatótávolsága 10^{-15} m rendű, az *NN*-kölcsönhatási energia (a potenciálvölgy mélysége) kb. 50 MeV (Wigner az 1930-as években, főleg a könnyű atommagok kötésenergiája alapján).

– A magpotenciál lehetséges alakjainak levezetése tér-idő szimmetriából [Eisenbud, Wigner 1941].

– A magkölcsönhatások mezontér-elmélete [Yukawa 1935]. A magkölcsönhatásokat egy kb. 140 MeV nyugalmi energiájú térkvantum közvetíti.

– A π-mezonok felfedezése [Lattes és mts. 1947]. A π-mezonok azonosíthatók a mezontér kvantumaival.

DUEress

– Intenzív kísérleti *NN*-szórási vizsgálatok alacsony, közbenső és nagy energiáknál (számos kutatócsoport az 1930-as, 40-es és 50-es években). A pionok ütközésének vizsgálata nukleonokon.

– A nehéz mezonok felfedezése az 1960-as években.

– Fenomenológiai *NN*-potenciálok megalkotása [Hamada, Johnston 1962; Lassila és mts. 1962; Tabakin 1964; Reid 1968].

– Korrelált és nemkorrelált kétpion-csere figyelembevétele az *NN*-kölcsönhatásokban. Stony Brook-csoport [Jackson és mts. 1975; Brown, Jackson 1976], Párizs-csoport [Lacombe és mts. 1975; Lacombe és mts. 1980].

– Átfogó térelméleti mezoncsere-modell kidolgozása *NN*-kölcsönhatásokra, Bonn-potenciál [Machleidt és mts. 1987].

Az újabb fejleményekre l. a VI. 8. alfejezetet.

A következő részekben röviden áttekintjük a magerők néhány általános sajátságát (III. 1.), a kétnukleon-rendszerek lehetséges állapotait (III. 2.), a deuteron sajátságait (III. 3.), az *NN*-szóródást (III. 4.), a fenomenológiai potenciálokat (III. 5.), a mezontér-elméleti potenciálokat (III. 6.), valamint összehasonlítjuk a nukleon–nukleon-, atommag–atommag- és atom–atom-kölcsönhatási potenciálokat (III. 7.).

III. 1. A MAGERŐK NÉHÁNY ÁLTALÁNOS SAJÁTSÁGA

A részletes tárgyalás megkezdése előtt röviden felsoroljuk a magerőkre vonatkozó alapvető ismereteinket.

– A magerők képesek az atommagokat stabil, kötött állapotokban tartani, annak ellenére, hogy a protonok között taszító elektromos kölcsönhatás lép fel. Következésképpen a *magerők alapvetően vonzóak*.

– Rutherford α-szórási kísérletei és később a proton–proton-szórási kísérletek megmutatták, hogy ha a részecskék közti távolság $> 10^{-14}$ m, csak Coulomb-erő hat a bombázó részecske és a céltárgy-atommag között. Így a *magerők hatótávolsága,* amik módosíthatják a szórási képet, *kicsi.*

– A II. 9. ábra szerint a proton-szeparációs energia (S_p) általában növekszik növekvő neutronszám (N) mellett. Hasonlóképpen a neutron-szeparációs energia (S_n) növekszik a növekvő protonszámmal (Z) (l. a II. 10. ábrát). E tendenciák igazak az ábrákon fel nem tüntetett más magtartományokban is. Következésképpen *erős vonzó kölcsönhatásnak kell lenni a protonok és neutronok között.*

– Másrészről a proton-szeparációs energiák csökkennek növekvő Z-vel (állandó N mellett) és a neutron-szeparációs energiák csökkennek növekvő N-nel (ál-

landó *Z* mellett). Ez azt jelenti, hogy a *maradék kölcsönhatás* (l. VI. 2. 3. pontot) *azonos nukleonok között általában taszító.* Kivétel ez általános szabály alól a párkölcsönhatás azonos nukleonok között, ami fluktuációt okoz a szeparációs energiákban. Azok az atommagok, amelyekben páros számú proton és/vagy neutron van, stabilabbak. *Létezni kell tehát egy speciális vonzó „párkölcsönhatásnak" azonos nukleonok között*, ami zéró spinű, pozitív paritású állapotokba csatolja őket.

– A deuteron számos sajátsága sikeresen értelmezhető *centrális magpotenciál* feltételezésével (l. részleteiben a III. 3. alfejezetben).

– A deuteron a természetben csak parallel proton és neutron spinorientációban fordul elő. A páros rendszámú és páros neutronszámú atommagok spinje alapállapotban mindig zéró és a kötésenergia e magokban különösen nagy. E tények és az *NN*-szórási kísérletek is mutatják, hogy a *magerők függnek a nukleonok relatív spinbeállásától.*

– A deuteron vizsgálatából kiderült (l. III. 3. alfejezetet), hogy a nukleonok közötti kb. 2 fm távolságnál a mag potenciális energiája > 26 MeV. Ugyanilyen távolságnál két proton között a taszítás elektrosztatikus energiája csak kb. 0,7 MeV. A protonok mágneses dipólnyomatéka miatt fellépő mágneses kölcsönhatási energia több mint egy nagyságreddel kisebb, mint az elektrosztatikus energia. Következésképpen a *magkölcsönhatás erősebb, mint az elektromágneses.* (A II. 4. táblázat szerint a gyenge és gravitációs kölcsönhatások még gyengébbek.)

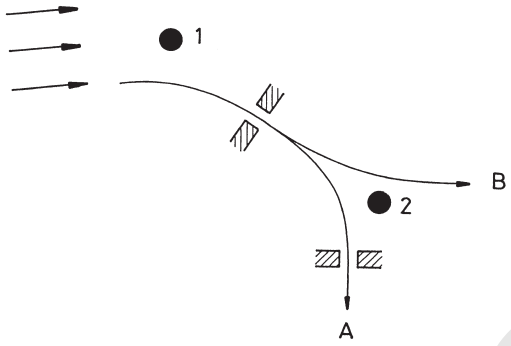
– Egyes könnyű atommagok nívósémáinak hasonlósága (II. 2. 5. pont), valamint a szórási kísérletek is azt mutatják, hogy a *magerők majdnem teljesen függetlenek a nukleonok elektromos töltésétől.*

– A deuteron kvadrupólnyomatékának értelmezéséhez fel kell tételezni, hogy a nukleon–nukleon-kölcsönhatás tartalmaz egy nemcentrális, *tenzor-kölcsönhatási tagot* is [l. később a III. 18. egyenletet].

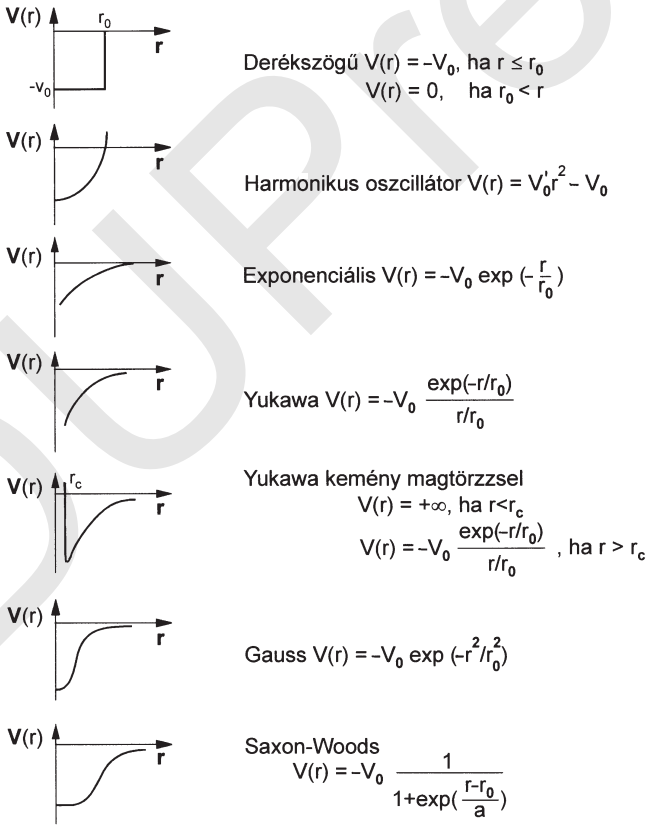
– A polarizációs kísérletek alapján (III. 1. ábra) az a következtetés vonható le, hogy a nukleon–nukleon-kölcsönhatás függ a spin és pálya-impulzusnyomaték relatív orientációjától. E *spin-pálya-kölcsönhatási tag* közvetve függ a relatív sebességtől.

– Az egy nukleonra eső kötésenergia közelítőleg állandó a középnehéz és nehéz atommagokban. E sajátságot a *magerők telítettségi jellegének* nevezzük. Tisztán vonzó potenciálokkal a telítődés nem értelmezhető. *A telítődés csak a kis távolságoknál* (<0,5 fm-nél) *fellépő erős taszítás és a kölcsönhatás kvantummechanikai kicserélődési jellege alapján érthető meg.* A nagyenergiájú szórási kísérletek szerint a nukleonok között kis távolságoknál valóban erős taszítás lép fel.

Budapest



III. l. ábra. A polarizációs kísérlet és a spin-pálya-kölcsönhatás szemléltetése. A bombázó részecske az 1-essel jelölt atommagon való szóródás során polarizálódhat. Ez azt jelenti, hogy spinje pl. a reakciósíkba, lefelé irányul. Ekkor a 2-essel jelölt atommagon való szóródás aszimmetrikus lesz, több részecske szóródik az *A* irányba, mint a *B*-be.



III. 2. ábra. Egyszerű, centrális magkölcsönhatási potenciálok.

DUPress

– Az előzőekből következik, hogy a magerők nagyon bonyolultak. További komplikáció lép fel a miatt, hogy a *soktest-* (>3) *-kölcsönhatás nem tárgyalható pontos matematikai módszerekkel.*

– Rendszerint *felteszik, hogy a sokrészecske-rendszer potenciális energiája kétnukleon-kölcsönhatások összegeként áll elő:*

$$V(1, 2,\ldots) = \sum_{i<j=1}^{n} V(i, j),$$

ahol *n* a nukleonok száma. E feltevés helyessége nem teljesen igazolható, de úgy látszik, hogy a hagyományos magszerkezeti problémák legnagyobb része megérthető a soktesterők bevezetése nélkül (l. később a III. 6. alfejezetet).

A *magkölcsönhatás távolságtól való függését* többféle módon közelíthetjük (l. III. 2. ábrát). E potenciálok paraméterei (mint pl. V_o, r_o, r_c, a) a kísérleti adatokhoz való illesztésből határozhatók meg. A magerő [$F(\boldsymbol{r})$] a potenciálból differenciálással nyerhető: $F(\boldsymbol{r}) = -\nabla V(\boldsymbol{r})$. Megjegyezzük, hogy a kvantummechanikában a mozgásegyenlet (a Schrödinger-egyenlet) potenciált tartalmaz, ezért az erő fogalmát ritkán használják. Ha a probléma természete megköveteli a nemcentrális (tenzor-, spin-pálya- stb.) -kölcsönhatások figyelembevételét is, a potenciál távolságfüggése különböző lehet különböző kölcsönhatási tagokra.

III. 2. A KÉTNUKLEON-RENDSZEREK LEHETSÉGES ÁLLAPOTAI. PAULI-ELV

Tapasztalati tény, hogy a felesspinű azonos részecskék (fermionok) antiszimmetrikus hullámfüggvénnyel rendelkeznek. Ez azt jelenti, hogy az azonos fermionok hullámfüggvénye előjelet vált, ha két tetszőleges fermion minden koordinátáját felcseréljük. Antiszimmetrikus hullámfüggvény megkövetelése fermionokra lényegében a Pauli-elv érvényesülését jelenti. Az elv szerint legfeljebb egy részecske foglalhat el egy meghatározott állapotot a nem kölcsönható, azonos fermionok rendszerében. (L. részletesebben: Nagy [2000, 199. o.])

Két azonos nukleon esetében a Pauli-elv megköveteli a következő egyenlet teljesülését:

$$\psi_{12}(\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{s}_1,\boldsymbol{t}_1,\boldsymbol{r}_2,\boldsymbol{s}_2,\boldsymbol{t}_2) = -\psi_{21}(\boldsymbol{r}_2,\boldsymbol{s}_2,\boldsymbol{t}_2,\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{s}_1,\boldsymbol{t}_1),$$

ahol ψ a rendszer hullámfüggvénye, $\boldsymbol{r}$, $\boldsymbol{s}$, $\boldsymbol{t}$ a hely-, spin-, ill. izospin-koordináták. A számok az első, ill. második részecskét jelölik. Egy ilyen hullámfüggvényt antiszimmetrikusnak nevezünk.

EUPress

Ha a részecske centrálszimmetrikus térben mozog, a Schrödinger-egyenlet megoldása a következő alakban írható: $\varphi(\boldsymbol{r}) = R(r)\ Y_L(\theta, \varphi)$ (l. a VI. 2. 2. pontot). Ha az $\boldsymbol{r}$ helyzetvektort tükrözzük az origón át, a $\varphi(\boldsymbol{r})$ függvény paritását a $Y_L(\theta, \varphi)$ paritása határozza meg, ami $\pi = (-1)^L$-nel jellemezhető (l. a II. 2. 3. pontot). Itt L a részecske pálya-impulzusnyomatéka. A tértükrözés az origón át $\boldsymbol{r} \to -\boldsymbol{r}$-nek felel meg, vagy polárkoordinátákban $r \to r$, $\theta \to \pi - \theta$ és $\varphi \to \varphi + \pi$ transzformációnak (l. II. 12. ábrát).

Ha a rendszerben két nukleon van és közöttük V_{12} potenciál hat, Schrödinger-egyenletük hasonló alakba írható, mint az egy részecskére vonatkozó. Ez a relatív koordináták $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$ és a redukált tömeg $\mu = m_1 m_2 /(m_1 + m_2)$ bevezetésével érhető el (l. a kvantummechanikai tankönyvekben, pl. Nagy [2000, 84–85. o.]).

Vezessük be a P_r *operátort*, ami definíció szerint *kicseréli két részecske térbeni koordinátáit*

$$P_r \varphi(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2) \equiv \varphi(\boldsymbol{r}_2 - \boldsymbol{r}_1).$$

Mivel $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2 = -(\boldsymbol{r}_2 - \boldsymbol{r}_1)$, P_r a paritásoperációnak felel meg, azaz

$$P_r\, \varphi(\boldsymbol{r}) = (-1)^L\, \varphi(-\boldsymbol{r}). \qquad \text{(III. 1.)}$$

Ha a centrálszimmetrikus térben mozgó részecskének spinje és izospinje is van, a teljes hullámfüggvény szorzatként állítható elő:

$$\Psi = \varphi_L \chi_S \varsigma_T\,, \qquad \text{(III. 2.)}$$

ahol φ_L a tér-, χ_S a spin- és ζ_T az izospin-koordinátáktól függ.

A kétnukleon-rendszer eredő spinje ($\boldsymbol{S}$) a nukleonspinek vektorcsatolásával nyerhető: $\boldsymbol{S} = \boldsymbol{s}_1 + \boldsymbol{s}_2$. A kvantummechanika szerint az S operátor lehetséges sajátértékei a következők: $(s_1 + s_2)$, $(s_1 + s_2 - 1)$, … $(s_1 - s_2)$, azaz 1 vagy 0. Az állapotokhoz tartozó spin-hullámfüggvények a következők:

$$\begin{aligned}
S = 0,\ M_S = 0 \qquad & \chi_{00} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\chi_{+1/2}(s_1)\chi_{-1/2}(s_2) - \chi_{-1/2}(s_1)\chi_{+1/2}(s_2)\right], \\
S = 1,\ M_S = +1 \qquad & \chi_{11} = \chi_{+1/2}(s_1)\chi_{+1/2}(s_2), \\
M_S = 0 \qquad & \chi_{10} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\chi_{+1/2}(s_1)\chi_{-1/2}(s_2) + \chi_{-1/2}(s_1)\chi_{+1/2}(s_2)\right], \\
M_S = -1 \qquad & \chi_{1-1} = \chi_{-1/2}(s_1)\chi_{-1/2}(s_2).
\end{aligned} \qquad \text{(III. 3.)}$$

DUPress

L. kvantummechanikai tankönyveket, pl. Nagy [2000, 206. o.] vagy Mandl [1992, 134. o.].

Az $S = 0$ és $S = 1$ állapotokat spin-szingulett, ill. -triplett állapotoknak nevezzük. A spin-szingulett állapot hullámfüggvénye antiszimmetrikus, a triplett állapotoké szimmetrikus. Vezessük be a *spincsere-operátort* a következő definícióval:

$$P_\sigma \chi_{SM_S}(s_1, s_2) \equiv \chi_{SM_S}(s_2, s_1).$$

Ekkor
$$P_\sigma \chi_{SM_S}(s_1, s_2) = (-1)^{S+1} \chi_{SM_S}(s_1, s_2). \qquad \text{(III. 4.)}$$

A részecskének lehet (relatív) pályaimpulzusnyomatéka $\boldsymbol{L}$ is. Ebben az esetben a kvantummechanikai impulzusnyomaték-csatolás szerint $\boldsymbol{J} = \boldsymbol{L} + \boldsymbol{S}$ és $J_z = L_z + S_z$. Az impulzusnyomaték sajátértéke az $S = 1$ triplett állapotban a következő értékeket veheti fel: $J = L + 1, L, L - 1$.

Az izospin matematikai formalizmusa teljesen analóg a mechanikai spin formalizmusával. Ennek megfelelően definiálhatunk egy *izospin-kicserélési operátort* P_τ, amire fennáll a következő egyenlet:

$$P_\tau \varsigma_{TM_T}(t_1, t_2) \equiv \varsigma_{TM_T}(t_2, t_1) = (-1)^{T+1} \varsigma_{TM_T}(t_1, t_2). \qquad \text{(III. 5.)}$$

Mindezek alapján a *Pauli-elvet* a következő alakban fejezhetjük ki:

$$P_r P_\sigma P_\tau \psi_{JM_J}^{TM_T} = (-1)^{L+S+T} \psi_{JM_J}^{TM_T} = -\psi_{JM_J}^{TM_T},$$

azaz $L + S + T$-nek páratlan számnak kell lenni. A Pauli-elv szerint az LS csatolásban a következő állapotok lehetségesek:

	Spinállapot (S)	*Pályaimpulzusnyomaték-állapot (L)*
$T = 0$	Szingulett ($S = 0$)	Páratlan
	Triplett ($S = 1$)	Páros
$T = 1$	Szingulett ($S = 0$)	Páros
	Triplett ($S = 1$)	Páratlan

(III. 6.)

Hagyományosan az $L = 0, 1, 2, 3, 4\ldots$ állapotokat *S, P, D, F, G* … betűkkel jelölik és a lehetséges állapotokat ${}^{2S+1}L_J$-vel. E jelölések felhasználásával a kétnukleon-rendszer lehetséges állapotait a III. 1. táblázatban tüntettük fel.

DUPress

III. 1. táblázat. A kétnukleon-rendszerek lehetséges állapotai a Pauli-elv szerint. Az állapotok $^{2S+1}L_J$ szimbólummal vannak jelölve

	Spin-szingulett (S = 0)		Spin-triplett (S = 1)	
	L páros	L páratlan	L páros	L páratlan
J = 0	$^1S_0$ (T = 1)	-	-	$^3P_0$ (T = 1)
J = 1	-	$^1P_1$ (T = 0)	$^3S_1$, $^3D_1$ (T = 0)	$^3P_1$ (T = 1)
J = 2	$^1D_2$ (T = 1)	-	$^3D_2$ (T = 0)	$^3P_2$, $^3F_2$ (T = 1)

III. 3. DEUTERON ÉS A KÉTTESTERŐK

A deuteron kísérleti sajátságai

A deuteron *kötésenergiája* (E_B) meghatározható pl. a $^1H(n,\gamma)^2H$ reakcióból, ha lemérjük a kijövő γ-kvantum energiáját „hideg" neutron befogása után (l. VIII. 2. 1. pontot és a III. 4. feladatot). A nyert érték a következő: E_B = 2,224 566 MeV [Audi és mts. 2003].

A deuteron *csak alapállapotban fordul elő, spinje* 1. *Mágneses dipólnyomatékát* magmágneses rezonanciából határozták meg, értéke: μ_d = +0,857438228(9) μ_N [Stone 2005]. E mágneses nyomaték közelítőleg egyenlő a proton és neutron mágneses nyomatékainak összegével:

$\mu_d = (\mu_p + \mu_n - 0{,}0223664)\ \mu_N$, ahol
$\mu_p = +\ 2{,}792\ 847\ 351(28)\ \mu_N$,
$\mu_n = -\ 1{,}913\ 042\ 7(5)\ \mu_N$ [Particle Data Group 2008].

Mindezek az adatok mutatják, hogy a rendszer főleg *S*-állapotban van, amiben a keringési mozgásból eredő mágneses nyomaték zéró.

A deuteron *elektromos kvadrupólnyomatéka* (*Q*) mérhető pl. az orientált magok Coulomb-kölcsönhatása alapján. Az eredmény kis mértékben megnyúlt (prolate) alakot mutat: Q_d = 0,00286(2) b [Stone 2005]. Mivel a kvadrupólnyomaték zéró lenne tisztán *S*-állapotban, fel kell tételeznünk, hogy a deuteron idejének egy részét *S*-től különböző állapotban tölti.

A Pauli-elv szerint (III. 1. táblázat) *J* = 1 és *L* páros esetben a lehetséges deuteronállapotok: $^{2S+1}L_J = {}^3S_1$ és $^3D_1$ (T = 0).

DUPress

A deuteron egyszerű kvantummechanikai leírása

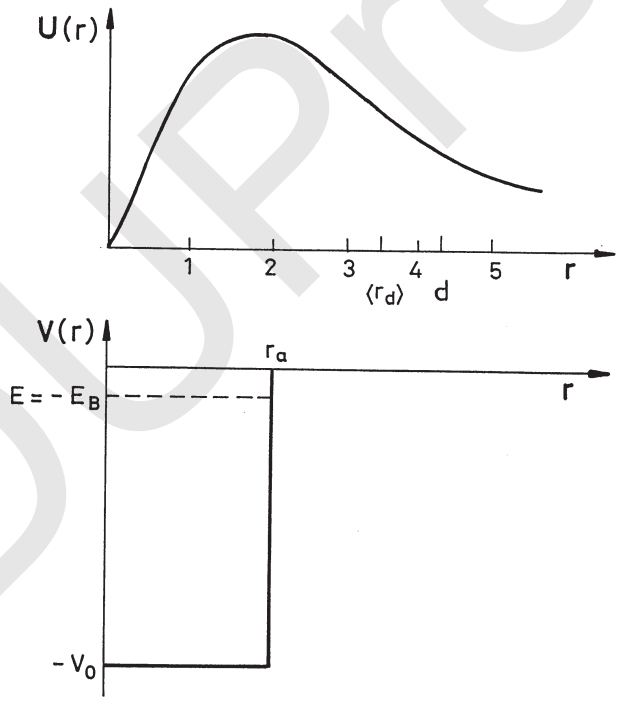
Tegyük fel első közelítésben, hogy

a) a deuteront összetartó erő csak az *n-p* nukleonok közötti távolságtól függ, azaz tisztán centrális erő,

b) a magkölcsönhatás potenciálja $V(r)$ derékszögű potenciálfal alakú (l. III. 3. ábra alsó részét) és

c) a deuteron tiszta $^3S_1$-állapotban van (azaz elhanyagolhatjuk a lehetséges $^3D_1$-hozzákeveredést).

A kvantummechanikai tárgyalás lehetővé teszi, hogy hasznos következtetéseket vonjunk le a potenciálvölgy mélységére, a deuteron „átmérőjére", a hullámfüggvény alakjára és a gerjesztett állapotok létére (vagy nemlétére) még a fenti egyszerűsítések mellett is.



III. 3. ábra. A deuteron kvantummechanikai tárgyalásához. *Alsó rész*: az *np*-kölcsönhatást reprezentáló merőlegesfalú potenciál $V(r)$. E_B a deuteron kötésenergiája alapállapotban, r a nukleonok közti távolság fm-ben. *Felső rész:* a deuteron közelítő hullámfüggvénye. Pontosabb hullámfüggvényeket l. a III. 9. ábrán.

DUPress

A deuteron Schrödinger-egyenlete $L = 0$, azaz S-állapotra a következő alakú:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V(r)\right]\Psi(r) = E\Psi(r), \qquad \text{(III. 7.)}$$

ahol μ a redukált tömeg [$\mu = m_p m_n/(m_p + m_n)$], r a relatív távolság a részecskék között. Ha bevezetünk egy új hullámfüggvényt $u(r) = r\Psi(r)$ definícióval, a Schrödinger-egyenlet a következő alakot ölti:

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2}[E + V_0]u = 0 \qquad \text{(III. 8.)}$$

ha $r \le r_a$ és

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2}Eu = 0, \qquad \text{(III. 9.)}$$

ha $r_a \le r$.

Vezessük be a következő jelöléseket:

$$k = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}(E + V_0)} \qquad \text{(III. 10.)}$$

és

$$iK = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}E}, \qquad \text{(III. 11.)}$$

ahol a deuteron energiasajátértéke $E = -E_B$.

Ekkor a (III. 8–9.) egyenletek megoldása a következő lesz:

ha $r \le r_a$: $\quad u(r) = A\sin kr + B\cos kr$ és (III. 12.)

ha $r_a < r$: $\quad u(r) = Ce^{-Kr} + De^{+Kr}$. (III. 13.)

Itt $B = 0$ és $D = 0$, mivel $\psi = u(r)/r$ véges kell maradjon, ha r tart a zéró vagy a végtelen felé.

Megköveteljük, hogy $\partial\Psi/\partial r$ és Ψ vagy ekvivalens módon $(du/dr)\cdot(1/u)$ folytonos legyen $r = r_a$-nál. A $(du/dr)\cdot(1/u)$-t mind a (III. 12.), mind a (III. 13.) egyenletből kiszámíthatjuk. Ha az eredményeket egyenlővé tesszük, az adódik, hogy

$$k \operatorname{ctg} kr_a = -K. \qquad \text{(III. 14.)}$$

Ha behelyettesítjük a (III. 10.) és (III. 11.) egyenleteket (III. 14.)-be, a következő egyenlőséghez jutunk:

DUPress

$$\text{ctg}\, kr_a = -\sqrt{\frac{E_B}{V_0 - E_B}}. \qquad \text{(III. 15.)}$$

A deuteron akkor létezhet kötött állapotban, ha az E_B kötésenergia pozitív érték vagy minimálisan zéró. Ha $E_B = 0$ értéket teszünk be a (III. 15.) egyenletbe és figyelembe vesszük, hogy a ctg függvény első zéró helye π/2-nél van, a deuteron kötött állapotának feltételére azt kapjuk, hogy $kr_a = \pi/2$. A III. 10. egyenletből következik, hogy

$$k = \frac{\pi}{2r_a} = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} V_0} \qquad \text{vagy} \qquad \text{(III. 16.)}$$

$$V_0 r_a^2 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{8\mu} = 103 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^2.$$

Ez azt jelenti, hogy a kötött állapoti feltételből csak a $V_o r_a^2$ érték határozható meg, és külön-külön V_o vagy r_a nem.

Az r_a-ra közelítő értéket nyerhetünk, ha kiszámítjuk a nukleonok közötti átlagos távolságot a középnehéz és nehéz magokban. Kiindulva a

$$r_a^3 = \frac{\frac{4}{3} R^3 \pi}{A}$$

kifejezésből az átlagos távolságra $r_a \approx 2 \cdot 10^{-15}$ m-t kapunk. Ez értékből következik, hogy a potenciálvölgy minimális mélysége $V_o^{min} \approx 25{,}8$ MeV.

Ha behelyettesítjük a deuteron észlelt kötésenergiáját ($E_B = 2{,}22$ MeV) a (III. 10. és 11.) egyenletekbe és megoldjuk a (III. 15.) transzcendens egyenletet grafikus módszerrel (l. pl. Schiff [1968]), azt kapjuk, hogy $V_o \approx 36$ MeV.

A deuteron hullámfüggvényének meghatározásánál megköveteljük az

$$\int |\Psi(r)|^2 d\nu = 1$$

normalizáló feltétel teljesülését. Itt dν a térfogatelem és $\Psi(r) = u(r)/r$. Megköveteljük továbbá, hogy $u(r)$ és du/dr folytonos legyen $r = 0$ -nál és [hogy $\Psi(r)$ véges maradjon] $u(r)$ zéró legyen $r = 0$ -nál.

Az eredményül kapott hullámfüggvény $u(r)$ a III. 3. ábra felső részén látható. A hullámfüggvény lényegesen túlmegy a potenciálvölgy r_a sugarán. Azt a távolságot, aminél $u(r)$ 1/*e*-ed részére csökken (az $r_a < r$ oldalon) a deuteron „átmérőjének" (d) lehet tekinteni. A III. 13. egyenletből következik, hogy

$$d = \frac{1}{K} = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu E_B}} = 4{,}3 \text{ fm}. \qquad \text{(III. 17.)}$$

DUPress

Az a tény, hogy *d* több mint kétszer nagyobb, mint a nukleonok átlagos távolsága az atommagokban ($r_a \sim 2$ fm), azt jelenti, hogy a két nukleon főleg a potenciálfal végén tartózkodik; sőt elég nagy valószínűséggel még túl is rajta. Következésképpen a deuteron lazán kötött atommag. Ez már abból a tényből is sejthető, hogy a ^{2}H kötésenergiája csak 2,22 MeV, míg a ^{4}He-é 28,3 MeV.

A kvantummechanika szabályai szerint a *p-n* nukleonok közötti távolság várható értéke $\langle r_d \rangle$ a következőképpen számítható:

$$\langle r_d \rangle = \int r|\Psi(r)|^2 d\mathrm{v} = \int_0^\infty r|\Psi(r)|^2 4\pi r^2 dr.$$

Behelyettesítve az egyenletbe a normalizált hullámfüggvényt, $\langle r_d \rangle$-re 3,4 fm adódik. Ez az érték szintén lényegesen nagyobb, mint a potenciálvölgy r_a sugara.

Megjegyzendő, hogy a deuteron hullámfüggvénye ($r_a < r$ -nél):
$\Psi(r) = C[\exp(-Kr)]/r$ szoros analógiát mutat a Yukawa-potenciállal (III. 2. ábra). Ezt részletesebben a III. 6. pontban fogjuk tárgyalni.

A deuteron gerjesztett állapotainak problémája. Az előzőekben a deuteron alapállapotának sajátságait vizsgáltuk. Felmerül a kérdés, hogy létezhet-e a deuteron gerjesztett állapotban $L = 0$ mellett?

A III. 15. egyenlet szerint a deuteron kötött állapotában szükséges, hogy legalább ctg $kr_a = 0$ teljesüljön. Ez egyenlet [$k = \pi/(2r_a)$-n kívül, ami az alapállapotnak felel meg] teljesül $k = 3\pi/(2r_a)$, $5\pi/(2r_a)$ stb. esetben is. Ha $k = 3\pi/(2r_a)$, a III. 16. egyenletből azt kapjuk, hogy

$$V_o r_a^2 = 9\frac{\pi^2\hbar^2}{8\mu} \approx 930\,\mathrm{MeV\cdot fm^2}.$$

Ha ide behelyettesítjük $r_a \approx 2$ fm-t, V_o-ra ≈ 233 MeV adódik. Ez az érték sokkal nagyobb, mint a potenciálvölgy reális mélysége: kb. 36 MeV. A helyzet még roszszabb $k = 5\pi/(2r_a)$ stb. esetében. Így ilyen gerjesztett állapotok nem létezhetnek.

Elképzelhető az is, hogy a deuteronban vannak olyan gerjesztett állapotok, amelyeknél $L \neq 0$. Ez esetben a centrifugális erő a potenciál magasságát megnöveli $L(L+1)\ \hbar^2/(2\mu r^2)$-tel (l. később a VI. 12. és VII. 23. egyenleteket). Ez azt jelenti, hogy ha kötött állapotot akarunk nyerni, a potenciálvölgynek mélyebbnek kell lenni. A potenciálvölgy reális mélysége azonban csak kb. 36 MeV. Így a gerjesztett (kötött) állapot léte kizárható $L \neq 0$ esetben is.

DUPLA PRESS

Deuteron magasabbrendű közelítésben

A deuteron eddigi tárgyalásánál merőlegesfalú potenciált használtunk. A deuteron Schrödinger-egyenletét azonban sok más (centrális) potenciállal is megoldották, amiknek más sugárfüggése volt (l. III. 2. ábrát). Kiderült, hogy az *eredmények gyengén függnek a potenciál alakjától.* A kötésenergia sokkal kisebb, mint a potenciális energia mélysége és a deuteron hullámfüggvénye meghaladja a magerők hatótávolságát minden esetben.

A deuteron sajátságai (és a nukleon–nukleon- [*NN*] -ütközési adatok is) jelzik, hogy az *NN*-kölcsönhatás döntő része centrális. Másrészt tisztán centrális erővel nem lehet értelmezni a deuteron mágneses dipól- és elektromos kvadrupólnyomatékát. Centrális térben az *S*-hullámfüggvény gömbszimmetrikus. A deuteron alapállapotában a nukleonspinek parallel állnak. A spinek orientációja nem centrális, *tenzor-magerő létére utal.* Hasonló kölcsönhatást már a klasszikus fizikában is észleltek: ilyen a két mágneses dipólus közti kölcsönhatás. A sebességtől független kölcsönhatásnak invariánsnak kell lenni a térbeni rotációval, inverzióval és eltolással szemben. Kiindulva ezen invariancia-elvekből, Eisenbud és Wigner [1941] megmutatta, hogy a tenzorkölcsönhatásnak van egy általános, jól definiált alakja:

$$V_T = V_T(\boldsymbol{r}) S_{12},$$

$$S_{12} = \frac{3(\sigma_1 \cdot \boldsymbol{r})(\sigma_2 \cdot \boldsymbol{r})}{\boldsymbol{r}^2} - (\sigma_1 \cdot \sigma_2), \qquad \text{(III. 18.)}$$

ahol a **σ** a részecske spinoperátorát jelöli.

Az S_{12}-ben szereplő első tagban lényeges szerepet játszik, hogy a spinek milyen szöget zárnak be a sugárvektorhoz viszonyítva. A második tag figyelembe veszi, hogy az eredő kölcsönhatásnak zérónak kell lenni, ha S_{12}-t átlagoljuk minden irányra (l. III. 5. feladatot).

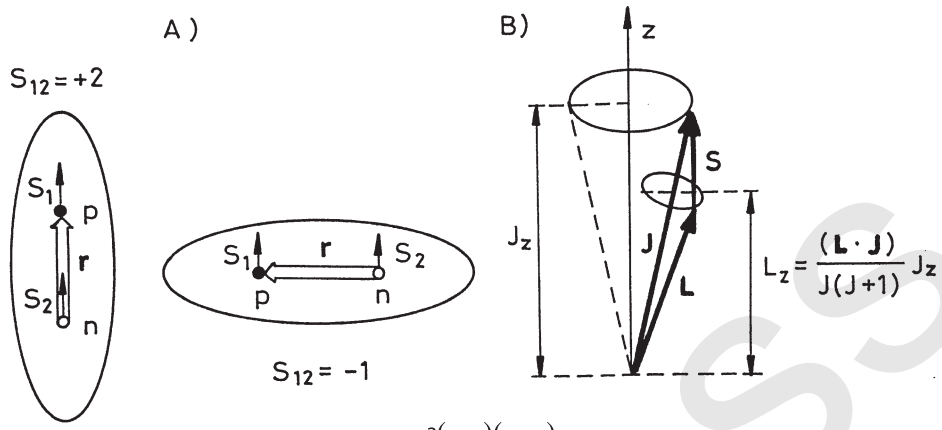
A III. 4. A. ábra S_{12} értékeit mutatja két speciális *p*-*n* beállás mellett. Látható, hogy a bevezetett tenzorkölcsönhatás a megnyúlt (szivar) alakot (pozitív kvadrupólnyomatékot) részesíti előnyben a belapult (diszkosz) alakkal szemben.

A tenzorerő fellépésének következménye, hogy a deuteron alapállapotában ${}^{2S+1}L_J = {}^3D_1$ állapot is jelen lehet bizonyos (kis) valószínűséggel.

Ekkor a deuteron teljes hullámfüggvényét a következő alakban írhatjuk fel:

$$\Psi = \sqrt{P_S}\,\Psi_S + \sqrt{P_D}\,\Psi_D,$$

ahol P_S és P_D az *S*, ill. *D* állapotok valószínűségei és $P_S + P_D = 1$.



III. 4. A. ábra. Tenzorkölcsönhatás: az $S_{12} = \frac{3(\sigma_1 \cdot r)(\sigma_2 \cdot r)}{r^2} - (\sigma_1 \cdot \sigma_2)$, függvény értékei két speciális proton-neutron-helyzet mellett. $S_i = \frac{\hbar}{2}\sigma_i$.

B. ábra. Illusztráció a deuteron mágneses nyomatékának számításához.

P_D-re egyszerű becslést kaphatunk a *deuteron mágneses nyomatékából.* A deuteron mágneses dipóloperátora (μ) három tagból tevődik össze:

$$\boldsymbol{\mu} = \mu_p \boldsymbol{\sigma}_p + \mu_n \boldsymbol{\sigma}_n + \boldsymbol{L}_p \mu_N, \qquad \text{(III. 19.)}$$

ahol $\boldsymbol{\sigma}_p$ és $\boldsymbol{\sigma}_n$ a proton, ill. neutron spinoperátora, $\boldsymbol{S}_i = \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\sigma}_i$, $\mu_p = +2{,}79285$, $\mu_n = -1{,}91304$, $\boldsymbol{L}_p$ a proton keringési impulzusnyomatéka a tömegközépponti rendszerben, $\boldsymbol{L}_p = [\boldsymbol{r}_p \times m\boldsymbol{v}]$. Relatív impulzusnyomatékkal ($\boldsymbol{L}$) való kifejezés esetén $L_p = L_z/2$. μ_p, μ_n magmagnetonokban (μ_N) értendők.

Bevezetve a teljes impulzusnyomatékot ($\boldsymbol{J}$) a z komponenset a következő alakban írhatjuk fel:

$$J_z = L_z + S_z = L_z + (\sigma_p + \sigma_n)/2.$$

Mivel

$$\mu_p\sigma_p + \mu_n\sigma_n = \frac{1}{2}(\mu_p + \mu_n)(\sigma_p + \sigma_n) + \frac{1}{2}(\mu_n - \mu_p)(\sigma_n - \sigma_p),$$

és triplett állapotban $\sigma_n - \sigma_p$ eltűnik (a spinek parallel állnak), a következő kifejezéshez jutunk:

$$\mu = \mu_z = (\mu_p + \mu_n)S_z + L_z/2 = (\mu_p + \mu_n)J_z - (\mu_p + \mu_n - 1/2)L_z. \qquad \text{(III. 20.)}$$

A kvantummechanikai Landé-formula szerint (l. pl. Brussaard, Glaudemans [1977, 421. o.] és a III. 4. ábrát):

$$L_z = \frac{(\boldsymbol{L}\cdot\boldsymbol{J})}{J(J+1)} J_z.$$

DUPress

A koszinusztörvény szerint

$$\boldsymbol{S}^2 = \boldsymbol{J}^2 + \boldsymbol{L}^2 - 2\boldsymbol{L}\cdot\boldsymbol{J},$$

aminek felhasználásával L_z-re a következő kifejezés adódik:

$$L_z = \frac{(\boldsymbol{L}\cdot\boldsymbol{J})}{J(J+1)}J_z = \frac{\left(J^2 + L^2 - S^2\right)}{2J(J+1)}J_z. \qquad \text{(III. 21.)}$$

Itt a $\boldsymbol{J}^2$ operátor sajátértéke $J(J+1) = 2$, $\boldsymbol{S}^2$-é $S(S+1) = 2$, és az $\boldsymbol{L}^2$-é $L(L+1)$, ami zéró S-állapotra és 6 D-állapotra. Mivel $J_z = 1$, az S-állapotra $L_z = 0$ és a D-állapotra $L_z = 3/2$ értéket nyerünk, amikből a III. 20. egyenlet alapján az S-állapotra $\mu = (\mu_p + \mu_n)$, a D-állapotra $\mu = (\mu_p + \mu_n) - \frac{3}{2}(\mu_p + \mu_n - 1/2)$ adódik.

Az eredő mágneses nyomaték az S- és D-állapotú nyomaték súlyozott összege lesz:

$$\mu_d = P_S(\mu_p + \mu_n) + P_D[\mu_p + \mu_n - \frac{3}{2}(\mu_p + \mu_n - 1/2)].$$

Mivel $P_s + P_D = 1$, a deuteron mágneses nyomatéka a következő alakba írható:

$$\mu_d = (\mu_p + \mu_n) - P_D\frac{3}{2}(\mu_p + \mu_n - 1/2). \qquad \text{(III. 22.)}$$

A deuteron, a proton és neutron mágneses nyomatékai a kísérletekből ismertek. Ha ezeket behelyettesítjük a III. 22. egyenletbe, meghatározhatjuk a D-állapot valószínűségét. Az eredmény $P_D \approx 4\%$. Szigorúbb tárgyalás esetén relativisztikus korrekciót is kell alkalmazni és a barionrezonanciákat is figyelembe kell venni. Mindazonáltal a teljes Bonn-mezoncsere-modell (l. III. 6. pontban) is hasonló értéket ad: $P_D = 4{,}25\%$, ami konzisztens minden ismert NN-adattal és ami az elméletből megalapozott módon következik [Machleidt és mts. 1987].

Mint említettük, a deuteronnak van egy nem túl nagy *elektromos kvadrupólnyomatéka*, ami megnyúlt (prolate) deformációnak felel meg. Nemcsak a mágneses dipólnyomaték, de az elektromos kvadrupólnyomaték is megkívánja a tenzor-kölcsönhatás bevezetését, ami az $^3S_1$-állapothoz $^3D_1$-állapotot kever.

Ha a D-állapot valószínűsége (P_D) ismert (pl. mágneses dipólnyomatékból), a deuteron kvadrupólnyomatékának pontos tárgyalása (l. pl. Brown, Jackson [1976]) lehetőséget ad a tenzorkölcsönhatás hatótávolságának meghatározására. A számítások szerint a tenzorkölcsönhatás hatótávolsága 2 és 3 fm között van, nagyobb, mint a centrális erőké. L. később a III. 7. ábrát. A Bonn-potenciálban a hosszú hatótávolságú, lényegében tenzorkölcsönhatást egypion- (és ω-) mezoncsere eredményeként értelmezik [Machleidt és mts. 1987].

DUPress

Megjegyezzük, hogy a potenciál sugártól való függése nem határozható meg egyértelműen a kétnukleon-kölcsönhatásokból. Mivel a háromnukleon-probléma jól tárgyalható a Fagyejev-egyenletekkel, megkísérelhető a radiális függés levezetése a háromnukleon-rendszerből. Ez természetesen nagyon komplikált számításokhoz vezet. L. később a III. 5. alfejezetben.

III. 4. NUKLEON–NUKLEON-SZÓRÓDÁS ÉS A MAGERŐK

A nukleon–nukleon-szóródás tanulmányozása alapvetően fontos a magerők megismeréséhez. Vizsgálható a neutronok és protonok szóródása protonokon, azaz az *np*- és *pp*-reakciók. Információ nyerhető az *nn*-szóródásra is, ha deuteronokat bombázunk neutronokkal és vizsgáljuk az *np*- és *nd*-folyamatok közti különbséget. A szóráskép rendszerint erősen függ a bombázó részecske energiájától, így a kísérleteket széles energiatartományban célszerű elvégezni, fel egészen kb. 325 MeV-ig. (A pionkeltési küszöb felett a reakciók nagyon komplexek lesznek és egészen más elméletek szükségesek a folyamatok leírására.)

A szórási kísérletekben rendszerint a differenciális és integrális hatáskeresztmetszeteket mérik. Mivel a magerők függnek a spintől, kettős szórási kísérletekre is szükség van. Az első ütközés során a nyaláb polarizálódhat, így a második ütközés már polarizált nyalábbal megy végbe (l. a III. 1. ábrát). A polarizáció jellemzésére a

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \qquad \text{(III. 23.)}$$

arányt szokták használni, ahol N_+ és N_- a pozitív, ill. negatív irányokban orientált bombázó részecskék számát jelenti. Nagyon alacsony hőmérsékleteken ($1 \div 100$ mK) a céltárgyban levő atommagok is orientálhatók.

Az atommagreakciókat részletesen a VIII. fejezetben fogjuk tárgyalni. Itt most csak röviden összegezzük az alacsony, közbenső és nagy energiáknál létrehozott nukleon–nukleon-ütközések néhány fontosabb eredményét, majd áttekintjük a kísérleti eredményekre alapozott fenomenológiai potenciálokat.

Alacsonyenergiájú nukleon–nukleon-szórás

A vizsgálható reakciók közül az egyik legegyszerűbb az alacsonyenergiájú neutronok szóródása protonokon. Ez esetben a Coulomb-kölcsönhatást nem kell figyelembe venni, és E_{lab} = 10 MeV bombázórészecske-energia alatt csak $L = 0$

EUPress

(*S*-hullámú) szóródás történik. ($L > 0$ esetben centrifugális taszító potenciál lép fel, l. részletesebben a VIII. 3. alfejezetben.) A lassú neutronok szögeloszlása gömbszimmetrikus tömegközépponti rendszerben és a gömbszimmetria fennáll majdnem $E_{lab} \approx 20$ MeV-ig.

A nagyon alacsony hőmérsékleteken orientált protonokon való neutronszórási kísérletek kétségtelenül mutatják, hogy az *NN*-kölcsönhatás függ a spintől. A spin-szingulett ($2S + 1 = 1$) és -triplett ($2S + 1 = 3$) esetekben különböző *np*-szórási keresztmetszeteket észleltek. Ha a kísérletet nem polarizált nyalábbal és céltárggyal végzik, a szingulett- és triplettállapotok statisztikus súlya 1/4, ill. 3/4.

S-hullámú ütközés esetén a hatáskeresztmetszet energiafüggése két paraméterrel jellemezhető: a szórási hosszal $a(L=0)$ és effektív hatótávolsággal $r(L=0)$. (A potenciál sugárfüggésének pontos ismeretére nincs szükség.) Az *np-szórás* teljes hatáskeresztmetszete alacsony energiákon a következő alakba írható:

$$\sigma = \frac{1}{4}\sigma_s\left[E, a_s(0), r_s(0)\right] + \frac{3}{4}\sigma_t\left[E, a_t(0), r_t(0)\right], \qquad \text{(III. 24.)}$$

ahol σ_s és σ_t a szingulett és triplett hatáskeresztmetszetek, amik a feltüntetett paraméterek ismert függvényei. Itt és a következőkben (0) $L = 0$, *S*-hullámot jelez. Ha a σ-kat különböző bombázó energiáknál (E) lemérik, meghatározhatók az $a_s(0)$, $r_s(0)$, $a_t(0)$ és $r_t(0)$ paraméterek.

Dumbrajs és mts. [1983] kísérleti eredményei szerint

$$\begin{aligned} a_s^{np}(L=0) &= -23{,}748 \pm 0{,}010 \text{ fm}, \\ r_s^{np}(0) &= 2{,}75 \pm 0{,}05 \text{ fm}, \\ a_t^{np}(0) &= 5{,}424 \pm 0{,}04 \text{ fm}, \\ r_t^{np}(0) &= 1{,}759 \pm 0{,}005 \text{ fm}. \end{aligned} \qquad \text{(III. 25.)}$$

Az $a_t^{np}(0)$ nagy pozitív értéke a deuteron kötött állapotára utal, míg az $a_s^{np}(0)$ nagy negatív értéke azt jelzi, hogy a spin-szingulett állapot nem kötött, ez csak rezonanciaként jelenik meg az *np*-ütközésben.

A kísérleti $a_s^{np}(0)$ és $r_s^{np}(0)$ paraméterek különböző potenciálokkal reprodukálhatók [Brown, Jackson 1976]. Pl. derékszögű potenciálvölgy esetén (amikor $V = -V_o$, ha $r \le r_a$ és $V = 0$, ha $r_a < r$), $V_o \approx 13$ MeV és $r_a \approx 2{,}6$ fm paraméterekkel. A Yukawa-potenciál esetén $V_o \approx 46$ MeV és $r_a \approx 1{,}2$ fm paraméterekkel.

Hasonlóképpen az $a_t^{np}(0)$ és $r_t^{np}(0)$ kísérleti értékei reprodukálhatók derékszögű potenciál esetén $V_o \approx 31$ MeV és $r_a \approx 2{,}2$ fm paraméterekkel, míg Yukawa-potenciál esetén $V_o \approx 21$ MeV és $r_a \approx 2{,}4$ fm értékekkel.

A *pp-szórásra* a következő kísérleti szórási hossz $a_s^{pp}(0)$ és effektív hatótávolság $r_s^{pp}(0)$ értékeket nyerték [Sher és mts. 1970]:

DUPress

$$a_s^{pp}(0) = -\,7{,}822 \pm 0{,}004 \text{ fm},$$
$$r_s^{pp}(0) = \ 2{,}830 \pm 0{,}017 \text{ fm}.$$

Megjegyzendő, hogy *pp*-ütközésnél Coulomb-szóródás is fellép, továbbá interferencia a nukleáris és Coulomb-szórások között. Ez különösen kis energiáknál és kis szórási szögeknél lehet jelentős.

Az *nn-szórási hossz* $a_s^{nn}(0)$ és effektív hatótávolság $r_s^{nn}(0)$ háromtest-vizsgálatokból vezethető le, pl. $n + d \to p + n + n$ folyamatból. A nyert értékek a következők:

$$a_s^{nn}(0) = -17{,}06 \text{ fm és}$$
$$r_s^{nn}(0) = 2{,}84 \pm 0{,}03 \text{ fm}.$$

Ha az $a_s^{pp}(0)$ értéket korrigáljuk a Coulomb-effektusra, 1 fm értéken belül az $a_s^{pp}(0)$ és $a_s^{nn}(0)$ értékek megegyeznek. Ez eredmények mutatják, hogy a *pp* és *nn* nukleáris kölcsönhatások azonosak.

Az $a_s^{np}(0) \approx -23{,}7$ fm és $a_s^{nn}(0) \approx -17$ fm közti különbség megmagyarázható, ha figyelembe vesszük a tömegkülönbséget, valamint a mágneses nyomaték és más mezoneffektusokat. Így néhány %-on belül a *pp, np* és *nn* nukleáris kölcsönhatások azonosaknak tekinthetők. A tisztán nukleáris kölcsönhatások lényegében nem függnek a töltéstől.

Megjegyezzük, hogy diproton- és dineutron-rendszereket nem észleltek kötött állapotban. Ez egyezésben van azzal a ténnyel, hogy $a_t^{np}(0) \approx 5{,}4$ fm pozitív előjelű szóráshossz (ami kötött állapotnak felel meg), míg az $a_s^{pp}(0)$ és $a_s^{nn}(0)$ negatív előjelű szóráshosszok (amik szabad állapotoknak felelnek meg). A Pauli-elv szerint a diproton és dineutron csak szingulett állapotban létezhet, ha a többi kvantumszám egyezik.

Nagy energiájú nukleon–nukleon-szóródás

A magerők szempontjából fontos a nagy energiáknál történő szóródás vizsgálata, mivel nagy energiáknál információ szerezhető a kölcsönhatási potenciál közbenső ($1 < r < 2$ fm) és rövid ($r < 1$ fm) távolságoknál való viselkedésére is. Mivel a spin-pálya-kölcsönhatás növekszik a sebességgel (pontosabban L-lel), nagyobb sebességeknél ez is jobban vizsgálható.

Ugyanakkor a kísérleti adatok feldolgozása nehezebb, mivel növekvő energiánál a szórásban magasabbrendű parciális hullámok is részt vesznek ($L = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6\ldots$, azaz *S-, P-, D-, F-, G-, H-, I-*… hullámok). Rendszerint a differenciális hatáskeresztmetszetet és a polarizációt mérik és az elmélet fáziseltolódási para-

DUPress

méterét (l. VIII. 3. 1. pontban) variálják mindaddig, míg a kísérleti adatokkal jó nem lesz az egyezés. A szórási fáziseltolás (δ) függ a bombázó részecske energiájától és az $^{2S+1}L_J$ kvantumszámtól.

Az *np*-szórás differenciális hatáskeresztmetszete minimális kb. 90°-nál (tömegközépponti rendszerben), majd közel szimmetrikusan nő a kisebb és nagyobb szögek irányában (azaz a bombázó nyaláb vagy azzal ellentétes irányokban). E megfigyelés magyarázatára fel kell tételeznünk, hogy a bombázó neutronok és a céltárgy protonjai töltést cserélnek a kölcsönhatás folyamán (pl. π^+-mezon-átadással). Következésképpen be kell vezetni egy új típusú kölcsönhatást, a *kicserélődési potenciált*. E töltéscsere-potenciálnak lehet centrális, tenzor és spin-pálya tagja, úgy mint a direkt kölcsönhatásnál.

Az *nn*-szóródásra az *np*- és *nd*-szóródások közti különbség alapján következtethetünk. Az *nn*-hatáskeresztmetszetek megfelelnek a *pp*-hatáskeresztmetszeteknek, ha a Coulomb-kölcsönhatást figyelembe veszik. *A magerők töltésfüggetlensége* nagyenergiájú ütközésekben is igazolható.

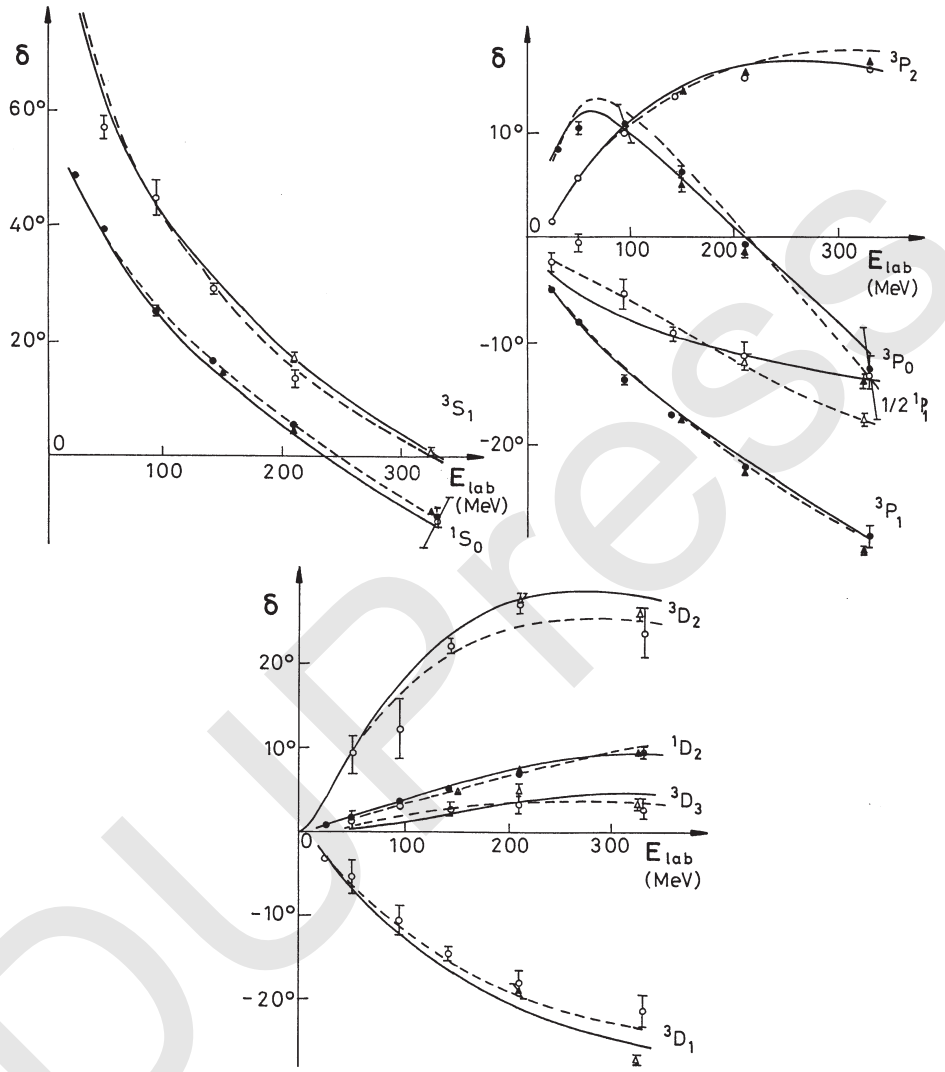
A III. 5. ábrán feltüntettük a *pp*- és *np*-szórási fáziseltolás-analízis eredményét néhány fontos parciális hullámra.

A fáziseltolás (δ) előjele meghatározza az erők vonzó vagy taszító jellegét. Ha a rendszerben nincs kötött állapot, δ pozitív előjele vonzásnak, negatív előjele taszításnak felel meg. A spin szingulett állapotban csak centrális erő hat. Az ^1S_o parciális hullám mutatja, hogy a centrális erő vonzó kb. 250 MeV bombázórészecske-energiákig, de nagyobb energiáknál taszítóvá válik. A fáziseltolás e viselkedése arra utal, hogy a spinszingulett centrális potenciál kis ($r < 0{,}7$ fm) távolságoknál erősen taszító, ami kemény magtörzsnek felel meg. Főleg ez a kemény magtörzs és a kicserélődési erők felelősek azért, hogy a nehéz magoknál az egy nukleonra eső kötésenergia közel állandó (l. II. 7. ábrát).

Az $^3S_1$-állapotban fellépő erős vonzás teszi lehetővé a deuteron kötött állapotának létét.

A ^3P_o-, $^3P_1$-, $^3P_2$-állapotok felhasadását a *nemcentrális kölcsönhatások* okozzák, a tenzor- és a spin-pálya-erők. A részletes analízis azt mutatja, hogy a tenzorerő hosszú hatótávolságú, ami már kis bombázó energiáknál is jelentős. A spin-pálya-kölcsönhatás sokkal rövidebb hatótávolságú (l. később a III. 7. ábrát) és lényeges hatása csak nagyobb bombázó energiáknál (> 50 MeV) van.

Dubrics



III. 5. ábra. A fáziseltolás (δ) függése a bombázórészecske-energiától (*E*). A pontok energiafüggetlen fáziseltolási analízis eredményei. A folytonos görbéket a parametrizált Párizs-potenciállal nyerték. A szaggatott vonalak az energiafüggő fázisanalízis eredményeit mutatják. A görbék mellett az $^{2S+1}L_J$ parciális hullámok vannak feltüntetve. Lacombe és mts. [1980] alapján, Fényes [2002]-ből.

DUPress

III. 5. FENOMENOLÓGIAI POTENCIÁLOK

Nukleon–nukleon-potenciálok és szimmetriák

A különböző típusú és igen nagyszámú kísérleti adat leírása egységes *NN*-potenciállal nagyon bonyolult feladat. A potenciál lehetséges formáira bizonyos megszorításokat tehetünk a tér és idő általános szimmetriasajátságaiból kiindulva. Az első ilyen jellegű vizsgálatokat Eisenbud és Wigner [1941] végezte.

a) Az *eltolási invariancia* megköveteli, hogy az *NN*-potenciál csak a relatív koordinátáktól ($\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$) függjön és külön-külön nem az $\boldsymbol{r}_1$, ill. $\boldsymbol{r}_2$-től.

b) A *Galilei-invariancia* következménye, hogy a potenciál változatlan marad, ha a rendszer áll vagy állandó sebességgel mozog. Következésképpen a potenciál csak a relatív impulzusoktól függhet, azaz $\boldsymbol{p} = \boldsymbol{p}_1 - \boldsymbol{p}_2$-től.

c) Térinverzió és időmegfordítási invariancia. Térinverzió ($\boldsymbol{r} \to -\boldsymbol{r}$) és időmegfordítás ($t \to -t$) esetén a helyzetvektor $\boldsymbol{r}$ és a spinoperátor $\boldsymbol{\sigma}$ külön-külön nem invariáns. (A spinoperátor kvantummechanikai tárgyalását l. pl. Nagy [2000, 119. o.] munkájában.) Következésképpen ezek a potenciálban csak szorzat alakban jelenhetnek meg: $(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{r})$, $(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \boldsymbol{r})$. Zárt rendszerekben az erős és elektromágneses kölcsönhatásoknál a paritás megmarad (l. a II. 2. 3. pontot és a II. 7. feladatot.)

d) A forgási (rotációs) invariancia a térben megköveteli, hogy a potenciál csak a relatív távolságtól $\boldsymbol{r}$ függjön. Más vektoroperátorok csak skalár formában jelenhetnek meg: $(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)$, $(\boldsymbol{r} \cdot \boldsymbol{\sigma}_1)(\boldsymbol{r} \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)$, $(\boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{\sigma}_1)(\boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)$, $(\boldsymbol{L} \cdot \boldsymbol{S})$ stb. E mennyiségek megszorozhatók $\boldsymbol{r}^2$, $\boldsymbol{p}^2$ vagy $\boldsymbol{L}^2$ különböző függvényeivel anélkül, hogy az invariancia sérülne.

e) Forgási invariancia a töltéstérben. Az erős kölcsönhatás töltésfüggetlensége magában foglalja, hogy az izospinoperátor az *NN*-potenciálban csak skalár alakban jelenik meg: $(\boldsymbol{t}_1 \cdot \boldsymbol{t}_2)$.

f) A Pauli-elvvel való összeegyeztethetőség. Az *NN*-kölcsönhatásban résztvevő nukleonok fermionok. Következésképpen a Pauli-elv szerint a hullámfüggvényük, $\Psi = \varphi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)\chi(\boldsymbol{s}_1, \boldsymbol{s}_2)\zeta(\boldsymbol{t}_1, \boldsymbol{t}_2)$, antiszimmetrikus az összes koordináta, $\boldsymbol{r}_1$, $\boldsymbol{s}_1$, $\boldsymbol{t}_1$, $\boldsymbol{r}_2$, $\boldsymbol{s}_2$, $\boldsymbol{t}_2$, felcserélésekor. Így csak meghatározott állapotok lehetségesek a kétnukleon-rendszerben (l. III. 1. táblázatot).

A kísérleti adatok analízisénél ajánlatos kezdettől fogva csak olyan potenciálokkal próbálkozni, amik a fenti kritériumoknak eleget tesznek.

Általánosan elfogadott, hogy a természet mind a négy alapvető kölcsönhatását (erős, elektromágneses, gyenge, gravitációs) térkvantumok közvetítik. A nukleáris (erős) kölcsönhatásért a mezon- (vagy kvarknívón, gluon-) -csere felelős. A mezontér-elméletek hatalmas fejlődésen mentek át az 1930-as évektől kezdve

EUPress

és jelenleg a magerők sok sajátságát helyesen írják le. Így a fenomenológiai *NN*-potenciálok megalkotásánál a mezontér-elméletek előrejelzéseit is figyelembe szokták venni (l. részletesebben a III. 6. alfejezetben).

Az *NN*-kölcsönhatás legfontosabb része a *centrális kölcsönhatás*. Ez az egyszerű távolságfüggő tag mellett a spintől és izospintől függő tagokat is tartalmaz. A gyakorlatban több különböző formájú teljes centrális kölcsönhatási potenciált szoktak használni. Ezek a következők:

Spin-izospin-reprezentáció:

$$V_c(1,2) = V_o(r) + V_\sigma(r)(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) + V_\tau(r)(\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) + V_{\sigma\tau}(r)\,(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)\,(\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2). \qquad \text{(III. 26.)}$$

Kicserélődésioperátor- (P) -reprezentáció:

$$V_c(1,2) = V_W(r) + V_M(r)P_r + V_B(r)\,P_\sigma - V_H(r)P_\tau, \qquad \text{(III. 27.)}$$

ahol P_r, P_σ és P_τ a koordináta-, spin- és izospin-kicserélési operátorok. V_W, V_M, V_B és V_H a Wigner-, Majorana-, Bartlett-, ill. Heisenberg-potenciálok.

Projekciós (Π) operátorokkal való reprezentáció:

$$V_c(1,2) = V_{ES}(r)\Pi(L \text{ páros}, S{=}0, T{=}1) + V_{ET}(r)\Pi(L \text{ páros}, S{=}1, T{=}0) + \\ + V_{OS}(r)\Pi(L \text{ páratlan}, S{=}0, T{=}0) + V_{OT}(r)\Pi(L \text{ páratlan}, S{=}1, T{=}1), \qquad \text{(III. 28.)}$$

ahol a projekciós operátorok a feltüntetett (keringési) impulzusnyomaték-, spin- és izospin-állapotokat választják ki. Az E és O indexek L páros (even) és L páratlan (odd) állapotokat jelölnek meg, míg az S és T spin-szingulett, ill. -triplett állapotokat.

A fenti három reprezentáció ekvivalens és így a konkrét számításokhoz kiválasztható a legcélszerűbb alak.

Az invarianciaelvekből nem következik a potenciál távolságfüggése. A $V(r)$ függvényként rendszerint a III. 2. ábrán feltüntetett potenciálok közül valamelyiket alkalmazzák (vagy néha két potenciál szuperpozícióját).

A III. 26–28. egyenletekben megadott potenciálok összefüggnek egymással [Bohr, Mottelson 1969, 1. fejezet, 4. §]:

$$\begin{aligned}
V_W &= V_o - V_\sigma - V_\tau + V_{\sigma\tau},\\
V_M &= -4V_{\sigma\tau},\\
V_B &= 2V_\sigma - 2V_{\sigma\tau},\\
V_H &= -2V_\tau + 2V_{\sigma\tau},\\
V_{ES} &= V_W + V_M - V_B - V_H = V_o - 3V_\sigma + V_\tau - 3V_{\sigma\tau},\\
V_{ET} &= V_W + V_M + V_B + V_H = V_o + V_\sigma - 3V_\tau - 3V_{\sigma\tau},\\
V_{OS} &= V_W - V_M - V_B + V_H = V_o - 3V_\sigma - 3V_\tau + 9V_{\sigma\tau},\\
V_{OT} &= V_W - V_M + V_B - V_H = V_o + V_\sigma + V_\tau + V_{\sigma\tau}. \qquad \text{(III. 29.)}
\end{aligned}$$

DUPress

A spinfüggés ($\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2$) szerepe a III. 26. egyenletben a következőképpen szemléltethető. A koszinusztörvény szerint $\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2$ a következő alakba írható:

$$\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 = 2[\boldsymbol{S}^2 - \boldsymbol{s}_1^2 - \boldsymbol{s}_2^2] \quad (\hbar \text{ egységben}),$$

ahol $\boldsymbol{S} = \boldsymbol{s}_1 + \boldsymbol{s}_2$ és $\boldsymbol{s}_i = \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\sigma}_i$.

A $(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)$ operátor várható értéke:

$$\langle \sigma_1 \cdot \sigma_2 \rangle = 2\left[S(S+1) - \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+\frac{2}{2}\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+\frac{2}{2}\right)\right] = 2S(S+1) - 3.$$

Következésképpen $\langle \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 \rangle = -3$ spin-szingulett ($S = 0$) és $\langle \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 \rangle = 1$ spin-triplett állapotban.

Ez azt jelenti, hogy a III. 26. egyenletben $V_\sigma(r)$ $(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) = -3V_\sigma(r)$ spin-szingulett és $V_\sigma(r)$ $(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) = +V_\sigma(r)$ spin-triplett állapotokra.

Mindezek világosan mutatják a spintől való függést, $V_\sigma(r)$ $(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)$ előjele és értéke más és más különböző spinállapotokra.

A P kicserélődési operátorokat a III. 2. alfejezetben úgy definiáltuk, hogy azok a hullámfüggvényben kicserélik a kölcsönható részecskék spin-, izospin- és térkoordinátáit. Most egy explicit kifejezést adhatunk a spincsere-operátorra: $P_\sigma = (1 + \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)/2$. A spincsere-operátor P_σ szingulett állapotban –1 értéket vesz fel, míg spin-triplett állapotban +1-et. Ez teljes egyezésben van a III. 3. egyenlet hullámfüggvényeivel. Analóg kifejezés vezethető le a P_τ-operátorra is. Mivel a Pauli-elv megköveteli, hogy $P_r P_\sigma P_\tau = -1$ legyen, a $(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)$ $(\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2)$-függés a III. 26. egyenletben kifejezhető P_r-függéssel is.

Egyszerű relációk állnak fenn a kicserélési és projekciós operátorok között is (l. III. 29. egyenleteket és a Ring, Schuck [1980, 154. o.] hivatkozást).

Az *NN*-potenciál a centrális kölcsönhatáson kívül *nemcentrális, lokális, tenzor-kölcsönhatási tagot* is tartalmaz (l. a III. 18. egyenletet): $V_T(r)S_{12}$,

ahol $S_{12} = \frac{3(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{r})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \boldsymbol{r})}{\boldsymbol{r}^2} - (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)$,

valamint egy *nemcentrális, nemlokális (sebességfüggő) spin-pálya-kölcsönhatást*: $V_{LS} = V_{LS}(\boldsymbol{L} \cdot \boldsymbol{S})$.

Mint azt később látni fogjuk, néhány javasolt *NN*-potenciál kvadratikus spin-pálya vagy L^2-es tagokat is tartalmaz, amelyek szintén megengedettek a szimmetria-megfontolások alapján.

Az invarianciaelvek és magerők részletesebb ismertetését l. pl. a következő könyvekben: Bohr, Mottelson [1969, 1. fejezet]; Ring, Schuck [1980, 149. o.].

DUPLESS

Fenomenológiai potenciálok

Az 1960-as években a gyorsan növekvő kísérleti adatok lehetővé tették fenomenológiai potenciálok megalkotását, amik jól reprodukálják a kísérleti eredményeket. Ilyenek a következők:

Hamada–Johnston-potenciál [1962]	(kemény magtörzs),
Yale-potenciál [Lassila és mts. 1962]	(kemény magtörzs),
Tabakin-potenciál [1964]	(nemlokális),
Reid-potenciál [1968]	(puha magtörzs).

Azokban a potenciálokban, amelyekben a magtörzs kemény, végtelenül erős taszítást használtak < 0,5 fm távolságoknál. A Reid-potenciál is erősen taszító a magtörzstartományban, de fokozatosan nő, amint a nukleonok közötti távolság csökken.

A *Hamada–Johnston-potenciál* explicit alakja a következő:

$$V = V_C + V_T S_{12} + V_{LS}(\boldsymbol{L}\cdot\boldsymbol{S}) + V_{LL} L_{12}, \qquad \text{(III. 30.)}$$

ahol *C, T, LS és LL* centrális-, tenzor-, lineáris és kvadratikus spin-pálya-kölcsönhatásokat jelöl,

$$V_C(r) = 0{,}08\ (0{,}333\ m_\pi)\ (\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_2)\ (\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{\sigma}_2)\ Y(x)\ [1 + a_c Y(x) + b_c Y^2(x)],$$

$$V_T(r) = 0{,}08\ (0{,}333\ m_\pi)\ (\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{\tau}_2)\ Z(x)\ [1 + a_T Y(x) + b_T Y^2(x)],$$

$$S_{12} = [3(\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{r})(\boldsymbol{\sigma}_2\cdot\boldsymbol{r})/r^2] - (\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{\sigma}_2),$$

$$V_{LS}(r) = m_\pi G_{LS}\ Y^2(x)\ [1 + b_{LS} Y(x)],$$

$$V_{LL}(r) = m_\pi\, G_{LL}\, [Z(x)/x^2]\ [1 + a_{LL} Y(x) + b_{LL} Y^2(x)],$$

$$L_{12} = \delta_{LJ}\boldsymbol{L}^2 + (\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{\sigma}_2)\boldsymbol{L}^2 - (\boldsymbol{L}\cdot\boldsymbol{S})^2,$$

$$Y(x) = \frac{\exp(-x)}{x}, \qquad Z(x) = \left(1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2}\right) Y(x),$$

m_π a piontömeg (m_π = 139,4 MeV/c^2 értéket használtak a számításokban), x a nukleonok közti távolság, amit m_π^{-1} egységben mérnek. [A III. 6. alfejezetben látni fogjuk, hogy $r_m = \hbar\, c/(m_\pi c^2)$ = 1,415 fm.]

A taszítás végtelenül nagy a magtörzs tartományában: $r_{törzs}$ < 0,458 fm, ami x_c < 0,343-nak felel meg.

A kísérleti adatokhoz illesztett paraméterek a következők:

DUPress

S	L	a_c	b_c	a_T	b_T	G_{LS}	b_{LS}	G_{LL}	a_{LL}	b_{LL}
0	páros	8,7	10,6	–	–	–	–	–0,000891	0,2	–0,2
1	páros	6,0	–1,0	– 0,5	0,2	0,0743	–0,1	0,00267	1,8	–0,4
0	páratlan	–8,0	12,8	–	–	–	–	–0,00267	2,0	6,0
1	páratlan	–9,07	3,48	–1,29	0,55	0,1961	–7,1	–0,000891	–7,26	6,92

(III. 31.)

A potenciálokban összesen 28 zérótól különböző illesztett paraméter szerepel.

A Hamada–Johnston-potenciál explicit alakja a III. 6–7. ábrákon látható, ahol összehasonlításul feltüntettük az egypion-csere-potenciált is (V_{OPEP}, l. a III. 6. alfejezetet). A nagy távolságok ($r > 2$ fm) tartományában elég jó egyezés van a két potenciál között.

A Hamada–Johnston-potenciálból a következő adatokat nyerték a deuteronra (az $S = 1$, L páros állapotra)

kötésenergia $E_B = 2{,}226$ MeV,
elektromos kvadrupólnyomaték $Q_d = +2{,}85$ mb,
a D-állapot valószínűsége $P_d = 6{,}97$ %.

A megfelelő kísérleti adatok a következők:
$E_B = 2{,}224566$ MeV,
$Q_d = +2{,}86(2)$ mb.
P_d -re nincs közvetlenül mérhető adat.

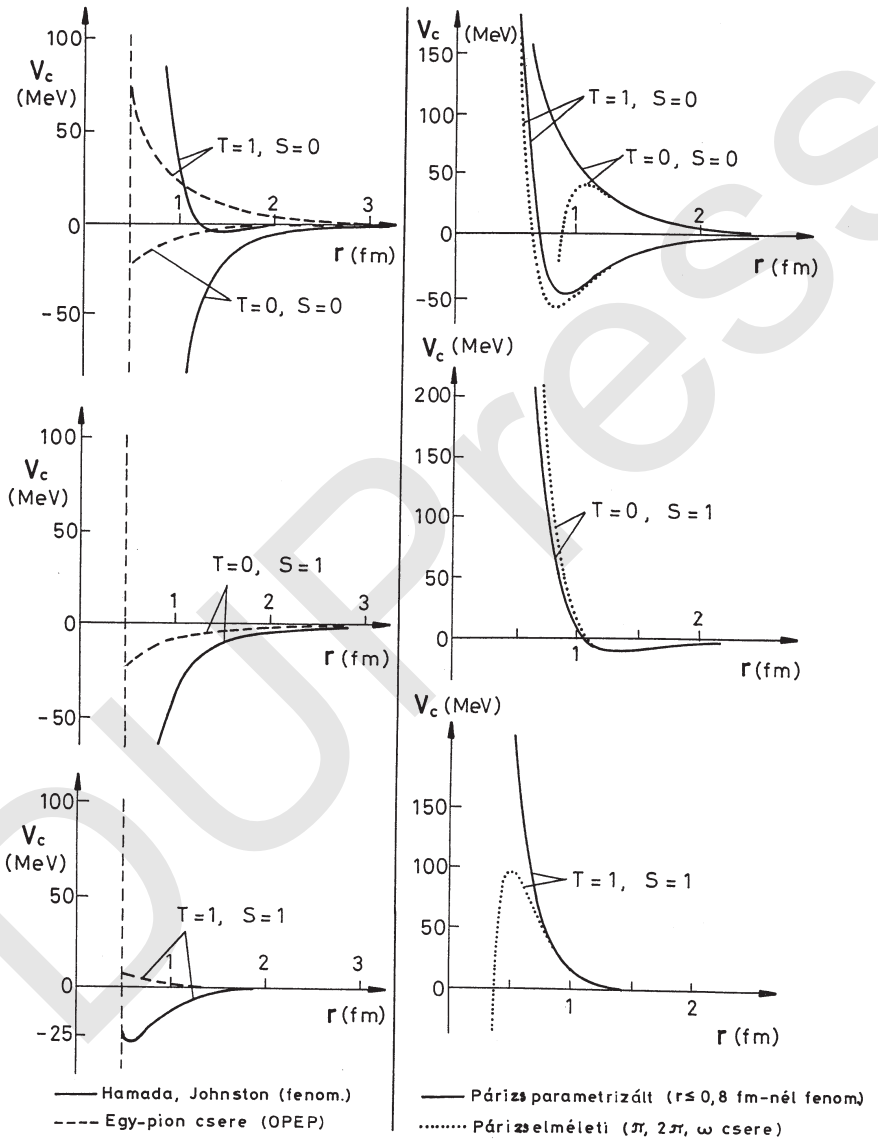
A III. 6–7. ábrák mutatják, hogy a teljes potenciál számos vonzó és taszító potenciál összegeként adódik.

A *Reid-potenciál* paramétereit minden *S, P, D* parciálishullám-csatornában külön-külön illesztették a kísérleti adatokhoz.

A III. 6. és III. 7. ábrákon a Párizs- (parameterizált) -potenciált is feltüntettük (l. később a III. 6. alfejezetben). A potenciál rövid hatótávolságú ($r < 0{,}8$ fm) része fenomenologikus. A Párizs ($\pi + 2\pi + \omega$)-csere elméleti potenciál az ábrán szaggatott vonallal van ábrázolva.

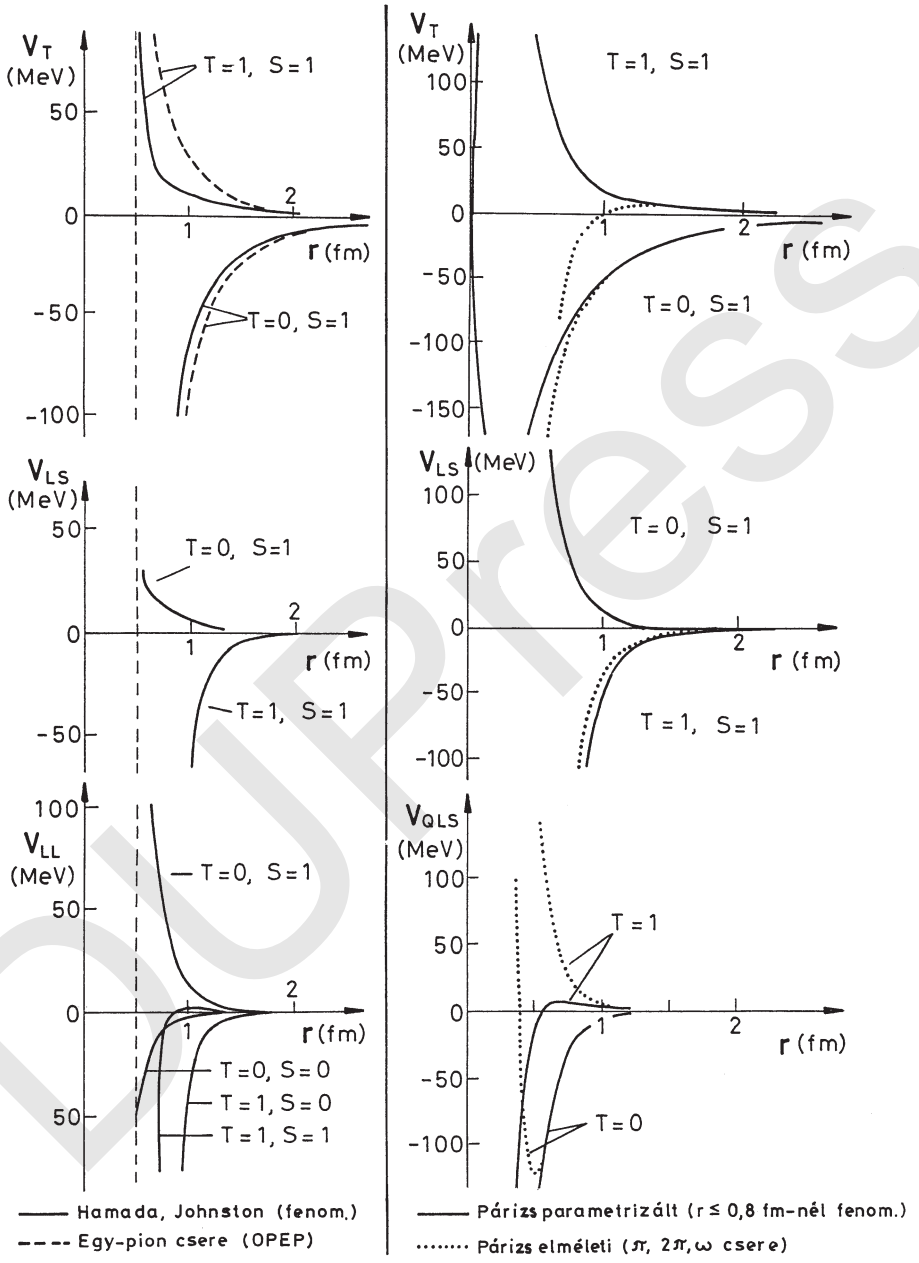
Gyakran különböző kétnukleon-kölcsönhatási potenciálok egyformán jól írják le a kísérleti adatokat és nehéz eldönteni, melyik a helyes alak. A Fagyejev-egyenletek lehetőséget adnak a *háromnukleon-rendszerek* pontos tárgyalására. A kétváltozós, csatolt szinguláris integrálegyenletek numerikusan megoldhatók. A Fagyejev-egyenletek megoldása és a nyert eredmények összehasonlítása a háromnukleon-rendszerek mérhető sajátságaival lehetőséget ad olyan potenciál meghatározására, ami jó leírást ad a két- és háromnukleon-rendszerek sajátságaira, így a helyes kétnukleon-potenciál kiválasztására. Doleschall [1996] javasolt egy javított nemlokális nukleon–nukleon-kölcsönhatást, amelyik helyesen írja le

a triton kötési energiáját és a *pd* rugalmas szórási adatokat is [Doleschall és mts. 1982; Sperisen és mts. 1984].



III. 6. ábra. Realisztikus nukleon–nukleon centrális potenciálok. A Hamada–Johnston-potenciál végtelenül erős taszítást használ $r \leq 0{,}49$ fm távolságoknál. Az ábra bal oldala Hamada, Johnston [1962] és Bohr, Mottelson [1969], a jobb oldala Lacombe és mts. [1980] alapján.

DUPress



III. 7. ábra. Realisztikus nukleon–nukleon-potenciálok: V_T tenzor-, V_{LS} spin-pálya-, V_{LL} kvadratikus pálya-, V_{QLS} kvadratikus spin-pálya-kölcsönhatást jelöl. A V_{LS} $T = 0$, $S = 1$ esetben a Párizs elméleti és Párizs parametrizált potenciálok egybeesnek. Az ábra bal oldala Hamada, Johnston [1962] és Bohr, Mottelson [1969], a jobb oldala Lacombe és mts. [1980] alapján.

DUPress

III. 6. NUKLEON–NUKLEON-POTENCIÁLOK MEZONTÉR-ELMÉLETEKBŐL

Mezoncsere-kölcsönhatás

A kvantummechanika szerint az elektromágneses kölcsönhatást virtuális fotonok közvetítik: pl. az egyik elektromos töltés fotont emittál, a másik azt elnyeli.

Yukawa [1935] feltette, hogy a nukleonok közötti kölcsönhatás szintén térkvantumok (mezonok) cseréje révén jön létre. Egy közelítő becslést kaphatunk a mezon tömegére a *Heisenberg-féle határozatlansági reláció alapján*. Az elv szerint a rendszer energiabizonytalansága (ΔE) és az időintervallum (Δt), amely alatt a rendszer megváltozik, a következőképpen függ össze: $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$. Tegyük fel, hogy az erős kölcsönhatás Δt ideje alatt egy virtuális mezon jelenik meg a nukleon mellett $\Delta E \approx \hbar / \Delta t$ energiával. Innen a mezon tömege: $m = \Delta E/c^2 \approx \hbar /(c^2 \Delta t)$. A folyamatot úgy lehet elképzelni, hogy a nukleon állandóan emittál, majd elnyel mezonokat. Így a nukleont egy mezonfelhő veszi körül. A virtuális mezon maximum $c \cdot \Delta t$ távolságra tud elmenni létezésének ideje alatt. Következésképpen a mezonfelhő maximális sugara

$$r_m \approx c \cdot \Delta t. \qquad \text{(III. 32.)}$$

Ha a virtuális mezont egy másik nukleon nyeli el, nukleon–nukleon-kölcsönhatás lép fel. Ha a magerők effektív hatótávolságára $r_m \approx 1{,}41\ 10^{-15}$ m értéket veszünk, az $mc^2 \approx \hbar c / r_m$ kifejezésből a mezon nyugalmi energiájára $mc^2 \approx 140$ MeV becslést kapjuk ($\hbar c = 197{,}327$ MeV · fm).

Yukawa feltevése a kb. 140 MeV nyugalmi energiájú mezonok létezéséről igazolást nyert, amikor 1947-ben a kozmikus sugarakban és később gyorsítókban is felfedezték a π-mezonokat. A pionok spinje zéró, izospinje 1, paritása –1. Három töltésállapotban fordulnak elő: π^+, π^- és π^o, melyek töltése e^+, e^- és zéró (l. II. 2. táblázatot). A kísérletek szerint a π-mezonok kölcsönhatása nukleonokkal nagyon erős, ellentétben a leptoncsaládba tartozó müonokkal, amelyek nem vesznek részt az erős kölcsönhatásban.

Megjegyezzük, hogy $r_m \approx 1{,}41 \cdot 10^{-15}$ m-nél kisebb távolságoknál a nehezebb mezonok cseréjét is számításba kell venni az $mc^2 \approx \hbar c / r_m$ összefüggésnek megfelelően.

Az elektromos teret rendszerint potenciállal jellemzik. Kereshetjük a *potenciált a nukleon–nukleon-kölcsönhatásra* is.

DUPress

Az elektrodinamika szerint az elektromos potenciál Φ a következő egyenlet megoldásából adódik:

$$\Delta\Phi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = -4\pi\rho_e, \qquad \text{(III. 33.)}$$

ahol Δ = div grad = Laplace-operátor = ∇^2, $\rho_e(\boldsymbol{r},t)$ a töltéssűrűség, c a fénysebesség.

Ha csak egy pontszerű töltésünk van és a távolságot ettől mérjük, továbbá stacionárius esetet vizsgálunk (amikor $\frac{\partial\Phi}{\partial t} = 0$), a III. 33. egyenlet megoldása

$$\Phi(r) = \frac{e}{r}, \qquad \text{(III. 34.)}$$

ami a jólismert Coulomb-potenciál.

A magpotenciálnak sokkal kisebb a hatótávolsága és erősebb a távolságfüggése. Yukawa azt találta, hogy ha a III. 33. egyenlet bal oldalához hozzáadunk egy $-\Phi / \lambda\!\!\!^{-2}$ tagot és az analóg „nukleáris" töltéssűrűséget (ρ_N) vezetjük be az elektromos helyett, az új egyenlet

$$\Delta\Phi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} - \frac{1}{\lambda\!\!\!^{-2}}\Phi = -4\pi\rho_N \qquad \text{(III. 35.)}$$

statikus megoldásának igen erős távolságfüggése lesz. Ha a mezontér pontforrásának erősségét g-vel jelöljük, és a távolságot e forrástól számítjuk, a III. 35. egyenlet megoldása stacionárius esetben a következő:

$$\Phi(r) = g\frac{exp(-r/\lambda\!\!\!^{-})}{r}$$

Ez a Yukawa-potenciál, ami erősen függ a távolságtól és a jellemző hatótávolsága $\lambda\!\!\!^{-}$. Ha a kísérleti adatokat helyesen akarjuk reprodukálni, $\lambda\!\!\!^{-}$ értékére ~$1{,}4 \cdot 10^{-15}$ m értéket kell vennünk.

Megjegyezzük, hogy a III. 35. egyenlet szoros analógiát mutat a *relativisztikus Schrödinger-egyenlettel.* A relativisztikus elméletben a szabad részecske energiájának négyzete (E^2) a következő egyenletnek tesz eleget:

$$E^2 = c^2p^2 + c^4m_o^2,$$

ahol $\boldsymbol{p}$ az impulzus, m_o a nyugalmi tömeg, c a fénysebesség vákuumban.

A kvantummechanikában az impulzust és energiát operátorokkal helyettesítik:

$$\boldsymbol{p} \to -i\hbar\nabla, \qquad E \to i\hbar\frac{\partial}{\partial t},$$

amik a $\Psi(r,t)$ hullámfüggvényre hatnak. Behelyettesítve ezeket az operátorokat a szabad részecske relativisztikus egyenletébe a következő egyenlethez jutunk:

DUPress

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2}\Psi = -c^2\hbar^2\Delta\Psi + c^4 m_0^2\Psi,$$

majd átrendezés után:

$$\Delta\Psi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2} - \frac{c^2 m_0^2}{\hbar^2}\Psi = 0. \qquad \text{(III. 36.)}$$

Ez a relativisztikus Schrödinger-egyenlet, vagy más néven a relativisztikus szabad részecske Klein–Gordon-egyenlete.

A III. 35–36. egyenletek nagyon hasonlóak, ha $\rho_N = 0$. Az analógia alapján:

$$\frac{1}{\lambda\!\!\!^{-}} = \frac{m_o c}{\hbar}.$$

Behelyettesítve ide a $\lambda\!\!\!^{-} \sim 1{,}4 \cdot 10^{-15}$ m-t (ami a kísérleti eredményekkel összhangban van), azt kapjuk, hogy $m_o c^2 = \hbar c / \lambda\!\!\!^{-} \approx 140$ MeV. Ez közelítőleg a π-mezon nyugalmi energiájának felel meg. Így a π-mezont a mezontér kvantumának tekinthetjük. Φ a nukleon–nukleon-kölcsönhatás potenciálja, *g* a mezontér töltése, $\lambda\!\!\!^{-}$ a π-mezon Compton-hullámhossza.

A III. 35–36. egyenletek összevetésénél figyelembe kell vennünk, hogy Φ a tér potenciálja, míg Ψ a részecske hullámfüggvénye. Az analógia mélyebb magyarázatát a kvantumtérelmélet adja. A kvantummechanika a részecskéket koncentrált hullámcsomagként írja le. A kvantumtérelméletben részecskéket (kvantumokat) rendelnek a térhez. Az elektromágneses tér kvantuma a foton, míg a nukleáris tér kvantuma a mezon. A fő különbség, hogy a foton nyugalmi tömege zéró, míg a mezoné ~ 140 MeV.

Ha a *g* mezontöltés tere hat egy másik mezon *g* töltésére, a mezontér potenciális energiája a következő alakba írható:

$$V = -g^2 \frac{exp\left(-r/\lambda\!\!\!^{-}\right)}{r}, \qquad \text{(III. 37.)}$$

ahol *r* a két pontszerű mezontöltés közötti távolság és a negatív előjel vonzást jelent. A nyert (III. 37.) kifejezés π^o-mezonra vonatkozik és a „semleges (neutrális), pszeudoskalár mezonpotenciál” nevet viseli.

DUPress

Egypioncsere-kölcsönhatás

A kísérletek szerint a π-mezonok három töltésállapotban léteznek: π^+, π^-, π^o. Szimmetrikusan mind a három töltésállapotot figyelembe véve, a pszeudoskalár-elmélet a következő kifejezést adja a potenciál aszimptotikus (nagy távolságoknál érvényes) viselkedésére:

$$V_{OPEP} = 0{,}333\, m_\pi c^2 \frac{g^2}{4\pi\hbar c} (\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2)\, [(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) + S_{12} f(r)] \frac{exp(-r/\lambda\!\!\!^{-})}{r\lambda\!\!\!^{-}}, \qquad \text{(III. 38.)}$$

ahol m_π a π-mezon tömege,

c a fénysebesség vákuumban,

g az elektromos töltéssel analóg mezontöltés,

$\hbar = h/2\pi$ a racionalizált Planck-állandó,

$\boldsymbol{s} = \boldsymbol{\sigma}\hbar/2$ a spinoperátor,

$\boldsymbol{t} = \boldsymbol{\tau}/2$ az izospinoperátor,

$S_{12} = 3(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{r})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \boldsymbol{r})/r^2 - (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)$,

$f(r) = 1 + \dfrac{3}{r/\lambda\!\!\!^{-}} + \dfrac{3}{(r/\lambda\!\!\!^{-})^2}$,

$1/\lambda\!\!\!^{-} = m_\pi c/\hbar$,

r a két nukleon közötti távolság.

A potenciál hasonlít két távoli, pontszerű mágneses dipólus kölcsönhatási potenciáljára, de az elektromágneses tér vektor jellegű, míg a mezontér pszeudoskalár (a π-mezon spinje zéró). (A III. 38. egyenlet levezetését l. pl. Bohr, Mottelson [1969, 2. fejezet, 5. §.]-ban.)

Az egypioncsere-potenciál (**o**ne-**p**ion **e**xchange **p**otential, V_{OPEP}) paraméterei meghatározhatók a π-mezon–nukleon-ütközések vizsgálatából. A paraméterek értékei a következők:

$$\frac{1}{\lambda\!\!\!^{-}} = \frac{m_\pi c}{\hbar} = 0{,}70 \text{ fm}^{-1}, \qquad \frac{g^2}{4\pi\hbar c} = 0{,}081 \pm 0{,}002.$$

Megjegyzendő, hogy nem aszimptotikus közelítésben (azaz kis távolságoknál) egy további „kontakt" tag jelenik meg a III. 38. egyenletben, ami a kis távolságoknál fellépő erős taszítást írja le.

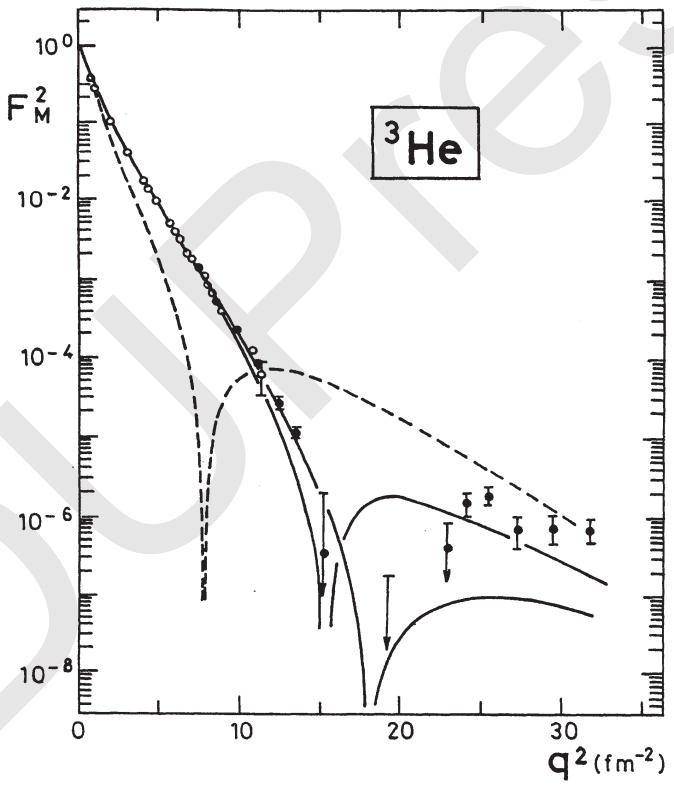
Az egypioncsere-potenciál tartalmaz centrális kicserélődési, valamint tenzor potenciált. A kölcsönhatás független az elektromos töltésektől.

A III. 6–7. ábrákon látható, hogy az egypioncsere- és a fenomenologikus Hamada–Johnston-potenciálok között az egyezés elég jó távol a kemény törzstől ($2 < r$ fm), de kisebb távolságoknál már eltérések vannak.

DUPress

Mezonáramok atommagokban való jelentkezésére főleg elektron-hátraszórási kísérletekből lehet következtetni. Meghatározható egy mágneses alakfaktor (F_M), ami a mágnesesnyomaték-sűrűséget fejezi ki az átadott impulzus ($\boldsymbol{q}$) függvényében. F_M analóg az elektromos alakfaktorral (l. a II. 3. egyenletet) és értéke a különböző $\boldsymbol{q}$ értékek mellett mért differenciális hatáskeresztmetszetekből határozható meg. Az alakfaktort számítás útján is meg lehet határozni, ha a nukleonok hullámfüggvényei ismertek.

A ^{3}He elektronszórási kísérletekből meghatározott mágneses alakfaktorát a III. 8. ábrán tüntettük fel az átadott impulzusnégyzet függvényében. Az ábra mutatja, hogy a kísérleti és elméleti eredmények közötti egyezés sokkal jobb, ha a nukleonokkal való kölcsönhatáson kívül mezonáramokat is figyelembe veszünk.



III. 8. ábra. A ^{3}He(e,e) reakcióban mért mágneses alakfaktorok négyzete (F_M^2) az átadott impulzusnégyzet ($\boldsymbol{q}^2$) függvényében. Pontok: kísérleti adatok, különböző kutatócsoportoktól. Görbék: elméleti eredmények. Szaggatott görbe: a számítás tisztán nukleonokkal való kölcsönhatás alapján történt. Folytonos görbék: a számításokban mind a nukleonokkal, mind a mezonáramokkal való kölcsönhatást figyelembe vették. A két görbe két különböző számításhoz tartozik. Az ábra Frois [1983] közleményén alapul. További hivatkozásokat l. ott.

DUPress

(A mezoncsere-áramok részletesebb tárgyalását l. pl. Brown, Jackson [1976]-ban.) Ha két nukleon elég közel van egymáshoz, két vagy több π-mezon-csere is fellépheti köztük. Ez esetben a pionok egymással is kölcsönhatásba léphetnek és ez a kölcsönhatás mutathat rezonanciákat. A két, három, négy pion cseréje szimulálható nehezebb (ρ, ω, δ) mezonok cseréjével (l. a II. 2. és III. 2. táblázatokat). Többpion-csere rezonanciajelleg nélkül is létrejöhet. Az 1970-es évektől kezdve több mezontérelméleti potenciált is levezettek, amelyek mindezeket a lehetőségeket figyelembe veszik és kis távolságoknál ($r < 2$ fm) jobb leírást adnak a kísérleti adatokra, mint azt a V_{OPEP} teszi.

A III. 32. egyenlet és az előző tárgyalás alapján $r_m \approx \hbar/(mc)$, következésképpen a kölcsönhatás hatótávolsága csökken, ha a mezon tömege növekszik.

III. 2. táblázat. A Bonn- (egybozon-csere) -potenciál mezonparaméterei koordinátatérben (OBEPR) [Machleidt és mts. 1987]

Mezon	Csatolási állandó $g_\alpha^2/(4\pi)$	Mezontömeg m_α (MeV/c^2)
π	14,9	138,03
ρ	0,95	769
η	3	548,8
ω	20	782,6
δ	2,6713	983
σ	7,7823	550

A π-, ρ-, η-, ω- és δ-mezonoknál $T = 0$ és $T = 1$ állapotokra ugyanazok a paraméterek. A σ-bozon-paraméterek $T = 1$ potenciálra vonatkoznak, míg a $T = 0$ esetben a megfelelő adatok: $g_\alpha^2/(4\pi) = 16{,}2061$, m = 715 MeV/$c^2$.

Párizs-potenciál

Cottingham és mts. [1973], valamint Lacombe és mts. [1975] megalkottak egy nukleon–nukleon-potenciált, ami egypion korrelált és nemkorrelált, kétpion- és ω-mezoncserét vesz figyelembe (Párizs- „elméleti" -potenciál). A potenciált főleg π–nukleon-fáziseltolási analízisre és ππ-kölcsönhatásra alapozták.

Lacombe és mts. [1980] a Párizs- elméleti -potenciált viszonylag egyszerű, analitikus „parameterizált" alakra hozták, ami alkalmas magszerkezeti számítások céljaira.

A parametrizált Párizs-potenciál a következő:

DUPress

$$V(\mathbf{r}, p^2) = V_o(r, p^2)\frac{1-(\sigma_1\cdot\sigma_2)}{4} + V_1(r, p^2)\frac{3+(\sigma_1\cdot\sigma_2)}{4} + V_T(r)S_{12} + V_{LS}(r)\boldsymbol{L}\cdot\boldsymbol{S} +$$

$$+ V_{SO2}(r)\frac{1}{2}[(\sigma_1\cdot\boldsymbol{L})(\sigma_2\cdot\boldsymbol{L}) + (\sigma_2\cdot\boldsymbol{L})(\sigma_1\cdot\boldsymbol{L})], \qquad \text{(III. 39.)}$$

ahol a centrális V_o és V_1 komponensek függnek a sebességtől (ill. a p impulzustól):

$$V(r, p^2) = V^a(r) + \left(\frac{p^2}{m}\right)V^b(r) + V^b(r)\left(\frac{p^2}{m}\right),$$

ahol $p^2 = -\hbar^2\left[\frac{1}{r}\frac{d^2}{dr^2}r - \frac{L^2}{r^2}\right]$, továbbá $S_{12} = \frac{3(\sigma_1\cdot\boldsymbol{r})(\sigma_2\cdot\boldsymbol{r})}{\boldsymbol{r}^2} - (\sigma_1\cdot\sigma_2)$.

m = 938,2592 MeV T = 1-re és 938,9055 MeV T = 0-ra. Minden $V(r)$ komponens Yukawa-típusú tagok összegeként van előállítva:

$$V(r) = \sum_{j=1}^{n} g_j F(m_j r)\frac{exp(-m_j r)}{m_j r}, \qquad \text{(III. 40.)}$$

ahol V_o^a, V_o^b, V_1^a, V_1^b-re $\quad F(m_j r) = 1,$

V_{LS}-re $\quad F(m_j r) = \frac{1}{m_j r} + \frac{1}{(m_j r)^2},$

V_T-re $\quad F(m_j r) = 1 + \frac{3}{m_j r} + \frac{3}{(m_j r)^2}$

V_{SO2}-re $\quad F(m_j r) = \frac{1}{(m_j r^2)}\left[1 + \frac{3}{m_j r} + \frac{3}{(m_j r)^2}\right].$

A potenciálparaméterek: az m_j-tömegek (fm^{-1}-ben) és g_j-értékek (MeV-ben) táblázatokban vannak megadva, külön-külön a T = 1 és T = 0 izospinekre és a V_o^a, V_o^b, V_1^a, V_1^b, V_T, V_{LS}, V_{SO2} potenciálokra.

A parametrizált Párizs-potenciál minden távolság- (r) -tartományra érvényes. Nagy és közepes távolságoknál az elméleti potenciálhoz nagyon hasonló értékeket ad, míg rövid távolságoknál (r < 0,8 fm) fenomenologikus.

A parametrizált Párizs-potenciálból nyert fáziseltolások (δ) összevetése a kísérleti adatokkal a III. 5. ábrán látható.

A III. 6–7. ábrák a távolság függvényében mutatják a Párizs-potenciálokat, összevetve a Hamada–Johnston- és az egypioncsere- (OPEP) -potenciálokkal. Az ábrákon az is látható, hogy az elméleti és parametrizált Párizs-potenciálok között jó az egyezés r > 1 fm távolságoknál.

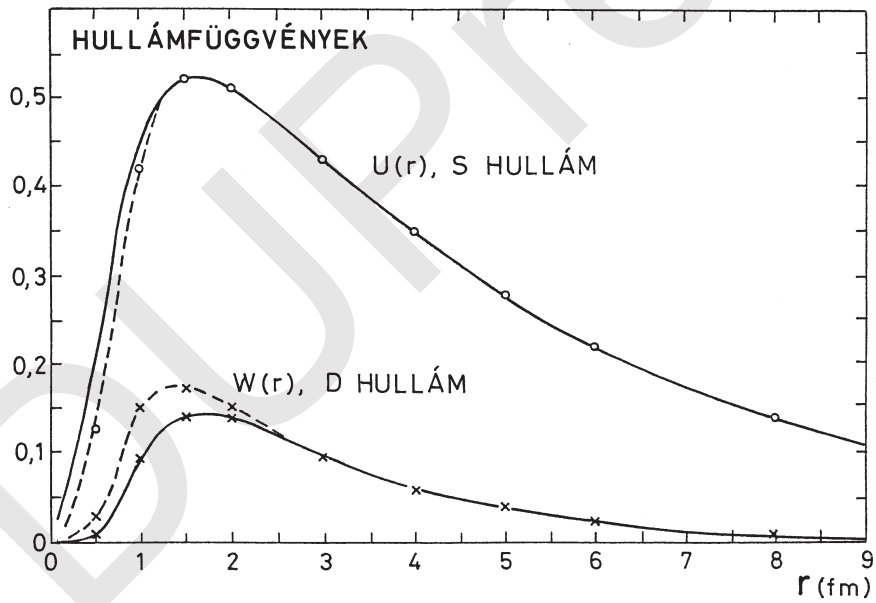
PUPress

A parametrizált Párizs- és a Bonn-potenciálokból levezetett deuteron-hullámfüggvények a III. 9. ábrán láthatók. Nagy távolságoknál ($r > 2$ fm) a hullámfüggvények gyakorlatilag megegyeznek.

A potenciálokból következő deuteronjellemzőket a III. 3. táblázatban vetettük össze a kísérleti adatokkal. Ugyanitt láthatók az alacsonyenergiájú *np*-reakciókra vonatkozó eredmények.

A Párizs- parametrizált -potenciált kb. 3000 *pp*- és *np*-szórási adathoz illesztették, nagyszámú bombázórészecske-energiánál ($E_{lab} < 350$ MeV). A kísérleti adatokkal az egyezés nagyon jó.

Elképzelhető, hogy a nukleonokból kibocsátott π-mezon szóródik egy másik nukleonon, majd végül egy harmadik nukleon fogja be. Így háromnukleon-kölcsönhatás jöhet létre. A háromtesterők szerepe nem teljesen ismert. Valószínűségük a kéttesterőkhöz képest csak néhány % [Vinh Mau 1983]. A háromnukleon-kölcsönhatással kapcsolatos új fejleményeket l. a VI. 8. 2. pontban.



III. 9. ábra. Deuteron-hullámfüggvények. Szaggatott görbe: parametrizált Párizs-potenciálból számított, Lacombe és mts. [1980] alapján. A folytonos görbe: Bonn- (OBEPR) -potenciálból (**o**ne **b**oson **e**xchange **p**otential in coordinate space) számított Machleidt és mts. [1987] alapján.

BUPress

III. 3. táblázat. A kísérleti adatok összevetése a Bonn- és parametrizált Párizs- (mezoncsere) -modellek jóslataival

	Kísérlet [a]	Bonn teljes potenciál [b]	Párizs parametrizált pot. [c]
Deuteron			
Kötési energia, E_B (MeV)	2,224566[e]	2,22465	2,2249
D-állapot valószínűsége, P_D (%) [d]	(5 ± 2)	4,249	5,77
Kvadrupólnyomaték Q_d (fm^2)	0,2859 ± 0,0003	0,2807	0,279
Mágneses dipólnyomaték μ_d (μ_N)	0,857406 ± 0.000001	0,8555	0,853
Gyök-közép-négyzet sugár (fm)	1,9635 ± 0,0045	2,0016	
***np* alacsonyenergiájú ütközés**			
Ütközési hossz			
$a_s^{np}(0)$ (fm)	–23,748 ± 0,010	–23,74 9	
$a_t^{np}(0)$ (fm)	5,424 ± 0,004	5,427	5,427
Effektív hatótávolság			
$r_s^{np}(0)$ (fm)	2,75 ± 0,05	2,766	
$r_t^{np}(0)$ (fm)	1,759 ± 0,005	1,755	1,766

a) A kísérleti adatok forrásait l. Machleidt és mts. [1987] közleményében, ha másként nincs feltüntetve.
b) [Machleidt és mts. 1987].
c) [Lacombe és mts. 1980].
d) Az L=2 komponens súlya a deuteron hullámfüggvényében.
e) [Audi és mts. 2003].

Bonn-potenciál

Machleidt és mts. [1987] az *NN*-kölcsönhatások leírására egy átfogó térelméleti mezoncsere-modellt javasoltak. A bevezetett „teljes Bonn-potenciál" sok komponenst tartalmaz.

– Az egypioncsere-komponens a hosszú hatótávolságú ($r > 2$ fm), lényegében tenzorkölcsönhatást szolgáltatja.

– Különböző 2π-csere-komponensek. A közbenső távolságban fellépő vonzás a 2π-csere hozzájárulásból ered.

– ω-mezon-csere, ami főleg a rövid hatótávolságú taszításért és a spin-pálya-kölcsönhatásért felelős.

– πρ-csere, ami csökkenti a túl erős vonzást és javítja az összes alacsony impulzusnyomatékú fáziseltolás egyidejű, konzisztens leírását.

– További komponensek, amelyeknek kevés hatása van az *NN*-kölcsönhatásra.

A Bonn-potenciál szerint a nagy hatótávolságoknál ($r > 2$ fm) az egypion-csere-folyamat dominál, ami vonzó hatású. A közbenső tartományban ($1 < r < 2$ fm)

DUPress

a kétpion-csere, vonzó kölcsönhatás a legerősebb, de nehezebb (különösen ω) mezoncsere is szerepet játszik. A rövid távolságoknál ($r < 1$ fm) sok különböző folyamat lehetséges: sokpionos és különböző nehézmezon-cserék, valamint a kvarkok közötti kölcsönhatás gluoncserével. A legrövidebb távolságoknál a kölcsönhatás erősen taszító.

A teljes Bonn-potenciálból a kevéssé fontos folyamatok elhagyásával és további egyszerűsítésekkel energiafüggetlen, explicit kifejezések nyerhetők. A többmezon-cserés folyamatokat nehezebb mezonok cseréjével szimulálták. A nyert „egybozoncsere-potenciál"-okat (**o**ne **b**oson **e**xchange **p**otentials) mind az impulzus- (OBEPQ), mind a koordináta- (OBEPR) -reprezentációban megadták. A kritikus mezonparaméterek (π, ρ, ω) majdnem pontosan ugyanazok, mint a teljes modellben. Az OBEPR hat mezoncsere-potenciál összegzése alapján áll elő:

$$V(r)=\sum_{\alpha=\pi,\rho,\eta,\omega,\delta,\sigma} V_\alpha(r). \qquad \text{(III. 41.)}$$

A pszeudoskalár- (π, η), skalár- (σ, δ) és vektor- (ω, ρ) -mezonok $V_\alpha(r)$ potenciáljaira Machleidt és mts. [1987] közleményében explicit formulák találhatók. Ezek bonyolult kifejezések, részletes ismertetésüktől itt eltekintünk. Az OBEPR-potenciál néhány mezonparamétere a III. 2. táblázatban látható.

A deuteron- és *NN*-szórási adatok leírása a Bonn- teljes és OBEPR- parametrizált -potenciálokkal általában nagyon jó (l. pl. a III. 3. táblázatot). A parametrizált Párizs- és parametrizált Bonn-potenciálokból levezetett deuteron-hullámfüggvények nagy távolságoknál teljes egyezést mutatnak (l. a III. 9. ábrát).

Machleidt és mts. [1987] azt a következtetést vonták le, hogy a többtesterők nem játszanak fontos szerepet a hagyományos magszerkezeti számításokban. A könnyű és középnehéz atommagok a kéttesterők keretében a megszokott hagyományos módon tárgyalhatók. Az újabb fejleményeket l. a VI. 8. 2. pontban.

*

Eléggé elterjedt az a hiedelem, hogy az erős kölcsönhatások elmélete megérthető a kvantumszíndinamika (QCD) alapján. A QCD nemperturbatív jellege alacsony energiáknál azonban nagyon komoly matematikai problémákat vet fel és távol vagyunk attól, hogy az *NN*-kölcsönhatást megértsük ezen az alapon.

A mezontérelméleti *NN*-potenciálok ésszerű útmutatást adnak fenomenologikus potenciálok megalkotására. Ugyanakkor mind a fenomenologikus, mind a realisztikus, mezontér-elméleti potenciálok nagyon komplexek, és alkalmazásuk a magszerkezeti számításokban meglehetősen bonyolult.

DUPress

Ezért magszerkezeti célokra elterjedten egyszerű, „effektív" potenciálokat használnak. Ezekben a potenciálokban a realisztikus potenciáloknak csak a fő sajátságait őrzik meg. Az egyszerűség mellett az effektív potenciálok előnye, hogy belőlük könnyebb világos fizikai következtetéseket levonni. Ilyenek pl. a Skyrme [1956] és a Schiffer, True [1976] által javasolt effektív potenciálok. L. részletesebben pl. a [Fényes 2002] és [Burgess 2007] munkákban.

Újabban kifejlesztették a pionok és nukleonok effektív térelméletét, a „királis perturbációs elméletet", amit a második kötetben tárgyalunk részletesebben [Fényes 2007, VII. 4. 2. pont]. Az elmélet sikeres leírását adja az alacsonyenergiájú pion–pion- és pion–nukleon-ütközéseknek, az alacsony tömegszámú (A = 2, 3) atommagoknak és a maganyagnak. L. Bernard, Meissner [2007] összefoglaló munkáját.

A mag- (hadron-) -anyag leírására teljes térelméleti tárgyalás lenne kívánatos. Ez ma még nem lehetséges, bár egyszerűbb közelítésben Walecka [1974], Chin, Walecka [1974] és mások úttörő munkái a maganyag sok sajátságát sikeresen leírták. Egy alternatív magállapot-egyenletet javasolt Zimányi és Moszkowski [1990], amelyben a nukleon egy skalár mezontérben van kötve. Miután a kísérleti maganyagsűrűség és -energia le lett fixálva, a modellnek nincs szabadon választható paramétere. Ezek a közelítések nagyon érdekesek elméleti szempontból, mindazonáltal az atommagok spektroszkópiai sajátságait nem tudják olyan pontossággal leírni, mint később, a VI. fejezetben tárgyalandó héj- és más modellek.

III. 7. A NUKLEON–NUKLEON-, ATOMMAG–ATOMMAG- ÉS ATOM–ATOM-KÖLCSÖNHATÁSOK

A nukleon–nukleon-, atommag–atommag- és atom–atom-kölcsönhatásoknak nagyon különböző a hatótávolsága és erőssége. A rendszerekben ható effektív potenciálokat mégis össze lehet hasonlítani bizonyos „természetes" normálás után.

Ha a két azonos objektum közötti effektív kölcsönhatást a nemrelativisztikus kvantummechanika keretében tárgyaljuk, a rendszer Schrödinger-egyenlete a következő alakba írható:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{m}\Delta_r + V(r) - E\right)\Psi(r) = 0,$$

ahol r az objektumok (nukleonok, atommagok, atomok) közti távolság, $m/2$ a rendszer redukált tömege, E a relatív mozgás energiája, $V(r)$ az objektumok között ható kéttestpotenciál.

Az említett kölcsönhatások közös sajátsága, hogy vonzóak közepes távolságoknál, eltűnnek nagy távolságokban és erősen taszítóak kis távolságoknál. Válasszuk a relatív távolság (*r*) léptékének azt a távolságot, amelynél fellép az erős taszító kölcsönhatás. Jelöljük ezt *a*-val. Ekkor az objektumok közötti távolságot dimenziónélküli $x = r/a$ mennyiséggel fejezhetjük ki. Az x bevezetésével a Schrödinger-egyenlet a következő alakba hozható:

$$\left[\Delta_x - U(x) + W\right]\Psi(x) = 0,$$

ahol $U(x)$, ill. W a dimenziónélküli potenciál, ill. energiasajátérték. Ezek definíciója a következő:

$$U(x) \equiv \frac{V(ax)}{\left(\frac{\hbar^2}{ma^2}\right)}, \qquad W \equiv \frac{E}{\left(\frac{\hbar^2}{ma^2}\right)}.$$

E „természetes normalizáció” felhasználásával Bohr és Mottelson [1969, 269. o.] összevetette az *n-p* nukleáris és H-atom–H-atom effektív potenciálokat. Úgy találták, hogy az atom–atom-kölcsönhatás sokkal erősebb, mint a nukleon–nukleon-kölcsönhatás.

Eltérő következtetés vonható le azonban, ha az effektív kölcsönhatásokat „telített komplex részecskék” között hasonlítjuk össze. Lovas és mts. [1993] javaslata szerint az effektív kölcsönhatási potenciálokat olyan azonos nukleon–nukleon (*N–N*), ^{4}He-atommag – ^{4}He-atommag (α–α) és ^{4}He-atom – ^{4}He-atom-rendszereknél célszerű összevetni, amelyeknél a zárt héjak mellett levő „valencia”-részecskék nem zavarják az összehasonlítást.

A nukleon három „színre telített” kvarkból áll, amiket az erős kölcsönhatás (gluoncsere) tart össze. A nukleon–nukleon- effektív -kölcsönhatási potenciálokat (pl. a Hamada–Johnston-, Reid-, Párizs-, Bonn-potenciálokat) már részletesen tárgyaltuk az előzőekben.

Az α-részecskében a magkölcsönhatás (mezoncsere) két protont és két neutront tart össze. Mind a proton-, mind a neutronszám mágikus: a két protont és két neutront tartalmazó héjak zártak. Egy α–α-kölcsönhatási potenciál részletes leírása megtalálható Ali és Bodmer [1966] munkájában.

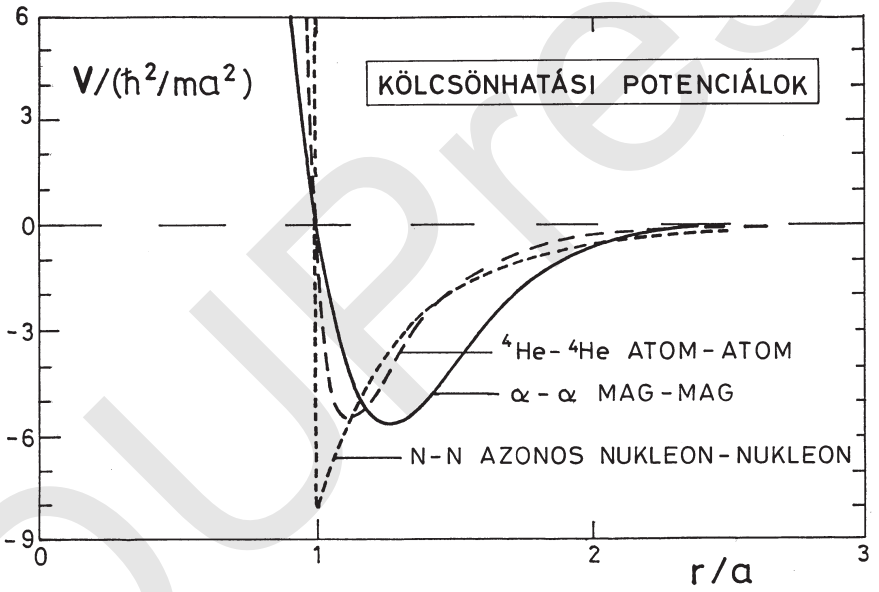
A ^{4}He-atomban az elektronhéj zárt. Az atom–atom-kölcsönhatásban a döntő szerepet az elektromágneses kölcsönhatás játssza, amit fotonok közvetítenek. Atom–atom effektív kölcsönhatási potenciálokat többen is közöltek, pl. De Boer, Cohen [1951], Gordon, Kim [1972], Kestner, Sinanoglu [1966].

Megjegyzendő, hogy ámbár különböző potenciálokat közöltek azonos rendszerekre, ezek a kísérleti adatok meghatározott körét egyaránt kielégítő módon leírják.

A hélium atom–atom- és α–α-potenciálok megfelelője az azonos nukleon–nukleon-rendszerben a spin-szingulett ($S = 0$), izospin-triplett ($T = 1$), (L = páros) centrális potenciál.

A potenciálok összevetésének eredményei a III. 10. ábrán láthatók. A „természetes" egységekben mért effektív kölcsönhatási potenciálok szembeötlő hasonlóságot mutatnak mind a három (nukleon, atommag, atom) rendszernél.

Az effektív kölcsönhatási potenciálok szép egyezése azt sugallja, hogy ez egy természeti törvény. Mindazonáltal nem lehet kizárni, hogy a hasonlóság csak véletlen. Ezért kívánatos volna más telített összetett részecskerendszerekre is kiterjeszteni a vizsgálatokat, pl. molekulákra (Van der Waals-kölcsönhatások nem ideális gázokban) és más analóg potenciálokra is.



III. 10. ábra. Effektív kölcsönhatási potenciálok [V, „természetes" $\hbar^2/(ma^2)$ egységekben] az objektumok közötti távolság (r/a) függvényében. Itt $m/2$ a redukált tömeg, a a taszító kölcsönhatás hatótávolsága. Az effektív kölcsönhatási potenciálokat N–N, α–α, ill. ^{4}He–^{4}He „telített" összetett rendszerekre a Hamada, Johnston [1962], Ali, Bodmer [1966], ill. a De Boer, Cohen [1951] potenciáljai alapján számították. Lovas és mts. [1993] alapján.

DUPress

IRODALOM A III. FEJEZETHEZ

Összefoglaló munkák

Bernard, V., Meissner, Ulf-G. 2007: *Chiral perturbation theory, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 57, 329.
Bohr, A., Mottelson, B. R. 1969, reprinted 1998: *Nuclear structure,* vol. 1 (World Sci., Singapore).
Brown, G. E., Jackson, A. D. 1976: *The nucleon-nucleon interaction* (North-Holland, Amsterdam).
Burgess, C. P. 2007: *An introduction to effective field theory, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 57, 329.
Erostyák J., Kürti J., Raics P., Sükösd Cs. 2006: *Fizika* III. (Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest).
Heyde, K. 1999: *Basic ideas and concepts in nuclear physics* (Inst. of Phys. Publ., Bristol).
Krane, K. S. 1988: *Introductory nuclear physics* (Wiley, New York).
Marmier, P., Sheldon, E. 1969, 1970: *Physics of nuclei and particles,* vols. 1 and 2 (Academic Press, New York).
Muhin, K. N. 1985: *Kísérleti magfizika* (Tankönyvkiadó, Budapest).
Musiol, G., Reif, R., Seeliger, D. 1980: *Kern- und Elementarteilchenphysik* (VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin).
Ring, P., Schuck, P. 1980: *The nuclear many-body problem* (Springer, Berlin).

Hivatkozások

Ali, S., Bodmer, A. R. 1966: *Nucl. Phys.* 80, 99.
Audi, G., Wapstra, A. H., Thibault, C. 2003: *Nucl. Phys.* A 729, 337.
Brussaard, P. J., Glaudemans, P. W. M. 1977: *Shell-model applications in nuclear spectroscopy* (North-Holland, Amsterdam).
Chin, S. A., Walecka, J. D. 1974: *Phys. Lett.* 52 B, 24.
Cottingham, W. N., Lacombe, M., Loiseau, B., Richard, J. M., Vinh Mau, R. 1973: *Phys. Rev.* D 8, 800.
De Boer, J., Cohen, E. G. D. 1951: *Physica* 17, 993.
Doleschall, P., Grüebler, W., König, V., Schmezbach, P. A., Sperisen, F., Jenny, B. 1982: *Nucl. Phys.* A 380, 72.

DUPress

Doleschall, P. 1996: *Nucl. Phys.* A 602, 60.
Dumbrajs, O. et al. 1983: *Nucl. Phys.* B 216, 277.
Eisenbud, L., Wigner E. P. 1941: *Proc. Natl. Acad. Sci.* U. S. 27, 281.
Fényes T. 2002: *Structure of atomic nuclei* (Akadémiai Kiadó, Budapest).
Frois, B. 1983: *in Proc. Int. conf. on nuclear physics,* Florence 1983, vol. 2, ed. Blasi, P., Ricci, R. A. (Tipografia Compositori, Bologna) p. 221.
Gordon, R. G., Kim, Y. S. 1972: *J. Chem. Phys.* 56, 3122.
Hamada, T., Johnston, I. D. 1962: *Nucl. Phys.* 34, 382.
Jackson, A. D., Riska, D. O., Verwest, B. 1975: *Nucl. Phys.* A 249, 397.
Kestner, N. R., Sinanoglu, O. 1966: *J. Chem. Phys.* 45, 194.
Lacombe, M., Loiseau, B., Richard, J. M., Vinh Mau, R., Pirés, P., De Tourreil, R. 1975: *Phys. Rev.* D 12, 1495.
Lacombe, M., Loiseau, B., Richard, J. M., Vinh Mau, R., Côté, J., Pirés, P., De Tourreil, R. 1980: *Phys. Rev.* C 21, 861.
Lassila, K. E., Hull, M. H., Ruppel, H. M., Mc Donald, F. A., Breit, G. 1962: *Phys. Rev.* 126, 881.
Lattes, C. M. G., Muirhead, H., Occhialini, G. P. S., Powell, C. F. 1947: *Nature* 159, 694.
Lovas I., Schram Zs., Vibók Á. 1993: *Europhys. Lett.* 21 (4), 433.
Machleidt, R., Holinde, K., Elster, Ch. 1987: *Phys. Rep.* (Rev. Sect. of Phys. Lett.) 149, 1.
Mandl, F. 1992: *Quantum mechanics* (Wiley, Chichester).
Nagy K. 2000: *Kvantummechanika* (Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest).
Particle Data Group 2008: *Review of particle physics, Phys. Lett.* B 667, 1.
Reid, R. V. 1968: *Ann. Phys.* (N. Y.) 50, 411.
Schiff, L. I. 1968: *Quantum mechanics,* 3rd ed. (Mc Graw-Hill, New York).
Schiffer, J. P., True, W. W. 1976: *Rev. Mod. Phys.* 48, 191.
Sher, M., Signelt, P., Heller, L. 1970: *Ann. Phys.* 58, 1.
Skyrme, T. H. R. 1956: *Phil. Mag.* 1, 1043.
Sperisen, F., Grüebler, W., König, V., Schmezbach, P. A., Elsener, K., Jenny, B., Schweitzer, C., Ulbricht, J., Doleschall, P. 1984: *Nucl. Phys.* A 422, 81.
Stone, N. J. 2005: *Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments, Atomic Data Nuclear Data Tables,* 90, No. 1.
Tabakin, F. 1964: *Ann. Phys.* (N. Y.) 30, 51.
Tamm, I., Ivanenko, D. 1934: *Nature* 133, 981.
Van der Leun, C., Alderliesten, C. 1982: *Nucl. Phys.* A 380, 261.
Vinh Mau, R. 1983: *in Proc. Int. conf. on nuclear physics,* Florence 1983, vol. 2, eds. Blasi, P., Ricci, R. A. (Tipografia Compositori) p. 61.

PUPress

Walecka, J. D. 1974: *Ann. Phys.* 83, 491.
Yukawa, H. 1935: *Proc. Phys. Math. Soc.* Japan 17, 48.
Zimányi J., Moszkowski, S. A. 1990: *Phys. Rev.* C 42, 1416.

DUPress

FELADATOK A III. FEJEZETHEZ

III. 1. Meghatározandó a ^{13}C és ^{13}N tükörképmagok kötésenergiáinak különbsége.

$m(^{13}\mathrm{N}) = 13{,}0057386\ \mathrm{m_u}$, $m(^{13}\mathrm{C}) = 13{,}0033548\ \mathrm{m_u}$, $m_n = 1{,}0086649\ \mathrm{m_u}$, $m(^{1}\mathrm{H}) = 1{,}0078250\ \mathrm{m_u}$. Mennyi a ^{13}C és ^{13}N atommagok sugara?

III. 2. A magerők lényegében töltésfüggetlenek. A deuteron létezik kötött állapotban, miért nincs akkor két neutronnak kötött állapota?

III. 3. Mennyi a ^{2}H és ^{4}He atommagok izospinje?

III. 4. A deuteron kötésenergiájának meghatározására felhasználható a hideg neutronokkal létrehozott $^{1}\mathrm{H(n,\gamma)}^{2}\mathrm{H}$ reakció, amelyben lemérik a kilépő gammakvantum energiáját (E_γ). Becsülje meg, hogy mennyi a deuteron visszalökési energiája! Az atomtömegek a következők: $m(^{1}\mathrm{H}) = 1{,}007825\ \mathrm{m_u}$, $m_n = 1{,}008665\ \mathrm{m_u}$, $m(^{2}\mathrm{H}) = 2{,}014102\ \mathrm{m_u}$.

III. 5. Mutassa ki, hogy ha a tenzorpotenciált (l. III. 18. összefüggést) átlagoljuk minden irányra, akkor S_{12} eltűnik!

III. 6. A magerők mezoncserékkel írhatók le. Mi az erők hatótávolsága, ha π-, 2π- és ω-mezoncsere lép fel? Az előbbi mezoncserék a kölcsönhatásnak főleg mely részéért felelősek?

DUPress

IV. MAGFIZIKAI MÉRŐBERENDEZÉSEK ÉS MÓDSZEREK

A magfizikai mérőberendezések működése a sugárzás és az anyagot felépítő részecskék kölcsönhatásán alapul. Ezért fontos, hogy ezeket a kölcsönhatásokat megismerjük; csak így tudjuk az adott feladathoz szükséges mérőeszközt kiválasztani, valamint az adott eszközzel mért eredményt helyesen értelmezni.

IV. 1. A SUGÁRZÁS ÉS ANYAG KÖLCSÖNHATÁSA

A sugárzás és az anyag kölcsönhatásában alapvető szerepet játszanak az ütközési folyamatok; ezek révén kerül a beeső részecske energiájának egy része az anyagot alkotó részecskékre, amelyek aztán a detektálásra felhasználhatók. Tekintsünk egy M_1 tömegű és E_1 mozgási energiájú részecskét, amely M_2 tömegű, nyugalomban levő részecskével ütközik. Az ütközés után a meglökött részecske a beesés irányához képest φ szöggel repül ki. Az impulzus és az energia megmaradását felhasználva, a meglökött részecske energiája:

$$E_2 = E_1 \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} \cos^2 \varphi \,, \qquad \text{(IV. 1.)}$$

ahol $\varphi \leq \pi/2$. Három fontos speciális eset külön figyelmet érdemel:

$M_1 >> M_2$, pl. proton vagy α-részecske ütközik elektronnal, ekkor a legnagyobb átadható energia:

$$E_{2,\max} \approx E_1 \frac{4M_2}{M_1} << E_1 \qquad \text{(IV. 2.)}$$

Emiatt az energialeadás csak sok – kis energiaátadású – ütközéssel történhet. Ennek eredménye pl. az ionpár-képződések hosszú sorozata a detektorokban.

$M_1 << M_2$, elektronok ütközése atommagokkal; az energiaátadás szintén csak kis adagokban történhet meg, de az impulzus *iránya* egyetlen ütközésben is jelentősen megváltozhat.

DUPress

$M_1 \approx M_2$, elektron–elektron- vagy neutron–proton-ütközés (élő szervezetben vagy szerves neutrondetektorban); ekkor az

$$E_2 \approx E_1 \cos^2 \varphi \qquad \text{(IV. 3.)}$$

képletből látható, hogy kis φ meglökési szögek esetén előfordulhat *teljes energiaátadás* is egyetlen ütközésben!

Nukleáris részecskék csoportosítása. Detektálás szempontjából a részecskéket három nagy csoportra oszthatjuk: elektromosan töltött részecskék, neutronok és γ-kvantumok (fotonok). A neutronok protonokat meglökve vagy magreakciókat létrehozva, a γ-kvantumok pedig foto-, Compton- vagy párkeltési hatás révén végül is töltött részecskéknek adják át energiájukat. Ezért különösen fontos a töltött részecskék anyaggal való kölcsönhatásának vizsgálata.

IV. 1. 1. Töltött részecskék kölcsönhatásai

A töltött részecskéket célszerű tovább felosztani „könnyű" (e^-, e^+) és „nehéz" töltött részecskékre. Ez utóbbi csoporton belül is megkülönböztetjük a kis töltésű ($Z = 1 \div 2$) és a protonhoz közeli tömegű, valamint a protonnál jelentősen nehezebb részecskéket, pl. hasadványokat.

Nehéz töltött részecskék ütközési energiavesztesége

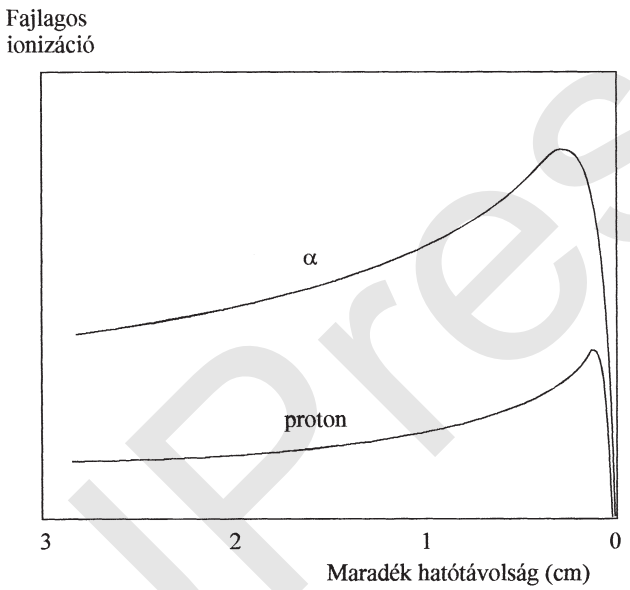
A nehéz töltött részecskék energiaveszteségére *Bethe és Bloch* adott meg kvantitatív összefüggést. E szerint: ha a beeső részecske töltése *ze*, tömege *M*, sebessége *v*, a *Z* rendszámú abszorbens pedig *N* számú atomot tartalmaz térfogategységenként, akkor az egységnyi úthosszra eső ütközési energiaveszteség:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ütk} = \frac{4\pi z^2 e^4}{mv^2} NZ \ln\frac{2mv^2}{I} \sim \frac{z^2}{v^2} NZ \sim \frac{Mz^2}{E} NZ, \qquad \text{(IV. 4.)}$$

ahol az elektron tömegét *m*-mel jelöltük, és I az *átlagos ionizációs potenciál,* ami a rendszámmal növekszik: $I = kZ$ és $k \approx 12$ eV. Alkalmazások során általában nem a részecske sebességét adják meg, hanem az energiáját. A képlet nevezőjében v^2 helyett $2E/M$-et írva, az új alak már nem a sebességtől, hanem az energiától és a tömegtől függ. A formula érvényességét kis sebességek felé az korlátozza, hogy ha v összemérhető az atomi elektronok v_{el} pálya menti sebességével, akkor ezek már nem tekinthetők stacionáriusnak (ahogy a számítás során feltételezték), nagy v ($\sim c$) esetén pedig relativisztikus korrekciókra van szükség.

DUPress

Egyes elektronok az ütközés során E_{max}-hoz közeli energiát kapnak; az ilyen elektronok, a δ-*sugarak* pályája mentén további, *másodlagos ionizáció* jön létre. A fajlagos ionizációnak a részecske pálya menti változását a *Bragg-görbe* szemlélteti (IV. 1. ábra); néha a fordított abszcissza irányú, a *maradék hatótávolság* szerinti ábrázolást alkalmazzák.



IV. 1. ábra. α-részecske és proton fajlagos ionizációja levegőben. Az α-maximumhoz kb. $6{,}6 \times 10^4$ ionpár/cm tartozik.

Az energiaveszteségre és az ionizációra vonatkozó kísérleti adatok összevetéséből meg lehetett határozni az egy ionpár létrehozásához szükséges *w* energia értékét. A tapasztalat azt mutatta, hogy

– *w* erősen függ a fékező anyag halmazállapotától; szilárd anyagokra $w \leq 5$ eV. Speciálisan detektoranyagokra: Si: 3,6 eV, Ge: 2,9 eV.

– Gázok esetében $w = 20 \div 50$ közötti, pl. levegőre: ~ 34 eV.

– *w* alig függ a részecske fajtájától.

Hatótávolság. Általában nehéz töltött részecskék hatótávolságának sebességfüggésére l. a IV. 1. feladatot. Sok mérés történt különböző energiájú α-részecskék levegőben mért hatótávolságára. Az $R(cm) = (0{,}005\ E + 0{,}285)E^{3/2}$ (E MeV-ben) empirikus függvény az $E = 4 \div 11$ MeV tartományban 1%-nál, 11 és 15 MeV kö-

DUPress

zött pedig 4%-nál jobban illeszkedik a mért eredményekhez; 4 MeV alatt az energiafüggés inkább ~ $E^{3/4}$-szerű, míg 15 MeV felett ~ E^2-tel arányos [Price 1964].

Adott részecske különböző fékező anyagban megtett hatótávolságaira vonatkozólag *Bragg* végzett vizsgálatokat. Tapasztalatai az

$$\frac{R\rho}{\sqrt{A}} = \text{állandó}, \qquad \text{ill.} \qquad \frac{R_I}{R_{II}} \cong \frac{\rho_{II}}{\rho_I}\sqrt{\frac{A_I}{A_{II}}} \tag{IV. 5.}$$

összefüggésben foglalhatók össze, ahol ρ a fékező közeg sűrűségét jelenti; ez a *Bragg–Kleeman-szabály*. Ez lehetővé teszi azt, hogy ha ismerjük az adott részecske hatótávolságát az egyik anyagban, akkor a másik anyagban várható hatótávolságot közelítőleg (~ 15%) megkapjuk. A fenti képletek együttes alkalmazásával egy – adott anyagra és részecskefajtára – kimért *R(E)* hatótávolság-energia-görbéből másik fékező anyagra és másik részecskére is tudunk *R'(E)* függést leszármaztatni.

Ingadozási és szórási jelenségek

Hatótávolság-szórás (straggling). Az ütközések statisztikus jellege miatt még azonos kezdeti energiájú részecskék hatótávolsága is különbözik egymástól. A relatív hatótávolság-szórás csökken, ha az átlagos hatótávolság nő, és függ a fékező anyagtól is.

Irányszórás. Az ütközések során a fékező anyagban egy eredetileg jól kollimált nyaláb is diffúz irányeloszlást vesz fel a sorozatos ütközések miatt. Ez a jelenség erősen tömeg-, ill. impulzusfüggő, ezért a nagyenergiájú fizikában részecsketípus (μ, π, … stb.) azonosítására lehet alkalmazni.

Töltéscserék. A fékező rétegben haladó töltött részecske elektront vehet fel, majd ez lesodródik róla stb.; ennek következtében a töltése (másodpercenként több ezerszer!) változó értéket vesz fel. Amint lassul, átlagos töltése csökken; a pálya vége felé már gyakorlatilag semleges. A töltéscsere fontos következményekkel jár a többszörös kezdeti töltésű nehézionok és hasadványok fékeződésében. Az utóbbiak rendszáma $z \approx 40 \div 50$ ($E \approx 100$ MeV); a kezdeti átlagos töltések: $\overline{z_k} \approx 15 \div 20$. A fékeződés során fellépő átlagos töltésváltozás miatt a *hasadási Bragg-görbe* eltér az α-részekre vonatkozó görbétől. A hatótávolság számítása bonyolult, de kísérleti adatok alapján megadható egy közelítő formula:

$$R_h\left(mg/cm^2\right) \approx KE^{2/3} \ (E \text{ MeV-ben}),$$

ahol *K* az anyagtól függ, levegőre: $K_{lev} = 0{,}14$.

Diffúzió, rekombináció. A magsugárzások által létrehozott kezdeti töltéssűrűség térben *diffúzió* révén, időben pedig a *rekombináció* miatt csökken. Nagy fajlagos ionizáció esetén a rekombináció jelentékeny lehet. Ha a töltéshordozók folyamatosan keletkeznek, pl. egy sugárforrás jelenlétében, akkor a termelődés és rekombináció eredményeképpen egyensúlyi töltéshordozó-koncentráció alakul ki.

Könnyű töltött részecskék energiaveszteség

Könnyű töltött részek (elektronok, pozitronok) esetében az atomi elektronokkal történő ütközések során fellépő energiaveszteségre hasonló kifejezés írható fel, mint nehéz részekre, de az elektron–elektron-ütközéseknél az *m/2* redukált tömeg kerül a Bethe–Bloch-formulában szereplő *m* helyébe. További, kb. 10% eltérésre vezet az ütköző részecskék azonosságából következő kvantummechanikai korrekció. Most azonban nemcsak az atomi elektronokkal való ütközéseket, hanem az atommagok Coulomb-terén történő szóródást is figyelembe kell venni. A kis tömeg miatt a pálya mentén sok *nagyszögű irányváltozás* lép fel, ezért a részecskepálya nem tekinthető egyenesnek, mint a nehéz részek esetében. Az ütközési energiaveszteségen kívül a sebességváltozás miatt fellépő *fékezési sugárzási veszteség* is jelentős lehet. A fajlagos fékezési sugárzási energiaveszteség:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{sug} = NZ^2 Ef\left(Z,E\right), \qquad \text{(IV. 6.)}$$

ahol *E* az elektron teljes energiája, *f(Z,E)* lassan változó függvény. Látható, hogy a fékezési sugárzás erősen függ az anyagtól. A sugárzási és ütközési energiaveszteség aránya:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{sug}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ütk}} \approx \frac{ZE\left(MeV\right)}{700}, \qquad \text{(IV. 7.)}$$

tehát pl. 10 MeV-es elektronok és ólom fékező anyag esetében ez az arány nagyobb, mint egy. Az az energia, amelynél az ütközési és sugárzási energiaveszteség éppen egyenlő, a *kritikus energia*. Ha a részecske E_0 kezdeti energiája sokkal nagyobb a kritikus energiánál, akkor azt a pályahosszt, amelyen a kezdeti energia *e*-ed részére csökken, *sugárzási hossznak* nevezzük: X_0. A fékezési sugárzás energiaeloszlása nagy kezdeti részecskeenergia, $E_0 >> mc^2$ esetén közelítőleg

DUPress

egyenletes. A fotonszámeloszlás azonban már nem egyenletes, mert a sok kis energiaátadású ütközésnek megfelelően a kisenergiájú kvantumokból sokkal több van. *Irányeloszlás*: a fékezési sugárzás átlagban

$$\theta \approx \frac{mc^2}{E} \tag{IV. 8.}$$

fél-nyílásszögű kúpban bocsátódik ki az elektron beesési iránya körül. Növekvő energiával tehát csökken a kibocsátás kúpszöge. Igen nagy energiájú kozmikus sugárzás az atmoszféra felső rétegeitől fékeződések és párkeltések sorozatán keresztül igen sok (e^-, e^+)-párt és fékezési gamma-kvantumot hoz létre. Ez a *kozmikus zápor.*

Cserenkov-sugárzás. Gyors ($v \approx c$) töltött részecske dielektrikumon áthaladva annak molekuláit polarizálja. A szomszédos molekulák depolarizációja során fellépő elektromágneses rezgés akkor válik koherenssé, ha a részecske sebessége nagyobb, mint az n törésmutatójú közegben mért fénysebesség. Makroszkopikusan észlelhető sugárzás csak a

$$v > \frac{c}{n(\nu)} \tag{IV. 9.}$$

feltétel teljesülése esetén lép fel. Ez csak olyan irányban teljesül, ahol a depolarizációból eredő térerősség-komponensek éppen erősítik egymást. A jelenség a részecske tömegétől független. A kibocsátási irány és a részecskepálya közötti szögre érvényes, hogy

$$\cos\theta = \frac{c/n}{v}, \tag{IV. 10.}$$

tehát *a v* sebesség növekedtével θ is növekszik*: a sugárzás kúpja kinyílik!* Ha ismerjük n értékét, θ lemérésével meghatározható a részecske sebessége. Ismeretes, hogy a törésmutató a frekvenciával általában növekszik. Ez azt jelenti, hogy a IV. 9. feltétel csak meghatározott frekvencia felett teljesül, a Cserenkov-sugárzás spektruma általában a kékre összpontosul. Vízben, relativisztikus elektron cm-enként ~ 100 fotont sugároz ki.

Hatótávolság. A radioaktív β-bomlás során keletkező elektronok energiaeloszlása folytonos, amelyet felülről egy maximális energia határol. Az elektrongyorsítók viszont monoenergiás nyalábot szolgáltatnak. Ezért a hatótávolság tárgyalásánál is meg kell különböztetnünk e kétféle spektrumot. *Monoenergiás* elektronnyaláb esetében az elnyelési görbe lineáris szakasza alapján értelmezhető az extrapolált hatótávolság, amely természetesen annál nagyobb, minél nagyobb a kezdeti elektronenergia. *Folytonos spektrumú,* kollimált β-sugárzás intenzitását az x anyagvastagság függvényében vizsgálva a kísérletek arra az eredményre ve-

zettek, hogy a folytonos energiaspektrumú (0,1 MeV ≤ E_{max} ≤ 4 MeV) β-nyaláb intenzitása közel exponenciálisan csökken:

$$I \approx I_0 e^{-\mu x}, \qquad \text{ahol} \qquad \mu\left(cm^2/g\right) \approx \frac{17}{E_{\max}^{1,14}}. \qquad \text{(IV. 11.)}$$

Itt x g/cm^2-ben, E_{max} pedig MeV-ben értendő. Hatótávolság ilyenkor nem értelmezhető, azonban a β-spektrum legnagyobb energiájú elektronjaihoz véges, ún. maximális hatótávolság tartozik, amely E_{max}-tól függ.

A *hatótávolság-szórás* elektronok esetében sokkal jelentékenyebb, mint nehéz töltött részeknél. A differenciális eloszlás közelítőleg sem tekinthető szimmetrikus, normális eloszlásúnak.

Irányszórás. Elektronok esetében a nagyszögű ütközések miatt a nyaláb eredeti irányától jelentékeny, akár 90^0-nál is nagyobb szögeltérések is előfordulhatnak. Ennek egyik gyakorlati következménye az, hogy β-forrással végzett számlálási kísérleteknél fontos a forrástartó hátlap anyagának és vastagságának megválasztása.

IV. 1. 2. γ-sugarak kölcsönhatásai

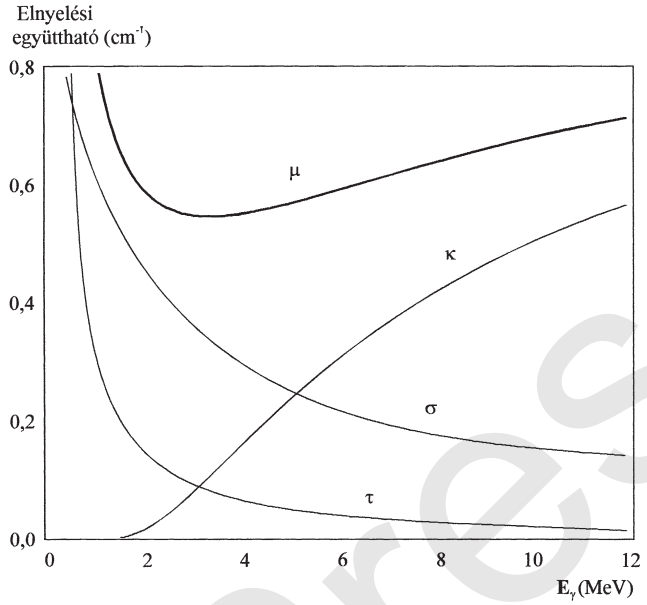
A kísérletek tanúsága szerint a kollimált, monoenergiás γ-sugárnyaláb intenzitása x vastagságú rétegen áthaladva exponenciálisan csökken: $I(x) = I_0 e^{-\mu x}$. A μ *lineáris elnyelési együttható* a μ = τ + σ + κ összeg alakjában írható fel, ahol τ, σ és κ három független kölcsönhatási folyamatra jellemző együttható, amelyek függenek a sugárzás energiájától és az anyag rendszámától. A fenti együtthatók alakját ólomra a IV. 2. ábra mutatja.

A *felezési réteg* az az anyagvastagság, amely az eredeti nyalábintenzitást felére csökkenti; a fenti egyenletből $x_{1/2} = ln2/\mu \approx 0{,}693/\mu$. A μ erősen függ a sűrűségtől (ρ), ezért helyette a $\mu_m \equiv \mu/\rho$ *tömegelnyelési együttható* alkalmazása célszerű. Ilyenkor a réteg vastagságát g/cm^2-ben kell megadni. A μ egysége cm^{-1}, μ_m-é pedig cm^2/g.

Kölcsönhatási folyamatok a γ-sugárzás és az anyag között

Fotoelektromos hatás. Ha a γ-kvantum teljes energiáját átadja az atom egy héjelektronjának, az elektron mozgási energiája a γ-kvantumenergia és az ionizációs energia különbségével lesz egyenlő. A folyamat elsősorban belső elektronokon

DUPress



IV. 2. ábra. Az ólom lineáris elnyelési együtthatóinak γ-energiafüggése.

jön létre. Mérési eredmények szerint ólom esetében a *K*- és *L*-héjra vonatkozó elnyelési együtthatók aránya: $\tau_K/\tau_L \approx 5$, a többi héj járuléka még kisebb; ezért jó közelítéssel: $\tau \approx 1{,}25\tau_K$. Nemrelativisztikus ($E_\gamma << mc^2$, m az elektron tömege), ill. relativisztikus ($E_\gamma > mc^2$) energiáknál az elnyelési együttható rendszám- és energiafüggése:

$$\tau \sim \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}}, \qquad \text{ill.} \qquad \tau \sim \frac{Z^5}{E_\gamma}. \qquad \text{(IV. 12.)}$$

A fotoelektromos hatás két alternatív kísérő jelensége a *karakterisztikus röntgensugárzás* kibocsátása, ill. az *Auger-elektronok* kilépése az *L*-héjról. Ha az $L \rightarrow K$ átugrás során felszabaduló energia közvetlenül egy *L*-héjbeli elektronra koncentrálódik, akkor ez az *Auger-elektron* $E_{Auger} = (I_K - I_L) - I_L = I_K - 2I_L$ mozgási energiával lép ki az atomból. A jelenség neve: *Auger-hatás*. Bármelyik kísérő folyamat valósul is meg, termékeik, vagyis a foto- és Auger-elektronok, valamint a karakterisztikus röntgensugarak, általában még az abszorbens anyagban lefékeződnek, ill. elnyelődnek. Tehát végeredményben a fotoelektromos hatást szenvedett γ-kvantum teljes energiája az abszorbens anyagában nyelődik el. A gamma-spektrométerekben ez az energia jelenik meg a *fotocsúcsban*.

DUPress

Compton-hatás. Az atom egy külső, gyengén kötött elektronja és a foton kölcsönhatása klasszikus részecskeütközéshez hasonló. Az impulzus- és energiamegmaradásból a ϑ szögben szóródott foton energiája:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1+\frac{E_\gamma}{mc^2}(1-\cos\vartheta)}, \qquad \text{(IV. 13.)}$$

a meglökött elektroné tehát

$$E_C = E_\gamma - E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1+\frac{mc^2}{E_\gamma}\frac{1}{1-\cos\vartheta}}. \qquad \text{(IV. 14.)}$$

Amikor a foton szóródási szöge a legnagyobb, $\vartheta = 180^0$, akkor a visszaszórt foton energiája a legkisebb: ez a *visszaszórási energia*:

$$E'_{\gamma,\min} = \frac{E_\gamma}{1+2\frac{E_\gamma}{mc^2}}. \qquad \text{(IV. 15.)}$$

A meglökött elektron ekkor kapja a legnagyobb energiát:

$$E_{C,Max} = E_\gamma - E'_{\gamma,\min} = \frac{E_\gamma}{1+\frac{mc^2}{2E_\gamma}}. \qquad \text{(IV. 16.)}$$

Ettől lefelé minden elektronenergia előfordul, felette azonban az energiaspektrum hirtelen levág; a spektrumnak ezt a jellegzetes részét *Compton-élnek* hívják. Ha a beeső sugárzás lineárisan polarizált, akkor – az egyszerű szemléletre alapuló várakozással ellentétben – a szórt foton és a meglökött elektron pályasíkja nagy valószínűséggel merőleges(!) a beeső sugárzás elektromos vektora irányára [Burcham 1963; DeBenedetti 1967; Evans 1955]. Ezt lehet kihasználni a γ-sugárzás polarizációjának mérésére, l. a IV. 3. 5. fejezetet. Gamma-detektorokat körülvevő árnyékoló tömbökről visszaverődve fotonok juthatnak a detektorba, és ott teljes energiájukat fotoelektromos hatás útján leadják; az így jelentkező spektrumkomponens a *visszaszórási csúcs*. Ez egy másodlagos jelenség, intenzitása függ a környezettől. A Compton-hatás elnyelési együtthatójának rendszám- és energiafüggése:

$$\sigma \sim \frac{Z}{E_\gamma}. \qquad \text{(IV. 17.)}$$

Párkeltés. Ha a gamma-kvantum energiája nagyobb, mint $2mc^2$ = 1,02 MeV, akkor párkeltési folyamat jöhet létre, feltéve, hogy jelen van egy atommag, amely az egyidejű energia- és impulzusmegmaradást biztosítja. A folyamatban keletkező elektron–pozitron-pár az esetek zömében a foton beesési iránya körüli

$$\vartheta = \frac{mc^2}{E_\gamma} \qquad \text{(IV. 18.)}$$

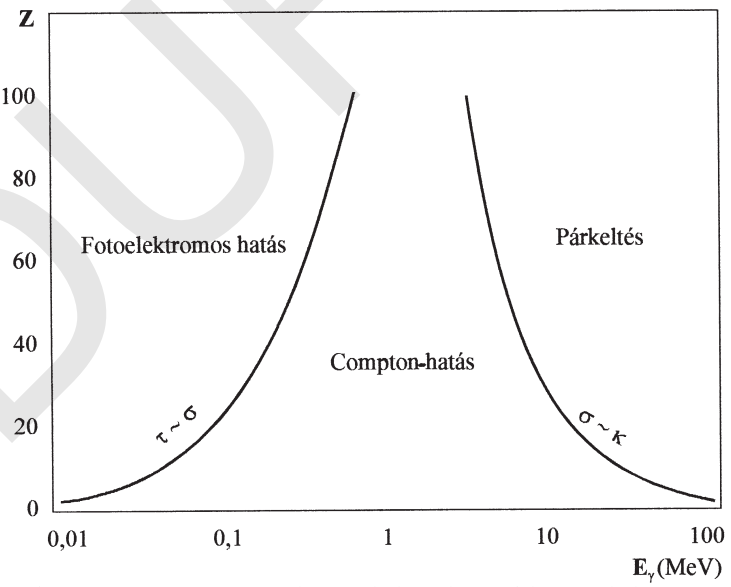
fél-nyílásszögű kúpon belül repül ki. A pár teljes mozgási energiája $E_{pár}=E_\gamma-2mc^2$. A párkeltés elnyelési együtthatója Z-vel és E_γ-val is növekszik:

$$\kappa \sim Z^2\left(E_\gamma - 2mc^2\right), \qquad \text{ha} \qquad E_\gamma \sim 1 \text{ MeV}, \qquad \text{(IV. 19a.)}$$

$$\kappa \sim Z^2 \ln E_\gamma, \qquad \text{ha} \qquad E_\gamma >> 1 \text{ MeV}. \qquad \text{(IV. 19b.)}$$

A párkeltési folyamat sem vezet mindig teljes energiaelnyelésre, mert a pozitron – mozgási energiájának elvesztése után – egy elektronnal találkozva, két 0,511 MeV-es foton formájában szétsugárzódik. Ezek a fotonok az elnyelő közegből véges valószínűséggel kiléphetnek. Az abszorbensben elnyelődött energia tehát nemcsak E_γ, hanem $E_\gamma - 0{,}511$ MeV és $E_\gamma - 1{,}02$ MeV is lehet attól függően, hogy a pozitronmegsemmisülést követő egy foton vagy egyik sem nyelődött el az anyagban.

A IV. 3. ábra azt mutatja, hogy a kölcsönhatási folyamatok közül melyik milyen rendszám- és energiatartományban dominál. Látható, hogy $E_\gamma = 0{,}5$ és 5 MeV között a Compton-hatás az uralkodó; kis rendszámokra ez az energiaintervallum még szélesebb.



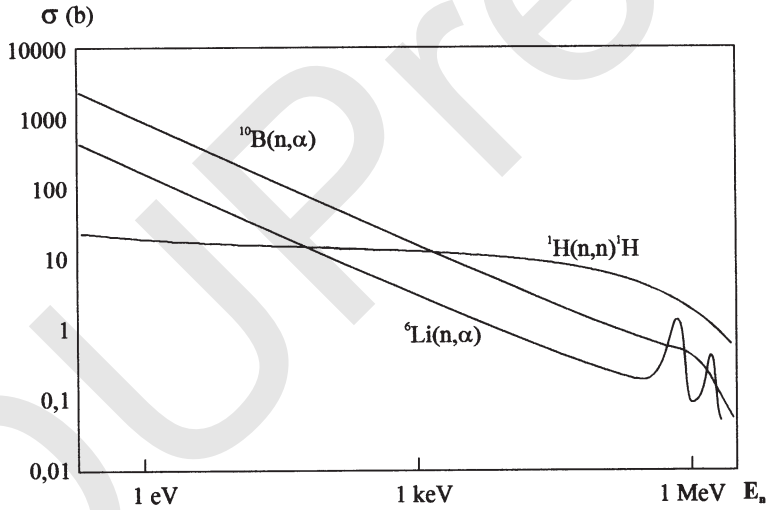
IV. 3. ábra. A γ-sugárzás és anyag közötti kölcsönhatási folyamatok domináns zónái a (Z,E_γ) síkban.

DUPress

IV. 1. 3. Neutronok kölcsönhatásai

A továbbiakban a neutronok és atommagok közötti nukleáris kölcsönhatás fontosabb típusait tekintjük át: a rugalmas szórást és a reakciók közül azokat, amelyek a detektorok szempontjából fontosak.

Rugalmas neutronszórás. A beeső neutron rugalmas ütközés útján átadja mozgási energiájának egy részét a meglökött magnak, amely töltése révén már ionizálni képes. Mivel az energiaátadás akkor lehet maximális, ha az ütköző részecskék tömege közel azonos, ezért elsősorban a neutron–proton-ütközések fontosak. Sok proton van a szerves anyagot tartalmazó neutrondetektorokban és az élő szervezetekben, tehát méréstechnikai és sugárvédelmi szempontból egyaránt fontos az ilyen ütközések szerepe. A protonnak átadott energia: $E_p = E_n \cos^2\varphi$. A neutron–proton-szórási hatáskeresztmetszet (l. később a VIII. 1. 2. pontban) függ a beeső neutron energiájától (IV. 4. ábra).



IV. 4. ábra. Hatáskeresztmetszetek energiafüggése neutrondetektáláshoz felhasznált reakciókra. A –½ iránytangens a hatáskeresztmetszet 1/*v*-függését tükrözi.

Bár az esetek legnagyobb részében protonokat, tehát hidrogént alkalmaznak meglökési detektorokban, néha más könnyű elem is szóba jöhet, pl. hélium vagy deutérium.

Neutrondetektálásra használatos magreakciók. Az *exoterm* ($Q > 0$) reakciók akármilyen kis neutronenergia esetén létrejönnek:

DUPress

(a) $n + {}^{10}B \rightarrow {}^{7}Li^{*} + {}^{4}He \rightarrow$ $Q = 2{,}78$ MeV
(b) $n + {}^{6}Li \rightarrow {}^{3}H + {}^{4}He$ $Q = 4{,}8$ MeV
(c) $n + {}^{235}U \rightarrow {}^{236}U^{*} \rightarrow$ Hasadás $Q \approx 200$ MeV

A *hasadás* során felszabaduló kb. 200 MeV teljes energiának nagy része, ~ 170 MeV a nagy ionizálóképességű hasadványok mozgási energiája. Ez a detektálás szempontjából rendkívül előnyös, mert megkönnyíti a γ-sugárzástól való elválasztást. Az *endoterm reakciók* ($Q < 0$) csak bizonyos küszöbenergia felett indulnak be. Ilyen reakciótípusok az (*n,2n*), (*n,p*) és (*n,*α). Gyakorlatilag küszöbreakciónak tekinthető egyes nehézelemeken (^{234}U, ^{236}U, ^{238}U, ^{237}Np) végbemenő hasadás is a MeV-es tartományban megfigyelhető meredek hatáskeresztmetszet-növekedés miatt.

IV. 2. MAGSUGÁRZÁSOK DETEKTÁLÁSA

IV. 2. 1. Gáztöltésű ionizációs detektorok

Gáztöltésű ionizációs detektorok működésének alapjai

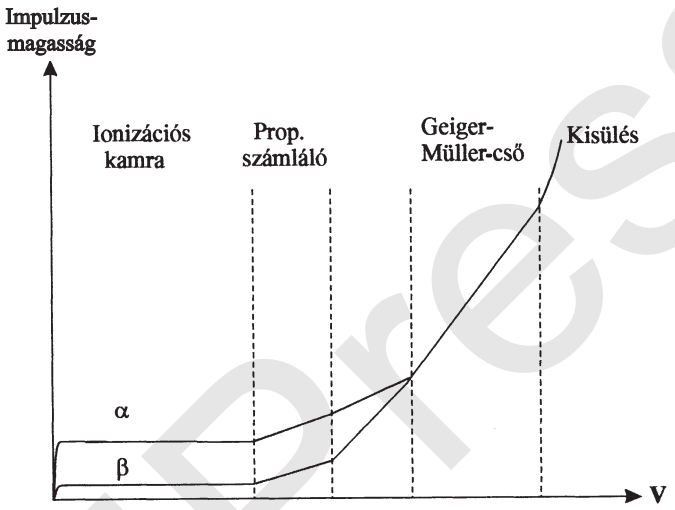
A magsugárzások által létrehozott töltéshordozó-sűrűség a rekombináció és diffúzió miatt idővel csökken. Az elektronsűrűség csökkenését eredményezi az *elektronaffinitás* is: a gáz semleges molekulája a nekiütköző elektront magához köti és negatív ionná alakul át. Annak valószínűsége, hogy egy ütközés alkalmával ez megtörténik, a gázra jellemző, pl. oxigénben ~ 10^{-4}, argonban csak 10^{-6}; ezért az 1 cm pályát megtett elektronok zöme oxigénben befogódik, míg argonban csak jelentéktelen hányaduk. Elektromos térerő hatására a töltéshordozók mozgása irányítottá válik. Az így létrejövő *sodródási (drift) sebesség* a térerősség és a gáznyomás viszonyától, *E/p*-től függ, értéke elektronokra ~ 10^6 cm/s, ionok esetében $10 \div 10^3$ cm/s.

A gázionizációs detektorok három nagy csoportba oszthatók: *ionizációs kamrák, proporcionális számlálók és Geiger–Müller-számlálócsövek*. Működésük alapelve a IV. 5. ábrán tekinthető át.

Ionizációs kamra. Párhuzamos és hengeres elektród elrendezéssel egyaránt alkalmazzák ezeket. Az elektródokra adott feszültség növelésével csökken a rekombináció. Ha valamennyi töltéshordozó az elektródokra jut, akkor az így kialakuló telítési áram arányos a kezdeti ionizációval. Egyedi részecskéktől származó ionizáció mérésére alkalmasak az impulzusionizációs kamrák. Az alkal-

DUPress

mazásoknak megfelelően kidolgoztak *alfa-kamrákat*: ezek abszolút aktivitásmérésre is alkalmasak, de figyelembe kell venni a nagy töltéssűrűség miatti jelentékeny rekombinációt. A *béta-kamrák* a kis fajlagos ionizáció miatt csak kis energiájú β-sugárzók abszolút mérésére alkalmasak; általában relatív mérésre használják ezeket. A *gamma-kamrák* a kamrafalban kiváltott elektronok által a kamra gázterében okozott ionizációt mérik; ezek is csak relatív mérésre alkalmasak.



IV. 5. ábra. Gázionizációs detektorok impulzusmagasság–feszültség karakterisztikája.

Proporcionális számláló. A térerősség növelésével elérhető olyan állapot, amikor az anódszál felé gyorsuló elektronok elegendő energiára tesznek szert ahhoz, hogy újabb, másodlagos ionpárokat keltsenek. Az így fellépő gázerősítés értéke általában $10^2 \div 10^3$, megfelelő kioltó gáz használatával 10^4 is elérhető, így lehetővé válik egyedi impulzusok észlelése is. A gázerősítés mértékét az korlátozza, hogy a sokszorozás folyamán fotonok is keletkeznek, amelyek a katód felületéből vagy magából a gázból újabb elektronokat váltanak ki, a kezdeti ionizáció és a számláló jele közötti arányosság fokozatosan romlik. Az ultraibolya-fotonok hatásának csökkentésére a számlálók töltőgázába kioltógázt, pl. alkoholt kevernek. Ez egyrészt, alacsonyabb ionizációs potenciálja révén átveszi a pozitív töltést a magasabb ionizációs potenciálú töltőgáz-molekulától, és a katódon a rekombináció során felszabaduló energia nem fotonkibocsátásra, hanem az alkoholmolekula disszociációjára vezet. Másrészt, a gázban keletkezett fotonokat a kioltógáz-molekulák elnyelik, miközben disszociálnak; ezért a gáz a működés során elbomlik. Mivel a proporcionális számlálók kimenő jele a kezdeti ionizációval arányos,

nemcsak detektálásra, hanem spektrometriai célra is használhatók. Kisenergiájú β- és γ-sugárzásra jobb az energiafeloldásuk, mint a szcintillációs spektrométereké. Különösen előnyös az alkalmazásuk, ha a vizsgálandó anyag vagy annak vegyülete töltőgázként bevihető a kamrába, pl. ^{3}H (E_β = 18 keV) és ^{14}C (E_β = 155 keV). A *4π-proporcionális kamrák* α- és β-sugárzó minták abszolút aktivitásának, ill. energiájának meghatározására szolgálnak.

Sokszálas proporcionális kamra. Egymástól 1 ÷ 2 mm-re egy síkban, közös gáztérben párhuzamosan elhelyezkedő több száz anódszál lehetőséget nyújt az ionizáció helyének meghatározására is, különösen ha két, egymásra merőleges anódszálrendszert alkalmaznak. Minden egyes anódszál jelét külön elektronikus kör dolgozza fel, ezért az ilyen detektorok költségesek. Ma már 10×10 cm és több négyzetméteres kamrák egyaránt működnek, sokszor buborékkamrával közös rendszerben. Erre azért van szükség, mert nagy nyalábenergia esetén a reakciótermékek kibocsátási szöge olyan kicsi, hogy a buborékkamra-felvétel önmagában már nem elegendő az impulzusmérésre és a részecskék azonosítására. Több ilyen kamrából álló *teleszkóppal* a részecske pályája rekonstruálható.

A proporcionális kamrához hasonló a *driftkamra*; ebben az ionizáció helyétől elvezetett elektroncsomag futási idejéből a kezdeti ionizáció helyére lehet következtetni. Több négyzetméteres driftkamrák viszonylag olcsón építhetők, mert itt a szálak közötti távolság ~10 cm rendű, tehát nem kell olyan sok feldolgozóegység. A kamra konstrukciója azonban bonyolultabb. A driftkamrák alkalmazása nemcsak a nagyenergiájú fizikában, hanem a röntgen- és neutron-anyagvizsgálatban is várható.

Geiger–Müller- (GM) -számlálócső. A térerősség további növelésével az anódszál közelében keletkezett ultraibolya-fotonok a szál mentén elektronlavinákat indítanak el, a sokszorozási folyamat a szál teljes hosszában kiterjed. A kapott impulzus nagysága függetlenné válik a kezdeti ionizációtól, a kimenő jelek csak számlálásra alkalmazhatók, spektrometriai célra nem. A lassan kifelé mozgó pozitív tértöltés miatt a csőben újabb sokszorozás egy ideig nem lép fel. Ezen *holtidő* (τ_h) és az elektronikus rendszer diszkriminációs szintje által meghatározott további *regenerációs idő* (τ_r) eltelte után alakul csak ki a sokszorozáshoz szükséges tér. Tehát a teljes *feloldási idő*: $\tau_f = \tau_h + \tau_r$. A pozitív ionok később érkeznek meg a katódra, ott rekombinálódva fotonkibocsátással újabb kisülést indítanának be. Ennek kiküszöbölésére itt is célszerűnek bizonyult kioltógáz, pl. 10% alkohol alkalmazása. Mivel a kioltás az alkoholmolekulák elbomlásával jár, az ilyen GM-csövek élettartama kb. 10^{10} beütés. Az α- és β-részek detektálására egyik végén csillám, ill. alumíniumfóliával lezárt *végablakos GM-csöveket* használnak. A vas-

tagabb falú *gamma-mérőcsövek* esetében a cső falából kiváltott elektronok szolgáltatják a kamra gázában a kezdeti ionizációt.

IV. 2. 2. Szcintillációs és Cserenkov-detektorok

Szcintillációs detektorok

A szcintillációs detektorok működése azon alapszik, hogy az érzékeny térfogatba belépő részecske által a *szcintillátorban* leadott energiának egy része, ~ 1 ÷ 10% fényenergiává alakul át. Ezt a fényt elektromos feszültségjellé alakítjuk, amelynek feldolgozására már jól bevált eszközeink vannak. Különböző fajlagos ionizációt eredményező részecskék pl. proton és elektron esetében a fényjel lassú komponense különböző; ennek alapján a részecskék megkülönböztethetők, ez a *jelalak-diszkrimináció*. Ez különösen akkor hasznos, ha neutronokat gammaháttér jelenlétében kívánunk detektálni. Energiafeloldásuk legalább egy nagyságrenddel rosszabb, mint a félvezető detektoroké. Ugyanakkor nagy térfogatú és különleges alakú szcintillátorok is készíthetők, pl. csináltak már 100 liter térfogatú NaI(Tl) egykristályt. Így a szcintillációs detektorok használata akkor előnyös, ha nagy hatásfokra van szükség. További előny, hogy kiváló az időfeloldásuk, főleg a plasztik- és folyadékszcintillátoroknak.

Működési mechanizmus szempontjából a szcintillátorokat öt csoportba lehet sorolni:

1. *Szervetlen kristályok*, pl. NaI(Tl), CsI(Tl), LiI(Eu), ZnS(Ag). Működésük az alkali-halogenid kristályok sávszerkezete alapján érthető meg. A kezdeti ionizáció során, ami kb. 10^{-10} s, elektronok jutnak a vezetési sávba és lyukak keletkeznek a valenciasávban; exciton-képződés is fellép (*exciton*: egy elektronból és egy lyukból álló pár, amely a kristályban mozoghat). Mozgásuk során az aktivátor centrumokba jutva legerjesztődnek ~ 0,1 ÷ 1 μs bomlásállandóval. Az aktivátor anyag alkalmas kiválasztásával az átmenet során olyan hullámhosszúságú fény bocsátódik ki, amelyre a kristály anyaga átlátszó és a **f**oto**e**lektron-**s**okszorozó (*FES*) is érzékeny. Itt említjük meg a bizmutgermanát (*BGO*) gamma-detektort. Ennek nagy az átlagos rendszáma, és így a fotodetektálási hatásfoka is.

2. *Szerves kristályok*: az antracén vagy a sztilbén aromás szénhidrogén-molekulákból állnak, ahol a gyűrűs szerkezeteket láncszerű alkotó elemek kötik össze. Ha a detektorra beeső részecske a molekulát ionizálja, a gyors, $10^{-10} \div 10^{-12}$ s-os vibráció útján történő energialeadás után $\leq 10^{-8}$ s alatt történik meg a hasznos sugárzásos átmenet.

EDUPRESS

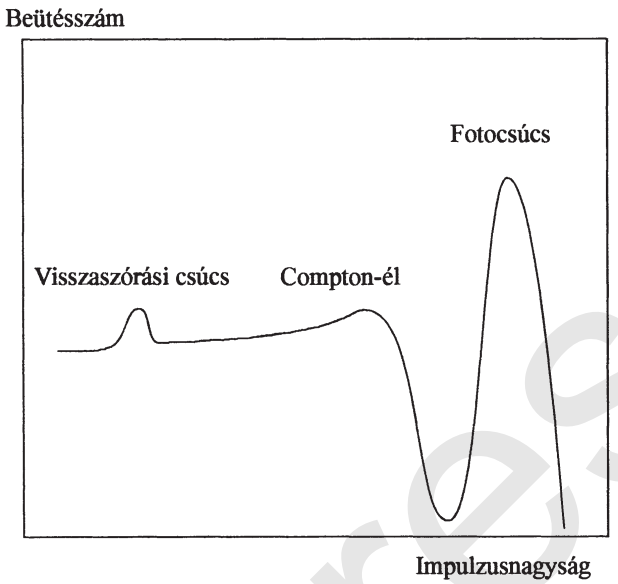
3. *Szervesfolyadék-szcintillátorokban* az elsődleges energiát az oldószer veszi fel és juttatja az oldott szcintilláló anyaghoz, amely ezt hasonló mechanizmus útján alakítja fényenergiává, mint a szerves kristályok. A hatásfok gyakran javítható kis mennyiségű „*shifter*" adagolásával, amely a hullámhosszat a *FES*-nek jobban megfelelő tartományba tolja el.

4. *Plasztikszcintillátorok*: ezek tulajdonképpen szerves anyagok szilárd oldatai; csak az energiatovábbítás módjában különböznek a folyékony szerves oldatoktól. Előnyük, hogy nagyméretű és tetszőleges alakú darabok készíthetők viszonylag olcsón.

5. *Nemesgáz-szcintillátorok*, pl. xenon vagy kripton esetében a szcintilláció mechanizmusa egyszerű: atomi ionizációt, ill. gerjesztést követő legerjesztődés kb. 10^{-9} s alatt. Az energiaátalakítás hatásfoka alacsony. Általában shiftert kell alkalmazni az ablak gáztér felőli oldalán.

A szcintillátort általában fényzáró burkolat, *tokozás* veszi körül, hogy a *FES*-t védje a külső fénytől. Egyes szcintillátorok, pl. a NaI, nedvszívók, mások mechanikus behatásra érzékenyek, könnyen törnek vagy repednek, pl. a sztilbén. A szcintillátor és a *FES* közötti optikai csatolást folyadék, pl. szilikonolaj létesíti. A fotonok a *FES* fotokatódjára esnek és onnan elektronokat váltanak ki, amelyeket fókuszáló elektródok felgyorsítanak és az első dinódára irányítanak. A dinódára eső, felgyorsult elektronok annak felületéből újabb elektronokat ($\sim 3 \div 4$) váltanak ki. A $10 \div 14$ dinódaközön ez a sokszorozási folyamat összesen $\sim 10^6$ rendű sokszorozást hoz létre.

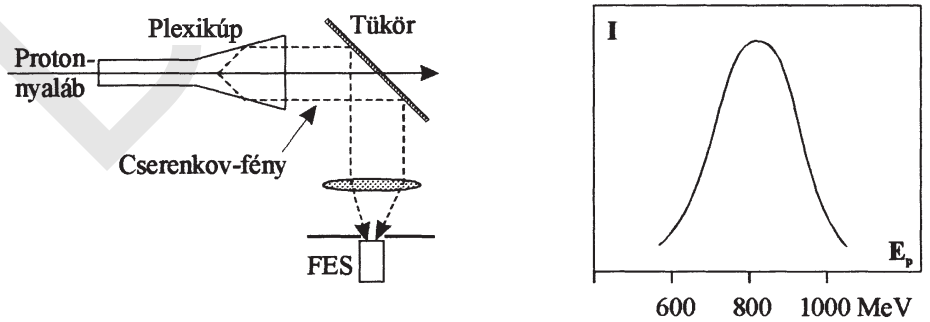
A szcintillátorban keletkezett fotonok száma monoton, gyakran lineáris függvénye a részecskeenergiának. Ezért a *FES* anódján kapott elektromos impulzusok amplitúdóeloszlása a szcintillátorban lefékeződött töltött részecskék energiaeloszlását adja. Az ún. „*γ-spektrumok*" tulajdonképpen elektronenergia-spektrumok: a *foto-*, *Compton-* és *párcsúcs* elnevezés a megfelelő energiaátadási folyamatra utal. A szcintillációs kristály méretének növekedtével egyre nagyobb lesz annak a valószínűsége, hogy egy Compton-szórást szenvedett γ-kvantum fotohatással elnyelődjék. Mivel a két folyamat igen rövid időn belül jött létre, a detektor egyetlen teljes energiájú impulzust szolgáltat; ez a fotocsúcs növekedéséhez vezet. Egy jellegzetes γ-spektrumot mutat a IV. 6. ábra.



IV. 6. ábra. A ^{137}Cs szcintillációs γ-spektruma NaI(Tl) kristállyal felvéve.

Cserenkov-detektorok

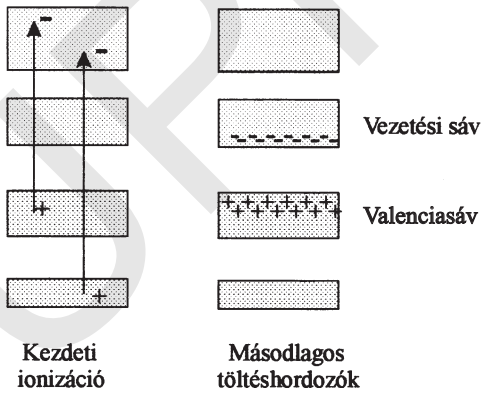
Működésük a már ismertetett Cserenkov-hatáson alapul. A IV. 7. ábra azt mutatja be, hogy Cserenkov-detektor segítségével egy részecskenyalábból adott sebességűek kiválaszthatók. Éppen emiatt alkalmazzák ezeket olyan kiterjedten nagyenergiájú magfizikai és részecskefizikai kísérletek során.



IV. 7. ábra. Cserenkov-detektor jelamplitúdójának (I) függése a protonenergiától (E_p).

IV. 2. 3. Félvezető detektorok

A gáztöltésű detektoroknak vannak hátrányos tulajdonságai: a kis sűrűségből következően kicsi a hatásfokuk, és mivel nagy az egy ionpár keltéséhez szükséges energia (*w)*, rossz az energiafeloldásuk. A szcintillációs detektorok nagy sűrűsége az első hátrányt ugyan kiküszöböli, de az energiafeloldás változatlanul gyenge, mert *w* itt is nagy. A mindkét követelményt kielégítő megoldás csak a *félvezető detektorok* kifejlesztésével vált lehetővé. Az ilyen detektort úgy tekinthetjük, mint szilárd töltőanyagú ionizációs kamrát, ahol a kamra érzékeny térfogatának a kiürített réteg felel meg. E detektorok működése a félvezetők sávmodellje alapján érthető meg. A detektor érzékeny térfogatába belépő részecske szabad elektron–lyuk-párokat kelt. Az így keltett elsődleges elektronok energiája sokkal nagyobb, mint amennyi a vezetési sávba jutáshoz szükséges. A többletenergia egy része rácsrezgések gerjesztésére, másik része pedig másodlagos elektron–lyuk-párok keltésére fordítódik. Ezek a folyamatok igen rövid idő alatt ($\sim 10^{-12}$ s) lejátszódnak, és ekkorra az elsődleges elektronoknál sokkal több elektron jelenik meg a vezetési sáv alján (IV. 8. ábra).



IV. 8. ábra. Gyors részecske által félvezetőben keltett elektronok és lyukak.

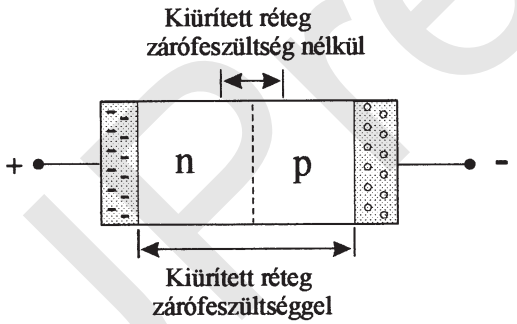
Ezeket kell az elektródokra minél kisebb veszteséggel kigyűjteni; a kigyűjtött töltésmennyiségből a részecske energiájára lehet következtetni.

Félvezető alapanyagok tulajdonságai. Félvezető detektorok alapanyaga általában szilícium vagy germánium. Mindkettő négy vegyértékű, gyémánt típusú rácsszerkezettel rendelkező anyag. A vezetési típust szennyezők adagolásával lehet megváltoztatni. Nagyon fontos donorszennyező a lítium, amely könnyen le tudja adni egy elektronját és így Li^+-ion marad vissza. A kis Li^+ ionátmérő követ-

kezménye, hogy a Li diffúziós együtthatója mind Si-ban, mind Ge-ban anomálisan nagy.

Csapdába esés, rekombináció. A töltéshordozók közül nem mind jut el az elektródig. Ennek oka a kristályhibánál történő csapdába esés (trapping) és a rekombináció. Mivel rekombináció akkor valószínű, ha nagy a töltéshordozó-sűrűség, a hatása elsősorban nagy töltésű, nehézrészecskék (α-részecske, hasadási termék) esetén számottevő. A csapdába esett elektron egy idő múlva kiszabadulhat, folytathatja útját az anód felé, újra csapdába eshet stb. Ahhoz hogy a csapdába esés ne okozzon jelentékeny töltésveszteséget, az kell, hogy a csapdába esésig megtett átlagos távolság, a töltéshordozó *csapdázási hossza (trapping length)*, sokkal nagyobb legyen, mint a detektor vastagsága.

p–n-átmenetek. Ha a *p–n*-átmenetre záróirányú feszültséget kapcsolunk úgy, hogy az *n*-típusú rész legyen pozitív a *p*-típusúhoz képest, akkor ezzel a kiürített tartományt szélesítjük ki, IV. 9. ábra.



IV. 9. ábra. A kiürített réteg megnövelése záróirányú feszültséggel.

Így pl. *n*-típusú szilíciumban V_a = 300 V feszültséggel több milliméteres kiürített réteg érhető el, ami már sok alkalmazáshoz megfelelő. A *p–n*-átmeneti réteg előállítási módjától függően megkülönböztetünk *felületi záróréteges* és *diffúziós* detektorokat.

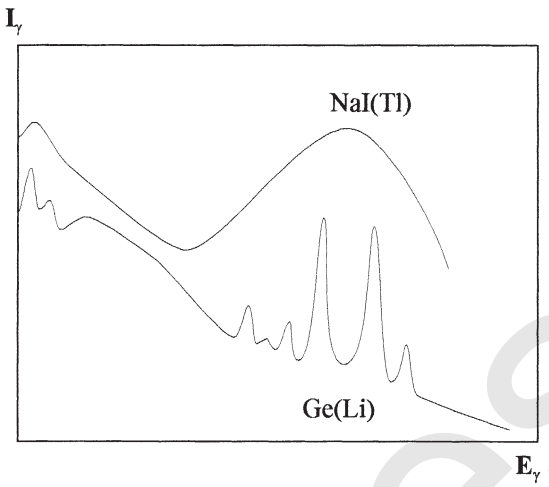
Lítiummal driftelt és nagytisztaságú (high purity: HP) Ge-detektorok. A *p–n*-átmeneti réteg vastagságát csak növekvő feszültséggel lehet növelni, aminek korlátot szab az átütés veszélye. Sokkal nagyobb vastagságot lehet elérni úgy, hogy a hibahelyek sűrűségét csökkentik. Ehhez szilíciumba vagy germániumba lítiumionokat diffundáltatnak. A jó felbontóképesség érdekében és a Li^+-ionok nem kívánatos további diffúziójának megakadályozására a Ge(Li)-detektorokat állandóan hűteni kell. A Li^+-ionok donor-hibahelyeket hoznak létre, amelyek a bór által képviselt akceptorszennyezéseket éppen kiegyenlítik, úgy hogy a záróréteg

szinte az egész kristályra kiterjed; ezt *p-i-n*-átmenetnek nevezzük (*i: „intrinsic" sajátvezető*). Nagytisztaságú *p*- vagy *n*-típusú germánium alapanyagból Li nélkül is létre lehet hozni *i*-típusú kompenzált réteget. A *HP* Ge-detektorok nagy előnye, hogy elég csak a használat idején hűteni.

Energiafelbontás, hatásfok. A félvezető spektrométerek energiafelbontása több tényező függvénye. *a)* A belépő sugárzás és a detektoranyag közötti energiaátadási folyamatokban még azonos energiájú belépő részecskék által létrehozott töltéshordozó párok száma is egy középérték körüli statisztikus ingadozást mutat. *b)* A részecske által keltett töltéshordozók begyűjtése soha nem teljes, a rekombinálódás és a csapdába esés miatt; ezt a szóródást még növeli a kristály inhomogenitása miatt fellépő helyi elektromos téringadozás. *c)* A részecske nem adja le teljes energiáját az érzékeny rétegben, hanem egy részét azon kívül veszti el. *d)* A detektor és az előerősítő áramának zaja összegződik. Ezt a zajt a detektor és az előerősítő első fokozatának hűtésével kell csökkenteni. *e)* A jelek feldolgozását végző elektronikus rendszer véges időfelbontással rendelkezik, ezért ha az időegység alatt detektált részecskék száma bizonyos értéket meghalad, a jelek egymásra ülnek *(pile up)* és az alapszintet (*base line*) is eltolják; mindez az energiafelbontás romlásához vezet. Ennek kiküszöbölésére ilyenkor célszerű az egymásra ülést kiküszöbölő *pile-up eliminátort* és alapszint-visszaállítót *(base-line restorer)* alkalmazni.

Alkalmazások, típusok. A különböző spektrométerek lényegében csak a detektortípusban különböznek egymástól, a csatlakozó elektronikus egységek – kis paraméterkülönbözőségtől eltekintve – megegyeznek. Az α-*spektrométerként* alkalmazott detektor felületi záróréteges, kiűrített rétegvastagsága a detektorra kapcsolt feszültséggel szabályozható. A β-*spektrométer* leggyakrabban $1 \div 2$ mm vastag felületi záróréteges vagy $2 \div 3$ mm-es Si(Li)-detektor. A felületi záróréteges szilíciumdetektorok időfeloldása nagyon jó; a prompt válaszfüggvényre $\leq 0{,}2$ ns rendű félértékszélesség is elérhető. E tulajdonságuk miatt koincidenciamérésekre hatékonyan használhatók. A γ-*spektrométerként* alkalmazott detektor planár vagy koaxiális Ge(Li), több tíz cm^3 térfogattal, de készítenek 100 cm^3-nél nagyobb érzékeny térfogatúakat is. A kiértékelést zavaró kiszökési csúcsok intenzitása a detektor méretének növelésével csökkenthető. A félvezető alapú és a szcintillációs γ-spektrométerek energia-felbontóképességének különbözőségét jól szemlélteti a IV. 10. ábra. A Ge(Li)-detektorok jeleinek időbeli félértékszélessége néhány ns.

Külső hatások. A *hőmérséklet-változás* a töltéshordozók mozgékonyságát és a termikusan gerjesztett töltéshordozók számát változtatja meg. A hőmérsékletet $\sim 10\ ^0$C-kal csökkentve a sötétáram felére csökken. *Fényre* a felületi záróréteges detektorok a legérzékenyebbek. Azok a fotonok, amelyek energiája meghaladja a



IV. 10. ábra. γ-spektrum Ge(Li)-detektorral, ill. NaI(Tl)-kristállyal felvéve.

tiltott zóna szélességét, elektron–lyuk-párokat hoznak létre és így a sötétáramot növelik. Káros minden olyan *környezeti anyag* (víz, szerves oldószerek gőzei), amely a detektor alapanyagát vagy a kontaktusokat megtámadja. *Sugárzás* hatására a kristályrácsban hibák alakulnak ki, és ez az energiafelbontás romlásához, a csúcsok kettőződéséhez vezethet. A károsodás függ a sugárzás fajtájától; pl. gyors neutronnál ~ 10^{10} n/cm^2, α-sugárzásnál ~ 10^{10} részecske/cm^2 integrális dózis már a karakterisztika romlását okozza.

IV. 2. 4. Nyomdetektorok

Az eddigi detektorok a részecske belépésére a kimeneten elektromos jellel válaszolnak. Vannak azonban olyan detektorok is, amelyek láthatóvá teszik a rajtuk áthaladó részecskék nyomát; ezeket összefoglaló néven vizuális vagy nyomdetektoroknak nevezzük.

Ködkamrák. Túltelített gőzből folyadék kondenzálódik le, elsősorban ionizált gázmolekulákra, de egyéb cseppkezdeményekre is. Megfelelően beállított túltelítettségértéknél csak a töltött cseppek növekednek. A ködkamrákat két csoportba szokás osztani attól függően, hogy a túltelítettséget hirtelen térfogatcsökkenéssel hozzák létre (*expanziós* vagy *Wilson-féle ködkamra*) vagy a kamra terén belüli hőmérséklet-gradienssel *(diffúziós ködkamra).* Az expanziós ködkamrában létrejött cseppsorozatot villanófény (flash) segítségével fényképezik. A diffúziós ködkamra folyamatos észlelést tesz lehetővé.

DUPress

Buborékkamra. Nagy nyomás alatt lévő, túlhevített folyadékban (pl. hidrogén) hirtelen nyomáscsökkenés hatására először ott indul meg a buborékképződés, ahol az expanziót megelőzően ionizáló részecske haladt át. A buborékképződést a δ-sugarak által koncentráltan leadott hőenergia indítja be. Előnyei: a gázoknál 100 ÷ 1000-szer nagyobb sűrűségű folyadékban a nagyenergiájú részek is jelentős energiaveszteséget szenvednek, így a nyomok jól kiértékelhetők. A folyadék egyidejűleg céltárgy és detektor is lehet. Az egyre nagyobb méretű kamrák mellett kifejlesztettek olyan hibrid detektálórendszereket is, amelyekben a gyors (50 expanzió/s), kisméretű, vezérelhető buborékkamrát Cserenkov-detektorok, szcintillációs számlálók és sokszálas proporcionális kamrák egészítik ki. Ilyen rendszerek már képesek előre meghatározott típusú folyamatok szelektív detektálására is.

Magfizikai fotoemulzió. A radioaktivitás felfedezésében és a részecskefizikában az első évtizedekben elsőrendű szerepe volt a magfizikai fotoemulziónak. Ezen emulziók rétegvastagsága 10 ÷ 100 μm; speciális célokra alkalmaztak dm^3 térfogatú tömböket is. A részecskenyom mentén a szemcsesűrűség változását vizsgálva, a részecske azonosítása is lehetséges. Hátránya a munkaigényes kiértékelés. A buborékkamrák és a szilárdtest-nyomdetektorok elterjedésével a magfotoemulzió alkalmazási köre jelentősen leszűkült.

Szilárdtest-nyomdetektorok. Szigetelő szilárd anyagokban a részecskepálya mentén sugárrombolt csatorna alakul ki, ez a látens nyom; ez csak elektronmikroszkóppal vizsgálható, de kémiai maratással optikai mikroszkóppal is jól látható üregekké alakítható át. Mivel küszöb alatti részecskék viszonylag nagy dózisát képesek elviselni a hasznos információk károsodása nélkül, ezért a szilárdtest-nyomdetektorral lehetséges pl. magreakció-termékek vizsgálata nagy γ-háttérben, valamint spontán hasadás tanulmányozása nagy α-háttérben. További alkalmazások: a kozmikus sugárzás és a napszél nehézion-összetevőinek vizsgálata, igen nagy felezési idők mérése, kis hatáskeresztmetszetek meghatározása (a természetben és az Univerzumban található szigetelőanyagok évmilliók óta „jegyzik" az információkat).

*

A nagyenergiájú fizikában használatos részecskedetektorokat és detektorrendszereket a jelen könyv második kötetében tárgyaljuk [Fényes 2007, II. 3. 1. pont].

DUPress

IV. 3. SPEKTROMÉTEREK, MÉRÉSMÓDSZEREK

IV. 3. 1. Magtömegek mérése

A mérési eljárások többnyire nem magtömeget, hanem *atom-*, ill. *iontömeget* szolgáltatnak. Ezért a tömegegységet atomi tömeg alapján definiálják: egy ***a**tomi **t**ömeg**e**gység* (**ate**, angolul: ***a**tomic **m**ass **u**nit*, **amu** vagy m_u) a szén $A = 12$ tömegszámú izotópját tartalmazó szénatom tömegének 1/12-ed része. Az abszolút tömegskálán 1 ate $\approx 1{,}66\times10^{-27}$ kg.

A spektrométerek jellemzésére a következő paraméterek számszerű értékeit szokás megadni.

Feloldás: az eszközzel még éppen megkülönböztethető spektrumvonalak ΔM távolsága (vagy $\Delta M/M$); másképpen: ΔM a spektrométer „válaszfüggvényének" (pl. egy spektrográf lemezén mért feketedési görbének) félértékszélessége. Használatos még a *felbontóképesség:* $R \equiv M/\Delta M$, ez tehát a relatív felbontás reciproka.

Transzmisszió: A forrás által kibocsátott részek számának az a hányada, amely a spektrométer detektorára fókuszálódott. A feloldás és a transzmisszió csak egymás rovására javítható: a felbontóképesség növelése a transzmisszió csökkenésével jár, és fordítva; minden esetben a feladathoz igazodó kompromisszumra van szükség.

A *detektálási hatásfok* a transzmisszión kívül attól is függ, hogy a detektorra érkező részecskék milyen hányada lesz regisztrálva.

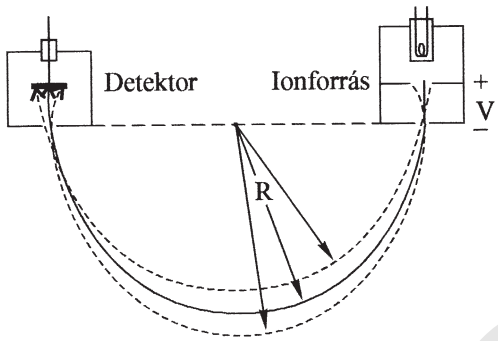
Pontosság: az M tömeg meghatározásának δM bizonytalansága (vagy a $\delta M/M$ viszony); ez, a berendezés felbontóképességén kívül, a spektrométer kalibrációjától és a mérési módszertől is függ. (A fenti jellemzők – értelemszerű változtatásokkal – alkalmazhatók az energiát mérő spektrométerekre is.)

A Dempster-féle irányfókuszáló spektrométerben az ionforrásból (l. az V. fejezetben) kilépő $+e$ töltésű, M tömegű ionokat először egy V potenciálkülönbségű elektródközben $eV = Mv^2/2$ energiára gyorsítják (IV. 11. ábra).

A v sebességre merőleges B indukciójú mágneses térben ható Lorentz-erő az iont olyan R sugarú körpályára kényszeríti, amelyen a centrifugális erő éppen egyensúlyt tart a Lorentz-erővel: $evB = Mv^2/R$. Ezekből az ion tömege kifejezhető:

$$M = \frac{eR^2B^2}{2V}. \qquad \text{(IV. 20.)}$$

A gyakorlatban – állandó B és R mellett – a vizsgálandó mag és a referenciamag tömegének arányát határozzák meg a megfelelő V feszültségek arányának mérésével: $M/M_0 = V_0/V$. A mágneses tömegspektrométerek korszerű változatai-



IV. 11. ábra. A Dempster-féle irányfókuszáló tömegspektrométer vázlata.

val, tömegdublettek mérésével (l. a IV. 12. feladatot) számos stabil mag tömegét határozták meg $\delta M/M \approx 10^{-8}$-nál kisebb relatív hibával.

A *rádiófrekvenciás tömegspektrométerrel* az

$$\omega_c = \frac{e}{M} B \qquad \text{(IV. 21.)}$$

ciklotronfrekvenciák arányát mérik, ami pontosabban meghatározható, mint a feszültségek aránya; ezzel a módszerrel stabil magokra 10^{-9}-es pontosságot értek el.

Penning-csapda. Új, minden eddiginél pontosabb módszer; itt is a ciklotronfrekvenciát mérik; stabil magok esetében a pontosság ~ 10^{-10} rendű. Ez a tömegspektrométer-típus alkalmas nagyon kis mennyiségű (néhány atomnyi!) igen rövid felezési idejű (század másodperc) radioaktív atommagok tömegének mérésére is, bár a fentieknél mérsékeltebb pontossággal. A Penning-csapda felépítésével és alkalmazásaival kapcsolatban l. még a IV. 3. 7. pontot; néhány korszerű irodalom: [Audi 2001; Bollen 1997; Mittig és mts. 1997; Lépine-Szily 2001; Savard, Wert 2000; Van Dyck és mts. 1995; Wapstra 1995]. A stabilitási sávon kívüli, β-bomló magok előállításával és mérésével kapcsolatos nehézségek miatt ezek tömege nem határozható meg olyan pontosan, mint a stabil magoké; így pl. 1 s felezési idejű izotópokra a tipikus pontosság ~ 10^{-7}, míg 0,01 s-ra már csak ~ 10^{-5}. Újabb, részletesebb adatokat l. a X. 1. táblázatban.

Magfolyamatok energiamérlege. Minden magfolyamatban teljesülnie kell az energiamegmaradásnak. Tehát pl. egy $A + B \rightarrow C + D$ magreakció esetén:

$$(M_A+M_B)c^2+E_A+E_B = (M_C+M_D)c^2+E_C+E_D. \qquad \text{(IV. 22.)}$$

Általában $E_B = 0$; a bombázó A részecske E_A energiáját ismerjük. Az E_C és E_D energiák részecskespektrométerrel mérhetők. Ha tehát az M_A, M_B, M_C és M_D tö-

megek közül hármat már ismerünk, akkor a negyedik a fenti egyenlet alkalmazásával kiszámítható. A neutron elektromosan semleges, tehát tömegének mérésére a mágneses spektrométer nem alkalmazható, hanem pl. a következő magreakció:

$$p + n \rightarrow d + \gamma \,. \qquad \text{(IV. 23.)}$$

Az energiamérlegen alapuló módszer már rövid élettartamú bomló magok tömegének meghatározására is alkalmas. Különösen pontos az (n,γ) sugárzásos neutronbefogás útján történő tömegmeghatározás, mert a γ-kvantum energiája félvezető Ge-spektrométerrel jól mérhető. A (IV. 23.) reakcióenergia mérésének pontossága rekord: ~ 0,4 eV (!) [Audi 2001], l. a III. 3. pontot.

Speciális, spontán magfolyamat a radioaktív α- és β-bomlás. Ekkor az $A \rightarrow B+C$ bomlási folyamat energiamérlegéből határozható meg az ismeretlen tömeg.

A stabilitási sávtól távol eső atommagok tömegének mérését részletesebben a X. 1. 5. pontban tárgyaljuk.

IV. 3. 2. Magsugarak mérése

A különböző kísérleti módszerek az atommag térbeli sűrűségeloszlásának más-más jellemzőire adnak felvilágosítást. Az elektronok és a müonok az elektromágneses kölcsönhatás révén az atommag elektromos töltés- és mágneses dipólnyomaték-eloszlásáról szolgáltatnak információt, miközben a mag szerkezetében lényeges változást nem okoznak. Mivel az elektromágneses kölcsönhatás törvényeit jól ismerjük, ezek a kísérleti eredmények elméleti úton jól kezelhetők. A magkölcsönhatásban részt vevő részecskék (nukleonok, mezonok stb.) a nukleoneloszlás felderítésére alkalmasak. A kísérletek kiértékelése nehezebb, mert a nukleáris kölcsönhatás törvényeit kevésbé ismerjük, és mert maga a „szondázó" részecske megváltoztathatja a mag eredeti állapotát. A magsugármérések több problémáját a II. 2. 1. pontban már tárgyaltuk. Itt most csak röviden áttekintünk három módszert.

Rugalmas elektronszórás. E módszer lényege: gyors elektronokkal bombázzák a vizsgálandó magot és mérik a különböző θ irányokba rugalmasan szóródó elektronokat. A kapott σ(θ) differenciális szórási hatáskeresztmetszetet összehasonlítják a pontszerű mag feltételezésével elméleti úton számított értékkel; az eltérésből a szóró mag töltéseloszlására következtetnek. Az $E \approx 100$ MeV-nél alacsonyabb elektronenergiák esetén a mért szögeloszlás az $\langle r^2 \rangle$ mennyiség értékét szolgáltatja. Az ennél nagyobb energiájú elektronszórás már a töltéseloszlás alak-

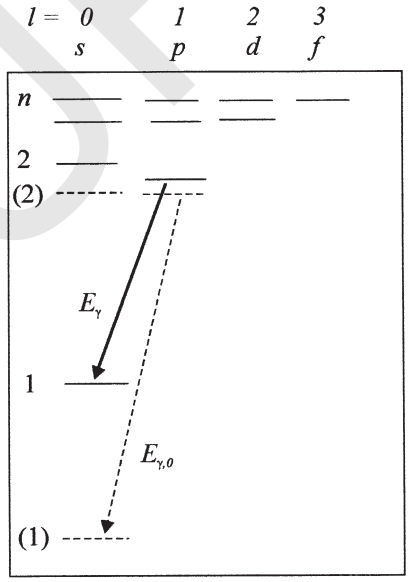
DUPress

jára vonatkozólag is tartalmaz információt. Gyakran alkalmazott modellfüggvény a *2-paraméteres Fermi-eloszlás* (l. a II. 8. képletet):

$$\rho_F^e(r) = \frac{\rho_0^e}{1 + e^{\frac{r-\overline{R}}{d}}}, \qquad \text{(IV. 24.)}$$

ahol a $\overline{R}$ félértéksugár az a távolság, ahol a töltéssűrűség a ρ_0^e középponti érték felére csökken; d a felület diffuzitása, az $\overline{R}$ körüli meredekségre jellemző. A t felületvastagság a $\rho_0^e = 0{,}9\rho_0^e$ és $\rho_0^e = 0{,}1\rho_0^e$ sűrűségértékek közötti távolság, amely a d diffuzitással egyszerűen kifejezhető: $t = 2(\ln 9)d \approx 4{,}4\,d$. *Modellfüggetlen* kiértékelés során a $\rho^e(r)$ töltéssűrűség-eloszlást valamely alkalmasan választott függvényrendszer tagjainak összegeként állítják elő. Előnye, hogy az egyedi magszerkezeti sajátságok, pl. héjszerkezet tükrözésére is alkalmas.

Müonatomok karakterisztikus röntgensugárzása. A müon tömege nagyobb az elektron tömegénél: $m_\mu \approx 207\ m_e$. Ebből következik, hogy a müonpályák sugara kisebb, mint a megfelelő elektronpályáké, és a maggal való jelentékeny átfedés miatt a pálya energiája függ a mag kiterjedésétől is. A negatív müon lehetséges energiaállapotai pontszerű mag feltételezésével jól számíthatók, tehát az állapotok közötti átmenethez tartozó $E_{\gamma,0}$ energia is (IV. 12. ábra). Másrészt, a véges kiterjedésű mag terében mozgó müon állapotai közötti átmenet E_γ energiája jól mérhető.



IV. 12. ábra. Müonatom energiaszintjei. Szaggatott: pontszerű mag, folytonos: kiterjedt mag.

DUPress

Barrett megmutatta, hogy az $E_{\gamma,0} - E_\gamma$ eltolódásból a mag kiterjedésére jellemző $\langle r^k e^{-\alpha r} \rangle$ nyomaték nagy pontossággal (~ 0,1%) kiszámítható. Itt a $k(Z,\downarrow)$ kitevő a rendszámmal nő, és függ attól is, hogy milyen átmenetről van szó, pl. $2p \rightarrow 1s$, vagy $3d \rightarrow 2p$ stb.; k értéke könnyű magokra 2-höz közeli: $k \geq 2$, az α értéke 1-nél jóval kisebb: $\alpha \cong 0{,}1$. Ezzel a mérési módszerrel tehát ezt a *Barrett-momentumot* lehet meghatározni. A mérés eredményéből azonban gyakran az egyszerűbben kezelhető $\langle r^2 \rangle$ második nyomatékot származtatják le, hasonlóan az elektronszórási mérések kiértékeléséhez. A most tárgyalt módszer a közepes és nehéz magok esetében, ahol a legbelső müonpálya és az atommag átfedése jelentékeny, pontosabb, mint a rugalmas elektronszórás útján nyert eredmény. A legpontosabb eredményeket a kétféle mérés adatainak együttes kiértékelésével kapják.

A stabilitási sávon kívüli, β-bomló magok töltéssugarának mérésére az előbbi módszerek nem alkalmazhatók, mert makroszkopikus mennyiségű céltárgyat igényelnek. Az *optikai izotópeltolódással (**o**ptical **i**sotope **s**hift: **OIS)* azonban még kis mennyiségű, rövid felezési idejű izotópok esetében is meghatározható egy adott elem két izotópjának $\delta\langle r^2 \rangle$ átlagos sugárnégyzet-különbsége. E módszer lényege: egy optikai átmenet ν frekvenciája függ a vizsgált atom magjának nemcsak a tömegétől, hanem a méretétől is, ha az átmenetben szereplő egyik elektronállapotnak átfedése van az atommaggal, pl. *s*-elektronnak: $l = 0$. Ezért az A_1 és A_2 tömegszámú izotópokat tartalmazó atomok által kibocsátott spektrumvonalak mért $\upsilon_1 - \upsilon_2 = \delta_{1,2}^{Mass} + \delta_{1,2}^{Vol}$ frekvenciakülönbségéből – a tömegkülönbség járulékának levonása után – megkapjuk a „térfogati tagot", ebből pedig a két izotóp átlagos sugárnégyzet-különbségét:

$$\delta\left\langle r^2 \right\rangle_{1,2} \approx K(Z)\delta\upsilon_{1,2}^{Vol}, \qquad \text{(IV. 25.)}$$

ahol a *K(Z)* elméletileg számítható tényező az adott elemen belüli izotóppárokra azonos. Ezért a számítási bizonytalanságok az izotópsorozat *relatív* sugárváltozásait nem érintik, azonban a különböző elemek abszolút sugárértékeinek összehasonlításánál szisztematikus hibát eredményezhetnek.

IV. 3. 3. Magnyomatékok mérése

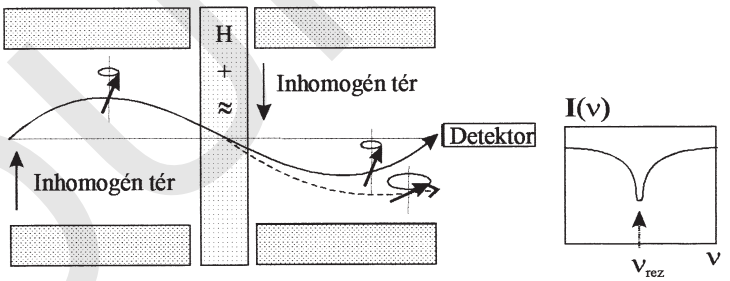
Magspin. Az optikai ***h**iper**f**inom**s**zerkezeti (HFS)* felbomlás értelmezésére feltételezték, hogy – az elektronhoz hasonlóan – az atommag is rendelkezik saját impulzusnyomatékkal, *magspinnel* és ehhez kapcsolódó mágneses dipólnyomatékkal. Ennek alapján a magspint a *HFS*-ből háromféleképpen határozhatjuk meg.

1. Jelöljük a magspin-kvantumszámot *I*-vel, az elektronok teljes impulzusnyomatékát *J*-vel. Ha $J > I$, akkor a kettő egymáshoz képest $(2I+1)$-féleképpen állhat be, a különböző beállásokhoz különböző energia tartozik; tehát a felhasadás *multiplicitását* leszámolva, *I* meghatározható. Ha $J < I$, akkor ez a módszer nem alkalmazható.

2. Az *intervallumszabály* szerint a *HFS* frekvenciák különbségei egyszerűen kifejezhetők a spinkvantumszámokkal: $\delta\nu_{12}:\delta\nu_{23} = (J+I):(J+I-1)$. A $\delta\nu_{12}$ és $\delta\nu_{23}$ frekvenciakülönbségek mérésével, és az elektronhéj *J* teljes impulzusnyomatékának ismeretében az *I* magspin meghatározható.

3. A *HFS* komponenseinek *intenzitása* nem egyenlő, hanem $(2F+1)$-gyel arányos, ahol $\boldsymbol{F} = \boldsymbol{J} + \boldsymbol{I}$; a mért vonalintenzitások arányából az *I* magspin kiszámítható.

Mágneses dipólnyomaték. A mágneses dipólnyomaték meghatározása a *HFS*-felbomlás *erősségéből* történhet. A spektroszkópiai módszerek alapját a magnyomatékok és az atom belső mágneses tere közötti kölcsönhatás képezi. A külső térre alapozott módszerek közül a legpontosabb a *Rabi-féle rezonanciamódszer* [Rabi és mts. 1939]. A vizsgálandó magokat tartalmazó atom- vagy molekulanyaláb áthalad egy inhomogén mágneses téren. Itt – amellett, hogy a spinvetület valamilyen értékre beáll és a tér iránya körül precesszál – az atom transzlációs mozgást is végez az inhomogén térnek a mágneses dipólnyomatékra való erőhatása miatt (IV. 13. ábra).



IV. 13. ábra. A Rabi-féle kísérlet vázlata. A valóságban a mágnes hossza ~ 1 m, a légrés ~ 1 mm!

A következő útszakaszon az elsővel ellentétes irányú inhomogén mágneses térben ellenkező irányú transzlációs mozgás történik. Ez a pálya tükörképe az előző pályaszakasznak, feltéve hogy a spinvetület változatlanul megmaradt az első beállás szerint. Ekkor a nyaláb ugyanoda érkezik meg, ahova mágneses tér nélkül, egyenes vonalú mozgással jutott volna. A kettő között azonban egy rövid szakaszon, homogén mágneses térben elhelyezett nagyfrekvenciás (~ 10 MHz) tekercs nagy intenzitású, időben változó elektromágneses teret kelt. Ha ennek

frekvenciája egybeesik a mag precessziójának frekvenciájával, akkor nagy a valószínűsége annak, hogy a tér és a mágneses dipól energiát cserél, és a dipól átbillen egy másik vetületű állapotba. Ennek következtében a második inhomogén térben a pálya nem lesz tükörképe az elsőnek, ezért a detektoráram lecsökken. A mért ν_{rez} rezonanciafrekvencia ismeretében kiszámítható a dipól ΔU energiaváltozása, amit a spin és mágneses nyomaték határoz meg:

$$h\upsilon_{rez} = \Delta U = \frac{\mu}{I} B. \qquad \text{(IV. 26.)}$$

A rezonanciafrekvenciából tehát – a B mágneses indukció ismeretében – a mágneses nyomaték és a spin viszonya határozható meg. Ha a spint már ismerjük, akkor a fenti eredményből a mag mágneses dipólnyomatéka következik.

A γ-sugárzás erős mágneses térben észlelt perturbált szögeloszlásából szintén meghatározhatók az atommagspinek és mágneses nyomatékok. L. részletesebben Siegbahn [1965].

A mag elektromos kvadrupólnyomatéka. A *HFS* felbomlás részletesebb vizsgálata során eltéréseket tapasztaltak az intervallumszabálytól. Ezt úgy lehetett értelmezni, hogy a mag $\rho(x,y,z)$ töltéseloszlása nem gömbszimmetrikus. A gömbszimmetriától való eltérés mértéke az atommag spektroszkópiailag mérhető elektromos kvadrupólnyomatéka (Q_{sp}), amit a II. 2. 4. pontban részletesen tárgyaltunk:

$$Q_{sp} \equiv \int_V \rho(x, y, z)\left(3z^2 - r^2\right) dv \qquad \text{(IV. 27.)}$$

Látható a definíciós képletből, hogy

– ha a $\rho(x,y,z)$ töltéseloszlás gömbszimmetrikus, akkor $3z^2 = x^2+y^2+z^2 = r^2$ miatt $Q_{sp} = 0$,

– ha $\rho(x,y,z)$ a z irányban megnyúlt *(prolate),* akkor a z irányú többlet-töltéssűrűség a zárójelben lévő kifejezéssel szorozva pozitív integrandust szolgáltat, így: $Q_{sp} > 0$,

– ha $\rho(x,y,z)$ a z irányban lapult *(oblate),* akkor a fenti gondolatmenettel: $Q_{sp} < 0$.

A Q_{sp} definíciójában szereplő *(x,y,z)* koordináták egy – a magon kívüli – pl. az elektronhéjhoz rögzített rendszer koordinátái. Ha e külső rendszer helyett az atommaghoz rögzített (x_n,y_n,z_n) koordináta-rendszerben definiálunk egy *saját kvadrupólnyomatékot:*

$$Q_0 \equiv \int_V \rho(x_n, y_n, z_n)\left(3z_n^2 - r^2\right) dv, \qquad \text{(IV. 28.)}$$

akkor bizonyítható, hogy

$$Q_{sp} = \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0, \qquad \text{(IV. 29.)}$$

DUPress

ahol I a mag(-állapot) spinkvantumszáma. Ha $I = 0$ (sok ilyen van, hiszen tudjuk, hogy minden páros-páros mag alapállapoti spinje nulla!), akkor a $Q_{sp} = 0$ lesz, függetlenül attól, hogy a mag valóban gömb alakú vagy deformált. Ha $I = 1/2$, akkor az *(x,y,z)* koordináta-rendszerben a magspin precessziója miatt a deformált töltéssűrűség gömbszimmetrikussá átlagolódik, ezért spektroszkópiai módszerrel $Q_{sp} = 0$ értéket mérünk. A nehézion-gyorsítók azonban lehetővé tették a Q_0 saját-kvadrupólnyomaték mérését is a *Coulomb-gerjesztés* módszerével. Alkalmas energiára felgyorsított nehézionnal a deformált magot bombázva, a Coulomb-kölcsönhatás a bombázott mag valamely forgási állapotát gerjeszti. A legerjesztődés során kibocsátott γ-sugárzást és a szóródott részecskét koincidenciában mérve, a vizsgált mag Q_0 saját-kvadrupólnyomatéka meghatározható.

Alacsony hőmérsékleteken (~ 1 ÷ 10 mK) orientált magok α-, β-, γ-sugárzásának szögeloszlásából is meghatározhatók magnyomatékok. L. részletesebben Siegbahn [1965].

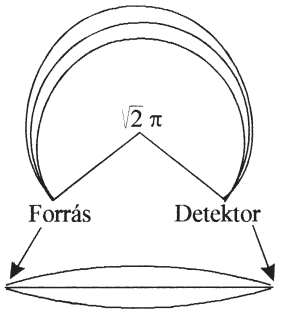
A stabilitási sávtól távol eső atommagok nyomatékának és sugarának mérését részletesebben a X. 1. 6. pontban tárgyaljuk.

IV. 3. 4. α- és β-spektrométerek

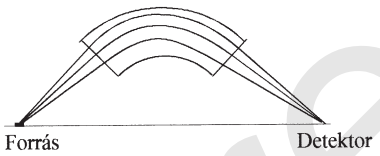
Az előző fejezetekben ismertetett detektorok, ill. spektrométerek közül – megfelelő kialakítással – több is alkalmas arra, hogy velük az α- vagy β-sugárzás energiáját mérjük.

Mágneses spektrométerek. A tömegspektrométereknél megismert összefüggés szerint: $p = Mv = zeBR$. Most azonban nem az M tömeg az ismeretlen, hanem a p impulzus, ill. a vele kifejezhető E energia, ami a sugár és a mágneses indukció ismeretében meghatározható. Legegyszerűbb a *félkörben fókuszáló mágneses spektrométer*. A szemlélet alapján is belátható, hogy a forrásból a mágneses térre merőleges síkban, de kissé különböző irányban kiinduló részecskék egy félkörív befutása után újra találkoznak, radiális fókuszálás lép fel. Kimutatható azonban, hogy radiálisan csökkenő mágneses térben megválaszthatók olyan szögelfordulás-értékek, hogy mind a radiális, mind a pályasíkra merőleges, vertikális fókuszálás egyidejűleg teljesüljön. Ez az alapja a *kettősen fókuszáló spektrométereknek*. A forrás utáni első csomópont: $\alpha = \sqrt{2}\pi$ szögnél van, ezért az ilyen mágneses spektrométereket $\sqrt{2}\pi$ *-spektrométernek* hívják (IV. 14. ábra). Előnyük, hogy jó felbontás érhető el velük, és a mágneses tér további módosításával a berendezés transzmissziója is növelhető.

DUPress



IV. 14. ábra. A kettős fókuszálás elve.



IV. 15. ábra. Szektormágneses fókuszálás.

Ha nincs szükség abszolút energiameghatározásra, akkor a 180^0-nál kisebb eltérítésű, *szektorteres spektrográfok* alkalmazása célszerű (IV. 15. ábra). Az ilyen elven működő szélessávú mágneses spektrográf egyidejűleg több vonalat tartalmazó α-energia-spektrumot tud regisztrálni. A forrás-detektor tengely körül szimmetrikusan elhelyezett több ilyen szektor együttesével, a *„narancs"*-típusú spektrométerrel nagy, ~ 20%-os transzmisszió érhető el, de a felbontóképesség csak ~ 1% körüli. *A mágneslencsés spektrométerekben* a forrásból kiinduló elektronok a tekercs által létrehozott mágneses térben csavarvonal mentén haladva a túloldalon elhelyezett detektorra fókuszálódnak. Ilyen típusú spektrométerrel – kis hasznos térszög esetében – kb. 5×10^{-4} értékű felbontás érhető el.

Az *elektrosztatikus spektrométerekben* a beérkező ionok közül csak meghatározott energiájúak haladhatnak át ütközés nélkül a kéthengeres, koaxiális elektród között.

α-*spektrométerek*

A *mágneses* α-*spektrométer* a tömegspektrométerhez hasonló felépítésű. A nagy tömeg miatt nagy $B \cdot R$ értékre van szükség, ami általában csak mágnesvassal lehetséges. Ezért a legfontosabb rész az elektromágnes, amely a különböző energiájú α-részeket különböző helyekre fókuszálja. Ezek helyét meghatározva, nagy-

pontosságú ($\delta E/E \sim 1/5000$) abszolút α-energia-mérés érhető el, míg a felold óképesség $\Delta E/E \sim 0{,}1\%$. Ez lehetővé teszi a finomszerkezet gyenge vonalainak elkülönítését az energiában közel eső, nagy intenzitású részecskék csoportjától. A kiváló feloldás azonban csak akkor tud érvényesülni, ha megfelelő vékonyságú α-forrást használnak.

Az *ionizációs kamrák* felbontóképessége ugyan lényegesen rosszabb, azonban a detektálás hatásfoka nagyobb, mivel a forrás által kibocsátott α-részecskéknek csaknem fele észlelhető. Ezért ez a módszer lehetővé teszi nagyon kis aktivitású források mérését is.

Szcintillációs detektor. Folyadékszcintillátor használatával *belső forrásos* szcintillátort hoznak létre úgy, hogy az α-bomló radioizotópot feloldják a szcintilláló folyadékban. Gyakorlatilag 100%-os hatásfok és 5 ÷ 8%-os felbontás érhető el ilyen módon.

Az α-spektrometriára alkalmazott *félvezető detektor* felületi záróréteges szilícium; kiűrített rétegvastagsága a detektorra kapcsolt feszültséggel szabályozható. Ez a detektor szobahőmérsékleten is jó felbontást ad, lehűtve a felbontóképesség javul. Pontos energiaméréshez az α-forrást és a detektort vákuumkamrában kell elhelyezni. A jó energiafelbontás mellett előnyös tulajdonsága a félvezető α-spektrométernek, hogy a jelamplitúdó és az α-energia között széles tartományban lineáris összefüggés van, és hogy a gyors felfutású kilépő jelek lehetővé teszik a koincidenciamérésekben való alkalmazást.

β-spektrométerek

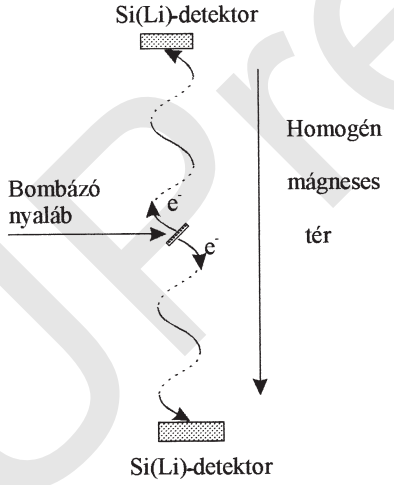
A *mágneses β-spektrométerek* működési elve azonos az α-spektrométerekével, azonban az elektron kis tömege miatt kicsi a $B \cdot R$ érték, tehát mágnesvas helyett szolenoid is elegendő. (Ha az elektron energiája MeV nagyságrendben van, természetesen a relativisztikus kinematika képleteit kell alkalmazni a $B \cdot R$ értékeknél. L. később az V. 25–28. képleteket.) Itt is főleg a félkörben fókuszáló és a kettős fókuszálású spektrométertípusokat használják. Az *elektronkonverzió* lehetőséget ad arra, hogy a β-spektrométerrel a γ-sugárzás is tanulmányozható legyen. Mágneses β-spektrométerekkel $10^{-3} \div 10^{-4}$ energiafeloldás érhető el.

Szcintillációs β-spektrométerek. Nagyobb energiájú β-részecskék detektálására jól használhatók a kisebb atomszámú szcintillátorok, ahol a visszaszórás kisebb. A felbontóképesség a 0,5 ÷ 1 MeV-es energiatartományban 10 ÷ 15%. Folyadékszcintillátorokkal elterjedt a belső forrásos szcintillációs technika; itt is

100%-os hatásfok érhető el. Ezeknek az eljárásoknak a jelentősége különösen a kémiában és a biokémiában nagy.

A β-spektrométernek használt *félvezető detektor* leggyakrabban $1 \div 2$ mm vastag felületi záróréteges, esetleg diffúziós $4 \div 5$ mm-es Si(Li). A felbontóképesség ~ 1%-nál is jobb lehet. A félvezető detektorokban jelentős a β-részecskék visszaszóródása, ami a β-spektrumot torzítja. Ez a hatás 4π-geometriájú elrendezéssel, a sugárforrást két detektor közé helyezve, kiküszöbölhető.

Speciális célokat szolgálnak a közvetlenül a gyorsítónyalábhoz csatlakozó *„in-beam" szolenoidtranszport-spektrométerek*. Ezekben általában egyidejűleg kihasználják a mágneses térben történő eltérítést és a félvezető β-spektrométerrel történő energiameghatározást (IV. 16. ábra). A függőleges irányú homogén mágneses tér a reakcióban keletkező elektronokat csavarvonalpályára kényszeríti, mintegy a Si(Li)-detektorokhoz „szállítja".



IV. 16. ábra. „In-beam" szolenoidtranszporteres spektrométer vázlata.

IV. 3. 5. γ-spektrometria

Ismeretes, hogy a mag gerjesztett állapotából – más lehetséges folyamatok mellett – γ-kvantum kibocsátásával jut el egy alacsonyabb gerjesztésű (vagy alap-) állapotba. Az átmenet során kibocsátott γ-kvantum energiáját mérve a kezdeti és végállapot energiájának különbségét kapjuk. A *szögeloszlás* és az *átmenet intenzitása* függ a spinváltozástól, míg a polarizáció a paritásviszonyokra vonatkozólag tartalmaz információt.

DUPress

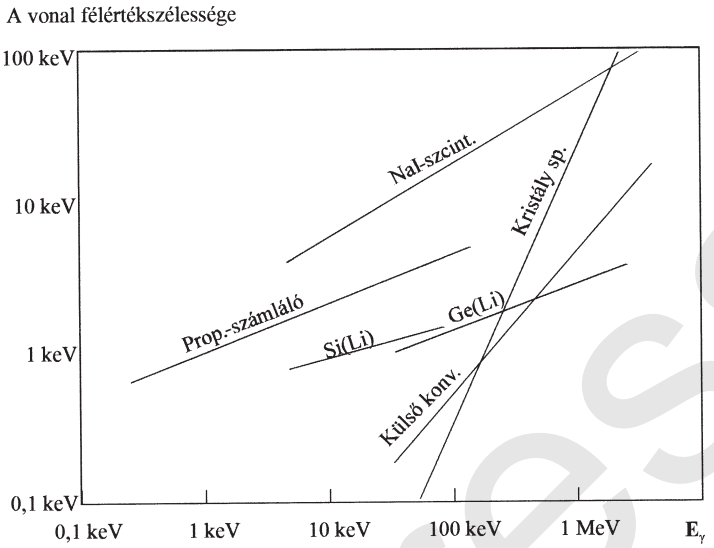
A γ-detektálásra a Ge-alapú detektor igen jól bevált. A nagyobb rendszám és sűrűség miatt a fotoelektronkiváltás hatásfoka Ge-ban 100-szor nagyobb, mint az azonos térfogatú Si-detektorban. Kisenergiájú γ- és röntgensugárzás vizsgálatára azonban a Si-alapú detektorok is jól használhatók, ~ 150 keV-ig. Félvezető detektorokkal olyan γ-vonalak is megkülönböztethetők, amelyek a szcintillációs detektorokkal nem bonthatók fel (IV. 10. ábra). A γ-spektrométert energiamérésre ismert energiájú γ-sugárzó izotópok segítségével kalibrálni kell.

A kisenergiájú γ- és röntgensugárzás vizsgálatára szolgáló *kristályspektrométerek* működése a kristály – egymástól *d* távolságban lévő – hálózati síkjain való visszaverődésen alapul. A λ hullámhosszúságú beeső sugárzásból visszavert nyaláb intenzitása akkor számottevő, ha a $2d \sin\vartheta = k\lambda$ ($k = 1, 2,\ldots$) Bragg-feltétel teljesül, vagyis csak meghatározott ϑ irányokban (itt ϑ a kristályfelület és a nyalábirány közötti hegyesszög). A gyakorlati megvalósítás során a *görbültkristály*-elrendezéssel elérhető a visszavert sugarak fókuszálása. Az elérhető feloldás $E_\gamma \approx 400$ keV alatt lényegesen jobb, mint a Ge-detektoroké. Az energia növekedésével a hatásfok csökken, ezért csak nagy intenzitású sugárzások esetén válnak be igazán. A felbontást a szögmérésben elérhető pontosság szabja meg; ez végső soron a mechanikus alkatrészek pontosságától függ.

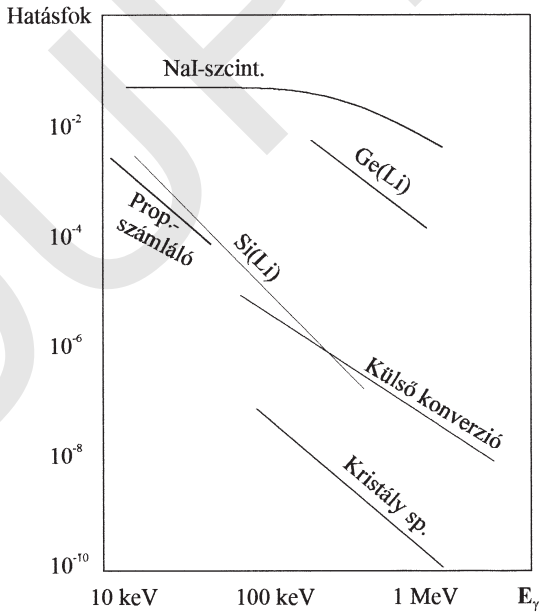
Külső konverziós γ-spektrometria. Ehhez az eljáráshoz β-spektrométert használnak a γ-sugárzás által kiváltott fotoelektronok energiaspektrumának analizálására. Konverterként valamilyen nehézelemet, pl. uránt alkalmaznak, amelyet közvetlenül a γ-sugárforrás elé helyeznek. Az eredő hatásfok alacsony. Az energiafelbontás kis energián rosszabb, mint a kristályspektrométeré, 1 MeV-es energiától azonban felülmúlja azt. A módszer csak lassú adatgyűjtést tesz lehetővé, így komplex γ-spektrumok felvételében a félvezető detektorokkal nem versenyképes; felhasználási területe általában primer γ-standardok energiájának pontos meghatározása.

A különböző γ-spektrométerek *energiafelbontásáról* és *hatásfokáról* a IV. 17. és IV. 18. ábra ad áttekintést.

A fotocsúcsban észlelt beütésszám általában csak kis hányada a teljes beütésszámnak, ami az energiameghatározást és a zavaró háttértől való elválasztást nagymértékben akadályozhatja. A Compton-élnek a fotocsúcshoz viszonyított intenzitását ***a**nti-**C**ompton-**s**pektrométerrel (ACS)* lehet csökkenteni (IV. 19. ábra). Ebben a középen elhelyezkedő Ge-detektort körülveszik valamilyen nagy detektálási hatásfokú „pajzs-detektorral", pl. több NaI(Tl) vagy nagy sűrűségű BGO-val. A két detektorban egyidejűleg észlelt jeleket koincidenciarendszer tiltja le az analizátor bemenete előtt.

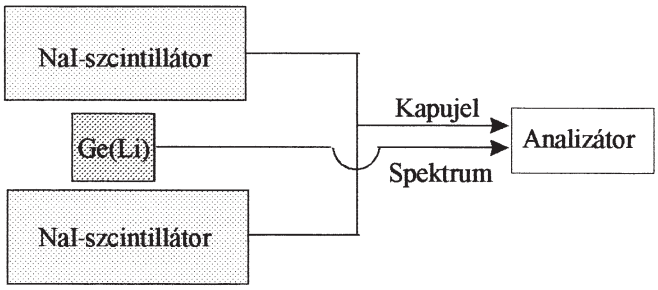


IV. 17. ábra. Különböző γ-spektrométerek energiafelbontása (a vonal félértékszélessége) a γ-kvantumenergia (E_γ) függvényében.



IV. 18. ábra. Különböző γ-spektrométerek hatásfoka a γ-kvantumenergia függvényében.

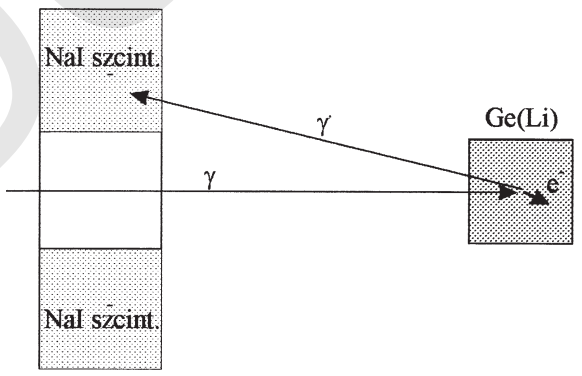
DUPress



IV. 19. ábra. Félvezető + NaI anti-Compton-spektrométer vázlata.

Ezekkel a spektrométerekkel a Compton-háttér széles energiaintervallumban kb. egy nagyságrenddel csökkenthető. Ennek megfelelően javul a spektrum minősége, a gyenge, kisenergiájú csúcsok észlelhetősége, és a csúcs/teljes arány *(P/T: peak to total)*. E javulásnak a γγ-koincidencia-vizsgálatoknál is nagy jelentősége van, mivel a fotocsúcsok közötti *x*-szeres koincidenciaintenzitás $(P/T)^x$-nel arányos.

A *Compton-spektrométerben* a Ge(Li)-detektorra eső γ-kvantum meglök egy Compton-elektront, amit a Ge(Li) detektál; a nagy szögbe szórt γ-kvantumot pedig a mögötte levő szcintillációs detektor (IV. 20. ábra). Az elektronika csak azokat az impulzusokat méri, amelyekhez nagy szögben szórt γ-kvantum tartozik, vagyis csak a Compton-él körüli jeleket. A felbontóképesség rosszabb, mint az egykristályos spektrométeré, hatásfoka igen alacsony: kb. 0,1%. Ez a spektrométer tehát a Compton-él energiájának megfelelő helyen ad csúcsot. Alkalmazása akkor indokolt, ha nagy intenzitású, 500 keV feletti, bonyolult spektrumú sugárforrást kívánunk vizsgálni.



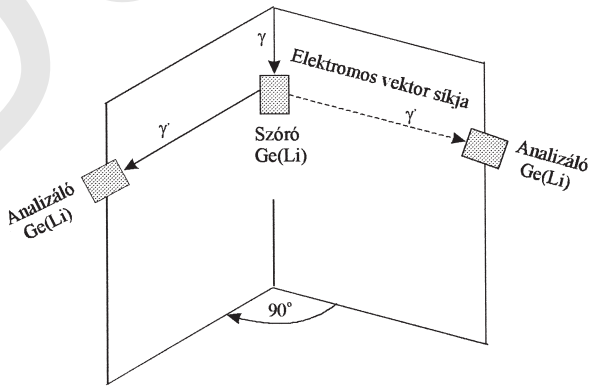
IV. 20. ábra. Compton-spektrométer vázlata.

DUPress

Nagyenergiájú ($E_\gamma > 1{,}5$ MeV) és nagy intenzitású γ-vonalak energiája viszonylag kisméretű Ge- és két szcintillációs detektor alkalmazásával jó feloldással meghatározható. A félvezető detektor két oldalára egy-egy nagy hatásfokú szcintillációs kristályt elhelyezve *párspektrométert* lehet készíteni. A szcintillációs kristályok a megsemmisülési sugárzásból eredő kvantumokat detektálják, ha azok mindkét számlálót egyszerre szólaltatják meg. Ezekkel a jelekkel kapuzva az analizátor bemenetére érkező Ge-jeleket, a spektrométer csak a kétszeres kiszökési csúcsot méri, miközben a háttér jelentősen csökkent.

A magreakciókat követő γ-*sugárzás szögeloszlásának* mérése standard technika lett a magspin meghatározására. A közbenső mag orientációja (alignment) közelítőleg megmarad a párolgási folyamat alatt, következésképpen az orientált állapotból fellépő γ-sugárzásnak általában anizotróp szögeloszlása van. Ennek mérésével – bizonyos magparaméterek előzetes ismeretében – az átmenetben szereplő magállapotok spinjére vonatkozólag hasznos ismeretek származtathatók le. Ennek részletes leírása meghaladná e fejezet kereteit; bővebben l. Fényes T. [1990].

A *lineáris polarizáció* fontos információt szolgáltat az átmenet multipolaritására, a multipóluskeveredési arányra és a γ-sugárzás elektromos vagy mágneses természetére. A polarizáció kísérleti meghatározására használt γ-*sugár-polariméterek* egy jellegzetes példája, a két Ge-detektoros Compton-polariméter (IV. 21. ábra). Ha a beeső sugárzás lineárisan polarizált, akkor – az egyszerű szemléletre alapozott várakozással ellentétben – a szórt foton és a meglökött elektron pályasíkja nagy valószínűséggel merőleges(!) a beeső sugárzás elektromos vektora irányára [Burcham 1963; DeBenedetti 1967; Evans 1955]. Ezt lehet kihasználni a γ-sugárzás polarizációjának mérésére: a γ-sugár az első *szóró* Ge-detektorra esik, a polarizációtól függő azimutszöget pedig egy másik, *analizáló* Ge-detektorral mérik.



IV. 21. ábra. Compton-polariméter.

4π-berendezések. A nagyenergiájú nehézion-reakciókban már olyan magasan gerjesztett állapotok jönnek létre, hogy a lebomlásukkal járó rendkívül komplex γ-spektrum felbontására, a keresett vonalak háttérből való kiemelésére az egyszerű anti-Compton-spektrométer nem volt elegendő, valahogyan meg kellett „többszöröznie". A *4π-berendezések* általában egy – több tucat detektort tartalmazó – belső detektorrendszerből, és azt közel 4π-térszögben körülvevő, ugyancsak több γ-detektorból álló külső „pajzsból" állnak. A detektorok között, az adott feladatnak megfelelő, többszörös koincidencia- és antikoincidencia-kapcsolatok vannak. Az így kialakított detektorkomplexum, a szokványos γ-spektrometriai feladatokon túlmenően, már több célra is alkalmazható: az erősen csökkentett háttérsugárzás mellett meghatározható az összenergia, a multiplicitás (l. a magyarázatot), a γ-szögeloszlás, γ-γ-szögkorreláció és különböző időkorrelációk. A 4π-berendezések lehetővé tették igen nagy spinű (~ 60 $\hbar$) állapotok vizsgálatát, amik azelőtt elérhetetlenek voltak. Megbízható adatok nyerhetők olyan γ-vonalakra, amelyek csak néhány százalékát teszik ki a teljes intenzitásnak; bővebben l. Fényes T. [1990].

Magyarázat. Multiplicitás: egy hosszú γ-kaszkádon belüli átmenetek száma, amelynek ismeretében – az átmenetek átlagos multipolaritását becsülve – megadható a kezdő állapot spinje. *Összenergia*: a fenti γ-kaszkád átmeneteinek összegzett energiája.

A 4π γ-detektáló rendszerekre l. még a X. 1. 7. pontot is.

IV. 3. 6. Bomlásállandó mérése

Radioaktív nuklidok bomlásállandójának vagy a gerjesztett állapotok átlagos élettartamának közvetlen időméréssel történő meghatározása általában csak akkor lehetséges, ha a felezési idő legalább perc és legfeljebb néhány hónap nagyságrendű. Az ennél rövidebb, ill. hosszabb élettartamok kísérleti meghatározása már különleges eljárásokat és technikai eszközöket igényel. A radioaktív bomlástörvény szerint: $N = N_0 e^{-\lambda t}$ (l. később a VII. 1. 2. pontban), ebből:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N\,. \qquad \text{(IV. 30.)}$$

Tehát megmérve az ismert N számú magból időegység alatt elbomlók dN/dt számát, a λ bomlásállandó meghatározható. Ez az eljárás hosszú felezési idejű magokra alkalmazható. Ha a hosszú élettartamú bomló (**1**) mag bomlásterméke (**2**), a „leánymag" szintén radioaktív, akkor egy idő után beáll egy olyan állapot,

amikor az **1**-ből **2**-be történő bomlások számával közel egyenlő lesz a **2**-ből bomlók száma. Ez a $\lambda_1 \ll \lambda_2$ esetben fennálló *szekuláris egyensúly*:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \approx 0, \qquad \text{(IV. 31.)}$$

vagyis

$$\lambda_1 N_1 \approx \lambda_2 N_2. \qquad \text{(IV. 32.)}$$

A szekuláris egyenletet széles körben alkalmazzák hosszú élettartamú radioaktív elemek bomlásállandójának meghatározására, ha a két radioaktív anyag mennyisége és az egyik bomlásállandója mérhető.

Nem túl hosszú élettartamú radionuklidok esetében a bomlás közvetlen mérése is lehetséges. A IV. 30. egyenletből:

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(\lambda N_0) - \lambda t. \qquad \text{(IV. 33.)}$$

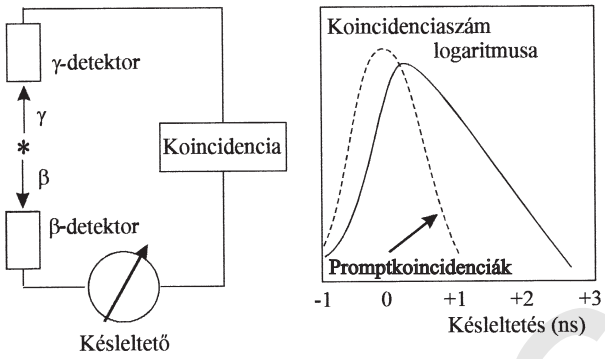
Az időegységre eső bomlások számát a *t* futóidő függvényében mérve, a bomlásállandó meghatározható.

Rövid felezési idők meghatározása

Rövid felezési idők meghatározására a radioaktív atommag keletkezése és elbomlása közötti időt kell mérni. Ilyen mérések pl. *pulzált nyalábú gyorsítókkal* végezhetők el, de a bombázó ionimpulzus időtartamának sokkal rövidebbnek kell lennie, mint a vizsgálandó felezési idő. Ebben az esetben mérhető – az ionimpulzus idejéhez viszonyítva – a keletkezett magok lebomlása. A *forgótárcsás* módszernél a vizsgálandó radioaktív anyagot egy forgó tárcsa peremére juttatják fel, és a kerület két különböző pontján elhelyezett számlálókkal mérik a számlálási sebesség (időegység alatti beütésszám) változását; ezzel a módszerrel 0,1 s nagyságrendű felezési idők határozhatók meg.

Még rövidebb felezési idők (~ $10^{-6} \div 10^{-11}$ s) meghatározására alkalmas a *késleltetett koincidencia* módszere. Ha a radioaktív mag vagy gerjesztett állapot α- vagy β-bomlás révén keletkezik és ezt γ-kvantum kibocsátása követi, akkor a γ-bomlási idő a IV. 22. ábra szerinti kísérleti elrendezéssel meghatározható.

Az első, pl. β-bomlás idejét a késleltető körrel különböző idővel eltolva, a γ-detektorral képezett koincidencia a gerjesztett állapot élettartam-eloszlását követi. Mivel mind a detektorimpulzusok, mind a koincidenciadetektálás időtartama véges, a mért görbe egy időintervallumra átlagolt eredményt ad. Ennek figyelem-

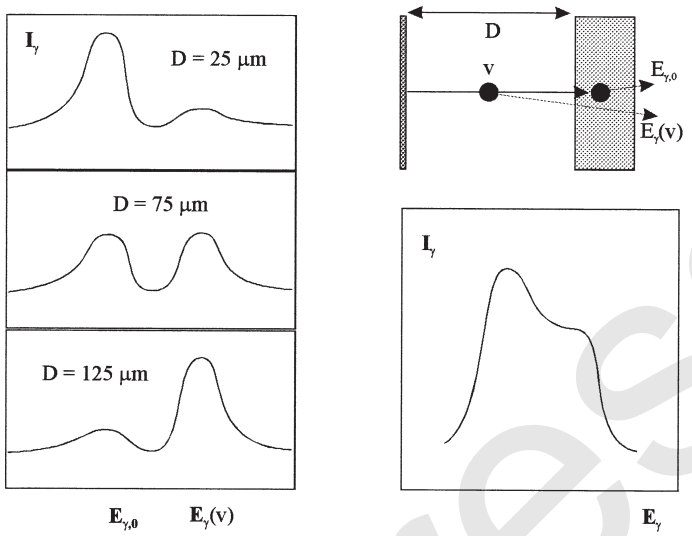


IV. 22. ábra. Késleltetett koincidenciamérés vázlata és a mért koincidenciagörbék.

bevételére le kell mérni a promptkoincidenciák időeloszlását is. Ezért a forrás helyére olyan izotópot helyeznek el, amelynek két egymás utáni bomlása olyan gyorsan követi egymást, hogy a rendszer számára egyidejűek. A módszer eredményes alkalmazásához gyors rendszerre van szükség, mind a detektorágakban (gyors *FES*), mind az elektronikus jelfeldolgozásban (szélessávú erősítők).

Még rövidebb élettartamok mérését teszik lehetővé a *Doppler-elvet* kihasználó módszerek [Kiss Á. 1979]. Ezek olyankor alkalmazhatók, ha a bomló magnak jelentékeny mozgási energiája van, pl. magreakció révén keletkezett. *Repülési távolság (***r***ecoil* **d***istance, RD)* módszer: ha a γ-kibocsátás a mag repülése közben történik, akkor – a mozgás irányában elhelyezett Ge-detektorral mérve – a mért energia nagyobb lesz, mint a nyugvó magból kibocsátott fotoné. Ha a mag mozgásának irányába *D* távolságra egy olyan vastag fékező „dugattyút" helyeznek, amelyben a magok teljesen lefékeződhetnek, akkor a γ-spektrométerben két vonal jelenik meg: egy nagyobb $E_\gamma(v)$ energiájú azon magok bomlásából, amelyek még repülés közben gerjesztődtek le, és egy kisebb $E_{\gamma,0}$ energiájú a dugattyúban lefékeződött, „álló" magok által kibocsátott γ-sugárzásból (IV. 23. ábra). A dugattyú céltárgytól való távolságát változtatva, a két vonal intenzitásaránya változik; ebből a gerjesztett állapot átlagos élettartama kiszámítható. Az *RD*-módszerrel ~ $10^{-8} \div 10^{-12}$ s élettartamok határozhatók meg ~ 5 ÷ 10% pontossággal.

Fékezési Doppler-módszer (DSA: ***D****oppler* ***s****hift* ***a****ttenuation).* Nagyon rövid élettartam esetén a fékezőfólia és a magokat kibocsátó céltárgy közötti távolság olyan kicsi, hogy a *D* mérése rendkívül pontatlan lenne. Ekkor a fékezőfóliát közvetlenül a céltárgyra helyezik. A fokozatosan lassuló magokból kibocsátott gamma-sugárzás spektrumában most a maximális és minimális energia közötti valamennyi érték megjelenik, vagyis egyetlen, kiszélesedett vonalat kapnak, l. a IV. 23. ábra jobb oldalán. Ennek alakjából lehet a gerjesztett állapotok átlagos élet-



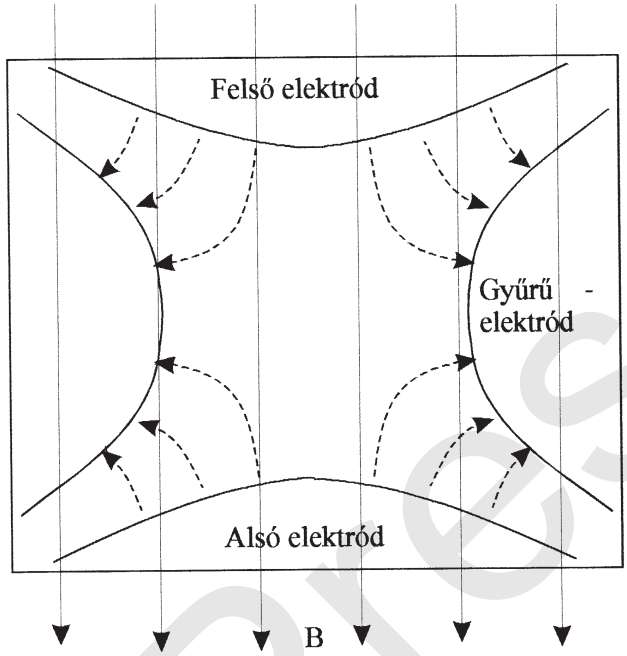
IV. 23. ábra. A meglökési (*RD*) és a fékezési (*DSA*) Doppler-módszer alapja.

tartamát meghatározni; ehhez azonban pontosan kell ismerni a lefékeződés mechanizmusát. A *DSA*-módszer segítségével ~ $10^{-12} \div 10^{-15}$ s, illetve gáznemű fékezőanyag esetén ~ $10^{-9} \div 10^{-15}$ s rendű élettartamokat lehet meghatározni ~ 20% pontossággal.

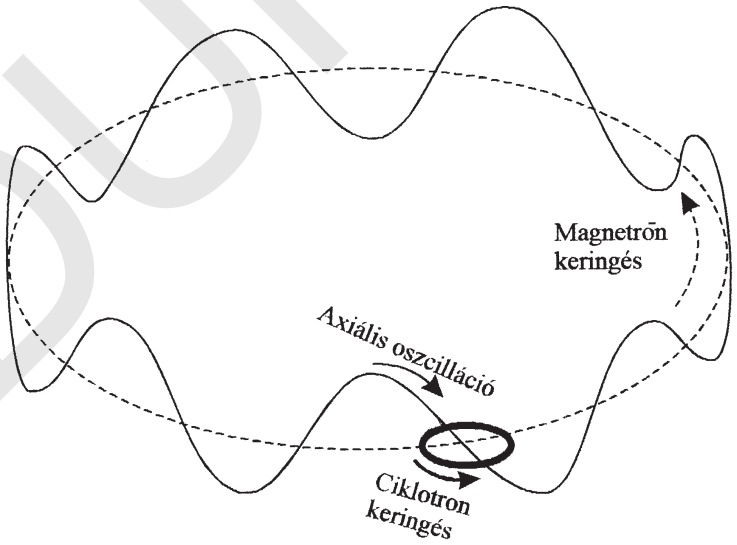
IV. 3. 7. Penning-csapda és alkalmazásai

A Penning-csapda felépítése. A csapdában *z* irányú, homogén mágneses térben *v* sebességű részecske ω_c körfrekvenciájú ciklotronkeringést végez, amely alapján a tömegmeghatározás történik, l. a IV. 21. képletet. Lényeges szerepe van egy elektrosztatikus kvadrupóltérnek, amelyet a *B*-vel párhuzamos tengely körül forgásszimmetrikus, hiperboloid alakú elektródokra adott feszültségkülönbség létesít a felső és alsó elektródok, „sapkák" és a gyűrű által határolt térrészben (IV. 24. ábra). A berendezés (*x-y)* szimmetriasíkján kívüli ionra a kvadrupóltér függőleges komponense a *z* kitéréssel arányos visszatérítő erőhatást gyakorol. Ennek következtében az ion a *z* tengellyel párhuzamos *axiális* harmonikus rezgőmozgást végez, ω_z körfrekvenciával (IV. 25. ábra).

A kvadrupóltér vízszintes komponense az iont sugárirányban, radiálisan gyorsítaná. Az így megnövekvő radiális sebesség és a *B* mágneses tér együttesen azonban olyan további Lorentz-erőt eredményez, ami a részecskét (*x-y)* síkbeli, lassú



IV. 24. ábra. A Penning-féle ioncsapda vázlata.

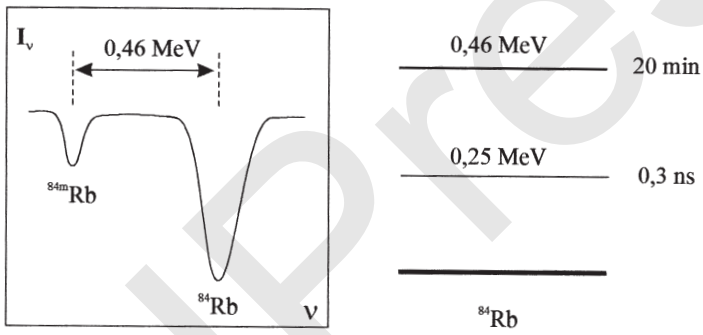


IV. 25. ábra. Ionpálya a Penning-csapdában.

DUPress

magnetronkeringésre kényszeríti ω_m körfrekvenciával. A mágneses és az elektrosztatikus tér együttes hatása tehát arra vezet, hogy a töltött részecske a két tér által meghatározott térfogatot nem tudja elhagyni, csapdába kerül. Sikerült már egyetlen elektront több hétig is csapdában tartani! A gyakorlati esetekben: $\omega_c >> \omega_z >> \omega_m$.

Ez a tömegspektrométer alkalmas nagyon kis mennyiségű (néhány atomnyi) igen rövid felezési idejű (néhány ezred másodperc) atommagok tömegének mérésére is. A módszer nagy feloldására jellemző, hogy sikerült vele – első ízben a tömegspektrometria történetében – megkülönböztetni egy atommag (^{84}Rb) alap- és gerjesztett állapotának tömegét (IV. 26. ábra). A módszerrel a proton tömegét 10^{-11} relatív pontossággal tudták meghatározni, ami a korábbi adatokhoz képest több mint százszoros javulást jelent.



IV. 26. ábra. A ^{84}Rb-mag alap- és második gerjesztett állapotának Penning-frekvencia-spektruma; az első gerjesztett állapot olyan rövid életű, hogy azt a rendszer nem méri.

Neutrínótömeg. Külön említést érdemel a ^{3}H- és ^{3}He-tömegek – jelenleg is folyamatban levő – 10^{-9} pontosságú mérése, mert ez segíthet meghatározni a ^{3}H béta-bomlása során keletkező elektronneutrínó tömegét. A magtömegkülönbségek által meghatározott bomlási energia az elektron és a neutrínó energiájára fordítódik. Az elektronok energiaeloszlása kísérletileg mérhető. Ebből a neutrínótömeg meghatározható, ha elég pontosan ismerjük a magok tömegét. Jelenleg csak felső határt tudunk megadni az elektronneutrínó tömegére: $m_\nu c^2 < 2$ eV, (^{3}H-bomlásból).

Geoniumatomok, az elektron és pozitron g-faktora. Ha a csapdába befogott részecske elektron, akkor ezt a rendszert olyan atomnak tekinthetjük, amelynek nincsen magja; a mag Coulomb-tere helyett az elektront a csapda mágneses és elektromos tere tartja kötésben. Mivel a csapda a Földhöz *(Geos)* van rögzítve, az ilyen rendszert *geoniumatomnak* nevezik. Ennek segítségével sikerült az eddigi-

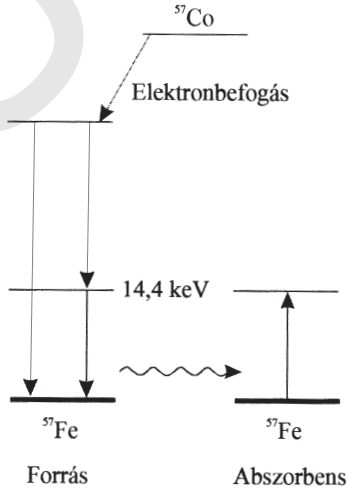
eknél pontosabban ellenőrizni az elektromágneses tér kvantumelméletét, a ***k**vantum**e**lektro**d**inamikát (QED),* éspedig úgy, hogy megmérték az elektron *g-faktorát*, elméleti értékét pedig a *QED* segítségével számították. A nagypontosságú mérés tehát a *QED* érvényességi határainak ellenőrzését tette lehetővé. A kísérletet pozitronnal is elvégezve, az összehasonlítás – a *QED* ellenőrzésén túl – a *Dirac-elmélet* (részecske-antirészecske szimmetria) ellenőrzését is lehetővé tette. A jelenlegi eredmények mindkét elmélet érvényességét sok jegy pontosságig ($\leq 4 \times 10^{-12}$) alátámasztják.

Bizonyos alkalmazásokra a *Paul-féle ioncsapdát* használják. Ebben nincs mágneses tér, a csapdázást a rádiófrekvenciás tartományban működő váltakozó elektromos kvadrupóltér végzi. A kis amplitúdójú helyeken az ionok összegyűlnek, hasonlóan a rezgő lemezek és membránok csomóvonalai közelében összegyűlő homokszemekhez.

A Penning- és Paul-csapdákkal kapcsolatos újabb fejleményeket a X. 1. 5. pontban tárgyaljuk.

IV. 3. 8. Mössbauer-effektus és alkalmazásai

Ez a jelenség az atomfizikában jól ismert rezonanciafluoreszcencia magfizikai megfelelője. Azt lehetne várni, hogy ha egy mag γ-kvantumot bocsát ki, akkor azt egy másik ugyanilyen magnak rezonancia jelleggel el kellene nyelnie (IV. 27. ábra).



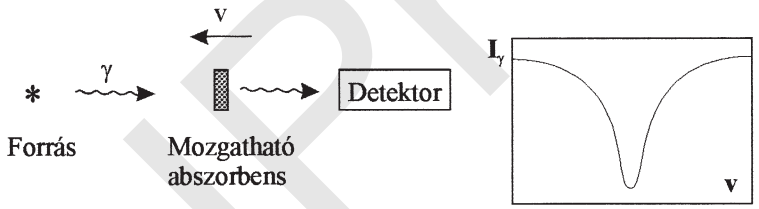
IV. 27. ábra. Rezonanciaelnyelés vázlata.

DUPress

Ez azonban általában nem történik meg, mert az átmenet során felszabaduló E energia egy részét elviszi a visszalökött mag. Ez az energiaveszteség jó közelítéssel így írható:

$$\Delta E \approx \frac{E^2}{2Mc^2}. \qquad \text{(IV. 34.)}$$

A rezonanciaelnyelés csak akkor valósulhat meg, ha az energiaveszteség kisebb a természetes nívószélességnél: $\Delta E < \Gamma$. Az optikai esetben ez a feltétel teljesül, magsugárzások esetében azonban nem, a több nagyságrenddel nagyobb energia miatt; pl. az ^{57}Fe-izotóp esetében $\Delta E \approx 10^{-3}$ eV, $\Gamma = 10^{-8}$ eV. *Mössbauer* mutatott rá, hogy 1) az energiaveszteség megfelelő atomi környezet (kristály) és hűtés alkalmazásával jelentősen csökkenthető; 2) a fennmaradó kis veszteség mozgási energiával pótolható ($v \sim 0{,}1 \div 10$ mm/s). Például a ^{57}Fe esetében elég, ha a γ-forrás sebessége ~ 1 mm/s rendű. A visszalökődés-mentes rezonanciaelnyelés valószínűsége annál nagyobb, minél kisebb az átmenet energiája és minél alacsonyabb a kristály hőmérséklete. A IV. 28. ábra a Mössbauer-effektus megvalósításának elvi vázlatát mutatja.



IV. 28. ábra. Mössbauer-mérőberendezés elvi felépítése.

A minta mozgatási sebességének függvényében mérve a detektor számlálási sebességét, egy bizonyos sebesség szűk környezetében a beütésszám hirtelen lecsökken, ami azt mutatja, hogy a mintában rezonanciaelnyelés lépett fel. A Mössbauer-effektus egyedülálló relatív pontosságú ($10^{-15} \div 10^{-17}$) energiamérést tesz lehetővé, így pl. a ^{57}Fe esetében észlelt vonalszélesség ($\Gamma = 10^{-8}$ eV) ~ 12 nagyságrenddel kisebb, mint a γ-átmenet energiája. Ezért a Mössbauer-effektus felhasználható magnívók hiperfinomszerkezetének felbontására, valamint magnyomatékok meghatározására (IV. 3. 3. pont és [Muhin 1985]). Legfontosabbak azonban a szilárdtestfizikai vizsgálatokra történő alkalmazásai. Így pl. a Mössbauer-spektrumokkal észlelhetők az atomi elektronhéjban lejátszódó folyamatok, pl. a kristályrácsszerkezet-változások.

DJPress

IV. 4. A DOZIMETRIA ALAPJAI

Dózisfogalmak, dózisegységek

Aktivitás: Az időegység alatti bomlások, ill. magátalakulások száma. Egysége a *becquerel* (Bq); 1 Bq aktivitású az a radioaktív anyagmennyiség, amelyben másodpercenként egy bomlás megy végbe. A régi egységgel (curie) való kapcsolat: 1 Ci = $3{,}7 \times 10^{10}$ Bq; kb. ennyi 1 g rádium (^{226}Ra) aktivitása.

Elnyelt dózis: A besugárzott anyag egységnyi tömegében elnyelt energia. Jele: *D*. Egysége a *gray* (Gy), 1 Gy ≡ 1 J/kg. Régi egysége a rad: 1 Gy = 100 rad.

Dózisteljesítmény: Az ionizáló sugárzás időegységre eső dózisa. Egysége: Gy/s. Régi egysége a R/h (röntgen/óra); 1 μR/h = 8,7 nGy/h.

Dózisegyenérték: Az emberi szervezetben létrejövő károsodás mérőszáma, az elnyelt dózis *WR*-szerese, ahol a *WR* (**w**eight **r**atio) sugárzási súly megadja, hogy azonos elnyelt dózis esetén az adott sugárzás hányszor akkora hatást vált ki, mint a gamma- vagy elektronsugárzás. Gamma- vagy elektronsugárzásra $WR \approx 1$, nagy ionizációsűrűségű, nehéz, töltött részecskékre $WR = 2 \div 20$. A dózisegyenérték jele *H*, egysége a *sievert* (Sv), 1 Sv = 1 J/kg. A korábban használt egység a rem; 1 Sv = 100 rem.

Effektív dózisegyenérték, jele: *E*. A különböző testszövetek nem egyformán érzékenyek, ezért különböző súllyal esnek latba az egész szervezet sugárterhelése szempontjából. Az effektív dózisegyenérték a megfelelő testszöveti súlytényezőkkel szorzott egyes testszöveti dózisegyenértékek összege:

$$E = \sum_T E_T = \sum_T W_T H_T \,, \qquad \text{(IV. 35.)}$$

ahol W_T a T testszövetre vonatkozó súlytényező, H_T pedig a T testszöveti dózisegyenérték. Az effektív dózisegyenérték egysége J/kg.

Dózismérés

A levegőionizáció mérésére ismert térfogatú, levegővel töltött *ionizációs kamra* használható. Ha a kamra falát és töltőgázát csont- vagy lágyszövet-ekvivalens anyagból készítjük, akkor az ionizáció széles energiatartományban arányos lesz a csont-, illetve a lágyszövetben elnyelt dózissal. Ha a kamra anyaga nemcsak rendszámban, de elemi összetételben is követi az emberi test összetételét, akkor a jelzése neutronnyalábban is arányos lesz az emberi testben elnyelt neutrondózissal. Ez azonban nem írja le helyesen a szervezetben létrejövő károsodást, mivel az

DUPress

energiaközlés zöme a gyors neutronok által meglökött protonoktól ered, amelyekre *WR* értéke – az energia függvényében – 2 és 20 között változik. A neutrondózisegyenérték mérésére alkalmas a *Bonner-gömb*. Ez egy 20 ÷ 30 cm átmérőjű polietiléngömb, belsejében ^{6}LiI(Eu)-szcintillátor van, amely termikus neutronokra érzékeny. A készülék kijelzése arányos a dózisegyenértékkel a termikustól a 10 MeV-ig terjedő energiatartományban. Előnye, hogy γ-sugárzásra érzéketlen.

Kémiai sugárzásmérők. Nagy sugárdózisok mérésére alkalmasak. A ferroszulfátos sugárzásmérő tipikus alkalmazási területe 4000 rad felett van; a cériumszulfátosé $10^5 \div 10^7$ rad. A gázfejlesztéses sugárzásmérőkben a gáz mennyisége arányos az elnyelt energiával. A bórsavas töltésű neutrondoziméterben a $^{10}B(n,\alpha)$ reakcióból származó α-részek bontják a vizet; ez alkalmas reaktor belsejében történő folyamatos neutron- és γ-fluxus monitorozálására. *Savfejlődéses sugárzásmérők*: klórtartalmú szénhidrogénekben a besugárzással arányosan fejlődő savtartalom *pH*-mérővel vagy titrálással egyszerűen meghatározható.

Termolumineszcens sugárzásmérők. Egyes kristályokban γ-besugárzás hatására metastabil állapotok keletkeznek. Ezek a kristály hevítésekor elbomlanak, ami látható vagy ultraibolyafény kibocsátásával jár, ennek intenzitását mérik. Széles mérési tartományban alkalmazható: 5 mrad-tól 2×10^5 rad-ig! Egyszerű, könnyen kezelhető, gyorsan kiolvasható és ismételten felhasználható. Hátránya, hogy a tárolt információ kiolvasáskor elvész. *Radiofotolumineszcens sugárzásmérők*. A besugárzott foszfátüveg ultraviola-gerjesztés hatására lumineszkál, és ez a 10 ÷ 600 rad tartományban ad lehetőséget dózismérésre.

Ionizáló sugárzások biológiai hatásai

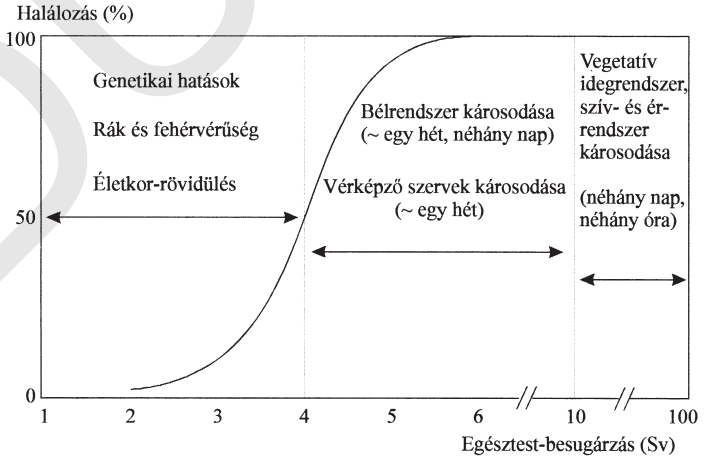
Külső és belső sugárzás biológiai hatása. Az élő szervezetben a sugárzás hatására a bevitt energiához képest aránytalanul nagy károsodások lépnek fel. Az 5 Gy nagyságú egésztest-besugárzás az ember halálát okozhatja, pedig az elnyelt energia hőegyenértéke csak egy kanál meleg teának felel meg. Az emberi testen kívül elhelyezkedő sugárforrás esetében külső sugárzásról beszélhetünk, míg a belégzéssel, lenyeléssel, esetleg a bőrön keresztül történő felszívódás esetén belső (inkorporációs) sugárzásról. Az α-sugárzás külső sugárzásként általában nem jelent veszélyt, mivel az $E_\alpha < 10$ MeV-es energia a bőr elhalt szarurétegeiben elnyelődik. A kemény, néhány MeV-es β-sugárzásnál a behatolási mélység kb. 10 mm, ezért nagy veszélyt jelent a bőrre, viszont a mélyebben fekvő szerveket kevéssé károsítja. A γ-sugárzás mélyen behatol az emberi szervezetbe, a test valamennyi szervét veszélyezteti. A neutronsugárzás is nagy áthatoló képességű; az energia-

közlés az emberi szervezetben levő protonok és más atommagok meglökéséből, valamint az (*n*,γ) és (*n*,*p*) reakciókból tevődik össze.

Ionizáló sugárzások hatása az emberre. Mind a külső, mind a belső sugárterhelés először fizikai és kémiai jelenségeket okoz. Ezek az ionizáció, a víz radiolízise és molekulaszerkezeti változások, amelyek kb. egy másodpercen belül lezajlanak (l. IX. 6. 2. pontot is). A biológiai változások azonban időben elnyújtva napok, évek, sőt évtizedek múltán jelentkeznek. Ezek az elváltozások, amelyek vagy klinikai tünetekkel jelentkeznek, vagy csak laboratóriumi módszerekkel mutathatók ki anélkül, hogy a besugárzott személyben egészségi panaszokat okoznának, sugárártalom néven foglalhatók össze. Ha nagy sugárdózis érte a szervezet egészét, akkor rövid időn belül megfigyelhető a sugárkárosodás általános, nem specifikus tünetegyüttese: a sugárbetegség. Ha csak egyes szervek, illetve testrészek kaptak nagy dózist, akkor ezekre a szervekre vagy testrészekre korlátozódó helyi sugársérülés lép fel: bőrégés, szemlencsehomály, tüdőgyulladás. „Sugárfertőzés" nincs, e fogalom használata téves, mivel a sugárzás nem fertőz.

Determinisztikus és sztochasztikus sugárhatás. A meglehetősen nagy küszöbdózis felett minden besugárzott személynél fellépő determinisztikus sugárhatások *súlyossága* a sugárterhelés növekedésével fokozódik. A kis dózisok hatására is fellépő sztochasztikus sugárhatások előfordulási *valószínűsége* növekszik a sugárterheléssel. Ennek következtében alakulnak ki a daganatok vagy a magzati ártalmak, amennyiben a sugárhatás a testi sejteket érte, illetve az örökletes, a majdani utódokban megjelenő betegségek, ha a sugárzás az ivarsejteket károsította.

A sugárbetegség tünetei és szakaszai. Sugárbetegség csak akkor alakul ki, ha az egész testet vagy a törzs nagyobb részét legalább 1 Gy dózisú besugárzás éri. A



IV. 29. ábra. Ionizáló sugárzás emberre gyakorolt károsító hatása.

DUF Press

4 ÷ 5 Gy egésztest-dózis – kellő orvosi ellátás hiányában – 60 napon belül az érintett személyek felének okozhatja a halálát a vérsejtképzés csökkenése és a fertőzések miatt (IV. 29. ábra).

Természetes és mesterséges háttérsugárzás. A természetes sugárforrások összesen kb. 2,4 mSv/év sugárterhelést jelentenek. A források közül legjelentősebb a talaj és az építőanyagok természetes radioaktivitása, elsősorban a ^{222}Rn-tól eredő belső sugárterhelés (~ 1,1 mSv/év). A külső besugárzást jelentő kozmikus sugárzás intenzitása tengerszinten ennek kb. negyedrésze, azonban a magassággal exponenciálisan növekszik, magas hegyekben ennek 5-6-szorosa is lehet. A *mesterséges sugárforrások* közül a röntgensugárzás orvosi alkalmazása a népességre ~ 0,3-0,4 mGy/év átlagos terhelést eredményez. Egyéb mesterséges forrásokból, pl. atomerőművekből, televíziós készülékekből eredő sugárterhelés kicsi: 0,01-0,02 mSv/év.

Dóziskorlátok. A munkát úgy kell megtervezni, hogy a sugárveszélyes tevékenység ne okozhasson determinisztikus sugárkárosodást, és a foglalkozási sugárterhelés révén létrejövő sztochasztikus károsodások kockázata ne legyen nagyobb, mint az általános ipari kockázat, azaz 10^{-4} haláleset/év, a lakosság esetében pedig kisebb legyen, mint 10^{-5} haláleset/év. Ezekből következik, hogy a foglalkozási sugárterhelés az átlagos ~ 20 mSv/év, a lakossági sugárterhelés pedig ~ 1 mSv/év értéket nem haladhatja meg.

Megelőzés. Külső sugárforrás ellen három védekezési mód van:

1. A forrás-ember távolság növelése. Hatékony, mert pontszerű forrás esetén a távolság négyzetével fordított arányban csökken a dózisteljesítmény.

2. A sugárzó anyaggal végzendő művelet idejének csökkentése. Ha a munkát előzőleg pontosan megtervezzük, inaktív anyaggal begyakoroljuk, akkor az gyorsan és biztonságosan elvégezhető.

3. Megfelelő vastagságú védőfal a dózisteljesítmény csökkentésére. A β-sugárzás árnyékolására kis rendszámú anyagból a maximális hatótávolságnak megfelelő rétegvastagságot, pl. 2 cm vastag plexit lehet használni. Ebben nem keletkezik jelentős mennyiségű fékezési sugárzás (l. IV. 6. összefüggést). A γ-sugárzás gyengítésére ólom vagy beton alkalmazható; olcsó védőfal a víz. Neutronforrások árnyékolására nagy hidrogéntartalmú anyagokat, paraffint, vizet és betont vagy nehézbetont használnak. Kis neutronenergiáknál a víz, nagy energián pedig a beton nyújt jobb védelmet.

Tilos!

IRODALOM A IV. FEJEZETHEZ

Összefoglaló munkák

De Benedetti, S. 1967: *Nuclear interactions* (John Wiley, New York).
Blanc, D. 1973: *Physique nucléaire* (Masson, Paris).
Bódizs D. 2006: *Atommagsugárzások méréstechnikái* (Typotex, Budapest).
Bröcker, B. 1995: *SH atlasz. Atomfizika* (Springer Hungarica, Budapest).
Burcham, W. E. 1963: *Nuclear physics. An introduction* (Longmans, London).
Deme S. 1968: *Félvezető detektorok a magsugárzás mérésére* (Műszaki Kiadó, Budapest).
Evans, R. D. 1955: *The atomic nucleus* (McGraw-Hill, New York).
Fényes T. 1990: *Új gamma- és elektronspektroszkópiai mérőberendezések és módszerek. Az atomenergia és magkutatás újabb eredményei* (Akadémiai Kiadó, Budapest).
Fényes T. 2007: *Részecskék és kölcsönhatásaik* (Kossuth Egyetemi Kiadó, Debrecen). A jelen könyv második kötete.
Horváth D., Vértes A. 2003: *Interaction of radiation with matter, in Handbook of nuclear chemistry,* vol. 1, eds. Vértes et al. (Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, Boston).
Kiss D., Kajcsos Zs. 1984: *Nukleáris technika* (Tankönyvkiadó, Budapest).
Kiss D., Horváth Á., Kiss Á. 1998: *Kísérleti atomfizika* (ELTE Eötvös Kiadó, Budapest).
Knoll, G. F. 2000: *Radiation detection and measurement,* 3rd ed. (Wiley, New York).
Leo, W. R. 1994: *Techniques for nuclear and particle physics experiments* (Springer, Berlin).
Muhin, K. N. 1985: *Kísérleti magfizika* (Tankönyvkiadó, Budapest).
Price, W. J. 1964: *Nuclear Radiation Detection* (McGraw-Hill, New York).
Siegbahn, K. ed. 1965: *Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy,* vols. 1 and 2 (North-Holland Publ., Amsterdam).

Hivatkozások

Alexander, T. K., Forster, J. S. 1978: *Lifetime measurements of excited nuclear levels by Doppler-shift methods, Adv. Nucl. Phys.* 10, 197.

DUPress

Angeli I. 1974: *Magfizikai mérőmódszerek I.* (Magsugárzások kölcsönhatása anyaggal) (KLTE TTK, Debrecen).

Angeli I., Bacsó J.-né, Várnagy M. 1978: *Magfizikai mérőmódszerek II.* (Magsugárzás-detektorok) (KLTE TTK, Debrecen).

Audi, G. 2001: *The evaluation of atomic masses, Hyperfine Interactions* 132, 7.

Audi, G. 2003: *Tömegdublettek értéke.* Magánközlés.

Blum, W., Rolandi, L. 1993: *Particle detection with drift chambers* (Springer, Berlin).

Bollen, G. 1997: *Modern approaches for direct mass measurements far from stability, Nucl. Phys.* A 626, 297c.

Brown, L. S., Gabrielse, G. 1986: *Geonium theory: Physics of a single electron or ion in a Penning trap, Rev. Mod. Phys.* 58, 233.

Ekstrom, P., Wineland, D. 1980: *The isolated electron, Scientific American,* 243, 2007.

Holzscheiter, M. H. 1995: *A brief history in time of ion traps and their achievements in science, Physica Scripta* T59, 69.

Kiss Á. 1971: *Doppler-hatáson alapuló módszerek rövid magállapot -élettartamok mérésére, ATOMKI Közlemények* 13, 121.

Kiss Á. 1979: *A Doppler-hatás néhány magspektroszkópiai alkalmazása, Fizikai Szemle* XXIX, 132.

Lépine-Szily, A. 2001: *Experimental overview of mass measurements, Hyperfine Interactions* 132, 35.

Mittig, W., Lépine-Szily, A., Orr, N. A. 1997: *Mass measurement far from stability, Ann. Rev. Nucl. Sci.* 47, 27.

Paul, H., Schinner, A. 2003: *Empirial stopping power tables, Atomic Data and Nuclear Data Tables,* 85, 377.

Rabi, I. I. et. al. 1939: *Phys. Rev.* 55, 526.

Savard, G., Werth, G. 2000: *Precision nuclear measurements with ion traps, Ann. Rev. of Nucl. Sci.* 50, 119.

Van Dyck, R. S. Jr., Farnham, D. L., Schwinberg, P. B. 1995: *Precision mass measurements in the UW-PTMS and the electron's „atomic mass", Physica Scripta* T59, 134.

Várnagy M. 1970: *Cellulózacetát-detektor néhány tulajdonságának vizsgálata és alkalmazása.* Egyetemi doktori értekezés (KLTE, Debrecen).

Wapstra, A. H. 1995: *Atomic masses: Thomson to ion traps, Physica Scripta* T59, 65.

DUPress

FELADATOK A IV. FEJEZETHEZ

IV. 1. A (IV. 4.) Bethe–Bloch-formulát egyszerűbb alakba írva, a nehéz töltött részek fajlagos energiaveszteségére:
$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ütk} = k_0 \frac{z^2}{v^2} f(v)$, ahol k_0 állandó és $f(v) \equiv \ln \frac{2mv^2}{I}$ a sebességnek lassú, monoton növekvő függvénye. Hogyan függ a részecske teljes R hatótávolsága a v_0 kezdeti sebességtől, ha az $f(v)$ függvényt az $f_1(v) = k_1 = állandó$, ill. az $f_2(v) = k_2 v$ lineáris függvényekkel közelítjük?

IV. 2. Levegővel töltött ionizációs kamrában $E_\alpha = 5$ MeV energiájú α-részecske fékeződik le. Mekkora az ionizáció során keletkezett összes töltés?

IV. 3. Mekkora a hatótávolsága egy $E_h = 100$ MeV mozgási energiájú hasadványnak normál állapotú levegőben?

IV. 4. Egy $d = 30$ mg/cm^2 ablakvastagságú GM-csővel ^{32}P-izotóp β-sugárzását ($E_{max} = 1{,}7$ MeV) kívánjuk mérni. Becsülje meg az ablakban elnyelődött, ill. átjutott részecskehányadot!

IV. 5. Egy $V = 100$ cm^3 térfogatú, normál állapotú BF_3-gázt tartalmazó proporcionális számlálót $\Phi = 10^{12}$ neutron/cm^{2}s fluxusú termikus ($E_n = 0{,}025$ eV) neutrontérbe helyezünk. Mennyi az időegység alatt létrejövő (n, α) reakciók száma, ha a reakció átlagos hatáskeresztmetszete $\sigma = 760$ barn? (Szüksége lesz az $N_0 = 2{,}69 \times 10^{19}$/cm^3 Avogadro-számra.)

IV. 6. Egy levegővel töltött α-mérő ionizációs kamrába $I_\alpha = 10$ α/s intenzitású α-sugárzás lép be. A vékony belépő ablak után az α-részek $E_\alpha = 4$ MeV maradék energiával rendelkeznek. Mekkora lesz a mérendő áram, ha a rekombináció hatását elhanyagoljuk?

IV. 7. Koncentrikus hengeres elrendezésű gáztöltésű csövekben a középvonaltól r távolságban a térerősség: $E = V/\left[r \ln(r_2/r_1)\right]$, ahol V a csőre adott feszültség, r_1 a belső, r_2 pedig a külső elektród sugara. A szokásos nyomású (~ $1{,}3 \times 10^4$ Pa) argongázban az elektronok szabad úthossza $L = 1{,}5 \times 10^{-3}$ cm; $w_{Ar} = 15{,}7$ eV. Milyen r távolságban kezdődik meg a sokszorozás, ha $V = 1000$ Volt, $r_1 = 0{,}01$ cm és $r_2 = 2$ cm?

DUPress

IV. 8. Mutassa meg, hogy nem túl nagy intenzitásoknál ($n_0 \ll 1/\tau$) a τ feloldóidejű GM-cső érzékeny térfogatába időegység alatt belépő n_0 (s^{-1}) részecskeszámot a regisztrált n-ből az $n_0 \approx n/(1 - n\tau)$ képlettel becsülhetjük. Mekkora lesz n_0, ha $\tau = 200$ μs és $n = 250$ imp/s?

IV. 9. Egy *töltéshordozó mozgékonysága* alatt az egységnyi térerősség-változás által okozott driftsebesség-változást értjük, és ezért (cm/s)/(Volt/cm) = cm^2/(Volt·s) egységekben mérjük. Egy μ mozgékonyságú töltéshordozó átfutási ideje a d vastagságú, V feszültségre kapcsolt homogén Si-detektoron: $t = d^2/(V\mu)$. Mennyi lesz a negatív elektród közelében keltett $\mu_{el} = 1500$ cm^2/(Volt·s) mozgékonyságú elektron átfutási ideje, és mennyi a pozitív elektródnál keltett $\mu_{lyuk} = 500$ cm^2/(Volt·s) mozgékonyságú lyuké, ha $d = 0{,}1$ cm és $V = 500$ Volt? Mekkora átlagos áramot hoz létre egy 1 MeV-es proton?

IV. 10. Félvezető detektorok energiafelbontását több tényező határozza meg; ennek megfelelően egy monoenergiás vonal teljes félértékszélessége így írható: $W = \sqrt{\sum_i W_i^2}$, $W_i = 2{,}36 \times \sigma_i$, ahol σ_i a középérték körüli szórásnégyzet négyzetgyöke (standard deviáció). Az egyik legjelentősebb szórásjárulék a részecske által keltett töltéshordozók számának statisztikus ingadozása. Tegyük fel, hogy az elektron–lyuk-képzési folyamatok egymástól függetlenek, és határozza meg a $W_E(E)$ félértékszélesség-komponens függését a részecske E energiájától! Alkalmazza az eredményt $E_\alpha = 6$ MeV-es α-részecske és Si-detektor esetére!

IV. 11. Hányszor nagyobb hidrogéntöltésű ködkamrát kellene építeni, hogy ugyanakkora fékezőképességet érjünk el, mint egy buborékkamrával? A cseppfolyós hidrogén sűrűsége 0,07 g/cm^3, a gázneműé $4{,}7 \times 10^{-4}$ g/cm^3.

IV. 12. A mágneses tömegspektrometriában gyakran használt módszer a *tömegdublettek* mérése. Ezek olyan atom-, ill. molekulaionok, amelyeknek tömegszáma azonos, pl. $^1H_2 - {}^2H$, $^2H_6 - {}^{12}C$, $^{12}C\,{}^1H_4 - {}^{16}O$. A nagyfelbontású spektrográfokkal ezen dublettek *tömegkülönbsége* ~ 10^{-7} relatív pontossággal mérhető [Audi 2003]:

$$\alpha \equiv M(^1H_2 - {}^2H) = 0{,}001\,548\,286\,06\,(41)\ \text{ate}$$
$$\beta \equiv M(^2H_6 - {}^{12}C) = 0{,}084\,610\,667\,99\,(212)\ \text{ate}$$
$$\gamma \equiv M(^{12}C\,{}^1H_4 - {}^{16}O) = 0{,}036\,385\,508\,79\,(51)\ \text{ate};$$

DUPress

a kísérleti értékek mögötti zárójelek a mért adat hibáját (egyszeres szórást) tartalmazzák. A ^{12}C tömegét pontosan 12-nek elfogadva (l. IV. 3. 1. fejezet bevezető bekezdését), fejezze ki a ^{1}H, ^{2}H és ^{16}O tömegét a mért mennyiségekkel; becsülje meg a végeredmény relatív pontosságának nagyságrendjét!

DUPress

V. GYORSÍTÓBERENDEZÉSEK

V. 1. IONFORRÁSOK

A részecskegyorsítók mérete tenyérnyi tömegszeparátoroktól teremméretű ciklotronokon át az óriási tárológyűrűkig terjed. Lényeges és olykor elvi különbségeik ellenére e berendezések mind rendelkeznek egy kulcsfontosságú részegységgel, s ez az ionforrás. Az ionforrásban előállított és onnan kivont ionnyaláb paraméterei sok tekintetben meghatározzák a nagy energiára felgyorsított részecskenyaláb jellemzőit is. Az utóbbi időben az ionforrások önálló (gyorsító nélküli) alkalmazásai is egyre jobban terjednek. E rövid fejezetben nem térhetünk ki az összes ionforrásra, csak a legelterjedtebb és legkorszerűbb típusokra szorítkozunk. A téma iránt részletesebben érdeklődőknek ajánlunk két kitűnő könyvet [Brown 1989; Wolf 1995] és három összefoglaló tanulmányt [Biri 1993; Angert 1994; Wolf 1996].

Ionforrások működési elve

A legtöbb ionforrás „plazma" típusú, vagyis az atomok és ionok lefosztása az ionforrásban létrehozott plazmában történik. Így az ionforrások fizikája a plazmafizikán alapul. A plazma ionok, elektronok és semleges atomok keveréke, benne definiálhatunk semlegesrészecske-sűrűséget (n_0), elektronsűrűséget (n_e) és ionsűrűséget (n_i). Itt és a későbbiekben az *e* index „*elektron*"-t jelent, az *i* azonban nem „*ion*"-t, hanem az atomhéjból eltávolított elektronok számát (i=1, 2, … Z). Ionforrásokban a plazma közel semleges, vagyis

$$e\sum_i in_i - en_e \cong 0\,, \qquad \text{(V. 1.)}$$

ha minden ion pozitív. Az *i* index lefedi a lehetséges töltésállapotokat (i=1, 2, … Z), *e* az elemi töltés. Az n_e elektronsűrűség (melyet sokszor kicsit pontatlanul plazmasűrűségnek is hívunk) tipikus értéke $10^8 \div 10^{12}$ részecske/cm^3.

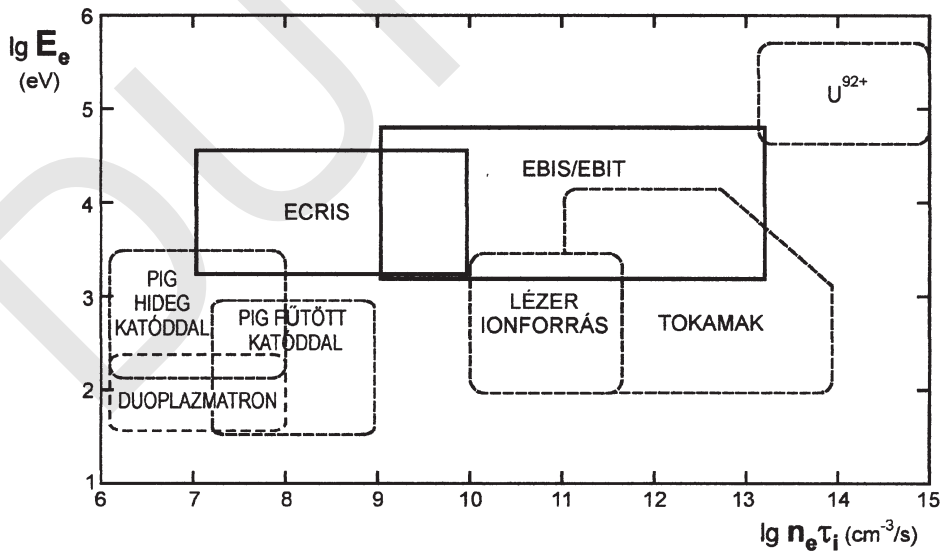
DUPRES

A legtöbb ionforrásban az atomok és ionok lefosztását E_e kinetikus energiájú szabad elektronok végzik, ahol E_e az adott alhéjon lévő elektronok kötési energiájának néhányszorosa. A plazma elektronjainak és ionjainak energiáját elektronvolt (eV) egységekben adják meg, értéke ionokra néhány, elektronokra néhány száz eV, de az elektronok egy hányadának energiája a korszerű ionforrásokban elérheti a néhány keV-es tartományt, sőt többet is. Ilyen nagy energiák szükségesek sokszorosan lefosztott nehézionok létrehozásához, melyeket lépésenkénti (step-by-step) ionizációval kaphatunk:

$$A^{i+} + e^- \rightarrow A^{(i+1)+} + 2e^- . \qquad \text{(V. 2.)}$$

Az ionizáció mértéke erősen függ még az i töltésű ion plazmában való átlagos tartózkodási idejétől (τ_i) is, nyilván minél nagyobb τ_i, annál valószínűbb az ion továbbfosztása. A plazmában azonban τ_i és n_e ellentétesen változó mennyiségek, ezért leginkább szorzatukat adják meg. Minél nagyobb e szorzat értéke, annál erősebben ionizált a plazma. Az ionizáció szempontjából legfontosabb plazmaparaméterek tehát az E_e elektronenergia és az $n_e\tau_i$ szorzat. A különböző plazmákat, sőt magukat az ionforrásokat is jellemezhetjük azáltal, hogy hol helyezkednek el az (E_e, $n_e\tau_i$) síkon (V. 1. ábra). Az ábráról $n_e\tau_i$ és E_e tipikus értékei is leolvashatók.

Az ionforrások működtetéséhez a következő feladatokat kell megoldani:



V. 1. ábra. Néhány ionforrás és fúziós berendezés a plazmasíkon.

DUPRESS

1. Be kell juttatni az ionizálandó atomokat a plazmakamrába. Gázformában létező elemek (H, Ar, Xe stb.) esetén ez könnyű gázadagoló szelepek segítségével. Szilárd anyagokra, fémekre azonban más módszereket kell alkalmazni. A legfontosabb, legelterjedtebb eljárások a következők [Wolf 1995, 1996]: (1) párologtatás külső vagy belső mikrokemencékből, (2) szublimáló vegyületek alkalmazása, (3) katódporlasztás a plazma ionjaival és (4) párologtatás ívkisüléssel vagy lézerrel.

2. Gondoskodni kell arról, hogy elegendő számú (n_e), megfelelő energiájú (E_e) elektron legyen a térrészben a kívánt szintű és hozamú ionizációhoz. Az elektronokat bejuttathatjuk folyamatosan kívülről, vagy maga az ionizáció is termelheti azokat, kinetikus energiát sztatikus vagy nagyfrekvenciás elektromos tértől kaphatnak.

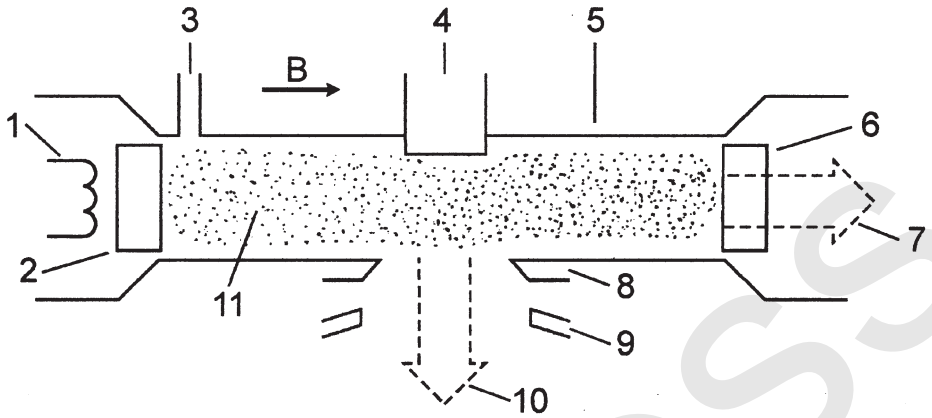
3. Az ionokat hosszú időn át (τ_i) a kívánt térrészben kell tartanunk, hogy legyen idő ezeket a megfelelő mértékig ionizálni. Ezt a feladatot az elektronok tértöltése vagy külső mágneses terek oldják meg.

4. Végezetül a plazmakamra egy kisméretű kilépőrésén át megfelelő elektromos terekkel a képződött ionok egy részét a plazmából kivonjuk, és bejuttatjuk a nyalábcsatornába továbbgyorsítás vagy közvetlen céltárgyra vezetés céljából. Amennyiben a plazmát kívánjuk vizsgálni vagy felhasználni, kivonásra nincs szükség.

Hagyományos és nagyáramú ionforrások

A Penning- (PIG) -ionforrás. A PIG (Penning Ion Gauge) volt a legelterjedtebb ciklotron-ionforrás hosszú éveken át, elsősorban H- és He-nyalábok előállítására. Működési elvét nemcsak ionforrásokban alkalmazták és alkalmazzák, hanem vákuummérőkben és vákuumszivattyúkban is. A katód által emittált primer elektronok a hengeres anódfal felé gyorsulnak, de az alkalmazott homogén, axiális mágneses tér miatt nem érik el azt, hanem spirális pályán az antikatód felé repülnek (V. 2. ábra). Az antikatód elektromos potenciálja visszafordítja az elektronokat, így azok végeredményben oszcillálni fognak a két elektróda között, élettartamuk megnő, és sokszor ütköznek az atomokkal és ionokkal. A gázformában beeresztett vagy porlasztott atomok (l. az ábrát) ionizálódnak, és ívkisülés típusú plazmafonal alakul ki a kamrában, melyből az ionok axiálisan vagy radiálisan vonhatók ki megfelelő elektrosztatikus potenciál alkalmazásával. A PIG családon belül különböző altípusok léteznek: PIG izzókatóddal [Livingston és Jones 1954], PIG közvetett fűtéssel [Baumann és Bethge 1981], PIG hideg katóddal [Anderson és Ehlers 1956].

DUPress



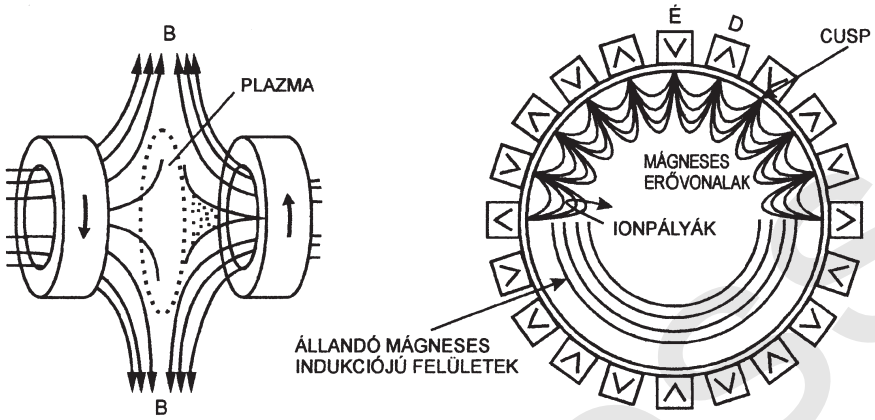
V. 2. ábra. A Penning- (PIG) -ionforrás. 1 – katód, 2 – közvetett fűtés (hiányozhat), 3 – gázbeeresztés, 4 – porlasztó elektróda (ha szükséges), 5 – anód, 6 – antikatód, 7 – ionnyaláb (axiális kivonás), 8 – kilépőrés, 9 – kivonó elektróda, 10 – ionnyaláb (radiális kivonás), 11 – plazma, B – mágneses indukció.

A plazmatron-család. A PIG mellett a második legelterjedtebb típus volt hosszú időn át. A plazmatron legnépszerűbb változatának, a duoplazmatronnak az alapötlete az, hogy a plazmasűrűséget lokálisan megnöveljük egy kis térrészben, a párhuzamos anód- és katódelektródák között. Ezt a közéjük helyezett, megfelelő elektromos potenciálú ún. közbülső elektródával, valamint inhomogén mágneses térrel érjük el. Az eredmény egy lényegében kétfokozatú ionforrás, ahol a közbülső elektróda szerepe kettős: egyrészt az első fokozat kivonó elektródája, másrészt a második fokozat ionemittere. Az ionok végül az anód résén át vonhatók ki. A duoplazmatron széles elemtartományban, a hidrogéntől az uránig képes közepes lefosztottságú, nagy intenzitású ionnyalábok előállítására [Keller és Müller 1976].

A „cusp"-család. Ha két szolenoidot vagy állandó mágnest azonos pólusaikkal szembefordítunk, egy speciális geometriájú, ún. „cusp" (hegyes csúcs) alakú mágneseserővonal-rendszer alakul ki közöttük egy kis térfogatban. Ez a kis térrész igen hatásos lokális elektron- és ioncsapda. Ha sok kis cuspot sorba rendezünk egy szögletes vagy hengeres edény belsejében, a létrejött multicusp-elrendezés még kiválóbb csapdát ad. Az V. 3. ábrán egyszerű cusp- és multicusp-elrendezések láthatók.

Egy katód (többnyire izzószál) és egy anód (általában az edény fala) alkalmazásával könnyen plazmát képezhetünk, és máris létrejött egy multicusp-ionforrás. A kisülést gyakran külső rádiófrekvenciás térrel indítják el és tartják fenn egy kis beépített indukciós tekercs segítségével. Ezt az elrendezést **r**ádió**f**rekven-

PUPress



V. 3. ábra. Monocusp (balra) és multicusp (jobbra) mágneses geometriák.

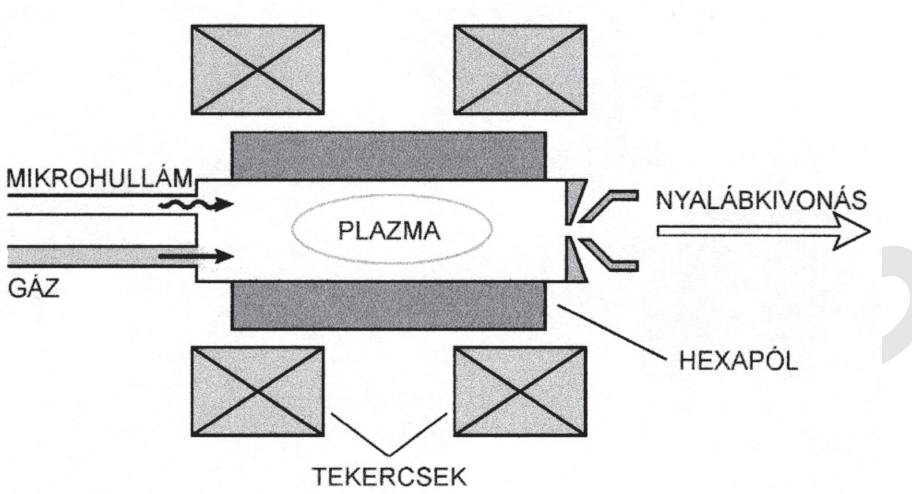
ciás (RF) ionforrásnak is nevezik (az RF ionforrásoknak azonban más megvalósítási formái is léteznek).

A multicusp-ionforrást ma széleskörűen alkalmazzák egyszeresen és többszörösen lefosztott, nagy intenzitású (néha több tíz mA) ionnyalábok előállítására [Leung 1994]. Fő előnye a stabil plazma, a magas kivont nyalábáram és az, hogy szinte bármilyen méretben elkészíthető. Az utóbbi évtizedben a multicusp-családnak olyan tagjai is megjelentek, melyek magasan lefosztott nyalábokat vagy negatív ionokat szolgáltatnak [Wolf 1995].

Nagytöltésű ionok forrásai

***E**lektron-**c**iklotron**r**ezonanciás (ECR) ionforrás.* Az elektron-ciklotronrezonanciás ionforrásokat (**e**lectron **c**yclotron **r**esonance **i**on **s**ource: ECR, ECRIS) széles körben alkalmazzák nagytöltésű nehézionplazmák és nyalábok előállítására [Geller 1996; Melin és Girard 1997; Hitz és mts. 2000; Sortais 2000]. Ma a legtöbb nehézion-ciklotron már külső ECR ionforrással rendelkezik. Az V. 4. ábrán a mind ez idáig egyetlen magyar ECR ionforrás [Biri és mts. 1997] működési elve látható.

Az elektronok csapdázásáról minimum típusú mágneses indukció (*B*) gondoskodik. Az ellentétes pólusaikkal szembenéző tekercsek és a beléjük helyezett állandómágnes-rudakból álló hexapól (l. az ábrát) mágneses terének szuperpozíciója olyan mágneses teret képez, amelyben a mágneses indukció abszolút értéke bármely irányban nő, ha a kamra közepéből elindulunk. Az elektronok e mágne-



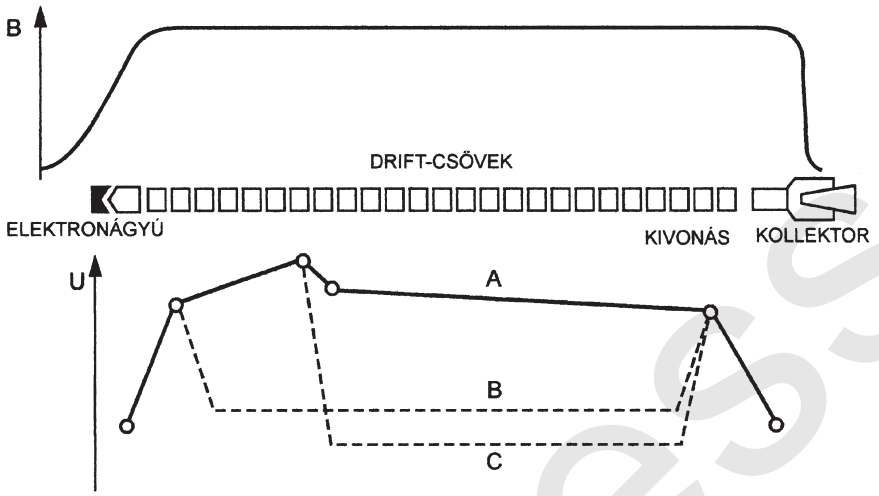
V. 4. ábra. Az ECR ionforrások működési elve.

ses csapdában így mindig visszafordulnak, mielőtt elérnék az edény falát, tértöltésük pedig az ionokat csapdázza.

Az elektronok nagy energiákra hevítését kívülről becsatolt nagyfrekvenciás elektromágneses tér végzi. Mágneses térben egy töltött részecske az ún. „ciklotronfrekvenciával" kering, melynek értéke elektronokra

$$\omega_c = \frac{e}{m} B, \tag{V. 3.}$$

ahol e és m az elektron töltése és tömege, B a mágneses indukció. Ha pontosan ilyen frekvenciájú elektromágneses hullámokat juttatunk a térrészbe, a keringő elektronok rezonanciába (történeti okokból: ciklotronrezonanciába) kerülhetnek a hullám elektromos komponensével, és attól energiát nyernek. E jelenség a kamra azon helyein következik be, ahol a mágneses indukció értéke az V. 3. egyenletnek megfelelő. E pontok halmaza egy zárt, nagyjából ellipszoid alakú, közelítően tyúktojás méretű felület, melynek neve rezonáns zóna. Mozgásuk folyamán az elektronok sokszor átszelik e felületet, energiájuk sok lépésben megnő (egy részüknek több száz keV-ig is!), így egyre mélyebb héjakról képesek ionizálni. Ezalatt az ionkomponens „hideg" marad, mert az ionokra a rezonanciafeltétel nem teljesül. Az ionok kivonása történhet folyamatosan vagy impulzusüzemmódban. Az elektronok mozgását és általában az ECR ionforrásban végbemenő folyamatokat jól szimulálhatjuk a TrapCAD programmal, mely az internetről is szabadon letölthető [Vámosi és Biri 1996].



V. 5. ábra. Az EBIS működési elve. B: tengely menti mágneses indukció, U: elektrosztatikus potenciál.

Az ECRIS manapság a legnépszerűbb ionforrás nagytöltésű plazmák és ionnyalábok előállítására. A legkorszerűbb ECR ionforrások több száz μA (olykor 1 mA) közepesen lefosztott (pl. Ar^{8+}) és néhány μA nagytöltésű nyalábot (Ar^{17+}, Xe^{36+}, U^{50+}) szolgáltatnak. A legmagasabb lefosztású, reprodukálhatóan előállított, kivont ionnyaláb a Xe^{38+} és U^{55+} volt [Xie és Lyneis 1997].

***E**lektronnyaláb-ionforrás (EBIS) és -ioncsapda (EBIT).* Az EBIS (**e**lectron **b**eam **i**on **s**ource) működési elve az V. 5. ábráról érthető meg. Nagy energiájú elektronnyalábot rendkívül erős axiális mágneses tér kollimál vékony, sűrű fonallá. A bebocsátott atomokat ezek az elektronok ionizálják. Az ionokat radiálisan az elektronnyaláb tértöltése csapdázza. A tengely menti csapdázást speciális elektrosztatikus tér végzi, melyet a driftcsövekre adott potenciálokkal hozunk létre. A driftcsövek potenciálja egymástól függetlenül változtatható, így tetszőleges alakú tengely menti eloszlások hozhatók létre (V. 5. ábra, *A, B, C*).

Kezdetben az *A* profil megtisztítja az elektronnyalábot a pozitív ionoktól. Semleges atomokat bocsátunk be egy rövid időre, melyekből származó ionokat a *B* profil axiálisan csapdázza. A *C* eloszlás az ionokat a kivonó oldal felé taszítja, végül az újra beálló *A* profil kinyitja a csapdát és az erősen lefosztott ionok kivonódnak. Logikus, hogy az EBIS csak impulzusüzemmódban működhet (ellentétben az ECRIS-szel), így a nyerhető átlagos nyalábintenzitások alacsonyak, azonban nagyon magas lefosztásokat kaphatunk. Teljesen lefosztott Xe-nyalábról (Xe^{54+}) találunk említést a szakirodalomban [Donets 1993], igaz rendkívül ala-

csony intenzitással, míg egy EBIT-ben tíz darab uránmagot (U^{92+}) detektáltak 198 keV energiájú elektronnyalábot alkalmazva [Marrs 1996]. Az EBIT (**e**lectron **b**eam **i**on **t**rap) az EBIS egy érdekes kisméretű variánsa, többnyire nem rendelkezik kivonórendszerrel, ezért elsősorban atom- és plazmafizikára, spektroszkópiára használják.

Egyéb ionforrások

Radioaktívion-források. Radioaktív atomokat pl. megfelelő anyagú céltárgyak nagy energiájú protonnyalábbal való bombázásával kapunk. A képződött semleges, gáz halmazállapotú radioaktív anyagot bediffundáltatjuk egy (többnyire ECR) ionforrásba, ahol ionizáljuk, kivonjuk és egy második gyorsítóba vezetjük. $^{6}He^{+}$-, $^{13}N^{+}$-, $^{19}Ne^{+}$-nyalábokat kaphatunk ily módon. Erősebben lefosztott radioaktív nyalábot két ECR ionforrás sorba kapcsolásával kaphatunk, ahol az első ECRIS funkciója egyszeresen ionizált nagy intenzitású nyaláb előállítása, míg a második a lelassítás után belőtt radioaktív nyalábot hagyományos módon tovább ionizálja („1+/n+" módszer, [Sortais 2000]).

Negatívion-források. Ionok nemcsak pozitívak, hanem negatívak is lehetnek. Számos ionforrás létezik negatív ionok, vagyis elektronfelesleggel rendelkező atomok előállítására. E források eredetileg csak negatív H-ionokat produkáltak, ma azonban már negatív nehézionokat is kaphatunk, általában egyszeresen töltött állapotban. Mivel az elektronok és ionok töltése megegyezik, így csak együtt vonhatók ki, s a nagy intenzitású elektronkomponens elválasztása az ionnyalábtól az egyik legkomolyabb technológiai probléma. Két fő típus létezik: felületi és térfogati ionforrások [Brown 1989; Angert 1994; Wolf 1995].

A felületi ionforrások feltalálása azon a felismerésen alapult, hogy a közönséges ionforrásokba helyezett fémfelületek közelében (vagyis a plazma szélén) negatív ionok képződnek. Ha egy ilyen, alkalmas helyre beépített elektródát alkáliréteggel (többnyire céziummal) vonunk be, a negatív ionok (és elektronok) arányát drámaian megnövelhetjük a kisülésben [Kobayashi és mts. 1976]. A mai korszerű negatívion-források szerkezete leginkább a multicusp-ionforrásokéhoz hasonló, amelyben a plazmakamra falát Cs-mal vonták be. Amennyiben csupán egy kis méretű, Cs-mal bevont elektródát alkalmazunk, alkalmas potenciál ráadásával ez az elektróda porlasztható lesz és így anyagától függően negatív fémionok is kaphatók. Ezt a megoldást olykor sputtering ionforrásnak is hívják.

A térfogati ionforrások elve azon alapszik, hogy minden plazma mindig tartalmaz a pozitív ionok és elektronok mellett negatív ionokat is. A hagyományos

EURO-SS

ionforrások (PIG, duoplazmatron, cusp stb.) geometriájának módosításával ezek a források negatív ionokat is termelhetnek. Gyakran egy mágneses szűrőt alkalmaznak még a plazmakamrán belül a nemkívánt elektronkomponens eltávolítására a kivonási térrészből.

A legkorszerűbb negatívion-források amper nagyságrendű hidrogénnyalábokat és mA intenzitású nehézionnyalábokat szolgáltatnak [Wolf 1995].

V. 2. ELEKTROSZTATIKUS GYORSÍTÓK

Alapelvek

Nagy energiájú részecskenyalábok előállítására közvetlen módszert kínálnak az elektrosztatikus gyorsítóberendezések. Ezekben a kívánt rendszámú és tömegszámú ionokat általában egy gázkisülési térből vonják ki, de az ionok előállítása lehetséges egy elsődleges részecskenyalábból katódporlasztási és/vagy ütközéses töltéskicserélési folyamatok révén is. A nyalábokba fogott ionokat ezután néhány százezer volttól húsz-huszonöt millió voltig terjedő egyenfeszültséggel gyorsítják. Az eredeti elrendezésben az ionforrás a gyorsítócső tetején, egy megfelelően méretezett, a teljes gyorsítófeszültségre töltött elektródában foglal helyet. Az elektródát a földpotenciálú szerkezeti elemektől elválasztó szigetelőoszlop tartja, amely ugyanakkor kifelé árnyékolja a benne végighúzódó gyorsítócsövet, és magában foglalja a feszültség előállítására szolgáló, az elektródát elektromosan töltő mechanikus és elektromos berendezéseket is. A gyorsítófeszültség relatív stabilitása tipikusan 10^{-4} rendű. A nyaláb energiája hasonló pontossággal mérhető egy energiaanalizáló mágnes terében résekkel kitűzött pálya mentén. Az analizáló rendszer kimenő réseiről a nyalábenergia pillanatnyi értéke szerint hibajelet lehet származtatni a gyorsító feszültségének stabilizálásához.

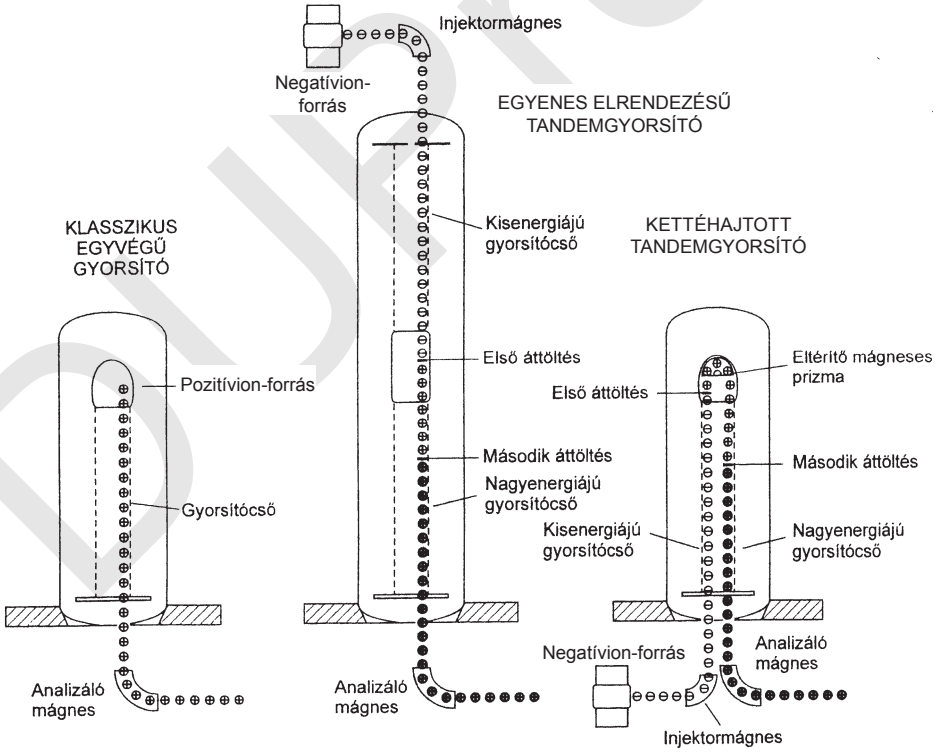
A magszerkezeti kutatások egyre magasabb részecskeenergiák és egyre szélesebb ionválaszték elérését tűzték ki feladatul. Nagyfeszültségű gyorsítók építésének legnagyobb technikai problémája a technikai életben megszokott gyakorlatot jóval meghaladó feszültségek szigetelése az említett szélsőséges stabilitási igények szintjén. Az első gyorsítógenerációnál használt, szobalevegőben felépített elektródarendszerekkel szemben az új konstrukciókban egy földelt tartályba zárt, nagynyomású szigetelő gáztérben helyezik el a gyorsítót. Itt a közeg átütési szilárdsága többszörösen meghaladja az atmoszferikus levegő szigetelőképességét. A feszültség alatt álló elektródákon fellépő elektromos térerősséget a méretek megfelelő növelésével kell az átütési térerő szintje alatt tartani. 25 millió V fe-

szültségű berendezéseknél a gyorsítót befoglaló nagy nyomású gáztartály átmérője, illetve hossza már 10, illetve 30 méter nagyságú.

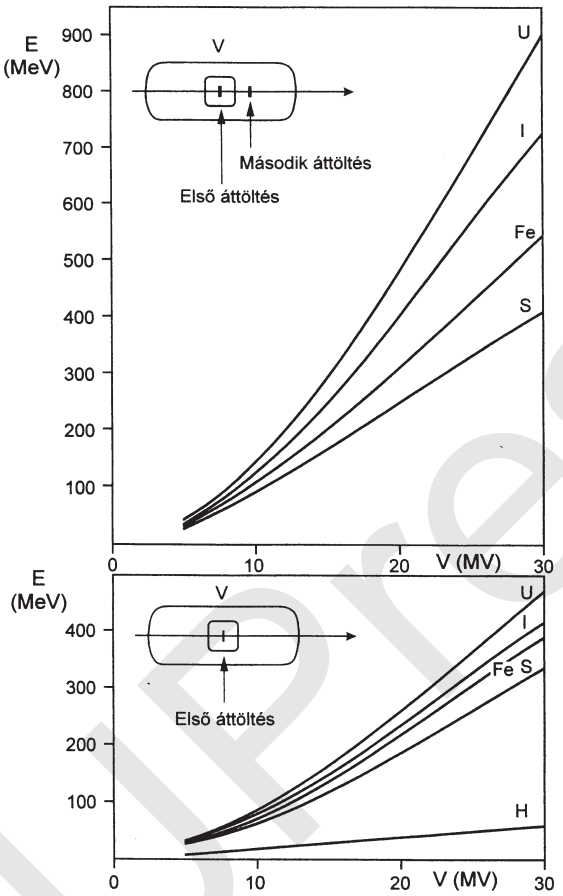
A nagyfeszültségű elektródák szigetelésének nehézsége az elérhető részecskeenergiára korlátot jelent. Tandemelrendezés segítségével lényegesen nagyobb részecskeenergiák érhetők el. A V. 6. ábrán két tandemelrendezést mutatunk be, egybevetve a klasszikus, egyvégű nagyfeszültségű gyorsító elrendezéssel.

Az egyvégű berendezésekben a pozitív nagyfeszültségű elektródában elhelyezett ionforrásból nyert ionok egy gyorsítási lépésben nyerik el a gyorsítófeszültségnek megfelelő energiát, miután átfutnak a gyorsítócsövön. A nyaláb a magfizikai mérőhelyhez az energiamérő mágneses analizátoron áthaladva jut el.

A tandem típusú elrendezésnél az ionforrás a tartályon kívül van elhelyezve és egyszeres töltésű negatív ionokat szolgáltat. Az ionok egy ún. alacsonyenergiájú gyorsítócsőben a pozitív nagyfeszültségű elektróda irányába gyorsulnak. Itt a ritka gáztér vagy vékony szilárd fólia áttöltőegységen áthaladva többszörös töltésű ionokká alakulnak át. Végül belépnek a második, ún. nagy energiájú gyorsító-



V. 6. ábra. Egyvégű klasszikus, egyenes, illetve kettéhajtott tandemelrendezésű elektrosztatikus gyorsító berendezések.



V. 7. ábra. Egy-, ill. kétfokozatú áttöltéssel működő tandemgenerátorok. A nyert nehézionok energiája az elektródafeszültség függvényében.

csőbe. Ebben a térben az áttöltőben nyert q_1 töltési fokuk és a V gyorsítófeszültség szorzatának megfelelő további energiát kapnak. A teljes nyert energia kilépésnél így

$$E = (1 + q_1)eV. \tag{V. 4.}$$

A q_1 értéke hidrogénionra csak 1 lehet, de nagyobb rendszámú ionok esetén többszörös töltésű ionokat kaphatunk. Ennek megfelelően a gyorsítófeszültség többszörös kihasználhatósága miatt a tandemelrendezések elsősorban nehezebb ionok gyorsításánál előnyösek, megszületésük fontos hozzájárulást jelentett a nehézion-reakciók, s ezen keresztül a stabilitási görbétől távolabb fekvő magok szerkezetének tanulmányozásához.

DUPress

Az áttöltőben lefosztott ionok átlagos q_1 töltésállapota az ionok energiájával gyorsan növekszik. Ezt a körülményt ki lehet használni a nyaláb végenergiájának további növelésére, ha a nagyenergiájú gyorsítócső hosszának felső harmadánál egy második áttöltő fokozatot is elhelyezünk. Innen kezdve a maradék feszültségen a nyaláb q_2 töltésállapotban ($q_2 > q_1$) gyorsul tovább. Az eddigi két fokozat helyett három gyorsítófokozatot nyerünk, s a végenergia a kilépésnél

$$E = \left(1 + q_1 \frac{1}{3} + q_2 \frac{2}{3}\right) eV. \qquad \text{(V. 5.)}$$

Az átlagos töltésállapotok energiafüggésének figyelembevételével nyerhető végenergiákat a H-, S-, Fe-, I- és U-ionok esetére az V. 7. ábra mutatja. Megjegyezzük, hogy pl. 15 MeV-es energiájú vasionok esetében egy áttöltő fokozat után az áttöltött ion már húszegységnyi pozitív töltéssel rendelkezik. Az ábra meggyőzően szemlélteti, hogy a tandemgyorsítók előnyei elsősorban a nehézionok gyorsításánál használhatók ki.

Az V. 6. ábrán a tandemgenerátorok két lehetséges elrendezését mutatjuk be. Az egyenes változatban egy tengely mentén helyezkedik el egymás után a két szigetelőoszlopban a két gyorsítócső, míg az összehajtott változatban az egyvégű klasszikus gyorsító elektrosztatikus rendszerén belül a két gyorsítócső az egyetlen szigetelőoszlop belsejében talál helyet. Ebben az esetben a nagyfeszültségű elektródában elhelyezett 180°-os eltérítési szögű mágneses prizma vezeti át az első csőben gyorsított, majd áttöltött nyalábot a nagyenergiájú csőbe.

A magfizikai kutatások egyre magasabb energiájú nehézionnyalábokra vonatkozó igénye mellett új irányként jelentkezett olyan gyorsítóberendezések létesítése, amelyek az elem- és izotópanalitika, anyagszerkezeti kutatások, anyagtulajdonságok módosítása stb. igényeihez illeszkednek. Ezek szerényebb energiatartományban kisebb nyalábválasztékot nyújtanak, de magas fokon automatizáltak és könnyen kezelhetőek. Manapság ilyen gyorsítókat egyre több analitikai kutatásokra berendezett laboratóriumban alkalmaznak. Másrészről kezdettől fogva külön gyorsítótípust képviselnek az ún. neutrongenerátorok. Ezeknél nagy intenzitású, néhány száz keV energiájú deutérium- vagy tríciumionok keltenek gyors neutronokat könnyű céltárgymagokon létrehozott magreakciókban. Ilyen generátorok hazánkban pl. a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszékén működnek.

Proof

Szerkezeti elemek

Ionforrások. Az egyvégű elektrosztatikus berendezésekben a gyorsítandó pozitív ionokat a gyorsítócső nagyfeszültségű végén, a nagyfeszültségű elektródában elhelyezett ionforrás szolgáltatja. Egyszerűsége és az ionok energiájában elérhető kis energiaszórása alapján rendszerint a rádiófrekvenciás forrást alkalmazzák. Ha könnyű ionokat többszörös töltésállapotban szeretnénk előállítani (pl. He^{2+}-ionokat), előnyös a Penning-ionforrás nagyfeszültségű változatának alkalmazása.

Tandemgenerátoroknál a duoplazmatron-forrást alkalmazzák könnyű negatív ionok előállítására. A katódporlasztásos elven működő ionforrások Middleton-féle változata széles rendszámtartományban alkalmas ionok előállítására, így ez a forrás igen fontos szerepet játszik nehézionokkal kiváltott magreakciók vizsgálatánál.

Az említett ionforrástípusokat az előbbiekben már bemutattuk.

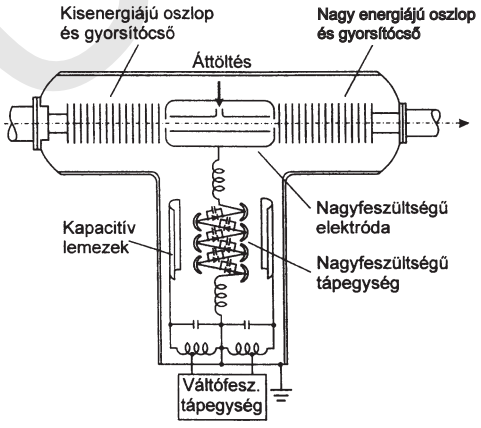
A gyorsító feszültségforrása. A gyorsító feszültségét úgy állítjuk elő, hogy a nagyfeszültségű elektróda és a földelt nyomástartály által képezett kondenzátort alkalmas töltésszállító rendszerrel elektromosan töltjük. A feszültséget a töltő- és terhelőáram-komponensek egyensúlya szabja meg.

A *Van de Graaff-gyorsítónak* nevezett klasszikus elrendezésben a földpotenciálon lévő tápegységből a töltést egy, a gyorsító szigetelőoszlopának belsejében a föld és az elektróda között futó textil alapanyagú szalag szállítja az elektródára. A szalag töltése és a töltések leszedése elektromos kisülési közökben vagy a szalagot közvetlenül érintő fémelektródák közvetítésével történik. Későbbi változatokban a mechanikailag és elektromosan erősen igénybe vett, s így erősen kopó szalag helyett egymástól elszigetelt fémgyöngyöket vagy létrafokokhoz hasonló elrendezésű fémhengereket fűznek láncba és ezeket futtatják töltésszállító kondenzátorok sorozataként (pelletron, illetve laddertron) a töltőrendszerekben. Ezek az újabb megoldások a nagyobb tisztaság és mechanikai megbízhatóság mellett nagyobb stabilitású gyorsítófeszültséget garantálnak.

Néhány millió voltig terjedő feszültségtartományban a mechanikai töltésszállítást feszültségsokszorozó nagyfeszültségű tápegységekkel előnyösen lehet helyettesíteni. Ilyen megoldást tartalmaznak az ún. *kaszkádgenerátorok.* E típus néhány száz kV tartományban működő korai változatát nevezték el Cockcroft–Walton-generátornak. Modernebb változatai felhasználást találnak tárológyűrűk feltöltésére szolgáló gyorsítórendszerek belövő fokozatában (l. az V. 7. alfejezetet). Itt a teljes gyorsítófeszültség egyenáramú részfeszültségek összegzéseként áll elő,

tíz-száz kHz nagyságrendű frekvenciájú váltófeszültségekkel táplált, egyenirányítókból és kondenzátorokból álló egyenirányító fokozatok sorba kapcsolásával. A Tandetron márkanevű, a tápegységet és a tandemberendezést egy T alakú elrendezésben magában foglaló gyorsító felépítését az V. 8. ábrán láthatjuk. Az egyes, sorba kapcsolt egyenirányító fokozatokat párhuzamosan táplálják egy közös váltófeszültségű tápegységre kapcsolt kapacitív lemezeken és az összegezett feszültség különböző szintjein elhelyezett félgyűrű alakú kapacitív felvevő lemezeken keresztül. Ilyen felépítésű gyorsítók több nagyságrenddel nagyobb ionáram-erősséget érnek el, mint a korlátozott szállítókapacitással rendelkező mechanikus töltőrendszerek. A feszültség szabályzása és stabilizálása teljes egészében elektronikus úton történhet.

Elektródarendszer és szigetelőoszlop. Az elektrosztatikus gyorsítóberendezések elektromos terét kialakító, továbbá mechanikai rögzítési és elektromos szigetelési feladatokat ellátó szerkezeti egységeinek szigorú tervezési és kivitelezési követelményeket kell kielégíteniük. Egyrészt nagy méretű súlyos szerkezeti elemeket (elektróda, gyorsítócsövek, töltőrendszer, szabályzóelemek) kell pontos, vízszintes vagy függőleges irányú tengely mentén helyzetben tartani, többször tízméteres hosszon, MV/m térerőre történő elektromos szigetelés mellett. Ezt a feladatot oldják meg a szigetelő és fém alkatrészek rétegezésével felépített szigetelőoszlopok. Másrészt a szigetelő gázközeg átütési szilárdságának értéke alá kell korlátozni az elektromos térerősséget az elektródrendszer minden pontján, megfelelő görbületi sugarakkal kialakított, elektromos árnyékoló hatást biztosító, gondo-



V. 8. ábra. Tandetron rendszerű kaszkádtöltőrendszerrel felépített tandemgenerátor vázlatos rajza.

DUPress

san lesimított fém alkatrészek alkalmazásával. A beépített szigetelőkkel kapcsolatos magas mechanikus és elektromos követelményeket gondos méretezéssel és igényes technológiai eljárások alkalmazásával kell biztosítani.

Gyorsítócsövek. A gyorsítócsövek méterenként mintegy negyven kerámia vagy üveg szigetelőgyűrűből és közéjük ragasztott fémelektródákból felépített periodikus rendszerek, amelyeknek a gyorsító működési viszonyai között szélsőséges igénybevételeknek kell megfelelniük. A tengelye mentén méterenként 1-2 MV elektromos feszültségre igénybe vett cső külső falát a tartály szigetelőgáza 10^6 Pa nagyságrendű nyomással terheli, a cső belsejében az ionok méteres nagyságrendű szabad úthosszát 10^{-5} Pa nyomású vákuum biztosítja. Az ionok tengelyközeli haladását a fémelektródák megfelelő formálásával kialakított ionoptikai hatások szabják meg. Az ionnyalábból a pálya mentén kiszóródó részecskék a maradék gázzal és a szerkezeti elemekkel való ütközésekben szekunder elektronokat válthatnak ki, amelyek az ionokkal szemben gyorsulva hosszú csőszakaszokat futhatnak át s a falakba beütközve mechanikai eróziót és intenzív kemény fékezési röntgensugárzást válthatnak ki. A sugárzás csökkentése érdekében az elektronok rövid úthossz befutása utáni eltávolítására egy sor elektronoptikai megoldást fejlesztettek ki a kutatók. A fékezési sugárzási háttér egyrészt hozzájárul a szigetelők tulajdonságainak kedvezőtlen változásához, másrészt rontja a generátor feszültségének stabilitását. A cső gondos mechanikai, vákuumtechnikai, elektromos és ionoptikai tervezése, valamint igényes kivitelezése meghatározó szerepet játszik az egész gyorsító megbízható működése szempontjából.

Energiaanalizálás és -stabilizálás. Nagypontosságú magszerkezeti és alkalmazott kutatások megkövetelik a gyorsított részecskék energiájának folyamatos változtathatóságát és 10^{-4} rendű relatív stabilitását. A nyalábenergia kívánt stabilitását alapvetően az elektródafeszültség megfelelő stabilizálásával lehet biztosítani. A Van de Graaff-típusú töltés esetén ehhez a töltőáram és a terhelő áramkomponensek összege közötti egyensúlyba kell beavatkoznunk. Ez a feszültség pillanatnyi értékét mérő hibajellel történhet. A stabilizáló rendszerek hibajelét az analizáló mágnes kimenőréseiről származtathatjuk. A generátor áramegyensúlyának lassú változásait a töltőáram szabályzásával kompenzálhatjuk. A tized másodpercnél gyorsabb ingadozásokat egy koronatriódának nevezett gázkisülési tűelektróda-csoporton át levezetett járulékos terhelőáram-komponens elektronikus vezérlésével csökkenthetjük az előírt értékre. A párhuzamosan táplált fe-

szültségsokszorozós töltőrendszerek esetén a feszültség stabilizálására közvetlen elektronikus feszültségszabályzó körök használatosak.

Nyalábtranszportrendszerek. Az analizáló mágnes kimeneténél nyert néhány mm átmérőjű, energiára stabilizált ionnyalábot fókuszáló mágneses ionoptikai lencserendszereken és kapcsolómágneseken átvezetett vákuumcsatornákban szállítjuk a magfizikai mérőberendezésekbe. Az iontranszportrendszer felsorolt ionoptikai elemei a különböző kísérlettípusok által szabott követelményeknek megfelelően formálják a nyalábot. Érdemes külön megemlíteni az ionmikronyalábcsatornákat, amelyekben minimalizált leképzési hibákkal jellemzett mágneses lencserendszerek 1 μm nagyságrendbe eső átmérőre fókuszált ionnyalábot állítanak elő. A nyalábot két egymásra merőleges irányban sepretve a bombázott minta elemi összetételének laterális feltérképezésére nyílik lehetőség (a kiváltott atomi vagy magfolyamatokból kilépő sugárzások detektálása alapján).

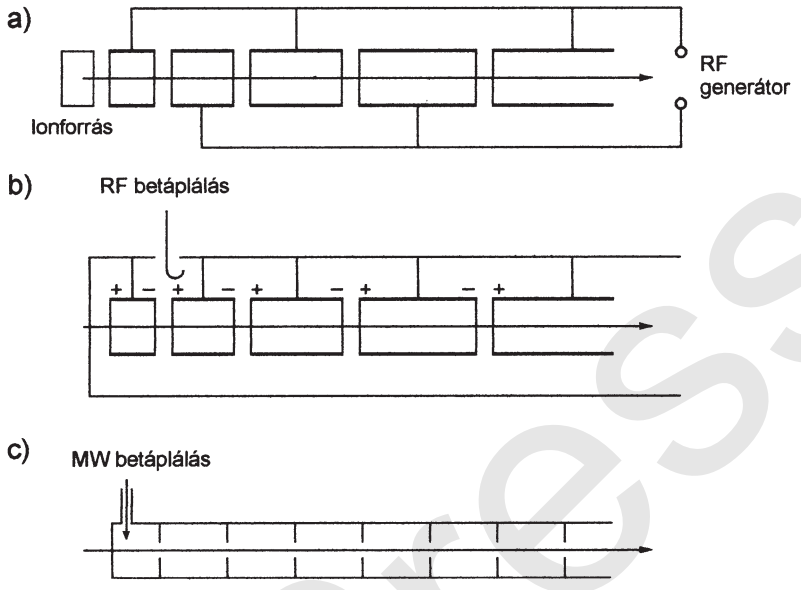
Hazánkban neutrongenerátorok pl. a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszékén, MeV-es tartományban dolgozó klasszikus egyvégű Van de Graaff-gyorsítók Budapesten, a Központi Fizikai Kutatóintézetben (5 MV) és Debrecenben az MTA Atommagkutató Intézetben (1,5 MV és 5 MV) működnek. Az utóbbi helyen most folyik egy 2,5 MV-os Tandetron rendszerű gyorsító üzembe helyezése.

Az elektrosztatikus gyorsítókról részletesebb összefoglaló leírás található a következő munkákban: Rolfs, Rodney [1988], Takács [1997], Koltay [1979] és Csikai [1987].

V. 3. LINEÁRIS GYORSÍTÓK

A lineáris gyorsítók sematikus felépítése az V. 9. ábrán látható. Az V. 9. a. ábra a *Wideroe*-féle elrendezést mutatja be. Ez a gyorsító vákuumtérben elhelyezett henger alakú elektródák sorozatából áll, melyekre rádiófrekvenciás nagyfeszültséget kapcsolnak. Minden második elektróda egymással elektromosan össze van kötve. Ebbe az elektródasorozatba lépnek be a gyorsítandó töltött részecskék. Az ionforrást a részecske csak akkor tudja elhagyni, amikor az ionforrás és az első gyorsítóelektróda között gyorsító elektromos tér van, ez azt jelenti, hogy gyorsítás a rádiófrekvenciás feszültségnek csak bizonyos fázistartományában van, azaz a gyorsítón a részecskék egymástól elkülönülő csoportokban, „kötegekben" haladnak végig.

DUPress



V. 9. ábra. Lineáris gyorsítók elvi rajza: *a)* Wideroe-féle elrendezés, *b)* Alvarez-féle elrendezés, *c)* lineáris elektrongyorsító.

A részecskék az elektródák közötti résekben gyorsulnak, az elektródák belsejében lévő térmentes tartományban állandó sebességgel haladnak tovább. Ebben az elrendezésben az ionok egyidejűleg minden második gyorsítórésben éreznek gyorsító elektromos teret. Amíg a részecske az elektróda belsejében halad, a gyorsítótér fél periódussal megváltozik, így onnan kilépve a következő gyorsítórésben ismét gyorsító elektromos teret érez. A rezonanciagyorsítás feltétele, hogy a résen való áthaladás a rádiófrekvenciás feszültségnek ugyanazon fázistartományában történjen. Ekkor az egymást követő rések közötti távolság

$$l = \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{v}{c}, \qquad \text{(V. 6.)}$$

ahol λ a rádiófrekvenciás feszültség hullámhossza, v a részecske, c a fény sebessége. Ahogy a sebesség nő, a gyorsítás folyamán egyre hosszabb és hosszabb elektródákat kell alkalmazni. Azonos gyorsítófeszültséget feltételezve az elektródák hossza fordítva arányos a részecske tömegének négyzetgyökével. (Ez az $E = mv^2/2$ összefüggésből következik, ha E fix érték: $v \propto 1/m^{1/2}$ és így $l \propto 1/m^{1/2}$ [l. V. 6. egyenletet].) Kezdetben a lineáris gyorsítókat nehézionok gyorsítására használták.

DUPress

A gyorsítóelektródákat az *Alvarez*-féle elrendezésnél egy rezonátor belsejében, annak falához rögzítve helyezik el (V. 9. b. ábra). A rezonátorba egy hurok csatolja be a rádiófrekvenciás teljesítményt. A rezonátorban tengelyirányú elektromos tér alakul ki, amely félperiódusonként ellenkező irányúra változik. A töltések az elektródák egyik végéről a másikra oszcillálnak a tartón keresztül. Mindegyik gyorsítórésben így azonos irányú az erőtér, a részecskék mindegyikben egyidejűleg gyorsulnak. A részecskének egy periódus ideig kell a gyorsítóelektródában haladnia, így az egymást követő rések közötti távolság

$$l = \lambda \frac{v}{c}. \qquad \text{(V. 7.)}$$

Előnye ennek az elrendezésnek, hogy egy nagy jósági tényezőjű rezonátort viszonylag magas frekvencián, jó hatásfokkal lehet működtetni. A gyorsítórésekben kialakuló nagyfrekvenciás elektromos tér hatására az ionok a tengelyhelyzetükből eltérülnek. A veszteségek elkerülése érdekében a gyorsítás folyamán az ionnyalábot a tengely közelében kell tartani, fókuszálni kell. Erre a modern gyorsítókban mágneses kvadrupóluslencséket alkalmaznak. A kvadrupóluslencse az egyik síkban fókuszáló, a rá merőlegesben pedig defókuszáló hatást fejt ki. A fókuszáló hatás valamivel erősebb a defókuszálónál. A tengely mentén váltakozva egy adott síkban fókuszáló és defókuszáló lencséket elhelyezve eredő fókuszáló hatás érhető el. Ezt a fókuszálást a váltakozó mágneses térgradiens miatt AG (**a**lternating **g**radient) fókuszálásnak nevezzük. Megjegyezzük, az AG fókuszálási elvet széleskörűen alkalmazzák az ionnyalábok fókuszálására mind gyorsítás, mind nyalábvezetés esetén.

Az említett lineáris gyorsítókkal protonok, könnyű és nehéz atommagok ionjai gyorsíthatók és az ionnyaláb energiája is változtatható a gyorsítótér nagyságának, illetve az ionok töltésállapotának változtatásával. Nehézionok GeV-es energiákra történő gyorsítására példa a darmstadti (Németország) GSI nehézion-gyorsító laboratórium [GSI 2003].

A könnyű (relativisztikus) részecskék (elektronok, ill. pozitronok) gyorsítására alkalmas lineáris gyorsító konstrukciója eltérő. Az elektronok kicsiny tömegük folytán már kis energiáknál is nagy sebességgel rendelkeznek és a gyorsítóelektródák hossza irreálisra növekedne. Az elektronok sebessége már 2 MeV energiánál megközelíti a fény sebességét és az a továbbiakban szinte változatlan marad, csak a tömegük növekszik. A gyorsításra a mikrohullámú frekvenciatartományban működő hengeres hullámvezető jellegű elrendezés alkalmas, amely a V. 9. c. ábrán látható. A hullámvezető belsejében elhelyezett diafragmákkal lelassítják a hullámvezetőben tovahaladó elektromágneses hullám fázissebességét

az elektronok sebességére. A megfelelő fázisban belépő elektroncsomag gyorsítóteret érez, ha fázisban marad a haladó hullámával, ekkor annak elektromos terén „lovagolva" folyamatosan gyorsulva halad végig a gyorsítón.

A nagy energiájú lineáris elektrongyorsítóknak számos előnyük van a ciklikus gyorsítókkal szemben:

– a nyalábenergiát a betáplált teljesítményen keresztül széles tartományban lehet változtatni,

– a mikrohullámú teljesítmény jó hatásfokkal adható át az elektronnyalábnak és az áramimpulzusban nagy intenzitást lehet elérni,

– az egyenes vonalú mozgás folytán nem lépnek fel sugárzási veszteségek, amelyek a ciklikus gyorsítóknál az elérhető végenergiát korlátozzák,

– a nyaláb kivezetése a gyorsító végén különösen egyszerűen megoldható.

Elektronok és pozitronok gyorsítására egyaránt alkalmas lineáris gyorsítóra példa a stanfordi (USA) SLAC laboratórium 47 GeV-es gyorsítókomplexuma [SLAC 2003].

Napjainkban a lineáris gyorsítók alkalmazása dominál a sugárterápiában. A nagyenergiára gyorsított elektronok közvetlenül is felhasználhatók a felülethez közeli elváltozások kezelésére, úgy, hogy a mögötte lévő ép szöveteket nem terheljük. Az elektronokat céltárgyba ütköztetve nagyenergiájú fékezési röntgensugárzást kapunk, amit a mélyen fekvő elváltozások besugárzására lehet alkalmazni (l. a IX. 6. 2. részben). A Debreceni Egyetem Orvos- és Egészségtudományi Centrum Sugárterápia Tanszékén működő lineáris gyorsítóból nyert elektronok 4 → 18 MeV energiájúak.

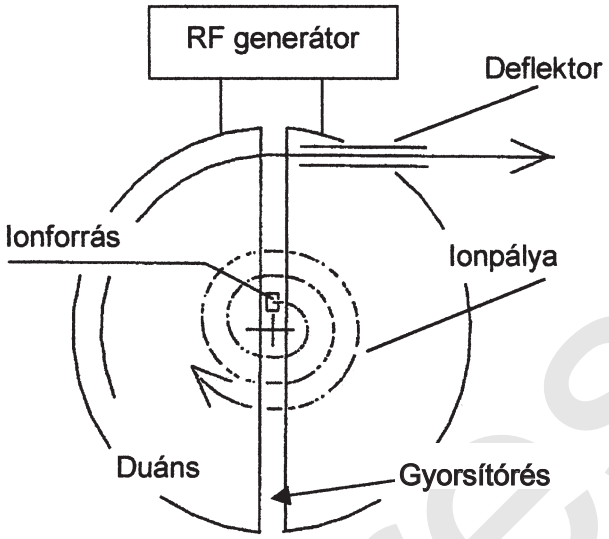
V. 4. CIKLOTRON, IZOKRON CIKLOTRON, SZINKROCIKLOTRON

A ciklotron mágneses terében az ion közel körpályán mozog, szabályos időközönként többször áthalad ugyanazon elektródák közötti gyorsító szakaszon és fokozatosan, lépésenként gyorsul fel a végenergiára. Az elmondottakat szemlélteti az V. 10. ábra.

A ciklotron alapegyenletének levezetéséhez jelöljük m-mel és q-val az ion tömegét, ill. töltését, amely v sebességgel mozog a homogén B mágneses tér irányára merőleges síkban és pályájának sugara r. A Lorentz-erővel a centrifugális erő tart egyensúlyt:

$$qvB = \frac{mv^2}{r}, \qquad \text{(V. 8.)}$$

DUPress



V. 10. ábra. A klasszikus ciklotron elvi vázlatrajza. Egy pozitív töltésű ion pályája a ciklotronban. A ***B*** iránya az ábra síkjából kifelé mutat.

ahonnan a körfrekvencia:

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{qB}{m}, \qquad \text{(V. 9.)}$$

azaz a keringési frekvencia független a részecske sebességétől (pályájának sugarától). Az V. 9. összefüggést szokásosan *ciklotronegyenletnek* nevezik. Amennyiben a gyorsítóelektródákra ellentétes fázisban $U_D=U_0\cos(\omega_D t)$ alakú **r**ádió**f**rekvenciás (RF) feszültséget kapcsolunk, a középpontban egy megfelelő időpontban – amikor a két duáns közötti áthaladáskor a sebesség növekedése a maximális – elinduló ion a két duáns között a rádiófrekvenciás jelnek mindig ugyanabban a fázisában fog áthaladni. Így lépésenként felgyorsulva spirál alakú pályán fog mozogni, miként az ábrán is látható. A duáns egy „doboz" formájú elektród, így belsejében nincs elektromos tér, a részecske pályasugara ott nem változik.

Az itt vizsgált ideális esetben – mivel az ion keringési frekvenciája független a sugártól – a rádiófrekvenciás feszültség frekvenciája megegyezik az ion keringési frekvenciájával, azaz $\omega_D=\omega$. A kinetikus energia növekedése a két duáns közötti gyorsítórés egyszeri keresztezésekor $2qU_D$, egy körülfordulás alatt $4qU_D$. Az elérhető végenergia (a maximális pályasugárhoz tartozó kinetikus energia) az V. 8. egyenlet alapján:

$$E_{max} = \frac{q^2}{2m}(Br_{max})^2. \qquad \text{(V. 10.)}$$

DUPress

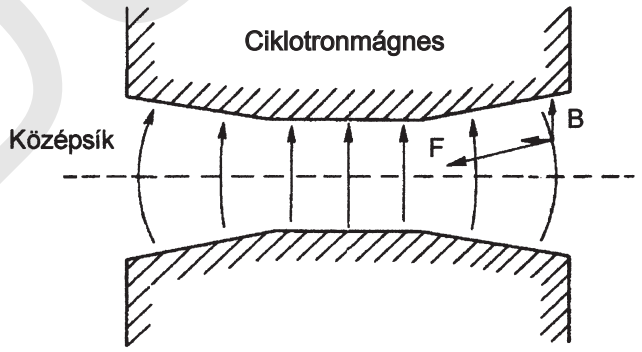
A maximális pályasugáron az ion eljut a kivonó rendszerig, az ún. deflektorig és azon keresztül elhagyja a mágneses teret és a ciklotront.

A mágnes méretének növelésével az elérhető végenergia nem növelhető minden határon túl, a Lawrance-féle *klasszikus ciklotronnál* a sebesség növekedésével együtt járó relativisztikus tömegnövekedés korlátozza azt (l. később). A relativisztikus effektusok protonoknál 10 MeV, deuteronoknál 20 MeV energiáknál már akadályozzák a részecskék további gyorsítását.

Az ion a ciklotronon belül számos (több száz) fordulatot tesz meg, így gondoskodni kell arról, hogy az ion pályája stabilis legyen, az ionok gyorsítás közben ne szóródjanak ki az egyensúlyi pályáról. Ennek érdekében a gyorsítás alatt olyan erőhatásokat kell biztosítani, amelyek az egyensúlyi pályáról kilépett iont mind axiális, mind radiális irányban visszatérítik oda. A radiális stabilitást az (V. 8.) egyenlőség szerinti egyensúly biztosítja, az axiális stabilitást a ciklotron központjában a duánsok közötti elektromos tér fókuszáló hatása, nagy pályasugaraknál az elektromágnes speciális kialakítása teszi lehetővé. A klasszikus ciklotronban a mágneses tér erőssége csökken a sugárral, az erővonalak a V. 11. ábrán látható módon görbülnek, a középsíkból kilépő ionra visszatérítő erő hat. A mágneses tér sugárral való változását az ún. térindex definiálja, n pozitív értéke a sugár növekedésével csökkenő térerősséget jelöl:

$$n = -\frac{d \ln B}{d \ln r}. \qquad \text{(V. 11.)}$$

Amennyiben a részecske axiális vagy radiális irányban eltér az egyensúlyi pályáról, a visszatérítő erők hatására a térindex által meghatározott stabil axiális és radiális oszcillációkat fog végezni az egyensúlyi pálya körül. Ezek az ún. betatron-



V. 11. ábra. A klasszikus ciklotron mágneses tere. Sugárral csökkenő térerősség függőleges fókuszálást eredményez.

DUPress

oszcillációk; amennyiben ezek amplitúdója nagyobb a megengedettnél, az ionok gyorsítás közben a duánsokba ütköznek, nyalábveszteség lép fel.

A klasszikus ciklotronoknál az axiális fókuszálás érdekében a mágneses tér csökken a sugárral. Így az ion mozgásával kapcsolatos V. 9. összefüggés, miszerint a körfrekvencia állandó, nem teljesül, ω értéke függ a pályasugártól. A gyorsítást a duánsra kapcsolt állandó ω_D körfrekvenciájú rádiófrekvenciás feszültséggel végzik. A gyorsítás során a központi tartományban $\omega > \omega_D$, míg a külső pályasugaraknál $\omega < \omega_D$. Ennek megfelelően a gyorsítás fázisa – azaz a duánsok közötti résben való áthaladás fázisa – változik a pályasugárral a rádiófrekvenciás feszültség fázisához képest. A fáziseltérés nem lehet nagy, az ionnak gyorsítóteret kell éreznie a gyorsító szakaszon való áthaladáskor, így ez a fáziseltolódás is korlátozza a ciklotronnal elérhető végenergiát.

Mint ismeretes, relativisztikus sebességeknél a sebesség növekedésével a részecske tömege nő:

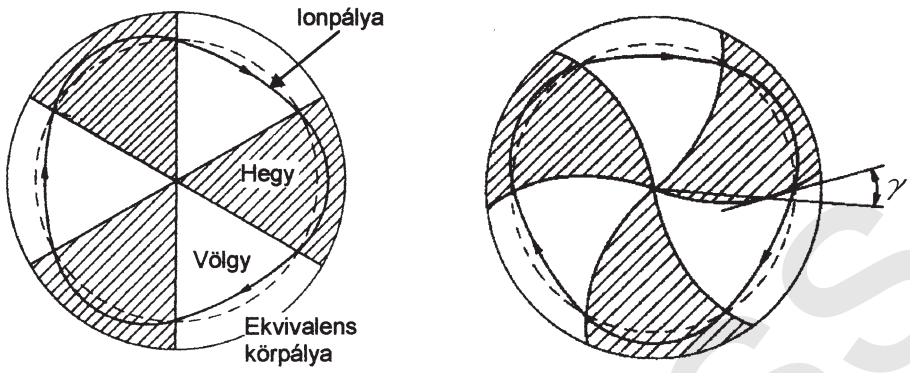
$$m = m_0 \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right]^{-1/2}. \qquad \text{(V. 12.)}$$

Ahhoz, hogy teljesüljön az V. 9. feltétel, a mágneses tér értékét növelni kell a sugárral az *m* növekedésével arányosan. Ez esetben a térindex negatív és az axiális fókuszálás elmarad. A továbblépéshez a mágneses tér szerkezetét jelentősen módosítani kell, az axiális fókuszálást és a térerősség sugár szerinti változását egymástól függetlenül kell megvalósítani, a nyaláb stabilitását egy összetett mágneses tér tudja biztosítani.

Az ionnyaláb axiális stabilitása biztosítható, ha a mágnes pólusaira szektor formájú (ferromágneses anyagú) betéteket rögzítenek (ezek az ún. „hegyek"), és így a szektorok között a mágneses tér erősségét megnövelik, a mágneses térnek azimutális változását hozzák létre az ion pályája mentén. A fókuszálási elvről az ilyen típusú ciklotronokat **s**zektor**f**ókuszálású (SF) ciklotronoknak nevezik.

A részecske pályája az SF ciklotronban az V. 12. ábrán látható. Mivel a mágneses tér értéke a pálya mentén változik, a részecske pályájának sugara különböző a „hegy", illetve „völgy" tartományokban. A pálya nem merőleges a szektor határára, a sebességnek sugármenti komponense is van és ennek, valamint a mágneses erővonalak görbülésének következtében a szektorhatárokon axiális fókuszálás lép fel (l. részletesebben pl. Valek [1983]; Fényes [1970]).

A pálya axiális stabilitását tehát biztosítja a mágneses tér speciális szerkezete, így lehetőség van arra, hogy a mágneses térerősség nagyságát (pontosabban egy adott pályára számolt átlagos értékét) a sugár mentén úgy állítsák be, hogy az ion mozgásának körfrekvenciája ne függjön a sugártól, azaz egy teljes körülfordulás-



V. 12. ábra. Az ion pályája a szektorfókuszálású ciklotronban. Bal oldalon: radiális szektorok, jobb oldalon: spirálszektorok.

hoz szükséges idő mindig ugyanaz legyen (*izokron* működés). A rádiófrekvenciás gyorsítófeszültség frekvenciája így megegyezik az ion körforgásának frekvenciájával; a fáziskülönbség változása miatti nyalábveszteség elkerülhető.

Az átlagos térerősség sugármenti növekedését egyrészt a szektorok alakja („hegy"- és „völgy"-tartományok aránya) másrészt kiegészítő tekercspárok (ún. koncentrikus tekercsek) megfelelő gerjesztése biztosítja. Az elektromágnes pólusain a kiegészítő tekercsek különböző sugarakon vannak elhelyezve. Az izokron tér értéke:

$$\overline{B}_r = \frac{m_r}{m_0} B_0 = B_0 \left(1 + \frac{E_{kin}}{E_0} \right), \qquad \text{(V. 13.)}$$

ahol $\overline{B}_r$, m_r és E_{kin} az átlagos mágneses indukció, a részecske tömege és kinetikus energiája az r sugárnál, B_0 és m_0 ezen mennyiségek $r = 0$-nál felvett értéke, E_0 a részecske nyugalmi energiája. ($E_0 \approx 940$ MeV protonokra, így pl. $E_{kin} = 20$ MeV energiához az átlagos térerősséget 2%-kal kell növelni.)

Az SF ciklotronok alkalmasak különböző ionok különböző energiára történő gyorsítására. Az energiaváltoztatás érdekében a B_0 értékét és ennek megfelelően a gyorsító rádiófrekvenciás feszültségnek a frekvenciáját kell változtatni (l. V. 9. és V. 10. összefüggéseket). A rádiófrekvenciás generátor általában nem tudja átfogni a teljes kihasználható (q/m, ill. B) tartományt, így a gyorsításra az ún. felharmonikus üzemmódot is alkalmazni kell (amikor a rádiófrekvenciás feszültség frekvenciája az ion keringési frekvenciájának többszöröse). Többféle ion gyorsítására alkalmas ciklotronnál egy adott részecskének lehetséges névleges energiáját az alábbi összefüggéssel szokás megadni:

DUPress

$$E_{max} = K \frac{Q^2}{A}, \qquad \text{(V. 14.)}$$

ahol $Q = q/e$ az ion töltése elemi töltésegységekben, A a tömegszáma, K értéke (ill. tartománya) az adott ciklotronra jellemző (a ciklotron paraméterei határozzák meg); az energiát MeV egységekben kapjuk meg.

A gyorsítható részecskék fajtáit, ill. a ciklotronok konstrukciós sajátságait tekintve különböző SF ciklotronok épültek. Részletes adatok erre a nemzetközi ciklotronkonferenciák anyagaiban találhatók [Dutto, Craddock 1993; Cornell 1966; Baron, Lieuvin 1999]. Egy magyar nyelvű összefoglaló munka: Fényes [1970].

Az ún. negatívion-ciklotronok a hidrogén, ill. a deutérium negatív ionjait gyorsítják nagy nyalábintenzitással, általában izotóptermelés céljára. Erre a célra kereskedelmi forgalmú berendezések is rendelkezésre állnak. A nehézion-ciklotronok a periódusos rendszer szinte valamennyi elemét képesek gyorsítani. A radioaktív izotópok gyorsítására is kidolgoztak speciális berendezéseket.

A konstrukciós sajátságokat tekintve a kis és közepes méretű ciklotronok elektromágnese keret alakú, a hegyszektorokat a mágnes pólusaira építik rá. A nagy berendezések mágnesei különálló szektorok (ún. szeparált szektorú ciklotronok), a gyorsító- és vákuumrendszer elemeit, diagnosztikai eszközöket a szektorok közötti térben helyezik el. Megoldott a mágnesek szupravezető tekercsekkel történő gerjesztése. Gyorsítórések száma is több lehet a fenti modellpéldában bemutatott kettőnél. Néhány ciklotron adatai az V. 1. táblázatban láthatók [Baron, Lieuvin 1999].

Magyarországon az MTA Atommagkutató Intézetében 1986 óta működik egy kisméretű ciklotron. A ciklotront az intézetben folyó magfizikai alapkutatáson kívül orvosi diagnosztikai radioizotópok előállítására is használják (l. a IX. 6. alfejezetben). A ciklotron főbb paramétereit az V. 1. táblázatban tüntettük fel, a ciklotron fotója pedig a Függelék végén látható. A gyorsító laboratórium részletesebb ismertetése Valek [1983] összefoglaló munkájában található.

Számos kisméretű, speciális ciklotront alkalmaznak orvosi, izotóptermelési célokra. Pl. a Debreceni Egyetem Orvos- és Egészségtudományi Centrumában működik egy „PETtrace" ciklotron, ami protonokat 16, deuteronokat 8,4 MeV energiára tud gyorsítani 75, ill. 60 μA kihozott nyalábintenzitással. A gyorsítás egy speciális üzemmódban 5 percen belül elkezdhető.

Ciklotronokat (és más közepes és nagyenergiájú iongyorsítókat) alkalmaznak orvosi terápiás célokra is. A nagyenergiájú ionnyalábok geometriai mérete, térbeli helyzete jól szabályozható és kedvező a mélydóziseloszlásuk is, ezért azokat

V. 1. táblázat. Néhány ciklotron és szinkrociklotron adatai

Név és intézmény	Gyorsított részecskék	Energia	Nyaláb-intenzitás	Pólus-átmérő (m)	Mágnes-vastömeg (t)	Megjegyzés
MGC ATOMKI, Debrecen Magyarország	proton deuteron α-rész	K=20	50 μA 50 μA 25 μA	1,03	24	**kis méretű kompakt ciklotron**
Gyűrűciklotron PSI, Villigen, Svájc	proton	590 (MeV)	1,5 mA	kb. 9*	1960	szeparált szektor nyaláb: 1 MW
U400M JINR-LNR, Dubna, Oroszország	nehéz-ionok	***K*=630**		4,0	2100	Keret alakú mágnes
K1200 NSCL-MSU, East-Lansing, USA	nehéz-ionok	K=1200	$2{,}5\times10^{6}$ pps**	2,197	240	szupravezető tekercs
Fazotron JINR-LNP, Dubna Oroszország	proton	680 (MeV)	5 μA	6,0	7000	szinkrociklotron
Szinkrociklotron PNPI, Szentpétervár, Oroszország	proton	1000 (MeV)	0,5 μA	6,85	7800	szinkrociklotron

* Kivonási sugár: 4,45 m.
** $^{238}U^{39+}$ ionokra (példa az egzotikus nyalábok intenzitására); pps: részecskék száma másodpercenként.

hatékonyan alkalmazzák a különböző mélységben lévő elváltozások sugárkezelésére. A chibai-i Nehézion Orvosi Gyorsítónál (HIMAC, NIRS, Japán) pl. 290 ÷ 400 MeV/A energiájú szénionokat használnak terápiás besugárzásra. A nagytöltésű ionokat ECR ionforrással állítják elő [Kitagawa 2000].

A *szinkrociklotron* az energia növelésének másik lehetőségét használja ki, az RF rendszer frekvenciája csökken a részecske tömegnövekedésének megfelelően (**f**rekvencia**m**odulált, ún. FM ciklotronok). A függőleges fókuszálás érdekében a mágneses tér a klasszikus ciklotronéhoz hasonló. Ahogy a részecske egyre nagyobb pályasugárra érkezik, a gyorsítófeszültség frekvenciája csökken a tömeg növekedésének megfelelően, így a részecske a gyorsítórésen a helyes fázisban halad át a gyorsítás folyamán. Egy részecskecsoport gyorsítása után a gyorsítófeszültség frekvenciája visszatér kezdeti értékére és elkezdődik egy újabb részecskecsoport gyorsítása. A szinkrociklotronból a nyaláb makropulzusokban lép ki az RF rendszert moduláló frekvenciának megfelelően.

Szinkrociklotronokat protonok gyorsítására építettek, az elérhető energia 600 ÷ 1000 MeV, az elérhető nyalábáramuk alacsony, mikroamper nagyságrendben van.

A ciklikus gyorsítókban a nyaláb hosszú utat tesz meg (100 m ÷ km-es nagyságrendben). Az útja során a nyalábveszteség egyik oka a vákuumrendszerben lévő maradék gázokkal való ütközés, a másik a szerkezeti elemekbe történő becsapódás. A nyaláb részecskéit a gyorsítás során együtt kell tartani és – figyelembe véve a mágnespofák közötti kis távolságot – kis méretben. A fókuszáló erők az egyensúlyi pályáról letért részecskéket visszakényszerítik (V. 11. ábra), hatásuk hasonló a harmonikus oszcillátor erőfüggvényéhez: a részecskék az útjuk során periodikus rezgéseket végeznek az egyensúlyi pálya körül. A fókuszáló erők felléptét többféle megoldással biztosítják.

Függőleges (axiális) fókuszáló erők:

– a klasszikus és a szinkrociklotron esetén a térindex negatív értéke folytán lépnek fel,

– SF ciklotronoknál a szektorhatárokon kialakuló összetett (radiális, axiális és azimutális komponensekkel rendelkező) mágneses tér és a sebesség sugárirányú komponense következtében lépnek fel (a szektorhatáron az áthaladás nem merőleges, l. V. 12. ábrán). Emellett a szektorhatárok keresztezésekor periodikusan fókuszáló és defókuszáló hatás is jelentkezik, mely eredőben egy középsík felé visszatérítést eredményez [Livingood 1961].

Sugárirányú (radiális) fókuszáló erőt a centrifugális erő ellenében ható Lorentz-erő ad, ami az egyensúlyi pályáról letért részecskét visszatéríteni igyekszik.

Szinkrociklotron esetén a részecskék az ún. egyensúlyi fázis körül is rezgéseket végeznek (fázisfókuszálás).

Az axiális és sugár irányú rezgések az ún. betatronrezgések, közöttük csatolás van, a rezgési energia az egyikből átadódhat a másikba, a rezgési amplitúdó rezonanciaszerű felerősödése is felléphet, ami jelentős nyalábveszteséget okoz. A mágnes pólusai közötti távolság (légrés) és a duánsok belső nyílása az SF ciklotronoknál lényegesen kisebb, mint a klasszikus ciklotronok esetén, így a ciklotron tervezésénél igyekeznek mind a radiális, mind az axiális rezgések amplitúdóját alacsony értéken tartani.

V. 5. BETATRON, MIKROTRON, SZINKROTRON

Az elektronoknál a relativisztikus effektusok már viszonylag kis energián is jelentkeznek, ciklikus gyorsítás esetén a keringési frekvencia gyorsan csökken az energia növelésével. Alacsony energiájú elektronnyaláb (100 MeV alatt) előállítására – a lineáris gyorsítók mellett – betatronokat és mikrotronokat használnak.

DUPress

A *betatron* elvi vázlata az V. 13. ábrán látható. A nyaláb pályája itt is kör alakú, de működési elve eltér a rádiófrekvenciás gyorsítókétól. Az elektromágnest váltakozó áramú hálózatról táplálják, a változó mágneses fluxus hatására a légrésben keletkező elektromos örvénytér erőtere gyorsítja a körpályán lévő elektronokat. Ez a gyorsítóerő viszonylag alacsony, az elektronok milliós nagyságrendű fordulatot tesznek meg, hogy elérjék a 10 MeV nagyságrendű végenergiákat.

Amennyiben a mágneses tér arányosan nő az elektronok impulzusának növekedésével, az elektronok állandó sugarú pályán gyorsulnak. Ennek feltétele

$$B = \frac{\overline{B}}{2}, \tag{V. 15.}$$

ahol $\overline{B}$ az átlagos és B a pályasugáron lévő mágneses indukció. A mágneses térnek ennek megfelelően csökkenni kell a sugárral, de ez egyben szükséges a függőleges fókuszálás biztosításához is.

A sugárirányú fókuszálást itt is a centrifugális erő és a Lorentz-erő egyensúlya biztosítja. Ehhez az kell, hogy a pályasugár növekedésével a Lorentz-erő gyengébben csökkenjen a centrifugális erőnél. A fókuszáló erők hatására a nyaláb oszcillál az egyensúlyi pálya körül (ez az eredete a betatronoszcillációk elnevezésnek).

A gerjesztőfluxus rendszerint szinuszosan változik, így gyorsításra közelítőleg $T/4$ idő áll rendelkezésre. Az elektron energiája ez alatt az idő alatt nő a betatronparaméterek által meghatározott energiáig, azután az ellenkező irányú tér lassítaná az elektronokat, ezért a mágneses tér eltorzításával kivonják őket a gyorsítóból.

A *mikrotron* ciklikus gyorsító, állandó mágneses térrel és állandó frekvenciájú gyorsítótérrel, elvi vázlata az V. 13. ábrán látható. A gyorsítófeszültség olyan nagy, hogy az elektron energiája minden körülfordulás során a nyugalmi m_0 tömegének megfelelő energiával nő. Az V. 9. ciklotronegyenlet alapján a keringési idő

$$t = \frac{2\pi}{Bq} m, \tag{V. 16.}$$

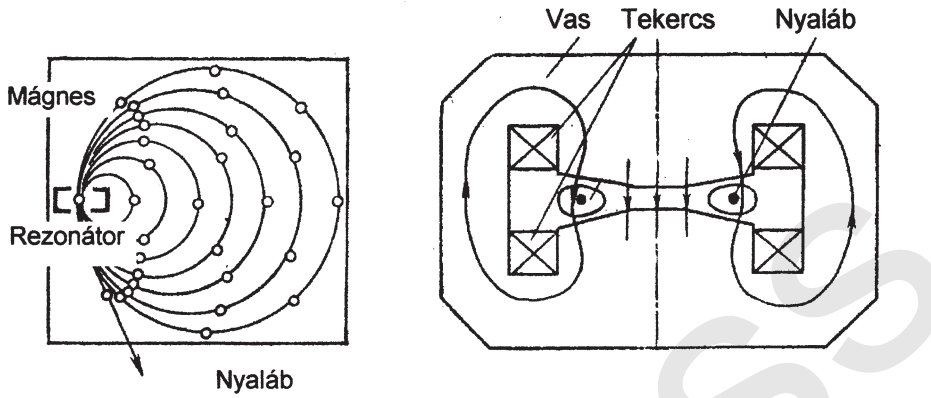
ahol m relativisztikus tömeg. Az elektron E_{kin} kinetikus energiája n fordulat után:

$$E_{kin} = nm_0c^2, \tag{V. 17.}$$

a körülfordulási idő pedig:

$$t = \frac{2\pi}{Bq} m_0(n+1). \tag{V. 18.}$$

DUPress



V. 13. ábra. Mikrotron (bal oldalon) és betatron elvi rajza.

A gyorsítás folyamán a körülfordulási idő az elektron nyugalmi tömegéhez tartozó körülfordulási időnek egész számú többszöröse. Az elektron mindig a gyorsítófeszültség azonos fázisában érkezik a gyorsítóréshez, ha annak frekvenciája

$$\upsilon = \frac{Bq}{2\pi m_0}. \qquad \text{(V. 19.)}$$

A megvalósításhoz mikrohullámú frekvenciákra és nagyméretű homogén mágneses térre van szükség.

A *szinkrotron* relativisztikus energiájú részecskéket gyorsít ciklikusan, időben változó mágneses és gyorsítótérrel. A részecskepálya sugara állandó vagy csak kevéssé változik a gyorsítás során. Relativisztikus esetben az energia az V. 16. összefüggésből:

$$W = mc^2 = \frac{Bqc^2}{\omega}. \qquad \text{(V. 20.)}$$

Látható, hogy elvben az energia a B vagy az ω, esetleg mindkettő változtatásával növelhető. A frekvencia vagy a mágneses tér változtatásakor a részecske néhány oszcilláció után új stabil egyensúlyi pályára áll be, a változásnak olyan lassúnak kell lenni, hogy legyen idő az egyensúlyi állapot beállásához (adiabatikus változtatások).

A szinkrotronok elektronok és nehézrészecskék gyorsítására is alkalmasak, ennek feltételei eltérőek. A ciklotronegyenletből

$$\frac{\omega}{B} = \frac{q}{m}. \qquad \text{(V. 21.)}$$

DUPress

Elektronok gyorsításakor a tömeg nagymértékben változik, a frekvenciát ilyen mértékben változtatni technikailag nem lehet, itt a mágneses teret kell növelni a tömeg növekedésének megfelelően. Ha az elektron sebessége már megközelítette a fény sebességét, a pálya sugara állandó. A mágneses teret nem kell a pólus közepétől kiképezni, hanem elegendő egy gyűrű alakú területen a maximális pályasugár környezetében. Az elektronokat már megfelelően előgyorsítva kell bevezetni a szinkrotronba.

Protonok, ill. nehézrészecskék esetén a tömegváltozás még egészen nagy energiáknál is csekély mértékű. A szinkrociklotron állandó mágneses terű frekvenciamodulált berendezés (l. V. 4. alfejezetet), itt a pályasugár változik az energiával, az egész pólusra szükség van. Ha a sugarat közel állandónak akarjuk tartani, akkor a mágneses teret is változtatni kell, és természetesen egy előgyorsított részecskenyalábot kell bevezetni a berendezésbe. A ciklotronegyenletből a pályasugár

$$r = \frac{mv}{Bq}, \qquad \text{(V. 22.)}$$

azaz a mágneses teret gyorsabban kell növelni, mint ahogy a részecske tömege nő. Az V. 21. összefüggés mutatja, az ω-t is növelni kell, mégpedig B/m arányában. Az energia növeléséhez a mágneses térnek a frekvenciánál erősebben kell növekednie (l. az V. 20. összefüggést).

Természetesen a részecskenyaláb fókuszálását a szinkrotronoknál is biztosítani kell (l. az V. 4. alfejezetben tárgyaltakat).

V. 6. NAGY ENERGIÁJÚ GYORSÍTÓK

Az elemi részecskék kutatására, a részecskék belső szerkezetének megismerésére GeV és annál nagyobb energiájú proton-, illetve elektrongyorsítókat építenek.

Protonok esetén az előző fejezetben ismertetett szinkrotronok alkalmasak erre a feladatra. Relativisztikus energiáknál az eltérítési sugár az energiával lineárisan arányos és egy mágneses gyűrűben állandó vagy közel állandó pályasugáron történik a gyorsítás. A szinkrotrongyűrű eltérítő mágnesekből épül fel, közöttük helyezkednek el a gyorsító-, vákuum- és diagnosztikai rendszer egységei, valamint a belövő-, illetve kivonórendszer. Az eltérítőmágnesek C alakúak, a mágneses terük a sugár növekedésével változik. A függőleges és a vízszintes fókuszálás érdekében az egyik mágnesben a térerősség csökken a sugárral, míg a má-

DUPress

sikban nő. A pálya mentén váltakozva helyezik el ezek a mágneseket, és így létrejön az AG fókuszálás (l. V. 3. alfejezetet). Két protonszinkrotron adatai az V. 2. táblázatban láthatók [CERN 2003; ISIS 2003].

Nagyenergiájú elektronok előállítására lineáris gyorsítókat és szinkrotronokat használnak. A körpályán mozgó elektron elektromágneses sugárzást bocsát ki (ez az ún. szinkrotronsugárzás) és ennek következtében energiája csökken mozgása során. Néhány elektron szinkrotron adatait az V. 2. táblázatban [ISRF 2003; APS 2003] tüntettük fel.

A szinkrotronsugárzás nem folyamatos, különálló fotonok alkotják, véletlenszerű irány- és impulzuseloszlással. Egy körülfordulás alatt a kisugárzott teljes energia elektrononként

$$W \approx 90\frac{E^4}{R}\ [\text{keV}], \qquad \text{(V. 23.)}$$

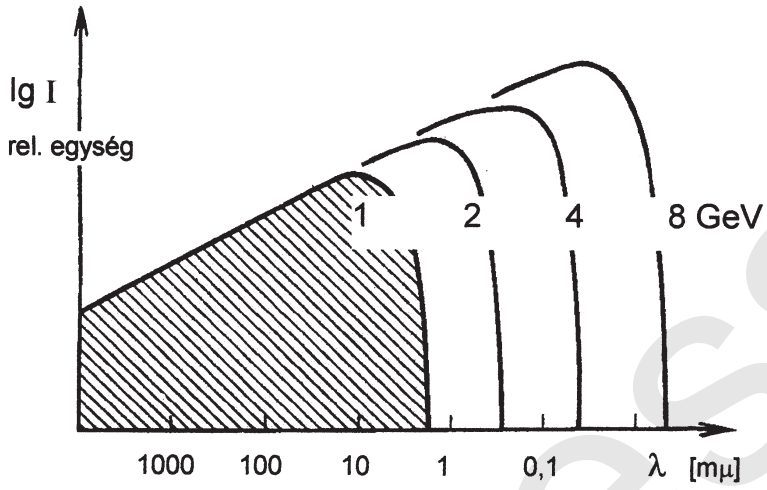
ahol E az elektron energiája GeV egységekben, az R pályasugár egysége m. Az ún. kritikus frekvencia

$$\omega = \frac{2c}{3R}\left(\frac{E}{E_0}\right)^3, \qquad \text{(V. 24.)}$$

V. 2. táblázat. Nagy energiájú proton- és elektrongyorsítók

Név és intézmény	Gyorsított részecske	Energia (GeV)	Közepes pályasugár (m)	Megjegyzés
SPS CERN, Genf, Svájc	proton	450	1100	CERN-i gyorsító-komplexum része
ISIS Rutherford Appleton Lab., Anglia	proton	0,8	26	spallációs neutronforrás
ISRF ESRF, Grenoble, Franciaország	elektron	6	48	belövő az ESR komplexum tárológyűrűjébe
APS ANL, Argonne, USA	pozitron	7	59	belövő az Advanced Photon Source tárológyűrűbe
SLAC Stanfordi Egyetem, USA	elektron pozitron	47	-	3050 m hosszú lineáris gyorsító

PUPress



V. 14. ábra. A szinkrotronsugárzás spektrális eloszlása.

ahol c a fénysebesség és E_0 a nyugalmi tömeg. A foton energiája $\hbar\omega$. A kisugárzott teljesítmény fele a kritikus energia alatt van, a másik fele felette. A teljesítmény jelentős része a sebesség irányában, a pályasugár érintője irányában sugárzódik ki. A szinkrotronsugárzás intenzitásának eloszlását relatív egységekben az V. 14. ábra mutatja. Az elektronszinkrotron hatásosan transzformálja a betáplált rádiófrekvenciás teljesítményt a rövidebb hullámhossztartományba, így ez igen hatékony eszköz nagy intenzitású látható és röntgensugárzás keltésére.

Az elektronszinkrotronokkal elérhető energia 10 GeV körül van, a fordulatonkénti energiát pótolni kell (ez pl. 100 m átmérő esetén 8,85 MeV, ami jelentős technikai probléma). Magasabb energia lineáris gyorsítóval lehetséges, mivel ott nem lép fel sugárzási veszteség (V. 2. táblázat [SLAC 2003]).

A nagy méretű, nagy energiájú gyorsítót kisebb gyorsító vagy gyorsítók előzik meg, amelyek lehetnek kisebb energiájú szinkrotronok (ún. „booster" gyorsítók), valamint SF ciklotronok vagy lineáris gyorsítók. A nagy energiájú nyalábot általában tárológyűrűbe vezetik tovább.

*

Néhány nagyobb, a stabilitási sávtól távol eső atommagok előállítására is alkalmas gyorsítóberendezést a X. 1. 2. pontban tárgyalunk részletesebben.

Budapress

V. 7. TÁROLÓGYŰRŰK

A részecskefizikai kutatások egyre nagyobb energiájú kölcsönhatási folyamatokat igényelnek, és ez a hagyományos módon, fix céltárgyas ütközésekben, ahol a bombázó részecske energiájának egy tekintélyes része a reakciótermékek mozgási energiájára fordítódik, nehezen valósítható meg. Ugyanakkor azonos gyorsított részecskék szemközti centrális ütközésekor a teljes energia a keletkező rendszer gerjesztésére fordítódik. Pl. hagyományos úton csak 20 TeV-es protongyorsítóval lehetne ugyanazt a kölcsönhatási energiát létrehozni, mint amelyet 100 GeV-es protonok ütközése kelt.

A részecskenyalábokban a részecskék sűrűsége nagyon alacsony, nagyságrendekkel kisebb, mint a szokásos céltárgyakban, a gáz céltárgyakat is figyelembe véve. A keresztező nyalábok részecskecsomagjai szinte kölcsönhatás nélkül haladnak keresztül egymáson, a nyalábok közötti kölcsönhatás valószínűsége nagyon alacsony. Egy esemény megtörténéséhez a nyalábok ütköztetését sokszorosan ismételni kell, ehhez a nyalábokat egy ideig tárolni kell. Bizonyos típusú ütközések más módon létre sem hozhatók, pl. proton-antiproton- vagy elektron-pozitron-ütközések.

A tárológyűrűk felépítése és működése megegyezik a szinkrotronokéval, de van néhány eltérés is:

– biztosítani kell egy alkalmas elrendezést a nyalábok ütköztetéséhez,

– nagyon jó vákuum (nagyságrendben 10^{-10} Pa) létrehozása szükséges, mivel a legnagyobb nyalábveszteség a maradék gázzal történő kölcsönhatásból származik,

V. 3. táblázat. Néhány nagy energiájú ütközőnyalábos gyorsító és tárológyűrű fontosabb adatai

	RHIC Bookhaven USA		LHC CERN SVÁJC	
Fizika indul (év)	2001	2000	2009	2010
Ütk. részecskék	*pp* pol.	AuAu	*pp*	PbPb
Max. nyaláb-energia (TeV)	0,1 60% pol.	0,1 TeV/u	7,0	2,76 TeV/u
Luminozitás (10^{30} cm^{-2}s^{-1})	20	0,0012	10^4	0,001
Körkerület (km)	3,834		26,659	
Csúcs mágn. tér (T)	3,5		8,3	

Particle Data Group [2008] alapján.

DUPLICATE

– a gyűrű feltöltése számos belövő impulzussal történik, csak így lesz a nyaláb-áram jelentős,

– szabályozni kell a nyaláb részecskéinek egymáshoz viszonyított mozgását (impulzuskomponensek uniformizálása, a „nyaláb hűtése").

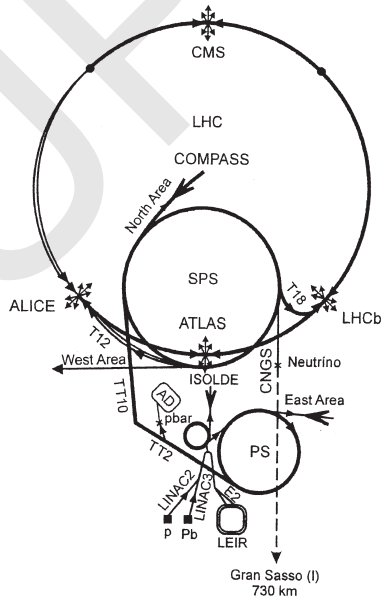
Néhány tárológyűrű fontosabb adatait az V. 3. táblázat ismerteti.

A RHIC (**r**elativistic **h**eavy **i**on **c**ollider) New York mellett, a Brookhaveni Nemzeti Laboratóriumban üzemel.

A CERN-i gyorsítókomplexum vázlatrajza az V. 15. ábrán látható.

A CERN (European Organization for Nuclear Research) Genf mellett működik. A nagy hadronütköztető gyorsítójuk (LHC, Large Hadron Collider) világviszonylatban a legnagyobb gyorsítókomplexum. A protonokat egy rádiófrekvenciás lineáris gyorsítóval először 50 MeV, aztán egy további fokozattal 1,4 GeV, a protonszinkrotronnal (PS) 26 GeV-re, a szuper protonszinkrotronnal (SPS) 450 GeV-re, végül a 27 km kerületű LHC fokozattal 7 TeV energiára gyorsítják nyalábonként. A tervek szerint Pb-ionokat is gyorsítanak, ill. ütköztetnek. Az alacsony energiájú ionok egy LEIR (**L**ow **E**nergy **I**on **R**ing) nevű tárológyűrűben tárolhatók.

A részecskefizikai célokra épült nagy energiájú gyorsítókat részletesebben a II. kötetben tárgyaljuk [Fényes 2007, II. 2. alfejezet].



V. 15. ábra. A CERN-i gyorsítókomplexum vázlatrajza (2008). PS: protonszinkrotron. SPS: szuper protonszinkrotron. LHC: nagy hadronütköztető. CNGS: CERN neutrínó Gran Sassóba. LEIR: alacsony energiájú iongyűrű. Az ALICE, ATLAS, CMS, LHCb és COMPASS detektorok.

DUPress

V. 8. NYALÁBJELLEMZŐK

A felgyorsított ionnyaláb felhasználható magában a gyorsítóban is (besugárzás, kísérletek belső nyalábon), de magfizikai mérések végzésére kedvezőbb lehetőség adódik megfelelően kialakított mérőhelyeken, ahová az ionnyalábot egy nyalábvezető rendszer juttatja el. A jobb kihasználás érdekében a gyorsítók mellett több, egymástól függetlenül használható mérőhely kialakítása is szokásos.

Az ionnyaláb legfontosabb jellemzői a következők:

– gyorsított ion típusa,
– ionok energiája, az energiaszórás mértéke,
– ionnyaláb intenzitása, teljesítménye,
– ionnyaláb emittanciája,
– ionnyaláb mérete,
– részecskék térbeli eloszlása az ionnyalábban,
– a részecskék idő szerinti eloszlása az ionnyalábban,
– nyalábok luminozitása,
– szinkrotron sugárnyaláb fényessége.

A gyorsító alapvetően meghatározza a gyorsítható ionok *típusát*. Könnyű részecskék (elektronok, pozitronok), atommagok (proton, deuteron, …), könnyű és nehézionok, radioaktív elemek ionjainak gyorsítására van lehetőség.

A gyorsítás során a részecskék *relativisztikus energiákra* is felgyorsíthatók, ahol a teljes energia, az impulzus és a kinetikus energia a következő:

$$U = \gamma m_0 c^2, \tag{V. 25.}$$

$$p = \beta\gamma m_0 c, \tag{V. 26.}$$

$$W = (\gamma - 1) m_0 c^2, \tag{V. 27.}$$

ahol $\beta = v/c$ a relativisztikus sebesség és $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$ a Lorentz-tényező. A mágneses térre merőleges síkban mozgó részecskére a p impulzus az r pályasugár, B mágneses indukció és q töltés segítségével a következőképpen fejezhető ki:

$$p = qBr. \tag{V. 28.}$$

Az ultrarelativisztikus tartományban a részecske teljes energiája:

$$U \approx W \approx pc, \tag{V. 29.}$$

kis energiákon a kinetikus energia:

$$W = E = \frac{1}{2} m_0 v^2. \tag{V. 30.}$$

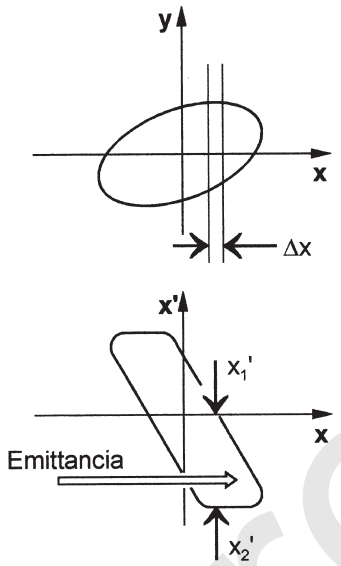
Az energiát MeV (millió elektronvolt) egységekben szokás megadni. Az *energiaszórás* mértékét az ún. félértékszélességnél állapítják meg és %-ban fejezik ki.

DUPress

A kísérletekhez felhasználandó nyaláb energiaszórásának csökkentésére és az energia értékének pontos meghatározására energiaanalizáló rendszert (pl. mágneses analizátort) építenek be a nyalábvezető rendszerbe.

A nyaláb *intenzitásának* megadására általában a nyalábáram értékét használják. Kétféle áramdefiníció használatos: az egyik a szokásos elektromos áramé (ha jelölik pl. enA), a másik a részecskeáram, amely a mért elektromos áram és az ionok töltésének a hányadosa (jelölése pl. pnA, részecske-nanoamper). Nagyteljesítményű gyorsítóknál szokásos a nyalábteljesítmény megadása is, amely az ionok energiája és a nyalábáram alapján számolható. Alacsony nyalábintenzitás esetén szokásos még a részecske/s egység használata is.

A nyalábvezetésre vonatkozó számításokban, ill. a nyalábvezetés során fellépő veszteségek becslésekor fontos paraméter az ionnyaláb *emittanciája* (annak értéke és alakja). Ez a paraméter a részecskemozgás fázistérbeli tárgyalásából származtatható, a jelentése nyalábvezetés esetére egyszerűen megfogalmazható, és ami lényeges, közvetlenül mérhető mennyiség. A fázistérben mindegyik részecskét egy, a hely és impulzus koordinátái által meghatározott pont reprezentál, a nyalábhoz tartozó részecskék koordinátái egy adott térfogaton belül helyezkednek el. Az elmélet szerint e térfogat nagysága a mozgás során állandó; az alakja, a különböző síkokra eső vetülete változik csak (Liouville-tétel [Banford 1966]). Gyorsítás után, a nyaláb vezetésekor a részecske mozgása a haladás irányában (z koordináta) és az arra merőleges irányokban (x és y koordináták) függetlenek egymástól, így a fázistérbeli mozgást az (x,p_x), (y,p_y) és (z,p_z) síkokban egymástól függetlenül, külön-külön lehet vizsgálni. A részecske p_z impulzusa állandónak tekinthető, így további egyszerűsítésre adódik lehetőség; a p_x és a p_y helyett a p_x/p_z, ill. p_y/p_z – azaz a részecskepálya x' és y' – divergenciája használható. Referencia a központi trajektória, a nyalábvezető rendszer tengelye, a részecskének ettől való távolsága és a divergencia méréssel meghatározható. A nyalábot alkotó részecskék az (x, x') koordinátáikkal meghatároznak egy tartományt a fázistérben, amely egy parallelogrammával vagy ellipszissel körülírható – ez a nyaláb fázistérbeli „alakja" – és az emittancia nagysága ennek a tartománynak a területe (használatos még a π-vel osztott értéke is), mértékegysége cm·mrad. A nyaláb emittanciáját két egymásra merőleges síkban adják meg (vízszintes és függőleges emittancia). Az elmondottakat az V. 16. ábra szemlélteti. Az emittancia nagysága a nyaláb vezetésekor nem változik (ha fizikai akadályokkal nem korlátozzuk a nyaláb méretét, ill. a nyaláb nem halad át egy szóró közegen), a fázistérbeli alak (az ún. fázisellipszis) változik csak. Más szavakkal, az egyik paraméter értékének (pl. a divergencia) csökkentése csak a másik növelése árán valósítható meg.



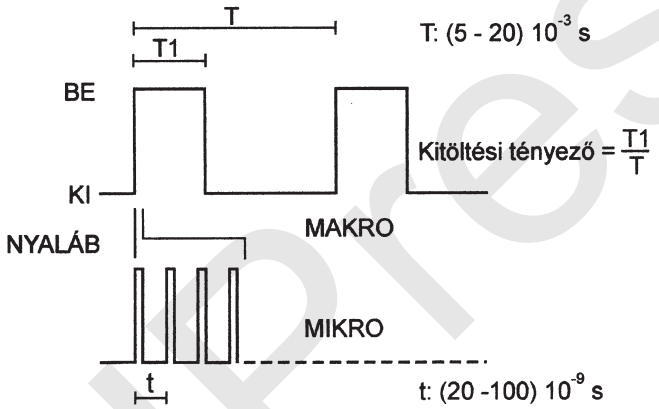
V. 16. ábra. A nyaláb emittanciájának meghatározása. Felül: egy nyaláb alakja a nyalábvezető *x-y* koordináta-rendszerében. A jelzett Δx tartományban levő részecskék divergenciája x_1' és x_2' közötti értékű. Alul: a nyaláb vízszintes emittanciája az (*x,x*') fázissíkban.

A nyaláb *mérete*, alakja a nyalábot alkotó részecskék által elfoglalt tartomány a nyalábvezető rendszerben. A nyaláb alakja a nyalábvezető rendszer mentén a különböző ionoptikai eszközökkel (lencsék, eltérítő mágnesek) változtatható; mivel a nyaláb emittanciája véges, ahol a nyaláb kis méretű, ott a divergencia értéke nagy. A nyaláb alakja leggyakrabban ellipszishez hasonlítható, annak az *x* és *y* tengelyekre eső vetülete adja meg a nyaláb ún. burkoló görbéjének (beam envelope) méretét, melyek ionoptikai számolásokból és nyalábdiagnosztika útján meghatározhatók.

A részecskék *sűrűségeloszlása* a nyalábban nem egyenletes, gyakran egy Gauss-eloszláshoz hasonlítható. A nyaláb alakját, a részecskék eloszlását a nyaláb kontúrján belül nyalábprofil mérésével lehet meghatározni. Ennek legegyszerűbb módja, ha egy vékony árammérő szondát mozgatunk a nyalábon keresztül, pl. az *x* tengely mentén, és mérjük a felfogott ionáramot az *x* koordináta függvényében. Megfelelő berendezés segítségével mind a vízszintes, mind a függőleges nyalábprofil egyszerűen megadható. Különleges körülmények között a nyaláb egy részén a részecskék sűrűsége lényegesen nagyobb lehet az eloszlás alapján várható értéknél, az egy lokális maximumot mutathat; ezt nevezik a nyaláb forró pontjának (hot spot).

EDPress

Részben a működési elvből, részben üzemeltetési feltételek miatt a rezonanciagyorsítókból az ionok szakaszosan, csoportokban érkeznek, azaz a nyalábáramnak egy *időszerkezete* van, melyet az V. 17. ábra szemléltet. Az ún. makropulzusoknak a frekvenciája 0,1 ÷ 100 Hz nagyságrendben van, kitöltési tényező értéke változtatható, ill. a gyorsító típusa meghatározza (pl. szinkronoknál). Ionok az ionforrástól a gyorsító rádiófrekvenciás feszültség mindegyik ciklusában indulnak, így egy makropulzuson belül nagyszámú mikropulzus is található. Figyelembe véve az áramimpulzusok kitöltési tényezőit (a mikropulzusokra ez 0,1 körüli értékű) átlagos ionáramhoz jelentős csúcsáram tartozhat.



V. 17. ábra. A nyaláb intenzitásának időfüggése (rádiófrekvenciás gyorsítóknál).

A *luminozitás* (luminosity) az ütköző nyalábokkal végzett méréseknél a kölcsönhatás gyakoriságát jellemzi. A pillanatnyi luminozitás arányos a nyalábokban lévő részecskesűrűségek átfedési integráljával. Egy adott kísérletben megvalósuló kölcsönhatások számát a hatáskeresztmetszet és az integrális luminozitás (pillanatnyi luminozitás integrálva a teljes mérési időre) szorzata adja meg [Conte, Mackay 1991].

A *fényességet* (brightness, brillance) a szinkrotronsugárzás, ill. sugárforrás intenzitásának jellemzésére használják. A fényesség értéke a céltárgyra időegység alatt érkező fotonok száma osztva a sugárzás sávszélességével [Conte, Mackay 1991].

DUPress

IRODALOM AZ V. FEJEZETHEZ

Összefoglaló munkák

Angert, N. 1994: *CERN 94-01,* Vol. II., p. 619.

Banford, A. P. 1966: *The transport of charged particle beams* (Spon, London).

Biri S. 1993: *Gyorsítóberendezések nehézion-forrásai. Az atomenergia- és magkutatás újabb eredményei sorozatban,* 10. kötet. Szerk. Koltay E. (Akadémiai Kiadó, Budapest) 137. o.

Bohátka S. 2008: *Vákuumfizika és -technika* (Eötvös L. Fizikai Társulat, Budapest).

Brown, I. G ed. 1989: *The physics and technology of ion sources* (Wiley, New York).

Conte, M., Mackay, W. 1991: *An introduction to the physics of particle accelerators* (World Sci. Publ., Singapore).

Csikai Gy. 1987: *CRC Handbook of fast neutron generators* (CRC Press Inc., I., Boca Raton).

Fényes T. 1970: *Az izokron ciklotronok és alkalmazásaik,* Magyar Fizikai Folyóirat XVIII, 109.

Fényes T. 2007: *Részecskék és kölcsönhatásaik* (Kossuth Egyetemi Kiadó, Debrecen). A jelen könyv második kötete.

Harvey, B. S. 1974: *Nuclear spectroscopy and reactions,* part A., ed. Cerny J. (Academic Press, New York) p. 35.

Koltay E. (ed.) 1979: *The 5 MV Van de Graaff generator of ATOMKI* (Technical Report, ATOMKI, Debrecen).

Krane, K. S. 1988: *Introductory nuclear physics* (Wiley, New York), p. 559, accelerators.

Livingood, J. J. 1961: *Principles of cyclic particle accelerators* (Van Nostrand Co, Toronto).

Particle Data Group 2008: *Review of particle physics, Phys. Lett.* B 667, 1.

Richardson, J. R. 1965: *Progress in nuclear techniques and instrumentation,* ed. Farley F. J. M. (North Holland, Amsterdam) p. 1.

Rolfs, C. C., Rodney, W. S. 1988: *Cauldrons in the cosmos* (Univ. Chicago Press, Chicago) p. 192.

Takács J. 1997: *Energy stabilization of electrostatic accelerators* (Wiley, Chichester).

DUPress

Wolf, B. H. ed. 1995: *Handbook of ion source*s (CRC Press, New York).
Wolf, B. H. 1996: *Nucl. Instrum. Meth.,* B112, 30.

Hivatkozások

Anderson, C. E., Ehlers, K. W. 1956: *Rev. Sci. Instrum.* 27 (10), 809.
APS 2003: http://www.aps.anl.gov/aps/frame_home.html.
Baumann, H., Bethge, K. 1981: *Nucl. Instrum. Meth.* 189, 107.
Baron, E., Lieuvin, M. 1999: *15th Int. Conf. on cyclotrons and their applications,* Proc., ed. Baron, E., Lieuvin, M. (Ins. of Phys. Publ., Bristol).
Biri S., Vámosi J., Valek A., Kormány Z., Takács E., Pálinkás J. 1997: *Nucl. Instrum. Meth.* B 124, 427.
CERN 2003: http://public.web.cern.ch/public/.
Cornell, J. 1996: *14th Int. Conf. on cyclotrons and their applications,* Proc., ed. Cornell, J. (World Sci. Publ., Singapore).
Donets, E. D. 1993: *AIP Conf. Proc.,* HCI-92, 274, p.663.
Dutto, G., Craddock, M. K. 1993: *13th Int. Conf. on cyclotrons and their applications,* Proc., ed. Dutto, G., Craddock, M. K. (World Sci. Publ. Singapore).
Geller, R. 1996: *Electron cyclotron resonance ion sources and ECR plasmas* (Inst. of Phys. Publ., Bristol).
Kitagawa, A. et al. 2000: *Rev. Sci. Instrum.* 71, 1061.
GSI 2003: http://www.gsi.de/accelerator/
Hitz, D., Melin, G., Girard, A., 2000: *Rev. Sci. Instrum.* 71 (2), 839.
ISIS 2003: http://www.isis.rl.ac.uk/accelerator/index.htm
ISRF 2003: http://www.esrf.fr/machine/accelerators/accelerators_index.html
Keller, R., Müller, M. 1976: *IEEE Trans. Nucl. Sci.,* NS-23(2), 1049.
Kobayashi, M. et al. 1976: *Rev. Sci. Instrum.* 47, 1425.
Leung, K. N. 1994: *Rev. Sci. Instrum.* 65 (4), 1165.
Livingston, R. S., Jones, R. J. 1954: *Rev. Sci. Instrum.* 25 (6), 552.
Marrs, R. E. 1996: *Rev. Sci. Instrum.* 67 (3), 941.
Melin, G., Girard, A. 1997: *Accelerator-based atomic physics techniques and applications,* eds. Shafroth, S. M., Austin, J. C. (AIP, Woodbury, New York) chapter 2, p. 33.
SLAC 2003: http://www2.slac.stanford.edu/vvc/
Sortais, P. 2000: *Proc. EPAC'2000,* Vienna, Austria, p. 78.
Valek A. 1983: *Ciklotronlaboratórium interdiszciplináris és gyakorlati kutatásokra, Az atomenergia és a magkutatás újabb eredményei.* Szerk. Koltay E., 1. kö-

tet, Gyorsítóberendezések népgazdasági alkalmazásai (Akadémiai Kiadó, Budapest) 156 o.

Vámosi J., Biri S. 1996: *Computer Phys. Commun.* 98, 215. Internet: http://www.atomki.hu/atomki/ECR).

Xie, Z. Q., Lyneis, C. M. 1997: *Performance of the upgraded LBNL AECR ion source,* Proc. 13th Int. Workshop on ECRIS, eds. May, D. P., Ramirez, J. E. (Texas A and M Univ., College Station, Texas USA) p. 16.

DUPress

FELADATOK AZ V. FEJEZETHEZ

V. 1. Egy SF ciklotronban a max. 0,95 m-es pályasugáron a maximális átlagos mágneses indukció 1,65 T. Határozza meg a ciklotron *K* értékét!

V. 2. Becsülje meg egy 500 GeV-es protonszinkrotronban a pályasugár értékét, ha a mágneses indukció értéke 1 T!

V. 3. Mennyi energiát sugároz ki időegység alatt a 10^{12} elektronból álló 5 GeV energiájú nyaláb egy 30 m sugarú pályán?

DUPress

DUPress

VI. AZ ATOMMAGOK SZERKEZETE

VI. 1. AZ ATOMMAGOK FERMI-GÁZ-MODELLJE

Bevezetés. Alapfeltevések

A magszerkezettel összefüggő sokféle jelenség megértéséhez modellre van szükségünk. Történetileg az egyik első a Fermi-gáz-modell volt. A feles spinű részecskék kvantumstatisztikáját Fermi dolgozta ki 1926-ban, majd később tőle függetlenül Dirac. A modell nagyon hatékonynak bizonyult az elektrongáz sajátságainak leírására, így a szintén feles spinű részecskékből (nukleonokból) álló atommagra is alkalmazták. Az 1930-as években még nem volt ismeretes a nukleon–nukleon-kölcsönhatás pontos alakja, de ez a modell számára nem is volt feltétlenül szükséges. Az atommagok statisztikus modellje fenomenologikus, analógiákból indul ki, amelyek a fizika más területein jól működnek. A modelltől elvárhatjuk, hogy a nukleonrendszer lényeges sajátságait jól leírja, de azt nem, hogy az egyes atommagok speciális tulajdonságairól is számot adjon. A statisztikus magmodellt később többen is továbbfejlesztették [Bethe 1936, 1937; Bethe, Bacher 1936; Fermi 1950 és mások].

A Fermi-gáz-modell alapfeltevései a következők.

A) A nukleonok az atommagokban egymástól függetlenül mozognak egy V_o mélységű és R sugarú derékszögű potenciálvölgyben. A nukleonok közötti kölcsönhatás csak annyiban van figyelembe véve, amennyiben ezek egy gömbbe be vannak zárva. E feltevést több kísérleti tapasztalat is alátámasztja: a nukleonsűrűség és az egy nukleonra eső kötésenergia közelítőleg állandó a nehéz magokban.

B) A feles spinű részecskék kvantumstatisztikájának törvényei érvényesek a nukleongázra.

– A Heisenberg-féle határozatlansági reláció szerint a részecske helyével (Δx, Δy, Δz) és impulzusával (Δp_x, Δp_y, Δp_z) kapcsolatos bizonytalanságok összefüggnek a következő formulák alapján: $\Delta x \Delta p_x \geq h$, $\Delta y \Delta p_y \geq h$, $\Delta z \Delta p_z \geq h$, ahol h a Planck-állandó. Összeszorozva a mennyiségeket, a fáziscella térfogatára (ΔV) a következőt kapjuk:

$$\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z \geq h^3.$$

Ez azt jelenti, hogy ellentétben a klasszikus statisztikával, a fáziscella nem lehet akármilyen kicsi, van egy minimális értéke.

– Az azonos részecskéket (protonokat vagy neutronokat) nem lehet megkülönböztetni semmiféle belső sajátságuk alapján. A kvantumstatisztikában a mikroállapotok leszámolása (ami a makroállapotot is meghatározza) a klasszikus fizikától eltérő módon történik.

– A Pauli-elv megköveteli, hogy legfeljebb két azonos fermion lehet egy h^3 térfogatú fáziscellában (ellentétes spinbeállással).

C) A Fermi-gáz elfajult, ami azt jelenti, hogy viselkedése eltér az ideális gáztörvénytől: $pV = nkT$. (Itt p a nyomás, V a térfogat, n a részecskeszám, k a Boltzmann-állandó, T az abszolút hőmérséklet.) Az atommagban a nukleonsűrűség nagy és a hőmérséklet alacsony.

A Fermi–Dirac-statisztika energiaeloszlási függvénye

A kvantumstatisztika alapvető összefüggéseinek tárgyalása számos könyvben megtalálható, pl. [Landau, Lifsic 1981; Gombás, Kisdi 1971]. Anélkül, hogy a részletekbe belemennénk, röviden bemutatjuk a Fermi–Dirac-statisztika ún. energiaeloszlási függvényét.

Tegyük fel, hogy n számú nukleon (pl. proton) van V térfogatban és a Coulomb-kölcsönhatást elhanyagoljuk. Az energiaeloszlási függvény megadja, hogy mennyi a részecskék száma (Δn) a ΔE energiaintervallumban az energia függvényében. A számítások szerint a Fermi–Dirac-statisztika energiaeloszlási függvénye a VI. l. ábrán látható alakú. Zéró maghőmérsékleten létezik egy maximális (ún. Fermi-, E_F) energia, ami alatt az állapotok teljesen be vannak töltve, felette pedig nincsenek részecskék. Ha a maghőmérséklet (T) magasabb, ez a határ elmosódik.

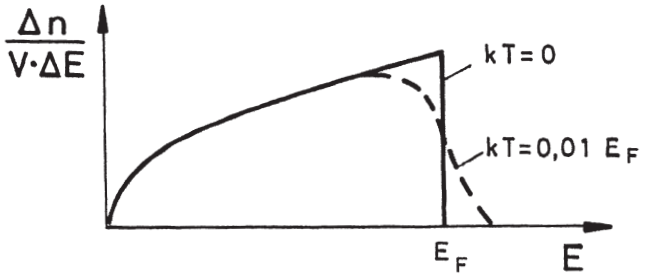
A nukleonok maximális energiája zéró hőmérsékleten

A Pauli-elv szerint maximum két azonos fermion lehet a fáziscellában (ellentétes spinekkel). Következésképpen a részecskék számára elérhető állapotok száma (Δn) a p és $p + \Delta p$ közötti impulzusintervallumban és V térfogatban a következő lesz:

$$dn = 2\frac{4\pi p^2 dp}{h^3} V = V\frac{p^2 dp}{\hbar^3 \pi^2}, \qquad \text{(VI. 1.)}$$

ahol $\hbar = h/(2\pi)$.

DUPress



VI. 1. ábra. A Fermi–Dirac-statisztika energiaeloszlási függvénye: *Δn/(V·ΔE)* az energia (*E*) függvényében. A jelek jelentését l. a szövegben.

A részecskék teljes számát integrálással kapjuk meg:

$$n = \int_0^{p_{max}} dn = \frac{V}{3\hbar^3\pi^2} p_{max}^3 .$$

Az alapállapotban minden alacsonyanfekvő állapot be van töltve. Ha a protonok számát *Z*-vel, a neutronok számát *N*-nel jelöljük, az előbbi képlet alapján a maximális impulzusokat a következő kifejezések adják:

$$p_{max}^p = (3\pi^2)^{1/3}\hbar\left(\frac{Z}{V}\right)^{1/3} \quad és$$

$$p_{max}^n = (3\pi^2)^{1/3}\hbar\left(\frac{N}{V}\right)^{1/3} . \qquad \text{(VI. 2.)}$$

Behelyettesítve ide $V = \frac{4\pi}{3}R^3 = \frac{4\pi}{3}r_0^3 A$ -t, a maximális nukleonenergiákra (E_F) a következőket kapjuk:

$$E_F^p = \frac{(p_{max})^2}{2m_p} = \left(\frac{9\pi}{4}\right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m_p r_0^2}\left(\frac{Z}{A}\right)^{2/3} \quad és$$

$$E_F^n = \frac{(p_{max})^2}{2m_n} = \left(\frac{9\pi}{4}\right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m_n r_0^2}\left(\frac{N}{A}\right)^{2/3} . \qquad \text{(VI. 3.)}$$

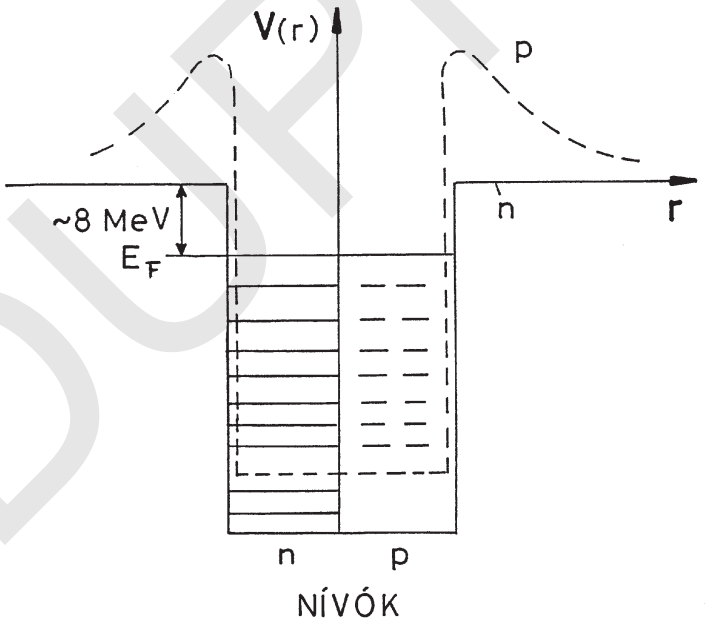
Mivel $r_0 = 1{,}23$ fm, és közelítőleg $Z/A \approx 1/(2{,}2)$, $N/A \approx 1/(1{,}8)$, a Fermi-energiákra

$$E_F^p \approx 30\,MeV \quad és \quad E_F^n \approx 34\ MeV \qquad \text{(VI. 4.)}$$

DUPress

adódik. A nehéz atommagokban az egy nukleonra eső kötésenergia ≈ 8 MeV. Következésképpen a potenciálvölgy mélysége protonoknál $V_o^p \approx 38$ MeV, neutronoknál $V_o^n \approx 42$ MeV. (A legmagasabb betöltött proton- és neutronnívóknak, azaz a Fermi-energiáknak, egybe kell esniük, egyébként β-bomlás lép fel, l. VI. 2. ábrát). $E_F^p = 30$ MeV-ből kiszámítható a proton maximális sebessége az atommagban: $v_{max}^p \approx 0{,}25\,c$, ahol c a fénysebesség vákuumban. Ez azt jelenti, hogy a magfizika számos problémája nem relativisztikus közelítésben is tárgyalható.

A nukleonok zéróponti energiájának létezését a magreakció-vizsgálatok igazolják. Ha a bombázó részecske olyan nukleonnal ütközik, ami a magon belül ellenkező irányban mozog, az új részecskék keletkezésének küszöbenergiája csökken. Pl. a proton–antiproton-képzés küszöbenergiája a $p + p \rightarrow p + p + p + \overline{p}$ reakcióban nyugalmi állapotban levő céltárgy nukleon esetében 5,6 GeV. Azonban antiprotonok megjelenését már 4,4 GeV bombázóproton-energiánál is észlelték nehéz atommagokban. A különbség megmagyarázható a relativisztikus reakciókinematika alapján. A Fermi-gáz-modell szerint a protonoknak a céltárgy atommagjaiban van kinetikus energiájuk.



VI. 2. ábra. Proton- $V^p(r)$ és neutron- $V^n(r)$ -potenciális energiák a Fermi-gáz-modell szerint. E_F a Fermi-energia, a protonok és neutronok maximális energiája zéró hőmérsékleten.

DUPress

N-Z-aszimmetriaenergia a Fermi-gáz-modellben

A rendszerben levő protonok összes kinetikus energiája a (VI. 1–2.) egyenletekből integrálás útján számítható:

$$E_{total}^{p} = \int_0^{p_{max}} \frac{p^2}{2m_p} \frac{8\pi p^2 dp}{h^3} V = \frac{4\pi V}{5m_p h^3} p_{max}^5 = C \frac{Z^{5/3}}{V^{2/3}}, \tag{VI. 5.}$$

ahol C állandó.

Hasonló kifejezés nyerhető a neutronok teljes energiájára. Így az összes nukleon energiája:

$$E_{total} = E_{total}^{p} + E_{total}^{n} = C \frac{Z^{5/3} + N^{5/3}}{V^{2/3}}, \tag{VI. 6.}$$

ahol felhasználtuk, hogy m_p közelítőleg egyenlő m_n-nel. Ha figyelembe vesszük, hogy

$$Z = \frac{A}{2}\left(1 - \frac{N-Z}{A}\right) \text{ és}$$

$$N = \frac{A}{2}\left(1 + \frac{N-Z}{A}\right),$$

valamint E_{total}-t Taylor-sorba fejtjük az $(N\text{-}Z)/A$ hatványai szerint, azt kapjuk, hogy

$$E_{total} = C'A\left(\frac{A}{V}\right)^{2/3}\left[1 + \frac{5}{9}\left(\frac{N-Z}{A}\right)^2 + \ldots\right], \tag{VI. 7.}$$

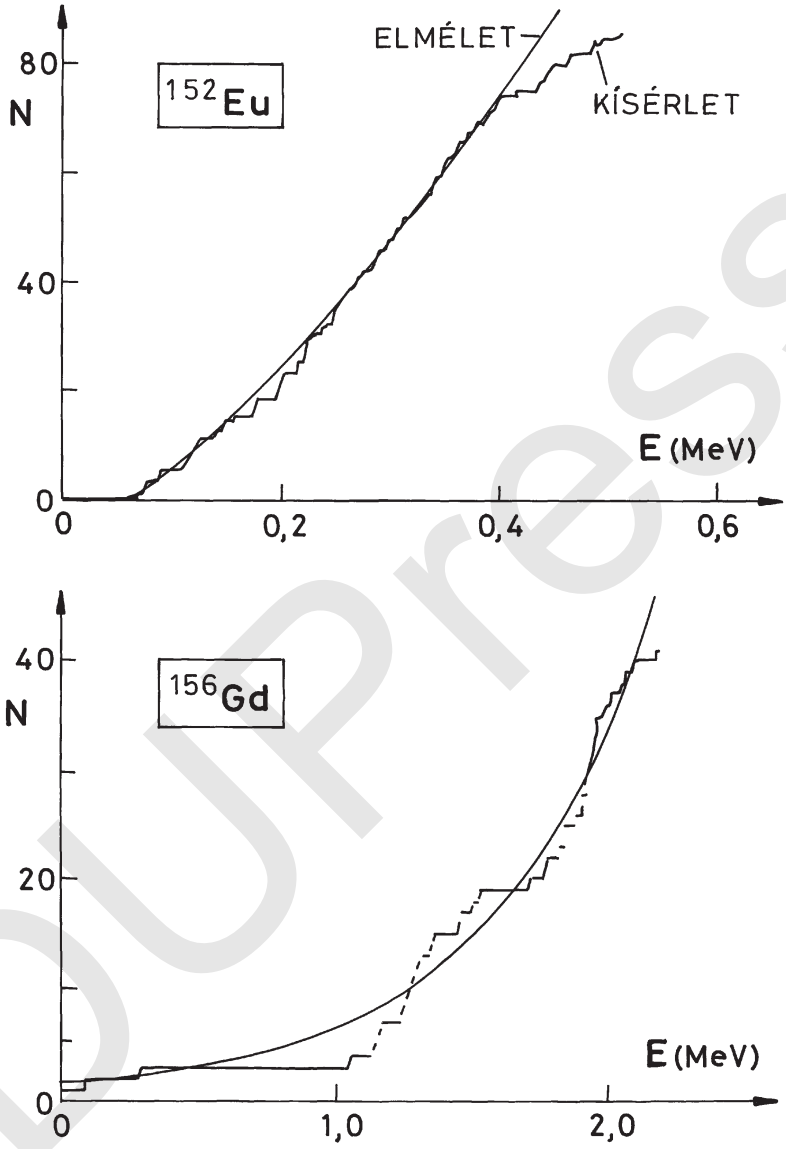
ahol C' és közelítőleg A/V is állandók. Az $(N-Z)^2 / A$ kifejezés megadja a Weizsäcker-féle félempirikus kötésenergia-formula aszimmetriatagját (l. II. 15. egyenletet).

Nívósűrűség a gerjesztési energia függvényében

Kísérleti tény, hogy az atommagok átlagos nívósűrűsége a gerjesztési energia növekedtével gyorsan növekszik. L. pl. a VI. 3. ábrán a lépcsős függvényeket.

A jelenség a Fermi-gáz-modell alapján főbb vonásaiban értelmezhető. Bethe [1936, 1937] levezetett formulákat, amelyek leírják mind az átlagos, mind az adott spinhez tartozó nívósűrűségek növekedését növekvő gerjesztési energiánál. Az elmélet szerint az átlagos nívósűrűség exponenciálisan nő a tömegszám és ger-

DUPress



VI. 3. ábra. A nívók *E* energiáig összegzett száma (*N)* az energia (*E*) függvényében. A lépcsős függvény kísérleti adatokat, a folytonos görbe a „konstans hőmérsékleti formula" (VI. 8. egyenlet) alapján számolt értékeket mutatja. Egidy és mts. [1986] alapján.

DUPress

jesztési energia szorzatának négyzetgyökével. Ez a kísérleti adatok tendenciáját durván leírja, de kvantitatív egyezés nem várható a közelítő kezdeti feltevések miatt (a nukleonok között nincs kölcsönhatás, a Fermi-nívó közelében egyenlő nívótávolságok stb.). A modell héj- és páros-páratlan magtípus-effektusokat sem vesz figyelembe.

Az 1950-es évektől kezdve számos újabb félempirikus formulát javasoltak, amelyek Bethe egyszerű formulájánál jobb egyezést mutattak a gyarapodó kísérleti adatokkal. Ilyenek pl. a Gilbert, Cameron [1965] és Dilg és mts. [l973] formulái. Viszonylag egyszerű a „konstans hőmérsékleti Fermi-gáz-formula", ami szerint az átlagos nívósűrűség $\rho(E)$ a gerjesztési energiától (E) a következőképpen függ:

$$\rho(E) = \frac{1}{T} e^{(E-E_0)/T}, \qquad \text{(VI. 8.)}$$

ahol a maghőmérsékletet (T) és az energiaeltolási paramétert (E_0) a kísérleti adatokhoz való illesztés alapján határozzák meg. A formula számos atommagnál elég jó egyezést mutat a mért adatokkal. A ^{152}Eu és ^{156}Gd esetét l. a VI. 3. ábrán.

A statisztikus modell (különösen a magreakciók leírásánál) elég jó közelítés általában a magfizikában. A klasszikus statisztikus mechanikában az Avogadro-szám sokaságú részecskékre alkalmazható. A magfizikában nem a részecskék száma sok (általában < 300), hanem az állapotoké, ezért ad elfogadható eredményt (nagy az állapotsűrűség).

A témakör részletesebb ismertetését l. pl. Fényes [2002] munkájában.

VI. 2. AZ ATOMMAGOK HÉJMODELLJE

Az atommagok szerkezetének leírására több modellt is kidolgoztak. Ezek közül a héjmodellnek van a legnagyobb jelentősége, mivel ez átfogó, de ugyanakkor mikroszkopikus elmélet. A többi (geometriai kollektív modell, kölcsönható-bozon- modell stb.) végső soron a héjmodelltől várja mikroszkopikus megalapozását. A VI. 2. pontban először azokat a kísérleti tényeket ismertetjük, amelyek bizonyítják a zárt héjak jelenlétét az atommagokban. Azután a gömbszerű atommagok héjmodelljének különböző változatait tárgyaljuk, végül a deformált magok héjmodelljét.

DUPress

VI. 2. 1. Zárt héjak az atommagokban

Az atomok elektronhéjai különösen stabilak a nemesgáz elemeknél (He, Ne, Ar, Kr, Xe, Rn). Ez annak a következménye, hogy a Z = 2, 10, 18, 36, 54 és 86 „mágikus számoknál" az elektronhéjak zártak.

Hasonló kitüntetett számokat az atommagoknál is észleltek. Ha Z vagy N = 2, 8, 20, 28, 50, 82 és N = 126, az atommagok különösen stabilak. Bizonyos magtartományokban, pl. Z, (N) = 40 és Z, (N) = 64 esetében a magok stabilitása szintén nagyobb az átlagosnál, ami alhéjlezáródásra utal.

Kitüntetett számok létezését az atommagokban számos kísérleti tény támasztja alá.

Kémiai elem- és izotóp-előfordulási gyakoriság. A kémiai elemek gyakorisága a naprendszerben, a földkéregben és tengerekben rendszerint maximumot mutat mágikus proton- és/vagy neutronszámoknál (l. IX. 34. ábra és [Firestone és mts. 1996, 2. táblázat]). A stabil izotópok (azonos Z) és izotónok (azonos N) száma is kiugróan nagy mágikus számoknál.

Atommag-kötésienergiák. A mágikus számok hatása jól felismerhető az atommag-kötésienergiákban, a proton- és neutron-szeparációsenergiákban (l. II. 9. és 10. ábrákat) és a párenergiákban is [Audi és mts. 2003].

Az atommagok kvadrupólnyomatéka. A páros-páros atommagok belső kvadrupólnyomatéka mágikus számok közelében nagyon kicsi (l. II. 17. ábrát). A mágikus számok hatása jól látható a páratlan tömegszámú atommagok kvadrupólnyomatékában is (l. II. 18. ábrát).

A magsugarak hirtelen változást mutatnak a Z, N = 28, 50, 82 és N = 126 számoknál. L. a II. 4. és II. 5. ábrákat és Nadjakov és mts. [1994] közleményét.

Az atommagok gerjesztési nívói. A II. 31. ábrán látható a páros-páros atommagok első 3^- és 2^+ nívóinak energiája a neutronszám függvényében. A mágikus számok hatása szembetűnő, az esetek többségében a gerjesztési energiáknak helyi maximuma van a mágikus számoknál.

Alfa-bomlási energiák. Különböző nehéz elemek alfa-bomlási energiái a neutronszám függvényében a VII. 5. ábrán láthatók. A szisztematikus tendenciákban éles változás van a 126-os neutronszámnál.

Béta-bomlási energiák. A béta-bomlási energiák is nagyon világosan mutatják a mágikus számok hatását. L. pl. a VII. 10. ábrát.

Redukált gamma-bomlási valószínűségek. A VI. 11. ábra szerint a páros-páros magokban a redukált $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ átmeneti valószínűségek különösen alacsonyak a mágikus számoknál. Az effektus jól látható pl. az $_{8}$O-, $_{20}$Ca-, $_{50}$Sn- és $_{82}$Pb-izotópoknál.

DUPress

Magreakció-adatok. A magreakció-adatok is egyértelműen alátámasztják a maghéjak létezését; pl. az (*n*,γ) reakció hatáskeresztmetszete erős minimumot mutat, ha a céltárgymagban a neutronok száma 20, 50, 82, 126 (l. továbbá [Haxel és mts. 1952]).

VI. 2. 2. A függetlenrészecske-modell

Az atomhéjjelenségek (elektronok centrális Coulomb-térben) eredményesen tárgyalhatók kvantummechanikai módszerekkel. Az atommagok esetében a helyzet komplikáltabb, mivel itt a) nincs jól definiált centrális tér, *b)* a nukleonok átlagtere lényegesen eltér a jólismert Coulomb-tértől (a magerők nagyon komplexek) és *c)* két különböző típusú nukleon is van az atommagban (proton és neutron).

A függetlenrészecske-héjmodell alapfeltevése az, hogy a valencianukleon az inert (folyamatokban részt nem vevő) magtörzs nukleonjainak átlagterében mozog.

Az átlagtér várhatóan arányos a magsűrűséggel. A II. 3. ábra bemutatja az alapállapoti töltéssűrűséget néhány atommagra elektronszórási és müonokkal végzett kísérletek alapján. Ezekre (és hasonló tömegeloszlási) adatokra támaszkodva célszerűnek látszik, hogy harmonikus oszcillátorpotenciált használjanak a könnyű atommagok átlagterének leírására, és Woods–Saxon-potenciált a nehezebb magoknál (l. III. 2. ábrát). Mindazonáltal nem szabad elfelejteni, hogy a harmonikus oszcillátorpotenciál kvadratikusan növekszik a végtelen felé a sugárral, míg a magerőknek rövid a hatótávolsága. Így nagy távolságoknál (pl. ütközéseknél) nem várható, hogy a harmonikus oszcillátorpotenciál jó eredményt ad.

A $V(r)$ centrális térben mozgó részecske Schrödinger-egyenlete a következő:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(r)\right]\Psi(r) = E\Psi(r), \tag{VI. 9.}$$

ahol m a részecske tömege. Gömbi koordinátákban az egyenlet alakja a következő:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\left[\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2}{\partial\phi^2}\right]\Psi + V(r)\Psi = E\Psi,$$

DUPress

ahol r a sugár, θ, ϕ szögek. Ha a hullámfüggvényt két tényező szorzatára bontjuk: $\Psi(r,\theta,\phi)=R(r)Y(\theta,\phi)$, a következő egyenlethez jutunk:

$$\frac{1}{R}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dR}{dr}\right)+\frac{2mr^2}{\hbar^2}\left[E-V(r)\right]=-\frac{1}{Y}\left[\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial Y}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\partial^2 Y}{\partial\phi^2}\right].$$

Mivel az utóbbi egyenlet egyik oldala csak r-től függ, a másik oldala θ és ϕ-től, mindkét oldalnak egy állandóval kell egyenlőnek lenni, mondjuk λ-val. Így jutunk el a radiális hullámegyenlethez:

$$\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dR}{dr}\right)+\left\{\frac{2mr^2}{\hbar^2}\left[E-V(r)\right]-\lambda\right\}R=0 \qquad \text{(VI. 10.)}$$

és a szögtől függő hullámegyenlethez:

$$\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial Y}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{\sin^2\theta}\frac{\partial^2 Y}{\partial\phi^2}+\lambda Y=0. \qquad \text{(VI. 11.)}$$

Ez utóbbi egyenletnek csak meghatározott λ értékeknél van egyértelmű megoldása, nevezetesen $\lambda = l(l+1)$-nél, ahol $l = 0, 1, 2,\ldots$

Ha a radiális hullámfüggvénybe behelyettesítjük a $\lambda = l(l+1)$ kifejezést és bevezetjük az $R(r) = u(r)/r$ egyenlettel definiált $u(r)$ függvényt, a radiális hullámegyenlet olyan alakra hozható, ami nagyon hasonlít az egydimenziós hullámegyenlethez:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2u(r)}{dr^2}+\left[V(r)+\frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2}\right]u(r)=Eu(r). \qquad \text{(VI. 12.)}$$

Az impulzusnyomaték és központi erőtér problémájának részletesebb kifejtését l. pl. a következő munkákban: [Nagy 2000; Schiff 1968; Mandl 1992; Heyde 1990].

Harmonikus oszcillátorpotenciál esetén $V(r) = m\omega^2r^2/2$, ahol ω az oszcilláció körfrekvenciája. Ha a valencianukleon proton, $V(r)$-nek még egy Coulomb-tagot is kell tartalmaznia.

Az VI. 12. egyenlet megoldását $u(r=0) = 0$ [$R(r = 0)$ véges] és $u(r = \infty) = 0$ feltétellel keressük. A részletes számítások azt mutatják, hogy az energiasajátértékek a következő alakba írhatók:

$$E = (N + 3/2)\omega\hbar, \qquad \text{(VI. 13.)}$$

ahol N a fő (vagy oszcillátor) kvantumszám, $N = 0, 1, 2,\ldots$ Fennáll továbbá, hogy $N = 2n+l$, ahol n a radiális kvantumszám, $n = 0, 1, 2,\ldots$ és l az impulzusnyomaték-kvantumszám, $l = 0, 1, 2,\ldots$

DUPress

A különböző l értékeket betűkkel jelölik:

$$\begin{array}{lccccccc} l = & 0, & 1, & 2, & 3, & 4, & 5, & 6, \ldots \\ & s, & p, & d, & f, & g, & h, & i, \ldots \end{array}$$

Az állapotoknál az $(n+1)$ előfordulási számukat is feltüntetik, pl. 1*s*, 1*p*, 1*d*, 2*s*, 1*f* stb. (Gyakran az $n+1$ mennyiséget nevezik radiális kvantumszámnak.)

A nívók paritását $(-1)^l$ határozza meg (l. II. 2. 3. pontot). Levezethető, hogy az oszcillátor-energiakvantum $(\omega\hbar)$ tömegszámtól (A) való függése a következő:

$$\omega\hbar \approx 41\, A^{-1/3} \text{ MeV}. \qquad \text{(VI. 14.)}$$

Ez azt jelenti, hogy az energiaspektrum összenyomódik a tömegszám növekedésével.

Ha a harmonikus oszcillátorpotenciál helyett derékszögű potenciált használunk, az oszcillátornívók felhasadnak különböző l értékek szerint. A harmonikus oszcillátor energianívói a VI. 4. ábra bal oszlopában láthatók. A második oszlop a harmonikus oszcillátor és derékszögű potenciálokkal nyert energiaspektrumok interpolált értékeit mutatja. Láthatóan ezen nívórendszerek egyike sem reprodukálja a 40 feletti mágikus számokat.

A függetlenrészecske-modellben a Pauli-elvnek ugyanolyan hatása van, mint az atomfizikában. Minden kvantumállapotot csak egy azonos típusú részecske tölthet be. A kvantumállapot a spin-szabadságifokot is magában foglalja, így a potenciálvölgyben egy nívót csak két proton és két neutron foglalhat el. Az alapállapotban a legalsó nívók vannak betöltve. A mágikus számok $Z = N = 20$-ig reprodukálhatók, de fölöttük nem.

Spin-pálya-kölcsönhatás. A mágikus számok helyes értelmezésében a döntő lépést Goeppert Mayer [1949] és függetlenül Haxel, Jensen, Suess [1949] tették meg. A VI. 9. Schrödinger-egyenletben szereplő $V(r)$ potenciálhoz egy új tag hozzáadását javasolták, az ún. spin-pálya-kölcsönhatási potenciált:

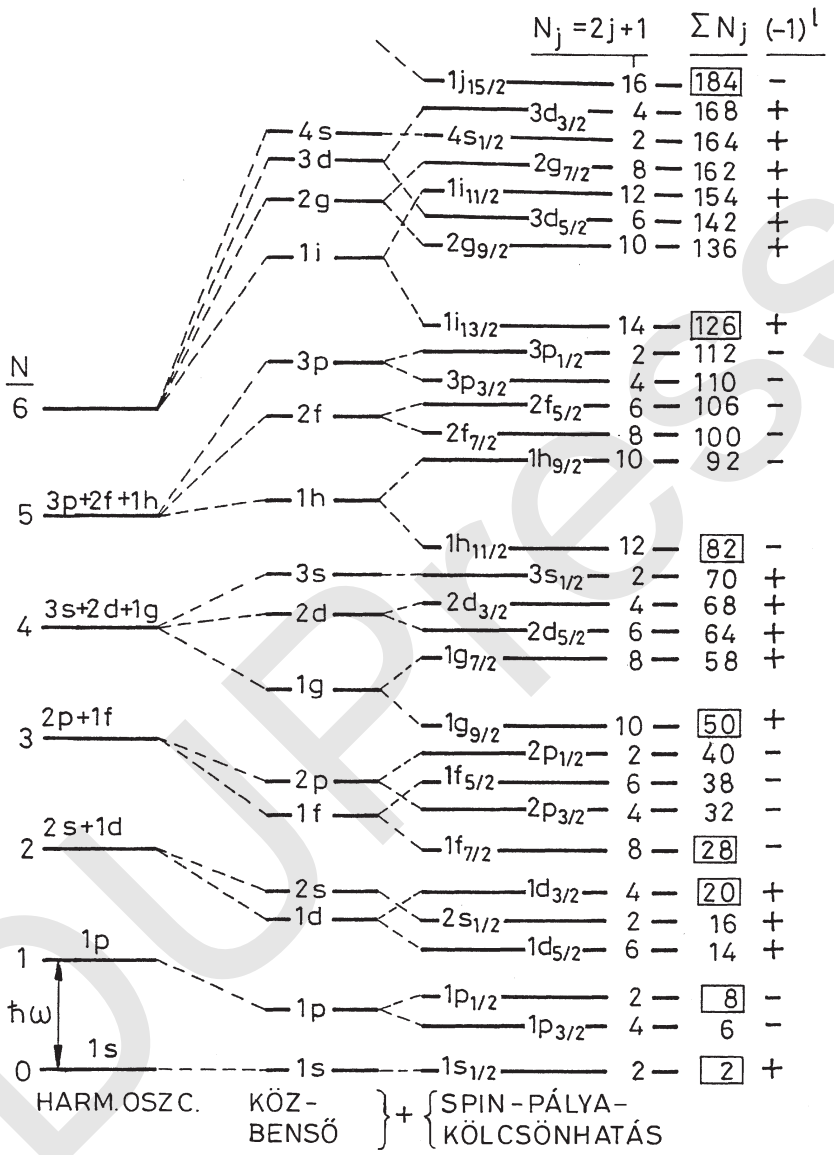
$$V_{SO} = V_{SO}(r)(\boldsymbol{l} \cdot \boldsymbol{s}), \qquad \text{(VI. 15.)}$$

ahol $\boldsymbol{l}$ és $\boldsymbol{s}$ a részecske pálya-impulzusnyomatéka, ill. spinje és $\boldsymbol{l} = \boldsymbol{r} \times \boldsymbol{p}$. Itt $\times$ vektorszorzatot jelöl.

Mivel $\boldsymbol{j} = \boldsymbol{l} + \boldsymbol{s}$:

$$\boldsymbol{j}^2 = \boldsymbol{l}^2 + \boldsymbol{s}^2 + 2(\boldsymbol{l} \cdot \boldsymbol{s}).$$

DUPress



VI. 4. ábra. A függetlenrészecske-modell közelítő nívósémája protonokra. Első oszlop: a harmonikus oszcillátorpotenciál nívóenergiái. Második oszlop: interpolált nívóséma a harmonikus oszcillátorral, ill. derékszögű potenciállal kapott megoldások között. A harmadik oszlop: a nívók felhasadása a spin-pálya-kölcsönhatás bevezetése után. Az állapotok jelölése: $(n+1)l_j$, ahol n a radiális kvantumszám (n = 0, 1, 2,…). Negyedik oszlop: a protonok száma a jelzett alhéjon (N_j). Ötödik oszlop: a részecskék teljes száma (felfelé, az adott nívóval bezáróan, ΣN_j). A mágikus számokat bekeretezés jelzi. Hatodik oszlop: a nívók paritása $(-1)^l$. Goeppert Mayer, Jensen [1965] alapján.

DUPLESS

Ennek felhasználásával a spin-pálya-kölcsönhatás a következő alakba is írható:

$$V_{SO} = V_{SO}(r)\ \ (\boldsymbol{j}^2 - \boldsymbol{l}^2 - \boldsymbol{s}^2)/2,$$

vagy kvantumszámokkal kifejezve:

$$V_{SO} = V_{SO}(r)\ (1/2)\ \hbar^2\ [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)],$$

$$V_{SO} = V_{SO}(r)(1/2)\hbar^2 \begin{cases} (-\,l\,-1), & j = l\,-1/2 \ \text{esetre és} \\ \\ l, & j = l+1/2 \ \text{esetre.} \end{cases} \qquad \text{(VI. 16.)}$$

Elvégezve a számításokat a VI. 4. ábra harmadik oszlopában feltüntetett eredményre jutunk, ami már helyesen reprodukálja az észlelt mágikus számokat. A spin-pálya-kölcsönhatás eredményeként jobban kötött, mélyebben fekvő energiaállapotot kapunk, ha nagyobb az eredő spin. A spin-pálya-kölcsönhatás atomhéj-elektronoknál csak egy kis kvantumrelativisztikus effektus. A nukleáris spin-pálya-kölcsönhatás sokkal erősebb, mivel a relativisztikus effektus mellett a nukleon–nukleon-potenciál a spintől is függ.

Nehezebb magoknál a harmonikus oszcillátorpotenciál helyett célszerűbb Woods–Saxon-potenciált használni. A függetlenrészecske-modell ezen variánsának kidolgozását Szolovjev [1981] és mások végezték el.

Hartree [1928] és Fock [1930] kidolgozott egy módszert, melynek segítségével az atommag átlagpotenciálja kiszámítható egy effektív nukleon–nukleon-kölcsönhatásból. A Hartree–Fock-önkonzisztens számítások szilárd megalapozását adják a héjmodellnek. Ezek általában nagyon bonyolult számítások, részletes ismertetésüktől itt eltekintünk (l. pl. [Heyde 1990], vagy rövidebben [Fényes 2002]).

A függetlenrészecske-modell elsősorban olyan atommagok tárgyalására alkalmas, amelyekben a zárt maghéj mellett ±1 nukleon van. Ez esetben a magtörzs alakja gömbszerű és nem merül fel a valencianukleonok közötti maradék kölcsönhatás figyelembevétele.

Meglepő módon ez az egyszerű modell általában jó egyezést mutat a *kísérleti adatokkal* sokkal szélesebb tartományban is, csak ki kell egészíteni néhány egyszerű, ún. *jj*-csatolási szabállyal. Ebben a csatolási sémában a valencianukleonok teljes impulzusnyomatékainak ***(j)*** összege adja az eredő spint ***(J)*** a kvantummechanikai csatolás szabályai szerint.

a) A kísérletek mutatják, hogy a *páros rendszámú és páros neutronszámú atommagok* spinje minden esetben zéró. Ez a tény sugallja a „szenioritási szabályt": a legkisebb energiájú állapotban két azonos típusú nukleon (proton vagy neutron) az atommagban zéró eredő impulzusnyomatékú állapotba áll be. A különleges párerő annak a következménye, hogy az azonos abszolút értékű, de ellenkező irányú impulzusnyomatékokhoz tartozó pályák átfedése igen nagy és a magerők hatótávolsága kicsi. További ilyen irányú hatást jelent, hogy az ellenkező irányú impulzusnyomatékokhoz tartozó mágneses dipólusok vonzzák egymást.

b) A *páratlan Z, páros N típusú atommagoknál* az eredő impulzusnyomaték *(J)* majdnem mindig a páratlan proton impulzusnyomatéka *(j)* lesz. Egyes kivételes esetekben *J* felvett értéke $j - 1$.

c) Ha *N páratlan és Z páros,* ugyanazon szabály érvényes, mint az előbbi esetben, de az eredő impulzusnyomatékot most a páratlan neutron határozza meg.

d) A *páratlan-páratlan atommagok* energianívói sok esetben sikerrel tárgyalhatók a „parabolaszabállyal" [Paar 1979]. A szabály a j_p és j_n impulzusnyomatékok különböző csatolásából előállt állapotok energiafelhasadását írja le. L. később a VI. 35. formulát és VI. 14. ábrát.

A *jj*-csatolási szabállyal kiegészített függetlenrészecske-modell az atommagok számos sajátságát értelmezni tudja.

A héjmodell és a Pauli-elv szerint, amint egyre több protont és neutront adunk az atommaghoz, először az alacsonyan fekvő nívók fognak betöltődni. A modell érthetővé teszi, hogy az atommagokban miért egyenlő közelítőleg a protonok és neutronok száma. A protonok és neutronok az elérhető alacsonyanfekvő állapotokat fokozatosan és egymástól függetlenül töltik be úgy, hogy minimális energiájú állapot álljon elő. A nehéz atommagokban a Coulomb-taszítás elég erős, következésképpen némileg több neutronállapot töltődik be. Így a nehéz magokban észlelt neutrontöbblet is magyarázatot nyer.

A függetlenrészecske-modell helyesen írja le a héj- és alhéj-lezáródásokat, a mágikus számokat (l. pl. a II. 31. és VI. 4. ábrákat).

Megérthető, legalábbis kvalitatíve, hogy a magsugarak növekednek növekvő tömegszámmal. A nukleonok fokozatosan magasabban fekvő nívókat töltenek be és a radiális hullámfüggvények nagyobb sugarakra terjednek ki.

A páros-páros atommagok spinje és paritása alapállapotban $J^\pi = 0^+$, egyezésben a függetlenrészecske-modell jóslatával.

Néhány páratlan tömegszámú atommag kísérleti és elméleti spin-paritásértékét a VI. 1. táblázatban tüntettük fel. A héjmodell előrejelzései egyeznek a kísér-

VI. 1. táblázat. Néhány páratlan tömegszámú atommag spinje és paritása, valamint a független-részecske-modell előrejelzései

Z	N	J^π Kísérlet	p konfig.	ΣN_j, $(-1)^l$	N	Z	J^π Kísérlet	n konfig.
1H	2	$1/2^+$	1s1/2	—1h11/2 ——— [82] –	3	2He	$3/2^-$	1p3/2
				———3s1/2 —— 70 +	5	4Be	$3/2^-$	$(1p3/2)^3$
				—2d3/2 ——— 68 +	5	6C	$3/2^-$	$(1p3/2)^3$
3Li	2	$3/2^-$	1p3/2	———2d5/2 —— 64 +	7	6C	$1/2^-$	1p1/2
	4	$3/2^-$	1p3/2	—1g7/2 ——— 58 +	7	8O	$1/2^-$	1p1/2
5B	6	$3/2^-$	$(1p3/2)^3$					
7N	6	$1/2^-$	1p1/2	—1g9/2 ——— [50] +	9	8O	$5/2^+$	1d5/2
	8	$1/2^-$	1p1/2	———2p1/2 —— 40 –	9	10Ne	$1/2^+$	Kevert
				—1f5/2——— 38 –	11	10Ne	$3/2^+$	$(1d5/2)^3_{3/2}$
				———3p3/2 —— 32 –	13	12Mg	$5/2^+$	$(1d5/2)^5$
9F	8	$5/2^+$	1d5/2	—1f7/2——— [28] –	15	14Si	$1/2^+$	2s1/2
	10	$1/2^+$	Kevert*	———1d3/2 —— [20] +				
11Na	12	$3/2^+$	$(1d5/2)^3$	—2s1/2 ——— 16 +				
13Al	14	$5/2^+$	$(1d5/2)^{-1}$	———1d5/2 ——— 14 +				
15P	16	$1/2^+$	2s1/2	—1p1/2——— [8] –	17	16S	$3/2^+$	1d3/2
				——1p3/2 ——— 6 –	19	16S	$3/2^+$	$(1d3/2)^3$
				—1s1/2 ——— [2] +	19	18Ar	$3/2^+$	$(1d3/2)^3$
17Cl	18	$3/2^+$	1d3/2		23	20Ca	$7/2^-$	$(1f7/2)^3$
	20	$3/2^+$	1d3/2					
19K	20	$3/2^+$	$(1d3/2)^3$		29	24Cr	$3/2^-$	3p3/2
	22	$3/2^+$	$(1d3/2)^3$					
	24	$3/2^+$	$(1d3/2)^3$					
21Sc	22	$7/2^-$	1f7/2		31	28Ni	$3/2^-$	$(3p3/2)^3$
	24	$7/2^-$	1f7/2					
31Ga	36	$3/2^-$	$(3p3/2)^3$		37	30Zn	$5/2^-$	$(1f5/2)^{-1}$
49In	60	$9/2^+$	$(1g9/2)^{-1}$					
51Sb	70	$5/2^+$	2d5/2					
	72	$7/2^+$	1g7/2					

* A konfigurációkeveredés elméletét l. pl. Fényes [2002]-ben.

A pályaszimbólumok fölötti kitevők többszörös foglaltságot mutatnak. A negatív kitevők „lyukakat" jelölnek az (al)héjon.

DUPress

leti adatokkal a legtöbb esetben. A ^{23}Na-nál és ^{21}Ne-nál az anomális $J = j - 1$ csatolás valósul meg. A ^{19}F és ^{19}Ne esetében erős konfigurációkeveredés van az alapállapotban (deformáció miatt) és alacsonyanfekvő gerjesztett állapotokat észleltek $J^{\pi} = 5/2^{+}$-szal, ami a VI. 4. ábra alapján várható. A páratlan tömegszámú atommagok alapállapoti spin- és paritásértékeinek teljesebb analízise megtalálható pl. Goeppert Mayer, Jensen [1965] munkájában.

A kétszeresen mágikus ±1 nukleonnal rendelkező atommagok gerjesztett állapotait is össze lehet vetni a függetlenrészecske-modell jóslataival. A legtöbb esetben az egyezés nagyon jó.

Ha azonban több nukleon is van a valenciahéjon (vagy -héjakon), a valencianukleonok maradék-kölcsönhatása megváltoztathatja a nívóspektrumot.

A kísérleti adatok azt mutatják, hogy a függetlenrészecske-modell nívókövetkezései (amint a VI. 4. ábrán láthatók) általában csak első közelítésnek tekinthetők. A tényleges nívóséma nemcsak a proton- vagy neutronszámtól függ, hanem a tömegszámtól is.

VI. 2. 3. Többrészecskés héjmodellek

Ha *két valencianukleon* mozog a magtörzs átlagterében, a valencianukleonok közötti „maradék-kölcsönhatás" is figyelembe veendő. Mivel a maradék-kölcsönhatás rendszerint csak kis hozzájárulást ad az átlagtérhez, perturbációs elmélet alkalmazható. A számítások egyik csoportjában a maradék-kölcsönhatást sematikus (delta-, felületi delta-, Schiffer- stb.) kölcsönhatással közelítik. A számítások másik csoportjában realisztikus kölcsönhatásokat használnak, amelyek a nukleon–nukleon-kölcsönhatásból vezethetők le közelítőleg. A számítások harmadik csoportjában empirikusan meghatározott paramétereket alkalmaznak.

A zárt héj ±2 nukleon típusú atommagokra elvégzett számítások ésszerű egyezést mutatnak a kísérleti adatokkal számos területen (energiaspektrumok, elektromágneses átmeneti és béta-bomlási valószínűségek, elektromágneses nyomatékok stb.).

A magerők rövid hatótávolságúak, így a zárt héj melletti két nukleon között akkor várható erős kölcsönhatás, ha a pályáik erős átfedésben vannak. Ha a nukleonok teljes impulzusnyomaték-vektorát $\boldsymbol{j}_1$ és $\boldsymbol{j}_2$-vel jelöljük és a köztük levő szöget θ-val, θ jellemző adatként szolgálhat a nukleonpályák átfedésére (l. a VI. 5. A. ábrát).

ELTE Press

Mivel

$$\boldsymbol{J} = \boldsymbol{j}_1 + \boldsymbol{j}_2 \text{ és}$$

$$\boldsymbol{J}^2 = \boldsymbol{j}_1{}^2 + \boldsymbol{j}_2{}^2 + 2|\boldsymbol{j}_1||\boldsymbol{j}_2|\cos\theta,$$

$$\cos\theta = \frac{J^2 - j_1^2 - j_2^2}{2 j_1 j_2} \rightarrow \frac{J(J+1) - j_1(j_1+1) - j_2(j_2+1)}{2\sqrt{j_1(j_1+1) j_2(j_2+1)}}.$$

Ez azt jelenti, hogy rögzített j_1 és j_2 értékek mellett a cosθ a $J(J+1)$ mennyiség függvénye.

A pályák minimális átfedése θ = 90° körül várható, maximális átfedés θ = 180°, valamint 0°-nál, nem azonos részecskék esetén. (Ha a részecskék azonosak és $j_1 = j_2$, a Pauli-elv térbeli aszimmetriát kíván meg. Ez azt jelenti, hogy ámbár a pályák síkjai egybeesnek, és a részecskék ugyanolyan irányban rotálnak, fázisuk nem esik egybe és a köztük levő távolság nagy. Következésképpen az azonos részecskék esetén θ = 0-nál a kölcsönhatás gyenge lesz, mivel a magerők rövid hatótávolságúak.)

A VI. 5. B. és C. ábrákon látható a ^{210}Bi $|\pi 1h_{9/2}, \nu 2g_{9/2}; J>$, ill. a ^{92}Nb $|\pi 1g_{9/2}, \nu 2d_{5/2}; J>$ proton-neutron-multiplettjeinek felhasadása a θ szög függvényében. Látható, hogy a pályák átfedése milyen erős befolyást gyakorol a kölcsönhatás erősségére és így az adott J-hez tartozó gerjesztési nívók energiájára. A kölcsönhatás 90° körül a legkisebb.

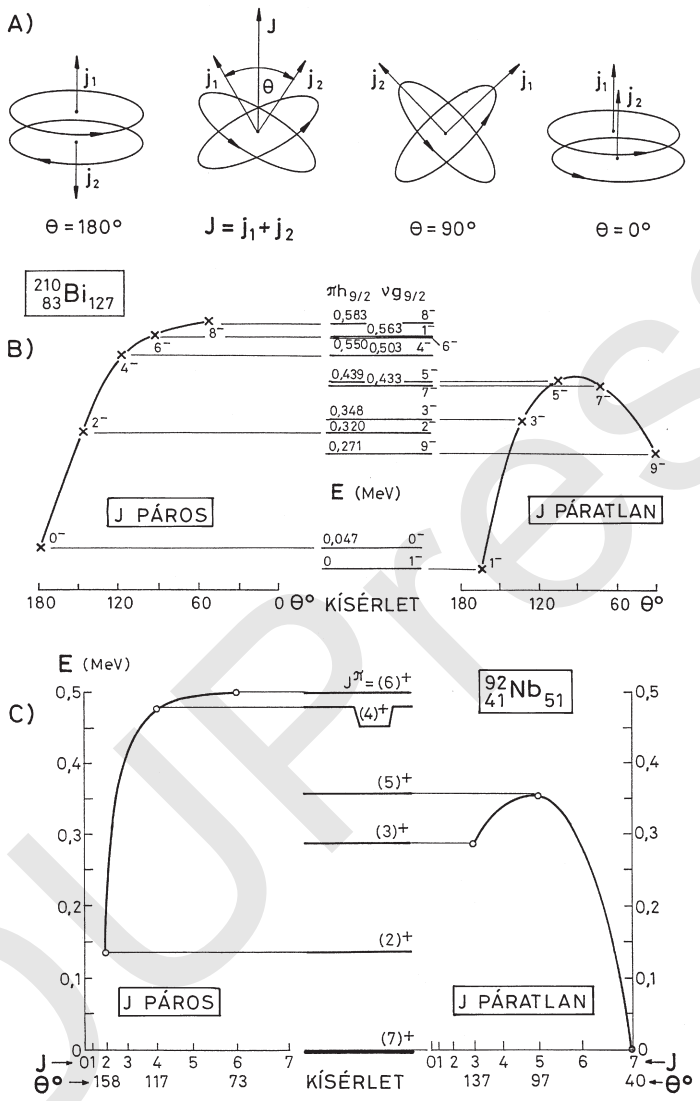
Héjmodellszámítások akkor is végezhetők, ha a magban *három vagy több valencianukleon van.* Azonban a számítások nagyon elbonyolódnak a valencianukleonok számának növekedésével. Ezért héjmodellszámításokat zömmel csak a könnyű izotópoknál végeztek, az $A < 70$ tartományban.

A héjmodell részletes ismertetése több könyvben, ill. összefoglaló dolgozatban is megtalálható: [Brussaard, Glaudemans 1977; Lawson 1980; Brown, Wildenthal 1988; Heyde 1990; Talmi 1993; Fényes 2002].

A héjmodellszámításokat számítógépprogramok segítik, amelyekről áttekintést ad Valliéres és Wu összefoglaló munkája (Langanke és mts. [1991] könyvében). Több számítógépprogramot leírt Heyde [1990] is.

Az *alacsony szenioritású sémában* felteszik, hogy a páros-páros félig mágikus atommagok azonos nukleonokból összetett párokból állnak, és a nukleonpárok spinje zéró. A gerjesztett állapotokban egy vagy több nukleonpár fel van törve. A páratlan tömegszámú atommagokban egy valencianukleon van alapállapotban, míg gerjesztett állapotokban 1, 3, 5,… A szenioritás definíció szerint megad-

ELTE Press



VI. 5. A. ábra. Két kölcsönható nukleon pályái a teljes impulzusnyomaték-vektorok ($\boldsymbol{j}_1$ és $\boldsymbol{j}_2$) közötti szög függvényében.

B. ábra. Proton-neutron-multiplett állapotok a ^{210}Bi-ban. Itt a proton $\pi 1h_{9/2}$, ill. a neutron $\nu 2g_{9/2}$ állapotának megfelelően $j_1 = j_2 = 9/2$ és $j_1 + j_2 = 9$. Az ábra középső részén a kísérleti adatok vannak feltüntetve Firestone és mts. [1996] alapján. Az ábra bal oldali részén a páros J-hez, a jobb oldali részén a páratlan J-hez tartozó állapotok energiái láthatók a $\boldsymbol{j}_1$ és $\boldsymbol{j}_2$ közötti szög (θ) függvényében. Az 1^- állapot csak nagyobb konfigurációs térben értelmezhető.

C. ábra. Proton-neutron-multiplett állapotok a ^{92}Nb-ban. Itt a proton $\pi 1g_{9/2}$, a neutron $\nu 2d_{5/2}$ állapotban van és $j_1 + j_2 = 7$. Középen a kísérleti nívók (Firestone és mts. [1996] alapján), balra a páros, jobbra a páratlan J-hez tartozó nívók láthatók $J(J+1)$, ill. a $\boldsymbol{j}_1$ és $\boldsymbol{j}_2$ közötti szög (θ) függvényében.

DUPress

ja a párba nem állt nukleonok számát az adott állapotban. Az alacsony szenioritású sémában elvégzett számítások számos félig mágikus atommagra ésszerű leírást adnak, feltéve, hogy nincs túl sok nukleon a valenciahéjon. L. részletesebben pl. Lawson [1980], Allaart és mts. [1988] és Talmi [1993] munkáit.

Ha sok valenciaproton és -neutron van jelen az atommagban, a hagyományos héjmodellszámítások legyőzhetetlen nehézségbe ütköznek. Szerencsére a **B**ardeen–**C**ooper–**S**chrieffer- (BCS) -elmélet alapján jó közelítés adható a zéró szenioritású héjmodellre és így lehetőség nyílik nagyon komplex atommagok leírására is. A BCS *kvázirészecskés számításokban* hosszú atommagláncok is viszonylag egyszerűen tárgyalhatók. A módszert először Bardeen, Cooper és Schrieffer [1957] a szupravezetés leírására fejlesztette ki, majd a magfizikára A. Bohr és mts. [1958], Szolovjev [1958] és Belyaev [1959] alkalmazták. A kvázirészecske-koncepciót a magfizikába Valatin János [1958] és N. N. Bogoliubov [1958] vezették be. Az elmélet részletes leírása több könyvben is megtalálható: [Lawson 1980; Ring, Schuck 1980; Szolovjev 1981; Heyde 1990; Nilsson, Ragnarsson 1995; Fényes 2002].

Az atommagok számos sajátsága eredményesen tárgyalható az ún. pár plusz kvadrupól modellben [Kisslinger, Sorensen 1963]. A számításokat két lépésben végzik.

Először a protonokat és neutronokat külön-külön kezelik, gömbszerű átlagteret és az azonos nukleonok között szupravezető típusú, rövid hatótávolságú párkölcsönhatást feltételezve. Levezetik a kvázirészecskék energiáit és a maghéjak betöltési valószínűségeit.

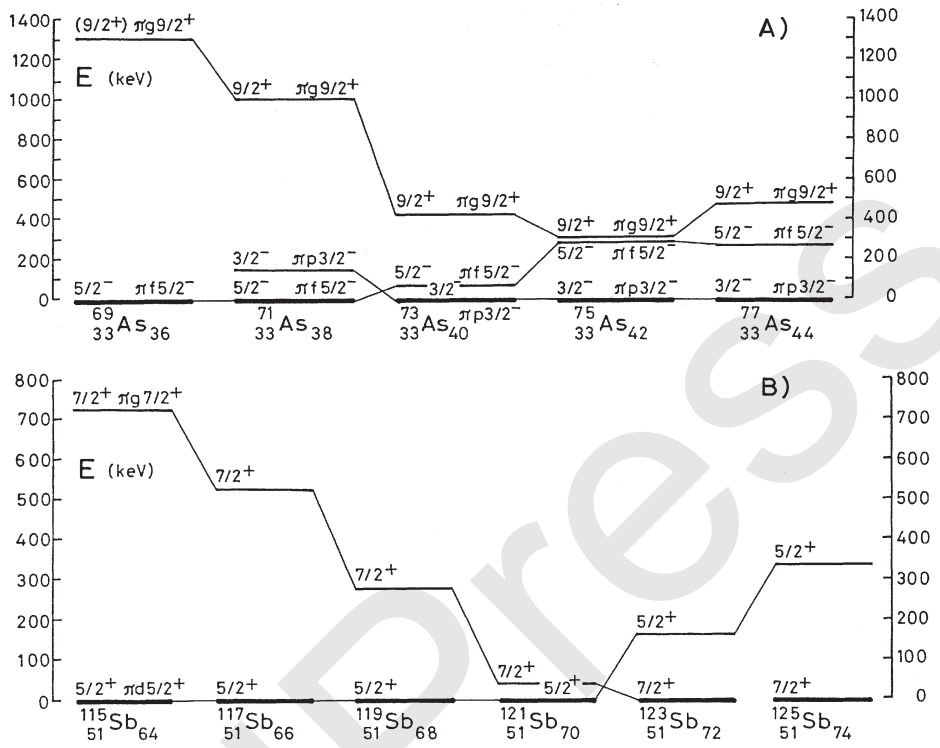
A második lépésben az összes proton és neutron kvázirészecskét összekötik egy gyenge, hosszú hatótávolságú kvadrupóluserővel. Ez a kvadrupóluskölcsönhatás az egyedüli *pn*-kölcsönhatás, amely a Hamilton-operátorban expliciten szerepel.

E modellben már számot lehet adni arról, hogy a proton- (vagy neutron-) energiák nemcsak a függetlenrészecske- (VI. 4. ábrán látható) -nívórendszer szerint alakulnak, hanem a maradék-kölcsönhatás a nívórendszert módosítja. A VI. 6. ábrán példák láthatók arra, hogy a neutronszám növekedése hogyan hat a protonnívók energiájára.

VI. 2. 4. A deformált magok héjmodellje

Az atommagok gömbszerűek kétszeresen zárt maghéjak közelében, míg a $150 < A < 190$ és $A > 220$, valamint más tartományokban deformáltak. A stabilis deformáció létét több kísérleti tény is mutatja.

DUPress



VI. 6. A. ábra. A páratlan tömegszámú As-atommagok első $5/2^-$, $3/2^-$ és $9/2^+$ protonállapotainak energiái.

B. ábra. A páratlan tömegszámú Sb-atommagok első $5/2^+$ és $7/2^+$ protonállapotainak energiái. Látható, hogy a protonállapotok energiái függnek az atommagban lévő neutronok számától is.

a) Nagy kvadrupólnyomatékok (l. II. 17. és II. 18. ábrákat) és deformációs paraméterek.

b) Megnövekedett elektromos kvadrupólusátmeneti valószínűségek (l. később a VI. 11. ábrát).

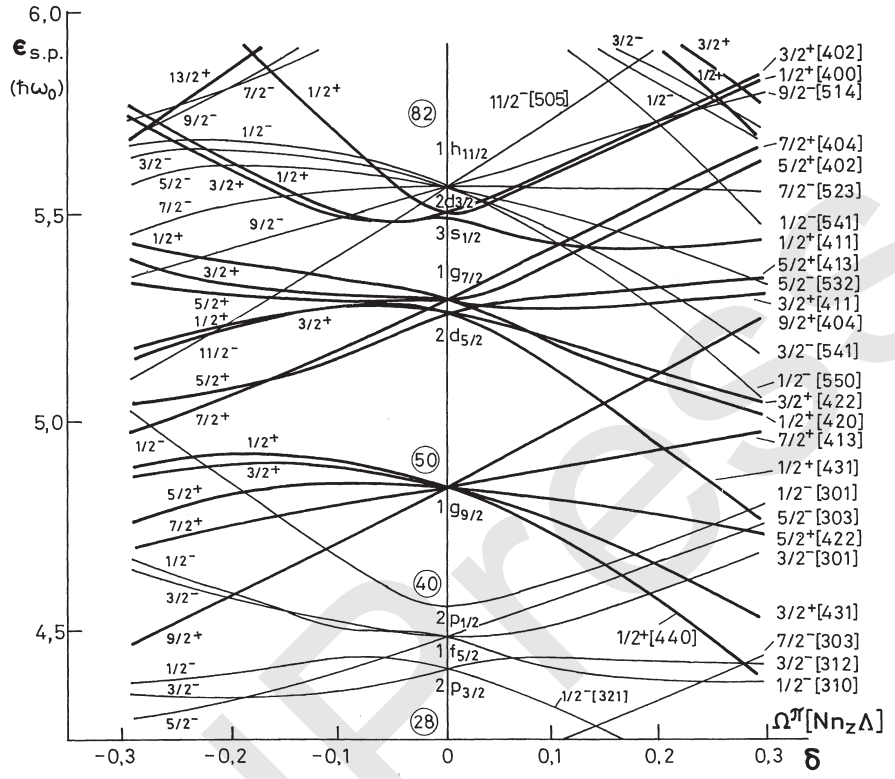
c) Rotációs sávok jelentkezése a gerjesztési nívókban. A gerjesztési energiák a sáv tagjaira arányosak $I(I+1)$-gyel, ahol I az állapot spinje (l. később a VI. 16. ábrát és a kollektív rotáció magyarázatát a VI. 5. pontban).

A deformált magok héjmodelljét Nilsson [1955] és mások dolgozták ki. A Nilsson-modell alapfeltevései a következők.

– Az atommag alakja tengelyszimmetrikus ellipszoid.

– Az atommag átlagpotenciálja lényegében harmonikus oszcillátorpotenciál.

DUPress



VI. 7. ábra. Nilsson-diagram. Egyrészecske-energiák ($\varepsilon_{s.p.}$, $\hbar\omega_0 \approx 41\,A^{-1/3}$ MeV egységekben) a δ deformációs paraméter függvényében. Nilsson [1955] alapján. A számításokat Bengtsson, Ragnarsson [1985] más tartományokra is kiterjesztette, külön a protonokra, külön a neutronokra és különböző ε_2 és ε_4 deformációs paraméterekre. L. Firestone és mts. [1996].

– A maganyag összenyomhatatlan, a mag térfogata állandó.
– A maganyagban nincs súrlódás.

A részletes matematikai tárgyalás megtalálható pl. Nilsson eredeti munkájában [Nilsson 1955] vagy Nilsson, Ragnarsson [1995] könyvében.

Az egyrészecske-energiák ($\varepsilon_{s.p.}$) középnehéz magokra a VI. 7. ábrán láthatók a δ deformációs paraméter függvényében. A jelek magyarázata a következő:

$$\delta \approx \varepsilon_2 - (1/6)\varepsilon_2^2, \;\; \varepsilon_2 = (c-a)/R_0,$$

ahol c és a az ellipszoid hosszabb, ill. rövidebb tengelyének félhossza, R_0 azon gömb sugara, aminek a térfogata azonos az ellipszoidéval. Ω és Λ a $\boldsymbol{j}$ és $\boldsymbol{l}$ vektorok vetülete a szimmetriatengelyre, $\boldsymbol{j}$ és $\boldsymbol{l}$ a részecske teljes, ill. keringési impul-

zusnyomatéka. N és n_z a tengelyszimmetrikus atommag háromdimenziós harmonikus oszcillátorpotenciáljának kvantumszámai,

$$N = n_x + n_y + n_z.$$

Kis deformációknál az $|Nljm>$ állapotok energiafelhasadása arányos a δ deformációs paraméterrel, az N oszcillátor-kvantumszámmal és Ω^2-nel. Nagy deformációnál az energia szintén lineárisan függ a δ-tól és N-től, de a görbék hajlását n_z határozza meg.

A VI. 7. ábrán az is látszik, hogy a nívók közötti távolságok (és így a héjlezáródások is) változnak a deformációs paraméter függvényében. Erősen deformált magoknál más „mágikus számok" jelennek meg.

A Nilsson-modell hullámfüggvényeinek segítségével kiszámíthatók az egyrészecskés átmeneti valószínűségek a gamma- és béta-bomlásra. Az alapvető formulák megtalálhatók pl. Nilsson [1955], Bohr, Mottelson [1974], Szolovjev [1981] munkáiban.

A deformált magok héjmodellje tárgyalható Woods–Saxon-potenciál felhasználásával is (l. pl. Szolovjev [1981]). Az elmélet részletesebben kidolgozott változataiban a párkorrekciókat, oktupól- és hexadekapól-deformációkat, valamint a Coriolis-erők fellépését is figyelembe veszik.

A deformált atommagok héjmodellje igen sikeresnek bizonyult, több száz atommagnál helyesen írja le a kísérleti eredményeket. A deformált magtartományokban számot tud adni a nívósémákról, nyomatékokról, elektromágneses átmeneti valószínűségekről, egyrészecskés transzferreakciókról, béta-bomlási sajátságokról stb.

Itt jegyezzük meg, hogy a kvadrupóldeformációt (ami alapvető szerepet játszik a magfizikában) az atommaghoz rögzített koordináta-rendszerben a következőképpen lehet jellemezni:

$$R = R_o\,[\,1 + a_{20}Y_{20} + 2a_{22}Y_{22}] \text{ vagy}$$

$$R = R_o\,[1 + \beta(\cos\gamma)Y_{20} + 2^{1/2}\,\beta(\sin\gamma)Y_{22}],$$

ahol R a magsugár és Y_{20}, Y_{22} a gömbharmonikus függvények. A β-paraméter a megnyúlást ($\beta > 0$) vagy belapulást ($\beta < 0$) írja le, míg a γ a tengelyszimmetriától való eltérést. Kvadrupóldeformációnál $\varepsilon_2 = 0{,}946\,\beta_2$.

DUPress

VI. 2. 5. Az atommagok teljes energiájának számítása

Figyelembe véve a gömbszerű és deformált *héjmodellek* sikereit, csábító, hogy az atommag teljes energiáját úgy számítsuk ki, hogy összegezzük az egyrészecskés proton- és neutronenergiákat a Fermi-nívóig. Ha a részecskeenergiák összegét egy átlagpotenciálban *V*-vel jelöljük, akkor az ε_2, ε_3, … alakparaméterek függvényében

$$V = \sum_{i\approx 1}^{Z} \epsilon_p^i(\varepsilon_2, \varepsilon_3, \ldots) + \sum_{i\approx 1}^{N} \epsilon_n^i(\varepsilon_2, \varepsilon_3, \ldots)$$

ahol ϵ^i a részecskeállapot energiája. Ha az ε deformációs paraméterek nem túl nagyok, a magsugár a következő kifejezéssel írható le:

$$r = r_0\left[1 + \frac{2\varepsilon_2}{3} P_2(\cos\theta) - \sum_{\lambda} \varepsilon_\lambda P_\lambda(\cos\theta) + \ldots\right],$$

ahol P(cosθ) Legendre-polinomot jelöl.

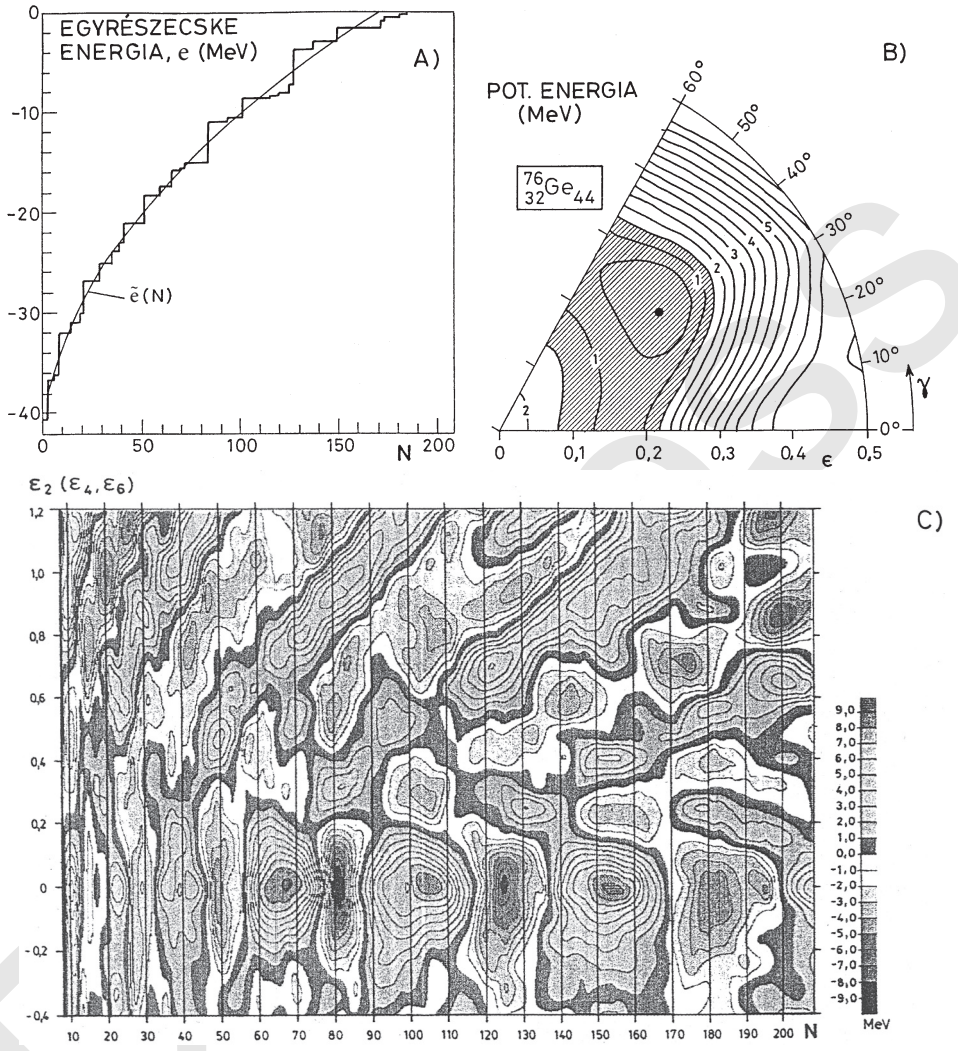
A részecskeenergia kinetikus és potenciális energiákból tevődik össze. Amikor a részecskeenergiákat összegezzük, nem egészen világos, hogy a kéttestkölcsönhatásokat kétszer számítjuk, vagy nem. Az eljárás elhanyagolja a valencianukleonok közötti kölcsönhatást. A kezdeti sikerek ellenére a részecskeenergiák egyszerű összeadása nem tudja pontosan leírni az atommagok teljes kötésenergiáit és nagyobb deformációknál az atommag energiájának függését a deformációs paraméterektől.

Másrészről a *folyadékcsepp-modell* helyesen írja le az atommagok kötésenergiáit és a magtömegek átlagos értékeit (l. Weizsäcker formuláját, a II. 15. egyenletet). A hasadási potenciál küszöbértéke is közelítőleg helyesen írható le a cseppmodellel (l. később a VIII. 89. formulát). Ugyanakkor a cseppmodell nem tud számot adni a héjeffektusokról, az alapállapoti spinekről és sok más kvantumjellemzőről. Lényegesen jobb eredmények nyerhetők az atommag teljes energiájára, ha Strutinsky [1967, 1968] javaslata alapján fenomenológiailag *kombináljuk a héj- és cseppmodelleket*.

A VI. 8. A. ábra mutatja a részecskeenergiákat (ε) a neutronszám függvényében (lépcsős függvény), valamint a kisimított, átlagos $\tilde{\varepsilon}$ értékeket. A héjkorrekciót ($E_{héj}$) a lépcsős és a sima görbék alatti területek különbsége adja: $E_{héj} = \sum e_i - \sum \tilde{e}_i$. Ha a héjmodellből csak a fluktuáló (lépcsős) részt vesszük, az átlagos (sima) függvényt pedig a cseppmodell-értékekhez illesztjük, lényegesen jobb leírást kapunk az atommag teljes energiájára, mint amit az egyik vagy másik modell adna. A számítás részleteinek leírását l. Strutinsky eredeti munkáiban, ill. Fényes [2002] könyvében.

A VI. 8. B. ábra egy példát mutat arra, hogy hogyan változik az atommag energiafelülete az ε- és γ-deformációs paraméterek függvényében. (Megjegyzendő, hogy az irodalomban gyakran „teljes" vagy „potenciális" energiafelület kifejezéseket használnak.) Látható, hogy az energiaminimum háromtengelyű deformációnál lép fel.

PUPress



VI. 8. A. ábra. Strutinsky-héjkorrekció a folyadékcsepp teljes energiájához ^{208}Po-ra. Az ábra a neutronrészecske-energiákat (ε) mutatja (lépcsős függvény) a neutronszám *(N)* függvényében Saxon–Woods-típusú potenciálra. A folytonos görbe $\tilde{e}$ (*N*) a helyi ingadozásokat kisimítja, ez a rész illeszthető a cseppmodell-értékekhez. A héjkorrekciót a két görbe alatti területek különbsége adja az adott neutronszámig. Bolsterli és mts. [l972] alapján.

B. ábra. A ^{76}Ge-atommag potenciálisenergia-felülete az ε_2- és γ-deformációs paraméterek függvényében Larsson és mts. [1976] és Ragnarsson és mts. [1978] alapján.

C. ábra. A héjenergia ($E_{héj}=\sum e_i-\sum \tilde{e}_i$) a neutronszám (*N*) és ε_2-deformációs paraméter függvényében. ε_2 magában foglalja az ε_4 és ε_6 paramétereket is úgy, hogy a potenciális energia minimalizálva van. A szintvonalak 1 MeV-enként vannak feltüntetve. A számításokat a Strutinsky-módszerrel végezték módosított oszcillátorpotenciállal. Ragnarsson, Sheline [1984] alapján, Fényes [2002]-ből. Az ábra színes változata a könyv végén található.

A VI. 8. C. ábra az atommagok héjenergiáját, $\sum E_{héj}$ -t mutatja a neutronszám (N) függvényében. A deformációs paraméterek függvényében számos helyi energiaminimum alakul ki. A számítások helyesen reprodukálják a mágikus számokat zéró deformációnál és előre jelzik számos deformált állapot létét. A héjenergia általános szerkezete ugyanaz protonokra és neutronokra és az esetleges forgási frekvenciától is csak kevéssé függ. Majdnem minden Z és N részecskeszám esetén héjeffektusok várhatók különböző deformációknál.

VI. 3. MAGÁTMENETEK, γ-BOMLÁS, KONVERZIÓS ELEKTRONOK

VI. 3. 1. Alapvető kísérleti tények

Az atommagban jelen vannak mozgó, elektromos töltéssel rendelkező protonok. Következésképpen az atommagok kibocsáthatnak és elnyelhetnek elektromágneses sugárzást és lehet statikus elektromos és mágneses nyomatékuk is. Mivel az elektromágneses kölcsönhatás törvényei ismeretesek, az elektromágneses átmenetekből és nyomatékokból igen értékes információt nyerhetünk az atommagok szerkezetéről.

Az alfa- és béta-bomlás során az atommagok gyakran gerjesztett állapotba kerülnek, ahonnan gamma-emisszióval bomlanak tovább az alapállapotba. A magreakciók is gyakran vezetnek gerjesztett állapotokhoz. Innen (ha energetikailag lehetséges) először részecskeemisszióval bomlanak, majd maradék energiájukat gamma-bomlással adják le.

Az alacsonyanfekvő magállapotoknak és a *γ-sugaraknak* is jól definiált kvantumozott energiája van. A γ-sugárzás hullámhossza rendszerint a $10^{-10} < \lambda_\gamma < 10^{-13}$ m tartományba esik. Vannak elektromos és mágneses sugárzások.

A γ-kvantumok különböző impulzusnyomatékokat vihetnek el (L). Ha $L = 1, 2, 3,\ldots$ a sugárzást dipól-, kvadrupól-, oktupólsugárzásnak nevezzük. Gammasugárzás $L = 0$-val nem lép fel, mivel az elektromágneses sugárzások tranzverzális természetűek (a foton spinje 1), l. később a kiválasztási szabályoknál. Minden sugárzási típust meghatározott szögeloszlás jellemez.

A gerjesztett állapotok életidejének mérésére számos módszer ismeretes. Néhány direkt módszer a következő: elektronikus időmérés, visszalökési távolságmérés, Doppler-eltolódás és blocking-technikák, γ-röntgen-koincidenciamérések. Néhány indirekt módszer: Coulomb-gerjesztés, (e,e') reakciók, rezonanciafluoreszcencia, részecske-rezonanciaspektroszkópia stb. E módszerekkel kapcso-

latban l. a IV. 3. 5. és IV. 3. 8. pontokat. A módszerekről részletes összefoglalók találhatók továbbá a következő munkákban: Berlovics és mts. [1972]; Nolan, Sharpey-Schafer [1979]; Fényes [1986]. E technikák felhasználásával a nagyon rövid, 10^{-18} s-tól kezdve igen széles életidő-tartományban végezhetők mérések.

Gamma-sugárzás kibocsátása mellett a gerjesztett magállapot *belső konverziós elektronemisszióval* is elveszítheti energiáját. Ebben a párhuzamosan lejátszódó folyamatban a gerjesztett állapot energiáját közvetlenül egy atomhéjelektronnak adja át, előzetes gamma-sugárzás kibocsátása nélkül. A belső konverziós elektron energiája a magátmenet energiájától és a *K*-, *L*-, *M*-,… elektronok ionizációs energiájától függ.

A belső konverziós együttható definíció szerint az emittált elektronok száma osztva az emittált gamma-kvantumok számával:

$$\alpha = N_e / \mathrm{N}_\gamma = \alpha_\mathrm{K} + \alpha_\mathrm{L} + \alpha_\mathrm{M} \ldots, \qquad \text{(VI. 17.)}$$

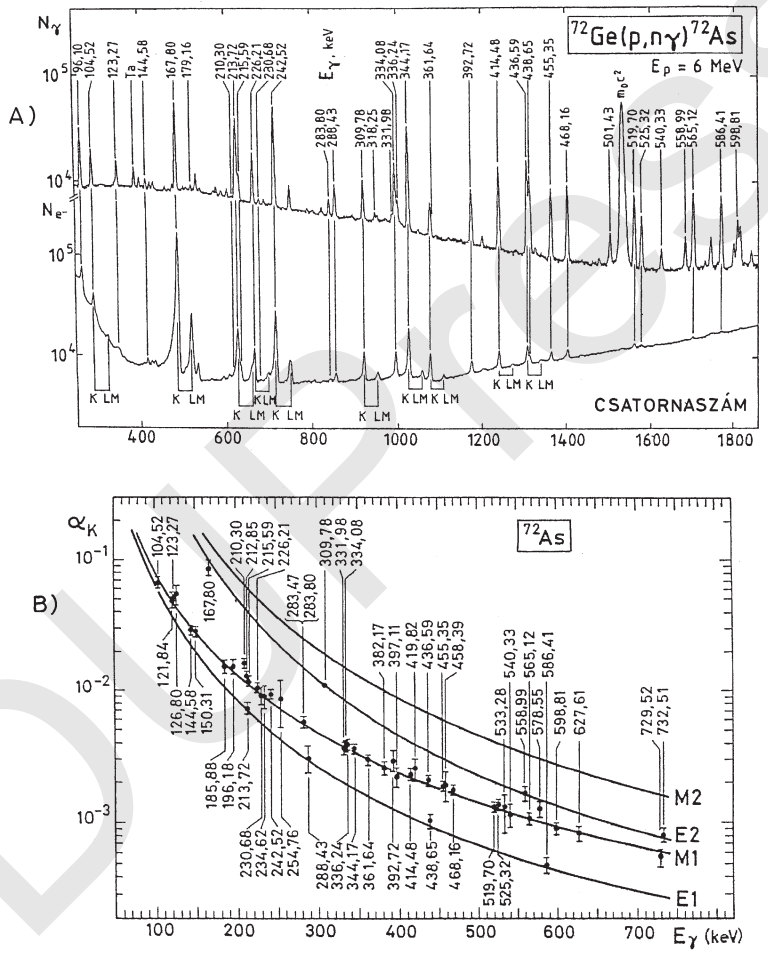
ahol $\alpha_\mathrm{K} = (N_e)_K / N_\gamma$ parciális belső konverziós együttható *K*-elektronokra vonatkozóan. Az α_L, α_M, … együtthatókat hasonlóan definiálják.

Az elmélet szerint a belső konverziós együttható növekszik, ha a rendszám és a γ-sugárzás multipolaritása nő. Ugyanakkor a gamma-energia növekedésével a belső konverziós együttható csökken. Az α együttható függ még a sugárzás elektromos vagy mágneses jellegétől is. Belsőelektron-konverzió lehetséges $0^+ \rightarrow 0^+$ átmenetek esetében is. Ha energetikailag mind a *K*-, mind az *L*-elektronok emissziója megengedett, az *L*-emisszió valószínűsége rendszerint kisebb ($\alpha_L \approx 0{,}1\alpha_K$). A $0^+ \rightarrow 0^+$ átmenetekre l. Kibédi, Spear [2005] összefoglaló munkáját.

A belsőkonverzió elméletének részletes kifejtése megtalálható pl. Rose [1965] tanulmányában. Numerikus értékeket publikáltak a belső konverziós együtthatókra Band és mts. [1976], valamint Rösel és mts. [1978]. Grafikus alakban elméleti parciális és teljes belső konverziós együtthatók találhatók Firestone és mts. [1996] könyvében M1, M2, M3, M4, E1, E2, E3 és E4 átmenetekre. A grafikonok pontossága 3-5%. Újabban relativisztikus önkonzisztens Dirac–Fock-számításokat is végeztek a belső konverziós együtthatókra [Band és mts. 2002]. Eredményeiket táblázatos és grafikus alakban is megadták E1, … E5, M1, … M5 átmenetekre, $E_\gamma = 1 \rightarrow 2000$ keV energiatartományra, K, L_1, L_2, L_3 atomhéjakra és $Z = 10 \rightarrow 126$ elemekre. Számították a teljes belső konverziós együtthatókat is. A Dirac–Fock-értékek jobb egyezésben vannak a kísérleti adatokkal, mint a relativisztikus Hartree–Fock–Slater-elméleti értékek.

Raman és mts. [2006] adatbázist állítottak össze az elérhető kísérleti belső konverziós együtthatók arányaira, amelyeket összevetettek a releváns elméleti értékekkel.

A γ-sugárzás multipolaritásának meghatározása történhet pl. úgy, hogy lemérjük a γ- és belső konverziós elektronspektrumot és képezzük az $\alpha_K = (N_e)_K / N_\gamma$ arányokat a különböző γ-sugárzásokra. Ha vannak a spektrumban megbízha-



VI. 9. A. ábra. A ^{72}Ge($p,n\gamma$)^{72}As-reakció gamma- és belső konverziós elektronspektruma. A gamma-sugarak kvantumenergiái (E_γ) az ábra felső részén vannak feltüntetve a legerősebb ^{72}As-vonalakra.

B. ábra. A ^{72}As-átmenetek kísérleti belső konverziós együtthatói (α_K, pontok hibahatárokkal) a gamma-sugarak energiáinak (E_γ) függvényében. A görbék elméleti számítások eredményei. A kísérleti α_K együtthatók a 309,78 keV-es átmenet ismert E2 multipolaritására lettek normálva. Sohler és mts. [1996] alapján.

tóan ismert multipolaritású γ-sugárzások, ezeknél a kísérleti pontok normálhatók az elméleti értékekre. A többi γ-sugárzás multipolaritása az elméleti értékekkel való összevetésből meghatározható. A módszer nagyon hatékony, mivel a multipolaritás mellett általában az elektromos vagy mágneses jelleg is meghatározható és az esetleges keveredésekre is nyerhető információ.

Szolgáljanak például a ^{72}As nívói közötti átmenetekre nyert eredmények, amelyek a VI. 9. ábrán láthatók.

Az elektronhéjon keletkezett hiányt egy külső héjról beugró elektron tölti be, miközben *karakterisztikus röntgensugárzás* vagy *Auger-elektron-emisszió* lép fel. Ez utóbbi esetben az elektronbeugráskor felszabaduló energia egy újabb elektron emisszióját eredményezi valamelyik kintebbi héjról. A karakterisztikus röntgensugárzást a IX. 2. 1. pontban fogjuk részletesebben tárgyalni.

Ha az átmenet energiája nagyobb, mint 1,022 MeV, az atommag energiáját *belső elektron–pozitron-párképzéssel* is elveszítheti. E folyamat valószínűsége kicsi, rendszerint három nagyságrenddel kisebb, mint a gamma-emisszió valószínűsége. Ellentétben a belső konverziós elektronkibocsátással, a belsőpárképzési együttható nő növekvő gamma-kvantum-energiával és csökken növekvő rendszám és átmeneti multipolaritás esetén. A belső párképzés részletesebb leírását l. Wilson [1965] munkájában.

Az elektromágneses átmenetek (átmeneti energiák, átmeneti valószínűségek, multipolaritások, kiválasztási szabályok, szögeloszlás stb.) igen hatékony eszközt adnak a magállapotok vizsgálatához. Az E0, E1, E2, E3… és M1, M2, M3,… *elektromágneses átmenetek információt szolgáltatnak* az állapotok kvantumszámairól, a héjszerkezetről, a törzspolarizációról, effektív töltésekről, effektív giromágneses arányokról, részecskés- és lyukállapotokról, az állapotok kollektivitásáról, vibrációs és rotációs gerjesztésekről, a részecskés és kollektív mozgás csatolásáról stb. Ezekkel kapcsolatban utalunk Morinaga, Yamazaki [1976], Brussaard, Glaudemans [1977], Lawson [1980] és Ejiri, De Voigt [1989] munkáira.

VI. 3. 2. A γ-bomlás elmélete

Alapformulák

Az atommag Hamilton-operátora három tagból áll, amelyek az erős, elektromágneses és gyenge kölcsönhatásokat tartalmazzák. A leggyengébb, azaz a gravitációs kölcsönhatás teljesen elhanyagolható (l. II. 4. táblázatot). Az erős és elektromágneses monopól- (Coulomb-) -kölcsönhatás határozza meg a hullámfügg-

DUPress

vényeket és energiasajátértékeket. Az elektromágneses multipólkölcsönhatás (amely kb. két nagyságrenddel gyengébb az erősnél) csak perturbációt jelent, ami átmeneteket hozhat létre a magállapotok között. A gyenge kölcsönhatás durván négy nagyságrenddel gyengébb, mint az elektromágneses. Így ez csak akkor játszhat jelentős szerepet a magfolyamatokban, ha mind a részecskeemisszó, mind a γ-átmenet tiltott (az erős, ill. elektromágneses kölcsönhatásban). Ilyen eset a β-bomlás alap- (vagy hosszú élettartamú izomer-) -állapotból.

A kezdeti és végállapot közötti átmeneti valószínűség (*P*) a kvantummechanika perturbációs elmélete szerint a következő:

$$P = \frac{2\pi}{\hbar}\left|\int \Psi_f^* H \Psi_i dv\right|^2 \frac{dn}{dE}, \qquad \text{(VI. 18.)}$$

ahol H a perturbáló elektromágneses kölcsönhatás Hamilton-operátora, Ψ_i és Ψ_f a kezdeti és végállapot hullámfüggvénye, dv a térfogatelem és dn/dE a végállapotok száma egységnyi energiaintervallumban. Az időtől függő perturbációs elmélet (VI. 18.) képletét először Dirac vezette le, de az irodalomban Fermi „második aranyszabályaként" szokták emlegetni.

Az elektromágneses multipólsugárzás és a statikus nyomatékok elméletének részletes kifejtése több összefoglaló munkában is megtalálható [Heitler 1947; Blatt, Weisskopf 1952; Szliv szerk. 1961; De Benedetti 1964; Moszkowski 1965; Eisenberg, Greiner 1970 és Brussaard, Glaudemans 1977]. A kvantummechanika perturbációs elméletével kapcsolatban l. pl. Schiff [1968], Mandl [1992], Nagy [2000] munkáit.

Az elektromágneses kölcsönhatás Hamilton-operátora közelítőleg a következő alakba írható:

$$H \approx \int \boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t)\boldsymbol{A}\, d\boldsymbol{r}, \qquad \text{(VI. 19.)}$$

ahol $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t)$ az áramsűrűség az atommagban, $\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r},t)$ az elektromágneses tér vektorpotenciálja, $\boldsymbol{r}$ térbeli vektorváltozó, t az idő. Feltevésünk szerint a gyorsan változó elektromágneses térben a skalárpotenciál zéró.

A vektorpotenciál $\boldsymbol{A}$ eleget tesz a hullámegyenletnek forrásmentes térben

$$\Delta \boldsymbol{A} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{A}(\boldsymbol{r},t)}{\partial t^2} = 0.$$

Az elektromágneses hullámok transzverzális sajátságát a divergenciafeltétel fejezi ki: div $\boldsymbol{A} = 0$.

DUPress

Az elektromos *(**E**)* és mágneses *(**B**)* tereket az ***A*** vektorpotenciálból a következőképpen lehet levezetni:

$$\boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{A}(\boldsymbol{r},t)}{\partial t}, \qquad \boldsymbol{B} = \nabla \times \boldsymbol{A}(\boldsymbol{r},t) \equiv rot\, \boldsymbol{A}(\boldsymbol{r},t),$$

amelyek eleget tesznek a Maxwell-egyenleteknek.

Az elmélet következménye, hogy a γ-kvantum elektromos vagy mágneses 2^L-pólusú sugárzás esetén ***L*** impulzusnyomatékot visz el a sugárforráshoz viszonyítva [Heitler 1936]. Így a multipóljelleg szoros kapcsolatban áll a sugárzás által elvitt impulzusnyomatékkal.

A $J_i \rightarrow J_f$ átmenet valószínűségét (T_L) alacsony energiájú γ-sugarakra ($E_i - E_f = E_\gamma <$ 10 MeV) rendszerint a hosszú hullámhosszú közelítésben számolják, azaz felteszik, hogy $\lambda/(2\pi) >> R$, ahol λ a γ-sugárzás hullámhossza, R a magsugár. A számítások szerint az átmeneti valószínűség két tényező szorzataként írható fel [Blatt, Weisskopf 1952]:

$$T_L^{\sigma}(J_i \rightarrow J_f) = G_L(k) \cdot B_L^{\sigma}(J_i \rightarrow J_f). \qquad \text{(VI. 20.)}$$

Itt a $G_L(k) \equiv \dfrac{8\pi(L+1)}{L\left[(2L+1)!!\right]^2}\dfrac{k^{2L+1}}{\hbar}$ tényező a sugárzás energiájától (E_γ) és multipolaritásától (2^L) függ. A k hullámszám definíció szerint: $k \equiv 2\pi/\lambda$, amire fennállnak a következő összefüggések: $k = \dfrac{\hbar\omega}{\hbar c} = \dfrac{E_\gamma}{\hbar c} = \left[E_\gamma\,(MeV)\,/197{,}327\right]\mathrm{fm}^{-1}$.

$[(2L+1)!! = 1\times 3 \times 5 \times \ldots \times(2L+1).]$

A másik tényező: $B_L^{\sigma}(J_i \rightarrow J_f)$, a redukált átmeneti valószínűség, a belső magszerkezet függvénye; σ a sugárzás elektromos vagy mágneses jellegét jelöli.

A kezdeti és végállapot között elvileg többféle multipólusátmenet lehetséges. Azonban T_L^{σ} erősen függ L-től, így a keveredésben maximum két multipólusnak van jelentősége. Pl. az M1-sugárzás keveredhet E2-vel, és az E1-sugárzás M2-vel. A keveredési arány négyzetét a következőképpen definiáljuk:

$$\delta^2 \equiv I_\gamma(E \text{ vagy } M,\, L+1;\, J_i \rightarrow J_f)\,/I_\gamma(M \text{ vagy } E,\, L;\, J_i \rightarrow J_f), \qquad \text{(VI. 21.)}$$

ahol I_γ a gamma-sugárzás intenzitása.

A kísérleti és elméleti átmeneti valószínűségek összevetésénél hasznosak a következő formulák:

$$T(\sigma L;\, J_i \rightarrow J_f) = (\ln 2)\,/T_{1/2} = 0{,}6931/T_{1/2} = 1/\tau,$$

ahol $T_{1/2}$ a felezési idő, τ pedig a közepes élettartam.

DUPress

Egy magnívó több különböző energiájú átmenettel is bomolhat, pl. az $x = a, b, c$ átmenetekkel.

Az a-adik átmenet kísérleti parciális felezési ideje $T_{1/2}^{\gamma,\exp}(a)$ és a magnívó felezési ideje $T_{1/2}^{exp}$ között a következő összefüggés áll fenn:

$$T_{1/2}^{\gamma,\exp}(a) = T_{1/2}^{\exp}\left[1+\alpha_{tot}(a)\right]\frac{\sum_{x=a}^{c} I_{tot}(x)}{I_{tot}(a)}, \qquad \text{(VI. 22.)}$$

ahol $\alpha_{tot}(x)$ a teljes belső konverziós együttható,

$$\alpha_{tot}(x) = \alpha_K(x) + \alpha_L(x) + \alpha_M(x) + \ldots,$$

$I_{tot}(x)$ a teljes átmeneti intenzitás,

$$I_{tot}(x) = I_\gamma(x)[1+\alpha_{tot}(x)].$$

Egy kezdeti felső állapotból (J_i) a végállapotba (J_f) lefelé vezető elektromos redukált átmeneti valószínűség $(B(EL)\downarrow)$ a felfelé, a (J_i) állapotba vezető redukált átmeneti valószínűséggel a következő kapcsolatban áll:

$$B(EL, J_i \to J_f)\downarrow = \frac{2J_f+1}{2J_i+1} B(EL, J_f \to J_i)\uparrow \ . \qquad \text{(VI. 23.)}$$

Ez azt jelenti, hogy ha J_i a 2_1^+ gerjesztett, J_f a 0_1^+ alapállapot, akkor

$$B(E2; 2_1^+ \to 0_1^+)\downarrow = B(E2; 0_1^+ \to 2_1^+)\uparrow /5.$$

A nívószélességet a Heisenberg-féle határozatlansági reláció alapján a következőképpen definiálják:

$$\Gamma \equiv \hbar / \tau = \hbar T, \qquad \text{(VI. 24.)}$$

ahol T az átmeneti valószínűség. $\Gamma = 6{,}58212 \cdot 10^{-22}/\tau(\text{s})$ MeV.

Kiválasztási szabályok

Az impulzusnyomaték- és paritásmegmaradási törvényekből következően bizonyos elektromágneses átmenetek tiltottak. Ha az atommag kezdeti, ill. végállapotának impulzusnyomatékát J_i-, ill. J_f-fel jelöljük, az impulzusnyomaték-megmaradási törvény a lehetséges L értékeket a következő határok közé szorítja:

$$\left|J_i - J_f\right| \le L \le J_i + J_f.$$

DUPress

E relációt gyakran a $\boldsymbol{J}_i$, $\boldsymbol{J}_f$ és $\boldsymbol{L}$ vektorokra fennálló háromszögszabálynak nevezik.

A II. 2. 3. pontban láttuk, hogy a magállapot hullámfüggvényének paritása (π) pozitív vagy negatív lehet, és a paritás zárt rendszerben megmarad (invariáns) az erős és elektromágneses kölcsönhatásokban. A paritásmegmaradási törvényt a következőképpen lehet megfogalmazni:

$$\pi_i \pi_\gamma \pi_f = +1,$$

ahol π_i, π_f a kezdeti, ill. végállapot paritásai és π_γ az elektromos vagy mágneses sugárzás paritása. Az elektromos és mágneses átmeneti operátorok sajátságaiból a következő kiválasztási szabályok adódnak:

$\pi_i \pi_f = (-1)^L$ elektromos sugárzásra és
$\pi_i \pi_f = (-1)^{L+1}$ mágneses sugárzásra.

Az elektromos és mágneses dipól-, kvadrupól-, oktupól- stb. -sugárzásokat E1, E2, E3,…, ill. M1, M2, M3,…-vel jelöljük.

Szemléletesen úgy képzelhetjük el az E1 kisugárzást, mint amit egy elektromos dipólnyomaték oszcillációja vált ki. Mivel ez elektromos dipólnyomaték poláris vektor, ez paritásváltozást vonz maga után. M1 sugárzásnál mágneses dipólnyomaték-változás lép fel, de mivel $\mu_j = g_j \boldsymbol{j}\, \mu_N$ és $\boldsymbol{j}$ axiálvektor (két poláris vektor vektoriális szorzata), az M1 átmenetnél paritásváltozás nincs.

Az impulzusnyomaték- és paritásmegmaradási törvényekből az elektromos és mágneses multipólussugárzásokra levezethető kiválasztási szabályokat a VI. 2. táblázatban összegeztük.

VI. 2. táblázat. Az elektromágneses sugárzások kiválasztási szabályai

Impulzusnyomaték-változás (ΔJ)		Paritásváltozás a kezdeti és végállapot között			
		$\pi_f/\pi_i = -1$ (igen)		$\pi_f/\pi_i = +1$ (nem)	
0	$(0 \to 0)$	tiltott		tiltott	
0	$(1/2 \to 1/2)$	E1		M1	
0	$(J \to J)$	E1	(M2)	M1	(E2)
1		E1	(M2)	M1	(E2)
2		M2	(E3)	E2	(M3)
3		E3	(M4)	M3	(E4)
4		M4	(E5)	E4	(M5)
5		E5	(M6)	M5	(E6)

A megengedett esetleges hozzákeveredés zárójelben van feltüntetve.

DUPress

A táblázat mutatja, hogy az elektromágneses sugárzás tiltott a $J_i = 0$ és $J_f = 0$ állapotok között. Nincs monopólussugárzás, az elektromos és mágneses térerősségek merőlegesek a haladási irányra. Másrészről a belső konverziós elektron- (vagy belsőpárképzési) spektroszkópiában gyakran észlelnek monopólusátmeneteket.

Egyrészecskés átmeneti valószínűségek

Az átmeneti valószínűség számítása viszonylag egyszerű, ha csak egy részecske van a zárt maghéjon kívül. A számítások kiindulási feltételei lehetnek pl. a következők.

– A magtörzs spinje zéró és a törzs nem vesz részt a folyamatban. Így csak a részecske kezdeti és végállapotának hullámfüggvényeit kell ismernünk.

– A radiális hullámfüggvények [amiket $R_{nlj}(r)$-rel jelölünk] a kezdeti és végállapotban ugyanazok egy R sugarú gömbön belül, azaz $R_{nlj}(r) = \text{const.} \neq 0$, ha $r \leq R$ és zéró, ha $R < r$. Ez meglehetősen durva feltevés, figyelembe véve a hullámfüggvények reális alakját, de a számításokat a feltevés radikálisan egyszerűsíti és így a gyakorlat szempontjából nagyon hasznos.

– A redukált átmeneti valószínűségeket a $j_i = L \pm ½$ kezdeti és $j_f = ½$ végállapot között számítjuk ki.

Ekkor az elektromos 2^L-pólusú sugárzásra a következő egyrészecskés átmeneti valószínűség (T_{sp}) vezethető le:

$$T_{sp}\left[EL; (L \pm 1/2) \rightarrow 1/2\right] = \frac{4{,}4 \times 10^{21}(L+1)}{L\left[(2L+1)!!\right]^2}\left(\frac{3}{L+3}\right)^2\left(\frac{E_\gamma}{197}\right)^{2L+1} R^{2L}, \qquad \text{(VI. 25.)}$$

ahol T_{sp} s^{-1} egységben értendő, E_γ a gamma-kvantum energiája MeV-ben, R a mag sugara fm-ben, $(2L+1)!! = 1 \times 3 \times 5 \times \ldots \times (2L+1)$.

Megjegyezzük, hogy E1-sugárzás esetén a VI. 25. egyenlet jobb oldalát be kell szorozni egy effektív-töltésnégyzet tényezővel: $(N/A)^2$-nel protonokra és $(Z/A)^2$-nel neutronokra.

A $(j_i = L \pm ½) \rightarrow (j_f = ½)$ mágneses átmenetekre a következő formulát nyerték:

$$T_{sp}\left[ML; (L \pm 1/2) \rightarrow (1/2)\right] = 1{,}94 \times 10^{21}\,\frac{(L+1)}{L\left[(2L+1)!!\right]^2}\left(\frac{3}{L+3}\right)^2\left(\frac{E_\gamma}{197}\right)^{2L+1} R^{2L-2}, \qquad \text{(VI. 26.)}$$

ahol T_{sp} s^{-1} egységben, E_γ MeV-ben, R fm-ben van megadva.

Szigorúbb tárgyalás esetén egy $S(j_i L j_f)$ statisztikus tényező is megjelenik a VI. 25. és VI. 26. egyenletek jobb oldalán (l. Moszkowski [1965]). A VI. 25–26. egyenletekben $S = 1$ érték szerepel, ami $(j_i = L + ½) \xrightarrow{L} (j_f = ½)$ átmenetre igaz. Más $L = |j_i - j_f|$ esetekben S nincs messze az egységnyi értéktől (rendszerint ugyanazon nagyságrenden belül marad).

A VI. 25–26. egyenleteket Weisskopf-becslésnek nevezzük, amit a magspektroszkópiában igen gyakran használnak.

Ha $R = 1{,}20\ A^{1/3}$-at helyettesítünk a formulákba, az elektromos és mágneses átmeneti valószínűségek a tömegszám (A) és gamma-bomlási energia (E_γ) függvényeként fejezhetők ki (l. VI. 3. táblázatot). Némileg különböző eredményeket nyert Moszkowski a mágneses átmeneti valószínűségekre, amiket a táblázatban szintén feltüntettünk.

VI. 3. táblázat. Elektromágneses átmeneti valószínűségek (T_{sp}, s^{-1} egységben) az egyrészecskésbecslés alapján a tömegszám (A) és a gamma-bomlási energia (E_γ, MeV-ben) függvényében

Multipolaritás T_{sp}	T_{sp} (Weisskopf)	Multipolaritás	T_{sp} (Weisskopf)	(Moszkowski)
E1	$1{,}0 \cdot 10^{14}\ A^{2/3}\ E_\gamma^{\ 3}$	M1	$3{,}1 \cdot 10^{13}\ E_\gamma^{\ 3}$	$2{,}9 \cdot 10^{13}\ E_\gamma^{\ 3}$
E2	$7{,}4 \cdot 10^{7}\ A^{4/3}\ E_\gamma^{\ 5}$	M2	$2{,}2 \cdot 10^{7}\ A^{2/3}\ E_\gamma^{\ 5}$	$8{,}4 \cdot 10^{7}\ A^{2/3}\ E_\gamma^{\ 5}$
E3	$3{,}5 \cdot 10^{1}\ A^{2}\ E_\gamma^{\ 7}$	M3	$1{,}1 \cdot 10^{1}\ A^{4/3}\ E_\gamma^{\ 7}$	$8{,}7 \cdot 10^{1}\ A^{4/3}\ E_\gamma^{\ 7}$
E4	$1{,}1 \cdot 10^{-5}\ A^{8/3}\ E_\gamma^{\ 9}$	M4	$3{,}3 \cdot 10^{-6}\ A^{2}\ E_\gamma^{\ 9}$	$4{,}8 \cdot 10^{-5}\ A^{2}\ E_\gamma^{\ 9}$
E5	$2{,}4 \cdot 10^{-12}\ A^{10/3}\ E_\gamma^{\ 11}$	M5	$7{,}4 \cdot 10^{-13}\ A^{8/3}\ E_\gamma^{\ 11}$	$1{,}7 \cdot 10^{-11} A^{8/3}\ E_\gamma^{\ 11}$

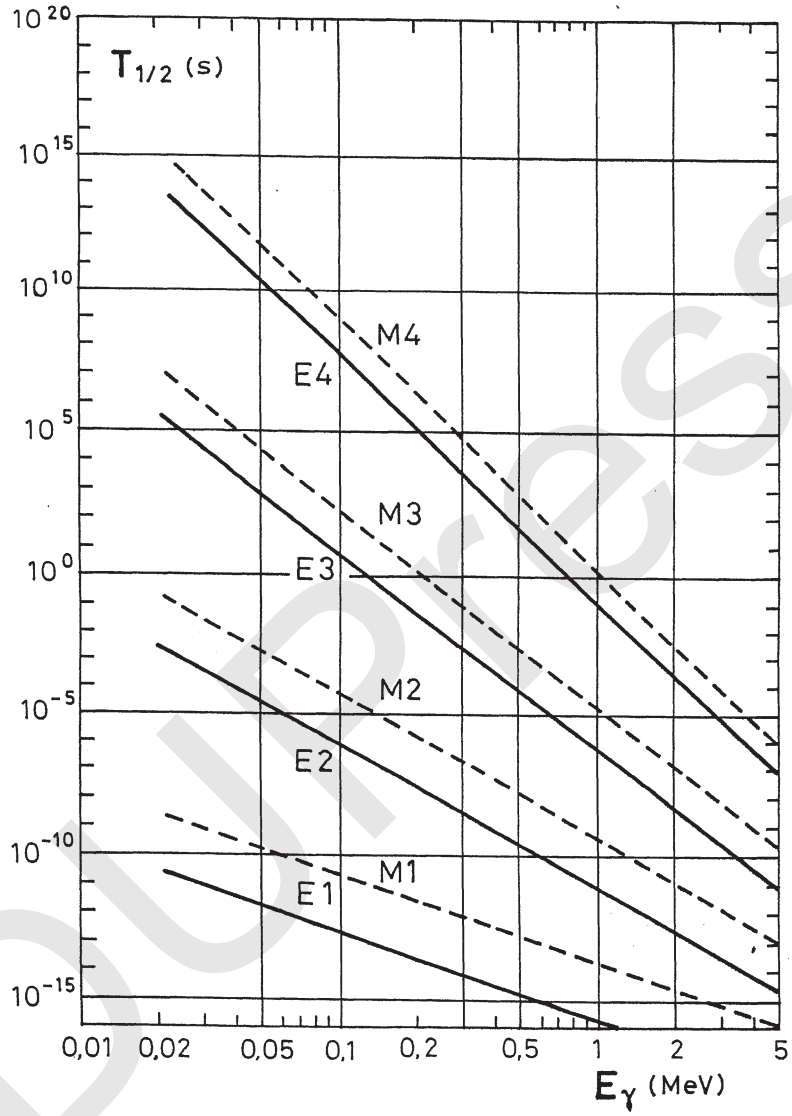
A Weisskopf-becslések (W. u.) [Wapstra és mts. 1959 és Blatt, Weisskopf 1952], a Moszkowski-becslések [Moszkowski 1965] munkájából származnak. A statisztikai tényezőt (S) a táblázat nem mutatja, mivel $S = 1$ a $(j_i = L + ½) \xrightarrow{L} (j_f = ½)$ átmenetre és az $L = |j_i - j_f|$ esetre sincs messze az egységtől, rendszerint azonos nagyságrenden belül marad. L. részletesebben [Moszkowski 1965].

A $T_{1/2} = (ln2)/T_L^{\sigma}$ felezési időket elektromos és mágneses átmenetekre a gamma-sugárzás kvantumenergiájának függvényében a VI. 10. ábrán tüntettük fel. A felezési idők igen széles tartományban változnak ~ 10^{16} s-tól ~ 10^{-16} s-ig. Összehasonlításul közöljük néhány atomhéjnívó életidejét ($\tau = T_{1/2}/0{,}6931$):

az optikai tartományban	$10^{-6} \div 10^{-8}$ s,
a röntgensugárzás tartományában	$10^{-16} \div 10^{-17}$ s,
a metastabil állapotoknál	$\sim 1 \div 10^{-3}$ s.

A VI. 10. ábrán látható, hogy a sugárzás felezési ideje erősen függ a multipolaritástól. Ez azt jelenti, hogyha a kiválasztási szabályok M1-sugárzást megengednek, az M2-, M3- stb. -sugárzás elhanyagolható. Hasonlóan, ha E1 megengedett, az E2, E3,… stb. elhanyagolhatóan gyenge. Egy adott E_γ energia esetén az

DuPress



VI. 10. ábra. Az elektromos és mágneses átmenetek felezési ideje ($T_{1/2}$) a gamma-kvantumenergia (E_γ) függvényében a ^{165}Ho-atommagra. Weisskopf-becslések, Szolovjev [1981] számításai alapján. Alacsony energiáknál ($E_\gamma < 0{,}5$ MeV) a belső konverzió nagyságrendekkel csökkentheti a feltüntetett felezési időket. A felezési idők függnek a tömegszámtól is. E függés figyelembe vehető különböző nomogramokkal (l. pl. Wapstra és mts. [1959], Szliv szerk. [1961]). Az ábrán feltüntetett felezési idők parciálisak, amiket korrigálni kell az elágazásokra, ha egynél több átmenet van az adott nívóról.

DUPress

átmeneti valószínűségek sorrendje a következő: $T(E1) > T(M1) > T(E2) > T(M2) > T(E3) > T(M3) > T(E4) > T(M4)$.

Mint azt korábban említettük, a Weisskopf-becsléseket egyrészecskés-átmenetekre nyerték, állandó radiális hullámfüggvények felhasználásával. Az észlelt átmeneti valószínűségek gyakran erősen eltérnek a becsült értékektől. Mindazonáltal a Weisskopf-becslések összehasonlítási alapként nagyon hasznosak. Pl. a Weisskopf-becsléshez képest sokkal nagyobb átmeneti valószínűségek kollektív átmenetekre utalnak.

VI. 3. 3. Kísérleti γ-bomlási valószínűségek. Izomerállapotok

A γ-sugárzás átmeneti valószínűségeit a különböző tartományokra összegyűjtötték és kiértékelték: $A = 5–44$ [Endt 1993], 45–90 [Endt 1979], 91–150 [Endt 1981], 151–190 [Andrejtscheff és mts. 1975]. Az újabb adatokra l. az ENSDF (Evaluated Nuclear Structure Data File) adatbázist; www.nndc.bnl.gov/ensdf.

A VI. 11. ábrán feltüntettük a páros-páros atommagokban észlelt $(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)\uparrow$ átmenetek redukált átmeneti valószínűségeit. A $B(E2)$ értékek

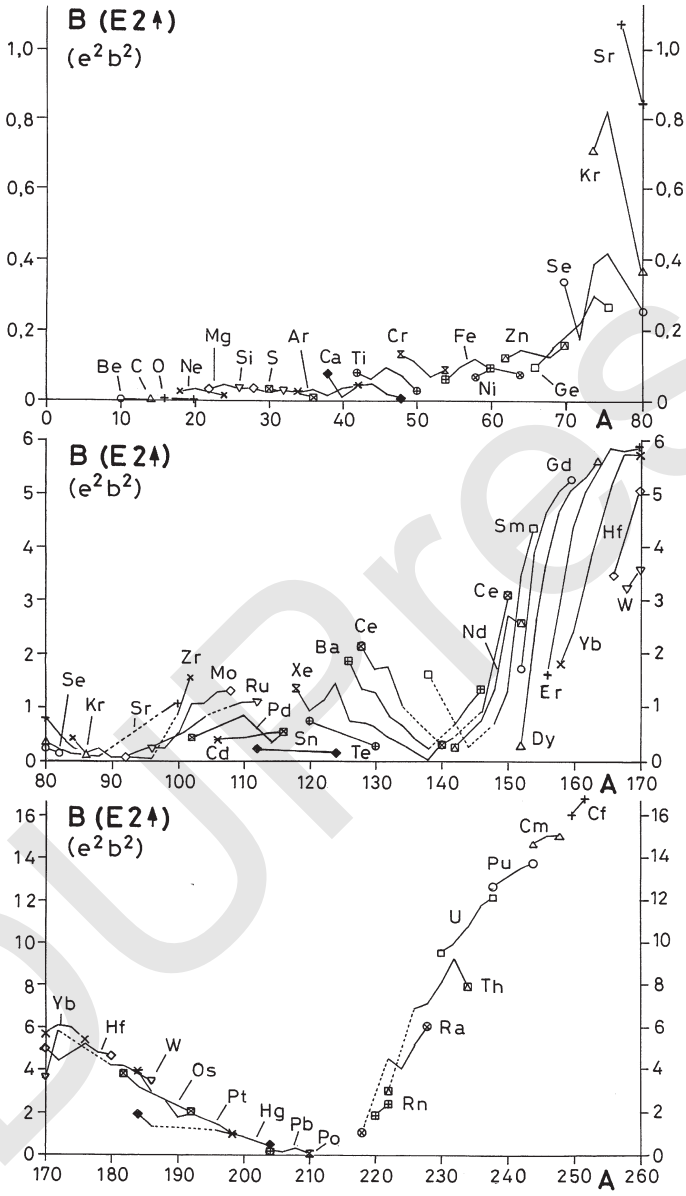
– kiugróan magasak az erősen deformált atommagoknál, a $160 < A < 180$ és $230 < A$ tartományokban,

– nagyon kicsik a mágikus magok közelében, pl. a $_8$O-, $_{50}$Sn-, $_{82}$Pb-izotópoknál és közepesek más gömbszerű atommagoknál.

Endt [1981] az $A = 91–150$ tartományban 1340 γ-sugárzást értékelt ki, az átmeneteket elektromos és mágneses jelleg szerint csoportosította, és az átmeneti valószínűségeket Weisskopf-egységben adta meg. Azokat az átmeneteket, amelyek elvileg kevertek lehettek, csak akkor tüntette fel, ha a keveredési arányt mérték. Az átmeneti erősségekre, azaz az $S \equiv T_L^{\sigma} / (T_L^{\sigma})_{sp}$ mennyiségekre meglehetősen eltérő értékeket kapott, de az adatokból felső határokat lehetett megállapítani. Ezek a következők: 0,01, 300, 100 és 30 Weisskopf-egység (W. u.) az E1-, E2-, E3- és E4-sugárzásokra, valamint 1, 1, 10 és 30 W. u. az M1-, M2-, M3- és M4-átmenetekre. Más tartományokra is meghatároztak felső értékeket (l. pl. Firestone és mts. [1996]). Az erősségek rendszerint nagyok E2- és E3-ra, míg E1-, M1-átmenetekre kicsik. (A Weisskopf-egység számítására l. a VI. 3. táblázatot.)

Megjegyzendő, hogyha több nukleon is van a zárt maghéjon kívül, a valencianukleonok közötti maradék-kölcsönhatás konfigurációkeveredést okozhat, ami az átmeneti valószínűségeket erősen befolyásolja.

Az elektromágneses átmenetek nagyon gyengék, ha nagy a spinkülönbség az izomer- és az alatta levő állapotok között, vagy ha az átmeneti energia nagyon



VI. 11. ábra. A páros-páros atommagok redukált $0_1^+ \to 2_1^+$ átmeneti valószínűségei $B(E2\uparrow)$ a tömegszám (A) függvényében. A B(E2; $0_1^+ \to 2_1^+$) értékek széles körű áttekintését l. Raman és mts. [2001] közleményében.

DUPress

kicsi. Az 50, 82 és 126 mágikus számok alatt a nívósorrend a következő (l. VI. 4. ábrát):

Z vagy $N = 50$ alatt	Z vagy $N = 82$ alatt	$N = 126$ alatt
$(1g_{9/2})^+$	$(1h_{11/2})^-$	$(1i_{13/2})^+$
$(2p_{1/2})^-$	$(3s_{1/2})^+$	$(3p_{1/2})^-$
$(1f_{5/2})^-$	$(2d_{3/2})^+$	$(3p_{3/2})^-$
$(2p_{3/2})^-$	$(2d_{5/2})^+$	$(2f_{5/2})^-$, $(2f_{7/2})^-$

Ez azt jelenti, hogy ezekben a tartományokban nagy spinkülönbségek lépnek fel a nívók között és így itt hosszú életidejű izomerállapotok várhatók. A kísérleti adatok igazolták az előrejelzést, valóban sok hosszú élettartamú gerjesztett (izomer) állapotot észleltek (l. Kantele, Tannila [1968] és a fentebb említett ENSDF-adatbázist).

Az atommagok héjmodelljének nagy sikere volt, hogy értelmezni tudta az izomerszigetek létét különböző Z, N tartományokban.

VI. 4. ATOMMAGOK REZGÉSE

VI. 4. 1. Alapvető kísérleti tények

Röviden összegezzük azokat a kísérleti tényeket, amik az atommagok felületi rezgéseinek létére utalnak.

Energiaspektrumok. A páros-páros atommagok energianívóinak szisztematikája szerint az első gerjesztési nívó majdnem mindig 2^+ állapot, $\hbar\omega$ gerjesztési energiával. A következő három gerjesztési nívó (melyek spinje 2_2 , 4_1, 0_2 és paritása pozitív) durván $2\hbar\omega$ gerjesztési energiánál jelentkezik. (A spin melletti index nívósorrendet jelöl.) Alacsonyanfekvő 3_1^- állapotokat is gyakran megfigyeltek a páros-páros atommagokban. E sajátságok jól láthatók a II. 27–28. ábrákon, a Ni-, Zn-, Sn- és Te-atommagoknál. A II. 31. ábra mutatja, hogy a 3_1^- és 2_1^+ nívók fellépte minden páros-páros atommagra jellemző. A nívóenergiák lassan és monoton módon csökkennek, amint N (vagy Z) növekszik, de zárt (vagy közel zárt) héjaknál kiugrások jelentkeznek. Számos páros-páros atommagnál az $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ energiaarány ~2,0 és 2,4 között van, ami – mint azt később látni fogjuk – rezgő atommagra jellemző.

Redukált átmeneti valószínűségek. A $B(E2;0^+_{alap} \to 2_1^+)$ adatok szisztematikája a VI. 11. ábrán mutatja, hogy a 2_1^+ első gerjesztett állapotokat az alapállapotokkal gyors elektromos kvadrupólátmenetek kötik össze. A B(E2) értékek rendszerint

PUPress

nagyságrend(ek)kel nagyobbak, mint az egyrészecskés becslések. A pozitív paritású 2_2, 4_1 és 0_2 állapotok a 2_1^+ állapotra ugyanolyan nagyságrendű B(E2) átmeneti valószínűségekkel bomlanak, mint a 2_1^+ állapotok az alapállapotra (l. később pl. ^{114}Cd-nál a VI. 13. ábrán).

Hasonló a helyzet a 3_1^- nívóknál, a B(E3;$0^+ \rightarrow 3^-$) értékek általában nagyságrendileg nagyobbak az egyrészecskés becsléseknél [Bohr, Mottelson 1974, 6. 14. táblázat].

Mindezek arra utalnak, hogy a páros-páros gömbszerű atommagok legalsó állapotai nem írhatók le helyesen úgy, mint két kvázirészecskés vagy más egyrészecskés állapotok. Ezek a sajátságok egy kvantummechanikai vibrátor jellemzői, azaz egy összenyomhatatlan folyadékcseppé, amelyik alakvibrációra képes.

VI. 4. 2. A vibráció elmélete. Összevetés a kísérleti tényekkel

A VI. 2. pontban már tárgyaltuk a gömbszerű és deformált atommagok *héjmodelljét.* A modell jó leírást ad a könnyű ($A < 80$), közel kétszeresen mágikus (pl. ^{208}Pb közeli) és erősen deformált (pl. a $150 < A < 190$ és $220 < A$ tartományban lévő) atommagok sajátságaira. A héjmodell előnye, hogy mikroszkopikus modell. Ugyanakkor a modell alkalmazása távol a mágikus magoktól igen komplikált számításokhoz vezet és sok megfigyelés világosan mutatja az atommagok kollektív gerjesztődését (felületi vibráció, kollektív rotáció), ami makroszkopikus keretek között sokkal egyszerűbben tárgyalható.

A *folyadékcsepp-modell* szintén sikeresen meg tud magyarázni számos magsajátságot. A legfontosabbak a következők: a magtérfogat arányos a tömegszámmal (l. a II. 2. 1. pontot); az egy nukleonra eső kötésenergia közel állandó széles atommagtartományban (l. II. 7. ábrát); az atommagtömegek elég jól leírhatók a cseppmodellen alapuló Weizsäcker-formulával; értelmezhető az atommaghasadás (l. a VIII. 4. 3. pontot); Hofstadter elektronszórási kísérletei szerint a magoknak véges térfogata van, ami nukleonokkal eléggé egyenletesen van kitöltve. Ugyanakkor a folyadékcsepp-modellnek is vannak nehézségei, pl. a héjeffektusokról nem tud számot adni.

Az *egyesített modell* [Rainwater 1950; Bohr 1952; Bohr, Mottelson 1953] abból indul ki, hogy a magtörzs kollektív mozgást végezhet (felületi vibrációt és a deformált magok esetében rotációt), míg a valencianukleonok saját egyedi pályákon keringenek.

A VI. 4. 2. pontban először a páros Z – páros N, majd a páratlan tömegszámú, ill. a páratlan-páratlan atommagok felületi rezgését fogjuk tárgyalni.

Budapest

Páros-páros atommagok

Hidrodinamikai közelítésben az atommagok folyadékcseppnek tekinthetők, ami felületi rezgést végezhet. Az elmélet kiindulási feltételei a következők:

– A folyadékcseppnek jól definiált felülete van. Ez a magsugárral (R) jellemezhető:

$$R(\theta,\phi) = R_o\left[1+\sum_{\lambda=0}^{\infty}\sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda}\alpha_{\lambda\mu}Y_{\lambda\mu}(\theta,\phi)\right] = R_o + \Delta R, \qquad \text{(VI. 27.)}$$

ahol R_o azon gömb sugara, amelynek ugyanaz a térfogata, mint a deformált atommagé, $\mu = 0, \pm1, \ldots\pm\lambda$ és $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$ a gömbharmonikus függvény, θ és ϕ szögek az atommaghoz rögzített koordináta-rendszerben (l. II. 12. ábrát).

– A magdeformáció kicsi, azaz $\Delta R << R_o$.

– A folyadékcsepp összenyomhatatlan, azaz a csepp térfogata ($4\pi R_o^3/3$) nem változik az oszcilláció során.

– A folyadékcsepp súrlódásmentesen mozog.

– A sebességtérben $\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r})$ nincs rotáció, azaz rot $\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r}) = 0$.

– Az oszcilláció lassú, azaz a rezgés körfrekvenciája sokkal kisebb, mint a részecskemozgásé ($\omega_{oszc} << \omega_{részecske}$).

A hidrodinamikai modell részletes leírása sok közleményben megtalálható [Bohr, Mottelson 1953; Wohlrab 1960; Alaga 1969; Bohr, Mottelson 1974 stb.]. Itt most csak az elmélet legfontosabb eredményeit mutatjuk be.

A folyadékcsepp teljes *energiája* három részből áll: kinetikus (T), felületi (E_s) és Coulomb- (E_C) energiából. A számítások a következő eredményt adják a mag teljes energiájára (az $\alpha_{\lambda\mu}$-k és idő szerinti deriváltjaik második rendjéig):

$$E = E_C(0) + E_s(0) + \frac{1}{2}\sum_{\lambda\mu}B_\lambda\left|\dot{\alpha}_{\lambda\mu}\right|^2 + \frac{1}{2}\sum_{\lambda\mu}C_\lambda\left|\alpha_{\lambda\mu}\right|^2, \qquad \text{(VI. 28.)}$$

ahol $E_C(0)$ és $E_s(0)$ a gömbszerű atommag Coulomb-, ill. felületi energiája,

$$B_\lambda = \frac{1}{\lambda}\frac{3AM}{4\pi}R_o^2$$

a tömegparaméter (A a tömegszám, M a nukleontömeg, $R_o = r_oA^{1/3}$ a magsugár), $C_\lambda = (\lambda - 1)(\lambda + 2)\gamma R_o^2 - \frac{3}{2\pi}\frac{\lambda-1}{2\lambda+1}\frac{Z^2e^2}{R_o}$ a merevségi paraméter (γ a felületi feszültség állandója, Ze az atommag töltése).

DUPress

Mivel az oszcilláció kollektív, $\alpha_{\lambda\mu}$-t és idő szerinti deriváltját kollektív hely-, ill. sebességparamétereknek tekinthetjük. A VI. 28. egyenlet harmadik tagja analóg a klasszikus kinetikus energia formulával ($mv^2/2$), míg a negyedik tag a harmonikus oszcillátor potenciális energiájával ($m\omega^2r^2/2$). A C_λ paraméter az $m\omega^2$-nek felel meg, $\alpha_{\lambda\mu}$ a sugárnak.

A 2^l -pólusú oszcilláció körfrekvenciáját a következő kifejezés adja:

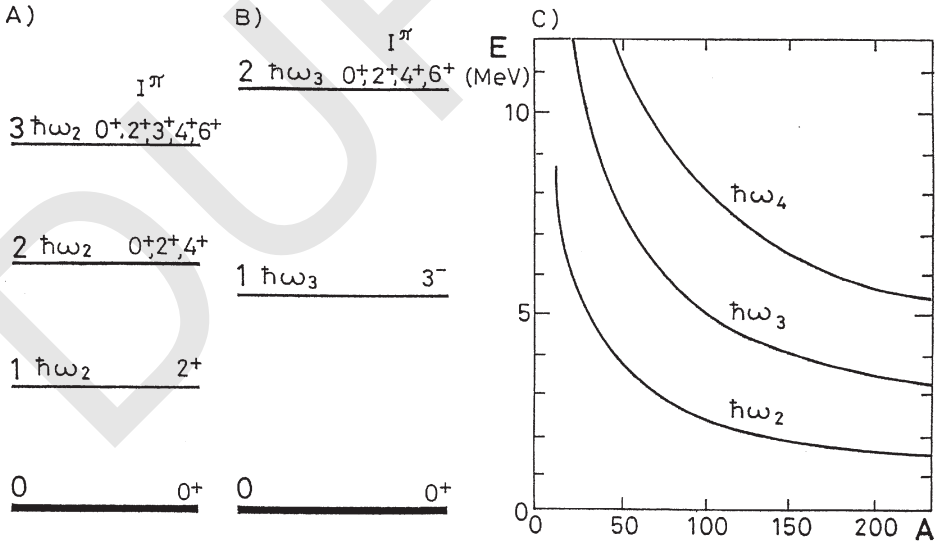
$$\omega_\lambda = \sqrt{C_\lambda / B_\lambda}\,. \qquad \text{(VI. 29.)}$$

A kollektív vibráció kvantummechanikai elméletében az energiasajátértékeket a következő kifejezés írja le:

$$E = E_{vibr} = \sum_{\lambda\mu} \hbar\omega_\lambda \left(n_{\lambda\mu} + \frac{1}{2} \right) = \sum_{\lambda} \hbar\omega_\lambda \left(n_\lambda + \frac{2\lambda+1}{2} \right), \qquad \text{(VI. 30.)}$$

ahol $n_{\lambda\mu} = 0, 1, 2, \ldots$

$$n_\lambda = \sum_{\mu} n_{\lambda\mu} = 0, 1, 2, \ldots$$



VI. 12. A. és B. ábra. A harmonikus kvadrupól- és oktupólvibráció energiaspektruma.
C. ábra. A $\hbar\omega_2$, $\hbar\omega_3$, $\hbar\omega_4$ fononenergiák a tömegszám (A) függvényében. Az eredményeket hidrodinamikai közelítésben nyerték R = 1,44 $A^{1/3}$ fm magsugár felhasználásával. Bohr, Mottelson [1953] alapján.

DUPress

Ez azt jelenti, hogy a harmonikus oszcillátor energiarendszere egymástól egyenlő távolságra levő nívókból áll. Ez a távolság függ a λ-tól. A vibráció $\hbar\omega_\lambda$ energiájú kvantumát fononnak nevezzük, az $n_\lambda = 0, 1, 2,\ldots$ állapotokat pedig 0, 1, 2,… fononos állapotoknak. A 2^l-pólusú fononokat a tömeg (B_λ) és merevségi (C_λ) paraméterekkel (l. VI. 29. képletet), valamint a $(-1)^\lambda$ paritással lehet jellemezni.

A harmonikus kvadrupól- és oktupólvibráció nívóenergia-spektrumát, valamint a fononenergiákat a tömegszám függvényében a VI. 12. A., B., C. ábrák mutatják. Ha a tömegszám nő, a fononok energiája ($\hbar\omega_2$, $\hbar\omega_3$, …) csökken. Ez a csökkenés meredek a könnyű magoknál, a nehezebbeknél lassúbb. Az A. és B. ábrák mutatják a fononok lehetséges spinértékeit is. A harmonikus közelítésben a különböző két-, három- stb. fononos állapotok degeneráltak, azaz az $n\hbar\omega_\lambda$ állapotok degeneráltak minden n és λ-ra. Pl. a két kvadrupólfononos 0^+, 2^+ és 4^+ állapotok energiája egyenlő. Ha azonban a VI. 28. kifejezésben $\alpha_{\lambda\mu}$ és idő szerinti deriváltjainak magasabbrendű tagjait is figyelembe vesszük, a nívók degeneráltsága megszűnik és a különböző spinű állapotoknak más és más lesz az energiája.

A többfononos állapotok energiájának leírására Brink és mts. [1965] egy félempirikus formulát javasoltak. A formula az első négy nívóenergia ismeretét kívánja meg: $E(2_1^+)$,

$$E(0_2^+) = 2E(2_1^+) + \Delta E_o,$$
$$E(2_2^+) = 2E(2_1^+) + \Delta E_2,$$
$$E(4_1^+) = 2E(2_1^+) + \Delta E_4,$$

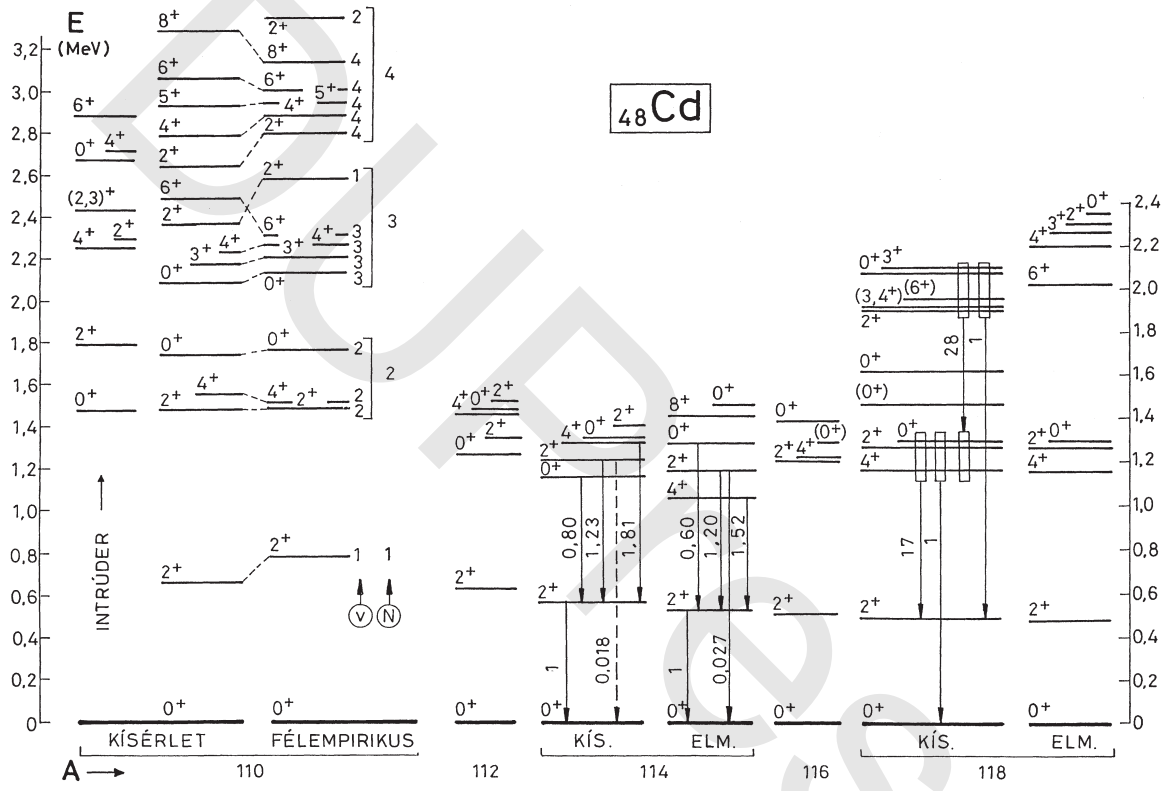
ahol a ΔE_J tagok az anharmonikus energiakorrekciót adják a kétfononos állapotokhoz. A három és magasabb fononállapotok nívóenergiáit az $E(2_1^+)$, ΔE_o, ΔE_2, ΔE_4 paraméterekkel a következő kifejezés írja le:

$$E_{Iv}^{(N)} = N\,E(2_1^+) + \sum_{J=0,2,4} (CFP)_{IvJ}\,\Delta E_J\,, \qquad \text{(VI. 31.)}$$

ahol N a fononok száma, I az állapot spinje, v a fononszenioritás (azon fononok száma, amelyek nincsenek párosan zéró spinértékre csatolva), a $(CFP)_{IvJ}$ értékek pedig a fonon töredékes származási együtthatói (**f**ractional **p**arentage **c**oefficients), amelyek csak a kvantumszámoktól függnek és táblázatokban megtalálhatók, l. pl. Bayman, Lande [1966] munkájában.

A geometriai kollektív modell keretében végzett numerikus számításokat különböző számítógépprogramok segítik, pl. a Troltenier, Maruhn és Hess által leírt program (Langanke és mts. szerk. [1991] munkájában). A programban szereplő kollektív Hamilton-operátor alkalmas mind a vibrációs, mind a rotációs maggerjesztések leírására, számíthatók továbbá az átmeneti valószínűségek és más sajátságok is.

DUPress



VI. 13. ábra. A $^{110\text{-}118}$Cd-atommagok alacsonyanfekvő nívói. A kísérleti nívóadatokat a ^{110}Cd-ra Bertschy és mts. [1995] munkájából vettük, míg a többi atommagra Firestone és mts. [1996]-ból. A ^{110}Cd-nál feltüntetett félempirikus számításokat Kern [1997] végezte a Brink-módszer alapján. Az intruder állapotok nem tartoznak a vibrációs modell kereteibe. A ^{114}Cd-nál a redukált relatív *E2* átmeneti valószínűségeket is feltüntettük [a $B(E2;2_1^+ \to 0_1^+)$ értékhez viszonyítva] a megfelelő elméleti értékekkel együtt [Alaga 1969; Lopac 1967]. A ^{118}Cd-átmeneteknél az átlag $B(E2)$ értékek láthatók különböző nívócsoportokra. Az elméleti ^{118}Cd-energiaspektrumot a kétfononos állapotokra az anharmonikus-vibrátor-modell alapján nyerték [Aprahamian 1986; Brink és mts. 1965].

A páros-páros $^{110\text{-}118}$Cd-izotópokra vonatkozó kísérleti és elméleti nívósémákat a VI. 13. ábrán vetettük össze. A ^{110}Cd-nívók között megjelenő intruder (betolakodó) állapotok főleg a $Z = 50$ főhéjon át történő részecske-lyuk-gerjesztődéshez tartoznak. Ezek nem képezik a többfononos gerjesztés részeit. Mint az ábra mutatja, az elmélet elég jól leírja a fononos állapotok nívóenergiáit és a $B(E2)$ átmeneti valószínűségeket is.

A harmonikus vibráció esetén az $E(4_1^+)/E(2_1)$ arány 2-vel egyenlő. A kísérletek szerint számos páros-páros atommagnál ez az arány 2,0 és 2,4 között van, különösen az $A < 140$ tartományban.

A páratlan tömegszámú és páratlan-páratlan atommagok

Ha a páros-páros törzs mellett van egy valencianukleon is, ez kölcsönhatásba léphet a magtörzs-oszcillációval. A *részecske (lyuk) – vibrációs modellben* feltesszik, hogy a magdeformáció kicsi, a magsugár leírható a (VI. 27.) formulával és a felületi vibráció körfrekvenciája sokkal kisebb, mint a részecskemozgásé ($\omega_{vib} << \omega_{részecske}$). Ekkor a részecske adiabatikusan követi a lassan rezgő magtörzs átlagterét.

A vibráló törzs potenciálja *(U)* függvénye lesz az (r, θ, ϕ) koordinátáknak. A feltevés szerint U együtt rezeg a magfelülettel:

$$U(r,\theta,\phi) = U\left(\frac{r}{1 \pm \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta,\phi)}\right) \approx U(r) \mp k \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta,\phi) + \ldots, \qquad \text{(VI. 32.)}$$

ahol $U(r)$ a gömbszimmetrikus magtörzs potenciálja,

$$k(r) = r\frac{\partial U(r)}{\partial r},$$

a mínusz és plusz jelek részecskékre, ill. lyukakra vonatkoznak. A „lyuk" olyan állapotot jelöl, amelyben egy nukleon hiányzik a teljes héjból.

A VI. 32. egyenletet Taylor-sorfejtéssel nyerték: $\frac{1}{1 \pm x} \approx 1 \mp x$ (ha x kicsi).

A VI. 32. egyenletben a négyzetes és magasabb rendű tagokat rendszerint elhanyagolják és $k(r)$-et a magfelületen értékelik ki. Ha feltesszük, hogy $U(r)$ egy derékszögű potenciál, amelynél az ugrás R_o-nál van, akkor $r = R_o$-nál:

DUPress

$$k(r) = r\frac{\partial U}{\partial r} = R_o U_o \delta(r - R_o) \approx 50\, R_o \delta(r - R_o) \text{ MeV}$$

[Bohr, Mottelson 1974, Alaga 1969].

A páratlan tömegszámú atommag Hamilton-operátora három részből áll:

$$H = H_{sp} + H_{koll} + H_{int}, \qquad \text{(VI. 33.)}$$

ahol $H_{sp} = \frac{p^2}{2M} + U(r)$ az egyrészecskés Hamilton-operátor gömbszimmetrikus átlagtérben,

H_{koll} a kollektív Hamilton-operátor (l. VI. 28. és VI. 29. egyenleteket) és

$$H_{int} = \mp k \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta,\phi) \qquad \text{(VI. 34.)}$$

a részecske-vibráció-csatolási tag.

Ha a részecske és az oszcilláló tér közötti csatolás gyenge vagy közepes, H_{int} perturbációként kezelhető.

A részecske (lyuk)–vibrálótörzs-modell segítségével sikerült helyesen leírni a páratlan tömegszámú In és sok más atommag nívóspektrumát és elektromágneses sajátságait.

A *páratlan-páratlan magokban* a páratlan proton, ill. páratlan neutron teljes impulzusnyomatékai (j_p, ill. j_n) eredő $I = |j_p - j_n|, \ldots j_p + j_n$ spinné csatolódnak. A Paar [1979] által levezetett parabolaszabály szerint a $|(j_p,j_n)I>$ multiplett energiafelhasadása (ΔE_2) a magtörzsön át ható kvadrupólkölcsönhatás eredményeként a következő alakú:

$$\Delta E_2(j_p,j_n;I) = A[I(I+1)]^2 + BI(I+1) + C, \qquad \text{(VI. 35.)}$$

ahol az A, B és C paraméterek a j_p és j_n függvényei, de nem függnek az I-től.

A magtörzsön át ható dipólkölcsönhatás következő alakú multiplettfelhasadást okoz:

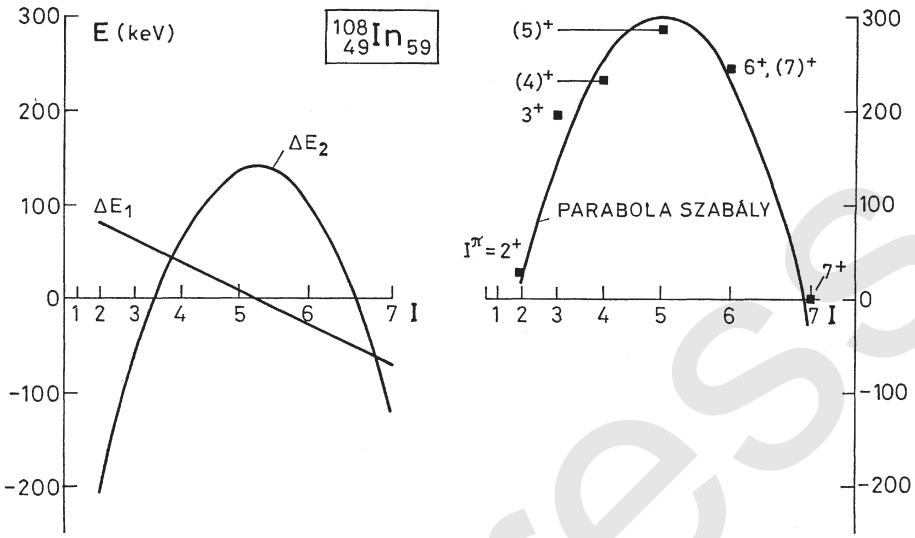
$$\Delta E_1(j_p,j_n,I) = D\, I(I+1) + F,$$

ahol a D és F paraméterek a j_p és j_n függvényei, de nem függnek I-től.

A VI. 14. ábrán feltüntettük a ^{108}In $\pi g_{9/2}^{-1}, \nu d_{5/2}$ proton-neutron-multiplettjének energiafelhasadását az $I(I+1)$ mennyiség függvényében. Látható, hogy a parabolaszabály jó közelítést ad a kísérleti adatokra.

A parabolaszabály jó leírását adja a proton-neutron-multiplettek energiafelhasadásának olyan esetekben, amikor a kollektív kvadrupólgerjesztődés szignifi-

DUPress



VI. 14. ábra. Példa a parabolaszabály alkalmazására: a $|\pi g_{9/2}^{-1}, \nu d_{5/2}; I>$ proton-neutron-multiplett energiafelhasadására a ^{108}In-ban. A kísérleti adatokat négyszögek, a parabolaszabály szerinti elméleti értékeket görbék jelölik. Az abszcissza az $I(I+1)$ értékeket mutatja, ahol I az állapot spinje.

káns. A kétszeresen mágikus magoknál, vagy nagyon távol a zárt maghéjaktól (ahol a konfigurációkeveredés erős), eltérések lehetnek a szabálytól.

A vibrációs gerjesztések részletesebb leírását l. pl. Fényes [2002] munkájában.

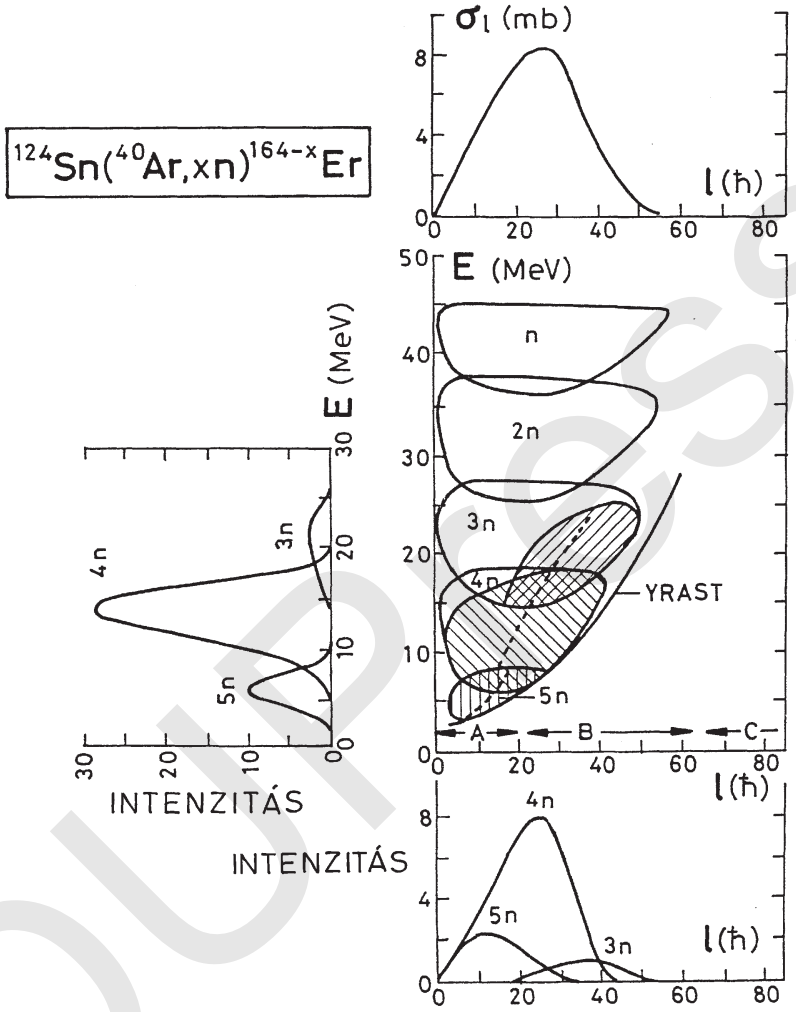
Nagy (>10 MeV) gerjesztési energiáknál, számos magreakció gerjesztési függvényében széles „óriásrezonanciákat" észleltek, amik a protonok és neutronok koherens (térfogati) oszcillációival írhatók le. A témakört a VIII. 4. 4. pontban fogjuk áttekinteni; l. továbbá Harakeh, Van der Woude [2001] és Sükösd [1991] összefoglaló közleményeit.

VI. 5. AZ ATOMMAGOK FORGÁSA

VI. 5. 1. Alapvető kísérleti tények

A deformált magok tartományában rendszeresen jelentkeznek alacsonyan fekvő gerjesztési nívók, melyek energiája közelítőleg arányos $I(I+1)$-gyel, ahol I az állapot spinje. E nívók megjelenése kollektív atommag-rotációval kapcsolatos.

DUPress



VI. 15. ábra. A $^{124}Sn(^{40}Ar,xn)^{164-x}Er$ magreakció sajátságai, 147 MeV bombázóargon-energiánál, a statisztikus reakciómodell alapján. A közbenső atommag gerjesztési energiája 53,8 MeV. A felső rész a ^{164}Er közbenső atommag gerjesztési nívóinak hozamát mutatja a bemeneti impulzusnyomaték (*l*) függvényében. A középső és alsó részek a számított eloszlást mutatják 1÷5 neutron kibocsátása után a gerjesztési energia és az impulzusnyomaték függvényében. A besatírozott területnél a gamma-emisszió versenyez a részecskeemisszióval. Az intenzitásviszonyok az ábra bal oldalán és legalul láthatók. Az „yrast görbe" az adott spinhez tartozó legkisebb energiát mutatja. Hillis és mts. [1979] alapján. Az yrast állapotok részletes analízisét l. Szymański [1983] könyvében.

DUPLESS

Rotációs állapotokat sokféle módon lehet létrehozni, könnyű- és nehézion-reakciókkal, Coulomb-gerjesztéssel stb. Az egyik leghatékonyabb módszer a nehézion-egybeolvasztási (fúziós) reakció.

A ^{124}Sn(^{40}Ar,*xn*)$^{164-x}$Er reakcióra vonatkozó adatok a VI. 15. ábrán láthatók.

A közbenső atommag nagy átlagos impulzusnyomatékkal áll elő. Mivel az elpárolgó neutronok viszonylag kis impulzusnyomatékot visznek el, a maradék mag nagyspinű állapotba kerül, ami aztán többlépcsős γ-emisszióval bomlik. Így rotációs sávokat lehet gerjeszteni igen nagy spinekig. A ^{152}Dy esetében például $I \sim 60$ ħ-ig észleltek nívókat. Egy adott energiához tartozó legnagyobb impulzusnyomatékú állapotot „yrast" állapotnak nevezik, a svéd yrast (legszédítőbb) szó alapján.

A rotációs állapot sajátságai

A rotációs gerjesztések egyik jellemző sajátsága, hogy az első gerjesztési nívó energiája kicsi. Ez jól látható a II. 31. ábrán. Az erősen deformált atommagok tartományában (pl. $90 < N < 112$, $136 < N$ esetében) az első 2^+ állapotok gerjesztési energiája nagyon kicsi.

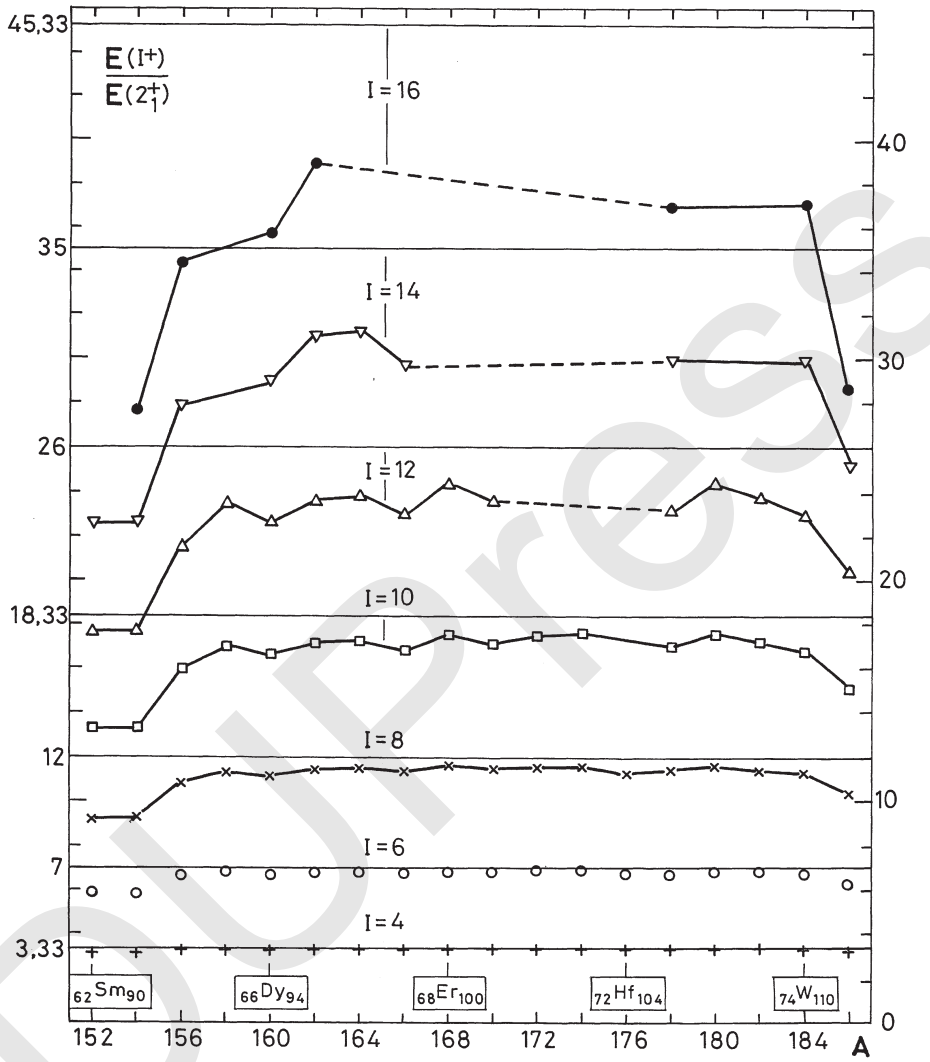
A VI. 16. ábra az $E(I^+)/E(2_1^+)$ energiaarányok szisztematikáját mutatja a deformált páros-páros atommagok alapállapoti sávjaira. Látható, hogy alacsony spineknél a kísérleti adatok közelítőleg egybeesnek az $I(I+1)$ formula alapján számított értékekkel. Nagyobb spineknél a formula nagyobb arányokat jósol, mint amit a kísérletek mutatnak.

Rotációs sávok épülhetnek az alapállapotra, de különböző vibrációs és egyrészecskés (Nilsson-) állapotokra is (l. a II. 29–30. ábrákat).

A rotációs gerjesztések leggyakoribb típusa a *kollektív rotáció*, ami az erősen deformált atommagokra jellemző. Ez esetben sok nukleon koherens módon járul hozzá az atommag mozgásához. A redukált E2 átmeneti valószínűségek kollektív rotációs állapotokból rendszerint nagyságrend(ek)kel nagyobbak, mint egyrészecskés átmeneteknél. Az alacsonyanfekvő állapotokban a kollektív rotáció körfrekvenciája sokkal kisebb, mint a vibrációé vagy a belső nukleonmozgásé: $\omega_{rot} << \omega_{vibr} << \omega_{részecske}$. Ez esetben a rotáció a nukleonmozgást nem zavarja erősen és egy adiabatikus leírás sikeres lehet.

A kollektív rotációs állapotok sorozatot alkotnak, amit sávnak nevezünk. Az egy sávba tartozó állapotokat egyforma belső állapot jellemez. A sávhoz tartozó állapotok csak a rotáció mértékében különböznek, azaz a rotációs mozgás impulzusnyomatékában (I).

PUPress



VI. 16. ábra. $E(I^+)/E(2_1^+)$ energiaarányok a tömegszám (A) függvényében a páros-páros atommagok alapállapoti sávjaira. Az arány $I^\pi = 16^+$-ig van feltüntetve azokra az atommagokra, amelyek legközelebb vannak a stabilitási görbéhez. Az adatok Firestone és mts. [1996] munkájából származnak. Az egyenesek a Bohr–Mottelson- $I\,(I+1)$ -formula alapján számolt elméleti értékek.

DUPress

Nagyspinű állapotokat közel gömbszerű atommagokban is észleltek, pl. a $^{147}_{64}Gd_{83}$-nál. A nívóséma nem mutatja a kollektív rotáció szabályos sávjait és a redukált E2 átmeneti valószínűségek közel vannak a Weisskopf-egységhez. Ekkor a nagyspinű állapotokat az egyes nukleonpályák orientációja hozza létre. Ez a *nem-kollektív rotáció esete.* A „rendellenességek" a különböző egyrészecskés állapotok betöltésével kapcsolatosak.

A rotációs mozgás e két szélsőséges típusa mellett az atommagokban a kollektív és nem kollektív rotációs gerjesztések kombinációja is felléphet.

Strukturális változások a rotáció során

A kis spinek tartományában (~ 20 $\hbar$-ig, l. az *A-val jelzett tartományt* a VI. 15. ábrán), az atommag viszonylag hideg és a nívószerkezet, az állapotsűrűség, az egyensúlyi alak leírható a gömbszerű vagy deformált magok héjmodelljével. Az erősen deformált magok tartományában, ahol az atommagok az esetek többségében tengelyszimmetrikusan deformáltak az alapállapotban, a rotációs sávok elég jól leírhatók az $I(I+1)$ energiatörvénnyel. A redukált $B(E2)$ átmeneti valószínűségek nagyok, mutatván a gerjesztés kollektív jellegét. A párkorrekciók is fontos szerepet játszanak. Közel az alapállapothoz a magok részben szuperfluid fázisban vannak (azaz a nukleonok zéró impulzusnyomatékú párokba állnak be), amit pl. a magok csökkent tehetetlenségi nyomatéka is mutat.

Amint az impulzusnyomaték növekszik, növekvő centrifugális és Coriolis-erők hatnak az atommagra. A Coriolis-erő feltörni igyekszik a nukleonpárokat [Mottelson, Valatin 1960]. A részletes vizsgálatok szerint a neutronok párba állása teljesen eltűnik 16-24 $\hbar$ impulzusnyomatékoknál, míg a protonoknál ez > 30 $\hbar$-nál következik be. Ennek a különbségnek az az oka, hogy a protonok erősebben tapadnak egymáshoz a nagyobb mágneses dipólnyomatékuk miatt $|\mu^p| > |\mu^n|$ (l. a II. 2. 4. pontban). Ez a szuperfluid $\rightarrow$ normál fázisátmenet a tehetetlenségi nyomaték lényeges megnövekedéséhez vezet. A Coriolis-erő különösen erős, ha a nukleonnak nagy az impulzusnyomatéka (j). Gyakran egy nagy impulzusnyomatékú pár feltörése, majd az impulzusnyomatékoknak a rotációs tengely menti orientációja elegendő a tehetetlenségi nyomaték hirtelen megnövekedéséhez.

Növekvő körfrekvencia mellett egy jól definiált ω_{rot} értéknél az atommag tehetetlenségi nyomatéka hirtelen megváltozhat. E „visszahajlási effektust" (backbending) kísérletileg először Johnson és mts. [1971] észlelték. Az effektus magyarázatát Stephens és Simon [1972] adta meg azon az alapon, hogy egy (vagy több) nukleon impulzusnyomatéka hirtelen orientálódik a rotációs tengely irányába.

DUPress

Növekvő impulzusnyomatéknál (l. a *B tartományt* a VI. 15. ábrán) a centrifugális erő megzavarja a héjszerkezetet és a megnyúlt (prolate) atommagot átviheti háromtengelyű deformációs alakba.

Háromtengelyű deformációnál sokkal több kollektív állapot lép fel, mint a tengelyszimmetrikus rotornál. Ezeket az állapotokat erős sávon belüli és gyenge sávok közötti átmenetek jellemzik. Az atommag ingadozó mozgást (wobbling) végezhet. Az yrast-vonallal párhuzamosan sok rotációs sáv léphet fel, valamint sávkereszteződések is, amik a tehetetlenségi nyomaték hirtelen megváltozását eredményezik.

A következő, *C tartományban* (l. VI. 15. ábrát) a héjszerkezet „felolvad" és az atommag diszkosz- (oblate) -alakot vesz fel. A rotációs állapotok szabályos jellege eltűnik és a nívósémát az egyes nukleonok szabják meg úgy, hogy az impulzusnyomatékaik a rotációs tengely irányába állnak be. Az állapotok közötti redukált átmeneti valószínűségek közel vannak az egyrészecskés értékekhez. Ebben a tartományban „yrast-csapdák", azaz nagyspinű, hosszú élettartamú izomernívók is előfordulhatnak.

A nagyspinű állapotokra elvégzett potenciálisenergia-számítások azt mutatják, hogy egyes magok a hasadás előtt ismét fevehetnek háromtengelyű egyensúlyi alakot, és ez kollektív rotációs állapotokhoz vezethet.

VI. 5. 2. A rotáció elmélete. Összevetés a kísérleti tényekkel

A páros-páros atommagok rotációja

Az erősen deformált atommagok döntő többsége ellipszoid vagy más tengely- és tükrözésszimmetrikus alakkal rendelkezik. A tükrözésszimmetria azon síkra vonatkozóan értendő, ami átmegy a tömegközépponton és merőleges a szimmetriatengelyre (l. II. 14. ábrát). E rendszerek rotációja egyszerűen leírható, mivel a teljes impulzusnyomaték vetülete a szimmetriatengelyre mozgásállandó [Bohr, Mottelson 1974]. A következőkben a tengely- és tükrözési szimmetriával rendelkező atommagok rotációját fogjuk tárgyalni.

A rendszer *Hamilton-operátorát* közelítőleg a következő alakban írhatjuk fel:

$$H = H_{belső} + H_{rot} + H_{vibr},$$

ELTE Press

ahol $H_{belső}$ a részecskék belső mozgását írja le, testhez rögzített koordináta-rendszerben, H_{rot} a rotációs energia Hamilton-operátora és H_{vibr} a mag felületi vibrációjához tartozó operátor.

Egy tengelyszimmetrikus atommagban a kollektív rotáció tengelye várhatóan merőleges a szimmetriatengelyre. Ekkor a rotáció impulzusnyomatéka (R) szintén merőleges lesz a szimmetriatengelyre.

Ha pillanatnyilag a belső és vibrációs szabadsági fokokat elhanyagoljuk, a Hamilton-operátor a következő alakba írható:

$$H \approx H_{rot} = \frac{R^2}{2\Im},$$

ahol $\Im$ a tehetetlenségi nyomaték.

A klasszikus mechanikában a rotáló merev test energiáját az $E = \frac{1}{2}\Im\omega^2$ kifejezés adja, ahol ω a körfrekvencia és $\Im\omega = R$ az impulzusnyomaték. A kvantummechanikában a rotációs Hamilton-operátor sajátértékeit az

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\Im} I(I+1), \qquad \text{(VI. 36.)}$$

formula írja le, ahol I az impulzusnyomaték kvantumszáma. A páros-páros atommagok alapállapotában $I = 0$. Az $E(I^+)/E(2_1^+)$ energiaarányok szisztematikája (VI. 16. ábra) mutatja, hogy az $I(I+1)$ formula valamivel nagyobb értékeket ad nagy spineknél, mint a kísérlet, ami arra utal, hogy a reális atommagokban a tehetetlenségi nyomaték ($\Im$) növekszik növekvő energiánál.

Több fenomenologikus formulát is javasoltak, amelyek a rotációs sávok energiáit jobban leírják (a legalsó visszahajlás alatt, l. később) [Harris 1965; Mariscotti és mts. 1969; Sood 1967, 1968] és mások.

Sood [1967, 1968] összegezte a következő végtelen sort

$$E(I) = AI(I+1) + BI^2(I+1)^2 + CI^3(I+1)^3 + \ldots,$$

figyelembe véve az $A, B, C,\ldots$ együtthatók kölcsönös összefüggését a molekuláris spektrumoknál talált analógia alapján. Formulája a következő alakú:

$$E(I) = A\left\{1 - \frac{(B/A)I(I+1)}{1 + N(B/A)I(I+1)}\right\} I(I+1), \qquad \text{(VI. 37.)}$$

ahol N-et az egyes tartományokra empirikusan kell meghatározni. Az aktinidákra $N = 3{,}00 - (I/30)$. E formula kitűnő leírást ad a kísérleti adatokra mind az aktinidák, mind a ritkaföldek tartományában.

DUPress

Megjegyzendő, hogy bár az előbb említett tapasztalati formulák kitűnően leírják a kísérleti adatokat, elméleti értelmezésük nem egészen világos.

A tehetetlenségi nyomaték fokozatos növekedésének fő oka valószínűleg az, hogy a Coriolis-kölcsönhatás felhasít nukleonpárokat és a nukleonok impulzusnyomatékát a rotációs tengely irányába orientálja. Az alapállapothoz közeli tehetetlenségi nyomatékok mikroszkopikus leírását Nilsson és Prior [1961] adta meg.

Kétféle *tehetetlenségi nyomatékot* szokás megkülönböztetni:

kinematikust: $$\Im^{(1)} = \hbar^2 I_x \left(\frac{dE}{dI_x} \right)^{-1} = \hbar \frac{I_x}{\omega} \text{ és}$$

dinamikust: $$\Im^{(2)} = \hbar^2 \left(\frac{d^2 E}{dI_x^{\,2}} \right)^{-1} = \hbar \frac{dI_x}{d\omega}, \qquad \text{(VI. 38.)}$$

ahol $I_x = [I(I+1)]^{1/2}$ és $\hbar\omega = dE/dI_x$ [Bohr, Mottelson 1981].

A kinematikus nyomatékhoz ismerni kell a spint:

$$\frac{\Im^{(1)}}{\hbar^2} \approx \frac{2I}{E(I+1) - E(I-1)},$$

míg a dinamikus tehetetlenségi nyomaték meghatározható az I érték pontos ismerete nélkül is, csupán az átmeneti energiák ismeretében:

$$\frac{\Im^{(2)}}{\hbar^2} \approx \frac{4}{E(I+2) - E(I) - \left[E(I) - E(I-2)\right]}.$$

A részletes elméleti tárgyalásban egyszerű kifejezéseket vezettek le a rotációs nívók közötti átmenetek *redukált elektromos átmeneti valószínűségére* $B(E2)$ (tengelyszimmetrikusan deformált atommagokra [Bohr, Mottelson 1974]). Pl. a $0_1^+ \to 2_1^+$ átmenetre $K = 0$ esetében (l. II. 14. ábrát) a következő kifejezést nyerték:

$$B(E2;\ 0_1^+ \to 2_1^+) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_o^2. \qquad \text{(VI. 39.)}$$

[Megjegyezzük, hogy $B(E2;\ 0_1^+ \to 2_1^+) = 5B(E2; 2_1^+ \to 0_1^+)$, l. VI. 23. egyenletet].

A VI. 39. egyenletből következik, hogy a mért redukált átmeneti valószínűségből meg lehet határozni a belső kvadrupólnyomatékot (Q_o) és a δ deformációs paramétert is, figyelembe véve, hogy

$$Q_o \approx 0{,}8\, Z\, R_o^2\, \delta(1 + 0{,}667\, \delta). \qquad \text{(VI. 40.)}$$

DUPress

A $B(E2;0_1^+ \to 2_1^+)$ értékeket gyakorlatilag minden páros-páros atommagra meghatározták, főleg Coulomb-gerjesztésből, élettartammérésekből és elektronszórási kísérletekből. Az eredmények a VI. 11. ábrán láthatók. Az erősen deformált ritkaföld atommagoknál δ értéke 0,30 és 0,35 között van, míg a mágikus számok közelében sokkal kisebb.

Azonos rotációs sávon belül Q_o állandó. Levezethető, hogy a B(E2) arányokat különböző átmenetekre az ún. Clebsch–Gordan-együtthatók határozzák meg. Az arányokat leíró szabályokat először Alaga és mts. [1955] fogalmazták meg és ezért ezeket Alaga-szabályoknak nevezik. (A Clebsch–Gordan-együtthatók táblázatos formában Lawson [1980] és részletesebben Bayman, Lande [1966] munkáiban találhatók meg.) Alaga-szabályok vezethetők le sávok közötti (I_iK_i-ról I_fK_f és $I'_fK'_f$-re történő) átmenetekre is.

A kísérleti fizikusok az Alaga-szabályokat igen gyakran használják a rotációs sávok azonosításánál. Példaként megadjuk az Alaga-szabály előrejelzéseit a K_i sávról az alapsávra ($K_f = 0$) történő $E2$ átmenetre:

$$\frac{B(E2;2_i^+ \to 4_f^+)}{B(E2;2_i^+ \to 0_f^+)} = \begin{cases} 2{,}57, & \text{ha } K_i = 0, \\ 1{,}15, & \text{ha } K_i = 1, \\ 0{,}075, & \text{ha } K_i = 2 \end{cases}$$

[Szolovjev 1981]. A numerikus értékekben megjelenő nagy különbségek lehetőséget adnak ismeretlen K_i kvantumszámok meghatározására.

A kísérleti adatok általában jól egyeznek az Alaga-szabályok előrejelzéseivel. Ez fontos bizonyítékot jelent a tengelyszimmetrikus deformáció léte mellett, valamint azzal kapcsolatban is, hogy a rotációs és belső hullámfüggvények szeparálhatók.

A számítások szerint a spektroszkópiai (Q) és belső (Q_o) *kvadrupólnyomaték* között a következő kapcsolat áll fenn:

$$Q = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 \qquad \text{(VI. 41.)}$$

(l. a II. 2. 4. pontot). Ha $I = 0$ vagy ½, a spektroszkópiai kvadrupólnyomaték mindig zéró, függetlenül Q_o értékétől. $K = 0$ vagy $I(I+1) > 3K^2$ esetében a spektroszkópiai kvadrupólnyomaték előjele más, mint a Q_o-é. Ha a megnyúlt (prolate) atommag rotál egy olyan tengely körül, amelyik merőleges a testhez rögzített szimmetriatengelyre, a laboratóriumi megfigyelő diszkosz alakú (oblate) deformációt észlel.

DUPress

Képleteket vezettek le a redukált mágneses dipólátmenetek valószínűségére és a mágneses nyomatékokra is (l. pl. Bohr, Mottelson [1974] és Nathan, Nilsson [1965] munkáit).

-.-.-.-.-

Az erősen deformált atommagok sajátságai jól leírhatók tengelyszimmetrikus alak feltételezésével. Az átmeneti tartományokban azonban háromtengelyű (azaz aszimmetrikus) deformáció is felléphet. A tengelyszimmetriától való eltérés lehet statikus (stabil deformáció) vagy dinamikus (γ-felületi oszcilláció). A γ-*puha magok elméletét* Wilets, Jean [1956] dolgozta ki.

A γ-instabil atommagok elmélete sikeresen értelmezi az átmeneti tartományban levő atommagok számos sajátságát. Pl. a Wilets–Jean-modellben az $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ arány ≤ 2,5, ami sokkal közelebb van a kísérleti adatokhoz, mint a merevrotor-modell által megjósolt 3,33. Az elmélet szerint a $2_2^+ \to 0_1^+$ átívelő (crossover) átmenet tiltott a páros-páros magokban. A kísérleti adatok mutatják, hogyha a nívósorrend 0^+, 2^+, 2^+, a $2_2^+ \to 0_1^+$ átmenet valószínűsége sokkal kisebb, mint a $2_2^+ \to 2_1^+$ átmeneté.

A γ-instabil atommagok elméletében a centrális potenciál az időben változik. Következésképpen nincs szimmetriatengely és nincsenek egyszerű mozgásállandók.

Az $E(2_1^+):E(4_1^+):E(6_1^+):E(8_1^+)$ energiaarányok a különböző modellekben a következők:

harmonikus oszcillátor	1:2:3:4,	(VI. 30. egyenlet),
γ-instabil rotor	1:(2,5):(4,5):7,	
tengelyszimmetrikus rotor	1:(3,33):7:12	(VI. 36. egyenlet).

A γ-instabil-rotor-modell jóslatai közbenső értéket jelentenek a harmonikus vibrátor- és tengelyszimmetrikus-rotor-modell jóslatai között.

-.-.-.-.-

A *merev háromtengelyű rotor elméletét* Davydov és Filippov [1958] dolgozta ki. Az elmélet mind az energiaállapotok, mind az elektromágneses átmenetek leírására megad formulákat.

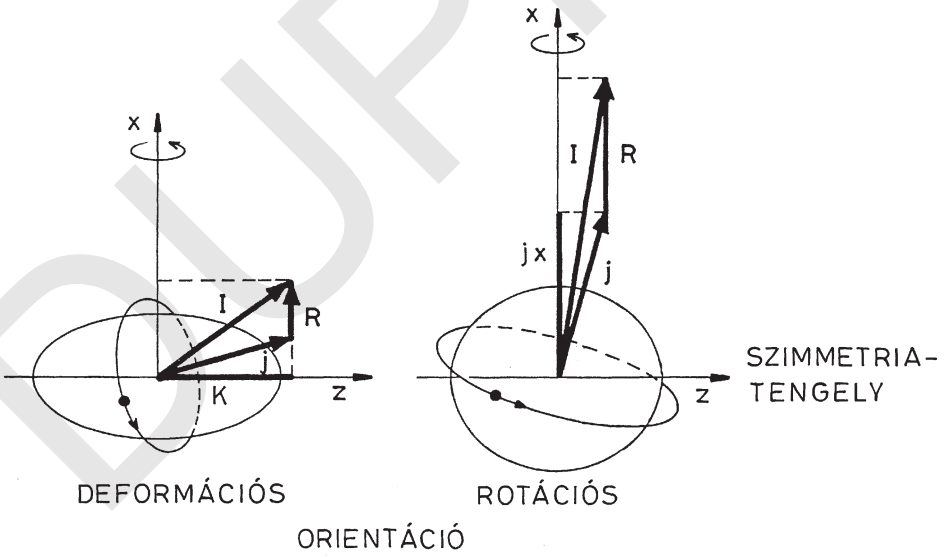
A Davydov–Filippov-modell explicit formulái könnyű összehasonlítási lehetőséget biztosítanak a kísérleti adatokkal. Így a modell nagy népszerűségnek örvendett hosszú időn át.

DUPress

A kísérleti adatok és a magalakszámítások meggyőzően mutatják, hogy az erősen deformált atommagok tengelyszimmetrikus alakúak kis és közepes impulzusnyomatékoknál. Ugyanakkor szélesebb neutronszám-tartományban (N= = 84÷120) eltéréseket észleltek a tengelyszimmetriától, pl. több Nd-, Sm-, Gd-, Pt-atommagnál. A Casten [2002] által elvégzett analízis szerint a tengelyszimmetriától való eltérés inkább a γ-puhasággal magyarázható, mint stabil háromtengelyű deformációval.

Mindazonáltal nem zárható ki annak lehetősége, hogy merev háromtengelyűrotor-atommagok léteznek a természetben. Egy példa erre a ^{76}Ge-atommag, melynél mind a potenciálisenergiafelület-számítások, mind a nívóspektrum és B(E2) értékek stabil háromtengelyű deformáció létére utalnak [Larsson és mts. 1976; Ragnarsson és mts. 1978].

Megjegyezzük, hogy a rotációs mozgás tiszta alakban ritkán valósul meg a természetben, a rotációs és vibrációs gerjesztések rendszerint keverednek. Nagyon gyakori, hogy rotációs sávok épülnek a 0_2^+ és 2_2^+ vibrációs nívókra, amiket β-, ill. γ-vibrációs sávoknak nevezünk. A rotáció-vibráció csatolás részletes tárgyalását l. pl. Bohr, Mottelson [1974] könyvében, ill. az újabb [Garrett 2001] közleményben.



VI. 17. ábra. A deformációs és rotációs orientáció csatolási sémái. A ***j*** és ***R*** a részecske, ill. a törzs impulzusnyomatéka, ***I*** az atommag eredő spinje. Rendszerint a deformációs orientáció realizálódik a természetben, ha a deformáció erős, a rotáció lassú és ***j*** kicsi, míg ellenkező esetben rotációs irányulás jön létre.

DUPress

A páratlan tömegszámú atommagok. Részecske-rotor-modell

Egy tengelyszimmetrikus magtörzs átlagterében mozgó nukleon impulzusnyomatéka ***(j)*** többféle módon csatolható a magtörzshöz. A két extrém csatolási séma a VI. 17. ábrán látható. Ha a deformáció erős, a rotáció lassú és ***j*** kicsi, rendszerint a *deformációs (vagy erős) csatolási séma* valósul meg a természetben. A ***j*** és ***I*** vetületei a szimmetriatengelyre (Ω, ill. *K*) egyenlőek és egyaránt mozgásállandók. Ha azonban a rotáció gyors és ***j*** nagy, az erős Coriolis-erő lecsatolja ***j***-t a szimmetriatengelyről és a rotációs tengely irányába orientálja. A *rotációs (vagy gyenge) csatolási sémában* ez realizálódik.

A *deformációs orientáció* esetében (l. a VI. 17. ábra bal oldali részét) a rotáló atommag Hamilton-operátora a következő alakba írható:

$$H = \frac{\hbar^2}{2\Im}\boldsymbol{R}^2 = \frac{\hbar^2}{2\Im}(\boldsymbol{I}-\boldsymbol{j})^2 = \frac{\hbar^2}{2\Im}(\boldsymbol{I}^2 + \boldsymbol{j}^2 - 2\,\boldsymbol{I}\cdot\boldsymbol{j}), \qquad \text{(VI. 42.)}$$

ahol $\Im$ a tehetetlenségi nyomaték.

A részletes számítások a következő formulát adják a rotációs energiára:

$$E_{rot}(I) = \frac{\hbar^2}{2\Im}\left[I(I+1) + \mathrm{j}(\mathrm{j}+1) - 2K^2 + \delta_{K,1/2}\,a(-1)^{I+1/2}(I+1/2)\right],$$

ahol „*a*" a lecsatolási paraméter és $\delta_{K,1/2} = 1$, ha $K = ½$.

Ha $K \neq ½$ és nagy j értékekre $\mathrm{j}(\mathrm{j}+1) \approx K^2$, e formula egyszerűsíthető:

$$E_{rot}(I) \approx \frac{\hbar^2}{2\Im}\left[I(I+1) - K^2\right], \qquad K \neq 1/2. \qquad \text{(VI. 43.)}$$

Mivel $I \geq K$, a sáv tagjainak a következő spinjei vannak: $I = K, K + 1, K + 2,\ldots$

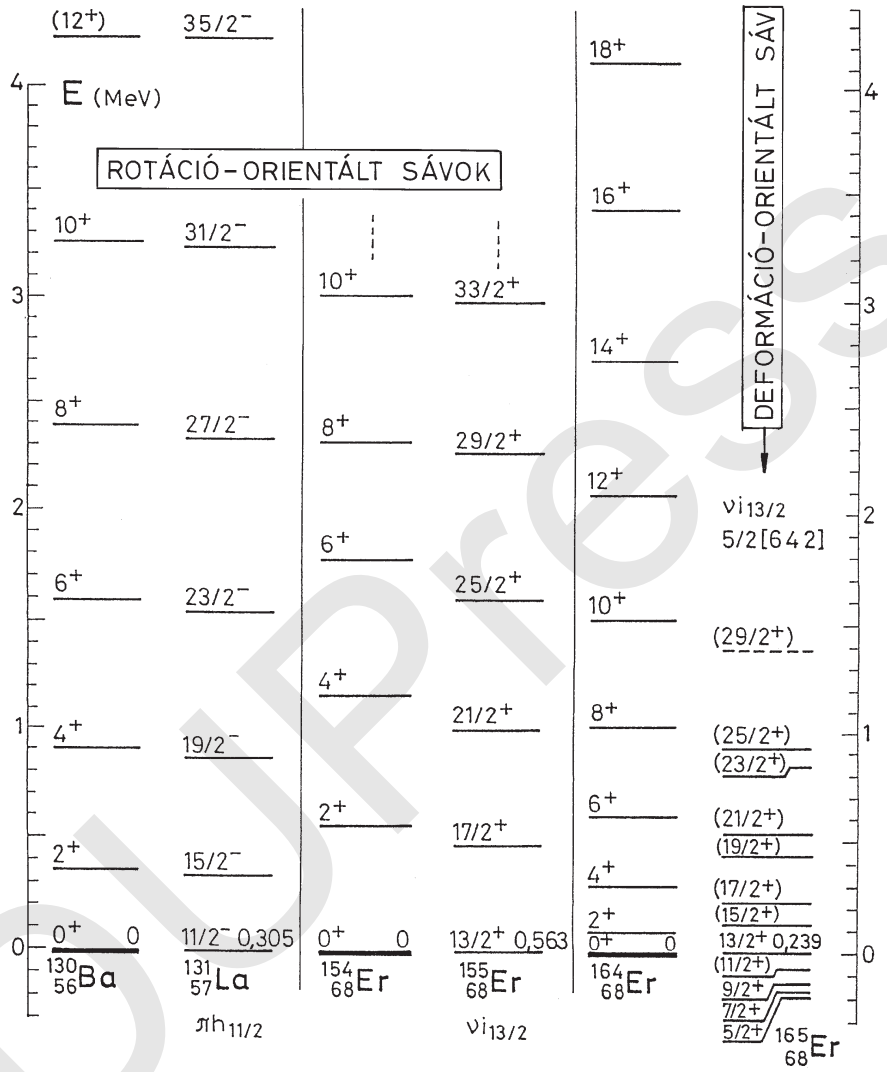
Ha a páratlan részecske impulzusnyomatéka ***(j)*** nagy, a deformáció gyenge és a magtörzs rotációja gyors, a Coriolis-kölcsönhatás ***j***-t a rotációs tengely irányába orientálhatja és így minimalizálhatja az energiát [Stephens 1975]. A *rotációs csatolási esetben,* amikor $\boldsymbol{j} \sim j_x$ (l. a VI. 17. ábrát), a rotációs energia a következő alakba írható (l. VI. 42. egyenletet):

$$E_{rot} \approx \frac{\hbar^2}{2\Im}\left[I(I+1) + j_x(j_x+1) - 2Ij_x\right] = \frac{\hbar^2}{2\Im}\left[(I-j_x)(I-j_x+1) + 2j_x\right] \qquad \text{(VI. 44.)}$$

és mivel $I - j_x \approx R$

$$E_{rot} \approx \frac{\hbar^2}{2\Im}R(R+1) + konst. \qquad \text{(VI. 45.)}$$

DUPress



VI. 18. ábra. Egyes páratlan tömegszámú atommagok energianívói, mellettük a szomszédos páros-páros atommagok alapállapoti rotációs sávjai. Példák a rotációs, ill. deformációs orientációra. Az energiaskála a páratlan tömegszámú atommagok esetében el van tolva. A π és ν szimbólumok protont, ill. neutront jelölnek. Az adatok zömmel Lieder, Ryde [1978] munkájából származnak. Az újabb kísérleti adatok Firestone és mts. [1996] alapján lettek feltüntetve.

DUPress

Ez azt jelenti, hogy a páratlan tömegszámú atommag energiaspektruma nagyon hasonló lesz a szomszédos páros-páros atommag spektrumához és I a következő értékeket fogja felvenni: $j, j + 2, j + 4,\ldots$

A VI. 18. ábra példákat mutat a deformációs és rotációs orientációkra. Az ábra jobb oldala az erősen deformált ^{164}Er- és ^{165}Er-atommagok energiaspektrumát mutatja. A spektrumok egészen eltérők, ez esetben a $\nu i_{13/2}$ neutron deformációs orientációjú és a spektrumot a VI. 43. egyenlettel lehet leírni $I = K, K + 1, K + 2,\ldots$ spinértékekkel.

A VI. 18. ábra bal oldala szerint a ^{131}La $11/2^-$, 0,305 MeV-es és a ^{155}Er $13/2^+$, 0,563 MeV-es állapotaira épülő sávok nagyon hasonlók a szomszédos ^{130}Ba, ill. ^{154}Er páros-páros atommagok alapállapoti sávjaihoz. Ez világosan mutatja, hogy a $h_{11/2}$ proton a ^{131}La-ban és az $i_{13/2}$ neutron a ^{155}Er-ban a rotációs tengely mentén van orientálva és a rotációs spektrumot főleg a páros-páros törzs határozza meg.

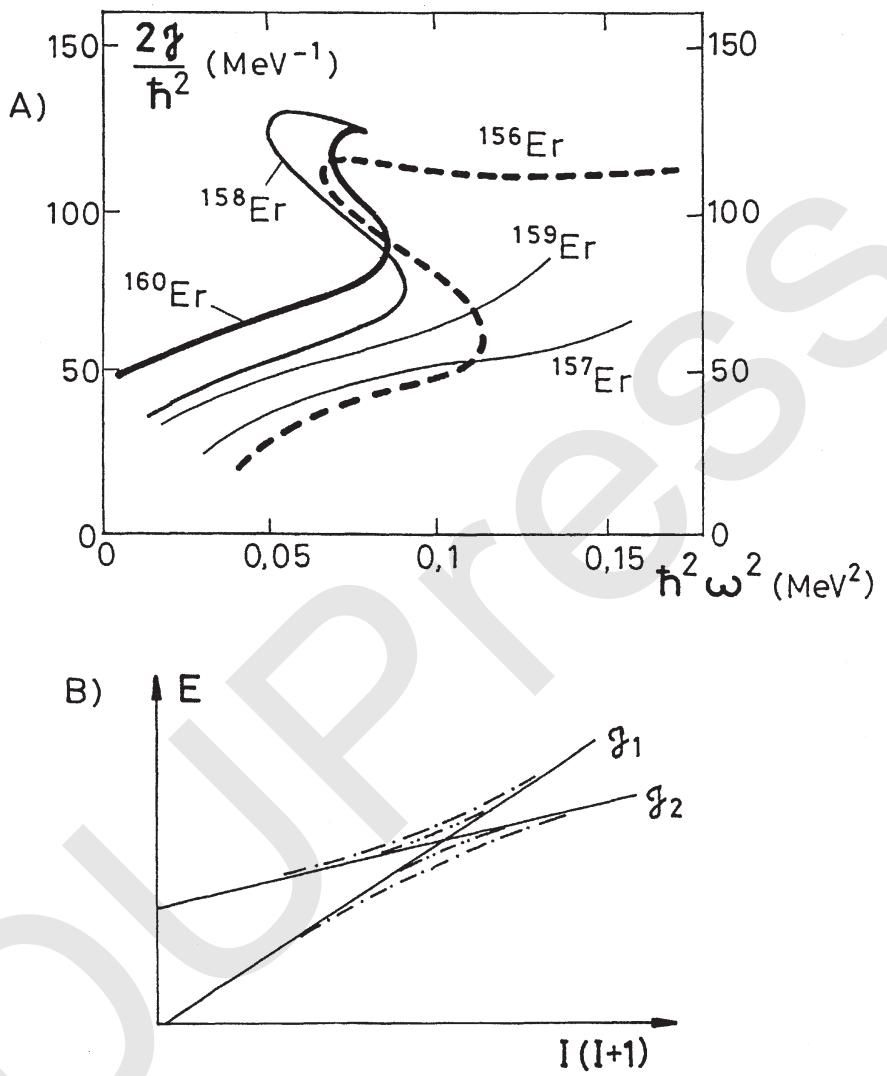
A rotációs orientáció elég gyakori a gyengén deformált magoknál, de növekvő deformáció esetén átmeneti csatolási séma valósul meg.

A visszahajlás jelensége

A rotációs frekvencia (ω) növekedésével számos atommagnál hirtelen tehetetlenséginyomaték- ($\Im$) -növekedés lép fel. Az effektus különösen akkor látszik világosan, ha a $2\Im/\hbar^2$ értékeket a $\hbar^2\omega^2$ függvényében tüntetjük fel. [A rotációs sáv (E_I *és* $E_{I\text{-}2}$) energiáiból ω egyszerűen számítható a $\hbar\omega \approx (E_I - E_{I\text{-}2})/2$ összefüggés alapján, ahol I, ill. $I - 2$ a nívók spinje.]

A $^{156\text{-}160}$Er-ra vonatkozó eredmények a VI. 19. A ábrán láthatók. A páros-páros Er-izotópoknál jól látszik a visszahajlási effektus, míg a páratlan tömegszámúaknál nincs ilyen. A visszahajlást az okozza, hogy egy $\nu i_{13/2}$ állapotban lévő (zéró eredő impulzusnyomatékká csatolt) neutronpár bizonyos kritikus ω értéknél hirtelen beáll a rotációs impulzusnyomaték irányába $j_x = 13/2 + 11/2 = 12$ vetülettel. A párfeltörést a gyors rotációnál fellépő Coriolis- és centrifugális erők okozzák. A visszahajlás az yrast-sávok kereszteződésének eredménye (l. a VI. 19. B. ábrát), ami a sávra jellemző tehetetlenségi nyomaték hirtelen megváltozásával jár. (Yrastnak az adott spinhez tartozó minimális energiájú állapotot nevezzük.) A visszahajlás tipikusan deformált magoknál jelentkezik, ahol kollektív rotációs sávok vannak.

A páratlan tömegszámú Er-izotópoknál azért nem látszik a visszahajlás, mivel ott az $i_{13/2}$ állapotban levő neutron már elfoglalja a $j_x = 13/2$ állapotot és a feltört $i_{13/2}$ neutronpár a Pauli-elv szerint csak maximum a $j_x = 11/2$ és 9/2 állapotokat



VI. 19. A. ábra. A tehetetlenségi nyomaték ($\Im$) függése a rotációs frekvencia négyzetétől (ω^2) néhány Er-atommagra. Az $^{156,158,160}_{68}$Er-ra vonatkozó „visszahajlási" görbék az yrast-sávokra vonatkoznak, míg a ^{157,159}Er-ra vonatkozók a $vi_{13/2}$ rotációorientált sávokra. Lieder, Ryde [1978], ill. Stephens [1975] alapján.

B. ábra. A rotációs nívók energiái (E) az $I(I+1)$ függvényében, ahol I az állapot spinje. $\Im_1$, ill. $\Im_2$ az egyik, ill. a másik sáv tehetetlenségi nyomatéka. A visszahajlási effektus az yrast-sávok kereszteződésének eredménye, ami a tehetetlenségi nyomaték hirtelen megváltozásával jár.

DUPress

töltheti be, így az impulzusnyomaték-növekedés csak 10 $\hbar$ lehet (szemben 12-vel, a páros-páros esetben). Továbbá a j_x = 9/2 állapot energiája nagyobb, mint a j_x = 13/2-é. Következésképpen a páratlan tömegszámú Er-izotópoknál a visszahajlás csak nagyobb kritikus frekvenciánál jelentkezhet, ha egyáltalán megjelenik.

A visszahajlás széles magtartományokban megjelenő gyakori jelenség (l. pl. Lieder, Ryde [1978] összefoglaló közleményét).

A részletes vizsgálatok arra utalnak, hogy a páros-páros magoknál fellépő visszahajlási effektus magyarázatára általában elég egy nagy-*j*-hez tartozó részecskepár feltörése és az impulzusnyomaték beállítása a rotációs tengely irányába. Ez azonban csak az első lépés a párkorrelációk összeomlásában. A párkorrelációk teljesen csak sokkal nagyobb impulzusnyomatékoknál tűnnek el, egy lassú, fokozatos folyamat után.

A szuper- és hiperdeformált atommagok rotációja

Egy atommagot akkor nevezünk szuper-, ill. hiperdeformáltnak, ha a tengelyhosszaik aránya megközelítőleg 2, ill. 3 (ellipszoid alakú deformációnál).

A VI. 8. C. ábra mutatja, hogy a folyadékcsepp- és héjeffektusok együttes hatása számos helyi minimumot eredményez a deformációs paraméter–neutronszám-síkban. A szuperdeformált állapotokat a rotáló atommagban fellépő centrifugális, ill. Coriolis-erők stabilizálhatják.

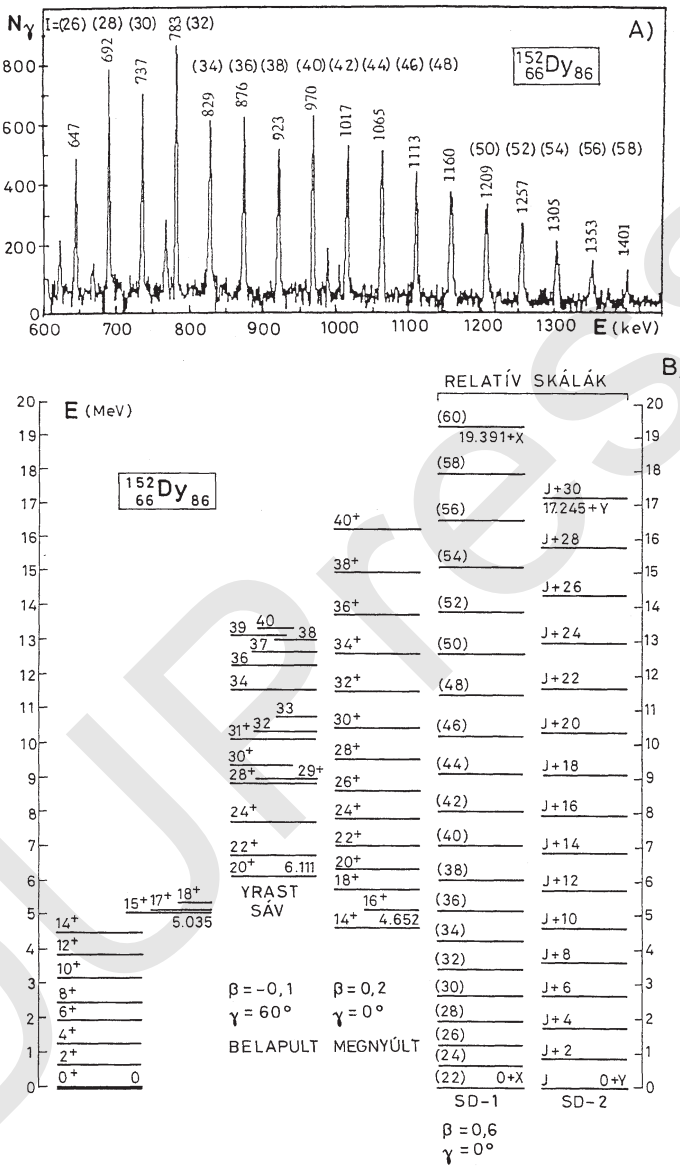
Az első rotációs sávot, ami szuperdeformált állapotra épült, Nyakó és mts. [1984] és Twin és mts. [1985] fedezték fel a ^{108}Pd(^{48}Ca,4n)^{152}Dy reakcióban, 205 MeV-es bombázó ionoknál. E reakcióban a statisztikus magreakció-modell szerint igen nagy spinű (60-65 $\hbar$) állapotok is előállhatnak a végmagban. A szuperdeformált (SD) állapotokból mért γ-spektrum, ill. a ^{152}Dy parciális nívósémája a VI. 20. A, ill. B. ábrákon látható. A VI. 21. A. ábra a ^{152}Dy-atommag gerjesztési energiáját mutatja a spin függvényében, míg a VI. 21. B. ábra a magspint (I) a rotációs frekvencia függvényében.

A szuperdeformált (SD-1) állapotok létét a ^{152}Dy-ban a következő kísérleti tények mutatják.

– A nívóenergiák egy nagyon szabályos rotációs sávba rendezhetők, sávkereszteződés nélkül. Az észlelt SD-1 sáv tagjai között 17 γ-átmenetet észleltek, majdnem állandó ΔE_γ = 47 keV különbséggel az egymás után következő γ-átmenetek energiái között.

– A kísérleti eredményekből levonható tehetetlenségi nyomaték, $\Im^{(2)}_{SD-1} = 85\,\hbar^2$ MeV^{-1} nagyon nagy, és ez a merevtestértéknek felel meg.

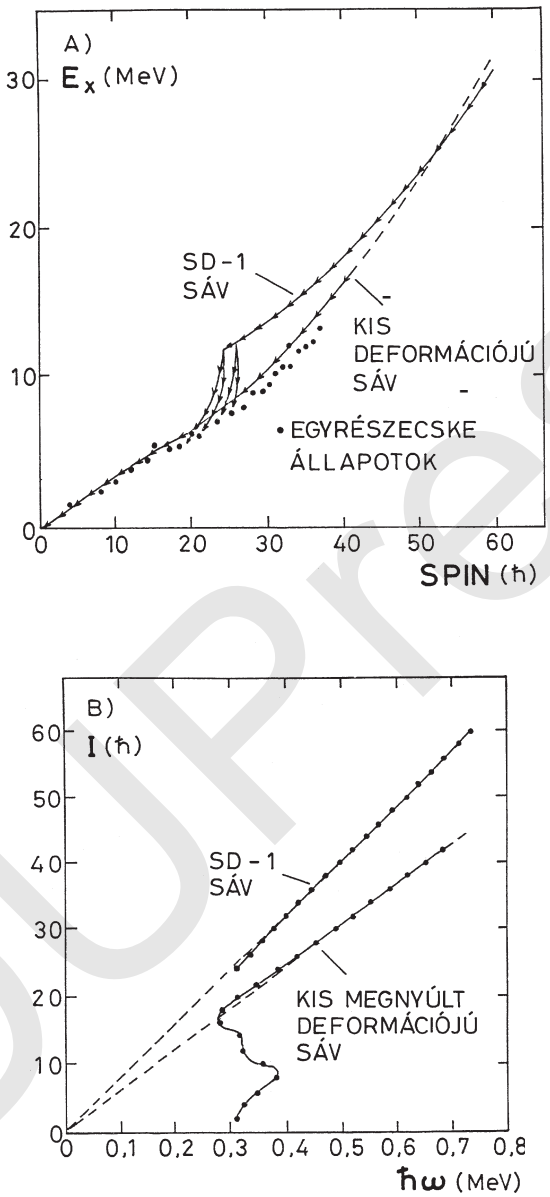
– A Doppler-eltolódási mérések szerint az SD-1 sáv tagjait erős E2 átmenetek kötik össze, melyek redukált átmeneti valószínűsége $B(E2)_{kís.}$ = 2500 ± 500 Weiss-



VI. 20. A. ábra. A ^{152}Dy gamma-spektrumának részlete. A spektrum a szuperdeformált (SD-1) sáv állapotaiból fellépő gamma-sugárzás kvantumenergiáit (E_γ) mutatja és az egységnyi energiaintervallumban mért beütésszámot (N_γ). A gamma-kvantumokat kibocsátó állapotok valószínű spinjei (I) a csúcsok felett zárójelben vannak feltüntetve.

B. ábra. A ^{152}Dy parciális nívósémája. (Az ismert negatív paritású nívók itt nem láthatók.) A 0+X, ill. 0+Y szimbólumok azt jelentik, hogy az SD-1, ill. SD-2 sávok abszolút energiaértékei nem ismertek.

DUPress



VI. 21. A. ábra. A ^{152}Dy gerjesztési energiái (E_x) a (valószínű) spin függvényében. A szuperdeformált (SD-1) és kis deformációjú sáv tagjainak bomlása.

B. ábra. Az SD-1 szuperdeformált és a kis, megnyúlt deformációjú sáv állapotainak spinjei (I) a rotációs frekvencia (ω) függvényében. A lineáris részek meghosszabbításai (az ábrán szaggatottan jelölve) az origó felé mutatnak. Ez megfelel az $I = \Im_{\text{merev}}\,\omega$ formulának és jelzi, hogy az atommag széles spintartományban merevtestként rotál. Nyakó [1987] alapján.

DUPress

kopf-egység (W. u.). Ez az érték nagyon közel van a $\beta_2 \approx 0{,}6$ deformációs paraméternél várható elméleti értékhez: $B(E2)_{elm.} = 2390$ W. e.

A ^{152}Dy-ban számos együtt létező magalakot sikerült azonosítani különböző β- és γ-deformációs paraméterekkel (l. VI. 20. B. ábrát).

A ^{152}Dy-ban felismert szuperdeformált rotációs sáv több szempontból is igen jelentős. Kísérletileg bizonyította, hogy diszkrét γ-kaszkád észlelhető olyan állapotokból, melyek gerjesztési energiája ~12-től ~30 MeV-ig, a spinjeik pedig (22)-től (60)-ig terjednek. Elméleti szempontból demonstrálta, hogy a rotáció erősen deformált állapotokat stabilizálhat és így új lehetőség nyílik a kvantumállapotok vizsgálatára igen nagy spineknél.

Ma már több mint 170 szuperdeformált sáv ismeretes az A ~ 80, 130–140, 150, 190 körüli atommagtartományokban.

A témakör részletesebb ismertetését l. pl. a következő összefoglaló munkákban: Szymański [1983]; Nilsson, Ragnarsson [1995]; Fényes [2002].

Erősen deformált állapotok azonban nemcsak nagyspinű állapotokként fordulnak elő. Az először a Polikanov és mts. [1962] által megfigyelt hasadási izomerekről konverziós elektronspektroszkópiai módszerekkel Specht és munkatársainak [1972] sikerült bebizonyítani, hogy azok valójában kisspinű szuperdeformált állapotok. Ezen nagy rendszámú magoknál a megnyúlt állapotok kialakulását a Coulomb-taszítás is segíti. Ezen állapotok elméleti értelmezésére Sztrutyinszkij egy makroszkopikus-mikroszkopikus modellt vezetett be (l. VI. 2. 5. pontban), aminek segítségével a deformáció függvényében a potenciálfalban egy második minimumot is kapott (l. később a VIII. 37. ábrát).

A pontosabb számítások azonban egy harmadik minimumot is előre jeleztek [Cwiok és mts. 1994], amiben hiperdeformált állapotok is lehetségesek. Ezen állapotok élettartama azonban túlságosan rövid, az átmenetek energiái pedig túlságosan kicsik ahhoz, hogy hagyományos gamma- vagy konverziós elektronspektroszkópiai módszerekkel ki lehessen őket mutatni. A hasadási valószínűségük ugyanakkor elegendő ahhoz, hogy a rezonanciaalagút-effektus segítségével meg lehessen határozni a gerjesztési energiáikat. A ^{233}U(*d,pf*)^{234}U és ^{235}U(*d,pf*)^{236}U reakciók tanulmányozása alapján Krasznahorkay és mts. [1998, ill. 1999], valamint Csatlós és mts. [2005] tényleg hiperdeformált állapotokat találtak a ^{234}U- és ^{236}U-atommagokban. A gerjesztési energia függvényében mérték a ^{234}U- és ^{236}U-atommagok hasadási valószínűségeit, és azokban éles rezonanciákat figyeltek meg, amelyeket rotációs sávokba rendeztek és meghatározták az atommagok tehetetlenségi nyomatékait. Pl. a ^{236}U tehetetlenségi nyomatékát 217 ± 38 $\hbar^2$/MeV-nek találták, ami hiperdeformált állapotnak felel meg.

Energiafelületek rotáló magoknál

A rotációt eddig a geometriai kollektív modell kereteiben tárgyaltuk. *Inglis* [1954] *kurblis (cranked) héjmodellje* azonban lehetővé teszi a rotációs magmozgás mikroszkopikus leírását is. Másrészről a *Sztrutyinszkij-féle héjkorrekciós módszer* (l. VI. 2. 5. pontot) lehetőséget ad statikus magenergia-felület számítására az ε_2, γ, ε_4,… deformációs térben. A kurblis héjmodellel kombinált Sztrutyinszkij-módszer pedig új lehetőséget ad a magenergiafelület-számításokra nagy spineknél is. A számítások kimutatták pl. a különböző magalakok együttlétét ugyanazon atommagon belül, a magalakváltozást növekvő spineknél, sávkereszteződéseket, a sávok lezáródását nagy spineknél stb.

Az atommag teljes energiája a héjenergia ($E_{héj}$), a folyadékcsepp- ($E_{f.cs.}$) és forgási kinetikus energiák összegeként adódik:

$$E_{teljes}(\varepsilon_2, \gamma, ..., I) = E_{héj}(\varepsilon_2, \gamma, ..., I) + E_{f.cs.}(\varepsilon_2, \gamma, ..., I = 0) + \frac{\hbar^2 I^2}{2\Im_{merev}(\varepsilon_2, \gamma, ...)},$$

ahol $E_{héj}(\varepsilon_2, \gamma, ..., I) = \sum_i \varepsilon_i(I) - \sum_i \tilde{\varepsilon}_i(I)$, ($\varepsilon_i$ részecskeenergia),

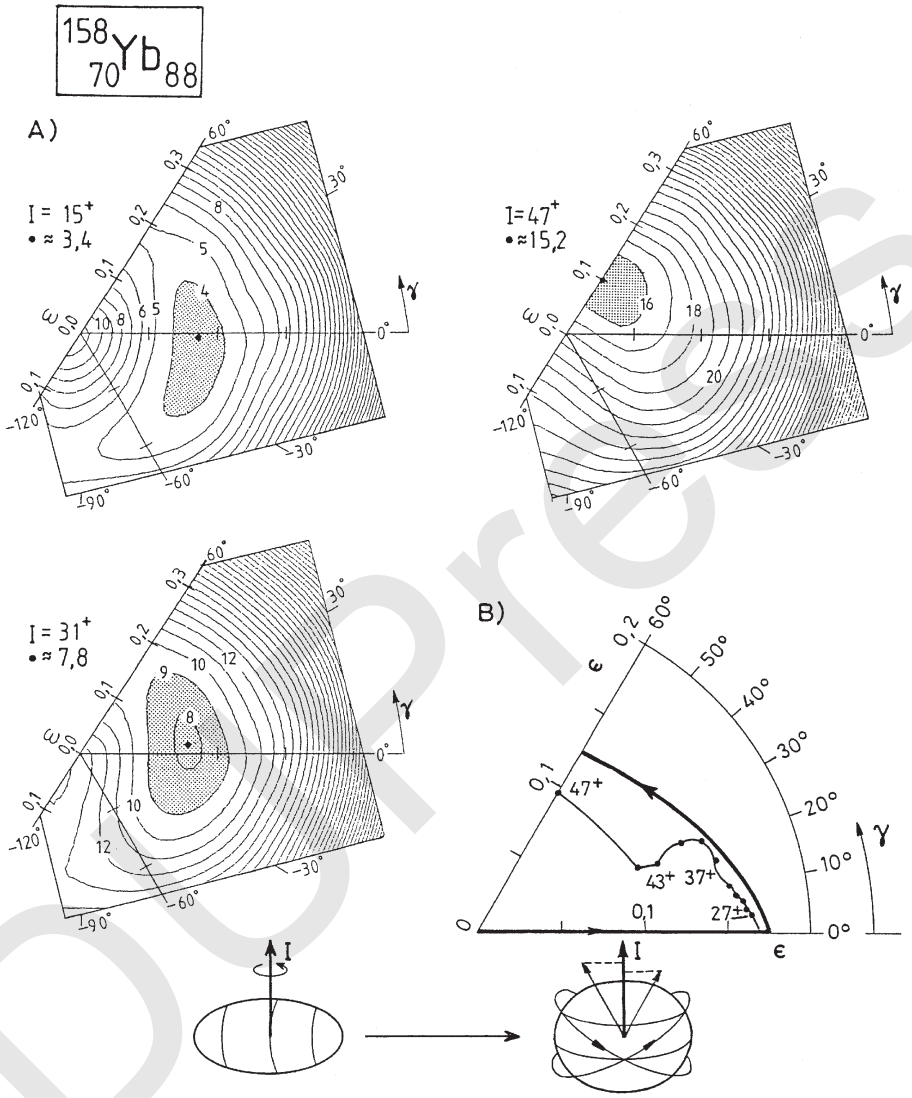
$E_{f.cs.} = E_{felület}(\varepsilon_2, \gamma, ...) + E_{Coul}(\varepsilon_2, \gamma, ...)$,

$\Im_{merev}(\varepsilon_2, \gamma, ...)$ a merev test tehetetlenségi nyomatéka.

Példaként a ^{158}Y-atommagra vonatkozó számítások eredményeit tüntettük fel a VI. 22. ábrán. Hasonló számításokat szisztematikusan sok más atommagnál is végeztek [Werner, Dudek 1992, 1995]. A témakör részletesebb ismertetését l. a következő munkákban: Nilsson, Ragnarsson [1995]; Fényes [2002].

Nehézion-reakciókkal számos rotációs sávot vizsgáltak nagy spinekig a $^{98, 99, 100}$Ru-atommagoknál Timár és mts. [2000], ^{102}Pd-nál Gizon és mts. [1997], ^{101}Ag-nél Sohler és mts. [2004]. Az eredményeket a Nilsson–Sztrutyinszkij-féle kurblis modell alapján értelmezték és számos sávnál a valencianukleonok kvantumozott irányulását észlelték a rotációs tengely mentén a várható maximális impulzusnyomatékig (sávlezáró állapotok, terminating non collective states).

A háromtengelyű atommagok speciális sajátsága, hogy rotációt végezhetnek egy olyan tengely körül, amelyik nem esik egybe az átlagtér ellipszoid egyik szimmetriasíkjával sem. Ez esetben az impulzusnyomaték-vektor vetülete a három főtengelyre jobb-, ill. balkezes rendszert képezhet. Ezen jobb-, ill. balkezes rendszerek két lehetséges lineáris kombinációja degenerált rotációs sávok megjelenésében realizálódik. Ilyen „királis partner sávokat" észleltek ^{103}Rh-, ^{105}Rh- és páratlan-páratlan Rh-izotópokban Timár és mts. [2004, 2006], valamint Joshi és mts. [2004].



VI. 22. A. ábra. A ^{158}Y-atommag energiafelületei az ($\varepsilon = \varepsilon_2$, γ) síkban, különböző spineknél (I). A kontúrvonalak távolsága 1 MeV.

B. ábra. A ^{158}Y-atommag alakjai a minimális energiánál az ($\varepsilon = \varepsilon_2$, γ) síkban, különböző spineknél. Az eleinte megnyúlt deformációt mutató atommag (háromtengelyű deformáció után) belapult alakot vesz fel a kurblis héjmodell által megjósolt $I^{\pi} = 47^{+}$ maximális spinnél.

Bengtsson, Ragnarsson [1985] és Ragnarsson és mts. [1986] alapján.

DO Press

VI. 6. KÖLCSÖNHATÓBOZON-MODELLEK

A héjmodell és geometriai kollektív modell mellett létezik egy harmadik alapvető modell is a magszerkezet leírására. Ez a kölcsönhatóbozon-modell (**i**nteracting **b**oson **m**odel, IBM) [Janssen, Jolos, Dönau 1974; Arima, Iachello 1975]. A kölcsönhatóbozon-modellek különböző változatai alternatív leírást adnak azokra a kísérleti tényekre, amelyeket a VI. 1–5. alfejezetekben tárgyaltunk. Az IBM az atommagok különböző szimmetriáinak felismerésén alapul, melynek matematikai elmélete a csoportelmélet. A jelen könyv keretei között ennek részletes ismertetésére nincs mód, így a következőkben csak az alapfeltevéseket, a modell különböző változatait és mozaikszerűen néhány eredményét fogjuk bemutatni. A modell részletesebb leírása megtalálható a következő összefoglaló munkákban: Iachello, Arima [1987]; Bonatsos [1988]; Iachello, Van Isacker [1991]; Casten és mts. [1993]; Talmi [1993]; Fényes [2002]. Az utóbbi munka tárgyalja a szükséges csoportelméleti alapokat is.

Az atommagokban sokféle szimmetriát észlelünk, és ezek fontos szerepet játszanak a magszerkezet megértésében. Vannak egzakt és sérült, geometriai és dinamikai (valamint másféle) szimmetriák. A háromdimenziós tér forgatása például egzakt geometriai szimmetriája a magszerkezetnek. Ezen a következőt értjük. A folytonos szimmetriákhoz megmaradó mennyiségek léte kapcsolódik; a forgási szimmetria következménye az impulzusmomentum megmaradása. Ez maradéktalanul teljesül, vagyis a szimmetria egzakt. A szimmetriatranszformációk pedig pusztán geometriai műveletek (a valós tér forgatásai), ezért a szimmetriát geometriainak nevezzük. (A megmaradási törvényeket a második kötetben tárgyaljuk részletesen [Fényes 2007, II.5. alfejezet].) Vannak olyan szimmetriák is, amelyek a kölcsönhatás speciális alakjához kapcsolódnak, ezeket dinamikai szimmetriáknak hívjuk. (Ezek szimmetriatranszformációi rendszerint valamely absztrakt, magasabb dimenziós térben hatnak, amelyek a térkoordinátákon kívül magukban foglalják például az impulzusukat is.) A magszerkezetben fontos szerepet játszó szimmetriák, valamint azok különféle sérüléseinek rendszerezését l. pl. Cseh [2004; 2005; 2006] munkáiban.

VI. 6. 1. Alapfeltevések, algebrai leírás

A kölcsönhatóbozon-modell *kiindulási pontja* a héjmodell, de a nukleonok számára elérhető konfigurációs teret drasztikusan csonkítja, hogy a számítások

EURESS

ésszerű keretek között elvégezhetők legyenek. Másrészről megtartja a legfontosabb elemeket, amelyek szükségesek a magsajátságok leírására.

A kölcsönhatóbozon-modellek első, legegyszerűbb változata, az IBM-1 a páros-*Z* – páros-*N* atommagok pozitív paritású állapotainak leírását tűzte ki célul, a középnehéz és nehéz atommagok tartományában. A modell hatókörét később kiterjesztették. Ma már a könnyű és nehéz, minden *Z*-*N* típusú atommag pozitív és negatív paritású állapotai, az alacsonyan- és magasanfekvő nívók, az óriásrezonanciák egyaránt tárgyalhatók a modell különböző változataiban.

Az *IBM-1 alapfeltevései* a következők:

a) A zárt proton- és neutronhéjak nem vesznek részt az atommaggerjesztésekben.

b) A valenciaprotonok és külön a valencianeutronok *s* és *d* egész spinű párokba (bozonokba) állnak be, melyek impulzusnyomatéka megfelelően $J = 0$, ill. 2.

A bozon egész spinű részecskét jelöl. A bozonok a Bose–Einstein-statisztikát követik. Két azonos bozon hullámfüggvénye szimmetrikus (azaz nem vált előjelet) a részecskék megcserélése esetén.

A valenciaprotonokat és -neutronokat a legközelebbi zárt nagyobb héjaktól kell számítani, ezért a részecskés- és lyukállapotok azonos alapokon tárgyalhatók. Pl. a $^{176}_{78}Pt_{98}$-ban (82–78)/2 = 2 proton és (98–82)/2 = 8 neutron, összesen 10 bozon van. A középnehéz és nehéz atommagokban a valenciaprotonok és -neutronok különböző pályákon mozognak, ezért a *p*-*n*-párok kialakulásának valószínűsége kicsi. Az IBM-1 nem vesz figyelembe *p*-*n*-bozonokat.

A bozonokat fenomenológiai szinten struktúra nélküli részecskéknek lehet tekinteni, amelyek eleget tesznek a kvantummechanikai bozonfelcserélési relációknak. Valójában azonban a bozonok meglehetősen komplikált fermionpár-szerkezettel rendelkeznek, amelyek vizsgálata az IBM mikroszkopikus elméletének feladata.

A valenciabozonok száma véges. Ez fontos következtetésekhez vezet, amelyek eltérnek a geometriai kollektív modell jóslataitól.

A valenciakonfigurációs tér csonkítása *s*- és *d*-bozonokra rendkívül drasztikus. Talmi kiszámította, hogy a $^{154}_{62}Sm_{92}$-nek pl. $> 3\times10^{14}$ különböző 2^+-os állapota lehet a héjmodell szerint. Az IBM ezt a számot több mint 11 nagyságrenddel csökkentette. L. a VI. 23. ábrát.

c) A páros-páros atommagok gerjesztési energiái csak az *s* és *d* valencianukleon-pároktól függnek; az *s*- és *d*-bozonok energiáitól és a bozonok közti kölcsönhatásoktól, amiket egyszerűeknek (max. kéttestkölcsönhatásoknak) tekintünk.

DUPress

Az előbbi feltevésekből következik, hogy *csoportelméleti algebrai módszerek* használhatók az IBM-ben.

– A hat bozonoperátor s, d_μ ($\mu = 0, \pm1, \pm2$) hatdimenziós teret alkot.

– Mivel a bozonszám invariáns az IBM-ben, a bozonkeltő b_α^+ és -eltüntető operátor b_β csak egyenlő számban szerepelhet a fizikai mennyiségek operátoraiban. Ez azt jelenti, hogy az operátorok a $b_\alpha^+ b_\beta$ szorzatok függvényében fejezhetők ki. Ezeket a mennyiségeket a csoport generátorainak nevezzük ($G_{\alpha\beta} \equiv b_\alpha^+ b_\beta$), melyek száma az IBM-1-ben $6 \times 6 = 36$.

– A következő lépésben képezhető a generátorok összes felcserélési relációja és azonosítható a Lie-algebra. Az előbbi 36 $G_{\alpha\beta}$ generátor esetében ez az algebra az U(6) hatdimenziós uniteralgebra.

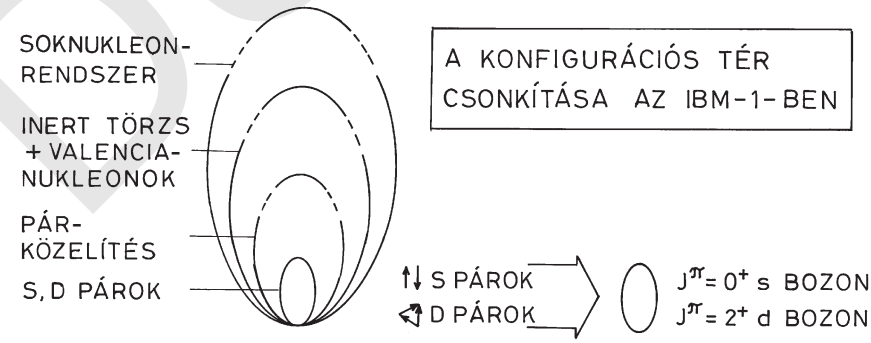
– Rendszerint egytest- és legfeljebb kéttestkölcsönhatásokat vesznek figyelembe a rendszer Hamilton-operátorában. Következésképpen a Hamilton-operátor gerjesztett állapotokra a következő alakú:

$$H = \sum_{\alpha\beta} \varepsilon_{\alpha\beta} G_{\alpha\beta} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} u_{\alpha\beta\gamma\delta} G_{\alpha\beta} G_{\gamma\delta},$$

ahol az ε és u paramétereket a kísérleti adatokhoz illesztik. Hasonlóképpen más fontos fizikai operátorok, pl. az elektromágneses átmeneti operátorok is hatványsorba fejthetők a G generátorokkal.

– Kiindulva az U(6)-ból, háromféle algebrai lánc azonosítható, amelyekre meghatározhatók a Casimir- (vagy invariáns) -operátorok, melyek sajátértékei egyértelműen jellemzik a csoport multiplettjeit, megadják az alcsoportra jellemző kvantumszámokat.

– Ha a fermion- (pl. Hamilton-) -operátor kifejezhető az alcsoportok Casimir-operátoraival, szimultán sajátértékek és sajátfüggvények nyerhetők a csoport-



VI. 23. ábra. A nukleonok számára elérhető konfigurációs tér csonkítása az IBM-1-ben. Az ábra sematikus, a valóságban a csonkítás sokkal drasztikusabb.

DUPress

láncra és a sajátértékeket zárt formulákkal lehet megadni. Az U(6) csoportnak az IBM-1-ben három alcsoportja, dinamikus szimmetriája van, az U(5), SU(3) és O(6). Itt U uniter, SU speciális uniter, O ortogonális csoportot jelöl. Zárójelben a dimenziószámok vannak. Ezeknek jól meghatározott analógja van a geometriai kollektív modellben: megfelelően a vibráló gömbszerű, (rotáló) deformált és a γ-deformációval szemben puha magok.

– Általános, közbenső esetben, amikor a fizikai operátor nem fejezhető ki a csoportlánc Casimir-operátoraival, numerikus módszerekkel szintén meghatározhatók a sajátfüggvények és sajátértékek. Vannak számítógépes programok, amelyekkel a számítások viszonylag egyszerűen elvégezhetők.

VI. 6. 2. A kölcsönhatóbozon-modellek különböző változatai, néhány konkrét eredmény

Az *s*- és *d*-bozonok bevezetése, az U(6)-szimmetria felismerése és a csoportelméleti módszerek alkalmazása a magszerkezet-kutatásban hatalmas sikert eredményezett.

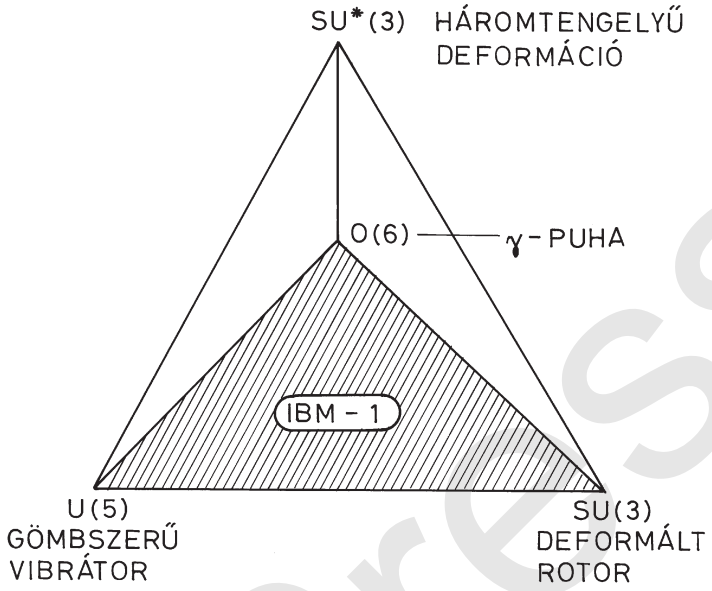
IBM-1

Az IBM-1 a páros-páros magok pozitív paritású állapotait írja le a középnehéz és nehéz atommagok tartományában, nevezetesen a nívóenergiákat, a nyomatékokat, magsugarakat, továbbá az elektromágneses átmeneteket, a transzferreakciókat és sok más sajátságot is. Nem tesz különbséget *p*-*p*- és *n*-*n*-párok között.

Az IBM-1 a kollektív gerjesztéseket képes egységes keretben tárgyalni. Dinamikus szimmetriái a VI. 24. ábrán láthatók. Az U(5) alcsoport a gömbszerű magoknak, az SU(3) a deformált magoknak, az O(6) a γ-puha magoknak felel meg. (A γ-deformációs paraméter a tengelyszimmetriától való eltérést jellemzi; l. a VI. 2. 4. pontot.) Az IBM-1 egyszerű analitikus formulákat ad meg mindhárom alcsoport energiaspektrumára. Pl. az U(5) dinamikus szimmetriára a következő formulát nyerték:

$$E = \varepsilon n_d + \alpha n_d (n_d + 4) + 2\beta\nu(\nu + 3) + 2\gamma L(L + 1), \qquad \text{(VI. 46.)}$$

ahol E a nívóenergiát jelöli, n_d, ν és L kvantumszámok, ε, α, β és γ a kísérleti eredményekhez illeszthető paraméterek. A teljes bozonszám nem jelenik meg a for-



VI. 24. ábra. Az IBM-1 és IBM-2 dinamikus szimmetriái.

mulában, mivel az adott magra ez állandó. A formula igen jó leírást ad, többek között a ^{110}Cd alapállapotára épülő nívók energiaspektrumára (l. a VI. 25. A. ábrát).

A geometriai kollektív modellel ellentétben az IBM-1-ben a valenciabozonok száma véges. A véges bozonszám következményeit a kísérletek igazolták. A VI. 25. B. ábrán pl. látható, hogy a redukált E2 átmeneti valószínűségeket a ^{110}Cd- és ^{106}Pd-atommagoknál az IBM-1-számítások jobban reprodukálják, mint a végtelen fononszámmal dolgozó harmonikusvibrátor-közelítés. A vibrációs kvantumok, azaz a fononok a bozonok analógjai.

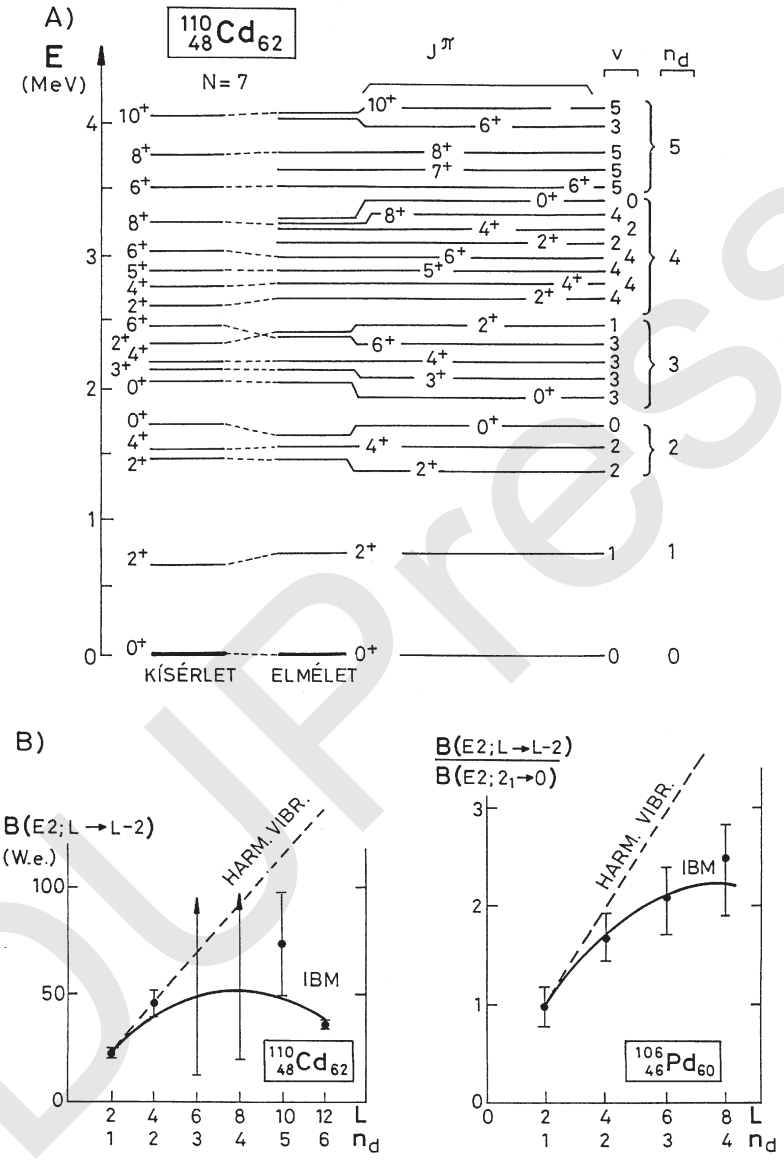
A Hamilton-operátor még a dinamikus szimmetriák között is kifejezhető bozonoperátorokkal, ami gyakorlatilag hatékonyabb, mintha a nukleon–nukleon-kölcsönhatásból indulnánk ki.

Az IBM-1 magyarázatot tud adni a különböző vibrációs állapotokra épülő rotációs sávok sok sajátságára.

A modell nagy érdeme, hogy új megvilágításba helyezte a mikroszkopikus héjmodell és a geometriai kollektív modell kapcsolatát, kollektív gerjesztéseket értelmez a héjmodellből kiindulva.

Tekintettel a modell egyszerűségére és az általa megadott analitikus formulákra, az IBM-1-et széles körben használják a kísérleti eredmények értelmezésére.

PUPress



VI. 25. A. ábra. A ^{110}Cd alapállapotára épülő nívórendszer. Az elméleti IBM-1-eredményeket a (VI. 46.) képlet segítségével nyerték. Bertschy és mts. [1995] alapján.
B. ábra. Kísérleti B(E2; $L \rightarrow L-2$) értékek (pontok) az „alapállapoti sávokra" a ^{110}Cd és ^{106}Pd-nál. A folytonos görbék IBM-1-számításokat jeleznek. A szaggatott vonalak a harmonikusvibrátor-közelítés jóslatait jelölik. Kern [1997] alapján.

DUPress

A dinamikus szimmetriák közötti tartományban jól használhatók a PHINT [Scholten 1991] és TQM [Brant, Paar, Vretenar 1985] számítógépprogramok.

Az IBM-1 és a Bohr–Mottelson szerinti geometriai modellek lényegében azonos eredményeket produkálnak a fenomenológiai numerikus alkalmazásokban, ha a számításokat ugyanolyan gonddal és ugyanannyi paraméterrel végzik. Az IBM azonban „tisztább", átfogóbb és a hat paraméterével nagyon alkalmas numerikus számításokra. Mindazonáltal elég nehéz megtalálni a legjobb IBM-illesztést az egyedi magokra, ebből a szempontból a geometriai modell jobb eredményeket adhat.

*

A következőkben röviden áttekintjük *az IBM dinamikus szimmetriáit és a köztük való átmeneteket.* Az IBM-1-modell szerint a páros Z – páros N atommagoknak három dinamikus szimmetriája van: az U(5) gömbszerű vibrátor, SU(3) tengelyszimmetrikusan deformált rotor és az O(6) γ-deformációval szemben puha állapot. Az IBM-2-modellben ehhez még hozzá jön a SU*(3) háromtengelyű deformációs szimmetria is (l. VI. 24. ábrát).

Vizsgáljuk a páros-páros atommagok kollektív sajátságait (a VI. 24. ábrán IBM-1-gyel jelölt háromszöget). Tekintsünk egy egyszerű Hamilton-operátort

$$H = a\, H_{gömb} - \; b\, H_{def}\,, \qquad \text{(VI. 47.)}$$

ami a gömbszerű és deformációs állapotot generáló tagokat külön-külön tartalmazza (Ising-operátor). Kis *b/a* értéknél a gömbszerű, nagy *b/a*-nál a deformációs állapot a jellemző. Ez utóbbi a tengelyszimmetrikus deformációt leíró β paraméterrel (II. 25. összefüggés) is kapcsolatba hozható.

A (VI. 47.) Hamilton-operátort a kölcsönhatóbozon-modell konzisztens-Q formalizmusának felhasználásával a következő egyszerű alakba is írhatjuk:

$$\hat{H}(N,\eta,\chi) = \eta\hat{n}_d - \frac{1-\eta}{N}\hat{Q}_\chi\hat{Q}_\chi\,, \qquad \text{(VI. 48.)}$$

ahol N a bozonszám, $\hat{n}_d = \sum_\mu d_\mu^+ d_\mu^+$ a kvadrupólbozonok számoperátora,

$$\hat{Q}_\chi = [d^+\times\tilde{s} + s^+\times\tilde{d}]^{(2)} + \chi[d^+\times\tilde{d}]^{(2)}$$

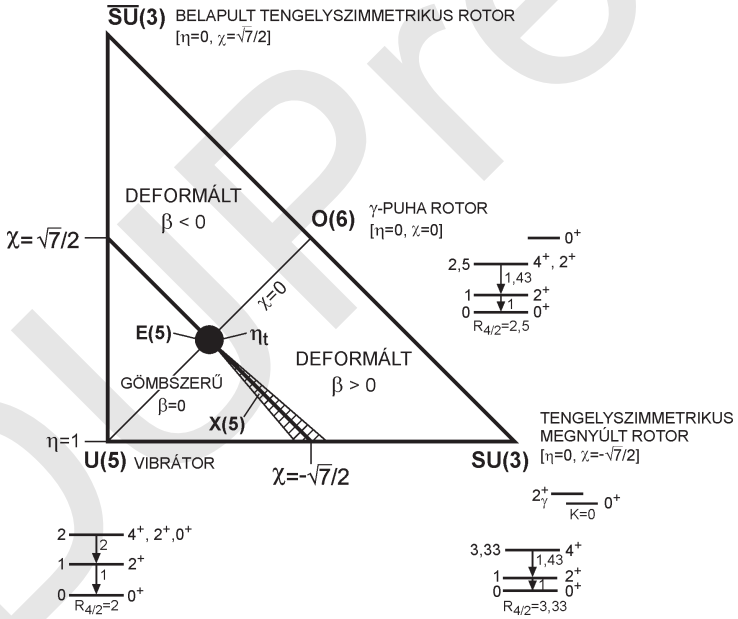
a kvadrupólnyomaték-operátor. Itt η és χ kontrollparaméterek; ezek hasonló szerepet játszanak, mint a statisztikus fizika fázisátmeneteinél a nyomás és hőmérséklet. Az η paraméter 0 és 1 között változhat, a $\chi - \sqrt{7}/2$-től $\sqrt{7}/2$-ig. $\eta = 0$-nál

β-deformált atommaggal van dolgunk, ami megnyúlt, ill. belapult tengelyszimmetrikus magokat, valamint γ-puha magokat foglal magába. Ezek rendre SU(3)-, $\overline{SU}(3)$- és O(6)-szimmetriának felelnek meg (l. VI. 26. ábrát). $\eta = 1$-nél a magalak gömbszerű, amit az U(5) dinamikus szimmetria jellemez.

A kölcsönhatóbozon-modellben kidolgoztak eljárásokat, amelyekkel meg lehet határozni az atommagok energiafunkcionálját: $E(N,\eta,\chi;\beta\gamma)$ különböző Hamilton-operátorokra [Iachello, Arima, 1987]. A (X. 10.) egyszerű Hamilton-operátor felhasználásával nyert energiafunkcionált β szerint sorba fejtve a következő kifejezés adódik:

$$E(N,\eta,\chi;\beta,\gamma=0) = E_0(\eta) + A(N,\eta,\chi)\beta^2 + B(N,\eta,\chi)\beta^3 + C(N,\eta,\chi)\beta^4 + \ldots \quad \text{(VI. 49.)}$$

Itt fel lett tételezve, hogy $\gamma = 0$, de ez nem jelent lényeges egyszerűsítést, mivel a γ paraméter hatása a $B(N,\eta,\chi)$ tényezőbe abszorbeálható.



VI. 26. ábra. Az IBM-1-modell kiterjesztett szimmetria-háromszöge. A háromszögek csúcsainál az U(5), SU(3), O(6) és $\overline{SU}(3)$ dinamikus szimmetriák és nívórendszereik néhány jellemző sajátsága látható. Az átmenetek melletti számok $B(E2)$ relatív redukált átmeneti valószínűségeket, $R_{4/2} = E(4_1^+) / E(2_1^+)$ energiaarányokat jelöl. A (X. 10.) Hamilton-operátor η és χ paraméterei is fel vannak tüntetve a kulcsfontosságú helyeken. E(5) a másodrendű átalakulást mutatja az U(5) és O(6) között, ami egyúttal az η_t hármaspont helye. X(5)-tel van jelölve az U(5) és SU(3) közötti elsőrendű fázisátalakulás átmeneti tartománya. Az $\chi = 0$ vonal a tengelyszimmetrikusan deformált $\beta > 0$ és $\beta < 0$ tartományokat választja el egymástól, ez is elsőrendű átalakulást jelöl. Jolie, Casten [2005] és Iachello [2002] alapján.

DuPress

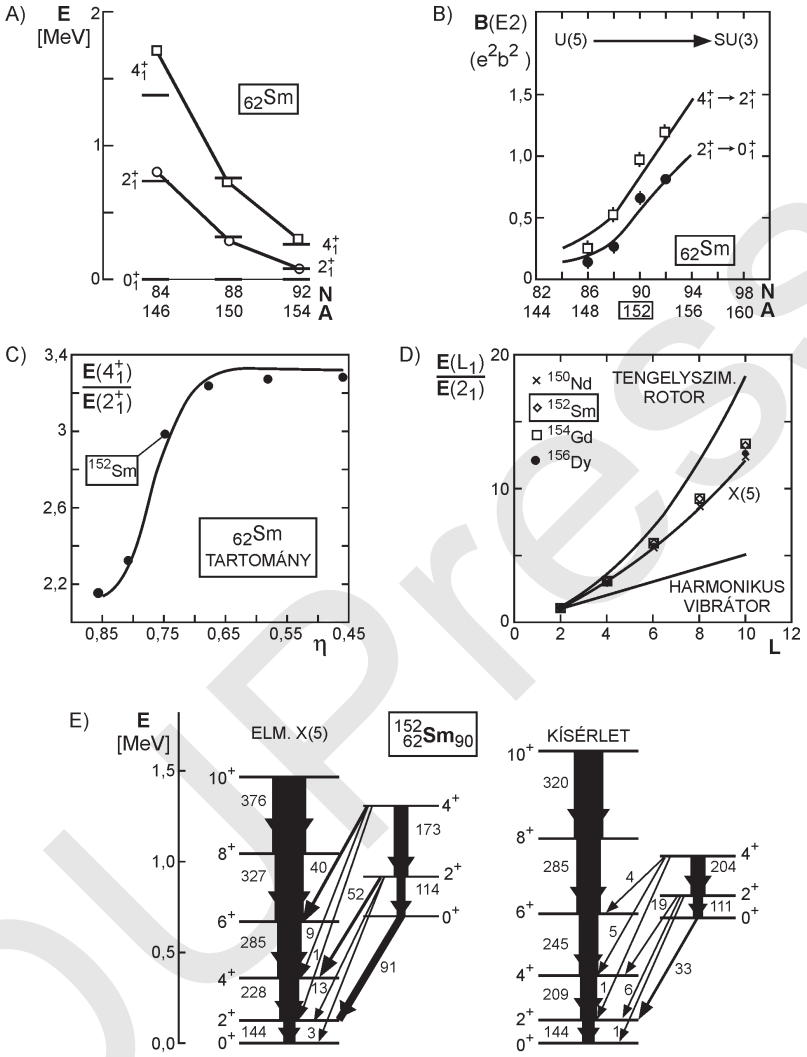
Alkalmazva Landau fázisátmenetekre vonatkozó elméletét az atommagra, a zérórendű fázisátmenetnél az alapállapot energiája (E) nem folytonos a kontrollparaméter függvényében. Az elsőrendű fázisátmenetnél az E első deriváltja, a másodiknál az E második deriváltja nem folytonos a kontrollparaméter függvényében ($N \to \infty$ klasszikus határesetben).

A (VI. 47.) Hamilton-operátorral nyert energiafunkcionál pontos kifejezése megtalálható Jolos [2002] összefoglaló munkájában. A részletes elemzés szerint másodrendű átalakulás egy pontban, az ún. triplettpontban (η_t) van, ami a $\chi = 0$ egyenesen fekszik és egyúttal azon az egyenesen is, ami elválasztja a gömbszerű fázist ($\beta_0 = 0$) a két deformált fázistól. Ha $\chi < 0$, megnyúlt tengelyszimmetrikus, ha $\chi > 0$ belapult tengelyszimmetrikus maggal van dolgunk. A $\chi = 0$-val jelölt, valamint a $\chi = \sqrt{7}/2$ és $\chi = -\sqrt{7}/2$ pontok közötti egyenesek elsőrendű fázisátalakulások, csak az η_t pont másodrendű.

A kölcsönhatóbozon-modell keretében sajnos nem lehet analitikus megoldást találni az atommagállapotok energiasajátértékeire és a sajátfüggvényekre a dinamikus szimmetriák közti területeken. Kiindulva azonban a Bohr–Mottelson Schrödinger-típusú differenciálegyenletből [(VI. 28.) összefüggés, ill. részletesebben Fényes 2002, XI. 2. 5. pont] a feladat megoldható. Ez ugyan azzal a következménnyel jár, hogy a valencianukleon-párok számát végtelen nagynak vesszük ($N \to \infty$), míg az IBM-ben ez véges. A megoldás mégis érdekes, mivel rávilágít az átmeneti tartományban lévő atommagok sajátságaira, ugyanakkor a közelítés elég jó.

Az euklideszi $E(5)$, ill. az X(5) szimmetriára vonatkozó számítások explicit függvényeket adnak a nívóenergiákra és az állapotok sajátfüggvényeire. Így számíthatók az atommagok sajátságai, pl. a redukált B(E2) átmeneti valószínűségek az egyes nívók között [Iachello 2000, 2001; Jolos 2004]. A kísérleti és elméleti értékek összevetése az Sm-izotópoknál a VI. 27. ábrán részleteiben is látható.

Összefoglalóan megállapítható, hogy a ^{134}Ba és ^{152}Sm-ra nyert kísérleti adatok közel vannak ahhoz, amit a másodrendű átalakulásra az $E(5)$-, ill. az elsőrendűre az $X(5)$-elmélet jósol. Ugyanakkor nyilvánvaló, hogy a Bohr–Mottelson Hamilton-operátorra alapozott számításoknak megvannak a maga korlátai. Pl. a 0_2^+ állapotokat az esetek igen jelentős részében nem lehet tisztán β-vibrációs állapotoknak tekinteni, ahogyan ez az egyszerű hidrodinamikai közelítésből következik [Garrett 2001]. A 0_2^+ állapotok több komponenst is tartalmaznak (β-vibrációs, kétfononos, párkölcsönhatási, két kvázirészecskés komponenseket) és az összes kísérleti információ figyelembevétele szükséges valódi természetük meghatározásához.



VI. 27. ábra. A ^{146,150,154}Sm-izotópok 2_1^+ és 4_1^+ nívóinak kísérleti energiái (rövid vonalak) összevetve az IBM-1-számítások eredményeivel (körök).

B. ábra. B(*E*2) redukált átmeneti valószínűségek Sm-izotópokra. Pontok hibákkal kísérleti értékek, a görbék IBM-1-számítások. Az *A)* és *B)* ábrák Scholten és mts. [1978] alapján.

C. ábra. $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ energiaarányok az Sm-tartományban a bozonszámhoz illesztett η kontrollparaméter függvényében. Pontok: kísérleti adatok, görbe: elméleti értékek. Jolie, Casten [2005] alapján.

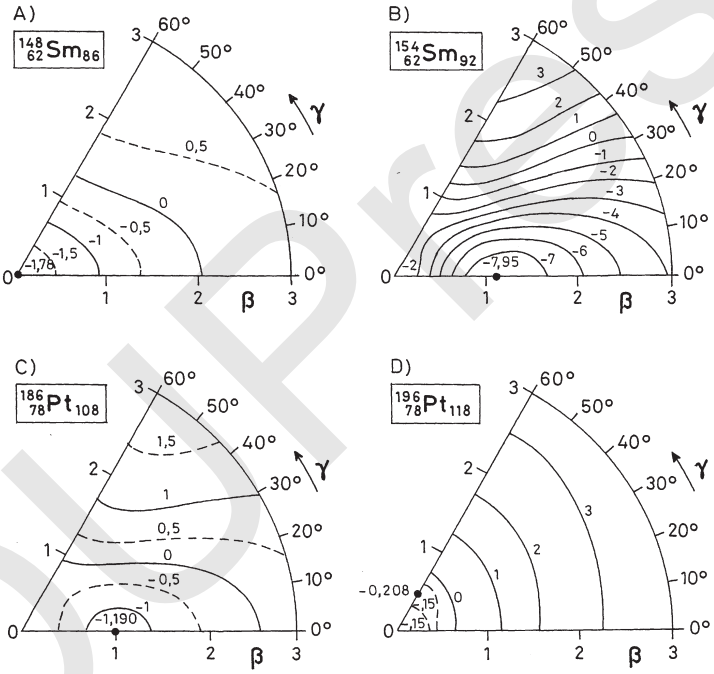
D. ábra. Az alapsávra vonatkozó $E(L_1)/E(2_1)$ energiaarányok néhány ritkaföldizotópra az *L* impulzusnyomaték függvényében. A görbe az X(5)-szimmetria elméleti értéke. Összehasonlításul az U(5) vibrátor és SU(3) tengelyszimmetrikus rotor modellek értékei is fel vannak tüntetve. Iachello [2002] alapján.

E. ábra. A ^{152}Sm kísérleti és X(5) elméleti parciális nívósémája. Casten, Zamfir [2001] alapján.

DUPress

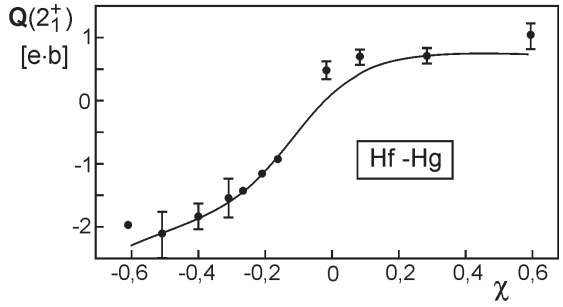
A kölcsönhatóbozon-modellek keretében van lehetőség az atommagok potenciálisenergia-felületének számítására is a β- és γ-deformációs síkban. A VI. 28. ábra bemutat néhány ilyen jellegű eredményt; követhető, hogy az atommagok energiafunkcionálja (*E*) hogyan változhat a nukleonszám, ill. a β paraméter függvényében. Az A–C. ábrákon ponttal jelzett helyeken az energiának minimuma van. A ^{148}Sm és ^{154}Sm között fázisátmenet történik, a jól rendezett gömbszerű állapotból az atommag átmegy a kisebb rendezettséggel rendelkező tengelyszimmetrikus állapotba.

A VI. 28. ábrán látható, hogy az IBM-számítások a $_{78}$Pt-izotópokra SU(3) → O(6) átmenetet jeleznek.



VI. 28. ábra. IBM-potenciálisenergia-felületek a βγ-síkban. A szintvonalak energiákat jelölnek MeV-ben, a pontok energiaminimumokat. Az A–B. ábrák átmenetet mutatnak a ^{148}Sm lágy, gömbszerű vibrátorból a ^{154}Sm tengelyszimmetrikusan deformált rotorba. A C–D. ábrák szerint a ^{186}Pt-atommag megnyúlt rotor, a ^{196}Pt γ-puha (β > 0) jellemzőket mutat. Ginocchio, Kirson [1980] alapján.

A VI. 29. ábrán a $_{72}$Hf → $_{80}$Hg tartományban mért és számolt $Q(2_1^+)$ kvadrupólnyomatékok vannak feltüntetve a χ változó függvényében. Mind a kísérleti, mind az elméleti értékek arra utalnak, hogy a megnyúlt (χ < 0), ill. belapult (χ > 0) tengelyszimmetrikus állapotok között átalakulás zajlik le. Az elméleti értékek a megfelelő *N* bozonszámra vonatkoznak, valamint az illesztett η és χ értékekre.



VI. 29. ábra. A 2_1^+ állapotok elektromos kvadrupólnyomatéka a Hf – Hg tartományban (pontok hibákkal) a χ paraméter függvényében. A görbe elméleti értékeket jelöl. Jolie, Casten [2005] alapján.

*

Végezetül megjegyezzük, hogy az eddigi tárgyalás az U(5)-, SU(3)-, O(6)-, $\overline{SU}$(3)-szimmetriák közötti átmenetekre vonatkozott. Ugyanakkor kísérleti tény, hogy vannak nem tengelyszimmetrikusan deformált atommagok is, ezek figyelembevételével a dinamikus szimmetriák egy gúlával ábrázolhatók (VI. 24. ábra). Jolos [2004] kiterjesztette a számításokat a nem tengelyszimmetrikusan deformált atommagokra is. A számításokban három kontrollparaméter szerepel, az eddigi η és χ mellett egy új ξ paraméter is. E paraméterek függvényében az atommag egyensúlyi alakja lehet gömbszerű, tengelyszimmetrikusan deformált vagy háromtengelyű deformációt mutató. A számítások jelzik, hogy χ = 0-nál a ξ paraméter kis növekedése nem tengelyszimmetrikus deformációhoz vezet.

*

A stabilitási sávtól távol eső atommagok előállításával és kísérleti méréstechnika finomításával várható, hogy az új adatok nyerhetők az atommagok átalakulására a dinamikus szimmetriák között.

IBM-2 és más IBM-változatok

Az *IBM*-2-modell különbséget tesz proton- és neutronbozonok között, így közelebbi kontaktust teremt a mikroszkopikus héjmodellel. Az IBM-2-ben is egyszerű formulák vezethetők le az energiaspektrumokra és a magok elektromágneses sajátságaira. A modell lehetővé teszi az M1-átmenetek tárgyalását természetes módon; nem kell magasabb rendű kölcsönhatásokat bevezetni az értelmezéséhez,

DUPress

mint az IBM-1-ben. Az IBM-2 keretében végzett számításokra példa látható a VI. 30. ábrán. Figyelemre méltó, hogy a Ba-izotópoknál három dinamikus szimmetria közötti átmenet is tanulmányozható.

Az IBM-2 keretében stabil háromtengelyű deformáció is tárgyalható egységes keretben (l. a VI. 8. B. és VI. 24. ábrákat), továbbá a proton-neutron maganyagok ollószerű kollektív gerjesztései, amelyek leírására az IBM-1 keretében nincs mód.

Az izospin bevezetése a modellbe az *IBM-3* és *-4* megfogalmazásához vezetett. E modellekkel a könnyű magok is tárgyalhatók konzisztens módon.

A negatív paritású bozonok bevezetése lehetővé teszi a dipól- és oktupólgerjesztések leírását (*IBM-P, -F*). Az általánosított *vibronmodell* keretében sikeresen tárgyalhatók az oktupólvibrációk, csomók kialakulása, α-bomlási nívószélességek, E1-erősségek, óriás dipólusrezonanciák stb. Az *IBM-G* lehetővé teszi a deformált magok jobb leírását és az alapállapoti stabil hexadekapól-deformációk (2^4-pólus) tárgyalását. A konfigurációkeveredést figyelembe vevő *IBM(-2)CM*-modell segítségével jó leírás adható a nagyspinű állapotokra, a visszahajlási effektusra és más sajátságokra.

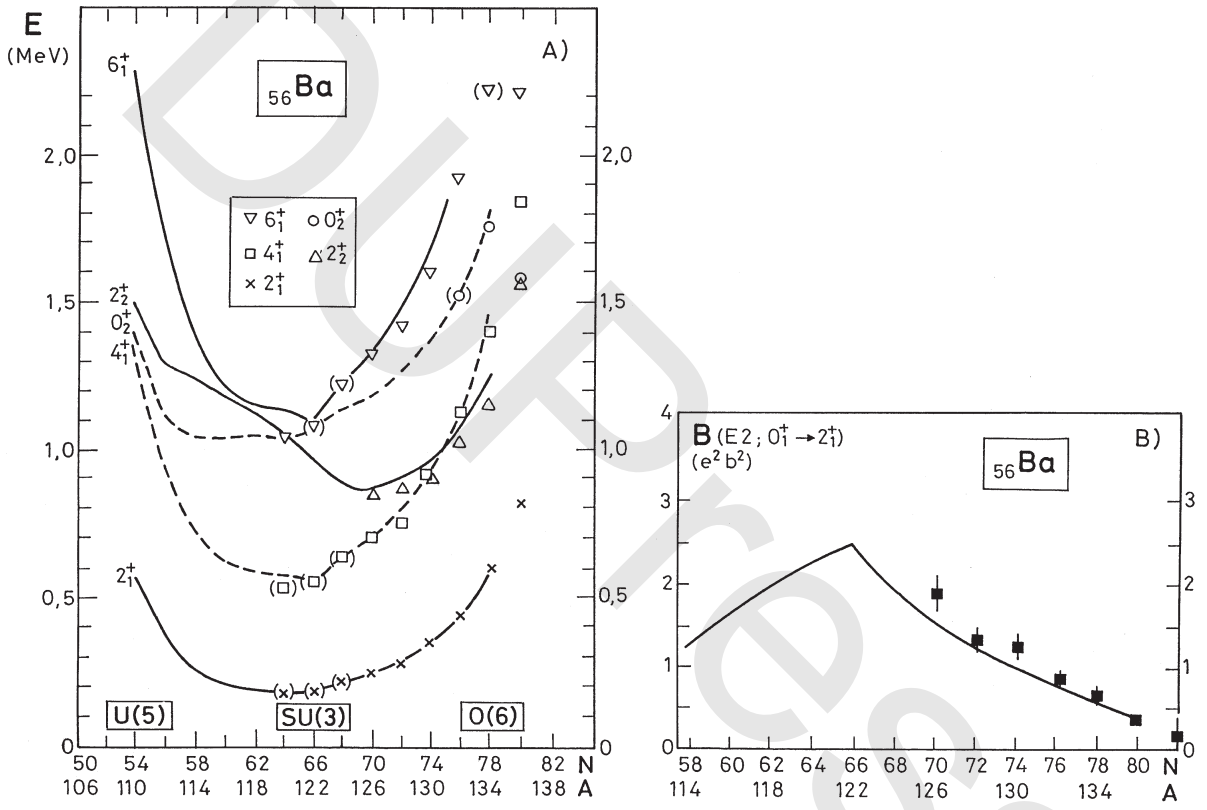
IBFM és IBFFM

Az atommagok többsége páratlan tömegszámú, ill. páratlan-*Z*, páratlan-*N* típusú, ezért nagyon fontos a kölcsönhatóbozon-modellek e magokra való kiterjesztése is. A kölcsönhatóbozon-fermion-modelleknek szintén több típusa van: *IBFM-1*, *IBFM-2*, *IBFM-3, -4, IBFFM* stb. A számítások elvégzésére e modelleknél is rendelkezésre állnak számítógépprogramok: l. Scholten [1991; Brant, Paar, Vretenar [1985].

Példaként bemutatjuk a páratlan-páratlan Sb-atommagokra vonatkozó IBFFM-számításokat a VI. 31. ábrán. A különböző proton-neutron-multiplettek felhasadása a $J(J+1)$ függvényében (J a magspin) nagyon változatos képet mutat, de az elmélet ésszerű leírást ad mindeme változásokra. Az IBF(F)M-modellek keretében tárgyalhatók az atommagok elektromágneses sajátságai is, továbbá az egynukleon-átadási reakciók, a béta-bomlás, az óriásrezonanciák stb.

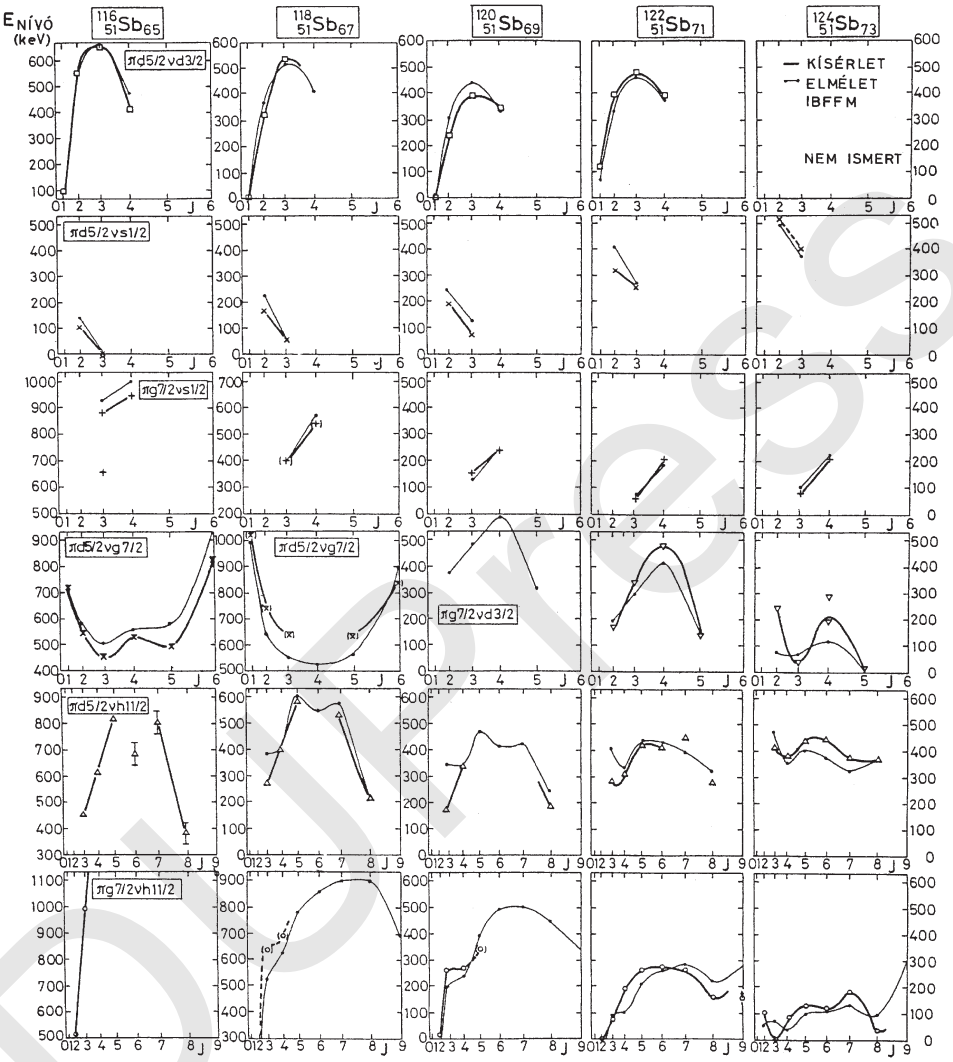
A számítások mutatják, hogy az IBM és IBF(F)M keretében széles magtartományok következetes módon tárgyalhatók, pl. az In–Sb, valamint a Zn–As-tartományok [Fényes 2002]. A modellek lehetőséget nyújtanak nemcsak a Bose–Fermi-szimmetriák tárgyalására (egy atommagon belül), hanem a páros-páros,

EDPress



VI. 30. A. ábra. A pozitív paritású 0_2, 2_1, 2_2, 4_1 és 6_1 nívók (pontok) a páros-páros Ba-izotópokban a neutronszám (N) (és tömegszám A) függvényében. Az adatok forrása: Firestone és mts. [1996]. A folytonos és szaggatott görbék IBM-2 elméleti számításokat mutatnak [Puddu és mts. 1980]. Az U(5), SU(3) és O(6) jelölések arra utalnak, hogy az energiaspektrumok a jelzett dinamikus szimmetriák sok jellemző sajátságát mutatják.
B. ábra. Kísérleti B(E2; $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$) adatok (pontok hibahatárokkal) páros-páros Ba-atommagokra [Raman és mts. 1987]. A folytonos görbe IBM-2 elméleti számításokat jelöl [Puddu és mts. 1980].

DuPress



VI. 31. ábra. A különböző proton (π) – neutron (ν) multiplettek energiafelhasadása a páratlan-páratlan $^{116\text{-}124}$Sb-atommagokban a $J(J+1)$ függvényében, ahol J az állapot spinje. [Az abszcisszán az egyszerűség kedvéért csak a J érték van feltüntetve, de a $J(J+1)$-nek megfelelő helyen.] A multiplettek (bekeretezve) a sorok bal szélén láthatók. A vastag vonalak a kísérleti pontokat kötik össze, a vékonyak az IBFFM elméleti eredményeket. Fényes [2002] alapján.

DUPress

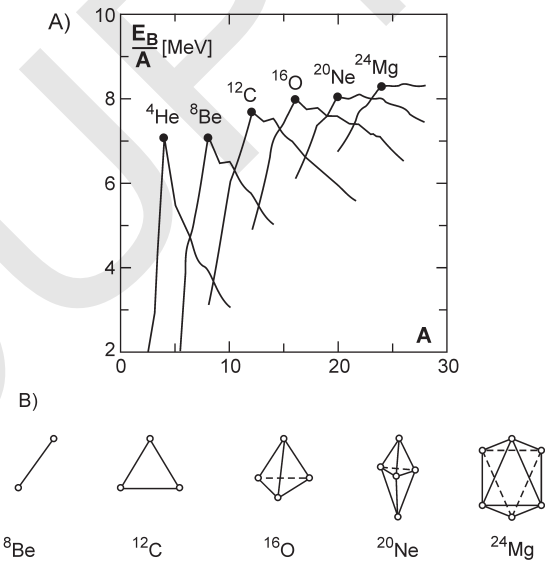
páratlan-*A*-jú és páratlan-páratlan magok között fennálló szuperszimmetriák leírására is.

VI. 7. NUKLEONCSOMÓK AZ ATOMMAGOKBAN

Az atommagok számos sajátsága leghatékonyabban úgy értelmezhető, ha feltesszük, hogy alkatrészei koherens kristályszerű szerkezetbe rendeződnek. Az atommagokban létrejövő nukleoncsomókat a magszerkezeti kutatások kezdetétől folyamatosan vizsgálják.

Az α-részecske nyilvánvalóan kitűnő nukleoncsomó-jelölt, mivel az egy nukleonra eső kötésenergiája kiugróan nagy. L. a VI. 32. A. ábrát. A ^{8}Be-, ^{12}C-, ^{16}O-, ^{20}Ne- és ^{24}Mg-magoknak szintén igen nagy az egy nukleonra eső kötésenergiája, ami α-részecske-alszerkezetre utal.

A Buck és mts. [1975] által bevezetett egyszerű tapasztalati csomó-(cluster) -modellben felteszik, hogy bizonyos atommagok struktúra nélküli törzsből állnak plusz egy α-csomóból (azaz ^{4}He-atommagszerű összetett részecskéből), amik között egyszerű potenciál hat. A modell jól működik az $_{8}O_{8}$-héjlezáródás körül.



VI. 32. A. ábra. Kötésenergia / nukleon (B_B/A) a tömegszám függvényében néhány könnyű atommagra. A vonalak az adott elem izotópjainak adatait kötik össze. A valószínűleg α-részecske csomókból álló magokat kiemelt pontok mutatják.
B. ábra. Az α-részecskékből felépülő kristályszerű szerkezetek néhány könnyű atommagra. Hafstad, Teller [1938], Brink [1967] és Freer [2007] alapján.

DUPress

Pál, Lovas [1980] a ^{40}Ca-tartomány magjainál végzett számításokat, és azt találta, hogy a ^{40}Ca- és ^{44}Ti-magoknál a legalsó rotációs sávok a modellel jól reprodukálhatók. Később a modell alkalmazási területét nagymértékben kiterjesztették a Zn-, Zr- és Pb-tartományokra, az α-bomlásra, a nehézcsomó-bomlásra és a nehéz deformált atommagokra, melyeknek bomlását még nem ismerték. A modell minden vizsgált esetben jól működött [Buck és mts. 1996, 1997, 1998]. Általánosabban fogalmazva, az atommagok viselkedését gyakran a csomószerkezetük alapján lehet legjobban megérteni.

Nukleoncsomók atommagokban való kialakulásának lehetőségére utal a csomó-radioaktivitás észlelése is. Rose és Jones [1984] kísérletileg kimutatta a

$$^{223}_{88}Ra_{135} \rightarrow {}^{209}_{82}Pb_{127} + {}^{14}_{6}C_{8}$$

radioaktivitás tényét. Detektoruk 65 milliárd α-részecskét és 14 ^{14}C-nel kapcsolatos eseményt észlelt. A ^{223}Ra-atommag ^{14}C-radioaktivitásának tényét később több laboratóriumban is sikerült megerősíteni.

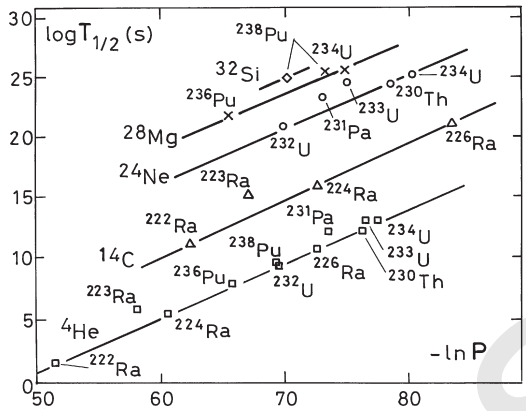
A csomó-radioaktivitás észlelésére kifejlesztett eszközök közül a nyomdetektorok a legérzékenyebbek. A polietilén-tereftalát nyomdetektor csak hat protonnál többet tartalmazó részecskéket regisztrál. Szilárdtest-nyomdetektorokkal Dubnában és Berkeley-ben (egymástól függetlenül) sikerült ^{24}Ne-, majd később ^{28}Mg-kibocsátást is észlelni atommagokból. Tretyakova és mts. [1990] eredményeit a VI. 4. táblázat mutatja. A ^{234}U háromfajta csomóaktivitást mutat: hélium-, neon- és magnézium-atommag-kibocsátást.

Az egyre növekvő csomóbomlási kísérleti adatok lehetővé tették szisztematikus összefüggések felismerését, l. VI. 33. ábrát. Az összefüggések analógiát mutatnak az α-emisszióra vonatkozó Geiger–Nuttall-összefüggéssel (l. később a VII. 16–17. képleteket). Láthatóan a potenciálfal áteresztőképessége játssza a főszerepet a csomóaktivitás különböző formáiban. A folyamatot elősegíti, ha a leánymag kétszer mágikus vagy ahhoz közeli.

VI. 4. táblázat. Nehéz atommagok nukleoncsomó-bomlása [Tretyakova és mts. 1990]

Izotóp	Csomó	Izotóp súlya (mg)	Exponálási idő (nap)	$N_{csomó}$	$(\lambda_{csomó}/\lambda_{\alpha})$ $\times 10^{-12}$	$T_{1/2,csomó}$ * (év)
^{230}Th	^{24}Ne	210	64	165	0,56	$1{,}3\times10^{17}$
^{231}Pa	^{24}Ne	7÷10	138	252	3,8	$8{,}6\times10^{15}$
^{233}U	^{24,25}Ne	75	28	16	0,75	$2{,}2\times10^{17}$
^{234}U	^{24,26}Ne	11,5÷18,5	233÷420	7÷24	0,39	$6{,}3\times10^{17}$
	^{28}Mg			3÷13	0,23	$1{,}1\times10^{18}$

* Parciális felezési idő a csomóbomlásra.



VI. 33. ábra. A ^{4}He-, ^{14}C-, ^{24}Ne-, ^{28}Mg- és ^{32}Si-emisszió parciális felezési idejének ($T_{1/2}$) függése a Coulomb-fal áteresztőképességétől (P). (A log tízes alapú, ln e-ed alapú logaritmust jelöl.) Mikheev, Tretyakova [1990] alapján.

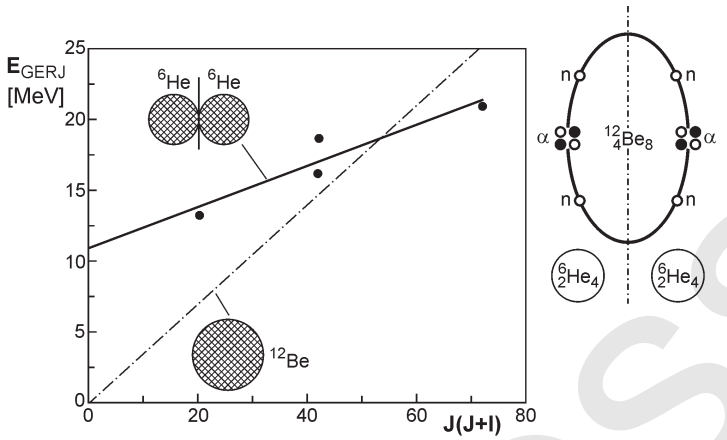
A csomóaktivitás további vizsgálata remélhetőleg hozzájárul a spontán radioaktivitási bomlások (α, csomó, hasadás) kölcsönös kapcsolatának felderítéséhez és a kétcentrumú héjmodell jóslatainak ellenőrzéséhez.

Egyes magok szerkezete, pl. a $^{9}Be_5$-é α-n-α molekulakonfigurációban válik érthetővé. A $^{8}Be_4$-atommag nem stabil, ha a ^{9}Be-ból elveszünk egy neutront, a maradék mag két α-részecskére bomlik. A helyzet hasonlít a H_2^+-molekuláéra. Ha elvesszük az elektront, a rendszer két különálló protonra bomlik.

Nukleáris molekulaszerkezetet észleltek a $^{12}Be_8$-nél is. A GANIL csatolt ciklotron rendszerén ^{12}Be másodlagos nyalábot állítottak elő $^{18}O + {}^{9}Be \rightarrow {}^{12}Be + \ldots$ reakcióval. A ^{12}Be-nyalábot – a spektrométerben való tisztítás után – ^{12}C-céltárgyra ejtették, ahol a ^{12}Be rugalmatlan szórásban gerjesztődött. Vizsgálták a ^{12}Be felhasadását a ^{6}He + ^{6}He, ill. ^{4}He + ^{8}He-ra. A mérések szerint a felhasadás 10–25 MeV gerjesztési energiaintervallumban történik rotációs állapotokból, ahol az impulzusnyomaték 4–8 $\hbar$ között van. A kísérleti eredményekből levezetett tehetetlenségi nyomaték arra utal, hogy a csomóbomlás α-4n-α konfigurációjú molekuláris ^{12}Be-állapotból történik. L. VI. 34. ábrát.

Számos kísérlet egyértelműen mutatja, hogy a könnyű nehézion-ütközésekben rezonanciák lépnek fel, pl. a $^{12}C + {}^{12}C$, $^{14}C + {}^{14}C$, $^{16}O + {}^{16}O$, $^{24}Mg + {}^{24}Mg$, $^{28}Si + {}^{28}Si$, $^{12}C + {}^{12}C \rightarrow {}^{24}Mg$, $^{12}C + {}^{16}O \rightarrow {}^{28}Si$ és $^{24}Mg + {}^{24}Mg \rightarrow {}^{48}Cr$ reakciókban.

Erős rezonanciajelenséget észleltek olyan atommagoknál, amelyekben α-csomók lehetnek (^{12}C, ^{14}C, ^{16}O stb.). Mindez magmolekuláris állapotok felléptére utal [Haas, Courtin 2005].



VI. 34. ábra. A ^{12}Be gerjesztési energiája a $J(J+1)$ függvényében, ahol J a rotáló rendszer impulzusnyomatéka. A kísérleti adatokat $^{12}\text{Be} \rightarrow {}^{6}\text{He} + {}^{6}\text{He}$ felhasadásra számolt tehetetlenségi nyomatékkal lehet leírni (folytonos vonal). A ^{12}Be alapállapoti sávjából extrapolált energiák (pont-vonásos egyenes) eltérnek a kísérleti adatoktól. Freer és mts. [1999] alapján.

Az atommagok csomószerkezetének részletes tárgyalását l. Freer [2007] összefoglaló közleményében.

Végül érdemes megemlíteni, hogy a nukleonok csomósodásával kapcsolatos jelenségeket is lehet algebrai modellek keretében tárgyalni. Ezekben a leírásokban a szimmetriák szerepe sokkal inkább szembeszökő, mint a differenciálegyenletekre alapozott tárgyalásban. A csoportelméleti nyelvet használó csomómodell, a félmikroszkopikus algebrai klasztermodell (Cseh, Lévai [1994]) is tartalmaz dinamikai szimmetriákat, mint az IBM. Ilyen szimmetriák fennállása esetén az energiasajátérték problémája analitikusan, zárt képlet formájában megoldható, ezért ezek a szimmetriák nagyon könnyen alkalmazhatók a kísérleti adatokban rejlő szimmetriák feltárására [Lévai és mts. 1992; Cseh és mts. 1993; Lévai, Cseh 1996; Lepine-Szili és mts. 1999]. Az alapvető kollektív módusok közötti fázisátmenet a csomósodás kapcsán is tetten érhető, de itt nem kvadrupólus, hanem dipólus mozgásról van szó. A rezgési és forgási fázis között észlelhető fázisátmenet [Yepez-Martinez és mts. 2006].

A héj-, kollektív és csomómodellek egymáshoz való viszonyát szimmetriák segítségével vizsgálja Cseh és Darai [2006] munkája. Az elvi érdekességen túl ezek a megfontolások alkalmazhatók napjaink magkutatásának konkrét problémáira is. Pl. hogy az egzotikusan megnyúlt magalak miként függ össze az ugyancsak egzotikus nukleoncsomók kialakulásával [Cseh és mts. 2004, Algora és mts. 2006].

VI. 8. AZ ATOMMAGOK SZERKEZETE: AHOGY MA LÁTJUK

VI. 8. 1. Effektív kölcsönhatások

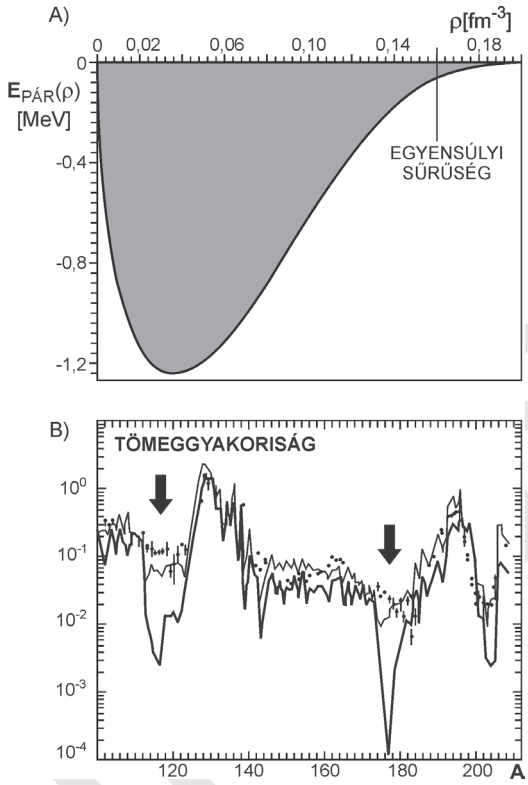
Manapság már általánosan elfogadott, hogy az erős kölcsönhatás alapvető elmélete a kvantumszíndinamika (quantum chromodynamics, QCD), amit a II. kötetben tárgyalunk részletesen [Fényes 2007, VII. fejezet]. Kis (≤ 0,1 fm) távolságoknál a kvark-gluon-kölcsönhatásnak van egy perturbatív elmélete, ami lehetővé teszi, hogy fizikailag mérhető mennyiségeket az erős kölcsönhatás csatolási erősségének függvényében kiszámítsunk (hatáskeresztmetszet, bomlásállandó, szerkezetfüggvény stb.). Nagyobb távolságoknál azonban a helyzet erősen elbonyolódik, a nukleon–nukleon-kölcsönhatás és a magfizika szerteágazó jelenségei ma még nem értelmezhetők kvark-gluon-kölcsönhatás alapján. Vannak viszont effektív térelméletek – mezontérelmélet (III. 6. alfejezet és [Burgess 2007]), királis perturbációs elmélet [Bernard, Meissner 2007] –, amelyek nukleon-mezon-szabadsági fokokkal operálva sorfejtéses perturbatív eljárással sikerrel értelmezik az alacsony energiájú magfizikai jelenségek széles körét. Ezzel összhangban van Alexa és mts. [1999] eredménye, akik nagy energiájú elektronok szóródását vizsgálták deuteronon és arra a következtetésre jutottak, hogy a hadron alapú modellek alkalmasak a deuteron leírására a ≥ 0,5 fm tartományban.

Az effektív kölcsönhatásokat a nukleon–nukleon-kölcsönhatásokhoz, ill. a stabilitási sáv közelében lévő atommagok sajátságaihoz illesztették. Több jel mutat azonban arra, hogy távol a stabilitási sávtól az effektív kölcsönhatás módosulhat.

A VI. 35. A. ábrán a párenergia-sűrűség/nukleon [$E_{pár}(\rho)$] látható a nukleonsűrűség (ρ) függvényében. Az eredményt a BCS kvázirészecskés elmélet rés- (gap-) -egyenletének (l. pl. Fényes [2002, VI. 44. képlet]) önkonzisztens megoldásával nyerték úgy, hogy a Bonn *NN*-potenciál szingulett-páros részét (l. II. 6. alfejezet) vették figyelembe. Az ábrán látható, hogy a párenergia maximuma a telítési sűrűség ~1/4-énél várható. Ez azt jelenti, hogy a párenergia kisebb nukleonsűrűségeknél (pl. halo nukleonoknál, neutronbőrnél, l. X. 2. 3. pontban) egyre nagyobb, jelentősebb lesz.

A VI. 35. B. ábrán az elemfelépülés tömeggyakoriságai vannak feltüntetve a tömegszám függvényében. Az elméleti számításokat gyors neutronbefogási reakciókra alapozták (*r*-folyamat, l. IX. 5. 8. pontban). Látható, hogy kisebb spinpálya-kölcsönhatást tételezve fel a stabilitási sávtól távol, sokkal jobb egyezés érhető el a kísérlet és elmélet között.

DUPrint



VI. 35. A. ábra. A párenergia-sűrűség / nukleon [$E_{pár}(\rho)$] a nukleonsűrűség (ρ) függvényében; önkonzisztens BCS-kvázirészecske-számítás alapján. Látható, hogy a párenergia erősen növekszik, amint az egyensúlyi nukleonsűrűségből kiindulva a kisebb sűrűségek irányába haladunk. (Harakeh és mts. szerk. [2004] alapján.)

B. ábra. Az elemfelépülés tömeggyakoriságai a tömegszám (*A*) függvényében. Kísérleti értékek (pontok hibákkal) összevetve két elméleti, gyors neutronbefogásra alapozott számítás (görbék) eredményével. A kísérleti és elméleti eredmények között sokkal jobb egyezés érhető el, ha a stabilitási sávtól távol kisebb spin-pálya-kölcsönhatást tételezünk fel (l. vékonyabb görbét). Pfeiffer [1997] alapján.

VI. 8. 2. Kevés nukleonból álló rendszerek

Az utóbbi időben lényeges előrehaladás történt a kevés nukleonból álló atommagok mikroszkopikus leírásában. Ezekben realisztikus *NN*-, ill. *NNN*-kölcsönhatásból kiindulva sikerült a $3 \leq A \leq 8$ atommagok számos sajátságát (alap és gerjesztett állapotok energiáit, sugarakat, elekromágneses nyomatékokat, spektroszkópiai faktorokat stb.) a kísérletekkel egyező módon reprodukálni. A számításoknak három nagyobb csoportja alakult ki, nevezetesen a

– variációs (VMC), ill. ennek továbbfejlesztett változata, a Green-függvényes Monte-Carlo (GFMC),

– nagy bázisú, törzs nélküli héjmodell (**l**arge **b**asis **n**o **c**ore **s**hell **m**odel, LBNCSM) és

– a csatolt csomók (**c**oupled **c**lusters, CC) számítási módszerek.

Ez utóbbiakkal akár a ^{16}O vagy nehezebb atommagok is tanulmányozhatók.

A számítások általában igen nagy számítógép-kapacitásokat kívánnak, így csak az utóbbi két évtizedben váltak igazán jelentőssé.

Variációs és Green-függvényes Monte-Carlo-számítások

A Monte-Carlo statisztikus próba módszer több mint fél évszázada ismert és a fizika számos területén alkalmazták. Egy egyszerű példa az alkalmazásra: meghatározandó egy szabálytalan alakú test térfogata. Legyen a test egy egységnyi térfogatú kockában. Véletlenszerűen kiválasztunk a kockában N pontot, amelyből N_x esik a vizsgálandó testbe. Ha elegendően nagyszámú véletlen pontot jelöltünk meg, N_x/N adja a keresett térfogat várható értékét.

Az eljárás kvantumrendszerekre is alkalmazható. Ha pl. néhány nukleonból álló rendszer alapállapoti energiáját keressük, kiindulhatunk egy $\Psi\{\alpha\}$ próbahullámfüggvényből, ahol $\{\alpha\}$ azon variációs paramétereket jelöli, amelyeket optimalizálni kell. A Hamilton-operátor várható értéke próbahullámfüggvénnyel becslést ad az alapállapot energiájára:

$$E\{\alpha\} = \frac{\langle \Psi | H | \Psi \rangle}{\langle \Psi \mid \Psi \rangle},$$

ahol $E\{\alpha\}$ nagyobb, mint a valódi alapállapoti energia, E_o. Ha $E\{\alpha\}$-t minimalizáljuk minden egyes paraméterre, közelítést kapunk mind E_o-ra, mind az alapállapoti hullámfüggvényre.

A könnyű atommagok alapállapotait a Green-függvényes Monte-Carlo-módszerrel is lehet vizsgálni, ami hasonló az említett variációs technikához, annak továbbfejlesztett változata.

A módszerek részletes leírása megtalálható Carlson, Wiringa [1991], Pudliner és mts. [1997], Pieper és mts. [2001] közleményeiben.

Pieper és mts. a Hamilton-operátort a következő alakban vették fel:

$$H = \sum_i \frac{-\hbar^2}{2m_i} \nabla_i^2 + \sum_{i<j} v_{ij} + \sum_{i<j<k} V_{ijk},$$

DUPress

ami a kinetikus, valamint a két- és háromnukleon-kölcsönhatási energiákat tartalmazza. A v_{ij} értékek három tagból tevődnek össze:

$$v_{ij} = v_{ij}^{\pi} + v_{ij}^{R} + v_{ij}^{\gamma},$$

ahol v_{ij}^{π} az egypioncsere-potenciál rövid távon való levágással, v_{ij}^{R} az összes többi erős, v_{ij}^{γ} az elektromágneses kölcsönhatási tagok. A v_{ij} értékekben a két nukleon közötti távolságtól függő rész leválasztható:

$$v_{ij} = \sum_{p} v_p(r_{ij}) O_{ij}^{p},$$

ahol az O_{ij}^{p}-k operátorok, p 1-től 18-ig terjed. Az operátorok realisztikus nukleon–nukleon-kölcsönhatásokat tartalmaznak, amelyek illeszkednek az *NN*-szórási és deuteronadatokhoz (l. III. 5–6. alfejezeteket). A jelen esetben az Argonne v_{18} kétnukleon-potenciált használták, ennél az első 14 potenciál a következő általános alakba írható:

$$O_{ij}^{p} = \left[1, \sigma_i \cdot \sigma_j, S_{ij}, \vec{L} \cdot \vec{S}, L^2, L^2 \sigma_i \cdot \sigma_j, \left(\vec{L} \cdot \vec{S}\right)^2\right] \otimes \left(1, \tau_i \cdot \tau_j\right).$$

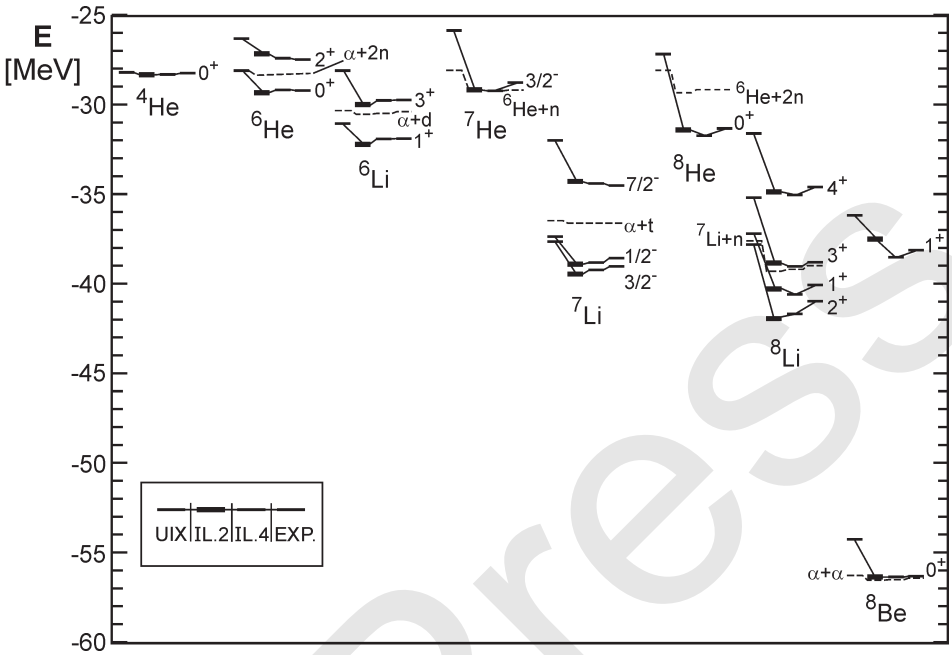
A maradék operátorokban az erős kölcsönhatásnál izospin-sértő tagokat is figyelembe kellett venni a kísérleti adatok reprodukálása érdekében. Erre szükség volt azon túlmenően is, hogy a v^{γ} elektromágneses kölcsönhatásnál eleve jelen vannak izospin-sértő tagok. Az erős kölcsönhatásnál fellépő töltésszimmetria-sérülésnek az az oka, hogy a fel (u) és le (d) kvarkok tömege különböző és kvark-elektromágneses effektusok is fellépnek (l. Miller és mts. [2006]).

A kölcsönhatások erősen függnek az állapotok konfigurációitól. A háromtest-probléma kezelésére sok tízezer lehetséges konfigurációt figyelembe kell venni.

A könnyű magokra nyert kísérleti és elméleti eredmények összevetése a VI. 36. ábrán látható. Az elméleti értékeknél a kétnukleon-kölcsönhatásra az Argonne v_{18} (AV18), a háromtest-kölcsönhatásnál az Urbana IX- (UIX), ill. az ILLIONIS- (IL2 és IL4) -modelleket használták.

Az eredmények mutatják, hogy az összes vizsgált állapot energiája a $3 \leq A \leq 8$ tartományban $\leq 1\%$-os gyök-közép-négyzet hibával reprodukálható a GFMC-számítással.

A háromnukleon-kölcsönhatás (V_{ijk}) jelentős hozzájárulást ad a kötésenergiákhoz, ami főleg annak tudható be, hogy erős ellentétes hatás érvényesül a kinetikus (K) és kétnukleon- (v_{ij}) -kölcsönhatási energiákban, l. VI. 5. táblázatot. Ha a v_{ij} potenciális energiához viszonyítunk, az AV18/IL2 V_{ijk} értéke ^{3}H-re 2,5%, a ^{4}He-ra 6,1%, a ^{8}He-ra 7,5%. Ugyanakkor a számítások nem utalnak arra, hogy négytest-kölcsönhatást is figyelembe kellene venni (a kötésenergiák 1%-os szintjén).



VI. 36. ábra. Kísérleti (izotóponként jobb szélen) és három különböző potenciállal számolt elméleti GFMC-energiák (E) néhány könnyű atommag alap és keskeny szélességű gerjesztett állapotaira. A számításokat Pieper és mts. [2001] AV18/UIX, AV18/IL2, ill. AV18/IL4 Hamilton-operátorokkal végezték. A szaggatott vonalak a küszöbenergiákat mutatják a jelzett felhasadásokra.

VI. 5. táblázat. A kéttest-potenciál alapállapoti várható értéke (v_{ij}), a K kinetikus energiával növelt várható érték ($K + v_{ij}$), a teljes háromnukleon potenciális energia (V_{ijk}), valamint a töltés gyök-közép-négyzet sugár ($\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ pontszerű proton közelítésben) néhány könnyű atommagra Green-függvényes Monte-Carlo-számítás alapján. A számításokhoz Pieper és mts. [2001] az AV18/IL2 Hamilton-operátort használták.

	v_{ij} [MeV]	$K+v_{ij}$ [MeV]	V_{ijk} [MeV]	$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ [fm] Elm.	Kís.
^{3}H	– 58,6(2)	– 6,97(1)	– 1,46(1)	1,59(0)	1,60
^{3}He	– 56,7(2)	– 6,27(1)	– 1,41(1)	1,76(0)	1,77
^{4}He	– 136,4(5)	– 19,99(8)	– 8,38(7)	1,45(0)	1,47
^{6}He	– 171(2)	– 17,9(3)	– 11,5(3)	1,91(1)	
^{6}Li	– 187(2)	– 21,2(3)	– 11,1(3)	2,39(1)	2,43
^{7}Li	– 232(3)	– 25,1(5)	– 14,5(4)	2,25(1)	2,27
^{8}Li	– 278(2)	– 21,6(4)	– 20,6(4)	2,09(1)	

A v_{ij} és $K + v_{ij}$ értékekből látható, hogy a nukleon–nukleon-potenciális energia és a kinetikus energia között erőteljes ellentétes hatás érvényesül.

DJPress

Jó egyezés van a kísérlet és elmélet között a könnyű atommagok töltéssugarában és a töltés-alakfaktorokban is. A mezoncsere-áramoknak igen fontos szerepe van a helyes töltés-alakfaktorok kialakításában.

Az elméletből számíthatók elektromágneses nyomatékok is. Pl. a ^{7}Li-nál a számított elektromos kvadrupólnyomaték $Q = -3{,}6(1)$ fm^2, ami közel van a $-4{,}06$ fm^2 kísérleti értékhez. A spin-pálya-felhasadásra a ^{7}Li $1/2^- - 3/2^-$ ($L = 1$, $S = ½$) állapotainál 0,6(3) MeV adódott, a kísérleti érték 0,47 MeV.

Lapikás és mts. [1999] variációs Monte-Carlo- (VMC) -módszerrel számították a ^{7}Li(*e,e'p*) reakció spektroszkópiai faktorát a ^{6}He 0^+ és 2^+ állapotaira. A kísérleti és elméleti értékek kitűnő egyezésben vannak, ami a realisztikus kölcsönhatásokkal végzett számítás sikerét bizonyítja.

*

Összefoglalóan megállapíthatjuk, hogy a VMC és GFMC kezdetektől realisztikus kölcsönhatásokkal végzett számítások a $3 \le A \le 8$ atommagok számos sajátságát sikeresen leírják és igen értékes információt szolgáltatnak pl. a háromnukleon-kölcsönhatás erősségére és az erős kölcsönhatás izospin-sértő jellegére. A számítások közvetlenül reprodukálják a vizsgált atommagok héjszerkezetét.

A számítások jelentősége azonban messze túlnő az említetteken, mivel a módszerek alkalmazhatók hadronokra, egzotikus 4 – 6 kvarkállapotokra, hipermagokra is. Ezeknél a módszer hasonló, csak a bázisállapotok és persze a kölcsönhatások különbözők.

Nagy bázisú, törzs nélküli héjmodell- (LBNCSM-) és csatolt csomók- (CC-) -számítások

Az $A \ge 8$ atommagok kezdetektől való számításában sikereket értek el a nagy bázisú, törzs nélküli héjmodell-módszerek. Navratil és mts. [2000] pl. realisztikus CN-, Bonn és Argonne V8' nukleon–nukleon- (*NN*-) -potenciálokból kiindulóan levezettek kétcsomó-kölcsönhatásokat, majd a ^{12}C-atommagra számították a kötésenergiát, gerjesztési spektrumot, sugarakat, elektromos átmeneteket és töltés-alakfaktort. A számításokat harmonikusoszcillátor-alapon végezték. A csomó- (cluster) -közelítésből következően az eredmények a harmonikusoszcillátor-frekvencia és a modelltér-méret függvényében adódnak, de a modelltér növekedésével a módszer közelít az egzakt megoldáshoz és függetlenné válik a harmonikus oszcillátor frekvenciájától. A kísérlet és elmélet közötti egyezés szá-

mos megfigyelhető mennyiségre kedvező, míg másoknál nagyobb modelltereket és/vagy háromtest-erőket kellene figyelembe venni.

„Csatolt csomók"-módszert alkalmaztak zárt és közel zárt héjú magokra Bishop és mts. [1990], Heisenberg és Mihaila [1999], továbbá Wloch [2005] is.

A könnyű ($A > 8$) magok szerkezeti sajátságaira lényeges hatást gyakorolnak a csomóképződések. A hármas csomószerkezetek a háromtest-problémát megoldó Fagyejev-technikával is vizsgálhatók.

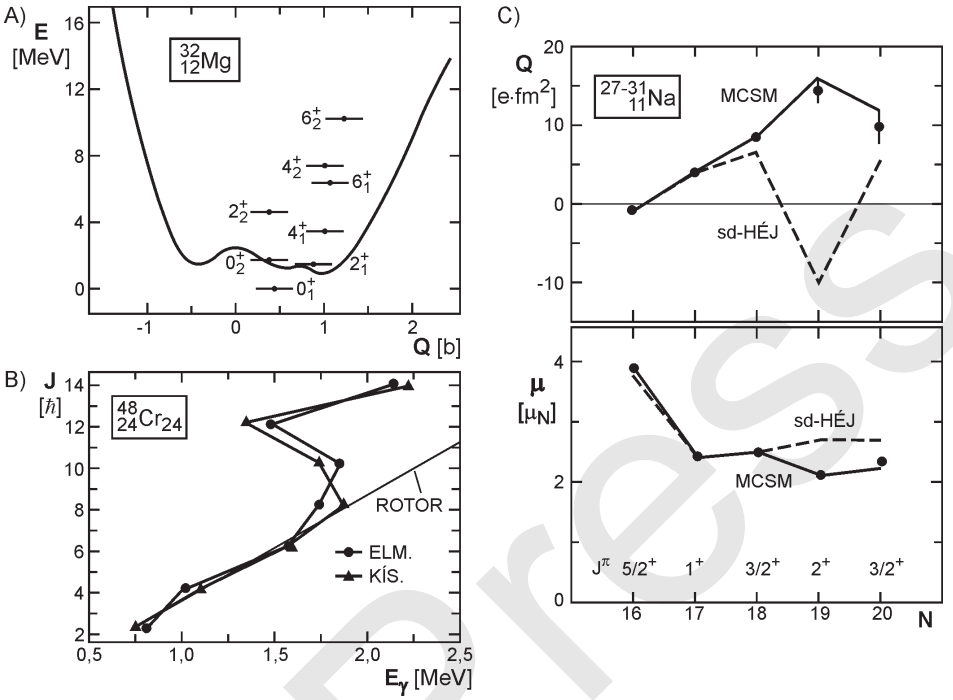
Mindazonáltal jelen generációs számítások realisztikus kölcsönhatásokkal csak a legkönnyebb rendszerekre ($A < 12 – 16$) végezhetők számítógép-kapacitási korlátok miatt.

VI. 8. 3. Nehezebb atommagok: középtér- (önkonzisztens) -számítások

Mint azt a VI. 2. 2. pontban említettük, Hartree, ill. Fock (HF) kidolgozott egy módszert, amelynek segítségével az atommag átlagpotenciálja kiszámítható önkonzisztens módon, realisztikus nukleon–nukleon-kölcsönhatásból kiindulva. Amennyiben bevezetjük a kvázirészecskés közelítést, Hartree–Fock–Bogoljubov-módszerről beszélünk.

Annak érdekében, hogy a kis távolságoknál fellépő *NN*-taszítást, valamint a kötésenergiákat helyesen leírják, kifejlesztették a sűrűségfüggő HF-módszert, ami helyi sűrűségközelítésen alapul. Ebben effektív kölcsönhatást használnak (a csupasz *NN*-kölcsönhatás helyett), ami a maganyag jelenléte miatt válik szükségessé. Az effektív kölcsönhatás a gyakorlatban zéró, ill. véges hatótávolságú erőket, sebességfüggő Skyrme-erőket és nem túl sok paramétert tartalmaz. Ezeket rendszerint illesztik a mágikus magokhoz és a maganyag sajátságaihoz. A számításokból kiadódik az atommag egyensúlyi alakja és az optimális átlagtér. A véletlenfázis-közelítésben (random phase approximation, l. Fényes [2002, VII. 3. alfejezet]) önkonzisztens módon információ nyerhető az alacsonyan fekvő kollektív állapotokról is. A módszer nagyon sikeresnek bizonyult az atommagok alapvető sajátságainak leírásában. A módszer alkalmazására egy példa látható a VI. 37. A. ábrán.

A proton–neutron-kölcsönhatás uralkodó szerepet tölt be az effektív kölcsönhatásban, így a proton-, ill. neutronsűrűségek alapvető szerepet játszanak az atommagok stabilitásában. Önkonzisztens módszerek alkalmazhatók távol a stabilitási sávtól is, ahol a ρ_n / ρ_p sűrűségarányok mások. Erre a X. 2. 3–4. pontokban még visszatérünk.



VI. 37. A. ábra. A ^{32}Mg kvadrupól-deformációs energiája (E) a kvadrupólnyomaték (Q) függvényében. Az önkonzisztens átlagtérszámítással nyert eredményt a görbe mutatja. A 0_1^+ állapot az energiaskála vonatkoztatási pontja.

B. ábra. A ^{48}Cr impulzusnyomatéka (J) az E_γ függvényében. Az elméleti eredményt héjmodell-számítással nyerték. Figyelemre méltó, hogy kollektív rotációs állapotokat héjmodellszámítással sikerült leírni.

Az A. és B. ábrák Harakeh és mts. eds. [2004] alapján.

C. ábra. A $^{27\text{-}31}$Na-izotópok elektromos kvadrupól- (Q) és mágneses dipól- (μ) -nyomatékai a neutronszám (N) függvényében. A pontok (hibákkal) kísérleti értékek, a görbék Monte-Carlo-héjmodell (MCSM) -számítások eredményei. Neyens [2004] alapján.

Kifejlesztettek relativisztikus átlagtér-módszereket is, amelyek tapasztalati Lagrange-operátorokon alapulnak (l. a jelen könyv II. kötetében [Fényes 2007, III. 4. alfejezet]). Ámbár a magfizika számos jelensége sikerrel tárgyalható nemrelativisztikus közelítésben, a relativisztikus Dirac-egyenletből kiinduló leírás elmélyítheti ismereteinket és kapcsolatot építhet ki az alapvetőbb kvantumszíndinamikai tárgyalás irányába.

DUPress

VI. 8. 4. Nagyléptékű héjmodell-számítások

A többrészecskés héjmodell tárgyalásánál (VI. 2. 3. pont) láttuk, hogy a maradék-kölcsönhatás általában kis hozzájárulást ad az átlagtérhez, ezért széles magtartományokban perturbációs eljárás alkalmazható. A legegyszerűbb tartomány az *s*-héj (VI. 4. ábra), amit a *p*-héj ($2 < Z, N \leq 8$), ill *sd*-héj ($8 < Z, N \leq 20$) követ. Az effektív kölcsönhatásokat az egyes tartományokra külön optimalizálják és korszerű számítógépes programokkal kitűnő leírást érnek el a magsajátságokra.

Az utóbbi évtizedekben a teljes *fp*-héj ($20 < Z, N \leq 40$) is tárgyalhatóvá vált ilyen módon. Példaként a VI. 37. B. ábrán láthatjuk a ^{48}Cr-ra vonatkozó számítás eredményét. A jellemzően kollektív rotációs állapotokat – sőt a visszahajlás jelenségét is (VI. 5. 2. pont) – sikerült héjmodell-számításokkal reprodukálni.

Jelenleg új módszerek kifejlesztése is folyamatban van nagyléptékű héjmodell-számítások elvégzésére. Egy ilyen eljárás a *héjmodell konfigurációs terének csonkítása Monte-Carlo-módszerrel* (MCSM) A VI. 37. C. ábra a $^{27\text{-}31}Na_{16\text{-}20}$-izotópok elektromágneses nyomatékait mutatja. A Monte-Carlo-héjmodellszámítások arra az érdekes eredményre vezettek, hogy a $^{30,\,31}Na_{19,\,20}$-ban az alapállapot konfigurációja főleg 2 részecske – 2 lyuk intruder jellegű a *pf*-héj közelsége miatt. (L. a X. 19. C. ábrát is a $^{32}Mg_{20}$ és $^{30}Ne_{20}$-ra.) Az MCSM-számítás sokkal jobb egyezésben van a kísérleti adatokkal, mint a pusztán *sd*-héjra alapozott.

DUPress

IRODALOM A VI. FEJEZETHEZ

Összefoglaló munkák

Bernard, V., Meissner, Ulf-G. 2007: *Chiral perturbation theory, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 57, 33.

Blatt, J. M., Weisskopf, V. F. 1952: *Theoretical nuclear physics* (Wiley, New York).

Bohr, A., Mottelson, B. R. 1969: *Nuclear structure,* vol. 1 (Benjamin, New York).

–. 1974: *Nuclear structure,* vol. 2 (Benjamin, New York) vols. 1 and 2 reprinted in 1998 (World Sci., Singapore).

Brussaard, P. J., Glaudemans, P. W. M. 1977: *Shell-model applications in nuclear spectroscopy* (North-Holland, Amsterdam).

Burgess, C. P. 2007: *An introduction to effective field theory, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 57, 329.

Casten, R. F. 2002: *Nuclear structure from a simple perspective* (Oxford Univ., Oxford).

Eisenberg, J., Greiner, W. 1970: *Nuclear theory,* vols. 1, 2 (North-Holland, Amsterdam).

–. 1972: *Nuclear theory,* vol. 3 (North-Holland, Amsterdam).

Ejiri, H., De Voigt, M. J. A. 1989: *Gamma-ray and electron spectroscopy in nuclear physics* (Clarendon, Oxford).

Fényes T. 2002: *Structure of atomic nuclei* (Akadémiai Kiadó, Budapest).

Fényes T. 2007: *Részecskék és kölcsönhatásaik* (Kossuth Egyetemi Kiadó, Debrecen). A jelen könyv 2. kötete.

Harakeh, M. et al. eds. 2004: *NuPECC Long range plan 2004: Perspectives for nuclear physics research in Europe in the coming decade and beyond* (ESF, NuPECC Report).

Heyde, K. L. G. 1990: *The nuclear shell model* (Springer, Berlin).

Heyde, K. 1999: *Basic ideas and concepts in nuclear physics,* 2nd ed. (Inst. of Phys., Bristol).

Krane, K. S. 1988: *Introductory nuclear physics* (Wiley, New York).

Lawson, R. D. 1980: *Theory of the nuclear shell model* (Clarendon, Oxford).

Mandl, F. 1992: *Quantum mechanics* (Wiley, Chichester).

Morinaga, H., Yamazaki, T. 1976: *In-beam gamma-ray spectroscopy* (North-Holland, Amsterdam).

Nagy K. 2000: *Kvantummechanika* (Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest).

Nilsson, S. G., Ragnarsson, I. 1995: *Shapes and shells in nuclear structure* (Cambridge Univ. Press, Cambridge).

DUPress

Ring, P., Schuck, P. 1980: *The nuclear many-body problem* (Springer, Berlin).
Schiff, L. I. 1968: *Quantum mechanics,* 3rd ed. (Mc Graw-Hill, New York).
Suzuki, Y., Lovas R. G., Yabana, K., Varga K. 2003: *Structure and reactions of light exotic nuclei* (Taylor and Francis, London).
Szolovjev, V. G. 1981: *Tyeorija atomnogo jadra. Jagyernyije modeli* (Energoizdat, Moszkva).
Talmi, I. 1993: *Simple models of complex nuclei. The shell model and interacting boson model* (Harwood, Chur, Switzerland).
Wohlrab, S. 1960: *in Lehrbuch der Kernphysik,* vol. 2, ed. Hertz G. (Teubner, Leipzig).

Hivatkozások

Alaga, G., Alder, K., Bohr, A., Mottelson, B. R. 1955: *Dan. Mat. Fys. Medd.* 29, No 9.
Alaga, G. 1969: *Proc Int. school of physics „Enrico Fermi" course XL,* Varenna, 1967 (Acad. Press, New York) 28.
Alexa, L. C. et al. 1999: *Phys. Rev. Lett.* 82, No. 7, 1374.
Algora A., Cseh J., Darai J., Hess, P. O. 2006: *Phys. Lett.* B 639, 451.
Allaart, K., Boeker, E., Bonsignori, G., Savoia, M., Gamhir, Y. K. 1988: *Phys. Reports* (Rev. Sect. of Phys. Lett.) 169, 209.
Andrejtscheff, W., Schilling, K. D., Manfrass, P. 1975: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 16, 515.
Aprahamian, A. 1986: *Proc. Conf. on nuclear structure, reactions and symmeries,* Dubrovnik, 1986, ed. Meyer, R. A., Paar, V. (World Sci., Singapore) 671.
Arima, A., Iachello, F. 1975: *Phys. Rev. Lett.* 35, 157, 1069.
Audi, G., Wapstra, A. H. 1993: *Nucl. Phys.* A 565, 1, 66.
Band, I. M., Trzhaskovskaya, M. B., Listengarten, M. A. 1976: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 18, 433.
Band, I. M., Trzhaskovskaya, M. B., Nestor, C. W. Jr., Tikkanen, P. O., Raman, S. 2002: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 81,1.
Bardeen, J., Cooper, L. N., Schrieffer, J. R. 1957: *Phys. Rev.* 108, 1175.
Bayman, B. F., Lande, A. 1966: *Nucl. Phys.* 77, 1.
Belyaev, S. T. 1959: *Dan. Mat. Fys. Medd.* 31, No 11.
Bengtsson, T., Ragnarsson, I. 1985: *Nucl. Phys.* A 436, 14.
Berlovics, E. E., Vaszilenko, Sz. Sz., Novikov, Ju. N. 1972: *Vremena zsiznyi vozbuzsgyennih szosztojanyij atomnih jagyer* (Nauka, Leningrad).

DUPress

Bertschy, M., Drissi, S., Garrett, P. E., Jolie, J., Kern, J., Mannanal, S. J., Vorlet, J. P., Warr, N. 1995: *Phys. Rev.* C 51, 103, erratum: *Phys. Rev.* C 52, 1148.
Bethe, H. A. 1936: *Phys. Rev.* 50, 332.
–. 1937: *Rev. Mod. Phys.* 9, 69.
Bethe, H. A., Bacher, R. F. 1936: *Rev. Mod. Phys.* 8, 82.
Bishop, R. F. et al. 1990: *Phys. Rev.* C 42, 1341.
Bogoliubov, N. N. 1958: *Nuovo Cimento* 7, 794.
Bohr, A. 1952: *Dan. Math. Fys. Medd.* 26, No 14.
Bohr, A., Mottelson, B. R. 1953: *Dan. Math. Fys. Medd.* 27, No 16.
Bohr, A., Mottelson, B. R., Pines D. 1958: *Phys. Rev.* 110, 936.
Bohr, A., Mottelson, B. R. 1981: *Physica Scripta* 24, 71.
Bolsterli, M., Fiset, E. O., Nix, J. R., Norton, J. L. 1972: *Phys. Rev.* C 5, 1050.
Bonatsos, D. 1988: *Interacting boson models of nuclear structure* (Clarendon, Oxford).
Brant, S., Paar, V., Vretenar, D. 1985: *Computer codes TQM, PTQM, OTQM, IKP Jülich,* unpublished.
Brink, D. M., De Toledo Piza, A. F. R., Kerman, A. K. 1965: *Phys. Lett.* 19, 413.
Brink, D. M. 1967: *Nucl. Phys.* A 91, 1.
Brown, B. A., Wildenthal, B. H., 1988: *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 38, 29.
Buck, B., Dover, C. B., Vary, J. P. 1975: *Phys. Rev.* C 11, 1803.
Buck, B., Merchant, A. C., Perez, S. M. 1996: *Phys. Rev. Lett.* 76, 380.
–. 1997: *Nucl. Phys.* A 617, 195.
–. 1998: Phys. Rev. C 58, 2049.
Carlson, J. A., Wiringa, R. B. 1991: in *Computational nuclear physics* 1, eds. Langanke, K. et al. (Springer-Verlag, Berlin).
Casten, R. F., Lipas, P. O., Warner, D. D., Otsuka, T., Heyde, K., Draayer, J. P. 1993: *Algebraic approaches to nuclear structure,* ed. Casten, R. F. (Harwood Acad. Publ., Chur, Switzerland).
Casten, R. F., Zamfir, N. V. 2001: *Phys. Rev. Lett.* 87, 052503.
Cwiok, S. et al. 1994: *Phys. Lett.* B 322, 304.
Csatlós M. et al. 2005: *Phys. Lett.* B 615, 175.
Cseh J. 2004: *Fizikai Szemle* 54, No. 5, 165.
Cseh J. 2005: *Symmetry: Culture and Science* 16, 3, 283.
Cseh J. 2006: *Int. Conf. on quantum theory and symmetries IV.* ed. Dobrev, V. K., Heron Press, 910.
Cseh J., Darai J. 2006: *Acta Univ. Debreceniensis, Ser. Phys. Chem.* XL, 23, 23.
Cseh J., Lévai G., Scheid, W. 1993: *Phys. Rev. C* 48, 1724.
Cseh J., Lévai G. 1994: *Ann. Phys.* 230, 165.

EU Press

Cseh J., Algora A., Darai J., Hess, P. O. 2004: *Phys. Rev. C* 70, 034311.
Davydov, A. S., Filippov, G. F. 1958: *Nucl. Phys.* 8, 237.
De Benedetti, S. 1964: *Nuclear interactions* (Wiley, New York).
Dilg, W., Schantl, W., Vonach, H., Uhl, M. 1973: *Nucl. Phys.* A 217, 269.
Egidy, T. von, Behkami, A. N., Schmidt, H. H. 1986: *Nucl. Phys.* A 454, 109.
Endt, P. M. 1979: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 23, 547.
–. 1981: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 26, 47.
–. 1993: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 55, 171.
Fényes T. 1986: *in Nuclear structure, reactions and symmetries,* ed. Meyer, R. A., Paar, V., vol. 2 (World Sci., Singapore) 567.
Fermi, E. 1950: *Nuclear physics,* notes compiled by Orear, J., Rosenfeld, A. H., Schluter, R. A., revised ed. (Univ. of Chicago Press, Chicago, Illionis).
Firestone, R. B., Shirley, V. S., Baglin, C. M., Frank Chu, S. Y., Zipkin, J. eds. 1996: *Table of isotopes,* 8th ed. vols. 1, 2 (Wiley, New York).
Fock, V. 1930: *Z. Phys.* 61, 126.
Freer, M. et al. 1999: *Phys. Rev. Lett.* 82, 1383.
Freer, M. 2007: *Rep. Progr. Phys.* 70, 2149.
Garrett, P. E. 2001: J. Phys. G.: *Nucl. Part. Phys.* 27, R1.
Gilbert, A., Cameron, A. G. W. 1965: *Can. J. Phys.* 43, 1446.
Ginocchio, J., Kirson, M. W. 1980: *Phys. Rev. Lett.* 44, 1744; *Nucl. Phys.* A 350, 31.
Gizon, J. et al. 1997: *Phys. Lett.* B 410, 95.
Goeppert Mayer, M. 1949: *Phys. Rev.* 75, 1966.
Goeppert Mayer, M., Jensen, J. H. D. 1965: *in Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy,* ed. Siegbahn, K., vol. 1 (North-Holland, Amsterdam) 557.
Gombás P., Kisdi, D. 1971: *Bevezetés az elméleti fizikába,* 2. kötet (Akadémiai Kiadó, Budapest) 132.
Haas, F., Courtin, S. 2005: *Int. Symp. On exotic nuclear systems,* eds. Gácsi Z. et al. (Am. Inst. Phys., Melville, New York) p. 163.
Hafstad, L. R., Teller, E. 1938: *Phys. Rev.* 54, 681.
Harakeh, M. N., Van der Woude, A. 2001: *Giant resonances* (Clarendon, Oxford).
Harris, S. M. 1965: *Phys. Rev.* 138, B 509.
Hartree, D. R. 1928: *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 24, 89.
Haxel, O., Jensen, J. H. D., Suess, H. E. 1949: *Phys. Rev.* 75, 1766.
–. 1952: *Ergeb. Ex. Naturw.* 26, 244.
Heisenberg, J. H., Mihaila, B. 1999: *Phys. Rev.* C 59, 1440.
Heitler, W. 1936: *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 32, 112.

DUPress

Heitler, W. 1947: *The quantum theory of radiation,* 2nd ed. (Oxford Univ. Press, London).
Hillis, D. L., Garrett, J. D., Christensen, O., Fernandez, B., Hagemann, G. B., Herskind, B., Back, B. B., Folkmann, F. 1979: *Nucl. Phys.* A 325, 216.
Iachello, F., Arima, A. 1987: *The interacting boson model* (Cambridge Univ., Cambridge).
Iachello, F., Van Isacker, 1991: *The interacting boson-fermion model* (Cambridge Univ., Cambridge).
Iachello, F. 2000: *Phys. Rev. Lett.* 85, 3580.
Iachello, F. 2001: *Phys. Rev. Lett.* 87, 052502.
Iachello, F. 2002: *Nucl. Phys. News* 12, No. 3, 17.
Inglis, D. R. 1954: *Phys. Rev.* 96, 1059.
Janssen, D., Jolos, R. V., Dönau, F. 1974: *Nucl. Phys.* A 224, 93.
Johnson, A., Ryde, H., Sztarkier, J. 1971: *Phys. Lett.* 34 B, 605.
Jolie, J., Casten, R. F. 2005: *Nucl. Phys. News* 15, No. 1, 20.
Jolos, R. V. 2004: *Particles and Nuclei* (*ECHAYA*) 35, No. 2, 408.
Joshi, P. et al. 2004: *Phys. Lett.* B 595, 135.
Kantele, J., Tannila, O. 1968: *Nucl. Data* A 4, 359.
Kern, J. 1997: *Proc. 9th Int. symp. on capture gamma-ray spectroscopy and related topics,* Budapest, 1996, eds. Molnár G. L. et al. (Springer Hung., Budapest) vol. 1, 175.
Kibédi T., Spear, R. H. 2005: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 89, No. 1, 77.
Kisslinger, L. S., Sorensen, R. A. 1963: *Rev. Mod. Phys.* 35, 853.
Krasznahorkay A. et al. 1998: *Phys. Rev. Lett.* 80, No. 10, 2073.
Krasznahorkay A. et al. 1999: *Phys. Lett.* B 461, 15.
Landau, L. D., Lifsic, E. M. 1981: *Elméleti fizika V.* és *IX., Statisztikus fizika* 1. és 2. rész (Tankönyvkiadó, Budapest).
Langanke, K., Maruhn, J. A., Koonin, S. E. (eds.) 1991: *Computational nuclear physics 1, Nuclear structure* (Springer-Verlag, Berlin) vol. 1.
Lapikás, L., Wesseling, J., Wiringa, R. B. 1999: *Phys. Rev. Lett.* 82, No. 22, 4404.
Larsson, S. E., Leander, G., Ragnarsson, I., Alenius, G. 1976: *Nucl. Phys.* A 261, 77.
Lepin-Szily A. et al. 1999: *Phys. Rev. Lett.* 82, 3972.
Lévai G., Cseh J. 1996: *Phys. Lett. B* 381, 1.
Lévai G., Cseh J., Scheid, W. 1992: *Phys. Rev. C* 46, 548.
Lieder, R. M., Ryde, H. 1978: *Adv. Nucl. Phys.* vol. 10, eds. Baranger, M., Vogt, E. (Plenum, New York) 1.
Lopac, V. 1967: *M. Sc. Thesis,* Univ. Zagreb.

DUPress

Mariscotti, M. A. J., Scharff-Goldhaber, G., Buck, B. 1969: *Phys. Rev.* 178, 1864.
Mikheev, V. L., Tretyakova, S. P. 1990: *Joint Inst. for Nuclear Research, Heavy Ion Physics, Sci. Rep.* 46.
Miller, G. A., Opper, A. K., Stephenson, E. J. 2006: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 56, 253.
Moszkowski, S. A. 1965: *in Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy,* ed. Siegbahn, K., vol. 2 (North-Holland, Amsterdam).
Mottelson, B. R., Valatin, J. G. 1960: *Phys. Rev. Lett.* 5, 511.
Nadjakov, E. G., Marinova, K. P., Gangrsky, Yu. P. 1994: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 56, 133.
Nathan, O., Nilsson, S. G. 1965: *in Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy,* ed. Siegbahn, K., vol. 1 (North-Holland Amsterdam) 601.
Navrátil, P., Vary, J. P., Barrett, B. R. 2000: *Phys. Rev.* C 62, 054311-1.
Neyens, G. 2004: *Nucl. Phys. News* 14, No. 2, 4.
Nilsson, S. G. 1955: *Dan. Mat. Fys. Medd.* 29, No 16, 1.
Nilsson, S. G., Prior, O. 1961: *Dan. Mat. Fys. Medd.* 32, No 16.
Nolan, P. J., Sharpey-Schafer, J. F. 1979: *Rep. Progr. Phys.* 42, 1.
Nyakó B. M., Cresswell, J. R., Forsyth, P. D., Howe, D., Nolan, P. J., Riley, M. A., Sharpey-Schafer, J. F., Simpson, J., Ward, N. J., Twin, P. J. 1984: *Phys. Rev. Lett.* 52, 507.
Nyakó B. 1987: *Fizikai Szemle* 37, 184.
Paar, V. 1979: *Nucl. Phys.* A 331, 16.
Pál K. F., Lovas R. G. 1980: *Phys. Lett.* 96 B, 19.
Pfeiffer, B. 1997: *Z. Phys.* A 357, 235.
Pieper, S. C., Pandharipande, V. R., Wiringa, R. B., Carlson, J. 2001: *Phys. Rev.* C 64, 014001-1.
Polikanov, M. et al. 1962: *Sov. Phys.* JETP 15, 1016.
Puddu, G., Scholten, O., Otsuka, T. 1980: *Nucl. Phys.* A 348, 109.
Pudliner, B. S. et al. 1997: *Phys. Rev.* C 56, No. 4, 1720.
Ragnarsson, I., Nilsson, S. G., Sheline, R. K. 1978: *Phys. Rep.* 45, 1.
Ragnarsson, I., Sheline, R. K. 1984: *Phys. Scr.* 29, 385.
Ragnarsson, I., Xing, Z., Bengtsson, T., Riley, M. A. 1986: *Phys. Scr.* 34, 651.
Rainwater, J. 1950: *Phys. Rev.* 79, 432.
Raman, S., Malarkey, C. H., Milner, W. T., Nestor, C. W. Jr., Stelson, P. H. 1987: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 36, 1; Raman, S., Nestor, C. W. Jr., Tikkanen, P. 2001: ugyanott 78, 1.
Raman, S., Ertugrul, M., Nestor, C. W. Jr., Trzhaskovskaya, M. B. 2006: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 92, 2107.

PUBress

Rose, H. J., Jones, G. A. 1984: *Nature* 307, 245.
Rose, M. E. 1965: *in Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy,* ed. Siegbahn, K. vol. 2 (North-Holland, Amsterdam) 887.
Rösel, F., Fries, H. M., Alder, K., Pauli, H. C. 1978: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 21, 91; 21, 291.
Scholten, O. 1991: *The program package PHINT for IBA calculations, in Computational nuclear physics 1, Nuclear structure,* eds. Langanke, K. et al. (Springer, Berlin), 88.
Scholten, O., Iachello, F., Arima, A. 1978: *Ann. Phys.* 115, 325.
Sohler D., Algora, A., Fényes T., Gulyás J., Brant, S., Paar, V. 1996: *Nucl. Phys.* A 604, 25.
Sohler D. et al. 2004: *Nucl. Phys.* A 733, 37.
Soloviev, V. G. 1958: *Nucl. Phys.* 9, 655.
Sood, P. C. 1967: *Phys. Rev.* 161, 1063.
–. 1968: *Nucl. Data Tables* A 4, 281.
Specht, H. I. et al. 1972: *Phys. Lett.* B 41, 43.
Stephens, F. S., Simon, R. S. 1972: *Nucl. Phys.* A 183, 257.
Stephens, F. S. 1975: *Rev. Mod. Phys.* 47, 43.
Strutinsky, V. M. 1967: *Nucl. Phys.* A 95, 420.
–. 1968: *Nucl. Phys.* A 122, 1.
Sükösd Cs. 1991: *Az atommagok óriásrezonanciái. Az atommagok kollektív gerjesztései* c. könyvben, szerk. Lovas I. (Akadémiai Kiadó, Budapest) 189.
Szliv, L. A. szerk. 1961: *Gamma lucsi* (Izd. Akad. Nauk SzSzSzR).
Szymański, Z. 1983: *Fast nuclear rotation* (Clarendon, Oxford).
Timár J. et al. 2000: *Phys. Rev.* C 62, 044317-1.
Timár J. et al. 2004: *Phys. Lett.* B 598, 178.
Timár J. et al. 2006: *Phys. Rev.* C 73, 011301 (R).
Tretyakova, S. P., Mikheev, V. L., Zamyatnin, Yu. S. 1990: *Joint Inst. for Nuclear Research, Heavy Ion Physics,* Sci. Rep. 44.
Twin, P. J. et al. 1985: *Phys. Rev. Lett.* 55, 1380.
Valatin, J. G. 1958: *Nuovo Cimento* 7, 843.
Wapstra, A. H., Nijgh, G. J., Van Lieshout, R. 1959: *Nuclear spectroscopy tables* (North-Holland, Amsterdam).
Werner, T. R., Dudek, J. 1992: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 50, 179.
–. 1995: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 59, 1.
Wilets, L., Jean, M. 1956: *Phys. Rev.* 102, 788.

EKPress

Wilson, R. 1965: *in Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy,* ed. Siegbahn, K. vol. 2 (North-Holland, Amsterdam) 1557.
Wloch, M. et al. 2005: *Phys. Rev. Lett.* 94, 212501.
Yépez-Martínez, H., Cseh J., Hess, P. O. 2006: *Phys. Rev. C* 74, 024319; Cseh J., Darai J., Yépez-Martínez, H., Hess, P. O., *Int. J. Mod. Phys. E* nyomdában.

DUPress

FELADATOK A VI. FEJEZETHEZ

VI. 1. A spin-pálya-kölcsönhatás minden $l > 0$ kvantumszámmal rendelkező nívót felhasít két nívóra, melyekre $j = l \pm ½$ (l. VI. 4. ábrát). Kimutatandó, hogy e spin-pálya-partnerállapotok átlagenergiája súlyozva a betöltésszámmal független a spin-pálya-kölcsönhatás erősségétől.

VI. 2. Mennyi a ^{7}Li-, ^{13}C-, ^{31}P-, ^{33}S-, ^{43}Sc- és ^{67}Zn-atommagok alapállapotainak spinje és paritása? Milyen a páratlan részecskék konfigurációja? A megoldáshoz használja a függetlenrészecske-modell által megjósolt nívósémát (VI. 4. ábra).

VI. 3. A függetlenrészecske-modell szerint egy páratlan tömegszámú atommag mágneses nyomatékát a páratlan nukleon határozza meg. Egyszerű, félklasszikus megfontolásokkal vezesse le, hogyan függ a páratlan A-jú atommag μ_j mágneses nyomatéka az l, s, j kvantumszámoktól! Induljon ki a $\boldsymbol{\mu}_j = \boldsymbol{\mu}_l + \boldsymbol{\mu}_s$ képletből, ahol

$\boldsymbol{\mu}_l = g_l \boldsymbol{l}$, $g_l^p = 1$, $g_l^n = 0$;

$\boldsymbol{\mu}_s = g_s \boldsymbol{s}$, $g_s^p = 5{,}586$, $g_s^n = -3{,}826$ és

$\boldsymbol{\mu}_j = g_j \boldsymbol{j}$.

A μ értékek magmagnetonokban, az l, s és j impulzusnyomatékok $\hbar$ egységekben vannak feltüntetve.

VI. 4. Kiindulva az előző feladatban levezetett képletekből, határozza meg, mennyi a ^{15}N-atommag mágneses nyomatéka, ha az alapállapotának spinje és paritása $1/2^-$. A kísérleti érték $\mu(^{15}\mathrm{N}) = -0{,}2832\ \mu_N$.

VI. 5. Számítsa ki, milyen energiával lökődik vissza az m tömegű atommag, ha E_γ energiájú gamma-kvantum lép ki belőle. Konkrétan, mennyi lesz a ^{42}Ti-atommag visszalökési energiája (E_{vissz}), ha a $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ átmenetnél $E_\gamma = 1{,}555$ MeV-es gamma-kvantum emittálódik?

VI. 6. Mennyi a redukált hullámhossz $[\lambda\!\!\!^{-} = \lambda/(2\pi)]$ 0,1, 1 és 10 MeV-es gamma-sugárzásra? 10 MeV-es gamma-kvantumokra érvényes-e a hosszúhullámú közelítés?

VI. 7. A ^{68}Ga-atommag 375,58 keV-es gerjesztett állapotából tiszta E2 átmenetet észleltek az 1^+ alapállapotba és M1+E2 átmenetet a 175,02 keV-es 2^+ gerjesztett állapotba. Mekkora a 375,58 keV-es állapot spinje és paritása?

DUPress

VI. 8. Milyen típusú elektromágneses átmenet várható az ^{115}In 336,23 keV-es $1/2^-$ első gerjesztett állapotáról a $9/2^+$-os alapállapotba? Becsülje meg a gerjesztett állapot felezési idejét!

VI. 9. Vezesse le, hogy a két kvadrupólfononos kollektív vibrációs magállapotoknak 0^+, 2^+ és 4^+ spin-paritásértékei lehetnek (l. VI. 12. ábrát)!

VI. 10. Legyen egy forgásellipszoid rövidebb tengelyhossza: $2a = 2b$, a hosszabb tengelyhossza: $2c$. Számítsa ki, mennyi *a)* egy merev forgásellipszoid tehetetlenségi nyomatéka a szimmetriatengelyre merőleges $2b$ tengely mentén ($\Im$), *b)* az a sugarú merev gömb tehetetlenségi nyomatéka ($\Im_{gömb}$), *c)* a két tehetetlenségi nyomaték különbsége ($\Delta\Im = \Im - \Im_{gömb}$), d) a $\Delta\Im / \Im_{gömb}$ értéke?

VI. 11. Az ^{164}Er-atommag legalacsonyabban fekvő nívói a következők: 0_1^+ alap, 2_1^+ 0,091 MeV, 4_1^+ 0,299 MeV, 6_1^+ 0,614 MeV. *a)* Mennyi az atommag tehetetlenségi nyomatéka? *b)* A ^{164}Er belső kvadrupólnyomatéka [B(E2) mérésekből] $Q_0 = 7{,}402$ b. Mennyi a β_2 deformációs tényező értéke?

VI. 12. Becsülje meg a ^{160}Dy-atommag 2_1^+ állapotának klasszikus rotációs frekvenciáját, ha $E(2_1^+) = 0{,}087$ MeV. A kapott érték reciproka összevetendő egy nukleon magméreten történő átrepüléséhez szükséges idővel. A nukleon kinetikus energiája legyen egyenlő a mag potenciálvölgyének mélységével (kb. 40 MeV).

VI. 13. A ^{152}Dy-atommag gamma-spektruma és (parciális) nívósémája a VI. 20. ábrán látható. *a)* Számítsa ki az SD-1 szuperdeformált állapot rotációs sávjára az effektív tehetetlenségi nyomatékot. *b)* Mi bizonyítja, hogy a szuperdeformált atommag merevtestként rotál? *c)* A ^{152}Dy rotációs sávja egészen $J^\pi = 60^+$ állapotig terjed. A forgásellipszoid tengelyarányai $c : a : b = 2 : 1 : 1$. Mennyi a forgásellipszoid végén levő nukleon sebessége merevtestként való rotálásnál?

VI. 14. A kölcsönhatóbozon-modellek különböző változatai mennyiben mennek túl a geometriai kollektív modell eredményein?

DUPress

VII. AZ ATOMMAGOK BOMLÁSA

VII. 1. RADIOAKTÍV BOMLÁS, BOMLÁSTÖRVÉNY

VII. 1. 1. A radioaktivitás jelensége

Jelenleg kb. 3000 atommagról rendelkezünk valamilyen kísérleti információval. Ebből ~ 300 atommag stabil, a többi valamilyen bomlásmóddal hosszabb-rövidebb idő alatt lebomlik. E bomlási jelenséget nevezzük *radioaktivitásnak*.

A radioaktivitásnak sok fajtája van.

Az α-*bomlásban* az atommagból egy nukleoncsomó lép ki, ami két protonból és két neutronból áll (ekvivalens a ^{4}He-atommaggal). E bomlásmód különösen gyakori a nehéz atommagok tartományában, de máshol is előfordul. Az α-bomlást részletesen a VII. 2. pontban fogjuk tárgyalni.

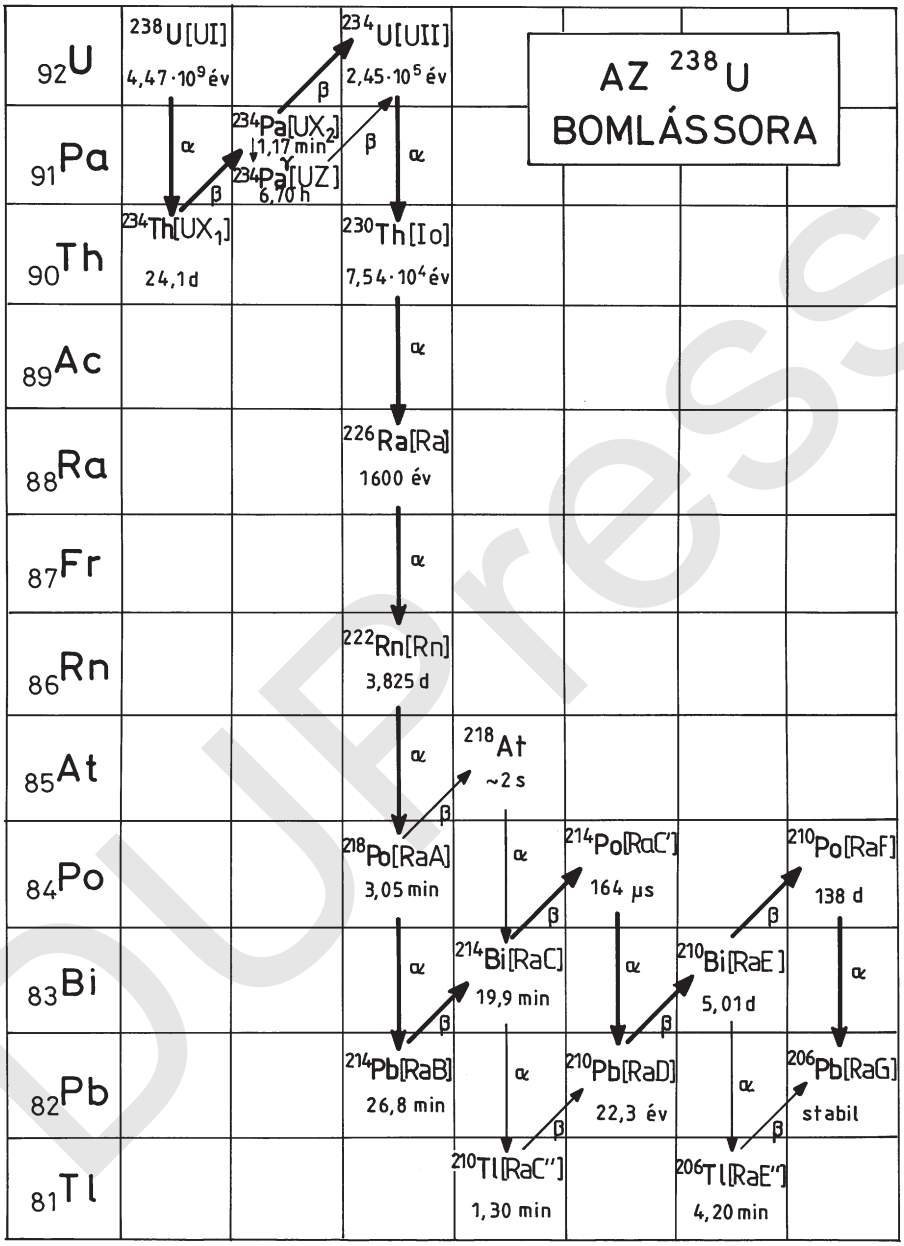
A β-*bomlásban* elektron vagy pozitron lép ki az atommagból, és gyakori az elektronbefogás is valamelyik atomhéjról. A béta-bomlás az egyik leggyakoribb bomlásmód, a legkönnyebb elemektől a legnehezebbekig számos izotópnál előfordul. A neutronhiányos izotópok főleg pozitront emittálnak, a neutrontöbbletesek pedig elektront. Az elektronbefogás kísérő jelensége a pozitronbomlásnak, de önállóan is felléphet, ha a pozitronemisszió energetikailag tiltott. A béta-bomlást részletesen a VII. 3. pontban tárgyaljuk.

A radioaktivitás egyik formája a γ-*sugárzás* és/vagy *konverziós elektronok emissziója is*, melynek során a gerjesztett atommag átmegy alapállapotba vagy egy kisebb energiájú gerjesztett állapotba. Ezt a bomlásmódot a VI. 3. pontban már ismertettük.

A legnehezebb atommagok tartományában gyakori még a *spontán hasadás* alap- vagy gerjesztett állapotból. E bomlásmódnál az atommag két, nagyjából egyenlő részre hasad (nagyon ritkán több nehéz repesz is felléphet). A hasadás jelenségét a VIII. 4. 3. pontban fogjuk tárgyalni.

Az erősen neutronhiányos izotópoknál fellép még proton vagy α-*részecske kibocsátás gerjesztett állapotból*, ill. még messzebb a stabilitási völgytől *alapállapotból* is. Hasonlóképpen az erősen neutrontöbbletes oldalon gerjesztett állapotból *neutronemisszió* is megfigyelhető.

Publress



VII. 1. ábra. Az ^{238}U bomlássora. Szögletes zárójelben az atommagok korábban használt jelöléseit is feltüntettük. A vastag nyilak intenzív átmeneteket jelölnek, a vékonyak gyengéket. Az adatok forrása: [Pfennig és mts. 1995].

DUPress

Igen kis valószínűséggel *nehéz nukleoncsomók is kiléphetnek* spontán atommagokból, pl. ^{14}C, ^{24}Ne és mások. E bomlásmóddal már röviden foglalkoztunk a VI. 7. pontban.

A *radioaktív atommagok döntő többségét mesterségesen állítják elő* stabil atommagokból neutronok, ill. gyorsított töltött részecskék segítségével. Az előállításhoz főleg atommagreaktorokat, ill. különböző gyorsítókat használnak.

Bizonyos hosszú élettartamú *radioaktív atommagok a természetben is előfordulnak*, pl. a ^{232}Th, ^{238}U és ^{235}U, ill. ezek radioaktív termékei. A VII. 1. ábrán feltüntettük a ^{238}U bomlássorát. Hasonló bomlássorokat észleltek a ^{232}Th és ^{235}U esetében, valamint a mesterségesen előállított ^{237}Np-nál is. E négy sorozat néhány jellemzője a VII. 1. táblázatban látható. A természetben találhatók még kisebb rendszámú radioaktív izotópok is, pl. ^{3}H ($T_{1/2}$ = 12,323 év) a levegőben és vízben, ^{14}C ($T_{1/2}$ = 5730 év) az élő szervezetben, ^{40}K ($T_{1/2} = 1{,}28 \cdot 10^9$ év) téglában, ^{87}Rb ($T_{1/2} = 4{,}8 \cdot 10^{10}$ év), ^{148}Sm ($T_{1/2} = 7 \cdot 10^{15}$ év), ^{187}Re ($T_{1/2} = 5 \cdot 10^{10}$ év) stb. (Itt $T_{1/2}$ felezési időt jelent, azaz azt az időt, ami alatt a bomló atommagok száma felére csökken. L. a VII. 1. 2. pontban.)

VII. 1. táblázat. Radioaktív bomlássorok

Sor	Típus (A)	Leghosszabb élettartamú tag Atommag	$T_{1/2}$ (év)	Végmag
Tórium	$4n$	^{232}Th	$1{,}405 \cdot 10^{10}$	^{208}Pb
Neptúnium	$4n+1$	^{237}Np	$2{,}144 \cdot 10^{6}$	^{209}Bi
Urán	$4n+2$	^{238}U	$4{,}468 \cdot 10^{9}$	^{206}Pb
Aktínium	$4n+3$	^{235}U	$7{,}038 \cdot 10^{8}$	^{207}Pb

Annak ellenére, hogy a radioaktív bomlásnak sok típusa van, időbeni lefutásuk mégis egységes, valószínűségi törvény szerint történik. E bomlástörvény felismerése E. Rutherford és F. Soddy [1902, 1903] nevéhez fűződik. A következőkben ismertetjük a bomlástörvényt.

VII. 1. 2. A radioaktív bomlás törvénye

A radioaktív bomlás alaptörvénye a következőképpen fogalmazható meg. Tekintsünk egyetlen atomot. Annak a valószínűsége, hogy dt idő alatt elbomlik, λdt-vel egyenlő. Itt λ az adott atommagra jellemző „*bomlásállandó*", dimenziója $(\text{idő})^{-1}$, értékét az atommag belső sajátságai szabják meg. E bomlástörvény a véletlen eseményekre jellemző.

DUPress

Jelöljük a $t = 0$ időpontban jelenlévő atomok számát $N(0)$-val. Ez legyen nagyon nagy szám, úgy hogy $N(t)$ folytonosan változó függvény legyen. Ekkor a dt idő alatt elbomló atomok száma ($-dN$) a bomlástörvény alapján:

$$-dN = \lambda N dt. \qquad \text{(VII. 1.)}$$

Integrálva a kifejezést

$$\int_{N(0)}^{N} \frac{dN}{N} = -\lambda \int_{0}^{t} dt$$

megoldásként azt kapjuk, hogy

$$ln \frac{N}{N(0)} = -\lambda t,$$

vagy más alakban

$$N = N(0) e^{-\lambda t}. \qquad \text{(VII. 2.)}$$

A (VII. 1.) kifejezést nevezzük differenciális, a (VII. 2.)-t integrális *bomlástörvénynek*.

A gyakorlatban a bomlás jellemzésére használják még a „*felezési idő*”-t is ($T_{1/2}$). Ez az az idő, amely alatt az el nem bomlott atomok mennyisége a felére csökken: $e^{\lambda T_{1/2}} = 1/2$, ahonnan

$$T_{1/2} = (\ln 2)/\lambda = 0{,}693147\ldots/\lambda. \qquad \text{(VII. 3.)}$$

$T_{1/2}$ segítségével a bomlástörvény a következő alakba írható:

$$N(t) = N(0)\, 2^{-t/T_{1/2}}.$$

Az ismert radioaktív izotópok felezési ideje több mint 27 nagyságrenden belül változik (l. később a VII. 2. 1. és VII. 3. 1. pontokat).

Használják még az atom bomlásának jellemzésére a bomlásállandó reciprokát is: $\tau \equiv 1/\lambda$. Ez az atom *közepes élettartamát* fejezi ki, amint az belátható a következőképpen. Az el nem bomlott atomok száma a t időben a VII. 2. formula szerint $N(t) = N(0)e^{-\lambda t}$. Ez atomokból a t és $t + dt$ közötti időintervallumban $N(t)\lambda dt$ bomlik el. A közepes élettartamot úgy kapjuk, hogy képezzük az $N(t)\lambda t dt$ kifejezést, ezt integráljuk az időre 0-tól végtelenig és elosztjuk az atomok kezdeti számával, $N(0)$-val:

$$\tau = \frac{1}{N(0)} \int_{0}^{\infty} N(t) \lambda t dt = \frac{N(0)}{N(0)} \int_{0}^{\infty} e^{-\lambda t} \lambda t dt = \frac{1}{\lambda}. \qquad \text{(VII. 4.)}$$

DUPress

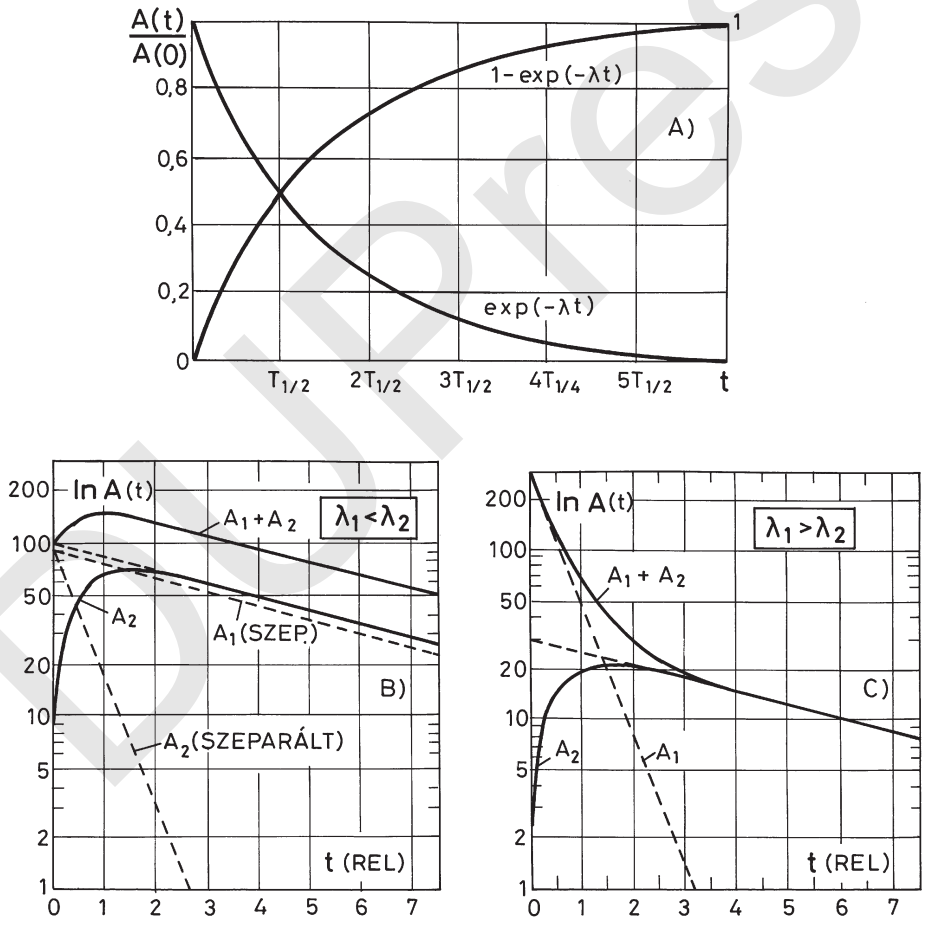
A VII. 2. és VII. 4. egyenletek összevetéséből az is következik, hogy τ az az idő, amely alatt a kezdeti atomok száma *e*-ed részére csökken.

Be szokták még vezetni az *aktivitás* (*A*) fogalmát, ami definíció szerint

$$A \equiv \left| -\frac{dN}{dt} \right| = \lambda N. \qquad \text{(VII. 5.)}$$

Az *A* időbeli változása a VII. 2. törvényt követi.

Az $A(t)/A(0)$ arány függését az időtől a VII. 2. A. ábrán tüntettük fel (az $e^{-\lambda t}$ görbe). Gyakran alkalmazzák a logaritmikus ábrázolást is, mivel *ln N*(*t*) =



VII. 2. ábra. A radioaktív bomlások időbeni (*t*) lefutása. *A* aktivitást, $T_{1/2}$ felezési időt, λ bomlásállandót jelöl. Bresler [1957] alapján.

$\ln N(0) - \lambda t$, és így $\ln N(t)$ lineárisan függ az időtől. A felezési időt az aktivitás időbeni csökkenése alapján szokták mérni. Nagyon hosszú felezési idők a VII. 5. összefüggés alapján az aktivitás (A) és az anyagmennyiség (N) ismeretében határozhatók meg. A rövid felezési idők mérésével kapcsolatban l. a IV. 3. 5. pontot.

Az aktivitás jellemzésére leggyakrabban a következő egységeket szokták használni:

1 curie = 1 Ci = $3{,}7 \cdot 10^{10}$ bomlás/s,
1 rutherford = 1 R = 10^6 bomlás/s,
1 becquerel = 1 Bq = 1 bomlás/s.

A Curie egységet az alapon vezették be, hogy 1 g rádium egy másodperc alatti α-bomlásainak számát $3{,}7 \cdot 10^{10}$-nek találták.

Bomlássorok

Vizsgáljuk azt az esetet, amikor az 1-es jelű izotóp bomlik a 2-esbe, majd a stabil 3-asba, azaz a bomlássor: $N_1 \xrightarrow{\lambda_1} N_2 \xrightarrow{\lambda_2} N_3\,(stab.)$. Ekkor a bomlásegyenletek a következők lesznek:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \quad \text{és} \quad \frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 . \tag{VII. 6.}$$

E két differenciálegyenlet megoldása az $N_2(t{=}0) \equiv N_2(0) = 0$ feltétellel a következő:

$$N_2(t) = N_1(0)\frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right). \tag{VII. 7.}$$

Ugyanez az aktivitásokkal kifejezve:

$$\lambda_2 N_2 = A_2(t) = A_1(0)\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right). \tag{VII. 8.}$$

Vizsgáljunk meg két, a gyakorlat szempontjából fontos speciális esetet.

$\lambda_1 < \lambda_2$ (l. a VII. 2. B. ábrát). Ekkor nagy t értékeknél $\exp(-\lambda_2 t) \ll \exp(-\lambda_1 t)$ és

$$A_2(t) \approx A_1(0)\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}e^{-\lambda_1 t} = A_1(t)\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}. \tag{VII. 9.}$$

Ez azt jelenti, hogy hosszú idő elteltével az $A_2(t)/A_1(t)$ arány állandó lesz, ez az *átmeneti egyensúly esete.* A szeparált aktivitások a saját felezési idejükkel bomlanak. A teljes $A_1 + A_2$ aktivitás kezdetben nő, később csökken.

DUPress

$\lambda_1 > \lambda_2$ *eset* (l. a VII. 2. C. ábrát). Ekkor nagy t értékeknél $\exp(-\lambda_2 t) >> \exp(-\lambda_1 t)$ és

$$A_2(t) \approx A_1(0)\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t}. \qquad \text{(VII. 10.)}$$

A 2-es anyag aktivitása kezdetben nő, majd hosszabb idő elteltével a saját felezési ideje szerint csökken.

A $\lambda_1 << \lambda_2$, $\lambda_1 \approx 0$ *esetet* „*szekuláris egyensúly*"-nak nevezzük, mivel ekkor a VII. 9. formula szerint $A_2(t) \approx A_1(t)$. Az $A_1(t)$ aktivitás nagyon lassan csökken, közel állandónak vehető. Jó példa erre az esetre az ^{238}U ($T_{1/2} = 4{,}47 \cdot 10^9$ év) α-bomlása a ^{234}Th-ba ($T_{1/2}$ = 24,1 d) (l. a VII. 1. ábrát). Ennek vizsgálata vezette Rutherfordot és Soddyt a radioaktív bomlástörvény felismerésére és ezeket a bomlásgörbéket vették be később Lord Rutherford címerébe.

A *hosszú bomlásláncok* hasonló stílusban tárgyalhatók, de jóval bonyolultabb kifejezésekhez vezetnek, l. pl. [Bresler 1957].

Bomlások elágazása

Előfordul, hogy egy atommag α- és β-bomlással is bomlik. Ekkor a bomlástörvény alakja a következő:

$$\frac{dN}{dt} = -(\lambda_\alpha + \lambda_\beta)N. \qquad \text{(VII. 11.)}$$

Az izotóp közepes élettartama pedig $\tau = \dfrac{1}{\lambda_\alpha + \lambda_\beta}$.

A táblázatos munkák általában az adott izotóp teljes felezési idejét (vagy bomlásállandóját) adják meg és az elágazási arányt. Ezekből kiszámíthatók a parciális mennyiségek (λ-k, ill. $T_{1/2}$-ek).

A radioaktív bomlás statisztikus jellege

Megjegyezzük, hogy az ismertetett bomlástörvények csak az elbomlott atommagok átlagos számára vonatkoznak. A radioaktív bomlás statisztikus jellege miatt ettől eltérés is lehetséges, amit az átlagtól való eltérés négyzetének átlagával (σ^2), a szórással szoktak jellemezni. Az atommagok egymástól függetlenül bomlanak, ezért a folyamatra a valószínűségszámítás törvényei alkalmazhatók. Ha az adott megfigyelési idő alatt a bomlások számának m átlagértéke elég nagy,

DUPress

$m > 10$, akkor a Poisson-eloszlás segítségével kiszámítható annak valószínűsége, hogy éppen n esemény következzen be:

$$P(n/m) = \frac{m^n \cdot e^{-m}}{n!}.$$

Az átlag szórása: $\sigma = \pm\sqrt{m}$. Tetszőleges m-re a bonyolultabb binomiális eloszlás érvényes. A kérdéskör részletes tárgyalása megtalálható pl. a következő munkákban: [Jánossy 1968; Bevington 1969; Young 1962; Segré 1959; Nagy 2003].

VII. 1. 3. Izotópok előállítása

A gyakorlatban használt radioaktív izotópokat jórészt mesterségesen állítják elő atommagreaktorokban vagy gyorsítókban. Jelöljük az időegység alatt előállított izotópok számát Q-val. Ekkor az izotóp számának változása, dN/dt, a következőképpen alakul:

$$\frac{dN}{dt} = Q - \lambda N. \qquad \text{(VII. 12.)}$$

A differenciálegyenlet megoldása $N(t=0) = 0$ feltétellel a következő lesz:

$$N(t) = \frac{Q}{\lambda}\left(1 - e^{-\lambda t}\right). \qquad \text{(VII. 13.)}$$

Végtelen nagy idő alatt Q/λ számú atommag állítható elő. Az $\left(1 - e^{-\lambda t}\right)$ függvény viselkedése alapján azonban látható (l. a VII. 2. A. ábrát), hogy már három felezési idő után elérhető a telítési aktivitás kb. 90%-a, így nincs értelme nagyon hosszú besugárzást végezni.

DUPress

VII. 2. ALFA-BOMLÁS

VII. 2. 1. Alapvető kísérleti tények

A nehéz elemek (83 < Z) neutronhiányos izotópjai között a leggyakoribb bomlásmód az *α-részecske-kibocsátás,* de alfa-aktivitást más tartományokban is észleltek. Például az erősen neutronhiányos Te – Cs-atommagok, a 83-nál nagyobb neutronszámú ritkaföld-izotópok és a Hf – Bi-tartomány könnyű izotópjai szintén gyakran mutatnak α-aktivitást.

Az α-részecskék energiájának mérése történhet pl. precíziós mágneses spektrográfokkal, ionizációs kamrákkal és félvezető detektoros spektrométerekkel (l. a IV. fejezetet).

Az α-részecskék diszkrét *energiával* emittálódnak. Néhány tipikus α-bomlási séma a VII. 3. ábrán látható. A páros-páros izotópok alfa-spektrumában rendszerint a legnagyobb energiájú alfa-részecskék csoportja a legerősebb. Csökkenő alfa-részecske-energiánál az alfa-spektrum „finomszerkezeti" vonalainak intenzitása erősen csökken. L. pl. a ^{220}Rn és ^{240}Cm alfa-bomlását a VII. 3. ábrán. A páratlan tömegszámú és páratlan-páratlan izotópoknál e szabályosság nem mindig érvényesül.

Alfa-bomlás néhány ritka esetben az anyamagnak mind az alap, mind a gerjesztett állapotaiból fellép (l. pl. a ^{212}Po esetét). A gerjesztett állapotokból emittált alfa-részecskéket nagy hatótávolságú (vagy béta-késleltetett) α-részecskéknek nevezzük.

Az alfa-bomlási energia (Q_o) kiszámítható az atomtömegekből (M) a következő egyenlet szerint:

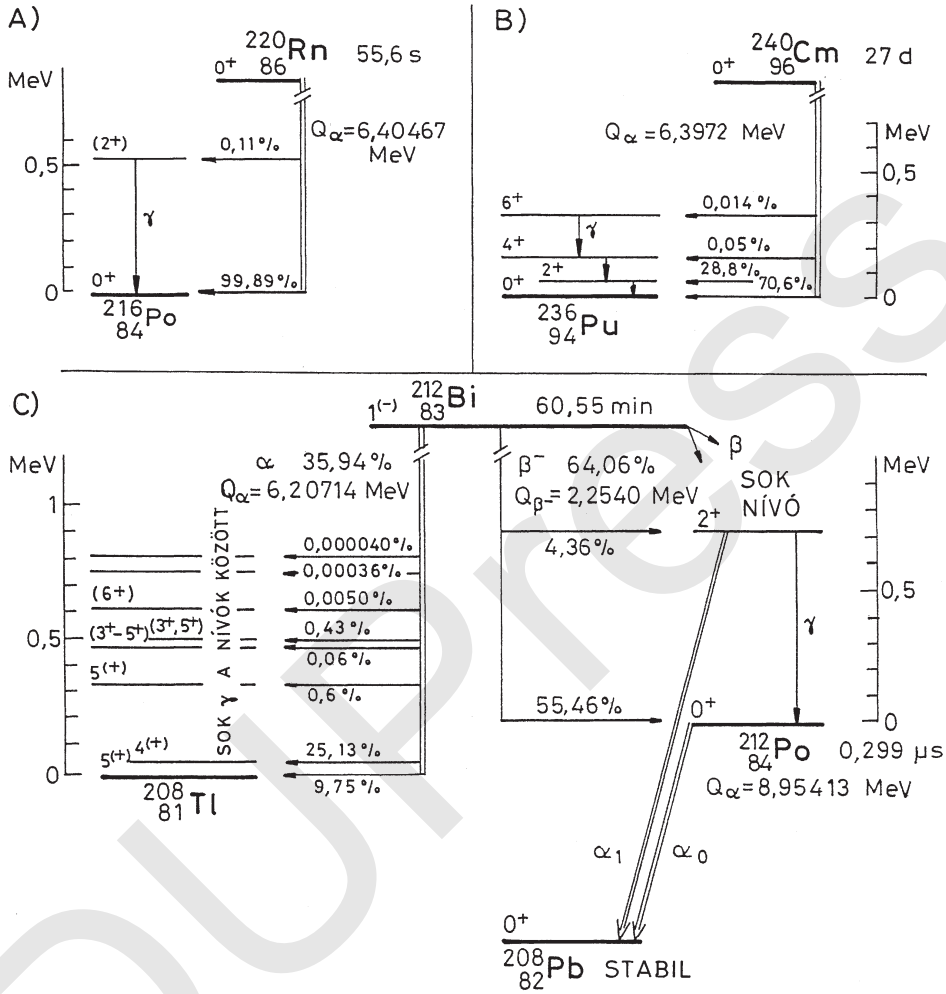
$$Q_\alpha = [M(Z,A) - M(Z-2, A-4) - M(^4\mathrm{He})]c^2, \qquad \text{(VII. 14.)}$$

ahol c a fénysebesség vákuumban. Az alfa-bomlási energiát az emittált α-részecske és a visszalökött (leány) atommag együttesen viszi el:

$$Q_\alpha = E_\alpha + E_d = E_\alpha\,[1 + m_\alpha / m_d]\,, \qquad \text{(VII. 15.)}$$

ahol E_α és E_d az α-részecske, ill. a leánymag kinetikus energiája, m_α és m_d az α-részecske, ill. a leánymag tömege. A VII. 15. egyenlet a klasszikus mechanika impulzusmegmaradási törvényéből következik. A nehéz elemek tartományában $m_\alpha << m_d$, ezért a leánymag csak egy kis részét (néhány %-át) viszi el a teljes alfa-bomlási energiának.

DUPress



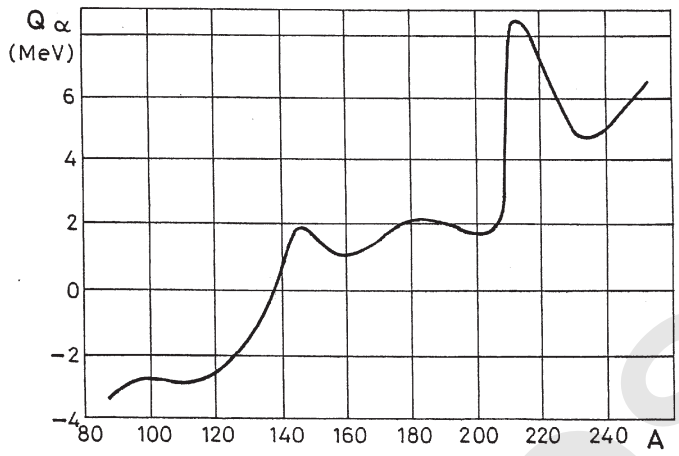
VII. 3. A. ábra. Egy páros-páros, $Z = 82$ mágikus szám közelében levő atommag jellemző alfa-bomlási sémája.

B. Egy páros-páros, a mágikus számoktól távol eső atommag jellemző alfa-bomlási sémája.

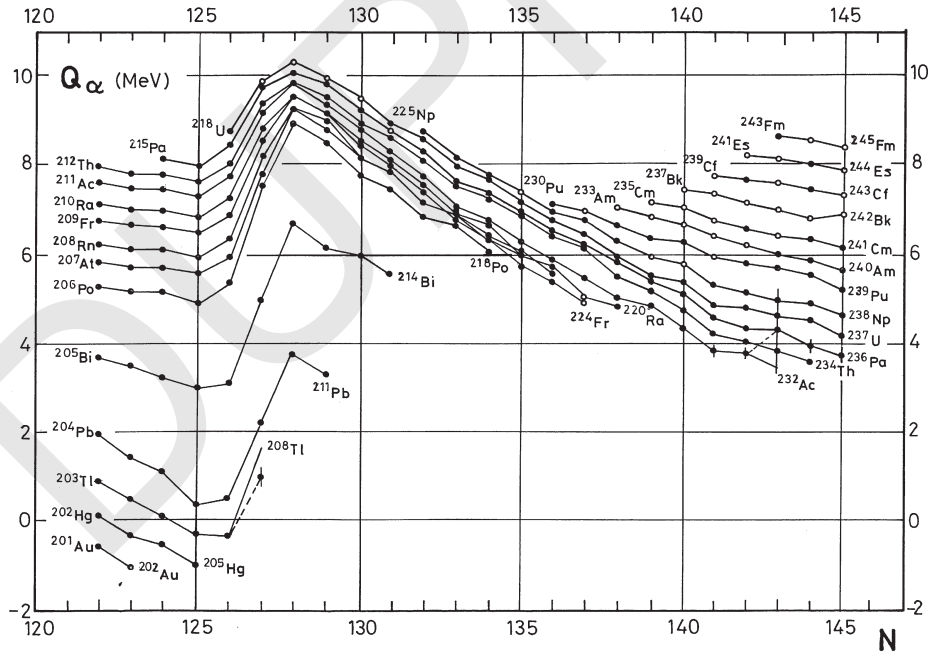
C. A ^{212}Bi páratlan-páratlan típusú atommag alfa- és béta-bomlási sémái. A ^{212}Po gerjesztett állapotaiból sok, nagy hatótávolságú (azaz energiájú) alfa-részecske-csoportot észleltek a kétszeresen mágikus ^{208}Pb-atommag alapállapotára, de az ábrán csak két átmenet van feltüntetve. A nagy hatótávolságú alfa-részecskék intenzitása több nagyságrenddel kisebb, mint az α_o-csoport intenzitása.

Az adatok Firestone és mts. [1996] munkájából származnak.

DUPress



VII. 4. ábra. Alfa-bomlási energiák (Q_o) a tömegszám (A) függvényében a stabilitási völgy alján levő atommagokra. Bethe [1937] alapján.



VII. 5. ábra. Alfa-bomlási energiák (Q_o) a neutronszám (N) függvényében a $121 < N < 146$ tartományban. A pontok kísérleti adatokat, a körök szisztematikus összefüggésekből becsült értékeket jelölnek. A Q_α értékek különböző magtartományokra vonatkozó átfogó áttekintését l. Audi és mts. [2003] közleményében.

DUPress

A mért atomtömegekből kiszámíthatók az alfa-bomlási energiák. A béta-bomlással szemben stabil atommagokra az eredmény a VII. 4. ábrán látható. Az alfa-bomlás energetikailag már $A \sim 140$ fölött lehetséges, de mivel a felezési idő erősen függ az alfa-bomlási energiától, csak a nehéz elemeknél és a középnehéz elemek erősen neutronhiányos izotópjainál észleltek alfa-bomlást.

Az alfa-bomlási energiák (Q_o) a nehéz atommagok tartományában a VII. 5. ábrán láthatók. A Q_o értékeknek $N = 128$-nál van maximuma, ami az $N = 126$ mágikus neutronszámnak felel meg a leánymagnál.

A Weizsäcker-féle félempirikus tömegformula alapján várható, hogy alfa-bomlás főleg a nehéz elemeknél lép fel. Ugyanakkor a héjeffektusok is fontos szerepet játszanak, amelyek a cseppmodellen alapuló eredeti formulában nem lettek figyelembe véve.

Az alfa-részecske kötésenergiája rendkívül nagy (28,3 MeV), így kialakulása két protonból és két neutronból igen nagy energiafelszabadulással jár. Ez okozza, hogy míg az alfa-bomlás igen gyakori a nehéz magok között, protonemissziót csak a nagyon erősen neutronhiányos izotópoknál észleltek (pl. ^{109}I, $^{112, 113}$Cs, ^{171}Au, ^{185}Bi-nál).

A kísérletek szerint az alfa-bomlási energiák csak szűk tartományon belül változnak (~1,8 és ~9,3 MeV között), ugyanakkor az *α-parciális felezési idők* igen széles tartományt fognak át ~10^{-7}-től ~10^{22} s-ig. Egy α-részecskének hozzávetőleg $\leq 10^{-21}$ s időre lenne szüksége ahhoz, hogy a magméreten átrepüljön. Ehhez képest az észlelt alfa-parciális felezési idők mind nagyon hosszúak.

Geiger és Nuttall [1911, 1912] a következő egyszerű összefüggést állapította meg az alfa-bomlás időegység alatti valószínűsége (λ) és az alfa-részecskék levegőben mért hatótávolsága (R_α) között:

$$\log \lambda = A \ \log R_\alpha + B. \qquad \text{(VII. 16.)}$$

Itt A és B tapasztalati állandók, melyek értéke függ a λ és R_α egységétől is, $\lambda = (\ln 2)/T_{1/2}$, $T_{1/2}$ az alfa-parciális felezési idő.

Az alfa-részecske levegőben mért hatótávolsága (R_α, cm-ben) és energiája (E_α, MeV-ben) között a következő összefüggés áll fenn: $R_\alpha \approx 0{,}3\, E_\alpha^{3/2}$.

Megjegyezzük, hogyha az atommag egyszerre alfa- és béta-bomlással is bomlik, a teljes bomlásállandó a parciális bomlásállandók összege: $\lambda_{total} = \lambda_\alpha + \lambda_\beta$. A VII. 16. és később a VII. 17. egyenletekben λ, ill. $T_{1/2}$ az alfa-parciális bomlásra vonatkozik.

Sokkal nagyobb kísérleti adathalmaz alapján Taagepera, Nurmia [1961] a következő összefüggéshez jutott:

DUPress

$$log\ T_{1/2} = C_1 (Z_d E_\alpha^{-1/2} - Z_d^{2/3}) - C_2, \qquad \text{(VII. 17.)}$$

ahol $T_{1/2}$ az alfa-parciális felezési idő években, E_α az alfa-részecskék energiája MeV-ben, Z_d a leánymag rendszáma, C_1, C_2 tapasztalati állandók, $C_1 = 1{,}70\ \text{MeV}^{1/2}$, $C_2 = 30{,}0$. Itt alfa-részecske-energiát (E_α) használtunk Q_α helyett, mivel a $140 < A_d < 240$ tartományban az E_α/Q_α arány közel egy (0,973 ± 0,3%).

A VII. 6. ábra az alfa-parciális felezési időket mutatja az $X = Z_d\, E_\alpha^{-1/2} - Z_d^{2/3}$ függvényében. Az alapvonal ($H = 0$) a ^{215}Rn, ^{226}Ra, ^{238}U és ^{232}Th adatait köti össze. E vonalra a következő állandókat nyerték:

$$C_1' = 1{,}61 \text{ és } C_2' = 28{,}9. \qquad \text{(VII. 18.)}$$

Célszerű bevezetni a tiltási (hindrance) tényezőt (H) a következőképpen:

$$H \equiv log\ (T_{1/2\,kís} / T_{1/2\,elm}), \qquad \text{(VII. 19.)}$$

ahol $T_{1/2\,elm}$-et a VII. 17. egyenletből nyerték a VII. 18. paraméterekkel.

A mágikus számoktól távol eső atommagoknál a kísérleti adatok a $H = 0$ és 1,2 vonalak között vannak. A mágikus számok közelében az észlelt tiltás nagyobb. A tiltási tényezők rendszerint a páros-páros magoknál a legkisebbek és a páratlan-páratlan magoknál a legnagyobbak. Megjegyezzük, hogy egyes szerzők a tiltási tényezőt a páros-páros atommagok alapállapotai közötti átmenetekhez viszonyított tiltásként definiálják. A nehéz elemek tartományában meghatározott tiltási tényezőkről áttekintést ad Hyde és mts. [1964] munkája.

Dasgupta-Schubert és Reyes [2007] 373 α-sugárzó kísérleti adatai alapján új α-bomlási formulát javasolt. Ez az általánosított folyadékcsepp-modellre támaszkodik és a következő alakú:

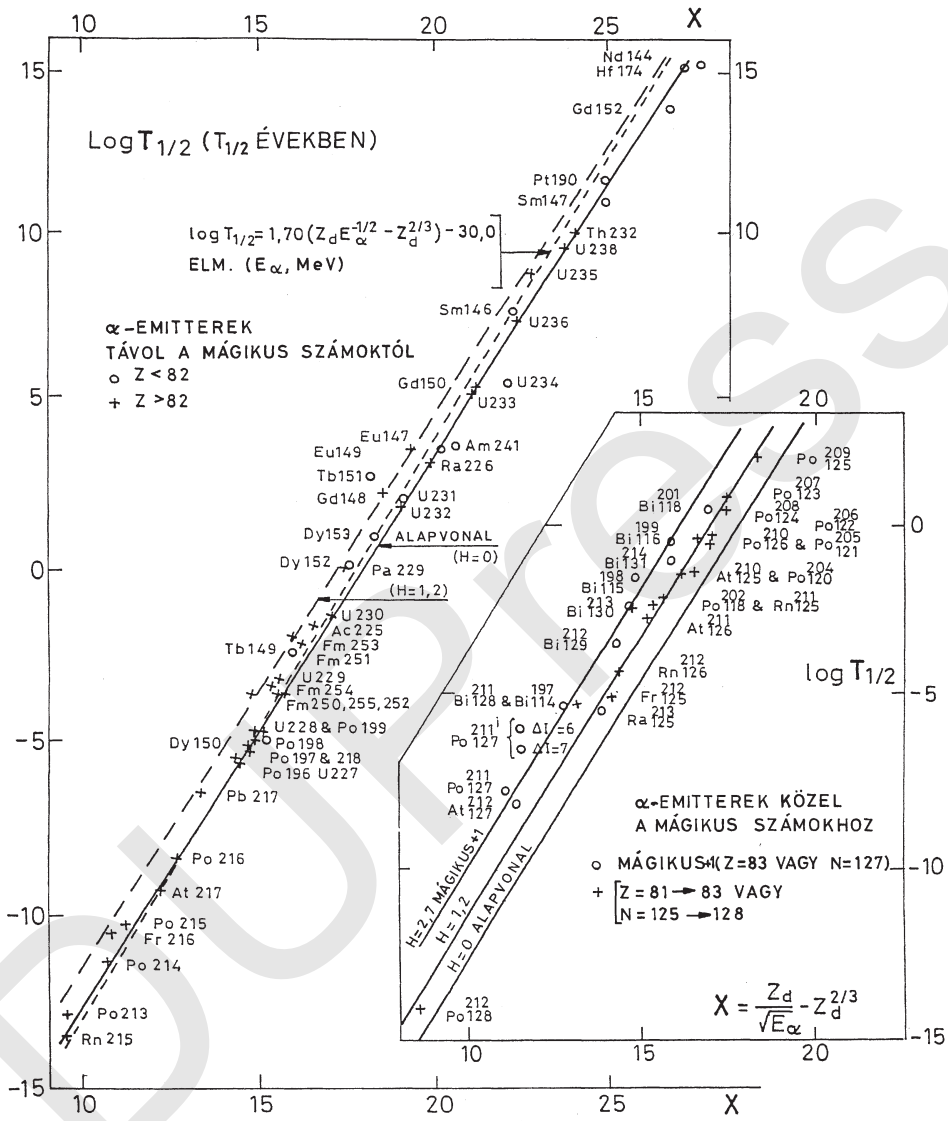
$$\log_{10}[T_{1/2}(s)] = a + bA^{1/6}Z^{1/2} + cZ/Q_\alpha^{1/2},$$

ahol $T_{1/2}$(s) az α-parciális felezési idő s-ban, Z, A az anyamag rendszáma és tömegszáma, Q_α az α-bomlási energia, a, b, c állandók, amelyek az anyamag típusa szerint a következők:

Z – N	a	b	c
Páros – páros	– 25,31	– 1,1629	1,5864
Páros – páratlan	– 26,65	– 1,0859	1,5848
Páratlan – páros	– 25,68	– 1,1423	1,592
Páratlan – páratlan	– 29,48	– 1,113	1,6971

A formula hasznos a szupernehéz elemek α-parciális felezési időinek előrejelzésében.

DUPress



VII. 6. ábra. Az alfa-parciális felezési idők ($T_{1/2}$) logaritmusa az $X = Z_d\, E_d^{-1/2} - Z_d^{3/2}$ mennyiség függvényében, ahol E_α az alfa-részecske energiája MeV-ben, Z_d a leánymag rendszáma. Taagepera, Nurmia [1961] alapján.

DUPress

Alfa-bomlás felléphet az anyamag gerjesztett állapotaiból is. A hosszú hatótávolságú (béta-késleltetett) alfa-részecskék megfigyelhetőségének az a szükséges feltétele, hogy az atommag olyan nagy energiájú állapota gerjesztődjék, ahonnan az alfa-bomlás valószínűsége összemérhető a gamma-bomlás valószínűségével. Béta-késleltetett alfa-radioaktivitás rendszerint csak erősen neutronhiányos izotópoknál lép fel. A $^{212}Po \rightarrow {}^{208}Pb$ speciális esetben (l. a VII. 3. C. ábrát) az alfa-bomlás előnyben részesített (favoured), mivel a ^{208}Pb kétszeresen mágikus atommag. A béta-késleltetett alfa-radioaktivitás várható tartományaira vonatkozóan l. Fényes, Rupp [1968] közleményét. Az erősen neutronhiányos atommagoknál fellépő proton-, ill. α-kibocsátást a X. 2. 4. pontban tárgyaljuk.

Az alfa-bomlás kísérleti és elméleti problémakörének részletesebb tárgyalása a következő könyvekben és összefoglaló közleményekben található meg: [Hanna 1959; Hyde és mts. 1964; Mang 1964; Rasmussen 1965; Marmier, Sheldon 1969; Muhin 1985; Lovas és mts. 1998].

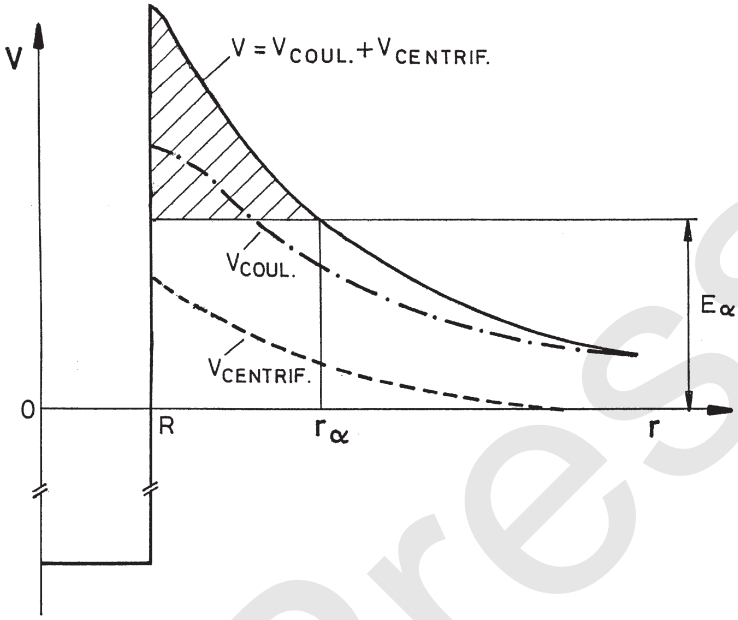
VII. 2. 2. Az α-bomlás egytestelmélete

Rutherford 1927-ben megfigyelte, hogy a ^{212}Po 8,78 MeV-es alfa-részecskéi nehéz atommagokon a Coulomb-törvény szerint szóródnak. Ugyanakkor a nehéz atommagok kisebb energiával is képesek alfa-részecskét emittálni. A klasszikus fizikában nem érthető, hogyan léphet ki alfa-részecske olyan atommagból, aminél a potenciálfal magassága nagyobb, mint az alfa-részecske energiája (l. a VII. 7. ábrát).

Gamow [1928] és függetlenül Condon, Gurney [1928, 1929] megmutatták, hogy alfa-részecske áthatolása a potenciálfalon lehetséges a kvantummechanika szerint alagúteffektussal is. Definiálható egy P áthatolási (penetration) tényező, ami a bejövő és kimenő intenzitás hányadosa. A részletes kvantummechanikai elmélet a következő közelítő kifejezést adja az áthatolási tényezőre (l. pl. [Nagy 2000, 163. o.]):

$$P \approx exp\left[-\frac{2}{\hbar}\int_{R}^{r_\alpha}\sqrt{2m\left(\frac{2Z_d e^2}{r}-Q_\alpha\right)}dr\right], \qquad \text{(VII. 20.)}$$

ahol R és r_α sugárparaméterek (l. VII. 7. ábrát), R a leánymag sugara, m a redukált tömeg, $m = m_\alpha m_d/(m_\alpha + m_d)$, a nehéz elemek tartományában m kb. egyenlő m_α-vel, $2Z_d e^2/r$ a Coulomb-potenciálfal magassága, Z_d a leánymag rendszáma, Q_α a



VII. 7. ábra. Az α-atommag-kölcsönhatás Coulomb- (V_{COUL}), centrifugális (V_{CENTR}) és teljes (V) potenciálja a magsugár (r) függvényében. Az alfa-részecske potenciálfalon át történő kilépésének valószínűsége erősen függ az alfa-részecske energiájától (l. a vonalkázott területet és a VI. 20. képletet). Az $r < R$ tartományban a magpotenciál sokkal mélyebb, mint ahogy az ábra mutatja.

teljes alfa-bomlási energia, a nehéz elemekre Q_α kb. egyenlő E_α-val, ahol E_α az alfa-részecske energiája.

Az *alfa-bomlás egytestmodelljében* felteszik, hogy az alfa-részecske ki van alakulva az atommag felületi rétegében, és az alfa-bomlás valószínűségét *(λ)* a következő kifejezés adja:

$$\lambda = (\ln 2)\,/\,T_{1/2} = fP \approx f\,\exp\left[-\frac{2}{\hbar}\int_R^{r_\alpha}\sqrt{2m(\frac{2Z_d e^2}{r}-Q_\alpha)}\,dr\right], \qquad \text{(VII. 21.)}$$

ahol f a „redukált átmeneti valószínűség” vagy „frekvenciafaktor”. (Egy klasszikus, közelítő kép szerint a frekvenciafaktor az α-részecske és a potenciálfal közötti ütközések időegység alatti száma: $f \approx v/(2R)$, ahol v az α-részecske sebessége a magban, R a magsugár.)

A $T_{1/2} \times f$ mennyiség a belső bomlási sebesség mértéke, mint a béta-bomlás elméletében (l. a VII. 41. képletet).

A VII. 21. formula levezetésénél feltételezték, hogy az alfa-részecske zéró impulzusnyomatékkal lép ki.

DUPress

A Schrödinger-egyenlet megoldható pl. a Wentzel–Kramers–Brillouin- (WKB) -közelítésben a magsugár különböző tartományaiban, a potenciálfalon belül és kívül. Bethe [1937] levezetett egy explicit analitikus formulát a λ bomlásvalószínűségre. A formula meglehetősen bonyolult, de Taagepera és Nurmia javaslatára megfelelő közelítésekkel egyszerűsíthető. A közelítések a következők:

– Az f tényező a VII. 21. egyenletben közelítőleg $Z_d^{-4/3}$-nal arányos. Az $58 \le Z_d \le 98$ tartományban értéke állandó: $1{,}9 \times 10^{20}\ s^{-1} = 6{,}0 \times 10^{27}$ év^{-1}.

– A VII. 21. egyenlet exponenciális tényezőjében az $R \approx 1{,}36\, r_o Z_d^{1/3}$, ahol $r_o = 1{,}5 \times 10^{-13}$ cm.

– Feltevésként szerepel, hogy a Coulomb-fal magassága sokkal nagyobb, mint Q_o.

– A $140 < A_d < 240$ tartományban alfa-részecske-energia (E_α) használható Q_α helyett, mivel a leánymag visszalökési energiája nagyon kicsi.

E közelítések segítségével a következő formulát nyerték:

$$\lambda = 6{,}0 \cdot 10^{27} \exp\left[-\frac{8{,}89 e^2 m^{1/2}}{\hbar} \frac{Z_d}{E_\alpha^{1/2}} + \frac{8 e m^{1/2} (1{,}36 r_0)^{1/2}}{\hbar} Z_d^{2/3} \right] \text{év}^{-1}, \qquad \text{(VII. 22.)}$$

ami a VII. 17. egyenlet alakjára hozható az állandó paramétereknek a kísérleti adatokhoz való némi illesztésével.

A *centrifugális potenciál szerepe.* Ha az alfa-részecske l keringési impulzusnyomatékot visz magával, a potenciálfal magassága $V_{CENTRIF}$ taggal növekszik:

$$V_{CENTRIF} = l(l+1)\hbar^2/(2mr^2). \qquad \text{(VII. 23.)}$$

L. VI. 12. egyenletben. Ezért a Schrödinger-egyenletben a $V_{COUL} = 2Z_d e^2/r$ tagot $V = V_{COUL} + V_{CENTRIF}$ taggal kell helyettesíteni. Winslow és Simpson [1954] számításai szerint az α-részecske által elvitt keringési impulzusnyomaték hatása az áteresztési tényezőre a következő:

l	0	1	2	3	4	5	6
P_l/P_o	1,000	0,844	0,601	0,363	0,1854	0,0806	0,0299

(VII. 24.)

Lásd még [Hyde és mts. 1964].

Rasmussen [1959] a következő formulát vezette le a P_l/P_o arányra:

$$P_l/P_o = exp[-2{,}027\, l(l+1)\, Z_d^{-1/2}\, A_d^{-1/6}], \qquad \text{(VII. 25.)}$$

ami egyezik egy pontosabb kifejezéssel $l = 6$-ig.

DUPress

Az alfa-bomlást az erős és elektromágneses kölcsönhatás szabja meg. Ezért mind az impulzusnyomaték, mind a paritásmegmaradási törvény érvényes a folyamatra. A megmaradási törvényekből a következő *kiválasztási szabályok* adódnak az alfa-bomlásra:

$$|I_i - I_f| \leq l \leq I_i + I_f,$$
$$\pi_i/\pi_f = (-1)^l, \qquad \text{(VII. 26.)}$$

ahol I magspint, π paritást, i kezdeti, f végállapotot jelöl. Az l a részecske által elvitt impulzusnyomaték (az α-részecske spinje zérus).

Az egyszerű egytestmodell jó leírást ad a páros-páros magok alfa-bomlására, ill. általában a megengedett alfa-emisszióra. A folyamatban az alfa-részecskék áthaladása a potenciálfalon központi szerepet játszik. A pontos elméletben még számos más effektust is figyelembe kellene venni, pl. az azonos nukleonok párkölcsönhatását. Úgy tűnik azonban, hogy a figyelembe nem vett effektusok a különböző atommagok megengedett átmeneteire hasonló hatással vannak.

Mindazonáltal ez *egyszerű modell alkalmazhatóságának komoly korlátai vannak.*

– Nem várható, hogy a modell kielégítő eredményt ad, ha az atommag kezdeti és végállapotának szerkezete nagyon különböző. Különösen a páratlan tömegszámú és páratlan-páratlan magokban a belső szerkezet fontos szerepet játszhat.

– Az egytestmodellben felteszik, hogy a mag gömbszerű és a potenciálfal egyszerű alakú (l. a VII. 7. ábrát). A pontos elméletben, különösen a deformált atommagok esetében, reálisabb potenciálfalat kell figyelembe venni. Az emittált alfa-részecske kölcsönhatása a deformált atommag elektromos terével szintén módosíthatja az alfa-spektrumot.

VII. 2. 3. Az α-bomlás mikroszkopikus elmélete

Az alfa-bomlás mikroszkopikus elméletei több csoportra oszthatók.

– A *statisztikus modelleket* a magreakciók statisztikus elméletének analógiájára fejlesztették ki. Az alfa-bomlás felületi jelenség és a magfelületre megbízható információk főleg reakcióadatokból állnak rendelkezésre. Ezekben az elméletekben az f valószínűségi (frekvencia) tényezőt az átlagos nívósűrűségekből határozzák meg (l. később a VIII. 28. képletet).

– Más mikroszkopikus modellek a *héjmodellen alapulnak,* és az alfa-részecske kialakulási valószínűségét a mag hullámfüggvényéből kiindulva számítják ki.

DUPress

– A rezonálócsoport-modellben olyan konfigurációkeveredéseket vesznek figyelembe, amelyek alfa-részecskéket tartalmaznak. A héjmodell kombinálható a *csomómodellel* és így alkalmazhatóvá válik az alfa-bomlás leírására is.

A mikroszkopikus modellek részletes leírása túlnő a jelen könyv keretein. Az érdeklődő olvasónak a következő összefoglaló munkákat ajánljuk figyelmébe: [Mang 1964; Hyde és mts. 1964; Rasmussen 1965; Lovas és mts. 1998]. Itt most csak néhány fontosabb munkát ismertetünk.

Gömbszerű atommagok

Mang [1960, 1964] klasszikus munkáiban megalkotott egy meglehetősen általános érvényű, mikroszkopikus alfa-bomlási modellt. Az elmélet szerint az alfa-bomlási valószínűség (λ) függ az áthatolási tényezőtől (P_l) és a redukált alfa-szélességtől (δ^2_{Jjl}) a következő módon:

$$\lambda = \frac{1}{\hbar} \sum_{jl} P_l \delta^2_{Jjl}, \qquad \text{(VII. 27.)}$$

Itt P_l ugyanaz a potenciálfal-áteresztési tényező, mint az alfa-bomlás egytest-elméletében. $\delta^2_{Jjl} / \hbar$ megadja az α-részecske kialakulási valószínűségét a magfelületen egységnyi idő alatt, amit az anya- és leányatommag, valamint az α-részecske hullámfüggvényeivel lehet kifejezni. Az *l* az alfa-részecske keringési, *j* a leánymag impulzusnyomatéka. Az *l* és j kombinációi adják meg a *J*-t.

A mért alfa-részecske-energiák felhasználásával Mang [1960] kiszámította a δ^2 értékeket a páros-páros (gömbszerű) Po-izotópok alapállapoti (azaz az alapállapotból az alapállapotba történő) átalakulásaira. Mang elméleti eredményei jól reprodukálták a kísérleti δ^2 adatok arányait, pl. azt, hogy a δ^2 értékeknek minimuma van az $N = 126$ mágikus számnál.

Zeh és Mang [1962] a Po–Bi-tartományban, a ^{208}Pb szomszédságában számolták az alfa-bomlási valószínűségeket. A számítások azt mutatták, hogy nagyon fontos figyelembe venni a valencianukleonok közötti maradék-kölcsönhatást. A párerő figyelembevétele egyrészt a redukált szélességek abszolút értékének lényeges megnövekedéséhez vezet (~30-szoros vagy még nagyobb növekedés), másrészt a különböző alhéjak által okozott helyi fluktuációk kisimulását is eredményezi. Az eredmények erősen függnek a számításokban figyelembe vett héjmodellállapotoktól. A kísérleti és elméleti adatok egyezése különösen a páros-páros magoknál volt jó.

Thomas [1954] a magreakciók általános elméletéből kiindulva a következő kifejezést vezette le az alfa-bomlási szélességre $\Gamma \equiv \hbar\lambda = \hbar\,(\,ln2) / T_{1/2}$:

$$\Gamma_l(r_c) = 2P_l(r_c)\frac{\hbar^2}{2mr_c}g_l^2(r_c), \qquad \text{(VII. 28.)}$$

ahol m a redukált tömeg, $g_l(r_c)$ az alfa-részecske kialakulási amplitúdója, ami az anyaállapot hullámfüggvényeinek vetülete a két fragmens (antiszimmetrizált) szorzatállapotaira. $P_l(r_c)$ a Coulomb-falon át való áthatolási tényező a centrumtól r_c távolságon túl. A $\Gamma \equiv \hbar\lambda$ összefüggés felhasználásával a δ_l^2 és a g_l^2 közötti kapcsolat világossá válik.

Noha a VII. 28. képletben szereplő tényezők külön-külön függnek az r_c-től, az alfa-bomlási szélesség nem fog függni a csatornasugártól, ha azt az alfa-részecske és a leánymag érintkezési pontján túl választjuk meg.

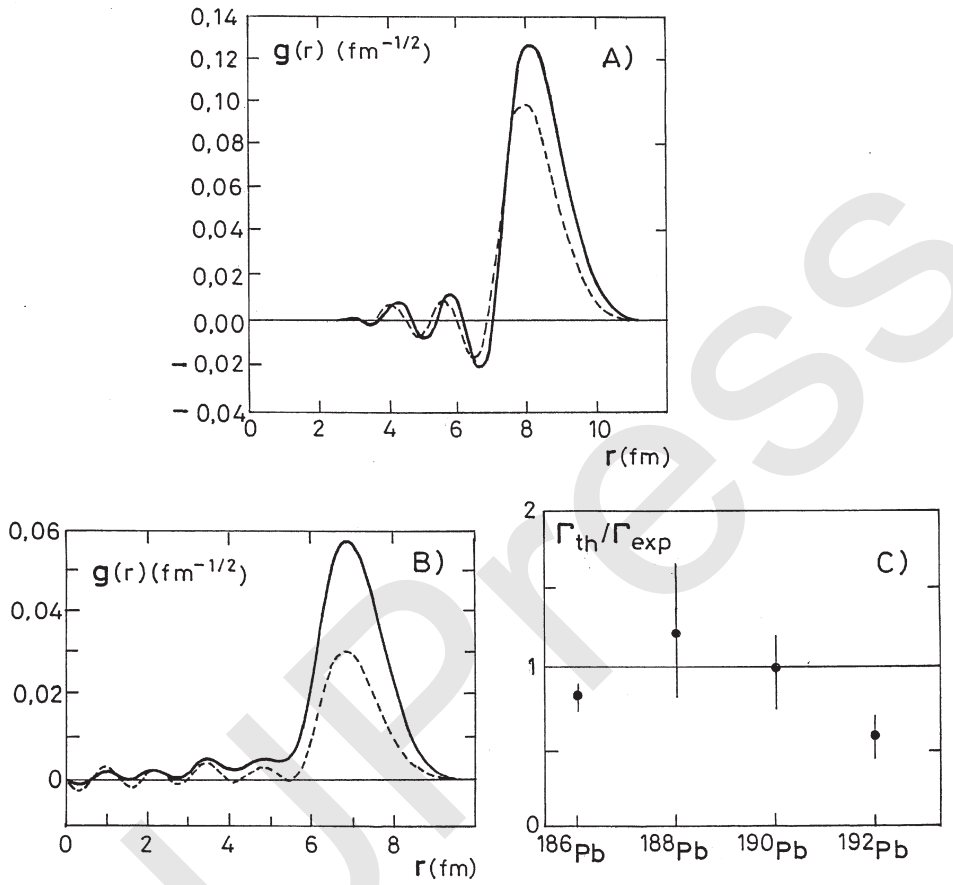
Ez a formalizmus, kombinálva az anyamag részleteiben is kidolgozott modelljével, alkalmasnak bizonyult a ^{212}Po abszolút α-bomlási szélességének reprodukálására.

A „csomókonfigurációs héjmodell" és a technikailag egyszerű „Gauss-pálya-héjmodell" alapján Varga és mts. [1992] és Varga és Liotta [1994] kiszámította a $g(r)$ kialakulási amplitúdót a $^{212}Po \rightarrow {}^{208}Pb$ alfa-bomlásra (l. a VII. 8. A. ábrát). A $\Gamma(r_c)$-re $0{,}72\times10^{-15}$ MeV-et kaptak a Gauss-pálya-héjmodellben és $1{,}6\times10^{-15}$ MeV-et a csomókonfigurációs héjmodellben, ami közel van a kísérleti értékhez: $1{,}5\times10^{-15}$ MeV. Azt találták, hogy a ^{212}Po alapállapotában a törzs plusz alfa-csomósodás mértéke 20-30% [Lovas és mts. 1998].

A párkölcsönhatás erőteljes csomósodáshoz vezet a magfelületen, ezért távol a kétszeresen mágikus ^{208}Pb-törzstől célszerű BCS-közelítést (l. a VI. 2. 3. pontot) használni az alfa-bomlás leírásánál [Lovas és mts. 1998]. A könnyű gömbszerű $^{186, 188, 190, 192}$Pb-izotópokra ilyen számításokat Insolia és mts. [1988] végeztek. Az eredmények a VII. 8. B. és C. ábrákon láthatók. A kísérleti eredményekkel való egyezés jó.

Deformált atommagok

Nilsson-típusú hullámfüggvények felhasználásával Mang a deformált atommagok alfa-bomlásának tárgyalásához is levezette a szükséges formulákat. Az U-, Pu-, Cm-, Cf-, Fm-izotópokra elvégzett számítások jó egyezést adtak a kísérleti adatokkal [Mang, Rasmussen 1962]. Az eredmények itt is mutatták, hogy a



VII. 8. A. ábra. Az alfa-részecske plusz magtörzs konfiguráció kialakulásának amplitúdója *g(r)* a ^{212}Po alapállapotában. A folytonos vonal a csomókonfigurációs héjmodellből, a szaggatott vonal a Gauss-héjmodellből nyert értékeket mutatja. [Varga, Liotta 1994]

B. Alfa-magtörzs-kialakulási amplitúdók *g(r)* a ^{192}Pb alapállapotában a Bardeen–Cooper–Schrieffer- (BCS) -számításokból. A folytonos és szaggatott görbék különböző számítási paraméterekhez tartoznak. [Insolia és mts. 1988]

C. Az elméleti és kísérleti alfa-bomlási szélességek aránya (Γ_{th}/Γ_{exp}) a könnyű, gömbszerű Pb alfa-sugárzó izotópokra. [Insolia és mts. 1988]

Az ábrák Lovas és mts. [1998] összefoglaló közleményéből származnak.

DUPress

valencianukleonok közötti maradék-kölcsönhatás fontos szerepet játszik az alfa-bomlási valószínűség leírásában.

Mang klasszikus munkáiból kiindulva és pártípusú maradék-kölcsönhatást figyelembe véve Insolia és mts. [1991], valamint Delion és mts. [1992] kiszámították az alfa-bomlási szélességeket (Γ_o) a deformált páros-páros Ra-, Rn- és Th-izotópokra. Az alapállapotok közötti $l = 0$ átmenetekre nyert elméleti szélességek a VII. 2. táblázatban láthatók. A kísérleti és elméleti eredmények nagyságrendi egyezést mutatnak. A 2^+ állapotokhoz vezető átmeneteknél az egyezés hasonló.

VII. 2. táblázat. Kísérleti és elméleti alfa-bomlási szélességek Γ_0 (MeV-ben) néhány páros-páros deformált atommagra [Insolia és mts. 1991; Delion és mts. 1992; Lovas és mts. 1998]

Anyamag	Kísérlet	Elmélet
^{222}Rn	$1{,}38 \cdot 10^{-27}$	$0{,}70 \cdot 10^{-27}$
^{220}Rn	$8{,}20 \cdot 10^{-24}$	$2{,}7 \cdot 10^{-24}$
^{218}Rn	$1{,}30 \cdot 10^{-20}$	$0{,}25 \cdot 10^{-20}$
^{226}Ra	$9{,}0 \cdot 10^{-33}$	$6{,}6 \cdot 10^{-33}$
^{224}Ra	$1{,}44 \cdot 10^{-27}$	$0{,}83 \cdot 10^{-27}$
^{222}Ra	$1{,}20 \cdot 10^{-23}$	$0{,}52 \cdot 10^{-23}$
^{232}Th	$1{,}01 \cdot 10^{-39}$	$0{,}60 \cdot 10^{-39}$

A nem gömbszerű magok esetében figyelembe kell venni, hogy az alfa-részecske kialakulása függ a kialakulás helyétől, továbbá hogy a deformált leánymag nemcentrális elektrosztatikus tere megváltoztathatja a kilépett alfa-részecske energiáját. E problémákat több szerző is tárgyalta (l. pl. Hyde és mts. [1964] összefoglaló munkáját). A vizsgálatok alapján az a következtetés vonható le, hogy az alfa-részecske hullámfüggvénye a magfelületen nagyon különböző lehet a különböző atommagokban. Az erősen deformált leánymag elektromos kvadrupólustere is fontos szerepet játszik az alfa-részecske-csoportok intenzitásának kialakulásában. A kilépő α-részecske gerjesztheti a maradék magot, így a kisebb energiájú α-csoport intenzitása megnövekedhet.

Több At- és Rn-izotóp szisztematikus vizsgálata mutatja, hogy a poláris irányban történő alfa-kibocsátás főleg a megnyúlt (prolate) atommagokban gyakori, míg a belapult (oblate) magokban túlnyomóan egyenlítő melletti emisszó jön létre [Delion és mts. 1994].

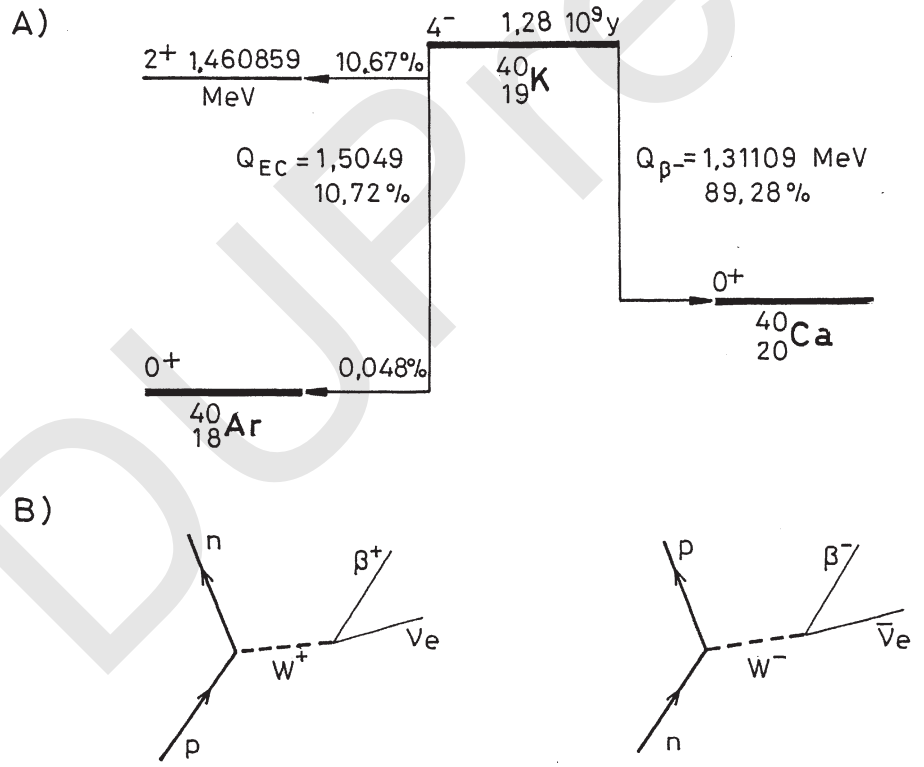
Végül megjegyezzük, hogy a kilépő alfa-részecske elektront is kiüthet a *K* vagy kintebbi elektronhéjakról. Az effektus nagyon gyenge. Pl. a ^{210}Po alfa-bomlásánál a *K*-héj ionizációjának valószínűsége 10^{-6} rendű. A jelenség összefoglaló áttekintése megtalálható Hyde és mts. [1964] munkájában.

DUPress

VII. 3. BÉTA-BOMLÁS

VII. 3. 1. Alapvető kísérleti tények

Az atommagok béta-bomlásának három típusa van, a β^-- és β^+-részecske-kibocsátás, valamint az elektronbefogás (electron capture, EC). Mindhárom folyamatban az atommag rendszáma egy egységgel változik. A β^--bomlásban elektron (e^-), a β^+-ban pozitron (e^+) lép ki az atommagból. Az elektronbefogásnál a *K*- (vagy kintebbi) héjról egy elektron fogódik be az atommagba. Bizonyos atommagokban egyszerre többféle béta-bomlás is felléphet (l. pl. a ^{40}K bomlását a VII. 9. ábrán). A béta-bomlás után a leánymag alap- vagy gerjesztett állapotba kerül.



VII. 9. A. ábra. A ^{40}K béta-bomlási módjai. Az adatok forrása: [Firestone és mts. 1996].
B. A β^+- és β^--bomlás szemléltetése a gyenge kölcsönhatás Glashow–Salam–Weinberg-elmélete alapján. L. részletesebben a második kötetben [Fényes 2007, VIII. fejezet].

DUPress

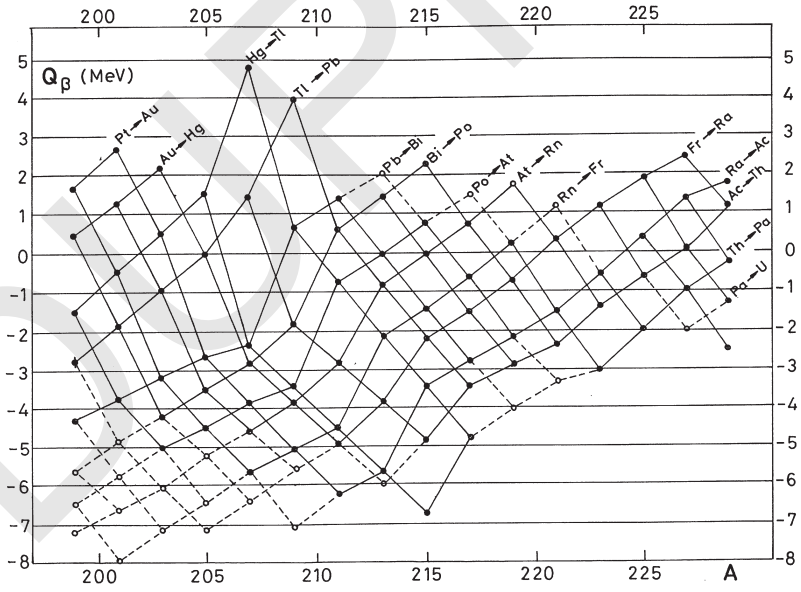
Az elektronbefogási folyamatot röntgensugárzás és/vagy Auger-elektron-emisszió követi, amelyben az elektronhéjon keletkezett hiányt egy külső héjról beugró elektron betölti (l. részletesebben a IX. 2. 1. pontban). Az atommag és a kilépett elektron (vagy pozitron) kölcsönhatásának eredményeként a radioaktív béta-bomlásnál mindig jelen van egy gyenge, folytonos gamma-sugárzás is, amit belső fékezési sugárzásnak nevezünk [Petterson 1965].

Energiaviszonyok. Béta-bomlás csak akkor léphet fel, ha egy (vagy több) teljesül a következő tömeg-energia-összefüggések közül:

$M(Z,A) > M(Z+1,A)$ β^--emisszió,
$M(Z,A) > M(Z-1,A)$ elektronbefogás,
$M(Z,A) > M(Z-1,A) + 2m_0$ β^+-emisszió.

Itt M atom- (és nem atommag-) -tömegeket jelöl. $2m_o = 2\times0{,}511$ MeV/c^2 az emittált β^+-részecske és egy atomi elektron nyugalmi tömegeinek összege. A béta-bomlási energiákat a következő kifejezések adják:

$$Q_{\beta-} = M(Z,A) - M(Z+1,A) \text{ és}$$
$$Q_{\beta+} = M(Z,A) - M(Z-1,A).$$



VII. 10. ábra. A páratlan tömegszámú atommagok béta-bomlási energiái (Q_β) a tömegszám (A) függvényében A = 199-től 229-ig. A pontok kísérleti adatokat jelölnek, a körök szisztematikus tendenciákból becsült értékek. A vonalak szaggatottak, ha köröket kötnek össze.

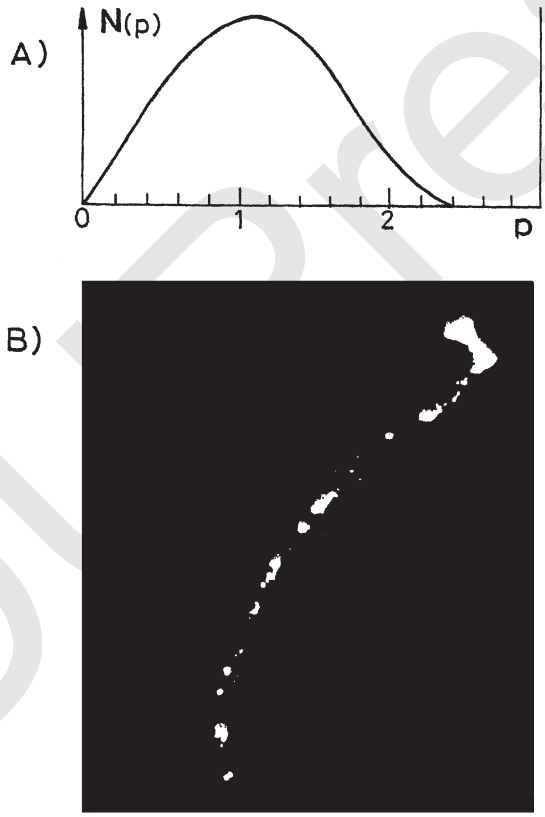
$Q_{\beta^-} = M(A,Z) - M(A,Z+1)$, $Q_{\beta^+} = M(A,Z) - M(A,Z-1)$,

ahol M-ek atomtömegeket jelölnek. A Q_β értékek különböző magtartományokra vonatkozó átfogó áttekintését l. Audi és mts. [2003] közleményében.

DRAFT

A béta-bomlási energiák szisztematikus tendenciákat mutatnak, ha a tömegszám függvényében ábrázoljuk ezeket (l. a VII. 10. ábrát). Világosan látszik a $Z = 82$ mágikus szám hatása is (nagy rés a $_{81}Tl \rightarrow {}_{82}Pb$ és $_{82}Pb \rightarrow {}_{83}Bi$ átmenetek energiáiban).

A béta-bomlás energiája a legkisebb értékektől 25-30 MeV-ig változik, míg a *béta-parciális felezési idők* sokkal szélesebb tartományban, ~10^{-3} s-tól >10^{24} s-ig. A neutrínó feltételezése azért is szükséges, mivel a β-bomlásnál az atommag spinváltozása egészszámú (l. később a VII. 3. táblázatban), míg a β-részecskék spinje ½. A β^--és β^+-energiaspektrumok folytonos eloszlást mutatnak (l. VII. 11. A. ábrát). Mivel mind a kezdeti, mind a végállapot energiája diszkrét az atommagban,



VII. 11. A. ábra. Egy tipikus béta-spektrum. A *p* a béta-részecske impulzusa (önkényes egységben). *N(p)* az emittált béta-részecskék száma egységnyi impulzusintervallumban.
B. A ^{6}He β^- -bomlás ($T_{1/2}$ = 0,807 s) nyomainak ködkamrafotója. A béta-részecske és a visszalökött atommag nyomai nem ellentétes irányúak. Ez az impulzusmegmaradási törvény alapján arra utal, hogy egy harmadik, semleges és gyakorlatilag nem kölcsönható részecske is fellép a béta-bomlásban [Csikai, Szalay 1957].

DUPress

Pauli 1931-ben feltételezte egy *neutrínónak* nevezett semleges részecske létezését, ami elviszi a hiányzó energiakülönbséget. Az antineutrínó létének közvetett bizonyítékát Csikai és Szalay [1957] adta meg, amikor ködkamrában lefotózták a $^6He \rightarrow {}^6Li\ \beta^-$-bomlás nyomait (l. a VII. 11. B. ábrát). Szabad antineutrínókat közvetlenül először egy nagyfluxusú reaktor mellett sikerült detektálni a $p + \overline{\nu}_e \rightarrow n + e^+$ inverz béta-bomlási folyamatban (l. [Reines, Cowan 1959; Reines és mts. 1960] és ezekben további hivatkozások korábbi munkáikra). A neutrínó nyugalmi tömege vizsgálható pl. a béta-spektrum pontos analízisével a maximális béta-energia közelében. A neutrínók főbb sajátságait (típus, tömeg, töltés, spin) a II. 1. táblázatban tüntettük fel.

Az újabb kísérletek elég meggyőzően mutatják, hogy a különböző fajtájú neutrínók között $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ *és* $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$ átmenet létezik a természetben (l. [Fukuda és mts. 1998, ill. Athanassopoulos és mts. 1998]). Az *e*-, μ- és τ-típusú neutrínók tömegében kicsi, de véges különbségek vannak és legalábbis egyes neutrínók tömege zérótól különbözik.

A részletes vizsgálatok mutatják, hogy az elektron-neutrínóknak két fajtája van, amelyek az anyaggal való kölcsönhatás jellegében eltérnek egymástól (különböző hatáskeresztmetszetek). Az elektron-neutrínót ν_e-vel, az antineutrínót $\overline{\nu}_e$-vel jelölik. A béta-bomlási folyamatban ezek a következőképpen vesznek részt:

$$(Z,A) \rightarrow (Z+1,A) + \beta^- + \overline{\nu}_e,$$
$$(Z,A) \rightarrow (Z-1,A) + \beta^+ + \nu_e,$$
$$(Z,A) \rightarrow (Z-1,A) + \nu_e,$$

amelyek a következő folyamatokra vezethetők vissza:

$$n \rightarrow p + \beta^- + \overline{\nu}_e,$$
$$p \rightarrow n + \beta^+ + \nu_e,$$
$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e.$$

L. a VII. 9. B. ábrát.

Mivel a neutrínók nem ionizálják az anyagot, a neutrínó mágneses nyomatékának (μ_ν) nagyon kicsinek vagy zérónak kell lennie. A becslések szerint $\mu_\nu < 10^{-7}\ \mu_B$, ahol μ_B a Bohr-magneton. Cowan és Reines kísérletében a $p + \overline{\nu}_e$ reakció hatáskeresztmetszetét $\sigma \approx 10^{-43}$ cm^2-nek találták, ami kondenzált anyagban ($n \approx 10^{22} cm^{-3}$) a következő átlagos szabad úthossznak felel meg: $\lambda = 1/(n\sigma)$

DUPress

$\approx 10^{21}$ cm = 10^{16} km (~ 1057 fényév). Ez a rendkívül nagy szabad úthossz az antineutrínó direkt észlelését nagyon nehézzé teszi.

A teljes energia relativisztikus kifejezéséből $E = m_\nu c^2(1- v^2/c^2)^{-1/2}$ következik, hogyha a neutrínó nyugalmi tömege (m_ν) közel zéró, akkor a sebességének (v) közel kell lennie a fénysebességhez (c).

A Napban létrejövő hidrogénégés ($4p \rightarrow {}^4\mathrm{He} + 2e^+ + 2\nu_e + Q_{\mathrm{eff}}$) alacsony energiájú (≤ 20 MeV) elektronneutrínókat hoz létre. Ugyanakkor a Napból jövő neutrínók észlelt fluxusaránya a Földön:

$$\frac{\Phi(\nu_e)}{\Phi(\nu_e)+\Phi(\nu_{\mu\tau})} = 0{,}340 \pm 0{,}023 \textit{ (stat.)} \pm 0{,}030 \textit{ (sziszt.)}$$

([Aharmim és mts. 2005] Sudbury Neutrínó Obszervatórium, Kanada). Ez világosan mutatja, hogy a $\Phi(\nu_{\mu\tau})$ nem zéró, azaz hogy a Nap belsejében előállított elektronneutrínók egy része megváltoztatta „ízét". A japán KamLAND kísérletben elektronantineutrínókat vizsgáltak ~180 km-re a reaktortól. E kísérletek is megerősítették az elektronneutrínók ízváltozását.

A kozmikus sugarak nagy energiájú (≳ GeV) müonneutrínókat keltenek a Föld atmoszférájában. Vizsgálhatók a lefelé jövő „atmoszferikus" neutrínók egy föld alatti detektorban, valamint a felfelé jövők is, amelyek a Föld túlsó oldaláról jönnek. Ezek jóval nagyobb távolságot tesznek meg a detektorig. A japán Szuper-Kamiokande kísérletek eredményeinek elemzése azt mutatta, hogy valamilyen mechanizmus megváltoztatta a müonneutrínók fluxusát, miközben a Földön áthaladtak. A tapasztalt ízváltozási effektust megerősítette a gyorsítókban előállított nagy energiájú müonneutrínók vizsgálata is. A MINOS, USA kísérletben 735 km, a japán K2K kísérletben 250 km utat tettek meg a neutrínók a gyorsítótól a detektorig.

Így ma már meggyőző bizonyítékaink vannak arra, hogy a Napból jövő, reaktor-, atmoszferikus és gyorsítós neutrínók megváltoztatják ízüket.

A neutrínók ízváltozását elméletileg is értelmezni lehet. A feltevés szerint a neutrínók különböző ízsajátértékekkel ($|\nu_e\rangle$, $|\nu_\mu\rangle$, $|\nu_\tau\rangle$) állnak elő, ill. semmisülnek meg, de ezek különböző tömegsajátértékek ($|\nu_1\rangle$, $|\nu_2\rangle$, $|\nu_3\rangle$) szuperpozíciói. A különböző sajátértékek közötti kapcsolat mátrixalakban fejezhető ki:

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_{e1} & \nu_{e2} & \nu_{e3} \\ \nu_{\mu 1} & \nu_{\mu 2} & \nu_{\mu 3} \\ \nu_{\tau 1} & \nu_{\tau 2} & \nu_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix}$$

(Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata-mátrix.)

PUBLIC

Ha minden neutrínó tömeg nélküli lenne, minden tömeg- és ízsajátérték egybeesne, és nem lenne átmenet a különböző neutrínók között. A fenti mátrixegyenlet feltételezi, hogy a neutrínóknak van tömege, és ha így van a $|\nu_1\rangle$, $|\nu_2\rangle$, $|\nu_3\rangle$ tömegsajátértékű neutrínók különböző energiával haladhatnak. Ekkor az időtől függő Schrödinger-egyenlet szerint fázisdifferenciák lépnek fel a különböző neutrínók között a megtett út függvényében. Mindez a neutrínók ízváltozásához vezet.

Ha csak $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ átmenetet tételezünk fel, a fenti egyenlet egyszerűsíthető a következő alakra:

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix}.$$

E transzformáció csak egy szabad paramétert tartalmaz, a θ keveredési szöget.

A kísérleti adatokból a tömegkülönbség négyzetek (Δm^2) és a keveredési szögek (θ) határozhatók meg különböző átalakulásokra. Az eredmények a következők:

A nap- és reaktorneutrínó-kísérletekből:

$$(\Delta m_{\text{Nap}})^2 \approx (\Delta m_{12})^2 \approx (7{,}59 \pm 0{,}21) \cdot 10^{-5}\ \text{eV}^2/\text{c}^4 \text{ és } \text{tg}^2\,\theta_{\text{Nap}} = 0{,}47 \pm 0{,}06.$$

Az atmoszferikus és gyorsítós neutrínó-kísérletekből:

$$1{,}9 \cdot 10^{-3}\ \text{eV}^2/\text{c}^4 < (\Delta m_{\text{atm}})^2 \approx (\Delta m_{23})^2 < 3{,}0 \cdot 10^{-3}\ \text{eV}^2/\text{c}^4 \text{ és } \sin^2(2\theta_{\text{atm}}) > 0{,}90.$$

A fentiekben $(\Delta m_{ij})^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$.

Ez azt jelenti, hogy a neutrínóknak van tömege és keveredhetnek. Továbbá a kísérleti eredmények azt is mutatják, hogy kvázi-kétneutrínó-átalakulás jön létre: $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ a nap- és reaktorneutrínóknál és $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ az atmoszferikus és gyorsítós neutrínóknál.

A neutrínók tömegének, keveredésének és ízváltozásainak részletes tárgyalását l. Kayser közleményében [Particle Data Group 2008]. A neutrínók sajátságainak részletesebb tárgyalására visszatérünk a második kötetben [Fényes 2007, VIII. 6. alfejezet].

A teljesség kedvéért megemlítjük, hogy létezik a kettős béta-bomlás jelensége is. Elliott és mts. 1987-ben észlelték, hogy a ^{82}Se-atommag ^{82}Kr-ba bomlik úgy, hogy a folyamatban két elektron és két antineutrínó lép fel: $^{82}\text{Se} \rightarrow {}^{82}\text{Kr} + 2\text{e}^- + 2\,\overline{\nu}_e$. Ekkor a rendszám egyszerre két egységgel változik. Az egylépcsős béta-bomlásra a bomlásenergia negatív [$Q_{\beta^-}(^{82}\text{Se}) < 0$] és a spinkülönbség is igen nagy lenne ($\Delta I = 5$). A bomlás felezési ideje $\sim 1{,}1 \times 10^{20}$ év. Ez a legritkább természetes bomlásmód, amit valaha is észleltek laboratóriumi körülmények között. A kettős béta-bomlás vizsgálata elméleti szempontból azonban nagyon jelentős.

A béta-bomlás kísérleti és elméleti kérdéseinek részletes tárgyalása a következő összefoglaló dolgozatokban és könyvekben található: [Deutsch, Kofoed-Hansen 1959; Wu 1965; Konopinski, Rose 1965; Wu és mts. 1965; Wu, Moszkowski 1965; Marmier, Sheldon 1969; Muhin 1985; Greiner, Müller 1993; Heyde 1999; Povh és mts. 2002].

VII. 3. 2. A β-bomlás elmélete

A béta-bomlás elméletének megalkotása Fermi [1933, 1934] nevéhez fűződik. A gamma-bomlás analógiájára létrehozott elmélet alapfeltevései a következők:

Az elektron, pozitron és neutrínó nincsenek jelen az atommagban, ezek csak a béta-bomlási folyamatban keletkeznek, úgy mint a gamma-kvantum a gamma-bomlásban.

A magszerkezetet az erős kölcsönhatás határozza meg, ezért a sokkal gyengébb gyenge kölcsönhatás a nukleonok között nagyon gyenge perturbációként kezelhető. Ekkor a kvantummechanika időtől függő perturbációs elmélete szerint az egységnyi idő alatti *átmeneti valószínűség* a kezdeti (*i*) és végállapot (*f*) között (P_{fi}) arányos a végállapotok sűrűségével ($\rho_f = dn/dE_0$) és $|H_{fi}|^2$-nel, ahol H_{fi} a gyenge kölcsönhatás Hamilton-operátorának mátrixeleme:

$$P_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar}\left|H_{fi}\right|^2 \frac{dn}{dE_o}, \qquad \text{(VII. 29.)}$$

$\hbar \equiv h/(2\pi) = 6{,}582\times10^{-16}$ eV×s, E_0 a teljes bomlási energia, dn a dE_0 energiaintervallumban elérhető állapotok száma. A VII. 29. egyenlettel már találkoztunk a γ-bomlás tárgyalása során (l. VI. 18. egyenletet).

A H_{fi} mátrixelem a következőképpen számítható ki a Hamilton-operátorból:

$$H_{fi} \equiv \int \Psi_f^* H \Psi_i d\tau, \qquad \text{(VII. 30.)}$$

ahol $d\tau$ a térfogatelemet jelöli, Ψ_i és Ψ_f pedig a kezdeti, ill. végállapot normalizált hullámfüggvénye.

A különböző béta-bomlási folyamatokat ($n \rightarrow p + e^- + \overline{\nu}_e$ és $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$) célszerű egységes keretben tárgyalni, amelyben egy nukleon átalakul egy másik nukleonba és a gyenge kölcsönhatásban egy leptonpár keletkezik. Ekkor egységesen „elektron”-t és „neutrínó”-t használunk a pozitron, ill. antineutrínó helyett is.

DUPress

A végállapot sűrűsége levezethető a Heisenberg-féle határozatlansági reláció felhasználásával. Jelöljük a térkoordinátákat *x, y, z*-vel, az impulzuskoordinátákat p_x, p_y, p_z-vel. Ekkor a határozatlansági reláció Fermi által használt alakja szerint:

$$\Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z \approx h^3,$$

azaz a tér- és impulzuskoordináták bizonytalanságainak szorzata közelítőleg h^3-nal egyenlő. Ez megszorítást jelent az adott fázistérfogatban levő állapotokra vonatkozóan. Ha az elektron $V \approx \Delta x \Delta y \Delta z$ térfogatban található és az impulzusa a p és $p + dp$ közötti intervallumban, a lehetséges elektronállapotok száma

$$dn_e = V \frac{4\pi p^2 dp}{h^3}.$$

(Ha figyelembe vennénk, hogy a fáziscellában az elektron két [ellentétes spinű] állapotban lehet, a képlet jobb oldalán még egy 2-es tényező is bejönne. L. VI. 1. képletet.)

Hasonló összefüggés érvényes a neutrínókra is. Ekkor a dn/dE_0 állapotsűrűség az elektron és neutrínó teljes energiája $(E_0 = E + E_\nu)$ körül a következő szorzattal fejezhető ki:

$$\frac{dn}{dE_0} = V^2 \frac{16\pi^2}{h^6} p^2 p_\nu^2 \frac{dp_\nu}{dE_0} dp. \qquad \text{(VII. 31.)}$$

Itt a nagy tömegű leánymag kis visszalökési energiáját elhanyagoltuk. Ha a neutrínó tömegét zérónak tekintjük $p_\nu c = E_\nu = E_0 - E$ (c a fénysebesség vákuumban) és

$$\frac{dn}{dE_0} = V^2 \frac{16\pi^2}{c^3 h^6} p^2 (E_0 - E)^2 dp. \qquad \text{(VII. 32.)}$$

Ezt a kifejezést „statisztikus tényező”-nek nevezik, ami megadja a lehetséges elektron-neutrínó-végállapotok közepes sűrűségét.

A *kölcsönhatási mátrixelem* (VII. 30. egyenlet) a következő alakba írható:

$$H_{fi} = g \int \psi_f^* \varphi_e^*(r) \varphi_\nu^*(r) M \Psi_i d\tau, \qquad \text{(VII. 33.)}$$

ahol ψ_f, φ_e, φ_ν a (vég) leánymag, az elektron, ill. a neutrínó hullámfüggvénye, g a gyenge kölcsönhatás empirikus csatolási állandója. E csatolási állandó a gammabomlás esetében a nukleontöltésnek felel meg. A teljes Hamilton-operátor: gM.

DUPress

A neutrínó kölcsönhatása az atommaggal és a környező anyaggal nagyon gyenge, ezért a neutrínó hullámfüggvényét síkhullámmal lehet közelíteni:

$$\varphi_v(\boldsymbol{r}) = V^{-1/2}\, exp[i(\boldsymbol{k}_v\cdot\boldsymbol{r})] \approx V^{-1/2}\,[1 + i(\boldsymbol{k}_v\cdot\boldsymbol{r}) - (\boldsymbol{k}_v\cdot\boldsymbol{r})^2/2 + \ldots] \approx V^{-1/2}, \tag{VII. 34.}$$

ahol $\boldsymbol{k}_v = \boldsymbol{p}_v/\hbar$ a neutrínó hullámvektora és $V^{-1/2}$ egy normalizáló tényező.

A sorfejtésben rendszerint elég az első tagot figyelembe venni, mivel a magméret (és így $\boldsymbol{r}$) nagyon kicsi a neutrínó rendelkezésére álló térhez képest és $p_v=(E_o-E)/c$. Hasonló sorfejtés alkalmazható az elektron hullámfüggvényére, ha az elektromágneses kölcsönhatás az elektron és atommag között nem jelentős (a könnyű magoknál és > 200 keV elektron-kinetikusenergiánál ez közelítőleg teljesül):

$$\varphi_e(\boldsymbol{r}) = V^{-1/2}\, exp[i(\boldsymbol{k}_e\cdot\boldsymbol{r})] \approx V^{-1/2}\,[1 + i(\boldsymbol{k}_e\cdot\boldsymbol{r}) - (\boldsymbol{k}_e\cdot\boldsymbol{r})^2/2 + \ldots] \approx V^{-1/2}. \tag{VII. 35.}$$

Így az elektron és neutrínó hullámfüggvényeit közel állandónak lehet tekinteni az atommagon belül. Ekkor

$$H_{fi} = \frac{g}{V}\int \psi_f^* M \Psi_i\, d\tau = \frac{g}{V} M_{fi}. \tag{VII. 36.}$$

Itt M_{fi} az átmeneti mátrixelem az atommag Ψ_i kezdeti és ψ_f végállapota között. Értéke függ a kezdeti és végállapot hullámfüggvényeinek átfedésétől. Ha ezek közel azonosak, M_{fi} nagy. Ha Ψ_i és ψ_f nagyon különböző, M_{fi} kicsi. M_{fi} kiszámítható, ha az anya- és leánymag szerkezete, továbbá a gyenge kölcsönhatás Hamilton-operátora ismeretes.

Behelyettesítve a VII. 31. és VI. 36. egyenleteket a VII. 29. egyenletbe, a következőket kapjuk:

$$P_{fi}(p)dp = N(p)\,dp = C\,|M_{fi}|^2\,p^2\,(E_0 - E)^2\,dp, \tag{VII. 37.}$$

ahol $C = g^2/(2\pi^3 c^3 \hbar^7)$ állandó. {Itt megjegyzendő, hogy a gyenge kölcsönhatás Fermi-állandóját a $G_F/\sqrt{2} \equiv g^2/(8M_w^2)$ kifejezéssel definiálják (a részecskefizikában szokásos $\hbar = 1$, $c = 1$ egységekben). A képletben szereplő numerikus állandókat történelmi okokból vezették be, M_w a W-bozon tömege.

$$G_F/(\hbar c)^3 = 1{,}16637\,(1) \times 10^{-5}\ \mathrm{GeV}^{-2}.$$

[Particle Data Group 2008].}

A béta-részecske és az atommag elektromos töltése közötti Coulomb-kölcsönhatás módosíthatja a béta-spektrum alakját. Az effektus különösen a nehéz atommagok és kis béta-részecske-energiáknál számottevő. A részletes számítások azt

DUPress

mutatják, hogy egy *F(Z,E)* tényező bevezetésével a VII. 37. egyenletbe az effektus figyelembe vehető:

$$N(p)dp = C\,|M_{fi}|^2\,F(Z,E)\,p^2\,(E_0 - E)^2\,dp, \qquad \text{(VII. 38.)}$$

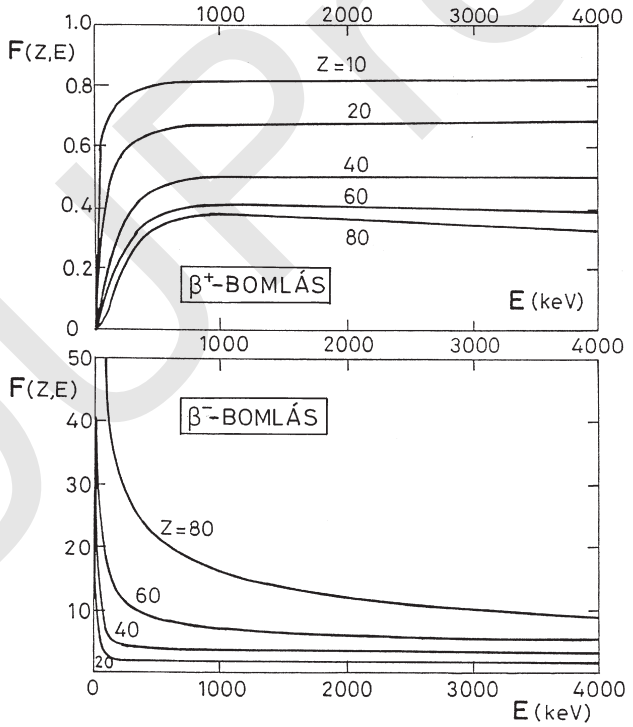
ahol E_0 a teljes bomlásenergia, E az elektron kinetikus energiája, p az elektron impulzusa, $M_{fi} = \int \psi_f^* M \Psi_i d\tau$ (l. a VII. 36. egyenletet), C ugyanaz, mint a VII. 37. egyenletben.

Az *F(Z,E)* Coulomb-korrekciós (vagy Fermi-) függvény numerikus értékei a VII. 12. ábrán láthatók.

A kísérleti és elméleti eredmények összevetésénél célszerű az

$$[N(p)/\{F(Z,E)\,p^2\}]^{1/2}$$

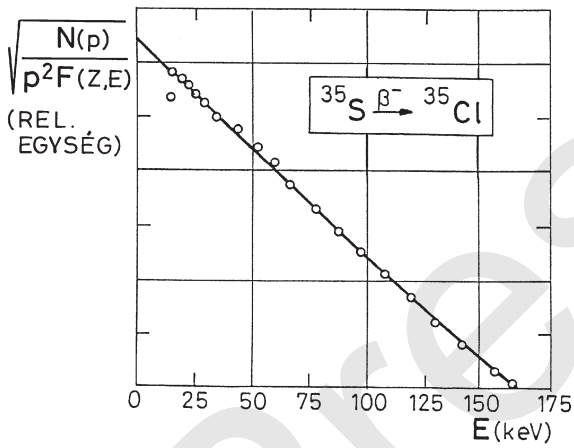
értékeket feltüntetni az $(E_0 - E)$ függvényében, amint azt először Kurie és mts. [1936] javasolták. A ^{35}S β^--bomlás paramétereinek Kurie-féle ábrázolási módja a



VII. 12. ábra. A béta-bomlás Coulomb-korrekciós tényezője [*F(Z,E)*] a béta-részecske kinetikus energiájának (*E*) függvényében. Dzselepov és mts. [1972] alapján.

DUPress

VII. 13. ábrán látható. A függvény egyenes vonal jellege mutatja, hogy az $|M_{fi}|^2$ mátrixelem nem függ az elektron energiájától (a megengedett átmenetekre jellemző módon). Értéke közel van egyhez. A tiltott átmenetekre (l. később) $|M_{fi}|^2$ sokkal kisebb is lehet, mint egy.



VII. 13. ábra. A ^{35}S béta-bomlás paramétereinek Kurie-féle ábrázolási módja. A jelölésekre vonatkozóan l. a VII. 38. egyenletet. Albert, Wu [1948] alapján.

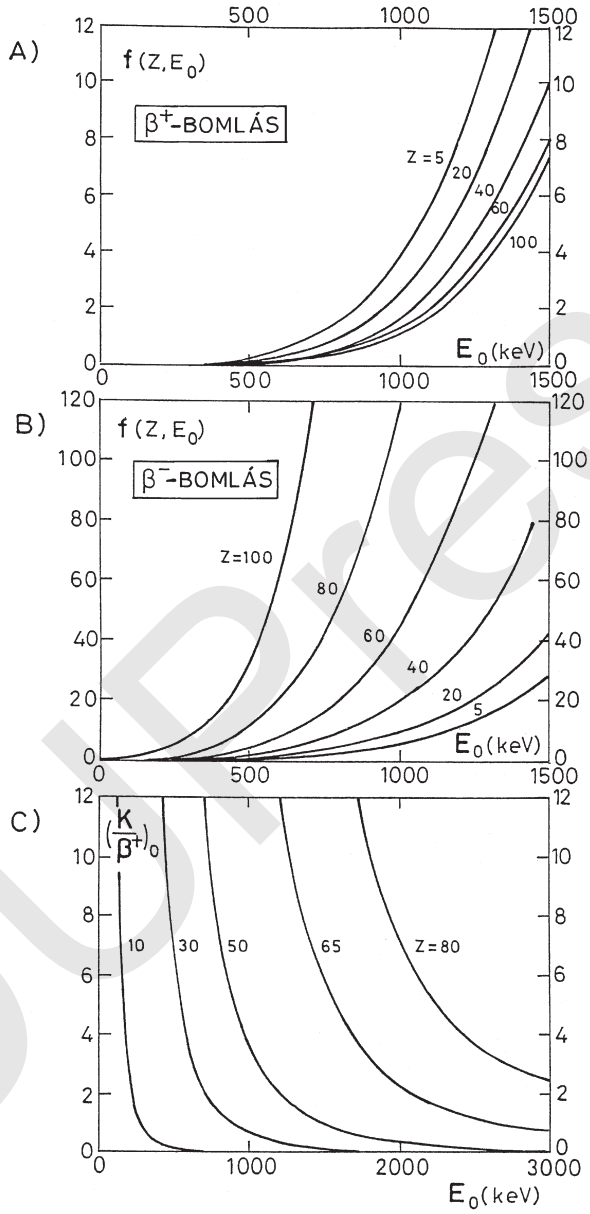
Béta-bomlási élettartamok. A béta-bomlás egységnyi idő alatti valószínűsége (λ) úgy számítható ki, hogy integráljuk az $N(p)dp$ mennyiséget (VII. 37.) $p = 0$-tól p_{max}-ig:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{0{,}6931}{T_{1/2}} = \int_{p=0}^{p_{max}} N(p)\,dp = C \int_0^{p_{max}} \left|M_{fi}\right|^2 F(Z,E)\,p^2 (E_0 - E)^2\,dp. \qquad \text{(VII. 39.)}$$

Az

$$\int_{p=0}^{p_{max}} F(Z,E)\,p^2 (E_o - E)^2\,dp \equiv f(Z,E_0) \qquad \text{(VII. 40.)}$$

integrált kiszámították és táblázatos formában is megadták különböző Z és E_o értékekre [Wapstra és mts. 1959; Dzselepov és mts. 1972]. (Megjegyezzük, hogy ha a VII. 39–40. kifejezésekben a teljes energiát az elektron nyugalmi energiájához viszonyítjuk, azaz bevezetjük a $W \equiv \frac{E + m_e c^2}{m_e c^2}$ jelölést, a C állandó értéke megváltozik.) Az eredmények a VII. 14. A. és B. ábrákon grafikus alakban láthatók. Az $f(Z,E_o)$ közelítőleg E_o^5-nel arányos a legnagyobb átmeneti energiáknál. A béta-bomlás valószínűsége erősen növekszik növekvő bomlásenergia mellett. A



VII. 14. A. és B. ábra. A Fermi-integrálfüggvény $f(Z,E_o)$ béta-bomlásra. E_o a béta-részecske maximális kinetikus energiája.
C. K-elektronbefogásnak a β^+-emisszióhoz való aránya $(K/\beta^+)_o$ megengedett átmenetekre az E_o energia függvényében.
Dzselepov és mts. [1972] alapján.

DUPress

megengedett átmeneteknél $|M_{fi}|^2$ nem függ az energiától, így kihozható az integráljel elé. Az

$$f(Z,E_o) \times T_{1/2} \qquad \text{(VII. 41.)}$$

mennyiség jellemző az átmeneti mátrixelemre és ezt az atommag szerkezete szabja meg. Az $f(Z,E_o) \times T_{1/2}$ szorzatot rendszerint *ft*-vel jelölik, másodpercben mérik és komparatív felezési időnek nevezik. Mivel az *ft* értékek igen széles tartományban változnak, rendszerint a log *ft* értéket adják meg. A béta-bomlási átmeneteket a komparatív felezési idők szerint szokták osztályozni.

A log *ft* értékek meghatározására nomogramokat szerkesztettek. A bemenő adatok a következők: a maximális béta-részecske-energia, a $T_{1/2}$ parciális felezési idő és a *Ze* magtöltés (l. pl. [Wapstra és mts. 1959]).

A kísérletileg meghatározott log *ft* értékeket néhány béta-bomlásra a VII. 3. táblázatban tüntettük fel. Az első oszlop a béta-átmenetet mutatja és a valószínű héjmodell-valenciapálya-konfigurációkat az anya- és leánymagban. A következő oszlopokban a béta-bomlás log *ft* értéke, a spinváltozás $(\Delta I = |I_f - I_i|)$ és a paritásváltozás ($\Delta\pi$) látható. A béta-bomlások közelítőleg csoportosíthatók a log *ft* értékeik alapján. Vannak szupermegengedett, megengedett, első-, másod- és harmadrendben tiltott átalakulások, nagyságrendekkel növekvő *ft* értékekkel.

Mindazonáltal a *β-átmenetek osztályozása* az *ft* értékek szerint csak első közelítés. A pontos osztályozáshoz a H_{fi} kölcsönhatási mátrixelemből kell kiindulni (l. VII. 33. formulát), ami a φ_ν és φ_e hatványsorfejtéseit és az atommag kezdeti és végállapoti hullámfüggvényeinek átfedési integrálját tartalmazza.

A φ_ν és φ_e sorfejtéseinek első tagjai adják a *megengedett átmeneteket*. Ez esetben a mátrixelem független az elektron és neutrínó energiájától. A megengedett átmeneteknél nincs paritásváltozás az atommag kezdeti és végállapota között ($\Delta\pi$ nem vagy $\pi_i/\pi_f = +1$) és az elektron-neutrínó párra a pályaimpulzusnyomaték változása zéró. Ha az elektron és neutrínó antiparallel spinekkel ($\uparrow\downarrow$) lépnek ki, a megengedett átmenetet Fermi-átmenetnek nevezzük, ebben a mag spinváltozása $\Delta I = 0$. Ha az elektron és neutrínó parallel spinekkel ($\uparrow\uparrow$) lépnek ki, a megengedett átmenetet Gamow–Teller-átmenetnek nevezzük és ekkor a mag spinváltozása $\Delta I = 0$ vagy ± 1 lehet.

Erős átfedés várható a kezdeti és végállapot hullámfüggvényei között a tükörmagoknál, amelyekben a tömegszám azonos, de az egyik atommag rendszáma megegyezik a másik neutronszámával. Ekkor a nagy átfedési integrál nagyon alacsony *ft* értéket eredményez, ez a *szupermegengedett átmenetek* esete. A legtöbb β-emitter megengedett (vagy szupermegengedett) átmenettel bomlik. A könnyű izotópok között sok tükörpár található.

VII. 3. táblázat. Kísérleti log *ft* értékek néhány béta-bomló atommagra

Átalakulás	I_i^π	→	I_f^π	log *ft*	ΔI	$\Delta\pi$	Megjegyzés
Szupermegengedett							
$n \rightarrow p$	$s_{1/2+}$	→	$s_{1/2+}$	3,0	0	nem	Kevert Fermi- és Gamow—Teller-átalakulás
$_1H_2 \rightarrow {}_2He_1$	$s_{1/2+}$	→	$s_{1/2+}$	3,1	0	nem	
$_6C_5 \rightarrow {}_5B_6$	$p_{3/2-}$	→	$p_{3/2-}$	3,6	0	nem	
$_8O_6 \rightarrow {}_7N_7$	0^+	→	0^+	3,5	0	nem	Tiszta Fermi-átalakulás
$_{16}S_{15} \rightarrow {}_{15}P_{16}$	$s_{1/2+}$	→	$s_{1/2+}$	3,7	0	nem	
$_2He_4 \rightarrow {}_3Li_3$	0^+	→	1^+	2,9	1	nem	Tiszta Gamow—Teller-átal.
$_6C_4 \rightarrow {}_5B_5$	0^+	→	1^+	3,0	1	nem	„ „ „ „
$_9F_9 \rightarrow {}_8O_{10}$	1^+	→	0^+	3,6	1	nem	„ „ „ „
Megengedett							
$_{15}P_{18} \rightarrow {}_{16}S_{17}$	$s_{1/2+}$	→	$d_{3/2+}$	5,0	1	nem	
$_{16}S_{19} \rightarrow {}_{17}Cl_{18}$	$d_{3/2+}$	→	$d_{3/2+}$	5,0	0	nem	
$_{26}Fe_{27} \rightarrow {}_{25}Mn_{28}$	$f_{7/2-}$	→	$f_{7/2-}$	5,2	0	nem	
Elsőrendben tiltott ($n = 1$)							
$_{36}Kr_{49} \rightarrow {}_{37}Rb_{48}$	$g_{9/2+}$	→	$f_{5/2-}$	9,4	2	igen	($\Delta I = n + 1$)
$_{48}Cd_{65} \rightarrow {}_{49}In_{64}$	$h_{11/2-}$	→	$g_{9/2+}$	9,2	1	igen	
$_{53}I_{80} \rightarrow {}_{54}Xe_{79}$	$g_{7/2+}$	→	$h_{11/2-}$	10,0	2	igen	($\Delta I = n + 1$)
Másodrendben tiltott ($n = 2$)							
$_{11}Na_{11} \rightarrow {}_{10}Ne_{12}$	3^+	→	0^+	15,1	3	nem	($\Delta I = n + 1$)
$_{40}Zr_{53} \rightarrow {}_{41}Nb_{52}$	$d_{5/2+}$	→	$g_{9/2+}$	>12,8	2	nem	
$_{43}Tc_{56} \rightarrow {}_{44}Ru_{55}$	$g_{9/2+}$	→	$d_{5/2+}$	12,3	2	nem	
$_{55}Cs_{82} \rightarrow {}_{56}Ba_{81}$	$g_{7/2+}$	→	$d_{3/2+}$	12,1	2	nem	
Harmadrendben tiltott ($n = 3$)							
$_{19}K_{21} \rightarrow {}_{18}Ar_{22}$	4^-	→	0^+	21,0	4	igen	($\Delta I = n + 1$)

ΔI és $\Delta\pi$ spin-, ill. paritásváltozást jelölnek.
A log *ft*, ΔI és $\Delta\pi$ adatok Firestone és mts. [1996] összefoglaló munkájából származnak.

A VII. 34. és 35. sorfejtések második és következő tagjai adják az első-, másod-, harmad- stb. rendben tiltott átmeneteket. Mivel az integrálás a VII. 33. formulában a magtérfogatra terjed ki, ahol ***r*** nagyon kicsi, ezért az egymás után következő tagok súlya a VII. 34–35. sorfejtésekben erősen (nagyságrendekkel) csökken.

Az *elsőrendben tiltott* ($n = 1$) *átmeneteket* $\Delta I = 0, \pm1, \pm2$ spin- és $\Delta\pi$ „igen” (vagy $\pi_i/\pi_f = -1$) paritásváltozás jellemzi. Ha $\Delta I = n + 1$, az átmenetet „egyértelműen tiltottnak” nevezik.

A „valódi” *másodrendben tiltott* ($n = 2$) átmeneteknél nincs paritásváltozás ($\Delta\pi$ „nem”) és $\Delta I = \pm2, \pm3$. A másodrendben egyértelműen tiltott átmeneteknél

$|\Delta I| = 3$. A másodrendben tiltott átmenetek egy másik csoportjában a spinváltozás: $\Delta I = 0, \pm 1$ és nincs paritásváltozás ($\Delta\pi$ „nem"). Ez utóbbi kiválasztási szabályok megegyeznek a megengedett átmenetek kiválasztási szabályaival, de a megfelelő átmenetek gyengék, mivel a $(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})^2$ tényezők kicsik az elektron és neutrínó hullámfüggvényeiben.

Az *n-edrendben tiltott átmeneteknél* $\Delta I = n, n + 1$ és $\pi_i\pi_f = (-1)^n$.

A $6 < \log ft < 9$ tartományban megengedett és elsőrendben tiltott béta-átmenetek egyaránt előfordulnak. Pl. a $^{32}P\ \beta^-\ 1^+ \rightarrow 0^+$ és $^{22}Na\ \beta^+\ 3^+ \rightarrow 2^+$ bomlások megengedett Gamow–Teller-átalakulások, noha log *ft* értékük meglehetősen nagy, 7,9, ill. 7,4. Másod-, harmad- és negyedrendben tiltott átmeneteket ritkán észleltek, ezek főleg a $10 < \log ft$ tartományban vannak.

Az elektronbefogásos bomlás. Atomhéj-elektron befogása az atommagba a β^+-bomlással párhuzamosan fellépő folyamat: $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$. A fő különbség az, hogy az elektronbefogásnál a neutrínó spektruma diszkrét, mivel a befogott elektron energiája jól definiált. Az elektronbefogás elmélete analóg a béta-bomlásával és a VII. 29. egyenletből indul ki, a „második aranyszabályból".

A *K*-héjról való befogás rendszerint nagyságrendileg intenzívebb, mint az *L*-, *M*-,… héjakról, mivel a *K*-elektronok sokkal közelebb vannak az atommaghoz. Ha azonban a *K*-befogás tiltott energetikailag, elektronbefogás csak az *L*- (vagy magasabb) héjakról történhet.

A $(K/\beta^+)_o$ elágazási tényezők megengedett átmenetekre a VII. 14. C. ábrán láthatók. A β^+-bomlást mindig kíséri elektronbefogás, de az EC-folyamat csak a nehéz magokban és/vagy kis bomlási energiáknál lesz uralkodó bomlásmód. A *K*-elektron hullámfüggvényének átfedése az atommaggal jelentős lehet. Ha az elérhető energia kevesebb, mint $2m_oc^2 = 1022$ keV, csak EC-bomlás léphet fel. A kísérletekben főleg megengedett és szupermegengedett EC-átmeneteket észleltek.

VII. 3. 3. A gyenge kölcsönhatás természete

A béta-bomlás-elmélet egyik központi problémája *a gyenge kölcsönhatás Hamilton-operátorának meghatározása* (l. VII. 29–30. egyenleteket). *H*-nak invariánsnak kell lennie a Lorentz-transzformációval szemben, egyébként egy abszolút időt lehetne meghatározni, ami a relativitáselmélet szerint lehetetlen. Ekkor a feles spinű részecskékre vonatkozó relativisztikus hullámmechanikából levezethető, hogy a béta-bomlásban a gyenge kölcsönhatásnak csak öt osztálya vehet részt: a skalár (*S*), vektor (*V*), másodrendű aszimmetrikus tenzor (*T*), axiálvektor

(*A*) és pszeudoskalár (*P*). Ezen tagok mindegyike meghatározott módon transzformálódik a koordináta-rendszer forgása és az origón át való tükrözés (térinverzió) során. Mivel ezekből egyet sem lehet eleve kizárni, mind az öt kölcsönhatás lineáris kombinációja figyelembe veendő:

$$\overline{H} = g\sum_{i=1}^{5} C_i \overline{H}_i, \qquad \text{(VII. 42.)}$$

ahol $\overline{H}$ és $\overline{H}_i$ az általánosított Hamilton-operátorok (l. pl. [Wu, Moszkowski 1965]) és a C_i-k a csatolási erősségek, amikre fennáll a $\sum_i |C_i|^2 = 1$ normalizáló reláció.

A $\overline{H}_i$ operátorok alakja különböző az *S, V, T, A* és *P* gyenge kölcsönhatási típusokra. Ezek komplikált kombinációi a relativisztikus kvantummechanika ún. γ-mátrixainak.

A lehetséges csatolási erősségekre információ nyerhető a tér és idő általános szimmetriasajátságaiból. A tér és idő homogenitásából az impulzus-, ill. az energiamegmaradási törvények következnek, míg a térbeli izotrópiából az impulzusnyomaték megmaradása. (A tér homogenitása azt jelenti, hogy azonos a szerkezete minden $\boldsymbol{r}$ helyzetvektornál. A tér izotrópiájának pedig az a jelentése, hogy a térben minden irány ekvivalens.)

A Schwinger–Lüders–Pauli-elv szerint a kölcsönhatási Hamilton-operátor invariáns a kombinált *CPT*-operációra. Itt *C* töltéskonjugációt (részecske ↔ antirészecske transzformációt), *P* paritásoperációt ($\boldsymbol{r} \to -\boldsymbol{r}$, térinverziót), *T* időmegfordítási operációt ($t \to -t$) jelent.

Másrészről információ nyerhető a lehetséges csatolási erősségekre különböző kísérletekből. Néhányat felsorolunk közülük.

– A tiszta $0^+ \to 0^+$ Fermi-átmenetek vizsgálata (pl. az $^{14}O \to {}^{14}N$, $^{50}Mn \to {}^{50}Cr$ bomlásban), amelyekben mind az *ft*, mind az M_{fi} meghatározható és így a g_F állandó is (l. VII. 39. egyenletet).

– A neutron bomlásának vizsgálata: $n \to p + \beta^- + \overline{\nu}_e$. Itt a Fermi- és Gamow–Teller-átmenetek egyaránt megengedettek. Mivel *n* és *p* tükörmagok, az $|M_F|^2$ és $|M_{GT}|^2$ mátrixelemek könnyen kiszámíthatók. Következésképpen meghatározhatók a $|C_{GT}/C_F|^2$ és $|g_{GT}/g_F|^2$ arányok a kísérletileg meghatározott *ft* értékekből.

– Elektron-antineutrínó-szögkorrelációs kísérletek.

– Kísérletek a béta-bomlásnál tapasztalt paritás meg nem maradással kapcsolatban.

Az invarianciaelvek és a kísérleti eredmények alapján a következő következtetések vonhatók le.

DUPRESS

A gyenge kölcsönhatás lehetséges formái a vektor- (V) és axiálvektor- (A) -kölcsönhatások. A csatolási állandók a következők: $C_A = -\,(1{,}259 \pm 0{,}004)\; C_V$, C_V, C_A valósak, $g_V = g_F = 8{,}96 \times 10^{-5}\,\mathrm{MeV} \times \mathrm{fm}^3$, $g_A = g_{GT} = -\,11{,}28 \times 10^{-5}\,\mathrm{MeV} \times \mathrm{fm}^3$.

A vektorkölcsönhatás analóg az elektromágneses kölcsönhatással. Az elektromágneses teret egy vektorpotenciállal lehet leírni, amiből mind az elektromos, mind a mágneses tér levezethető differenciáloperátorokkal (l. a VI. 3. pontban). Két poláris vektor vektorszorzata axiálvektor, mint pl. az impulzusnyomaték: $[\boldsymbol{r} \times \boldsymbol{p}]$. Az axiálvektor-kölcsönhatás elektromágneses analógja komplikáltabb (két kvantum emissziójával kapcsolatos). A problémakör részletesebb tárgyalása megtalálható a következő munkákban: megmaradási törvények [Wu 1965], a β-kölcsönhatás természetének kísérleti meghatározása [Wu és mts. 1965], a csatolási állandók [Kofoed–Hansen 1965], a megmaradási törvények kísérleti ellenőrzése Wolfenstein és mts. a [Particle Data Group 2008] közleményben.

A gyenge kölcsönhatás erőssége rendkívül kicsi az erős és elektromágneses kölcsönhatásokhoz képest (l. a II. 4. táblázatot). Ezért a magszerkezeti számításokban a gyenge kölcsönhatás jó közelítésben elhanyagolható.

A béta-bomlás kiválasztási szabályai. A bomlás pontos elméletében a kiválasztási szabályokat az operátorok transzformációs szabályaiból és a különböző impulzusnyomatékokhoz tartozó hullámfüggvények ortogonalitásából határozzák meg. A természetben realizálódó vektor- és axiálvektor-kölcsönhatásokra a kiválasztási szabályok a következők:

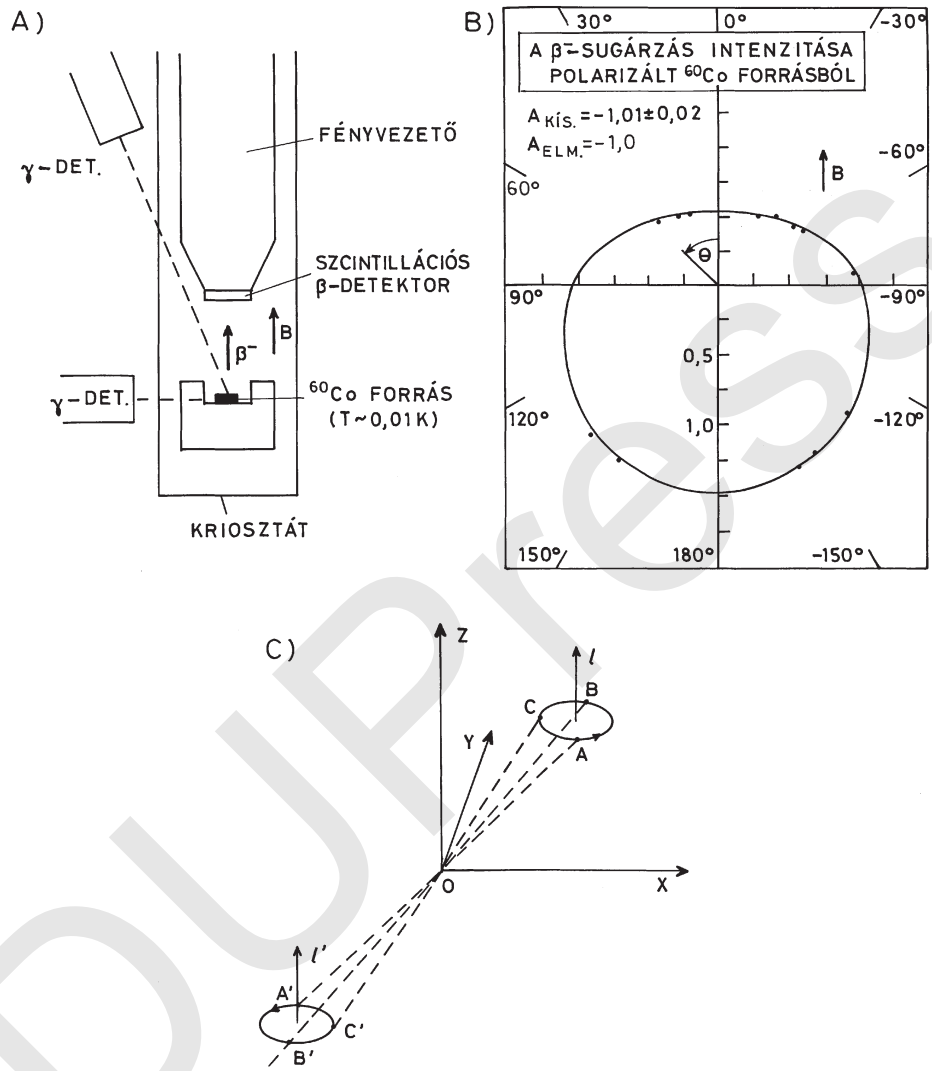
a megengedett átmenetekre	$\Delta I = 0$ vagy ± 1,	$\Delta\pi$ nem,
az elsőrendben tiltott átmenetekre	$\Delta I = 0, \pm 1, \pm 2$,	$\Delta\pi$ igen,
a valódi másodrendben tiltott átmenetekre	$\lvert\Delta I\rvert = 2, 3$,	$\Delta\pi$ nem,
korrekció a megengedett átmenetekre	$\lvert\Delta I\rvert = 0, 1$,	$\Delta\pi$ nem,
a valódi harmadrendben tiltott átmenetekre	$\lvert\Delta I\rvert = 3, 4$	$\Delta\pi$ igen.

L. részletesebben külön a vektor- és axiálvektor-kölcsönhatásokra pl. Dzselepov és mts. [1972] könyvét.

VII. 3. 4. A paritás meg nem maradása a β-bomlásban

Annak ellenőrzésére, hogy a paritás megmarad vagy sérül a béta-bomlásban, számos kísérletet végeztek. A kísérleti eredményeket röviden a következőkben összegezhetjük.

DUPress



VII. 15. A. ábra. A paritássértés kimutatása a ^{60}Co β^--bomlásában. Wu és mts. [1957] kísérleti berendezésének vázlatos rajza. A ^{60}Co-atommag spinje 5, amit a külső mágneses tér (***B***) orientál. 180°-kal megfordítva a mágneses teret kiderült, hogy legalább 70%-a a béta-részecskéknek a spinnel ellentétes irányba repül ki.

B. ábra. Újabb eredmények a ^{60}Co béta-bomlásával kapcsolatban [Chirovsky és mts. 1980]. A spin irányában lényegesen kevesebb β^--részecske lép ki, mint az ellentétes irányban. A folytonos görbe az $1 + AP\cos\theta$ (Fermi-elméletből következő) összefüggést mutatja, ahol a P paraméter főleg a magpolarizációtól függ. Ha nem lenne paritássértés a béta-bomlásban, 0° és 180°-ban az intenzitások ugyanazok lennének.

C. ábra. Az origón át való tükrözésnél az $A \rightarrow B \rightarrow C$ irányú mozgás az $A' \rightarrow B' \rightarrow C'$-be megy át, így az impulzusnyomaték-vektor nem változik. Az impulzusnyomaték axiális vektor, nem poláris.

DUPress

– A β^--részecskék emissziója zömmel antiparallel irányba történik a magspin-orientációhoz képest. Ezt először Wu és mts. [1957] mutatták ki a VII. 15. A. ábrán látható kísérleti berendezés segítségével. Alacsony hőmérsékleten ($T \sim 0{,}01$ K) a ^{60}Co-atommagok mágneses nyomatékát (és így spinjét) mágneses térrel orientálták. Mérték a β^--sugárzás intenzitását a mágneses tér (***B***) 180°-os átfordítása előtt és után. Azt találták, hogy a béta-részecskéknek legalább 70%-a a magspinnel ellentétes irányba lép ki. A kísérletet később javított feltételek mellett megismételték, ekkor még világosabban látszott az aszimmetria (l. VII. 15. B. ábrát). A paritásoperációnál az impulzusnyomaték-vektor iránya nem változik (l. a VII. 15. C. ábrát), de ha az origón át tükrözött rendszerben más irányban lépnek ki a béta-részecskék, mint az eredetiben, a paritásmegmaradási elv sérül. Az eredeti és tükrözött rendszerben nem azonosan játszódik le a folyamat.

– Az antineutrínó ($\overline{\nu}$) pozitív (vagy jobbkezes) helicitással rendelkezik, azaz az antineutrínó spinvektora ugyanolyan irányú, mint az impulzusvektora. A neutrínó helicitása ugyanakkor negatív (balkezes), azaz antiparallel spinbeállású. (A helicitás mozgásállandó zéró tömeg közelítésben.)

A paritássértéssel kapcsolatos eredmények részletesebb leírása megtalálható Wu és mts. [1965] munkájában.

E munkák tanulsága az, hogy a paritás (*P*) és külön a töltéskonjugáció (*C*) nem invariáns operátorok, ugyanakkor az időinverzió (*T*) és a kombinált *CP*-operációk invariánsak a béta-bomlásban. A megmaradási törvényeket azonban nem ismerjük kielégítő módon, mivel a *K*-mezonok (béta-bomlással analóg) bomlásának vizsgálata arra az eredményre vezetett, hogy kismértékben a *CP*-szimmetria is sérül a gyenge kölcsönhatásban [Christensen és mts. 1964].

A CP invariancia sérülése a K_L mezonok félig leptonikus (*l*) bomlásmódjában is megfigyelhető, a $K_L \to e^+ \nu_e \pi^-$; $K_L \to e^- \overline{\nu}_e \pi^+$, valamint a müon bomlástermékekre vonatkozó hasonló folyamatokban. A kísérletileg mért időintegrált aszimmetria (Δ_L) a félig leptonikus bomlás nívószélességeire (Γ), ill. az ezzel arányos átmeneti valószínűségeire:

$$\Delta_L \equiv \frac{\Gamma(K_L \to l^+ \nu_l \pi^-) - \Gamma(K_L \to l^- \overline{\nu}_l \pi^+)}{\Gamma(K_L \to l^+ \nu_l \pi^-) + \Gamma(K_L \to l^- \overline{\nu}_l \pi^+)} = (3{,}32 \pm 0{,}06) \cdot 10^{-3},$$

ahol Δ_L az elektron- és müonmérésekre, valamint a $K_L \to \pi^+ \pi^- \gamma$ és $\pi^+ \pi^- e^+ e^-$ bomlásokra vonatkozó súlyozott átlagot jelenti (Kirkby és Nir a [Particle Data Group 2008] közleményben).

A CP-sértést kísérletileg a semleges *B* mezon bomlására is igazolták. Mindazonáltal az Univerzumban észlelt anyag–antianyag aszimmetria megértéséhez további CP-sértő folyamatok felismerésére lenne szükség.

A szimmetriák sérülését a gyenge kölcsönhatásban részletesen a második kötetben tárgyaljuk [Fényes 2007, VIII. 5. alfejezet].

*

Végezetül megjegyezzük, hogy a stabilitási sávtól távol eső atommagoknál egzotikus bomlásmódok is fellépnek. Ezeket a X. 2. 4. pontban tárgyaljuk.

DUPress

IRODALOM A VII. FEJEZETHEZ

Összefoglaló munkák

Fényes T. 2007: *Részecskék és kölcsönhatásaik* (Kossuth Egyetemi Kiadó, Debrecen). A jelen könyv második kötete.
Heyde, K. 1999: *Basic ideas and concepts in nuclear physics,* 2nd ed. (Inst. of Phys., Bristol).
Krane, K. S. 1988: *Introductory nuclear physics* (Wiley, New York).
Marmier, P., Sheldon, E. 1969: *Physics of nuclei and particles,* vol. 1 (Acad. Press, New York).
Muhin, K. N. 1985: *Kísérleti magfizika* (Tankönyvkiadó, Budapest).
Povh, B., Rith, K., Scholz, Ch., Zetsche, F. 2002: *Particles and nuclei* (Springer, Heidelberg).
Siegbahn, K. ed. 1965: *Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy,* vols. 1 and 2 (North-Holland, Amsterdam).

Hivatkozások

Aharmim, B. et al. 2005: *Phys. Rev. C* 72, 055502.
Albert, R. D., Wu, C. S. 1948: *Phys. Rev.* 74, 847.
Athanassopoulos, C. et al. 1998: *Phys. Rev. Lett.* 81, 1774.
Bethe, H. A. 1937: *Rev. Mod. Phys.* 9, 161.
Bevington, P. R. 1969: *Data reduction and error analysis for the physical sciences* (Mc Graw-Hill, New York).
Borcea, C., Audi, G., Wapstra, A. H., Favaron, P. 1993: *Nucl. Phys.* A 565, 158.
Bos, K., Audi, G., Wapstra, A. H. 1985: *Nucl. Phys.* A 432, 140.
Bresler, Ss. Je. 1957: *Die Radioaktiven Elemente* (VEB Verlag Technik, Berlin).
Chirovsky, L. M. et al. 1980: *Phys. Lett.* B 94, 127.
Christensen, J. H., Cronin, J. W., Fitch, V. L., Turlay, R. 1964: *Phys. Rev. Lett.* 13, 138.
Condon, E. U., Gurney, R. W. 1928: *Nature* 122, 439.
–. 1929: *Phys. Rev.* 33, 127.
Csikai J., Szalay A. 1957: *Int. Conf. on mesons and recently discovered particles,* Padova-Venezia (Ciclografia Borghero, Padova, IV–8).

DUPress

Dasgupta-Schubert, N., Reyes, M. A. 2007: *Atomic Data and Nuclear Data Tables,* 93, 907.
Delion, D. S., Insolia, A., Liotta, R. J. 1992: *Phys. Rev.* C 46, 1346.
–. 1994: *Phys. Rev.* C 49, 3024.
Demin, A. G., Fényes T., Mahunka I., Subbotin, V. G., Trón L. 1968: *Nucl. Phys.* A 106, 337.
Deutsch, M., Kofoed-Hansen, O. 1959: *β decay, in Experimental nuclear physics,* ed. Segré, E., vol. III. (Wiley, New York).
Dzselepov, B. Sz., Zirjanova, L. N., Szuszlov, Ju. P. 1972: *Beta processzi* (Izd. Nauka, Leningrad).
Fermi, E. 1933: *La Ricerca Scientifica* 2, No 12.
–. 1934: *Z. Physik* 88, 161.
Fényes T., Rupp, E. 1968: *ATOMKI Közlemények* 10, No 2, 116.
Fényes T. 2003: *Basic properties of the atomic nucleus, in Handbook of nuclear chemistry,* vol. 1, eds. Vértes A. et al. (Kluwer Acad. Publ., Dordrecht).
Firestone, R. B., Shirley, V. S., Baglin, C. M., Frank Chu, S. Y., Zipkin, J. eds. 1996: *Table of isotopes,* 8th ed. vols. 1, 2 (Wiley, New York).
Fukuda, Y. és mts. 1998: *Phys. Rev. Lett.* 81, 1562.
Gamow, G. 1928: *Z. Physik* 51, 204.
Geiger, H., Nuttall, J. M. 1911: *Phil. Mag.* [6], 22, 613.
–. 1912: *Phil. Mag.* [6], 23, 439.
Greiner, W., Müller, B. 1993: *Gauge theory of weak interactions* (Springer, Berlin).
Hanna, D. C. 1959: *in Experimental nuclear physics,* ed. Segré, E., vol. III, Part IX (Wiley, New York).
Hyde, E. K., Perlman, I., Seaborg, G. T. 1964: *The nuclear properties of the heavy elements* (Prentice-Hall, Inc., New Jersey).
Insolia, A., Liotta, R. J., Maglione, E. 1988: *Europhys. Lett.* 7, 209.
Insolia, A., Curutchet, P., Liotta, R. J., Delion, D. S. 1991: *Phys. Rev.* C 44, 545.
Jánossy L. 1968: *Mérési eredmények kiértékelésének elmélete és gyakorlata* (Akadémiai Kiadó, Budapest).
Kofoed-Hansen, O. 1965: *The coupling constants, in Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy,* ed. Siegbahn, K., vol. 2 (North-Holland, Amsterdam).
Konopinski, E. J., Rose, M. E. 1965: *The theory of nuclear β decay, in Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy,* ed. Siegbahn K., vol. 2 (North-Holland, Amsterdam) 1327.
Kurie, F. N. D., Richardson, J. R., Paxton, H. C. 1936: *Phys. Rev.* 49, 368.

EDPress

Lovas R. G., Liotta, R. J., Insolia, A., Varga K., Delion, D. S. 1998: *Phys. Rep.* 294, 265.
Mang, H. J. 1960: *Phys. Rev.* 119, 1069.
Mang, H. J., Rasmussen, J. O. 1962: *Mat.-Fys.* Skr. Danske Vid. Selskab 2, 3.
Mang, H. J. 1964: *Alpha radioactivity, in Ann. Rev. Nucl. Sci.* 14 (Ann. Rev. Inc., Palo Alto).
Nagy K. 2000: *Kvantummechanika,* 2. kiadás (Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest).
Nagy S. 2003: *Statistical aspects of nuclear measurements,* in Handbook of nuclear chemistry, vol. l, eds. Vértes A. et al. (Kluwer Acad. Publ., Dordrecht).
Particle Data Group 2008: *Phys. Lett.* B 667, 1.
Petterson, B. G. 1965: *The internal bremsstrahlung, in Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy,* ed. Siegbahn, K., vol. 2 (North-Holland, Amsterdam) 1569.
Pfennig, G., Klewe-Nebenius, H., Seelmann-Eggebert, W. 1995: *Karlsruher Nuklidkarte* (Forschungszentrum Karlsruhe).
Rasmussen, J. O. 1959: *Phys. Rev.* 115, 1675.
Rasmussen, J. O. 1965: *Alpha decay, in Alpha-, beta- and gamma ray spectroscopy,* ed. Siegbahn, K., vol. 1 (North-Holland, Amsterdam) 701.
Reines, F., Cowan, C. L. Jr. 1959: *Phys. Rev.* 113, 273.
Reines, F., Cowan, C. L. Jr., Harrison, F. B., Mc Guire, A. D., Kruse, H. W. 1960: *Phys. Rev.* 117, 159.
Rutherford, E., Soddy, F. 1902: *Phil. Mag.* 4, 370, 569.
–. 1903: *Phil. Mag.* 5, 77, 441, 561, 576.
Segré, E. 1959: *Experimental nuclear physics,* vol. III (Wiley, New York).
Taagepera, R., Nurmia, M. 1961: *Ann. Acad. Sci. Fennicae,* Ser. A, VI, 78.
Thomas, R. G. 1954: *Prog. Theor. Phys.* 12, 253.
Varga K., Lovas R. G., Liotta, R. J. 1992: *Nucl. Phys.* A 550, 421.
Varga K., Liotta, R. J. 1994: *Phys. Rev.* C 50, R 1292.
Wapstra, A. H., Nijgh, G. J., Van Lieshout, R. 1959: *Nuclear spectroscopy tables* (North-Holland, Amsterdam).
Winslow, G. H., Simpson, O. C. 1954: *Argonne Nat. Lab. Report,* ANL-5277.
Wu, C. S., Ambler, E., Hayward, R. W., Hoppes, D. D., Hudson, R. P. 1957: *Phys. Rev.* 105, 1413.
Wu, C. S. 1965: *The conservation laws in β decay, in Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy,* ed. Siegbahn, K., vol. 2 (North-Holland, Amsterdam).
Wu, C. S. et al. 1965: *The experimental determination of the beta interaction, in Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy,* ed. Siegbahn, K., vol. 2 (North-Holland, Amsterdam) p. 1365.

ELTE Press

Wu, C. S., Moszkowski, S. A. 1965: *Beta decay* (Intersci. Publ., Wiley, New York).
Young, H. D. 1962: *Statistical treatment of experimental data* (Mc Graw-Hill, New York).
Zeh, H. D., Mang, H. J. 1962: *Nucl. Phys.* 29, 529.

DUPress

FELADATOK A VII. FEJEZETHEZ

VII. 1. Egy gramm ^{238}U $4{,}46\times10^{7}$ α-részecskét bocsát ki óránként. Mennyi az ^{238}U felezési ideje ($T_{1/2}$) és aktivitása (A) Bq-ben és Ci-ben?

VII. 2. Stabil ^{23}Na-izotópot termikus neutronokkal sugárzunk be, ami $Q=6\times10^{9}$ ^{24}Na-atom keletkezéséhez vezet percenként. Határozza meg a ^{24}Na-atomok maximális számát $N(t\to\infty)$, ami az adott termikus neutronfluxussal előállítható! $T_{1/2}(^{24}\mathrm{Na})$ = 14,96 h.

VII. 3. A $^{14}\mathrm{C}\to{}^{14}N+e^{-}+\overline{\nu}_{e}$ bomlás felezési ideje 5730 év. Az atmoszférában a kozmikus sugarak által kiváltott magreakciók révén ^{14}C is megtalálható, amit a növények beépítenek szervezetükbe. Becsülje meg egy fából készült kunyhó korát, ha maradványában a ^{14}C aktivitása 1/3-a egy hasonló, de frissen kivágott fáénak! Feltevések: *a)* a kunyhó a kivágott fából azonnal elkészült, *b)* a ^{14}C mennyisége az atmoszférában nem változott, *c)* a fában növekedése során a szén mind megkötődött.

VII. 4. Fejezze ki a leánymag kinetikus energiáját (E_{d}) az anyamag (m_{m}) és az alfa-részecske (m_{α}) tömegének, valamint az alfa-részecske kinetikus energiájának (E_{α}) függvényében! Határozza meg a ^{206}Pb leánymag visszalökési energiáját a ^{210}Po alfa-bomlásánál, ha $E_{\alpha}(^{210}\mathrm{Po})$ = 5,305 MeV. Számítsa ki a ^{210}Po teljes bomlási energiáját is: $Q_{\alpha}(^{210}\mathrm{Po})$.

VII. 5. Az alfa-bomlásnál a felezési idő ($T_{1/2}$) rendkívül gyorsan változik az alfa-részecske kinetikus energiájának (E_{α}) függvényében. Mutassa meg, hogy ha E_{α} = 5,305 MeV-ről (^{210}Po esete) E_{α} = 7,687 MeV-re nő (^{214}Po esete), a felezési idő kb. 10 nagyságrenddel csökken!

VII. 6. Határozza meg a potenciálfal magasságát ($V = V_{COUL} + V_{CENTRIF}$) $R = 1{,}4\times A^{1/3}$ fm magsugárnál, ha a ^{211}Bi $J^{\pi} = (9/2)^{-}$ állapotából a ^{207}Tl ½$^{+}$ állapotába történik az alfa-bomlás, l_{α} = 4 impulzusnyomaték-változással.

VII. 7. A ^{238}Pu ($T_{1/2}$ = 87,74 év) az ^{234}U ($T_{1/2} = 2{,}455\times10^{5}$ év) atommagba bomlik E_{α} = 5,499 MeV-es alfa-részecske-kibocsátással. Az alfa-részecske energiája zömmel hővé alakul, ami átalakítható elektromos energiává. Így a ^{238}Pu felhasználható űrhajókon energiaforrásként. Távoli bolygók, pl. a Szaturnusz csak több-

DUPLESS

éves repülési idő után érhetők el. Becsülje meg, milyen tömegű ^{238}Pu-ra van szükség ahhoz, hogy a fellövés után 20 évvel még legalább l kW teljesítményt szolgáltasson!

VII. 8. A ^{3}H-izotóp béta-bomlással bomlik $T_{1/2} = 12{,}33$ év felezési idővel és $E_{max} = 18{,}61$ keV maximális béta-részecske-energiával. 0,2 gramm ^{3}H-ot tartalmazó dúsított hidrogéngáz 0,0117 cal hőmennyiséget termel másodpercenként. Határozza meg, hogy mennyi az emittált béta-részecskék átlagenergiája és az átlagenergia/maximális energia viszonya!

VII. 9. Milyen kifejezés alapján becsülhető meg a neutrínó tömege a ^{3}H és ^{3}He neutrális atomok tömege, valamint a ^{3}H béta-részecskék maximális kinetikus energiája alapján?

VII. 10. A szabad neutron bomlik $T_{1/2} = 10{,}24$ min felezési idővel, ugyanakkor vannak neutronokat is tartalmazó atommagok, amik stabilak. *a)* Mivel magyarázza a jelenséget? *b)* Miért nincsenek stabil Λ^0-t vagy Σ^0-t tartalmazó hipermagok?

VII. 11. A neutron bomlásakor felszabaduló energia $Q_n = 0{,}782$ MeV. A VII. 3. táblázat szerint a neutronbomlás szupermegengedett és a kísérleti log *ft* értéke 3,0. Ha a Fermi-integrálfüggvény a neutronbomlására $\log f \approx 0{,}2$, mennyi a neutronbomlás felezési ideje?

DUPress

VIII. ATOMMAGREAKCIÓK

VIII. 1. A MAGREAKCIÓK TÍPUSAI, ALAPFOGALMAK, MEGMARADÁSI TÖRVÉNYEK

VIII. 1. 1. A magreakciók típusai

Ha két részecske vagy atommag kölcsönhatásba lép egymással, a folyamat magátalakuláshoz vezethet. Analógiában a kémiai reakciókkal a folyamatot *„magreakciónak" nevezik*. A magreakciót hagyományosan a következőképpen jelölik:

$$A(a,b)B,$$

ahol *A* és *B* a bombázott és végtermék atommagot, *a* és *b* a bejövő és kimenő részecskét jelöli. Pl. egy deuteronlefosztásos reakció jelölése:

$$^{76}_{34}Se_{42}(d,p)^{77}_{34}Se_{43}.$$

A kölcsönhatás lehet erős (a magerők hatótávolságán belül), elektromágneses (amit γ-kvantumok vagy töltött részecskék Coulomb-gerjesztéssel indukálnak) vagy gyenge (pl. neutrínók által létrehozott).

A magreakciókat többféle szempont szerint lehet csoportosítani. Leggyakoribb a *bombázó részecskék szerinti felosztás*. Vannak neutronok, könnyű és nehéz töltött részecskék, atommagok, γ-kvantumok stb. által létrehozott reakciók.

A magreakciók a *bombázó részecskék energiája szerint is felosztha*tók, mivel a reakció típusa erősen függ a részecske energiájától. Pl. bizonyos energiáknál a rugalmas vagy rugalmatlan ütközések játszanak uralkodó szerepet, míg más energiáknál részecske vagy több részecske kibocsátásával járó folyamatok. Vannak exoenergetikus (energiafelszabadító, pozitív Q reakcióenergiájú, l. később a VIII. 1. 3. pontban) és endoenergetikus (energiaelnyelő, negatív *Q* értékű) reakciók.

A reakció típusa függ a *céltárgymagtól* is, a reakció különböző lehet aszerint, hogy könnyű vagy nehéz céltárgymagon jött létre. A céltárgymag páros *Z* – páros *N*, páratlan *A* vagy páratlan *Z* – páratlan *N* jellege szintén hat a lehetséges reakciófolyamatokra.

Végül a magreakciók feloszthatók a *reakció mechanizmusa* szerint is. Az ún. direkt reakciókban a kölcsönhatási idő nagyon rövid, összemérhető a bombázó részecske magméreten való átrepülési idejével (~ 10^{-22} s), és a rendszer kevés sza-

DUPress

badsági foka vesz részt a folyamatban. Direkt reakciók pl. a gyors rugalmas vagy rugalmatlan ütközések, illetve az egy vagy több részecskét átadó reakciók. A közbenső magon keresztül lejátszódó folyamatokban a reakcióidő hosszú (~$10^{-14} \div 10^{-20}$ s), és a szabadsági fokok száma nagy. A reakció első felében egy gerjesztett közbenső mag (C^*) alakul ki, ami a második fázisban (meglökött) radioaktív atommagként bomlik el. A bomlás többféleképpen történhet. Pl. az $A + a \rightarrow C^*$ reakció vezethet $A + a$, $A^* + a$, $B + b$, … folyamatokhoz. Itt az $A + a$ „kijövő csatornát" (közbenső magon keresztül lejátszódó) rugalmas, az $A^* + a$ kijövő csatornát rugalmatlan ütközésnek nevezzük. A csillag gerjesztett magállapotot jelöl.

A direkt és közbenső magon át történő reakciók csak két határesetet jelölnek. Sok folyamatban mindkét reakciótípus jelen van.

A VIII. 1. ábrán sematikusan feltüntettük a különböző reakciómechanizmusok hozzájárulását a kilépő neutronok energiaspektrumához. A kilépő részecske szögeloszlása is jellemző a reakciómechanizmusra. A közbensőmag-reakciókból 90° körül szimmetrikus a szögeloszlás. Rugalmas és rugalmatlan ütközéseknél, valamint az egyensúly előtti bomlásnál erős szögfüggés van.

VIII. 1. 2. Reakcióhozam, hatáskeresztmetszet

Ebben a részben a magreakciók két alapvető fogalmával, a reakcióhozammal (Y, yield) és hatáskeresztmetszettel (σ) ismerkedünk meg. Jelöljük a céltárgyra másodpercenként eső bombázó részecskék számát N_o-val, a létrejött magreakciók számát ΔN-nel. Tételezzük fel, hogy a céltárgyvastagság (Δx) kicsi a bombázó részecskéknek a céltárgyanyagban való hatótávolságához képest.

A *reakcióhozamot (Y)* következőképpen definiáljuk:

$$Y \equiv \Delta N/N_o. \qquad \text{(VIII. 1.)}$$

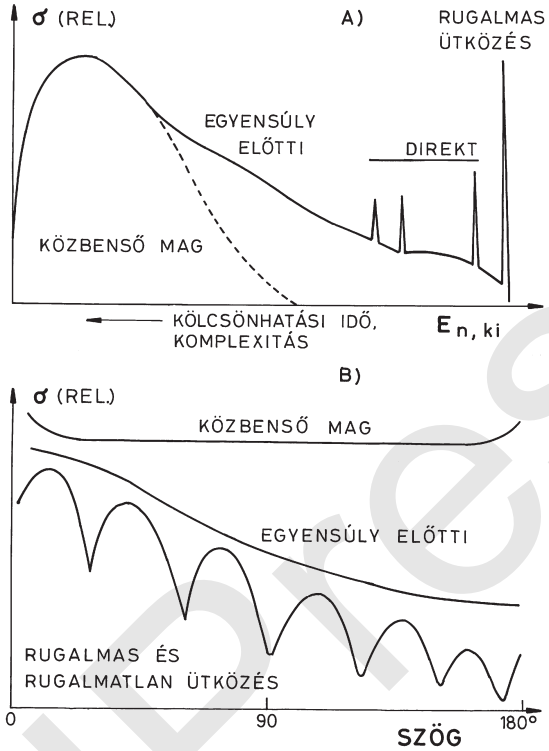
Mivel ΔN rendszerint sokkal kisebb, mint N_o (azaz $Y << 1$), a céltárgyon áthaladt, reakcióban részt nem vevő részecskék száma $N = N_o - \Delta N \approx N_o$.

Az *effektív hatáskeresztmetszet* (σ) definíció szerint a következő:

$$\sigma \equiv \frac{\Delta N}{N_o n_s}, \qquad \text{(VIII. 2.)}$$

ahol n_s a felületegységre eső céltárgyatommagok száma, $n_s = n_v \Delta x$, ha n_v a céltárgy térfogategységében levő atommagok számát jelöli. A σ mennyiség dimenziója

DUPLOSS



VIII. 1. A. ábra. A különböző reakciómechanizmusok hozzájárulása a kilépő neutronok energiaspektrumához (sematikusan). σ(REL.) a relatív hatáskeresztmetszet (l. a VIII. 1. 2. pontban), $E_{n,ki}$ a kilépő neutronok energiája.

B. ábra. A különböző reakciómechanizmusokból származó nukleonok sematikus eloszlása a bombázónyaláb irányához mért szög függvényében. Herman [2001] nyomán.

(hossz)^2, a magfizikában használatos egysége a barn (rövidítve: b) 1 barn = 10^{-24} cm^2. Mivel σn_s a reakcióhozamot adja, σ úgy tekinthető, mint ami megadja a céltárgyatommag effektív hatáskeresztmetszetét. Ez az adott magreakcióra jellemző. A kísérletek szerint σ nagyságrendekkel nagyobb (vagy kisebb) is lehet, mint az atommag geometriai keresztmetszete ($R^2\pi$). Ez a mikrovilágban lehetséges, mivel a kvantummechanika határozatlansági relációja szerint a bombázó részecske helye és impulzusa egyidejűleg teljes pontossággal nem definiálható és ez hat a bombázó részecske és az atommag találkozási valószínűségére.

Az impulzusnyomaték kvantálása nem centrális ütközéseknél elvezet a *hatáskeresztmetszet parciális hullámokkal való kifejezéséhez.* A kvantumelmélet szerint az impulzusnyomaték *(mvρ)* csak olyan értékeket vehet fel, amelyekre teljesül a következő összefüggés:

$$mv\rho = [l(l+1)]^{1/2}\hbar,$$

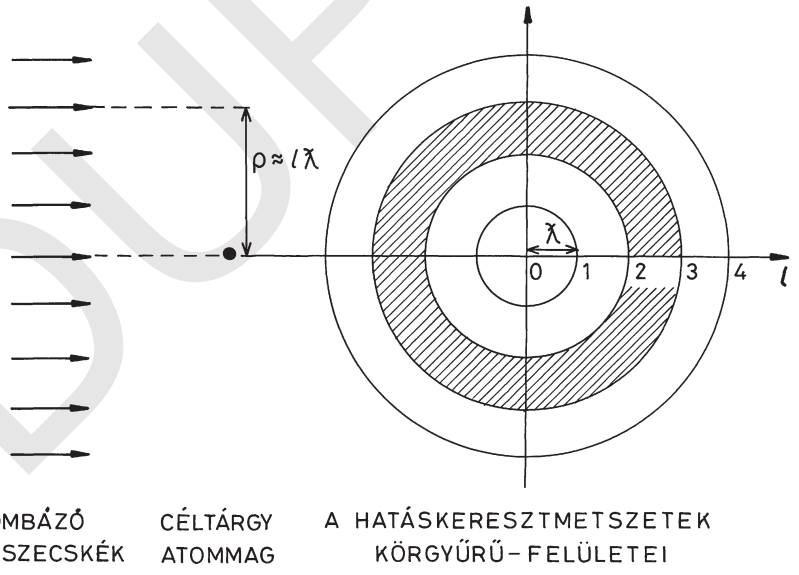
ahol $mv = p$ a bombázó részecske impulzusa, ρ az ütközési paraméter, ami megadja azt a távolságot, amelynél a bombázó részecske elmenne a céltárgy mellett, ha nem lenne ütközés. Az l csak egész értékeket vehet fel: $l = 0, 1, 2,\ldots$

Figyelembe véve az anyaghullámokra vonatkozó $\hbar / p = \lambda\!\!\!^{-}$ összefüggést, nagy l értékeknél az ütközési paraméter a következő alakba írható: $\rho \approx l\lambda\!\!\!^{-}$. Az $l = 0$ (s), $l = 1$ (p), $l = 2$ (d), $l = 3$ (f), $l = 4$ (g) stb. parciális hullámoknál az ütközési paraméter értéke $\rho = 0, \lambda\!\!\!^{-}, 2\lambda\!\!\!^{-}, 3\lambda\!\!\!^{-}, 4\lambda\!\!\!^{-},\ldots$ Ennek megfelelően az l-edik parciális hullámhoz tartozó *abszolút hatáskeresztmetszet* (σ_l) a VIII. 2. ábra szerint egy körgyűrű területével reprezentálható:

$$\sigma_l = \pi(l+1)^2\lambda\!\!\!^{-2} - \pi l^2\lambda\!\!\!^{-2} = \pi(2l+1)\lambda\!\!\!^{-2}. \qquad \text{(VIII. 3.)}$$

Ha az $A + a$ (céltárgymag plusz bombázó részecske) folyamat többféle magreakciót is eredményezhet, a *teljes effektív hatáskeresztmetszet* (σ_t) az egyes reakciók hatáskeresztmetszeteinek (σ_i) összegeként adódik:

$$\sigma_t = \sum_i \sigma_i,$$



VIII. 2. ábra. Illusztráció a bombázó részecskék impulzusnyomatékának kvantálásához. A ρ ütközési paraméter, $\lambda\!\!\!^{-} = \hbar / p$, $2\pi\hbar = h$ a Planck-állandó, p a bombázó részecske impulzusa, l az impulzusnyomaték kvantumszáma. A körgyűrűfelületek a bombázónyaláb irányához képest merőleges síkban értendők.

DUPress

ahol *i* az egyes lehetséges folyamatokat jelöli, pl. rugalmas vagy rugalmatlan ütközés, abszorpció, különböző részecskeemissziók stb.

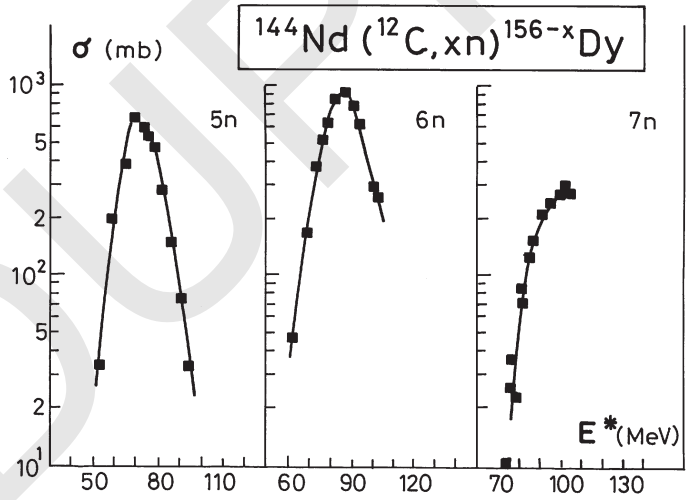
A kísérletekben rendszerint a *differenciális hatáskeresztmetszetet*

$$\sigma(\theta) = (d\sigma / d\Omega)_{\theta}$$

mérik, ahol dΩ a detektálás szempontjából hatékony térszöget jelenti, θ pedig a bombázónyaláb irányához viszonyított detektálási szöget. Ha a teljes hatáskeresztmetszetet akarjuk megkapni az adott magreakcióra, a differenciális hatáskeresztmetszetet integrálni kell a teljes térszögre.

Mivel az effektív hatáskeresztmetszet függvénye a bombázó részecske energiájának, σ-t rendszerint különböző részecskeenergiáknál is megmérik, azaz felveszik a reakció „gerjesztési függvényét". Példaként a VIII. 3. ábrán bemutatjuk a ^{144}Nd(^{12}C,x*n*)$^{156-x}$Dy nehézion-reakcióra vonatkozó függvényt.

Megjegyezzük, hogy a töltött bombázó részecskék energiája az ionizációs veszteség miatt fokozatosan csökken, amint áthalad a céltárgyanyagon (l. IV. 1. 1. pontot). Ezért vastag céltárgy esetén az energiára integrált hatáskeresztmetszetet lehet mérni.



VIII. 3. ábra. A ^{144}Nd(^{12}C,x*n*)$^{156-x}$Dy reakció gerjesztési függvénye. A σ az effektív hatáskeresztmetszet, *E** a közbenső mag gerjesztési energiája. A kísérleti adatok forrása: [Natowitz, Alexander 1969].

DUPress

VIII. 1. 3. Megmaradási törvények

A bombázó részecske plusz céltárgyatommag zárt rendszerben több megmaradási törvény is érvényesül, és ezek bizonyos korlátozást jelentenek a reakció lefolyására. A következőkben a megmaradási törvényeket tárgyaljuk röviden.

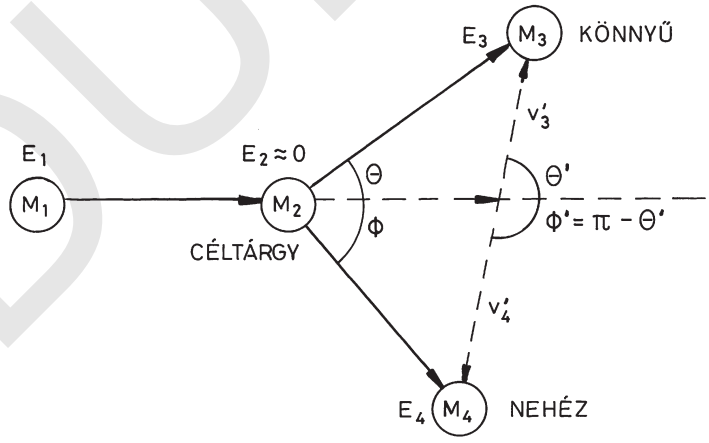
Energia- és impulzusmegmaradás

Egy tipikus magreakciót ábrázoló diagram a VIII. 4. ábrán látható. Egy M_1 tömegű és E_1 kinetikus energiájú részecske bombázza a céltárgymagot. Ez utóbbiról feltételezzük, hogy nyugalomban van ($E_2 \approx 0$). Az energiamegmaradási törvény szerint a kezdeti és végállapot teljes energiái egyenlőek, azaz

$$E_{1T} + E_{2T} = E_{3T} + E_{4T}, \qquad \text{(VIII. 4.)}$$

ahol $E_{1T} = E_1 + M_1c^2$, $E_{2T} = M_2c^2$, $E_{3T} = E_3 + M_3c^2$ és $E_{4T} = E_4 + M_4c^2$; a T index a teljes energiára utal. A reakció energiáját, „Q értékét” a következőképpen definiáljuk:

$$Q \equiv (M_1 + M_2)c^2 - (M_3 + M_4)c^2. \qquad \text{(VIII. 5.)}$$



VIII. 4. ábra. Egy tipikus magreakció diagramja. A laboratóriumi rendszerben mért szögeket θ és ϕ jelöli, amiknek a tömegközépponti rendszerben a θ' és ϕ' = π - θ' szögek felelnek meg. Az E és M szimbólumok kinetikus energiákat, ill. tömegeket jelölnek. A v_3' és v_4' a tömegközépponti rendszerben mért sebességek.

DUPress

Ha a Q érték pozitív előjelű, a reakció exoenergetikus (vagy exotermikus), ha negatív előjelű, endoenergetikus (endotermikus). Az előzőekből következik, hogy

$$E_1 + Q = E_3 + E_4. \qquad \text{(VIII. 6.)}$$

Az impulzusmegmaradási törvény megköveteli, hogy a rendszer kezdeti és végállapotának impulzusa egyenlő legyen:

$$\boldsymbol{p}_1 = \boldsymbol{p}_3 + \boldsymbol{p}_4. \qquad \text{(VIII. 7.)}$$

Az energia- és impulzusmegmaradási törvényekből levezethetők alapvető kinematikai összefüggések. Anélkül, hogy a részletekbe belemennénk, a VIII. 1. táblázatban közöljük a nemrelativisztikus magreakciók kinematikai formuláit. A relativisztikus és nemrelativisztikus részecskék kinematikájának részletes tárgyalása megtalálható pl. a következő munkában: [Marmier, Sheldon 1969, A, B, C függelékek].

Néhány hasznos formula:

az m tömegű, E energiájú részecske nemrelativisztikus sebessége:

$v = 1{,}389 \times 10^7\ [E\ (\mathrm{MeV})/m(\mathrm{m_u})]^{1/2}\ \mathrm{m\ s^{-1}}$ és a nemrelativisztikus hullámszáma:

$k = 2\pi/\lambda = 0{,}21874\ [m\ (\mathrm{m_u}) \times E\ (\mathrm{MeV})]^{1/2}\ \mathrm{fm^{-1}}$.

Itt $m\ (\mathrm{m_u})$ az $\mathrm{m_u}$ egységben mért tömeg. A ^{1}H atom tömege 1,0078 $\mathrm{m_u}$.

Impulzusnyomaték-megmaradás

Az impulzusnyomaték-megmaradási törvény szerint az A(a,b)B reakcióra teljesülni kell a következő egyenletnek:

$$\boldsymbol{I}_a + \boldsymbol{I}_A + \boldsymbol{l}_{aA} = \boldsymbol{I}_b + \boldsymbol{I}_B + \boldsymbol{l}_{bB}, \qquad \text{(VIII. 8.)}$$

VIII. 1. táblázat. Reakciókinematikai formulák nemrelativisztikus esetre [Jarmie, Seagrave 1959]. A reakciódiagram a VIII. 4. ábrán látható.

Definíciók:

$$A = \frac{M_1 M_4 (E_1 / E_t)}{(M_1 + M_2)(M_3 + M_4)}, \qquad C = \frac{M_2 M_3}{(M_1 + M_2)(M_3 + M_4)}\left(1 + \frac{M_1 Q}{M_2 E_t}\right) = \frac{E_4'}{E_t},$$

$$B = \frac{M_1 M_3 (E_1 / E_t)}{(M_1 + M_2)(M_3 + M_4)}, \qquad D = \frac{M_2 M_4}{(M_1 + M_2)(M_3 + M_4)}\left(1 + \frac{M_1 Q}{M_2 E_t}\right) = \frac{E_3'}{E_t},$$

ahol $A + B + C + D = 1$. A vesszővel ellátott mennyiségek tömegközépponti rendszerre vonatkoznak. E kinetikus energiát, M tömeget jelöl.

$$Q \equiv (M_1 + M_2 - M_3 - M_4)\, c^2, \quad E_t \equiv E_1 + Q = E_3 + E_4.$$

DUPress

VIII. 1. táblázat. Folytatás.

Mennyiségek	Formulák
Reakcióenergia, Q	$$Q = E_3\left(1+\frac{M_3}{M_4}\right) - E_1\left(1-\frac{M_1}{M_4}\right) - \frac{2(M_1E_1M_3E_3)^{1/2}}{M_4}\cos\theta$$
E_3 (könnyű termék)	$$\frac{E_3}{E_t} = B + D + 2(AC)^{1/2}\cos\theta' = B\left[\cos\theta \pm \left(D/B - \sin^2\theta\right)^{1/2}\right]^2$$ Itt általában a + jel érvényes, de ha $B > D$, akkor $\theta_{max} = \sin^{-1}(D/B)^{1/2}$
E_4 (nehéz termék)	$$\frac{E_4}{E_t} = A + C + 2(AC)^{1/2}\cos\phi' = A\left[\cos\phi \pm \left(C/A - \sin^2\phi\right)^{1/2}\right]^2$$ Itt általában a + jel érvényes, de ha $A > C$, akkor $\phi_{max} = \sin^{-1}(C/A)^{1/2}$
ϕ (nehéz termék)	$$\sin\phi = \left(\frac{M_3E_3}{M_4E_4}\right)^{1/2}\sin\theta$$
θ' (könnyű termék)	$$\sin\theta' = \left(\frac{E_3/E_t}{D}\right)^{1/2}\sin\theta$$
Intenzitás- vagy térszögarányok	$$\frac{\sigma(\theta')}{\sigma(\theta)} = \frac{I(\theta')}{I(\theta)} = \frac{\sin\theta\, d\theta}{\sin\theta'\, d\theta'} = \frac{\sin^2\theta}{\sin^2\theta'}\cos(\theta'-\theta) = \frac{(AC)^{1/2}\left(D/B - \sin^2\theta\right)^{1/2}}{E_3/E_t}$$ $$\frac{\sigma(\phi')}{\sigma(\phi)} = \frac{I(\phi')}{I(\phi)}\frac{\sin\phi\, d\phi}{\sin\phi'\, d\phi'} = \frac{\sin^2\phi}{\sin^2\phi'}\cos(\phi'-\phi) = \frac{(AC)^{1/2}\left(C/A - \sin^2\phi\right)^{1/2}}{E_4/E_t}$$ $$\frac{\sigma(\phi)}{\sigma(\theta)} = \frac{I(\phi)}{I(\theta)} = \frac{\sin\theta\, d\theta}{\sin\phi\, d\phi} = \frac{\sin^2\theta\ \cos(\theta' - \theta)}{\sin^2\phi\ \cos(\phi' - \phi)}$$

DUPress

ahol $\boldsymbol{I}_a$, $\boldsymbol{I}_A$, $\boldsymbol{I}_b$, $\boldsymbol{I}_B$ impulzusnyomatékokat, míg $\boldsymbol{l}_{aA}$ és $\boldsymbol{l}_{bB}$ relatív impulzusnyomatékokat jelölnek.

A kvantummechanikában egyidejűleg csak az $\boldsymbol{I}^2$ és $\boldsymbol{I}$ egy vetülete határozható meg. Az $\boldsymbol{I}^2$ operátor sajátértéke $I(I+1)\hbar^2$, az $\boldsymbol{I}$ operátoré $I_z\,\hbar$, ahol I_z a következő értékeket veheti fel: $I_z = I, I-1, \ldots -I$. A páros Z – páros N nukleonszámú atommagoknál $I = 0$. A páratlan tömegszámú atommagoknál I feles, a páratlan-páratlan magoknál I egész értéket vesz fel.

A VIII. 8. egyenletből kiválasztási szabályok következnek a lehetséges magreakciókra.

Az α-bomlás elméletében láttuk, hogyha a kilépő α-részecske $l > 0$ (keringési) impulzusnyomatékot visz el, az eredő magpotenciál a magon kívüli tartományban a Coulomb-potenciál $[zZe^2/r]$ és a centrifugális potenciál $[l(l+1)\hbar^2/(2mr^2)]$ összegeként adódik (l. a VII. 2. 2. pontot és a VII. 7. ábrát). A centrifugális potenciál fellépte a magreakcióban is jelentős szerepet játszik. Pl. ha egy $l = 1$ neutron lép reakcióba ^{16}O-atommaggal, a centrifugális potenciál magassága 3,2 MeV, ami sokkal nagyobb, mint a termikus neutron energiája ($E_{n,term} = 0{,}025$ eV). Így lassú neutronoknál csak *s* ($l = 0$) hullámú reakció léphet fel. Proton bombázó részecskéknél a Coulomb-fal magassága ≥ 1 MeV a különböző céltárgymagokra. Így a protonokkal létrehozott reakcióknál a magasabb l értékű hullámok nagyobb szerepet játszanak.

Paritás-, elektromostöltés-, nukleonszám-, izospin-megmaradás

Az erős és elektromágneses kölcsönhatásoknál a *paritásmegmaradási elv* érvényben van. Ezért az A(*a,b*)B reakciónál a bejövő és kimenő csatornákban a paritásoknak egyenlőknek kell lenni:

$$P_a P_A (-1)^{l_{aA}} = P_b P_B (-1)^{l_{bB}}, \qquad \text{(VIII. 9.)}$$

ahol P a kölcsönható partnerek belső paritásait, míg l_{aA}, l_{bB} a relatív impulzusnyomatékokat jelenti (l. II. 2. 3. pontot).

A paritásmegmaradás következménye, hogy a rugalmas ütközésnél l csak páros számmal változhat. Ez abból a tényből következik, hogy a résztvevő partnerek belső paritása nem változik.

A kísérleti adatok azt mutatják, hogy a reakcióban résztvevő részecskék *elektromos töltése a bemenő csatornában ugyanaz, mint a kimenőben*. Hasonlóképpen a *nukleonszám* (általánosabban: *barionszám*) *is megmarad*. A barionokhoz $B = +1$, az antibarionokhoz -1, az összes többi nembarionhoz (mezonok, lepto-

DUPLESS

nok) $B = 0$ barionszámot rendelnek. A barionszám-megmaradási törvény valószínűleg nem abszolút, de sérülése, ha egyáltalán fellép, csak igen nagy időskálán ($> 10^{31}$ év) jelentkezhet. Gyakorlatilag az összes észlelhető részecskebomlásra, -reakcióra és -kölcsönhatásra a barionszám megmarad.

A kísérleti adatok szerint az *izospin-megmaradás* is lényegében érvényben van az atommagreakciókban. E megmaradási törvény is meghatározott kiválasztási szabályokhoz vezet. (Az izospin-sértéssel kapcsolatos újabb eredményeket l. a VI. 8. 2. pontban.)

A megmaradási törvényeket a második kötetben részletesebben is tárgyaljuk [Fényes 2007, III. 5. alfejezet].

VIII. 2. A MAGREAKCIÓK ALAPVETŐ SAJÁTSÁGAI

VIII. 2. 1. Alacsony energiájú *n*-, *p*-, α-, γ-magreakciók

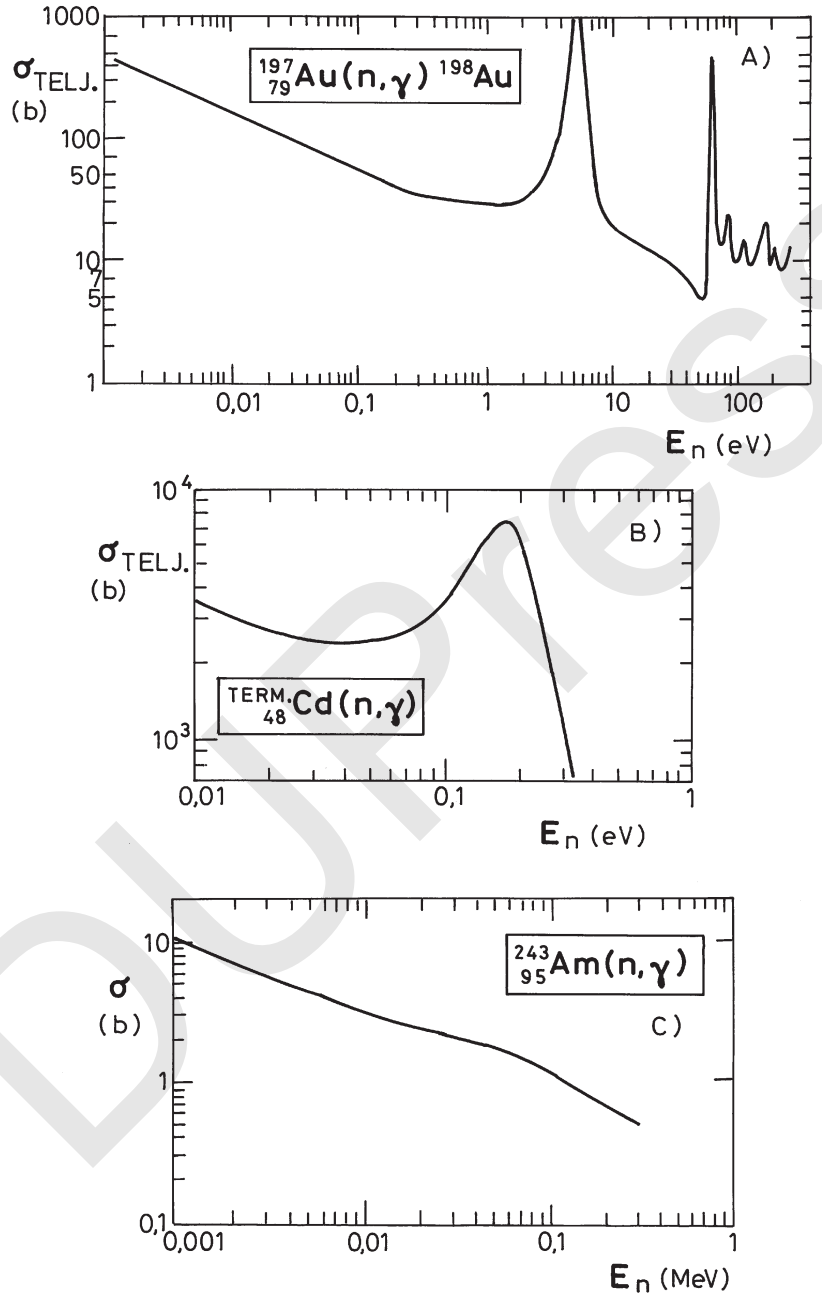
Magreakciók neutronokkal

A konkrét magreakciók tárgyalását a neutronreakciókkal kezdjük, mivel ezeknél a négy alapvető kölcsönhatás közül csak az erősnek van lényeges szerepe. Ugyanakkor a gyakorlat szempontjából is fontosak, mivel a reaktorok és különböző gyorsítók intenzív neutronforrásokat biztosítanak, és e reakcióknak energetikai, izotóptermelési, ipari vonatkozásai is vannak.

A neutronreakciók természete erősen függ a neutronok energiájától. Szobahőmérsékleten ($T \approx 300$ K) a neutronok hőmozgásának legvalószínűbb energiája a neutronforrást körülvevő lassító közegben $kT \approx 0{,}025$ eV, aminek 2200 m/s sebesség felel meg. Ezeket a neutronokat *termikusoknak* nevezzük. Elterjedt szóhasználat szerint a termikusnál kisebb energiájú neutronokat *hideg*, az ennél nagyobb, de ~ 1 keV-nél kisebb energiájúakat *lassú*, a ~1 MeV-nél nagyobb energiájúakat *gyors* neutronoknak nevezzük, bár ezek a határok meglehetősen önkényesek. Egy adott hőmérséklethez egyébként is egy sebességeloszlási függvény tartozik, amelyik széles sebességintervallumot fog át.

Az (*n*,γ) *reakciók*. Kis neutronenergiáknál és középnehéz, ill. nehéz céltárgymagoknál a legvalószínűbb folyamat a neutronbefogás. A VIII. 5. ábrán látható *néhány* (*n*,γ) *magreakció hatáskeresztmetszete* a bombázó neutronok energiájának függvényében. Látható, hogy a hatáskeresztmetszetek több száz, sőt ezer barn értéket is felvehetnek, ami messze nagyobb a geometriai keresztmetszetnél.

EUPress



VIII. 5. ábra. Néhány (*n*,γ) magreakció hatáskeresztmetszete (σ) a bombázó neutronok energiájának (E_n) függvényében. Különböző kutatócsoportok méréseinek egyesített eredményei.

DUPress

A Fermi által felismert törvény szerint kis energiáknál az (*n*,γ) folyamat hatáskeresztmetszete fordítva arányos a neutronok sebességével:

$$\sigma(n,\gamma) \approx \frac{1}{v_n} \approx \frac{1}{\sqrt{E_n}}, \qquad \text{(VIII. 10.)}$$

vagy más alakban

$$\log \sigma = \text{const.} - \text{const.'} \log E_n,$$

amely összefüggés a VIII. 5. ábrán, a kis energiájú részen jól látszik. A hatáskeresztmetszet-görbék másik jellegzetessége, hogy bizonyos energiatartományokban éles rezonanciacsúcsok jelentkeznek, amelyek helye erősen függ a céltárgymagtól.

Reaktorokban (*n*,γ) *reakciókat kiterjedten használnak radioaktív izotópok előállítására*, amiket aztán az orvosi diagnosztikában (VIII. 2. táblázat), az iparban, mezőgazdaságban stb. alkalmaznak. Az ^{238}U(n,γ) és ^{132}Th(n,γ) folyamatok felhasználhatók könnyen (termikus neutronok hatására) hasadó alapanyagok előállítására:

$$^{238}\text{U}(n,\gamma)^{239}\text{U}\ (T_{1/2} = 23{,}5\ \text{min}) \rightarrow {}^{239}\text{Np}(T_{1/2} = 2{,}35\ \text{d}) \rightarrow {}^{239}\text{Pu}(T_{1/2} = 24100\ \text{év}),$$

$$^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Th}\ (T_{1/2} = 22{,}3\ \text{min}) \rightarrow {}^{233}\text{Pa}(T_{1/2} = 27\ \text{d}) \rightarrow {}^{233}\text{U}(T_{1/2} = 1{,}591 \cdot 10^5\ \text{év}).$$

Néhány atommag termikusneutron-befogási hatáskeresztmetszetét a VIII. 3. táblázatban tüntettük fel. Látható, hogy a ^{113}Cd befogási hatáskeresztmetszete igen nagy, így a Cd-rudakat sikeresen felhasználhatják a reaktorok szabályozására. Még ennél is nagyobb a ^{135}Xe befogási hatáskeresztmetszete. Mivel a ^{135}Xe reaktoralapanyagok hasadási termékeként is előáll, ez reaktorméregként jelentkezik. Ugyanakkor a ^{2}H és ^{12}C sikeresen felhasználhatók neutronok lassítására reaktorokban, kiugróan alacsony befogási hatáskeresztmetszetük (és kis tömegszámuk) miatt. Az (*n*,γ) reakciók lassú neutronok detektálására is alkalmasak.

Az (*n*,*n*), (*n*,*n'*), (*n*,*p*), (*n*,α), (*n*,*f*) *reakciók*. Néhány (*n*,*n*), (*n*,*n'*), (*n*,*x*α) és (*n*,*f*) *reakció hatáskeresztmetszetét* a bombázó neutronok energiájának függvényében a VIII. 6. ábrán tüntettük fel. [Az *f* betű a hasadásra (fission) utal.] Az (*n*,*n*) rugalmas ütközéses reakció hatáskeresztmetszete széles neutronenergia-intervallumban állandó. A folyamatban a neutron átadhat kinetikus energiát a céltárgyatommagnak, de a reakciópartnerek belső energiája nem változik, nem gerjesztődnek.

$$\sigma(n,n) = \text{const.} \qquad \text{(VIII. 11.)}$$

VIII. 2. táblázat. Néhány orvosi diagnosztikában használt radioaktív izotóp adatai

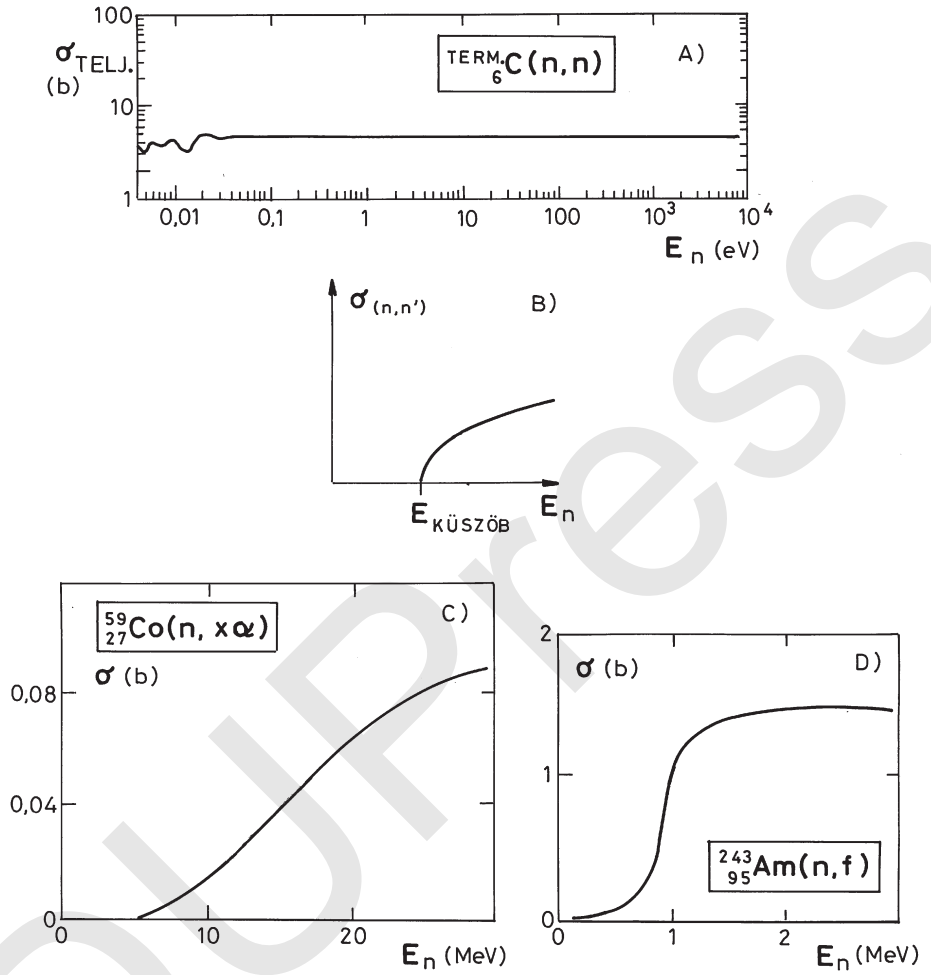
Izotóp	$T_{1/2}$	Bomlásmód	Fontosabb γ-k E_γ (keV) (%)	Előállítás	σ (b) termikus n-ra
Reaktorban előállított γ-sugárforrások					
^{64}Cu	12,7 h	β^+ (18); EC (45) β^- (37)		^{63}Cu(n,γ)	4,5
^{99}Mo	66,0 h	β^- (100)	140 (90,7) 740 (12,1)	^{98}Mo(n,γ)	0,13
^{186}Re	89,2 h	β^- (92,2); EC (7,8)	137 (8,5)	^{185}Re(n,γ)	114,00
Gyorsítókban előállított β^+-emitterek					Energiatartomány (MeV)
^{11}C	20,4 min	β^+ (99,8) EC (0,2)	511 (199,6)	^{14}N(p,α)	13 → 3 *
^{13}N	10,0 min	β^+ (100)	511 (200)	^{16}O(p,α)	16 → 7
^{15}O	2,0 min	β^+ (99,9) EC (0,1)	511 (199,8)	^{14}N(d,n)	8 → 0 ^
				^{15}N(p,n)	10 → 0
^{18}F	109,6 min	β^+(97) EC(3)	511(194)	^{18}O(p,n)	16 → 3
				^{20}Ne(d,α)	14 → 0
Ciklotronban előállított γ-sugárforrások					Energiatartomány (MeV)
^{67}Ga	3,26 d	EC (100)	93 (37) 185 (20) (199,6)	^{68}Zn(p,2n) ^{67}Zn(p,n)	26 → 18 * *
^{111}In	2,8 d	EC(100)	173 (51) 247(94)	^{112}Cd(p,2n) ^{111}Cd(p,n)	25 → 18
^{123}I	13,2 h	EC (100)	159 (83)	^{123}Te(p,n)	14,5 → 10
				^{124}Te(p,2n)	26 → 23
^{201}Tl	3,06 d	EC (100)	69÷82 röntgensug. 166 (10,2)	^{203}Tl(p,3n)^{201}Pb	28 → 20 **

Az adatok forrása: Qaim [2001].
* A gerjesztési függvényeket l. a VIII. 7. ábrán.
^ A gerjesztési függvényt l. a VIII. 11. B. ábrán.
** ^{201}Pb 100% EC-vel ^{201}Tl-ba bomlik.

VIII. 3. táblázat. Termikus neutronok befogási hatáskeresztmetszete néhány atommagra

Céltárgy	^{1}H	^{2}H	^{4}He	^{9}Be	^{12}C	^{113}Cd	^{135}Xe	^{235}U	^{238}U
σ(n,γ), barn	0,33	0,0008	0	0,01	0,005	$2\cdot 10^4$	$2{,}7\cdot 10^6$	101	2,73

DUPress



VIII. 6. ábra. Néhány (*n,n*), (*n,n'*), (*n,x*α) és (*n,f*) magreakció hatáskeresztmetszete (σ) a bombázó neutronok energiájának (E_n) függvényében. Különböző kutatócsoportok egyesített méréseredményei. C. és D. ábrák: [Young 1998] nyomán.

Az (*n,n'*) rugalmatlan ütközési reakció csak a céltárgymag szerkezetétől függő küszöbenergia felett jelentkezik. A kísérletek szerint a hatáskeresztmetszet a

$$\sigma(n,n') \approx \sqrt{\left(E_n - E^*\right)} \qquad \text{(VIII. 12.)}$$

törvény szerint változik (l. VIII. 6. B. ábrát). Itt E_n a neutron kinetikus, E^* pedig a céltárgymag gerjesztési energiája.

DUPress

Az (*n*,*p*), (*n*, α) reakciók gyakoriak a 0,5 ÷ 10 MeV neutronenergia-tartományban. E reakciók általában endotermek, mivel a kilépő töltött részecskéknek le kell győzni a Coulomb-potenciálfalat. Hatáskeresztmetszeteik a

$$\sigma(n,p \text{ vagy } \alpha) \approx T\sqrt{E_n - E^*} \qquad \text{(VIII. 13.)}$$

törvénnyel írhatók le, ahol T a kvantummechanikai alagúteffektus áthatolási (transzmissziós) együtthatója (l. a VII. 20. formulát, az α-bomlás elméletében *P*-vel jelölve).

A VIII. 5. C. és VIII. 6. D. ábrák összehasonlításából látható, hogy az (*n*,γ) folyamat kis neutronenergiáknál, az (*n*,*f*) folyamat nagyobb energiáknál jelentős a ^{243}Am céltárgymagnál.

Az (*n*,*n*) reakciók *felhasználhatók* neutronok lassítására (pl. reaktorokban) vagy gyors neutronok detektálására (pl. ^{1}H-tartalmú anyagokban, ahol a meglökött protonok ionizációs kamrában vagy félvezető detektorban regisztrálhatók).

Az (*n*,*p*), (*n*,α) reakciók szintén alkalmasak neutronok kimutatására, pl. a következők:

^{10}B(*n*,α) ^{7}Li (Q = 2,79 MeV, BF_3 számlálók),
^{14}N(*n*,α)^{11}B (Q = – 0,158 MeV),
^{14}N(*n*,*p*)^{14}C (Q = 0,626 MeV).

A ^{6}Li(*n*,α)^{3}H (Q = 4,78 MeV) reakció felhasználható tríciumtermelésre. A hidrogénbombában ezt a reakciót használják fel, úgy hogy a ^{6}Li^{2}H-t egy hagyományos (pl. plutónium) atombombával magas hőmérsékletre hevítik a magfúzió beindítása érdekében. Ekkor a

$$n + {}^{6}\text{Li} \rightarrow {}^{3}\text{H} + {}^{4}\text{He} \quad \text{és} \quad {}^{3}\text{H} + {}^{2}\text{H} \rightarrow {}^{4}\text{He} + n$$

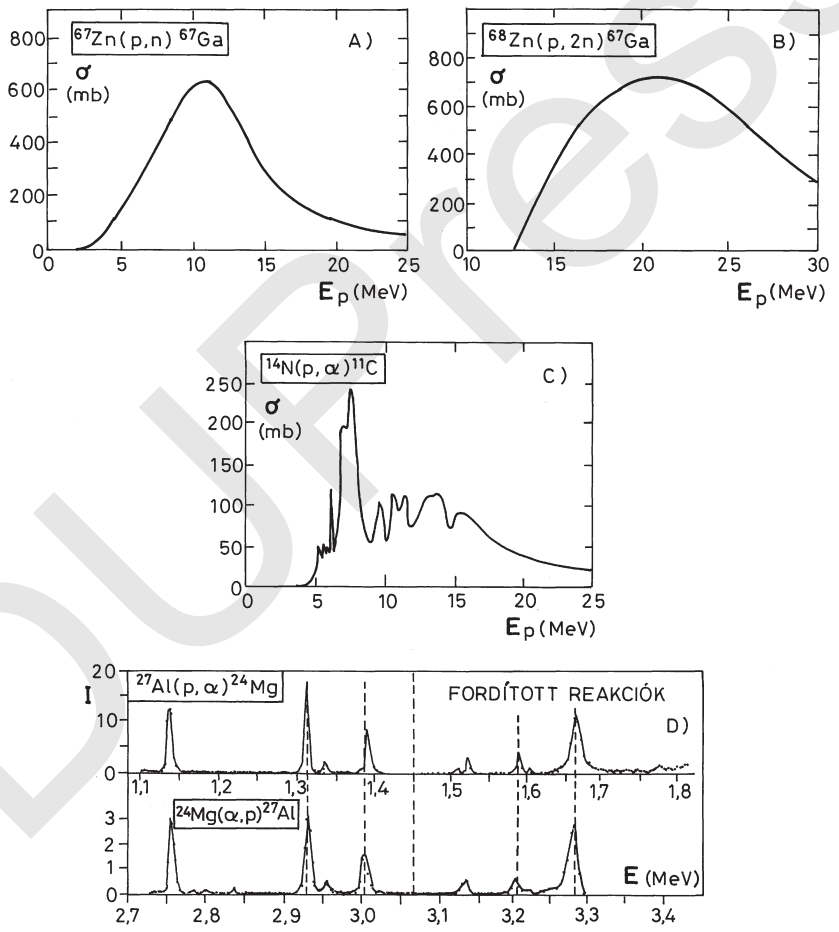
reakción keresztül a ^{6}Li^{2}H-ból két α-részecske plusz egy neutron áll elő. Mivel a ^{4}He kötésenergiája igen nagy, nagy energia szabadul fel, a keletkezett neutron pedig a ^{6}Li-on újra kiváltja a fenti reakciót (l. részletesebben a IX. 1. alfejezetet).

Az (*n*,*f*) folyamatok alkalmasak energetikai célokra. Bizonyos urán és transzurán izotópok (^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu) már termikus neutronok hatására is nagy hatáskeresztmetszettel hasadnak.

DUPress

Magreakciók protonokkal és α-részecskékkel

A (p,γ), (p,n), (p,2n), (α,γ), (α,n), (α,2n) stb. reakciók. A töltött részecske bemenő és nem töltött részecske kimenő magreakciók elég gyakoriak a ~ 0,1 – 20 MeV bombázóenergia-tartományban, mivel a kimenő részecskékre nem hat a Coulomb-fal. Példák a (*p,n*), (*p,2n*), (α,*n*), (α,2*n*) *reakciók gerjesztési függvényeire* a VIII. 7. A. és B., ill. később a VIII. 12. ábrákon láthatók. A (*p,γ*), (α,γ) reakciók hatáskeresztmetszete a



VIII. 7. ábra. Néhány (*p,n*), (*p,2n*), (*p,*α) és (α,*p*) magreakció hatáskeresztmetszete (σ), ill. relatív intenzitása (*I*) a bombázó részecskék energiájának függvényében. *A, B, C. ábrák:* Különböző kísérleti adatok alapján közepelt értékek [Hermanne és mts. 2001] és [Qaim és mts. 2001] nyomán. *D. ábra:* [Kaufmann és mts. 1952] nyomán.

DUPress

$$\sigma \approx \frac{T_a}{v_a} \qquad \text{(VIII. 14.)}$$

képlettel írható le, ahol T_a az áthatolási tényező a bemenő részecskére.

A (p,n) folyamatokat kiterjedten *használják* neutronforrások előállítására, pl. a következő reakciókban:

^{2}H(p,n) 2^{1}H (Q = – 2,225 MeV),
^{3}H(p,n)^{3}He (Q = – 0,764 MeV),
^{7}Li(p,n)^{7}Be (Q = – 1,67 MeV).

A neutronok felfedezése (J. Chadwick 1932) a ^{9}Be(α,n)^{12}C, a mesterséges radioaktivitásé (F. Joliot, I. Curie 1934) a ^{24}Mg(α,n)^{27}Si reakció segítségével történt. A ^{9}Be(α,n)^{12}C, Q = 5,7 MeV reakciót gyakran használják neutronforrásként, úgy hogy Be-ot valamilyen α-sugárzó anyaggal [^{226}Ra ($T_{1/2}$ = 1600 év), ^{210}Po ($T_{1/2}$ = 138 nap) vagy Pu] kevernek. A Ra + Be neutronforrás előnye a hosszú élettartam, hátránya, hogy erős γ-sugárzás kíséri. A ^{210}Po-nak csak rendkívül gyenge γ-sugárzása van. A (p,xn) folyamatokat gyakran használják β^{+}- és γ-sugárforrások előállítására ciklotronban gyorsított részecskékkel (l. VIII. 2. táblázatot). Nagy energiájú protonnyalábokkal létrehozott (p,γ) reakciók alkalmasak atommagok óriásrezonanciáinak előállítására (l. VIII. 4. 4. pontot).

A (p,α), (α,p) *reakciók. Példák* a (p,α), ill. (α,p) *reakciók gerjesztési függvényeire* a VIII. 7. C. és D. ábrákon láthatók. A reakciók hatáskeresztmetszete (a kezdeti szakaszon) a

$$\sigma \approx \frac{T_a T_b}{v_a} \qquad \text{(VIII. 15.)}$$

képlettel közelíthető, ahol a a bemenő, b a kijövő részecskét jelenti. A T tényezők a potenciálfal áteresztőképességét jelentik.

A ^{7}Li(p,γ)^{8}Be* → 2α reakciónak nagy a Q értéke (17,2 MeV), és már nagyon alacsony ($E_p \approx$ 10 keV) protonenergiánál is létrejön. A ^{14}N(α,p)^{17}O reakció volt az első mesterségesen létrehozott magreakció (E. Rutherford 1919). A (p,α) folyamatok *felhasználhatók* az orvosi diagnosztikában nagy szerepet játszó ^{11}C és ^{13}N pozitronemittáló izotópok előállítására (l. a VIII. 2. táblázatot).

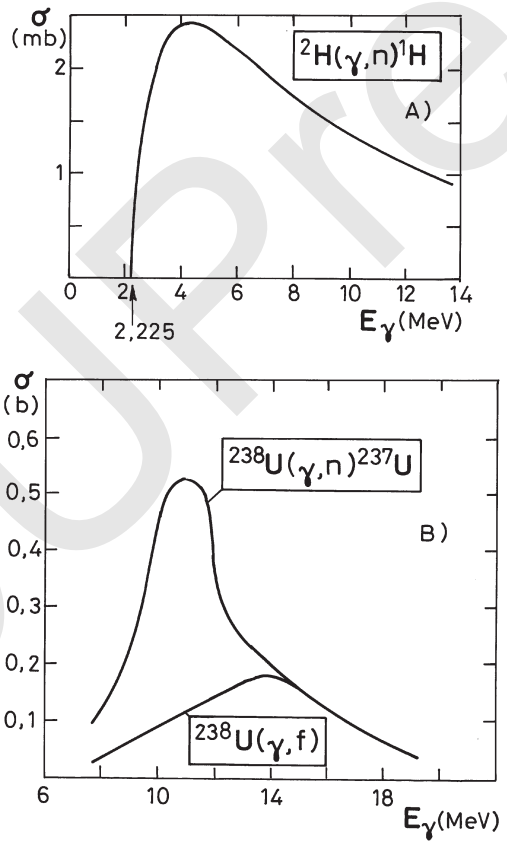
A ^{27}Al(p,α)^{24}Mg és ^{24}Mg(α,p)^{27}Al *inverz reakciók* gerjesztési függvényei a VIII. 7. D. ábrán láthatók. Az abszcisszának 1,613 MeV-vel való eltolása megfelel a reakciók Q értékeinek. Látható, hogy a gerjesztési függvények nagyon hasonlók. Az elméleti értelmezésüket l. a VIII. 2. 3. pontban.

DUPLA

Magreakciók γ-kvantumokkal, Coulomb-gerjesztés

Magreakciók γ-sugarakkal is létrehozhatók. A reakcióknak több fajtája van, nevezetesen a rugalmas szórás [vagy rezonanciafluoreszcencia, a (γ,γ) folyamat, l. a IV. 3. 8. pontot]; a rugalmatlan ütközés (γ,γ'); a magfotoeffektus (a γ-kvantum elnyelődése és az azt követő *n*-, *p*-, α-emisszió); valamint a fotohasadás nehéz elemeken.

Ha a γ-kvantumenergia nagyobb, mint a nukleon kötési energiája, *magfotoeffektus* léphet fel. A $^{2}H(\gamma,n)^{1}H$ és $^{238}U(\gamma,n)^{237}U$ reakciók gerjesztési függvényei a VIII. 8. ábrán láthatók.



VIII. 8. A. ábra. A deuteron fotohasadásának hatáskeresztmetszete (σ) a bombázó γ-energia (E_γ) függvényében.
B. ábra. A (γ,*n*) és (γ,*f*) reakciók hatáskeresztmetszete (σ) ^{238}U-on a γ-energia (E_γ) függvényében. [Richter 1960] nyomán.

DUPress

A deuteron kötési energiája meghatározható pl. lassú neutronok hidrogén atommagokon való abszorpciójából, a $^{1}H(n,\gamma)^{2}H$ reakcióból. A nyert érték:

$$E_{kötés} = + 2{,}224\,566 \text{ MeV}.$$

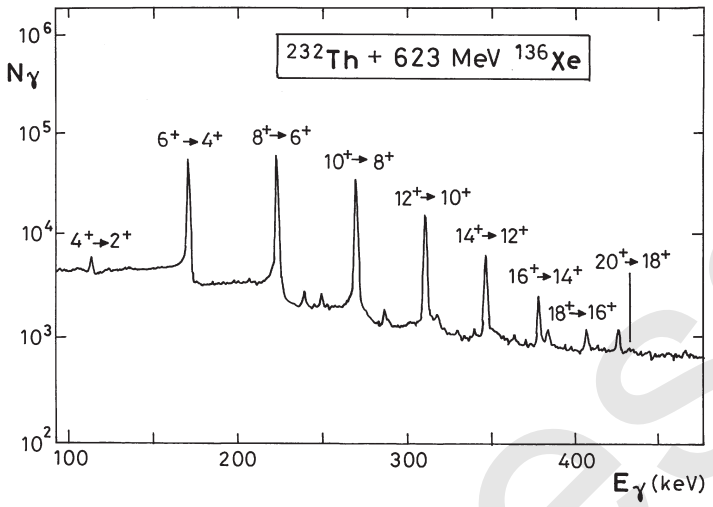
Hasonló értékhez jutottak a fordított (γ,n) folyamatból, l. VIII. 8. A. ábrát. A proton és deuteron tömegét tömegspektrometriai módszerekkel precíziósan lemérték, így a deuteron kötésenergiájának pontos ismeretében a neutron tömege is meghatározható precíziósan ($m_n = m_D + E_D - m_p$).

A (γ,n) folyamatok részletes vizsgálata mutatja, hogy a neutronok spektruma jellegzetes elgőzölgési spektrum (l. később a VIII. 13. ábrát), 90° körül szimmetrikus eloszlással, azaz a reakció a közbensőmag-modellnek megfelelően zajlik le. A (γ,p) folyamatoknál azonban a közbensőmag-reakción kívül direkt reakció is felléphet. Ekkor a γ-kvantum (feltehetőleg a magfelületen tartózkodó) valamelyik protonnak közvetlenül adja át az energiáját, anélkül, hogy az energia az egész atommagon belül eloszolna. A direkt reakcióban a proton kilépési iránya a nyalábhoz képest merőleges (a γ-kvantum merőleges polarizációja miatt) és a proton/neutron arány nagyobb, mint azt a közbensőmag-reakció alapján várni lehet. A direkt reakció hatása különösen a nehéz céltárgymagoknál jelentkezik, mivel ezeknél a Coulomb-potenciálfal a proton kilépését nehezíti. Igen nagy γ-energiáknál (> 40 MeV) a direkt reakcióból eredő protonok a meglökődési effektus révén már inkább előre irányulnak, amint az elméletileg is várható.

A *fotohasadási reakció* (γ,f) fellépte főleg nehéz elemeknél várható. A VIII. 8. B. ábra szerint a ^{238}U-on létrehozott (γ,f) folyamat hatáskeresztmetszete > 14 MeV-es γ-kvantumoknál már ugyanaz lesz, mint a (γ,n) folyamaté.

Ha nehéz ionokkal atommagokat bombázunk, nemcsak Rutherford-szóródás lép fel, hanem *Coulomb-gerjesztés* is, amikor az érkező részecske kinetikus energiájának jelentős részét a céltárgyatommag gerjesztésére fordítja. A reakció a Coulomb-fal alatti energiáknál az elektromágneses kölcsönhatás révén zajlik le. Különösen erős lehet a Coulomb-gerjesztés nehéz ionokkal való bombázásnál, amikor többszörös kölcsönhatás révén egy egész rotációs sáv is gerjesztődhet. Erre példát láthatunk a VIII. 9. ábrán. A Coulomb-gerjesztés hatáskeresztmetszetének mérése alapján meg lehet határozni pl. a $B(E2)$ redukált átmeneti valószínűségeket, amik fordítva arányosak a nívó élettartamával (l. VI. 20. és VI. 24. összefüggéseket). Mivel az elektromágneses kölcsönhatás törvényei jól ismertek, a Coulomb-gerjesztést kiterjedten használják nívók élettartamának meghatározására. L. részletesen pl. Alder és mts. [1956], Alder, Winther ed. [1966] és Newton [1975] munkáiban.

PUBress



VIII. 9. ábra. A ^{232}Th többszörös Coulomb-gerjesztésekor fellépő γ-spektrum. N_γ γ a beütésszám csatornánként, E_γ a γ-sugarak kvantumenergiája. A ^{232}Th céltárgyat 623 MeV-es ^{136}Xe-ionokkal bombázták. A spektrumot Ge(Li) spektrométerrel vették fel a nyalábirányhoz képes 0°-ban, vastag céltárgyat használva. Az ábrán az alapsáv E2 átmenetei láthatók. Guidry és mts. [1976] alapján.

Megjegyzendő, hogy elektromágneses kölcsönhatás révén *elektronokkal is létrehozhatók magreakciók*. Az elektronok szóródásából pl. a magsugarakra értékes információk nyerhetők (l. II. 2. 1. pontot). Igen nagy energiájú elektronnyalábokkal a nukleonok szerkezete is tanulmányozható.

VIII. 2. 2. Deuteronreakciók

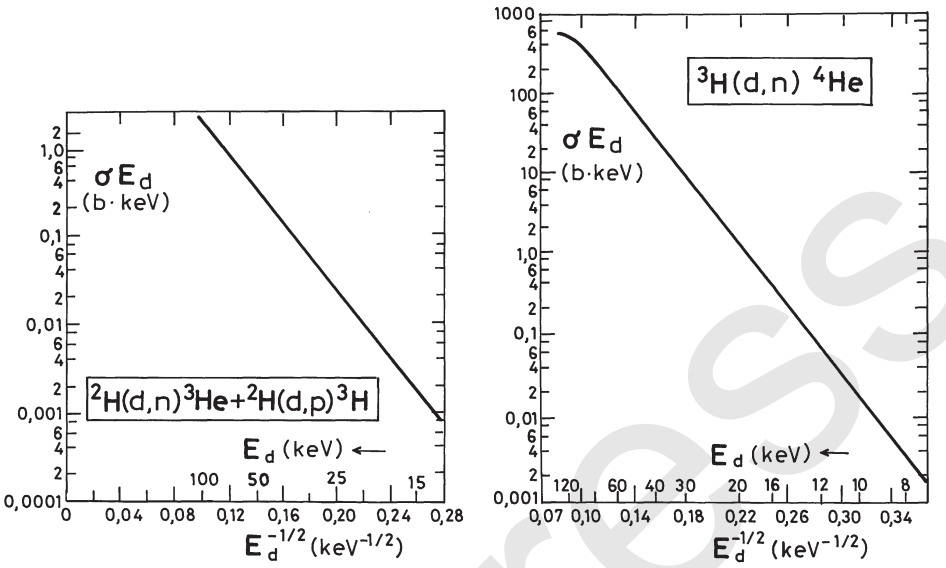
A deuteron kötésenergiája mindössze 2,22 MeV, ami nagyon kis érték viszonyítva pl. az α-részecske 28,3 MeV kötésenergiájához. Ennek megfelelően a deuteronreakcióknak számos specifikus jellege van.

(d,n) és (d,p) reakciók alacsony energiákon

Néhány alacsony energiájú deuteronreakció *gerjesztési függvénye* a VIII. 10. ábrán látható. A reakciók közös jellemzője a magas Q érték:

Q = 3,28 MeV a ^{2}H(d,n)^{3}He,
Q = 4,0 MeV a ^{2}H(d,p)^{3}H,

DUPLESS



VIII. 10. ábra. Néhány alacsony energiájú deuteronreakció gerjesztési függvénye. Richter [1960] nyomán.

Q = 17,6 MeV a ^{3}H(*d*,*n*)^{4}He,
Q = 14,5 MeV a ^{7}Li(*d*,*n*)2 ^{4}He reakcióknál.

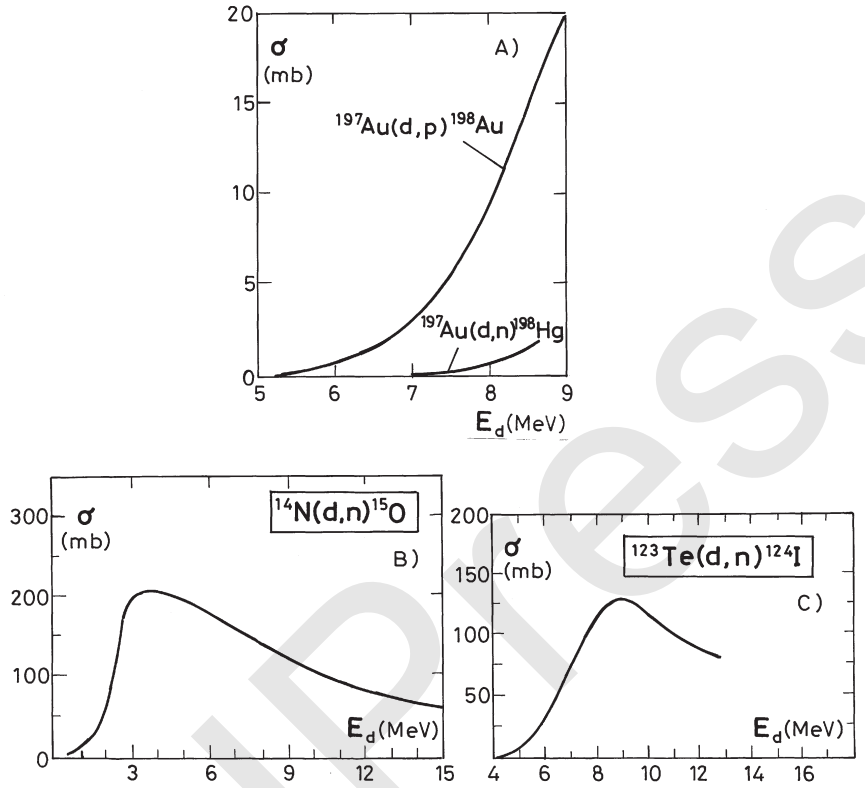
Az első három reakciónak már ≤ 100 keV deuteronenergiáknál is viszonylag jó a hozama. Így e reakciókat kiterjedten használják *neutronforrások előállítására*. Mivel a reakció *Q* értéke jóval nagyobb, mint a bombázó deuteron kinetikus energiája, a ^{2}H(*d*,*n*) és ^{3}H(*d*,*n*) reakciók közel monoenergetikus neutronokat szolgáltatnak. A ^{7}Li(*d*,*n*)^{8}Be* → 2 ^{4}He reakcióban előállt ^{8}Be*-atommag nívószélessége nagy, így a neutronok energiája nem homogén.

Alacsony energiákon a deuteron egészében beolvad a céltárgymagba, amiből azután a neutron vagy proton kilép. A deuteron plusz könnyű atommag reakciókban fellépő rezonanciák is a közbenső mag létrejötte mellett tanúskodnak.

Deuteronlefosztási és -felcsípési reakciók nagyobb energiákon

A nehéz atommagokon létrehozott *(d,p) reakció hozama sokkal nagyobb, mint a (d,n) reakcióé* (l. VIII. 11. A. ábrát). Ez a tény éles ellentétben van a közbenső mag kialakulásának mechanizmusával több szempontból is.

DUPress



VIII. 11. ábra. Deuteronreakciók hatáskeresztmetszetei (σ) a deuteronenergia (E_d) függvényében. *A. ábra:* Richter [1960] nyomán. *B. ábra:* Szelektált kísérleti adatok középértékei [Hermanne és mts. 2001]. *C. ábra:* Scholten és mts. [1997] mérései alapján.

Egyrészt a nehéz magoknál fellépő erős Coulomb-taszítás miatt a deuteron belépése pl. az ^{197}Au-atommagba 6 MeV bombázódeuteron-energiánál nagyon valószínűtlen. (A Coulomb-fal magassága protonokra $A \sim 100$ tömegszámnál nagyobb, mint 11 MeV!)

Másrészt a közbenső magból nem a proton, hanem a neutron kilépése lenne valószínűbb, ugyanis erre nem hat a Coulomb-potenciálgát.

A jelenség magyarázatát Oppenheimer és Phillips adta meg. E szerint a deuteron a nehéz céltárgymag elektromos terében a kis kötési energiája és nagy kiterjedése miatt szétesik, még mielőtt elérné a céltárgymagot. Olyan mechanizmus is lehetséges, hogy a céltárgymag elektromos tere a deuteront polarizálja, úgy hogy a proton távolabb, a neutron közelebb kerül az atommaghoz. Ekkor a magerők szakítják le a neutront a deuteronról. Ezek alapján érthetővé válik, hogy a (*d,p*)

folyamat hatáskeresztmetszete jóval nagyobb, mint a (*d,n*) folyamaté, valamint az a kísérleti tény is, hogy a protonok főleg a bombázónyaláb irányába lépnek ki. Közbensőmag-reakció esetén a tömegközépponti rendszerben izotróp szögeloszlás lenne várható.

A VIII. 11. B. és C. ábrákon feltüntettük két, gyakorlati szempontból fontos (*d,n*) reakció gerjesztési függvényét. A ^{14}N(*d,n*)^{15}O reakciót kiterjedten használják az orvosi diagnosztika szempontjából jelentős ^{15}O-pozitronemittáló izotóp előállítására (l. VIII. 2. táblázatot). A ^{123}Te(*d,n*)^{124}I reakció alkalmas a 4,15 nap felezési idejű ^{124}I-izotóp előállítására, ami szintén fontos szerepet tölt be az orvosi gyakorlatban.

Több száz MeV-es deuteronnyaláb esetén a protonok és neutronok közel egyenlő valószínűséggel lépnek fel a magreakciókban, mivel ilyen energiáknál már a Coulomb-kölcsönhatás nem meghatározó. Ekkor a proton vagy neutron *lefosztását (stripping)* a magerők végzik. A továbbrepülő nukleon kis szögben előreirányul. Ha a nyalábból a töltött részecskéket valamilyen abszorbenssel kiszűrik, lehetőség nyílik nagy energiájú, előreirányuló neutronnyaláb előállítására (stripping neutronok).

A fordított folyamat is létezik, a *felcsípési (pick up) reakció.* Nagy energiájú neutronnyalábbal bombázva különböző céltárgyakat, kis térszögben előre kilépő protonokat, deuteronokat és kisebb számban tritonokat is észleltek. Különösen jelentős a folyamat, ha a felcsípett nukleon sebessége a magban hasonló a bombázó neutron sebességéhez.

Mint azt a direkt reakció tárgyalásánál látni fogjuk (a VIII. 3. 3. pontban), a lefosztási és felcsípési reakciók értékes információt szolgáltatnak a magszerkezetre.

VIII. 2. 3. Közbenső atommag. Statisztikus megfontolások

A közbenső atommag. Alapvető kísérleti tények

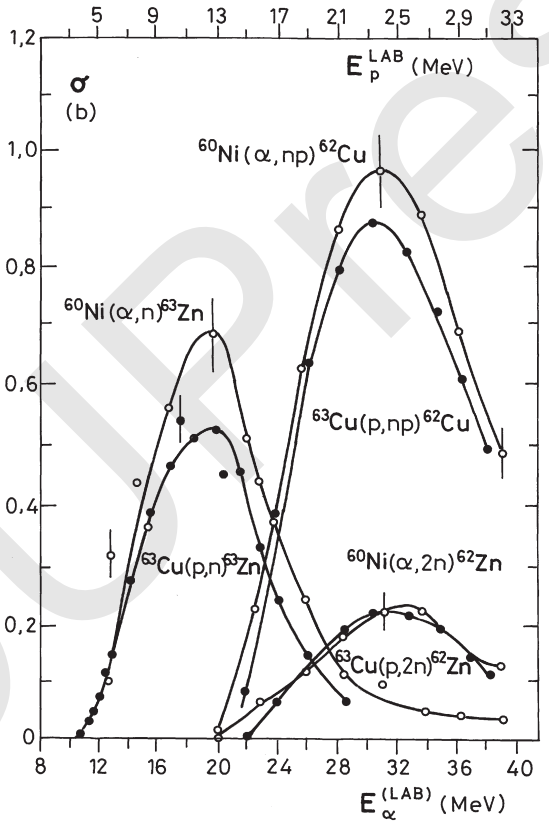
Az atommagreakciók közbensőmag-modellje a folyadékcsepp-modellen alapul és kidolgozása N. Bohr (1936) nevéhez fűződik. A modell szerint az érkező részecske többszörös ütközések során leadja energiájának jelentős részét a céltárgymag nukleonjainak. Kialakul egy egyensúlyi állapot, ahol a közbenső mag mint egész gerjesztve van. A közbenső mag bomlása csak viszonylag hosszú idő elteltével lehetséges, amikor az energia statisztikusan úgy koncentrálódik,

DUPress

hogy a kilépő nukleon (vagy nukleoncsomó) le tudja győzni az atommagot összetartó potenciálfalat.

A közbensőmag-modell jogosságát számos kísérleti tény igazolja.

a) Goshal [1950] a ^{64}Zn-atommag gerjesztett állapotait két különböző módon is létrehozta, nevezetesen a ^{4}He + ^{60}Ni és ^{1}H + ^{63}Cu reakciókkal. A VIII. 12. ábra tanulsága szerint a ^{64}Zn*-atommag bomlása *n*-, *pn*- és 2*n*-emisszióval nagyon hasonló gerjesztési függvények szerint történik. Mindez arra utal, hogy a közbenső mag „elfelejtette", hogyan jött létre, és a reakció hatáskeresztmetszete elsősorban a gerjesztési energia függvénye.



VIII. 12. ábra. Reakció-hatáskeresztmetszetek (σ) a bombázó részecskék energiájának (E_p, E_α) függvényében a következő reakciókra:

$$\alpha + {}^{60}\mathrm{Ni} \rightarrow {}^{64}\mathrm{Zn}^* \rightarrow {}^{63}\mathrm{Zn} + \mathrm{n} \quad \leftarrow {}^{64}\mathrm{Zn}^* \leftarrow \mathrm{p} + {}^{63}\mathrm{Cu}$$
$$\rightarrow {}^{62}\mathrm{Zn} + 2\mathrm{n} \quad \leftarrow$$
$$\rightarrow {}^{62}\mathrm{Cu} + \mathrm{p} + \mathrm{n} \quad \leftarrow$$

A közös ^{64}Zn* közbenső atommag gerjesztési energiái egybeesnek, ha a protonenergia skáláját 7 MeV-vel eltoljuk ($E_\alpha = E_p + 7$ MeV). Ghoshal [1950] nyomán.

DUPress

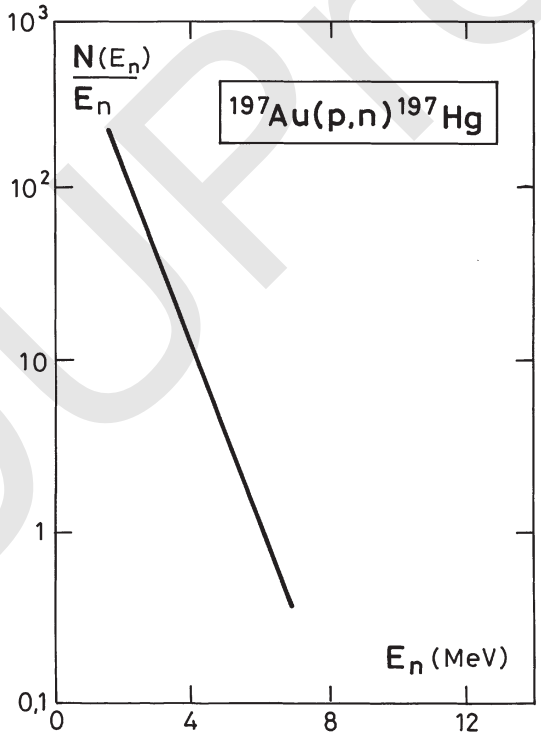
b) Az ^{197}Au(p,n)^{197}Hg reakcióban fellépő neutronok energiaspektrumának vizsgálata azt mutatja, hogy az ln[$N(E_n)/E_n$] mennyiség lineárisan függ a kilépő neutronok energiájától (E_n). Itt $N(E_n)$ az E_n és E_n+dE_n energiaintervallumhoz tartozó neutronok számát jelöli. L. VIII. 13. ábrát. Az atommagok statisztikus modellje szerint egy magasan gerjesztett atommagból emittált neutronok eloszlásfüggvénye:

$$N(E_n)dE_n \approx \text{const.}\ E_n \exp[-E_n/(kT)]\ dE_n.$$

Mindez arra utal, hogy a közbenső magnál beállt az egyensúlyi statisztikus energiaeloszlás.

c) A kísérletek szerint neutronbefogásnál előállnak olyan nívók, amiknek nívószélessége (Γ)

$$\Gamma \approx \hbar / \tau \approx 0{,}1 \text{ eV},$$



VIII. 13. ábra. A ^{197}Au(p,n)^{197}Hg reakció során előállt ^{198}Hg* közbenső atommagból elgőzölgött neutronok energiaspektruma. E_n az elgőzölgött neutronok energiája, $N(E_n)$ az egységnyi energiaintervallumhoz tartozó neutronok száma. Richter [1960] nyomán.

DUPress

ahol $\hbar$ = 6,582 10^{-22} MeV · s (l. VI. 24. egyenletet). A Heisenberg-féle határozatlansági reláció ($\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$) alapján ez $\tau = \hbar / \Gamma \approx 10^{-14} s$ életidőhöz vezet a közbenső atommagnál, ami sok nagyságrenddel nagyobb, mint a direkt reakciókra jellemző ~ 10^{-22} s.

d) Számos magreakciónál a kilépő részecske szögeloszlása szimmetrikus 90° körül, azaz a közbenső mag (a meglökéstől eltekintve) elfelejtette, milyen irányból jött a bombázó részecske.

e) A közbensőmag-reakciónál a kilépő részecske polarizációja zéró, a statisztikus eloszlás az interferenciajelleget kiegyenlíti.

A magreakciók hatáskeresztmetszete a perturbációs elmélet alapján

Tekintsünk egy A(*a*,*b*)B reakciót, és vezessük be a következő jelöléseket: v_a, v_b a bejövő, ill. a kilépő részecske sebessége, J_A, J_B a céltárgymag és végmag spinje. Tegyük fel, hogy a reakció a statisztikus törvények szerint zajlik le, és nem lép fel rezonancia, amit később majd külön részben tárgyalunk. A levezetés egyszerűsítése érdekében tegyük fel, hogy az A és B atommagok tömege jóval nagyobb, mint az *a* és *b* részecskéké. Ekkor v_a és v_b laboratóriumi rendszerben, egyébként tömegközépponti rendszerben értendők.

A rendszer időegység alatti átmeneti valószínűségét (P_{fi}) a kezdeti (i) állapotból az f végállapotba megkísérelhetjük az γ- és β-bomláselméletnél már alkalmazott VI. 18., ill. VII. 29. aranyszabállyal leírni, miszerint

$$P_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int \Psi_f^{*} H \Psi_i d\tau \right|^2 \frac{dn}{dE_f}, \qquad \text{(VIII. 16.)}$$

ahol H a perturbációs potenciál, Ψ_i és Ψ_f a kezdeti és végállapot hullámfüggvénye, $d\tau$ térfogatelem, $H_{fi} = \int \Psi_f^{*} H \Psi_i d\tau$ átmeneti mátrixelem, dn/dE_f az elérhető végállapotok száma a dE_f energiaintervallumban. A szabály akkor alkalmazható, ha az időtől független Hamilton-operátorhoz képest az időfüggő perturbáló operátor kicsi.

A *b* részecske által elérhető állapotok számát a p_b és p_b+dp_b impulzustartományban és V térfogatban a következő kifejezés adja:

$$dn = \frac{4\pi}{h^3} p_b^2 dp_b V (2j_b + 1)(2J_B + 1), \qquad \text{(VIII. 17.)}$$

ahol a $(2j_b+1)$ és $(2J_B+1)$ tényezők a végállapotok különböző spinvetületei miatt fellépő állapotszám-növekedés miatt jöttek be. A relativisztikusan invariáns

energia–impulzus-reláció szerint $dE_f = v_b\, dp_b$. Behelyettesítve a kapott dn és dE_f értékeket a P_{fi} (VIII. 16.) kifejezésébe azt kapjuk, hogy

$$P_{fi} = \frac{1}{\pi\hbar^4}\frac{p_b^2}{v_b} V \left|H_{fi}\right|^2 (2j_b + 1)(2J_B + 1). \qquad \text{(VIII. 18.)}$$

A magreakció hatáskeresztmetszete (σ) és az átmeneti valószínűség (P_{fi}) közötti kapcsolatot a

$$\sigma(a,b) = P_{fi}/(n_a v_a) \qquad \text{(VIII. 19.)}$$

kifejezés adja, ahol n_a az érkező részecskék sűrűségét, $n_a v_a$ a fluxusát adja. A P_{fi} dimenziója 1/s, az $n_a v_a$ szorzaté 1/(cm²s), a σ hatáskeresztmetszeté cm². Ha egy a-részecske van V térfogatban, $n_a = 1/V$. Ekkor

$$\sigma(a,b) = \frac{1}{\pi\hbar^4}\frac{p_b^2}{v_a v_b}\left|VH_{fi}\right|^2 (2j_b + 1)(2J_B + 1). \qquad \text{(VIII. 20.)}$$

Ha feltesszük, hogy $\left|H_{fi}\right|^2$ nem változik lényegesen szűk energiaintervallumban az elérhető végállapotoknál, adott j_b és J_B spinek mellett az előbbi kifejezés a következő alakra egyszerűsödik:

$$\sigma(a,b) \approx const.\frac{p_b^2}{v_a v_b}. \qquad \text{(VIII. 21.)}$$

Ha a belépő vagy kilépő részecske elektromos töltéssel rendelkezik, a potenciálfal áteresztőképességével (T_a és/vagy T_b) is be kell szorozni a nyert kifejezést. Tehát, ha mind a belépő, mind a kilépő részecske töltött, a hatáskeresztmetszet:

$$\sigma(a,b) \approx const.\frac{p_b^2}{v_a v_b} T_a T_b. \qquad \text{(VIII. 22.)}$$

Itt az egyszerűség miatt *s*-hullámú, centrális kölcsönhatást tételeztünk fel, hogy a centrifugális potenciálgát fellépte miatti komplikációt elkerüljük.

A kapott kifejezés segítségével számos, a VIII. 2. 1. részben tárgyalt magreakció hatáskeresztmetszetének energiafüggését közelítőleg leírhatjuk.

Az (*n,γ*) *reakciónál*

$$\frac{p_b^2}{v_a v_b} \approx \frac{1}{v_n}\frac{p_b^2}{v_b}.$$

Mivel azonban a neutronbefogás nagy energiafelszabadulással jár, a kilépő részecske energiáját a nagy Q érték szabja meg, ami mellett a bejövő neutron energiája az eV vagy kisebb tartományban lényegében elhanyagolható. Így a

DUPress

$$\sigma(n,\gamma) \approx const.\frac{1}{v_n}$$

törvényhez jutunk, ami egyezik a tapasztalati VIII. 10. formulával.

Az (n,n) reakciónál $v_a \sim v_b$, így

$$\frac{p_b^2}{v_a v_b} \approx \frac{p_n^2}{v_n^2} = m_n^2, \text{ azaz}$$

$$\sigma(n,n) \approx const.$$

egyezésben a kísérletekből nyert VIII. 11. képlettel.

Az (n,n') rugalmatlan ütközésnél

$$\frac{p_b^2}{v_a v_b} \approx \frac{p_{n'}^2}{v_n v_{n'}}.$$

A reakció az első gerjesztési nívó energiája (azaz tipikusan pár száz keV) alatt nem lép fel, felette viszont gyorsan nő $v_{n'}$-vel. Ha a reakcióküszöb közelében a v_n-et állandónak tekintjük, közvetlenül a küszöb felett

$$\sigma(n,n') \approx v_{n'} \approx \sqrt{E_n - E^*},$$

ami megfelel a VIII. 12. kifejezésnek.

Az (n,p), (n,α) reakciónál hasonló a helyzet, mint az (n,n')-nél, csak itt bejön a Coulomb-gát T áteresztőképességi tényezője:

$$\sigma(n,b) \approx T\sqrt{E_n - E^*},$$

azaz megkaptuk a kísérletileg észlelt VIII. 13. kifejezést.

A (p,γ), (α,γ) *reakcióknál* általában nagy energia szabadul fel, és ez szabja meg a p_b, ill. v_b értékét, amiket állandónak vehetünk. Így $p_b^2/(v_a v_b) \approx 1/v_a$.

Hasonló a helyzet erősen exotermikus (p,n), (α,n) reakcióknál. Így ezekre $\sigma(a,b) \approx T_a/v_a$, megfelelően a VIII. 14. kifejezésnek.

A (p,α), (α,p) reakcióknál a kilépő részecske is töltött, így az előbbi kifejezéshez további áteresztőképességi tényező is járul

$$\sigma(a,b) \approx T_a T_b / v_a$$

(l. a VIII. 15. képletet).

Az *inverz reakciókra* a VIII. 7. D. ábra szolgáltat példát, ahol a $^{27}Al(p,\alpha)^{24}Mg$ és $^{24}Mg(\alpha,p)^{27}Al$ reakciók gerjesztési függvényei láthatók. Az $A + a \leftrightarrow b + B$ egyensúlyi folyamatokra az időinvariancia miatt a perturbáló Hamilton-operátorok abszolút értékei egyenlőek $|H_{fi}| = |H_{if}|$ (a Hamilton-operátorok hermitikusak).

PUPress

Ekkor a VIII. 20. összefüggés alapján a σ_{fi}/σ_{if} arány a következőképpen írható fel:

$$\frac{\sigma(a,b)}{\sigma(b,a)} = \frac{p_b^2(2j_b+1)(2J_B+1)}{p_a^2(2j_a+1)(2J_A+1)}. \qquad \text{(VIII. 23.)}$$

Ez az összefüggés fejezi ki a magreakciók megfordíthatósági törvényét. Az összefüggés pl. lehetőséget ad arra, hogyha a j_a, J_a, j_b, J_b spinek közül hármat ismerünk, meghatározzuk a negyedik értékét. Megjegyezzük, hogy a hatáskeresztmetszetek és impulzusok tömegközépponti rendszerben értendők.

A rezonanciareakciók. Breit–Wigner-formula

A VIII. 5. A. és B. ábrákon láttuk, hogy az (*n*,γ) reakció hatáskeresztmetszete bizonyos neutronenergiáknál éles rezonanciacsúcsot mutat. A jelenség minden reakcióban jelentkezik, ami egy közbenső magállapoton keresztül játszódik le.

A rezonanciacsúcs alakja jól közelíthető egy *F(E)* alakfaktorral:

$$F(E) = \frac{C}{(E-E_o)^2 + (\Gamma/2)^2}, \qquad \text{(VIII. 24.)}$$

ahol *C* állandó, E_o a bombázó részecske rezonanciamaximumhoz tartozó energiája, Γ pedig a rezonancianívó szélessége. Az *F(E)* függvény maximumot mutat $E = E_o$-nál, a $(\Gamma/2)^2$ tag pedig megakadályozza, hogy a függvény végtelen nagy legyen a rezonanciaenergián. A nívószélesség (Γ) a nívó élettartamával (τ) a következő kapcsolatban van: $\Gamma \equiv \hbar/\tau$ (l. a VI. 24. képletet). Nagy nívószélesség (rövid élettartam) kis rezonanciamagasságot eredményez. A VIII. 24. formula egyébként szoros analógiát mutat a fénykvantumok teljes abszorpciós keresztmetszetét leíró képlettel (egy rezonanciaállapot esetén). Az *F*(*E*) függvény normálásánál megkövetelik, hogy az $(1/D)\int_{-\infty}^{\infty} F(E)dE$ egységnyi legyen. *D* a közepes nívótávolságot jelenti a közbensőmag-rendszerben. Elvégezve a számítást az adódik, hogy

$$C = D\Gamma/(2\pi). \qquad \text{(VIII. 25.)}$$

A rezonancia közelében a közbenső mag kialakulási hatáskeresztmetszete ($\sigma_{közb}$) a következőképpen írható le:

$$\sigma_{közb} = \sigma_l T_a F(E), \qquad \text{(VIII. 26.)}$$

DUPress

ahol $\sigma_l = \pi\lambda\!\!\!^{-2}(2l+1)$, (l. VIII. 3. képletet) és T_a a potenciálfal áteresztési tényezője az érkező *a* részecskére (l. VII. 20. képletet az α-bomlás vagy belépés esetére).

Az áteresztési faktor (T_a) összefüggésben van a közbenső mag nívószélességével (Γ_a):

$$\Gamma_a/\hbar = 1/\tau_a = \lambda_a = T_a \cdot f\,, \qquad \text{(VIII. 27.)}$$

ahol *f* a redukált átmeneti valószínűség vagy frekvenciafaktor, ami megadja a potenciálfallal való időegység alatti ütközések számát (l. az α-bomlás esetét a VII. 2. 2. részben). Weisskopf [1950] szerint a frekvenciafaktor kapcsolatba hozható a nívók közepes távolságával (*D*). Az egyszerűség miatt egyenlő nívótávolságot tételezzünk fel, azaz az

$$E = E_o + nD$$

összefüggésben *n* legyen egész szám. Ezen nívók közül részecskebefogásnál *N* nívó gerjesztődik Ψ_n hullámfüggvényekkel. A teljes hullámfüggvény ezek összegeként adódik (az időtől függő Schrödinger-egyenlet tárgyalását l. pl. [Gombás, Kisdi 1971, 2. kötet 239. oldalán]):

$$\Psi = \sum_0^N a_n \Psi_n \exp(-\frac{i}{\hbar} E_n t) = \exp(-\frac{i}{\hbar} E_o t) \sum_0^N a_n \Psi_n \exp(-\frac{i}{\hbar} nDt),$$

ahol az a_n állandók a relatív gerjesztési valószínűségekre jellemzőek.

Az utóbbi összegtényező periodikus, azaz

$t,\ t + 2\pi\hbar/D,\ t + 2(2\pi\hbar/D), \ldots$ stb. időkben ugyanazon értékeket veszi fel és

$$f = D/(2\pi\hbar). \qquad \text{(VIII. 28.)}$$

Innen a VIII. 27. összefüggés segítségével az áteresztési faktorra (*T*) a következő összefüggés adódik:

$$T_a = \frac{\Gamma_a}{\hbar}\frac{1}{f} = \frac{2\pi\Gamma_a}{D}. \qquad \text{(VIII. 29.)}$$

A Γ_a/D mennyiséget erősségfüggvénynek nevezik. A fenti (VIII. 24–29.) összefüggések alapján a közbenső mag kialakulásához vezető reakció hatáskeresztmetszete a következőképpen írható fel:

$$\sigma_{közb} = \pi\lambda\!\!\!^{-2}(2l+1)\frac{\Gamma_a\Gamma}{(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \qquad \text{(VIII. 30.)}$$

Ha a közbenső mag a *b* csatornán keresztül bomlik a $\sigma(a,b)$ hatáskeresztmetszet a következő alakba írható:

DUPress

$$\sigma(a,b) = \sigma_{közb}\frac{\Gamma_b}{\Gamma} = \pi\lambda\!\!\!^{-2}(2l+1)\frac{\Gamma_a\Gamma_b}{(E-E_0)^2+(\Gamma/2)^2}. \qquad \text{(VIII. 31.)}$$

Ez az összefüggés a Breit–Wigner-féle hatáskeresztmetszet-formula. A formula kizárólag rezonanciaállapot leírására szolgál, a nem rezonancia jellegű reakciókból eredő hozzájárulást nem veszi figyelembe. A fenti leegyszerűsített levezetésnél hallgatólagosan az is fel lett tételezve, hogy a reakció *egy* közbenső állapoton keresztül zajlott le. A formula alkalmas az *(a,a')* rugalmatlan ütközési rezonanciareakciók tárgyalására. A rugalmas ütközés tárgyalásánál azonban figyelembe kell venni, hogy a reakció részben közbenső magon át, részben a céltárgymag külső potenciálterén való ütközés révén zajlik le, ami nem rezonancia jellegű. A teljes rugalmas szórási hatáskeresztmetszet a két hatáskeresztmetszet összege.

A részletes elmélet (l. [Blatt, Weisskopf 1952]) szerint *s*-hullámú neutronok teljes rugalmas ütközési hatáskeresztmetszete *σ(n,n)* a spinviszonyoktól eltekintve a következő formulával írható le:

$$\sigma(n,n) = \frac{\pi}{k^2}\left|\frac{\Gamma_n}{(E-E_0)+i(\Gamma/2)} + 2e^{ikR}\sin kR\right|^2, \qquad \text{(VIII. 32.)}$$

ahol $k \equiv 1/\lambda\!\!\!^{-}$, a beeső neutron hullámszáma, R a céltárgymag sugara. A kifejezésben a második tag a rugalmas potenciálszórást írja le, ami interferál a rezonanciaszórással és jellegzetes behorpadásokat idéz elő a hatáskeresztmetszetben közvetlenül a rezonancia alatt.

Megjegyzendő, hogy a Breit–Wigner-formula fenti levezetésénél feltételezik, hogy a reakciópartnerek spinje zéró. Ha a reakciópartnerek zérótól különböző spinekkel rendelkeznek, a VIII. 31. formulát meg kell szorozni egy „spin-statisztikusfaktorral", ekkor a hatáskeresztmetszet:

$$\sigma(a,b) = \frac{2J_C+1}{(2J_A+1)(2s_a+1)}\pi\lambda\!\!\!^{-2}\frac{\Gamma_a\Gamma_b}{(E-E_0)^2+(\Gamma/2)^2}, \qquad \text{(VIII. 33.)}$$

ahol J_C, J_A *és* s_a a közbenső mag, a céltárgymag és a bombázó részecske spinjét jelöli.

A VIII. 33. képlet alkalmas (*n,n'*), (*n*,γ) és más rezonanciareakciók leírására. Az s-hullámú ($l_a = 0$) neutronbefogási reakciónál $s_a = 1/2$ és $J_C = J_a \pm 1/2$. Ha a rezonancianívó a termikus neutron energiájának ($E_n \approx 0{,}025$ eV) közelében van, a befogási hatáskeresztmetszet igen nagy lehet. L. a $^{\text{term.}}$Cd(*n*,γ) reakció hatáskeresztmetszetét a VIII. 5. ábrán.

DUPress

VIII. 3. MAGREAKCIÓ-MODELLEK

VIII. 3. 1. A parciális hullámok módszere

A VIII. 2. 3. pontban a magreakciókat az időtől függő közelítésben tárgyaltuk, kiindulva a perturbációs elmélet (VIII. 16.) aranyszabályából. A magreakciók azonban tárgyalhatók az időtől független közelítésben is, ami szintén igen fontos a kísérleti adatok analízise és a konkrét számítások véghezvitele szempontjából. Az időtől független tárgyalás a most bemutatandó parciális hullámok módszerével lehetőséget ad arra, hogy pusztán a részecskék hullámtermészete alapján általános következtetéseket vonjunk le a magreakciókra, anélkül, hogy a reakciómechanizmus és a kölcsönhatási potenciál részleteit ismernénk. Ezek a következtetések általánosak és minden reakciómodellre érvényesek.

Tegyük fel, hogy a felgyorsított, kollimált és közel monoenergiás részecskenyaláb egy céltárgyra esik, majd annak atommagján szóródást szenved. A bejövő részecskenyalábot síkhullámmal, a szórt részecskenyalábot gömbhullámmal írjuk le. A szóródás eredményét $d\Omega$ térszögben regisztráljuk a szórócentrumtól r távolságra $dA = r^2 d\Omega$ felületen. L. VIII. 14. ábrát.

A hullámmechanikában a részecskéket hullámcsomaggal írjuk le, és a hullámcsomag mozgása a szóródás folyamán egymás után következő eseményekből áll. Ha azonban a hullámcsomag térbeli kiterjedése meghaladja a mag méretét, át lehet térni *stacionárius tárgyalásra*. A kísérleti körülmények részletes analízise és a Heisenberg-féle határozatlansági relációk figyelembevétele arra utal, hogy a stacionárius tárgyalás megengedett. Az ilyen módon nyert eredmények megegyeznek a szigorú, időfüggő tárgyalás eredményeivel.

A tárgyalás egyszerűsítése érdekében a következő *feltevéseket* tesszük:

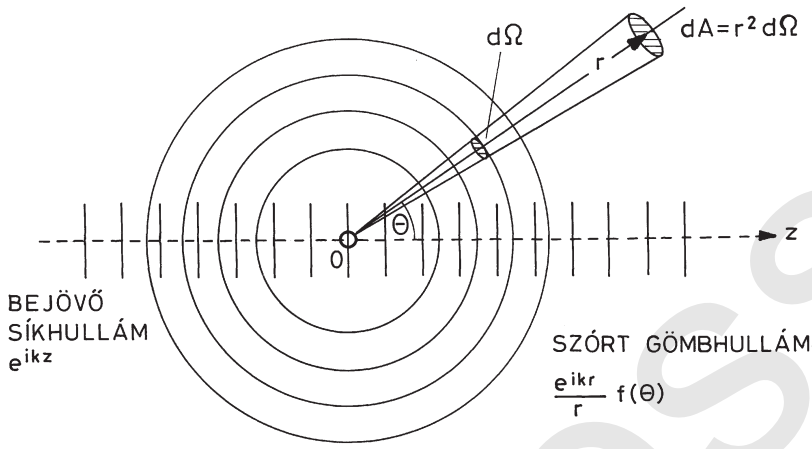
a) Spin nélküli részecske (pl. α-részecske) bombáz spin nélküli (pl. páros-páros) atommagot.

b) A bombázó részecske és a céltárgyatommag kölcsönhatása egy $V(r)$ potenciállal írható le, ami a magsugáron kívül a Coulomb-potenciálnál gyorsabban tart nulla felé, azaz $rV(r) \to 0$, amint $r \to \infty$. A bombázó részecske és a céltárgyatommag közti kölcsönhatás csak a közöttük levő távolságtól függ.

c) A bejövő hullámot egy síkhullám írja le [$\Psi_o(r) = e^{ikz}$], és a részecske hullámfüggvénye eleget tesz a következő határfeltételnek:

$$\Psi(r) \to \Psi_o(r) = e^{ikz}, \quad \text{ha } V(r) \to 0.$$

Itt k a hullámszám: $k = 1/\lambda\!\!\!^{-} = p/\hbar = \sqrt{2mE_k}\,/\hbar$, E_k a bombázó részecske kinetikus energiája a kezdeti állapotban.



VIII. 14. ábra. Egy bejövő síkhullám szóródása az O pontban levő atommagon. Sematikus rajz.

A rendszert leíró állapotfüggvény $\Psi(r)$ a *Schrödinger-egyenlet* megoldásából adódik. Az egyenlet stacionárius esetben a következő alakú:

$$\left(\frac{p^2}{2m}+V(r)\right)\Psi(r)=E_k\Psi(r), \tag{VIII. 34.}$$

ahol $p=-i\hbar\partial/\partial r$ az impulzusoperátor. A hullámszám felhasználásával a Schrödinger-egyenlet a következő alakba írható:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2}+k^2\right)\Psi(r)=\frac{2m}{\hbar^2}V(r)\Psi(r). \tag{VIII. 35.}$$

Amennyiben a bombázó részecske tömege nem elhanyagolható a céltárgymaghoz képest, m a bombázó részecske redukált tömegét jelenti és az energiát és impulzust a tömegközépponti rendszerben kell mérni.

Ha $V(r) \to 0$ a szabad részecske Schrödinger-egyenletét kapjuk, aminek a $\Psi_o(r) = e^{ikz}$ síkhullám megoldását képezi.

Ha $V(r)$ nem elhanyagolható, a síkhullám deformálódik. Kimutatható, hogy a fenti feltételeknek eleget tevő potenciál esetén a (VIII. 35.) Schrödinger-egyenletnek vannak olyan megoldásai, amelyek a következő alakúak:

$$\Psi(r)\cong\frac{1}{r}e^{\pm ikr}f(\theta), \qquad har\to\infty.$$

Ezek a hullámok gömbhullámok (l. pl. [Budó 1981, 314. o.]), amelyek az $r = 0$ helyről indulnak ki. (A pozitív jel kimenő, a negatív bemenő hullámot reprezentál.)

PUPress

A hullámfüggvényt nagy távolságban a szórócentrumtól beeső (Ψ_{be}) és szórt (Ψ_{sz}) hullámok összegeként írhatjuk fel:

$$\Psi = \Psi_{be} + \Psi_{sz} = \frac{1}{v^{1/2}}\left[e^{ikz} + f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r}\right], \qquad \text{(VIII. 36.)}$$

ahol $f(\theta)$ a szögtől függő szórásamplitúdó, aminek értéke a Schrödinger-egyenlet megoldásából adódik, $1/v^{1/2}$ normáló tényező, ami az érkező részecskék fluxusát egységnyivé teszi, azaz a fluxus 1 részecske/(cm^2 s). A bombázó részecske irányát a z tengellyel azonosítjuk, ekkor f csak a z tengelyhez viszonyított szögtől (θ) függ.

Célunk az $f(\theta)$ *szórási amplitúdó meghatározása.* A tárgyalás szempontjából célszerű a VIII. 36. képletben szereplő síkhullámot belépő és kilépő gömbhullámok összegeként előállítani. A sorfejtés a Bessel-gömbfüggvények $j_l(kr)$ szerint (l. később a VIII. 17. ábrát) elvégezhető és a következő eredményre vezet:

$$e^{ikz} = e^{ikr\cos\theta} = \sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)i^l j_l(kr)P_l(\cos\theta), \qquad \text{(VIII. 37.)}$$

ahol

$$j_l(kr\to\infty) = \frac{i}{2kr}\left[e^{-i(kr-\pi l/2)} - e^{i(kr-\pi l/2)}\right] = \frac{\sin(kr-\pi l/2)}{kr},$$

a $P_l(cos\theta)$ az l-ed rendű Legendre-polinom. Az impulzusnyomaték négyzetének operátorát Ψ-re alkalmazva kiderül, hogy l az impulzusnyomaték kvantumszáma. (A sorfejtés és az l értelmezésének matematikai részleteit illetően l. pl. [Richter 1960, 322. o.]).

A szórócentrumban fellépő perturbáció csak a kimenő hullámot módosítja, annak amplitúdóját és fázisát. Legyen az általában komplex amplitúdófaktor az l-edik kimenő hullámra η_l. Ekkor a perturbált nyaláb a $kr >> 1$ tartományban a következő alakú lesz:

$$\Psi = \frac{1}{v^{1/2}}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\frac{i^{l+1}}{2kr}\left[e^{-i(kr-\pi l/2)} - \eta_l e^{i(kr-\pi l/2)}\right]P_l(\cos\theta), \qquad \text{(VIII. 38.)}$$

ahol $e^{-i(kr-\pi l/2)}$ befutó, $e^{i(kr-\pi l/2)}$ kifutó nyalábra vonatkozik. Az egyenlet a kifutó hullámban csak a rugalmas szóródást írja le, melynek amplitúdója csak kisebb (vagy egyenlő) lehet a befutóéval. A rugalmatlan ütközésnél és a reakcióban emittált részecske esetén új hullámok lépnek fel, amelyek hullámszáma más, mint az eredeti. Ezek azonban nem zavarják a rugalmas szóródásra levonható következtetéseket, ahol a k változatlan (tömegközépponti rendszerben). Változatlan az l is, mivel gömbszimmetrikus szórópotenciál esetén egy befutó l hullámból csak

DUPress

egy l hullám keletkezhet a megmaradási törvény szerint (spin nélküli részecskéknél). Minden l hullám külön-külön szóródik rugalmasan.

Ha a VIII. 38. egyenletben $-\eta_l$ helyett $-\eta_l = (1-\eta_l) - 1$-et írunk és figyelembe vesszük, hogy $i^l e^{-il\pi/2} = 1$, a következő kifejezéshez jutunk:

$$\Psi = \frac{1}{v^{1/2}}\left[e^{ikz} + \sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\frac{i}{2k}(1-\eta_l)P_l(\cos\theta)\frac{e^{ikr}}{r}\right]. \qquad \text{(VIII. 39.)}$$

Összehasonlítva a VIII. 39. és VIII. 36. kifejezéseket, az $f(\theta)$ szórási amplitúdóra a következő adódik:

$$f(\theta) = \frac{i}{2k}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(1-\eta_l)P_l(\cos\theta). \qquad \text{(VIII. 40.)}$$

A hullámfüggvény és így az $f(\theta)$ szórási amplitúdó konkrét értéke a Schrödinger-egyenlet megoldásából számítható.

A *hatáskeresztmetszetek* számítása. Mivel a szórási amplitúdó kísérletileg nem mérhető, meg kell keresnünk annak kapcsolatát a mérhető szórási hatáskeresztmetszettel. A kísérletekben a θ irányban szórt részecskék fluxusát *(j)* detektáljuk $dA = r^2 d\Omega$ felületelemen, ahol $d\Omega$ a hasznos térszög. A kvantummechanika szerint

$$jdA = \frac{\hbar}{2im}\left(\Psi_{sz}^{*}\frac{\partial\Psi_{sz}}{\partial r} - \Psi_{sz}\frac{\partial\Psi_{sz}^{*}}{\partial r}\right)dA = v\left|\Psi_{sz}\right|^2 r^2 d\Omega. \qquad \text{(VIII. 41.)}$$

Mivel $\Psi_{sz} = \frac{1}{v^{1/2}}f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r}$,

$$jdA = |f(\theta)|^2\, d\Omega. \qquad \text{(VIII. 42.)}$$

A szórt részecskékre a hatáskeresztmetszet a szórt/beeső fluxusok aránya, ahol a beeső fluxust már normáltuk az $1/v^{1/2}$ tényezővel, ezért

$$\sigma_{sz}(\theta) = \left|f(\theta)\right|^2 = \frac{1}{4k^2}\left|\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(1-\eta_l)P_l(\cos\theta)\right|^2. \qquad \text{(VIII. 43.)}$$

A hatáskeresztmetszet az egyes parciális hullámok interferenciájaként adódik, ami a σ_{sz} értékekben meghatározott maximumokat és minimumokat eredményezhet. Ha csak $l = 0$, s-hullámú szóródás lép fel, $P_o = 1$ miatt a szóródás izotróp. A $\sigma_{sz}(\theta)$ hatáskeresztmetszet $l = 1$ esetén $\cos^2\theta$-val, $l = 2$ esetén $\left(\frac{3}{2}\cos^2\theta - \frac{1}{2}\right)^2$-nel arányos.

A teljes szórási hatáskeresztmetszet a VIII. 43. egyenletből a térszög szerinti integrálással adódik: $\sigma_{sz} = \int \sigma_{sz}(\theta)d\Omega$. A Legendre-polinomok ortogonálisak kü-

DUPress

lönböző l értékekre: $\int P_{l'} P_l d\Omega = \frac{4\pi}{2l+1}\delta_{ll'}$, következésképpen a műveletek során az interferenciatagok kiesnek, és a teljes szórási hatáskeresztmetszet a következő alakot ölti:

$$\sigma_{sz} \equiv \sigma_{alak}^{el} = \frac{\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\left|1-\eta_l\right|^2. \qquad \text{(VIII. 44.)}$$

Itt az *el* index rugalmas, elasztikus szórásra utal.

Ha a szóródás mellett abszorpció is fellép, azaz $|\eta_l| < 1$, az abszorpciós hatáskeresztmetszet a bejövő és szórt fluxusok különbségével arányos, azaz $\int v\left(\left|\Psi_{be}\right|^2 - \left|\Psi_{sz}\right|^2\right)dA$-val, ami a reakció hatáskeresztmetszeténél a következő eredményre vezet:

$$\sigma_r \equiv \sigma_{abs} = \frac{\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(1-\left|\eta_l\right|^2)\,. \qquad \text{(VIII. 45.)}$$

A reakció-hatáskeresztmetszet az l-edik parciális hullámra maximális értékét $|\eta_l| = 0$-nál éri el, ekkor

$$\sigma_{r,l}^{\max} = \frac{\pi}{k^2}(2l+1).$$

A maximális szórási hatáskeresztmetszet $\eta_l = -1$-nél lép fel, ekkor

$$\sigma_{sz,l}^{\max} = \frac{4\pi}{k^2}(2l+1).$$

A szórási és reakció-hatáskeresztmetszetek közötti összefüggést grafikusan a VIII. 15. ábra mutatja.

A teljes hatáskeresztmetszet a reakció- és szórási hatáskeresztmetszet összegeként adódik

$$\sigma_t = \sigma_{sz} + \sigma_r = \frac{\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(\left|\eta_l - 1\right|^2 + 1 - \left|\eta_l\right|^2).$$

Elvégezve a négyzetre emeléseket $\eta_l = Re\eta_l + iIm\ \eta_l$ behelyettesítéssel a következő kifejezéshez jutunk:

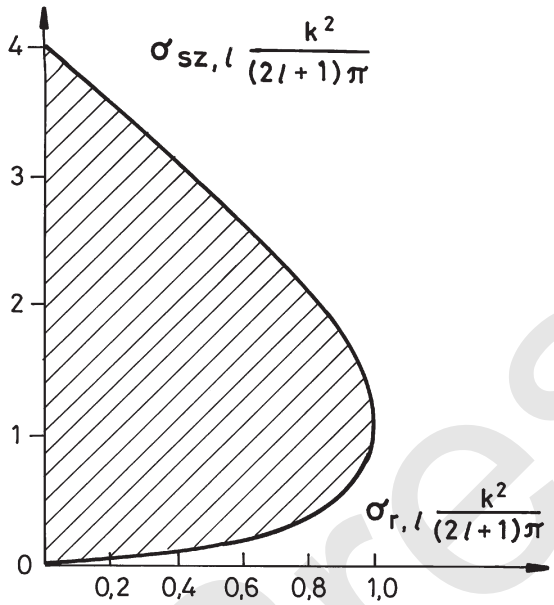
$$\sigma_t = \frac{2\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(1-\mathrm{Re}\,\eta_l). \qquad \text{(VIII. 46.)}$$

Megjegyzendő, hogy a komplex szórási együtthatót

$$\eta_l = \exp[2i\delta_l(k)] = S_l \qquad \text{(VIII. 47.)}$$

alakban is meg szokták adni, ahol $\delta_l(k)$ *a fáziseltolási paraméter,* $\delta_l(k) = \alpha_l + i\beta_l$. A szórást a $\delta_l(k)$ fáziseltolási paraméterek egyértelműen jellemzik. Az egyes par-

DUPress



VIII. 15. ábra. A szóródási ($\sigma_{sz,l}$) és reakció- ($\sigma_{r,l}$) -hatáskeresztmetszetek összefüggése. Csak a vonalkázott területen fekvő értékek lehetségesek; $k = l/ \lambda$. Blatt, Weisskopf [1952] nyomán.

ciális hullámok külön-külön szóródnak, ezért a fáziseltolási paraméter függvénye az *l* indexnek. Ha a szórás nem centrálszimmetrikus szórópotenciálon történik, akkor a parciális hullám $l \neq l'$ impulzusnyomatékkal szóródhat, és ekkor η_l helyett a szórási mátrix jön be, az $S_{l,l'}$

Megjegyzendő, hogyha a parciális hullámok módszerét kiterjesztjük úgy, hogy a szórásban a részecske spinjét is figyelembe vesszük, a kifejezések komplikáltabbak lesznek, de alapvető formájuk nem változik [Blatt, Weisskopf 1952].

A magreakció-elméleteket legátfogóbban mátrixformalizmussal szokták tárgyalni. A mátrixformalizmusnak különböző variánsait fejlesztették ki, ezek közül a legalapvetőbb a szórási, *S*-mátrixformalizmus [Heisenberg 1943], de létezik *R*- (reakció), *T*- (transition, azaz átmeneti), *U*- (ütközési), *M*- (polarizáció) -mátrixformalizmus is. Az elmélet felépítésénél támaszkodnak a rendszer különböző szimmetriasajátságaira (részleges egyensúly elve, időmegfordítási invariancia stb.). A magreakciók mátrixelméletének részletes kifejtése megtalálható pl. [Blatt, Weisskopf 1952; Preston 1962; Schiff 1968; Marmier, Sheldon 1969; Cerny ed. 1974; Satchler 1980, 1983; Feshbach 1992] és más összefoglaló munkákban.

VIII. 3. 2. Optikai modell

A klasszikus fizikában egy fénynyaláb egyidejű reflexióját és elnyelését egy homályos testen komplex törésmutatóval írják le. Ennek analógiájára a magfolyamatok leírására komplex szórási potenciált vezetnek be, melynek reális része főleg a szóródásért, képzetes része pedig az elnyelődésért felelős.

Az *optikai modellben* a bombázórészecske-atommag-kölcsönhatás leírására bevezetett potenciál alapjában véve fenomenologikus (l. rövidesen a VIII. 48. képletet), azaz a paramétereit a kísérleti adatokhoz való illesztéssel határozzák meg. Ámbár történtek ígéretes kezdeményezések arra, hogy a paramétereket alapvető elvekből vezessék le, de az ilyen számítások nagyon komplikáltak, és a pontosságuk nem éri el a fenomenologikus potenciálok által elérhető pontosságot.

Az optikai potenciált betéve a Schrödinger-egyenletbe, meghatározható a hullámfüggvény és a szórási mátrix S, ami a magreakcióra vonatkozó alapvető információt hordozza. A gyakorlatban a komplex potenciál egy közelítő alakjából indulnak ki, majd a paramétereket változtatják mindaddig, amíg optimális illesztést nem érnek el a rugalmas ütközési adatokra. Az így meghatározott potenciálból aztán számíthatók a transzmissziós együtthatók, ill. levezethető a rugalmas potenciálszórási és abszorpciós folyamatok hatáskeresztmetszete.

A *komplex optikai potenciálra* számos tapasztalati formulát vezettek le. Itt most a Perey, Perey [1976] által levezetett optikai potenciált ismertetjük, ami viszonylag egyszerű, áttekinthető, ugyanakkor széles körben alkalmazható *n*-, *p*-, *d*-, ^{3}H-, ^{3}He-, ^{4}He- és nehézion-reakciók leírására. A potenciál a következő tagokból áll:

$$
\begin{aligned}
U(r) &= V_C(r) && \text{Coulomb-taszítás}\\
&- Vf(x_o) && \text{térfogati, reális, vonzó}\\
&- \mathrm{i}[Wf(x_W) - 4W_D\{df(x_D)/dx_D\}] && \text{képzetes abszorbeáló}\\
&+(\hbar/m_\pi c)^2 V_{SO}(\sigma\cdot l)(1/r)\{df(x_{SO})/dr\}, && \text{spin-pálya}
\end{aligned}
\qquad \text{(VIII. 48.)}
$$

ahol $V_C(r) = ZZ'e^2/r$, ha $r \geq R_c$, $R_c = r_c A^{1/3}$,

$= (ZZ'e^2/2R_c)(3 - r^2/R_c^2)$, ha $r \leq R_c$,

$f(x_i) = \{1 + exp(x_i)\}^{-1}$, ahol $x_i = (r - r_i A^{1/3})/a_i$ és i az o, W, D és SO értékeket veheti fel, a_i diffúziós paraméter,

$(\hbar/m_\pi c)^2 = 2{,}000\ \mathrm{fm}^2$,

DUPLA

A a céltárgymag tömegszáma, Z a rendszáma, Z' a bombázó részecske rendszáma.

A σ operátor kapcsolata a spinekkel *(s)* a következő: $s = (\hbar/2)\sigma$ n, p, ^{3}H és ^{3}He-ra, $s = \hbar\,\sigma$ deuteronra, $s = 0$ α-részecskére.

$V_C(r)$ a Coulomb-potenciált jelenti egy egyenletes töltéseloszlású, R_c sugarú gömbre.

Az $f(x_o)$, $f(x_W)$, $f(x_D)$ és $f(x_{so})$ Woods–Saxon-típusú alakfaktorok. Megjegyzendő, hogy bizonyos optikai potenciálokban Gauss-típusú alakfaktorokat is használnak.

A képzetes, abszorbeáló potenciál lehet térfogati, ($W \neq 0$, $W_D = 0$), felületi ($W = 0$, $W_D \neq 0$) vagy térfogati plusz felületi ($W \neq 0$, $W_D \neq 0$).

Nehézion-reakcióknál az $A^{1/3}$ faktort $(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$-nal kell helyettesíteni, ahol A_1 a bejövő, A_2 a céltárgymag tömegszáma.

A spin-pálya-kölcsönhatás itt felvett alakja megfelel annak, hogy a spin-pálya-potenciál a magfelületen a legnagyobb. L. részletesebben: [Fényes 2002, 141. o.].

A Schrödinger-egyenlet megoldásának technikájára és a paraméterek illesztésének módszerére vonatkozóan l. Melkanoff és mts. [1966] közleményét.

Az irodalomban számos munkát közöltek, amelyek megadják az optikai potenciál paramétereinek átlagértékét különböző bombázó részecskékre, meghatározott energia- és céltárgytartományokban.

Annak érzékeltetésére, hogy mennyi az egyes tagok súlya a VIII. 48. potenciálban, a VIII. 4. táblázatban megadunk egy-egy paramétersort neutron-, ill. proton-bombázórészecske-reakciókra.

VIII. 4. táblázat. A nullától különböző optikaipotenciál-paraméterek neutron- A), ill. proton- B) -magreakciókra. A potenciál alakját a VIII. 48. kifejezés adja. A potenciálok MeV-ben, a sugarak fermi egységben értendők. E_a a bombázó részecske energiáját jelöli.

A) Wilmore, Hodgson [1964] potenciál neutronokkal indukált közbensőmag-reakciókra	B) Perey- [1963] -potenciál a $30 < A > 100$ tartományban < 20 MeV-es protonokkal létrehozott magreakciókra
$V = 47{,}01 - 0{,}267\,E - 0{,}0018\,E^2$	$V = 53{,}3 - 0{,}55\,E + 27\,(N-Z)/A + 0{,}4\,(Z/A^{1/3})$
$r_o = 1{,}322 - 7{,}6\,A \times 10^{-4} + 4\,A^2 \times 10^{-6} - 8\,A^3 \times 10^{-9}$	$r_o = 1{,}25$, $a_o = 0{,}65$
$a_o = 0{,}66$	$W_D = 13{,}5 \pm 2{,}0$
$W_D = 9{,}52 - 0{,}053\,E$	$r_D = 1{,}25$, $a_D = 0{,}47$
$r_D = 1{,}266 - 3{,}7\,A \times 10^{-4} + 2\,A^2 \times 10^{-6} - 4A^3 \times 10^{-9}$	$V_{SO} = 7{,}5$, $r_{SO} = 1{,}25$ $a_{SO} = 0{,}47$
$a_D = 0{,}48$	$r_C = 1{,}25$

A VIII. 4. táblázatból látható, hogy az optikai potenciál legjelentősebb tagja a reális térfogati V potenciál, amit a képzetes felületi W_D, ill. spin-pálya- V_{SO} -potenciálok követnek.

Az abszorpciós hatáskeresztmetszet (σ_{absz}) és a transzmissziós együtthatók (T_l) energiafüggését neutronokra és protonokra Meldner, Lindner [1964] grafikus alakban is megadta. A számításokhoz neutronok esetében a Perey–Buck [1962] nemlokális, a protonok esetében a Perey- [1963] -potenciált használták. Az eredmények l = 0, 1, 2, 3 esetre a VIII. 16. ábrán láthatók. A transzmissziós együtthatók ismerete alapvetően fontos a közbensőatommag-reakciók leírására is, mint azt a VIII. 3. 4. részben látni fogjuk.

Az újabb kísérleti adatok alapján *n*-, *p*-, *d*-, ^{3}H-, ^{3}He- és ^{4}He-reakciókra számos átfogó és tartományokra specifikus optikai potenciált vezettek le (l. pl. [Young 1988, 41. o.]). Potenciálokat nemcsak gömbszerű, hanem deformált atommagokra is lehet megadni. A potenciálokban alkalmazott paraméterek száma igen nagy, de az optikaimodell-számításokra készült számítógépprogramokkal a számítások kezelhetők.

Megjegyzendő, hogy a kísérleti és elméleti eredmények összevetésénél figyelembe veendő, hogy a teljes hatáskeresztmetszet (σ_t) két számítható hatáskeresztmetszet összege: $\sigma_t = \sigma_{alak}^{el} + \sigma_{absz}$ (l. a VIII. 44–45. összefüggéseket), de a kísérletekben mért rugalmas szóródási hatáskeresztmetszet $\sigma_{kis}^{el}(\theta)$ nemcsak a rugalmas alakszórási hatáskeresztmetszetből áll, hanem ehhez hozzáadódik a közbenső magon át történő rugalmas szórási hatáskeresztmetszet is. Általában felteszik, hogy ez utóbbi a tömegközépponti rendszerben izotróp, azaz fennáll a következő összefüggés:

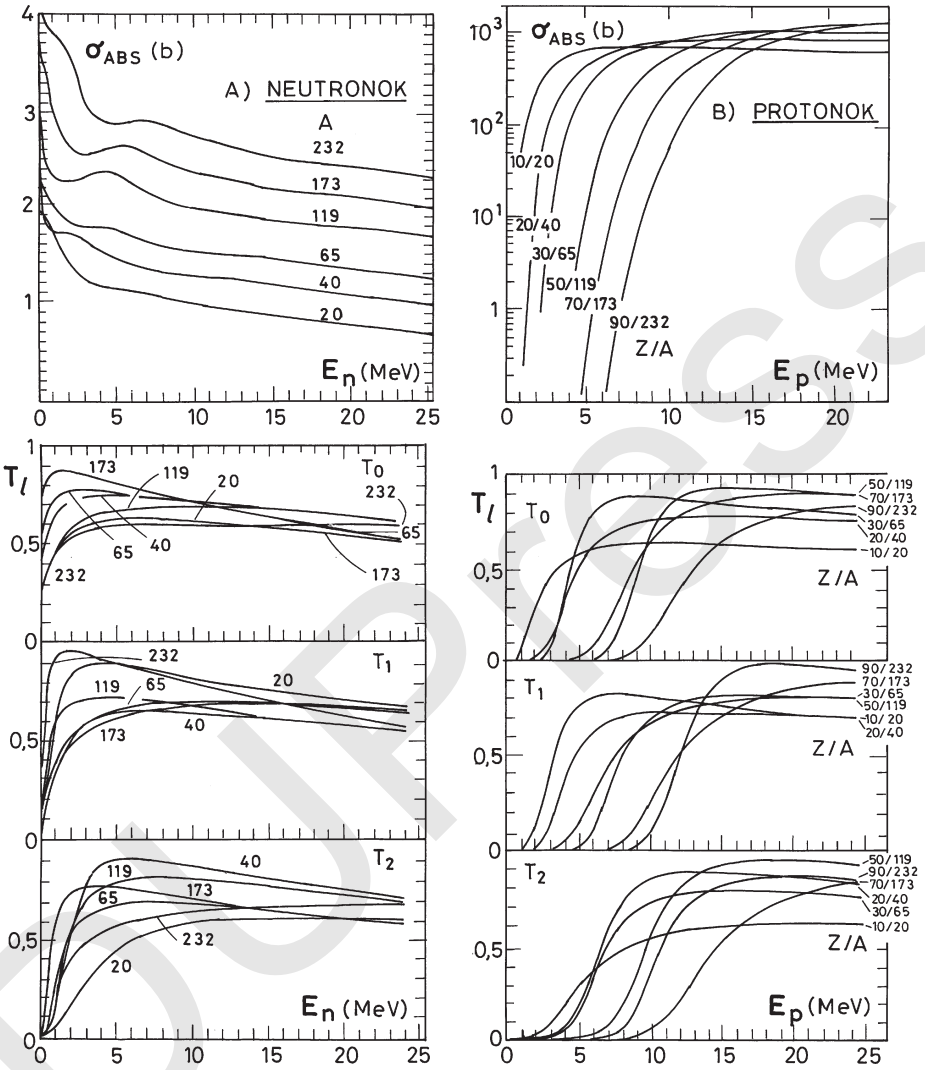
$$\sigma_{kis}^{el}(\theta) \approx \sigma_{közb}^{el}/(4\pi) + \sigma_{alak}^{el}(\theta).$$

A teljes hatáskeresztmetszet meghatározható mind a számításokból, mind a mérésekből.

Az optikai potenciált betéve a Schrödinger-egyenletbe *számítható* a rugalmas szórási hatáskeresztmetszet (σ^{el}, VIII. 44. képlet) és a teljes hatáskeresztmetszet (σ_t) (l. a VIII. 46. képletet).

Az optikai potenciálok a rugalmatlan szórási reakciók leírására is használhatók. Sok esetben azonban a rugalmatlan szórás inkább kollektív (rotációs, vibrációs), mint egyrészecskés nívókat gerjeszt, ekkor a rugalmatlan szórás leírására deformált optikaimodell-potenciált használnak. Mint a VI. 4. és VI. 5. alfejezetekben láttuk, a deformált magok kollektív rotációt végeznek, vibrációnál pedig effektív dinamikus deformáció lép fel. A szórásprobléma deformált potenciállal való megoldására leginkább a torzított hullámú Born-közelítést használják, amit a következő pontban tárgyalunk.

PUBRES



VIII. 16. ábra. Elméleti abszorpciós hatáskeresztmetszetek (σ_{abs}) és transzmissziós együtthatók (T_l) a bombázó neutronok, ill. protonok energiájának függvényében. Az E_n, E_p energiák tömegközépponti rendszerben értendők. *A* és *Z* a céltárgy tömegszámát, ill. rendszámát jelöli. A számítás és ábrázolás [Meldner, Lindner 1964] alapján.

VIII. 3. 3. Direkt reakciók. Born-közelítés. Csatolt csatornák. Egyensúly előtti állapotok

A *direkt reakciók* főbb jellemzői a rövid reakcióidő, előreirányuló szögeloszlás és diffrakciós jelleg. Eme jellemzők jól felismerhetők a rugalmas és rugalmatlan szórásnál, az egynukleon- (vagy nukleoncsomó-) -lefosztási és -felcsípési reakcióknál (l. később a VIII. 18–21. ábrákat).

A direkt reakciók tárgyalásánál felteszik, hogy a céltárgymag nagyobb része passzív, a reakcióban csak egy nukleon (vagy nukleoncsomó) vesz részt. A bombázó részecske és céltárgymag között az optikai potenciál hat, amihez perturbációként jelentkezik a részecske és az aktív nukleon kölcsönhatása. A perturbáció nem feltétlenül gyenge, de csak kevés szabadsági fokot érint. A perturbációs tárgyalást kidolgozójáról Born-közelítésnek nevezik. A síkhullámú közelítésben (**p**lane-**w**ave **B**orn **a**pproximation, PWBA) mind a bejövő, mind a kijövő hullámot síkhullám alakban ($\Psi \approx e^{\pm i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$) veszik fel, míg a torzított hullámú közelítésben (**d**istorted-**w**ave **B**orn **a**pproximation, DWBA) figyelembe veszik a hullámoknak a részecske és céltárgy közötti kölcsönhatás eredményeként létrejött torzulását. A tárgyalás időtől függő közelítésben történik.

Born-közelítés

Síkhullámú Born-közelítés rugalmas potenciálszórásra. Egy tipikus szórási folyamat sematikus rajza a VIII. 14. ábrán látható. A tárgyalás egyszerűsítése érdekében vezessük be a következő kiindulási feltételeket.

a) A bombázó részecskenyaláb legyen kisintenzitású és a céltárgy vékony, úgy hogy a kölcsönhatás a bombázó részecskék között, valamint több céltárgyatommaggal elhanyagolható legyen. Így csak egy bombázó részecske ütközik egy céltárgyatommaggal.

b) A céltárgyatommag legyen sokkal nehezebb, mint a bombázó részecske. Ekkor a visszalökési effektust elhanyagoljuk, és a rugalmas ütközésnél a bombázó részecske kinetikus energiája nem változik. Ha ez a feltétel nem teljesül, tömegközépponti rendszerben célszerű dolgozni, így a kéttestprobléma visszavezethető egytestproblémára, ahogy ezt a klasszikus és kvantummechanikában teszik.

c) Legyen a bombázó részecske és a céltárgyatommag spinje zéró (pl. α-részecske rugalmas ütközése páros-páros atommaggal).

PUPress

d) Válasszuk a bombázó részecske haladási irányát *z* tengelyül, a koordinátatengely kiindulópontjául pedig a szóró atommagot. A szórt részecskék detektálása $d\Omega$ térszögben történik, $r^2 d\Omega$ felületen az *r* vektor irányában. Legyen a szóró centrum potenciálja centrális $V(r)$.

Induljunk ki a Dirac-féle perturbációelméletben levezetett „aranyszabály"-ból, miszerint az időegység alatti átmeneti valószínűség (P) a bombázó részecske kezdeti és szóródás utáni végállapota között a következő alakban írható fel:

$$P = \frac{2\pi}{\hbar}\left|H_{fi}\right|^2 \frac{dn}{dE}, \qquad \text{(VIII. 49.)}$$

ahol $H_{fi} = \int \Psi_f^* V(r) \Psi_i d\tau$ a $V(r)$ perturbációs potenciál mátrixeleme, Ψ_i, Ψ_f a bombázó részecske kezdeti és végállapotának hullámfüggvénye, $d\tau$ a térfogatelem, dn/dE a lehetséges végállapotok száma egységnyi energiaintervallumban, $\hbar = 6{,}582\ 10^{-16}\ \mathrm{eV \cdot s}$.

Ha a rendszert igen nagy V térfogatba gondoljuk bezártnak, a Fermi-statisztika szerint

$$dn = \frac{fázistérfogat}{h^3} = \frac{4\pi p_f^2 dp_f}{(2\pi\hbar)^3} V, \qquad \text{(VIII. 50.)}$$

ahol p_f a szórt részecske impulzusa, $p_f = mv_f$ (m a részecske tömege, v_f a sebessége).

Mivel $dE = v_f dp_f$,

$$\frac{dn}{dE} = \frac{4\pi V}{(2\pi\hbar)^3}\frac{p_f^2}{v_f} = \frac{V}{2\pi^2\hbar^3} m^2 v_f.$$

A H_{fi} fenti kifejezésében szereplő Ψ_i és Ψ_f síkhullámok egyaránt a V térfogatban vannak, így a hullámfüggvények előtt álló normáló tényezők egyaránt $1/V^{1/2}$-nek vehetők. Következésképpen $|H_{fi}|^2$ arányos $1/V$-vel. Az átmeneti valószínűség *(P)* a következő alakba írható:

$$P = \frac{2\pi}{\hbar}\left|\int \Psi_f^* V(r) \Psi_i d\tau\right|^2 \frac{1}{2\pi^2\hbar^3} m^2 v_f = \frac{m^2 v_f}{\pi\hbar^4}\left|\int e^{i(p_i - p_f)r/\hbar} V(r) d\tau\right|^2,$$

ha a belépő részecskét $\Psi_i \sim \exp[i(\boldsymbol{p}_i \cdot \boldsymbol{r})/\hbar]$, a kilépőt $\Psi_f \sim \exp[i(\boldsymbol{p}_f \cdot \boldsymbol{r})/\hbar]$ síkhullámmal közelítjük. Látható, hogy az önkényesen felvett nagy V térfogat már nem szerepel a kifejezésben.

A differenciális hatáskeresztmetszet a dΩ térszögbe való szóródásra $[\sigma(\theta, \phi)d\Omega]$ definíció szerint a következő:

$$\sigma(\theta, \phi)\, d\Omega = \frac{\textit{egységnyi térszögbe szórt részecskék száma} \times d\Omega \,/\, \textit{idő}}{\textit{bejövő részecskék fluxusa}} \qquad \text{(VIII. 51.)}$$

DUPress

Itt a számláló dimenziója: részecske/idő, a nevezőé: részecske/(idő·felület), következésképpen σ dimenziója felület, amit barn egységben mérnek (1 barn = 10^{-24} cm^2).

A kezdeti feltevésünk szerint a kimenő (és bejövő) részecskék száma térfogategységenként egy. Így időegység alatt a $\boldsymbol{p}_f$ irányba szórt részecskék fluxusa v_f.

Következésképpen

$$\sigma(\theta, \phi)\, d\Omega = \frac{m^2}{4\pi^2\hbar^4}\left|\int e^{i(\boldsymbol{p}_i-\boldsymbol{p}_f)\boldsymbol{r}/\hbar} V(\boldsymbol{r})\, d\tau\right|^2 d\Omega. \qquad \text{(VIII. 52.)}$$

Rugalmas szórásnál $|\boldsymbol{p}_i| = |\boldsymbol{p}_f| = p$ (tömegközépponti rendszerben).

A VIII. 52. képlet adja a síkhullámú Born-közelítésben nyert differenciális hatáskeresztmetszetet a potenciálszórásra.

Ha V(r) centrálszimmetrikus, a VIII. 52. kifejezés egyszerűsíthető. Vezessük be az impulzusátadási vektort ($\boldsymbol{K}$) a következőképpen:

$$\hbar\boldsymbol{K} = \boldsymbol{p}_i - \boldsymbol{p}_f.$$

Egyszerű trigonometriai összefüggésből következően

$$(\hbar\,\boldsymbol{K})^2 = (\boldsymbol{p}_i - \boldsymbol{p}_f)^2 = 2p^2(1\text{-}\cos\theta) = 4p^2\sin^2(\theta/2),$$

azaz

$$\hbar\, K = 2p\,\sin(\theta/2). \qquad \text{(VIII. 53.)}$$

Ez azt jelenti, hogy a VIII. 52. differenciális hatáskeresztmetszet az átadott impulzus függvénye, és centrálszimmetrikus tér esetén a szórásszögtől (θ) és a részecskeimpulzustól (*p*) a $2p\,\sin(\theta/2)$ kombináció szerint függ.

Centrálszimmetrikus tér esetén célszerű polárkoordinátákat bevezetni a következőképpen:

$r_x = r\,\sin\alpha\,\cos\beta$, $\quad r_y = r\,\sin\alpha\,\sin\beta$, $\quad r_z = r\,\cos\alpha$ és

$K_x = 0$, $\quad K_y = 0$, $\quad K_z = K$.

Ekkor $\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{r} = Kr\cos\alpha$ és a VIII. 52. kifejezésben szereplő H_{fi} mátrixelem a következő alakba hozható:

$$H_{fi} = \int e^{iKr} V(r)\, d\tau = \int_0^\infty r^2 V(r)\, dr \int_0^{2\pi} d\beta \int_0^\pi e^{ikr\cos\alpha}\,\sin\alpha\, d\alpha$$

$$= \frac{4\pi}{K}\int_0^\infty V(r) r \sin(Kr)\, dr. \qquad \text{(VIII. 54.)}$$

Ha a potenciál gömbszimmetrikus és merőleges falú, melynek mélysége V_o és hatósugara *R*, az előbbi mátrixelem alakja a következő lesz:

DUPress

$$H_{fi} = \frac{4\pi}{K} V_o \int_0^R r \sin(Kr) dr = \frac{4\pi V_o R^2}{K} \left(\frac{\sin(KR)}{(KR)^2} - \frac{\cos(KR)}{KR} \right) = \frac{4\pi V_o R^2}{K} j_1(KR)$$

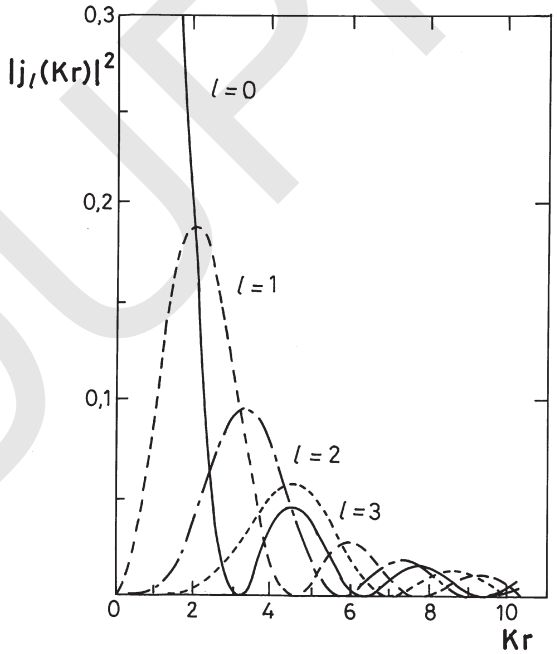
(VIII. 55.)

ahol $j_1(KR)$ az elsőrendű Bessel-gömbfüggvény (l. pl. [Bronstejn, Szemengyajev 1987]), és a differenciális hatáskeresztmetszet ennek abszolútérték-négyzetével arányos:

$$\sigma(\theta) = |j_1(KR)|^2 . \qquad \text{(VIII. 56.)}$$

A Bessel-gömbfüggvények abszolútérték-négyzete a (Kr) paraméter függvényében a VIII. 17. ábrán látható. A Kr paraméter függ a szórási szögtől (θ), a szóráskép diffrakciós jelleget mutat.

Itt nem részletezett levezetéssel kimutatható, hogy a Born-közelítés egy V_o közepes erősségű és R hatósugarú centrális potenciálra akkor ad jó közelítést, ha $V_o R << \hbar v_i$, azaz nagy v_i bombázó részecske sebességeknél. A Born-közelítés tehát növekvő részecske energiáknál egyre jobb lesz.



VIII. 17. ábra. A Bessel-féle gömbfüggvények abszolút értékének négyzete $|j_l(Kr)|^2$ a Kr mennyiség és l = 0, 1, 2, 3 függvényében. $\boldsymbol{K} = \boldsymbol{k}_a - \boldsymbol{k}_b$ az impulzusátadás vektora ($\hbar$ egységben), ami függ a szögtől. Az r távolság dimenziójú mennyiség.

DUPress

Megjegyzendő, hogy a VIII. 54. kifejezésből könnyen levezethető a Coulomb-szórási differenciális hatáskeresztmetszet. Ha $V(r) = Ze^2/r$ alakú, a H_{fi} mátrixelem a következő lesz:

$$H_{fi} = \frac{4\pi Ze^2}{K}\int_0^\infty \sin(Kr)\,dr \to \frac{4\pi Ze^2}{K^2}.$$

Innen a VIII. 52–53. kifejezésekből megkapjuk a Rutherford-szórási hatáskeresztmetszetet:

$$\sigma(\theta) \approx 4m^2\,\frac{e^4Z^2}{(\hbar K)^4} = \frac{e^4Z^2}{4m^2v^4\,\sin^4(\theta/2)}. \qquad \text{(VIII. 57.)}$$

Itt $m << M_{céltárgymag}$ a bombázó részecske tömegét jelenti, v a bombázó egységnyi töltésű részecske sebessége közvetlenül az ütközés előtt, eZ a céltárgymag töltése. 1911-ben a szóráskísérletek vezették Rutherfordot annak felismerésére, hogy az atom tömegének döntő része egy kisméretű magban van koncentrálva. Megjegyezzük, hogy a tömegviszonyokat pontosabban figyelembe veszi a később tárgyalandó IX. 12. kifejezés.

Síkhullámú Born-közelítés rugalmatlan szórásra, lefosztási és felcsípési reakciókra. A síkhullámú Born-közelítés kiterjeszthető rugalmatlan szórási és nukleonátadási reakciókra is. A számításokra többféle módszert is kidolgoztak, pl. Austern és mts. [1953] és mások, melyekről jó összefoglalás található pl. Butler [1957] és Marmier, Sheldon [1970] munkáiban.

Az egyszerűbb számításokban felteszik, hogy a kölcsönhatás a bombázó részecske és egyes céltárgynukleonok (vagy nukleoncsomók) között működik, a kölcsönhatás a mag felületén történik, és zéró hatótávolságú. Ezenkívül érvényesül az impulzusnyomaték és paritás megmaradásának elve, amelyekből kiválasztási szabályok következnek.

Pl. rugalmatlan szórás esetén az *impulzusnyomaték megmaradásának* elve megköveteli, hogy a kezdeti és végállapotok impulzusnyomatékai megegyezzenek, azaz

$$\boldsymbol{J}_i + \boldsymbol{l}_i + \boldsymbol{s}_i = \boldsymbol{J}_f + \boldsymbol{l}_f + \boldsymbol{s}_f$$

teljesüljön, ahol $\boldsymbol{J}$ a céltárgymag impulzusnyomatékát, $\boldsymbol{l}$ a bombázó részecske keringési impulzusnyomatékát, $\boldsymbol{s}$ a bombázó részecske spinjét jelenti a kezdeti (i) és végállapotban (f). Innen következik, hogy a keringési impulzusnyomaték változása $\Delta l = |\boldsymbol{l}_i - \boldsymbol{l}_f|$ a következő kiválasztási szabálynak tesz eleget:

$$|J_f - J_i + s_f - s_i|_{min} \le \Delta l \le J_f + J_i + s_f + s_i. \qquad \text{(VIII. 58.)}$$

DUPress

A *paritáskiválasztási szabály* szerint, ha a céltárgymagban a rugalmatlan ütközésnél változik a paritás, akkor Δl páratlan, ha nem változik, akkor Δl páros.

Ha az impulzusnyomatékot a hullámvektorokkal fejezzük ki ($\hbar$ egységben) és feltesszük, hogy a kölcsönhatás a tömegközépponttól R távolságra történik, írhatjuk, hogy

$$\Delta l = |\boldsymbol{l}_i - \boldsymbol{l}_f| = |\boldsymbol{k}_i - \boldsymbol{k}_f|\, R = |\boldsymbol{K}|R = KR,$$

mivel $k = 1/\lambda\!\!\!^{-} = mv/\hbar$ és $\boldsymbol{K} = \boldsymbol{k}_i - \boldsymbol{k}_f$. Ha a kimenő részecske θ szögben lép ki a beeső részecske irányához képest, a koszinusztétel szerint

$$K^2 = k_i^2 + k_f^2 - 2k_ik_f \cos\theta,$$

ahonnan következik, hogy

$$|\Delta l|^2 = l_i^2 + l_f^2 - 2l_il_f \cos\theta, \qquad \text{(VIII. 59.)}$$

ami közvetlenül mutatja a szórásszög (θ) és Δl kapcsolatát. A Δl azonban nem vehet fel akármilyen értéket, csak olyat, amilyet az impulzusnyomaték- és paritáskiválasztási szabályok megengednek.

A következőkben annak az Austern és mts. [1953], ill. Marmier, Sheldon [1970] által javasolt tárgyalásnak a főbb lépéseit ismertetjük, amelyik egyaránt alkalmas a rugalmatlan ütközés, valamint a deuteronlefosztási és -felcsípési reakciók tárgyalására (a változók megfelelő átértelmezésével).

Tegyük fel, hogy az a nukleon, melynek impulzusa $\hbar\boldsymbol{k}_a$, kölcsönhat egy, a céltárgymagban lazán kötött b nukleonnal, melynek állapotát l_b impulzusnyomaték és annak m_b vetülete jellemzik. A b nukleon kilép a magból $\hbar\boldsymbol{k}_b$ impulzussal, míg az a nukleon befogódik egy l_a, m_a állapotba. A nukleon és céltárgymag tömegközépponti rendszerében mért helyzetvektorok az a és b nukleonra legyenek $\boldsymbol{r}_a$ és $\boldsymbol{r}_b$. Ekkor a kezdeti és végállapot hullámfüggvénye az atommagban $\Psi_{l_bm_b}(\boldsymbol{r}_b)$ $\Psi_{l_am_a}(\boldsymbol{r}_a)$. A belépő és kilépő hullámfüggvényeket síkhullámalakban vesszük fel: $\exp[i(\boldsymbol{k}_a\cdot\boldsymbol{r}_a)]$, ill. $\exp[i(\boldsymbol{k}_b\cdot\boldsymbol{r}_b)]$. Ekkor az átmeneti H_{fi} mátrixelem a következő alakba írható:

$$H_{fi} = \iint \Psi^*_{l_am_a}(\boldsymbol{r}_a)\exp\left[-i(\boldsymbol{k}_b\cdot\boldsymbol{r}_b)\right]V_{ab}\Psi_{l_bm_b}(\boldsymbol{r}_b)\exp\left[i(\boldsymbol{k}_a\cdot\boldsymbol{r}_a)\right]d\tau_a d\tau_b, \qquad \text{(VIII. 60.)}$$

ahol $d\tau_a$ és $d\tau_b$ térfogatelemek. Ha feltesszük, hogy a kölcsönhatás nagyon rövid hatótávolságú (δ-típusú) és erőssége V_o állandóval jellemezhető, V_{ab} a következő alakba írható:

$$V_{ab} = V_o\delta(\boldsymbol{r}_a - \boldsymbol{r}_b). \qquad \text{(VIII. 61.)}$$

DUPress

Feltéve, hogy a kölcsönhatás a magfelületen jön létre, a kölcsönhatási sugárt, $\boldsymbol{r}$-et a magfelület közelében lefixálhatjuk, azaz az $\boldsymbol{r}_a = \boldsymbol{r}_b = \boldsymbol{r}$ kifejezésben $|\boldsymbol{r}| \sim R$, ahol R a magsugár. Vezessük be az impulzusátadási vektort ($\boldsymbol{K}$) $\hbar$ egységekben,

$$\boldsymbol{K} = \boldsymbol{k}_a - \boldsymbol{k}_b \qquad \text{(VIII. 62.)}$$

definícióval. Ekkor a VIII. 60. kifejezésben az exponenciális függvények egyesíthetők exp[i($\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}$)] alakba. A kötött állapoti hullámfüggvényeket felbontjuk sugártól és szögtől függő tényezők szorzatára:

$$\begin{aligned}\Psi^*_{l_a m_a}(\boldsymbol{r}) &= f^*_{l_a}(r)\,Y^*_{l_a m_a}(\theta,\phi),\\ \Psi_{l_b m_b}(\boldsymbol{r}) &= f_{l_b}(r)\,Y_{l_b m_b}(\theta,\phi).\end{aligned} \qquad \text{(VIII. 63.)}$$

Ekkor a H_{fi} átmeneti mátrixelem a következő alakba írható:

$$H_{fi} = V_o \int \exp\left[i(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})\right] f^*_{l_a}(r)\, f_{l_b}(r)\, Y^*_{l_a m_a}(\theta,\phi)\, Y_{l_b m_b}(\theta,\phi)\, d\tau. \qquad \text{(VIII. 64.)}$$

Az exponenciális függvény sorbafejthető a Bessel-gömbfüggvények $j_l(Kr)$ és a Legendre-polinomok segítségével:

$$\exp\left[i(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})\right] = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\, i^l\, j_l(Kr)\, P_l(\cos\theta),$$

mint azt a VIII. 37. összefüggésben korábban láttuk. Figyelembe véve a Legendre-polinomok sajátságait, viszonylag egyszerű, de itt nem részletezett matematikai lépésekkel levezethető, hogy a differenciális hatáskeresztmetszet σ(θ) síkhullámú közelítésben

$$\sigma(\theta) \sim [j_l(KR)]^2, \qquad \text{(VIII. 65.)}$$

ahol a lehetséges l értékeket korlátozzák az impulzusnyomaték- és paritásmegmaradási törvények, azaz teljesülni kell a következő összefüggéseknek:

$$|l_a - l_b| \le l \le l_a + l_b \;\text{ és }\; l + l_a + l_b \;\text{ páros.}$$

Itt l a céltárgymag impulzusnyomatékának változását jellemző kvantumszám. (Megjegyzendő, hogy a pontosabb kifejezés a differenciális hatáskeresztmetszetre:

$$\sigma \approx (2l_b+1)\sum_l \left|\langle l0|l_a l_b 00\rangle\right|^2 \left[j_l(KR)\right]^2,$$

ahol $\langle l0|l_a l_b 00\rangle$ Clebsch–Gordan-együttható az impulzusnyomatékok csatolására. A kísérleti adatokhoz való illesztésnél igen gyakran a legkisebb l érték figyelembevétele is jó leírást ad.)

A VIII. 65. összefüggés szerint a Bessel-gömbfüggvények (l. VIII. 17. ábrát) gyengülő oszcillációt mutató jellege határozza meg a szögeloszlást. Az első maxi-

DUPress

mum helyzete a kilépő részecske eloszlásában meghatározza a legkisebb l értéket, amiből az $l = |l_a - l_b|$ összefüggés segítségével meg lehet határozni l_a-t (vagy l_b-t), és így következtetést lehet levonni valamelyik nívó spin- és paritásértékére a másik ismeretében.

A PWBA-analízis jó kezdeti közelítést ad a kísérleti eredmények leírására, de ma már inkább a pontosabb DWBA-közelítést használják, ami komplikáltabb ugyan, de megfelelő számítógépprogramokkal szintén kezelhető. Ezért a kísérleti adatokat inkább a DWBA-analízis eredményeivel hasonlítjuk össze.

Torzított hullámú Born-közelítés. A torzított hullámú Born-közelítés számos ponton túlmegy az egyszerű síkhullámú közelítésen. A főbb *változások* általában a következők:

– A hullámfüggvényeknél figyelembe veszik, hogy a kilépő (szórt) hullám gömbhullám (l. VIII. 14. ábrát és a VIII. 36. egyenletet). A szórás mellett abszorpció is megengedett.

– Lefosztásos és felcsípési reakcióknál a kezdeti és végállapot leírására héjmodell-hullámfüggvényeket használnak. A rugalmatlan szórás zömmel kollektív (vibrációs, rotációs) állapotokat gerjeszt, így ezeknél inkább kollektív hullámfüggvényekkel operálnak.

– A felületi kölcsönhatás mellett térfogati kölcsönhatás is megengedett, azaz a kölcsönhatás lehetőségét a mag egész térfogatára kiterjesztik.

– A nukleonok között nem delta, hanem véges hatótávolságú erőt tételeznek fel, pl. Yukawa-típusút (l. III. 2. ábrát).

Az A(a,b)B típusú *direkt reakció leírásánál* a VIII. 35.-hoz hasonló alakú Schrödinger-egyenletből indulnak ki. Legyen $\Psi(\boldsymbol{k},\boldsymbol{r})$ a rendszer hullámfüggvénye, amit aszimptotikusan sík- és gömbhullám összegeként állítanak elő:

$$\Psi^{\mathrm{be}}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{r}) = \exp[\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})] + f(\theta,\varphi)\ \ (1/r)\ \ \exp[\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})] = \Psi_{\mathrm{aA}}{}^{\mathrm{be}}(\boldsymbol{k}_a,\boldsymbol{r}_{aA}),$$
$$\Psi^{\mathrm{ki}}(\boldsymbol{k},\boldsymbol{r}) = \exp[\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})] + f^{*}(\pi-\theta,\ \pi+\varphi)\ (1/r)\ \exp[-i(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})] = \Psi_{\mathrm{bB}}{}^{\mathrm{ki}}(\boldsymbol{k}_b,\boldsymbol{r}_{bB}),$$

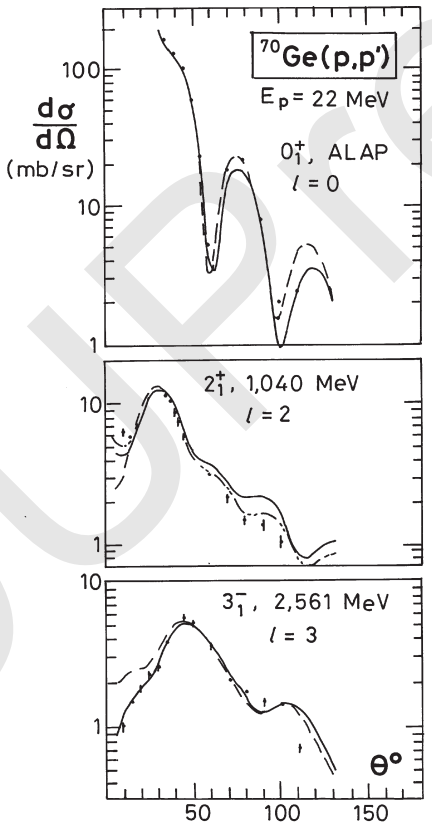
ahol $\boldsymbol{r}$ a tömegközéppontok relatív távolsága, $\boldsymbol{k}_a$ *és* $\boldsymbol{k}_b$ hullámszámok, $k = mv/\hbar$.

Az átmeneti mátrixelem H_{fi} a síkhullámú közelítés analógiájára írható fel. Amennyiben a reakcióban résztvevő partnereknek spinje van, a számítások nagyon elbonyolódnak. A DWBA-módszer részletes leírása megtalálható Satchler [1964] munkájában. Számos számítógépprogram áll rendelkezésre a számítások lebonyolítására, pl. JULIE [Bassel és mts. 1962], DWUCK, DW4 stb. A véges hatótávolságú kölcsönhatásra épülő DWBA-elmélet deuteronlefosztásos és más direkt reakciókra való alkalmazása megtalálható Austern és mts. [1964] munkájában.

DUPress

A következőkben *összehasonlítjuk a kísérletileg nyert differenciális hatáskeresztmetszeteket a DWBA-elméleti eredményekkel* egy-egy (*p,p'*), (*d,p*) és (*d*,^{3}He) reakció esetén.

A ^{70}*Ge(p,p')*^{70}*Ge* reakció differenciális hatáskeresztmetszete a 0_1^+, 2_1^+ és 3_1^- állapotokra a szög függvényében a VIII. 18. ábrán látható. A rugalmatlan szórás zömmel kollektív állapotokat gerjeszt. A kollektív gerjesztés lehet vibráció (ami dinamikus deformációval jár) vagy rotáció statikusan deformált magoknál. Kollektív gerjesztésnél az optikai potenciál inkább a magfelület és bombázó részecske távolságától függ, mint a tömegközéppontok közötti távolságtól. Ilyenkor a magsugarat célszerű az $Y_{lm}(\theta,\varphi)$ gömbharmonikus függvényekkel kifejezni:



VIII. 18. ábra. A ^{70}Ge(*p,p'*) reakció differenciális hatáskeresztmetszete a tömegközépponti rendszerben mért θ függvényében. Pontok: kísérleti adatok. – – – – : DWBA-elméleti görbe. Folytonos és pont-vonásos görbék: csatolt csatornás elméleti számítások a vibrációs modell alapján, különböző csatolási sémák felhasználásával. A görbék mellett a nívók paritása és gerjesztési energiája is fel van tüntetve. Rosier és mts. [1986] eredményei alapján.

DUPress

$R(\theta,\varphi) = R_o\left[1+\sum_{l,m} a_{l,m}Y_{l,m}(\theta,\varphi)\right]$, vibráció esetén és

$R(\theta,\varphi) = R_o\left[1+\sum_{l} \beta_l Y_{l,0}(\theta,\varphi)\right]$, tengelyszimmetrikusan deformált mag rotációjánál. Kis deformáció esetén az optikai potenciál *(V)* Taylor-sorba fejthető, pl. a deformált mag rotációja esetén:

$$V(r,\theta,\varphi) = V\left[r - R(\theta,\varphi)\right] = V(r) + R_o\frac{dV(r)}{dr}\sum_{l}\beta_l Y_{l,0}(\theta,\varphi).$$

Ilyenkor a DWBA-számításoknál a standard optikai potenciál paraméterei mellett a deformációs paraméterek is megjelennek, amiket rendszerint a kísérleti adatokhoz való illesztésből határoznak meg.

A VIII. 18. ábra mutatja, hogy a 0_1^+, 2_1^+ és 3_1^- nívókra vonatkozó szögeloszlást a DWBA-eredmények elég jól leírják. Mindazonáltal a következőkben ismertetendő csatolt csatornás számítások javítják az illesztés jóságát, ami arra utal, hogy a reakcióban erős csatolás van a kollektív gerjesztési nívók között. A munka tanulsága, hogy az anharmonikus vibrációs modell ésszerű leírást ad a stabil páros tömegszámú Ge-atommagok legalsó gerjesztési nívóira.

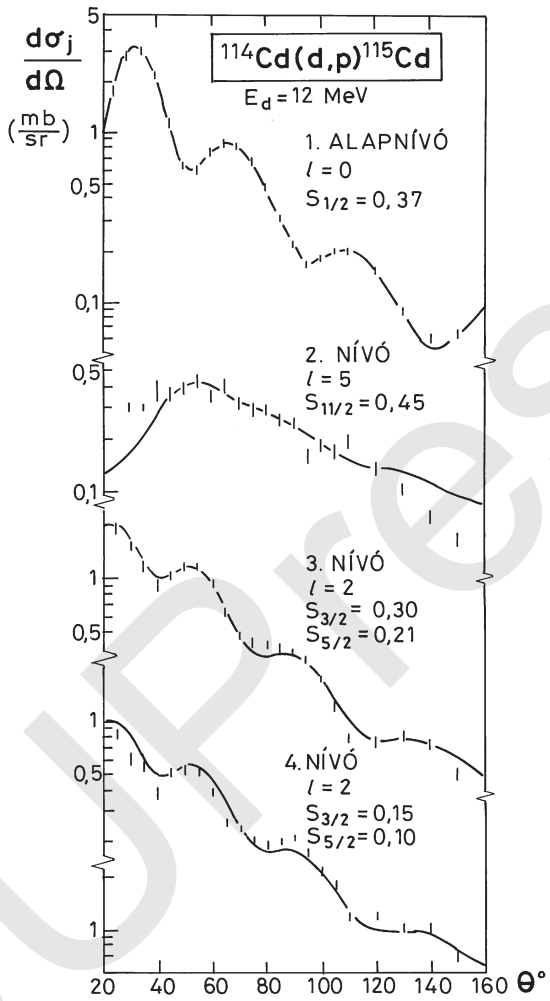
A VIII. 19. ábra a $^{114}Cd(d,p)^{115}Cd$ lefosztásos reakció differenciális hatáskeresztmetszetének szögfüggését mutatja. A DWBA-számításokhoz szükséges optikaipotenciál-paramétereket a rugalmas szórási adatokhoz való illesztésből határozták meg. Látható, hogy a kísérleti adatokat a DWBA-számítások jól reprodukálják egyértelműen meghatározott átadott keringési impulzusnyomaték (*l*) mellett. A ^{114}Cd páros-páros atommag spinje és paritása alapállapotban 0^+. A kísérletileg mért és DWBA-modellből számolt differenciális hatáskeresztmetszet közötti összefüggés a következő:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{kis} = (2j+1)S\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA} \qquad \text{(VIII. 66.)}$$

ahol *j* az átadott neutron impulzusnyomatéka, ami a végállapot spinjével egyenlő, *S* az úgynevezett spektroszkópiai faktor, arra jellemző, hogy az állapot milyen valószínűséggel üres. Más szavakkal *S* az adott nívó egyrészecskés gerjesztési erősségét adja meg. A DWBA-analízisből az átadott keringési impulzusnyomaték (*l*) határozható meg, amihez az átadott neutron 1/2 spinje vagy plusz, vagy mínusz értékkel járul hozzá. Így a nívó mellett kétféle számított spektroszkópiai faktor (*S*) van megadva, ami a két lehetséges spinbeálláshoz tartozik. A nívó spinjének egyértelmű meghatározásához más mérések is szükségesek.

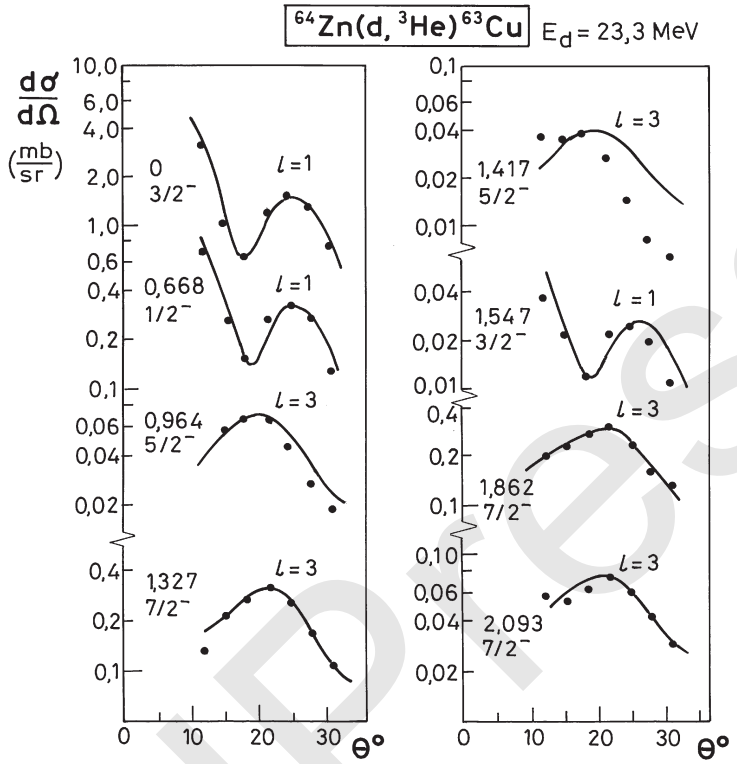
A VIII. 20. ábra a $^{64}Zn(d,^3He)^{63}Cu$ felcsípéses reakció differenciális hatáskeresztmetszetét mutatja. A kísérleti adatokat a DWBA-számítások jól reprodukál-

DUPress



VIII. 19. ábra. A ^{114}Cd(d,p)^{115}Cd reakció differenciális hatáskeresztmetszete ($d\sigma_j/d\Omega$) a tömegközépponti rendszerben mért θ szög függvényében. Az eredmények a ^{115}Cd alsó állapotaira vonatkoznak. A pontok kísérleti adatok, a görbék torzított hullámú Born-közelítésben (DWBA) számított elméleti értékek különböző átadott impulzusnyomaték- (l) -értékekre. S_j a normalizált spektroszkópiai faktorokat jelöli, amiket a két különböző neutronspin-beálláshoz rendeltek. Silva, Gordon [1964] munkája nyomán.

DUPress



VIII. 20. ábra. A ^{64}Zn(*d*,^{3}*He*)^{63}Cu magreakció differenciális hatáskeresztmetszetének ($d\sigma/d\Omega$) függése a tömegközépponti rendszerben mért szögtől (θ). Az egyes görbék mellett a ^{63}Cu-nívó gerjesztési energiája (MeV-ben), valamint spinje és paritása látható, amik más kísérletekből ismertek voltak. A pontok kísérleti adatok, a görbék a torzított hullámú Born-közelítésben (DWBA) számolt elméleti értékek, amiket a feltüntetett átadott keringési impulzusnyomaték (*l*) felhasználásával nyertek. Zeidman és Nolen [1978] munkája alapján.

ják, ami lehetőséget adott az átadott keringési impulzusnyomaték (*l*) egyértelmű meghatározására. Az *l* értékek összhangban vannak a nívó más mérésekből meghatározott spin-paritásértékeivel, amiket a nívó mellett szintén feltüntettünk. A ^{64}Zn-atommag spinje és paritása alapállapotban 0^{+}. A DWBA-számításokat a JULIE nevű számítógépprogrammal végezték. A munka lehetőséget adott a spektroszkópiai faktorok meghatározására is.

Összefoglalóan mondhatjuk, hogy a DWBA-számítások lehetővé teszik a rugalmatlan szórás, deuteronlefosztás és -felcsípés, valamint kiütéses reakciók differenciális hatáskeresztmetszetének kiszámítását, amennyiben az optikai potenciál paramétereit megadjuk (pl. a rugalmas szórási kísérletek eredményeihez való illesztésből).

Csatolt csatornák. Egyensúly előtti állapotok

Csatolt csatornás számítások. A torzított hullámú Born-közelítésben hallgatólagosan felteszik, hogy a rugalmatlan ütközési csatornák csak lazán vannak kötve a bejövő csatornához úgy, hogy nincs kölcsönös egymásrahatás. A dinamikusan vagy stabilan deformált atommagoknál az alacsonyan fekvő kollektív állapotok azonban erősen csatolódnak az alapállapothoz és egymáshoz. A bombázó részecske és a céltárgyatommag között a kölcsönhatás többszörös is lehet. Az első kölcsönhatás létrehoz egy kollektív gerjesztett állapotot, a második egy magasabban fekvőt és így tovább. Így a sorozatos kölcsönhatások eredményeként egy egész kollektív sáv keletkezhet. A csatornák közötti kölcsönhatás figyelembevétele a csatolt csatornás módszerrel történhet. Ez gyorsabb, és pontosabb eredményeket ad a DWBA-módszernél.

A csatolt csatornás számításokban a kölcsönhatási potenciált közvetlenül multipólusokba fejtik:

$$V(r,\theta,\varphi)=\sum_{l,m}V_{l,m}(r)Y_{l,m}(\theta,\varphi), \qquad \text{(VIII. 67.)}$$

ellentétben a DWBA-val, ahol Taylor-sorfejtést alkalmaznak. A kölcsönhatási potenciál tengelyszimmetrikusan deformált magoknál lehet pl. kvadrupólkölcsönhatás. A multipólussorfejtés közvetlenül figyelembe vesz magasabbrendű tagokat és erősen deformált magokra is alkalmazható. A céltárgy belső gerjesztési állapotait közvetlenül is figyelembe veszik mint a céltárgymag belső Hamilton-operátorának sajátfüggvényeit $\Phi_a(q)$:

$$H(q)\Phi_a(q)=\varepsilon_a\Phi_a(q). \qquad \text{(VIII. 68.)}$$

Itt ε_a a céltárgymag belső állapotainak energiáit jelöli és q az összes belső koordinátát, ami az állapot jellemzéséhez kell. A teljes hullámfüggvény a belső és a relatív mozgás hullámfüggvényeinek szorzata:

$$\Psi(r,q)=\sum_a\Psi_a(r)\Phi_a(q). \qquad \text{(VIII. 69.)}$$

Ekkor a Schrödinger-egyenlet a következő alakú:

$$\left[\frac{p^2}{2m}+V(r,q)+H(q)\right]\Psi(r,q)=E\Psi(r,q), \qquad \text{(VIII. 70.)}$$

ahol $p^2/(2m)$ a kinetikusenergia-operátor, E az ütközőrendszer teljes energiája. Behelyettesítve a $\Psi(r,q)$ fenti értékét kapjuk:

DUPress

$$\left[\frac{p^2}{2m}+V(r,q)+H(q)\right]\sum_a \Psi_a(r)\Phi_a(q)=E\sum_a \Psi_a(r)\Phi_a(q). \qquad \text{(VIII. 71.)}$$

Ha az egyenlet mindkét oldalát beszorozzuk $\Phi_b^*(q)$-val, integrálunk a belső koordinátákra, és felhasználjuk a belső hullámfüggvény ortonormalitását, az előbbi egyenlet a következő alakra hozható:

$$\left[\frac{p^2}{2m}-E+\varepsilon_b\right]\Psi_b(r)=-\sum_{a=1}^{N} V_{ba}(r)\Psi_a(r), \qquad \text{(VIII. 72.)}$$

ahol $V_{ab}(r)=\int \Phi_b^*(q)V(r,q)\Phi_a(q)\,dq$.

A belső állapotok a $V_{ba}(r)$ csatolási potenciállal kölcsönhatnak egymással. A csatolt egyenletek megoldásával a többlépcsős gerjesztések közvetlenül figyelembe vehetők.

A csatolt csatornás számítások részletesebb leírása megtalálható pl. Tamura [1969] munkájában.

A számítások elvégzésére bemenő paraméterként megadandók az optikai potenciál adatai, a céltárgymag alsó nívóinak energiája, spinje, a vibrációs amplitúdók, az állapotok természete (egy- vagy többfononos állapot) és a deformációs paraméterek. A gyakorlatban csak a legfontosabb kollektív gerjesztési állapotokat szokták figyelembe venni, és a többiek hatását az optikai potenciál képzetes részének megfelelő megválasztásával közelítik.

Csatolt csatornás számításokra már láttunk példát a VIII. 18. ábrán. A ^{70}Ge(p,p') reakcióban gerjesztett 2_1^+ és 3_1^- állapotok differenciális hatáskeresztmetszetét a csatolt csatornás számítások jobban reprodukálták, mint a DWBA.

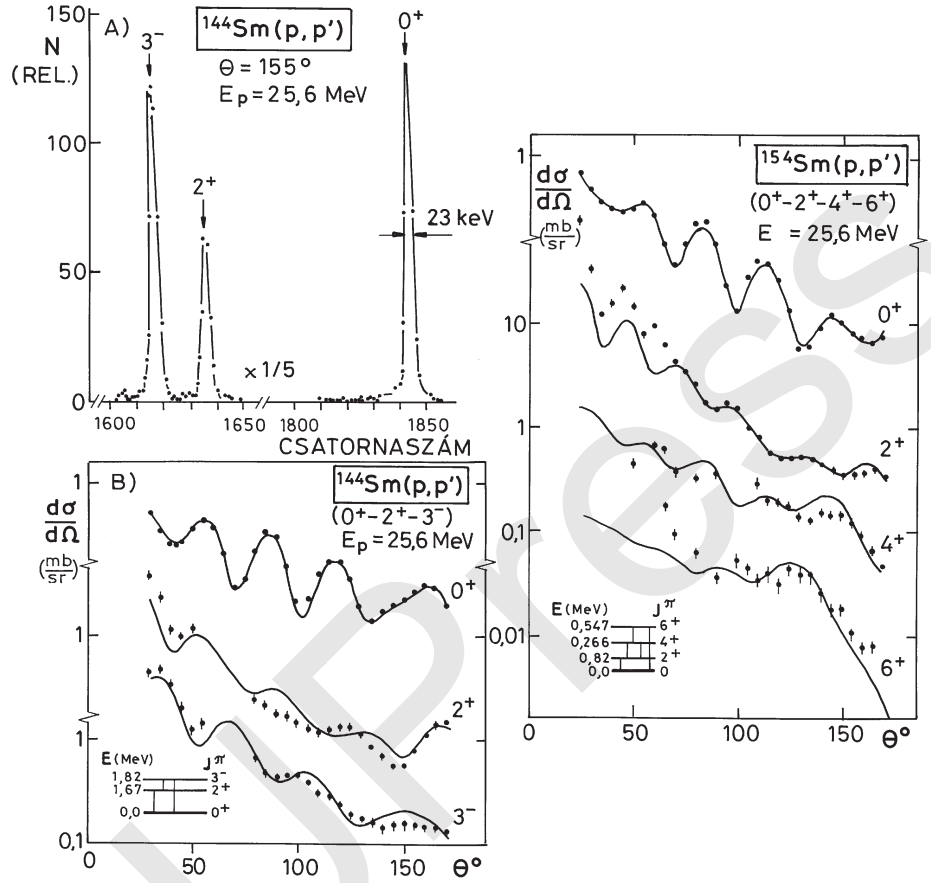
A VIII. 21. ábrán a ^{144}Sm(p,p') reakcióra vonatkozó szórt protonspektrumot, ill. a ^{144}Sm(p,p') és ^{154}Sm(p,p') reakciók differenciális hatáskeresztmetszetét láthatjuk különböző magnívókra. Az ábrákon feltüntetett csatolási sémák figyelembevételével a csatolt csatornás elméleti számítások ésszerű leírást adnak a kísérleti adatokra.

A $^{144}_{62}Sm_{82}$ félig mágikus mag, ennél vibrációs kollektív gerjesztéseket vettek figyelembe. A $^{154}Sm_{92}$ atommag gerjesztési nívórendszere jellemzően rotációs. Ez utóbbinál a magfelületet az

$$R(\theta)=R_o\left[1+\sum_{l=2,4,6}\beta_l Y_{l,0}(\theta)\right]$$

összefüggés segítségével parametrizálták, majd a kísérleti adatokhoz való illesztésből a következő deformációs paramétereket határozták meg: $\beta_2 = 0{,}285$, $\beta_4 = 0{,}051$, $\beta_6 = -0{,}015$. Az Sm-izotópokon szóródott protonok vizsgálatából sikerült egységes, közös optikai potenciált is levezetni a tartományra [Pálla és mts. 1983].

DUPress



VIII. 21. A. ábra. A ^{144}Sm-atommagon rugalmatlanul szóródott protonok energiaspektrumának részlete. *N* a beütésszám relatív egységekben, a csatornaszám a protonok energiájára jellemző. Az ábrán látható három csúcs a ^{144}Sm 0^+, alap; 2^+, 1,67 MeV első és 3^-, 1,82 MeV második gerjesztési nívójához tartozik.

B. ábra. A ^{144}Sm 0_1^+, 2_1^+, 3_1^- állapotaihoz tartozó differenciális hatáskeresztmetszetek ($d\sigma/d\Omega$) a tömegközépponti rendszerben mért θ szög függvényében. A görbék az erős csatolási közelítésben számolt elméleti értékeket jelzik, a pontok kísérleti adatok.

C. ábra. A ^{154}Sm alapsávjához tartozó nívók differenciális hatáskeresztmetszete. Jelölések: mint előbb.

Pálla és mts. [1983] közleménye alapján.

Egyensúly előtti állapotok. Az eddig tárgyalt direktreakció-modellek a gyors reakciókat írják le, amik az atommagok konkrét nívóinak gerjesztéséhez vezetnek. Rendszerint a direkt reakciók csak egy kis részét alkotják a lejátszódó folyamatoknak (l. VIII. 1. ábrát). A reakció teljes hatáskeresztmetszetének nagyobb részét az abszorpció teszi ki: az egyensúly előtti és közbensőmag-reakciók. A di-

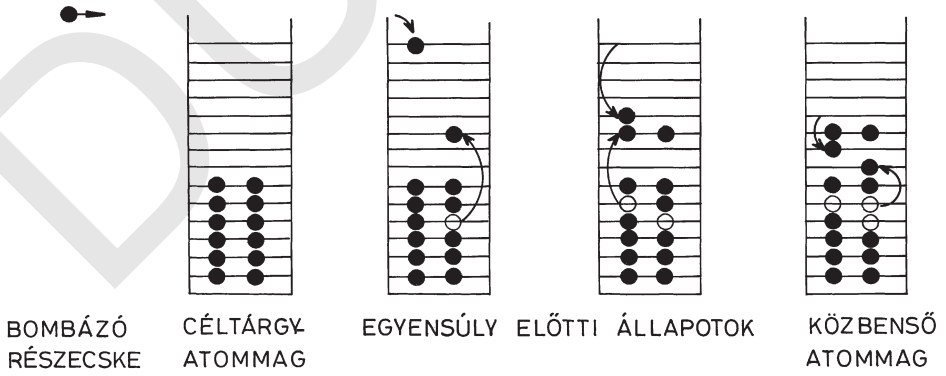
rektreakció-modellek csak azt adják meg, hogy a bejövő fluxus milyen része abszorbeálódott, de nem írják le a reakció további sorsát, ehhez más modellek szükségesek.

Az abszorpciós folyamat természetére felvilágosítást ad a VIII. 22. ábra. A bombázó részecske ütközései révén egyre több nukleont emel magasabb nívóra, így egyre több gerjesztett nukleon és egyidejűleg lyukállapot áll elő. A folyamat folytatódik, míg a gerjesztés és a rekombináció egyensúlyba nem jön, azaz nem áll elő a közbenső atommag. Az egyensúly előtti állapotból emittált részecske várhatóan nagyobb energiájú lesz, és zömmel a bombázónyaláb irányába mutat, míg a termalizáció után kisebb energia koncentrálódik a kilépő részecskére és a kilépés iránya szimmetrikus 90^{o} körül.

Az egyensúly előtti állapotból történő részecskeemisszióra több modellt is kidolgoztak. Ezek egyik része félklasszikus, másik része kvantummechanikai tárgyalásmódot alkalmaz. A modellekről jó áttekintés található Herman [2001] munkájában.

A *félklasszikus modellek* részletes, összefoglaló leírása megtalálható Blann [1975], Gadioli, Hodgson [1992] és Betak, Hodgson [1998] munkáiban.

A *kvantummechanikai* tárgyalás az abszorpció hasonló mechanizmusából indul ki, mint a félklasszikus, de a szóródási elméletre alapozott szigorúbb levezetéseket alkalmaz. A kvantummechanikai modelleknek két csoportja alakult ki. A *többlépcsős direkt modellekben* felteszik, hogy legalább egy részecske a kötésenergia fölött a folytonos energiatartományban van. E modellek a DWBA-módszert kiterjesztik a folytonos nívótartományra és többszörös ütközésre [Feshbach és mts. 1980, Tamura és mts. 1982, Nishioka és mts. 1988]. A *közbenső*



VIII. 22. ábra. A közbenső atommag kialakulásának sematikus ábrázolása nukleonbefogásos reakcióban. A betöltött körök részecskéket, az üres körök lyukakat jelölnek. A céltárgymag nyugalmi állapotában a Fermi-nívóig közelítőleg minden állapot be van töltve, nívónként két ellentétes impulzusnyomatékú részecskével.

DUPress

magreakció többlépcsős modelljeiben a közbenső mag kialakulását kötött állapotok láncolatán át tárgyalják [Feshbach és mts. 1980, Nishioka és mts. 1986].

Az egyensúly előtti magreakciók leírására kidolgozott számítógépprogramokról jó áttekintést ad Shubin [2001] munkája.

Kb. 10 MeV bombázórészecske-energia fölött az egyensúly előtti folyamatokat figyelembe kell venni a reakció leírásánál.

VIII. 3. 4. Közbensőmag-modell. Hauser–Feshbach-elmélet

Hauser–Feshbach-elmélet

Mint azt a VIII. 2. 3. pontban láttuk, az $A + a$ közbenső mag bomlása többféle reakcióhoz vezethet, nevezetesen rugalmas ütközéshez (ahol a reakciótermékek: $A + a$), rugalmatlan ütközéshez ($A^* + a$ termékekkel) és különböző magreakciókhoz: $A(a,b)B$, ahol B a maradék mag és b a kilépő részecske.

A bomlási lehetőségek között a β- és γ-bomlást el szokták hanyagolni, mivel az erős kölcsönhatás a részecskeemissziót részesíti előnyben. A közbenső mag általában magas gerjesztési energiával rendelkezik, mivel a befogott récsecske kötésenergiája hozzáadódik a bombázó részecske *(a)* kinetikus energiájához. Így az energia elég nagy lehet részecskekilépéshez.

A közbenső mag elmélete (vagy másképpen a magreakciók statisztikus elmélete) az S-mátrixból (l. VIII. 47. képletet és a következő részeket) indul ki, ami az alapvető információt tartalmazza a reakcióra. Az S-mátrixot általában két részre bontják, egy fluktuáló S_{ab}^{fl} és egy átlagrészre $\langle S_{ab} \rangle$ a következőképpen:

$$S_{ab} = \langle S_{ab} \rangle + S_{ab}^{fl}. \qquad \text{(VIII. 73.)}$$

Itt $\langle S_{ab} \rangle$ csak lassan változik az energiával, így egy adott energiaintervallumban állandónak vehető, míg S_{ab}^{fl} fluktuál az energiával, de az átlaga zéró $\langle S_{ab}^{fl} \rangle = 0$. Fizikailag az $\langle S_{ab} \rangle$ úgy értelmezhető, mint a direkt reakció hozzájárulása a reakcióhoz (gyors folyamat), míg az S_{ab}^{fl} a közbenső mag kialakulásához tartozó rész (lassú folyamat).

Az elmélet szerint az (ütközési) hatáskeresztmetszet a következő alakba írható a belépő a és kilépő b csatornára (vö. VIII. 44. egyenlettel):

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda\!\!\!^{-2}_{a} \left| \delta_{ab} - S_{ab} \right|^2, \qquad \text{(VIII. 74.)}$$

DUPLA

ahol $\lambda\!\!\!^{-} = 1/k$. Beírva ide a (VIII. 73.) kifejezést és átlagolva elegendően nagy energiaintervallumra azt kapjuk, hogy

$$\langle \sigma_{ab} \rangle = \pi \lambda\!\!\!^{-}_a{}^2 \left\langle \left| \delta_{ab} - S_{ab} \right|^2 \right\rangle = \pi \lambda\!\!\!^{-}_a{}^2 \left| \delta_{ab} - \langle S_{ab} \rangle \right|^2 + \pi \lambda\!\!\!^{-}_a{}^2 \left\langle \left| S^{fl}_{ab} \right|^2 \right\rangle \approx \sigma^{dir}_{ab} + \sigma^{közb}_{ab}. \tag{VIII. 75.}$$

A közbensőmag-elmélet központi feladata a $\sigma_{ab}{}^{közb}$ hatáskeresztmetszet meghatározása, ami a *Hauser–Feshbach-formalizmus* [Hauser, Feshbach 1952] segítségével a következőképpen történhet.

A közbenső mag kialakulásának hatáskeresztmetszete felírható úgy, hogy a $\sigma_{ab}{}^{közb}$ hatáskeresztmetszeteket összegezzük az összes kimenő csatornára:

$$\sigma^{közb}_a = \sum_b \sigma^{közb}_{ab} = \pi \lambda\!\!\!^{-}_a{}^2 \sum_b \left\langle \left| S^{fl}_{ab} \right|^2 \right\rangle. \tag{VIII. 76.}$$

Vezessük be a T_a transzmissziós együtthatót a következő definícióval:

$$T_a \equiv 1 - \sum_b \left| \langle S_{ab} \rangle \right|^2.$$

A fluxus megmaradásából következik, hogy

$$\sigma^{közb}_a = \pi \lambda\!\!\!^{-}_a{}^2 \sum_b \left\langle \left| S^{fl}_{ab} \right|^2 \right\rangle = \pi \lambda\!\!\!^{-}_a{}^2 \left(1 - \sum_b \left| \langle S_{ab} \rangle \right|^2 \right) = \pi \lambda\!\!\!^{-}_a{}^2 T_a. \tag{VIII. 77.}$$

Ez egy nagyon figyelemreméltó összefüggés, mivel a direkt reakció fellépte miatti fluxusveszteséget összeköti a közbenső mag kialakulásának hatáskeresztmetszetével. A T_a mennyiség az a csatorna kvantumszámaitól és energiájától függ, és az optikai potenciálból számítható. Ilyen módon a direkt kölcsönhatás leírása megadja a kulcsot a közbensőmag-reakciók leírására is.

Ha a közbenső mag b csatornán át bomlik, a $\sigma_{ab}{}^{közb}$ hatáskeresztmetszet a következőképpen írható fel:

$$\sigma^{közb}_{ab} = \pi \lambda\!\!\!^{-}_a{}^2 \frac{T_a T_b}{\sum_i T_i}, \tag{VIII. 78.}$$

ahol a nevezőben a transzmissziós együtthatókat az összes lehetséges kimenő csatornára összegezni kell. A $T_b/\Sigma T_i$ faktor megadja annak a valószínűségét, hogy a közbenső mag a b csatornán keresztül bomlik.

A VIII. 78. összefüggés a nevezetes Hauser–Feshbach-formula, ami megadja a közbenső magon át lejátszódó A(a,b)B reakció hatáskeresztmetszetét az optikai potenciálból számítható transzmissziós együtthatók (l. VIII. 16. ábrát) függvényében. Alacsony energiáknál a magreakciók zömmel közbenső magon át történnek, így a formulát igen kiterjedten alkalmazzák a gyakorlatban.

DUPress

A VIII. 78. formula levezetésénél alapfeltevés volt, hogy a közbenső mag bomlása független a kialakulás módjától (Bohr „emlékezetvesztési" hipotézise), továbbá hogy a fluxus megmarad, és az időmegfordítási invariancia fennáll.

Megjegyzendő, hogy az *a* és *b* indexek az illető csatornák összes kvantumszámát tartalmazzák, nevezetesen az *a, b* részecskék plusz közvetve a céltárgymag (*A*) típusát, a csatorna energiáját (*E*), a keringési impulzusnyomatékot (*l*), a részecskék spinjét (s_a, s_b), paritását (π_a, π_b), a céltárgymag spinjét (J_A) és paritását (π_A). Ezen mennyiségek csatolásából adódik a közbenső mag spinje ($J_{közb}$) és paritása ($\pi_{közb}$). A bemenő csatornánál a következő megmaradási törvények érvényesek. Impulzusnyomaték: $\boldsymbol{s}_a + \boldsymbol{l}_a + \boldsymbol{J}_A = \boldsymbol{J}_{közb}$, paritás: $\pi_A\pi_B(-1)^l = \pi_{közb}$, energia $E_a + E_{a,\,kötés} = E^*$. Itt $E_{a,\,kötés}$ az *a* részecske kötésenergiája a közbenső magban, E^* a közbenső mag gerjesztési energiája. Hasonló összefüggéseknek kell teljesülni a kimenő csatornára is. Megjegyzendő, hogy a kísérletileg megfigyelt csatorna nem azonos a fenti kvantumszámokkal definiált csatornával, mivel a kísérletekben rendszerint nem mérjük egyszerre az összes kvantumszámot, hanem csak bizonyos kvantumszámokra összegzett mennyiségeket.

A transzmissziós együtthatók függnek a bombázó részecske energiájától, az l_a és $j_a = |\boldsymbol{l}_a + \boldsymbol{s}_a|$ impulzusnyomatékoktól, a céltárgy típusától, valamint az impulzusnyomatékra és paritásra vonatkozó megmaradási törvényektől és a belőlük következő kiválasztási szabályoktól.

Ha mindezeket figyelembe vesszük (de az optikai potenciálban a spin-pálya-kölcsönhatást nem), a következő formula nyerhető [Hauser, Feshbach 1952]:

$$\sigma_{ab}^{közb} = \pi\lambda\!\!\!^{-2}_a \sum_{l_a} (2l_a + 1)\, \frac{T_{l_a}(E_a)\, T_{l_b}(E_b)}{\sum\limits_{l_i, E_i} T_{l_i}(E_i)}. \qquad \text{(VIII. 79.)}$$

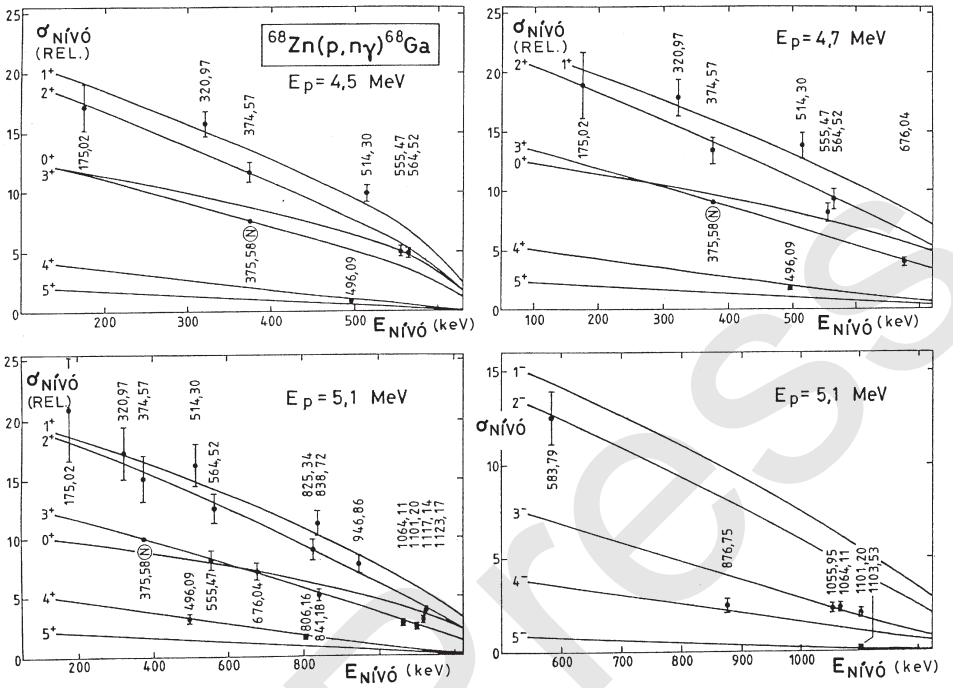
Ha a spin-pálya-kölcsönhatás is figyelembe van véve, a formula bonyolultabb lesz [Hauser, Feshbach 1952; Sheldon 1963]:

$$\sigma_{ab}^{közb} = \pi\lambda\!\!\!^{-2}_a \sum_{J_{közb}, j_a, l_a} \frac{(2J_{közb} + 1)}{(2J_A + 1)(2s_a + 1)}\, \frac{T_{l_a, j_a}(E_a)\, T_{l_b, j_b}(E_b)}{\sum\limits_{l_i, j_i, E_i} T_{l_i, j_i}(E_i)}. \qquad \text{(VIII. 80.)}$$

A számítások konkrét lebonyolítására számos számítógépprogramot kidolgoztak, pl. a CINDY-t [Sheldon, Rogers 1973]. A programokról összefoglaló áttekintés található Shubin [2001] munkájában.

Példaként a VIII. 23. ábrán feltüntettük a ^{68}Zn($p,n\gamma$)^{68}Ga reakcióban gerjesztett ^{68}Ga-nívókra vonatkozó relatív hatáskeresztmetszeteket a nívóenergia és a bombázó protonok energiájának függvényében. A Hauser–Feshbach-analízis a CINDY program segítségével történt a Perey és Perey által javasolt optikaipotenciál-paraméterekkel. A kimenő neutroncsatornákon kívül egyes (p,p') csatornák

DUPress



VIII. 23. ábra. Relatív hatáskeresztmetszet-értékek ($\sigma_{NÍVÓ}$) a $^{68}Zn(p,n\gamma)^{68}Ga$ reakcióból meghatározott ^{68}Ga-nívókra a nívóenergiák ($E_{NÍVÓ}$) függvényében. A pontok (hibahatárokkal) kísérleti adatok, a görbék a Hauser–Feshbach-elméleti értékek. N: normálási pont. Tímár és mts. [1993] alapján.

is figyelembe vannak véve, valamint a Moldauer nívószélesség-fluktuációk is (l. később). Az analízis (kombinálva más eredményekkel) lehetővé tette több nívó spinjének egyértelmű meghatározását.

A Hauser–Feshbach-elmélet *jól bevált a kísérleti adatok értelmezésében.* Ugyanakkor néhány hiányossága is nyilvánvaló. Ilyen például az az alapfeltevése, hogy egyetlen bemenő és kimenő csatorna között sincs korreláció. Ez szigorúan nem teljesül a közbenső magon át történő rugalmas ütközésre. További problémák jelentkeznek akkor, ha a közbenső mag nívói olyan sűrűn vannak, hogy a nívók egyenkénti figyelembevétele nem lehetséges. Ilyenkor nívósűrűséget kell bevezetni, ami függ a gerjesztési energiától, spintől és paritástól. A nívósűrűségek meghatározása külön probléma, ami a neutronrezonanciák és emittált részecskék energiaspektrumának analízisét kívánja, valamint (megfelelő kísérleti adatok hiányában) különböző modellszámításokat (Fermi-gáz-, héj-, szuperfluid-, kölcsönhatóbozon-modell). Általában a nívósűrűségek jelentik a legkevésbé megbízható

tényezőket a Hauser–Feshbach-számításokban, amelyek esetenként nagyságrendi eltéréseket is eredményezhetnek. Alacsony energiáknál a Hauser–Feshbach-formulákat ki kell egészíteni a Moldauer-nívósűrűségfluktuáció-korrekcióval (l. a következőkben). Kb. 10 MeV-nél nagyobb bombázórészecske-energiáknál pedig az egyensúly előtti részecskeemissziót is figyelembe kell venni.

Összefoglalóan mondhatjuk, hogy a magreakciók helyes leírásához szükséges, hogy a reakciómechanizmust, a nívósűrűségeket, az optikaimodell-paramétereket és hasadó magoknál a hasadási potenciált helyesen válasszuk meg. A többi adat, pl. magtömegek, nívósémák, γ-erősségfüggvények nem annyira kritikusak és általában jobban ismertek.

Erősségfüggvények. Fluktuációk

A magreakciók eddig tárgyalt elmélete főleg a reakciók dinamikájával foglalkozik. Van azonban néhány problémakör, ahol a magszerkezet- és magreakciókutatás találkozik. Az egyik ilyen az *erősségfüggvények* (Γ_a/D) témaköre.

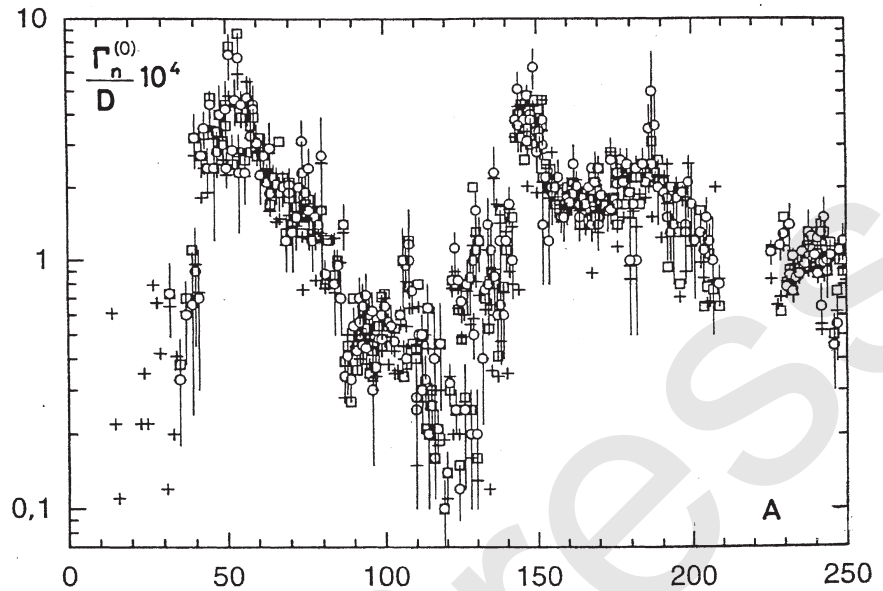
A közbenső mag rezonanciareakcióinak tárgyalásánál láttuk (l. VIII. 29. képletet), hogy az érkező *a* részecskére az áteresztési faktor (T_a) közvetlen kapcsolatban van az erősségfüggvénnyel (Γ_a/D), $T_a = 2\pi\Gamma_a/D$, ahol Γ_a a parciális nívószélesség (feltevésünk szerint ez egy átlagérték néhány rezonanciára), D a nívók egymástól való közepes távolsága.

Az optikai potenciál ismeretében az áteresztési (transzmissziós) együtthatók számíthatók (l. VIII. 16. ábrát), és így a Γ_a/D erősségfüggvények is a bombázó részecske energiájának (E_a), a céltárgymag tömegszámának (A) és az impulzusnyomatékának függvényében. Az összehasonlíthatóság érdekében az erősségfüggvényeket normálni szokták egy (egyébként önkényesen megválasztott) E_o energiára, pl. $E_o = 1$ eV-ra. A normálás az *1/v* törvénynek megfelelően a

$$\frac{\Gamma_a^{(o)}}{D} = \left(\frac{E_o}{E}\right)^{1/2} \frac{\Gamma_a}{D}$$

összefüggés szerint történik.

Az *s*-hullámú neutronok normált erősségfüggvényeinek függése a céltárgy tömegszámától a VIII. 24. ábrán látható. A kísérleti adatokat, különösen az A ~ 55, 146, 190 körüli maximumok helyét, jól reprodukálják az optikai potenciálból számított elméleti eredmények [Jain 1963], ha Woods–Saxon-alakú potenciált használnak térfogati abszorpcióval és $V_o = 49$ MeV, $W_{térf} = 3{,}12$ MeV, $r_o = 1{,}25$ fm, $a = 0{,}52$ fm paraméterekkel. Az eredményeket a héjmodell alapján is lehet értelmezni. Az $A \sim 55$ körüli csúcs a $2s_{1/2}$, míg az $A \sim 155$ körüli csúcsok a $3s_{1/2}$ nívók



VIII. 24. ábra. Az s-hullámú normált neutron-erősségfüggvények ($\Gamma_n^{(o)}/D$) 10^4-nel beszorzott értékei a céltárgy tömegszámának (*A*) függvényében. A különböző jelek különböző kutatócsoportok által nyert kísérleti értékeket jelölnek. Reffo (koordinátor) [1998] alapján.

előfordulásával magyarázhatók (l. VI. 4. ábrát). Az utóbbi a magdeformáció fellépte miatt hasad szét két részre.

Az s-hullámú protonokra vonatkozó erősségfüggvények is elég jól leírhatók az optikai modell alapján végzett számításokkal.

A közbensőatommag-reakciók erősségfüggvényei információt hordoznak arra vonatkozóan, hogy melyik modell leírását lehet alkalmazni a folyamatra.

Ha $\Gamma/D \ll 1$, azaz jól elkülönülő közbensőmag-nívók lépnek fel (kis energiáknál), a Breit–Wigner-rezonanciaelmélet alkalmazható.

Ha $\Gamma/D \sim 1$, azaz a közbensőatommag-nívók átfedésben vannak (közepes gerjesztési energiáknál), a Breit–Wigner-elmélet már nem alkalmas a leírásra.

Végül ha $\Gamma/D \gg 1$, azaz a közbensőatommag-nívók erős átfedésben vannak (~12 ÷ 20 MeV gerjesztési energiáknál), a statisztikus közbensőmag-elmélet, a Hauser–Feshbach-formalizmus alkalmazható. Ekkor a gerjesztési függvény lényegileg sima, éles rezonanciacsúcsok nincsenek, a reakciótermékek szögeloszlása 90° körül szimmetrikus, és a reakciótermékek nem polarizáltak. A nagy energiafeloldással elvégzett kísérletek azonban azt mutatták, hogy még a $\Gamma/D \gg 1$ esetben is fellépnek bizonyos *fluktuációk* a gerjesztési függvényekben és a szögeloszlásban. A fluktuációknak három fő csoportját különböztetik meg.

Az *Ericson-fluktuációk* a magnívók eloszlásában fellépő ingadozások, amelyek a szórási amplitúdók fluktuációjában jelentkeznek.

A *Moldauer-fluktuációk* a nívószélességek ingadozásából származnak. A Moldauer-fluktuációk a teljes vagy differenciális hatáskeresztmetszeteket szabályos módon csökkentik, anélkül, hogy a gerjesztési függvények sima jellegét megzavarnák és a szögeloszlás szimmetrikus jellegét sem rontják el. A nívószélesség fluktuációja akkor jelentkezik leginkább látható módon, ha az erős nyitott csatornák száma kevés. Ilyen pl. a neutronszórás és -befogás az első rugalmatlan szórási küszöb közelében levő energiáknál. Csak ebben az energiatartományban okozhatja a nívószélesség fluktuációja a hatáskeresztmetszet kb. felére való csökkenését. Ha sok rugalmatlan szórási csatorna kinyílik, a nívószélesség fluktuációjának hatása erősen csökken, négy vagy öt rugalmatlan ütközési küszöb felett a fluktuáció gyakorlatilag eltűnik.

Végül vannak hatáskeresztmetszet-*fluktuációk, amelyek az egyensúly előtti állapotokhoz* kapcsolódnak.

A magreakciókban tapasztalható fluktuációknak széles körű irodalma van. Ezek részletes ismertetésétől itt eltekintünk, csak utalunk néhány összefoglaló munkára: [Ericson, Mayer-Kuckuk 1966; Moldauer 1964; Marmeir, Sheldon 1970, 2. kötet].

VIII. 4. NÉHÁNY SPECIÁLIS REAKCIÓ

VIII. 4. 1. Spallációs reakciók

Több száz MeV-es könnyű részecskékkel (*p, d*, α stb.) bombázva atommagokat, jellegzetes reakció játszódik le, amit spallációnak nevezünk. A reakció első fázisában a bombázott atommagban ütközési kaszkád folyamat alakul ki, aminek eredményeként neutronok, protonok és (a mezonkeltés küszöbe felett) π-mezonok lépnek ki a magból, a maradék mag pedig erősen gerjesztődik. A reakció következő fázisában a gerjesztett magból nukleonok párolognak el.

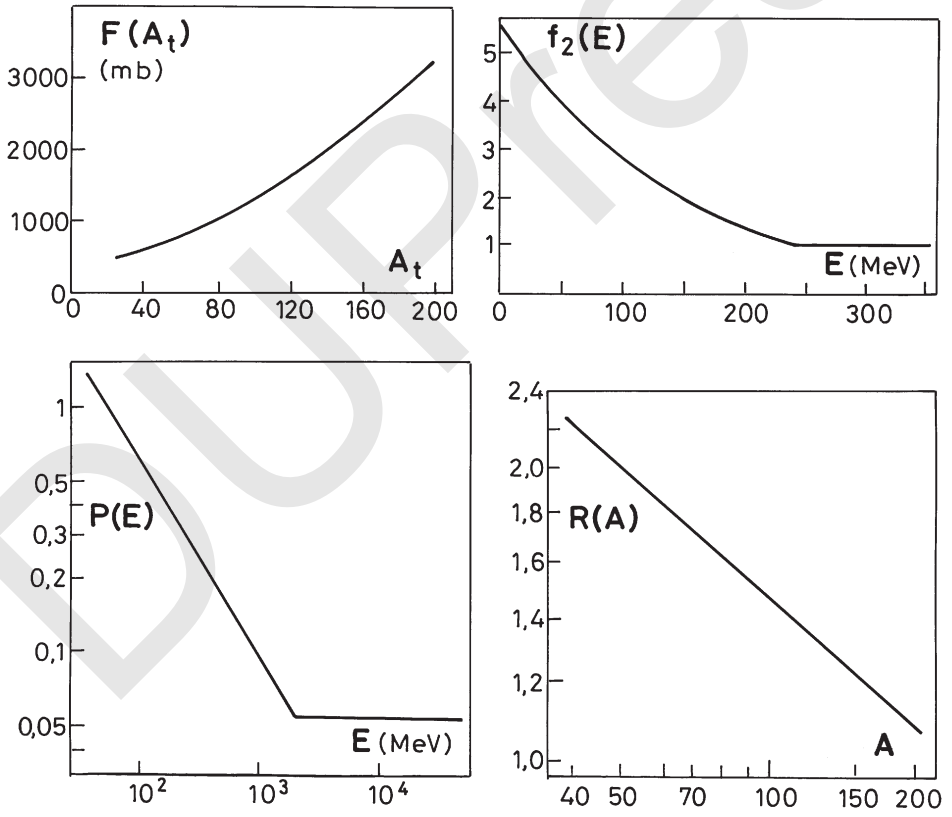
Kis valószínűséggel könnyű atommagok (pl. ^{4}He, ^{12}C stb.) is kilépnek az atommagból. Ez utóbbi folyamatot fragmentációnak nevezzük. Növekvő bombázórészecske-energiánál a fragmentáció valószínűsége nő. A fragmentációt részletesebben a VIII. 4. 5. pontban tárgyaljuk.

A rendelkezésre álló kísérleti adatok szisztematikus vizsgálata alapján Rudstam [1966] megalkotott egy többparaméteres formulát, ami jó leírást ad a spallációs reakció hatáskeresztmetszetére széles bombázóenergia- és céltárgymag-

tartományban. E szerint egy Z rendszámú és A tömegszámú reakciótermék individuális hatáskeresztmetszete [$\sigma(Z,A)$] a következőképpen függ a bombázó részecske energiájától (E), valamint a céltárgymag tömegszámától (A_t):

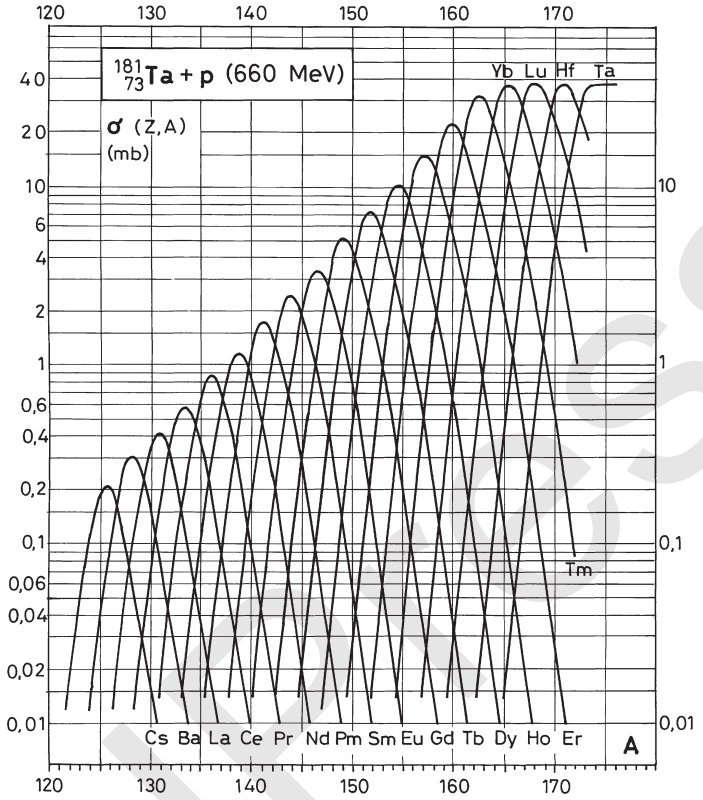
$$\sigma(Z,A) \approx F(A_t)\, f_2(E)\, \frac{P(E)\exp\left[-P(E)\times(A_t - A)\right]}{1-\left[0{,}3/\left\{P(E)\times A_t\right\}\right]} \exp\left[-R(A)\times\left|Z - SA + TA^2\right|^n\right], \qquad \text{(VIII. 81.)}$$

ahol az $F(A_t)$, $f_2(E)$, $P(E)$, $R(A)$ függvények közelítő alakja a VIII. 25. ábrán látható. A $P(E)$ paraméter csak a bombázó részecske energiájától függ, de nem függ a típusától, értéke *p, n, d* és α-részecskékre ugyanaz. Az állandók numerikus értékei a következők: $n = 1{,}5$, $S = 0{,}486$, $T = 0{,}00038$. A formula $PA_t \geq 1$-re igaz.



VIII. 25. ábra. Az $F(A_t)$, $f_2(E)$, $P(E)$ és $R(A)$ paraméterek közelítő értékei a spallációs reakció hatáskeresztmetszetét leíró (VIII. 81.) formulában. *A* a spallációs termék tömegszáma, a többi szimbólum jelentését l. a szövegben. Rudstam [1966] alapján.

DUPress



VIII. 26. ábra. A ^{181}Ta + 660 MeV-es proton spallációs reakció individuális hatáskeresztmetszet-görbéi a termék tömegszámának (A) és rendszámának (Z) függvényében. Az adatok a Rudstam-formula alapján lettek számolva. Rupp és Fényes [1970] alapján.

Példaképpen a VIII. 26. ábrán bemutatjuk a ^{181}Ta + 660 MeV-es proton spallációs reakció individuális hatáskeresztmetszet- [$\sigma(Z,A)$] -görbéit a termékek rendszámának (Z) és tömegszámának (A) függvényében. Számos más céltárgy-atommagra is találhatók numerikus adatok Rupp, Fényes [1970] közleményében. A nagy energiájú magreakciók részletesebb tárgyalását l. pl. a következő munkában: [Feshbach 1992].

*

A nehéz atommagok spallációja kitűnő neutronhozamot biztosít széles energiatartományban, ami számos alkalmazásra nyújt lehetőséget az energetika, élettudományok, anyagvizsgálatok, szerkezetkutatások stb. területén. Röviden összefoglaljuk a spallációs neutronforrások előnyeit.

Spallációs neutronforrásokkal $10^{-6} – 10^{-9}$ eV energiatartományban elő lehet állítani neutronokat. Ez a tartomány sokkal szélesebb, mint a ^{235}U hasadási neutronok energiaspektruma.

A lehetséges neutrontermelő folyamatok [(*d*,*n*), (*e*,*n*), (*n*,*f*), (*T*,*d*) stb.] közül a spallációs neutronok hozama kiemelkedően jó, miközben az egy neutron keltése során disszipálódott hő kicsi. Pl. E_{proton} = 1,5 GeV energiánál, ólom céltárgyat használva ~30 neutron/proton hozam is elérhető. A protonnyalábhoz képest a nagy energiájú neutronok főleg kis szögben lépnek ki.

Széles körű vizsgálatok szerint legnagyobb neutronintenzitások legkisebb költségek mellett H^+- és H^--ionok gyorsítására kifejlesztett nagyáramú lineáris gyorsítók mellett érhetők el.

A neutronforrás impulzusüzeme előnyös pl. a hőelvezetés szempontjából. A (makro)impulzusok hossza tipikusan ~ 1-2 μs vagy 1-2 ms, mindegyik megoldásnak vannak előnyei.

Spallációs neutronforrás működik Oak Ridge-ben (SNS, USA) és Tokaimurában (J-PARK, Japán). Remélhetőleg az Európai Unióban is elkezdődik néhány éven belül az ESS (**E**uropean **S**pallation **S**ource) építése, valószínűleg Lundban (Svédország). Részletesebben l. [Fenyvesi, Fényes 2009].

VIII. 4. 2. Nehézion-reakciók

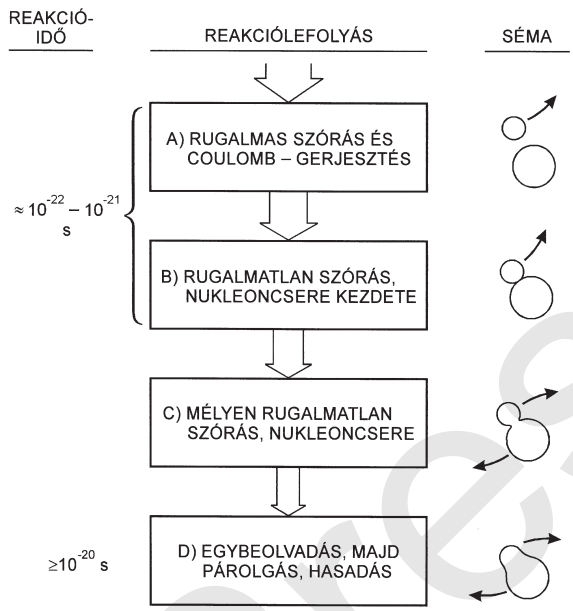
Az utóbbi évtizedek során a nehéz ionokkal (NI) létrehozott magreakciók robbanásszerű fejlődésen mentek keresztül. Ennek egyik oka, hogy a NI-reakciók kitűnő lehetőséget adnak a szupernehéz, valamint az erősen neutronhiányos és -többletes atommagok előállítására, másrészt az atommagok szerkezetére is értékes információt szolgáltatnak.

A következőkben röviden tárgyaljuk a NI-reakciók különböző típusait, majd a közbenső magon át lejátszódó (NI,x*n*), a transzfer és a relativisztikus energiáknál lejátszódó reakciókat.

A nehézion-reakciók osztályozása

A VIII. 27. ábrán áttekintés látható a *kis energiájú* ($E_{CM} \leq 8$ MeV/nukleon) *NI-reakciókról.* Ha a bombázó ion távol repül el a céltárgyatommagtól, a reakcióidő rövid, és ilyenkor a rugalmas szórási, ill. Coulomb-gerjesztéses folyamatok dominálnak. Érintkezéses ütközésnél már a rugalmatlan szórás is jelentős, és el-

DUPress

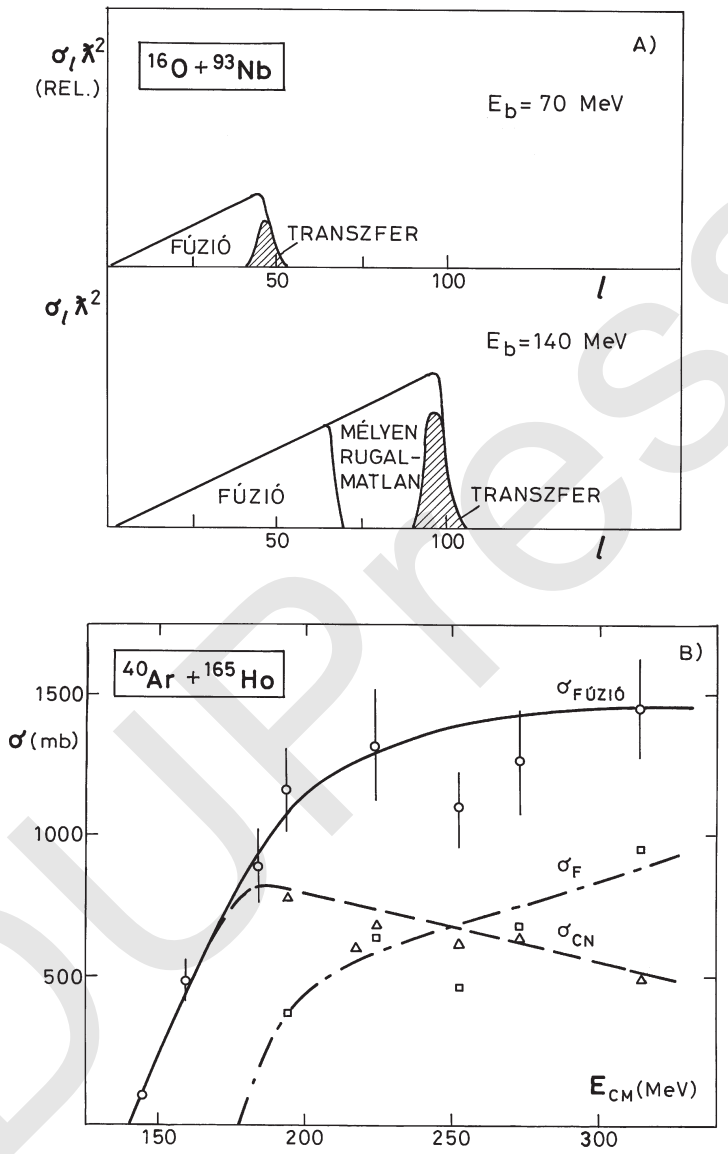


VIII. 27. ábra. A nehézion-reakciók sematikus osztályozása kis bombázórészecske-energiáknál ($E_{CM}/A < 8$ MeV/nukleon, $A = A_t + A_b$, ahol A_t a céltárgyatommag, A_b a bombázó részecske tömegszáma, E_{CM} a tömegközépponti rendszerben mért energia). Huizenga és mts. [1982] alapján.

kezdődik a nukleoncsere, bár a bombázó ion kinetikusenergia-vesztesége még kicsi. A mélyen rugalmatlan ütközésnél már lényeges kinetikusenergia-átadás történik, a nukleoncsere is egyre jelentősebb, de a bombázó ion és a céltárgyatommag még részben emlékszik eredeti tömegére és töltésére. Az egybeolvadásos reakciónál a partnerek elvesztik identitásukat, és gerjesztett állapotban lévő, közbenső mag jön létre. Innen hosszabb idő elteltével nukleon- (a Coulomb-fal miatt főleg neutron-) -elpárolgás lép fel. Nagy gerjesztési energiáknál és nehéz magoknál jelentős lehet még az α-részecske-emisszió és a hasadás is. A teljes reakció-hatáskeresztmetszet a VIII. 27. ábra szerinti B–D folyamatok között oszlik meg.

A VIII. 28. ábrán látható, hogy a hatáskeresztmetszet hogyan alakul az egyes folyamatok között egy viszonylag könnyű (^{93}Nb, A. ábra) és nehezebb (^{165}Ho, B. ábra) céltárgymag esetén.

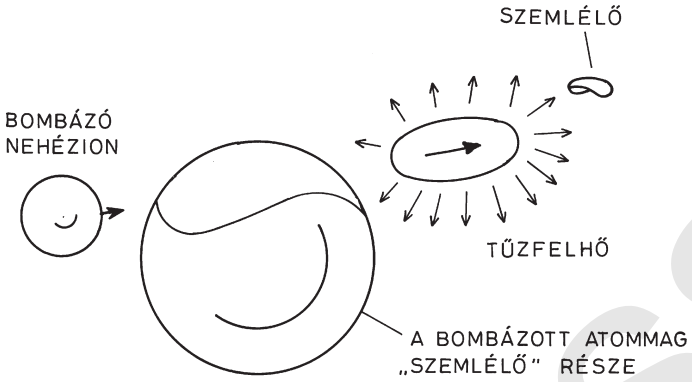
Nagy, relativisztikus energiáknál, amikor a tömegközépponti rendszerben mért egy nukleonra eső energia $E_{CM} > 140$ MeV/nukleon, a NI-reakció mechanizmusa megváltozik (l. VIII. 29. ábrát). Létrejön egy rendkívül erősen gerjesztett „tűzfelhő", míg a bombázó és bombázott atommag tűzfelhőn kívüli része csak többé-kevésbé szemlélője az eseménynek.



VIII. 28. A. ábra. Az $^{16}O + {}^{93}Nb$ reakció hatáskeresztmetszetének (σ_l) eloszlása a reakciótípusok között különböző parciális hullámokra (l) (l. a VIII. 2. ábrát, $ƛ = \hbar / p$, $\rho \approx lƛ$). E_b a bombázó ^{16}O-ionok energiája. Phillips [1982] alapján.

B. ábra. A $^{40}Ar + {}^{165}Ho$ reakció fúziós hatáskeresztmetszetének ($\sigma_{FÚZIÓ}$) eloszlása a közbenső maghoz (σ_{CN}) és gyors hasadáshoz (σ_F) vezető hatáskeresztmetszetek között. E_{CM} a tömegközépponti rendszerben mért energia. A σ_{CN} felső határt, a σ_F alsó határt jelöl. Péter és mts. [1982] alapján.

DUPress



VIII. 29. ábra. A nehézion-reakciók szemléltetése nagy, relativisztikus bombázórészecske-energiáknál.

Közbenső magon át történő reakciók

Az erősen neutronhiányos atommagok előállítására kiválóan beváltak a (NI,x*n*) reakciók. A VI. 15. ábrán már láttuk a ^{124}Sn(^{40}Ar,x*n*) $^{164-x}$Er reakció néhány jellemzőjét. Az erősen gerjesztett állapotban lévő közbenső mag nagy átlagos impulzusnyomatékkal áll elő. Bomlásánál először neutronemisszió lép fel, ami nagy energiát és kis impulzusnyomatékot visz el. A folyamat végén az atommag főleg elektromágneses sugárzást bocsát ki.

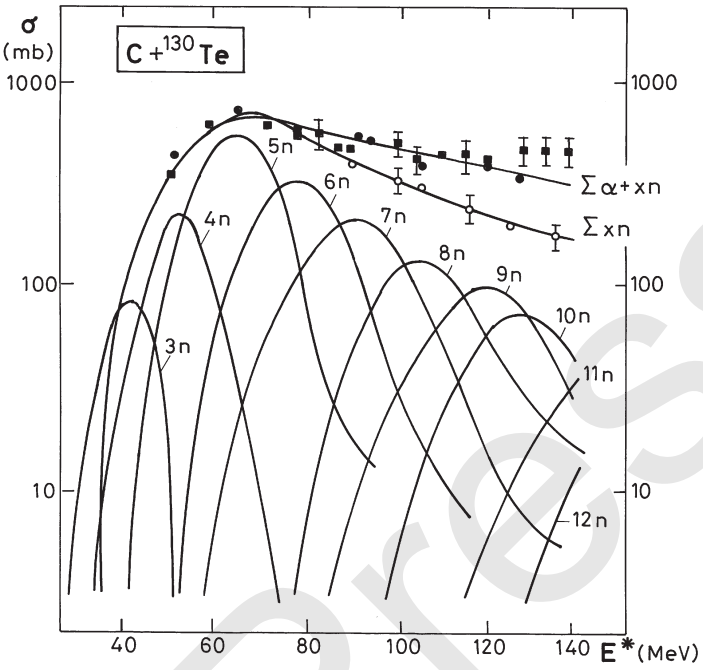
A VIII. 3. ábra a ^{144}Nb(^{12}C,x*n*)$^{156-x}$Dy reakció hatáskeresztmetszetét mutatja az 5*n*, 6*n* és 7*n* emisszióval járó folyamatokra. Látható, hogy erősen neutronhiányos Dy-izotópok több száz mb-os hatáskeresztmetszettel állíthatók elő. A reakció már eleve neutronhiányos közbenső atommaghoz vezet, ahonnan további neutronok repülnek ki.

A VIII. 30. ábrán a C + ^{130}Te reakció gerjesztési függvénye látható különböző x*n* reakciókra. Az ábrán fel vannak tüntetve az összegzett hatáskeresztmetszetek is az x*n*, valamint az α + x*n* reakciókra. Alfa-részecske-emisszió csak nagy gerjesztési energiáknál jelentős.

Alexander és Simonoff [1964] kísérleti vizsgálatok alapján azt a következtetést vonta le, hogy az (NI,x*n*) reakcióban egy elpárolgó neutronra eső kinetikus energia plusz a γ-kvantumok által elvitt energia közelítőleg állandó (*C*):

$$\frac{\langle E_x \rangle - \sum_{i=1}^{x} B_{ni}}{x} = C \qquad \text{(VIII. 82.)}$$

DUPress



VIII. 30. ábra. A C + ^{130}Te reakció hatáskeresztmetszete (σ) a közbenső atommag gerjesztési energiájának (E^*) függvényében. Pontok: kísérleti adatok. Az *xn*-görbék: hatáskeresztmetszetek az *xn* neutronelpárolgásra. $\sum xn$ görbe: a neutronelpárolgásokra összegzett hatáskeresztmetszet, $\sum \alpha + xn$ görbe: a neutron- és α-emissziókra összegzett hatáskeresztmetszetek. A bombázó szénionokban a ^{12}C 98,9%-ban, a ^{13}C 1,1%-ban van jelen. Balanda és mts. [1973] alapján.

ahol $\langle E_x \rangle$ az (NI,x*n*) reakció átlagos gerjesztési energiája, ami a gerjesztési függvény maximumához tartozó gerjesztési energiával ($E^*_{x,max}$) egyszerű közelítő kapcsolatban áll: $\langle E_x \rangle \approx E^*_{x,max} + 4$ MeV. B_{ni} az i-edik elpárolgó neutron kötésenergiája az atommagban, ami különböző magtömegtáblázatokból vehető (l. a II. 2. 2. pontban).

A *C* állandó gyenge rendszámfüggést mutat: Fr-ra ≈ 3,5, Pt-ra ≈ 4,2, Dy-ra ≈ 5,5, Te-ra ≈ 5,3 (a hivatkozásokra l. [Fényes 1974]).

A közbenső atommag gerjesztési energiája (E^*) a következő összefüggésben van a bombázó részecske energiájával (E_b):

$$E^* = E_b - Q - E_r, \qquad \text{(VIII. 83.)}$$

ahol *Q* a közbenső maghoz vezető reakció energiája (ez vehető pl. Audi, Wapstra [1993] magtömegtáblázatából), E_r a közbenső mag visszalökési (kinetikus) energiája [Kaplan, Fink 1963]:

$$E_r = E_b \frac{A_b A_r}{(A_b + A_t)^2}, \qquad \text{(VIII. 84.)}$$

ahol A_b a bombázó részecske, A_r a közbenső meglökött mag, A_t a céltárgymag tömegszáma.

A VIII. 82–84. összefüggések lehetőséget adnak arra, hogy a bombázó részecske energiájának függvényében meghatározzuk, hogy hány neutron elpárolgására van energetikai lehetőség. A tényleges előállításhoz természetesen szükség van a hatáskeresztmetszet ismeretére is, ami megbecsülhető pl. a statisztikus magreakciómodell alapján (l. a VIII. 2. 3. pontot). A statisztikus modell részletesebb leírása megtalálható pl. a következő munkákban: [Jackson 1956; Babikov 1963; Barasenkov és mts. 1974; Lefort 1974].

Nehézion-átadó reakciók

A nehézion többnukleon-átadó (transzfer) reakciók igen eredményesen használhatók könnyű elemek neutrontöbbletes izotópjainak előállítására. A módszer azon alapszik, hogy a viszonylag könnyű bombázó ionok (pl. ^{22}Ne, ^{40}Ar) kölcsönhatásba lépve nehéz (és így neutronokban gazdag) céltárgymagokkal nagy valószínűséggel ragadnak magukhoz neutronokat. Pl. a ^{232}Th + ^{22}Ne (174 MeV) reakcióban a $_3$Li → $_{12}$Mg elemek számos olyan neutrontöbbletes izotópja előállítható viszonylag jó hozammal, amelyekben 3-6 neutronnal több van a legnehezebb stabil izotópokhoz képest. A többnukleon-átadó reakciók termékei on-line tömegszeparátorok segítségével magspektroszkópiailag is vizsgálhatók. A mélyen rugalmatlan magreakciók részletes tárgyalása megtalálható pl. Volkov [1982] könyvében.

Nehézion-reakciók relativisztikus energiáknál

Kísérleti tény, hogy növekvő gerjesztési energiáknál a nukleonok szabad úthossza a magon belül csökken, az eredetileg fermion kvantumrendszer viselkedése egyre inkább a klasszikus folyadékéra kezd emlékeztetni. Így a forró atommagok leírására célszerűnek látszik statisztikus, termodinamikai módszerek alkalmazása. Bevezethető pl. a maghőmérséklet fogalma, bár csak némi fenntartással, mivel a hőmérséklet termikus egyensúlyban levő nagy rendszerekre vo-

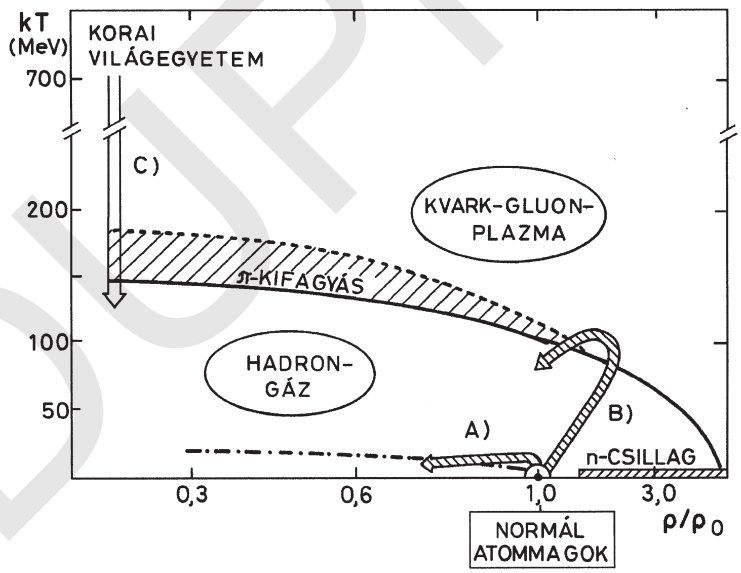
Dürer

natkozik, míg a véges méretű forró magok gyorsan hűlnek nukleon, ill. elektromágneses sugárzás kibocsátásával.

A VIII. 13. ábrán láttuk, hogy a ^{197}Au(p,n)^{197}Hg reakcióban a közbenső atommagból elgőzölgött neutronok energiaspektruma követi a Maxwell–Boltzmann-eloszlásfüggvényt, így a statisztikus leírás használható közelítést ad.

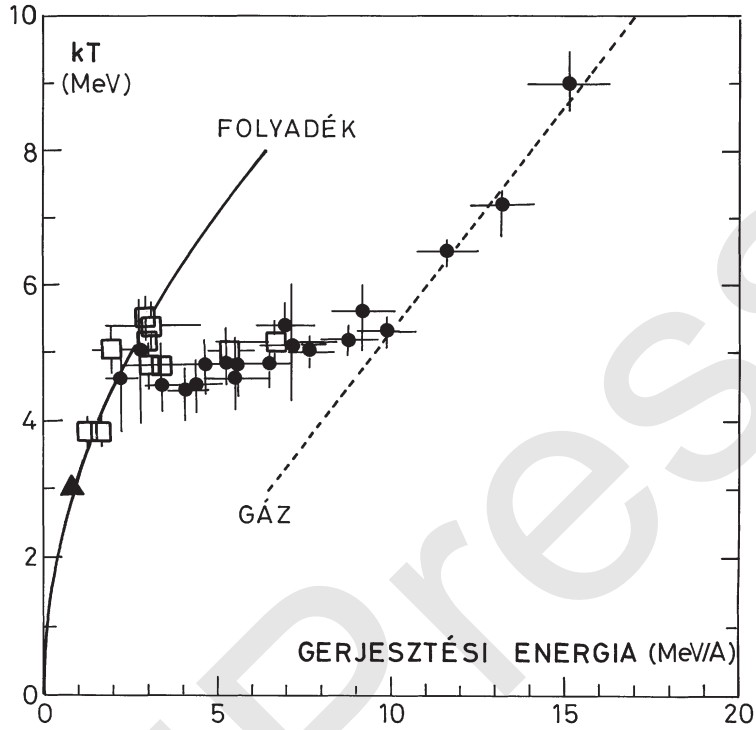
A maganyag sajátságainak vizsgálatára a nagy energiájú nehézion-reakciók különösen alkalmasak. Atommagok összeolvadásakor a maganyag sűrűsége és hőmérséklete megnövekszik, és tanulmányozhatóvá válnak a maganyag különböző fázisátalakulásai.

A maganyag folyadék → gáz fázisátmenetének vizsgálatához a periferikus nehézion-ütközések kiváltképpen hasznos információt szolgáltatnak. Ezekben a reakciókban (egyedi nukleonok és kisebb magtöredékek mellett) két nehéz fragmens áll elő, amik súrlódás révén felmelegszenek. A nehéz fragmensek hőmérséklete meghatározható a bomlástermékek Maxwell-eloszlása alapján. Mérhető továbbá a nehéz fragmenseknek átadott teljes energia is a bombázó ion energiájának, valamint az összes reakciótermék energiájának ismeretében. A bombázó



VIII. 31. ábra. A maganyag fázisdiagramja. A normál atommagokban a magsűrűség $\rho = \rho_o$ és a maghőmérséklet $T = 0$. Az A) nyíl a viszonylag kis energiájú periferiális nehézion-ütközésnél létrejövő változást mutatja. Itt a folyadék → gáz átmenet tanulmányozható. A nagyobb energiáknál (E_{NI} = 100 → 1000 MeV/A) és centrális ütközésnél a maganyag várhatóan átmegy a kvark-gluonplazmába, majd visszatér a hadrongáz fázisba [B) nyíl]. A C) nyíl a korai világegyetem hűlését mutatja kb. 1 μs-mal a nagy robbanás után.

DUPress



VIII. 32. ábra. A fragmensek hőmérséklete (kT) az egy nukleonra eső gerjesztési energia függvényében, periferiális nehézion-ütközésnél.
▲ ^{22}Ne + ^{181}Ta, 8 *A* MeV,
□ ^{12}C, ^{18}O + $^{\text{term}}$Ag, ^{197}Au, 30–84 *A* MeV,
● ^{197}Au + ^{197}Au, 600 *A* MeV. Az adatok a folyadék → gáz fázisátmenetre utalnak.
Pochodzalla és mts. [1995] alapján.

atommaghoz tartozó töredék főleg a bombázó nyaláb irányába repül nagy sebességgel, ugyanígy a bomlástermékei is. A céltárgyatommag fragmense és a belőle elpárolgó részecskék sebessége viszont jóval kisebb. A felmelegedést okozó súrlódási energia a fragmensek kinetikus energiájától elkülöníthető. 100 MeV/nukleon bombázó energiánál az atommag viszonylag még gyengén melegszik fel, és a sűrűségváltozás is kicsi (l. a VIII. 31. ábra fázisdiagramján az A) nyílnak megfelelő esetet). A VIII. 32. ábrán példát láthatunk arra, hogy hogyan függ a fragmensek hőmérséklete a gerjesztési energiájuktól. Kb. 4 MeV/nukleon gerjesztési energiáig a hőmérséklet rohamosan (a gerjesztési energia négyzetgyökével arányosan) emelkedik, megfelelően a kvantumfolyadék-elmélet jóslatának. 4 és 10 MeV/nukleon gerjesztési energia között a hőmérséklet alig változik, majd nagyobb energiáknál ismét nőni kezd (lineárisan). E viselkedés analóg a víz elpá-

rolgási folyamatával. A forrásponton a beadott többletenergia nem növeli a hőmérsékletet, hanem a *folyadék → gáz fázisátalakulást* hozza létre. A hőmérsékleti plató kialakulása a maganyag régóta keresett folyadék → gáz fázisátalakulásának jele. A mag körül $kT \sim 4$ MeV-nél egy gázréteg alakul ki, ami egyensúlyban marad a folyadékrésszel. További energiaközlésnél a gázfázis növekszik a folyadék rovására. A hőmérséklet emelkedése csak az anyag teljes fázisátmenete után jön létre.

Ha a bombázó nehézionok energiája növekszik néhány száztól ~1000 MeV/nukleonig, a maganyag centrális ütközésnél összenyomódik normál értékének 2-3-szorosára, és közben néhányszor 10 MeV-re melegszik. Ekkor sűrű és forró *hadrongáz* áll elő, ami nukleonokból, gerjesztett nukleonállapotokból (1232 MeV nyugalmi energiájú Δ barionokból), pionokból és jóval kisebb mennyiségben más mezonokból áll. A nagyszámú nukleon–nukleon-ütközésben a nukleonok gerjesztődnek Δ barionokba ($N + N \rightarrow \Delta + N$), amik visszabomolnak nukleonokba ($\Delta \rightarrow N + \pi$), így dinamikus egyensúly alakulhat ki a hadrongáz alkatrészei között.

A pionok sokkal könnyebbek, mint a többi hadron, így a hadrongázban az energiacseréért főleg ezek felelősek. A hadrongáz hőmérsékletét azoknak a pionoknak az energiaeloszlásából szokták meghatározni, amelyek a nyalábirányra merőlegesen lépnek ki. A hőmérséklet a pionok kinetikus energiájából a Maxwell–Boltzmann-eloszlás alapján (l. VIII. 2. 3. pontban) számítható. A kísérletek azt mutatják, hogy a pionok hőmérséklete sohasem nagyobb $kT \sim 150$ MeV-nél, függetlenül attól, hogy az ütköző atommagoknak mennyi az energiája. Ez úgy értelmezhető, hogy a maganyag kiterjed, és közben lehűl. Ha a hőmérséklet $kT \sim 150$ MeV alá esik, a pionok kölcsönhatási valószínűsége erősen csökken. Ezt a folyamatot pionkifagyásnak nevezik (l. a VIII. 31. ábrát).

Igen nagy bombázórészecske-energiáknál (> 1 GeV/nukleon) elképzelhető, hogy a normál magsűrűség többszörösére nő. Ekkor az atommagok nukleonjai olyannyira közel kerülnek egymáshoz, hogy elvesztik önállóságukat, és a nukleonok alkatrészei, a kvarkok és gluonok szabadon mozognak az egész magtérfogaton belül. Ezt az állapotot nevezik *kvark-gluon-plazmának*. Ez úgy is előállhat, hogy a maghőmérsékletet növeljük. Kb. 200 MeV hőmérséklet felett az igen nagyszámú ütközés miatt nem lehet már a kvarkokat és gluonokat egyedi hadronokhoz rendelni.

A kvark-gluon-plazma nem azonosítható hadronokon keresztül, ezért elektromágneses sugárzása alapján vizsgálják. A fotonok kölcsönhatása a kvarkokkal kb. két nagyságrenddel kisebb, mint az erős kölcsönhatás (l. II 4. táblázatot), így a fotonok a kvark-gluon-plazma belső állapotairól is információt szolgáltathatnak.

A kvark-gluon-plazma lehűlése során visszajuthat a hadrongáz fázisba (l. a B) nyilat a VIII. 31. ábrán).

A kvark-gluon-plazma témakörét a második kötetben részletesebben is tárgyaljuk [Fényes 2007, VII. 5. alfejezet].

A maganyag fázisátalakulásainak tanulmányozása asztrofizikai szempontból is nagy jelentőségű. A relativisztikus nehézion-ütközések vizsgálatából a világegyetem kialakulásának nagyon korai szakaszára is nyerhetők kísérleti információk.

A nehézion-reakciók részletesebb tárgyalását l. pl. Feshbach [1992] összefoglaló művében.

VIII. 4. 3. Maghasadás

Maghasadásnak nevezzük azt a jelenséget, amelyben egy nehéz atommag két (vagy ritkán több) nehéz repeszre hasad. A hasadás történhet spontán vagy bombázó részecske (pl. neutron) befogása után.

Weizsäcker kötésenergia-formulájából (l. II. 15. egyenletet) egyszerűen megbecsülhető, hogy mennyi energia (ΔE) szabadul fel, ha egy (Z,A) atommag felhasad két (Z/2, A/2) atommagra:

$$\Delta E = 2E_b(Z/2,A/2) - E_b(Z,A) = (1-2^{1/3})\beta A^{2/3} + (1-2^{-2/3})\gamma Z^2 A^{-1/3}. \qquad \text{(VIII. 85.)}$$

Behelyettesítve ide a II. 16. b. állandók értékeit, azt kapjuk, hogy

$$\Delta E = -4{,}1\, A^{2/3} + 0{,}25\, Z^2 A^{-1/3}. \qquad \text{(VIII. 86.)}$$

Ez azt jelenti, hogy pl. az ^{235}U-atommag esetén $\Delta E \approx 187$ MeV, azaz hasadáskor közelítőleg ilyen energiának kell felszabadulni.

A hasadást kísérletileg először 1938-ban O. Hahn és F. Strassmann észlelte. Az urán termikus neutronokkal történő besugárzása után kimutatták közepes rendszámú elemek (pl. $_{56}$Ba) keletkezését. Röviddel ezután, 1939-ben G. N. Fljorov és K. A. Petrzsak kimutatta, hogy az urán spontán is hasad. A jelenségnek különös jelentőséget adott, hogy minden hasadási aktusnál 2-3 neutron is szabaddá válik, így megnyílt a láncreakció létrehozásának, és ezzel a nukleáris energia felszabadításának lehetősége. A szabaddá váló neutronokat több kutatócsoport is észlelte egymástól függetlenül és majdnem egyidejűleg (E. Fermi és Szilárd L., H. v. Halban és L. Kowarski, F. Joliot és I. Curie, G. N. Fljorov és L. I. Ruszinov). A mag-

DUPress

hasadás elméletét N. Bohr és J. A. Wheeler, ill. egyidejűleg Ja. I. Frenkel dolgozta ki 1939-ben.

A következőkben röviden áttekintjük a maghasadással kapcsolatos legfontosabb kísérleti tényeket, majd a maghasadás elemi elméletét.

Kísérleti tények

Hasadási repeszek. A hasadási repeszek nyoma láthatóvá tehető fotoemulzióban, ködkamrákban, szilárdtest- és más nyomdetektorokban. A repeszek energiája mérhető pl. ionizációs kamrákban vagy félvezető spektrométerekben. A hasadási termékek ellentétes irányban repülnek, és impulzusaik körülbelül egyenlőek, mivel a hasadást kiváltó termikus neutronok energiája nagyon kicsi.

Amikor a nehéz atommag kettéhasad, a repeszek között erős Coulomb-taszítás hat, melynek energiája $V_{\mathrm{COUL}} = Z_1 Z_2 e^2/(R_1 + R_2)$, ahol Z_1, Z_2 a repeszek rendszáma, e az elemi töltés, R_1 és R_2 a repeszek sugara. Behelyettesítve ide $Z_1 \approx Z_2 \approx 92/2$ és $A_1 \approx A_2 \approx 235/2$ értékeket, a II. 10. magsugár-formula felhasználásával az adódik, hogy az urán hasadásakor felszabaduló energia ≈ 180 MeV, azaz kb. akkora, mint a Weizsäcker-formula alapján várt érték (l. VIII. 86. egyenletet). Innen látható, hogy a hasadáskor felszabaduló energia döntő része a repeszek kinetikus energiájában jelenik meg.

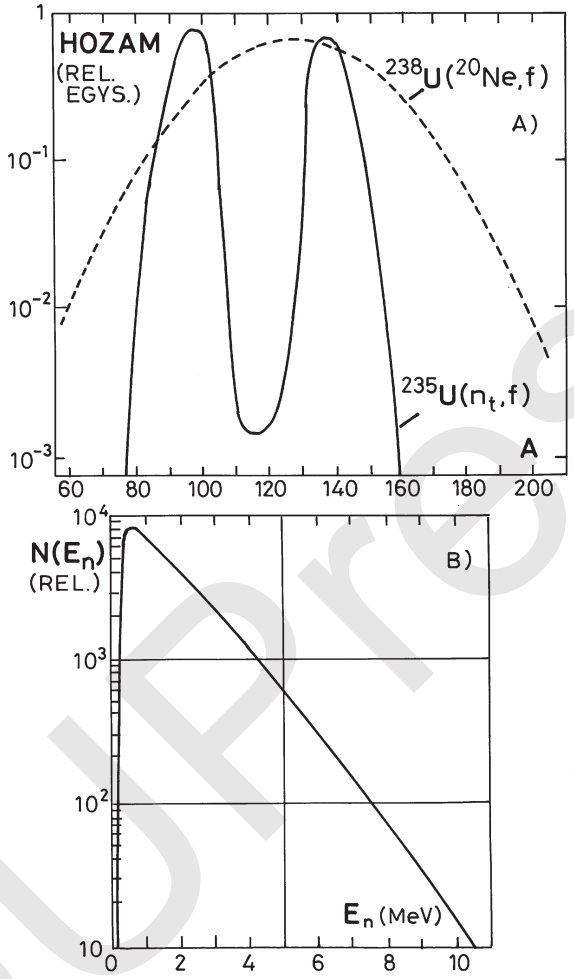
Lemérve a hasadási termékek energiáit és felhasználva az impulzusmegmaradási törvényt, a hasadó atommag tömegének (m_U) ismeretében meghatározható a termékek tömegeloszlása is. Mivel a neutronok által elvitt impulzus nagyon kicsi, az impulzusmegmaradási törvényből következően a két fragmens impulzusa közel egyenlő (de ellentétes): $m_1 v_1 = m_2 v_2$. Innen könnyen belátható, hogy a kinetikus energiák aránya a tömegek fordított arányával egyenlő:

$$\frac{\frac{1}{2} m_1 v_1^2}{\frac{1}{2} m_2 v_2^2} = \frac{m_2}{m_1}.$$

Fennáll továbbá, hogy $m_1 + m_2 \approx m_U + m_n$.

A VIII. 33. A. ábra bemutatja a $^{235}\mathrm{U}(n_{\mathrm{term}},f)$ és $^{238}\mathrm{U}(^{20}\mathrm{Ne},f)$ hasadási reakciók hozamgörbéit. Sok más kísérleti eredménnyel együtt ezek mutatják, hogyha a közbenső mag gerjesztési energiája kicsi, a tömegeloszlás aszimmetrikus; növekvő gerjesztési energiáknál azonban az eloszlás átmegy szimmetrikusba, azaz a könnyű és nehéz repeszeknél észlelhető hozammaximumok egybeolvadnak.

DUPLICATE



VIII. 33. A. ábra. Termikus neutronokkal és neonionokkal létrehozott hasadás (f) termékeinek tömegeloszlása. $E_{Ne} \approx 170$ MeV, A tömegszám. Fljorov [1967] alapján.
B. ábra. A hasadási neutronok energiaspektruma. A ^{233}U, ^{235}U és ^{239}Pu termikus neutronokkal létrehozott hasadásánál mért középértékek. Az eloszlás közelítőleg megfelel annak, amit a neutron mozgó hasadási repeszekből való elpárolgása alapján lehet várni. Muhin [1985] alapján.

A nehéz atommagok hasadása általában két részre történik. A magfizikai emulzióban, csillámban és ionizációs kamrákban végzett mérések azonban mutatják, hogy felléphet harmadik hasadási repesz is, két vagy több nagyságrenddel kisebb valószínűséggel. A harmadik repesz tömegszáma zömmel 4 és ~13 között van, de nagyon ritkán könnyebb, ill. nehezebb repeszek is előfordulnak.

DUPress

Hasadási (prompt) neutronok. Az ionizációs kamrákkal és neutronspektrométerekkel végzett mérések mutatják, hogy a hasadásnál prompt- ($< 10^{-13}$ s alatt fellépő) -neutron-emisszió is történik. A promptneutronok zömmel a repeszek irányába repülnek, ami arra utal, hogy a neutronemisszió a repeszekből történik. A hasadási neutronok átlagos energiaspektruma termikus neutronokkal létrehozott hasadásokra a VIII. 33. B. ábrán látható. A spektrum alakja jelzi, hogy a neutronok a repeszekből elgőzölgési mechanizmussal lépnek ki. Összehasonlításul l. a ^{197}Au(p,n)^{197}Hg-reakció neutronspektrumát a VIII. 13. ábrán, ami szintén elgőzölgési spektrum. A promptneutronok maximális intenzitása ~ 0,7 MeV-nél van, az átlagos energiája pedig ≤ 2 MeV. Igen kis valószínűséggel azonban még 10-15 MeV-nél nagyobb energiájú neutronokat is észleltek. A kísérleti adatok szerint a hasadási neutronok energiaspektruma jól közelíthető az

$$N(E_n)dE_n \approx \sqrt{E_n}\, e^{-E_n/1,26} dE_n$$

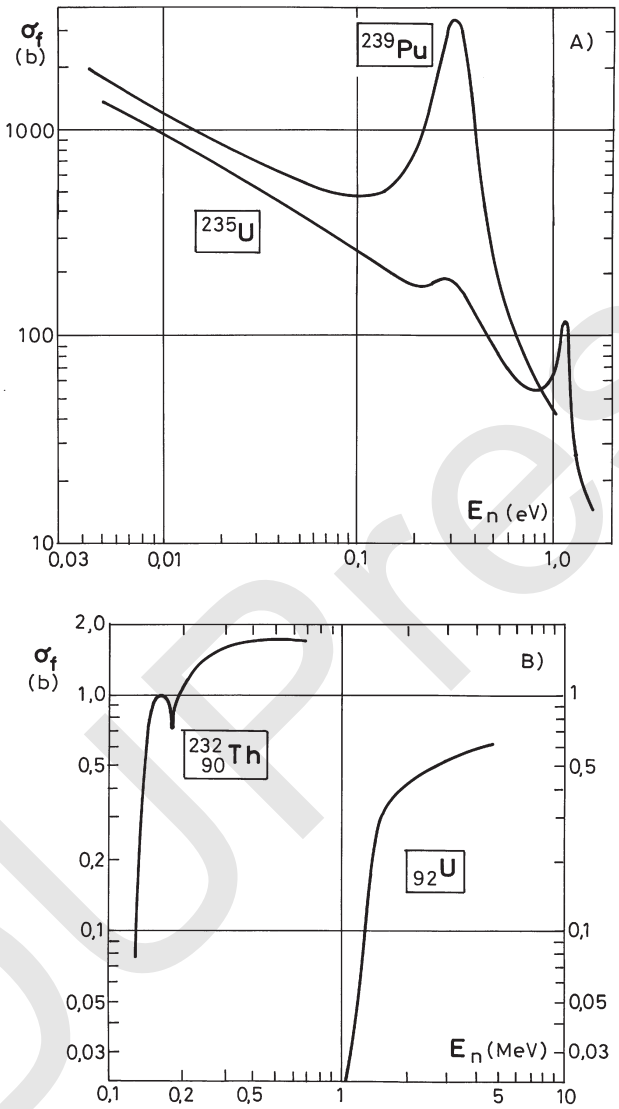
formulával (az $E_n \leq 9$ MeV tartományban).

A láncreakció létrehozása és az atomenergia felszabadítása szempontjából igen lényeges, hogy hány promptneutron szabadul fel hasadásonként. A mérések azt mutatják, hogy termikus neutronokkal való besugárzás esetén a szabaddá váló promptneutronok áltagos száma egy hasadási eseményre vonatkoztatva 2,89 ^{239}Pu céltárgynál és 2,42 ^{235}U céltárgynál.

Késleltetett neutronok. A nehéz magok hasadásakor előállt repeszek általában nagy neutrontöbblettel rendelkeznek, radioaktívak és β^--emisszióval, hosszabb-rövidebb bomlásláncon át bomolnak stabil izobár atommagokba. Míg a nehéz atommagokban az N/Z arány 1,6 körül van, a középnehéz hasadási termékeknél ez az arány csak kb. 1,3. Az esetek < 1%-ában előfordul, hogy a béta-bomlás a leánymag gerjesztett állapotához vezet, ahonnan a γ-bomlással parallel (késleltetett) neutronemisszió is lehetséges. Ez a neutronkibocsátás a béta-bomlás felezési ideje szerint történik, mivel a leánymag gerjesztett állapotából gyakorlatilag azonnal fellép a neutronemisszió. A késleltetett neutronemisszió felezési ideje ~0,05-től ~56 s-ig változik, és együttes gyakoriságuk ~0,8% az ^{235}U + n reakcióban. A késleltetett neutronok kinetikus energiája izotóponként különböző, általában ~0,7 MeV alatt marad. A reaktortechnikában a késleltetett neutronoknak igen nagy jelentősége van, mivel lehetővé teszik a láncreakció könnyű és kis veszéllyel járó szabályozását.

Hatáskeresztmetszetek. Az ^{235}U és ^{239}Pu már termikus ($E_n \approx 0{,}025$ eV) neutronokkal is hasíthatók, míg a ^{232}Th és ^{238}U csak gyors neutronokkal. A megfelelő hasadási hatáskeresztmetszetek (σ_f) a neutron energia- (E_n) -függvényében a VIII. 34. A. és B. ábrákon láthatók. (Az ^{243}Am-ra vonatkozó adatokat l. a VIII. 6. D.

DUPress



VIII. 34. A. ábra. Hasadási hatáskeresztmetszetek (σ_f) lassú (termikus és epitermikus) neutronokkal ^{235}U-on és ^{239}Pu-on létrehozott hasadásra, a bombázó neutronok energiájának (E_n) függvényében.

B. ábra. A hasadási hatáskeresztmetszetek (σ_f) függése a bombázó neutronok energiájától (E_n) olyan atommagoknál, amelyek csak gyors neutronokkal hasíthatók. (Az urán 99,27%-ban ^{238}U-t tartalmaz.) Richter [1960] alapján.

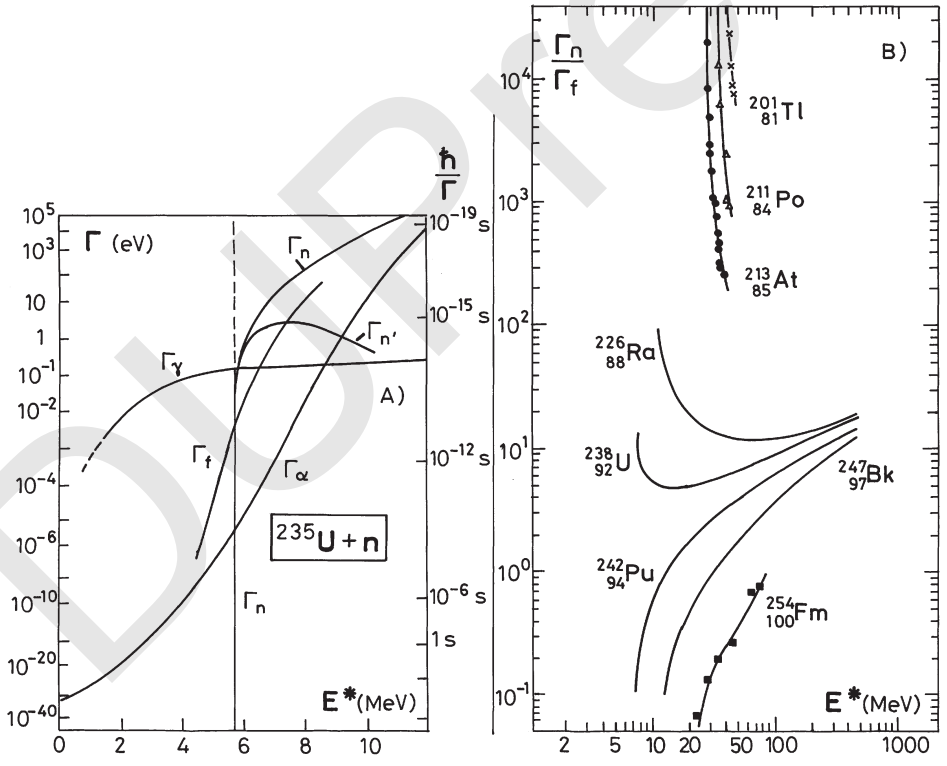
DUPress

ábrán.) Mivel a hasadási hatáskeresztmetszet termikus neutronokra mind az ^{235}U-nál, mind a ^{239}Pu-nál több száz barn, mindkét izotóp kiválóan alkalmas energiafelszabadítási célokra reaktorokban.

A neutronbefogás után előállt közbenső atommag azonban nemcsak hasadással, hanem γ-, neutron- és α-kibocsátással is bomolhat. A hasadási hatáskeresztmetszetet a

$$\sigma(n,f) = \sigma_{közb}\frac{\Gamma_f}{\Gamma} \qquad \text{(VIII. 87.)}$$

képlet írja le (l. a VIII. 3. 4. pontban a Hauser–Feshbach-elméletet). Itt $\sigma_{közb}$ a közbenső mag előállításának hatáskeresztmetszete, $\Gamma \approx \hbar/\tau = \lambda\hbar$ a teljes, Γ_f a hasadási nívószélesség, τ a nívó élettartama. A különböző folyamatokra vonatkozó



VIII. 35. A. ábra. A $\Gamma \approx \hbar/\tau$ mennyiségek függése a közbenső atommag gerjesztési energiájától (E^*) a ^{235}U + n reakciónál. Richter [1960] alapján.

B. ábra. A Γ_n/Γ_f mennyiség függése a gerjesztési energiától (E^*). Különböző kutatócsoportok eredményei.

nívószélességeket a ^{235}U + n reakciónál a VIII. 35. A. ábra mutatja; a ^{238}U-ra l. a VIII. 8. ábrát. A Γ_n/Γ_f arányra nyolc izotópnál a VIII. 35. B. ábra nyújt felvilágosítást. A reaktorok tervezésénél ezek és ezekhez hasonló adatok alapvető szerepet töltenek be.

Hasadáskor fellépő prompt-gamma-sugárzás. A primer hasadási repeszek promptneutronok mellett prompt-γ-kvantumokat is emittálnak. A gamma-spektrum folytonos, a gamma-sugárzás intenzitása az energia növekedésével csökken. Egy hasadási aktusban kb. 8 gamma-kvantum emittálódik, ezek átlagos energiája ~ 1 MeV, maximális energiájuk ~ 7 MeV. A gamma-kvantumok a hasadás után néhány ns-on belül jelentkeznek.

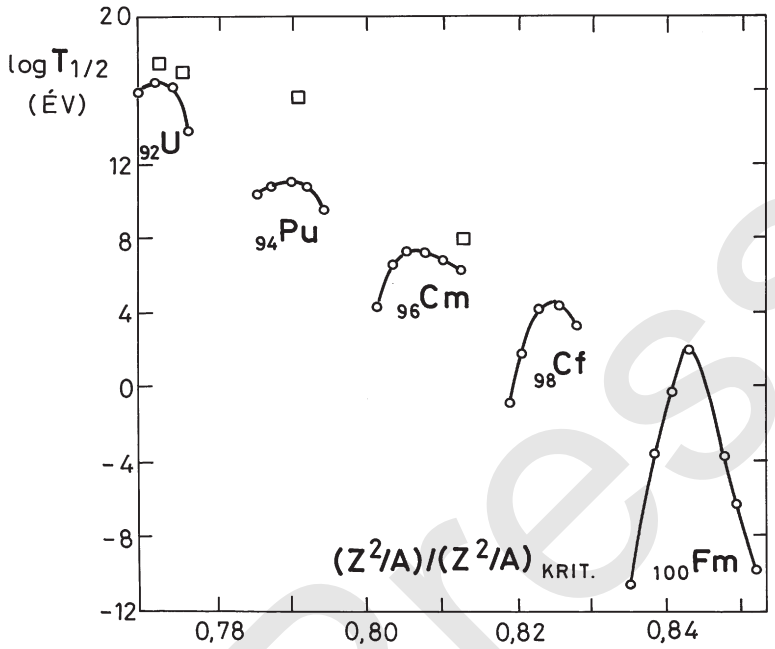
A $^{235}U + n_{term}$ hasadás energiamérlege a következő:

A repeszek kinetikus energiája	168 MeV
A prompt hasadási neutronok energiája	5 MeV
A hasadási termékek β-részecskéinek energiája	5 MeV
A prompt-γ-sugárzás energiája	7 MeV
A hasadási termékek γ-sugárzásának energiája	5 MeV
A β-bomlásnál fellépő antineutrínók energiája	10 MeV
Összesen	~ 200 MeV

A hasadáskor fellépő hatalmas energia és a láncreakció létrehozása tette lehetővé az atomenergia felszabadítását gyakorlati célokra.

Spontán hasadás. A II. 7. ábra szerint az egy nukleonra eső kötésenergia az 50-60 tömegszámtartományban a legnagyobb, utána folyamatosan csökken. Így a Ni-nél nehezebb elemeknél már várható energiafelszabadulás, ha az atommag két részre hasad. Ez a hasadás az alfa-bomlásnál megismert alagúteffektussal történhet, ami nagyon erősen függ a potenciálfal magasságától (l. a VII. 7. ábrát és a VII. 20. képletet). A gyakorlatban spontán atommaghasadást csak a legnehezebb atommagoknál észleltek. A kísérletek szerint a hasadás felezési ideje ($T_{1/2}$) exponenciálisan függ a Z^2/A mennyiségtől (l. a VIII. 36. ábrát).

Viszonylag egyszerű számítással megbecsülhető, hogy mennyi az a kritikus Z^2/A érték, aminél már instabil lesz az atommaghasadás szempontjából. A becslés alapja a Weizsäcker-formula (II. 15. képlet). Amikor az atommag deformálódik, a felületi energiája nő, a Coulomb-energiája csökken. Ha a deformáció energetikailag kedvezőbb alakhoz vezet, az atommag instabil lesz. A számításoknál az atommagot összenyomhatatlan folyadékcseppnek tekintik, melynek térfogata $V = 4\pi R^3/3$ állandó, ahol R a gömbszerű folyadékcsepp sugara. Ha a folyadékcsepp tengelyszimmetrikus ellipszoiddá deformálódik, az ellipszoid alakját az



VIII. 36. ábra. A spontán hasadás felezési idejének ($T_{1/2}$) függése a $(Z^2/A)/(Z^2/A)_{KRIT}$ mennyiségtől. $(Z^2/A)_{KRIT} \approx 48$, Z a rendszám, A a tömegszám. A négyzetek páratlan-páratlan, a körök páros-páros atommagokra vonatkoznak. Vandenbosch, Huizenga [1973] alapján.

$a = R(1 + \varepsilon)$ és $b = R\,(1 - \varepsilon/2)$ féltengelyhosszakkal lehet jellemezni, ahol ε a deformációs paraméter.

Ekkor a számítások szerint a felületi (E_F) és a Coulomb- (E_C) -energiatag a következő lesz [Bohr, Wheeler 1939]:

$E_F = \beta\, A^{2/3}\,(\,1 + 2\varepsilon^2/5 + \ldots)$,

$E_C = \gamma\, Z^2\, A^{-1/3}\,(\,1 - \varepsilon^2/5 + \ldots)$.

Tegyük fel, hogy a deformáció kicsi, azaz megállhatunk az ε^2-es tagoknál. Ekkor az ε deformáció a teljes energiát a következőképpen változtatja meg:

$$\Delta E = \frac{\varepsilon^2}{5}\,(2\beta A^{2/3} - \gamma Z^2 A^{-1/3}). \qquad \text{(VIII. 88.)}$$

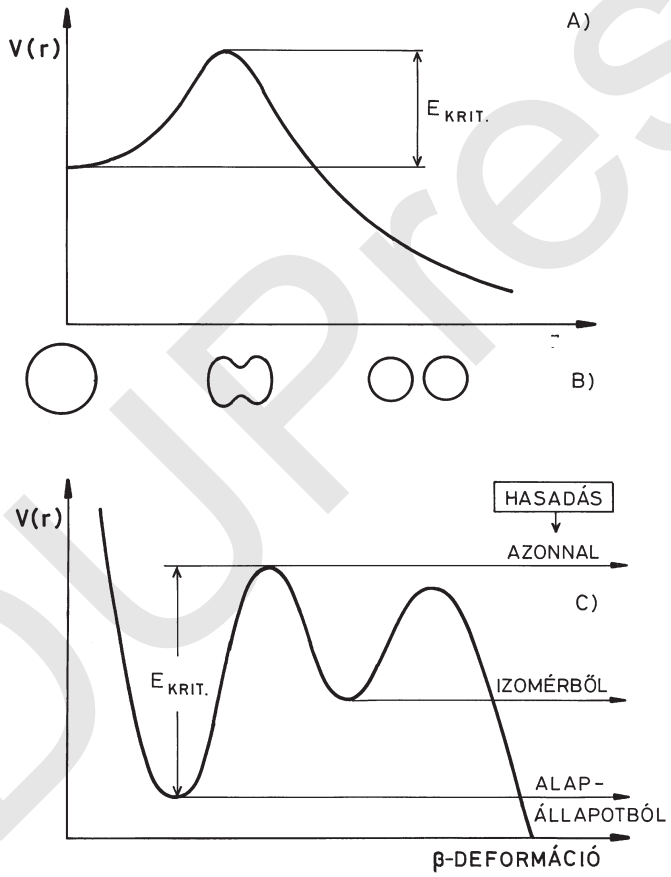
Ha a Coulomb-tag nagyobb lesz, mint a felületi, a hasadás energetikailag lehetséges. A kritikus érték a $\Delta E = 0$ egyenlőségből következik:

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{KRIT} = \frac{2\beta}{\gamma} \approx 48, \qquad \text{(VIII. 89.)}$$

ahol a β és γ értékét a II. 16. b. kifejezésből vettük.

A hasadás elmélete

A fenti megfontolások csak nagyon egyszerű esetre vonatkoznak (gömbszerű mag, kis deformáció, a VIII. 37. A. ábrának megfelelő potenciális energia stb.). A hasadó atommagok többsége távol van a mágikus számoktól (l. II. 23. ábrát), és alakja már az alapállapotban is deformált. Ma már léteznek olyan számítások, amelyek megadják az egyes (*Z*,*A*) atommagok potenciális energiáját a β- és γ-deformációs paraméterek (l. a VI. 2. 4. pontot), továbbá a mag impulzusnyomatéká-



VIII. 37. A. ábra. A gömbszerű atommag potenciális energiája $V(r)$ a repeszek közti távolság (r) függvényében. Az azonnali hasadáshoz minimálisan szükséges energia: E_{KRIT}.
B. ábra. Egy gömbszerű atommag hasadásához vezető deformáció különböző stádiumai.
C. ábra. Egy deformált atommag potenciális energiája a β-deformáció függvényében. Az első és második minimumból alagúteffektussal spontán hasadás lehetséges. Azonnali hasadás akkor lép fel, ha az atommaggal közöljük az E_{KRIT} energiát.

DUPress

nak függvényében [Werner, Dudek 1992, 1995]. Példaként ilyen jellegű számításokra l. a VI. 22. ábrát. A számítások mutatják, hogy előfordulnak rendkívül változatos magalakok, amiknél a potenciális energia lokális minimumot mutat. A VIII. 37. C. ábrán látható egy deformált atommag potenciális energiája a β-deformáció függvényében. Egy ilyen atommagból lehetséges spontán hasadás egyrészt az erősen deformált izomer állapotból, másrészt (jóval kisebb valószínűséggel) az alapállapotból is. Amennyiben az atommag neutron vagy más részecske befogásával $\geq E_{KRIT}$ energiát nyer, azonnali hasadás lép fel. A spontán hasadás jelenségét izomer állapotból először Polikanov és mts. ismerték fel 1962-ben. Ma már nagyszámú spontán hasadó izomer állapot ismeretes a nehéz atommagok tartományában. Ezek előállítására nehézion-reakciók különösen alkalmasak.

A ^{235}U-nál a termikus neutronbefogás 6,4 MeV energiát szabadít fel, ami nagyobb, mint az 5,5 MeV küszöbenergia a ^{236}U-nál, így már a termikus neutronokkal való bombázás is hasadáshoz vezet. A ^{238}U-nál csak 4,9 MeV szabadul fel termikus neutronbefogásnál, ami az 5,5 MeV küszöbenergia alatt van, így a ^{238}U hasításához nagy energiájú neutronok szükségesek.

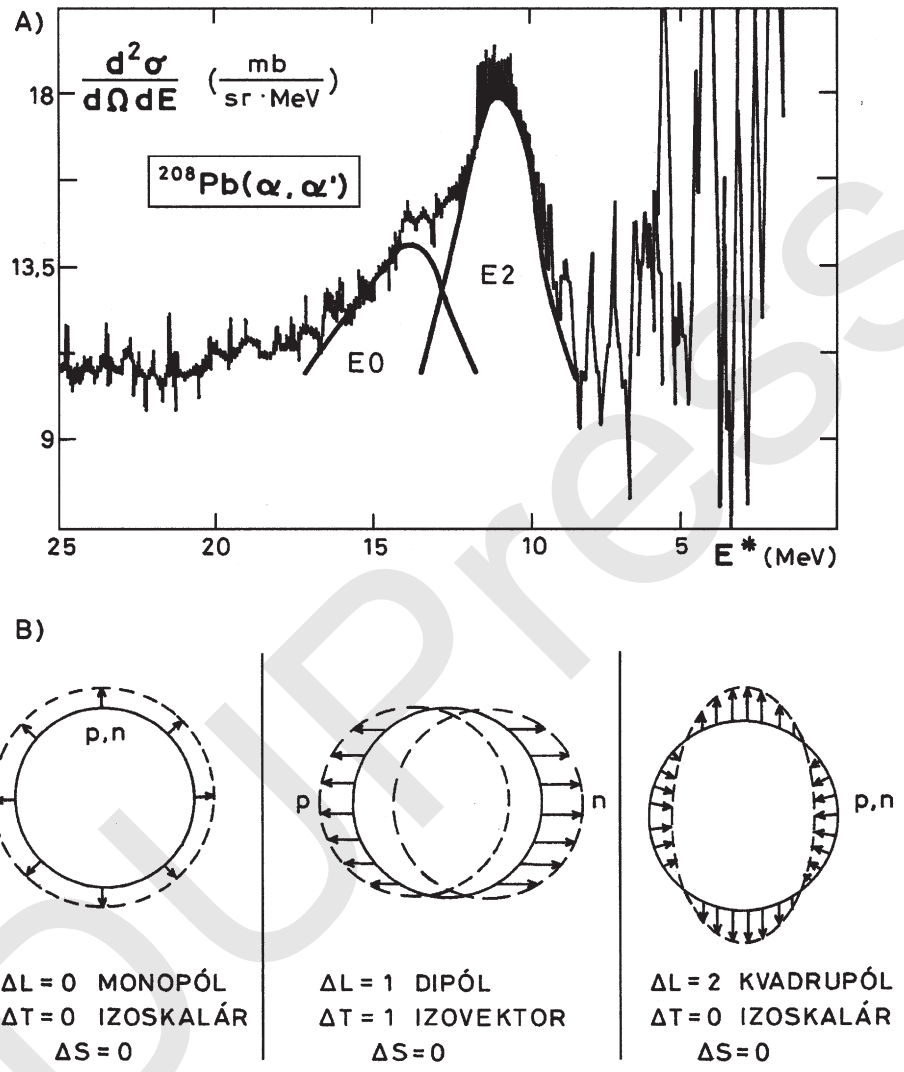
A hasadás rendkívül változatos jelenségeinek részletesebb leírását l. pl. a következő munkákban: [Vandenbosch, Huizenga 1973; Denschlag 2003].

VIII. 4. 4. Óriásrezonanciák

Az atommagok vibrációjának tárgyalásánál (a VI. 4. 2. pontban) már említettük, hogy számos magreakció gerjesztési függvényében nagy (> 10 MeV) gerjesztési energiáknál a hatáskeresztmetszet széles, *„óriás" rezonanciacsúcsokat* mutat. Példaként a VIII. 38. A. ábrán látható a ^{208}Pb(α,α') reakció differenciális hatáskeresztmetszete a gerjesztési energia függvényében.

Óriásrezonanciát először Bothe és Gentner [1937] észlelt, majd az effektus létét sokan megerősítették. A jelenség egyaránt fellép könnyű és nehéz, gömbszerű és deformált, gyakorlatilag minden atommagban. A rezonanciacsúcs szélessége általában 3-6 MeV. Az óriásrezonancia gerjesztéséhez nagy bombázórészecskeenergiákra van szükség, pl. a fenti ^{208}Pb(α,α') példában a $J^{\pi} = 2^{+}$ ($E_{gerj.} = 10{,}9$ MeV) és $J^{\pi} = 0^{+}$ ($E_{gerj.} = 13{,}8$ MeV) óriásrezonanciák nagyobb, mint 100 MeV-es alfa-részecskékkel gerjesztődnek jó hozammal.

Az 1970-es évektől kezdve megindult széles körű vizsgálatok az óriásrezonanciáknak sok típusát tárták fel. *Osztályozásuk* aszerint történik, hogy a rezonancia gerjesztésénél mennyi a keringési impulzusnyomaték (ΔL), az izospin (ΔT) és spin (ΔS) változása az atommagban. Az óriásrezonanciák néhány fontosabb típu-



VIII. 38. A. ábra. A ^{208}Pb (α,α') reakció differenciális hatáskeresztmetszete a gerjesztési energia (E^*) függvényében. E_α = 152 MeV, észlelési szög: 11°. Bortignon [1982] alapján.
B. ábra. Néhány óriásrezonancia-típus. ΔL a maggerjesztésnél átadott keringési impulzusnyomatékot, ΔT és ΔS az izospin-, ill. spinváltozást jelöli alapállapotból történő gerjesztésnél.

DUPress

sáról a VIII. 38. B. ábra nyújt tájékoztatást. Az ábra egyúttal azt is mutatja, hogy a rezonancia a protonok és neutronok milyen típusú koherens, térfogati rezgésére vezethető vissza. Történetileg először az izovektor-dipól- ($\Delta T = 1$, $\Delta L = 1$) -rezonanciát észlelték, de mostanra már az izoskalár-kvadrupól- ($\Delta T = 0$, $\Delta L = 2$) és izoskalár-monopól- ($\Delta T = 0$, $\Delta L = 0$) -rezonanciáknak is sikerült számos sajátságát felfedni stabil atommagokban.

Izoskalár- ($\Delta T = 0$) -óriásrezonanciák szelektív gerjesztésére különösen (α,α') és (*d*,*d*') reakciók alkalmasak, míg az izovektor- ($\Delta T = 1$) -óriásrezonanciák gerjesztésére a (*n*,*p*), (*t*,^{3}He), valamint a 10-20 MeV energiájú gamma-kvantumokkal létrehozott reakciók. Ez utóbbi esetben a

$$\lambda\!\!\!^{-} = \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar c}{E_\gamma} \approx \frac{2 \cdot 10^{-11}}{E_\gamma\,(MeV)}\ \text{cm}$$

összefüggésből következően $\lambda\!\!\!^{-} \geq R$, azaz az atommag összes protonja nagyjából azonos fázisban kap impulzust a γ-sugárzás irányára merőlegesen. Ez dipól-izovektor-óriásrezonanciát hoz létre. Az (*e*,*e*') reakciókban mind a $\Delta T = 0$, mind a $\Delta T = 1$ rezonanciák gerjeszthetők.

Az óriásrezonancia-állapot bomlása történhet pl. gamma-kvantum-kibocsátással. Számos óriásrezonancia gerjesztési energiája azonban olyan nagy, hogy már részecskeemisszió is lehetséges. Ekkor az erős kölcsönhatás ezt a folyamatot részesíti előnyben.

Hidrodinamikai modell. A történetileg először észlelt $\Delta L = 1$, $\Delta T = 1$, $\Delta S = 0$, elektromos dipól-óriásrezonanciát Goldhaber és Teller [1948] úgy értelmezte, hogy ebben az atommag protonjai és neutronjai dipóloszcillációt végeznek ellenkező fázisban. A modell szerint a proton- és neutronfolyadék megőrzi (gömbszerű) alakját és sűrűségét. Az oszcilláció során a folyadékok áthatolnak egymáson.

A hidrodinamikai modell helyesen reprodukálja az óriás dipólrezonancia gerjesztési energiájának (E_{gerj}) függését a tömegszámtól (A):

$$E_{gerj} = 34\ A^{-1/6}\ \text{MeV}. \qquad \text{(VIII. 90.)}$$

Ez az eredmény (másokkal együtt) mutatja, hogy a Goldhaber–Teller-modell a jelenség lényegét jól leírja, nevezetesen, hogy az óriásrezonancia a protonok és neutronok kis amplitúdójú, koherens oszcillációjával jön létre. Mindazonáltal a hidrodinamikai modellnek vannak nehézségei is, mivel felteszi, hogy az atommagok magasan gerjesztett állapotainál helyi termikus egyensúly jön létre, ami nem mindig teljesül. (Megjegyezzük, hogy egyes szerzők $E_{gerj} = 78\ A^{-1/3}$ MeV összefüggést adnak meg, de a kísérleti adatokkal a VIII. 90. formula jobb egyezésben van.)

Az *óriásrezonanciák mikroszkopikus elméletei* szerint a rezonancia egyszerű részecske-lyuk-gerjesztődések koherens szuperpozíciójaként jön létre. A számítások az óriás multipólrezonancia erősségét meggyőzően reprodukálják, ha elég nagy héjmodellteret tételezünk fel.

Az óriásrezonanciák vizsgálata több szempontból is *fontos*. Például a monopólóriásrezonancia értékes információt szolgáltat a maganyag kompresszibilitására. Az óriás dipólrezonancia vizsgálata (^{3}He, t) és (α,α') reakciókban módszert ad pl. a neutronbőr vizsgálatára [Krasznahorkay és mts. 1999]. Az óriásrezonanciák vizsgálata nagy maghőmérsékleteknél, nagy izospineknél és egzotikus magalakoknál sok új jelenség felismerésére vezethet. A jelenségkör részletesebb leírását l. pl. Sükösd [1991] és Harakeh, Van der Woude [2002] munkáiban. Új eredmények gazdag tárházát tartalmazza az 1999-ben megrendezett óriásrezonancia témájú konferencia anyaga [Bracco, Bortignon szerk. 1999]. L. még Hunyadi, Harakeh [2008] és Paar és mts. [2007] közleményeit is.

VIII. 4. 5. Atommagok fragmentációja

Több száz MeV-es könnyű részecskékkel (*p, d,* α stb.) bombázva atommagokat spallációs reakció játszódik le. Ennek során az atommagból nukleonok lépnek ki direkt reakció eredményeként, majd a gerjesztett maradék magból nukleonok (nehezebb magoknál főleg neutronok) párolognak el. Növelve a bombázó részecskék energiáját (és/vagy tömegét) a reakciótermékek között közbeeső tömegű fragmensek is megjelennek $3 \leq Z \lesssim 20$ rendszámmal.

A fragmentációs reakciót sematikusan a VIII. 39. A. ábrán ábrázoltuk. A közbeeső tömegű fragmensek rendszám szerinti hozameloszlását a VIII. 39. B. ábra mutatja különböző reakciókra.

A fragmensek tömegeloszlása a $10 \leq A \leq 40$ tartományban jól leírható az $Y \sim A^{-\tau}$ hatványfüggvénnyel, ahol Y a hozamot, A a fragmens tömegszámát jelöli. A τ kitevő a gerjesztési energia függvénye, értéke 2–3 között van, ha a termikus gerjesztési energia kb. 3-9 MeV/nukleon. A rendszám szerinti hozameloszlás (VIII. 39. B. ábra) is elég jól közelíthető a hatványfüggvénnyel.

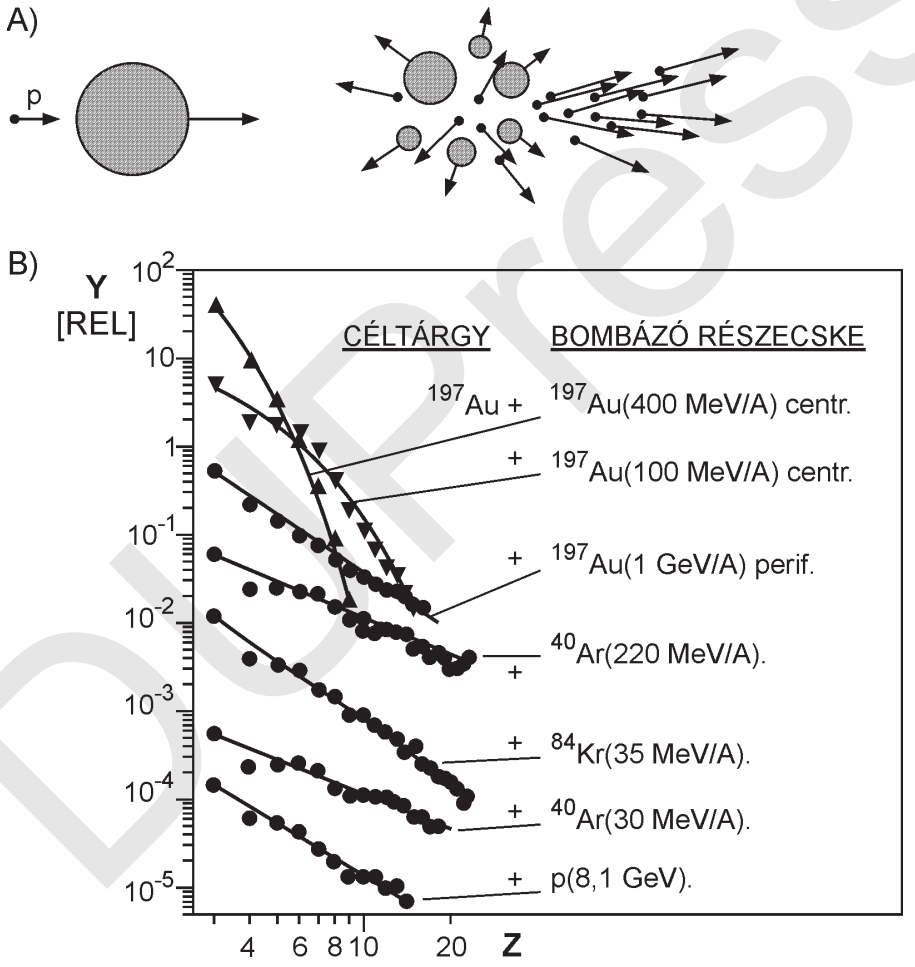
A közbenső fragmensek ($3 \leq Z \lesssim 20$) töltéseloszlását a statisztikus modell jól leírja. A részleteket illetően l. Karnaukhov [2006], Tarasov, Bazin [2003] és Tarasov [1989] publikációit.

Erősen neutrontöbbletes atommagok előállítására kitűnően alkalmasak a fragmentációs (és a bombázó részecske hasadási) reakciók. Ez jól látszik a VIII. 40. A. és B. ábrákon, ahol a nátriumizotópokra vonatkozó hatáskeresztmetszetek, ill. ho-

EU Press

zamarányok vannak feltüntetve különböző nagy energiájú reakciókra. A fragmentációs reakciók kiemelt szerepét a stabilitási sávtól távol eső atommagok előállításában a X. 1. 1. pontban részletesebben is tárgyaljuk.

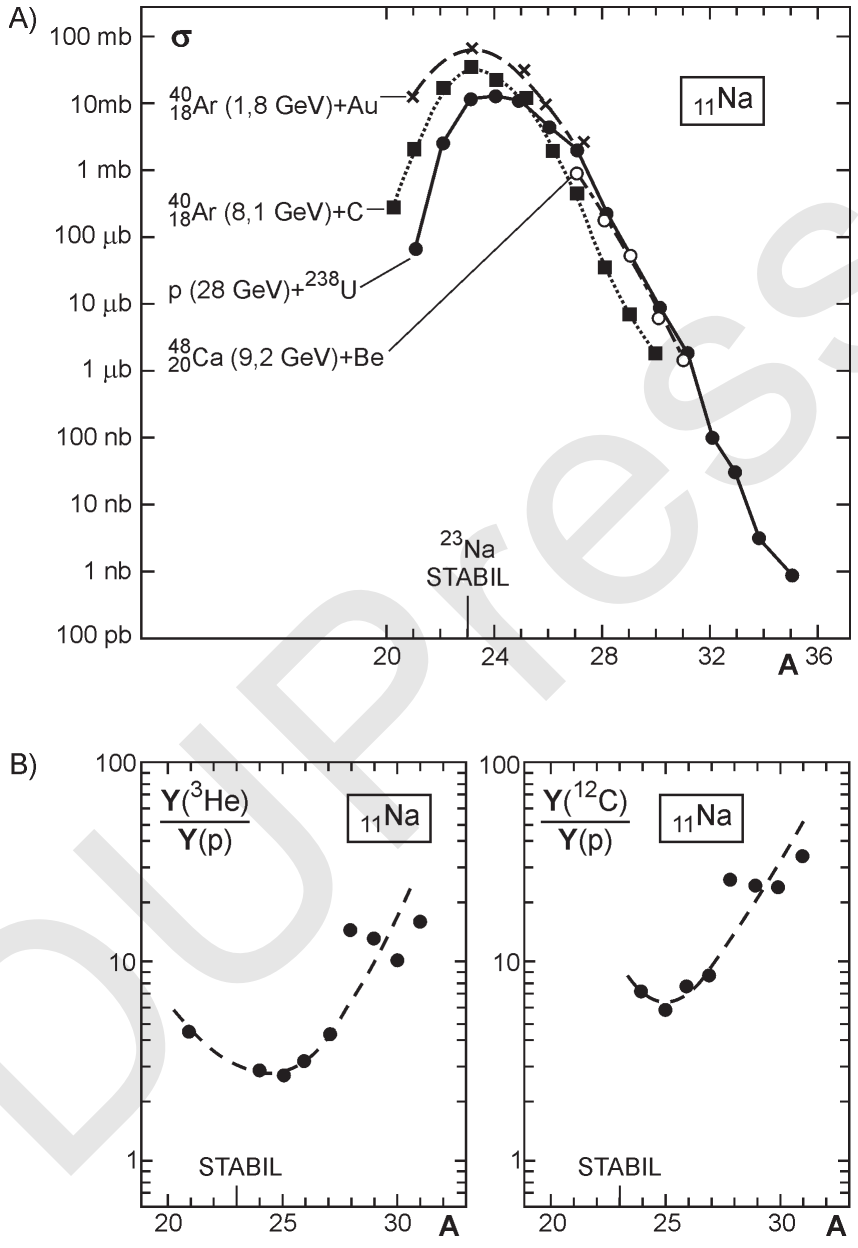
A spallációs, ill. fragmentációs reakciók alkalmasak intenzív neutronnyalábok előállítására is. Ezért fontos szerepet játszanak a gyorsítóval üzemeltetett energiasokszorozókban (IX. 1. 1. pont), továbbá a szilárdtestfizikai célokra épített spallációs neutronforrásokban (ezt a VIII. 4. 1. pontban már tárgyaltuk).



VIII. 39. A. ábra. Nagy energiájú proton ütközése nehéz atommaggal. A fragmentációs reakció vázlatos ábrázolása.

B. ábra. A közbenső fragmensek ($3 \leq Z \lesssim 20$) hozameloszlása (Y) a rendszám (Z) függvényében a ^{197}Au + ^{197}Au, ^{197}Au + ^{40}Ar, ^{197}Au + ^{84}Kr és ^{197}Au + p fragmentációs reakciókra. Karnaukhov [2006] alapján.

DUPress



VIII. 40. A. ábra. Na-izotópokhoz vezető fragmentációs reakciók hatáskeresztmetszetei. *B. ábra.* A fragmentációs reakciók $Y(^3He)/Y(p)$, ill. $Y(^{12}C)/Y(p)$ hozamarányai nátriumizotópokra, ha urán céltárgyat 86 MeV/*A* energiájú ^3He-, ill. ^{12}C-nyalábokkal és 600 MeV-es protonokkal bombázzuk. Bennett és mts. [2000] alapján.

DUPress

IRODALOM A VIII. FEJEZETHEZ

Összefoglaló munkák

Austern, N. 1970: *Direct reaction theories* (Wiley, New York).
Blatt, J. M., Weisskopf, V. F. 1952: *Theoretical nuclear physics* (Wiley, New York).
Cerny, J. ed. 1974: *Nuclear spectroscopy and reactions* (Academic, New York).
Denschlag, J. O. 2003: *Nuclear fission, in Handbook of nuclear chemistry,* eds. Vértes A. et al., vol. 1 (Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, Boston).
Feshbach, H. 1992: *Theoretical nuclear physics. Nuclear reactions* (Wiley, New York).
Hertz, G. és mts. 1960: *Lehrbuch der Kernphysik,* Band II (Teubner, Leipzig).
Kiss D., Horváth Á., Kiss Á. 1998: *Kísérleti atomfizika* (ELTE Eötvös Kiadó, Budapest).
Krane, K. S. 1988: *Introductory nuclear physics* (Wiley, New York).
Marmier, P., Sheldon, E. 1969, 1970: *Physics of nuclei and particles* vol. 1 (1969), vol. 2 (1970) (Academic Press, New York).
Muhin, K. N. 1985: *Kísérleti magfizika* (Tankönyvkiadó, Budapest).
Musiol, G., Löffler, H. 1978: *Mikrophysik* (VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin).
Musiol, G., Reif, R., Seeliger, D. 1980: *Kern- und Elementarteilchenphysik* (VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin).
Nagy K. 2000: *Kvantummechanika* (Nemzeti Tankönyvkiadó, Budapest).
Povh, B., Rith, K., Scholz, Ch., Zetsche, F. 2002: *Particles and nuclei* (Springer, Heidelberg).
Radnóti K. 1995: *Így oldunk meg atomfizikai feladatokat* (MOZAIK Oktatási Stúdió, Szeged).
Satchler, G. R. 1980: *Introduction to nuclear reactions* (Macmillan, London).
Satchler, G. R. 1983: *Direct nuclear reactions* (Clarendon Press, Oxford).
Viola, V. E. 2003: *Nuclear reactions, in Handbook of nuclear chemistry,* eds. Vértes A. et al., vol. 1 (Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, Boston)..

Hivatkozások

Alder, K., Bohr, A., Huus, T., Mottelson, B., Winther, A. 1956: *Rev. Mod. Phys.* 28, 432.

PUBress

Alder, K., Winther, A. ed. 1966: *Coulomb excitation* (Academic, New York).
Alexander, J. M., Simonoff, G. N. 1964: *Phys. Rev.* 133, B93.
Audi, G., Wapstra, A. H. 1993: *Nucl. Phys.* A 565, 1, 66.
Austern, N., Butler, S., McManus, H. 1953: *Phys. Rev.* 92, 350.
Austern, N., Drisko, R. M., Halbert, E. C., Satchler, G. R. 1964: *Phys. Rev.* 133, B3.
Babikov, V. V. 1963: *Szoobscsenyija OIJAI* (Dubna) R-1351.
Balanda, A., Volkov, V., Gangrszkij, Ju., Karnauhov, V., Karamjan, Sz., Kaun, K., Fljorov, G. N. 1973: *Szoobscsenyija OIJAI* (Dubna) 7-7073.
Baransenkov, V. Sz., Zseregi F. G., Ilinov, A. Sz., Tonyejev, V. D. 1974: *Fizika Elementarnih Csasztyic i Atomnovo Jadra* 5, 479.
Bassel, R. H., Drisko, R. M., Satchler, G. R. 1962: *Oak Ridge Nat. Lab. report,* ORNL-3240 (nem közölt).
Bennett, R. et. al. 2000: *Radioactive nuclear beam facilities,* NuPECC Report (CERN-ISOLDE, Genéve).
Betak, E., Hodgson, P. E. 1998: *Rep. Prog. Phys.* 61, 483.
Blann, M. 1975: *Preequilibrium decay,* Ann. Rev. Nucl. Sci. 25, 123.
Bohr, N., Wheeler, J. A. 1939: *Phys. Rev.* 56, 426, 1065.
Bortignon, P. F. 1982: *in Nuclear physics,* ed. Dasso C. H. et al. (North-Holland Publ., Amsterdam) p. 331.
Bothe, W., Gentner, W. 1937: *Z. Phys.* 106, 236.
Bracco, A., Bortignon, P. F. ed. 1999: *Nucl. Phys.* A 649, Proc. of topical conf. on giant resonances, GR 98.
Bronstejn, J. N., Szemengyajev, K. A. 1987: *Matematikai zsebkönyv* (Műszaki Könyvkiadó, Budapest).
Budó Á. 1981: *Kísérleti fizika* 1. kötet (Tankönyvkiadó, Budapest).
Butler, S. T. (együttműködésben Hittmair O. H.-val) 1957: *Nuclear stripping reactions* (Wiley, New York).
Ericson, T., Mayer-Kuckuk, T. 1966: *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 16, 183.
Fenyvesi A., Fényes T. 2009: *Fizikai Szemle,* LIX, No. 5, 157.
Fényes T. 1974: *Nehézionfizika-iskola anyaga* (KFKI Kiadás, Budapest) 205.
Fényes T. 2002: *Structure of atomic nuclei* (Akadémiai Kiadó, Budapest).
Fényes T. 2007: *Részecskék és kölcsönhatásaik* (Kossuth Egyetemi Kiadó, Debrecen). A jelen könyv második kötete.
Feshbach, H., Kerman, A., Koonin, S. 1980: *The statistical theory of multi-step compound and direct reactions,* Ann. Phys. 125, 429.
Fljorov, G. N. 1967: *Preprint Joint Institute for Nuclear Research* R7-3617.
Gadioli, E., Hodgson, P. E. 1992: *Pre-equilibrium nuclear reactions* (Oxford Univ. Press, Oxford).

EDPress

Goldhaber, M., Teller E. 1948: *Phys. Rev.* 74, 1046.
Gombás P., Kisdi, D. 1971: *Bevezetés az elméleti fizikába* (Akadémiai Kiadó, Budapest).
Goshal, S. N. 1950: *Phys. Rev.* 80, 939.
Guidry, M. W. et al. 1976: *Nucl. Phys.* A 266, 228.
Harakeh, M. N., Van der Woude, A. 2001: *Giant resonances* (Clarendon, Oxford).
Hauser, W., Feshbach, H. 1952: *Phys. Rev.* 87, 366.
Heisenberg, W. 1943: *Z. Phys.* 120, 513 és 673.
Herman, M. 2001: *Radiochim.* Acta 89, 305.
Hermanne, A. et al. 2001: *in Charged particle cross-section database* (Int. Atomic Energy Agency, IAEA-TEC DOC-1211, Vienna).
Huisenga, J. R., Birkelund, J. R., Schröder, W. U., Wilcke, W. W., Wollersheim, H. J. 1982: *in Nuclear physics,* ed. Dasso, C. H. et al. (North-Holland Publ., Amsterdam) 583.
Hunyadi M., Harakeh, M. N. 2008: *Nucl. Phys. News* 18, No. 1, 10.
Jackson, J. D. 1956: *Canad. J. Phys.* 34, 767.
Jain, A. P. 1963: *Phys. Rev.* 132, 774.
Jarmie, Seagrave 1959: *in 1960 Nuclear data tables,* part 3, Marion, J. B. (Nat. Acad. Sci., Washington).
Kaplan, M., Fink, R. D. 1963: *Proc. III. Conf. on reactions between complex nuclei,* ed. Ghiorso, A. et al. (Univ. Calif. Press, Berkeley) 353.
Karnaukhov, V. A. 2006: *Particles and Nuclei (ECHAYA)* 37, No. 2, 313.
Kaufmann, S. G., Goldberg, E., Koester, L. J., Mooring, F. P. 1952: *Phys. Rev.* 88, 673.
Krasznahorkay A. et al. 1999: *Phys. Rev. Lett.* 82, 3216; *Phys. Rev. Lett.* 66, 1287 (1991); *Nucl. Phys.* A 567, 521 (1994).
Lefort, M. 1974: *Int. school of physics „Enrico Fermi",* Varenna, LXII. course.
Meldner, H., Lindner, A. 1964: *Z. Phys.* 180, 362.
Melkanoff, M. A., Raynal, J., Sawada, T. 1966: *Methods Comp. Phys.* 6, 1.
Moldauer, P. A. 1964: *Rev. Mod. Phys.* 36, 1079.
Natowitz, J. B., Alexander, J. M. 1969: *Phys. Rev.* 188, 1734.
Newton, J. O. 1975: *The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy,* ed. Hamilton, W. D. (North-Holland, Amsterdam) 237.
Nishioka, H., Verbaarschot, J. J. M., Weidenmüller, H. A., Yoshida, S., 1986: *Statistical theory of precompound reactions: the multistep compound process. Ann. Phys.* (N. Y.) 172, 67.

ELTE Press

Nishioka, H., Weidenmüller, H. A., Yoshida, S. 1988: *Statistical theory of pre-compound reactions: the multistep direct process. Ann. Phys.* 183, 166.
Paar, N., Vretenar, D., Khan, E., Coló, G. 2007: *Rep. Progr. Phys.* 70, 691.
Pálla G., Geramb, H. V., Pegel, C. 1983: *Nucl. Phys.* A 403, 134.
Perey, F., Buck, B. 1962: *Nucl. Phys.* 32, 353.
Perey, F. G. 1963: *Phys. Rev.* 131, 745.
Perey, C. M., Perey, F. G. 1976: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 17, 1.
Péter J., Borderie, B., Gardés, D., Rivet, M. F., Zheng, Z., Tamain, B., Hanappe, F. 1982: *in Nuclear physics,* ed. Dasso, C. H. et al. (North-Holland Publ., Amsterdam) 601.
Phillips, W. R. 1982: *in Nuclear physics,* ed. Dasso C. H. et al. (North-Holland Publ., Amsterdam) 405.
Pochodzalla, J. et al. 1995: *Phys. Rev. Lett.* 75, 1040.
Preston, M. A. 1962: *Physics of the nucleus* (Addison-Wesley, Reading, Massachusetts).
Qaim, S. M. 2001: *Radiochim. Acta* 89, 223.
Qaim, S. M., Tárkányi F., Takács S., Hermanne, A., Nortier, M., Obložinsky, P., Scholten, B., Shubin, Yu. N., Youxiang Zhuang 2001: *in Charged particle cross-section database* (Int. Atomic. Energy Agency, IAEA-TEC DOC-1211, Vienna).
Reffo, G. (coordinator) 1998: *Int. Atomic Energy Agency IAEA-TEC DOC-1034,* 25.
Richter, G. 1960: in Hetz, G.: *Lehrbuch der Kernphysik,* Band 2 (Teubner, Leipzig)
Rosier, L. H., Jabbour, J., Ramstein, B., Avignon, P., Tamisier, R. 1986: *Nucl. Phys.* A 453, 389.
Rudstam, G. 1966: *Zeitschrift für Naturforschung* 21a, 1027.
Rupp E., Fényes T. 1970: *Szoobscsenyija OIJAI* (Dubna) 6-4998.
Satchler, G. R. 1964: *Nucl. Phys.* 55, 1.
Schiff, L. I. 1968: *Quantum mechanics* (McGraw-Hill, New York).
Scholten, B., Takács S., Tárkányi F., Qaim, S. M. 1997: *Int. J. Appl. Rad. Isot.* 48, 267.
Sheldon, E. 1963: *Rev. Mod. Phys.* 35, 795.
Sheldon, E., Rogers, V. C. 1973: *Comp. Phys. Commun.* 6, 99.
Shubin, Yu. N. 2001: *Radiochim.* Acta 89, 317.
Silva, R. J., Gordon, G. E. 1964: *Phys. Rev.* 136, B618.
Sükösd Cs. 1991: *Az atommagok kollektív gerjesztései kötetben,* szerk. Lovas I. (Akadémiai Kiadó, Budapest) 187.

ELTE Press

Tamura, T. 1969: *Coupled-channel approach to nuclear reactions, Ann. Rev. Nucl. Sci.* 19, 99.
Tamura, T., Udagawa, T., Lenske, H. 1982: *Phys. Rev.* C 26, 379.
Tarasov, O. B. et al. 1989: *Nucl. Phys.* 629, 605.
Tarasov, O., Bazin, D. 2003: *Nucl. Instr. Meth. B* 204, 174.
Tímár J., Quang, T. X., Fényes T., Dombrádi Zs., Krasznahorkay A., Kumpulainen, J., Julin, R. 1993: *Nucl. Phys.* A 552, 149.
Van der Leun, C., Alderliesten, C. 1982: *Nucl. Phys.* A 380, 261.
Vandenbosch, R., Huizenga, J. R. 1973: *Nuclear fission* (Acad. Press, New York).
Volkov, V. V. 1982: *Jagyernyije reakcii glubokonyeuprugih peredacs* (Enyergoizdat, Moszkva).
Weisskopf, V. F. 1950: *Helv. Phys. Acta* 23, 187.
Werner, T. R., Dudek, J. 1982: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 50, 179.
–. 1995: ugyanott 59, 1.
Wilmore, D., Hodgson, P. E. 1964: *Nucl. Phys.* 55, 673.
Young, P. G. 1998: *in Handbook for calculation of nuclear reaction data* (Int. Atomic Energy Agency IAEA-TEC DOC-1034, Vienna).
Zeidman, B., Nolen, J. A. Jr. 1978: *Phys. Rev.* C 18, 2122.

DUPress

FELADATOK A VIII. FEJEZETHEZ

VIII. 1. Egy félvezető magfizikai detektor felületére vékony rétegben spontán hasadó anyagot visznek. A detektor felülete 1,5 cm^2, a hasadó anyag felezési ideje 10^{10} év. Másodpercenként 30 beütést észlelnek. Ezután a detektort 5×10^{11} $n/(cm^2s)$ neutronfluxusnak teszik ki, ekkor a hasadások száma megnő 130-ra másodpercenként. Mennyi a neutronok által indukált hasadás hatáskeresztmetszete?

VIII. 2. Termikus neutronokkal besugárzunk 0,1 g ^{7}Li-ot tartalmazó fóliát. A σ = 37 mb hatáskeresztmetszettel előálló ^{8}Li-izotóp béta-aktív és felezési ideje 840,3 ms. Ha a neutronfluxus $\Phi = 10^{12}$ $n/(cm^2s)$, mennyi a ^{8}Li egyensúlyi aktivitása?

VIII. 3. A megmaradási törvények milyen folyamatokat engednek meg a következők közül: *a)* $p \to e^+ + \gamma$, *b)* $p \to \pi^+ + \gamma$, *c)* $n + \overline{p} \to \pi^- + \pi^0$, *d)* $n \to p + \gamma$, *e)* $\overline{\Lambda}^0 \to p + \pi^-$?

VIII. 4. Chadwick azt tapasztalta, hogy a ^{210}Po-ból kilépő alfa-részecskékkel ^{9}Be céltárgyat bombázva egy új áthatoló sugárzás lép fel. Az áthatoló sugárzás hidrogénben 5,7 MeV, nitrogénben 1,2 MeV maximális energiával löki meg a gáz atommagjait. Feltételezve, hogy az áthatoló sugárzás a hidrogén és nitrogén atommagokkal rugalmasan ütköző neutronokból áll, határozza meg a neutronok tömegét!

VIII. 5. A VIII. 1. táblázatban található egy formula a magreakció energiájának (Q) leírására (nemrelativisztikus esetre). Vezesse le ezt a kifejezést az energia- és impulzusmegmaradási törvényekből!

VIII. 6. Egy cm^3 nehézvizet reaktorban $\Phi = 5\times10^{12}$ $n/(cm^2s)$ neutronfluxussal 2 éven át besugárzunk. Számítsa ki a ^{3}H besugárzás utáni koncentrációját a nehézvízben, feltéve, hogy a neutron közepes befogási hatáskeresztmetszete deutériumban $\sigma = 6\times10^{-28}$ cm^2. Határozza meg az előállt trícium aktivitását is közvetlenül a besugárzás után! (A nehézvíz sűrűsége: ρ = 1,105 g/cm^3, a trícium felezési ideje $T_{1/2}$ = 12,32 év.)

DUPress

VIII. 7. Soroljon fel három magreakciót, amiket legalkalmasabbnak tart termonukleáris energia kontrollált felszabadítására! Melyik reakciónak van a legnagyobb hatáskeresztmetszete és melyikben szabadul fel legnagyobb energia?

VIII. 8. Milyen magreakciókat használnak fel a hidrogénbombában? Számítsa ki a reakcióciklusban felszabaduló energiát. A szükséges atomtömegek a következők: $M(^6\mathrm{Li}) = 6{,}0151\ \mathrm{m_u}$, $M(^2\mathrm{H}) = 2{,}0141\ \mathrm{m_u}$, $M(^4\mathrm{He}) = 4{,}0026\ \mathrm{m_u}$.

VIII. 9. A $^4\mathrm{He} + p$ reakcióban $E_p \approx 2$ MeV energiánál megjelenik a ^{5}Li-atommag rezonanciája. A rezonancianívó spinje $J = 3/2$ és szélessége $\Gamma = 0{,}5$ MeV. Mennyi a ^{5}Li-rezonancianívó életideje és mennyi a reakció hatáskeresztmetszete a rezonanciaenergiánál?

VIII. 10. A $^{75}\mathrm{As} + n$, $E_n = 8$ MeV ütközéses reakcióban mely parciális hullámok játszanak szerepet?

VIII. 11. Mutassa ki, hogyha egy elektromosan semleges bombázó részecske redukált hullámhossza kicsi a magmérethez képest (azaz $\lambda\!\!\!^{-} < R$), a VIII. 3. formula a teljes hatáskeresztmetszet maximális értékénél az ütközési hatáskeresztmetszet klasszikus értékéhez ($R^2\pi$) vezet.

VIII. 12. $E_n = 1$ keV-es neutronok ^{12}C céltárgyat bombáznak. Ha a rugalmatlan ütközés hatáskeresztmetszete $\sigma_r = 400$ b, mennyi lesz a rugalmas ütközési hatáskeresztmetszet felső (σ_{sz}^{max}) és alsó (σ_{sz}^{min}) határa a formális, parciális hullámokon alapuló reakcióelmélet szerint?

VIII. 13. Alfa-részecskékkel bombázva vékony (kb. 1 μm-es) fóliákat azt tapasztalták, hogyha a θ szögben szórt alfa-részecskék száma Au-fólia esetén N, ez a szám ezüstfólia esetén $0{,}352 \times N$. Határozza meg az Ag rendszámát, ha $Z(\mathrm{Au}) = 79$.

VIII. 14. A $^{130}\mathrm{Te} + {}^{12}\mathrm{C} \rightarrow {}^{142}\mathrm{Ce}^{\star}$ reakcióban egy Ce-izotóp maximális hozammal a közbenső atommag 53 MeV gerjesztésénél lép fel. Mennyi a Ce-izotóp tömegszáma? A becslést az Alexander–Simonoff-összefüggés (VIII. 82. képlet) alapján végezzük $C \approx 5{,}7$ MeV állandóval. A kötésenergiák a következők:

$B(^{142}\mathrm{Ce}) = 1185293$, $B(^{139}\mathrm{Ce}) = 1163495$, $B(^{138}\mathrm{Ce}) = 1156039$, $B(^{137}\mathrm{Ce}) = 1146300$ (minden érték keV-ben).

DUPress

VIII. 15. A metán elégetése a $CH_4 + 2O_2 \rightarrow CO_2 + 2H_2O$ reakció szerint metánmolekulánként kb. 9 eV energiát szabadít fel. Becsülje meg, hogy tömegegységre vonatkoztatva hányszor nagyobb energia szabadul fel a ^{235}U termikus neutronokkal létrehozott hasadásánál?

VIII. 16. Egy atomerőmű hőteljesítményéből kb. 34% hatásfokkal szolgáltat 10 MW elektromos teljesítményt. Mennyi a naponként felhasznált ^{235}U mennyisége?

VIII. 17. Az ^{235}U α-sugárzó izotóp $7{,}038 \times 10^8$ év felezési idővel bomlik, de spontán is hasad. A spontán hasadás parciális felezési ideje $2{,}08 \times 10^{17}$ év. Becsülje meg, hogy 2 g tiszta ^{235}U-ban óránként hány spontán hasadás és hány alfabomlás történik!

DUPress

IX. A MAGFIZIKA NÉHÁNY ALKALMAZÁSA

IX. 1. ATOMMAGREAKTOROK. NUKLEÁRIS FEGYVEREK

IX. 1. 1. Atommagreaktorok

Kontrollált láncreakció termikus neutronokkal. Reaktortervezési szempontok

Egy ^{235}U-atommag termikus neutronokkal létrehozott hasadásakor átlagosan $\nu = 2{,}42$, a ^{239}Pu-nál pedig 2,89 új promptneutron válik szabaddá (l. a VIII. 4. 3. alfejezetet). Ez a tény lehetőséget ad *láncreakció* létrehozására, melynek során a neutronok első generációja új neutrongenerációt hoz létre és közben hasadásonként ~ 200 MeV energia szabadul fel.

Célszerű bevezetni egy *neutronsokszorozási (reprodukciós) tényezőt:* k_∞, egyelőre végtelenül nagy közegre, azaz eltekintve a neutronok megszökésétől a hasadó anyag felületén. Definíció szerint k_∞ megadja, hogy egy termikus neutron átlagban hány új termikus neutront hoz létre. Ahhoz, hogy láncreakció jöjjön létre, $k_\infty \geq 1$-nek kell lenni.

A hasadáskor gyors neutronok keletkeznek (l. a VIII. 33. B. ábrát), amelyekre a hasadási hatáskeresztmetszetek (σ_f) kicsik. Nagyságrendekkel nagyobb σ_f értékek érhetők el termikus neutronokkal (VIII. 34. A. ábra). Ezért a legelterjedtebb reaktortípusokban a hasadási neutronokat lefékezik valamilyen moderátorközegben (pl. vízben, nehézvízben, grafitban). Ha az atommagreaktorban (más néven máglyában) a reprodukciós tényező $k = 1$, a reaktor „*kritikus állapotban*" van, ha $k < 1$, az állapot „*szubkritikus*", ha $k > 1$, akkor „*szuperkritikus*".

Az első működő atomreaktort Enrico Fermi és Szilárd Leó hozták létre 1942-ben Chicagóban, Wigner Jenő és mások aktív közreműködésével.

A neutronreprodukciós tényező (k) *számítása.* Az atommáglya működtetéséhez alapvető a neutronciklus ismerete. Jelöljük N-nel a termikus neutronok számát egy adott generációban, ν-vel az egy hasadásban létrejött neutronok átlagos számát. Vizsgáljuk azt az esetet, amikor a láncreakció ^{235}U és ^{238}U valamilyen keverékében jön létre. Vezessük be az η *tényezőt, ami megadja, hogy egy termikus neutron átlagban hány hasadási neutront hoz létre.* Ha az urán tisztán ^{235}U-izotópokból állna, az η értéke

$$\eta(^{235}U) = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_a} = 2{,}06 \qquad \text{(IX. 1.)}$$

DUPRES

lenne, ahol $\nu = 2{,}42$, $\sigma_f = 579$ b, az abszorpciós hatáskeresztmetszet pedig (ami nem vezet hasadáshoz) $\sigma_a = 101$ b.

Természetes uránkeverékben 0,72% az ^{235}U- és 99,28% az ^{238}U-tartalom. Termikus neutronokra $\sigma_f\,(^{238}\mathrm{U}) = 0$, $\sigma_a(^{238}\mathrm{U}) = 2{,}72$ b. Innen a természetes uránkeverékre a következő effektív hatáskeresztmetszet nyerhető: $\sigma_f = 0{,}0072 \times 579 = 4{,}17$ b, ill. $\sigma_a = 0{,}0072 \times 101 + 0{,}9928 \times 2{,}72 = 3{,}43$ b. Behelyettesítve ez értékeket a IX. 1. egyenletbe $\eta(^{\mathrm{term}}\mathrm{U}) = 1{,}33$ értéket kapunk. Ha az ^{235}U mennyiségét növeljük az uránban, a dúsítás mértékétől függően η értéke 1,33-tól 2,06-ig növelhető.

ηN *megadja a neutronok számát az új generációban.* Ezeket még le kell lassítani termikus energiára. A lassítás moderátoranyaggal történik, meghatározott geometriai elrendezésben. Mielőtt azonban a neutron belépne a lassító közegbe, találkozhat egy ^{238}U-atommaggal, amin 0,5 b körüli hatáskeresztmetszettel (l. VIII. 34. B. ábrát) hasadást hozhat létre. Ezért be szokták vezetni a *gyorshasadási tényezőt* (ε), ami a gyors neutronok számának növekedését jellemzi. Ennek figyelembevételével a neutronok száma $\eta N\varepsilon$ lesz. Termikus reaktoroknál a gyors neutron nagy valószínűséggel először a moderátoranyaggal találkozik, így ezeknél ε értéke alig haladja meg az egyet, jó közelítésben egységnyinek vehető.

A moderátoranyagban a neutron számos ütközés során folyamatosan veszít energiájából, mire a MeV tartományból elérkezik a < 0,1 eV energiatartományba. Közben azonban áthalad egy 10 ÷ 100 eV-os szakaszon, ahol az ^{238}U-nak számos rezonanciája van neutronbefogásra, több ezer barn hatáskeresztmetszettel rezonanciánként. A moderátoranyagot tehát olyan geometriai elrendezésben kell elhelyezni az urán fűtőanyag körül, hogy a neutronok termalizálódjanak (azaz energiájuk lecsökkenjen ~ 0,025 eV-ra), mielőtt egy új fűtőelembe kerülnek. Be szokás vezetni a *p, rezonanciamegszökési valószínűségi tényezőt*, melynek segítségével a termalizáció után megmaradó neutronok számát $\eta N\varepsilon p$-vel lehet jellemezni. A fékező közeg anyagának és geometriájának megfelelő megválasztásával elérhető, hogy ne legyen nagy a rezonanciaveszteség, azaz a p tényező ne legyen kisebb, mint ~ 0,8 ÷ 0,9.

Követelmény, hogy a lassító közegben kevés legyen a neutronveszteség. A hidrogénben, deuteronban és grafitban kicsi a termikus neutronbefogási hatáskeresztmetszet (l. VIII. 3. táblázatot), de bizonyos veszteség elkerülhetetlen (pl. azért, mert a keramikus szerkezetű UO_2-pasztillákat cirkóniumfém kazettákban teszik be a reaktorba). Ezért be kell vezetni egy *termikus hasznosítási tényezőt* (f), ami a termikus neutronok azon hányadát adja, ami ténylegesen eléri a fűtőelemet. Az f tényező tipikus értéke 0,8 ÷ 0,9 körül van.

DUPLICATE

Egy véges méretű reaktornál a neutronok el is szökhetnek. Jelöljük l_f-*fel a gyors, és* l_t-*vel a termikus neutronok megszökési hányadát.* Ekkor a reaktorban maradó neutronok száma $(1-l_f)(1-l_t)$-vel lesz arányos.

Mindezek alapján a neutronsokszorozási tényező a következő alakba írható:

$$k = \frac{\eta N \varepsilon p f (1-l_f)(1-l_t)}{N} = \eta \varepsilon p f (1-l_f)(1-l_t)\,. \qquad \text{(IX. 2.)}$$

Ez megadja az új generációban levő termikus neutronok számát az előző generációban levőhöz viszonyítva. Végtelenül nagy reaktor esetében a formula egyszerűsödne a $k_\infty = \eta\varepsilon pf$ alakra.

Ha l_f és l_t értékét sikerül kicsire leszorítani:

$$k_\infty - k \approx k_\infty (l_f + l_t).$$

Be szokás vezetni a következő mennyiségeket:

L_s: „lassulási hossz", ezen áthaladva a gyors neutron energiája átlagban termikus energiára csökken. (Pontosabban: a neutronok energiaspektruma a lassító közegben a Maxwell-eloszláshoz közeli alakot vesz fel, melynek nagyenergiájú része kissé felemelkedik a beáramló gyors neutronok miatt. Azokat a neutronokat, melyek energiája meghaladja a Maxwell-spektrum szerinti energiákat, epitermikus neutronoknak nevezzük.)

L_d: „diffúziós hossz", ami megadja, hogy egy termikus neutron milyen átlagos távolságot tesz meg, mielőtt befogódna.

Ezekből az ún. „migrációs hossz": $M = (L_s^2 + L_d^2)^{1/2}$.

A mérések szerint L_s vízre ~ 5,2 cm, grafitra ~ 19 cm, L_d vízre ~ 2,8 cm, grafitra ~ 51 cm.

Ha a máglya jellemző mérete: R (gömbsugár vagy a kocka egy oldala), ésszerű feltenni, hogy $k_\infty(l_f + l_t) \propto 1/R^2$, mivel a megszökés csökken, ha a felület nő. Másrészről a $k_\infty(l_f + l_t)$ szorzat a migrációs hossz növekedtével nő. A dimenzióanalízis arra vezet, hogy

$$k_\infty - k \approx k_\infty (l_f + l_t) \propto \frac{M^2}{R^2}.$$

Innen a $k = 1$-nek megfelelő kritikus méret (R_{krit}):

$$R_{krit} \propto \frac{M}{\sqrt{k_\infty - 1}}. \qquad \text{(IX. 3.)}$$

Az arányossági tényező függ a geometriai elrendezéstől, alaktól, de nincs messze az egységtől. A számítások szerint egy gömbszerű, 1,6%-ban ^{235}U-tartalmú urán(-grafit) reaktor kritikus mérete R_{krit} ~ 5 m. A pontos érték függ a mode-

rátor/fűtőanyag aránytól is. A kritikus méret némileg csökkenthető, ha a reaktort neutronreflektáló anyaggal vesszük körül.

A fentiek alapján megfogalmazhatók a termikus neutronokkal működő reaktorok főbb tervezési szempontjai.

Fűtőanyag. Atomerőművekben fűtőanyagként leggyakrabban ^{235}U-ra gazdagított uránt használnak. A természetes uránban az ^{235}U csak 0,72%-ban van jelen. Dúsítása végezhető pl. gázdiffúziós módszerrel, amelynél uránhexafluoridot (UF_6) préselnek át porózus falon. A könnyebb izotóp gyorsabban diffundál. Termikus egyensúly esetén az átlagos kinetikus energiák egyenlők, de az ^{235}U tömege kisebb. A dúsítás a kis tömegkülönbség miatt kis hatásfokú és drága. Pár %-os dúsítás eléréséhez is sokszor meg kell ismételni a diffundáltatást. Fűtőanyagként számításba jön még a ^{239}Pu és ^{233}U is, amelyek termikus neutronokkal szintén hasíthatók. Ezeket tenyésztő reaktorokban (l. később) lehet előállítani a következő módon:

$$n+{}^{238}U \rightarrow {}^{239}U \xrightarrow{\beta} {}^{239}Np \xrightarrow{\beta} {}^{239}Pu,$$

$$n+{}^{232}Th \rightarrow {}^{233}Th \xrightarrow{\beta} {}^{233}Pa \xrightarrow{\beta} {}^{233}U. \qquad \text{(IX. 4.)}$$

(L. részletesebben a VIII. 2. 1. pontban.) A ^{239}Pu és ^{233}U előnye, hogy kémiai módszerekkel elválaszthatók a nem hasadó kiindulási anyagoktól.

Lassító közeg. Moderátornak kis tömegszámú atommagok alkalmasak, mivel a neutron energiájának átadása kinematikai okokból ekkor hatékony. További követelmények az olcsóság, könnyű elérhetőség, kémiai stabilitás, nagy sűrűség (lehetőleg folyékony vagy szilárd halmazállapot) és minimális neutronbefogási hatáskeresztmetszet (l. a VIII. 3. táblázatot). A közönséges víz majdnem minden követelménynek eleget tesz, de a ^{1}H(n,γ)^{2}H folyamat elég nagy hatáskeresztmetszettel nyel el termikus neutronokat, így ezeknél dúsított urán fűtőanyagra van szükség. A nehézvíznek nagyon kicsi a neutronbefogási hatáskeresztmetszete, de ha a deuteron mégis befog neutront, veszélyes radioaktív trícium keletkezik és a nehézvíz előállítása meglehetősen költséges. A kis neutronveszteség miatt a nehézvíz-moderátoros reaktor természetes uránnal is üzemeltethető. A tiszta szén grafit alakban majdnem minden követelménynek eleget tesz, hátránya viszont, hogy a ^{12}C-atommag tömege viszonylag nagy, így fékező közegként csak vastag rétegben hatásos.

Hűtőközeg. Mivel a reaktor-üzemanyagokban nagy mennyiségű hő keletkezik, biztosítani kell a hatékony hűtésüket, egyébként megolvadnak. A leggyakoribb reaktortípusokban vizet használnak hűtőközegként. Mivel a gőz hőkapacitása ki-

csi, célszerű a vizet folyadékfázisban tartani, ami nagy (száz atmoszféra rendű) nyomás mellett jóval a forráspont felett is biztosítható. Hűtőanyagként számításba jönnek még különböző gázok (levegő, szén-dioxid, hélium), továbbá folyékony fémek (pl. nátrium). A nátrium normál nyomáson is folyadékfázisú és hatékony hőelvezetést biztosít. Ugyanakkor nagy a neutronbefogási hatáskeresztmetszete, radioaktívvá válik és erősen korrozív.

A reaktor szabályozása. Nagyon lényeges, hogy a reaktor állandó működésénél a neutronreprodukciós tényező (k) egységnyi legyen. A gyakorlatban k az időben változik, de a változásnak lassúnak és így kontrollálhatónak kell maradni. Ha $k - 1 > 0$, a neutronok száma (N) növekedni fog. A növekmény a promptneutronok t_p átlagos életideje alatt: $N(k - 1)$. A promptneutronok életideje két részből tevődik össze: $t_p = t_s + t_d$, ahol t_s a gyors neutron termalizálásához szükséges idő, t_d pedig a termalizált neutron befogásáig eltelő, ún. diffúziós idő. Ha a neutronok száma több generáción keresztül nő, a növekmény:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N(k-1)}{t_p},$$

amiből integrálás után

$$N(t) = N_0 \exp\left[\frac{(k-1)t}{t_p}\right] \qquad \text{(IX. 5.)}$$

adódik. Ha $k = 1{,}001$ és $t_p \approx 10^{-3}$ s, $N(t) = N_0\, e^t$. Ez azt jelenti, hogy pl. 5 s alatt a neutronszám ~150-szeresre növekszik. Ez nagy szám és biztonságos vezérlést nem tesz lehetővé. Szerencsére azonban az $^{235}U + n$ reakciónál fellépő neutronok kb. 0,8%-a késleltetett neutron. Ezek a hasadási termékekből a β-bomlásra jellemző ~0,05-től ~56 s-ig változó felezési idővel lépnek ki, így lehetővé tesznek mechanikus szabályozást. Ez történhet pl. úgy, hogy a reaktorba neutronokat erősen elnyelő kadmium (vagy bórozott acél) kontroll rudakat dugnak be, ill. húznak ki. [A $^{113}Cd(n,\gamma)$ reakció hatáskeresztmetszete termikus neutronokra 2×10^4 b, l. a VIII. 3. táblázatot és a VIII. 5. ábrát.] A reaktort úgy tervezik, hogy promptneutronokra szubkritikus állapotban legyen. A kritikus állapotot késleltetett neutronokkal érik el.

Itt jegyezzük meg, hogy a reaktormagban a ^{235}U nincs annyira bedúsítva, ill. koncentrálva, hogy nukleáris robbanás jöhessen létre. Ha a reaktor szuperkritikussá válna és így túl nagy energiát termelne, a tüzelőanyag szétdobásával átmenne szubkritikus állapotba.

Reaktormérgezés. A reaktor működése során hasadási termékek keletkeznek, amelyek befoghatnak neutronokat. Különösen nagy termikus neutron befogási hatáskeresztmetszettel rendelkezik a ^{135}Xe [$\sigma(n,\gamma) = 2{,}7\times10^6$ b, l. VIII. 3. tábláza-

tot], így ennek felhalmozódása a reaktorban a neutronszintet csökkenti. A ^{135}Xe kis hozammal közvetlenül is előáll a ^{235}U hasadásakor, de főleg a sokkal nagyobb (~6,4%) hozammal termelt ^{135}I béta-bomlási származékaként jelenik meg. A ^{135}I felezési ideje 6,61 h, a ^{135}Xe-é 9,10 h, így ezek lassú változásokat okoznak és kontroll alatt tarthatók.

A reaktorok fizikájának részletesebb tárgyalását l. pl. a következő munkákban: Szatmáry [2002]; Bennet, Thomson [1989].

Néhány reaktortípus

Az emberiség teljes energiaellátásában a nukleáris erőművek ~ 5%-ban, a villamosenergia-termelésben pedig ~ 16%-ban vesznek részt [Kammen 2006]. A nukleáris erőművek közel felét Európában építették, itt a villamosenergia ~ 31%-át nukleáris erőművek adják.

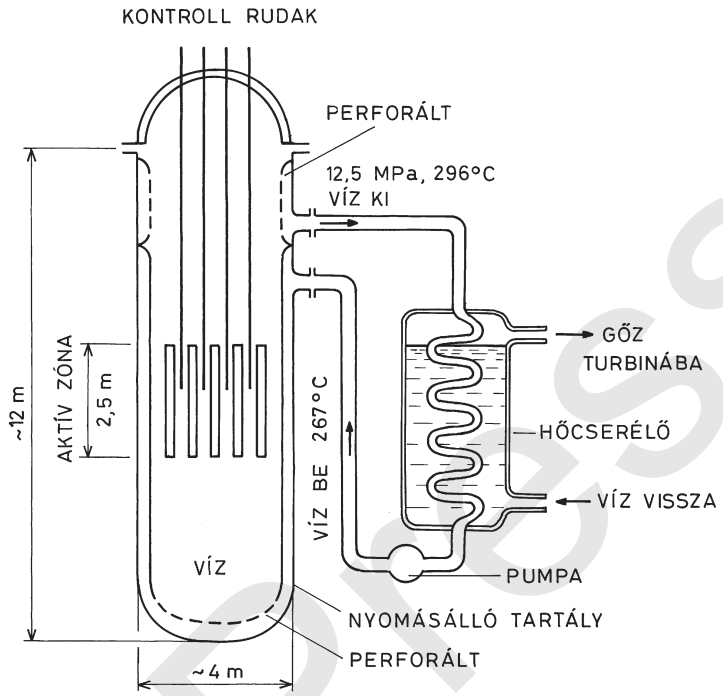
2007-ben világviszonylatban ~ 430 nukleáris erőmű volt üzemben. Ezekben az energiát ^{235}U, ill. ^{239}Pu hasadásából nyerték. Az erőművek megoszlása típus szerint a következő:

Nyomottvizes reaktor (PWR)	264
Vízforraló reaktor (BWR)	94
Nyomott nehézvizes reaktor (PHWR vagy CANDU)	43
Gázhűtéses reaktor	18
Könnyűvizes-grafit reaktor	11
Gyorsneutronos reaktor (FBR)	4

Építés alatt állt 37 új nukleáris erőmű, főleg Kelet-Európában és Ázsiában.
(Adatok Freiesleben és mts. [2007] alapján.)

Mivel az atomerőművek többségében (könnyű)vizet használnak moderátorként és kis dúsítású fűtőanyagot, először az ebbe a kategóriába tartozó, ún. nyomottvizes reaktorokat tárgyaljuk. A magyarországi (paksi) reaktorok is ilyen típusúak.

Nyomottvizes reaktorok (angolul: **p**ressurized **w**ater **r**eactors, PWR). A reaktortípus sematikus vázlatrajza a IX. 1. ábrán látható. A könnyűvízzel való fékezésnek köszönhetően a reaktorok aktív zónája lényegesen kisebb, mint a grafitmoderátoros reaktoroké. A fűtőanyag enyhe dúsítására azért van szükség, mivel a víz neutronokat nyel el, és a termikus hasznosítási tényező (f) elég alacsony. A moderálásra felhasznált vizet magas (≤ 160 atmoszféra) nyomáson tart-



IX. 1. ábra. Egy nyomottvizes reaktor sematikus rajza. A számadatok a paksi VVER-440 reaktorra vonatkoznak, melynek elektromos teljesítménye 440 MW(e).

ják, hogy ne forrjon fel. A felmelegedett vízzel egy hőcserélőben gőzt fejlesztenek a turbina hajtására.

Pakson négy VVER-440 típusú reaktorblokk működik (az orosz típusjelzés magyar fordítása: **v**ízzel moderált **v**ízhűtésű **e**nergetikai **r**eaktor). A négy atomerőmű együttesen a hazai villamosenergia-termelés ~40%-át adja. A reaktorok néhány adatát a IX. 1. ábrán feltüntettük (Szatmáry [1982] közleménye alapján). A kis méretű aktív zónában lévő cirkóniumfém kazetták száma 349, a keramikus szerkezetű UO_2 fűtőelemek száma a kazettákban 127. Az üzemanyag blokkonként 42 tonna urán, amelyben az ^{235}U dúsítva van 1,6 ÷ 3,6%-ra. A reaktortartályba a hűtővíz hat csövön áramlik be és ugyanannyin ki. A hat szeparált hűtőblokk az erőművet nagyon biztonságossá és kezelhetővé teszi. A reaktorblokkok **t**ermikus teljesítménye egyenként 1375 MW(t), **e**lektromos teljesítménye: 440 MW(e). A reaktor gyors szabályozása bórozott acélrudakkal, lassú szabályozása pedig vízben oldott bórsavval történik. [A $^{10}B(n,\alpha)$ reakcióra a hatáskeresztmetszet igen nagy, $\sigma = 3840$ b termikus neutronokra.] Egy fűtőanyagtöltet átlagosan 11 hónapig tartható üzemben, aztán át kell rakni. A nyomottvizes reaktorok általában 30

évig üzemeltethetők, de a rendszer számos eleménél az üzemidő lényegesen meghosszabbítható (Trampus [2008]). Az erőművek modernizációs programja szerint a négy paksi reaktorblokkban ~ 8%-os teljesítménynövelés is elérhető.

Az atomerőművek közelében a *lakosság sugárterhelése* kicsi, 0,01 ÷ 0,02 mSv/év, ami a természetes forrásokból (kozmikus sugárzás, talaj, étel, ital, lakóépület) jövő ~ 2,4 mSv/év sugárterheléshez képest két nagyságrenddel kisebb (l. a IV. 4. alfejezetet).

Az atomerőművek leállítás után is „aktívak" a radioaktív termékek β- és γ-sugárzása révén. Az *elhasznált urán fűtőelemekben* a hasadási termékek aktivitása pár száz év alatt jóval a természetes uránérc aktivitása alá süllyed, viszont a reaktorban előállt aktinidák aktivitása több ezer évig is jelentős lehet.

Az elhasznált fűtőelemeket az ún. „nyílt ciklusban" nem dolgozzák fel, hanem először víz alatt, majd levegőben „hűtik". Ez idő alatt aktivitása jelentősen csökken. Végül több száz méter mélységben a föld alatt, jól szigetelő közegben tárolják. A kiégett fűtőelem nem használható fel hatékonyan nukleáris fegyver készítésére, ez a nyitott ciklus nagy előnye.

A „zárt ciklusban" az elhasznált fűtőelemből a plutóniumot és uránt kivonják további felhasználásra. E kivonást rutinszerűen végzik számos országban (Franciaország, Anglia, Oroszország, Japán). A maradékban még sok radioaktív aktinida van jelen, amit biztonságosan kell tárolni vagy elégetni/átalakítani rövidebb felezési idejű izotópokká (pl. gyorsneutronokkal működő reaktorban vagy gyorsítóval üzemeltetett energiasokszorozóban, l. később). A zárt ciklus előnye a fűtőanyag újrahasznosítása. Hátránya, hogy a nukleáris fegyverek elterjedése szempontjából a kockázatot növeli.

Vízforraló reaktorok (angolul: **b**oilinig **w**ater **r**eactors, BWR). A könnyűvizes atomerőművek másik fajtáját a vízforraló reaktorok alkotják. Ezek nagyon hasonlítanak a nyomottvizes reaktorokhoz. A fékező- és hűtőközegük könnyűvíz, a fűtőanyaguk dúsított urán (vagy ^{239}Pu). A fő különbség az, hogy a vízforraló reaktorokban a hűtővíz egy része gőzzé alakul és ez a gőz közvetlenül a turbinába kerül. Így a vízforraló reaktorok egykörösek. E megoldás előnye, hogy túlhevülés esetén a víz elforr, a neutronok nem lassulnak le, hanem az ^{238}U-ban hasítás nélkül befogódnak. Ez bizonyos önstabilizáló sajátságot ad a reaktornak. A reaktor teljesítményét a beömlő víz mennyiségével szabályozni lehet. Kisebb vízmennyiséggel a reaktor hőmérséklete emelkedik, a gőz térfogata nő és a teljesítmény csökken. A vízforraló reaktorok hátránya, hogy a vízben levő (akár milliomodrésznyi) szennyeződések erősen aktiválódhatnak és a radioaktív gőz bejut a turbinákba. Ezen rendkívül tiszta víz alkalmazásával lehet segíteni.

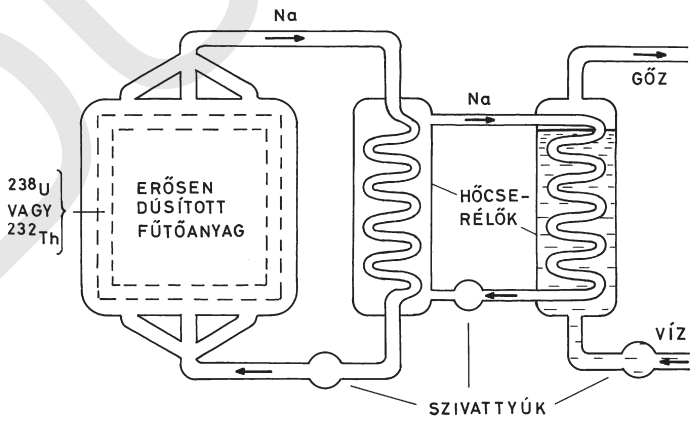
DUPress

A turbinákba jutó gőz hőmérséklete mindkét könnyűvizes reaktortípusnál 290 °C körül van, a nyomása ~ 70 atmoszféra (~ 70×10^5 Pa). Elektromos teljesítmény kb. 32 ÷ 35%-os hatásfokkal termelhető.

A grafittal moderált erőművi reaktorokban célszerű gázhűtést alkalmazni. Hűtőgázként főként CO_2-ot vagy He-ot használnak.

Gyors szaporítóreaktorok (**f**ast **b**reeder **r**eactors, FBR). A legtöbb országban az elhasznált erőművi fűtőelemeket hulladéknak tekintik és reprocesszálás nélkül temetik el. Ez igen nagy pazarlás, mivel pl. az urán fűtőanyagban jelenlévő ^{238}U-ból még durván két nagyságrenddel nagyobb energiát lehetne nyerni, mint amit az ^{235}U hasításánál hasznosítanak. Az ^{238}U (és a földkéregben jóval nagyobb mennyiségben jelenlévő ^{232}Th) azonban csak gyors neutronokkal hasítható (l. a VIII. 34. ábrát). Ezért felmerült az igény olyan reaktorok kimunkálására, amelyek az energiatermelés mellett, a (IX. 4.) magreakciókkal, az ^{238}U-t (ill. a ^{232}Th-ot) átalakítják termikus neutronokkal is hasítható ^{239}Pu- (ill. ^{233}U-) -izotópokká. Ezeket a reaktorokat nevezzük szaporító reaktoroknak.

A szaporítóreaktor elvi vázlatrajza a IX. 2. ábrán látható. A reaktornak van egy központi magja, itt helyezik el a fűtőanyagot és itt termelődnek a neutronok. A reaktormagot körülveszik egy ^{238}U-t (vagy ^{232}Th-ot) tartalmazó köpennyel, ebben történik a ^{239}Pu (vagy ^{233}U) előállítása. A reaktormagot olyan anyagból készítik, amelyben egy hasadásban sok neutron termelődik. A neutronhozamnak fenn kell tartania a láncreakciót, termelni kell az új fűtőanyagot és kompenzálni kell a fellépő veszteségeket. Be szokás vezetni a szaporítási tényezőt (*B*), ami definíció szerint megadja az új hasadó atommagok számát egy elhasznált fűtőatomra vonatkoztatva. Jelöljük η'-vel az előállított neutronok számát a fűtőanyagban elnyelt



IX. 2. ábra. Egy gyors szaporítóreaktor sematikus rajza. Az első és második hűtőkörben folyékony nátrium kering.

neutronok számára vonatkoztatva, a kiegészítő (nem fűtőanyag) berendezésekben fellépő befogási veszteséget *C*-vel, a megszökési veszteséget *L*-lel. Ekkor felírható a következő összefüggés:

$$\eta' = 1 + B + C + L. \qquad \text{(IX. 6.)}$$

A jobb oldalon az 1-es azért jött be, mert egy neutron szükséges a láncreakció fenntartására. $C + L$ tipikus értéke ~ 0,2. Ahhoz, hogy a szaporításra legalább egy neutron rendelkezésre álljon (azaz $B \geq 1$ legyen), teljesülni kell az $\eta' \geq 2{,}2$ feltételnek.

A kísérleti adatok szerint:

termikus neutronokra: $\eta = 2{,}06$ (^{235}U-nál), 2,16 (^{239}Pu-nál) és 2,29 (^{233}U-nál).

0,5 MeV-es gyors neutronokra: $\eta' = 2{,}35$ (^{235}U-nál), 2,90 (^{239}Pu-nál) és 2,40 (^{233}U-nál).

Ez adatok világosan mutatják, hogy gyors neutronokkal nagyobb η' értékek érhetők el, így a szaporítóreaktorok magjában lassító közeg nélküli, kisméretű, erősen dúsított fűtőanyagot szoktak alkalmazni. Ez meglehetősen drága. További követelmény, hogy a hűtés nagyon hatékony legyen, mivel a fűtőanyagban nagy hőmennyiség termelődik. Ezért a szaporítóreaktorokban folyékony fém (pl. Na) hűtést szoktak alkalmazni. Mivel a Na erősen aktiválódik a reaktormagban, és mivel a nátrium és víz robbanásszerűen hat egymásra, meg kell akadályozni, hogy a Na és víz egyidejűleg jelen legyen a reaktorban. Ezért két hőcserélő körre van szükség, az egyiket sugárvédő fallal is körül kell venni. Mivel a nátrium forráspontja magas, a nátrium hűtőkört nem kell nagy nyomáson működtetni.

Távlatilag a gyors szaporítóreaktorok elterjedése nagyon fontos lehet, mivel segítségükkel nagy urán- és tóriumkészletek hasznosíthatók. Ugyanakkor e reaktorok alkalmassá tehetők nukleáris fegyverek gyártására, így politikai okokból fejlesztésük, ill. elterjesztésük vontatottan haladt.

A gyorsítóval üzemeltetett energiasokszorozók (accelerator-driven energy multipliers) többféle tanulmánytervét is kidolgozták [Bowman 1998].

Az egyik, főleg *gyorsneutronokra alapozott rendszer* lényege, hogy egy lineáris gyorsítóval vagy szektorfókuszálású izokronciklotronnal protonokat gyorsítanak fel ~ 1 GeV energiára, kb. 10 mA intenzitással. A nyalábot egy nehéz céltárgyra, pl. Pb-ra ejtik. A protonok energiájának durván fele $10 \div 12$ MeV-es neutronok, ill. protonok kiütésére fordítódik, másik része a maradék magot gerjeszti. A neutronok pl. tórium fűtőanyagban hasadást hoznak létre, a becslések szerint első menetben ~ 13 hasadást gyorsított protononként. Az energiasokszorozó szubkritikus állapotban van, reprodukciós tényezője $k \approx 0{,}95$. A második ciklusban

már a Th hasadási neutronjai is részt vesznek a neutronfluxusban, így a neutronok száma 13k lesz. A következő ciklusban 13k^2 stb. Végül $13(1 + k + k^2 + \ldots) = 13/(1-k)$ hasadás jön létre 1 GeV-es protononként. A kialakuló gyorsneutron ($E_n > 0{,}8$ MeV) fluxus elérheti a néhányszor 10^{14} $n/(\mathrm{cm}^2 \times \mathrm{s})$ értéket. A gyorsneutronokra alapozott reaktoroknál hatékony, folyékony fém hűtésre van szükség, ami lehet a céltárgyként is használt ólom. Hasadásonként kb. 200 MeV energiafelszabadulással számolva 1 GeV-es protonokra ez $\left(\frac{13\times200}{0{,}05}\right)/\,1000 \approx 50$-szeres energianövekményt jelent. Két hőcserélő után a termelt gőzzel turbinát lehet hajtani és a nyert villamos energiát a hálózatba lehet táplálni. A nyert energia kis része elegendő a gyorsító működtetésére. Az elhasznált üzemanyagot reprocesszálni kell, mivel a neutronsokszorozási tényező enélkül nagyon kis értékre csökkenne. A gyorsneutron energiasokszorozó nehéz technológia, ugyanakkor vitathatatlanok a következő előnyei:

a) Az energiasokszorozó szubkritikus állapotban van ($k \approx 0{,}95$), nincs önfenntartó láncreakció. Ha a gyorsítót leállítják, leáll az energiasokszorozás is. Így a baleset veszélye eleve minimálisra csökkenthető.

b) Lehetőség nyílik a tórium fűtőanyagként való felhasználására, ami a földkéregben az uránnál lényegesen nagyobb mennyiségben fordul elő.

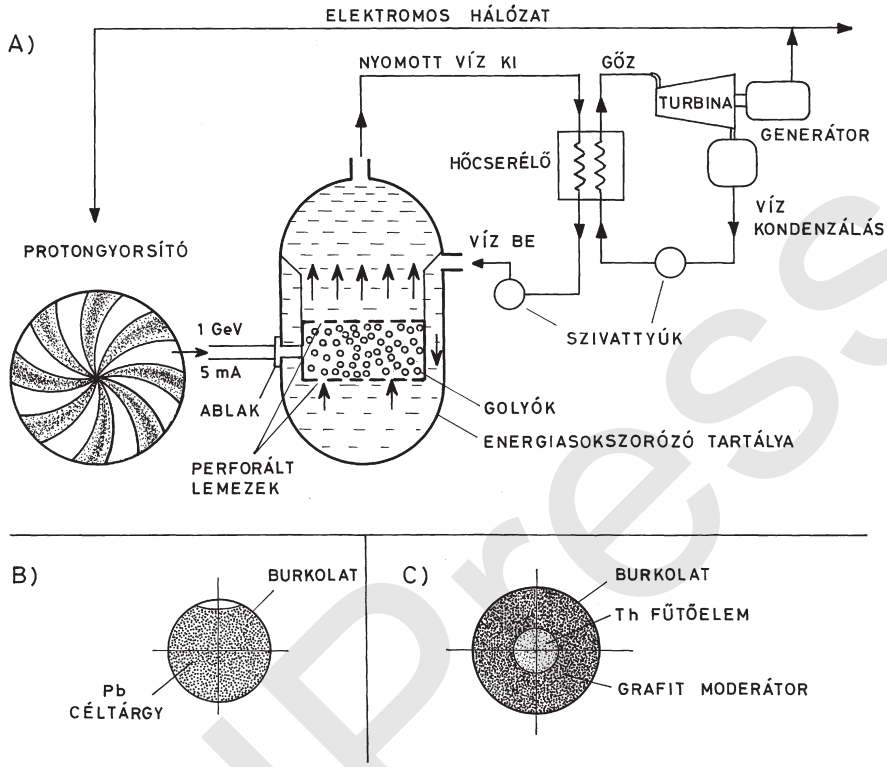
c) A gyorsneutronokra alapozott energiasokszorozó alkalmas a más erőművek kiégett fűtőelemeiben felhalmozódott hosszú életidejű aktinidák gyorsan bomló izotópokká való átalakítására. Ezzel lényegesen csökkenthetők lennének azok a gondok, amik a radioaktív hulladékok szállításával és biztonságos tárolásával kapcsolatosak. A Los Alamos-i tanulmány szerint egyetlen ilyen energiasokszorozóval akár tíz, egyenként 1000 MW-os atomerőmű nagyaktivitású hulladékait is eredményesen lehetne kezelni.

Egy másik, CERN-ben kidolgozott tanulmányterv [Rubbia 1994] szerint az *energiasokszorozót lassú neutronokra* kellene alapozni. Ez egyrészt energiát termelne, másrészt a

$$n + {}^{232}Th \rightarrow {}^{233}Th \xrightarrow{\beta} {}^{233}Pa \xrightarrow{\beta} {}^{233}U$$

folyamat révén új, termikus neutronokkal is hasítható anyagot hozna létre (l. részletesebben a VIII. 2. 1. pontban).

A javasolt berendezés elvi vázlatrajza a IX. 3. ábrán látható. Egy lineáris gyorsító vagy szektorfókuszálású, szeparált mágneses terű gyorsító kb. 1 GeV energiájú és ~ 5 mA intenzitású protonnyalábot szolgáltat. A nyaláb egy ablakon keresztül belép az energiasokszorozó tartályába, amelyben hűtővíz van, benne céltárgy- és fűtőelemgolyók. A bombázó protonok a céltárgygolyók ólom- (vagy bizmut-) -anyagából, direkt reakciókkal neutronokat, ill. protonokat ütnek ki.



IX. 3. A. ábra. Egy gyorsítóval működtetett, ^{233}U-t termelő energiasokszorozó vázlatrajza. *B.* Pb (vagy Bi) céltárgygolyó. C. Th fűtőelemgolyó. Rubbia [1994] alapján.

A fűtőelemgolyók grafitrétegében a neutronok lelassulnak, majd a ^{232}Th-on befogódva ^{233}U-t termelnek. Az energiasokszorozó 400 °C-on, nyomott vízzel működne és a számítások szerint 5 tonna tórium $1{,}5\times10^{14}$ $n/(\mathrm{cm}^2\times\mathrm{s})$ fluxus mellett 250 MW hőteljesítményt szolgáltatna. Két év alatt a tórium kb. 5%-a égne ki, közben 67 kg ^{233}U jelenléte állandósulna. Ha beállt az egyensúly, a termelt ^{233}U mennyisége arányos a ^{232}Th mennyiségével. Mivel kezdetben még nincs az energiasokszorozóban ^{233}U, az indítást célszerű dúsított uránnal támogatni.

A gyorsneutron energiasokszorozónál említett *a)* és *b)* előnyök itt is fennállnak. A Th rendszáma kettővel kisebb, mint az uráné, így az energiasokszorozóban jóval kevesebb transzurán (pl. a bombagyártáshoz alkalmas ^{239}Pu) keletkezik, mint a hagyományos erőművekben. A ^{233}U elég nagy energiájú gamma-sugárzást bocsát ki, így könnyebb a felkutatása, ha valaki bombát akarna belőle csinálni.

A gyorsítóval üzemeltett energiasokszorozó program nagyon perspektivikus, bár még eddig nem valósították meg a gyakorlatban. Az 5 ÷ 10 mA-es proton nyalábáram elérése 1 GeV energiánál, valamint a többi célkitűzés is reális, de további fejlesztőmunkát kíván.

Reaktorok felhasználhatók hajók üzemeltetésére is. A tengeralattjárókban fontos a kis méret. A termikus reaktorokhoz képest térfogatcsökkenés érhető el, ha a reaktor működését közepes (eV ÷ keV) energiájú neutronokra alapozzák. Ehhez nagy dúsítás szükséges ^{235}U-ra. Így fűtőelemcserét is ritkábban kell végezni.

Kutatóreaktorok. Az előbbiekben néhány erőművi reaktortípust ismertettünk. A kutatási célokra épített reaktorok jóval kisebb teljesítményűek (1 ÷ 10 MW). Magyarországon a Központi Fizikai Kutatóintézetben működik egy kutatóreaktor, ami kb. 10^{14} $n/(cm^2 \times s)$ neutronfluxust szolgáltat. Ez egy dúsított urán fűtőanyagú, vízzel moderált, termikus reaktor. Teljesítménye (1992 után) 10 MW. A reaktor alkalmas radioaktív izotópok előállítására, pl. ipari, orvosi diagnosztikai és terápiai célokra. Segítségével számos kutatási téma eredményesen művelhető: forróatomkémia, promptaktivációs analitika, anyagtudományok, kondenzált közegek fizikája, hideg neutronokkal művelhető kutatások stb. Számos ipari alkalmazás is lehetséges, pl. folyadékellenőrzés és -szabályozás, gamma-radiográfia terepen, nyomjelzés, kémiai analízis stb. A Budapesti Műszaki Egyetemen üzemel egy kisteljesítményű tanreaktor is.

Kutatási célra építettek speciális impulzusreaktorokat. A dubnai impulzusreaktorban ^{239}Pu-ból egy szubkritikus rendszert hoztak létre, ami forgó korong(ok) ra erősített ^{235}U hasadóanyaggal periodikusan szuperkritikussá tehető. Így impulzusban sikerült ~ $1{,}5 \times 10^{16}$ $n/(cm^2 \times s)$ neutronfluxust előállítani; az impulzus szélessége ~ 50 μs. Az impulzusreaktor kitűnő lehetőséget biztosít pl. szilárdtestfizikai kutatásokhoz.

Nagyon rövid neutronimpulzusok nyerhetők (γ,*n*) reakcióból lineáris elektrongyorsítók fékezési sugárzásának felhasználásával. Az ORELA (**O**ak **R**idge **e**lectron **l**inear **a**ccelerator, USA) gyorsító 100 ÷ 170 MeV-es, csúcsban 22 A-es elektronnyalábbal, 3 ÷ 40 ns impulzushossz mellett, 10^{11} *n*/impulzust szolgáltat. Ez csúcsban kb. 4×10^{18} *n*/s-ot jelent. A rövid impulzus pontos repülési idő és így neutronenergia-mérésre és ezen keresztül széles körű magfizikai kutatómunkára biztosít lehetőséget. Céltárgyanyagul pl. Ta szolgálhat.

Újabban (2008) Dubnában is épül egy elektron-lineárisgyorsító (IREN: **i**ntense **re**sonance **n**eutron source). Az elektronokat ~ 200 MeV energiára gyorsítják, majd *(γ, n)* reakcióval neutronnyalábot hoznak létre magfizikai kutatási célokra. Az impulzus hossza ~ 200 ns.

PUBLICS

Biztonsági kérdések

A nukleáris erőművekkel kapcsolatban több biztonsági probléma is felmerül:
– az erőművek biztonságos üzemeltetése,
– a kiégett (de még radioaktív) fűtőelemek sorsa,
– annak megakadályozása, hogy erősen dúsított ^{235}U vagy ^{239}Pu illetéktelenek (terroristacsoportok, atomfegyvert titokban kifejlesztő államok) kezébe kerüljön.

A következőkben röviden áttekintjük e biztonsági kérdéseket.

Az erőművek biztonságos üzemeltetése. A villamosenergiát termelő különböző erőművek biztonsági analízise arra az eredményre vezetett, hogy a nukleáris erőművek a legkevésbé hajlamosak balesetre (l. pl. Freiesleben és mts. [2007]). Az elemzést a ténylegesen megtörtént komolyabb balesetekre alapozták. Az atomerőművek biztonsága még növelhető a hagyományos megoldások továbbfejlesztésével, a fizika alaptörvényeire (gravitáció, természetes áramlás stb.) alapozott (inherens) módszerekkel, továbbá teljesen új ötletekkel. A csernobili katasztrófa könnyűvizes-grafit reaktorban történt. Ilyen típusú reaktor ma már csak a volt Szovjetunió területén működik. Hasonló baleset nem fordulhat elő a többi nukleáris erőműben, mivel azok más technológiát használnak. Új nukleáris erőműveket ma már úgy építenek, hogy a legsúlyosabb baleset, a reaktormag megolvadása fizikailag is lehetetlen, vagy – legrosszabb esetben – a radioaktív szennyezés a telephelyen belül tartható. Az épületet ellenállóvá teszik repülőgépek rázuhanásával szemben is.

A kiégett fűtőelemek újrafeldolgozás nélkül atombomba gyártására alkalmatlanok. Probléma viszont, hogy nyílt ciklus esetén az elhasznált fűtőelemet legalább 170 000 évig tárolni kell ahhoz, hogy a radiotoxikussága elérje az uránét, amelyből származott. Ha a zárt ciklusban a plutónium és urán 99,9%-át eltávolítják a fűtőelemből, ez a szükséges tárolási időt ~ 16 000 évre redukálja. Ha a kisebb mennyiségben előforduló aktinidákat is eltávolítják fejlett technikákkal, a kívánatos tárolási idő lerövidíthető kevéssel több mint 300 évre. Az ilyen hulladékok tárolása viszonylag könnyen megoldható mélyen a föld alatt, szigetelő közegben való elhelyezéssel. A kivont kisebb mennyiségű aktinidákat át lehet alakítani rövidebb felezési idejű izotópokká, vagy „elégetni" erre alkalmas reaktorban.

A kiégett fűtőelemek újrafeldolgozása zárt ciklusban viszont magában hordozza a veszélyt, hogy atombombagyártásra alkalmas ^{239}Pu-ot vonnak ki belőle.

Erősen dúsított ^{235}U vagy ^{239}Pu elterjedése. Az atomfegyverek működéséhez dúsított ^{235}U vagy ^{239}Pu-ra van szükség (IX. 1. 2. pont). Pontosabban: a kritikus robbanási tömeg ~ 22 kg, ha 93%-ban dúsított ^{235}U-t ~ 5 cm vastag Be neutronref-

lektorral veszünk körül, és ~400 kg, ha 20%-ban dúsított uránt használnak [Glaser, Hippel 2006]. Dúsított uránból könnyen lehet Hirosima-típusú egyszerű atombombát csinálni; akár terroristacsoportoknak is. Ezért szükség van a dúsított hasadóanyagok szigorú ellenőrzésére, a lopások megakadályozására. Szükség van továbbá nemzetközi megállapodásokra az atomfegyverek terjedésének korlátok közé szorítására.

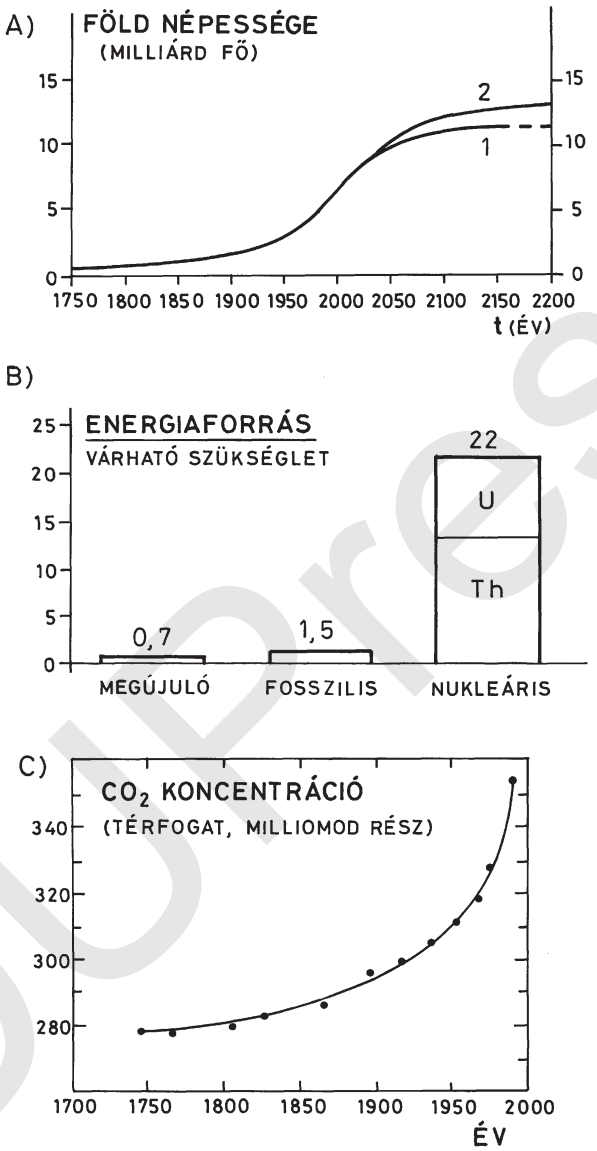
A nukleáris energetika távlatai

Igény energiára. Üzemanyagkészletek. CO_2-kibocsátás. A Föld népessége i. e. ~2000-től nagyon lassan növekedett és i. sz. ~1500-ig nem haladta meg az egymilliárdot. Jelenleg azonban népességrobbanásnak vagyunk tanúi (l. a IX. 4. A. ábrát); a világ népességének gyarapodása közelít az évtizedenkénti egymilliárdhoz. Az Európai Unióban a relatív energiafelhasználás fejenként 2,2, míg számos országban (köztük a világ legnépesebb országaiban) Kínában, Indiában, Latin-Amerikában, a Fekete-Afrikában ez csak ≤ 0,45. Az egyes országok között óriási különbségek vannak a fejenkénti energiafelhasználásban és a fejlettségi szintben, ami hatalmas feszültségek forrása.

A világ várható energiaigénye a huszonegyedik századra elég jól prognosztizálható és adataink vannak az energiaforrások készleteire vonatkozóan is. A IX. 5. B. ábra mutatja, hogy mennyi a megújuló, fosszilis és hasadóanyag-készlet a huszonegyedik század várható szükségletéhez viszonyítva. Megújuló forrásokból az igényeket nem lehet fedezni. A fosszilis tüzelőanyag elég lenne, de a könnyen kitermelhető készletek fogyásával a kitermelési költségek meredeken növekednek. Az olajforrások kitermelésének becsült relatív önköltségei a következők: Közel-Kelet, Észak-Afrika: 1, USA: 9, Északi-tenger 12, szén cseppfolyósítása: 36. Mindebből következik, hogy évszázados távlatokban az emberiség energiaszükségletét az atomenergia felhasználása nélkül nem lehet kielégíteni.

A jelenlegi becslések szerint azonosított és viszonylag könnyen kibányászható uránból nyílt ciklusú felhasználás esetén > 50 évre elegendő készlet van a Földünkön. Ha az alacsony urántartalmú lelőhelyeket is figyelembe vesszük, a készlet néhány száz évre elegendő.

Zárt ciklusú üzemmódban az újra feldolgozott nukleáris fűtőanyag gyors szaporítóreaktorokban hasznosítható, ami ~100-szoros hatékonyságnövekedést eredményez. Ekkor hasadási reaktorok több ezer évig is működhetnek az ismert uránkészletek alapján. Gyors szaporítóreaktorokban és a gyorsítós energiasok-



IX. 4. A. ábra. A Föld népességének növekedése 1750 és 2200 között. 1 – ENSZ-becslés, 2 – Egy modellszámítás eredménye [Kapitza 1999].
B. Energiaforrások és a 21. század szükségletének aránya. Megújuló források: nap, víz, tenger, szél, biomassza, geotermikus. Fosszilis források: szén, olaj, földgáz. Nukleáris források: itt csak az urán és tórium hasadóanyag-készletek szerepelnek. Vajda [2002] alapján.
C. A légköri szén-dioxid-koncentráció az idő függvényében.

DUPress

szorozó rendszerekben a tórium is hasznosítható, amiből a készletek sokkal nagyobbak.

A fosszilis tüzelőanyagok elégetése következtében a légkör CO_2 tartalma meredeken növekszik (l. IX. 4. C. ábrát), ami üvegházhatás miatt a Föld melegedéséhez vezet. A sarki jéghegyek csökkennek, a tengerszint emelkedik, ami bizonyos mélyen fekvő területeken (pl. Hollandia, a Nílus-delta stb.) súlyos gondokat okozhat. Ugyanakkor széntüzelésű erőművekből hatalmas mennyiségű urán és tórium kerül (bomlástermékeikkel, pl. a Rn-nal együtt) a levegőbe, az atomerőművek pedig fogyasztják a hasadóanyagokat. A népesség sugárterhelése a széntüzelésű erőművekből többszörösen nagyobb, mint az atomerőművekből. Mindez a nukleáris erőművek fejlesztését és építését újra előtérbe állította.

Új reaktortípusok fejlesztése. Új reaktortípusok kifejlesztésére nemzetközi együttműködés jött létre **G**ENERATION-IV **I**nternational **F**orum (GIF) néven. Ennek az Európai Unió (az EURATOM) is tagja, a titkársági teendőket pedig a fejlett országok szervezete, az OECD (**O**rganization for **E**conomic **C**ooperation and **D**evelopment) Nukleáris Energiaügynökség (Nuclear Energy Agency) látja el. A GIF programban a következő perspektivikusnak tartott hat reaktortípust választották ki tanulmányozásra:

Továbbfejlesztett termikus reaktorok.

– Nagyon magas hőmérsékleten működő reaktor (VHTR, **v**ery **h**igh **t**emperature **r**eactor). Nagy előnye, hogy termokémiai úton hidrogént tud előállítani, amit pl. járművekben üzemanyagként lehet felhasználni. Ugyanakkor villamosenergiát és hőt is termel nyílt ciklusú urán üzemmódban.

– Szuperkritikus vízzel hűtött reaktor (SCWR, **s**uper**c**ritical-**w**ater-cooled **r**eactor). A jelenleg legelterjedtebb nyomottvizes reaktor továbbfejlesztése. Hatásosan termel villamosenergiát nyílt ciklusban (de zárt ciklus is lehetséges) és kívánság szerint az aktinidák is kezelhetők.

Gyors neutronokra alapozott „gyorsreaktorok".

– Gázhűtéses gyorsreaktor (GFR, **g**as-cooled **f**ast **r**eactor). Elektromos áramot, hidrogént vagy hőt szolgáltat. Zárt üzemanyagláncban működik, az aktinidákat hatékonyan kezeli.

– Ólommal hűtött gyorsreaktor (LFR, **l**ead-cooled **f**ast **r**eactor). Kis méretű, áttelepíthető, hidrogénfejlesztő, zárt ciklusú. Kb. 15-20 évente kell csak üzemanyagot cserélni benne. Hasonló elv alapján nagyobb erőművek is létrehozhatók.

– Nátriummal hűtött gyorsreaktor (SFR, **s**odium-cooled **f**ast **r**eactor). Zárt ciklusú, a ^{238}U-t is hasznosítja, az aktinidákat hatékonyan kezeli.

DUPRES

– Sóolvadékos reaktor (MSR, **m**oltes **s**alt **r**eactor). Legalkalmasabb a tórium hasadó ^{233}U-ná történő átalakítására. A plutóniumot és más aktinidákat is hatékonyan elégeti, az üzemanyag folyékony, üzeme inherens módon biztonságos. A hasadási termékeket időnként el kell távolítani belőle.

Minden fejlesztendő reaktortípusnál követelmény a gazdaságosság, a fenntartható fejlődés biztosítása, a biztonság, megbízhatóság, a hulladékok minimalizálása és a katonai célokra való használhatatlanság.

Ma még túl korai annak megítélése, hogy az említett hat negyedik generációs erőműből melyik (vagy melyek) valósul(nak) meg. Nagyon perspektivikusak a gyorsítóval üzemeltetett energiasokszorozók is. Ezek lehetőséget kínálnak a nukleáris hulladékok mennyiségének csökkentésére, ugyanakkor a hibridreaktorok az energiaellátást is lényegesen segítik. A hibridreaktorokban a nagyáramú, nagy energiájú protongyorsítót kombinálják hasadási reaktorral.

Remélhetőleg a 2020-as évek végén, a 2030-as években már működőképes lesz valamelyik fentebb említett reaktortípus.

Termonukleáris fúziós reaktorok. Az emberiség energiagondjainak megoldására távlatilag a kontrollált termonukleáris fúzió is számításba jöhet. A több évtizede folyó kutatások ellenére ezek gyakorlati felhasználása egyelőre távlatinak tűnik; a 21. század közepe előtt nem valószínű, hogy fúziós reaktor hálózatba villamos energiát tud szolgáltatni.

A fúziós reaktor működési elve a következő lehet. A reaktor üzemanyaga ^{2}H és ^{3}H keverék, ami magas (~ 100 millió °C, $E_{atommag} \sim 10$ keV) hőmérsékleten

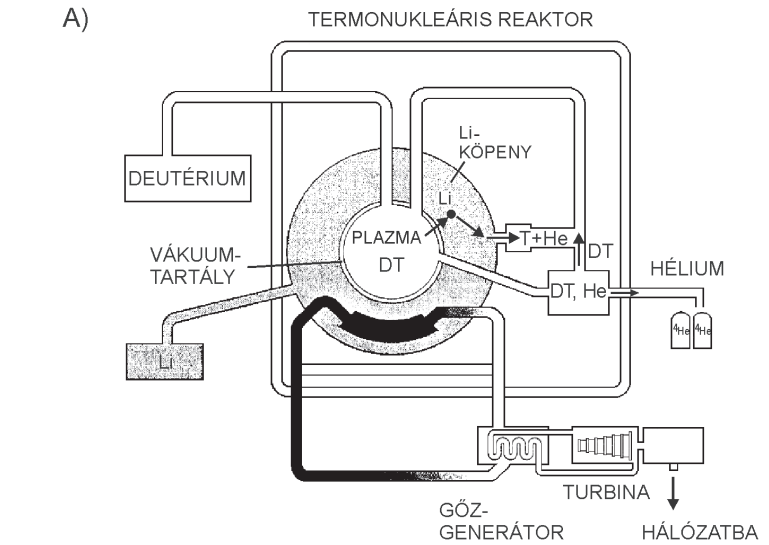
$$^{3}\mathrm{H} + {}^{2}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}\mathrm{He} + n$$

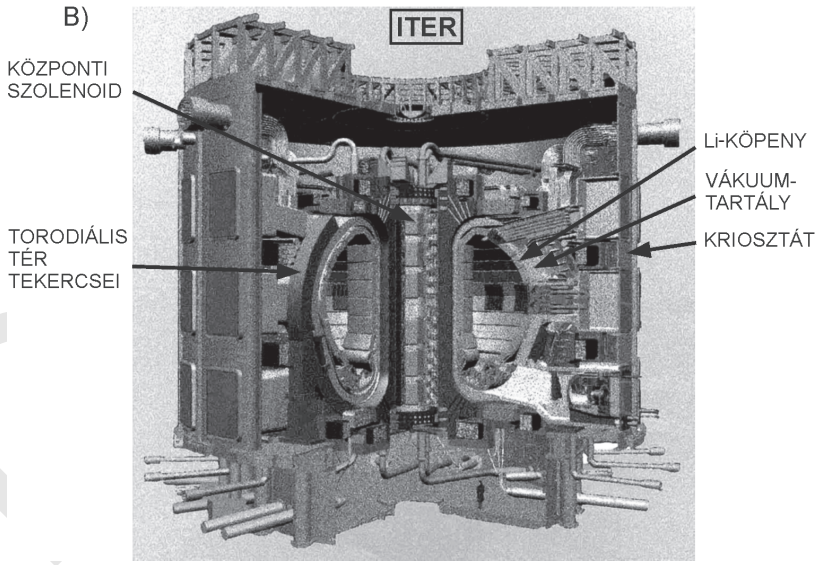
reakcióval stabil héliumhoz és neutronhoz vezet. A ^{3}H*(d,n)*^{4}He reakcióban nagy energia szabadul fel (Q = 17,6 MeV, l. VIII. 2. 2. pontot) és a felszabadult energiából 3,5 MeV jut a ^{4}He-ra, 14,1 MeV a neutronra. A trícium radioaktív ($T_{1/2}$ = 12,3 év), így termelését célszerű magában a reaktorban végezni, felhasználva a

$$^{6}\mathrm{Li}(n,\alpha)^{3}\mathrm{H}, \quad Q = 4{,}78\ \mathrm{MeV}$$

reakciót (l. VIII. 2. 1. pontot).

Egy fúziós reaktor működésének elvi vázlatrajza a IX. 5. A. ábrán látható. Kezdetben deutérium (D) + trícium (T) keverékben híg plazmát hoznak létre pl. rádióhullámokkal való besugárzással. Kellő felfűtés után a $^{3}\mathrm{H} + {}^{2}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}\mathrm{He} + n$ reakcióban keletkező α-részecskék is részt vesznek a hőmérséklet emelésében, mivel energiájuk nagyságrendekkel nagyobb, mint a plazmában lévő atommagoké. A hőmérséklet egészen az égési pontig emelkedik. Ekkor viszont megáll, mivel a





IX. 5. A. ábra. Egy fúziós reaktor elvi vázlatrajza. L. részletesebben a szövegben. EFDA (**E**uropean **f**usion **d**evelopment **a**greement) anyag alapján.
B. ábra. Az ITER kísérleti termonukleáris reaktor vázlatrajza. A plazma nagyobbik sugara 6,2 m, a kisebbik sugara 2 m. A plazma összetartását toroidális mágneses térrel biztosítják. Horton [2004] alapján.

fúziós reakciók gyakorisága a maximum elérése után nem növekszik, a veszteségek pedig erőteljesen nőnek. Így nem fordulhat elő megszaladásos baleset. A reaktor működéséhez csak a fúziós üzemanyagot kell biztosítani, valamint el kell vezetni a lehűlt héliumot. Egy-egy működési ciklus csak néhány másodpercig tart.

A reaktorban termelt energia zömmel a neutronok kinetikus energiájában jelentkezik (E_n = 14,1 MeV). Ezt úgy lehet hasznosítani, hogy a plazmát egy Li-köpennyel veszik körül, amelyben a neutronok lelassulnak (l. VIII. 2. 1. pontot) és közben a köpenyt felmelegítik. A képződött hőt egy cirkuláló hűtőközeggel ki lehet vonni a köpenyből, majd egy gőzgenerátoron keresztül turbinát lehet vele üzemeltetni. A turbina a hálózatba villamos energiát szolgáltathat.

A plazmát körülvevő Li-köpenyben létrejön a $^6\mathrm{Li}(n,\alpha)^3\mathrm{H}$ reakció is, azaz egyidejűleg a reaktor üzeméhez szükséges trícium is termelhető. Ezt vissza lehet táplálni a plazmába a további üzemeltetéshez.

Probléma még a plazma hosszabb ideig való egybentartása. Ezt erős, megfelelően kialakított mágneses terekkel biztosítják, melyek lényeges elemei a IX. 5. B. ábrán látható toroidális szupravezető tekercsek. A plazmagyűrűben körben áram folyik, amit a központi szolenoiddal hagyományos induktív módon hoznak létre. Ez is hozzájárul a helikális térszerkezethez.

A reaktor egyik üzemanyaga, a deutérium gyakorlatilag kimeríthetetlen mennyiségben van jelen a természetben, mivel a vízben minden ~ 6700-adik hidrogénatom deutérium. A lítiumkészlet a Földön ~ 12 millió tonnára becsülhető. Így a termonukleáris erőművek üzemanyagellátása igen hosszú ideig biztosítható lenne. Nagy előny továbbá, hogy a reakciók végterméke, a $^4\mathrm{He}$ nem radioaktív, nem szennyezi a környezetet.

Az igen magas hőmérsékletű plazma összetartásához nagyon erős mágneses terek szükségesek, melyeket szupravezető tekercsekkel, alacsony hőmérsékleten lehet megvalósítani. Probléma továbbá megfelelő szerkezeti anyagok találása (kifejlesztése) a reaktor számára. A fúziós reaktorok technológiájának kidolgozása még jelentős fejlesztést kíván.

Az Oxford (Anglia) mellett működő JET (**J**oint **E**uropean **T**orus) deutérium-trícium üzemanyagú kísérleti berendezésben már sikerült ~ 16 MW teljesítményt produkálni, de csak nagyobb betáplált energia mellett. Nemzetközi összefogással Franciaországban épül egy új reaktor, az ITER (**i**nternational **t**hermonuclear **e**xperimental **r**eactor). Ezt már 500 MW-os fúziós teljesítményre tervezik (IX. 5. B. ábra). Ebben a központi szolenoidot használják hagyományos induktív módon a ~ 15 MA plazmaáram fenntartására > 400 s-ig. A toroidális mágneses tér a plazma nagyobbik sugaránál 5,3 T, a plazma térfogata ~ 840 m^3.

Dubrics

Koncentrált lézersugarakkal és gyorsított részecskenyalábokkal is folynak kísérletek ellenőrzött fúziós mikrorobbantások létrehozására.

*

A nukleáris erőművek jövőjével és biztonságos működésével kapcsolatban l. részletesebben Ansolabehere és mts. [2003], Deutch és mts. [2004] munkáit, valamint a Scientific American 2006. szeptemberi különszámát. A magyar nyelvű irodalomban a hasadásos reaktorok fizikájával foglalkozik Szatmáry [2002] alapvető munkája. A világ energiaellátásával kapcsolatban l. Vajda [2006] és Berényi [2005], a jövő hasadásos atomerőműveivel kapcsolatban Szatmáry [2002A], Vidovszky [2005] és Veres [2005] közleményeit. A fúziós reaktorok fizikáját tárgyalják Zoletnik [2005, 2005A] publikációi.

IX. 1. 2. Nukleáris fegyverek

Hasadáson alapuló fegyverek

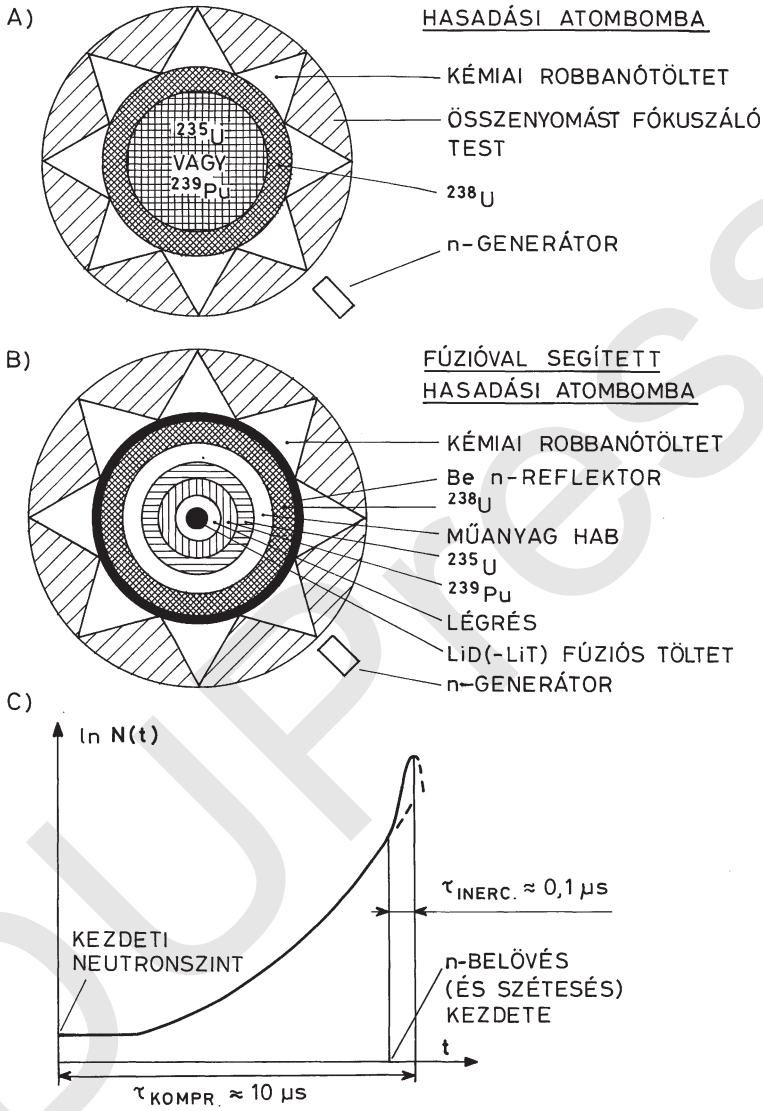
Nukleáris robbantás megvalósításához szubkritikus állapotban levő hasadási anyagokat szuperkritikus állapotba kell hozni. Mindezt olyan rövid idő alatt, hogy az exponenciálisan növekvő hasadási energia létrehozza a kívánt robbanási hatást, mielőtt a rendszer szétrepülne.

A Hirosimára ledobott atombombában egy ^{235}U-hengert lőttek be egy üreges ^{235}U-gömbbe. Az ilyen típusú bomba hatásfoka igen alacsony, a robbanáskor az ^{235}U jelentős része szétrepül hasadás nélkül. Manapság már csak hasadási anyag összenyomásával kényszerítik ki a kritikus méretet, így lényegesen jobb hatásfok érhető el.

A IX. 6. ábrán látható egy *hasadási atombomba elvi vázlatrajza*. A bombát körülvevő kémiai robbanótöltetek egyidejű felrobbantásával és a nyomás központ felé való fókuszálásával a ^{235}U (vagy ^{239}Pu) robbanóanyag sűrűségét $5 \div 10$-szeresen megnövelik, majd egy külső generátorból intenzív neutronimpulzust lőnek be rá. A ^{238}U gömbhéj a neutronok reflektálását és a hasadási neutronok számának növelését szolgálja, de egyúttal növeli a kémiai robbantás lendületét is.

Vizsgáljuk meg a bomba alkatrészeit és a hasadás kinematikáját némileg részletesebben.

Hasadóanyagok. A leggyakrabban használt bombaanyagok az ^{235}U és ^{239}Pu. A természetes uránban 0,7%-ban jelenlévő ^{235}U-izotópot erősen (mintegy 93%-



IX. 6. A. ábra. Egy hasadási atombomba elvi vázlatrajza.
B. Egy fúzióval segített hasadási atombomba elvi vázlatrajza.
C. Az $N(t)$ neutronsűrűség időbeni (t) változása egy összenyomásos hasadási bombában. Taylor [1987] és Makra [1985] alapján.

DUPress

ra) dúsítani kell ahhoz, hogy alkalmas legyen bombagyártásra. A plutóniumot urán fűtőelemű reaktorban lehet előállítani, de ott hosszú üzemidő esetén nemcsak a bombagyártásra alkalmas (páratlan tömegszámú) ^{239}Pu-izotóp termelődik, hanem a $^{238, 240, 241, 242}$Pu-izotópok is. Ezért nagy ^{239}Pu-arány elérése érdekében a fűtőelemet rövid (kb. kétheti) működés után reprocesszálni kell, ami nagyon megdrágítja a bombagyártást.

A kritikus méretet főleg az szabja meg, hogy a hasadási neutronok milyen távolságon belül hoznak létre újabb hasadásokat. A hasadóanyagok kritikus mérete és tömege lényegesen csökkenthető külső neutronreflektor alkalmazásával. Pl. az ^{235}U kritikus tömege 49 kg reflektor nélkül, míg 10 cm vastag ^{238}U gömbhéjjal körülvéve csak 10,7 kg. A reflektor a kritikus sugarat 8,3 cm-ről 5,1 cm-re csökkenti.

A robbanás kinetikája. A láncreakció neutronsűrűsége $N(t)$ (és ezzel arányosan a teljesítmény) az $N(t) = N_0 e^{\alpha t}$ kifejezés szerint változik (l. a IX. 5. képletet). A pontosabb neutrondiffúziós termodinamikai számításoknál figyelembe veszik, hogy az α-tényező is függ az időtől, valamint az exponenciális függvény előtt bevezetnek egy ún. $S(t)$ neutron-forrásfüggvény tényezőt, ami egy spontánhasadási (állandó) tagból, a külső neutronforrásból belőtt, időben változó neutronimpulzus-tagból és – ha a bomba centrumában fúziós töltetet is elhelyeznek – annak járulékából tevődik össze. Az $N(t)$ neutronsűrűség időbeni változását egy összenyomásos (implóziós) atombombánál a IX. 6. C. ábra szemlélteti. A hasadóanyag összenyomása ~10 μs-nál lényegesen gyorsabban nem hozható létre. A hasadóanyag inerciális összetartási ideje a becslések szerint $\tau_{inerc} \approx 0{,}1$ μs. A hasadási szám úgy növelhető lényegesen, ha az inerciális összetartási idő alatt nagy neutronimpulzust lőnek a hasadóanyagba. Erre a célra kifejlesztettek zárt csövű, kisméretű (~ 30 ÷ 40 cm hosszú) neutrongenerátorokat, amelyekben deutérium gáztöltés van. A deutérium a csőre kapcsolt ~150 kV-os feszültségimpulzus hatására ionizálódik és tríciumtartalmú céltárgyra jutva neutronimpulzust hoz létre. Így akár 10^{10} *n*/impulzushozam is elérhető.

A fúzióval segített hasadási bombánál (l. IX. 6. B. ábrát) a neutronimpulzust LiD(-LiT) fúziós töltettel hozzák létre. Így sok nagyságrenddel felül lehet múlni a neutrongenerátorból beadható neutronfluxust. A D+T reakcióban keletkező nagyenergiájú neutronok megnövelik a hasadás sebességét, ami fokozza a hőmérsékletet és nyomást, így erős pozitív visszacsatolást jelent a fúzióra. Mindazonáltal ez még nem hidrogénbomba, a fúzió csak kis hányadát adja a hasadási energiatermelésnek. A számítások szerint a IX. 6. B. ábrán vázolt bombánál a kémiai robbanóanyag a ^{239}Pu gömbhéj sűrűségét 2 ÷ 5-szörösen növelheti, miközben át-

mérője kb. 4 cm-re csökken. A korszerű hasadási bombákban a hasadóanyag mennyisége összenyomás előtt lényegesen kisebb, mint a kritikus tömeg.

Hidrogénbomba

A fúziós bomba megvalósítására leginkább a D + T reakció látszik alkalmasnak, mivel ennél mind a reakcióenergia, mind a reakció hatáskeresztmetszete nagyon nagy (l. a VIII. 2. 2. pontban). A trícium azonban radioaktív, 1 kg trícium aktivitása $\sim 3{,}7 \times 10^{17}$ Bq, ez rendkívül kényelmetlenné teszi alkalmazását.

A hidrogénbomba megvalósításának kulcsfontosságú eleme volt, hogy a tríciumot magában a bombában állítják elő a robbanás során. (Az ötlet valószínűleg Teller Edétől, ill. Szaharovtól származik.) A bomba alapanyaga: LiD (vagy LiD-LiT keverék). A lejátszódó reakcióciklus a következő:

$$^6\mathrm{Li} + n \rightarrow {}^4\mathrm{He} + {}^3\mathrm{H}, \quad {}^2\mathrm{H} + {}^3\mathrm{H} \rightarrow {}^4\mathrm{He} + n,$$

ami végső fokon $^6\mathrm{Li} + {}^2\mathrm{H} \rightarrow 2\ {}^4\mathrm{He}$-hoz és 22,4 MeV energia felszabadulásához vezet (l. VIII. 8. feladatot). A LiD szilárd halmazállapotú, nagy sűrűségű és könnyen szállítható.

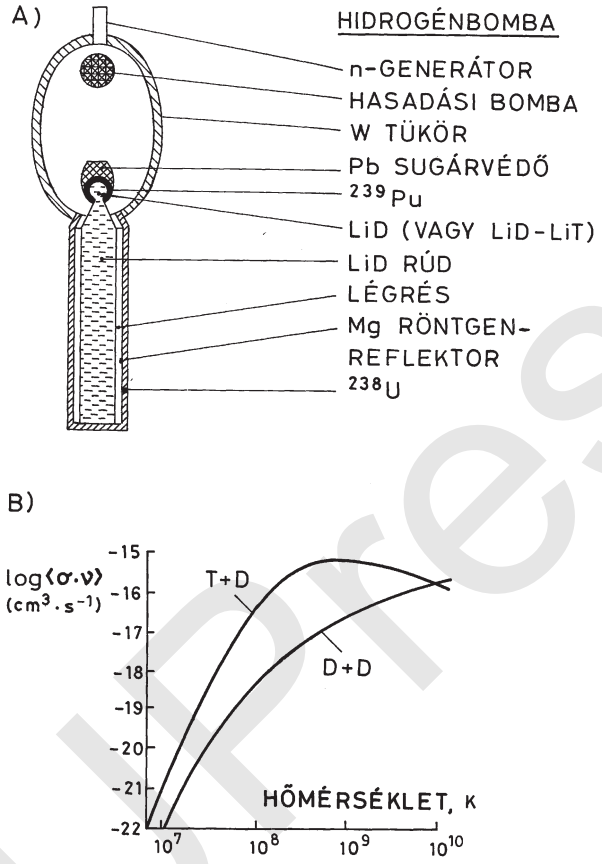
A Lawson-kritérium szerint a fúziós reakció energiamérlege akkor lesz pozitív, ha a részecskesűrűség és összetartási idő szorzata meghaladja a $(0{,}2 \div 1) \times 10^{15}$ $\mathrm{cm}^{-3}\mathrm{s}$ értéket. A fúziós bombánál (miként a hasadásosnál is) szükség van az üzemanyag összenyomására.

A fúzió kinetikája. Az időegységenkénti reakciók száma a következőképpen jellemezhető:

$$\frac{dN}{dt} = N_D N_T \langle \sigma \cdot v \rangle, \tag{IX. 7.}$$

ahol N_D, ill. N_T a deutérium, ill. tríciumatomok sűrűsége, $\langle \sigma \cdot v \rangle$ pedig a sebességre átlagolt hatáskeresztmetszet. Ha úgy számolunk, hogy a trícium kezdettől fogva jelen van, $N_\mathrm{D} \approx N_\mathrm{T} \approx 10^{23}\ \mathrm{cm}^{-3}$, a $\langle \sigma \cdot v \rangle$ értékei pedig a hőmérséklet függvényében a IX. 7. B. ábráról olvashatók le. A LiD ~0,8 $\mathrm{g/cm}^3$ normál sűrűségét összenyomással ~ 5-szörösére növelve ~ 100 millió K hőmérsékletnél már a teljes fúzióstöltet elégethető.

Komprimálás és felhevítés. Egy hidrogénbomba konstrukciója a következőképpen képzelhető el (l. a IX. 7. A. ábrát). A LiD (vagy LiD-LiT) fúziós töltet magas hőmérsékletre hevítését és összenyomását (a benne létrehozott lökéshullámmal) hasadásos atombombával hozzák létre. Ha a hasadásos bombát egy



IX. 7. A. ábra. Egy hidrogénbomba elvi összeállítási rajza. *B.* A $\langle\sigma \cdot v\rangle$ reakcióparaméter hőmérséklet-függése különböző fúziós reakciókra. Makra [1985] alapján.

forgásellipszoid alakú reflektor egyik fókuszába teszik, akkor a keletkező röntgen- és neutronsugárzás (sőt részben a lökéshullám is) a másik fókuszpontban koncentrálható (Teller–Ulam-tükör). A tükörnek nagy rendszámú anyagból kell készülnie, pl. ólomból vagy volframból.

A LiD-töltetet körülvevő plutóniumburkolat neutron- és energiatermelése elősegíti a fúzió beindulását. A Pb sugárvédő az idő előtti felmelegedéstől óvja a LiD üzemanyagot. A felmelegedés a kompresszió ellen hatna.

A LiD elősűrítését elősegíti az ^{238}U-tok és a LiD-rúd köré folyó fotongáz. A neutronok megszökését urántokkal csökkentik, amelyik részben neutronsokszorozó szerepet is betölt.

DUPress

Amikor a LiD-gömbben beindul a fúzió, ez erős lökéshullámot hoz létre, ami komprimálja a fúziós (akkor már tríciumot is tartalmazó) anyagot.

A LiD-töltet növelésével a bomba robbanóereje igen nagy mértékben növelhető.

Neutronbomba

A neutronbomba felépítése valószínűleg hasonló a IX. 7. A. ábrán bemutatott hidrogénbombáéhoz. A fő különbség az, hogy a neutronbomba rombolási körletét minimálisra igyekeznek csökkenteni, a neutronsugárzását pedig növelni.

A neutronbomba hasadási gyutacsában valószínűleg ^{251}Cf ($T_{1/2} = 896$ év) is van. Egy kaliforniumatommag hasadásánál ~ 3,8 neutron válik szabaddá és így a ^{251}Cf kritikus tömege jóval kisebb, mint 100 g. Robbanóereje $2 \div 3$ nagyságrenddel kisebb, mint az urán- vagy plutóniumbombáé, ugyanakkor lényegesen több (és nagyobb energiájú) neutront termel. Mivel az energiatermelésben főleg a fúzió játszik szerepet, a neutronbomba robbanásakor viszonylag kevés radioaktív termék keletkezik.

Az atomfegyverek fizikáját l. részletesebben Makra [1985] közleményében.

A nukleáris robbantások hatásai

Elsődleges hatások. A nukleáris robbantásnál felszabaduló energia olyan hatalmas, hogy a fegyver anyaga szinte azonnal izzó plazmává alakul, amelyben pozitív töltésű ionok és elektronok mozognak nagy sebességgel. A fegyvertörmelék plazmájának kinetikus energiája és a fellépő röntgen-, gamma- és neutronsugárzások jelentik a robbanás elsődleges hatásait. A robbanást követő néhány milliomod másodpercben a kisugárzott energia ~ 70%-a röntgensugárzásból áll. A plazmafelhő kinetikus energiája nagy fajlagos hatóerejű fúziós bombánál a teljes robbanási energiának kb. 10%-át képezi. A nagy áthatolóképességű gamma- és neutronsugárzás részaránya erősen függ a bomba típusától. A termonukleáris robbantásoknál általában nagyobb, mint a hasadási bombáknál.

Másodlagos hatások. A nukleáris robbantás másodlagos hatásai különbözőek aszerint, hogy a robbantás a világűrben, a felső légkörben vagy az alsó légkörben (föld/víz alatt) történt. A *világűrben* végzett robbantás esetén a földfelszínt az elektromágnes mikrohullámok, velük a látható és infravörös fény éri el, hatalmas elektromágneses sugárzási impulzust eredményezve. A többi sugárzás (fegyver-

törmelék, röntgen, neutron, gamma) elnyelődik a légkörben. A *légkörben* végzett robbantás hatalmas lökéshullámot kelt, amiben a légnyomás hirtelen megnő, majd lecsökken. Jelentős még a direkt gamma- és neutronsugárzás is. A hősugárzás távoli épületeket, erdőket stb. felgyújthat, ezzel hatalmas tűzvészt hozhat létre. Az energiasűrűség a lökéshullámban, a hősugárzásban és direkt sugárzásoknál geometriai okokból nagyjából $1/r^2$ szerint csökken. A radioaktív anyagok szétszóródása függ a széliránytól. A rövid felezési idejű izotópok szélirányban akár több száz km-re is erőteljes sugárkárosodást okozhatnak. A ~ 29 év felezési idejű ^{90}Sr és a ~ 30 év felezési idejű ^{137}Cs stb. hasadási termékek tartós radioaktív szennyezést eredményeznek. A magasban végzett légköri robbantások nagy területen fejtik ki hatásukat, pl. városok elpusztítására használhatók. Termonukleáris fegyverrel akár l6 km sugarú körön belül teljes szétrombolás érhető el. A *földfelszín közelében* végzett robbantások nagymennyiségű port, földet, épületeket levegőbe repíthetnek. Sűrűbb közegben a teljes robbanási energia nagyobb része koncentrálódik a lökéshullámba, így alkalmasak föld alatti rakétasilók vagy tengeralattjárók megsemmisítésére. A törmelékek erősen aktiválódhatnak és nagy területeket beszennyezhetnek. A radioaktív szennyezés növelhető bizonyos anyagok tudatos aktiválásával.

A *nukleáris fegyverek új generációjában* arra törekednek, hogy a robbanás energiájának jelentős része bizonyos fajtájú, erősen irányított energiává alakuljon át. Az elektromágneses energia a lézerekkel egyenértékű módon fókuszálható. A mikrohullámok a $0{,}03 \div 1$ m hullámhossztartományban különösen alkalmasak irányított kibocsátásra, mivel a légkör ezekre gyakorlatilag átlátszó. Ez lehetőséget ad Föld-űr, űr-Föld és űr-űr közötti fegyverek kifejlesztésére. Ilyen mikrohullámú fegyverekkel több száz négyzetkilométeres területen az elektronikus, ill. elektromos berendezéseket hosszabb-rövidebb ideig működésképtelenné lehetne tenni. Nukleáris föld alatti robbantással nagytömegű, hipersebességű lövedékek indíthatók, amiket megfelelő magasságban porítva pl. rakétaelhárításra lehet felhasználni (l. részletesebben Taylor [1987]).

IX. 2. ELEMANALÍZIS

A magfizikai módszerek lehetővé teszik anyagok kémiai összetételének meghatározását.

A Moseley által felismert összefüggés szerint a karakterisztikus röntgensugárzás jellemző a kibocsátó elem rendszámára. Ezt használják fel az elemanalitikai módszerek egyik csoportjában. Külső röntgencsöves sugárforrással vagy elekt-

DUPress

ronbefogással bomló izotóp röntgensugárzásával üresedéseket (vakanciákat) hoznak létre a vizsgálandó minta elektronhéjain. Amikor egy külső elektronhéjról beugrik egy elektron a megüresedett helyre, karakterisztikus röntgensugárzás lép fel. A sugárzás analizálható energia- (vagy hullámhossz-) -diszperzív spektrométerrel. A módszer neve: ***r**öntgen**f**luoreszcencia-**a**nalízis*, *RFA* (angolul: **X**-**r**ay **f**luorescence **a**nalysis, XRFA). Ha a sugárzás gerjesztése gyorsított töltött részekkel történik, az angol **p**article **i**nduced **X**-ray **e**mission után a módszert *PIXE*-nek nevezik.

A nukleáris elemanalitikai módszerek másik csoportjában a mintát neutronokkal (vagy töltött részecskékkel) sugározzák be és a magreakciók termékeinek jellemző gamma-radioaktív sugárzását analizálják. Legelterjedtebb a neutronokkal történő besugárzás, *a **n**eutron**a**ktivációs **a**nalízis: NAA*. A magreakciók gerjeszthetnek prompt-gamma-sugárzást is, pl. (*n*,γ) folyamattal, rugalmatlan ütközéssel, Coulomb-gerjesztéssel. Vastag céltárgyak vizsgálatára bevált módszer a neutronbefogásos ***p**rompt-**g**amma-**a**ktivációs **a**nalízis: PGAA*, míg a vékony felületi rétegek analízisére felhasználható a töltött, gyorsított részecskék által indukált gamma-emisszió (***p**article-**i**nduced **g**amma **e**mission*): *PIGE*.

A Rutherford-szórási hatáskeresztmetszet függ a céltárgy atommag töltésétől (l. a VIII. 57. képletet), valamint magasabb közelítésben a tömegtől is (l. később a IX. 12. kifejezést). Ezt használják ki a nukleáris elemanalitikai módszerek harmadik csoportjában, a *visszaszórási spektrometriában* (**R**utherford **b**ack**s**cattering): *RBS*.

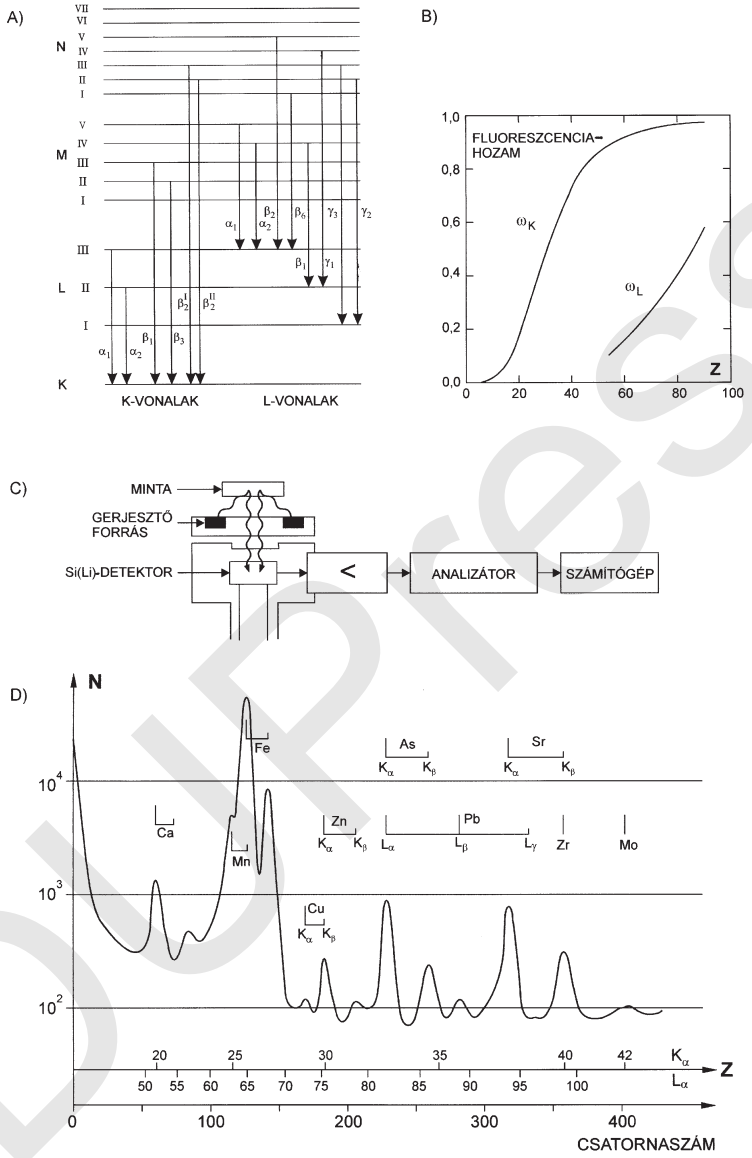
A következőkben rövid áttekintést adunk a fent említett módszerekről.

IX. 2. 1. Karakterisztikus röntgensugár-analízis (RFA, PIXE)

Röntgenfluoreszcencia-analízis (RFA)

A mérés elve. Az atom elektronhéjain létrehozott üresedések betöltése közben röntgensugárzás és Auger-elektronemisszió lép fel. A karakterisztikus röntgensugarak elnevezéseiről a IX. 8. A. ábra ad tájékoztatást. A fluoreszcenciahozam (ω) megadja annak a valószínűségét, hogy az adott héjon lévő üresedés betöltésekor röntgensugárzás lép fel. Ez a legfontosabb tényező, ami a röntgenspektrum vonalainak intenzitását megszabja. A *K*-gerjesztés esetében a fluoreszcenciahozam $\omega_K \equiv n_f / n_K$, ahol n_K az időegység alatt a *K*-héjon létrehozott primer vakanciák száma, n_f pedig a *K*-héj megüresedése után egységnyi idő alatt kilépő karakte-

DUPRESS



IX. 8. ábra. Röntgenfluoreszcencia-analízis.
A. Egy atomhéj energianívói. A jelzett elektronátmenetek a fő forrásai a karakterisztikus röntgensugaraknak.
B. ω_K és ω_L fluoreszcenciahozamok a rendszám (Z) függvényében.
C. Egy jellemző energiadiszperzív RFA-mérőrendszer.
D. Vízműtelep szűrőcsapadékának röntgenspektruma. N az időegység alatti beütésszám a sokcsatornás analizátor csatornaszámának függvényében.
Bacsó, Kis-Varga [1979], Bacsó és mts. [1998] alapján.

DUPress

risztikus fotonok teljes száma. A IX. 8. B. ábrán látható, hogy az ω_K és ω_L fluoreszcenciahozamok a rendszám növekedésével általában meredeken nőnek.

A minta gerjesztésére felhasználható külső röntgencsöves sugárforrás vagy elektronbefogással bomló izotóp röntgensugárzása. A radioaktív izotópok közül az 1÷ 5 keV analitikai tartományban pl. a ^{55}Fe, a 4 ÷ 23 keV tartományban a ^{125}I igen alkalmas gerjesztőforrás RFA-célokra.

Egy tipikus *kísérleti elrendezés* a IX. 8. C. ábrán látható.

A IX. 8. D. ábra bemutat egy *jellemző spektrumot*. A városi vízvezeték-hálózatban keletkező barna színű vas-mangán-oxi-hidroxid csapadék RFA-vizsgálata arra az érdekes eredményre vezetett, hogy a csapadék megköti a felületén a szervezetre ártalmas (As, Pb, Hg, Cd, Bi stb.) elemek nagy részét, ilyen módon hozzájárul ivóvizünk tisztításához.

Az RFA *főbb jellemzői* a következők.

– A Z > 10 rendszámoknál minden komponens egyidejűleg meghatározható.

– A módszer széles koncentrációtartományban érzékeny (10^{-6}-tól 100%-ig).

– A kapott spektrum független az atomok kémiai állapotától.

– A módszer szelektivitása jó, a szomszédos Z > 10 elemek *K*-vonalai szétválaszthatók.

– Gyakorlati előnyt jelent, hogy a gerjesztőforrás kisméretű, olcsó, a mintaelőkészítés egyszerű, az eljárás gyors és automatizálható.

– A vizsgálat roncsolásmentes.

– A nyert információ a minta 0,01 ÷ 3 mm vastag felületi rétegéből származik.

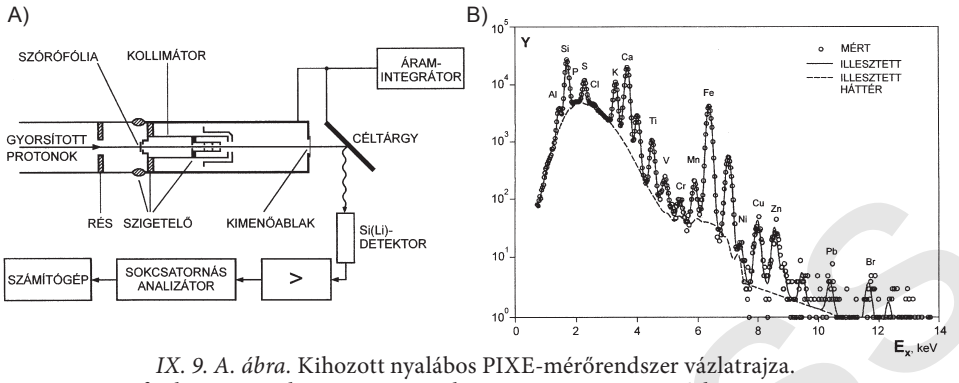
A minta összetételének meghatározása egy standard minta segítségével történik úgy, hogy a röntgenhozamokat összehasonlítják. Kvantitatív meghatározásoknál célszerű azonos geometriai elrendezésben mérni.

A módszer energiamérésen alapul, azaz energiadiszperzív. A kristálydiffrakciós elven működő, hullámhossz-diszperzív rendszerekkel kb. egy nagyságrenddel jobb feloldás érhető el, de ehhez nagyteljesítményű röntgencső szükséges.

A RFA *alkalmazási területe* igen széles, felhasználható a geológiában, nyersanyagkutatásban, iparban, környezetvédelemben, biológiában, orvostudományban, régészetben, művészettörténetben.

A módszer *részletesebb leírása* megtalálható Bacsó és mts. [1998] munkájában. Megjegyzendő, hogy a röntgensugárzás gerjesztésére felhasználható szinkrotronsugárzás is. L. ezzel kapcsolatban Török és mts. [1998] közleményét.

EURIS



IX. 9. A. ábra. Kihozott nyalábos PIXE-mérőrendszer vázlatrajza.
B. Egy atmoszferikus aeroszolminta PIXE-spektruma. *Y* a röntgensugárhozamot, E_x a röntgensugárzás kvantumenergiáját jelöli. Koltay és mts. [2003] alapján.

Részecskék által indukált röntgenemisszió (PIXE)

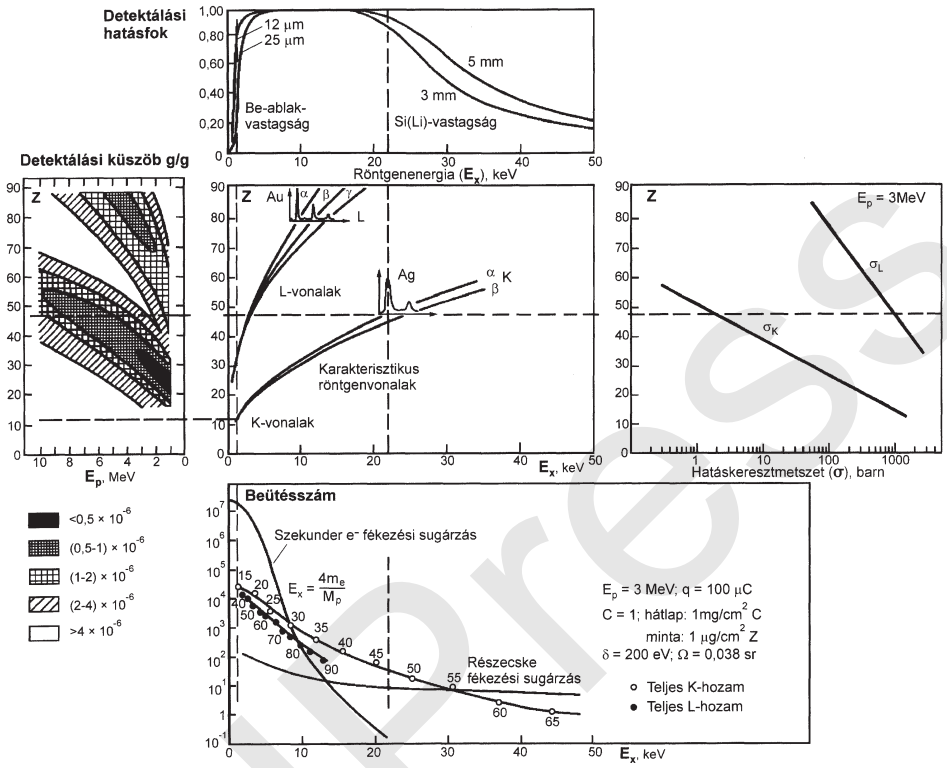
A mérés elve. A vizsgálni kívánt mintát töltött részecskékkel bombázzák. Az ion-atom ütközési folyamatban a minta atomjain vakanciák keletkeznek. A rekombináció során fellépő röntgensugárzást analizálják. Általában proton bombázó részecskéket használnak, de speciális célokra nehezebb ionok is alkalmazhatók.

Kísérleti berendezések. A vizsgálni kívánt mintát általában a gyorsító vákuumkamrájában helyezik el. A gyorsított protonok azonban egy vékony ablakon át ki is hozhatók a vákuumkamrából, ekkor a mérés külső céltárgyon is elvégezhető. Egy kihozott nyalábos mérőrendszer vázlatrajza a IX. 9. A. ábrán látható.

A IX. 9. B. ábrán feltüntettük egy atmoszferikus aeroszol*minta PIXE-spektrumát*. Egyidejű méréssel számos elem jelenléte kimutatható.

A PIXE-*folyamatokról* a IX. 10. ábra ad áttekintést. A röntgensugarak energiája egyértelműen jellemzi a mintában lévő atomok rendszámát. A *K*- és *L*-vonalak energiájának függése a rendszámtól információt szolgáltat az optimális mérésfeltételek kialakításához (l. középső ábrát). A Si(Li)-detektor hatásfoka közel egy az 1,3-tól 20 keV-ig terjedő energiatartományban (felső ábra). A σ_K és σ_L reakcióhatáskeresztmetszetek rendszámtól való függését 3 MeV bombázó energiánál a jobb oldali ábra mutatja. Látható, hogy nagy rendszámoknál célszerű az *L*-vonalakat választani az analízis alapjául. Kis röntgensugár-energiáknál a mérést erősen zavarhatja a szekunder elektronok fékezési sugárzása (l. az alsó ábrát). A módszer detektálási küszöbeire a bal oldali ábra ad felvilágosítást.

Ha a minta vékony, egyenletes, homogén és így a bombázó részecske energiavesztesége, továbbá a röntgensugárzás abszorpciója a mintában elhanyagolható,



IX. 10. ábra. A PIXE alapjául szolgáló folyamatok áttekintése.
Koltay és mts. [2003] és Borbélyné és mts. [1992] alapján.

a röntgensugárzás hozama a rendszám függvényében $Y(Z)$ a következő formula alapján számítható:

$$Y(Z) = \frac{N_{AV} \cdot \sigma_Z(E_0) \cdot \omega_Z \cdot b_Z \cdot \varepsilon_Z}{A_Z} \rho_a \cdot N = K(Z) \cdot \rho_a \cdot N, \qquad \text{(IX. 8.)}$$

ahol N_{AV} az Avogadro-szám, $\sigma_Z(E_0)$ az ionizációs hatáskeresztmetszet E_0 proton-energiánál, ω_Z és b_Z a fluoreszcenciahozam, ill. az elágazási tényező, ε_Z a detektálási hatásfok (ami a hasznos térszögből, az abszorpciós tényezőből és a csupasz detektorra vonatkozó abszolút detektálási hatásfokból tevődik össze), Z és A_Z az elem rendszáma, ill. tömegszáma, ρ_a az elem felületi sűrűsége, végül N a bombázó részecskék száma. A kalibrálásnál az érzékenységi tényezőt, a $K(Z)$ mennyiséget határozzák meg a rendszám függvényében.

DUPress

A PIXE-módszer *főbb jellemzői* a következők:

– A módszerrel abszolút koncentrációk határozhatók meg széles rendszámtartományban.

– A PIXE lehetőséget ad nyomelemek nagy érzékenységgel való meghatározására kis térfogatú mintákban.

– A mintapreparálás egyszerű, az analízis gyakorlatilag roncsolásmentes a vizsgált minta felületén.

– A preparálás és mérés gyorsan elvégezhető, a mérés és kiértékelés könnyen automatizálható.

– Amennyiben a bombázó protonnyaláb kis méretű, és a mérést lineáris vagy kétdimenziós letapogatási (söpörtetési) módszerrel végzik, információ nyerhető a minta mikroszkopikus elemeiről (l. a IX. 2. 4. pontban).

– Kiválasztott elemi összetevőkre mélységeloszlási analízis is végezhető a bombázó részecskék energiájának változtatásával.

A PIXE-módszer *alkalmazási területe* igen sokrétű. Felhasználják biológiai folyamatok vizsgálatánál, orvosi és környezetvédelmi kutatásoknál, anyagvizsgálatokban, geológiában, archeológiába és képzőművészeti alkotások vizsgálatánál.

A módszer *részletesebb leírása* megtalálható Borbélyné és mts. [1992], valamint Koltay és mts. [2003] közleményében.

IX. 2. 2. Aktivációs analízis (NAA, PGAA, PIGE)

Neutronaktivációs analízis (NAA)

A mérés elve. A mintát neutronokkal besugározva stabil magokból radioaktívak nyerhetők, amelyek az előállított izotópokra jellemző sugárzást bocsátanak ki. A sugárzás mérhető azonnal vagy egy beiktatott kémiai elválasztás után. A besugárzáshoz felhasználhatók ^{226}Ra-Be, ^{210}Po-Be, ^{239}Pu-Be és más neutronforrások, amelyekből (α,*n*) reakció révén néhány MeV-es átlagos energiájú neutronok nyerhetők. Neutronforrásként neutrongenerátorok is alkalmazhatók, melyek pl. ^{3}H(*d*,*n*)^{4}He reakcióval monoenergiás 14 MeV-es neutronokat szolgáltatnak. Nagyérzékenységű aktivációs analitikai vizsgálatokra leginkább a reaktorok termikus és epitermikus neutronjait használják. Reaktoroknál elérhetők $10^{12} \div 10^{14}$ $n/(\mathrm{cm}^2\mathrm{s})$ termikus neutronfluxusok és ezekre a reakció-hatáskeresztmetszetek is nagyok a legtöbb elemnél.

DUPress

NAA-méréseknél általában a besugárzott minta gamma-spektrumát veszik fel Ge félvezető detektoros spektrométerrel. Hosszú felezési idejű izotópoknál a mintát néhány órán át sugározzák be a reaktor termikusneutron-csatornáján, majd megfelelő (pl. pár hetes) pihenési idő után mérik a gamma-aktivitást. Így egyszerre akár 25-30 elem is meghatározható.

A besugárzás során a radioaktív izotóp aktivitása (A) növekszik a telítődési tényezőnek ($S = 1 - e^{-\lambda t}$) megfelelően (l. a VII. 13. képletet). Ha n számú atommagot t ideig Φ fluxusnak teszünk ki, a besugárzás végén várható aktivitás:

$$A = N\lambda = n\sigma\Phi\left(1 - e^{-\lambda t}\right). \qquad \text{(IX. 9.)}$$

A besugárzás befejezte után az izotóp az exponenciális bomlástörvény szerint bomlik.

Mivel mind a σ hatáskeresztmetszet, mind a neutronfluxus Φ a neutronenergia függvénye, ezért a $\sigma \cdot \Phi$ szorzat helyett általános esetben az $\int_0^\infty \sigma(E)\Phi(E)dE$ kifejezést kell használni.

A *módszer főbb jellemzői* a következők.

– Az elérhető érzékenység (legalábbis bizonyos elemekre) sokkal nagyobb, mint a szokásos kémiai módszereknél. NAA-módszerrel akár 10^{-13} g nyomelem is meghatározható. A legkönnyebb ($_1H \rightarrow {}_8O$) elemektől, valamint a P, S, Tl és Bi-tól eltekintve minden, természetben előforduló elem detektálható e módszerrel.

– Az analízis több elemre egyidejűleg elvégezhető.

– NAA-val nemcsak az határozható meg, hogy milyen izotópok vannak jelen, hanem azok mennyisége is.

– Nagyszámú minta gyorsan vizsgálható mikroprocesszorral vezérelt, többcsatornás analizátorral és on-line számítógéppel. Automatikusan meghatározhatók a vonalak energiái és intenzitásai és azonosíthatók az észlelt csúcsok.

– A módszer nem destruktív. A minta csak minimális mértékben aktiválódik és az aktivitás az időben csökken.

A NAA *alkalmazási területe* igen széles. Vizsgálható pl. ásványok, olajok, bányászati és metallurgiai minták összetétele. A módszer hasznos segítséget nyújt a kriminalisztikában, pl. igen kis mennyiségű Ba és Sb is meghatározható egy fegyvert elsütő ember kezén. Az archeológiában kimutatható régi edények közös vagy eltérő eredete. Az ipari alkalmazások is elterjedtek az elektronikában, robbanószerek gyártásában, élelmiszerek vizsgálatában. A módszer felhasználható a szállítással kapcsolatos problémák megoldásában (gumik, tömlők, hidraulikus folyadékok vizsgálatában). A gyógyászatban pl. egésztest neutronaktivációs ana-

DUPress

lízis végezhető. Mérhető mérgező anyagok koncentrációja a talajban, vizekben, élelmiszerekben stb.

A NAA *részletesebb tárgyalását* l. a következő munkákban: Balla és mts. [1998]; Csikai, Dóczi [2003]; Csikai [2001]; Zeisler és mts. [2003].

Prompt-gamma-aktivációs analízis (PGAA) és részecskék által indukált gamma-emisszió (PIGE)

A mérés elve. A neutronaktivációs analízis igen elterjedt módszer, de néhány elemnél nem alkalmazható. Ez esetekben a magreakciók által indukált prompt-gamma-sugárzás vizsgálata jön segítségül. Az (n,γ) prompt-gamma-aktivációs analízis (PGAA) eredményesen használható nagyobb térfogatú mintáknál, míg a felületi rétegeknél a töltött részecskékkel indukált gamma-emisszió (PIGE).

Egy on-line neutronaktivációs analízishez használt *mérőberendezés sematikus rajza* a IX. 11. A. ábrán látható. Mivel a gyors neutronoknak nagy az áthatolóképessége, lehetőség nyílik kiterjedt közegek folyamatos, roncsolásmentes, gyors analízisére. Bizonyos kábítószerekben és robbanószerekben a C/O, C/H, C/N atomarányok lényegesen eltérnek az ártalmatlan anyagokban tapasztalható arányoktól, így a módszer eredményesen használható veszélyes anyagok felkutatásában [Csikai 2001].

A módszer főbb jellemzői.

– A termikus és hideg neutronokra az (n,γ) hatáskeresztmetszet általában nagy (l. VIII. 5. ábrát) és a PGAA-nál az aktivitás állandóan telítésben van.

– A neutronok és az indukált nagyenergiájú gamma-sugárzás áthatolóképessége nagy. Így még nagy (néhány g) tömegű mintánál sincs lényeges elnyelődési effektus.

– A módszer hátránya viszont, hogy a mérést a bombázó nyalábban kell végezni, ami a jel/zaj viszony romlásához vezet és a reaktorból kivezetett hidegneutron csatornában a neutronfluxus nagyságrendekkel kisebb, mint a reaktor belsejében.

– Az is hátrány, hogy a spektrum lényegesen összetettebb, mint a NAA-nál, hiszen százával vannak gamma-átmenetek.

A módszer *részletesebb leírását* l. a következő munkákban: Molnár, Lindstrom [1998]; Molnár [2000]; Csikai, Dóczi [2003].

A PIGE módszerrel kapcsolatban l. a IX. 2. 4. pontot.

DUPLICATE

IX. 2. 3. Rutherford-visszaszórási spektrometria (RBS)

A mérés elve. Ha egy mintát gyorsított, töltött részecskékkel bombázunk, a részecske energiájának egy részét átadja a céltárgyatommagnak. A szórt részecske energiája függ a szórási szögtől és a szóró atommag tömegétől.

A *kísérleti berendezés elvi vázlatrajza* a IX. 11. B. ábrán látható. A vékony céltárgyról (vagy egy vastagabb céltárgy felületéről) szórt bombázó részecskék energiáját és intenzitását mérik egy Si-detektoros spektrométerrel.

Egy *jellemző visszaszórási spektrum* a IX. 11. C. ábrán látható. Protonokkal bombáztak egy vékony klinopiroxén céltárgyat. A rugalmasan szórt protonok spektrumának differenciálása és kisimítása után nyert spektrumban jól láthatók a Fe-, Co-, Si-, Mg-atommagokról szórt protonok csúcsai. (Ha a céltárgy vastag, a csúcsok a kisenergiájú oldal felé kiszélesednek, sőt egymásba is olvadhatnak és összegződnek. Ezért szükséges a differenciálás.) Vékony céltárgynál a könnyű elemek vonalai elválnak egymástól, a nehezebb elemekre a feloldás rosszabb. A spektrum mutatja, hogy egy egyszerű kísérletben értékes információ nyerhető az elemösszetételre. Egy másik visszaszórási spektrum a IX. 11. D. ábrán van feltüntetve. Itt 2 MeV-es $^4He^+$-nyalábbal bombáztak vastag Si-céltárgyat, amire helyenként 0,1 μm mélységű Ti-réteg volt felvive. A Ti- és Si-csúcsok jól elválnak egymástól.

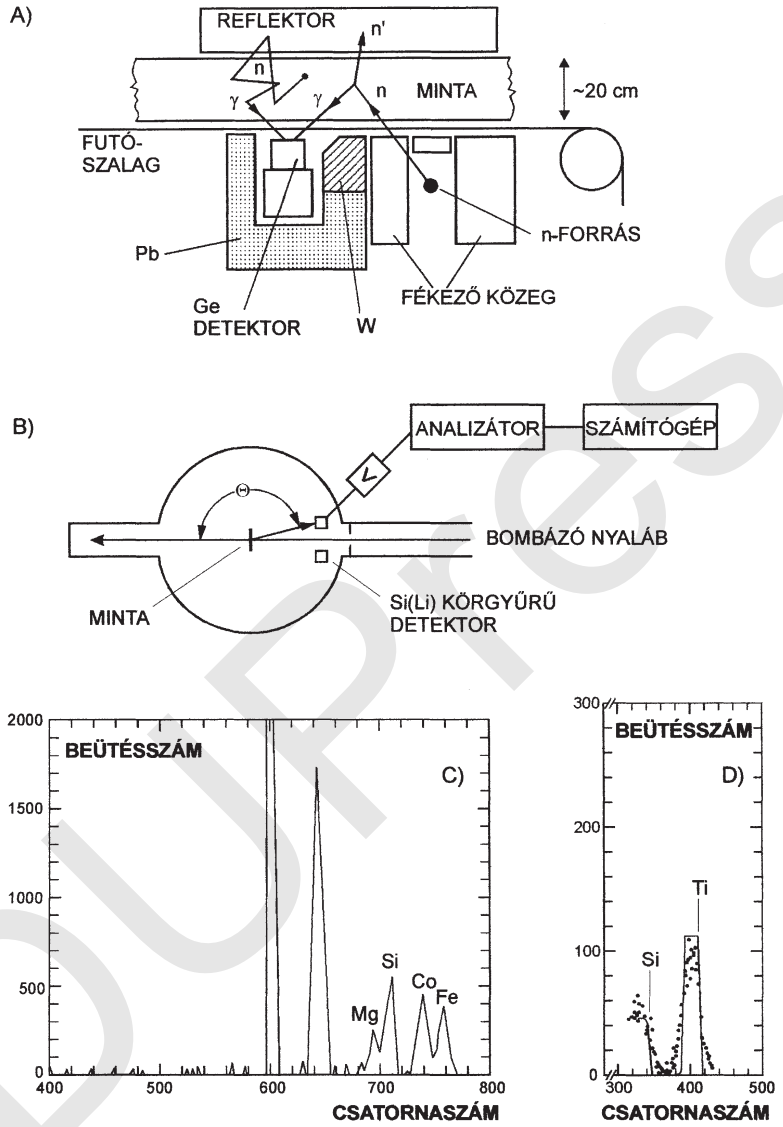
Kvantitatív analízis. A módszer főbb jellemzői. Az energia- és impulzusmegmaradási törvényekből levezethető, hogy a laboratóriumi rendszerben a bombázó nyaláb irányához $\theta = 180^o$-ban mért, rugalmasan szórt részecskékre (mint a biliárdgolyók ütközésénél) fennáll a következő egyenlet:

$$E_3(\text{min}) = E_1\left(\frac{M_2 - M_1}{M_1 + M_2}\right)^2, \qquad \text{(IX. 10.)}$$

ahol, a VIII. 4. ábra jelöléseit használva, M_1 a bombázó részecske, M_2 a céltárgymag tömege, $M_2 > M_1$, E_1, ill. E_3 a szórt bombázó részecske energiája *közvetlenül az ütközés előtt, ill. után.* A képlet fejezi ki a visszaszórási spektrometria lényegét, mutatja, hogy hogyan lehet egy atom tömegét érzékelni.

Levezethető (l. Chu és mts. [1978]), hogy $\theta = 180^o$ szórási szögnél $M_2 >> M_1$ esetben, a szórt részecskékben fellépő ΔE_3 energiakülönbség arányos a szóró atommagok tömegében levő különbséggel (ΔM_2):

$$\Delta E_3 = E_1 \frac{4M_1}{M_2^2} \Delta M_2. \qquad \text{(IX. 11.)}$$



IX. 11. A. ábra. Egy prompt-gamma-aktivációs analitikai (PGAA) mérőrendszer vázlatrajza. Csikai [2001] alapján.
B. Egy Rutherford-visszaszóráson alapuló elemanalitikai mérőrendszer vázlatrajza.
C. Egy jellemző proton-visszaszórási spektrum numerikus differenciálás és simítás után. A céltárgyanyag: klinopiroxén. Vogt és mts. [1992] alapján.
D. Egy vastag Si céltárgyra foltokban felvitt 0,1 μm mélységű Ti-réteg visszaszórási spektruma. A csatornánkénti beütésszám a sokcsatornás analizátor csatornaszámának függvényében. Simon és mts. [1998] alapján.

DUPress

A Si-detektoros spektrométer energiafeloldása meghatározott érték. Két csúcs akkor lesz feloldható, ha ΔE_3 ennél nagyobb. A képletből látszik, hogy a jó feloldás érdekében célszerű nagy tömegű (M_1) és energiájú (E_1) bombázó részecskét használni és a feloldás a könnyebb magokra jobb (kis M_2). A legnagyobb energiafeloldás $\theta = 180^o$ körül várható.

A szórási hatáskeresztmetszetet a Rutherford-szórási formula írja le. Ha a tömegviszonyokat pontosabban figyelembe vesszük, mint a VIII. 57. kifejezésben, a szórásformula laboratóriumi rendszerben a következő alakba írható:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E}\right)^2 \left[\sin^{-4}\frac{\theta}{2} - 2\left(\frac{M_1}{M_2}\right)^2 + \ldots\right], \qquad \text{(IX. 12.)}$$

ahol $d\sigma/d\Omega$ a differenciális hatáskeresztmetszet $d\Omega$ térszögben, Z_1 a bombázó, Z_2 a céltárgyatommag rendszáma, E a bombázó részecske energiája *közvetlen az ütközés előtt,* θ a bombázó nyaláb irányához mért szórási szög, M_1 a bombázó részecske, M_2 a céltárgyatommag tömege, $M_1 << M_2$. A IX. 12. kifejezésben az első elhagyott tag $(M_1/M_2)^4$ rendű (l. pl. Chu és mts. [1978] közleményében).

A formulából a következő következtetéseket vonhatjuk le.

a) $d\sigma/d\Omega$ arányos Z_1^2-nel. Ez azt jelenti, hogy nagyobb rendszámú bombázó részecskéket használva a hatáskeresztmetszet rohamosan nő.

b) $d\sigma/d\Omega$ a Z_2^2-nel is arányos. Innen következik, hogy a visszaszórásos spektrometria nehéz elemekre sokkal érzékenyebb, mint a könnyebbekre. Egy könnyű elemekből álló mintában nehéz elemet könnyű kimutatni.

c) A szórt részecskék hozama gyorsan nő, ha a bombázó energia (E) csökken.

d) A $d\sigma/d\Omega$ közelítőleg $\sin^4\theta/2$-vel fordítva arányos. Ha θ csökken, a hozam rohamosan nő.

A visszaszórásos spektrometria általánosabb, mint pl. a neutronaktivációs analízis, mivel a hatáskeresztmetszet nem változik erősen, ha egyik elemről áttérünk a másikra. Ugyanakkor érzékenysége rohamosan csökken, ha a nehéz atommagokon való szóródás nagy hátteret ad.

A visszaszórásos spektrometriának számos érdekes *alkalmazása* van. Pl. vizsgálták radioaktív forrásból kilépő alfa-részecskék visszaszóródását a Hold kőzetén, űrhajón eljuttatott mérőberendezéssel. A mérések oxigén és szilícium dominánó jelenlétét mutatták, miként a Földön is.

A visszaszórásos spektrometria *részletesebb tárgyalása* megtalálható Chu és mts. [1978] könyvében.

DUPress

IX. 2. 4. Pásztázó nukleáris mikroszonda

Mikroszkopikus szintű nyomelemeloszlások pontos, kvantitatív meghatározására egyik legalkalmasabb eszköz a pásztázó nukleáris mikroszonda. Nukleáris mikroszkópiához gyorsítóból kilépő, 1–4 MeV energiájú 1-2 μm átmérőjűre fókuszált ionnyalábot (proton, He^+) használnak.

Egy pásztázó nukleáris mikroszonda három részből áll: részecskegyorsítóból, nyalábtranszport és fókuszáló rendszerből, valamint mérőkamrából. A gyorsítóból kilépő részecskenyaláb a tárgyrésen keresztül lép be a rendszerbe. Mivel a kb. MeV energiájú ionokat nehéz fókuszálni, ezért erre a célra többnyire erős fókuszálású lencserendszereket, mágneses kvadrupóllencsék kombinációit használják. A két, három vagy négy kvadrupólból álló mágneses lencserendszer leképezi a tárgyrés kicsinyített képét a vizsgálandó minta felületére. Ugyanúgy, mint az elektronmikroszondák esetében, az ionnyalábbal végig lehet pásztázni a minta felületét, és vizsgálni lehet az egyes elemek koncentrációeloszlását a hely függvényében 1 μm-es térbeli feloldással.

A pásztázó nukleáris mikroszondák előnye, hogy egyszerre több analitikai módszert is lehet párhuzamosan használni, így egymást kiegészítő analitikai technikák [PIXE, pásztázó transzmissziósion-mikroszkópia (STIM), magreakció-analízis (RBS)] egyidejű alkalmazásával elvégezhető a minta morfológiájának, fő- és nyomelem összetételének meghatározása.

A leggyakrabban alkalmazott analitikai technikák:

A PIXE módszer a bombázó nyaláb által a minta atomjaiból kiváltott karakterisztikus röntgensugárzás detektálásán alapul. A mintából kilépő röntgensugárzást Si(Li) detektorokkal vizsgálják. Az utóbbi évtizedben a detektortechnikában végbement fejlődésnek köszönhetően lehetővé vált kis energiájú (~ 200 eV) röntgensugárzás detektálása, így a PIXE módszerrel mérhető elemek tartománya kiszélesedett a könnyű elemek irányába. A PIXE módszer információt szolgáltat a minta elemi összetételéről a C – U elemtartományban 1–100 μg/g érzékenységgel.

A STIM módszer a bombázó ionoknak a mintán való áthaladáskor elszenvedett energiaveszteségének meghatározásán alapul. A STIM adja meg az információt a minta szerkezetéről és sűrűségéről, amely módszer esetenként („on-axis" geometriában) képes közel 100 nm-es térbeli feloldással szerkezeti információt szolgáltatni a mintáról.

A különböző magreakció-analitikai technikák, pl. PIGE, DIGE (deuteron-indukált γ-emiszió) a bombázó nyaláb és a minta atommagjai között létrejövő kölcsönhatások detektálásán alapulnak. Ezen módszerekkel meghatározható egy

minta könnyűelem- (Li, Be, B, F, C, N, O) -tartalma, valamint ezen elemek mélységi eloszlása is.

Egy minta hidrogéntartalmának meghatározására szolgál az ERDA (rugalmasan kilökött magok analízise) módszer. Az ERDA a bombázó ionnyaláb által a mintából kilökött H detektálásán alapul.

Az RBS módszer a bombázó ionoknak a minta atommagjain való rugalmas szóródáson alapul. Ez a módszer információt szolgáltat a minta vastagságáról, a fő összetevők mennyiségéről, valamint az elemek mélységi eloszlásáról.

IX. 3. IPARI, MEZŐGAZDASÁGI ÉS EGYÉB ALKALMAZÁSOK

A magfizika ipari, mezőgazdasági és egyéb alkalmazásai csoportosíthatók aszerint, hogy a radioaktív izotópokból (gyorsítókból, reaktorokból) jövő sugárzás milyen hatásait használják ki.

A *nyomjelzéses* (tracing) alkalmazások azon alapulnak, hogy az adott elemhez (molekulához, vegyülethez) kis mennyiségű radioaktív izotópot keverve az izotópból jövő sugárzás elárulja a hordozó kémiai anyag helyét. A módszer előnye a nagy érzékenység, továbbá az, hogy a nyomjelző izotóp csak minimális mértékben zavarja meg a rendszert. A nyomjelzéses technika bevezetésében Hevesy György végzett úttörő munkát, amit Nobel-díjjal is elismertek.

Más alkalmazások azon alapulnak, hogy a sugárzás fékeződik, ill. gyengül az anyaggal való kölcsönhatás során (gauging). Így információt lehet nyerni az *anyag méretéről, vastagságáról, szerkezetéről, folyadékok szintjéről stb.*

A *sugárzások megváltoztathatják az anyag tulajdonságait*. Így lehetőség nyílik különösen előnyös sajátságokkal rendelkező anyagok előállítására.

A sugárzásokkal el lehet pusztítani káros mikroorganizmusokat, így felhasználhatók eszközök *sterilizálására.* A sugárzások alkalmasak *élelmiszerek tartósítására.*

A radioaktív anyagok felhasználhatók *energiaforrásként* is.

E könyv keretein belül nincs mód minden alkalmazás részletes ismertetésére. A következőkben csak címszószerűen felsorolunk néhányat a legfontosabb alkalmazásokból.

Nyomjelzéses alkalmazások

– Anyagok oldhatóságának vizsgálata.

– Diffúziós vizsgálatok.

– Térfogat meghatározása izotóphígítással. Pl. az emberi szervezetben keringő vér térfogata meghatározható úgy, hogy mérik a nyomjelzett vér térfogategységre eső aktivitását a beadott, majd az elkeveredés utáni mintában.

– Bizonyos tápanyagok, vitaminok stb. mozgásának, felszívódásának tanulmányozása emberekben, állatokban, növényekben, mikroorganizmusokban. Anyagcsere-vizsgálatok élőlényekben.

– Kopásvizsgálatok. Anyagfelületek gyorsított proton-, deuteron-, alfa- és más részecskékkel aktiválhatók. A felület kopása radioaktivitás-méréssel ellenőrizhető. Vizsgálhatók a súrlódás, korrózió és erózió hatásai. A módszer széles körű alkalmazást nyert gépalkatrészek, kenőolajok, gumiabroncsok stb. vizsgálatánál. (A vékonyréteg-aktivációs technikáról jó összefoglalás található Ditrói és mts. [1997] munkájában.)

– Vizek föld alatti áramlásának vizsgálata. A vízbe adott helyen radioaktív anyagot juttatnak és mérik a víz aktivitását a körlet különböző helyeiről vett mintákban. A módszer hasznos segítséget jelent építkezéseknél, hegycsuszamlások előrejelzésében stb.

– Metallográfiai vizsgálatok. Az ötvözet valamelyik komponensébe radioaktív izotópot keverve vizsgálható a komponens elhelyezkedése a mintában; pl. az, hogy beépült-e a kristályba, vagy a kristályok közeiben maradt.

– Minőség jelzése. A gyártás közben a különleges minőségű anyagok radioaktív izotópokkal nyomjelezhetők.

Anyagok méretének, szerkezetének vizsgálata

– Filmek vastagságának mérése α-, β-, γ-sugarak elnyelődése, ill. gyengülése alapján.

– Folyadékszintmérés nehezen hozzáférhető edényekben (gamma-sugárzás elnyelődése alapján).

– Csövek tömörségének, hegesztések minőségének vizsgálata gamma-radiográfiával.

– Lyukszelvényezés az olajiparban. A fúrólyukba neutron- vagy gamma-sugárforrást visznek és mérik a közegről visszavert sugárzás intenzitását.

– Olajsűrűség-ellenőrzés.

DUPress

– Viszkozitás mérése úgy, hogy meghatározzák egy radioaktív anyagot tartalmazó golyó süllyedési sebességét az át nem látszó folyadékban (pl. olajban).

– Füstjelző készülékek. Egy hosszú felezési idejű izotóp alfa-sugarainak elnyelődése alapján jelezni lehet füst jelenlétét a levegőben.

– Szellőzés hatásfokának ellenőrzése a levegőbe kevert radioaktív anyaggal (pl. brómgőzzel). A módszer hasznos segítséget nyújt robbanószerek gyártásánál és olyan munkahelyeknél, ahol higany- vagy ólomgőzöket, valamint más veszélyes, színtelen és szagtalan gőzöket el kell távolítani.

Megjegyzendő azonban, hogy egészségvédelmi okokból egyes módszerek alkalmazását megtiltották.

Anyagok sajátságainak megváltoztatása

Nagyenergiájú elektron- vagy gamma-sugarakkal bizonyos anyagok sajátságai megváltoztathatók. Fel lehet törni molekuláris kötéseket vagy új kötéseket lehet létrehozni. Pl. hosszú szerves molekulák összeköthetők (polimerizálhatók). A sugárzások eme sajátságait széles körben felhasználják az iparban. Létrehoztak kisméretű, specializált elektrongyorsítókat, ionimplantátorokat és más berendezéseket, amikkel a kívánt anyagmódosítások rutinszerűen elvégezhetők. A széles körű alkalmazások közül megemlítjük a következőket.

– Zsugorodó anyagok gyártása (pl. hosszú csővezetékek tömör összekötésére). Kábelek, számítógéplemezek előállítása.

– Fémekbe implantált ionokkal olyan vékony felületi réteg képezhető, ami rendkívüli mértékben megnöveli a felület keménységét és ellenálló képességét a kopással és korrózióval szemben. A módszert elterjedten használják speciális gépalkatrészek, nagy igénybevételnek kitett golyóscsapágyak, csontok összekötésére használt protézisek, fémvágó eszközök gyártásánál.

– Félvezető eszközök előállítása elektronikus berendezésekhez. Speciális rétegek létrehozása Si-ban (pl. B-, P-, As-ionok implantálásával). Félvezető magfizikai detektorok gyártása.

– Plexiüveg béta-sugárkezeléssel oldhatatlanná tehető szerves oldószerekkel szemben.

Publikus

Sterilizálás, élelmiszerek tartósítása

Elektron-, ill. gamma-sugarakkal sterilizálhatók különböző eszközök, anélkül hogy azok radioaktívakká válnának. A besugárzás alig melegíti fel az adott eszközt, így olyan eszközöknél is használható, amik magas hőmérsékletet nem bírnak ki. Sugárzásokkal meg lehet ölni baktériumokat, káros rovarokat, csökkenteni lehet élelmiszerek túlérését, élelmiszereket lehet tartósítani. Néhány ilyen irányú alkalmazás:

– Egyszer használatos injekciós tűk, gumikesztyűk, sebészeti eszközök, gyógyszerkészítmények sterilizálása.

– Különböző mikroorganizmusok elpusztítása (staphylococcus, streptococcus, gombák stb.).

– Gyümölcsök, zöldségek érésének lassítása.

– Élelmiszerek tartósítása.

– Rovarirtás élelmiszerekben; lárvák, tojások kiköltésének megakadályozása.

– Szennyvizek ártalmatlanítása elektron- vagy gamma-besugárzással.

– Szerves trágyák megszabadítása káros baktériumoktól és más bioorganizmusoktól.

– Múzeumi értékű régi tárgyak konzerválása, káros mikroorganizmusoktól való megóvása.

Radioaktív anyagok mint energiaforrások

Radioaktív anyagokkal létre lehet hozni energiaforrásokat. Ezek működhetnek közvetlen elektromos feltöltéssel, termoelektromos és más módszerekkel. Az energiaforrások alkalmazást nyertek pl. szívritmus-szabályozókban (pace makers) és távoli bolygók felé küldött űrhajókban (l. VII. 7. feladatot).

A magfizika ipari és mezőgazdasági alkalmazásaival kapcsolatban nagyszámú publikáció jelenik meg folyamatosan a bécsi Nemzetközi Atomenergia Ügynökség [IAEA-TECDOC] közleményeiben. Továbbolvasásra ajánlható még a következő munkák: Techet, Vödrös [1957]; Tesmer, Nastasi [1995]; Ditrói és mts. [1997]; Madou [1998]; Vértes és mts. [2003].

DUPress

IX. 4. KORMEGHATÁROZÁS

IX. 4. 1. A radioaktivitás alapján mérhető időtartamok, műszeres vonatkozások

A radioaktivitás felfedezése új fejezetet nyitott a földtani kor tanulmányozásának történetében. Egy évtizeddel a természetes radioaktivitás felfedezése után, 1906-ban, Rutherford mutatott rá, hogy a kőzetekben lévő radioaktív atommagok bomlása felhasználható a kőzetek kialakulása óta eltelt időnek, a földtani kornak a meghatározására. Az első kormeghatározásokat Boltwood már a következő évben elvégezte. Néhány idős uránérc korát határozta meg U/Pb módszerrel, eredményei a későbbi meghatározások fényében meglepően pontosnak bizonyultak. Boltwood módszere az ún. „kémiai" kormeghatározás volt: az uránérc urán- és ólomtartalmát határozta meg, és feltételezte, hogy az ólom teljes egészében az uránból keletkezett. Ez egyszerű eljárás sajnos ritkán alkalmazható, mert a legtöbb kőzet, ill. ásvány már képződése idején is tartalmaz valamennyit a bomlástermékből, ezért a radioaktív bomlás a leányelem izotóp-összetételének folyamatos változásában nyilvánul meg. A huszadik század 40-es 50-es éveiben megjelentek az analitikai tömegspektrométerek, ezek lehetővé tették a leányelem izotóp-összetételében bekövetkezett csekély változások pontos mérését is. Ennek köszönhetően a kormeghatározás az ásványok egyre szélesebb körén lett elvégezhető, s a természetes radioaktivitáson alapuló kormeghatározási módszerek a földtani kutatás nélkülözhetetlen eszközévé váltak.

Milyen időtartamok mérhetők a radioaktív bomlások alapján?

A földszerű bolygók hőmérséklete (vékony kérgüktől eltekintve) elég magas a természetes radioaktív izotópok bomlása miatt, ennek következtében a Föld kőzetei folyamatos kémiai átalakulásnak vannak kitéve. Ha egy ásványban egy természetes radioaktív izotóp koncentrációja megnő, akkor abban az ásványban felgyorsul a leányelem izotóp-összetételének változása. E folyamat vizsgálatán alapulnak a leggyakrabban használt földtani kormeghatározási módszerek. Hangsúlyoznunk kell, hogy ezek a módszerek mindig az anya- és leányelem kémiai frakcionálódása óta eltelt időt mérik.

A kormeghatározások másik csoportja a *stabil vagy radioaktív izotóp keletkezésének megszűnése óta eltelt idő* mérésén alapul. Ilyen pl. a sokoldalúan alkalmazható ^{14}C-kormeghatározás, a víz korának meghatározása tríciummódszerrel,

DUPress

a meteoritok Földre érkezése óta eltelt idő mérése, több, a kozmikus sugárzás vagy földi radioaktív anyag által keltett radioaktív mag maradék aktivitásának mérése, továbbá pl. ólomércek korának meghatározása.

A földszerű égitestek, elsősorban amelyek a kisbolygók övezetében (a Mars és a Jupiter pályája között) találhatók, időnként összeütköznek és kisebb darabokra töredeznek, egy részük a Föld pályáját keresztező pályára kerül és kb. 40 millió éven belül a Földre hull. Ezek a kisebb égitestek ki vannak téve a kozmikus sugárzás hatásának. A kozmikus sugárzás hatására stabil és radioaktív magok egyaránt keletkeznek, ezeket mérve mind a kozmikus sugárzás intenzitására, mind a besugárzás idejére információ nyerhető. Azt az időt, amíg a kozmikus test ki volt téve a besugárzásnak, besugárzási kornak nevezzük.

Végezetül megemlítjük, hogy a kormeghatározási módszerek lehetővé teszik a *Naprendszerünk születését megelőző szupernovarobbanás és a Naprendszer szilárd fázisának megjelenése közti idő mérését is* (l. később a IX. 5. alfejezetben).

A kormeghatározásra gyakrabban használt izotópok adatait az IX. 1. táblázatban foglaltuk össze.

IX. 1. táblázat. Kormeghatározásra gyakrabban használt izotópok adatai

Anyaizotóp	Bomlás típusa	Leányizotóp	Felezési idő (év)
^{3}H	β^-	^{3}He	12,3
^{14}C	β^-	^{14}N	$5{,}73\times10^{3}$
^{26}Al	β^-	^{26}Mg	$7{,}2\times10^{5}$
^{36}Cl	β^-	^{36}Ar	3×10^{5}
^{39}Ar	β^-	^{39}K	269
^{40}K	β^-, EC	^{40}Ca, ^{40}Ar	$\mathbf{1{,}28\times10^{9}}$
^{60}Fe	β^-	^{60}Co	$1{,}5\times10^{6}$
^{87}Rb	β^-	^{87}Sr	$4{,}88\times10^{10}$
^{107}Pd	β^-	^{107}Ag	$6{,}5\times10^{6}$
^{129}I	β^-	^{129}Xe	$1{,}6\times10^{7}$
^{147}Sm	α	^{143}Nd	$1{,}06\times10^{11}$
^{176}Lu	β^-	^{176}Hf	$3{,}59\times10^{10}$
^{187}Re	β^-	^{187}Os	$4{,}30\times10^{10}$
^{232}Th	α	(^{208}Pb)	$1{,}40\times10^{10}$
^{235}U	α	(^{207}Pb)	$7{,}04\times10^{8}$
^{238}U	α	(^{206}Pb)	$4{,}47\times10^{9}$
	spontán hasadás	közepes tömegszámú magok	$\mathbf{\lambda_{SF}/\lambda_{\alpha}=5{,}46\cdot10^{-7}}$
^{244}Pu	α	^{240}U	$\mathbf{\lambda_{SF}/\lambda_{\alpha}=1{,}24\cdot10^{-3}}$
	spontán hasadás	közepes tömegszámú magok $^{130,132,134,136}Xe$	$\mathbf{6{,}55\times10^{10}}$

DUPress

Műszeres vonatkozások

Az izotóparányok meghatározása döntő részben két módszerrel történhet. Elsősorban stabilizotóp-arányok mérésére a tömegspektrométerek szolgálnak, radioaktív izotópok mérése leggyakrabban aktivitásuk meghatározásával történik.

A tömegspektrométereknek alapvetően két típusa használatos. A termikus ionizáció elvén működő tömegspektrométereket mindenekelőtt Rb, Sr, Nd, Sm, Pb, U izotóp-összetételének meghatározására használják. Működési elvük a következő: a tömegspektrométer ionforrásában egy nagy elektronkilépési munkájú fémszalag (pl. W, Re, Pt vagy Ta) található. Erre kell a mérendő elemből kb. 1 µg-ot felvinni, ami oldatból történhet, néhány cseppet elpárologtatva a kissé fűtött fémszalagról. Az ionforrást a tömegspektrométerbe helyezve a fűtött fémszalagról elpárolgó minta egy része ionizálódik. A másik gyakran használt tömegspektrométer-típus a nemesgáz-tömegspektrométer, ezekben elektronütközéses ionforrás ionizálja a gázokat és kivételesen jó vákuumrendszerük már kb. 10^{-12} normál cm^3 gáz izotópanalízisét is lehetővé teszi. A kormeghatározásokkal kapcsolatban a He, Ar és Xe izotóparányának és koncentrációjának meghatározására használatosak. A tömegspektrométerek, sajnos, nem teszik lehetővé kb. 10^8-nál nagyobb izotóparányok mérését, mert a nagyobb gyakoriságú izotóp szóródott ionjai a ritka izotóp helyén is jelentkeznek.

A radioaktív izotópok mérését nem zavarják a stabil izotópok, így ezzel a módszerrel igen nagy izotóparányok is mérhetők. A korlátozó tényező itt a felezési idő: a hosszú felezési idejű izotópoknak csak nagyon kis hányada bomlik el a mérés ideje alatt, ezért hosszú élettartamú radioaktív izotópok tömegspektrométerrel érzékenyebben mérhetők.

Kivételesen nagy izotóparányok határozhatók meg tömegspektrométerként használt gyorsítókkal (pl.: $^{14}C/^{12}C \approx 10^{-15}$), és a mérés mintaszükséglete is kevés. E mérési módszer elvét és alkalmazási lehetőségeit a IX. 4. 4. pontban tárgyaljuk.

IX. 4. 2. Földtani kormeghatározások (Rb/Sr, K/Ar, U-Th-Pb)

A földtani kormeghatározás a kőzetek, ásványok képződése óta eltelt idő mérésével foglalkozik. Üledékes kőzetek kora a leülepedés óta eltelt idő, magmaolvadékból keletkezett kőzetek korát a megszilárdulásuk idejétől számítjuk, az átalakult (metamorf) kőzetek korának pedig az átkristályosodásuk óta eltelt időt tekintjük.

DUPLICATE

Jelöljük a kőzet képződési korát t_0-val, a mérés idejét t_1-gyel, a mintában lévő anya- és leánymagok számát N_a-val, ill. N_l -lel.

Tegyük fel, hogy

a) a rendszer zárt, azaz hogy sem az anya-, sem a leányatomok nem szöktek meg vagy épültek be a mintába $\Delta t = t_1 - t_0$ idő alatt,

b) a t_0 időpontban a rendszerben még nem voltak jelen leánymagok, azaz $N_l(t_0) = 0$,

c) a leánymag csak az anyamag bomlásából képződött és nem más módon (pl. kozmikus sugarak hatására).

Ekkor a VII. 2. radioaktívbomlás-törvény szerint:

$$N_a(t_1) = N_a(t_0)e^{-\lambda \Delta t}. \qquad \text{(IX. 13.)}$$

A rendszer zártsága miatt fennáll, hogy

$$N_l(t_1) + N_a(t_1) = N_a(t_0). \qquad \text{(IX. 14.)}$$

Az előbbi két egyenletből következik:

$$\Delta t = \frac{1}{\lambda} \ln\left[1 + \frac{N_l(t_1)}{N_a(t_1)}\right], \qquad \text{(IX. 15.)}$$

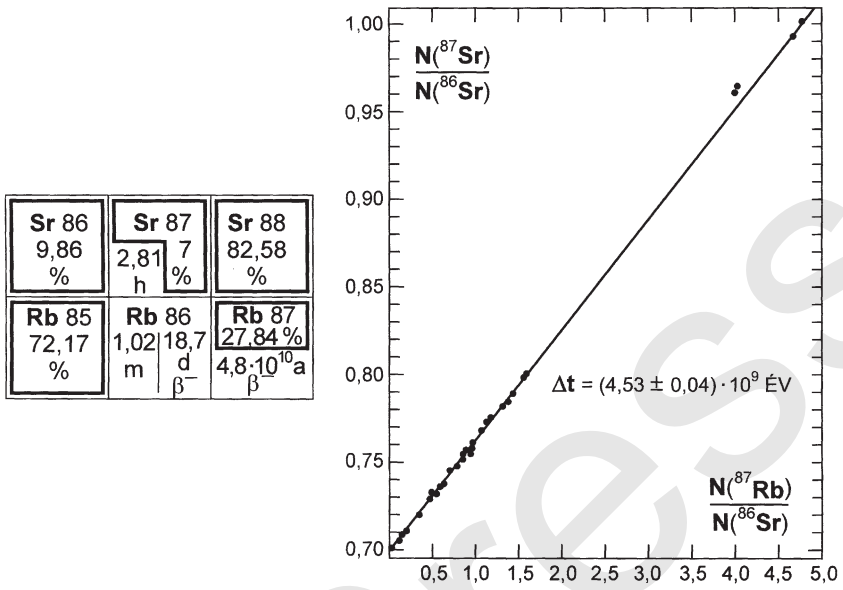
azaz, ha ismerjük az anyamag bomlásállandóját (λ) és lemérjük az $N_l(t_1)/N_a(t_1)$ arányt, meghatározható a kőzet (radiometrikus) kora (Δt).

Előfordulhat azonban, hogy a mintában már a t_0 előtti időpontban is jelen volt a leánymag (bomlás vagy valamilyen magreakció [szupernóvarobbanás, kozmikus sugárzás stb.] hozta létre). Ez esetben a IX. 14. egyenlet a következőképpen módosul:

$$N_l(t_1) + N_a(t_1) = N_l(t_0) + N_a(t_0) \qquad \text{(IX. 16.)}$$

A bevezetett $N_l(t_0)$ új változó miatt a fenti egyszerű módon már nem lehet a kőzet korát meghatározni. Megtörténhet azonban, hogy a kőzetben a leányelemnek van jelen egy másik l^* izotópja is, amelyik nem radioaktív és nem képződött egy hosszú felezési idejű anya bomlásából. Pl. ha a ^{87}Rb ($T_{1/2} = 4{,}8 \cdot 10^{10}$ év) $\xrightarrow{\beta}$ ^{87}Sr(stab.) bomlást vizsgáljuk, a ^{86}Sr(stab.), azaz az l^* izotóp jelenléte a ^{87}Sr(stab.) mellett, l. IX. 12. ábrát. Jelöljük az l^* izotóp mennyiségét $N_{l^*}(t_1)$-gyel. Mivel az izotóp stabil: $N_{l^*}(t_1) = N_{l^*}(t_0)$. Ez esetben a IX. 16. összefüggés a következő alakba írható:

DUPress



IX. 12. ábra. Meteoritok korának meghatározása Rb/Sr izokron módszerrel. A nyert Δt érték igen jól egyezik a Föld U/Pb módszerrel meghatározott korával. Wetherill [1975] alapján.

$$\frac{N_l(t_1)+N_a(t_1)}{N_{l*}(t_1)}=\frac{N_l(t_0)+N_a(t_0)}{N_{l*}(t_0)}, \qquad \text{(IX. 17.)}$$

ahonnan egyszerű átalakítás után a következő egyenlethez jutunk:

$$\frac{N_l(t_1)}{N_{l*}(t_1)}=\left[e^{\lambda\Delta t}-1\right]\frac{N_a(t_1)}{N_{l*}(t_1)}+\frac{N_l(t_0)}{N_{l*}(t_0)}. \qquad \text{(IX. 18.)}$$

Itt az $N_l(t_1)/N_{l^*}(t_1) \equiv y$, valamint az $N_a(t_1)/N_{l^*}(t_1) \equiv x$ mennyiségek mérhetők a laboratóriumban. Jelöljük az $[e^{\lambda\Delta t}-1]$ mennyiséget A-val, az $N_l(t_0)/N_{l^*}(t_0)$ mennyiséget B-vel. Ekkor a IX. 18. egyenlet a következő alakba írható:

$$y = Ax + B. \qquad \text{(IX. 19.)}$$

Azonos korú, de különböző kémiai összetételű ásványokat vizsgálva különböző x értékekhez meghatározható a hozzá tartozó y érték, majd a IX. 19. egyenes iránytangenséből az A állandó. Ebből a λ bomlásállandó ismeretében kiszámítható a kőzet kora (Δt). Az egyenes metszéspontja az y tengellyel megadja a kezdeti $N_l(t_0)/N_{l^*}(t_0)$ izotóparányt. Ezt az eljárást nevezzük „izokron módszernek”.

DUPress

A Rb/Sr módszer

A Rb/Sr módszer a ^{87}Rb radioaktivitásán alapul. A kőzetek mindig tartalmaznak nem radiogén eredetű stronciumot is, így a bomlási folyamat eredményeképpen a kőzetekben a $^{87}Sr/^{86}Sr$ arány változik a kor és a kőzetre jellemző Rb/Sr koncentrációarány függvényében (l. a IX. 12. ábrát).

Felhasználva a IX. 18. egyenlet jelöléseit, a Rb/Sr módszernél y megfelel a $^{87}Sr(t_1)/^{86}Sr(t_1)$ aránynak, x pedig a $^{87}Rb(t_1)/^{86}Sr(t_1)$ aránynak. A különböző kémiai összetételű ásványokban mind a $^{87}Sr/^{86}Sr$, mind a $^{87}Rb/^{86}Sr$ arány változik, de a kísérletileg mért pontok egy egyenesen fekszenek. Az egyenes iránytangenséből a Föld korára $\Delta t = (4{,}53 \pm 0{,}04)\cdot 10^9$ év értéket határoztak meg. Az y tengellyel való metszéspontból pedig a $^{87}Sr(t_0)/^{86}Sr(t_0)$ arányra 0,700 értéket kaptak. A kezdeti izotóparány meghatározható rubídiumot nem tartalmazó ásvány Sr-izotóp összetételének mérésével is.

Az a tény, hogy ugyanazon izotóp-összetételű anyagból egy időben képződött különböző ásványok adatai egy egyenesen fekszenek (melynek meredeksége jellemző a korra), a Rb/Sr izokron módszert nagyon megbízhatóvá teszi. Egyúttal az is látszik, hogy a rendszerek zártak, nincs anya- vagy leányelem-megszökés a vizsgált ásványokban.

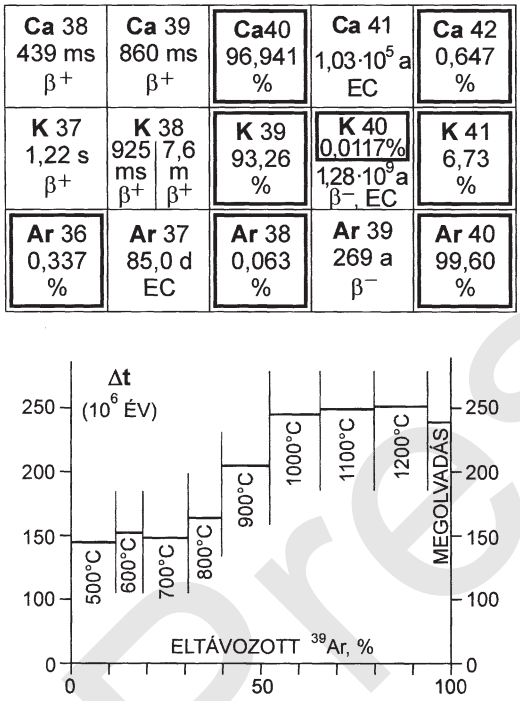
A K/Ar és $^{40}Ar/^{39}Ar$ módszerek

A K/Ar módszer a ^{40}K bomlásán alapul, mely izotóp elektronbefogással (EC) ^{40}Ar-ná, β^--bomlással ^{40}Ca-má alakul: a felezési idő $1{,}28\times 10^9$ év (l. a IX. 13. és VII. 9. A. ábrát). A bomlás során lényegesen több ^{40}Ca keletkezik, mint ^{40}Ar (89,52%, ill. 10,48%), a bomlásnak ez az ága mégis csak nagyon ritkán használható kormeghatározásra, mivel a kőzetek magas Ca-tartalma miatt a Ca izotóp-összetételében csak kivételes esetben következik be mérhető változás. Ezzel szemben a kőzeteknek legtöbbször az atmoszféráéval egyező izotóp-összetételű Ar-tartalma rendkívül alacsony ($10^{-10} \div 10^{-11}$ g/g), ezért a keletkező radiogén Ar_{rad} gyorsan változtatja a kőzetben lévő Ar izotóp-összetételét, és emiatt a K/Ar módszerrel már fiatal, kb. 0,1 ÷ 0,01 millió éves kőzetek kora is meghatározható.

Az atmoszferikus argont $^{40}Ar/^{36}Ar = 295{,}5$ izotóparány jellemzi, így az Ar_{rad} mennyisége az

$$N(^{40}Ar_{rad}) = N(^{40}Ar_t) - 295{,}5 \cdot N(^{36}Ar) \qquad \text{(IX. 20.)}$$

egyenlettel adható meg, ahol $N(^{40}Ar_t)$ a ^{40}Ar teljes mennyiségét jelenti.



IX. 13. ábra. $^{40}Ar/^{39}Ar$ módszerrel mért korspektrum. Δt a mintából különböző izzítási hőmérsékleteken eltávozott ^{39}Ar-mennyiség függvényében.

Kísérletileg az Ar_{rad} meghatározása a kőzet vákuumrendszerben történő megolvasztásával kezdődik, majd a felszabaduló gázok közül az argont getteranyagok és cseppfolyós nitrogénnel hűtött csapdák segítségével különítjük el. Az így megtisztított argont vezethetjük izotóp-összetételének és mennyiségének meghatározása céljából a nemesgáz-tömegspektrométerbe.

A radiogén $^{40}Ar_{rad}$ atomok számának növekedése egy K-tartalmú ásványban a

$$N(^{40}Ar_{rad}) = \frac{\lambda_{EC}}{\lambda} N(^{40}K)\left[e^{\lambda \Delta t} - 1\right] \qquad \text{(IX. 21.)}$$

egyenlettel írható le, ahol λ a ^{40}K teljes bomlására, λ_{EC} pedig az elektronbefogásra vonatkozó bomlásállandó, Δt a kőzet kora.

A K/Ar módszer változata a $^{40}Ar/^{39}Ar$, vagy röviden Ar/Ar módszer. A kőzetmintát atomreaktorban gyorsneutronokkal besugározva a $^{39}K(n,p)^{39}Ar$ reakció játszódik le, a keletkező ^{39}Ar felezési ideje 269 év, mennyisége pedig bőségesen elegendő a tömegspektrométeres méréshez. Az Ar/Ar módszer a K mérését a ^{39}Ar

mérésére vezeti vissza, így a kor kizárólag a kőzet Ar-tartalmának izotópanalízisével meghatározható.

Az Ar/Ar módszernek több lényeges előnye van.

– A kőzet-, ill. ásványminta hőmérsékletét fokozatosan emelve az Ar-tartalom több lépésben szabadítható fel, minden egyes hőmérséklethez meghatározható egy koradat, egyetlen kor helyett egy korspektrumot kapunk: az alacsony hőmérsékletekhez tartozó korok a gyengén kötött Ar felhalmozódásának kezdete óta eltelt időt, a magas hőmérsékletekhez tartozó korok pedig az erősen kötött Ar felhalmozódásának kezdete óta eltelt időt mutatják. Pl. a IX. 13. ábrán látható korspektrum azt mutatja, hogy a kőzetet kb. 150 millió évvel ezelőtt utóhatás érte, ekkor a gyengén kötött Ar eltávozott, és ezeken a helyeken jelenleg a kőzetben csak az ezután felhalmozódott Ar_{rad} található. A magasabb hőmérsékleteken felszabaduló, azaz erősebben kötött Ar izotóp-összetétele kb. 250 millió éves kornak felel meg, ez a kőzet elsődleges kialakulásának korát mutatja.

– A nemesgáz-tömegspektrometria rendkívül érzékeny analitikai módszer. Olyannyira, hogy 10–100 μm méretű ásványszemcse Ar-tartalma is analizálható. A kőzet ilyen kis részletét lézerimpulzussal elpárologtatva az elpárologtatott ásványrészlet kora is meghatározható. Ily módon az Ar/Ar módszert egy mikroszondás analitikai eljárássá sikerült fejleszteni.

Az urán–tórium–ólom módszer

Az U és Th bomlási sorainak őselemei a ^{235}U, ^{238}U és ^{232}Th, végtermékei a ^{207}Pb-, ^{206}Pb- és ^{208}Pb-izotópok (l. a VII. 1. táblázatot). A leghosszabb életű közbülső tag, a ^{234}U felezési ideje $2{,}48 \cdot 10^5$ év, így néhány millió év alatt a bomlási sorok egyensúlyba kerülnek. Az egyensúly beállta utáni időre a következő három koregyenlet írható fel, analógiában a IX. 18. egyenlettel:

$$\left[\frac{N(^{206}Pb)}{N(^{204}Pb)}\right]_{t_1} = \left[e^{\lambda_1 \Delta t} - 1\right]\frac{N(^{238}U)}{N(^{204}Pb)} + \left[\frac{N(^{206}Pb)}{N(^{204}Pb)}\right]_{t_0},$$

$$\left[\frac{N(^{207}Pb)}{N(^{204}Pb)}\right]_{t_1} = \left[e^{\lambda_2 \Delta t} - 1\right]\frac{N(^{235}U)}{N(^{204}Pb)} + \left[\frac{N(^{207}Pb)}{N(^{204}Pb)}\right]_{t_0},$$

$$\left[\frac{N(^{208}Pb)}{N(^{204}Pb)}\right]_{t_1} = \left[e^{\lambda_3 \Delta t} - 1\right]\frac{N(^{232}Th)}{N(^{204}Pb)} + \left[\frac{N(^{208}Pb)}{N(^{204}Pb)}\right]_{t_0}, \qquad \text{(IX. 22.)}$$

DUPress

ahol λ_1, λ_2, λ_3 megfelelően az ^{238}U, ^{235}U és ^{232}Th bomlásállandói, amik ismertek. A t_1 időpontra vonatkozó ólomizotóp-arányok, valamint az ^{238}U-, ^{235}U-, ^{232}Th- és ^{204}Pb-koncentrációk mérhetők. A t_0 időpontra vonatkozó ólomizotóp-arányokra szintén nyerhetünk információt, ha a Pb-izotóp-arányokat olyan ólomércekben határozzuk meg, amikben rendkívül alacsony az urántartalom, ezekben a Pb-izotóp-összetétele gyakorlatilag nem változik. Így a IX. 22. egyenletekből három Δt adat határozható meg, amiknek egyezni kell, ha az U – Th – Pb rendszer zárt.

Ha a IX. 22. második egyenletét osztjuk az elsővel, a következő egyenlethez jutunk:

$$\frac{\left[\frac{N(^{207}Pb)}{N(^{204}Pb)}\right]_{t1}-\left[\frac{N(^{207}Pb)}{N(^{204}Pb)}\right]_{t0}}{\left[\frac{N(^{206}Pb)}{N(^{204}Pb)}\right]_{t1}-\left[\frac{N(^{206}Pb)}{N(^{204}Pb)}\right]_{t0}}=\frac{N(^{235}U)}{N(^{238}U)}\left[\frac{e^{\lambda_2\Delta t}-1}{e^{\lambda_1\Delta t}-1}\right]. \qquad \text{(IX. 23.)}$$

A nyert egyenlet lehetővé teszi, hogy a Δt időtartamot csak a Pb-, ill. U-izotóp-arányokból határozzuk meg.

Így az ólom- és uránizotóp arányának, továbbá az U és Th koncentrációjának mérésével a IX. 22. és IX. 23. egyenletekből négy koradatot kapunk, amelyek, mivel a kőzet zártságára vonatkozó feltétel gyakran nem teljesül, sokszor eltérnek egymástól. Sokáig úgy gondolták, hogy a rendszer a gázalakú bomlási termék (radon) távozása miatt nyitódik, később azonban nyilvánvalóvá vált, hogy legtöbbször az ólom eltávozása okozza a korok eltérését. Ha az ólom (vagy más elem) távozása miatt a rendszer zártsága megszűnik, a kőzet korának meghatározása bonyolultabbá válik. Kidolgoztak azonban olyan (itt nem részletezendő) eljárásokat, amelyekkel a meghatározás ekkor is elvégezhető. A Pb-ércek növekedési görbéi és izokronjai alapján a Föld (és meteoritok) korára 4,53 ÷ 4,54 milliárd évet kaptak, ami egyezésben van a Rb/Sr módszerrel meghatározott értékkel.

*

Megjegyezzük, hogy a felsoroltakon kívül több más földtani kormeghatározási módszer is ismeretes: a Sm/Nd, Lu/Hf, Re/Os, U/He, ^{234}U/^{230}Th, hasadványnyom és más módszerek. Ezek részletesebb tárgyalása megtalálható pl. Bowen [1988, 2003] munkáiban.

DUPress

IX. 4. 3. A radioaktív mag keletkezésének megszűnése óta eltelt idő mérésén alapuló módszerek (^{3}H, ^{14}C)

A tríciummódszer

A trícium (^{3}H) a hidrogén radiogén és radioaktív izotópja, amelynek felezési ideje 12,3 év. A ^{3}H az atmoszférában keletkezik, amikor a kozmikus sugarak által keltett neutronok kölcsönhatásba lépnek a nitrogénnel:

$$^{14}\mathrm{N} + n \rightarrow {}^{3}\mathrm{H} + {}^{12}\mathrm{C}.$$

Ezenkívül ^{3}H megjelenhet a levegőben Napból történő emisszióval, az atommagreaktorok és részecskegyorsítók működésének eredményeként, valamint korábbi atmoszférában végrehajtott termonukleáris robbantások maradékaként.

Amint a ^{3}H nagy magasságban előállt, gyorsan része lesz egy vízmolekulának és az alsó sztratoszférában marad 1 ÷ 10 évig. Később a HTO-molekulák belépnek az alsó troposzférába, majd 5 ÷ 20 nap alatt eső alakjában lehullanak. Ezután a HTO belép a hidrológiai körforgásba és nyomjelzi a vizet.

A termonukleáris fegyverkísérletek előtt a csapadék tríciumtartalma kevesebb mint 1 Bq/l volt. Ezt a hátteret az okozza, hogy a kozmikus sugárzás hatására a sztratoszférában folyamatosan keletkezik a trícium. 1952 óta a termonukleáris fegyverkísérletek által termelt trícium („bombatrícium") dominál a csapadékban. A „tríciumcsúcs" az északi félgömbön 1963-ban, az atomcsendegyezmény megkötésének évében jelentkezett és nagysága néhány száz Bq/l volt. 1963 után a csapadék tríciumtartalma fokozatosan csökkent, részben a radioaktív bomlás miatt, részben azért, mert a légköri trícium kicserélődött az óceánok vizének hidrogénjével.

A trícium mint a vízmolekula része, kiváló nyomjelző vizek keveredésének, áramlásának nyomon követéséhez, a 100 évnél rövidebb idő alatt lejátszódó folyamatok tanulmányozásához. Alkalmazásának legegyszerűbb esete, amikor azt vizsgáljuk, hogy a víz tartalmaz-e detektálható mennyiségű tríciumot. Az 50-es évek előtt beszivárgott vizek tríciumtartalma a bomlás következtében már a hagyományos számlálási technikák detektálási küszöbe alatt van. A nagyobb tríciumtartalmú vizek csak 1953 után szivároghattak be, így a tríciumkoncentráció az utolsó 50 évben beszivárgott vizek mozgásának fontos nyomjelzője.

A néhány száz méter mélyen elhelyezkedő víztartó rétegek általában idős, több ezer éves vizet tartalmaznak. Ezekben a ^{3}H jelenléte friss csapadék vagy felszíni,

felszín közeli víz hozzákeveredésére utal, azaz jelzi, hogy a víztartó nem zárt, ezért a felszínről beszivárgó szennyeződés veszélyezteti a víz minőségét.

Radiokarbon-kormeghatározás

A radiokarbon a felső atmoszférában keletkezik, amikor a kozmikus sugárzás keltette neutronok kölcsönhatásba lépnek a nitrogénnel: $^{14}N(n,p)^{14}C$.

A ^{14}C β^--bomlással bomlik (E_{max} = 158 keV) és felezési ideje 5730 ± 40 év. A radiokarbon a légkörben szén-dioxiddá oxidálódik, és „nyomjelzi" a légköri szén-dioxidot. A $^{14}CO_2$ fotoszintézissel beépül a növényekbe, így az élővilág biológiai szenében is jelen van. Az anyagcsere-folyamatok során a radiokarbon folyamatosan beépül és távozik az élőlényekből. Az élőlények szenére jellemző biológiai felezési idő – mely alatt az élőlényt alkotó szerves vegyületek fele kicserélődik – néhány év, ami rövid idő a radiokarbon felezési idejéhez képest. Így a szárazföldi élőlények biológiai szenének fajlagos aktivitása folyamatosan követi az atmoszferikus szén fajlagos radiokarbon-aktivitását. Minden 10^{12} ^{12}C-atomra kb. egy ^{14}C esik. *Az anyagcsere-folyamat megszűnte (halál) után további ^{14}C beépítésére nincs lehetőség, ezért a biológiai szén ^{14}C-koncentrációja a felezési idejének megfelelően exponenciálisan csökken.* Mivel ismerjük az anyagcsere-folyamat alatt az élő anyag széntartalmának fajlagos aktivitását, megmérve az elhalt szerves anyag szenének jelenlegi fajlagos aktivitását, a bomlástörvény alapján kiszámítható az életfolyamatok megszűnésének ideje, azaz a lelet kora.

A ^{14}C kis mennyisége és hosszú felezési ideje miatt a ^{14}C-aktivitás detektálása rendkívül alacsony hátterű mérőberendezést és hosszú mérésidőket kíván.

A módszer alapfeltevése, hogy a ^{14}C termelési hozama nem változott az elmúlt néhányszor tízezer év során. Más módszerekkel végzett kormeghatározások (pl. évezredes fák évgyűrűinek vizsgálata) mutatja, hogy ez a feltevés jó közelítésben teljesül, a kozmikus sugárzás fluxusa közel állandó volt.

A módszerrel biológiai eredetű szenet tartalmazó anyagok dátumozhatók, így fa (l. VII. 3. feladatot), faszénmaradványok, mag, levél, vászon, tőzeg, humusz, csont, elefántcsont, szövet, szarv, haj, kagyló, csiga, karbonátüledék, cseppkő, talaj, vízben oldott organikus és anorganikus szén, jég 100 ÷ 40 000 év időintervallumban hagyományos β-számlálási technikával. Gyorsítóval kombinált tömegspektrometriai módszerrel kb. 70 000 évig. Általában nem dátumozható a vakolat, habarcs, kerámiában maradt szerves anyag. Különleges technikát igényel a festmények, barlangrajzok, vaseszközök dátumozása. A módszernek nagy jelentősége van a geológiában, a régészetben és a hidrológiában.

DUBROSS

A módszer kritikus pontja a kezdeti aktivitás megadása. Az utóbbi néhány évtizedben nagymennyiségű CO_2 került az atmoszférába (l. IX. 4. C. ábrát) fosszilis anyagok égetése miatt. Mivel a fosszilis anyagok általában idősek, ^{14}C-tartalmuk nagyon kicsi, így az atmoszféra ^{14}C-tartalma erősen felhígult. Másrészről az 1950-es, 60-as években az atmoszférában végzett nukleáris fegyverkísérletek eredményeként sok ^{14}C került a levegőbe. A légköri szén fajlagos aktivitása az emberi tevékenységtől eltekintve is csak első közelítésben tekinthető állandónak. A Föld légterét ért kozmikus sugárzás intenzitása, ezzel a termelődő ^{14}C mennyisége változik pl. napfolttevékenység, a Föld mágneses dipólnyomatékának változása miatt. A légkör CO_2-tartalma sem állandó, pl. vulkánkitörések során nagymennyiségű inaktív szén-dioxid kerül a levegőbe, ami felhígítja a ^{14}C koncentrációját. Az atmoszféra radiokarbon-koncentrációjának változását faévgyűrűk, ill. U/Pb módszerrel datált korallok ^{14}C-aktivitásának mérése alapján rekonstruálták napjainktól 24 000 évre visszamenően. A jelenleg általánosan elfogadott méréssorozatok eredményeiből kalibrációs görbe készült, segítségével a mért „konvencionális" radiokarbonkorok átszámíthatók naptári évekre [Stuiver és mts. 1998].

IX. 4. 4. Nagy energiájú tömegspektrometria (AMS)

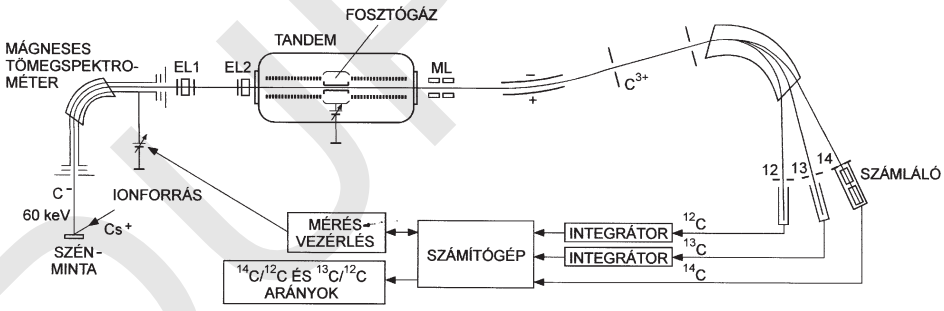
A nagy energiájú tömegspektrometria (angolul **a**ccelerator **m**ass **s**pectrometry, AMS) egy iongyorsítót és annak nyalábtranszport-rendszerét alkalmazza a tömegspektrométer ionforrásaként. A többszörös energia-, impulzus-, sebesség- és töltésszűrés négy vagy öt nagyságrenddel nagyobb izotóparányok mérését teszi lehetővé, mint a hagyományos tömegspektrométerek. Az AMS nagy ionszelektivitása drasztikusan csökkentette a hátteret: kiküszöbölte az izobáratomok és azonos tömegszámú molekulák interferenciáját és a szomszédos tömegszámú, nagy gyakoriságú ionok zavaró hatását. Ennek köszönhetően pl. a ^{14}C és ^{10}Be már $^{14}C/^{12}C$ és $^{10}Be/^{9}Be \approx 10^{-15}$ arány esetén is kimutatható, és mérhetők más, nyomokban előforduló izotópok is (1. IX. 2. táblázat). Az AMS segítségével a hosszú felezési idejű izotópok 10^6–10^9-szer jobb hatásfokkal detektálhatók, mint a hagyományos számlálási technikákkal, így kevesebb minta szükséges a méréshez.

A IX. 14. ábrán egy *elektrosztatikus tandem AMS* felépítése látható. A negatív ionokat porlasztásos negatívion-forrásban szilárd grafit céltárgyból állítják elő. Mivel a nitrogénnek nincs stabil negatív ionja, a forrásban nincs N^-, ami a ^{14}C-vizsgálatot zavarná. Nitrogén csak NH^- molekulaion formában van jelen. Egy hagyományos tömegspektrométerrel kiválasztják a 12, 13 és 14 tömegszámú ele-

IX. 2. táblázat. AMS-szel mérhető hosszú felezési idejű radioizotópok

Radioizotóp	^{10}Be	^{4}C	^{26}Al	^{36}Cl	^{41}Ca	^{129}I	^{236}U
Felezési idő (10^6 év)	1,5	0,00573	0,72	0,301	0,103	15,7	23,4
Stabil izotópok	^{9}Be	^{12,13}C	^{27}Al	^{35,37}Cl	^{40,42,43,44}Ca	^{127}I	^{235,238}U
Stabil izobárok	^{10}B	^{14}N[a]	^{26}Mg[a]	^{36}Ar[a], ^{36}S	^{41}K	^{129}Xc[a]	–
Kémiai forma	BeO	C	Al_2O_3	AgCl	CaH_2 CaF_2	AgI	U_3O_8 $U+Fe_2O_3$
Min. minta-mennyiség (mg)	0,5	0,02	2	1	20 1	2	10 0,002
Érzékenység[b] (izotóparány)	$2\cdot10^{-15}$	$0{,}8\cdot10^{-15}$	$2\cdot10^{-15}$	$1\cdot10^{-15}$	$5\cdot10^{-15}$ $5\cdot10^{-13}$	$5\cdot10^{-14}$	$2\cdot10^{-11}$ 10^{-8}
Detektálási határ (atom/minta)	10^5	$2\cdot10^4$	10^5	10^5	10^6	10^6	10^8

[a] Nem alkot negatív iont.
[b] A legalacsonyabb mérhető radioizotóp/stabil izotóp arány.



IX. 14. ábra. Elektrosztatikus tandemgyorsítóra alapozott nagy energiájú tömegspektrometriai berendezés. EL elektromos, ML mágneses lencsét jelöl.

DUPress

meket és egymás után vagy egyszerre a gyorsítóba továbbítják. A legtöbb AMS laboratóriumban a nagy áramot jelentő $^{12}C^-$-iont nem gyorsítják, csak a 13 és 14 tömegszámú ionokat. A 14 tömegszámú ionnyalábot legnagyobb részben $^{12}CH_2^-$, kisebb részben $^{13}CH^-$ molekulaionok alkotják, a $^{14}C^-$ csak kis részét képezi. A nyaláb a gyorsító közepén elhelyezett elektróda felé gyorsul, amely általában 2 MV feszültségen van. Az ionok áthaladnak az elektródnál elhelyezett fosztó fólián vagy gázcellán. Az áthaladás során az ütközések következtében az ionok elektronokat veszítenek, ezzel az egyszeresen töltött negatív ionokból többszörösen töltött pozitív ionok keletkeznek. Az elektronveszteség miatt a hidrid molekulák instabillá válnak és a Coulomb-erő hatására széttörnek. A megmaradt pozitív ionokat tovább gyorsítják, majd a megfelelő energiájú, 3+ töltésű ionokat egy nagy energiájú tömegspektrométerrel választják ki. Ezután mérik a ^{12}C és ^{13}C áramot. A ^{14}C-et félvezető vagy gázionizációs detektorral mérik, amely a ^{14}C-ionokat energiájuk és fajlagos energiavesztésük alapján elválasztja az esetleg még jelen lévő háttérionoktól. A ΔE átmeneti és E megállítódetektor-rendszer lehetőséget ad részecskeazonosításra: az azonos energiájú (és így sebességű) izobárokra a ΔE jel különböző, mivel a fékezőképesség az érkező részecske rendszámának négyzetével arányos (l. IV. 4. képletet).

Megjegyzendő, hogy ciklotron is használható az ionok gyorsítására. A ciklotront erősen szelektív tömeganalizátorrá teszi a rezonanciajellegű gyorsítása.

Az AMS méréstechnika kiterjesztette a ^{14}C-módszer lehetőségeit, mert a vizsgálatok igen kis mennyiségű anyagokon is (pl. egyetlen növényi magon, csontból kivont aminosavakon) elvégezhetők, így lehetségessé vált műkincsek, történelmi jelentőségű tárgyak korának meghatározása a leletek károsodása nélkül. AMS méréssel derült ki, hogy a *Tiroli Alpokban jégbe fagyva talált ember* nem a bronzkorból, hanem a korábbi, újabb kőkorból származik. A *torinói lepel* pedig nem Jézus korából, hanem a középkorból (i. sz. 1200 és 1390 közötti időből) származik.

Az üledékes kőzetekből kinyerhető mikroszkopikus méretű szerves maradványokon végzett ^{14}C-vizsgálatok segítséget nyújtanak a *múltbeli környezet és klíma* megismeréséhez, rekonstruálható a vegetáció története, a földhasználat, erdőtüzek, a vegetáció érzékenysége a klímaváltozásra, megállapítható az eljegesedések, a tengerszint változásainak, tavak elmocsarasodásának, kiszáradásának ideje. Sok ezer éves fenyőtörzsek faévgyűrűinek egyenként megmért ^{14}C-aktivitásából az atmoszféra ^{14}C-tartalmának éves változását rekonstruálták. Mérhetővé vált a sarki jégsapkákba zárt hosszú felezési idejű kozmogén radioaktív izotópok (pl. ^{10}Be, ^{14}C) mennyiségének változása a mélység, azaz a kor függvényében, ez pedig a kozmikus sugárzás intenzitásának változásáról, a Föld mágneses dipólmomen-

DUPLA

tumának pólusváltásairól, a légköri transzportfolyamatokról, az ülepedési mechanizmusról ad felvilágosítást.

A radioaktív izotópokat a *biológiában* és *orvostudományban* széles körben alkalmazzák nyomjelzőként. A számlálási technikák kis érzékenysége nagy koncentrációkat és nagy dózisokat igényel. Az AMS technika ezen a téren is óriási előnyöket kínál:

a) nagyságrendekkel kevesebb nyomjelzőre és vizsgálati anyagra van szükség,

b) a mérés percek alatt elvégezhető, így több és részletesebb vizsgálatra van lehetőség,

c) a felezési idő hossza nem lényeges, akár stabil izotóppal is végezhető a nyomjelzés,

d) a kis anyagszükséglet és a hosszú felezési idő csökkenti mind a páciens, mind a kutató sugárterhelését,

e) hosszú, hónapokig vagy évekig tartó biológiai vagy orvosi megfigyelések végezhetők.

Az AMS segítséget nyújt az *atomsorompó-egyezmény betartásának* ellenőrzéséhez. Nukleáris fegyverek készítéséhez plutóniumra vagy dúsított uránra van szükség. A plutóniumtermelő reaktorok működésük közben olyan hasadási termékeket vagy transzurán izotópokat állítanak elő és bocsáthatnak ki a környezetbe, amelyek egyértelműen jelzik a tevékenységet. Ezek egyike a hosszú felezési idejű ^{129}I. AMS segítségével egymillió ^{129}I atom kimutatható környezeti mintákban még akkor is, ha a stabil jód nagy mennyiségben van jelen. Hasonló a helyzet a ^{14}C-, ^{36}Cl-izotópokkal és az aktinidákkal. Ezekkel a radioizotópokkal különböző nukleáris tevékenységeket, eseményeket lehet nyomon követni: reaktor működése és nukleáris robbanás/robbantás (^{14}C, ^{36}Cl, ^{129}I, ^{3}H), reprocesszálás (^{129}I, U–Pu) és urándúsítás (U-izotópok).

Az urán izotóp-összetétele az urán eredetét tükrözi. A három hosszú felezési idejű természetes uránizotóp, a ^{234}U, ^{235}U és ^{238}U aránya a természetben frakcionálódási folyamatok következtében lelőhelyenként kismértékű eltérést mutathat. A ^{236}U mennyisége erősen függ a helyi neutronfluxustól, de mennyisége általában a hagyományos tömegspektrométerek kimutathatósági határán van. Természetes mintákban a ^{236}U/^{238}U arány 10^{-10} at/at nagyságrendű, míg nukleáris eredetű anyagokban elérheti a 10^{-2} at/at arányt, ezért alkalmas környezeti mintákban (víz, talaj, élő szervezet, levegő) a nukleáris szennyezés kimutatására. Az AMS esetében a kimutatási határ ^{236}U/^{238}U < 10^{-11}, és széles tartományban alkalmazható.

IX. 5. RÉSZECSKÉS ÉS NUKLEÁRIS ASZTROFIZIKA

Korunkban a Világegyetem kialakulásával, jelenével és jövőjével foglalkozó kozmológia egyre inkább mérhető mennyiségekkel operáló, egzakt tudománnyá válik. Ebben meghatározó szerepet játszik a részecskefizika és atommagfizika. A legtöbb kutató egyetért azzal, hogy a Világegyetem kialakulása hatalmas ősrobbanással kezdődött (Big Bang, Nagy Bumm), amelyben az Univerzum minden anyaga részt vett. A megfigyelések magyarázatára más elképzelések is születtek, de az ősrobbanási modell a maga egyszerűségével és következetességével kiemelkedően sikeresnek bizonyult. Első megfogalmazása Gamow (1948) és munkatársai nevéhez fűződik.

A következőkben röviden összefoglaljuk előbb a részecskés, majd a nukleáris asztrofizika fontosabb eredményeit.

IX. 5. 1. Az ősrobbanási modellt megalapozó mérési eredmények

Vöröseltolódás, Hubble-törvény

A 20. század egyik legfontosabb felismerése Edwin Hubble amerikai asztrofizikus nevéhez fűződik. Nagyszámú galaxisnál meghatározta azok Földünktől való távolságát és a galaxisokból érkező fényben kimérte a spektrumvonalak vöröseltolódását.

A csillagokról érkező fény általában folytonos spektrumot mutat, de a csillagok külső részén vannak viszonylag hideg gázok, amelyek atomjaikra jellemző hullámhosszúságú sugárzást abszorbeálhatnak. E „Fraunhoffer-vonalak" hullámhossza, ill. hullámhossz-eltolódása mérhető. A galaxisra jellemző vöröseltolódás

$$z \equiv \frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_2} \cong \frac{v}{c}, \qquad \text{(IX. 24.)}$$

ahol ν_1 az emittált fény frekvenciája, ν_2 az észlelt frekvencia, v az emitter és megfigyelő közötti relatív sebesség, *c* a fénysebesség vákuumban. A $z \equiv \frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_2}$ definíció minden távolságskálára érvényes, a v relatív sebességgel való összefüggés viszont csak kisebb kozmikus távolságokra, ahol a tágulási sebesség nem relativisztikus.

A Hubble-törvény szerint a galaxisok vöröseltolódása (z), ill. a távolodás sebessége (v) egyenesen arányos a d távolságukkal:

$$z \cong \frac{v}{c} = H' d, \qquad \text{(IX. 25.)}$$

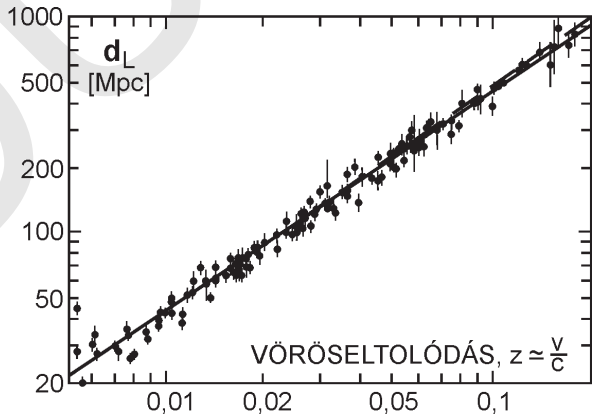
ahol $cH' = H$ az ún. Hubble-állandó, amelynek dimenziója: [1/idő], H^{-1} az ún. Hubble-idő. Az összefüggést felfedezése óta egyre több megfigyeléssel sikerült alátámasztani. Az új eredményeket is tartalmazó IX. 15. ábra meggyőzően mutatja, hogy az objektum távolsága (d_L) és a távolodási sebesség (v) között lineáris összefüggés áll fenn (z <<1 esetén). (Itt az L index a luminozitásmérésekből meghatározott távolságra utal, l. később a IX. 5. 4. pontban). A kozmikus tágulás izotróp, minden objektumból ugyanazon tágulás észlelhető. A tágulásnak nincs centruma, galaxisunk az Univerzumban nincs kitüntetve.

A jelenlegi ($_o$ indexszel jelzett) méréseredmények szerint

$$H_o = 100 \times h \ \text{km /(s Mpc)} \ , \text{ahol } h = 0{,}73 \pm 0{,}03 \qquad \text{(IX. 26.)}$$

[Particle Data Group 2008, 104. o.]. [A parsec (pc) távolságegységet indirekt módon definiálták: a Föld–Nap-távolság 1 pc távolságból látszik 1 szögmásodperc alatt.] A képlet azt jelenti, hogy 1 Mpc = $3{,}086 \times 10^{19}$ km távolságnál a távolodási sebesség 73 km/s. A Hubble-törvényt visszafelé extrapolálva és feltételezve, hogy a galaxisok sebességének és távolságának aránya a kezdetektől változatlan, a Világegyetem korára (t_o) a következő érték adódik:

$$t_o = \frac{3{,}086 \times 10^{19}\ km}{73\ km/s} = 0{,}04227 \times 10^{19}\ s = 13{,}4 \times 10^{9}\ év. \qquad \text{(IX. 27.)}$$



IX. 15. ábra. Az I_a szupernóvamegfigyelésekből származtatott Hubble-diagram. Távolság (d_L) a távolodási sebesség (v) függvényében [Reiss és mts. 1998; Perlmutter és mts. 1999; Reiss 2000]. (1 Mpc = $3{,}086 \times 10^{19}$ km = $3{,}262 \times 10^{6}$ fényév.)

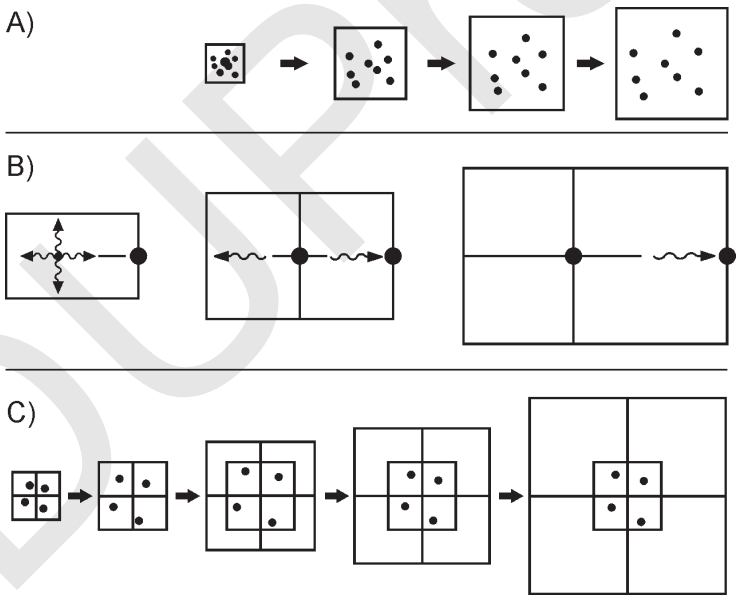
DUPress

A Világegyetem korának részletesebb tárgyalására a IX. 5. 4. pont végén még visszatérünk.

A Világegyetem tágulását úgy kell értelmezni, hogy maga a tér tágul. Az ősrobbanásnak nem volt centruma, a nyomás és sűrűség mindenütt egyforma volt, a robbanásban nem volt nyomáskülönbség. Hasonlattal élve: egy felfúvódó ballon felületén található objektumok távolodnak egymástól, noha nem mozognak, csak a ballonfelület növekszik. A vöröseltolódás a tágulás következménye. Ez a Doppler-effektushoz hasonló jelenség, de nem ugyanaz. Felléphet valódi Doppler-effektus is, ha az objektum mozog a megfigyelőhöz képest. (L. a IX. 7. feladatot.)

Egymással szoros kölcsönhatásban álló objektumok egyensúlyi állapot felé tartanak. Pl. a galaxis csillagai között kölcsönhatás van, a széthúzódásnak ellene hat a gravitáció és végeredményben egyensúlyi állapot jöhet létre.

A tértágulást, vöröseltolódást és a kölcsönhatásban lévő objektumok viselkedését szemlélteti a IX. 16. ábra.



IX. 16. ábra. Az ősrobbanási modell néhány következményének szemléltetése. *A)* A tér tágulása. Hasonlattal: a felfúvódó ballon felületén lévő objektumok távolodnak egymástól, noha nem mozognak. *B)* A táguló Univerzum vöröseltolódást okoz, a hullámhossz nő. *C)* Az egymással szoros kölcsönhatásban lévő objektumok egyensúlyi állapot felé tartanak. Lineweaver, Davis [2005] alapján.

DUPress

A He, D és Li mennyisége az Univerzumban

A jelenleg megfigyelhető Univerzum 70–80%-ban hidrogénből és 20–30%-ban héliumból áll. Az összes többi elem gyakorisága ezeknél nagyságrendekkel kisebb. A nukleáris asztrofizikai részben (IX. 5. 7–8. pontokban) látni fogjuk, hogy a héliumnál nehezebb elemek a csillagokban lejátszódó nukleáris fúzióban jönnek létre. Ugyanakkor a hélium gyakorisága nem magyarázható meg ilyen módon. Ennek két oka is van.

– A csillagokban lévő hélium mennyisége, ahogy az optikai mérések mutatják, független a csillag korától. Ha a hélium hosszú idő alatt alakulna ki nukleáris fúzióban, mennyisége más lenne a fiatalabb és idősebb csillagokban.

– A hélium kialakulása hidrogénből nagy energia felszabadulásával jár (l. a IX. 5. 7. pontban). Ahhoz, hogy 20–30% legyen a hélium aránya az Univerzumban, a csillagoknak sokkal fényesebben kellene világítani.

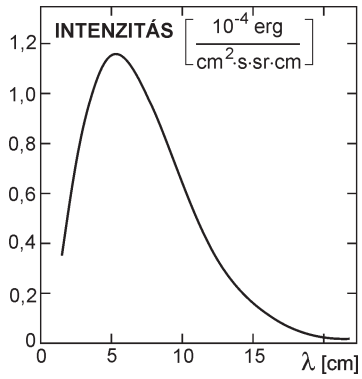
Valami olyan mechanizmus lehet felelős a legkönnyebb elemek kialakulásáért, ami már a legöregebb csillagok létrejötte előtt is működött. Az ősrobbanási modell erre magyarázatul szolgál (l. a primordiális [ősi] nukleoszintézist a IX. 5. 2. pontban).

Kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás

Az ősrobbanási modell megalkotói már 1948-ban megjósolták, hogyha a modell igaz, az Univerzumban jelen kell lenni egy elektromágneses háttérsugárzásnak, ami néhány K-fok hőmérsékletnek felel meg. Ezt a háttérsugárzást Penzias és Wilson meg is találta egy véletlenszerű felfedezésben. A felismerés az ősrobbanási modell egyik legfontosabb tartópillére lett, amiért Penziast és Wilsont 1978-ban Nobel-díjban részesítették.

A mikrohullámú elektromágneses sugárzás minden irányból, éjjel-nappal lényegében azonos, alacsony intenzitással észlelhető, így egyetlen objektumhoz sem lehet hozzárendelni (eltérően sok más, kozmoszból érkező rádiófrekvenciás jeltől). A kezdeti, cm hullámhossztartományban végzett méréseket űrhajókon más hullámhossztartományban is elvégezték. Az eredmény az volt, hogy a sugárzás szinte tökéletesen $T_0 = 2{,}725 \pm 0{,}001$ K hőmérsékletű feketetest-sugárzásnak felel meg. Minden objektum, ami egyensúlyban van a sugárzással, a hőmérsékletére jellemző spektrumot bocsát ki, ami a Planck-elmélet alapján számítható.

A mért és számított spektrum a IX. 17. ábrán látható. A kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás szabad elektronok és protonok semleges atomokká való át-



IX. 17. ábra. A COBE műhold által az 1990-es évek elején mért kozmikus háttérsugárzási spektrum. A mért és elméletileg számított spektrumok olyan tökéletesen egyeznek, hogy a kísérleti adatok bizonytalansága kisebb, mint a fekete test sugárzásához tartozó elméleti görbe szélessége.

alakulásából származik, abból az időből, amikor az Univerzum hőmérséklete $kT = 13{,}6$ eV-ról (a H-atom ionizációs energiája) közel 1 eV-ra csökkent. Az Univerzum erre a sugárzásra átlátszó és a Földre a Világegyetem tágulásának megfelelő vöröseltolódással érkezik. Az újabb műholdas mérések a különböző irányokból érkező sugárzás hőmérsékleti anizotrópiájára mindössze 10^{-5} nagyságrendű fluktuációt mutatnak. A sugárzás részletesebb tárgyalására a IX. 5. 2. és IX. 5. 4. pontokban visszatérünk.

IX. 5. 2. A forró Univerzum kozmológiája

Az általános relativitáselmélet dinamikai egyenlete

Az ősrobbanási modell szerint a jelenlegi Világegyetem a téridő egy szinguláris állapotából jött létre. Ennek anyagsűrűsége és hőmérséklete közel végtelen nagy volt és a legalapvetőbb részecskékből, antirészecskéikből, valamint sugárzásból állt. Amint az Univerzum kiterjedt és hűlt, a részecskefajták egymás után kikerültek a sugárzás és részecskék egyensúlyából. Ma csak a maradékrészecskéket észleljük és a maradéksugárzást, aminek elhanyagolható kölcsönhatása van az anyaggal.

A modell szerint a tágulás az Univerzum általános sajátsága, de a tágulás mértéke függ az időtől (pl. a gravitációs kölcsönhatás miatt). Ha a világegyetem végtelen, nem lehet sugarat definiálni. E helyett egy $R(t)$ skálaméretet szoktak beve-

DUPress

zetni, ami megadja bármely jellemző hossz időfüggését. A Hubble-paraméter a skálamérettel a következő kapcsolatban áll:

$$H = \frac{dR/dt}{R}. \qquad \text{(IX. 28.)}$$

Ha a Világegyetem tágulása állandó arányú, a H állandó, ha nem az, H az idő függvénye.

A mechanikai rendszerek időbeni viselkedése dinamikai egyenletek megoldásával írható le. A Világegyetemre vonatkozóan ez az általános relativitáselmélet tenzoregyenleteit jelenti (l. pl. Hraskó [2002]).

Az elmélet nagyon bonyolult, de a végeredmény viszonylag egyszerű alakban fejezhető ki:

$$H^2 \equiv \frac{(dR/dt)^2}{R^2} = \frac{8\pi G_N}{3}\rho(t) - \frac{kc^2}{R^2} + \frac{\Lambda}{3} \quad \text{és} \qquad \text{(IX. 29.)}$$

$$\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi G_N}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3} = -\frac{4\pi G_N}{3}\rho\,(1+3\omega) + \frac{\Lambda}{3}, \qquad \text{(IX. 30.)}$$

ahol G_N a gravitációs állandó, $G_N = 6{,}6743(7) \times 10^{-11}$ m^3 /(kg s^2); $\rho(t)$ a Világegyetem közepes energia- és tömegsűrűsége; k egy geometriai tényező, amit a téridő geometriája határoz meg; p a nyomás, amit $p = \rho\omega$ alakban is szoktak írni; Λ kozmológiai tényező.

Az első, IX. 29. egyenletet gyakran Friedmann-egyenletnek nevezik. Az energiamegmaradási elvből következik, de a IX. 29–30. egyenletekből is levezethető, hogy

$$\dot{\rho} = -3H(\rho + p). \qquad \text{(IX. 31.)}$$

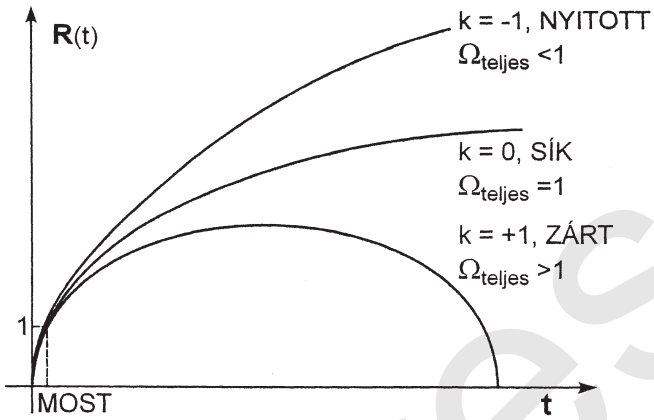
A Friedmann-egyenletnek van egy egyszerű mechanikai analógja. Hanyagoljuk el a $\Lambda/3$ kozmológiai tagot. Szorozzuk be a IX. 28. egyenletet $mR^2/2$-vel, ahol m egy próbarészecske tömege. Írjunk a ρ sűrűség helyett $M/(4R^3\pi/3)$-at, ahol M az R sugarú gömbön belüli tömeg. Ekkor

$$\frac{1}{2}m\dot{R}^2 - \frac{G_N mM}{R} = -\frac{1}{2}mkc^2.$$

A bal oldal első tagja kinetikus, a második gravitációs potenciális energia jellegű, a kettő összege az Univerzum összenergiájának analógja. Az Univerzum végső sorsát a k előjele határozza meg. Ha $k = +1$, az Univerzum zárt, összeomlik véges időn belül. Ha $k = 0$, a térgeometria sík (euklideszi). A $k = -1$ eset pozitív teljes energiának felel meg, vég nélkül kiterjedő Univerzumot ír le.

DUPress

A IX. 18. ábrán feltüntettük, hogyan függ az $R(t)$ skálázási tényező az időtől különböző k paraméterek mellett.



IX. 18. ábra. Az Univerzum skálafaktorának $R(t)$ függése az időtől (t) különböző k paraméterek mellett. Az egyszerű Friedmann-modell előrejelzései $\Lambda = 0$ esetre. A tényleges helyzet sokkal bonyolultabb (l. a kozmológiai paraméterek precíziós meghatározását a IX. 5. 4. pontban).

A Friedmann-egyenlet felhasználható néhány mérhető paraméter definíciójára. Hasznos bevezetni a ρ_{krit} kritikus sűrűséget. $\Lambda = 0$ esetében a IX. 29. egyenlet

$$H^2R^2 - \frac{8\pi G_N}{3}\rho R^2 = \frac{8\pi G_N}{3}R^2\left(\frac{3H^2}{8\pi G_N} - \rho\right) = -kc^2$$

alakba írható. Ha a Világegyetem sűrűsége

$$\rho_{krit} \equiv \frac{3H^2}{8\pi G_N}, \qquad \text{(IX. 32.)}$$

az egyenlet jobb oldala zéró lesz. Ez a sűrűség választja el az állandóan táguló Világegyetemet az állandóan összehúzódótól. A kritikus sűrűség mai értéke:

$$\rho_{krit} = \frac{3H_0^{\ 2}}{8\pi G_N} = 1{,}878\times10^{-26}h^2 \text{ kg/m}^3,$$

ahol IX. 26. szerint a skálázott Hubble-paraméter: H_o = 100 h km/(s Mpc) és h = 0,73. ρ_{krit} ma kb. 6 hidrogénatom tömegének felel meg köbméterenként.

A kozmológiai sűrűség (vagy bezáródási paraméter, Ω_{teljes}) definíció szerint

$$\Omega_{teljes} \equiv \frac{\rho}{\rho_{krit}}. \qquad \text{(IX. 33.)}$$

DUPress

Felhasználva az előbbi definíciókat, viszonylag egyszerű átalakítások után a következő összefüggéshez jutunk:

$$H^2(\Omega_{teljes}-1)=\frac{kc^2}{R^2}. \qquad \text{(IX. 34.)}$$

A sűrűség különböző komponensekből állhat. Ezért célszerű a jelenlegi sűrűségparamétereket a következőképpen definiálni: Ω_m a nyomás nélküli anyagra, Ω_{sug} sugárzásra és relativisztikus részecskékre vonatkozik és $\Omega_\Lambda \equiv \Lambda/(3H^2)$. Ekkor a Friedmann-egyenlet

$$H_o^2(\Omega_m+\Omega_{sug}+\Omega_\Lambda-1)=\frac{kc^2}{R_o^2} \qquad \text{(IX. 35.)}$$

alakú lesz, ahol az o index a jelenlegi állapotra vonatkozik. Innen látható, hogy a görbület előjelét az Ω értékek összege szabja meg.

A Friedmann-egyenlet megoldásai: sugárzás, anyag és vákuumenergia által dominált korszakok

A következőkben a Friedmann-egyenlet megoldásait vizsgáljuk azokban az esetekben, amelyekben valamelyik sűrűségkomponens dominál (Ω_m, Ω_{sug}, Ω_Λ). Az egyes esetekre az állapotegyenleti paraméter ($\omega = p/\rho$) meghatározott értéke jellemző.

Tegyük fel, hogy ω állandó. A IX. 31. egyenlet szerint $\dot{\rho}=-3(1+\omega)\rho\dot{R}/R$. Az integrálás a következő állapotegyenleti megoldáshoz vezet:

$$\rho \propto R^{-3(1+\omega)}. \qquad \text{(IX. 36.)}$$

Ha a Friedmann-egyenletekben lehanyagoljuk a *k*-t és Λ-t tartalmazó tagokat és behelyettesítjük a ρ-ra előbb nyert értéket, az egyenlet könnyen integrálható lesz és a következő eredményhez jutunk ($\omega \neq -1$-re):

$$R(t) \propto t^{2/[3(1+\omega)]}. \qquad \text{(IX. 37.)}$$

– *A sugárzás dominálta Univerzumban* az anyag sűrű és forró; sugárzásból, valamint relativisztikus sebességgel mozgó részecskékből áll. Ekkor

$$\rho_{sug}=\frac{energia}{térfogat}=\frac{energia}{kvantumokszáma}\frac{kvantumokszáma}{térfogat}\propto\frac{1}{R}\frac{1}{R^3}. \qquad \text{(IX. 38.)}$$

Itt az 1/R-es tényező azért szerepel, mivel relativisztikus esetben $E = pc = hc/\lambda$, a hullámhossz viszont a vöröseltolódás miatt *R*-rel arányosan nő; az $1/R^3$-ös

DUPress

tényező pedig azért, mert a kvantumok száma a térfogattal arányosan csökken. A IX. 36. egyenlettel való összevetésből látszik, hogy ebben a korszakban $\omega = 1/3$. Ha ezt az értéket behelyettesítjük a IX. 37. egyenletbe

$$R(t) \propto t^{1/2} \;;\; ill. \quad H = \frac{\dot{R}}{R} = \frac{1}{2}\frac{t^{-1/2}}{t^{1/2}} = \frac{1}{2}t^{-1} \tag{IX. 39.}$$

összefüggésekhez jutunk.

Ha a ρ_{sug}-t a feketetest-sugárzás energiasűrűségére alapozzuk, a Stefan–Boltzmann-törvény szerint

$$\rho_{sug} = \sigma T^4 \propto \frac{1}{R^4} \propto \frac{1}{t^2} \tag{IX. 40.}$$

összefüggéshez jutunk. Innen

$$T \propto \frac{1}{t^{1/2}} \tag{IX. 41.}$$

adódik.

A hőmérséklet felhasználható az Univerzum időfejlődésének jellemzésére. Relativisztikus részecskékre a teljes energia jellemző. A statisztikus elmélet szerint gázban a részecskék kinetikus energiája $\frac{3}{2}kT$-val egyenlő. A 3/2-es tényező a részecske típusától függ, de általában 1-hez közeli érték. Így bevett, hogy a részecske legvalószínűbb energiáját $E = kT$-vel jellemzik, ahol

k = Boltzmann-állandó = $1{,}38 \times 10^{-23}$ J K^{-1} = $8{,}617 \times 10^{-5}$ eV K^{-1}.

L. a IX. 5. feladatot. Ekkor

$$E = kT \approx \frac{1\,MeV}{t^{1/2}}, \quad t \text{ s-ban,} \tag{IX. 42.}$$

ill. a megfelelő hőmérséklet:

$$T \approx \frac{10^{10}\,K}{t^{1/2}}, \quad t \text{ s-ban.} \tag{IX. 43.}$$

– *Az anyag dominálta Univerzumban,* viszonylag késői időben a gáz nyomása zéró, így $\omega = 0$. Ez a IX. 36. egyenlet alapján

$$\rho_m \propto R^{-3} \tag{IX. 44.}$$

összefüggéshez vezet, továbbá ha $k = 0$ és $\Lambda = 0$, a IX. 37. alapján

$$R(t) \propto t^{2/3} \quad \text{és} \quad H = \frac{\dot{R}}{R} = \frac{2}{3}\frac{1}{t} \tag{IX. 45.}$$

DUPress

adódik és

$$\rho_m \propto \frac{1}{t^2}. \qquad \text{(IX. 46.)}$$

– *Ha az Univerzumban a vákuumenergia dominál*, a kozmológiai állandó (Λ) lesz a meghatározó és az állapotegyenletben $\omega = -1$. Általában felteszik, hogy ω független az időtől. Ekkor a Friedmann-egyenlet megoldása különösen egyszerű lesz, eredményül

$$R(t) \propto e^{\sqrt{\Lambda/3}\, t} \qquad \text{(IX. 47.)}$$

adódik.

A vákuumenergia jelenléte erősen hat az Univerzum sorsára. Ha $\Lambda < 0$, az Univerzum összeomolhat, függetlenül k előjelétől. Nagy Λ értékek mellett még egy zárt Univerzum is örökké tágulhat. Később a IX. 25. ábrán látni fogjuk, hogy a szupernóvamegfigyelések jelzik a vákuumenergia jelenlétét, sőt a kozmológiai energiasűrűségük a legnagyobb ($\Omega \approx 0{,}7$).

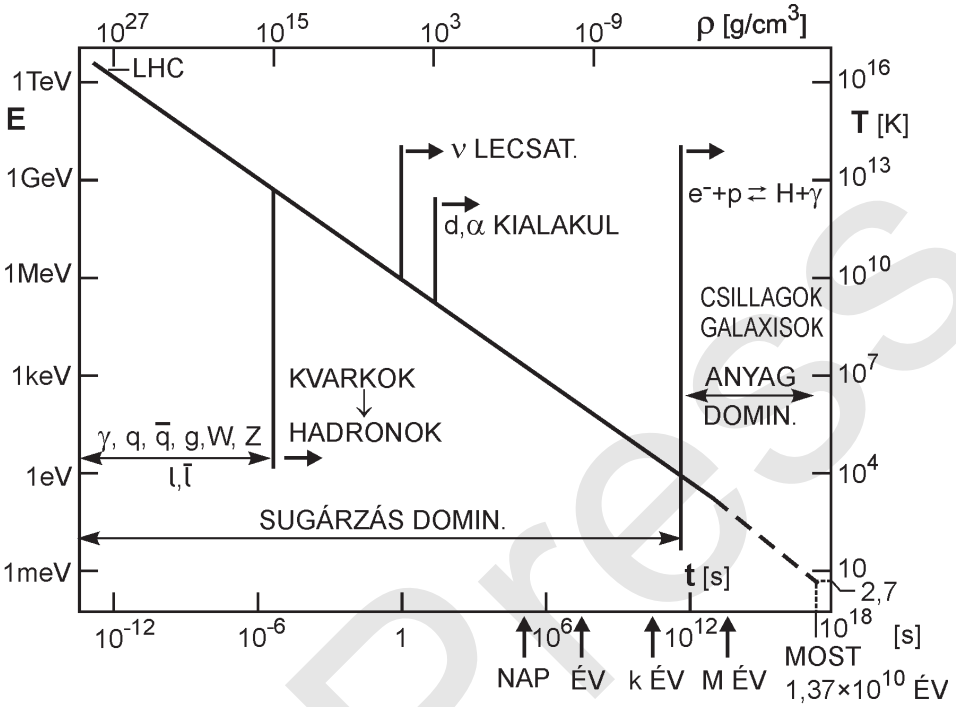
*

Az előzőekben láttuk, hogy mind a sugárzás, mind az anyag által dominált esetben az anyagsűrűség (ρ) t^2-tel fordítva arányos (l. IX. 40. és IX. 46. összefüggéseket). Így az Univerzum fejlődésében az idő (t) és sűrűség (ρ_{sug} és ρ_m) egyszerű kapcsolatba hozható. A sugárzás uralta időkben $T \approx \frac{10^{10}\ K}{t^{1/2}}$ (t s-ban, IX. 43. összefüggés). Az anyag dominálta időre is levezethető a hőmérséklet időfüggése, itt $T \propto t^{-2/3}$. Végül a T hőmérséklet átszámolható a legvalószínűbb részecskeenergiára az $E = kT$ összefüggés alapján. Célszerű ezeket egy ábrán egyesíteni, mivel ezen a Világegyetem – későbbiekben részletesebben kifejtendő – fejlődése szemléletesen követhető (IX. 19. ábra).

Az ősrobbanási modell problémái és a javasolt megoldás

Az ősrobbanási modell eredeti formájában több súlyos problémával is szembesült. A következőkben röviden áttekintjük a három legfontosabbat és a megoldásukra javasolt hirtelen felfúvódási (inflációs) modellt.

– Az Univerzum térmetrikájának „sík", azaz euklideszi jellege. A kozmológiai sűrűség a IX. 33. definíció szerint $\Omega_{teljes} \equiv \rho / \rho_{krit}$. Itt $\rho \propto R^{-3}$ és $\rho_{krit} \propto \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2$.



IX. 19. ábra. A Világegyetem fejlődésében szerepet játszó idő (*t*), sűrűség (ρ), hőmérséklet (*T*) és részecskeenergia (*E*) összefüggései. A kapcsolatot teremtő formulákat l. a szövegben.

Mind a sűrűség, mind a kritikus sűrűség változik az Univerzum skálaméretének (R) függvényében, de különböző módon. A IX. 40., ill. IX. 46. összefüggések felhasználásával számítható a sűrűség időfüggése, és számítható a kritikus sűrűségé is. Az eredmény nagyon meglepő: az ősrobbanás után 10^{-49} s-mal az $\Omega_{teljes} - 1 < 10^{-50}$ volt. Ez azt jelenti, hogy a Világegyetem hihetetlen pontossággal euklideszire lett beállítva. Nem magától érthető, hogy milyen mechanizmus állította be a teljes sűrűséget a kritikus értékre, holott ez egészen más is lehetett volna.

– *Horizontprobléma.* A COBE műhold mérései alapján (IX. 5. 4. pont) a világűrből érkező kozmikus háttérsugárzás (a Föld mozgásából eredő korrekciók levonása után) rendkívül homogén. A különböző szögekből belépő sugárzás hőmérsékletében legfeljebb csak 10^{-5} rendben vannak eltérések. Ez azt jelenti, hogy a sugárzás anyagról való leválása után nagymértékben egyensúlyi állapotban volt. Ugyanakkor egyszerű – itt nem részletezett – számítással megmutatható, hogy a lecsatolódáskor a horizontméret (az a látóhatár, ahonnan a fény még eljuthat a

mérőműszerünkbe) sokkal nagyobb volt, mintsem hogy termalizáció létrejöhessen. A leggyorsabb kapcsolat a fénysebességgel terjedhet, de a fény nem tehetett meg a horizontméretnek megfelelő utat, így a tér egyes részei nem lehettek oksági kapcsolatban.

– *A Világegyetem struktúrájának problémája.* Az Univerzumban kialakult szerkezeteket látunk: naprendszereket, galaxisokat, összetartozó galaxishalmazokat. Ezeket a gravitáció hozta létre a Világegyetem sok milliárd éves fejlődése során. Ahhoz azonban, hogy a csomósodások létrejöhessenek, kismértékű inhomogenitásoknak létezniük kellett már az anyag és a sugárzás szétválása során is. Kérdés: honnan erednek ezek az inhomogenitások?

A fenti problémák megoldására A. Guth tett javaslatot 1981-ben. Elképzelése igen sikeresnek bizonyult és manapság már széles körben elfogadottá vált. E szerint a Világegyetem az Ősrobbanás utáni $\sim 10^{-34}$ s-tól $\sim 10^{-32}$ s-ig tartó rövid intervallumban rendkívül gyors felfúvódáson ment keresztül, a skálaméret $R(t)$ kb. 10^{30}-szorosára nőtt. A felfúvódás oka az lehetett, hogy az addig látensen jelenlévő Higgs-tér energiája (amit Guth inflatonnak nevezett) felszabadult, amikor a Világegyetem hűlése során elért egy bizonyos hőmérsékletet. (A Higgs-tér, ill. a nagy egyesítési elméletek [GUT] tárgyalását l. a II. kötetben [Fényes 2007, IX. 4. és IX. 6. 2. pontok].)

Az inflációs modell mindhárom előbb említett problémára magyarázatot ad. A *térmetrika sík* (euklideszi) jellegének magyarázata az, hogy a skálaméret a felfúvódás során olyan óriásira növekedett, hogy bármekkora is volt k értéke a felfúvódás előtt, a felfúvódás után a térgörbület elhanyagolhatóvá vált. A feltevés szerint közvetlenül az ősrobbanási időben az ősanyag sűrűsége alig változott, így a IX. 29. kifejezés jobb oldalán a ρ-t és Λ-t tartalmazó tagok közel állandóak voltak. Ugyanakkor az óriási felfúvódás után a k/R^2-es tag elhanyagolhatóvá vált. Egy hasonlattal: az erősen felfúvódott ballon felülete sokkal inkább sík jellegű, mint a felfúvódás előtt. Az infláció során az anyag erősen szétszóródott, úgyhogy sűrűsége már alig van hatással a térgörbületre.

A *horizontprobléma* megoldását az jelenti, hogy az infláció előtt még okszerű kapcsolatban lévő (azaz a horizonton belüli) részecskék hirtelen a horizonton kívülre kerültek. Így érthetővé válik, hogy a kozmikus háttérsugárzás miért mutat nagymértékben izotróp hőmérséklet-eloszlást.

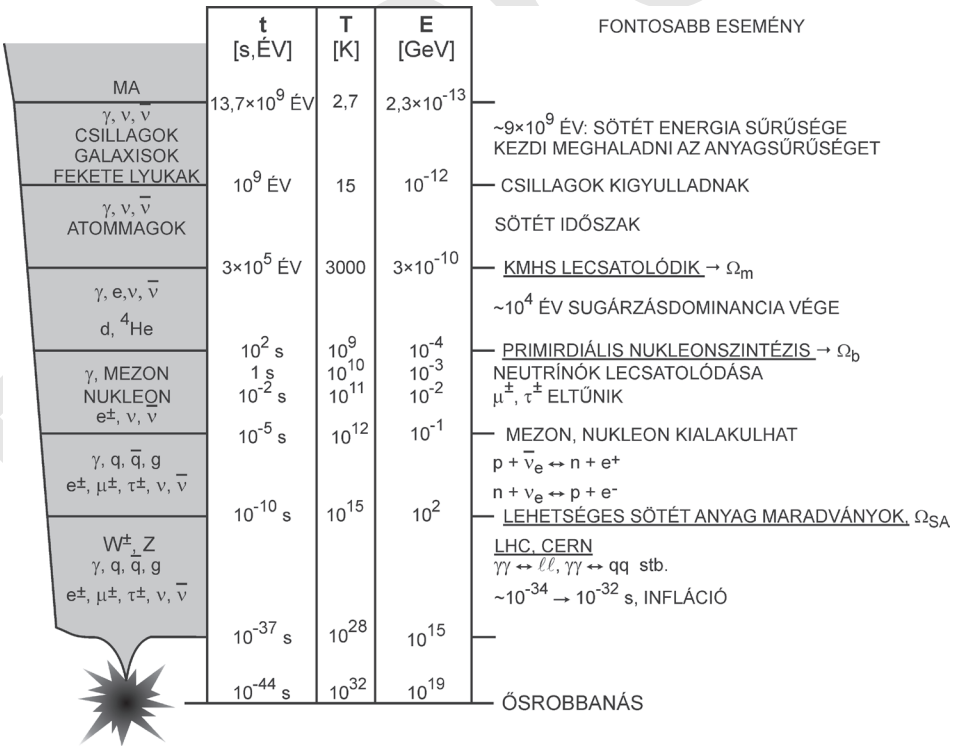
Végül a *Világegyetem struktúráinak kialakulásához* az vezethetett, hogy az inflációt megelőző időszakban szükségszerűen meglévő mikroszkopikus kvantumfluktuációk makroszkopikus méretűekre duzzadtak. A kvantumfluktuációk a Heisenberg-féle határozatlansági reláción ($\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$) keresztül válnak érthetővé.

A hirtelen felfúvódás így az ősrobbanási modell mindhárom nehézségére valószínű magyarázatot ad. Ugyanakkor szükségszerűen azt is magában rejti, hogy a jelenleg belátható Univerzumunk (~ 3,3 milliárd fényév távolság) csupán egy parányi tört része egy összehasonlíthatatlanul nagyobb tértartománynak. (Az infláció során a skálaméret hozzávetőleg 10^{30}-szorosára nőtt!)

Az Univerzum kezdeti története

Az Univerzum történetét célszerű az ősrobbanástól számított idő (t), valamint a hozzá tartozó hőmérséklet (T) és legvalószínűbb részecskeenergia (E) függvényében áttekinteni. Az áttekintést elősegíti a IX. 20. ábra.

– *Az ősrobbanástól* $t \sim 10^{-37}$ s-ig ($T \sim 10^{28}$ K, $E \sim 10^{15}$ GeV) *terjedő időszak.* Az ősrobbanási modell szerint a Világegyetem története egy végtelen nagy sűrűségű és hőmérsékletű anyag robbanásával kezdődött. Ezt a szinguláris állapotot ma



IX. 20. ábra. A Világegyetem története az ősrobbanási modell alapján.

még nem tudjuk értelmezni és nincs pontos fizikai képünk a robbanás utáni 10^{-37} s időig sem. A nagy egyesítési elmélet (GUT) szerint ekkor még a természet alapvető kölcsönhatásai, az erős, elektrogyenge és gravitációs kölcsönhatások nagyjából egyenlő erősségűek voltak (l. II. kötet IX. 6. 2. pontot [Fényes 2007]).

– *A* $t \sim 10^{-34}$ s-tól $\sim 10^{-32}$ s-ig *terjedő időszakban* történt a Világegyetem gyors kitágulása, az infláció.

– *Közvetlenül az inflációt követő időszakról* ($t \geq 10^{-32}$ s) annyit lehet feltételezni, hogy az Univerzumban leptonok (e, μ, τ és neutrínóik), kvarkok, antileptonok, antikvarkok, gluonok, fotonok és esetleg ma még nem ismert részecskék voltak. A részecskék termikus egyensúlyban álltak egymással és a nagy energiájú fotonok sugárzási terével, azaz lejátszódhattak

$$\gamma\gamma \leftrightarrow e^+e^-, \quad \mu^+\mu^-, \quad \tau^+\tau^-$$
$$\gamma\gamma \leftrightarrow q\bar{q}$$

stb. reakciók. Minden kvark, amelyik ideiglenesen kötődhetett másikkal, rögtön el is válhatott ütközés vagy γ-kvantumokkal való kölcsönhatás következtében. Ez a kvark-gluon plazma időszaka.

– *A* $t \sim 10^{-10}$ s ($T \sim 10^{15}$ K, $E \sim 10^2$ GeV) *körüli időszakban* szétválik az elektromágneses és gyenge kölcsönhatás, ekkor nyernek tömeget a gyenge kölcsönhatás *W* és *Z* közvetítő bozonjai. Ez az az időszak, amikor a sötét anyagot alkotó, jelenleg még ismeretlen anyagfajta stabilan megmaradhatott.

– *A* $t \sim 10^{-5}$ s ($T \sim 10^{12}$ K, $E \sim 100$ MeV) *körüli időszakban* a Világegyetem hűlése során elérkezik egy olyan állapotba, amelyben nukleon–antinukleon-megsemmisülés fellép, de már nem egyensúlyban a fordított reakcióval. Ekkor már kialakulhattak $q\bar{q}$-párokból mezonok (pl. pionok), ill. *qqq*-csomókból nukleonok (azaz protonok és neutronok). Ugyanakkor leptonok és neutrínók is jelen vannak, és a gyenge kölcsönhatás a nukleonokat egymásba alakíthatja:

$$p + \bar{\nu}_e \leftrightarrow n + e^+,$$
$$n + \nu_e \leftrightarrow p + e^+.$$

Ekkor a protonok és neutronok száma egyenlő. A leptonok közül a τ-részecskék a legnehezebbek ($m_\tau = 1777$ MeV), ezek antirészecskéikkel annihilálódnak, ugyanakkor a müonok is ($m_\mu = 106$ MeV). Proton és neutron ütközésből létrejöhet deuteron, de ezeket a nagy energiájú γ-kvantumok szétverik (a deuteron kötésenergiája csak 2,22 MeV).

– *A* $t \sim 10^{-2}$ s ($T \sim 10^{11}$ K, $E \sim 10$ MeV) *időszakban* a hőmérséklet annyira lecsökken, hogy a töltött leptonok közöl csak az $e^{\pm}$-részecskék maradnak meg, a többi lebomlik vagy szétsugárzódik; újabbak keletkezéséhez nincs elegendő ener-

Dunpress

gia. Az elektronok és pozitronok semleges gyenge kölcsönhatásokkal a neutrínók mindhárom családját létrehozhatják és ez a folyamat oda-vissza lejátszódik, biztosítva ezzel az $n \leftrightarrow p$ konverzióhoz szükséges mennyiségű elektronokat, pozitronokat, elektronneutrínókat és anti-elektronneutrínókat. Tekintettel arra, hogy termikus egyensúlyban a neutron-proton arányt az ún. Boltzmann-faktor

$$\frac{N_n}{N_p} \cong e^{-(m_n - m_p)c^2/kT} \qquad \text{(IX. 48.)}$$

adja meg, az 1,3 MeV *n-p* tömegkülönbségből következően ez az arány 1-ről 0,88-ra változik.

– *A* $t \sim 1$ s ($T \sim 10^{10}$ K, $E \sim 1$ MeV) *időszakban* a további tágulás és hűlés következtében az Univerzum sűrűsége olyan értékre csökken, amelynél a neutrínók megnövekedett szabad úthosszuk miatt már kezdenek szabad részecskeként viselkedni, kiesnek a termikus egyensúlyból. Más szóval, „kicsatolódnak", szabadon tágulnak az Univerzummal együtt. Párkeltés energetikailag már nem lehetséges, csak szétsugárzás. Ilyen módon megsemmisülnek a pozitronok és némi elektronfelesleg marad vissza, éppen annyi, mint a protonok száma (a teljes töltés zéró). A neutronok száma (a IX. 48. egyenlet szerint) tovább csökken, $N_n/N_p = 1/5$-re.

A neutrínók nem tűnnek el az Univerzumból. Várhatóan feketetestspektrumuk van, mostani hőmérsékletük ~ 2 K. Ezeket jelenleg nem tudjuk detektálni. A háttér-neutrínóspektrum hőmérsékletének lemérése fontos megerősítését jelenthetné az ősrobbanási modellnek.

– *A* $t \sim 10^2$ s ($T \sim 10^9$ K, $E \sim 0{,}1$ MeV) *időszak*. A Világegyetem hűlése során elérkezik egy olyan időhöz, amelyben létrejöhet a $p + n \rightarrow d + \gamma$ reakció. Igaz ugyan, hogy a fotonok energiája átlagosan 1 MeV-nél kisebb, de energiaeloszlásukból (Planck-eloszlás) következően még óriási mennyiségű foton rendelkezik elegendő energiával ahhoz, hogy a keletkező deutériummagok zömét szétverje.

– *A* $t \sim 4$ perc ($T \sim 0{,}7 \times 10^9$ K, $E \sim 6$ keV) *primordiális* (ősi) *nukleoszintézis időszaka*. Ekkor a fotonok energiája már arra az értékre csökken, amelynél a Planck-eloszlás szerinti magasabb energiájú fotonok száma nem elegendő a létrejövő deuteronok megsemmisítéséhez. Az anyagsűrűség ugyanakkor még biztosítja a nukleonok gyakori ütközését. A deuteronokból gyorsan tritonok és ^{3}He-magok (kötési energiájuk nagyobb, mint a deuteronoké), majd ezekből ^{4}He-magok keletkeznek:

$$p + n \rightarrow d, \quad d + p \rightarrow {}^3He, \quad {}^3He + n \rightarrow {}^4He \quad vagy$$
$$p + n \rightarrow d, \quad d + n \rightarrow t, \qquad t + p \rightarrow {}^4He.$$

DUPress

A ^{4}He-tömegarány

$$Y_p = \frac{4N_{He}}{4N_{He} + N_p} = \frac{2(N_n / N_p)}{1 + (N_n / N_p)} \qquad \text{(IX. 49.)}$$

képlet alapján számítható, feltéve, hogy $m_{\mathrm{He}} \approx 4\, m_p$. (L. a IX. 7. feladatot.) Az N_n/N_p arány 1/7. Ebből könnyen kiszámítható, hogy ekkor alakul ki az $Y_p \sim 0{,}25$ ^{4}He-tömegarány, amely érték a mai napig már csak nagyon kicsit változott a csillagfejlődés során. Az ősrobbanásban kialakult tömegarányt a csillagok közötti térben ma mérve, pontosan ezt az értéket kapjuk: $Y_p = 0{,}249 \pm 0{,}009$ [Particle Data Group 2008, 229. o.]. A méréseket olyan űrobjektumokon végzik, amelyekben a C, N, O és Fe mennyisége nagyon kicsi. Ez garanciát ad arra, hogy a későbbiekben atommagfúziós folyamattal (l. IX. 5. 7. pontot) kis mennyiségben előállt könnyűelem-gyakoriságokat korrekcióba lehessen venni.

Tekintettel arra, hogy 5-ös tömegszámú stabil mag nem létezik, a folyamat végterméke a ^{4}He. Két ^{4}He sem tud egyesülni, mert a ^{8}Be sem stabil mag. A H és ^{4}He-hoz képest azonban elhanyagolható mennyiségű 7-es tömegszámú mag képződhet a

$$^4He + {}^3H = {}^7Li + \gamma \;\; és$$
$$^4He + {}^3He = {}^7Be + \gamma$$

reakciókból. A kis valószínűség oka a magas Coulomb-gát.

A megfigyelt ^{4}He-, D-, ^{3}He- és ^{7}Li- gyakoriságok összevetve az ősrobbanási modell által jelzett értékekkel a IX. 21. ábrán láthatók. A megfigyelt és elméleti értékek jó egyezésben vannak, ami az ősrobbanási modell egyik legfontosabb kísérleti alátámasztását jelenti. Az egyezés különösen figyelemreméltó, hiszen az előfordulási gyakoriságok sok nagyságrendet fognak át.

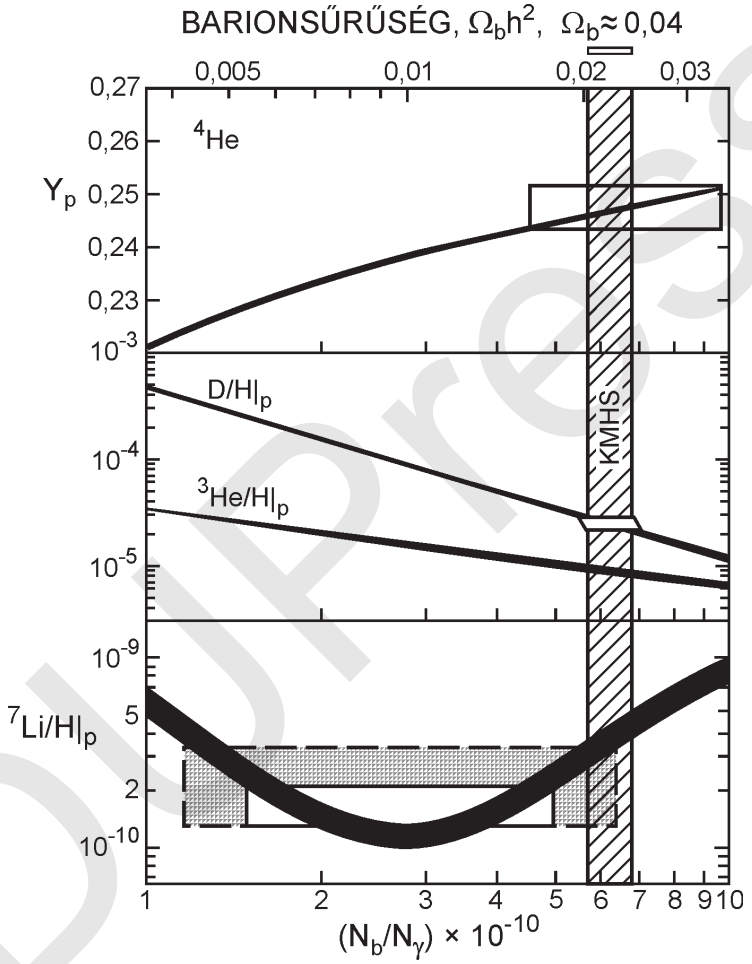
A jelenlegi adat az Univerzum nukleoszintézisre alapozott barionsűrűségére

$$\Omega_{\mathrm{b}} = \rho_{\mathrm{b}} / \rho_{\mathrm{krit}} \approx 0{,}0425. \qquad \text{(IX. 50.)}$$

Figyelemre méltó, hogy a barion/foton arány jelenleg $6{,}12(19) \times 10^{-10}$. Ez azt jelenti, hogy míg a korai ($t < 1$ μs) Univerzumban a barionok, antibarionok és fotonok összevethető számban fordultak elő, a jelenlegi világunkban már csak a barionok parányi tört része maradt meg.

– *A* $t \sim 3{\times}10^5$ év ($T \sim 3000$ K, $E \sim 0{,}3$ eV) *időszakig* az Univerzum tovább tágul és hűl, de más említésre méltó folyamat nem következik be. Amikor a hőmérséklet 3000 K-re csökken, az atommagok megkötik a szabad elektronokat (az energia az ionizációs energia alatt), atomok alakulnak ki. Nincsenek szabad töltött ré-

szecskék, amelyeken a fotonok szóródhatnának, így számukra az Univerzum átlátszóvá válik. Ez a forrása a fent említett kozmikus mikrohullámú sugárzásnak, amely a vöröseltolódás miatt 2,725 ± 0,001 K hőmérsékletű sugárzásként jelentkezik napjainkban.



IX. 21. ábra. A megfigyelt ^{4}He-, D-, ^{3}He- és ^{7}Li-gyakoriságok (téglalapok, amelyek 2σ statisztikus hibát jeleznek) összevetve az ősrobbanás standard modelljének előrejelzéseivel (görbék). (A ^{7}Li/ H|$_p$ esetében a szaggatott vonallal feltüntetett téglalap ± 2σ statisztikus és szisztematikus hibát jelöl.)

Y_p: primordiális ^{4}He-tömegarány (l. szövegben).

D/H|$_p$, ^{3}He/ H|$_p$, ^{7}Li/ H|$_p$: számgyakorisági arányok hidrogénre vonatkoztatva.

N_b/N_γ : barion / foton arány.

$\Omega_b\, h^2$: barionsűrűség, ahol $h = 0{,}73 \pm 0{,}04$.

A felfelé futó vonalkázott sáv a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás vizsgálatából levont barionsűrűséget mutatja. Particle Data Group [2008] alapján.

DUPress

– *A* $t \sim 10^9$ év ($T \sim 15$ K, $E \sim 10^{-3}$ eV) *időszakban* a gravitációs vonzás következtében olyan anyagsűrűsödés és felmelegedés következik be, amelynél beindulhat a csillagokban a hidrogénégés, a nukleáris szintézis folyamata. Ezt a IX. 5. 7–8. pontokban fogjuk tárgyalni.

*

Jelenlegi ismereteink szerint az *Univerzum majdnem kizárólag anyagból és nem antianyagból áll.* Ha nagyobb mennyiségben lenne jelen antianyag valahol, pl. a csillagközi porban vagy gázban, megsemmisülési sugárzás lépne fel, ami nagy energiájú γ-emissziót eredményezne. A jelenlegi mérések szerint $N_{\bar{b}} / N_b < 10^{-3}$. Ez értékhez – többek között – az alapján jutottak, hogy a galaxisunkban a kozmikus sugárzásban nem találtak antiatommagokat (antiprotont, antideuteront, antihéliumot [Particle Data Group 2008]) és nem észleltek olyan intenzív γ-sugárzásokat, amelyek távoli galaxisok antianyaggal való ütközéséből erednének. A kozmoszból érkező nagy energiájú γ-sugárzás vizsgálata azonban jelenleg is intenzíven folyik, pl. az amerikai GLAST és EGRET műholdakkal (l. IX. 5. 3. pont végén).

Az ősrobbanási modellel kapcsolatban felmerül a kérdés, hogy mi történt az antianyaggal, miért nincs jelen? A kozmológiai elméletek szerint az Univerzum életének kezdetén ($t < 1$ μs) a magas hőmérséklet ($T > 10^{13}$ K, $E > 1$ GeV) miatt a sugárzási tér energiája elegendő lehetett proton–antiproton- és neutron–antineutron-párok keltéséhez, amely folyamatok egyensúlyban voltak ezek szétsugárzásával. A fokozatos hűlés következtében a fotonok energiacsökkenése miatt a szétsugárzás jutott túlsúlyba, így az Univerzum túlnyomóan fotonokból áll. A keletkezést és szétsugárzást szabályozó törvények nem tökéletesen szimmetrikus volta miatt kissé az anyag javára billent a mérleg (az antianyaggal szemben). Ez az aszimmetria nagyon kicsi; minden 10^9 nukleon és antinukleon megsemmisülése után csak egy nukleon marad ki a folyamatból, ezen megmaradt rész alkotja mai világunkat és vezetett a jelenleg észlelt $< 10^{-9}$ barion/foton arányhoz. A β-bomlásban észlelt paritásmegnemmaradást a jelen könyv VII. 3. 4. pontjában tárgyaljuk. Az Univerzumban észlelt anyag–antianyag-aszimmetriával és a CP-sértő folyamatokkal kapcsolatban l. a II. kötet VIII. 5. fejezetét [Fényes 2007].

*

A Big Bang-elmélet szerint a $t = 0$ időben az Univerzum anyaga egy pontban volt koncentrálva, ahol az anyag sűrűsége végtelenül nagy volt. Az elmélet nem számol a téridő kvantumos szerkezetével, ami behatárolhatja, hogy az anyag

mennyire lehet koncentrálva és a gravitáció milyen erős lehet. A valós helyzet megértéséhez szükség lenne a gravitáció kvantumelméletére.

A „hurokkanyar" (loop) kvantumgravitációs elmélet szerint a tér térfogati „atomokból" épül fel, amelyeknek véges kapacitása van az anyag és energia tárolására. Következésképpen megakadályozza, hogy valódi szingularitás jöjjön létre. Az elképzelés szerint idő a Big Bang előtt is létezett és valamilyen katasztrofális összeroppanás vezetett ahhoz, hogy a sűrűség maximumot ért el. Az összeroppanás után aztán megint kiterjedésnek indult az Univerzum. Így a Big Bang helyett Big Bounce (Nagy Ugrálás) kifejezést kellene inkább használni. L. részletesebben Rovelli [2004]; Bojowald [2008], Damour a Particle Data Group [2008, p. 212]-ben.

IX. 5. 3. Sötét anyag

A sötét anyag létére utaló megfigyelések

Manapság már meggyőző érvek szólnak a mellett, hogy az Univerzumban jelen van egy sötét (azaz nem sugárzó és nem abszorbeáló) anyag, amelynek a mibenlétét egyelőre nem ismerjük. A következőkben röviden áttekintjük az ezzel kapcsolatos ismeretanyagot.

– *Rotációs görbék*. A legkorábbi – és a mai napig legmeggyőzőbb – érvek abból a megfigyelésből származnak, hogy a különböző látható (azaz valamilyen elektromágneses sugárzást kibocsátó) objektumok (csillagok, gázfelhők, galaxisok, galaxishalmazok) gyorsabban mozognak, mint amit a látható más objektumok gravitációs hatása alapján várni lehet. Az első ilyen észlelést F. Zwicky végezte 1933-ban.

Tekintsünk pl. egy spirálgalaxist, amelynél a fényt kibocsátó anyag a központi részben és egy vékony korongban van koncentrálva. Tekintsünk egy olyan m tömegű csillagot, amelyik a galaxis középpontjától r távolságra van és v sebességgel mozog a sugárra merőlegesen. Ekkor a centrifugális és gravitációs erők egyensúlya miatt

$$\frac{mv^2}{r} = G_N \frac{mM(r)}{r^2}, \qquad \text{(IX. 51.)}$$

ahol $M(r)$ az r sugáron belüli tömeg, G_N a gravitációs állandó. Egy olyan csillagnál, amelyik a központi nagy tömegű részben van $M(r) \propto r^3$ és így $v \propto r$. Ugyanakkor a központi részen kívül $M(r) \approx$ állandó, így $v \propto 1/r^{1/2}$. A sebesség az r-rel növekszik kis távolságoknál, nagyobbaknál viszont várhatóan csökken. Ezzel

szemben pl. az NGC 3198 galaxis ún. „rotációs görbéje" a IX. 22. A. ábra szerint alakul. Látható, hogy a maximális sebesség elérése után a távolság növekedésével a sebesség lényegében állandó értéket vesz fel (a várható csökkenés helyett).

Azt is észlelték, hogy bizonyos galaxishalmazokban a galaxis mozgási sebessége jóval nagyobb, mint amit a halmaz világító komponenseiből számítható gravitációs potenciál megengedne. Másként fogalmazva: nincs elég látható anyag, hogy összetartsa a galaxishalmazt az észlelt sebességeknél.

Mindkét jelenség megmagyarázható úgy, hogy a galaxist, ill. galaxishalmazt körülveszi egy hatalmas, sötét anyagot tartalmazó halo (udvar), amelynek sugara sokkal nagyobb, mint a látható objektumé.

A sötét anyag létére ma már nagyszámú mérés utal. A részletes analízis alapján saját galaxisunkban a sötét anyag mennyisége elérheti akár 90%-át is a teljes galaxistömegnek. Galaxishalmazokban és szupernagy galaxishalmazokban egyaránt megnyilvánul a sötét anyag jelenléte, sőt minél nagyobb a távolságlépték, annál nagyobb a sötét anyag aránya.

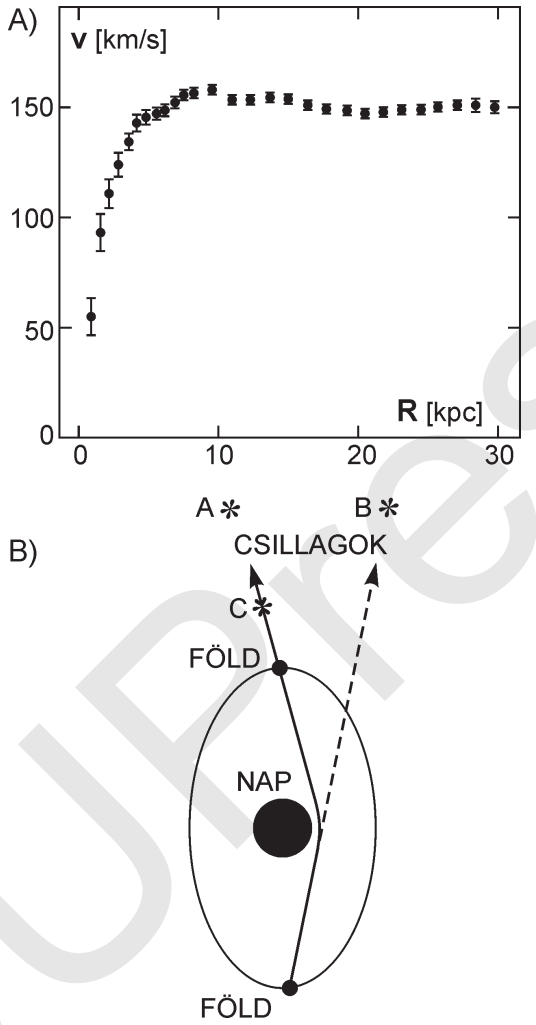
Gravitációs lencsehatás. Az általános relativitás elméletéből következően nagy tömegek az Univerzumban elhajlíthatják a fényt. Nagyszámú mérés mutatja, hogy a jelenség valóban létezik. Pl. a szerint, hogy a Föld – Naphoz viszonyított – pályájának melyik részén áll, egy adott csillag más és más látható égi objektumok közelében található (l. IX. 22. B. ábrát). A galaxishalmazokra vonatkozó nagyszámú mérés eredményeként az adódik, hogy a sugárzó/sötét anyag aránya: $1/5 \div 1/6$.

Újabb direkt bizonyítékok a sötét anyag létére. Újabban távoli galaxisok ütközésének analíziséből, továbbá a C10024+17 galaxishalmaz Hubble-űrszondával végzett vizsgálatából direkt bizonyítékokat is nyertek a sötét anyag létére. Bizonyos feltételek mellett kialakulhatott sötétanyag-galaxis is. (CERN Courier 2006. okt., 2007 júl., 2005. ápr.)

Galaxisok kialakulása. A kozmikus mikrohullámú háttérsugárzásban fellépő inhomogenitások nagyon kicsik ahhoz, hogy galaxisok kialakulásához vezessenek. A probléma megoldása lehet, hogy a sötét anyagban nagyobb inhomogenitások alakultak ki a mikrohullámú háttérsugárzás anyagról való lecsatolódása előtt. Ezek az inhomogenitások aztán a barionos anyagot gravitációsan összehúzták.

*

– *Az Univerzum anyagi összetétele.* Az újabb megfigyelések a hideg sötét anyag (*SA*) sűrűségének a kritikus sűrűséghez viszonyított arányára ($\Omega_{SA} \equiv \rho_{SA} / \rho_{krit}$) a következő értékeket adják:



IX. 22. ábra. A sötét anyag létére utaló megfigyelések. *A)* Az NGC 3198 jelű spirálgalaxisban észlelt rotációs görbe. Sebesség (*v*) a távolság (*r*) függvényében. Begeman (1989) alapján [Allday 2002]. *B)* Gravitációs fényelhajlás. A C jelű csillag más csillagok társaságában látszik, ha a Föld a Nap fölött van, mint ha – fél évvel később – alatta.

$\Omega_{SA} \geq 0{,}1$ galaktikus rotációs görbékből,

$\Omega_{SA} \approx 0{,}2 \div 0{,}3$ galaxishalmazokból,

$\Omega_{SA} = \Omega_m - \Omega_b = 0{,}20 \pm 0{,}04$ a kozmikus mikrohullámú sugárzás anizotrópiájából és a galaxisok térbeli eloszlásából (l. IX. 5. 4. pontot).

DUPress

Összegezve a Világegyetem anyagsűrűségére kapott adatokat, a következő kép alakul ki:

$$\begin{aligned} \Omega_m &= \Omega_b + \Omega_{SA}, \\ \Omega_b &= \Omega_{fénylő} + \Omega_{sötét barionos}. \end{aligned} \qquad \text{(IX. 52.)}$$

Itt $\Omega_m \equiv$ az Univerzum nyomásnélküli anyagsűrűsége,

$\Omega_m = \rho_m / \rho_{krit}$,
$\Omega_m = 0{,}27 \pm 0{,}02$ (l. később a IX. 25. ábrát),
$\Omega_b = \rho_b / \rho_{krit} \approx 0{,}0425$ a nukleoszintézisből,
$\Omega_{fénylő} \approx 0{,}0033$ [Particle Data Group 2008].

*

Sötét barionos anyag. Az előzőekből világos, hogy ha $\Omega_b \approx 0{,}0425$ és $\Omega_{fénylő} \approx 0{,}0033$, az Univerzumban nagy mennyiségű sötét barionos anyagnak kell lenni. Ezek lehetnek fehér és barna törpék, neutroncsillagok és fekete lyukak, közös néven MACHO-k (**m**assive **a**strophysical **c**ompact **h**alo **o**bjects). A fehér törpék öreg csillagok kiégett parazsai. A barna törpék csillagszerű objektumok, de nem elég nagyok ahhoz, hogy beinduljon bennük a termonukleáris fúzió. A neutroncsillagokat és fekete lyukakat a IX. 5. 7. pontban fogjuk tárgyalni.

A MACHO-k megfigyelhetők mikrolencsehatások révén. Ez abban áll, hogy amikor a MACHO áthalad egy háttérben lévő csillag előtt, gravitációs hatása a csillag fényét fókuszálja, mint egy lencse. Következésképpen a megfigyelő fényesebbnek látja a csillagot. A 90-es évektől kezdve hosszú időn át megfigyelték a Nagy és Kis Magellán-felhőben (közeli minigalaxisokban) lévő csillagok millióinak luminozitását. Amikor a galaxisunkban lévő nem fénylő objektumok áthaladnak a háttérben lévő csillagok előtt, ezek fényét bizonyos ideig felerősítik. Az „EROS" nevű program következtetése az, hogy a MACHO-k a Tejútrendszerünk halójához legfeljebb 20%-ban járulnak hozzá. E vizsgálatok – több más hasonlóval együtt – megerősítették, hogy ámbár bizonyára vannak nem fénylő barionos anyagok galaxisunkban, ezek mennyisége kevés. Még az sem biztos, hogy a hiányzó sötét barionos anyag teljes mennyiségére a MACHO-k magyarázatot adhatnak.

Miből áll a (nem barionos) sötét anyag?

A nem barionos sötétanyag-jelöltnek több követelménynek is meg kell felelni. *A)* A Világegyetem életkorához (~14 milliárd év) képest stabilnak kell lenni, mivel egyébként mostanáig lebomlott volna. *B)* Az elektromágneses sugárzással legfeljebb csak nagyon gyengén hathat kölcsön. *C)* Ki kell adja a meghatározott Ω_{SA} sűrűséget.

– *Neutrínók.* Korábban azt gondolták, hogy a könnyű, relativisztikus sebességgel mozgó neutrínók lényeges hozzájárulást adhatnak a sötét anyaghoz. Ma már tudjuk, hogy a neutrínók sűrűsége (Ω_ν) az Univerzumban $0{,}001 < \Omega_\nu < 0{,}05$, azaz a sötét anyag sűrűségéhez ($\Omega_{SA} = 0{,}20$) csak nagyon kis hozzájárulást adnak. Az Univerzum struktúráinak (galaxisainak) kialakulására vonatkozó analízis is arra vezet, hogy a sötét anyag zömének hidegnek kellett lenni (azaz nem relativisztikusnak) a kialakulás kezdetén. A könnyű neutrínók a korai Univerzumban közel fénysebességgel mozogtak (innen a „forró sötét anyag" név), így az észlelt kozmikus struktúrák nem alakulhattak ki belőlük.

– *Axionok.* Az axionok hipotetikus részecskék. Létezésüket a kvantumszíndinamikai „erős CP-probléma" megoldására javasolták az 1970-es évek végén, de a szuperhúr-elméletekben is természetszerűen megjelennek. Tömegük $\mu eV/c^2$ nagyságrendben lehet, semleges pszeudoskalár ($J^{PC} = 0^{-+}$) részecskék és a korai Univerzumban nagy mennyiségben keletkezhettek. Ha a tömegük az $1 \div 100$ $\mu eV/c^2$ tartományba esik, a kritikus sűrűség nagyságrendjében járulhatnak hozzá a sötét anyag sűrűségéhez.

Detektálásuk elvileg lehetséges erős mágneses térbe helyezett mikrohullámú rezonátorokban, ahol várhatóan átalakíthatók mikrohullámú fotonokká. Több programban is kerestek axionokat. A nagyobbik LLNL (California) program mérései alapján kizárható az axionok léte az $1{,}9 \div 3{,}3$ $\mu eV/c^2$ tömegtartományban. A mérések folytatódnak, egyelőre negatív eredménnyel. L. részletesebben: Asztalos és mts. [2006], Gaitskell [2004].

– *Gyengén kölcsönható nagy tömegű részecskék, WIMP-ek.* (Az angol elnevezés alapján WIMP: **w**eakly **i**nteracting **m**assive **p**articles.) Jelenleg ezek a leginkább elfogadott jelöltek a sötét anyagra. Természetükre többféle elképzelés van, legesélyesebbek a stabil, legkönnyebb szuperszimmetrikus (SUSY) részecskék, a neutralínók ($\tilde{\chi}^o_{1-4}$), amelyek a semleges gaugínók ($\tilde{\gamma}, \tilde{Z}^o$) és semleges higgsinók keveredéséből állnak elő (l. II. kötet IX. 6. 1. pontját [Fényes 2007]). A neutralínók mellett a következő érvek szólnak.

a) Nemcsak az asztrofizika, hanem a részecskefizika számos problémája is megoldható lenne, ha a szuperszimmetrikus részecskék léteznének.

b) A neutralínók eleget tehetnek mindazon követelményeknek, amelyeket a sötét anyaggal kapcsolatban elvárhatunk. A legkönnyebb SUSY részecskék – az elmélet szerint – várhatóan stabilak, mivel nincs más SUSY részecske, amelybe bomolhatnak. A neutralínók, mint a nevük is mutatja, semlegesek. A SUSY-elmélet szerint a neutralínók várható tömege nagy (10 GeV ÷ néhány TeV), több nagyságrenddel nagyobb, mint a proton tömege. Ebből következően viszonylag lomha mozgásúak. Az ősrobbanási modell szerint a neutralínók nagy mennyiségben keletkezhettek a kezdeti forró plazmában, termikus és kémiai egyensúlyban. Nagy tömegük miatt az Univerzum hűlése során hamar kifagyhattak „hideg" anyagként (az infláció után $\leq 10^{-10}$ s időben, l. IX. 20. ábrát). Miután kifagytak, a WIMP-sűrűség lényegében állandó marad. Egyik legfontosabb érv a neutralínók mellett, hogy figyelembe véve a várható tömegüket és lomha mozgásukat, a részletes számítások szerint majdnem pontosan kiadják a Világegyetem sötét anyagának sűrűségét ($\Omega_{SA} \sim 0{,}20$). Végül a neutralínók mellett szól, hogy rendkívül kicsi a kölcsönhatásuk más anyaggal (várhatóan csak a gravitációs és gyenge kölcsönhatásban vesznek részt), így kicsi a tömörülési hajlamuk, a csillagok közötti térben gázszerűen viselkedhetnek.

A szuperszimmetria-modelleknek nagyon sok változata van, de majdnem mindben találhatók olyan szuperszimmetrikus részecskék, amelyekből az Univerzum sötét anyaga összeállhat.

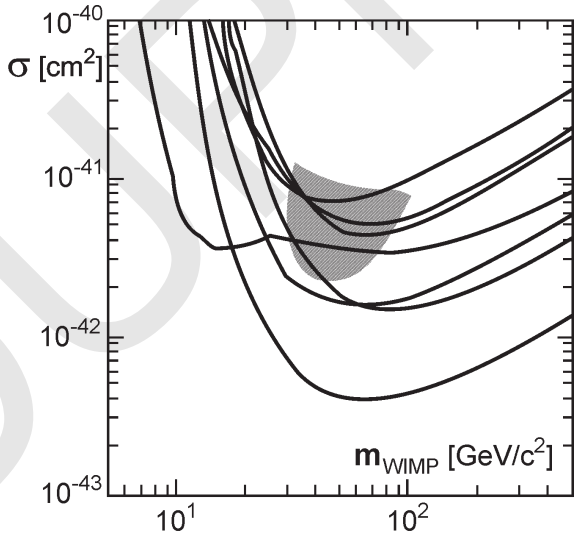
A neutralínók létének kimutatására számos próbálkozás történt. A Földünk mozog, így a sötét anyagot alkotó részecskékkel (gyenge kölcsönhatással) ütközéseknek kell létrejönni. Különböző elméleti becslések szerint a detektorban kg-onként és naponként 0,1 ÷ 0,0001 ütközési esemény várható. Az ütközés meglöki a detektor atommagját, ami észlelhető pl. szcintillációs vagy kriogéndetektorral. A fő nehézséget a zavaró háttérsugárzás jelenti. A detektor anyaga tartalmazhat radioaktív szennyezést és a kozmikus sugárzás is ad zavaró jeleket. Ezért a méréseket rendkívüli tisztaságú detektorokkal, mélyen a föld alatt kell elvégezni és jelalak (vagy más) diszkriminálást is alkalmazni kell a hasznos jelek elkülönítésére. Egy diszkriminálási módszer lehet pl. az, hogy a méréseket télen és nyáron is elvégzik. A Naprendszerünk a galaxisunk magja körül kering kb. 220 km/s, míg a Földünk a Nap körül 30 km/s sebességgel. Így az eredő sebesség más lesz télen, mint nyáron. E különbség elkülöníti a hasznos jeleket a háttértől, ami feltehetőleg nem változik az évszakkal. A szcintillációs detektor lehet NaI, folyékony vagy gázalakú xenon. A xenonnak nincs hosszú életidejű radioaktív izotópja és intenzív fényjelet ad. Folyékony állapotban nagy a sűrűsége és így az érzékenysége is. Gázállapotban a meglökés nyoma hosszabb és így lehetőség nyílik irány

PUBTest

szerinti diszkriminálásra. A radioaktív bomlásból származó, elektronok által létrehozott jelek jelalak-diszkriminálással elkülöníthetők az atommag-meglökődésből eredő jelektől, mivel az elektronjelek hosszabb lefutási idejűek.

A kriogéndetektor lehet Ge, Si, alumínium-oxid vagy más anyagból álló. Működési hőmérsékletük ~ 25 mK körül van. Az ütközéskor fellépő hőkvantumok (rezgési fononok) detektálására termisztorokat használnak. A kriogéndetektorok jóval érzékenyebbek a szcintillációsoknál, mivel a fonongerjesztés a teljes energiával arányos, míg az ionizációs, ill. fényhozam csak egy kis része a meglökődő atommag teljes energiájának. Ha egyidejűleg mérik az ionizációt és a fononokat Ge- vagy Si-kristályokban, igen jó diszkriminációt lehet elérni.

A IX. 23. ábrán feltüntettük a spintől független WIMP–nukleon-kölcsönhatási hatáskeresztmetszeteket a WIMP-tömeg függvényében. A görbék a kizárási határra nyert kísérleti eredményeket mutatják. A sötét anyag kimutatására egyelőre csak a DAMA (Gran Sasso, Olaszország) program jelzett pozitív eredményt, de ez megerősítésre vár. (A spintől független kölcsönhatásnál minden atommagban lévő nukleon hozzájárul az effektushoz, az amplitúdók koherens összegét számít-



IX. 23. ábra. Spintől független WIMP–nukleon-kölcsönhatási hatáskeresztmetszet (σ) a WIMP-tömeg (m_{WIMP}) függvényében. A görbék a kizárási határra vonatkozó kísérleti adatok (90%-os konfidencia mellett), amelyeket különböző programokban nyertek. (Jobb oldalon felülről lefelé: IGEX, DAMA, CRESST, CDMS[SUF], ZEPLIN, Edelweiss, CDMS II.) A legalsó kísérleti görbe ~1 esemény/kg/hét kölcsönhatási aránynak felel meg. A sötétített rész elméleti előrejelzést mutat. Minden görbénél standard sötétanyag-halo paramétereket tételeztek fel. Gaitskell [2004] alapján. Megjegyzés: A legújabb adatok szerint az elméletileg előnyben részesített 40÷100 GeV/c^2 WIMP-tömeg tartományban a kizárási határ $\sigma = 10^{-43}$ cm^2 alá csökkent (CERN Courier, 2008. április, 8. o.).

DUPress

ják. A spintől függő kölcsönhatásnál a várható effektus kisebb, mivel az atommagban lévő nukleonok spinjei javarészt közömbösítik egymást. Spintől függő kölcsönhatás nyilván csak akkor van, ha a WIMP-ek spinnel rendelkeznek.)

A WIMP-ek normál anyaggal nem, vagy csak nagyon gyengén hatnak kölcsön. Ugyanakkor lehet egy érdekes sajátságuk, nevezetesen hogy ezek saját maguk antirészecskéi. Ez lehet a helyzet, ha pl. a neutralínók Majorana-részecskék. Így ha két ilyen részecske találkozik, megsemmisülés léphet fel, *amelyben nagy energiájú részecskék, köztük γ-sugarak keletkeznek*. Mivel a WIMP-ek tömege feltehetően néhány száz GeV/c^2, a γ-kvantumok energiája is ilyen nagyságrendben várható. Ennek vizsgálatára az USA-ban 2008-ban fellőttek egy űrhajót, benne a GLAST (**γ**-ray **l**arge **a**rea **s**pace **t**elescope) berendezést. Ez 20 MeV ÷ 300 GeV kvantumenergia-tartományban regisztrálja a γ-sugárzást. A γ-kvantum által kiváltott elektron-pozitron-pár nyomát egy Si-detektorokból álló rendszer, a teljes energiát pedig egy elektromágneses kaloriméter méri [Atwood és mts. 2007, magyar nyelven: Horváth, Karcsai 2008]. Az ilyen irányú indirekt kutatási módszerek kiegészíthetik a korábban ismertetett direkt módszereket.

Atommagátmenetekben is lehet vizsgálni hipotetikus részecskék létére utaló jeleket. Krasznahorkay és mts. [2006] a ^{16}O gerjesztési rendszeréből fellépő sugárzás alapján egy 8,4(2) MeV/c^2 tömegű és $J^P = 1^+$ spin-paritású semleges izoskalár részecske létére következtettek. Egy másik munkában Vitéz és mts. [2008] azt találták, hogy a ^{8}Be 17,64 MeV-es 1^+ nívójáról fellépő M1 izovektorbomlásban az e^+e^--párok szögkorrelációja nagy eltérést mutat a belső párképzésre vonatkozó kvantumelektrodinamikai jóslattól. Egy 12(2,5) MeV/c^2 tömegű semleges részecske kibocsátását feltételezve a szögkorreláció szerkezete leírható.

A különböző sötét anyag detektálására szolgáló programokról és módszerekről, továbbá az eddig elért eredményekről jó összefoglalás található a következő munkákban: Gaitskell [2004], valamint Particle Data Group [2008, 241. o.]. További sötétanyag-jelöltek lehetnek esetleg a primordiális fekete lyukak.

A neutralínók kozmológiai kimutatása rendkívüli nehézséggel jár. A normál anyaggal való kölcsönhatási hatáskeresztmetszetek a neutralínóknál több nagyságrenddel kisebbeknek várhatók, mint a neutrínóknál [Roszkowski 2004]. Ugyanakkor remény van arra, hogy a CERN-ben 2008-ban beinduló nagy hadronütköztetőben sikerül szuperszimmetrikus részecskéket előállítani, sajátságaikat meghatározni és eldönteni, állhat-e az Univerzum nem barionos sötét anyaga a legkönnyebb szuperszimmetrikus részecskékből. A kérdés megoldása a 21. század egyik legfontosabb tudományos eredménye lehet.

Dunpress

IX. 5. 4. A kozmológiai paraméterek precíziós meghatározása

Az előző fejezetben ismertetett ősrobbanási és inflációs modell a 21. század elejére általánosan elfogadottá vált. A modell kulcsfontosságú paramétereinek jelentős részét egy vagy két értékes számjegy pontosságával meghatározták. A kozmológiai megfigyelések egyre pontosabbá váltak, különösen három területen: a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás, a szupernóvák és az Univerzum nagyléptékű szerkezetének vizsgálata területén. Pár éven belül várható, hogy a főbb paramétereket 1%-os pontosságon belül meg fogjuk ismerni. A következőkben röviden áttekintjük az újabb fejleményeket.

Kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás

A kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás (KMHS) precíziós vizsgálata két szempontból is fontos. Egyrészt lehetőséget ad arra, hogy megismerjük a kibocsátásának pontos körülményeit, lemérjük a sugárzáshoz tartozó hőmérsékletet. Másrészt a különböző irányokból érkező sugárzás inhomogenitásai fontos információt szolgáltatnak az Univerzumban észlelhető struktúrák (csillagok, galaxisok stb.) megértéséhez. A kezdeti számítások az inhomogenitások relatív mértékét 10^{-5} nagyságrendűre becsülték.

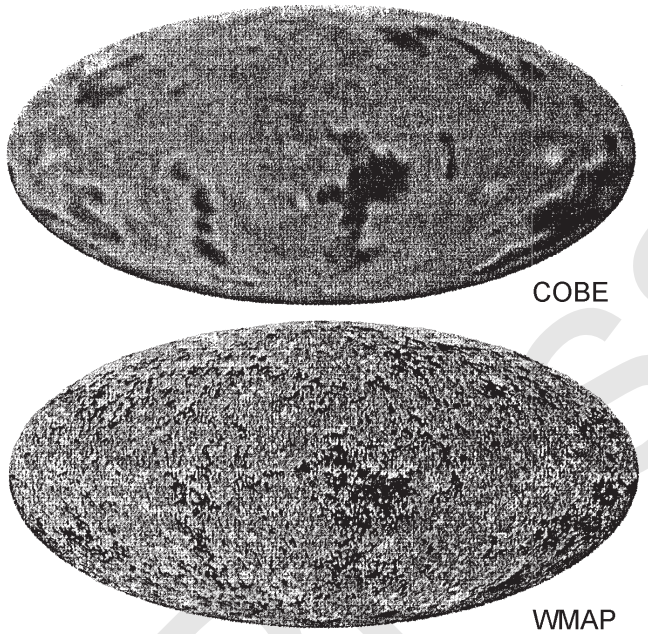
Több űrszondás programot is indítottak a háttér vizsgálatára. Ezek közül a legjelentősebb a COBE (**Co**smic **b**ackground **e**xplorer) program (G. Smoot vezetésével 1989–1993 között), továbbá a WMAP (**W**ilkinson **m**icrowave **a**nisotropy **p**robe) (2001–2003 között).

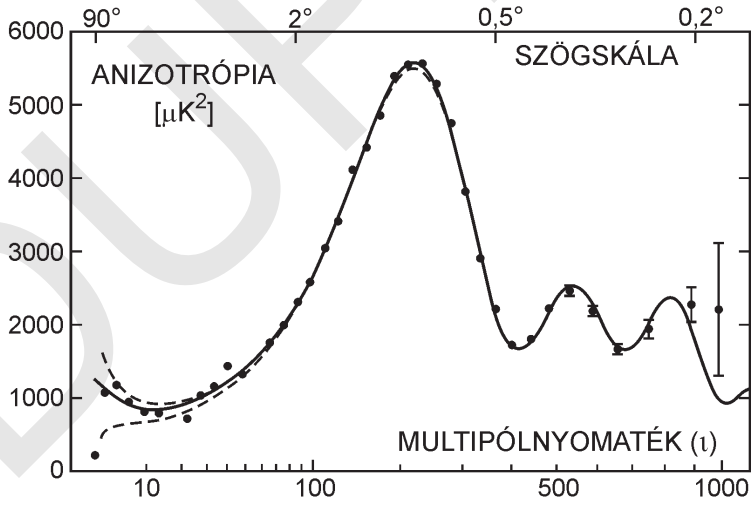
A közvetlenül észlelt háttérsugárzást először korrigálni kellett a mérőműszer és a Föld mozgásából eredő hatások miatt. Ezen effektusok levonása után a COBE- és WMAP-égtérképek már világosan mutatták a keresett inhomogenitásokat (l. IX. 24. A. ábrát).

A hőmérsékleti ingadozásokat a gömbharmonikusok [$Y_{lm}(\theta,\phi)$] szerint sorba szokták fejteni:

$$\frac{\Delta T(\theta,\phi)}{T} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^{m=+l} a_{lm} Y_{lm}(\theta,\phi), \qquad \text{(IX. 53.)}$$

ahol θ és ϕ a megfigyelés irányszögei a megfigyelőhöz rögzített koordináta-rendszerben, l a multipólus nyomatéka. Az első lépésben az égbolt két darabját figyelték, amelyek θ szögre voltak egymástól, és számították a ΔT mennyiséget. A következő lépés az, hogy a nyert mennyiségeket átlagolják minden θ szöghöz tarto-





IX. 24. A. ábra. Az Univerzum mikrohullámú háttérsugárzásának vizsgálatából nyert hőmérsékleti térképek. A COBE- és WMAP-vizsgálatok eredményei.

B. ábra. A kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás ingadozásának spektruma (WMAP 3-eredmények). A hőmérsékleti anizotrópiára jellemző mennyiség (μK^2-ben) a multipólnyomaték (l), ill. szögskála (fok) függvényében. Pontok hibákkal: kísérleti adatok. Folytonos görbe: a Λ-t is tartalmazó „hideg sötét anyag"-modell (ΛCDM) legjobban illeszkedő számítási eredménye. Particle Data Group [2008] alapján.

zó adatpárra. Végül megismételve az eljárást minden θ szögre 0-tól 180 fokig megkapjuk a IX. 24. B. ábrán látható hőmérséklet-ingadozási eloszlást. Hogy az elméleti és kísérleti adatok összevetését megkönnyítsék, a ΔT^2 értékeket hagyományosan az l multipólus függvényében adják meg, de az l és θ mennyiségek összefüggésben vannak a Fourier-analízisből nyert $l \sim 180^o/\theta$ képlet szerint.

A kísérleti adatok értelmezése komplikált modellszámítások alapján történhet, részletes leírás található pl. Frei, Patkós [2005] munkájában. Az Univerzumban a rekombináció előtt hanghullámok alakulhattak ki. A már létező sötét anyag csomósodásai magukhoz vonzották a barionikus anyagot, majd amikor sűrűségük meghatározott érték fölé nőtt, a sugárnyomásuk ismét kifelé taszította őket. A folyamat többször is ismétlődhetett. A Λ-t is tartalmazó „hideg sötét anyag"-modell (ΛCDM) alapján végzett számítások igen jól egyeztek a kísérleti adatokkal. Különösen fontos, hogy az

$$l \approx \frac{200}{\sqrt{\Omega_{teljes}}}$$

körüli nagy csúcs nagyon érzékenyen csak egy paraméter, az Ω_{teljes} függvénye és a kísérleti eredmények az $\Omega_{teljes} = 1$ értéket valószínűsítik. Ez meggyőző érv a mellett, hogy a Világegyetem térmetrikája sík (azaz euklideszi).

Az elemzés alapján a jelenlegi kozmikus háttérsugárzás hőmérséklete:

$$T_o = 2{,}725 \pm 0{,}001 \text{ K}$$

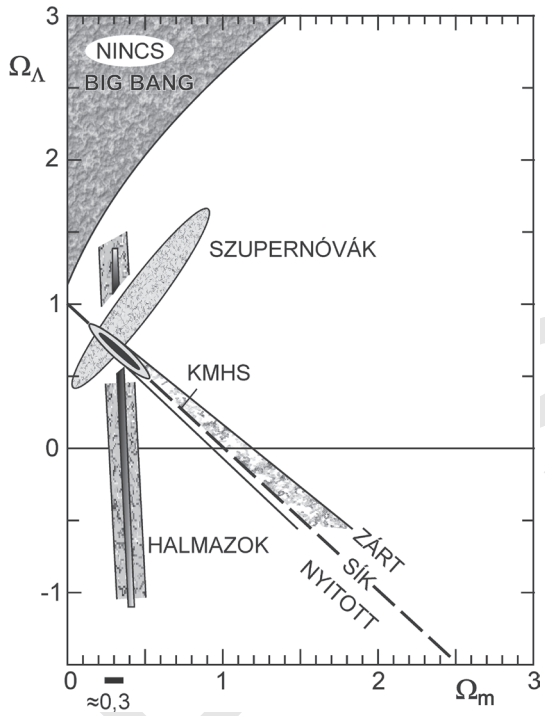
és a sugárzás szinte tökéletesen feketetest-spektrumnak felel meg.

A teljes energiasűrűség:

$$\Omega_{teljes} = \Omega_m + \ldots + \Omega_\Lambda = 1{,}011 \pm 0{,}012. \qquad \text{(IX. 54.)}$$

Megjegyezzük, hogy önmagában a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás mérése nem tudja megadni egyértelműen az összes kozmológiai paramétert. Pl. a modell megenged különböző Ω_m, Ω_Λ kombinációkat $\Omega_{teljes} \approx 1$ mellett. Ezért az eredményeket a $\Omega_m - \Omega_\Lambda$ síkon egy egyenessel szokták megadni, ahol a legvalószínűbb értékeket a szupernóva és nagyléptékű anyageloszlás-méréseredmények segítségével a három méréstípus együttesen jelöli ki (l. IX. 25. ábrát).

DUPress



IX. 25. ábra. A megengedett, ill. előnyben részesített kozmológiai paraméterek a teljes kozmológiai sűrűségparaméterhez (Ω_{teljes}) hozzájáruló vákuum (Ω_Λ), ill. (Ω_m) tömegsűrűség függvényében (l. IX. 33–35. összefüggéseket). Az adatok különböző megfigyelésekből, ill. modellszámításokból származnak. A kozmikus mikrohullámú háttérsugárzási (KMHS) adatok [Spergel és mts. 2003], a szupernóvaadatok [Knop és mts. 2003], a halmazadatok Allen és mts. [2002] alapján. A legvalószínűbb értékek: $\Omega_m \approx 0{,}3$, $\Omega_\Lambda \approx 0{,}7$.

Szupernóvák megfigyelése

Egy csillag hirtelen, robbanásos átalakulása szupernóvafelvillanást okozhat. A szupernóvák egyik típusában egy öreg, nagy tömegű csillag (ami túl van a különböző H-, He-, …Si-égési folyamatokon, l. IX. 5. 7. pontot), már nem tud ellenállni saját gravitációs nyomásának és összeroppan. Ez hatalmas fénykibocsátással és a csillag külső rétegének ledobásával jár együtt. A folyamat végén egy neutroncsillag, vagy – ha az objektum elég nagy tömegű volt – fekete lyuk áll elő.

A szupernóvák egy másik (I_a jelű) típusánál egy fehér törpe a szomszédos nagy tömegű csillagtól (pl. vörös óriástól) anyagot szív el. Amikor elér egy kritikus tömeget, bekövetkezik a gravitációs összeomlás, a szupernóva robbanása. Ekkor a kritikus tömeg (és energiafelszabadulás) ugyanaz minden helyre és időre vonat-

kozóan. Ez lehetőséget ad arra, hogy az I_a szupernóvák betölthessék a régóta várt „standard gyertya" szerepét a kozmológiában: az ismert luminozitásból meg lehet határozni a csillag megfigyelőtől mért távolságát. Szükség van a „fénygörbe" alakjának (időbeni lefutásának) és a maximumnál mutatott fényerősség meghatározására is. Ezek együttesen – tapasztalatilag kimunkált összefüggések segítségével – nagyban csökkentik a mérések szóródását.

A luminozitásból a csillag távolsága, a vöröseltolódásból a távolodás sebessége külön-külön meghatározható, így lehetőség nyílik a Hubble-törvény kísérleti ellenőrzésére is.

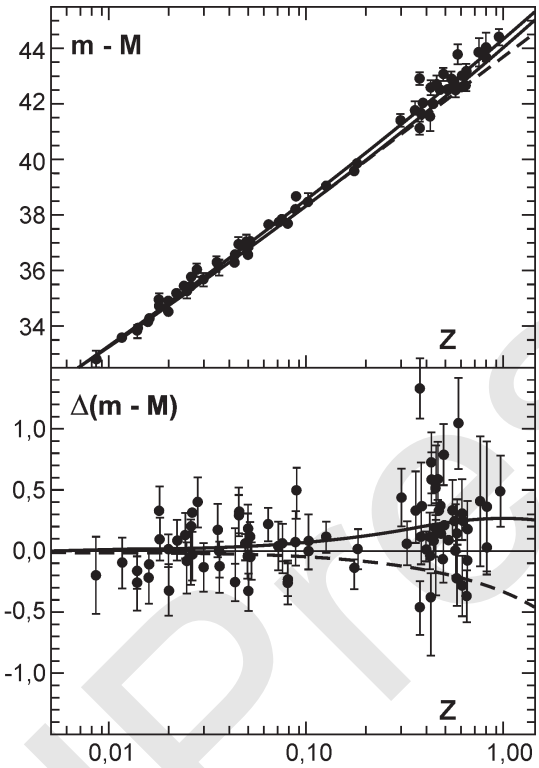
A szupernóvarobbanás nagyon ritka esemény, galaxisonként nagyjából 1000 évenként várható egy I_a típusú szupernóva robbanása. Ezért a méréseket úgy végzik, hogy rendszeresen galaxisok ezreit tartalmazó égboltrészletre irányítják a távcsövet, lefényképezik, majd egy bizonyos idő után újra. Az így felfedezett felvillanásokat aztán folyamatosan nyomon követik.

Az 1990-es évek közepétől két nagyobb kutatócsoport is rendszeresen vizsgálta a szupernóvákat, az SCP (**S**upernova **c**osmology **p**roject, vezető S. Perlmutter) és a HZSS (**H**igh-**Z** **s**upernova **s**earch, vezető B. Schmidt). Több száz szupernóvát sikerült megfigyelni és az adatok analíziséből lényegében egyforma következtetéseket vontak le.

A csillagászok a szupernóva távolságát az $m - M$ mennyiséggel jellemzik, ahol m (magnitúdó) lényegében a csillag fényessége, M (abszolút magnitúdó) pedig az a fényesség, amit akkor mutatna a csillag, ha tőlünk meghatározott távolságra lenne. A távolságra jellemző $m - M$ értéket a vöröseltolódás (z) függvényében ábrázolják, ami a távolodási sebességre jellemző. A nyert eredmények a IX. 26. ábrán láthatók. A mindkét kutatócsoport által hitelesnek elfogadott végeredmény szerint a kísérleti adatok legjobban $\Omega_m = 0{,}3$ és $\Omega_\Lambda = 0{,}7$ feltételezéssel írhatók le. Az eredmény nagyon meglepő: az Univerzum nemcsak tágul, hanem *gyorsulva tágul*! (L. a IX. 6. feladatot.)

Megjegyzendő, hogy a szupernóvavizsgálatok sem adnak önmagukban egyértelmű meghatározást a Ω_m és Ω_Λ kozmológiai paraméterekre. A legvalószínűbb értékeket egy elnyújtott sáv jelzi a IX. 26. ábrán. A paraméterek meghatározásához a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás és az Univerzum nagyléptékű szerkezetének vizsgálatából nyert eredmények is szükségesek.

Azt a közeget, ami a Világegyetem gyorsulva való tágulását eredményezi „*sötét energiának*" szokták nevezni. Az elnevezés nem a legszerencsésebb, mivel a fizikában az anyagot és energiát megcserélhető fogalmaknak tekintik. A sötét energia viszont a galaxisokban nem ad lényeges járulékot a gravitációs kölcsönhatáshoz, ilyen értelemben nem anyag jellegű. Legfontosabb tulajdonsága, hogy nyomásával



IX. 26. ábra. A szupernóva távolságára jellemző ($m-M$) magnitúdó, ill. Δ ($m-M$) magnitúdókülönbség értékei a távolodási sebességre jellemző vöröseltolódás (z) függvényében. A kísérleti adatok: pontok hibákkal, a görbék: különböző modellszámítások eredményei. A számításoknál felhasznált paraméterek:

— $\Omega_m = 0{,}3,\ \Omega_\Lambda = 0{,}7,$
…. $\Omega_m = 0{,}3,\ \Omega_\Lambda = 0,$
--- $\Omega_m = 1,\ \Omega_\Lambda = 0.$

Az eredményeket mindkét nagyobb szupernóvakutatási program (SCP és HZSS) hitelesnek fogadta el. Az ábra a távoli szupernóvákra vonatkozó eredményeket is magában foglalja (l. összehasonlításul a IX. 15. ábrát).

kiváltja a gyorsulva tágulást, azaz antigravitációs hatása van. A legújabb eredmények szerint a IX. 30. egyenletben a sötét energia paramétere $\omega = -0{,}97 \pm 0{,}07$, tehát nagyon közel van –1-hez.

Az anyag dominálta Univerzumban a IX. 44. képlet szerint $\rho \propto R^{-3}$, azaz a Világegyetem tágulása során az anyagsűrűség egyre kisebbedik, míg a kozmológiai tag egyre jelentősebbé válik. A Λ dominálta Univerzumban a IX. 47. képlet szerint $R(t) \propto e^{\sqrt{\Lambda/3}\,t}$. Úgy tűnik, hogy a sötét energia felelős azért, hogy a galaxishalmazok növekedése az ősrobbanás után ~ 8 milliárd évvel megállt. Kb. 9

milliárd évtől kezdve a sötét energia sűrűsége kezdte meghaladni az anyagét [Conselice 2007]. Így az Univerzum nagyléptékű szerkezetének megértéséhez is szükség van a sötét energiára.

A „sötét energia" mibenléte egyelőre nem világos. Fényt nem bocsát ki és galaxishalmaz-méretekben nem csomósodik jelentősen. Jelenleg nincs egyértelmű bizonyíték arra, hogy a sötét energia sűrűsége időben változna.

Egyes elképzelések szerint a Világegyetem gyorsulásáért egy skalártér felelős (kvinteszencia-modell). Ennek hatásmechanizmusa hasonló lenne ahhoz, ami a korai Világegyetem hirtelen felfúvódását okozta. Más elképzelések szerint nincs is sötét energia, csak az Einstein-egyenleteket némileg módosítani kellene (l. CERN Courier, 2005. május).

Gyorsulva táguló Világegyetemben galaxisunk egyre inkább magában álló szigetté kezd válni, sőt idővel gravitációsan kötött galaxiscsomók és galaxisok szét is hasadhatnak.

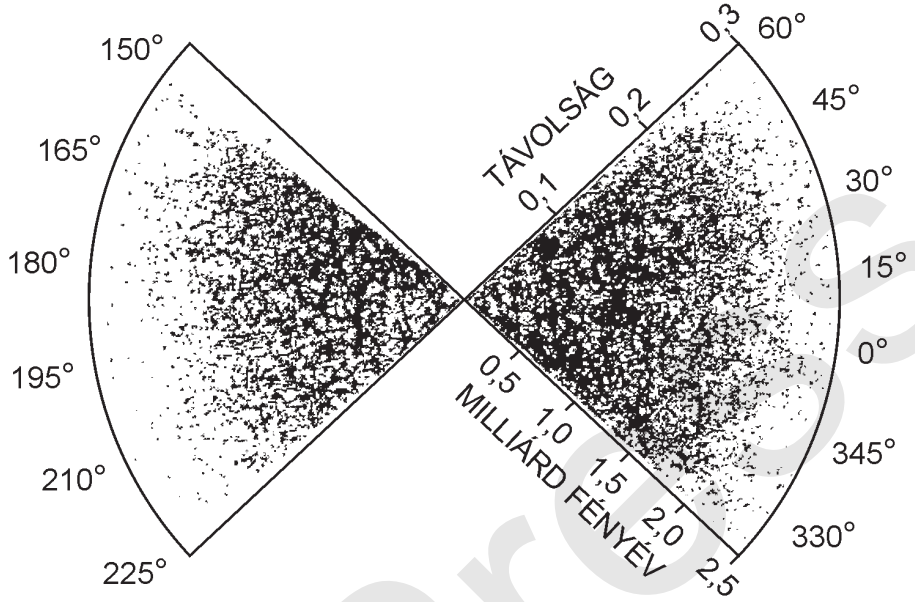
Az Univerzum nagyléptékű szerkezete

A Friedmann-modell felteszi, hogy az Univerzumban az anyag egyenletesen van eloszolva. Ez jó közelítés a korai Univerzumra, hiszen a COBE űrszonda mérései alapján az anyag és sugárzás lecsatolódásakor az anyag sűrűségingadozása mindössze 10^{-5} rendű volt. Valószínűleg jó közelítés akkor is, amikor az Univerzum szerkezetét a legnagyobb távolságskálán vizsgáljuk. Ugyanakkor a naprendszerekben, galaxisokban és galaxishalmazokban hatalmas anyagcsomósodások tapasztalhatók. Ezeket a gravitáció az Univerzum ~ 14 milliárd éve alatt hozta létre. A korai és jelenlegi sűrűségingadozások pontos meghatározása, majd modellszámításokkal való reprodukálása reményt ad kozmológiai paraméterek (pl. az Ω_m anyagsűrűség) meghatározására.

Az utóbbi két évtizedben számos próbálkozás történt az anyag eloszlásának megfigyelésére az Univerzumban. Térképeket készítettek a galaxisok eloszlásáról. A galaxisok helyének meghatározásához három koordináta ismerete szükséges. Ebből két szögkoordináta egyszerű fényképezéssel meghatározható, a harmadik, a d távolság, a Hubble-törvényből ($d = v/H$) és a vöröseltolódásból ($z = \Delta\lambda/\lambda$) határozható meg ($z$ kis sebességek esetén a távolodási sebességgel arányos, $v = cz$).

A 2df GRS (2df **g**alaxy **r**edshift **s**urvey) kutatócsoport 157 320 galaxis vizsgálata alapján a IX. 27. ábrán látható égtérképet tette közzé.

A BEKS-felmérés (a szerzők neveinek kezdőbetűiből álló mozaikszó, benne a magyar Szalay Sándor) 1×1 négyzetfokos tartományban sokkal nagyobb távol-



IX. 27. ábra. A 2df GRS kutatócsoport égtérképe. Az ábrán minden pont egy galaxist jelöl, összes számuk 157 320. A nagyon távoli galaxisok fénye gyenge, ezeket már nagyon nehéz megfigyelni. (10^9 fényév = 0,307 Gpc = $0{,}946\times10^{22}$ km.)

ságra kiterjesztette a méréseket: mindkét galaxispólus felé 1000 – 1000 Mpc-re (azaz 3,3 – 3,3 milliárd fényévre). Eredményeik szerint ezen a skálán is van szerkezete az Univerzumnak, és a sűrűségingadozások periodikusak.

A SDSS (**S**loan **d**igital **s**ky **s**urvey, USA) programban már 100 millió galaxis feltérképezését és 1 millió galaxis vöröseltolódásának meghatározását tűzték ki célul és az eredményeket már közzé is tették [Tegmark és mts. 2004].

A galaxistérképeket statisztikai analízisnek vetették alá: meghatározták a sűrűségingadozások teljesítményspektrumát (P), ami azt mondja meg, hogy az adott méretű csomósodások milyen súllyal vesznek részt a sűrűségeloszlásban.

Legyen dP annak a valószínűsége, hogy az egymástól r_{12} távolságra lévő dV_1 és dV_2 térfogatelemekben találunk egy-egy galaxist. Legyen $n_{átl}$ a galaxisok átlagos sűrűsége. Bevezetik a $\xi(r_{12})$ korrelációs függvényt, amit a következő egyenlet definiál:

$$dP = n_{átl}^2[1+\xi(r_{12})]dV_1 dV_2\,. \qquad \text{(IX. 55.)}$$

A $\xi(r_{12})$ az összes észlelt galaxispárból számítható, ha meghatározzák ezek távolságait. A statisztikai elemzés részletei megtalálhatók pl. Frei és Patkós [2005]

könyvében. A kísérleti eredményeket a ΛCDM lineáris modellel jól sikerült reprodukálni a következő kozmikus paraméterek felhasználásával:

$$\Omega_m = 0{,}233, \quad \Omega_b/\Omega_m = 0{,}17, \quad h = 0{,}72. \qquad \text{(IX. 56.)}$$

[Cole és mts. 2005; Tegmark és mts. 2004]. A görbe elsősorban az Univerzum anyagsűrűségétől (Ω_m) függ, de a pontosabb számításokban az Ω_Λ értéket is figyelembe veszik. Az eredményt a IX. 25. ábrán egy felfelé növekvő sáv ábrázolja $\Omega_m = 0{,}233$ körül.

Végezetül megjegyezzük, hogy a galaxisok statisztikája nem a legpontosabb módszer az Univerzumban lévő teljes anyagmennyiség mérésére, mivel feltételezi, hogy az anyageloszlás követi a világító anyagét.

Összefoglalás: az ősrobbanási modell jelenlegi helyzete

Összefoglalva a precíziós kozmológiai mérések és modellszámítások eredményeit, majdnem egyöntetű a vélemény, hogy a kísérleti adatokat legjobban az ősrobbanás Λ-t is tartalmazó, „hideg sötét anyag"-modellje (ΛCDM) írja le. A modell fő tartópillérei a következő kísérleti eredmények:

– Hubble-törvény.

– A legkönnyebb elemek kozmikus előfordulási gyakoriságai.

– A kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás (KMHS) léte és energiaspektruma.

– A KMHS anizotrópiája nagyságrendileg olyan ingadozásokat mutat, amelyből kialakulhattak nagyléptékű struktúrák (galaxisok, galaxishalmazok stb.).

A modell kulcsfontosságú paraméterei a következők [Particle Data Group 2008, 104. o.]

$$\Omega_b \approx 0{,}0425, \quad \Omega_{SA} \approx 0{,}20, \quad \Omega_\Lambda \approx 0{,}73(3), \quad h = 0{,}73(3) \qquad \text{(IX. 57.)}$$

és az Univerzum térmetrikája sík (euklideszi).

Az Ω_Λ értéke igen nagy valószínűséggel zérótól különböző, és nincs meggyőző bizonyíték arra, hogy az időben változna. $\omega = -1$-et használva kitűnő egyezés érhető el a kozmológiai adatokkal. Ugyanakkor a sötét anyag és sötét energia mibenlétét laboratóriumi kísérletekkel még nem derítették fel.

Az Univerzum korára a mikrohullámú háttérsugárzásból és az Univerzum nagyléptékű szerkezetéből

$$t_0 = 13{,}73 \pm 0{,}15 \text{ milliárd év}$$

PUPress

érték adódik, feltételezve, hogy a ΛCDM helyes [Particle Data Group 2008]. Ez az érték jó egyezésben van a legöregebb globuláris csomók vizsgálatából, valamint a radioaktív kormeghatározásból nyert eredményekkel [Chaboyer, Krauss 2003], ill. [Cayrel és mts. 2001].

Néhány asztrofizikai állandó és paraméter értékét a IX. 3. táblázatban összegeztük.

IX. 3. táblázat. Néhány asztrofizikai állandó és paraméter
(E. Bergren, D. E. Groom [Particle Data Group 2008] alapján)

Mennyiség	*Szimbólum*	*Érték*
Hubble-hossz	c/H_o	$\sim 1{,}27 \times 10^{26}$ m
Parsec (1 AU/1 arc sec)	pc	$3{,}085\,677\,6 \times 10^{16}$ m = 3,262… ly
Fényév (helytelenített egység)	ly	0,306 6…pc = 0,946 053… $\times 10^{16}$ m
Jelenlegi kozmikus háttérsugárzás hőmérséklete	T_o	$2{,}725 \pm 0{,}001$ K
Kozm. mikrohull. háttérfotonok számsűrűsége	n_γ	$410{,}5(T / 2{,}725)^3$ cm^{-3}
Jelenlegi Hubble-expanziósarány	H_o	$100\,h$ km s^{-1} Mpc^{-1} = $h \times 9{,}777\,752$ Gyr)$^{-1}$
Jelenlegi normalizált Hubble-expanziósarány	h	$0{,}73 \pm 0{,}03$
Az Univerzum kritikus sűrűsége	$\rho_c = 3H_o^2 / 8\pi G_N$	$1{,}878\,35(19) \times 10^{-29}\ h^2$ g cm^{-3} = $1{,}053\,68(11) \times 10^{-5}\ h^2$ (GeV/c^2) cm^{-3}
Az Univerzum nyomásnélküli anyagsűrűsége	$\Omega_m = \rho_m / \rho_c$	$0{,}27 \pm 0{,}02$
Az Univerzum barionsűrűsége	$\Omega_b = \rho_b / \rho_c$	$0{,}0223(7)\ h^{-2} \approx 0{,}0425$
Az Univerzum sötétanyag-sűrűsége	$\Omega_{SA} = \Omega_m - \Omega_b$	$\approx 0{,}20$
Az Univezum sugárzási sűrűsége	$\Omega_\gamma = \rho_\gamma / \rho_c$	$\approx 4{,}6 \times 10^{-5}$
Az Univerzum neutrínósűrűsége	Ω_ν	$0{,}001 < \Omega_\nu < 0{,}05$
Sötét energia sűrűsége	Ω_Λ	$0{,}73 \pm 0{,}03$
Teljes energiasűrűség	$\Omega_{tot} = \Omega_m + \ldots + \Omega_\Lambda$	$1{,}011 \pm 0{,}012$
Barion / foton arány	$\eta = n_b / n_\gamma$	$6{,}12(19) \times 10^{-10}$
Barionok számsűrűsége	n_b	$(1{,}9 \times 10^{-7} < n_b < 2{,}7 \times 10^{-7})$ cm^{-3} (95% CL)
A sötétenergia-egyenlet állapotparamétere	ω	$-0{,}97 \pm 0{,}07$
Az Univerzum életkora	t_o	$13{,}73 \pm 0{,}15$ Gyr

DUPress

IX. 5. 5. Kozmikus sugárzás

A Földünk atmoszférájának felső részére az Univerzumból „kozmikus sugárzás" érkezik. Ez mindazokat a stabil töltött részecskéket és atommagokat magában foglalja, melyek közepes élettartama $\geq 10^6$ év. Az elsődleges kozmikus sugárzás főbb összetevőinek (H, He, C, Fe) differenciális fluxusát az egy nukleonra eső energia függvényében a IX. 28. ábra mutatja. A Napunk felvillanásaiból eredő részecskéktől eltekintve a kozmikus sugárzás kívülről érkezik a Naprendszerünkbe.

A kozmikus sugárzás energiaspektruma a $\sim 10^{19}$ eV-on túlig terjed, azaz ≥ 6 nagyságrenddel nagyobb, mint amit eddig földi gyorsítókban elő tudtak állítani.

Jelenlegi adatok szerint az elsődleges kozmikus sugárzás lényeges pozitron- vagy antiproton-összetevőt nem tartalmaz; antihéliumot és antideuteront pedig egyáltalán nem találtak benne.

Ámbár sok modellt állítottak fel a kozmikus sugárzás eredetére vonatkozóan, egyértelmű következtetés nem vonható le se az ultranagy energiájú sugárzás forrására, se az emisszió és gyorsítási folyamat természetére vonatkozóan [Wilczyński 2005].

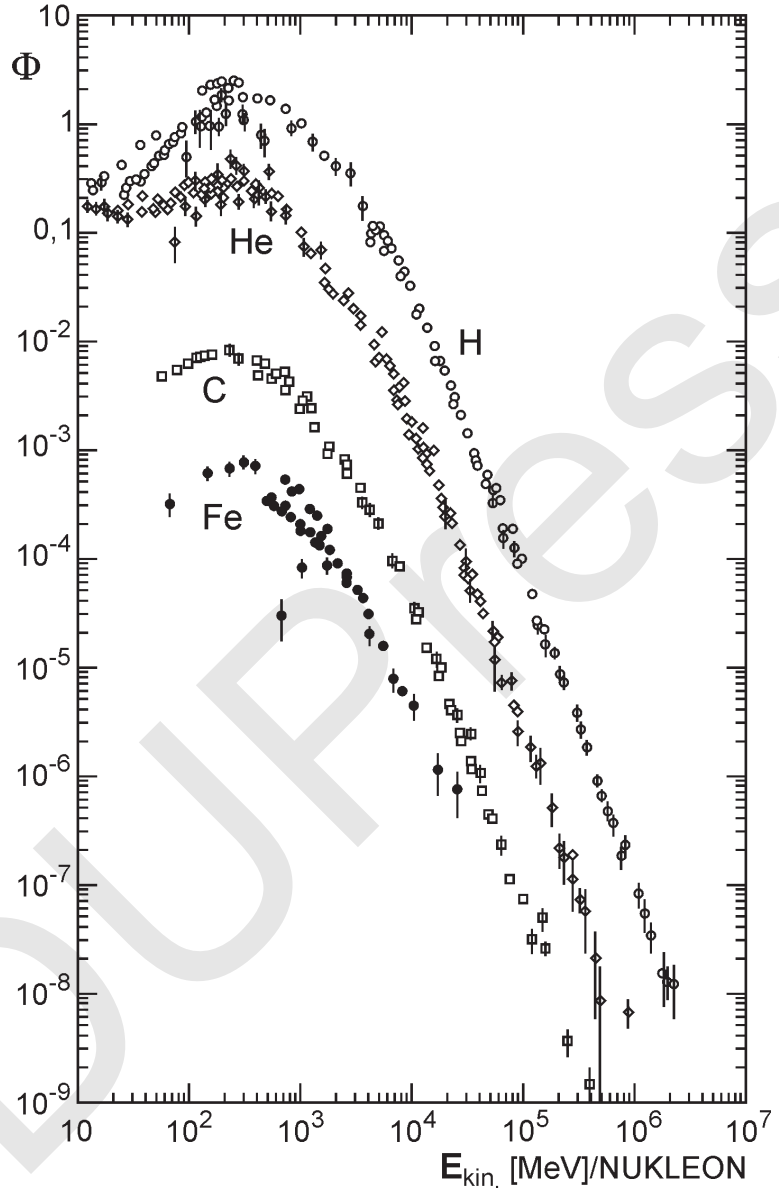
Legújabban a Pierre Auger Obszervatóriumban (Argentína) 27 ultranagy energiájú ($> 5{,}7 \times 10^{19}$ eV-os) kozmikus részecske által kiváltott zápor analízise alapján arra a következtetésre jutottak, hogy a részecskék a közeli galaxisok aktív galaktikus magjaiból (AGM) jönnek. Az AGN-ek szupernagy tömegű fekete lyukak, amelyek közelében részecskék ultranagy energiára gyorsulhatnak. A gyorsítás pontos mechanizmusa egyelőre nem ismert. (CERN Courier, 2007. dec.)

A mi galaxisunk (Tejutunk) közepén is van egy láthatatlan objektum, amelynek tömege ~3 milliószor nagyobb, mint a Napunké. Majdnem biztos, hogy ez az objektum egy szupernagy tömegű fekete lyuk. Az újabb mérések mutatják, hogy ez az objektum igen nagy energiájú ($\sim 10^{12}$ eV) γ-sugárzás forrása. Az elképzelés az, hogy a fekete lyuk közelében protonok relativisztikus energiára gyorsulnak és a környező hidrogénmagokkal ütközve pionokat keltenek, amelyek aztán γ-kvantum-párra bomlanak. (CERN Courier 2007. ápr.)

Az alacsony energiájú részecskék (amelyek a kozmikus sugárzás túlnyomó többségét teszik ki) elvesztik eredeti irányukat, amikor átrepülnek a galaktikus vagy galaxisok közötti mágneses térben. Ezért a Földünkön való detektálás során nem árulják el származási helyüket.

A kozmikus sugárzással kapcsolatos eredményekről részletes összefoglalás található Gaisser és Stanev [Particle Data Group 2008, 254. o.] munkájában.

PUBRES



IX. 28. ábra. Az elsődleges kozmikus sugárzás főbb összetevői. A differenciális fluxus (Φ, $[m^2 \cdot sr \cdot s \cdot MeV/nukleon]^{-1}$ egységekben) az egy nukleonra eső kinetikus energia [E_{kin}/*nukleon*] függvényében. Simon [1983] alapján.

DUPress

IX. 5. 6. Galaxisok, csillagok kialakulása, főbb jellemzői

A jelenlegi Univerzum nagymérvű strukturáltsága (galaxisok, csillagok, bolygók) nem alakulhatott ki a nagymértékben izotróp mikrohullámú háttérsugárzás kiszabadulása előtt, hiszen ez utóbbi egy teljesen homogén Univerzumra utal. A galaxisok csak néhány százezer évvel a Big Bang után kezdtek kialakulni. Ehhez gravitációs instabilitások kellettek. Amennyiben az Univerzum valamely tartományában a sűrűség kissé meghaladta a környező tartomány sűrűségét, gravitációs vonzóerő jelentkezett, anyagot szívott el a kisebb sűrűségű környezetből, ami tovább növelte a gravitációs hatást. Ez a folyamat a csaknem tökéletesen homogén Univerzumban csak nagyon nagy (kb. 100 000 naptömegnyi) gáztömegek esetében indulhatott be, hatalmas méretű táblákba gyűjtve az anyagot. Ezek a táblák darabolódtak aztán szét galaxisokba.

Egy másik modell szerint lényegében hasonló módon alakult ki a strukturáltság, de a fenti feltételezésnél korábban. A legmodernebb vizsgálatok szerint a kozmikus háttérsugárzás 10^{-5} relatív eltérésen belül izotróp, de már ez a kicsiny eltérés is okozhatott olyan sűrűségingadozásokat, amelyek a nagy hatótávolságú gravitációs erők hatására a fent leírt módon a galaxishalmazok, galaxisok, majd később a csillagok kialakulásához vezettek.

Ugyanilyen folyamat révén jött létre a Nap és vele egy időben ennek bolygói. A forgó gáztömegben nemcsak egy, hanem több, méretében különböző inhomogenitás is létrejött. A legnagyobb, egyre növekvő gravitációja révén, fokozatosan magához vonzotta a körülötte kavargó gázok túlnyomó részét, kialakult a Nap. A kisebb inhomogenitások is anyagkoncentrációkat hoztak létre, amelyek azonban a Naphoz képest sokkal kisebbek. Ezek alkotják a Nap mai bolygórendszerét. Kisebb tömegük, valamint a kevés hidrogén „üzemanyag" miatt – amit a Nap hatalmas vonzereje szívott el a Naphoz közeli Merkúr, Vénusz, Föld, Mars „földszerű" bolygókról – bennük a magfúzió nem indulhatott el, más szóval csillagokká nem válhattak. A Napba történő beolvadásukat a forgó gáztömegtől származó keringésük akadályozta meg: a centrifugális erő egyensúlyt tart a Nap gravitációs vonzásával. Összetételük – a gázoktól eltekintve, amelyek a Napban koncentrálódtak – durván megegyezik a Napéval, amit később a IX. 30. ábra mutat (vegyük észre a logaritmikus skálát!). A Nap is tartalmaz a H és He-on kívül nehezebb elemeket, hiszen nem elsőgenerációs csillag (l. a CNO-ciklus tárgyalásánál).

A csillagok főbb fizikai jellemzői

A következőkben már a csillagokban lejátszódó folyamatokkal, ezek főbb jellemzőivel foglalkozunk.

A csillagok túlnyomó többsége hosszú időn keresztül nem változtatja tulajdonságait (luminozitás = kisugárzott energia/s, tömeg, sugár, külső rétegek kémiai összetétele). Ebből következik, hogy a csillag belsejében hidrosztatikus és termikus egyensúlynak kell fennállnia. A *hidrosztatikus egyensúly* azt jelenti, hogy a csillag belsejében minden pontban a belső nyomásnak egyensúlyban kell lennie a külső rétegek súlyával:

$$dP(r)/dr = -\,G\,M(r)\,\rho(r)\,/\,r^2, \qquad \text{(IX. 58.)}$$

ahol $P(r)$ a teljes gáznyomás, $\rho(r)$ a sűrűség r sugárnál, $M(r)$ az r sugarú gömbön belüli tömeg, G a gravitációs állandó.

Ugyanakkor egy rendszer stabilitásához a *termikus egyensúlynak* is teljesülnie kell. A csillagok hosszú időn keresztül fényt (energiát) bocsátanak ki, ami azt jelenti, hogy valamilyen energiapótlásra feltétlenül szükség van a magas hőmérséklet fenntartásához. Mint ismeretes, ez a forrás a később részletesebben tárgyalt magenergia. Tehát a csillagok esetén a hidrosztatikus egyensúlyon túl teljesedni kell a

$$dL(r)/dr = \varepsilon(r)\,\rho(r)\,4\pi r^2 \qquad \text{(IX. 59.)}$$

egyensúlyi feltételnek is, ahol $L(r)$ az energiafluxus az r sugarú gömbön keresztül, $\varepsilon(r)$ a magfolyamatból grammonként és másodpercenként felszabaduló energia.

A harmadik alapvető egyensúlyi feltétel a *csillagok állapotegyenlete*, ami egy ideális gáz állapotegyenletével a

$$P(r) = (k/m)\,\rho(r)\,T(r) \qquad \text{(IX. 60.)}$$

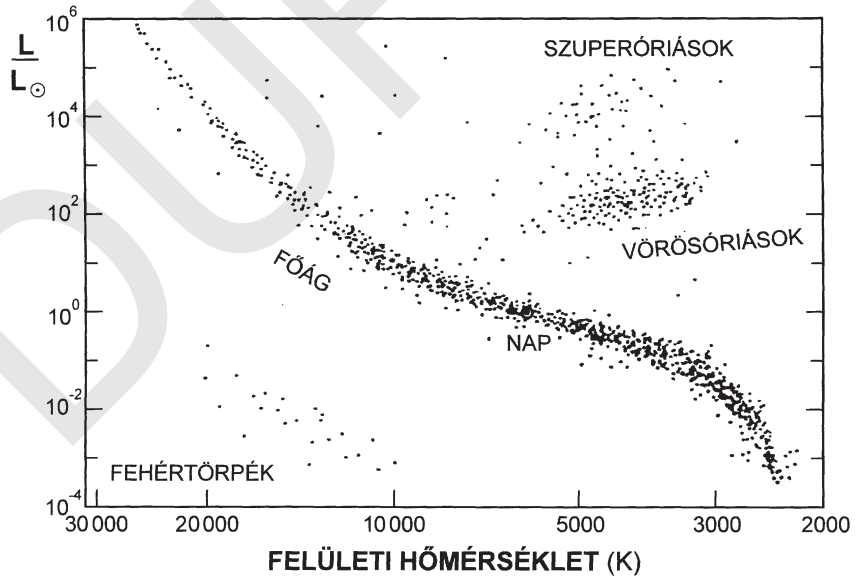
alakban írható fel, ahol $P(r)$ a teljes gáznyomás, $T(r)$ a hőmérséklet r sugárnál, k a Boltzmann-állandó és m a részecskék átlagos molekulasúlya. A formula azt a tényt rögzíti, hogy a csillagokban a felület irányába csökkenő hőmérséklettel együtt a nyomás is csökken. A csillag belsejében uralkodó sűrűség- és hőmérséklet- [Nap: $T_\odot(0) = 15 \cdot 10^6$ K; $\rho_\odot(0) \sim 150$ g cm^{-3}] -értékekkel bíró laboratóriumi „gázok" esetében semmiképp nem beszélhetnénk ideális gázról, azonban a csillagok nagyon forró belsejében a csupasz magok és elektronok (teljes ionizáció) a

DUPress

rendelkezésre álló térnek csak egy kis részét foglalják el, következésképpen az ideális gáztörvényeket követik.

Egy új, a gravitáció hatására összehúzódó (nyomás nő) csillag esetében a fenti egyensúlyi feltételek teljesülése megköveteli, hogy a gravitációs energia hővé alakulva felmelegítse ennek belsejét. Amikor ez a központi hőmérséklet fokozatosan eléri 10^7 K körüli hőmérsékletet, az itt nagy számban jelen levő, a Big Bang során előállt hidrogénmagok (protonok) között termonukleáris reakció indul be. A hidrogén héliummá történő átalakulása *(hidrogénégés)* során felszabaduló energia sokkal nagyobb, mint a gravitációs potenciális energia: a csillag összehúzódása nemcsak megáll, hanem felületéről igen nagy energiát sugároz ki a csillagközi térbe. A csillagok nagy tömege (túlnyomóan hidrogén) és a hidrogén-hélium konverzióban felszabaduló hatalmas energia biztosítja, hogy a csillag nagyon hosszú ideig ragyoghat az égen. A kialakuló egyensúly következtében hosszú ideig alig változtatja méretét, hőmérsékletét, luminozitását, a csillag elfoglalja helyét a Hertzsprung–Russel- (H–R) -diagram (IX. 29. ábra) főágában: megkezdi életét.

Mi is az a H–R-diagram? Már a múlt század elején a megfigyelések alapján a névadók összehasonlították a csillagok felületi hőmérsékletét (vagy színét) luminozitásukkal. Ezen mennyiségek közötti összefüggés, a H–R-diagram (IX. 29.



IX. 29. ábra. A Hetzsprung–Russel-diagram, a csillagok Naphoz viszonyított luminozitása ($L/L_\odot$) a felületi hőmérsékletük függvényében.

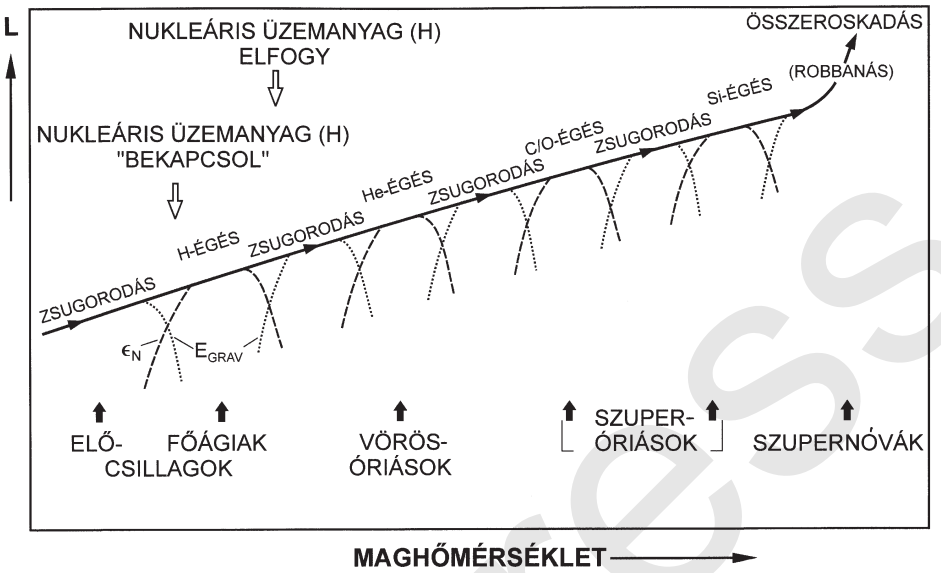
DUPress

ábra) a csillagászat legfontosabb felfedezései közé tartozik. Az ábra legérdekesebb vonatkozása, hogy a csillagok nem egyenletesen töltik ki, hanem bizonyos területekre koncentrálódnak. A csillagok túlnyomó része egy keskeny sávban foglal helyet, amely az ábra bal felső részétől (kék, forró, magas luminozitás) a jobb alsó sarok (vörös, hideg, alacsony luminozitás) felé húzódik, ez az ún. *főág.* A csillagoknak egy viszonylag népes csoportja a főág felett, a vörös, hideg és erősen luminózus tartományban foglal helyet, ezek a *vörös óriások,* felettük pedig a még nagyobb fényességű, de kisebb számban jelenlévő *vörös szuperóriások* találhatók. Végül a fehér, alacsony luminozitású *fehér törpék* az ábra bal alsó sarkában vannak. A csillagok teljes becsült száma 10^{22} és ezek 95%-a (!) a főágban foglal helyet, így a Nap is. Ez arra utal, hogy minden csillag belső szerkezetét ugyanazon fizikai törvények kormányozzák, mint a mi Napunkat, valamint kémiai összetételük is jó közelítésben azonos. A H–R-ábra (IX. 29. ábra) két fontos és mérhető jellemzőt, a felületi hőmérsékletet és a luminozitást tartalmazza. Ezen mennyiségeket a csillag belsejében uralkodó viszonyok határozzák meg, amik viszont a csillag legalapvetőbb paraméterétől, a tömegétől (gravitáció) függnek. A csillagok főágban elfoglalt helyét tömegük határozza meg, hiszen a luminozitás és a tömeg között becslések szerint az $L \propto M^{3,5}$ arányosság áll fenn. Következésképpen, a nehezebb csillagok luminozitása nagyobb. Ebből következik, hogy míg a főági csillagok relatív tömege $M/M_\odot = 0{,}1 \div 50$, relatív luminozitásuk $L/L_\odot = 10^{-3} \div 10^{6}$. A nagy tömegű csillagok ilyen óriási mértékű energiakibocsátását csak a gyorsabb hidrogén $\rightarrow$ hélium-átalakulás tudja ellensúlyozni. Következésképpen, bár a Napnál egy 10-szer nehezebb csillagban a magreakciókhoz szükséges fűtőelemekből sokkal több áll rendelkezésre, mégis ezt kb. 3000-szer gyorsabban „égeti el", élete sokkal rövidebb lesz, gyorsabban végigfut a csillagfejlődés fokozatain. A csillag tömege az, ami meghatározza életidejét.

A csillagok életútja

A csillagok születnek, élnek és meghalnak: a gáztömegek instabillá válnak, összehúzódnak, kisebb egységekké tömörülnek, csillagokká alakulnak. A csillagok magenergiából származó sugárzást bocsátanak ki, de az ezt előállító magreakciók beindításához és szabályozásához az energiát a gravitációs összehúzódásból származó energia szolgáltatja, ami végigkíséri a csillagfejlődés folyamatát. Végül pedig anyaguk egy része visszajut a csillagközi térbe és a ciklus kezdődik elölről. A csillagok életútját szemlélteti a IX. 30. ábra. A fentiek szerint a csillagok életének első és leghosszabb ideig tartó állomása a H–R-diagram (IX. 29. ábra)

DUNÁSZ



IX. 30. ábra. A csillagfejlődés sematikus képe a mag- és gravitációs energia egymást követő hatásaival. *L* luminozitás, ε_N nukleáris, ε_{GRAV} gravitációs energia.

főága. A Nap pl. kb. 5 milliárd éve tartózkodik a főágban és a jelenlegi energiakibocsátása alapján becsülve, még ugyanennyi ideig ott is marad.

Itt kell megjegyezni, hogyha egy egységbe tömörülő gáztömeg (előcsillag) tömege kisebb, mint a Nap tömegének 1/10-e, a hővé konvertálódó gravitációs energia nem elegendő a „hidrogénégés" beindításához. Az ilyen előcsillag nem tud belépni a főágba, csak a gravitációs összehúzódásából származó halvány fényt bocsát ki, tovább nem tud fejlődni. Ezeket hívják *barna* vagy *fekete törpéknek* (nincsenek feltüntetve az IX. 29. ábrán). Ezeket az objektumokat a teljes gravitációs összeeséstől az elektrondegeneráció nyomása menti meg, tartja egyensúlyban.

A különböző tömegű csillagok életútját külön-külön nem részletezzük; a IX. 30. ábra alapján csak néhány általános következtetés levonását kíséreljük meg. Látjuk, hogy az ábra csak szemléltetést szolgál (nincsenek egységek a tengelyeken), megmutatja, hogy a csillagfejlődés váltakozó ε_{GRAV} gravitációs és ε_N magenergia-hatások sorozata. Egy „égési" (mag-) folyamat beinduló energiatermelése megállítja a gravitációs összehúzódást, majd a magüzemanyag elfogyása (átalakulása!) után ismét a gravitáció győz egészen addig, amíg az ennek hatására megnövekvő hőmérséklet (energia) elegendő a következő, nagyobb energiánál bein-

duló égési folyamathoz. Ugyanis ahhoz, hogy egy égési folyamat eredményeként keletkezett nagyobb tömegszámú magok (pl. hidrogénből hélium) fúziója elindulhasson, új égési folyamat induljon, ezek magasabb Coulomb-gátja miatt nagyobb energiára van szükség. A folyamat addig folytatódik, amíg a csillag tömege elegendő gravitációs energiát tud biztosítani egy következő égés beindulásához. Tehát az, hogy egy csillag fejlődése során eljut-e a végső, szupernóva állapotig vagy sem, kezdeti tömegétől függ. Ahhoz, hogy ide eljusson, a csillagnak a Napnál többszörösen nehezebbnek kell lennie. A IX. 30. ábrán balról jobbra haladva tehát egyrészt a hőmérséklet nő, másrészt az égési folyamatok élettartama egyre csökken, ami a bennük zajló különböző magreakciók növekvő sebességének (hatáskeresztmetszetének) következménye.

A szerteágazó és tömegüktől függő csillagsorsok közül feltétlenül érdemes legalább vázlatosan szólni bolygórendszerünk csillagáról, a Napról, valamint a csillagfejlődés utolsó állomásáról, a szupernóvarobbanásról.

A Napban – amely mint említettük, a főágban foglal helyet – a hidrogénégés folyamata (l. bővebben később) zajlik, amelynek során a hidrogén fokozatosan elfogy, magreakciók sorozata révén héliummá (^{4}He) alakul át, amely elfoglalja a hidrogén helyét a csillag magjában. Az így csökkenő energiatermelés miatt a gravitációs összehúzódás fokozatosan beindul és egyre nő, az ebből keletkező energia beindítja a magon kívülre, a héjba szorult maradék hidrogén égését *(héjégés)*. Következésképpen több energia keletkezik a magban, mint amennyit a csillag a felületén keresztül ki tud sugározni, így a héj fokozatosan kiterjed és lehűl. Az így megnagyobbodott csillag fényesebbé, felülete hidegebbé (vörösebbé) válik, *vörös óriás* lesz. A központi hőmérséklet mindaddig növekszik, amíg elegendő lesz ahhoz, hogy a magban keletkezett hélium égését elindítsa. A hélium üzemanyag aztán fokozatosan elfogy (C és O a magban, a maradék He a héjban), a csillag összehúzódik, de tömege nem elegendő ahhoz, hogy gravitációs energiája elindítsa a következő égési fokozatot. A felületén bonyolult ionizációs és rekombinációs folyamatok zajlanak, emiatt fénye pulzálni fog. A csillag végül lelöki külső köpenyét és *fehér törpévé* válik. Szerencsénkre a Nap jelenleg főági életének kb. a felénél tart (kb. 5 milliárd éves).

A magégési folyamatok száma véges, addig tart, amíg az összes rendelkezésre álló termonukleáris energia fel nem szabadul. Az egymást követő égési folyamatokban felszabaduló energia egyre kisebb. A nehéz csillag elérkezik abba az állapotba (l. IX. 30. ábra), ahol magja csak a vascsoport elemeiből áll, amelyekre az egy nukleonra eső kötési energia közel a legnagyobb. Következésképpen a fúziós magenergia kimerülése miatt a csillag összehúzódik, sőt a vasmagok fotobomlása és elektronbefogások további energiaszükséglete miatt a csak gravitációs hatás-

hoz képest rohamosabban. A csillag összeroppan, ami végül egy hatalmas robbanáshoz, a *szupernóva*robbanáshoz vezet, ami anyagának zömét a csillagközi térbe juttatja, a megmaradó igen nagy sűrűségű mag pedig vagy *neutroncsillagot,* vagy *fekete lyukat* képez (l. később).

IX. 5. 7. Égési folyamatok a csillagokban, elemek szintézise (A ≤ 60)

Definíciók, termonukleáris reakciók jellemzői

Az egyes égési folyamatokat jellemző magreakciók tárgyalása előtt a csillagokban uralkodó viszonyoknak megfelelő és a reakciók lefolyását befolyásoló mennyiségről külön beszélnünk kell.

A csillaganyagban a gázok – az ősrobbanás magszintéziséből eredően túlnyomóan H és He – termodinamikus egyensúlyban vannak és relatív *v* sebességük *Maxwell–Boltzman-eloszlást* követ:

$$N(E)dE \propto Ee^{-E/kT}dE, \qquad \text{(IX. 61.)}$$

ahol $E = mv^2/2$. (L. a VIII. 2. 3. alfejezetet.) Az eloszlás maximuma $E = kT$ értéknél van (IX. 5. feladat).

A töltött részecskék közötti magreakciók *hatáskeresztmetszete* s-hullámú közelítésben

$$\sigma(E) \propto \frac{1}{E} e^{-2G} S(E) \qquad \text{(IX. 62.)}$$

alakba írható, ahol

$$2G \propto Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{m}{E}}.$$

Itt *m* a redukált tömeg, *E* a tömegközépponti rendszerben mért energia (vö. VIII. 77. és VII. 22. kifejezésekkel) és e^{-2G} a Coulomb-gáton való áthatolási tényező. Az *S*(*E*) „*mag- vagy asztrofizikai S-tényező*" az összes magszerkezeti (struktúra) információt tartalmazza, amit a potenciálfal áteresztőképességén kívül figyelembe kell venni.

A reakciósebesség (*r*) a sebességeloszlásra átlagolt hatáskeresztmetszettől $\langle \sigma \cdot v \rangle$, valamint az adott energiához tartozó részecskeszámtól *N*(*E*) függ:

$$r \propto N \int_0^\infty E e^{-E/kT} \frac{1}{E} e^{-2G} S(E) dE = N \int_0^\infty e^{-E/kT - 2G} S(E) dE. \qquad \text{(IX. 63.)}$$

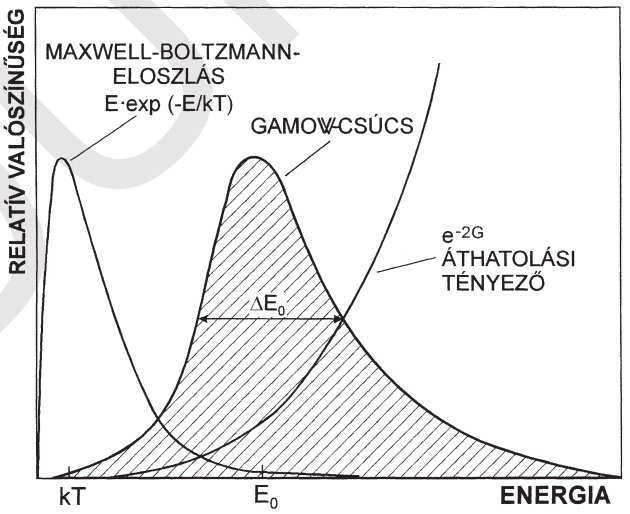
DUPress

A Maxwell–Boltzmann-eloszlás és a Coulomb-gáton való áthaladási tényezők energiafüggését a IX. 31. ábra mutatja.

Azt az energiatartományt, amelyben a reakció egy csillagban lejátszódhat, az ún. Gamow-csúcs határozza meg. A nukleáris asztrofizika egyik fő problémája, hogy az E_o „Gamow-energia" általában túl alacsony ahhoz, hogy ilyen energiák közelében a reakció hatáskeresztmetszete mérhető legyen. A Nap centrumának hőmérséklete $T \sim 15 \cdot 10^6$ K. Ennél a hőmérsékletnél a protonok legvalószínűbb energiája ($E = kT = 0{,}68$ keV) mélyen a Coulomb-fal magassága (550 keV) alatt van, ahol az áthatolási tényező rendkívül kicsi.

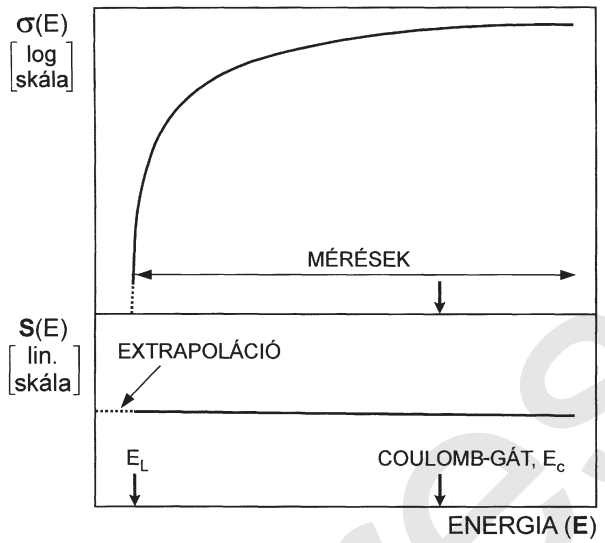
Nemrezonáns reakciókra az *S*-faktor nem vagy alig függ a bombázó energiától, szemben a hatáskeresztmetszet exponenciális viselkedésével (l. IX. 62. formulát), amit a IX. 32. ábra szemléltet. Ezen tulajdonsága miatt az *S*-faktor használata nagyon előnyös, hiszen a kísérletekkel nem elérhető, nullához közeli asztrofizikai energiákra történő extrapolációt megbízhatóvá teszi. A IX. 32. ábra tanúsága szerint ugyanez az extrapoláció a hatáskeresztmetszettel – exponenciális energiafüggése miatt – nagyon bizonytalan.

A fentiekben az általános tárgyalhatóság kedvéért rezonanciamentes esetről volt szó. Amennyiben alacsonyenergiájú keskeny rezonancia ($\Gamma \ll E_{REZ}$) van jelen, a reakciósebesség egyenletébe a $\sigma(E)$ hatáskeresztmetszet helyett a σ_{BW} Breit–Wigner-hatáskeresztmetszet írandó és könnyen belátható, hogy ebben az esetben a Gamow-ablaknak a rezonanciagörbe felel meg. Széles, valamint reak-



IX. 31. ábra. A Maxwell–Boltzmann-eloszlás és a Coulomb-gáton való áthatolás valószínűségének konvolúciója (Gamow-ablak) sematikusan.

DUPress



IX. 32. ábra. A hatáskeresztmetszet $\sigma(E)$ és S-faktor energiafüggése. Az energia csökkenésével a hatáskeresztmetszet meredek esése miatt az extrapoláció az S-faktoron keresztül megbízhatóbb. E_L az az energia, ameddig a mérés elvégezhető.

cióküszöb alatti rezonanciák esete hasonló, de kissé bonyolultabb. Feltétlenül hangsúlyozni kell, hogy a rezonanciák paraméterei jelentősen befolyásolják a reakciósebességeket, így ezek ismerete feltétlenül szükséges.

Összefoglalva, a fenti egyszerűsített tárgyalás célja az alapvető összefüggések bemutatása volt, a gyakorlatban azonban a töltöttrészecske-reakciók esetében rezonáns és nemrezonáns (direkt) mechanizmusok keverednek interferenciahatásokat eredményezve. Ráadásul mindkét reakciómechanizmus esetén a Coulomb-gát hatásaként a hatáskeresztmetszet exponenciálisan csökken az energia csökkenésével és ezért a tényleges hatáskeresztmetszet kimérése nehéz vagy nem lehetséges, extrapolációra van szükség. (Neutronok által indukált reakciók esetén a helyzet fordított, nevezetesen a hatáskeresztmetszetek nagyok és az energia csökkenésével nőnek az $1/v$ törvény szerint.) A pontosság érdekében az extrapoláció tartományát amennyire lehetséges, csökkenteni kell, egyre alacsonyabb energiáknál kell méréseket végezni.

Az előzőek szerint, amikor egy új csillag belsejében a hőmérséklet és a sűrűség elég magas, beindulhat a legalacsonyabb Coulomb-gáttal rendelkező atommagok, a protonok egyesülése, melynek révén négy protonból egy ^{4}He-mag keletkezik. A hidrogén fűtőelem kimerülése utáni gravitációs hatás elegendő energiát nyújt ahhoz, hogy a ^{4}He-magok fúziója beinduljon stb. Burbidge, Burbidge,

Fowler és Hoyle [1957], valamint Cameron Coulomb-gát-megfontolások, továbbá az elemek eloszlása alapján feltételezték a fenti nukleáris folyamatok sorozatát, amelyek a magok előállításáért, a magszintézisért felelősek. Ezen folyamatok az azóta végzett kísérleti és elméleti vizsgálatok hatására egyes részleteket illetően változtak ugyan, de lényegüket tekintve ma is a következők:

1. Hidrogénégés (hidrogénből hélium).
2. Héliumégés (héliumból szén, oxigén stb.).
3. Szén-, oxigén-, neonégés (a $16 \leq A \leq 28$ tömegszámú magok képződése).
4. Szilíciumégés (a $28 \leq A \leq 60$ tömegszámú magok képződése).
5. Az *s*-, *r*- és *p*-folyamatok ($A \geq 60$ magok képződése).
6. Az *l*-folyamat (a könnyű elemek képződése).

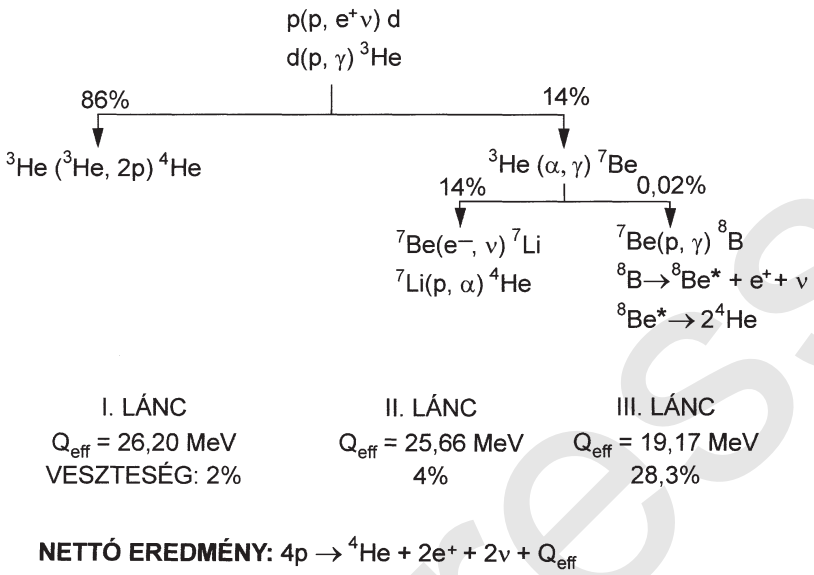
Az 5. és 6. folyamat nem a fentiekben tárgyalt, a mag és gravitációs energiák váltakozásán keresztül zajló folyamatok körébe tartoznak. Míg az első négy folyamatban fúziós magreakciók zajlanak, addig az 5. folyamat neutronbefogási reakciókon keresztül működik. Az utolsó, az *l*-folyamat kivételével mindegyik folyamat részletes tárgyalásra kerül a továbbiakban. Ami az *l*-folyamatot illeti (*l* a könnyű = light magokra utal: Li, Be, B), erről részben már említés történt, hiszen ^{7}Li-magok képződnek a Big Bang-nukleoszintézis során. Ennek kis mennyisége azonban nem elegendő a tapasztalt elemgyakoriság értékéhez. Másrészről, a csillagokban a ^{4}He-égés során, mivel $A = 5$ és 8 tömegszámú stabil magok nem léteznek, a Li, Be, B elemek nem keletkezhetnek. Képződési mechanizmusuk a spalláció, melynek során a galaktikus kozmikus sugárzás nagyenergiájú magjai – elsősorban protonok – ütközve a csillagközi térben kis mennyiségben, de jelen lévő magokkal, számos reakció játszódik le, létrehozva az említett könnyű elemek izotópjait.

Hidrogénégés

A hidrogénégés során 4 protonból egy ^{4}He-mag képződik. Az egyesülés a magreakciók két különböző sorozatán keresztül valósul meg. Az egyik a *p-p-lánc* (proton-proton-lánc), a másik a *CNO-ciklus*, melyek során felszabaduló energia biztosítja a csillag egyensúlyán túl annak luminozitását (energiakibocsátását) is, mint láttuk, nagyon hosszú ideig. A *p-p-lánc* reakcióit mutatja a IX. 33. ábra. A lánc számos reakcióból tevődik össze, de a végeredmény:

$$4p(\mathrm{H}) \rightarrow {}^{4}\mathrm{He} + 2e^{+} + 2\nu, \qquad Q = 26{,}73 \text{ MeV}.$$

DUPress



IX. 33. ábra. A H-égés *p*-*p*-láncai.

A teljes 26,73 MeV felszabaduló energia nem marad a csillag belsejében, mert az eltávozó neutrínók elviszik ennek egy részét, ami lánconként különböző. Ennek oka, hogy az egyes láncok reakcióiban keletkező neutrínók energiája más és más. A csillagban maradó energiákat a IX. 33. ábrán a Q_{eff} értékek mutatják lánconként. (IX. 8. és IX. 9. feladatok.)

A p-p-lánc első lépése a

$$p + p \rightarrow d + e^{+} + \nu, \qquad Q = 0{,}42 \text{ MeV}$$

reakció, amely gyenge kölcsönhatáson keresztül zajlik, aminek hatáskeresztmetszete mintegy 20 nagyságrenddel kisebb, mint a magkölcsönhatások reakcióiban. Ezen rendkívül lassan végbemenő reakció következménye, hogy – a fentiekben tárgyalt alacsony áthatolási valószínűséggel együtt – a hidrogénégető csillagok több milliárd évig tartózkodnak a főágban, égetik hidrogén üzemanyagukat. A reakció hatáskeresztmetszetének (*S*-faktorának) ismerete bár nagyon fontos, de rendkívül alacsony értéke miatt nem mérhető. A gyenge kölcsönhatás elmélete segítségével kiszámolt *S*-faktorának értéke: $S_{\text{pp}}(0) \cong 3{,}88 \cdot 10^{-25}$ MeV barn.

A következő lépés a deutérium elégetése:

$$\text{D}(p,\gamma)^{3}\text{He}, \qquad Q = 5{,}494 \text{ MeV}.$$

Deutériumon végbemenő számos más könnyű magokkal létrehozható reakció is létezik, ráadásul közülük néhány ennél magasabb *S*-faktorral is rendelkezik, mint pl. a D(*d*,*p*)*t*, a D(*d*,*n*)^{3}He vagy a D(^{3}He,*p*)^{4}He. Elvben e reakciók is elégethetnék a deutériumot, azonban a teljes reakciósebesség IX. 63. kifejezésében együtthatóként a rendelkezésre álló magok száma is szerepel, ami ebben az esetben azt jelenti, hogy miután tudjuk, hogy elsöprő mennyiségben hidrogén áll rendelkezésre, a felsorolt három lehetséges reakció valószínűsége elhanyagolható.

Ugyanez a magyarázata annak, hogy a következő lépésben, a ^{3}He elégésében a számos *d*-nal, ^{3}He-mal és α-részecskével létrehozható reakciók közül a

$$^3\mathrm{He}(^3\mathrm{He},2p)\,^4\mathrm{He}, \qquad Q = 12{,}86\ \mathrm{MeV}$$

és bár kisebb mértékben, a

$$^3\mathrm{He}(\alpha,\gamma)^7\mathrm{Be}, \qquad Q = 1{,}587\ \mathrm{MeV}$$

reakciók játszanak szerepet. Az első képviseli a p-p-I. láncot, a második a II. és III. lánc kiinduló reakciója. Meghatározó szerepük miatt reakciósebességeik egyre pontosabb meghatározását célzó kísérletek jelenleg is folynak (l. pl. Gyürky és mts. [2007]).

A ^{7}Be sorsa magfizikai szempontból nagyon érdekes, hiszen földi körülmények között ez a mag instabil, az ábra szerinti elágazás magyarázatra szorul. A ^{7}Be elektronbefogásának, a

$$^7\mathrm{Be}(e^-,\nu)^7\mathrm{Li}, \qquad Q = 0{,}862\ \mathrm{MeV}$$

folyamatnak a felezési ideje 53 nap. A csillag belsejében az atomok erősen ionizált állapotban vannak, legtöbbször még a legerősebben kötött K-elektronok is hiányoznak az atomokból. Elvileg előfordulhatna, hogy a befogásra a K-elektronok hiánya miatt nem kerül sor, vagyis a csillagban a ^{7}Be egy stabil mag. Ez természetesen egy szélső eset, hiszen a csillagban éppen az erős ionizáció miatt számos, befogásra alkalmas szabad elektron van jelen. Ezeket is befoghatja a ^{7}Be-mag, de elméleti számítások szerint hosszabb, 140 napos felezési idővel, egy kevés esélyt (0,02%) adva ezzel a

$$^7\mathrm{Be}(p,\gamma)^8\mathrm{B}, \qquad Q = 0{,}138\ \mathrm{MeV}$$

reakció létrejöttének.

Végezetül, a *p*-*p*-láncokkal kapcsolatban (IX. 33. ábra) meg kell jegyezni, hogy bár a II. és III. lánc végén látszólag két ^{4}He-mag jelenik meg, azonban ezek egyike csak katalizátorként vesz részt a folyamatban.

DUPress

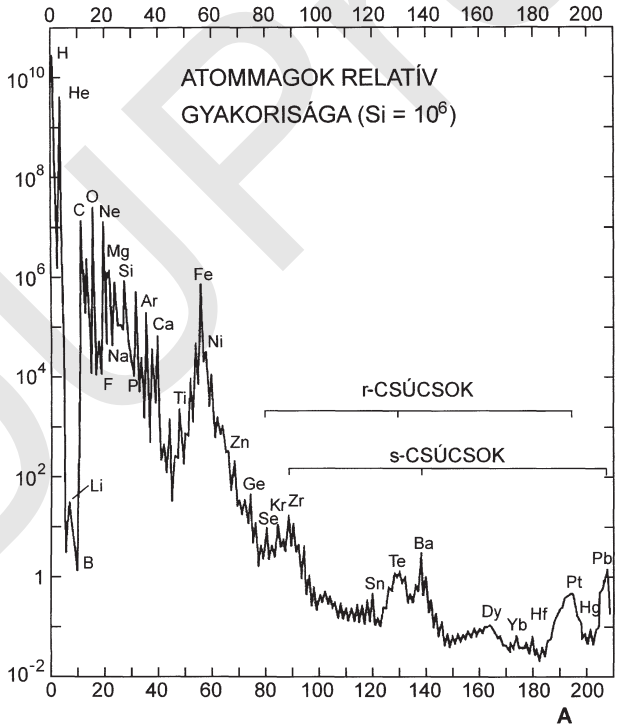
A hidrogénégésnek egy másik változata a *CNO-ciklus*, amelynek során hasonlóan a *p-p*-lánchoz, négy proton több magreakción keresztül ^{4}He-maggá alakul át. Az egyik fő különbség a kétfajta hidrogénégetés között az, hogy szemben a *p-p*-folyamatban keletkező nagyenergiájú neutrínókkal, a CNO-ciklusból származó neutrínók energiája alacsony. Ebből következik, hogy a ciklusban felszabaduló energia nagyobb része a csillag belsejében marad. A zárt reakcióciklus a következő reakciókból áll:

$$^{12}\mathrm{C}(p,\gamma)\,^{13}\mathrm{N} \xrightarrow{e^+,\nu} {}^{13}\mathrm{C}(p,\gamma)^{14}\mathrm{N}(p,\gamma)^{15}\mathrm{O} \xrightarrow{e^+,\nu} {}^{15}\mathrm{N}(p,\alpha)^{12}\mathrm{C}.$$

A végeredmény ismét:

$$4p \rightarrow {}^4\mathrm{He} + 2e^+ + 2\nu, \qquad Q = 26{,}73\ \mathrm{MeV}.$$

Világosan látható, hogy a folyamat során egyedül a hidrogén ég el, a többi résztvevő mag mennyisége nem változik, csak katalizátorként szerepel.

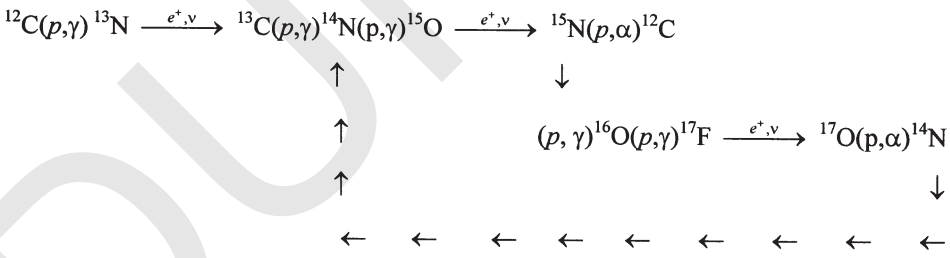


IX. 34. ábra. Az atommagok naprendszerbeli gyakorisága a tömegszám (*A*) függvényében. Az *A* = 88, 138-140, 208-nál jelentkező csúcsok *s*-folyamatból, az *A* ≈ 80, 130 és 195-nél jelentkező szélesebbek pedig *r*-folyamatból származnak.

DUPress

Megmutattuk, hogy a csillagok kialakulásukkor főleg hidrogénből álltak. Más szóval, a *p-p*-lánc az egyetlen lehetőség a protonok héliummá égetéséhez. Miként lehetséges akkor a CNO-ciklus a C-, N- és O-magok jelenlétével? Az első generációs, legöregebb csillagokban, amelyek még működnek, valóban a *p-p*-lánc szerinti hidrogénégetés zajlik. A legtöbb jelenleg aktív csillag (a Nap is) azonban második vagy harmadik generációs, ami azt jelenti, hogy az eredeti hidrogénhez képest nehezebb elemeket is tartalmaznak. Ezek az elemek azokban az első generációs csillagokban képződtek, melyeknek anyaga életük végén szétrobbanásuk következtében a csillagközi térbe szóródott. A később formálódott csillagokban ezen elemek tehát nyomokban már jelen vannak. Ezt mutatja a IX. 34. ábra, amely szerint a naprendszerben minden elem megtalálható, de messze a hidrogén mennyisége a legnagyobb (log skála!). A CNO-ciklus mindenesetre inkább a Napnál nehezebb csillagokra jellemző, amelyek magjában az egyensúly elérése előtt a sűrűség és hőmérséklet magasabb és elegendő ahhoz, hogy a nehéz elemek közül a legkisebb Coulomb-gáttal (C, N, O) rendelkezők (és legnagyobb gyakoriságúak) részt vehessenek a hidrogénégetés folyamatában.

A tárgyalt CNO-alapciklushoz kapcsolódik még több kiegészítő ciklus is, mindegyik hasonlóan viselkedik, mint a bemutatott alapciklus. Az egyik ilyen járulékos ciklus az ún. *CNO-kettős ciklus*. Amennyiben a CNO-ciklusban nem hanyagoljuk el a lassú $^{15}N(p,\gamma)^{16}O$ reakciót, akkor ezzel az új ciklussal bővül a folyamat:



Még egy, ehhez hasonló kiegészítő résszel együtt a CNO-hidrogénégetés három egymással összefüggő ciklusból áll, triciklust képvisel.

Ezen a ponton egy kis kitérőt kell tenni. Nevezetesen, a CNO-cikluson keresztüli hidrogénégés sokkal magasabb hőmérsékletekkel és sűrűségekkel bíró objektumokban (szupernehéz csillagok, nóva- és szupernóvakitörések, neutron kettős csillagok) is előfordul, ilyenkor *forró CNO*-ciklusról beszélünk. Ekkor a CNO-ciklus már egy gyorsabb időskálán zajlik, a β-instabil magok ehhez képest lassúbbak és mielőtt elbomlanának, protonbefogással, (p,γ) reakcióval, átalakulnak. A teljes ciklus már sok reakciót tartalmaz, bonyolulttá válik. Mintegy $5 \cdot 10^8$ K hőmérsékletnél a forró CNO-ciklus anyaga kilép a ciklusból. A forró CNO-ciklus

ilyen módon történő megszakadásából egy olyan reakciósorozat indulhat el a nehéz magok irányába, amely nyilvánvalóan egyre közelít a protoninstabilitási tartományhoz (proton drip line). Ez az ún. *rp-folyamat* (gyors = **r**apid **p**rotonbefogás).

Összefoglalva: A hidrogénégés során a csillag nagy mennyiségű energiát termel, legtöbbet a *p-p*-láncban, majd az egymást követő egyéb ciklusokban, de egyre csökkenő mértékben.

A hidrogénégetés eredményeként a csillag magjában a kezdeti hidrogén helyét a ^{4}He foglalja el, a csillag elhagyja a főágat (IX. 29. ábra), a IX. 5. 6. részben leírt módon vörös óriássá válik, majd a már ismert mechanizmus (IX. 30. ábra) szerint magjában elkezdődik a hélium égése.

Héliumégés

A $T \cong (1 \div 2) \cdot 10^8$ K hőmérséklet elérésével már elegendő energia áll rendelkezésre ahhoz, hogy két ^{4}He-mag közti Coulomb-gát legyőzhető legyen. Mégis, a ^{4}He-magok egyesülése komoly nehézségbe ütközik, mert az így keletkező ^{8}Be-mag nem stabil, nagyon gyorsan ($T_{1/2} = 0{,}7 \cdot 10^{-16}$ s) szétesik ismét két α-részecskére és az

$$\alpha + \alpha \leftrightarrow {}^8\mathrm{Be}$$

egyensúly áll elő. Salpeter és Hoyle oldották meg a kérdést a híres *3α-folyamat* feltételezésével. Eszerint, a ^{8}Be kis egyensúlyi koncentrációja ellenére esetenként előfordulhat, hogy egy harmadik α-részecskével ^{12}C-mag képződjön. A folyamat valószínűsége azonban igen kicsi, $1/10^9$, ugyanakkor viszont a C a negyedik leggyakoribb elem. Kiszámították, hogy a 3α-folyamat csak abban az esetben jöhet létre, ha a harmadik α-részecske képes befogódni egy $T \cong 3 \cdot 10^8$ K-nek megfelelő energiájú rezonanciaállapotba, ami kellően megnöveli a ^{8}Be + α hatáskeresztmetszetet. Tény, hogy röviddel a feltételezés után Fowler és munkatársai a ^{12}C-magban megtalálták ezt a számítások szerint megjósolt gerjesztett állapotot (a IX. 35. ábrán a 7,65 MeV-es állapot). Ennek jelentőségét mutatja, hogy W. Fowler a Nobeldíját részben ezért kapta.

A héliumégés folyamatai a következők:

$$2\alpha \rightarrow {}^8\mathrm{Be}(\alpha,\gamma)^{12}\mathrm{C}(\alpha,\gamma)^{16}\mathrm{O} \qquad \text{és} \qquad {}^{16}\mathrm{O}\,(\alpha,\gamma)^{20}\mathrm{Ne}\,(\alpha,\gamma)^{24}\mathrm{Mg},$$

azonban az utolsó két reakció valószínűsége a magasabb Coulomb-gát miatt már jóval kisebb.

A héliumégés végeredményeként a csillag magja tehát főleg ^{12}C- és ^{16}O-, valamint kisebb mértékben ^{20}Ne- és ^{24}Mg-magokból áll. Ugyanakkor, hasonlóan a hidrogénégés esetéhez, a megmaradt ^{4}He-magok tovább „égnek" a magon kívülre szorulva, ahol még a héliumégéshez szükséges hőmérséklet rendelkezésre áll. Még kijjebb, a felszín közelében a hidrogén lassú égése zajlik.

A meghatározó reakciókon kívül a héliumégés tartalmaz még néhány említésre méltó folyamatot. Nevezetesen, a CNO-ciklus után a hélium mellett kis mennyiségben (1 ÷ 2%) ^{14}N is marad a csillagmagban. Ily módon mind a

$$^{14}\mathrm{N}(\alpha,\gamma)^{18}\mathrm{F} \xrightarrow{e^+,\nu} {}^{18}\mathrm{O}(\alpha,\gamma)^{22}\mathrm{Ne}(\alpha,\mathbf{n})^{25}\mathrm{Mg},$$

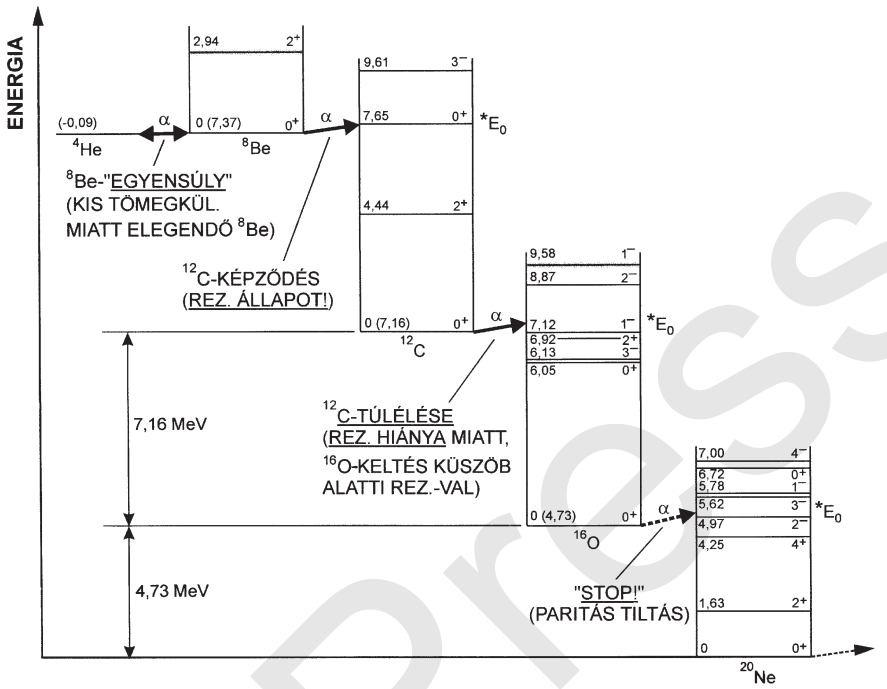
mind a

$$^{12}\mathrm{C}(p,\gamma)^{13}\mathrm{N} \xrightarrow{e^+,\nu} {}^{13}\mathrm{C}(\alpha,\mathbf{n})^{16}\mathrm{O}$$

folyamat végbemegy, amelyek viszont a vason túli magok szintéziséért részben felelős neutronokat szolgáltatják (l. IX. 5. 8. pontot).

Tekintettel arra, hogy a héliumégés szolgáltatja a földi élet alapvető elemeit, a szenet és az oxigént, nézzük kissé részletesebben szintézisük magfizikai vonatkozású részleteit a IX. 35. ábra segítségével. Az, hogy a ^{8}Be-2α egyensúly megvalósulhat, annak köszönhető, hogy közöttük a tömegkülönbség megfelelően kicsi (92 keV). A következő lépésről már szó volt, nevezetesen, hogy a ^{12}C-ben éppen a Gamow-ablaknak (E_0) megfelelő helyen található egy rezonancia, mégpedig olyan ($J^\pi = 0^+$), amely képes befogni a harmadik (*s*-hullámú) α-részecskét. Továbbá, ahhoz, hogy a keletkezett ^{12}C a hatalmas mennyiségű hélium jelenléte ellenére ne semmisüljön meg azonnal és alakuljon át ^{16}O-maggá, az szükséges, hogy a ^{12}C(α,γ)^{16}O reakciót valami erősen lelassítsa. Ez is biztosított, mert az ^{16}O-magnak az E_0 Gamow-ablak környékén nincs gerjesztett állapota, következésképpen a ^{12}C(α,γ)^{16}O reakció csak nagyon lassan, a reakcióküszöb alatti állapoton keresztül tud végbemenni. Ugyanez elmondható arról, hogy az oxigén miért éli túl az ^{16}O(α,γ)^{20}Ne reakciót. Ebben az esetben a ^{20}Ne-ban vannak ugyan gerjesztett állapotok a Gamow-ablak környékén, viszont ezek negatív paritásúak, így az ^{16}O(α,γ)^{20}Ne reakció paritástiltás miatt az előbbinél még lassabban, távoli állapotokon keresztül tud csak lefolyni. Csodálatra méltó földi létünknek ez a magfizikai törvények nyújtotta finomhangolása, hogy a ^{8}Be-2α tömegkülönbség éppen a megfelelő, hogy a szükséges állapotok éppen ott és olyan tulajdonságokkal vannak jelen, hogy működik a paritás- (és izospin-) -megmaradási törvény, s mindezek a C/O arányt éppen a szükséges értékre állítják be.

DUPress



IX. 35. ábra. A héliumégés reakciói a vörös óriásokban.

Szén-, oxigén-, neon- és szilíciumégés

A hélium fűtőanyag kimerülése után a szokásos gravitációs összehúzódás miatti hőmérséklet- és sűrűségnövekedés hatására a csillag magjában levő magok közül a legkisebb Coulomb-gáttal rendelkező ^{12}C-magok fúziója, a szénégetés folyamata indul be először. Ehhez akkor elegendő a gravitációs energia, ha a csillag tömege a Nap tömegének $8 \div 10$-szerese, vagy ennél nagyobb. A fúzió elindulásakor a hőmérséklet kb. $5 \cdot 10^8$ K, a sűrűség pedig kb. $3 \cdot 10^6$ g/cm^3.

A ^{12}C + ^{12}C fúzióban ^{20}Ne (+ α), ^{23}Na(+ *p*) és ^{23}Mg(+ *n*) magok keletkeznek. A ^{12}C + ^{12}C mellett elhanyagolható mértékben (magasabb Coulomb-gát) a ^{12}C + ^{16}O és ^{12}C + ^{20}Ne fúziók is végbemehetnek.

A szén fűtőelem kiégése után a már ismert mechanizmus révén először a ^{20}Ne-magok egy része fotobomlást szenved a nagy mennyiségben jelen levő, de kevés nagyenergiájú (Planck-eloszlás) foton hatására. Az ebből keletkezett α-részecskéket a megmaradt ^{20}Ne-magok befogják és ^{24}Mg-magokká szintetizálják. Ezt a folyamatot nevezzük neonégésnek.

ELTE Press

A csillag magja ezek után főként ^{16}O- és ^{24}Mg-magokból áll. A hőmérséklet és sűrűség további emelkedésével a könnyebb ^{16}O égése, az $^{16}O + {}^{16}O$ fúzió kezdődik, amelynek során főleg szilícium- és kénmagok keletkeznek. Az oxigénégés során kisebb mennyiségben azonban a magreakciók bonyolult hálózatán keresztül klór, kálium és más nehezebb magok egészen a szkandium tömegszámtartományáig is képződnek. Itt már a hőmérséklet $T \cong 2 \cdot 10^9$ K.

A C-, Ne- és O-égető folyamatokat – magától értetődően – nehézion-égetésnek is szokás nevezni.

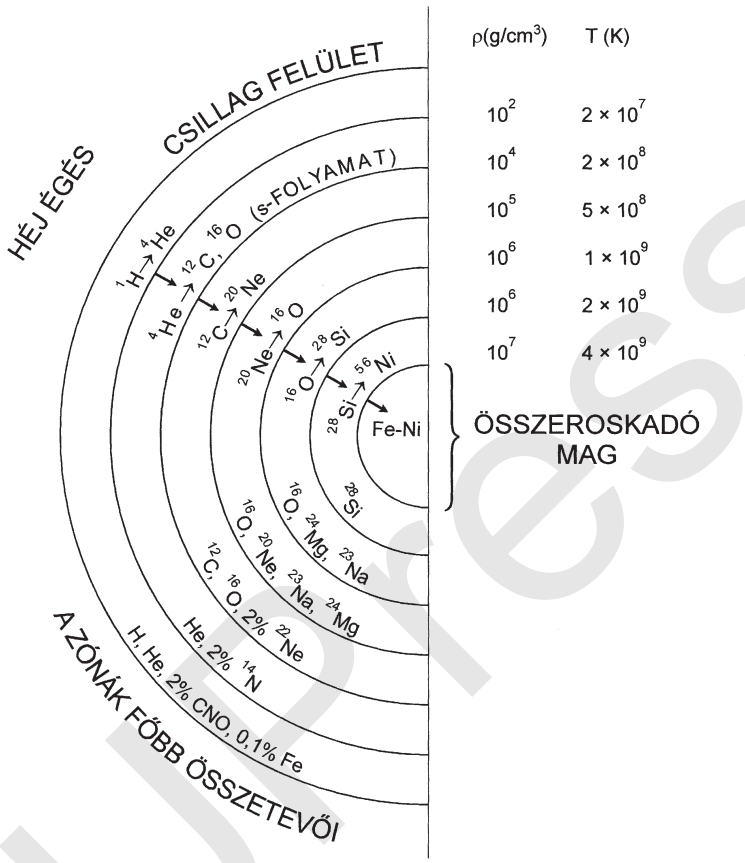
A hőmérséklet további növekedésével, $T \cong 3 \cdot 10^9$ K-nál a Si égése kezdődik. A $^{28}Si + {}^{28}Si$ fúzió nagyon magas hőmérsékletet, $T > 3{,}5 \cdot 10^9$ K-t igényelne, ezért megvalósulni már nem tud, mert már ennél alacsonyabb hőmérsékleten a Si-magok fotobomlással megsemmisülnek. Mivel a fotonok száma T^4 szerint függ a hőmérséklettől, a ^{28}Si-magok intenzív nagyenergiájú fotonok tengerében úsznak, kevés az esélyük a túlélésre. A magok fotobomlása során α-részecskékre, protonokra és neutronokra esnek szét. A legkisebb kötési energiával rendelkező magok semmisülnek meg leghamarabb. A fotobomlásból származó részecskék a túlélő magokba befogódva olyan magokat hoznak létre, amelyek kötési energiája nagyobb, mint azoké, amelyekből képződtek. Az eredmény az, hogy a gyengén kötött magok nagyobb stabilitású magokká konvertálódnak. A magok ilyen átrendeződése során a csillag anyaga a nagyobb stabilitás irányába, a vas-nikkel tartományba akkumulálódik, ahol a nukleononkénti kötési energia a legnagyobb. Ezt a folyamatot tükrözi a IX. 34. ábrán az $A \approx 60$ tömegszám környékén látható csúcs, e magok nagyobb gyakoriságát jelezve. A Si-égésben sokféle, szerteágazó magreakciók vesznek részt. Egy a sok folyamat közül, pl. a túlélő ^{28}Si-ból kiindulva:

$$^{28}Si+\alpha \rightarrow\leftarrow {}^{32}S+\gamma,\ {}^{32}S+\alpha\rightarrow\leftarrow{}^{36}Ar+\gamma,\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ {}^{52}Fe+\alpha\rightarrow\leftarrow{}^{56}Ni+\gamma,$$

ahol a $\rightarrow\leftarrow$ jelek a közel megfordíthatóságra, kváziegyensúlyra utalnak.

A Si-égés után a csillag elérkezett életének abba a fázisába, ahol további magfúzióból energia nem nyerhető, nincs ami a gravitációs összeesést meg tudná akadályozni és így a csillagot egyensúlyban tartani. Amint az előzőekben már érintettük, a csillag fejlődése egy hatalmas robbanással, a szupernóvarobbanással véget ér. A IX. 36. ábra mutatja egy nehézcsillag hagymaszerű szerkezetét felrobbanása előtt. Az egyes rétegekben az egymást követő égési fázisokból eredő héjégések változatlanul zajlanak. Az ábra lényegében összefoglalja a csillagfejlődésről és az ehhez kapcsolódó elemszintézisről a fentiekben elmondottakat. A hatalmas energiák, anyagsűrűségek stb. miatt természetesen a valóságban a héjak közötti határok elmosódottak, az ábra célja elsősorban a szemléltetés.

DUPLA



IX. 36. ábra. Egy nehézcsillag szupernóvarobbanás előtti szerkezete és kémiai összetétele (sematikusan).

A szupernóvarobbanás során a csillag tömegének kb. 50÷80%-át a csillagközi térbe löki ki, így alakítva ki a IX. 34. ábrán látható elemgyakoriságokat. A csillag korábbi élete során más, kevésbé drasztikus folyamatok során is lelökheti külső rétegét vagy annak egy részét (Ia-szupernóva [ez a szupernóvák egy fajtája, amelyben Si-vonalakat észleltek, de H-vonalakat nem], He-kitörések, napszél stb.), ilyenkor is kerülnek magszintézissel képződött elemek a csillagközi térbe. Ezek az óriási tömegű csillagközi gázokkal keveredve évmilliárdok alatt elenyésző mértékben ugyan, de megváltoztatják ezek elemösszetételét. Csillagok folyamatosan keletkeznek, a fiatalabb (második vagy harmadik generációs) csillagok ezért már kialakulásukkor tartalmaznak He-nál nehezebb elemeket (a csillagászok szóhasználatával „fémeket"). A kialakult csillagokban elindul a csillagfejlődéssel

párhuzamosan a magok szintézise, majd a csillag anyaga valamelyik említett módon (elsősorban robbanásos folyamatban) ismét visszajut a csillagközi térbe, összekeveredik ennek anyagával. Ezt a körforgást szemlélteti a IX. 37. ábra.

Még egy magszintézisről kell említést tenni, bár az *rp*-folyamat kapcsán ennek mechanizmusát már tárgyaltuk, ez a robbanásos vagy forró szintézis. A szupernóvarobbanás során is megvalósul: a szupernóvahéjakban lévő magok (IX. 36. ábra) hirtelen felforrósodnak. Ez a megemelkedett hőmérséklet (és így a robbanásos szintézis is) nagyon rövid ideig tart (0,1 ÷ 10 s). Ez a szintézis csak kismértékű, főleg a belső héjban helyet foglaló magokat érinti (Si-tól a Fe-ig), teljesen változatlanul hagyja a Mg-nál könnyebb magokat.

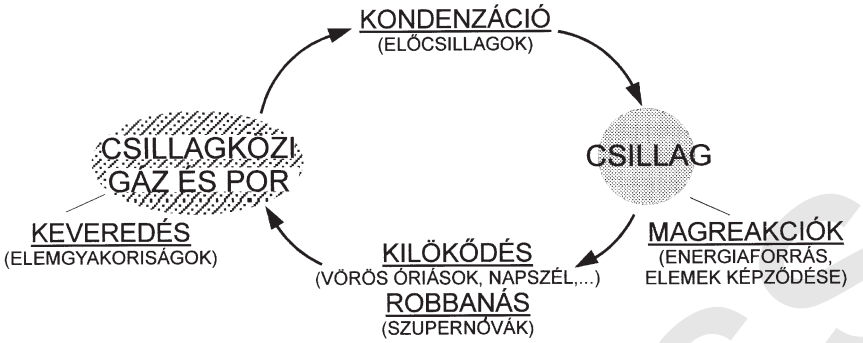
A vasnál könnyebb elemek szintézise a szupernóvarobbanással lényegében befejeződik. Végezetül, a folyamatok időtartamának, jellemző hőmérsékletének és sűrűségének összehasonlítását mutatják a következő adatok, 25 naptömegű csillag esetére:

Fázis	Időtartam	Hőmérséklet (10^9 K-ben)	Sűrűség (g/cm^3)
H-égés	$7 \cdot 10^6$ év	0,06	5
He-égés	$5 \cdot 10^5$ év	0,23	$7 \cdot 10^2$
C-égés	600 év	0,93	$2 \cdot 10^5$
Ne-égés	1 év	1,7	$4 \cdot 10^6$
O-égés	6 hónap	2,3	$1 \cdot 10^7$
Si-égés	1 nap	4,1	$3 \cdot 10^7$
Magösszeesés	s	8,1	$3 \cdot 10^9$
Lökéshullám	ms	34,8	$\cong 3 \cdot 10^{14}$
Robbanásos égés	0,1 ÷ 10 s	1,2 – 7,0	változó

Neutroncsillag

A szupernóvarobbanás eredményeként neutroncsillag vagy ritkábban „fekete lyuk” áll elő. Ezek az anyag egészen különleges formái, így érdemes róluk valamivel részletesebben említést tenni. A csillag főleg vasból álló kiégett centruma elegendően nagy tömeg (a naptömegnél nagyobb) esetén a gravitációs erő hatására összeomlik. A nagy protonsűrűség megnöveli az elektronbefogás valószínűségét (VII. 14. C. ábra):

DUPress



IX. 37. ábra. Az anyag körforgása az Univerzumban.

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e .$$

A folyamat eredményeként a mag protonjai folyamatosan átalakulnak neutronokká, így a csillag belseje zömmel neutronokból fog állni, továbbá fellép egy hatalmas neutrínófluxus. A további összehúzódást a neutronok Fermi-nyomása megállítja olyan sűrűségértéknél, ami némileg nagyobb a normál atommagsűrűségnél (l. II. 5. feladat megoldását, $\rho_{atommag} = 2{,}3 \cdot 10^{11}$ kg/cm^3). Ha azonban a csillag magja nagyobb, mint két naptömeg, a gravitációs erő teljesen összeroppantja a csillagot egészen addig, míg a neutronok közti távolság el nem éri a ~ 0,5 fm értéket, ahol a nukleonok között erősen taszító erő lép fel (l. III. 6. ábrát). Ekkor a sűrűség az atommagsűrűség többszörösére nőhet (l. VIII. 31. ábrát), ami elvezet a „feketelyukhoz".

Erős röntgen- és γ-sugárzásuk alapján rádióteleszkópokkal a neutroncsillagok százait fedezték fel. A jelenleg ismert neutroncsillagok száma közelít a kétezerhez, de a galaxisunkban ennél valószínűleg sokkal több van.

Csillagászati módszerekkel meghatározható a neutroncsillagok sugara és tömege. A legjobban ismert neutroncsillagok sugarára 10 km körüli érték adódott, tömegükre pedig 1,3 ÷ 1,5 naptömeg (a Nap tömege $M_\odot = 1{,}99 \cdot 10^{30}$ kg).

Durva közelítésben úgy vehetjük, hogy a neutronok nemrelativisztikus degenerált Fermi-gázként viselkednek. Tekintsünk egy olyan neutroncsillagot, melynek tömege $M = 3 \cdot 10^{30}$ kg (1,5-szeres naptömeg). A Fermi-gáz nyomását a gravitációs vonzás ellensúlyozza.

A gravitációs potenciális energia:

$$V_g = -\int_0^R \frac{4}{3} r^3 \pi\rho \frac{G}{r} 4\pi r^2 \rho dr = -\frac{3}{5}\frac{GM^2}{R}, \qquad \text{(IX. 64.)}$$

ahol a neutrongáz sűrűsége $\rho = \dfrac{M}{\frac{4}{3}\pi R^3}$, R a neutroncsillag sugara, G a gravitációs állandó.

Ha R megnő ΔR-rel, a gáz P nyomása $P \cdot \Delta V = P \cdot 4\pi R^2 \Delta R$ munkát végez, ami $-\dfrac{dV_g}{dR}\Delta R$-rel egyenlő:

$$\frac{3}{5}\frac{d\left(\frac{GM^2}{R}\right)}{dR}\Delta R = P\cdot\left(4\pi R^2 \Delta R\right),$$

ahonnan

$$P = \frac{3}{20\pi}\frac{GM^2}{R^4}.$$

Egy teljesen degenerált Fermi-gáz nyomása a Fermi–Dirac-statisztika szerint (l. pl. Gombás, Kisdi [1971, 2. kötet, 187. o.]):

$$P = \frac{2}{5}\frac{\rho}{m_n}E_F,$$

ahol m_n a neutron tömege, E_F = a Fermi-energia (l. VI. 1. ábrát és VI. 3. képleteket).

Ha a Fermi-gáz nyomását a gravitáció éppen ellensúlyozza, a nyomásra nyert előbbi két kifejezés egyenlővé tehető, ahonnan a neutroncsillag sugara:

$$R = \left(\frac{9\pi}{4}\right)^{2/3}\frac{\hbar^2}{Gm_n^3}\left(\frac{m_n}{M}\right)^{1/3} = 11\ \text{km}.$$

Ez durván egyezik a mért sugárral. Ekkor a neutronanyag sűrűsége $\rho = 5{,}4\cdot 10^{11}\ \text{kg/cm}^3$, azaz durván kétszerese a normál atommagsűrűségnek.

Pontos kísérleti adataink nincsenek a neutroncsillagok belső szerkezetéről. A jelenlegi modellek szerint a neutroncsillagoknak van egy külső, kb. 1 km vastag héja, ami atommagokat tartalmaz és sűrű elektrongázt. A kéreg alján neutrongáz is található. A kéreg alatt van a neutroncsillag magja, ami a csillag tömegének kb. 95-98%-át tartalmazza. Ez egy $\sim 3\times 10^{11}\ \text{kg/cm}^3$ sűrűségű neutronokból álló plazma, amiben néhány %-nyi proton és elektron is van. A neutroncsillag legbelső, központi sűrűsége elérheti a normál atommagsűrűség 5–10-szeresét és növekvő sűrűségeknél valószínűleg müonok és hiperonok is megjelennek. Egyes modellek szerint kaon- és pionkondenzátumok, sőt esetleg kvarkanyag is előállhat a központi magban. Az előrejelzések kísérleti ellenőrzése nagy kihívást jelent a nukleáris asztrofizika számára. Általánosan elfogadott, hogy ha észlelnek 11 km-

nél kisebb „megfigyelhető sugarú” neutroncsillagot, ez különleges kvarkanyag létét bizonyítja.

IX. 5. 8. A vason túli elemek ($A > 60$) szintézise

Az elemek gyakorisága a Naprendszerben a vason túl rohamosan, nagyságrendekkel csökken (l. IX. 34. ábrát). A magok fúziós reakciói révén csak a vasig terjedő elemek szintézise lehetséges, ameddig a nukleononkénti kötési energia nő. A nikkelen túl energianyereség helyett a magok egyesülése energiabefektetést igényelne. Következésképpen, az $A > 60$ magokat a IX. 34. ábrán látható gyakorisággal valamilyen más mechanizmusnak kellett létrehoznia. Ez a folyamat a neutronbefogás. A töltés nélküli neutronok befogását a Coulomb-gát nem akadályozza, tehát amennyiben megfelelő mennyiségű neutron rendelkezésre áll, akkor a csillagokban a magfúzióval képződött stabil magokon a

$$^{A}X_{Z}(n,\gamma)^{A+1}X_{Z} \xrightarrow{\beta^-} {}^{A+1}Y_{Z+1}(n,\gamma) \ldots\ldots$$

magkölcsönhatások sorozata jöhet létre.

A *szükséges neutronok* is rendelkezésre állnak. A He-égés reakcióinak tárgyalása során két neutrontermelő reakcióra [$^{22}Ne(\alpha,n)^{25}Mg$ és $^{13}C(\alpha,n)^{16}O$] hívtuk fel a figyelmet, mint a későbbi magszintézisekhez szükséges lehetséges neutronforrásokra. A $^{22}Ne(\alpha,n)^{25}Mg$ az, amely elsősorban neutronforrásként szolgál, a $^{13}C(\alpha,n)^{16}O$ reakció hozama nem kellően tisztázott a ^{13}C keletkezése körüli bizonytalanság miatt. A folyamat a Si-égésben akkumulálódott nagyobb mennyiségű $A = 60$ körüli magok (l. a csúcsot a IX. 34. ábrán) neutronbefogásával indul.

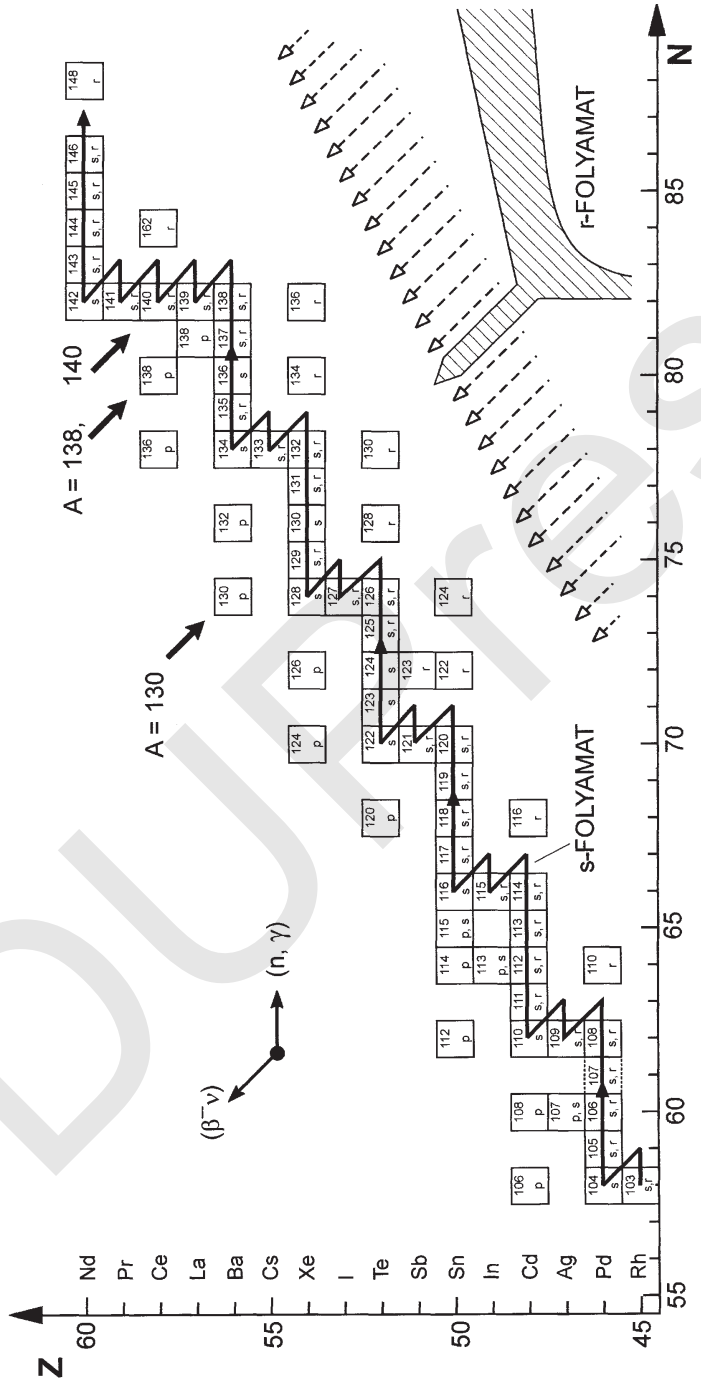
Természetesen, amennyiben a neutronbefogás stabil magra vezet, újabb befogásra kerül sor mindaddig, amíg a reakció végmagja β-instabil mag lesz. Ekkor két eset lehetséges. Ha két egymást követő neutronbefogás közötti idő $\tau_{n\gamma}$ nagyobb, mint a τ_β β-bomlási idő ($\tau_{n\gamma} >> \tau_\beta$), akkor mielőtt egy újabb befogás létrejönne, a β-bomlás valósul meg. Ekkor lassú vagy *s-folyamatról* beszélünk. Ha viszont $\tau_{n\gamma} << \tau_\beta$, vagyis a neutronbefogási folyamat a gyorsabb, mielőtt az instabil mag elbomlana, újabb és újabb befogás történik mindaddig, amíg egy (erősen neutrontöbbletes) instabil mag felezési ideje kisebbé nem válik. Ebben az esetben beszélünk gyors vagy r-*folyamatról*. A $\tau_{n\gamma}$ értéke elsősorban a reakció hatáskeresztmetszetétől függ. Neutronok esetén a hatáskeresztmetszet $\sigma(n,\gamma) \propto 1/v \propto 1/E^{1/2}$ szerint változik (l. VIII. 10. képletet), vagyis $\sigma \cdot v$ = konstans, s így a $<\sigma \cdot v>$

reakciósebesség is. A $\langle\sigma\rangle = \langle\sigma \cdot v\rangle / v_T$, ahol v_T azon T hőmérsékletnek megfelelő neutronsebesség, aminél a neutronokat termelő reakciók megvalósulnak. Jelen esetben a neutronokat termelő két reakció a héliumégésben zajlik, ahol $T \sim 2 \cdot 10^8$ K, vagyis $E_0 = 17$ keV, $v_T = 1{,}8 \cdot 10^8$ cm·s^{-1}. Ezen energiánál a hatáskeresztmetszet $\sigma \cong 0{,}1$ barn. A reakciósebesség: $\langle\sigma \cdot v\rangle \cong 1{,}8 \cdot 10^{-17}$ cm$^3 \cdot$ s^{-1}, reciproka pedig $1/\langle\sigma \cdot v\rangle = \tau_{n\gamma} N_n = 5{,}6 \cdot 10^{16}$ neutron cm$^{-3} \cdot$ s (N_n a neutronsűrűség). Ebből az egyenlőségből az *s*-folyamatra, mivel a τ_β tipikus értéktartománya 1 s-tól néhány évig terjed, a $\tau_{n\gamma}$-ra 10 évet véve azt kapjuk, hogy ehhez $N_n \cong 1{,}8 \cdot 10^8$ neutron $\cdot$ cm^{-3} neutronsűrűség szükséges. Hasonló becsléssel megmutatható, hogy az *r*-folyamat mintegy $N_n \cong 3 \cdot 10^{20}$ neutron $\cdot$ cm^{-3}, azaz rendkívül nagy neutronsűrűség esetén valósul meg.

Amíg az *s*-folyamat helyszíne biztonsággal ismert, nevezetesen a folyamat a fluktuáló vörös óriásokban, a He-égésben zajlik, addig az *r*-folyamatról annyit tudunk, hogy a nagy neutronsűrűség valamely robbanásos folyamatban, nagy valószínűséggel szupernóvarobbanásban jön létre.

A IX. 38. ábrán, amely a vasnál nehezebb magok tartományának egy részletét mutatja, a kihúzott cikcakkos vonal az *s*-folyamat lefolyását követi. A négyszögek stabil magokat jelölnek, a bennük levő betűk utalnak képződési folyamatukra. Látható, hogy a legtöbb stabil mag izotópgyakoriságához mind az *s*-, mind az *r*-folyamat szolgáltat járulékot.

Az *r*-folyamat az elmondottak szerint a stabilitási völgytől távol, ezzel nagyjából párhuzamosan, a neutrongazdag oldalon fut, addig, amíg a befogás gyorsabb a bomlásnál. Van azonban egy másik tényező, ami esetenként hamarabb megállítja az *r*-folyamatot, nevezetesen a mágikus neutronszámú izotópok. Ezekben a neutronkötési energia már annyira kicsivé válik, hogy a mag nem tud további neutronokat befogadni. A mágikus neutronszámoknál ezért a folyamat hosszabban időzik, ezen magok összegyűlnek, „megvárják" a β-bomlást (ún. várakozási pontok), majd újabb befogással ismét nekiszaladnak a mágikus neutronszámú, de eggyel magasabb rendszámú falnak stb. Ezek a mágikus neutronszámú izotónok azután egymást követő β-bomlásokkal létrehozzák a stabil magokat. A IX. 38. ábrán látható, hogy az *s*-folyamat a mágikus $N = 82$ neutronszám miatt az $A \sim 138 \div 140$ körüli atommagok felépítését részesíti előnyben, ugyanakkor az *r*-folyamat az $A \sim 130$ körüli magokét. Hasonló a helyzet az $N = 50$ mágikus számnál, ahol az *s*-folyamat az $A \sim 88$, az *r*-folyamat az $A \sim 80$ tömegszámokat preferálja, továbbá $N = 126$-nál, ahol az *s*-folyamatból $A \sim 208$, *r*-folyamatból $A \sim 195$ körüli magok állnak elő nagyobb valószínűséggel. Mindez kvalitatív egyezésben van az atommagok naprendszerbeli gyakoriságával (l. IX. 34. ábrát).



IX. 38. ábra. A vason túli stabil magok képződési folyamatai. *Z* protonszám, *N* neutronszám. A négyszögek stabil magokat jelölnek. A tömegszámok alatti *p*, *s*, *r* betűk arra utalnak, hogy az adott mag milyen folyamatban keletkezett. További részletek a szövegben.

DUPress

Az *s*-folyamat a ^{209}Bi-tal fejeződik be, míg az *r*-folyamat túlmegy az uránon is és neutronindukált vagy (főleg) β-késleltetett hasadással ér véget (A ~ 250 ÷ 254) körül.

A IX. 38. ábrán látható, hogy bizonyos atommagok csak *s*-, mások csak *r*-folyamattal állíthatók elő. Innen megbecsülhető, hogy egy adott atommag észlelt gyakoriságához mennyiben járul hozzá az *s*-, ill. *r*-folyamat. Az atommagok kb. fele az *s*-folyamatból származik, ami a közepes tömegű csillagokban játszódik le, a másik fele az *r*-folyamatból.

Figyelmesen szemlélve a IX. 38. ábrát, a protongazdag oldalon találunk olyan stabil magokat, melyek sem *s*-, sem *r*-folyamattal nem képződhetnek, mert stabil magok „árnyékában" helyezkednek el. Ezek az ún. *p*-magok. Ezen, összesen 35 *p*-mag általános jellemzője: a vasnál nehezebbek, protonban gazdagok, páros-párosak és az adott elemben relatív gyakoriságuk általában < 1%. Képződési mechanizmusuk hosszú ideig ismeretlen volt, az ezt leíró modell, ill. folyamat volt az utolsó, mely végül is megszületve teljessé tette ismereteinket a magok szintéziséről. A modell megalkotása után hamarosan elkezdődnek – elsőként Debrecenben – a p-folyamat kísérleti vizsgálatai [Somorjai és mts. 1998], melyek ma is kiterjedten folynak [Fülöp és mts. 2005] a világ számos laboratóriumában. Röviden, a *p-folyamat*-modell szerint ezek a magok zömmel a nehézcsillagok Ne-O héjában (IX. 36. ábra) robbanásos szintézissel jönnek létre akkor, amikor ez a héj közvetlenül a szupernóvarobbanás előtt rövid idő alatt (~ 1 s) $2 \cdot 10^9 < T < 3 \cdot 10^9$ K hőmérsékletre melegszik fel. A Si-égés következtében a csillagban óriási mennyiségű foton van jelen, amelyek az *s*- vagy *r*-folyamatokban keletkezett stabil magokkal (γ,*n*) fotobomlási reakciókat hoznak létre. Az egymás utáni (γ,*n*) reakciókkal protonban egyre gazdagabb izotópok jönnek létre mindaddig, amíg az egyre növekvő S_n neutronszeparációs energia oly mértékben megnő, hogy a mag már nem tud több neutront leadni (l. II. 10. ábrát). A (γ,*n*) reakciók fokozatosan lelassulnak, majd megállnak, amikor (a szintén nagy számban jelenlevő neutronok miatt) egyensúlyba kerülnek az (*n*,γ) reakciókkal. Ezen az ún. várakozási ponton tehát anyag gyűlik össze, majd a mag nagy neutronkötési energiája miatt töltött részecskét bocsát ki. A kilépő részecske α vagy proton. A várakozási pont maga a *p*-mag vagy ennek β-bomló elődje. Egy (*γ*,α), vagy ritkábban két egymás utáni (*γ*,*p*) reakciót követően a folyamat (*γ*,*n*) reakciókkal tovább folytatódik. Ez a reakciófolyam végigfut az elemeken az Pb-tól a Fe-ig. A nehéz p-mag-tartományban a (*γ*,α) reakciók szerepe meghatározó, míg a könnyű p-magok képződésében a (*γ*,*p*) reakciók játsszák a főszerepet. A folyamatban (*γ*,α) és/vagy két egymást követő (*γ*,*p*), ill. (*p*,*γ*) reakciók vezethetnek a következő páros-páros p-maghoz.

Ugyanis a p-mag vagy elődje ha csak egy (*γ,p*) reakcióval bomlik, páratlan mag keletkezik, melynek stabilitása kisebb, mint a páros-páros magoké és a hatalmas γ-fluxusban gyorsan átalakul.

IX. 6. NUKLEÁRIS ORVOSTUDOMÁNY

Az orvostudományban és a gyakorló orvoslásban az atom- és magfizika eredményei is többféle felhasználást nyernek a fizika számos fejezetéhez hasonló módon. Az első alkalmazásokra már közvetlenül a radioaktív- és röntgensugárzás felfedezését követően sor került. Ezek a próbálkozások az emberi test struktúrájának a leképezését, valamint a szinte korlátlan mértékben osztódó, burjánzó, daganatos sejtek elpusztítását célozták. Az atom- és magfizika adta lehetőségek kihasználása a korai alkalmazásokkal összhangban ma is részben diagnosztikai, részben pedig terápiás céllal történik.

Az alábbiakban röviden ismertetjük e két alkalmazási területen belül a diagnosztikai célokat szolgáló gamma-kamerás, komputer- (**c**omputer) -**t**omográfiás (CT), **p**ozitron**e**missziós **t**omográfiás (PET) és mag-mágnesesrezonancián (**n**uclear **m**agnetic **r**esonance: NMR) alapuló MRI (**m**agnetic **r**esonance **i**maging) képalkotó eljárásokat, valamint az onkológiai betegek kezelése során felhasznált sugárterápiás módszereket.

IX. 6. 1. Képalkotó eljárások

Az orvosi gyakorlatban alkalmazott képalkotó módszerek egy része az anatómiai struktúra leképezésére alkalmas. Az eljárások a strukturális elemek egy-egy tulajdonságát két- vagy háromdimenziós, képszerű formában jelenítik meg. A röntgentechnikával (beleértve a hagyományos átvilágító és a modernebb, rétegvizsgáló, ún. komputertomográfiás eljárást) a rendszer különböző részeinek sugárzáselnyelő képessége tanulmányozható. A mágneses rezonancián alapuló tomográfia egyes (leggyakrabban hidrogén) atommagok mágneses nyomatéka, valamint ezek orientációja detektálásával nyújt lehetőséget „bizonyos típusú" atommagok koncentrációjának meghatározására. Itt a különböző „típus" megnevezés nem utal feltétlenül különböző magokra, hanem elsősorban olyan, a magok környezetében, a környezet jellegében meglévő különbségekre, amelyek egy megfelelően megválasztott NMR mérési eljárással egymástól megkülönböztethetők.

A képalkotó módszerek egy másik csoportja lehetőséget kínál arra is, hogy segítségükkel az élő rendszerekben lejátszódó biokémiai folyamatokról információt lehessen szerezni. Ilyen funkcionális vizsgálómódszerek a szűkebb értelemben vett nukleáris medicina hagyományos eljárásai (gamma-kamerás szcintigráfia, **s**ingle **p**hoton **e**mission **c**omputed **t**omography – SPECT), a PET, de ide sorolható az ún. funkcionális MRI is, amely a szokványos magmágneses rezonancián alapuló módszerrel összehasonlítva komplexebb instrumentációt igényel.

Az élő rendszerek működéséről is képet adó, funkcionális vizsgálómódszerek alkalmazása során intravénás bevitel vagy belélegeztetés révén radioaktív izotóppal jelzett molekulákat juttatnak a tanulmányozott rendszerbe. A nyomjelzett anyagokat (radiofarmakonok) úgy választják meg, hogy azok a szervezetben lejátszódó és a vizsgálat jellege szempontjából meghatározó élettani folyamatokban vegyenek részt. Ezeket a molekulákat a különböző transzportmechanizmusok eljuttatják a szervezet különböző régióiba. A szervezetben eloszlott radiofarmakon molekulák bekerülhetnek a sejtek belsejébe olyan, a sejtmembránon át lejátszódó transzportfolyamatok közvetítésével, amelyek jól meghatározott tulajdonságú molekuláknak a sejtekbe való szelektív felvételét biztosítják. Ezek a molekulák hozzákötődhetnek bizonyos sejtfelszíni struktúrákhoz (receptorokhoz) is, amelyek központi szerepet játszanak a sejt anyagcseréjének szabályozásában. A molekuláknak vagy az azokból a biokémiai reakciók során kialakuló végtermékeknek a szervezeten belüli egyensúlyi eloszlása természetesen függ attól, hogy milyen anyagot juttatunk be a szervezetbe, függ a transzportrendszertől is, valamint attól, hogy a molekulákat átalakító folyamatok (pl. enzimreakciók) milyen intenzitással működnek a szervezet különböző részein. Ha a receptoroknak vagy az anyagcsere-folyamatoknak valamilyen ok (pl. betegség, kóros elváltozás) miatt módosul a térbeli (regionális) megoszlása vagy az utóbbiak intenzitása, akkor természetesen megváltozik a szervezetbe bejuttatott (és később esetleg átalakított) molekuláknak az egyensúlyi eloszlása is. Ez azt jelenti, hogy ezeknek az anyagoknak az eloszlási képe kedvező esetekben a szervezet állapotára (a funkcionális állapotra) utalhat, így a vizsgálatban felhasznált anyag eloszlásából diagnosztikai következtetést lehet levonni.

Komputertomográfia

A röntgensugárzással végzett átvilágítás, majd később a transzmissziós képnek röntgensugárzásra érzékeny filmeken történő rögzítése tekinthető az első

DUPress

olyan fizikai eljárásnak, amely roncsolásmentes módon információt szolgáltatott az élő szervezet belső struktúrájáról. Ennek a hagyományos radiológia megnevezéssel illethető módszernek meghatározó szerepe volt a klinikai orvostudomány múlt századbeli fejlődésében, olyannyira, hogy annak jelentőségét nehéz lenne túlértékelni. Ez az egyszerű és viszonylag olcsó vizsgálómódszer igen sok esetben elegendő információt szolgáltat a diagnózishoz, ezért ma sem nélkülözhető a rutindiagnosztikában. A technika természetesen sokat fejlődött, a mai modern berendezéseket digitális képrögzítési lehetőséggel forgalmazzák.

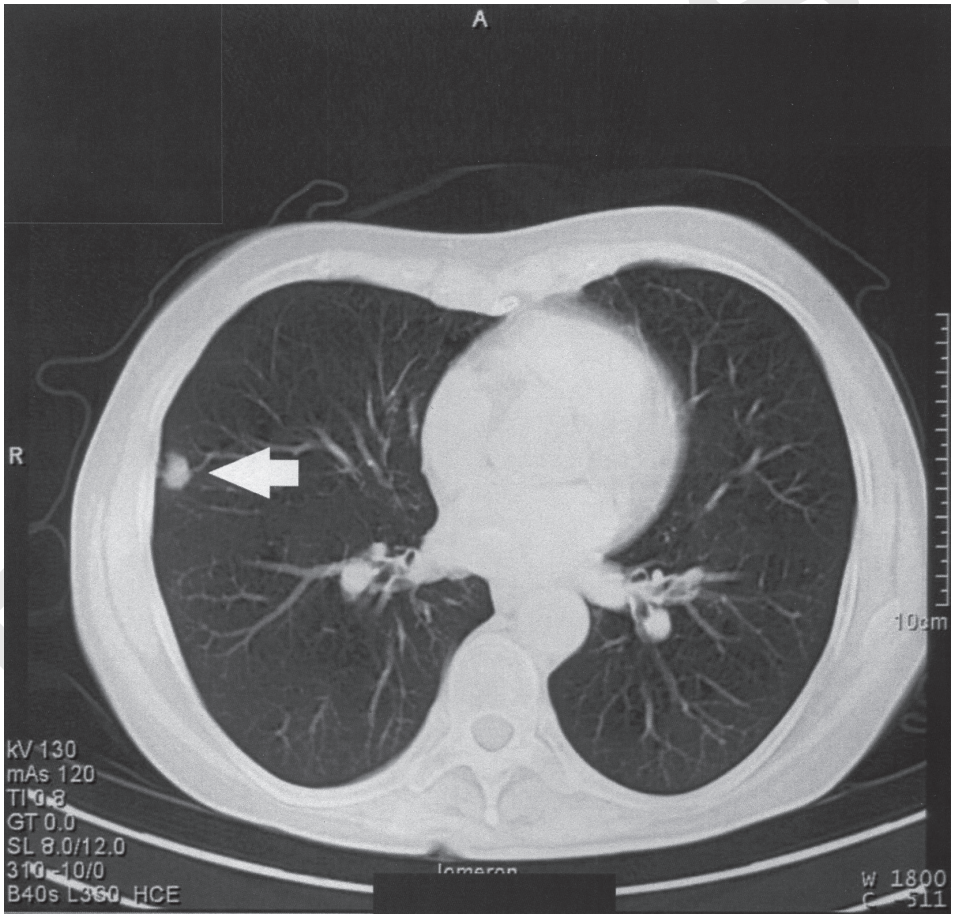
Az átvilágítással vagy a filmen rögzített, vetületi képalkotással együtt jár, hogy a vetítési irány mentén különböző távolságban lévő pontoknak a képen ugyanaz a pont felel meg és sok, a vetítési iránnyal kapcsolatban lévő információ elvész. Ennek kiküszöbölése céljából több különböző irányú vetületi képet állítanak elő, amelyek összességéből megfelelő matematikai programokkal háromdimenziós kép nyerhető. A háromdimenziós adatstruktúra a vizsgált személy testkontúrján belül bármelyik képelemhez (voxel) hozzárendel egy abszorbciós értéket.

A CT-képek készítésének egyik módja, hogy egy röntgensugárforrásból nyert és a beteg hossztengelyére merőleges síkban legyezőszerűen széttartó sugárnyaláb komponenseinek meghatározzák a gyengülését, miközben azok az emberi test különböző régióin áthaladnak. Erre a célra egy köríven mozgó sugárforrást és röntgensugárzás detektálására alkalmas érzékelőket használnak. A legmodernebb CT-kamerákban a körív mentén elmozduló sugárforrást úgy valósítják meg, hogy egy felgyorsított elektronnyalábot irányítanak eltérítő tekercsek segítségével a vizsgált személy körül gyűrűszerűen kialakított volfrámelektródára. Az így nyert fékezési röntgensugárzás forrása az eltérítő tekercsek megfelelő vezérlésével a volfrámgyűrű mentén körbejárja a vizsgálatban résztvevő személyt. Közben a forrással átellenes oldalon elhelyezkedő detektorrendszer segítségével meghatározzák a volfrámgyűrű által meghatározott metszet mentén a testet különböző irányban átszelő sugárkomponensek gyengülését. A különböző irányokhoz tartozó gyengülések (l. a IV. 1. 2. pontot és a IX. 10. feladatot), mint egydimenziós vetületek segítségével a kiválasztott metszet kétdimenziós abszorbciós képe megalkotható. A különböző irányokhoz tartozó gyengülések (l. a IV. 1. 2. pontot és a IX. 10. feladatot), mint egydimenziós vetületek ismeretében a kiválasztott metszet mentén rekonstruálható a kétdimenziós abszorbciós kép. Több transzaxiális metszeti eloszlás szekvenciális vagy szimultán mérésével elő lehet állítani a tanulmányozott rendszer kvázi háromdimenziós abszorbciós adatait (ezek lényegében elektrondenzitás adatok) a metszetek közötti lépésköznek megfelelő, „z" tengelyirányú felbontással. A lépésköz kellően kis megválasztásával, vagy ha a sugárforrást és a detektor(oka)t a beteg hossztengelye körüli helikális

(nem megfelelő szóhasználattal spirális) pályán mozgatjuk, a vizsgált személy háromdimenziós denzitásmátrixa is előállítható. Egy tüdőről készített CT-kép a IX. 39. ábrán látható.

Mag-mágnesesrezonancián alapuló tomográfia

A mag-mágnesesrezonancián alapuló tomografikus eljárás (MRI) fizikai hátterét az atommagok mágneses momentuma, valamint a külső mágneses terek közötti kölcsönhatás jelenti. Bár a módszer elvben több páratlan tömegszámú



IX. 39. ábra. Komputertomográfiás kép a tüdőről. A jobb tüdő perifériáján kerek folt látható (világos nyíl). A kép az elváltozás biológiai természetéről nem informál.

atommag (^{13}C, ^{15}N, ^{19}F, ^{31}P, ^{43}Ca), illetve ilyen magokat tartalmazó szöveti régiók vizsgálatára is alkalmas, a gyakorlatban leginkább a protonrezonanciák vizsgálatát jelenti.

A páratlan tömegszámú magoknak zérótól különböző az eredő magspinje, amelyhez mágneses nyomaték is tartozik. A kvantummechanika szerint külső mágneses tér jelenlétében az 1/2 spinű magok mágneses momentuma számára csak olyan orientációk megengedettek, amelyek esetén a magspinnek a kitüntetett irányra vett vetülete $\pm \frac{1}{2} \hbar$ (paralel és antiparalel orientációk). Ez a protonok (hidrogén atommagok) esetében olyan, a külső mágneses tér irányával paralel és antiparalel beállásokat jelent, amelyek esetén a magspin (és a magmágneses nyomaték) Larmore-frekvenciával precesszál a mágneses tér iránya körül. A kétféle orientációhoz tartozó energiák különbsége

$$\Delta E = h\nu_0 = (\mu/I)\, B_0,$$

ahol ν_0 annak a fotonnak a frekvenciája, melynek energiája fedezi az energiakülönbséget, μ a proton mágneses nyomatéka, I a spinje, B_0 a külső mágneses tér mágneses indukciója (l. IV. 26. képletet és II. 9. feladatot).

Ha a vizsgált mintát (élő rendszert) homogén mágneses térbe helyezzük, a kétféle orientációhoz tartozó állapotok számának egyensúlyi arányát az $\exp(-\Delta E/kT)$ Boltzman-faktor határozza meg. A külső mágneses tér bekapcsolásának pillanatában az atomi rendszerek orientációja véletlenszerű, ezért az eredő mágneses momentum zérus ($M = 0$). Az egyensúlyi állapot kialakulásához szükséges időt T_1 (spin-rács) relaxációs időnek szokás nevezni, ennek elteltével az eredő mágneses momentum már a maximális érték 63%-a és megközelítőleg a tér irányába mutat. A spin-rács-relaxációs idő annak a mértéke, hogy milyen erős a protonok és azok környezete közötti, energiakicserélődésre vezető kölcsönhatás. A T_1 érték általában a ms ÷ s tartományba esik.

Az alacsonyabb energiájú, paralel állapotban lévő atomi rendszerek átmehetnek a nagyobb energiájú, antiparalel állapotba, ha az ehhez szükséges energia rendelkezésre áll, pl. megfelelő frekvenciájú elektromágneses rezgés formájában. Ha a frekvenciát folyamatosan változtatjuk, a mintán áthaladó sugárzás intenzitását egy rezonanciaabszorpció típusú görbe írja le. A rezonanciavonal alatti terület arányos az abszorpcióra képes protonok mennyiségével.

Legyen B_0 a külső mágneses statikus tér iránya azonos a vizsgált személy „hossztengelye" irányában definiált z tengellyel. Tekintsük a termikus egyensúly esetét, az egyes képelemekhez (voxelekhez) rendelhető, eredő mágneses momentum a z tengely irányába mutat. Ha erre a B_0 mágneses térre merőlegesen bekapcsolunk egy, az x tengely irányával megegyező irányú B_{rot} segédteret, úgy e tér és

az *M* kölcsönhatásának eredményeként az eredő mágneses momentum az *x* tengely körül is precessziós mozgásba kezd. Hogy a *z* körüli precesszió feltételei ne változzanak, a B_{rot} teret a *x-y* síkban Larmore-frekvenciával forgó mágneses térként alakítják ki. Az egyidejűleg kétféle precessziós mozgást is végző *M* mozgása a $z' \equiv z$ tengely körül forgó, *x'y'z'* koordináta-rendszerben az *x'* tengely körüli, B_{rot} mennyiséggel arányos sebességű, precessziós mozgásként írható le. Rögzített B_{rot} mellett az elfordulás szögét a „vesszős" koordináta-rendszerben az az idő határozza meg, amennyi ideig a B_{rot} tér bekapcsolt állapotban van. A gyakorlatban ezt a teret 90 fokos vagy 180 fokos elfordulás után szokás kikapcsolni.

A *z* irányból kimozgatott (esetleg az *x-y* síkba „leforgatott") *M* a *z* tengely körül továbbra is precesszál és közben a vizsgált személy mellett elhelyezett „vevőtekercsben" feszültséget indukál. A feszültség nagysága jelzi a precesszálló protonok számát. Nulla az indukált feszültség, ha *M* és *z* egymással párhuzamosak, és adott protonszám mellett maximális, ha a „leforgatás" éppen 90 fokos.

A voxelenkénti mérés irányába mutat, hogy egy kiegészítő *B* segédtér segítségével a leforgatás az élő szervezetnek (a mintának) a *z* tengelyre merőlegesen vett, vékony szeletére korlátozható. A *B* mágneses tér szintén párhuzamos a *z* tengellyel, de a mágneses indukció nagysága a *z* tengely mentén változik, és így a $h\nu = (\mu/I)\,(B_0+B)$ rezonancia feltétel adott frekvencia mellett a *z* mentén változó *B* térnek csak egyetlen értéke mellett teljesül. A 90 fokos (vagy 180 fokos) leforgatás elérése után a *B* és B_{rot} tereket kikapcsolják. Ilyen körülmények között *M* a kiválasztott szeletben a z tengellyel megegyező egyensúlyi irány felé relaxál. A relaxáció kinetikáját a vevőtekercsben indukált feszültség jelzi.

A *B* segédtérrel kiválasztott, *x-y* síkkal párhuzamos, vékony szelet voxeljeinek megkülönböztetése úgy történik, hogy a relaxáció alatt bekapcsolnak egy további, B_φ teret is. A B_φ szintén *z* irányú és erőssége a kiválasztott φ irányban (φ a kiválasztott iránynak az *x* tengellyel bezárt szöge) a tengelytől kifelé mért távolsággal lineárisan változik. Az így detektált jelből egy dekonvolúciós algoritmussal előállíthatók a φ irány mentén elhelyezkedő voxelekhez tartozó jelek. A különböző φ irányok mentén történő méréseket ismételt lefordításokat követően lehet elvégezni.

Ha a B_0 mágneses tér nagy pontossággal homogén lenne, a „gerjesztett" metszet mentén minden proton azonos frekvenciával és egymással azonos fázisban végezné a lefordítást követő precessziós mozgást. Ebben az esetben a vevőtekercs jele a T_1 relaxációs idővel csökkenne 0-ig, mire az egyensúlyi (*M* és B_0 párhuzamos) helyzet kialakulna. A kismértékű inhomogenitások, valamint a környezet mágneses sajátosságai miatt fellépő és helyenként esetleg más-más lokális, belső terek (egyebek mellett a szomszédos protonokkal való mágneses kölcsönhatások)

DUPLEX

következtében az egyes protonoknak különböző lehet a precessziós sebessége. Ez azt eredményezi, hogy a proton mágneses nyomatékok fázisviszonyai szóródnak (a fázisok eloszlása egyre jobban közelíti az egyenletes eloszlást), az eredő *M* mágneses momentumnak a *z* tengelyre merőleges összetevője csökken, és a vevőtekercs jele egyre kisebb lesz. Ennek a ún. spin-spin-relaxációs folyamatnak a T_2 karakterisztikus ideje általában néhány ms.

Tekintettel arra, hogy T_2 általában sokkal kisebb, mint T_1, az *M* 90 fokos leforgatását követően a spin-spin-relaxáció miatt sokkal hamarabb megszűnik az MRI-jel, mintsem a spin-rács-relaxáció miatt az *M* iránya ismét a *z* felé mozdulna el. Ez azt jelenti, hogy az utóbbi folyamat T_1 relaxációs idejét olyan technikával lehet meghatározni, amely speciális fázisfókuszáló és fázisdefókuszáló (mérési) részekből álló ciklusok ismétlésén alapul. Az MRI képalkotó eljárás során a protonkoncentrációkat és a T_1, T_2 relaxációs időket a tanulmányozott rendszerben pontról pontra meghatározzák és az eredményeket képszerű formában megjelenítik. A három, különböző MRI-kép mindegyike más-más információt hordoz és bizonyos esetekben bármelyik hatékony eszköz lehet a kóros szövetek és a normál szövetek elkülönítésében.

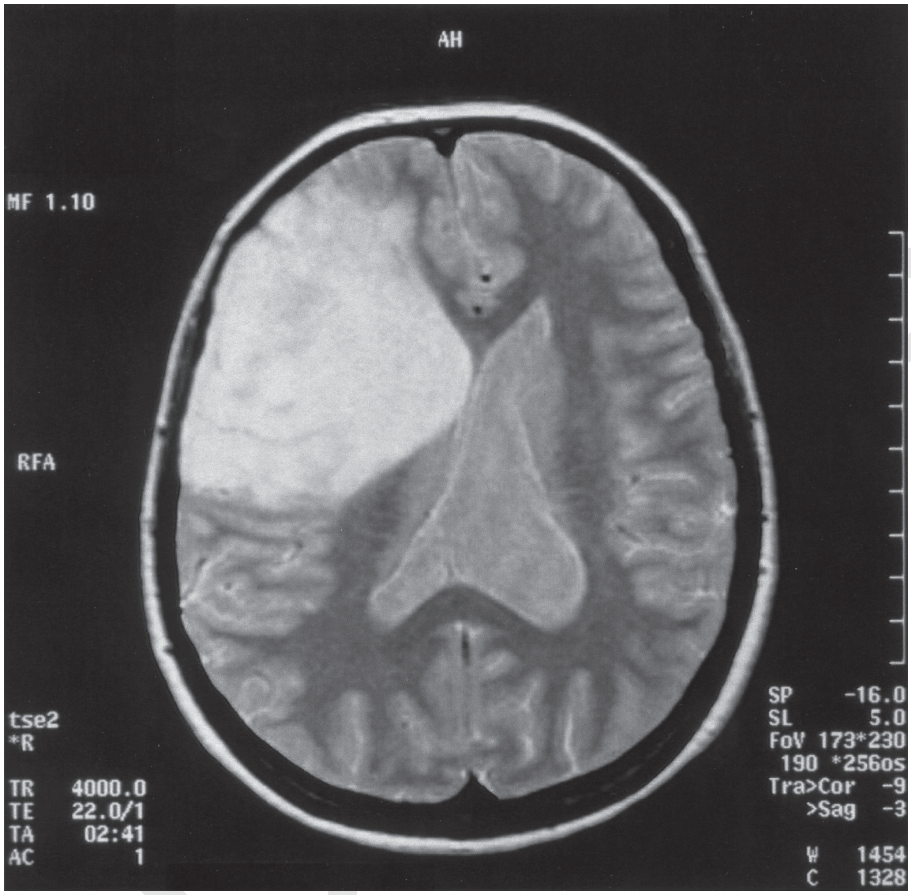
A mag-mágnesesrezonancián alapuló képalkotási módszer előnye, hogy a beteget nem teszi ki ionizáló sugárzás hatásának és nemcsak a csontról, hanem a lágy szövetekről is jó (≈ 0,1 mm) felbontású képet szolgáltat.

Egy, az agyvelőről készített MRI-kép a IX. 40. ábrán látható.

Funkcionális MRI

Az agyműködésnek egy speciális MRI mérési eljárással való tanulmányozására nyújt lehetőséget az a tény, hogy a vér mágneses szuszceptilitása nagymértékben függ a vérben található hemoglobin oxigénnel való telítésétől, mivel a dezoxi-hemoglobin paramágneses, az oxi-hemoglobin diamágneses. Az idegsejtaktivitások eredményeképpen megnövekvő glükózigényt az élettani szabályzó mechanizmusok úgy biztosítják, hogy megnövelik az érintett területek vérrel való ellátottságát, és ilyen módon megnő az oxi-hemoglobin relatív súlya. Ez megváltoztatja ennek a régiónak a mikroszkopikus mágneses sajátosságait, ami a T_2 relaxációs idő mérhető megváltozásához vezet. A speciális stimuláció sokszori ismétlésével az MRI jel/zaj viszony nagymértékben javítható és az aktivált régiók azonosíthatók.

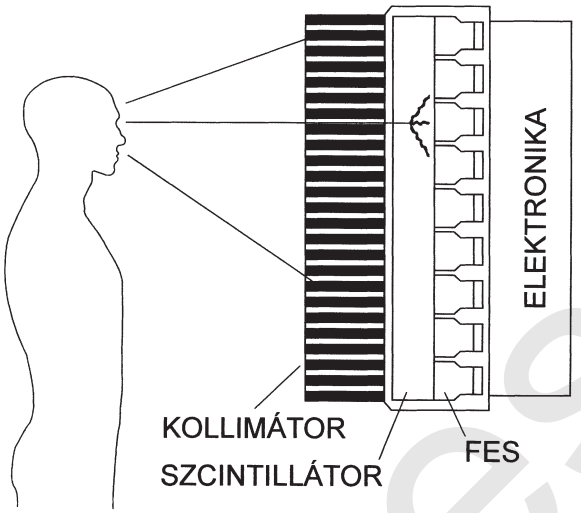
ELTE Press



IX. 40. ábra. T_2-súlyozott magmágneses rezonancia-kép az agyról. Műtéti beavatkozást követő, nagy kiterjedésű szöveti vizenyő ábrázolódik a jobb homloki és halántéklebeny területén. A nagyobb víztartalomra nagyobb jel utal. Az anatómiai viszonyok jelentősen megváltoztak, a maradvány tumor nem különül el.

Szcintillációs gamma-kamera (Anger-kamera)

Az Anger-kamera a szervezeten belüli radiofarmakon-eloszlás leképezésére szolgáló egyszerű berendezés. Ennek meghatározó része egy szcintillációs kristály, amely a radioaktív bomlásokat kísérő γ-kvantumokat detektálja (l. IX. 41. ábrát). A kristály mérete közelítőleg olyan, mint az emberi testrészek méretei. A berendezéssel a szervezeten belüli radioaktivitás eloszlásának vetületi képét lehet meghatározni. Ilyen képek előállításának feltétele, hogy az objektumot leké-



IX. 41. ábra. A gamma-szcintillációs vizsgálatok elve. A radioaktív bomlásból származó fotonok közül csak a szcintillációs kristály elé helyezett kollimátor réseivel párhuzamosan haladók érik el a kristályt. A gamma-fotonok által keltett felvillanásokat a kristályra illesztett fotoelektron-sokszorozókkal (FES) detektálják.

pezzük a 60÷70 cm átmérőjű, talliummal szennyezett nátrium-jodid, NaI(Tl) egykristály felszínére. Ennek biztosításához a kristálynak a vizsgálati személy felőli oldalát egy, a kristályfelszínre merőleges furatokkal ellátott ólomkoronggal (kollimátor) borítják. A furatok közötti falvastagság megfelelő megválasztásával biztosítható, hogy a kristályt csak a vetítési iránynak megfelelő, a kristályra merőleges irányban haladó fotonok érhessék el.

A képalkotás további feltétele, hogy a kristályban bekövetkező és helyinformációt is hordozó felvillanások detektálása során ne vesszen el információ. A megoldást kínáló detektorrendszerekben a kristálynak a kollimátorral ellentétes oldalára sok (akár száz) fotoelektron-sokszorozót illesztenek. Egy-egy eseményt (felvillanást) követően a fotoelektron-sokszorozó kimenetén megjelenő jelek amplitúdója szoros korrelációban van a felvillanás helye és a megfelelő fotokatód közti „távolsággal", illetve azon térszöggel, amelyet a szcintilláció helye és a kiválasztott fotokatód határoznak meg. A fotoelektron-sokszorozók kimeneti jeleiből egy speciális áramkör előállítja a felvillanás *X* és *Y* koordinátáját. A kimenő jelek összegeként egy további paramétert lehet származtatni, amely arányos a foton detektálása során a kristályban maradt energiával, ezért felhasználható a nyomjelző radionuklid gamma-energiájának megfelelő energiadiszkrimináció céljára. Az egyes eseményekhez rendelt *X* és *Y* koordinátákat az energiadiszkrimináció

eredményétől függően digitalizálják és számítógép-memóriában tárolják. Kellő számú esemény regisztrálását követően a radioaktivitás-eloszlás vetületi képét rekonstrukciós algoritmussal lehet előállítani.

A gamma-kamerás leképezésekhez alkalmazott radioaktív izotópokkal szemben támasztott követelmények között első helyen szerepel, hogy a felezési idők a néhány óra ÷ néhány nap felezési időtartományba essenek. Az ennél rövidebb felezési idők esetén nehézséget jelentene a nukleárismedicina-laboratóriumok izotópokkal történő ellátása, a hosszabb felezési idők pedig előnytelen módon megnövelnék a betegeknek a vizsgálatot követő (tehát a diagnosztikai leképezéssel közvetlenül már nem összefüggő) sugárterhelését. A leggyakrabban felhasznált sugárforrás a reaktorokban előállítható ^{99}Mo- ($T_{1/2}$ = 66 óra) -izotóp β-bomlásából keletkező ^{99m}Tc ($T_{1/2}$ = 6 óra). Viszonylag gyakran alkalmazzák a ciklotronokban előállított ^{67}Ga-, ^{111}In-, ^{123}I- és ^{201}Tl-izotópokat is (lásd VIII. 2. táblázatot). Mind az öt felhasznált izotópról elmondható, hogy a bomlástermékek vagy stabil izotópok, vagy olyan hosszú felezési idejű nuklidok, amelyek aktivitása nem számottevő. A felhasznált izotópok közös sajátosságai közé tartozik, hogy a bomlásokat követő γ-sugárzás energiaspektrumában kevés számú vonal van. A leképezés során előnyt jelent, ha a felhasznált gamma-kvantumok energiája a 80 ÷ 200 keV energiatartományba esik. Mélyebben fekvő izotópdúsulások esetén a szöveti abszorbció 80 keV energia alatt már nagymértékű lenne, 200 keV fölötti energiák esetén pedig az elfogadható detektálási hatásfok vastag (és ezért költséges) szcintillációs kristályok alkalmazását igényelné.

A szcintigráfiás technikát igen széleskörűen alkalmazzák az orvosi gyakorlatban, hazánkban a nagyobb kórházak mindegyikének saját nukleárismedicina-laboratóriuma van (ezek száma közel 50). A sok felhasználónak reaktorizotóppal való ellátása szempontjából nagyon előnyös, hogy a ^{99m}Tc-aktivitás ^{99}Mo→^{99m}Tc generátorokból nyerhető (IX. 11. feladat). Az anyaizotópot egy megfelelő ólomárnyékolású tartályban, kromatográfiás oszlop ioncserélő gyantatöltetéhez kötve szállítják, amelyből a ^{99m}Tc leányizotóp egy alkalmas összetételű oldattal egyetlen lépésben kimosható. A másik négy, gyakran felhasznált izotóppal történő ellátáshoz nem állnak rendelkezésre generátoros rendszerek, az ilyen izotópokkal végzett vizsgálatok ennek megfelelően költségesebbek.

Egy szcintigráfiás felvétel látható a IX. 42. ábrán.

PUBLICUS



IX. 42. ábra. Csontszcintigráfiás felvétel (hátulnézet): emlőtumor csontáttétei a gerincben, bordákban és a csípőcsontban.

SPECT

Az Anger-kamerákkal végzett leképezések a háromdimenziós térbeli eloszlásokról kétdimenziós vetületi képet szolgáltatnak. A vetítés miatt elvész a vetítési irány mentén való lokalizáció lehetősége. Többletinformációt jelent, ha a kristályt a vizsgált személy hossztengelye körül körbeforgatva, különböző vetítési irányok mellett készülnek vetületi képek. E képek összességéből rekonstruálható a háromdimenziós eloszlás, amelyből szoftveresen tetszőleges orientációjú metszetek generálhatók.

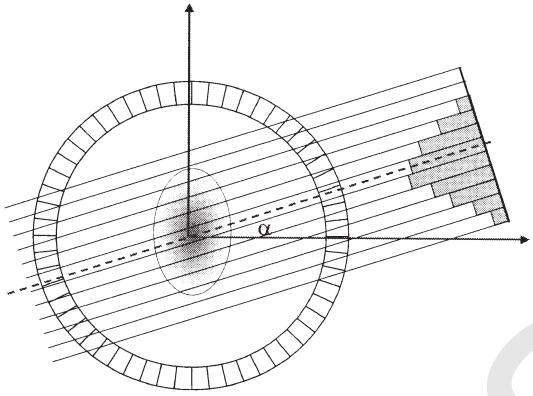
A SPECT-módszerrel végzett leképzésekhez szükséges, hosszú mérési időt csökkenteni lehet, ha a vizsgálatokat két vagy több „fejből" (kollimátorral és fotoelektron-sokszorozókkal felszerelt szcintillációs kristály) álló detektorrendszer forgatásával végzik, hiszen ilyen esetekben a detektorrendszert a teljes körívnek csak fele (harmada, negyede) mentén kell körbeforgatni, miközben különböző irányú vetületi képeket gyűjtenek.

Az Anger-kamerás technikának a kétdimenziós képalkotás mellett egy további hátránya, hogy a mechanikus ólomkollimátor a hasznos térszöget nagymértékben lecsökkenti, így a berendezés érzékenységét nagyon lerontja. Ebből közvetlenül következik, hogy az élő szervezetbe bejuttatott radioaktivitásnak csak egy töredéke járul hozzá a képalkotáshoz, ugyanakkor a teljes aktivitás kifejti a biológiai struktúrákat roncsoló hatását. Ezen a hátrányon az elektronikus kollimálás segít.

Pozitronemissziós tomográfia

Ha a nyomjelző radioaktív magok bomlása pozitronemisszióval történik, e részecskék a szövetekben $1 \div 2$ mm befutása után lefékeződnek, és a környezet elektronjaival annihilációs kölcsönhatásba lépnek. A keletkező két 511 keV energiájú, megsemmisülési gamma-kvantum a kölcsönhatás helyét jó közelítéssel egy egyenes mentén, egymással ellentétes irányban hagyja el. Az összetartozó, 511 keV energiájú gamma-kvantumok észlelése gyűrűszerű geometriában elhelyezkedő detektorrendszerrel történik. A rendszer két elemének egyidejű megszólalása azt jelzi, hogy a két detektor geometriai helyzete által kijelölt egyenes (ill. henger) mentén valahol egy annihilációs kölcsönhatás játszódott le. A IX. 43. ábrán berajzolt párhuzamos egyenesek (koincidenciavonalak) egy vetületi irányt jelölnek ki. Az erre az irányra merőlegesen egy adott idő alatt rögzített, egydimenziós koincidenciaesemény-eloszlást vetületi eloszlásnak nevezzük, amelyet a gyűrű síkja és az α projekciós szög jellemez. Könnyű belátni, hogy ilyen detektorelrendezést használva az egyidejűleg elkészíthető, különböző α szögekhez tartozó vetületi képek száma a gyűrűben elhelyezkedő detektorszegmensek számának (ez 512 vagy annál több) felével egyenlő.

Az adatgyűjtés során egy detektorgyűrű esetében a közel fokonként kijelölt projekciós irányok által meghatározott adatokat egy mátrixba, az ún. *szinogramba* rendezik. A mátrixban a sorok különböző projekciós irányokhoz tartozó vetületi eloszlásoknak felelnek meg. Egy ilyen adatgyűjtő topológia a matematikai előrevetítés *(forward projection)* technikai megvalósításának tekinthető. A rekonst-

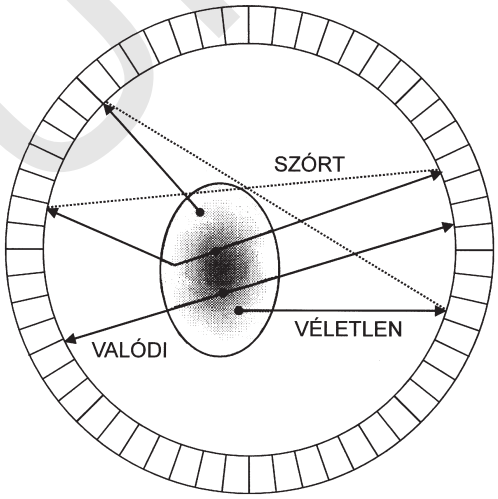


IX. 43. ábra. Egy detektorgyűrű sematikus rajza.

rukciós probléma matematikai modelljében az előrevetítés egy olyan transzformációt jelent, amely a detektor síkjában *(a képtérben)* lévő radioaktivitás-eloszlást a vetületi eloszlások „projekciós terébe" képezi le. Az ilyen, különböző vetítési irányokhoz tartozó leképezések összességének az eredménye a szinogram. Az előrevetítés inverz transzformációja a visszavetítés *(back projection),* amely a projekciós térben értelmezett szinogramból az eredeti eloszlást (a képet) állítja elő. Az előre- és visszavetítésen alapuló rekonstrukciós probléma analitikusan megoldható, ezért a visszavetítéses módszer világszerte elterjedt képrekonstrukciós eljárás. Hátránya, hogy tökéletes rekonstrukciós képet csak megszámlálhatóan végtelen számú projekció alapján lehet előállítani. A gyakorlatban természetesen csak véges számú projekciós iránnyal lehet számolni, aminek egyenes következménye, hogy a rekonstruált képen jellegzetes zajstruktúra jelenik meg. Ennek a zajnak a csökkentésére a visszavetítés előtt a szinogramokon zajszűrést lehet alkalmazni. Az ilyen eljárással kiegészített képrekonstrukciós algoritmust szűrt visszavetítésnek *(filtered back projection)* nevezik. A számítástechnikai teljesítménynövekedés lehetővé tette, hogy a képrekonstrukciót egy kiindulásként definiált, feltételezett képtől kiindulva, előre- és visszavetítés-lépésekből álló, iterációs eljárás segítségével lehessen megoldani (*iteratív rekonstrukciós* módszerek). Ezekkel a módszerekkel jobb jel/zaj viszonyú képek nyerhetők, de a megfelelő programok csak komoly számolási és adattárolási kapacitással rendelkező számítógépeken futtathatók. Ez az igény hatványozottan jelentkezik abban az esetben, ha a kétdimenziós adatgyűjtésről áttérünk a háromdimenziós adatgyűjtésre. Utóbbi esetben a koincidenciavonalakat nemcsak a detektorgyűrűkön belül, hanem gyűrűk között is értelmezni lehet. Az iteratív rekonstrukciós algoritmusok háromdimenziós adathalmazokon való futtatása számítógéprendszereken lehetséges.

A PET-képek rekonstrukciója csak megfelelő korrekciós eljárásokkal együtt végezhető el. A IX. 44. ábra szemlélteti, hogy a koincidenciaelven alapuló adatgyűjtés nem kizárólag valódi koincidenciaeseményeket rögzít, számolni kell a szóródás vagy a véletlen egybeesés miatt tévesen regisztrált események torzító hatásával. A szóródás miatt tévesen detektált koincidenciaesemény során az összetartozó, 511 keV-es annihilációs gamma-kvantumok helyett az egyidejűleg megszólaló két detektor közül az egyik egy Compton-szórásból eredő gamma-kvantumot érzékel. Az ilyen eseményeket törölni kell a tárolt események közül, mert a véletlen (vagy Compton-szórás miatti) koincidenciakapcsolatban megszólaló detektorok által meghatározott egyeneshez nem rendelhető annihilációs kölcsönhatás. Amennyiben a látótérben nagy a radioaktivitás-koncentráció, holtidő-korrekcióra is szükség van, mivel a detektorrendszer és az elektronika csak egy meghatározott aktivitásig tudja az aktivitással arányos koincidenciaesemény-számot rögzíteni.

A koincidenciaesemények regisztrált számát korrigálni kell a szöveti elnyelésre is, hiszen az annihilációs gamma-kvantumok keletkezésük helyéről indulva csak különböző szöveti vastagságon áthaladva érik el a detektorokat. Minél nagyobb ez a szöveti vastagság, annál nagyobb a valószínűsége a szöveti abszorbciónak. Az ilyen korrekciót ún. transzmissziós mérések alapján végzik, amely során a vizsgált rendszer körül forgó, 511 keV-es gamma-forrással mérik a különböző koincidenciavonalak irányában a rendszeren áthaladó sugárzásintenzitás



IX. 44. ábra. A valódi, véletlen és a szóródás miatt jelentkező koincidenciaesemények sematikus ábrája.

gyengülését. A legkorszerűbb PET-kamerákban a szöveti gyengítést már a PET-mérésekkel egy időben rögzített CT-mérések elnyelési adatai alapján számolják.

A szcintigráfiás módszerrel összehasonlítva nagy előnye a PET-technikának, hogy ennél a módszernél a szöveti elnyelésre egzakt módon elvégezhető a korrekció. A gamma-kamerás leképezések közben a gyengítés mértéke attól függ, hogy a vetítési irány mentén milyen mélységben helyezkedik el a szöveti halmozás, erre vonatkozóan azonban nincs információ. A PET-technikánál a szöveti gyengítés mértéke független attól, hogy egy koincidenciavonal mentén az annihilációs kölcsönhatás a test felszínétől milyen mélyen következik be. Legyen ez a pont a testfelszíntől x, illetve $d - x$ távolságra (d a vizsgált objektumnak a koincidenciavonal mentén mért vastagsága). Annak valószínűsége, hogy mindkét gammakvantum eléri a felületet (illetve a megfelelő detektort): $e^{-\mu x}$, illetőleg $e^{-\mu(d-x)}$ (ahol μ a homogénnek feltételezett közeg abszorpciós együtthatója). A koincidenciaesemény detektálási valószínűségét e két valószínűség $e^{-\mu d}$ szorzata adja, ha a detektorok megszólalási valószínűségét 100%-nak vesszük, függetlenül attól, hogy az annihiláció a koincidenciavonal mentén milyen szöveti mélységben játszódott le. Az elmondottakból közvetlenül következik, hogy a transzmissziós mérési adatok birtokában a koincidenciaesemény-számnak könnyen elvégezhető a szöveti elnyelésre való korrekciója.

A *statikus PET-vizsgálatok* esetében az adatgyűjtést akkor kezdik, amikor a bevitt radiofarmakonnak a szervezeten belüli egyensúlyi eloszlása már (megközelítőleg) kialakult. Az adatgyűjtéshez szükséges idő a képpel szemben támasztott minőségi elvárások (jó jel/zaj viszony) és a vizsgálatra szánt idő közötti kompromisszum alapján állapítható meg. A dinamikus PET-vizsgálatok során a nyomjelzőanyag-bevitel és az egyensúlyi eloszlás kialakulása között egymást követő expozíciók segítségével időben követik a radiofarmakon szöveti felhalmozódását. Az adatgyűjtés sorozatfelvételekből álló adathalmazának kiértékelése olyan kinetikai modell szerint történik, amely magában foglalja a szöveti felhalmozódásban szerepet játszó folyamatokat és azoknak egymás közti összefüggéseit leíró (képpontonként vagy kijelölt régiónként esetleg különböző) differenciálegyenleteket (ezek reakció- és transzportkinetikai differenciálegyenletek). A szöveti radioaktivitáskoncentrációk időbeli változására felírt differenciálegyenlet-rendszer megoldásával numerikusan meghatározhatók a modellt alkotó folyamatok paraméterei (sebességi állandói). Ehhez gyakran ismerni kell a radioaktivitás vérben mért koncentrációjának időbeli változását is.

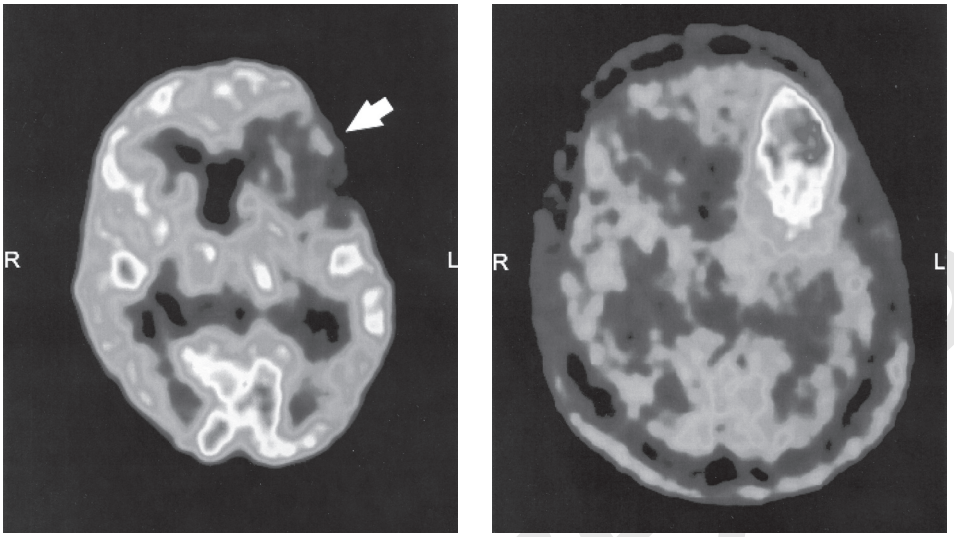
A PET-vizsgálatokban leggyakrabban alkalmazott radiofarmakon a ^{18}F-izotóppal jelölt dezoxi-glükóz (FDG), amely a fiziológiás glükóz analógjaként tekinthető. Az FDG-t ugyanaz a specifikus transzportrendszer szállítja a citoplazma-

membránon át a sejtek belsejébe, mint a glükózt. Így a sejtek FDG- és glükózfelvétele egymással arányos mennyiségek.

Az FDG alkalmazásai között első helyen állnak a tumordiagnosztikai felhasználások. A tumoros folyamatok sok szempontból nem egységesek, de a tumorsejtek gyors osztódása a rosszindulatú daganatok nagy hányadánál intenzív cukoranyagcserével társul. Ilyen esetekben a jól körülhatárolható régiók fokozott FDG-felvétele (a környezethez vagy a kontrollesetekhez viszonyítva) elősegíti a diagnózist (IX. 45. ábra). Vannak olyan tumoros folyamatok, amelyek nem illenek ebbe a képbe. A cukoranyagcsere intenzitása és ennek megfelelően az FDG-felvétel több alacsony malignitású (lassan növekvő, kevéssé agresszív) tumorszövetben nem haladja meg az egészséges szövetek FDG-felvételét, ill. alatta marad annak. Erre mutat be példát a IX. 46. ábra bal oldala, amelyen a nyíllal jelölt terület alacsony FDG-felhalmozódása kizárólag arra utal, hogy az agyműtéten átesett beteg FDG „térképén" a műtéti terület cukoranyagcseréje messze



IX. 45. ábra. Többgócú veserák (nyilak) áttétje a tüdőben (nyíl). FDG-felvétel, frontális metszet.



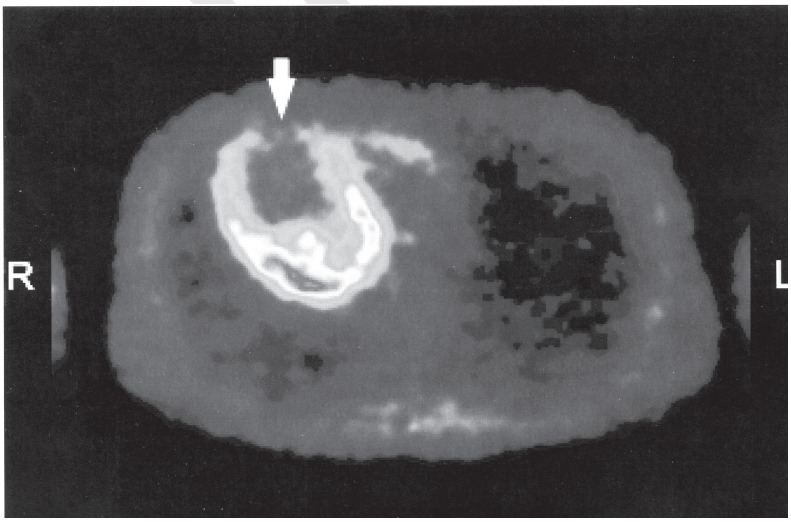
IX. 46. ábra. Bal oldal. Bal homlok-halántéklebeny tájéki, alacsony malignitású tumor (nyíl) PET-vizsgálata FDG-vel. Jobb oldal. Az előző ábrán bemutatott FDG-PET vizsgálat megismétlése jelzett metioninnal. Jobbra felül világos folt jelzi az alacsony malignitású tumor jelenlétét, ami az előző ábrán sötét foltként jelenkezett.

elmarad az egészséges agyszövetre jellemző érték mögött. A IX. 46. ábra jobb oldala egy metionin-PET-vizsgálat eredményét mutatja be, amelyet ugyanazon beteg azonos agyi régiójáról készítettünk (a metionin egy aminosav, amelynek segítségével az aminosav-anyagcsere vizsgálható). A két ábrát összehasonlítva látható, hogy a szöveti metioninfelvétel éppen azon régióban haladja meg igen nagymértékben a környezetre (egészséges agyszövetre) jellemző értéket, ahol az FDG-felvételen „lyuk" volt. A radioaktív izotóppal megjelölt metionin sikerrel alkalmazható az alacsony malignitású tumorok diagnosztizálására.

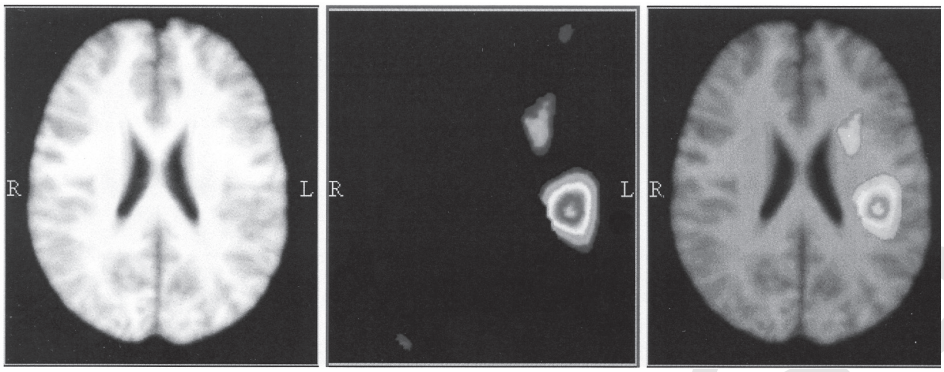
A cukoranyagcsere nagy érzékenységű vizsgálata teremti meg a lehetőséget két további speciális alkalmazásra. Kis kiterjedésű, CT- és MRI-vizsgálattal nem kimutatható daganatok esetén előfordulhat, hogy a tumoros folyamatról csak a (távoli) áttétek kialakulása révén szereznek tudomást úgy, hogy megelőzően a primer daganatot nem sikerült azonosítani. Az áttét megfelelő ellátása (műtéti beavatkozás, sugárkezelés, kemoterápia) után is gyakran megesik, hogy a primer tumor rejtve marad és így a beteg nem lehet tumormentes. Ilyen esetekben komoly segítséget jelenthet a nagy érzékenységű FDG-PET egésztest-vizsgálat (a IX. 45. ábrán a vesére mutató nyílak jelzik a primer tumoros gócokat). Szívinfarktu-

sokat követően gyakran felmerül a szívműtétek szükségessége, hogy a szívkoszorúerek elzáródása miatt csökkent vérellátásban részesülő szívizomállományban helyreállítsák az egészséges állapotnak megfelelő vérellátási viszonyokat. Ennek a beteget nagyon megviselő és költséges sebészi beavatkozásnak természetesen csak akkor van értelme, ha az a beteg javára szolgál. A szívműtétek előtt elvégzett FDG-PET vizsgálattal eldönthető, hogy a rossz vérellátású területen van-e életképes szívizom, mert ellenkező esetben a vérellátási viszonyok javításával a beteg állapota semmit sem javul. A IX. 47. ábrán a szív keresztmetszeti képén a nyíllal jelölt területen a szívizom cukorfelvételében mutatkozó hiány elhalt szívizomszövetre utal.

Hátrányos a CT- és az MRI-módszerekhez képest a PET-képek rosszabb felbontása (előbbieké 0,1 mm, a PET-módszeré 4 ÷ 6 mm). Ez annyit jelent, hogy a PET-felvételeken nem lehet kisméretű részleteket megkülönböztetni. A funkcionális eltérések észlelésének diagnosztikus értékét nagyon megnövelné, ha azokat pontosan hozzá lehetne rendelni jól meghatározott anatómiai struktúrákhoz. Az ilyen feladatok megoldásához fejlesztették ki a képfúziós eljárásokat. Ezek olyan informatikai és számítástechnikai módszerek, amelyekkel ugyanarról a vizsgálati személyről két különböző képalkotó eljárással készített képet együttesen lehet megjeleníteni. Példaként bemutatjuk a funkcionális információt hordozó PET-kép, valamint az anatómiai viszonyokat visszaadó MRI-felvétel egyetlen képen (IX. 48. ábra) való ábrázolását. Színkód segítségével jelenítettük meg a fuzionált



IX. 47. ábra. A szívizom anyagcseréjének FDG-PET vizsgálata. A szívcsúcs területén bekövetkezett infarktus utáni kép.



IX. 48. ábra. A belső fül egyensúlyérzékelő rendszerének (félkörös ívjáratok) ingerlésével nyert agyiaktivitás-mintázat PET-vizsgálata (bal oldali ábra), a megfelelő MRI-vizsgálat képe (középen, szürkeskálán megjelenített kép), valamint a fúziós kép. Az ábra színes változata a könyv végén található.

ábrán a PET-képet és szürkeskálán a MRI-információt, hogy a funkcionális és az anatómiai részletek jól megkülönböztethetők legyenek.

IX. 6. 2. Ionizáló sugárzással végzett sugárterápia

Az ionizáló sugárzás és az élő szövetek kölcsönhatásai során 1 ns-nál rövidebb idő alatt játszódnak le azok a fizikai folyamatok (fotoeffektus, Compton-szórás, kinetikus energiával rendelkező részecskék lefékeződése stb.), amelyek energiát szolgáltatnak az 1-10 s időskálán lejátszódó, gyors kémiai reakciókhoz. E reakciók eredményeképpen a biológiailag fontos molekulák olyan szerkezeti változásokon mennek át, amelyek funkcionális sérülésekhez vezetnek. A kémiai szakaszt követő, biológiai szakaszban a kijavító mechanizmusok aktiválódnak. Az aktivált enzimreakciók a hibák túlnyomó hányadát megszüntetik, a kijavíthatatlan sérülések egy része azonban sejthalált eredményez.

A sugárzás és az élő szövetek kölcsönhatása során bekövetkező változások statisztikusak és semmiképpen sem specifikusak. A sejtkárosító hatás azzal kapcsolatos, hogy a különböző történések eredményeképpen alapvető anyagcsere- vagy regulációs folyamatok sérülnek meg, ami végül a sejtek elpusztulásához vezet. Ez magyarázza, hogy halálos (lethal) hatást olyan kisdózisú ionizáló sugárzással is ki lehet váltani, amelynek megfelelő energiamennyiség a károsított élő rendszer hőmérsékletét 1 °C-nak csupán tört részével emelné.

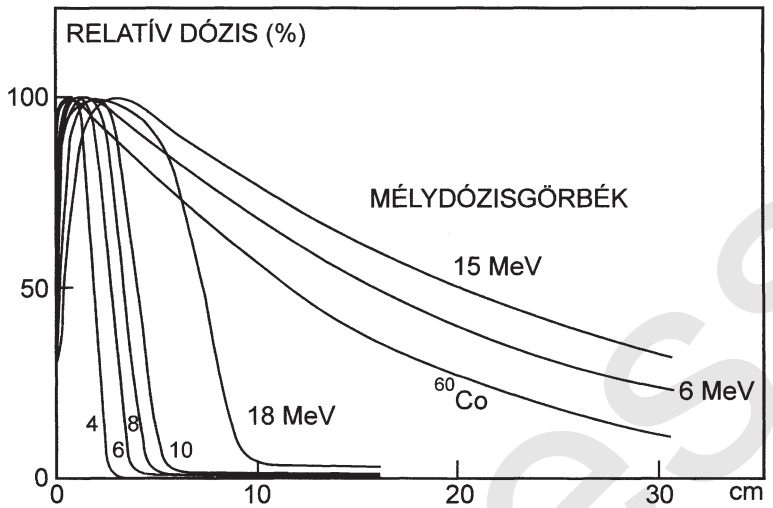
Ha a tumor a beteg életében nem újul ki, akkor gyógyulásról, vagy pontosabban szólva a daganat lokális kontrolljáról beszélünk (a lokális kontrollt annak valószínűségeként szokás értelmezni, hogy a tumor nem újul ki). A daganat lokális kontrolljának a besugárzási dózistól való függését a IV. 32. ábrán bemutatotthoz hasonló, szigmoid típusú görbe írja le, így ez a valószínűség bármilyen nagy dózis mellett sem éri el az 1 értéket. A terápiás sugárdózisokkal egy eredetileg 10^9 körüli tumorsejtszámot két nagyságrenddel (10^2 faktorral) lehet csökkenteni. A sikeres kezelés azt jelenti, hogy nincs észlelhető tumor és a beteg panaszmentes. A maradék daganatsejtek számának 1-re való csökkentéséhez további, 3 ÷ 4-szeres sugárdózis lenne szükséges, de ez a normális szövetek jelentős károsodásához vezetne. Így reális esély van arra, hogy a sugárkezelést követően a daganat ismét növekedni fog. Ha ez a beteg életében nem okoz klinikai problémát, az általában csak annyit jelent, hogy a tumorsejtek kettőződési ideje viszonylag hosszú.

Az ideális sugárterápiától azt várjuk, hogy a rosszindulatú daganatot minél teljesebb mértékben elpusztítsa, ugyanakkor a daganat környezetében található normális szövetekben semmilyen károsító hatást ne keltsen. Ezt az ideális szelektivitást a gyakorlatban legfeljebb közelíteni lehet, amihez számítógépes tervezés szükséges.

A sugárterápiában alkalmazott ionizáló sugárzások

A daganatok kezelését döntően röntgensugárzással, kisebb hányadban gamma-sugárzással, illetve nagyenergiájú elektronokkal végzik. A világon újonnan telepített, külső besugárzásra alkalmas berendezéseknek ma már 90%-a lineáris gyorsító. A különböző energiákra (általában 5 ÷ 18 MeV) felgyorsított elektronokat vagy közvetlenül használják fel, vagy volfram céltárgyba ütköztetik, és az előálló fékezési röntgensugárzással végzik a sugárkezelést. A röntgensugárzás spektruma folytonos, az effektív energia közelítőleg egyenlő a nominális energia egyharmadával.

A korábban általánosan alkalmazott ^{60}Co-besugárzással (1,17 és 1,33 MeV energiájú gamma-sugárzás) szemben a nagyenergiájú fékezési röntgensugárzás előnye, hogy nagyobb az áthatolóképessége, ezért mélyen ülő daganatok kezelésére is alkalmas (l. IX. 12. feladatot). A IX. 49. ábrán bemutatott mélydózisgörbék szerint 18 MeV-es elektronokkal 10 cm mélyen már ~ 20-szor kisebb dózisok érhetők csak el, mint a testfelszínhez közel. Ugyanebben a szöveti mélységben a 15 MeV-es elektronnyalábbal létrehozott fékezési röntgensugárzással a felszínhez közeli maximális dózisnak több mint 75%-a is elérhető. További előny, hogy a



IX. 49. ábra. A Debreceni Egyetem Orvos- és Egészségtudományi Centrumában működő lineáris elektrongyorsító 6 és 15 MeV-es elektronjaival létrehozott fékezési sugárzás relatív mélydózisai a szöveti mélység függvényében. Az összehasonlíthatóság kedvéért az ábra a ^{60}Co γ-sugárzásának dózisgörbéjét, valamint (bal oldalon) a 4, 6, 8, 10 és 18 MeV-es elektronok dózisgörbéit is bemutatja.

fékezési röntgensugárzásnál az összdózisnak a szórt komponensből eredő része csak kb. 10%-ot képvisel a telekobaltsugárzás mintegy 25%-ával szemben. Így nagyenergiájú röntgensugárzás alkalmazásakor a sugárzási mezővel szomszédos területekre kevesebb szórt sugárzás jut. Ez különösen nagy térfogatok besugárzásakor és a sugárzásra igen érzékeny, ún. kritikus szervek (pl. csontvelő, gerincvelő stb.) minél kisebb sugárterhelése szempontjából előnyös. A terápiás energiatartományban a meghatározó sugárzás–anyag-kölcsönhatás a Compton-effektus (l. IV. 3. ábrát). A relatív és abszolút dózisok mérése vízben, ionizációs kamrával végezhető.

A nehéz töltött részecskékkel (mezonok, protonok, alfa-részecskék, szén-, neon-, argonatommagok) végzett terápia legnagyobb előnye, hogy lehetővé teszi az éles kontúrral körülhatárolt céltérfogatokon belül megközelítőleg homogén dóziseloszlás kialakítását, miközben a környező egészséges szövetek megkímélhetők a nagy sugárdózisoktól. Ez azzal kapcsolatos, hogy a nehéz töltött részecskék jól meghatározott hatótávolsággal rendelkeznek és az általuk létrehozott ionizációsűrűség (és ezzel együtt a szöveti dózis) a pálya nagy részén viszonylag alacsony és alig változik. A pálya legutolsó szakaszán a szöveti dózis azonban ennek az értéknek a többszörösét teszi ki (ez az ún. Bragg-csúcs), majd meredeken csökken

nulláig. (L. a IV. 1. ábrát a protonok és α-részecskék esetére.) Az elmondottak alapján a céltérfogat határain könnyen lehet nagy dózisgrádienst biztosítani. Ez különösen fontos olyan esetekben, amikor a tumor életfontosságú vagy különösen sugárérzékeny szerv mellett helyezkedik el. További előnye e sugárzásoknak a nagy relatív biológiai hatékonysága is (ez egy arányszám, amely megmutatja, hogy a kiválasztott sugárzás segítségével hányszor kisebb dózis mellett lehet ugyanolyan biológiai hatást elérni, mint alacsony energiájú gamma-sugárzás alkalmazásával, l. a IV. 4. alfejezetet). A nagyenergiájú nehézion-gyorsítók igen költséges berendezések, ezért ez a sugárzási technika világszerte csak egynéhány intézményben érhető el.

A brachyterápiában (közelbesugárzás, amelynek során zárt radioaktív forrást helyeznek valamelyik testüregbe) leggyakrabban alkalmazott sugárforrás az Ir-192-izotóp.

A ^{131}I radionuklid segítségével bizonyos pajzsmirigyrákok célzott sugárkezelését lehet megvalósítani, mert a szervezetbe bejuttatott jód jelentős hányada ezekben a daganatokban halmozódik fel.

Daganatok elpusztítására ígéretes módszer a neutronbefogásos bórterápia. Ez azon alapszik, hogy olyan ^{10}B-tartalmú vegyületet visznek a daganatba, amely abban specifikusan bedúsul. A ^{10}B(n,α) reakció hatáskeresztmetszete termikus neutronokra igen nagy (σ = 3840 b), messze nagyobb, mint a szervezetet felépítő kémiai elemekre. Így atommagreaktorokból (vagy alternatív neutronforrásokból) származó termikus neutronokkal besugározva a beteget, az α-sugárzás a daganatot elpusztítja, míg a környező egészséges szöveteket alig károsítja.

Besugárzástervezés

A sugárkezelés tervezése során kijelölnek egy céltérfogatot, amely magában foglalja a makroszkopikus daganatot, a mikroszkopikus terjedés várható irányait és mértékét, valamint a naponkénti beállítás pontatlanságából eredő biztonsági zónát. A céltérfogaton kívül valamennyi normális szövetet természetesen kímélni kell. Néhány esetben különösen szigorúak a környező normális szöveti régiók sugárterhelésére vonatkozó előírások, mert az esetlegesen kialakuló sugárkárosodások (pl. a gerincvelőben kialakuló, az ingerületvezetés megszűnését eredményező harántsérülés, veseelégtelenség) létfontosságú funkciókat veszélyeztetnek. A fokozott figyelmet indokolhatja az is, ha a szóban forgó szerv különösen sugárérzékeny (pl. szemlencse, here, petefészek).

PURress

A besugárzástervezés két, koncepcionálisan eltérő algoritmus szerint, direkt (forward) és inverz módon történhet. A forward besugárzástervezés a régebbi, az elnevezés arra utal, hogy fix, homogén intenzitáseloszlású, vagy azokból egyszerű eszközök, pl. abszorpciós ékek, abszorpciós kompenzátorok, blokkok, kollimátorok segítségével előállítható sugárprofilok felhasználásával próbáljuk a kívánatos dózisviszonyokat létrehozni (az ékek és kompenzátorok a testkontúr változásának kiegyenlítésére, a blokkok a sugármező egy részének kitakarására, a kollimátorok a sugármező alakjának módosítására szolgálnak). Mivel az előbbi eszközök csak korlátozott mértékben képesek a sugármezőt módosítani, ezért direkt besugárzástervezéssel csak közelítőleg alakítható ki a tervezett dóziseloszlás.

Az inverz besugárzástervezést 1982-ben írták le először, s napjainkban az eljárás klinikai bevezetése előtt állunk. A módszernek az a lényege, hogy a klinikai szempontból megkívánt dózisviszonyok meghatározása után olyan intenzitáseloszlású és profiljukban változó sugármezőket keressünk, amelyekkel az előírt dózisviszonyok nagy pontossággal megvalósíthatók. Az inverz eljárás a dózisviszonyok kialakításában a forward módszernél lényegesen nagyobb változatosságot és precizitást biztosít.

Az inverz módszerrel végzett tervezési feladatok megoldását hatékonyan támogatja, hogy a lineáris gyorsító besugárzó feje a tumorba helyezett forgáscentrum körül egy körív mentén a beteg hossztengelyére merőleges síkban elmozdítható. Mélyebben fekvő daganatok esetén a köríven való mozgatás csökkenti a daganat és a sugárforrás között elhelyezkedő, egészséges szövetek sugárterhelését. A sugárforrásból kijövő sugárnyaláb (sugármező) ólom- vagy titánblendékkel, kollimátorokkal formálható. Speciális alakú sugármezők alakíthatók ki olyan kollimátorokkal, amelyek kontúrját számítógép által vezérelt, néhány mm vastagságú, egymástól függetlenül mozgatható titánlemezek definiálják.

A szöveti elnyelt dózis számítása során azt kell meghatározni, hogy a besugárzott térfogatban az elnyelt sugárzási energia hogyan változik helyről helyre. Mivel a neutronsugárzás kivételével az összes többi sugárzásféleség esetében a szöveti elektronsűrűség-mátrix írja le az energiaátadásra vezető kölcsönhatások bekövetkezésének valószínűségét, ezért a CT-felvételek elektronsűrűségi mátrixa közvetlenül alkalmas az ilyen típusú besugárzások tervezésére. Az MRI-felvételek protondenzitási mátrixa ugyanakkor a neutronbesugárzás tervezésére alkalmas, mivel a neutronsugárzás során a szöveti protonsűrűség-mátrix írja le az energiaátadásra vezető kölcsönhatások valószínűségét.

PUBRICSS

IRODALOM A IX. FEJEZETHEZ

IX. 1. Atommagreaktorok, nukleáris fegyverek

Összefoglaló munkák

Bennet, D. J., Thomson, J. R. 1989: *The elements of nuclear power,* 3rd ed. (Longman Sci., Harlow, England).
Bowman, C. D. 1998: *Accelerator-driven systems for waste transmutation, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 48, 505.
Szatmáry Z. 2002: *Bevezetés a reaktorfizikába* (Akadémiai Kiadó, Budapest).

Hivatkozások

Ansolabehere, S. et al. 2003: *The future of nuclear power* (Massachusetts Inst. Tech.)
Berényi D. 2005: *Fizikai Szemle* LV, No. 1, 22.
Craxton, R. S., McCrory, R. L., Soures, J. M. 1986: *Tudomány (Sci. Am.)* II, 10. szám, 48.
Deutch, J. et al. 2004: *Survival* 46, No. 4, 65.
Freiesleben, H. et al. 2007: *Energy for the future. Nuclear option* (European Phys. Soc.).
Glaser, A., Hippel von, F. N. 2006: *Sci. Am.* 294, No. 2, 38.
Horton, L. D. 2004: *Nucl. Phys. News* 14, No. 3, 14.
Kammen, D. 2006: *Sci. Am.* 295, No. 3, 60.
Kapitza, S. P. 1999: *Fizikai Szemle* IL, 298.
Makra Zs. 1985: *Fizikai Szemle* XXXV, 428 és 473.
Rubbia, C. 1994: *Fizikai Szemle* XLIV, 130.
Szatmáry Z. 1982: *Fizikai Szemle* XXXII, 124.
Szatmáry Z. 2002A: *Fizikai Szemle* LII, 342.
Taylor, T. B. 1987: *Tudomány (Sci. Am.)* III, júniusi szám, 12.
Trampus, T. B. 2008: *Fizikai Szemle* LVIII, No. 3, 103.
Vajda Gy. 2002: *Fizikai Szemle* LII, 326.
Vajda Gy. 2006: *Fizikai Szemle* LVI, No. 2, 56.
Veres Á. 2005: *Fizikai Szemle* LV, No. 4, 122.
Vidovszky I. 2005: *Fizikai Szemle* LV, No. 4, 118.

PUPress

Zoletnik S. 2005: *Fizikai Szemle* LV, No. 3, 100.
Zoletnik S. 2005A: *Fizikai Szemle* LV, No. 7, 234.

IX. 2. Elemanalízis

Összefoglaló munkák

Bacsó J., Pázsit Á., Somogyi A. 1998: *Energy dispersive X-ray fluorescence analysis, in Nuclear methods in mineralogy and geology,* eds. Vértes A. et al. (Plenum, New York).

Balla M., Keömley G., Molnár Zs. 1998: *Neutron activation analysis, in Nuclear methods in mineralogy and geology,* eds. Vértes A. et al. (Plenum, New York).

Borbélyné Kiss I., Koltay E., Szabó Gy. 1992: *Töltött részecskével indukált röntgenemisszió (PIXE), Az atomenergia- és magkutatás újabb eredményei,* 9. kötet, szerk. Koltay E. (Akadémiai Kiadó, Budapest).

Chu, Wei-Kan, Mayer, J. W., Nicolet, M.-H. 1978: *Backscattering spectrometry* (Acad. Press, New York).

Csikai J., Dóczi R. 2003: *Applications of neutron generators, in Handbook of nuclear chemistry,* vol. 3, eds. Vértes A. et al. (Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, Boston).

Johannsson, S. A. E., Campbell, J. L., Malmqvist, K. G. 1995: *Particle induced X-ray emission spectrometry (PIXE)* (Wiley, Chichester).

Koltay E., Pászti F., Kiss Á. Z., Adams, F. 2003: *Chemical applications of accelerators, in Handbook of nuclear chemistry,* eds. Vértes A. et al., vol. 3 (Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, Boston).

Molnár G. L., Lindstrom, R. M. 1998: *Nuclear reaction prompt gamma-ray analysis, in Nuclear methods in mineralogy and geology,* eds. Vértes A. et al. (Plenum Press, New York).

Török Sz. B., Jones, W., Tuniz, C. 1998: *Characterization of geological materials using ion and photon beams, in Nuclear methods in mineralogy and geology,* eds. Vértes A. et al. (Plenum, New York).

Vértes A., Nagy S., Klencsár Z. eds. 2003: *Handbook of nuclear chemistry,* vol. 3, *Chemical applications of nuclear reactions and radiations* (Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, Boston).

Zeisler, R., Vajda N., Lamaze, G., Molnár G. L. 2003: *Activation analysis, in Handbook of nuclear chemistry,* vol. 3, eds. Vértes A. et al. (Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, Boston).

PUBress

Hivatkozások

Bacsó J., Kis-Varga M. 1979: *Si(Li) röntgenspektrométer fejlesztése és alkalmazása interdiszciplináris területeken, Fizikai Szemle* XXIX, 168.

Csikai Gy. 2001: *Neutronaktivációs analízis, Fizikai Szemle* LI, 169.

Kertész Zs., Szikszai Z., Uzonyi I., Simon A., Kiss Á. Z. 2005: *Development of a bio-PIXE setup at the Debrecen scanning proton microprobe, Nucl. Instr. Meth.* Section B 231, Issues 1–4, 106.

Molnár G. 2000: *Elemanalitika hideg neutronokkal, Fizikai Szemle* L, 382.

Simon A., Pászti F., Uzonyi I., Manuaba A., Kiss Á. Z., Rajta I. 1998: *Nucl. Instr. Methods* B 136, 344.

Vogt, J., Wirth, C., Zschau, H.-E., Otto, G. 1992: *Nucl. Instr. Meth.* B 68, 285.

IX. 3. Ipari, mezőgazdasági és egyéb alkalmazások

Összefoglaló munkák

Ditrói F. et al. 1997: *The thin layer activation method and its applications in industry, International Atomic Energy Agency,* IAEA-TECDOC-924 (Vienna).

International Atomic Energy Agency, Industrial Applications and Chemistry Section, IAEA-TECDOC publications (Vienna).

Madou, M. 1998: *Fundamentals of microfabrication* (CRC Press, Boca Raton).

Techet, E., Vödrös D. 1957: *Radioizotópok gyakorlati felhasználása* (Műszaki Könyvkiadó, Budapest).

Tesmer, J. R., Nastasi, M. eds. 1995: *Handbook of modern ion beam materials analysis* (Materials Research Society, Pittsburgh).

Vértes A., Nagy S., Klencsár Z. eds. 2003: *Handbook of nuclear chemistry.* Vol. 1: *Basics of nuclear science.* Vol. 2: *Elements and isotopes.* Vol. 3: *Chemical applications of nuclear reactions and radiations.* Vol. 4: *Radiochemistry and radiopharmaceutical chemistry in life sciences.* Vol. 5: *Instrumentation, separation techniques, environmental issues* (Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, Boston).

EDPress

IX. 4. Kormeghatározás

Összefoglaló munkák

Bowen, R. 1988: *Isotopes in the earth sciences* (Elsevier, London) 647.
Bowen, R. 2003: *Radioactive dating methods, in Handbook of nuclear chemistry,* eds. Vértes A. et al. (Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, Boston).
Clark, I. D., Fritz, P. 1997: *Environmental isotopes in hydrogeology* (CRC Press, Boca Raton).
Dalrymple, G. B. 1991: *The age of the earth* (Stanford Univ., Stanford) 474.
Matsuda, J. (ed.) 1994: *Noble gas geochemistry and cosmochemistry* (Terra, Tokyo) 386.
McDougall, I., Harrison, T. M. 1988: *Geochronology and thermochronology by the $^{40}Ar/^{39}Ar$ method, Oxford Monographs on geology and geophysics* No. 8. (Oxford Univ., New York) 212. Second edition, 1999: p. 269.
Stuiver, M., Reimer, P. J., Bard, E., Beck, J. W., Burr, G. S., Hughen, K. A., Kromer, B., McCormac, F. G., v. d. Plicht, J., Spurk, M., 1998: *INTCAL98 Radiocarbon age calibration 24,000 – 0 cal* BP.: *Radiocarbon* 40, 1041.
Tuniz, C. et al. 1998: *Accelerator mass spectrometry: Ultrasensitive analysis for global science* (LLC, CRC Press, Boca Raton, FL) 300.
Wetherill, G. W. 1975: *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 25, 283.

IX. 5. Részecskés és nukleáris asztrofizika

Összefoglaló munkák

Allday, J. 2002: *Quarks, leptons and the Big Bang,* 2nd ed. (Inst. Phys. Publ., Bristol).
Arnett, D. 1996: *Supernovae and nucleosynthesis* (Princeton Univ. Press, Princeton).
Boyd, R. N. 2007: *An introduction to nuclear astrophysics* (Univ. Chicago Press, Chicago).
Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., Fowler, W. A., Hoyle, F. 1957: *Rev. Mod. Phys.* 29, 547.
Clayton, D. D. 1968, new ed. 1983: *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis* (Univ. Chicago Press, Cambridge).

DUPress

Corvisiero, P. et al. 2004: *Nuclei in the Universe*, in *NuPECC Report 2004, Nuclear physics in Europe: highlights and opportunities,* eds. Harakeh, M. et al.

Cottingham, W. N., Greenwood, D. A. 2001: *An introduction to nuclear physics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge).

Fényes T. 2007: *Részecskék és kölcsönhatásaik* (Kossuth Egyetemi Kiadó, Debrecen). A jelen munka II. kötete.

Frei Zs., Patkós A. 2005: *Inflációs kozmológia* (Typotex, Budapest).

Grawe, H., Langanke, K., Martínez-Pinedo, G. 2007: *Nuclear structure and astrophysics, Rep. Progr. Phys.* 70, 1525.

Iliadis, Ch. 2007: *Nuclear physics of stars* (Wiley-VCH Verlag Gmbh and Co. KGaA, Weinheim).

Krane, K. S. 1988: *Introductory nuclear physics* (Wiley, New York).

Langanke, K., Barnes, C. A. 1966: *Nucleosynthesis in the Big Bang and in stars, Adv. in Nucl. Phys.,* eds. Negele, J. W., Vogt, E., vol. 22 (Plenum, New York).

Linder, E. V. 2008: *Mapping the cosmological expansion, Rep. Progr. Phys.* 71, 056901.

Particle Data Group 2006: *Review of particle physics, J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* 33, 1.

Particle Data Group 2008: *Review of particle physics, Phys. Lett.* B 667, 1.

Perkins, D. 2000: *Introduction to high energy physics,* 4th ed. (Cambridge Univ. Press, Cambridge).

Phillips, A. C. 1999: *The physics of stars,* 2nd ed. (Wiley, Chichester, England).

Povh, B., Rith, K., Scholz, Ch., Zetschke, F. 2002: *Particles and nuclei* (Springer, Heidelberg).

Rauscher, T., Oberhummer, H., Patkós A. 2003: *The origin of the chemical elements, in Handbook of nuclear chemistry,* eds. Vértes A. et al., vol. 2 (Kluwer, Dordrecht).

Rolfs, C. E., Rodney, W. S. 1988: *Claudrons in the cosmos* (Univ. Chicago Press, Chicago).

Samtleben, D., Staggs, S., Winstein, B. 2007: *The cosmic microwave background for pedestrians: A review for particle and nuclear physicists 2007, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 57, 245.

Steigman, G. 2007: *Primordial nucleosynthesis in the precision cosmology era, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 57, 463.

Trócsányi Z. 1998: *A világegyetem története* (Egyetemi jegyzet, Debrecen) http://indykfi.atomki.hu/kisfiz/Trocsanyi/astro/univerzum.pdf.

DUPress

Hivatkozások

Allen, S. W. et al. 2003: *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 342, 287.
Asztalos, S. J., Rosenberg, L. J., van Bibber, K., Sikivie, P., Zioutas, K. 2006: *Searches for astrophysical and cosmological axions, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 56, 293.
Atwood, W. A., Michelson, P. F., Ritz, S. 2007: *Window on the extreme Universe, Sci. Am.* 297, No. 6, 28.
Bojowald, M. 2008: *Sci. Am.* 299, No. 4, 28.
Cayrel, R. et al. 2001: *Nature* 409, 691.
Chaboyer, B., Krauss, L. M. 2003: *Science* 299, 65.
Cole, S. et al. 2005: *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 362, 505.
Conselice, C. J. 2007: *The Universe's invisible hand, Sci. Am.* 296, No. 2, 25.
Fülöp Zs. et al. 2005: *Nucl. Phys. A* 758, 697.
Gaitskell, R. J. 2004: *Direct detection of dark matter, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 54, 315.
Gombás P., Kisdi D. 1971: *Bevezetés az elméleti fizikába* (Akadémiai Kiadó, Budapest).
Gyürky Gy. et al. 2007: *Phys. Rev. C* 75, 38805.
Horváth I., Karcsai B. 2008: *Fiz. Szemle* LVIII, No. 5, 178.
Hraskó P. 2002: *Relativitáselmélet* (Typotex Kiadó, Budapest).
Jaffe, A. H. et al. 2001: *Phys. Rev. Lett.* 86, 3475.
Knop, R. A. et al. 2003: *Astrophys. J.* 598, 102.
Krasznahorkay A. et al. 2006: *Acta Phys. Polon.* B 37, 239.
Lineweaver, C. H., Davis, T. M. 2005: *Misconceptions about the Big Bang, Sci. Am.* 292, No. 3, 24.
Perlmutter, S. et al. 1999: *Ap. J.* 517, 565.
Riess, A. G. et al. 1998: *Astrophys. J.* 116, 1009.
Roszkowski, L. 2004: *Pramana* 62:1, hep-ph/0404052.
Rovelli, C. 2004: *Quantum gravity* (Cambridge Univ. Press, Cambridge).
Reiss, A. G. 2000: *PASP,* 112, 1284.
Simpson, J. A. 1983: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 33, 323.
Spergel, D. N. et al. 2003: *Astrophys. J. Supp.* 148, 175.
Somorjai E. et al. 1998: *Astron. Astrophys.* 333, 1112.
Tegmark, M. et al. 2004: *Astrophys. J.* 606, 702.
Vitéz A. et al. 2008: *Acta Phys. Polon.* B 39, 483.
Wilczyński, H. 2005: *Highest energy particles in the Universe, Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei* (ECHAYA), 36, No. 5, 1134.

ELTE Press

IX. 6. Nukleáris orvostudomány

Összefoglaló munkák

Barth, R. F., Soloway, A. H., Fairchild, R. G. 1990: *Neutronbefogásos bórterápia a daganatok ellen. Tudomány* 12, No. 12, 72.

Brennan, P., McEntee, M., Seeram, E. 2004: *Digital diagnostic imaging* (Blackwell Publ., London).

Cherry, S. R. 2003: *Physics in nuclear medicine* (Saunders, Philadelphia).

Coggle, J. E. 1983: *Biological effects of radiation,* 2nd ed. (Taylor and Francis, New York).

Hall, E. J. 1994: *Radiobiology for the radiologist,* 4th ed. (Lippincott, Philadelphia).

Handelkern, M. A. 1995: *Nuclear tecniques for medical imaging: positron emission tomography, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 45, 205.

Hashemi, R. H., Bradley, W. G. Jr. 2003: *MRI the basics* (Lippincott Williams & Wilkins, Philadelphia).

Hendee, W. R. 1999: *Physics and applications of medical imaging, Rev. Mod. Phys.,* 71, s444.

Hobbie, R. K. 1997: *Intermediate physics for medicine and biology,* 3rd ed. (AIP Press, New York).

Kahn, F. M. 2003: *The physics of radiation therapy,* 3rd ed. (Williams and Wilkins, Philadelphia).

Kipper, M. S., Tartar, M. 2003: *Atlas of positron emission tomography* (Saunders, Philadelphia).

Lengyel Zs., Ésik O., Trón L. 2002: *Pozitronemissziós tomográfia Magyarországon: eredmények a klinikumban és a kutatásban, Orvosi Hetilap* 143, No 21 Supplementum 3.

Mandelkern, M. A. 1995: *Nuclear techniques for medical imaging: positron emission tomography, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 45, 205.

Perez, C. A., Brady, L. W., Halperin, E. C., Schmidt-Ullrich, R. K. (eds) 2003: *Principles and practice of radiation oncology.* (Lippincott–Williams and Wilkins, Philadelphia).

Szilvási I. 2002: *A nukleáris medicina tankönyve* (B+V Kiadó, Budapest).

PUPress

FELADATOK A IX. FEJEZETHEZ

IX. 1. Mennyi a hasadások száma másodpercenként egy ~100 MW termikus teljesítményű atommagreaktorban?

IX. 2. Fejtse ki a szaporító- (breeder) -reaktor működési elvét! Jelöljük η'-val az előállított neutronok számát a fűtőanyagban elnyelt neutronok számára vonatkoztatva. Mennyinek kell lenni η'-nak minimálisan ahhoz, hogy a szaporítás beinduljon? Van-e lassító közeg a gyors, szaporítóreaktorban?

IX. 3. Becsülje meg, hogy hányszor nagyobb energia szabadul fel 1 g ^{235}U hasadásakor, mint 1 g TNT (trinitrotoluol) robbanásakor! (1 g TNT robbanásakor ~ $2{,}6\times10^{16}$ MeV energia válik szabaddá.)

IX. 4. Felhasználva a VIII. 4. ábra jelöléseit mutassa meg, hogy a laboratóriumi rendszerben $\theta = 180^{o}$-ba rugalmasan szórt M_1 tömegű és E_1 energiájú részecske a szóródás után

$$E_3(\text{min}) = E_1\left(\frac{M_2 - M_1}{M_1 + M_2}\right)^2,$$

energiával fog rendelkezni. A céltárgymag kezdeti energiáját zérónak tekinthetjük ($E_2 = 0$). Útmutatás: a képlet az energia- és impulzusmegmaradási törvényekből következik.

IX. 5. Bizonyítsa be, hogy a Maxwell–Boltzmann-eloszlás legvalószínűbb sebességéhez tartozó energia $E = kT$. Mennyi a proton legvalószínűbb energiája a Nap centrumának hőmérsékletén ($T \sim 15 \cdot 10^6$ K)?

IX. 6. Az Univerzumban távolodhatnak-e a fénysebességnél gyorsabban egymástól a galaxisok?

IX. 7. Vezesse le a ^{4}He-tömegarányra nyert IX. 49. kifejezést!

IX. 8. *A)* Számítsa ki, mennyi energia szabadul fel a Napban, amikor 4 proton elég héliummá! (A ^{1}H atomi tömege 1,007825 m_u, a ^{4}He-é 4,002603 m_u.)

B) A Nap luminozitása (azaz az időegység alatt kisugárzott teljes elektromágneses energiája) $3{,}86 \cdot 10^{26}$ W. Mennyi hidrogén konvertálódik héliummá másodpercenként?

C) Mennyi a Nap tömegvesztesége másodpercenként?

DUPress

IX. 9. Mekkora a Napból a *p-p*-ciklusban kilépő neutrínók fluxusa a Földön, ha a Föld–Nap közepes távolság $d_{F\text{-}N} = 149 \cdot 10^6$ km? A Nap luminozitása $3{,}86 \cdot 10^{26}$ W. Feltevés: a termelt és kisugárzott energia egyensúlyban van.

IX. 10. Határozza meg 60 keV-es gamma-sugárzás intenzitásának gyengülését, ha

A) 10 cm vastag lágy testszöveten halad át,

B) 8 cm vastag testszöveten és 2 cm vastag csonton halad át.

A lágy testszövet sűrűsége $\rho = 1$ g/cm^3 , tömegelnyelési együtthatója $\mu_m = 0{,}2$ cm^2/g. A csont sűrűsége $\rho = 1{,}8$ g/cm^3, tömegelnyelési együtthatója $\mu_m = 0{,}32$ cm^2/g.

IX. 11. Milyen kiindulási ^{99}Mo-generátor-aktivitás esetén lehet egy héten át, 6 óránként, legalább 10 MBq ^{99m}Tc-aktivitást lefejteni a generátorból? Tételezzük fel, hogy a lefejtés hatásfoka 100%-os. A ^{99}Mo anyaizotóp β-bomlása kb. 85%-ban a ^{99}Tc metastabil állapotához vezet.

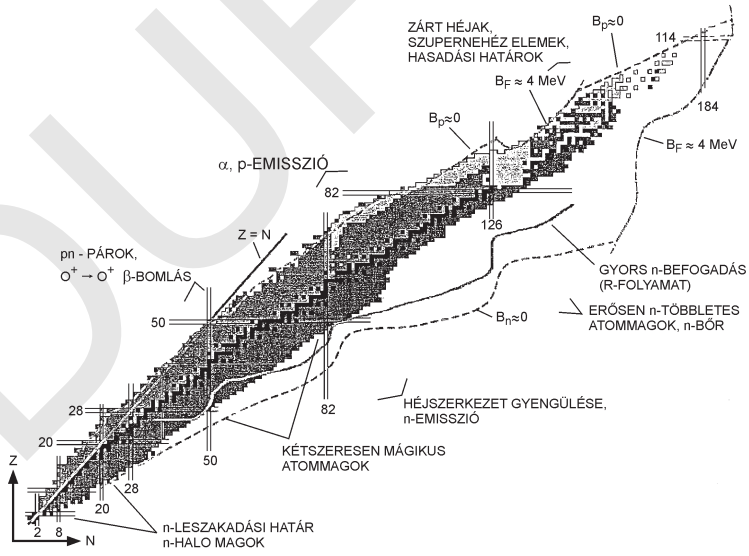
IX. 12. A IX. 37. ábra görbéi mutatják, hogy az adott lineáris elektrongyorsító fékezési sugárzásával nagyobb szöveti mélydózisokat lehet elérni, mint ^{60}Co-forrás felhasználásával. Mutassa meg, hogy mélyen fekvő daganatok sugárkezelése esetén a nagyobb áthatolóképességű elektromágneses sugárzás segítségével a tumorszövet előtt elhelyezkedő normál szöveteknek kisebb a relatív sugárterhelése.

A levezetésnél tételezzük fel, hogy a daganat a 18 cm átmérőjű agy közepén van és a besugárzást 0°, valamint 180°-os irányból végezzük. Azt is tegyük fel az egyszerűség kedvéért, hogy a szöveti dózis az x szöveti mélységgel exponenciálisan csökken az $\exp(-\mu_e x)$ törvény szerint, ahol μ_e az energialeadási együttható. Ez utóbbi mennyiség szoros összefüggésben van az $I = I_0 \exp(-\mu x)$ összefüggésben szereplő μ lineáris elnyelési együtthatóval (bár a két mennyiség természetesen nem ugyanaz). Ezután mutassa meg, hogy azonos tumordózisnál kisebb a normál szövet sugárterhelése az agyfelszín és a tumor között félúton (A és B pontokban), ha nagyobb energiájú (kisebb μ_e energialeadási együtthatóval jellemezhető) sugárzást alkalmazunk. Az energialeadási együttható értéke 0,1 és 0,2 cm^{-1} a nagyobb, ill. kisebb energiánál.

Pures

X. A STABILITÁSI SÁVTÓL TÁVOL ESŐ ATOMMAGOK – KITEKINTÉS

A magfizika az elmúlt évszázadban hatalmas fejlődésen ment át, és ez a fejlődés napjainkban is folytatódik. Hozzávetőleg 7000 atommag lehet kötött állapotban, úgy hogy felezési ideje hosszabb, mint 1 μs. Ezek közül kb. 300-nak van alapállapotban elegendően hosszú felezési ideje (>1 milliárd év) ahhoz, hogy stabilnak tekinthessük. 2007-ben ~3000 atommagról volt több-kevesebb információnk (néha csak az életidő vagy közelítő tömeg). Ilyen körülmények között természetes, hogy az atommagfizika egyik alapvetően fontos fejlődési irányát a még alig ismert vagy teljesen ismeretlen atommagok előállítása és sokoldalú vizsgálata jelenti. Ebben a fejezetben a stabilitási sávtól távol eső atommagok vizsgálatának újabb fejleményeit foglaljuk össze röviden. L. X. 1. ábrát.



X. 1. ábra. Atommagok a rendszám- (Z) és neutronszám- (N) -síkban. A stabil magokat fekete négyzetek jelölik. A lépcsőzetes vonalakkal határolt és besatírozott terület az ismert izotópok tartományát mutatja. A $B_p = S_p \approx 0$ és $B_n = S_n \approx 0$ görbék a proton-, ill. neutronleszakadási határok. B_F a hasadáshoz szükséges gerjesztési energiát jelöli.

DUPRESS

A magfizikai kutatások jelen helyzetével és fejlődési irányaival kapcsolatban több átfogó tanulmány is készült, l. az irodalomjegyzék összefoglaló munkáit.

X. 1. A STABILITÁSI SÁVTÓL TÁVOL ESŐ ATOMMAGOK ELŐÁLLÍTÁSÁNAK, AZONOSÍTÁSÁNAK ÉS VIZSGÁLATÁNAK MÓDSZEREI

X. 1. 1. Az előállításra felhasználható reakciók, a termékek szeparálása és azonosítása

Új izotópok előállítására az elmúlt évek során számos reakciót használtak. Ezek főbb csoportjai a következők:

A) Nagy energiájú részecskékkel létrehozott spalláció (VIII. 4. 1. pont).

B) Nehéz ionokkal létrehozott összeolvadási-párolgási reakciók és mélyen rugalmatlan ütközések (VIII. 4. 2. pont).

C) Nehézion-bombázórészecskék fragmentációja (VIII. 4. 5. pont).

D) Hasadási reakciók (VIII. 4. 3. pont).

E) Reakciók radioaktív nyalábokkal.

Nem túl messze el lehet jutni a stabilitási sávtól (*p,n*), (*p,d*), (*d,p*), (*t*,^{3}He) stb. transzfer, ill. (π^+,π^-) pionáttöltési reakciókkal is. Ezek hasznosak lehetnek részletes magszerkezeti információ szerzésére, továbbá nem kötött rendszerek tanulmányozására [pl. ^{7}Li(*t*,^{3}He)^{7}He reakcióval].

A) Spallációs reakció. Nagy energiájú részecskékkel létrehozott spallációs reakciók igen bő választékát adják a neutronhiányos izotópoknak (VIII. 26. ábra), de felhasználhatók neutrontöbbletes izotópok előállítására is. Kombinálva on-line tömegszeparálással számos új izotóp előállítását tették lehetővé. Mindazonáltal ma már az extrém neutronhiányos vagy -többletes magok előállítására a fúziós-párolgási vagy bombázórészecske-fragmentációs reakciók alkalmasabbak.

B) A nehéz ionokkal létrehozott összeolvadási-párolgási reakciók nagyon sikeresnek bizonyultak a neutronhiányos izotópok előállítására. Jelenleg ez a leggyakoribb módszer a protonleszakadási határon (vagy azon túl) lévő atommagok előállítására $Z = 50$ rendszám felett. Kiválóan alkalmasak transzurán elemek szintézisére is, megfelelő stabil céltárgy – bombázó részecske kombinációban (l. később a X. 2. 5. pontot).

Néhány nukleonátadással járó reakciók tipikusan $5 \div 10$ MeV/nukleon, míg fragmentációs reakciók > 35 MeV/nukleon energiáknál jönnek létre. *Mélyen rugalmatlan (neutronátadó) reakciókat* sikeresen alkalmaztak neutrontöbbletes

atommagok előállítására a 6 < Z <17 tartományban. A módszer azon alapszik, hogy ha viszonylag könnyű bombázó ionok (pl. ^{22}Ne, ^{40}Ar) kölcsönhatásba lépnek nehéz (és így neutronokban gazdag) céltárgymagokkal, nagy valószínűséggel ragadnak magukhoz neutronokat.

C) *Bombázórészecske-fragmentációs reakció* létrehozható pl. úgy, hogy >35 MeV/nukleon energiájú nehéz ionokkal (pl. erősen neutrontöbbletes ^{48}Ca-ionokkal) bombáznak könnyű (pl. ^{9}Be-) atommagokat. Így nagyon erősen neutrontöbbletes izotópok állíthatók elő. A vizsgálni kívánt atommagok azonosíthatók röptükben a céltárgy mögé tett mágneses szeparátorral.

Jelenleg a nehéz bombázó részecske fragmentációs (vagy hasadásos) reakciói szolgáltatják az egyik leghatékonyabb módszert mind a neutrontöbbletes, mind a neutronhiányos új atommagok előállítására.

D) Nagy energiájú nehéz részecskékkel (pl. ^{238}U-nal) bombázva céltárgyakat létrehozható a *bombázó részecskék hasadása.* A módszer különösen hatékony neutrontöbbletes atommagok előállítására a $20 \leq Z \leq 47$ tartományban.

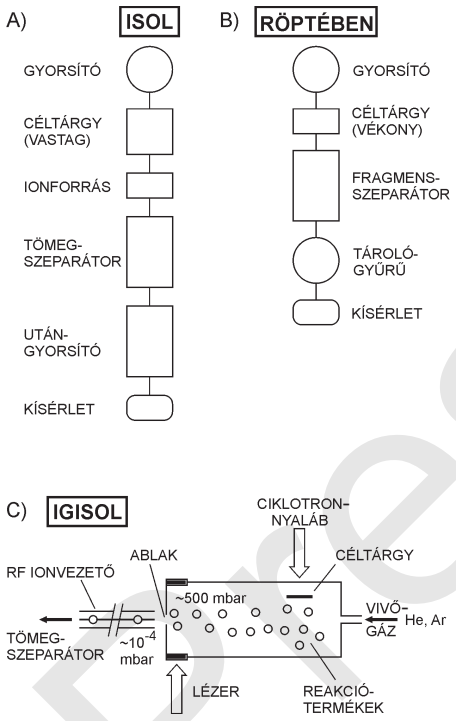
E) *Reakciók radioaktív nyalábokkal.* Magreakciókban előállított, szeparált és utángyorsított másodlagos nyalábok is felhasználhatók egzotikus izotópok előállítására és vizsgálatára. Jelenleg azonban a radioaktív nyalábok intenzitása nem elegendő ahhoz, hogy ezekkel részleteiben tanulmányozni lehessen a nukleonleszakadási határok közelében lévő atommagok sajátságait (a legkönnyebb elemek kivételével). Precíziós tömegmérést különböző csapdákban akár néhány atommagon is lehet végezni. A bomlássajátságok, első gerjesztési nívók, transzfer reakciók vizsgálatához azonban már 2÷3, a nívósémák, rezonanciák vizsgálatához ~ 5 nagyságrenddel erősebb radioaktív nyalábintenzitások szükségesek. Ezért a következő generációs berendezéseknél az egyik legfontosabb célkitűzés a radioaktív nyalábintenzitások növelése.

A stabilitási sávtól távol eső atommagok vizsgálata szempontjából nemcsak az előállító magreakció, hanem a szeparálási és azonosítási módszer is lényeges. Ez utóbbiaknak két főbb típusa alakult ki, nevezetesen az **i**zotóp**s**zeparálás egyidejűleg a céltárgy bombázásával (**o**n-**l**ine, ISOL), valamint a röptében való szeparálás (**i**n **f**light, IF). Hidat alkot a kétféle típus között az IGISOL (**i**on **g**uide **i**sotope **s**eparator **o**n-**l**ine) módszer.

A X. 2. ábrán feltüntettük a háromféle szeparálás működési elvét.

Az ISOL módszernél a felgyorsított stabil részecskékkel vastag céltárgyban létrehozzák a vizsgálni kívánt izotópokat. A céltárgyból magas hőmérsékleten való hevítéssel elpárologtatják a reakciótermékeket, majd ionforrásban ionizálják és tömegszeparátorral szétválasztják. A szeparált izotópokat – kívánság szerint – utángyorsíthatják magreakció-vizsgálatok céljaira. A céltárgyanyag (vegyület)

Elkiadó



X. 2. ábra. Radioaktív ionnyalábok szeparálási technikái. Az ISOL (A), röptében való (B) és IGISOL (C) szeparálási módszerek működési elvei.

megfelelő megválasztásával bizonyos elemekre szelektív kiválasztás is elérhető, ha ezek könnyebben párolognak el. Továbbá megvan a lehetőség, hogy lézernyalábbal szelektíve ionizáljanak. A módszer előnye, hogy a nagy bombázónyaláb-intenzitás és vastag céltárgy miatt jó hozammal, kiváló minőségű radioaktív ionnyalábok állíthatók elő. Hátránya, hogy az elpárolgás a vastag céltárgyból viszonylag hosszú időt vesz igénybe (≥ 1 ms), így csak a hosszabb felezési idejű izotópokra alkalmazható. Nehezen elpárologtatható anyagok (Ta, W stb.) vizsgálata is nehézségbe ütközik.

A röptében való szeparálás módszerénél vékony céltárgyat alkalmaznak, amelyből a magreakció termékei kirepülnek. Ezeket fragmensszeparátorral rendszám és tömegszám szerint szétválasztják. A magspektroszkópiai (vagy reakció-) vizsgálatok elvégezhetők tárológyűrű közbeiktatásával vagy a nélkül is. Relativisztikus energiáig felgyorsított elsődleges nehézion-nyalábok nagy hatásfokkal lökik ki a reakciótermékeket a vékony céltárgyból. A módszer gyors, tiszta és kémiailag független szeparálást tesz lehetővé. Segítségével ~ μs (vagy némileg kisebb) felezési idejű izotópok is vizsgálhatók.

Az IGISOL technikában a bombázó nyalábbal vékony céltárgyból kilökik a reakciótermékeket, majd héliumgázban lefékezik. Kb. 100 mbar vivőgáznyomás mellett elérhető, hogy a reakciótermékek fokozatosan +1 e töltésű állapotba kerüljenek. Az ionokat megfelelő ionoptikai rendszerrel kivonják a kamrából, majd felgyorsítják és on-line tömegszeparátorral szétválasztják. A vivőgázt nagy szívósebességű szivattyúkkal több lépcsőben távolítják el a rendszerből. A módszer alkalmas rövid felezési idejű izotópok ($T_{1/2} \geq 0{,}1$ ms) vizsgálatára és nehezen párolgó anyagokra (pl. Nb, Mo, Tc, Ru, Rh) is hatékony.

Nagyobb vivőgáznyomás (~500 mbar) mellett elérhető, hogy a reakciótermékek semlegesítődjenek. Ekkor lézernyalábbal szelektív ionizáció hozható létre (X. 2. C. ábra).

A céltárgyból kilökött reakciótermékeket *gáztöltésű szeparátorban* is el lehet választani egymástól. Ezekkel nagy transzmisszió és mérsékelt tömegfeloldás érhető el. Különösen alacsony hozamokkal előálló radioaktív atommagok vizsgálatára alkalmas. Egy ilyen rendszert a szupernehéz elemekkel foglalkozó X. 2. 5. pontban fogunk tárgyalni.

A Michigan Állami Egyetem Nemzeti Szupravezető Ciklotron Laboratóriumában (MSU, NSCL, East Lansing) kifejlesztés alatt áll egy rendszer, ami a *röptében szeparált nagy energiájú ionnyalábot megállítja (start – stop),* pl. egy héliumgázzal töltött csőben vagy más módon. A megállított ionok aztán egy keskeny elektronnyalábos csapdában (EBIS, l. V. 5. ábrát) erősen ionizálhatók, majd szupravezető lineáris gyorsítóval ~ 3 MeV/*A* energiára utángyorsíthatók. Így remélhetőleg igen jó minőségű nyalábot lehet nyerni, többek között nehezen elpárolgó elemekre is. A nyalábok felhasználhatók transzferreakció vagy Coulomb-gerjesztéses vizsgálatokhoz is és lehetőség nyílik az asztrofizikai gyorsproton-folyamat kísérleti tanulmányozására [Monroe 2008].

*

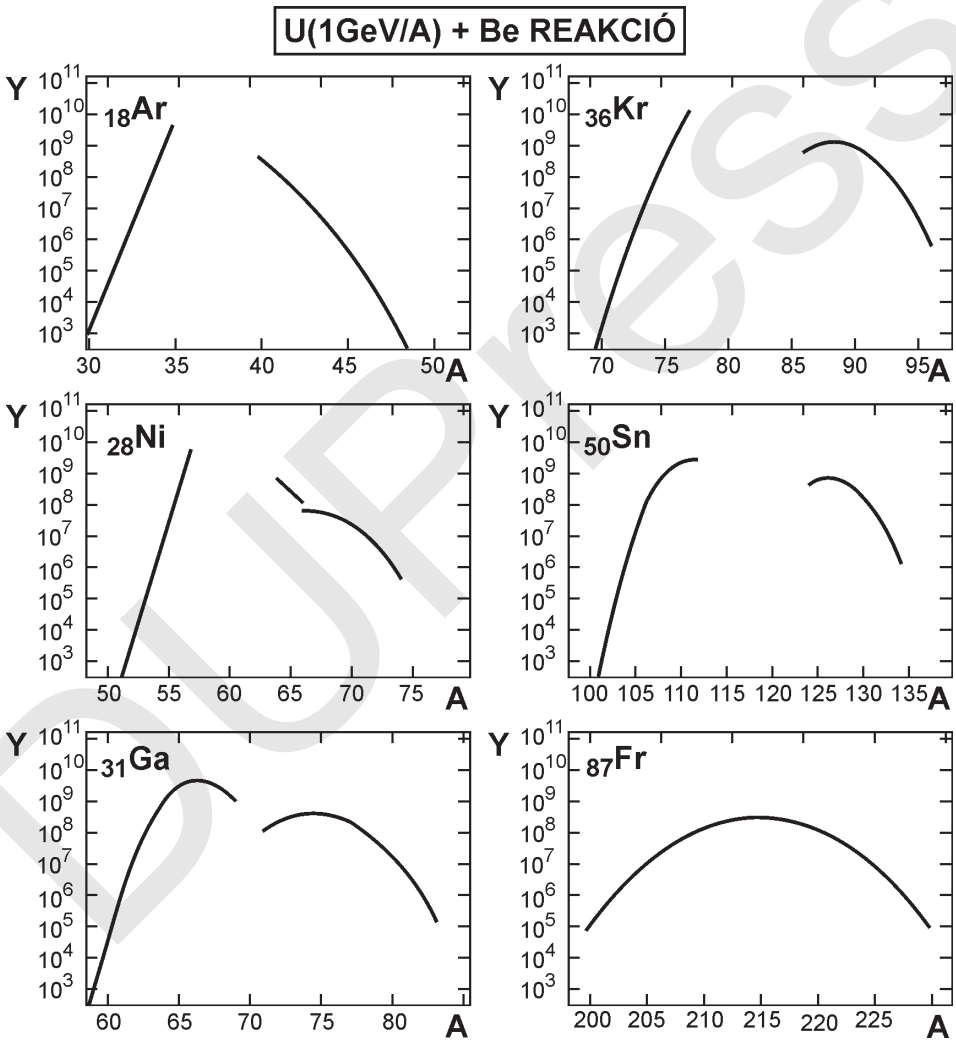
Az előzőekben láttuk, hogy a stabilitási sávtól távol eső neutrontöbbletes, ill. -hiányos atommagok előállítására az egyik leghatékonyabb mechanizmus a nagy energiájú bombázó részecskék fragmentációja, ill. hasadása. Nagy energiájú nehéz atommaggal (pl. uránnal) bombázva alacsony rendszámú céltárgyat (pl. berilliumot) a reakciótermékek főleg a bombázó részecskék irányába repülnek, így röptükben jó hatásfokkal szeparálhatók. Ez nagy előny a nehézion-neutronátadó [pl. ^{22}Ne (174 MeV) + ^{232}Th] reakciókhoz képest, ahol a reakciótermékek zömmel kúpszögben repülnek ki a bombázó nyaláb irányához képest.

DUPress

Az U(1 GeV/A) + Be reakció hozamai különböző elemek izotópjaira a X. 3. ábrán láthatók.

Egy adott radioaktív izotóp hozama (Y) az első szeparátor (analizáló mágnes) után a következő képlettel írható le:

$$Y = \sigma \Phi N \varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3, \qquad \text{(X. 1.)}$$



X. 3. ábra. A $_{92}$U(1 GeV/A) + ^{9}Be reakció hozamai (Y) az adott elem tömegszámának (A) függvényében. A bombázó részecskék intenzitása 2×10^{12} /s, a Be céltárgy vastagsága 4 g/cm^2 volt a fragmentációs, ill. 2 g/cm^2 a hasadási reakcióknál. Az adatokat röptében való szeparálási módszerrel nyerték. A stabil izotópok tartománya ki lett zárva. Bennett és mts. [2000] alapján.

DUPress

ahol σ az illető magreakció hatáskeresztmetszete, Φ az elsődleges bombázó részecske árama, *N* az effektív céltárgyvastagság, ε_1 a kiszabadulási és átviteli hatékonyság, ε_2 az ionizációs hatékonyság, ε_3 a tömegszeparálás hatékonysága. Az említett U(1 GeV/*A*) + Be és hasonló reakcióknál a σ hatáskeresztmetszet, az effektív céltárgyvastagság (a nagy bombázó energia miatt), továbbá az ε_1 és ε_2 hatékonyságok igen kedvezőek lehetnek. Ha az energia > 400 ÷ 800 MeV/nukleon, az elektronok majdnem teljesen lefosztódnak az ionokról az anyagon való áthaladásuk során, mivel a sebességük hasonló vagy éppen nagyobb, mint a keringő elektronoké (l. később a X. 10. ábrát). Így csupasz (vagy majdnem csupasz) atommagok nyerhetők. A töltéseloszlás az energia függvénye, és jól leírható különböző fékezőanyagokra és anyagvastagságokra.

Egy adott (egzotikus) izotóp maximális hozammal való előállítása szempontjából mérlegelni kell a bombázó részecske – céltárgy kombinációt, a céltárgy vastagságát és a bombázó részecske energiáját. A fragmentációs reakció leírására a statisztikus módszer sikerrel felhasználható. A fragmentáció statisztikus természetének egyik bizonyítéka, hogy a fragmensek „emlékeznek" a nyaláb sajátságaira. A neutrontöbbletes vagy -hiányos izotópok előállítására neutrontöbbletes vagy -hiányos nyalábokat célszerű alkalmazni.

A fragmentációs reakció egzotikus atommagok előállítására történő alkalmazásával részletesen foglalkoznak a következő munkák: Bennett és mts. [2000]; Penionzhkevich, Lukyanov [2006].

X. 1. 2. Néhány nagyobb magfizikai gyorsítóberendezés

A következőkben áttekintést adunk néhány nagyobb gyorsítóról és csatolt berendezéseiről, amelyek különösen alkalmasak a stabilitási sávtól távol eső atommagok előállítására és vizsgálatára.

Caen, GANIL (**G**rand **A**ccélérateur **N**ational d'**I**ons **L**ourds, Franciaország). Öt ciklotron, részben soros kapcsolásban, közepes energiájú nehéz ionok szénre 13 MeV/*A*, uránra 4 MeV/*A* energiáig, nagy energiájú ionok C-től (< 95 MeV/*A*) U-ig (< 25 MeV/*A*). Radioaktív ionok nyerhetők „röptében" a SISSI berendezésben (~20-tól 80 MeV/A-ig). Gyorsított radioaktív ionok kis (néhányszor 10 keV) és közepes energiáig (3 ÷ 25 MeV/A) a SPIRAL berendezésben. Témák: magszerkezet, egzotikus magok, reakciók másodlagos nyalábokkal, magdinamika, forró magok, óriásrezonanciák. A SPIRAL2 programban épül egy nagyáramú szupravezető lineáris gyorsító erősen neutronhiányos vagy -többletes radioaktív atom-

PUPress

magok előállítására. L. részletesebben később a X. 1. 4. pontban, ill. a X. 8. ábrán.

Darmstadt, GSI (**G**esellschaft für **S**wer**i**onenforschung, Németország). UNILAC nehézion-lineárisgyorsító, H-tól U-ig 14 MeV/*A*; SIS nehézion-szinkrotron tömeg/töltés arány = 2-nél 2 GeV/*A*-ig (nehezebb magokra némileg kisebb energiákig), 1 ciklus/s; FRS részecskefragmens-szeparátor; ESR nehézion-tárológyűrű H-tól U-ig 0,8 GeV/*A* energiával. Témák: szupernehéz elemek, egzotikus atommagok (tömeg, felezési idő stb.), magreakciók, a magok állapotegyenlete stb. Nemzetközi együttműködéssel jelenleg épül a FAIR (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch) kutatókomplexum. L. részletesebben a X. 1. 4. pontban, ill. a X. 5–6. ábrákon.

Dubna, JINR (**J**oint **I**nstitute for **N**uclear **R**esearch, EAI, Oroszország). U-400 (K = 450), U-400M (K = 630) nehézion-ciklotronok, számos nehézion- $30 \div 60$ MeV/A -energiáig. Elektrosztatikus szeparátor VASSILISSA, gáztöltésű szeparátor röptében való szeparálásra. L. részletesebben a X. 2. 5. pontban, ill. X. 32. A. ábrán. Témák: szupernehéz elemek, magreakciók, maghasadás stb. [Oganessian, Pustylnik 1994]. Radioaktív nyalábokat terveznek gyorsítani a DRIB (**D**ubna **r**adioactive **i**on **b**eam) programban a nehézion-ciklotron mellett. A NICA (**n**uclotron-based **i**on **c**ollider f**a**cility) programban U + U ütközéseket kívánnak megvalósítani $\sqrt{s_{NN}} = 9$ GeV energiával és 10^{27} $cm^{-2}s^{-1}$ átlagos luminozitással 2013-ig.

Genf, CERN-ISOLDE (European Organization for Nuclear Research, Svájc). 1,4 GeV, a protonszinkrotron belövő gyorsítója, 2 μA, ISOL, ISOLDE, REX-ISOLDE, szeparált ionok csapdázása, hűtése, töltésnövelése, utángyorsítása lineáris gyorsítóval 3,1 MeV/*A* energiáig, egzotikus atommagok tömegének, nyomatékának, sugarának, bomlásának és reakcióinak vizsgálata. A HIE-ISOLDE (**h**igh **i**ntensity and **e**nergy) programban tervezik az elsődleges nyalábintenzitást megemelni 10 μA-re és a radioaktív ionok gyorsítását növelni > 5 MeV/*A* energiára. Az SPL programban távlatilag tervezik egy szupravezető proton-lineárisgyorsító építését, ami 2,2 GeV, 11 mA-es pulzált protonnyalábot adna az ISOLDE programnak, ill. a protonszinkrotronnak (és innen a nagy hadronütköztetőnek). A radioaktív izotópok termelése szempontjából ez 100 μA-es átlagos primeráram elérését jelenti. L. részletesebben a X. 1. 3. pontban.

JYVÄSKYLÄ, JYFL (Accelerator Laboratory of the University of Jyväskylä, Finnország). Ciklotron (AVF, K = 130) két különböző ECR ionforrással nehéz

ionokra. A Coulomb-fal fölötti energiákra a legnehezebb ion: Kr. IGISOL (**I**on **g**uide **i**sotope **s**eparator **o**n-**l**ine) technika, rádiófrekvenciás kvadrupól-nyalábhűtővel, Penning-csapdák, lézeres spektroszkópiai berendezés, RITU gáztöltésű mágneses reakciótermék-szeparátor, RDT (**r**ecoil **d**ecay **t**agging) kísérletek. Témák: egzotikus magok szerkezete és alapállapoti sajátságai, szupernehéz elemek, magreakciók. További részletek a X. 2. 5. pontban, ill. X. 34. ábrán.

East Lansing, National Superconducting Cyclotron Laboratory, Michigan State University, USA. $K = 500$ és $K = 1200$ csatolt szupravezető ciklotronok, ECR ionforrás. Az elért energia könnyű ionokra < 200 MeV/*A*, A = 100 feletti ionokra < 100 MeV/*A*. Mágneses A-1200 nyalábanalizáló rendszer, ami a bombázó részecske fragmentációjában keletkezett radioaktív nyalábokat szelektálja. Témák: atommag–atommag-ütközések dinamikája és termodinamikája, magszerkezetkutatás radioaktív nyalábokkal, nukleáris asztrofizika [Gelbke 1994]. Fejlesztési terv: **I**sotope **S**cience **F**acility (ISF) at Michigan State University [Gelbke 2002; Gelbke és mts. 2006]. A tervezett létesítmény központi része egy ~ 260 MeV/*A*, 400 kW-os szupravezető lineáris nehézion-gyorsító, ami a már meglévő berendezésekkel együtt széles körű kutatásokat tesz lehetővé.

*Lanzhou, Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences (CAS), HIRFL **H**eavy **I**on **R**esearch **F**acility in **L**anzhou, Kína*. ECR ionforrás, K = 70 szektorfókuszálású ciklotron (SFC) $^{12}C^{6+} > 10$ MeV/*A*, $^{238}U^{26+}$ 0,8 MeV/*A*. K = 450 szegmentált szektorciklotron (SSC) $^{12}C^{6+}$ 100 MeV/*A*, $^{238}U^{40+}$ 11 MeV/*A*. Két tárológyűrű (**c**ooler **s**torage **r**ing, CSRm és CSRe) K = 2800, ill. K = 2000. CSRm $^{12}C^{6+}$ 1100 MeV/*A* , $^{238}U^{72+}$ 520 MeV/*A*, CSRe $^{12}C^{6+}$ 760 MeV/*A*, $^{238}U^{92+}$ 500 MeV/*A*. Mágneses fragmensszeparátor RIBLL (**r**adioactive **i**on **b**eam **l**ine, **L**anzhou). Témák: új izotópok, egzotikus magok spektroszkópiája, magszerkezet, tömeg és felezési idő mérései tárológyűrűn stb. [Wenlong Zhon 2007].

Saitama, Tokyo mellett, RIKEN Accelerator Research Facility, Japán. 1987-től működik (**RI**KEN **r**ing **c**yclotron, RRC) két ECR ionforrással ellátott belövő gyorsítóval. Az egyik egy nehézion-lineárisgyorsító (RILAC), a másik egy változó mágneses terű ciklotron. Ezekkel könnyű ionok (pl. ^{16}O) max. 135 MeV/*A* energiáig gyorsíthatók. GARIS (**ga**s filled **r**ecoil **i**sotope **s**eparator), IGISOL (**i**on **g**uide **i**sotope **s**eparator **o**n-**l**ine) és RIPS (**RI**KEN **p**rojectile-fragment **s**eparator) berendezések. Témák: egzotikus atommagok szerkezete, magreakciók, neutronhalo és neutronbőr, magnyomatékok stb. [Tanihata 1998].

DUPRESS

2006-ban lépett üzembe az új, nagy teljesítményű radioaktív-ionnyaláb gyár, a RIBF (**r**adioactive **i**on **b**eam **f**actory). Ez a RILAC és RRC gyorsítókat használja és három újonnan épített ciklotront tartalmaz: fix frekvenciájú gyűrűciklotron fRC (K = 570 MeV), közbenső gyűrűciklotron (**i**ntermediate **r**ing **c**yclotron) IRC (K = 980 MeV) és szupravezető gyűrűciklotron SRC (K = 2500 MeV). Ez utóbbival nehéz ionok (egészen az uránig) 345 MeV/A energiára gyorsíthatók. A radioaktív nyalábot szupravezető szeparátorba vezetik (Big RIPS, **r**adioactive **i**on **p**rojecftile-fragment **s**eparator), amelyben nyomon követik a részecske pályáját és mérik sebességét, mágneses merevségét, specifikus energiaveszteségét, teljes energiáját a pontos részecskeazonosítás érdekében [Yano, Motobayashi 2007]. A RIKEN-RIBF berendezések távlati képe később a X. 9. ábrán látható.

*

Természetesen a felsorolt magfizikai gyorsítóberendezéseken kívül még sok más is létezik. Az európai magfizikai berendezésekről részletes információ található a következő munkákban: Azaiez és mts. [2007]; Bennett és mts. [2000]; Harakeh és mts. [2004]; Harakeh, Körner eds. [2004]. Sok gyorsítólaboratórium ismertetése megtalálható a Nuclear Physics News folyóirat különböző számaiban.

X. 1. 3. ISOL-rendszerek (CERN ISOLDE)

Jelenleg már számos ISOL-rendszer működik, de ahhoz, hogy lényeges előrelépés legyen elérhető a stabilitási sávtól távol eső atommagok vizsgálatában a szeparált nyalábok intenzitását 2 ÷ 4 nagyságrenddel emelni kell. Ezt a célt tűzte ki az EURISOL program, amelynek kidolgozása folyamatban van.

Közbenső megoldást jelenthet a CERN-i HIE-ISOLDE, ill. a GANIL SPIRAL2 programja, amelyek megvalósítása már folyik. A következőkben elsősorban a legismertebb CERN ISOLDE programot ismertetjük, majd rövid áttekintést adunk más működő ISOL-berendezésekről is.

ISOLDE, REX-ISOLDE, HIE-ISOLDE

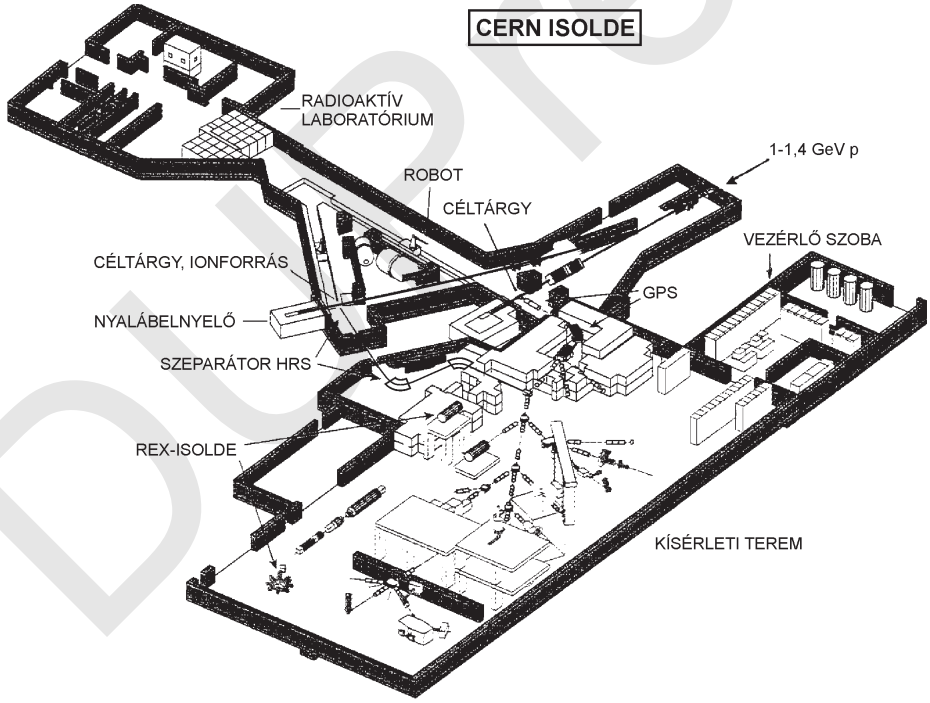
ISOLDE-nyalábok. A CERN-i gyorsítókomplexum (V. 15. ábra) számos gyorsítója közül a protonszinkrotron (PS) belövő gyorsítóját használják az ISOLDE céljaira. Ez négy kis szinkrotronból áll, ami egy lineáris gyorsító által szolgálta-

DUPress

tott protonnyalábot tovább gyorsít 1,4 GeV energiára. Az átlagos nyalábintenzitás ~ 2 μA. A protonnyalábot vastag céltárgyra vezetik, ahol hasadási, fragmentációs és spallációs reakciókkal radioaktív izotópokat állítanak elő. Két céltárgy-rendszert képeztek ki (X. 4. ábra), az egyikhez egy általános célú tömegszeparátor (GPS), a másikhoz egy nagy felbontású tömegszeparátor (HRS) csatlakozik. A tömegszeparátorok után a radioaktív nyalábokat közös nyalábcsatornába vezetik, ahonnan a kísérleti mérőberendezésekhez vagy a REX-ISOLDE lineáris utángyorsítóba kerülnek.

A céltárgyak besugárzás után erősen radioaktívak lesznek, így a szükségessé váló műveleteket robotokkal végeztetik. A nagy aktivitású zónát szigorúan elválasztják a mérési célokat szolgáló laboratóriumtól.

1,4 GeV energiájú protonokkal igen vastag (több száz g/cm^2) is átsugározhatók. A céltárgy lehet olvasztott fém, amit 700 ÷ 1400 °C hőmérsékleten tartanak. Ezekből a radioaktív izotópok viszonylag hosszú idő (~ 30 s) alatt juthatnak ki.



X. 4. ábra. ISOLDE-nyalábok. Az 1÷1,4 GeV-es pulzált bombázó protonokat a HRS (**h**igh **r**esolution **s**eparator) vagy a GPS (**g**eneral **p**urpose **s**eparator) céltárgy + ionforrás + szeparátor rendszerbe vezetik. A céltárgyak mögött a nyalábelnyelő bunkerek találhatók. A szeparált radioaktív izotópok különböző nyaláb- és mérőcsatornákba vezethetők vagy utángyorsíthatók a REX-ISOLDE lineáris gyorsítóval. Sugárvédelmi okokból az egész rendszert ~ 8 m-re a föld alá telepítették.

DUPress

Ha rövidebb felezési idejű izotópokat akarnak vizsgálni, célszerű fémport használni céltárgyként és ezt ~ 2000 °C fölé hevíteni. Így néhány tized másodperc felezési idejű izotópok is vizsgálhatók. A céltárgy anyag (vegyület) és üzemmód, valamint az ionforrás megfelelő megválasztásával elérhető, hogy csak a vizsgálni kívánt elem izotópjai kerüljenek a tömegszeparátorba. Pl. a gáz halmazállapotú termék viszonylag könnyen elválasztható a szilárd test vagy folyadék halmazállapotútól. Lézernyalábbal specifikusan is ionizálhatók a reakciótermékek, mielőtt a tömegszeparátorba jutnak. Jelenleg már kb. 67 elem > 800 izotópját tudják vizsgálni az ISOLDE programban.

Az általános célú *tömegszeparátor* feloldása $M/\Delta M = 2400$, ami a központi tömeghez képest ± 15% tömegtartományban szolgáltat izotópokat. A nagyfeloldású tömegszeparátorral $M/\Delta M = 30\,000$ tömegfeloldás érhető el (a vizsgálni kívánt tömegre). Ez utóbbi szeparátor két eltérítő mágnest és fókuszáló rendszert tartalmaz.

Az 1967 óta működő ISOLDE programban igen *széles körű vizsgálatokat* végeztek kifinomult módszerekkel. A főbb vizsgálati területek a következők:

– tömegmérések Penning-csapdában,

– radioaktív atommagok spinjének, elektromos és mágneses nyomatékának, töltéssugarának meghatározása,

– bomlási sajátságok, egzotikus bomlásmódok vizsgálata stb.

A vizsgálatokra több mint 15 komplex kísérleti berendezés áll(t) rendelkezésre a kísérleti csarnokban (pl. γ-detektorrendszer, MINIBALL; Si-detektorrendszer (Si-ball); teljes abszorpciós γ-spektrométer (TAgS); tömegspektrométerek (ISOLTRAP, MISTRAL); lézeres spektroszkópiai nyalábcsatornák (COLLAPS, COMPLIS); magpolarizációs kísérletek (NICOLE); csapda gyenge kölcsönhatási kísérletekhez (WITCH).

A szeparált izotópok utángyorsíthatók a *REX-ISOLDE* lineáris gyorsítóval 3,1 MeV/A energiára. A *HIE-ISOLDE* programban > 5,5 MeV/A radioaktívion-energiát kívánnak elérni a 2009 ÷ 2011. évek során. Mindezek lehetővé teszik, hogy az egzotikus atommagokat Coulomb-gerjesztéses és nukleontranszfer-reakciókkal is vizsgálhassák igen széles rendszámtartományban.

Mint már említettük, a *CERN SPL* tervében szerepel egy szupravezető protonlineárisgyorsító építése, ami ~ 2,2 GeV energiájú, 11 mA pulzált (50 Hz) nyalábot állítana elő az ISOLDE, ill. a protonszinkrotron (és tovább a nagy hadronütköztető) számára. Ezzel az elsődleges áram 100 μA-re lenne növelhető a radioaktív izotópok előállításához.

Jelenleg tervezés alatt álló *EURISOL programban* a radioaktív nyalábok intenzitását több nagyságrenddel (2 ÷ 4) növelni akarják a jelenlegihez képest [Blumenfeld 2007]. Az SPL megfelelő elsődleges gyorsító lehetne az EURISOL prog-

ram részére. Addig is a HIE-ISOLDE, valamint a SPIRAL2 (Caen) közbenső ISOL-rendszerek megfelelő tapasztalatszerzésre adnak lehetőséget.

Más működő ISOL-rendszerek

ISOL-berendezések működnek még Európában a következő helyeken.

Ciklotron plusz utángyorsító ciklotron kombináció: Centre de Recherches du Cyclotron, Louven-la-Neuve, Belgium.

Ciklotron plusz tandem utángyorsító: EXCYT berendezés, Laboratori Nazionali del Sud, Catania, Olaszország.

Laboratori Nazionali di Legnaro, Legnaro, Olaszországban tervbe van véve egy új szupravezető lineáris belövő (PIAVE) építése ECR ionforrással nagy intenzitású nyalábok előállítására, valamint egy ISOL-berendezés üzembe helyezése (SPES). A másodlagos radioaktív nyalábokat tovább lehet gyorsítani az ALPI lineáris gyorsítóval.

Észak-Amerikában ISOL radioaktívnyaláb-rendszerek működnek Kanadában (TRIUMF-ISAC, ciklotron + lineáris utángyorsító, Vancouver), valamint az USA-ban (Oak Ridge National Laboratory ciklotron + tandem utángyorsító, Oak Ridge; Argonne National Laboratory ATLAS, lineáris gyorsító és tandem, Argonne.)

Japánban ISOL alapú radioaktív nyalábokat állítanak elő tandem + szupravezető utángyorsító kombinációval a KEK-JAERY Tokai Radioactive Ion Accelerator Complex programban.

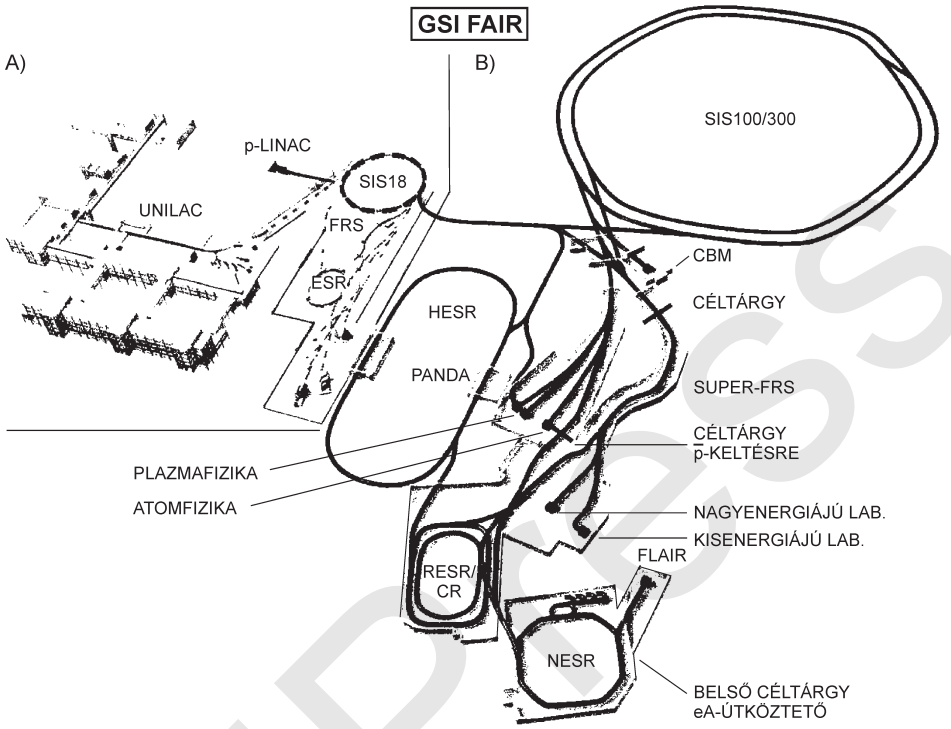
X. 1. 4. Röptében szeparáló berendezések (GSI, GANIL, RIKEN)

GSI FAIR

Meglévő berendezések. A GSI (Darmstadt, Németország) gyorsítókomplexum és nyalábcsatornáinak vázlatos képe a X. 5. A. ábrán látható. Az UNILAC és SIS18 gyorsítók adatait a X. 1. 2. pontban ismertettük.

Az FRS jelű fragmensszeparátor (X. 6. ábra) lehetővé teszi a céltárgyból kirepülő reakciótermékek röptében való szeparálását. Mágneses eltérítő rendszerrel mérik a részecske mágneses merevségét ($B\,r = mv/q$), továbbá repülési idejéből a sebességét, így meghatározható az m/q hányados. (Itt B mágneses indukciót, r az eltérítési sugarat, m a részecske tömegét, q az ion töltését, v a sebességét jelenti.)

DUPress

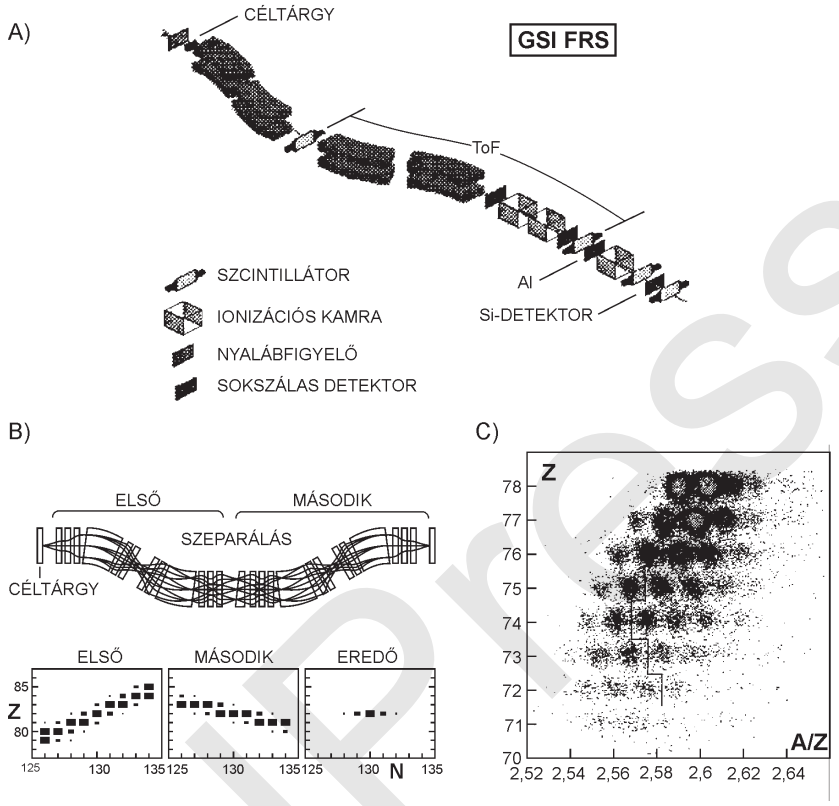


X. 5. A. ábra. A GSI működő nehézion-gyorsító komplexumának vázlatos képe. UNILAC: lineáris nehézion-gyorsító (2÷14 MeV/A), SIS18: nehézion-szinkrotron (1÷2 GeV/A), ESR: kísérleti tárológyűrű (≤0,8 GeV/A H-tól U-ig), FRS: fragmensszeparátor (l. részletesebben a X. 6. A. ábrán), *p*-LINAC: újonnan telepítendő nagyáramú proton-lineárisgyorsító.

B. ábra. A tervezett FAIR gyorsítókomlexum. SIS 100 és SIS 300: szupravezető szinkrotronok, CR: gyűjtőgyűrű, RESR: tárológyűrű, NESR: új kísérleti tárológyűrű és átmetsző elektronütköztető (eA), HESR: nagy energiájú antiproton-tárológyűrű, rajta a PANDA detektor (l. részletesebben a II. kötetben [Fényes 2007, VII. 3. 1. pont]), Super-FRS: szupravezető röptében szeparáló berendezés radioaktív nyalábokra, FLAIR: alacsony energiájú antiproton és ion fizikai vizsgálatok.
Gutbrod és mts. [2006] alapján.

1 GeV/*A* energiájú bombázó ólomnyaláb esetén a fragmens lényegében a héjelektronjaitól lefosztva lép ki a céltárgyból (l. később a X. 10. ábrát). Mérik a specifikus energiaveszteséget (*dE/dx*) is ionizációs kamrákkal (vagy Si-detektorokkal). A IV. 4. képlet szerint a nehéz töltött részecskék specifikus energiavesztesége töltésük négyzetétől függ; így meghatározható a részecske rendszáma.

A mágneses spektrométer két részből áll, melyek között egy megfelelően formázott Be-éket (degrader) alkalmaznak. A két szelektáló rendszer együttesen egyértelmű, a fragmensek sebességétől független rendszám-tömegszám megha-



X. 6. A. ábra. Fragmensszeparátor (FRS) a GSI-ben; a szeparált ionok implantálása Si-detektorokba. Az azonosításon kívül meghatározhatók a felezési idők is.

B. ábra. A fragmensszeparátor ionoptikája és a szeparálás elve. Henning [1990] alapján.

C. ábra. Beütések a fragmensszeparátor detektorrendszerén. A rendszám (Z) és tömegszám/rendszám (A/Z) arány összefüggése. Adott rendszám-kapuban megjeleníthetők a különböző izotópokhoz tartozó jelek. Kurtukian-Nieto és mts. [2005] alapján.

tározást tesz lehetővé. A rendszer térben is elkülöníti a reakciótermékeket (l. X. 6. C. ábrát), így lehetővé válik bomlásuk vizsgálata is. Az ionoptikai és detektorrendszerben minden részecske nyomát végigkövetik.

A Si-detektorok előtti Al-fólia a fragmensek fékezésére szolgál, hogy a detektorba implantálódjanak. Az Al-fólia utáni ionizációs kamra a fóliában létrehozott másodlagos reakciótermékeket szűri ki.

A fragmenseket kétoldalas Si sávdetektor-rendszerbe implantálják és mérik az implantálás és a β-részecske megjelenése közötti időkorrelációt. A Si detektorrendszer előtt és után alkalmazott szcintillációs detektorokkal tiltó jelet adnak a

zavaró háttérbeütésekre. A több generációs anya-leány bomlások végigkövetése egyúttal az azonosításukat is elősegíti. A rendszerrel nagyszámú új, erősen neutrontöbbletes izotópot sikerült azonosítani. Meghatározták a β-bomlási felezési idejüket is.

A *GSI FAIR* (**F**acility for **a**ntiproton and **i**on **r**esearch) – német részről jóváhagyott – programjában nagyarányú fejlesztés folyik. Több fázisban 2015-ig a következő szinkrotronokat és tárológyűrűket kívánják üzembe helyezni:

Gyűrű	*Nyalábenergia*
Szinkrotron SIS 100	2,7 GeV/A U^{28+}
	29 GeV protonok
Szinkrotron SIS 300	34 GeV/A U^{92+}
Gyűjtőgyűrű CR	740 MeV/A, $A/q = 2{,}7$
	3 GeV antiprotonok
Új kísérleti tárológyűrű NESR	740 MeV/A U^{92+} -ra
	$A/q = 2{,}7$, 3 GeV antiprotonok
Nagy energiájú tárológyűrű HERS	0,8 – 14,5 GeV antiprotonok

L. X. 5. B. ábrát.

Elsődleges nyalábok a következő területekre:

Radioaktív nyalábok: 0,4 – 1,5 GeV/A ionok minden elemre uránig.

Kvantumszíndinamika antiprotonokkal: ≤ 14,5 GeV.

A radioaktív ionok csúcsintenzitása: 5×10^{11} ion/pulzus U-ionokra tárológyűrűs kísérletekre. Átlagintenzitás 3×10^{11}/s rögzített céltárgyas kísérletekre. Tárológyűrűbe való bevitelnél a pulzus ~ 60 ns-os.

L. részletesebben a Nucl. Phys. News, vol. 16, No. 1 (2006) különszámában.

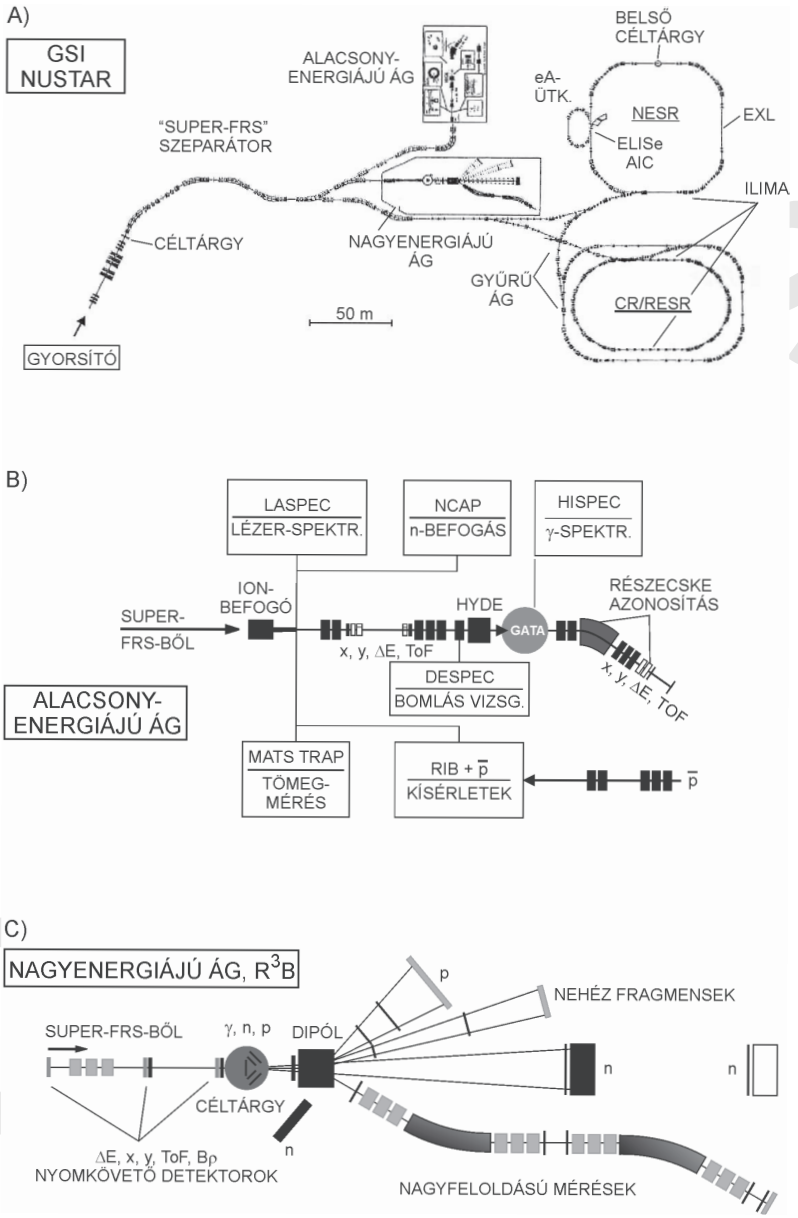
A FAIR-együttműködésnek 2008-ban 14 – főleg európai – ország tagja, Magyarország és USA megfigyelői státusban vesz részt.

A magszerkezeti, asztrofizikai és magreakció-vizsgálatok céljaira a szupravezető fragmensszeparátor után három nyalábcsatornát hoznak létre. Ezekre telepítik a NUSTAR (**nu**clear **s**tructure, **a**strophysics and **r**eactions) együttműködés berendezéseit (X. 7. ábra). Ezeket részletesebben ismertetjük.

Az alacsony energiájú ágban lehetőség nyílik egzotikus atommagok sajátságainak és különböző bomlásainak vizsgálatára. A nyaláb energiáját csökkenteni lehet 100 MeV/A-ról néhány MeV/A-ig.

A HISPEC (**h**igh-resolution **i**n-flight **spec**troscopy) együttműködésben nagy hatásfokú és feloldású spektroszkópiai vizsgálatokat végeznek magszerkezet, reakciók és asztrofizika területén 3 – 150 MeV/A energiájú radioaktív nyalábokkal.

ELTE PRESS



X. 7. A. ábra. A FAIR gyorsítókomplexum szupravezető röptében szeparáló berendezése és a három csatlakozó laboratórium: az alacsonyenergiájú, nagyenergiájú és gyűrűág. NUSTAR: **nu**clear **st**ructure, **a**strophysics and **r**eactions.

B. ábra. Az alacsonyenergiájú ágban tervezett NUSTAR kísérleti berendezések.

C. ábra. A nagyenergiájú R^3B (reakciók relativisztikus radioaktív nyalábokkal) berendezés vázlatos képe. L. részletesebben a szövegben.

Az AGATA nevű Ge-detektoros berendezés lehetővé tesz in-beam γ-spektroszkópiai és (többszörös) Coulomb-gerjesztéses vizsgálatokat. Lehetőség nyílik részecskespektroszkópiai mérésekre is (helymeghatározás, $\Delta E/dx$, repülési idő [ToF] mérése).

A DESPEC (**de**cay **spec**troscopy) programban megállított, implantált atommagokat vizsgálnak (β-bomlás, izomer bomlás, egzotikus bomlások) Si-detektoros rendszerrel, amit γ-sugár és *n*-detektáló berendezésekkel vagy teljes abszorpciós spektrométerrel vesznek körül.

A LASPEC együttműködésben lézerspektroszkópiai módszerekkel magspineket, mágneses és elektromos nyomatékokat, valamint atommag-töltéssugár változásokat kívánnak meghatározni.

A MATS együttműködésben nagy pontosságú és hatékonyságú tömeg- és élettartammméréseket végeznek radioaktív nyalábokon. Különböző ioncsapdákat és precíziós Penning-csapdát építenek. Vizsgálják a csapdába ejtett atommagok konverziós elektron- és γ-spektrumát.

Az NCAP (**n**eutron **cap**ture) programban meghatározott radioaktív atommagokat állítanak elő máshol végzendő *n*-befogásos (asztrofizikai célzatú) vizsgálatokra.

A *gyűrűágban* lehetőség nyílik arra, hogy a másodlagos (radioaktív) nyalábokat nagy gyűjtési hatásfokkal tárológyűrűbe vezessék. Itt – előzetes sztohasztikus, majd elektronhűtés után – kitűnő minőségű (kis emittanciájú és impulzusszórású) nyalábok állíthatók elő, amelyekkel a gyűrűn belül egyedülálló kísérletek végezhetők.

Az ILIMA kísérleti programban, a CR és NESR gyűrűkben tömeg- és élettartammméréseket végeznek Schottky, ill. izokron tömegspektriai módszerekkel (l. részletesebben a X. 1. 5. pontban). A vizsgálatok fontosak mind magfizikai, mind asztrofizikai szempontból.

Az EXL-együttműködésben rugalmas és rugalmatlan ütközéseket, töltéscsere és transzferreakciókat vizsgálnak a NESR-gyűrű belső céltárgyán. Ezek információkat szolgáltatnak az egzotikus atommagok szerkezetének megértéséhez.

Az ELISe (**el**ectron – R**I**B **s**cattering) programban rugalmas, rugalmatlan elektron-ion-ütközéseket fognak vizsgálni egy nagy feloldású elektronspektrométerrel, a NESR-gyűrű *eA*-ütköztetőjében. A vizsgálatok különösen alkalmasak egzotikus atommagok neutron-, ill. proton-haloszerkezetének felderítésére.

Az AIC- (**a**ntiproton-**i**on **c**ollider) -együttműködésben a protonok és neutronok gyök-közép-négyzetes sugarát kívánják mérni stabil és rövid élettartamú atommagokban antiprotonok abszorpciójával. A kísérletekhez felhasználják a NESR-gyűrűben tárolt ionokat.

ELTE Press

A *nagy energiájú ágban* radioaktív nyalábokkal létrehozott magreakciókat vizsgálnak inverz kinematikában (mozgó egzotikus izotóp, álló stabil céltárgymag). A vizsgálatokhoz az R^3B (**r**eactions with **r**elativistic **r**adioactive **b**eams) programban nagy hatásfokú, ~ 4π térszöget átfogó teljes kinematikai kísérleti berendezést építenek. Hasonló berendezések sikeresnek bizonyultak pl. atommaghalo, új kollektív gerjesztési módok, új héjlezáródások vizsgálatában.

A nagy akceptanciájú szupravezető dipólmágnes – megfelelő iondetektorkamrákkal – lehetővé teszi a reakciótermékek azonosítását és impulzusának analízisét. A neutronokat is detektálják, és egy nagyfelbontású spektrométert is terveznek a dipólmágnes mögé. A folyékony hidrogén céltárgy köré Si vertex detektorokat telepítenek, amelyekkel (*p*,2*p*), (*p*,*pn*) reakciókat is vizsgálhatnak radioaktív nyalábokkal, inverz kinematikában. A csatolt γ- és töltött részecske kaloriméterek lehetővé teszik sokféle reakció teljes körű vizsgálatát. Tanulmányozhatók lesznek pl. (γ,*n*) Coulomb-feltöréses reakciók az asztrofizikai szempontból fontos (*n*,γ) hatáskeresztmetszetek meghatározására.

GANIL, SPIRAL2

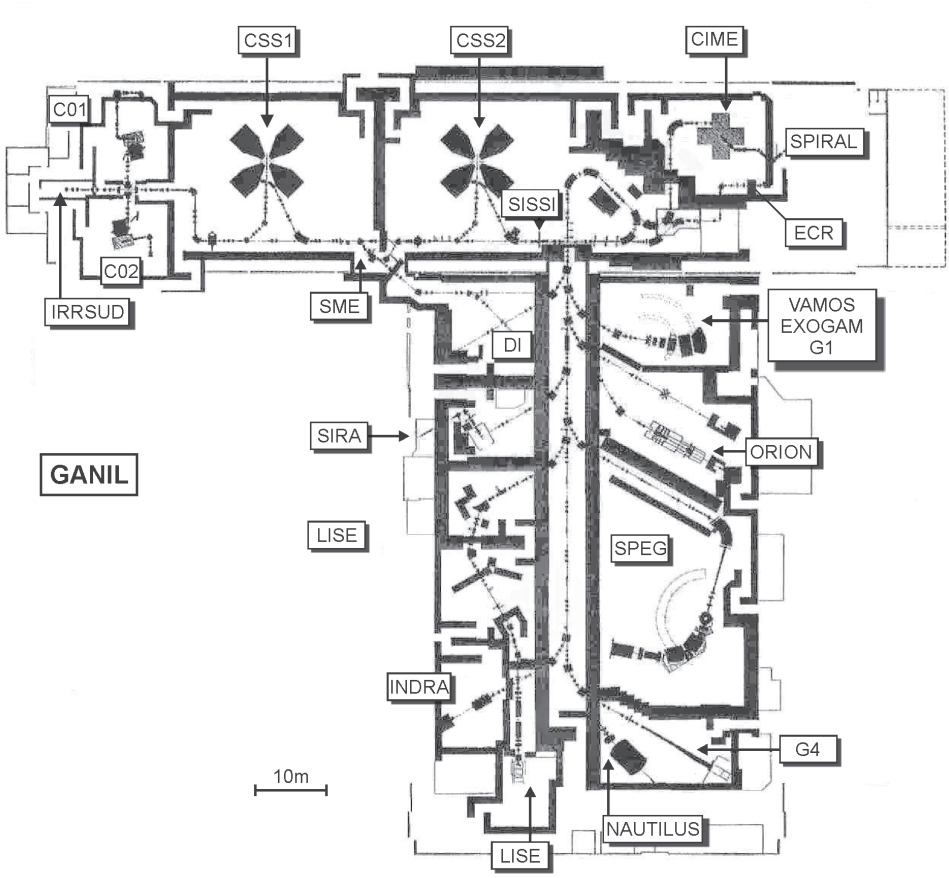
A GANIL (Caen, Franciaország) gyorsítókomplexum és nyalábcsatornái a X. 8. ábrán láthatók. A C01 és C02 kompakt ciklotronokat vagylagosan belövő gyorsítóként használják a CSS_1 és CSS_2 szeparált szektorterű ciklotronokba, melyek sorba vannak kötve. Elektronciklotron-rezonanciás (ECR) ionforrásokkal biztosítják, hogy már a C01 és C02 belövő gyorsítók előtt nagy töltésállapotba kerüljenek az ionok. A CSS_1 ciklotron után lefosztó fóliával tovább növelik az ionok töltésállapotát. A CSS_2 gyorsító után szénre ≤ 95 MeV/*A*, uránra ≤ 25 MeV/*A* energiák érhetők el. A nyalábintenzitások $10^{11} \div 10^{13}$ részecske/s tartományban vannak.

Radioaktív nyalábok nyerhetők „röptében" módszerrel a SISSI berendezésben és a LISE spektrométerben. Reakciókban röptében vagy ISOL-módszerrel előállított radioaktív részecskék gyorsíthatók a CIME nagy akceptanciájú ciklotronban $3 \div 25$ MeV/*A* energiákig (SPIRAL berendezés). A CIME ciklotron nemcsak gyorsítja, de egyúttal szeparálja is az ionokat.

A kísérleti laboratóriumban számos élvonalbeli berendezés áll a kutatók rendelkezésére.

A francia kormány által 2005-ben jóváhagyott SPIRAL2 fejlesztési programban létrehoznak egy nagy teljesítményű szupravezető lineáris gyorsítót (LINAC), nagy intenzitású neutron-, ill. protontöbbletes radioaktív nyalábok előállítására.

DUPress



X. 8. ábra. A GANIL gyorsítókomplexum és nyalábcsatornái, valamint a fontosabb mérőberendezések. CO1 és CO2: belövő kompakt ciklotronok (alternatív üzemmódban), CSS1 és CSS2 szeparált terű ciklotronok, előttük nyalábcsomósítók, CIME: nagy akceptanciájú ciklotron radioaktív ionok gyorsítására, SISSI: radioaktív nyaláb „röptében", SME: berendezés közepes energiájú kísérletekhez, VAMOS: nagy akceptanciájú spektrométer, ORION: 4π neutrondetektor, SPEG: nagy felbontású, energiaveszteséget mérő mágneses spektrométer, G4: ipari besugárzások, SIRA: radioaktív ionforrás, LISE: fragmensszeparátor sebességszűrővel, INDRA: 4π detektor könnyű töltött részecskékre és nehéz fragmensekre, SPIRAL: gyorsított radioaktív nyalábot előállító berendezés, ECR elektronciklotron-rezonancia ionforrás. Grandin [2000] alapján.

Ez egyik üzemmódban ECR forrásból nyert nehéz ionokat fog gyorsítani 14,5 MeV/*A* energiáig, ≤ 1 mA árammal (*A*/*q* = 3-ra). A nehéz ionokkal transzfer, egybeolvadás-párolgás és mélyen rugalmatlan ütközéses reakciókkal nyerhetők radioaktív nyalábok. Másik üzemmódban *p, d,* ^{4}He-atommagokat gyorsítanak ≤ 20 MeV/*A* energiáig, nagy ≤ 5 mA árammal (*A*/*q* = 2-re). A deuteronokat szén-

konverterre vezetve nagy energiájú neutronokat állítanak elő, amelyekkel urán-atommagok hasíthatók jó hozammal (~ 10^{14} hasadás/s). Ez a reakció erősen neutrontöbbletes atommagokat eredményez.

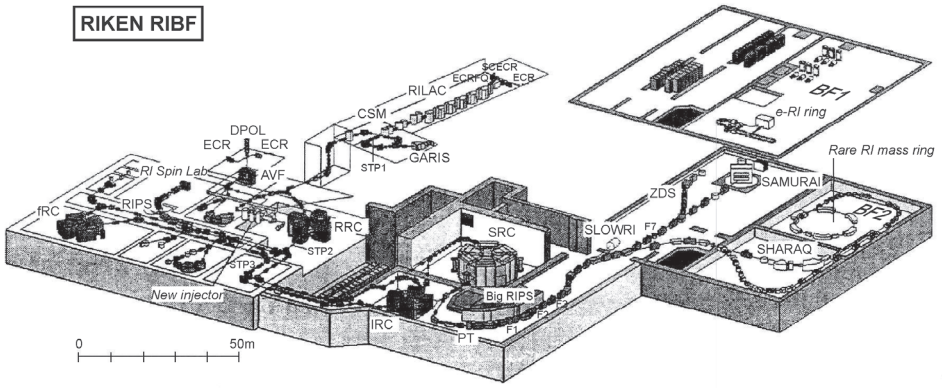
A SPIRAL2 programban előállított radioaktív nyalábot közvetlenül be lehet vezetni a kísérleti csarnokba, vagy ISOL módszerrel a CIME ciklotronba utángyorsításra, ahonnan 2,7 ÷ 25 MeV-es radioaktív nyalábok nyerhetők. A radioaktív nyalábok elvezethetők a GANIL már meglévő kísérleti berendezéseihez.

A SPIRAL2 fontos közbenső lépést jelent a létező radioaktívnyaláb-berendezések és az EURISOL között.

RIKEN RIBF radioaktív-ionnyaláb gyár

A 2006-ban üzembe lépett RIKEN RIBF gyorsító és radioaktív-ionnyaláb rendszer távlati képe a X. 9. ábrán látható.

A gyorsítórendszer főbb elemei az ECR ionforrás, RILAC belövő lineáris gyorsító, RRC gyűrűciklotron, fRC fix frekvenciájú ciklotron, ICR közbenső gyűrűciklotron, SCR szupravezető gyűrűciklotron és a közbe iktatott, elektronokat lefosztó fóliák. A rendszerrel nehéz ionok gyorsíthatók (egészen az uránig) max.



X. 9. ábra. A RIKEN – RIBF radioaktív-ionnyaláb gyár távlati képe. ECR: ionforrás, RILAC: 16 MV-os lineáris gyorsító, STP: lefosztó fólia, RRC: RIKEN gyűrűciklotron (345 MeV/A), fRC: fix frekvenciájú gyűrűciklotron (K = 570 MeV), IRC: közbenső gyűrűciklotron (K = 980 MeV), SRC: szupravezető gyűrűciklotron (K = 2600 MeV), PT: céltárgy (radioaktív izotópok előállítására), Big RIPS: nagy radioaktívion-fragmensszeparátor.

A tervezett vagy építés alatt álló kísérleti berendezések a következők: SLOWRI: lassú vagy csapdába ejtett ionokat vizsgáló berendezés, SAMURAI: spektrométer részecskekorrelációs vizsgálatokra, SHARAQ: nagyfeloldású spektrométer radioaktív ionok tömegmérésére, Rare RI mass ring: radioaktív ionok precíziós tömegmérésére szolgáló gyűrű, SCRIT: e-RI- (elektron-radioaktív ion) -gyűrű ütközések tanulmányozására. Yano és Motobayashi [2007] alapján.

435 MeV/A energiára. Az elsődleges bombázó nyalábot egy céltárgyra ejtik, majd a reakciótermékeket röptükben azonosítják a BIG RIPS szupravezető fragmens-szeparátorral.

Az első kísérletben 345 MeV/A energiájú $^{238}U^{86+}$-nyalábot 7 mm vastag Be céltárgyra lőttek és a hasadási termékek között egy új palládiumizotópot (^{125}Pd) sikerült azonosítani. A szeparált radioaktív nyaláb intenzitása egyelőre 10^{-5}-szörösen kisebb a tervezettnél. A következőkben az intenzitást növelik és kiépítik a szükséges kísérleti vizsgáló berendezéseket.

A RIKEN RIBF berendezéssel várhatóan elérik az asztrofizikai *r*-folyamatban szerepet játszó, erősen neutrontöbbletes izotópok többségét és lehetőség nyílik nagyszámú új izotóp azonosítására és vizsgálatára.

Más működő röptében szeparáló rendszerek

Az előbbiekben ismertetett GSI, GANIL és RIKEN rendszereken kívül gyorsítók, ill. reaktorok mellett számos más laboratóriumban is használnak radioaktív izotópokat röptükben azonosító berendezéseket. Néhány ezek közül a következő:

Európa
CAEN, GANIL, LISE3
CATANIA, LNS, FRIBS
DUBNA, JINR, VASSILISSA
és gáztöltésű szep.
GARCHING, MLL, Q3D
GRENOBLE, ILL, Lohengrin
GRONINGEN, KVI, TRI μ P
JÜLICH, Inst. Kernphys., Big Karl
JYVÄSKYLÄ, JYFL, IGISOL, RITU
LEGNARO, LNL, CAMEL
LOUVAIN-LA-NEUVE Cycl. Lab. IGISOL
ORSAY, Inst. Phys. Nucl., PARRNe
VARSÓ, Heavy Ion Lab., IGISOL

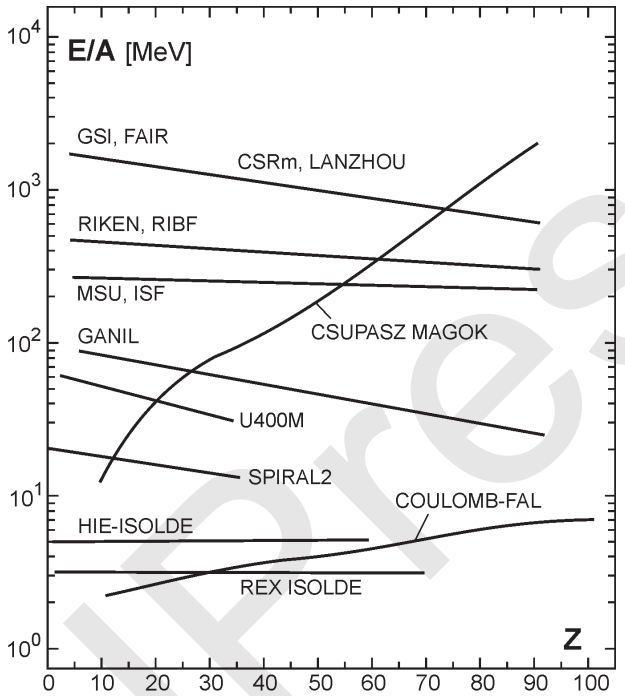
Amerika
ARGONNE, ANL, ATLAS, FMA
EAST LANSING, NSCL, A1200
HOLIFIELD, ORNL, RMS
SÃO PAULO, Inst. Fís., RIBRAS
VANCOUVER, TRIUMF, ISAC, DRAGON

Ázsia
LANZHOU, IMP, RIBLL

*

DUPress

Összefoglalásként a X. 10. ábrán feltüntettük, hogy a radioaktív (másodlagos) ionnyalábokra milyen energiák érhetők el a rendszám függvényében, néhány nagyobb berendezésnél.



X. 10. ábra. A radioaktív (másodlagos) nyalábok közelítőleges energiatartománya (*E/A*) a rendszám (*Z*) függvényében néhány nagyobb létező és tervezett egzotikusnyaláb-berendezésben. A Coulomb-fal magassága, valamint az az energia is fel van tüntetve, amelynél már 90%-ban csupasz atommagok lépnek ki a céltárgyból. Bennett és mts. [2000] alapján, korszerűsítve.

X. 1. 5. Tömegmérések

Különböző csapdák, ill. tárológyűrűk alkalmazásával a tömegmérésekben ma már rendkívüli pontosság érhető el, nagyon kis (10 ÷ 100 részecske/s) radioaktívnyaláb-intenzitások és rövid felezési idők (~50 ms) mellett is. A tömegmérések nemcsak az izobár atommagok, hanem az izomer állapotok feloldását is lehetővé teszik (IV. 26. ábra).

Az atommagok tömege tükrözi a proton-neutron-soktestrendszer eredő kölcsönhatásait és alkalmas a héjszerkezet, *pp*-, *nn*-, *pn*-párenergiák, kötésenergia-változások, extrém proton-, ill. neutronszámoknál fellépő spin-pálya-kölcsön-

DuPress

hatások, magdeformációk stb. vizsgálatára. Az egyszerű $R = r_o A^{1/3}$ (II. 10. összefüggés) magsugár-formula távol a stabilitási sávtól már nem ad helyes leírást. A nukleonleszakadási határ közelében a halonukleonok keringési sugara jóval meghaladja a magtörzs sugarát, így a magsugár függése a tömegtől már nem ilyen egyszerű.

Az atommagok tömegének leírására számos formulát javasoltak (II. 2. 2. pont). Ezeket a kísérletileg meghatározott atommag-tömegekhez illesztették. Távolodván azonban az ismert izotópok tartományától, a különböző tömegformulák igen nagy eltéréseket is mutatnak egymástól. A gyors neutronbefogással (*r*-folyamat) történő atommag-felépülés helyes megértéséhez is szükség van precíziós tömegmérésekre távol a stabilitási sávtól (X. 1. ábra). Jelenleg még messze vagyunk attól, hogy minden *r*-folyamatban résztvevő atommag tömegét precíziósan ismernénk. A kötésenergiák hatással vannak a reakciók hozamaira, befolyásolják a nukleoszintézist és annak időbeli lefolyását.

Kis méretű Penning- és Paul-csapdák

Az atommagok tömegének mérésében kiemelkedő jelentőségű különböző csapdák alkalmazása, ahol az ionokat hosszabb ideig tárolni lehet. Ennek számos előnye van.

– Ritka, nagy nehézségek árán előállított atommagokat hatékonyan lehet tárolni mérési célokra.

– Lehetőséget nyújtanak különböző műveletek elvégzésére, pl. atommagok polarizációjára optikai pumpálással (magnyomatékméréseknél) vagy az ionok erőteljes ionizálására elektronnyalábokkal stb.

– Felhasználhatók ionok gyűjtésére, hűtésére, adott energiájú folytonos vagy pulzált radioaktív nyalábok előállítására.

– A Penning-csapdák izobár vagy akár izomer szeparátorként is alkalmazhatók.

– Az ionok a csapdában kváziszabad állapotban vannak. Tartó hátlap jelenléte bizonyos méréseknél zavaró lehet.

A különböző kis méretű ioncsapda-megoldásokról a X. 11. ábrán láthatunk áttekintést.

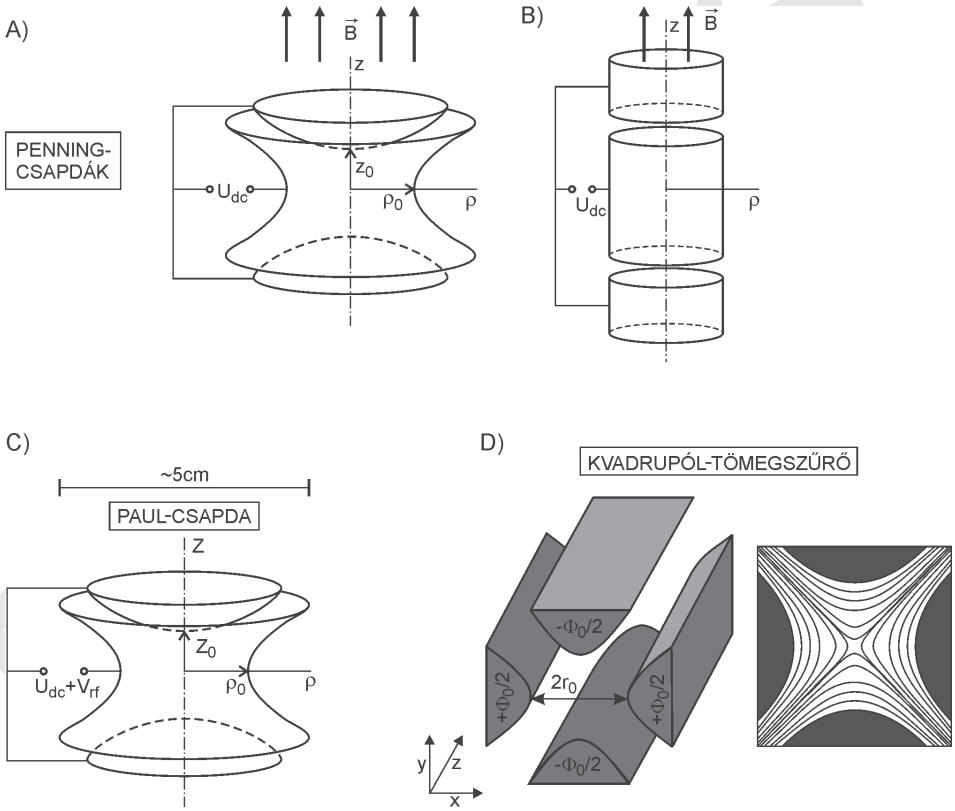
Az ion csapdába ejthető pl. egy harmonikus potenciállal, ahol az ionra ható erő lineárisan függ a tárolt ion pályájának (a csapda középpontjától számított) sugarától. Ilyen csapda megvalósítható a X. 11. A. és B. ábrán látható Penning-

DUPress

csapdákkal. A X. 11. B. megoldás előnye, hogy az ionok be-, ill. kivitele a csapdából egyszerűbben megoldható.

A csapdába ejtés megoldható mágneses tér nélkül is, ekkor rádiófrekvenciás feszültséget alkalmaznak a gyűrűelektróda és a végsapka-elektródok között. Az ilyen csapdákat nevezik Paul-, ill. rádiófrekvenciás kvadrupól- (RFQ) -csapdának (XII. 11. C., ill. D. ábrák).

A X. 11. A., B., C. ábrákon látható csapdák háromdimenziós befogást eredményeznek. Kétdimenziós csapdázás érhető el az RFQ-csapdákkal (X. 11. D. ábra), de ha a rudakat szegmensekre osztják longitudinális irányban és egyenfeszültséget kötnek rájuk, ezekkel is elérhető háromdimenziós csapdázás.



X. 11. A. és B. ábra. Penning-csapda-elektródakonfigurációk két végelektródával. Az A) esetben a végelektródák hiperboloid, a B) esetben henger alakúak. Az ionok csapdázását megfelelő mágneses tér (**B**) és elektródák közötti egyenfeszültség (U_{dc}) alkalmazásával érik el.

C. ábra. Elektródakonfiguráció Paul-csapdában. A csapdázást megfelelő egyen (U_{dc}) plusz rádiófrekvenciás (V_{rf}) feszültség alkalmazásával biztosítják.

D. ábra. Rádiófrekvenciás kvardupól-tömegszűrő, hiperboloid keresztmetszettel. Jobbra az elektródarendszer kvadrupóljai által generált tér ekvipotenciális vonalai láthatók.

Az ionok mozgása egy ideális, hiperboloid végsapkás Penning-csapdában a IV. 25. ábrán látható. A mozgásegyenletekből levezethetően az ion gyors, ún. ciklotronoszcillációt végez $\omega_c = \frac{q}{m} B$ körfrekvenciával a csapda tengelye (z), ill. a mágneses tér B iránya mentén (q az ion töltése, m a tömege). Az $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ kölcsönhatás miatt fellép egy lassúbb, ún. magnetron-, valamint egy tengely menti oszcilláció is. A körfrekvenciák közti összefüggések a következők [Kluge 2004]:

módosított ciklotron-körfrekvencia:

$$\omega_+ = \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}}, \qquad \text{(X. 2.)}$$

magnetron-körfrekvencia:

$$\omega_- = \frac{\omega_c}{2} - \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}}, \qquad \text{(X. 3.)}$$

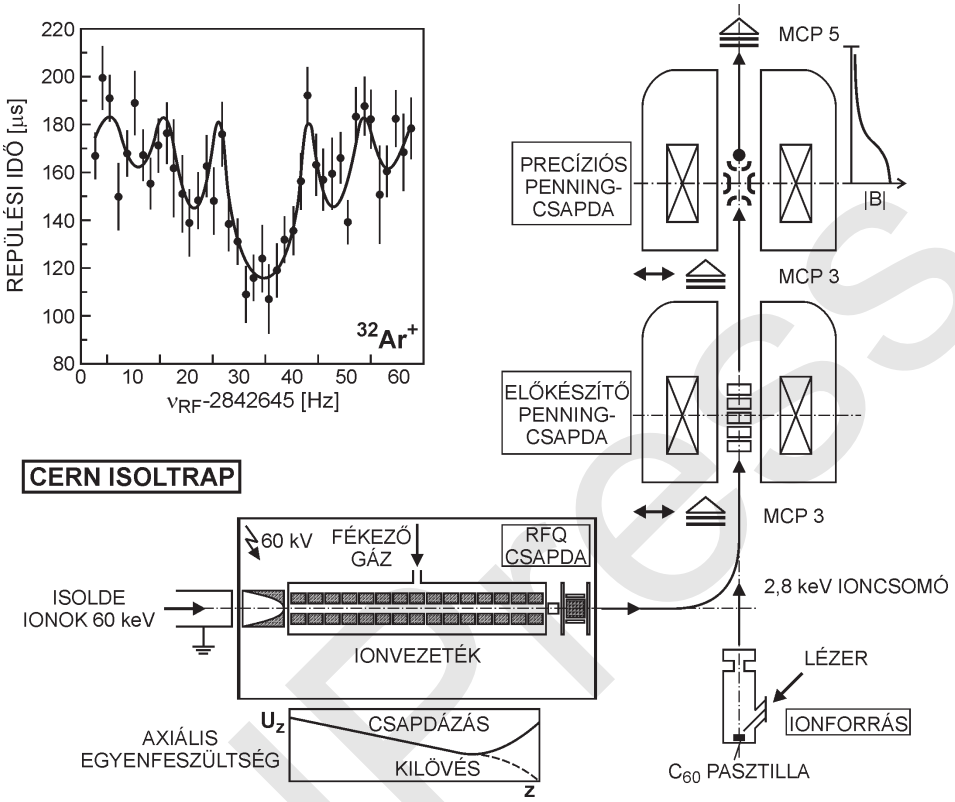
axiális körfrekvencia:

$$\omega_z = \sqrt{\frac{qV_o}{md^2}}, \qquad \text{(X. 4.)}$$

ahol V_o az egyenfeszültség, d a csapda geometriájától és méretétől függő mennyiség és a ciklotron-körfrekvencia: $\omega_c = \omega_+ + \omega_-$. Az ion tömegének lemérése szempontjából kulcsfontosságú az ω_c körfrekvencia meghatározása.

A radioaktív izotópok tömegének meghatározásában úttörő szerepet játszott a *CERN-ISOLDE program ISOLTRAP berendezése*, amelynek vázlatos képe a X. 12. ábrán látható. A folytonos, szeparált ionnyaláb 60 keV-es energiával érkezik a rádiófrekvenciás kvadrupól- (RQF) -ioncsapdába. Ezt 60 kV potenciálon tartják az ionok megállítása érdekében. A csapdában az ionokat gáztöltéssel hűtik és csomósítják, majd 2,7 keV-re felgyorsítják és rövid impulzusban átlövik az előkészítő hengeres Penning-csapdába. Hűtőgázként általában He-ot használnak. Ez nehezen lép reakcióba és kis tömege miatt alkalmas a radioaktív ionok hőmozgásának csillapítására.

Az előkészítő Penning-csapda röptében befogja az átlőtt nyalábcsomót, ahol az ionokat puffergázzal tovább hűtik. A csapda gyűrűelektródját négy szegmensre bontották és ezekre rádiófrekvenciás feszültséget adtak. Az előállt tér tömegszelektív és a csapda közepére tereli az ionfelhőt. A tömegfeloldás itt még csak 10^5 rendű, de a szennyező izobároktól megtisztítja a nyalábot.



X. 12. ábra. Az ISOLTRAP tömegspektrométer főbb egységei: gáztöltésű szegmentált lineáris Paul-szűrő (rádiófrekvenciás kvadrupól, RFQ) és két Penning-csapda. A C_{60}-pasztillás ionforrás a mágneses tér kalibrálására szolgál. A ciklotronrezonanciát repülési idő mérésével határozzák meg a precíziós csapda és sokcsatornás lapdetektor (MCP5) között. Betét: ciklotronrezonancia $^{32}Ar^+$-ra. Kluge [2004], ill. Blaum [2006] alapján.

Precíziós tömegmérésre a második Penning-csapdát használják, amelyben a hiperboloid alakú végsapkákban lyukakat fúrtak. A gyűrűelektródát itt is négy szegmensre bontották, amikre rádiófrekvenciás feszültséget is kapcsoltak. A mágneses teret mindkét Penning-csapdában szupravezető mágnesekkel biztosítják és gondosan ügyelnek arra, hogy a mágneses tér homogén legyen. A tömegmérés a ciklotronfrekvencia meghatározásával történik. Ennek egyik módja, hogy az ionokat az elektromos egyenfeszültség hirtelen megváltoztatásával kilövik a csapdából és mérik a repülési időt az MCP5 detektorig. A repülési idő ismert módon függ az ion tömegétől és néhány más mennyiségtől (az ion kezdeti axiális energiája, töltése, elektromos és mágneses potenciálkülönbségek, mágneses nyomaték, csapda–detektor táv). Kísérleti ciklusonként különböző frekvenciájú

feszültséget adnak a gyűrű alakú elektróda szegmenseire. Bizonyos frekvenciáknál rezonanciát észlelnek, ami a repülési időben minimumot eredményez. A frekvencia (és így az ion tömege) igen nagy pontossággal meghatározható (l. a X. 12. ábra betétjét a $^{32}Ar^{+}$-ionokra).

A ciklotronfrekvencia meghatározásának másik módja az, hogy lemérik a képáram frekvenciáját, amit a mozgó ion a csapda elektródján hoz létre.

Az ionmozgás és a gerjeszthető energianívók leírása meglehetősen bonyolult. Részletes kifejtés található Blaum [2006] összefoglaló munkájában.

A csapdáknak kifejlesztették olyan változatát is, amelyekben a bombázó részecske fragmentációja során keletkezett termékeket röptükben lefékezik, tárolják, majd mérik tömegüket. Ilyen pl. a LEBIT-rendszer a Michigani Állami Egyetemen. IGISOL-berendezéssel összekapcsolt JYFL-TRAP-berendezés működik Finnországban.

Egyedül az ISOLTRAP-rendszerben több mint 300 radioaktív atommag tömegét határozták meg nagy pontossággal. A tömegmérés pontossága elérte a 6×10^{-8}-t a rövid felezési idejű ^{74}Rb-ra ($T_{1/2}$ = 65 ms) és a 10^{-8}-at a ^{22}Na-ra ($T_{1/2}$= 2,6 év).

Nagy méretű tárológyűrűk

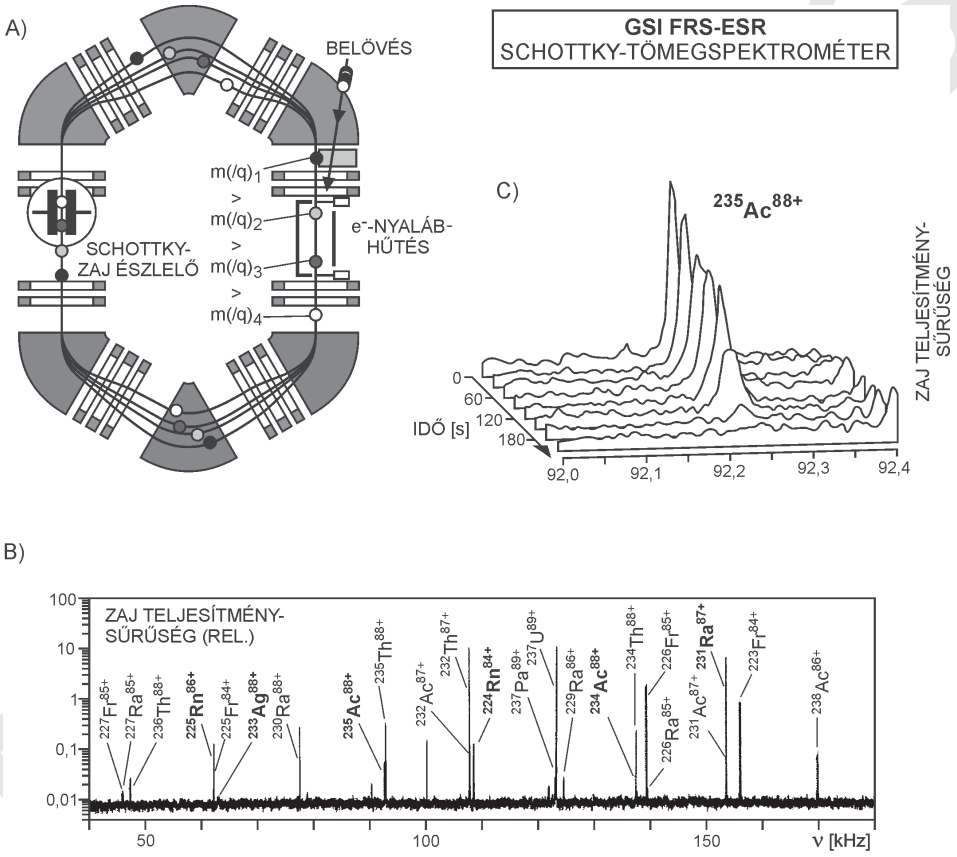
Precíziós tömegmérésre tárológyűrűk is használhatók. Míg a Penning- és Paul-csapdák tipikus mérete néhány cm, a nagy méretű tárológyűrűké néhányszor tíz méter. A nagy energiájú, héjelektronjaitól megfosztott ionok röptükben szeparálhatók (l. X. 1. 4. pontot és X. 10. ábrát), majd tárológyűrűbe vezethetők. A szeparált radioaktív nyaláb minősége a tárológyűrűben javítható (pl. elektronnyalábos hűtéssel). A precíziós tömegmérés azon alapszik, hogy mérik az ionok keringési frekvenciáját a tárológyűrűben.

A keringési frekvencia (ν), tömeg/töltés arány (m/q) és a keringő ionok sebessége (v_i) közötti összefüggés a következő:

$$\frac{\Delta\upsilon}{\upsilon} = -\frac{1}{\gamma_t^2}\frac{\Delta(m/q)}{m/q} + \frac{\Delta v_i}{v_i}\left(1-\frac{\gamma^2}{\gamma_t^2}\right), \qquad \text{(X. 5.)}$$

ahol $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = v_i/c$ az ion Lorentz-tényezője, γ_t egy ionoptikai paraméter. Ahhoz, hogy a frekvencia és a tömeg között egyértelmű kapcsolat álljon elő, a második tagot zéróvá kell tenni. Ennek egyik módja, hogy a nyalábot párhuzamosan futó elektronnyalábbal hűtik, amivel elérhető, hogy $\Delta v_i/v_i \to 0$ teljesüljön. Ez a *Schottky-tömegspektrometria* alapja. A GSI kísérleti tárológyűrűjében (ESR, X. 5. A. ábra) létrehozott precíziós tömegspektrométer vázlatos rajza a X. 13. A.

ábrán látható. A különböző *m/q* értékkel rendelkező ionok keringési frekvenciáját mérve pl. a X. 13. B. ábrán látható spektrum nyerhető. A módszer precíziós tömegmérésen kívül felezési idő meghatározást is lehetővé tesz (l. X. 13. C. ábrát) a > 1 s tartományban. Schottky-tömegspektrometriai módszerrel a GSI-ben ≥ 460 izotóp tömegét határozták meg, köztük 170 korábban ismeretlen volt.



X. 13. A. ábra. Schottky precíziós tömegspektrométer a GSI kísérleti tárológyűrűjében (ESR). Négy különböző tömeg/töltés (*m/q*) arányú ionra a mozgási pálya külön-külön fel van tüntetve. Az ionokat párhuzamosan futó elektronnyalábbal hűtik és közel azonos sebességűvé teszik ($\Delta v_i/v_i \rightarrow 0$). Blaum [2006] alapján.

B. ábra. Hűtött urán bombázórészecske-fragmensek Schottky-spektruma a frekvencia (ν) függvényében. Vastag betűkkel az ismeretlen tömegű ionok, vékonyakkal a kalibráláshoz felhasznált ionok vannak jelölve.

C. ábra. Az időtől függő Schottky-zaj jelei $^{235}Ar^{88+}$-ra. A tömeg és a felezési idő mérhető. Pass, Scheidenberger [2006] alapján.

A frekvenciamérés másik módja az ún. *izokron tömegspektrometria*. Ebben az üzemmódban a γ_t paraméter speciális megválasztásával elérhető, hogy a (X. 5.) kifejezésben a második tag eltűnjön. Ezzel a módszerrel rövidebb, ~ 1 ms alatti felezési idejű izotópok is vizsgálhatók.

A X. 1. táblázatban áttekintés található néhány precíziós tömegspektrometriai berendezésben elért méréspontosságról és a felezési idő határairól. (A definíciókkal kapcsolatban l. a IV. 3. 1. pontot.) Szénfürt- $^{12}C_n^+$ (C_2^+, C_4^+, …C_{22}^+) -hitelesítőkkel a tömegeket minden atommagtartományban közvetlenül az elfogadott ^{12}C-tömegegységgel lehet összevetni. Az atomi tömegegység (u vagy ate) a ^{12}C tömegének 1/12-ed része.

A közeljövőben számos új precíziós tömegspektrometriai berendezés üzembe helyezése várható, amelyekkel a stabilitási sávtól távol eső atommagok is vizsgálhatók.

Penning-csapdák
MATS (GSI, Darmstadt)
RIKEN-TRAP (RIKEN, Tokyo)
SPIRAL2-TRAP (GANIL,Caen)
TITAN (TRIUMF, Vancouver)
SHIPTRAP (fúziós reakciókra)
(GSI, Darmstadt) stb.

Tárológyűrűk
ILIMA (GSI, Darmstadt)
CSR (IMP, Lanzhou)
RIM-ring (RIKEN, Tokyo)

X. 1. táblázat. Néhány precíziós tömegspektrometriai berendezésben elért méréspontosság ($\delta m/m$), maximális feloldás (R) és felezésiidő-határérték ($T_{1/2}$).

Berendezés	$\delta m/m$	$R = m/\Delta m$	$T_{1/2}$
ESR-IMS GSI	1×10^{-6}	10^5	< 1 ms
ESR-SMS GSI	2×10^{-7}	10^6	1 s
ISOLTRAP CERN	8×10^{-9}	10^7	65 ms
JYFLTRAP Jyväskylä	10^{-7}–10^{-8}	10^6–10^7	116 ms
UW-PTMS Seattle	1×10^{-11}	$> 10^9$	stabil

ESR: **e**xperimental **s**torage **r**ing, IMS: **i**sochronous **m**ass **s**pectrometer, SMS: **S**chottky **m**ass **s**pectrometer,
UW-PTMS: **P**enning **t**rap **m**ass **s**pectrometer. Radioaktív nyalábóknál egyidejűleg, egy mérésben nem érhetők el a legjobb paraméterek.

DUPress

X. 1. 6. Magnyomaték- és magsugármérések

Az atommagok mágneses dipól- és elektromos kvadrupólnyomatékai, valamint a magsugarak fontos magszerkezeti információt hordoznak. Meghatározásukhoz legalább $10^2 \div 10^5$ részecske/s egzotikus nyalábintenzitások szükségesek, melyek elérése az új programok egyik fő célkitűzése.

Ahhoz, hogy a nyomatékokat mérhessük, először is *orientálni* kell a vizsgálni kívánt atommagokat. Az atommagok együttesét akkor nevezzük spin-orientáltnak, ha a magspineknek van kitüntetett iránya a térben. A spinorientáció leírható, ha definiálunk egy Z tengelyt, és ismerjük a magspin vetületének $|m>$ valószínűségét (p_m) a választott tengelyre.

A magspinek együttesét akkor nevezzük *irányultnak (alignment),* ha a magspineknek tengelyszimmetrikus eloszlása van és fennáll a tükrözésszimmetria is a tengelyre merőleges síkon át. Ekkor $p_m = p_{-m}$. Az irányultság megnyúlt, ha az atommag a szimmetriatengely mentén szivar (prolate), ill. belapult, ha diszkosz (oblate) alakú.

A magspinek akkor *polarizáltak*, ha a fel/le szimmetria nem áll fenn a tengelyszimmetria tengelye mentén, azaz $p_m \neq p_{-m}$.

Minden magnyomatékmérési módszer lényegében azon alapszik, hogy az atommag mágneses dipólnyomatéka valamilyen mágneses térrel, ill. az elektromos kvardrupólnyomatéka egy elektromos térgradienssel kölcsönhatásba lép.

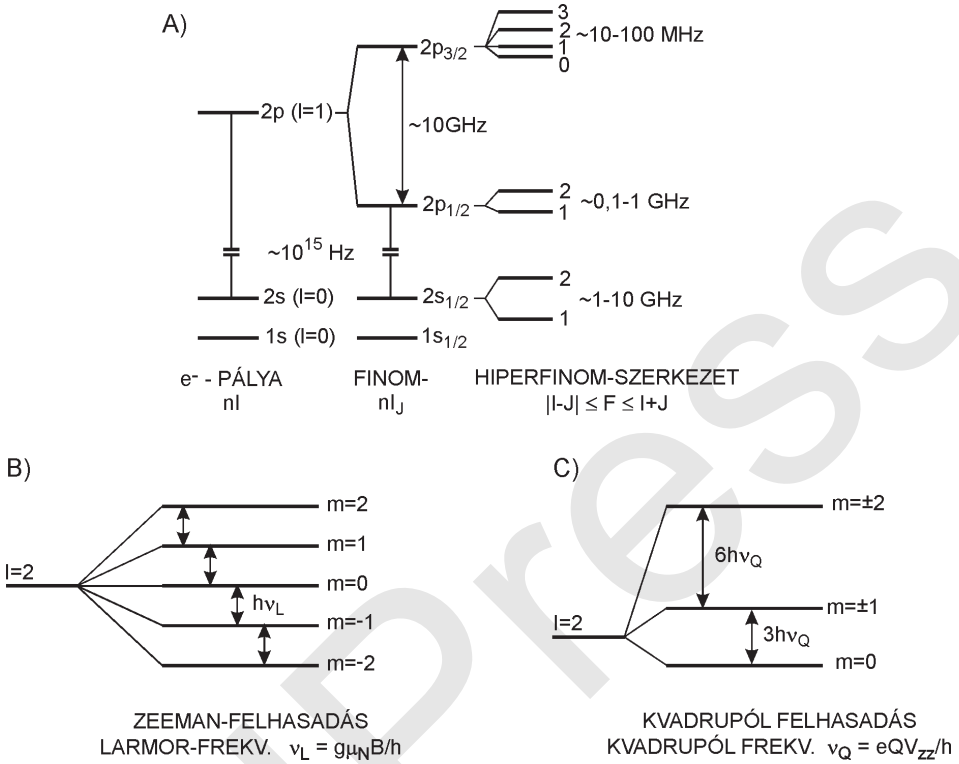
Atomi szinten a héjelektronok által keltett tér kölcsönhatásba lép az atommagok mágneses dipól-, ill. elektromos kvadrupólnyomatékával, ami az elektronhéjak hiperfinom felhasadásához vezet (l. X. 14. ábrát).

A radioaktív atommagok nyomatékainak mérési módszerei különböznek aszerint, hogy ISOL vagy röptében való szeparálással történik kiválasztásuk.

Magnyomatékok mérése ISOL- és IGISOL-rendszerekben

Az ISOL-rendszereknél külön kell gondoskodni a szeparált ionnyaláb polarizációjáról. Erre egyik leggyakrabban alkalmazott eljárás az *optikai pumpálás* nyalábbal egyirányú (kolineáris) lézernyalábbal (l. X. 15. ábrát). Az atomi polarizáció hiperfinom kölcsönhatással magával húzza az atommagok polarizációját is. Az optikailag polarizált atommagokat beültetve egy alkalmas kristályba meghatározhatók az atommagok mágneses dipól-, ill. elektromos kvadrupólnyomatékai β-magmágneses rezonancia (β-*NMR,* ill. β-*NQR*) módszerrel. A radioaktív nyaláb energiaszórásának kicsinek kell lenni (~ 1 eV), hogy a Doppler-kiszélése-

Dunaújváros

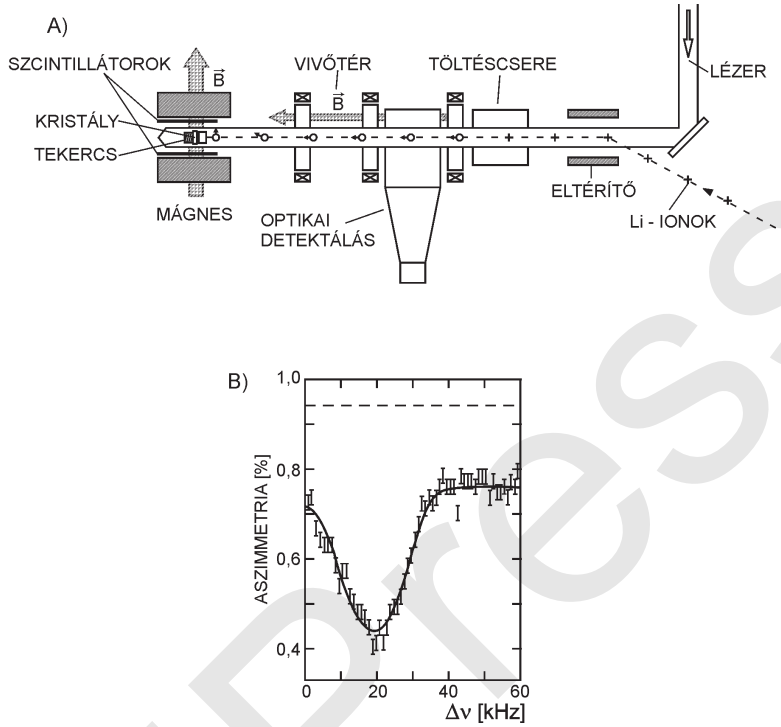


X. 14. A. ábra. Az atomi elektronhéjak szerkezete. Az elektronpályák (*nl*), finomszerkezeti (nl_j) és hiperfinom-szerkezeti ($|I–J| \le F \le I + J$) felhasadása. Itt *n* főkvantumszám, *l* pályaimpulzusnyomaték, *I* magspin, *J* az elektronok eredő spinje, *F* az atommag-elektronhéj-rendszer teljes spinje. A felhasadás erőssége arányos az atommag mágneses nyomatékával. Ha az atommag, ill. elektronspin > ½, a hiperfinom-felhasadás érzékeny az atommag kvadrupólnyomatékára is.

B. ábra. Az atommag mágneses nyomatéka ($\mu = g\, I\, \mu_N$) kölcsönhatásba lépve egy külső sztatikus mágneses térrel (**B**) az energianívók *m* értékének megfelelően felhasadnak (Zeeman-effektus). A klasszikus kép szerint *I* precesszál **B** körül ν_L Larmor-frekvenciával.

C. ábra. A nukleáris *m*-kvantumállapothoz tartozó nívók felhasadása, ha a rendszer nukleáris kvadrupólnyomatéka (Q_S) kölcsönhatásba lép egy külső elektromos térgradienssel (V_{zz}). Neyens [2003] alapján.

dés zavaró hatását elkerüljék a rezonanciagerjesztésnél. A módszerrel nagyon sok sikeres kísérletet végeztek. A vizsgálható elemek körét növelték azzal, hogy keskeny sávban folytonos hullámú lézersugárral végezték a besugárzást. Különböző ionhűtési eljárásokkal az ionnyaláb energiahomogenitását is jelentékenyen javítani lehetett. Az elmúlt évtizedek során az ISOLDE programban a lézerspektroszkópiai magnyomatékmérések számos változatát dolgozták ki (l. pl. Eberz et al. [1987]; Jonson et al. [1993]).



X. 15. ábra. A magnyomatékok meghatározására szolgáló, ionnyalábbal egyirányú lézerbesugárzásos módszerek vázlatos rajza. Az ISOL-berendezéssel szeparált ionnyalábot (pl. alkálifémeket vagy alkáliföldfémeket) az atomi rezonanciához közeli frekvenciájú lézersugárzással gerjesztik („optikai pumpálás"), ami az atommagokat hiperfinom-kölcsönhatással polarizálja. A polarizált nyalábot implantálják egy merőleges mágneses térbe (**B**) helyezett alkalmas kristályba. A kristályra egy kis tekercscsel rádiófrekvenciás jelet adnak, amelynek frekvenciáját változtatják. Rezonanciánál a kezdeti polarizáció lényegesen csökken. A polarizáció csökkenését a β-sugárzás aszimmetriájának erőteljes gyengülésével detektálják (β-NMR módszer, l. B. ábrát). Jonson [1993] alapján.

Újabban az *IGISOL-technikát* is kombinálják lézeres polarizációval, ami tovább szélesíti a vizsgálható atommagok körét.

Optikai *izotópeltolódási mérésekkel* egy adott elem két izotópjának $\delta\langle r^2\rangle$ átlagos sugárnégyzet-különbsége meghatározható. A módszer alkalmazható rövid felezési idejű izotópokra is (IV. 3. 2. pont).

Az ISOL-technika kombinálható az *alacsony hőmérsékleten való atommagorientálással (NMR-ON).* Ez egy régi technika, mit Wu és munkatársai a ^{60}Co β-bomlásában a paritássértés kimutatására használtak (VII. 3. 4. pont). A radioaktív atommagokat egy külső mágneses térbe (0,01 ÷ 0,1 T) helyezett ferromágneses kristályba implantálják, amit rendkívül alacsony hőmérsékleten (~ 100 mK)

tartanak. A belső mágneses tér elérheti a 10 ÷ 100 T értéket, ami Zeeman-felhasadás révén polarizálja az atommagokat. A módszerrel csak > 1 s élettartamú izotópok vizsgálhatók. Fontos a kristály megfelelő megválasztása is, mivel a spin–kristályrács-kölcsönhatás relaxációs ideje másodperc rendű vagy hosszabb. Az on-line implantálás bizonyos hőbevitelt jelent a kristályba, amit kompenzálni kell. A módszerrel nagyobb pontosságú mérések végezhetők, mint a lézertechnikával.

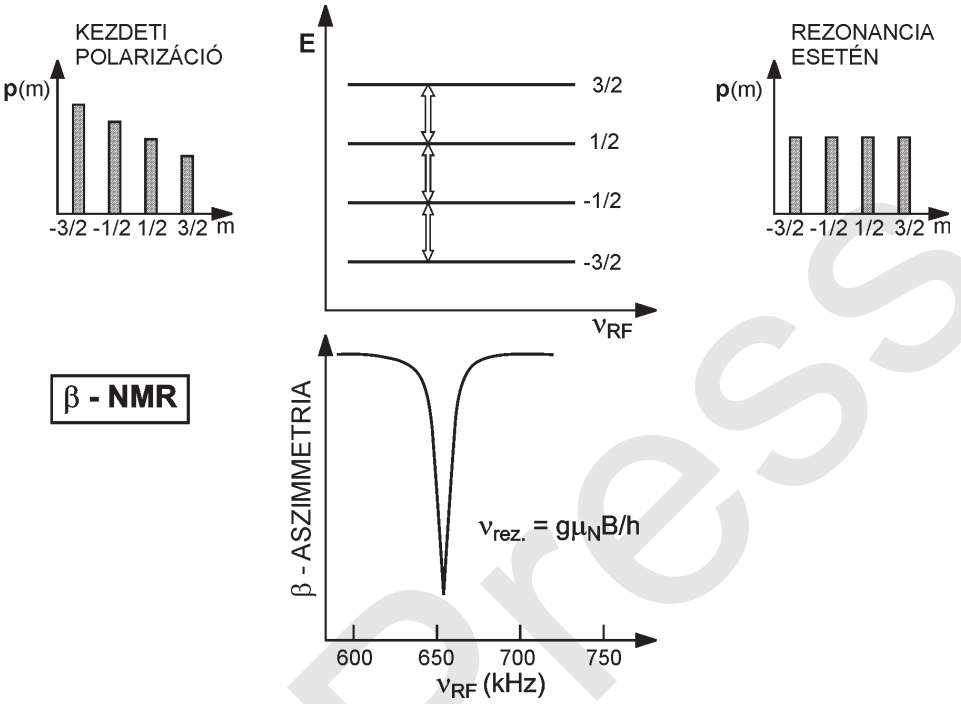
Magnyomatékok mérése röptében szeparáló rendszerekben

A stabilitási sávtól erősen távol eső atommagok nyomatékainak mérésében alapvető áttörést jelentett annak felismerése, hogy a nagy energiájú bombázó részecske fragmentációjában a nyalábhoz képest kis szögben kilépő fragmensek spin szerint orientáltak. Az orientáció a nagy tömegű és sebességű bombázó részecske és nyugvó céltárgymag nem centrális ütközésének eredménye. Az orientáció szimmetriatengelye merőleges a nyaláb irányára. Így akár 10 ÷ 20%-os spinorientáció is elérhető nagyon rövid élettartamok (≥ 200 ms) mellett. A vizsgálható élettartamokat az azonosításhoz szükséges repülési idő mérése szabhatja meg.

Az egzotikus részecskéket röptükben szeparálják mágneses eltérítéssel. A szeparálás után az orientáció szimmetriatengelye más lesz, a nyaláb polarizálódik. A polarizált nyalábot azután mágneses térbe tett anyagba implantálják. A mágnesesdipól-kölcsönhatás energiája $E = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$, ahol $\boldsymbol{\mu}$ az atommag mágneses dipólnyomatéka, $\mathbf{B}$ a mágneses indukció (II. 2. 4. pont). A Larmor-frekvencia: $\upsilon_L = g\,\mu_N B / h$ (X. 14. B. ábra). A mag-mágnesesrezonancia kísérletekben a sztatikus mágneses tér iránya egybeesik a spinorientált rendszer tengelyszimmetria irányával. Az implantált ionok β-sugárzásának aszimmetriáját mérik az implantált anyagra adott rádiófrekvenciás tér frekvenciájának függvényében. Rezonanciafrekvenciánál a kezdeti $p(m)$ polarizáció eltűnik a sugárzás rezonanciaelnyelődésének következtében (X. 16. ábra). Ezzel a β-*NMR* módszerrel 1 ms ÷ 1 s élettartam-tartományban lehet *g*-faktorokat meghatározni (II. 2. 4. pont).

Ha az egzotikus atommag elektromos kvadrupólnyomatékát akarják megmérni, olyan kristályba kell implantálni az atommagot, amelyben elektromos térgradiens hat rá (V_{zz}). A polarizáció itt is megfelelő frekvenciájú rádiófrekvenciás térrel szüntethető meg, amit a β-sugárzás aszimmetriájának csökkenésével érzékelnek (β-*NQR*). A kvadrupólnyomaték (Q) és rezonanciafrekvencia közötti összefüggés: $\nu_Q = eQV_{zz} / h$ (l. X. 14. ábrát).

DUPress



X. 16. ábra. Atommagok *g*-tényezőjének meghatározása β-NMR módszerrel. A nagy energiájú ionokkal létrehozott fragmentációs (vagy fúziós) reakciók termékeit röptükben mágneses szeparátorral elválasztják egymástól és a bombázó nyalábtól. A reakció a másodlagos részecskefragmensek spinjét orientálja, a mágneses eltérítés után pedig polarizáció lép fel. A fragmenseket sztatikus (**B**) mágneses térbe helyezett kristályba implantálják. Ha a kristályra rádiófrekvenciás mágneses térrel hatnak, rezonanciafrekvencia esetén a polarizációt meg lehet szüntetni. Ezt a β-sugárzás aszimmetriájának csökkenésével detektálják. A rezonanciafrekvencia és a **B** mágneses tér ismeretében a *g*-tényező meghatározható. Neyens [2003] alapján.

Megjegyezzük, hogy a fúziós-párolgási [pl. (nehéz ion, *xn*) vagy (α,*xn*)] reakciókban előállt izomerek is erősen spinorientáltak, ami a neutronhiányos atommagok nyomatékainak vizsgálata szempontjából fontos körülmény.

A rövid felezési idejű izotópok nyomatékainak meghatározására kidolgozott néhány módszer jellemző adatait a X. 2. táblázatban tüntettük fel.

Az ismertetett módszereken kívül sok más magnyomaték-mérési eljárást is kidolgoztak, l. Neyens [2003] és [2004] közleményeiben. A nyert atommagnyomatékokat összegzik Raghavan [1989], ill. Stone [2005] munkái.

DUPress

X. 2. táblázat. Az atommagok nyomatékainak mérésére szolgáló néhány módszer jellemzői

Módszer	*Élettartam-tartomány*	*Spin-tartomány*	*Spin-orientáció*	*Sugárzás*	*Mért mennyiség*
NMR-ON	>1 s	0,5 – ...	Irányulás/ polar.	γβ	*g*, *Q*
β-NMR	1 ms – 1 s	0,5 – ...	Polarizáció	β	*g*
β-NQR	1 ms – 1 s	1 – 4	Polarizáció	β	*Q*

NMR-ON: magmágneses rezonancia alacsony hőmérsékleten orientált magokra, β-NMR: β-magmágneses rezonancia, β-NQR: β-magkvadrupól-rezonancia. Neyens [2003] alapján.

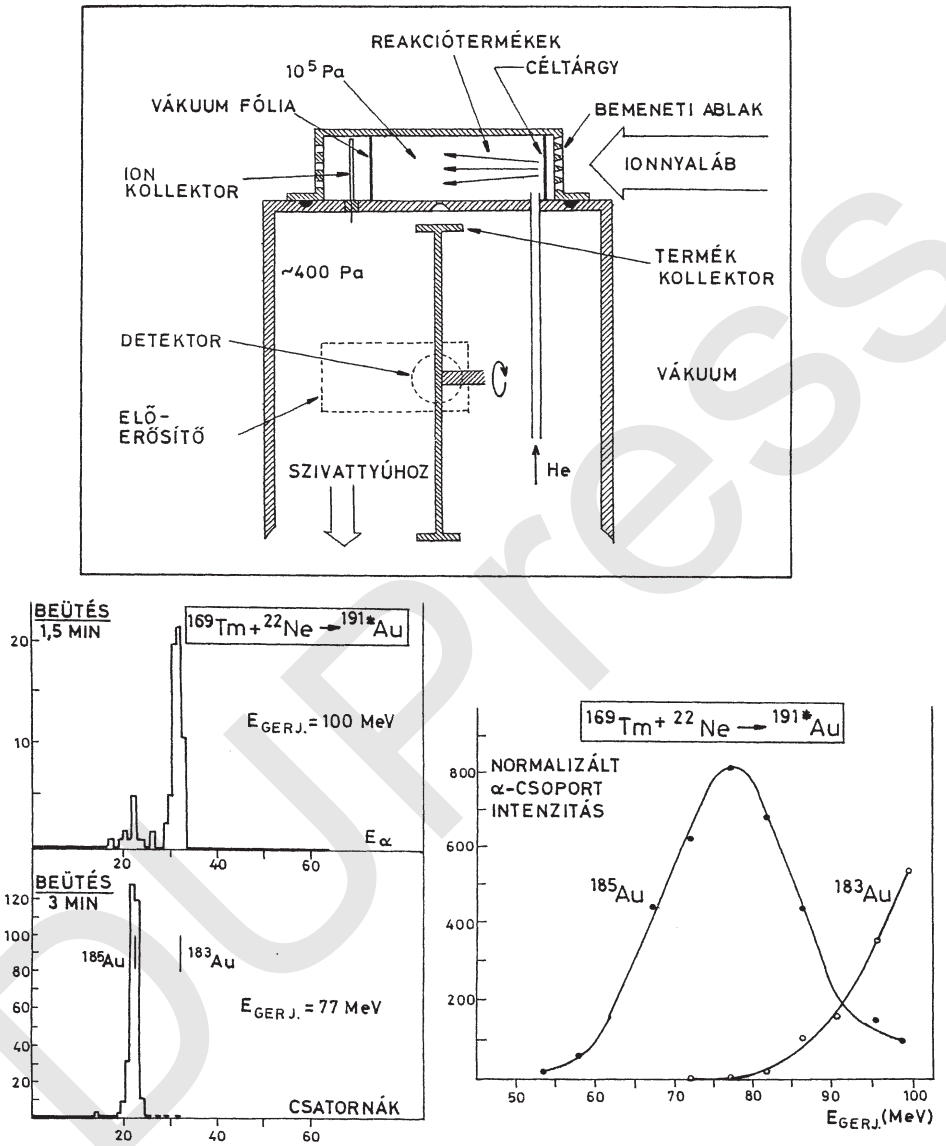
X. 1. 7. Magspektroszkópiai és magreakció-vizsgálatok

Az atommagok bomlásának és reakcióinak vizsgálata alapvetően fontos a magszerkezet megismerése szempontjából. A β- és *p*-bomlás vizsgálatához néhányszor 10 részecske/s radioaktív nyalábintenzitás is elég lehet. Az első gerjesztési nívók Coulomb-gerjesztéssel, részecsketranszfer-reakciókkal való vizsgálatához azonban már legalább néhányszor 100 részecske/s intenzitás szükséges. A nívósémák, rezonanciák részleteinek felderítéséhez pedig további 2÷3 nagyságrenddel nagyobb nyalábintenzitások kellenek.

A fúziós-párolgási reakciókkal előállított neutronhiányos izotópok α-bomlásának vizsgálata történhet pl. a X. 17. ábrán látható egyszerű berendezéssel. Az α-sugárzó izotópok többsége a ritkaföld, ill. a Bi-nál nehezebb elemek tartományában található. Erősen neutronhiányos atommagoknál azonban sok más elem esetében is várható α-aktivitás. A X. 17. ábrán a nehézion-ciklotronban gyorsított ^{22}Ne bombázó nyaláb vékony ^{169}Tm céltárgyra esik. A céltárgyból kiütött reakciótermékek hélium gázárammal egy kollektorkorong felületére juttathatók, majd a korong 90°-kal való elfordításával egy Si α-részecske-detektor mellé. Mérhető az alfa-részecskék energiaspektruma különböző bombázó részecske és így közbensőatommag-gerjesztési energia (E_{gerj}) mellett és felvehető a gerjesztési függvény. Meghatározható az alfa-sugárzó izotóp felezési ideje is az aktivitás időbeli csökkenése alapján. A vizsgálatok négy új Hg, ill. Au alfa-sugárzó izotóp felfedezéséhez vezettek. Az észlelt alfa-bomlási energiákat összevetve a különböző atommagtömeg-formulák jóslataival, lehetőség nyílik a tömegformulák kísérleti ellenőrzésére távol a stabilitási sávtól.

Mind az ISOL, mind a röptében szeparáló eljárások lehetővé teszik a vizsgálni kívánt izotópok térbeni elkülönítését. Magspektroszkópiai mérőberendezésekre példákat láthatunk a X. 4. (CERN ISOLDE), X. 6., X. 7., X. 13., X. 30. (GSI, Darmstadt), X. 32. (Dubna), X. 34. (Jyväskylä) ábrákon.

EDUPRESS



X. 17. Felső ábra. Berendezés a nehézion-reakciótermékek α-radioaktivitásának vizsgálatára. A céltárgyból kilökött reakciótermékeket He-vivőgáz segítségével a kollektorra viszik. A kollektor 90°-kal való elfordításával a vizsgálandó atommagok a Si(Li)-detektoros α-spektrométer mellé juttathatók.

Alsó ábra. A $^{169}Tm(^{22}Ne,xn)^{191-x}Au$ reakció gerjesztési függvénye. A bombázó részecskék energiájának változásával a hozam a kívánt izotópra optimalizálható. Fényes [1970] és Demin és mts. [1968] alapján.

DUPress

Az l970-es évek végén megjelentek a 4π γ-detektorrendszerek, majd ettől kezdve hatalmas fejlődésen mentek keresztül. Szegmentált Ge-detektorok (Compton-háttérlenyomással) forradalmi javulást hoztak a reakciócsatorna-szelekcióban, a diszkrét és folytonos gammasugár-spektroszkópiában. Az egyik legnagyobb berendezés a 4π EUROBALL, amelynek ~10% a teljes fotocsúcshatásfoka, nagyon jó feloldás és gammasugár-multiplicitás mellett. További jelentős fejlődés várható elektronikusan szegmentált Ge-detektorok és digitalizált elektronika alkalmazásától.

A GANIL SPIRAL programban használják a 16 szegmentált Ge-detektorból álló EXOGAM gamma-spektrométert. Ez 1,3 MeV-es γ-sugárra ΔE ~2,3 keV félértékszélességet biztosít, továbbá ~ 20%-os fotocsúcshatásfokot és ~ 47% csúcs/teljes intenzitásarányt [Azaiez, Korten 1997]

A GSI FAIR programban tervezik létrehozni az AGATA (**a**dvanced **ga**mma **t**racking **a**rray) 4π γ-detektáló berendezést, ami igen jó hatásfok, szelektivitás és energiafeloldás mellett nagy beütésszámot is elvisel [Gerl 2005].

A kiegészítő töltött részecske, neutron- és elektron-félvezetődetektorok és spektrométerek is hatalmas fejlődésen mentek át.

A γ- és e^--spektrometriai mérőberendezések és módszerek részletes áttekintését l. Fényes [1990] munkájában.

A magreakciók vizsgálatából adatok nyerhetők a radioaktív magok anyageloszlására, a nukleonhalók, valamint neutron- (proton-) -bőrök sajátságaira, a kollektív gerjesztések erősségére, az óriásrezonanciákra, a többnukleon-kölcsönhatások jellemzőire. Segítségükkel vizsgálhatók a spin-pálya-kölcsönhatások változásai a stabilitási sávtól távol. Radioaktív magokkal inverz kinematikában (nehéz bombázó mag, nyugvó *p* vagy *d* céltárgy) új adatok nyerhetők a reakciómechanizmusokra (hasadás, spalláció stb.). A nukleoszintézis megértéséhez nagyban hozzájárulhat a Coulomb-disszociáció, a (γ,*p*) reakció vizsgálata a stabilitási sávtól távol eső bombázó atommagoknál.

A vizsgálatoknak gyakorlati jelentősége is van pl. nukleáris reaktorok hulladékainak ártalmatlanításában vagy a spallációs neutronforrások tervezésében.

Kinematikailag teljes magreakció-vizsgálatokat tesz lehetővé a GSI-ben épülő X. 7. C. ábrán bemutatott berendezés.

DUPress

X. 2. AZ ERŐSEN NEUTRONTÖBBLETES VAGY -HIÁNYOS ATOMMAGOK VIZSGÁLATÁNAK NÉHÁNY EREDMÉNYE

X. 2. 1. Az atommagok héjszerkezetének változása

A stabilitási sáv közelében a 2, 8, 20, 28, 50, 82 és 126 protont vagy neutront tartalmazó atommagok különösen stabilak (IV. 2. 1. pont). Ez a kitüntetett stabilitás néhány stabilitási sávtól távol eső atommagnál is megmarad, pl. a $^{132}Sn_{82}$-nél. A nukleonleszakadással szemben stabilnak bizonyultak a $^{100}Sn_{50}$, $^{48}Ni_{20}$, $^{78}Ni_{50}$ kétszeresen mágikus atommagok is.

A stabilitási sávtól távol eső atommagok vizsgálata lehetőséget ad igen hosszú izotópláncok vizsgálatára. A hosszú láncokban nyomon követhető a magszerkezet változása, a nívók eltolódása, a kollektivitás kialakulása. Az újabb vizsgálatok szerint a stabilitási sáv közelében észlelt mágikus számokban változás állhat be, ha távolodunk a sávtól. Az alábbiakban felsorolunk néhány ezzel kapcsolatos eredményt.

A páros-páros magok 2_1^+ nívóinak energiaszisztematikája arra utal, hogy mind a Cr_{28} és Fe_{28}-nál, mind a Ni_{28}-nál az $N = 28$ mágikus szám (X. 18. A. ábra). Ugyanakkor a 40-es neutronszám csak a Ni_{40}-nél tűnik mágikusnak (l. részletesebben Sorlin et al. [2002]) a Zn_{40}- és Fe_{40}-atommagoknál nem az.

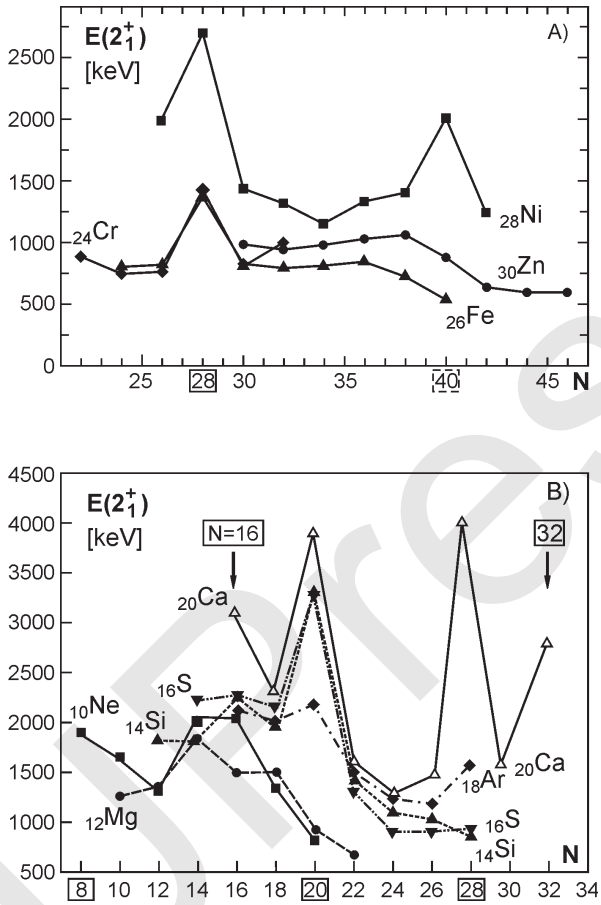
A 2_1^+ állapotok energiái (X. 18. B. ábra) jól mutatják az $N = 20$ héjhatást a Ca_{20}-, S_{20}-, Si_{20}-atommagoknál, ugyanakkor a Mg_{20} és Ne_{20} esetében ez a héjhatás nem látszik. A 28-as neutronszámnál a Ca_{28} 2_1^+ állapotának energiája kiugróan nagy, ugyanakkor a S_{28}- és Si_{28}-nál nem az.

A könnyű atommagok erősen neutrontöbbletes izotópjainál új héjlezáródásokat találtak $N = 6$, 16 és 32-nél (X. 19. A. és B. ábrák). Míg a stabilitási sávban fekvő $^{30}Si_{16}$ nívórendszerében az energiarés csak nagy gerjesztési energiánál jelentkezik, addig a $^{24}O_{16}$-nál már alacsony energián megjelenik. A X. 19. C. ábra mutatja, hogy a redukált $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+)$ átmeneti valószínűség kísérleti értékei a $^{32}Mg_{20}$ és $^{30}Ne_{20}$-nél csak akkor írhatók le elméletileg, ha az *sd*- mellett a *pf*-héj hatását is figyelembe veszik.

A 16-os nukleonszám kitüntetett volta a $^{36}_{16}S_{20}$- és $^{36}_{20}Ca_{16}$-tükörmagoknál egyaránt jelentkezik (X. 18. B. ábra). Tükörhatás jelentkezhet a $^{48}_{28}Ni_{20}$- és $^{48}_{20}Ca_{28}$-magoknál is.

Új héjlezáródásra utal $N = 32$-nél a $^{52}Ca_{32}$ 2_1^+ nívójának kiugróan nagy volta (X. 18. B. ábra).

Az MTA Atommagkutató Intézetének munkatársai a GANIL-lal és RIKEN-nel közös programokban részletesen vizsgálták a neutrontöbbletes atommagokat



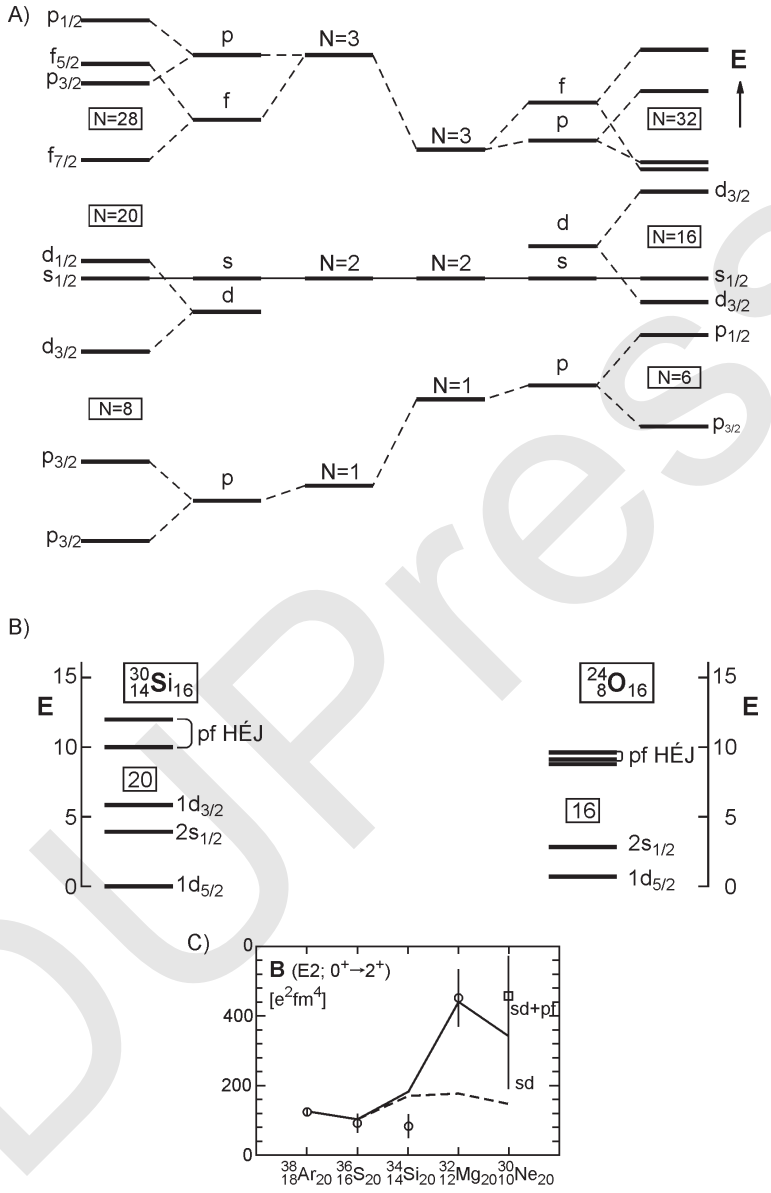
X. 18. A. ábra. A páros-páros Fe-, Ni- és Zn-izotópok 2_1^+ állapotainak gerjesztési energiái [$E(2_1^+)$] a neutronszám (N) függvényében.

B. ábra. A páros-páros Ne – Ca-atommagok 2_1^+ állapotainak gerjesztési energiái a neutronszám (N) függvényében. Dombrádi [2005] alapján, kiegészítésekkel.

a $5 < Z < 29$ tartományban [Dombrádi és mts.. 2003; Dombrádi és mts. 2006; Sohler és mts. 2002; Elekes és mts. 2004; Elekes és mts. 2007; Dombrádi 2007; Bastin és mts. 2007; Sorlin és mts. 2002].

A stabilitási sávtól távolabb fellépő héjátrendeződésnek több oka is lehet. Pl. csökken a spin-pálya-kölcsönhatás erőssége (l. VI. 35. B. ábrát), diffúz a nukleonsűrűség a lazán kötött nukleonoknál, a tenzorerők fontosságra tesznek szert. Az atommagok kollektív sajátságait egyrészt az egyrészecskés energiák közti különbségek, másrészt a valencianukleonok közti, ún. maradékkölcsönhatás erős-

DUPress



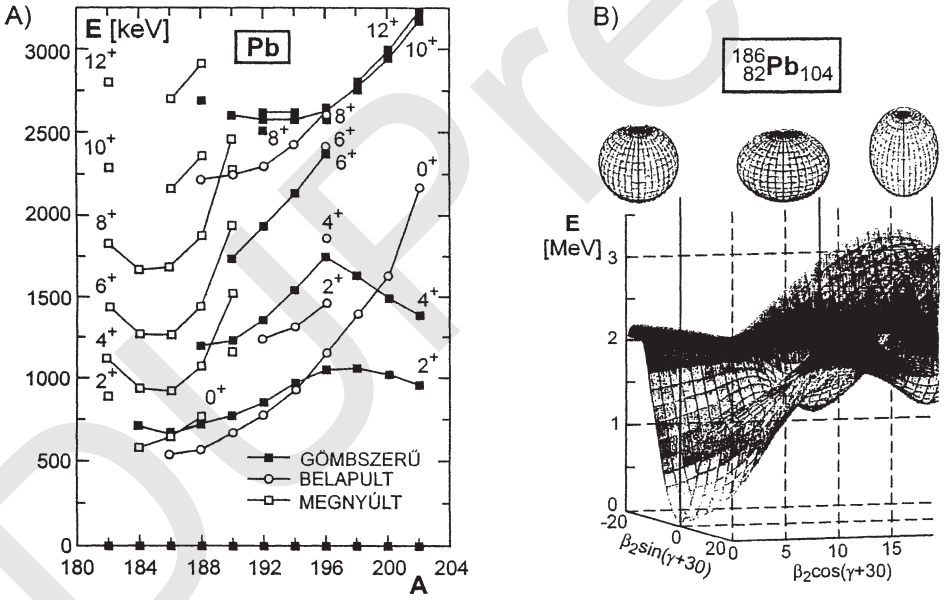
X. 19. A. ábra. A Fermi-nívóhoz közeli egyrészecskés állapotok mért energiái (E) a stabilitási sávhoz közeli $Z = N$ és az erősen neutrontöbbletes ($Z = N/2$) könnyű magoknál. Dombrádi [2007] alapján. *B. ábra.* A ^{30}Si- és ^{24}O-atommagok parciális nívórendszerei (E = egyrészecske-energia). Az erősen neutrontöbbletes ^{24}O-nél $N = 16$ a mágikus szám, míg a stabilitási sávon fekvő ^{30}Si-nál inkább $N = 20$. *C. ábra.* A redukált átmeneti valószínűség $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ változása az $N = 20$ páros-páros atommagoknál. Kísérleti adatok: pontok hibákkal, görbék az *sd*-, ill. *sd* + *pf*-modellben végzett számítások. Penionzhkevich, Lukyanov [2006] alapján.

DUPress

ségei szabják meg. A korszerű héjmodellszámítások a tenzorkölcsönhatást is figyelembe veszik a maradékkölcsönhatásnál. Ez a héjlezáródásokra lényeges hatást gyakorolhat [Otsuka és mts. 2005].

Különösen hosszú izotóplánc ismeretes az ólomnál, ahol a páros-páros neutronhiányos izotópok nívószisztematikája a gömbszerű, belapult és megnyúlt magalakokra jellemző nívórendszerek érdekes együttlétét mutatja (X. 20. A. ábra). Kis változás a neutronszámban nagy változást okozhat a magalakban.

A $^{186}Pb_{104}$-nél a potenciális energia felülete három minimumot is mutat a gömbszerű, belapult és megnyúlt magalaknak megfelelően (X. 20. B. ábra). A mágikus 82 protonszám a gömbszerű alakot részesíti előnyben, de a 104 neutronszám éppen félúton van a 82 és 126 mágikus számok között, ami a deformáció irányába hat.



X. 20. A. ábra. A neutronhiányos páros-páros Pb-izotópok nívórendszerei. Energia (*E*) a tömegszám (*A*) függvényében. Julin, Dendooven [2000] alapján.

B. ábra. A $^{186}Pb_{104}$ potenciális energia felülete. Andreyev és mts. [2000] alapján. Az ábra színes változata a könyv végén található.

DUPress

X. 2. 2. $N = Z$ atommagok, *pn*-párok kialakulása

Proton-neutron-párok, újtípusú szuperfluiditás

A kétrészecskekorrelációk igen fontos szerepet játszanak a magszerkezet kialakulásában. Azonos pályán, de ellentétes irányban mozgó azonos nukleonok között erőteljes párkölcsönhatás lép fel, ami jelentkezik pl. a magtömegekben, kötési energiákban (II. 11. ábra), a páros-páros atommagok 0^+ állapota feletti energiarés kialakulásában (II. 32. ábra) és sok más sajátságban. Számos magmodellben (az alacsony szenioritású sémában, a Bardeen–Cooper–Schriffer (BCS) kvázirészecskés modellben, a pár plusz kvadrupól modellben) alapvető szerepet játszik a párkölcsönhatások figyelembevétele (VI. 2. 3. pont, Fényes [2002, VI. 3. alfejezet]). Azokban az atommagokban, amelyekben a proton- és neutronszám között nagy különbség van, a valencianukleonok különböző pályákon mozognak. Ugyanakkor $N = Z$ esetén – a proton- és neutronpályák erős átfedése miatt – viszonylag könnyen kialakulhat proton-neutron-párkölcsönhatás is. A kizárási elv alapján a *pn*-pár vagy a szokásos izospintriplett spinszigulett ($T = 1$, $S = 0$) vagy deuteronszerű izospinszigulett spintriplett ($T = 0$, $S = 1$) állapotban lehet (III. 1. táblázat és II. 22. ábra). Az atommagtérkép $N = Z$ egyenese mentén (X. 1. ábra) és a környező atommagokban az izovektor- ($T = 1$) és izoskalár- ($T = 0$) -párkölcsönhatások erősségének, keveredésének vizsgálata egyike a magszerkezeti kutatás fontos irányainak. A *pn*-párok kialakulása egy új típusú szupravezető állapothoz vezet, deuteron-kondenzátumhoz.

A Jefferson Laboratórium (Virginia, USA) folytonos elektronnyaláb-gyorsítóján végzett legújabb kísérletek azt az eredményt hozták, hogy a ^{12}C alapállapotában a *pn*-párok sokkal gyakoribbak, mint a *pp*-, ill. *nn*-párok. A nukleonok 18%-a részt vesz *pn* rövid hatótávolságú korrelációban. 4,627 GeV-es elektronokkal bombáztak ^{12}C céltárgyat és a rugalmatlanul szórt elektronokat koincidenciában detektálták a kirepülő nukleon(ok)kal. Az esetek 80%-ában egyes nukleonok, 18%-ában *pn*-párok, 1-1%-ában *nn*-, ill. *pp*-párok léptek ki a ^{12}C-atommagból [Subedi és mts. 2008]. Az elméleti számítások arra utalnak, hogy a *pn*-párok túlsúlya a *pp*-, ill. *nn*-párokhoz képest a nukleon-nukleon-tenzorerő következménye [Sargsian és mts. 2005; Schiavilla és mts. 2007].

Az $N = Z$ atommagok nagyon erősen kötöttek. Az utolsó proton és utolsó neutron közötti kölcsönhatási energia kísérleti értéke $N = Z$-nél kiugróan nagy (néhány MeV-es) adott elem különböző izotópjaira (l. pl. Sherrill, Casten [2005]). Ez a $T = 0$ *pn*-kölcsönhatás fontosságára utal. Amint a rendszám növekszik, a Coulomb-taszítás a protonok között nő. Fontos lenne tudni, hogy a $T = 0$ kölcsönha-

tás erőssége hogyan változik az $N = Z$ vonal mentén, amint közeledünk a legnehezebb kötött $N = Z$ maghoz, a $^{100}Sn_{50}$-hez. A ^{100}Sn-atommagot már előállították, de csak nagyon kis hozammal. A részletes vizsgálatokhoz jóval nagyobb bombázónyaláb-intenzitásokra lenne szükség.

A félempirikus kötésenergia-formulában (II. 15. összefüggés) szereplő párenergiatag megértése egyszerű perspektívából még hiányzik. A páros-páros és páratlan-páratlan atommagok kísérleti tömegfelülete éles kiugrást mutat $N = Z$-nél. Ez a hegyes csúcs (Wigner-energia) a többletkötést tükrözi olyan magokban, amelyekben a neutronok és protonok ugyanazon héjon vannak. Mind a tapasztalati megfontolások, mind a héjmodellszámítások arra utalnak, hogy a Wigner-energia zömmel a $T = 0$ *np*-párokra vezethető vissza. A részletes elemzés azonban azt is mutatja, hogy a Wigner-energia nem magyarázható kizárólag a $J = 1$, $T = 0$ (deuteronszerű) *pn*-párkorrelációval [Satula és mts. 1997].

Izospinszimmetriák, izospinkeveredés középnehéz $N = Z$ magokban

Az $N \sim Z$ atommagok vizsgálata fontos információt szolgáltathat arra vonatkozóan, hogy a Heisenberg-féle izospinszimmetria (II. 2. 5. pont, II. 22. ábra) meddig játszik lényeges szerepet a magszerkezet alakításában. E szimmetria sérülését főleg a Coulomb-kölcsönhatás okozza, de az erős kölcsönhatás töltésszimmetriát sértő komponensei is hozzájárulnak.

Az izospinkeveredés (azaz a $T = 0$, $T = 1$ stb. állapotok keveredése) maximális az $N = Z$ magoknál, és a páros-páros atommagok alapállapotaira vonatkozó elméleti becslések szerint a keveredés nő a tömegszám növekedésével. Következésképpen a nehezebb $N = Z$ magok környékén az izospinkeveredés hatékonyabban tanulmányozható.

Az izospinállapotok keveredésére információt szolgáltatnak az $E1$ átmenetek, mivel a páros-páros $N = Z$ atommagokban a spinátfordulással járó ($T = 1$, $S = 0$) $\rightarrow$ ($T = 0$, $S = 1$) átmenetekre az $E1$ átmenet tiltott (VI. 2. táblázat).

Az izospinkeveredésre további információk nyerhetők a Fermi-típusú β-bomlásból (a megengedett Fermi-átmeneteknél $\Delta I = 0$, a Gamow–Teller-átmeneteknél $\Delta I = 0$ vagy ± 1, VII. 3. 2. pont).

A páros-páros $N = Z$ céltárgy ($T = 0$, $S = 0$) esetén proton-neutron-pár átvitele [pl. (^{3}He,*p*) vagy (*p*,^{3}He) reakcióval] mind izovektor- (pl. $T = 1$), mind izoskalár- ($T = 0$) -állapotokhoz vezethet a páratlan-páratlan atommagokban. Az abszolút $\sigma(T{=}1)$, $\sigma(T{=}0)$ vagy relatív $\sigma(T{=}1)/\sigma(T{=}0)$ hatáskeresztmetszetekből információ nyerhető a $T = 1$ és $T = 0$ párkorrelációk jellegére és erősségére.

DUPress

A jelenlegi gyorsítókkal előállíthatók erősen neutronhiányos atommagok a protonleszakadási határon, sőt még azon túl is. A $Z = N$ és szomszédos atommagok vizsgálata $A = 100$-ig információt adhat az izospin szerepéről, a tükörmagokról, a szupermegengedett β-bomlásról, proton-neutron-párkorrelációkról, egzotikus magalakokról (szuper-, hiper-, oktupól-deformált állapotokról, háromtengelyű deformációról stb.). Tanulmányozható, hogy az izoskalár- ($T = 0$) -párkölcsönhatás hogyan járul hozzá kollektív állapotok kialakulásához. Radioaktív nyalábok felhasználása e területen is hozhat lényegesen újat, pl. a hozamok növelésével, magreakciók vizsgálatával inverz kinematikában.

X. 2. 3. Nukleonglóriás atommagok, neutronbőr

Nukleonglóriás atommagok

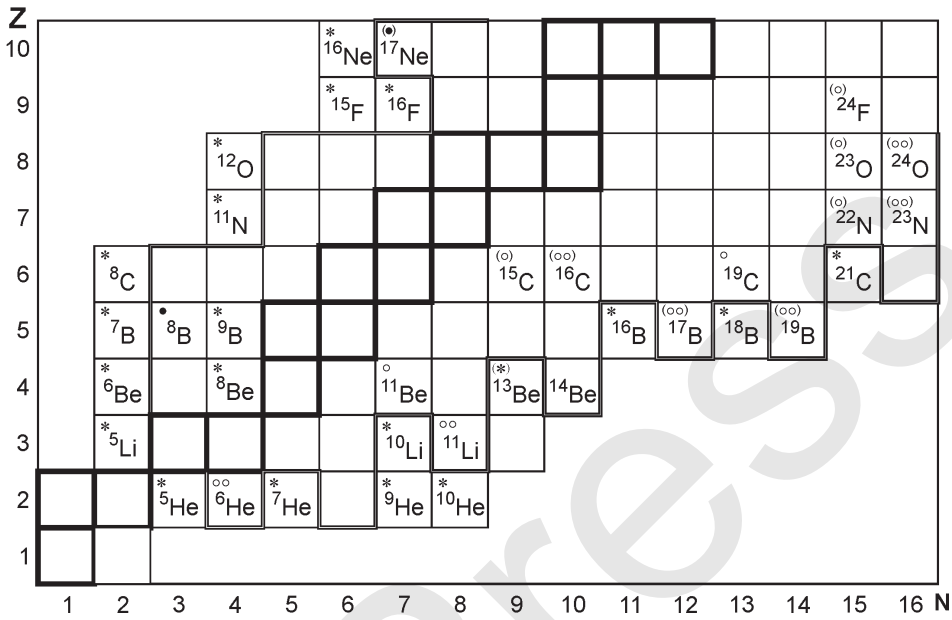
Távol a stabilitási sávtól a legkülső nukleon(ok) kötésenergiája kicsi, ami a nukleon (nukleonpár) térbeni kiterjedésének jelentős növekedésével járhat. Az extrém nagy kiterjedésű, kis sűrűségű nukleoneloszlást nukleonudvarnak (halo, glória) nevezzük. A mag többi nukleonja továbbra is egy szokásos, nagy sűrűségű törzset (core) alkot. Az ismert halomagokról a X. 21. ábra ad áttekintést. A következőkben röviden összefoglaljuk a nukleonudvaros magokra nyert fontosabb kísérleti és elméleti eredményeket.

– *A magsugár és szeparációs energia kapcsolata.* Hansen és Jonson közelítő becslést adott a határmagok [pl. $^{11}Li_8$ anyagsugarának és leválasztási energiájának kapcsolatára egy egyszerű deuteronmodell alkalmazásával (X. 22. A. ábra)].

Ebben a modellben a $^{9}Li_6$-magtörzset és a hozzá lazán kötött neutronpárt egyszerű kétrészecskerendszernek tekintik, és erre alkalmazzák a – deuteronra már részletesen kidolgozott – eljárást. Azt kapták, hogy ennek a rendszernek a kiterjedésére jellemző

$$r_o = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu S}}, \qquad \text{(X. 6.)}$$

ahol r_o a Yukawa-típusú $\exp(-r/r_o)/r$ kifejezésben szereplő sugárállandó. A redukált tömeg (μ) és kétnukleon-szeparációs energia (S_{2n}) adatokat beírva, a rendszer átlagos kiterjedésére $r_o \sim 8{,}2$ fm értéket kaptak, ami még a nehéz atommagok méretét is meghaladja! Ma már kísérleti tény, hogy a ^{11}Li-mag utolsó két neutronja olyan lazán kötődik a ^{9}Li-törzshöz, hogy a térbeni kiterjedésük nagyobb, mint a sok nukleonból álló ^{48}Ca-magé. Jobb közelítésben az adódik, hogy az R_c sugarú

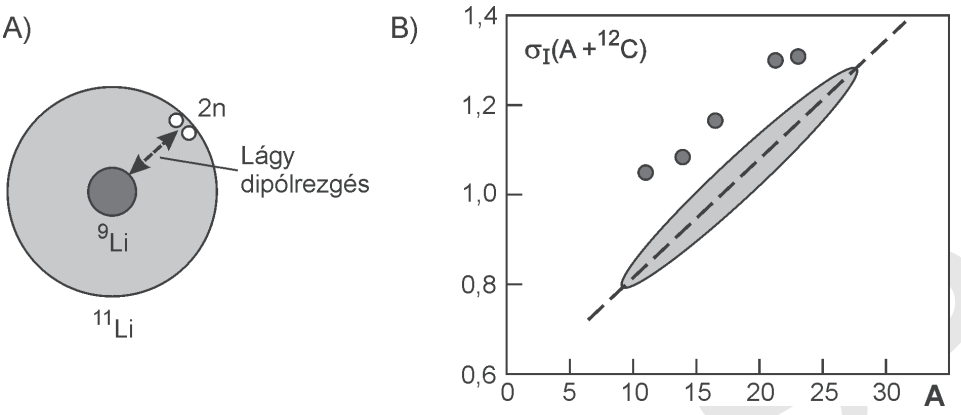


X. 21. ábra. Nukleonglóriás atommagok. Az atommagok térképének alsó része, atommagok a rendszám- (*Z*), neutronszám- (*N*) -síkban. A vastag fekete keretes négyzetek stabil magokat jelölnek. Kettős vonal jelzi a neutron-, ill. protonleszakadási határokat. Az ezeken kívül eső atommagok nukleonkibocsátással bomlanak, ezt csillag is mutatja. A ^{8}Be és ^{9}B gerjesztett állapotból bomlik α-, ill. *p*-kibocsátással. A körökkel jelzett magok valószínűleg neutronhalót, a pettyel jelzettek protonhalót viselnek. A karikák száma a halót alkotó nukleonok számát jelöli. A zárójel arra utal, hogy a halo léte nem teljesen meggyőző. Lovas [2004], Baye, Suzuki [2005], Magill és mts. [2006] alapján.

magtörzs anyageloszlását egyenletesnek feltételezve, a teljes rendszerre vonatkozóan:

$$\left\langle r_m^2 \right\rangle = \left[\frac{3}{5} R_c^2 + \frac{k}{S} \right], \qquad \text{(X. 7.)}$$

ahol *k* a tömegtől függő egységnyi nagyságrendű pozitív állandó. Látható, hogy míg nagy *S* esetén a teljes mag sugara alig nagyobb a törzs méreténél, addig csökkenő leválasztási energiánál – tehát a stabilitási határvonalhoz közeledve – a magsugár értékét egyre inkább a leválasztási energia határozza meg. Több határvonal menti atommag vizsgálata azt mutatta, hogy nemcsak 2*n*, hanem egy neutron vagy proton is alkothat neutron-, ill. protonudvart; természetesen ez utóbbi a neutronhiányos oldalon fordul elő (ilyen a $^{8}B_3$-mag). A kis leválasztási energiával rendelkező nukleon alagúthatással átmehet egy külső pályára, és ez a magsugár megnövekedését eredményezi (l. az atommagok héjmodellje c. VI. 2. alfejezetet).



X. 22. A. ábra. A ^{11}Li-atommag szerkezete egy egyszerű modellben: ^{9}Li (törzs) + 2*n* (udvar).
B. ábra. Az *A* + ^{12}C reakciók hatáskeresztmetszeteinek tömegszámfüggése. L. X. 8. összefüggést.

– *Hatáskeresztmetszetek függése a magmérettől.* Jelenleg a legtöbb adatot a vizsgálandó atommagok nyalábjával létrehozott magreakciók adják: kölcsönhatási hatáskeresztmetszetek és a bomlástermékek szög- és impulzuseloszlása. Több magon végzett hatáskeresztmetszet-vizsgálatok (l. VIII. 1. 2. pontban) összesített eredményét mutatja a X. 22. B. ábra.

A szokásos $R = r_o A^{1/3}$ (r_o = 1,14 fm) méretű atommagok és szén céltárgyfólia esetében:

$$\sigma_l = \pi \left[R_l \left({}^{12}C \right) + r_o A^{1/3} \right]^2, \qquad \text{(X. 8.)}$$

azaz a hatáskeresztmetszet a tömegszámnak egyszerű, monoton függvénye (szaggatott vonal). A magok többsége (ovális terület) követi ezt a tendenciát, de egyes esetekben a hatáskeresztmetszet szignifikánsan nagyobb az átlagos menetnél, ami nukleonudvar jelenlétére utal.

– *Reakciókban mért impulzuseloszlás és a magméret kapcsolata.* A fenti módszerrel kapott következtetéseket más, független eljárásokkal is ellenőrizték, pl. a $\Delta p_x \Delta x \geq \hbar$ Heisenberg-féle bizonytalansági összefüggés alapján. Megmérték a reakcióból kirepülő termékek impulzuseloszlását. Az így mért Δp_x impulzustartomány olyan keskeny, hogy a hozzá tartozó Δx koordinátaintervallum nagyobb, mint egy közönséges mag mérete. Ez tehát egy független bizonyíték a nagyméretű nukleonudvar létezésére.

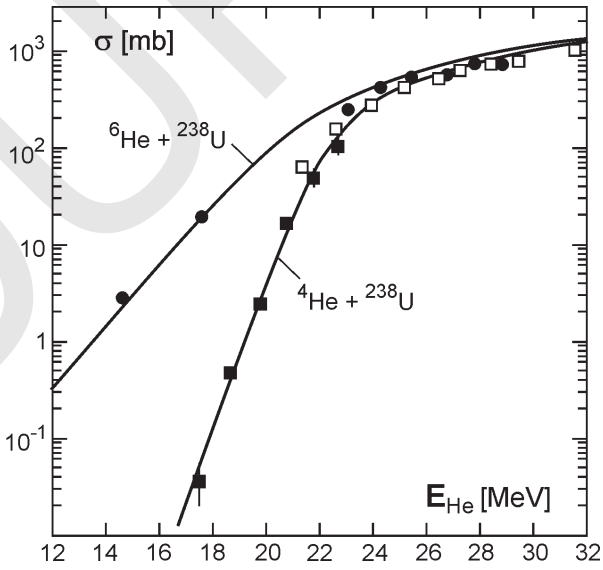
A halonukleonok általában alacsony impulzusnyomatékú (perdületű, l = 0, 1) pályán vannak, azaz főleg *s*-hullámú neutronok, mivel ekkor a haloeffektust nem gátolja a centrifugális gát.

– β-*késleltetett deuteronemisszió.* A ${}^{6}_{2}He_4 \xrightarrow{\beta} {}^{6}_{3}Li_3$ bomlás során észlelték, hogy igen kis (~10^{-6} rendű) elágazással β-késleltetett deuteronemisszó is fellép, ami végül ^{4}He-hoz vezet. Több más kétneutronos halo-atommagnál is várható hasonló bomlás, ami különleges lehetőséget ad a halosajátságok felderítésére.

– *Fúziós-hasadási hatáskeresztmetszetek és a neutronhalo.* Érdekes új eredményt hoztak a fúziós-hasadási hatáskeresztmetszet-vizsgálatok a ^{4}He + ^{238}U, ill. ^{6}He + ^{238}U esetén (X. 23. ábra). A ^{6}He-os hatáskeresztmetszet erős növekedése a Coulomb-fal alatt semleges részecskék transzferreakciójához rendelhető és világosan jelzi, hogy a teljes összeolvadás gátolt. Ez a ^{6}He-halomag könnyű feltörhetőségét mutatja a kiterjedt térfogat miatt.

– *Atommagreakciókban a valencianeutronok lecsatolódását észlelték a magtörzsről* a $^{17}B_{12}$- és $^{16}C_{10}$-nél [Dombrádi és mts. 2005; Elekes és mts. 2004. A].

Lágy óriás dipól- (E1-) -rezonancia a magtörzs és halo között. A kezdeti kísérleti vizsgálatok célja elsősorban a nukleonudvar-állapotok létezésére vonatkozó feltevések ellenőrzése volt. A módszerek tökéletesedésével azonban sor kerülhetett egyedi magtulajdonságok, valamint a törzs és az udvar kölcsönhatásának vizsgálatára is. A laza kötés miatt a semleges neutron (vagy neutronpár) tömegközéppontja és az elektromos töltésű törzs középpontja könnyen elmozdítható egymástól, ezért külső Coulomb-tér nagy valószínűséggel gerjeszthet alacsony



X. 23. ábra. A ^{4}He + ^{238}U és ^{6}He + ^{238}U összeolvadási-hasadási reakció hatáskeresztmetszetei (σ) a hélium bombázó energiájának (E_{He}) függvényében. Raabe és mts. [2004] alapján.

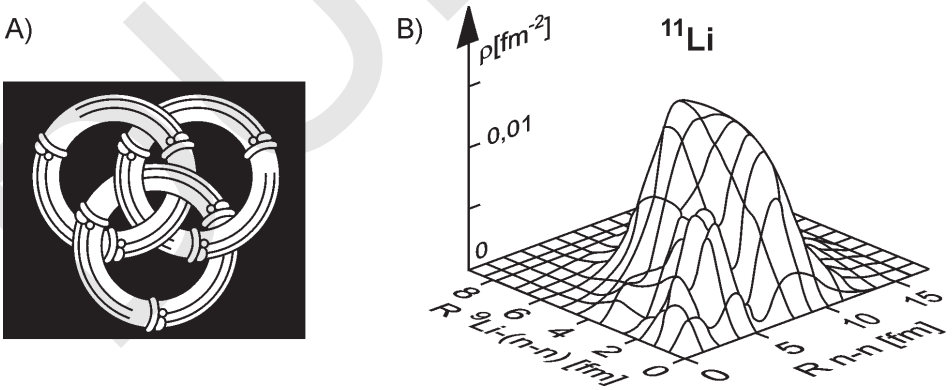
DUPress

energiájú, lágy óriás dipól- ($E1$-) -rezonanciát (**s**oft **g**iant **d**ipole **r**esonance: SGDR); ez pedig a neutron(pár) leválasztásához vezet (Coulomb-disszociáció). Ilyen rezonanciát sikerült megfigyelni a ^{11}Li esetében.

Mikroszkopikus számítások halomagokra. Első közelítésben a ^{6}He-ot α+n+n, a ^{11}Li-ot ^{9}Li+n+n rendszernek lehet tekinteni. E háromtestrendszerek különös sajátsága, hogy kölcsönös egymásrautaltságban vannak, a három részecske közül bármelyik elvételével megszűnik a kötött állapot. Pl. ^{11}Li-nál a ^{10}Li, ill. a dineutron nem kötött rendszerek. Az ilyen magokat borromeói névvel illetik, az olasz Borromeo hercegek címere után (X. 24. A. ábra).

A ^{6}He- és ^{11}Li-atommagok részletes mikroszkopikus leírását adták Csótó [1993], Varga és mts. [2002] és Lovas [2004]. A He mikroszkopikus leírásában négyféle lehetséges nukleoncsomót vettek figyelembe, nevezetesen a [α+n+n], [α+n+n; ^{3}H+^{3}H], [(^{3}H+p és ^{3}He+n)+n+n], ill. [(^{3}H+p és ^{3}He+n)+n+n; ^{3}H + ^{3}H] konfigurációkat. A ^{11}Li-nál még több lehetséges alrendszerrel számoltak: a ^{9}Li+n+n rendszerben a ^{9}Li-ot α+ ^{3}H+n+n négycsomómodellel írják le. A számítások az alapállapoti energiákat elég jól leírják és néhány más tulajdonságot is. A ^{11}Li-ot az összes alrendszerrel egyszerre sikerült leírni.

A számítások érdekes végeredménye, hogy a ^{6}He-ban a két valencianeutron teljesen a halóhoz tartozik. A magtörzs torzul, de az α+n+n haloszerkezet nem sérül. A ^{11}Li-nál a halo sugara nagyobb ugyan, de ugyanannyival nagyobb a törzsének sugara is. A ^{11}Li-ban a neutrontöbblet részben a törzshöz tartozik. Így a két atommag közül a ^{6}He a tökéletesebb neutronglóriás mag.



X. 24. A. ábra. Borromeói címer: bármelyik gyűrűt széttörjük, a másik kettő már nem alkot kötött rendszert.

B. ábra. A ^{11}Li elméletileg megjósolt sűrűségeloszlása a ^{9}Li és a neutronpár [R(^{9}Li-(n-n)], valamint a két neutron közötti távolság [R(n-n)] függvényében. A csúcs egy olyan szerkezetnek felel meg, ami hasonlít a vízmolekulára. Zhukov és mts. [1993] alapján.

A ^{11}Li elméletileg megjósolt sűrűségeloszlása a X. 24. B. ábrán látható. A ^{11}Li (^{9}Li+*n*+*n*) feltörését követő hármas koincidenciamérések arra utalnak, hogy erős korreláció áll fenn a halo két neutronja között.

A kanadai TRIUMF, ISAC-II (**i**sotope **s**eparator and **ac**celerator, Vancouver) programban újabban előállítottak, szeparáltak és szupravezető lineáris gyorsítóban utángyorsítottak ^{11}Li-ionokat, majd ezekkel izobutángázt bombáztak. A gáz egyszerre proton céltárgy és nyomjelző szerepet töltött be. A $^{11}\mathrm{Li} + p \rightarrow {}^{9}\mathrm{Li} + {}^{3}\mathrm{H}$ reakció ^{11}Li, ^{9}Li és ^{3}H résztvevőinek nyomait egyaránt sikerült megjeleníteni. A kísérletekben a két haloneutron párkorrelációját vizsgálják, ami jelenleg még nem teljesen tisztázott [Meyer, Pavan 2008].

*

Összefoglalólag megállapítható, hogy a nukleonudvarok léte jól megalapozott a könnyű, főleg neutrontöbbletes atommagok között. Teljes kinematikai reakcióvizsgálatok, szögeloszlásmérések, a fragmensek γ-spektrumának vizsgálata halofeltörési reakciókban lehetőséget adtak arra, hogy pontos betöltési valószínűségeket határozzanak meg a héjmodellállapotokra és adatokat nyerjenek a magtörzsmódosulásokra is.

Ugyanakkor nem világos, hogy milyen rend- és tömegszámig jelentkeznek halók és milyen gyakorisággal. Bombázórészecske-fragmentációval nagy hatásfokkal lehet előállítani halomagokat és a Penning-csapdás tömegspektrometriai mérésekkel pontos kötésenergia-értékek nyerhetők. Tömegmérésekkel, magspektroszkópiai és reakcióvizsgálatokkal remélhető, hogy a fluoron túl is sikerül halomagokat találni. A neutronleszakadási határ közelében tisztázandó, hogy valóban halomagokról van-e szó, vagy a halót vastag neutronbőr helyettesíti.

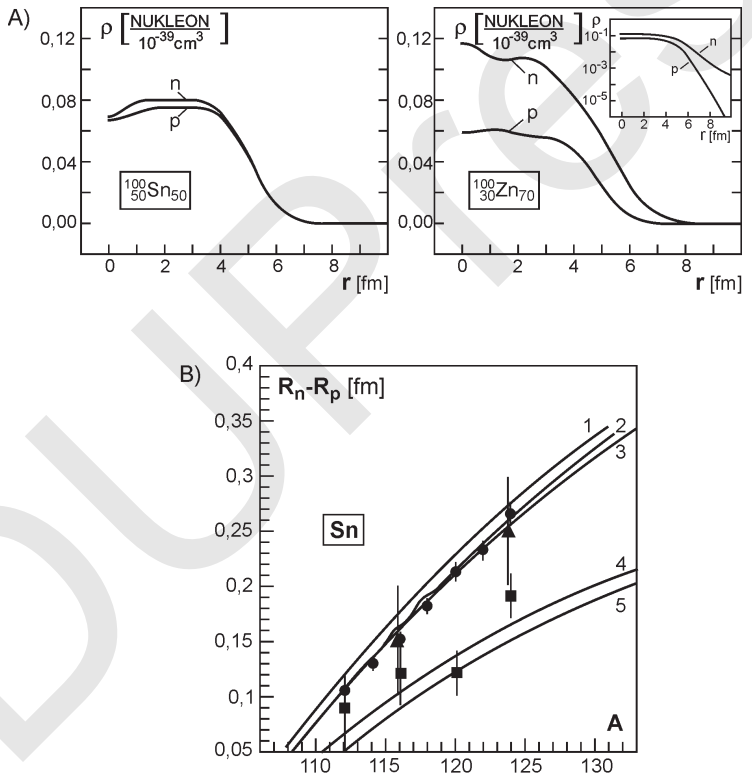
A halomagok külső részén a sűrűség nagyságrendekkel kisebb lehet, mint a jellemző maganyagsűrűség. Ez egy újtípusú maganyagot jelent, ami a normál atommag és szabad nukleonok között van. Ebben a nukleonok közötti kölcsönhatások a megszokottól különbözőek lehetnek, pl. a folytonos, kötetlen állapotok közelsége miatt. Kisebb anyagsűrűségnél a párkölcsönhatás erőssége nőhet önkonzisztens BCS-számítások alapján (l. VI. 8. 1. pontban). Mindezek szükségessé teszik a halomagok további vizsgálatát.

A halomagok szerkezetéről és reakcióiról részletes összefoglaló található Suzuki, Lovas, Yabana, Varga [2003] alapvető munkájában.

Neutronbőr

Mind az elméleti számítások, mind a kísérleti tények arra mutatnak, hogy az erősen neutrontöbbletes atommagokban neutronbőr épül ki a magtörzs felett.

A X. 25. A. ábrán a számított proton- és neutronsűrűség látható a $^{100}Sn_{50}$- és $^{100}Zn_{70}$-atommagokra, a magsugár függvényében. Míg a ^{100}Sn esetében a kétféle sűrűség gyakorlatilag átfedi egymást, a ^{100}Zn-nél egy hosszan elnyúló, diffúz felületi neutronbőr alakul ki. A számítások érzékenyek az effektív *pn*-kölcsönhatásra, ami távol a stabilitási sávtól még nem pontosan ismert. A neutrontöbbletes ónatommagok esetében azonban sok kísérleti adat is mutatja a neutronbőr létét (X. 25. B. ábra).



X. 25. A. ábra. A számított proton- és neutronsűrűségek két extrém proton/neutron aránnyal rendelkező atommagra. A $^{100}Sn_{50}$ esetén a *p*- és *n*-eloszlás gyakorlatilag átfedi egymást, a $^{100}Zn_{70}$ esetében neutronbőr képződik. Dobaczewski és mts. [1994] alapján.

B. ábra. A neutronbőr vastagsága ($R_n - R_p$) a Sn-izotópoknál a tömegszám (A) függvényében. Pontok hibákkal: kísérleti adatok (• spin-dipólrezonancia (^{3}He,t) reakcióból, ▲ (p,p) reakcióból, ■ antiprotonokkal). 1–3 görbék: relativisztikus Hartree–Fock, 4-5 görbék: nem relativisztikus Hartree–Fock önkonzisztens számítások. Krasznahorkay [2005] alapján.

DUPress

A neutronbőr tanulmányozható pl. spin(-izospin) óriás rezonanciákból (VIII. 4. 4. pont) (*p,n*) vagy (^{3}He,*t*) reakciókkal. Mérhető a spin-dipólrezonancia hatáskeresztmetszete, amiből – modellfüggő számítások eredményét felhasználva – levezethető a neutronbőr-vastagság: ($R_n - R_p$) a töltéssugár (R_p), ill. a tömegszám (A) függvényében (l. Krasznahorkay és mts. [1999]; Krasznahorkay [2005]). A neutronbőr-vastagságra adatokat nyertek (α,α') reakcióból és antiproton-abszorpciós mérésekből is. Az adatokat az önkonzisztens relativisztikus Hartree–Fock-számítások [Mizutori és mts. 2000] elég jól leírják.

A kísérleti és elméleti eredmények elemzése alapján Furnstahl [2002] arra a következtetésre jutott, hogy az atommag-energiafüggvény szimmetriaenergia tagja és a neutronbőr-vastagság között jól definiált korreláció van.

Az atommagok anyag- és töltéssugarára nyert eredmények arra utalnak, hogy neutron- (proton-) -bőr épül fel a stabilitási sávtól távol eső $_{12}$Mg-, $_{17}$Cl-, $_{18}$Ar-izotópoknál is.

Hasonló következtetés vonható le a $_7$N, $_8$O, $_9$F-nál neutronkiütési reakcókból. N = 15, 16 neutronszámoknál feltehetőleg *s*-neutronok kerülnek külső pályára. Így halomagokhoz hasonló szerkezet alakul ki, de komplikáltabb szerkezettel, amelyben a magtörzs is módosul.

Az anyag- és töltéssugarakra vonatkozó kísérleti adatok modellfüggő elemzése alapján Suzuki [1995] arra a következtetésre jutott, hogy neutrongazdag $_{11}$Na-izotópoknál ~0,5 fm vastag neutronbőr alakul ki.

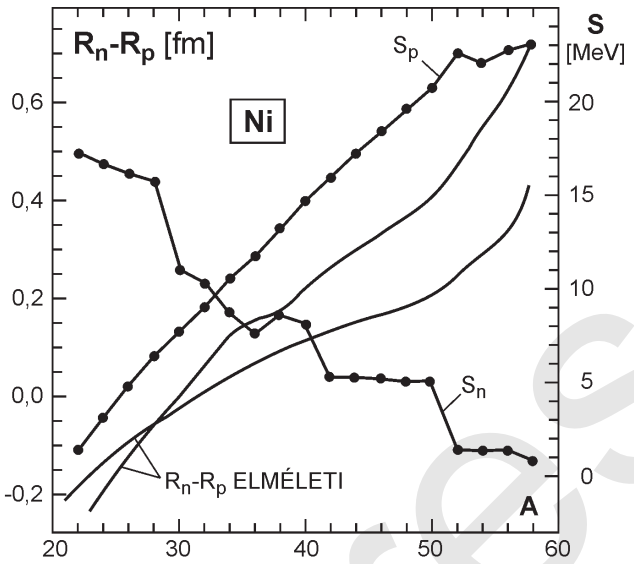
A Skyrme–Hartree–Fock-számítások eredményei Ni-izotópokra a X. 26. ábrán láthatók. Az $R_n - R_p$ magsugárkülönbségek mindkét (különböző aszimmetria-paraméterrel számolt) elméleti értéknél jelentősen nőnek a neutronszám növekedésével. (A Skyrme-kölcsönhatásra l. Fényes [2002], V. 3. 6. pontot.)

A neutronbőrre információ nyerhető a Coulomb-fal alatti fúziós hatáskeresztmetszetek mérésével is (X. 23. ábra).

*

A neutronbőrben az anyag alacsony sűrűségű. Itt erősebb neutron-neutron-páreffektus várható (l. VI. 8. alfejezet), ugyanakkor a spin-pálya-kölcsönhatás erőssége csökken. Mindez a nívók átrendeződéséhez, a nagyobb héjakba való csoportosulásukhoz vezethet. Egyes szerzők szerint a gyengén kötött neutrongazdag anyagban a középtér jelentősége kicsi, ami még azt is megkérdőjelezheti, hogy a nukleonok egyrészecskepályán mozognak. A bőrök fellépte szükségszerűen felveti a diszkrét (kötött) és folytonos (szóródási) állapotok közti kapcsolatot, így a magszerkezeti és reakcióvizsgálatok egybeolvadását.

DUPress



X. 26. ábra. A neutron és proton gyök-közép-négyzet-sugarak különbsége ($R_n - R_p$), valamint a neutron- (S_n) és proton- (S_p) -szeparációs energiák a Ni-izotópokra a tömegszám (A) függvényében. Az elméleti $R_n - R_p$ értékeket Skyrme–Hartree–Fock-közelítésben számolták különböző aszimmetriaparaméterekkel. Brown [1998] alapján.

A stabilitási sávtól távol eső atommagok kollektív gerjesztéseinek kialakulásáról jó áttekintés található Paar és mts. [2007] munkájában. A munka tárgyalja az elméleti módszereket is, amelyeket az utóbbi években fejlesztettek ki gyengén kötött atommagok kollektív gerjesztéseinek leírására.

X. 2. 4. Atommagok a nukleonleszakadási határ közelében, egzotikus bomlásmódok

Atommagok a nukleonleszakadási határ közelében

Az atommagfizika számára kulcsfontosságú annak tisztázása, hogy a protonok és neutronok milyen kombinációi alkothatnak atommagot. Közeledve a nukleonleszakadási határokhoz, az atommagokban lényeges változások zajlanak le. Kialakulnak meglehetősen tiszta proton- vagy neutronmaganyagok, új egzotikus bomlásmódok lépnek fel (pl. két proton vagy két neutron kibocsátása), a magreakciókban a folytonos gerjesztett állapotok nagyobb szerephez jutnak. A gyengén kötött atommagoknak csak kevés vagy egyáltalán nincs részecskestabil

DUPress

gerjesztett állapota, már kis gerjesztés is a kontinuumba vezet. A stabilitási sávtól távol eső atommagok sajátságainak, bomlásának, reakcióinak felderítése fontos a nukleáris asztrofizika, az elemek kialakulása szempontjából is.

A nukleonleszakadási határokat úgy definiálhatjuk a *Z-N* síkban, hogy a szeparációs energiák (S_p, S_n) itt szelik át a zéró értéket.

A szeparációs energiák a két szomszédos atommag kötésenergiáiból számíthatók:

$$S_p = E_B(Z,N) - E_B(Z-1,N), \qquad S_n = E_B(Z,N) - E_B(Z,N-1).$$

A szeparációs energia nem kötött rendszerekre definíció szerint negatív. A bomlásenergia a szeparációs energia abszolút értékével egyenlő $E_{bomlás} = |S_{p,n}|$.

A proton szeparációs energiája a tömegekből is származtatható,

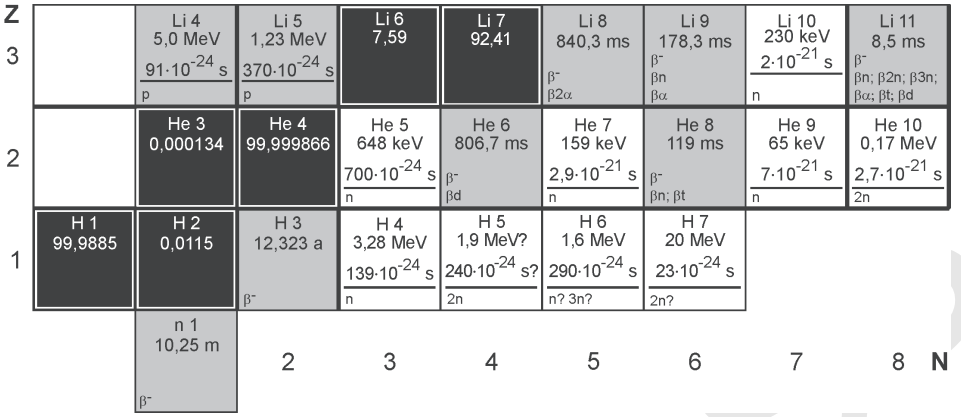
$$S_p = M(Z-1,N) + M_H - M(Z,N).$$

Ez azt jelenti, hogy a proton- (vagy neutron-) -leszakadási határ megállapításához négy atom tömegét is ismernünk kell.

Megjegyezzük, hogy a nukleonleszakadási határ fenti definíciója és a tényleges nukleonemisszó kapcsolata nem egyszerű. Ugyanis a protonemissziót késlelteti a fellépő Coulomb-, ill. centrifugális gát, és ez utóbbi a neutronkibocsátásnál is felléphet. Ezért a leszakadási határt egyesek úgy definiálják, hogy ennél az utolsó nukleon nem kötött (a legkönnyebb vagy legnehezebb izotópra), és az atommag az erős kölcsönhatásra jellemző 10^{-22} s nagyságrendben bomlik. Ezt tekinthetjük jellemző nukleáris időnek. Az új atommagtáblázatok tartalmaznak olyan nem kötött atommagokat, amelyek élettartama ~10^{-22} s nagyságrendben van (l. X. 27. ábrát). Ez egyúttal szolgálhat az atommag definíciójához: ha az atommag élettartama hosszabb, mint ~10^{-22} s, a nukleonegyüttes atommagnak tekinthető. Ma már számos olyan atommag ismert, amelyik alapállapotban nem kötött, de magreakciókban gerjesztett állapotait előállították. Pl. a hidrogénnél és héliumnál 4 - 4, a lítiumnál 3 ilyen atommagról tudunk.

Nukleonleszakadási határok. A X. 1. ábrán láthatjuk, hogy a protonleszakadási határt ($S_p = B_p \approx 0$) legnehezebb atommagoktól eltekintve már majdnem mindenütt elérték, sőt a határon túl is ismerünk atommagokat ≤ μs nagyságrendű felezési időkkel. Más a helyzet a neutrontöbbletes magoknál, itt csak $Z \sim 20$ (kalcium) -ig sikerült előállítani a határon lévő atommagokat, egyébként messze vagyunk tőle. A nukleonleszakadási határra vonatkozó előrejelzések meglehetősen bizonytalanok, akár 15 neutron is lehet az eltérés a különböző számítások között [Thoennessen 2004]. 2007-ben ~ 300 stabil (élettartam > 10^9 év), továbbá ~ 2700 radioaktív atommag volt ismeretes és még ~ 4000 atommag vár felfedezésre.

DUPress



X. 27. ábra. A legkönnyebb atommagok a rendszám (Z) – neutronszám (N) síkban. Magill és mts. [2006] alapján.

A protonleszakadási határ vízszintes, a neutronleszakadási függőleges fogazottságot mutat a páreffektus miatt. A páros-Z-jű vagy páros-N-ű atommagok sokkal stabilabbak, mint a páratlan rendszámú vagy neutronszámú társaik. Ezért a protonleszakadási határt célszerű izotópokra, a neutronleszakadásit izotónokra alapozva tárgyalni.

Egzotikus bomlásmódok

A stabilitási sáv közelében a könnyű magoknál a β-bomlás, a nehéz atommagoknál az α- és β-bomlás az uralkodó bomlásmód. Távolodván a stabilitási sávtól új bomlásmódok is megjelennek.

Protonban gazdag oldalon β-késleltetett *p*-, ill. α-bomlás lép fel Ezek közül a β-késleltetett protonbomlás a gyakoribb, már több mint 120 eset ismeretes. β-késleltetett kétprotonbomlást is megfigyeltek több mint 8 esetben.

Protonbomlás alapállapotból vagy hosszabb élettartamú izomerállapotokból is lehetséges. Delion és mts. [2006] összefoglaló munkájában 41 ilyen bomlásról tesz említést a $Z > 50$ tartományban, de a $Z < 50$ atommagok között is vannak *p*-kibocsátók (pl. ^{53}Co, ^{69}Br).

Mind a β-késleltetett, mind az alap- vagy izomerállapotból történő protonbomlás igen értékes magszerkezeti információt szolgáltat a protonleszakadási határ közelében lévő atommagokra. Pl. közvetlenül le lehet vezetni a *p*-bomlási vizsgálatokból spektroszkópiai faktorokat, amik a kezdeti és végállapot konfigu-

rációitól függnek. A protonbomlásnál nem kell számolni kialakulási valószínűséget, eltérően az α-bomlástól.

A rendelkezésre álló kísérleti adatok rendszerezését és a protonkibocsátás elméletét részletesen tárgyalja Delion és mts. [2006] összefoglaló közleménye.

Két proton kibocsátása is várható páros-Z-jű atommagokból, főleg ha egy proton kibocsátása energetikailag tiltott. A szeparációs energiák ismeretében ilyen eset állhat elő pl. a ^{45}Fe-nál (l. X. 28. A. ábrát). Két proton kibocsátását valóban észlelték, sőt optikai időprojekciós kamrában mind a ^{45}Fe, mind a kilépő két proton nyomát sikerült regisztrálni (X. 28. B. ábra). A kísérlet egyúttal azt is mutatja, hogy háromtest-bomlás történt, az analízis kötött diproton emisszióját kizárja. Két proton kibocsátását találtak ^{48}Ni és ^{54}Zn esetében is. A protonleszakadási határon kívül lévő könnyű atommagoknál is észleltek kétproton-kibocsátást, nevezetesen a ^{6}Be és ^{12}O gerjesztett állapotaiból. Mindkét esetben a bomlás háromtest-felhasadással történt ~10^{-21} s rendű felezési időkkel. A nem kötött állapotú atommag tömegét és gerjesztési energiáját a bomlástermékek energiájából és kirepülési szögeiből lehet meghatározni. A kétproton-radioaktivitás részletes tárgyalását l. Blank és Płoszajczak [2008] összefoglaló közleményében.

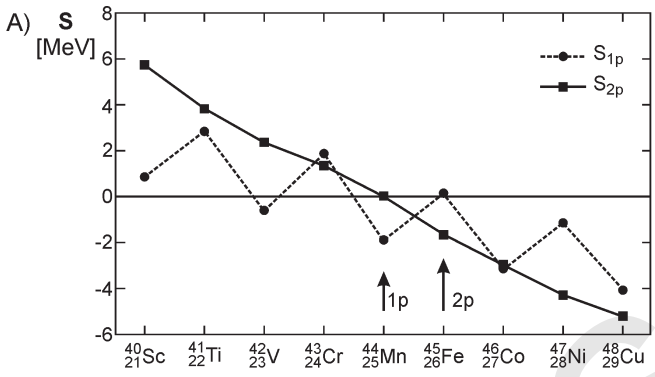
Mint azt a X. 3. 3. pontban említettük, β-késleltetett deuteronemissziót is megfigyeltek. Pl. a $^{6}_{2}He_{4} \xrightarrow{\beta} {}^{6}_{3}Li_{3}$ bomlás során a ^{6}Li gerjesztett állapotából kis valószínűséggel kilép deuteron.

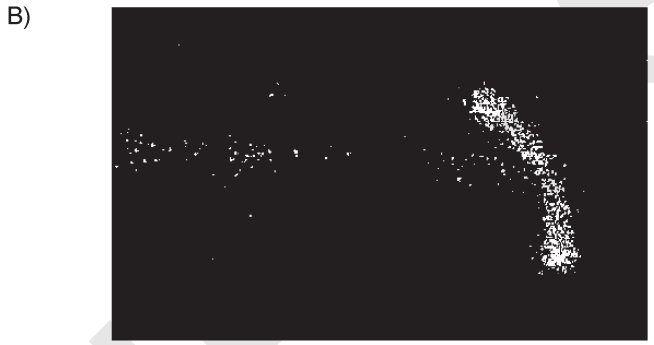
A *p*-emisszió, α-bomlás, csomó-radioaktivitás és hideg hasadási folyamatok felezési időit számították az effektív folyadékcseppmodell keretében Duarte és mts. [2002]. A kísérleti eredményekkel való összevetés azt mutatja, hogy a modell nagyon hatékony különböző bomlási folyamatok egységes elméleti keretben való leírására.

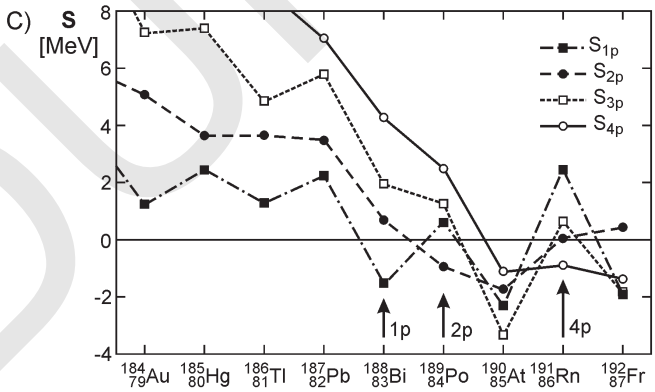
A neutrongazdag oldalon egy neutron kibocsátásának csak nagy impulzusnyomaték-változás esetén lehet lényeges felezési ideje. A leszakadási határ közelében, nehéz magoknál várható elég nagy impulzusnyomaték, ezek viszont még nem érhetők el kísérletileg.

A β-késleltetett neutronkibocsátás ugyanakkor gyakori jelenség. A γ-sugár és neutron-repülésiidő-spektroszkópia kombinációjából részletes információ nyerhető a β-bomlás leánymagjának nívószerkezetére. A vizsgálatok fontosak a nukleáris asztrofizika *r*-folyamatának megértéséhez is.

A X. 29. ábra a $_{12}Mg \xrightarrow{\beta} {}_{13}Al$ bomlás *Q* értékét mutatja a tömegszám (*A*) függvényében, valamint az Al-izotópok S_n, S_{2n}, S_{4n} szeparációs energiáit. Látható, hogy széles tömegszámtartományokban várható β-késleltetett *n*, 2*n*, sőt 4*n* kibocsátása.



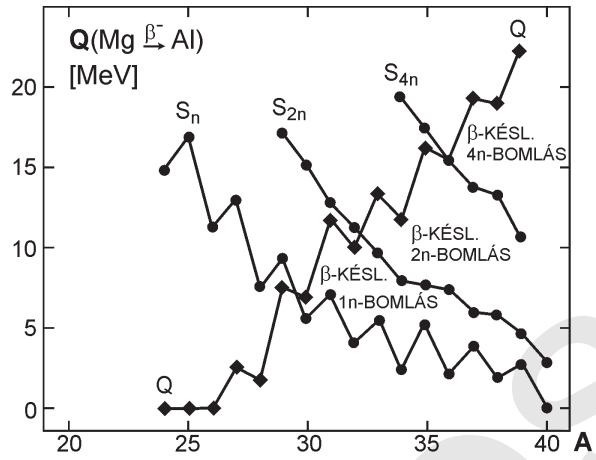




X. 28. A. ábra. Egyproton- (S_p) és kétproton- (S_{2p}) -szeparációs energiák az $N = 19$ izotón atommagokra. Thoennessen [2004] alapján.

B. ábra. A ^{45}Fe kétproton-bomlása; optikai időprojekciós kamra felvétele. A ^{45}Fe balról lép be a gázkamrába, ott lelassul, majd ellentétes irányokban két protont bocsát ki. Miernik és mts. [2007] alapján.

C. ábra. Egy-, két-, három- és négyproton-szeparációs energiák $N = 105$ izotónokra. Thoennessen [2004] alapján.



X. 29. ábra. A $_{12}Mg \xrightarrow{\beta} {}_{13}Al$ bomlás *Q* értékei a tömegszám (*A*) függvényében. Az ábrán fel vannak tüntetve az Al-izotópok S_n, S_{2n}, S_{4n} szeparációs energiái is. Széles tömegszámtartományokban várható β-késleltetett *n*-, 2*n*-, 4*n*-kibocsátás. Gelbke és mts. [2006] alapján.

Két proton kibocsátásához hasonlóan várható két neutron emissziója is erősen neutrontöbbletes magokból (pl. ^{26}O-ból). Ezek vizsgálata hasznos információt szolgáltatna a *nn*-párkölcsönhatásra, a két valencianeutron hullámfüggvényeire stb. Az új generációs gyorsítókkal remény van előállításukra.

X. 2. 5. Transzurán és szupernehéz elemek

Szupernehéz atommagok szintéziséhez és vizsgálatához alapvető érdekek fűződnek mind az atommagfizika, mind a kémia oldaláról. A legnehezebb atommagok olyan laboratóriumot alkotnak, ahol nagyon erős Coulomb-taszítás körülményei között vizsgálhatók a magszerkezet, -bomlás és -reakciók sajátságai. Extrém körülmények között alaposabban megismerhetjük a magerők sajátságait és teljesen váratlan jelenségek is felbukkanhatnak. Nyitott kérdés, hogy milyen rendszám- és tömegszámhatárig létezhetnek atommagok kötött állapotban.

Az egyszerű folyadékcseppmodellre alapozott számítások szerint az atommagok stabilitása a $Z = 100 \div 106$ körül megszűnik, mivel a protonok közötti hosszú hatótávolságú Coulomb-taszítás ekkor felülmúlja a nukleonok közötti vonzó, rövid hatótávolságú erős kölcsönhatást. Extra stabilitás származhat azonban héjlezáródások miatt. A makroszkopikus-mikroszkopikus modellek (l. II. 2. 2. pontban, pl. a FRDM-modellt) $Z = 114$, $N = 184$-nál (al)héjlezáródásokat jelez-

nek. Önkonzisztens átlagtérszámítások is végezhetők – mind nemrelativisztikus, mind relativisztikus közelítésben – effektív (pl. Skyrme-) kölcsönhatást használva. A legtöbb nemrelativisztikus átlagtérszámítás $Z = 124$ vagy 126, $N = 184$ esetében, a relativisztikus $Z = 120$, $N = 172$ körül széles tartományban héjstabilizációs hatást jelez.

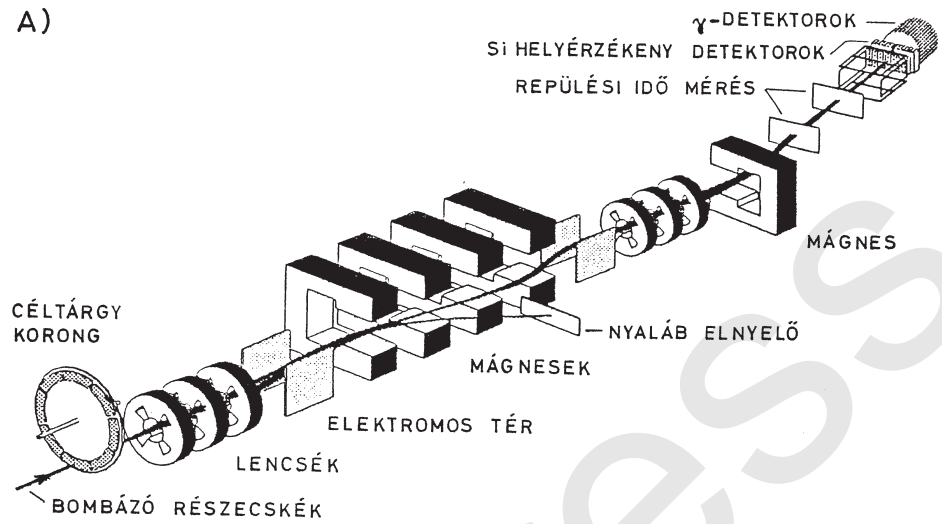
Transzurán és szupernehéz elemek előállítása

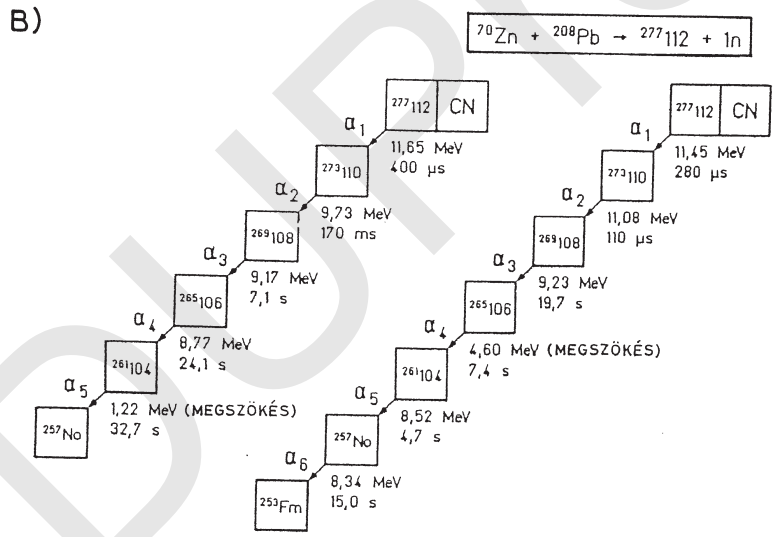
A $_{93}$Np-tól a $_{98}$Cf-ig terjedő transzurán elemek, valamint a $_{101}$Md felfedezése *(n,γ), ill. (α,n) reakciók* segítségével történt. A vizsgálatokhoz nehéz aktinida céltárgyakat használtak, amelyek többségét reaktorban állították elő intenzív neutronbesugárzással. Az $_{99}$Es és $_{100}$Fm elemeket először a *termonukleáris robbanás* maradványaiban sikerült azonosítani.

A további szupernehéz elemek előállításához már nehézion-reakciókat kellett felhasználni. A $_{102}$No-tól a $_{106}$Sg-ig terjedő öt transzurán elemet *„forró" fúziós reakcióval* szintetizálták. Ezekben az azonosított atommag az erősen gerjesztett közbenső atommagból több neutron kibocsátása után állt elő, pl. a ^{263}Sg a ^{249}Cf(^{18}O,4n)^{263}Sg reakcióból.

Mivel az erősen gerjesztett közbenső atommagban a hasadás valószínűsége nagy, a további elemek előállításához célszerű volt *„hideg" fúziós reakciókat* használni. Ezeknél zárt (vagy közel zárt) héjakkal rendelkező céltárgymagokból indulnak ki (pl. a $_{82}Pb_{126}$- vagy $_{83}Bi_{126}$- atommagokból), mivel így a nehézion-reakciók viszonylag kis gerjesztési energiájú közbenső atommaghoz vezetnek. Neutron kibocsátása után a végtermék α-emisszióval bomlik és az α-bomlásláncc lehetőséget ad a termék azonosítására. Így sikerült azonosítani hat új elemet a $_{107}$Bh-tól a 112-es rendszámúig (Uub, ununbium). Az elemek előállításához a X. 30. A. ábrán látható berendezést használták a darmstadti GSI laboratóriumban, Németországban. A bombázó nehézion-nyaláb egy forgatható korongon lévő céltárgyra esik, ami a bombázó nyaláb időszerkezetével szinkronban forog. A fókuszáló lencsék után a nehézion-nyaláb és a céltárgyból kiütött reakciótermékek egy elektromos és mágneses tereket tartalmazó sebességszűrőbe kerülnek. Mivel a termékek sebessége jóval kisebb, mint a bombázó részecskéké, a nyaláb elkülöníthető.

Az észlelőrendszer két repülési időt mérő detektorból, az alfa-részecskék energiáját mérő helyérzékeny Si-detektorokból, valamint γ-detektorokból áll. Az új elemeket rendszám és neutronszám szerint a hosszú α-bomlásláncc alapján azonosítják, amelyek már ismert atommagokat is tartalmaznak.





X. 30. A. ábra. A SHIP-94 berendezés távoli transzurán elemek előállítására és vizsgálatára. Münzenberg és mts. [1979] és Hofmann [1998] alapján.

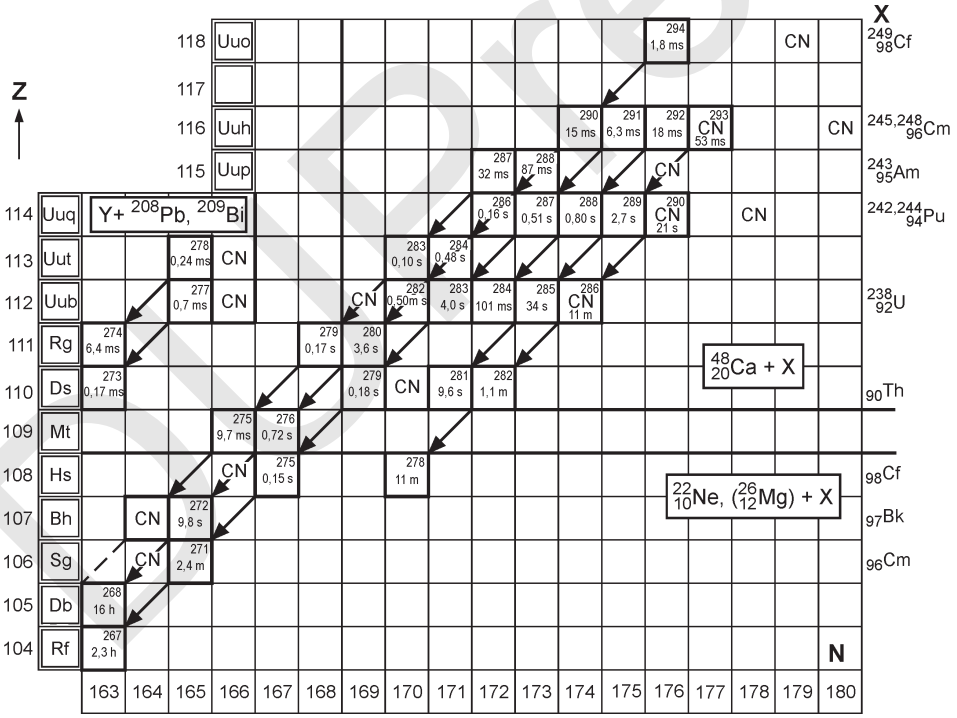
B. ábra. A ^{277}112-izotóp azonosítása α-bomlásláncon keresztül. Az ábrán az észlelt α-részecske-energiák és az élettartamok is fel vannak tüntetve (nem a felezési idők!). Az élettartamok ingadozása a bomlás statisztikus jellegéből következik, az α-részecske-energiák kis különbözősége az α-bomlás komplex jellegére utal. *CN* közbenső atommagot jelöl, a „megszökés" pedig azt jelenti, hogy az α-részecske energiájának csak egy részét adta le a detektorban. A ^{273}110 atommagnak két izomerállapota van; itt az α-részecske-energiákban és életidőkben nagyok a különbségek a két bomlásláncban. Hofmann és mts. [1996] alapján.

DuPress

A X. 30. B. ábrán a $^{277}112$ új elem, ill. atommag azonosításához vezető két α-bomláslánc látható. Minden eseményt egyedi bomlásként regisztráltak. A kísérlet rendkívüli nehézségét jelzi, hogy a $^{70}Zn + {}^{208}Pb \rightarrow {}^{277}112 + 1\ n$ reakció hatáskeresztmetszete csak 1 pb (azaz 10^{-36} cm^2) körül van; mindössze kb. két esemény regisztrálható 24 órás besugárzás során.

A japán RIKEN programban $^{70}Zn + {}^{209}Bi \rightarrow {}^{278}113 + 1\ n$ hideg fúziós reakcióval sikerült a Z = 113-as, ununtrium (Uut) elem 278 tömegszámú izotópját is előállítani; az α-bomláslánc ismert Bh- és Db-izotópokhoz vezetett.

A szupernehéz elemek előállításában áttörő sikert eredményezett a *$^{48}Ca_{28}$ + aktinida céltárgy forró fúziós reakció* használata. A ^{48}Ca erősen neutrontöbbletes és kétszeresen mágikus atommag, amivel a $_{90}$Th – $_{98}$Cf elemek hosszú felezési idejű izotópjait bombázva sikerült előállítani a *Z* = 114 (Uuq, ununquadium), *Z* = 115 (Uup, ununpentium), *Z* = 116 (Uuh, ununhexium) és *Z* = 118 (Uuo, ununoctium) elemek különböző izotópjait (l. X. 31. ábrát). Az előállítási hatáskeresztmetszetek



X. 31. ábra. Az ismert izotópok a *Z* >103, *N* > 162 tartományban. Az izotópokat vastag keret jelöli a rendszám (*Z*), neutronszám (*N*) síkban. Az Y + ^{208}Pb, ^{209}Bi hideg, valamint a ^{48}Ca + X és ^{22}Ne, ^{26}Mg + X forró összeolvadásos reakciók közbenső atommagjait *CN* betűk jelzik. A nyilak az α-bomlás irányát mutatják. Hofmann és mts. [2004] alapján, kiegészítve az újabb adatokkal [Magill és mts. 2006].

DUPress

a 114, 116 rendszámú elemekre néhány pb nagyságrendben vannak; a 35–50 MeV-re gerjesztett közbenső atommagból 3–5 neutron lép ki.

A párolgási reakció termékeit a dubnai gáztöltésű szeparátorral (vagy a sebességszűrő VASSILISSA berendezéssel) választották el egymástól és a nyalábtól. A munka Dubna, JINR – Lawrence Livermore National Laboratory, ill. Dubna – GSI együttműködésben folyt a dubnai U-400 nehézion-gyorsítón. A $Z = 114–118$ elemek bomlásláncai nem vezettek már ismert izotópokhoz, ezért azonosításukhoz további mérések voltak szükségesek: gerjesztési függvények felvétele keresztező reakciókból, kémiai azonosítások stb.

A dubnai gáztöltésű szeparátor vázlatrajza a X. 32. A. ábrán látható. A céltárgyból kilépő részecskék (céltárgyszerűek és a fúziós-párolgási reakció termékei) átlagtöltésre tesznek szert a fékező H_2-gázban. A dipólmágnes eltéríti mind a bombázó részecskéket, mind a reakciótermékeket a

$$\langle B \cdot r \rangle = \frac{mv}{\langle q \rangle}$$

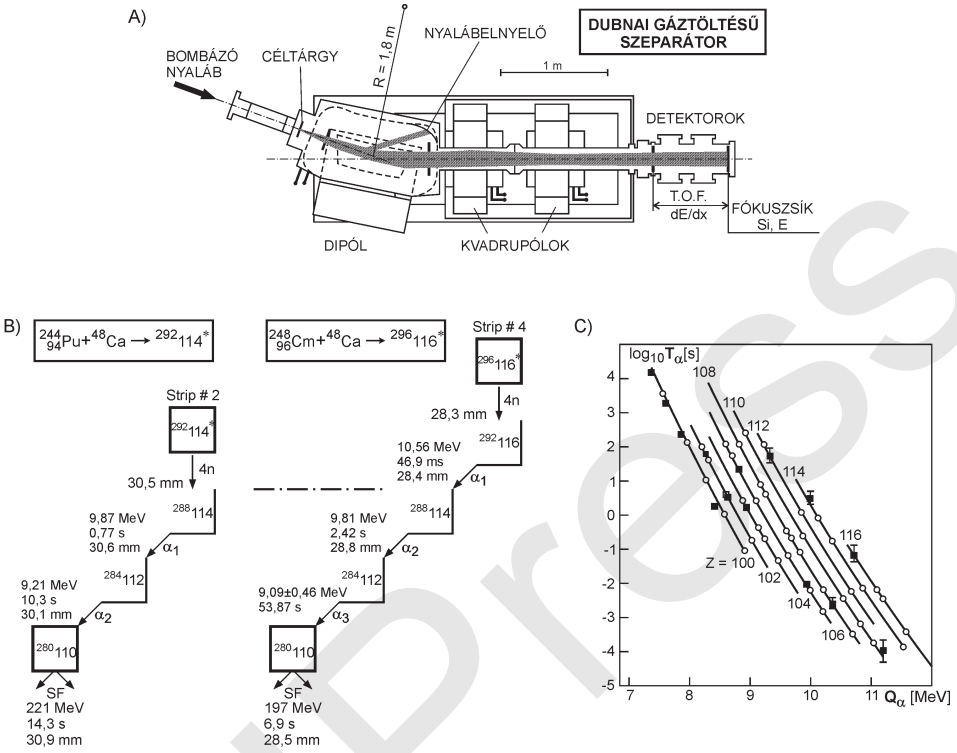
képlet szerint, ahol $\langle B \cdot r \rangle$ az átlagos mágneses merevség, m a részecske tömege, v a sebessége, $\langle q \rangle$ az ion átlagos töltése. A $\langle B \cdot r \rangle$ értékek H_2-gázban különbözők lesznek a bombázó részecskékre, a céltárgyszerű és fúziós párolgási termékekre. Így $>10^{16}$ rendű háttérlenyomás érhető el a bombázó nyalábra és $> 10^5$ rendű a nem teljes fúzió reakciótermékeire. Repülésiidő-méréssel meghatározták a részecskék sebességét, a v-t. A $\langle q \rangle$ átlagtöltés az ion rendszámával (Z) a következő összefüggésben van:

$$\langle q \rangle \approx v\, Z^{\alpha},$$

ahol α kísérletileg meghatározható. (Ez az összefüggés a $\langle q \rangle / Z < 0{,}3$ tartományban érvényes, de más tartományokban is van ismert összefüggés a $\langle q \rangle$ és Z között.) A dE/dx mérés a rendszám meghatározásához szükséges. Mérik a céltárgyból kilökött reakciótermék teljes energiáját is. Így végső fokon meghatározható a reakciótermék tömege. A rendszer gyűjtési hatásfoka a reakciótermékekre nagy (elérheti a 30–60%-ot), viszonylag egyszerű, hátránya viszont a viszonylag alacsony tömegszelektivitás.

A X. 32. B. ábrán a $^{244}Pu + {}^{48}Ca \rightarrow {}^{288}114 + 4\,n$, ill. $^{248}Cm + {}^{48}Ca \rightarrow {}^{292}116 + 4\,n$ reakciók jellemző bomlásláncai láthatók. A -.-.- -sal jelzett egyenes alatti bomlásláncot látható akkor, ha a bombázó nyalábot lekapcsolták.

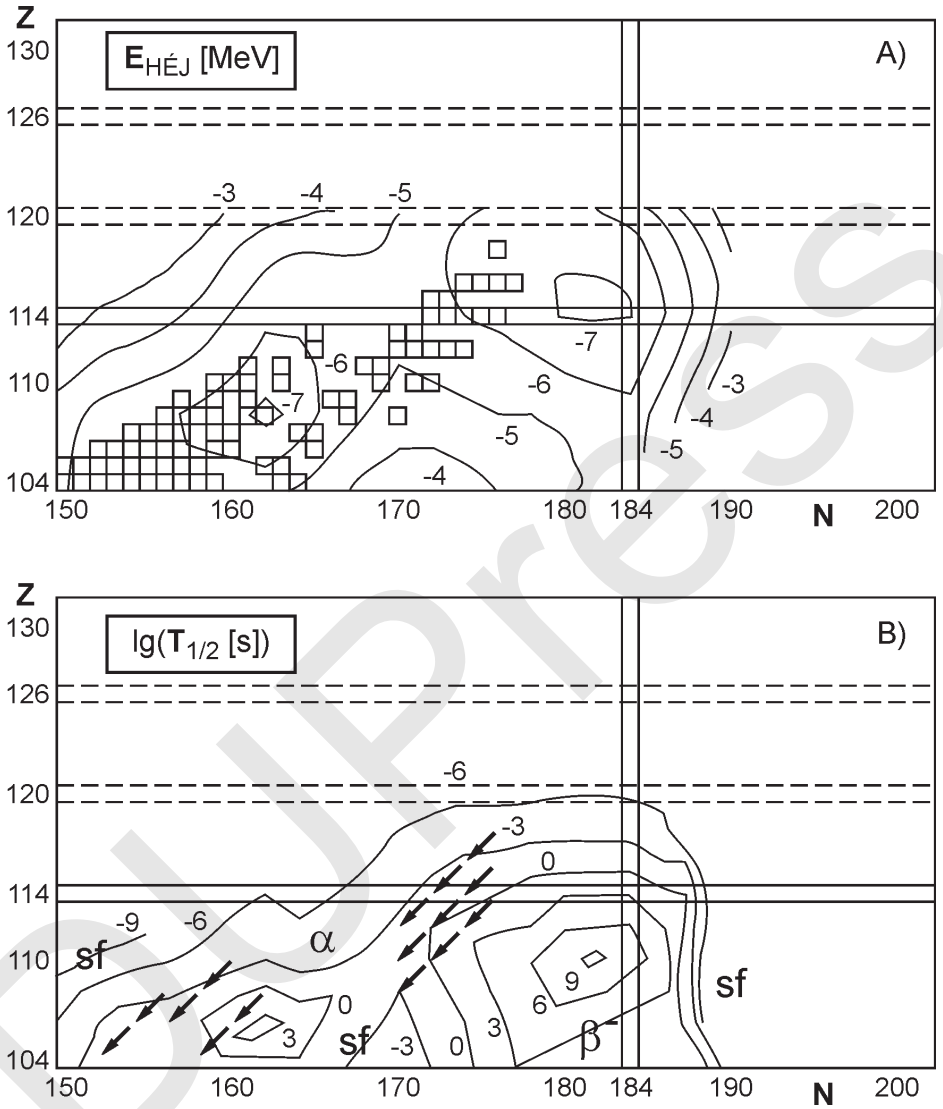
A páros-páros magok megengedett átmeneteinél a Q_α bomlásenergia és a T_α felezési idő között a Geiger–Nuttall-relációnak megfelelő összefüggés áll fenn. Ez szigorúan teljesül mind a 60 atommagnál, amelyekre adatok vannak a ^{208}Pb fölött. A X. 32. C. ábra szerint a kísérleti adatok jól illeszkednek a számított értékekhez.



X. 32. A. ábra. A dubnai gáztöltéses szeparátor vázlatrajza.
B. ábra. A $^{288}114$ és $^{292}116$ szupernehéz izotópok észlelt α-bomlásláncai. Az α-bomlást jelző nyilak mellett az α-részecske-energiák, élettartamok (amelyek statisztikus ingadozást követnek), valamint a sávdetektor helye (mm-ben) vannak feltüntetve.
C. ábra. A számolt (görbék) és kísérletileg mért (pontok hibákkal) α-bomlási energia (Q_α) – $\log_{10}T_\alpha$ összefüggések páros-páros izotópokra, a $Z \geq 100$ tartományban. A tömör négyzetekkel jelölt adatokat $^{48}Ca + ^{244}Pu$, ill. $^{48}Ca + ^{248}Cm$ reakciókból nyerték.
Oganessian és mts. [2001] alapján.

A dubnai mérések igazolták a $Z = 114$ és $N = 184$ körül elméletileg várt „stabilitási sziget" létét. Az új, $Z = 112$, 113, 114, 115, 116 izotópok felezési ideje általában nő a neutronszám növekedésével és az előállítási hatáskeresztmetszetek $Z = 110$ felett egészen $Z = 118$-ig meglehetősen állandó, pb-szinten vannak a ^{48}Ca + aktinida céltárgyak összeolvadási és 3*n*, 4*n*, 5*n* párolgási csatornáira. A X. 33. A. ábra mutatja a számított héjkorrekciós energiákat a $Z > 103$ elemekre, míg a X. 33. B. ábrán az uralkodó bomlásmódra számított átlagos felezési idők láthatók, páros-páros atommagokra. [A Sztrutyinszkij-féle héjkorrekciós módszer szerint az atommag teljes energiája a héjenergia ($E_{héj}$), a folyadékcsepp- és kinetikus energiák összegeként számítható. L. VI. 5. 2. pontban.]

DUPress



X. 33. A. ábra. Számított héjkorrekciós energia ($E_{héj}$) a rendszám- (Z), neutronszám- (N) -síkban. A négyzetek az ismert vagy vizsgálat alatt álló atommagokat mutatják. A makroszkopikus-mikroszkopikus modell alapján számolt értékek két minimumot mutatnak: a deformált magokra $Z = 108$, $N = 162$-nél, a gömbszerű magokra $Z = 114$, $N \approx 184$-nél. (Cwiok és mts. [1999], ill. Smolanczuk [1999] alapján.) Az önkonzisztens Hartree–Fock–Bogoljubov-számítások, valamint a relativisztikus átlagtérmodellek gömbszerű magokra héjakat jeleznek $Z = 114$, 120 és 126-nál (szaggatott vonallal jelölve) és $N = 184$ vagy 172-nél.

B. ábra. Uralkodó α- és β-bomlásra, valamint spontán hasadásra (*sf*) vonatkozó átlagos felezési idők ($T_{1/2}$) páros-páros atommagokra. A bomlásláncok a jelenleg ismert vagy vizsgálat alatti atommagokat mutatják. Hofmann és mts. [2004] alapján.

DUPress

A forró fúziós reakciók egy másik csoportjában ^{22}Ne- és ^{26}Mg-ionokkal $_{96}$Cm, $_{97}$Bk, $_{98}$Cf céltárgyakat bombázva erősen neutrontöbbletes Sg-, Bh-, Hs-izotópokat sikerült előállítani. A felezési idők elég nagyok ahhoz, hogy a kémiai sajátságaikat is vizsgálni lehessen.

A szupernehéz atommagok szerkezetének és bomlásának vizsgálata

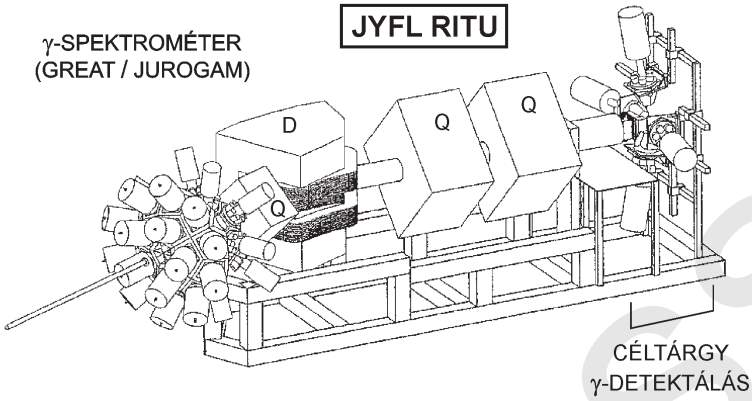
Az előzőekben bemutatott α-*sugárzási vizsgálatok* viszonylag kevés információt adnak a szupernehéz atommagok szerkezetére. Az α-bomlás hasonló egyrészecskés szerkezetű nívók között történik, szelektíven.

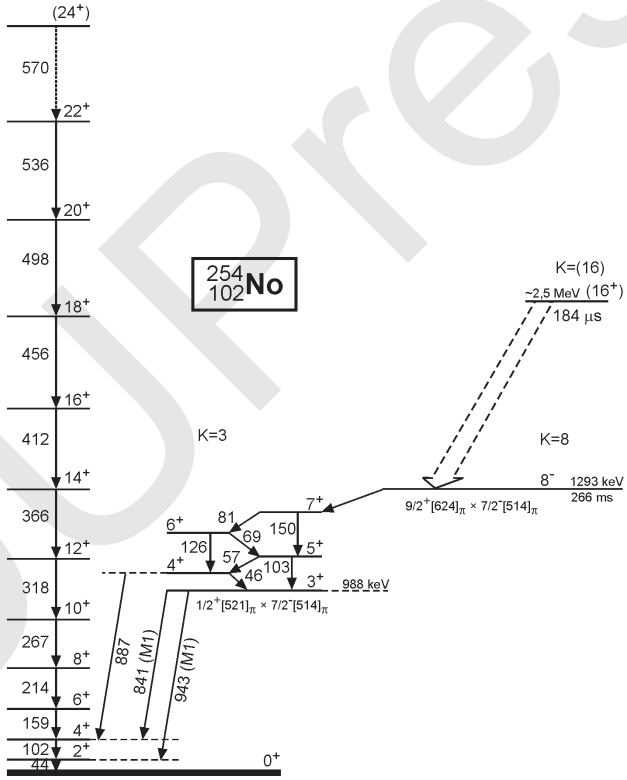
Sokkal hatékonyabb módszer a szupernehéz atommagok szerkezetének vizsgálatára az *„in-beam", azaz a nyalábban végzett γ-spektroszkópia*. A mérés elve az, hogy a vizsgálni kívánt reakcióterméket elválasztják a bombázó nyalábtól, valamint a többi nem kívánt hasadási és egyéb reakciótermékektől, majd a szeparátor fókuszsíkjában azonosítják. A prompt γ-sugárzást a céltárgy mellett mérik, de csak a vizsgált atommag fókuszsíkba érkezésével korreláltan, kihasználva a jellemző repülési időt. A módszert sikeresen alkalmazták már olyan esetekben is, amikor a vizsgálni kívánt atommagra a hatáskeresztmetszet mindössze ≥ 20 nb volt.

Egy másik, hatékony magszerkezet-vizsgálati módszer *a szeparátor fókuszsíkjában való mérés az α-bomlást követően*. Ennél a promptsugárzást nem detektálják, így a háttérterhelés jóval kisebb. A mérések néhány pb előállítási hatáskeresztmetszetek esetén is sikerrel elvégezhetők, intenzív bombázó nyalábok mellett. A reakcióterméket Si sávdetektorba implantálják, ami nagy hatásfokú detektálást biztosít az α-, *p*-, konverziós elektron- és röntgensugárzásokra. A berendezés kiegészíthető fejlett γ-spektroszkópiai mérőberendezésekkel is.

Mind a bombázó nyalábban, mind a tömegszeparátor fókuszsíkjában való mérést lehetővé teszi a Jyväskyläben létrehozott mérőrendszer, amelynek vázlatos rajza a X. 34. A. ábrán látható.

A jyväskyläi ciklotronból kihozott nehézion-nyalábot a vizsgálathoz felhasználandó céltárgyra vezetik és a fellépő γ-sugárzást a besugárzás alatt Ge-detektorokkal regisztrálják. A céltárgyból kirepülő részecskéket a RITU gáztöltéses tömegszeparátorban elválasztják a bombázó nyalábtól és a nem kívánt reakciótermékektől, majd a fókuszsíkban azonosítják. (Az azonosítás elvét az előzőekben ismertettük a dubnai gáztöltéses szeparátor kapcsán, X. 38. A. ábra.) A fókuszsíkba helyezett GREAT (γ **r**ecoil **e**lectron α **t**agging) spektrométer mozaikszerűen elhelyezett nagyszámú kétoldalas Si sávdetektort tartalmaz, ezekbe implantálják a reakciótermékeket. A sávdetektorokat Si-diódák veszik körül, ame-





X. 34. felső ábra. RITU (**r**ecoil **i**on **t**ransport **u**nit) gáztöltéses szeparátor a JYFL (Jyväskylä, Finnország) laboratóriumban. A céltárgyat az in-beam méréseknél használt Ge γ-detektorok figyelik. A reakciótermékeket QQDQ (Q kvadrupól, D dipól) mágnesrendszerrel juttatják el a szeparátor fókuszsíkjába. A fókuszsíkban a GREAT és JUROGAM fejlett γ-spektrométerekkel sokoldalú magszerkezeti vizsgálatok végezhetők. Julin, Dendooven [2000] alapján.

Alsó ábra. A fenti berendezésekkel meghatározott ^{254}No-nívóséma. Herzberg és mts. [2006] alapján.

DuPress

lyek a megszökő α-részecskék és konverziós elektronok vizsgálatára szolgálnak. Közvetlen közelükben szegmentált planár Ge-detektorok biztosítják a röntgen- és lágy γ-sugárzás, valamint a nagy energiájú β-részecskék detektálását. Végül a kamrán kívül nagy térfogatú szegmentált lóhere alakú Ge-detektorral vagy a JUROGAM spektrométerrel vizsgálják a kemény γ-sugárzást. A rendszer lényeges eleme, hogy minden adatot, minden detektorról csak 10 ns-os időszűréssel vesznek fel. Adatfeldolgozást csak a logikai időjellel szűrt analóg (energia) jelekre végeznek.

A rendszer segítségével sikerült részleteiben felépíteni a $^{254}No_{152}$ nívórendszerét, amit a X. 34. B. ábra mutat be. A rotációs sáv jelenléte nagy deformációt ($\beta \sim 0{,}3$) jelez. A γ-sugárzás intenzitásarányaiból sikerült egyértelműen meghatározni a 3^+ állapot két-kvázirészecskés konfigurációját, amit a Nilsson-sémában bevett módon jelöltek (VI. 7. ábra). A nívók konfigurációjának meghatározása fontos, mivel pl. a $2f_{5/2}$ és $2f_{7/2}$ nívópartnerek információt adnak a spin-pályakölcsönhatásra. Ez szabja meg a $Z = 114$-nél várható nívórés nagyságát és így elősegíti a szupernehéz elemek várható héjszerkezetének előrejelzését. Ilyen jellegű vizsgálatok igen hasznos információt szolgáltatnak az egyrészecskés és kollektív állapotokra, a rotációs állapotok hasadással szembeni ellenálló képességére stb. L. Leino és Hessberger [2004] összefoglaló közleményét.

A bombázó nyalábok intenzitásának növelésével lehetőség nyílik *Coulomb-gerjesztés vizsgálatára is*. Ez megvalósítható pl. úgy, hogy a vizsgálni kívánt reakcióterméket egy nagy rendszámú fólián át ejtik be az implantáló detektorba és figyelik a fellépő γ-sugárzás spektrumát.

Stabil ionokra a jelenleg elérhető nyalábintenzitás ~ 1 részecske μA. Nagy intenzitású (néhányszor tíz μA-es) stabil részecskenyalábok alkalmazásával a jövőben lehetőség nyílik a *gerjesztési függvények és magszerkezet részletes vizsgálatára*, új izotópok felfedezésére. Lendületet adhat a vizsgálatoknak radioaktív bombázó nyalábok alkalmazása is. Ezek intenzitása ugyan kisebb, mint a stabil nyaláboké, de lehetővé teszik az $N = 184$ neutronhéj megközelítését a $Z \sim 116$-nál könnyebb elemeknél is.

A stabilitási sziget közelében a felezési idők viszonylag nagyok (μs-tól évekig terjedhet a számítások szerint), ami lehetőséget ad a *legkülönbözőbb kísérleti módszerek* alkalmazására. Elkezdődhetnek a *precíziós tömegmérések ioncsapdákban, magnyomatékmérések* (pl. hasadó izomereknél), folytathatók a kémiai és atomfizikai kutatások. Kívánatos lenne, hogy a $_{108}Hs$ feletti elemeket is el lehessen helyezni a periódusos rendszerbe kémiai tulajdonságaik alapján.

EURESS

IRODALOM A X. FEJEZETHEZ

Összefoglaló munkák

Azaiez, F. et al. 2007: *High intensity stable ion beams in Europe* (ESF, Strasbourg).

Bennett, R. et al. 2000: *The NuPECC working group on radioactiv nuclear beam facilities* (ESF, Strasbourg)

Blaum, K. 2006: *High-accuracy mass spectrometry with stored ions, Phys. Rep.* 425, 1.

Fényes T. 2002: *Structure of atomic nuclei* (Akadémiai Kiadó, Budapest).

Fényes T. 2007: *Részecskék és kölcsönhatásaik* (Kossuth Egyetemi Kiadó, Debrecen), a jelen könyv II. kötete.

Geesaman, D. F., Gelbke, C. K., Janssens, R. V. F., Sherrill, B. M. 2006: *Physics of a rare isotope accelerator, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 56, 53.

Harakeh, M. et al. 2004: *NuPECC long range plan, NuPECC Report,* April 2004 (ESF, Strasbourg).

Harakeh, M., Körner G.-E. eds. 2004: *NuPECC handbook, International access to nuclear physics facilities in Europe* (ESF, Strasbourg).

Neyens, G. 2003: *Nuclear magnetic and quadrupole moments for nuclear structure research on exotic nuclei, Rep. Progr. Phys.* 66, 633.

Stone, N. J. 2005: *Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments, At. Data Nucl. Data Tables,* 90, 75.

Suzuki, Y., Lovas R. G., Yabana, K., Varga K. 2003: *Structure and reactions of light exotic nuclei* (Taylor and Francis, London).

Thoennessen, M. 2004: *Reaching the limits of nuclear stability, Rep. Prog. Phys.* 67, 1187.

Tribble, R. E. 2008: *The frontiers of nuclear science: a new long-range plan for the United States, Nucl. Phys. News* 18, No. 1, 35.

Hivatkozások

Andreyev, A. N. et al. 2000: *Nature* 405, 430.

Azaiez, F., Korten, W. 1997: *EXOGAM: a γ-ray spectrometer for nuclear structure studies at SPIRAL, Nucl. Phys. News* 7, No. 4, 21.

DUPress

Azaiez, F., Sorlin, O. 1998: *Coulomb exctation of radioactive beams at GANIL, Nucl. Phys. News* 8, No. 3, 4.
Baktash, C., Beene, J., Cianciolo, V., Dean, D. J., Gross, C., Smith, M. S., Young, G. R. 2002: *Nuclear physics at Oak Ridge National Laboratory, Nucl. Phys. News* 12, No. 3, 4.
Bastin, B. et al. 2007: *Phys. Rev. Lett*. 99, 022503-1.
Baye, D., Suzuki, Y. 2005: *Structure and reactions of halo nuclei, Nucl. Phys. News* 15, No. 4, 10.
Blumenfeld, Y. 2007: *Toward the ultimate ISOL facility: the EURISOL, Nucl. Phys. News* 17, No. 2, 37.
Blank, B., Płoszajczak, M. 2008: *Rep. Prog. Phys.* 71, 046 301.
Brown, B. A. et al. 1998: *Phys. Rev. C* 58, 220.
Cwiok, S., Nazarewich, W., Heenen, P. H. 1999: *Phys. Rev. Lett.* 83, 1108.
Csótó A. 1993: *Phys. Rev. C* 48, 165.
Delion, D. S., Liotta, R. J., Wyss, R. 2006: *Theories of proton emission, Phys. Rep.* 424, 113.
Demin, A. G., Fényes T., Mahunka I., Subbotin, V. G., Trón L. 1968: *Nucl. Phys. A* 106, 337.
Dobaczewski, J., Hamamoto, I., Nazarewicz, W., Sheikh, J. A. 1994: *Phys. Rev. Lett.* 72, 981.
Dombrádi Zs. et al. 2003: *Nucl. Phys.* 727, 195.
Dombrádi Zs. et al. 2005: *Phys. Lett. B* 621, 81.
Dombrádi Zs. et al. 2006: *Phys. Rev. Lett.* 96, 182501-1.
Dombrádi Zs. 2007: *Fiz. Szemle* LVII, No. 7, 221.
Duarte, S. B. et al. 2002: *Atomic Data and Nuclear Datata Tables* 80, 235.
Eberz, J. et al. 1987: *Nucl. Phys. A* 464, 9.
Elekes Z. et al. 2004: *Phys. Lett. B* 599, 117.
Elekes Z. et al. 2004A: *Phys. Lett. B* 586, 34.
Elekes Z. et al. 2007: *Phys. Rev. Lett.* 98, 102502-1.
Fényes T. 1970: *Új izotópok előállítása és magspektroszkópiai vizsgálata, MTA doktori értekezés* (ATOMKI, Debrecen).
Fényes T. 1990: *Új γ- és elektronspektroszkópiai mérőberendezések és módszerek, Az atomenergia és magkutatás újabb eredményei* 6 (Akadémiai Kiadó, Budapest) 47.
Fényes T., Mahunka I., Máté Z., Jolos, R. V., Paar, V. 1975: *Nucl. Phys. A* 247, 103.
Fortunato, L. 2005: *Eur. Phys. J.* A 26, Suppl. 1,1.
Furnstahl, R. J. 2002: *Nucl. Phys. A* 706, 85.
Gelbke, C. R. 1994: *Nucl. Phys. News* 4, No. 4, 5.

EU Press

Gelbke C. K. 2002: *Nucl. Phys. News* 12, No. 2, 5.
Gelbke, C. K. et al. 2006: *Isotope Science Facility at Michigan State University, MSUSCL-1345 report.*
Georgiev, G. 2005: *CERN Courier,* Dec., 31.
Gerl, J. 2005: *Int. Symp. On exotic nuclear shapes,* eds. Gácsi Z. et al. (Am. Inst. Phys., Melville, New York) 22.
Ginocchio, J., Kirson, M. W. 1980: *Phys. Rev. Lett.* 44, 1744; *Nucl. Phys. A* 350, 31.
Grandin, J. P. 2000: *Nucl. Phys. News* 10, No. 1, 14.
Gutbrod, H. H., Augustin, I., Eickhoff, H., Gross, K.-D., Henning, W. F., Krämer, D., Walter, G. 2006: *FAIR baseline technical report* (GSI, Darmstadt).
Henning, W. 1990: *Nucl. Phys. News* 1, No. 1, 13.
Herzberg, R.-D. et al. 2006: *Nature* 442, 896.
Hofmann S. et al. 1996: *Z. Phys. A* 354, 229.
Hofmann, S. 1998: *Gesellschaft für Swerionenforschung, GSI Preprint*-98-16.
Hofmann, S., Münzenberg, G., Schädel, M. 2004: *Nucl. Phys. News* 14, No. 4, 5.
Jonson, B., Ravn, H. L., Walter, G. 1993: *Nucl. Phys. News* 3, No. 2, 5.
Julin, R., Dendooven, P. 2000: *Nucl. Phys. News* 10, No.3, 4.
Kluge, H.-J. 2004: *Nucl. Phys. News* 14, No. 1, 14.
Krasznahorkay A. et al. 1999: *Phys. Rev. Lett.* 82, 3216.
Krasznahorkay A. 2005: *Acta Phys. Polonica* 36, No. 4, 1095.
Kurtukian-Nieto T. et al. 2005: *Int. Symp. On exotic nuclear systems*, eds. Gácsi, Z. et al. (Am. Inst. Phys., Melville, New York).
Leino, M., Hessberger, F. P. 2004: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 54, 175.
Lovas R. 2004: *Fiz. Szemle* LIV, No. 9, 289.
Magill, J., Pfennning, I. G., Galy, I. J. 2006: *Karlsruher Nuklidkarte* (Karlsruhe, Germany).
Meyer, T., Pavan, M. 2008: *CERN Courier* 48, No. 5, 23.
Miernik, K. et al. 2007: *Phys. Rev. Lett.* 99, 192501.
Mizutori, S. et al. 2000: *Phys. Rev. C* 61, 44326.
Monroe, D. 2008: *CERN Courier* 48, No. 6, 15.
Münzenberg, G., Faust, W., Hofmann, S., Armbruster, P., Güttner, K., Ewald, E., 1979: *Nucl. Instr. Meth.* 161, 65.
Neyens, G. 2004: *Nucl. Phys. News* 14, No. 2, 4.
Oganessian, Yu. Ts., Pustylnik B. I. 1994: *Nucl. Phys. News* 4, No. 1, 5.
Oganessian, Yu. Ts. et al. 2001: *CERN Courier* October, 25.
Otsuka, T. et al. 2005: *Phys. Rev. Lett*. 95, 232502.
Paar, N., Vretenar, D., Khan, E., Coló, G. 2007: *Rep. Progr. Phys.* 70, 691.

EDITOSS

Penionzhkevich, Yu. E., Lukyanov, S. 2006: *Particles and Nuclei* (*ECHAYA*) 37, No. 2, 439.
Plass, W. R., Scheidenberger, C. 2006: *Nucl. Phys. News*, 16, No. 2, 20.
Raabe, R. et al. 2004: *Nature*, 431, 823.
Raghavan, P. 1989: *Table of nuclear moments, At. Data Nucl. Data Tables* 48, 189.
Rubio, B., Nilsson, T. 2006: *Nucl. Phys. News* 16, No. 1, 9.
Sargsian, M. M. et al. 2005: *Phys. Rev.* C 71, 044615.
Satuła, W. et al. 1997: *Phys. Lett. B* 407, 103.
Schiavilla, R. et al. 2007: *Phys. Rev. Lett.* 98, 132501.
Sherrill, B., Casten, R. F. 2005: *Nucl. Phys. News* 15, No. 2, 13.
Smolanczuk, R. 1999: *Phys. Rev. Lett.* 83, 4705.
Sohler D. et al. 2002: *Phys. Rev. C* 66, 054302.
Sorlin, O. et al. 2002: *Phys. Rev. Lett.* 88, 092501-1.
Subedi, R. et al. 2008: *Science* 320, 1476.
Suzuki, T. et al. 1995: *Phys. Rev. Lett.* 75, 3241.
Tanihata, I. 1998: *Nucl. Phys. News* 8, No. 4, 4.
Varga K., Suzuki, Y., Lovas R. G. 2002: *Phys. Rev. C* 66, R1302.
Wenlong Zhan 2007: *Nucl. Phys. News* 17, No. 2, 5.
Yano, Y., Motobayashi, T. 2007: *Nucl. Phys. News* 17, No. 4, 5.
Zhukov, M. V. et al. 1993: *Phys. Rep.* 231, No. 4, 151.

DUPress

DUPress

XI. FÜGGELÉK

DUPress

DUPress

XI. 1. táblázat. Nemzetközi SI-mértékegységek, átszámítások más egységekre

Mennyiség	Egység neve	Kifejezése más egységekkel	Átszámítások
SI alapegységek			
Hosszúság	méter (m)		1 Å $= 10^{-10}$ m; 1 fm $= 10^{-15}$ m hatáskeresztmetszet: 1 b $= 10^{-28}$ m^2
Tömeg	kilogram (kg)		1 eV/c^2 = 1,782 662 70 (54)$\times 10^{-36}$ kg
Idő	másodperc (s)		1 min = 60 s; 1 h = 60 min, 1 d = 24 h 1 szoláris év = 365,2422 közepes szoláris nap
Áramerősség	amper (A)		
Hőmérséklet	kelvin (K)		
Fényerősség	kandela (cd)		
Anyag-mennyiség	mól (mol)		
Kiegészítő SI egységek			
Síkszög	radián (rad)		1 rad = 180°/π
Térszög	szteradián (sr)		
SI származtatott egységek			
Frekvencia	hertz (Hz)	s^{-1}	
Erő	newton (N)	m·kg·s^{-2}	
Nyomás	pascal (Pa)	N/m^2	1 Pa $= 10^{-5}$ bar = 1,0197$\times 10^{-5}$ at 1 Pa = 7,5 $\times 10^{-3}$ mmHg (Torr)
Munka, energia	joule (J)	N·m	1 J = 6,241 509 74(24) $\times 10^{18}$ eV $= 10^7$ erg 1 MeV = 1,602 176 462(63)$\times 10^{-13}$ J
hőmennyiség			1 cal = 4,186 8 J
Teljesítmény	watt (W)	J/s	
Elektromos töltés	coulomb (C)	A·s	1 C = 2,997 924 58 $\times 10^9$ el. sztat. egység
Elektromos feszültség, potenciál	volt (V)	W/A, J/C	
Kapacitás	farad (F)	A·s/V	
Ellenállás	ohm (Ω)	V/A	
Elektromos vezetés	siemens (S)	A/V	
Mágneses fluxus	weber (Wb)	V·s	
Induktivitás	henry (H)	V·s/A	
Mágneses indukció	tesla (T)	Wb/m^2	1 T $= 10^4$ G (gauss)
Fényáram	lumen (lm)	cd-sr	
Megvilágítás	lux (lx)	lm/m^2	
Aktivitás	becquerel (Bq)	s^{-1}	1 Bq = 2,702 702 7$\times 10^{-11}$ Ci 1 Ci = 3,7$\times 10^{10}$ bomlás/s 1 R $= 10^6$ bomlás/s
Elnyelt dózis	gray (Gy)	J/kg	1 Gy = 100 rad
Dózisegyenérték	**sievert**	**Sv**	**1 Sv = 1 J/kg = 100 rem**

DUPress

XI. 2. táblázat. SI-előtétszavak

Előtétszó	Jele	Szorzó	Előtétszó	Jele	Szorzó
exa	E	10^{18}	deci	d	10^{-1}
peta	P	10^{15}	centi	c	10^{-2}
tera	T	10^{12}	milli	m	10^{-3}
giga	G	10^{9}	mikro	μ	10^{-6}
mega	M	10^{6}	nano	n	10^{-9}
kilo	k	10^{3}	piko	p	10^{-12}
hekto	h	10^{2}	femto	f	10^{-15}
deka	da	10^{1}	atto	a	10^{-18}

XI. 3. táblázat. Alapvető fizikai állandók[Δ]

Mennyiség	**Szimbólum, egyenlet**	**Érték**
fénysebesség vákumban	c	299 792 458 ms^{-1} pontos*
Planck-állandó	h	$6{,}626\,068\,96(33) \times 10^{-34}$ J s
Planck-állandó, redukált	$\hbar = h/2\pi$	$1{,}054\,571\,628(53) \times 10^{-34}$ J s $= 6{,}582\,118\,99(16) \times 10^{-22}$ MeV s
elektron töltése	e	$1{,}602\,176\,487(40) \times 10^{-19}$ C = $= 4{,}803\,204\,27(12) \times 10^{-10}$ esu
	$\hbar c$	197,326 9631(49) MeV fm
	$(\hbar c)^2$	0,389 379 304(19) GeV^2 mbarn
elektron tömege	m_e	$0{,}510\,998\,910(13)$ MeV/c^2 = $= 9{,}109\,382\,15(45) \times 10^{-31}$ kg
proton tömege	m_p	938,272 013(23) MeV/c^2 = $= 1{,}672\,621\,637(83) \times 10^{-27}$ kg = = 1,007 276 466 77(10) u = = 1836,152 672 47(80) m_e
deuteron tömege	m_d	1875,612 793(47) MeV/c^2
neutron tömege	m_n	939,565 36(8) MeV/c^2
atomi tömegegység (u)	(^{12}C atom tömege)/12 = = (1 g)/(N_A mol)	931,494 028(23) MeV/c^2 = $=1{,}660\,538\,782(83) \times 10^{-27}$ kg
permittivitás, szabad téri	$\epsilon_0 = 1/\mu_0 c^2$	8,854 187 817 … $\times 10^{-12}$ F m^{-1} pontos
permeabilitás, szabad téri	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$ N A^{-2} = = 12,566 370 614 … $\times 10^{-7}$ N A^{-2} pontos
finomszerkezeti állandó	$\alpha = e^2/4\pi\varepsilon_0\hbar c$	$7{,}297\,352\,5376(50) \times 10^{-3}$ = $= 1/137{,}035\,999\,679(94)$ [+]
klasszikus elektronsugár	$r_e = e^2/4\pi\varepsilon_0 m_e c^2$	$2{,}817\,940\,2894(58) \times 10^{-15}$ m
(e^- Compton-hullámhossz)/2π	$\lambda\!\!\!^{-}_e = \hbar/m_e c = r_e \alpha^{-1}$	$3{,}861\,592\,6459(53) \times 10^{-13}$ m
Bohr-sugár ($m_{mag} = \infty$)	$\alpha_\infty = 4\pi\varepsilon_0\hbar^2/m_e e^2 = r_e \alpha^{-2}$	$0{,}529\,177\,208\,59(36) \times 10^{-10}$ m
hullámhossz 1 eV/c-es részecskére	$hc/(1\text{ eV})$	$1{,}239\,841\,875(31) \times 10^{-6}$ m
Rydberg-energia	$hcR_\infty = m_e e^4/2(4\pi\varepsilon_0)^2\hbar^2 = m_e c^2 \alpha^2/2$	13,605 691 93(34) eV
Thomson-hatáskeresztmetszet	$\sigma_T = 8\pi r_e^2/3$	0,665 245 8558(27) barn

DUPress

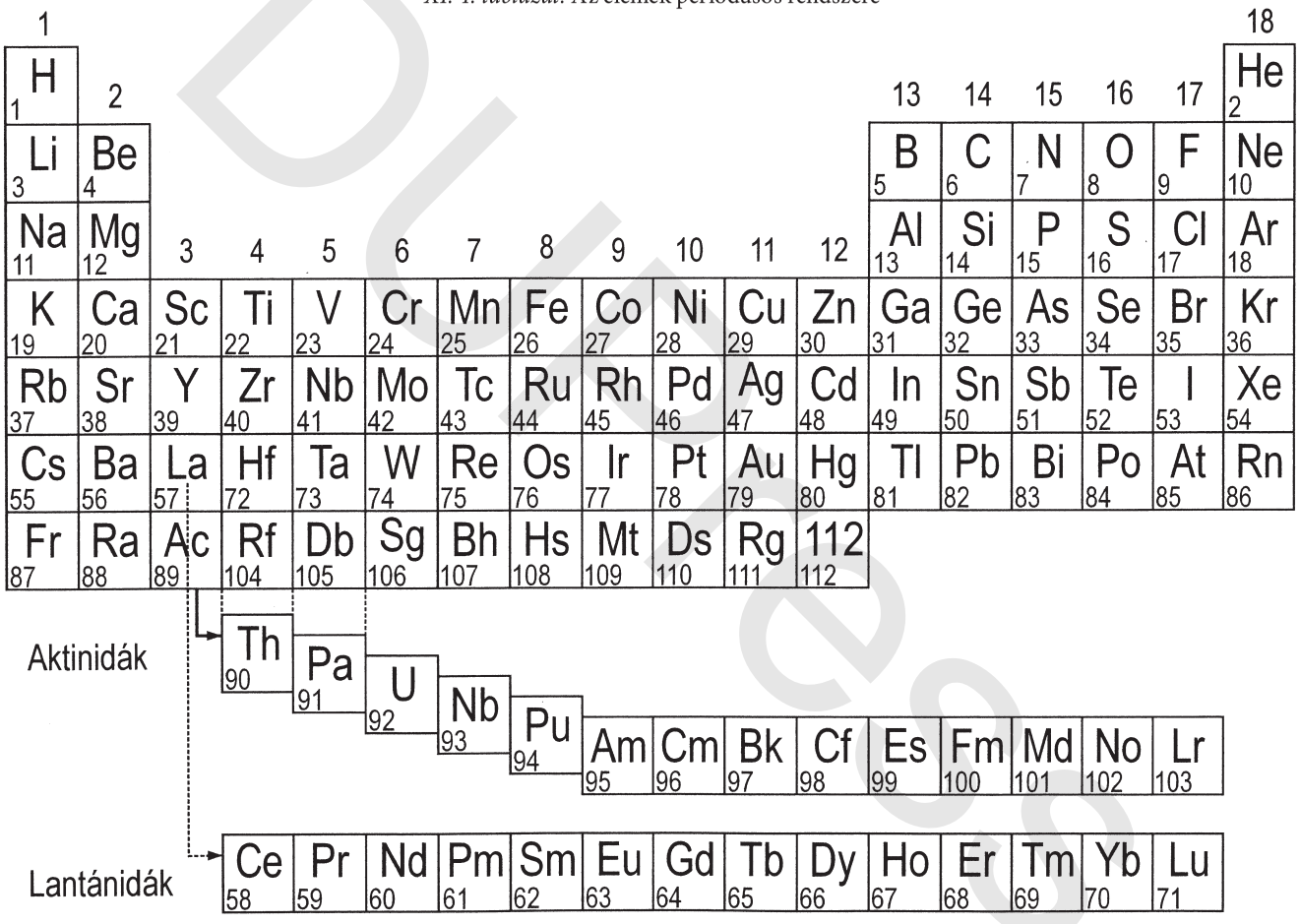
XI. 3. táblázat. Folytatás.

Mennyiség	**Szimbólum, egyenlet**	**Érték**
Bohr-magneton	$\mu_B = e\hbar/2m_e$	5,788 381 7555(79) × 10^{-11} MeV T^{-1}
magmagneton	$\mu_N = e\hbar/2m_p$	3,152 451 2326(45) × 10^{-14} MeV T^{-1}
proton mágneses nyomatéka	μ_p	2,792 847 351(28) μ_N
neutron mágneses nyomatéka	μ_n	– 1,913 042 7(5) μ_N
deuteron mágneses nyomatéka	μ_d	0,857 438 228(9)
elektron ciklotron frekvencia/tér	$\omega^e_{cycl}/B = e/m_e$	1,758 820 150(44) × 10^{11} rad s^{-1} T^{-1}
proton ciklotron frekvencia/tér	$\omega^p_{cycl}/B = e/m_p$	9,578 833 92(24) × 10^7 rad s^{-1} T^{-1}
gravitációs állandó	G_N	6,674 28(67) × 10^{-11} m^3 kg^{-1} s^{-2} = 6,708 81(67) × 10^{-39} ħc $(GeV/c^2)^{-2}$
standard gravitációs gyorsulás	g_N	9,806 65 m s^{-2}
Avogadro-állandó	N_A	6,022 141 79(30) × 10^{23} mol^{-1}
Boltzmann-állandó	k	1,380 6504(24) × 10^{-23} J K^{-1} = 8,617 343(15) × 10^{-5} eV K^{-1}
moltérfogat ideális gázra (STP)	$N_A k(273{,}15\ K)/(101\ 325\ Pa)$	22,413 996(39) × 10^{-3} m^3 mol^{-1}
Wien-eltolódási törvény állandó	$b = \lambda_{max}T$	2,897 7685(51) × 10^{-3} m K
Stefan–Boltzmann-állandó	$\sigma = \pi^2k^4/60\hbar^3c^2$	5,670 400(40) × 10^{-8} W m^{-2} K^{-4}
Fermi-csatolási állandó	$G_F/(\hbar c)^3$	1,166 37(1) × 10^{-5} GeV^{-2}
gyenge keveredési szög	$\sin^2\hat{\theta}(M_Z)$ $(\overline{MS})$	0,231 19(14)
$W^{\pm}$ bozon tömege	m_W	80,398(25) GeV/c^2
Z^0 bozon tömege	m_Z	91,1876(21) GeV/c^2
erős csatolási állandó	$\alpha_s(m_Z)$	0,1176(20)
π = 3,141 592 653 589 793 238 e = 2,718 281 828 459 045 235 γ = 0,577 215 664 901 532 861		
1 Å ≡ 0,1 nm 1 dyne ≡ 10^{-5} N 1 eV/c^2 = 1,782 661 758(44) × 10^{-36} kg 0 °C ≡ 273,15 K 1 G ≡ 10^{-4} T 1 eV = 1,602 176 487(40) × 10^{-19} J kT (300 K-nél) = $[38{,}681\ 685(68)]^{-1}$ eV 1 barn ≡ 10^{-28} m^2 1 erg ≡ 10^{-7} J 2,997 924 58 × 10^9 esu = 1 C 1 atmoszféra ≡ 760 Torr ≡ 101 325 Pa		

△ P. T. Mohr és B. N. Taylor alapján [Particle Data Group 2008, *Phys. Lett*. B 667, 1]-ból.
* A méter az a hossz, amit a fény vákumban megtesz 1/299 792 458 másodperc alatt.
+ $Q^2 = 0$-nál. $Q^2 \approx m_w^2$-nél az érték ~ 1/128.

DUPress

XI. 4. táblázat. Az elemek periódusos rendszere



Dupleš

XI. 5. A FELADATOK MEGOLDÁSAI

II. 1. *A)* Az elektront elsősorban elektromágneses kölcsönhatás tarthatja az atommagban, mivel a leptonok (köztük az elektron) nem vesznek részt az erős kölcsönhatásban (l. a II. 1. és II. 4. táblázatokat). A Coulomb-kölcsönhatásból eredő potenciális energia $E_B \approx -Ze^2/r$ rendű, ahol a Z az atommag rendszáma, e az elemi töltés, $r = 1{,}23\ A^{1/3}$ fm az atommag töltéssugara. Figyelembe véve a XI. 3. táblázatban megadott állandókat, pl. a ^{141}Pr esetére $E_B \approx -1{,}17\ Z/A^{1/3} \approx -13{,}3$ MeV adódik. Az elektron maximális kinetikus energiája legfeljebb $E \approx 13{,}3$ MeV lehet, ha kötve van az atommagban. Innen $\lambda\!\!\!^{-} = \hbar / p = c\hbar /(cp) \approx 197{,}3/13{,}3 \approx 15$ fm, azaz az elektron hullámhossza: $\lambda = \lambda\!\!\!^{-} \times 2\pi \approx 94$ fm vagy ennél nagyobb. Ez az érték lényegesen meghaladja a $2 \times 1{,}23\ A^{1/3} \approx 13$ fm magátmérőt, azaz az elektron nem lehet kötve az atommagban.

B) A Bohr-magneton három nagyságrenddel nagyobb, mint a magmagneton. Következésképpen, ha az atommag protonokból és elektronokból épülne fel, mágneses nyomatéka valószínűleg az elektron mágneses nyomatékának nagyságrendjébe esne. Az atommagok kísérleti mágneses nyomatékai viszont csak néhány magmagneton értékűek (l. a II. 15. és a II. 16. ábrákat), így nem valószínű, hogy elektronok vannak az atommagban.

Tekintsük pl. a $^{66}_{31}Ga_{35}$ páratlan-páratlan típusú atommagot. Ha ez 66 protonból és $66 - 31 = 35$ elektronból állna, a páros protonszám miatt az atommag spinje egész számú lenne, a páratlan elektronszám miatt pedig felesszámú, azaz összességében felesszámú. Ezzel szemben a páratlan-páratlan típusú atommagok spinje alapállapotban minden esetben egész számú ($\hbar$ egységekben). L. a II. 2. 4. pontot. Ellentmondásra jutottunk, az atommag nem épülhet fel protonokból és elektronokból.

II. 2. $$V_C/V_g = \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}\right) \Big/ \left(\frac{Gm_e^2}{r}\right) \approx 4{,}2 \times 10^{42},$$

azaz a gravitációs kölcsönhatási energia durván 42 nagyságrenddel kisebb, mint a Coulomb-kölcsönhatási energia.

II. 3. Közelítsünk a végtelen felől egy dq töltést egy q gömbtöltés r sugarú felületéhez. Ekkor a végzett munka: $dE = q\,dq/(4\pi\varepsilon_0 r)$, illetve a teljes munka

$$E_{coul} = \int_0^Q \frac{q\,dq}{4\pi\varepsilon_0 r}.$$

DUPress

A q és Q töltések aránya $q/Q = (r/R)^3$, ahonnan $r = (q/Q)^{1/3}R$.
Tehát

$$E_{Coul} = \int_0^Q \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{qdq}{(q/Q)^{1/3}R} = \frac{3}{5}\frac{Q^2}{4\pi\varepsilon_0 R}.$$

II. 4. A magerők töltésfüggetlensége miatt a tükörmagok kötésenergiáinak különbsége $\Delta E_B = E_B(^{27}\mathrm{Si}) - E_B(^{27}\mathrm{Al}) = \Delta E_{Coul} - (m_n - m_p)c^2 = 5{,}59$ MeV. Itt

$$\Delta E_{Coul} = \frac{3}{5}\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 R}\left[Z_{Si}^2 - (Z_{Si}-1)^2\right] \text{ és } (m_n - m_p)c^2 = 1{,}3 \text{ MeV}.$$

Az eredmény $R = 3{,}4$ fm, ahonnan az $R = r_0 A^{1/3}$ képletből $r_0 \approx 1{,}1$ fm.

II. 5. A nukleonok száma 1 cm^3 maganyagban: $N = A/V$, ahol $V = 4\pi R^3/3 = 4\pi(1{,}2)^3 A/3 = 7{,}24\,A$ fm^3. Innen $N = 1{,}38\times10^{38}$ nukleon/cm^3. A maganyag sűrűsége $\rho = 1{,}38\times10^{38}\,m_N$, ahol m_N a nukleon tömege, $m_N \approx 1{,}67\times10^{-27}$ kg. Tehát 1 cm^3 maganyag tömege $\rho = 2{,}30\times10^{11}$ kg = 230 millió tonna.

II. 6. A stabilis izobár atommagokra:

$$\frac{\partial E_B}{\partial Z} = -2\gamma Z/A^{1/3} + 4\zeta(A-2Z)/A = 0,$$

ahonnan

$$Z_{stab} \approx \frac{A_{stab}}{2 + 0{,}0154 A_{stab}^{2/3}},$$

ha az állandókat $\gamma = 0{,}665$ MeV és $\zeta = 21{,}57$ MeV értékűeknek vesszük.

A_{stab}	Z_{stab}	$Z_{kís}$
75	32,98	33 (As)
103	44,05	45 (Rh)
197	78,14	79 (Au)

II. 7. $P(\boldsymbol{r}) = -\boldsymbol{r}$, $P(\boldsymbol{p}) = -\boldsymbol{p}$, $P(\boldsymbol{L}) = \boldsymbol{L}$, mivel $\boldsymbol{L} = \boldsymbol{r}\times\boldsymbol{p}$, $P(\boldsymbol{s}) = \boldsymbol{s}$ (a spin is impulzusnyomaték), $P(\boldsymbol{E}) = -\boldsymbol{E}$, $P(\boldsymbol{B}) = \boldsymbol{B}$ [a Biot–Savart-törvény szerint

$$\boldsymbol{B} \propto e\,(\boldsymbol{r}\times\boldsymbol{v})/r^3],\ P(\boldsymbol{s}\cdot\mathrm{E}) = -\boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{E},\ P(\boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{B}) = \boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{B},\ P(\boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{p}) = -\boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{p}.$$

Az erős kölcsönhatásnál a paritásmegmaradási törvény érvényben van. A félempirikus nukleon–nukleon-kölcsönhatási potenciálokat célszerű eleve olyan alakban felírni, hogy a potenciál a paritásoperációra invariáns legyen (l. a III. 5. alfejezetet).

DUPress

II. 8. A neutronnak belső szerkezete van, egy +2/3 töltésű *u* kvarkból és két, egyenként −1/3 töltésű *d* kvarkból áll (l. a II. 3. táblázatot). Az aszimmetrikus töltéseloszlás zérótól különböző mágneses nyomatékot eredményezhet.

II. 9. A (IV. 26.) formula szerint $h\nu_{rez} = \hbar\omega_{rez} = \frac{|\mu|}{j} B$. ν_{rez} protonra 42,6 MHz, ^{43}Ca atommagra 2,87 MHz.

II. 10. A ^{3}H és ^{3}He tükörmagok, melyekre az izospin vetülete $T_z(^3\mathrm{H}) = -1/2$ és T_z (^{3}He) = +1/2, az izospin pedig $T = 1/2$. Ha e magok izospinje $T = 3/2$ lenne, akkor léteznének a ^{3}n és ^{3}Li három nukleonból álló stabil magok, de ilyenek nincsenek. A kísérletek azt mutatják, hogy a legkönnyebb atommagok alapállapotaiban az izospin $T = |T_z|$, azaz a minimális $|T_z|$ érték realizálódik. A ^{9}Be-ra $T_z = Z - A/2 = -1/2$ és $T = |T_z| = 1/2$, az ^{16}O-ra $T_z = 0$ és $T = 0$. A proton, neutron és pion izospinadatai a II. 2. táblázatban megtalálhatók.

II. 11. Ugyanazon izospinmultiplett-állapotok szerkezete azonos és így a spinük és paritásuk is azonos. A tömegkülönbséget a Coulomb-energiákban és a proton-neutron tömegekben lévő különbségek határozzák meg (l. II. 3. és II. 4. feladatokat). Következésképpen

$$M = \frac{3e^2Z^2}{5R} + (m_p - m_n)T_Z + M_0 = C_1\left(\frac{A}{2} + T_Z\right)^2 + C_2T_Z + M_0 = a + bT_Z + T_Z^2,$$

ahol $C_1 = \frac{3e^2}{5R}$, $C_2 = (m_p - m_n)$, $a = M_0 + C_1A^2/4$, $b = C_2 + C_1A$, $c = C_1$.

Hasonló formula vezethető le az azonos T-hez tartozó izobáranalóg-állapotok kötésenergiájára is:

$$E_B(T) = \alpha + \beta\, T_Z + \gamma T_Z^2,$$

ahol α, β és γ állandók.

Megjegyzés. A formulák a kölcsönhatóbozon-modell kereteiben is levezethetők. A $|T,T_Z>$ állapotok degeneráltságát a Coulomb-erő megszünteti, de a feltörés legfeljebb kvadratikus lehet a T_Z-ben. Ez a dinamikus szimmetria esete.

II. 12. A kísérleti kötésenergia-adatok α = 271,78, β = −6,435 és γ = −0,212 paraméterekkel öt értékes számjegy pontossággal reprodukálhatók. L. a II. 11. feladat megoldását is.

III. 1. A tömegek a következőképpen írhatók le:

$$m(^{13}\mathrm{C}) = 6m(^1\mathrm{H}) + 7m_n - E_B(^{13}\mathrm{C})/c^2,$$

DUPress

$$m(^{13}\mathrm{N}) = 7m(^{1}\mathrm{H}) + 6m_n - E_B(^{13}\mathrm{N})/c^2.$$

Következésképpen

$$m(^{13}\mathrm{N}) - m(^{13}\mathrm{C}) = m(^{1}\mathrm{H}) - m_n + [E_B(^{13}\mathrm{C}) - E_B(^{13}\mathrm{N})]/c^2,$$

ahonnan $\Delta E_B = E_B(^{13}\mathrm{C}) - E_B(^{13}\mathrm{N}) = 3{,}0$ MeV. Ha feltesszük, hogy $\Delta E_B = \Delta E_{Coul}$, akkor a II. 3. feladatban levezetett formula szerint

$$\Delta E_{Coul} = E_{Coul}\left(^{13}N\right) - E_{Coul}\left(^{13}C\right) = \frac{3}{5}\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\left(Z_N^2 - Z_C^2\right)\frac{1}{R} = 3{,}0 \quad \text{MeV}.$$

Tehát $R = (0{,}6 \times 1{,}44 \times 13)/3 = 3{,}74$ fm. Innen az $R = r_0 A^{1/3}$ formula alapján $r_0 = 1{,}59$ fm.

III. 2. A magerők lényegében függetlenek a nukleonok elektromos töltésétől, de függnek a spinektől. A deuteronban a spintriplett ($S = 1$) állapot kötött, a spinszingulett állapot pedig magasabban van. Az ugyanazon energianívón levő két neutron csak $S = 0$ állapotban létezhet, ami nem kötött. L. még a III. 4. alfejezetben leírt indoklást is.

III. 3. A deuteron kötött alapállapota: $^3S_1$, $^3D_1$ ($T = 0$) állapot. A $T(^2\mathrm{H}) = 0$ izospin energetikai megfontolásból is következik. Fennáll, hogy $T \geq |T_Z|$. Mivel a deuteronnál $T_Z = 0$, következésképpen elvileg $T = 0, 1, \ldots$ állapot létezhet. Azonban stabil diproton- és dineutron-állapot nincs a természetben. A könnyű magoknál alapállapotban a $T = |T_Z|$ állapot valósul meg.

Analóg módon a ^{4}He-nál $T_Z = Z - A/2 = 0$ és $T = |T_Z| = 0$.

III. 4. A $^1\mathrm{H}(n,\gamma)^2\mathrm{H}$ reakcióban felszabaduló energia

$Q = [m(^1\mathrm{H}) + m_n - m(^2\mathrm{H})]c^2 = [1{,}007825 + 1{,}008665 - 2{,}014102] \times 931{,}494$ MeV, azaz $Q = 2{,}224$ MeV. Ez az energia a γ-kvantum és a visszalökött deuteron között oszlik meg. Az impulzusok (p) egyenlők, de az irányuk ellentétes. Mivel $Q = pc + p^2/(2m_d)$, az egyenlet $2m_dc^2$-nel való beszorzása után azt kapjuk, hogy

$$2m_dc^2Q = 2m_dc^2(pc) + (pc)^2.$$

Az egyenletet megoldva pc-re:

$$pc = -m_dc^2 + m_dc^2[1+2Q/(m_dc^2)]^{1/2}.$$

Mivel $Q << m_dc^2$ az $[1 + 2Q/(m_dc^2)]^{1/2}$ hatványsorába fejthető, amelynek elég az első két tagját megtartani. Következésképpen az impulzus: $p \approx Q/c$. Innen a visszalökött deuteron kinetikus energiája

$$E_{vissz} = p^2/(2m_d) = Q^2/(2m_dc^2) \approx 2{,}224^2/(2 \times 1876) \approx 1{,}32 \times 10^{-3} \text{ MeV}.$$

III. 5. $\int S_{12}d\Omega = \int\left(\frac{3}{r^2}(\sigma_{1x}x+\sigma_{1y}y+\sigma_{1z}z)(\sigma_{2x}x+\sigma_{2y}y+\sigma_{2z}z)-\sigma_1\cdot\sigma_2\right)d\Omega,$

ahol dΩ a térszög és az integrálást a teljes térszögre kell elvégezni. Az integrálás szimmetriamegfontolásokból egyszerűen elvégezhető. Ugyanis $\int\frac{xy}{r^2}d\Omega = 0$ (és hasonló kifejezések a többi koordináta-vegyesszorzatokra), továbbá

$$\int\frac{x^2}{r^2}d\Omega = \int\frac{y^2}{r^2}d\Omega = \int\frac{z^2}{r}d\Omega = \frac{4\pi}{3},$$

mivel az utóbbi három integrál a teljes térszög egyharmadát adja. Tehát

$$\int S_{12}d\Omega = \int\left(\frac{3}{r^2}(x^2\sigma_{1x}\sigma_{2x}+y^2\sigma_{1y}\sigma_{2y}+z^2\sigma_{1z}\sigma_{2z})-\sigma_1\cdot\sigma_2\right)d\Omega =$$

$$= (4\pi-4\pi)(\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{\sigma}_2) = 0.$$

III. 6. A mezoncsere-kölcsönhatás hatótávolsága $r_m \approx \hbar c/(mc^2)$ -tel jellemezhető. Az r_m értékek a következők:

1π-csere: $r_m \approx 197{,}33/140 = 1{,}41$ fm, 2π-csere: $r_m = 0{,}70$ fm, ω-csere: $r_m = 0{,}25$ fm.

Az 1π-csere-komponens a hosszú hatótávolságú, lényegében tenzorkölcsönhatást szolgáltatja. A 2π-csere főleg a közbenső tartományban fellépő vonzó kölcsönhatásért felelős. Az ω-csere főleg a rövid hatótávolságú taszítást és a spin-pálya-kölcsönhatást írja le. L. a III. 6. és III. 7. ábrákat.

IV. 1. Az E mozgási energia pálya menti változása: $-\frac{d}{dx}\left(\frac{1}{2}Mv^2\right) = -Mv\frac{dv}{dx}$. Ezt a *Bethe–Bloch*-formula fenti alakjával összevetve, egy kis dv sebességváltozáshoz tartozó dx útszakasz kifejezhető: $dx = -\frac{M}{z^2}\frac{v^3}{k_0 f(v)}dv$. Ezt integrálva a hatótávolságot kapjuk, vagyis azt a távolságot, amelyen a v_0 kezdősebesség 0-ra csökken:

$$R = \int_0^R dx = \int_{v_0}^0 -\frac{M}{z^2}\frac{v^3}{k_0 f(v)}dv = \frac{M}{k_0 z^2}\int_0^{v_0}\frac{v^3}{f(v)}dv.$$

Ha az első közelítést alkalmazzuk: $f(v) \approx f_1(v) = k_1$, akkor $R \approx \frac{1}{4k_0k_1}\frac{M}{z^2}v_0^4$, ha pedig a másodikat: $f(v) \approx f_2(v) = k_2 v$,

akkor $R \approx \frac{1}{3k_0k_2}\frac{M}{z^2}v_0^3 \propto v_0^3$;

ez utóbbi az ún. *Geiger-szabály*, amelyet α-részekre kísérletileg kaptak a radioaktivitási vizsgálatok kezdetén. Mivel a logaritmusfüggvényt a konstans és a lineáris közrefogja, azt mondhatjuk, hogy a pontos, de matematikailag nehezen kezelhető $R(v_0)$ függvény valahol a harmadik és negyedik hatvány között helyezkedik el.

DUPress

IV. 2. A IV. 1. 1. pontból tudjuk, hogy levegőben az egy ionpár keltéséhez szükséges energia: $w_{lev} = 34$ eV. Tehát a részecske által keltett ionpárok száma: $N = E_\alpha / w_{lev} = 1{,}47 \times 10^5$ ionpár. Ezek mindegyike egy-egy pozitív, ill. negatív elemi töltést hordoz, ($|e| = 1{,}6 \times 10^{-19}$ Coul.), tehát a kamrában $Q = 2{,}35 \times 10^{-14}$ Coulombnak megfelelő pozitív és ugyanannyi negatív töltés keletkezett.

IV. 3. A IV. 1. 1. pontbeli képlet alapján: $R_h(\text{mg/cm}^2) = K_{lev} E_h^{2/3} = 3$ mg/cm^2. Ezt a levegő sűrűségével ($\rho_{lev} = 1{,}23$ mg/cm^3) elosztva, a cm-ben mért hatótávolságot kapjuk: $R_h(\text{cm}) = R_h(\text{mg/cm}^2)/\rho_{lev}(\text{mg/cm}^3) = 2{,}5$ cm. Ez a rövid hatótávolság a rendkívül nagy fajlagos energiaveszteség következménye.

IV. 4. A IV. 1. 1. pont (IV. 11.) képlete alapján az átjutott β-részek aránya az összeshez képest: $N/N_0 = e^{-\mu d}$, ahol $\mu = 17/(1{,}71)^{1{,}14} = 9{,}2$ cm^2/g. Tehát $N/N_0 = 0{,}76$, vagyis az ablak a β-részek 24%-át nyeli el; a mérési eredményeket ennek megfelelően korrigálni kell.

IV. 5. A számlálóban lévő BF_3-molekulák – és egyúttal a bóratomok – száma: VN_0, ezek mindegyike σ hatáskeresztmetszetet képvisel (egy neutronnal szemben), így a reakciógyakoriság: $R = VN_0\sigma\Phi = 2 \times 10^{12}$ /s.

IV. 6. A másodpercenként keltett ionpárok száma: $N = I_\alpha E_\alpha / w_{lev}$, ezt az elemi töltéssel szorozva, az áramerősség: $i = eI_\alpha E_\alpha / w_{lev} = 1{,}9 \times 10^{-13}$ A. Ilyen kis áramok méréséhez már különösen érzékeny eszközök szükségesek.

IV. 7. A sokszorozás ott kezdődik meg, ahol az L szabad úthosszon legalább 15,7 V a feszültségkülönbség, vagyis a térerősség eléri az $E = w_{Ar}/L \approx 10^4$ Volt/cm értéket. Ezt a fenti képletbe írva és az r értéket kifejezve: $r \approx 0{,}02$ cm. Tehát a sokszorozás csak a szál közvetlen közelében indul be.

IV. 8. Ha a GM-cső minden regisztrált beütés után τ ideig érzéketlen, és a nem túl nagy intenzitás miatt a többszörös átfedésektől eltekinthetünk, akkor 1 s-ból átlagosan $n\tau$ ideig nem képes újabb regisztrálásra. Ezért az $n_0 - n$ le nem számlált részecskék aránya az összes n_0-hoz képest egyenlő az összes feloldási idő és az időegység arányával: $(n_0 - n)/n_0 = n\tau/1$, amit átrendezve a feladat megoldását kapjuk. Az adatokat behelyettesítve: $n_0 \approx 263$ imp/s.

IV. 9. A számadatokat behelyettesítve az átfutási idők: $t_{el} = 1{,}3 \times 10^{-8}$ s és $t_{lyuk} = 4 \times 10^{-8}$ s; tehát a jelek gyors részét az elektronok okozzák. Az átlagos elekt-

DUPress

ronáram a begyűjtött $(E_\alpha/w_{Si})\times e$ töltés (w_{Si} = 3,6 eV) és a megfelelő t begyűjtési idő arányából: i_{el} = 3,4 μA, ill. a lyukáram: i_{lyuk} = 1,1 μA.

IV. 10. A függetlenségből következik, hogy a keltett töltéshordozók N száma Poisson-eloszlást követ: $\sigma_N = \sqrt{N} = \sqrt{E/w}$ szórással, amiből az energiaszórás és a megfelelő félértékszélesség következik: $W_E(E) = 2{,}36\,\sigma_E = 2{,}36\,\sigma_N w = 2{,}36\sqrt{Ew}$. Ebből jól látható a kis w érték meghatározó szerepe a feloldásban! A feladatban megjelölt esetre vonatkozóan: W_E = 11 keV, ha w_{Si} = 3,6 eV értéket helyettesítünk be. Ugyanebből a képletből NaI(Tl)-szcintillátor (w_{NaI} = 30 eV), ill. levegővel töltött proporcionális kamra (w_{lev} = 34 eV) esetében ~ 32 keV félértékszélességet kapunk.

IV. 11. Mivel az azonos fékezéshez szükséges méret fordított arányban áll a sűrűségekkel, ezért a méretek, pl. átmérők aránya: $D_k/D_b \approx (7\times10^{-2})/(4{,}7\times10^{-4}) \approx$ ≈ 150. Tehát még egy nagyon kis méretű, pl. D_b = 10 cm átmérőjű buborékkamrában is nagyságrenddel több részecskenyomot tudunk megjeleníteni, mint a már nagynak számító D_k = 1 m-es átmérőjű ködkamrában.

IV. 12. Látható, hogy az $M(^1\mathrm{H})$ tömeg kifejezéséhez szükség van az α és β mennyiségekre:

$$\alpha = 2M(^1H) - M(^2H)$$

$$\beta = 6M(^2H) - M(^{12}C).$$

Az első egyenletből $M(^1\mathrm{H})$-t, a másodikból pedig $M(^2\mathrm{H})$-t kifejezve, kapjuk:

$$M(^1H) = \tfrac{1}{12}M(^{12}C) + \tfrac{1}{2}\alpha + \tfrac{1}{12}\beta = 1{,}007\,825\,032\,03\ \text{ate};$$

az első tag értéke – az ate definíciója értelmében – *pontosan egységnyi!* Az eredő bizonytalanságot a szokásos hibaterjedési formulával számolva:

$$\Delta M(^1H) = \sqrt{\tfrac{1}{4}(\Delta\alpha)^2 + \tfrac{1}{144}(\Delta\beta)^2} = 0{,}000\,000\,000\,27\ \text{ate}.$$

Az $M(^1\mathrm{H})$-hoz teljesen hasonló eljárással kaphatjuk:

$$M(^2H) = \tfrac{1}{6}M(^{12}C) + \tfrac{1}{6}\beta = 2{,}014\,101\,778\,00\,(35)\,\text{ate},$$

és $M(^{16}O) = \tfrac{4}{3}M(^{12}C) + 2\alpha + \tfrac{1}{3}\beta - \gamma = 15{,}994\,914\,619\,33\,(120)\,\text{ate},$

ahol az első tagok értéke *pontosan* 2, ill. 16. Mivel a „korrekciók" értéke az első tagénál két-három nagyságrenddel kisebb, és relatív bizonytalanságuk $10^{-7} \div 10^{-8}$ körüli, ezért a *végeredmények* relatív pontossága ~ 10^{-10} nagyságrendű.

DUPRESS

V. 1. Az V. 10. képlet alapján

$$E_{\max} = \frac{(eQ)^2}{2m_u A}(Br_{\max})^2 = \frac{(eBr_{\max})^2}{2m_u}\frac{Q^2}{A}.$$

Ezt összevetve az V. 14. kifejezéssel kapjuk:

$$K = \frac{(eBr_{\max})^2}{2m_u} = \frac{(1{,}6\times10^{-19}\times1{,}65\times0{,}95)^2}{2\times1{,}66\times10^{-27}} \approx 1{,}89\times10^{-11}\,J \approx 120\ \text{MeV}.$$

V. 2. 500 GeV esetén jó közelítésben alkalmazhatók az V. 28–29. összefüggések, melyek alapján a pályasugár 1666 m.

V. 3. Az V. 23. képlet alapján egy elektron egy fordulat során kb. 1,9 MeV energiát sugároz ki. Ezt szorozva a fordulatok és részecskék számával az eredmény: kb. 0,5 MW.

VI. 1. A $(2j+1)$ betöltési tényező $j = l - 1/2$ esetében $2l$, $j = l + 1/2$ esetében $2l+2$. Ennek megfelelően a VI. 16. képlet szerint a spin-pálya-kölcsönhatás által létrehozott átlagenergia-változás:

$$\overline{V}_{SO} = V_{SO}(r)\frac{\hbar^2}{2}\left[-(l+1)2l + l(2l+2)\right] = 0,$$

azaz független a spin-pálya-kölcsönhatás erősségétől.

VI. 2. Az alapállapotok konfigurációi a következők: ^{7}Li: $p_{3/2}^{-}$, ^{13}C: $p_{1/2}^{-}$, ^{31}P: $s_{1/2}^{+}$, ^{33}S: $d_{3/2}^{+}$, ^{43}Sc: $f_{7/2}^{-}$, ^{67}Zn: $(f_{5/2}^{-})^{-1}$, egyezésben a VI. 1. táblázatban megadott kísérleti értékekkel.

VI. 3. $\mu_j = \mu\cos(\boldsymbol{\mu}\cdot\mathbf{j}) = \mu_l\cos(\mathbf{j}\cdot\mathbf{l}) + \mu_s\cos(\mathbf{j}\cdot\mathbf{s})$. A koszinusztörvény szerint

$$\cos(\boldsymbol{j}\cdot\boldsymbol{l}) = \frac{1}{2l\times j}(l^2 + j^2 - s^2), \qquad \cos(\boldsymbol{j}\cdot\boldsymbol{s}) = \frac{1}{2s\times j}(s^2 + j^2 - l^2).$$

Betéve ezeket az első egyenletbe, kapjuk:

$$\boldsymbol{\mu}_j = g_j\boldsymbol{j} = g_l\boldsymbol{l}\frac{j^2 + l^2 - s^2}{2\boldsymbol{j}\cdot\boldsymbol{l}} + g_s\boldsymbol{s}\frac{j^2 + s^2 - l^2}{2\boldsymbol{j}\cdot\boldsymbol{s}}.$$

A szokásos kvantummechanikai megfeleltetések szerint:

$$j^2 \to j(j+1),\ \ l^2 \to l(l+1),\ \ s^2 \to s(s+1).$$

Innen a következő egyenlethez jutunk:

$$\mu_j = \left[g_j j\frac{j(j+1) + l(l+1) - s(s+1)}{2j(j+1)} + g_s j\frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}\right]\mu_N.$$

DUPress

Ez a következő alakra is hozható:

$$\mu_j = \frac{j}{2}\left[(g_l + g_s) + (g_l - g_s)\,\frac{l(l+1) - s(s+1)}{j(j+1)}\right]\mu_N .$$

Behelyettesítve a megfelelő *g* értékeket az utolsó előtti egyenletbe, kapjuk:
Protonokra: ha $j = l + 1/2$, $\mu_j = (j + 2{,}293)\,\mu_N$,

$$\text{ha } j = l - 1/2,\ \mu_j = \frac{j^2 - 1{,}293j}{j+1}\mu_N ,$$

neutronokra: ha $j = l + 1/2$, $\mu_j = -1{,}913\,\mu_N$,

$$\text{ha } j = l - 1/2,\ \mu_j = 1{,}913\frac{j}{j+1}\mu_N .$$

Ez egyenleteket először Schmidt [1937] vezette le. A II. 15–16. ábrák szerint a kísérleti mágneses dipólnyomatékok a Schmidt-görbék közötti tartományban vannak. Ha a proton-, ill. neutron-valenciahéjon egynél több nukleon van, a közöttük fellépő maradék-kölcsönhatás módosítja a mágneses nyomaték értékét. L. részletesebben Fényes [2002, 189 . o.].

VI. 4. A VI. 4. táblázat alapján a ^{15}N konfigurációja alapállapotban $p_{1/2}^{-}$, azaz itt $l = 1$ és $j = 1 - ½ = ½$. Ekkor

$$\mu_j = \frac{j^2 - 1{,}293j}{j+1} = -0{,}2643\mu_N .$$

A II. 15. ábrán látható, hogy a kapott Schmidt-érték itt nagyon közel van a kísérleti értékhez. (A ^{15}N-atommagban a neutronszám mágikus, a protonszám eggyel kisebb, mint a mágikus $Z = 8$.)

VI. 5. $p_{vissz} = p_\gamma = E_\gamma/c$, $E_{vissz} = p_{vissz}^2/(2m) = E_\gamma^2/(2mc^2) = 1{,}555^2/(2\times42\times931{,}5) =$ 31 eV, ami jó közelítésben elhanyagolható az $E_\gamma = 1{,}555$ MeV mellett.

VI. 6. $\lambda\!\!\!^{-} = \dfrac{\lambda}{2\pi} = \dfrac{1}{k} = \dfrac{\hbar c}{E_\lambda} = \dfrac{197{,}327}{E_\gamma}$ fm, E_γ MeV-ben.

Tehát $E_\gamma = 0{,}1$ MeV esetén $\lambda\!\!\!^{-} \approx 1973$ fm, $E_\gamma = 1$ MeV-nél $\lambda\!\!\!^{-} \approx 197{,}3$ fm, $E_\gamma = 10$ MeV-nél $\lambda\!\!\!^{-} \approx 19{,}7$ fm. A hosszúhullámú közelítés csak akkor érvényes, ha a magsugár: $R << \lambda\!\!\!^{-}$.

DUPress

VI. 7. A 375,58 keV-es nívó lehetséges spinparitás értéke 1^+, 2^+, 3^+ a 2^+ állapotra vezető M1 + E2-átmenet miatt. Mivel azonban tiszta E2-átmenet is fellép az 1^+ állapotra, a 375,58 keV-es nívóra csak $J^\pi = 3^+$ fogadható el.

VI. 8. A spinváltozás $9/2 - 1/2 = 4$, a paritás változik. A VI. 2. táblázatban látható kiválasztási szabályok szerint M4-es a legvalószínűbb átmenet. A VI. 10. ábra alapján a parciális felezési idő $T_{1/2} \approx 10^4$ s ≈ 2,8 h. A pontosabb becslésnél a $T_{1/2}$ tömegszámtól való függését is figyelembe kell venni, továbbá azt is, hogy az $1/2^-$ nívóról 5%-ban β^--bomlás is fellép. A belső elektronkonverzió itt gyenge. A teljes felezési idő kísérleti értéke: $T_{1/2,\,\text{kís}} = 4{,}49$ h.

VI. 9. A levezetéshez egyik legegyszerűbb módszer az ún. *m*-séma alkalmazása. Jelöljük *m*-mel, ill. *M*-mel az I_i, ill. *I* spinek vetületét. A fononok bozonok, ezért a hullámfüggvényük szimmetrikus. Következésképpen minden, az impulzusnyomaték-megmaradási törvény által megengedett *m* érték felléphet. A két kvadrupólfononra megengedett állapotokat a következő táblázat szemlélteti:

$I_1 = 2$ m_1	$I_2 = 2$ m_2	M	I
2	2	4	
2	1	3	
2	0	2	4
2	−1	1	
2	−2	0	
1	1	2	
1	0	1	2
1	−1	0	
0	0	0	0

A táblázat csak az $M \geq 0$ állapotokat mutatja, és szimmetrikus $M < 0$-ra. $m_1 \geq 0$, $m_1 \geq m_2$.

VI. 10. A klasszikus mechanika szerint egy *M* tömegű merev forgásellipszoid tehetetlenségi nyomatéka a szimmetriatengelyre merőleges tengely mentén:

$$\Im = \frac{M}{5}(a^2 + c^2),$$

míg az *a* sugarú merev gömbé:

$$\Im_{gömb} = \frac{2M}{5}a^2.$$

DUPress

Tehát

$$\Delta\Im = \Im - \Im_{gömb} = \frac{M}{5}(c^2 - a^2) \text{ és } \frac{\Delta\Im}{\Im} = \frac{c^2 - a^2}{a^2 + c^2} = \frac{(c/a)^2 - 1}{(c/a)^2 + 1}.$$

Az erősen deformált atommagok zömmel tengelyszimmetrikusak és $c \approx 1{,}3\ a$, következésképpen

$$\frac{\Delta\Im}{\Im} = 0{,}69 / 2{,}69 = 0{,}26.$$

A kísérletek szerint az erősen deformált magok tehetetlenségi nyomatéka csak kb. (0,5÷0,3)-szorosa a merevtest-értéknek. Így durva közelítésben úgy tűnik, hogy a forgásszimmetrikusan deformált atommag tehetetlenségi nyomatékát főleg az a sugarú gömbön kívüli dudor szabja meg.

VI. 11. *A)* A VI. 36. képlet alapján 0,091/(2×3) = 0,0152, 0,299/(4×5) = 0,0150, 0,614(6×7) = 0,0146, azaz

$$\frac{2\Im}{\hbar^2} \approx \frac{1}{0{,}0149} = 67{,}1 \quad \text{MeV}^{-1}.$$

B) A II. 25. formula szerint $Q_0 = \frac{3ZR_0^2}{\sqrt{5\pi}}\beta_2\,\text{cm}^2$, $R_0 = 1{,}2\times10^{-13}\ A^{1/3}$ cm. Innen $\beta_2 = 0{,}333$.

VI. 12. A klasszikus mechanika szerint $E(2_1^+) = \frac{1}{2}\Im\omega^2$, ahol $\Im$ a rotáló merevtest tehetetlenségi nyomatéka, ω pedig a körfrekvencia. A VI. 36. képlet szerint $E(2^+) = 3\hbar^2/\Im$.
A két egyenletből kiszámítható a körfrekvencia:

$$\omega = \frac{2E(2_1^+)}{\sqrt{6}\hbar} = 1{,}1\times10^{20}\,s^{-1}.$$

Mivel $\omega = 2\pi/T$, a keringési idő $T = 5{,}7\times10^{-20}$ s. A 40 MeV-es nukleon sebessége: $v = 1{,}389\times10^7\times[E\ (\text{MeV})/m_u]^{1/2}$ ms^{-1} = $8{,}8\times10^{22}$ fm s^{-1}. A magsugár $R = 1{,}25\ A^{1/3}$ = 6,78 fm. Az átrepülési idő $2R/v \approx 1{,}54\times10^{-22}$ s, azaz kb. 370-szer kisebb, mint a keringési idő.

VI. 13. A ^{152}Dy szuperdeformált SD-1 sáv tagjai között 17 γ-átmenetet észleltek, majdnem állandó különbséggel az egymás után következő γ-átmenetek energiái között: $\Delta E_\gamma = 0{,}047$ MeV.

DUPress

A)

$$E_\gamma^{(a)} = \frac{\hbar^2}{2\Im}\left[(I+2)(I+3) - I(I+1)\right] = \frac{\hbar^2}{\Im}(2I+3),$$

$$E_\gamma^{(b)} = \frac{\hbar^2}{2\Im}\left[I(I+1) - (I-2)(I-1)\right] = \frac{\hbar^2}{\Im}(2I-1),$$

$$\Delta E_\gamma = E_\gamma^{(a)} - E_\gamma^{(b)} = \frac{\hbar^2}{\Im}4,$$

ahonnan $\Im = \dfrac{4\hbar^2}{0{,}047 MeV} = 85\hbar^2 / MeV.$

B) Merevtestnél az állapot spinje (I) arányos a körfrekvenciával (ω): $I = \Im_{merev}\omega$. A VI. 26. B. ábra szerint I arányos ω-val, azaz az atommag széles spintartományban merevtestként rotál.

C) A körfrekvencia

$$\omega = \frac{60\hbar}{\Im_{merev}} = \frac{60\hbar}{85\hbar^2 MeV^{-1}} = 1{,}1\times 10^{21}\,\mathrm{s}^{-1}.$$

A nukleon sebessége $v = R\omega$, ahol R az ellipszoid nagyobbik sugara; vegyük durván 10 fm-nek. Ekkor $v = 10\ \mathrm{fm} \times 1{,}1\times 10^{21}\ \mathrm{s}^{-1} = 1{,}1\times 10^{22}$ fm/s. A fénysebesség 3×10^{23} fm/s, azaz az ellipszoid végén levő nukleon sebessége kb. 0,037-szerese a fénysebességnek.

VI. 14. L. a VI. 6. 2. alfejezetet.

VII. 1. A VII. 5. képlet szerint az aktivitás (A):

$$A \equiv \left|\frac{-dN}{dt}\right| = \lambda N,$$

ahol $\lambda = 0{,}69315/T_{1/2}$. 238 g ^{238}U-ban $6{,}022\times 10^{23}$ atom van,
innen $N = 6{,}022\times 10^{23}/238 = 2{,}53\times 10^{21}$.
A felezési idő: $T_{1/2} = 0{,}69315\times 2{,}53\times 10^{21}/(4{,}46\times 10^7)$ h,
ami megfelel $4{,}49\times 10^9$ évnek.
[Az irodalmi adat: $T_{1/2}(^{238}\mathrm{U}) = 4{,}468\times 10^9$ év.] $A = 1{,}24\times 10^4$ Bq = 0,335 μCi.

VII. 2. A VII. 13. képlet szerint:

$N(t) = \dfrac{Q}{\lambda}\left(1 - e^{-\lambda t}\right)$. Innen $N(t\to\infty) = \dfrac{Q}{\lambda} = 7{,}77\times 10^{12}$ atom.

VII. 3. Az aktivitás az időben az $A(t) = A(t=0)e^{-\lambda t}$ törvény szerint változik. Innen a kunyhó kora (t) :

DUPress

$t = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{A(t=0)}{A(t)} = \frac{5730}{0{,}69315} \ln\left(\frac{3}{1}\right) \approx 9082$ év. Megjegyzendő, hogy az idők folyamán az atmoszféra ^{14}C-tartalma kis változást mutathat, ezért a ^{14}C aktivitáson alapuló kormeghatározást kalibrálni kell más módszerekkel (pl. nagyon öreg fák évgyűrűinek leszámolásával).

VII. 4. Az alfa-részecske és a visszalökött atommag kinetikus energiái:

$$E_\alpha = \frac{p^2}{2m_\alpha}, \quad E_d = \frac{p^2}{2(m_m - m_\alpha)},$$

ahol a $|p|$ impulzusok egyenlők mindkét objektumra. Innen

$$E_d = \frac{m_\alpha}{(m_m - m_\alpha)} E_\alpha, \quad E_d(^{206}Pb) = \frac{4}{206} 5{,}305 = 0{,}103 \text{ MeV}.$$

$$Q_\alpha = E_\alpha \left[1 + \frac{m_\alpha}{m_d}\right] = 5{,}408 \text{ MeV vagy } Q_\alpha = E_\alpha + E_d(^{206}Pb) = 5{,}408 \text{ MeV}.$$

VII. 5. A Taagepera–Nurmia-formula (VII. 17. képlet) szerint:

$$\log \frac{T_{1/2}(^{210}Po)}{T_{1/2}(^{214}Po)} = 1{,}70\left(\frac{82}{\sqrt{5{,}305}} - \frac{82}{\sqrt{7{,}687}}\right) \approx 10{,}2,$$

azaz több mint 10 nagyságrenddel csökken a felezési idő, ha az alfa-részecske energiája 5,305-ről 7,687 MeV-re nő.

VII. 6. A potenciálfal magassága (V):

$$V = V_{COUL} + V_{CENTRIF} = \frac{2Z_d}{R} \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} + \frac{l(l+1)}{2mR^2} \hbar^2,$$

$$V_{COUL} = \frac{2 \times 81 \times 1{,}44}{1{,}4 \times 211^{0{,}3333}} = 28 \text{ MeV},$$

$$V_{CENTRIF} = \frac{4 \times 5 \times 41{,}802}{2 \times 4 \times 8{,}333^2} = 1{,}50 \text{ MeV, azaz } V = 29{,}5 \text{ MeV}.$$

VII. 7. Az alfa-részecskék energiája anyagi közegben zömmel hővé alakul. N számú ^{238}Pu-atommag átlagban $N \times 5{,}499$ (MeV)/τ teljesítményt produkál, ahol

$$\tau = \frac{T_{1/2}}{0{,}69315} = \frac{87{,}74 \times 3{,}1536 \times 10^7}{0{,}69315} = 3{,}99 \times 10^9 \text{ s}.$$

DUPress

Ahhoz, hogy 1 kW = $6{,}24\times10^{15}$ MeV/s teljesítményt nyerjünk
$N = 6{,}24\times10^{15}\times 3{,}99\times10^{9}/5{,}499 = 4{,}53\times10^{24}$ ^{238}Pu-atomra van szükség,
ami $238\times4{,}53\times10^{24}/\ (6{,}022\times10^{23}) = 1{,}79$ kg ^{238}Pu-nak felel meg.
Ahhoz, hogy 20 év elteltével is maradjon 1,79 kg ^{238}Pu,

$$N(t=0) = \frac{N}{\exp\left(-\dfrac{0{,}69315\times20}{87{,}74}\right)},$$

azaz kb. 2,1 kg ^{238}Pu-ot kell fellőni az űrhajón.

VII. 8. A ^{3}H bomlásállandója: $\lambda = \dfrac{0{,}69315}{12{,}33\times3{,}154\times10^{7}} = 1{,}78\times10^{-9}\ /s.$ Innen a bomlások másodpercenkénti száma:

$$\left|\frac{-dN}{dt}\right| = \lambda N = 1{,}78\times10^{-9}\ \frac{0{,}2\times6{,}022\times10^{23}}{3} = 0{,}715\times10^{14}.$$

A béta-részecskék átlagenergiája:

$$\overline{E} = \frac{0{,}0117\times4{,}1868}{0{,}715\times10^{14}} = 0{,}0685\times10^{-14}\,J = 4{,}28\,\text{keV}.$$

$$\frac{\overline{E}}{E_{\max}} = \frac{4{,}28}{18{,}61} = 0{,}23.$$

VII. 9. A trícium bomlása a $^{3}H \rightarrow {}^{3}He + \beta^{-} + \overline{\nu}_{e}$ folyamat szerint történik. Az energiamegmaradási törvény alapján a neutrínó tömege:

$$m_{\overline{\nu}} = M\left({}^{3}_{1}H\right) - M\left({}^{3}_{2}He\right) - E_{m}\,/\,c\ ,$$

ahol M-mel a semleges atomok tömegét jelöltük, E_m pedig a béta-részecskék maximális energiája. Jelenleg még a legprecíziósabb mérések is csak felső határt tudnak megadni a neutrínó tömegére: $m(\nu_e) < 2{,}2$ eV. (L. II. 1. táblázatot.)

VII. 10. A szabad neutron bomlik a $n \rightarrow p + \beta^{-} + \overline{\nu}_{e}$ séma szerint és a bomlásnál

$$Q_n = \left(m_n - m_p - m_e\right)c^2 = \left(m_n - m_H\right)c^2 =$$
$$= (1{,}0086649 - 1{,}0078250)\times931{,}494 = 0{,}782\ \text{MeV energia szabadul fel.}$$

A) Egy nukleonrendszer spontán csak akkor bomlik, ha a folyamatnál energia szabadul fel. A stabil atommagnál olyanok a kötésenergia-viszonyok, hogy a ne-

DUPress

utronbomlás növelné a rendszer energiáját. Ha a neutron bomlásánál felszabaduló energia (0,782 MeV) nem tudja kompenzálni a kötésenergiákban levő különbséget, neutronbomlás nem lép fel.

B) A Λ^0-részecske leggyakoribb bomlásmódja (67,1%-ban) a következő folyamat: $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$. A II. 2. táblázat szerint $M(\Lambda^0) = 1115{,}63$ MeV/c^2, $m_p = 938{,}27$ MeV/c^2, $m_\pi = 139{,}57$ MeV/c^2, ahonnan a Λ^0 bomlásenergiája $Q(\Lambda^0) = 37{,}79$ MeV. Ez az érték messze nagyobb, mint az atommag kezdeti és végállapota közötti kötésenergia különbsége, tehát a Λ^0-részecske bomlani fog a hipermagban. A Σ^0-hiperon bomlássémája: $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$. Mivel $M(\Sigma^0) = 1192{,}55$ MeV/c^2 és $M(\Lambda^0) = 1115{,}63$ MeV/c^2, a Σ^0-hiperon bomlásenergiája: 76,92 MeV. A Σ^0-hiperon tehát szintén bomlani fog a hipermagban.

VII. 11. Ha $\log f \approx 0{,}2$ és $\log ft = 3{,}0$, akkor $\log t = 2{,}8$, azaz $T_{1/2}(n) \approx 631$ s = 10,52 min. A szabad neutron kísérletileg mért felezési ideje: 10,24 min.

VIII. 1. A spontán hasadási események száma:
$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \approx -\lambda N(t=0)$, ahol N a detektoron lévő spontán hasadó atommagok száma, ami a nagy felezési idő miatt kb. egyenlő $N(t=0)$-val. A bomlásállandó:

$$\lambda = \frac{0{,}69315}{10^{10} \times 3{,}1536 \times 10^7} = 0{,}2198 \times 10^{-17}/\text{s}.$$

Jelöljük a neutronfluxust Φ-vel, σ-val a neutronok által indukált hasadás hatáskeresztmetszetét. Ekkor

$$\frac{\sigma\Phi N(t=0) + \lambda N(t=0)}{\lambda N(t=0)} = \frac{130}{30} = 4{,}333,$$

ahonnan $\frac{\sigma\Phi}{\lambda} = 3{,}333$, illetve $\sigma = \frac{3{,}333 \times 0{,}2198 \times 10^{-17}}{5 \times 10^{11}} = 1{,}46 \times 10^{-29}\, cm^2 = 14{,}7\,\mu b.$

VIII. 2. A besugárzás kezdetén jelenlévő ^{7}Li-atommagok száma:

$$N_1(t=0) = \frac{0{,}1 \times 6{,}022 \times 10^{23}}{7} = 8{,}6 \times 10^{21}.$$

A neutronbesugárzás alatt $N_1(t)$ a következőképpen változik:

$$A_1(t) = \left| -\frac{dN_1}{dt} \right| = \sigma\Phi N_1.$$

DUPress

A $\sigma\Phi = 37\times10^{-27}\times10^{12} = 3{,}7\times10^{-14}$/s mennyiség megfelel λ_1-nek. A ^{7}Li bomlásállandója $\lambda_2 = 0{,}69315/0{,}84 = 0{,}825$/s. Tehát $\lambda_1 \ll \lambda_2$. Ekkor a ^{8}Li egyensúlyi aktivitása a VII. 9. képlet szerint

$$A_2(t) = A_1(t)\frac{\lambda_2}{\lambda_2-\lambda_1} \approx A_1(t) = \sigma\Phi N_1(t=0) = 3{,}7\times10^{-14}\times8{,}6\times10^{21} = 3{,}1\times10^{8}\ \text{Bq}.$$

VIII. 3. ***a)*** A $p \to e^+ + \gamma$ folyamat nem megengedett, mivel itt a barion- vagy elektronszám nem marad meg. ***b)*** A $p \to \pi^+ + \gamma$ folyamat nem megengedett, a barionszám megmaradás ugyanis sérül. ***c)*** A $n + \overline{p} \to \pi^- + \pi^0$ folyamat megengedett. ***d)*** A $n \to p + \gamma$ folyamat tiltott, ezt az elektromos töltés megmaradása kizárja. ***e)*** A $\overline{\Lambda}^0 \to p + \pi^-$ bomlás tiltott, mivel itt a barionszám –1-ről +1-re változik.

VIII. 4. Centrális ütközés esetén az energia- és impulzusmegmaradási törvények alapján felírhatók a következő összefüggések:

$$\frac{m_n v_0^2}{2} = E_H + \frac{m_n v_1^2}{2}; \qquad \frac{m_n v_0^2}{2} = E_N + \frac{m_n v_2^2}{2},$$

$$m_n v_0 = \sqrt{2M_H E_H} - m_n v_1; \qquad m_n v_0 = \sqrt{2M_N E_N} - m_n v_2,$$

ahol m_n, $M_H(\approx 1)$ és $M_N(\approx 14)$ a neutron, hidrogénatommag és nitrogénatommag tömegét jelenti (tömegegységekben), $E_\mathrm{H} = 5{,}7$ MeV, $E_\mathrm{N} = 1{,}2$ MeV a maximális visszalökési energiák, v_0 a neutron ütközés előtti, v_1 és v_2 pedig a hidrogén-, ill. nitrogénatommagokkal való ütközés utáni sebességét jelenti. A négy egyenletből v_0, v_1 és v_2 sebességek eliminálhatók és a neutron tömegére $m_n \approx 0{,}81 \approx 1$ adódik.

VIII. 6. A ^{2}H-atommagok száma 1 cm^3 nehézvízben (D_2O):

$$N(^2H) = 1{,}105\frac{4}{20}\frac{6{,}022\times10^{23}}{2} = 0{,}665\times10^{23}.$$

A másodpercenként előállított tríciumatommagok száma:

$$Q = \sigma\Phi N(^2H) = 6\times10^{-28}\times5\times10^{12}\times0{,}665\times10^{23} = 1{,}995\times10^{8}/\ \mathrm{s}.$$

A VII. 13. összefüggés szerint 2 év besugárzás után az előállított tríciumatommagok száma:

$$N(t) = \frac{Q}{\lambda}\left(1-e^{-\lambda t}\right),$$

DUPress

ahol $t = 2 \times 3{,}1536 \times 10^7 = 6{,}31 \times 10^7$ s és $\lambda = 0{,}69315/(12{,}32 \times 3{,}1536 \times 10^7) = 1{,}784 \times 10^{-9}$ /s. Következésképpen

$$N(t) = \frac{1{,}995\times10^8}{1{,}784\times10^{-9}}\left(1-\exp\left[-1{,}783\times10^{-9}\times6{,}31\times10^7\right]\right) = 1{,}19\times10^{16}.$$

Tehát a besugárzás végén a tríciumatommagok száma 1 cm^3 nehézvízben $1{,}19 \times 10^{16}$. A trícium aktivitása a nehézvízben a besugárzás után

$$A = \lambda N = 1{,}784 \times 10^{-9} \times 1{,}19 \times 10^{16} = 2{,}12 \times 10^7 \text{ Bq}.$$

VIII. 7. Az irányítható termonukleáris energiafelszabadításra alkalmasnak látszó reakciók a következők:

^{2}H(d,n)^{3}He, Q = 3,28 MeV,
^{2}H(d,p)^{3}H, Q = 4,00 MeV,
^{3}H(d,n)^{4}He, Q = 17,6 MeV.

A VIII. 10. ábra szerint a ^{3}H(d,n)^{4}He reakciónak van a legnagyobb hatáskeresztmetszete, és a felszabaduló energia is ebben a legnagyobb.

VIII. 8. A hidrogénbombában deutérium, trícium és lítium keverékét használják fel valamilyen kondenzált alakban. A reakcióciklus a következő:

$$^6\text{Li} + n \rightarrow {}^4\text{He} + {}^3\text{H}, \quad {}^2\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + n,$$

ami végső fokon ^{6}Li + ^{2}H $\rightarrow$ 2 ^{4}He-hoz vezet. A reakciónként felszabaduló energia:

$$Q = [M(^6\text{Li}) + M(^2\text{H}) - 2M(^4\text{He})]c^2 =$$

$$= [6{,}015122 + 2{,}014102 - 2 \times 4{,}002603] \times 931{,}494 = 22{,}37 \text{ MeV}.$$

VIII. 9. A rezonancianívó életideje:

$$\tau = \hbar/\Gamma = \hbar c/\Gamma c = \frac{197{,}327}{0{,}5\times3{,}00\times10^{23}} = 1{,}32\times10^{-21}\text{s}.$$

A Breit–Wigner-formula (VIII. 33.) szerint:

$$\sigma(a,b) = \frac{2J_C+1}{(2J_A+1)(2s_a+1)}\pi\lambda\!\!\!^{-2}\,\frac{\Gamma_a\Gamma_b}{(E-E_0)^2+(\Gamma/2)^2}.$$

Itt $2J_C+1 = 4$, $2J_A+1 = 1$, $2s_a+1 = 2$, tehát a statisztikus faktor egyenlő 2-vel.

$$\lambda\!\!\!^{-2} = \frac{\hbar^2}{m^2v^2} = \frac{\hbar^2}{2mE_0}, \quad m = \frac{m_p m_\alpha}{m_p+m_\alpha} = \frac{4}{5} = 0{,}8,$$

DUPress

$$\frac{\Gamma_a\Gamma_b}{(E-E_0)^2+(\Gamma/2)^2}=4,\quad \sigma(a,b)=8\pi\frac{\hbar^2}{2mE_0}=4\pi\frac{41{,}802}{0{,}8\times 2}=328\ \text{fm}^2=3{,}28\ \text{b}.$$

VIII. 10. A VIII. 2. ábra szerint $\rho/\lambda\!\!\!^{-}\approx l$, innen a szerepet játszó parciális hullámokra: $0\le l\le \rho/\lambda\!\!\!^{-}$. A magsugár: $R(A=75)=1{,}3\times 75^{0{,}3333}=5{,}48$ fm.

$$k=1/\lambda\!\!\!^{-}=0{,}21874\,[m(m_u)\times E(\text{MeV})]^{1/2}\ \text{fm}^{-1}=0{,}619\ \text{fm}^{-1}.$$

Innen $\rho/\lambda\!\!\!^{-}=kR=0{,}619\times 5{,}48\approx 3{,}4$.

Tehát az $l=0, 1, 2, 3$ parciális hullámok játszanak szerepet az ütközésben.

VIII. 11. A VIII. 3. 1. pont szerint $\sigma_r(\text{max.})=\dfrac{\pi}{k^2}\sum_0^{l_{\max}}(2l+1)=\dfrac{\pi}{k^2}(l_{\max}+1)^2$.

A klasszikus impulzusnyomaték $\approx l_{\max}\hbar=pR=\dfrac{\hbar}{\lambda\!\!\!^{-}}R$.

Ezért ha $R\gg\lambda\!\!\!^{-}$, akkor $l_{\max}\gg 1$ és így $\sigma_r(\text{max.})\approx\dfrac{\pi}{k^2}l_{\max}^2$.

A VIII. 2. ábra szerint $R_{\max}\approx l_{\max}\lambda\!\!\!^{-}$, tehát $\sigma_r(\text{max.})\to\pi R^2$.

VIII. 12. A VIII. 44., 45. és 47. képletek szerint

$$\sigma_{sz}\approx\frac{\pi}{k^2}\left|1-e^{2i\delta}\right|^2;\qquad \sigma_r=\frac{\pi}{k^2}\left(1-\left|e^{2i\delta}\right|^2\right),$$

mivel 1 keV-es neutronokkal való bombázás esetén csak $l=0$ parciális hullámok jutnak szerephez.

$$k=\frac{1}{\lambda\!\!\!^{-}}=\frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar},$$

ahol

$$\mu=\text{redukált tömeg}=\frac{m_n m_C}{m_n+m_C}\approx\frac{12}{13}m_n=0{,}9231\,m_n.$$

$$k=\frac{\sqrt{2\mu c^2E}}{\hbar c}=\frac{\sqrt{2\times 0{,}9231\times 940\times 10^{-3}}}{197{,}327}=0{,}6676\times 10^{-2}\ \text{fm}^{-1}\ \text{és}$$

$$\frac{\pi}{k^2}=705\ \text{b}.$$

DUPress

Mivel

$$1-\left|e^{2i\delta}\right|^2=\frac{\sigma_r k^2}{\pi}=\frac{400}{705}=0{,}567,\qquad e^{2i\delta}=\pm 0{,}658.$$

Innen

$$\sigma_{sz}=\frac{\pi}{k^2}\left|1-e^{2i\delta}\right|^2;\qquad \sigma_{sz}^{\max}=705\left|1+0{,}658\right|^2=1938\text{ b},$$

$$\sigma_{sz}^{\min}=705\left|1-0{,}658\right|^2=82\text{ b}.$$

VIII. 13. A Rutherford-szórási hatáskeresztmetszet (VIII. 57. formula) alapján:

$$\frac{\sigma_{Ag}}{\sigma_{Au}}=0{,}352=\frac{Z_{Ag}^2}{Z_{Au}^2}=\frac{Z_{Ag}^2}{79^2}\text{ és így }Z_{\mathrm{Ag}}=46{,}9\approx 47.$$

VIII. 14.

$$\sum_{i=1}^{3}B_{ni}=B(^{142}Ce)-B(^{139}Ce)=21{,}798\text{ MeV},$$

$$\sum_{i=1}^{4}B_{ni}=B(^{142}Ce)-B(^{138}Ce)=29{,}254\text{ MeV},$$

$$\sum_{i=1}^{5}B_{ni}=B(^{142}Ce)-B(^{137}Ce)=38{,}993\text{ MeV}.$$

Behelyettesítve ezeket a VIII. 82. formulába $x = 3$ esetében $C = 11{,}7$, $x = 4$ esetében $C = 6{,}9$, $x = 5$ esetében $C = 3{,}6$ értéket kapunk, melyek közül a $C \approx 5{,}7$ állandóhoz az $x = 4$ esete van legközelebb. Tehát a Ce-izotóp tömegszáma legvalószínűbben 138. L. a VIII. 30. ábrát is.

VIII. 15. A $CH_4 + 2\ O_2$ molekulák tömege együtt kb. 80 m_u, így a kémiai elégetésnél 9 eV/(80 m_u) ≈ 0,11 eV/m_u energia szabadul fel tömegegységenként. A ^{235}U termikus neutronokkal létrehozott hasadásakor kb. 200 MeV válik szabaddá, tehát tömegegységre vonatkoztatva kb. 200 MeV/236 = 0,85 MeV/m_u. A maghasadásnál kb. $7{,}7\times10^6$-szor nagyobb energia szabadul fel, mint a metán elégetésekor (tömegegységenként).

VIII. 16. Ahhoz, hogy egy 34% hatásfokkal dolgozó atomerőmű 10 MW elektromos teljesítményt nyújtson 10 MW/0,34 = 29,4 MW teljesítményt kell produkálnia. 235 g ^{235}U-ban $6{,}022\times10^{23}$ atom van, tehát 1 g-ban $2{,}56\times10^{21}$ atom. Egy ^{235}U-atommag hasadásakor kb. 200 MeV szabadul fel. Innen az egynapi ^{235}U-szükséglet:

$$x\approx\frac{29{,}4\times10^6\times24\times60\times60}{2{,}56\times10^{21}\times200\times1{,}602\times10^{-13}}\approx 31\,\mathrm{g}.$$

DUPress

VIII. 17. A spontán hasadás parciális bomlásállandója

$$\lambda = \frac{0{,}69315}{T_{1/2,f}} = \frac{0{,}69315}{2{,}08\times10^{17}\times365\times24} = 0{,}38\times10^{-21}/\text{h}.$$

2 g ^{235}U-ban $N = \frac{2\times6{,}022\times10^{23}}{235} = 5{,}12\times10^{21}$ atom van.

Az óránkénti hasadások száma:

$$A_f = \lambda N = 0{,}38\times10^{-21}\times5{,}12\times10^{21} \approx 1{,}9.$$

Az óránkénti alfa-bomlások száma:

$$A_\alpha = \frac{0{,}69315\times5{,}12\times10^{21}}{7{,}038\times10^{8}\times365\times24} = 5{,}8\times10^{8}.$$

IX. 1. Minden ^{235}U-atommag hasadásakor ~ 200 MeV = 320×10^{-13} J energia szabadul fel, ami zömmel hővé alakul. Innen a hasadások becsült száma:

$$N \approx \frac{100\times10^{6}}{320\times10^{-13}} = 3{,}1\times10^{18}\ /s.$$

IX. 2. A szaporítóreaktor egyaránt tartalmaz hasadó (pl. ^{235}U vagy ^{239}Pu), valamint nem hasadó (pl. ^{238}U vagy ^{232}Th) anyagokat. $\eta' = 1 + B + C + L$, ahol B a szaporítási arány, C a befogásos, L a megszökési veszteséget jellemzi, tipikus értékük $C + L \approx 0{,}2$ (l. a IX. 6. képletet). A szaporításhoz szükséges, hogy $\eta \geq 2{,}2$ legyen. Ez leginkább a gyors reaktorokban érhető el, ezekben nincs neutronokat lassító közeg.

IX. 3. Egy ^{235}U-atommag hasadásakor ~ 200 MeV energia szabadul fel. Innen az 1 g ^{235}U hasadásakor felszabaduló energia:

$$\frac{6{,}022\times10^{23}\times200}{235} \approx 5{,}1\times10^{23}\ \text{MeV}.$$

A keresett arány: $5{,}1\times10^{23}/(2{,}6\times10^{16}) \approx 2\times10^{7}$, azaz kb. 20 milliószor nagyobb energia szabadul fel 1 g ^{235}U hasadásakor, mint 1 g TNT robbanásakor.

IX. 5. A Maxwell–Boltzmann-eloszlás maximuma megfelel a legvalószínűbb sebességnek. Differenciálva a

$$N(v) \propto v^2 \exp\left(-\frac{1}{2}mv^2\ /kT\right)$$

DUPress

kifejezést és dN/dv-t egyenlővé téve nullával kiadódik, hogy $mv^2/2 = kT$ a legvalószínűbb sebességnél. $T = 15 \cdot 10^6$ K-hez $E = 8{,}617 \cdot 10^{-11} \times 15 \cdot 10^6 \approx 1{,}3$ keV tartozik.

IX. 6. Az Univerzumban a távolodási sebesség növekszik a távolsággal. Egy bizonyos távolságon túl (amit Hubble-távolságnak neveznek) a tágulási sebesség meghaladhatja a fénysebességet. Következésképpen a galaxisok gyorsabban is távolodhatnak egymástól, mint a fénysebesség. Ez nem jelenti a relativitási elv sérülését, mivel a távolodási sebesség nem a térben való mozgásra vonatkozik, hanem a tér expanziójának következménye. Hasonlattal: a felfúvódó ballon felületén két pont távolodik egymástól, noha nem mozognak.

IX. 7. A ^{4}He-atommagok kialakulásánál a szabad neutronok teljesen eltűnnek. Mivel a ^{4}He létrejöttéhez két neutron szükséges, a létrejövő ^{4}He-atommagok száma: $N_{He} = N_n/2$. Figyelembe véve, hogy $m_{He} \approx 4m_p$, a ^{4}He tömegarányára a következő adódik:

$$Y_p = \frac{4\,(N_n/2)}{4\,(N_n/2) + N_{p,\ maradék}}, \quad ahol\ N_{p,\ maradék} = N_p - N_n.$$

Tehát

$$Y_p = \frac{2N_n}{2N_n + N_p - N_n} = \frac{2(N_n/N_p)}{1 + (N_n/N_p)}.$$

IX. 8. *A)* A *p-p*-égés a Napban végeredményben a

$$4p \rightarrow {}^4\mathrm{He} + 2e^+ + 2\nu_e$$

reakció létrejöttét eredményezi. A felszabaduló energia közelítőleg

$$Q = [4M(^1\mathrm{H}) - M(^4\mathrm{He})]c^2 = 0{,}0287\ m_u = 26{,}73\ \mathrm{MeV}.$$

A IX. 33. ábra szerint ebből az I. láncban 2% a neutrínók által elvitt energia, így 26,73 − 0,53 = 26,2 MeV energia marad a Nap fűtésére.

B) Jelöljük a Napban másodpercenként héliummá átalakuló hidrogénatomok számát N_p-vel. Ekkor

$$N_p = 4\frac{3{,}86 \cdot 10^{26} W}{26{,}2 \times 1{,}6 \cdot 10^{-13} Ws} \approx 3{,}7 \cdot 10^{38}\ \ hidrogénatom/s.$$

DUPress

C) A Nap másodpercenkénti tömegvesztesége az elektromágneses sugárzás miatt:

$$\frac{3{,}86\cdot 10^{26} J/s}{1{,}6\cdot 10^{-13}} = 2{,}41\cdot 10^{39} MeV/s \rightarrow 4{,}3\cdot 10^{9} kg/s.$$

IX. 9. A *p-p*-ciklusban minden He-atommag keletkezésekor két neutrínó lép fel. A Napban másodpercenként előálló He-atomok száma (N_{He}):

$$N_{He} = \frac{3{,}86\cdot 10^{26} W}{26{,}2\times 1{,}6\cdot 10^{-13} Ws} = 0{,}92\cdot 10^{38} atom/s.$$

A neutrínófluxus a Földön (Φ_ν):

$$\Phi_\nu = \frac{2\cdot N_{He}}{4\pi d^2} = \frac{2\times 0{,}92\cdot 10^{38}}{4\pi\left(1{,}49\cdot 10^{13}\right)^2} = 6{,}6\cdot 10^{10} neutrínó/\left(cm^2 s\right)$$

IX. 10.

A) $\frac{I}{I_0} = e^{-\mu_m(\rho x)} = e^{-0{,}2\cdot 10} = e^{-2} = 0{,}135 = 13{,}5\%.$

B) $\frac{I}{I_0} = e^{-[0{,}2\cdot 8 + 0{,}32\cdot 1{,}8\cdot 2]} = e^{-[1{,}6+1{,}152]} = e^{-2{,}752} = 0{,}0638 = 6{,}38\%.$

IX. 11. A VII. 8. egyenlet szerint

$$A_{Tc}(t) = 0{,}85\, A_{Mo}(0)\frac{\lambda_{Tc}}{\lambda_{Tc}-\lambda_{Mo}}\left(e^{-\lambda_{Mo}t} - e^{-\lambda_{Tc}t}\right).$$

Az exponenciális tagok numerikus értéke $t = 6$ h esetén

$$e^{-\lambda_{Mo}t} \approx 1 \text{ és } e^{-\lambda_{Tc}t} \approx 1/2.$$

Tekintettel arra, hogy $T_{1/2}^{Mo} >> T_{1/2}^{Tc}$, $\lambda_{Tc} >> \lambda_{Mo}$:

$$A_{\mathrm{Tc}}(t = 6\text{ h}) = 0{,}85\times A_{\mathrm{Mo}}(0)\times 0{,}5 = 0{,}425\times A_{\mathrm{Mo}}(0).$$

Egy hét elteltével a Mo-aktivitás:

$$A_{\mathrm{Mo}}(t = 1\text{ hét}) = A_{Mo}(0)\cdot e^{-\lambda_{Mo}t} = A_{Mo}(0)\cdot e^{\frac{-0{,}69315}{66h}\cdot 7\cdot 24h} = 0{,}171\, A_{\mathrm{Mo}}(0).$$

DUPress

Tehát a kiindulási ^{99}Mo-aktivitás:

$$A_{Mo}(0) = \frac{10\,MBq}{0{,}425 \cdot 0{,}171} = 138\,MBq.$$

IX. 12. A leadott dózis arányos $\exp(-\mu_e x)$-szel, ahol x a behatolási mélység. A szöveti dózisok arányosak az $\exp(-\mu_e x_A)$, $\exp(-\mu_e x_B)$, $\exp(-\mu_e x_d)$, mennyiségekkel, ahol $x_A = 4{,}5$ cm, $x_B = 13{,}5$ cm, $x_d = 9$ cm. A daganatban leadott dózishoz viszonyítva:

$$\frac{\textit{átlagdózis A és B pontban, ha } \mu_e = 0{,}1}{\textit{átlagdózis A és B pontban, ha } \mu_e = 0{,}2} =$$

$$= \frac{0{,}5 \cdot (e^{-0{,}1 \cdot 4{,}5} + e^{-0{,}1 \cdot 13{,}5}) / e^{-0{,}1 \cdot 9}}{0{,}5 \cdot (e^{-0{,}2 \cdot 4{,}5} + e^{-0{,}2 \cdot 13{,}5}) / e^{-0{,}2 \cdot 9}} = 0{,}77.$$

DUPress

DUPress

TÁRGYMUTATÓ

AGATA 664
aktivitás 172, 331, 373, 470
aktív galaktikus mag 567
alacsony szenioritású séma 239
Alaga 276
alapszint-visszaállító (base-line restorer) 146
Alexander–Simonoff-formula 444, 471
alfa (α)
– bomlás 335, 339
– – egytest elmélete 341, 342
– – mikroszkopikus elmélete 344
– bomlási energia 335, 337
– bomlási szélesség 348
– parciális felezési idő 338, 340
– részecske kialakulási amplitúdója $[g_l(r_c)]$ 346, 347
– részecske szóródása 471
– spektrométer 157
algebrai klasztermodell 307
alignment (irányulás, magspineké) 657
alkalmazások 23, 473
alternating gradient (AG) fókuszálás 198, 210
Alvarez-féle elrendezés 198
Anger-kamra 602
anti
– anyag 548
– Compton-spektrométer 160
anyag
– antianyag aszimmetria 368, 548
– dominálta Univerzum 539
– körforgása az Univerzumban 589
– méretének vizsgálata 512
– sajátságainak megváltoztatása 514
– szerkezetének vizsgálata 513
Ar/Ar módszer 521, 522
aranyszabály 251, 417
aszimmetria-energia 41
asztrofizika 22
asztrofizikai *S*-tényező 575
áteresztési tényező *T* 404
áthatolási tényező *P* 341
átmeneti
– egyensúly 332
– erősség 258
– tartományok 74
– valószínűség 252, 256, 400
atom–atom-kölcsönhatás 120
atom
– bomba 494
– energia 23, 473
– erőmű 472, 473
– fizika 22
atommag–atommag-kölcsönhatás 120
atommaghasadás 18, 450
atommag-héjmodell 229
atommag-adatok
Al 61
As 242, 249
Au 663
B 62
Ba 302
Be 62

DUPress

Bi 64, 240, 336
C 62
Cd 76, 265, 294
Cm 336
Co 366
Dy 72, 283, 284, 285
Er 269, 282
Ge 75, 246
He 351
In 268
K 349
Nb 240
Ni 75
Pb 64
Pt 299
Ra 339
Sb 303
Se 75
Si 61
Sm 299
Sn 71, 76
Tb 73
Te 71, 73, 76
U 328
Xe 76
Y 288
Zn 75
atommagok
– energiafelülete 245, 246
– energiafunkcionálja 296, 299
– fragmentációja 462
– gyakorisága (a Naprendszerben) 581
– héjszerkezetének változása 665
– mérete 30, 126
– molekuláris állapotai 306
– nukleonleszakadási határ közelében 679
– tartományai 66
– távol a stabilitási sávtól 627 és köv.
– teljes energiája 245
– térképe 67
– tömege 40
atommagnyomatékok 55, 662
atommag-reakció 375
– diagram 380
– direkt 375
– közbenső magon át 376
– típusok 375
atommagreaktor 473, 625
atomsorompó-egyezmény 530
Auger-elektronok 134, 250
axiális fókuszálás 202, 206
axiálvektor-kölcsönhatás 365
axion 553

back-bending l. visszahajlási effektus 281
Bardeen–Cooper–Schrieffer (BCS)-elmélet 19, 241, 669
barion 28
barionsűrűség (Univerzumban) 546
barionszám-megmaradás 383, 384
barn 377
barna (vagy fekete) törpe (csillag) 552, 573
Barrett-momentum 153
Bartlett-potenciál 104
becquerel (egység, Bq) 172, 332
BEKS-felmérés 563
belső
– elektron-pozitron párképzés 250
– konverziós együttható 248
Bessel-gömbfüggvény, $j_l(kr)$ 408, 419
besugárzástervezés 616
béta (β)
– átmenetek 361
– – megengedett 361
– – szupermegengedett 361
– – tiltott 362, 363
– bomlás 17, 349, 350, 359
– – elmélete 355
– – energiaviszonyai 350, 374
– késleltetett
– – α-emisszió 341, 681
– – *p*-emisszió 681
– – *d*-emisszió 674

EUPress

– parciális felezési idő 351
– spektrométer 158
béta (β_2) deformációs paraméter 53, 326
β-NMR 660, 661
β-NQR 660
betatron 206, 208
– oszcilláció 207
Bethe–Bloch-formula 128, 178
Big Bang (Nagy Bumm) 531
Big Bounce (Nagy Ugrálás) 549
bizmutgermanát (BGO) γ-detektor 141
Bohr-magneton (μ_B) 54
Boltzmann-faktor 545
bomlásállandó 164, 329
bomlássorok 332
Bonn-potenciál 115, 118
Bonner-gömb 173
booster gyorsító 211
Born-közelítés 32, 416
– síkhullámú 416
– torzított hullámú 416, 423, 424, 425, 426, 427
borromeói címer 675
Bose–Fermi-szimmetriák 301
bozon 290
– véges bozonszám 293
brahyterápia 616
Bragg-csúcs 130, 615
Bragg–Kleeman-szabály 130
Breit–Wigner-formula 403, 405, 576
buborékkamra 148, 179

Casimir-operátor 291
centrális magpotenciál 85, 86
– kicserélési operátor reprezentáció 104, 105
– projekciós operátor reprezentáció 104
– spin-izospin-reprezentáció 104
centrifugális
– erő 281
– potenciál 104, 343
CERN, Genf
– gyorsítókomplexum 213
CFP (coefficient of fractional parentage) 264
ciklotron 199, 204, 205
– egyenlet 200
– frekvencia 150
– Lawrence-féle klasszikus 201
– szektorfókuszálású 202
Clebsch–Gordan-együttható 276, 422
CNO
– ciklus 578, 581
– kettős ciklus 582
COBE műhold 535, 557
Cockcroft–Walton-generátor 193
^{60}Co-besugárzás 614
Compton
– effektus 135
– él 135
– spektrométer 162
Coriolis-erő 272, 281
Coulomb
– energia 41, 81
– gerjesztés 392, 394, 693
– korrekciós tényező (β-bomlásnál) 358
CP-sértés 367
CPT-operáció 364
CT l. komputer tomográf 595, 597
curie (egység, Ci) 172, 332
cusp 184

csapdába esés 145
csatolt csatornák (reakciókban) 428
csatolt csomók számítási módszer (CC) 310, 313
Cserenkov
– detektor 143
– sugárzás 132
csillag
– állapotegyenlete 570
– életútja 572

DUPress

– fejlődés sematikus képe 573
– főbb jellemzői 570
– kialakulása 569
csomókonfigurációs héjmodell 346
csomó-radioaktivitás 305
csontszcintigráfiás felvétel 605
csoport
– ortogonális (O) 292
– uniter (U) 292
– speciális uniter (SU) 292
csökkentő oparátor 65

D-állapot (deuteronnál) 97
Dasgupta-Schubert –Reyes α-bomlási formula 339
Davydov–Filippov-modell 277
deformációs
– orientáció 279
– paraméterek (β_2, ε_2, δ) 53, 243
– tényező 244, 326
deformált atommagok 72
– α-bomlása 346
– héjmodellje 241
delta
– kölcsönhatás 238
– δ-sugarak 129
Demster-féle tömegspektrométer 149
detektálási hatásfok 149
deuteron
– gerjesztett állapotai 94
– hullámfüggvények 117
– kötési energiája 126, 393
– sajátságai 90, 96
diffúzió 131
diffúziós
– detektor 145
– hossz (neutronnál L_D) 475
DIGE 511
dinóda 142
Dirac–Fock-számítások 248
direkt reakciók 416, 432
Doppler-módszer 166
– fékezési (DSA, Doppler shift attenuation) 166
– repülési távolság (recoile distance, RD) 166
dozimetria 172
– fogalmak, egységek 172
– mérések 172
dózis
– egyenérték *H* 172
– – effektív *E* 172
– korlátok 175
– teljesítmény 172
drift
– cső 187
– kamra 140
duáns 200
duoplazmatron 184, 193
DWBA (distorted-wave Born approximation) 416 és köv.

EAI, Dubna (Egyesített Atomkutató Intézet) 634
effektív
– folyadékcsepp-modell 682
– hatáskeresztmetszet 376, 378
– hatótávolság *r* 99
– kölcsönhatás 122, 308
EGRET műhold 548
egzotikus bomlásmód 681 és köv.
egyensúly előtti állapotok (reakciókban) 430
egyesített modell 261
egypioncsere-kölcsönhatás 113
egyrészecskés átmeneti valószínűség 255
elektromágneses átmenetek 250
elektromos
– kvadrupólnyomaték 155, 300
– nyomaték 49
– töltés megmaradása 383
elektróda 194
elektron 26, 81
– affinitás 138

DUPress

– befogás 363
– gyorsítók 211
– szóródás 31, 151
elektron-ciklotronrezonanciás (ECR) ionforrás 185
elektronnyaláb
– ioncsapda (EBIT) 187
– ionforrás (EBIS) 187
elektrosztatikus
– gyorsító 189
– spektrométer 157
élelmiszer-tartósítás 515
elemanalízis 499
elemek
– előfordulási gyakorisága 230
– szintézise 575
– tömeggyakorisága 308
elhasznált fűtőelemek feldolgozása
– nyílt ciklusban 480
– zárt cilusban 480
elnyelt dózis 172
emittancia 215
emlékezetvesztési hipotézis 434
endoenergetikus (endotermikus) reakció 375, 381
energia
– analizálás 195
– arányok (rotációnál) 271
– átadás 128
– források 373, 488, 515
– megmaradás 150, 380
– sajátérték 232, 263
– sokszorozó (gyorsítóval) 482, 484
ENSDF 258
ERDA 512
EROS program 552
erőművek biztonságos üzemeltetése 486
erős kölcsönhatás 17, 20
erősségfüggvény (Γ_0/D) 404, 436
ESS 441
éta (η) tényező 473
EURISOL program 638
EUROBALL 664
exoenergetikus (exotermikus) reakciók 375, 381
EXOGAM spektrométer 664

Fagyejev-egyenletek 107
fajlagos ionizáció (α-, *p*-részecskékre) 129
fáziseltolási
– analízis 101
– paraméter $\delta_l(k)$ 102, 410
fázisfókuszálás 206
fázistér 215
FDG 609
fehér törpe (csillag) 552, 572, 574
fekete lyuk 560, 575
fékezési sugárzás 131
fékező közeg (reaktornál) 476
felbontóképesség 149
felcserélési (kommutációs) reláció 49, 65
felcsípési (pick-up) reakció 397, 420
félérték-sugár $\overline{R}$ 152
felezési
– idő 252, 257, 326, 330, 373
– réteg 133
felharmonikus üzemmód 203
feloldás 149
feloldási idő 140
felület
– diffuzitása *d* 152
– vastagsága *t* 152
felületi
– energia 41
– ionforrás 188
– záróréteges detektor 145
félvezető detektorok 21, 144, 179
fenomenológiai potenciálok 103, 106
fényesség 217
fénygörbe 561
Fermi
– állandó 357
– átmenet 361
– Dirac-statisztika eloszlásfüggvénye 224

DUPLESS

– eloszlás 152
– függvény 33
– gáz-modell 223
– integrálfüggvény $f(Z_0, E_0)$ 360
– töltéseloszlás 34
– statisztika 417
filozófiai nézetek 23
finite-range droplet model (FRDM) 42
fluktuációk reakciókban 437
– Ericson-féle 438
– Moldauer-féle 438
– hatáskeresztmetszetben 438
fluxus 408, 410
folyadékcsepp-modell 17, 261
folyadék-gáz fázisátalakulás (atommagokban) 447, 448, 449
fonon 264, 293
forgás l. rotáció
forró
– CNO-ciklus 582
– sötét anyag 553
– Univerzum kozmológiája 535
fotocsúcs 134
fotoelektromos hatás 133
fotoelektron-sokszorozó (FES) 141
fotoemulzió 148
fotohasadási reakció 392, 393
Föld kora 521, 524
$F(q)$ alakfaktor 32
fragmensek 462
– töltéseloszlása 462
– tömegeloszlása 462
fragmensszeparátor 641
fragmentációs reakció 464, 629
frekvenciafaktor 342, 404
frekvenciamodulált (FM) ciklotron 205
Friedmann-egyenlet 536, 538
funkcionális MRI 601
fúzió kinetikája 496
fúziós
– reakció 685, 687
– reaktor 491
függetlenrészecske-modell 231, 325
fűtőanyag (reaktornál) 476
fűtőelem aktivitása 480

Galaxisok kialakulása 550, 569
gamma (γ)
– bomlás 247, 250
– instabil rotor 277
– puha magok 277
– spektrometria 159, 160
– – 4π berendezések 164
– spektrum 142
– szcintillációs vizsgálat 603
gamma (γ)-sugárzás
– detektálása 138 és köv.
– kölcsönhatásai 133, 626
– polarizációja 163
– szögeloszlása 163
Gamow
– ablak 576
– energia 576
– Teller-átmenet 361
GANIL, Caen 633, 645
gaugíno 553
Gauss-pálya-héjmodell 346
gázerősítés 139
gáztöltésű szeparátor 631, 688
Geiger–Müller (GM)-számlálócső 140
Geiger–Nuttall-formula 338, 688
Ge(Li), HPGe detektor 145, 146
geometriai kollektív modell 264, 293
geonium atomok 169
gerjesztési függvény 379
g-faktor 54, 169
GLAST műhold teleszkóp 548, 556
gluon 25
Goldhaber–Teller óriásrezonancia-modell 461
gömbszerű atommagok 70
gravitációs lencsehatás 550
gray (egység, Gy) 172
GREAT spektrométer 691
Green-függvényes Monte-Carlo-számítás (GFMC) 310, 312

EUPress

GSI, Darmstadt 634
GSI FAIR 639, 642

gyenge kölcsönhatás 20, 357, 363
gyorshasadási tényező (ε) 474
gyorsító 17
– cső 195
– feszültségforrása 193
gyök-közép-négyzet-sugár 32

***H*$_{fi}$ matrixelem** 355, 420, 421
hadron 27, 28
– gáz 449
halo atommagok 675
Hamada–Johnston-potenciál 106
Hamilton-operátor 251, 267, 273, 279, 291, 355, 363
harmonikus vibráció energiaspektruma 263
háromnukleon
– kölcsönhatás 311
– rendszerek 107
háromszögszabály 254
háromtengelyű deformáció 300
Hartree–Fock-számítás 314
Hartree–Fock–Bogoljubov-számítás 314
hasadás 450, 625, 629
– alap és gerjesztett állapotból 458
– elmélete 458
– energiamérlege 456
– spontán 456, 457, 472
hasadási
– atombomba 493
– neutronok 453
– repeszek 451
– termékek tömegeloszlása 452
– termékekre Bragg-görbe 130
hasadó anyagok 386, 493
hatáskeresztmetszet **376–379,** 384, 385, 390, 400, 401, 409, 410, 411, 414, 415, 443, 445, 453, 454, 470, 471, 575
hatótávolság 129, 132, 178
– szórás (straggling) 130, 133
háttérsugárzás 175
Hauser–Feshbach-elmélet 432, 433, 435
Heisenberg
– határozatlansági reláció 110, 223
– potenciál 104
héj
– energia 246, 247, 690
– égés 574
– modell 229, 261
helicitás 367
hélium mennyisége az Univerzumban 534, 547
héliumégés 583, 585
^{4}He-tömegarány 546
Hertzsprung–Russel- (H-R)-diagram 571
hidrodinamikai
– óriásrezonancia modell 461
– közelítés 262
hidrogén
– bomba 389, 471, 496, 497
– égés 578
hidrosztatikus
– egyensúly (csillagokban) 570
HIE-ISOLDE 636
hiperdeformált állapot 283, 286
hiperon 28
HIRFL, IMP, Lanzhou 635
holtidő 140
horizont probléma (Univerzumban) 541
hosszú hatótávolságú α-részecskék 341
Hubble
– paraméter 536
– törvény 532
hullám
– egyenlet 232, 251
– függvény 408
– szám 252, 381, 405
hűtőközeg (reaktornál) 476
HZSS szupernóva program 561

IAS l. izobáranalóg-állapotok
IBM l. kölcsönhatóbozon-modell
időinverzió *T* 367

DUPress

IGISOL technika 631
impulzus
– megmaradás 380, 625
– nyomaték 49
– – megmaradás 381, 420
in-beam spektroszkópia 159, 691
inflációs modell (Univerzumban) 542
ingadozó (wobbling) mozgás 273
Institute of Modern Physics, Lanzhou 635
intruder (betolakodó) állapot 266
invarianciák (többféle) 103
inverz reakciók 391, 402
ion
– forrás 181, 193
– mikronyaláb 196
ionizáció 182
– másodlagos 129
ionizációs
– detektorok 138
– kamra (α-, β-, γ-detektálásra) 138, 139, 158, 178
ionizáló sugárzások biológiai hatásai 173
ionpár
– keltési energia (w) 129
– képződés 127
irány
– eloszlás (fékezési sugárzásban) 132
– szórás 130, 133
IREN, Dubna 485
ISF, NSCL, MSU 635
Ising-operator 295
ismert elemek határa 684
ISOL (isotope separator on-line) 629, 639
ISOLDE 634
ISOLTRAP 652, 653
ITER kísérleti termonukleáris reaktor 491, 492
íz (kvark- és leptonsajátság) 25
izobár atommagok sugara 36
izobáranalóg-állapotok 21, 61, 82
izokron
– módszer 520
– tér 203
– tömegspektrometria 656
izomerállapot 258
izoskalár-óriásrezonancia 461
izospin 61, 82, 126
– formalizmus 63
– keveredés 670
– megmaradás 383
– multiplettállapotok 67, 82
– operátor 63
– sérülés erős kölcsönhatásnál 311
– szimmetriák 670
izotóp
– arány 518
– effektus 16
– eltolódási mérések 659
izotópok előállítása 334
izovektor
– dipól-óriásrezonancia 461

jelalak-diszkrimináció 141
JET (Joint European Torus) 492
JINR, Dubna 634
jj-csatolási szabály 235
JUROGAM spektrométer 693
JYFL, Jyväskylä 634

K/Ar módszer 521
KamLAND kísérlet 353
karakterisztikus röntgensugárzás 134, 250
kaszkádgenerátor 193
kémiai sugárzásmérő 173
képalkotó eljárások 595
késleltetett
– koincidenciamódszer 165
– neutronok 682
– *p*-, α-, *n*-emisszió 681, 682
kétnukleon
– kölcsönhatás 87
– rendszerek lehetséges állapotai 87, 90

PUPress

kétproton-radioaktivitás 682
2df GRS vizsgálat 563
kettős β-bomlás 354
keveredési arány (γ-sugarakra) 252
kevés nukleonból álló rendszerek 309
kicserélési operátor
– izospinre 89
– spinre 89
– térben 88
kicserélési potenciál 101, 119
kiégett fűtőelemek feldolgozása 486
kioltógáz 139
királis partner sáv 287
királis perturbációs elmélet 120, 308
kísérleti
– berendezések 19, 20
– módszerek 16
kiürített tartomány 145
kiválasztási szabályok
– α-bomlásra 344
– β-bomlásra 365
– γ-bomlásra 253, 254
K2K kísérlet 353
Klein–Gordon-egyenlet 112
kollektív
– magmodell 18, 264, 293
– koordináták 263
– rotáció 270
komputertomográfia (CT) 596
konstans hőmérsékleti formula 228, 229
kontrollált termonukleáris fúzió 490 és köv.
konverziós elektronok 247
konzisztens-Q formalizmus 295
kopásvizsgálat 513
kormeghatározás 516, 518
kozmikus
– mikrohullámú háttérsugárzás 534, 557, 559
– sugárzás 567, 568
– zápor 132
kozmológiai sűrűségparaméterek 537, 538, 560
ködkamra 147, 179
kölcsönhatási mátrixelem 356
kölcsönhatások 20, 22, 29, 85, 365
– távolságfüggése 87
kölcsönhatóbozon-modell (IBM) 21, 289
– IBM-1 290, 292, 293
– IBM-2 és más IBM változatok 293, 300
– IBFM és IBFFM 301
– dinamikus szimmetriák 293, 295
kötésenergia-formulák 41
kötési energia 40
közbenső atommag 397, 398
közbensőmag-modell 17
közepes élettartam 252, 330
kristályspektrométer 160
kritikus
– állapot (reaktornál) 473
– energia 131
– méret
– – bombánál 495
– – reaktornál 475
– Z^2/A 456
kurblis (cranked) héjmodell 287
Kurie-féle ábrázolási mód (β-bomlásnál) 359
kutatóreaktor 485
külső konverziós γ-spektrometria 160
kvadrupóldeformáció 244
kvadrupólfononos vibráció 326
kvadrupólnyomaték 60, 276
– saját (belső) 52, 59, 155, 275
kvantumgravitációs elmélet 549
kvantumkromodinamika (QCD) vagy kvantumszíndinamika 20, 119, 308
kvantummechanika 16
kvark 25, 26
kvark-gluon-plazma 449
kvázirészecske 19
kvinteszencia modell 563

ΛCDM-modell 565
láncreakció 473

PUPress

Landau elmélete fázisátmenetekre 297
Landé-formula 96
Larmor-frekvencia 600
lassulási hossz (neutronokra, L_S) 475
Lawson-kritérium 496
lefosztási (stripping) reakció 397, 420
Legendre-függvény (polinom) 51, 56, 408
lepton 25, 26
leválasztási (szeparációs) energia 40, 42
l-folyamat 578
LHC (Large Hadron Collider), Genf 213
Lie-algebra 291
lineáris
– elnyelési együttható (μ) 133
– gyorsító 196, 614, 615
Liouville-tétel 215
log *ft* 361, 362
Lorentz-erő 199, 207
LS-csatolás 89
luminozitás 217

lyukállapot 69

MACHO 552
maganyag 81, 120
– fázisállapotai 447
– kompresszibilitása 462
magerők 83
– hatótávolsága 84
– telítettsége 85
– töltésfüggetlensége 63, 101
magfotoeffektus 392
maghasadás 450
mágikus számok 18, 68
mag-mágnesesrezonancia 81
mag-mágnesesrezonancián alapuló tomográfia 602
magmagneton (μ_N) 54
mágneses
– alakfaktor 114
– dipólnyomaték 57, 58, 154
– csapda 185
– nyomaték 18, 54, 325
– spektrométer 149, 156
– szóródás 34
magnyomaték
– mérése 153, 657
– – röptében szeparáló rendszerben 660
magreakciók l. atommagrakciókat is
– deuteronokkal 394, 396
– γ-kvantumokkal 392
– modellek 406, 431
– neutronokkal 384
– töltött részecskékkel (*p*, α) 390
magspin 153
magsugár 30 és köv.
– mérése 151, 657
magszimmetria-elmélet 19
magszintézis 578
magtömeg
– mérés 149
– sugár 39
magtörzs 106
Majorana-potenciál 104
Mang α-bomlási számításai 345
maradék
– hatótávolság 129
– kölcsönhatás 85
másodrendű átalakulás 297
mátrix
– elem 420, 421
– formalizmus (reakcióknál) 411
Maxwell–Boltzmann-eloszlás 449, 575, 576, 625
Maxwell-egyenletek 252
megmaradási törvények (reakciókban) 380, 470
mélydózis 626
mélyen rugalmatlan (neutronátadó) reakció 628
merevségi paraméter 262
meteoritok kora 520
mezon 27, 126
– töltés (*g*) 112

PUPress

mezoncsere-áram 313
mezontérelmélet 110, 308
mikrotron 207, 208
MINOS kísérlet 353
^{99}Mo-generátor 604, 626
Monte-Carlo-héjmodell (MCSM) 315, 316
Monte-Carlo statisztikus próba 310
Mott-formula 32
Möller és mts. tömegformulája 42
Mössbauer-effektus 170
MRI (magnetic resonance imaging) 595, 598
multicusp ionforrás 184
müonatomok 152

nagy bázisú, törzs nélküli héjmodell (LBNCSM) 310, 313
nagy hatótávolságú α-részecskék 335
nagy energiájú
– gyorsítók 209
– nukleon-nukleon szóródás 100
– tömegspektrometria (AMS) 527, 528
nagyléptékű héjmodell-számítások 316
Nap 625
negatívion 190
– forrás 188
– ciklotron 204
nehéz csillag szerkezete (szupernóva robbanás előtt) 587
nehézion-reakciók 441, 628
nemcentrális kölcsönhatások 101
nemkollektív rotáció 272
neonégés 585
neutralínó 554
neutrínó 352, 625
– ízváltozás 352, 353
– tömege 169, 354, 374
– Univerzumban 553
neutron 27, 81, 470
– aktivációs analízis (NAA) 500, 505
– befogásos bórterápia 616
– bomba 498
– bomlás 374
– bőr 39, 677
– csillag 560, 575, 588
– detektálás 137
– eloszlásfüggvény 399
– felfedezése 391
– forrás 391, 395
– generátor 192, 196
– gyors 384
– hideg 384
– kimutatása 389
– kölcsönhatása 126, 137
– lassítás 386, 389
– lassú 384
– megszökés 475
– sokszorozási (reprodukciós) tényező 473
– szórás 137
– termikus 384
– udvar (halo) 39
Nilsson
– diagram 243
– modell 244
Nilsson–Sztrutyinszkij-féle kurblis modell 287
nívó
– séma (függetlenrészecske-modellben) 234
– sűrűség 227
– szélesség 253, 399
NMR (nuclear magnetic resonance) 154, 155
– NMR-ON 659
növelő operátor 65
NSCL, East Lansing 635
nukleáris
– asztrofizika 569
– energetika távlatai 487
– fegyverek 493
– molekulaszerkezet 306
– orvostudomány 595
– robbantás hatásai 498

DUPress

nukleon 27
– csomók 304
– glóriás atommagok 671
– leszakadási határ (drip line) 680
– nukleon-kölcsönhatás 83, 120
– – potenciálja 103, 108, 109, 110
– nukleon-szóródás 98
– udvar (halo) 671 és köv.
nukleonpár-energia 40
nukleonszám-megmaradás 383
NuPECC (Nuclear Physics European Collaboration Committee) 694
NUSTAR együttműködés, GSI, Darmstadt 642
N-Z aszimmetria 227
N = *Z* atommagok 669

nyaláb
– hűtése 213
– jellemzők 214, 217
nyalábtranszportrendszer 196
nyomdetektorok 147
nyomjelzéses alkalmazások 513
nyomottvizes reaktor 478

OBEP (one-boson exchange potential) 113, 115
Oppenheimer–Phillips-reakció 396
optikai
– hiperfinomszerkezet (HFS) 55, 56, 657
– izotópeltolódás (optical isotope shift: OIS) 153
– modell 19, 412
– potenciál 412
– – paraméterek 413
– pumpálás 657
ORELA (Oak Ridge Electron Linear Accelerator) 485
óriásrezonancia 268, 459, 674
orientáció (atommagoké) 657
oszcillátor-energiakvantum 233
oxigénégés 585

önkonzisztens átlagtér 314
ősrobbanási modell 531

***P* = $N_pN_n/(N_p+N_n)$ paraméter** 38, 41
paksi atomerőmű 479
parabolaszabály 236, 267, 268
parciális hullám 377, 406
pár
– energia 41, 45
– energia sűrűsége 308
– korreláció feltörése 272
– plusz kvadrupól modell 241
– spektrométer 163
paritás 46, 325
– meghatározása 49
– megmaradás 46, 254, 383
– meg nem maradás (β-bomlásban) 365, 366
– operáció 81, 367
Párizs-potenciál 115, 118
párkeltés 135
párkölcsönhatás 85, 241, 669
páros-páros atommagok 74
pásztázó nukleáris mikroszonda 511
Paul-féle ioncsapda 170, 650
Pauli-elv 68, 87, 89, 103
Penning
– csapda 150, 167, 650
– ionforrás (PIG) 183, 193
periódusos rendszer 16
perturbációs elmélet 400
pn-párok 669
PET l. pozitronemissziós tomográfia 595, 609
p
– folyamat 594
– mag 594
pick-up reakció l. felcsípési reakció
Pierre Auger Obszervatórium 567
PIGE (particle induced gamma-emission) 500, 507, 511
pile-up eliminator 146
pi (π)-mezon 17, 115

DUPress

PIXE (particle induced X-ray emission) 500, 502, 503, 504, 511
Planck-eloszlás 534, 545
plazma 181
p-*n*-átmenet 145
Poisson
– egyenlet 50
– eloszlás 334
polarizáció 98, 135, 657
Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata-mátrix 353
pontosság (tömegmeghatározásnál) 149
potenciálfal (α-bomlásnál) 342, 373
potenciális
– energia 458
– – felület 299
pozitronemissziós tomográfia 606
p-*p*-lánc 578, 579
primordiális magszintézis 545
prompt
– γ-aktivációs analízis (PGAA) 500, 507, 509
– γ-sugárzás (hasadásnál) 456
proporcionális számláló 139, 178
– 4π 140
– sokszálas 140
protonbomlás alapállapotból 681
protonemisszió 681
proton-neutron-multiplett felhasadása 303
PWBA (plane-wave Born approximation) 416

QCD l. kvantumkromodinamika

Rabi-féle rezonanciamódszer 154
rad (egység) 172
radiális
– hullámegyenlet 232
– stabilizálás (fókuszálás) 201, 206
radioaktív
– anyagok mint energiaforrások 515
– bomlás statisztikus jellege 333
– bomlás törvénye 329
– bomlássorok 329
– izotópok orvosdiagnosztikai célokra 387
– nyaláb 188, 649
radioaktivion-források 188
radioaktivitás 15, 327
radiofarmakon 596
rádiófrekvenciás ionforrás 185, 193
radiokarbon-kormeghatározás 526
radiometrikus kor 519
Rb/Sr-módszer 521
reakció
– energiája (*Q*) 380
– G-mátrix 20
– hozam (*Y*) 376
– kinematikai formulák 381
– mechanizmusok 377
– paraméter $<\sigma v>$ 497, 575
– radioaktív nyalábokkal 629
– sebesség 575, 592
reaktor 478
– mérgezés 477
– szabályozása 477
– új típusok fejlesztése 489
redukált
– átmeneti valószínűség 252, 259, 260, 275, 342, 404
– hullámhossz 325
– tömeg 88, 92, 341
regenerációs idő (τ_r) 140
Reid-potenciál 106, 107
rekombináció 131
rem (egység) 172
részecske
– asztrofizika 531
– fizika 20, 23
– (lyuk) vibrációs modell 266
– rotor-modell 279
részecskés állapotok 69
REX-ISOLDE 636
rezgés l. vibráció
rezonanciák nehézion-ütközésekben 306

DUPress

rezonanciamegszökési tényező 474
rezonancianívó 471
rezonanciareakciók 403
r-folyamat 591
RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider), Brookhaven 213
RIKEN, RIBF, Saitama 635, 636, 647
RITU gáztöltéses szeparátor, Jyväskylä 691
robbanás kinetikája 495
robbanásos (forró) szintézis 588
rotáció 268
– elmélete 273, 277
– görbék 551
– vibráció csatolás 278
rotációs
– (vagy gyenge) csatolási séma 279
– görbék 549
– frekvencia 326
röntgen (egység) 172
röntgen
– fluoreszcencia-analízis (RFA) 500, 501
– karakterisztikus sugárzás 134
röptében való szeparálás 630, 648
rp-folyamat 583
Rudstam-formula 438
rutherford (egység, R) 332
Rutherford
– α-szórási formula 30
– atommodellje 16
– szórási hatáskeresztmetszet 420
– visszaszórási spektrometria (RBS) 500, 508, 509, 510, 512

savfejlődéses sugárzásmérő 173
Schiffer
– kölcsönhatás 238
– True-potenciál 120
Schottky-tömegspektrometria 654
Schrödinger
– egyenlet 46, 92, 231, 407, 428
– – relativisztikus 111
Schwinger–Lüders–Pauli-elv 364
SCP szupernóva program 561
SDSS program 564
semleges izoskalár részecske 556
s-folyamat 591
SHIP-94 berendezés 686
Si-, Si(Li)-detektorok 146
sievert (egység, Sv) 172
SIS 100/300 640
Skyrme–Hartree–Fock-számítás 678
Skyrme-potenciál 120
S-mátrix 432
sodródási (drift) sebesség 138
sokrészecske-rendszer 87
sötét
– anyag 549
– barionos anyag 552
– energia 561
spallációs
– neutronforrás 441
– reakció 438, 440, 628
SPECT (single photon emission computed tomography) 596, 605
spektroszkópiai faktor (S) 425
spin 49, 325
– algebra 65
– irányultság (alignment) 657
– pálya-kölcsönhatás 85, 105, 233, 325
– statisztikus faktor 405
SPIRAL 2, GANIL 645
spontán hasadás 450, 456, 457
SPS (szuper proton szinkrotron) 213
stabilitási sávtól távol eső atommagok 627 és köv.
stabilitási sziget 689
stacionárius tárgyalás (reakcióknál) 406
standard modell 20, 29
start-stop rendszer 631
statisztikus
– magmodell 18, 223
– reakciómodell 269
sterilizálás 515
STIM 511

DUPress

stripping reakció l. lefosztási reakció
Sztrutyinszkij-héjkorrekció 287
Sudbury Neutrínó Obszervatórium 353
sugár
– ártalom 174
– betegség 174
– hatás 174
– terápia 199, 613
– terhelés (lakosságé) 480, 615
sugárzás dominálta Univerzum 538
sugárzás és anyag kölcsönhatása 127
sugárzási hossz 131

számítógép programok
– héjmodell 239
– kollektív modell 264
– kölcsönhatóbozon-modell 295, 301
– magreakciók 423, 434
szaporítóreaktor 481, 625
szcintillációs
– detektor 141, 158
– gamma-kamera 602
szektorfókuszálású (SF) ciklotron 203
szektorteres spektrográf 157
szekuláris egyensúly 165, 333
szénégetés 585
szeparációs energia 42, 43, 44, 680
szilárdtest-nyomdetektor 148
szilíciumégés 585
szimmetria
– euklideszi E(5) 296, 297
– geometriai 289
– dinamikai 289, 293, 295
– X(5) 296, 297, 298
szimmetriák közti átmenetek 296, 300
színkvantumszám 25
szinkrociklotron 205
szinkrotron 208, 209, 210, 211
szórási
– amplitúdó 408, 409
– hossz (*a*) 99
szögtől függő hullámegyenlet 232
szubkritikus állapot 473
szuperdeformáció 326
szuperdeformált magok rotációja 283
szuperfluiditás 669
szuperkritikus állapot 473
szupernehéz elemek 684, 685
szupernóva 560, 575

Taagepera–Nurmia-formula 338
Tabakin-potenciál 106
tandem
– elrendezés 190
– generátor 191
tandetron 194, 196
tárológyűrű 212, 654
tehetetlenségi nyomaték 275, 326
Teller–Ulam-tükör 497
tenzor 50
– kölcsönhatás 85, 95
– potenciál 105, 126
térfogati energia 41
térkvantum 26, 29, 103
termikus
– egyensúly (csillagokban) 570
– hasznosítási tényező (f) 474
– neutronok befogási hatáskeresztmetszete 387
– neutronok megszökési hányada (l_t) 475
termolumineszcens sugárzásmérő 173
termonukláris
– energia 471
– fúziós reaktor 490
– robbanás 685
testszöveti dózisegyenérték T 172
Thomson modellje 15
többfononos
– állapotok 264
többrészecskés héjmodell 238
többtestprobléma 22
töltés
– csere 130
– konjugáció (C) 367

EUPress

töltéshordozó mozgékonysága 179
töltési fok (*q*) 191
töltéssugár 31, 35, 37
töltéssűrűség-eloszlás 35
töltésszimmetria 62
töltött részecskék kölcsönhatásai 128
– könnyű részecskék 131
– nehéz részecskék 128
tömeg
– dublett 150, 179
– mérések 149, 649
– paraméter 262
– spektrometria (precíziós) 149, 150, 518, 656
tömegelnyelési együttható 133
tömegspektrométerek 149 és köv.
transzmisszió 149
transzmissziós együttható 415
transzurán elemek előállítása 684, 685
trapping l. csapdába esés
tríciummódszer 525
triplettpont 297
TRIUMF, ISAC-II, Vancouver 676
tumordiagnosztika 610
tükörkép-magok 61, 81, 126

U(1GeV/A) + Be reakció 632
U400 + U400M 634
Univerzum
– anyagi összetétele 550
– gyorsulva tágulása 561
– kezdeti története 543
– kialakulása 531 és köv.
– kora 565
– nagyléptékű szerkezete 563
– skálafaktora 537
– térmetrikája 540
urán-tórium-ólom módszer 523

űrhajók energiaforrása 515
ütközés (*pe*, α*e, ee, np* stb.) 127, 128
ütközési energiaveszteség 128

vákuumenergia 540
valencianukleon 239
Van de Graaff gyorsító 193, 196
várakozási pont 592
variációs Monte-Carlo-számítás (VMC) 310
vason túli elemek szintézise 591, 593
VASSILISSA sebességszűrő, Dubna 688
végállapot sűrűsége 356
véges hatótávolságú cseppmodell (FRDM) 42
vektor
– kölcsönhatás 365
– potenciál 251
vibráció 260
vibronmodell 301
Világegyetem
– kora 532
– struktúrája 542
– tágulása 533
– története 543
visszahajlási effektus (back-bending) 272, 281
visszalökési energia 185, 325, 373
vízforraló reaktor 480
voxel 597, 599
vörös szuperóriás 572
vöröseltolódás 531
vörösóriás (csillag) 572, 574

***W*$^{\pm}$-részecskék** 29
Weisskopf-becslés 256
Weizsäcker-formula 41, 450
Wideroe-féle elrendezés 196
Wigner-potenciál 104
Wilets–Jean-modell 277
WIMP 553
– nukleon kölcsönhatás 555
WMAP 557

X(5) átmeneti tartomány 296

DUPress

Yale-potenciál 106
yrast
– állapot 269, 270
– csapda 273
Yukawa 17
– potenciál 94, 111

Z^0-részecske 29
zárt héjak az atommagokban 230
0_2^+ állapot 297

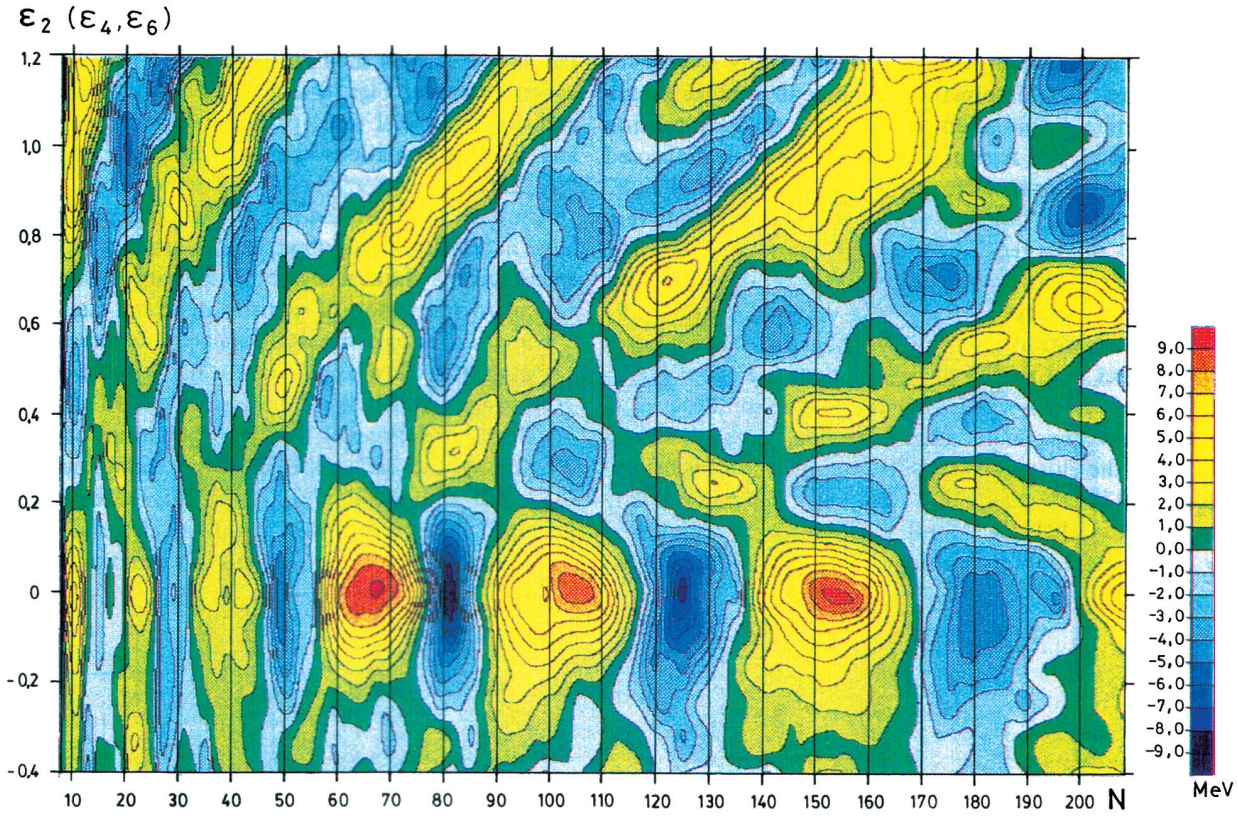
DUPress

DUPress

SZÍNES KÉPEK

DUPress

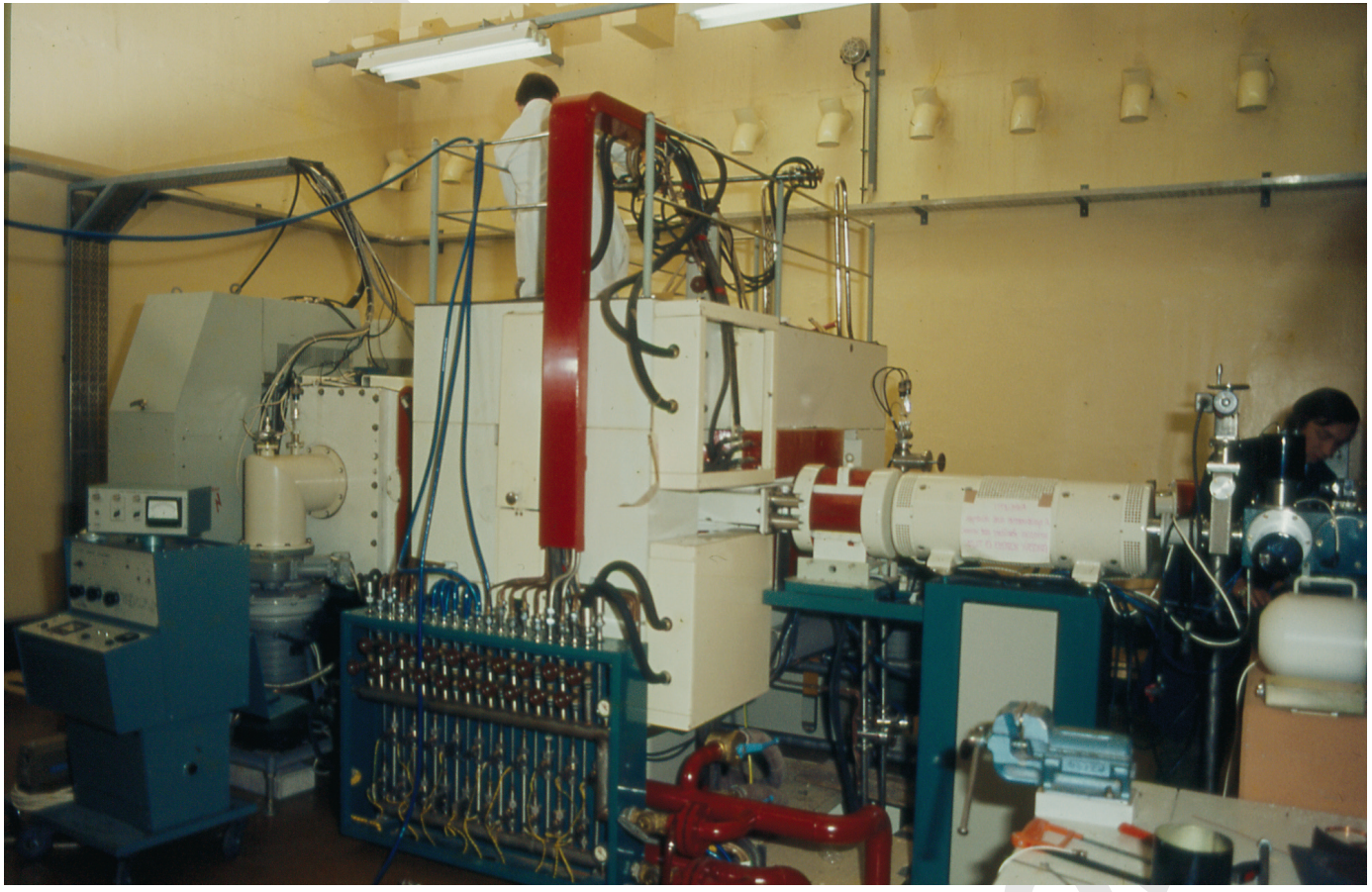
DUPress



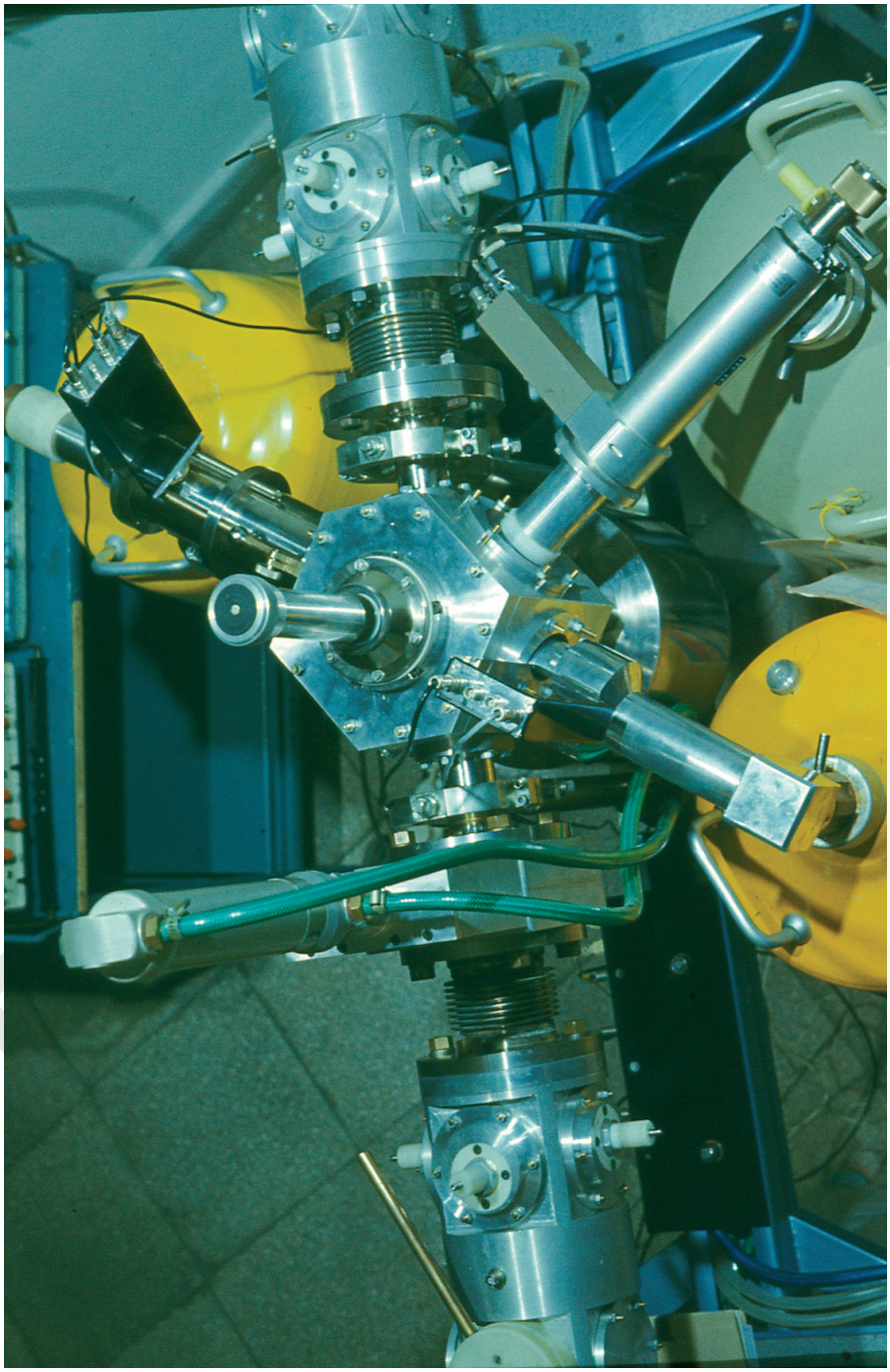
A VI. 8. C. ábra színes változata. A héjenergia ($E_{héj}=\sum e_i-\sum \tilde{e}_i$) a neutronszám ($N$) és ε_2-deformációs paraméter függvényében. ε_2 magában foglalja az ε_4 és ε_6 paramétereket is úgy, hogy a potenciális energia minimalizálva van. A szintvonalak 1 MeV-enként vannak feltüntetve. A számításokat a Strutinsky-módszerrel végezték módosított oszcillátorpotenciállal. Ragnarsson, Sheline [1984] alapján, Fényes [2002]-ből.

A IX. 48. ábra színes változata. A belső fül egyensúlyérzékelő rendszerének (félkörös ívjáratok) ingerlésével nyert agyiaktivitás-mintázat PET-vizsgálata (bal oldali ábra), a megfelelő MRI-vizsgálat képe (középen, szürkeskálán megjelenített kép), valamint a fúziós kép.

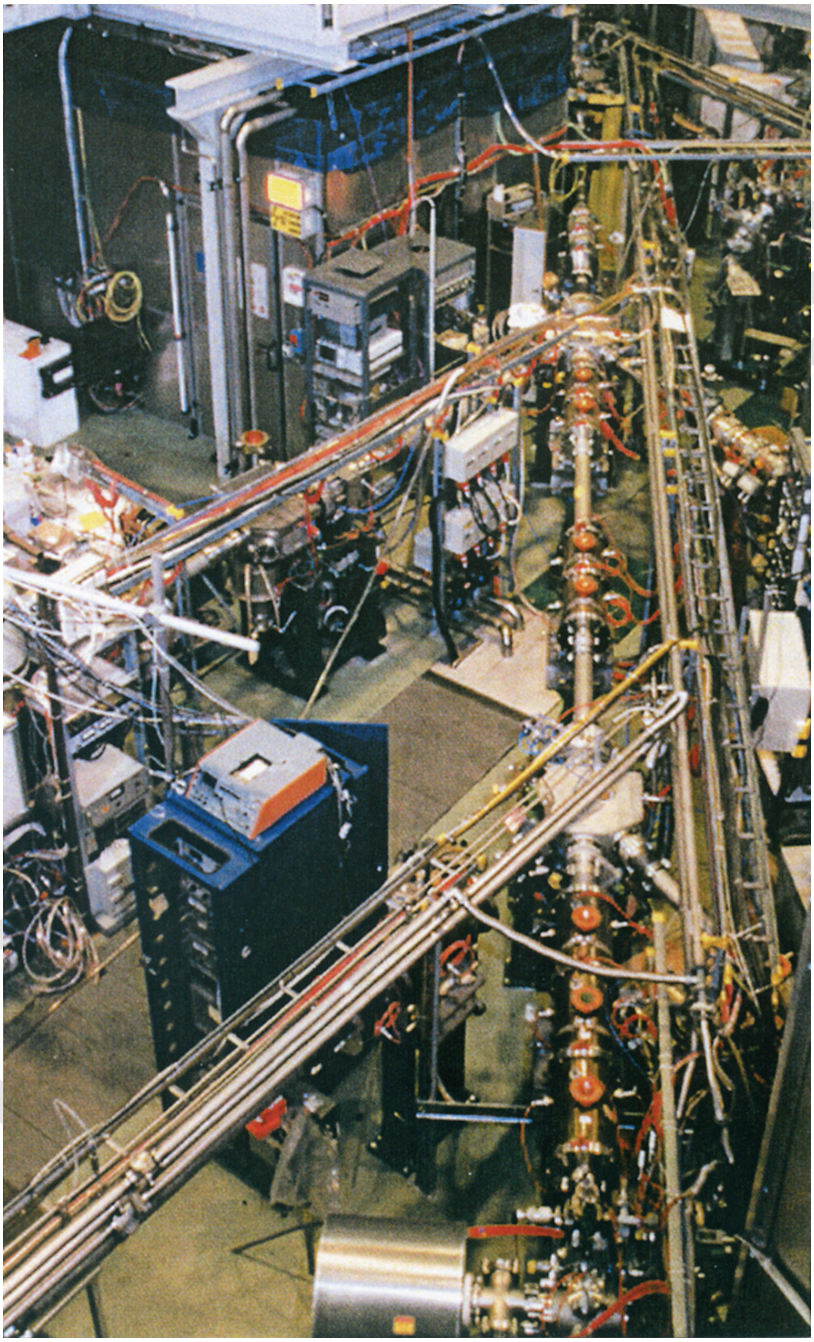
DRAFT



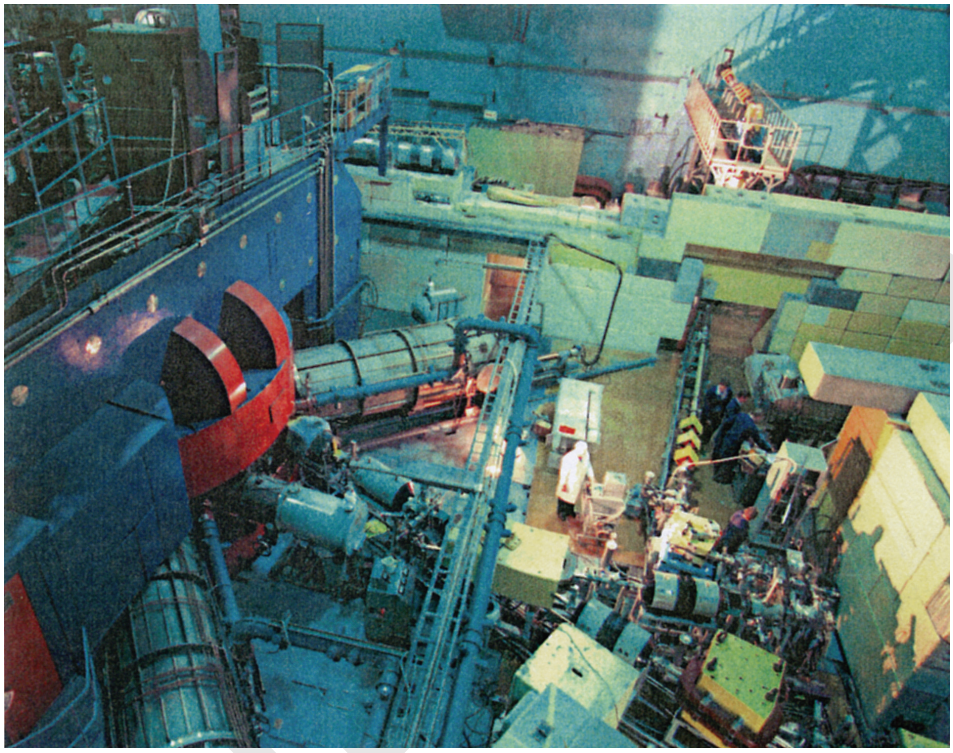
Az MTA Atommagkutató Intézetének ciklotrona. A ciklotron adatait az V. 1. táblázat tartalmazza (205. oldal).



Gamma- és elektronspektroszkópiai berendezések az ATOMKI ciklotronának kihozott nyalábján.

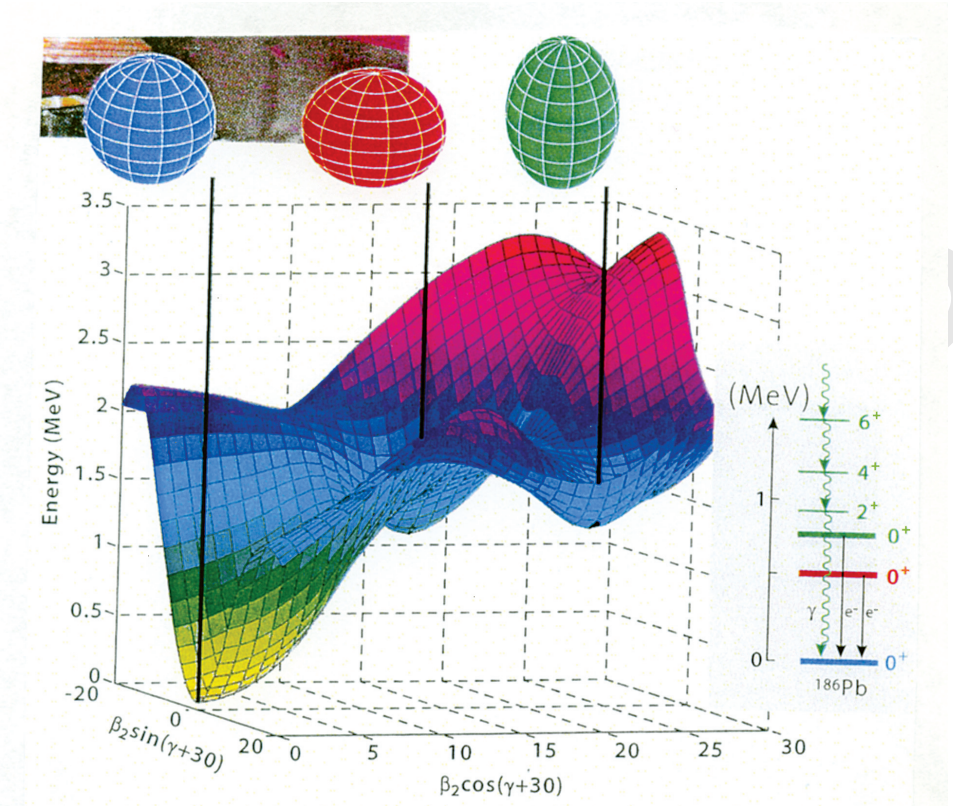


A szeparált radioaktív izotópok nyalábcsatornái a CERN, ISOLDE kísérletekben.

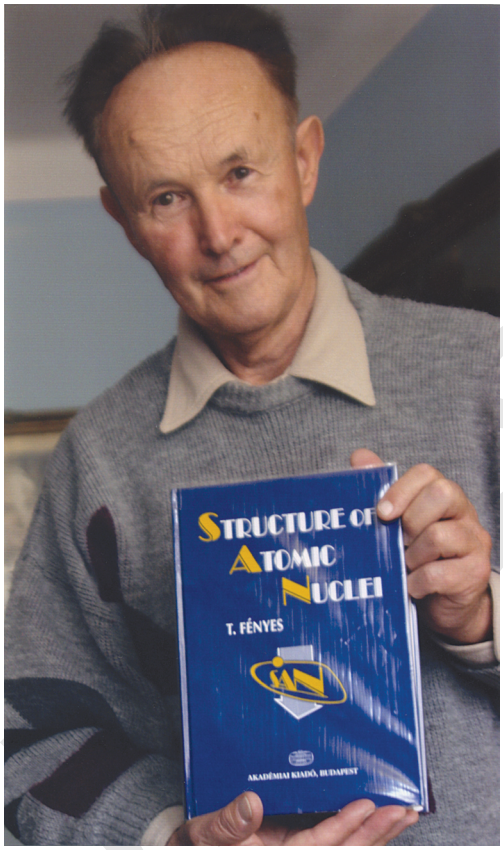


A dubnai Egyesített Atommagkutató Intézet U400MR nehézion-ciklotrona. A gyorsított ionok energiája: 20–120 MeV/nukleon az A/Z = 2–5 tartományban. *(Fotó: Tumanov Yu. A.)*

DUNA



A *X. 20. B. ábra* színes változata. A $^{186}Pb_{104}$ atommag potenciális energia felülete. Andreyev A. N. és mts. [2000] alapján.



Fényes Tibor továbbolvasásra ajánlja könyvét. *(Fotó: Tumanov Yu. A.)*

DUNA PRESS