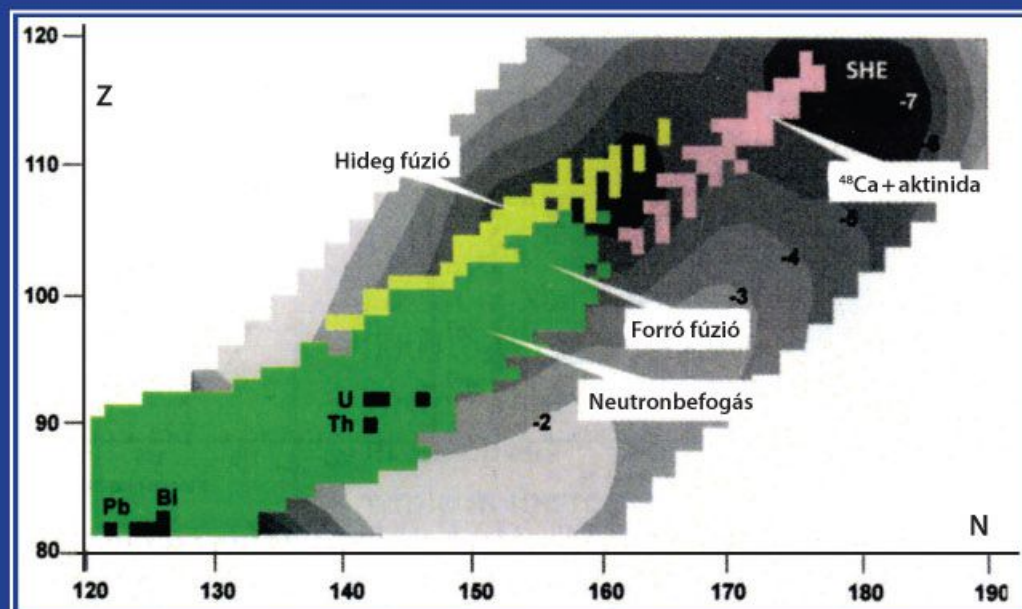


# AZ EGZOTIKUS ATOMMAGOK FIZIKÁJA

FÉNYES TIBOR



DEBRECENI EGYETEMI KIADÓ  
DEBRECEN UNIVERSITY PRESS



**Fényes Tibor**  
**AZ EGZOTIKUS ATOMMAGOK FIZIKÁJA**

DUPress

A borító Juhászné Marosi Edit munkája

A fedőlapon lévő ábra:

A nehéz atommagok előállításához vezető reakciók. A negatív számok a héjkorrekciók amplitúdóit jelzik a mag potenciális energiájának folyadékcseppmodell alapján történő számításánál. L. részletesebben a II.1. alfejezetben. Oganessian [2013] alapján

**FÉNYES TIBOR**

---

**AZ EGZOTIKUS ATOMMAGOK  
FIZIKÁJA**



Debreceni Egyetemi Kiadó  
Debrecen University Press  
2019

A könyv megjelenését az MTA Atommagkutató Intézet (Atomki) támogatta

Szerző:

FÉNYES TIBOR,  
az MTA Eötvös-koszorús doktora, Atomki

Lektor:

ELEKES ZOLTÁN,  
az MTA doktora, Atomki

© Fényes Tibor, 2019

© Debreceni Egyetemi Kiadó, Debrecen University Press,  
beleértve az elektronikus terjesztés jogát is, 2019

ISBN 978 963 318 782 1

Kiadta: a Debreceni Egyetemi Kiadó, Debrecen University Press  
[www.dupress.hu](http://www.dupress.hu)

Felelős kiadó: Karácsony Gyöngyi főigazgató

Nyomdai előkészítés: Juhászné Marosi Edit

Készült a Debreceni Egyetemi Kiadó nyomdaüzemében, 2019-ben

# TARTALOM

Előszó	9
I. A STABILITÁSI SÁVTÓL TÁVOL ESŐ ATOMMAGOK	11
I.1. Előállítás, azonosítás, vizsgálatok módszerei	11
I.1.1. Reakciók, szeparálás, azonosítás	11
I.1.2. Nagyobb nemzetközi laboratóriumok	18
Darmstadt, GSI	18
GSI FAIR	22
Caen, GANIL	23
GANIL SPIRAL2	25
CERN ISOLDE	26
CERN HIE-ISOLDE	29
Dubna, ACCULINNA	30
Jyväskylä, JYFL	31
Michigan, NSCL FRIB	33
Texas Ciklotron Intézet	36
Vancouver, TRIUMF ISAC	37
RIKEN RIBF	39
Lanzhou, HIRFL	42
I.1.3. Európai perspektívák	44
ALTO, Orsay	45
HIL, Varsó	45
CCB, Krakkó	46
IFIN, Bukarest	47
LNL, Legnaro	48
SPES, Legnaro	49
ILL, Grenoble	49
KVI, Groningen	50

LNS, Catania	50
MYRRHA, Belgium	51
ELI-NP, Bukarest	52
Kisebb laboratóriumok	53
I.2. Az egzotikus atommagok vizsgálatának eredményei	54
I.2.1. A héjszerkezet változásai	54
I.2.2. Neutronglóriás atommagok, neutronbőr	57
Neutronglóriás atommagok	57
Neutronbőr	58
I.2.3. Óriásrezonanciák	60
I.2.4. Atommagok túl a leszakadási határon	61
I.2.5. $Z = N$ atommagok	62
I.2.6. Tömegmérések	63
I.2.7. Elméleti eredmények	64
I.2.8. Hiperdeformált atommagok	65
I.2.9. További eredmények, kitekintés	67
I.3. Irodalom az 1. fejezethez	69
II. SZUPERNEHÉZ ATOMMAGOK	73
II.1. A szupernehéz atommagok előállításának és vizsgálatának módszerei	73
Atommagreakciók	73
Mérőberendezések	81
II.2. A szupernehéz atommagok vizsgálatának eredményei	86
Az $Rf \rightarrow Og$ atommagok bomlási sajátosságai	86
Törvényszerűségek a szupernehéz atommagoknál	86
II.3. Irodalom a 2. fejezethez	103
III. A HIPERATOMMAGOK FIZIKÁJA	105
III.1. A hiperatommagok előállítása, kísérleti berendezések	108
III.2. Eredmények	113
A hiperatommagok különböző típusai	113
Tömegviszonyok, a $\Lambda$ -hiperon szeparációs energiái	114
Szerkezet, $\Lambda N$ effektív kölcsönhatás	117
Atommagok méret- és szerkezetváltozásai a $\Lambda$ -hiperon beépülésekor	119

---

A $\Lambda$ -hiperon effektív mágneses nyomatéka atommagokban	120
Bomlások	120
Kitekintés	123
III.3. Irodalom a 3. fejezethez	128
IV. TÁBLÁZATOK	131
Tárgymutató	137
Képmelléletek	141

DUPress



## ELŐSZÓ

Az egzotikus atommagok vizsgálata kiemelten fontos kutatási terület számos országban. A jelen könyv áttekintést ad a legfrissebb eredményekről: az első rész a stabilitási sávtól távol eső, a második a szupernehéz, a harmadik a hipermagok fizikáját tárgyalja. Mindhárom rész részletesen ismerteti az atommagok előállítását, azonosítását, a vizsgálatok módszereit és az elért eredményeket. Az egyes fejezetek végén részletes irodalomjegyzék található, ami útmutatást ad az elmélyültebb tanulmányokhoz. A kötetet tárgymutató, színes képek és táblázatok egészítik ki.

A könyv támaszkodik a Fényes T. (szerk.): Atommagfizika című munkára (2. kiadás, Debreceni Egyetemi Kiadó, 2009, 1–756. oldalak), ahol az atommagfizikai alapfogalmak részletesen ki vannak fejtve.

A kötet elsősorban fizikus és tanárjelölt egyetemi hallgatóknak ajánlható, akik mesteri, ill. doktori fokozat elnyerésére törekednek. Érdeklődésre számíthat továbbá kutatók, tanárok, praktizáló fizikusok és mérnökök részéről is.

Köszönettel tartozom Dombrádi Zsoltnak, az MTA doktorának, az Atomki igazgatójának a munka támogatásáért és Elekes Zoltánnak, a könyv lektorának értékes megjegyzéseiért. Köszönetemet fejezem ki a Debreceni Egyetemi Kiadónak és Juhászné Marosi Edit műszaki szerkesztőnek gondos munkájukért.

Debrecen, 2019. január

*A Szerző*



# I. A STABILITÁSI SÁVTÓL TÁVOL ESŐ ATOMMAGOK

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  $1 \mu\text{s}$ . Ezek közül kb. 300-nak van alapállapotban elegendően hosszú felezési ideje ( $> 1$  milliárd év) ahhoz, hogy stabilnak tekinthessük. Ilyen körülmények között természetes, hogy az atommagfizika egyik alapvetően fontos fejlődési irányát a még alig ismert vagy teljesen ismeretlen atommagok előállítására és sokoldalú vizsgálatára jelenti. Ebben a fejezetben a stabilitási sávtól távol eső atommagok vizsgálatának újabb fejleményeit foglaljuk össze röviden. Az atommagok táblázatát l. az I.1. ábrán.

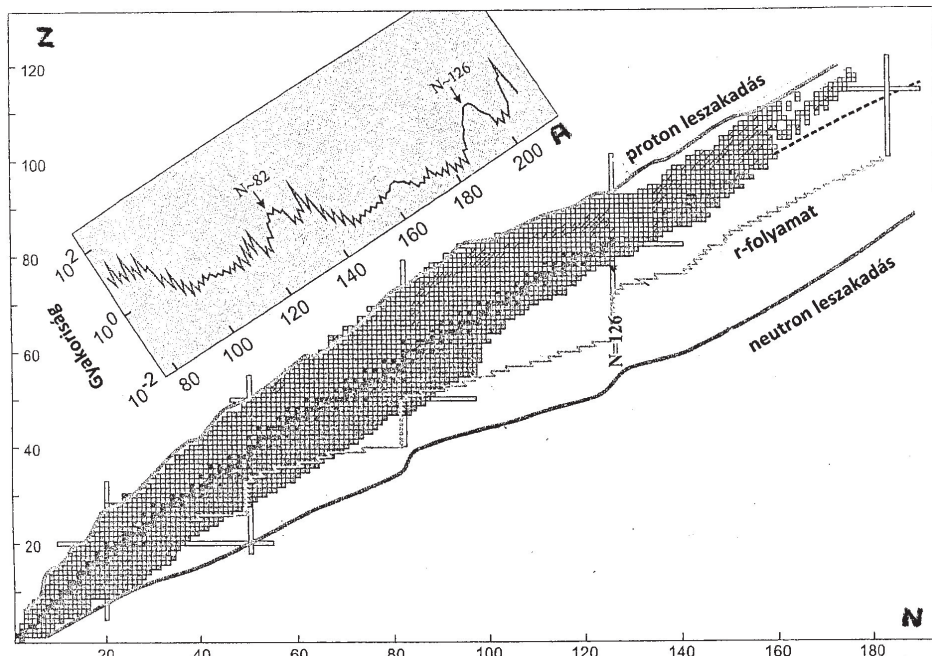
## I.1. ELŐÁLLÍTÁS, AZONOSÍTÁS, VIZSGÁLATOK MÓDSZEREI

### I.1.1. Reakciók, szeparálás, azonosítás

Új izotópok előállítására az elmúlt évek során számos reakciót használtak. Ezek főbb csoportjai a következők:

- A) Nagyenergiájú részecskékkel létrehozott spalláció.
- B) Nehézionokkal létrehozott összeolvadási-párolgási reakciók és mélyen rugalmatlan ütközések.
- C) Nehézion bombázó részecskék fragmentációja.
- D) Hasadási reakciók.
- E) Reakciók radioaktív nyalábokkal.

Nem túl messze el lehet jutni a stabilitási sávtól  $(p,n)$ ,  $(p,d)$ ,  $(d,p)$ ,  $(t,^3\text{He})$  stb. transzfer, ill.  $(\pi^+, \pi^-)$  pionáttöltési reakciókkal is. Ezek hasznosak lehetnek részletes magszerkezeti információ szerzésére, továbbá nem kötött rendszerek tanulmányozására [pl.  $^7\text{Li}(t,^3\text{He})^7\text{He}$  reakcióval].



I.1. ábra. Atommagok a rendszám ( $Z$ ) és neutronszám ( $N$ ) síkban. A stabil magokat fekete négyzetek jelölik. Balra felül a stabil magok relatív gyakorisága látható. Minden atommag a  $Z = 100$  (Fm, azaz fermium) felett neutronhiányos. Zagrebaev és Greiner [2015] alapján

A) *Spallációs reakció.* Nagyenergiájú részecskével létrehozott spallációs reakciók igen bő választékát adják a neutronhiányos izotópoknak, de felhasználhatók neutrontöbbletes izotópok előállítására is. Kombinálva online tömegszeparálással számos új izotóp előállítását tették lehetővé. Mindazonáltal ma már az extrém neutronhiányos vagy -többletes magok előállítására a fúziós-párolgási vagy bombázó részecske fragmentációs reakciók alkalmasabbak.

B) A *nehézionokkal 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.

Néhány nukleonátadással járó reakciók tipikusan 5–10 MeV/nukleon, míg fragmentációs reakciók  $> 35$  MeV/nukleon energiáknál jönnek létre. *Mélyen rugalmatlan reakciókat* sikeresen alkalmaztak neutrontöbbletes atommagok előállítására a  $6 < Z < 17$  tartományban. A módszer azon alapszik, hogy ha viszonylag könnyű bombázó ionok (pl.  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ ) kölcsönhatásba lépnek nehéz (és így neut-

ronokban gazdag) céltárgymagokkal, nagy valószínűséggel ragadnak magukhoz neutronokat.

C) *Bombázó részecske fragmentációs reakció* létrehozható pl. úgy, hogy  $> 35$  MeV/nukleon energiájú nehézionokkal (pl. erősen neutrontöbbletes  $^{48}\text{Ca}$  ionokkal) bombáznak könnyű (pl.  $^9\text{Be}$ ) 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 hasadási) reakciói szolgáltatják az egyik leghatékonyabb módszert mind a neutrontöbbletes, mind a neutronhiányos új atommagok előállítására.

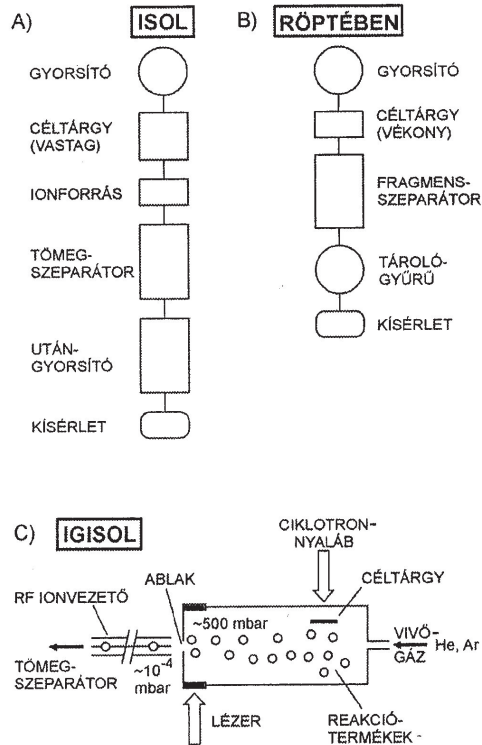
D) Nagyenergiájú nehéz részecskékkel (pl.  $^{238}\text{U}$ -nal) bombázva céltárgyakat létrehozható a *bombázó részecskék hasadása*. A módszer különösen hatékony neutrontöbbletes atommagok előállítására a  $20 \leq Z \leq 47$  tartományban.

E) *Reakciók radioaktív nyalábokkal*. Magreakciókban előállított, szeparált és utángyorsított másodlagos nyalábok is felhasználhatók egzotikus izotópok előállítására és vizsgálatára. Korábban a radioaktív nyalábok intenzitása nem volt elegendő ahhoz, hogy 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 bomlásajátságok, első gerjesztési nívók, transzferreakciók vizsgálatához azonban már 2-3, a nívósémák, rezonanciák vizsgálatához  $\sim 4$  nagyságrenddel erősebb radioaktív nyalábintenzitások szükségesek. E téren az elmúlt évtizedben hatalmas fejlődés volt megfigyelhető.

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 izotóp szeparálás egyidejűleg a céltárgy bombázásával (**online**, ISOL), valamint a röptében való szeparálás (**in flight**, IF). Hidat alkot a kétféle típus között az IGISOL (ion guide isotope separator **online**) módszer.

Az I.2. ábrán feltüntettük a háromféle szeparálás működési elvét.

Az ISOL módszerrel 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) megfelelő megválasztásával bizonyos elemekre szelektív kiválasztás is elérhető,



I.2. ábra. Radioaktív ionnyalábok szeparálási technikái. Az ISOL (A), a röptében való (B) és az IGISOL (C) szeparálási módszerek működési elvei

ha ezek könnyebben párolognak el. Továbbá megvan a lehetőség, hogy lézernyalábbal szelektíve ionizáljanak. A módszer előnye, hogy a nagy bombázó nyalábintenzitás és vastag céltárgy miatt jó hozammal, kiváló minőségű radioaktív ionnyalábok állíthatók elő. Hátránya, hogy a vastag céltárgyból való elpárolgás viszonylag hosszú időt vesz igénybe ( $\geq 1$  ms), így csak a hosszabb felezési idejű izotópokra alkalmazható. Nehezen elpárologtatható anyagok (Ta, W stb.) vizsgálata is nehézségbe ütközik.

A röptében való szeparálási módszernél vékony céltárgyat alkalmaznak, amelyből a magreakció termékei kirepülnek. Ezeket fragmensszeparátorral rendszám és tömegszám szerint szétválasztják. A magspektroszkópai (vagy reakció-) vizsgálatok elvégezhetőek tárológyűrű közbeiktatásával vagy nélküle is. Relativisztikus energiáig felgyorsított elsődleges nehézionnyalábok nagy hatásfokkal lökik ki a reakciótermékeket a vékony céltárgyból. A módszer gyors, tiszta és kémiaiilag

független szeparálást tesz lehetővé. Segítségével  $\sim \mu\text{s}$  (vagy némileg kisebb) felezési idejű izotópok is vizsgálhatók.

Az *IGISOL* technikában a bombázó nyalábbal vékony céltárgyból kilökkik 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 online 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.

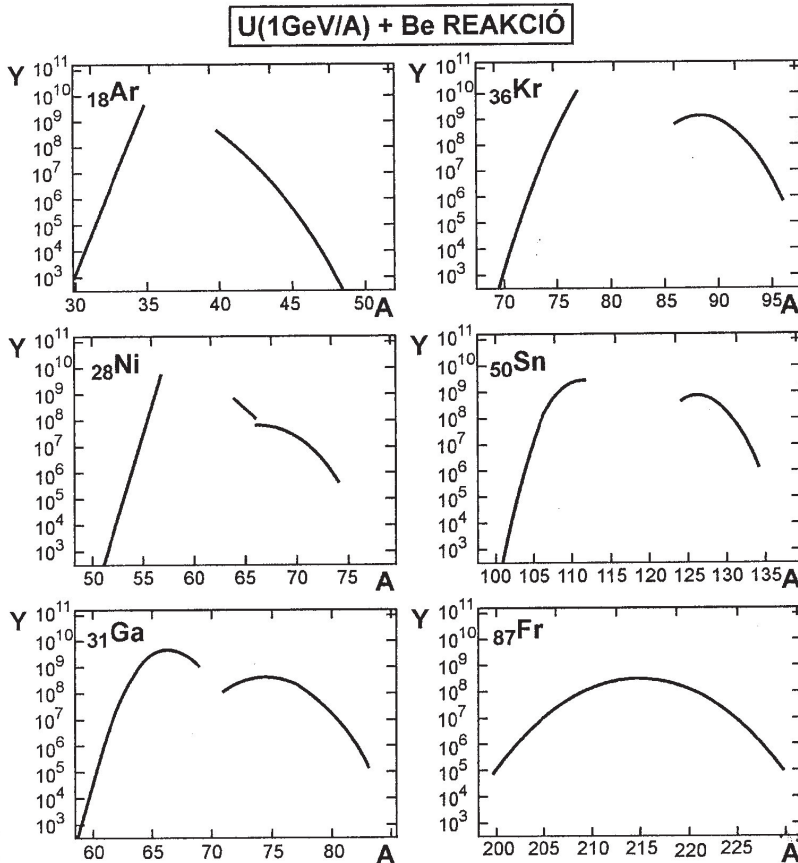
Nagyobb vivőgáznyomás ( $\sim 500$  mbar) mellett elérhető, hogy a reakciótermékek semlegesítődjenek. Ekkor lézernyalábbal szelektív ionizáció hozható létre [I.2. C) ábra].

A céltárgyból kilökött reakciótermékeket *gáztöltésű szeparátorban* is el lehet választani egymástól. Ezekkel nagy transzmisszió és mérsékelt tömegfeldolrás érhető el. Különösen alacsony hozamokkal előálló radioaktív atommagok vizsgálatára alkalmas. Az ilyen rendszereket a szupernehéz elemekkel foglalkozó II.1. alfejezetben fogjuk tárgyalni.

A Michigan Állami Egyetem Nemzeti Szupravezető Ciklotron Laboratóriumában (MSU, NSCL, East Lansing) kifejlesztettek egy rendszert, amely a *röptében szeparált nagyenergiájú ionnyalábot megállítja (start-stop)*, pl. egy héliumgázzal töltött csőben vagy más módon. A megállított ionok aztán egy keskeny elektronnyalábos csapdában erősen ionizálhatók, majd utángyorsíthatók. Így igen jó minőségű nyalábot lehet nyerni, többek között nehezen elpárolgó elemekre is. A nyalábok felhasználhatók transzferreakció vagy Coulomb-gerjesztéses vizsgálatokhoz is.

A stabilitási sávtól távol eső atommagok fontos jellemzői a tömeg, mágneses nyomaték és a magsugár. Ezek mérésére speciális rendszereket fejlesztettek ki, amelyek kombinálhatók a különböző szeparálási technikákkal. A tömegmérésekre felhasznált Penning- és Paul-csapdákat, valamint a nagyméretű tárológyűrűket, a Schottky-tömegspektrometriát részletesen tárgyalja pl. Fényes és mts. *Atommagfizika I.* (2. kiadás, X. 1. 5–6. pont) könyve. Ugyanitt megtalálható a magnyomaték- és magsugármérésekre felhasznált néhány módszer leírása is.

Az előzőekben láttuk, hogy a stabilitási sávtól távol eső neutrontöbbletes, ill. -hiányos atommagok előállítására az egyik leghatékonyabb mechanizmus a nagyenergiájú bombázó részecskék fragmentációja, ill. hasadása. Nagyenergiájú nehéz atommaggal (pl. uránnal) bombázva alacsony rendszámú céltárgyat (pl. berilliumot), a reakciótermékek főleg a bombázó részecskék irányába repülnek, így röptükben jó hatásokkal szeparálhatók. Ez nagy előny a nehézion-neutron-átadó [pl.  $^{22}\text{Ne}$  (174 MeV) +  $^{232}\text{Th}$ ] reakciókhoz képest, ahol a reakciótermékek zömmel kúpszögben repülnek ki a bombázó nyaláb irányához képest.



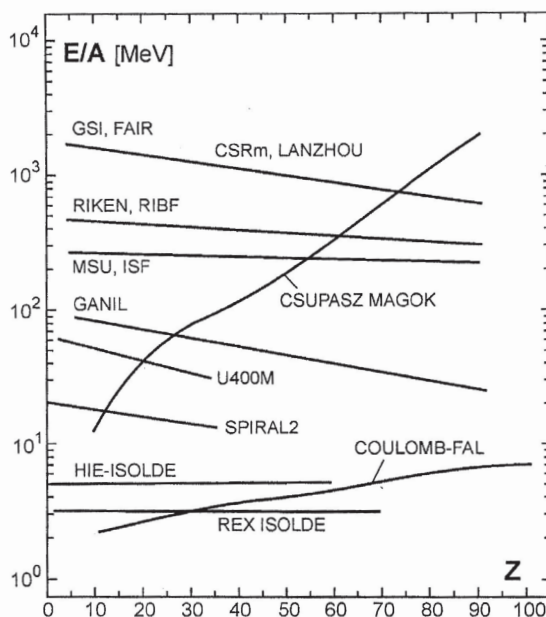
I.3. ábra. A  ${}_{92}U(1\text{ GeV}/A) + {}^9\text{Be}$  reakció hozamai ( $Y$ ) az adott elem tömegszámának ( $A$ ) függvényében. A bombázó részecskék intenzitása  $2 \times 10^{12}/\text{s}$ , a Be céltárgy vastagsága  $4\text{ g}/\text{cm}^2$  volt a fragmentációs, ill.  $2\text{ g}/\text{cm}^2$  a hasadási reakciónál. Az adatokat röptében való szeparálási módszerrel nyerték. A stabil izotópok tartománya ki lett zárva. [Bennett és mts. [2000] alapján]

Az  $U(1 \text{ GeV}/A) + \text{Be}$  reakció hozamai különböző elemek izotópjaira az I.3. ábrán láthatók.

Egy adott radioaktív izotóp hozama ( $Y$ ) az első szeparátor (analizáló mágnes) után a következő képlettel írható le:

$$Y = \sigma \Phi N \varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3, \quad (\text{I.1.})$$

ahol  $\sigma$  az illető magreakció hatáskeresztmetszete,  $\Phi$  az elsődleges bombázó részecske árama,  $N$  az effektív céltárgyvastagság,  $\varepsilon_1$  a kiszabadulási és átviteli hatékonyság,  $\varepsilon_2$  az ionizációs hatékonyság,  $\varepsilon_3$  a tömegszeparálás hatékonysága. Az említett  $U(1 \text{ GeV}/A) + \text{Be}$  és hasonló reakcióknál a  $\sigma$  hatáskeresztmetszet, az effektív céltárgyvastagság (a nagy bombázó energia miatt), továbbá az  $\varepsilon_1$  és  $\varepsilon_2$  hatékonyságok igen kedvezőek lehetnek. Ha az energia  $> 400 \div 800 \text{ MeV/nukleon}$ , az elektronok majdnem teljesen lefosztódnak az ionokról az anyagon való áthaladásuk során, mivel a sebességük hasonló vagy éppen nagyobb, mint a keringő elektronoké (I. I.4. ábrát). Így csupasz (vagy majdnem csupasz) atommagok nyer-



I.4. 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 magok lépnek ki a céltárgyból. Az egyes berendezések részletesebb leírása megtalálható az I.1.2–3. pontokban. Bennett és mts. [2000] alapján, korszerűsítve

hetők. A töltéseloszlás az energia függvénye, és jól leírható különböző fékező anyagokra 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 foglalkozik Penionzhkevich, Lukyanov [2006] munkája.

Összefoglalásként az I.4. ábrán feltüntettük, hogy a radioaktív (másodlagos) ionnyalábokra milyen energiák érhetők el a rendszám függvényében, néhány nagyobb berendezésnél.

### I.1.2. Nagyobb nemzetközi laboratóriumok

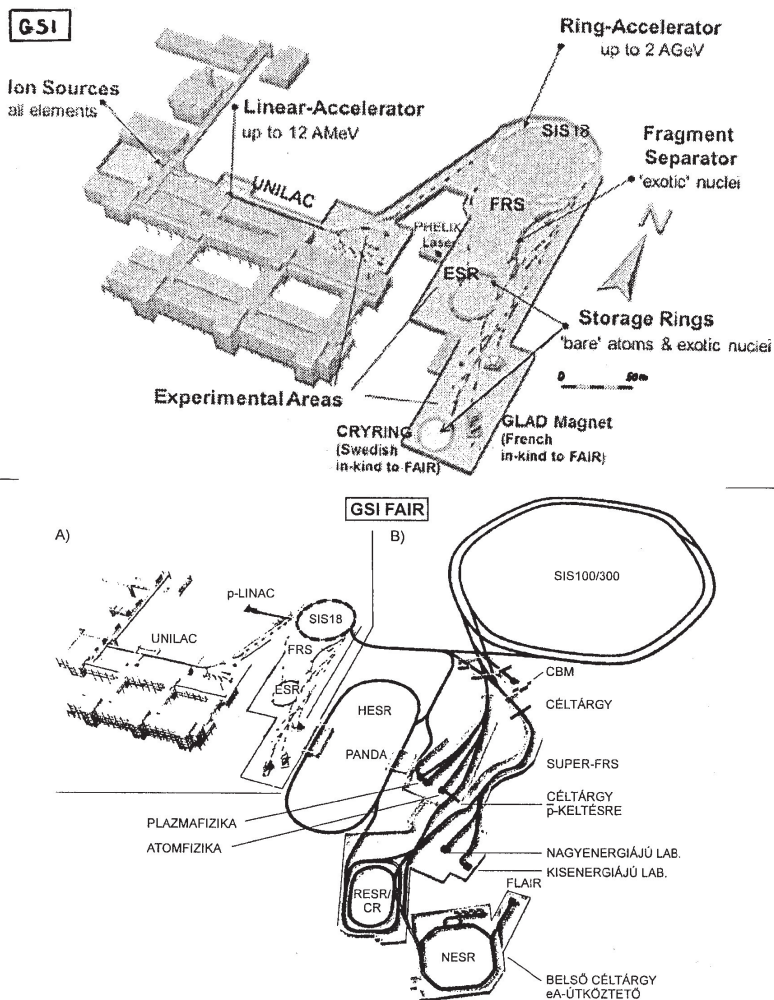
A stabilitási sávtól távol eső atommagok vizsgálata számos laboratóriumban kiemelt kutatási feladat. A következőkben áttekintés található néhány nagyobb laboratóriumról. Az áttekintés nem teljes, Észak-Amerikában, Dél-Ázsiában, Ausztráliában, Dél-Afrikában és más helyeken is vannak jelentős kutatóhelyek, ahol az egzotikus atommagok sajátságait vizsgálják.

#### *DARMSTADT, GSI*

A darmstadt GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung, Németország) 1969-ben alapult nemzetközi együttműködésben. Fontosabb kutatási témái: szupernehéz és stabilitási sávtól távol eső atommagok komplex vizsgálata, atommagreakciók, atommagok állapotegyenlete.

A gyorsítókomplexum és a mérőberendezések távlati képe az I.5. ábrán látható. A fontosabb részegységek a következők:

- UNILAC: lineáris gyorsító, amely nehézionokat 12 AMeV-ig, könnyű ionokat (protonokat) 20 AMeV-ig tud gyorsítani.
- SIS18: gyűrűgyorsító, amely az ionokat 2 AGeV-ig gyorsítja.
- ESR: tárológyűrű, amelyben a stabil és radioaktív ionok tárolhatók és hűthetők  $\leq 0,56$  AGeV energiáig U-ra.



I.5. ábra. Felül: A GSI működő nehézion-gyorsító komplexumának vázlatos képe. UNILAC: lineáris nehézion-gyorsító, SIS18: nehézion-szinkrotron, ESR: kísérleti tárológyűrű, FRS: fragmenszeperátor, p-LINAC: nagyáramú proton lineáris gyorsító. Részletesebb leírást l. a szövegben. Alul: A létező GSI (A) és tervezett GSI FAIR (B) gyorsítókomplexum távlati képe. SIS 100: szupravezető szinkrotron, CR: gyűjtőgyűrű, HESR: nagyenergiájú antiproton tárológyűrű, rajta a PANDA detektor, Super-FRS: szupravezető röptében szeperáló berendezés radioaktív nyalábokra, RIB: radioaktív ionnyaláb. L. részletesebben a szövegben

- FRG: fragmensszeparátor, amely lehetővé teszi a céltárgyból kirepülő reakciótermékek röptében való szeparálását (I.6. ábra).
- Pionnyalábok is előállíthatók  $0,5 \rightarrow 2,5$  GeV/c impulzussal.

Fontosságára való tekintettel az FRG fragmensszeparátort részletesebben is ismertetjük. 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.) 1 GeV/A energiájú bombázó ólomnyaláb esetén a fragmens lényegében a héjelektronjaitól lefosztva lép ki a céltárgyból. Mérik a specifikus energiaveszteséget ( $dE/dx$ ) is ionizációs kamrákkal (vagy Si-detektorokkal). A nehéz töltött részecskék specifikus energiavesztesége töltésük négyzetétől függ; így meghatározható a részecske rendszáma.

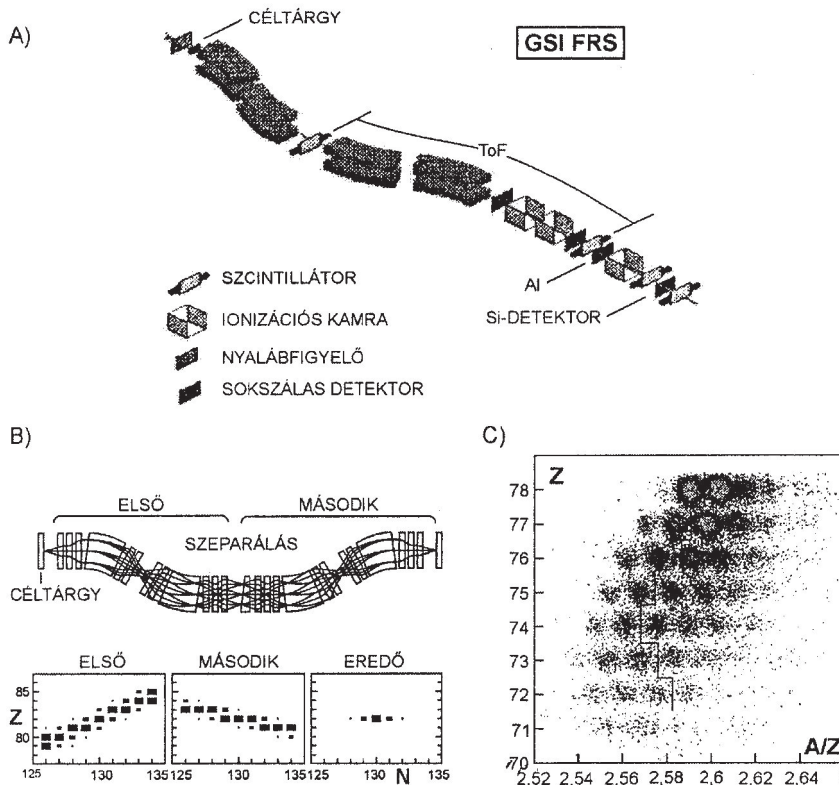
A mágneses spektrométer két részből áll, melyek között egy megfelelően formázott Be-éket (degrader) alkalmaznak. A két szelektáló rendszer együttesen egyértelmű, a fragmensek sebességétől független rendszám–tömegszám meghatározást tesz lehetővé. A rendszer térben is elkülöníti a reakciótermékeket (l. I.7. 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.

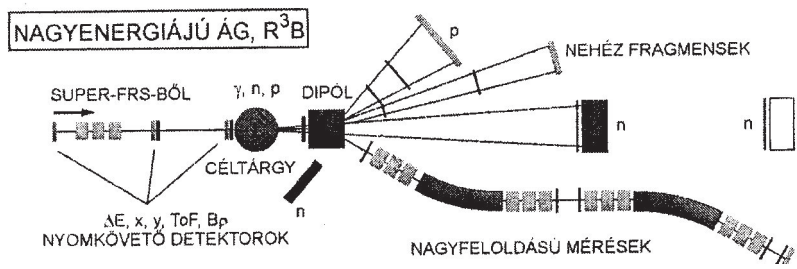
A fragmenseket kétoldalas Si-sávdetektor-rendszerbe implantálják, és mérik az implantálás és a  $\beta$ -részecske megjelenése közötti időkorrelációt. A Si-detektor-rendszer előtt és után alkalmazott szcintillációs detektorokkal tiltó jelet adnak a zavaró háttérbeütésekre. A többgenerációs anya–leány bomlások végigkövetése egyúttal az azonosításukat is elősegíti. A rendszerrel nagyszámú új, erősen neutrontöbbletes izotópot sikerült azonosítani. Meghatározták a  $\beta$ -bomlási felezési idejüket is.

*Magszerkezeti és asztrofizikai célokra a GSI-ben a következő berendezések állnak rendelkezésre:*

- SHIP: sebességszűrő szupernehéz elemek szeparálására és detektálására.
- SHIPTRAP: Penning-csapda a SHIP mögött magszerkezet-vizsgálatra.
- TASCAs: gáztöltésű visszalökődési szeparátor fizikai és kémiai mérésekhez.
- TASI-spec: magspektroszkópiai berendezés, többszörös koincidenciamérések.
- ESC: tároló-hűtő gyűrű, repülésiidő-spektroszkópiai rendszer rövid felezési idejű atommagok tömegmérésére. Gáz-jet céltárgy.
- Ge nagy feloldású detektorok magszerkezeti mérésekre, pl. AGATA.



I.6. ábra. Fragmenszeparátor (FRS) a GSI-ben; a szeparált ionok implantálása Si-detektorokba. Az azonosításon kívül meghatározhatók a felezési idők is. ToF: repülési idő mérése.  
 B) ábra. A fragmenszeparátor ionoptikája és a szeparálás elve. Henning [1990] alapján.  
 C) ábra. Beütések a fragmenszeparátor 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



I.7. ábra. A nagyenergiájú R<sup>3</sup>B (Reakciók Relativisztikus Radioaktív Nyalábokkal) berendezés vázlatos képe. A részletesebb leírást l. a szövegben

- $R^3B$  (Reakciók Relativisztikus Radioaktív Nyalábokkal) magreakciók vizsgálatára (I.7. ábra). A rendszer felhasználható lehet a GSI FAIR NUSTAR programjában is (l. később).

### GSi FAIR

A GSI FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) program 2010-ben indult kilenc résztvevő ország részvételével (Finnország, Franciaország, India, Lengyelország, Németország, Orosz Föderáció, Románia, Svédország, Szlovénia). Az Egyesült Királyság 2013-ban csatlakozott társtagnak. Több fázisban 2025-ig a következő szinkrotronokat és tárológyűrűket kívánják üzembe helyezni (l. I.5. alsó ábrát).

Szinkrotron SIS 100	2,7 GeV/A $U^{28+}$
körkerület 1,1 km	29 GeV protonok
Gyűjtőgyűrű, CR	
Nagyenergiájú tárológyűrű HERS	15 GeV antiprotonok
	5-6 GeV/u nagyon nehéz ionokra

Korszerűsített SIS18 előgyorsítóval a SIS 100 tízszer nagyobb intenzitású uránium ionnyalábot állít majd elő, mint ami a GSI-ben 2017-ben elérhető.

A Super-FRS egy nagy apertúrájú fragmenszeparátor, amely az elsődleges U nyalábintenzitás növekedését több mint 1000-szeresen megnöveli a másodlagos ritka, radioaktív izotópokra.

A FAIR programban 14 kezdeti kísérletet terveznek, melyek a következő négy csoportba sorolhatók:

- NUSTAR (NUclear Structure, Astrophysics and Reactions): az atommagok szerkezete, magreakciók, nukleáris asztrofizika, radioaktív nyalábok.
- CBM (Compressed Barionic Matter): hadronok és kvarkok az összenyomott maganyagban, hipermagok.
- PANDA (antiProton ANnihilation in DArmstadt): a hadronok szerkezete és spektroszkópiája, ritka (s) és bájos (c) kvarkokat tartalmazó atommagok, hipermagok antiprotonnyalábokkal. A PANDA gyorsító sematikus képe és a HESR PANDA rendszerével elérhető hadronféleségek áttekintése hátul a színes képek között található.
- APPA (Atomic Plasma Physics and Applications): atomi és plazmafizikai alkalmazások (biológia, orvos- és anyagtudományok).

A FAIR program teljes kapacitással való beindulása ~2025-ben várható. Előreláthatólag ~3000 kutató fog részt venni a kutatásokban a világ minden tájáról.

Részletes leírás a GSI és GSI FAIR programokról pl. a NuPECC Long Range Plan [2017, 27. és 38. old.] és Boine-Frankenheim és mts. [2017] közleményekben található.

### CAEN, GANIL

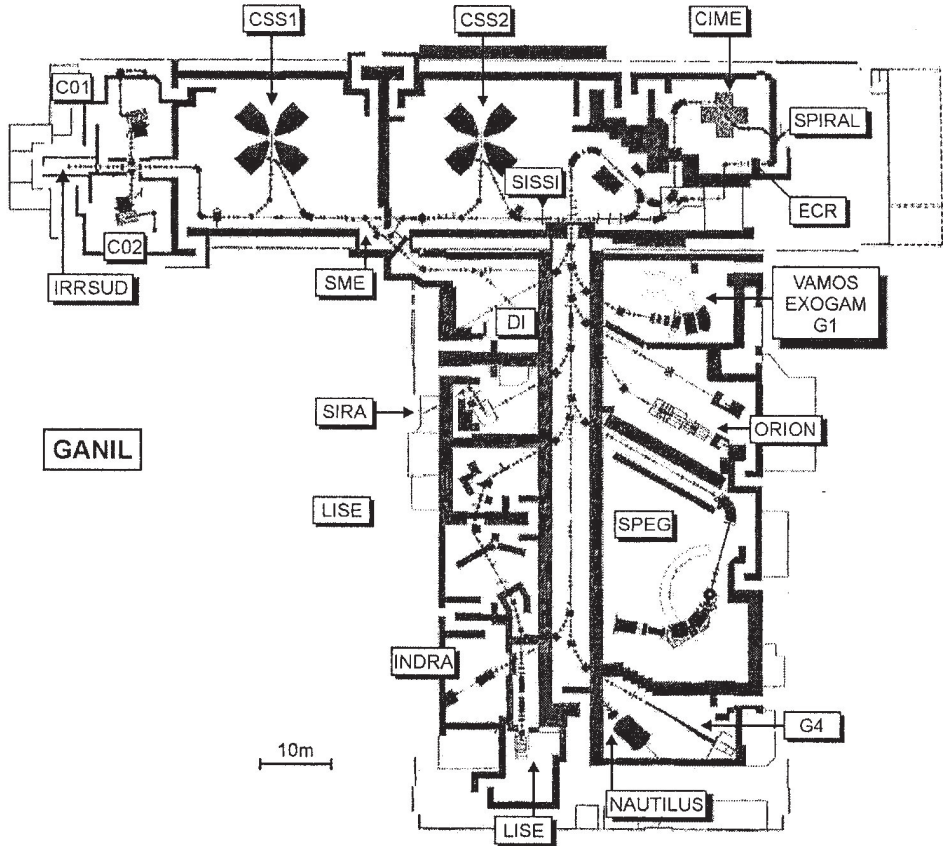
A GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, Caen, Franciaország) laboratórium széles nemzetközi együttműködésben működik; kb. 700 felhasználója van ~30 ország 100 kutatóhelyéről. Az alapvető kutatási témái: egzotikus atommagok előállítása és komplex vizsgálata, atommagreakciók.

A GANIL *gyorsítókomplexum* sematikus képe az I.8. ábrán látható. A komplexum öt ciklotront tartalmaz:

- C01 és C02 ciklotronok ECR ionforrásokkal és az IRRSUD kísérleti területtel.
- CSS1 és CSS2: szeparált szektor ciklotronok, amelyek az SME (közepes energiájú, 5–15 MeV/nukleon) és a teljes energiájú (4–100 MeV/nukleon) nyalábokat szolgáltatják minden kísérlethez. A CSS1 ciklotron után lefosztó fóliával tovább növelik az ionok töltésállapotát.
- CIME: nagy akceptanciájú ciklotron stabil és radioaktív nyalábokat szolgáltat a 2–25 MeV/nukleon tartományban (SPIRAL berendezés). A CIME nemcsak gyorsítja, hanem szeparálja is az ionokat.

A gyorsítókomplexumban *három nagy mágneses spektrométer* is van:

- VAMOS: nagy akceptanciájú spektrométer az egzotikus atommagok egyrészesítés és kollektív állapotainak, valamint a magreakciók vizsgálatára.
- SPEG: nagy feloldású spektrométer diszkrét magállapotok és egzotikus atommagok tömegmérésére, valamint a perifériális ütközésekben létrejött maggerjesztések tanulmányozására.
- LISEIII és LISE2000 spektrométerek a radioaktív nyalábokkal létrehozott reakciótermékeket röptében vizsgálják és egyértelműen azonosítják. Egy mágneses dipól a rendszert egy valódi tömegspektrométerrel teszi.



I.8. ábra. A GANIL gyorsítókomplexum és nyalábcsontrói, valamint a fontosabb mérőberendezések. CO1 és CO2: belövő kompakt ciklotronok (alternatív üzemmódban), CSS1 és CSS2 szeparált terű ciklotronok, előttük nyalábcsontosítók, CIME: nagy akceptanciájú ciklotron radioaktív ionok gyorsítására, SISSI: radioaktív nyaláb „röptében”, SME: berendezés közepes energiájú kísérletekhez, VAMOS: nagy akceptanciájú spektrométer, ORION:  $4\pi$  neutrondetektor, SPEG: nagy felbontású, energiavesztéséget mérő mágneses spektrométer, G4: ipari besugárzások, SIRA: radioaktív ionforrás, LISE: fragmens szeparátor sebességszűrővel, INDRA:  $4\pi$  detektor könnyű töltött részecskékre és nehéz fragmensekre, SPIRAL: gyorsított radioaktív nyalábot előállító berendezés, ECR: elektron ciklotron rezonancia ionforrás. Grandin [2000] alapján

- SSISS: radioaktív nyalábok röptében ~ 20-tól ~ 80 MeV/A-ig.
- SPIRAL-lal gyorsított radioaktív nyalábok nyerhetők közepes energiáig (2–25 MeV/A). 2017-ben a SPIRAL1 berendezést korszerűsítették és előkészítették a SPIRAL2-t.

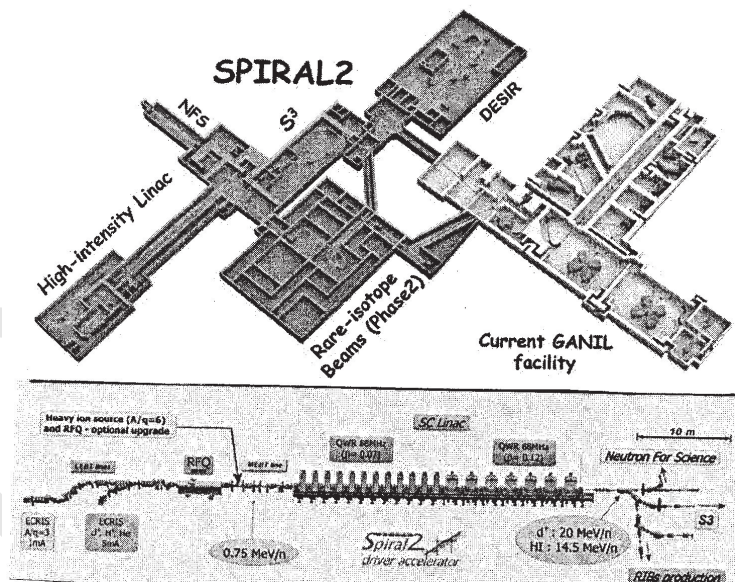
Az egzotikus atommagok és a magreakciók vizsgálatára számos csúcstechnológiájú detektorrendszert használnak, pl. az AGATA és EXOGAM2 Ge-detektorokat, továbbá a NEDA és „neutron-fal” neutrondetektorokat in-beam  $\gamma$ -spektroszkópiai célokra.

### GANIL SPIRAL2

A francia kormány által jóváhagyott SPIRAL2 fejlesztési programban létrehoznak egy nagy teljesítményű szupravezető lineáris gyorsítót (SC LINAC), nagy intenzitású neutron-, ill. protontöbbletes radioaktív nyalábok előállítására, l. I.9. ábrát.

Az SC LINAC a következő nyalábokat szolgáltatja:

$p$  33 MeV, 5 mA;  $d$  40 MeV (200 kW), nehézionok 14,5 MeV/nukleon,  $\leq 1$  mA.



I.9. ábra. Felső ábra: A jelenlegi GANIL (Caen, Franciaország) és a fejlesztés alatt álló SPIRAL2 berendezések távlati képe.

Alul: SC LINAC (szupravezető lineáris gyorsító) a SPIRAL2 berendezéshez

A mérőberendezések a következők:

- S3 („szuper szeparátor spektrométer”) a nehézionokkal transzfer, egybeolvadás-párolgás és mélyen rugalmatlan ütközési reakciókkal nyert atommagok röptében való szeparálására.
- DESIR: új kísérleti csarnok az S3-mal előállított alacsony energiájú (néhány keV/nukleon) egzotikus atommagok vizsgálatára.
- NES (Neutron for Science) alkalmazások és magadatok szerzésére.
- RIB (Rare-Isotope Beams): főleg neutronok által indukált urán céltárgy hasadására van alapozva, valamint ISOL technikára. Deuteronokat szénkonverterre löve nagyenergiájú neutronok állíthatók elő, amelyekkel urán atommagok jó hozammal hasíthatók. A várt radioaktív ionnyaláb intenzitása az  $A = 60\text{--}140$  tartományban elérhet  $10^{10}$  részecske/s-ot egyes termékekre, ami egyedülálló lehet világviszonylatban.

A SIRAL2 programban előállított radioaktív nyalábot közvetlenül be lehet vezetni a kísérleti csarnokba, vagy ISOL módszerrel a CIME ciklotronba utángyorsításra, ahol 2,7–25 MeV/A energiával radioaktív nyalábok nyerhetők. A nyalábok elvezethetők a GANIL már meglévő kísérleti berendezéseibe.

A mérőberendezéseket nagyszámú korszerű detektorral is ellátják (AGATA, EXOGAM2 stb.).

A SPIRAL2 fontos közbenső lépést jelent a létező radioaktív nyalábberendezések és az EURISOL között.

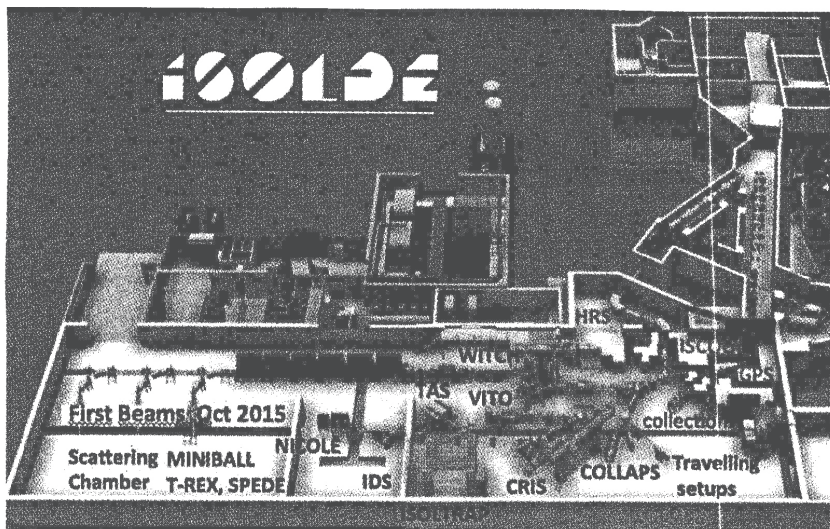
A SPIRAL2 építése 2005-ben kezdődött és 2017-ben az S<sup>3</sup>-ban és NSF-ben már elvégezték az első kísérleteket. A DESIR-ben a kísérleti munka 2020-ban kezdődhet.

A „Ritka Izotóp Nyalábok” csarnok építése 2021 utánra várható.

A GANIL berendezések részletes ismertetését l. pl. a NuPECC Long Range Plan 2017 [25. és. 40. old.] közleményben.

### CERN ISOLDE

A CERN (European Organization for Nuclear Research) Genf mellett működik, itt van a világviszonylatban legnagyobb gyorsítóberendezés, a Nagy Hadron-ütköztető (LHC). A CERN ISOLDE története 1967-ben kezdődött, amikor sikerült radioaktív izotópokat online elérhetővé tenni. Az ISOLDE nemzetközi együttműködésben működik, jelenleg 18 ország a tagja három kontinensről. A berendezés sematikus rajza az **I.10.** ábrán látható.



I.10. ábra. A CERN ISOLDE berendezés sematikus képe. Az 1,4 GeV-es protonnyaláb jobbról érkezik. A HRS (High Resolution Separator) és a GPS (General Purpose Separator) tömegszeparátorok. Az alacsony energiájú (30–60 keV-es), ill. a nagyenergiájú (5,5 MeV/u) radioaktív nyalábok kísérleti berendezései a jobb, ill. bal oldalon találhatóak. Részletesebb leírás a szövegben

*A radioaktív izotópok előállítás.* Az LHC-ben rádiófrekvenciás lineáris gyorsítóval protonokat gyorsítanak 1,4 GeV-re  $2 \mu\text{A}$  átlagos intenzitással. Ezzel különböző céltárgyakat bombázva elő lehet állítani több mint 70 elem  $\sim 1300$  izotópját. A rendszer az ISOL berendezések között a legnagyobb világviszonylatban. A radioaktív izotópok jelentős része felgyorsítható 3 MeV/u energiára a REX-ISOLDE normál és szupravezető lineáris gyorsítók kombinációjával (REX: Radioactive beam Experiment).

*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 céltárgyak (több száz  $\text{g}/\text{cm}^2$ ) is át-sugározhatók. A céltárgy lehet olvasztott fém, amelyet  $700 \div 1400 \text{ }^\circ\text{C}$  hőmérsékleten tartanak. Ezekből a radioaktív izotópok viszonylag hosszú idő ( $\sim 30 \text{ s}$ ) alatt juthatnak ki. Ha rövidebb felezési idejű izotópokat akarnak vizsgálni, célszerű fémportot használni céltárgyként és ezt  $\sim 2000 \text{ }^\circ\text{C}$  fölé hevíteni. Így néhány tized másodperc felezési idejű izotópok is vizsgálhatók. A céltárgyanyag (vegyület) és üzemmód, valamint az ionforrás megfelelő megválasztásával elérhető, hogy csak a vizsgálni kívánt elem izotópjai kerüljenek a tömegszeparátorba. Pl. a gáz hal-

mazállapotú termék viszonylag könnyen elválasztható a szilárd test vagy folyadék halmazállapotútól. Lézernyalábbal specifikusan is ionizálhatók a reakciótermékek, mielőtt a tömegszeparátorba jutnak.

#### *Kísérleti berendezések*

A radioaktív izotópokat a HRS (**H**igh **R**esolution **S**eparator) és GPS (**G**eneral **P**urpose **S**eparator) szeparátorokkal lehet szétválasztani. Az általános célú tömegszeparátor feloldása  $M/\Delta M \approx 1000$ , ami a központi tömeghez képest  $\pm 15\%$  tömegtartományban szolgáltat izotópokat. A nagy feloldású tömegszeparátorral  $M/\Delta M = 5000$  tömegfeloldás érhető el (a vizsgálni kívánt tömegre). Ez utóbbi szeparátor két eltérítő mágnes és fókuszáló rendszert tartalmaz.

Az *alacsony energiájú radioaktív nyalábokat* (30–60 keV) főleg az alapállapotú vizsgálatokra használják. A kísérleti berendezések a következők:

- ISOLTRAP: az egzotikus izotópok tömegmérésére. Ez két részből áll: precíziós Penning-tömegspektrométerből, valamint multireflexiós repülésiidőspektrométerből (MR-ToF MS: **M**ulti **R**eflexion **T**ime-**o**f-**F**light **M**ass **S**pectrometer). Ez utóbbi lényege, hogy az izobár ionokat egy csapdába vezetik, ami két elektrosztatikus tükörből áll. A tükrök között az ionokat oszcillációra kényszerítik rádiófrekvenciás térrel. A repülési idő ( $t$ ) a csapdában az ion tömegével ( $m$ ) és töltésével ( $q$ )  $t \propto \sqrt{m/q}$  összefüggésben áll, ami azonos iontöltés mellett tömeg szerinti szeparálást biztosít. A rendszer részletes leírását I. Kreim és mts. [2014] közleményében.
- CRIS és COLLAPS: lézerspektroszkópiai berendezések a radioaktív ionok hiperfinom sajátságainak mérésére szolgálnak (töltéssugár, elektromágneses sajátságok stb.). A CRIS érzékenyebb, a COLLAPS nagyobb precizitású.
- IDS (**D**ecay **S**tudies): bomlási sajátságokat vizsgál. Változtatható berendezésekkel töltött részecske,  $\beta$ - és  $\gamma$ -spektroszkópiai mérések végezhetőek. A neutrondetektor repülésiidő-méréseket tesz lehetővé.
- TAS (**T**otal **A**bsorption **S**pectrometer): teljes abszorpciós mérések céljaira.
- NICOLE: magorientációs mérésekre.
- VITO:  $\beta$ -magnáneses mérések biofizikai célokra.
- WITCH: skaláráram és gyenge kölcsönhatási vizsgálatokra. A felújított változata, a WISARD  $\beta$ -késleltetett proton mérésekre.

A *felgyorsított* (5,5 MeV/u) *radioaktív nyalábokkal* főleg a Coulomb-gerjesztést és a transzferreakciókat vizsgálják. A gyorsítást egy lineáris gyorsítóval végzik. Mint az az I.7. ábrán látható, három nyalábsatornát is kiépítettek, amelyekhez

MINIBALL és T-REX Ge- és más detektorok, valamint SPEDE elektronspektrométer csatlakozik.

Az ISOLDE, REX-ISOLDE és ISOLTRAP berendezésekről színes képek találhatók „A stabilitási sávtól távol eső atommagok” fejezet végén.

### CERN HIE-ISOLDE

A CERN HIE-ISOLDE programban 2021-ig a következő fejlesztéseket kívánják elvégezni.

A *bombázó protonnyaláb* energiáját 2 GeV-re, az intenzitását háromszorosára emelik (a jelenlegi 2  $\mu\text{A}$ -ról 6,7  $\mu\text{A}$ -re). Az energia növekedésével a hasadásra hasonló hozamot, a spallációra és fragmentációra 2–10-szeres hozamnövekedést várnak. Az intenzitás növekedésével a hozam várhatóan lineárisan növekszik. A radioaktív nyalábok intenzitásának növelése alapvetően fontos a stabilitási sávtól távol eső atommagok vizsgálatára.

A *kísérleti berendezéseknél* a nagy feloldású szeparátort (HRS) újra tervezik annak érdekében, hogy a tömegfeloldást  $M/\Delta M = 20\,000$ -re növekedjék a 2017-ben elérhető  $M/\Delta M = 6000$  helyett.

A rendszert ellátják általános célú MR-ToF MS (**M**ulti **R**eflection **T**ime-**o**f-**F**light **M**ass **S**eparator) tömegszeparátorral az izobár atommagok elválasztására.

A CERN ISOLDE és HIE-ISOLDE kísérletek részletesebb leírását l. pl. a Borge, Kadi [2016] és NuPECC Long Range Plan [2017, 31. és 42. oldalak] közleményekben.

\* \* \*

Megjegyzendő, hogy létrehozták az ISOL berendezések európai fejlesztési fórumát EURISOL Distributed Facility (EURISOL-DF) néven. L. [http://www.eurisol.org/eurisol df/](http://www.eurisol.org/eurisol%20df/).

### DUBNA, ACCULINNA

A dubnai JINR, Flerov-laboratóriuma radioaktív izotópok vizsgálatára létrehozta az ACCULINNA fragmensszeparátorokat.

JINR (Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Orosz Föderáció).  
Flerov-laboratórium (FLNR, Flerov Laboratory of Nuclear Reactions).

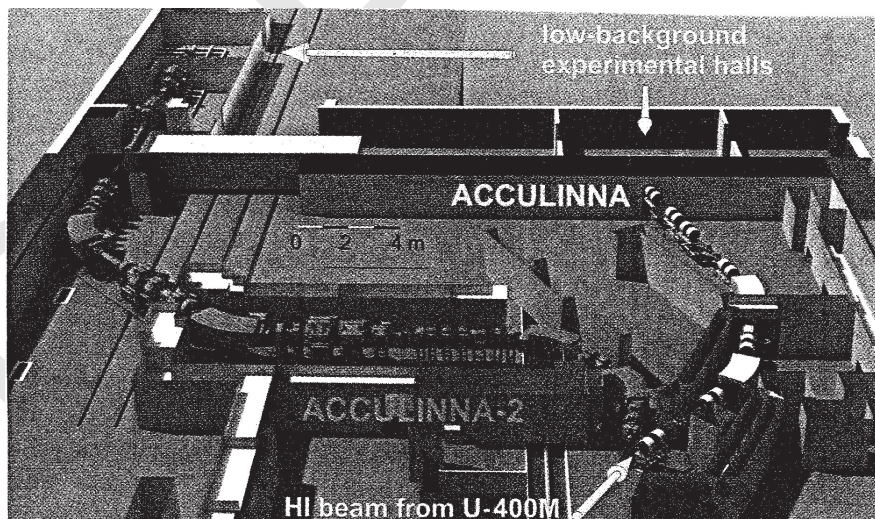
A laboratórium U-400M nagyáramú ciklotrona 6–60 AMeV energiájú könnyű és nehéz bombázó nyalábokat tud szolgáltatni. Ezekkel radioaktív nyalábokat állítanak elő, melyek energiája 20–40 AMeV. Az ACCULINNA fragmensszeparátorokat a radioaktív izotópok szétválasztására hozták létre. A szeparátorok távlati képe az I.11. ábrán látható. A kísérletekhez kisenergiájú és megállított radioaktív nyalábok is rendelkezésre állnak.

Az alacsony háttérű kísérleti termekben a következő mérőberendezések találhatók.

Reakciókamra. Különlegessége, hogy „szabad” (gáz, folyadék vagy szilárd) trícium céltárgyat is használnak kutatási célokra.

Töltöttrészecske-teleszkópok:

- DEMON: szcintillációs neutrondetektor-rendszer.
- GADAST:  $\gamma$ -detektorok CsI(Tl) és LaBr<sub>3</sub>(Cr) modulokkal.



I.11. ábra. A dubnai U-400M nehézion-ciklotron mellett létrehozott ACCULINNA fragmensszeparátorok távlati képe. A részletesebb leírást I. a szövegben

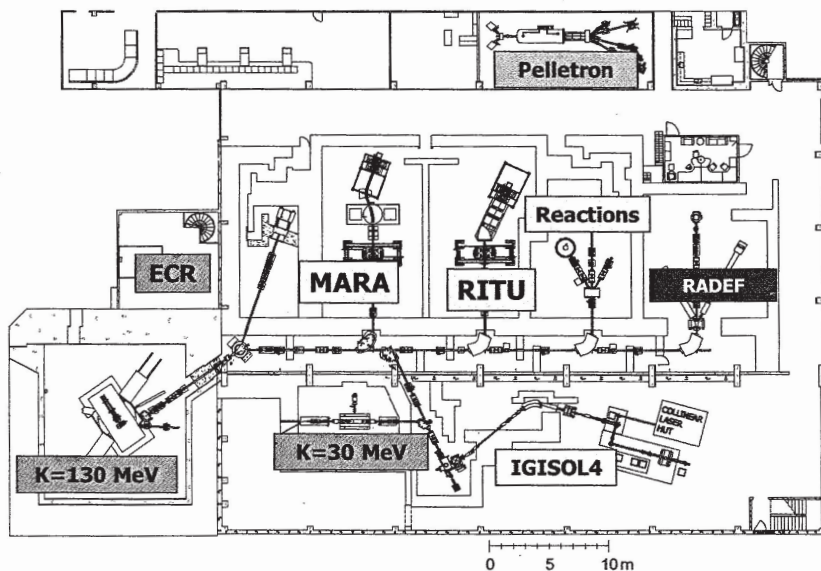
– OTPC: időprojekciós kamra a ritka bomlások vizsgálatára, pl. 2 proton bomlás,  $\beta$ -késleltetett 3 proton emisszió ( $^{45}\text{Fe}$  és  $^{31}\text{Ar}$ -ban). Varsó-csoport.

A berendezésekkel sikerült pl. szupernehéz  $^9\text{He}$ ,  $^{10}\text{He}$  izotópokat előállítani nagyenergiájú részecske (klaszter)-eltávolító és kisebb energiájú transzferreakciókkal.

Az ACCULINNA berendezések és a kutatási program részletes ismertetése Grigorenko és mts. [2014] közleményében található.

### JYVÄSKYLÄ, JYFL

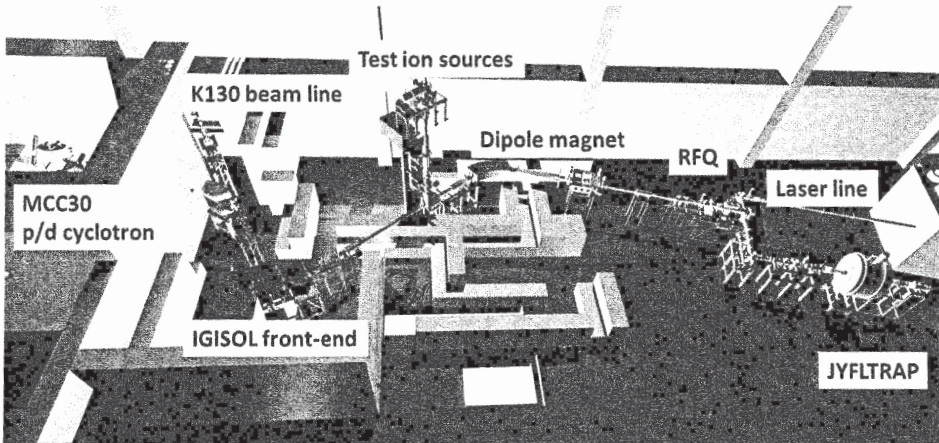
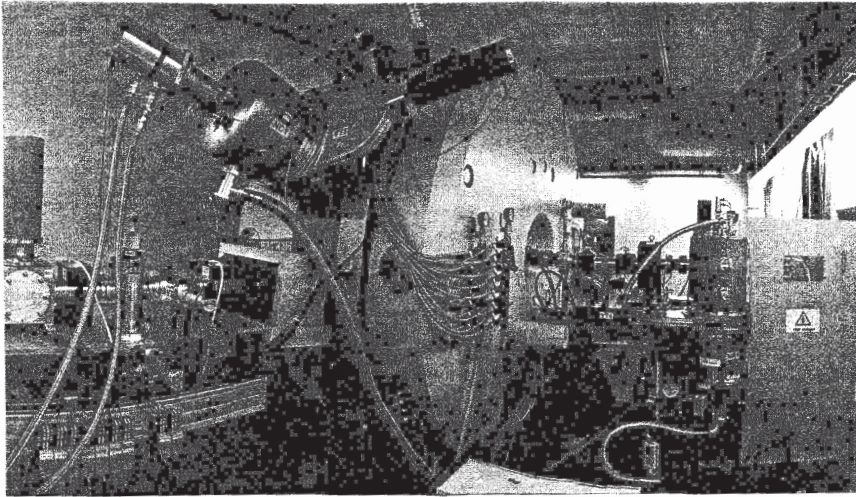
A Jyväskyläi Egyetem Gyorsító Laboratóriumának (JYFL, Finnország) alapvető célkitűzése az egzotikus (különösen a protonleszakadási határnál lévő és szupernehéz) atommagok szerkezetének és bomlásának vizsgálata. A kutatás nemzetközi együttműködésben folyik, évente ~ 250 külföldi felhasználóval és részben külföldi berendezésekkel. A laboratórium sematikus képe az I.12. ábrán látható.



I.12. ábra. A JYFL gyorsítólaboratórium sematikus képe (Jyväskylä, Finnország). ECR ionforrás, K = 130 MeV ciklotron, K = 30 MeV  $p/d$  ciklotron, IGISOL-4 (Ion Guide Isotope Separator On-Line): izotópszeparátor, MARA: visszalökődési tömegszeparátor, RITU: szeparátor és GAMMA detektorok. Reactions berendezés magreakció-vizsgálatokra. RADEF: sugárzási, Pelletron 1,7 MV-os gyorsító alkalmazott (pl. PIXE-) vizsgálatokra

A JYFL központi berendezése egy  $K = 130$  MeV-es ciklotron, amely többféle (köztük három ECR) ionforrással is el van látva. A gyorsító főleg nehézionok gyorsítására lett tervezve, de könnyű részecskék is gyorsíthatók vele. A maximális elérhető energia 130 MeV/nukleon minden izotópra, kivéve a protont, amire csak 90 MeV. A protonnyaláb árama elérhet  $50 \mu\text{A}$ -t.

Itt jegyezzük meg, hogy a többféle ion gyorsítására alkalmas ciklotronoknál elérhető maximális energiát az  $E_{\text{max}} = K Q^2/A$  [MeV] kifejezéssel szokták jellemezni, ahol  $Q = q/e$ ,  $q$  az ion töltése,  $e$  az elemi töltés,  $A$  tömegszám.



I.13. ábra. Felül: A JYFL  $K = 30$  MeV-es MCC 30/15 jelű könnyűion-ciklotrona.  
Alul: A JYFL IGISOL-4 berendezésének sematikus képe

Van egy MCC30/15 jelű  $K = 30$  MeV-es  $H^-$  ciklotronuk is, ami javítja a kutatási feltételeket és további nyalábidőt biztosít. A ciklotron képe az **I.13.** ábra felső részén látható.

A gyorsító és kísérleti berendezések részletes leírása megtalálható Jokinen [2014] közleményében, valamint a NuPECC Long Range Plan [2017, 33. old.] munkában.

A gyorsítóberendezésekhez számos *kísérleti mérőberendezés* csatlakozik. Ezek a következők:

- RITU: gáztöltésű visszalökődési szeparátor, amihez Si- és Ge-detektorok csatlakoznak mind a céltárgynál, mind a fókuszsíokban (JUROGAMII, SAGE, GREAT). A RITU sikerrel alkalmazható szupernehéz atommagok in-beam spektroszkópiájában is, l. Gall és Greenlees [2013] közleményét.
- IGISOL (Ion Guide Isotope Separator On-Line) berendezés sematikus képe az **I.13.** alsó ábrán látható. Az IGISOL alapvető célja az egzotikus atommagok alap- és izomer állapotainak, valamint egzotikus bomlásmódjainak vizsgálata. Lehetőséget ad töltéssugár, magspin és elektromágneses nyomtér mérésekre is. Az IGISOL-ba mindkét ciklotron nyalábjai bevezethetők. Több lézerberendezés is rendelkezésre áll ionizációs és spektroszkópiai alkalmazásokra. Tervezik MR-ToF MS, valamint új ioncsapda (JYFLTRAP) létrehozását is.
- MARA: visszalökődési tömegspektrométer. Alapvető célja a protonleszakadási határnál lévő atommagok szerkezetének in-beam és bomlásspektroszkópiai vizsgálata (főleg a könnyebb magoknál). Egyébként a RITU-ban használt mérőberendezések egy része itt is felhasználható lesz.
- REACTIONS: mérőberendezés magreakció-vizsgálatokra.
- RADEF (RADiation Effects Facility): alkalmazott sugárhatás-mérésekre.
- Pelletron-laboratórium. Fő berendezése egy 1,7 MV-os tandem gyorsító, amelyet főleg anyagkutatási célokra használnak.

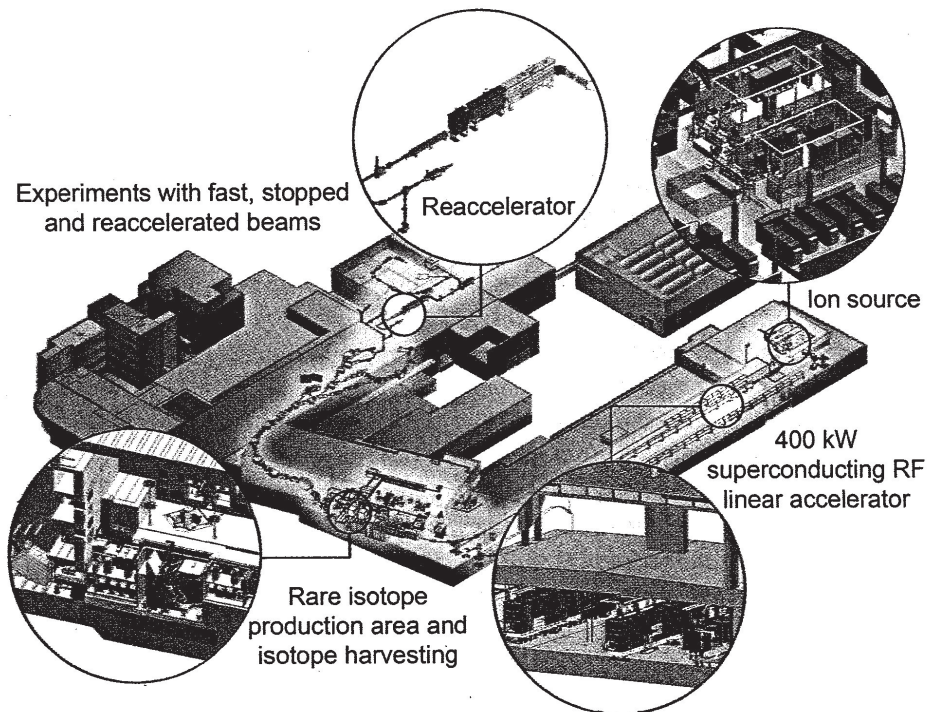
### MICHIGAN, NSCL FRIB

A Michigani Állami Egyetem (MSU) Nemzeti Szupravezető Ciklotron Laboratóriumában (NSCL, East Lansing) két csatolt  $K = 500$  és  $K = 1200$  szupravezető ciklotron működik ECR ionforrásokkal. Az elért energia könnyű ionokra  $\leq 200$  MeV/A, az  $A = 100$ -nál nehezebb ionokra  $\leq 100$  MeV/A. A ciklotronokat ellátták nyalábanalizáló rendszerrel, amely a bombázó részecske által keltett radioakív

termékeket szelektálja. A fontosabb kutatási területek: magszerkezetkutatás radioaktív nyalábokkal, nukleáris asztrofizika, atommagütközések dinamikája és termodinamikája, a természet alapvető szimmetriáinak vizsgálata, valamint gyakorlati alkalmazások. L. Gelbke [1994] és Gade, Sherrill [2016].

Az MSU új, nagyszabású fejlesztése a „Ritka Izotóp Nyaláb Berendezés” (FRIB: Facility for Rare Isotope Beams) már építési periódusban van. L. az I.14. ábrát.

A FRIB központi berendezése egy ECR ionforrásokkal ellátott nagy teljesítményű (400 kW) *szupravezető nehézion lineáris gyorsító* (LINAC), amely 200 MeV/u energiára tud gyorsítani minden stabil izotópot. Idővel az energia 400 MeV/u-ra növelhető. A ritka izotópokat egy háromfokozatú fragmensszeparátorral szétválasztják, és elvezetik az NSCL jelenleg működő laboratóriumaiba.



I.14. ábra. Az építés alatt álló FRIB (Facility for Rare Isotope Beams, Michigani Állami Egyetem) sematikus ábrázolása. A bővebb leírást l. a szövegben

Lehetőség lesz a röptében szeparált ritka izotópok megállítására, majd újragyorsítására. Az ionokat egy He-gáz cellában lefékezik, majd elektronnyalábbal a töltésüket ( $q$ ) megemelik  $q/A = 0,25$ -ről  $0,5$ -re. Az újragyorsítást egy ReA3 jelű szupravezető lineáris gyorsítóval végzik. Az elérhető energia a  $3$ – $6$  MeV/u tartományban van, de ez később  $12$ – $15$  MeV/u-ra növelhető.

A FRIB fontosabb *kísérleti berendezései* a következők:

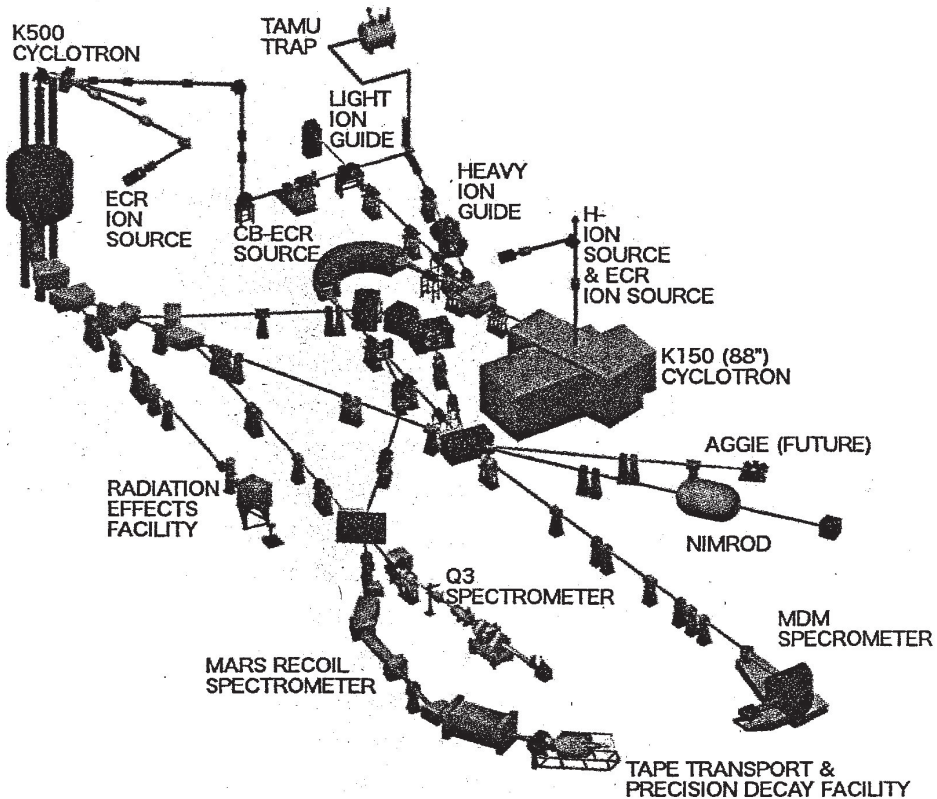
- BECOLA (**B**eam **C**ooler and **L**aser): már létező berendezés, amely lehetőséget ad spektroszkópai és Penning-csapdás tömegmérésekre.
- HiRA (**H**igh **R**esolution **A**rray): nagy feloldású rendszer.
- SuN (**S**umming **N**aI): teljes abszorpciós spektrométer.
- AT-TPC (**A**ctive liquid-hydrogen **T**arget, **T**ime **P**rojection **C**hamber): aktív céltárgy időprojekciós kamra.
- JENSA (**J**et **E**xperiments in **N**uclear **S**tructure and **A**strophysics): gáz céltárgy magszerkezeti és asztrofizikai célokra.
- CAESAR (**C**aesium iodide **A**rray):  $\gamma$ -detektálásra.
- S800 spektrográf.
- MoNA-LISA (**M**odular **N**eutron **A**rray and **L**arge multi-**I**nstitutional **S**cintillator **A**rray): neutron- és töltött részecske-detektorok. L. részletesebben Brown [2010] közleményében.
- LENDA (**L**ow **E**nergy **N**eutron **D**etector **A**rray): neutrondetektor inverz dinamikájú töltéscsere-vizsgálatokra.
- SECAR (**S**eparator for **C**apture **R**eactions): építés alatt álló szeparátor befogási reakciók vizsgálatára.
- GRETA (**G**amma-**R**ay **E**nergy **T**racking **A**rray):  $4\pi$  Ge-detektorrendszer  $\gamma$ -spektroszkópai mérésekre.
- HRS (**H**igh **R**igidity **S**pectrometer): nagy térszögű és nagy impulzusú spektrométer, amely megfelelő érzékenységet biztosít nagyon ritka (pl.  $^{60}\text{Ca}$ ) nyalábok vizsgálatára.
- ISLA (**I**sochronous **S**eparator with **L**arge **A**ceptance): izokrón szeparátor, konstrukció alatt.

A FRIB 2017-ben már több mint 75%-ban kész volt. A felhasználók köre több mint 50 ország  $\geq 250$  intézetéből igen széles. A FRIB részletes leírását l. Nazarewicz és mts. [2017] közleményében.

### TEXAS CIKLOTRON INTÉZET

A Texas Ciklotron Intézet 1967-ben jött létre. Központi berendezései a  $K = 150$  és  $K = 500$  ciklotronok. Alapvető célkitűzései az egzotikus atommagok vizsgálata távol a stabilitási sávtól (atommagok bomlása és szerkezete, reakciók, asztrofizikai vonatkozások), új fizika túl a standard modellen, sugárhatás-effektusok. Az intézet kísérleti berendezéseinek sematikus képe az I.15. ábrán látható, és egy további színes kép „A stabilitási sávtól távol eső atommagok” fejezet végén.

*Gyorsítók.* A  $K = 150$  ciklotron protonokra  $\geq 50$  MeV-es, deuteronokra  $\geq 40$  MeV-es  $\sim \mu\text{A}$  intenzitású nyalábot szolgáltat. Az ECR ionforrásokkal nehéziono-



I.15. ábra. A Texas Egyetem Ciklotron Intézetének sematikus képe.  
Részletesebben l. a szövegben

kat is lehet nyerni és gyorsítani kriptonig. A  $K = 500$  szupravezető izokrón ciklotron könnyű ionokra 70 MeV/A, nehezebbekre (uránig) 12 MeV/A energiáig tud adni nyalábokat.

Jelenleg a  $K500 + K150$  rendszert radioaktív nyalábok előállítására fejlesztik tovább, amihez a MARS visszalökési spektrométert is felhasználják.

*Kísérleti berendezések.* A ciklotronokhoz számos kísérleti berendezés csatlakozik:

- LIG (Light-Ion-Guide) és HIG (Heavy-Ion-Guide): nyalábvezető rendszerek.
- TAMUTRAP: csapda radioaktív ionnyalábmérésekhez, pl.  $\beta$ -késleltetett protonbomlás-vizsgálatokhoz.
- MDM: spektrométer reakciók vizsgálatára ( pl.  $^{19}\text{F}(\text{d,p})^{20}\text{F}$  ).
- NIMROD (Neutron Ion Multi-detector for Reaction Oriented Dynamics): neutronlabda és töltött részecske detektorok reakciódinamikai, folyadékgáz fázisátalakulási és más vizsgálatokhoz.
- MICROMEGAS: fejlesztés alatt álló detektor ritkaizotóp-nyalábok által létrehozott reakció-hatáskeresztmetszet mérések céljaira és  $\beta$ -bomlási mérésekhez.
- REACTION EFFECTS: berendezés sugárzási, alkalmazott kutatásokra.

A Texas Ciklotron Laboratórium részletes ismertetése megtalálható Christian és mts. [2017] közleményében, a NIMROD  $4\pi$  detektorrendszeré pedig Wada és mts. [2014] munkájában.

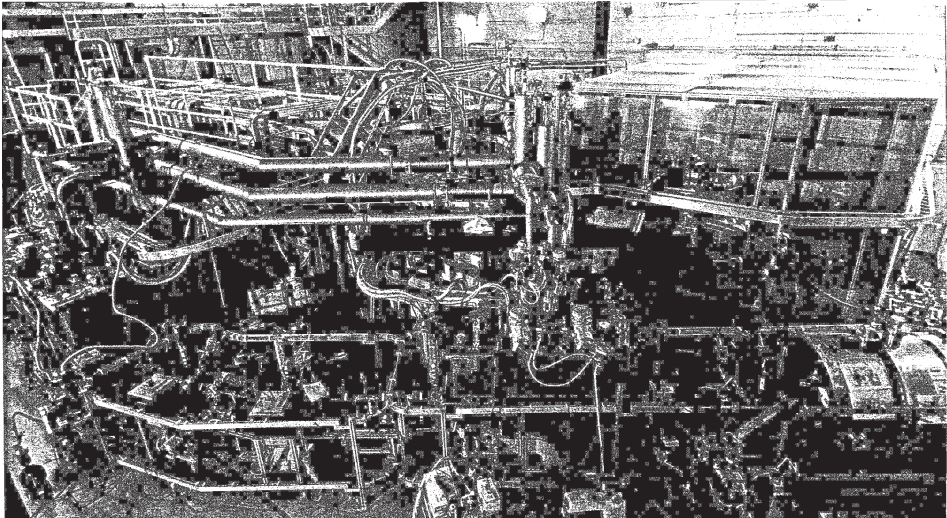
### VANCOUVER, TRIUMF ISAC

A TRIUMF Kanada Nemzeti Laboratóriuma. Alapvető berendezése egy 500 MeV-es  $\sim 280 \mu\text{A}$  közepes áramú ciklotron, amely 1975 óta üzemel. Működik mellette egy online izotóp szeparátor (TRIUMF ISOL vagy másképpen TISOL is, 1987-től) és egy semleges atomcsapda (TRINAT, TRIUMF Neutral Atom Trap, 1998-tól). Az ISAC I és II berendezéseket radioaktív ionnyalábok létrehozására hozták létre. Szupravezető rádiófrekvenciás utángyorsítóval 6,5 MeV/u energiára tudnak gyorsítani radioaktív ionokat. Az ISAC fő célkitűzése magszerkezeti és nukleáris asztrofizikai kutatások végzése, valamint az alapvető szimmetriák ellenőrzése. Számos kísérleti berendezést építettek, pl. Penning-csapdát tömegmé-

résekre, szupermegengedett  $\beta$ -bomlás, glóriás atommag, Coulomb-gerjesztés és más vizsgálatokra. L. részletesebben D'Auria és mts. [2010] közleményében.

*Szupravezető lineáris gyorsító „ARIEL” a TRIUMF-ban.* Az ARIEL I (Advanced Rare Isotope Laboratory) 25 MeV-es 100 kW-os szupravezető rádiófrekvenciás elektron lineáris gyorsító. Ezt később 50 MeV-es, 500 kW-os gyorsítóra akarják fejleszteni annak érdekében, hogy radioaktív nyalábokat állítsanak elő fotohasadással (ARIEL II). Az ARIEL I elektrongyorsító 2014 óta működik, jelenleg a TRIUMF fejlesztésének központi része. L. az **I.16.** ábrát.

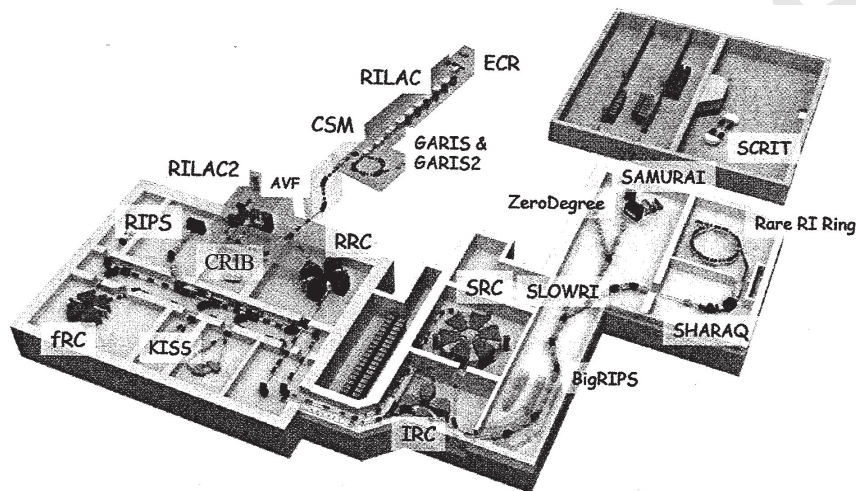
A berendezés létrehozásában és működésében 19 környező egyetem érdekelt, és több külföldi kutatóhellyel is kapcsolatot tartanak. Az ARIEL részletes leírása Meringa és mts. [2015] közleményében található.



*I.16. ábra.* A Vancouver TRIUMF Nemzeti Laboratórium szupravezető elektron lineáris gyorsító-berendezés első fokozatának (ARIEL I) távlati képe. Az elektronágyú (henger alakú, jobb szélén) a kriomodulok (alul, középen) és gyorsító kriomodulok (hátral balra) láthatók. L. részletesebben a szövegben

## RIKEN RIBF

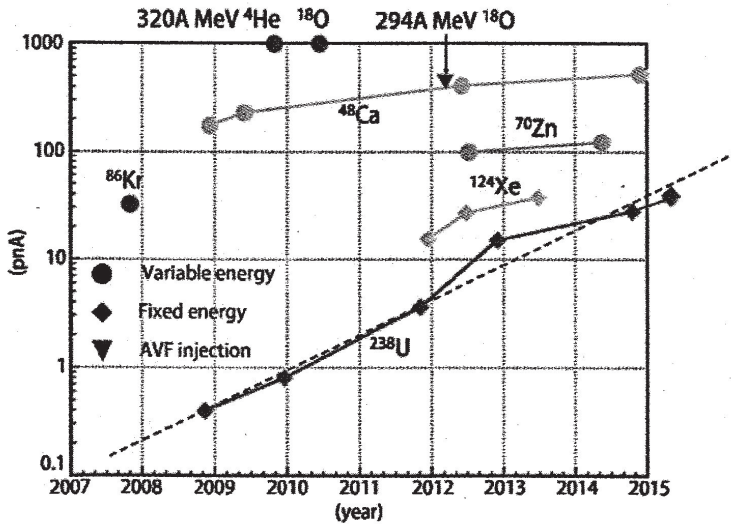
A RIKEN RIBF (**R**adioactive **I**sotope **B**eam **F**actory) radioaktív izotópnyalábgyár Japánban, Tokió mellett. Közel 80 éves története során hatalmas fejlődésen ment át: jelenleg öt (részben összekapcsolt) ciklotrona van és nagyszámú kísérleti berendezése. Alapvető célkitűzése az egzotikus atommagok bomlásának, szerkezetének és tulajdonságainak vizsgálata, továbbá szupernehéz-atommag, asztrofizikai és atommagreakció-kutatások. A RIKEN RIBF távlati képe az I.17. ábrán látható.



I.17. ábra. A RIKEN RIBF radioaktív izotópnyalábgyár távlati képe. RILAC és RILAC2 lineáris gyorsítók. AVF, RRC, fRC, IRC és SRC ciklotronok. RIPS, BigRIPS, SLOWRI, Zero Degree, SAMURAI, SHARAQ, Rare RI Ring, SCRIT, CRIB kísérleti berendezések. Részletesebb leírásokat l. a szövegben

A gyorsítóberendezések a következők:

- RILAC és RILAC 2 (**RIKEN Linear Accelerator**): ECR ionforrással nehéz-ionokat (is) tud gyorsítani.
- AVF: ciklotron főleg könnyű atommagokat gyorsít 5 MeV/u energiára. A CRIB radioizotóp berendezést látja el gyorsított ionokkal.
- RRC (**RIKEN Ring Cyclotron**): gyűrűciklotron.
- fRC: fix frekvenciájú gyűrűciklotron,  $K = 570$  MeV.
- IRC: közbenső gyűrűciklotron,  $K = 980$  MeV.
- SRC (**Superconducting Ring Cyclotron**,  $K = 2600$  MeV): 8300 tonnás hatalmas ciklotron (olyan nehéz, mint az Eiffel-torony).



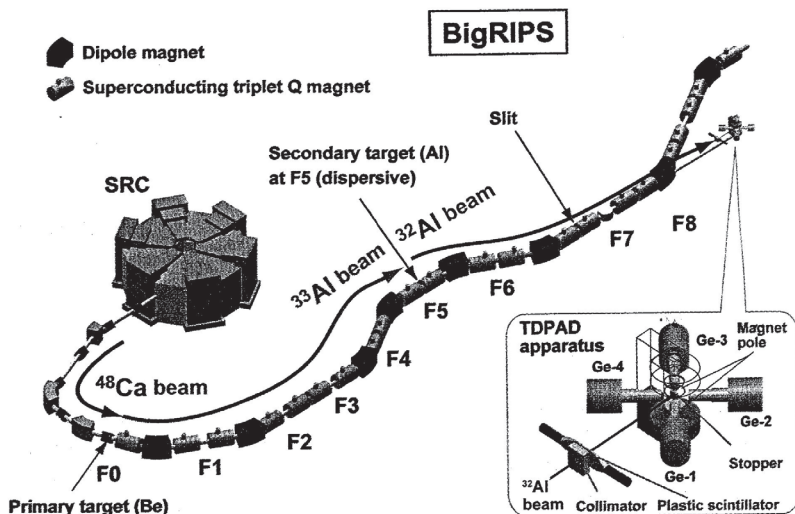
I.18. ábra. A RIKEN RIBF-ben elérhető nyalábtintenzítások (részecske nA-ekben) az idő függvényében. Részletesebben I. a szövegben

- Négy ciklotron kaszkádba kötve 345 MeV/u energiájú urániumot tud gyorsítani a BigRIPS radioaktív-ion fragmensszeparátorhoz.

A RIBF-ben elérhető nyalábtintenzítások (részecske nA-ekben) az idő függvényében az I.18. ábrán láthatók.

A RIKEN RIBF fontosabb kísérleti berendezései:

- BigRIPS (**R**adioactive **I**on **P**rojectile **S**eparator): vázlatos elrendezése az I.19. ábrán látható. Ezzel nyomon követik a részecske pályáját, és mérik a sebességét, specifikus energiavesztését és teljes energiáját a pontos azonosítás érdekében. Az ábra a  $^{32}_{13}\text{Al}_{19}$  ( $T_{1/2} = 33$  ms) erősen neutrontöbbletes atommag spin-orientált vizsgálatára létrehozott berendezést is mutatja.
- Zero Degree Spectrometer. A végén komplex (pl. Euroball) mérőrendszer található, többek között  $\beta$ -bomlási felezésiidő-mérésekre.
- SAMURAI (**S**uperconductive **A**nalyzer for **M**ultiparticles from **R**adio**I**sotope beam). A spektrométer egy hatalmas eltérítő mágneset tartalmaz, amely többszörös koincidencia mérésekkel kinematikailag teljes mérések végzésére ad lehetőséget. Felhasználják a maganyag állapotegyenletének vizsgálatára is.



I.19. ábra. A RIKEN RIBF BigRIPS radioaktív ionnyaláb szeparátora spinorientált nyalábok vizsgálatára. SRC: szupravezető gyűrűciklotron. Részletesebb leírást l. Ueno és Ichikawa [2015] közleményében

- SlowRI (**S**lowed-down **R**adioactive **I**on beam): lelassított radioaktív ionnyalábot szolgáltat. Lézeres ionizációs technikával kiválasztják a kívánt radioaktív magokat.  $\beta$ -magnészes rezonancia- és bomlásvizsgálatok számára. 2016-tól üzemel.
- SHARAQ (**S**pectrometry with **H**igh-resolution **A**nalyzer of **R**adioactive **Q**uantum beams): nagy feloldású spektrométer. Pl. négyneutron-kutatásra használják  $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Be})^4n$  reakcióval.
- Rare RI Ring: ritka radioaktív ionnyalábgyűrű, amely pl. lehetővé teszi, hogy nagyon rövid életidejű ( $< 50$  ms), kis hozammal előálló ( $\sim 1/\text{nap}$ ), erősen neutrontöbbletes atommagok tömegét lemérjék.
- SCRIT (**S**elf-**C**ontaining **R**adioactive **I**on **T**arget): fejlesztés alatt álló berendezés. 350 MeV-es elektronokat tárolnak egy gyűrűben, amellyel a radioaktív ionok tömöríthetők, és lehetőség nyílik elektron-radioaktív ion ütközések vizsgálatára is.
- GARIS (**G**as-filled **R**ecoil **I**on **S**pectrometer): a RILAC mellett főleg transzurán izotópok vizsgálatára épült. Vizsgálták pl. a  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{296}\text{Lv}^*$  reakciót és a  $^{296}\text{Lv}^*$  bomlási csatornáit.

*Fejlődési irányok.* Annak érdekében, hogy a RIKEN RIBF versenyképes maradjon, tervbe vették, hogy 2020–2025-ig az fRC ciklotront lecserélik egy szupravezető ciklotronra, és építenek egy szupravezető lineáris gyorsítót. Így a nyaláb-intenzitást majdnem 100-szorosan meg lehetne növelni, elérnének 5–10 ezer részecske nA intenzitást.

Létrehozzák a MINOS berendezést. Ez egy vastag, folyékony hidrogén cél-tárgyból, valamint az ezt körülvevő időprojekciós kamrából áll. Ha  $^{238}\text{U}$  és  $^{124}\text{Xe}$  nehézionnyalábok elérhetők lesznek néhány száz részecske nA intenzitással, az egzotikus  $^{48}_{16}\text{S}_{32}$ ,  $^{60}_{20}\text{Ca}_{40}$ ,  $^{100}_{50}\text{Sn}_{50}$  atommagok elérhetővé válnak  $\gamma$ -spektroszkópiai vizsgálatokra. L. Obertelli és Uesaka [2015] munkáját.

A RIKEN RIBF igen széles körű együttműködésben működik, a világ minden tájáról részt vesznek benne kutatócsoportok.

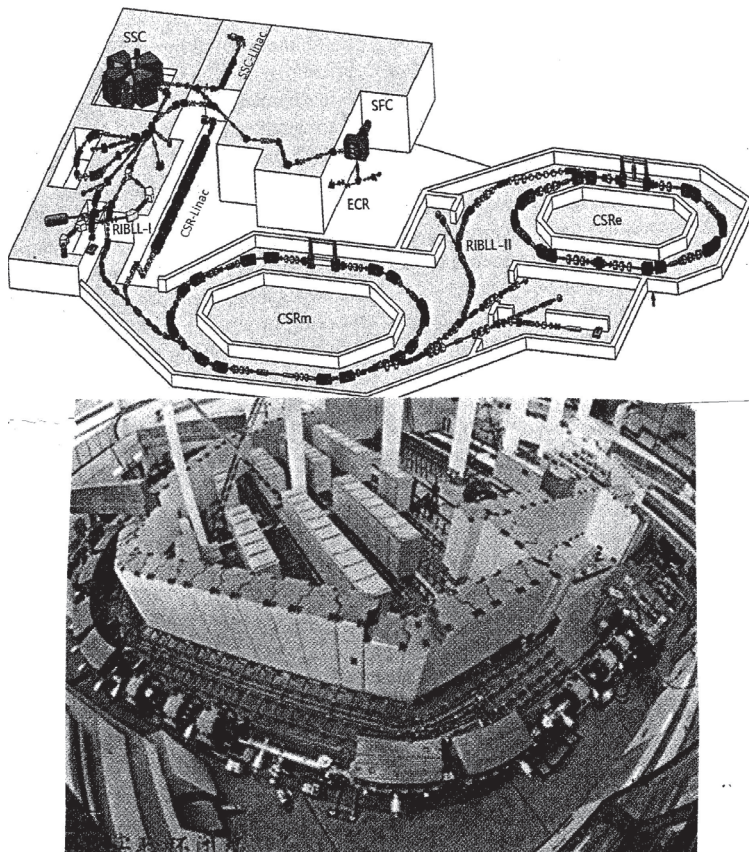
A RIKEN RIBF részletesebb leírása megtalálható En'yo [2015] közleményében, ill. az ott felsorolt hivatkozásokban.

### LANZHOU, HIRFL

A HIRFL (**H**eamy **I**on **R**esearch **F**acility in Lanzhou) berendezés a Kínai Tudományos Akadémia Modern Fizikai Intézetében (IMP: Institute of Modern Physics) működik. 1957-ben alapították. Fő célkitűzései: az atommagok sajátosságainak sokoldalú vizsgálata, atomfizikai és alkalmazott nehézionfizikai kutatások. A HIRFL távlati képe az **I.20.** ábra felső részén látható. Alatta a CSRe hűtő-tároló gyűrű fotója.

*A gyorsítóberendezések a következők:*

- SFC  $K = 70$  szektorfókuszálású ciklotron.
- SSC  $K = 450$  szegmentált szektorciklotron.
- CSRm (Cooler Storage Ring).
- CSRe.
- A maximális elérhető energiák: protonokra 2,8 GeV, szénre 1000 MeV/u, urániumra 100 MeV/u.
- SSC lineáris belövő, konstrukció alatt.
- CSR-LINAC: tervezett lineáris belövő. E két belövővel a CSRm-ben tárolt uránium maximális ionszáma elérheti a  $4,8 \times 10^9$ -t. Ahhoz, hogy nehezebb egzotikus magokat tudjanak előállítani, intenzívebb nehéz bombázó részecskék szükségesek.



I.20. ábra. Felül: A HIRFL (Heavy Ion Research Facility, Lanzhou) laboratóriumának távlati képe. ECR: ionforrás, SFC: szektorfókuszálású ciklotron, SSC (Separated Sector Cyclotron), CSRm és CSRe (Cooler Storage Rings): hűtő-tároló gyűrűk. RIBLL-I és RIBLL-II (Radioactive Ion Beam Lines): radioaktív ionnyaláb fragmenszeparátorok. Bővebb leírást l. a szövegben.

Alul: A CSRe gyűrű fotója

A HIRFL fontosabb *magfizikai kísérleti berendezései* a következők:

- RIBLL-I és RIBLL-II (Radioactive Ion Beam Line) radioaktív ionnyalábok ritka izotópok vizsgálatára. A RIBLL-I könnyű magokat  $< 100$  MeV/u, a RIBLL-II nehéz magokat szolgáltat néhány 100 MeV/u energiával. Ezekhez számos mérőberendezés csatlakozik: neutron-, töltött részecske- és  $\gamma$  HPGe-detektorok.

- CSRe tárológyűrű izokrón tömegspektrometriai célokra. A gyűrűben tárolt rövid felezési idejű atommagok tömegeit a körbefordulási időből határozzák meg. L. részletesebben Litvinov és Xu [2011] közleményében. Schottky-tömegspektrometriai vizsgálatokat is végeznek. A cél: pontos tömegmérések, valamint az erősen töltött ionok bomlássajátságainak vizsgálata. Az elért tipikus relatív tömegpontosság:  $10^{-6}$ – $10^{-7}$ . Meghatározták nagyszámú rövid felezési idejű neutronhiányos atommag tömegét, és a nyert adatokat magyszerkezeti és asztrofizikai szempontból is értékelték.
- Külső céltárgyberendezés (External Target Facility) a RIBLL-II után kötve konstrukció alatt áll. Ez egy neutronfalat, három repülési-idő-falat, egy CsI(Tl) és más berendezéseket tartalmaz. A berendezést az egzotikus atommagok egyrészecskés állapotainak, héjszerkezetének, kollektív mozgásának és más sajátságainak vizsgálatára fogják felhasználni.
- Gáztöltésű visszalökődési szeparátor. Ez négy mágnesből áll és a fúziós reakcióban előálló nehéz és szupernehéz atommagok szeparálására használják. Hogy elérjék a kívánt töltésállapot-változást a szeparátorban, tiszta He-gázt alkalmaznak, 1 mbar nyomással. A fókuszszík mellé Si-félvezető, többszálás proporcionális kamra és más detektorokat telepítettek.

A HIRFL berendezésekről további fotók láthatók „A stabilitási sávtól távol eső atommagok” fejezet végén a színes képek között.

*Fejlesztési irányok:* Terveznek új belövő gyorsítókat, és javítják a meglévők jellemzőit. Nagy igény van nehezebb egzotikus atommagok előállítására intenzívebb bombázó részecskékkel.

A HIRFL részletes leírása megtalálható Zhou [2016] közleményében. A kutatás széles körű együttműködésben folyik világviszonylatban több mint 40 intézettel.

### I.1.3. Európai perspektívák

A stabilitási sávtól távol eső atommagokat az előzőekben említett nagy nemzetközi laboratóriumokon kívül Európában sok más kutatóhelyen is vizsgálják. A következőkben rövid áttekintés található ezekről. Részletesebb leírás a NuPECC Long Range Plan 2017 közleményben található.

*ALTO, ORSAY*

ALTO (Accélérateur Linéaire-Tandem Orsay, Franciaország). Alapvető célkitűzése: magszerkezeti, atom- és klaszterfizikai, valamint biológiai és nanotechnológiai kutatások végzése. Fejlesztőmunkát végeznek továbbá a következő generációs SPIRAL 2 és EURISOL radioaktív ionnyaláb-berendezésekkel kapcsolatban is.

*Két gyorsítójuk is van:*

- TANDEM gyorsító  $\leq 14,6$  MV feszültséggel. Ez protontól aranyig szolgáltat különböző nyalábokat, pl.  $^{14}\text{C}$ ,  $^{48}\text{Ca}$  és mikrocsépecske-klaszttereket.
- ALTO 50 MeV, 10  $\mu\text{A}$ -es elektron lineáris gyorsító hasadások indukálására vastag urániumkarbid céltárgyban ( $10^{11}$  hasadás/s-ig). A hasadási termékeket a céltárgyból felületi ionizációs, plazma vagy rezonáns ionizációs lézionforrással vonják ki, majd tömeg szerint elkülönítik.

*A fontosabb kísérleti berendezéseik a következők:*

- ISOL tömegszeparátor ( $M/\Delta M \sim 1500$ ), amely  $\leq 30$  keV-es radioaktív nyalábot szolgáltat.
- Split Pole nagy feloldású mágneses spektrométer, ezt „kéttest”-reakciók vizsgálatára használják.
- Különböző detektorrendszerek  $\beta$ - és  $\gamma$ -bomlási, valamint magorientációs és magnyomaték-mérésekhez. Pl. Ge-sokdetektoros berendezés.
- Gyors neutronforrás  $^7\text{Li}$  és  $^{11}\text{B}$  bombázó részecskéekkel alap- és alkalmazott kutatásokhoz. Az elért energiák:  $E_n = 0,5\text{--}7$  MeV, a fluxus  $\sim 10$  n/s/sr.

*Fejlesztési tervek:*

- Lézerindukált magorientációs berendezés magnyomaték-, töltéssugár- és polarizált  $\beta$ -bomlási vizsgálatokhoz.
- Penning-csapda precíziós tömegmérésekhez.
- Új  $\gamma$ -spektroszkópiai hibrid rendszer életidő és magszerkezeti vizsgálatokhoz.

*HIL, VARSÓ*

HIL (Heavy Ion Laboratory, Varsói Egyetem, Lengyelország). Az 1994 óta üzemelő laboratórium kutatási programja az alacsony energiájú magfizikára koncentrálna, továbbá az orvosi alkalmazásokra és radioaktív izotópok előállítására.

*Központi gyorsítók:*

- U-200P, K = 160 nehézion-ciklotron két ECR ionforrással. He-től Xe-ig állít elő nyalábokat  $\leq 10$  MeV/A energiával.
- A PETrace, K = 16,5 ciklotron nagy intenzitású proton- és deuteronnyalábokat szolgáltat.

*A kísérleti berendezéseik a következők:*

- EAGLE  $\gamma$ -spektrométer, amely kombinálható belső konverziós elektron-, töltött részecske- és más detektorokkal.
- ICARE: töltött részecske-detektorrendszer főleg magreakció-vizsgálatokra.
- DUDAC: részecskedetektáló rendszer.
- SEPARATOR: online mágneses szeparátor.
- GDR: nagy NaI(Tl) kristály, aktív és passzív árnyékolással és sokelemes multiplicitásszűrővel.
- Biológia: radioaktív izotópok előállítása, pozitronemissziós tomográfia.

*Fejlődési irányok:*

Növelni akarják az U200P ciklotron nyalábinszintjét, és  $^{11}\text{C}$ ,  $^{15}\text{O}$ , valamint  $^{18}\text{F}$  radioaktív nyalábokat is gyorsítani akarnak.

A HIL munkájában több száz kutató vesz részt Lengyelországból és külföldről is.

*CCB, KRAKKÓ*

CCB (Cyclotron Centre Bronowice, Krakkó, Lengyelország, a Lengyel Tudományos Akadémia Magfizikai Intézetének telkén). Fő célkitűzés: széles körű magfizikai alap kutatások, valamint proton-radioterápia, orvosi alkalmazások.

*Gyorsítóberendezések:*

- AIC-144 K = 60 MeV-es könnyűion-ciklotron.
- Proteus-235 ciklotron, amely 70–230 MeV-es protonnyalábot szolgáltat. A gyorsító fontos jellemzője, hogy a nyaláberergia néhányszor tíz másodpercen belül változtatható.

*Főbb kísérleti berendezések:*

- HECTOR: nagyenergiájú  $\gamma$ -sugár detektáló rendszer, nyolc nagy térfogatú  $\text{BaF}_2$ -detektorral és kiegészítő berendezésekkel.

- BINA (**B**ig **I**nstrument for **N**uclear **D**ata **A**nalysis): folyékony céltárgy plusz többszálas kamra, valamint szcintillációs hodoszkórendszer.
- KRATTA (**K**raków **T**riple **T**elescope **A**rray). Protonokat  $\sim 3\text{--}260$  MeV tartományban detektál és  $A \sim 10$ -ig tömegfeloldást is ellát.

Részt vesznek a SPIRAL 2 és FAIR új detektorrendszerek elemeinek kipróbálásában is.

Közép-Európában egyedülálló lehetőséget nyújt a CCB proton-radioterápiás kezelésekre. Radiobiológiai és orvosi kutatásokat is végeznek.

### IFIN, BUKAREST

IFIN-HH: National Institute for Physics and Nuclear Engineering „Horia Holubei”, Bukarest-Magurele, Románia. Kutatási területek: főleg magfizika és orvosi alkalmazások.

#### *Gyorsítóberendezések:*

- Három tandem gyorsító 9, 3 és 1 MV max. feszültséggel.
- TR19 ciklotron protonok gyorsítására. Főleg orvosi és anyagvizsgálati célokra használják.

#### *Kísérleti berendezések:*

- ROSPHERE (**R**omaian array for **S**pectroscopy in **H**eavy ion **R**eactions), 25 detektor
- HPGe és gyors LaBr<sub>3</sub> (Ce) szcintillátorok élettídmérésekre,
- FEST (**F**ast **E**lectronic **S**cintillation **T**iming) és
- RDDS (**R**ecoil **D**istance **D**oppler **S**hift) módszerekkel.

A 9 MV-os pelletron tandemet modernizálták és főleg alapvető magfizikai kutatásokra használják. Élettídméret nano ( $10^{-9}$ ), piko ( $10^{-12}$ ) és néhányszor femto ( $10^{-15}$ ) másodperctartományokban is tudnak mérni.

A 3 MV-os tandemről főleg anyagvizsgálatokra, valamint asztrofizikai adatok meghatározására használják.

Az 1 MV-os tandemről főleg radiokarbon élettídméghatározásokat végeznek.

*LNL, LEGNARO*

LNL (Laboratori Nazionali di Legnaro, Olaszország). Fő kutatási területek: magszerkezet és reakciódinamika nehézionnyalábokkal, továbbá alkalmazott kutatások.

*Gyorsítóberendezések:*

- 15 MV-os tandem.
- ALPI: szupravezető lineáris gyorsító, amelyet pl. a 15 MV-os tandemmel kombinálva használhatnak újragyorsításra (a SPES programban 5–15 MeV/nukleon energiákig). Az ALPI a PIAVE nehézion-belövővel kombinálva is használható.
- 7 MV CN és 2 MV AN2000 kis gyorsítók, főleg alkalmazott kutatásokra.

*Kísérleti berendezések:*

- GALILEO: 40 HPGe detektorból álló  $\gamma$ -sugár detektorrendszer anti-Compton árnyékolással és kiegészítő berendezésekkel.
- GARFIELD:  $4\pi$  berendezés nehézion-ütközésekben fellépő könnyű töltött részecskék és nehéz fragmensek detektálására. Két nagy driftkamra, mikrosáv gázdetektor  $\Delta E$  mérésre és CsI(Tl) szcintillátorok energiameghatározáshoz.
- PRISMA: nagy térszögű spektrométer a többnukleon-transzfer reakciókban előállt atommagok vizsgálatára. El van látva gázdetektoros repülési időt mérő rendszerrel.
- EXOTIC: lehetővé teszi a radioaktív könnyűion-nyalábok röptében való vizsgálatát.
- BELINA: neutron repülési időt mérő rendszer magreakció és asztrofizikai kutatás céljaira.

Az LNL PRISMA mágneses spektrométerről és az AGATA Demonstrator berendezésről fotó látható „A stabilitási sávtól távol eső atommagok” fejezet végén lévő színes képek között.

*Fejlesztési irányok*

FAZIA új részecskedetektor-rendszer létrehozása, amelyet majd a SPES berendezésben használnak.

Nagy teljesítményű rádiófrekvenciás forrás megépítése intenzív protonnyalábok előállítására.

*SPES, LEGNARO*

SPES (Selective Production of Exotic Species, Legnaro, Olaszország). A SPES egy új, fejlesztés alatt álló gyorsító és ISOL berendezés neutronban gazdag radioaktív nyalábok előállítására.

*Gyorsító*

70 MeV-es protonciklotron 750  $\mu$ A teljes árammal és két kivezetéssel.

*Kísérleti berendezések:*

- UC<sub>x</sub> ISOL céltárgy és ionforrás nagy feloldású tömegszeparátorral. Neutronban gazdag izotópokat (hasadási fragmenseket)  $10^{13}$  hasadás/s hozammal állítanak elő. A radioaktív nyalábot a PIAVE-ALPI gyorsítókomplexummal fogják felgyorsítani. Így 5–15 MeV/nukleon energiájú nyalábot nyernek, pl. magreakció- és magspektroszkópiai vizsgálatokhoz.
- A ciklotron második kimenetén asztrofizikai, radiobiológiai, anyagtudományi és más méréseket terveznek, továbbá radioizotópok előállítását terápiai és diagnosztikai célokra.

*ILL, GRENOBLE*

ILL (Institute von Laue-Langevin, Franciaország). Az ILL a neutrontudomány és technológia nemzetközi bázisa. Központi berendezése egy nagy neutronfluxust szolgáltatató reaktor. Főbb kutatási területei: anyagtudomány, kémia, biológia, atommagfizika, nukleáris orvostudomány és mások.

A reaktor termikus neutronfluxusa:  $5 \times 10^{14}$  n/cm<sup>2</sup> másodpercenként.

A kísérleti berendezések száma 32.

- LOHENGRIN: nagy feloldású visszalökődési szeparátor a termikus neutronok által létrehozott hasadási fragmensek szétválasztására.
- Ge-, Si- és neutrondetektorok, amelyek különösen hatékonyak mikroszekundumos izomérek ( $T_{1/2} > 0,5 \mu$ s) vizsgálatára.
- FIPPS: új Ge-detektoros nagy határfokú és energiafeloldású berendezés ( $n,\gamma$ ) és ( $n$ ,hasadás) mérésekhez. Ez kombinálható gáztöltésű spektrométerrel és időprojekciós kamrával is.

Az ILL nemzetközi jellegére utal, hogy évente > 40 országból ~1400 kutatót fogad.

### KVI, GRONINGEN

KVI (Kernfysisch Versneller Instituut, Hollandia). A KVI-Center for Advanced Radiation Technology (KVI-CART) a Groningeni Egyetemen működik. Ez Hollandia egyetlen tudományos gyorsító laboratóriuma. Fő kutatási területei: sugárfizika, anyagtudomány, ionnyaláb-analízis, sugárbiológia.

#### *Gyorsítóberendezés:*

- AGOR K = 600 szupravezető ciklotron, amely protonokat 190 MeV-ig gyorsít, valamint nehezebb ionokat is Pb-ig. A maximális elérhető energiák 90 MeV/nukleon pl.  $^{12}\text{C}$  és  $^{16}\text{O}$ -ra, és 15 MeV/nukleon a  $^{208}\text{Pb}$ -ra.

#### *Kísérleti berendezések:*

- A KVI-CART nukleáris és hadronfizikai csoportja együttműködésben dolgozik a darmstadti FAIR NuSTAR és PANDA, valamint a pekingi BESIII kutatócsoportokkal. Részt vesznek a GSI-FAIR SuperFRS szeparátorának tervezésében és építésében is.
- A Groningeni Egyetem orvosi részlegével együttműködésben klinikai protonterápiás szolgáltatást nyújtanak.

A KVI-CART bizonyos feltételek mellett nyitott *nemzetközi együttműködésekre*.

### LNS, CATANIA

LNS (Laboratori Nazionali del SUD, Olaszország). Alapvető célkitűzései: atommagfizikai, nukleáris és részecske-asztrfizikai kutatások végzése, valamint orvosi és kulturális hagyaték alkalmazások.

#### *Gyorsítóberendezések:*

- 15 MV tandem és
- CS K = 800 szupravezető ciklotron. Ezek H-től Pb-ig tudnak ionokat gyorsítani 0,1-től 80 MeV/nukleon energiáig.

#### *Kísérleti berendezések:*

- FRIBS (Fragment In-Beam Separator): a CS ciklotron primer nyalábjainak felhasználásával radioaktív nyalábokat állítanak elő röptükben.

- CHIMERA  $4\pi$  detektorrendszer 1200 teleszkóppal. Ionokat képes azonosítani széles tömegtartományban.
- MEDEA-SOLE-MACISTE 180  $\text{BaF}_3$  szcintillátorból álló rendszer, amely kombinálva szupravezető szolenoiddal és fókuszsíkdetektorral  $\gamma$ -sugarakat, valamint könnyű és nehéz fragmenseket detektál. Különösen alkalmas óriás dipólrezonancia-vizsgálatokra.
- MAGNEX: nagy akceptanciájú mágneses spektrométer radioaktív nyalábokhoz.
- CATANA: protonterápiás berendezés szemtumorok gyógyítására.

Hozzájárulnak az Európai Spallációs Forrás (Lund) építési munkálataihoz (ionforrás és más területeken).

Az LNS gyorsítókomplexumról és a CHIMERA rendszerről fotók láthatók „A stabilitási sávtól távol eső atommagok” fejezet végén lévő színes képek között.

#### *Fejlesztési irányok*

Intenzívebb nyalábokat akarnak nyerni a  $K = 800$  ciklotronnál, pl. a leszakadási határon túl lévő neutronokban, ill. protonokban gazdag atommagok vizsgálatához.

### *MYRRHA, BELGIUM*

MYRRHA (Multipurpose hYbrid Research Reactor for High-tech Applications). 1998-tól beindult a program, amely protongyorsítót, folyékony ólom-bizmut spallációs céltárgyat és szubkritikus, hűtött reaktorberendezéseket tartalmaz. Magfizikai alapkutatáson kívül számos alkalmazott kutatást is kívánnak végezni reaktor- és fúziósreaktor-technológia, radioizotóp-termelés, orvosi és ipari alkalmazások területén.

#### *Gyorsítóberendezés:*

- Protongyorsító: 600 MeV energia, 4 mA intenzitás (folytonos üzemben).

#### *Kísérleti berendezés magfizikai célokra:*

- ISOL-MYRRHA: izotóp szeparátor online. 600 MeV-es  $\leq 200 \mu\text{A}$  intenzitású protonnyalábbal bombáznak céltárgyakat (karbid, fémfólia, por alak-

ban). A radioaktív nyaláb tisztaságát elő- és nagy feloldású szeparátorok, rádiófrekvenciás hűtő- és csomósítóberendezések biztosítják. A berendezés alkalmas lesz nagyon ritka események észlelésére, jó statisztikával.

#### *Fejlesztési időrend*

A rendszer létrehozása több fázisban történik. Az első fázisban 100 MeV-es lineáris gyorsítót hoznak létre három céltárgyhellyel, benne az ISOL egyszerűbb változatával. A második fázisban a protonok energiáját 600 MeV-re emelik és az ISOL-t tökéletesítik. A harmadik fázisban létrehozzák a szubkritikus reaktort. A 100 MeV-es gyorsító előreláthatólag 2024-ben lesz teljesen üzemképes.

A MYRRHA a páneurópai kutatási infrastruktúra része lesz.

#### *ELI-NP, BUKAREST*

ELI-NP (Extreme Light Infrastructure, Nuclear Physics, Bukarest mellett Magurele-ben, Románia). A rendszer az IFIN (National Institute of Physics and Nuclear Engineering – Horia Holubei) mellett működik.

#### *Főbb berendezések a következők:*

- Igen nagy teljesítményű lézerrendszer (HPLS) két 10 PW-os ultrarövid impulzusú lézerrel, amelyek  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup> intenzitást és  $10^{15}$  V/m elektronos teret biztosítanak.
- Nagy fényességű  $\gamma$ -nyaláb-rendszer (GBS), amely kvázimonokromatikus lineárisan polározott nyalábot szolgáltat 19,5 MeV-ig.

A tervek szerint 2019-re a rendszer minden egysége működőképessé lesz.

Az ELI-NP fő épületéről fotó látható „A stabilitási sávtól távol eső atommagok” fejezet végén lévő színes képek között.

#### *Kutatási irányok:*

- A magfizika területén fotonukleáris reakciókkal magszerkezet-kutatások végezhetők, és asztrofizikai szempontból jelentős hatáskeresztmetszetek mérhetők.

- Vizsgálják pl., hogy lézerekkel létrehozhatók-e proton- és nehézionnyalábok.
- Párképzés vizsgálata intenzív elektromos terekben.
- Radioizotópok termelése orvosi célokra és más alkalmazások is.

Az ELI-NP kutatási programról részletes leírás található Habs és mts. [2011] közleményében.

### *KISEBB LABORATÓRIUMOK*

Az előzőkben felsoroltakon kívül Európában még számos más kisebb laboratóriumban is folynak atommagfizikai kutatások. Ezekben főleg Van de Graaff- és tandem gyorsítók, valamint kisebb ciklotronokat alkalmaznak. A gyorsítók és kísérleti berendezések adatait a NuPECC Long Range Plan 2017 közlemény részletesen ismerteti. A kutatóhelyek a következők:

- NCSR „Demokritos”, Athén, Görögország
- CENBG Bordeaux-Gradignan, Franciaország
- Caserta, Center for Isotopic Research on Cultural and Environmental Heritage, Olaszország
- Darmstadt S-DANILAC, Németország
- Atomki, Institute for Nuclear Research MTA, Debrecen, Magyarország
- Dresden-Rossendorf, Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, Németország
- SUERC, East Kilbridge, Egyesült Királyság
- LABEC Accelerator Laboratory, Firenze, Olaszország
- MLL: Maier-Leibnitz Laboratorium, Garching, Németország
- Institut für Kernphysik, Universität zu Köln, Németország
- Laboratory of Accelerators and X-Rays diffraction, IST-Universidade de Lisboa, Portugália
- CMAM: Centro MicroAnálisis de Materiales Univ. Autónoma de Madrid, Spanyolország

## I.2. AZ EGZOTIKUS ATOMMAGOK VIZSGÁLATÁNAK EREDMÉNYEI

### I.2.1. A héjszerkezet változásai

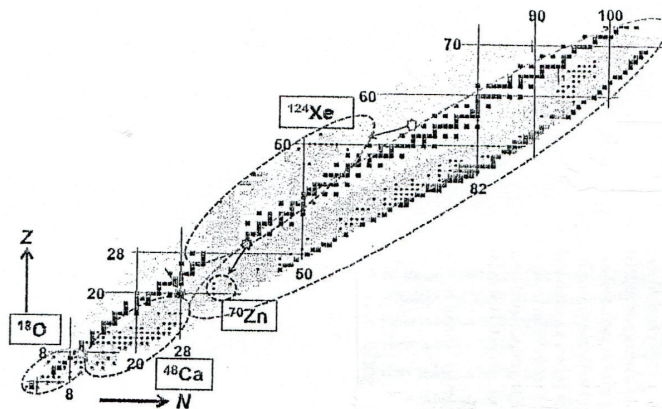
A stabil magoknál régóta ismeretes, hogy bizonyos proton- és neutronszámkoknál az atommagok különösen stabilak, fellépnek az ún. mágikus számok. Erre utalnak pl.

- az első  $2^+$  gerjesztett állapotok energiái,
- a kétnukleon szeparációs energiák,
- az atommagok tömegei és
- töltéssugarai,
- valamint az ab initio számítások is.

A stabilitási sávban a mágikus számok a következők:  $Z$  és  $N = 2, 8, 20, 28, 50, 82$ , továbbá  $N = 126, 152$ .

A stabilitási sávoktól távolodva azonban változás történhet, új mágikus számok is megjelenhetnek.

A RIKEN RIBF radioaktív izotópnyalábgár (Tokió mellett) különösen sok új izotópot állított elő  $^{238}\text{U}$  röptében való hasadásával vagy  $^{14}\text{N}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{70}\text{Zn}$  és  $^{124}\text{Xe}$  lövedék fragmentációjával. A 2014-ig elért eredményekről az **I.21.** ábra szemléletes áttekintést ad. Meghatározták az előállítási hatáskeresztmetszeteket 877 radioaktív izotópra.



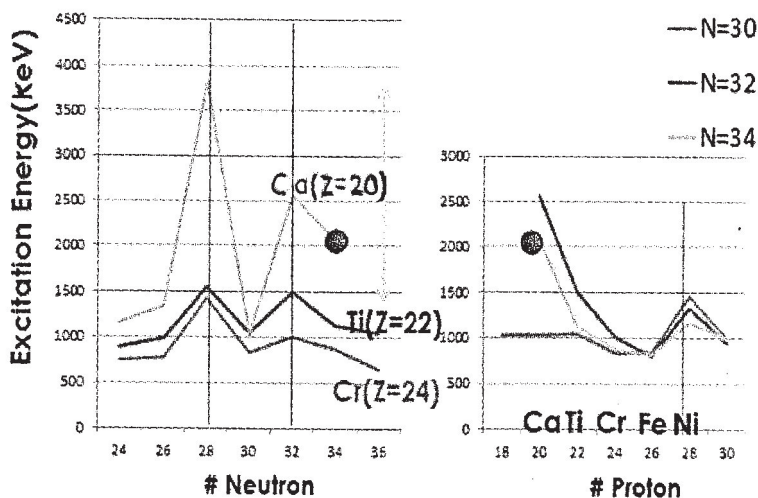
I.21. ábra. A RIKEN BigRIPS (Radioactive Ion Projectile Separator) berendezéssel elért eredmények. 2014-ben 120 új izotópot és 43 új izomért fedeztek fel. L. részletesebben: En'yo [2015]

A  $^{54}_{20}\text{Ca}_{34}$ -nél (azaz  $N = 34$ -nél) a RIKEN-mérések új mágikus számot találtak, l. I.22. ábrát.

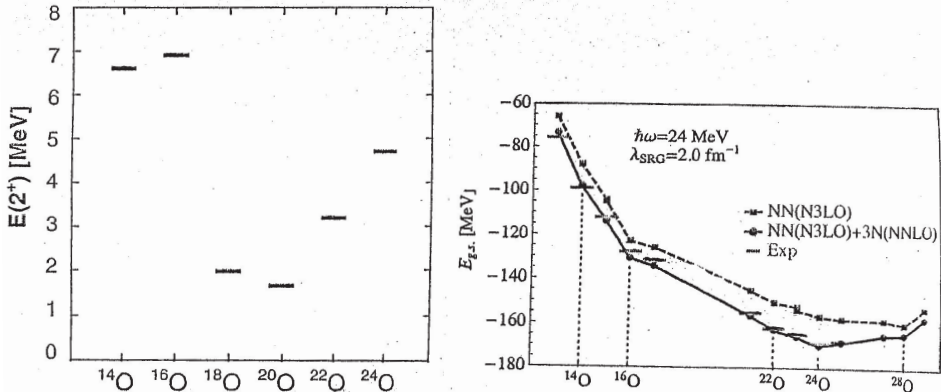
Az I.23. ábrán balra a páros-páros oxigénizotópok első  $2^+$  állapotának energiái láthatók. Az  $^{24}_8\text{O}_{16}$ -nál az első  $2^+$  állapot energiája kiugróan magas, és az egy neutron leszakító reakció vizsgálata is arra utal, hogy a neutronok az  $^{24}\text{O}$ -nél a  $2s_{1/2}$  pályát betöltik. Ezek együtt jelzik, hogy az  $^{24}\text{O}$ -nél (azaz  $N = 16$ -nál) alhéjlezáródás van, új mágikus szám jelentkezik. Ezt az önkonzisztens számítások is alátámasztják.

Az I.23. ábrán jobbra az oxigénizotópok kötése energiái vannak feltüntetve; kísérleti adatok és önkonzisztens Green-függvény-elmélet alapján. Látható, hogy a magasabb közelítésben végzett NN(N3LO) + 3N(NNLO) számítások a kísérleti adatokat jól reprodukálják. A számítások információt szolgáltatnak arra vonatkozóan, hogy hol van a neutronleszakadási határ az oxigén (és nitrogén)-izotópoknál. L. részletesebben Obertelli és Uesaka [2015], ill. az  $^{16}\text{O}$ -re vonatkozóan Otsuka és Schwenk [2012] közleményeit.

Az I.24. ábrán a nyolc neutronot tartalmazó páros-páros atommagok alsó nívoí láthatók. A  $^{12}_4\text{Be}_8$ -nál (azaz  $N = 4$ -nél) jól látható a  $2^+$  és  $1^-$  gerjesztési energiák hirtelen változása, ami itt a  $Z = 4$  kitüntetett jellegére utal. Az ACCULINNA együttműködés eredménye (Dubna).

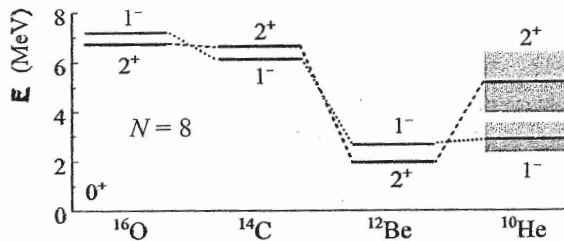


I.22. ábra. A  $^{54}\text{Ca}$ -nál felfedezett új mágikus neutronsám,  $N = 34$ . A  $2^+$  állapot gerjesztési energiája a neutronsám és protonszám függvényében. En'yo [2015] (RIKEN) alapján



I.23. ábra. Balra: A páros-páros oxigénizotópok első  $2^+$  állapotainak energiái  $E(2^+)$ . Brown [2010] (MONA) alapján.

Jobbra: Az oxigénizotópok kötésienergiái. Kísérleti adatok (Exp) és számítások önkonzisztens Green-függvény-elmélet alapján, különböző közelítésekben. Obertelli és Uesaka [2015] (RIKEN)



I.24. ábra. A nyolc neutronot tartalmazó páros-páros atommag alsó nívóinak energiái ( $E$ ). A  $^{12}\text{Be}$ -nél (azaz  $Z = 4$ -nél) jól látható a héjszerkezet változása. Grigorenko és mts. [2014] (Dubna)

A héj- és magszerkezet változásait  $Z$  és  $N$  függvényében az MTA Atommagkutató Intézetben is intenzíven vizsgálták, együttműködésben a RIKEN, GANIL, Legnaro, GSI és NSCL (Michigan) laborokkal.

A vizsgálatokhoz radioaktív izotópnyalábokat használtak, kombinálva fragmenszeparátorokkal. Mérték a  $\beta$ - és  $\gamma$ -spektrumokat, vizsgálták a Coulomb-gerjesztést, és a nyert adatokat összevetették az elméleti eredményekkel.

A kutatómunkában az Atomki részéről Dombrádi Zs., Elekes Z., Fülöp Zs., Kuti I., Podolyák Zs., Sohler D. és Vajta Zs. vettek részt.

Az elmúlt évtizedben több mint 30 publikációjuk született a következő atommagokkal kapcsolatban:

$Z = 5$	$^{17}B$
$= 6$	$^{16,19,20}C$
$= 7$	$^{21}N$
$= 8$	$^{20,22}O$
$= 10$	$^{26,28,30}Ne$
$= 11$	$^{30,31}Na$
$= 12$	$^{33,34,36}Mg$
$= 14$	$^{33,34,39,41}Si$
$= 16$	$^{40,44}S$
$= 18$	$^{46}Ar$
$= 20$	$^{44}Ca$
$= 24$	$^{66}Cr$

$Z = 25$	$^{68,69,70}Mn$
$= 26$	$^{70,72}Fe$
$= 27$	$^{70,76}Co$
$= 28$	$^{70,72}Ni$
$= 29$	$^{79}Cu$
$= 30$	$^{80,81,82,83...}Zn$
$= 36$	$^{96}Kr$
$= 46$	$^{122,124,126}Pd$
$= 48$	$^{132}Cd$
$= 50$	$^{100,104,136}Sn$

A témakörben születtek Dombrádi Zs. [2019] és Elekes Z. [2016] MTA doktori disszertációi.

## I.2.2. Neutronglóriás atommagok, neutronbőr

### *Neutronglóriás atommagok*

Távol a stabilitási sávtól a legkülső nukleonok kötésienergiája kicsi, ami az atommag térbeni kiterjedésének jelentős növekedésével járhat. Az extrém nagy kiterjedésű, kis sűrűségű nukleoneloszlást halónak (glóriának) nevezzük. A mag többi nukleonja továbbra is nagy sűrűségű törzset alkothat.

Összefoglalólag megállapítható, hogy a nukleonudvarok léte jól megalapozott mind a könnyű neutrontöbbletes, mind a neutronhiányos atommagok között. A teljes kinematikai reakcióvizsgálatok, szögeloszlásmérések, a fragmensek  $\gamma$ -spektrumának vizsgálata halofeltöltési reakciókban lehetőséget adnak arra, hogy pontos betöltési valószínűségeket határozzanak meg a héjmodellállapotokra, és adatokat nyerjenek a magtörzs esetleges módosulásaira is.

A glóriás atommagok szerkezetéről és reakcióiról részletes összefoglalás található Suzuki, Lovas, Yabama, Varga [2003] alapvető munkájában. Az újabb eredményekről és általában az atommagok csomómodelljeiről Lovas [2014] és [2015] akadémiai székfoglaló előadásában találhatók áttekintések.

A nukleonglóriás atommagokat részletesen tárgyalja Fényes és mts. [2009, X.2.3. pont] könyve is.

Új lendületet ad a kutatásoknak, hogy radioaktív nyalábokban is vizsgálják a halojelenséget. Az eddigi legnehezebb  ${}_{10}^{31}\text{Ne}_{21}$  halomagon kívül a rövid felezési idejű atommagok között várhatóan még sok halogerjesztett állapot van. L. pl. Jonson és Riisager [2014] munkáját.

A következőkben az I.25. ábrákon csak néhány újonnan nyert eredmény ismertetésére szorítkozunk.

Az I.25. ábra felső része a hatáskeresztmetszeteket mutatja  $A \sim 120$  céltárgyakon különböző bombázó részecskékkel létrehozott reakciókra az  $E_{red}$  függvényében. Az ábra világosan utal arra, hogy a  ${}^6\text{He}$ -ban két neutron lazán kötött,  $2n$ -halót alkot.

Az I.25. ábra alsó részén a Li-izotópok töltéssugara ( $r_c$ ) van feltüntetve a tömegszám függvényében. Az optikai izotópeltolódást mérték lézerspektroszkópiai módszerekkel. Látható, hogy a  ${}^{11}\text{Li}$ -nál a töltéssugár ugrásszerűen megnőtt a  $2n$ -halo miatt. Mérték a  ${}^{11}\text{Li}$  tömegét is Penning-csapdában, és meghatározták a  $2n$  szeparációs energiát. Ezek egyúttal arra is utalnak, hogy az  $N = 8$  nem mágius szám a  ${}^{11}\text{Li}$ -nél.

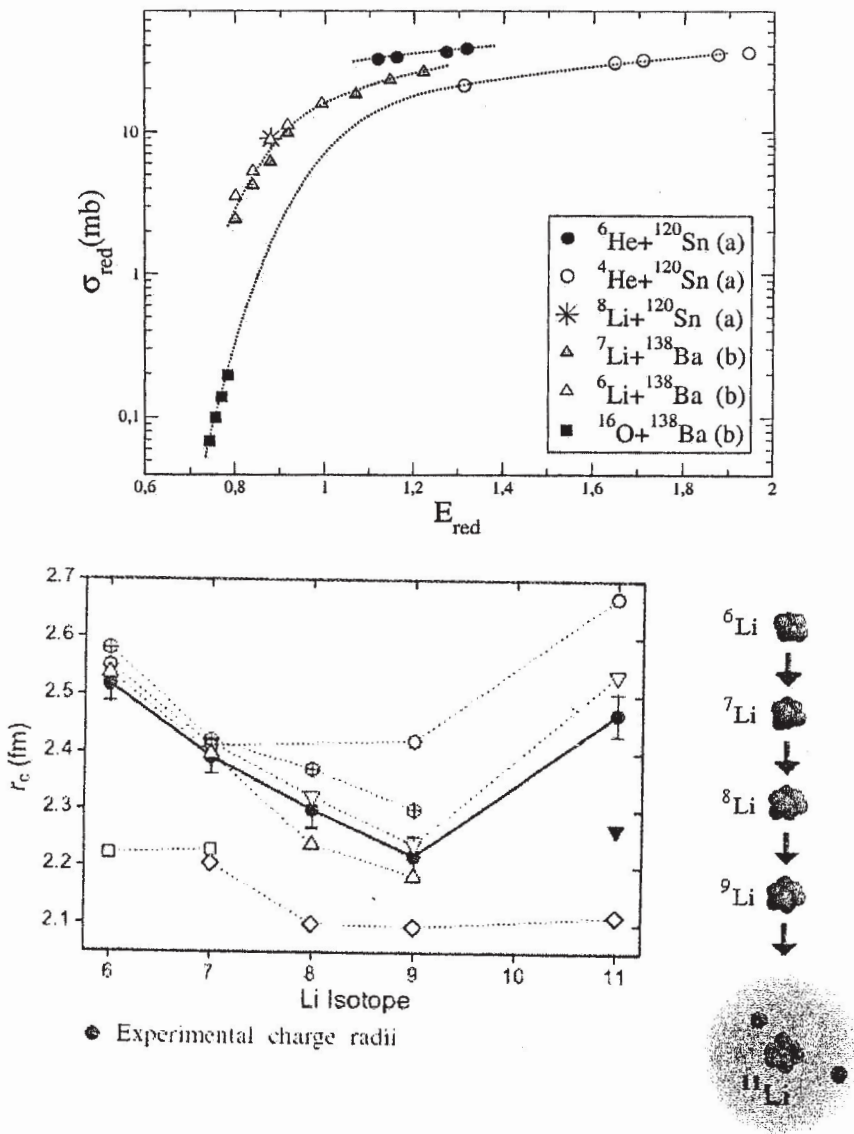
### Neutronbőr

Mind az elméleti relativisztikus Hartree-Fock-számítások, mind a kísérleti adatok arra utalnak, hogy az erősen neutrontöbbletes atommagokban neutronbőr épül ki a magtörzs felett. A neutronbőr vastagsága a  $\Delta R_{np} = R_n - R_p$  neutron, ill. proton magsugárkülönbséggel jellemezhető, ami pl. a  ${}_{28}^{50}\text{Ni}$  és  ${}_{50}^{124}\text{Sn}$  izotópoknál egyértelműen nő a tömegszám növekedésével. L. pl. Brown [1998] és Krasznahorkay [2005] munkáit.

Krasznahorkay és mts. [2013] és [2013] eredményeket nyertek az  ${}_{50}^{124}\text{Sn}$  és  ${}_{82}^{208}\text{Pb}$  atommagokban fellépő neutronbőr vastagságára. Ezek szerint

$$\begin{aligned}\Delta R_{np} &= 0,21 \pm 0,05 \text{ fm a } {}^{124}\text{Sn-nél és} \\ \Delta R_{np} &= 0,161 \pm 0,042 \text{ fm a } {}^{208}\text{Pb-nél.}\end{aligned}$$

Az eredmények jól egyeznek a korábbi adatokkal. A neutronbőr meghatározásához ( $n,p$ ) töltéscsere anti-analóg óriás dipól rezonancia módszert használtak. A módszer ígéretes lehetőséget nyújt a neutronbőr vastagságának meghatározására az egzotikus atommagoknál is.



I.25. ábra. Felül: Reakció-hatáskeresztmetszetek ( $\sigma_{red}$ ) az  $A \sim 120$  céltárgyakon különböző bombázó részecskéknél.  $E_{red} = E_{cm} (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) Z_p Z_t$ ,  $p$  = projectile,  $t$  = target,  $cm$  = tömegközéppont. A pontozott vonalak csak a tájékozódást segítik. A  ${}^6\text{He}$ -ban két neutron lazán kötött, a hatás-keresztmetszet nagy. Lépíne-Szily és mts. [2013] (RIBRAS) alapján.

Alul: A Li-izotópok töltéssugara ( $r_c$ ) a tömegszám függvényében. Látható, hogy a  ${}^{11}\text{Li}$ -nál a töltéssugár ugrásszerűen megnőtt a kétneutron-halo miatt. A pontozott vonalak különböző elméleti számítások eredményei. D’Auria és mts. [2010] (TRIUMF)

Kívánatos lenne, hogy szisztematikusan vizsgálják az alacsony sűrűségű neutronanyag (neutronbőr) előfordulását a rendszám függvényében, pl. a  $^{126-138}_{50}\text{Sn}$ -nál és sok más rövid felezési idejű izotópnál.

Az  $(e,e)$  reakciók információt adnak az atommagok töltéssugarára és töltéssűrűségére. Ezeket kombinálva a  $(p,p)$  szórási eredményekkel a nukleonok eloszlására és az anyagsűrűségekre is nyerhetők adatok.

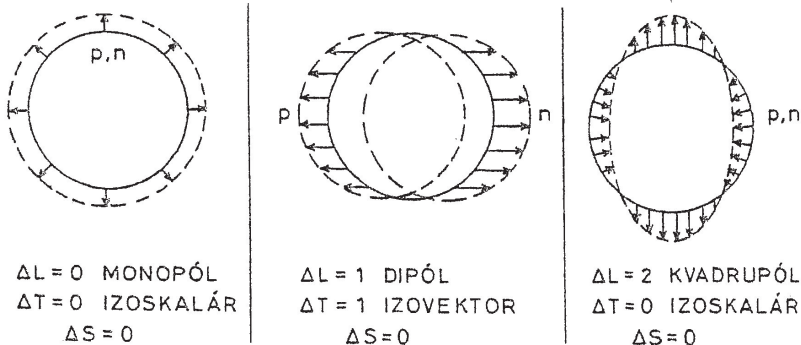
Távlatilag nagy előrelépést jelentene, ha a radioaktív ionnyalábokat (RIB) előállító laboratóriumokban elektron-RIB ütközéseket is lehetne vizsgálni.

### I.2.3. Óriásrezonanciák

Régóta ismeretes, hogy  $(\alpha,\alpha')$ ,  $(^{17}\text{O},^{17}\text{O}'\gamma)$ ,  $(\gamma,\gamma')$  stb. reakciókkal az atommagok óriásrezonanciára gerjeszthetők. A jelenség fellép egyaránt könnyű és nehéz, gömbszerű és deformált, gyakorlatilag minden atommagban. A jó hozammal való gerjesztéshez nagy bombázó energiákra van szükség. A rezonanciacsúcs szélessége általában 3–6 MeV. Az óriásrezonancia legerjesztődése történhet  $\gamma$ -emisszióval, de nagyobb energiáknál részecskeemisszió is lehetséges.

Az óriásrezonancia a részt vevő nukleonok kollektív gerjesztődésének megnyilvánulása. Néhány óriásrezonancia-típus az I.26. ábrán látható.

A történetileg először észlelt  $\Delta L = 1$ ,  $\Delta T = 1$ ,  $\Delta S = 0$  elektromos dipól-óriásrezonanciát Goldhaber és Teller úgy értelmezte, hogy ebben az atommag protonjai és neutronjai dipól-oszcillációt végeznek ellenkező fázisban. A hidrodinamikai modell közelítőleg helyesen reprodukálta az óriás-dipólrezonancia gerjesztési energiájának  $(E_{gerj.})$  függését a tömegszámtól, nevezetesen, hogy  $E_{gerj.} \approx konst. A^{-1/6}$  MeV.



I.26. ábra. Néhány óriásrezonancia-típus.  $\Delta L$  a maggerjesztésnél átadott keringési impulzusnyomatékot,  $\Delta T$  és  $\Delta S$  az izospin-, ill. spinváltozást jelöli alapállapotból történő gerjesztésnél

A jelenség részletes leírása megtalálható pl. Harakech, Van der Woude [2001] munkájában.

Az óriásrezonanciák vizsgálata hasznos információt szolgáltat az atommagok kompresszibilitására is.

Az egzotikus magoknál különösen kívánatos az óriásrezonanciák vizsgálata, mivel eddig csak nagyon kevés ilyen mérés történt.

Óriásrezonancia-vizsgálatokat végeztek pl. a következő laboratóriumokban:

- KVI, Groningen,  $\alpha$ -szórás,
- GANIL, Caen, MAYA aktív céltárgy,
- GSI, Darmstadt R<sup>3</sup>B-LAND program,  $(\gamma, \gamma')$  szórás,
- LNL, Legnaro, AGATA program, nehézion-reakciók 20 MeV/nukleon energiánál.

Az óriásrezonancia lehet pl. izoskalár és izovektor is egyszerre, azaz hibrid állapot.

Az ELI-NP Bukarest nagy fényességű  $\gamma$ -nyaláb-rendszere lehetőséget adhat az óriásrezonancia finomszerkezetének vizsgálatára stabil rendszereknél.

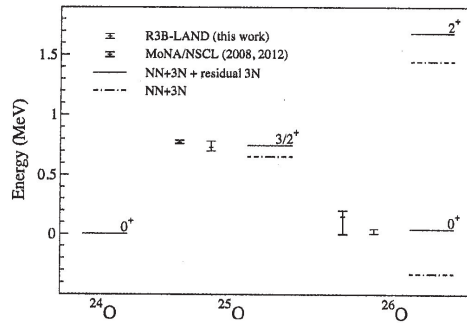
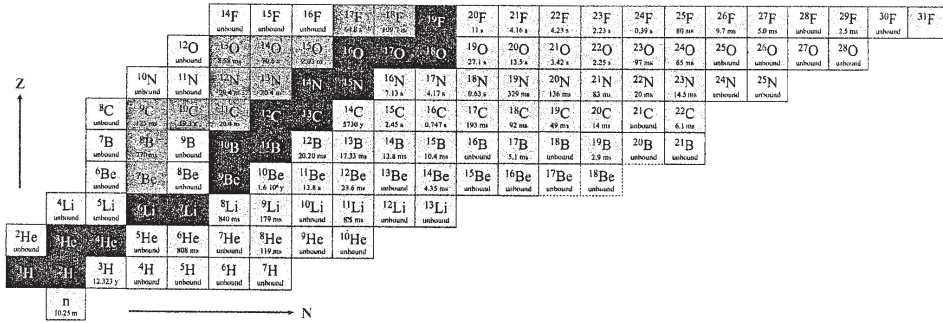
A jövőben intenzívebb radioaktív nyalábokkal szisztematikusan is lehet majd vizsgálni az óriásrezonancia jelenségét. Pl. azt, hogy milyen változások lépnek fel a rendszerben a belső gerjesztési energia függvényében.

Izoskalár óriásrezonanciák észlelésére új technikát fejlesztettek ki Zamora és mts. [2016]. A GSI kísérleti nehézion tárológyűjűjében (ESR)  $^{58}_{28}\text{Ni}_{30}$ -t tároltak 100 MeV/nukleon energián, amivel belső héliumgáz-céltárgyat bombáztak. A rugalmatlanul szórt  $\alpha$ -részecskéket detektálták. A módszer lehetőséget ad arra, hogy az óriásrezonanciát széles atommagtartományokban, instabil, egzotikus magoknál is vizsgálják.

#### I.2.4. Atommagok túl a leszakadási határon

Az I.27. ábrán felül a legkönnyebb elemek izotóptáblázata látható. Nagyenergiájú kiütési reakciókkal előállíthatók nem kötött állapotok is, túl a neutronleszakadási határon. Ezek bomlásának kinematikailag teljes vizsgálata (szög-, energia- és impulzuskorrelációk) lehetővé tette nem kötött állapotok azonosítását és kvantumszámuk meghatározását. Aumann és Simon [2014]. Az I.27. felső ábra színesben is megtekinthető „A stabilitási sávtól távol eső atommagok” fejezet végén lévő színes képek között.

Az I.27. ábrán alul az  $^{24,25,26}\text{O}$  alsó energianívói vannak feltüntetve: kísérleti adatok és elméleti értelmezésük különböző modellekkel. Az  $^{26}\text{O}$  nagyon alacso-



I.27. ábra. Felül: A nuklidtáblázat részlete a legkönnyebb magoktól a fluorig. A neutronleszakadási határ az oxigénig jól meghatározott, míg a fluornál a legehezebb kötött állapot a  $^{31}\text{F}$ . A szürke és fehér négyzetek nem kötött izotópokat jelölnek; szürke akkor, ha a kísérletileg azonosítva lett. Alul: Az  $^{24,25,26}\text{O}$  energianívói. Pontok hibákkal kísérleti értékek, vízszintes vonalak elméletiek különböző kölcsönhatások figyelembevételével. Aumann, Simon [2014] (Darmstadt) alapján

nyan fekvő alapállapotát magasabb közelítésben sikerült értelmezni. (L. az I.23. ábrát is.)

### I.2.5. $Z = N$ atommagok

A kétrészecske-korrelációk fontos szerepet játszanak a magszerkezet kialakulásában. Ez jelentkezik a magtömegekben, kötési energiákban, a páros-páros atommagok  $0^+$  állapota feletti energiérés kialakulásában és sok más sajáttságban. A  $Z = N$  és szomszédos atommagok vizsgálata  $A = 100$ -ig információt adhat az izospin szerepéről, tükörmagokról, a szupermegengedett  $\beta$ -bomlásról,  $pn$ -párkorrelációkról, egzotikus magalakokról. Tanulmányozható, hogy az izoskalár ( $T = 0$ ) párkölcsönhatás hogyan járul hozzá a kollektív állapotok kialakulásához.

A  $Z = N$  esetben a proton- és neutronpályák átfedése miatt könnyen kialakulhat  $pn$ -párkölcsonhatás. Különösen érdekes eredményekről szolgáltatott e téren a Jefferson-laboratórium (Virginia, USA) kísérlete. Folytonos elektronnyalábgyorsítójukon 4,6 GeV-es elektronokkal bombáztak  $^{12}\text{C}_6$  céltárgyat, és a rugalmatlanul szórt elektronokat koincidenzában mérték a kirepülő nukleonokkal. Az esetek 80%-ában egyes nukleonok, 18%-ában  $pn$ -párok, 1%-ában  $nn$ , ill.  $pp$ -párok lépnek ki a  $^{12}\text{C}$  atommagból [Subedi és mts. 2008]. A elméleti számítások arra utalnak, hogy a  $pn$ -párok túlsúlya más nukleonpárokhoz képest a nukleon-nukleon tenzorérő következménye [Sargsian és mts. 2005, Schiavilla és mts. 2007].

A témakör részletesebb ismertetését l. pl. Fényes és mts. [2009] könyvében (II.3., III.3., X.2.2. alfejezetek).

A  $Z = N$  magok vizsgálata továbbra is perspektivikus. Pl.

- A nukleonpárokra új információ nyerhető a deuterontranszfer-reakciókból.
- Ígéretes a felcsípési és lefosztási reakciók vizsgálata nagyon rövid felezési idejű izotópoknál ( $T_{1/2} = 10^{-6}$ - $10^{-9}$ s).
- Perspektivikus a  $^{80}_{40}\text{Zr}_{40}$  és  $^{100}_{50}\text{Sn}_{50}$  körüli magok tanulmányozása fejlett  $\gamma$ -spektroszkópiai berendezésekkel.
- A GANIL SPIRAL2 (Caen, Franciaország) program várhatóan sokat adhat a  $Z = N$  magok alap- és gerjesztett állapotainak vizsgálatához.

### I.2.6. Tömegmérések

A LANCHOU HIRFL (Heavy Ion Research Facility, Lanchou) laboratórium-ban sikerült számos rövid felezési idejű atommag tömegét meghatározni. Az izokrón tömegspektrometria gyors és hatékony módszernek bizonyult, az elért relatív tömegmeghatározás pontossága néhányszor  $10^{-6}$ . A berendezésekkel kapcsolatban l. a korábbi I.20. ábrát. Az elért eredményekről az I.28. ábra nyújt tájékoztatást.

Itt jegyezzük meg, hogy tárológyűrűben őrzött ionokra a maganyag sugara is meghatározható, l. pl. Zamora és mts. [2017] publikációját. A módszer kidolgozása lényeges előrelépést jelent a stabilitási sávtól távol eső atommagok vizsgálata szempontjából.



Általában több száz konfiguráció szükséges, hogy a Monte-Carlo-számításokból eredő statisztikus hibát 1% alá lehessen csökkenteni.

A rács-QCD-számítást véges térfogatra és véges rácsközre végzik. A számítások térfogattól való függése gyorsan csökken a térfogat nagyobbodásával, általában elég  $\sim 2,5$  fm rácspontközzel közelíteni a kontinuum-QCD-t. A módszert eredetileg Wilson [1974] javasolta, részletes leírását l. Weisz [1996], Montvay, Münster [1994], Hägler [2010], valamint Hashimoto és mts. [Rev. Part. Phys. Particle Data Group 2016, 310. o.] közleményeiben.

Az atommagok szerkezetének megértéséhez az effektív térelméletek, pl. a királis perturbációs elmélet nagyon sikeres közelítést jelentenek [Weinberg 1979]. E közelítésben a Lagrange-energiasűrűség a következő általános alakba írható:

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} \rightarrow \mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\pi} + \mathcal{L}_{\pi N} + \mathcal{L}_{NN} + \dots$$

ahol  $\mathcal{L}_{\pi}$  a Goldstone-bozon,  $\mathcal{L}_{\pi N}$  a pion-nukleon,  $\mathcal{L}_{NN}$  a nukleon-nukleon kölcsönhatást tartalmazza. Az expliciten ki nem írt tagok a nukleáris többszemélyes erők hozzájárulását veszik figyelembe, pl. a (2 nukleon + pion) és (3 vagy több nukleon, pionokkal vagy nélkülük).

A királis perturbációs térelmélet részletesebb kifejtését l. pl. Fényes [2013, VII.4.2. pont] könyvében és Machleidt, Entem [2011] összefoglalójában.

### I.2.8. Hiperdeformált atommagok

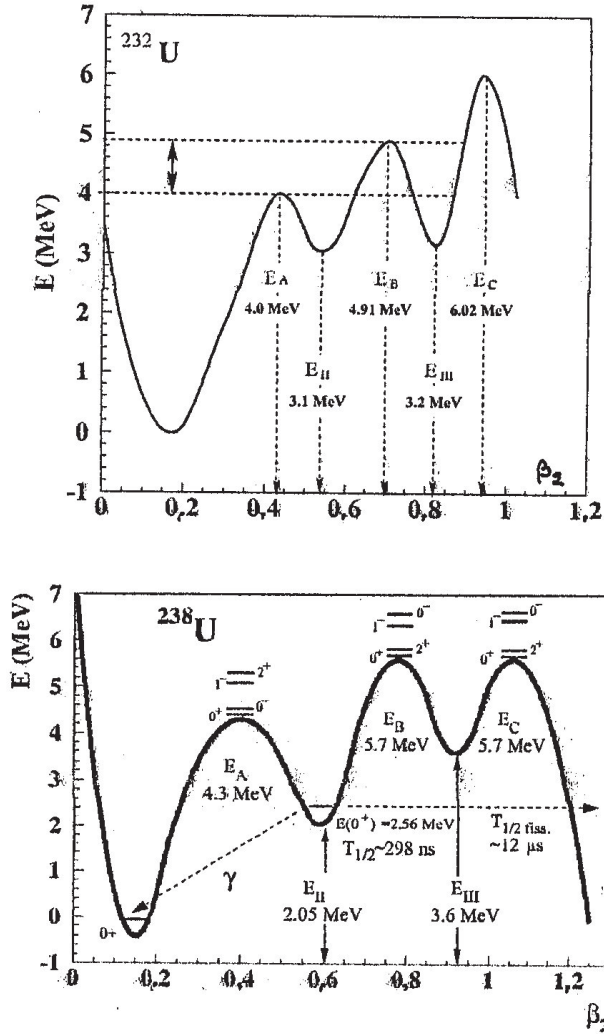
Egyes atommagoknál felléphetnek hiperdeformált állapotok, ahol a tengelyarányok akár 3:1 értéket is elérhetnek.

Az I.29. ábrán látható, hogy az  $^{232}\text{U}$  és  $^{238}\text{U}$  esetében hogyan függ az atommag potenciális energiája ( $E$ ) a  $\beta_2$  kvadrupól-deformációs paramétertől.

Az  $^{232}\text{U}$  hasadását a  $^{231}\text{Pa}(^3\text{He}, \text{df})^{232}\text{U}$  reakcióban mérték a 4,0–6,4 MeV gerjesztési energiatartományban ( $f$  = fission, hasadás). Látható, hogy 4,0, 4,91 és 6,02 MeV potenciális energiáknál három csúcs jelentkezik, amikre rotációs sávok épülnek.

A méréseket a Maier-Leibnitz Laboratóriumban (München, Garching) végezték az ottani tandem gyorsítónál. Az  $^{232}\text{U}$  gerjesztési energiáját a kilépő deuteronok energiájából határozták meg, amit mágneses spektrométerrel mértek.

Az I.29. ábrán alul az  $^{238}\text{U}$   $E(\beta_2)$  függvénye látható fotohasadási mérések alapján. A vizsgálatokat monokromatikus, nagy fényességű, relativisztikus elektron-



I.29. ábra. Felül: Az  $^{232}\text{U}$  potenciális energiája ( $E$ ) a kvadrupól deformációs paraméter ( $\beta_2$ ) függvényében. Csige és mts. [2009] alapján.

Alul: Hasonló  $E(\beta_2)$  összefüggés, mint felül, de  $^{238}\text{U}$ -ra. Csige és mts. [2013] alapján

nyalábról Compton-visszaszórt  $\gamma$ -sugarakkal végezték (Triangle Univ. Nuclear Lab., Durham, North Carolina). A  $\gamma$ -sugarak energiáját 4,7 és 6,0 MeV között változtatták, az energiefeloldás  $\sim 3\%$  volt. Az  $^{238}\text{U}$ -nál is három csúcsot észleltek a  $\beta_2$  függvényében, amikre  $0^+$ ,  $0^-$ ,  $1^-$ ,  $2^+$  nivók épültek.

A hipermagokról, gerjesztéseikről és bomlásaikról részletes összefoglalót közölt Krasznahorkay [2011].

Az ELI-NP (Bukarest) nagy fényességű, kvázimonokromatikus  $\gamma$ -sugárzásai várhatóan új lehetőséget teremtenek a hiperdeformált magállapotok szelektív vizsgálatára. A harmadik hiperdeformált minimum problematikája (ahol a tengelyarány  $\sim 3:1$ ) még nem megnyugtatóan megoldott. A nagy intenzitású, kvázimonokromatikus  $\gamma$ -sugarakkal ritka hasadási módokat is lehet vizsgálni, pl. hármas hasadást.

Az ELI-NP-ben tervezett fotohasadási kísérletekről részletes áttekintés található Balabanski és mts. [2016] munkájában.

### I.2.9. További eredmények, kitekintés

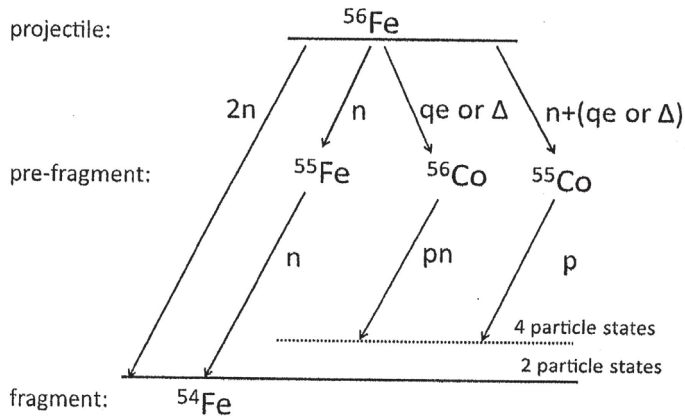
Számos laboratóriumban komplex vizsgálatoknak vetették alá az egzotikus magokat.

A nukleontranszfer-reakciók információt szolgáltatnak az előállított állapotok kvantumszámaira, valamint a proton vagy neutron gerjesztésének természetére. Másrészről élettartammérések, Coulomb-gerjesztés, magnyomaték-meghatározások adatokat szolgáltatnak az egyes állapotok hullámfüggvényeire is.

Podolyák és mts. [2016]  $\Delta$ -rezonanciák fellépését észlelték relativisztikus energiájú reakciókban.  $^{56}\text{Fe}$  atommagokkal bombáztak vékony  $^9_4\text{Be}$  céltárgyat  $E/A = 500$  MeV energián a GSI SIS-18 gyorsítóján (Darmstadt). A reakciótermékeket röptében szeparálták FRS (l. a korábbi I.5. ábrát) fragmenszeparátorral. A  $^{54}\text{Fe}$  reakcióterméket mágneses eltérítéssel és energiavesztés-méréssel azonosították. A fellépő  $\gamma$ -sugarakat nagy feloldású Ge AGATA rendszerrel detektálták és korrelálták az implantált ionokkal.

A  $\gamma$ -spektrumban 411, 1130 és 1408 keV-es sugárzásokat észleltek, amik a  $^{54}\text{Fe}$  [ $T_{1/2} = 364(7)$  ns] jól ismert  $I^\pi = 10^+$  izomer állapotából erednek. A  $^{56}\text{Fe} + ^9\text{Be} \rightarrow ^{54}\text{Fe}$  reakcióban többféle mechanizmus is felléphet (l. az I.30. ábrát), de csak az  $^{55,56}\text{Co}$  közbenső fragmenseken keresztül gerjesztődhetnek 4-részecske-állapotok a  $^{54}\text{Fe}$ -ban. Felléphetnek  $\Delta^0 \rightarrow \pi^0 + n$  vagy  $\Delta^0 \rightarrow \pi^- + p$  bomlások.

Az atommagok között számos metastabil állapot ismeretes. A javasolt vizsgálati metodika sok más állapotra is kiterjeszhető, így a  $\Delta(1232)$  és más magasabban fekvő rezonanciák szerepe a végállapotok előállításában szisztematikusan is vizsgálhatóvá válhat.



I.30. ábra. A  $^{56}\text{Fe} + ^9\text{Be} \rightarrow ^{54}\text{Fe}$  reakciónál fellépő különböző mechanizmusok. A  $^{54}\text{Fe}$   $I^\pi = 10^+$  ismert 4-részecske-állapota  $qe$  vagy  $\Delta$ -rezonancia-bomlással,  $^{55,56}\text{Co}$  közbelső fragmenseken keresztül áll elő.  $qe$  kvázirugalmas reakciót jelöl. Ilyen és hasonló reakciókkal tanulmányozható pl. a magasan fekvő  $\Delta^0 \rightarrow \pi^0 + n$  vagy  $\Delta^0 \rightarrow \pi^- + p$  bomlások. Bővebb leírást l. a szövegben. Podolyák és mts. [2016] alapján

\* \* \*

A további fejlődéshez kulcskérdés a radioaktív nyálábok intenzitásának növelése.

A $\beta$ - és protonbomlások vizsgálatához elég	$\sim 10$ részecske/s,
az első gerjesztési szintekhez	$> 100$ részecske/s,
a nívósémák részleteihez	$10^3 - 10^4$ részecske/s szükséges.

Különösen nagy előrehaladás várható a GSI FAIR program beindulásától, de sajnos ez csak  $\sim 2025$  után várható.

## IRODALOM AZ 1. FEJEZETHEZ

*Összefoglaló munkák*

- Fényes T. 2002: Structure of atomic nuclei (Akadémiai Kiadó, Budapest).
- Fényes T. és mts. 2009: Atommagfizika I., 2. korszerűsített kiadás (Debreceni Egyetemi Kiadó, Debrecen).
- Fényes T. 2013: Részecskék és kölcsönhatásaik, 3. korszerűsített kiadás (Debreceni Egyetemi Kiadó, Debrecen).
- Harakech, M. N., Van der Woude, A. 2001: Giant resonances: fundamental high frequency modes of nuclear excitation (Oxford University Press).
- Krasznahorkay A. 2011: Tunneling through triple-humped fission barriers, in Handbook of nuclear chemistry, eds. Vértes A. et al. (Springer Sci. + Business Media B. V.).
- NuPECC Long Range Plan 2017, Perspectives in Nuclear Physics (European Science Foundation). NuPECC Chair: Prof. A. Bracco. [nupecc.org/publ/lrp2017.pdf](http://nupecc.org/publ/lrp2017.pdf).
- Suzuki, Y., Lovas, R. G., Yabana, K., Varga K. 2003: Structure and reactions of light exotic nuclei (Taylor and Francis, London).

*Hivatkozások*

- Aumann, T., Simon, H. 2014: Nucl. Phys. News 24, No. 2, 5.
- Balabanski, D. L. et al. 2016: Romanian Rep. in Phys. 68, Suppl. P. S 621.
- Bennett, R. et al. 2000: The NuPECC working group on radioactive nuclear beam facilities (ESF, Strasbourg).
- Blaum, K. 2006: High-accuracy mass spectrometry with stored ions, Phys. Rep. 425, 1.
- Boine-Frankenheim, O. et al. 2017: CERN Courier, July/August, p. 41.
- Borge, M., Kadi, Y. 2016: Nucl. Phys. News 26, No. 4. p. 6.
- Brown, B. A. et al. 1998: Phys. Rev. C 58, 220.
- Brown, J. A. 2010: Nucl. Phys. News 20, No. 3, p. 23.
- Christian, G. et al. 2017: Nucl. Phys. News, No. 2, p. 5.
- Csige, L. et al. 2009: Phys. Rev. C 80, 011 301 (R).

- Csige, L. et al. 2013: Phys. Rev. C 87, 044 321.
- D'Auria, J. et al. 2010: Nucl. Phys. News 20, No. 2, p. 4.
- Dombrádi Zs. 2009: Az atommagok héjszerkezetének változása a neutroninstabilitási vonal közelében. MTA doktori értekezés. Atomki.
- Eberz, J. et al. 1987: Nucl. Phys. A 464, 9.
- Elekes Z. 2016: Neutron-proton korrelációk egzotikus atommagokban. MTA doktori értekezés. Atomki.
- En'yo, H. 2015: Nucl. Phys. News 25, No. 3. p. 5.
- Farnea, E., Bazzacco, D. 2012: Nucl. Phys. News 22, No. 3, p. 27.
- Gade, A., Sherill, B. M. 2016: Phys. Scripta 91, 033 006.
- Gall, B., Greenlees, P. 2013: Nucl. Phys. News 23, No. 3, p. 19.
- Gelbke, C. R. 1994: Nucl. Phys. News 4, No. 4, 5.
- Grandin, J. P. 2000: Nucl. Phys. News 10, No. 1, p. 14.
- Grigorenko, L. et al. 2014: Nucl. Phys. News 24, No. 4, p. 22.
- Habs, D., Tajima, T., Zamfir, V. 2011: Nucl. Phys. News 21, No. 1, p. 23.
- Hägler, Ph. 2010: Phys. Rep. 490, 49.
- Hashimoto, S. et al. 2016: Rev. Part. Phys. p. 310; Chin. Phys. C 40, No. 10.
- Hoffman, C., Kay, B. P. 2014: Nucl. Phys. News 24, No. 4, 16.
- Jonson, B., Riisager, K. 2014: Nucl. Phys. News 24, No. 3, p. 18.
- Jonson, B. et al. 1993: Nucl. Phys. News 3, No. 2, 5.
- Jokinen, A. 2014: Nucl. Phys. News 24, No. 4, p. 4.
- Kluge, H.-J. 2004: Nucl. Phys. News 14, No. 1, 14.
- Krasznahorkay, A. et al. 1999: Phys. Rev. Lett. 82, 3216.
- Krasznahorkay, A. et al. 2013: Phys. Lett. B 720, 428.
- Krasznahorkay A., et al. 2013: Phys. Scr. 014 018.
- Kreim, S. et al. 2014: Nucl. Phys. News 24, No. 2, p. 20.
- Kurtukian-Nieto T. et al. 2005: Int. Symp. On excited nuclear systems, eds. Gácsi Z. et al. (Am. Inst. Phys., Melville, New York).
- Lépine-Szily, A. et al. 2013: Nucl. Phys. News 23, No. 3, p. 5.
- Litvinov, Y. A., Xu, H. 2011: Nucl. Phys. News 21, No. 2, p. 13.
- Lovas R. 2014: Ütközés és bomlás a fizikában. MTA székfoglaló előadás, Budapest.
- Lovas R. 2015: Azonosság és másság. A Pauli-elv az atommagban. MTA székfoglaló előadás, Budapest.
- Machleidt, R., Entem, D. R. 2011: Phys. Rep. 503, 1.
- Merminga, L. et al. 2015: CERN Courier Jan./Febr. p. 26.

- Montvay, I., Münster, G. 1994: Quantum fields on lattice (Cambridge Univ. Press, Cambridge).
- Meisner, Ulf-G. 2014: Nucl. Phys. News 24, No. 4, p. 11.
- Nazarewicz, W. et al. 2017: Nucl. Phys. News 27, No. 2, p. 28.
- Neyens G. 2003: Rep. Progr. Phys. 66, 633.
- Neyens, G. 2004: Nucl. Phys. News 14, No. 2, 4.
- Obertelli, A., Uesaka, T. 2015: Nucl. Phys. News 25, No. 2, p. 17.
- Otsuka, T., Schwenk, A. 2012: Nucl. Phys. News 22, No. 4, p. 12.
- Pardo, R. et al. 2016: Nucl. Phys. News 26, No. 1, p. 5.
- Penionzhkevich, Yu. E., Lukyanov, S. 2006: Particles and Nuclei (ECHAYA), No. 2, 439.
- Plass, W. R., Scheidenberger, C. 2006: Nucl. Phys. News 16, No. 2, 20.
- Podolyák, Zs. et al. 2016: Phys. Rev. Lett. 117, 222 302.
- Sargsian, M. M. et al. 2005: Phys. Rev. C 71, 044 615.
- Schiavilla, R. et al. 2007: Phys. Rev. Lett. 98, 132 501.
- Subedi, R. et al. 2008: Science 320, 1476.
- Ueno, H., Ichikawa, Y. 2015: Nucl. Phys. News 25, No. 2, p. 12.
- Wada, R. et al. 2014: Nucl. Phys. News 24, No. 3, p. 28.
- Weinberg, S. 1979: Physica 96 A, 327.
- Weisz, P. 1996: Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 47, 71.
- Wilson K. G. 1974: Phys. Rev. D 10, 2445.
- Zagrebaev, V. I. Greiner, W. 2015: Nucl. Phys. A 944, p. 257.
- Zamora, J. C. et al. 2016: Phys. Lett. B 763, 16.
- Zhou, X. 2016: Nucl. Phys. News 26, No. 2, p. 4.



## II. SZUPERNEHÉZ ATOMMAGOK

A szupernehéz atommagok szintéziséhez és vizsgálatához alapvető érdekek fűződnek mind az atommagfizika, mind a kémia oldaláról. A legnehezebb atommagokban nagyon erős Coulomb-taszítás körülményei között vizsgálhatók a magszerkezet, -bomlás és -reakciók sajátosságai. Extrém körülmények között alaposabban megismerhetjük a magerők sajátosságait, és teljesen váratlan jelenségek is felbukkanhatnak. Nyitott kérdés, hogy milyen rendszám- és tömegszámhatárig létezhetnek atommagok kötött állapotban.

Az egyszerű folyadékceppmodellre alapozott számítások szerint az atommagok stabilitása  $Z = 100$ – $106$  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  $Z = 114$ ,  $N = 184$ -nél (al)héjlezáródásokat jeleznek. Önkonzisztens átlagterszámítások is végezhetők – mind nemrelativisztikus, mind relativisztikus közelítésben – effektív (pl. Skyrme) kölcsönhatást használva. A legtöbb nemrelativisztikus számítás  $Z = 120$ ,  $N = 172$  körül széles tartományban héjstabilizációs hatást jelez.

Az elemek periódusos rendszere a II.1. táblázatban, a jelenleg ismert aktinidákon túli elemek fontosabb adatai a II.2. táblázatban láthatók Düllmann [2017] alapján.

### II.1. A SZUPERNEHÉZ ATOMMAGOK ELŐÁLLÍTÁSÁNAK ÉS VIZSGÁLATÁNAK MÓDSZEREI

#### *Atommagreakciók*

A  ${}_{93}\text{Np}$ -tól a  ${}_{98}\text{Cf}$ -ig terjedő transzurán elemek, valamint a  ${}_{101}\text{Md}$  felfedezése  $(n, \gamma)$ , ill.  $(\alpha, n)$  reakciók segítségével történt. A vizsgálatokhoz nehéz aktinida céltárgyakat használtak, amelyek többségét reaktorban állították elő intenzív neut-

II.1. táblázat. Az elemek periódusos rendszere

1																	18
H																	He
3	4											5	6	7	8	9	10
Li	Be											B	C	N	O	F	Ne
11	12	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar
19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
55	56	57-71	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86
Cs	Ba	La-Lu	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
87	88	89-103	104	105	106	107	108	109	110	111	112	113	114	115	116	117	118
Fr	Ra	Ac-Lr	Rf	Db	Sg	Bh	Hs	Mt	Ds	Rg	Cn	Nh	Fl	Mc	Lv	Ts	Og

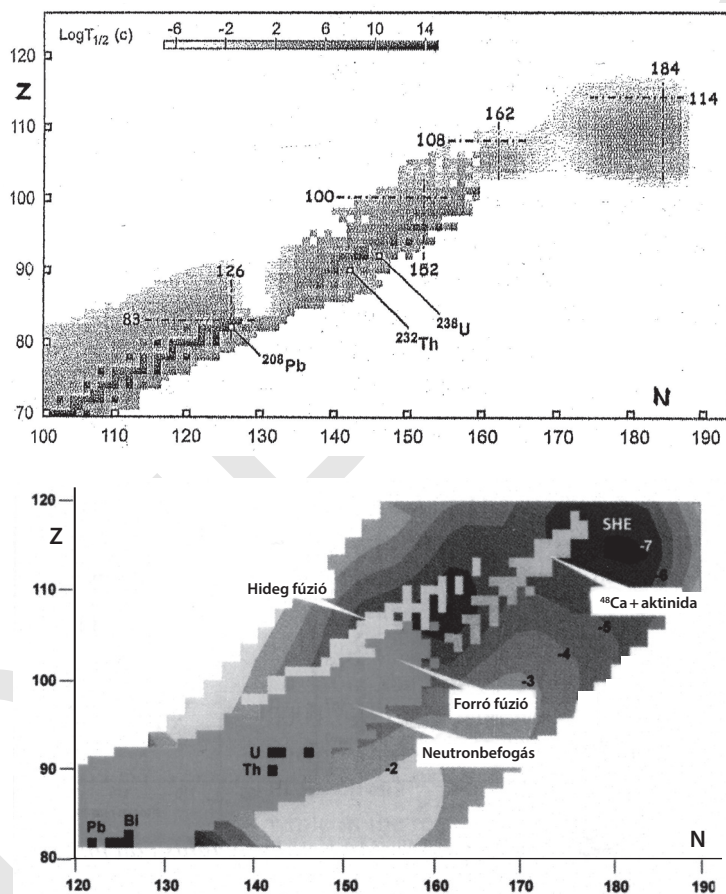
57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71
La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
89	90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103
Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr

II.2. táblázat. Az aktinidakon túli elemek

			Felfedezés éve	Felfedező
104	Rutherfordium	Rf	1969	Ghiorso et al. (LBNL Berkeley)
105	Dubnium	Db	1970	Ghiorso et al. (LBNL Berkeley)
106	Seaborgium	Sg	1974	Ghiorso et al. (LBNL Berkeley)
107	Bohrium	Bh	1981	Münzenberg et al. (GSI Darmstadt)
108	Hassium	Hs	1984	Münzenberg et al. (GSI Darmstadt)
109	Meitnerium	Mt	1982	Münzenberg et al. (GSI Darmstadt)
110	Darmstadtium	Ds	1995	Hofmann et al. (GSI Darmstadt)
111	Roentgenium	Rg	1995	Hofmann et al. (GSI Darmstadt)
112	Copernicium	Cn	1996	Hofmann et al. (GSI Darmstadt)
113	Nihonium	Nh	2004	Morita et al. (RIKEN Wako-shi)
114	Flerovium	Fl	2004	Oganessian et al. (FLNR Dubna)
115	Moscovium	Mc	2010	Oganessian et al. (FLNR Dubna)
116	Livermorium	Lv	2004	Oganessian et al. (FLNR Dubna)
117	Tennesine	Ts	2010	Oganessian et al. (FLNR Dubna)
118	Oganesson	Og	2006	Oganessian et al. (FLNR Dubna)

ronbesugárzással. Az  ${}_{99}\text{Es}$  és  ${}_{100}\text{Fm}$  elemeket először *termonukleáris robbanás maradványaiban* sikerült azonosítani.

A további szupernehéz elemek előállításához már nehézion-reakciókat kellett felhasználni. A  ${}_{102}\text{No}$ -tól a  ${}_{106}\text{Sg}$ -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  ${}^{263}\text{Sg}$  a  ${}_{98}^{249}\text{Cf}({}^{18}\text{O},4n){}_{106}^{263}\text{Sg}$  reakcióból. L. a II.1. ábrát; az ábra alsó része színesben is megtekinthető a fejezet végén.

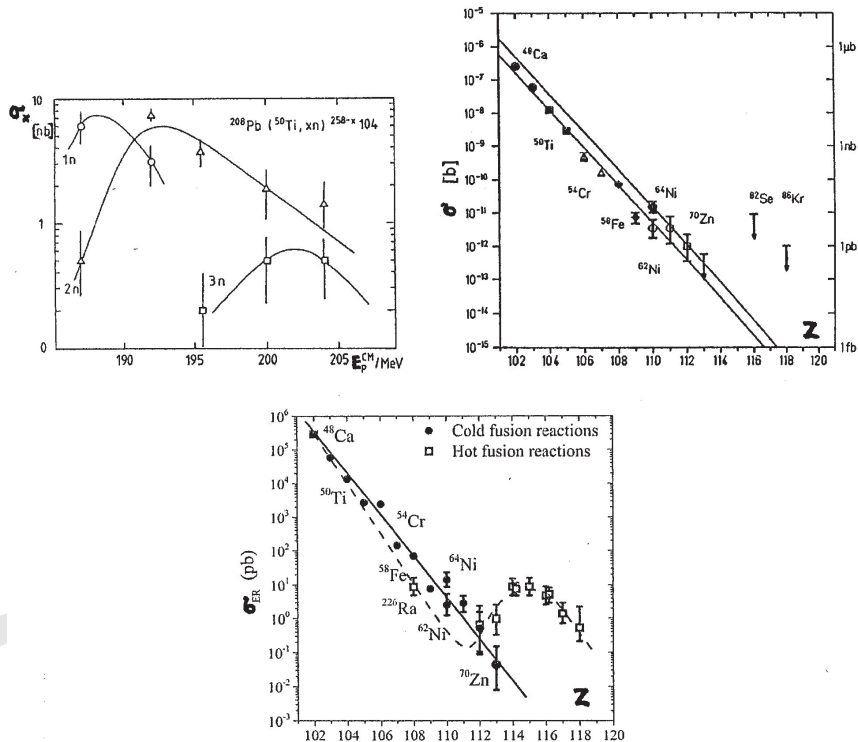


II.1. ábra. Felül: A nehéz atommagok a rendszám (Z) és neutronszám (N) függvényében.  $\log T_{1/2}$  a felezési idő nagyságrendjét jelzi.

Alul: A nehéz atommagok előállításához vezetõ reakciók. Act.: az aktinidákra utal. A negatív számok a héjkorrekciók amplitúdóit jelzik a mag potenciális energiájának folyadékcseppmodell alapján történõ számításánál. Oganessian [2013] alapján

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 indultak ki (pl. a  ${}_{82}\text{Pb}_{126}$ ,  ${}_{83}\text{Bi}_{126}$ ,  ${}_{97}\text{Bk}_{152}$  atommagokból), mivel így a nehézionreakciók viszonylag kis gerjesztési energiájú közbenső atommagokhoz vezetnek. Neutron kibocsátása után a végtermék  $\alpha$ -emisszióval bomlik, és az  $\alpha$ -bomláslánc lehetőséget ad a termék azonosítására. Így sikerült azonosítani hat új elemet a  ${}_{107}\text{Bh}$ -tól a  ${}_{112}\text{Cn}$ -ig.

A II.2. ábra tájékoztatást nyújt a hideg és forró fúziós reakciók hatáskeresztmetszeteire.



II.2. ábra. Felül balra: Hideg fúziós gerjesztési függvény [ $\sigma_x$  az  $E_p^{cm}$  függvényében] a  ${}^{50}\text{Ti} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}_{104}\text{Rf}$  rutherfordium izotópokra.

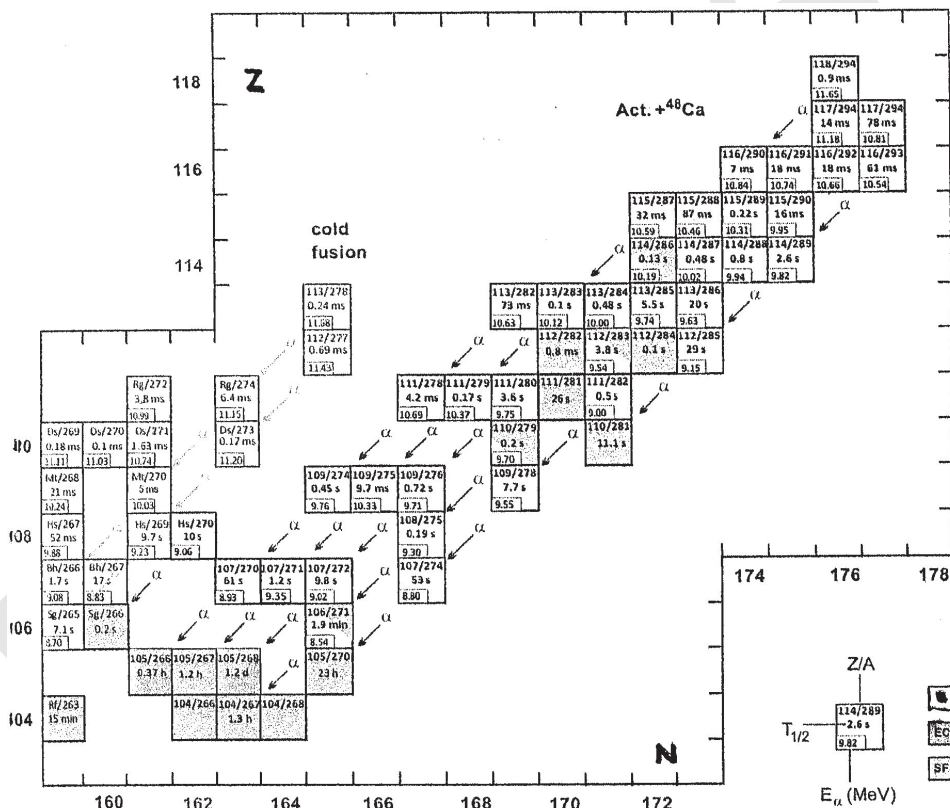
Felül jobbra: Előállítási hatáskeresztmetszetek a nobelium és nagyobb rendszámú elemekre hideg fúziós reakciókban. SHIP mérési eredmények. Münzenberg és mts. [2015, p. 5.] alapján.

Alul: Maximális hatáskeresztmetszetek 1 neutron párolgásra hideg fúziós reakciónál  ${}^{208}\text{Pb}$  és  ${}^{209}\text{Bi}$  céltárgyakon, különböző bombázó részecskéknél (az ábrán jelezve). Az ábrán a  ${}^{48}\text{Ca}$ -mal aktinidagon létrehozott forró fúziós reakció hatáskeresztmetszetei is fel vannak tüntetve a 3 és 4 neutroncsatornára az összetevő (compound) mag rendszáma függvényében. Itkis és mts. [2015, p. 204.] alapján

A japán RIKEN-programban  $^{70}\text{Zn} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{278}113 + n$  hideg fúziós reakcióval sikerült a  $Z = 113$ -as (Nh, nihonium) elem 278 tömegszámú izotópját előállítani; az  $\alpha$ -bomláslánc ismert Bh- és Db-izotópokhoz vezetett. L. Morita [2015] összefoglaló munkáját.

A szupernehéz elemek előállításában áttörő sikert eredményezett a  $^{48}\text{Ca}$  + aktinida céltárgy forró fúziós reakció használata. A  $^{48}\text{Ca}$  erősen neutrontöbbletes és kétszeresen mágikus atommag, amivel a  $^{90}\text{Th}$ – $^{98}\text{Cf}$  elemek hosszú felezési idejű izotópjait bombázva sikerült előállítani a  $Z = 114$  (Fl),  $Z = 115$  (Mc),  $Z = 116$  (Lv),  $Z = 117$  (Ts) és  $Z = 118$  (Og) elemek különböző izotópjait. L. II.3. ábrát.

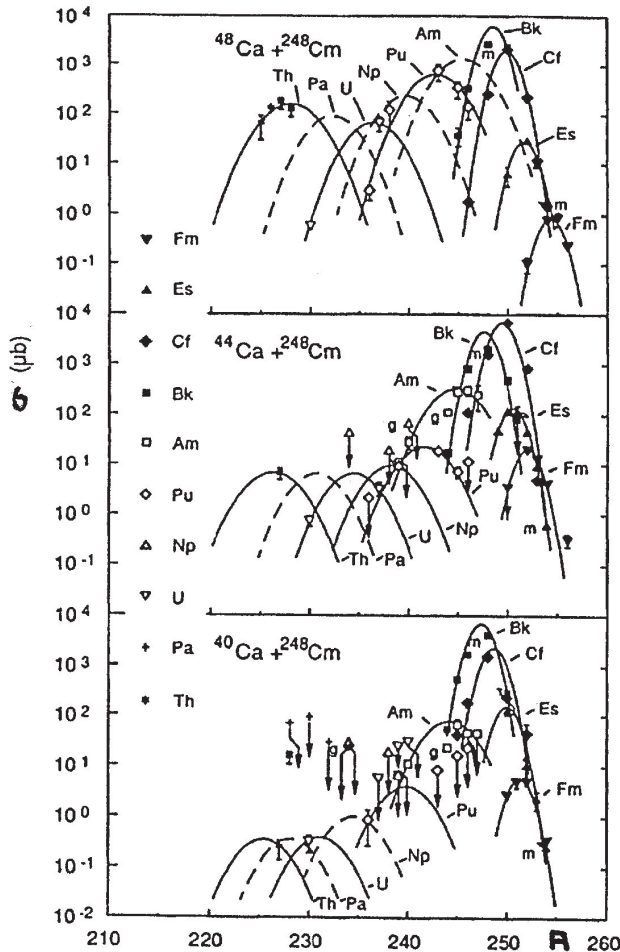
Az előállítási hatáskeresztmetszetek a 114, 116 rendszámú elemekre pb nagyságrendben vannak; a 35–50 MeV-re gerjesztett atommagokból 3–5 neutron lép ki.



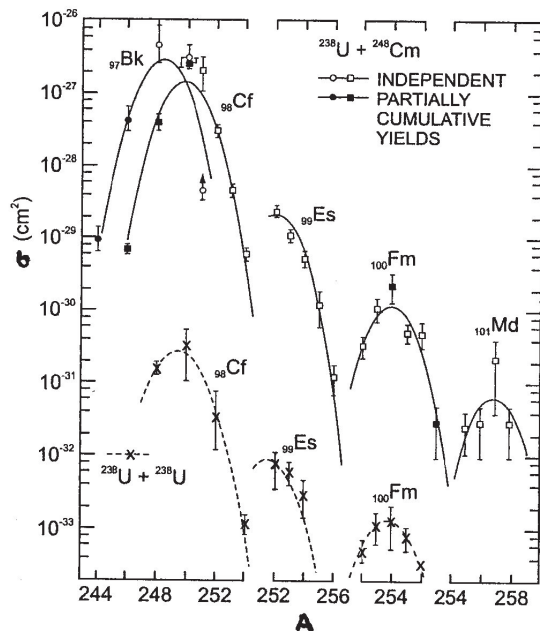
II.3. ábra. A hideg fúzióval, valamint  $^{48}\text{Ca}$ -mal indukált forró fúziós reakcióval előállított legnehezebb atommagok táblázata. Oganessian [2013] alapján

Míg a  ${}^{249}_{97}\text{Bk}_{152} + {}^{22}_{10}\text{Ne}_{12} \rightarrow {}^{267}_{107}\text{Bh}_{160}$  hideg fúziós reakciónál az elért hozam 2 atom/óra volt, a  ${}^{48}_{20}\text{Ca}_{28} + {}^{244}_{94}\text{Pu}_{150} \rightarrow {}^{288,289}_{114}\text{Fl}$  reakciónál 5 atom/nap hozamot értek el [Düllmann 2017].

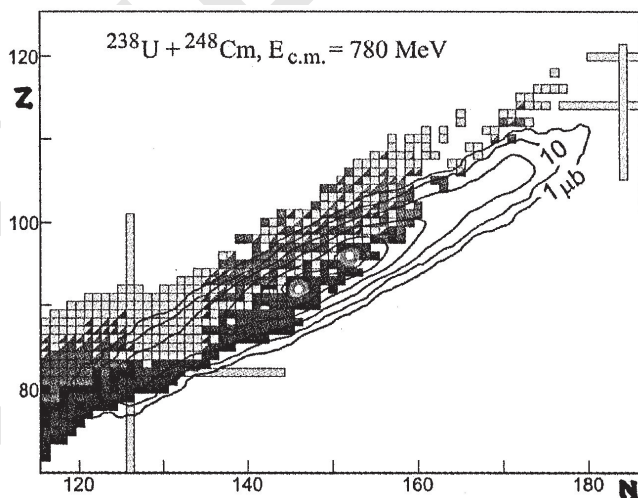
A  $\text{Ca} + {}^{248}\text{Cm}$  reakciók hatáskeresztmetszetei a  $Z < 103$  elemek izotópjaira a tömegszám függvényében a II.4. ábrán láthatók. Hasonló összefüggések a  ${}^{238}\text{U} + {}^{248}\text{Cm}$  reakcióra a II.5. ábrán vannak feltüntetve. A II.6. ábra a  ${}^{238}\text{U} + {}^{248}\text{Cm}$  reakció hatáskeresztmetszeteinek kontúrvonalait mutatja a proton-neutron számok síkján.



II.4. ábra. A  $\text{Ca} + {}^{248}\text{Cm}$  reakciók hatáskeresztmetszetei ( $\sigma$ ) a tömegszám függvényében.  $g$  az alapállapotra,  $m$  a metastabil izomerre utal. A bombázó  ${}^{48}\text{Ca}$ -,  ${}^{44}\text{Ca}$ -,  ${}^{40}\text{Ca}$ -ionok energiája megfelelően 247–263, 251–257, 251–257 MeV tartományban volt. Kratz és mts. [2015, p. 117] alapján



II.5. ábra. Hatáskeresztmetszetek ( $\sigma$ ) a  $^{238}\text{U} + ^{248}\text{Cm}$  reakcióban előállt  $Z \leq 101$  elemek izotópjaira ( $\leq 7,4$  MeV/u energiánál). Az összehasonlítás kedvéért a  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  reakció adatai is fel vannak tüntetve ( $\leq 7,5$  MeV/u bombázó energiánál). A görbék csak a tájékozódást segítik. Schädel és mts. [1982] alapján



II.6. ábra. A  $^{238}\text{U} + ^{248}\text{Cm}$  reakció hatáskeresztmetszeteinek kontúrvonalai ( $\mu\text{b}$ -okban) a proton-neutron számok síkján (c. m.: tömegközéppont). Kratz és mts. [2015, p. 117] alapján

A  $^{48}\text{Ca}$  bombázó részecskékkal, aktinida céltárgyakon, forró fúziós reakciókkal sikerült előállítani a legnehezebb elemek izotópjait a  $_{113}\text{Nh}$ -tól az  $_{118}\text{Og}$ -ig. Ezek a céltárgyak, nevezetesen a  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{245}\text{Cm}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Cf}$  és  $^{249}\text{Bk}$  izotópok csak behatárolt mennyiségben, specializált előállítási technikákkal és kevés helyen állíthatók elő világviszonylatban. Roberto és mts. [2015, p. 99] munkájában részletes információ található az említett céltárgyak problémáiról.

Időtől függő Hartree–Fock-módszert használt a szupernehéz atommagok előállításához szükséges reakciók leírására Umar és Oberacker [2015]. Számították a befogási hatáskeresztmetszeteket, annak a valószínűségét, hogy a rendszer összeolvad és nem kvázihasad, a potenciálfal-magasságokat és tehetetlenségi nyomatókat a  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  rendszerre és más jellemzőket. A számítások előnye, hogy a mikroszkopikus elméletnek nincsenek szabad paraméterei, az effektív nukleon-nukleon kölcsönhatást csak néhány atommag statikus sajátságaihoz illesztették.

Igen részletesen vizsgálta a szupernehéz atommagok előállításához vezető reakciók hatáskeresztmetszeteit Zagrebaev és Greiner [2015]. A nehézion-fúziós reakciók folyamatait lásd a II.7. ábrán. Az ütközés első fázisában rugalmas és kvázirugalmas vagy kontakt ütközés; a másodikban kvázihasadás vagy összeolvadás (compound atommag) lép fel. A harmadik fázisban normál hasadás vagy párolgás után kialakul a maradék atommag (EvR, evaporation residue, túlélő).

A fúziós reakcióban a hatáskeresztmetszet egy adott maradék atommag állapotára a következő formulával írható le.

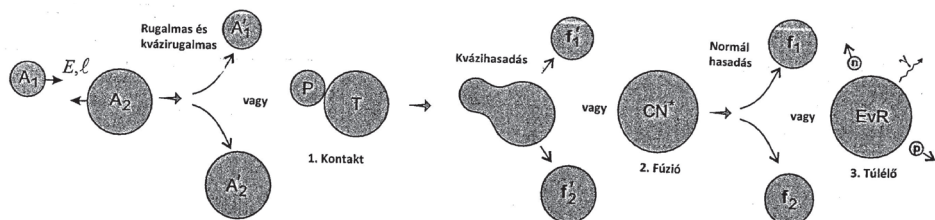
$$\sigma_{\text{EvR}}(E) \approx \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_{\text{cont}}(E, l) P_{\text{CN}}(A_1 + A_2 \rightarrow C; E, l) P_{\text{EvR}}(C \rightarrow B; E^*, l),$$

ahol  $P_{\text{cont}}(E, l)$  annak a valószínűsége, hogy az ütköző atommagok legyőzik a potenciálfalat a bemeneti csatornában és olyan konfigurációt alkotnak, melynek sugara kisebb, mint az ütköző atommagok sugarainak összege;

$P_{\text{CN}}$  annak a valószínűsége, hogy az ütköző atommagok gömbszerű vagy közel gömbszerű összetevő atommaggá alakulnak;

$P_{\text{EvR}}(C \rightarrow B)$  annak a valószínűsége, hogy kialakul a maradék atommag alapállapotban az összetevő atommagból (könnyű részecskék és  $\gamma$ -fotonok elpárolgása után, versenyben a hasadással).

A hatáskeresztmetszetek ilyen felosztását az időskála is alátámasztja. A Coulomb-fal legyőzése mindössze  $\sim 10^{-21}$  s alatt lezárul, míg a neutronemisszió az összetevő atommag gyengén gerjesztett állapotából legalább két nagyságrenddel több időt igényel.



II.7. ábra. Szupernehéz atommagok kialakulása nehézion-fúziós reakciókban. EvR párolgás utáni maradékot jelöl. A többi jelölést l. a szövegben. Zagrebaev és Greiner [2015] alapján

A tanulmány végső következtetése az, hogy a szupernehéz atommagok előállítási hatáskeresztmetszeteinek leírása még nem tökéletes, sem a fúziós, sem a transzferreakciónál. Az előrejelzések nagyságrendi eltéréseket is mutatnak egymás között. Ahhoz, hogy az előrejelzés pontosabb legyen, több kísérleti adatra lenne szükség, amit persze nagyon nehéz elérni.

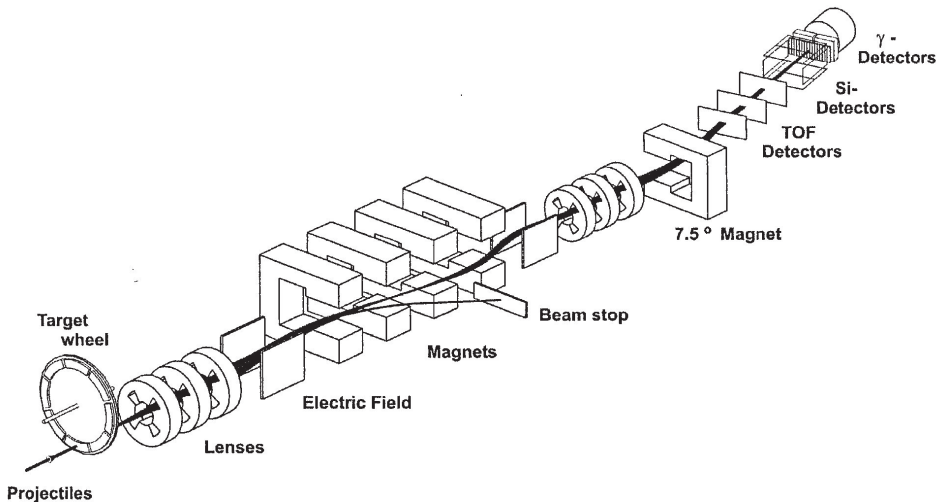
Részletesen tanulmányozták a fúzió és kvázihasadás folyamatát a szupernehéz elemek szintézisében Hinde és mts. [Hinde 2018]. Részletesen vizsgálták a hasítás tömegeloszlását széles szögtartományban (**mass-angle distribution, MAD**). A kísérleteket az Ausztrál Nemzeti Egyetem nehézion-laboratóriumában végezték. Különböző bombázó nyaláb ( $^{48}\text{Ca}$ -tól  $^{46}\text{Ni}$ -ig) és céltárgy ( $^{208}\text{Pb}$ -tól  $^{249}\text{Cf}$ -ig) kombinációkkal a továbbiakban is vizsgálják a MAD sajátosságait, együttműködésben Mainz és a GSI munkatársaival.

A szupernehéz atommagokkal kapcsolatban elért eredményekről jó áttekintést ad „A stabilitási sávtól távol eső atommagok” fejezetben bemutatott I.1. ábra.

### Mérőberendezések

*GSI, SHIP: szeparálás röptében.* Az elemek előállításához a II.8. ábrán látható berendezést használták a darmstadti GSI-laboratóriumban, Németországban. A bombázó nehézionnyaláb egy forgatható korongon lévő céltárgyra esik, ami a bombázó nyaláb időszerkezetével szinkronban forog. A fókuszáló lencsék után a nehézionnyaláb 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 három repülési időt mérő detektorból, az  $\alpha$ -részecskék energiáját mérő helyérzékeny Si-detektorokból, valamint  $\gamma$ -detektorokból áll. Az



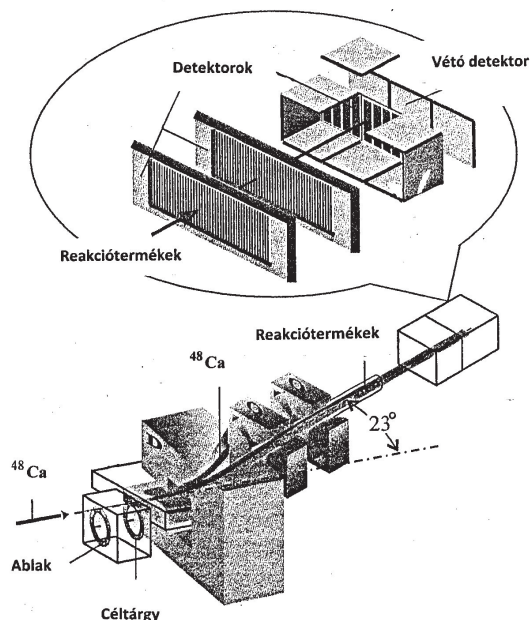
II.8. ábra. SHIP-2000 berendezés távoli transzurán atommagok előállítására és vizsgálatára. A teljes hossz 13 m, a kilökött magok repülési ideje 2  $\mu$ s. Hofmann és Münzenberg [2000] alapján

új elemeket rendszám és neutronszám szerint a hosszú  $\alpha$ -bomláslánc alapján azonosítják, amelyek már ismert atommagokat is tartalmaznak.

Alternatíván használhatják a SHIPTRAP rendszert is. A röptében szeparált ionokat egy hipertiszta He-mal töltött cellába vezetik, megállítják, termalizálják, majd rövid impulzussal átlövik a Penning-csapda irányába. Így izobár szeparációt és precíziós tömegmérést is végezhetnek. Hasonló berendezés működik a CERN ISOLTRAP rendszerben (l. „A stabilitási sávtól távol eső atommagok” fejezet I.1.2. pontjában).

*A dubnai gáztöltésű szeparátor.* A párolgási reakció termékeit Dubnában gáztöltésű szeparátorral (vagy sebességszűrő 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 II.9. 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



II.9. ábra. A dubnai gáztöltésű szeparátor és detektorrendszer vázlatrajza.  $^{48}\text{Ca}$ -nyaláb, forgó bemeneti ablak és forgó céltárgy, eltérítő dipól mágnes, kvadrupól kettős mágnes, detektorok. Oganessian és Utyonkov [2015, p. 62] alapján

$$\langle B \cdot r \rangle = \frac{mv}{\langle q \rangle}$$

képlet szerint, ahol  $\langle B r \rangle$  az átlagos mágneses merevség,  $m$  a részecske tömege,  $v$  a sebessége,  $\langle q \rangle$  az ion átlagos töltése. A  $\langle B r \rangle$  értékek  $\text{H}_2$ -gázban különbözők lesznek a bombázó részecskékre, a céltárgyszerű és fúziós párolgási termékekre. Így  $> 10^{16}$  rendű háttérnyomás érhető el a bombázó nyalábra és  $> 10^5$  rendű a nem teljes fúziós reakciótermékekre. Repülésiidő-méréssel meghatározták a részecskék sebességét, a  $v$ -t. A  $\langle q \rangle$  átlagtöltés az ion rendszámával ( $Z$ ) a következő összefüggésben van:

$$\langle q \rangle \approx v Z^a,$$

ahol  $a$  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  $Z$  kö-

zött.) A  $dE/dx$  mérés a rendszám meghatározásához szükséges. Méri a céltárgyból kilökött reakciótermékek teljes energiáját is. Így végső fokon meghatározható a reakciótermék tömege. A rendszer gyűjtési határfoka a reakciótermékekre nagy (elérheti a 30–60%-ot), viszonylag egyszerű, hátránya viszont a viszonylag alacsony tömegszelektivitás.

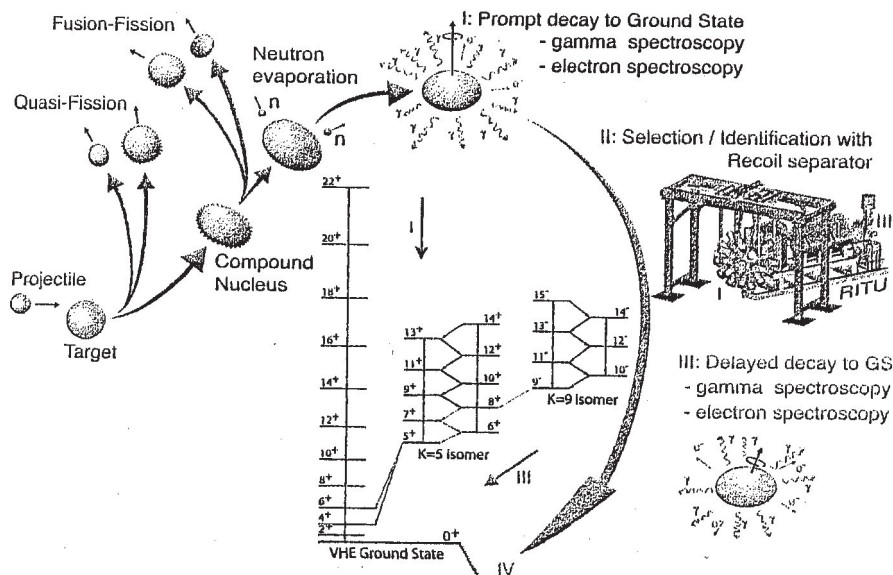
*In-beam  $\gamma$ -spektroszkópiai vizsgálatok, pl. Jyvaskyläben.* Az előzőkben bemutatott  $\alpha$ -sugárzási vizsgálatok viszonylag kevés információt adnak a szupernehéz atommagok szerkezetére. Az  $\alpha$ -bomlás hasonló egyrészesecsés szerkezetű nívók között történik, szelektíven.

Sokkal hatékonyabb módszer a szupernehéz atommagok szerkezetének vizsgálatára az in-beam, azaz a nyalámban végzett  $\gamma$ -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  $\gamma$ -sugárzást a céltárgy mellett mérik, de csak vizsgált atommag fókuszsíkjába érkezésével korreláltan, kihasználva a jellemző repülési időt. A módszert sikeresen alkalmazták már olyan esetekben is, amikor a vizsgálni kívánt atommagra a hatáskeresztmetszet mindössze  $\geq 20$  nb volt.

Egy másik, hatékony magszerkezet-vizsgálati módszer a szeparátor fókuszsíkjában való mérés az  $\alpha$ -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 reakciótermékeket Si-sávdetektorba implantálják, ami nagy hatásfokú detektálást biztosít az  $\alpha$ -,  $p$ -, konverziós elektron- és röntgensugárzásokra. A berendezés kiegészíthető fejlett  $\gamma$ -spektroszkópiai mérőberendezésekkel is.

Mind a bombázó nyalámban, mind a tömegszeparátor fókuszsíkjában való mérést lehetővé teszi a Jyvaskyläben létrehozott mérőrendszer, amelynek vázlatos rajza a **II.10.** ábrán látható.

A jyvaskyläi ciklotronból kihozott nehézionnyalábot a vizsgálatához felhasználandó céltárgyra vezetik, és a fellépő  $\gamma$ -sugárzást a besugárzás alatt Ge-detektorral regisztrálják. A céltárgyból kirepülő részecskéket a RITU gáztöltéses tömegszeparátorban elválasztják a bombázó nyalábtól és a nem kívánt reakciótermékektől, majd a fókuszsíkjában azonosítják. (Az azonosítás elvét az előzőkben ismertettük a dubnai gáztöltéses szeparátor kapcsán, l. a **II.9.** ábrát.) A fókuszsíkjában helyezett GREAT ( $\gamma$ -recoil electron  $\alpha$  tagging) spektrométer mozaikszerűen elhelyezett nagyszámú kétoldalas Si-sávdetektort tartalmaz, ezekbe implantálják a reakciótermékeket. A sávdetektorokat Si-diódákkal veszik körül, amelyek a közszökő  $\alpha$ -részecskék és konverziós elektronok vizsgálatára szolgálnak. Köz-



II.10. ábra. A jvöskyläi JYFL laboratóriumban előállítható és vizsgálható szupernehéz atommagok. Az ábra sematikus áttekintést ad a magreakciókról, a különböző azonosítási és vizsgálati módszerekről. Bővebb leírás Gall és Greenlees [2013] közleményében található

vetlen közelükben szegmentált planár Ge-detektorok biztosítják a röntgen- és lágy  $\gamma$ -sugárzás, valamint a nagyenergiájú  $\beta$ -részecskék detektálását. Végül a kamrán kívül nagy térfogatú szegmentált lóhere alakú Ge-detektorral vagy a JUROGAM spektrométerrel vizsgálják a kemény  $\gamma$ -sugárzást. A rendszer lényeges eleme, hogy minden adatot, minden detektorról csak 10 ns-os időszűrővel vesznek fel. Adatfeldolgozást csak a logikai előjellel szűrt analóg (energia-) jelekre végeznek.

A bombázó nyalábok intenzitásának növekedésével lehetőség nyílik Coulomb-gerjesztési vizsgálatokra is. Ez megvalósítható pl. úgy, hogy a vizsgálni kívánt reakcióterméket egy nagy rendszámú fólián át ejtik be az implantáló detektorba és figyelik a fellépő  $\gamma$ -sugárzás spektrumát.

A  $^{254}_{102}\text{No}$  tartományban rotációs nívószerkezet lép fel, ami in-beam spektroszkópiai úton tanulmányozható. E magoknál magas  $K$ -izoméria fellép, ami késleltetett spektroszkópiai módszerrel vizsgálható.

A  $K$ -izomereknél, vagy a protonoknál, vagy a neutronoknál kétkvázirészecskés nívók lépnek fel. Ez annyit jelent, hogy egy részecske magasabb egyrészecskés

állapotba kerül, és ugyanakkor egy lyuk keletkezik az eredeti kvantumállapotban. L. később **II.4.** táblázatot.

Nagy intenzitású (néhányszor tíz  $\mu\text{A}$ -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 ( $\mu\text{s}$ -tól évekig terjedhetnek a számítások szerint), ami lehetőséget ad a legkülönbözőbb kísérleti módszerek alkalmazására. Végezhetők precíziós tömegmérések ionscspadákban, magnyomatékmérések (pl. izomereknel), folytathatók a kémiai és atomfizikai vizsgálatok.

## II.2. A SZUPERNEHÉZ ATOMMAGOK VIZSGÁLATÁNAK EREDMÉNYEI

### *A Rf $\rightarrow$ Og atommagok bomlási sajátságai*

A **II.11.**, ill. a **II.12.** ábrákon a páros, ill. páratlan rendszámú szupernehéz elemek izotópjainak bomlási sajátságai vannak összegezve.

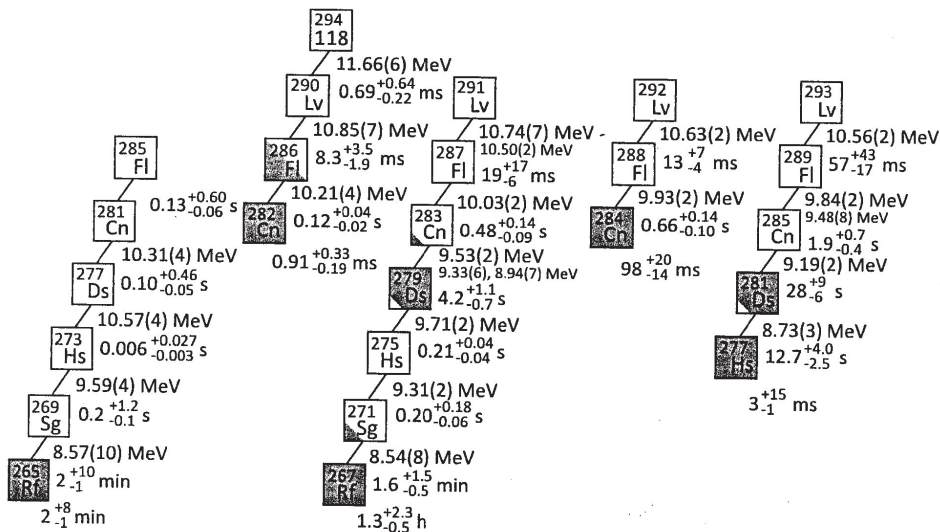
A legnehezebb ismert szupernehéz atommagok bomlási adatait a **II.3.** táblázat mutatja.

Az atommagok főleg  $\alpha$ -bomlással bomlanak, így a táblázatban az  $\alpha$ -részecske-energiák ( $E_\alpha$ ) és az  $\alpha$ -bomlási teljes energiák ( $Q_\alpha^{\text{exp}}$ ) is fel vannak tüntetve. A nyert adatok különböző kutatólaboratóriumok eredményei, a hivatkozások Oganessian és Utyonkov [2015, p. 62] munkájában megtalálhatók.

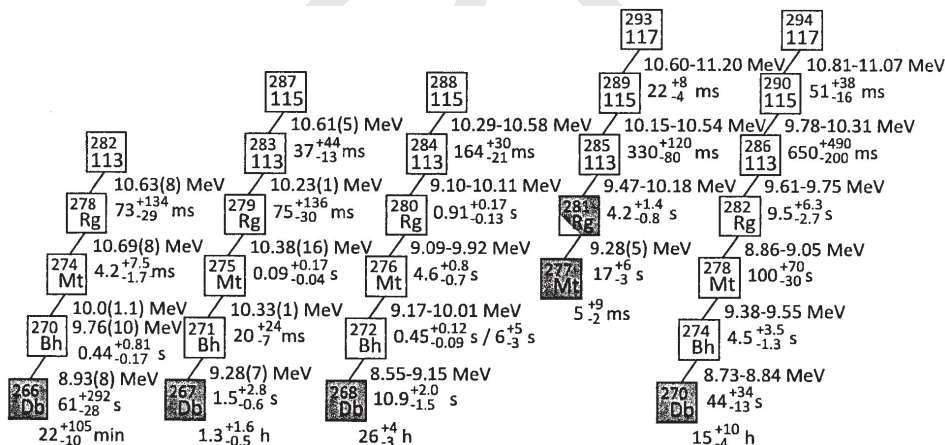
### *Törvényszerűségek a szupernehéz atommagoknál*

A **II.13.**  $\rightarrow$  **II.18.** ábrák a szupernehéz izotópok  $\alpha$ -,  $\beta$ -bomlási és spontán hasadási sajátságaival kapcsolatban mutatnak be törvényszerűségeket.

Részletesen vizsgálták a  $100 \leq Z \leq 109$  elemek atommagjainak szerkezetét Asai és mts. [2015]. A **II.19. a)** ábra az  $N = 151$  izoton atommagok ( $^{245}\text{Pu}$ ,  $^{247}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Cf}$ ,  $^{251}\text{Fm}$ ,  $^{253}\text{No}$  és  $^{255}\text{Rf}$ ) alacsonyan fekvő egyrészecskés nívóit mutatja, összehasonlításban különböző elméleti számítások eredményeivel [*b*)  $\rightarrow$  *f*) ábrák].



II.11. ábra. A páros rendszámú szupernehéz elemek izotópjainak bomlási sajátosságai. Az atommagokat  $^{48}\text{Ca}$  bombázó nyalábokkal állították elő úgy, hogy  $^{238}\text{U}$ ,  $^{242,244}\text{Pu}$ ,  $^{245,248}\text{Cm}$  és  $^{249}\text{Cf}$  céltárgyakat bombáztak. Az  $\alpha$ -emittáló atommagokra az átlagos  $\alpha$ -részecske-energiák és felezési idők vannak feltüntetve. A spontán hasadó atommagok beszurkított négyzetekkel lettek ábrázolva, mellettük a felezési idejük láthatók. Az eredeti angol szövegből átvett ábra, ahol tizedespontok szerepelnek tizedesvessző helyett. Oganessian, Utyonkov [2015, p. 62] alapján



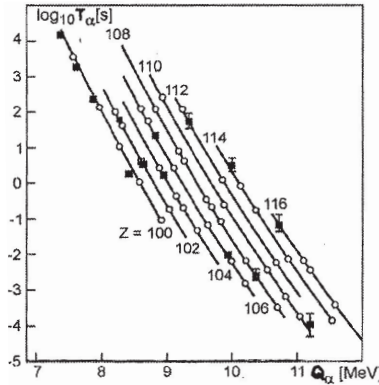
II.12. ábra. A páratlan rendszámú szupernehéz elemek izotópjainak bomlási sajátosságai. Az izotópot  $^{48}\text{Ca}$  bombázó nyalábokkal állították elő úgy, hogy  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{245}\text{Am}$  és  $^{249}\text{Bk}$  céltárgyakat bombáztak. Az  $\alpha$ -emittereknél az átlagos  $\alpha$ -részecske-energiák és felezési idők vannak feltüntetve. A spontán hasadó atommagok beszurkított négyzetekkel lettek jelölve, mellettük a felezési idejük láthatók. Az eredeti angol szövegből átvett ábra, ahol tizedespontok szerepelnek tizedesvessző helyett. Oganessian és Utyonkov [2015, p. 62] alapján

II.3. táblázat. A szupernehéz atommagok bomlási sajátságai. Oganessian és Utyonkov [2015] alapján

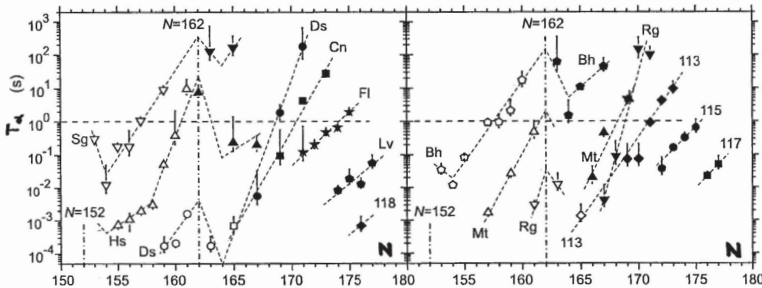
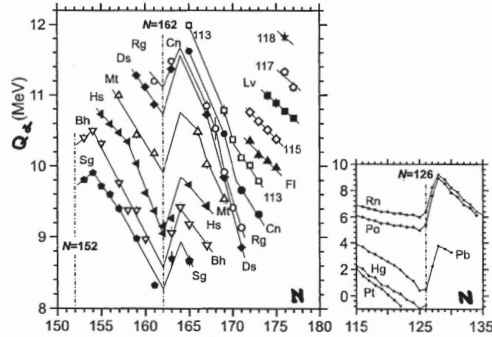
Z	N	A	Észlelet*	Bomlási mód, elágazás (%) <sup>b,c</sup>	Felezési idő <sup>e</sup>	$E_\alpha$ (MeV)	$Q_\alpha^{\text{exp}}$ (MeV)
118	176	294	d:4	$\alpha$	$0.69^{+0.64}_{-0.22}$ ms	$11.66 \pm 0.06$	$11.82 \pm 0.06$
117	177	294	d:3, t:2	$\alpha$	$51^{+38}_{-16}$ ms	10.81–11.07	$11.18 \pm 0.04$
	176	293	d:15	$\alpha$	$22^{+8}_{-4}$ ms	10.60–11.20	$11.32 \pm 0.05$
116	177	293	d:4, s:1	$\alpha$	$57^{+43}_{-17}$ ms	$10.56 \pm 0.02$	$10.71 \pm 0.02$
	176	292	d:5, s:4	$\alpha$	$13^{+7}_{-4}$ ms	$10.63 \pm 0.02$	$10.78 \pm 0.02$
	175	291	d:3, s:1	$\alpha$	$19^{+17}_{-6}$ ms	$10.74 \pm 0.07$	$10.89 \pm 0.07$
	174	290	d:11	$\alpha$	$8.3^{+3.5}_{-1.9}$ ms	$10.85 \pm 0.07$	$11.00 \pm 0.07$
115	175	290	d:4, t:2	$\alpha$	$650^{+490}_{-200}$ ms	9.78–10.31	$10.41 \pm 0.04$
	174	289	d:16	$\alpha$	$330^{+120}_{-80}$ ms	10.15–10.54	$10.49 \pm 0.05$
	173	288	d:27, t:19	$\alpha$	$164^{+30}_{-21}$ ms	10.29–10.58	$10.63 \pm 0.01$ $\approx 10.7$ [83]
	172	287	d:2, t1	$\alpha$	$37^{+44}_{-13}$ ms	$10.61 \pm 0.05$	$10.76 \pm 0.05$
114	175	289	d:10, s:1, t:4, tc:1	$\alpha$	$1.9^{+0.7}_{-0.4}$ s	$9.84 \pm 0.02$ $9.48 \pm 0.08$	$9.98 \pm 0.02$
	174	288	d:17, s:4, t:11, ic:2, tc:1	$\alpha$	$0.66^{+0.14}_{-0.10}$ s	$9.93 \pm 0.03$	$10.07 \pm 0.03$
	173	287	d:16, s:1, b:1, ic:1	$\alpha$	$0.48^{+0.14}_{-0.09}$ s	$10.03 \pm 0.02$	$10.17 \pm 0.02$
	172	286	d:25, b:2	$\alpha: 60^{+10}_{-11}$	$0.12^{+0.04}_{-0.02}$ s	$10.21 \pm 0.04$	$10.35 \pm 0.04$
	171	285	b:1	$\alpha$	$0.13^{+0.60}_{-0.06}$ s		
113	173	286	d:4, t:2	$\alpha$	$9.5^{+6.3}_{-2.7}$ s	9.61–9.75	$9.79 \pm 0.05$
	172	285	d:17	$\alpha$	$4.2^{+1.4}_{-0.8}$ s	9.47–10.18	$10.01 \pm 0.04$
	171	284	d:27, t:20	$\alpha$	$0.91^{+0.17}_{-0.13}$ s	9.10–10.11	$10.12 \pm 0.01$ $\approx 10.3$ [83]
	170	283	d:1, t1	$\alpha$	$75^{+136}_{-30}$ ms	$10.23 \pm 0.01$	$10.38 \pm 0.01$
	169	282	d:2	$\alpha$	$73^{+134}_{-29}$ ms	$10.63 \pm 0.08$	$10.78 \pm 0.08$
112	173	285	d:10, s:1, t:4, ic:1, tc:1	$\alpha$	$28^{+9}_{-6}$ s	$9.19 \pm 0.02$	$9.32 \pm 0.02$
	172	284	d:19, s:4, t:11, ic:2, tc:1	SF	$98^{+20}_{-14}$ ms		
	171	283	d:22, s:4, b:1, ic:6	$\alpha: \geq 93$	$4.2^{+1.1}_{-0.7}$ s	$9.53 \pm 0.02$ $9.33 \pm 0.06$ $8.94 \pm 0.07$	$9.66 \pm 0.02$
	170	282	d:12, b:2	SF	$0.91^{+0.33}_{-0.19}$ ms		
	169	281	b:1	$\alpha$	$0.10^{+0.46}_{-0.05}$ s	$10.31 \pm 0.04$	$10.46 \pm 0.04$

## II.3. táblázat folyt.

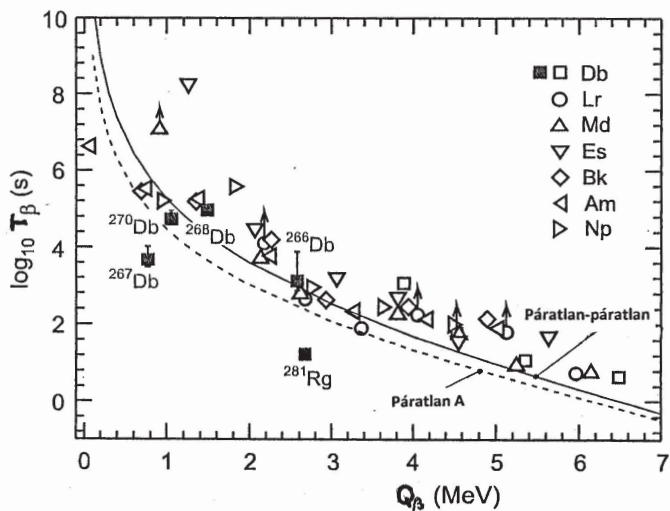
Z	N	A	Észlelő <sup>a</sup>	Bomlási mód, elágazás (%) <sup>b,c</sup>	Felezési idő <sup>e</sup>	$E_\alpha$ (MeV)	$Q_\alpha^{\text{exp}}$ (MeV)
111	171	282	d:4, t:2	$\alpha$	$100^{+70}_{-30}$ s	8.86–9.05	9.16 ± 0.03
	170	281	d:20	SF: $88^{+7}_{-9}$	$17^{+6}_{-3}$ s	9.28 ± 0.05	9.41 ± 0.05
	169	280	d:27, t:18	$\alpha$	$4.6^{+0.8}_{-0.7}$ s	9.09–9.92	9.91 ± 0.01 10.15 ± 0.01 [83]
110	168	279	d:2, t:1	$\alpha$	$90^{+170}_{-40}$ ms	10.38 ± 0.16	10.53 ± 0.16
	167	278	d:2	$\alpha$	$4.2^{+7.5}_{-1.7}$ ms	10.69 ± 0.08	10.85 ± 0.08
	171	281	d:10, s:1, t:4, ic:1, tc:1	SF: $93^{+5}_{-9}$	$12.7^{+4.0}_{-2.5}$ s	8.73 ± 0.03	8.85 ± 0.03
109	169	279	d:26, s:3, b:1, ic:6	SF: $89^{+4}_{-6}$	$0.21^{+0.04}_{-0.04}$ s	9.71 ± 0.02	9.85 ± 0.02
	167	277	b:1	$\alpha$	$0.006^{+0.027}_{-0.003}$ s	10.57 ± 0.04	10.72 ± 0.04
	169	278	d:3, t:2	$\alpha$	$4.5^{+3.5}_{-1.3}$ s	9.38–9.55	9.58 ± 0.03
108	168	277	d:2	SF	$5^{+9}_{-2}$ ms		
	167	276	d:27, t:16	$\alpha$	$0.45^{+0.12}_{-0.09}$ s $6^{+5}_{-3}$ s	9.17–10.01	10.03 ± 0.01 10.10 ± 0.01 [83]
	166	275	d:2, t:1	$\alpha$	$20^{+24}_{-7}$ ms	10.33 ± 0.01	10.48 ± 0.01
107	165	274	d:2	$\alpha$	$440^{+810}_{-170}$ ms	10.0 ± 1.1 9.76 ± 0.10	10.2 ± 1.1
	169	277	t:1	SF	$3^{+15}_{-1}$ ms		
	167	275	d:3, s:1	$\alpha$	$0.20^{+0.18}_{-0.06}$ s	9.31 ± 0.02	9.45 ± 0.02
106	165	273	b:1	$\alpha$	$0.2^{+1.2}_{-0.1}$ s	9.59 ± 0.04	9.73 ± 0.04
	167	274	d:4, t:2	$\alpha$	$44^{+34}_{-13}$ s	8.73–8.84	8.94 ± 0.03
	165	272	d:27, t:17	$\alpha$	$10.9^{+2.0}_{-1.5}$ s	8.55–9.15	9.18 ± 0.01 9.21 ± 0.01 [83]
105	164	271	d:1, t:1	$\alpha$	$1.5^{+2.8}_{-0.6}$ s	9.28 ± 0.07	9.42 ± 0.07
	163	270	d:1	$\alpha$	$61^{+292}_{-28}$ s	8.93 ± 0.08	9.06 ± 0.08
	165	271	d:3, s:1	$\alpha$ : $58 \pm 23$	$1.6^{+1.5}_{-0.5}$ min	8.54 ± 0.08	8.67 ± 0.08
104	163	269	b:1	$\alpha$	$2^{+10}_{-1}$ min	8.57 ± 0.10	8.70 ± 0.10
	165	270	d:4, t:2	SF <sup>d</sup>	$15^{+10}_{-4}$ h		
	163	268	d:27, t:19, lc:20	SF <sup>e</sup>	$26^{+4}_{-3}$ h <sup>d</sup>		
103	162	267	d:2, t:1	SF <sup>e</sup>	$1.3^{+1.6}_{-0.5}$ h		
	161	266	d:1	SF <sup>d</sup>	$22^{+105}_{-10}$ min		
	163	267	d:2	SF	$1.3^{+2.3}_{-0.5}$ h		
102	161	265	b:1	SF	$2^{+8}_{-1}$ min		



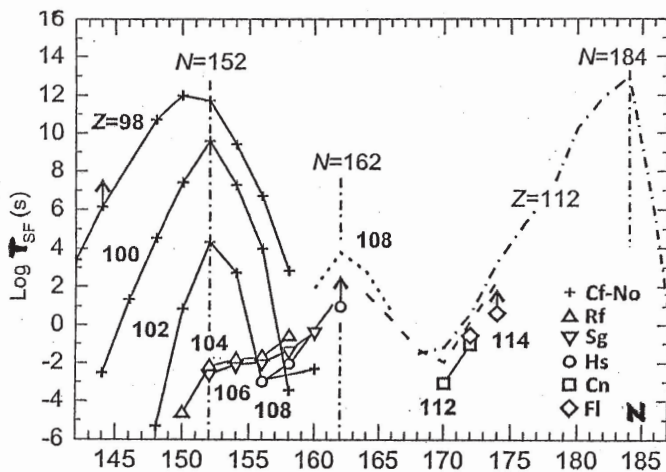
II.13. ábra. A számolt (görbék) és kísérletileg mért (pontok hibákkal)  $\alpha$ -bomlási energia ( $Q_\alpha$ ) és  $\log T_\alpha$  felezési idő közti összefüggések a páros-páros izotópokra a  $Z \geq 100$  tartományban. A tömrő négyzetekkel jelölt adatokat  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ , ill.  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$  reakciókból nyerték. Oganessian és mts. [2001] alapján



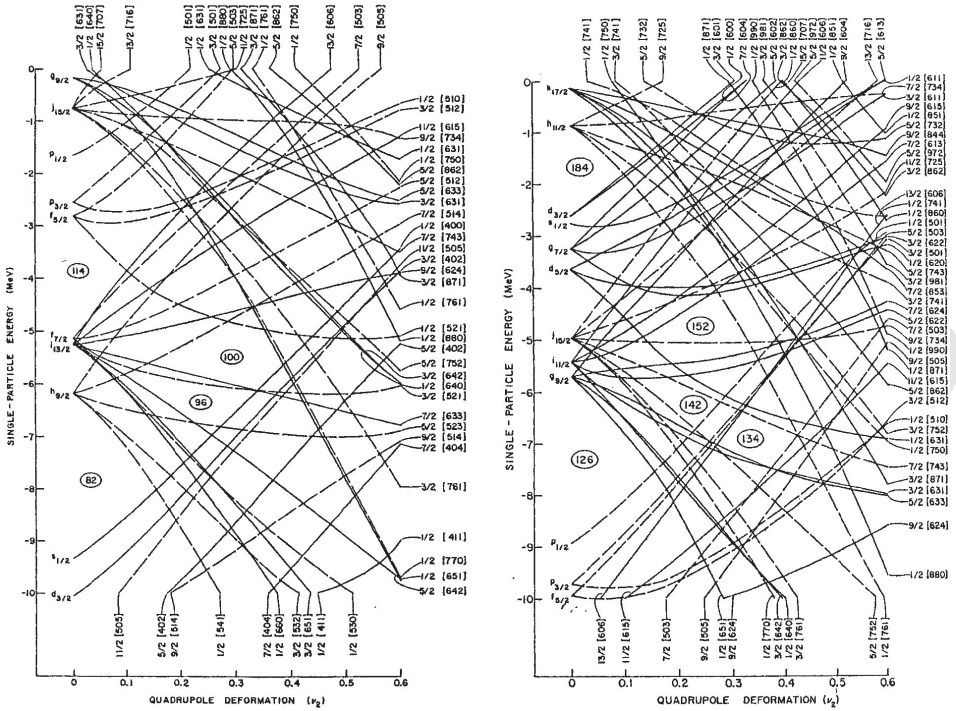
II.14. ábra. Felül: A  $Z = 106-118$  elemek izotópjainál mért  $\alpha$ -bomlási energiák ( $Q_\alpha$ ) a neutronsám függvényében. A jobb oldali (kisebb) ábrán a Pt–Rn tartományban észlelt  $\alpha$ -bomlási energiák láthatók. Itt az  $N = 126$  mágikus számnál észleltek hasonló tendenciát. Alul: A  $Z = 106-118$  elemek páros  $Z$ -jű (bal oldalon), valamint a páratlan  $Z$ -jű (jobb oldalon) izotópjainak  $\alpha$ -bomlási felezési idejei ( $T_\alpha$ ) neutronsám függvényében. A vonalak csak az eligazodást segítik. Oganessian, Utyonkov [2015, p. 62] alapján



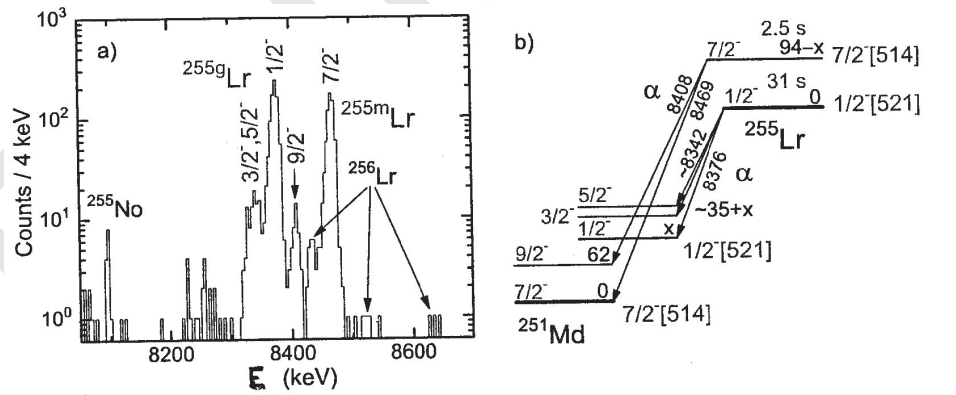
II.15. ábra. Parciális EC/β<sup>+</sup>-bomlási felezési idők a β-bomlási energia ( $Q_\beta$ ) függvényében a  ${}_{93}\text{Np}$ – ${}_{105}\text{Db}$  ismert páratlan-páratlan izotópjaira. A szisztematikából várható vonalak segítik az eligazodást. Oganessian és Utyonkov [2015, p. 62] alapján



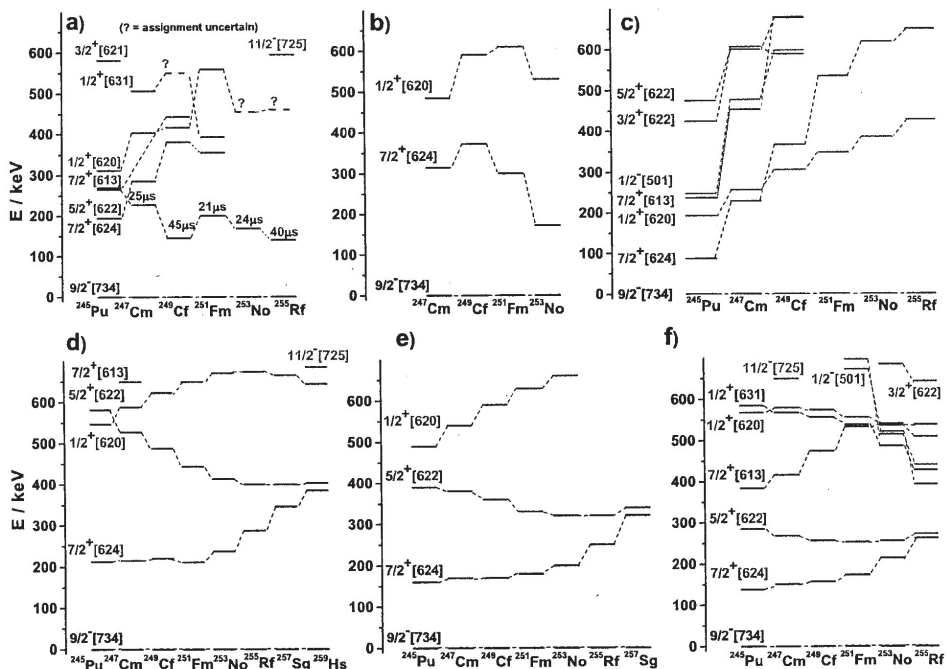
II.16. ábra. A  $Z = 98$ – $114$  rendszámú elemek páros-páros izotópjainak parciális spontán hasadási felezési ideje ( $T_{\text{sp}}$ ) a neutronszám függvényében. A pontozott, szaggatott és szaggatott-pontozott görbék az elméleti  $T_{\text{sp}}$ -értékeket mutatják a  $Z = 108, 110$  és  $112$  izotópokra. Oganessian és Utyonkov [2015, p. 62] alapján



II.17. ábra. Egyrészcse-energiák a kvadrupól deformációs paraméter függvényében a Nilson-modell alapján; bal oldalon a protonokra, jobb oldalon a neutronokra vonatkozóan. Woods-Saxon-potenciállal számolt értékek [Chasman és mts. 1977]



II.18. ábra. a) A  $^{255g,m}Lr$   $\alpha$ -bomlásának finom szerkezete. b) A  $^{255g,m}Lr$  javasolt nivósémája. Asai és mts. [2011] alapján



II.19. ábra. Az  $N = 151$  izotonok alacsonyan fekvő egyrészcskés nivói. *a)* kísérleti adatok, *b) → f)* elméleti nivók különböző szerzőktől. Asai és mts. [2015] alapján

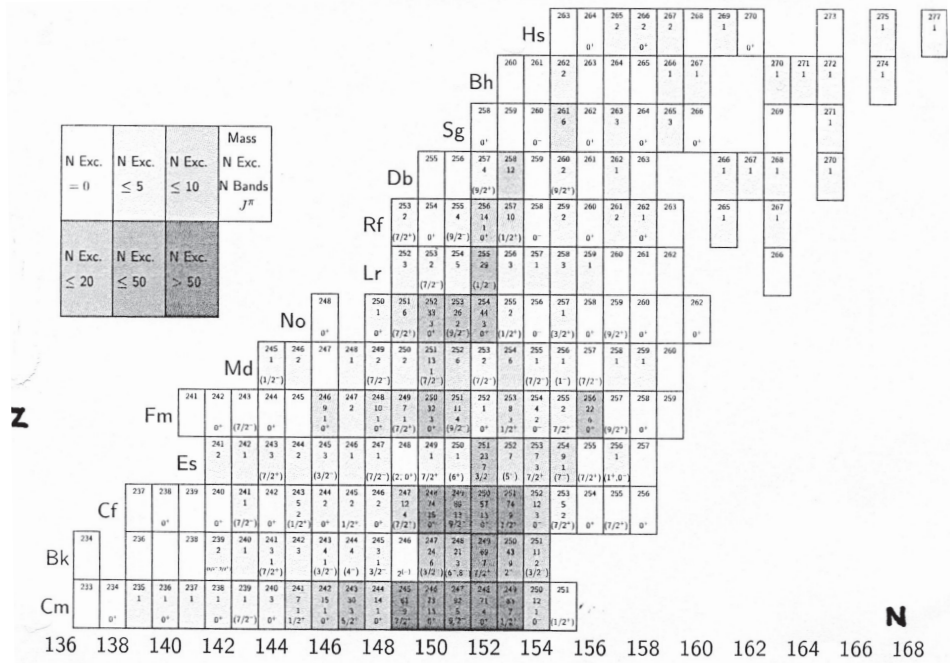
A számítások az alapállapotokat jól reprodukálják, de jelentős eltérések mutatkoznak a gerjesztési nivók leírásában.

A  $Z \geq 96$  elemek atommagjainak szerkezetét Theisen és mts. [2015] in-beam spektroszkópiai módszerekkel vizsgálták.

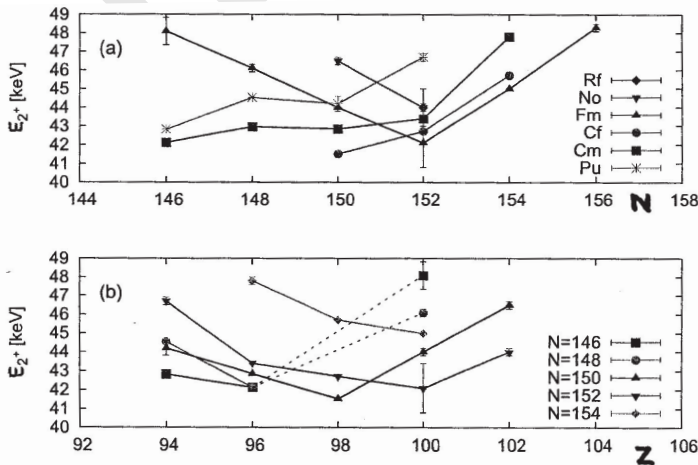
A II.20. ábra kísérleti adatokat mutat a Cm és nehezebb elemek izotópjaira.

A II.21. ábrán az első  $2^+$  állapotok energiái ( $E_{2^+}$ ) láthatók a páros-páros  ${}_{94}\text{Pu} \rightarrow {}_{104}\text{Rf}$  és  ${}_{94}\text{Pu} \rightarrow {}_{102}\text{No}$  atommagoknál. A felső ábrán – páreffektus és tehetetlenségi nyomaték megfontolások alapján – az  $E_{2^+}$ -ra  $N = 152$  és  $Z = 100$ -nál várható minimum. Ez csak a  ${}_{100}\text{Fm}$  izotópokra teljesül, esetleg a  ${}_{102}\text{No}$ -nál is, bár itt kevés adat van. Az alsó ábrán  $E_{2^+}$ -ra  $Z = 100$ -nál várható minimum, ahol a deformált állapotban héjrés van.

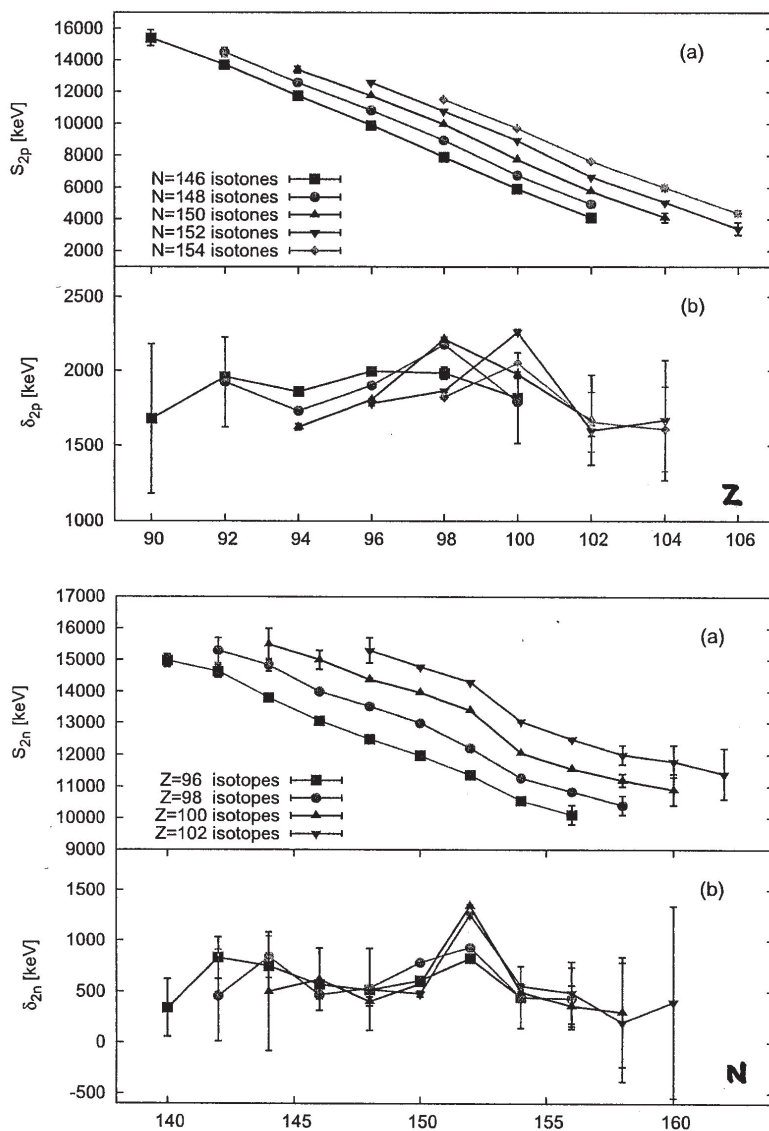
A II.22. ábra a kétproton és kétneutron szeparációs energiákat mutatja ( $S_{2p}$ , ill.  $S_{2n}$ ) a  $Z$ , ill.  $N$  függvényében.  $N = 152$ -nél a deformált héjrés világosan látszik minden izotópra a Cm-től a No-ig. A protonoknál a héjeffektus  $Z = 98$ -nál a leg-



II.20. ábra. Kísérleti adatok a Cm és nehezebb elemek izotópjaira a Z-N síkon. Izotóponként a tömegszám, az ismert nivók és rotációs sávok száma, valamint az alapállapoti spinértékek vannak feltüntetve. Theisen és mts. [2015] alapján



II.21. ábra. Az első 2<sup>+</sup> állapotok energiái (E<sub>2+</sub>) a páros-páros  ${}_{94}\text{Pu} \rightarrow {}_{104}\text{Rf}$  és  ${}_{94}\text{Pu} \rightarrow {}_{102}\text{No}$  atommagokban. Theisen és mts. [2015] alapján

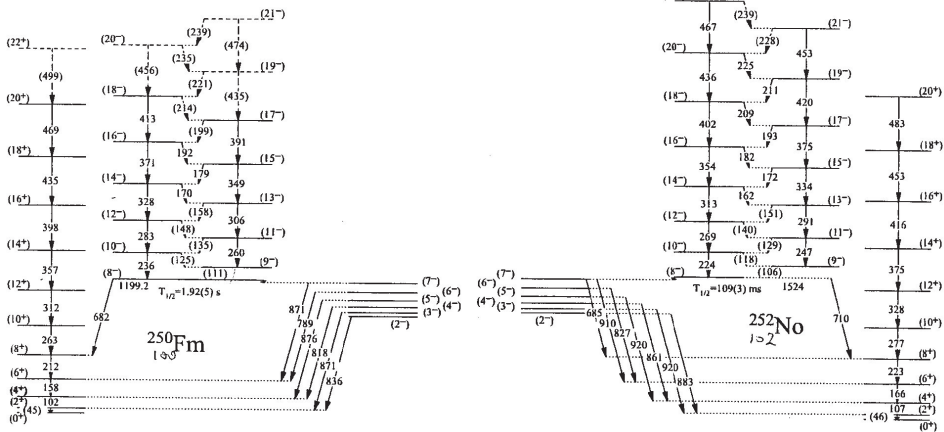


II.22. ábra. A felső a) és b) ábrákon a kétproton szeparációs energiák ( $S_{2p}$ ) és héjrésparaméterek ( $\delta_{2p}$ ) vannak feltüntetve a jelzett izotonok protonszámának függvényében. Az alsó a) és b) ábrákon ugyancsak az  $S_{2n}$ , valamint a  $\delta_{2n}$  paraméterek láthatók a jelzett izotópok neutronszámának függvényében. Theisen és mts. [2015] alapján

erősebb (az  $N = 148$  és  $150$  izotonoknál). Itt további vizsgálatok szükségesek az effektus tisztázásához.

A II.23. ábra a  $^{250}\text{Fm}$  és  $^{252}\text{No}$  parciális nívósémáit mutatja, mindkettő a JYFL (Finnország) laboratórium eredménye (l. a korábbi II.10. ábrát). A fúziós-párolgási reakciót követően vizsgálták

- a) a prompt  $\gamma$ -sugarakat a gerjesztett állapotokból,
- b) az ionokat implantálták és azonosították a visszalökési szeparátor fókusz-síkjában,
- c) vizsgálták az izomerbomlást ( $\gamma$ - és elektronspektroszkópia), valamint
- d) az  $\alpha$ -sugárzást. Az izomer-, majd utána az  $\alpha$ -bomlás időben sokkal később történik, mint az implantálás.



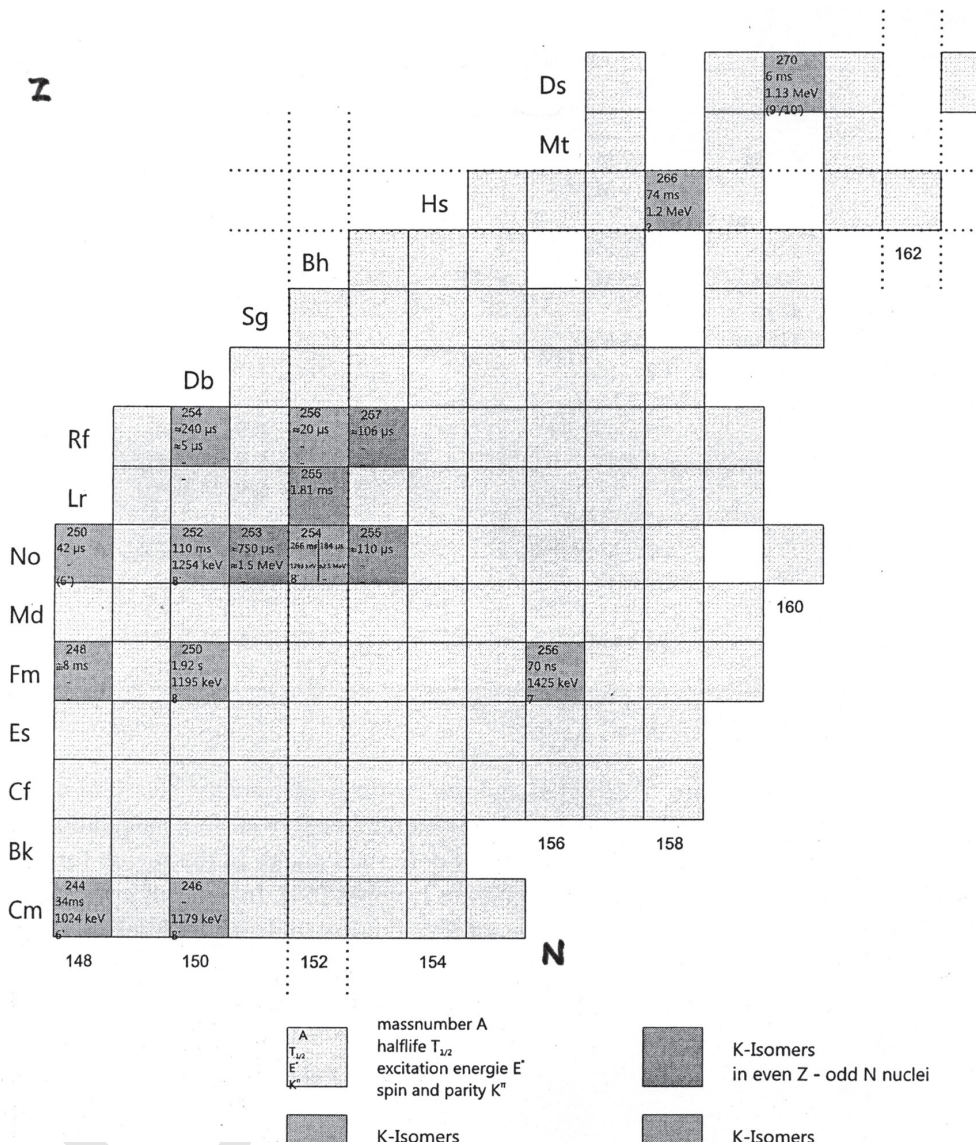
II.23. ábra. Parciális nívósémák  $^{250}\text{Fm}$  és  $^{252}\text{No}$ -ra. (A  $K^\pi = 2^-$  sávban a sávon belüli átmenetek nincsenek feltüntetve.) Theisen és mts. [2015] alapján

Az észlelt gerjesztési spektrumban viszonylag hosszú felezési idejű kétkvázirészecskes állapotok jelentkeztek, ezek az ún. „ $K$ -izomer nívók”.

A  $Z \geq 110$  elemek magspektroszkópiáját és ezen belül különösen a  $K$ -izomerek problémáit részletesen tárgyalta Ackermann [2015].

A II.24. ábra a  $Z > 96$  elemeknél észlelt  $K$ -izomerekről ad tájékoztatást.

A II.4. táblázat részletesen ismerteti a  $K$ -izomerek adatait: atommag, spin-paritás, felezési idő, gerjesztési energia, bomlásmód, konfiguráció. A  $K$ -izomereknél vagy a protonoknál vagy a neutronoknál kétkvázirészecskes nívók lépnek fel. Ez annyit jelent, hogy egy részecske magasabb egyrészecskes állapotba kerül és ugyanakkor egy lyuk keletkezik az eredeti kvantumállapotban.



II.24. ábra. A  $Z \geq 96$  elemeknél észlelt K-izomerek tömegszáma, felezési ideje, gerjesztési energiája, valamint spin-paritása a rendszám és neutronszám síkján. Ackermann [2015] alapján

II.4. táblázat. A szupernehéz elemek páros-páros atommagjaiban észlelt K-izomerek adatai. Herzberg és Greelees [2018] alapján

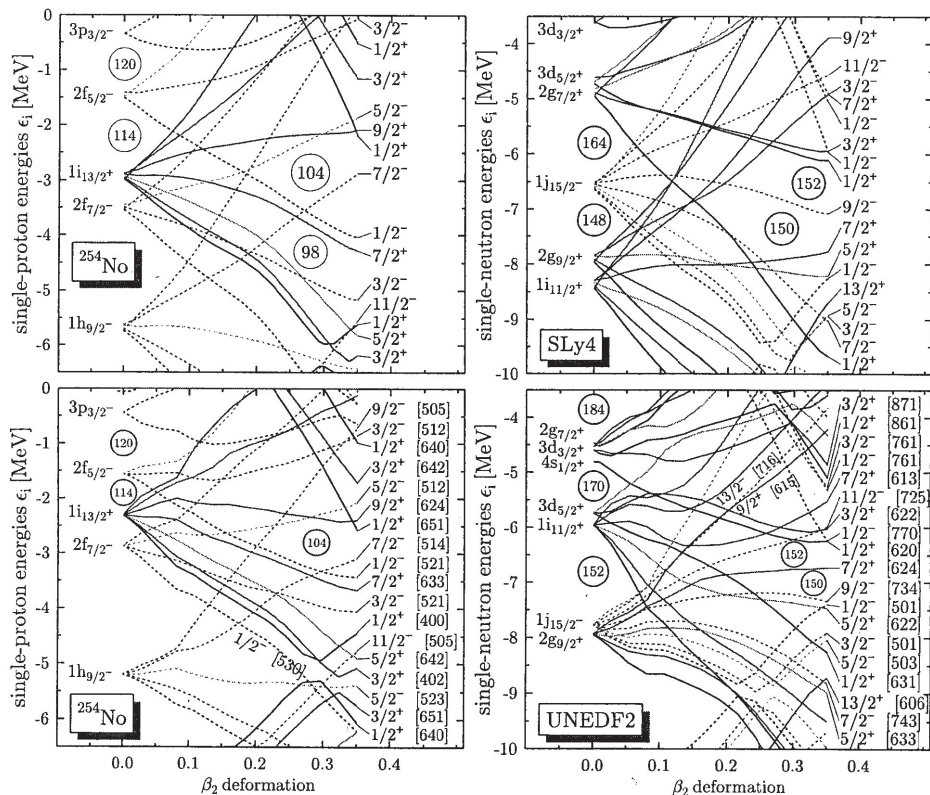
	$K^\pi$	$T_{1/2}$	$E_x$	Bomlás	Konfiguráció
$^{244}\text{Cm}$	$6^+$	34 ms	1.040 MeV	$\gamma$	$5/2^+[622]_\nu \otimes 7/2^+[624]_\nu$
$^{246}\text{Cm}$	$8^-$	–	1.179 MeV	$\gamma$	$7/2^+[624]_\nu \otimes 9/2^-[734]_\nu$
$^{248}\text{Fm}$	–	10,1 ms	–	$\gamma$	–
$^{250}\text{Fm}$	$8^-$	1.92 s	1.195 MeV	$\gamma$	$7/2^+[624]_\nu \otimes 9/2^-[734]_\nu$
$^{256}\text{Fm}$	$7^-$	70 ns	1.425 MeV	$\gamma, \text{SF}$	$7/2^+[633]_\pi \otimes 7/2^-[514]_\pi$
$^{250}\text{No}$	$(6^+)$	42 $\mu\text{s}$	–	SF, $\gamma?$	$(5/2^+[622]_\nu \otimes 7/2^+[624]_\nu)$
$^{252}\text{No}$	$8^-$	110 ms	1.254 MeV	$\gamma$	$7/2^+[624]_\nu \otimes 9/2^-[734]_\nu$
$^{254}\text{No}$	$8^-$	266 ms	1.293 MeV	$\gamma$	$7/2^-[514]_\pi \otimes 9/2^+[624]_\pi$
$^{254}\text{No}$	–	184 $\mu\text{s}$	$\simeq 2.5$ MeV	$\gamma$	–
$^{254}\text{Rf}$	$8^-$	5 $\mu\text{s}$	$\simeq ?$ MeV	$e^-$	$7/2^+[624]_\nu \otimes 9/2^-[734]_\nu$
$^{254}\text{Rf}$	$16^+$	247 $\mu\text{s}$	$\simeq ?$ MeV	$e^-$	$7/2^+[624]_\nu \otimes 9/2^-[734]_\nu + 7/2^-[514]_\nu \otimes 9/2^+[624]_\nu$
$^{256}\text{Rf}$	6,7	25 $\mu\text{s}$	$\simeq 1.12$ MeV	$e^-$	–
$^{256}\text{Rf}$	$10^+$	17 $\mu\text{s}$	$\simeq 1.4$ MeV	$e^-$	$(9/2^-[734]_\nu \otimes 11/2^-[725]_\nu)$
$^{256}\text{Rf}$	–	27 $\mu\text{s}$	2.2 MeV	$e^-$	–
$^{266}\text{Hs}$	–	74 ms	$\simeq 1.2$ MeV	$\alpha$	–
$^{270}\text{Ds}$ <small><math>^{110}</math></small>	$9^-, 10^-$	6 ms	$\simeq 1.13$ MeV	$\alpha$	$11/2^-[725]_\nu \otimes 7/2^+[613]_\nu$ or $11/2^-[725]_\nu \otimes 9/2^+[615]_\nu$

A közeljövőben a vizsgálandó szupernehéz atommagok intenzitásának növelésével számos laboratóriumban várhatók új eredmények a K-izomereknél. Pl. a GSI (Németország), FLNR, JINR (Dubna), SPIRAL 2 LINAC (GANIL, Franciaország) és más laborokban.

Dobaczewski és mts. [2015] részletesen vizsgálták az atommagok alap- és gerjesztett állapotainak sajátságait a nobelium tartományban, a  $92 \leq Z \leq 104$  és  $144 \leq N \leq 156$  magoknál. Három különböző energiasűrűségi-funkcionál közelítést használtak, két különböző paraméterkombinációval. Számították a kvázirészecske-spektrumokat, a páratlan-páros és kétrészecske-spektrumokat a  $Z$  és  $N$  függvényében, valamint az atommagok tehetetlenségi nyomatékait.

A II.25. ábra bemutat néhány eredményt: a  $^{254}\text{No}$  proton, ill. neutron egyrészecske-energiákat és  $\beta_2$  deformációs paraméter függvényében. A felső két ábra Skyrme (SLy4), az alsó kettő UNEDF2 jelű számítások eredménye. Az alsó ábrán látszik, hogy hol várhatók rések (mágikus számok) az egyrészecske-energiáknál.

A tanulmány végkövetkeztetése az, hogy a számítások a tartomány atommagjainak spektroszkópiai sajátságait közelítőleg leírják. Ugyanakkor kisebb-nagyobb eltérések vannak, ami arra utal, hogy elég nagyok a szisztematikus hibák a modellekben, és egyik modelltől sem mondható el, hogy jobb lenne a többinél. További munka szükséges a kísérleti adatok jobb elméleti leírásához.

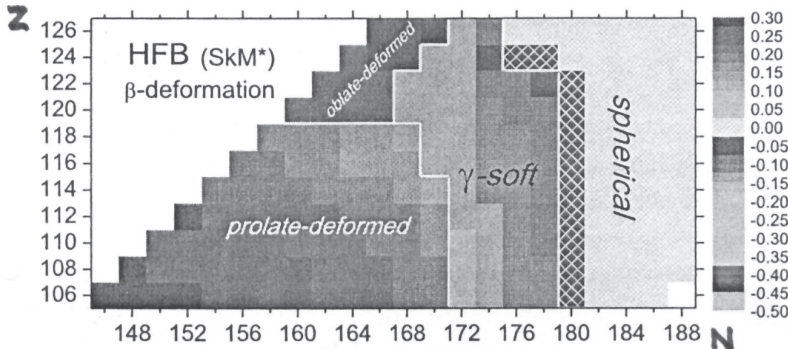


II.25. ábra. A  $^{254}\text{No}$  egyrészecskés proton és neutron energiái a  $\beta_2$  deformációs paraméter függvényében. A felső két ábrát Skyrme SLy4, az alsó kettőt UNEDF2 elméleti számítások alapján nyerték. A nagyobb energiarések („mágikus számok”) körbezárt számokkal vannak jelölve. L. részletesebben a szövegben. Dobaczewski és mts. [2015] alapján

A szupernehéz atommagok alakját, valamint az  $\alpha$ - és  $\beta$ -bomlását vizsgálták elméleti módszerekkel Heenen és mts. [2015]. Makroszkopikus-mikroszkopikus és önkonzisztens középtérmodelleket használtak; mind nemrelativisztikus, mind relativisztikus energiasűrűség-funkciólokra alapozva.

A II.26. ábra a Hartree–Fock–Bogoljubov SkM modellel számolt  $\beta_{20}$  deformációs paramétereket mutatja a proton- és neutronsámok függvényében a páros-páros szupernehéz atommagokra.

A II.27. felső két ábrán a Woods–Saxon-modell alapján számolt  $Q_\alpha$   $\alpha$ -bomlási energiák láthatók (görbék), összehasonlításban a kísérleti adatokkal (nyitott szimbólumok).



II.26. ábra. A páros-páros szupernehéz atommagok alapállapotú kvadrupóldeformációs paraméterei ( $\beta_{20}$ ) a rendszám és neutronszám függvényében. Hartree–Fock–Bogoljubov SkM modellel számolt eredmények. A modell gömbszerű, megnyúlt, belapult és átmeneti ( $\gamma$ -puha) alakokat jósol az alapállapotokra. Heenen és mts. [2015] alapján

Az alsó ábra a Hartree–Fock–Bogoljubov SkM modellel számolt  $Q_\alpha$  értékeket mutatja páros-páros szupernehéz atommagokra (görbék), összehasonlításban az elérhető kísérleti adatokkal (betöltött szimbólumok).

Heenen és mts. [2015] számították a páros-páros szupernehéz atommagok  $\alpha$ -bomlási felezési időit ( $\log_{10} T_\alpha$ ) is a relativisztikus Hartree–Fock–Bogoljubov DD-PCI modell  $Q_\alpha$  értékei alapján.

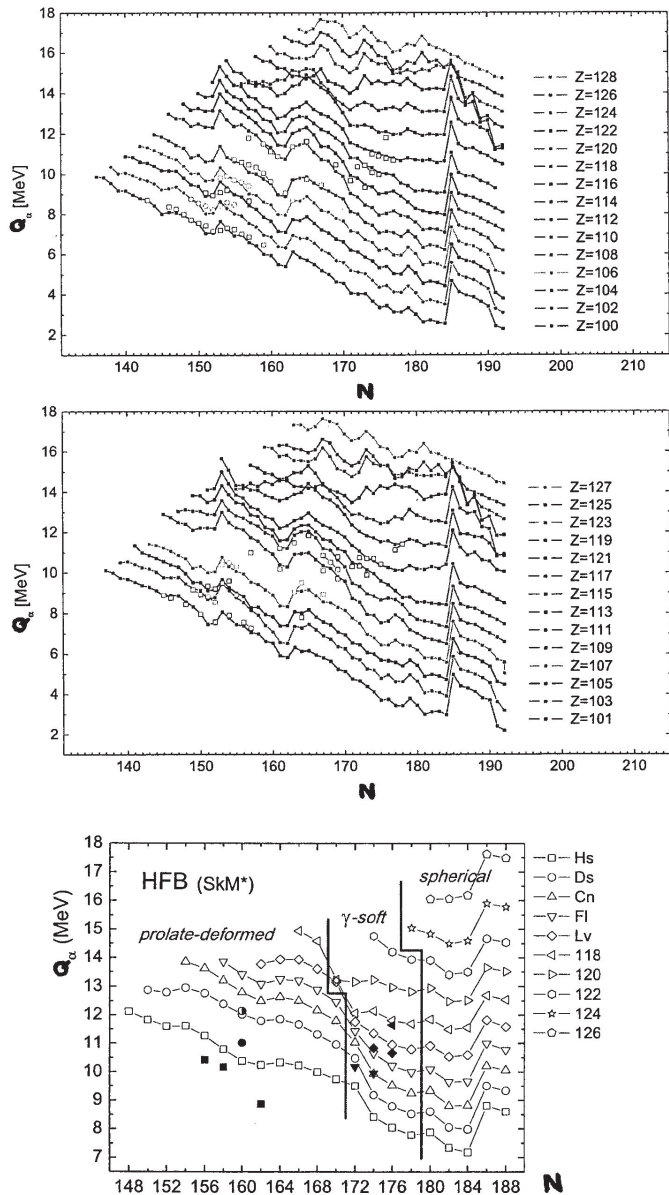
A korábbi II.14. ábrán a kísérleti  $\alpha$ -bomlási energiák és  $\alpha$ -bomlási felezési idők is fel vannak tüntetve.

Mint az a korábbi II.7. ábrán látható, a nehézion-fúziós reakciókban a hasadás lényeges szerepet játszik. A spontán hasadási valószínűségeket a  $Z \geq 100$  páros-páros atommagoknál elméleti módszerekkel részletesen vizsgálták Baran és mts. [2015]. A számításokhoz félig klasszikus makroszkopikus-mikroszkopikus és önkonzisztens középtérmodelleket használtak Skyrme és Gogny energiasűrűségi funkcionálokkal, valamint relativisztikus középtérelméletet.

A II.28. ábra a hasadási potenciálfal-magasságokat ( $B_f$ ) mutatja a páros-páros szupernehéz atommagokra  $Z$ – $N$  függvényében. Elméleti eredmények makroszkopikus-mikroszkopikus számítások alapján. Látható, hogy a teljes tartományban a potenciálfal-magasságok kisebbek, mint 7 MeV. A maximális  $B_f$  értékek  $Z \approx 100$ ,  $N \approx 150$  körül vannak.

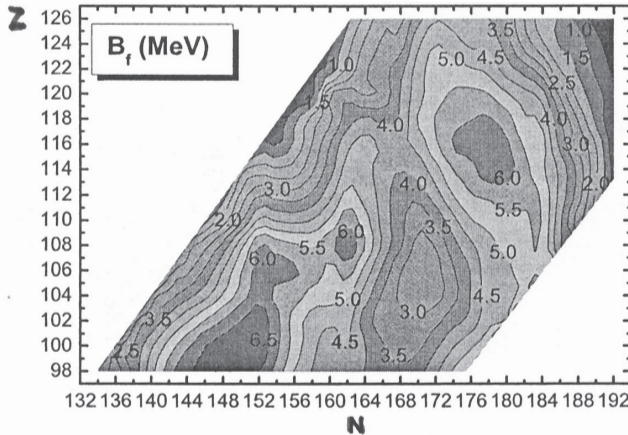
A II.29. ábra a szimmetrikusan és aszimmetrikusan hasadó atommagok tartományait mutatja a  $Z$  és  $N$  függvényében. A könnyű magoknál a szimmetrikus, a nehezebbeknél az aszimmetrikus hasadás az uralkodó.

A  $Z = 98$ – $114$  rendszámú elemek páros-páros izotópjainál mért spontán hasadási felezési idők a korábbi II.16. ábrán láthatók.

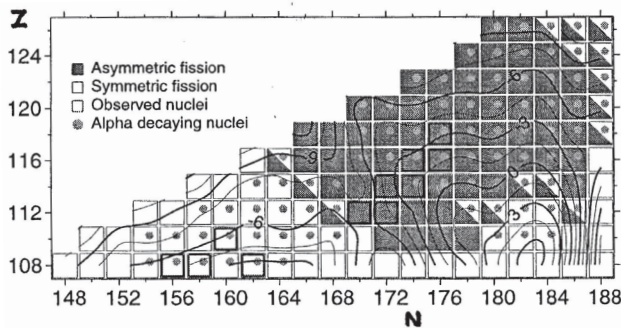


II.27. Felső két ábra: A Woods–Saxon-moddal számolt  $\alpha$ -bomlási energiák (görbék), összehasonlításban a kísérleti adatokkal (nyitott szimbólumok).

Alsó ábra: A Hartree–Fock–Bogoljubov SkM modellel számolt  $\alpha$ -bomlási energiák a páros–páros szupernehéz atommagokra, összehasonlításban az elérhető kísérleti adatokkal (betöltött szimbólumok). Heenen és mts. [2015] alapján



II.28. ábra. Számított potenciálfal-magasságok ( $B_f$ ) a páros-páros szupernehéz atommagoknál a  $Z$ - $N$  síkon. Kowal és mts. [2010] alapján. Az eredeti angol szövegből átvett ábra, ahol tizedespon- tok szerepelnek tizedesvessző helyett



II.29. ábra. Szimmetrikusan és aszimmetrikusan hasadó atommagok tartományai a  $Z$  és  $N$  függvényében; Hartree–Fock–Bogoljubov (SkM) modellszámítások alapján. A betöltött körökkel jelölt atommagok főleg  $\alpha$ -emisszióval bomlanak. Az izovonalak a közelítő felezési időket mutatják másodpercekben ( $s$ ). A kísérletileg vizsgált atommagokat vastag keretes négyzetek jelzik. Baran és mts. [2015] alapján

Baran és mts. tanulmányának végkövetkeztetése az, hogy a hasadás főbb saját- ságai: az alapállapotú deformációk, hasadási izomerek, potenciálfal-alakok (refle- xiós szimmetria, háromtengelyűség), a stabilitási szigetek minden modellben ha- sonlók. E sajátosságokat a kvantumhéjszerkezet határozza meg, amit a számítások minden esetben jól reprodukálnak. Nagyobb differenciák csak a hasadási poten- ciálfalak magasságánál és még inkább a hasadási felezési időben jelentkeznek. Ez utóbbiak megbízhatóbb előrejelzéséhez további elméleti kutatások szükségesek.

## IRODALOM A 2. FEJEZETHEZ

*Összefoglaló munkák*

- Düllmann, Ch. E. et al. (Eds.) 2015: Special Issue on Superheavy Elements, Nucl. Phys. A 944, 3–4.
- Fényes T. 2002: Structure of atomic nuclei (Akad. Kiadó, Budapest).
- Fényes T. 2009: Atommagfizika I., 2. korszerűsített kiadás (Debreceni Egyetemi Kiadó, Debrecen).

*Hivatkozások*

- Ackermann, D. 2015: Nucl. Phys. A 944, p. 376.
- Asai, M. et al. 2011: RIKEN Acc. Prog. Rep. 44, p. 22.
- Asai, M. et al. 2015: Nucl. Phys. A 944, p. 308.
- Baran, A. et al. 2015: Phys. Rev. A 944, p. 442.
- Chasman, R. R. et al. 1977: Rev. Mod. Phys. 49, p. 833.
- Clark, R. 2011: Nucl. Phys. News 21, No. 3, 13.
- Dobaczewski, J. et al. 2015: Nucl. Phys. A 944, p. 388.
- Düllmann, Ch. E. 2017: Nucl. Phys. News 27, No. 2, 14.
- Düllmann, Ch. E., Block, M. 2018: Sci. Am. March, p. 42.
- Gall, B., Greenlees, P. 2013: Nucl. Phys. News 23, No. 3, 19.
- Heenen, P.-H. et al. 2015: Nucl. Phys. A 944, p. 415.
- Herzberg, R.-D., Greenlees, P. 2008: Prog. Part. Nucl. Phys. 61, p. 674.
- Hinde, D. 2018: Nucl. Phys. News 28, No. 1, p. 13.
- Hofmann, S. 1998: GSI (Darmstadt) Preprint-98-16.
- Hofmann, S., Münzenberg, G. 2000: Rev. Mod. Phys. 72, p. 733.
- Itkis, M. G. et al. 2015: Nucl. Phys. A 944, p. 204.
- Kowal, M. et al. 2010: Phys. Rev. C 82, 014 303.
- Kratz, J. V. et al. 2015: Nucl. Phys. A 944, p. 117.
- Morita, K. 2015: Nucl. Phys. A 944, p. 30.
- Münzenberg, G. et al. 1979: Nucl. Instr. Meth. 161, 65.
- Münzenberg, G. 2015: Nucl. Phys. A 944, p. 5.

- Oganesian, Y. T. et al. 2001: CERN Courier, Oct., 25.  
Oganesian, Y. 2013: Nucl. Phys. News 23, No. 1, 15.  
Oganesian, Yu. Ts., Utyonkov, V. K. 2015: Nucl. Phys. A 944, p. 62.  
Roberto, J. B. et al. 2015: Nucl. Phys. A 944, p. 99.  
Schädel, M. et al. 1982: Phys. Rev. Lett. 48, p. 852.  
Theisen, Ch. et al. 2015: Nucl. Phys. A 944, p. 333.  
Umar, A. S., Oberacker, V. E. 2015: Nucl. Phys. A 944, p. 238.  
Zagrebaev, V. I., Greiner, W. 2015: Nucl. Phys. A 944, p. 257.

DUPRESS

### III. A HIPERATOMMAGOK FIZIKÁJA

A *hiperon* olyan nukleon, amelyben egy vagy több  $u$ - vagy  $d$ -kvarkot nehezebb ( $s$ -,  $c$ -,  $b$ -) kvark helyettesít. A hiperon beépülhet atommagba, ekkor áll elő a *hiperatommag* (rövidítve: *hipermag*). Ezeket hagyományosan a  $Z$  rendszámmal, az  $A$  barionszámmal (ami a nukleon- és hiperonszám összege) és a hiperon jelével jelölik. Például a  ${}^7_{\Lambda}Li$  azt jelenti, hogy  $Z = 3$ ,  $A = 7$  és az atommagban egy neutron helyett egy  $\Lambda$ -hiperon található, jelen esetben  $\Lambda$ -hiperon, amelyben  $uds$ -kvarkok vannak.

A III.1. ábrán feltüntettük a legkönnyebb  $J^{\pi} = 1/2^{+}$  és  $3/2^{+}$  barionállapotok rendszerezését a izospinvetület ( $I_z$ ), ritkaság ( $S'$ ), charm ( $C'$ ) és bottom ( $B'$ ) kvantumszámok terében. A barionok összesített adatai a III.1. táblázatban láthatók.

Eddig főleg olyan hiperatommagokat állítottak elő, amelyekben egy ritka ( $s$ -) kvark van, de hírt adtak már kétszeres- $\Lambda$  hipermag-létéről is ( ${}_{\Lambda\Lambda}{}^6He$ , Takahashi és mts. [2001]). Újdonság, hogy a CERN-ben  $\Xi_c^{++}$  állapotot is sikerült azonosítani [LHCb Collab., CERN Courier 2017. július, 8. old.].

A nehéz kvark(ok) megjelenése az atommagban új szabadsági fok(ok) jelentkezésével jár. *A hipermagok vizsgálata több szempontból is fontos.*

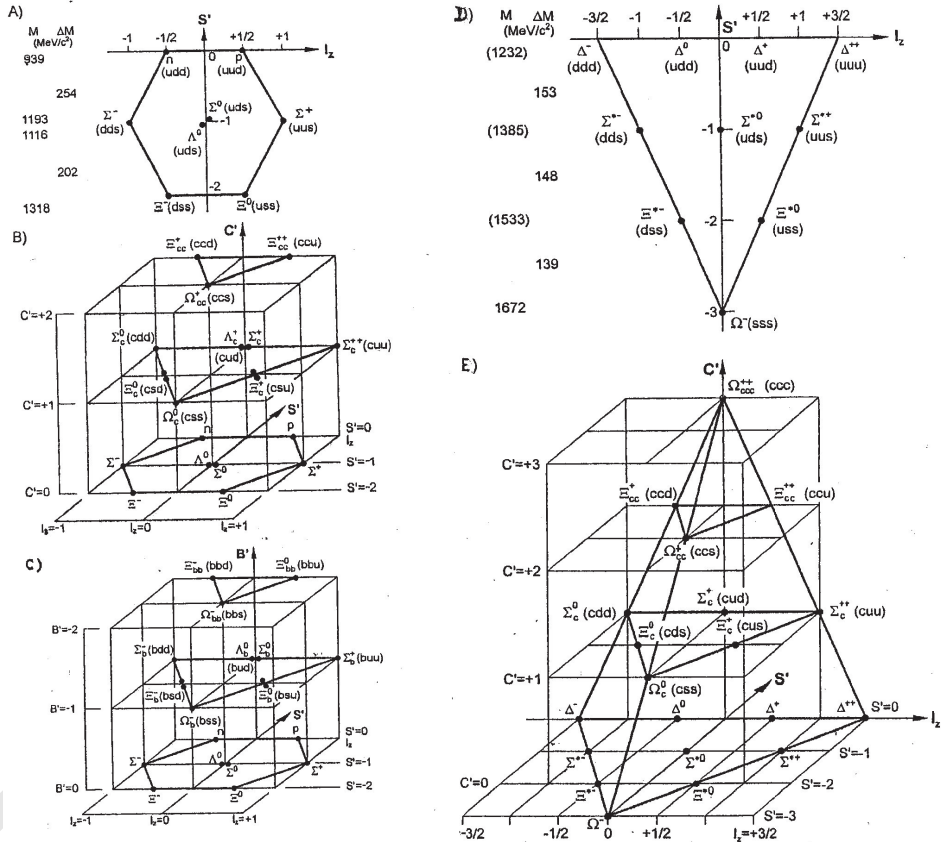
- Mivel a  $\Lambda$ -hiperonra nem áll fenn a Pauli-tiltás, a hiperon az atommag belsőjébe is beépülhet. Ez új lehetőséget ad mélyen kötött állapotok vizsgálatára.

- Nagy sűrűségű maganyagban (pl. neutroncsillagokban) valószínűleg hiperonok is vannak. Így a hiperon-nukleon, hiperon-hiperon kölcsönhatások ismerete asztrofizikai szempontból is fontos.

- A hipermagok szerkezetének megértéséhez kulcskérdés a  $\Lambda N$ -kölcsönhatás pontos ismerete ( $N$  a nukleon jele). Vizsgálandó, hogy hogyan alakul a spin-spin, spin-pálya és tenzor kölcsönhatás erőssége a  $\Lambda N$ -kölcsönhatásban. Vizsgálandó továbbá a  $\Lambda\Lambda$ -,  $\Lambda\Sigma$ -, ... hiperon-hiperon kölcsönhatások természete is.

- Amikor egy hiperon megjelenik egy atommagban, annak mérete, alakja, szimmetriái, héj- és csomószerkezete, kollektív mozgása megváltozhat. Ha egy hiperon az atommag belső pályájára épül be, magához vonzhatja a szomszédos nukleonokat, ami az atommag összezsugorodásához vezethet. Mindez jórészt még feltáratlan terület.

– A hiperon beépülhet az atommag belsejébe, ahol a nukleáris környezetben effektív sajátságai megváltozhatnak. A hipermagokban fellépő mágneses dipól-sugárzás tanulmányozása adatokat szolgáltathat pl. a  $g_{\Lambda}$  effektív giromágneses tényezőre.



III.1. A) ábra. A legkönnyebb  $J^P = 1/2^+$  spin-paritással rendelkező nyolc barionállapot (oktett) rendszerezése az izospinvetület- ( $I_3$ ) és ritkaságkvantumszám ( $S'$ ) síkban. A barionszámok mellett a kvarkhozárrendelések, bal oldalon pedig az átlagos bariontömegek és tömegkülönbségek láthatók. B) ábra. Az  $u, d, s, c$ -kvarkok kombinációjából felépített húsz  $J^P = 1/2^+$  barionállapot az  $I_3, S', C'$  kvantumszámok terében. C) ábra. Az  $u, d, s, b$ -kvarkok kombinációjából felépített  $J^P = 1/2^+$  barionállapot az  $I_3, S', B'$  kvantumszámok terében. D) ábra. A legkönnyebb  $J^P = 3/2^+$  spin-paritással rendelkező tíz barionállapot (dekuplet) rendszerezése az izospinvetület ( $I_3$ ) és ritkaság ( $S'$ )-kvantumszám-síkban. A barionszimbólumok mellett a kvarkhozárrendelések, bal oldalon pedig a multiplettek átlagos tömege és a tömegkülönbségek láthatók. E) ábra. Az  $u, d, s, c$ -kvarkok kombinációjából felépített húsz barionállapot az  $I_3, S', C'$  kvantumszámok terében

III.1. táblázat. A barionok összesített adatai.

Az erősen bomló barionoknál a tömeget (MeV/c<sup>2</sup>-ben) a szimbólum után zárójelbe tett szám jelöli.  $J^P$  a teljes impulzusnyomaték és paritás. Az erősen bomló részecskéknél a  $J^P$  értékek a név részét képezik. Négy csillaggal a legmegbízhatóbb értékek vannak jelölve

$p$	$1/2^+$ ****	$\Delta(1232)$	$3/2^+$ ****	$\Sigma^+$	$1/2^+$ ****	$\Xi^0$	$1/2^+$ ****	$\Lambda_c^+$	$1/2^+$ ****
$n$	$1/2^+$ ****	$\Delta(1600)$	$3/2^+$ ****	$\Sigma^0$	$1/2^+$ ****	$\Xi^-$	$1/2^+$ ****	$\Lambda_c(2595)^+$	$1/2^-$ ***
$N(1440)$	$1/2^+$ ****	$\Delta(1620)$	$1/2^-$ ****	$\Sigma^-$	$1/2^+$ ****	$\Xi(1530)$	$3/2^+$ ****	$\Lambda_c(2625)^+$	$3/2^-$ ***
$N(1520)$	$3/2^-$ ****	$\Delta(1700)$	$3/2^-$ ****	$\Sigma(1385)$	$3/2^+$ ****	$\Xi(1620)$	*	$\Lambda_c(2765)^+$	*
$N(1535)$	$1/2^-$ ****	$\Delta(1750)$	$1/2^+$ *	$\Sigma(1480)$	*	$\Xi(1690)$	***	$\Lambda_c(2860)^+$	$3/2^+$ ***
$N(1650)$	$1/2^-$ ****	$\Delta(1900)$	$1/2^-$ ***	$\Sigma(1560)$	**	$\Xi(1820)$	$3/2^-$ ****	$\Lambda_c(2880)^+$	$5/2^+$ ***
$N(1675)$	$5/2^-$ ****	$\Delta(1905)$	$5/2^+$ ****	$\Sigma(1580)$	$3/2^-$ *	$\Xi(1950)$	***	$\Lambda_c(2940)^+$	$3/2^-$ ****
$N(1680)$	$5/2^+$ ****	$\Delta(1910)$	$1/2^+$ ****	$\Sigma(1620)$	$1/2^-$ *	$\Xi(2030)$	$\geq \frac{5}{2}$ ***	$\Sigma_c(2455)$	$1/2^+$ ****
$N(1700)$	$3/2^-$ ***	$\Delta(1920)$	$3/2^+$ ***	$\Sigma(1660)$	$1/2^+$ ***	$\Xi(2120)$	*	$\Sigma_c(2520)$	$3/2^+$ ***
$N(1710)$	$1/2^+$ ****	$\Delta(1930)$	$5/2^-$ ***	$\Sigma(1670)$	$3/2^-$ ****	$\Xi(2250)$	**	$\Sigma_c(2800)$	***
$N(1720)$	$3/2^+$ ****	$\Delta(1940)$	$3/2^-$ **	$\Sigma(1690)$	**	$\Xi(2370)$	**	$\Xi_c^+$	$1/2^+$ ***
$N(1860)$	$5/2^+$ **	$\Delta(1950)$	$7/2^+$ ****	$\Sigma(1730)$	$3/2^+$ *	$\Xi(2500)$	*	$\Xi_c^0$	$1/2^+$ ***
$N(1875)$	$3/2^-$ ***	$\Delta(2000)$	$5/2^+$ **	$\Sigma(1750)$	$1/2^-$ ***			$\Xi_c^+$	$1/2^+$ ***
$N(1880)$	$1/2^+$ ***	$\Delta(2150)$	$1/2^-$ *	$\Sigma(1770)$	$1/2^+$ *	$\Omega^-$	$3/2^+$ ****	$\Xi_c^0$	$1/2^+$ ***
$N(1895)$	$1/2^-$ ****	$\Delta(2200)$	$7/2^-$ ***	$\Sigma(1775)$	$5/2^-$ ****	$\Omega(2250)^-$	***	$\Xi_c(2645)$	$3/2^+$ ***
$N(1900)$	$3/2^+$ ****	$\Delta(2300)$	$9/2^+$ **	$\Sigma(1840)$	$3/2^+$ *	$\Omega(2380)^-$	**	$\Xi_c(2790)$	$1/2^-$ ***
$N(1990)$	$7/2^+$ **	$\Delta(2350)$	$5/2^-$ *	$\Sigma(1880)$	$1/2^+$ **	$\Omega(2470)^-$	**	$\Xi_c(2815)$	$3/2^-$ ***
$N(2000)$	$5/2^+$ **	$\Delta(2390)$	$7/2^+$ *	$\Sigma(1900)$	$1/2^-$ *			$\Xi_c(2930)$	*
$N(2040)$	$3/2^+$ *	$\Delta(2400)$	$9/2^-$ **	$\Sigma(1915)$	$5/2^+$ ****			$\Xi_c(2970)$	***
$N(2060)$	$5/2^-$ ***	$\Delta(2420)$	$11/2^+$ ****	$\Sigma(1940)$	$3/2^+$ *			$\Xi_c(3055)$	***
$N(2100)$	$1/2^+$ ***	$\Delta(2750)$	$13/2^-$ **	$\Sigma(1940)$	$3/2^-$ ***			$\Xi_c(3080)$	***
$N(2120)$	$3/2^-$ ***	$\Delta(2950)$	$15/2^+$ **	$\Sigma(2000)$	$1/2^-$ *			$\Xi_c(3123)$	*
$N(2190)$	$7/2^-$ ****			$\Sigma(2030)$	$7/2^+$ ****	$\Omega_c^0$		$\Xi_c^+$	$1/2^+$ ***
$N(2220)$	$9/2^+$ ****	$\Lambda$	$1/2^+$ ****	$\Sigma(2070)$	$5/2^+$ *	$\Omega_c(2770)^0$		$\Omega_c(2770)^0$	$3/2^+$ ***
$N(2250)$	$9/2^-$ ****	$\Lambda(1405)$	$1/2^-$ ****	$\Sigma(2080)$	$3/2^+$ **	$\Omega_c(3000)^0$		$\Omega_c(3000)^0$	***
$N(2300)$	$1/2^+$ **	$\Lambda(1520)$	$3/2^-$ ****	$\Sigma(2100)$	$7/2^-$ *	$\Omega_c(3050)^0$		$\Omega_c(3050)^0$	***
$N(2570)$	$5/2^-$ **	$\Lambda(1600)$	$1/2^+$ ***	$\Sigma(2250)$	***	$\Omega_c(3065)^0$		$\Omega_c(3065)^0$	***
$N(2600)$	$11/2^-$ ***	$\Lambda(1670)$	$1/2^-$ ****	$\Sigma(2455)$	**	$\Omega_c(3090)^0$		$\Omega_c(3090)^0$	***
$N(2700)$	$13/2^+$ **	$\Lambda(1690)$	$3/2^-$ ****	$\Sigma(2620)$	**	$\Omega_c(3120)^0$		$\Omega_c(3120)^0$	***
		$\Lambda(1710)$	$1/2^+$ *	$\Sigma(3000)$	*				
		$\Lambda(1800)$	$1/2^-$ ***	$\Sigma(3170)$	*				
		$\Lambda(1810)$	$1/2^+$ ***					$\Xi_c^+$	*
		$\Lambda(1820)$	$5/2^+$ ****					$\Xi_c^+$	***
		$\Lambda(1830)$	$5/2^-$ ****						
		$\Lambda(1890)$	$3/2^+$ ****					$\Lambda_b^0$	$1/2^+$ ***
		$\Lambda(2000)$	*					$\Lambda_b(5912)^0$	$1/2^-$ ***
		$\Lambda(2020)$	$7/2^+$ *					$\Lambda_b(5920)^0$	$3/2^-$ ***
		$\Lambda(2050)$	$3/2^-$ *					$\Sigma_b$	$1/2^+$ ***
		$\Lambda(2100)$	$7/2^-$ ****					$\Sigma_b^+$	$3/2^+$ ***
		$\Lambda(2110)$	$5/2^+$ ***					$\Xi_b^0, \Xi_b^-$	$1/2^+$ ***
		$\Lambda(2325)$	$3/2^-$ *					$\Xi_b^0(5935)$	$1/2^+$ ***
		$\Lambda(2350)$	$9/2^+$ ***					$\Xi_b(5945)^0$	$3/2^+$ ***
		$\Lambda(2585)$	**					$\Xi_b(5955)^-$	$3/2^+$ ***
								$\Xi_b^-$	$1/2^+$ ***
								$P_c(4380)^+$	*
								$P_c(4450)^+$	*

A kvarkösszetételekre l. a III.1. ábrát. Az adatok forrása: Particle Data Group [2018], ahol további információk is találhatóak.

Az első hipermagot Danysz és Pniewski észlelte 1953-ban egy kozmikus részecskék által kiváltott magreakcióban. Az elmúlt évtizedek során mesterségesen is előállítottak hipermagokat, de ehhez nagyenergiájú gyorsítókra volt szükség, és viszonylag kevés laboratóriumban foglalkoztak hipermagkutatással.

### III.1. A HIPERATOMMAGOK ELŐÁLLÍTÁSA, KÍSÉRLETI BERENDEZÉSEK

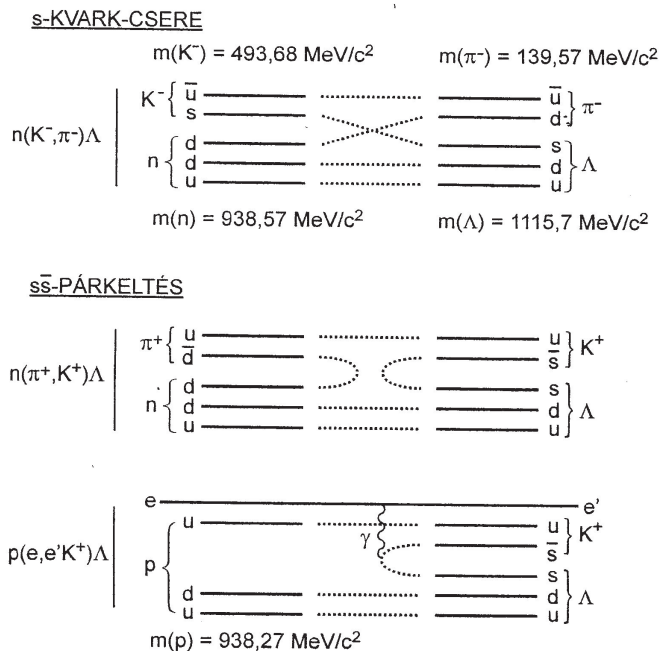
Hiperatommagokat sokféle (mezon, elektron, proton, nehézion) reakcióval elő lehet állítani. Eddig főleg  $(K^-, \pi^-)$ ,  $(\pi^+, K^+)$  és  $(e, e'K^+)$  reakciókat használtak előállításukra, amelyek a III.2. ábrán látható átalakulásokhoz vezetnek kvarkszinten. Néhány reakció hatáskeresztmetszetét ( $\sigma/sr$ ) az átadott impulzus ( $p$ ) függvényében a III.3. ábra mutatja.  $K^-$ -nyalábokkal nagyon jó hatáskeresztmetszet érhető el, de a nagyenergiájú protonokkal létrehozott reakciókban a pionok nagyságrendekkel nagyobb hozammal állnak elő, mint a kaonok, így a  $(\pi^+, K^+)$  reakció is alkalmas hipermagvizsgálatokra.

Minden reakciótípusnak megvan a maga előnye, kölcsönösen kiegészítik egymást. A  $(K^-, \pi^-)$  reakció különösen alkalmas helyettesítési szerepre, ebben a neutron ugyanazon a pályán (a keringési impulzusnyomaték változása nélkül) átalakulhat  $\Lambda$ -vá. Ezzel szemben a  $(\pi^+, K^+)$  és  $(e, e'K^+)$  reakciók nagyobb bombázó részecske impulzusátadással járnak, és könnyebben gerjesztenek nagyspinű hiper nukleáris állapotokat. A  $(K^-, \pi^-)$  és  $(\pi^+, K^+)$  reakciók a céltárgy egy neutronját, míg az  $(e, e'K^+)$  egy protonját alakítják át  $\Lambda$ -hiperonná.

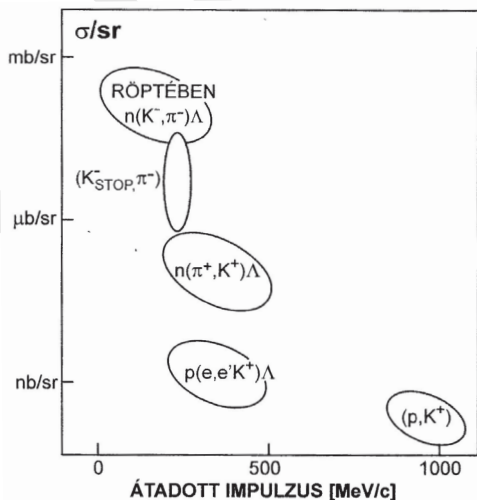
A J-PARC-ban (Japan Proton Accelerator Research Complex) három nagy gyorsító működik: a 400 MeV-es lineáris gyorsító (LINAC), a 3 GeV-es gyors ciklusú szinkrotron (Rapid Cycle Synchrotron, RCS) és az 50 GeV-es főgyűrű (MR), amely 2017-ben 30 GeV-en üzemelt. A J-PARC Japán keleti részén van, a Japán Atomenergia Ügynökség területén. A fontosabb kutatási témák a következők: hadronspektroszkópia, neutronfizika, valamint az anyag és élettudományok. A J-PARC hadronkísérleti csarnokának képe a III.4. ábrán látható.

Ugyancsak Japánban a Super KEKB elektron-pozitron ütköztetőben hatalmas mennyiségben állíthatók elő  $B$ -mezonok, amelyekben  $b$ -kvark van [Bowden és mts. 2016].

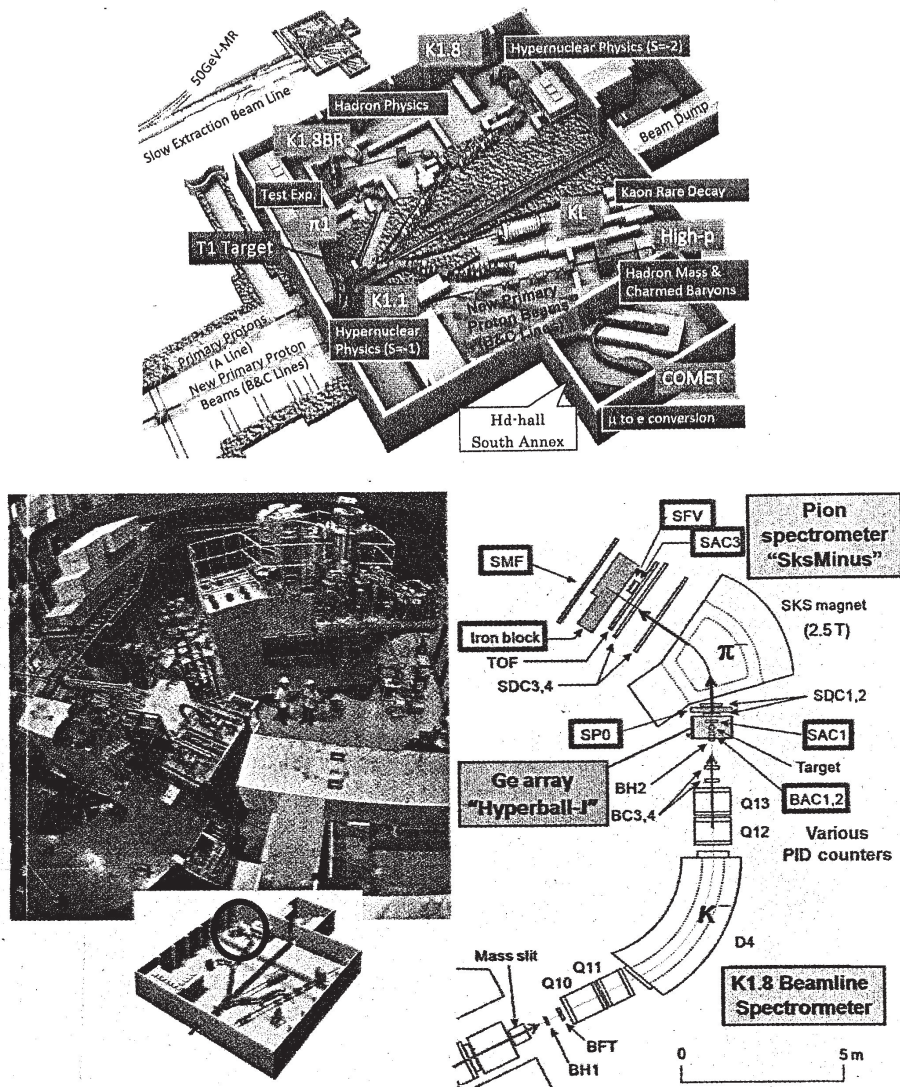
A CERN-ben is lehetőség van intenzív kaonnyalábok előállítására (l. az NA62 Együtműködés közleményét a CERN Courier 2016. júniusi számában).



III.2. ábra. A  $\Lambda$ -hipermag előállításához vezető három reakció sematikus ábrázolása kvarkszinten. Az ábrán a hadronok tömegei is fel vannak tüntetve



III.3. ábra. A hipermagok előállításához vezető néhány reakció hatáskeresztmetszete ( $\sigma/sr$ ) az átadott impulzus függvényében. Hashimoto, Tamura [2006] alapján



III.4. ábra. Felül: a J-PARC hadronkísérleti csarnoka. A K1.8, K1.8BR és KL nyalábcsatornák aktívak, a többiek fejlesztés alatt állnak. A felső ábra színes változata megtalálható a könyv végén.

Alul balra: Szupravezető kaonspektrométer (SK) a K1.8 kísérlet területén.

Alul jobbra: a K1.8 nyalábcsatorna berendezései.

Tanaka, Tamura [2017] alapján

Kifejezetten hiperatommag-vizsgálatokat Európában főleg a Frascati Nemzeti Laboratóriumban (Olaszország) folytattak a *FINUDA programban* (Gianotti [2003], Franzini, Moulson [2006]).

*A hipermagok vizsgálhatók reakció- és  $\gamma$ -spektroszkópai módszerekkel.* A reakcióvizsgálatokban meg lehet határozni a hipermag tömegét, a reakció hatáskeresztmetszetét, különböző szögeloszlásokat stb. A  $\gamma$ -spektroszkópia ugyanakkor kitűnő eszköz a nívórendszerek felderítésére, spin-paritások meghatározására, a  $\Lambda N$ -kölcsonhatás tulajdonságainak tanulmányozására.  $\gamma$ -spektroszkópai módszerekkel csak a nukleonemisszió alatti nívók vizsgálhatók, de nagyságrendileg jobb feloldással, mint reakciókban. Így a módszerek hasznosan kiegészítik egymást.

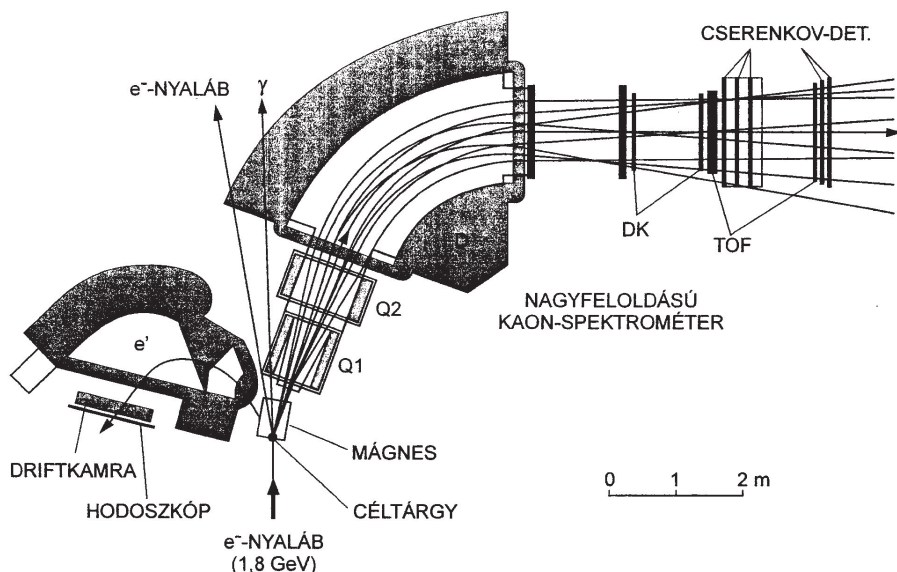
Itt most csak a japán J-PARC és az amerikai Jefferson-laboratórium berendezéseit tárgyaljuk röviden. Nagyon perspektivikus a GSI PANDA programja, ami a „Kitekintés” részben kerül ismertetésre. A CERN-ben is működik egy kaongyár, az ezzel kapcsolatos NA62 kísérlet leírását l. a CERN Courier 2016. júniusi számában.

*A J-PARC szupravezető kaon- és hiperlabda  $\gamma$ -spektrométere (III.4. alsó ábra).* A J-PARC 30 (később 50) GeV-es protonszinkrotronának intenzív ( $\sim 15 \mu\text{A}$ -es) nyalábját alkalmas céltárgyra irányítva pion és kaon másodlagos nyalábok nyerhetők, kb. 1/500 kaon/pion arányban. Kétfokozatú elektrosztatikus szeparátorral ez arányt 1-re (vagy nagyobbra) javítják, így viszonylag tiszta töltött kaonnaláb nyerhető, kb. 1,8 GeV energiáig.

A vizsgálatokhoz felhasználhatók a  $(\pi^+, K^+)$ ,  $(K^-, \pi^-)$  és  $(K^-, K^+)$  reakciók. Ez utóbbival két  $s$ -kvarkot tartalmazó hipermagok is előállíthatók.

Vizsgálni kívánják a  $^{12}\text{C}(K^-, K^+)_{\Xi}^{12}\text{Be}$  reakcióval előállított, két  $s$ -kvarkot ( $\Xi$ -hiperont) tartalmazó hipermagot, valamint a könnyű hipermagok gerjesztési nívórendszereit  $(K^-, \pi^-)$  reakcióval [Nagae 2010].

*A Jefferson-laboratórium  $(e, e'\gamma)$ -vizsgálatokra épített nagy feloldású kaonspektrométerének sematikus rajza a III.5. ábrán látható.* Mind a kaonspektrométer, mind a szórt elektronok spektrométere  $\Delta p/p = 2 \times 10^{-4}$  impulzusfeloldást tesz lehetővé.



III.5. ábra. A Jefferson-laboratórium (USA) nagy feloldású kaonspektrométere (HKS) ( $e, e'K^+$ ) reakcióval végzendő hipermagkutatókhoz. Q1, Q2 kvadrupól, D dipólmágnes. A DK helyérzékelő driftkamrát, a TOF repülési időt mérő berendezést jelöl. Hashimoto, Tamura [2006] alapján

A Jefferson-laboratórium folytonos elektronnyaláb gyorsítóberendezése (Continuous Electron Beam Accelerator Facility, CEBAF) 1995 óta működik. Kezdetben 6 GeV, de ma már 12 GeV-es energiáig szolgáltat elektronnyalábot. Sokrétű vizsgálatokat végeznek, pl. precíziós módszerrel mérik a hipermagok kötési energiáit a  $^{40,48}\text{Ca}$ -ban, ( $e, e'K$ ) reakcióval. A programukban szerepel a neutronbőr vizsgálata is a  $^{208}\text{Pb}$ -ban. [McKeon és mts. 2016].

## III.2. EREDMÉNYEK

### *A hiperatommagok különböző típusai*

Eddig főleg  $\Lambda$ -hipermagokat állítottak elő, többségükben könnyű elemeknél ( ${}^3_{\Lambda}H$ ,  ${}^4_{\Lambda}H$ ,  ${}^4_{\Lambda}He$ , ...,  ${}^{40}_{\Lambda}Ca$ ), de vannak ismert nehéz hipermagok is ( ${}^{139}_{\Lambda}La$ ,  ${}^{208}_{\Lambda}Pt$ ,  ${}^{209}_{\Lambda}Bi$ ).

Az egy  $s$ -kvarkot tartalmazó  $\Lambda$ -hiperonon kívül ugyancsak egy  $s$ -kvarkot tartalmaznak a  $\Sigma^{\pm}$  és  $\Sigma^0$  hiperonok, amelyek tömege némileg nagyobb a  $\Lambda$ -hiperonénál ( $m_{\Lambda} = 1115,7$ ,  $m_{\Sigma^0} = 1192,6$  MeV/ $c^2$ ). A  ${}^4_{\Sigma}$  He kötött állapotának létét megerősítették ( $K^-, \pi^-$ ) reakcióban Nagae és mts. [1998].

Mint említettük, két  $\Lambda$ -hiperont tartalmaz a  ${}^6_{\Lambda\Lambda}He$  hipermag. A kísérletek szerint két  $\Lambda$ -hiperont tartalmazhatnak még a  ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}Be$ ,  ${}^{11}_{\Lambda\Lambda}Be$ ,  ${}^{12}_{\Lambda\Lambda}Be$ , és  ${}^6_{\Lambda\Lambda}He$ , hipermagok is, de létük további megerősítésre szorul. Hiyama és mts. [2010] részletes számításokat végeztek a  ${}^7_{\Lambda\Lambda}He$ ,  ${}^7_{\Lambda\Lambda}Li$ ,  ${}^8_{\Lambda\Lambda}Li$ ,  ${}^9_{\Lambda\Lambda}Li$ ,  ${}^9_{\Lambda\Lambda}Be$ ,  ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}Be$ , kettős  $\Lambda$ -hipermagok energianívóira az  $\alpha x \Lambda \Lambda$  négytestmodell keretében, ahol  $x = n, p, d, t, {}^3He$  és  $\alpha$ .

Két  $s$ -kvarkot tartalmaznak a  $\Xi^0$  ( $m_{\Xi^0} = 1314,9$  MeV/ $c^2$ ) és  $\Xi^-$  ( $m_{\Xi^-} = 1321,7$  MeV/ $c^2$ ) barionok.

Nakazawa és mts. [2015] mélyen kötött  $\Xi^- - {}^{14}N$  rendszert észlelt, amely két hipermagra bomlott a  $\Xi^- + {}^{14}N \rightarrow {}^{10}_{\Lambda}Be + {}^5_{\Lambda}He$  reakcióban. Lemérték a  $\Xi^- + {}^{14}N$  rendszer kötése energiáját. A vizsgálat egyértelműen mutatta, hogy a vonzó  $\Xi N$  kölcsönhatás mélyen kötött rendszerhez vezet.

Ichikawa és mts. [2015]  $Kpp$ -szerű szerkezetet észlelt a  $d(\pi^+, K^+)$  reakcióban 1,69 GeV/ $c$  impulzusnál. Lemérték a  $Kpp$ -szerű rendszer kötése energiáját és szélességét. A rendszer  $\Lambda p$  és  $\Sigma^0 p$ -be bomlott, meghatározták a  $\Gamma_{\Lambda p} / \Gamma_{\Sigma^0 p}$  bomlásarányt.

*Neutrongazdag hipermagok.* Eddig hipermagokat főleg úgy állítottak elő, hogy stabil atommagokat  $K^-$ ,  $\pi^-$  és  $e^-$  nyalábokkal bombáztak. Következésképpen hipermagok a  $\beta$ -stabilitási sáv közelében álltak elő. A  $\Lambda$ -hiperon azonban az atommag belső héjára is beépülhet, belül megnöveli az anyagsűrűséget; így stabilabbá teszi a magtörzset. Nemrégén sikerült erősen neutrontöbbletes atommagnak is előállítani a hipermag variánsát, nevezetesen a  ${}^6_{\Lambda}H$ -t. A kísérleteket a FINUDA berendezésben végezték, úgy, hogy a  ${}^6Li(K_{stop}^-, \pi^+) {}^6_{\Lambda}H$  reakcióból kilépő  $\pi^+$ -mezonokat koincidenzában észlelték a  ${}^6_{\Lambda}H \rightarrow {}^6He + \pi^-$  gyenge bomlásból származó  $\pi^-$ -mezonokkal [Agnello és mts. 2012; Bressani és mts. 2012]. A  ${}^6_{\Lambda}H$  hipermagot  ${}^6Li(\pi^- K^+)$  reakcióban keresték  $p_{\pi^-} = 1,2$  GeV/ $c$  impulzusnál Sagimura és mts. [2014]. A kísérlet negatív eredménnyel zárult, csak felső határt adtak

meg az előállítási hatáskeresztmetszetre. Az eredmény nem teszi lehetővé a FINUDA-megfigyelés egyszerű értelmezését és a  ${}^6_\Lambda H$ -hipermag szerkezetének újragondolását kívánja.

### *Tömegviszonyok, a $\Lambda$ -hiperon szeparációs energiái*

A könnyű  $s$ -,  $c$ - és  $b$ -kvarkokat tartalmazó barionok tömegei a **III.6.** ábrán láthatók.

A ritka ( $s$ ), bájos ( $c$ ) és alsó ( $b$ ) kvarkok tömegei megfelelően 96, 1270 és 4180 MeV/ $c^2$ . Ugyanakkor az  $u$ -kvarké csak 2,2, a  $d$ -kvarké 4,7 MeV/ $c^2$ . Így alapállapotban a hiperonok tömegeit elsősorban a nehéz kvark tömege szabja meg.

A barionok (köztük a hiperonok) gerjesztéséhez GeV-es rendű energiák szükségesek. Ezek sokkal nagyobbak, mint az atommagok gerjesztéséhez szükséges keV–MeV-es energiák.

A ritka, bájos és alsó (bottom) barionok nívórendszere egyébként sok hasonlóságot mutat, különösen a legalsó nívók spin-paritás értékeiben.

A hipermagok fontos jellemzője a *tömeg* ( $M_{\text{hiper}}$ ). Ha  $(\pi^+, K^+)$  reakciót használunk előállításukhoz, a belépő pion és a kilépő kaon impulzusvektoraiból ( $\mathbf{p}_\pi$  és  $\mathbf{p}_K$ ) a relativisztikus kinematika alapján kiszámítható a hipermag tömege:

$$M_{\text{hiper}} = \sqrt{(E_\pi + M_A - E_K)^2 - (p_\pi^2 + p_K^2 - 2p_\pi p_K \cos\theta)},$$

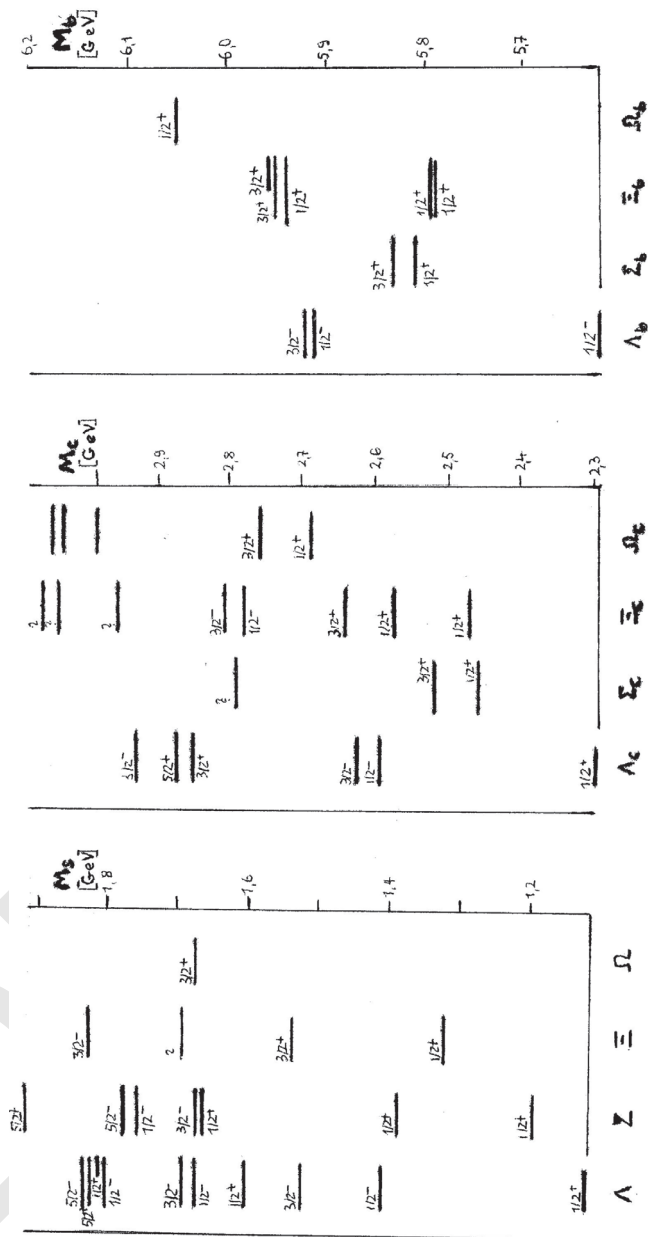
ahol  $E_\pi$  és  $E_K$  a pion, ill. kaon teljes energiája,  $\theta$  a kaon szórási szöge,  $M_A$  a céltárgy-atommag tömege. [A relativisztikus kinematika jellemzőit l. pl. a Review of Particle Physics (Particle Data Group), Chin. Phys. C 40, 100001 (2016) közleményben.]

Innen a  $\Lambda$ -hiperon kötési energiája ( $B_\Lambda$ ) egyszerűen levezethető, ha feltesszük, hogy a magtörzs alapállapotban van:

$$B_\Lambda = M_{\text{törzs}} + M_\Lambda - M_{\text{hiper}},$$

ahol  $M_{\text{törzs}}$  a törzsmag,  $M_\Lambda$  a  $\Lambda$ -hiperon tömege.

Hazai eredmény az atommagok kötési energiájára vonatkozó Weizsäcker-féle félempirikus tömegformula olyan kiterjesztése, amellyel a  $\Lambda$ -hipermagok a csak nukleonokat tartalmazó atommagokkal egységes formában írhatók le [Lévai és mts. 1998]. E sémában a párenergia tagot egy Majorana-tag váltja fel, amely a proton, neutron és  $\Lambda$ -hiperon egyenrangúságát feltételező SU(6) szimmetriával áll

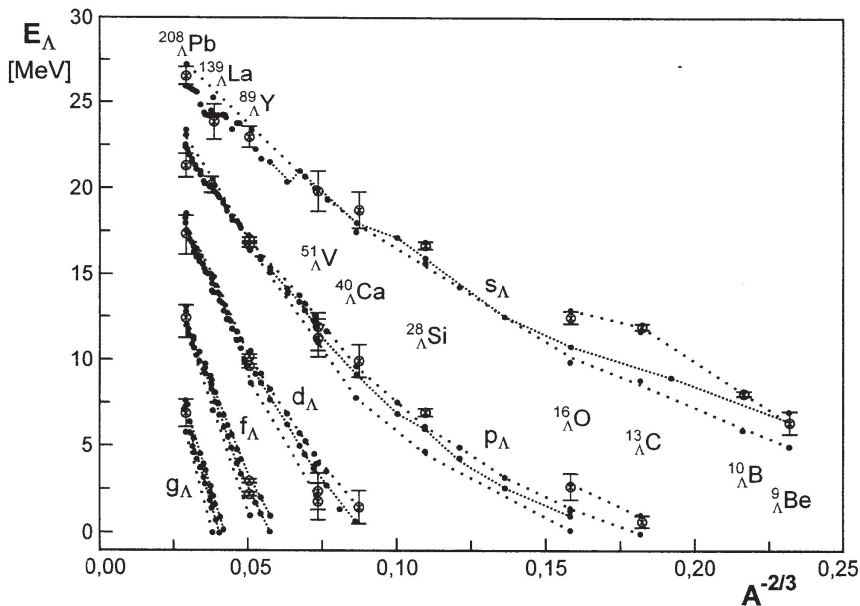


III. 6. ábra. Az s-, c- és b-kvarkokat tartalmazó barionok tömegei, megfelelően  $M_s$ ,  $M_c$  és  $M_b$ -vel jelölve. A III.1. táblázat adataiból csak a biztos (három vagy négy csillaggal jelölt) értékek szerepelnek az ábrán

összhangban. Az eljárás konzisztenciájára utal az, hogy a kísérletileg megfigyelt kötési energiától való eltérés hasonló az ismert tömegű 1909 csak nukleonokat tartalmazó atommagra és 38  $\Lambda$ -hipermagra.

Kísérletileg meghatározták a  $\Lambda$ -hiperon kötési (szeparációs) energiáját különböző  $s$ -,  $p$ -,  $d$ -,  $f$ -,  $g$ -héjakon a tömegszám ( $A$ ) függvényében. Az összesített eredmények a III.7. ábrán láthatók.

Kívánatos lenne az  $sd$ -héjon lévő hipermagok részletes vizsgálata is, pl. a  ${}^{20}_{\Lambda}\text{Ne}$ ,  ${}^{25}_{\Lambda}\text{Mg}$ ,  ${}^{28}_{\Lambda}\text{Si}$ , hipermagoké. Jelenleg kevés adat áll rendelkezésre a középnehéz és nehéz hipermagokra, pl. a  ${}^{51}_{\Lambda}\text{V}$ ,  ${}^{89}_{\Lambda}\text{Y}$ ,  ${}^{208}_{\Lambda}\text{Pb}$  esetében. További vizsgálatokat igényel a neutronhalo eltűnése, ha  $\Lambda$ -hiperon jelenik meg az atommagban.



III.7. ábra. A  $\Lambda$ -hiperon szeparációs energiái ( $E_{\Lambda}$ ) az  $A^{-2/3}$  függvényében ( $A$  tömegszám) a hipermag  $s$ -,  $p$ -,  $d$ -,  $f$ -,  $g$ -alhéjaira. Pontok hibákkal: különböző kutatócsoportok eredményei, görbék: elméleti közelítések. A görbék az  $s$ -héjon  $\sim 28$  MeV felé konvergálnak, ami a  $\Lambda$ -hiperon kötésienergiája a maganyagban. Lenske [2005] alapján

*Szerkezet,  $\Lambda N$  effektív kölcsönhatás*

A hipermagok  $\gamma$ -spektroszkópiái vizsgálata lehetőséget ad *gerjesztési nívórendszereik részletes felderítésére*. A  $(\pi^+, K^+\gamma)$  és  $(K^-, \pi^-\gamma)$  reakcióknál a  $\gamma$ -spektrum koincidenzában vizsgálható a kilépő  $K^+$ , ill.  $\pi^-$ -mezonokkal. Pl. fékezési Doppler-módszerrel meg lehet határozni a redukált  $B(E2)$  és  $B(M1)$  átmeneti valószínűségeket (l. Fényes és mts. [2009], 166. old.), majd a bomlási elágazások ismeretében a hipermagállapotok élettartamát. Lehet mérni szögkorrelációt,  $\gamma$ -sugárpolarizációt és más jellemzőket is.

$\gamma$ -sugár-spektroszkópiával a következő  $\Lambda$ -hipermagokat vizsgálták:

$${}^4_{\Lambda}H, {}^4_{\Lambda}He, {}^7_{\Lambda}Li, {}^9_{\Lambda}Be, {}^{10}_{\Lambda}B, {}^{11}_{\Lambda}B, {}^{12}_{\Lambda}C, {}^{13}_{\Lambda}C, {}^{15}_{\Lambda}N, {}^{16}_{\Lambda}O$$

[Tamura 2010].

Néhány hipermag parciális nívórendszere a **III.8.** ábrán látható. Az észlelt  $\gamma$ -átmenetek két csoportba oszthatók. Pl. a  ${}^7Li(\pi^+, K^+\gamma){}^7_{\Lambda}Li$  esetén a  $\Lambda$  spinátforduláshoz tartozik a  $3/2^+ \xrightarrow{M1} 1/2_1^+$ ,  $7/2^+ \xrightarrow{M1} 5/2^+$ ; míg  $\Lambda$ -héj közöttiek az  $5/2^+ \xrightarrow{E2} 1/2_1^+$ ,  $1/2_2^+ \xrightarrow{M1} 3/2^+$ ,  $1/2_2^+ \xrightarrow{M1} 1/2_1^+$  átmenetek.

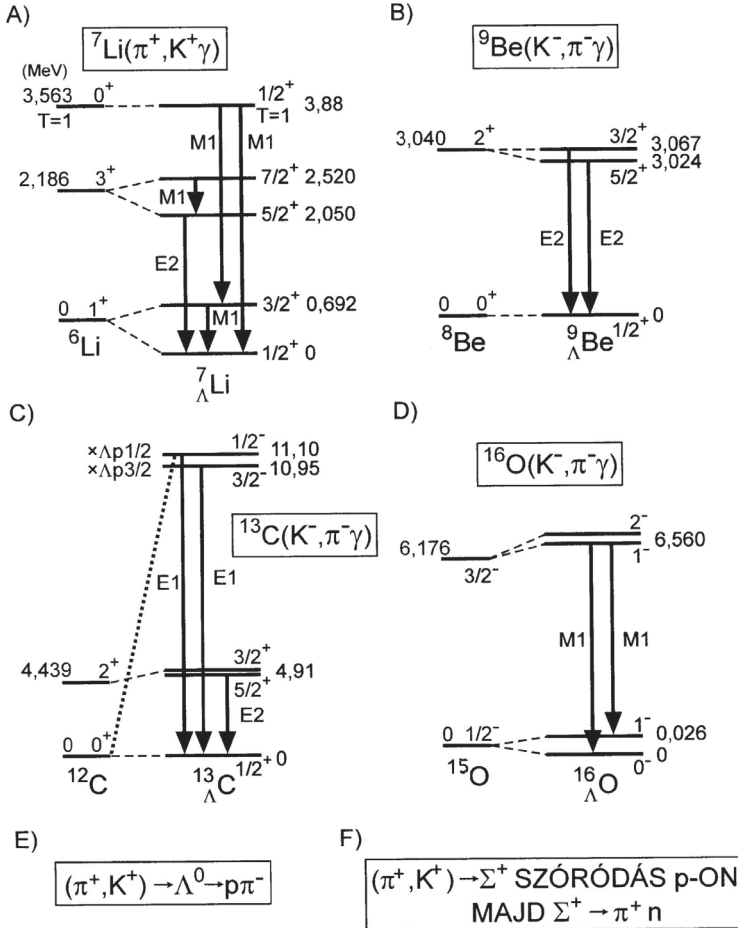
A  $p$ -héjon lévő  $\Lambda$ -hipermagoknál a  $\Lambda$ -spinátforduláshoz tartozó energiakülönbséget héjmodellszámításokkal sikerült értelmezni [Millener 2012].

Az átmenetek vizsgálata részletes információt szolgáltat a spin-spin, spin-pálya és tenzor *kölcsönhatások jellegére és erősségére*.

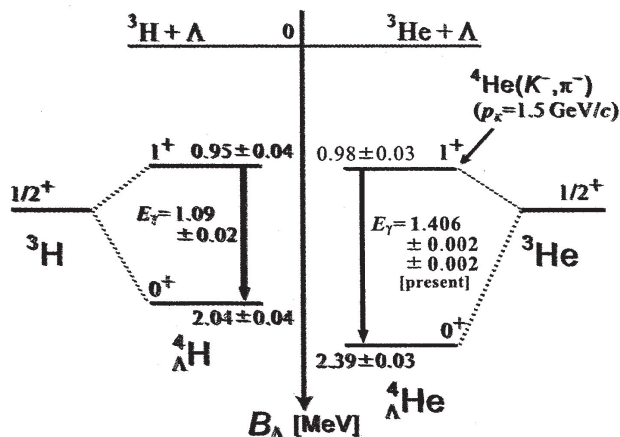
A hipermagokat szcintilláló nyomképkamrával is vizsgálták. A **III.8. E)–F)** ábrákon a  $\Lambda$ -, ill.  $\Sigma^+$ -hiperon keletkezésének és bomlásának nyomai láthatók; a  $\Sigma^+$ -hiperon bomlása előtt szóródott protonon. A kísérletek azt mutatják, hogy a spin-pálya kölcsönhatás a  $\Sigma^+p$  rugalmas ütközésben lényegesen erősebb, mint a  $\Lambda p$ -ütközésnél.

Yamamoto és mts. [2015] a  ${}^4He(K^-, \pi^-){}^4_{\Lambda}He$  reakció vizsgálatában arra a következtetésre jutott, hogy a  ${}^4_{\Lambda}He$ -ban az  $1^+$  és  $0^+$  állapotok közti különbség nagy, nagyobb, mint a  ${}^4H$ -nál. L. a **III.9.** ábrát. Ez arra utal, hogy a  $\Lambda N$  kölcsönhatásban spintől függő töltésszimmetria-megtörés lép fel.

Sada és mts. [2015] a  ${}^3He(K^-, \Lambda p)n_{hiányzó}$  reakciót vizsgálták 1,0 GeV/c  $K^-$  impulzusnál.  $\Lambda pn$  eseményeket észleltek, meghatározták a termékek energiáját és a bomlási szélességet. A kölcsönhatás hatótávolságát  $\sim 0,5$  fm-nek találták.



III.8. ábra. A)–D): Hipermagok  $\gamma$ -spektrumai (Tamura és mts. [2000; 2005] alapján). E)–F): Szcin-tillációs nyomképkamrával felvett hipermagesemények. Ahn és mts. [2001; 2005] alapján



III.9. ábra. A  ${}^4_{\Lambda}H$  és  ${}^4_{\Lambda}He$  tükörhipermagok nívósémái, amelyek nagy töltésszimmetria-megtőrésre utalnak. Az eredeti angol szövegből átvett ábra, ahol tizedespontok szerepelnek tizedesvessző helyett. Yamamoto és mts. [2015] alapján

A  $\Lambda N$ -effektív kölcsönhatási potenciál a  $\Lambda$ -hipermag  $p$ -héjánál a következő alakba írható (Millener és mts. [1985]):

$$V_{\Lambda N}(r) = V_0(r) + V_{\sigma}(r)\vec{s}_{\Lambda}\vec{s}_N + V_{\Lambda}(r)\vec{l}_{\Lambda N}\vec{s}_{\Lambda} + V_N(r)\vec{l}_{\Lambda N}\vec{s}_N + V_T(r)S_{12},$$

ahol  $S_{12} = 3(\vec{\sigma}_{\Lambda} \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_N \cdot \vec{r})/r^2 - \vec{\sigma}_{\Lambda} \cdot \vec{\sigma}_N$ . Az  $s_{\Lambda}$ ,  $p_N$  hullámfüggvények szerinti radiális integrálás a megadott öt tagra lehetőséget ad a  $p$ -héjon levő hipermagok nívóenergiáinak számítására. Fordítva is eljárhatunk, ekkor a kísérleti adatokból meghatározható a jelzett öt tag radiális integrálja, amit a néhánytest-rendszerekre közvetlenül is ki lehet számítani szabad kéttest-kölcsönhatásokból (l. pl. Fényes és mts. [2009] VI.8.2. pontot). Így következtetés vonható le a  $\Lambda N$ -kölcsönhatás erősségére. A vizsgálatok azt mutatják, hogy a  $\Lambda N$ -kölcsönhatás sokkal gyengébb, mint az  $NN$ .

### Atommagok méret- és szerkezetváltozásai $\Lambda$ -hiperon beépülésekor

Amikor egy  $\Lambda$ -hiperon jelenik meg az atommagban, megváltozhat alakja, mérete, héj- és csomószerkezete stb. Ezek a hatások is tanulmányozhatók, ha ismerjük a nívósémákat és a B(E2) redukált átmeneti valószínűségeket. Mivel a  $\Lambda$ -hiperonra nem hat a Pauli-tiltás, beépülhet a legbelső  $s$ -pályára és maga köré vonhatja a nukleonokat. Ez az atommag összezsugorodásához vezet.

A  ${}^7_{\Lambda}\text{Li}(5/2^+ \rightarrow 1/2^+)$  átalakulásban a redukált  $B(E2)$  átmeneti valószínűség-értéket a következőnek találták:  $3,6 \text{ e}^2\text{fm}^4$ . Ez az érték kisebb, mint a magtörzs  ${}^6\text{Li}(3^+ \rightarrow 1^+)$  átmenetére vonatkozó  $B(E2) = 10,9 \text{ e}^2\text{fm}^4$ . Ez arra utal, hogy a  ${}^6\text{Li}$  magtörzsben zsugorodás lépett fel a  $\Lambda$ -hiperon jelenléte miatt. Ez volt az első eset, amikor ilyen magméret-zsugorodást észleltek [Tamura 2010]. A zsugorodás mértéke összhangban van Hiyama és mts. [2010] klasztermodell-számításai alapján várható értékkel. E szerint a  ${}^6\text{Li}$ -magtörzsben az  $\alpha$ - $pn$  klaszterek közti távolság 19%-kal zsugorodik a  ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ -ban.

Hiyama és mts. [2010] vizsgálták a  ${}^6_{\Lambda}\text{He}$  szerkezetét is az  $a + \Lambda + N$  modellben. Számításaik szerint a  ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ -ban három réteg alakult ki: az a törzs,  $\Lambda$  bőr és neutron halo. Hasonló eredményre jutottak a  $T = 1$   ${}^7_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$  és  ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$ , hipermag-triplett esetében is a  $+ \Lambda + N + N$  négytestmodell-számításokkal. Itt is hármas réteg alakul ki az anyageloszlásban: a törzs,  $\Lambda$  bőr és neutron vagy proton halo.

### *A $\Lambda$ -hiperon effektív mágneses nyomatéka atommagokban*

A  $B(M1)$  redukált átmeneti valószínűség meghatározása hipermagokban lehetőséget ad a  $\Lambda$ -hiperon *effektív  $g$ -faktorának* (mágneses nyomatékának) meghatározására is. Ha a hiperon beépül az atommagba, effektív  $g$ -faktora (l. pl. Fényes és mts. [2009] 54. old.) megváltozhat a királis szimmetria részbeni helyreállása vagy a kvarkbebörtönzés módosulása miatt. A  $B(M1)$  mérhető Doppler-eltolódási módszerrel és ismeretében következtetés vonható le a  $g_{\Lambda}^{\text{eff}}$ -re, ami eltérhet a  $g_{\Lambda}^{\text{szabad}} = -1,226$ -tól. L. részletesebben Tamura [2010] közleményében.

### *Bomlások*

A  $\Lambda$ -hiperon szabad térben a következő módokon bomlik:

$$\begin{aligned} \Lambda_{\text{szabad}} &\rightarrow p + \pi^- + 37,8 \text{ MeV}, & \Gamma_i/\Gamma_{\text{teljes}} &= 63,9\% \\ &\rightarrow n + \pi^0 + 41,1 \text{ MeV}, & &= 35,8\% \\ &\rightarrow n + \gamma + 176 \text{ MeV}, & &= 1,75 \times 10^{-3} \end{aligned}$$

Ha a  $\Lambda$ -hiperon beépül az atommagba, a mezonos  $\Lambda \rightarrow \pi N$  bomlásmód fékezett a nukleon Pauli-tiltása miatt. A nem mezonos bomlásmódok a következők:

$$\Lambda n \rightarrow nn \quad (\Gamma_n); \quad \Lambda p \rightarrow np \quad (\Gamma_p) \quad \text{és} \quad \Lambda NN \rightarrow nNN \quad (\Gamma_2).$$

A teljes bomlási szélesség ( $\Gamma_T = \hbar / \tau$ ) a mezonos ( $\Gamma_M$ ) és nem mezonos ( $\Gamma_{\text{nem } M}$ ) bomlási szélességek összege:

$$\Gamma_T = \Gamma_M + \Gamma_{nem M},$$

$$\text{ahol } \Gamma_M = \Gamma_{\pi^-} + \Gamma_{\pi^0}; \quad \Gamma_{nem M} = \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_2.$$

[Botta, Bufalino 2010].

A teljes bomlási szélesség ( $\Gamma_T$ ) vagy közepes élettartam közvetlenül mérhető. A  $\Gamma_{\pi^-}$  és  $\Gamma_{\pi^0}$  meghatározható, ha mérjük a bomlás elágazási tényezőit ( $b_{\pi^-}$  és  $b_{\pi^0}$ ) koincidenzában a  $\pi^-$ -szal és a  $\pi^0$ -ból a  $\gamma$ -val. (A  $\pi^0 \sim 10^{-16}$  s közepes élettartammal 99%-ban  $2\gamma$ -ba bomlik.)

$$\Gamma_{\pi^-} = \Gamma_T \times b_{\pi^-} \quad \text{és} \quad \Gamma_{\pi^0} = \Gamma_T \times b_{\pi^0}.$$

Ekkor

$$\Gamma_{nem M} = \Gamma_T - \Gamma_{\pi^-} - \Gamma_{\pi^0}.$$

A  $\Lambda_s, \Sigma_s, \Xi_s, \Omega_s, \Lambda_c, \Sigma_c, \Xi_c, \Omega_c, \Lambda_b, \Sigma_b, \Xi_b, \Omega_b$  hiperonok bomlási sajátságait részletesen tárgyalja a Particle Data Group, Tanabashi és mts. [2018] közlemény és Fényes T. [2017] könyve.

III.2. táblázat. Példák a hiperonok bomlására

$\Lambda_s^0$ (uds)	$J^P = \frac{1}{2}^+$	$\Lambda_s \rightarrow p\pi^-$	63,3%	$\Lambda_c^+$ (udc)	$\frac{1}{2}^+$	$\Lambda_c^+ \rightarrow pK_s^0$	4,58%
		$\rightarrow n\pi^0$	35,8%			$\rightarrow pK^-\pi^+$	6,23%
		$\rightarrow n\gamma$	$1,75 \times 10^{-3}$ stb.			$\rightarrow pK_s^0\pi^0$	1,96%
$\Sigma_s^+$ (uus)	$\frac{1}{2}^+$	$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$	51,57%			$\rightarrow nK_s^0\pi^+$	1,82% stb.
		$\rightarrow n\pi^+$	48,31%			$\rightarrow \Lambda\pi^+$	1,29%
		$\rightarrow p\gamma$	$1,23 \times 10^{-3}$ stb.			$\rightarrow \Lambda\pi^+\pi^0$	7,0% stb.
$\Xi^0$ (uss)	$\frac{1}{2}^+$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda\pi^0$	99,524%			$\rightarrow \Lambda e^+\nu_e$	3,6%
		$\rightarrow \Lambda\gamma$	$1,17 \times 10^{-3}$ stb.			$\rightarrow \Lambda\mu^+\nu_\mu$	3,5% stb.
$\Omega^-$ (sss)	$\frac{3}{2}^+$	$\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$	67,8%	$\Xi_{cc}^{++}$ (ucc)	$J^P = ?$	$\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ K^-\pi^+\pi^+$	látott
		$\rightarrow \Xi^0\pi^-$	23,6%	$\Lambda_b^0$ (udb)	$\frac{1}{2}^+$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \gamma$	6,2% stb.
		$\rightarrow \Xi^-\pi^0$	8,6% stb.				

Általában megállapítható, hogy az  $s$ -,  $c$ -,  $b$ -kvarkokat tartalmazó hiperonok nagyon sokféle módon bomlanak. Például a  $\Lambda_c^+$ -hiperonnál  $> 60$ , a  $\Lambda_b^0$ -nál  $> 40$  különféle bomlásnál nyertek adatokat.

Néhány példa látható a hiperonok bomlására a **III.2.** táblázatban a Particle Data Group 2018-as adatai alapján.

A CERN-i ALICE együttműködés részletesen vizsgálta a  $\Lambda_c^+$  ( $ucd$ )-hiperon előállítását  $pp$ - és  $pPb$ -ütközésekben. Vizsgálták a  $\Lambda_c^+$ -hiperon bomlását is a  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ ,  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK_s^0$  és  $\Lambda_c^+ \rightarrow e^+\nu_e\Lambda$  (és töltéskonjugált) csatornáknban. Az adatokat sem a QCD, sem a Monte-Carlo-eseménygenerátor-számítások nem reprodukálják. Mindez arra utal, hogy a nehézkvark-tartalmú barionok fragmentációját a számítások nem írják le helyesen [Alice Collab. CERN-EP-2017-339].

Néhány új eredmény hiperonok bomlásaira:

- $\Lambda_b \rightarrow J/\Psi K^- p$  CERN Courier 2015. szept., LHCb együttműködés,
- $\Sigma^+ \rightarrow p \mu^+ \mu^-$  CERN Courier 2018. márc., LHCb együttműködés,
- $\Xi_c^0 \rightarrow e^+ \nu_e \Xi^-$  CERN Courier 2018. márc., ALICE együttműködés.

III.3. táblázat. Kísérletileg mért teljes ( $\Gamma_T$ ),  $\pi^-$ -mezonos ( $\Gamma_{\pi^-}$ ),  $\pi^0$ -mezonos ( $\Gamma_{\pi^0}$ ) és nem mezonos ( $\Gamma_{\text{nem M}}$ ) gyenge bomlási szélességek a  $\Gamma_{\text{szab}}$  függvényében  $\Lambda$ -hipermagokra. Nagae [2010] alapján

	${}^4_{\Lambda}He$	${}^5_{\Lambda}He$	${}^{12}_{\Lambda}C$
$\Gamma_T$	$(1,07 \pm 0,11) \Gamma_{\text{szab}}$	$(0,940 \pm 0,041) \Gamma_{\text{szab}}$	$(1,21 \pm 0,04) \Gamma_{\text{szab}}$
$\Gamma_{\pi^-}$	$(0,289 \pm 0,039) \Gamma_{\text{szab}}$	$(0,322 \pm 0,020) \Gamma_{\text{szab}}$	$(0,120 \pm 0,016) \Gamma_{\text{szab}}$
$\Gamma_{\pi^0}$	$(0,604 \pm 0,012) \Gamma_{\text{szab}}$	$(0,194 \pm 0,014) \Gamma_{\text{szab}}$	$(0,150 \pm 0,010) \Gamma_{\text{szab}}$
$\Gamma_{\text{nem M}}$	$(0,177 \pm 0,029) \Gamma_{\text{szab}}$	$(0,424 \pm 0,024) \Gamma_{\text{szab}}$	$(0,940 \pm 0,035) \Gamma_{\text{szab}}$

A **III.3.** táblázat áttekintést ad a  ${}^4_{\Lambda}He$ ,  ${}^5_{\Lambda}He$  és  ${}^{12}_{\Lambda}C$ , hipermagoknál mért bomlási szélességekről.

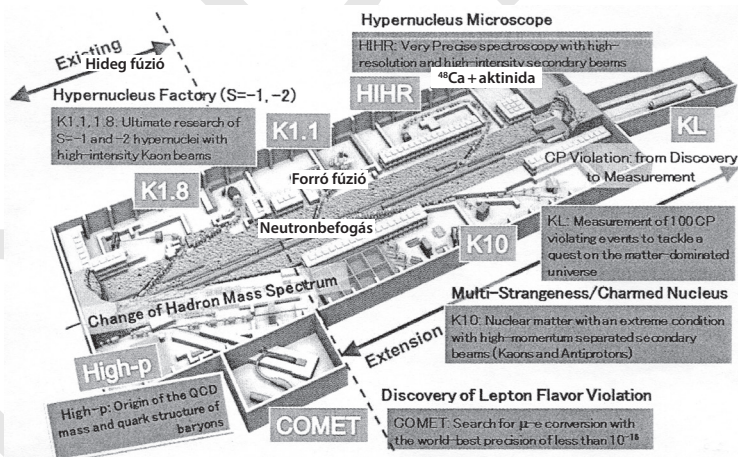
A  $\Lambda p \rightarrow np$ , ill.  $\Lambda n \rightarrow nn$  gyenge bomlásokban a  $\Lambda$  és  $n$  tömegkülönbség miatt nagy energia ( $\sim 176$  MeV) szabadul fel, és a kilépő  $np$ -, ill.  $nn$ -párok egyértelműen azonosíthatók a szögeloszlás és energiakorrelációk alapján. A  $\Gamma_n/\Gamma_p$  kísérleti bomlási arány elméletileg értelmezhető. Újabbán a  $\Gamma_n$  és  $\Gamma_p$  bomlásmódok mellett sikerült  $\Gamma_2$  bomlásmódot, azaz a  $\Lambda NN \rightarrow nNN$  két nukleon által indukált bomlásmódot is észlelni a  $p$ -héjon lévő hipermagoknál. A  $\Gamma_2/\Gamma_{\text{nem M}}$  arányra 0,21 értéket nyertek [Agnello és mts. 2012].

A hiperonok és hipermagok fizikájáról számos publikáció található még a következő anyagokban:

- Hypernuclei and baryon-baryon interaction, *Progr. Theor Phys., Suppl.* No. 185, 2010.
- Progress in strangeness nuclear physics, *Nucl. Phys. A* 881, 2012.
- *Proc. of 10<sup>th</sup> Int. Conf. on clustering aspects of nuclear structure and dynamics*, Debrecen, 24–28. Sept. 2012. *Journal of Physics: Conf. Series*, vol. 436, 2013, jpcs.iop.org.
- *Proc. of Int. Conf. on few-body systems FB20*, vol. 54, Nos 7–10, 2013 (Springer Verlag).

### Kitekintés

A jövőben lényeges előrelépés várható. Üzembe lépett a J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) gyorsító, amely 30 (később 50) GeV-es, nagy intenzitású (15  $\mu$ A) protonnyalábot szolgáltat. Ezzel a korábbiakhoz képest nagyságrendileg intenzívebb kaon- és pionnyalábok állíthatók elő, ez az első valódi „kaongyár” világviszonylatban. Az 1,1–1,8 GeV-es, intenzív kaonnyalábok megnyitják az utat a hipermagok széles körű vizsgálata előtt. A fejlesztési tervekkel kapcsolatban l. a III.10. ábrát.



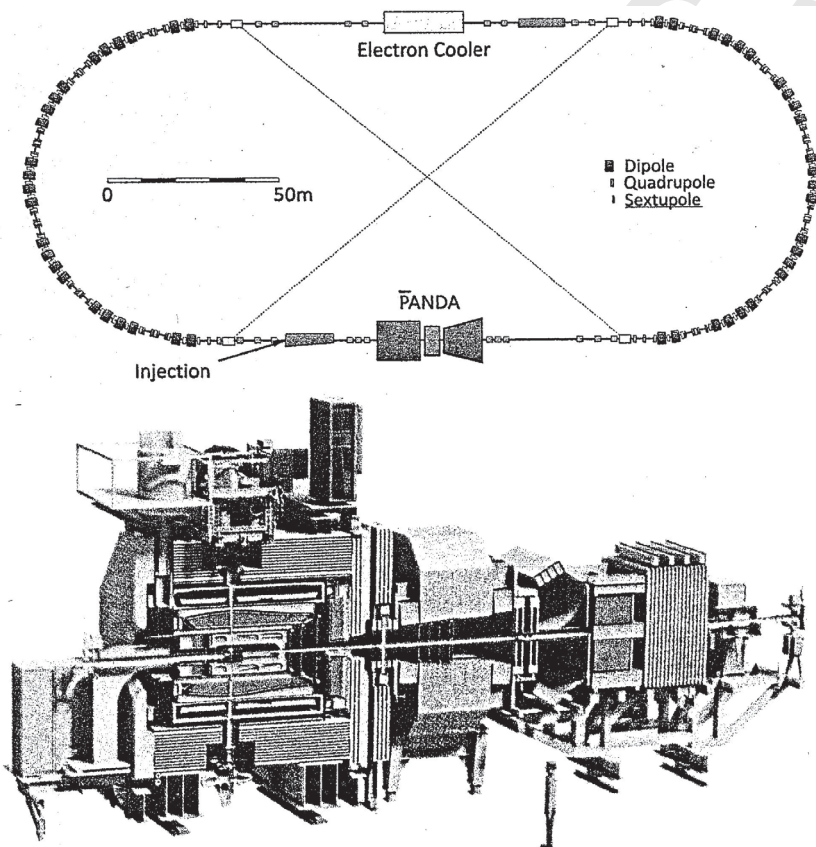
III.10. ábra. A J-PARC meglévő hadronkísérleti csarnoka és a fejlesztési tervek. KL: semleges kaonnyaláb. K10: nagy impulzusú szeparált kaon/antiproton nyaláb. HIHR: nagy felbontású és nagy intenzitású másodlagos nyaláb precíziós spektroszkópiai célokra. K1.1: alacsony energiájú szeparált kaonnyaláb. Az ábra színes változata megtalálható a könyv végén.

Tanaka és Tamura [2017] alapján

Európában a *GSI*, *HESR* nagyenergiájú tárológyűrűben akarnak hipermagokat létrehozni és részletes vizsgálatnak alávetni. Ez is egy nagyon perspektivikus program, így részletesebben is tárgyaljuk.

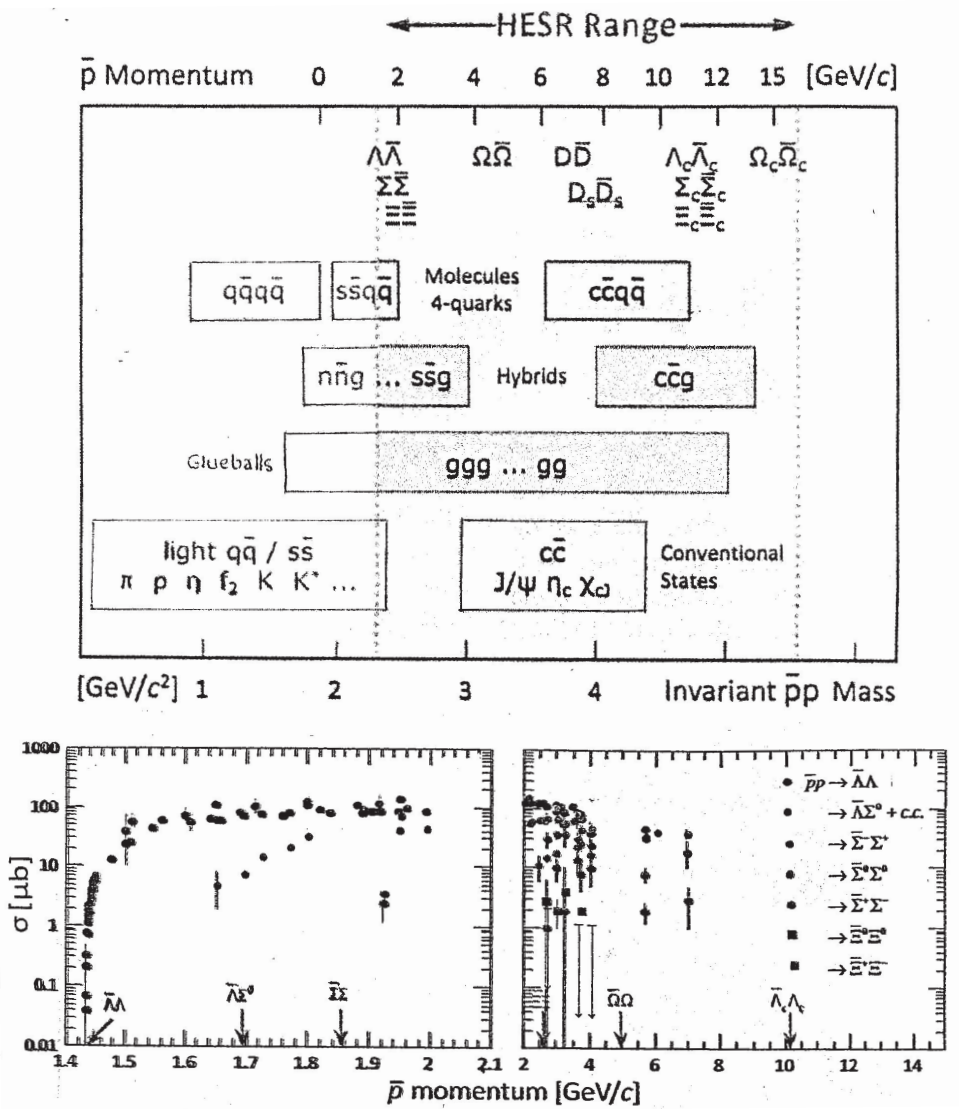
A *GSI* *SIS100* szupravezető szinkrotrona mellett létrehoznak egy *HESR* nevű nagyenergiájú antiproton-tárológyűrűt, amelynek sematikus képe az **I.1.2.1.** alsó ábrán látható (a stabilitási sávtól távol eső atommagokkal foglalkozó **I.1.2.** pontban). A tárológyűrűn van a *PANDA* (**Antiproton Anihilation in Darmstadt**) detektor. A *PANDA* része a *FAIR* (**Facility for Antiproton and Ion Research**) együttműködésnek, amelyben több mint 400 kutató vesz részt 19 országból.

A *HESR* tárológyűrű és alatta a *PANDA* detektor sematikus képe a **III.11.** ábrán van feltüntetve.



**III.11. ábra.** Felül: A nagyenergiájú tárológyűrű (*HESR*) a *GSI* *FAIR* programjában.  
Alul: A *PANDA* detektor sematikus képe. Jelenleg építés alatt áll, beindulása 2024 körül várható.  
A *PANDA* színes képe a könyv végén található. Peters és mts. [2017] alapján

A III.12. ábra felső része a PANDA-val elérhető hadronféleségekről ad tájékoztatást, az alsó része pedig az antihiperon-hiperon előállítási hatáskeresztmetszetekről. Az elérhető hatáskeresztmetszetek nagyok.



III.12. ábra. Felül: A GSI HESR-PANDA együttműködésben várhatóan előállítható hadronféleségek, benne számos hiperonkombináció. Az ábra színes változatban is megtalálható a könyv végén. Alul: Az antiproton-protonütközésben előállítható antihiperon-hiperon kombinációk hatáskeresztmetszetei a  $\bar{p}$  impulzus függvényében. Peters és mts. [2017] alapján

Az erős kölcsönhatás erőssége  $\geq 0,2$  fm távolságoknál már olyan nagy, hogy a perturbatív QCD-számítások már nem megbízhatóak. A PANDA-program az erős kölcsönhatás sajátosságait főleg a  $0,1-1,0$  fm tartományban kívánja vizsgálni, ahol jelenleg kísérleti adat is csak kevés áll rendelkezésre. A tudományos program charmonium-spektroszkópiát, gluonlabda- és hibridállapotok  $\gamma$ -spektroszkópiáját foglalja magába.

Az antiproton-nukleon és antiproton-atommag megsemmisülési folyamatok gluonokban gazdag környezetet teremtenek, amely gluonikus gerjesztések vizsgálatára különösen alkalmas. Lehetőség nyílik különböző kéttest-küszöbenergiák meghatározására ( $\Lambda\bar{\Lambda}$ ,  $D\bar{D}$ ,  $\Lambda_c\bar{\Lambda}_c$ ,  $\Sigma\bar{\Sigma}$ ,  $\Sigma_c\bar{\Sigma}_c$ ,  $\Omega_c\bar{\Omega}_c$  stb.), kvarkmolekulák előállítására ( $q\bar{q}\bar{q}$ ,  $c\bar{c}q\bar{q}$ ), továbbá  $\pi$ ,  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $f_2$ ,  $K$ ,  $K^*$  könnyű és  $c\bar{c}$  ( $J/\Psi$ ,  $\eta_c$ ,  $\chi_c$ ) nehézmezon-vizsgálatokra.

A SIS100 gyorsító 29 GeV-es protonjait fogják felhasználni antiprotonok előállítására. Az antiprotonokat összegyűjtik, lehűtik, majd belövik a HESR tárológyűrűbe. Itt kívánság szerint  $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  luminozitás lesz elérhető  $\Delta p/p \sim 10^{-4}-10^{-5}$  relatív impulzusszórással.

A PANDA detektorban a HESR antiprotonnyalábja egy hidrogéntartalmú (tabletta vagy gáz sugar alakú),  $\geq 10^{15}$  atom/cm<sup>2</sup> sűrűségű céltárgyba ütközik, majd továbbrepül. A céltárgyat mikrovertex detektorok, időprojekciós (vagy más) kamra, valamint elektromágneses kaloriméter veszi körül  $4\pi$  térszögben. A szükséges, nyalábbal párhuzamos mágneses teret egy szupravezető szolenoid biztosítja. A müonok detektálására is lehetőség nyílik a rendszer külső részein elhelyezett detektorokkal. A reakciótermékek zömmel a nyaláb irányába fognak repülni. Így ebben az irányban számos minidriftkamrát, repülésiidő-mérő rendszert, eltérítő dipólmágnezt, számos RICH és más Cserenkov-detektort, valamint elektromágneses és hadronkalorimétert is fognak alkalmazni. A hipermagok gerjesztési spektrumát Ge-detektorokkal vizsgálják.

A rendszer főbb jellemzői:  $\sim 4\pi$  detektálás, saját eseménykiválasztás, jó nyomkövetés 1%-os impulzusfeloldással, jó részecskeazonosítás és nagyon jó elektromos kalorimetria az 1–10 GeV fotonenergia-tartományban. A tervek szerint a FAIR gyorsító, valamint a PANDA és CBM (összenyomott barionos anyag) detektorok több lépcsőben 2025-ig épülnek meg.

Részletesebb leírást I. Brinkmann és mts. [2006] és Peters és mts. [2017] publikációiban.

A *CERN-i LHC ütköztető* integrált luminozitását kb. 2026-ra tízszeresen meg kívánják növelni [Rossi, L. *CERN Courier* 2016. május, 5. old.]. Ez új lehetőséget nyújthat a hiperonok (hipermagok) előállítására is.

Nagy reményekre jogosítanak fel a *Jefferson Nemzeti Gyorsító Laboratórium* (USA) kutatásai, több más, pl. a *MAMI-C Mainz* (Németország) programjával együtt.

Hozzávetőleg 7000 atommag lehet kötött állapotban, úgy, hogy felezési idejük hosszabb, mint 1  $\mu$ s. Ugyanakkor az ismert hipermagok száma mindössze néhányszor tíz. Így a hipermagok előállítása és vizsgálata változatlanul fontos kutatási terület a magfizika számára. Mivel a neutroncsillagokban a neutrongazdag hipermagoknak döntő szerepük lehet, a vizsgálatoknak asztrofizikai jelentősége is van.

## IRODALOM A 3. FEJEZETHEZ

*Összefoglaló munkák*

- Fényes T. és mts. 2009: Atommagfizika I. Második, korszerűsített kiadás (Debreceni Egyetemi Kiadó).
- Fényes T. 2013: Részecskék és kölcsönhatásaik. Harmadik, korszerűsített kiadás (Debreceni Egyetemi Kiadó).
- Fényes T. 2017: A hadronok és a kvarkanyag fizikája (Debreceni Egyetemi Kiadó).
- Particle Data Group, M. Tanabashi et al. *Phys. Rev. D* 98, 030001 (2018).

*Hivatkozások*

- Agnello, M. et al. 2012: *Nucl. Phys. A* 881, 269.
- Ahn, J. K. et al. 2001: *Nucl. Instr. Meth. A* 457, 137.
- Ahn, J. K. et al. 2005: *Nucl. Phys. A* 761, 41.
- Botta, E., Bufalino, S. 2010: *Nucl. Phys. News* 20, No. 4, 13.
- Bressani, T., Botta, E., Bufalino, S. 2012: *Nucl. Phys. News*, 22, No. 3, 13.
- Brinkmann, K.-T. et al. 2006: *Nucl. Phys. News* 16, No. 1, 15.
- Franzini, P., Moulson, M. 2006: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 56, 207.
- Gianotti, P. 2003: DAFNE goes hipernuclear, *CERN Courier*, April, 13.
- Hasimoto, O., Tamura, H. 2006: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 57, 564.
- Hiyama, E. et al. 2010: *Prog. Theor. Phys. Suppl. No.* 185, 152.
- Ichikawa, Y. et al. 2015: *Prog. Theor. Exp. Phys.* 021D01.
- Lenske, H. 2005: QCD in nuclei, *Nucl. Phys. News* 15, No. 2, 5.
- Lévai, G., Cseh, J., Van Isacker, P., Juillet, O. 1998: *Phys. Lett. B* 433, 250.
- McKeown, R. D. et al. 2016: *Nucl. Phys. News* 26, No. 3, 5.
- Millener, D. J. et al. 1985: *Phys. Rev. C* 31, 499.
- Millener, D. J. 2012: *Nucl. Phys. A* 881, 298.
- Nagae, T. et al. 1998: *Phys. Rev. Lett.* 80, 1605.
- Nagae, T. 2010: *Progr. Theor. Phys. Suppl. No.* 185, 299.
- Nakazawa, K. et al. 2015: *Prog. Theor. Exp. Phys.* 033D02.

- Peters, K. et al. 2017: Nucl. Phys. News 27, No. 3, 24.  
Sada, Y. et al. 2016: Prog. Theor. Exp. Phys. 051D01.  
Sugimura, H. 2014: Phys. Lett. B 729, 39.  
Takahashi, T. et al. 2001: Phys. Rev. Lett. 87, 212502-1.  
Tamura, H. et al. 2000: Phys. Rev. Lett. 84, 5963.  
Tamura, H. et al. 2005: Nucl. Phys. A 754, 58c.  
Tamura, H. 2010: Progr. Theor. Phys. Suppl. No. 185, 315.  
Tamura, H. et al. 2012: Nucl. Phys. A 881, 310.  
Tanaka, K., Tamura, H. 2017: Nucl. Phys. News 27, No. 2, 21.  
Yamamoto, T. O. et al. 2015: Phys. Rev. Lett. 115, 222501.



## IV. TÁBLÁZATOK

IV.1. táblázat. Nemzetközi SI-mértékegységek, átszámítások más egységekre

Mennyiség	Egység neve	Kifejezése más egységekkel	Átszámítások
<b>SI-alapegységek</b>			
Hosszúság	méter (m)		$1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$ ; $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$ hatáskeresztmetszet: $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$
Tömeg	kilogramm (kg)		$1 \text{ eV}/c^2 = 1,782\,662\,70\,(54) \times 10^{-36} \text{ kg}$
Idő	másodperc (s)		$1 \text{ min} = 60 \text{ s}$ ; $1 \text{ h} = 60 \text{ min}$ , $1 \text{ d} = 24 \text{ h}$ $1 \text{ szoláris év} = 365,2422 \text{ közepes szoláris nap}$
Áramerősség	amper (A)		
Hőmérséklet	kelvin (K)		
Fényerősség	kandela (cd)		
Anyag- mennyiség	mól (mól)		
<b>Kiegészítő SI-egységek</b>			
Síkszög	radián (rad)		$1 \text{ rad} = 180^\circ/\pi$
Térszög	szteradian (sr)		
<b>SI származtatott egységek</b>			
Frekvencia	hertz (Hz)	$\text{s}^{-1}$	
Erő	newton (N)	$\text{m}\cdot\text{kg}\cdot\text{s}^{-2}$	
Nyomás	pascal (Pa)	$\text{N}/\text{m}^2$	$1 \text{ Pa} = 10^{-5} \text{ bar} = 1,0197 \times 10^{-5} \text{ at}$ $1 \text{ Pa} = 7,5 \times 10^{-3} \text{ mmHg (Torr)}$
Munka, energia	joule (J)	$\text{N}\cdot\text{m}$	$1 \text{ J} = 6,241\,509\,74(24) \times 10^{18} \text{ eV} = 10^7 \text{ erg}$ $1 \text{ MeV} = 1,602\,176\,462(63) \times 10^{-13} \text{ J}$ $1 \text{ cal} = 4,186\,8 \text{ J}$
hőmennyiség			
Teljesítmény	watt (W)	$\text{J}/\text{s}$	
Elektromos töltés	coulomb (C)	$\text{A}\cdot\text{s}$	$1 \text{ C} = 2,997\,924\,58 \times 10^9 \text{ el. sztat. egység}$
Elektromos feszültség, potenciál	volt (V)	$\text{W}/\text{A}$ , $\text{J}/\text{C}$	
Kapacitás	farad (F)	$\text{A}\cdot\text{s}/\text{V}$	
Ellenállás	ohm ( $\Omega$ )	$\text{V}/\text{A}$	
Elektromos vezetés	siemens (S)	$\text{A}/\text{V}$	
Mágneses fluxus	weber (Wb)	$\text{V}\cdot\text{s}$	
Induktivitás	henry (H)	$\text{V}\cdot\text{s}/\text{A}$	
Mágneses indukció	tesla (T)	$\text{Wb}/\text{m}^2$	$1 \text{ T} = 10^4 \text{ G (gauss)}$
Fényáram	lumen (lm)	$\text{cd}\cdot\text{sr}$	
Megvilágítás	lux (lx)	$\text{lm}/\text{m}^2$	
Aktivitás	becquerel (Bq)	$\text{s}^{-1}$	$1 \text{ Bq} = 2,702\,702\,7 \times 10^{-11} \text{ Ci}$ $1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ bomlás/s}$ $1 \text{ R} = 10^6 \text{ bomlás/s}$
Elynyelt dózis	gray (Gy)	$\text{J}/\text{kg}$	$1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$ Dózisegyenérték $1 \text{ Sv} = 1 \text{ J}/\text{kg} = 100 \text{ rem}$

IV.2. táblázat. SI-előtétszavak

Előtétszó	Jele	Szorzó	Előtétszó	Jele	Szorzó
yotta	Y	$10^{24}$			
zetta	Z	$10^{21}$			
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	$\mu$	$10^{-6}$
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	$10^{-18}$
			zepto	z	$10^{-21}$
			yokto	y	$10^{-24}$

IV.3. táblázat. Alapvető fizikai állandók

<b>Univerzális állandók</b>			
Fénysebesség vákuumban	$c$	299 792 458 (pontos)	$\text{ms}^{-1}$
Vákuum mágneses permeabilitás	$\mu_0$	$4\pi \times 10^{-7}$ (pontos)	$\text{NA}^{-2}$
Dielektromos állandó, $1/\mu_0 c^2$ (Vákuum permittivitása)	$\epsilon_0$	8,854 187 817...	$10^{-12} \text{ F}\cdot\text{m}^{-1}$
Planck-állandó	$h$	6,626 06957(29)	$10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$
$h/2\pi$	$h$	1,054 571 726(47)	$10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$
		6,582 119 28(15)	$10^{-22} \text{ MeV}\cdot\text{s}$
	$h c$	197,326 9718(44)	$\text{MeV}\cdot\text{fm}$
	$(h c)^2$	0,389 379 338(17)	$\text{GeV}^2 \text{ mbarn}$
<b>Tömegek</b>			
Elektron	$m_e$	9,109 382 91(40)	$10^{-31} \text{ kg}$
		0,510 998 928(11)	$\text{MeV}/c^2$
Proton	$m_p$	1,672 621 777(74)	$10^{-27} \text{ kg}$
		938,272 046(21)	$\text{MeV}/c^2$
Deuteron	$m_d$	1,007 276 466 812(90)	$u$
		1875,612 859(41)	$\text{MeV}/c^2$
Atomi tömegegység $m_u = m(^{12}\text{C})/12$		1,660 538 921(73)	$10^{-27} \text{ kg}$
		931,494 061(21)	$\text{MeV}/c^2$
<b>Fizikai állandók</b>			
Elemi töltés	$e$	1,602 176 565(35)	$10^{-19} \text{ C}$
Finomszerkezeti állandó	$\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0 \hbar c)$	7,297 352 5698(24)	$10^{-3}$
	$\alpha^{-1}$	137,035 999 074(44) *	
Bohr-sugár, $r_e \alpha^{-2}$	$a_0$	0,529 177 2109 2(17)	$10^{-10} \text{ m}$
Bohr-magneton, $e \hbar / 2m_e$	$\mu_B$	5,788 381 8066(38)	$10^{-5} \text{ eV}\cdot\text{T}^{-1}$
Magmagneton, $e \hbar / 2m_p$	$\mu_N$	3,152 451 2605(22)	$10^{-8} \text{ eV}\cdot\text{T}^{-1}$
Avogadro-állandó	$N_A, L$	6,022 141 29(27)	$10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Boltzmann-állandó, $R/N_A$	$k$	1,380 6488(13)	$10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$
		8,617 3324(78)	$10^{-5} \text{ eV}\cdot\text{K}^{-1}$
kT 300 K-nél		$[38,681 731(35)]^{-1}$	$\text{eV}$
0 °C		273,15	$\text{K}$
<b>Részecskefizikai állandók</b>			
Fermi csatolási állandó	$G_F/(\hbar c)^3$	1,166 3787(6)	$10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$
Gyenge keveredési szög ***	$\sin^2 \hat{\theta} (M_Z)$	0,231 22(4)	
W <sup>-</sup> -bozon tömege	$m_W$	80,379(12)	$\text{GeV}/c^2$
Z <sup>0</sup> -bozon tömege	$m_Z$	91,187 6(21)	$\text{GeV}/c^2$
Erős csatolási állandó	$\alpha_s(m_Z)$	0,1181 (11)	
Gravitációs állandó **	$G_N$	6,67384(80)	$10^{-11} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$
		6,708 37(80)	$10^{-39} \hbar c (\text{GeV}/c^2)^{-2}$

Méter az az úthossz, amelyet a fény vákuumban 1/299 792 458 s alatt megtesz.

\*  $Q^2 = 0$ -nál.  $Q^2 \approx m_W^2$ -nél az érték  $\sim 1/128$ .

\*\* A  $G_N$  abszolút laboratóriumi mérése csak  $\sim 1$  cm-től 1 m távolságtartományig történt.

\*\*\* A renormálás ún. minimális levonási sémájában ( $\overline{MS}$ ). Az effektív szögnek megfelelő:  $\sin^2 \theta = 0,231 55(4)$ . A táblázat adatai a Particle Data Group, Phys. Rev. D 98, 030001 (2018) közleményen alapulnak.

A zárójelbe tett számok az adatok után az 1 standard eltérés bizonytalanságot jelentik az utolsó számjegyekben.

## IV.4. táblázat. A leptonok jellemző adatai

Közös sajátosságok: spin:  $\frac{1}{2}$ , bariónszám: 0, az elektromos töltés az  $e^-$ ,  $\mu^-$  és  $\tau^-$  részecskékre  $-1 e$

Család	Nyug. energia (MeV)	Közepes élettartam ( $\tau$ )	Bomlás- módok	Elágazás (%)	Mágneses nyomaték anomália ( $a$ ) $a \equiv (g - 2)/2$
1. $e^-$ $\nu_e$	0,510 998 928(11) **	$> 6,6 \times 10^{28}$ év			$a = 1159,652\ 180\ 76(27) \times 10^{-6}$
2. $\mu^-$ $\nu_\mu$	105,658 3715 (35) **	$2,196\ 9811(22) \times 10^{-6}$ s	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu^*$	$\sim 100$	$a = 1165,92\ 09(6) \times 10^{-6}$
3. $\tau^-$ $\nu_\tau$	1776,82 (16) **	$290,6(1,0) \times 10^{-15}$ s	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau^*$ $e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau^*$ sokféle hadronikus	17,41(4) 17,83(4)	$0,013 > a > -0,052$

Az adatok forrása: Particle Data Group, Phys. Rev. D 98, 030001 [2018].

\* A  $\mu^+$  (és  $\tau^+$ ) bomlásmódjai töltéskonjugáltak a  $\mu^-$  (ill.  $\tau^-$ ) bomlásmódjaihoz viszonyítva.

\*\* Az elektron-, müon- és tauneutrínók tömegei keverékei a neutrínó tömegsajáértékeknek.

A trícium bomlásából a  $\bar{\nu}_e$  neutrínó tömegére  $< 2$  eV felső határt határoztak meg.

Béta-neutrínónak ( $\nu_e$ ) nevezzük azt a neutrínót, amely a  $\beta^+$ -bomlásban lép fel, béta-antineutrínónak ( $\bar{\nu}_e$ ) pedig a  $\beta^-$ -bomlásban fellépőt. Hasonlóan müonneutrínó ( $\nu_\mu$ ) a  $\pi^+$ -bomlásban, müonantineutrínó ( $\bar{\nu}_\mu$ ) pedig a  $\pi^-$ -bomlásban lép fel.

Az antileptonok nyugalmi energiája és élettartama pontosan olyan, mint a leptonoké, de ellentétes előjelű az elektromos töltés, leptonszám, mágneses nyomaték. Nyugalmi állapotban az elektron és pozitron paritása ellentétes, de a leptonoknál nem adnak meg paritásokat.

## IV.5. táblázat. A kvarkok jellemző adatai

Közös sajátágok: spin:  $\frac{1}{2}$ ; paritás: pozitív a kvarkoknál (megegyezés szerint) és negatív az antikvarkoknál;  
additív barionszám:  $B = 1/3$  a kvarkoknál,  $B = -1/3$  az antikvarkoknál

Család	Szín <sup>Δ</sup>	Nyugalmi energia <sup>ΔΔ</sup> (MeV)	Elektromos töltés, $Q$ (e)	Izospin		A kvarkízek kvantumszámai				
				$I$	$I_z$	$S'$	$C'$	$B'$	$T'$	
1. $d$	$r, g, b$	$4,7 + 0,5 - 0,3$	$-1/3$	$\frac{1}{2}$	$-1/2$	0	0	0	0	0
$u$	$r, g, b$	$2,2 + 0,5 - 0,4$	$+2/3$	$\frac{1}{2}$	$+1/2$	0	0	0	0	0
2. $s$	$r, g, b$	$95 + 9 - 3$	$-1/3$	0	0	-1	0	0	0	0
$c$	$r, g, b$	$1275 + 25 - 35$	$+2/3$	0	0	0	+1	0	0	0
3. $b$	$r, g, b$	$4180 + 40 - 30$	$-1/3$	0	0	0	0	-1	0	0
$t$	$r, g, b$	$173000 \pm 400$	$+2/3$	0	0	0	0	0	0	+1

Δ  $r, g, b$  az angol red, green, blue kezdőbetűi; az antikvarkoknak antiszinei vannak:  $\bar{r}, \bar{g}, \bar{b}$ .

ΔΔ Particle Data Group, Phys. Rev. D 98, 030001 [2018] alapján.

A  $t$ -kvark teljes bomlási szélessége  $\Gamma = 1,41 + 0,19 - 0,15$  GeV. Az elágazási arányok:

$t \rightarrow Wq$  ( $q = b, s, d$ )

$\rightarrow Wb$

$\rightarrow ev_c b$  (13,3 ± 0,6)%

$\rightarrow \mu\nu_c b$  (13,4 ± 0,6)%

$\rightarrow \tau\nu_c b$  (7,1 ± 0,6)%

$\rightarrow q\bar{q}b$  (66,5 ± 1,4)%

A kvantumszámok az általánosított Gell-Mann–Nishijima-formula szerint kapcsolatban vannak egymással:

$$Q = I_z + \frac{B + S' + C' + B' + T'}{2}.$$

Megegyezés szerint a kvarkíz-kvantumszámoknak ( $I_z$ ,  $S'$  ritkaság,  $C'$  báj,  $B'$  alsó,  $T'$  felső) ugyanaz az előjele, mint a  $Q$  töltésé.

Az antikvarkoknak a tömege és spinje ugyanaz, mint a kvarkoké, de a töltésük, ízkvantumszámuk és színük ellentétes. Így pl. a  $K^+$ -mezon ( $u\bar{s}$ ) ritkasága +1.

IV.6. táblázat. Térkvantumok

Név	$J^{PC}$	Izospin (I)	Nyug. energia (GeV)	Teljes szélesség ( $\Gamma$ , GeV)	Bomlás	Elágazás ( $\Gamma_i / \Gamma$ ) (%)
Foton, $\gamma$	$1^{--}$	0, 1	$< 1 \times 10^{-27}$	stabil		
Gluon, $g_i$ ( $i = 1, \dots, 8$ )	$1^-$	0	0			
Graviton	2		$< 7 \times 10^{-41}$			
Gyenge bozon $W$	1		80,379(12)	2,085(42)	$W^-$ -ra *	$e^+ \nu$ 10,75(13) $\mu^+ \nu$ 10,57(15) $\tau^+ \nu$ 11,25(20) hadronok 67,60(27)
$Z^0$	1		91,1876(21)	2,4952(23)		$e^- e^+$ 3,3632(42) $\mu^+ \mu^-$ 3,3662(66) $\tau^+ \tau^-$ 3,3696(83) hadronok 69,911(56) láthatatlan 20,000(55)
Higgs-bozon $H$			125,18(0,16)	$< 0,013$	$\mu\tau$	$< 1,43\%$
					láthatatlan	$< 24\%$

Az adatok forrása: Particle Data Group, Phys. Rev. D 98, 030001 [2018].

\*  $W^-$ -ra a megfelelő töltéskonjugált bomlásmódok lépnek fel.

# TÁRGYMUTATÓ

## ab initio számítások 64

ACCULINNA 30

aktinidákon túli elemek 74

$\alpha$ -bomlási energiák és felezési idők 88–90,  
99, 101

ALTO ORSAY 45

ARIEL (TRIUMF-ban) 38

asztrofizikai vonatkozások 105, 127

atommagok bomlásai 86

– atommagok szerkezetváltozásai

$\Lambda$ -hiperon beépülésekor 119

– atommagok táblázata 11

– atommagok túl a nukleonleszakadási  
határon 61

– atommagreakciók 73

Atomki munkatársak 56

## barionok összesített adatai 107

– tömegei 115

$^{12}_{\Xi}$ Be 111

BigRIPS (RIKEN) 41

bomlási módok 86–89

## CAEN GANIL 23, 24

Ca + aktinida céltárgy reakciók 77

Ca +  $^{248}\text{Cm}$  reakció-hatáskereszt-  
metszet 78

CCB Krakó 46

CEBAF (J-lab.) 112

céltárgyak: Pu  $\rightarrow$  Bk 80

CERN HIE-ISOLDE 29

– ISOLDE 26, 27

CERN-i HL-LHC 127

CSRe (Lanzhou HIRFL) 44

## Darmstadt GSI 18, 19

$\Delta$ -rezonanciák 67

Dubna ACCULINNA 30

dubnai gáztöltéses szeparátor 82, 83

## EC/ $\beta^+$ -bomlási felezési idők 91

egy részecske energiák 92, 98, 99

elemek periódusos rendszere 74

ELI-NP Bukarest 52, 67

első hipermag 108

## felezési idők $\beta$ -bomlásra 91

– spontán hasadásra 91

FINUDA program 111, 114

fragmenszeparátor 21

fragmentációs reakció 13

FRIB (Michigan, NSCL) 34

fúziós reakciók hatáskeresztmetszetei 80

## $\gamma$ -spektroszkópia hipermagoknál 118

GANIL 23

GANIL SPIRAL 25

GANIL SPIRAL2 25

$g_{\Lambda}$  effektív giromágneses tényező 106

gerjesztési nivók hipermagoknál 115

GANIL FAIR 22

GANIL HESR 124, 125

GANIL SHIP 81

${}^4_{\Lambda}\text{H}$  és  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  hipermagok nívósémái 119

${}^6_{\Lambda}\text{H}$  113

${}^6_{\Lambda}\text{He}$  szerkezete 115, 120

${}^4_{\Sigma}\text{He}$ ,  ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$  hipermagok 115

Hartree–Fock-számítások 80

Hartree–Fock–Bogoljubov SkM-modell  
99

hasadási potenciállal 101

– reakciók 13

hasadó atommagok tartományai 102

héjrés-paraméterek 95

héjszerkezete változásai 54, 56

hideg fúziós reakciók 75–77

HIL Varsó 45

hiperdeformált atommagok 65

hipermagok 105

– bomlása, bomlási szélessége 112

–  $\gamma$ -spektrumai 118

– típusai 113

– tömege 114

– szerkezete 117

hiperon 105

– bomlása 121

**IFIN Bukarest** 47

IGISOL technika 15, 33

ILL Grenoble 49

in-beam spektroszkópia 84

ISOLDE 26

ISOL módszer 13

ISOLTRAP 28

**Jefferson-laboratórium** 111

– kaonspektrométere 112

J-PARC 108, 110

– fejlesztések 123

– spektrométere 111

JYFL (Finnország) 31, 85

JYFL IGISOL-4 33

**kaonspektrométer** 111

K ciklotronjellemző 32

$2^+$  állapotok energiái 94

kétproton-szeparációs energiák 95

királis perturbációs elmélet 65

kiseb laborok 53

K-izomérek 85, 96, 97, 98

kvadrupól deformációs paraméterek 63

KVI Groningen 50

$\Xi^0$ ,  $\Xi^-$  barionok 113

**Lanzhou HIRLF** 42, 43, 63

$\Lambda_c^+$  122

$\Lambda$  hipermagok 113

–  $\gamma$ -spektrumai 118

– szerkezete 117

$\Lambda$ -hiperon 120

– effektív mágneses nyomatéka 120

atommagokban 120

– kötési energiája 116

– szeparációs energiája 114

$\Lambda\text{N}$  effektív kölcsönhatás 105, 117, 119

legnehezebb atommagok sajátosságai 77

Li izotópok tömegsugara 59

LNL Legnaro 48

LNS Catania 50

**MAD** (mass-angle distribution) 81

mágikus számok 54, 55

MAMI-C (Mainz) 127

MICHIGAN NSCL 33

MYRRHA Belgium 51

**NA62** 108

nehézion-fúziós reakció 75

neutronbőr 58

neutrongazdag hipermagok 113

neutronglóriuás atommagok 57

neutronleszakadási határ 61, 62

(n, $\gamma$ ), ( $\alpha$ ,n) reakciók 73

**óriásrezonanciák** 60oxigén izotópok  $2^+$  állapotai 56

összeolvadási-párolgási reakciók 12

**PANDA (GSI)** 124–126

Pauli-tiltás 105, 119

potenciálfal magasságok 101

**rács-QCD számítások** 64radioaktív nyalábok közelítő energia-  
tartománya 17

reakciók hipermagok előállítására 109

reakciók radioaktív nyalábokkal 13

 $R^3B$  (reakciók relativisztikus radioaktív  
nyalábokkal) 21

RIKEN RIBF 39, 54

– BigRIPS 40–41, 54

**SHIPTRAP** 82

spallációs reakció 12

SPES Legnaro 49

spontánhasadási felezési idők 91

start-sop rendszer izotópszeparátornál 15

szeparációs energiák 93, 95

szeparálási technikák radioaktív

izotópokra 14

– röptében 14

**Szuper KEK B** 108**TEXAS Ciklotron Intézet** 36

tömegmérések 63

tükörképmagok ( ${}^4\text{H}$  és  ${}^4\text{He}$ ) nívósémái  
119**U+Be reakció hozamai** 16, 17

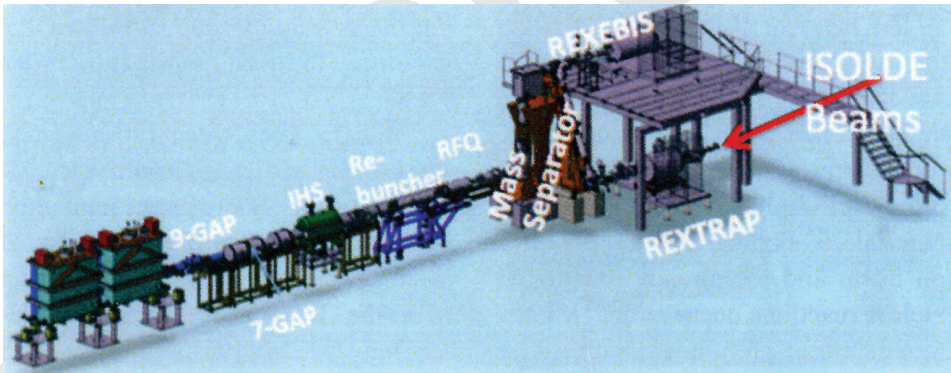
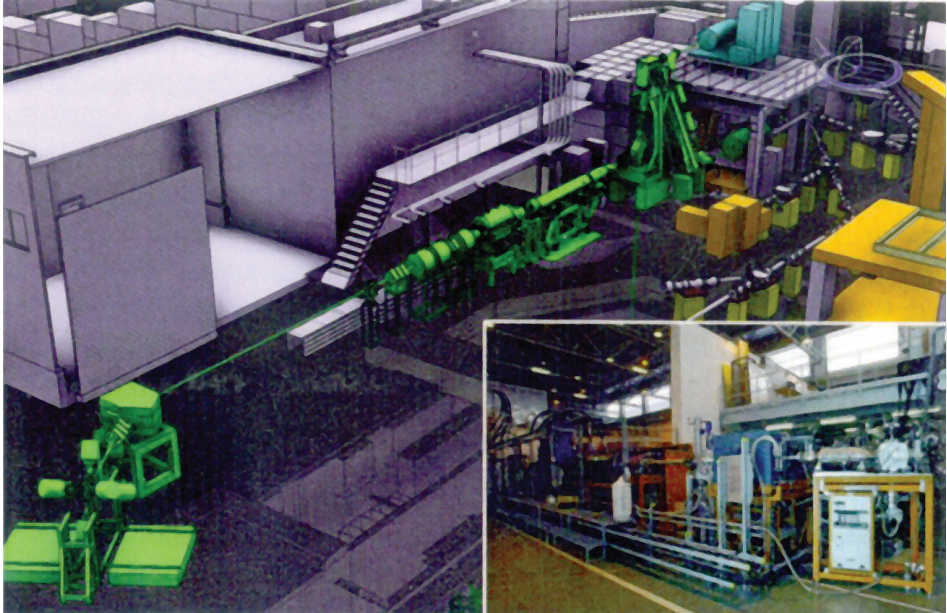
U-400M ciklotron (Dubna) 30

 ${}^{238}\text{U} + {}^{248}\text{Cm}$  reakció hatáskereszt-  
metszetei 79 ${}^{238}\text{U} + {}^{238}\text{U}$  reakció 79**Vancouver TRIUMF ISAC** 37**Woods–Saxon-modell** 101**Z = N atommagok** 62



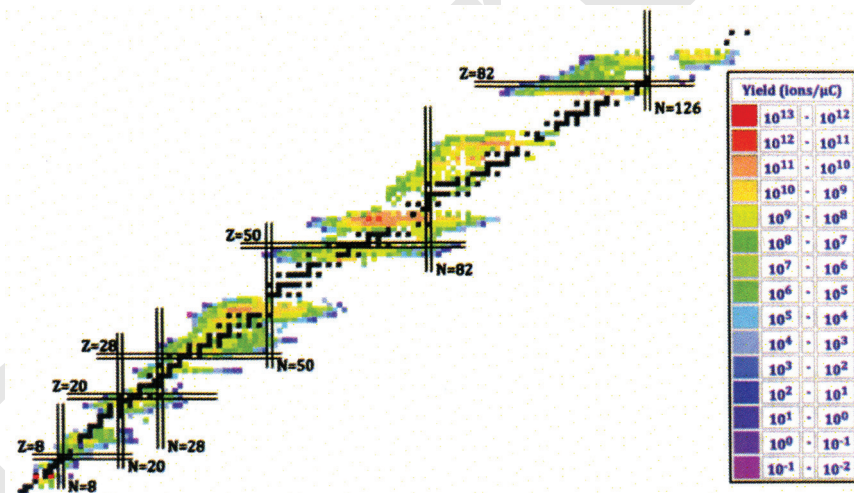
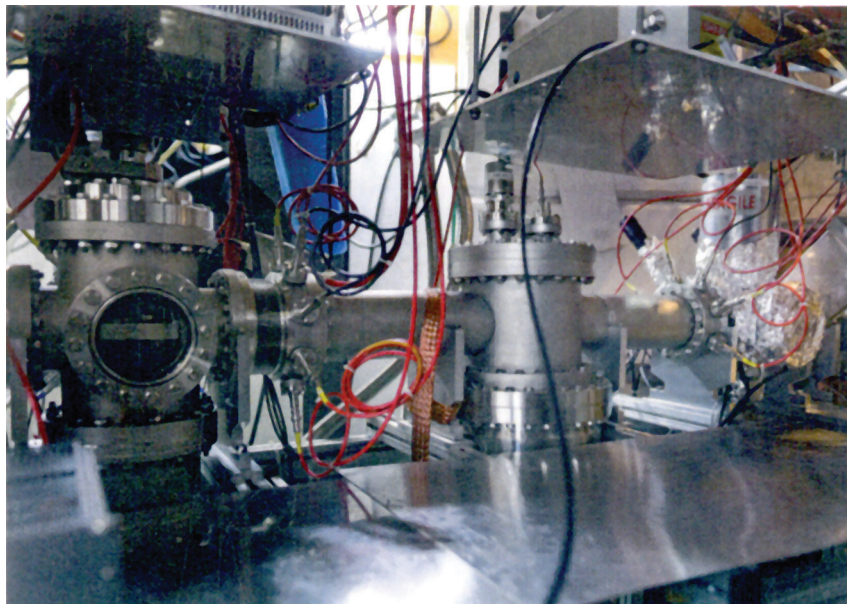
# KÉPMELLÉKLETEK

DUPress



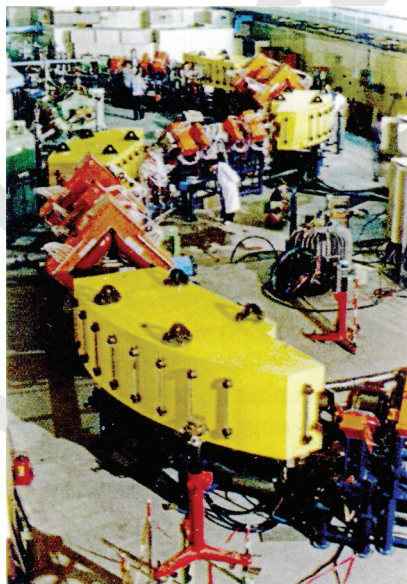
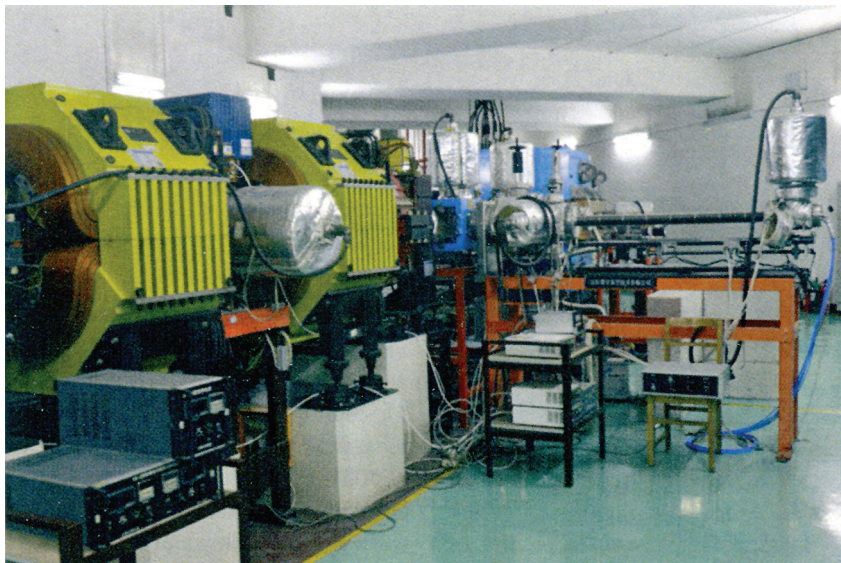
*Felső ábra:* REX-ISOLDE berendezések az ISOLDE kísérleti csarnokában.

*Alsó ábra:* Az ISOLDE utángyorsítója 2016-ban. A CERN ISOLDE berendezések részletes leírását l. a stabilitási sávtól távol eső atommagokkal foglalkozó fejezet I.1.2. pontjában



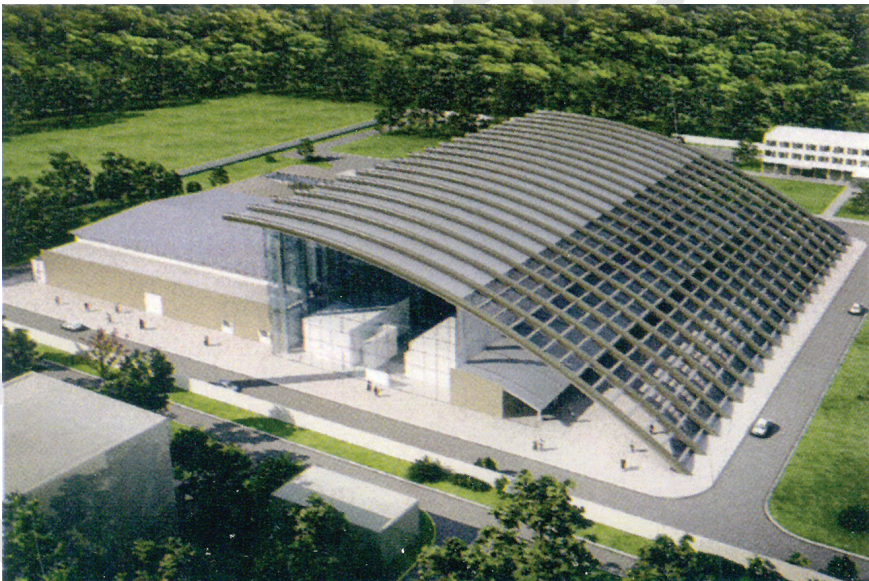
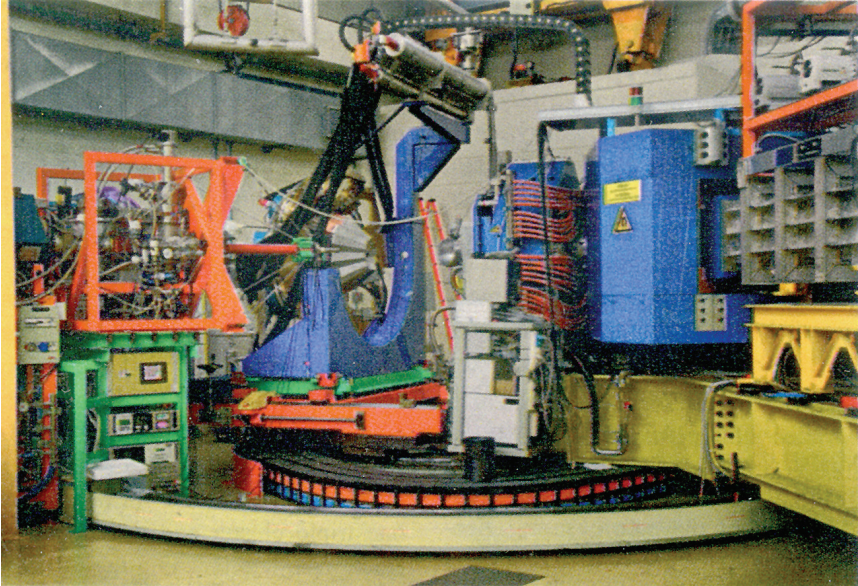
Felső fotó: Az ISOLTRAP kísérlet többreflexiós, repülési időt mérő berendezése (MR-ToF).  
 Alsó ábra: Az ISOLDE-ben előállított atommagok táblázata a Z-N síkon. A színek az ionok hozamát jelzik a céltárgyra eső protonnyaláb elektromos töltésének egységében (μC-ban). 25-féle anyag kombinálva három ionforrással lehetővé teszi a nyalábok sokféleségét. A CERN ISOLDE berendezések részletes leírását l. a stabilitási sávtól távol eső atommagokkal foglalkozó fejezet I.1.2. pontjában





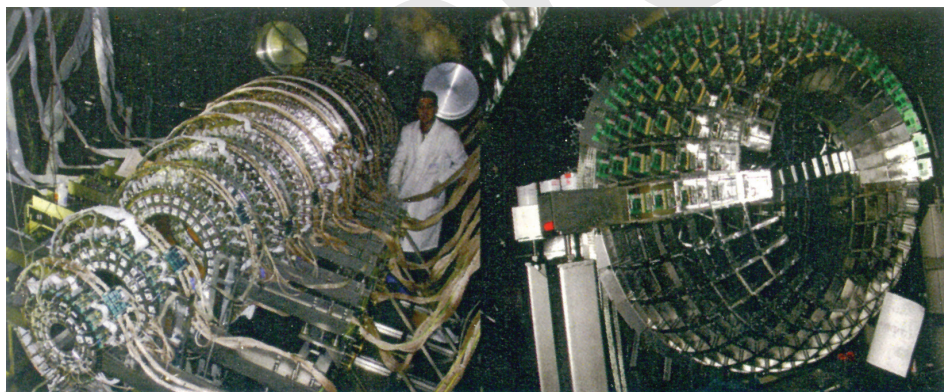
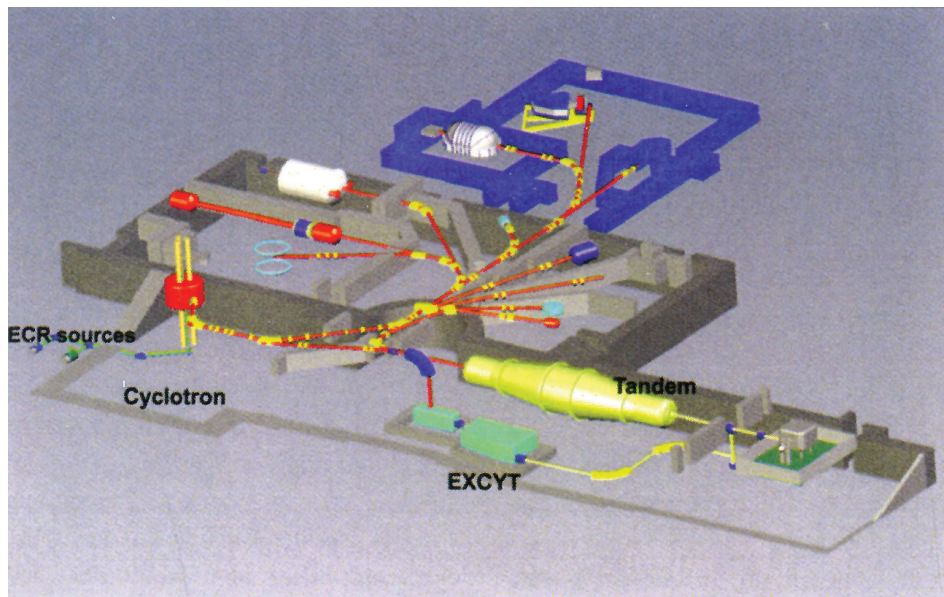
*Felül:* A LANZHOU HIRFL izokrón tömegspektrometriai berendezése a CSRe (Cooler Storage Ring) gyűrűjén.

*Alul:* RIBL-1 (Radioactive Ion Beam Line) radioaktív ionnyaláb berendezések a HIRFL-nél. A részletesebb leírást l. a stabilitási sávtól távol eső atommagokkal foglalkozó fejezet I.1.2. pontjában



*Felül:* Az LNL (Laboratori Nazionali di Legnaro) AGATA demonstrátor berendezései a PRISMA nagy térszögű spektrométerrel.

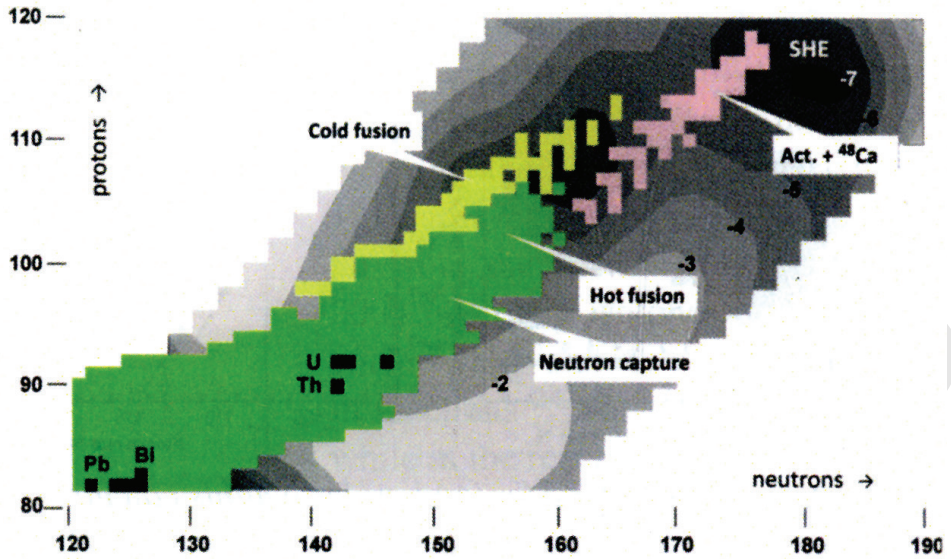
*Alul:* Az ELI-NP (Extreme Light Infrastructure, Nuclear Physics, Bukarest) központi épületei. A részletesebb leírást l. a stabilitási sávtól távol eső atommagokkal foglalkozó fejezet I.1.3. pontjában



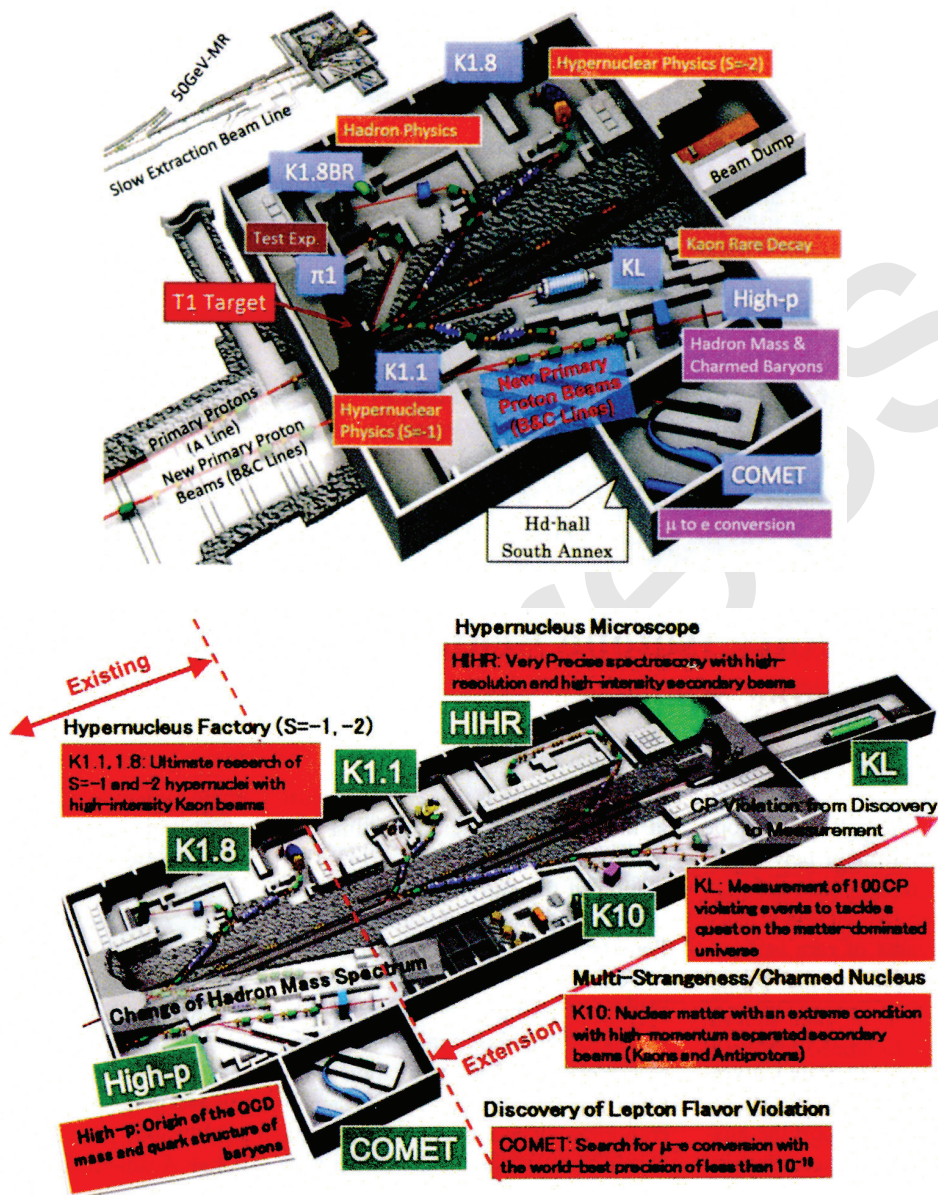
*Felül:* Az LNS (Laboratori Nazionali del Sud) CATANIA gyorsítója és a kísérleti csarnoka.

*Alul:* Az LNS CHIMERA  $4\pi$ -detektorrendszere 1200 teleszkóppal. Balra az első, jobbra a hátsó gömb.

A részletesebb leírást l. a stabilitási sávától távol eső atommagokkal foglalkozó fejezet I.1.3. pontjában

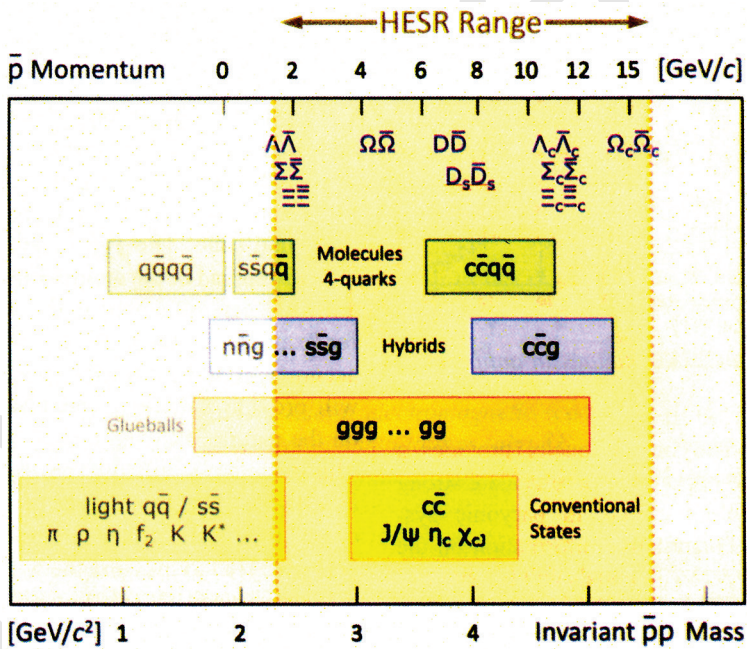
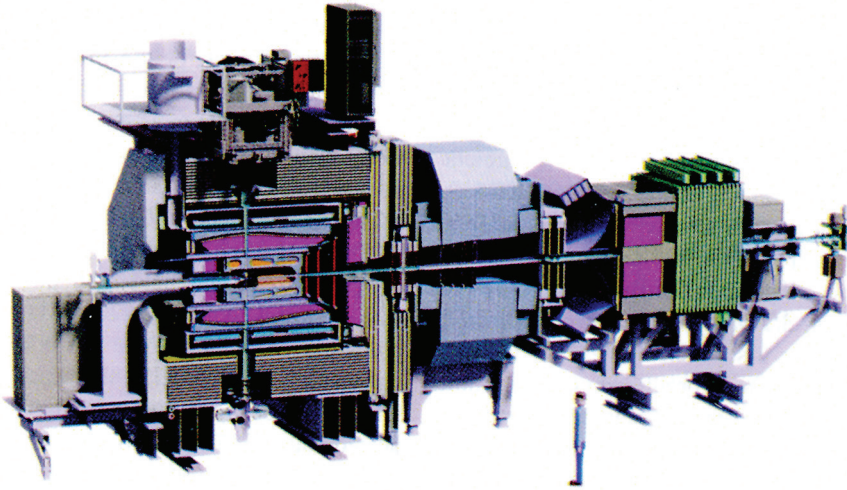


A szupernehéz elemek szintézise különböző reakciókkal. L. részletesebben a II.1. alfejezetben



Felső ábra: A J-PARC hadronkísérleti csarnoka. A K.1.8, K1.8BR és KL nyalábcsonnak aktívák, a többiek fejlesztés alatt állnak.

Alsó ábra: A J-PARC meglévő hadronfizikai csarnoka és a fejlesztési tervek. Lásd részletesebben a III.1. alfejezetben



*Felül:* A GSI PANDA detektor sematikus képe.

*Alul:* A GSI HESR PANDA berendezésekkel elérhető néhány hadronféleség.  
L. részletesebben a III.2. alfejezet „Kitekintés” című részében