AZ ATOMMAGFIZIKA NÉHÁNY AKTUÁLIS PROBLÉMÁJA II.

FÉNYES TIBOR

- Multineutron állapotok
- A héjszerkezet változása egzotikus atommagoknál
- Elméleti atommagszerkezeti eredmények
- Egyes atommagok szerkezete

DEBRECENI EGYETEMI KIADÓ
DEBRECEN UNIVERSITY PRESS

Fényes Tibor

AZ ATOMMAGFIZIKA NÉHÁNY AKTUÁLIS PROBLÉMÁJA II.

A borító Juhászné Marosi Edit munkája

Fényes Tibor

AZ ATOMMAGFIZIKA NÉHÁNY AKTUÁLIS PROBLÉMÁJA II.

Debreceni Egyetemi Kiadó
Debrecen University Press
2022

A könyv megjelenését
az Atommagkutató Intézet (Atomki) támogatta

Szerző:
FÉNYES TIBOR,
az MTA Eötvös-koszorús doktora, Atomki

Lektor:
TÍMÁR JÁNOS,
az MTA doktora, Atomki

© Fényes Tibor, 2022
© Debreceni Egyetemi Kiadó, Debrecen University Press,
beleértve az elektronikus terjesztés jogát is, 2022

ISBN 978 963 318 992 4

Kiadta: a Debreceni Egyetemi Kiadó, Debrecen University Press
dupress.unideb.hu
Felelős kiadó: Karácsony Gyöngyi főigazgató
Nyomdai előkészítés: Juhászné Marosi Edit
Készült a Debreceni Egyetemi Kiadó nyomdaüzemében, 2022-ben

TARTALOM

ELŐSZÓ 7

MULTINEUTRON ÁLLAPOTOK 9

HÉJSZERKEZET VÁLTOZÁSA EGZOTIKUS ATOMMAGOKNÁL..... 17

ELMÉLETI ATOMMAGSZERKEZETI EREDMÉNYEK 59
Ab initio számítások 61
Számítások más módszerekkel 113

EGYES ATOMMAGOK SZERKEZETE 139
$Z \leq 20$ 141
$21 \leq Z \leq 40$ 179
$41 \leq Z \leq 60$ 207
$61 \leq Z \leq 80$ 217
$81 \leq Z$ 231

Irodalom 259
Tárgymutató 267
Függelék 271
Színes képek 273

ELŐSZÓ

Az atommagfizikai ismereteink gyors fejlődésen mennek át. Az új, nagy teljesítményű gyorsítók és mérőberendezések lehetőséget adnak a stabilitási sávtól távoleső, erősen proton- vagy neutrontöbbletes, szupernehéz és sok más tekintetben egzotikus atommag előállítására és kísérleti vizsgálatára.

Az atommagok elméleti tárgyalásában egyre nagyobb teret hódítanak az ab initio királis effektív térelméleti, törzs nélküli héjmodell, csatolt klaszter és más módszerek. A számítógép-kapacitások bővülése is hozzájárul ezek széleskörű alkalmazásához.

A jelen munka a címoldalon is látható négy témakört tárgyalja. Röviden ismerteti az atommagok előállításának körülményeit, a felhasznált kutatási módszereket és az elért eredményeket. A kísérleti eredményeket összehasonlítja az elméleti számítások eredményeivel.

A munka elsősorban az új eredmények ismertetésére koncentrál. A kötet támaszkodik Fényes T. (szerk.): *Atommagfizika* (Debreceni Egyetemi Kiadó, 2009, 750 oldal), Fényes T.: *Structure of atomic nuclei* (Akadémiai Kiadó, Budapest, 2002, 700 oldal) és más könyvekre, amelyekben az atommagfizika eredményei szisztematikusan, részletesen ki vannak fejtve.

A könyv elsősorban az atommagfizikai kutatásokban érdekelt kutatóknak, oktatóknak, doktoranduszoknak és egyetemi hallgatóknak ajánlható, de érdeklődésre számíthat tanárok, praktizáló fizikusok részéről is.

Köszönettel tartozom Dombrádi Zsoltnak, az Atomki igazgatójának, az MTA doktorának a munka támogatásáért és Tímár Jánosnak, az MTA doktorának, a könyv lektorának értékes megjegyzéseiért. Köszönetemet fejezem ki a Debreceni Egyetemi Kiadónak és Juhászné Marosi Edit műszaki szerkesztőnek gondos munkájukért. Sok segítségéért köszönet illeti lányomat, Fényes Hajnalkát is.

Debrecen, 2022. január

A Szerző

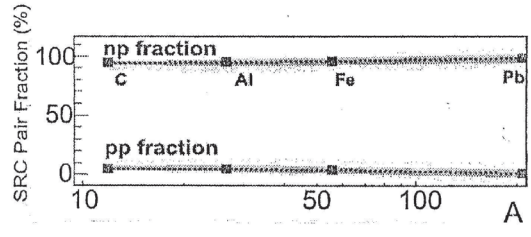
MULTINEUTRON ÁLLAPOTOK

A szabad neutron instabil, $n \rightarrow p + e^- + \overline{\nu}_e$ folyamattal átalakul protonná, elektronná és elektron-antineutrínóvá. Közepes élettartama 880,1 ± 1,1 s.

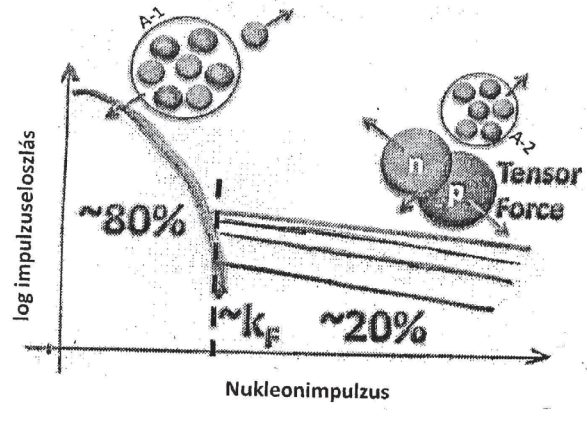
Kétneutron állapotokat különböző magreakciókban kerestek, de a kísérletek mindig negatív eredménnyel zárultak.

Elméleti számításokat is végeztek különböző realisztikus és fenomenológiai modellek keretében. Ezek sem mutattak kötött állapotot vagy rezonanciát a ^{2}n rendszerre (*Kezerashvili* [2016]).

Nagyenergiájú A(e,e'p) és A(e,e'pp) és más reakciókban adatokat nyertek az np- és pp-párok eloszlására különböző atommagokban. Rövid hatótávolságú korrelációkban sokkal több np-párt találtak, mint pp-párt. Lásd az **1. és 2. ábrákat.** Mivel mind a két nukleon közötti nukleáris kölcsönhatás független az elektromos töltéstől, várható, hogy az nn-párok száma is sokkal kisebb, mint az np-pároké. Mindez harmonizál a fentebbi negatív eredményekkel.



1. ábra. Az np és pp rövid hatótávolságú korrelációban lévő párok eloszlása az A tömegszám függvényében néhány atommagra. Hen, O. és mts. [2014] alapján



2. ábra. A nukleonok impulzusának eloszlása atommagokban. Kvalitatív kép Hen, O. és mts. [2017] alapján

Grater és mts. [1999] a $^{3}He(\pi^{-},\pi^{+})^{3}n$ reakciót vizsgálták és nem találtak arra utaló jelet, hogy a ^{3}n kötött vagy rezonancia állapotban létezne. A *^{3}n létét* keresték sok más reakcióban is, pl. a $^{3}H(\pi^{-},\gamma)^{3}n$, $^{4}He(\pi^{-},p)^{3}n$, $^{7}He(\pi^{-},^{4}He)^{3}n$, $^{7}Li(\ ^{7}Li,^{11}C)^{3}n$, $^{7}Li(^{11}B,^{15}O)^{3}n$, $^{2}N(^{12}C,^{13}N)^{3}n$ reakciókban, de e mérések is negatív eredménnyel zárultak. Lásd részletesebben Kezerachvili [2016] közleményében.

Lazauskas és Carbonell [2005] tanulmánya szerint a realisztikus nukleon-nukleon kölcsönhatási modellek kizárják a 2-neutron állapot létét.

Összefoglalóan megállapítható, hogy a ^{3}n kötött állapottal kapcsolatban sok vizsgálatot végeztek, amelyek negatív eredménnyel zárultak. Mindazonáltal léte teljes bizonyossággal nem zárható ki.

Kisamori és mts. [2016] $^{4}_{2}He(^{8}He,^{8}_{4}Be)$ reakcióban sikeresen azonosítottak *^{4}n állapotot* 0,83 ± 0,65(stat) ± 1,25(sziszt) MeV energiával a 4-neutron bomlási küszöb felett.

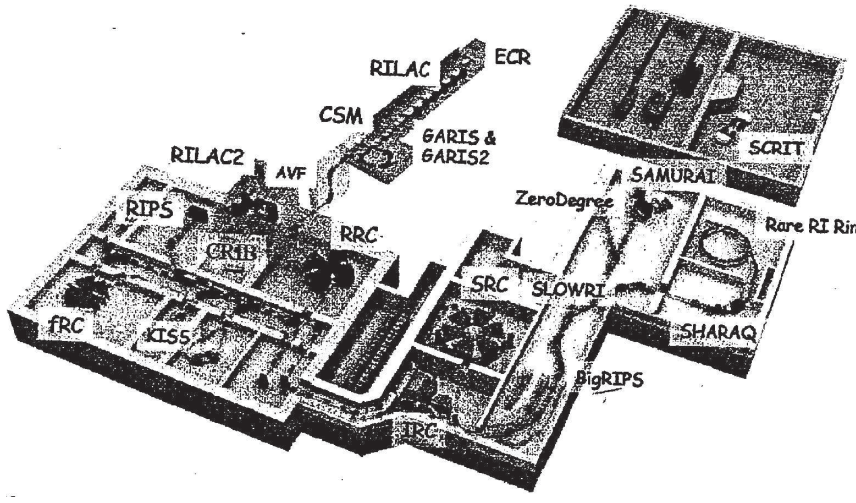
A kísérleteket a RIKEN, RIBF radioaktív izotópnyaláb gyárban végezték Japánban, Tokió mellett. A gyár távlati képe a **3. ábrán** látható. 230 MeV/u energiájú stabil ^{18}O elsődleges nyalábbal bombáztak $_{4}Be$ céltárgyat a Big RIPS-nél. A másodlagos ^{8}He nyalábot folyékony He céltárgyra ejtették a SHARAQ-SO spektrométernél. Mérték a ^{8}Be bomlásából előállt két α-részecske impulzusát 0°-ban. A pontos azonosítás érdekében a két α-részecskét koincidenciában mérték és repülési időt is meghatároztak plasztik szcintillátorokkal. Azokat az eseményeket, ahol több mint két nyalábrészecske lép fel egy csomóban, elvetették.

Összefoglalóan megállapítható, hogy a $^{4}He(^{8}He,^{8}Be)$ reakcióban 27 *tetraneutron* eseményt azonosítottak, majdnem elhanyagolható háttér mellett. A ^{4}n állapotot 0,83 MeV energiával a 4-neutron bomlási küszöb felett észlelték 4,9 σ szignifikanciával. Szélességére (FWHM) 2,6 MeV felső határt nyertek.

Marqués és mts. [2002] kísérletei szintén arra utalnak, hogy létezik kötött tetraneutron.

A kísérleteket a GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, Caen) laboratóriumban végezték, széleskörű nemzetközi együttműködésben.

A gyorsítókomplexumban előállítottak erősen neutrontöbbletes ^{11}Li, ^{14}Be és ^{15}B nyalábokat, amelyekkel C céltárgyat bombáztak. A ^{14}Be felhasadásában 6 eseményt észleltek, amelyek valószínűleg a $^{10}Be + {}^{4}n$ csatornához tartoztak. A multineutron klasztert szcintillátorral detektálták, úgy, hogy a meglökött proton energiáját mérték. Repülési idő méréseket is végeztek, és azt a következtetést vonták le, hogy a kötött tetraneutron kialakulása koincidenciában van a ^{10}Be-mal.



3. ábra. A RIKEN RIBF radioaktív izotópnyaláb gyár 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

Részletesen analizálták a háttéreffektusokat. A neutron klaszter előállítására a felhasznált új módszer hasznosnak bizonyult.

Új eredmény, hogy a ^{11}Li atommag felületén sikerült *dineutron állapotot* lokalizálni, *Kubota és mts.* [2020].

A RIKEN RIBF gyorsítóberendezésben 246 MeV/u energiára gyorsítottak ^{11}Li atommagokat, amelyekkel vastag folyékony hidrogén céltárgyat bombáztak. A ^{11}Li(p,pn)^{10}Li reakció termékeit a BigRIPS fragmens szeparátorral szétválasztották és a MINOS berendezésben adatokat nyertek a bejövő ^{11}Li nyaláb és a meglökött proton trajektóriáira. A neutronokat a WINDS és NEBULA rendszerben detektálták. A ^{10}Li-ot és bomlástermékeit a SAMURAI spektrométerben analizálták.

A nyert kísérleti adatokat összevetették Hartree–Fock–Bogoliubov-számítási eredményekkel.

A munka végereménye, hogy a ^{7}Li atommag felületén r = 3,6 fm sugárnál kétneutron állapot lép fel, melynek konfigurációja 35 ± 4%-ban $(1s)^2$, 59 ± 1%-ban $(0p)^2$ és 6 ± 4%-ban $(0d)^2$. A dineutron léte konzisztens a Hartree–Fock–Bogoliubov elméleti eredményekkel.

Ageev és mts. [1986] 100 MeV-es α-részecskékkel bombáztak U céltárgyat. A kísérleti eredmények analízise alapján azt a következtetést vonták le, hogy előállt ^{4}n *klaszter.* Korábban is vizsgálták az U hasadási termékeit *Schiffer és Vanderbosch* [1963], valamint *Cierjacks és mts.* [1965], de ők nem találtak bizonyítékot tetraneutron létére.

Shirokov és mts. [1965] ab initio számításokat végeztek széles együttműködésben annak felderítésére, hogy a ^{4}n rendszernek lehet-e alacsonyan fekvő rezonancia állapota.

A számításokat JISP16 realisztikus nukleon-nukleon kölcsönhatással, valamint a törzs nélküli héjmodell J-mátrix kiterjesztésével végezték. Ez utóbbi pontos módszer arra az eredményre vezetett, hogy ^{4}n rezonancia lép fel $E_r = 0{,}8$ MeV-nél a küszöb felett $\Gamma \approx 1{,}4$ MeV szélességgel. Az elméleti eredmény kompatibilis Kisamori és mts. [2016] kísérleti eredményeivel.

Novatsky és mts. [2013] α-részecskékkel bombáztak ^{238}U-t és a hasadási termékeknél ^{27}Al aktiválási módszerrel könnyű neutronmagokat találtak.

A moszkvai Kurchatov Intézetben 62 MeV-es α-részecskékkel bombáztak ^{238}U fóliát, ami mellé hipertiszta ^{27}Al másodlagos céltárgyat is tettek. Az ^{238}U zömmel két fragmensre hasad, de ≈ 1% valószínűséggel fellép három részre való hasadás is. Ez utóbbinál sok neutronokban gazdag H, He, Li stb. atommag előáll, amelyekből *neutron klaszterek* léphetnek ki.

A neutron klaszter befogódhat a stabil ^{27}Al-ba és ekkor

$$^{27}_{13}\mathrm{Al}_{14} + {}^{x}\mathrm{n} \rightarrow {}^{28}_{12}\mathrm{Mg}_{16} + \mathrm{p}\,(x-2)\,\mathrm{n}$$

átalakulás lép fel. Vizsgálták a ^{28}Mg → ^{28}Al → ^{28}Si β-bomlásláncban fellépő jellemző γ-sugárzást. Az aktivitás csökkenése megfelelt a ^{28}Al ≈ 28 óra felezési idejének, ami stabil ^{x}n ($x \geq 6$) multineutron detektálására utal.

Novatsky és mts. [2012] korábbi munkájukban, hasonló technikával mint a ^{238}U hármas hasadásánál, szintén találtak multineutron emissziót. A vizsgált folyamat a következő volt:

$$^{88}_{38}\mathrm{Sr} + {}^{x}\mathrm{n} \rightarrow {}^{92}_{38}\mathrm{Sr} + (x-4)\,\mathrm{n} \rightarrow {}^{82}_{39}\mathrm{Y}.$$

A ^{88}Sr stabil atommag, a ^{92}Sr 2,71 óra felezési idővel bomlik. Itt is a jellemző γ-sugárzást detektálták.

A két független mérés arra utal, hogy stabil multineutronok (valószínűleg ^{6}n) lépnek fel az α-részecskékkel indukált ^{238}U hármas hasadás termékeinél.

Panov és Yudin [2020] a könnyű neutrális klaszterek szerepét vizsgálták a szupernova csillagok anyagában.

Az összeomló csillagok nagy sűrűségű és magas hőmérsékletű központi részeiben a könnyű neutrontöbbletes atommagok (mint ^{4}H és ^{8}He) koncentrációja nagy lehet és megjelenhetnek tisztán neutronokból álló, hat vagy több neutront tartalmazó klaszterek is. Lásd ezzel kapcsolatban *Raduta és Gulminelli* [2019], *Penionhkevich* [2012], valamint *Bystritskij és mts.* [2016] munkáit is.

Legújabban *Faestermann, Th. és mts.* Phys. Lett. B 824 (2022) 136799 munkájukban kötött négyneutront azonosítottak a ^{7}Li (^{7}Li, ^{10}C + ^{4}n) reakcióban. A tetraneutron kötésenergiáját + 0,42 ± 0,16 MeV-nek találták. Új eredmény az is, hogy *Higgins, M. D.* és mts. a Phys. Rev. C 103, 024 004 (2021) közleményükben a 3- és 4-neutron rendszereket átfogóan vizsgálták adiabatikus hipergömbszerű-módszerekkel.

A HÉJSZERKEZET VÁLTOZÁSA EGZOTIKUS ATOMMAGOKNÁL

Otsuka és mts. [2020] az egzotikus atommagok héjszerkezetét vizsgálták összefoglaló munkájukban. Amint erős aszimmetria lép fel az atommagok neutron- és protonszámában, a magerők különböző komponenseinek szerepe is változik. Ezt a változást vizsgálták elméleti szempontból és az eredményeket összevetették a kísérleti adatokkal.

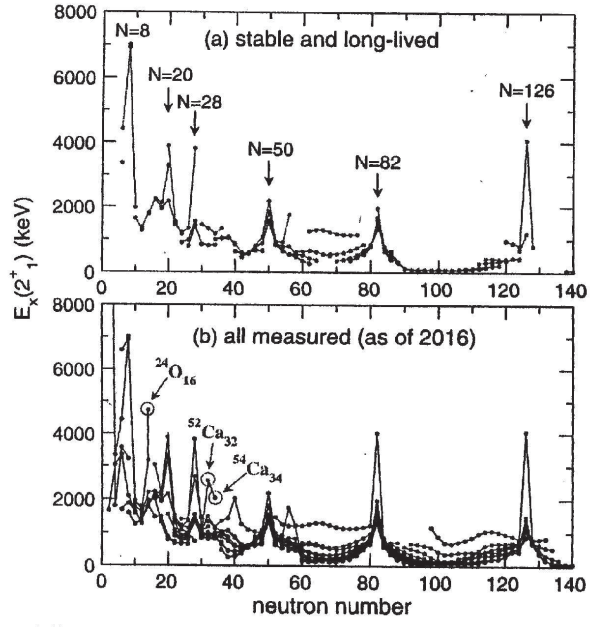
Az atommag első gerjesztett 2^+ állapotainak energiái elég jól tükrözik a mágikus számok változását a stabilitási számok közelében és attól távolabb.

Az **1. ábrán** az $E_x(2_1^+)$ nívóenergiák láthatók felül a stabil és hosszú felezési idejű izotópokra, alul a mért összes atommagra. Látható, hogy a mágikus számokat jelző maximumokban változás lép fel, pl. a ^{24}O, ^{52}Ca és ^{54}Ca izotópoknál.

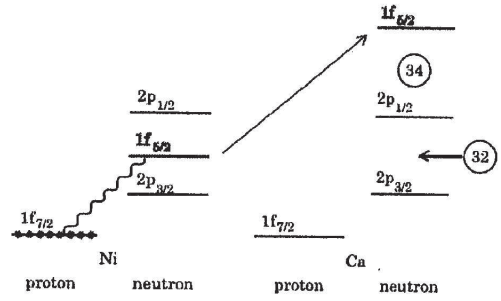
A **2. ábra** a neutron nívóenergiák sematikus változását mutatja a $_{28}$Ni és $_{20}$Ca atommagok között. A Ca atommagnál a (félig) mágikus 32 és 34 számok kialakulása a proton $1f_{7/2}$ és neutron $1f_{5/2}$ állapotok közötti kölcsönhatásban keresendő.

A **3. ábrán** a $^{20\text{-}30}{}_{12}\text{Mg}_{8-18}$ atommagok alapállapotainak energiáihoz hozzájáruló nukleon-nukleon kölcsönhatások jellemzői vannak feltüntetve a neutronszám függvényében. Látható, hogy a monopól komponens részaránya erősen növekszik a neutronszám növekedésével, míg a párkölcsönhatás nem sokat változik.

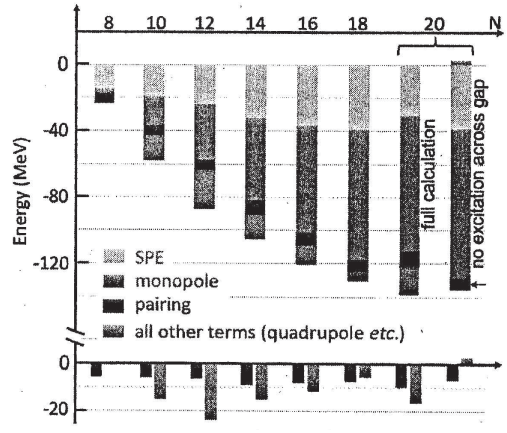
A **4. ábrán** egy példa látható arra, hogy a proton-neutron kölcsönhatás hogyan rendezi át a neutron nívóenergiákat.



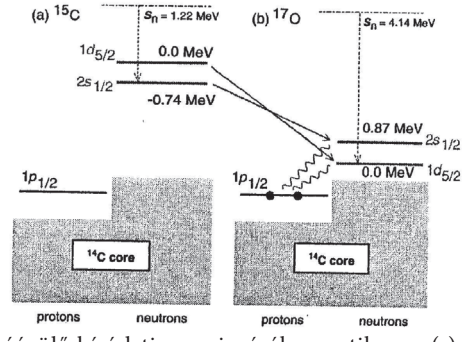
1. ábra. A 2_1^+ nívóenergiák rendszere (a) a stabil és hosszú felezési idejű izotópokra, (b) az összes kísérletileg vizsgált atommagra. Pritychenko és mts. [2016] alapján



2. ábra. A neutron energianívók sematikus változása a $_{28}$Ni és $_{20}$Ca atommagok között. A hullámvonal a proton $1f_{5/2}$ és neutron $1f_{7/2}$ állapotok közötti kölcsönhatást jelzi, ami a Ca izotópoknál neutron 32 és 34 héjréshez vezet. Otsuka és Tsunoda [2016] alapján



3. ábra. A $^{20-30}_{12}Mg_{8-18}$ atommagok alapállapoti energiáihoz hozzájáruló nukleon-nukleon kölcsönhatások jellemzői a neutronszám függvényében. Az ábrán az egyrészecske (SPE), monopól, pár és más (pl. kvadrupól) kölcsönhatások részarányai is fel vannak tüntetve. Elméleti eredmények Otsuka és mts. [2020] alapján



4. ábra. A $^{14}_{6}$C törzsre ráépülő kísérleti energianívók sematikusan (a) a ^{15}C-nél és (b) a ^{17}O-nél. A ^{17}O-nél kettővel több proton van az $1p_{1/2}$ pályán (telített körökkel jelölve). A hullámos vonalak proton-neutron kölcsönhatásokat jelölnek. Ezek az $1d_{5/2}$ és $2s_{1/2}$ neutron energianívók átrendeződését eredményezik (folytonos nyilak). Otsuka és mts. [2020] alapján

A monopól kölcsönhatás Hamilton-operátora azonos nukleonok (pl. neutronok) között a következő alakba írható:

$$H_n = \Sigma\varepsilon_j^0 n + v_{nn}, \quad (1)$$

ahol n_j a számoperátor a j pályára,
ε_j^0 az egyrészecske energiája a j pályára,
v_{nn} a neutron-neutron effektív kölcsönhatás,

$$v_{nn\,mono} = \Sigma_{j \le j'} v_{nn}(j,j').$$

A Hamilton-operátor protonokat és neutronokat tartalmazó rendszerben a következő:

$$H = H_n + H_p + v_{pn}, \quad (2)$$

ahol H_n megfelel az (1) kifejezésben definiáltnak, H_p hasonló a protonokra,
v_{pn} a proton-neutron effektív kölcsönhatás.

A monopól kölcsönhatás csak egy komponense a teljes nukleon-nukleon kölcsönhatásnak. Ha a teljes kölcsönhatást v-vel jelöljük, a

$$v - v_{mono} = v_{multi} \quad (3)$$

adja a teljes kölcsönhatást, ami főleg a kvadrupól és más kölcsönhatásokat jelöli.

Az effektív egyrészecske energia (ESPE) a következőképpen definiálható:

$$\varepsilon_j = \varepsilon_j^0 + \varepsilon_j$$

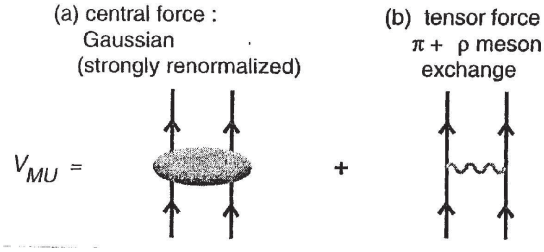
ahol ε_j^0 az egyrészecske energia a valenciapályán,
ε_j az az energia, ami a többi valencianukleon-kölcsönhatásból származik.

A kölcsönhatások teljes részletességgel való tárgyalását lásd Otsuka és mts. [2020] közleményében és a hozzá csatolt kiegészítő anyagban.

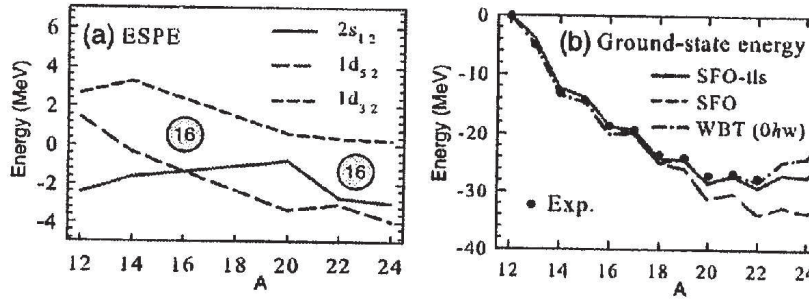
A magerők lényeges komponensei a centrális és tenzorerők. Otsuka és mts. [2010] a magerők monopól komponensét két egyszerű taggal írták le. A Gauss-típusú centrális tag globális hozzájárulást ad, míg a tenzorerő helyi variációt okoz. A kölcsönhatást V_{MU}-val jelölték, amelynek két tagja sematikusan az **5. ábrán** látható.

A V_{MU} kölcsönhatással az egzotikus atommagok héjszerkezetének változása széles atommagtartományokban tárgyalható.

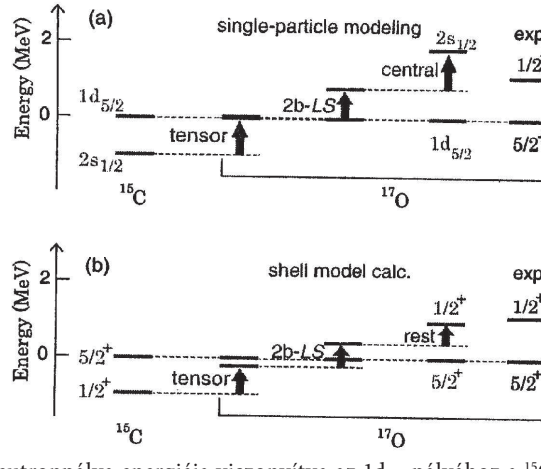
A következő **6–18. ábrákon** számos konkrét példa látható a héjszerkezet változásaira.



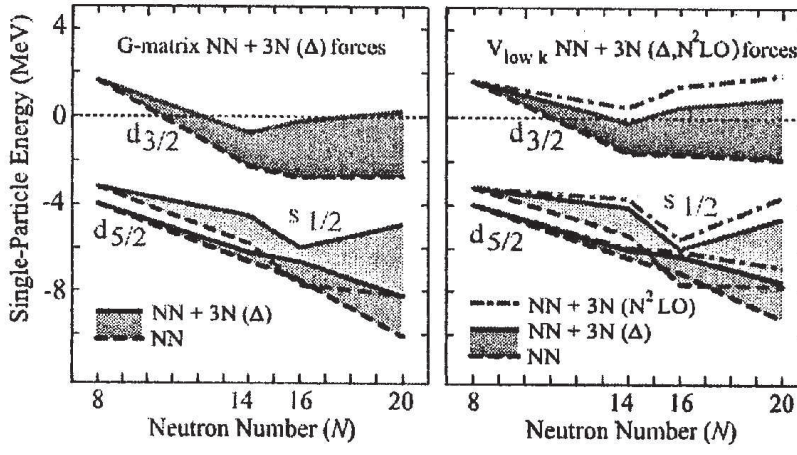
5. ábra. A V_{MU} kölcsönhatás összetétele. (V_{MU} = monopole based universal interaction). Otsuka és mts. [2010] alapján



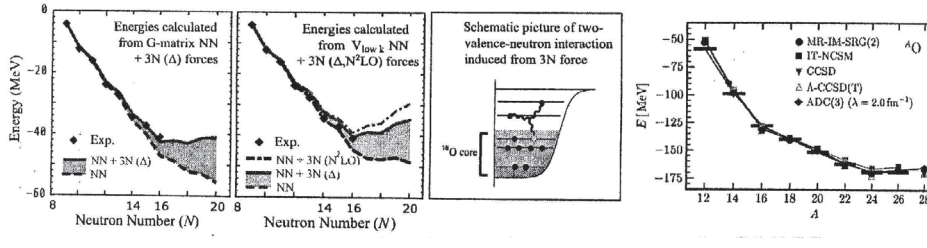
6. ábra (a) Effektív egyrészecske-energiák (ESPE) a C izotópok neutronpályáira az A tömegszám függvényében, SFO-kölcsönhatással számolva. Az N = 16 (félig) mágikus szám jelentkezése körökkel van jelölve. (b) A C izotópok alapállapotainak energiái különböző SFO, SFO-tis, WBT kölcsönhatásokkal számolva. A pontok kísérleti adatokat (Exp.) jelölnek. Otsuka és mts. [2020] alapján



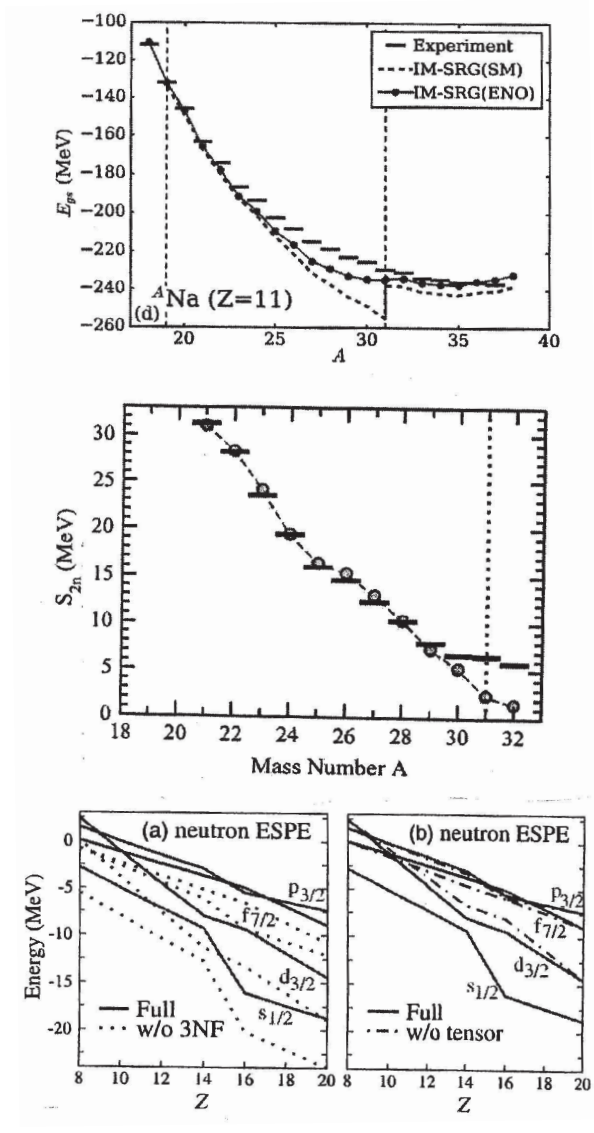
7. ábra. (a) A $2s_{1/2}$ neutronpálya energiája viszonyítva az $1d_{5/2}$ pályához a ^{15}C és ^{17}O atommagoknál. Elméleti eredmény V_{MU} kölcsönhatással és M3Y, valamint 2b–LS erővel számítva. A kísérleti adatok jobb oldalon vannak feltüntetve. Otsuka és mts. [2020] alapján. (b) Hasonló az (a) részábrához, de Yuan és mts. [2012] héjmodellszámításai alapján



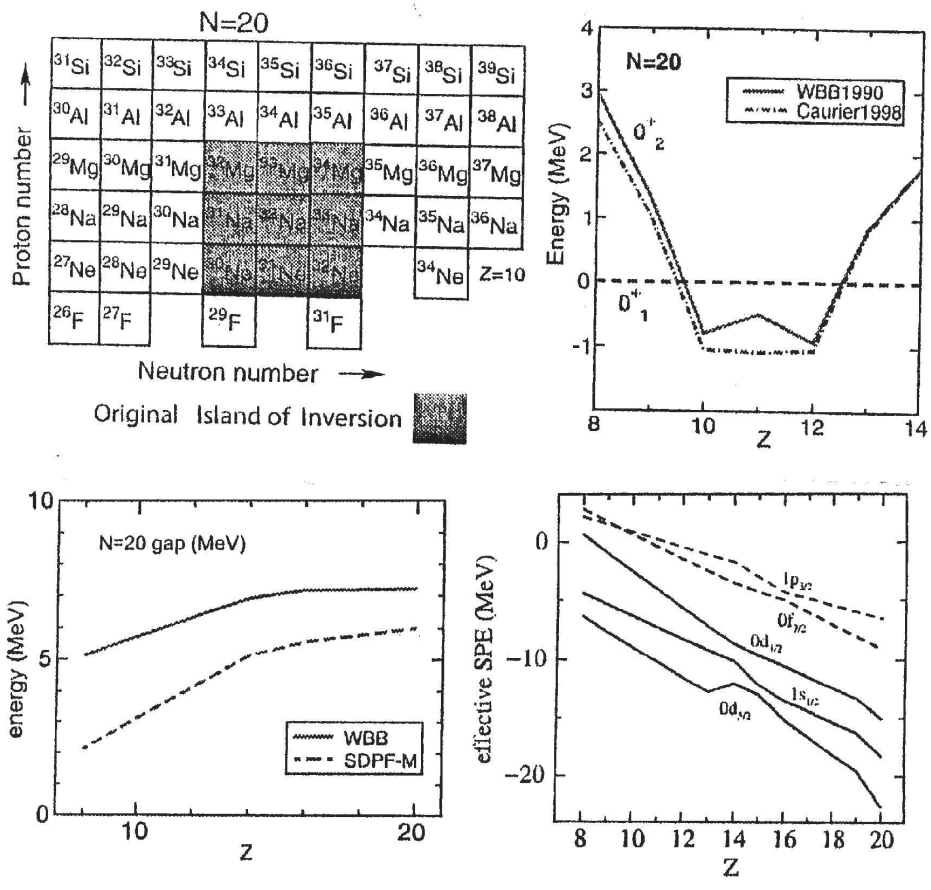
8. ábra. Neutron $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ és $d_{3/2}$ pályák egyrészecske-energiái (ESPE) az oxigén izotópokra a neutronszám függvényében, különböző erőkkel számítva. A háromnukleon Δ gerjesztés hozzájárulása külön fel van tüntetve az NN-kölcsönhatáshoz viszonyítva. A számításokat a ^{16}O adataiból kiindulva végezték. Otsuka, Suzuki, Holt és mts. [2010] alapján



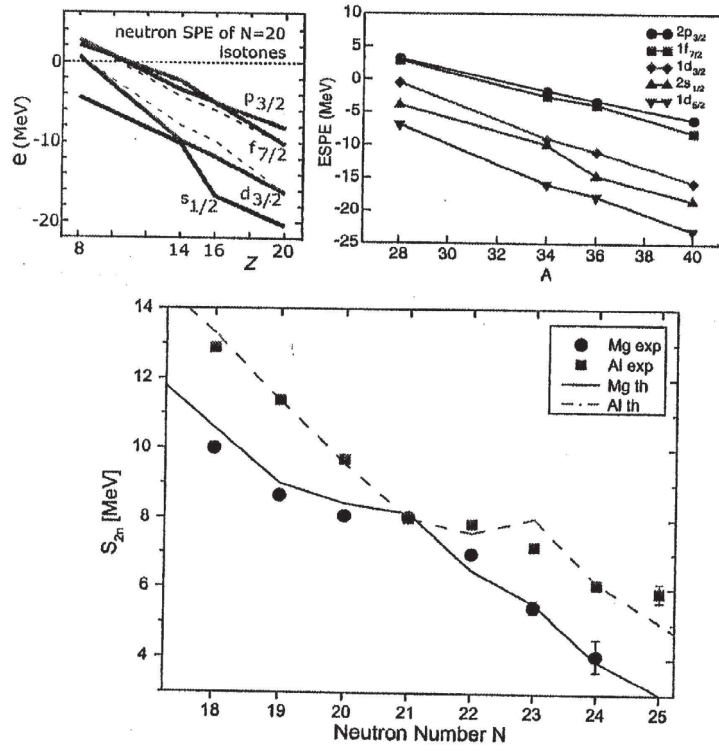
9. ábra. Bal oldal: Az oxigén izotópok alapállapoti energiái különböző erőkkel számolva. Otsuka, Suzuki, Holt [2010] alapján. *Jobb oldal:* Alapállapoti energiák néhány királis efektív térelméleti (χEFT) számítás alapján. Hergert és mts. [2016] alapján



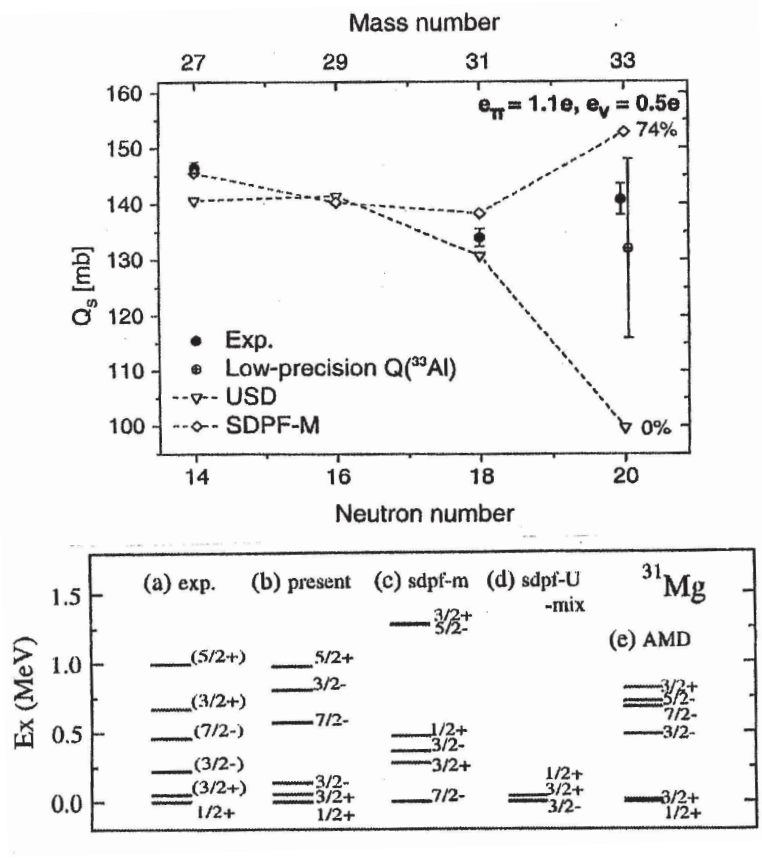
10. ábra. Felül: A Na izotópok alapállapoti energiái különböző erőkkel számolva és összevetve a kísérleti adatokkal. Stroberg és mts. [2017] alapján. *Középen:* A Na izotópok kétneutron szeparációs energiái (S2n) IM-SRG (in medium ab initio) számítási eredmények alapján, összevetve a kísérleti adatokkal (vastag vonalak). Simonis és mts. [2017] alapján. *Alul:* Effektív egyrészecske energiák (ESPE) az N = 20 izotón atommagokra a Z rendszám függvényében. A folytonos görbék 3-nukleon erőkkel számolt értékeket jelölnek. w/o (without, nélkül) jelentésű. Tsunoda és mts. [2017] alapján



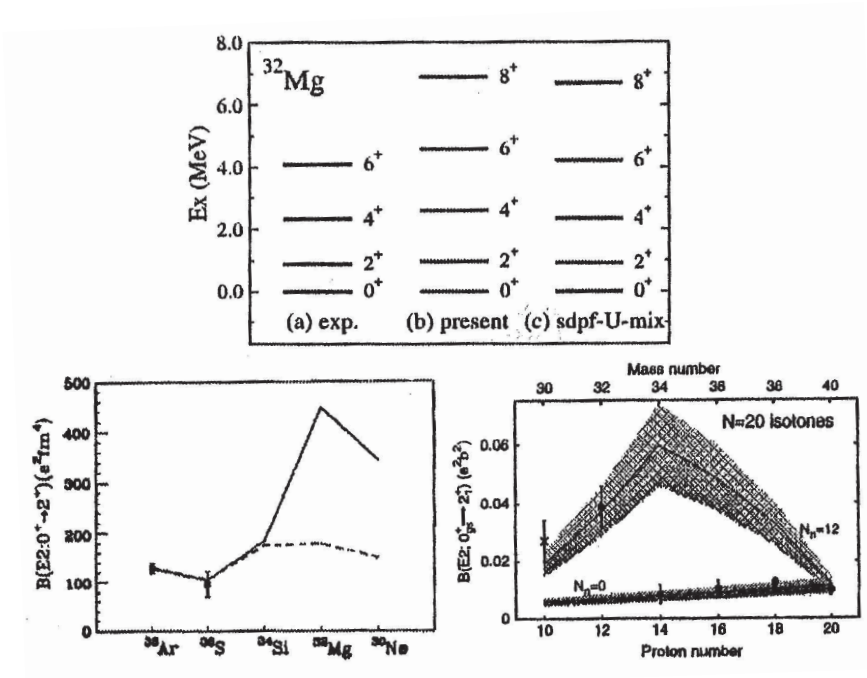
11. ábra. Felül balra: Az „átfordulási sziget" tartománya. *Felül jobbra:* A legalsó 0_1^+ és 0_2^+ nívók energiái a rendszám függvényében. A 0_2^+ 2 részecske – 2 lyuk intruder állapot. Warburton és mts. [1990] és Caurier és mts. [1998] alapján. *Alul balra:* Az N = 20 héjrés energiája (folytonos vonal), valamint az SDPF-M kölcsönhatással számolt elméleti érték (szaggatott vonal). Warburton és mts. [1990] és Utsuno és mts. [1999] alapján. *Alul jobbra:* Effektív egyrészecske-energiák (ESPE) az N = 20 izotón atommagokra a Z rendszám függvényében, SDPF-M kölcsönhatással számolva. Utsuno és mts. [1999] alapján



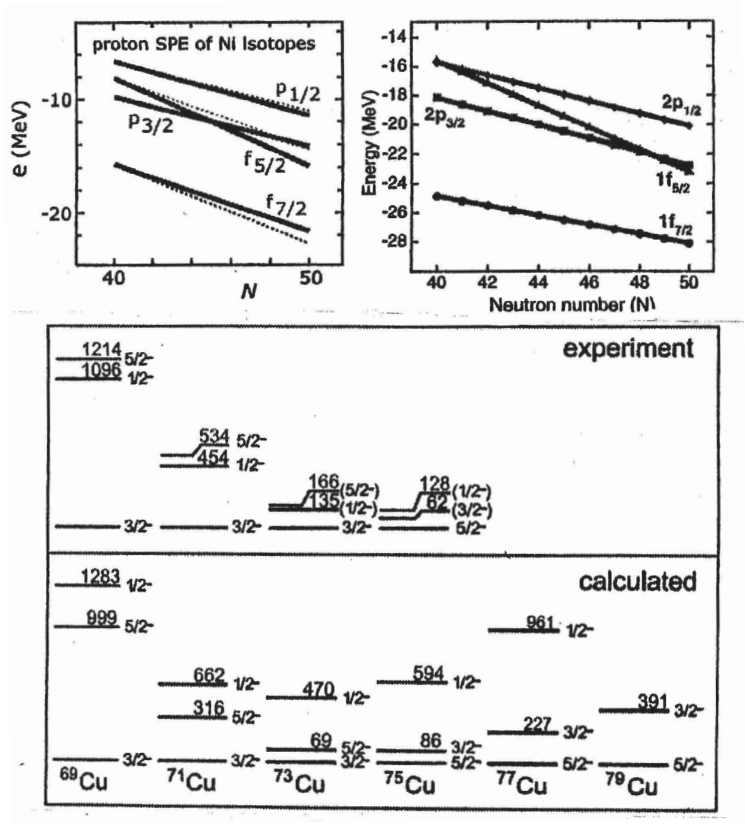
12. ábra. Felül balra: Effektív egyrészecske-energiák (e, SPE) N = 20 izotón atommagokra a Z rendszám függvényében normál betöltési sémában. *Felül jobbra:* A V_{MU} kölcsönhatásból SDPF-NR-kölcsönhatással számolt effektív egyrészecske-energiák (ESPE) a tömegszám függvényében. Otsuka és mts. [2010] és Caurier és mts. [2005] alapján. *Alul:* Kétnukleon szeparációs energiák (S_{2n}) a neutronszám függvényében a Mg és Al izotópokra. Kísérleti (exp.) és elméleti (th) értékek. Az elméleti adatokat az sd és pf héjakra számították. Kwiatkowski és mts. [2015] alapján



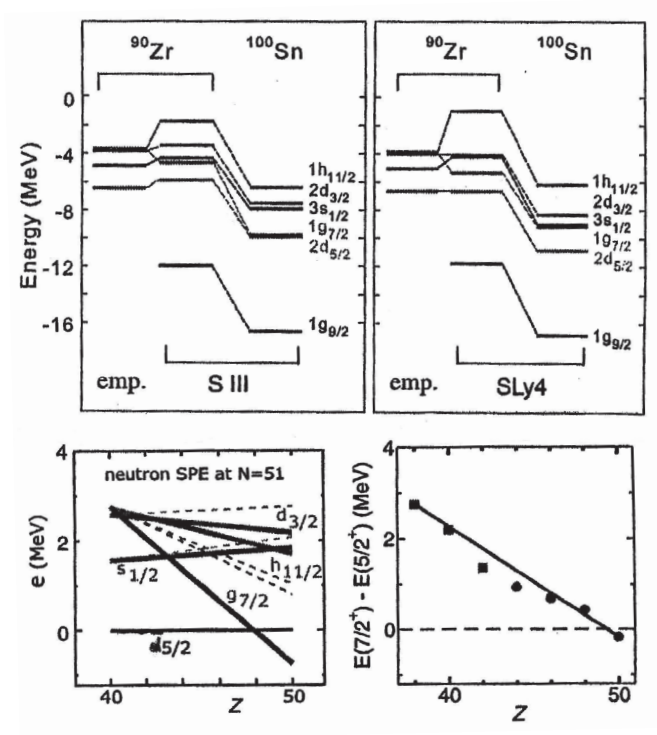
13. ábra. Felül: Mért spektroszkópiai kvadrupólnyomatékok (Q_s) a $_{13}$Al izotópokra. Kísérleti értékek (körökkel jelölve), összevetve USD és SDPFM-M-kölcsönhatásokkal számolt elméleti értékekkel. Az USD-számítás csak a neutron sd héjakra korlátozódott, az SDF-M-nél részecske-lyuk gerjesztést is figyelembe vettek. Az elméleti eredményeknél az alapállapoti intruder konfigurációk %-os aránya is fel van tüntetve. Heylen és mts. [2016] alapján. *Alul:* A ^{31}Mg energianívói. (a) Kísérleti értékek (exp.) összevetve (b) EEdf1, (c) SDPF-M, (d) SDPF-U-MIX, (e) AMD (antisymmetrized molecular dynamics + generator coord.) elméleti eredményekkel. Tsunoda és mts. [2017] alapján



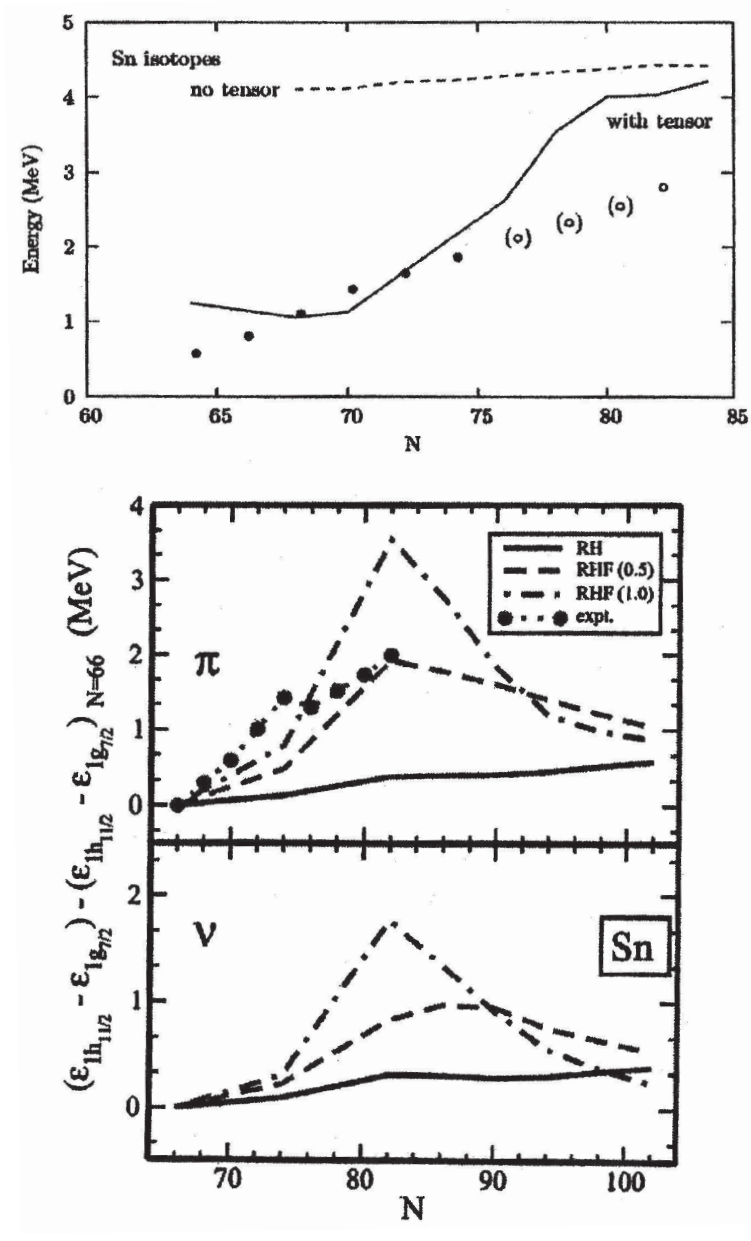
14. ábra Felül: A ^{32}Mg kísérleti energianívói (a), összevetve EEdf1 (b) és SDPF-U-Mix (c) kölcsönhatássokkal számolt elméleti értékekkel. Tsunoda és mts. [2017] alapján. *Alul balra:* B(E2) redukált átmeneti valószínűségek N = 20 izotón atommagokra a rendszám függvényében. Héjmodell-számítások, ahol a folytonos vonalnál figyelembe vették a gerjesztéseket az N = 20 résen át, míg a szaggatott vonalnál nem. Pontok hibákkal kísérleti értékek. *Alul jobbra:* Mért értékek (pontok hibákkal) összevetve elméleti számítások eredményeivel. Itt $N_n = 0$ a zárt N = 20, $N_n = 12$ az sd és alsó pf héjakra vonatkozik. Doornenbal és mts. [2016] alapján



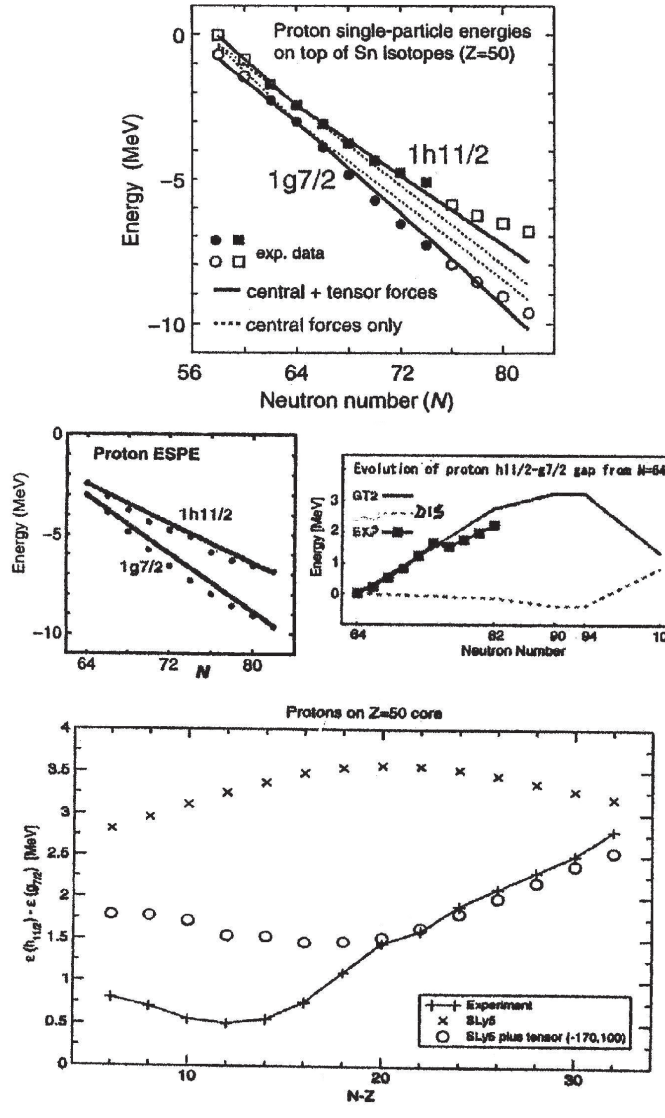
15. ábra. Felül balra: Proton effektív egyrészecske-energiák (e) az N neutronszám függvényében. A V_{MU} kölcsönhatással számolt értékek vastag vonallal vannak jelölve. A szaggatott vonalaknál csak a centrális erővel nyert adatokat szerepeltették. Otsuka és mts. [2010] alapján. *Felül jobbra:* Ugyanazon mennyiségek, mint a bal oldalon, de A3DA-n Hamilton-operátorral számolva. Sahin és mts. [2017] alapján. *Alul:* A Cu izotópok alacsony energiájú nívói a kísérleti adatok alapján és héjmodell-számításokból. Flagan és mts. [2009] alapján



16. ábra. Felül: Egyrészecske-energiák a ^{90}Zr és ^{100}Sn izotópoknál mért (emp.) és SIII, illetve SLy4 Skyrme-kölcsönhatásokkal számítva. Otsuka és mts. [2020] alapján. *Alul, bal oldalon:* Neutron egyrészecske-energiák (e, SPE) a rendszám függvényében. V_{MU} teljes kölcsönhatással számolt értékek vastag vonallal vannak jelölve. A szaggatott görbe csak a centrális erővel számolt értékeket mutatja. Otsuka és mts. [2010] alapján. *Jobb oldalon:* Az N = 51 izotónoknál mért $E(7/2^+) - E(5/2^+)$ energiakülönbségek a Z rendszám függvényében. Az egyenes vonalak a Z = 38 és 50 pontokat kötik össze. Otsuka és mts. [2020] alapján



17. ábra. *Felül:* Zéró hatótávolságú tenzor erővel vagy nélküle számolt eredmények a Sn izotópok proton $h_{11/2}$ – $g_{7/2}$ energiarésére. A pontok kísérleti adatokat jeleznek. *Alul:* Relativisztikus középtér-számítási eredmények összevetve a kísérleti adatokkal, protonokra (π) és neutronokra (ν). RH relativisztikus Hartree, RHF relativisztikus Hartree–Fock-számítási eredményt jelöl. Brink és Stancu [2007] alapján



18. ábra. Felül: Effektív egyrészecske-energiák a proton $1h_{11/2}$ és $1g_{7/2}$ pályákra a Sb izotópoknál a neutronszám N függvényében. Sn izotóptörzset feltételezve egyrészt centrális + tenzorerővel számoltak (folytonos vonalak), másrészt csak centrális erővel (szaggatott vonalak). A szimbólumok kísérleti adatokat jelölnek. Otsuka [2013] alapján. *Középen:* Bal oldalon a proton $h_{11/2}$ – $g_{7/2}$ rés változása a Sb izotópokban a neutronszám függvényében, Woods–Saxon potenciállal és π + ρ mezoncsere tenzorerővel számítva. Otsuka és mts. [2005] alapján. *Jobb oldalon* Gogny-típusú számítás tenzorerővel (GT2) és nélküle (DIS). Otsuka és mts. [2006] alapján. *Alul:* Kísérleti és elméleti eredmények a $h_{11/2} - g_{7/2}$ energiarésre N – Z függvényében Sb izotópokra. A számításokat egyrészt SLy5 erővel, másrészt SLy5 + zéró hatótávolságú tenzorerővel végezték. Coló és mts. [2007] alapján

Chattopadhyay és mts. [2018] a $^{7}_{3}Li_{4}$ klaszterszerkezetét vizsgálták a $^{7}Li + ^{112}Sn$ reakcióval létrehozott felhasadással.

A kísérleteket Bombayben végezték pelletron lineáris gyorsító laboratóriumban. 30 MeV-re gyorsított stabil ^{7}Li nyalábbal bomáztak dúsított (> 99%) ^{112}Sn fóliát. A ^{7}Li felhasadási termékeit Si detektorokkal nagy térszögben (d,t), (α,d), (α,p) és (α,α) koincidenciamérésekkel detektálták.

Számították a reakció hatáskeresztmetszeteket is különböző CRC (coupled reaction channel) módszerekkel.

Az **I. táblázat** áttekintést ad a különböző reakciótermékekről, valamint a mért (σ^{expt}) és számított (σ^{calc}) hatáskeresztmetszetekről.

A direkt folyamatban $^{7}Li \rightarrow {}^{6}Li + p$ bomlás lép fel.

A rezonanciabomlás kétféle lehet:

$$^{7}Li \rightarrow {}^{6}Li^{*}(I^{\pi}) \rightarrow \alpha + d, \text{ ahol } I^{\pi} = 1^{+} \text{ vagy } 2^{+} \text{ vagy } 3^{+} \text{ és}$$

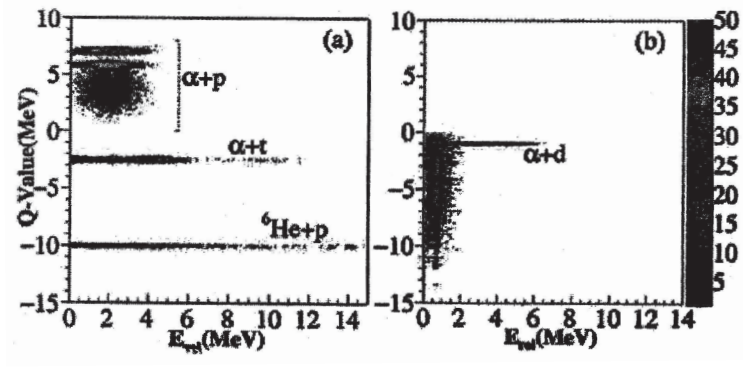
$$^{7}Li^{*}(I^{\pi}) \rightarrow \alpha + t, \text{ ahol } I^{\pi} = 7/2^{-} \text{ vagy } 5/2^{-}.$$

A transzferbomlás a következő: $^{7}Li \rightarrow {}^{5}Li \rightarrow \alpha + p$.

A **II. táblázat** a Li izotópok rezonanciacsúcsainak relatív energiáit (E_{rel}) és szélességeit (Γ) mutatja. A jelen munka eredményei összevetésben irodalmi adatokkal.

Az **1. ábrán** a bomlásenergia (Q) és relatív energia (E_{rel}) közötti összefüggés látható különböző ^{7}Li bomlási folyamatokra. Az ábra szemlélteti az észlelt események eloszlását.

Összegzés. A ^{7}Li direkt, rezonáns és transzfer bomlását tanulmányozták a $^{7}Li + ^{112}Sn$ magreakcióban 30 MeV-es bombázó energiánál. Az eredmények értékes információt adnak a $^{6}He + p$ klaszterszerkezetre a ^{7}Li-ban, továbbá a ^{6}Li és ^{7}Li rezonanciaállapotaira.



1. ábra. A bomlásenergia Q és E_{rel} közötti összefüggés. Az észlelt események eloszlása direkt $^{7}Li \rightarrow {}^{6}He + p$, transzfer $^{7}Li \rightarrow {}^{5}Li \rightarrow \alpha + p$ és $^{7}Li^{*} \rightarrow \alpha + p$ folyamatokra. Chattopadhyay és mts. [2018] alapján

I. táblázat. A ^{7}Li + ^{112}Sn reakció kísérleti σ^{expt} és számított σ^{calc} hatáskeresztmetszetei az egyes reakciótermékekre, 30 MeV nyalábenergiánál. Az a és b jelek különböző irodalmi α-kötési potenciállal számolt eredményekre utalnak. OM = optikai modell. Chattopadhyay és mts. [2018] alapján

Reaction channel	σ^{expt} (mb)	σ^{cal} (mb)
$^{7}\mathrm{Li} \rightarrow {}^{6}\mathrm{Li}^{*}\ (3^{+}) \rightarrow \alpha + d$ (res.)	2.36±0.24	2.49
$^{7}\mathrm{Li} \rightarrow {}^{6}\mathrm{Li}^{*}\ (2^{+}) \rightarrow \alpha + d$ (res.)	0.87±0.10	0.80
$^{7}\mathrm{Li} \rightarrow {}^{6}\mathrm{Li}^{*}\ (1^{+}) \rightarrow \alpha + d$ (res.)	0.54±0.06	0.55
$^{7}\mathrm{Li}^{*}\ (7/2^{-}) \rightarrow \alpha + t$ (res.)	0.77±0.20	0.82[a](0.72[b])
$^{7}\mathrm{Li}^{*}\ (5/2^{-}) \rightarrow \alpha + t$ (res.)	1.73±0.20	0.69[a](0.16[b])
$^{7}\mathrm{Li} \rightarrow {}^{6}\mathrm{He} + p$ (direct)	0.74±0.10	
$^{7}\mathrm{Li} \rightarrow {}^{5}\mathrm{Li} \rightarrow \alpha + p$	3.71±0.37	3.10
$\left(^{7}\mathrm{Li}, {}^{6}\mathrm{He}\right)$ for g.s.	3.11±0.3	
Inclusive α	288±25	
Fusion (Bass model)		864
Reaction (from OM fit)	1230±20	1208

II. táblázat. A Li izotópok rezonanciacsúcsainak relatív energiái E_{rel} és szélességei (Γ) összevetésben irodalmi adatokkal. Chattopadhyay és mts. [2018] alapján

State	Present work		Literature	
	E_{rel} (MeV)	Γ (MeV)	E_{rel} (MeV)	Γ (MeV)
$^{7}\mathrm{Li}\left(7/2^{-}\right)$	2.23	0.20	2.16	0.09
$^{7}\mathrm{Li}\left(5/2^{-}\right)$	4.28	1.20	4.21	0.88
$^{6}\mathrm{Li}\left(3^{+}\right)$	0.68	0.14	0.71	0.024
State	**Present work**		**Literature**	
	E_{rel} (MeV)	Γ (MeV)	E_{rel} (MeV)	Γ (MeV)
$^{6}\mathrm{Li}\left(2^{+}\right)$	2.93	1.06	2.84	1.30
$^{6}\mathrm{Li}\left(1^{+}\right)$	4.50	1.29	4.18	1.50
$^{5}\mathrm{Li}\left(3/2^{-}\right)$	2.15	1.50	1.97	1.23

Smith és mts. [2015] a ^{10}Li nem kötött állapotait vizsgálták a $^{12}_{5}B_{7}(^{9}_{4}Be_{5},2p) \rightarrow {}^{10}_{3}Li_{7} \rightarrow {}^{9}Li + n$ folyamatból.

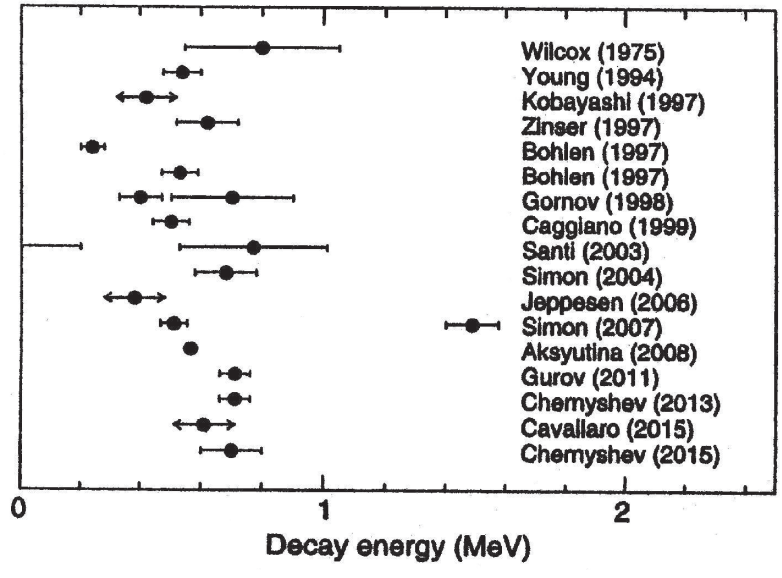
A Nemzeti Szupravezető Ciklotron Laboratóriumban (East Lansing, Michigan, USA) ^{12}B nyalábot állítottak elő, amivel stabil ^{9}Be céltárgyat bombáztak. A reakcióban előállt ^{10}Li azonnal bomlott ^{9}Li + n-ba. A ^{9}Li-ot töltött részecske, a neutront a MoNA-LISA rendszerrel detektálták.

Az **1. ábra** a ^{10}Li pozitív paritású, nem kötött állapotainak bomlásenergiáit mutatja korábbi irodalmi adatok alapján. Látható, hogy sokan vizsgálták, de nagy a szórás az eredmények között.

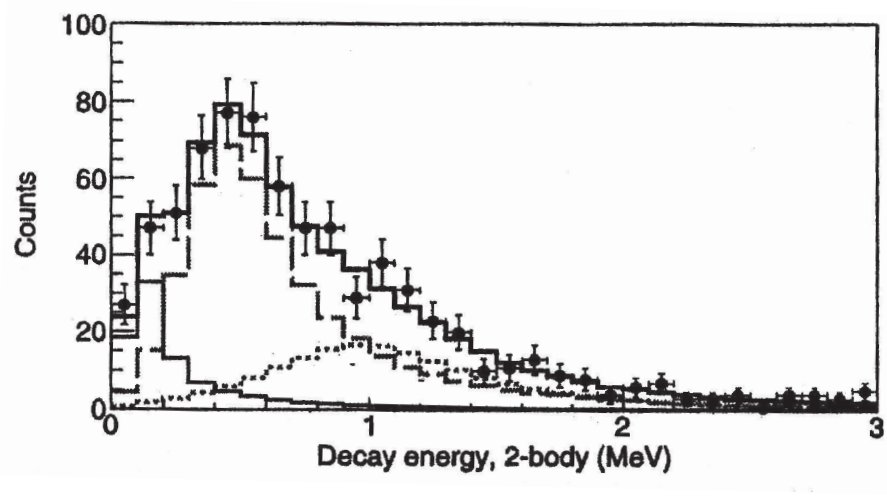
A **2. ábrán** a jelen munkában nyert ^{10}Li bomlásenergia spektruma látható, amelyben 110 keV, 500 keV és 1100 keV bomlásenergiákat azonosítottak.

Az **I. táblázat** a 2. ábra adatai alapján nyert három állapot bomlásenergiáit és szélességeit hasonlítja össze a korábbi irodalmi adatokkal.

Összegzés. A ^{10}Li-ban 110 ± 40 keV, 500 ± 100 keV és 1100 ± 100 keV bomlásenergiával három, alacsonyan fekvő, nem kötött, pozitív paritású állapotot azonosítottak. Az eredmények konzisztensek a korábbi szelektív mérési adatokkal.



1. ábra. A ^{10}Li pozitív paritású, nem kötött állapotainak bomlási energiái korábbi irodalmi adatok alapján. Smith és mts. [2015] alapján



2. ábra. A ^{10}Li bomlásenergia spektruma a jelen mérések alapján: pontok hibákkal. Vékony szaggatott vonalak: szimulált eloszlásai megfelelően a 110 keV, 500 keV és 1100 keV-es állapotoknak. A vastag vonal az összegét jelöli a három eloszlásnak. Smith és mts. [2015] alapján

I. táblázat. A legjobb illesztési paraméterek a 2. ábra szerint. A jelen munka eredményei összevetve korábbi irodalmi adatokkal. Smith és mts. [2015] alapján

Reaction	$-2p$ (present work)	^{10}Be(^{12}C, ^{12}N)	^{9}Be(^{13}C, ^{12}N)
Energy (keV)	110 ± 40	240 ± 40	–
Width (keV)	200	100 ± 70	–
Energy (keV)	500 ± 100	–	530 ± 60
Width (keV)	800	–	350 ± 80
Energy (keV)	1100 ± 100	–	–
Width (keV)	1000	–	–

Cognata és mts. [2019] a $^{15}_{7}N_{8} + {}^{4}_{2}He_{2} \rightarrow {}^{19}_{9}F_{10}$ inverz kinematikai rugalmas szórási kísérletekből a ^{19}F rezonanciaállapotok szerkezetét vizsgálták.

A kísérleteket a Legnarói Nemzeti Laboratóriumban (LNL) végezték (Catania, Olaszország). Tandemgyorsítóval 40,23 MeV-es ^{15}N nyalábot állítottak elő. Ezt egy szórókamrába vezették, ami nagy izotóp tisztaságú He gázzal volt megtöltve. A meglökött α-részecskéket öt szilikon detektoros teleszkóppal detektálták. Mértek ΔE-E energiákat, szögeloszlást és azonosították a meglökött α-részecskéket.

Az **I. táblázatban** a ^{19}F rezonancia nívóinak J^{π} spin-paritásai, E_x energiái és Γ_{tot} nívószélességei vannak feltüntetve a $^{19}F \rightarrow {}^{18}O + p$ küszöb alatt (7,9942 MeV). A jelen munka eredményei összevetve a Tilley és mts. [1995] korábbi eredményeivel [Ref. (19)-cel jelölve].

A **II. táblázat** a ^{19}F azon gerjesztett állapotait mutatja, amelyek valószínűleg $^{15}N + \alpha$ szerkezetűek.

Az **1. ábrán** a $d\sigma/dr$ ^{15}N rugalmas szórási hatáskeresztmetszetek láthatók az E_x gerjesztési energia függvényében.

A **III. táblázat** a ^{19}Ne és ^{19}F tükörmagok adatait hasonlítja össze.

Összefoglalás. A $^{15}Ni + \alpha$ rugalmas szórást analizálták TTIK (thick target in inverse kinematics) módszerrel. A ^{19}F-ben számos $^{15}N + \alpha$ klaszterállapotot azonosítottak. A ^{19}Ne és ^{19}F tükörmagoknál hasznos információt nyertek az izospin-szimmetriára.

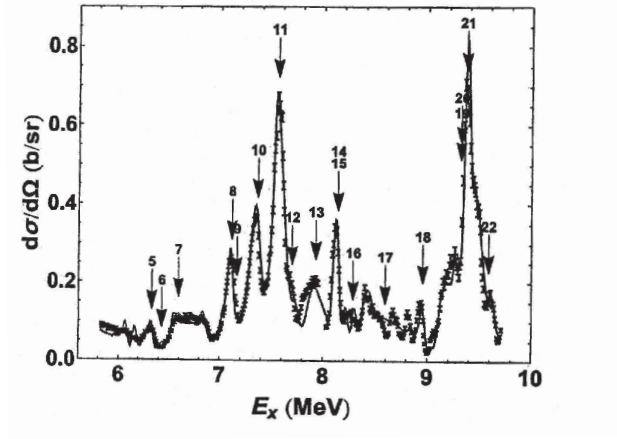
I. táblázat. A ^{19}F rezonancia nívóinak adatai 7,9942 MeV alatt: J^{π} spin-paritás, E_x energia, Γ_{tot} nívószélesség. A jelen munka eredményei összevetve korábbi irodalmi adatokkal [Ref. (19)]. Cognata és mts. [2019] alapján

Ref. [19]			This work		
J^{π}	E_x (MeV)	Γ_{tot} (keV)	J^{π}	E_x (MeV)	Γ_{α} (keV)[a]
1/2+	5.938	1.4×10^{-8}[b]	1/2+	5.938	0.77
7/2+	6.070	1.2	7/2+	6.070	1.77
3/2−	6.088	4.0	3/2−	6.088	46.3
9/2−	6.100	2.7×10^{-1}[b]	9/2−	6.100	−[c]
7/2−	6.1606	3.7×10^{-3}	7/2−	6.1606	3.07
1/2+	6.255	8.0	1/2+	6.255	−[c]
5/2+	6.282	2.4	5/2+	6.282	4.62
7/2+	6.330	2.4	7/2+	6.330	6.66
1/2−	6.429	$2.8 \times 10^{+2}$	1/2−	6.429	559
3/2+	6.4967	1.8×10^{-1}[b]	3/2+	6.4967	0.726
11/2+	6.500	4.0×10^{-12}[b]	11/2+	6.500	0.202
3/2+	6.5275	4.0	3/2+	6.5275	13.9
7/2+	6.554	1.6	7/2+	6.554	−[c]
9/2+	6.592	7.6×10^{-3}	9/2+	6.592	2.84
3/2−	6.787	6.9×10^{-3}	3/2−	6.787	2.26
5/2+	6.8384	1.2	5/2+	6.8384	3.58
3/2−	6.891	$2.8 \times 10^{+1}$	3/2-	6.891	7.26
7/2−	6.9265	2.4	7/2−	6.9265	−[c]
1/2−	6.989	$5.1 \times 10^{+1}$	1/2−	6.989	84
7/2+	7.114	$3.2 \times 10^{+1}$	7/2+	7.114	18.6
11/2−	7.1662	6.9×10^{-3}	11/2−	7.1662	1.87
3/2+	7.262	$4.2 \times 10^{+1}$[b]	3/2+	7.262	−[c]
1/2+	7.364	1.6×10^{-9}[b]	5/2+	7.364	99.9
5/2+	7.5396	1.6×10^{-1}	5/2+	7.5396	12.0
7/2+	7.56	$1.2 \times 10^{+2}$[b]	7/2+	7.56	158
5/2−	7.587[d]	–	5/2−	7.587	−[c]
3/2+	7.6606	2.2×10^{-3}	3/2+	7.6606	−[c]
1/2−	7.702	1.4×10^{-1}[b]	1/2−	7.702	327
7/2− (5/2)	7.74	1.4×10^{-9}[b]	5/2−	7.74	73.7
7/2+ (9/2)	7.929	1.9×10^{-2}[b]	7/2+	7.929	263
11/2+	7.937	$1.3 \times 10^{+1}$[b]	11/2+	7.937	−[c]
5/2−	7.90[e]	$1.7 \times 10^{+2}$[b]	1/2+	7.979[b]	1.10

[a] All fitting parameters.
[b] From data fitting.
[c] Not appreciable with the present experiment resolution.
[d] Not included.
[e] No spin-parity attribution in the literature.

II. táblázat. A ^{19}F azon gerjesztett állapotai, amelyek valószínűleg ^{15}N + α klaszter szerkezetűek. J^{π} spin-paritások, E_x gerjesztési energiák és γ_{sp} számított egyrészecske redukált szélességek. Cognata és mts. [2019] alapján

	J^{π}	E_x (MeV)	γ_{sp} (MeV$^{1/2}$)
1	7/2+	6.070	0.655
2	3/2-	6.088	0.418
3	7/2-	6.1606	0.599
4	5/2+	6.282	0.532
5	7/2+	6.330	0.536
6	1/2−	6.429	1.019
7	9/2+	6.592	0.688
8	7/2+	7.114	0.757
9	11/2−	7.1662	0.308
10	5/2+	7.364	0.919
11	7/2+	7.56	0.940
12	1/2−	7.702	1.033
13	7/2+	7.929	0.977
14	1/2+	8.1377	1.062
15	11/2+	8.1384	0.787
16	13/2−	8.288	0.321
17	3/2−	8.5919	0.919
18	11/2−	8.953	0.329
19	3/2+	9.318	0.804
20	1/2+	9.321	0.896
21	13/2+	9.3738	1.851
22	7/2+	9.586	1.045



1. ábra. dσ/dΩ ^{15}N + α rugalmas szórási hatáskeresztmetszetek az E_x gerjesztési energia függvényében. A függőleges nyilak mutatják azokat a gerjesztési energiákat, amelyeknél az állapot ^{15}N + α klaszter szerkezetű. Lásd II. táblázatot. Cognata és mts. [2019] alapján

III. táblázat. A ^{19}Ne és ^{19}F tükör atommagok J^{π} spin-paritásai, E_x gerjesztési energiái és Γ_{tot} nívószélességei. A jelen munka adatai összevetve Torresi és mts. [2017] (6)-tal jelzett adataival. Cognata és mts. [2019] alapján

^{19}Ne [6]			^{19}F this work		
J^{π}	E_x (MeV)	Γ_{tot} (keV)	J^{π}	E_x (MeV)	Γ_{tot} (keV)
3/2−	5.983	21(8)	3/2−	6.088	46.3
1/2− (1/2+)	6.197	16(7)	1/2+	6.255	–
5/2+	6.279	6(2)	5/2+	6.282	4.62
7/2+	7.030	12(3)	7/2+	7.114	18.6
3/2+	7.153	252(39)	3/2+	7.262	–
7/2+	7.378	121(9)	7/2+	7.56	158
5/2+	7.469	83(17)	5/2+	7.5396	12
(3/2+) (1/2+)	7.568	774(144)	3/2+	7.6606	–
9/2+	8.022	64(10)	7/2+	7.929	263
5/2+	8.223	377(34)	5/2+	8.199	35.9
13/2− (11/2+)	8.428	4(1)	13/2−	8.288	2.14
(9/2−) (7/2−)	8.680	3(1)	7/2+	8.9439	3.10
(11/2−)	8.790	4(1)	9/2−	8.953	20.1

Ismail és mts. [2016] a nehéz és szupernehéz atommagoknál fellépő ^{14}C, ^{20}O, ^{20}Ne és ^{24}Ne klaszteremisszió felezési időit (T_c) számították és tanulmányozták a T_c változását a leánymagok neutron- és protonszámának függvényében. Meghatározták a $\log_{10} T_c$ minimumát különböző leány izotónokra, és azt találták, hogy minden minimum egy adott izotónra megfelelt a neutronszám mágikusságának. A protonszámok az adott neutronszámoknál szintén mágikusak voltak vagy kevéssé tértek el tőlük.

A jelen munkában megjósolt mágikus vagy félmágikus számok a következők:

N = 126, 148, 152, 160, 162, 172, 178, 184,

Z = 82, 98, 102, 106, 108, 114, 116.

E mágikus számok egyeznek más vizsgálatokban talált mágikus számokkal. Ezeken kívül megjósoltak neutron mágikus vagy félmágikus számokat N = 154, 176, 180, 182 és 200 értékeknél.

A számításokat sűrűségfüggő klasztermodell keretében végezték, M3Y-Reid nukleon-nukleon kölcsönhatással. A bomlási szélességet (Γ_c) a Wentzel–Kramers–Brillouin áthatolási valószínűség és ütközési frekvencia keretében számították.

A nyert eredmények az **I. és II. táblázatokban**, valamint az **1. és 2. ábrákon** láthatók.

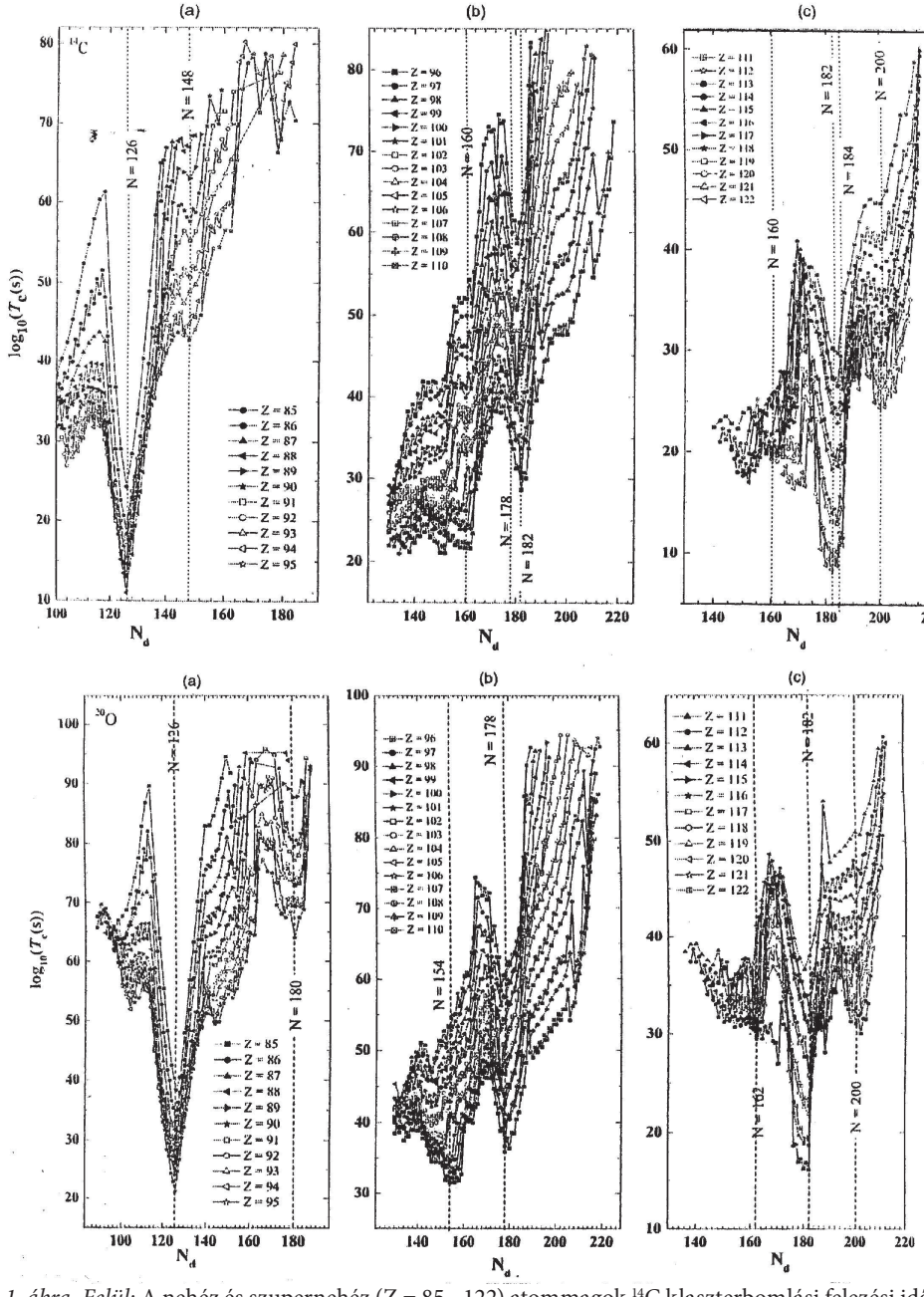
Összességében 7436 klaszterbomlási folyamatot vizsgáltak és számos új neutron és proton mágikus vagy félmágikus számot megjósoltak.

I. táblázat. Az egymás után következő oszlopokban a vizsgált atommagok és klaszterek, a kísérleti $\log_{10}T^{exp}_{1/2}$ felezési idők, a Q bomlási energiák (a magtömegek alapján számolva), a kijövő klaszter által átadott impulzusnyomaték (I), a számított bomlási szélességek ($\log_{10}\Gamma_c$) és végül az S_c^{exp} klaszter előkialakulási valószínűségek vannak feltüntetve. Ez utóbbiakat a $T^{exp}_{1/2}$ alapján becsülték meg. Ismail és mts. [2016] alapján

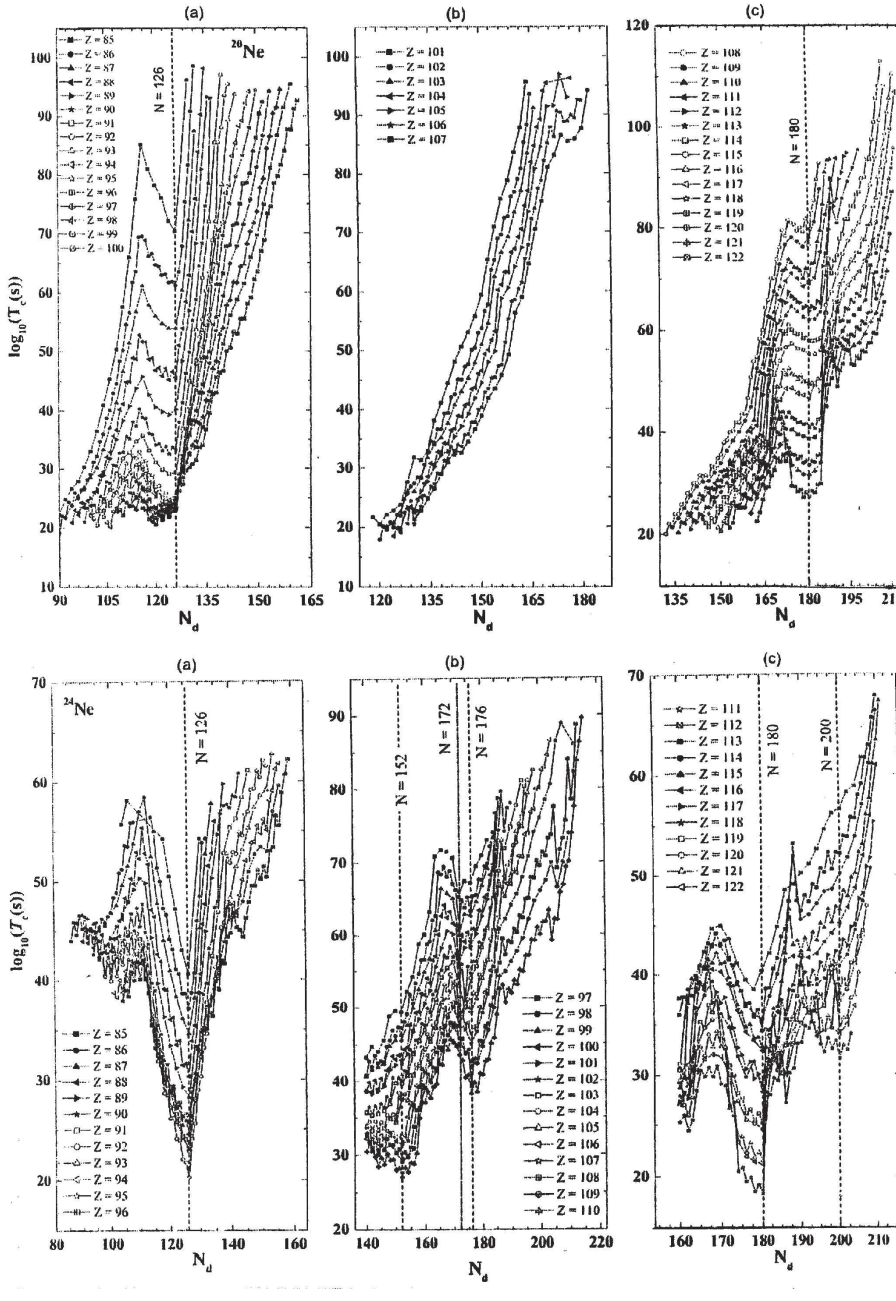
Parent	Cluster	$\log_{10}[T^{expt.}_{1/2}(s)]$	Q (MeV)	ℓ	$\log_{10}[\Gamma_c(MeV)]$	$S_c^{expt.}$
^{221}Fr	^{14}C	14.51	31.29	3	− 8.07	5.00×10^{-5}
^{221}Ra	^{14}C	13.37	32.40	3	− 6.94	5.10×10^{-5}
^{222}Ra	^{14}C	11.05	33.05	0	− 5.42	3.24×10^{-4}
^{223}Ra	^{14}C	15.05	31.83	4	− 7.94	1.05×10^{-5}
^{224}Ra	^{14}C	15.90	30.54	0	− 10.25	3.09×10^{-4}
^{226}Ra	^{14}C	21.29	28.20	0	− 15.37	1.66×10^{-4}
^{225}Ac	^{14}C	19.28	30.48	4	− 11.61	2.94×10^{-6}
^{228}Th	^{20}O	20.73	44.72	0	− 14.07	2.98×10^{-5}
^{231}Pa	^{23}F	26.02	51.86	1	− 15.85	9.16×10^{-9}
^{230}U	^{22}Ne	19.56	61.39	0	− 12.63	1.61×10^{-5}
^{230}Th	^{24}Ne	24.61	57.76	0	− 16.42	8.80×10^{-7}
^{231}Pa	^{24}Ne	22.89	60.41	1	− 13.57	6.55×10^{-8}
^{232}U	^{24}Ne	20.39	62.31	0	− 11.96	5.08×10^{-7}
^{233}U	^{24}Ne	24.84	60.49	2	− 14.70	9.80×10^{-9}
^{234}U	^{24}Ne	25.93	58.83	0	− 17.23	2.73×10^{-7}
^{235}U	^{25}Ne	27.44	57.71	3	− 19.57	1.84×10^{-6}
^{234}U	^{26}Ne	25.93	59.42	0	− 17.08	1.93×10^{-7}
^{234}U	^{28}Mg	25.74	74.11	0	− 16.06	2.89×10^{-8}
^{235}U	^{28}Mg	27.44	72.43	1	− 18.43	1.34×10^{-7}
^{236}Pu	^{28}Mg	21.65	79.67	0	− 11.39	7.52×10^{-9}
^{238}Pu	^{28}Mg	25.66	75.91	0	− 16.33	6.40×10^{-8}
^{238}Pu	^{30}Mg	25.66	76.80	0	− 15.60	1.19×10^{-8}
^{238}Pu	^{32}Si	25.30	91.19	0	− 15.31	1.41×10^{-8}
^{242}Cm	^{34}Si	23.11	96.51	0	− 12.01	1.09×10^{-9}

II. táblázat. A leánymagok neutronszámai (N_d), amelyeknél a $\log_{10}T_c$ minimális a ^{14}C, ^{20}O, ^{20}Ne és ^{24}Ne klaszteremissziónál. Minden neutronszámnál a leánymag rendszáma (Z_d) is fel van tüntetve a növekvő $\log_{10}T_c$ sorrendjében. Azok a proton és neutron mágikus számok, amelyek korábbi munkákban megjelentek és a jelen mukában meg lettek erősítve, dőlten vagy vastagon vannak jelölve. A jelen munkából következő mágikus számok alá lettek húzva. Ismail és mts. [2016] alapján

Cluster	N_d	Z_d (daughter)
^{14}C	***126***	***82***, 83, 84, 81, 86, 85, 87, 88, 80, 90, 89, 94, 96, 92, 97, 95, 91, 93, and 79
	148	89, 86, 85, 84, and 83
	160	107, ***106***, 105, ***102***, 99, 97, 96, and 95
	178	99, 94, 95, 93, and 89
	182	***116***, 115, and 111 and 104, ***102***, 103, 101, and ***100***
	184	***114***, 113, 112, 110, 109, ***108***, 107, and 105
	200	***116***, 115, ***114***, 113, 112, 111, 110, 109, ***108***, 107, ***106***, 105, and ***100***
^{20}O	***126***	***82***, 81, 83, 84, 80, 85, 86, 79, 87, 88, 78, 89, and 77
	154	104, ***102***, 101, ***98***, and 99
	162	***108***, 109, 112, and 107
	178	***102***, ***100***, 101, 99, ***98***, and 97
	180	87, 86, 85, 84, 83, and ***82***
	182	***114***, 113, 112, 111, 110, 109, ***108***, 107, 104, and 105
	200	***108***, ***106***, 105, and 104
^{20}Ne	***126***	***82***, 78, 77, 76, and 75
	180	112, 111, 110, and 109, and 103, ***102***, ***100***, and ***98***
^{24}Ne	***126***	***82***, 81, 83, 84, 80, 86, 85, 88, 87, 79, 94, 90, 89, 92, 78, 95, 91, 93, 77, 76, and 75
	152	***102***, ***100***, 103, 101, 99, ***98***, 97, and 96
	172	95, 94, 90, 91, 89, 88, 87, and 86
	176	***100***, ***98***, 97, and 96
	180	112, 111, 110, 109, ***108***, 107, ***106***, 105, ***102***, and 103
	200	112, 111, 110, 109, and ***108***



1. ábra. *Felül:* A nehéz és szupernehéz (Z = 85 – 122) atommagok ^{14}C klaszterbomlási felezési időinek (T_c) logaritmusai a leánymagok neutronszámának (N_d) függvényében. Számítási eredmények sűrűségfüggő klasztermodell keretében M3Y-Reid nukleon-nukleon kölcsönhatással. A függőleges szaggatott vonalak a lehetséges neutron mágikus számoknak felelnek meg. *Alul:* Ugyanaz mint felül, de ^{20}O klaszterbomlásra. Ismail és mts. [2016] alapján



2. ábra. Ugyanaz, mint az 1. ábrán, de felül a ^{20}Ne, alul a ^{24}Ne klaszterbomlásokra. Ismail és mts. [2016] alapján

Thakur és mts. [2020] a héjszerkezet alakulását vizsgálták a páros-páros $_{14}$Si, $_{16}$S, $_{18}$Ar és $_{20}$Ca atommagoknál.

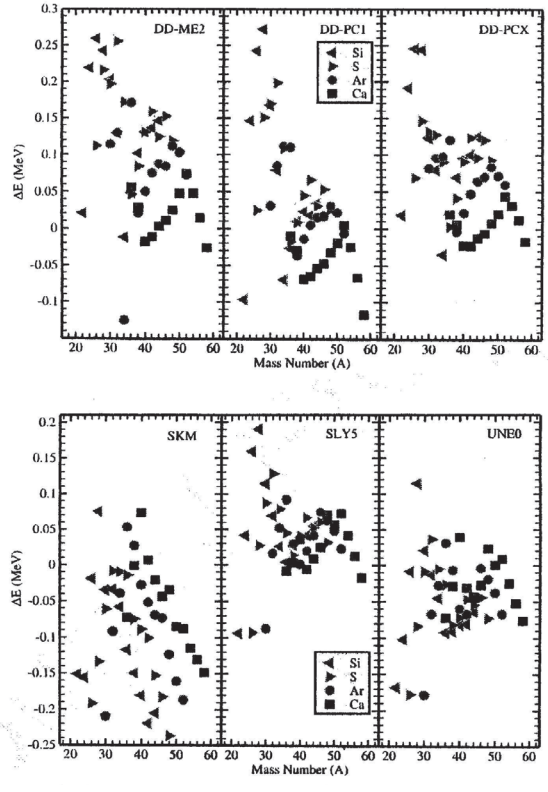
A mikroszkopikus számításokat részben a relativisztikus Hartree–Bogoliubov (RHB), részben a nem relativisztikus Hartree–Fock–Bogoliubov (HFB) elméletek keretében végezték. Számították a kötésenergiákat, egyneutron és kétneutron szeparációs energiákat, a $D_n(Z,N)$ héjlezáródási paramétereket és a kétnukleon szeparációs energiák differenciális változását $[dS_{2n}(Z,N)]$.

A számítások arra utalnak, hogy a vizsgált Si atommagoknál N = 14 és 20 esetében héjlezáródás lép fel.

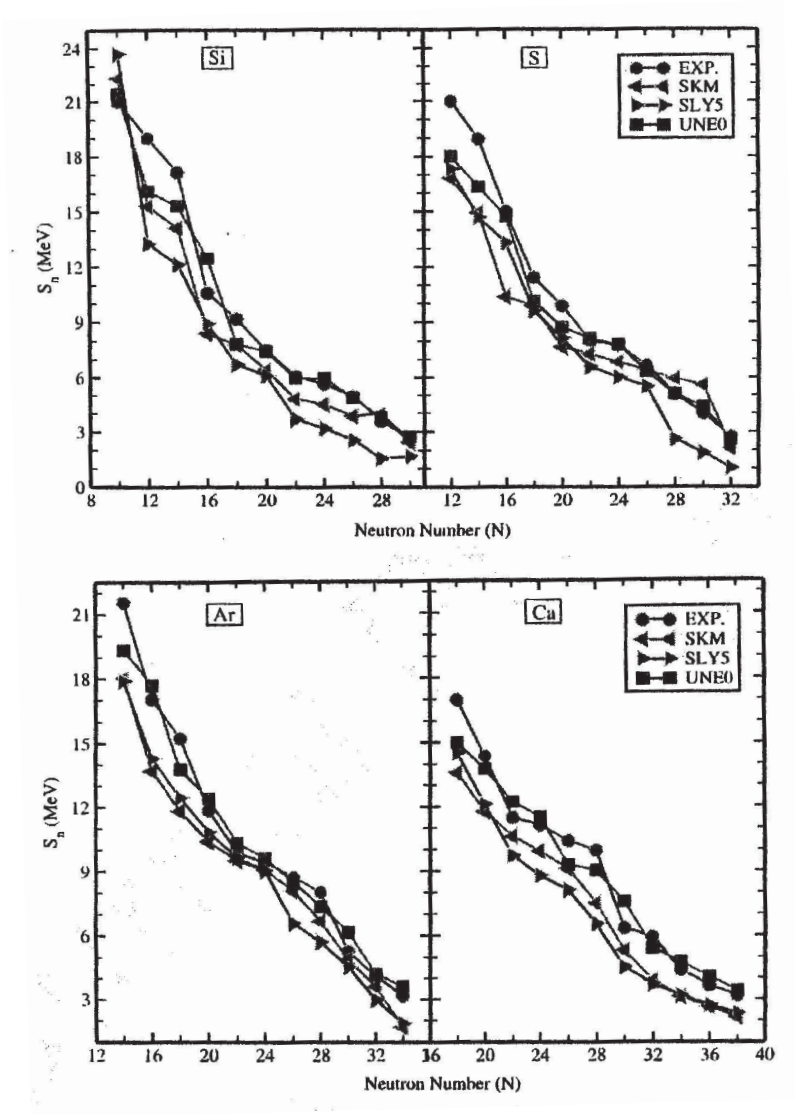
A vizsgált S atommagoknál Z = 14, 20, 28; az Ar és Ca izotópoknál N = 20 és 28-nál találtak héjlezáródásokat.

Az **1–7. ábrák** szemléletesen mutatják a nyert eredményeket.

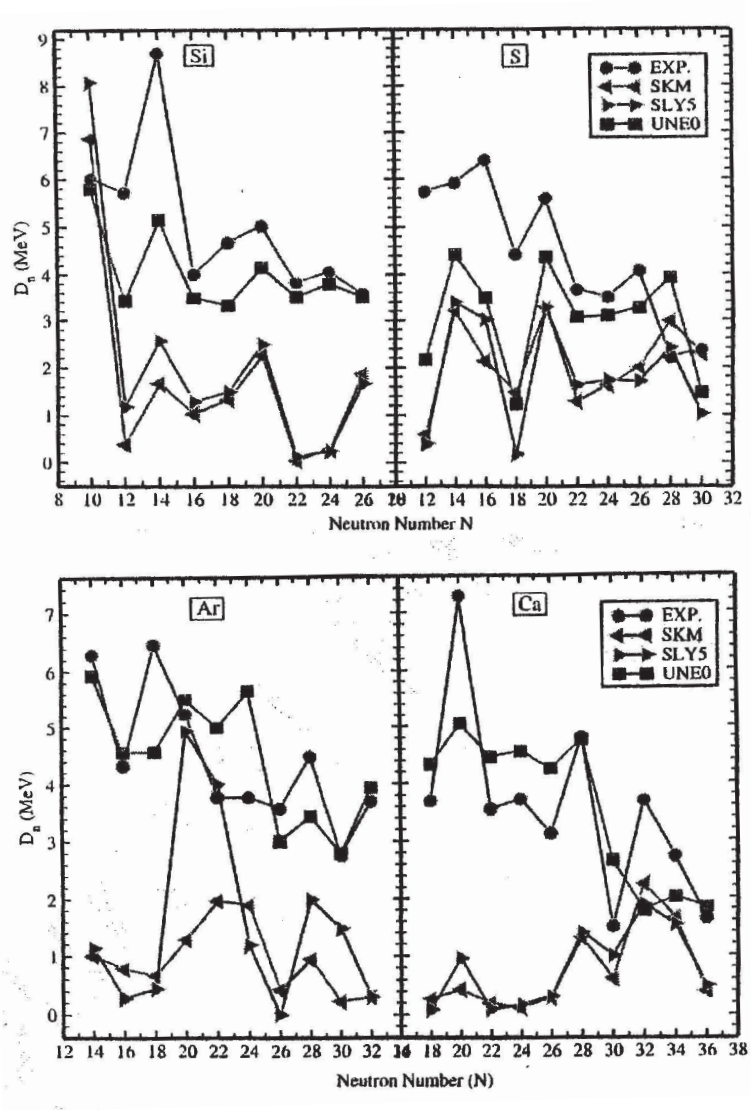
A számításoknál gömbszimmetriát tételeztek fel a vizsgált atommagokra. Lényeges eltérés a kísérleti szisztematikától deformáció jele lehet egyes izotópoknál.



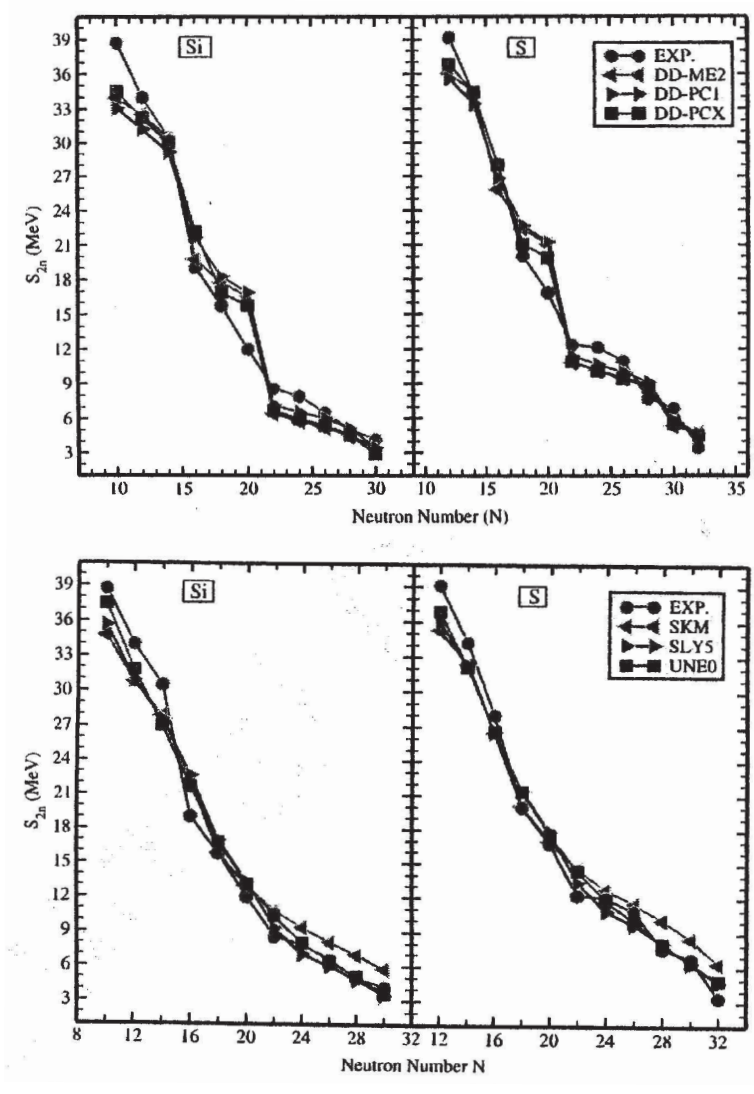
1. ábra. $\Delta E = (B/A)_{exp} - (B/A)_{theor}$ kötésenergia (B) különbségek a tömegszám A függvényében a páros-páros Si, S, Ar és Ca atommagokra. Az elméleti számításokat felül a relativisztikus Hartree–Bogoliubov (RHB), alul pedig a HFB-elméletek keretében végezték a megjelölt effektív kölcsönhatásokkal. Thakur és mts. [2020] alapján



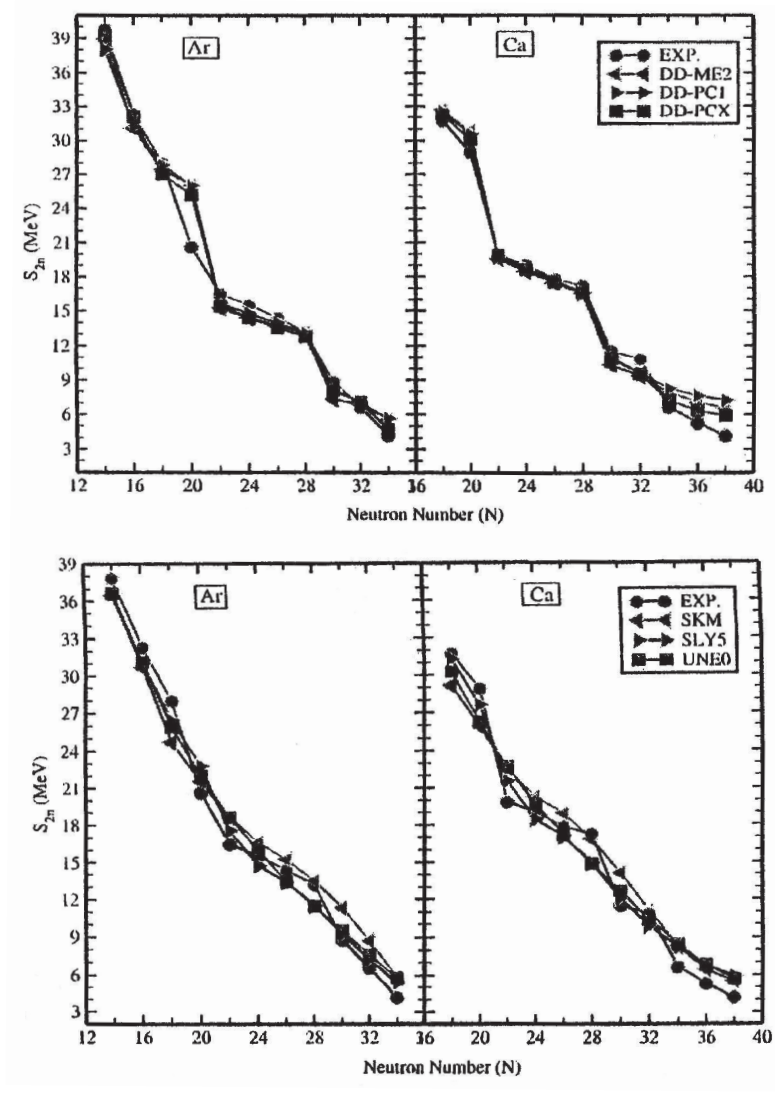
2. ábra. A $S_n(Z,N) = B(Z,N) - B(Z,N-1)$ neutron szeparációs energiák a neutronszám N függvényében a jelzett atommagokra. Itt B kötésenergiát jelöl. Kísérleti (EXP) adatok, összevetve az SKM, SLY5 és UNEO effektív kölcsönhatásokkal számolt Hartree–Fock–Bogoliubov (HFB) elméleti értékekkel. Thakur és mts. [2020] alapján



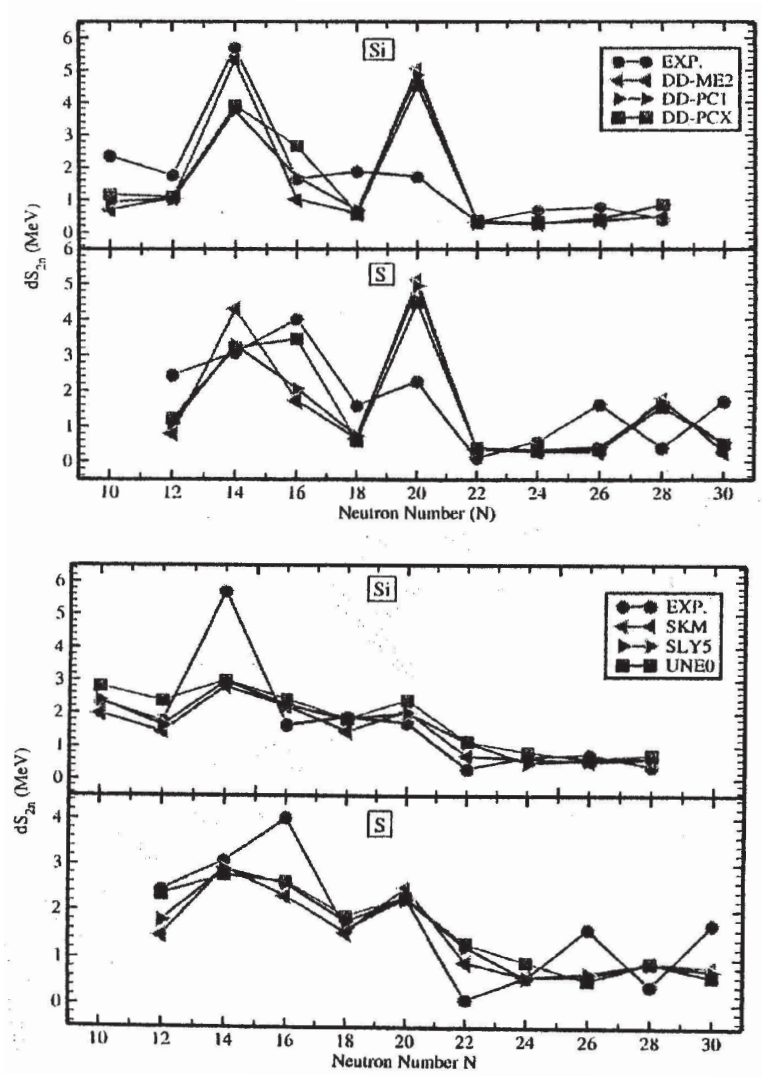
3. ábra. A $D_n(Z,N) = (-1)^{N+1}\,[S_n(Z,N+1) - S_n(Z,N)]$ értékek a neutronszám N függvényében a vizsgált Si, S, Ar és Ca atommagokra. Kísérleti adatok összevetve az SKM, SLY5 és UNEO effektív kölcsönhatásokkal számolt HFB elméleti értékekkel. Thakur és mts. [2020] alapján



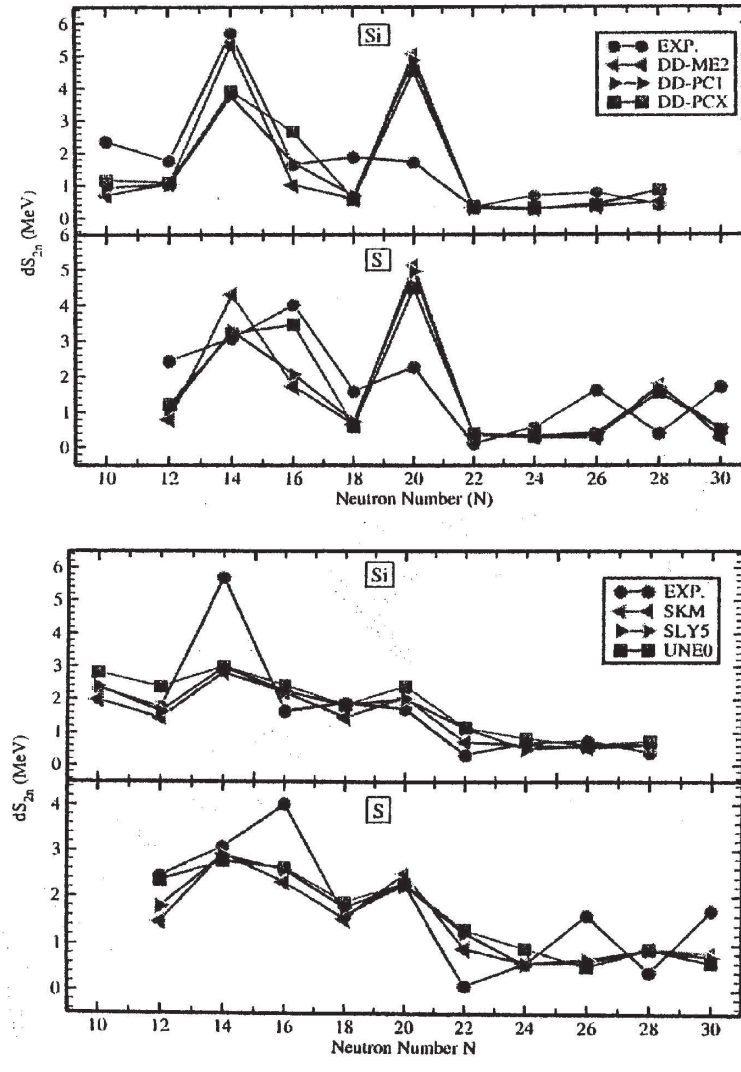
4. ábra. $S_{2n}(Z.N) = B(Z,N) - B(Z,N-2)$ kétneutron szeparációs energiák a neutronszám N függvényében. B kötésenergiát jelöl. Kísérleti és RHB-elmélet keretében számolt eredmények az ábrákon jelzett effektív kölcsönhatásokkal. Alul ugyanaz, mint felül, de HFB-elmélet keretében. Thakur és mts. [2020] alapján



5. ábra. $S_{2n}(Z,N) = B(Z,N) - B(Z,N-2)$ kétneutron szeparációs energiák a neutronszám N függvényében. Kísérleti (EXP.) és felül RHB, alul HFB-elmélet keretében számolt értékek a feltüntetett kölcsönhatásokkal. Thakur és mts. [2020] alapján



6. ábra. $dS_{2n}(Z,N) = [S_{2n}(Z,N+2) - S_{2n}(Z,N)]/2$, kétnukleon szeparációs energiák differenciális változásai a neutronszám N függvényében. Kísérleti adatok (EXP.), valamint felül az RHB, alul HFB-elméletekből számolt értékek különböző kölcsönhatásokkal. Thakur és mts. [2020] alapján



7. ábra. A kétnukleon szeparációs energiák differenciális változásai a neutronszám függvényében. $dS_{2n}(Z,N) = [S_{2n}(Z,N+2) - S_{2n}(Z,N)]/2$. Kísérleti adatok (EXP.) összevetve felül az RHB, alul HFB-elméletekből számolt értékekkel, különböző kölcsönhatásokkal. Thakur és mts. [2020] alapján

Clark és mts. [2019] az N = 84 izotón atommagok α-bomlását vizsgálták az alap és nagyspinű izomer állapotokból. Az N = 84 izotón lánc a $^{144}_{60}Nd_{84}$-től a $^{159}_{75}Re_{84}$-ig terjedt.

Az α-bomlási felezési időket számították az STM (superfluid tunneling model) keretében. Az STM-modell részletes leírása korábbi munkáikban található meg, lásd Rissanen és mts. [2014], Clark, Rudolph [2018], Brink, Broglia [2005] közleményeit. A modell figyelembe veszi, hogy az α-bomlás függ a bomlásenergiától, a keringési impulzusnyomaték változásától, valamint a párkorrelációktól (ezen belül páratlan számú proton van neutron jelenlététől).

Az **1. ábra** a $\log_{10}t_{1/2}$ felezési időket mutatja a Z rendszám függvényében az N = 84 izotón atommagok alapállapotából a legerősebb bomlási ágra. Kísérleti adatok (betöltött körök) összevetve az STB-számítások eredményeivel (keresztek) $\Delta = \Delta_{VJH}$ esetre (lásd az I. táblázat 4. oszlopában). Itt $\Delta_n = \Delta_p = \Delta = 12A^{-1/2}$ MeV = Δ_{BM} az ún. párrés paraméter. A Δ_{VJH} hasonló a Δ_{BM}-hez, de itt figyelembe lett véve, hogy a párrés függ a neutrontöbblettől [(N–Z)/A] is.

A **2. ábra** a $\log_{10}[t_{1/2}expt/t_{1/2}theor]$ kísérlet/elmélet arányokat mutatja a rendszám függvényében az N = 84 izotón atommagok alapállapotából a legerősebb bomlási ágra. A körök STM számítási eredményekhez tartoznak standard párrés parametrizációnál $\Delta = \Delta_{BM}$. A keresztek szintén STM-számítások eredményeit mutatják, de itt a párrés $\Delta = \Delta_{VJH}$. A fekete körök a Royer [2010] formulával számolt értékeket jelzik. A szagatott horizontális vonalak a ± 0,477 értékhez tartoznak, amelyek egy háromszoros különbséget jelentenek a kísérleti és elméleti α-bomlási felezési idők között.

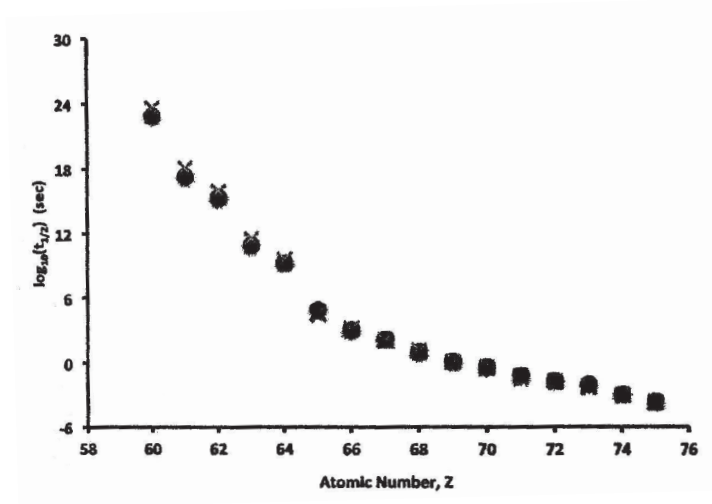
Az **I. táblázatban** az alapállapotból történő α-bomlás kísérleti $T_{1/2,expt}(\alpha)$ felezési idői vannak feltüntetve, összehasonlításban a $T_{1/2,STM}(\Delta_{BM})$ és $T_{1/2,STM}(\Delta_{VJH})$ elméleti értékekkel az N = 84 izotón lánc legerősebb α-bomlásaira.

A **II. táblázat** az α-bomlási elágazási arányokat mutatja nagyspinű izomerekből.

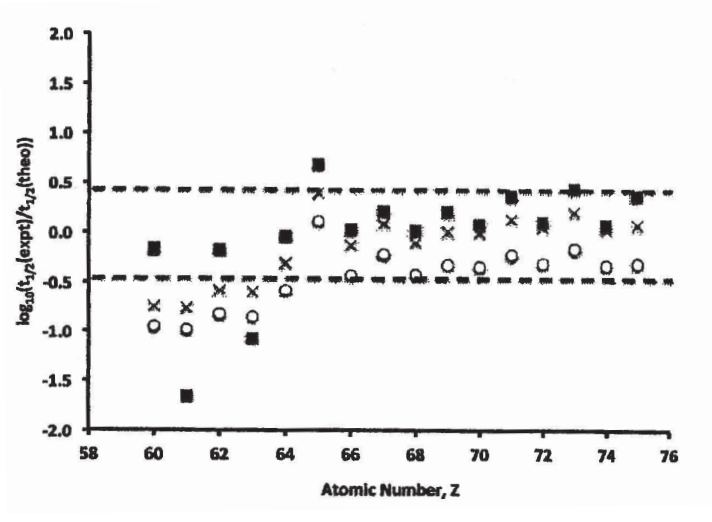
A **III. táblázat** a megjósolt α-bomlások sajátságait mutatja a ^{155}Lu, ^{156}Hf, ^{157}Ta és ^{158}W jelzett spin-paritású állapotaiból.

Összegzés: A munkában az N = 84 izotón atommagok α-bomlását vizsgálták a ^{140}Nd-tól a ^{159}Re-ig. Az alapállapotból történő α-bomlás kísérleti adatait a számítások jobban reprodukálják, mint más korszerű közelítések. A ^{155}Lu, ^{156}Hf, ^{157}Ta és ^{158}W nagyspinű izomerjeiből történő α-bomlás főbb sajátságait szintén helyesen írja le az elmélet $\Delta \approx 0{,}6\ \Delta_{VJH}$ párerősséggel. Számos atommagnál megjósoltak α-bomlási sajátságokat (lásd a III. táblázatban).

Megjegyzés: *Dong, J. M. és mts.* [2021]: Phys. Lett. B 813, 136063 közleményükben egy új többlépcsős modellt javasoltak az α-klaszer kialakulásának leírására nehéz atommagokban.



1. ábra. $\log_{10}t_{1/2}$ α-bomlási felezési idők a Z rendszám függvényében az N = 84 izotón atommagok alapállapotaiból történő legerősebb bomlási elágazásaira. A betöltött körök a kísérleti adatokat jelzik, a keresztek STM elméleti eredmények $\Delta = \Delta_{VJH}$ párréssel számolva. Clark és mts. [2019] alapján



2. ábra. A $\log[t_{1/2}\text{exp}/t_{1/2}\text{theor}]$ α-bomlási felezési idő arányok a Z rendszám függvényében az N = 84 izotón atommagok alapállapotaiból történő legerősebb α-bomlási ágakra. Telt négyszögek a Royer-formula alapján számolt értékeket mutatják, a körök és keresztek STM számítási eredményeket megfelelően $\Delta = \Delta_{BM}$, illetve $\Delta = \Delta_{VJH}$ párréssel. Clark és mts. [2019] alapján

I. táblázat. Az N = 84 izotón atommagok alapállapotaiból történő legerősebb α-bomlás adatai. Kísérleti $T_{1/2,ezp}(\alpha)$, valamint STM elméleti $T_{1/2,STM}(\Delta_{BM})$ és $T_{1/2,STM}(\Delta_{VJH})$ felezési idők. Clark és mts. [2019] alapján

Nuclide	$T_{1/2,expt}(\alpha)$ (s)	$T_{1/2,STM}(\Delta_{BM})$ (s)	$T_{1/2,STM}(\Delta_{VJH})$ (s)
^{144}Nd	$7.22(50) \times 10^{22}$	6.49×10^{23}	4.04×10^{23}
^{145}Pm	$1.99(5) \times 10^{17}$	1.93×10^{18}	1.15×10^{18}
^{146}Sm	$2.1(2) \times 10^{15}$	1.41×10^{16}	8.02×10^{15}
^{147}Eu	$9.4(26) \times 10^{10}$	6.74×10^{11}	3.72×10^{11}
^{148}Gd	$2.2(4) \times 10^{9}$	8.50×10^{9}	4.52×10^{9}
^{149}Tb	$8.9(8) \times 10^{4}$	7.04×10^{4}	3.68×10^{4}
^{150}Dy	$1.20(17) \times 10^{3}$	3.24×10^{3}	1.64×10^{3}
^{151}Ho	$1.60(22) \times 10^{2}$	2.71×10^{2}	1.33×10^{2}
^{152}Er	$1.14(5) \times 10^{1}$	3.05×10^{1}	1.46×10^{1}
^{153}Tm	$1.63(5) \times 10^{0}$	3.49×10^{0}	1.63×10^{0}
^{154}Yb	$4.42(6) \times 10^{-1}$	9.96×10^{-1}	4.53×10^{-1}
^{155}Lu	$7.6(2) \times 10^{-2}$	1.30×10^{-1}	5.79×10^{-2}
^{156}Hf	$2.3(3) \times 10^{-2}$	4.80×10^{-2}	2.09×10^{-2}
^{157}Ta	$1.05(5) \times 10^{-2}$	1.57×10^{-2}	6.70×10^{-3}
^{158}W	$1.25(21) \times 10^{-3}$	2.75×10^{-3}	1.16×10^{-3}
^{159}Re	$2.6(14) \times 10^{-4}$	5.41×10^{-4}	2.24×10^{-4}

II. táblázat. Kísérletileg ismert α-bomlási elágazások a jelzett izotópok nagyspinű izomer állapotaiból. E_α α-részecske energiák, J^π_f spin-paritások a végállapotra, $T_{1/2}$ kísérleti és elméleti felezési idők, valamint b_α^{expt}(%) és b_α^{STM}(%) elágazási erősségek a teljes észlelt bomlás %-ában. Clark és mts. [2019] alapján

Nuclide	E_α(keV)	J^π_f	$T_{1/2,expt}(\alpha)$ (ms)	$T_{1/2,STM}(0.6 \times \Delta_{VJH})$ (ms)	b_α^{expt}(%)	b_α^{STM}(%)
^{155}Lu($25/2^-$)	7383(4)	$11/2^-$	2.71(3)	1.73	99.964(6)	99.944
	5937(15)	$15/2^-$			$2.4(13) \times 10^{-3}$	1.4×10^{-2}
	5928(5)	$(15/2^+)$			$2.8(6) \times 10^{-2}$	3.8×10^{-2}
	5521(8)	$(19/2^+)$			$5.8(16) \times 10^{-3}$	3.8×10^{-3}
^{157}Ta($25/2^-$)	7744(8)	$11/2^-$	1.7(1)	0.95	100	
^{156}Hf(8^+)	7775(5)	0^+	0.52(1)	0.32	99.990(4)	99.979
	6274(15)	2^+			$6.4(30) \times 10^{-3}$	1.9×10^{-2}
	5942(15)	3^-			$3.8(23) \times 10^{-3}$	2.7×10^{-3}
^{158}W(8^+)	8.286(7)	0^+	0.143(19)	0.078	100	

III. táblázat. Megjósolt α-bomlások a jelzett izotópok egyes állapotaiból. J_f^π a végállapot spin-paritása, E_α az α-részecske energiája, L a keringési impulzusnyomaték változása az átmenetnél, b_α elágazási erősség a teljes α-bomlás %-ában. Clark és mts. [2019] alapján

J_f^π	E_α (MeV)	L	b_α^{STM}(%)
^{155}Lu(11/2$^-$)			
11/2$^-$	5.661	0	96.7
1/2$^+$	5.565	5	2.4
3/2$^+$	5.457	5	0.8
5/2$^+$	4.982	3	2.5×10^{-2}
^{155}Lu(1/2$^+$)			
1/2$^+$	5.586	0	73.5
11/2$^-$	5.682	5	11.9
3/2$^+$	5.478	2	14.5
5/2$^+$	5.003	2	8.8×10^{-2}
^{155}Lu(25/2$^-$)			
11/2$^-$	7.383	8	99.7
15/2$^-$	5.937	6	1.4×10^{-2}
15/2$^+$	5.928	5	3.8×10^{-2}
19/2$^+$	5.521	3	3.8×10^{-3}
1/2$^+$	7.287	13	9.0×10^{-3}
3/2$^+$	7.179	11	0.19
5/2$^+$	6.704	11	5.3×10^{-3}
7/2$^+$	6.184	9	2.1×10^{-3}
^{156}Hf(8$^+$)			
0$^+$	7.775	8	99.98
2$^+$	6.274	6	1.9×10^{-2}
3$^-$	5.942	5	2.7×10^{-3}
^{157}Ta(1/2$^+$)			
1/2$^+$	6.117	0	87.7
11/2$^-$	6.197	5	12.3
^{157}Ta(11/2$^-$)			
11/2$^-$	6.214	0	96.6
1/2$^+$	6.134	5	3.4
^{157}Ta(25/2$^-$)			
11/2$^-$	7.744	8	99.9
1/2$^+$	7.664	13	3.1×10^{-3}
15/2$^-$	6.132	6	2.7×10^{-2}
15/2$^+$	6.138	5	1.7×10^{-2}
19/2$^+$	5.921	3	1.1×10^{-2}
^{158}W(8$^+$)			
0$^+$	8.286	8	99.96
2$^+$	6.773	6	3.7×10^{-2}
3$^-$	6.275	5	1.6×10^{-3}
5$^-$	6.140	3	2.3×10^{-3}

A nukleon effektív tömegét eredetileg *Brueckner* vezette be 1955-ben. A nukleonok mozgását egy impulzustól függő potenciálban úgy írta le, mintha egy effektív M* tömegű kvázirészecske mozogna egy impulzustól független potenciálban. Alapjában véve a nukleon effektív tömege a hely és impulzus határozatlanságát jellemzi az adott nukleáris kölcsönhatásban, valamint a Pauli kizárási elvet, ami megköveteli, hogy egy fáziscellában legfeljebb két azonos nukleon lehet (ellentétes spinbeállással). Az ún. k-tömeg és E-tömeg megfelelően az impulzustól, illetve az energiától való függést jelenti a nukleon potenciáljában.

A gyorsítók és kísérleti mérőberendezések fejlődésével egyre több neutrontöbbletes atommagot lehet előállítani. Így ezekben a nukleonok effektív tömegének vizsgálata is egyre inkább időszerűvé válik.

Li és mts. [2008], valamint *Li és mts.* [2018] összefoglaló munkáikban a J = n vagy p nukleon tömegeket a nem relativisztikus esetre a következő alakban adták meg:

$$M_J^{*,k}/M = [1 + (M/k)(\partial U_J/\partial k)]^{-1} \text{ és } M_J^{*,E}/M = 1 - (\partial U_J/\partial E).$$

Itt $M_J^{*,k}$ a k-tömeg, $M_J^{*,E}$ az E-tömeg (néha az irodalomban M helyett m-et használnak),

$k = \|k\|$	a nukleon impulzusa, E a nukleon energiája,
M	a nukleon átlagos tömege szabad térben,
$U_J(\rho,\delta,k,E)$	az egynukleon potenciál,
ρ	a nukleonos anyag sűrűsége,
$\delta = (p_n - p_p)/p$	az izospin aszimmetria,
$E_J = k^2/(2M) + U_J(\rho,\delta,k,E)$	a kinetikus és potenciális energia összege.

Levezethető, hogy fennáll a következő reláció:

$$M_J^*/M = (M_J^{*,E}/M)\,(M_J^{*,k}/M).$$

A standard Skyrme–Hartree–Fock- (SHF) közelítésben a nem relativisztikus nukleon izoskalár (M_S^*) és izovektor (M_V^*) tömegekre fennállnak a következő összefüggések:

$$M_S^*/M = (1 + k_s)^{-1} \text{ és } M_V^*/M = (1 - k_V)^{-1},$$

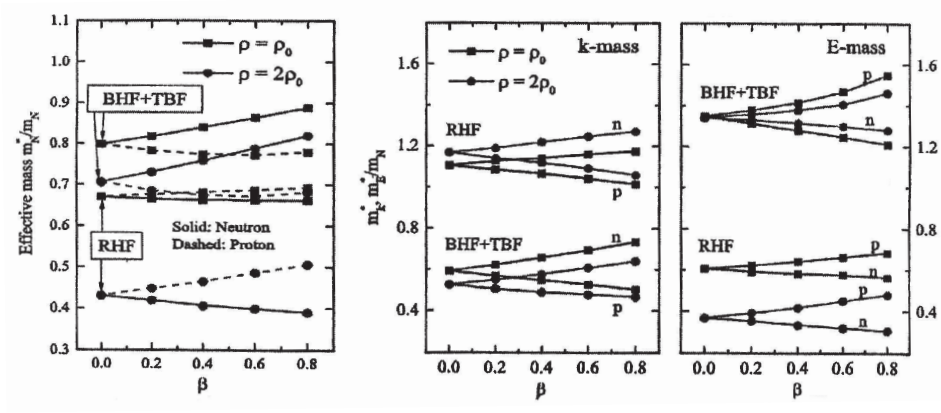
ahol k_s és k_V a M_S és M_V redukciójának mértékét fejezik ki a nukleon szabad tömegéhez viszonyítva.

Az aszimmetrikus maganyagban (ANS) a nukleon effektív tömege a következő alakba írható.

$$1/M_J^* \equiv 1/M_S^* + \tau_3^j\,\delta(1/M_S^* - 1/M_v^*),$$

ahol $\tau_3^J = +1$ neutronra és –1 protonra.

Az **1. ábrán** balra a teljes nukleon effektív tömeg, középen a k-tömeg, jobbra az E-tömeg van feltüntetve az izospin aszimmetria paraméter β függvényében. (β = 0 az izospin szimmetrikus esetre, míg β = 1 a tiszta neutron anyagra.) A adatokat BHF + TBF (Brueckner–Hartree–Fock) + háromtest erők és RHF (relativisztikus Hartree–Fock) modellek keretében nyerték $\rho = \rho_0$ és $\rho = 2\rho_0$ sűrűségekre.



1. ábra. Balra a teljes nukleontömegek, középen a k-tömegek, jobbra az E-tömegek láthatók az izospin-aszimmetria (β) függvényében, különböző modellszámítások alapján, különböző sűrűségekre. Átvéve Li és mts. [2016] közleményéből

A neutron-proton effektív tömegrést neutrontöbbletes maganyagban a következőképpen jellemzik:

$$m_{n-p}^{*}(\rho,\delta) \equiv (M_n^{*} - M_p^{*})/M.$$

Innen egynukleon potenciálokkal kifejezve a következő összefüggésre jutunk:

$$m_{p-n}^{*} \approx M[(1/k_f^{p})(dU_p/dk) - (1/k_F^{n})(dU_n/dk)]/(M/M_0)^2,$$

ahol $M_0 \equiv M_S^{*}$ a nukleon izoskalár effektív tömege, k_F a nukleon Fermi-impulzusa.

Az egyrészecske $U_J(k,\rho,\delta)$ potenciál az izospin-aszimmetrikus anyagban Lane-alakba írható:

$$U_J(k,\rho,\delta) \approx U_0(k,\rho) + \tau_3^{J} U_{Sym,1}(k,\rho)\delta + U_{Sym,2}(k,\rho)\delta^2 + \tau_3^{J} U_{Sym,3}(k,\rho)\delta^3 + O(\delta^4),$$

ahol $U_0(k,\rho)$ az izoskalár, $U_{Sym,1}(k,\rho)$ az izovektor (elsőrendű szimmetria), $U_{Sym,2}(k,\rho)$ izoskalár (másodrendű szimmetria) potenciálok.

Az $U_{Sym,1}(k,\rho) \equiv U_{Sym}(k,\rho)$-t gyakran Lane-potenciálnak nevezik.

Az $U_{Sym,3}(k,\rho)$ potenciált általában elhanyagolják.

Megjegyzendő, hogy a nukleáris állapotegyenlet vizsgálatából értékes eredményeket nyertek az atommagok szimmetriaenergiájára [$E_{Sym}(\rho)$]. Lásd Roca–Maza és Paar [2018] munkájában.

Li és mts. [2018] áttekintést adtak a rendelkezésre álló kísérleti adatokról és a legjobb értékeknek a következőket találták:

$m_s^*/m = 0{,}8 \pm 0{,}1$ ρ_0-nál végtelen maganyagra, izoskalár óriás kvadrupól rezonanciából.
$m_s^*/m = 0{,}8 \pm 0{,}1$ ρ_0-nál végtelen maganyagra, egyrészecske nívósűrűségekből.
$m_V^*/m = 0{,}80 \pm 0{,}03$ óriás dipól rezonanciákból.
$m_V^*/m = 0{,}9 \pm 0{,}2$ válogatott tömegadatokból és Skyrme–Hartree–Fock–Bardeen–Cooper–Schrieffer-számításokból.
$m_V^*/m = 0{,}6 - 0{,}93$ maganyagra ρ_0-nál (Li és mts. [2018] által reálisnak tartott értékek).
$m_{n\text{-}p}^*(\rho_0,\delta) = (0{,}41 \pm 0{,}15)\delta$ proton és neutron ütközésekből 234 céltárgyon. (Brookhaven Nemzeti Laboratórium).
$m_{n\text{-}p}^*(\rho_0,\delta) = (0{,}27 \pm 0{,}25)\delta$ atommag szimmetriaenergia-megfontolásokból.
$m_{n\text{-}p}^*(\rho_0,\delta) = (0{,}41 \pm 0{,}15)\delta$ nukleon-atommag ütközések 200 MeV alatt, optikai modell analízisből.
$m_{n\text{-}p}^*(\rho_0,\delta) = (0{,}211 \pm 0{,}114)\delta$ izoskalár óriás kvadrupól rezonancia vizsgálatokból.

A közlemény korszerű, részletes áttekintést ad az effektív tömegekkel kapcsolatos ismeretekről. Megadja a k- és E-tömegek definícióit és a köztük fennálló összefüggéseket. Különös figyelmet fordít a neutron-proton effektív tömegfelhasadásra neutronokban gazdag anyagban, széles sűrűségtartományban. Megadja a nyert legjobb értékeket az izoskalár és izovektor tömegekre, valamint az effektív tömegrésre.

A nyert eredmények hasznosak mind az atommag, mind az asztrofizika szempontjából.

ELMÉLETI ATOMMAGSZERKEZETI EREDMÉNYEK

AB INITIO SZÁMÍTÁSOK

Stroberg és mts. [2019] a „nem empirikus kölcsönhatások nukleáris héjmodellben" témakörben közöltek egy részletes összefoglaló munkát.

Néhány ab initio többtestmódszer, nevezetesen a

– királis effektív térelmélet (χEFT),

– a törzs nélküli héjmodell (NCSM),

– a hasonlósági renormalizációs csoport (RG) közegben,

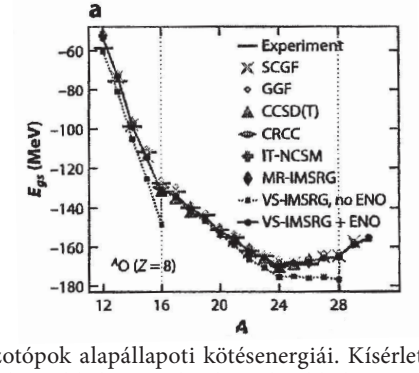
– csatolt klaszter (CC) héjmodell,

valamint a számítógép-kapacitások bővülése lehetővé tették effektív héjmodell Hamilton-operátorok megalkotását és részletes vizsgálatát.

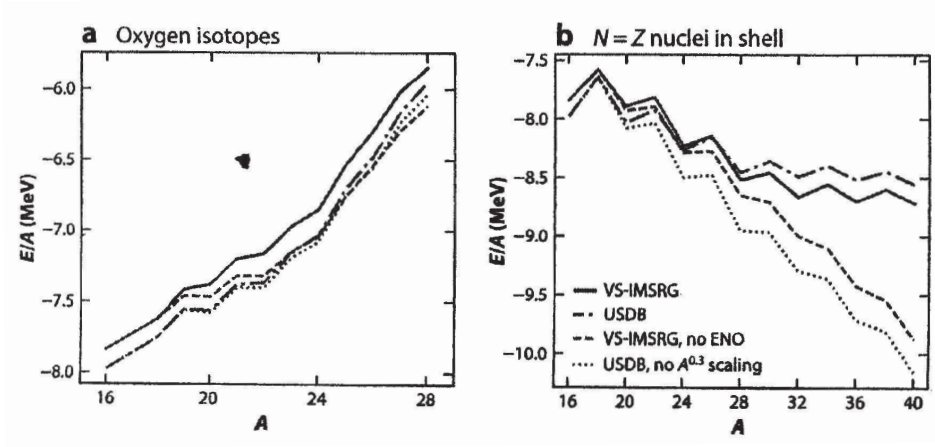
Részletesen tárgyalták a felsorolt módszereket, különös tekintettel a VS-IMSRG (**v**alence **s**pace **i**n **m**edium **s**imilarity **g**roup) módszert, valamint a háromtesterők szerepét. Az elméleti eredményeket összevetették az elérhető adatokkal.

Az **1–8. ábrák** áttekintést adnak néhány konkrét eredményről.

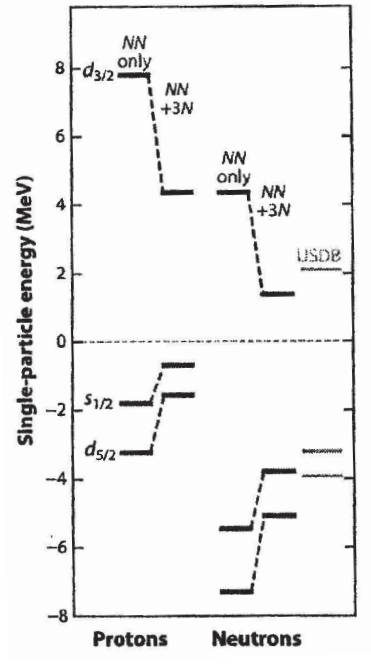
A közlemény összefoglalóan tárgyalja az ab initio effektív nukleáris héjmodelleket, különös tekintettel a renormalizációs csoport és effektív térelméleti eredményekre. Fontosnak tartották a háromtesterők figyelembevételét, ami lehetővé tette, hogy ne kelljen az eredményeket a fenomenológiai kölcsönhatásokhoz igazítani.



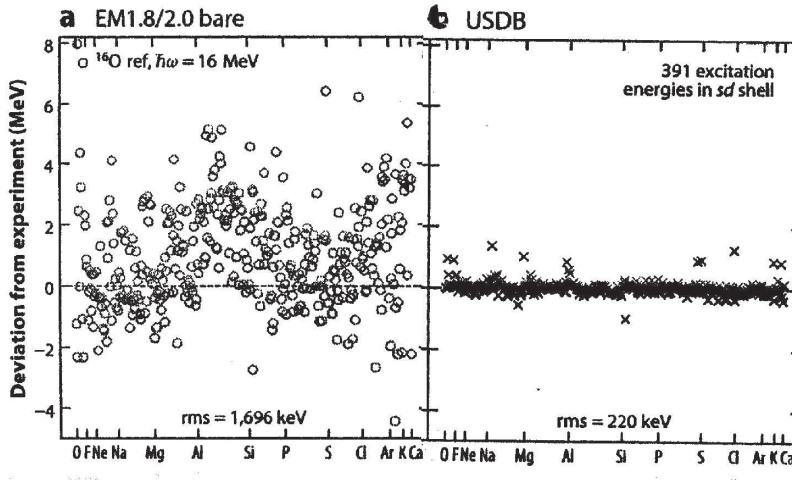
1. ábra. Az oxigén izotópok alapállapoti kötésenergiái. Kísérleti eredmények (Exp.) összevetve különféle többtestmódszerekkel nyert elméleti adatokkal. CCSD: csatolt klaszter. CRCC: teljesen renormalizált csatolt klaszter. GGF: Gor'kov Green függvény. IT-NCSM: importance truncated no-core shell modell. MR-IMSRG: multireferencia-közeg hasonlósági renormalizációs csoport. SCGF: önkonzisztens Green-függvény. VS: valencia tér. Stroberg és mts. [2017] alapján



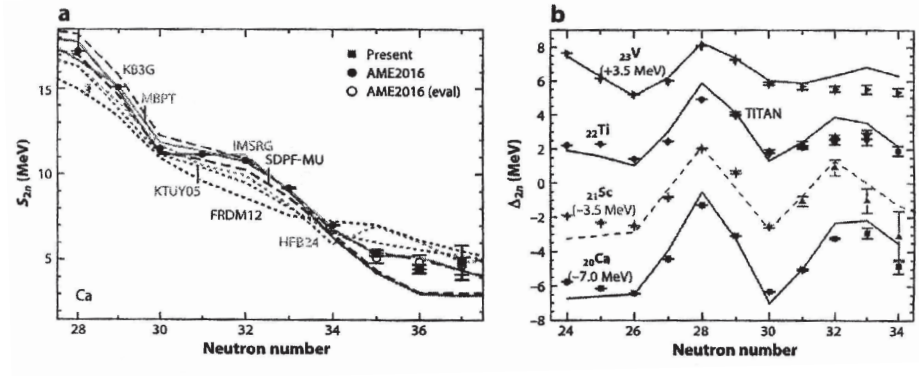
2. ábra. Az egy nukleonra eső energia oxigén izotópoknál (a) és N = Z atommagoknál (b) ENO: ensemble normal ordering. USDB: univerzális sd héj kölcsönhatás. VS-IMSRG: valene space in-medium similarity renormalization group. Stroberg és mts. [2019] alapján



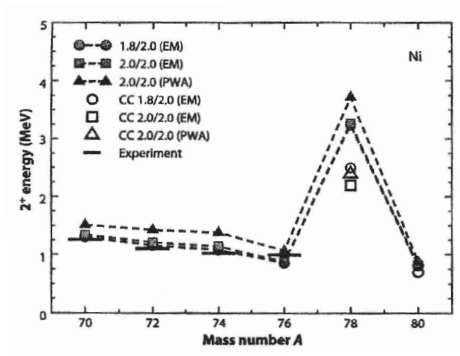
3. ábra. Egyrészecske-energiák az sd héjon. VS-IMSRG elméleti eredmény a ^{28}S referenciához viszonyítva, nukleon-nukleon (NN) és NN + 3N kölcsönhatásokkal. USD: univerzális sd héj. Stroberg és mts. [2019] alapján



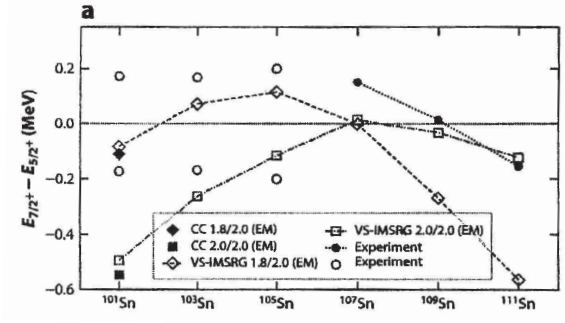
4. ábra. A gerjesztett állapotok energiáinak eltérése a kísérleti értékektől az sd héjon, ha az elméleti értékeket VS-IMSRG EM1.8/2.0 kölcsönhatással számolták (a) vagy USDB (univerzális sd héj) kölcsönhatással (b). Stroberg és mts. (2019) alapján



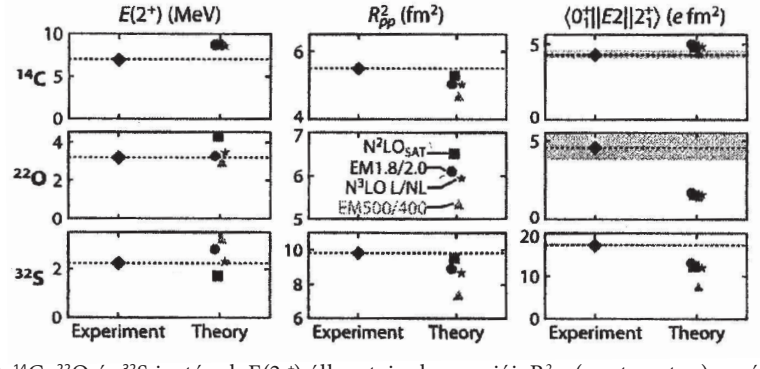
5. ábra. (a) Kétneutron szeparációs energiák (S_{2n}) a Ca izotópokban a neutronszám függvényében. AME (**a**tomic **m**ass **e**valuation) kísérleti adatok összevetve VS-IMSRG és MBPT (**m**any **b**ody **p**erturbgation **t**heory) elméleti eredményekkel, valamint FRDM12 és HFB24 tömegmodellekkel. KB3G, KTUY05, SDPF-MU fenomenológiai kölcsönhatások. (b) $\Delta_{2n} = S_{2n}(N,Z) - S_{2n}(N+2,Z)$ különbségek Ca, Sc, Ti és V atommagoknál a neutronszám függvényében. Vonalak: VS-IMSRG eredmények az alsó pf héjra; a Sc-ra GGF (**G**or'kov **G**reen **f**unction) számítási eredmények. Az (a) ábra Michimasa és mts. [2018], a (b) Leistenschneider és mts. [2018] alapján



6. ábra. A $_{28}$Ni izotópok első 2^+ nívóinak energiái a tömegszám *A* függvényében. Kísérleti (Exp.) eredmények összevetve IMSRG, valamint CC (**c**oupled **c**luster) számítási eredményekkel (különböző kölcsönhatásokkal számolva). Látható, hogy az IM-SRG-számítások jól reprodukáják a kísérleti adatokat. Hebeler és mts. [2011] alapján



7. ábra. ($E_{7/2+}$– $E_{5/2+}$) alap- és első gerjesztési nívók energiái közötti különbségek a Sn izotópoknál a tömegszám függvényében. VS-IMSRG és CC számítási eredmények királis NN + N (N = nukleon) kölcsönhatásokkal, összevetve kísérleti (Exp.) adatokkal. Morris és mts. [2018] alapján



8. ábra. A ^{14}C, ^{22}O és ^{32}S izotópok E(2_1^+) állapotainak energiái, R^2_{pp} (pont-proton) sugár négyzetei és $<0_1||E2||2_1^+>$ elektromos kvadrupól átmeneti erősségei. Kísérleti (Exp.) adatok összevetve a VS-IMSRG számítási eredményekkel. N²LO = next-to-next-to leading order EM 1.8/2.0 és EM 500/400 kölcsönhatásokkal. Stroberg és mts. [2019] alapján

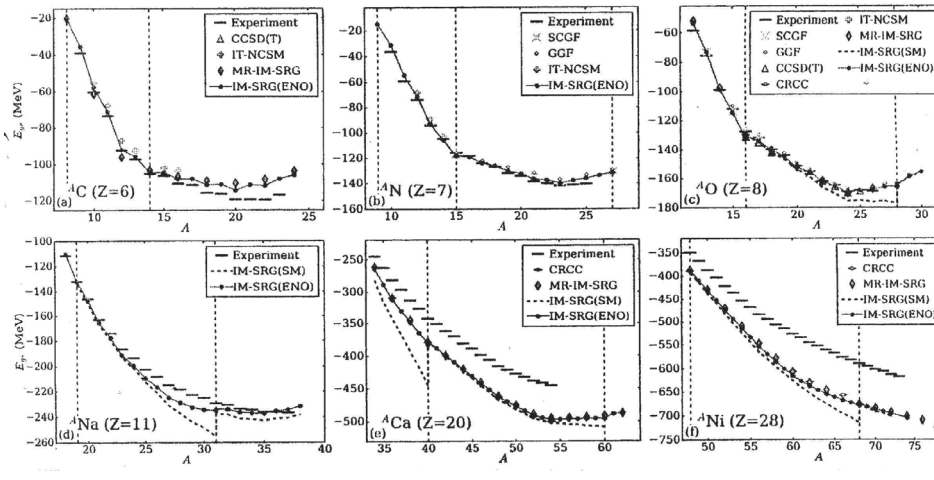
Stroberg és mts. [2017] a könnyű atommagok szerkezetét vizsgálták a Z = 5 – 28 rendszámtartományban, az atommagfüggő valenciatér elméleti közelítésben.

Stroberg és mts. [2016] korábbi munkájukban részletesen tárgyalták az IMSRG (**i**n-**m**edium **s**imilarity **r**enormalization **g**roup) magszerkezeti elméletet. A jelen munkában általánosították a közelítést úgy, hogy a háromnukleon-kölcsönhatást és a részben betöltött pályákat is figyelembe vették. Az így számolt alapállapoti energiák jól egyeznek a nagyléptékű ab initio számításokkal, általában 1% szinten, a széntől a nikkelig. Az új közelítés a felső p és sd héjak betöltésénél is konvergens eredményekre vezet, pl. a ^{10}B, ^{22}Na és ^{46}V esetében, ahol a háromnukleon-kölcsönhatás lényeges a helyes $1_1^+/3_1^+$ sorrend leírására.

Az **1. ábrán** a C, N, O, Na, Ca és Ni alapállapoti energiák vannak feltüntetve. Kísérleti adatok (Exp.) összevetve az

MR-IM-SRG,
CCSD(T) coupled cluster,
CRCC completly renormalized coupled cluster,
IT-NCSM importance-truncated no-core shell model,
SCGF self-consistent Green's function,
GGF Gorkov Green's function elméleti ereményekkel.

Összefoglalóan megállapítható, hogy az új valenciatér IM-SRG közelítés az ab initio magszerkezeti számítások elérhetőségét kiterjeszti lényegében minden könnyű és középnehéz atommagra.



1. ábra. A C, N, O, Na, Ca és Ni izotópláncok energiái. Kísérleti (Exp.) adatok összevetve különböző korábbi és jelen elméleti eredményekkel. A függőleges vonalak neutron harmonikus oszcillátor héjlezáródásokat mutatnak. Stroberg és mts. [2017] alapján

Stroberg és mts. [2020] a proton és neutron leszakadási határokat számították a Z = 2 – 26 tartományban ab initio két- és háromnukleon-kölcsönhatásokból kiindulva.

A számításokat a VS-IMSRG (**v**alence-**s**pace formulation of the **i**n-**m**edium **s**imila**r**ity **g**roup) elmélet keretében végezték. Lásd ezzel kapcsolatban korábbi munkáikat is: Stroberg és mts. [2016], Stroberg és mts. [2017] és Stroberg [2019], ahol a VS-IM-SRG részletesen ki lett fejtve.

Számították az alapállapoti energiákat és az n, p, 2n, 2p szeparációs energiákat. Az eredményeket összevetették az elérhető kísérleti adatokkal. Így meg tudták becsülni az elméleti számítások bizonytalanságát a leszakadási határ közelében is.

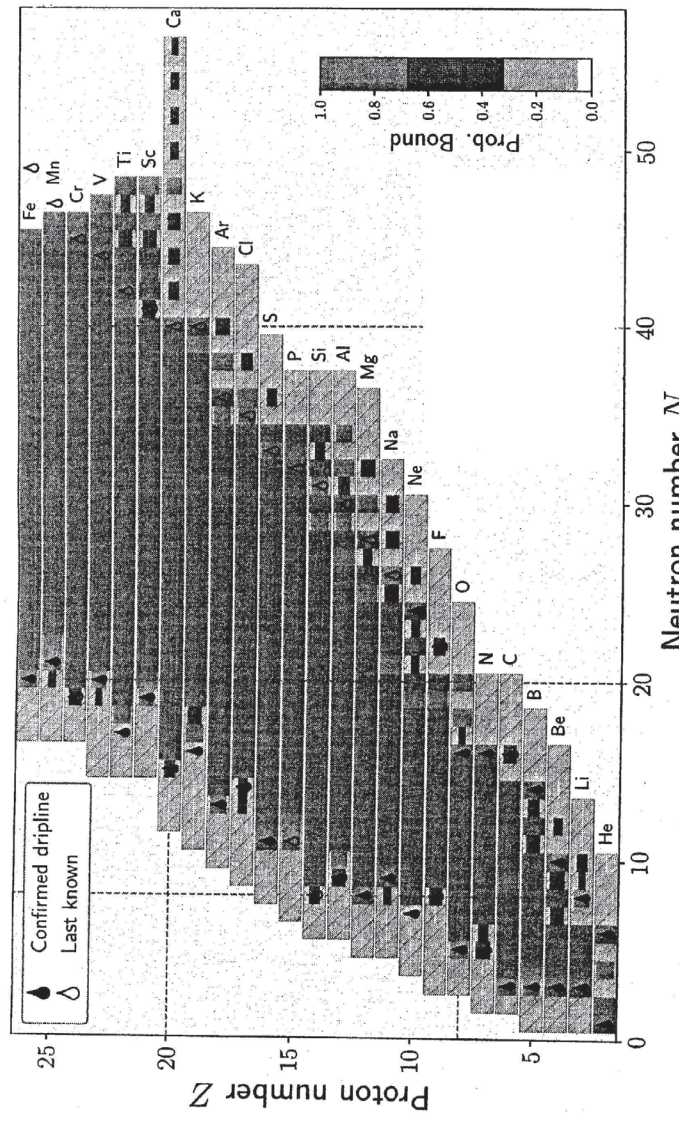
Az **1. ábra** arról ad áttekintést, hogy az atommagok milyen valószínűséggel lehetnek kötött állapotban a jelzett Z = 2 – 26 tartományban, n, p, 2n, illetve 2p emisszió szempontjából.

A **2. ábra** a Cl izotópoknál az S_n, S_{2n}, S_p, S_{2p} szeparációenergiákat mutatja a neutronszám függvényében. P_{bound} annak a valószínűsége, hogy az izotóp kötött állapotban van.

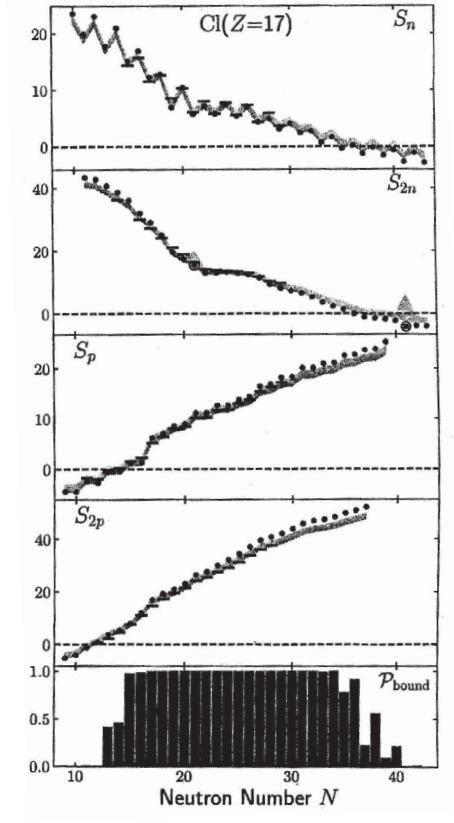
Megjegyzendő, hogy a közleményhez kiegészítő anyag is tartozik, ahol az összes itt vizsgált izotópláncra megtalálhatók a 2. ábrán láthatókhoz hasonló adatok.

Összefoglalás. Számították a Z = 2 – 26 tartományban lévő ≈ 700 atommagnál az alapállapoti és n, p, 2n, 2p szeparációs energiákat. A számításokat ab initio VS-IMSRG modellel végezték. A leszakadási határra nyert kísérleti adatokat összevetették az elméleti eredményekkel és úgy találták, hogy egyezés van a számítások bizonytalanságán belül. A nyert eredmények hasznos előrejelzéseket tesznek az eljövendő korszerű technikákkal végzendő kísérletek számára is.

Megjegyzés: *Neufcourt és mts.* [2020] igen részletes analízis alapján szintén előrejelzéseket tettek az egy- és kétnukleon szeparációs energiákra a Z, N ≥ 8 és Z ≤ 119 tartományban.



1. ábra. Annak a valószínűsége, hogy az adott atommag milyen valószínűséggel van kötött állapotban n, 2n, p és 2p emisszió szempontjából. Az ábra színes változata online elérhető. Stroberg és mts. [2020] alapján



2. ábra. n, 2n, p, 2p szeparációs energiák (S, MeV-ekben), valamint annak a valószínűsége, hogy az adott klór izotóp kötött állapotban van. *Telt körök:* a többtestszámítások eredményei. *Tömör sávok:* korrigált eredmények a 68%-os bizonytalansági intervallumra. *Üres körök:* számítási eredmények inkonzisztens térrel számolva. Stroberg és mts. [2020] alapján

Dytrich és mts. [2018] nagyléptékű ab initio számítások keretében tanulmányozták a ^{8}He, ^{6}Li és ^{20}Ne alacsony energiájú állapotait.

A többtest Schrödinger-egyenletet *A* részecskéből álló rendszerre a következő alakban írták le:

$H\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \ldots \mathbf{r}_A) = E\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \ldots \mathbf{r}_A)$, ahol

$H = T_{rel} + V_{NN} + V_{3N} + \ldots + V_{Coulomb}$	Hamilton-operátor,
T_{rel}	relatív kinetikus energia,
V_{NN} és V_{3N}	két- és háromnukleon-kölcsönhatások,
$V_{Coulomb}$	a Coulomb-kölcsönhatás a protonok között.

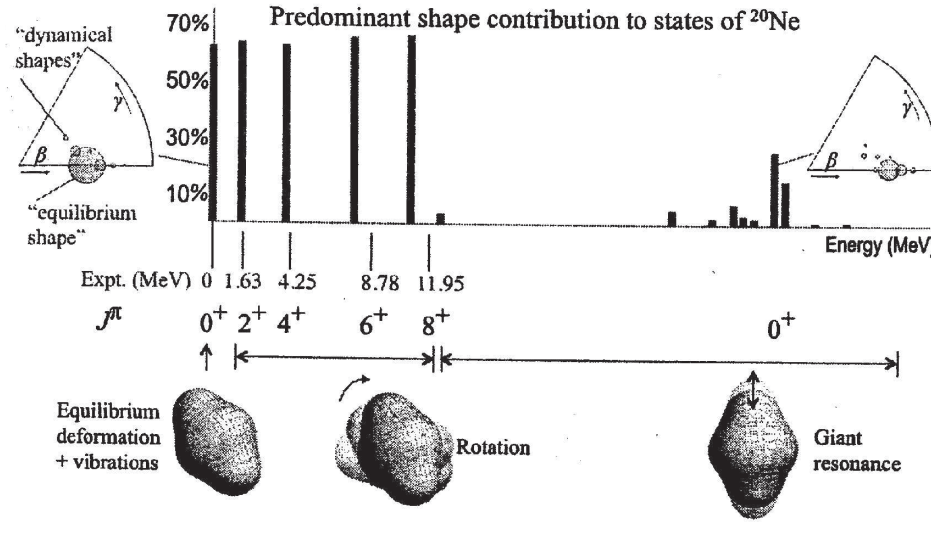
A nyert eredmények az **1.** és **2. ábrák**on láthatók.

Úgy találták, hogy vizsgált atommagok alap- és gerjesztett állapotaiban szimplektikus Sp(3,R) szimmetria lép fel 70-80%-os szinten. Ez aztán néhány egyensúlyi alak dominanciájához vezet, amik vibrálhatnak, rotálhatnak és részt vehetnek óriásrezonanciákban. Az **1. ábrán** példaként a ^{20}Ne-ra nyert eredmények láhatók.

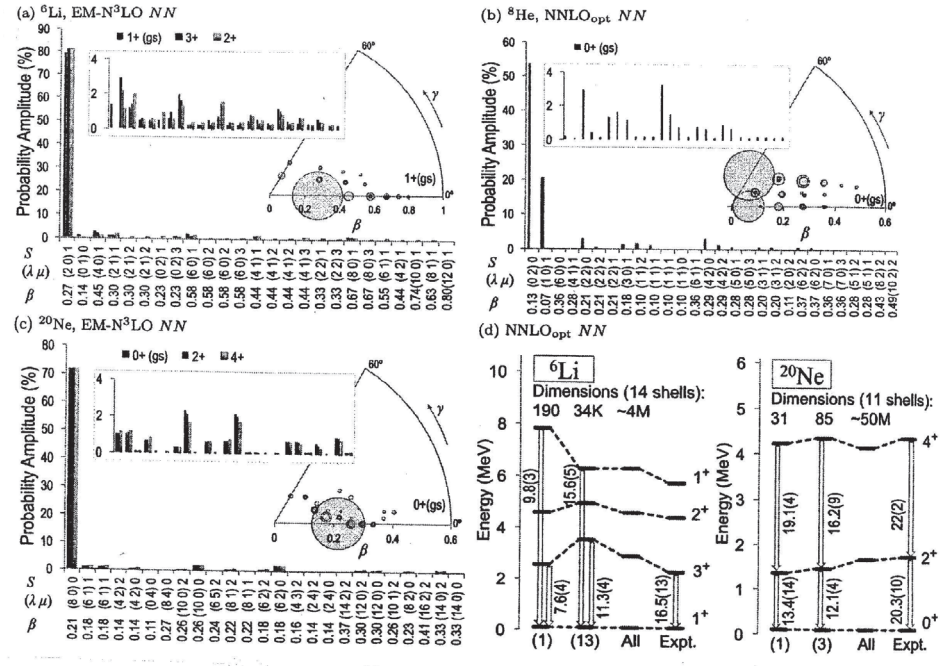
A tanulmány végkövetkeztetése az, hogy a könnyű atommagoknál (a Ca tartomány alatt) a magerőkben a szimplektikus szimmetria lényeges szerepet játszik. E szimmetria felismerése radikális egyszerűsítésekhez vezet az ab initio nagyléptékű számításokban is.

Az atommagokban fellépő szimmetriák részletes matematikai tárgyalása megtalálható számos könyvben. Lásd pl. *Iachello, Arima* [1987], *Bonatsos* [1988], *Talmi* [1993] és *Fényes* [2002] munkáit.

McCoy és mts. [2020] a ^{7}Be szerkezetét vizsgálták ab initio Sp(3,R) dinamikus szimmetria keretében. Sikerült leírni a rotációs gerjesztési állapotok energiáit és az E2 átmeneti valószínűségeket a nívók között. A számítások sok tekintetben hasonlók voltak ahhoz, mint amit Dytrich és mts. [2018] munkájukban alkalmaztak.



1. ábra. Horizontális tengely: kísérleti energiák a ^{20}Ne alapállapoti rotációs sávjára ($J^\pi = 0^+, 2^+, \ldots 8^+$). A függőleges tengelyen vastag vonalakkal az egyes állapotokhoz tartozó szimplektikus szimmetria hatása van feltüntetve. A 0^+ állapotnál az ab initio egyensúlyi deformáció látható, aminél aztán felléphet vibráció, rotáció és óriásrezonancia. β deformációs paramáter, γ pedig a háromtengelyűséget jellemzi. Dytrich és mts. [2018] alapján



2. ábra. (a), (b), (c) a ^{6}Li, ^{8}He, ^{20}Ne rotációs állapotainak amplitúdói a teljes belső spin (S), a SU(3) szimmetriajellemzők (λ,μ) és β alakdeformációs paraméterek függvényében. EM-N^{2}LO NN, NNLO$_{opt}$ NN, EM-N^{3}LO NN kölcsönhatásokat jelölnek, ahol EM Entem-Machleidt-ra utal. (d) A ^{6}Li és ^{20}Ne gerjesztési energiái és redukált B(E2) átmeneti valószínűségei (W. u. egységekben). Kísérleti (Expt.) adatok és ab initio SA-NCSM (**s**ymmerty-**a**dopted **n**o-**c**ore **s**hell **m**odel) számítási eredmények, sok héjra vonatkozóan. Dytrich és mts. [2018] alapján

Ekström és mts. [2015] azzal a célzattal, hogy az ab initio számítások lehetőségeit növeljék a könnyű és középnehéz atommagoknál, egy új kölcsönhatási formát fejlesztettek ki, amit $NNLO_{sat}$-nak neveztek el. A 2- és 3-nukleon erőket a királis effektív térelméletből optimalizálták az alacsony energiájú nukleon-nukleon szórási adatokhoz, valamint a kevés nukleonrendszerek kötésenergiáihoz és sugaraihoz.

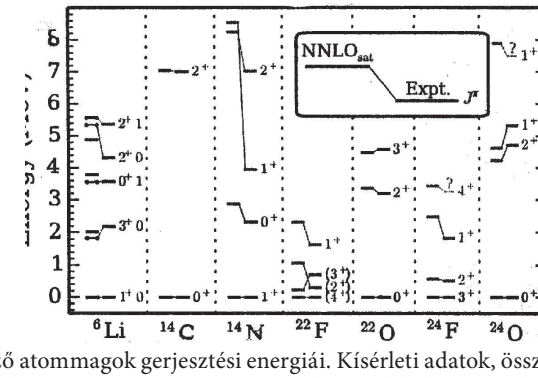
Az $NNLO_{sat}$ számítások pontos leírását adják a kötésenergiáknak és a magsugaraknak egész a ^{40}Ca-ig, továbbá egyes p- és sd-héjakhoz tartozó atommagoknál a gerjesztési nívórendszereket is elég jól leírják.

Az **I. táblázatban** a ^{3}H, ^{3,4}He, ^{14}C és ^{16,22,23,24,25}O atommagok kísérleti kötésenergiái (Expt., MeV-ekben) és töltéssugarai (fm-ben) láthatók, amiket az $NNLO_{sat}$ számítások optimalizálásához felhasználtak.

Az **1. ábrán** hét vizsgált atommag kísérleti (Expt.) nívóenergiái láthatók összevetve $NNLO_{sat}$ számítások eredményeivel. Az egyezés a kísérleti és elméleti eredmények között elég jó.

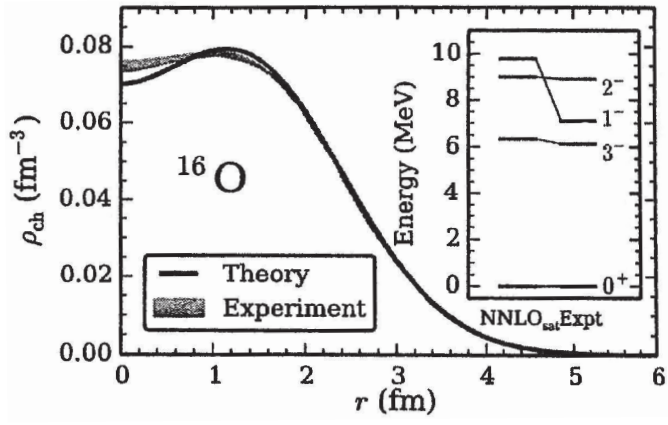
I. táblázat. Az $NNLO_{sat}$ számítások optimalizálásához felhasznált H, He, C és O atommagok kötésenergiái (E_{gs} MeV-ekben) és töltéssugarai (r_{ch} fm-ben). Ekström és mts. [2015] alapján

	$E_{g.s.}$	Expt.	r_{ch}	Expt.
^{3}H	8.52	8.482	1.78	1.7591(363)
^{3}He	7.76	7.718	1.99	1.9661(30)
^{4}He	28.43	28.296	1.70	1.6755(28)
^{14}C	103.6	105.285	2.48	2.5025(87)
^{16}O	124.4	127.619	2.71	2.6991(52)
^{22}O	160.8	162.028(57)		
^{24}O	168.1	168.96(12)		
^{25}O	167.4	168.18(10)		



1. ábra. Különböző atommagok gerjesztési energiái. Kísérleti adatok, összevetve $NNLO_{sat}$ (**n**ext to **n**ext to **l**eading **o**rder at saturation) számítási eredményekkel. A zárójel vagylagos spin-paritásokat jelöl a kísérleti adatoknál. Ekström és mts. [2015] alapján

A **2. ábrán** a ^{16}O töltéssugara van feltüntetve a magsugár (r) függvényében. A betétben a kísérleti (EXPT.) és $NNLO_{sat}$ elméleti nívóenergiák láthatók. A 3^- és 2^- állapotoknál a kísérleti és elméleti eredmények jól egyeznek. A 2_1^- nívó valószínűleg 1 részecske –1 lyuk gerjesztésnek felel meg.



2. ábra. A ^{16}O töltéssűrűsége (ρ_{ch}) az r sugár függvényében. A Theory-val jelzett adatok Reinhard és mts. [2013] közleményéből származnak. A betétben az alacsony energiájú negatív paritású állapotok kísérleti energiái vannak összehasonlítva az $NNLO_{sat}$ elméleti eredményekkel. Ekström és mts. [2015] alapján

A munkában a királis effektív térelméletből kiindulva levezettek egy új kölcsönhatást, amit $NNLO_{sat}$-nak neveztek el. A kölcsönhatás paramétereit optimalizálták az alacsony energiáknál megfigyelhető magsugarakhoz és kötésenergiákhoz. A kölcsönhatással a Li, N, O, F és Ca egyes izotópjainak gerjesztési energiáit jól reprodukálták. Adatokat nyertek a szimmetrikus maganyag összenyomhatatlansági K paraméterére is.

Tudomásuk szerint a $NNLO_{sat}$ az egyedüli mikroszkopikusan megalapozott kölcsönhatás, ami jó leírást ad a magtömegekre, sugarakra és más sajátságokra a könnyű és középnehéz atommagok tartományában.

Fujii és mts. [2004] ab initio elmélettel, uniter model operátor közelítésben (UMOA) számították a ^{15}N, ^{15}O, ^{17}O, ^{17}F atommagok sajátságait. Az UMOA módszer részletes leírását a kutatócsoport korábbi munkájában közölték: Suzuka, Okamoto [1994].

Számították az állapotok egyrészecske-energiáit a harmonikus oszcillátor frekvenciájának (Ω), valamint a ρ kvantumszám függvényében. Ez utóbbiak a kéttest-állapotok modellterét írják le, pl. $\rho_1 = 2n_1 + l_1 + 2n_2 + l_2$, ahol n a harmonikus oszcillátor kvantumszáma, l a héjakra jellemző (pl. s, p, d, f stb.). A független részecskemodell nívósémája a függelékben található.

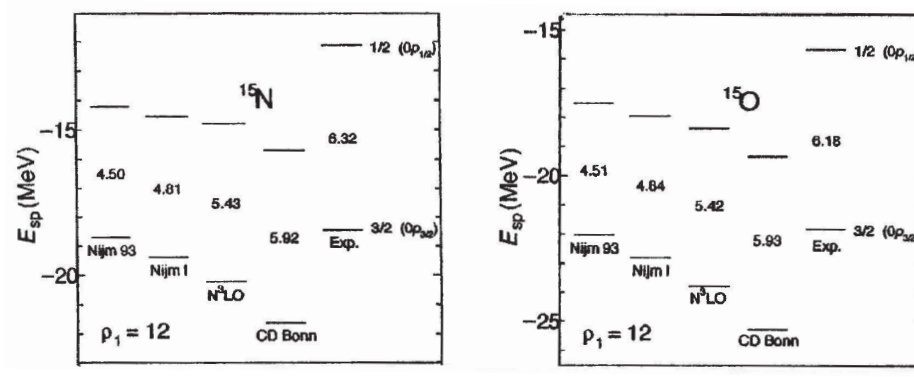
Számították a ^{3}He, ^{3}H és ^{4}He alapállapotok energiáit is, ahol kísérleti adatok, valamint NCSM (**n**o-**c**ore **s**hell **m**odel) számítási eredmények rendelkezésre álltak. Ez utóbbiak Navrátil, Vary és mts. [2000], valamint Navrátil, Kamuntavičius és mts. [2000] alapján. Az eredmények az **I. táblázatban** vannak feltüntetve. A töltéstől való függést a ^{3}H és ^{3}He között az UMOA-eredmények jól leírják, de az energiák némileg kisebbek, mint a kísérleti adatok. Jobb egyezést valószínűleg a magasabbrendű többtest-korrekciók figyelembevétele adna.

I. táblázat. A ^{3}He, ^{3}H, ^{4}He alapállapoti energiái MeV-ekben. UMOA és NCSM elméleti, valamint kísérleti adatok (Expt.). Az UMOA-számításban CD-Bonn potenciált használtak és ρ_1-et. Fujii és mts. [2004] alapján

	UMOA	NCSM	Expt.
^{3}He	−6.93	−7.25	−7.72
^{3}H	−7.68	−8.00	−8.48
^{4}He	−26.15	−26.30	−28.30
$E_{g.s.}(^3\text{He}) - E_{g.s.}(^3\text{H})$	0.75	0.75	0.76

Az **1. és 2. ábrákon**, valamint a **II. és III. táblázatokban** a számított egyrészecske-energiák vannak feltüntetve a jelzett atommagok különböző állapotaira. Kísérleti adatok összevetve többféle kölcsönhatással végzett elméleti számításokkal.

Az ab initio királis perturbációs elméletre alapozott UMOA-számítások jó egyezésben leírják az egyrészecske-energiák töltéstől való függését az alapállapotokra.

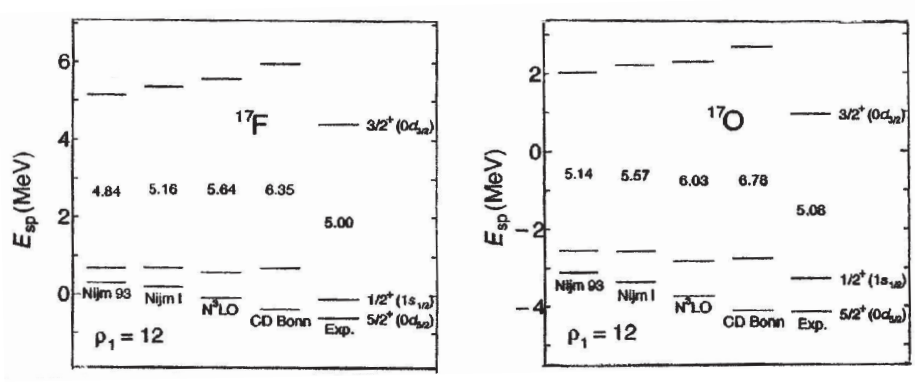


1. ábra. A számított egyrészecske-energiák ^{15}N és ^{15}O-re 1p2h (egy részecske két lyuk) és $\rho_1 = 12$ esetre. A számításokban optimális $\hbar\Omega$ értéket használtak minden egylyuk-állapotra és kölcsönhatásra. Fujii és mts. [2004] alapján

II. táblázat. Egyrészecske-energiák a ^{15}N és ^{15}O-re MeV-ben 1p2h állapotra, $\rho_1 = 12$-nél, az optimális $\hbar\Omega$ és kölcsönhatás mellett. $\Delta E_{ls}(0p) = E_{sp}(0p_{1/2}) - E_{sp}(0p_{3/2})$. A $\hbar\Omega = 14$ MeV-es eredmények zárójelben vannak feltüntetve. Fujii és mts. [2004] alapján

^{15}N	Nijm 93	Nijm I	N^{3}LO	CD Bonn	Expt.
$1/2^-(0p_{1/2})$	−14.21	−14.56	−14.80	−15.71	−12.13
	(−14.12)	(−14.56)	(−14.80)	(−15.73)	
$3/2^-(0p_{3/2})$	−18.71	−19.37	−20.23	−21.63	−18.45
	(−19.26)	(−19.86)	(−20.17)	(−21.22)	
$\Delta E_{ls}(0p)$	4.50	4.81	5.43	5.92	6.32
	(5.14)	(5.30)	(5.37)	(5.49)	
^{15}O	Nijm 93	Nijm I	N^{3}LO	CD Bonn	Expt.
$1/2^-(0p_{1/2})$	−17.52	−17.96	−18.37	−19.34	−15.66
	(−17.51)	(−18.00)	(−18.34)	(−19.27)	
$3/2^-(0p_{3/2})$	−22.03	−22.80	−23.79	−25.27	−21.84
	(−22.72)	(−23.37)	(−23.79)	(−24.83)	
$\Delta E_{ls}(0p)$	4.51	4.84	5.42	5.93	6.18
	(5.21)	(5.37)	(5.45)	(5.56)	

2. ábra. Számított egyrészecske-energiák ^{17}F és ^{17}O-re 2p1h (2 részecske 1 lyuk) esetén ρ_1 = 12-nél, CD-Bonn és más potenciálokkal. A számításokban optimális $\hbar\Omega$ értéket használtak minden egyrészecske-állapotra és kölcsönhatásra. Fujii és mts. [2004] alapján



III. táblázat. Számított egyrészecske-energiák 2p1h esetre MeV-ben, ρ_1 = 12-nél. $\Delta E_{sd} = E_{sp}(1s_{1/2}) - E_{sp}(0d_{5/2})$ és $\Delta E_{ls}(0d) = E_{sp}(1d_{3/2}) - E_{sp}(0d_{5/2})$. A számításokban optimális $\hbar\Omega$ értéket használtak minden egyrészecske-állapotra és kölcsönhatásra. A $\hbar\Omega$ = 14 MeV értékekkel nyert adatok zárójelben vannak. Fujii és mts. [2004] alapján

^{17}F	Nijm 93	Nijm I	N^{3}LO	CD Bonn	Expt.
$3/2^+(0d_{3/2})$	5.14	5.36	5.56	5.97	4.40
	(5.50)	(5.66)	(5.43)	(5.63)	
$1/2^+(1s_{1/2})$	0.67	0.70	0.58	0.70	−0.11
	(0.84)	(0.83)	(0.52)	(0.54)	
$5/2^+(0d_{5/2})$	0.30	0.20	−0.08	−0.38	−0.60
	(0.22)	(0.21)	(−0.05)	(−0.26)	
ΔE_{sd}	0.37	0.50	0.66	1.08	0.49
	(0.62)	(0.62)	(0.57)	(0.80)	
$\Delta E_{ls}(0d)$	4.84	5.16	5.64	6.35	5.00
	(5.28)	(5.45)	(5.48)	(5.89)	
^{17}O	Nijm 93	Nijm I	N^{3}LO	CD Bonn	Expt.
$3/2^+(0d_{3/2})$	2.03	2.21	2.30	2.67	0.94
	(2.33)	(2.47)	(2.19)	(2.37)	
$1/2^+(1s_{1/2})$	−2.55	−2.57	−2.82	−2.76	−3.27
	(−2.43)	(−2.49)	(−2.86)	(−2.87)	
$5/2^+(0d_{5/2})$	−3.11	−3.36	−3.73	−4.11	−4.14
	(−3.28)	(−3.33)	(−3.66)	(−3.89)	
ΔE_{sd}	0.56	0.79	0.91	1.35	0.87
	(0.85)	(0.84)	(0.80)	(1.02)	
$\Delta E_{ls}(0d)$	5.14	5.57	6.03	6.78	5.08
	(5.61)	(5.80)	(5.85)	(6.26)	

Fujii és mts. [2009] a ^{16}O, ^{40}Ca és ^{56}Ni kétszeresen mágikus és a környező atommagok alapállapoti és egyrészecske-energiáit számították ab initio UMOA (uniter model operátor közelítésben). A számításokban háromklaszter-effektust is figyelembe vettek.

A számítások részleteit a kutatócsoport előző munkájában ismertette, lásd Fujii és mts. [2004].

Az ^{56}Ni volt a legnehezebb atommag, ahol ab initio számítást végeztek 2009-ig.

Az **1. ábrán** a ^{16}O alapállapoti energiája (E_{gs}) van feltüntetve a $\hbar\Omega$ függvényében, ahol $\hbar\Omega$ a harmonikus oszcillátor energiája. (Ezzel kapcsolatban lásd a független részecske modell nívósémáját a függelékben.) Az ábrán a ρ-tól való függés is látható. Ez a kéttest-állapotok kvantumszámait $\{n_1,l_1\}$ és $\{n_2,l_2\}$ tartalmazza (pl. $\rho_1 = 2n_1 + l_1 + 2n_2 + l_2$) és a kéttest-állapotok modellterére jellemző. A számításokban Nijm1, CD-Bonn és királis N^{3}LO nukleon-nukleon (NN) erőket alkalmaztak.

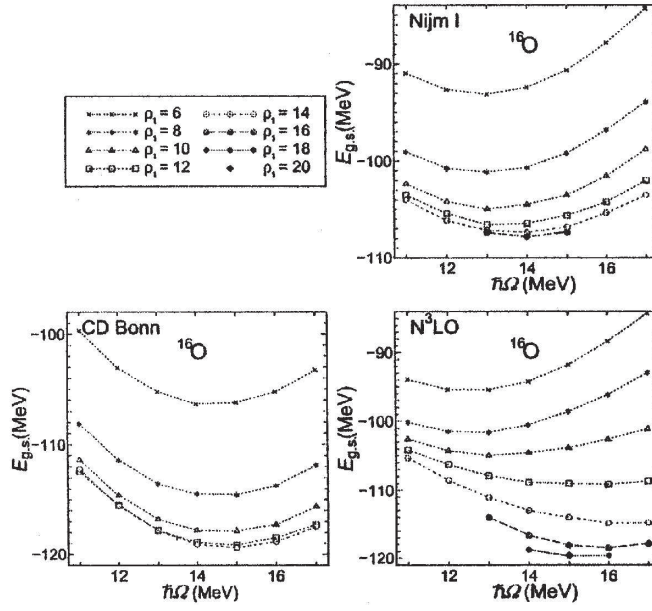
Az **I. táblázat** a ^{16}O számított alapállapoti energiáját (E_{gs}) és a tömegegységre eső kötésenergiáját (BE/A) mutatja.

A **2. ábrán** a ^{15}O legalsó $1/2^-$ és $3/2^-$ spinpálya dublett állapotok energiái E(= –BE) láthatók a $\hbar\Omega$ és ρ függvényében. A ^{15}O-nél CD-Bonn erőkkel számolva E = –100,81 MeV, míg a kísérleti adat E = –111,06 MeV, azaz viszonylag jó az egyezés.

A **3.** és **4. ábrákon** az alapállapoti energiák vannak feltüntetve a ^{40}Ca, illetve ^{56}Ni-re.

A **II. és III. táblázat** az alapállapoti energiákat (E_{gs}) és a tömegegységre vonatkozó kötésenergiákat mutatja a ^{40}Ca és ^{56}Ni-re.

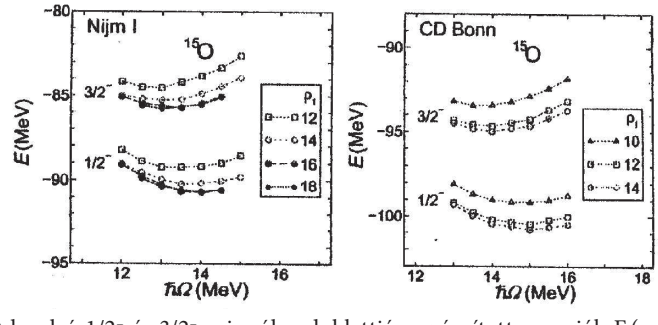
Összességében megállapítható, hogy a CD-Bonn nukleon-nukleon potenciállal az összes vizsgált atommagnál jó egyezést értek el a kísérleti adatokkal. Mindezek az ab initio számítások sikerét jelentik a vizsgált atommagoknál.



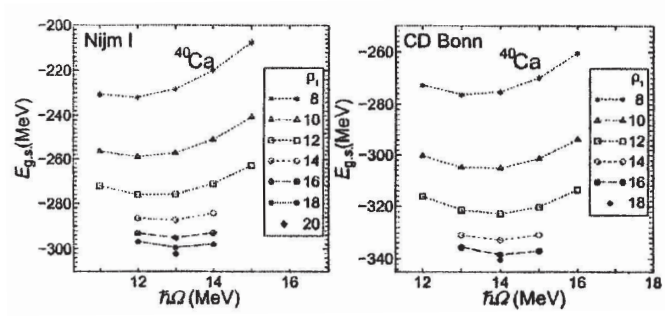
1. ábra. A ^{16}O alapállapoti energiájának (E_{gs}) függése a $\hbar\Omega$ és ρ mennyiségektől (l. a szövegben). Fujii és mts. [2009] alapján

I. táblázat. A ^{16}O számított alapállapoti energiája (E_{gs}) és a tömegegységre eső kötésenergiája (BE/A) MeV-ekben. Elméleti eredmények összevetve a kísérleti adatokkal. Fujii és mts. [2009] alapján

	Nijm I	CD Bonn	N^{3}LO	Expt.
^{16}O				
$E_{g.s.}$	−107.74	−119.39	−119.48	−127.62
BE/A	6.73	7.46	7.47	7.98



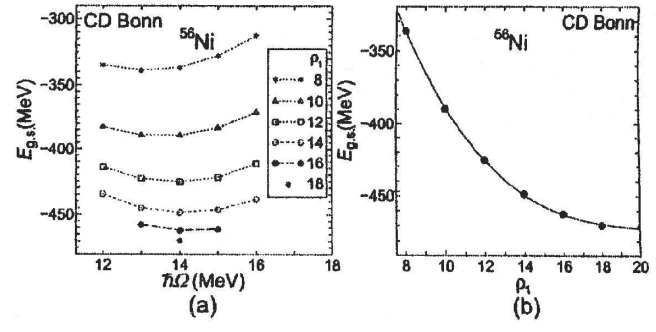
2. ábra. A ^{15}O legalsó $1/2^-$ és $3/2^-$ spinpálya dublettjére számított energiák E(=−BE) a $\hbar\Omega$ és ρ függvényében. Fujii és mts. [2009] alapján



3. ábra. Ugyanaz, mint az 1. ábrán, de ^{40}Ca-ra. Fujii és mts. [2009] alapján

II. táblázat. Ugyanaz, mint az I. táblázatban, de ^{40}Ca-ra. Fujii és mts. [2009] alapján

	Nijm I	CD Bonn	Expt.
^{40}Ca			
$E_{g.s.}$	−302.12	−340.27	−342.05
BE/A	7.55	8.51	8.55



4. ábra. (a) Ugyanaz, mint az 1. ábra, de ^{56}Ni-re. (b) Az E_{gs} extrapolált értékei ρ függvényében. Fujii és mts. [2009] alapján

III. táblázat. Ugyanaz, mint az I. táblázat, de ^{56}Ni-re. Az eredmények csak a CD-Bonn potenciálra láthatók. Fujii és mts. [2009] alapján

	$\rho_1 = 18$	$\rho_1 \to \infty$	Expt.
^{56}Ni			
$E_{g.s.}$	−469.35	−473.17	−483.99
BE/A	8.38	8.45	8.64

Henderson és mts. [2018] a ^{22}Mg és a tükörmag ^{22}Ne Coulomb-gerjesztését vizsgálták kísérletileg, valamint mikroszkopikus ab initio és más elméleti számítások keretében.

A kísérleteket Kanada Nemzeti Laboratóriumában, a TRIUMF-ban végezték Vancouverben. A ^{22}Mg előállítása céljából 480 MeV-es protonokkal bombáztak SiC céltárgyat. Lézer rezonancia ionizációval biztosítani lehetett a ^{22}Mg tisztaságát. A ^{22}Mg nyalábot az ISAC-berendezéssel gyorsították, majd izotópra dúsított 1,6 mg/cm^2 vastag ^{110}Pb céltárgyra ejtették a Coulomb-gerjesztés érdekében.

A ^{22}Ne nyalábot OLIS ionforrással állították elő, majd 54,8 MeV energiára gyorsították az ISAC és ISAC-II gyorsítókkal. A ^{22}Ne nyalábbal szintén ^{110}Pb céltárgyat bombáztak.

A ^{22}Mg és ^{22}Ne tükörmagok nívórendszereinek elméleti értelmezése érdekében modellszámításokat is végeztek. Egyrészt NCSpM (**n**o-**c**ore **s**hell **m**odel változat), másrészt az IM-SRG (**i**n **m**edium **s**imilarity **r**enormalization **g**roup) modellek keretében. Ez utóbbiban USD univerzális sd-héjmodell Hamilton-operátort használtak EM 1.8/2.0, valamint N_2LO_{opt} kölcsönhatásokkal. A nyert eredményeket összevetették a rendelkezésre álló kísérleti és elméleti adatokkal.

Az **1. ábrán** a ^{22}Mg és ^{22}Ne tükörmagok Coulomb-gerjesztési vizsgálatokból nyert nívósémái láthatók.

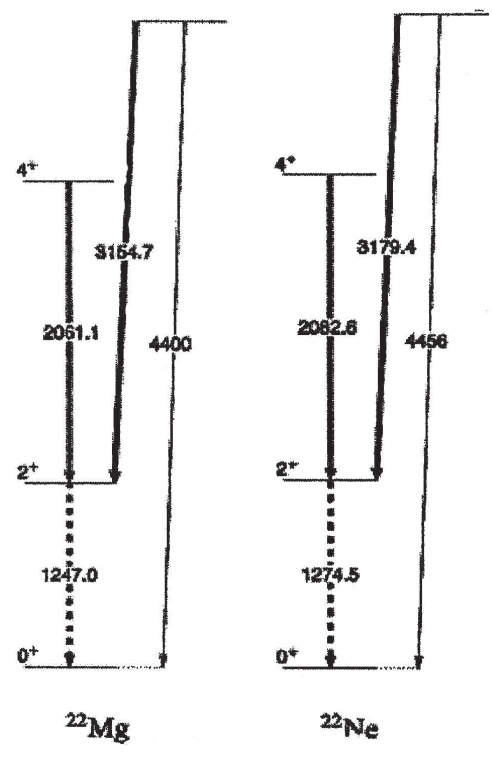
A **2. ábrán** a B(E2;$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) redukált átmeneti valószínűségek vannak feltüntetve az *A* tömegszám függvényében. Kísérleti adatok összehasonlításban különböző elméleti számítások eredményeivel.

A **I. tábálázat** a ^{22}Mg és ^{22}Ne-ra nyert E(2^+) energiákat, a B(E2;$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) redukált átmeneti valószínűségeket és a Q_s spektroszkópiai kvadrupólnyomatékokat mutatja. Kísérleti és elméleti eredmények, összevetve a rendelkezésre álló irodalmi adatokkal.

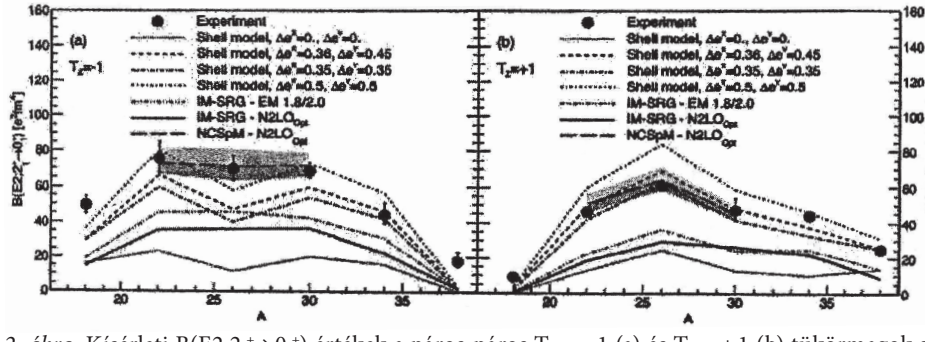
Összefoglalóan megállapítható, hogy új kísérleti eredményeket nyertek a ^{22}Mg és ^{22}Ne tükörmagok E2 erősségeire. Ezek megnyúlt deformációra utalnak a 2_1^+ állapotnál. Először nyertek kísérleti spektroszkópiai kvadrupólnyomatékot páros-páros N < Z atommagnál.

Az ab initio szimmetriára adoptált (csonkított) NCSpM-számítások kiváló egyezésben vannak a kísérleti adatokkal az A = 22, 26 és 30 esetekben anélkül, hogy effektív töltésekre kellene hagyatkozni.

A valenciatér IM-SRG-számítások az E2 erősségek változását kvantitatívan leírják, de az abszolút értékeket erősen alulbecsülték.



1. ábra. A ^{22}Mg és ^{22}Ne tükörmagok nívósémái. Az energiák keV-ekben vannak megadva, a nyilak vastagsága arányos az átmenetek relatív erősségével. A Coulomb-gerjesztéses vizsgálatok analízisének eredményei. Henderson és mts. [2018] alapján



2. ábra. Kísérleti B(E2;$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) értékek a páros-páros $T_z = -1$ (a) és $T_z = +1$ (b) tükörmagok sd-héjára a tömegszám függvényében, benne a ^{22}Mg-ra nyert eredményekkel. Az ábrán az A = 22, 26 és 30 tükörpárokra vonatkozó NCSpM, valamint az IM-SRG elméleti eredmények is fel vannak tüntetve. Az IM-SRG-számításokat két különböző kölcsönhatással ($N2LO_{opt}$ és EM 1,8/2.0) végezték. Δe^{π} és Δe^{ν} a proton, illetve neutron elméleti töltésváltozására utalnak. Henderson és mts. [2018] alapján

I. táblázat. $E(2_1^+)$ energiák, $B(E2;2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ redukált átmeneti valószínűségek és Q_s spektroszkópiai kvadrupólnyomatékok a ^{22}Mg és ^{22}Ne atommagokra a jelen munka alapján. Univerzális sd-héjmodell (USD), IM-SRG EM 1,8/2.0, valamint N_2LO_{opt} kölcsönhatásokkal, továbbá NCSpM elméleti eredmények összevetve a kísérleti adatokkal. Henderson és mts. [2018] alapján

	Shell model	IM-SRG		NCSpM	Experiment	
^{22}Ne	USDB	EM1.8/2.0	N_2LO_{Opt}		This Work	Literature
$E(2^+)$ keV	1363	1657	1248	874		1274.54±0.01
$B(E2)$ e^{2}fm^4	48.97	20.0	18.5	50.8	47.06 ± 0.62	46.72 ± 0.66
Qs(21+) eb	−0.139	−0.086	−0.096	−0.15	−0.215 ± 0.012	−0.21 ± 0.04
						−0.17 ± 0.03
^{22}Mg						
$E(2^+)$ keV	1363	1604	1201	874		1247.02±0.03
$B(E2)$ e^{2}fm^4	65.8	41.3	35.5	73.2	76.1±9.89.2	95.2±26.862.4
						268±183201
						64.6±16.634.2
Qs(21+) eb	−0.16	−0.13	−0.13	−0.18	−0.43±0.380.43	

χETE, KIRÁLIS EFFEKTÍV TÉRELMÉLETI SZÁMÍTÁSOK

Az effektív térelméletek nagyon sikeres változata a királis perturbációs elmélet. A QCD Lagrange-energiasűrűsége $SU(2)_{jobb} \times SU(2)_{bal}$ szimmetriával rendelkezik. A hadronspektrumok azonban arra utalnak, hogy ez a globális szimmetria sérül. Pl. a nukleon alacsonyan fekvő állapotainál a nívóknak nincs azonos kvantumszámokkal, de ellenkező paritással rendelkező párja, noha ez királis szimmetria esetén várható lenne. Csak nagyobb gerjesztési energiáknál jelennek meg a királis partnerállapotok. A királis szimmetria sérülése azzal magyarázható, hogy kis gerjesztési energiáknál a valenciakvarkok jobban kötődnek a kvarkkondenzátumhoz (kvark-antikvark párokhoz, a QCD vákuumhoz), így nagy az összetevő (dinamikai) tömegük. Lásd ezzel kapcsolatban pl. Fényes T. *Részecskék és kölcsönhatásaik* könyvének VII.1. fejezetét.

A magerők effektív térelmélet keretében történő megértéséhez számos lépés megtételére van szükség. Lásd Weinberg [1990], Weinberg [1991], Weinberg [1992].

1. Azonosítani kell az erős kölcsönhatás (QCD) „puha és kemény" skáláit és meg kell határozni a puha (magfizikai) skála szabadsági fokait.

Goldstone tétele szerint a globális szimmetria spontán sérülésével elkerülhetetlenül együtt jár tömeg nélküli bozonok léte [Nambu 1960, Goldstone 1961]. A Goldstone bozonok alacsony energián csak nagyon gyengén hatnak kölcsön, határesetben a kölcsönhatás eltűnik (tömeg nélküli kvarkoknál és nulla energiánál). A királis perturbációs elmélet szerint a Goldston-bozonok és a nukleonok képezik a lényeges szabadsági fokokat, az effektív Lagrange-energiasűrűség ezek függvényében írható fel.

A Goldstone-bozonok az u- és d-kvarkokat tartalmazó hadronoknál a pion triplettel azonosíthatók. A pionok tömege nem nulla, de viszonylag kicsi. A pionok kölcsönhatásai nagyon kis energiáknál gyenge, ahogy ez a Goldstone-tétel szerint elvárható.

Természetes feltételezni, hogy a piontömeg szabja meg a „puha" skálát ($Q \approx m_\pi \approx 140$ MeV; Q az átadott impulzus $\hbar = 1$, $c = 1$ egységekben), a ρ tömeg pedig a királis szimmetriát megtörő „kemény" skálát ($\Lambda_\chi \approx m_\rho \approx 775$ MeV). Ekkor az elméletben szereplő kölcsönhatásokat egy sorfejtéssel lehet jellemezni, ahol az egyes tagokban Q/Λ_χ különböző hatványai szerepelnek: $(Q/\Lambda_\chi)^\nu$, ahol $\nu = 0, 1, 2, 3, \ldots$ („power counting").

2. A következő lépésben azonosítani kell az alacsony energiájú QCD fennálló és sérült szimmetriáit és meg kell határozni egy olyan általános Lagrange-energiasűrűséget, amely konzisztens a szimmetriákkal. Célszerű megkövetelni pl. a relativisztikus Lorentz-szimmetriát és figyelembe kell venni, hogy a királis és töl-

tésszimmetria sérül. Egy ilyen Lagrange-energiasűrűség a következő általános alakba írható:

$$\mathcal{L}_{\mathrm{QCD}} \rightarrow \mathcal{L}_{\pi} + \mathcal{L}_{\pi\mathrm{N}} + \mathcal{L}_{\mathrm{NN}} + \ldots,$$

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

A töltésszimmetria az erős kölcsönhatásban azért sérül, mert az u- és d-kvarkok tömege különböző. Mivel azonban a jellemző hadrontömeg skálához (≈ 1 GeV) viszonyítva a kvarkok tömege kicsi, ez csak kis effektust hoz létre (részletesebben lásd Miller és mts. [2006]).

A helyes NN-potenciál megalkotásához renormálást kell végrehajtani és a nukleongerjesztés Δ szabadsági fokait is figyelembe kell venni.

A kevés nukleonokból álló rendszerek szerkezetének és reakcióinak leírása megköveteli, hogy a kétnukleon-kölcsönhatásokon kívül háromnukleon-kölcsönhatásokat is figyelembe vegyenek. A királis perturbációs elméletben a két- és többtest-erők azonos alapon tárgyalhatók.

3. Rangsorolni kell, hogy a magerők megértéséhez milyen kölcsönhatások adnak jelentős hozzájárulást. Végül a Feynman-diagramok segítségével ki kell számítani a magerők komponenseit. Ahhoz, hogy a kísérleti adatokkal összhangban legyünk, a perturbációs számításokban a nulladrendű $(Q/\Lambda_{\chi})^{\nu=0}$ közelítésen kívül a magasabb rendűeket is figyelembe kell venni, ahol a sorfejtésben a $\nu = 1, 2, 3\ldots$ stb. Ez nagyszámú Feynman-diagram kiértékelését vonja maga után.

Szükséges mind az 1-, mind a 2- és 3-pioncserés folyamatok számításba vétele.

A legalacsonyabb rendű $(Q/\Lambda_{\chi})^{\nu=0}$ közelítésben egy pioncsere lép fel, ami tartalmazza a deuteron leírásához szükséges tenzorerőt és leírja az NN-szórás perifériális hullámait.

A $\nu = 1$ közelítésben a paritás és időmegfordítási invariancia miatt minden hozzájárulás eltűnik.

A $\nu = 2$ rendben két pioncsere is fellép. Itt a centrális, spin-spin és tenzorerők mellett a spin-pálya kölcsönhatás is jelentkezik.

A $\nu = 3$ közelítésben már relativisztikus korrekciók is fellépnek. Az itteni kétpioncsere taggal a magerők közbenső hatótávolságú részei jobban leírhatók.

A $\nu = 4$ rendben kvadratikus spin-pálya tag is jelentkezik, és így az NN-kölcsönhatást ≈ 300 MeV laboratóriumi energiáig le lehet írni. A királis perturbációs elmélet közvetlen magyarázatot ad arra a kísérleti tényre, hogy az erők hierarchiája a következő: 2N erő >> 3N erő >> 4N erő.

A magerők királis perturbációs elméletének részletes kifejtése és az eredmények kísérleti adatokkal való összehasonlítása megtalálható Machleidt, Entem [2011] összefoglaló közleményében. A tanulmány végkövetkeztetése az, hogy az alacsony energiájú QCD ekvivalens az effektív térelmélettel, ami a királis perturbációs elmélet keretében lehetőséget ad perturbációs sorfejtésre. A magerők mezoncsere alapon lényegében megérthetők, ahogy azt már az 1900-as évek közepén gondolták, de szükség van a spontán szimmetriasértés helyes figyelembevételére, a királis perturbációs elméletre. Manapság a magszerkezeti számítások többségét a királis perturbációs elméletre alapozva végzik, szép sikerrel.

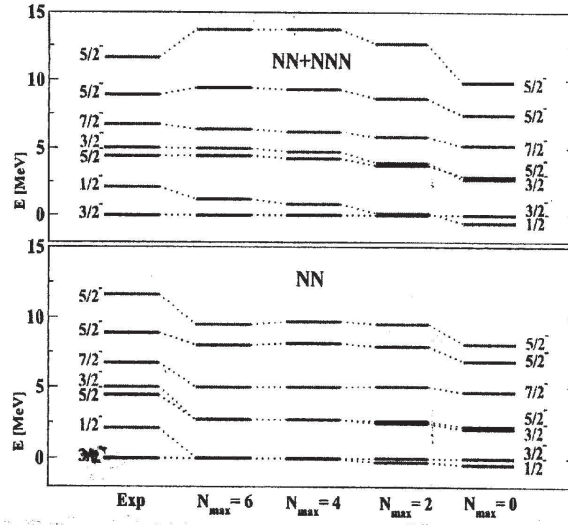
Az effektív térelméleti leírás pontossága vetekszik a tisztán fenomenológiai modellek pontosságával. Az elméleti leírás fontos szerepet tölt be néhány új pontos mérés értelmezésében is (nukleáris pionfelhő, kvázikötött ηHe állapot stb.).

Navrátil és mts. [2007] az A = 10 – 13 atommagok szerkezetét vizsgálták effektív térelmélet keretében kétnukleon- (2N) és háromnukleon- (3N) kölcsönhatások figyelembevételével. Konkrétan a ^{6}Li, ^{10}B, ^{11}B, ^{12}C és ^{13}C atommagok gerjesztési spektrumára, Q kvadrupól és μ mágneses nyomatékaira, valamint a nívók közötti redukált átmeneti valószínűségekre nyertek adatokat.

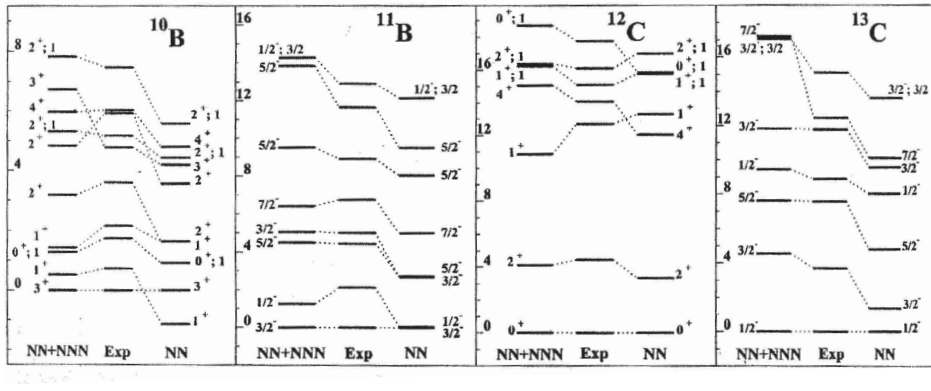
A számítások részletei a munkacsoport előző munkájában lettek kifejtve (lásd Nogga és mts. [2006]).

Az eredmények az **1.** és **2. ábrákon**, valamint az **I. táblázatban** láthatók.

A munka végkövetkeztetése az, hogy a királis háromnukleon-kölcsönhatások figyelembevétele javulást okoz a vizsgált jellemzők leírásában.



1. ábra. A ^{11}B gerjesztési spektruma az N_{max} bázistér-méret függvényében, $\hbar\Omega$ = 15 MeV harmonikus oszcillátor energiánál. Kísérleti adatok (Exp) összevetve az elméleti eredményekkel. Az állapotok izospinje T = ½. Navrátil és mts. [2007] alapján



2. ábra. A zömmel p-héj konfigurációjú állapotok ^{10,11}B és ^{12,13}C atommagokban MeV-ekben N_{max} = 6-nál és $\hbar\Omega$ = 15 MeV-nél (a ^{10}B-nál $\hbar\Omega$ = 14 MeV). A sajátállapotoknál az izospin zömmel T = 0 vagy 1/2, de felírva csak a T = 1 vagy 3/2 esetekben van. Navrátil és mts. [2007] alapján

Nucleus/property	Expt.	NN+NNN	NN
^{6}Li : $\lvert E(1_1^+0)\rvert$ [MeV]	31.995	32.63	28.98
$Q(1_1^+0)$ [e fm^2]	-0.082(2)	-0.124	-0.052
$\mu(1_1^+0)$ [μ_N]	+0.822	+0.836	+0.845
$E_x(3_1^+0)$ [MeV]	2.186	2.471	2.874
B(E2;$3_1^+0 \rightarrow 1_1^+0$)	10.69(84)	3.685	4.512
B(E2;$2_1^+0 \rightarrow 1_1^+0$)	4.40(2.27)	3.847	4.624
B(M1;$0_1^+1 \rightarrow 1_1^+0$)	15.43(32)	15.038	15.089
B(M1;$2_1^+1 \rightarrow 1_1^+0$)	0.149(27)	0.075	0.031
^{10}B : $\lvert E(3_1^+0)\rvert$ [MeV]	64.751	64.78	56.11
r_p [fm]	2.30(12)	2.197	2.256
$Q(3_1^+0)$ [e fm^2]	+8.472(56)	+6.327	+6.803
$\mu(3_1^+0)$ [μ_N]	+1.801	+1.837	+1.853
$rms(Exp-Th)$ [MeV]	-	0.823	1.482
B(E2;$1_1^+0 \rightarrow 3_1^+0$)	4.13(6)	3.047	4.380
B(E2;$1_2^+0 \rightarrow 3_1^+0$)	1.71(0.26)	0.504	0.082
B(GT;$3_1^+0 \rightarrow 2_1^+1$)	0.083(3)	0.070	0.102
B(GT;$3_1^+0 \rightarrow 2_2^+1$)	0.95(13)	1.222	1.487
^{11}B : $\lvert E(\frac{3}{2}_1^-\frac{1}{2})\rvert$ [MeV]	76.205	77.52	67.29
$r_p(\frac{3}{2}_1^-\frac{1}{2})$ [fm]	2.24(12)	2.127	2.196
$Q(\frac{3}{2}_1^-\frac{1}{2})$ [e fm^2]	+4.065(26)	+3.065	+2.989
$\mu(\frac{3}{2}_1^-\frac{1}{2})$ [μ_N]	+2.689	+2.063	+2.597
$rms(Exp-Th)$ [MeV]	-	1.067	1.765
B(E2;$\frac{3}{2}_1^-\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}_1^-\frac{1}{2}$)	2.6(4)	1.476	0.750
B(GT;$\frac{3}{2}_1^-\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}_1^-\frac{1}{2}$)	0.345(8)	0.235	0.663
B(GT;$\frac{3}{2}_1^-\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}_1^-\frac{1}{2}$)	0.440(22)	0.461	0.841
B(GT;$\frac{3}{2}_1^-\frac{1}{2} \rightarrow \frac{5}{2}_1^-\frac{1}{2}$)	0.526(27)	0.526	0.394
B(GT;$\frac{3}{2}_1^-\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}_2^-\frac{1}{2}$)	0.525(27)	0.762	0.574
B(GT;$\frac{3}{2}_1^-\frac{1}{2} \rightarrow \frac{5}{2}_2^-\frac{1}{2}$)	0.461(23)	0.829	0.236

Nucleus/property	Expt.	NN+NNN	NN
^{12}C : $\lvert E(0_1^+0)\rvert$ [MeV]	92.162	95.57	84.76
r_p [fm]	2.35(2)	2.172	2.229
$Q(2_1^+0)$ [e fm^2]	+6(3)	+4.318	+4.931
$rms(Exp-Th)$ [MeV]		1.058	1.318
B(E2;$2^+0 \rightarrow 0^+0$)	7.59(42)	4.252	5.483
B(M1;$1^+0 \rightarrow 0^+0$)	0.0145(21)	0.006	0.003
B(M1;$1^+1 \rightarrow 0^+0$)	0.951(20)	0.913	0.353
B(E2;$2^+1 \rightarrow 0^+0$)	0.65(13)	0.451	0.301
^{13}C : $\lvert E(\frac{1}{2}_1^-\frac{1}{2})\rvert$ [MeV]	97.108	103.23	90.31
$r_p(\frac{1}{2}_1^-\frac{1}{2})$ [fm]	2.29(3)	2.135	2.195
$\mu(\frac{1}{2}_1^-\frac{1}{2})$ [μ_N]	+0.702	+0.394	+0.862
$rms(Exp-Th)$ [MeV]	-	2.144	2.089
B(E2;$\frac{3}{2}_1^-\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}_1^-\frac{1}{2}$)	6.4(15)	2.659	4.584
B(M1;$\frac{3}{2}_1^-\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}_1^-\frac{1}{2}$)	0.70(7)	0.702	1.148
B(GT;$\frac{1}{2}_1^-\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}_1^-\frac{1}{2}$)	0.20(2)	0.095	0.328
B(GT;$\frac{1}{2}_1^-\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}_1^-\frac{1}{2}$)	1.06(8)	1.503	2.155
B(GT;$\frac{1}{2}_1^-\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}_2^-\frac{1}{2}$)	0.16(1)	0.733	0.263
B(GT;$\frac{1}{2}_1^-\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}_2^-\frac{1}{2}$)	0.39(3)	1.050	0.221
B(GT;$\frac{1}{2}_1^-\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}_1^-\frac{3}{2}$)	0.19(2)	0.400	0.151
Total energy rms [MeV]	-	1.314	1.671

I. táblázat. A ^{6}Li, ^{10,11}B és ^{12,13}C egyes sajátságai a kísérletek (Expt.) és elmélet alapján. Q kvadrupól-, μ mágneses nyomatékot, r sugarat, B(GT) Gamow–Teller redukált β-bomlási átmeneti valószínűséget jelöl. Az E(2) átmenetek e^2fm^4 az M1-ek μ_N^2 egységekben vannak megadva. NN kétnukleon-, NNN háromnukleon-kölcsönhatást jelöl. Az elméleti értékeknél N_{max} = 6 (8 a ^{6}Li-nél) és $\hbar\Omega = 15$ MeV általában (de 13 MeV a ^{6}Li-nél és 14 MeV a ^{10}B-nál). Navrátil és mts. [2007] alapján

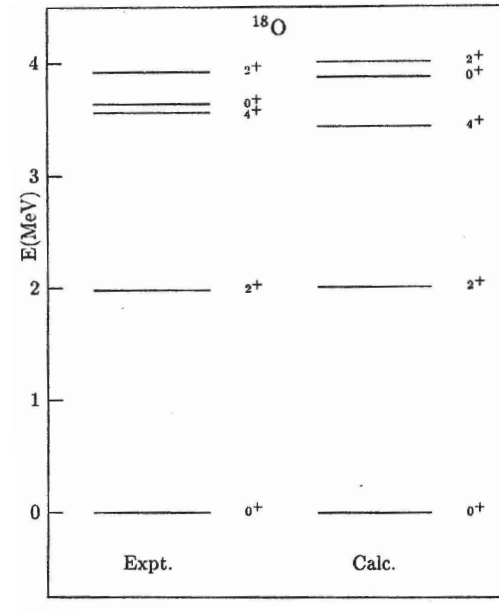
Coraggio és mts. [2002] a királis effektív térelmélet keretében egy új realisztikus nukleon-nukleon (Idaho B, NN) potenciállal tanulmányozták a ^{18}O, ^{134}Te és ^{210}Po atommagok alapállapoti kötésenergiáit és a gerjesztett állapotok energiáit is.

A számítások eredményei az **I. táblázatban**, valamint az **1. és 2. ábrákon** vannak feltüntetve, összehasonlításban a kísérleti adatokkal.

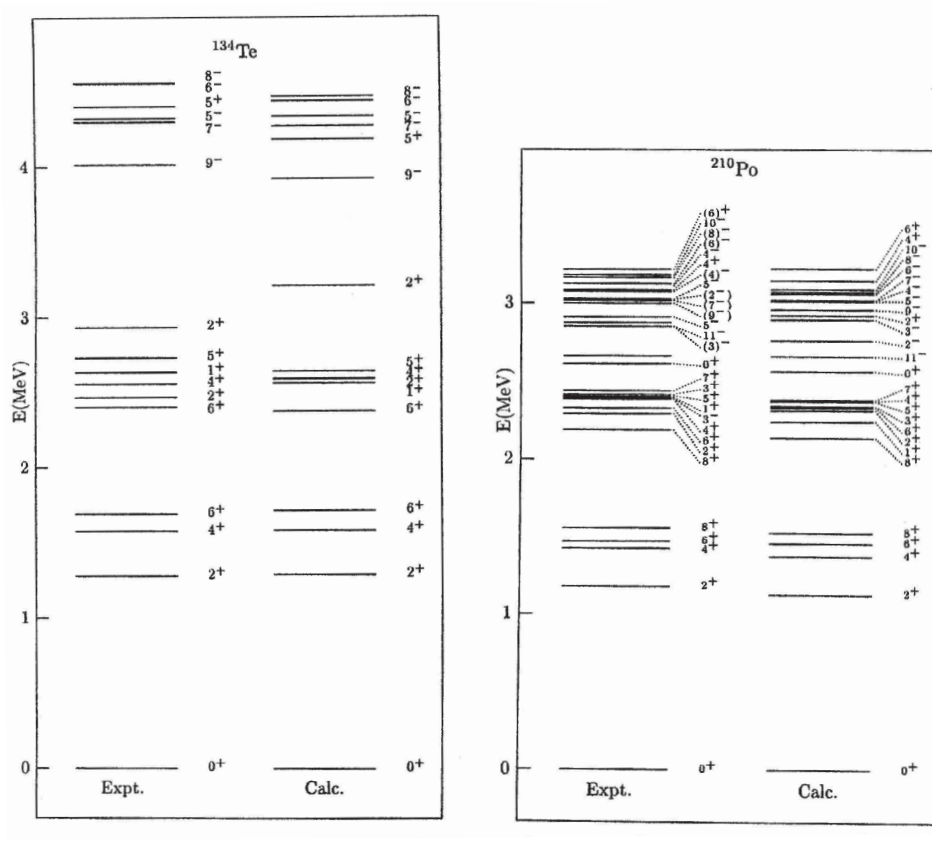
Összefoglalóan megállapítható, hogy a kísérleti és elméleti eredmények között kitűnő egyezés van. Mindez arra utal, hogy a királis NN potenciálnak jó előrejelző képessége is van az alacsony energiájú atommagok szerkezetére.

I. táblázat. A ^{18}O, ^{134}Te és ^{210}Po kísérleti és elméleti kötésenergiái MeV-ben. Coraggio és mts. [2002] alapján

Nucleus	Binding energy	
	Expt.	Calc.
^{18}O	12.19 ± 0.00	12.19
^{134}Te	20.56 ± 0.03	20.64
^{210}Po	8.78 ± 0.00	8.78



1. ábra. Az ^{18}O kísérleti (Expt.) és elméleti (Calc.) nívóenergia spektruma. Coraggio és mts. [2002] alapján



2. ábra. A ^{134}Te és ^{210}Po kísérleti és elméleti nívóenergia spektruma.
Coraggio és mts. [2002] alapján

Coraggio és mts. [2010] a neutronokban gazdag szén izotópok szerkezetét vizsgálták héjmodell-számításokkal, melyekben királis nukleon-nukleon potenciálból levezetett realisztikus Hamilton-operátort használtak, magas rendben (N^3LOW).

Az **I. táblázat** a munkában felhasznált héjmodell egyrészecske-energiákat mutatja.

A **1. ábrán** a szén izotópok kísérleti (Exp.) és számított alapállapoti energiái láthatók az N neutronszám függvényében. Az elméleti értékek alulbecsülik a kísérletieket, de a tendenciát jól reprodukálják. A számítások megerősítették, hogy a ^{22}C az utolsó még kötött állapotban lévő C izotóp.

A **II. táblázatban** a B(E2; $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) redukált átmeneti valószínűségek láthatók a jelzett szén izotópokra. Az egyezés a kísérleti és elméleti eredmények között jó, ami a számított effektív NN proton potenciál használhatóságára utal.

A **2. ábrán** felül a ^{17}C és ^{19}C kísérlei (Expt.) és elméleti energianívói láthatók. Az egyezés elég jó, de a ^{17}C-nél az $5/2^+$ és $½^+$ nívók sorrendje eltér a kísérleti adatoktól.

A 2. ábrán középen a C izotópok yrast 2^+ állapotainak energiái vannak feltüntetve a neutronszám függvényében. A kísérleti és elméleti eredmények között jó egyezés van. A ^{22}C-nél a számítások 4,661 MeV gerjesztési energiát jósolnak a nem kötött 2_1^+ állapotra.

A 2. ábrán alul a szén izotópok effektív egyrészecske-energiái vannak feltüntetve a neutronszám (N) függvényben. A $0d_{3/2}$, valamint a $0d_{5/2}$ és $1s_{1/2}$ nívók között nagy rés van, ami az N = 16-nál alhéj-lezáródásra utal.

Számították a mágneses dipólnyomatékokat is az $(1/2)^+_1$ és $(5/2)^+_1$ állapotokra a ^{15}C-ben és a $(3/2)^+_1$ állapotra a ^{17}C-ben. Az eredmények a következők:

Elmélet	Kísérlet
$\mu(1/2^+_1) = -1{,}920$ nm	$\pm 1{,}720 \pm 0{,}009$ nm
$\mu(5/2^+_1) = -1{,}803$ nm	$\pm 1{,}758 \pm 0{,}030$ nm
$\mu(3/2^+_1) = -0{,}807$ nm	$\pm 0{,}758 \pm 0{,}004$ nm

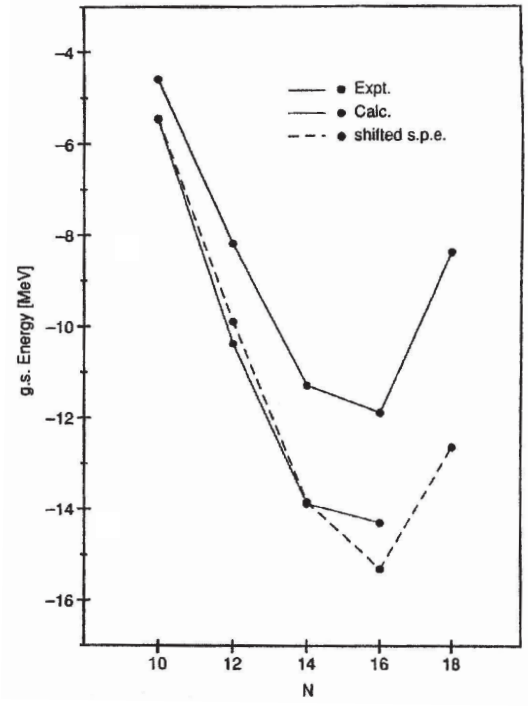
A munkában a nehéz szén izotópok szerkezetét vizsgálták mikroszkopikus közelítésben. A nyert eredmények jó leírását adják a szén izotópoknak egészen a neutron leszakadási határig és alhéjlezáródást jósolnak meg N = 16-nál. Megjegyzendő, hogy a $^{22}{}_6C_{16}$ a legegzotikusabb atommag az ismert ≈ 3000 izotópból, mivel ennél az N/A arány 2,67.

Az eredmények reményt nyújtanak arra, hogy a felhasznált elméleti közelítés hasznos lehet más elemeknél is, távol a stabilitási sávtól.

I. táblázat. A jelen munkában álkalmazott elméleti héjmodell egyrészecske-energiák MeV-ekben. Caraggio és mts. [2010] alapján

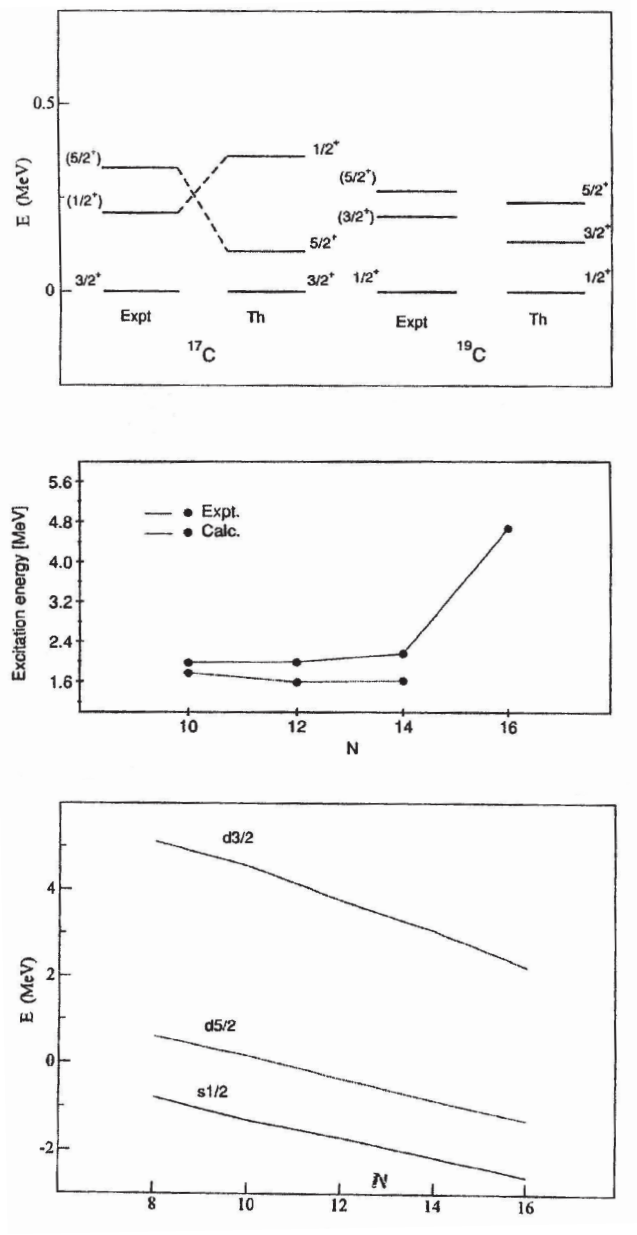
nlj	*Single-particle energies*
$0d_{5/2}$	0.601
$0d_{3/2}$	5.121
$1s_{1/2}$	−0.793

1. ábra. A szén izotópok kísérleti (Expt.) és számított (Calc.) alapállapoti energiái a neutronszám (N) függvényében. A kísérleti értékek felül vannak. Coraggio és mts. [2010] alapján



II. táblázat. Kísérleti és számított B(E2; $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) e^2fm^4 redukált átmeneti valószínűségek szén izotópokra. Coraggio és mts. [2010] alapján

Nucleus	Calculated	Experimental
^{16}C	1.8	$2.6 \pm 0.2 \pm 0.7$ 4.15 ± 0.73
^{18}C	3.0	$4.3 \pm 0.2 \pm 1.0$
^{20}C	3.7	<3.7



2. ábra. A ^{17}C és ^{19}C kísérleti (Expt) és elméleti (Th) alacsonyenergiájú spektruma. *Középen:* A C izotópok kísérleti (Expt.) és számított (Calc.) gerjesztési energiái az yrast 2^+ állapotokra a neutronszám (N) függvényében (felül a számított adatok vannak). *Alul:* Effektív egyrészecske-energiák a neutron $1s_{1/2}$, $0d_{5/2}$ és $1d_{3/2}$ pályákra az N neutronszám függvényében. Coraggio és mts. [2010] alapján

Navrátil és Caurier [2004] a ^{6}Li és ^{10}B atommagok szerkezetét vizsgálták NCSM (**n**o-**c**ore **s**hell **m**odel) keretében. A számításokban töltéstől függő nukleon-nukleon (NN) potenciált használtak a királis perturbációs elmélet (χPE) magasrendű (N^3LO) közelítésében. Számították a vizsgált atommagok kötésenergiáit és a gerjesztett állapotok energiáit.

A NCSM részletes leírása megtalálható pl. Navrátil, Vary és mts. [2002], valamint Navrátil, Kamuntavičius és mts. [2000] közleményeiben.

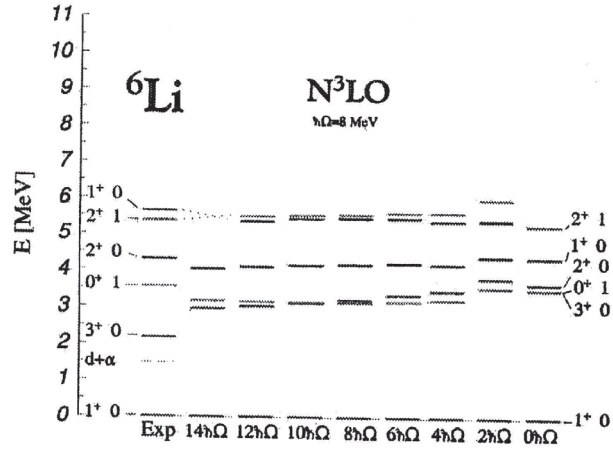
A számításokban használt Hamilton-operátort a következő alakban írták fel:

$$H_A^{\Omega} = H_A + H_{cm} = \Sigma_{i=1}^{A} h_i + \Sigma_{i<j}^{A} V_{ij}^{\Omega A} = \\ = \Sigma_{i=1}^{A} [(\mathbf{p}_i^2/2m) + 0{,}5m\Omega^2\mathbf{r}_i^2] + \Sigma_{i<j}^{A}[V_{NN,ij} - (m\Omega^2/2A)(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2], \quad (1)$$

ahol cm a tömegközépponti rendszerre utal és a vektorok vastag jelekkel vannak feltüntetve.

Ω a harmonikus oszcillátor frekvenciája. A számításokban a harmonikus oszcillátor bázisteréből csak véges aktív teret vettek figyelembe.

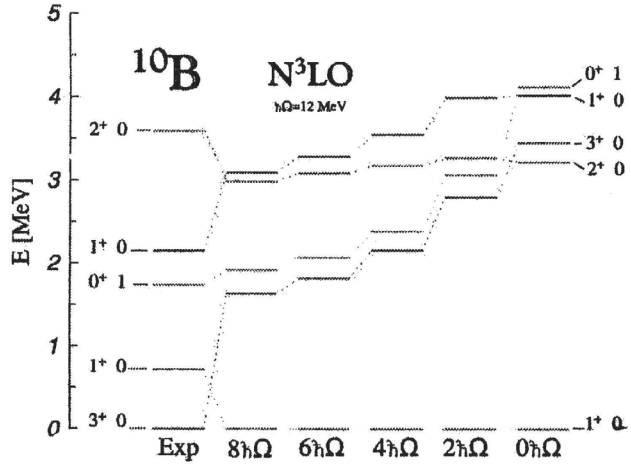
Az **1. és 2. ábrákon** és az **I. táblázatban** az elméleti eredményeket összevetették a kísérleti adatokkal.



1. ábra. A ^{6}Li pozitív paritású gerjesztési spektruma a harmonikus oszcillátor energiájának ($\hbar\Omega$) függvényében. Kísérleti adatok (Exp) összevetve kéttest (NN) effektív kölcsönhatással, magas közelítésben (N^3LO) számított elméleti eredményekkel. A mérések mellett a J^{π} spin-paritások és a T izospinek vannak feltüntetve. Navrátil és Caurier [2004] alapján

I. táblázat. Kísérleti (Expt.) és számított energiák a ^{6}Li nívóira MeV-ekben. A számításokban realisztikus kéttest- (NN) kölcsönhatásokat használtak magas rendben (N^{3}LO). NCSM = **n**o-**c**ore **s**hell **m**odel, GFMC = **G**reen's **f**unction **M**onte **C**arlo. A CN-Bonn, AV8' és MN különböző potenciálokat jelölnek. Navrátil és Caurier [2004] alapján

	Expt.	NCSM N^{3}LO	NCSM CD-Bonn	NCSM AV8′	GFMC AV8′	NCSM MN
$\lvert E_{g.s.}\rvert(1^+0)$	31.995	28.5(5)	29.35(40)	28.5(5)	28.19(5)	36.50(4)
$E_x(1^+0)$	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	
$E_x(3^+0)$	2.186	2.91(3)	2.86	2.97	3.21(7)	
$E_x(0^+1)$	3.563	3.30(10)	3.29	3.41	3.94(8)	
$E_x(2^+0)$	4.312	4.10(15)	4.47	4.28	4.10(6)	

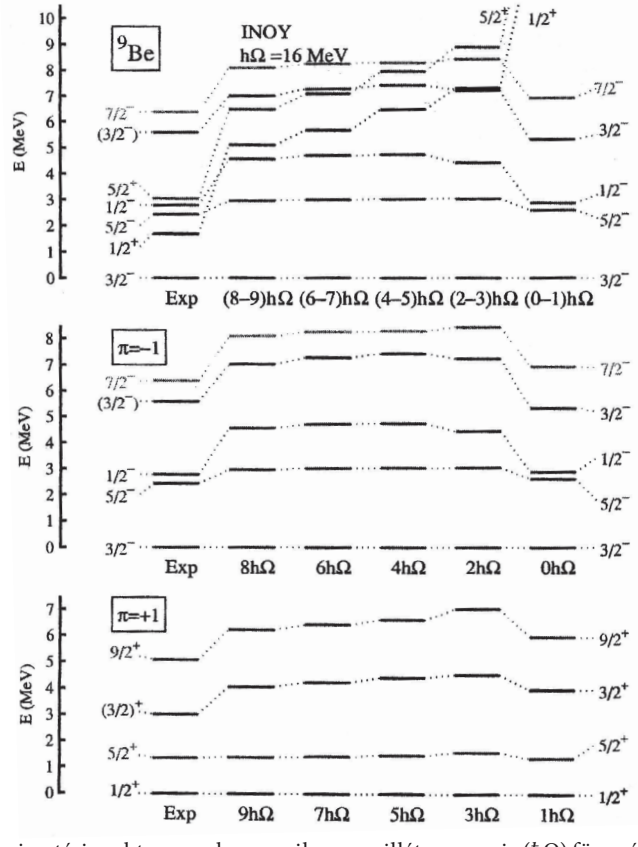


2. ábra. A ^{10}B pozitív paritású gerjesztési spektruma a harmonikus oszcillátor energiájának ($\hbar\Omega$) függvényében. A nívók mellett a spin-paritások és izospinek vannak fetüntetve. Kísérleti adatok (Exp.) összevetve kéttest (NN) effektív kölcsönhatással, magas közelítésben (N^{3}LO) számolt elméleti eredményekkel. Navrátil és Courier [2004] alapján

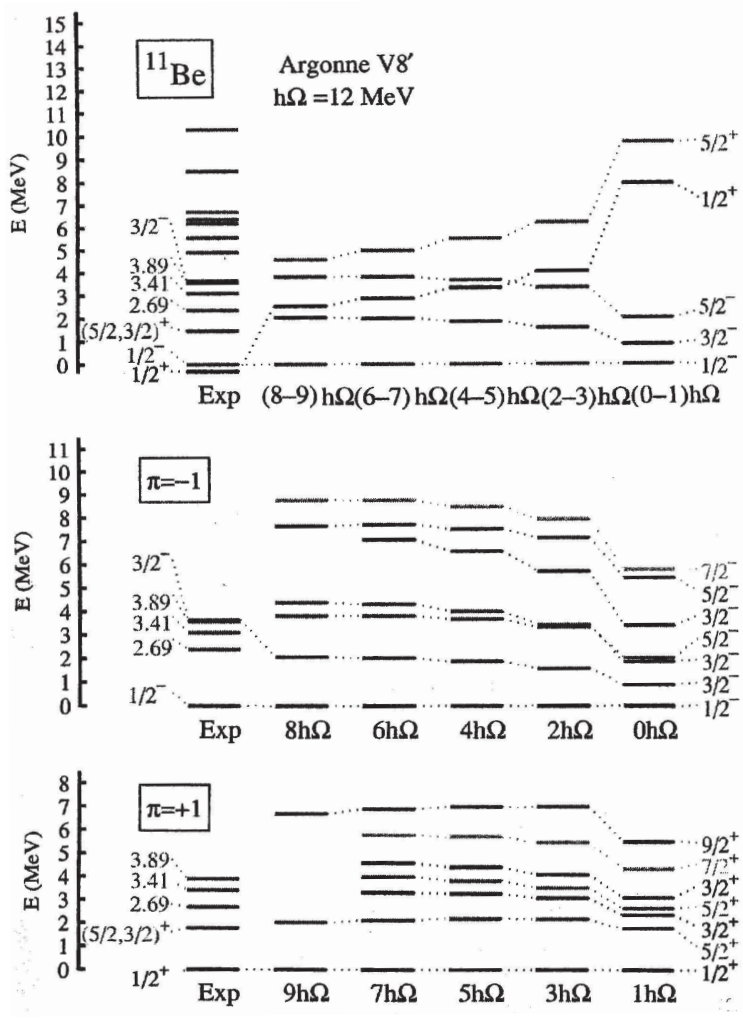
A számítások összhangban vannak más standard pontos NN-potenciálokkal nyert eredményekkel. Ugyanakkor rámutatnak arra, hogy a kísérleti adatok pontosabb leírásához a háromtest-erőket is figyelembe kell venni.

Forssén és mts. [2005] a ^{9}Be és ^{11}Be szerkezetét vizsgálták az ab initio NCSM (**n**o-**c**ore **s**hell **m**odel) keretében. Számították az atommagok gerjesztési energiáit többféle realisztikus NN (nukleon-nukleon) kölcsönhatás felhasználásával. A számítási eredmények figyelemre méltó egyezésben voltak más NN-kölcsönhatásokkal nyert eredményekkel és lehetővé tették spin-paritások előrejelzését a ^{11}Be gerjesztési nívóinál.

A számításokat lényegében ugyanazon Hamilton-operátorral végezték, mint amit a kutatócsoport a Navrátil, Caurier [2004] munkában használt. Számították a kötésenergiákat, a gerjesztési spektrumokat, a nívók konfigurációit, a magsugarakat és a redukált átmeneti valószínűségeket a gerjesztési nívók között.



1. ábra. A ^{9}Be gerjesztési spektruma a harmonikus oszcillátor energia ($\hbar\Omega$) függvényében. Kísérleti adatok (Exp) összevetve NCSM (**n**o-**c**ore **s**hell **m**odel) elméleti eredményekkel, amelyekben INOY kölcsönhatást használtak. Felül a teljes spektrum van feltüntetve szelektált állapotokkal, alul külön-külön a negatív, illetve pozitív paritású állapotok energiái. Forssén és mts. [2005] alapján



2. ábra. A ^{11}Be gerjesztési spektruma a harmonikus oszcillátor energiájának ($\hbar\Omega$) függvényében. Kísérleti adatok (Exp) összevetve NCSM számítási eredményekkel, amelyekben AV8' kölcsönhatást használtak. Felül a teljes spektrum van feltüntetve szelektált állapotokra, alul külön-külön a negatív, illetve pozitív állapotok energiái. Forssén és mts. [2005] alapján

Az **1. és 2. ábrákon** összehasonlítás található a kísérleti és elméleti gerjesztési nívók között. A háromnukleon-erők figyelembevétele valószínűleg javítaná az egyezést a kísérleti eredményekkel.

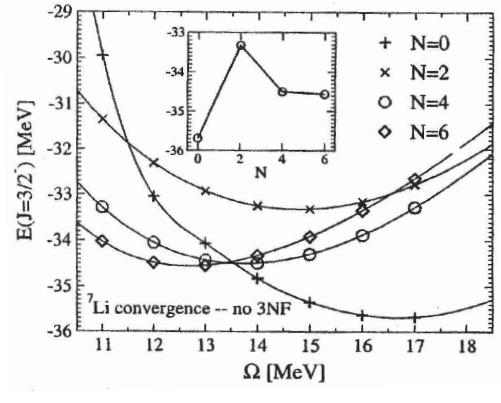
Nogga és mts.[2006] a ^{7}Li kötési energiáját és gerjesztési spektrumát vizsgálták ab initio NCSM (**n**o-**c**ore **s**hell **m**odel) keretében a királis nukleáris kölcsönhatás magasrendű (next-to-next-to leading order) közelítésében. A számításokban mind a kétnukleon- (2N), mind a háromnukleon- (3N) kölcsönhatásokat figyelembe vették. Az elméleti eredmények realisztikusan leírják a kötésenergiát, a gerjesztési spektrumot és magsugarat. A 3N kölcsönhatás figyelembevétele fontos, de a 2N és 3N erők konzisztenciája még további vizsgálatokat igényel.

A felhasznált effektív Hamilton-operátor a következő volt:

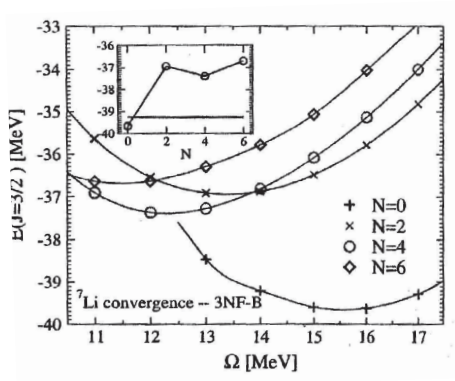
$$H_{eff}^{A} = \sum_{i=1}^{A} [(\mathbf{p}_i^2/2m) + 0{,}5m_i\Omega^2\mathbf{r}_i^2] +$$
$$+ \sum_{i1<\ldots<ia=1}^{A} V_{eff,i1\ldots1a}^{A,a,3N} + [(3-A)/(A-2)] \sum_{i1<ia=1}^{A} V_{eff.i1\ldots1a}^{A,a,NN},$$

ahol m a nukleon tömege, **p** impulzus, A tömegszám, Ω a harmonikus oszcillátor frekvenciája, **r** az i részecskéhez tartozó sugár, a = 3.

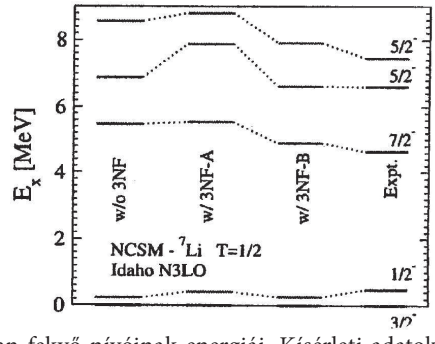
A nyert eredményeket az **1–5. ábrák** és az **I. táblázat** mutatják.



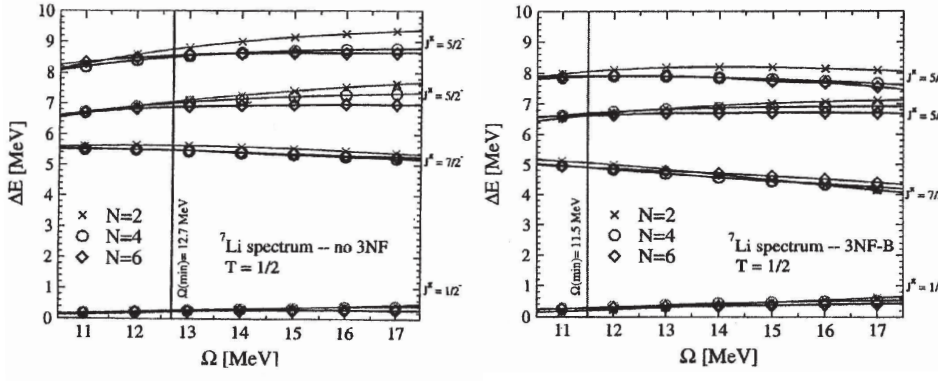
1. ábra. A ^{7}Li $3/2^-$ alapállapotának kötésenergiája az Ω függvényében, csak kétnukleon- (2N) kölcsönhatást figyelembe véve. Itt Ω a harmonikus oszcillátor frekvenciája. A számításokban N = 0-tól N = 6-ig terjedő modelltereket vettek figyelembe, amelyek az elérhető állapotok számára jellemzőek. Nogga és mts. [2006] alapján



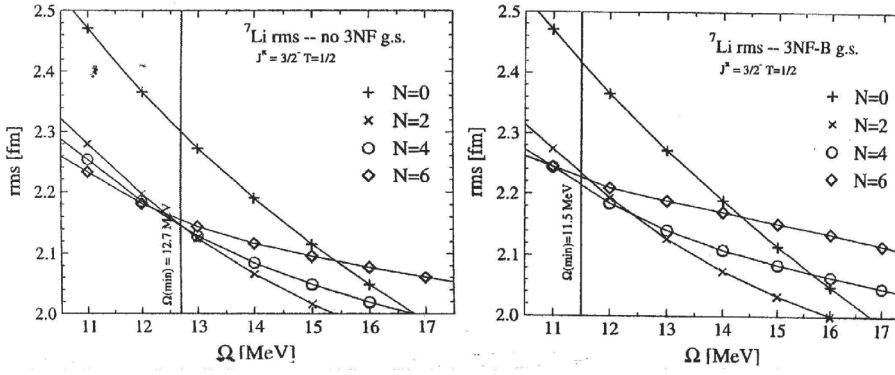
2. ábra. A ^{7}Li $3/2^{-}$ alapállapotának kötésenergiája az Ω függvényében, 2N és 3N kölcsönhatást figyelembe véve. Az eredmények az N = 0, 2, 4, 5 modellterekre külön fel vannak tüntetve. Nogga és mts. [2006] alapján



3. ábra. A ^{7}Li alacsonyan fekvő nívóinak energiái. Kísérleti adatok (Expt.) összevetve NCSM-számítások eredményeivel, amiket Idaho-kölcsönhatással végeztek N^{3}LO rendben. w/o esetében csak kétnukleon- (2N), w/ esetében 3NF-A és 3NF-B háromnukleon-kölcsönhatásokkal számoltak. Nogga és mts. [2006] alapján



4. ábra. Gerjesztési nívóenergia-különbségek ^{7}Li-ra az Ω függvényében. Bal oldalon 3-nukleon-kölcsönhatás nélkül, jobb oldalon azt is figyelembe véve, 3NF-B jelű számítással. A számításokban N = 0, 2, 4, 6 modelltereket vettek figyelembe. Nogga és mts. [2006] alapján



5. ábra. Gyök-közép-négyzet (rms) pont proton sugarak az Ω függvényében a ^{7}Li alapállapotára. Bal oldalon 3-nukleon-kölcsönhatás nélkül, jobb oldalon azt is figyelembe véve, különböző modellterekre. Nogga és mts. [2006] alapján

I. táblázat. A ^{7}Li alapállapotának kötésenergiái (E_{gr}) és a pont proton gyök-közép-négyzet töltéssugarai (r) N = 6 modelltérben az Ω minimumánál az energia/Ω görbén. Királis effektív térelméleti számítások különböző fenomenológiai kölcsönhatásokkal. Nogga és mts. [2006] alapján

Model	E_{gs} (MeV)	r (fm)
NN only	34.6	2.15
w/ 3NF-A	38.0	2.11
w/ 3NF-B	36.7	2.23
AV18 only [7]	31.6	—
AV8'+TM' [65,66]	40.5(1)	2.2(1)
AV18+Urbana IX [7,67]	37.5	2.33
AV18+IL2 [7,67]	38.9	2.25
Expt. [68,69]	39.2	2.27

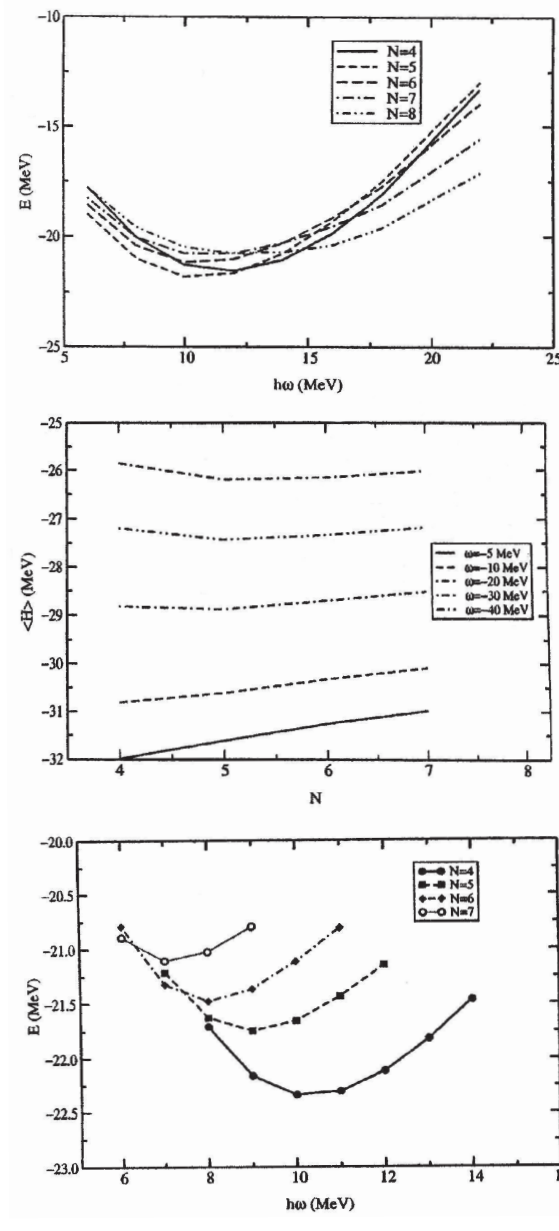
Dean és Hjorth-Jensen [2004] a többtest perturbációs és csatolt-klaszter elméletek keretében számították a ^{4}He és ^{16}O alapállapoti energiáit. A realisztikus nukleon-nukleon potenciálból levezetett kölcsönhatás teljesen mikroszkopikus.

Részletesen ismertették a többtest perturbációs elmélet alapjait. A CCSD-vel jelölt egyenletet (coupled-clusters at single and double excitation level) iterációval oldották meg, ami hatalmas számítógép-kapacitást igényelt. Pl. a ^{16}O-nél közel 176 300 egyenlet megoldását egy ismétlésnél. Háromtest-kölcsönhatásokat nem vettek figyelembe.

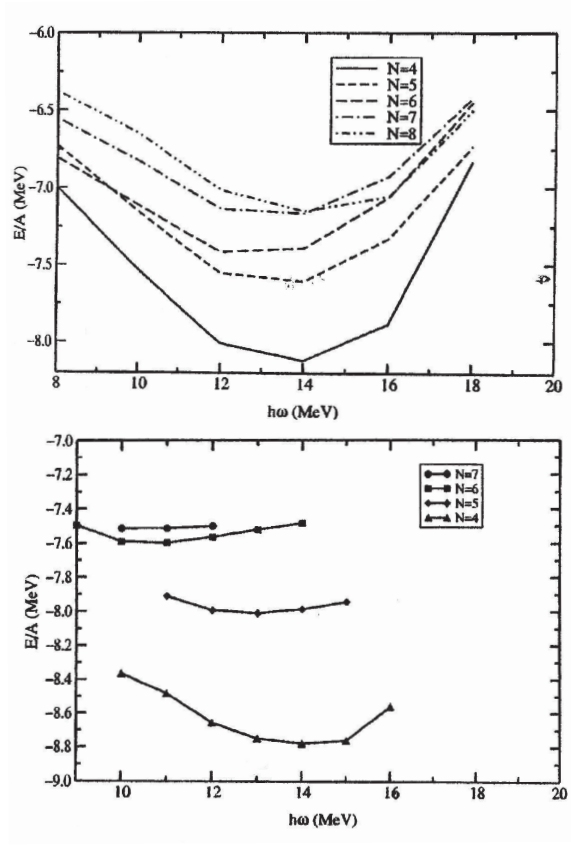
Az eredmények az **1.** és **2. ábrákon** láthatók, az 1. ábrán a ^{4}He-ra, a 2. ábrán a ^{16}O-ra. Az eredmények az oszcillátor energiájának ($\hbar\Omega$) és a figyelembe vett oszcillátor héjak (N) számának függvényében vannak megadva. (A függetlenrészecske-modell nívósémáját lásd a függelékben.)

Összességében megállapítható, hogy a kvantumkémiában nagyon sikeres módszer az atommagfizikában is értékes új eredményekre vezetett.

Dean és mts. [2005] a ^{4}He és ^{16}O alap- és gerjesztett állapotainak energiáit szintén számították a csatolt-klaszter módszer segítségével. Az eredmények alátámasztják, hogy az ab initio csatolt-klaszter számítások a kis- és középnehéz atommagoknál eredményesen alkalmazhatók.



1. ábra. Fenn: A ^{4}He kötésenergiája harmadrendű perturbatív elméletből az oszcillátor energia ($\hbar\Omega$) és a főbb harmonikus oszcillátor héjak (N) függvényében. N = 8-nál az optimális érték E = – 20,83 MeV $\hbar\Omega$ = 13,3 MeV-nél. A kísérleti adat E = –20,30 MeV. *Középen:* A ^{4}He teljes energiája a növekvő modelltér (N) függvényében Ω különböző értékeinél. Itt a tömegközépponti korrekciót figyelembe vették. *Alul:* A ^{4}He alapállapoti energiájának függése $\hbar\Omega$-tól és a növekvő modelltértől. Itt tömegközépponti korrekciót nem vettek figyelembe. Dean és Hjorth-Jensen [2004] alapján



2. ábra. Felül: A ^{16}O kötésenergiája/tömegszám (E/A) harmadrendű perturbációs elméletből az oszcillátor energia ($\hbar\Omega$) és a harmonikus oszcillátorhéjak számának (N) függvényében. N = 8-nál optimális értéket nyertek E/A = – 7,12 MeV, $\hbar\Omega$ = 13,4 MeV-nél. A kísérleti érték E/A = – 7,98 MeV. *Alul:* A ^{16}O alapállapoti energiája $\hbar\Omega$ és a növekvő modelltér függényében. Dean és Hjorth-Jensen [2004] alapján

Kowalski és mts. [2004] ab initio csatolt-klaszter számításokat végeztek a ^{4}He és ^{16}O alap-, valamint gerjesztett állapotaira.

A nyert eredményeket összehasonlították azokkal az egzakt adatokkal, amiket a Hamilton-operátor diagonalizálásával nyertek ugyanazon modelltérben.

A tanulság az volt, hogy a viszonylag olcsóbb csatolt-klaszter közelítés értelmezni tudja az atommagok alap- és gerjesztett állapotainak sajátságait. Mindez erős motivációt jelent a csatolt-klaszter módszerek továbbfejlesztésére a nukleáris többtestprobléma megoldására.

Gour és mts. [2006] a zárt maghéjak közelében lévő ^{15}O, ^{17}O, ^{15}N, ^{17}F atommagok alap- és alacsonyan fekvő állapotait vizsgálták ab initio csatolt-klaszter számítások segítségével.

A munkában részletesen kifejtették a felhasznált elméleti módszereket, nevezetesen az EOMCC (**e**quation-**o**f-**m**otion **c**oupled-**c**luster) és annak PA és PR variánsait, amelyekkel (A+1), illetve (A−1) rendszereket tárgyaltak, valamint a CCSD (**c**oupled-**c**luster at **s**ingle and **d**ouble excitation) közelítéseket.

Az eredmények az **I., II., III. és IV. táblázatokban** vannak feltüntetve.

A munka fontosabb eredményei a következők.

Az ab initio csatolt-klaszter elmélet kéttest Hamilton-operátorral mind a kötésenergiákra, mind az alacsonyan fekvő gerjesztett állapotokra konvergáló eredményeket adott. Főleg az egy kvázirészecskés állapotokat vizsgálták.

A számításokban alkalmazott N^{3}LO modell, CD-Bonn és V_{18} (Argonne) kölcsönhatások különböző kötés- és gerjesztett állapoti energiákat eredményeztek. Ezek a kölcsönhatás-specifikus háromtest-erők figyelembevételének hiányára utalnak.

Mindazonáltal az eltérések nem nagyok, és különösen az N^{3}LO-val nyert eredmények jó egyezésben vannak a kísérleti adatokkal (lásd a IV. táblázatot).

I. táblázat. A ^{15}O, ^{15}N, ^{16}O, ^{17}O, ^{17}F atommagok teljes kötésenergiái, valamint zárójelben az egységnyi tömegre eső kötésenergiák MeV-ekben. Kísérleti értékek összevetve a ^{15}O és ^{15}N-nél PR-EOMCCSD, ^{16}O-nél CCSD, ^{17}O és ^{17}F-nál PA-EOMCCSD elméleti értékekkel, amiket ^{3}NLO kölcsönhatási modellel számoltak az oszcillátorhéjak (N) és $\hbar\omega$ (oszcillátorenergia) optimális értékeinél. Nyolc nagyobb oszcillátorhéjra az eredmények virtuálisan függetlenek $\hbar\omega$-től. Gour és mts. [2006] alapján

Nucleus	$N=5$	$N=6$	$N=7$	$N=8$	Expt
^{15}O	91.047	93.772	93.219	92.376	111.955
	(6.070)	(6.251)	(6.215)	(6.158)	(7.464)
^{15}N	94.127	96.432	95.685	95.086	115.492
	(6.275)	(6.429)	(6.379)	(6.339)	(7.699)
^{16}O	108.943	113.341	112.446	111.221	127.619
	(6.810)	(7.084)	(7.028)	(6.951)	(7.976)
^{17}O	109.218	115.534	115.327	114.277	131.762
	(6.425)	(6.796)	(6.784)	(6.722)	(7.751)
^{17}F	106.097	112.869	112.782	111.510	128.220
	(6.241)	(6.640)	(6.634)	(6.559)	(7.542)
$\hbar\Omega$	13	11	10	11	

II. táblázat. A jelzett atommagok alacsony energiájú állapotainak energiái MeV-ekben a megfelelő alapállapoti energiákhoz: [$(1/2)_1^-$ állapotok a ^{15}O-nél és ^{15}N-nél és $(5/2)_1^+$ állapotok a ^{17}O és ^{17}F-nál] viszonyítva. Kísérleti adatok összevetve PR-EOMCCSD (^{15}O és ^{15}N) és PA-EOMCCSD (^{17}O és ^{17}F) elméleti számításokkal a fontosabb héjak (N) függvényében. Gour és mts. [2006] alapján

Excited state	$N=5$	$N=6$	$N=7$	$N=8$	Expt
^{15}O $(3/2)_1^-$	6.515	6.602	6.166	6.264	6.176
^{15}N $(3/2)_1^-$	6.354	6.680	6.256	6.318	6.323
^{17}O $(3/2)_1^+$	6.298	6.031	5.489	5.675	5.084
^{17}O $(1/2)_1^+$	0.328	0.130	-0.349	-0.025	0.870
^{17}F $(3/2)_1^+$	6.460	6.207	5.686	5.891	5.000
^{17}F $(1/2)_1^+$	0.748	0.544	0.088	0.428	0.495

III. táblázat. A jelzett atommagok egységnyi tömegre eső kötésenergiái MeV-ekben. ^{15}O és ^{15}N-nél PR-EOMCCSD, ^{16}O-nél CCSD, ^{17}O és ^{17}F-nél PA-EOMCCSD elméleti értékek N^{3}LO, CD-Bonn, V_{18} potenciálokkal és nyolc nagyobb oszcillátorhéjjal számolva. A megfelelő kísérleti (Exp.) adatok is fel vannak tüntetve. Az eredmények gyakorlatilag függetlenek a harmonikus oszcillátor energia értékétől. Gour és mts. [2006] alapján

	Interaction			
Nucleus	N^{3}LO	CD-Bonn	V_{18}	Expt
^{15}O	6.158	6.643	4.789	7.464
^{15}N	6.339	6.810	4.957	7.699
^{16}O	6.951	7.444	5.469	7.976
^{17}O	6.722	7.201	5.214	7.751
^{17}F	6.559	7.048	5.059	7.542

IV. táblázat. A jelzett atommagok alacsonyan fekvő nívóinak energiái MeV-ekben viszonyítva a megfelelő alapállapoti energiákhoz, a ^{15}O és ^{15}N-nél $(1/2)^-_1$ és $(5/2)^+_1$ a ^{17}O és ^{17}F-nál. Az elméleti módszerek ugyanazok voltak, mint a III. táblázatban. A különböző kölcsönhatásokkal számolt elméleti értékeket összevetették a kísérleti (Expt) adatokkal. Az eredmények gyakorlatilag függetlenek a $\hbar\Omega$-tól. Gour és mts. [2006] alapján

	Interaction			
Excited state	N^{3}LO	CD-Bonn	V_{18}	Expt
^{15}O $(3/2)^-_1$	6.264	7.351	4.452	6.176
^{15}N $(3/2)^-_1$	6.318	7.443	4.499	6.323
^{17}O $(3/2)^+_1$	5.675	6.406	3.946	5.084
^{17}O $(1/2)^+_1$	-0.025	0.311	-0.390	0.870
^{17}F $(3/2)^+_1$	5.891	6.677	4.163	5.000
^{17}F $(1/2)^+_1$	0.428	0.805	0.062	0.495

Hagen és mts. [2008] a ^{4}He, ^{16}O, ^{40}Ca, ^{48}Ca és ^{48}Ni kétszeresen mágikus atommagok sajátságait vizsgálták a csatolt-klaszter elmélet N^{3}LO rendjében. Konkrétan a kötésenergiákat, magsugarakat és sűrűségeket tanulmányozták.

Röviden ismertették a gömbszerű csatolt-klaszter elmélet főbb vonásait.

A nyert eredmények az **1. és 2. ábrákon,** valamint az **I. táblázatban** vannak feltüntetve.

A munkából leszűrhető főbb eredmények a következők.

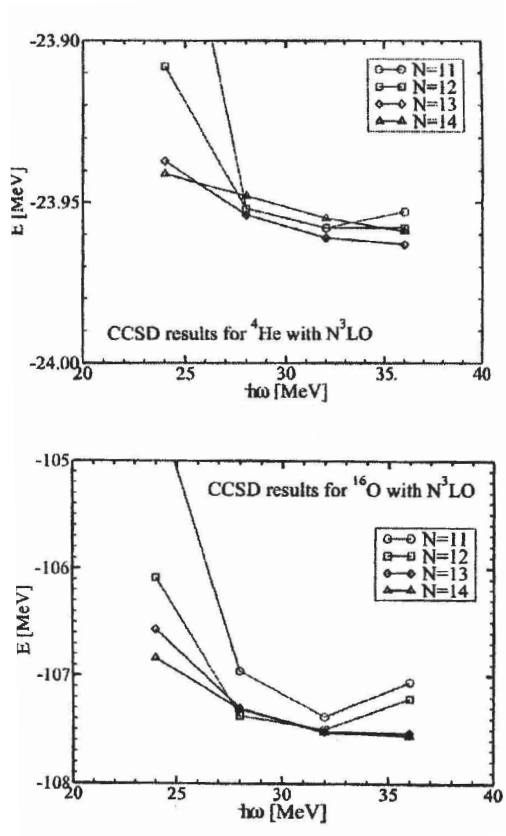
A CCSD-számítások N^{3}LO rendben kielégítő konvergenciát mutatnak a kötésenergiákra a modelltér függvényében és csak gyengén függnek az oszcillátor energiától ($\hbar\Omega$).

A ^{40}Ca adatok összevetve a ^{48}Ca és ^{48}Ni adatokkal a háromnukleon-erők izospin függésére utalnak a középnehéz atommagoknál.

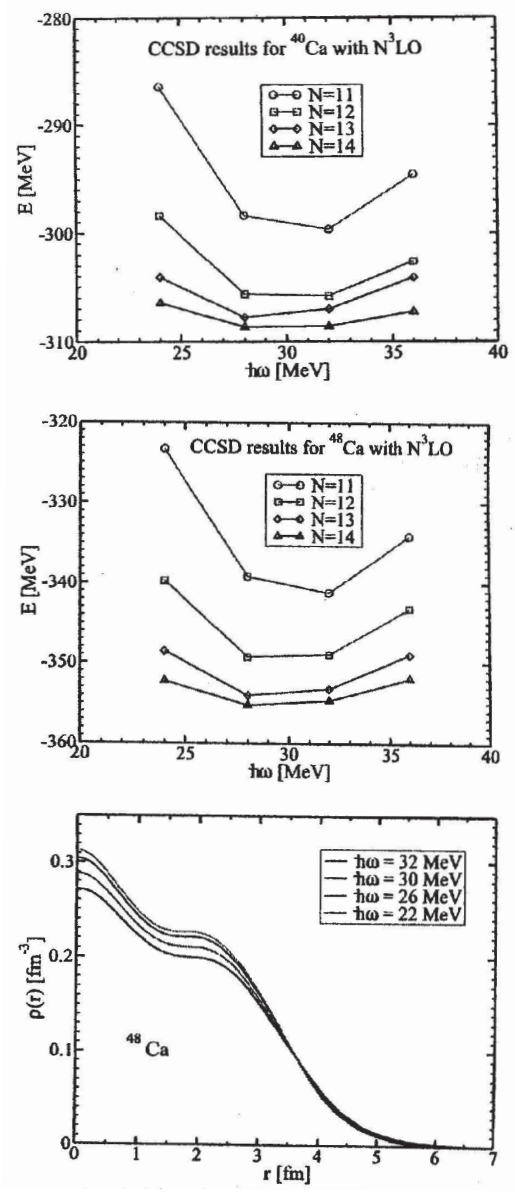
A CCSD közelítés szerint a protonokban gazdag ^{48}Ni 1,38 MeV/A-val kevésbé kötött, mint a tükörmagja, a ^{48}Ca. Ez jó egyezésben van az elméleti tömegtáblázati értékekkel.

I. táblázat. A jelzett atommagok egy nukleonra eső kötésenergiái (E/A) és potenciális energiái (V/A) MeV-ekben. ΔE/A energiakülönbséget jelöl a kísérleti értékhez viszonyítva (MeV-ekben). R, illetve R_{exp} számított, illetve mért töltéssugarakat jelölnek fm egységekben. Hagen és mts. [2008] alapján

Nucleus	E/A	V/A	$\Delta E/A$	R	R_{exp}
^{4}He	-5.99	-22.75	1.08	1.86	1.64
^{16}O	-6.72	-30.69	1.25	2.71	2.74
^{40}Ca	-7.72	-36.40	0.84	3.24	3.48
^{48}Ca	-7.40	-37.97	1.27	3.22	3.47
^{48}Ni	-6.02	-36.04	1.21	3.50	



1. ábra. Felül: A ^{4}He kötésenergiája a $\hbar\Omega$ oszcillátor energia és az N modelltér függvényében. Elméleti eredmények CCSD (**c**oupled **c**luster at **s**ingle and **d**ouble excitation) királis NN potenciállal számolva, N^{3}LO rendben. *Alul:* A ^{16}O kötésenergiája a $\hbar\Omega$ és N függvényében. CCSD eredmény NN potenciállal, N^{3}LO rendben számolva. Hagen és mts. [2008] alapján



2. ábra. Felül: A ^{40}Ca kötésenergiája a $\hbar\Omega$ oszcillátor energia és N modelltér függvényében. CCSD elméleti eredmény királis NN potenciállal számolva N^{3}LO rendben. *Középen:* ugyanaz, mint felül, de ^{48}Ca-ra. *Alul:* A ^{48}Ca atommag sűrűsége a sugár függvényében ρ(r) különböző $\hbar\Omega$ értékeknél, N^{3}LO rendben, királis NN potenciállal számolva. Hagen és mts. [2008] alapján

Hagen és mts. [2010] a ^{4}He, ^{16}O, ^{40,46}Ca, ^{17}O, valamint az O és F neutrontöbbletes atommagokat vizsgálták ab initio csatolt-klaszter közelítésben.

Tárgyalták a gömbszerű csatolt-klaszter elmélet alapjait, valamint az ún. CCSD (**c**oupled **c**luster at **s**ingle and **d**ouble excitation) és Λ-CCSD(T) közelítéseket.

A ^{4}He-ra nyert eredmények az **1. ábrán** láthatók. Az alapállapoti energiánál a Faddeev–Yakubowski egzakt és a Λ-CCSD(T) eredmények 1,5%-on belül egyeznek. A kísérleti érték E = − 28,3 MeV, a többlet kötésenergia valószínűleg a háromnukleon-kölcsönhatásból származik.

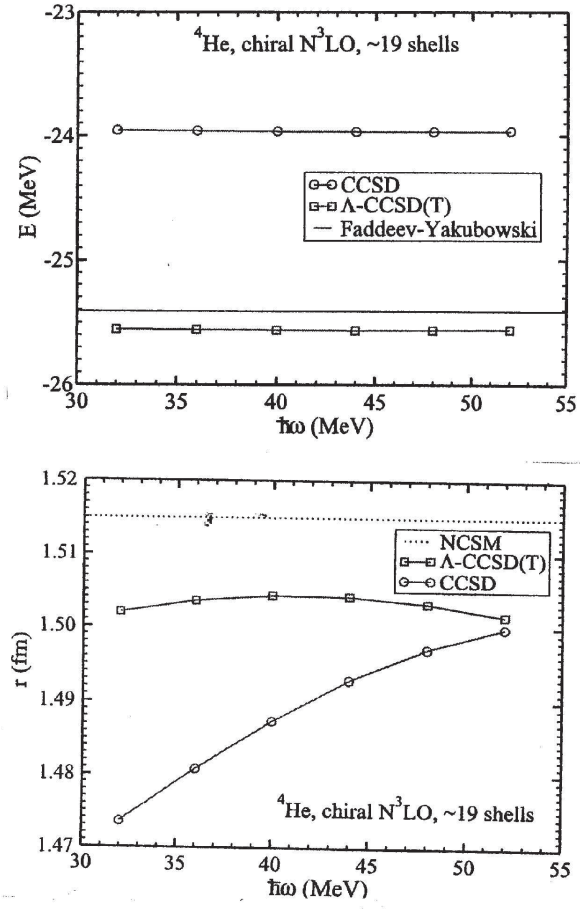
A **2. ábra** a ^{16}O alapállapoti energiájára és a gyök-közép-négyzet sugarára nyert elméleti eredményeket mutatja a $\hbar\Omega$ függvényében.

Az **I. táblázatban** a ^{16}O, ^{40}Ca és ^{48}Ca egységnyi tömegre eső alapállapoti energiái (E/A) vannak feltüntetve különböző csatolt-klaszter közelítésekben végzett számítások alapján. Látható, hogy a Λ-CCSD(T)-nél a ΔE/A sokkal kisebb, mint a CCSD-számításnál, azaz a Λ-CCSD(T) pontosabb eredményeket szolgáltat.

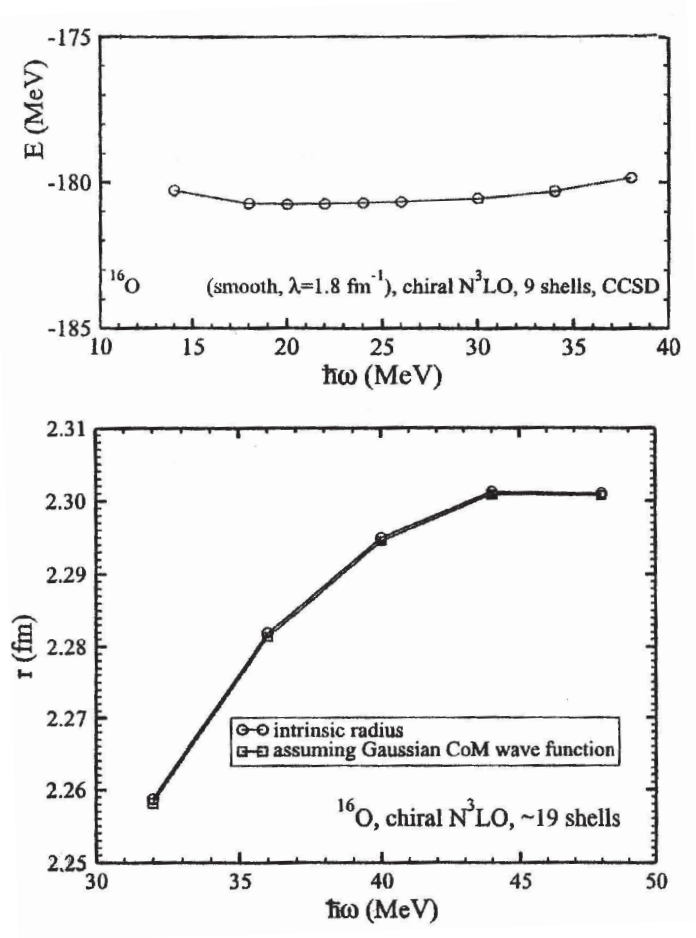
A **3. ábrán** a ^{40}Ca és ^{48}Ca alapállapoti energiájára különböző csatolt-klaszter közelítésekben nyert eredmények vannak feltüntetve. A ^{40}Ca-nál az N = 13 és 14 modelltér eredmények a Λ-CCSD(T) közelítésnél jó egyezést mutatnak a kísérleti adattal. A ^{48}Ca-nál az N = 14 és 18-nál nyert eredmények jól konvergálnak a $\hbar\Omega$ növekedésével, de a kísérleti adattól való eltérés elég nagy. Ez főleg a figyelembe nem vett háromnukleon-erőnek tulajdonítható.

I. táblázat. Egységnyi tömegre eső alapállapoti energiák (E/A) MeV-ekben CCSD és Λ-CCSD(T) közelítésekben, kétszeresen mágikus atommagokra. ΔE/A a kísérleti eredményektől való eltérést jellemzi. Hagen és mts. [2010] alapján

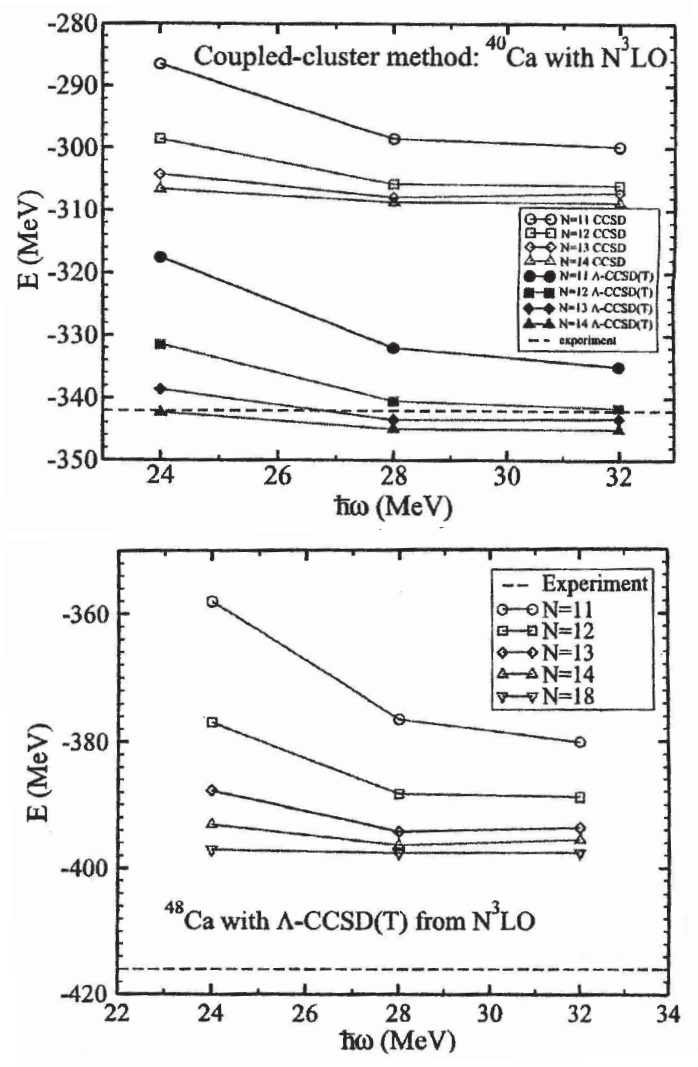
Nucleus	CCSD		Λ-CCSD(T)	
	E/A	$\Delta E/A$	E/A	$\Delta E/A$
^{16}O	−6.72	1.25	−7.56	0.41
^{40}Ca	−7.72	0.84	−8.63	−0.08
^{48}Ca	−7.40	1.27	−8.26	0.40



1. ábra. Felül: A ^{4}He alapállapoti energiája CCSD és Λ-CCSD(T) közelítésekben a harmonikus oszcillátor energiája ($\hbar\Omega$) függvényében. A számításokat királis NN-kölcsönhatással végezték N^{3}LO rendben, 19 nagyobb oszcillátor héjra. Az ábrán a Faddeev–Yakubowsky virtuálisan egzakt eredményei is láthatók. *Alul:* A ^{4}He gyök-közép-négyzet sugarai a $\hbar\Omega$ függvényében. Elméleti eredmények CCSD és Λ-CCSD(T) közelítésben, királis NN-kölcsönhatással. NCSM (**n**o-**c**ore **s**hell **m**odel) irodalmi eredményt jelöl. Hagen és mts. [2010] alapján

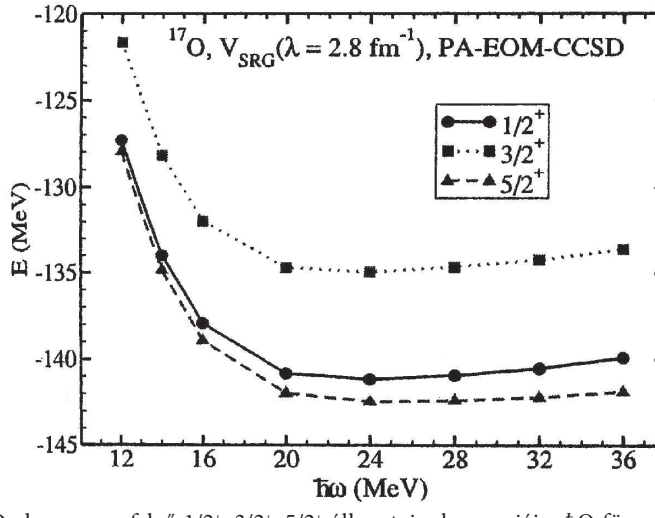


2. ábra. Felül: A ^{16}O alapállapoti energiája (E) CCSD-számítás alapján a $\hbar\Omega$ harmonikus oszcillátor energia függvényében, 9 oszcillátor héjra, N^{3}LO rendben. (λ az ún. „feloldási skálára" jellemző, lásd részletesebben az eredeti közleményben.) *Alul:* A ^{16}O gyök-közép-négyzet sugara Λ-CCSD(T) közelítésben, $\hbar\Omega$ függvényében, ≈ 19 héjra. Hagen és mts. [2010] alapján



3. ábra. Felül: A ^{40}Ca alapállapoti energiája (E) CCSD és Λ-CCSD(T) elméleti közelítésben a $\hbar\Omega$ és a modelltér (N) függvényében. A számításokat NN-kölcsönhatással végezték N^{3}LO rendben. *Alul:* A ^{48}Ca alapállapoti energiája Λ-CCSD(T) elméleti közelítésben a $\hbar\Omega$ és N függvényében, NN-kölcsönhatással, N^{3}LO rendben. Az ábrán a kísérleti eredmények is fel vannak tüntetve. Hagen és mts. [2010] alapján

Számították a ^{17}O alacsonyan fekvő $1/2^+$, $3/2^+$ és $5/2^+$ állapotainak energiáit is a $\hbar\Omega$ függvényében. A számításokat PA-EOM-CCSD (**p**article-**a**ttached **e**quation **o**f **m**otion **c**oupled-**c**luster at **s**ingle and **d**ouble excitation) közelítésben végezték. A gerjesztett állapotokban 1p és 2p–1h (p = particle, h = hole) állapotokat vettek figyelembe a ^{16}O alapállapota felett. Az állapotok energiái jól számíthatók az alkalmazott közelítésben.



4. ábra. A ^{17}O alacsonyan felvő $1/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$ állapotainak energiái a $\hbar\Omega$ függvényében. A számításokat SRG (**s**imilarity **r**enormalization **g**roup) kölcsönhatással N + 1 = 13 oszcillátorhéjra végezték, PA-EOM-CCSD közelítésben. Hagen és mts. [2010] alapján

Az erősen neutrontöbbletes O és F atommagokban is számították az egyrészecske-energiákat az A = 16 – 28 tömegtartományban. A számításokban N = 14 héjat vettek figyelembe, fixált $\hbar\Omega$ = 28 MeV-nél. A tanulság az volt, hogy az NN-kölcsönhatás egyedül nem írja le a kísérletileg megfigyelt (al)héjszerkezetet.

Összefoglalóan megállapítható, hogy a felhasznált ab initio csatolt-klaszter közelítés nukleon-nukleon-kölcsönhatással hasznosnak bizonyult a kétszeresen mágikus ^{4}He, ^{16}O, ^{40,48}Ca izotópok magszerkezetének vizsgálatában. Ez arra utal, hogy hasonló effektív térelméleti számítások a középnehéz atommagok tartományára is kiterjeszthetők. A számításokban háromtest-kölcsönhatást nem vettek figyelembe, ez következetesen megmutatkozik a becslésekben.

SZÁMÍTÁSOK MÁS MÓDSZEREKKEL

Kvantum Monte Carlo-módszerek az atommagfizikában

A Monte Carlo statisztikus próba több mint fél évszázada ismert és a fizika számos területén alkalmazták. Egy egyszerű példa az alkalmazásra: meghatározandó egy szabálytalan alakú test térfogata. Legyen a test egy egységnyi térfogatú kockában. Véletlenszerűen kiválasztunk a kockában N pontot, amelyekből N_x esik a vizsgálandó testbe. Ha elegendően nagyszámú pontot jelöltünk meg, N_x/N adja a keresett térfogat várható értékét.

Az eljárás kvantumrendszerekre is alkalmazható. Ha pl. néhány nukleonból álló rendszer alapállapoti energiáját keressük, kiindulhatunk egy $\psi[\alpha]$ próbafüggvényből, ahol $[\alpha]$ azon variációs paramétereket jelöli, amelyeket optimalizálni kell. A Hamilton-operátor várható értéke próbahullám-függvénnyel becslést ad az alapállapot energiájára:

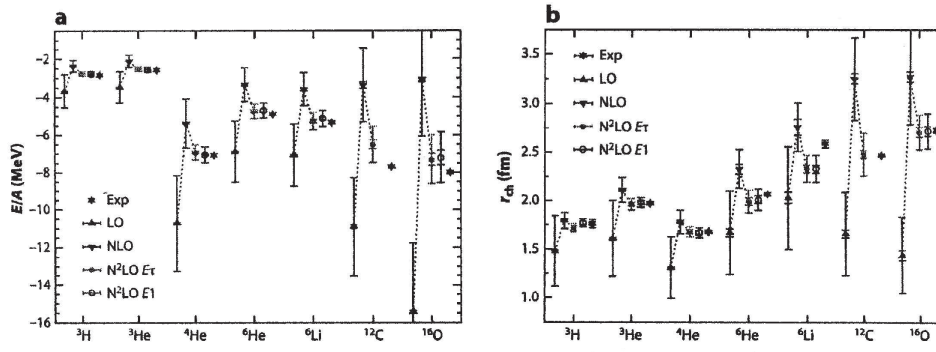
$$E[\alpha] = \langle\psi|H|\psi\rangle / \langle\psi|\psi\rangle,$$

ahol $E[\alpha]$ nagyobb, mint a valódi alapállapoti energia, E_α. Ha $E[\alpha]$-t minimalizáljuk minden egyes paraméterre, közelítést kapunk mind az E_0-ra, mind az alapállapoti hullámfüggvényre.

A könnyű atommagok alapállapotait a Green-függvényes Monte Carlo-módszerrel is lehet vizsgálni, ami hasonló az említett variációs technikához, annak továbbfejlesztett változata.

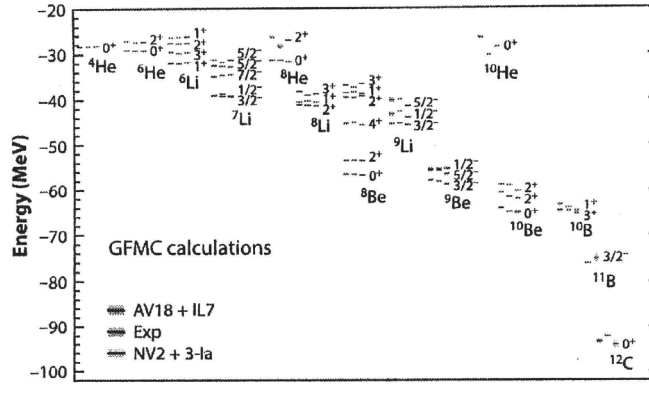
A módszerek részletes leírása megtalálható Carson, Wiringa [1991], Pudliner és mts. [1997], Pieper és mts. [2001] közleményeiben.

Újabban *Lonardini és mts.* [2018] közöltek Monte Carlo-számítási eredményeket a könnyű atommagok E/A alapállapoti energiáira és r_{ch} töltéssugaraira. Az eredmények az **1. ábrán** láthatók.



1. ábra. (a) Alapállapoti energiák E/A és (b) töltéssugarak r_{ch} néhány a $3 \leq A \leq 16$ tartományban lévő atommagnál AFDMC (**a**uxiliary **f**ield **d**iffusion **M**onte **C**arlo) számítás alapján. A számításokat két (NN) és (3N) nukleon királis effektív térelméleti kölcsönhatásokkal végezték $R_0 = 1$ levágással. (Exp. = kísérleti adat, LO **l**eading **o**rder, NLO **n**ext-to-**l**eading **o**rder stb.) Az N^2LO-nál az 3N-kölcsönhatást két különböző parametrizációval végezték. Lonardini és mts. [2018] alapján

Piarulli és mts. [2018] a könnyű atommagok alap- és gerjesztett állapotainak energiáit számították kvantum Monte Carlo-módszerrel. Az eredmény az **1. ábrán** látható.



1. ábra. Alap- és gerjesztett állapoti energiák $A \leq 12$ atommagoknál Green-függvényes Monte Carlo- (GFMC) számítás alapján. A számításokban királis effektív térelméletből levezetett NV2 + 3-Ia kölcsönhatást használtak. Az eredményeket az ábrán az első jelek, a másodikok a kísérleti adatokat, míg a harmadikok fenomenológiai a AV18 + IL7 kölcsönhatással nyert eredményeket mutatják. Piarulli és mts. [2018] alapján

Lynn és mts. [2019]-ben összefoglaló munkát közöltek a kvantum Monte Carlo-módszerek atommagfizikában elért újabb eredményeiről. Az alap- és gerjesztett állapoti energiák és töltéssugarakon kívül a módszer sok más sajátság leírására is használható, pl. longitudinális elektromos alakfaktorok $|F_2(q)|$, elektron- és neutrínókölcsönhatások nukleáris rendszerekkel, rövid hatótávolságú korrelációk atommagoknál, neutronanyag állapotegyenlete témakörökben. Tárgyalták a variációs Monte Carlo (VMC), a Green-függvényes Monte Carlo (GFMC), kiegészítő tér diffúziós Monte Carlo- (AFDMC) módszerek matematikai formalizmusát is.

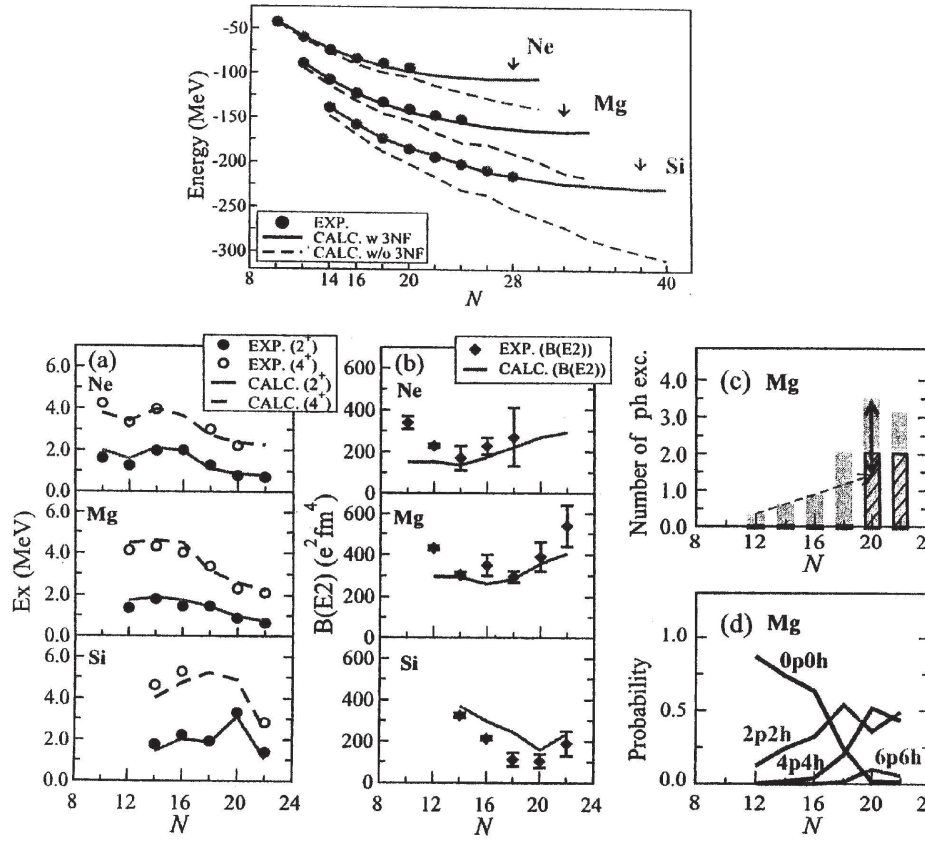
Tsunoda és mts. [2017] az egzotikus, neutronokban gazdag Ne, Mg és Si atommagokat vizsgálták elméleti módszerekkel.

A számításokat az újonnan kifejlesztett és kibővített Kuo-Krenciglowa (EKK) elmélet keretében végezték. Ez hatékony nukleon-nukleon-kölcsönhatást nyújt az egzotikus atommagok héjmodellvizsgálatához. Az EKK elmélet alkalmas több héjban fellépő gerjesztések vizsgálatára, a jelen munkában az sd + pf héjaknál. Effektív kölcsönhatásként az Entem-Machleidt QCD alapú χN^3LO erőt használták, valamint a Fujita–Miyazawa háromtesterőt is.

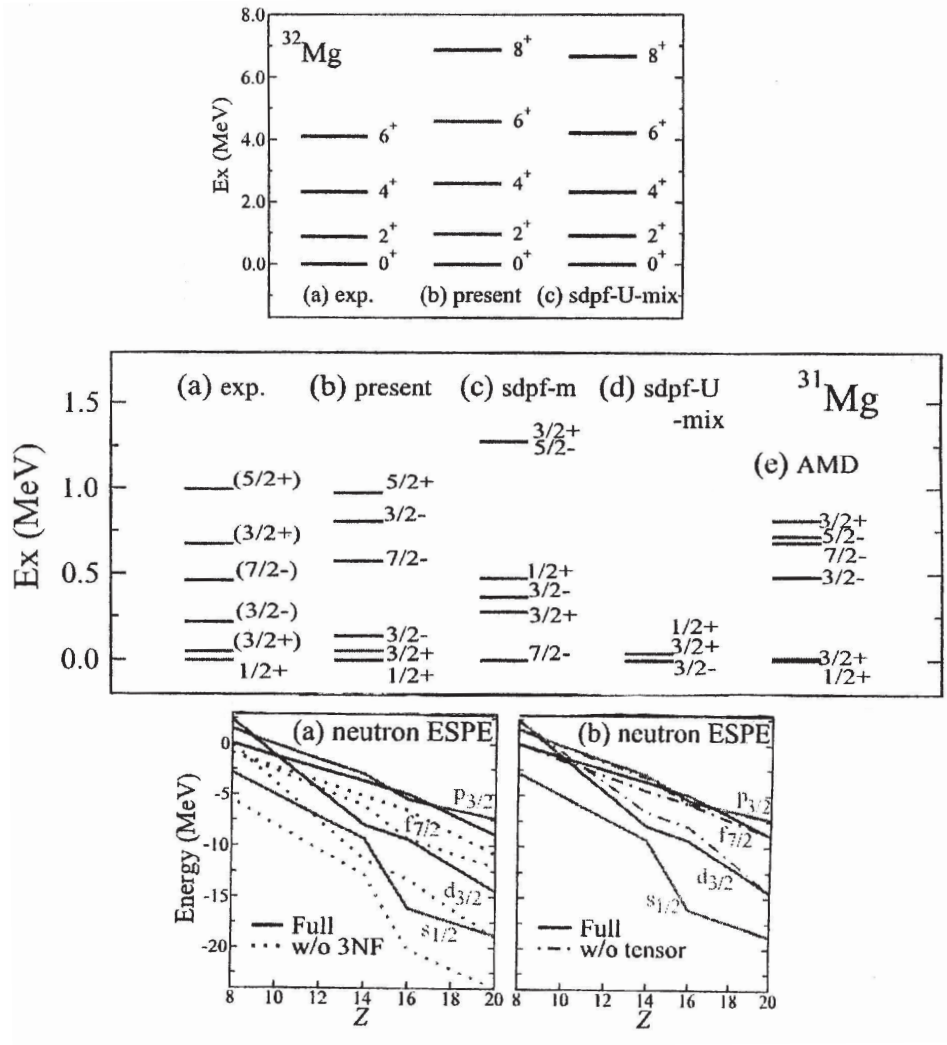
Számították a gerjesztési energiákat, az E2 sajátságokat, a spektroszkópiai faktorokat a vizsgált izotópok alacsonyan fekvő állapotaira. Az ún. „átfordulási szigetet" sikeresen értelmezték héjmodell-leírással a kölcsönhatás illesztése nélkül.

A nyert eredmények az **1.** és **2. ábrákon** vannak részletesen feltüntetve.

A munka konzisztens mikroszkopikus leírást ad a $Z = 10–14$ és $N = 20$ tartományban lévő, neutronokban gazdag atommagokra. A számított energiák, B(E2) értékek és spektroszkópiai faktorok jó egyezésben vannak a kísérleti adatokkal.



1. ábra. Felül: A Ne, Mg és Si izotópok alapállapoti energiái. Kísérleti adatok (EXP.) összehasonlítva a háromnukleon-erőt is figyelembe vevő (w3NF) és ezt figyelembe nem vevő (w/o3NF) számítások eredményeivel. Látható, hogy a kísérleti adatokat a w3NF számítások nagyon jól leírják. Az ábra a neutron-leszakadási határokra is előrejelzéseket ad. *Alul:* (a) Gerjesztési energiák az első 2_1^+ és 4_1^+ állapotoknál. Kísérleti (EXP.) és számított (Calc.) eredmények. (b) $B(E2;0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ redukált átmeneti valószínűségek a Ne, Mg és Si izotópokra. (c) A részecske-lyuk (ph) gerjesztések várható értékei a Mg izotópok alapállapotaiban. A sávozott rész korábbi irodalmi eredményt jelöl. A nyilak járulékos 2p2h gerjesztésre utalnak. (d) A részecske-lyuk (ph) gerjesztési valószínűségek összetétele a Mg izotópok alapállapotaiban. Tsunoda és mts.[2017] alapján



2. ábra. Felül: A ^{32}Mg yrast nívói a kísérletekből (exp.), a jelen munkából (present), valamint az (sdpf-U-mix) irodalomból vett számítási értékek alapján. Az yrast szó az adott spinhez tartozó legkisebb energiára utal. *Középen:* A ^{31}Mg energianívói. Kísérleti adatok (exp.), a jelen munka (present) és korábbi irodalmi számítások eredményei alapján. *Alul:* Effektív egyrészecske-energiák (ESPE) az N = 20 izotónokra a Z rendszám függvényében, a normál betöltési sémánál. (a)-nál a vastag vonal esetében háromnukleon erőkkel (Full), vagy azok nélkül (w/o3NF). (b)-nél a vastag vonalnál tenzorerőkkel, a (w/o tenzor)-nál e nélkül. Tsunoda és mts. [2017] alapján

Gargano és mts. [2017] a ^{100}Sn atommagok sajátságait vizsgálták effektíven csonkított nagyléptékű héjmodell- (LSSM) számítások keretében.

Annak érdekében, hogy az LSSM-számítások komplexitását csökkentsék, ún. kétlépcsős csonkítási módszert fejlesztettek ki.

Az első lépésben realisztikus héjmodell Hamilton-operátorból indultak ki és az effektív egyrészecske-energiákat analizálták a valencia protonok/neutronok számának függvényében. Meghatároztak egy redukált modellteret, amelyben csak olyan egyrészecske-pályákat vettek figyelembe, amelyek alkalmasak a spektroszkópiai sajátságok leírására bizonyos magtartományokban.

A második lépésben új effektív héjmodell Hamilton-operátort (H^{75}) definiáltak redukált modelltérben.

A módszert először korábbi munkáikban közölték: Coraggio és mts. [2015] és Coraggio és mts. [2016].

Az eljárás hatékonyságát illusztrálták a $^{96}_{42}Mo_{54}$-re nyert eredmények. Ebben az atommagban 4 proton és 4 neutron van a félig mágikus $^{88}_{38}Sn_{50}$ atommaghoz viszonyítva.

Néhány előzetes eredményt is közöltek a páratlan neutronszámú Sn atommagokra az A = 101 – 107 tartományban.

Az **1. ábra** a H^{75} effektív Hamilton-operátorral számolt proton effektív egyrészecske-energiákat mutaja a valenciaprotonok rendszámának (Z_{val}) függvényében különböző héjakra.

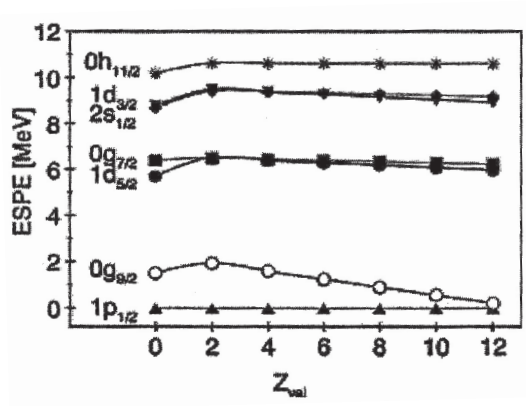
A **2. ábra** ugyanaz, mint az első, de neutronokra.

A **3. ábrán** a $7/2^+ - 5/2^+$ állapotok számított és mért felhasadása látható a páratlan neutronszámú (N) Sn izotópokban.

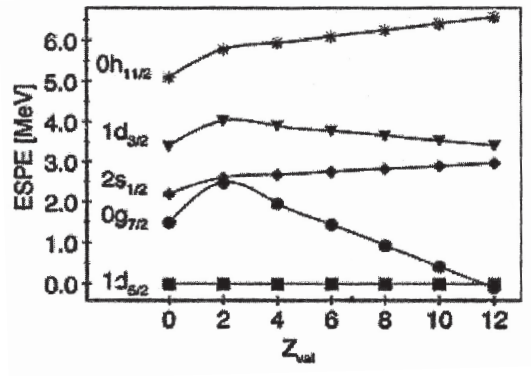
Az **I. táblázat** a számított ($BE2; 7/2_1^+ \rightarrow 5/2_1^+$) redukált átmeneti valószínűségeket mutatja a $^{103, 105, 107}$Sn izotópokra.

A **II. táblázatban** a ^{107}Sn kísérleti és elméleti energiái vannak, összehasonlítva különböző spin-paritású nívókra.

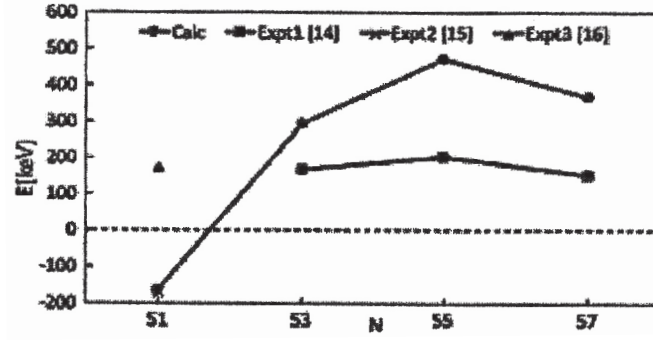
A közleményben röviden ismertették az LSSM-modellek számítási komplexitásának csökkentésére kifejlesztett ún. kétlépcsős csonkítási módszert. Az eljárást a ^{100}Sn körüli atommagok leírására alkalmazták. Konkrétan a ^{107}Sn gerjesztési spektrumát, valamint a $7/2^+$ és $5/2^+$ állapotokat analizálták a páratlan neutronszámú Sn izotópoknál. Megerősítették, hogy a $7/2^+$ és $5/2^+$ állapotok nem kollektív jellegűek és a ^{101}Sn alapállapotának spin-paritása $7/2^+$. Az elméleti és kísérleti eredmények között elég jó az egyezés. Ahol nagyobb eltérés van, rámutattak ennek lehetséges okára.



1. ábra. H^{75} Hamilton-operátorral számított proton effektív egyrészecske-energiák (ESPE) a valenciaprotonok rendszámának (Z_{val}) függvényében. Gargano és mts. [2017] alapján



2. ábra. H^{75} effektív Hamilton-operátorral számított neutron egyrészecske-energiák (ESPE) a valenciaprotonok számának függvényében. Gargano és mts. [2017] alapján



3. ábra. A = $7/2^+$ – $5/2^+$ állapotok számított és kísérleti felhasadása a páratlan neutronszámú Sn izotópokban. Gargano és mts. [2017] alapján

I. táblázat. Számított (BE2; $7/2_1^+ \rightarrow 5/2_1^+$) redukált átmeneti valószínűségek (e^2fm^4 egységekben) a jelzett Sn izotópokra. Gargano és mts. [2017] alapján

^{103}Sn	^{105}Sn	^{107}Sn
23	0.91	0.15

II. táblázat. A ^{107}Sn kísérleti és számított gerjesztési energiái MeV-ekben különböző spin-paritású nívókra. Gargano és mts. [2017] alapján

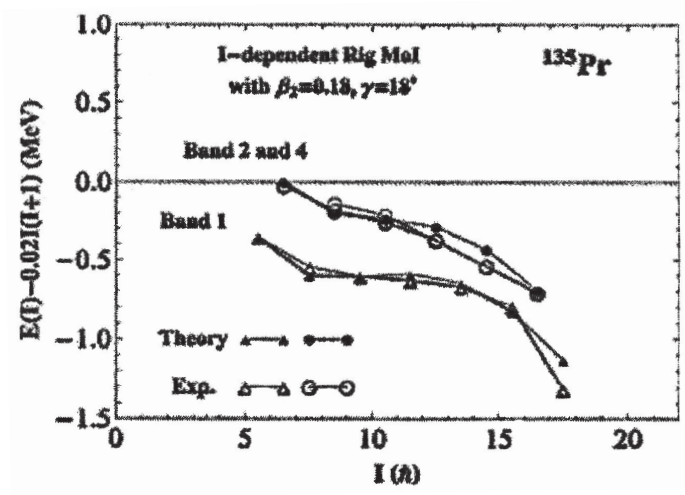
J^π	Expt	Calc
$5/2^+$	0.000	0.000
$7/2^+$	0.151	0.368
$3/2^+$	0.703	1.054
$9/2^+$	1.221	1.282
$11/2^+$	1.349	1.553

Sugawara-Tanagbe és Tanabe [2017] a ^{135}Pr energianívóit, elektromos átmeneti valószínűségeit és a keveredési arányait vizsgálták a részecske-rotor modell általuk javasolt új változatában. A modell neve I-től függő merev tehetetlenségi nyomaték, ahol I a keringési impulzusnyomaték kvantumszáma. Részletes leírását korábbi munkájukban tették közzé: Tanabe és Sugawara–Tanabe [2015].

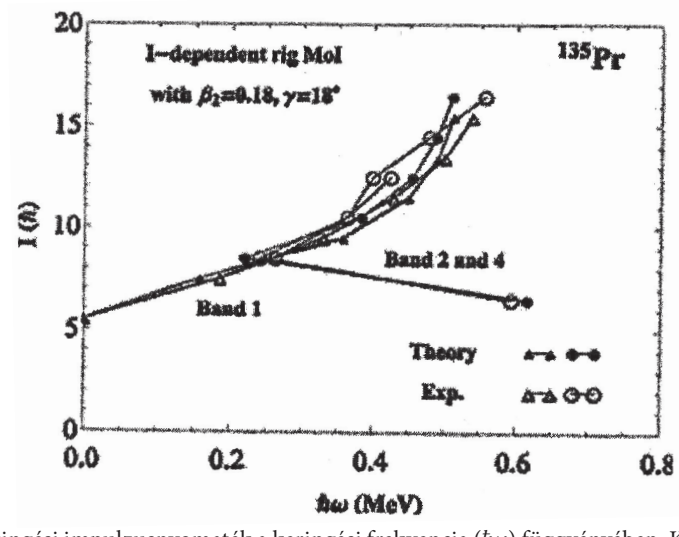
A ^{135}Pr-ban több rotációs sáv is van, melyeket külön-külön vizsgáltak. Az eredmények az **1–3. ábrákon** és az **I. táblázatban** láthatók.

A javasolt I-től függő merev tehetetlenségi nyomaték részecske-rotor modell a ^{135}Pr energianívóit, az elektromos átmeneti valószínűségeket és keveredési arányokat nagyon jól leírja.

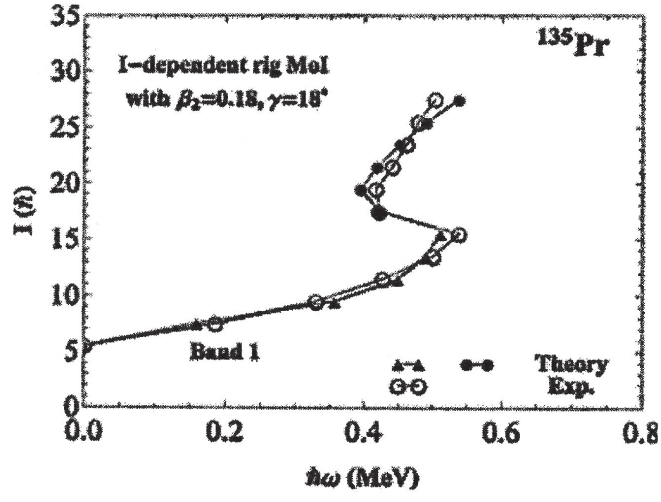
Megjegyzés. Az atommagok rotációjának részletes tárgyalása megtalálható pl. Fényes T. *Structure of atomic nuclei* könyvének X. fejezetében.



1. ábra. E(I) – 0,021I(I + 1) értékek az I keringési impulzusnyomaték függvényében. Elméleti I-től függő merev tehetetlenségi nyomaték modell eredmények a ^{135}Pr rotációs sávjaira, összevetve kísérleti adatokkal. Sugawara-Tanabe és Tanabe [2017] alapján



2. ábra. I keringési impulzusnyomaték a keringési frekvencia (ħω) függvényében. Kísérleti adatok ^{135}Pr-ra összevetve elméleti I-től függő merev tehetetlenségi nyomaték elméleti eredményekkel. Sugawara-Tanabe és Tanabe [2017] alapján



3. ábra. Az I keringési impulzusnyomaték a ($\hbar\omega$) keringési frekvencia függvényében. Kísérleti eredmények a ^{135}Pr első sávjára. Sugawara-Tanabe és Tanabe [2017] alapján

I. táblázat. $B(E2)_{out}/B(E2)_{in}$ és $B(M1)_{out}/B(M1)_{in}$ redukált átmeneti arányok a ^{135}Pr-ra, valamint a keveredési arányok (δ). Kísérleti és elméleti eredmények. Sugawara-Tanabe és Tanabe [2017] alapján

	$B(E2)_{out}/B(E2)_{in}$		$B(M1)_{out}/B(E2)_{in}$		δ	
Initial I	Exp.	Theory	Exp.	Theory	Exp.	Theory
17/2	···	0.648	···	0.192	−1.24 ± 0.13	−1.13
21/2	0.843 ± 0.032	0.542	0.164 ± 0.014	0.130	−1.54 ± 0.09	−1.34
25/2	0.500 ± 0.025	0.463	0.035 ± 0.009	0.0987	−2.38 ± 0.37	−1.44
29/2	≥0.261 ± 0.014	0.402	≤0.016 ± 0.004	0.0791	···	−1.49

Afanasjev és Litvinova [2015] a kollektív vibráció hatását vizsgálták a kvázirészecske állapotokra, nyitott héjú páratlan tömegszámú atommagokban. Tanulmányozták a tenzorerővel való lehetséges interferenciát is. A számításokat főleg DFT (**d**ensity **f**unctional **t**heory) és RQVC (**r**elativistic **q**uasiparticle **v**ibration **c**oupling) modellek keretében végezték.

A jelen munka folytatása a korábbi munkáiknak: Litvinova, Ring [2006], Litvinova, Afanasjev [2011] és Litvinova [2012].

Röviden ismertették a számítások részleteit. Az empirikus héjrésre vagy az irodalmi $\Delta_{emp} = 12/A^{1/2}$ MeV kifejezést használták, vagy ezt a következő képletből nyerték:

$$\Delta^{(5)}(X) = [(-1)^X/8]\ [E(X+2) - 4E(X+1) + 6E(X) - 4E(X-1) + E(X-2)]].$$

Itt E(X) az X részecskét (proton vagy neutron) tartalmazó atommag kötésenergiája.

Az **1. ábra** bemutatja a Δ_{emp} és $\Delta^{(5)}$ párrések energiáinak függését a neutronszámtól (N) a Z = 50 izotópoknál és a protonszámtól (Z) az N = 82 izotón atommagoknál.

A **2. ábrán** a legalsó 2^+ és 3^- állapotainak energiái vannak feltüntetve a Z = 50 és N = 82 atommagokra a neutronszám, illetve protonszám függvényében. A Sn izotópoknál a kísérleti 2^+ energiákat a Δ_{emp} számítások, míg a 3^- energiákat a $\Delta^{(5)}$ számítások írják le jobban.

A **3. ábra** a redukált $B(E2; 0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+)$ és $B(E3; 0_{gs}^+ \rightarrow 3_1^+)$ átmeneti valószínűségeket mutatja a neutronszám, illetve protonszám függvényében. Látható, hogy a kísérleti eredményeket a $\Delta^{(5)}$ és Δ_{emp} számítások nagyjából hasonlóan értelmezik.

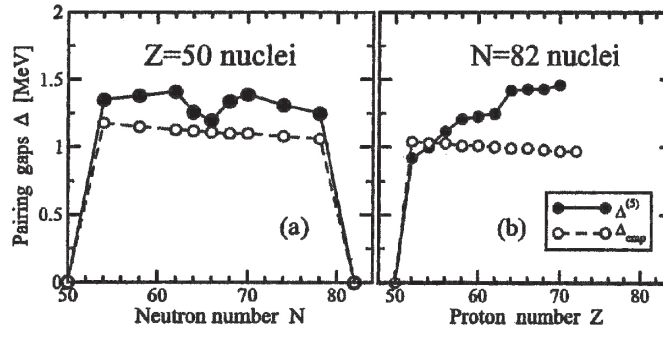
A **4. ábrán** az egyneutron-, illetve egyproton-energiák láthatók a ^{148}Dy-ra. Kísérleti (Exp) adatok a gömbszerű RMF középtér- és kvázirészecske-vibráció csatolási (RQVC és $\Delta^{(5)}$) számítások eredményeivel összehasonlítva.

Az **5. ábra** ugyanaz, mint a 4., de ^{116}Sm-ra.

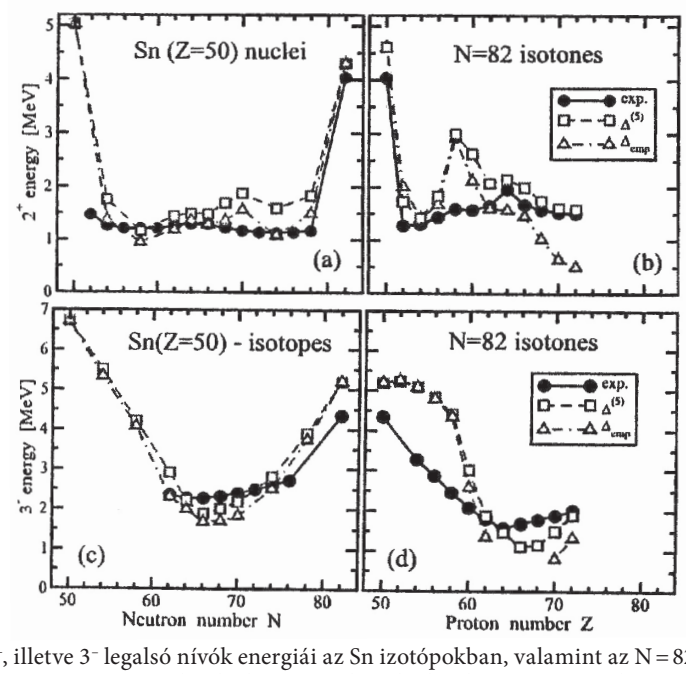
A **6. ábrán** a ($\pi h_{11/2}$ és $\pi g_{7/2}$), valamint a ($\nu i_{13/2}$ és $\nu h_{9/2}$) állapotok közötti $\nu\varepsilon_n$, illetve $\Delta\varepsilon_\nu$ energiafelhasadások láthatók a neutronszám, illetve protonszám függvényében. Kísérleti adatok összevetve CDFT és RQVC számítási eredményekkel. Látható, hogy az RQVC elméleti eredmények közelebb vannak a kísérleti adatokhoz, mint a CDFT adatok.

A **7. ábra** az S spektroszkópiai faktorokat mutatja a jelzett állapotokra a neutron-, illetve protonszám függvényében. S arra jellemző, hogy az állapot milyen valószínűséggel üres. Kísérleti adatok összevetve QVC elméleti értékekkel. Látható, hogy az 50 és 82 mágikus számok közelében az S értéke nagy, a köztes tartományokban kisebb, ami az egyrészecske-mozgás vibrációval való csatolódására utal.

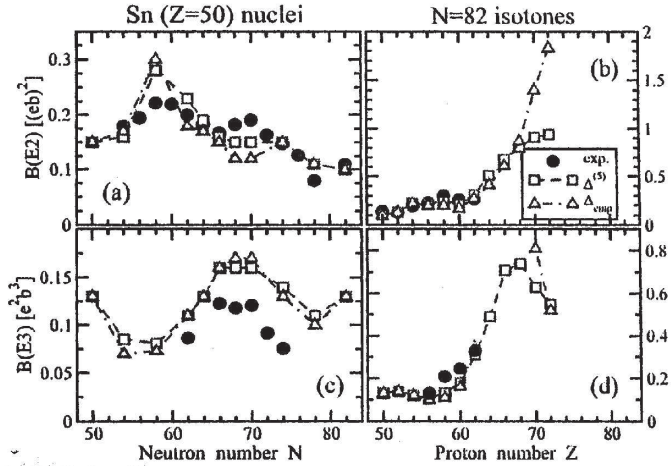
Összefoglalás. A tanulmányban a kvázirészecske-vibrációs csatolás és tenzorerők hatását tanulmányozták egyes párállapotok felhasadásánál. Például a proton $1h_{11/2} - 1g_{7/2}$ állapotokat vizsgálták a Sb izotópokban, valamint a neutron $1i_{13/2}$ és $1h_{7/2}$ állapotokat az N = 83 izotón atommagoknál (lásd a 6. ábrát). Az analízisük egyértelműen mutatja, hogy a kvázirészecske-vibrációs csatolás és a tenzorkölcsönhatás egyaránt redukálja az elmélet és kísérlet közötti eltéréseket, mindkettőt figyelembe kell venni.



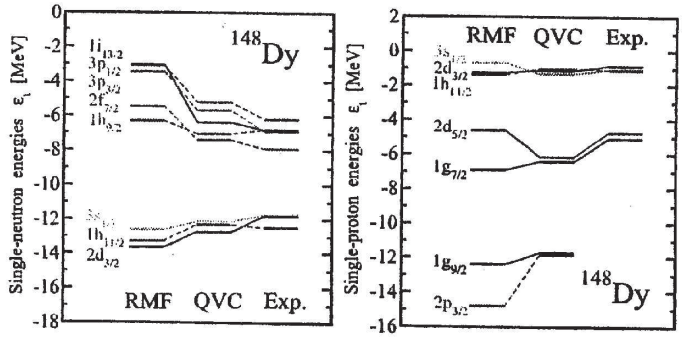
1. ábra. A számításokban használt párrések energiái a neutron-, illetve protonszámok függvényében. A $\Delta^{(5)}$ párrést az irodalmi kötésenergiákból vezették le. Afanasjev és mts. [2015] alapján



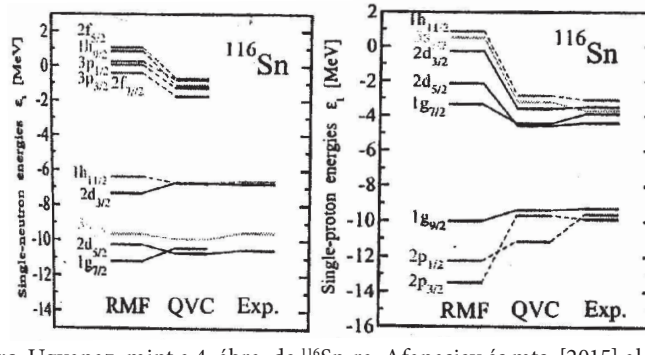
2. ábra. A 2^+, illetve 3^- legalsó nívók energiái az Sn izotópokban, valamint az N = 82 izotón atommagokban. Az N = 82 izotónoknál a kétproton leszakadási határ Z = 74-nél van a relativisztikus Hartree–Bogoliubov-számítások szerint. Afanasjev és mts. [2015] alapján



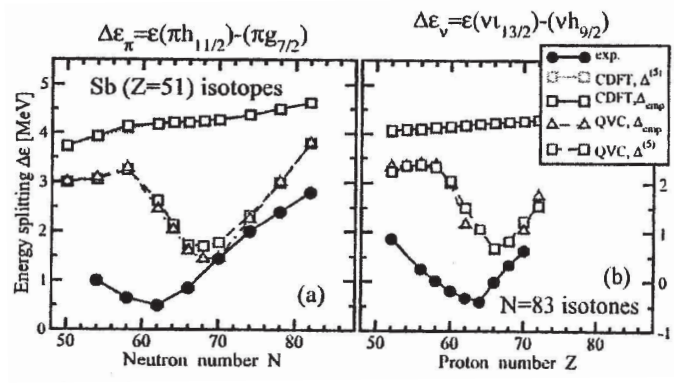
3. ábra. B(E2; $0_{gs}^{+} \rightarrow 2_1^{+}$), illetve B(E3; $0_{gs}^{+} \rightarrow 3_1^{-}$) redukált átmeneti valószínűségek Sn izotópokra és az N = 82 izotón atommagokra a neutron-, illetve protonszám függvényében. Afanasjev és mts. [2015] alapján



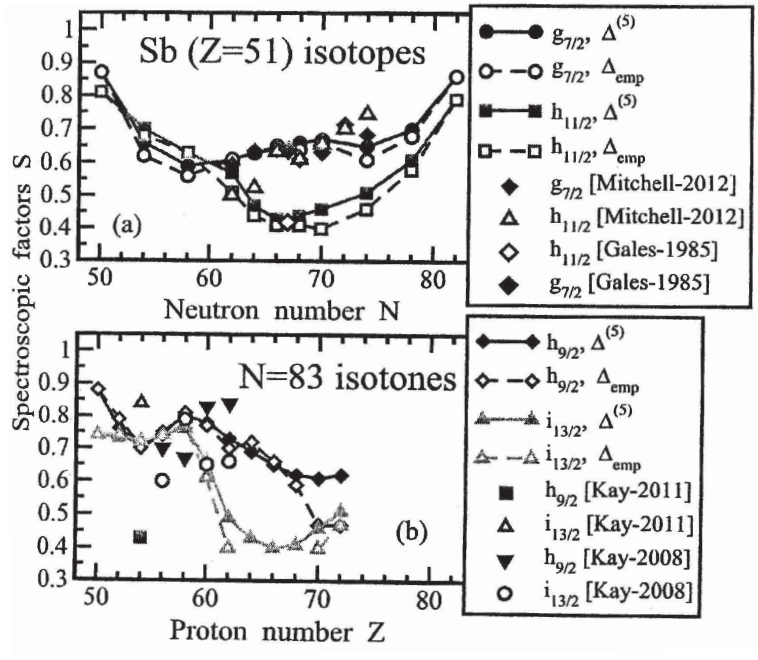
4. ábra. A ^{148}Dy egyneutron-, illetve egyproton-energiái. Kísérleti adatok (Exp) összevetve gömbszerű páros-páros atommagokra vonatkozó RMF középtér- és kvázirészecske-vibráció csatolás (RQVC és $\Delta^{(5)}$) számítások eredményeivel. A vastag vonal pozitív, a szaggatott a negatív paritású nívókat köti össze. Afanasjev és mts. [2015] alapján



5. ábra. Ugyanaz, mint a 4. ábra, de ^{116}Sn-ra. Afanasjev és mts. [2015] alapján



6. ábra. Δε energia felhasadások a jelzett atommagoknál. Kísérleti adatok összevetve a kovariáns sűrűségfunkcionál elmélet (CDFT) és relativisztikus kvázirészecske-vibrációs csatolási (RQVC) modell számítási eredményekkel. Az ábra színes változata online elérhető. Afanasjev és mts. [2015] alapján



7. ábra. Spektroszkópiai faktorok (S) Sb izotópokra és N = 83 izotón atommagokra. Mitchell-2012, Gales-1985, Kay-2011 és Kay-2008 a kísérleti adatok forrásait jelentik. Afanasjev és Litvinova [2015] alapján

El-Gendy [2021] a páros-páros $^{238\text{-}244}$Pu atommagok kollektív sajátságait vizsgálta különböző modellek keretében.

Számította (a) a rotációs nívók energiáit, (b) a β és γ-vibrációs sávok energiáit, (c) az elektromos B(E1), B(E2) és B(E3) redukált átmeneti valószínűségeket és (d) a potenciálisenergia-felületeket.

A számításokat a következő modellek keretében végezte. (1) IBM-1: kölcsönható bozon modell, (2) MSRF: módosított puha rotor formula, vagy ennek eredeti alakja SRF, (3) NFM módosított negatív paritású formula (néha MNF-fel jelölve), (4) NSF: nukleáris puhasági formula, (5) CBMF: korrigált Bohr–Mottelson formula.

A munka folytatása a kutatócsoport korábbi munkáinak, amelyekben magszerkezeti kutatásokat végeztek MSRF-, CBMF-, PES-módszerekkel és számították az elektromágneses átmeneti valószínűségeket is. Lásd El-Gendy [2020], Doma, El-Gendy [2014], Doma, El-Gendy [2012], Doma, El-Gendy [2018].

A gerjesztési energiákra nyert eredmények az **I–V. táblázatokban** lettek összegezve. Kísérleti adatok, összevetve az elméleti számítások eredményeivel.

A számított B(E2), B(E1) és B(E3) átmeneti valószínűségeket a **VI., VII. és VIII. táblázatban** összevetette a rendelkezésre álló kísérleti adatokkal is.

Az **1. ábrán** a $^{238\text{-}244}$Pu páros-páros izotópok potenciálisenergia-felülete (PEF) látható.

Összefoglalóan megállapítható, hogy az IBM-1, MSRF és az általa javasolt új NMF formulával végzett elméleti eredmények jó egyezésben vannak a kísérleti adatokkal a legtöbb atommag-állapotra.

A vizsgált $^{238\text{-}244}$Pu izotópok SU(3) dinamikus szimmetriával rendelkeznek.

A legjobb egyezést az alap (g), β és γ sávokra az MSRF- és CBMF-modellek keretében nyerte.

Megjegyzendő, hogy hasonló vizsgálatokat végeztek Al-Jubbori és mts. [2018], akik a páros-páros $^{134\text{-}140}$Nd izotópok gerjesztési nívóinak energiáit, a redukált átmeneti valószínűségeket és a potenciálisenergia-felületeket számították az IBM-1 keretében.

I. táblázat. A $^{238\text{-}244}$Pu izotópok kísérleti rotációs energiái keV-ekben, összevetve NSF, IBM és MSRF elméleti eredményekkel

Nuc.	*Case*	*E(I)* in keV									
		$I=2$	$I=4$	$I=6$	$I=8$	$I=10$	$I=12$	$I=14$	$I=16$	$I=18$	$I=20$
$^{238}_{94}Pu$	NSF	44.063	145.93	303.35	512.86	770.049	1069.7	1406.11	1773.28	2165.18	2575.93
	IBM	44	145	305	523	800	1134	1527	1977	2486	3053
	MSRF	44.032	145.77	302.99	512.69	771.55	1076.37	1424.37	1813.32	2241.59	2708.08
	Exp	44.065	145.93	303.36	512.55	771.9	1077.7	1426.4	1815.5	2241.7	2702.3
$^{240}_{94}Pu$	NSF	42.825	141.7	294.343	497.45	746.85	1037.67	1364.61	1722.11	2104.57	2506.5
	IBM	43	142	298	511	780	1106	1489	1929	2425	2978
	MSRF	42.823	141.67	294.16	497.1	746.83	1039.98	1373.49	1744.91	2152.46	2594.9
	Exp	42.824	141.69	294.319	497.37	747.4	1041.1	1374.8	1745.7	2151.6	2590.2
$^{242}_{94}Pu$	NSF	44.54	147.29	306.36	519.33	783.36	1095.22	1451.39	1848.13	2281.54	2747.66
	IBM	44	146	307	527	805	1142	1537	1990	2503	3073
	MSRF	44.51	147.34	306.2	517.78	778.13	1083.06	1428.45	1810.5	2225.94	2672.06
	Exp	44.54	147.3	306.4	518.1	778.6	1084.4	1431.7	1816.7	2236	2686
$^{244}_{94}Pu$	NSF	44.20	149.90	313.01	521.62	758.78	1006.49	1249.21	1475.81	1679.83	1858.69
	IBM	44	148	311	533	814	1155	1555	2014	2532	3110
	MSRF	44.44	147.51	307.73	522.77	789.5	1104.02	1461.66	1857.06	2284.21	2736.5
	Exp	44.2	149.9	313.0	530.2	797.8	1111.4	1466.7	1859.2	2284.5	2737.9

II. táblázat. A $^{238\text{-}244}$Pu kísérleti energianívói keV-ekben összevetve MNF számítási eredményekkel

nucleus		1^-	3^-	5^-	7^-	9^-	11^-	13^-	15^-	17^-	19^-	21^-
$^{238}_{94}Pu$	MNF	605.46	661.7	762.78	908.54	1098.9	1333.8	1613.2	1937.2	2305.8	2719.0	3176.8
	IBM	604	661	774	943	1168	1450	1789	2185	2637	3145	3711
	Exp	605.18	661.44	763.24	911.6	1102.4	1340.4	1621.8	1944.6	2308.2	2708.7	3143.8
$^{240}_{94}Pu$	MNF	594.28	646.78	741.27	877.76	1056.2	1276.7	1539.1	1843.5	2189.9	2578.3	3008.7
	IBM	597	648	751	909	1122	1389	1711	2089	2522	3010	3553
	Exp	597.34	648.86	742.33	878.1	1056.8	1277.6	1539.8	1841.8	2182.6	2560.5	2973.8
$^{242}_{94}Pu$	MNF	780.45	832.3	926.99	1062.09	1239.2	1457.9	1718.4	2020.5	2364.3	2749.8	3177
	IBM	780.45	827	931	1092	1311	1587	1921	2313	2762	3268	3832
	Exp	780.45	832.3	927	—	—	—	—	—	—	—	—
$^{244}_{94}Pu$	MNF	900.48	955.84	1055.4	1198.8	1385.8	1615.8	1888.3	2202.5	2557.5	2952.0	3384.7
	IBM	897	957	1074	1249	1482	1773	2122	2529	2994	3517	4099
	Exp	—	957	1068	1201.5	1390.5	1623.3	1898.9	2214.9	2567.8	2952.2	3360.0

III. táblázat. $^{238\text{-}244}$Pu izotópok kísérleti β-sáv energiái keV-ekben, összevetve IBM és CBMF elméleti eredményekkel

nucleus		0^+	2^+	4^+	6^+	8^+	10^+	12^+	14^+
$^{238}_{94}Pu$	IBM	964	983	1085	1245	1464	1741	2076	2469
	CBMF	941.47	978.77	1065.35	1200.14	1381.45	1606.99	1873.84	2178.48
	Exp	941.47	983.09	—	—	—	—	—	—
$^{240}_{94}Pu$	IBM	1008	1040	1140	1296	1509	1778	2105	2488
	CBMF	860.71	897.065	981.502	1113.08	1290.31	1511.18	1773.12	2073.05
	Exp	860.71	900.32	992.4	1138.3	1323.4	1557.0	1830.3	2136.8
$^{242}_{94}Pu$	IBM	1017	1033	1136	1297	1517	1796	2133	2529
	CBMF	956	993.84	1081.7	1218.58	1402.89	1632.46	1904.54	2215.82
	Exp	956	992.5	—	—	—	—	—	—

IV. táblázat. A $^{238\text{-}244}$Pu izotópok kísérleti γ-sáv energiái keV-ekben, összevetve IBM és CBMF számított eredményekkel

nucleus		2^+	3^+	4^+	5^+	6^+	7^+	8^+	9^+
$^{238}_{94}Pu$	IBM	1008	1027	1109	1158	1270	1347	1488	1595
	CBMF	1037.74	1065.35	1107.88	1170.24	1258.57	1380.23	1543.81	1759.12
	Exp	1028.54	1069.93	1125.75	—	—	—	—	—
$^{240}_{94}Pu$	IBM	1051	1083	1150	1211	1306	1395	1519	1636
	CBMF	1145.9	1172.7	1213.87	1274.2	1359.54	1476.96	1634.7	1842.17
	Exp	1136.97	1177.63	1232.46	—	—	—	—	—
$^{242}_{94}Pu$	IBM	1061	1077	1164	1209	1325	1400	1545	1649
	CBMF	1111.25	1139	1181.63	1243.96	1332.04	1453.09	1615.56	1829.1
	Exp	1102	—	—	—	—	—	—	—

V. táblázat. Gyök-közép-négyzet eltérések (RMSD) a kísérleti és elméleti $^{238\text{-}244}$Pu energianívók között

nucleus	RMSD (MeV)						
	g-band NSF	g-band IBM	g-band MSRF	β-band IBM	β-band CBMF	γ-band IBM	γ-band CBMF
$^{238}_{94}Pu$	0.047	0.124	0.002	0.016	0.003	0.029	0.012
$^{240}_{94}Pu$	0.030	0.159	0.002	0.215	0.037	0.088	0.012
$^{242}_{94}Pu$	0.026	0.155	0.006	0.052	0.009	—	—
$^{244}_{94}Pu$	0.350	0.146	0.005	—	—	—	—

VI. táblázat. Számított és kísérleti B(E2) elektromos átmeneti valószínűségek páros-páros deformált $^{238\text{-}244}$Pu izotópokra. W. u.Weisskopf egységet jelöl

nucleus	transition	$W.u_{exp}$	$e^2b^2_{exp}$	$e^2b^2_{cal}$
$^{238}_{94}Pu$	$2^+_{gs} \rightarrow 0^+_{gs}$	285.5	2.501	2.500
	$4^+_{gs} \rightarrow 2^+_{gs}$	—	—	3.534
	$6^+_{gs} \rightarrow 4^+_{gsa}$	—	—	3.821
	$8^+_{gs} \rightarrow 6^+_{gs}$	—	—	3.891
$^{240}_{94}Pu$	$2^+_{gs} \rightarrow 0^+_{gs}$	287	2.543	2.543
	$4^+_{gs} \rightarrow 2^+_{gs}$	—	—	3.601
	$6^+_{gs} \rightarrow 4^+_{gs}$	—	—	3.902
	$8^+_{gs} \rightarrow 6^+_{gs}$	—	—	3.987
$^{242}_{94}Pu$	$2^+_{gs} \rightarrow 0^+_{gs}$	300	2.688	2.678
	$4^+_{gs} \rightarrow 2^+_{gs}$	—	—	3.795
	$6^+_{gs} \rightarrow 4^+_{gs}$	—	—	4.120
	$8^+_{gs} \rightarrow 6^+_{gs}$	—	—	4.222
$^{244}_{94}Pu$	$2^+_{gs} \rightarrow 0^+_{gs}$	300	2.717	2.715
	$4^+_{gs} \rightarrow 2^+_{gs}$		—	3.851
	$6^+_{gs} \rightarrow 4^+_{gs}$	—	—	4.186
	$8^+_{gs} \rightarrow 6^+_{gs}$	—	—	4.299

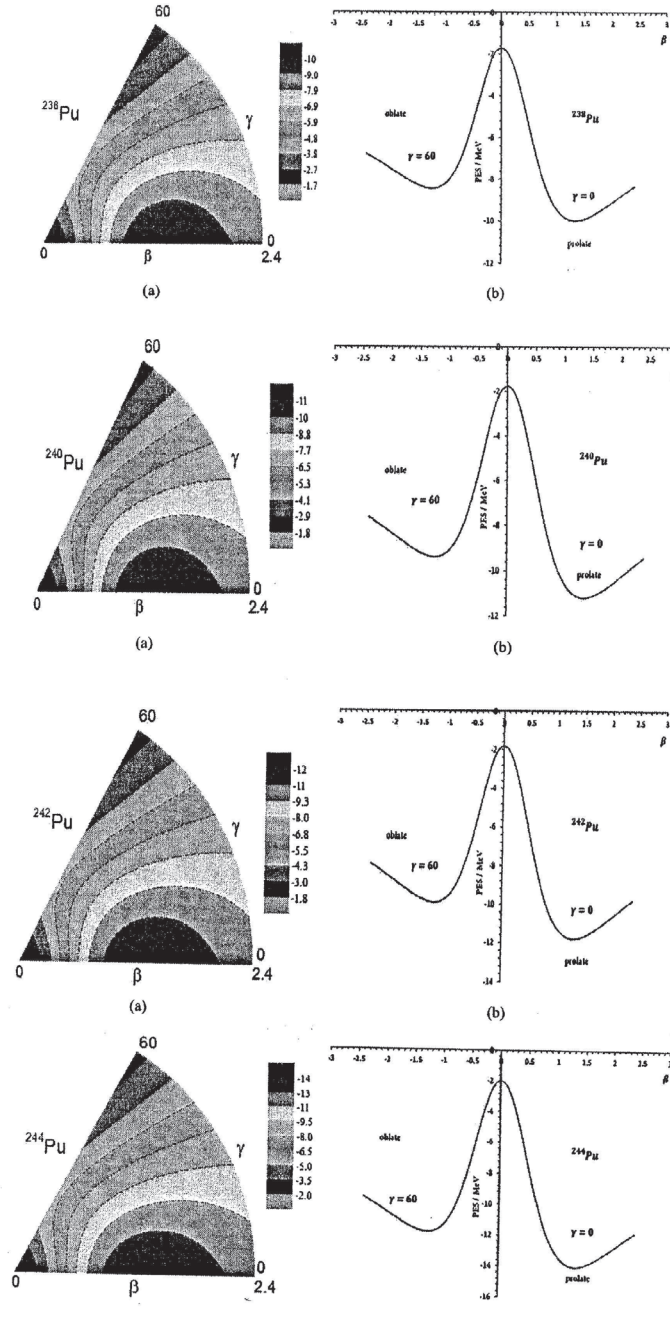
VII. táblázat. Számított B(E1) átmeneti valószínűségek e^2b egységekben deformált $^{238\text{-}244}$Pu izotópokra

transition	$^{238}_{94}Pu$	$^{240}_{94}Pu$	$^{242}_{94}Pu$	$^{244}_{94}Pu$
$1^-_1 \to 0^+_{gs}$	0.283	0.507	5.342	5.141
$1^-_1 \to 0^+_2$	0.0248	0.0422	0.446	0.409
$1^-_1 \to 2^+_{gs}$	5.148	5.402	0.979	1.851
$1^-_1 \to 2^+_2$	0.002	0.0013	0.0019	0.001
$1^-_1 \to 2^+_3$	0.463	0.461	0.082	0.149
$3^-_1 \to 2^+_{gs}$	0.106	0.211	5.557	6.001
$3^-_1 \to 2^+_2$	0.0	0.0	0.0011	0.0004
$3^-_1 \to 2^+_3$	0.0093	0.0177	0.456	0.471
$3^-_1 \to 4^+_{gs}$	4.702	5.079	0.191	—
$3^-_1 \to 4^+_2$	0.0062	0.0044	0.0002	0.0
$5^-_1 \to 4^+_{gs}$	0.052	0.107	0.036	—
$5^-_1 \to 4^+_2$	0.0	0.0	0.0	0.0

VIII. táblázat. Számított B(E3) átmeneti valószínűségek e^2b^3 egységekben a deformált $^{238\text{-}244}$Pu izotópokra

transition	$^{238}_{94}Pu$	$^{240}_{94}Pu$	$^{242}_{94}Pu$	$^{244}_{94}Pu$
$1^-_1 \to 2^+_{gs}$	0.150	0.218	1.23	1.211
$1^-_1 \to 2^+_2$	0.0065	0.0113	0.1344	0.118
$1^-_1 \to 2^+_3$	0.0209	0.0291	0.1577	0.151
$3^-_1 \to 0^+_{gs}$	0.0042	0.0099	0.453	0.493
$3^-_1 \to 2^+_{gs}$	0.0203	0.034	0.537	0.543
$3^-_1 \to 2^+_2$	0.0009	0.0021	0.156	0.141
$3^-_1 \to 2^+_3$	0.0030	0.0047	0.066	0.0658
$3^-_1 \to 4^+_{gs}$	0.1407	0.165	0.248	0.294
$3^-_1 \to 4^+_2$	0.0015	0.0015	0.0066	0.0199
$5^-_1 \to 2^+_{gs}$	0.0022	0.0057	0.0613	0.087
$5^-_1 \to 2^+_2$	0.0	0.0	0.00004	0.0004
$5^-_1 \to 4^+_{gs}$	0.0186	0.0291	0.0038	0.007

Az I–VIII. táblázatok El-Gendy [2021] alapján



1. ábra. A páros-páros $^{238\text{-}244}$Pu izotópok potenciálisenergia-felülete (PEF) a β- és γ-deformációs paraméterek függvényében. Látható, hogy éles minimum van a $\gamma = 0$ és $\beta \neq 0$ értékeknél. El Gendy [2021] alapján

Martinou és mts. [2021] az atommagok alakkoegzisztencia szigeteit vizsgálták. Egy új kettős héjmechanizmust javasoltak. Ebben a harmonikus oszcillátor (HO) héjakat az Elliott SU(3), illetve proxi-SU(3) szimmetria keretében tárgyalták, amelyek kvadrupól-kvadrupól-kölcsönhatással kapcsolódnak a spin-pályaszerű (SO) héjakhoz. Az új kettős héj mechanizmus arra az eredményre vezet, hogy a 7-8, 17-20, 34-40, 59-70, 96-112 és 146-168 proton- vagy neutronszám-tartományokban alakkoegzisztencia lép fel. Az előrejelzésben nincs szabad paraméter és az atommagok teljes tartományát figyelembe veszi.

Az **1. ábrán** a függetlenrészecske-modell közelítő nívósémája látható protonokra, benne a harmonikus oszcillátor- és a spin-pályaszerű nívókkal.

A proxy- (SU3) szimmetria bevezetését először a korábbi munkáiban javasolták. Lásd Bonatsos és mts. (a) [2017], Bonatsos és mts. (b) [2017], Martinou és mts. [2020]. (Ez utóbbi munkának az Atomki részéről Cseh J. is társszerzője.)

Az erős spinpálya-kölcsönhatás mágikus számokhoz és jelentős egyrészecske-energiarésekhez vezet. Ugyanakkor a deformált atommagokban nincsenek jelentősebb mágikus számok, lásd pl. a Nilsson-diagramokat (a könyv végén a függelékben).

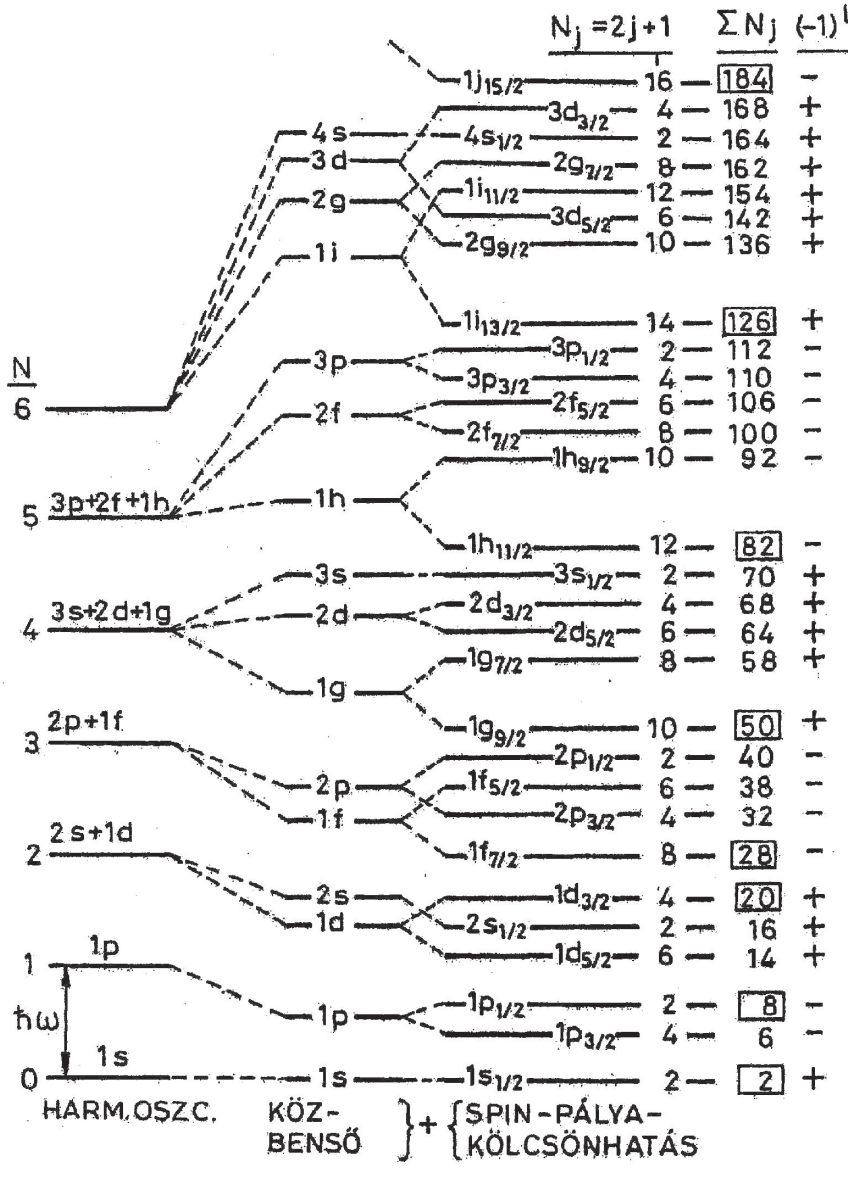
A relativisztikus középtér- (RMF) elméletben nincs szabad magtörzs, azaz minden héj részt vesz a számításokban. Ez a modell alkalmas arra, hogy leírja az egyrészecske-energiák változását az axiális deformáció függvényében.

Egy páros-páros ${}^{A}_{Z}X_{N}$ atommagra az energiarés

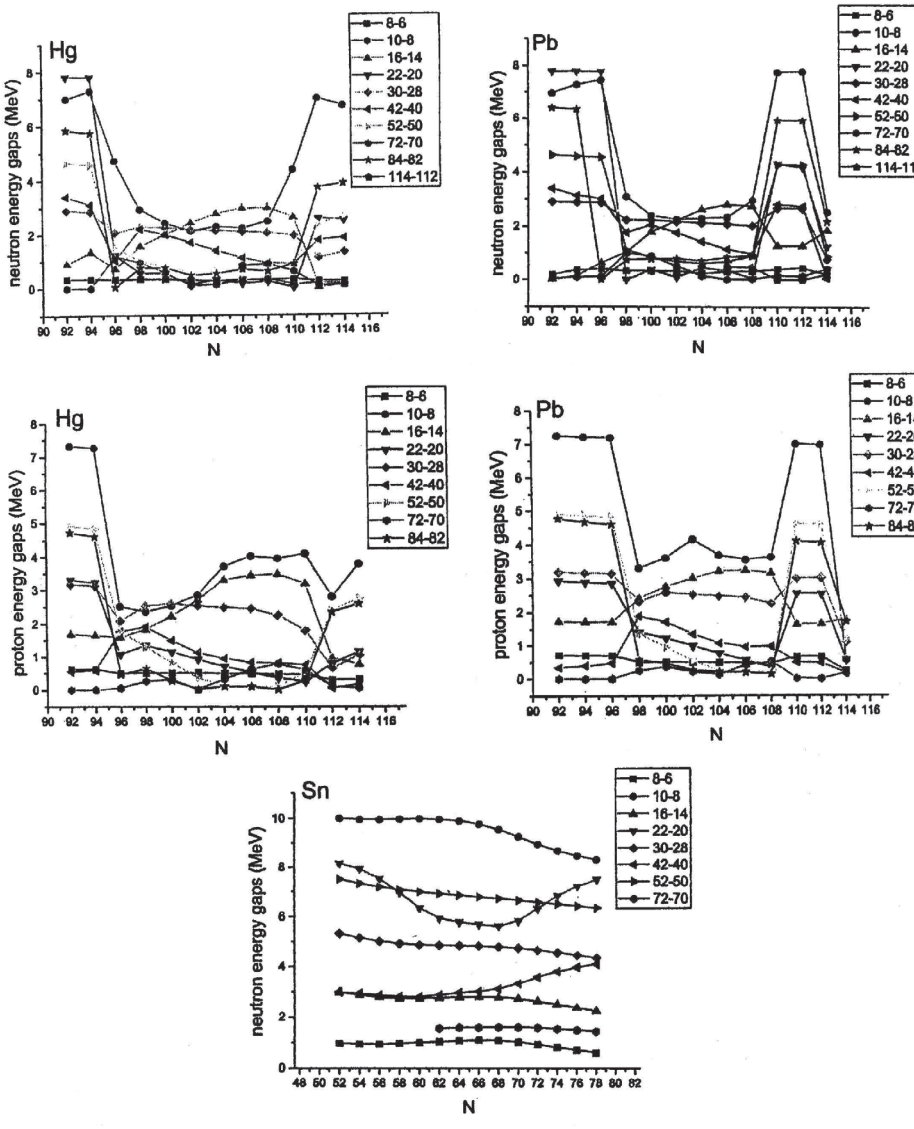
$$\varepsilon_{rés} = \varepsilon_{i+2} - \varepsilon_{i}$$

alakba írható, ahol i = 1,2,…N–2 a neutronhéjakra és i = 1, 2, …Z–2 a protonhéjakra.

A **2. ábra** az RMF-számítások eredményeit mutatja a neutron és proton energiarésekre a neutronszám függvényében Hg, Pb és Sn izotópokra. Ezekben a „8–6” és „10–8” stb. jelek az $\varepsilon_{rés}$-t jelölik a nyolcadik és hatodik, valamint a tizedik és nyolcadik neutronok között az előbbi képlet alapján. Látható, hogy a $96 \leq N \leq 110$ tartományban a Hg és Pb izotópoknál kicsi az energiarés, pontosan ott, ahol a kísérletek szerint alakkoegzisztencia jelentkezik. A Sn izotópok általában nem nagyon deformáltak. Mindazonáltal a ${}^{110\text{-}120}$Sn izotópoknál rotációs sávok jelentkeznek és alakkoegzisztencia lép fel (itt nem részletezett irodalmi adatok alapján).



1. ábra. A függetlenrészecske-modell közelítő nívósémája protonokra. Goeppert Mayer, Jensen [1965] alapján



2. ábra. Relativisztikus középtér-számítási eredmények neutron és proton energiarésekre a neutronszám függvényében, Hg, Pb és Sn izotópokra. Lásd részletesebben a szövegben. Martinou és mts. [2021] alapján, további irodalmi hivatkozásokat lásd ott

Az atommagok jellemzésére be szokták vezetni a C_2 mennyiséget, ami a kvadrupól deformációs β-paraméterrel a következő kapcsolatban áll:

$\beta^2 = X\,(C_2 + 3)$, ahol $X = 4\pi/(5Ar^2)^2$ és $r^2 = 0{,}87^2\,A^{1/3}$ dimenzió nélküli közép négyzet magsugár. Mivel rendszerint $C_2 >> 3$, β^2 arányos C_2-vel, azaz C_2 a deformáció mértékeként kezelhető.

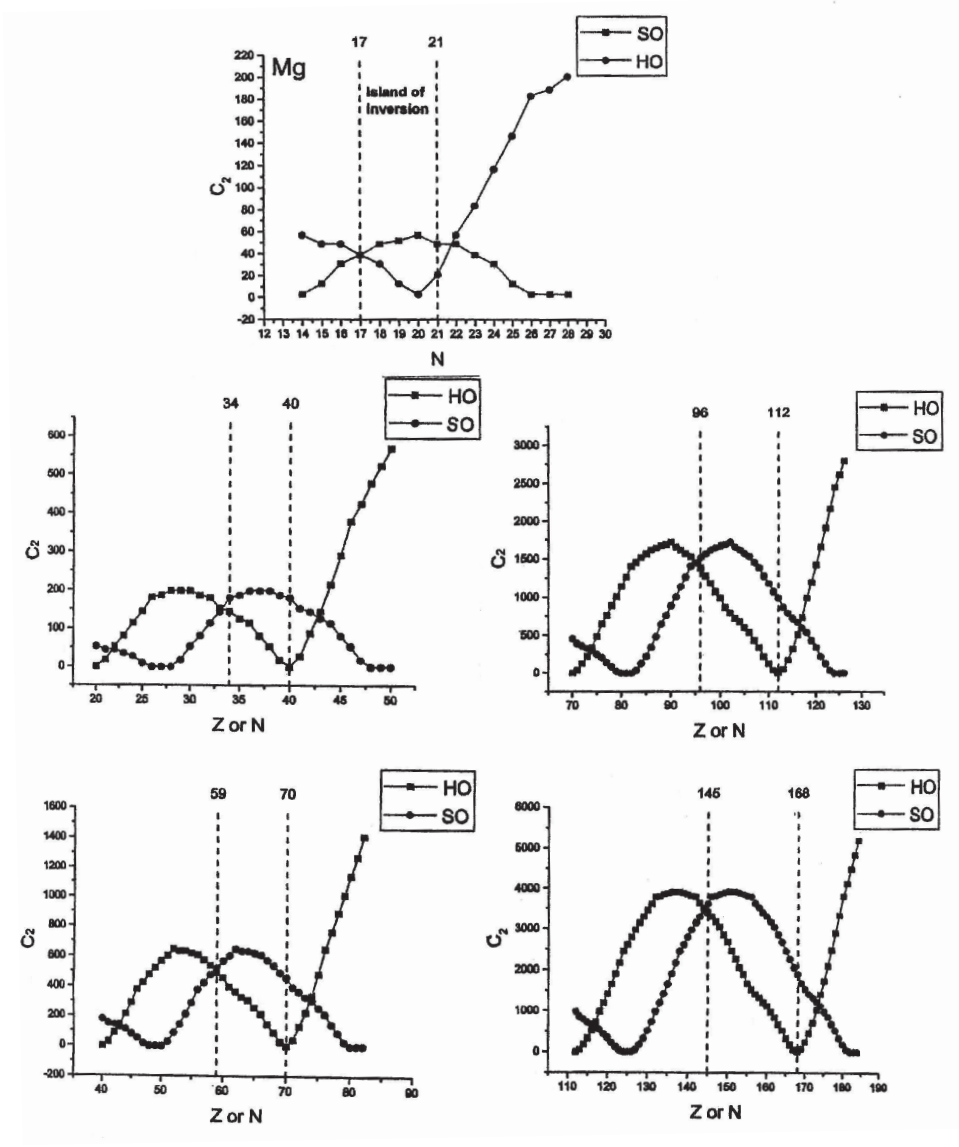
A **3. ábrán** a C_2 mennyiségek láthatók a neutronszám vagy protonszám függvényében, különböző atommag-tartományokra. Külön-külön az SO-szerű és HO-szerű héjakra. Látható, hogy a 17–21, 34–40, 59–70, 96–112 és 145–168 Z vagy N tartományokban átfordulási sziget lép fel.

A **4. ábrán** felül a β-deformációs paraméter függése látható a neutronszámtól Ni izotópokra. SO és HO adatok összevetve a kísérleti értékekkel. Jól látható az átfordulási sziget tartománya.

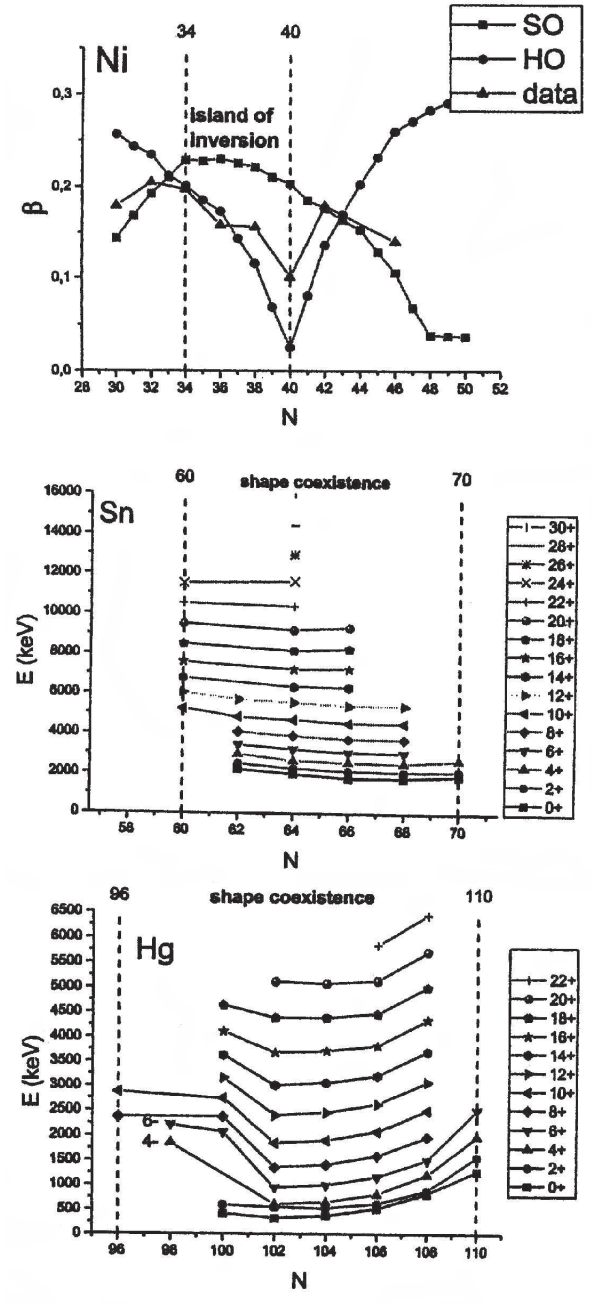
A **4. ábrán** középen Sn, alul Hg izotópokra a gerjesztett sáv kísérleti energiái vannak feltüntetve a neutronszám függvényében. Mind az Sn, mind a Hg izotópoknál kitűnően látszik az alakkoegzisztencia a 60–70, illetve 96–110 tartományokban.

Az **5. ábra** az új kettős héjmodell előrejelzéseit mutatja az atommagok alakkoegzisztenciáira a teljes Z, N tartományra.

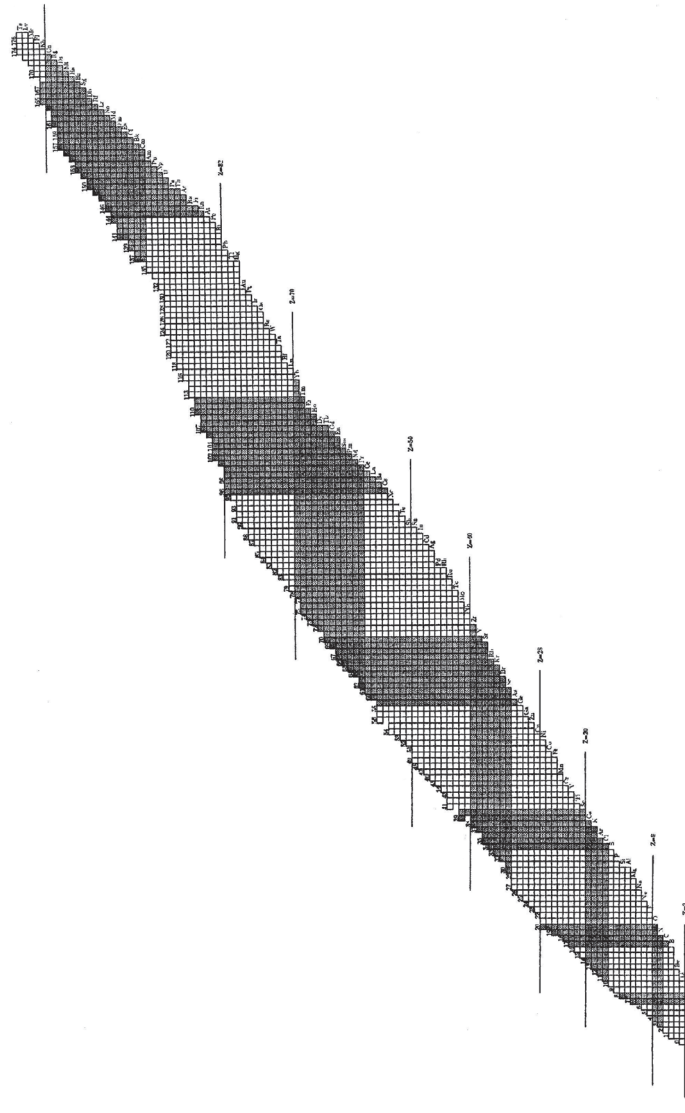
Összefoglalás. A munkában egy új kettős héjmodellt vezettek le az atommagokban fellépő alakkoegzisztencia leírására. Ez az alakkoegzisztencia nem léphet fel akárhol, csak speciális tartományokban, lásd az 5. ábrát. A mechanizmus szabad paraméter nélkül is jól reprodukálja a 0_2^+-ra alapozott sávokat, amelyek alakkonzisztens partnerei az alapállapotra épülő sávoknak (lásd a 4. ábrán az Sn és Hg esetét). A HO- és SO-szerű valenciahájak együttléte sok más jelenségre is magyarázatot adhat.



3. ábra. Az atommagok deformációjára jellemző C_2 mennyiségek függése a neutron- vagy protonszámoktól különböző SO- és HO-szerű héjakra. Látható, hogy a 17–21, 34–40, 59–70, 96–112 és 145–168 tartományokban átfordulási sziget lép fel, lásd részletesebben a szövegben. Martinou és mts. [2021] alapján



4. ábra. Felül a β-deformációs paraméter látható a neutronszám függvényében Ni izotópokra. Középen és alul a gerjesztett sávok energiái vannak feltüntetve a neutronszám függvényében Sn, illetve Hg izotópokra. Mindhárom esetben az új kettőshéj-mechanizmus előrejelzése az alakkoegzisztenciára kitűnő egyezésben van a kísérleti adatokkal. Martinou és mts. [2021] alapján



5. ábra. Az új kettőshéj-modell előrejelzései az atommagok alakkoegzisztenciáira. Ezek a tartományok mind a proton-, mind a neutronszámokra a következők: 7–8, 17–20, 34–40, 59–70, 96–112, 145–168. Az ábra színes változata online megtekinthető. Martinou és mts. [2021] alapján

EGYES ATOMMAGOK SZERKEZETE

$Z \leq 20$

Sun és mts. [2021] a ^{6}He atommag feltörését vizsgálták $\alpha + 2$ neutronra, valamint a ^{6}He haloszerkezetét.

A kísérleteket a RIKEN, RIBF radioaktív izotópnyaláb gyárban végezték Japánban, Tokió mellett. 100 MeV/nukleon energiájú stabil ^{18}O elsődleges nyalábbal bombáztak vékony Be céltárgyat, majd a másodlagos ^{6}He nyalábot megtisztították a fragmens szeparátorban. A ^{6}He részecskéket energiaveszteség (ΔE) és repülési idő (ToF) mérésekkel azonosították, majd természetes ólom és szén céltárgyakat bombáztak velük. Így 70 MeV/nukleon energiánál Coulomb és nukleáris $^{6}\text{He} \rightarrow \alpha + 2n$ feltörési reakció jött létre.

A vizsgálatok végeredménye, hogy a két halo neutron közötti szög az α törzshöz viszonyítva 56 (+9 – 10) fok. Ez lényegesen kisebb, mint a nem korrelált 90 fok.

Kolata és mts. [2016] összefoglaló munkájukban a könnyű egzotikus atommagok rugalmas szórásával, fúziójával és feltörésével kapcsolatos magreakcióeredményeket ismertették, különös tekintettel az utóbbi évtizedben elért eredményekre.

Konkrétan a $^{6}_{2}\text{He}_{4}$, $^{8}_{2}\text{He}_{6}$, $^{8}_{3}\text{Li}_{5}$, $^{9}_{3}\text{Li}_{6}$, $^{11}_{3}\text{Li}_{8}$, $^{7}_{4}\text{Be}_{3}$, $^{10}_{4}\text{Be}_{6}$, $^{11}_{4}\text{Be}_{7}$, $^{8}_{5}\text{B}_{3}$, $^{10}_{6}\text{C}_{4}$, $^{11}_{6}\text{C}_{5}$, $^{14}_{6}\text{C}_{8}$, $^{15}_{6}\text{C}_{9}$, $^{12}_{7}\text{N}_{5}$, $^{13}_{7}\text{N}_{6}$ és $^{17}_{9}\text{F}_{8}$ proton- vagy neutrontöbbletes atommagok reakcióit tárgyalták.

A közlemény 38 oldalas, benne 235 irodalmi hivatkozással. A következőkben csak néhány eredményt ismertetünk, főleg azokat, amelyek az atommagok szerkezetével kapcsolatosak.

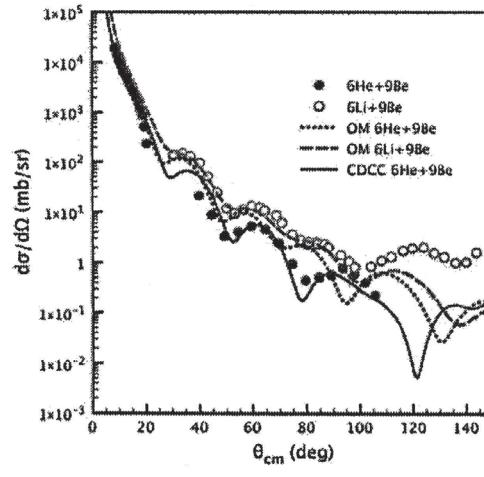
Az **1. ábrán** a $^{6}_{2}\text{He}_{4} + {}^{9}_{4}\text{Be}_{5}$, valamint a $^{6}_{3}\text{Li}_{3} + {}^{9}_{4}\text{Be}_{5}$ rugalmas szórási reakciójának $d\sigma/d\Omega$ hatáskeresztmetszetei vannak feltüntetve a θ tömegközépponti szög függvényében. A telt és nyitott körök kísérleti adatokat jelölnek, az OM optikai modell, a CDCC (**c**ontinuum **d**iscretized **c**oupled-**c**hannel) elméleti számítások eredményei. A $^{6}_{2}\text{He}_{4}$ neutronhalóval rendelkező atommag.

A **2. ábra** a $^{8}_{2}\text{He}_{6} + {}^{65}\text{Cu}$, valamint a $^{6}_{2}\text{He}_{4} + {}^{65}\text{Cu}$ fúziós és neutron transzfer reakciók hatáskeresztmetszeteit mutatja a tömegközépponti energia függvényében. A neutrontranszfer hozamok is láthatóan nagyok.

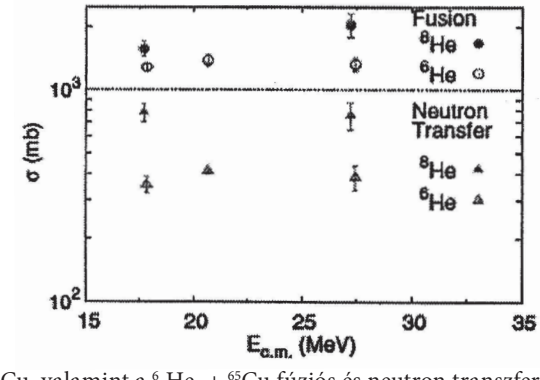
A **3. ábrán** a ^{198,199,198m}Au előállítási hatáskeresztmetszetei (σ) vannak feltüntetve a középponti energia (E_{cm}) függvényében a $^{8}_{2}He_{6}$ + ^{157}Au (céltárgy) reakcióra. A neutronokban gazdag ^{8}He könnyen lead neutronokat.

A **4. ábra** a $^{10}_{6}C_{4}$ protontöbbletes atommag nívósémáját mutatja és a nívók bomlásmódjait. A ^{10}C gerjesztését $^{9}_{4}Be_{5}$ és $^{12}_{6}C_{6}$ céltárgyakkal való kölcsönhatásban hozták létre a Texas A-M Egyetem K500 ciklotron laboratóriumában. A ^{10}C gerjesztett állapotaiból láthatóan sokféle bomlásmód lép fel.

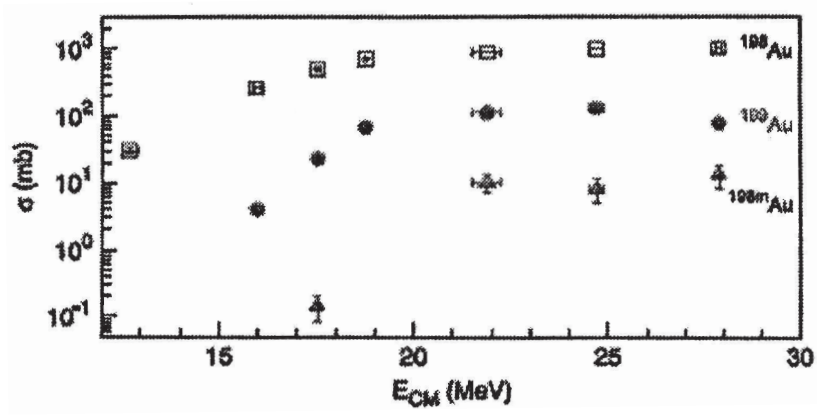
Összefoglalóan megállapítható, hogy a könnyű egzotikus atommagokkal létrehozott különféle magreakciók vizsgálata értékes eredményeket szolgáltatott az atommagok szerkezetére is.



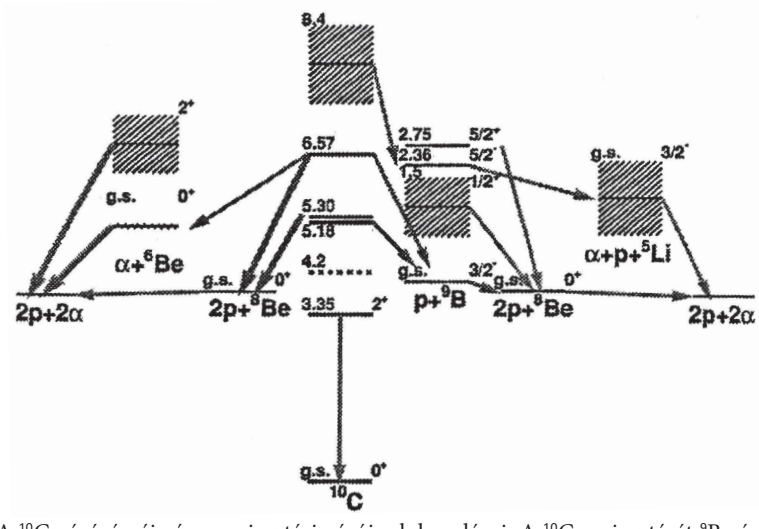
1. ábra. A $^{6}_{2}He_{4}$ + $^{9}_{4}Be_{5}$ és $^{6}_{3}Li_{3}$ + $^{9}_{4}Be_{5}$ rugalmas szórási hatáskeresztmetszetek (dσ/dΩ) a tömegközépponti szög függvényében 16,8 MeV ^{6}He energiánál



2. ábra. A $^{8}_{2}He_{6}$ + ^{65}Cu, valamint a $^{6}_{2}He_{4}$ + ^{65}Cu fúziós és neutron transzfer reakció hatáskeresztmetszetei a tömegközépponti energia függvényében



3. ábra. A ^{198,199,198m}Au előállítási hatáskeresztmetszetei (σ) a középponti energia (E_{cm}) függvényében a $^{8}_{2}He_{6}$ + ^{197}Au (céltárgy) reakcióra



4. ábra. A ^{10}C nívósémája és a gerjesztési nívóinak bomlásai. A ^{10}C gerjesztését ^{9}Be és ^{12}C céltárgyakkal való kölcsönhatásokkal hozták létre

Az 1–4. ábrák Kolata és mts. [2016] összefoglaló munkájából lettek átvéve, ahol az eredeti közlemények hivatkozásai megtalálhatók.

Lyu és mts. [2015] a ^{9}Be sajátságait vizsgálták a nem lokalizált csomósodási koncepció keretében, elméleti módszerekkel. Konkrétan a ^{9}Be kötésenergiáját és sugarát, az alapállapot sűrűségeloszlását, valamint a $3/2^{+}$ rotációs sávjának kötésenergiáit számították.

A számításokban a Tohsaki–Horiuchi–Schuck–Röpke (THSR) hullámfüggvényt használták, ami korábban sikeresnek bizonyult a ^{12}C 0_2^{+} Hoyle-állapotának értelmezésében. Röviden ismertették a felhasznált elméleti formalizmust. A ^{9}Be-ban mind az α + α + n klaszterszerkezet, mind a nukleáris molekulapályák előfordulnak, amelyek leírására a THSR hullámfüggvény alkalmas.

Az **I. táblázatban** a ^{9}Be $3/2^{-}$, $5/2^{-}$ és $7/2^{-}$ állapotainak kötésenergiái vannak feltüntetve az elméleti THSR és a korábbi GCM (generator koordináta módszer) eredményekkel. A kísérleti és elméleti adatok között jó egyezés van.

Az **1. ábra** a ^{9}Be sűrűségeloszlását mutatja alapállapotban, az x–z síkban, y = 0-nál. Hasonlóan a ^{8}Be esetéhez a két α-szerkezet világosan látszik. A Pauli-elv szerint a két α nem lehet túl közel egymáshoz. A ^{9}Be-ban a két α közötti távolság 3,4 fm, míg a ^{8}Be-ban ≈ 4,6 fm. A ^{9}Be-ban erősebb a kötés a két α-részecske között az extra neutron jelenléte miatt.

A **2. ábrán** az extra neutron sűrűségeloszlása látható az x–z, illetve x–y síkokban. Az extra neutron eloszlása több mint 6 fm a z irányban, kétszerese az egyes α-klaszterek méretének.

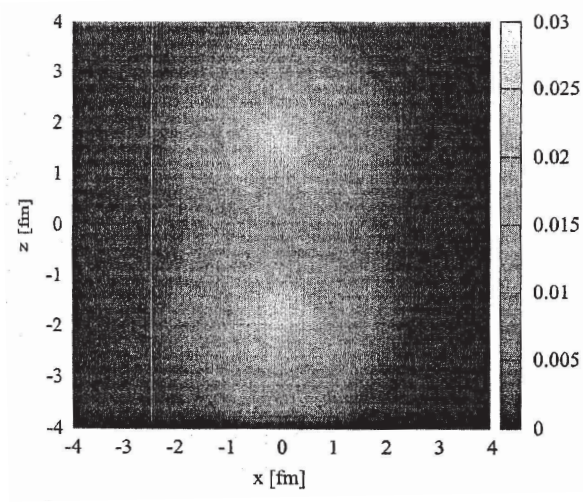
A közleményükben a nem lokalizált klaszter koncepciót – ami velejárója a THSR hullámfüggvénynek – kiterjesztették az N ≠ Z ^{9}Be atommagra és azt tapasztalták, hogy ennél az atommagnál is működik. A klaszterek és az extra neutron szabadok a mozgásukban.

Újabban *Lyu és mts.* [2018] α-csomósodást vizsgálta a ^{10}Be atommagban a ^{10}Be(p,pα)^{6}He reakcióban, 250 MeV bombázó proton energiánál. A számításokat a THSR hullámfüggvény kiterjesztett változatával végezték a ^{10}Be-ra. Ezt integrálták a torzított hullámú impulzusközelítésben a (p,pα) kiütéses reakció differenciális hatáskeresztmetszetének számítására. Az eredmények α-csomósodást mutattak a ^{10}Be-ban.

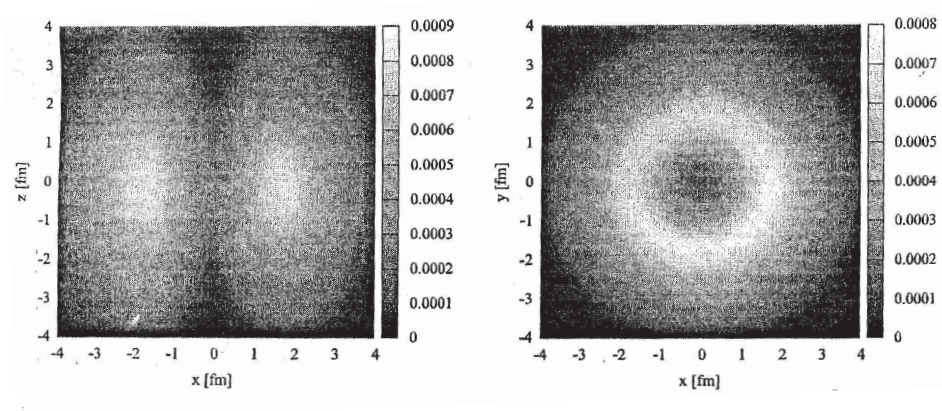
Megjegyzendő, hogy a ^{9}Be gerjesztési nívórendszerét *Dell Rocca, V.* és *Iachello, F.* [2018] is vizsgálták. A csomómodell keretében számították a gerjesztési nívók energiáit, a redukált átmeneti valószínűségeket, a kvadrupól- és mágneses nyomatékokat. Az elméleti és kísérleti eredmények között általában jó volt az egyezés. Lásd még *Bijker, R.* és *Iachello, F.* [2020] összefoglaló munkáját is.

I. táblázat. A ^{9}Be rotációs sávjának tagjai $3/2^-$ (G.S.) alapállapot, $5/2^-$, $7/2^-$ (ES) gerjesztett állapotok. Kísérleti kötésenergiák (E^{exp}) összevetve elméleti E^{THSR} és E^{GCM} eredményekkel, MeV-ekben. Lyu és mts. [2015] alapján

State	E^{THSR}	E^{GCM}	E^{Exp}
$7/2^-$ (E.S.)	48.6 (6.8)	49.4 (7.0)	51.8 (6.4)
$5/2^-$ (E.S.)	53.0 (2.4)	53.8 (2.6)	55.8 (2.4)
$3/2^-$ (G.S.)	55.4	56.4	58.2



1. ábra. A ^{9}Be sűrűségeloszlása az alapállapotban fm^{-3} egységekben. Nukleonsűrűség az x–y síkban y = 0-nál. Lyu és mts. [2015] alapján



2. ábra. Az extra neutron sűrűségeloszlása a ^{9}Be alapállapotában fm^{-3} egységekben. Bal oldalon az x–z síkban y = 0-nál, jobb oldalon az x–y síkban z = 0-nál. Lyu és mts. [2015] alapján

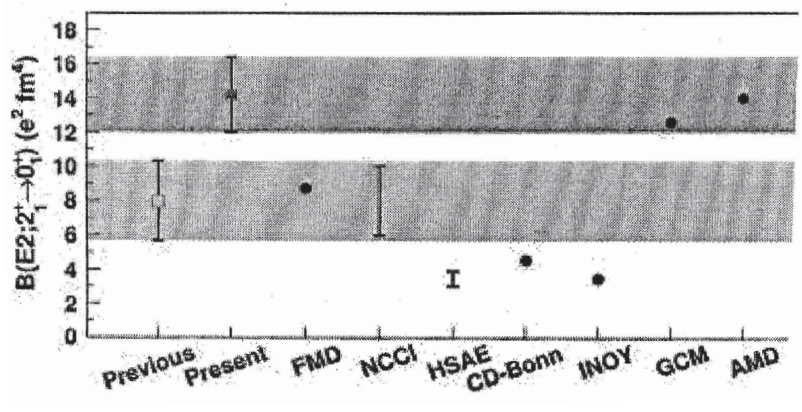
Morse és mts. [2018] meghatározták a ^{12}Be atommag 2_1^+ állapotának életidejét, majd ebből levezették a B(E2;$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) redukált átmeneti valószínűséget is.

A kísérleteket a Michigani Állami Egyetem Nemzeti Szupravezető Ciklotron Laboratóriumában végezték. Két csatolt szupravezető ciklotronból nyert 120 MeV/nukleon energiájú ^{18}O nyalábbal bombáztak természetes ^{9}Be céltárgyat. Az előállt másodlagos nyalábot fragmens szeparátorral megtisztították, majd különböző céltárgyakat bombáztak velük. Az előállt ^{12}Be atommagokat energiaveszteség és repülési idő mérésekkel azonosították. A ^{12}Be gerjesztett állapotaiból felléphő γ-sugárzást a GRETINA HPGe-rendszerrel vizsgálták.

A Doppler-eltolódási módszerrel meg lehetett határozni a ^{12}Be 2_1^+ állapotának felezési idejét, amit $\tau = 1{,}38 \pm 0{,}10(\text{stat}) \pm 0{,}19(\text{sziszt})$ ps-nak találtak. Ebből levezették a B(E2; $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) = $14{,}2 \pm 1{,}0(\text{stat}) \pm 2{,}0(\text{sziszt})$ e^4fm^4 redukált átmeneti valószínűséget.

Az **1. ábra** a ^{12}Be B(E2;$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) redukált átmeneti valószínűségeket mutatja. Az előző és jelen munkában nyert eredményeket, összevetve hétféle elméleti adattal.

A nyert eredmény arra utal, hogy a héjrés N = 8-nál erősen csökkent.



1. ábra. A ^{12}Be-re nyert B(E2;$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$) redukált átmeneti valószínűségek. Jelen eredmények (present) összevetve a korábbi (previous) kísérleti, valamint hétféle elméleti adattal. FMD: **f**ermionic **m**ulecular **d**ynamics, NCCl: **n**o-core **c**onfiguration **i**nteraction, HSAE: **h**yperspherical **a**diabatic **e**xpansion, CD-BONN, INOY: no-core shell model calc., GCM **g**enerator **c**oordinate **m**ethod, AMD: **a**ntisymmetrical **m**olecular **d**ynamics. Morse és mts. [2018] alapján

Baba és Kimura [2016] a ^{14}C szerkezetét és α-bomlását vizsgálták antiszimmetrizált molekuláris dinamikai (AMD) elméleti módszerrel. Számították a gerjesztési energiákat és α-bomlási szélességeket a lineáris lánc állapotokra és az eredményeket összevetették a kísérleti adatokkal.

Az **1. ábra** a ^{14}C számított energiafelületét mutatja a kvadrupól deformációs paraméterek függvényében (β,γ) a $J^{\pi} = 0^+$ (a) és 1^- (b) állapotokra. A 0^+ állapotra az energiaminimum (β,γ) = (0,36, 14°)-nál van, ahol a kötésenergia 106,1 MeV. Az 1^- állapotnál az energiaminimum (β,γ) = (0,60, 25°)-nál található. Itt a proton sűrűségeloszlás háromszögletű alakba van rendezve.

A **2. (a)–(h) ábrákon** a ^{14}C sűrűségeloszlása van ábrázolva a pozitív és negatív paritású állapotokra. Látható, hogy közel gömbszerű, körte (háromszögletű), kevésbé és erősen megnyúlt alakok lépnek fel.

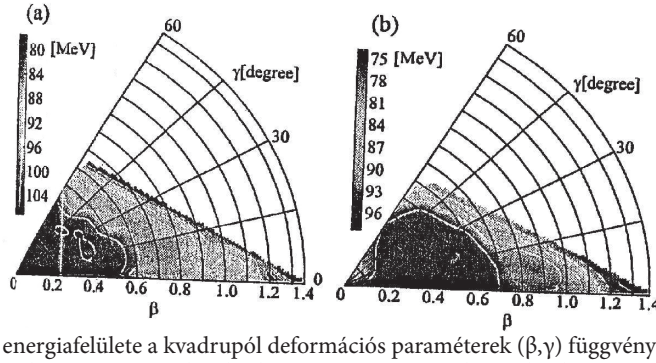
A **3. ábra** ^{14}C pozitív paritású nívóit mutatja a keringési impulzusnyomaték függvényében. Kísérleti adatok (Exp) összevetve elméleti eredményekkel.

A **4. ábrán** a ^{14}C negatív paritású állapotainak energiái vannak feltüntetve a keringési impulzusnyomaték függvényében. Kísérleti (exp) és elméleti adatok.

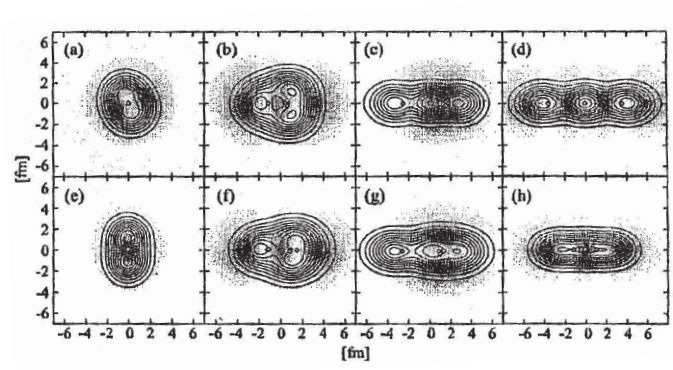
A számításokban adatokat nyertek a ^{14}C egyes állapotainál a gyök-középnégyzet proton- és neutronsugarakra, valamint a sávon belüli B(E2) redukált átmeneti valószínűségekre is.

A ^{14}C szerkezetével kapcsolatban lásd még Baba és Kimura [2019], valamint Beck [2017] összefoglaló munkáját is.

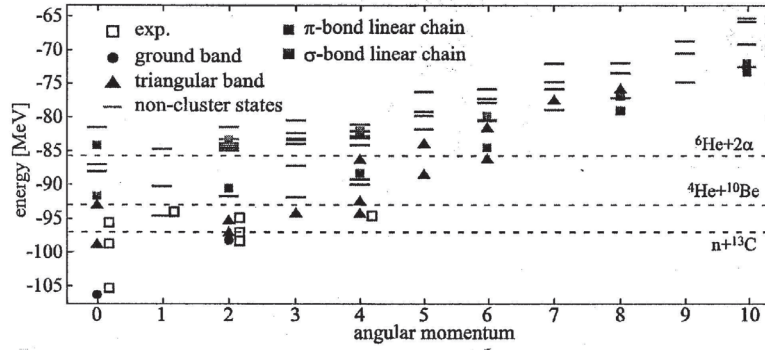
Összesítés. A lineáris lánc állapotok vizsgálata érdekében AMD-számításokat végeztek a ^{14}C gerjesztési nívóira. A pozitív paritású állapotoknál többféle alakot is azonosítottak. (a) Közel gömbszerű, gyengén belapult, (b) körte (háromszögletű), (c) enyhén megnyúlt (π-kötött lineáris lánc) és (d) erősen megnyúlt (σ-kötött lineáris lánc) alakokat. Lásd a 2. és 3. ábrákat. A negatív paritású állapotoknál erős keveredés lép fel a nem klaszter állapotokkal és így a kísérleti és elméleti eredmények között nehéz az egyértelmű azonosítás. Itt további vizsgálatokra lenne szükség.



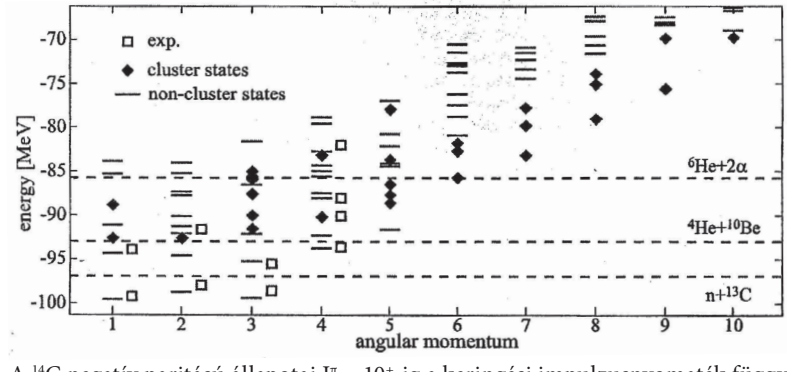
1. ábra. A ^{14}C energiafelülete a kvadrupól deformációs paraméterek (β,γ) függvényében a $J^{\pi} = 0^+$ (a) és 1^- (b) állapotokra. A számításokat korlátozott variációs módszerrel és keringési impulzusnyomaték-vetítéssel végezték. A körök az energiaminimumokat mutatják. Baba és Kimura [2016] alapján



2. ábra. A ^{14}C sűrűségeloszlása a pozitív paritású állapotokra (a)–(d) és a negatív paritásúakra (e)–(h). A kontúrvonalak a proton sűrűségeloszlását mutatják. Baba és Kimura [2016] alapján



3. ábra. A ^{14}C pozitív paritású nívói $J^{\pi} = 10^{+}$-ig a keringési impulzusnyomaték függvényében. Kísérleti adatok, míg a többi szimbólum számított értékeket mutat. Betöltött körök, háromszögek és négyszögek alap-, háromszögletű és lineáris lánc állapotokat jelölnek, míg a vonalak nem klaszterállapotokat, amelyeknél a redukált szélesség kisebb mint 0,08 MeV$^{1/2}$. Baba és Kimura [2016] alapján



4. ábra. A ^{14}C negatív paritású állapotai $J^{\pi} = 10^{+}$-ig a keringési impulzusnyomaték függvényében. A nyitott négyszögek észlelt állapotokat mutatnak meghatározott spinpritás értékekkel, a többi szimbólum számított eredményekhez tartozik. A vonalak klaszterállapotokat mutatnak, melyeknél a redukált szélesség kisebb mint 0,08 MeV$^{1/2}$. Baba és Kimura [2016] alapján

Baba és Kimura [2019] a ^{14}C és ^{14}O tükörmagoknál a Coulomb-eltolódást vizsgálták elméleti antiszimmetrizált molekuláris dinamikai módszerrel (AMD), különös tekintettel a lineáris lánc szerkezetre.

Az **1. ábra** a ^{14}O pozitív paritású állapotainak energiáit mutatja a keringési impulzusnyomaték függvényben.

Jobb oldalon a ^{14}O belső hullámfüggvényének sűrűségeloszlása látható. A kontúrvonalak a hat neutron sűrűségeloszlását mutatják. Alapállapotban négyféle klaszteralak is lehetséges: közel gömbszerű, körte alak (triangular), enyhén megnyúlt lineáris lánc (π-bound LC) és erősen megnyúlt lineáris lánc (σ-bound LC). Ezekre aztán rotációs sávok épülhetnek.

A **2. ábrán** a ^{14}C és ^{14}O gerjesztési energiái vannak feltüntetve a 0^+ állapotokra, valamint a hozzájuk tartozó klaszteralakok.

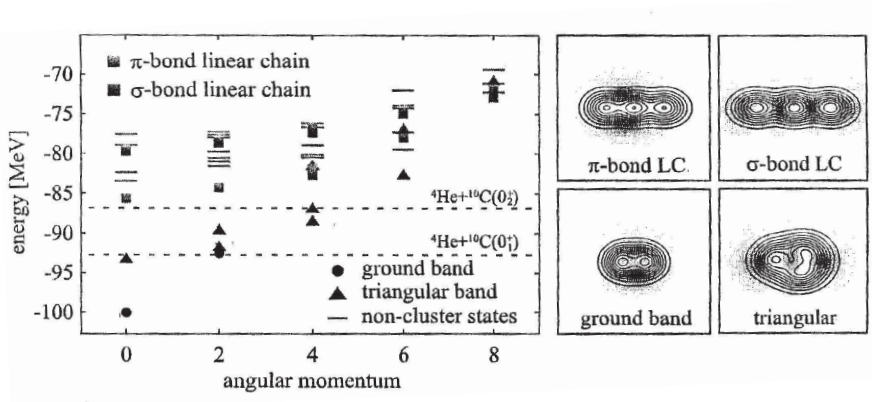
A **3. ábra** felül a $J^\pi = 2^+$, alul a 4^+ állapotok gerjesztési energiáit mutatja a ^{14}C és ^{14}O atommagokra. (Itt K a teljes keringési impulzusnyomaték vetülete az atommag szimmetriatengelyére.)

Az **I. tábázatban** a ^{14}C és ^{14}O kötésenergiái és a Coulomb-energiái láthatók az alapállapotokra.

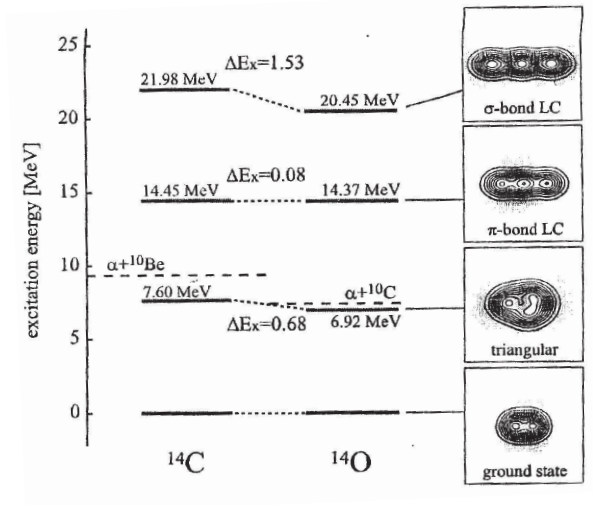
A **II. és III. táblázatokban** a gerjesztési energiák és α-bomlási szélességek vannak feltüntetve a ^{14}C és ^{14}O lineáris lánc π-kötött és σ-kötött állapotokra.

Összefoglalás. A ^{14}C és ^{14}O tükörmag-párban a lineáris lánc állapotokat vizsgálták, különös tekintettel a Coulomb-eltolódásra. A számításokat az AMD (antiszimmetrizált molekuláris dinamikai) elmélet keretében végezték.

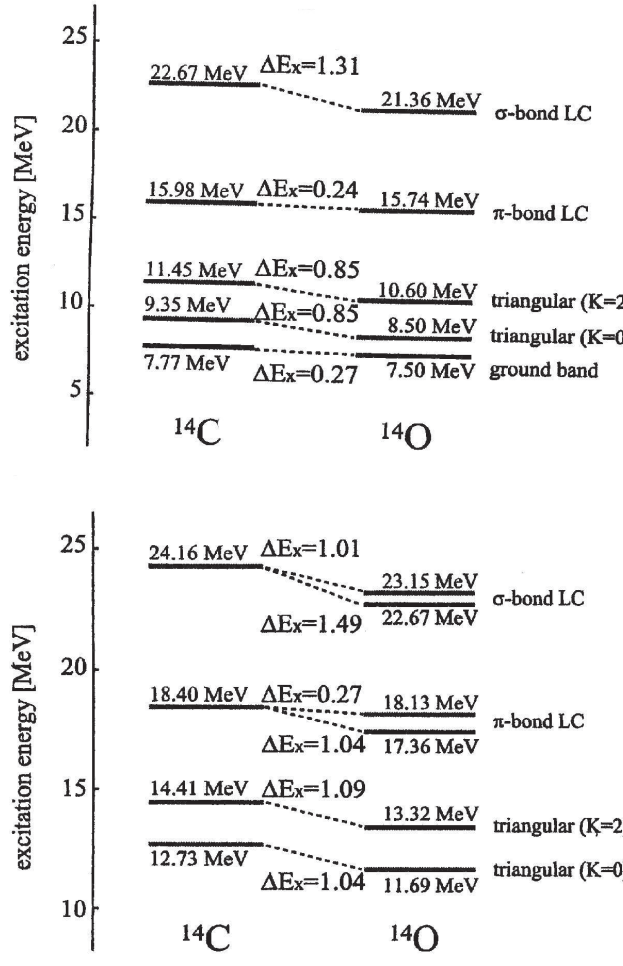
A ^{14}O-ban háromféle klaszterállapotot találtak: háromszögletű, π-kötött és σ-kötött lineáris láncokat. Ezeket a ^{14}C-ben már korábban is megtalálták. Az energiaeltolódás elhanyagolhatóan kicsi a π-kötött láncra (lásd a 2. ábrát), de jól látható a σ-kötöttnél. Ez azzal magyarázható, hogy a σ pálya térben erősen kiterjedt.



1. ábra. Bal oldal: A ^{16}O pozitív paritású energianívói $J^{\pi} = 8^{+}$-ig a keringési impulzusnyomaték függvényben. Betöltött körök, háromszögek és négyszögek az alap-, háromszögletű és lineáris lánc sávokat, a vonalak pedig a nem klaszter állapotokat jelölik. *Jobb oldal:* A ^{14}O belső hullámfüggvényének sűrűségeloszlása. A kontúrvonalak a neutron sűrűségeloszlását mutatják, a kék jelek azt az egyrészecske-pályát jelölik, amit a leggyengébben kötött proton betölt. A színes változat online elérhető. Baba és Kimura [2019] alapján



2. ábra. A ^{14}C és ^{14}O gerjesztési energiái a $J^{\pi} = 0^{+}$ állapotokra. A szaggatott vonalak elméleti küszöbenergiát jelölnek. Baba és Kimura [2019] alapján



3. ábra. Felül: Energiaspektrum a ^{14}C és ^{14}O 2^+ állapotokra. *Alul:* Energiaspektrum a jelzett atommagok 4^+ állapotaira. (K a teljes keringési impulzusnyomaték vetülete a testhez kötött szimmetriatengelyre.) Baba és Kimura [2019] alapján

I. táblázat. Kötés és Coulomb-energiák MeV-ekben a ^{14}C és ^{14}O alapállapotaira

	^{14}C	^{14}O	Difference
Binding energy	− 106.19	− 99.99	6.20
Coulomb energy	7.31	13.34	6.03

II. táblázat. Gerjesztési energiák (E_x MeV-ekben) és α-bomlási szélességek (Γ_α keV-ekben) az ^{14}O lineáris lánc állapotokra. A csatornasugarak a = 5,00 és 6,51 fm a π-kötött, illetve σ-kötött láncokra megfelelően

Linear chain	J^π	E_x	$\Gamma_\alpha(^{10}C(0_1^+))$	$\Gamma_\alpha(^{10}C(2_1^+))$	$\Gamma_\alpha(^{10}C(0_2^+))$	$\Gamma_\alpha(^{10}C(2_3^+))$
π bond	0^+	14.37	1.15×10^3	1.55×10^3	0.04	
	2^+	15.74	1.22×10^3	1.99×10^3	2.24	0.00
	4^+	17.36	4.12×10^2	1.04×10^3	1.43	0.49
	4^+	18.13	6.32×10^2	1.42×10^3	3.34	2.31
σ bond	0^+	20.45	6.30	19.0	7.68×10^2	1.95×10^3
	2^+	21.36	4.75	11.8	6.29×10^2	1.73×10^3
	4^+	22.67	4.97	16.8	3.09×10^2	9.39×10^2
	4^+	23.15	3.21	7.50	3.54×10^2	1.08×10^3

III. táblázat. Gerjesztési energiák (E_x MeV-ekben) és α-bomlási szélességek (Γ keV-ekben) a ^{14}C lineáris lánc állapotokra. A csatornasugarak a = 5,00 és 6,50 fm a π-kötött és σ-kötött lineáris láncokra megfelelően

Linear chain	J^π	E_x	$\Gamma_\alpha(^{10}Be(0_1^+))$	$\Gamma_\alpha(^{10}Be(2_1^+))$	$\Gamma_\alpha(^{10}Be(0_2^+))$	$\Gamma_\alpha(^{10}Be(2_3^+))$
π bond	0^+	14.45	1.37×10^3	1.02×10^3		
	2^+	15.98	1.29×10^3	1.84×10^3	0.63	
	4^+	18.40	1.10×10^3	2.29×10^3	3.88	2.77
σ bond	0^+	21.98	1.34	0.86	7.69×10^2	2.20×10^3
	2^+	22.67	2.78	5.71	7.72×10^2	2.30×10^3
	4^+	24.16	1.20	1.73	7.73×10^2	2.47×10^3

Kanungo és mts. [2016] a protoneloszlási sugarakat vizsgálták kísérleti módszerekkel a $^{12-16}$C izotópokban.

A méréseket Darmstadtban végezték Németországban. 1 AGeV energiájú elsődleges ^{20}Ne és ^{40}Ar nyalábokkal bombáztak ^{9}Be céltárgyat. Az így létrejött fragmentációs reakcióban különböző C izotópok álltak elő. Az izotópokat az FRS fragmens szeparátorral szétválasztották és azonosították mágneses rigiditás (Bρ), repülési idő (ToF) és energiaveszteség- (ΔE) mérésekkel. A kísérleti berendezés az **1. ábrán** felül látható. A MUSIC nevű ionizációs kamra a rendszám azonosítására szolgált ΔE-méréssel.

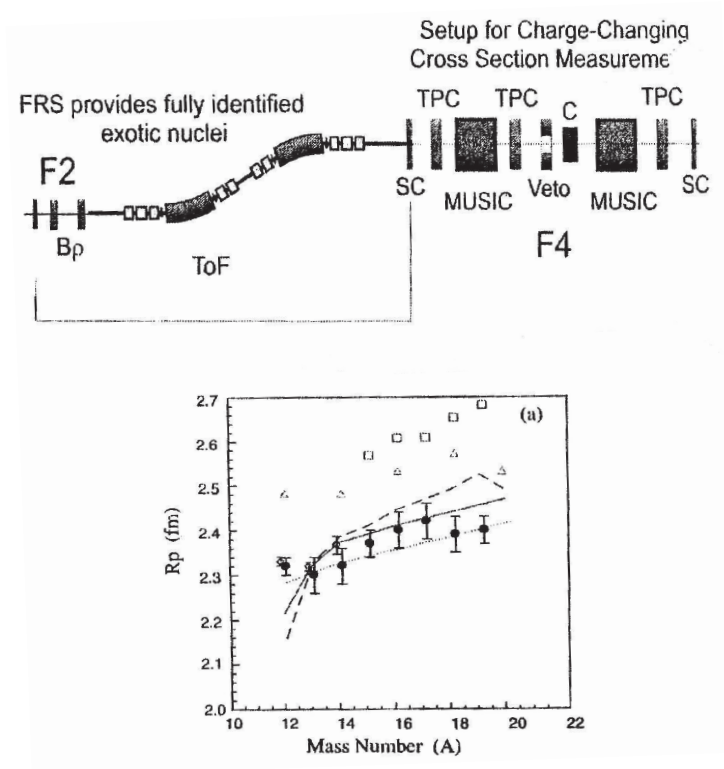
A szén izotópokra nyert E/A energiák, valamint a nyert R^{exp}_{p} töltés- és R^{exp}_{m} agyagsugarak az **I. táblázatban** vannak feltüntetve. Ugyanitt láthatók a töltéscsere reakciók hatáskeresztmetszetei is (σ^{ex}_{cc}). Ezeket úgy határozták meg, hogy a céltárgy előtt és után is mérték az ^{A}Z adatokat.

Az R_p-re nyert kísérleti és elméleti eredmények az 1. ábrán alul vannak feltüntetve. A kísérleti eredményeket a korábbi relativisztikus középtér, valamint a nem relativisztikus Hatree–Fock-számítások elég jól leírják.

A **2. ábrán** felül a proton- (R_p) és anyagsugarak (R_m) láthatók a szén izotópokra a tömegszám függvényében. A mérési adatok (pontok hibákkal) a korábbi csatolt klaszter elméleti számításokkal elég jól egyeznek.

A 2. ábra alsó részén az $R_n - R_p$ neutronbőr vastagság van feltüntetve szén izotópokra, az (a) részábrán a tömegszám, a (b)-n az $S_n - S_p$ szeparációs energia különbségek függvényében. Látható, hogy nagyon vastag neutronbőr fejlődik ki növekvő neutron-proton aszimmetriánál.

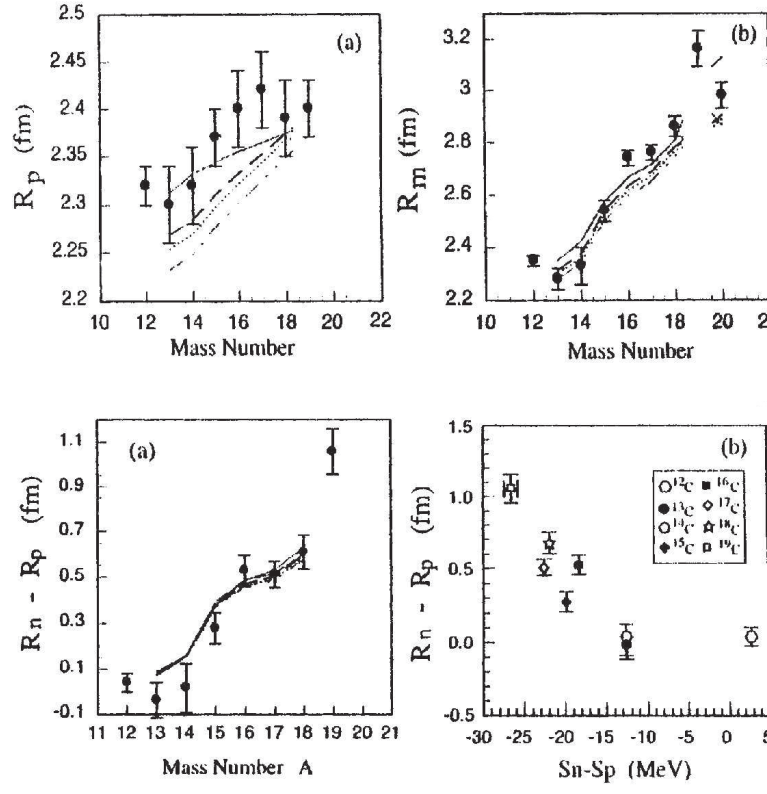
Összefoglalóan megállapítható, hogy új, pontos eredményeket nyertek a szén izotópok töltéssugaraira. A sugarak általában jó egyezésben vannak a csatolt klaszter számítások eredményeivel, ha királis $NNLO_{sat}$ kölcsönhatást használtak (NNLO = **n**ext to **n**ext to **l**eading **o**rder). A vizsgált szén izotópoknál neutronhalo alakul ki. Az $R_n - R_p$ neutronbőrvastagság a ^{14}C-nél ≈ 0,5 fm, ami a ^{19}C-nél ≈ 1 fm-re növekszik.



1. ábra. Felül: Fragmensszeparátor a darmstadti GSI-ben és a töltéscsere-reakció hatáskeresztmetszetének mérésére szolgáló berendezés sematikus képe. *Alul:* R_p töltéssugár a töltéscsere-reakció hatáskeresztmetszet-mérések alapján (befeketített körök). A nyitott háromszögek és négyzetek AMD (**a**ntiszimmetrizált **m**olekuláris **d**inamikai) modell alapján számolt irodalmi adatokat mutatnak. Szaggatott vonallal a relativisztikus középtér, a pontozott görbével Hartree–Fock-számítások eredményei vannak jelölve. Kanungo és mts. [2016] alapján

I. táblázat. E/A másodlagos nyalábenergiák (A tömegszám), mért töltéscsere σ_{cc} hatáskeresztmetszetek és $R^{ex}{}_p$ proton-, $R^{ex}{}_m$ anyagsugarak, valamint az (e^-, μ) mérésekből levezetett $R_p{}^{(e,n)}$ protonsugarak szén izotópokra. Kanungo és mts. [2016] alapján

Isotope	E/A (MeV)	σ_{cc}^{ex} (mb)	R_p^{ex} (fm)	$R_p^{(e^-,\mu)}$ (fm)	R_m^{ex} (fm)
^{12}C	937	733(7)	2.32(2)	2.33(1)	2.35(2)
^{13}C	828	726(7)	2.30(4)	2.32(1)	2.28(4)
^{14}C	900	731(7)	2.32(4)	2.37(2)	2.33(7)
^{15}C	907	743(7)	2.37(3)		2.54(4)
^{16}C	907	748(7)	2.40(4)		2.74(3)
^{17}C	979	754(7)	2.42(4)		2.76(3)
^{18}C	895	747(7)	2.39(4)		2.86(4)
^{19}C	895	749(9)	2.40(3)		3.16(7)

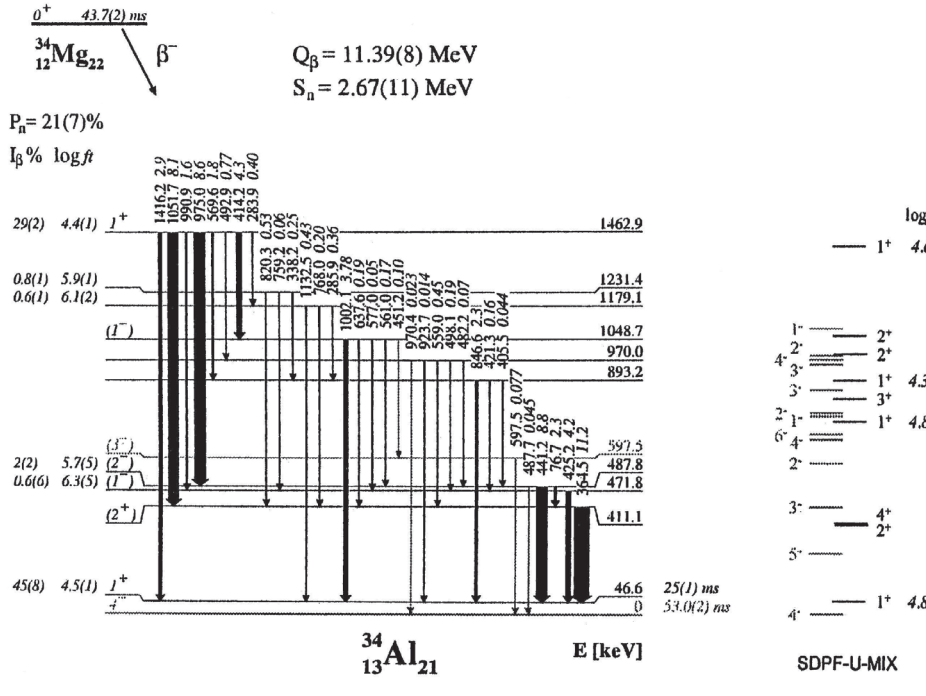


2. ábra. Felül: (a) proton- és (b) anyagsugarak a szén izotópokra a tömegszám függvényében. Pontok hibákkal mérési adatok, összevetve korábbi csatolt csatornás klaszter elméleti számítások eredményeivel, amelyeket EM1, EM3, EM4, EM5 királis kölcsönhatásokkal végeztek. *Alul:* (a) Mért neutronbőr vastagság $^{12\text{-}19}$C izotópokra. Pontok hibákkal mérési adatok, a görbék elméleti eredményeket jelölnek különböző királis kölcsönhatásokkal. (b) A mért neutronbőr változása az S_n–S_p neutron, illetve proton szeparációs energiakülönbségek függvényében, különböző szén izotópoknál. Kanungo és mts. [2016] alapján

Borge [2018] a ^{38}Al gerjesztési szerkezetét vizsgálta a ^{34}Mg β-bomlásából.

A CERN-i ISOLDE berendezésben 1,4 GeV-es protonokkal bombáztak UC_x céltárgyat és így fragmentációs reakcióval ^{34}Mg-ot állítottak elő. Izotópszeparálás után βγ-koincidencia-méréseket végeztek és meghatározták a ^{34}Mg felezési idejét. A ^{34}Mg β-bomlásának vizsgálatából a ^{34}Al nívósémájában 42 átmenetet azonosítottak, lásd az **1. ábra** bal oldalát. A γ átmenetek többsége az első 1^+ izomer állapothoz vezet, melynek energiája a kísérlet előtt nem volt ismeretes. Feltéve, hogy a 4^- állapot 46,6 keV-vel az 1^+ izomer állapot alatt van, sikerült konzisztens nívósémát felépíteni.

Nagyléptékű héjmodell-számításokat is végeztek egy újonnan kifejlesztett sdpf-u-mix kölcsönhatással. A számítások eredményei az 1. ábra jobb oldalán láthatók. A héjmodell-számítások 500 keV-vel túlbecsülték a pozitív és negatív paritású állapotok közötti energiakülönbséget. Ez azonban nem meglepő, mivel ez két nagy energia ellentétes hatásából származik: a konfigurációk közötti nagy energiarésből és az erős korrelációs energiából. A ^{34}Al alacsonyan fekvő 1^+ állapotával kapcsolatban lásd Xu és mts. [2018] közleményét is.



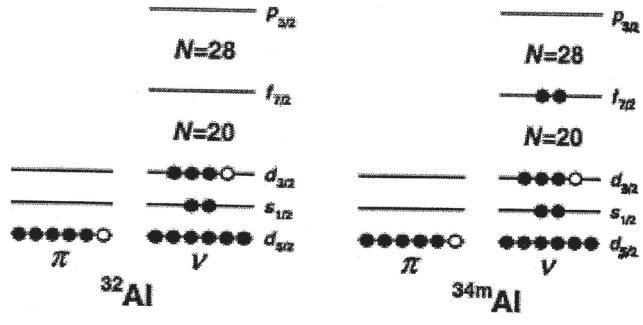
1. ábra. A ^{34}Al kísérletileg levezetett nívósémája a második 1^+ állapotig. Jobb oldalon az SPDF-U-MIX újonnan kifejlesztett kölcsönhatással számolt elméleti nívóséma látható. Itt a pozitív paritású állapotok energiáit 500 keV-vel lejjebb nyomták, úgy, hogy a kísérleti és elméleti eredmények az első 1^+ nívónál egybe essenek. Borge [2018] alapján

Xu és mts. [2018] lemérték a ^{34}Al 1^+ izomer állapotának g-faktorát és kvadrupólnyomatékát (Q_s) a GANIL Nemzeti Gyorsító Laboratóriumban (Caen, Franciaország).

A g-faktorra $|g| = 1{,}757 \pm 0{,}014$, a kvadrupólnyomatékra $|Q_s| = 85(5)$ mb értéket nyertek, amelyek jó egyezésben vannak a héjmodell-számítások eredményeivel.

Az ^{34m}Al és ^{32}Al g-faktorainak hasonlósága megerősíti, hogy a ^{34m}Al 1^+ izomer állapotának konfigurációja $\pi(d_{5/2})^{-1} \times \nu(d_{3/2})^{-1} (f_{7/2})^2$. Lásd az **1. ábrát**.

A ^{34}Al nívósémájával kapcsolatban lásd Borge [2018] közleményét is.



1. ábra. Javasolt proton (π) és neutron (ν) vezető konfigurációk a ^{32}Al és ^{34m}Al 1^+ állapotainál. A betöltött kör részecskét, az üres lyukat jelent. Xu és mts. [2018] alapján

Juhász és mts. [2021] az $^{51}_{18}Ar_{33}$ erősen neutrontöbbletes atommag szerkezetét vizsgálták mind kísérleti, mind elméleti módszerekkel.

A RIKEN RIBF radioaktív izotópnyaláb gyárban (Japán, Tokió mellett) 345 MeV/u energiára gyorsított stabil ^{70}Zn ionokkal bombáztak ^{9}Be 10 mm vastag céltárgyat. A fragmentációs reakció termékeit a BigRIPS szeparátorral szétválasztották, majd Bρ-ΔE-ToF módszerrel (Bρ mágneses merevség, energiaveszteség, ToF repülési idő) azonosították.

A ^{51}Ar-t, illetve gerjesztett állapotát $^{52}_{19}K_{33}(p,2p)^{51}_{18}Ar_{33}$ reakcióval állították elő a MINOS-berendezésben, ami folyékony hidrogént tartalmazott. A γ-sugarakat a DALI2+ berendezéssel vizsgálták, ami 226 NaI(Tl) szcintillátort tartalmazott a folyékony hidrogén céltárgy körül. Az ^{51}Ar* gerjesztett állapotából ^{50}Ar + n csatornával is bomolhatott. A neutronokat ToF spektrométerekkel detektálták.

A kísérleti eredmények értelmezésére héjmodell-számításokat is végeztek az sd-pf valenciatérre.

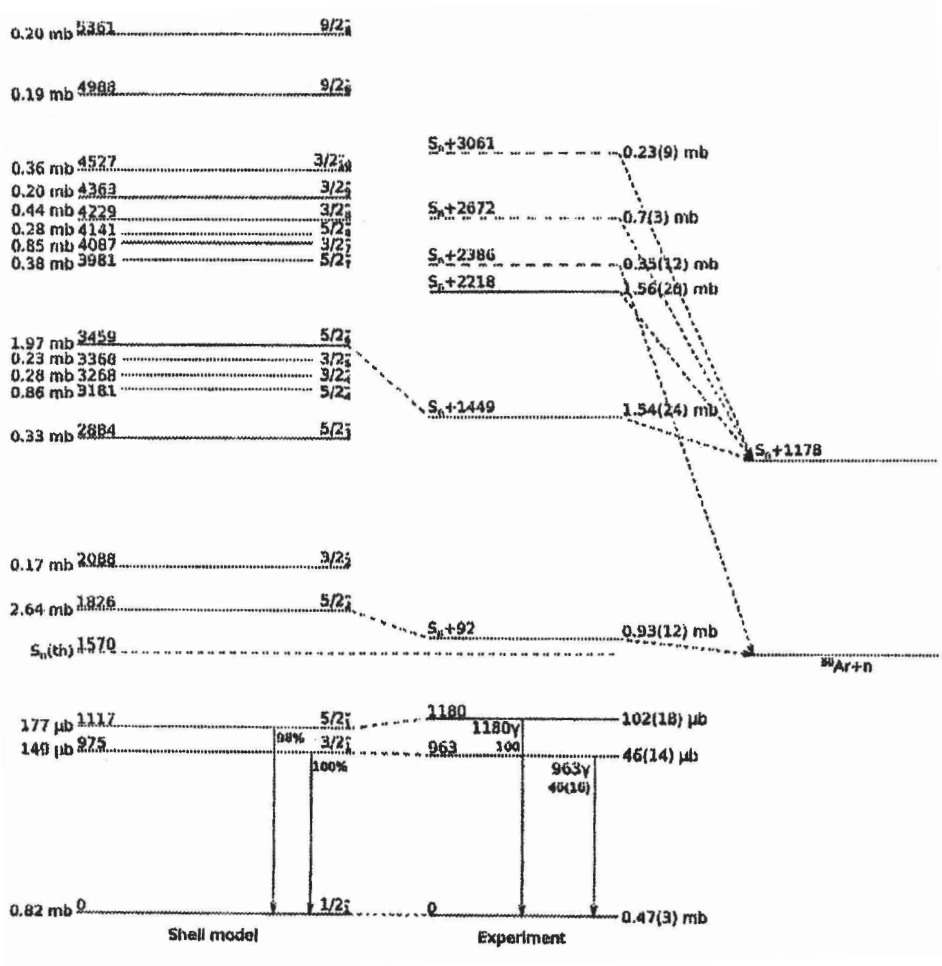
Az **1. ábra** az ^{51}Ar parciális nívósémáját mutatja kísérleti mérések és héjmodell-számítások alapján.

Az **I. táblázatban** az elméleti nívóenergiák, spin-paritások, a nukleontípusok és a nukleonpályák betöltési számai vannak feltüntetve az ^{51}Ar-ra.

A **II. táblázatban** az elméleti és kísérleti nívóenergiák, spin-paritások, spektroszkópiai faktorok, valamint az elméleti és kísérleti hatáskeresztmetszetek szerepelnek az ^{52}Kr(p,2p)^{51}K reakcióra. A spektroszkópiai faktor arra jellemző, hogy az állapot milyen valószínűséggel üres.

Összegzés: Az $^{51}_{18}Ar_{33}$ alacsonyan fekvő állapotait vizsgálták (p,2p) reakcióból. Az észlelt két kötött állapot csak nagyon gyengén állt elő, valószínűleg egynukleon-gerjesztés történt az N = 32 és 34 héjréseken át. Mindez arra utal, hogy az argon izotópokban az N = 32 és 34 rések lényegesek. Egyes nem kötött állapotok nagy hatáskeresztmetszetekkel álltak elő, ezek az elméleti számítások szerint kollektív jellegűek. Az ^{51}Ar atommagban egyrészecskés és kollektív állapotok együtt vannak jelen.

Megjegyzés: A munka társszerzői között az Atomki részéről még Elekes Z., Sohler D. és Dombrádi Zs. is ott vannak.



1. ábra. Az ^{51}Ar parciális nívósémája (keV-ekben) balra héjmodell-számítások, jobbra kísérleti eredmények alapján. S_n(th) neutron szeparációs energiát jelöl (héjmodell-számításokból). A hatáskeresztmetszet-adatok az elméleti nívók bal oldalán az elméleti egyrészecske-hatáskeresztmetszetekből és a levezetett spektroszkópiai faktorokból lettek számítva. Juhász és mts. [2021] alapján

I. táblázat. Elméleti nívóenergiák (E_{theor}), spin-paritások (J^{π}), nukleontípusok (π proton, ν neutron) és a nukleonpályák betöltési számai. Juhász és mts. [2021] alapján

E_{theor} (MeV)	J^{π}	Nucleon type	Orbits $d_{5/2}$	$d_{3/2}$	$s_{1/2}$	$f_{7/2}$	$f_{5/2}$	$p_{3/2}$	$p_{1/2}$
0	$1/2_1^-$	π	5.83	2.46	1.72	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.78	0.40	3.77	1.04
0.975	$3/2_1^-$	π	5.82	2.65	1.53	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.69	0.47	3.18	1.67
1.117	$5/2_1^-$	π	5.78	2.66	1.56	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.58	1.22	3.25	0.95
1.826	$5/2_2^-$	π	5.83	2.68	1.49	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.69	0.68	3.59	1.04
2.088	$3/2_2^-$	π	5.77	2.80	1.43	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.42	1.53	3.23	0.82
2.884	$5/2_3^-$	π	5.79	2.73	1.48	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.53	1.43	3.03	1.01
3.181	$5/2_4^-$	π	5.79	2.66	1.55	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.43	1.25	3.34	0.99
3.268	$3/2_4^-$	π	5.83	2.60	1.57	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.59	0.91	3.44	1.05
3.368	$3/2_5^-$	π	5.85	2.61	1.54	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.70	0.88	3.09	1.33
3.459	$5/2_6^-$	π	5.86	2.67	1.47	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.67	0.83	3.53	0.97
3.980	$9/2_2^-$	π	5.78	2.59	1.63	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.46	1.28	3.42	0.85
3.981	$5/2_7^-$	π	5.82	2.75	1.43	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.53	1.14	3.10	1.22
4.087	$3/2_7^-$	π	5.85	2.89	1.26	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.54	1.26	3.33	0.87
4.137	$9/2_3^-$	π	5.76	2.74	1.51	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.20	1.75	3.11	0.94
4.141	$5/2_8^-$	π	5.81	2.75	1.44	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.46	1.38	3.03	1.14
4.229	$3/2_8^-$	π	5.87	2.75	1.38	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.63	0.92	3.37	1.09
4.363	$3/2_9^-$	π	5.81	2.80	1.39	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.51	1.23	3.01	1.25
4.527	$3/2_{10}^-$	π	5.89	2.88	1.23	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.75	0.66	3.23	1.36
4.988	$9/2_6^-$	π	5.78	2.57	1.65	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.60	1.35	3.23	0.82
5.361	$9/2_8^-$	π	5.73	2.70	1.57	0	0	0	0
		ν	6	4	2	7.30	1.73	3.09	0.87

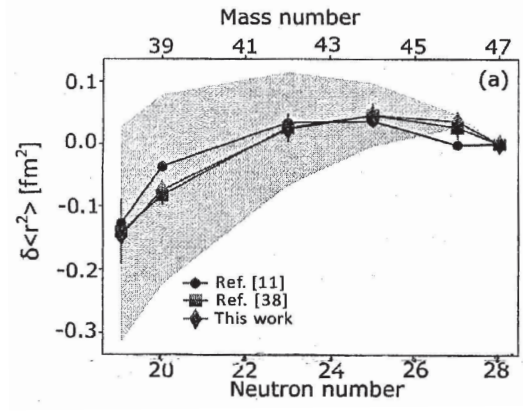
II. táblázat. Az ^{51}Ar elméleti nívóenergiái (E_{theor}), spin-paritásai (J^{π}), spektroszkópiai faktorai és exkluzív hatáskeresztmetszetei az ^{52}Kr(p,2p)^{51}K reakcióra (σ_{theor}) összevetve a kísérleti nívóenergiával (E_{expt}) és kísérleti hatáskeresztmetszetekkel (σ_{expt}). Az alsó két gerjesztési nívó hozzárendelései nem biztosak, megcserélhetők. Juhász és mts. [2021] alapján

E_{theor} (MeV)	J^{π}	Spectroscopic factor		σ_{theor} (mb)	E_{expt} (MeV)	σ_{expt} (mb)
0	$1/2_1^-$	<0.01	$d_{5/2}$	0.82	0	0.47(3)
		0.37	$d_{3/2}$			
0.975	$3/2_1^-$	<0.01	$d_{5/2}$	0.149	0.963(9)	0.046(14)
		0.04	$d_{3/2}$			
		0.02	$s_{1/2}$			
1.117	$5/2_1^-$	0.07	$d_{5/2}$	0.177	1.180(9)	0.102(18)
		<0.01	$d_{3/2}$			
		<0.01	$s_{1/2}$			
1.826	$5/2_2^-$	0.01	$d_{5/2}$	2.64	S_n + 0.092(4)	0.93(12)
		0.67	$d_{3/2}$			
		0.38	$s_{1/2}$			
2.088	$3/2_2^-$	0.06	$d_{5/2}$	0.17		
		0.01	$d_{3/2}$			
		0.01	$s_{1/2}$			
2.884	$5/2_3^-$	<0.01	$d_{5/2}$	0.33		
		0.14	$d_{3/2}$			
		0.01	$s_{1/2}$			
3.181	$5/2_4^-$	<0.01	$d_{5/2}$	0.86		
		0.37	$d_{3/2}$			
		0.03	$s_{1/2}$			
3.268	$3/2_4^-$	<0.01	$d_{5/2}$	0.28		
		0.13	$d_{3/2}$			
		<0.01	$s_{1/2}$			
3.368	$3/2_5^-$	<0.01	$d_{5/2}$	0.23		
		0.09	$d_{3/2}$			
		0.01	$s_{1/2}$			
3.459	$5/2_6^-$	<0.01	$d_{5/2}$	1.97	S_n + 1.449(35)	1.54(24)
		0.49	$d_{3/2}$			
		0.31	$s_{1/2}$			
3.980	$9/2_2^-$	<0.09	$d_{5/2}$	0.20		
3.981	$5/2_7^-$	<0.01	$d_{5/2}$	0.38		
		0.03	$d_{3/2}$			
		0.11	$s_{1/2}$			
4.087	$3/2_7^-$	<0.01	$d_{5/2}$	0.85		
		0.02	$d_{3/2}$			
		0.28	$s_{1/2}$			
4.137	$9/2_3^-$	0.05	$d_{5/2}$	0.11		
4.141	$5/2_8^-$	<0.01	$d_{5/2}$	0.28		
		0.08	$d_{3/2}$			
		0.03	$s_{1/2}$			
4.229	$3/2_8^-$	<0.01	$d_{5/2}$	0.44		
		<0.01	$d_{3/2}$			
		0.15	$s_{1/2}$			
4.363	$3/2_9^-$	<0.01	$d_{5/2}$	0.20		
		<0.01	$d_{3/2}$			
		0.06	$s_{1/2}$			
4.527	$3/2_{10}^-$	<0.01	$d_{5/2}$	0.36		
		<0.01	$d_{3/2}$			
		0.11	$s_{1/2}$			
4.988	$9/2_6^-$	0.08	$d_{5/2}$	0.19		
5.361	$9/2_8^-$	0.09	$d_{5/2}$	0.20		

Koszorús és mts. [2019] a ^{38,39,42,44,46,47}K izotópok töltéssugarait vizsgálták kollineáris rezonancia ionizációs spektroszkópiai (CRIS) módszerrel, a CERN-i ISOLDE berendezésben.

A módszer részletes leírása Cocolios és mts. [2013] közleményében található.

A nyert eredmény az **1. ábrán** látható, ami a $\delta < r^2 >$ középnégyzet töltéssugarakat mutatja a neutronszám (N) függvényében. A [11] és [38] referenciák a korábbi irodalmi adatokhoz tartoznak. A szürke sáv a szisztematikus bizonytalanságokat jelöli.



1. ábra. A K izotópokra nyert középnégyzet tötéssugarak $\delta < r^2 >$ a neutronszám függvényében. A jelen munka eredményei összevetve korábbi adatokkal. Koszorús és mts. [2019] alapján. Látható, hogy jó egyezés van a jelen mérés eredményei és a korábbi adatok között

Megjegyzendő, hogy a neutronhiányos ^{36}K és ^{37}K töltéssugarait *Rossi és mts.* [2015] is vizsgálták kísérleti és elméleti módszerekkel.

A CERN-i ISOLDE berendezésben ugyancsak lézerspektroszkópiai mérésekkel meghatározták a Ca izotópok mágneses és kvadrupólnyomatékait, lásd Garcia Ruiz és mts. [2019].

Alkhazov és mts. [2011] összefoglaló munkát közöltek a könnyű stabil atommagok anyag- és töltéssugaraival kapcsolatban.

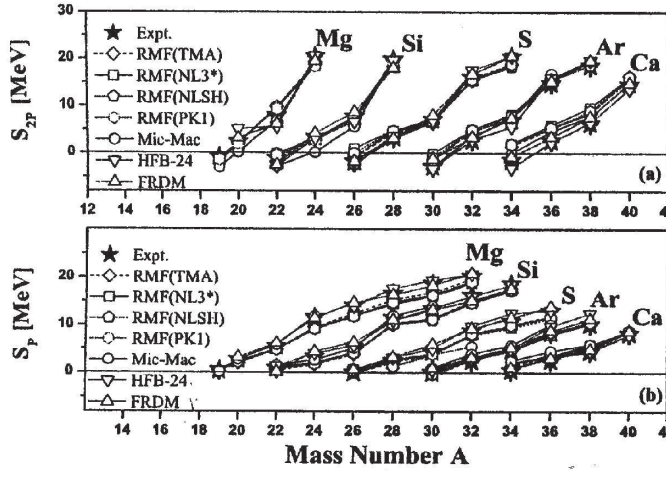
Saxena és mts. [2017] a kétproton-radioaktivitást vizsgálták a ^{19}Mg, ^{22}Si, ^{26}S, ^{30}Ar és ^{34}Ca erősen protontöbbletes atommagokban, elméleti módszerekkel.

A számításokat egyrészt RMF + BCS (relativisztikus középtér + Bardeen–Cooper–Schrieffer) közelítésben végezték; másrészt Mac-Mic (makroszkopikus-mikroszkopikus) közelítést is alkalmaztak NS (Nilsson–Strutinski) előírással.

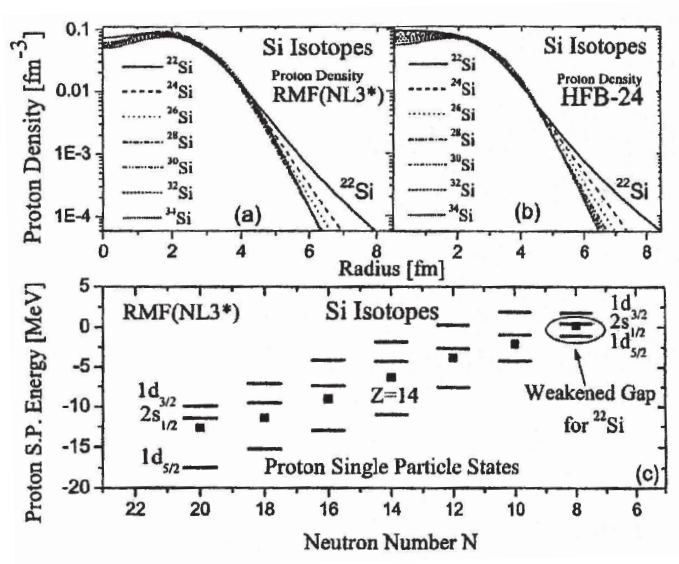
A nyert eredményekről az **1–3. ábrák** szemléletes áttekintést nyújtanak.

A muka végeredménye, hogy a ^{19}Mg, ^{22}Si, ^{26}S, ^{30}Ar és ^{34}Ca 2p-radioaktív alapállapotban $S_{2p} < 0$ és $S_p > 0$ szeparációs energiákkal. A ^{22}Si és ^{34}Ca atommagokat gömbszerűnek találták, míg a ^{19}Mg, ^{26}S és ^{30}Ar esetében 2p halo lép fel (a ^{34}Ca kivétel).

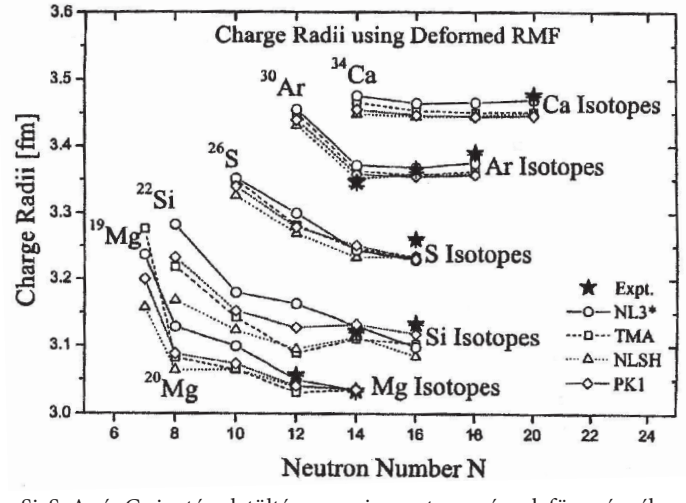
Összességében a jelen munka előrejelzései jó egyezésben vannak a meglévő kísérleti adatokkal és más elméleti eredményekkel.



1. ábra. (a) kétproton (S_{2p}) és (b) egyproton kísérleti (Expt.) szeparációs energiák a jelzett izotópokra az A tömegszám függvényében. RMF (relativisztikus középtér) számítási eredmények TMA, NL3*, NLSH, PKI, Mic-Mac paraméterekkel. HFB-24 Hartree–Fock–Bogoliubov korábbi eredmény. FRDM At. Nucl. Data Tables [2016] adat. Saxena és mts. [2017] alapján



2. ábra. A protonsűrűség változása a Si izotópoknál a magsugár függvényében. (a) RMF, (b) Skyrme–Hartree–Fock–Bogoliubov korábbi számítási eredmények. (c) A proton $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ és $1d_{3/2}$ egyrészecske-állapotok energiái a Si izotópoknál az N neutronszám függvényében. RMF számítási eredmények NL3* funkcionállal. A vastag vonalak a Fermi-energiát jelölik. Saxena és mts. [2017] alapján



3. ábra. A Mg, Si, S, Ar és Ca izotópok töltéssugarai a neutronszámok függvényében. Kísérleti adatok (Expt.) összevetve a jelen munkában, deformált RMF-közelítésben végzett számítások eredményeivel. A különböző NL3*, TMA, NLSH és PKI paraméterekkel nyert eredmények ésszerű egyezést mutatnak. Saxena és mts. [2017] alapján

Gaidarov és mts. [2020] a tükörmagok proton- és neutronbőreit, valamint a szimmetriaenergiáit tanulmányozták elméleti módszerekkel.

Egy neutronokban gazdag atommag neutronbőr-vastagsága kapcsolatban van a megfelelő tükörmagok töltéssugár-különbségeivel. Ezt az összefüggést vizsgálták a Hartree–Fock–Bogoliubov-módszerrel, Skyrme-kölcsönhatással. Példaként vizsgálták a Ni izotópláncot az $A = 48 – 60$ tartományban.

Számításokat végeztek Brueckner és Skyrme-energiasűrűség funkcionállal is izospin aszimmetrikus maganyagra, két Skyrme-típusú effektív kölcsönhatással (SKM* és KLy4). Számították a szimmetriaenergiát a tömegszám függvényében tükörpár atommagokra a $Z = 20$, $N = 14$ és $N = 50$ tartományban.

A neutron- és protonbőr vastagságok megfelelően

$$\Delta R_n = R_n(Z,N) - R_p(Z,N) \text{ és} \tag{1}$$

$$\Delta R_p = R_p(Z,N) - R_n(Z,N), \tag{2}$$

ahol $R_n(Z,N)$ és $R_p(Z,N)$ a gyök-közép-négyzet sugarak a neutron, illetve proton sűrűségeloszlásokra és $\Delta R_n = - \Delta R_p$.

Pontos töltésszimmetria esetén fennáll, hogy $R_n(Z,N) = R_p(Z,N)$.

Tükör atommagoknál

$$\Delta R_{mirr} = R_p(N,Z) - R_p(Z,N) \tag{3}$$

és pontos töltésszimmetriánál

$$\Delta R_{mirr} = \Delta R_n. \tag{4}$$

Az **I. táblázat** Sky4 erővel számolt sugarakat mutat a $Z = 10$ és $Z = 18$ izotóplláncokra. Látható, hogy a neutronhiányos Ne és Ar magoknál $R_n < R_c$, azaz itt kiterjedt protonbőr van. Az eredmények jó egyezésben vannak az irodalmi relativisztikus középtér (RMF) (Lalazissis és mts. [1998]) és relativisztikus Hartree–Bogoliubov-modellszámítások (Lalazissis és mts. [2004]) eredményeivel.

A **II. táblázatban** SkM* erővel számított ΔR_p és ΔR_n proton- és neutronbőr vastagságok, valamint a ΔR_{mirr} vannak feltüntetve. Megjegyzendő, hogy a ^{16}Ne-ra számított $\Delta R_n = 0{,}308$ fm érték nagyon közel van a Sammarruca [2018] által nyert $\Delta R_n = 0{,}333 \pm 0{,}016$ fm értékhez.

Az **1. ábra** a számított protonbőr ΔR_p értékeket mutaja az Ar izotópokra az $A = 29 – 40$ tartományban. A SLy4 és SkM* erőkkel számított értékeket összevetették Sammarruca [2018] eredményeivel és a kísérleti adatokkal. Annak ellenére, hogy a kísérleti adatok hibája nagy, jól látszik a protonbőr fokozatos csökkenése a tömegszám növekedésével.

A **2. ábra** a ΔR_n neutronbőr és a ΔR_{mirr} közötti összefüggést mutatja $Z = 20$ és 28 izotóp-, valamint az $N = 14$ és 50 izotónláncokra. Számított értékek SLy4 és SkM* erőkkel. Minden esetben lineáris összefüggés áll fenn. A tükörpár proton-

sugarának adatából a (Z,N) atommag neutronbőrére adat nyerhető [lásd (3), (4), (1) összefüggéseket].

A **3. ábrán** a neutron(proton)-bőr vastagság van ábrázolva a szimmetriaenergia (S), nyomás p_0 és aszimmetria összenyomhatóság (ΔK) függvényében a Ni izotópokra. A számításokat Brueckner EDF-módszerrel végezték SLy4-kölcsönhatással. S és p_0 növekedésével ΔR_n közelítőleg lineárisan növekszik a kétszeresen mágikus ^{56}Ni-ig. Ezután a tendencia megfordul, ΔR_n tovább nő, de S csökkenésével. Hasonló tendencia érvényesül a ^{48}Ca és ^{60}Ge tükörmagoknál is, de a ΔR_n és ΔK közötti korreláció nem annyira sarkalatos.

A **4. ábra** a szimmetriaenergia S függését mutatja a tömegszám (A) függvényében Ni izotópokra és a tükör (mirror) atommagjaikra. A kétszeresen mágikus ^{56}Ni-nél inflexiós pont (megtörés) jelentkezik, mind a Ni, mind a tükörmag-láncban.

Az **5. ábra** a szimmetriaenergia S függését ábrázolja a tömegszám függvényében az N = 50 izotón atommagokra és a legnehezebb tükör Sn izotópokra. A kétszeresen mágikus Ni atommagoknál itt is törés jelentkezik a tendenciában, ami közös a különböző erőkkel vágzett számításokban.

A **6. ábrán** a szimmetriaenergia S van feltüntetve a tömegszám (A) függvényében a Z(N) = 20 atommagokra.

A **7. ábra** A szimmetriaenergia függését mutatja a tömegszám függvényében az N = 14 izotónokra és a tükör Z = 14 izotópjaikra Brueckner EDF-számítások alapján, különböző kölcsönhatásokkal.

Megjegyzés. Az egy nukleonra eső kötésenergiát E(ρ,δ) Roca-Maza és Paar a következő alakban írták fel:

$E(\rho,\delta) = E(\rho,0) + E_{sym}(\rho)\delta^2 + O(\delta^4)$, ahol

$E(\delta,0) = E(\rho_0,0) + 0{,}5K_0\chi^2 + O[(\rho-\rho_0)^3]$,

$E_{sym} = J + L\chi + 0{,}5K_{sym}\chi^2 + O[(\rho-\rho_0)^3]$.

Itt ρ nukleáris anyagsűrűség,

$\rho_0 \approx 0{,}15–0{,}16$ fm^{-3} telítési sűrűség,

$\delta = (\rho_n-\rho_p)/\rho$ az izospin aszimmetria, $\rho = \rho_n+\rho_p$,

$\chi = (\rho-\rho_0)/3\rho_0$,

$K_0 = 9\rho_0^2[\partial^2 E(\rho,0)/\partial\rho^2]_{\rho 0}$ a szimmetrikus anyag összenyomhatatlanságára jellemző

$J = E_{sym}(\rho_0)$ szimmetriaenergia-telítésnél,

$L = 3\rho_0[\partial E_{sym}(\rho)/\partial\rho^2]_{\rho=\rho 0}$ a szimmetriaenergia görbülete (slope)

$K_{sym} = 9\rho_0^2[\partial^2 E_{sym}(\rho)/\partial\rho^2]_{\rho=\rho 0}$ a szimmetriaenergia görbülete,

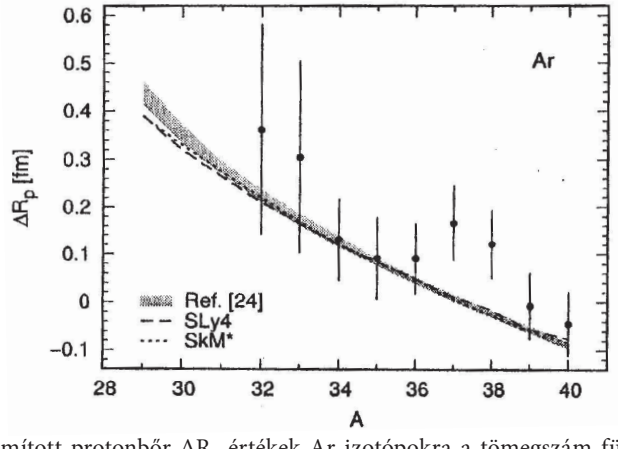
0-val a magasabbrendű korrekció van jelölve.

I. táblázat. Neutron (R_n), proton (R_p), anyag (R_m) és töltés (R_c) gyök-közép-négyzet sugarak (fm-ben) a $Z = 10$ és 18 láncokra SLy4 erővel számolva. ΔR_p[24] irodalmi adatot jelöl Sammarruca [2018] közleményéből. Gaidarov és mts. [2020] alapján

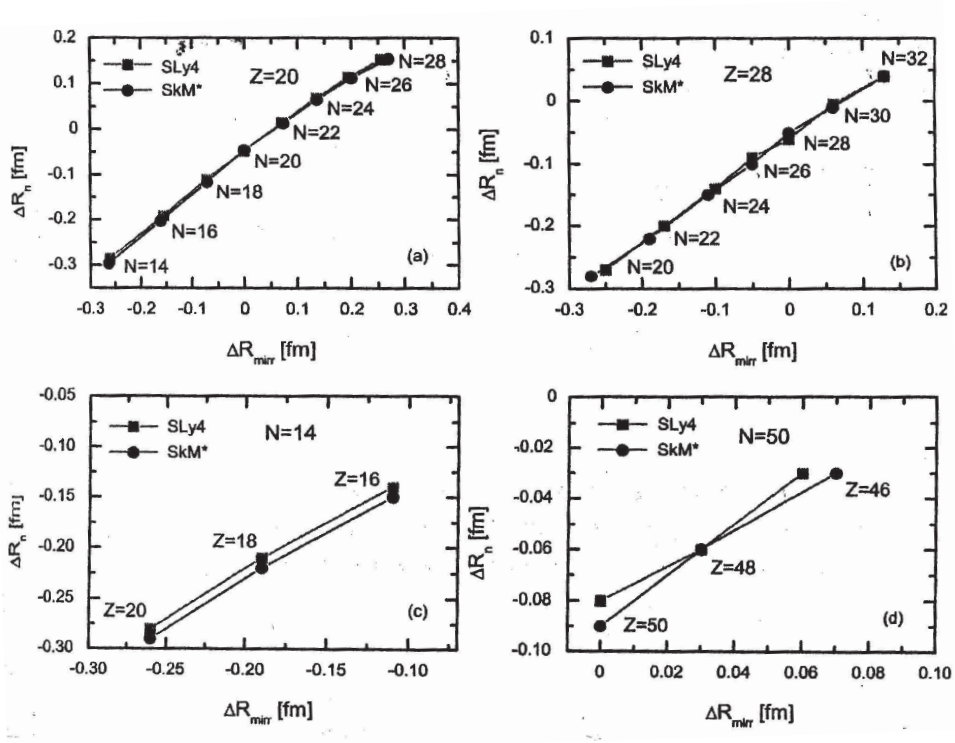
Nucleus	Z	N	R_n	R_p	R_m	R_c	ΔR_p	ΔR_p [24]
^{16}Ne	10	6	2.51	2.89	2.76	3.00	0.378	0.422 ± 0.022
^{18}Ne		8	2.67	2.85	2.77	2.96	0.175	0.186 ± 0.012
^{20}Ne		10	2.81	2.84	2.82	2.95	0.029	0.032 ± 0.006
^{30}Ar	18	12	3.00	3.32	3.20	3.42	0.323	0.352 ± 0.019
^{32}Ar		14	3.07	3.28	3.19	3.38	0.216	0.225 ± 0.013
^{34}Ar		16	3.17	3.29	3.23	3.39	0.123	0.127 ± 0.012
^{36}Ar		18	3.26	3.31	3.29	3.40	0.046	0.046 ± 0.007

II. táblázat. Számított ΔR_p protonbőr, ΔR_n neutronbőr és ΔR_{mirr} értékek a jelzett tükörmagokra fm egységekben [lásd (2), (1), (3) összefüggéseket]. A számításokat SkM* erővel végezték. Gaidarov és mts. [2020] alapján

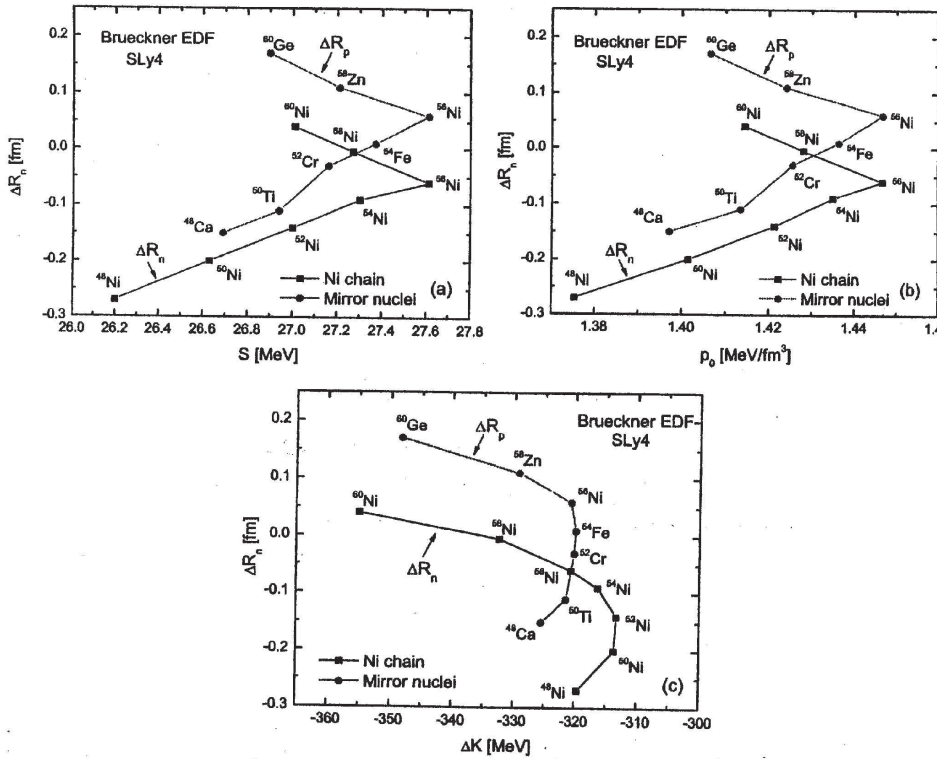
Nucleus	ΔR_p	Mirror nucleus	ΔR_n	ΔR_{mirr}
^{16}Ne	0.366	^{16}C	0.308	-0.360
^{18}Ne	0.160	^{18}O	0.111	-0.147
^{20}Ne	0.024	^{20}Ne	-0.024	0.000
^{30}Ar	0.327	^{30}Mg	0.238	-0.308
^{32}Ar	0.222	^{32}Si	0.136	-0.188
^{34}Ar	0.128	^{34}S	0.041	-0.088
^{36}Ar	0.044	^{36}Ar	-0.044	0.000



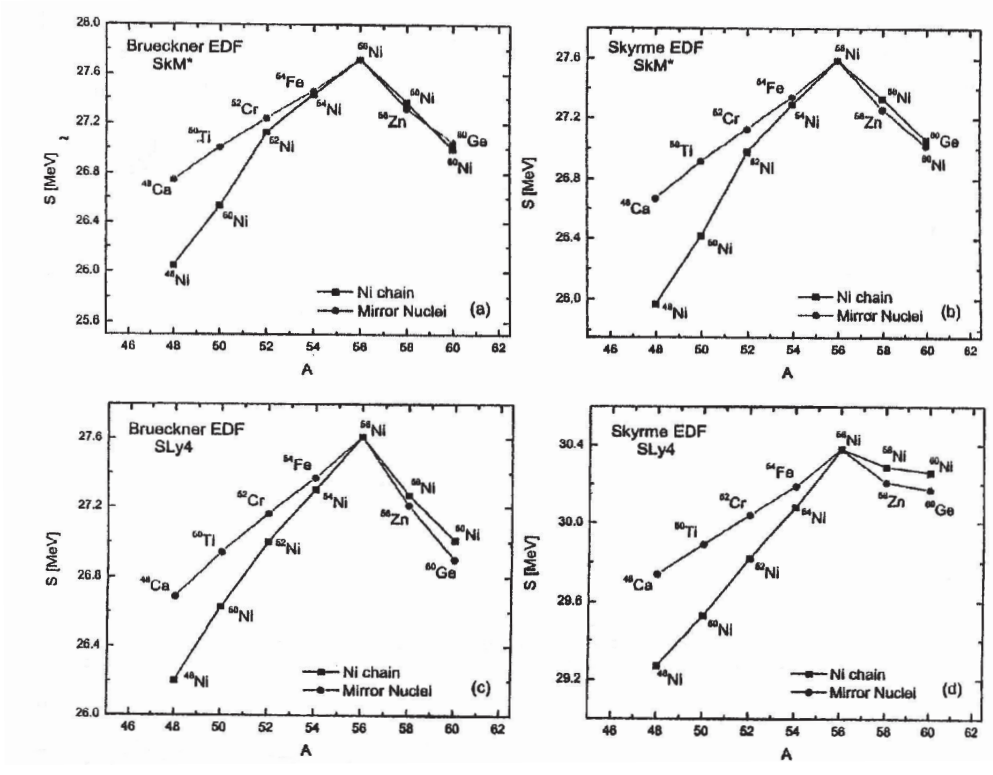
1. ábra. Számított protonbőr ΔR_p értékek Ar izotópokra a tömegszám függvényében. SLy4 és SkM* erőkkel számított adatok összevetve Sammarruca [2018] irodalmi eredményeivel (Ref. [24]). Gaidarov és mts. [2020] alapján



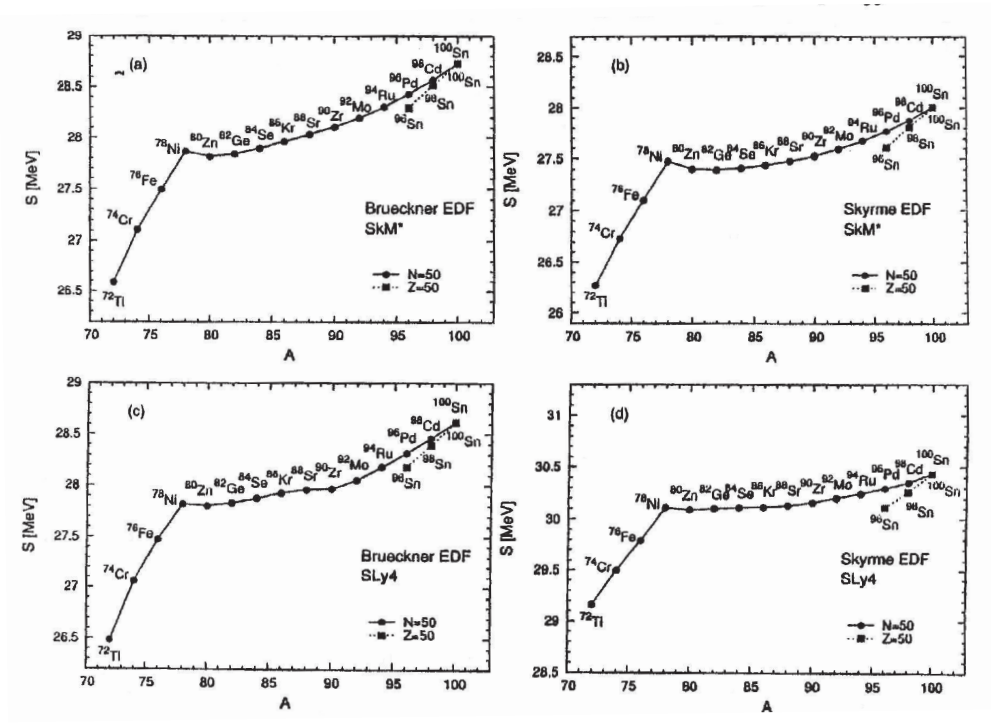
2. ábra. A $\Delta R_n = R_n(Z,N) - R_p(Z,N)$ neutronbőr és $\Delta R_{mirr} = R_p(N,Z) - R_p(Z,N)$ mennyiségek közötti összefüggések a Z = 20 és 28 izotóp-, valamint az N = 14 és 50 izotónláncokra. Számított értékek SLy4, illetve SkM* erőkkel. Gaidarov és mts. [2020] alapján



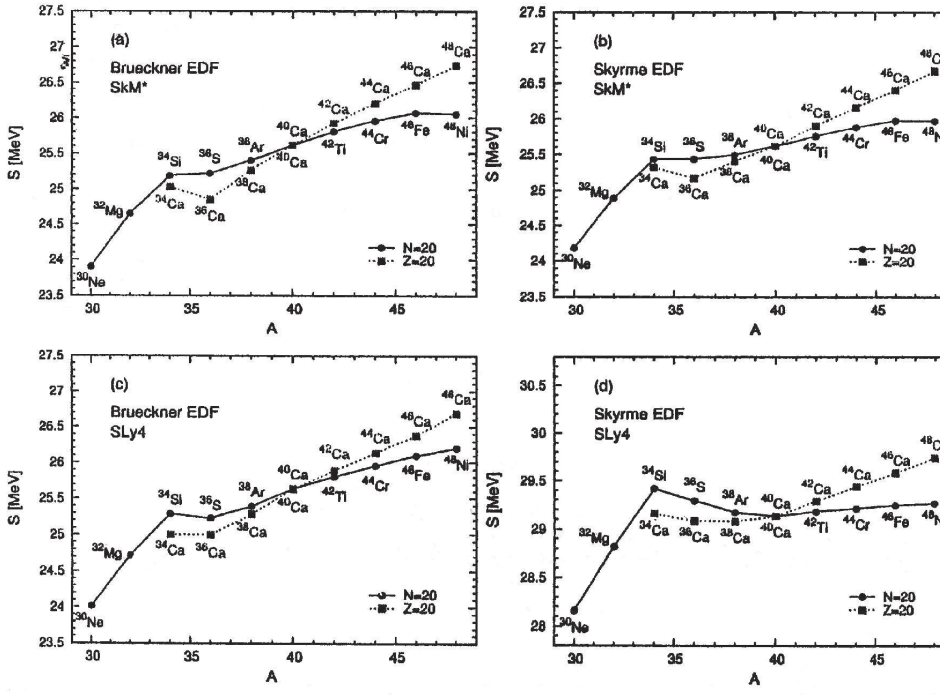
3. ábra. A Hartree–Fock–Bogoliubov ΔR_n neutronbőr vastagságok Ni izotópokra és a megfelelő $\Delta R_p = -\Delta R_n$ protonbőr-vastagságok a tükörmagokra a szimmetriaenergia S, nyomás p_0 és aszimmetrikus kompresszibilitás ΔK függvényében. A számításokban Brueckner EDF (energiasűrűség-funkcionál) és SLy4 erőt használtak. Gaidarov és mts. [2020] alapján



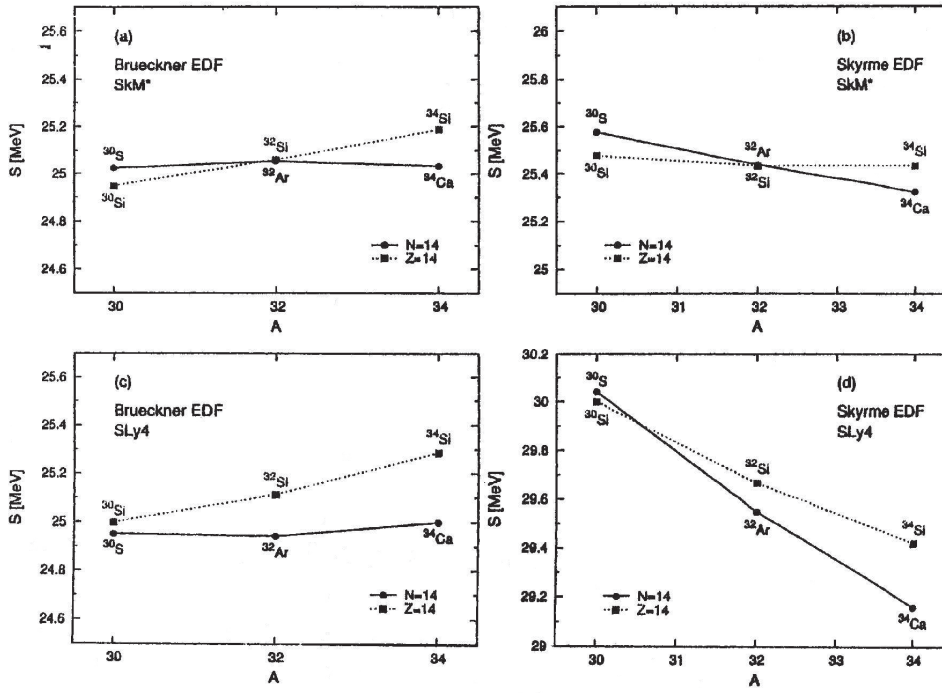
4. ábra. Szimmetriaenergia S a tömegszám A függvényében Ni izotópokra és tükör (mirror) atommagjaikra. Energiasűrűség-funkcionállal (EDF) és különböző kölcsönhatásokkal (SkM* és SLy4) számolva. Gaidarov és mts. [2020] alapján



5. ábra. Szimmetriaenergia S a tömegszám A függvényében az N = 50 izotón atommagokra és a legnehezebb tükör Sn izotópjaikra EDF-számítások alapján különböző SkM* és SLy4 kölcsönhatásokkal. Gaidarov és mts. [2020] alapján



6. ábra. Szimmetriaenergia S a tömegszám A függvényében Ca izotópokra és tükörmagjaikra. Brueckner EDF-számítási eredmények SkM* és Sky4 kölcsönhatásokkal. Gaidarov és mts. [2020] alapján



7. ábra. Szimmetriaenergia S a tömegszám A függvényében az N = 14 izotónokra és tükör Si izotópjaikra. Brueckner EDF-számítási eredmények SkM* és SkL4-kölcsönhatásokkal. Gaidarov és mts. [2020] alapján

A vizsgálatok főbb eredményei a következők.

A számított protonbőr nagyobb, mint a neutronbőr a tükör partner atommagokban a Coulomb-taszítás miatt. Az elérhető kísérleti adatokkal jó az egyezés (pl. az Ar izotópoknál) és harmonizálnak a királis effektív térelméletre alapozott állapotegyenleti számításokkal is.

A ΔR_n és ΔR_{mirr} között lineáris az összefüggés. Ez a neutronbőrre előrejelzéseket tesz lehetővé instabil neutronokban gazdag atommagoknál.

A Ni izotópláncnál és a megfelelő tükör atommagoknál erős korreláció jelentkezik a neutron(proton)-bőr vastagság és a szimmetriaenergia S, valamint a nyomás p_0 között. Itt a kétszeresen mágikus ^{56}Ni fordulópontot tölt be. A ΔR_n (ΔR_p) és az aszimmetrikus összenyomhatóság ΔK között a korreláció kevésbé hangsúlyos.

A szimmetriaenergia S változása a tömegszám függvényében a Z = 20 és 28, valamint az N = 50 láncoknál és a megfelelő tükörmagjaiknál hasonló tendenciát mutatnak. A görbék metszik egymást a megfelelő N = Z atommagoknál (^{40}Ca, ^{56}Ni, ^{100}Sn) és eltérnek egymástól az N–Z növekedésével.

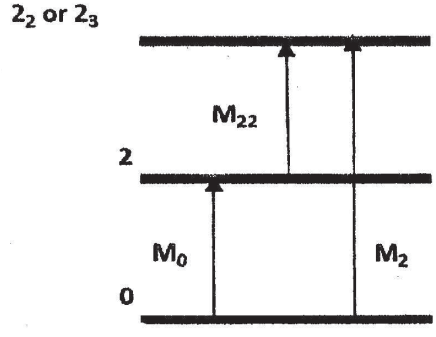
Fortune [2020] új klasszifikációt javasolt az atommagok széles tartományára.

Definiált átmeneti mátrixelemeket $M^2(E2; i \to f)$, amelyek a $B(E2; i \to f)$ redukált átmeneti valószínűségekkel a következő összefüggésben vannak:

$$M^2(E2; i \to f) = (2J_i + 1)\, B(E2; i \to f).$$

Itt i a kezdeti, f a végállapotot jelöli, J_i a kezdeti állapot spinje.

Az analízishez alkalmazott E2 mátrixelemek sematikus ábrázolása az **1. ábrán** látható.



1. ábra. A jelen analízisben alkalmazott E2 mátrixelemek jelölései. Fortune [2020] alapján

A pusztán vibrációs atommagoknál $M_0 = 0$ és $M_{22} = 2^{1/2}\, M_0$.

A rotációs atommagoknál M_0 nagy, M_2 és M_{22} kisebb, de mérhetően különböznek zérótól.

Definiált egy dimenziónélküli R arányt:

$$R = M_2/(M_0 M_{22})^{1/2},$$

ami vibrációs határesetben azonosan zéró. Így R annak a mértéke, hogy az atommag mennyiben tér el a vibrációs jellegtől.

Az **I. táblázat** az irodalmi E2 átmeneteket mutatja egyes atommagok jelzett gerjesztett állapotaira, valamint az $R = M_2/(M_0 M_{22})^{1/2}$ arányokat.

A **2. ábrán** az R értékek láthatók az I. táblázatban megadott atommagokra a tömegszám A függvényében. Az R átlagértéke 0,314 és 0,141, megfelelően 0,026 és 0,032 standard eltérésekkel. A két csoportra való bomlás világosan látszik.

A **II. és III. táblázatok** az M(E2), illetve B(E2) értékeket mutatják egyes atommagokra és az R arányokat.

A **3. ábra** ugyanaz, mint a 2. ábra, de a II. és III. táblázatok alapján.

A **4. ábrán** az R arányok láthatók a tömegszám függvényében egyes fpg-héjakhoz tartozó atommagokra. Az R átlagai az alsó értékekre 0,127, míg a felsőkre 0,371, amelyek megfelelnek a 3. ábrán 0,137, illetve 0,345 értékeknek.

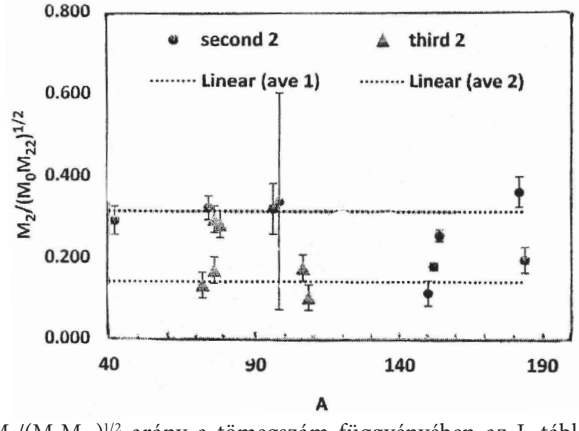
Bonatsos és mts. 25 atommagot vizsgáltak a ^{150}Nd-tól a ^{250}Cf-ig. A nyert adatokból kiszámíthatók az R értékek a γ-sávokra.

A **IV. táblázatban** összegezve vannak az R arányra nyert átlagos adatok, benne Bonatsos és mts. [2011] és Bonatsos és mts. [2013] eredményei is.

Összefoglalóan megállapítható, hogy a definiált $R = M_2/(M_0M_{22})^{1/2}$ arány kb. 100 atommagnál két keskeny sávba csoportosul, úgy, hogy az átlagaik közti különbség egy 2-es tényező körül van. A legtöbb modellszámítás nem mutat ilyen effektust, de a Bonatsos és mts., valamint Rice és mts. által nyert adatok mellette szólnak.

I. táblázat. Irodalmi E2 átmeneti mátrixelemek egyes atommagok alap- és gerjesztett állapotaira, valamint az $R = M_2/(M_0M_{22})^{1/2}$ arányok. Fortune [2020] alapján

Nucl.	Units	$2_2 \leftrightarrow 2_1$	$2_2 \leftrightarrow 0_1$	$2_1 \leftrightarrow 0_1$	Ratio
^{42}Ca	eb	0.237(25)	0.064(3)	0.205(6)	0.290(34)
^{74}Kr	eb	0.49(4)	0.199(15)	0.782(7)	0.321(29)
^{98}Sr	eb	0.07(7)	0.0949(79)	1.138(18)	0.336(266)
^{152}Sm	(W.u.)$^{1/2}$	5.24(24)	2.14(9)	26.83(28)	0.180(9)
^{154}Gd	eb	0.447(22)	0.239(10)	1.962(25)	0.255(14)
^{96}Zr	(W.u.)$^{1/2}$	$3.74^{+1.00}_{-0.67}$	1.14(18)	3.39(22)	$0.320^{+0.058}_{-0.066}$
^{150}Sm	(W.u.)$^{1/2}$	14(4)	1.73(43)	16.73(45)	0.113(32)
^{182}Hg	eb	2.2(4)	0.61(3)	$1.29^{+0.04}_{-0.03}$	0.362(37)
^{184}Hg	eb	0.91(14)	0.21(2)	1.27(3)	0.195(31)
		$2_3 \leftrightarrow 2_1$	$2_3 \leftrightarrow 0_1$		
^{72}Ge	eb	0.243(3)	0.044(1)	0.457(4)	0.132(2)
^{76}Kr	eb	0.200(6)	0.121(5)	0.849(6)	0.294(10)
^{78}Kr	eb	0.500(35)	0.180(8)	0.82(2)	0.281(22)
^{106}Pd	(W.u.)$^{1/2}$	1.61(18)	0.857(65)	14.88(25)	0.175(22)
^{108}Pd	(W.u.)$^{1/2}$	2.94(39)	0.689(45)	15.8(11)	0.101(15)
^{76}Se	(W.u.)$^{1/2}$	2.35(32)	1.00(25)	14.83(17)	0.169(44)



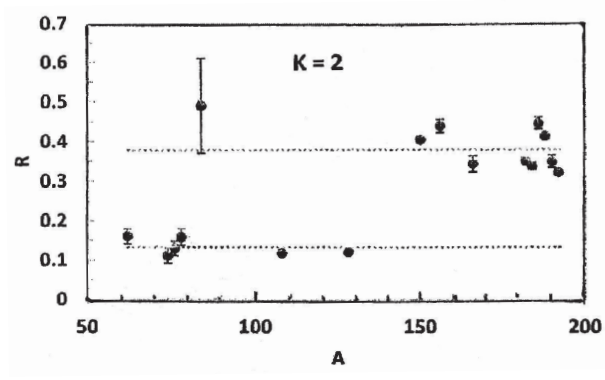
2. ábra. Az $R = M_2/(M_0M_{22})^{1/2}$ arány a tömegszám függvényében az I. táblázatban feltüntetett atommagokra. A második 2^+ állapotok telt körökkel, a harmadikok háromszögekkel vannak jelölve. Fortune [2020] alapján

II. táblázat. Kísérleti M(E2) átmeneti mátrixelemek (eb egységekben) egyes atommagokra és a megfelelő $R = M_2/(M_0M_{22})^{1/2}$ arányok (Ratio). Fortune [2020] alapján

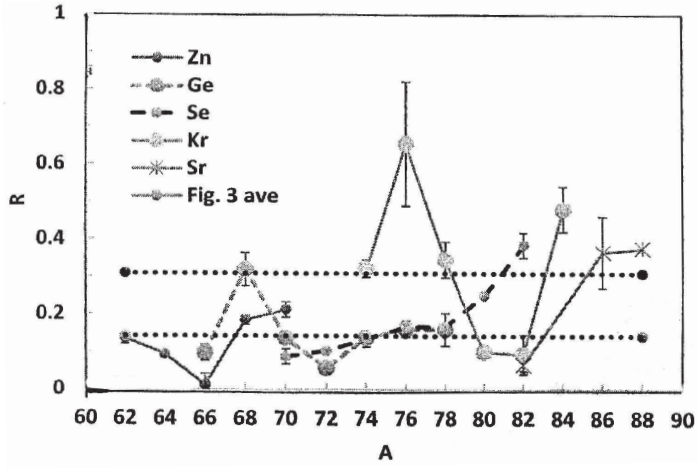
Nucl.	$2_2 \leftrightarrow 2_1$	$2_2 \leftrightarrow 0_1$	$2_1 \leftrightarrow 0_1$	Ratio
^{74}Ge	0.50(4)	0.058(10)	0.551(2)	0.111(20)
^{76}Ge	0.54(3)	0.069(10)	0.522(4)	0.130(19)
^{78}Se	0.45(4)	0.08(1)	0.57(4)	0.158(21)
^{84}Kr	0.35(14)	0.17(2)	0.35(5)	0.49(12)
^{166}Er	0.518(26)	0.372(19)	2.28(11)	0.342(21)
^{182}W	$0.449^{+0.016}_{-0.009}$	0.326(4)	1.94(4)	$0.349^{+0.009}_{-0.007}$
^{184}W	$0.494^{+0.010}_{-0.018}$	0.358(7)	1.89(4)	$0.337^{+0.008}_{-0.010}$
^{186}Os	$0.897^{+0.064}_{-0.014}$	$0.545^{+0.013}_{-0.007}$	$1.674^{+0.025}_{-0.021}$	$0.445^{+0.012}_{-0.018}$
^{188}Os	0.865(11)	$0.483^{+0.002}_{-0.009}$	1.582(10)	$0.413^{+0.004}_{-0.008}$
^{190}Os	$1.065^{+0.020}_{-0.037}$	$0.444^{+0.009}_{-0.007}$	$1.530^{+0.020}_{-0.011}$	$0.348^{+0.009}_{-0.023}$
^{192}Os	$1.230^{+0.034}_{-0.016}$	$0.4230^{+0.008}_{-0.004}$	$1.456^{+0.008}_{-0.009}$	0.321(7)

III. táblázat. Releváns B(E2) redukált átmeneti valószínűségek (W. u. egységekben) egyes atommagokra és az $R = M_2/(M_0M_{22})^{1/2}$ arányok (Ratio). Fortune [2020] alapján

Nucl.		$2_\gamma \leftrightarrow 2_1$	$2_\gamma \leftrightarrow 0_1$	$2_1 \leftrightarrow 0_1$	Ratio
^{150}Nd	Exp.	2.9	3.0(6)	116(3)	0.404
	T(4) 9 deg.	5.0	2.2	116	0.302
	IBM	0.9	3.3	116	0.568
^{156}Dy	Exp.	9.4(10)	7.2(4)	149.3(25)	0.438(17)
	T(4) 12 deg.	14.1	5.3	149	0.341
	IBM	0.1	3.7	149	0.979
^{108}Pd	Exp.	71(5)	0.82(7)	49.5(13)	0.118(5)
	T(4) 24 deg.	47	2.69	49.5	0.237
	IBM	65	0.3	49.5	0.073
^{128}Xe	Exp.	48(5)	0.64(6)	40.2(21)	0.121(7)
	T(4) 25 deg.	44	1.79	40.2	0.207
	IBM	51	0.2	40.2	0.066
^{62}Zn	Exp.	12(4)	0.31(5)	11.7(9)	0.161(19)
	T(4) 27 deg.	17	0.24	11.7	0.130
	IBM	14	0	11.7	0.0



3. ábra. Ugyanaz, mint a 2. ábrán, de a II. és III. táblázatok alapján. Itt a második 2^+ állapot a K = 2 sávfej. K a teljes keringési impulzusnyomaték vetülete a testhez rögzített szimmetriatengelyre. Fortune [2020] alapján



4. ábra. R a tömegszám függvényében egyes fpg héjakhoz tartozó atommagokra. A vonalak a jelölt rendszámokhoz tartozó adatokat kötik össze. Rice és mts. [2013] és Fortune [2020] alapján

IV. táblázat. Az $R = M_2/(M_0M_{22})^{1/2}$-re nyert átlageloszlások. Fortune [2020] alapján

Data source	Average	
	Peak 1	Peak 2
Fig. 3	0.137	0.345
fpg [45]	0.127	0.371
Vibrational [47]	0.171	–
Rotational [46]	–	0.326

Hivatkozások. [45]: Rice és mts. [2013], lásd a 4. ábrát. [47]: Bonatsos és mts. [2011]. [46]: Bonatsos és mts. [2013].

$21 \leq Z \leq 40$

Rohilla és mts. [2021] a ^{46}Ti atommag szerkezetét vizsgálták ^{12}C(^{36}Ar,2p)^{46}Ti reakcióból. Életidőket mértek DSAM (**D**oppler **s**hift **a**ttenuation **m**ethod) módszerrel a ^{46}Ti alacsonyan fekvő pozitív paritású yrast sávjánál.

Héjmodell-számításokat is végeztek gxpflj (GX1J) effektív kölcsönhatással. Ez a nagyléptékű számítás figyelembe vett részecske-lyuk gerjesztéseket a $d_{3/2}s_{1/2}$ pályákról az $f_{7/2}p_{3/2}$ pályákra. Számították a B(E2) redukált átmeneti valószínűségeket is és az átmeneti kvadrupólnyomatékokat. A számítások egyaránt érzékenyek voltak a modelltérre és a kölcsönhatások típusaira (GX1A, GX1J, KB3).

A kísérleteket a HIRFL (**H**eavy **I**on **R**esearch **F**acility in **L**anchou) gyorsítónál végezték a Kínai Tudományos Akadémia Modern Fizikai Intézetében (IMP). Stabil ^{12}C céltárgy-fóliát bombáztak 145 MeV-es stabil ^{36}Ar nyalábbal. 15 nagy térfogatú HPGe-detektorrendszerrel mértek γγ-koincidenciákat. Az életidő-mérésekre felhasznált DSAM-módszer részletesebb leírása korábbi közleményükben található meg: Rohilla és mts. [2020].

Az **1. ábrán** a ^{46}Ti parciális nívósémája látható. A nyilak azokat az átmeneteket mutatják, amelyeket az yrast sávban a jelen mérésekben észleltek.

A **2. ábra** néhány Ti izotópra az átmeneti kvadrupólnyomatékokat (Q_t), valamint az yrast sávokban a gerjesztési energiákat ábrázolja.

A **3. ábrán** a ^{44,46}Ti és ^{48,50}Cr izotópokra nyert gerjesztési energiák és tehetetlenségi nyomatékok vannak feltüntetve a spin, illetve körfrekvencia függvényében, korábbi irodalmi adatok alapján.

A **4. ábrán** a ^{46}Ti-ra nyert tehetetlenségi nyomatékok és gerjesztési energiák láthatók a keringési frekvencia négyzet (ω^2), illetve körfrekvencia függvényében. Kísérleti adatok összevetve többféle elméleti számítás eredményeivel.

Az **5. ábra** a ^{46}Ti-ra nyert B(E2) valószínűségeket ábrázolja a J spin függvényében. Kísérleti és elméleti eredmények.

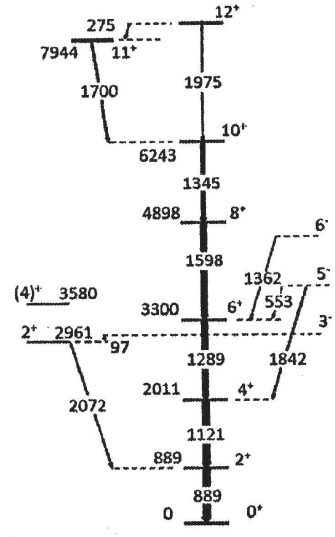
A **6. ábra** a betöltési %-os arányokat mutatja a J spin függvényében a ^{46}Ti-nál.

Az **I. táblázat** az életidőkre (τ), B(E2) valószínűségekre és a Q_t átmeneti kvadrupólnyomatékokra nyert eredményeket összegzi. A jelen munka eredményei összevetve a korábbi irodalmi adatokkal.

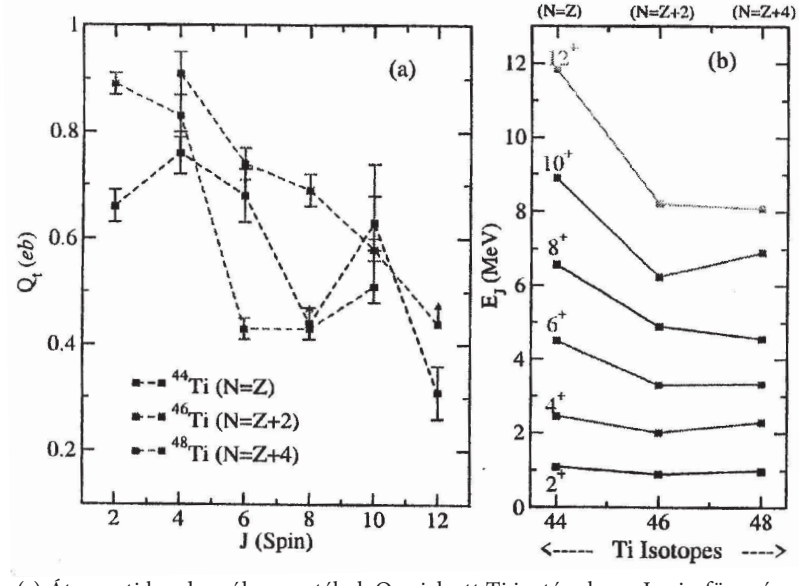
Összegzés. A ^{46}Ti gerjesztési nívóira kísérletileg meghatároztak életidőket (τ), B(E2) átmeneti valószínűségeket és átmeneti kvadrupólnyomatékokat (Q_t). Az eredményeket az I. táblázatban összegezték. A kiváló statisztikával nyert új adatok precizitása általában nagyobb, mint a korábbi irodalmi adatoknál.

A KB3 kölcsönhatással végzett héjmodell-számítások jó egyezést mutanak a kísérleti adatokkal.

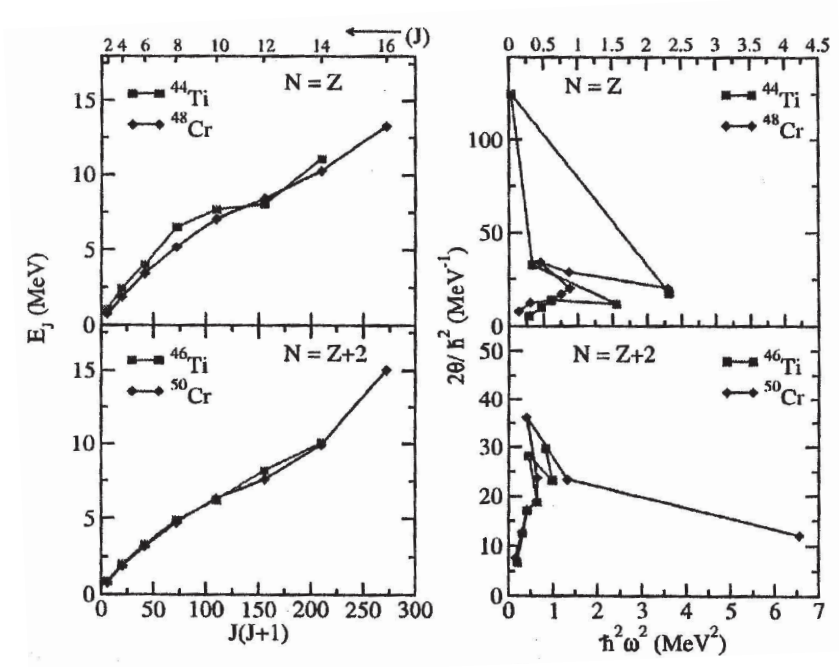
A nyert eredmények jól tükrözik az egyrészecskés és kollektív szabadsági fokok versenyét a ^{46}Ti atommagnál.



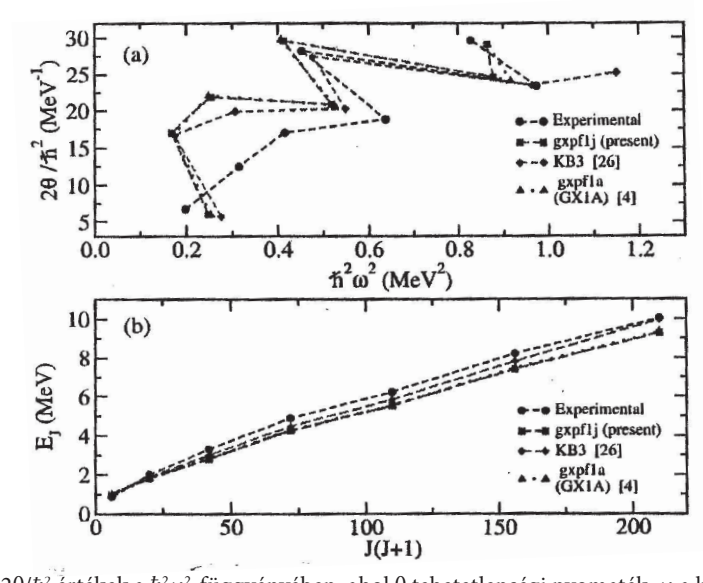
1. ábra. A ^{46}Ti parciális nívósémája, különös tekintettel a jelen munkában észlelt átmenetekre. A nívó és átmeneti energiák keV-ekben vannak megadva. Rohilla és mts. [2021] alapján



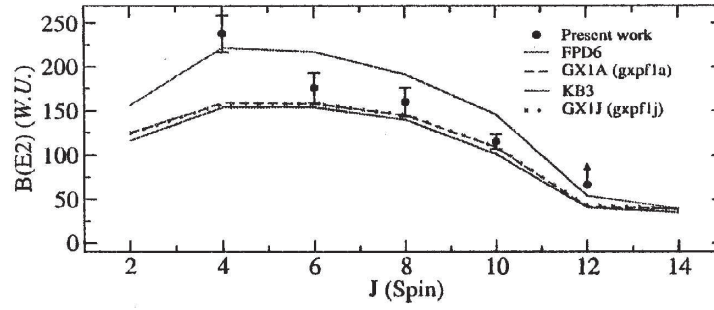
2. ábra. (a) Átmeneti kvadrupólnyomatékok Q_t a jelzett Ti izotópokra a J spin függvényében. (b) Gerjesztési energiák az yrast sávokban. Rohilla és mts. [2021] alapján



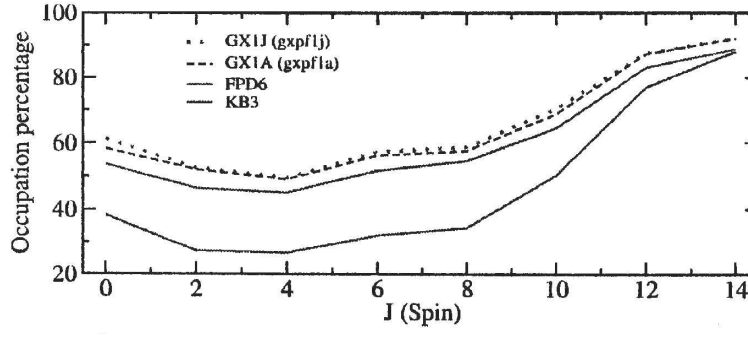
3. ábra. Bal oldalon: E_j gerjesztési energiák a J [illetve J(J + 1)] spin függvényében a jelzett Ti és Cr atommagoknál. *Jobb oldalon:* $2\theta/\hbar^2$ értékek a $\hbar^2\omega^2$ függvényében az N = Z és N = Z + 2 Ti és Cr atommagoknál. Itt θ tehetetlenségi nyomatékot, ω körfrekvenciát jelöl. Irodalomból vett adatok.



4. ábra. (a) $2\theta/\hbar^2$ értékek a $\hbar^2\omega^2$ függvényében, ahol θ tehetetlenségi nyomaték, ω a körfrekvencia. (b) Az E_j gerjesztési energia a J(J + 1) függvényében, ahol J a nívóspint jelöli. Kísérleti eredmények összevetve különböző elméleti eredményekkel a ^{46}Ti-ra. Rohilla és mts. [2021] alapján



5. ábra. B(E2) értékek (Weisskopf egységekben) a J spin függvényében a ^{46}Ti atommagnál. Kísérleti adatok (pontok hibákkal) összevetve különböző kölcsönhatásokkal végzett elméleti eredményekkel. Rohilla és mts. [2021] alapján



6. ábra. Az $f_{5/2}^{A-40}$ konfiguráció betöltési valószínűsége J^+ spin-paritásoknál a ^{46}Ti yrast sávjában, ahol A – 40 a valencia részecskeszám a ^{40}Ca törzsön kívül. Rohilla és mts. [2021] alapján

I. táblázat. A ^{46}Ti-ban észlelt γ-átmenetek energiái, az átmenetekhez tartozó J_i^π és J_f^π spin-paritások, a mért életidők (τ), redukált B(E2) átmeneti valószínűségek és átmeneti kvadrupólnyomatékok (Q_t). Az életidők az átmenetek felső nívóira vonatkoznak. Rohilla és mts. [2021] alapján

Energy (keV)	*Spin* (ħ) $J_i \rightarrow J_f$	Lifetime τ (ps)	$B(E2)$ (W.U.)	Q_t (eb)	References
889	$2^+ \rightarrow 0^+$	–	–	–	Present work
		7.63 (7)[a]	191 (2)		[12,13]
		7.76 (18)	$189.9 \pm^{4.4}_{4.3}$		[14]
	Wt. Mean =	7.72 (13)			
1121	$4^+ \rightarrow 2^+$	1.98 (18)	238 (21)	0.90 (4)	Present work
		2.01 (23)[b]	231 (27)		[11]
		2.34 (14)			[12]
		2.00 (15)			[13]
		2.20 (26)	$211 \pm^{28}_{22}$		[14]
	Wt. Mean =	2.10 (19)			
1289	$6^+ \rightarrow 4^+$	1.33 (13)	176 (17)	0.74 (3)	Present work
		1.34 (13)[b]	170 (17)		[11]
		1.43 (13)			[12]
		1.38 (34)	$167 \pm^{55}_{33}$		[14]
	Wt. Mean =	1.37 (18)			
1598	$8^+ \rightarrow 6^+$	0.50 (5)	160 (16)	0.69 (3)	Present work
		0.51 (5)[b]	154 (15)		[11]
		0.64 (10)			[12]
		≤ 1.2	≥ 66		[14]
	Wt. Mean =	0.57 (7)			
1345	$10^+ \rightarrow 8^+$	1.64 (12)	115 (8)	0.58 (2)	Present work
		1.68 (15)[b]	110 (10)		[11]
	Wt. Mean =	1.58 (14)			
1975	$12^+ \rightarrow 10^+$	≤ 0.41	≥ 67	≥ 0.44	Present work
		0.42 (5)[b]	42 (5)		
	Wt. Mean =	0.42 (5)			
1822	$14^+ \rightarrow 12^+$	–	–	–	Present work
		1.10 (10)[b]	37(4)		[11]

[a] Average of values in Refs. [12,13].
[b] Average of values measured with Pb and Au backing [11].

Hamamoto [2019] a fenomenológiailag sikeres Woods–Saxon potenciál felhasználásával vizsgálta az atommagok alakját és héjszerkezetét a következő tartományokban.

Atommagok a neutronleszakadási határ közelében, ahol a neutronszám:

$10 \leq N \leq 60$.

Neutronokban gazdag atommagok, ahol $40 \leq N \leq 90$.

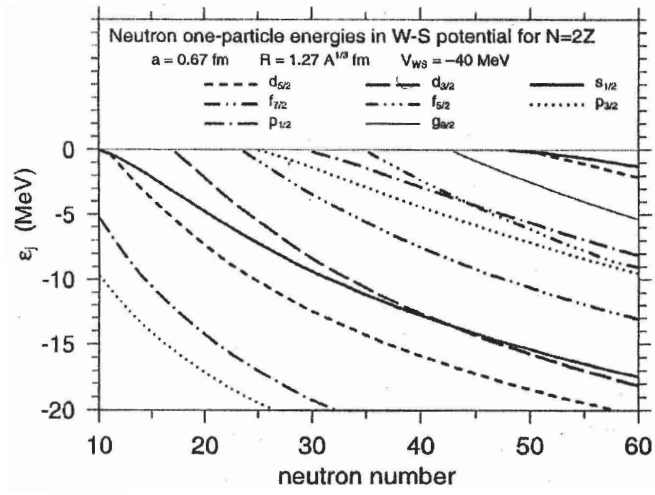
A ^{70}Fe atommag az $N = 40$ átfordulási szigetnél.

Az **1. ábra** a gömbszimmetrikus Woods–Saxon potenciállal számolt neutron egyrészecske-energiákat tünteti fel a neutronszám függvényben az $N/Z = 2$ atommagokra az (a) tartományban. Az ábra információt ad arra vonatkozóan, hogy a páratlan neutronszámú atommagoknál milyen neutronszámnál léphet fel gömbszerű (vagy deformált) halo. Deformált halókat pl. a ^{11}Be-nál már észleltek, ahol a $2s_{1/2}$ és $1d_{5/2}$ nívók közel degeneráltak. Hasonlóképpen a ^{37}Mg-nál, ahol a $2p_{3/2}$ és $1f_{7/2}$ nívók találkoznak. Ámbár a munkában alkalmazott potenciál nagyon egyszerű, a héjszerkezetről hasznos információt nyújt a neutronleszakadási határ közelében a párkorrelációk figyelembevétele nélkül is.

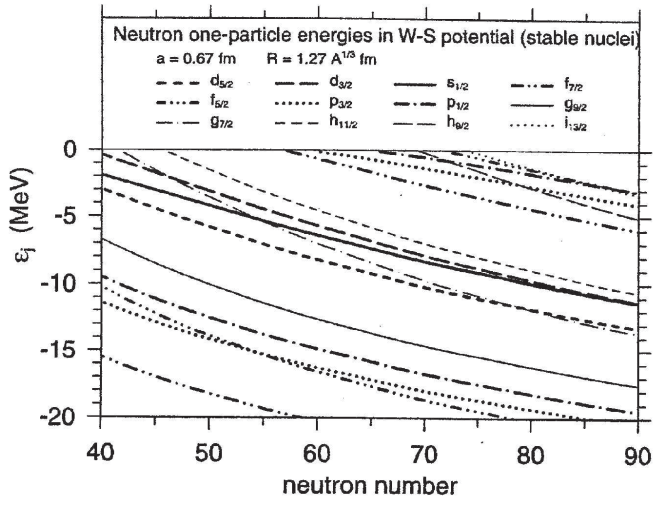
A **2. ábra** ugyancsak a gömbszimmetrikus Woods–Saxon potenciállal számolt neutron egyrészecske-energiákat mutatja, de a stabilitási vonalhoz tartozó atommagokra a (b) tartományban. A pontosabb leíráshoz a párkorrelációkat is figyelembe kell venni.

A **3. ábra** a ^{70}Fe potenciáljával számolt neutron és proton egyrészecske-energiákat tünteti fel a kvadrupól deformáció függvényében az átfordulási szigetnél, ahol $N/Z = 1{,}7$. Az ábráról azt a következtetést vonta le, hogy a Fe és Cr izotópok megnyúltan deformáltak $N = 46$-ig, de valószínűtlen, hogy a deformáció folytatódik $N = 50$-ig.

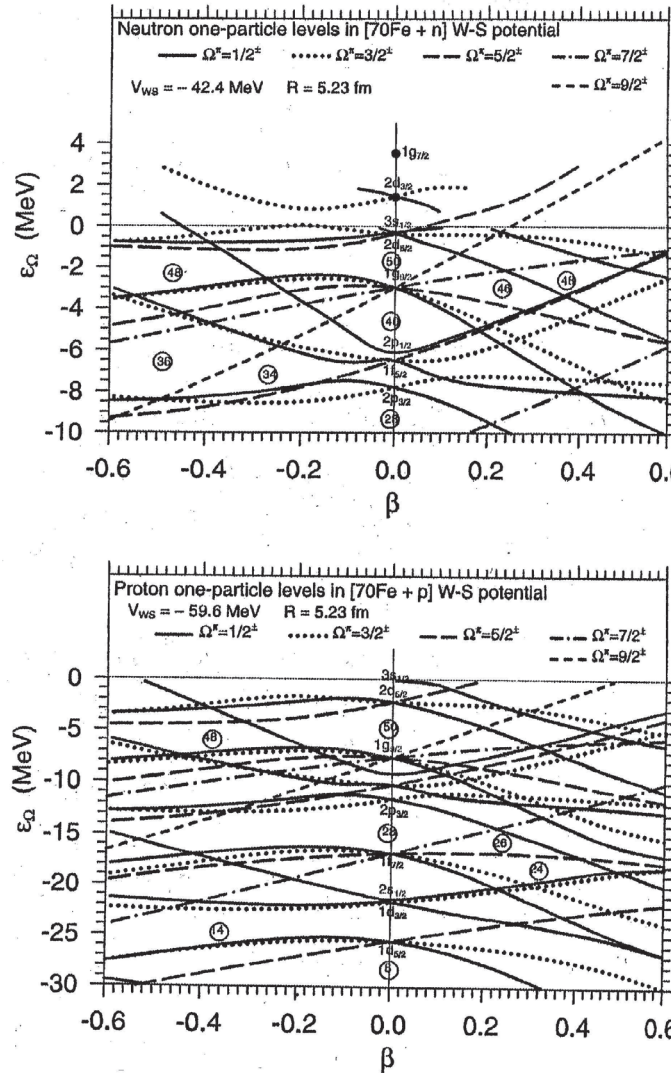
A közlemény az alapvető héjszerkezet leírására koncentrál és nem veszi figyelembe a párkorrelációkat. Mégis hasznos információt szolgáltatott neutronokban gazdag atommagok alakjára és héjszerkezetére.



1. ábra. Gömbszimmetrikus Woods–Saxon potenciállal (V_{WS}) számolt neutron egyrészecske-energiák a neutronszám függvényében N/Z = 2 atommagokra. Itt „a" a diffuzitási paraméter, $R = r_0 A^{1/3}$ a magsugár, r_0 = 1,27 fm. Hamamoto [2019] alapján



2. ábra. Gömbszimmetrikus Woods–Saxon potenciállal számolt neutron egyrészecske-energiák a neutronszám függvényében a stabilitási vonalon lévő atommagokra. Hamamoto [2019] alapján



3. ábra. Felül: Számított egyrészecske-energiák a ^{70}Fe potenciáljában a kvadrupól deformáció β függvényében. Ω a részecske teljes keringési impulzusnyomatékának vetülete az atommag szimmetriatengelyére. *Alul:* Számított proton egyrészecske-energiák a ^{20}Fe potenciáljában a kvadrupól deformáció függvényében. Gömbszerű alakra (β = 0) a pályák (nlj) kvantumszámai vannak megjelölve. Hamamoto [2019] alapján

Evitts és mts. [2019] a stabil ^{58,60,62}Ni izotópokban az E0 átmeneti erősségeket vizsgálták kísérleti módszerekkel.

A vizsgálandó izotópok gerjesztett állapotait egyrészt az Ausztrál Nemzeti Egyetemen (ANU) rugalmatlan proton szórással, másrészt a Kentucky Egyetem Gyorsító Laboratóriumában (UKAL) rugalmatlan neutron szórással állították elő.

Au ANU-mérésekben pelletron gyorsítóval előállított 4,7 – 9,2 MeV-es protonokkal bombáztak vékony, izotópra dúsított ^{58}Ni, ^{60}Ni és ^{62}Ni céltárgyakat. HPGe detektorrendszerrel mérték a γ-sugarak spektrumát, továbbá a γ-sugárzás szögeloszlását is a δ(E2/M1) keveredési arány meghatározása céljából. Mérték az elektron spektrumot is Si(Li) detektorral ellátott szupravezető elektron spektrométerrel. A belső konverziós elektron spektrumból információt nyertek az elektromos monopól átmeneti erősségre ρ^2(E0).

Az UKAL-mérésekben 7 MeV-es Van de Graaff gyorsítóból nyert protonokkal bombáztak atmoszferikus tríciumgázt. Így a ^{3}H(p,n)^{3}He reakcióból közel monoenergetikus neutronokat nyertek, amelyekkel természetes Ni fém céltárgyakat bombáztak. HPGe detektorrendszerrel mérték a γ-spektrumot, valamint a γ-szögeloszlást is a δ(E2/M1) keveredési arány meghatározásához. Doppler-eltolódási (DSAM) módszerrel nívó életidőket is mértek.

Az **I. táblázatban** az $^{58,\ 60,62}$Ni izotópok nívói közötti átmenetekre nyert δ(E2/M1) keveredési arányok vannak feltüntetve. A jelen munka eredményei összehasonlításban korábbi NDS-adatokkal.

Az **1. ábrán** a jelen munkában meghatározott $\rho^2(E0) \times 10^3$ elektromos monopól erősségek láthatók kombinálva korábbi irodalmi adatokkal.

A **II. táblázat** összesíti a munkában nyert eredményeket és összehasonlítást ad a korábbi adatokkal.

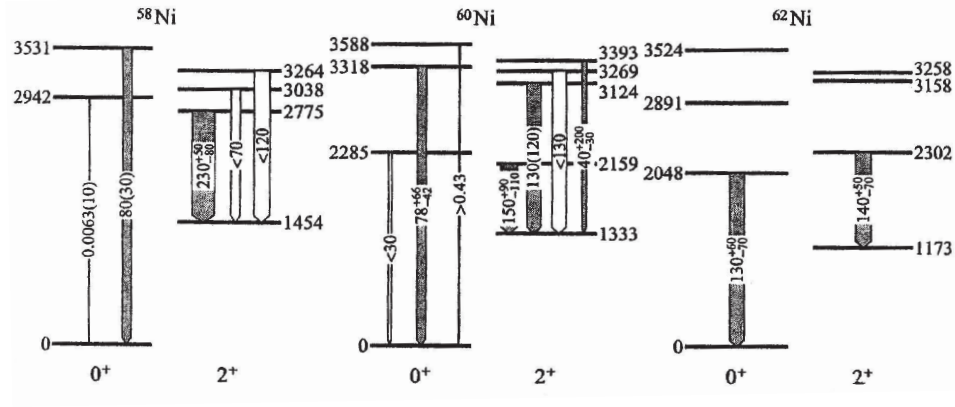
A **2. ábra** az ismert ρ^2(E0) monopól átmeneti erősségeket mutatja igen széles tömegszámtartományra.

Összefoglalás. A stabil $^{58,\ 60,62}$Ni izotópoknál mértek E0 átmeneti erősségeket a 2^+ állapotok között, meghatároztak δ(E2/M1) keveredési arányokat, belső konverziós együtthatókat, nívó életidőket és B(M1), B(E2) redukált átmeneti erősségeket. Úgy találták, hogy az E2 átmeneti erősségek az alacsonyan fekvő 2^+ állapotok között konzisztensen nagyok a vizsgált izotópoknál.

A munka társszerzői között Kibédi T. és Tornyi T. volt Atomki-s munkatársak.

I. táblázat. Az ^{58,60,62}Ni izotópok különböző átmeneteire mért δ(E2/M1) keveredési arányok. E_γ és E_i az átmeneti, illetve kezdeti energianívókat jelölik. A jelen munkában mért adatok (this work) összevetve korábbi Nuclear Data Sheets (NDS) adatokkal

	Transition	E_γ [keV]	E_i [keV]	$\delta(E2/M1)$	
				This work	NDS
^{58}Ni	$2_2^+ \to 2_1^+$	1321.2	2775.42	$-1.04^{+0.07}_{-0.08}$	−1.1(1)
	$2_3^+ \to 2_1^+$	1583.8	3037.86	+0.20(4)	+0.21(3)
				+1.48(13)	$+2.1^{+1.6}_{-0.7}$
	$2_3^+ \to 2_2^+$	262.6	3037.86	$+0.07^{+0.14}_{-0.10}$	−0.03(5)
	$2_4^+ \to 2_1^+$	1809.5	3263.66	+0.24(4)	+0.7(4)
				+1.42(10)	
	$2_5^+ \to 2_1^+$	2444.7	3898.8	−0.11(4)	0.0(1)
^{60}Ni	$2_2^+ \to 2_1^+$	826.06	2158.63	+0.43(8)	+0.9(3)
	$2_3^+ \to 2_1^+$	1791.6	3123.69		−0.21(4)
	$2_4^+ \to 2_1^+$	1936.9	3269.19	+0.66(8)	
	$2_5^+ \to 2_1^+$	2060.58	3393.14	−0.01(2)	
				$+2.62^{+0.16}_{-0.14}$	
	$2_5^+ \to 2_2^+$	1234.51	3393.14	+0.04(5)	
				$+2.3^{+0.4}_{-0.3}$	
^{62}Ni	$2_2^+ \to 2_1^+$	1128.82	2301.84	+3.1(1)	+3.19(11)
				−0.07(1)	

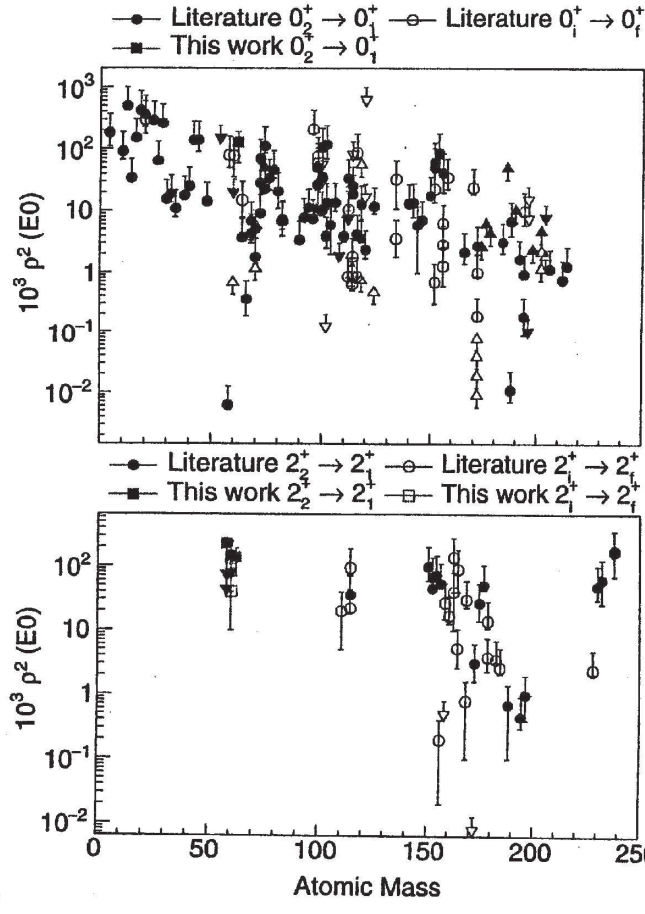


1. ábra. A jelen munkában meghatározott $\rho^2(E0) \times 10^3$ elektromos monopól erősségek kombinálva korábbi irodalmi adatokkal (az ^{58,60}Ni esetében). A be nem töltött nyilak azt jelzik, hogy felső határt határoztak meg. A nívóenergiák keV-ekben vannak megadva. A nívók J^π szerint vannak csoportosítva, úgy, hogy az E0 átmenetek (ahol ΔJ = 0) függőlegesen jelennek meg. Az I. táblázat és 1. ábra Evitts és mts. [2019] alapján

II. táblázat. A jelen munkában nyert δ(E2/M1) keveredési arányok (lásd I. táblázatot), α_K konverziós együtthatók, ρ^2(E0) elektromos monopól átmeneti erősségek és M(E0) mátrixelemek. q_K^2 az E0 konverziós együttható aránya a versengő bomláság E2 konverziós együtthatójához. A B(M1) és B(E2) átmeneti erősségeket szintén e munkában határozták meg. A Literature oszlopban a korábbi Nuclear Data Sheets elfogadott értékei vannak feltüntetve. E_{trans} és E_i az átmeneti, illetve szülő nívó energiákat jelentik. $T_{1/2}$ a szülőállapot felezési ideje. Evitts és mts. [2019] alapján

	Transition	E_{trans} (keV)	E_i (keV)	$T_{1/2}$ (ps)	$\delta(E2/M1)$	$\alpha_K \times 10^4$	q_K^2	$\rho^2(E0)$ ($\times 10^3$)	$M(E0)$ (fm^2)	This work		Literature	
										$B(M1)$ (W.u.)	$B(E2)$ (W.u.)	$B(M1)$ (W.u.)	$B(E2)$ (W.u.)
^{58}Ni	$0_2^+ \to 0_1^+$	2942.6	2942.6	1460(140)	–	–	0.65(10)	0.0063(10)					
	$0_3^+ \to 0_1^+$	3531.1	3531.1	0.19(6)	–	–	0.27(4)	80(30)					
	$2_2^+ \to 2_1^+$	1321.2	2775.42	$0.60^{+0.19}_{-0.12}$	$-1.04^{+0.07}_{-0.08}$	1.38(3)	0.46(7)	230^{+50}_{-80}	$10.3^{+1.1}_{-2.0}$	$7.3^{+1.6}_{-2.4} \times 10^{-3}$	9^{+2}_{-3}	$0.011^{+0.003}_{-0.004}$	15^{+4}_{-5}
	$2_3^+ \to 2_1^+$	1583.8	3037.86	0.057(8)	+0.20(4)	0.72(3)	<0.7	<70	<6	0.055(8)	1.7(7)	0.055(8)	1.8(6)
					+1.48(13)		<0.01	<22	<3	0.018(4)	30(5)		
	$2_3^+ \to 2_2^+$	262.6	3037.86	0.057(8)	$+0.007^{+0.014}_{-0.010}$					0.21(5)	$0.3^{+1.2}_{-0.3}$	0.21(5)	5^{+18}_{-5}
	$2_4^+ \to 2_1^+$	1809.5	3263.66	0.037(5)	+0.24(4)	0.52(9)	<1.3	<120	<7	0.037(6)	1.3(5)	0.027(11)	8(6)
					+1.42(10)		<0.05	<80	<5	0.013(2)	15(2)		
	$2_5^+ \to 2_1^+$	2444.7	3898.8	–	−0.11(4)					0.049(13)	0.19(5)	0.050(13)	
^{60}Ni	$0_2^+ \to 0_1^+$	2284.8	2284.8	>1.5	–	–	0.079(8)	<30	<4				
	$0_3^+ \to 0_1^+$	3317.8	3317.8	$0.24^{+0.28}_{-0.11}$	–	–	0.29(3)	78^{+66}_{-42}					
	$0_4^+ \to 0_1^+$	3587.7	3587.7	<40	–	–	1.26(20)	>0.43					
	$2_2^+ \to 2_1^+$	826.06	2158.63	$1.28^{+0.74}_{-0.35}$	+0.43(8)	3.0(1)	$0.4^{+0.2}_{-0.3}$	150^{+90}_{-110}	9^{+2}_{-4}	$0.022^{+0.007}_{-0.013}$	11^{+5}_{-8}	0.031(13)	70(40)
	$2_3^+ \to 2_1^+$	1791.6	3123.69	$0.23^{+0.17}_{-0.10}$	−0.21(4)	0.69(9)	4(3)	130(120)	8^{+3}_{-6}			$0.013^{+0.006}_{-0.010}$	$0.34^{+0.20}_{-0.28}$
	$2_4^+ \to 2_1^+$	1936.9	3269.19	0.071(21)	+0.66(8)	0.52(7)	<0.4	<130	<8	0.013(4)	2.8(10)		
	$2_5^+ \to 2_1^+$	2060.58	3393.14	$0.13^{+0.06}_{-0.04}$	−0.01(2)	0.48(11)	150^{+1000}_{-150}	40^{+200}_{-30}	4^{+6}_{-2}	$0.016^{+0.005}_{-0.008}$	$0.001^{+0.003}_{-0.001}$		
					$+2.62^{+0.16}_{-0.14}$		<0.3	<200	<8	$2.1^{+0.7}_{-1.0} \times 10^{-3}$	6^{+2}_{-3}		
	$2_5^+ \to 2_2^+$	1234.51	3393.14	$0.13^{+0.06}_{-0.04}$	+0.04(5)					$0.009^{+0.003}_{-0.005}$	$0.02^{+0.05}_{-0.02}$		
					$+2.3^{+0.4}_{-0.3}$					$1.5^{+0.7}_{-0.9} \times 10^{-3}$	10^{+3}_{-5}		
^{62}Ni	$0_2^+ \to 0_1^+$	2048.68	2048.68	$0.92^{+0.67}_{-0.23}$[a]	–	–	0.084(11)	130^{+60}_{-70}	$8.1^{+1.7}_{-2.6}$				
	$2_2^+ \to 2_1^+$	1128.82	2301.84	$0.67^{+0.20}_{-0.14}$	+3.1(1)	1.95(11)	0.22(7)	140^{+50}_{-70}	$8.4^{+1.4}_{-2.5}$	$9^{+2}_{-3} \times 10^{-4}$	13^{+3}_{-4}	$1.06^{+0.18}_{-0.3} \times 10^{-3}$	$14.9^{+2.4}_{-4.2}$

[a] A weighted average is taken from Refs. [33,36].



2. ábra. Ismert ρ^2(E0) elektromos monopól átmeneti erősségek a jelzett átmenetekre a tömegszám függvényében. A felső/alsó határok háromszögekkel vannak jelölve hibahatárokkal. Az adatok Kibédi és Spear [2005] és Wood és mts. [1999] közleményeiből származnak

Amiri és mts. [2020] a ^{60,62,64,66}Cu atommagok szerkezetét vizsgálták az IBFFM-1 és IBFFM-2 kölcsönható bozon-fermion-fermion modellek keretében. Az IBFFM-2 modellben a proton és neutron szabadsági fokokat is figyelembe vették. E_b kötésenergiákat, S_{2n} kétneutron szeparációs energiákat és Q_α α-bomlási energiákat számítottak. Összehasonlításokat végeztek a szomszédos páros és páratlan tömegszámú atommagoknál a Zn – Cu tartományban. Úgy találták, hogy a páratlan tömegszámú atommagok sajátságai fennállnak a páratlan-páratlan atommagoknál is.

Az **1. ábrán** a $^{60\text{-}66}$Cu egyes alacsonyan fekvő nívóenergiái láthatók. Kísérleti (Exp.) eredmények, összehasonlításban IBFFM-2 és IBFFM-1 számítási eredményekkel. A **2. ábrán** a gyök-közép-négyzet eltérések vannak feltüntetve a kísérleti és elméleti modellszámítások eredményei között. Mindkét ábra mutatja, hogy általában jó az egyezés a kísérleti és elméleti eredmények között, különösen az IBFFM-2-nél.

A **3. ábra** a páratlan-páros tömegkülönbségeket mutatja az A tömegszám függvényében. $D_1 = (E_B)_A - [(E_B)_{A+1} + (E_B)_{A-1}]/2$, ahol E_B kötésenergiát jelöl. Kísérleti adatok összevetve IBM-1 és IBFM-1 elméleti eredményekkel Zn és Cu izotópokra. A D_1 értékek sokkal érzékenyebben mutatnak fázisátmenetet, mint az E_B adatok. Az (a) és (b) részábrákon D_1 pozitív, a (c) és (d) esetekben viszont negatív és minden esetben szignifikáns függés van az A tömegszámtól.

A **4. ábrán** a kísérleti és számított kétnukleon szeparációs energiák (S_{2n}) láthatók a $^{60\text{-}66}$Cu izotópokra. A kísérleti és elméleti eredmények között jó az egyezés.

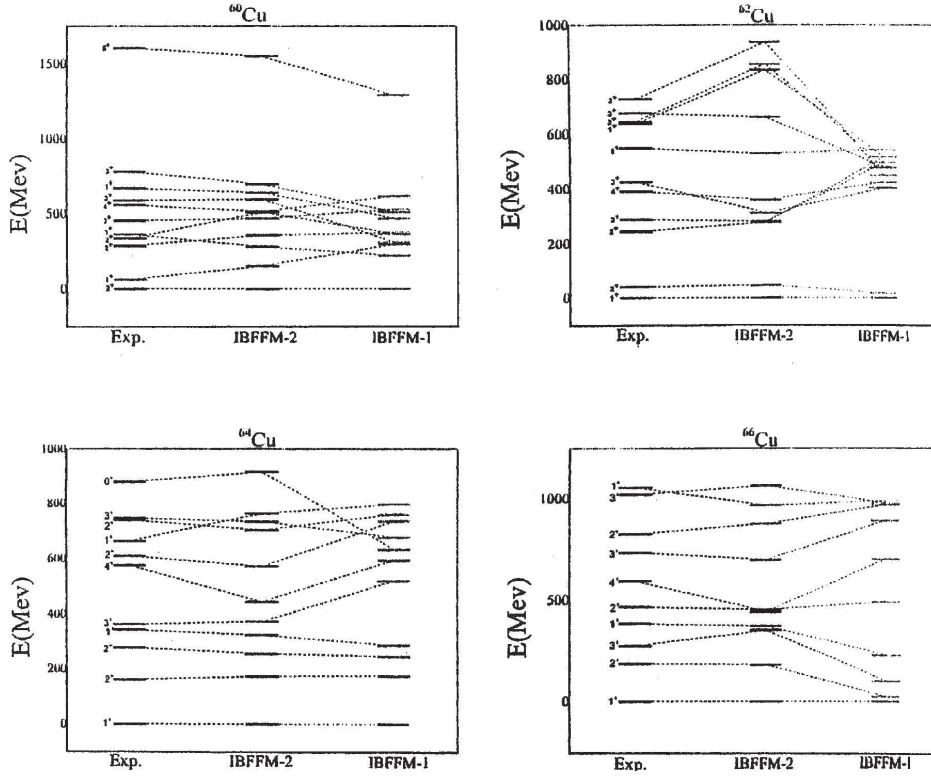
Az **5. ábrán** felül a kísérleti (Exp.) és elméleti Q_α α-bomlási energiák láthatók a Cu izotópokra. A kísérleti és IBFFM-2 elméleti adatok között jó az egyezés.

A **6. ábrán** a $D_2 = Q_\alpha(Z_\pi,N_\nu - 1) - Q_\alpha(Z_\pi,N_\nu)$ α-bomlási energia (Q_α) páratlan-páros különbségei lettek feltüntetve a Cu és Zn izotópokra az N_ν függvényében. Látható a hasonlóság a Cu és Zn izotópok adatai között.

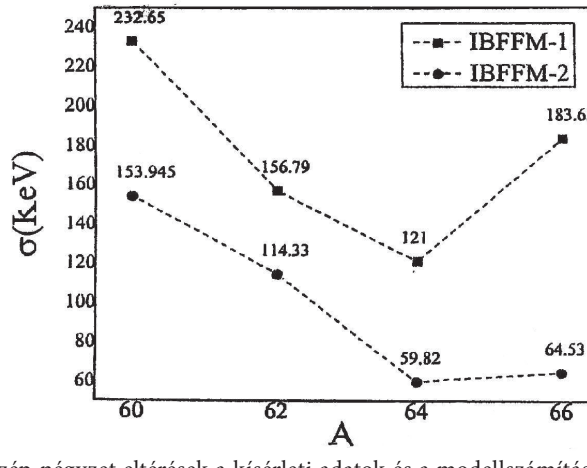
Összefoglalóan megállapítható, hogy az alapállapoti fázisátalakulást vizsgálták a páratlan tömegszámú és páratlan-páratlan Cu atommagokban a kölcsönható IBFFM-1 és INFFM-2 modellek keretében. Az eredmények azt mutatják, hogy a vizsgált atommagokban fennáll a vibrációs szimmetria, szignifikáns deformált γ-instabil szerkezet nélkül. A páratlan tömegszámú atommagok sajátságai megmutatkoznak a páratlan-páratlan tömegtartományban is.

Az IBFFM-2 számítások eredményei jól egyeznek a kötésenergia, kétnukleon szeparációs energia és α-bomlási kísérleti adatokkal, míg az IBFFM-1 esetben az egyezés nem annyira jó.

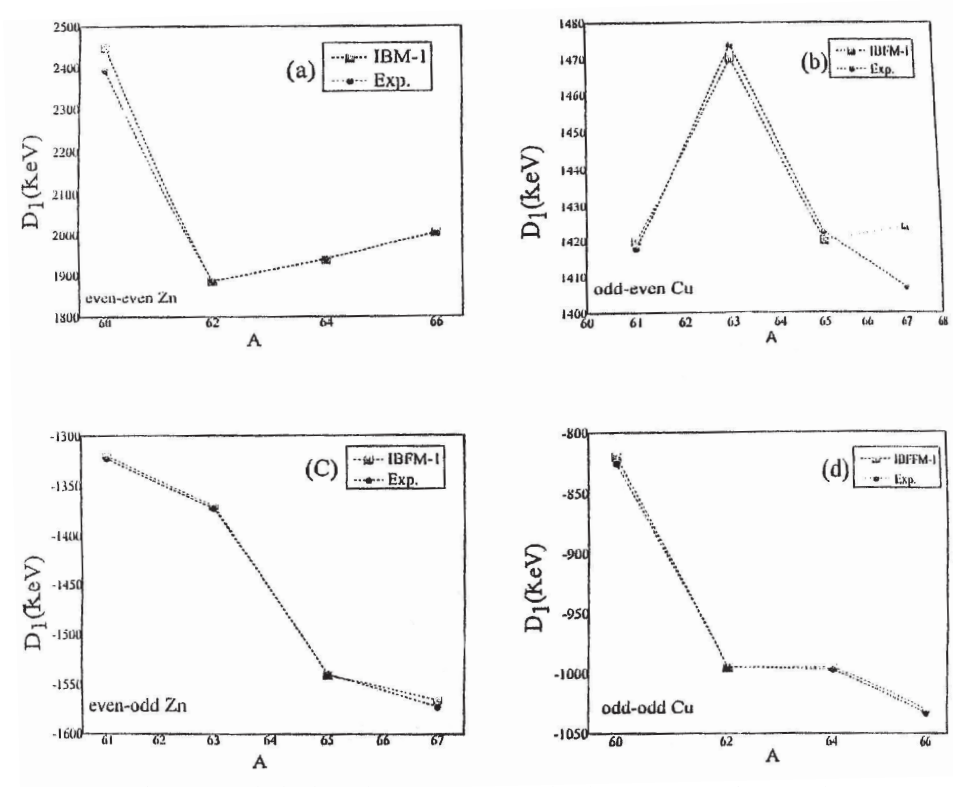
Összehasonlító analízist is végeztek a Zn – Cu tartományban lévő páros és páratlan tömegszámú atommagok sajátságaira.



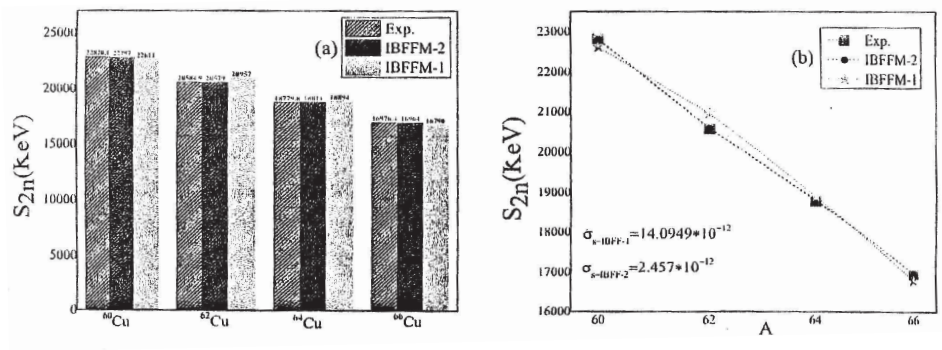
1. ábra. A $^{60\text{-}66}$Cu atommagok egyes alacsonyan fekvő nívóinak energiái. Kísérleti adatok (Exp.) összevetve az IBFFM-számítások eredményeivel. Amiri és mts. [2020] alapján



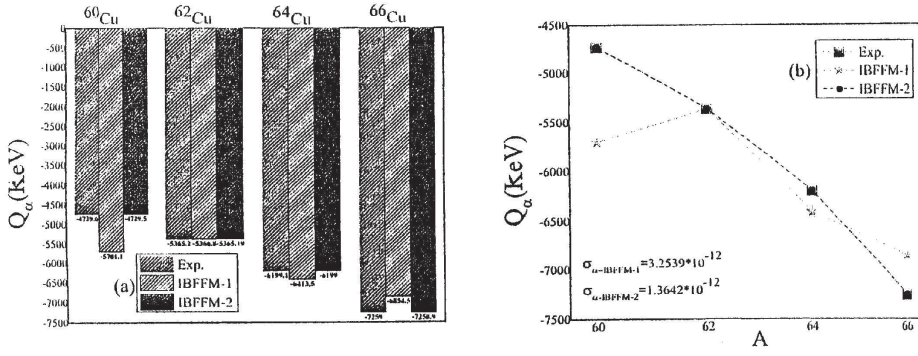
2. ábra. Gyök-közép-négyzet eltérések a kísérleti adatok és a modellszámítások eredményei között. Amiri és mts. [2020] alapján



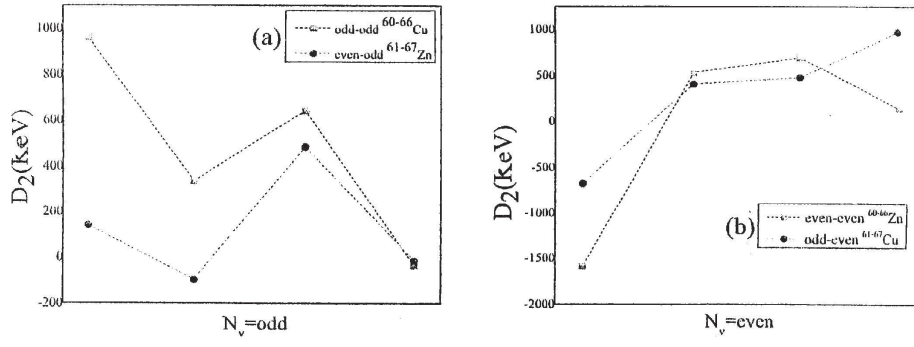
3. ábra. Tömegkülönbségek Cu és Zn izotópoknál a tömegszám függvényben.
$D_1 = (E_B)_A - [(E_B)_{A+1} + (E_B)_{A-1}]/2$, ahol E_B kötésenergiát jelöl. Amiri és mts. [2020] alapján



4. ábra. Kísérleti és számított kétneutron szeparációs energiák (S_{2n}) a $^{60\text{-}66}$Cu izotópokra. Amiri és mts. [2020] alapján



5. ábra. A kísérleti (Exp.) és számított Q_α α-bomlási energiák a $^{60\text{-}66}$Cu izotópokra. Amiri és mts. [2020] alapján



6. ábra. $D_2 = Q_\alpha(Z_\pi,N_\nu-1) - Q_\alpha(Z_\pi,N_\nu)$ α-bomlási energiakülönbségek a Cu és Zn izotópoknál a neutronszám függvényben. π protonokra, ν neutronokra utal. Amiri és mts. [2020] alapján

Dombos és mts. [2019] a neutronokban gazdag izotópok felezési időit vizsgálták az A = 100 – 100 tömegszám-tartományban.

A kísérleteket a Michigani Állami Egyetem Nemzeti Szupravezető Ciklotron Laboratóriumában végezték East Lansingben. Itt két kapcsolt K = 500 és K = 1200 szupravezető ciklotron működik ECR ionforrásokkal. A ciklotronokkal $^{124}Sn^{45+}$ 120 MeV/u energiájú elsődleges nyalábot állítottak elő, amivel vékony stabil ^{9}Be céltárgyat bombáztak. A fragmentációs reakció termékeit szeparátorral szétválasztották és így neutronokban gazdag atommagokat nyertek a $39 \leq Z \leq 43$ rendszám, illetve $100 \leq A \leq 110$ tömegszám-tartományban. A β-bomlási felezési időket egy NaI(Tl) detektorrendszerben határozták meg. A teljes abszorpciós spektroszkópiai technika (TAS) részleteit korábbi mukáikban ismertették: Dombos és mts. [2016], Spyrou és mts. [2016], Liddick és mts. [2016], Spirou és mts. [2017].

Az **I. táblázat** összefoglaló áttekintést ad a jelen munkában nyert felezési időkről, összehasonlításban a korábbi irodalmi adatokkal.

A nyert felezési idők hasznosak az atommagszerkezet, asztrofizika és nukleáris technológia számára. Az eredmények jó egyezésben vannak a korábban más technológiákkal nyert adatokkal és bizonyos esetekben pontosítják azokat.

A társszerzők között A. Algora az Atomki munkatársaként is szerepel.

I. táblázat. A jelzett izotópok felezési idői a jelen munka (present work) és a korábbi mérési eredmények alapján. A Level(s) és γ-rays oszlopokban azok a jellemzők vannak feltüntetve, amelyeket a TAS-spektrumban az egyes atommagok felezési idejének meghatározására felhasználtak. Dombos és mts. [2019] alapján

Nuclide	Level(s) (keV)	γ ray(s) (keV)	Present work (s)	Previous measurements (s)
^{99}Y	724.5 724.5	602.7 121.7	1.27(25)	1.36(11) [26], 1.40(7) [26], 1.486(7) [27], 1.47(2) [28], 1.51(8) [29], 1.45(22) [30], 1.48(2) [31], 1.1(3) [32,33]
^{101}Zr	1840–2040	1740–2040	2.27(12)	2.0(3) [34,35], 2.2(3) [34,35], 2.5(1) [36], 3.3(6) [37], 2.4 [38]
^{102}Zr	599.48 599.48	535.13, 599.48 599.48	2.01(8)	2.9(2) [39], 2.1 [38]
^{102m}Nb	296.61	296.61	1.33(27)	1.3(2) [39]
^{103}Nb	102.6	102.6	1.34(7)	1.5(2) [39], 1.5(2) [40], 1.3(1) [41,42]
^{104m}Nb	4640–7240 2000–2160 2600–2920	192.2 192.2 192.2	0.97(10)	0.8(2) [39], 0.91(2) [43,44], 0.99(7) [45], 1.0(1) [31]
^{109}Tc	1158.7, 1267.8	1158.7, 1267.8	0.87(7)	1.14(3) [46], 1.04(11) [46], 0.82(10) [31], 0.86(3) [47], 0.93(3) [48,49], 0.9(1) [49,50], 1.4(4) [51]

Togashi és mts. [2016] a $^{90-110}$Zr izotópok szerkezetét vizsgálták fejlett Monte Carlo-héjmodell (MCSM) számítások keretében. N = 60 neutronszám közelében hirtelen alakváltozás lép fel, ami a $0g_{9/2}$ pályára történő intenzív protongerjesztéssel kapcsolatos. Számították az energianívókat és a B(E2) redukált átmeneti valószínűségeket. A megnyúlt és triaxiális alakok új együttlétére mutató jeleket találtak.

Az **1. (a) ábrán** a vizsgált Zr izotópok egyes nívóinak energiái láthatók az N neutronszám függvényben. Az MCSM elméleti eredmények a kísérleti adatokat jól reprodukálják. A 2_1 állapot energiája N = 60-nál hirtelen lecsökken, az $R_{4/2}$ arány pedig meredeken megnő. Ezek merev megnyúlt deformáció felléptére utalnak.

Az **1. (b) ábrán** a 0_1^+ és 0_2^+ állapotok energiái vannak feltüntetve az N neutronszám függvényében. A 0_1^+ alapállapot gömbszerű marad N = 58-ig, majd megnyúlt lesz N = 60-tól.

Az **1. (c) ábrán** a $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ értékek láthatók. N = 58 után hirtelen változás lép fel, mind a kísérleti, mind a számított adatoknál. A $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ értékek érzékeny próbái a kvadrupól deformációnak, amit a MCSM-számítások jól leírnak.

Az **1. (d) ábra** a $|\beta_2|$ deformációs paramétereket mutatja az N függvényében. Az MCSM-értékeket a $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ értékekből vezették le. Az ábrán a korábbi kölcsönható bozon modell (IBM), Hartree–Fock–Bogoliubov (HFB) és atommag táblázati (FRDM) eredmények is fel vannak tüntetve. Az MCSM-számítások N = 58-tól hirtelen növekedést mutatnak a $|\beta_2|$ értékeknél. A növekedést korábbi IBM, HFB és FRDM eredmények is mutatják, de ezeknél a változás nem annyira éles.

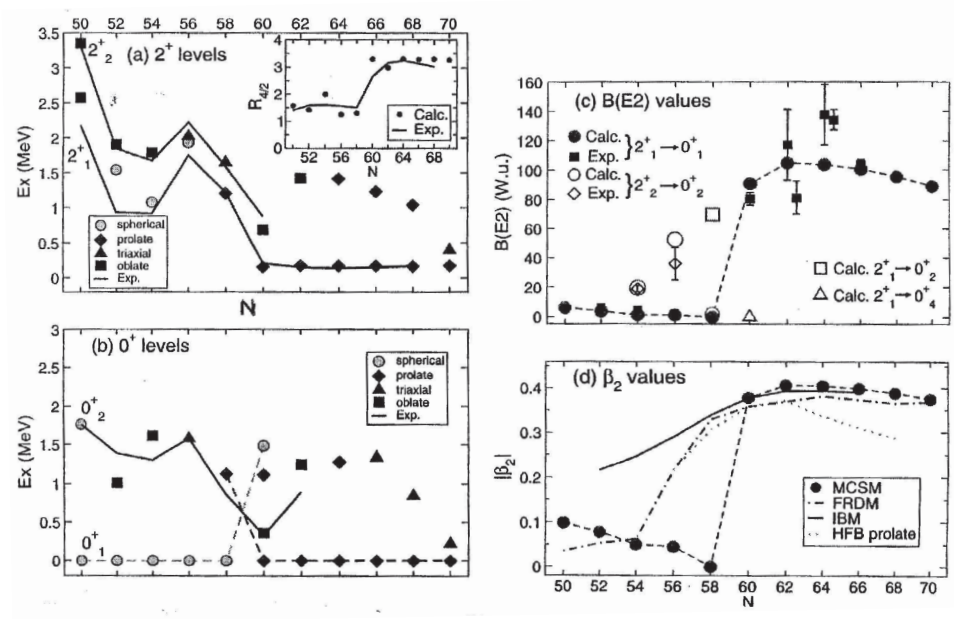
A **2. ábrán** a potenciálisenergia-felület (PEF) látható a ^{98,100,110}Zr izotópokra korábbi korlátozott Hatree–Fock-számítások alapján. A 2. (a) és (b) ábrákon látható, hogy a 0_1^+ állapot a ^{98}Zr-nál gömbszerű, míg a 0_2^+ megnyúlt alakú. A 2. (c), (d), (e) ábrák szerint a ^{100,110}Zr izotópok megnyúlt alakúak 0_1^+ alapállapotban, ugyanakkor a ^{110}Zr 0_2^+-nél γ deformáció is fellép.

A **3. (a) ábrán** a protonok betöltési számai láthatók a vizsgált izotópok egyes állapotaira. ^{98}Zr-nál a gömbszerű 0_1^+-ről a megnyúlt 0_2^+-ra való átmenetnél a proton $0g_{9/2}$ betöltési szám 0,4-ről 3,5-re nő, míg a pf-pályáknál csökkenés lép fel. A ^{100,110}Zr 0_1^+ állapotoknál a proton $0g_{9/2}$ pálya még jobban betöltött.

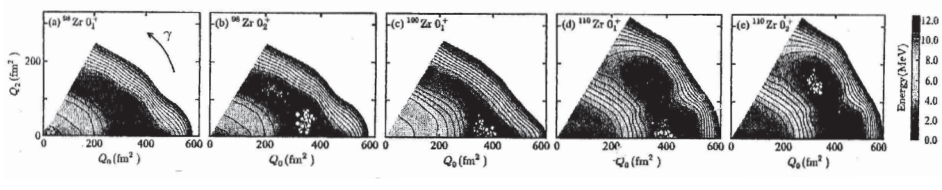
A **3. (b)** ábrán a neutron effektív egyrészecske-energiák vannak feltüntetve a vizsgált izotópok egyes állapotaira korábbi munkáik alapján.

A **4. ábra** szerint a megnyúlt alapsávok hasonlóak a ^{100}Zr és ^{110}Zr-nál, de az oldalsávoknál különbségek vannak. A B(E2) értékek arra utalnak, hogy a ^{110}Zr oldalsávjainál triaxiális rotor fázis jelentkezik.

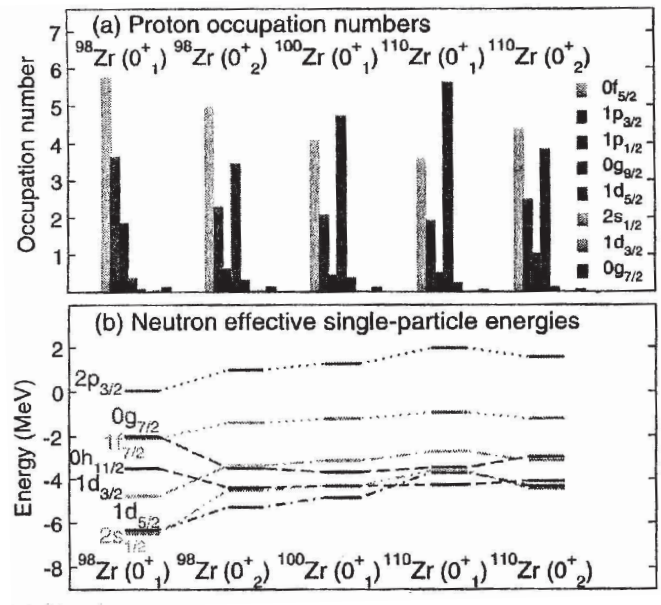
A munka egyértelműen mutatja, hogy kvantum fázisátmenet lép fel a vizsgált Zr izotópoknál az $50 \rightarrow 70$ neutronszám tartományban. Gömbszerű, megnyúlt és háromtengelyű magalakok egyaránt előfordulnak.



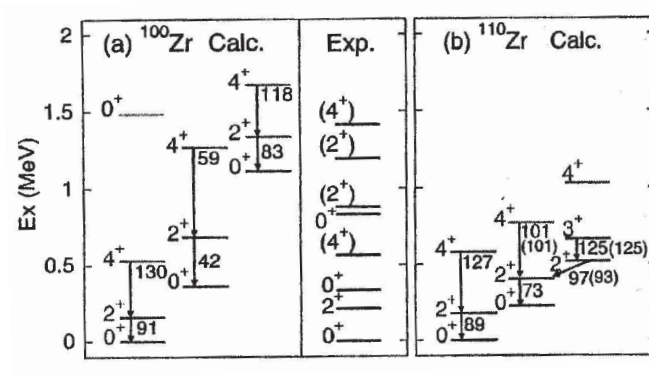
1. ábra. (a) A $2^+_{1,2}$ (b) $0_{1,2}{}^+$ nívók energiái (E_x) a Zr izotópoknál az N neutronszám függvényében. A folytonos vonal a kísérleti adatokat (E_{exp}) mutatja, a szimbólumok elméleti számítási eredményeket, ahol a magalak is fel van tüntetve. A Zr-nál a két 0^+ nívó energiái láthatók. A szaggatott vonalak a releváns mennyiségeket kötik össze. (c) B(E2;$2^+ \rightarrow 0^+$) redukált átmeneti valószínűségek az N neutronszám függvényében. (d) $|\beta_2|$ deformációs paraméterek az N függvényében. Az (a) részábrán a betét a $4_1{}^+$ és $2_1{}^+$ nívóenergiák arányát mutatja ($R_{4/2}$). Togashi és mts. [2016] alapján



2. ábra. Potenciálisenergia-felületek egyes Zr izotópok 0^+ állapotainál. Q_0 és Q_2 kvadrupólnyomatékok az ellipszoidok tengelyeire, γ a háromtengelyű deformációra jellemző. Korlátozott Hartree–Fock-számítási eredmények korábbi munkáikból. A MCSM bázisvektorok körökkel vannak jelölve. Togashi és mts. [2016] alapján



3. ábra. (a) A protonok betöltési számai, valamint (b) a neutronok egyrészecske-energiái egyes Zr állapotokra. Togashi és mts. [2016] alapján



4. ábra. (a) A ^{100}Zr és (b) a ^{110}Zr nívóenergiái (E_x); megnyúlt, belapult és háromtengelyű sávok (balról jobbra). A 0_4^+ állapot az (a) részábrán gömbszerű. Egyes nagy B(E2) értékek is fel vannak tüntetve Weisskopf-egységekben, zárójelben a merev triaxiális rotor értékek. Togashi és mts. [2016] alapján

Biswal és mts. [2020] a maganyag sajátságait vizsgálták relativisztikus középtér formalizmus keretében. Konkrétan a neutronbőr vastagságot és a szimmetriaenergiát számították a páros-páros N = 20, 40, 88, és 126 izotón atommagoknál.

A közleményben kifejtették a relativisztikus középtér (RMF) és helyi sűrűség (LDF) módszerek matematikai formuláit.

Végtelen maganyagban az atommagok állapotegyenletében szereplő E_{sym} szimmetriaenergia a következő alakú:

$$E_{sym}(\rho) = E_{sym}(\rho_0) + L(\rho_0)[(\rho-\rho_0)/\rho_0]/3 + O[(\rho-\rho_0)/\rho_0]^2.$$

Itt $E_{sym}(\rho_0)$ a szimmetriaenergia telítési sűrűségnél, értéke 27 ± 0 MeV.

$L(\rho_0)$ a szimmetriaenergia lejtése (slope), értéke 20 és 115 MeV között van.

A maganyag állapotegyenletét Roca-Maza és Paar [2018] igen részletesen elemezték. Munkáikra Biswal és mts. [2020] gyakran hivatkoznak.

Az **1. ábrán** a szimmetriaenergia és szimmetrikus maganyag sűrűsége közötti összefüggés látható különböző erőkkel végzett számítások alapján.

A **2. ábra** a szimmetriaenergia és a szimmetrikus maganyag sűrűsége közötti függést mutatja az N = 20, 40, 82 és 172 (megjósolt) izotón láncokra. Látható, hogy a szimmetriaenergia közel lineárisan csökken minden láncnál az (N – Z)/A növekedésével. A szimmetriaenergia sok tényezőtől függ, de ezek közül az aszimmetria paramétertől való függés a leglényegesebb.

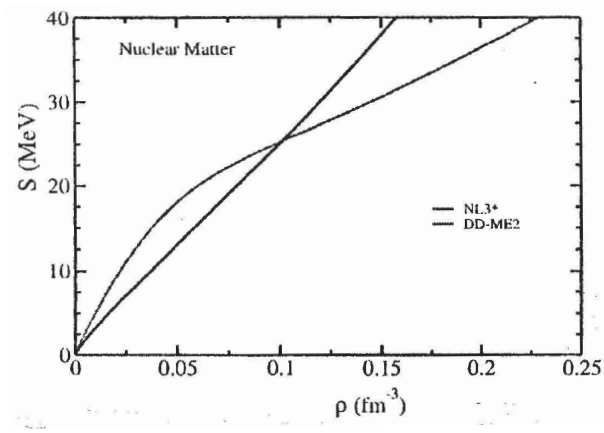
A **3. ábrán** a szimmetriaenergia (S_0) neutronbőr vastagságtól (ΔR) való függése van ábrázolva a jelzett N = 20, 40, 82 és 172 (megjósolt) izotón láncokra. Látható, hogy a kapcsolat függ a Z rendszámtól és attól is, hogy a számításokat NL3* vagy DD-ME2 erőkkel végezték.

A **4. ábra** a szimmetriaenergia (S_0) protonszámtól (Z) való függését mutatja a jelzett izotón láncokra. S_0 növekszik a Z növekedésével, de elég nagy különbség látszik a NL3* és DD-ME2 erőkkel számított értékek között.

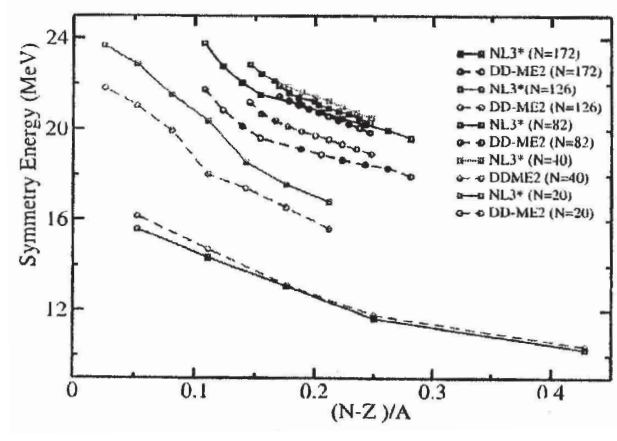
Az **5. ábrán** a neutron nyomás (p_0) és a neutronbőr vastagsága (ΔR) közötti összefüggés látható a feltüntetett izotón láncokra. p_0 csökken a ΔR növekedésével és világosan látszik a Z rendszámtól való függés is. A nehezebb izotónoknál zömmel nagyobb a p_0.

A **6. ábra** a neutron nyomás (p_0) protonszámtól (Z) való függését ábrázolja. p_0 növekszik Z növekedésével fixált neutronszám mellett, de a kétféle kölcsönhatásokkal számolt értékek között elég nagy különöbség van.

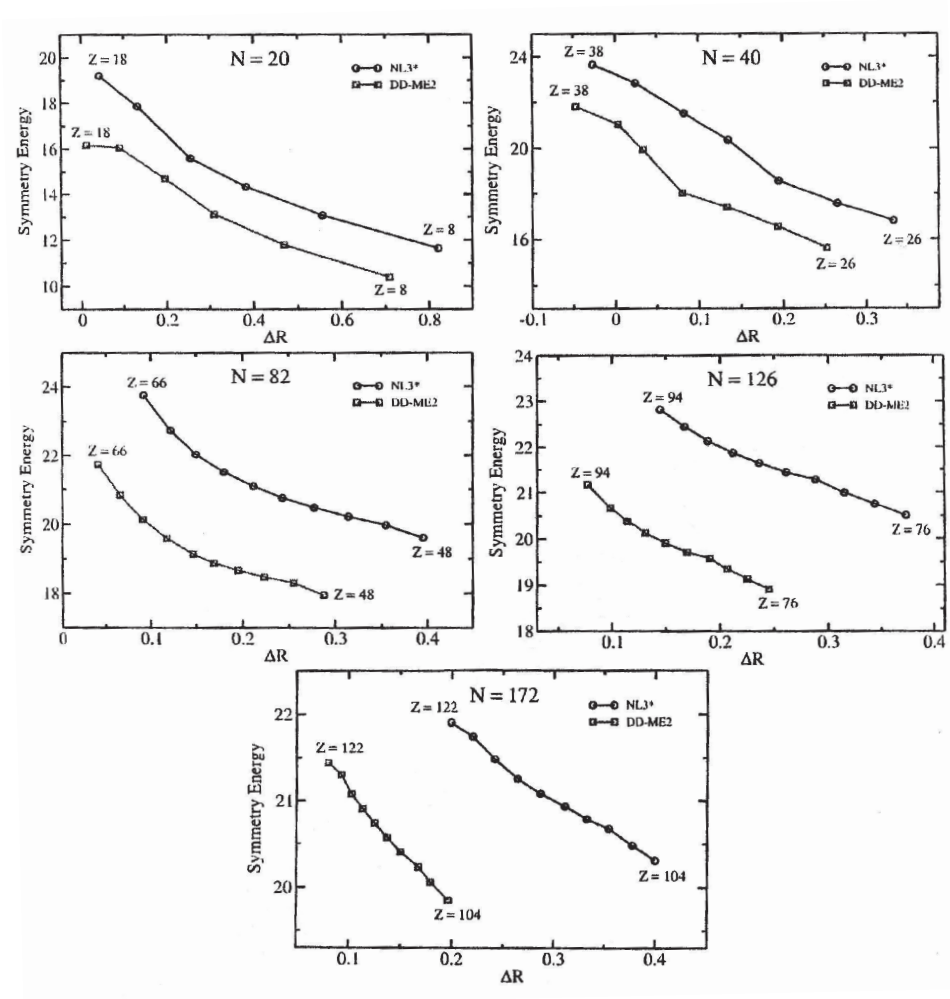
A **7. ábrán** a szimmetriaenergia és neutronnyomás ΔR-től és a rendszámtól való függését mutatja az N = 126 izotón láncra. A különböző modellekkel számolt értékek hasonló tendenciákat mutatnak, de az abszolút értékekben vannak különbségek.



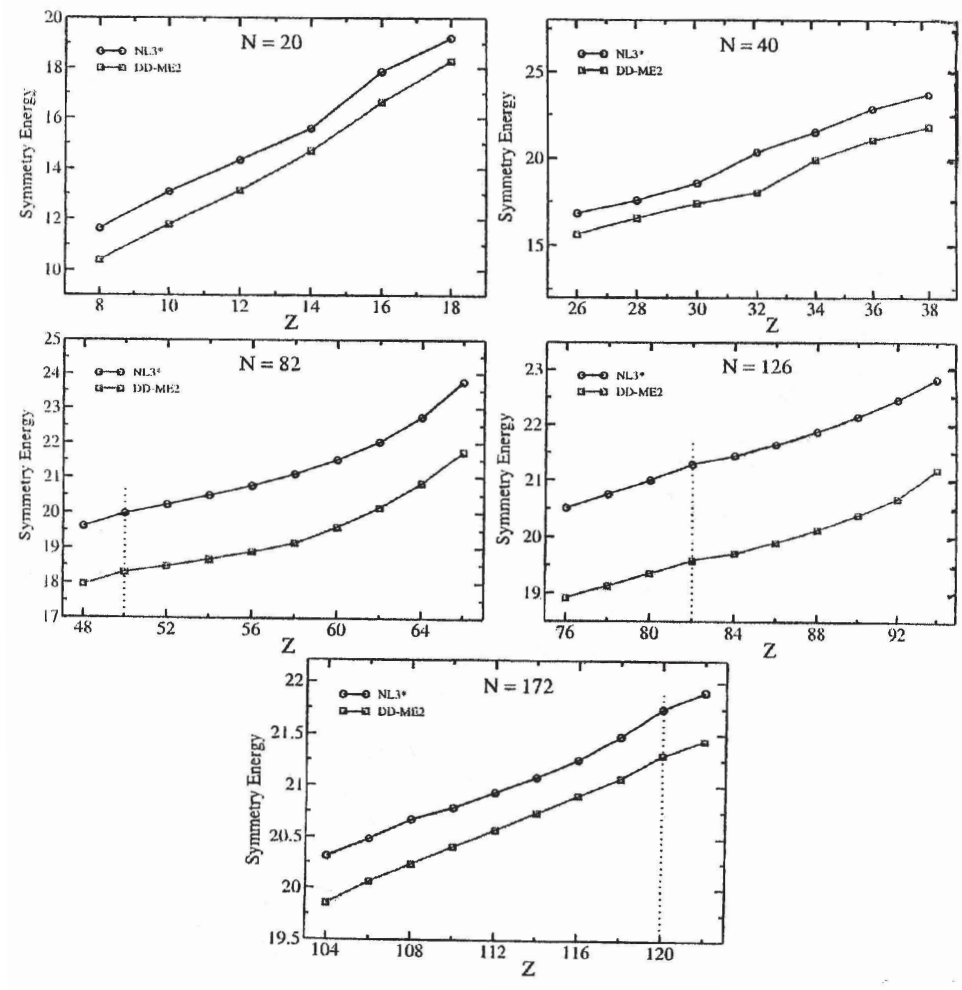
1. ábra. A szimmetriaenergia (S) és a szimmetrikus maganyag sűrűsége (ρ) közötti összefüggés. Elméleti eredmények nem lineáris NL3*, valamint sűrűségfüggő DD-ME2 erőparaméterekkel számítva. Biswal és mts. [2020] alapján



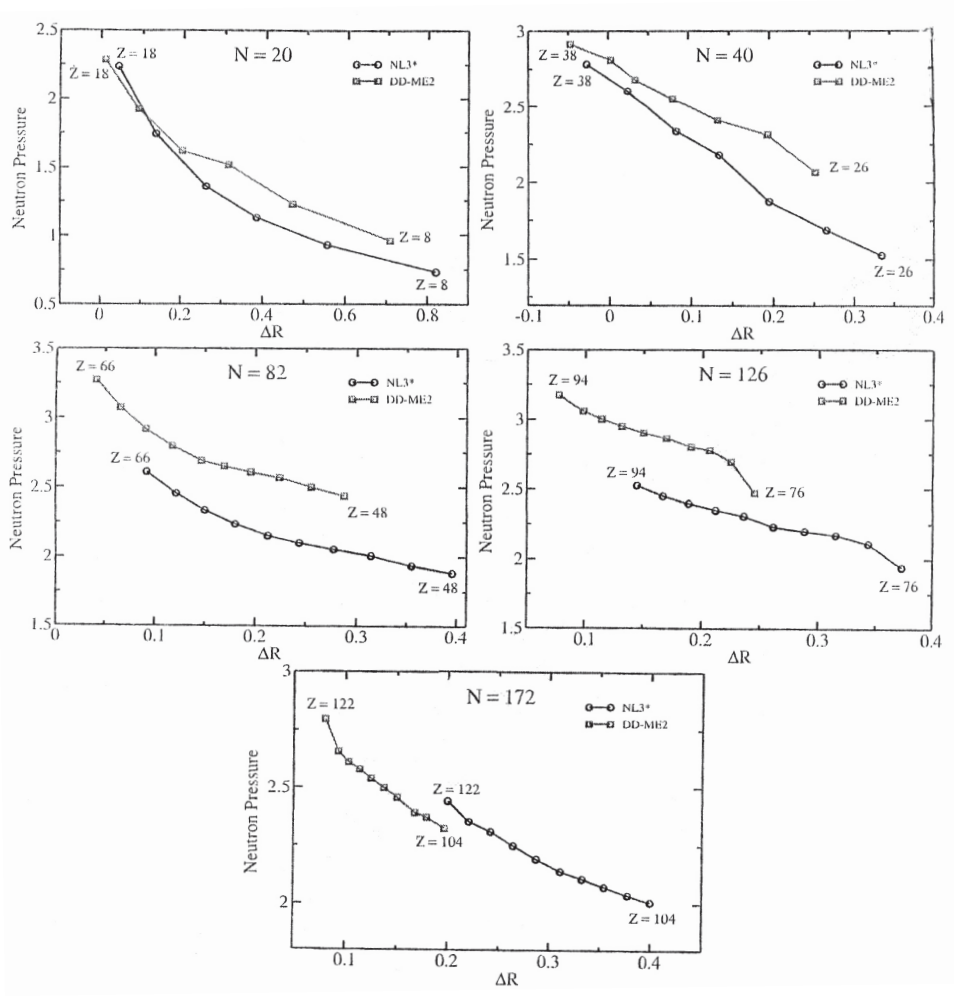
2. ábra. A szimmetriaenergia a neutron-proton aszimmetria (N-Z)/A függvényében az N = 20, 40, 82 és 172 (megjósolt) izotón láncokra. Különböző kölcsönhatási paraméterekkel számolt értékek. Biswal és mts. [2020] alapján



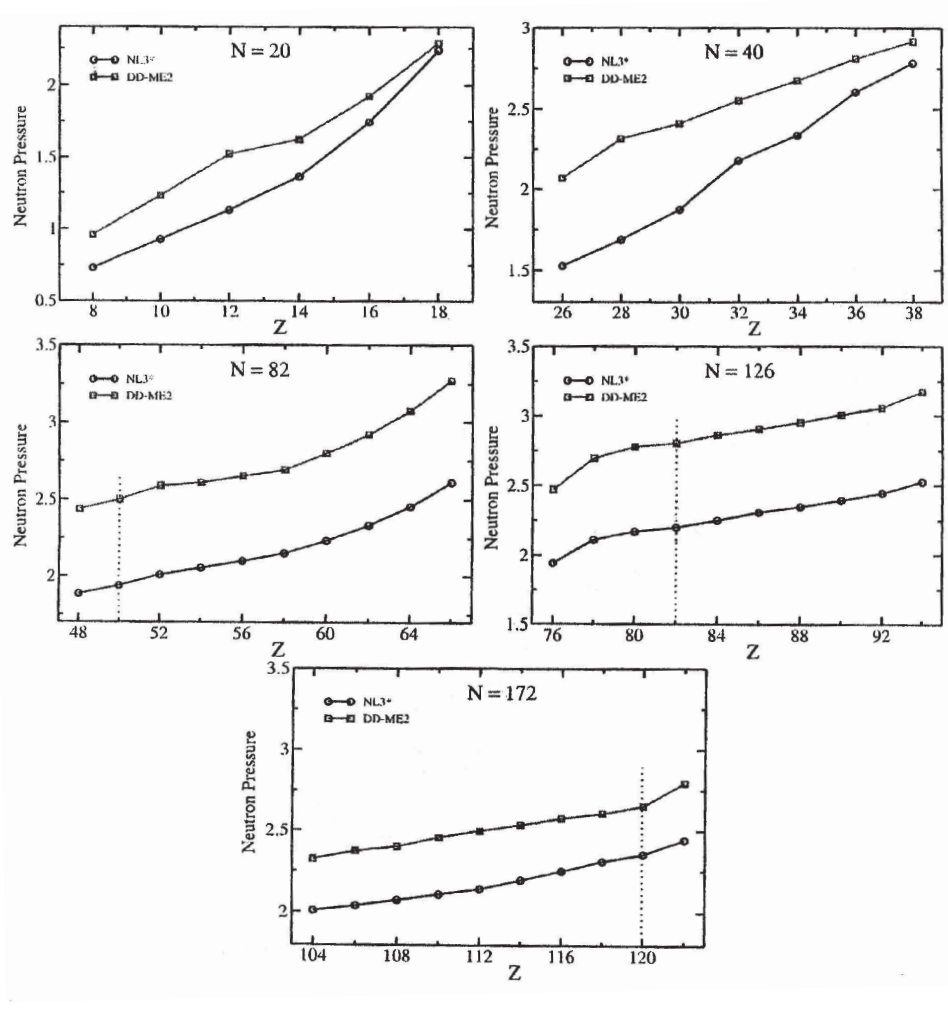
3. ábra. Szimmetriaenergia az N = 20, 40, 82 és 172 (megjósolt) izotón láncokra a neutronbőr vastagság függvényében. Elméleti eredmények különböző kölcsönhatásokkal számítva. Biswal és mts. [2020] alapján



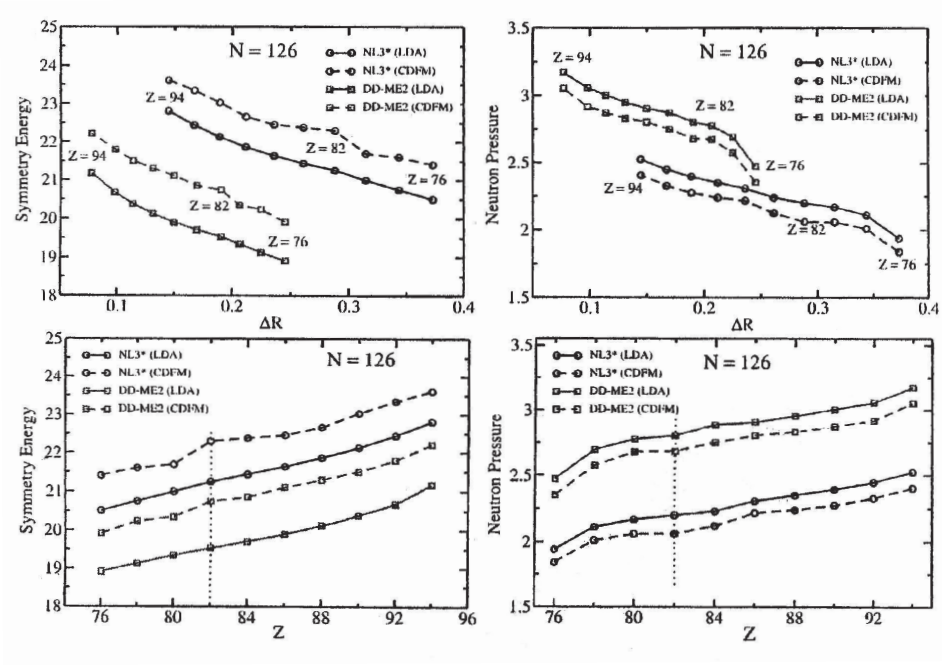
4. ábra. Szimmetriaenergia az N = 20, 40, 82 és 172 (megjósolt) izotón láncokra a protonszám Z függvényében. RMF számítási eredmények különböző kölcsönhatásokkal. Biswal és mts. [2020] alapján



5. ábra. Neutronnyomás p_0 az N = 20, 40, 82, 126 és 172 (megjósolt) izotón láncokra a neutronbőr vastagság ΔR függvényében. RMF modellszámítási eredmények különböző feltüntetett kölcsönhatásokkal. Biswal és mts. [2020] alapján



6. ábra. Neutronnyomás p_0 az N = 20, 40, 82 és 172 (megjósolt) izotón láncokra a protonszám Z függvényében. RMF számítási eredmények a feltüntetett kölcsönhatásokkal. Biswal és mts. [2020] alapján



7. ábra. A szimmetriaenergia és a neutronnyomás neutronbőr vastagságtól ΔR és rendszámtól való függései az N = 126 izotónláncra. Számítások LDA (**l**ocal **d**ensity **a**pproximation) és CDFM (**c**oherent **d**ensity **f**unctional **m**odel) keretében. Biswal és mts. [2020] alapján

Összefoglalás. A közleményben a neutrontöbbletes atommagok neutron bőrének vastagsága és a szimmetriaenergia közötti összefüggést vizsgálták a páros-páros N = 20, 40, 88 és 126 izotón atommagoknál. A számításokat mikroszkopikus gömbszerű relativisztikus középtér-közelítésben végezték nem lineáris NL3* és sűrűségfüggő DD-ME-kölcsönhatásokkal.

A számítások két lépésben történtek. Az elsőben az alapállapoti kötésenergiákat, nukleáris sűrűségeloszlásokat, gyök-közép-négyzet sugarakat számították, önkonzisztens relativisztikus középtér- (RMF) közelítésben. A második lépésben a maganyag szimmetriaenergiáját S_0 és a neutronnyomást p_0 számították helyi sűrűség közelítésben (LDA).

Azt találták, hogy minden izotón láncban korreláció van a neutronbőr vastagsága és a szimmetriaenergia között. Az izotón láncban meghatározták a szimmetriaenergia függését a rendszámtól és neutronnyomástól p_0. Vizsgálták a mágikus számok hatását az S_0 és p_0 értékekre.

Koherens sűrűségfunkcionállal (CDFM) is végeztek számításokat. Ezek viszonylag jobban reprodukálták a héjszerkezeteket, mint az LDA-közelítésben végzettek.

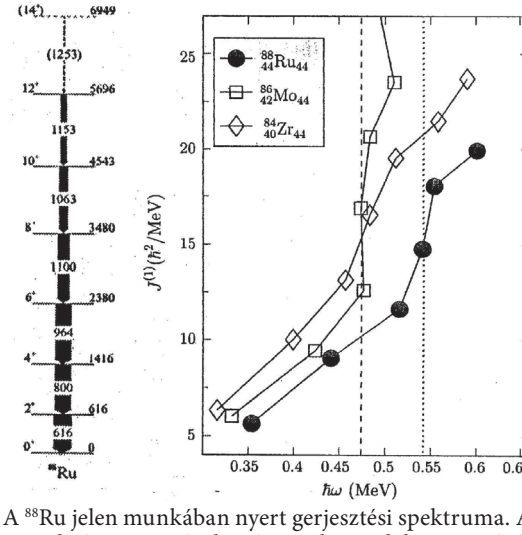
$41 \le Z \le 60$

Cederwall és mts. [2020] a ^{88}Ru atommag nívószerkezetét vizsgálták, különös tekintettel a nukleon párkorrelációk izospin sajtságaira.

A kísérleteket a GANIL Nemzeti Gyorsító Laboratóriumban végezték (Caen, Franciaország.) 115 MeV-re gyorsítottak stabil ^{36}Ar ionokat a CIME ciklotronban, amivel izotópra dúsított ^{54}Fe céltárgyat bombáztak. A ^{54}Fe(^{36}Ar,2nγ)^{88}Ru* reakcióval előállított ^{88}Ru prompt γ-sugárzását az AGATA (**A**dvanced **Ga**mma **T**racking **A**rray) HPGe detektorrendszerrel vizsgálták. Mértek γγ-2n koincidenciákat és antikoincidenciákat a töltött részecskékkel. A töltött részecskéket a DIAMOND CsI(Tl) szcintillátorokkal, a neutronokat a NEDA szerves folyékony szcintillátorokkal detektálták. Impulzus alak diszkriminációt is alkalmaztak.

Az **1. ábra** bal oldalán a ^{88}Ru-ra nyert nívóséma látható.

Az 1. ábra jobb oldala a kinematikai tehetetlenségi nyomatékot $J^{(1)}$ mutatja a rotációs frekvencia ω függvényében. A ^{88}Ru-ra nyert jelen munka alapján, a ^{86}Mo és ^{84}Zr-ra irodalmi adatokból. A ^{88}Mo és ^{84}Zr esetében $J^{(1)}$ hirtelen növekedése $\hbar\omega_c \approx 0{,}47$ MeV-nél lép fel, míg a ^{88}Ru-nál $\hbar\omega_c \approx 0{,}54$ MeV-nél.



1. ábra. Bal oldalon: A ^{88}Ru jelen munkában nyert gerjesztési spektruma. Az eredmények keV-ekben vannak megadva, a relatív intenzitások arányosak a nyilak vastagságával. *Jobb oldalon:* A kinematikai tehetetlenségi nyomatékok $J^{(')}$ kísérleti értékei a jelzett izotón atommagokra a rotációs frekvencia ω függvényében. A szaggatott függőleges vonal a $g_{9/2}$ protonok izovektor pár frekvenciájához tartozik a kurblis héjmodell-számítások alapján. A pontozott függőleges vonal a ^{88}Ru-nál a jelen munkában nyert hirtelen $J^{(1)}$ növekedést mutatja. Cederwall és mts. [2020] alapján

Hodge és mts. [2016[a ^{113}Cs protonbomló atommag deformációját vizsgálták az elektromágneses átmenetek és proton emissziós arányok alapján.

A kísérleteket a Jyväskyläi Egyetem K 130 ciklotron laboratóriumában végezték. 230 MeV-es stabil ^{58}Ni nyalábbal bombáztak ^{58}Ni fóliát és így ^{58}Ni(^{58}Ni,p2n)^{113}Cs reakcióval állították elő a ^{113}Cs gerjesztett állapotait.

Visszalökési távolság Doppler-eltolódási módszerrel (RDDS) lemérték a ^{113}Cs protonemittáló ($11/2^+$) állapotának életidejét, amit $\tau = 24(6)$ ps-nak találtak. Ezzel adatot nyertek az alapállapot deformációjára a nem adiabatikus kvázirészecske modell hullámfüggvényének felhasználásával. Számították a proton emissziós és elektromágneses γ-átmeneti arányokat a deformáció függvényében a ^{113}Cs-ra. Az eredmény az volt, hogy csak a $\beta_2 = 0{,}22(6)$ deformációs paraméterrel lehet értelmezni a gerjesztési állapotok energiáit, a ($11/2^+$) állapot elektromágneses bomlási arányát és a ($3/2^+$) állapot proton emissziós arányát.

Ez a deformáció egyezésben van a korábbi proton emissziós kísérletekből nyert eredménnyel, de ezt a jelenlegi mérések határozottabban megerősítik.

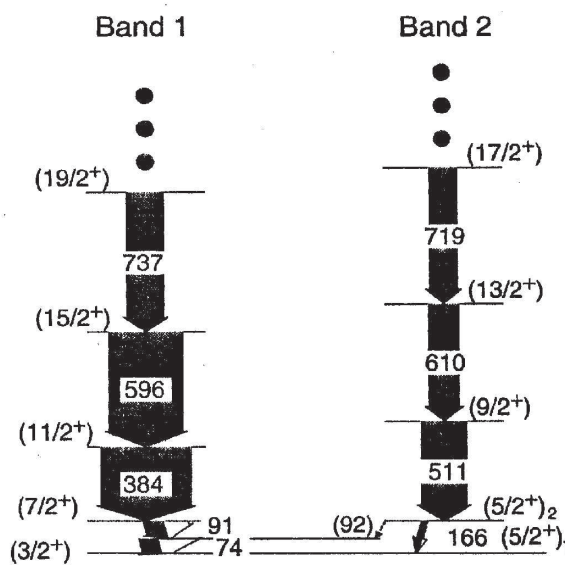
A ($3/2^+$) proton emittáló felezési idejét 16,9(1) μs-nak találták, egyezésben a korábban meghatározott adattal.

Az **1. ábra** a ^{113}Cs parciális nívósémáját mutatja Wady és mts. [2015] eredményei alapján.

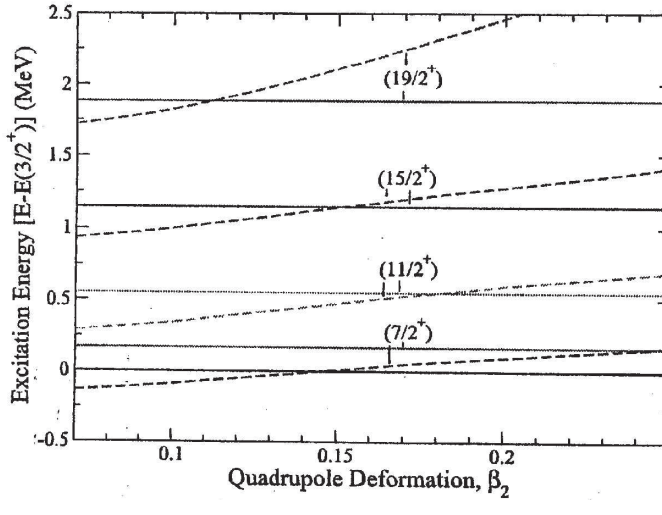
A **2. ábra** a ^{113}Cs egyes sávjában lévő állapotok relatív gerjesztési energiái láthatók a kvadrupól deformáció (β_2 paraméter) függvényében. Kísérleti és elméleti adatok.

A **3. ábrán** a ^{113}Cs egyes alacsony spinű állapotaira nyert proton emissziós felezési idők vannak feltüntetve a β_2 kvadrupól deformációs paraméter függvényében. A számításokban nem adiabatikus kvázirészecske hullámfüggvényt használtak. A $T_{1/2} = 16{,}9(1)$ μs felezési időt ebben a munkában határozták meg, ami csak a ($3/2^+$) állapot felezési idejével esik egybe.

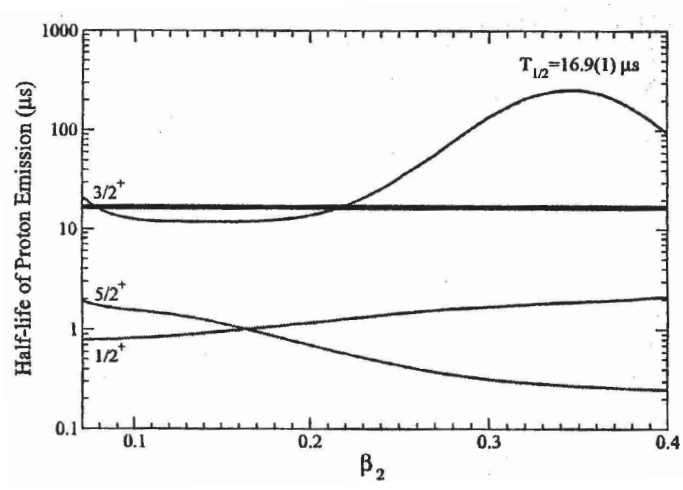
Az **I. táblázat** összegzi a ^{113}Cs jelzett állapotaira ebben a munkában nyert β_2 deformációs paramétereket.



1. ábra. A ^{113}Cs parciális nívósémája. Az 1. és 2. rotációs sávok alacsonyan fekvő állapotai korábbi irodalmi adatok alapján. Az átmenetek szélessége a relatív erősségekre jellemző, a fehér rész a belső konverziós komponens. Az RDDS analízist a $(11/2^+)$-ról a $(7/2^+)$ nívóra történő 384 keV-es átmenet alapján végezték. Hodge és mts. [2016] alapján



2. ábra. A ^{113}Cs 1-es sávjában lévő állapotok relatív gerjesztési energiái a kvadrupól deformációs β_2 paraméter függvényében. A folytonos vonalak kísérleti, a szaggatottak elméleti eredményeket jelölnek. Hodge és mts. [2016] alapján



3. ábra. Elméleti proton emissziós felezési idők a kvadrupól deformációs paraméter β_2 függvényében a ^{113}Cs alacsony spinű állapotaira. Hodge és mts. [2016] alapján

I. táblázat. A ^{113}Cs feltüntetett állapotaira a jelen munkában nyert β_2 deformációs paraméterek. Hodge és mts. [2016] alapján

State	Result from	β_2
$(11/2^+)$	Excitation energy	~0.18
$(11/2^+)$	Lifetime measurement	0.22–0.26
$(15/2^+)$	Excitation energy	~0.15
$(15/2^+)$	Lifetime measurement	>0.19
$(3/2^+)$	Proton emission lifetime	~0.22

Kaneko és mts. [2017] nagyléptékű héjmodell- (LSSM) számításokat végeztek fpgd modelltérben. Azt a következtetést vonták le, hogy a T = 0 np-párosodás felelős az N = Z és N > Z magok rotációjánál fellépő különbségekért. A ^{88}Ru-nál éles irregularitást $\hbar\omega_c \approx 0{,}65$ MeV-nél észleltek, ami nagyobb, mint a jelen munkában észlelt 0,54 MeV. Mindebből a jelen munkában arra következtettek, hogy a ^{88}Ru-nél az izoskalár párosodás aktív lehet a normál izovektor párosodás mellett.

Összefoglalóan megállapítható, hogy a ^{88}Ru-ban új átmeneteket észleltek. A tehetetlenségi nyomaték hirtelen emelkedése a ^{88}Ru-nál $\hbar\omega = 0{,}54$ MeV-nél lép fel, ami nagyobb, mint ami a normál izovektor (T = 1) párosodásnál várható. A megfigyelés egyezésben van az elméleti jóslással, miszerint izoskalár (T = 0) neutron-proton párosodás lép fel a ^{88}Ru alacsonyenergiájú szerkezetében.

Megjegyzendő, hogy a munkában Kuti I., Nyakó B. M., Sohler D. és Tímár J. Atomki-s munkatársak, Podolyák Zs. pedig volt Atomki-s munkatárs.

Bucher és mts. [2016] a neutrontöbbletes, 11,5 s felezési idejű ^{144}Ba atommagban kísérleti módszerekkel oktupól deformációt mutattak ki.

A kísérleteket az Argonne Tandem Linac Accelerator (ATLAS) gyorsítónál végezték (Illinois, USA). A ^{234}Cf hasadási termékeit szeparátorral szétválasztották, majd a ^{144}Ba terméket 650 MeV-re gyorsították és ^{208}Pb céltárgyra ejtették. A ^{144}Ba többlépcsős Coulomb-gerjesztését a GRETINA γ-sugár detektorrendszerrel vizsgálták: mértek repülési időt (ToF) és részecske-γ koincidenciákat is.

Meghatározták a redukált $I_i^\pi \to I_f^\pi$ átmeneti valószínűségeket és innen a $\langle I_f^\pi || M(E\lambda) || I_i^\pi \rangle$ E2 és E3 mátrixelemeket. (I_i kezdeti, I_f vég spin-paritást jelöl.) Az eredmények az **I. táblázatban** láthatók. A mért $\langle 3_1^- || M(E3) || 0_1^+ \rangle = 0{,}65$ (+17 – 23) eb$^{3/2}$ mátrixelem megfelel a B(E3) redukált átmeneti valószínűségnek, ami 48 (+25 – 34) Weisskopf-egység.

I. táblázat. A ^{134}Ba-nál mért E2 és E3 mátrixelemek a kísérleti adatokhoz való illesztés alapján. Bucher és mts. [2016] alapján

$I_i^\pi \to I_f^\pi$	$E\lambda$	$\langle I_f^\pi \| \mathcal{M}(E\lambda) \| I_i^\pi \rangle$
$0^+ \to 2^+$	$E2$	$1.042(^{+17}_{-22})$
$2^+ \to 4^+$	$E2$	$1.860(^{+86}_{-81})$
$4^+ \to 6^+$	$E2$	$1.78(^{+12}_{-10})$
$6^+ \to 8^+$	$E2$	$2.04(^{+35}_{-23})$
$0^+ \to 3^-$	$E3$	$0.65(^{+17}_{-23})$
$2^+ \to 5^-$	$E3$	< 1.2
$4^+ \to 7^-$	$E3$	< 1.6

A nyert eredmények oktupól (körte alakú) deformációra utalnak a ^{144}Ba-nál. Az elektromágneses átmeneti operátorok és redukált átmeneti valószínűségek részletes tárgyalását lásd pl. Fényes T. *Structure of atomic nuclei* (Akadémiai Kiadó, Budapest, 2020) IV.4.2. fejezetében.

Megjegyzendő, hogy az atommagok oktupól deformációiról a rendszám és neutronszám függvényében részletes áttekintés található Ebata és Nakatsukasa [2017] munkájában.

Zhu és mts. [2020] a ^{144}Ba atommag szerkezetét vizsgálták, különös tekintettel a reflexiós szimmetrikus és aszimmetrikus magalakokra.

A ^{144}Ba nagyspinű állapotait a ^{252}Cf spontán hasadása révén állították elő a Lawrence Berkeley Nemzeti Laboratóriumban. A γγγ-koincidenciákat 10 Compton-lenyomott Ge detektorrendszerrel vizsgálták. A ^{144}Ba-ra nyert új parciális séma az **1. ábrán** látató. A $\Delta I = 2$ kollektív sávok négy csoportba voltak sorolhatók.

Az oktupól alakhoz tartozó első és második sávokat a kutatócsoport korábbi munkákban már részletesen vizsgálta, a jelen munkában kiegészítéseket tettek.

A kvadrupól alakhoz tartozó (4)-es sávban egy 3^+ állapotra épülő nívórendszert azonosítottak. Az ábrán feltüntetett α az ún. „szignatúra" paraméter. Az $I = K, K + 2, \ldots$ és $I = K + 1, K + 3, \ldots$ rotációs sávok szignatúra paraméterei különbözőek. (K a teljes keringési I impulzusnyomaték vetülete az atommag szimmetriatengelyére.)

Az eredmények mutatják, hogy a ^{144}Ba-ban reflexiós aszimmetrikus és szimmetrikus alakok egyaránt előfordulnak. Ilyen alakkoegzisztencia azonosítása első a magszerkezetben.

A **2. ábra** felül a tehetetlenségi nyomatékot $J_1/\hbar^2$ mutatja a rotációs frekvencia függvényében a ^{144}Ba és ^{148}Ce $\pi = +$ és $\pi = -$ oktupól sávjaira. A 2. ábrán alul a $J_1/\hbar^2$ függése a $\hbar\omega$-tól a ^{144}Ba $\alpha = 0$ és $\alpha = 1$ kvadrupól, valamint a ^{148}Ce $\pi = +$ és $\pi = -$ oktupól sávjaira van feltüntetve.

Megállapítható, hogy az oktupól sávoknál a ^{144}Ba $\pi = +$ és a ^{148}Ce $\pi = +$, valamint a ^{144}Ba $\pi = -$ és ^{148}Ce $\pi = -$ esetében nagyon hasonló az összefüggés a $J_1/\hbar^2$ és $\hbar\omega$ között.

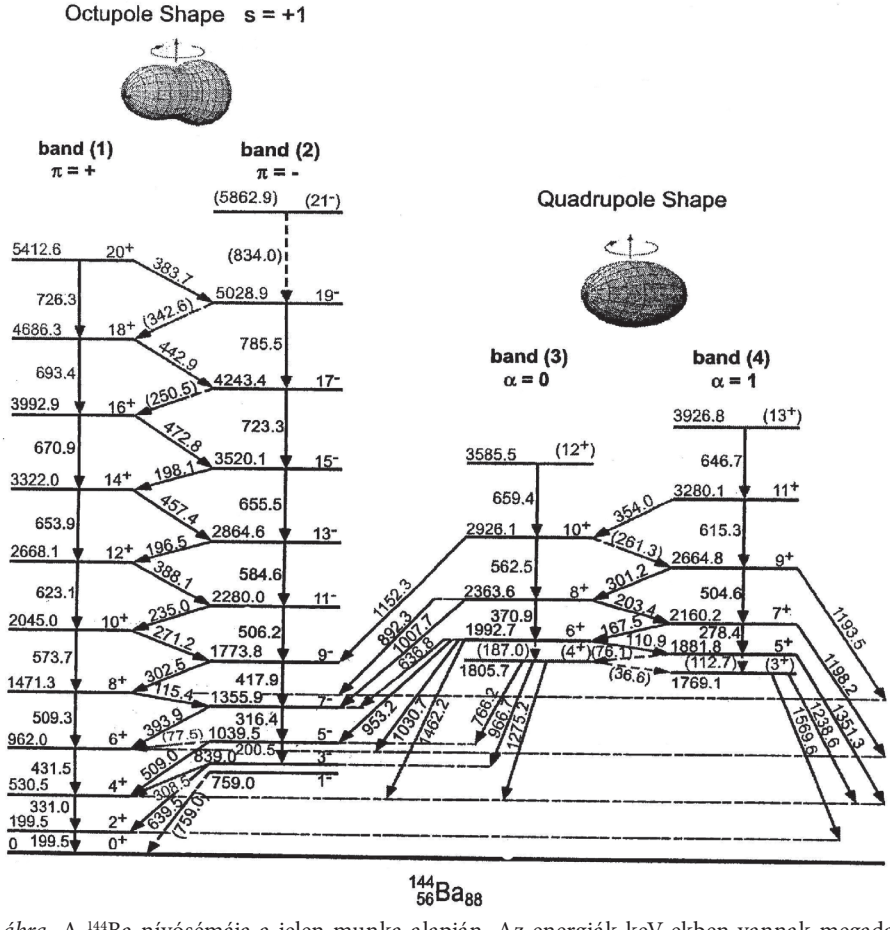
Ugyanakkor a ^{144}Ba kvadrupól (3) $\alpha = 0$ és ^{148}Ce oktupól $\pi = +$ sávjai között más tendencia érvényesül.

A kvadrupól (3) és (4) sávok a ^{144}Ba-ban szabályos $\Delta I = 2$ átmeneteket mutatnak a sávon belül és itt kicsik a különbségek az $\alpha = 0$ és $\alpha = 1$ sávok között. A két sáv között $\Delta I = 1$ átmenetek lépnek fel. E sajátságok alapján valószínű, hogy ezeknél a deformáció megnyúlt alakú. A $K^+ = 3^+$ sávfej várhatóan két proton vagy ne-

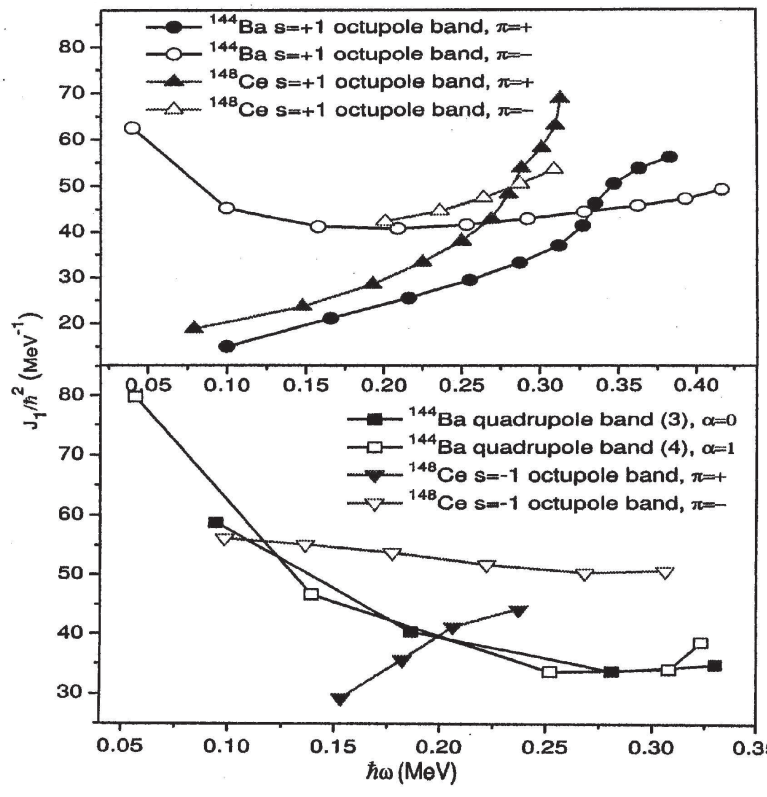
utron konfigurációjú. A (3) és (4) sávok jellemzőinek megértése érdekében vetített héjmodell- (PSM) számításokat végeztek. Ez Nilsson-potenciált és axiális deformációt tételez fel $\varepsilon_2 = 0{,}150$ és $\varepsilon_4 = 0{,}013$ paraméterekkel. Az eredmények a **3. ábrán** láthatók, ami a nívóenergiák függését mutatja a spin függvényében. A kísérleti és elméleti adatok legjobban a $\nu 3/2^-[532] \times \nu 3/2^-$ [521] konfiguráció esetén egyeznek.

Összefoglalóan megállapítható, hogy a ^{144}Ba oktupól sávjainál új kísérleti adatokat nyertek és azonosítottak egy 3^+ állapotra alapozott új kvadrupól (4) sávot. Ehhez vetített héjmodell-számítások alapján $\nu 3/2^-[532] \times \nu 3/2^-$ [521] két neutron konfigurációt rendeltek.

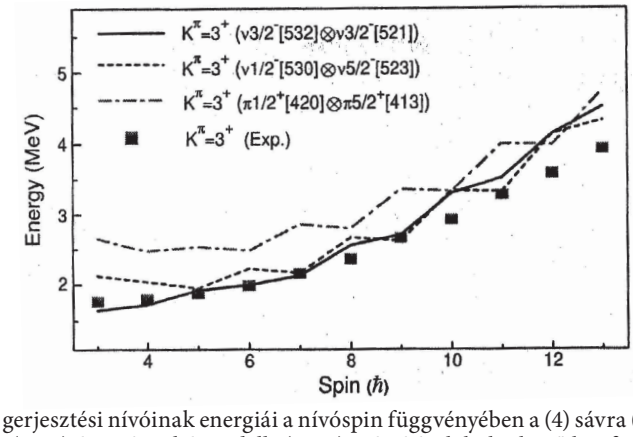
A szimmetrikus és antiszimmetrikus alakok ilyen együttlétezésének kimutatása a magszerkezetben első volt.



1. ábra. A ^{144}Ba nívósémája a jelen munka alapján. Az energiák keV-ekben vannak megadava. Zhu és mts. [2020] alapján



2. ábra. Tehetetlenségi nyomatékok $J_1/\hbar^2$ a rotációs frekvencia $\hbar\omega$ függvényében a ^{144}Ba és ^{148}Ce atommagok jelzett sávjaira. Zhu és mts. [2020] alapján



3. ábra. A ^{144}Ba gerjesztési nívóinak energiái a nívóspin függvényében a (4) sávra (lásd az 1. ábrán). Kísérleti adatok (Exp.) és vetített héjmodell- (PSM) számítások különböző konfigurációkkal. A deformációs paraméterek a számításokban a következők voltak: $\varepsilon_2 = 0{,}150$ és $\varepsilon_4 = 0{,}013$. Zhu és mts. [2020] alapján

Thürauf és mts. [2019] a ^{144}Nd alacsonyan fekvő izovektor oktupól gerjesztését vizsgálták.

A ^{144}Nd alacsonyan fekvő 3^- nívóját ^{143}Nd(n,γγ) reakcióval állították elő a Laue-Langevin Intézetben (Grenoble, Franciaország), a nagy neutronfluxust szolgáltató reaktornál.

Mérték a γ-sugárzás spektrumát, valamint γγ-koincidenciákat nagy hatásfokú HPGe-berendezéssel. γ-szögeloszlás mérésekkel meghatározták a multipól keveredési arányokat.

γ-sugárzással indukált Doppler-eltolódási technikával (GRID) életidő méréseket is végeztek.

A kísérleti eredményeket kombinálták kvázirészecske-fonon modell (QPM) számításokkal.

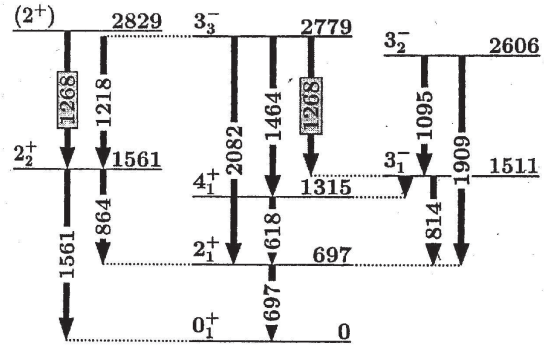
Az **1. ábrán** a ^{144}Nd alacsonyan fekvő nívósémája látható korábbi irodalmi eredmények alapján.

Az **I. táblázat** bemutatja a jelen munkában nyert kísérleti (Expt) és QPM elméleti eredményeket különböző $3^- \rightarrow 0_1^+$, $3^- \rightarrow 3_1^-$ átmenetekre.

A **II. táblázat** a ^{144}Nd 3_1^-, 3_2^- és 3_3^- állapotainak szerkezetére ad felvilágosítást QPA-számítások alapján.

Összefoglalás. A munkában a ^{144}Nd alacsony energiájú oktupól deformációs állapotait vizsgálták kísérleti és elméleti módszerekkel. Az elméleti eredmények megerősítették a kísérletileg mért B(M1, $3_3^- \rightarrow 3_1^-$) erősségeket. Az alapállapotban közel gömbszerű Nd-ban oktupól deformációval rendelkező nívók lépnek fel.

Megjegyzés. Az atommagok oktupól deformációiról részletes információ található Fényes T. *Az atommagfizika néhány aktuális problémája I.* című könyvében. Az oktupól gerjesztett állapot $Z = 60$ és $N = 84$ tartományban gyakori.



1. ábra. A ^{144}Nd alacsonyan fekvő nívósémája. Thürauf és mts. [2019] alapján

I. táblázat. Kísérleti és elméleti B(σL) redukált átmeneti erősségek a $3_i^- \rightarrow 0_1^+$ és $3_i^- \rightarrow 3_1^-$ átmenetekre a ^{144}Nd-ban. E_i (kezdeti nívóenergia) és E_γ keV-ekben, τ életidő fs-ban, b elágazási arányok %-ban, B(M1) értékek μ_N^2 egységekben, B(σL) értékek W. u. egységekben vannak megadva. QPM kvázirészecske-fonon modell számítást jelöl. Az a, b, c, d indexek irodalmi hivatkozások. Thürauf és mts. [2019] alapján

$J_i \rightarrow J_f$	E_i	E_γ	$\tau(J_i)$	σL	Expt. – this work			QPM	
					b	δ	$B(\sigma L)$	E_i^{calc}	$B(\sigma L)$
$3_1^- \rightarrow 0_1^+$	1511	1511	[a] 810^{+110}_{-90}	$E3$			[b] 33.9(17)	1200	21.0
$3_2^- \rightarrow 0_1^+$	2606	2606	[c] 153^{+30}_{-16}	$E3$			[d] 1.1(1)	2820	2.0
$3_2^- \rightarrow 3_1^-$		1095		$M1$	18.8(3)	2.0^{+25}_{-8}	0.013(11)		0.04
				$E2$			11^{+5}_{-4}		3.2
$3_3^- \rightarrow 0_1^+$	2779	2779	31^{+10}_{-25}	$E3$			[b] 7.3(7)	2904	7.4
$3_3^- \rightarrow 3_1^-$		1268		$M1$	35.4(5)	0.54(4)	$0.25^{+1.09}_{-0.08}$		0.17
				$E2$			14^{+70}_{-5}		19.0

II. táblázat. A ^{144}Nd kisenergiájú oktupól gerjesztései a kvázirészecske-fonon modell (QPA) alapján. Thürauf és mts. [2019] alapján

J_i	Structure
3_1^-	$63\,\%[3_1^-]_{QRPA} + 30\,\%([2_1^+]_{QRPA} \otimes [3_1^-]_{QRPA})$
3_2^-	$66\,\%[3_2^-]_{QRPA} + 5\,\%([2_1^+]_{QRPA} \otimes [3_1^-]_{QRPA})$
3_3^-	$21\,\%[3_1^-]_{QRPA} + 11\,\%[3_2^-]_{QRPA} + 11\,\%[3_3^-]_{QRPA}$ $+32\,\%([2_1^+]_{QRPA} \otimes [3_1^-]_{QRPA})$

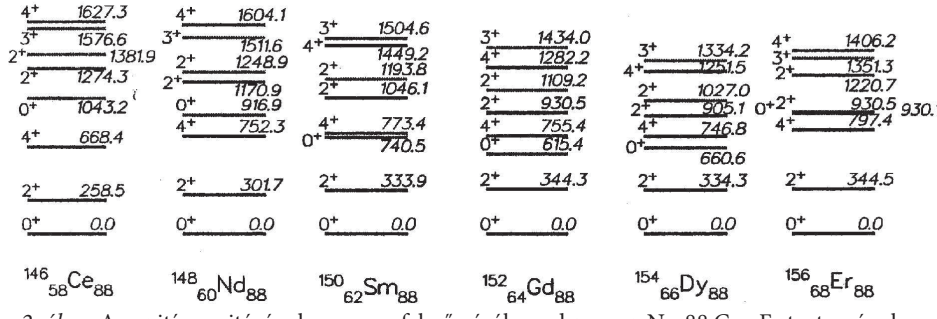
$61 \leq Z \leq 80$

Saha és mts. [2018] a $^{150}_{62}Sm_{88}$ atommag alacsonyan fekvő állapotait vizsgálták a ^{150}Pm bomlásából. A ^{150}Pm-ot a ^{150}Nd(p,n)^{150}Pm reakcióból állították elő, úgy, hogy 97%-ra dúsított ^{150}Nd céltárgyat 8 MeV-es protonokkal bombáztak. A méréseket Kalkuttában végezték a Változtatható Energiájú Ciklotron Centrumban (VECC), Indiában. A γ-sugárzás spektrumát Compton-lenyomott HPGe-detektorrendszerrel vizsgálták. Mértek γγ-koincidenciákat és γγ-szögkorrelációt. A ^{150}Sm gerjesztési nívóihoz spin-paritásokat határoztak meg a logft felezési idő és szögkorrelációs analízis alapján.

Az **I. táblázat** összegzi a ^{150}Sm gerjesztési nívóira a ^{150}Pm β-bomlása alapján nyert eredményeket, összehasonlításban a korábbi irodalmi adatokkal.

Az **1. ábra** a jelen munkában nyert parciális nívósémát mutatja a ^{150}Pm β-bomlásából.

A **2. ábrán** feltüntetett Ce – Er N = 88 nívószisztematika elősegítette a β- és γ-sávok azonosítását a ^{150}Sm-ban.



2. ábra. A pozitív paritású, alacsonyan fekvő nívók rendszere az N = 88 Ce – Er tartományban

Összegzés. A ^{150}Sm nívórendszerében 19 új γ-átmenetet és 13 új nívót azonosítottak, a többi γ- és nívóenergia pedig jó egyezésben volt a korábbi irodalmi adatokkal.

A logft értékek analíziséből a spin-paritásokat meghatározták 28 nívónál, amelyeknél a hozzárendelés nem volt ismert, vagy bizonytalan volt. A szögkorrelációs mérésekből ^{150}Sm átmenetnél öt tiszta E2 jelleget megerősítettek.

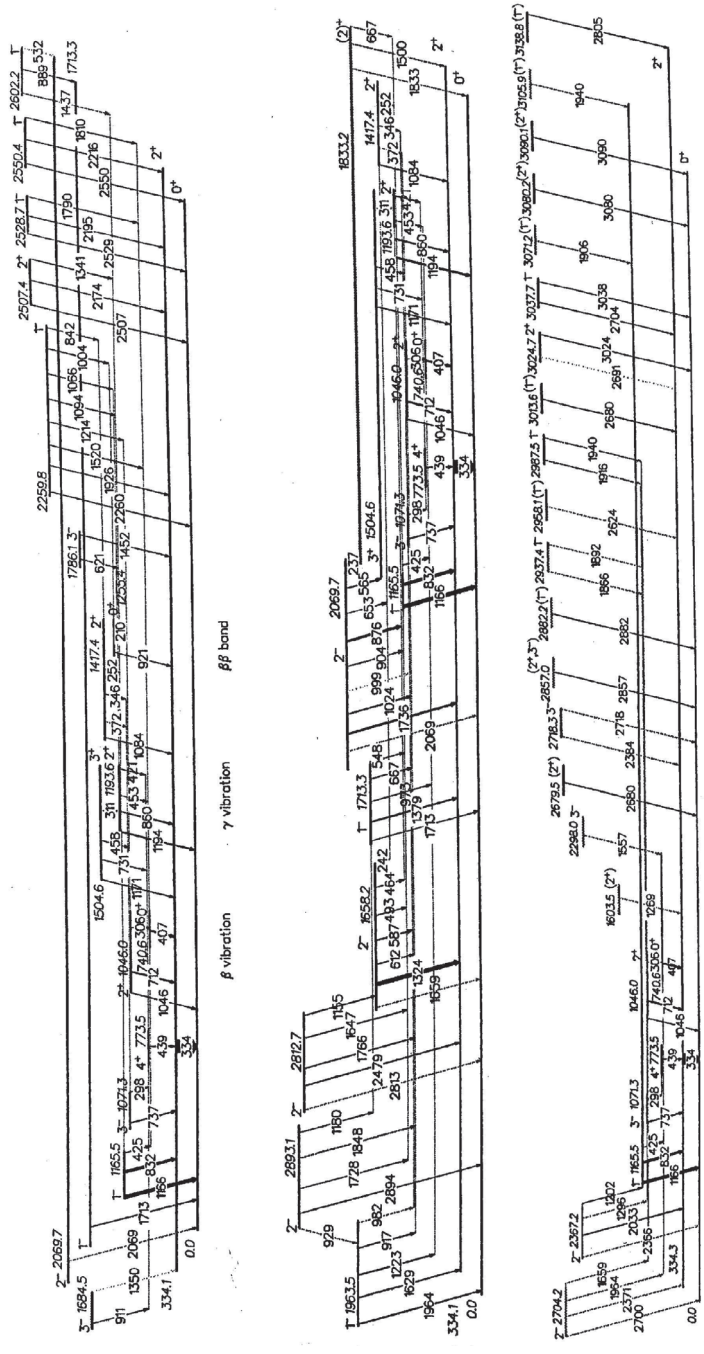
Megjegyzés. Schmelzenbach és mts. [2018] a ^{150}Sm gerjesztési nívórendszerét a ^{150}Pm és ^{150}Eu^{m} izotópok β-bomlásából szintén vizsgálták. A ^{150}Pm bomlásából 209, a ^{150}Eu^{m} bomlásából 57 γ-átmenetet észleltek, ezeket önkonzisztens sémába rendezték.

I. táblázat. A ^{150}Sm gerjesztési nívói (E_x) a ^{150}Pm β-bomlása alapján. A táblázatban a nívók spin-paritása (J^π), a γ-sugárzások energiája (E_γ) és intenzitása (I_γ), a β-sugárzás intenzitása (I_β) és a jelen munkában nyert felezési idők (logft) is fel vannak tüntetve. Saha és mts. [2018] alapján

E_x (keV)	J^π		E_γ (keV)	I_γ	I_{β^-}		*logft*
Pres. work	Lit. [23]	Pres. work	Pres. work	Pres. work	Lit.	Pres. work	Pres. work
334.1	2^+		334.1	66.40(10.82)	9.4(18)	10.97(2.80)	8.6(1)
740.6	0^+		406.5	5.30(88)	1.5(6)	0.33(9)	9.8(1)
773.5	4^+		439.4	0.63(12)			
1046.0	2^+		305.8	0.10(2)	1.3(4)	0.19(5)	9.9(1)
			711.9	3.63(66)			
			1046.1	0.46(9)			
1071.3	3^-		298.2	0.11(2)			
			737.2	1.93(37)			
1165.5	1^-		425.3	0.44(7)	25.9(14)	24.12(6.73)	7.7(1)
			831.5	11.03(2.05)			
			1165.5	15.18(2.95)			
1193.6	2^+		420.5	0.06(1)	0.6(7)	0.50(14)	9.3(1)
			453.1	0.11(2)			
			859.6	2.97(55)			
			1193.6	4.35(85)			
1255.4	0^+		209.5	0.09(1)			
			921.3	0.71(13)			
1417.4	2^+		251.9	0.18(3)			
			346.1	0.31(6)			
			371.5[a]	0.07(1)			
			1083.5	0.16(3)			
			1417.9	–			
1504.6	3^+		310.9	–			
			458.4	0.03(1)			
			731.1	0.20(8)			
			1170.5	0.98(20)			
1603.5	–	(2^+)	**1269.4[d]**	0.04(1)	–	0.04(1)	10.1(1)
1658.2	$2^{(-)}$	2^-	241.6	<0.01	19.4(12)	18.74(6.07)	7.4(1)
			464.4	0.05(1)			
			492.5	0.34(6)			
			586.7	1.16(20)			
			611.9	0.78(15)			
			1324.1	16.24(3.23)			
			1658.5[a,h]	0.51(10)			
1684.5	3^-		910.6	0.15(3)	0.089(25)	0.18(7)	9.4(2)
			1350.4[c]	0.08(2)			
1713.3	1	1^-	548.3	0.04(2)	3.5(3)	3.45(1.08)	8.0(1)
			667.1[h]	0.20(4)			
			972.5	0.07(1)			
			1379.2	2.89(58)			
			1713.4	0.40(8)			
1786.1	(≤ 3)	3^-	620.6	0.11(2)	0.16(4)	0.18(5)	9.3(1)
			1452.4	0.07(2)			
1833.2	$(2)^+$		667.1[b,h]	0.20(4)	–	0.24(5)	9.1(1)
			1499.5[b]	0.04(1)			
			1833.2	0.02(1)			
1963.5	$1^{(-)}$	1^-	**892[a]**	<0.01	5.5(3)	5.11(1.55)	7.6(1)
			917.2	0.47(9)			
			1222.9	2.35(46)			
			1629.1	0.84(17)			
			1963.6[h]	1.50(31)			
2069.7	$2^{(-)}$	2^-	237[a]	<0.01	17.5(8)	15.25(5.63)	7.0(2)
			565.4	1.16(20)			
			652.6	0.28(5)			
			876.1	6.52(1.22)			
			904.2	0.78(15)			
			999.1[c]	0.05(1)			
			1024.0	0.67(13)			
			1735.7	5.55(1.34)			

Table 1 (*continued*)

E_x (keV)	J^π		E_γ (keV)	I_γ	$I_{\beta-}$		*logft*
Pres. work	Lit. [23]	Pres. work	Pres. work	Pres. work	Lit	Pres. work	Pres. work
			2069.4[a]	0.26(6)			
2259.8	(1^-)	1^-	842.1	0.38(9)	3.26(17)	3.15(89)	7.5(1)
			1004.0	0.78(15)			
			1065.9	0.41(8)			
			1093.8	0.03(1)			
			1213.8	0.89(18)			
			1519.6	0.29(6)			
			1926.1	0.33(7)			
			2259.6	0.09(2)			
2298.0	3^-		**1557.4**[a]	0.05(1)	–	0.05(1)	9.2(1)
2367.2	(3^+)	2^-	1201.7	0.03(1)	1.04(9)	1.12(24)	7.8(1)
			1296.3[d]	0.06(1)			
			2033.1	1.00(21)			
			2366.4[a]	0.03(1)			
2507.4	$(1^-, 2^+)$	2^+	1340.8	0.03(1)	0.58(7)	0.15(4)	8.4(1)
			2173.7	0.06(1)			
			2507.4	0.06(1)			
2528.7	$1, 2^+$	1^-	1789.6	0.03(1)	0.44(5)	0.48(10)	7.9(1)
			2195.4	0.09(2)			
			2528.7	0.36(8)			
2550.4	$1^{(-)}$	1^-	1810.3	0.05(1)	0.39(5)	0.44(9)	7.9(1)
			2216.3	0.23(5)			
			2550.4	0.15(3)			
2602.2	$(1^+,2,3)$	1^-	532.3[c]	0.03(1)	0.20(3)	0.36(8)	7.9(1)
			889.0	0.10(2)			
			1436.7[b]	0.23(5)			
2679.5	3	(2^+)	2679.5[h]	0.05(1)	0.11(3)	0.05(1)	8.6(1)
2704.2	–	2^-	**1658.5**[a,h]	0.51(10)	–	2.14(44)	6.9(1)
			1963.6[a,h]	1.50(31)			
			2370.9[d]	0.07(2)			
			2700.4[a]	0.06(1)			
2718.3	3^-		**2384.2**[a]	0.03(1)	–	0.04(2)	8.6(2)
			2718.0[a]	0.01(1)	–		
2812.7	$(1^-,2)$	2^-	1128.8	0.05(2)	1.42(10)	1.17(28)	6.9(1)
			1154.5	0.33(8)			
			1647.4	0.23(5)			
			1766.4	0.19(4)			
			2478.7	0.34(7)			
			2812.8[a]	0.01(1)			
2857.0		$(2^+, 3^-)$	2857.0	0.01(1)	–	0.01(1)	8.9(5)
2882.2	$1^{(-)}$	(1^-)	2882.2	0.03(1)	–	0.03(1)	8.3(2)
2893.1	$(1^-,2)$	2^-	633.1	0.06(1)	0.61(6)	0.60(14)	7.0(1)
			929.3[a]	0.04(1)			
			1179.9	0.05(1)			
			1727.6	0.22(5)			
			1848.0[b]	0.02(1)			
			2893.8	0.21(5)			
2937.4	–	1^-	**1866.1**[d]	0.08(2)	–	0.12(3)	7.6(1)
			1892.1[d]	0.04(1)			
2958.1	–	(1^-)	**2624.0**[d]	0.04(1)	–	0.04(1)	8.0(1)
2987.5	–	1^-	1916.2[b]	0.07(2)	–	0.12(3)	7.4(1)
			1940.4[b,h]	0.05(1)			
3013.6	–	(1^-)	2679.5[h]	0.05(1)	0.19(3)	0.05(1)	7.7(1)
3024.7	2^+		2690.6[c]	0.01(1)	0.163(24)	0.04(1)	7.8(1)
			3024.1	0.03(1)			
3037.7	$1, 2^+$	1^-	2704.2	0.03(1)	0.10(3)	0.05(2)	7.7(2)
			3037.7	0.02(1)			
3071.2	–	(1^-)	1905.7[b]	0.04(1)	–	0.04(1)	7.6(1)
3080.2	$1^{(+)}$	(2^+)	3080.2	0.01(1)	0.102(16)	0.01(1)	8.2(5)
3090.1	$1, 2^+$	(2^+)	3090.1	0.01(1)	0.29(4)	0.01(1)	8.2(5)
3105.9	–	(1^-)	1940.4[b,h]	0.05(1)	–	0.05(1)	7.4(1)
3138.8	(1, 2)	(1^-)	2804.7	0.04(1)	0.14(3)	0.04(1)	7.4(2)



1. ábra. A ^{150}Sm jelen munkában nyert parciális nívósémája a ^{150}Pm β-bomlásából. A sémában 13 új nívót és 19 új átmenetet azonosítottak. Saha és mts. [2018] alapján

Quasim és Al-Khudair [2020] a $^{158-168}$Hf páros-páros atommagok szerkezetét tanulmányozták az sd-IBM (kölcsönható bozon modell) közelítés keretében.

Számították a vizsgált atommagok energiaspektrumait, a sávon belüli és a sávok közötti E1, E2, E3 elektromos átmeneti valószínűségeket, valamint a potenciálisenergia-felületeket.

Az **1., 2. és 3. ábrákon** a kísérleti és számított gerjesztési energiák vannak feltüntetve a $^{158-168}$Hf izotópokra. A gerjesztési nívórendszer a ^{158}Hf-nál gömbszerű alakra utal, a ^{168}Hf felé haladva pedig átvált deformáltra. A kísérleti és elméleti eredmények között jó az egyezés.

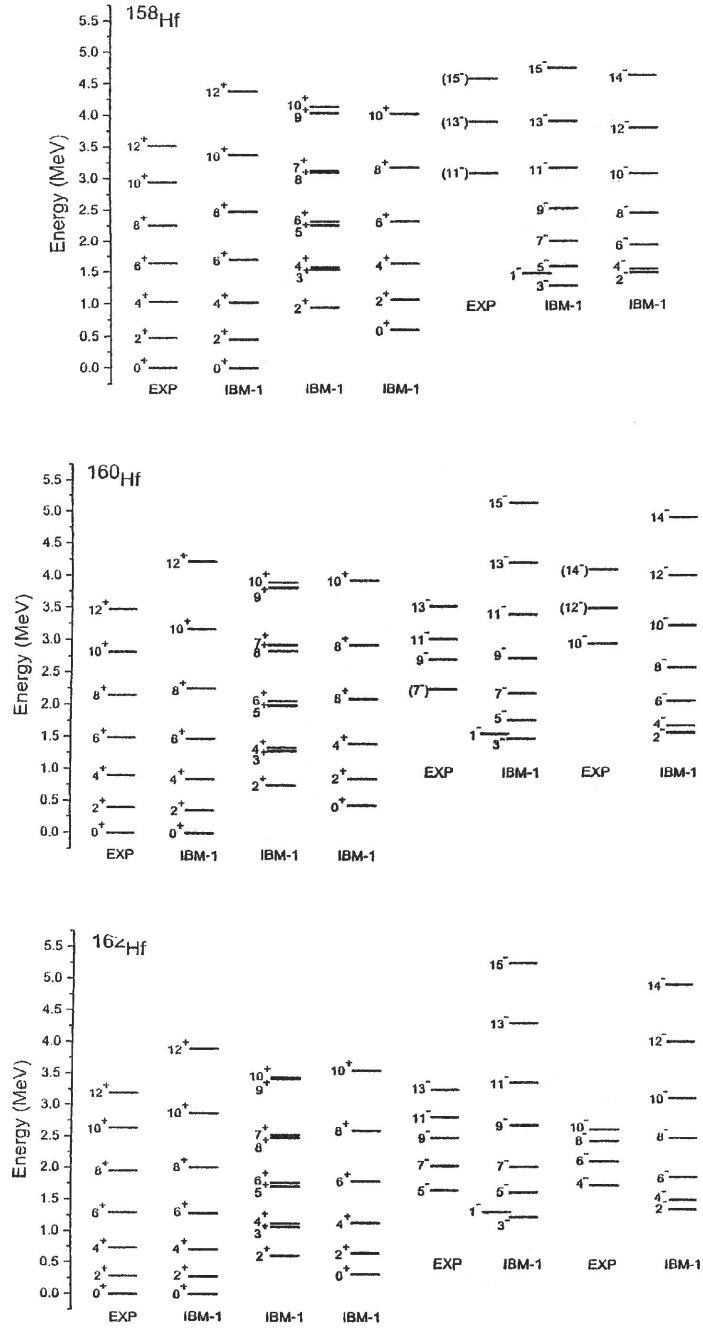
A **4. ábra** az $E(J_i^+)/E(2_1^+)$ gerjesztési nívóarányokat mutatja a J_i^+ spin-paritás függvényében, különböző Hf izotópokra. Az ábrán az SU(3), X(5) és U(5) szimmetriáknál várható értékek is fel vannak tüntetve. Ezek szerint a ^{168}Hf SU(3) (azaz tengelyszimmetrikusan megnyúlt rotor), a ^{158}Hf az U(5) vibrátor közelében van. A ^{166}Hf-nál X(5), a ^{162}Hf-nál O(6) szimmetria várható.

Az IBM-1 modell kiterjesztett szimmetriaháromszögét az **5. ábra** mutatja.

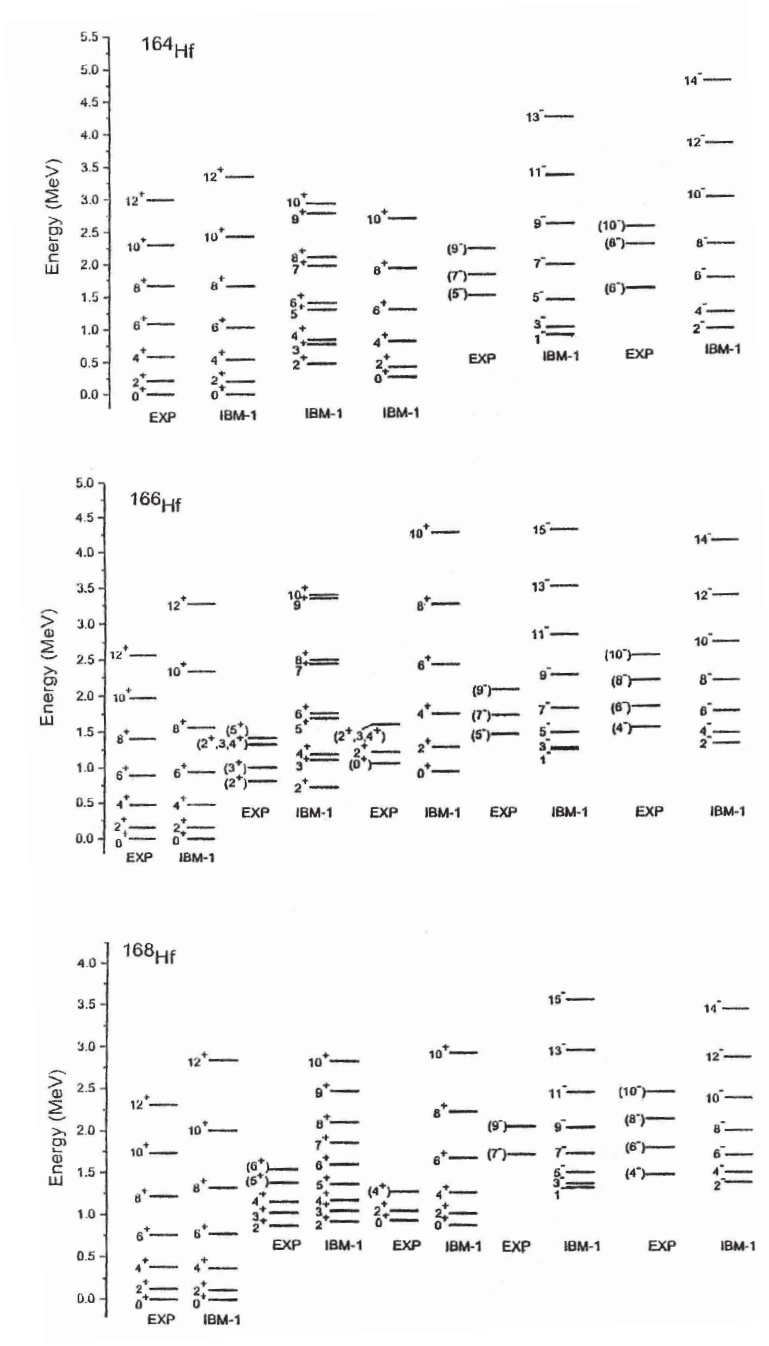
Az **I–IV.** táblázatok a számított B(E2), B(E1) és B(E3) redukált átmeneti valószínűségeket mutatják a vizsgált Hf izotópok különböző $J_i^+ \rightarrow J_f^+$ átmeneteire. Ahol van, a kísérleti értékek (EXP) is fel vannak tüntetve. A **III. táblázat** szerint a B(E2) értékek a $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ és $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ átmeneteknél nőnek a neutronszámmal. Itt jó egyezés van az elméleti és kísérleti eredmények között. Általában azonban nagyon kevés kísérleti adat áll rendelkezésre a redukált átmeneti valószínűségekre.

Számították a potenciálisenergia-felületeket is a deformációs paraméterek függvényében. Úgy találták, hogy kvadrupól deformáció lép fel a ^{166,168}Hf-nál. Oktupól deformáció nincs a vizsgált Hf izotópok alapállapotaiban.

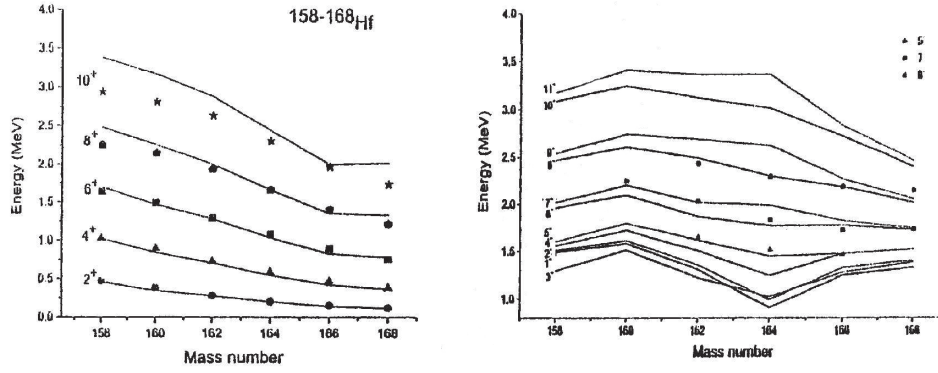
Összességében jó egyezés van a kísérleti és elméleti eredmények között, jól nyomon követhető az alakváltozás a vizsgált Hf izotópokban. Sikerült SU(3), X(5), O(6) és U(5) közelítő szimmetriákat azonosítani.



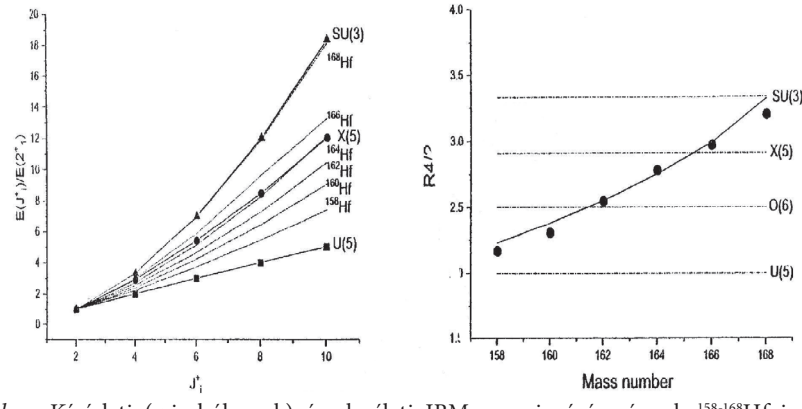
1. ábra. Kísérleti (EXP) és számított gerjesztési energiák a ^{158,160,162}Hf izotópoknál. Quasim és Al-Kudair [2020] alapján



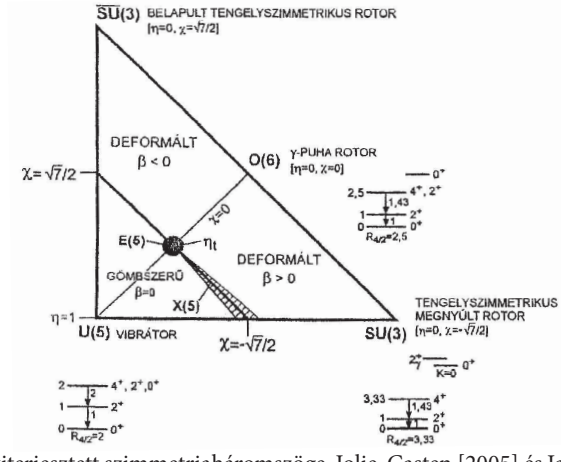
2. ábra. Kísérleti (EXP) és elméleti gerjesztési energiák ^{164,166,168}Hf izotópoknál. Quasim és Al-Kudair [2020] alapján



3. ábra. Kísérleti (szimbólumok) és elméleti (görbék) gerjesztési energiák a $^{158\text{-}168}$Hf izotópoknál a tömegszám függvényében. Quasim és Al-Kudair [2020] alapján



4. ábra. Kísérleti (szimbólumok) és elméleti IBM energianívó-arányok $^{158\text{-}168}$Hf izotópoknál. Quasim és Al-Kudair [2020] alapján



5. ábra. Az IBM-1 kiterjesztett szimmetriaháromszöge. Jolie, Casten [2005] és Iachello [2002] alapján

I. táblázat. Kísérleti (EXP) és számított abszolút B(E2) értékek (e^2b^2 egységekben) a jelzett Hf izotópokra. Quasim és Al-Kudair [2020] alapján

$Ji^+ \to J_f^+$	^{158}Hf		^{160}Hf		^{162}Hf	
	EXP	IBM	EXP	IBM	EXP	IBM
$2_1 \to 0_1$		0.0847		0.1446	0.2671(209)	0.2118
$4_1 \to 2_1$		0.1542		0.2299		0.3179
$6_1 \to 4_1$		0.1815		0.2753		0.3723
$8_1 \to 6_1$		0.1936		0.2893		0.3914
$10_1 \to 8_1$		0.1815		0.2765		0.3821
$12_1 \to 10_1$		0.1452		0.2397		0.3482
$2_2 \to 0_1$		0.0000		0.0006		0.0019
$2_2 \to 2_1$		0.1452		0.2299		0.3179
$2_2 \to 4_1$		0.0038		0.0040		0.0044
$2_3 \to 0_1$		0.0000		0.0001		0.0005
$2_3 \to 2_1$		0.0000		0.0002		0.0005
$3_1 \to 2_1$		0.0000		0.0007		0.0020
$3_1 \to 2_2$		0.1296		0.1966		0.2660
$5_1 \to 3_1$		0.1016		0.1519		0.2055
	^{164}Hf		^{166}Hf		^{168}Hf	
$2_1 \to 0_1$	0.3624(373)	0.3639	0.6931(379)	0.6936	0.8482(385)	0.8487
$4_1 \to 2_1$	0.5493^{+1119}_{-906}	0.5013	1.0942(379)	0.9973	1.3445(660)	1.2071
$6_1 \to 4_1$	0.9061^{+2238}_{-5117}	0.5545	1.1974(704)	1.1150	1.5681(990)	1.2863
$8_1 \to 6_1$	>0.5863	0.5624	1.5168(1625)	1.1639	1.9265(2752)	1.2950
$10_1 \to 8_1$		0.5398	1.3543^{+34671}_{-5959}	1.1629	2.0366(3302)	1.2574
$12_1 \to 10_1$	0.1812^{+586}_{-479}	0.4938	0.8396^{+29795}_{-3792}	1.1175	1.7614(6605)	1.1866
$2_2 \to 0_1$		0.0143		0.1189		0.1467
$2_2 \to 2_1$		0.5013		0.4119		0.1587
$2_2 \to 4_1$		0.0092		0.0287		0.0317
$2_3 \to 0_1$		0.0000		0.0061		0.0818
$2_3 \to 2_1$		0.0014		0.0281		0.2072
$3_1 \to 2_1$		0.0155		0.1938		0.2222
$3_1 \to 2_2$		0.3961		0.8017		0.9959
$5_1 \to 3_1$		0.2952		0.6795		0.5718

II. táblázat. Abszolút B(E2) elméleti adatok (e^2b^2 egységekben) a jelzett izotópokra. Quasim és Al-Kudair [2020] alapján

$Ji^- \to J_f^-$	^{158}Hf	^{160}Hf	^{162}Hf	^{164}Hf	^{166}Hf	^{168}Hf
$3_1 \to 1_1$	0.0306	0.0766	0.0919	0.0779	0.5080	0.6985
$4_1 \to 2_1$	0.0004	0.0007	0.0011	0.0217	0.0231	0.6506
$5_1 \to 3_1$	0.0723	0.1687	0.2224	0.1837	0.8117	0.9489
$6_1 \to 4_1$	0.0853	0.1684	0.2315	0.2059	0.7459	0.8703
$6_1 \to 5_1$	0.0376	0.0774	0.1129	0.1255	0.1887	0.1079
$7_1 \to 5_1$	0.1203	0.2358	0.3200	0.1785	0.9549	1.0322
$8_1 \to 6_1$	0.1249	0.2200	0.3078	0.2393	0.9062	0.9483
$8_1 \to 7_1$	0.0214	0.0389	0.0574	0.0561	0.1159	0.0719
$9_1 \to 7_1$	0.1443	0.2542	0.3527	0.1752	1.0235	1.0485
$10_1 \to 8_1$	0.1332	0.2248	0.3220	0.2513	0.9684	0.9582
$10_1 \to 9_1$	0.0124	0.0215	0.0322	0.0116	0.0761	0.0508
$11_1 \to 9_1$	0.1442	0.2432	0.3473	0.2075	1.0409	1.0245
$13_1 \to 11_1$	0.1202	0.2099	0.3154	0.1432	1.0137	0.9713

III. táblázat. Abszolút számított B(E1) értékek (10^{-3} e^2b egységekben) a $^{158\text{-}168}$Hf izotópokra. Quasim és Al-Kudair [2020] alapján

$Ji^- \rightarrow Jf^+$	^{158}Hf	^{160}Hf	^{162}Hf	^{164}Hf	^{166}Hf	^{168}Hf
$3_1 \rightarrow 2_1$	83.048	60.294	33.802	70.031	225.144	327.590
$3_1 \rightarrow 2_2$	2.239	8.641	10.425	31.673	0.189	0.114
$3_1 \rightarrow 2_3$	0.018	43.629	61.596	64.682	41.545	91.702
$1_1 \rightarrow 0_1$	0.000	7.589	13.490	96.034	170.653	256.465
$1_1 \rightarrow 0_2$	77.928	75.933	60.028	121.504	58.753	84.423
$1_1 \rightarrow 2_1$	0.000	0.033	0.136	4.449	14.158	44.999
$1_1 \rightarrow 2_2$	11.132	9.827	6.174	9.656	6.344	4.111
$1_1 \rightarrow 2_3$	0.133	0.396	0.726	5.830	2.732	13.605
$2_1 \rightarrow 2_1$	0.000	0.056	0.269	11.440	78.592	186.747
$2_1 \rightarrow 2_2$	67.561	60.970	38.614	49.534	37.958	17.716
$2_1 \rightarrow 2_3$	0.197	0.669	1.437	15.243	14.340	55.400
$2_1 \rightarrow 3_1$	0.030	0.115	0.259	3.836	0.017	0.756
$3_1 \rightarrow 4_1$	0.046	0.181	0.222	0.943	2.017	10.558
$3_1 \rightarrow 3_1$	0.005	0.073	0.208	1.548	1.243	2.263
$4_1 \rightarrow 3_1$	1.985	5.350	7.342	16.935	12.101	9.396
$4_1 \rightarrow 4_1$	27.805	24.451	15.232	26.219	85.297	175.096
$4_1 \rightarrow 4_2$	0.195	0.742	1.561	25.098	8.730	23.655
$5_1 \rightarrow 4_1$	167.528	148.163	91.605	98.834	303.840	386.492

IV. táblázat. Abszolút elméleti B(E3) értékek e^2b^3 egységekben a $^{158\text{-}168}$Hf izotópokra. Quasim és Al-Kudair [2020] alapján

$Ji^- \rightarrow Jf^+$	^{158}Hf	^{160}Hf	^{162}Hf	^{164}Hf	^{166}Hf	^{168}Hf
$3_1 \rightarrow 0_1$	6.8635	4.5504	2.3308	2.2360	5.5736	3.4754
$3_1 \rightarrow 0_2$	0.0008	1.3438	1.9758	0.4345	0.0208	0.0008
$3_1 \rightarrow 2_1$	0.1156	0.4448	0.5294	0.9496	1.6544	2.1867
$3_1 \rightarrow 2_2$	0.0001	0.0012	0.0032	0.0072	0.0029	0.0002
$3_1 \rightarrow 2_3$	0.0005	0.0583	0.2813	0.1548	0.0095	0.0003
$3_1 \rightarrow 4_1$	0.0001	0.0029	0.0096	0.0704	0.0697	0.3763
$1_1 \rightarrow 2_1$	5.9146	5.2235	3.2369	2.7913	7.0817	5.7585
$1_1 \rightarrow 2_2$	0.0693	0.1822	0.2328	0.2041	0.0049	0.0001
$1_1 \rightarrow 3_1$	0.0006	0.0004	0.0013	0.0022	0.0005	0.0003
$1_1 \rightarrow 2_3$	0.0003	0.5987	1.8097	0.5553	0.0475	0.0007
$2_1 \rightarrow 2_1$	5.9824	5.3925	3.3586	2.4948	6.7197	4.0895
$2_1 \rightarrow 2_2$	0.0045	0.0128	0.0178	0.0153	0.0001	0.0004
$2_1 \rightarrow 2_3$	0.0001	0.6018	1.8097	0.5113	0.0484	0.0003
$4_1 \rightarrow 2_1$	5.9095	5.1722	3.1264	1.9942	5.8460	3.1488
$4_1 \rightarrow 2_2$	0.0270	0.0702	0.0860	0.0489	0.0083	0.0001
$4_1 \rightarrow 2_3$	0.0004	0.5965	1.6734	0.3632	0.0429	0.0002
$4_1 \rightarrow 4_1$	0.0476	0.1598	0.2853	1.0246	1.2270	2.4729
$5_1 \rightarrow 2_1$	5.9337	5.2343	3.1722	1.7145	6.5921	4.9569
$5_1 \rightarrow 2_2$	0.0121	0.0319	0.0390	0.0152	0.0003	0.0001
$5_1 \rightarrow 4_1$	0.0427	0.1475	0.2756	1.1535	0.5134	0.9622

Watanabe és mts. [2021] a ^{192}Re axiálisan aszimmetrikus állapotának β-bomlását és a bomlástermék ^{192}Os gerjesztési nívórendszerét vizsgálták mind kísérleti, mind elméleti módszerekkel.

A kísérleteket a RIKEN RIBF radioaktív izotópnyaláb gyárban végezték Japánban, Tokió mellett. 10,75 MeV/u primér ^{136}Xe nyalábbal bombáztak 10,7 mg/cm^2 vastag természetes Pb céltárgy fóliát a RIKEN gyűrű ciklotronnál (RRC). A kívánt ^{192}Re többnukleon átadási reakcióval állt elő, amit KISS spektrométerrel tömeg szerint szeparáltak, majd rezonáns lézer ionizációs technikával egyértelműen kiválasztottak. A kísérletek technikai részleteit a Hirayama és mts. [2020], valamint Watanabe és mts. [2020] közleményekben ismertették.

Szegmentált proporcionális gáz számlálóval és nagy térfogatú HPGe-detektorokkal jó hatásfokkal mértek βγγ-koincidenciákat.

A nívószerkezet értelmezésére Skyrme–Hartree–Fock- (SHF) számításokat is végeztek.

Az **1. ábra** a ^{192}Re β-bomlásából nyert ^{192}Os nívósémáját mutatja: az elágazási arányokat I_β, a log ft értékeket, J^π spin-paritásokat és az észlelt γ-átmeneteket és energiáikat.

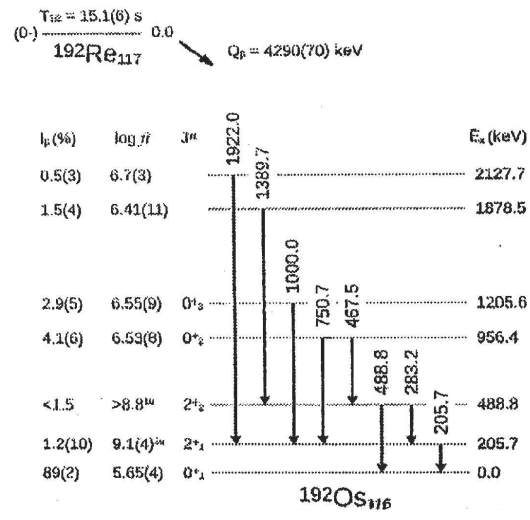
A **2. ábrán** a páratlan tömegszámú Re izotópok nívószisztematikája van feltüntetve, kísérleti és elméleti eredmények.

A **3. ábrán** a neutron, illetve proton egyrészecske-energiák láthatók a ^{192}Os-ra a Q_{20} axiális kvadrupólnyomaték és a γ háromtengelyű deformációs paraméter függvényében. Számítási eredmények SVI-funkcionállal.

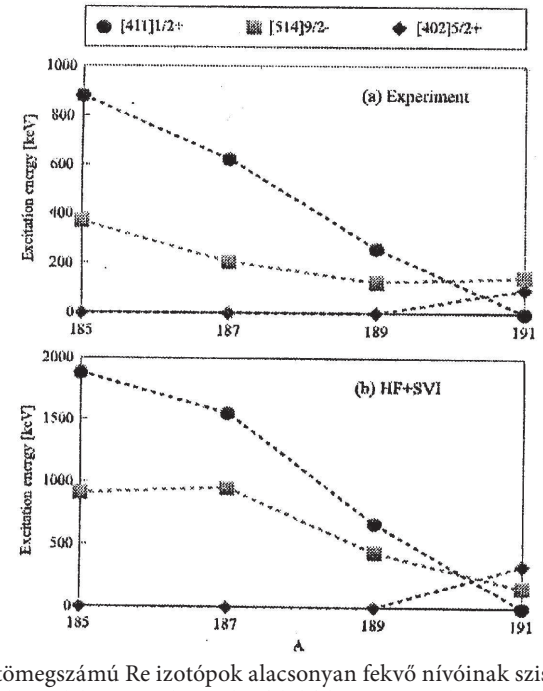
Az **I. táblázat** a ^{192}Re β-bomlásában mért ^{192}Os sajátságait mutatja. A γ-átmenetek E_γ energiáját és I_γ relatív intenzitását, valamint a kezdeti és végállapot sajátságait.

A **II. táblázat** a páratlan tömegszámú Re izotópokra nyert elméleti eredményeket ábrázolja: nívó spineket, belső kvadrupólnyomatékokat Q_2, a γ deformációs paramétereket és a domináns konfigurációkat.

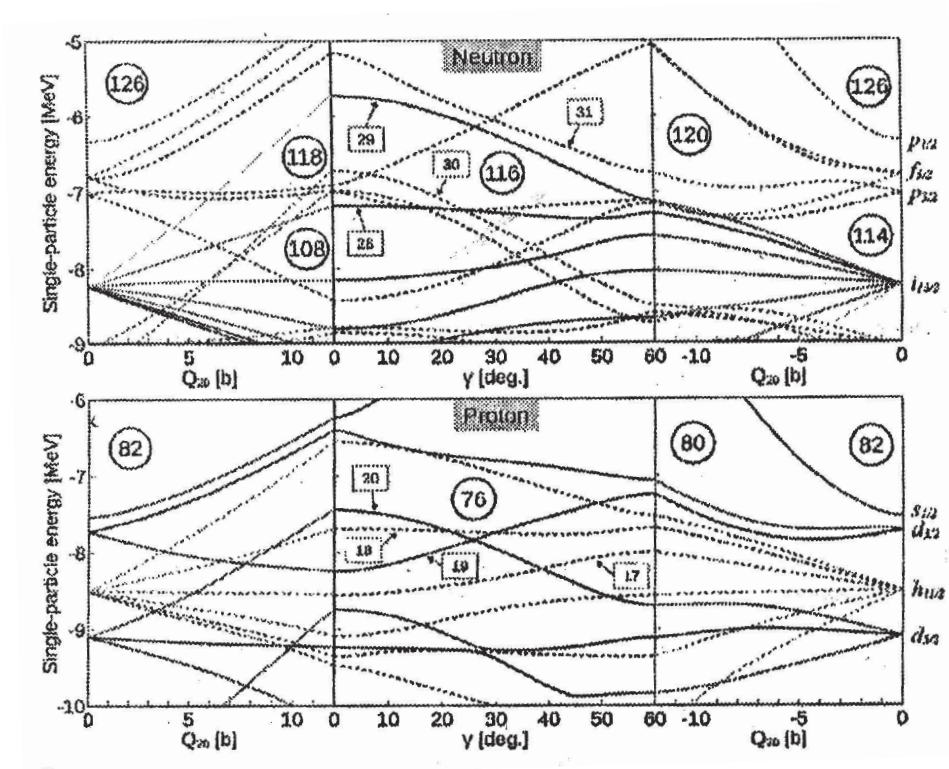
Összefoglalás. A RIKEN-ben újonnan kifejlesztett KISS-berendezés felhasználásával a ^{192}Re atommag β-bomlására és a ^{192}Os leánymag nívószerkezetére új kísérleti adatokat nyertek. Az adatok értelmezésére Skyrme–Hartree–Fock-számításokat is végeztek. A számítások elősegítették annak megértését, hogy a páratlan Re izotópokban átmenet lép fel a megnyúlt axiális szimmetriáról a belapult aszimmetria irányába, közeledvén a 116 neutronszám felé.



1. ábra. A ^{192}Os nívósémája a ^{192}Re β-bomlása alapján. A tu felső index elsőrendben tiltott unikális β-bomlásra utal. Watanabe és mts. [2021] alapján



2. ábra. A páratlan tömegszámú Re izotópok alacsonyan fekvő nívóinak szisztematikája. (a) Proton egy-kvázirészecske észlelt energiák, amik a felül feltüntetett Nilsson-pályákkal azonosíthatók. (b) Hasonló az (a)-hoz, de Hartree–Fock-számítási eredmények SVI-funkcionállal. Watanabe és mts. [2021] alapján



3. ábra. Egyrészecske-energiák felül neutronokra, alul protonokra a ^{192}Os-ban Skyrme SVI-kölcsönhatással számolva. Bal és jobb oldalakon a Q_{20} axiális kvadrupólnyomaték, középen a γ háromtengelyű deformációs paraméter függvényében. (Ez utóbbinál $Q_{20} = 12$ b fixált volt.) A folytonos és szaggatott görbék megfelelően a pozitív, illetve negatív paritású állapotokat kötik össze. Watanabe és mts. [2021] alapján

I. táblázat. A ^{192}Re β-bomlásában előállt ^{192}Os mért sajátságai: E_γ energiák, I_γ relatív intenzitások, valamint a kezdeti és végállapotok energiái és spin-paritásai. Watanabe és mts. [2021] alapján

E_γ (keV)	I_γ (rel.)[a]	Initial state		Final state	
		E_x (keV)	J^π	E_x (keV)	J^π
205.7	100	205.7	2_1^+	0.0	0_1^+
283.2	28(6)	488.8	2_2^+	205.7	2_1^+
467.5	53(8)	956.4	0_2^+	488.8	2_2^+
488.8	61(9)	488.8	2_2^+	0.0	0_1^+
750.7	17(7)	956.4	0_2^+	205.7	2_1^+
1000.0	51(10)	1205.6	0_3^+	205.7	2_1^+
1389.7	27(7)	1878.5		488.8	2_2^+
1922.0	9(5)	2127.7		205.7	2_1^+

II. táblázat. A páratlan tömegszámú Re izotópok alacsonyan fekvő állapotainak számított spinjei, belső kvadrupólnyomatékai (Q_2) és a háromtengelyű deformációs paraméterei (γ). Az utolsó oszlop az aszimptotikus $[Nn_3\Lambda]K^\pi$ kvantumszámokat mutatja a domináns Nilsson-komponensre, az adott HF- (Hartree–Fock) állapotban. Watanabe és mts. [2021] alapján

Nucleus	Spin	Q_2 (b)	γ (°)	Dominant component
$^{185}Re_{110}$	2.30	15.2	0.0	$\|402\|5/2^+$
$^{187}Re_{112}$	2.40	15.2	8.8	$\|402\|5/2^+$
$^{189}Re_{114}$	2.18	13.6	15.3	$\|402\|5/2^+$
$^{191}Re_{116}$	0.32	13.0	34.5	$\|411\|1/2^+$

81 ≤ Z

Pakarinen és mts. [2017] a ^{196,198}Pb izotópok kollektivitását tanulmányozták a REX-ISOLDE, CERN-ben végzett Coulomb-gerjesztéses (Coulex) kísérletekben.

Magas hőmérsékletű UC_x céltárgyat bombáztak 1,4 GeV-es protonokkal. A radioaktív nyalábot lézer ionforrással választották ki, majd a nagy feloldású szeparátorba vezették. Végül a REX-ISOLDE utángyorsítóban 2,82 MeV/u energiájú ^{196,198}Pb nyalábot nyertek, amivel ^{112}Cd céltárgyat bombáztak. A céltárgy a Miniball Ge-detektoros γ-spektrométernél volt. A szórt nyalábot és a meglökött céltárgymagokat szilikonsávos detektorral is vizsgálták. Mértek részecske-γ időkülönbséget is.

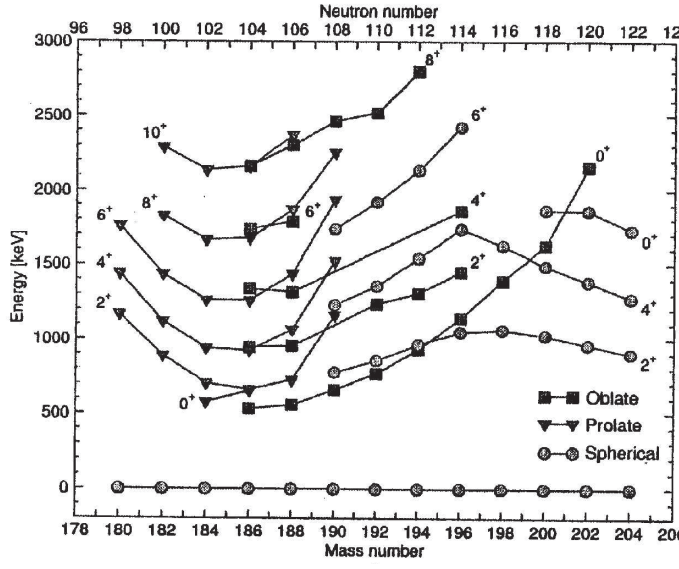
Az **1. ábrán** a neutronhiányos Pb izotópok nívóenergia-szisztematikája látható a tömegszám függvényében. A különböző belső konfigurációkhoz tartozó nívókat vonalak kötik össze, amelyeknél a magalakok is jelölve vannak.

A **2. ábra** a ^{196,198}Pb és ^{112}Cd parciális nívósémáit mutatja. A $2_1^+ \rightarrow 4_1^+$ gerjesztést nem észlelték a kísérletekben, de puffer állapotként figyelembe kellett venni az analízisben.

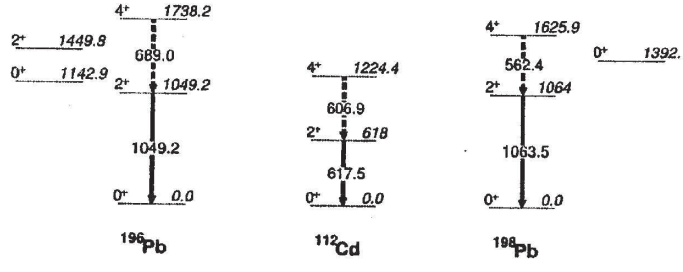
Az **I. táblázat** az átmeneti mátrixelemeket és a belőlük levezetett B(E2) redukált átmeneti valószínűségeket mutatja a ^{196,198}Pb izotópokra. Q_{sp} spektroszkópiai kvadrupólnyomatékot jelöl, amit a diagonális mátrixelemekből vezettek le. A B(E2) = 18,2(+ 4,8 – 4,1) W. u. és B(E2) = 13,1(+ 4,9 – 3,5) W. u. új eredmények.

A **3. ábrán** a Pb izotópok 2_1^+ állapotaihoz tartozó B(E2) redukált átmeneti valószínűségek láthatók a tömeg-, illetve neutronszám függvényében. Kísérleti és különböző modellekben számolt elméleti eredmények.

A munkában a ^{196,198}Pb neutronhiányos atommagok 2_1^+ nívóinak kollektivitását vizsgálták Coulex-kísérletekben. Az adatokat összehasonlították a legújabb elméleti eredményekkel (lásd a 3. ábrán). A 2_1^+ állapotok a ^{196,198}Pb-ban valószínűleg két kvázineutron gerjesztésével jönnek létre az $i_{13/2}$ vagy $f_{5/2}$ héjakra. A Coulex inverz kinematikában egyike a legjobb módszereknek az átmeneti valószínűségek meghatározására a ^{196,198}Pb izotópoknál.



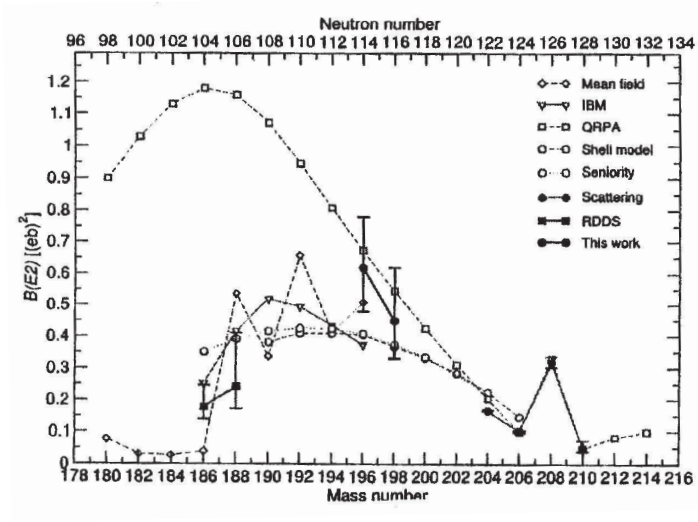
1. ábra. A neutronhiányos Pb izotópok nívóenergia-szisztematikája a tömegszám függvényében. Julin és mts. [2016] alapján



2. ábra. A ^{196,198}Pb és ^{112}Cd parciális nívósémái. Pakarinen és mts. [2017] alapján

I. táblázat. Átmeneti mátrixelemek és a levezetett redukált átmeneti valószínűségek [B((E2)] a ^{196,198}Pb izotópokra. W. u. Weisskopf-egységet jelöl. A ^{112}Cd adatok korábbi munkákból származnak. Pakarinen és mts. [2017] alapján

	^{196}Pb	^{198}Pb	^{112}Cd
$\langle 0_1^+ \|\| \hat{M}(E2) \|\| 2_1^+ \rangle$ (eb)	$0.79^{+0.10}_{-0.09}$	$0.67^{+0.11}_{-0.10}$	0.697(20)
$B(E2: 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ (e^2b^2)	$0.62^{+0.16}_{-0.14}$	$0.45^{+0.17}_{-0.12}$	
$B(E2: 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ (W.u.)	$18.2^{+4.8}_{-4.1}$	$13.1^{+4.9}_{-3.5}$	
$\langle 2_1^+ \|\| \hat{M}(E2) \|\| 2_1^+ \rangle$ (eb)	$-1.0^{+0.9}_{-0.8}$	$0.5^{+1.3}_{-1.1}$	−0.488(150)
Q_{sp} (eb)	$-0.8^{+0.7}_{-0.6}$	$0.4^{+1.0}_{-0.9}$	
$\langle 2_1^+ \|\| \hat{M}(E2) \|\| 4_1^+ \rangle$ (eb)			1.342(70)



3. ábra. A Pb izotópok 2_1^+ állapotainak B(E2) redukált átmeneti valószínűségei a tömeg-, illetve a neutronszám függvényében. Betöltött szimbólumokkal a kísérleti szórási és életidő-mérések adatai vannak jelölve a hibákkal együtt. A nyitott szimbólumok különböző elméleti közelítések eredményeit mutatják. QRPA kvázirészecske véletlenfázis-közelítést jelöl. RDDS: **r**ecoil **d**istance **D**oppler **s**hift. Pakarinen és mts. [2017] alapján

Karayonchev és mts. [2019] életidőket határoztak meg a $^{211}_{85}At_{126}$ atommagban.

A vizsgált atommagot $^{208}Pb(\ ^{6}Li,3n)^{211}At$ fúziós-párolgási reakcióval állították elő a Kölni Egyetem Atommagfizikai Intézetének FN tandemgyorsítójával. A 99,14%-ban dúsított ^{208}Pb céltárgy fóliát 34 MeV-es stabil ^{6}Li ionokkal bombázták. A detektorrendszer 8 HPGe-ból és 9 $LaBr_3(Ce)$ szcintillátorból állt. Az életidő-mérésekre gyors γγ-időmérési technikát használtak.

Az **1. ábrán** a ^{211}At parciális nívósémája látható korábbi mérések alapján.

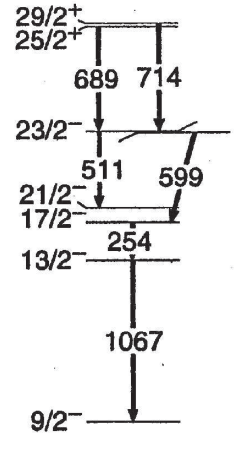
Az **I. táblázat** a ^{211}At állapotok mért (expt.) életidőit (τ) mutatja a ^{211}At-nál, összehasonlításban korábbi irodalmi adatokkal.

A **II. táblázatban** a ^{211}At-nál mért életidőkből levezetett B(M1) és B(E2) átmeneti valószínűségek vannak feltüntetve.

A **III. táblázatban** a ^{210}Po és ^{211}At kísérleti (exp) és számított (KHP) gerjesztési energiái láthatók.

A **IV. táblázatban** a ^{209}Bi, ^{210}Po és ^{211}At izotópoknál mért (Exp) és módosított Kuo–Herling- (KHP) kölcsönhatással számolt elméleti mágneses nyomatékok és B(M1) redukált átmeneti valószínűségek vannak feltüntetve.

Összegzés. A munkában lemérték a ^{211}At $17/2_1^-$ és $23/2_1^-$ állapotainak életidejét és felső határt adtak meg a $13/2_1^-$ állapotra. A kísérleti adatokat összevetették kétféle elméleti számítás eredményeivel. Az egyikben félig empirikus kölcsönhatást használtak 3 részecskére a j = 9/2 héjban, a másikban módosított Kuo-Herling-kölcsönhatást sok-j modelltérben. Általában a kísérleti és elméleti adatok között jó volt az egyezés. Vizsgálták a kisebb eltérések lehetséges okait is, pl. 2 részecske – 2 lyuk és magasabb rendű magtörzs-gerjesztések, továbbá tenzorerők figyelembevételét.



1. ábra. A ^{211}At parciális nívósémája. Bayer és mts. [2001] alapján

I. táblázat. A ^{211}At állapotok mért (expt) életidői (τ). E_{feeder} tápláló, E_{decay} a bomlási energiát jelöl (lásd az 1. ábrát), amelyek az időkülönbség méréséhez szükségesek. A (lit.) irodalmi adatot jelöl: Singh és mts. [2013]. Karayonchev és mts. [2019] alapján

State J^π	E_{feeder} (keV)	E_{decay} (keV)	HPGe gate (keV)	τ (expt.) (ps)	τ (lit.) (ps)
$13/2^-$	254	1067	511	⩽7	⩽200
$17/2^-$	599	254	1067	2140(140)	⩽100
$23/2^-$	689	511	254 and 1067	56(5)	⩽300

II. táblázat. A mért életidőkből levezetett redukált átmeneti valószínűségek a ^{211}At-nál. Az átmenetek multipolaritását Singh és mts. [2013] összefoglaló munkájából vették. α belső konverziós együtthatót jelöl. Karayonchev és mts. [2019] alapján

Transition $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	E_{decay} (keV)	$B(M1)$ (μ_N^2)	$B(E2)$ (e^2 fm^4)	α
$13/2^- \rightarrow 9/2^-$	1067		⩾84	0.0070(1)
$17/2^- \rightarrow 13/2^-$	254		300(20)	0.223(4)
$23/2^- \rightarrow 21/2^-$	511	$0.67(6)\times10^{-2}$		0.131(2)

III. táblázat. Kísérleti (Expt.) és számított (KHP) energiák MeV-ekben a ^{210}Po és ^{211}At nívóira. A kísérleti adatokat az irodalomból vették. KHP Kuo-Herling-kölcsönhatást jelöl. Karayonchev és mts. [2019] alapján

Nucleus		0_1^+	2_1^+	4_1^+	6_1^+	8_1^+						
^{210}Po	Expt.	0.000	1.181	1.427	1.473	1.557						
	KHP	0.000	1.200	1.466	1.482	1.533						
		$9/2_1^-$	$7/2_1^-$	$7/2_2^-$	$5/2_1^-$	$13/2_1^-$	$3/2_1^-$	$11/2_1^-$	$15/2_1^-$	$17/2_1^-$	$21/2_1^-$	$23/2_1^-$
^{211}At	Expt.	0.000	0.674	0.866	0.947	1.067	1.116	1.123	1.270	1.320	1.416	1.927
	Eq. (4)	0.000	–	0.805	0.930	1.021	1.100	1.076	1.241	1.296	1.394	–
	KHP	0.000	0.733	0.928	1.073	1.123	1.282	1.216	1.357	1.391	1.441	1.863

IV. táblázat. Mért (Expt.) és számított (KHP) mágneses nyomatékok μ vagy redukált B(M1) átmeneti valószínűségek ^{209}Bi, ^{210}Po és ^{211}At izotópokra. Karayonchev és mts. [2019] alapján

Nucleus	State or transition	μ (μ_N) or B(M1) (μ_N^2) Expt.	KHP
^{209}Bi	$9/2^-$	+4.1103(5)	+4.101
^{210}Po	6^+	5.48(5)	+5.476
	8^+	+7.35(5)	+7.296
	11^-	+12.20(9)	+12.650
	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0.014(7)	0.003
^{211}At	$21/2^-$	+9.56(9)	+9.594
	$29/2^+$	+15.31(13)	+15.841
	$23/2^- \rightarrow 21/2^-$	0.0067(6)	0.0013

Paşca és mts. [2016] a termékek töltéseloszlását vizsgálták ^{222,224}Th nagy gerjesztési energiáinál fellépő hasadásánál. Számításokat végeztek a hasadási pont modell alapján és az eredmények jó egyezésben voltak a kísérleti adatokkal. Nagy gerjesztési energiáknál váratlanul nagy aszimmetria mutatkozik a neutronhiányos Th izotópok hasadásánál.

Oerzen és Nasirov [2020] nehéz atommagok három hasadó komponensre való bomlását vizsgálták. Az összefoglaló munka tárgyalja a megfelelő potenciális felületeket és számot ad az újabb eredményekről.

Konkrétan a ^{235}U(n_{th},f), ^{236}U(n,fff) és ^{249}Cf(n_{th},f), ^{252}Cf(sf) folyamatokat vizsgálták, ahol f hasadást, sf spontán hasadás jelöl.

A 24 oldalas áttekintő munkából itt most csak néhány eredményt ismertetünk.

Az **1. ábrán** felül a ^{249}Cf(n_{th},f) és ^{235}U(n_{th},f) termikus neutronokkal létrehozott reakciók hozamai láthatók a deformáció függvényében. Alul a ^{236}U potenciális energiája van feltüntetve a deformáció függvényében

A **2. ábrán** a kollineáris hármas hasadási folyamatok első és második lépései vannak részletezve.

A **3.** és **4. ábrák** a potenciálisenergia-felületeket ábrázolják a ^{252}Cf kollineáris hármas hasadásához, valamint a ^{235}U(n,fff) folyamathoz.

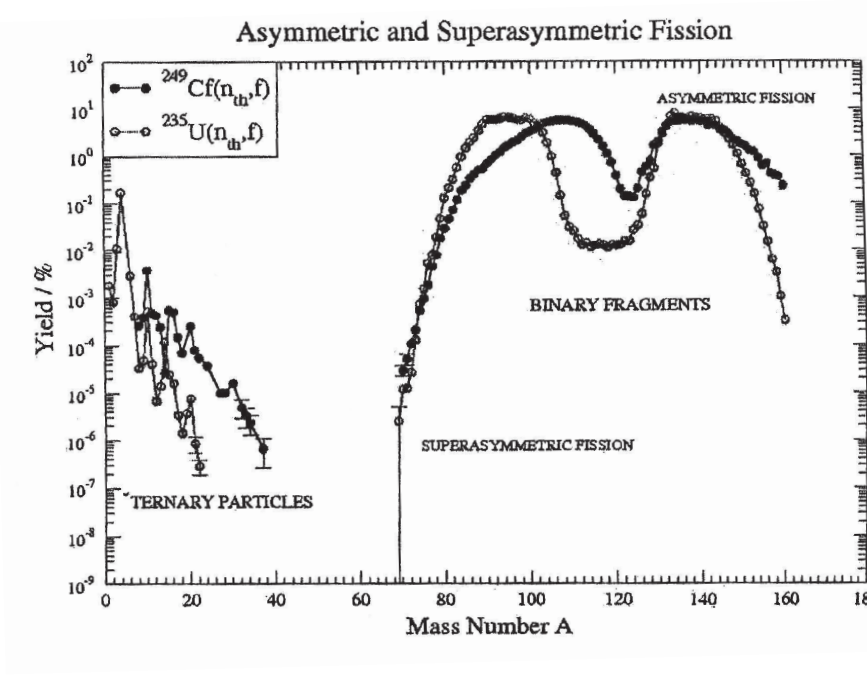
Az összefoglaló munka főbb megállapításai a következők:

A nehéz atommagok három nehéz részre való bomlása sorozatban történik, először kettő, majd három részre (lásd a 2. ábrát).

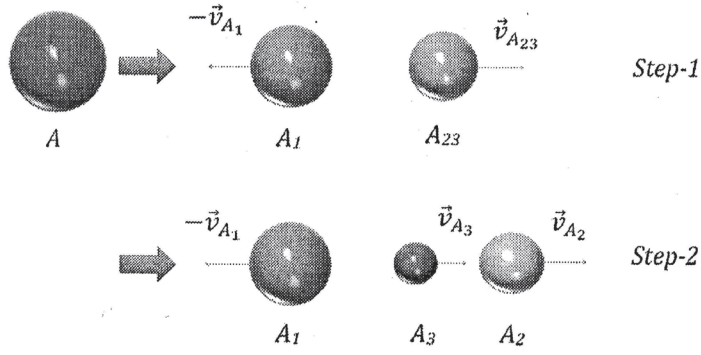
A mágikus számok (Z = 8, 20, 28, 50 és N = 20, 28, 50, 126) a hármas hasadásban kiemelkedő szerepet játszanak. Pl. a ^{252}Cf(sf,fff) → ^{132}Sn + ^{48}Ca + ^{76}Ni esetében, ahol a spontán hasadás után második lépésben (lásd a 2. ábrát) a Z = 20, 28, 50 rendszámú atommagok jelennek meg.

Rendelkezésre állnak potenciálisenergia-felület-számítások az ^{235}U(n,fff) és ^{252}Cf(sf) (lásd a 3. és 4. ábrákat) hasadásokra. Ezek határozzák meg a fázisteret az első hasadás után.

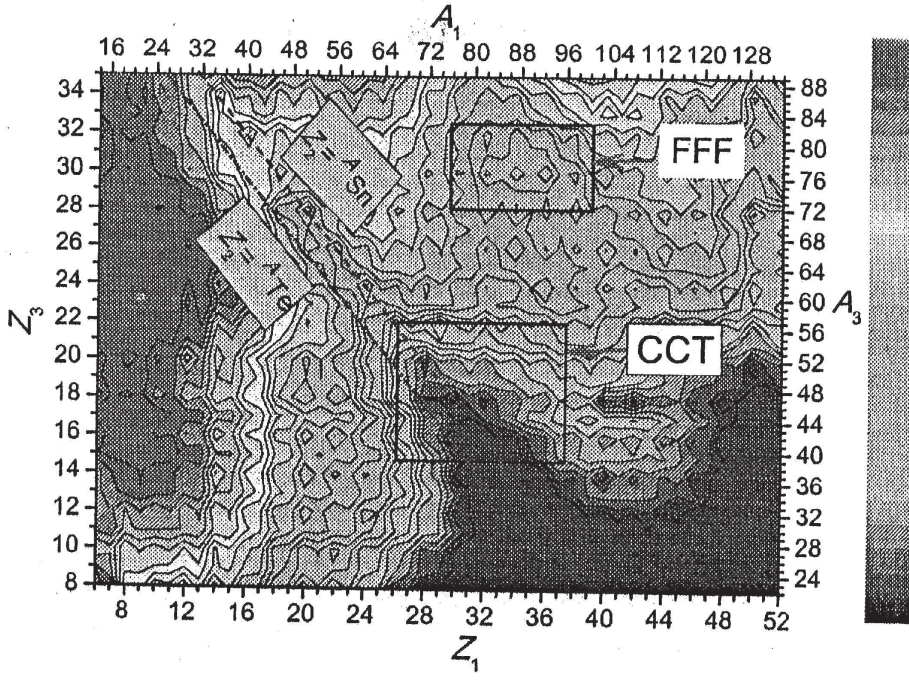
A CCT-bomás (**c**ollinear **c**luster **t**ri-partition) észlelése arra utal, hogy hiperdeformáció lép fel nehéz atommagoknál.



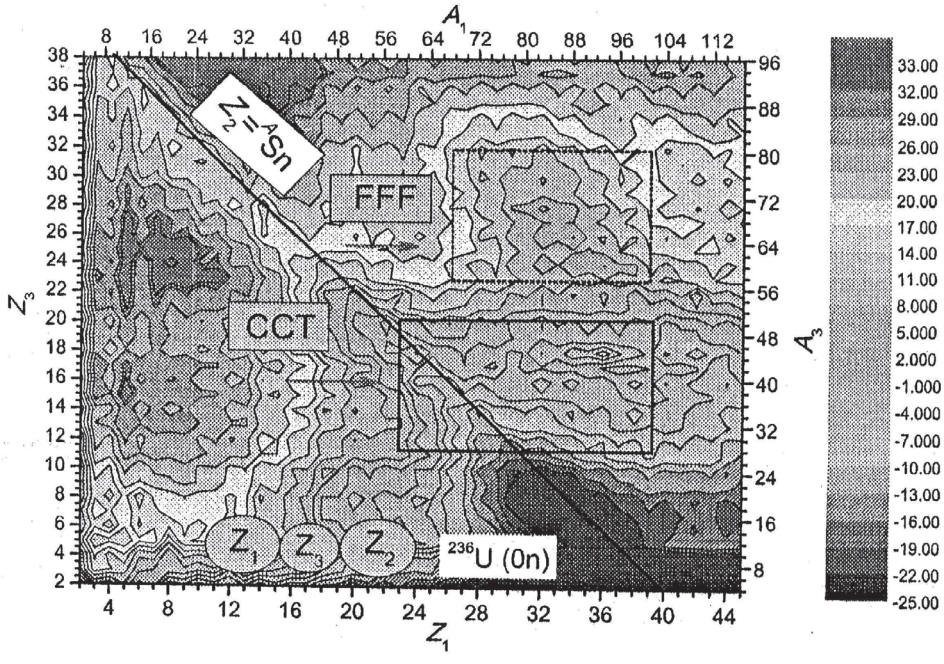
1. ábra. A $^{249}Cf(n_{th},f)$ és $^{235}U(n_{th},f)$ reakciók kettős és hármas fragmenseinek tömegeloszlása a tömegszám A függvényben. *Bal oldalon* a könnyebb harmadik fragmens hozama látható koincidenciában a kettős hasadási fragmensekkel. Gönnenwein [2004] alapján. *Alul:* A ^{236}U potenciális energiája a hiperdeformáció (tengelyhossz arányok) függvényében. Az ábra valószínűsíti a ^{236}U lineáris hármas hasadását. Csatlós, Krasznahorkay és mts. [2005] alapján. Lásd még Krasznahorkay A. [2011] összefoglaló munkáját is



2. ábra. Kollineáris hármas hasadási folyamat két lépésben. Az elsőben az A_1 és A_{23} fragmensek alakulnak ki. Ezt követi nagyon rövid időn belül (10^{-21} s) az A_{23} hasadása $A_2 + A_3$-ba. Vijayaraghavan és mts. [2012] alapján



3. ábra. Potenciálisenergia-felület ^{252}Cf kollineáris hármas hasadásához. Az első hasadás a $^{132-128}$Sn és $^{134-138}$Te izotópokhoz vezet. A felső téglalap azt a területet mutatja, ahol a szimmetrikus hármas hasadás (FFF true ternary fission) tömeg és töltés termékei várhatók, majdnem egyenlő $A_1 \approx A_2 \approx A_3$ tömegszámokkal. Az alsó téglalap a lineáris hármas klaszterbomlás tartományát mutatja. Pytkov és mts. [2010] és Pyatkov [2012] alapján



4. ábra. Potenciálisenergia-felület a ^{235}U(n,fff) hármas hasadáshoz. Az általános sajátságok nagyon hasonlók a ^{252}Cf(sf) esetéhez (lásd a 3. ábrán) uralkodó ^{A}Sn fragmensekkel és Z_1, Z_2 eloszlásokkal. Ugyanakkor itt a ^{A}Te tartománynál eltérés van, az U hasadásnál ez másként alakul. A hármas hasadás itt is előnyben részesített Z = 32 + 28 + 32-vel, ami egyezik az $_{92}$U rendszámával. Oertzen, W., Nasirov, A. K. [2020] alapján

Sadhukhan és mts. [2016] a $^{240}_{94}Pu_{146}$ spontán hasadásában a tömeg- és töltéseloszlását tanulmányozták mikroszkopikus modellszámítással.

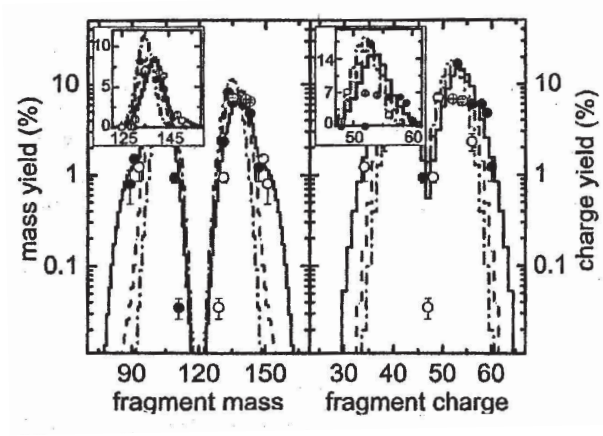
Mind a töltés-, mind a tömegeloszlásnál kvantitatív egyezést értek el a kísérleti adatokkal.

A számítások részleteit előző munkáikban ismertették: Sadhukhan és mts. [2013] és Sadhukhan és mts. [2014].

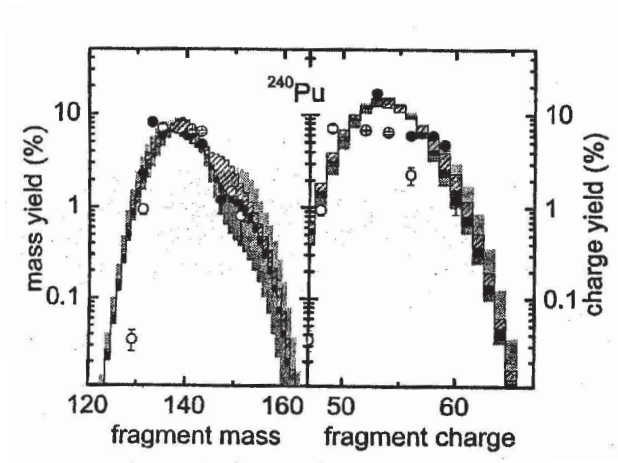
Az **1. ábra** a ^{240}Pu spontán hasadásánál fellépő tömeg- és töltéseloszlásokat mutatja, a kísérleti és elméleti eredményeket.

A **2. ábra** hasonló az elsőhöz, de a nehezebb tömeg- és töltéseloszlásokat ábrázolja.

A munkában a ^{240}Pu spontán hasadási hozamainak leírására egy sűrűségfunkcionál-elméletre (DFT) alapozott mikroszkopikus leírást javasoltak. A kísérleti és elméleti eredmények jó egyezést mutattak a bemenő paraméterek széleskörű változtatása mellett is.



1. ábra. A ^{240}Pu spontán hasadásánál fellépő tömeg *(balra)* és töltéseloszlása *(jobbra).* Kísérleti adatok telt körökkel, a tükör adatok üres körökkel vannak jelölve. A folytonos, szaggatott és szaggatott-pontozott vonalak különböző verziókban végzett elméleti eredményeket jelölnek. A betétek lineáris skálán mutatják a hozamokat. Sadhukhan és mts. [2016] alapján



2. ábra. A ^{240}Pu spontán hasadási hozamai a nehezebb tömeg- *(balra)* és töltéseloszlásokra *(jobbra).* A szimbólumok ugyanazok, mint az első ábrán. A besötétített részek az elméletek bizonytalanságát jelzik. Sadhukhan és mts. [2016] alapján

Schmitt és Möller [2021] a hasadási termékek izotópösszetételét vizsgálták Y(Z,N), különös tekintettel a ^{240}Pu esetére.

A számításokat az eredeti „Brown alak mozgási modell" (BSM) újonnan kifejlesztett változatával végezték. A számítások részleteit korábbi munkáikban közölték: Möller, Ichikawa [2015], Schmidt, Jurado [2018] és Schmitt és mts. [2018].

A fontosabb eredmények az 1–4. ábrákon láthatók.

Az **1. ábra** a ^{240}Pu hasadására számított elsődleges hozamokat mutatja Y(Z,N) a rendszám Z és neutronszám N függvényében.

A **2. ábra** bal oldalán a ^{240}Pu hasadási fragmensek tömegeloszlása Y(A) van feltüntetve termikus neutronokkal indukált hasadásra ^{239}Pu(n_{th},f) a fragmens tömegszám A függvényében. Jobb oldalon a ^{240}Pu hasadási fragmensek eloszlása látható Y(Z) a fragmens rendszám Z függvényében.

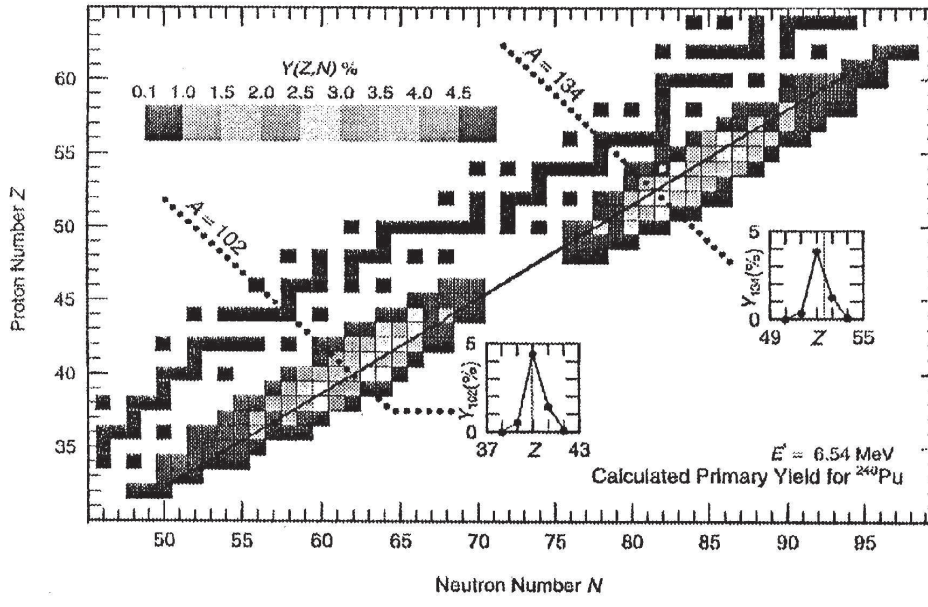
A **3. ábrán** felül a ^{240}Pu hasadási fragmens <N>/Z eloszlása van ábrázolva a fragmens tömegszámának függvényében, kísérleti és elméleti adatok. Alul a számított <N>/Z arány látható háromféle gerjesztési energiánál.

A **4. ábra** a ^{240}Pu hasadásánál fellépő számított izotóphozamokat Y(A) mutatja különböző Z rendszámokra, valamint a neutron emisszió előtti és utáni esetekre a fragmensek A tömegszámának függvényében. Kísérleti adatok összevetve elméleti eredményekkel.

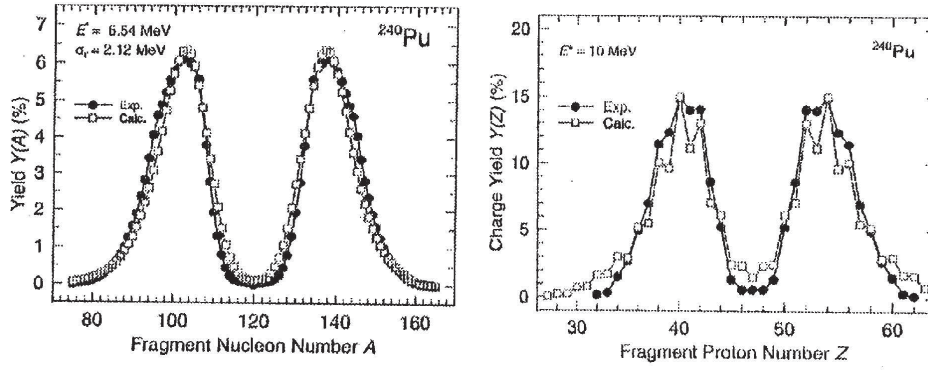
Összegzés. A ^{240}Pu hasadási termékeit vizsgálták, különösen az izotópeloszlásokat. A számításokat egy újonnan kifejlesztett alapvető módszerrel végezték, amelyben nem volt illesztés a kísérleti adatokhoz.

Úgy találták, hogy az <N>/Z a rendszám Z függvényében erős fluktuációt mutat a szimmetrikus eloszláshoz viszonyítva és a gerjesztési energiától is látható a függés.

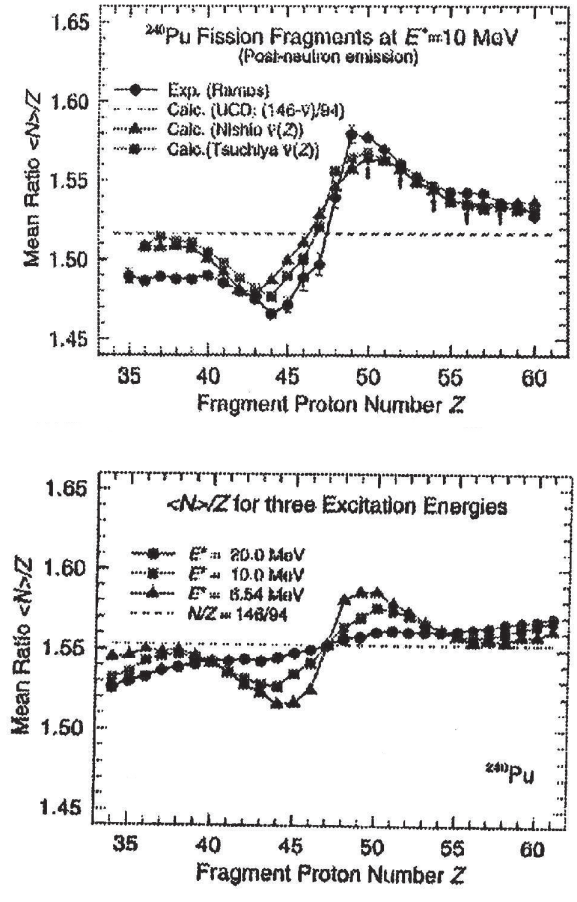
Az izotópeloszlást sikerül ésszerűen leírni.



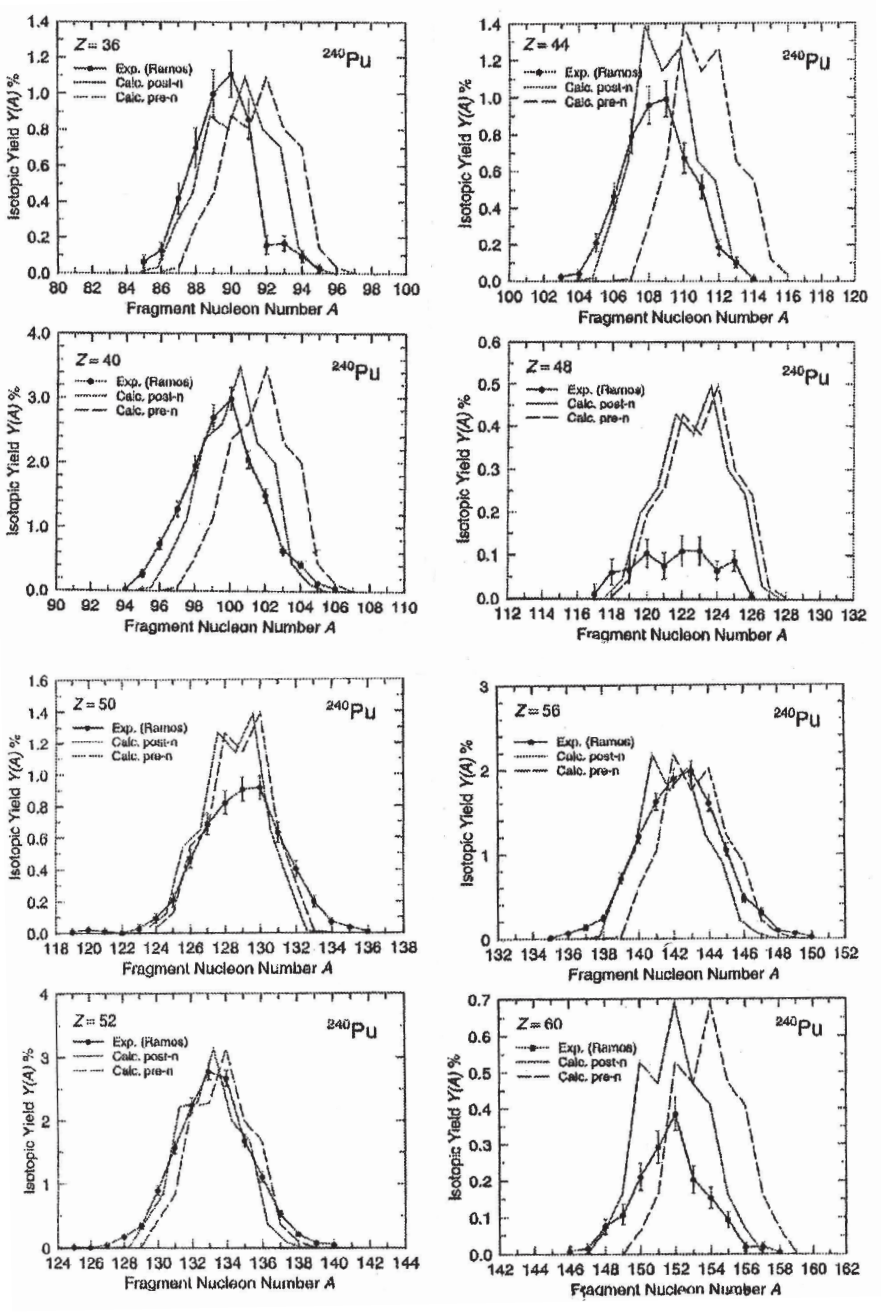
1. ábra. Számított hasadási elsődleges hozamok Y(Z,N) a ^{240}Pu-nál a Z és N függvényében. Fekete négyzetek β-stabil atommagokat mutatnak. A vastag fekete vonalnál a <N>/Z arány a hasadási termékekre feltehetően azonos a hasadó szülő atommagéval. <N> átlagos neutronszámot jelöl. Ez ún. változatlan töltéseloszlási közelítés (UCD). A két betét az izobár hozamokat mutatja A = 102 és 134-re. Az ábra színes változata online megtekinthető



2. ábra. Bal oldal: A ^{240}Pu hasadási fragmens tömegeloszlása Y(A) a ^{239}Pu(n_{th},f) termikus neutronokkal indukált hasadásra. Ún. „pre-neutron emissziós" eredmények. Kísérleti és számított elméleti adatok. *Jobb oldal:* A ^{240}Pu hasadási fragmens töltéseloszlása Y(Z) E* = 10 MeV-nél. Kísérleti adatok összevetve elméleti eredményekkel. Az 1. és 2. ábrák Schmitt és Möller [2021] alapján



3. ábra. *Felül:* A ^{240}Pu hasadási fragmens átlagos neutron per proton töltéseloszlás <N>/Z a fragmens protonszám Z függvényében. Kísérleti adatok összevetve különböző elméleti számítások eredményeivel utólagos neutronemisszió esetére. *Alul:* Számított hasadási fragmens átlagos eloszlás a fragmens rendszám függvényében növekvő gerjesztési energiáknál. Az eredmények neutron emisszió előtti állapotokra vonatkoznak. Schmitt és Möller [2021] alapján



4. ábra. Felül balra: Számított izotóphozamok a ^{240}Pu hasadására a fragmensek tömegszámának függvényében a Kr és Zr n-emisszió előtti és utáni esetekre. *Felül jobbra:* Ugyanaz mint előbb, de Ru és Cd atommagoknál. *Alul balra:* Ugyanaz mint előbb, de Sn és Te esetekre. *Alul jobbra:* Ugyanaz, mint előbb, de Ba és Nd atommagoknál. Schmitt és Möller [2021] alapján

Singh és mts. (1) [2020] a Fm-on túli $101 \leq Z \leq 109$ izotópok bomlási sajátságait tanulmányozták, konkrétan a $^{235-268}$Md, $^{238-268}$No, $^{241-270}$Lr, $^{243-272}$Rf, $^{245-272}$Db, $^{248-276}$Sg, $^{250-278}$Bh, $^{253-282}$Hs és $^{255-284}$Mt izotópláncok α, β^+/EC, β^- bomlásait és spontán hasadásait.

A számításokat relativisztikus középtér- (RMF) modell keretében végezték az α- és β-bomlásokra, valamint a spontán hasadásra, a rendelkezésre álló formulák segítségével. A bomlásmódokra és felezési időkre nyert eredmények egyezésben vannak az elérhető kísérleti adatokkal és más elméletek eredményeivel is. Ez alapon előrejelzéseket tettek olyan atommagok bomlására, amelyekre még nincsenek kísérleti adatok.

Az **1. ábra** a kísérleti és RMF elméleti bomlásenergia-különbségeket mutatja a tömegszám függvényében a felsorolt elemek különböző bomlásmódjaira. A $Q_{exp} - Q_{RMF}$ különbség kicsi, mi az RMF-számítások hasznosságát mutatja.

A **2. ábrán** áttekintés található a vizsgált atommagokról és valószínű bomlásmódjaikról a rendszám Z és neutronszám N függvényében.

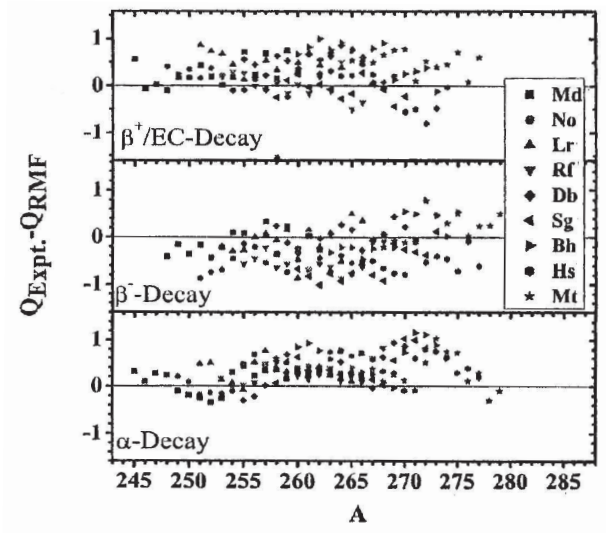
Az **I. táblázat** áttekintést ad a Md, No, Lr, Rf és Db izotópok valószínű bomlásmódjairól és a felezési időkről, valamint a rendelkezésre álló megfelelő kísérleti adatokról. Hasonló táblázatok találhatók a közleményben a Sg, Bh, Hs és Mt izotópokra is.

A **II. táblázat** a Q (MeV) bomlásenergiákra és a log $T_{1/2}$ (s) felezési időkre nyert adatok bizonytalanságát hasonlítja össze.

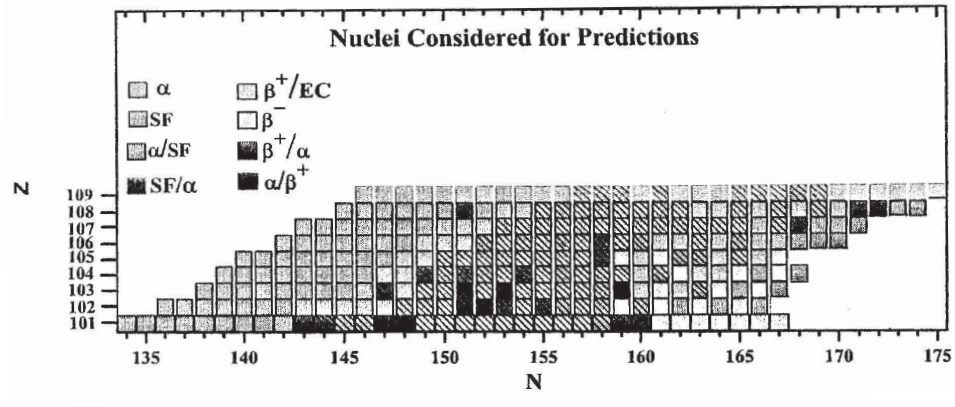
A **III. táblázat** kiegészíti az I. táblázatot és előrejelzéseket ad a Md, No, Lr, Rf és Db izotópok valószínű bomlásmódjaira és felezési időire. Figyelemre méltó, hogy ezeknél az atommagoknál az α-bomlás dominál. Az információk hasznosak lehetnek az eljövendő kísérletekhez.

Összefoglalás. A munkában a $101 \leq Z \leq 109$ elemek bomlássajátságait vizsgálták. A számításokat a relativisztikus középtér (MF) keretében végezték és kitűnő egyezést nyertek mind az elérhető kísérleti adatokkal, mind más modellszámítások eredményeivel. Ez utóbbiak a következők voltak. (1) Hartree–Fock–Bogoliubov- (HFB) HF-24 funkcionállal. (2) Relativisztikus kontinuun Hartree–Bogoliubov (RCHB) relativisztikus PC-PKI funkcionállal. (3) Véges hatótávolságú cseppmodell (FRDM).

Az α, β^+/EC, β^- és SF bomlásmódoknál nyert eredményeket az I., II. és III. táblázatokban összegezték. Az egyes izotópoknál meghatározták a legvalószínűbb bomlásmódokat és előrejelzéseket tettek a várható felezési időre. Úgy találták, hogy az α-bomlás dominál, de a gyenge bomlásmódokat nem lehet elhanyagolni.



1. ábra. $Q_{exp} - Q_{RMF}$ bomlásenergia-különbségek a tömegszám függvényében a jelzett elemek bomlásaira. Látható, hogy a $Q_{exp} - Q_{RMF}$ különbség < 1,0 MeV, azaz jó az egyezés. Singh és mts. (1) [2020] alapján



2. ábra. A vizsgált atommagok tartományai és a valószínű bomlási módjaik. A színes táblázat online megtekinthető. Singh és mts. (1) [2020] alapján

I. táblázat. Az elméleti (predicted) bomlásmódok és felezési idők (log $T_{1/2}$) a Md, No, Lr, Rf és Db elemek izotópjaira, összevetve kísérleti adatokkal (Expt.) Singh és mts. (1) [2020] alapján

Nucleus	Log $T_{1/2}$					Predicted	Expt.	Predicted	Expt.
	Log T_α	Log $T_{\beta-}$	Log $T_{\beta+}$	Log T_{EC}	Log T_{SF}	Decay-Mode	Decay-Mode	$T_{1/2}$	$T_{1/2}$
^{245}Md	0.48	-	1.71	2.49	3.51	α	SF/α	3.02 s	(0.90±0.25) ms
^{246}Md	0.73	-	0.68	1.88	4.27	$\beta^+/EC/\alpha$	α	4.73 s	(0.9±0.2) s
^{247}Md	1.03	-	1.92	2.58	6.21	α	α	10.80 s	(1.2±0.1) s
^{248}Md	1.65	-	0.99	2.03	6.76	$\beta^+/EC/\alpha$	$\alpha/\beta^+/EC$	9.75 s	(13^{+15}_{-4}) s
^{249}Md	0.84	-	2.47	2.83	8.53	α	$\alpha/\beta^+/EC$	6.89 s	(21.7±2.0) s
^{250}Md	1.51	-	1.54	2.28	9.68	$\alpha/\beta^+/EC$	β^+/EC	32.28 s	(25^{+10}_{-5}) s
^{251}Md	1.90	-	3.45	3.27	11.71	α	β^+/EC	79.89 s	(4.27±0.26) m
^{252}Md	2.57	-	2.24	2.60	12.20	$\beta^+/EC/\alpha$	β^+/EC	2.89 m	(2.3±0.8) m
^{253}Md	3.20	-	4.65	3.76	12.55	$\alpha/\beta^+/EC$	β^+/EC	26.40 m	(6^{+12}_{-3}) m
^{254}Md	4.60	-	3.49	3.15	10.82	$\beta^+/EC/\alpha$	β^+/EC	23.54 m	(28±8) m
^{255}Md	4.61	-	-	6.83	10.27	α	β^+/EC	11.30 h	(27±2) m
^{256}Md	4.53	-	4.60	3.60	8.40	β^+/EC	β^+/EC	65.70 m	(77±2) m
^{257}Md	5.48	-	-	-	7.42	α	β^+/EC	84.79 h	(5.52±0.05) h
^{258}Md	6.74	4.92	6.79	4.27	6.19	$\beta^+/EC/\beta^-$	β^+/EC	5.17 m	(57.5±0.9) m
^{259}Md	6.57	-	-	-	6.70	α/SF	SF	2.50 h	(1.6±0.6) h
^{260}Md	8.33	3.78	-	-	7.24	β^-	SF/α/β	0.07 d	(31.8±0.5) d
^{250}No	0.13	-	0.18	0.41	4.38	$\alpha/\beta^+/EC$	SF	1.36 s	$(4.2^{+1.2}_{-0.9})$ µs
^{251}No	0.32	-	0.43	0.57	7.61	$\alpha/\beta^+/EC$	α	2.09 s	(0.80±0.01) s
^{252}No	0.59	-	-0.04	0.28	7.22	$\beta^+/EC/\alpha$	α	0.90 s	(2.44±0.04) s
^{253}No	1.37	-	0.29	0.47	10.52	β^+/EC	$\alpha/\beta^+/EC$	1.95 s	(1.62±0.15) m
^{254}No	1.68	-	-0.46	0.14	8.75	β^+/EC	$\alpha/\beta^+/EC$	0.35 s	(51±10) s
^{255}No	3.20	-	0.01	0.31	9.34	β^+/EC	$\beta^+/EC/\alpha$	1.03 s	(3.52±0.21) m
^{256}No	3.11	-	-	-0.64	6.65	β^+/EC	α	0.23 s	(2.91±0.05) s
^{257}No	3.07	-	-0.51	0.12	7.10	$\beta^+/EC/\alpha$	$\beta^+/EC/\alpha$	0.31 s	(24.5±0.5) s
^{258}No	3.54	-	-	-	4.06	α	SF	0.96 h	(1.2±0.2) ms
^{259}No	5.55	-	-	-	6.01	α	α	97.60 h	(58±5) m
^{260}No	4.81	-	-	-	4.57	SF	SF	10.34 h	(106±8) ms
^{262}No	6.78	-	-	-	5.91	SF	SF	9.32 d	5 ms
^{252}Lr	1.73	-	1.11	2.01	4.81	$\beta^+/EC/\alpha$	α	12.87 s	$(0.36^{+0.11}_{-0.07})$ s
^{253}Lr	0.80	-	2.45	2.76	6.80	α	α	6.24 s	$(0.57^{+0.07}_{-0.06})$ s
^{254}Lr	1.48	-	1.40	2.15	7.77	$\beta^+/EC/\alpha$	$\alpha/\beta^+/EC$	25.04 s	(18.4±1.8) s
^{255}Lr	1.24	-	2.96	2.98	8.48	α	α	17.45 s	(31.1±1.3) s

I. táblázat folytatása

Nucleus	Log $T_{1/2}$					Predicted	Expt.	Predicted	Expt.
	Log T_α	Log $T_{\beta-}$	Log $T_{\beta+}$	Log T_{EC}	Log T_{SF}	Decay-Mode	Decay-Mode	$T_{1/2}$	$T_{1/2}$
^{256}Lr	2.75	-	2.07	2.45	6.97	$\beta^+/EC/\alpha$	$\alpha/\beta^+/EC$	116.26 s	(27±3) s
^{257}Lr	2.32	-	4.52	3.64	6.77	α	α	208.02 s	4 s
^{258}Lr	1.99	-	2.76	2.76	5.08	α	α	97.42 s	(4.1±0.3) s
^{259}Lr	2.41	-	8.02	4.54	5.08	α	α	256.07 s	(6.2±0.3) s
^{260}Lr	3.46	-	3.77	3.19	5.27	α	α	47.60 m	(180±30) s
^{261}Lr	3.65	-	-	6.20	6.25	α	SF	4.63 m	(39±12) m
^{262}Lr	5.02	-	4.97	3.67	6.35	β^+/EC	$\alpha/\beta^+/EC$	1.30 h	(4.0 h)
^{266}Lr	7.58	7.00	-	5.13	9.49	β^+/EC	SF	37.86 h	(11^{+21}_{-5}) h
^{253}Rf	0.23	-	1.55	2.32	3.09	α	SF/α	1.71 s	(48^{+17}_{-10}) µs
^{254}Rf	-0.17	-	3.46	3.45	2.89	α	SF	0.68 s	(^3±3) µs
^{255}Rf	0.78	-	2.01	2.53	5.89	α	SF/α	6.01 s	(1.68±0.09) s
^{256}Rf	0.81	-	4.07	3.72	4.69	α	SF	6.45 s	(6.67±0.10) ms
^{257}Rf	2.04	-	2.69	2.84	5.72	α	α	108.83 s	$(4.4^{+0.6}_{-0.5})$ s
^{258}Rf	1.31	-	5.88	4.45	3.26	α	SF/α	20.29 s	$(14.7^{+1.2}_{-0.1})$ ms
^{259}Rf	1.16	-	3.34	3.13	4.55	α	α	14.50 s	(2.4±0.4) s
^{260}Rf	1.30	-	-	5.35	2.86	α	SF	19.79 s	(21±1) ms
^{261}Rf	2.35	-	4.45	3.59	5.35	α	α	224.81 s	(68±3) s
^{262}Rf	2.63	-	-	-	4.20	α	SF	428.21 s	(2.3±0.4) s
^{263}Rf	4.45	-	7.00	4.43	6.10	$\beta^+/EC/\alpha$	SF	7.39 h	(10±2) m
^{265}Rf	5.45	-	-	5.79	8.94	α	SF	3.29 d	(1^{+12}_{-3}) m
^{255}Db	-1.27	-	1.58	2.29	2.83	α	α	0.05 s	$(1.6^{+0.6}_{-0.4})$ s
^{256}Db	-0.01	-	0.74	1.77	3.54	α	α	0.99 s	$(1.6^{+0.5}_{-0.4})$ s
^{257}Db	0.27	-	2.00	2.48	5.06	α	α	1.87 s	(2.3±0.2) s
^{258}Db	1.72	-	1.27	2.01	3.92	$\beta^+/EC/\alpha$	α	18.45 s	$(4.2^{+0.4}_{-0.3})$ s
^{259}Db	1.00	-	2.90	2.89	4.10	α	α	10.05 s	(0.51±0.16) s
^{260}Db	1.07	-	1.72	2.22	3.79	α	α	11.64 s	(1.52±0.13) s
^{261}Db	1.01	-	3.80	3.28	4.62	α	α	10.22 s	(1.8±0.4) s
^{262}Db	2.45	-	2.39	2.53	4.74	$\beta^+/EC/\alpha$	α	243.38 s	35 s
^{263}Db	2.14	-	4.83	3.70	5.62	α	SF/α	139.57 s	(27^{+10}_{-7}) s
^{267}Db	4.28	-	-	5.67	10.38	α	SF	315.43 m	(73^{+350}_{-33}) m
^{268}Db	5.46	-	5.09	3.65	9.99	$\beta^+/EC/\alpha$	SF	1.24 h	(32^{+11}_{-7}) h
^{270}Db	6.43	4.88	-	4.35	7.70	β^+/EC	α	6.28 h	(1^{+19}_{-4}) h

II. táblázat. A Q (MeV) és log $T_{1/2}$ (s) elméleti és kísérleti adatainak bizonytalansága. Singh és mts. (1) [2020] alapján

Quantity	Theoretical	Experimental
Q_α	0.037	0.14
$Q_{\beta-}$	0.038	0.37
$Q_{\beta+/EC}$	0.041	0.33
Log $T_{1/2}$	0.22	0.23

III. táblázat. Előrejelzések a Md, No, Lr, Rf és Db izotópok valószínű bomlásmódjaira és felezési időire. Singh és mts. (1) [2020] alapján

Nucleus	Log T_α	Log $T_{\beta-}$	Log $T_{\beta+}$	Log T_{EC}	Log T_{SF}	Decay-Mode
^{235}Md	-3.32	-	0.37	1.85	-10.23	SF
^{236}Md	-1.77	-	-0.46	1.34	-10.30	SF
^{237}Md	-1.36	-	0.48	1.91	-8.46	SF
^{238}Md	-0.97	-	-0.37	1.38	-7.46	SF
^{239}Md	-0.95	-	0.68	2.00	-5.34	SF
^{240}Md	-0.25	-	-0.09	1.51	-4.59	SF
^{241}Md	-0.32	-	1.03	2.17	-2.36	SF
^{242}Md	0.24	-	0.15	1.63	-1.38	SF
^{243}Md	0.02	-	1.29	2.29	0.82	α
^{244}Md	0.98	-	0.52	1.80	1.48	$\beta^+/EC/\alpha$
^{261}Md	8.64	-	-	-	8.61	SF/α
^{262}Md	9.94	2.96	-	-	8.49	β^-
^{263}Md	10.71	5.24	-	-	9.89	β^-
^{264}Md	11.97	2.50	-	-	8.75	β^-
^{265}Md	13.34	4.16	-	-	8.83	β^-
^{266}Md	13.92	1.81	-	-	7.52	β^-
^{267}Md	15.70	3.41	-	-	7.52	β^-
^{268}Md	15.94	1.57	-	-	6.35	β^-
^{238}No	-2.63	-	0.74	0.82	-10.58	SF
^{239}No	-1.60	-	0.85	0.91	-7.92	SF
^{240}No	-1.97	-	0.71	0.79	-8.64	SF
^{241}No	-1.63	-	0.82	0.88	-6.05	SF
^{242}No	-1.55	-	0.63	0.73	-6.24	SF
^{243}No	-1.63	-	0.77	0.84	-3.21	SF
^{244}No	-1.56	-	0.58	0.68	-3.37	SF
^{245}No	-0.50	-	0.69	0.77	-0.37	α
^{246}No	-0.81	-	0.45	0.58	-0.68	α
^{247}No	-0.56	-	0.61	0.71	2.29	α
^{248}No	-0.21	-	0.32	0.49	1.87	α
^{249}No	0.26	-	0.52	0.64	4.90	α
^{261}No	6.97	-	-	-1.53	7.60	β^+/EC
^{263}No	8.63	6.63	-	-	8.34	β^-
^{264}No	8.55	-	-	-	7.52	SF
^{265}No	11.58	5.10	-	-	9.59	β^-
^{266}No	11.18	-	-	-	7.06	SF
^{267}No	13.18	4.08	-	-	7.97	β^-
^{268}No	13.25	-	-	-	4.94	SF
^{241}Lr	-3.62	-	0.28	1.74	-4.47	SF
^{242}Lr	-1.77	-	-0.49	1.25	-3.60	SF
^{243}Lr	-3.89	-	0.41	1.81	-6.69	SF
^{244}Lr	-1.96	-	-0.26	1.36	-6.01	SF
^{245}Lr	-3.25	-	0.65	1.92	-4.10	SF
^{246}Lr	-1.19	-	-0.01	1.48	-3.36	SF
^{247}Lr	-1.37	-	1.24	2.20	-1.45	SF
^{248}Lr	-0.77	-	0.32	1.64	-0.96	SF
^{249}Lr	-0.70	-	1.62	2.38	1.00	α
^{250}Lr	0.75	-	0.69	1.81	1.97	$\beta^+/EC/\alpha$
^{251}Lr	0.38	-	2.06	2.58	3.90	α

III. táblázat folytatása

Nucleus	Log T_α	Log $T_{\beta-}$	Log $T_{\beta+}$	Log T_{EC}	Log T_{SF}	Decay-Mode	$T_{1/2}$
^{263}Lr	5.34	-	-	-	7.28	α	60.51 h
^{264}Lr	6.25	4.45	-	4.33	7.74	$\beta^+/EC/\beta^-$	5.95 h
^{265}Lr	6.65	-	-	-	9.65	α	51.17 d
^{267}Lr	7.86	5.04	-	-	9.19	β^-	30.25 h
^{268}Lr	8.17	-	-	-	7.40	SF	0.79 y
^{269}Lr	8.89	3.77	-	-	7.06	β^-	1.65 h
^{270}Lr	9.56	6.88	-	-	5.12	SF	36.42 h
^{243}Rf	-3.63	-	-0.07	1.55	-9.93	SF	$<10^{-2}$
^{244}Rf	-3.45	-	1.17	2.40	-10.48	SF	$<10^{-2}$
^{245}Rf	-2.95	-	0.13	1.64	-7.97	SF	$<10^{-2}$
^{246}Rf	-3.00	-	1.47	2.54	-8.07	SF	$<10^{-2}$
^{247}Rf	-1.47	-	0.37	1.76	-5.16	SF	$<10^{-2}$
^{248}Rf	-1.93	-	1.87	2.73	-5.54	SF	$<10^{-2}$
^{249}Rf	-1.69	-	0.65	1.90	-2.83	SF	$<10^{-2}$
^{250}Rf	-1.56	-	2.21	2.89	-2.86	SF	$<10^{-2}$
^{251}Rf	-0.58	-	1.02	2.07	0.16	α	1.45 s
^{252}Rf	-0.73	-	2.69	3.11	-0.10	α	0.80 s
^{264}Rf	3.87	4.14	-	-	5.47	α	2.05 h
^{266}Rf	5.23	4.66	-	-	8.27	β^-	12.63 h
^{267}Rf	6.68	-	-	-	10.14	α	55.17 d
^{268}Rf	6.55	-	-	-	7.58	α	40.77 d
^{269}Rf	7.46	6.65	-	-	7.98	β^-	51.37 d
^{270}Rf	6.95	-	-	-	5.06	SF	31.73 h
^{271}Rf	7.65	4.69	-	-	5.62	β^-	13.46 h
^{272}Rf	7.87	-	-	-	2.89	SF	13.08 m
^{245}Db	-4.76	-	0.05	1.56	-10.57	SF	$<10^{-2}$
^{246}Db	-3.11	-	-0.68	1.08	-10.43	SF	$<10^{-2}$
^{247}Db	-3.37	-	0.17	1.62	-8.29	SF	$<10^{-2}$
^{248}Db	-2.11	-	-0.45	1.20	-7.97	SF	$<10^{-2}$
^{249}Db	-2.65	-	0.53	1.79	-6.06	SF	$<10^{-2}$
^{250}Db	-1.88	-	-0.24	1.30	-5.62	SF	$<10^{-2}$
^{251}Db	-3.03	-	0.80	1.92	-3.22	SF	$<10^{-2}$
^{252}Db	-1.29	-	0.04	1.44	-2.42	SF	$<10^{-2}$
^{253}Db	-2.09	-	1.15	2.09	-0.32	α	0.48 s
^{254}Db	-0.75	-	0.38	1.60	0.58	α	3.77 s
^{264}Db	3.94	-	3.40	2.97	5.75	β^+/EC	15.53 m
^{265}Db	3.32	-	8.46	4.49	7.69	α	35.06 m
^{266}Db	4.27	-	3.92	3.19	8.71	β^+/EC	25.78 m
^{269}Db	5.70	-	-	-	9.66	α	5.84 d
^{271}Db	6.36	-	-	-	7.02	α	26.54 d
^{272}Db	6.36	3.52	-	4.86	5.11	β^-	54.88 m

Singh és mts. (2) [2020] a $101 \leq Z \leq 110$ transzfermium izotópok szerkezeti sajátságait és α-bomlási láncait vizsgálták relativisztikus középtér- (RMF) elmélet keretében. Konkrétan a kétneutron szeparációs energiákat, magalakokat, valószínű bomlásláncaikat és a mágikus számok megjelenését tanulmányozták.

Annak érdekében, hogy az RMF-számítások képességét ellenőrizzék, kiszámították a vizsgált elemek izotópjaira a kétneutron szeparációs energiákat a neutronszám függvényében és az eredményeket összevetették a kísérleti, valamint más magmodell-számítások adataival. Az eredmények az 1. ábrán láthatók. Az RMF-számításokat NL3* paraméterrel végezték. FRDM a véges hatótávolságú cseppmodellel, WS4 a globális tömegformulával, HFB Hartree–Fock–Bogoliubov (+HFB-24 funkcionál) modellel végzett számításokra utal.

Az **1. ábrán** látható, hogy kitűnő egyezés van mind a kísérleti, mind más elméletekből számított adatokkal. Az **I. táblázat** az egyes modellekkel számolt S_{2n} szeparációs energiák gyök-közép-négyzet (RMSE) hibáit hasonlítja össze. Látható, hogy az RMF-modell adja általában a legjobb eredményt.

A **2. ábrán** a neutron párenergiák vannak feltüntetve a neutronszám függvényében a vizsgált elemek izotópjaira RMF-számítások alapján. Itt az $N = 152$, 162 és 184 neutronszámok mágikus jellege világosan látszik, ami egyezésben van számos korábbi irodalmi adattal is.

A potenciálisenergia-felület az $N = 152$, 162 és 184 izotón atommagokra a β deformációs paraméter függvényében a **3. ábrán** látható. Az energiákat zéró értékre normalizálták az egyes izotónoknál nyert legkisebb értékeknél. $N = 184$-nél minden izotón gömbszerű minimumot mutat, ami erős jele az $N = 184$ mágikus voltának. A 3(a) és 3(b) ábrák szerint $N = 152$ és 164 izotón atommagoknál csak egy domináns minimum van $\beta \approx 0{,}3$-nél, azaz ezek nem gömbszerűek.

A **4. ábrán** a neutron egyrészecske-energiák és betöltési valószínűségek vannak feltüntetve a ^{245}No, ^{270}Hs és ^{288}Rf izotópokra. Felül a kvadrupól deformációs paraméterek β láthatók. A ^{288}Rf-nál $\beta = 0$, azaz gömbszerű és a héjrés nagy. A ^{270}Hs-nál $\beta = 0{,}25$, a ^{254}No-nál $\beta \approx 0{,}29$ és a héjrések kisebbek. Az egyrészecske-energiák mellett a Nilsson-séma szerinti azonosítás is fel van tüntetve. A tanulság az, hogy az $N = 152$, 162 és 184-nél héjlezáródások vannak, ami $N = 184$-nél erős. $N = 162$ és 152 esetében a magalak deformált és a héjrések kisebbek.

Az **5. ábrán** a (normalizált) potenciális energiák vannak feltüntetve a vizsgált atommagokra a β deformáció és a neutronszám N függvényében. Az $N \approx 135$–168 tartományban megnyúlt alak a domináns, $N > 168$-nál a belapult, $N = 184$-nél pedig a gömbszerű. Bizonyos atommagoknál a belapult és gömbszerű alakok együtt léteznek.

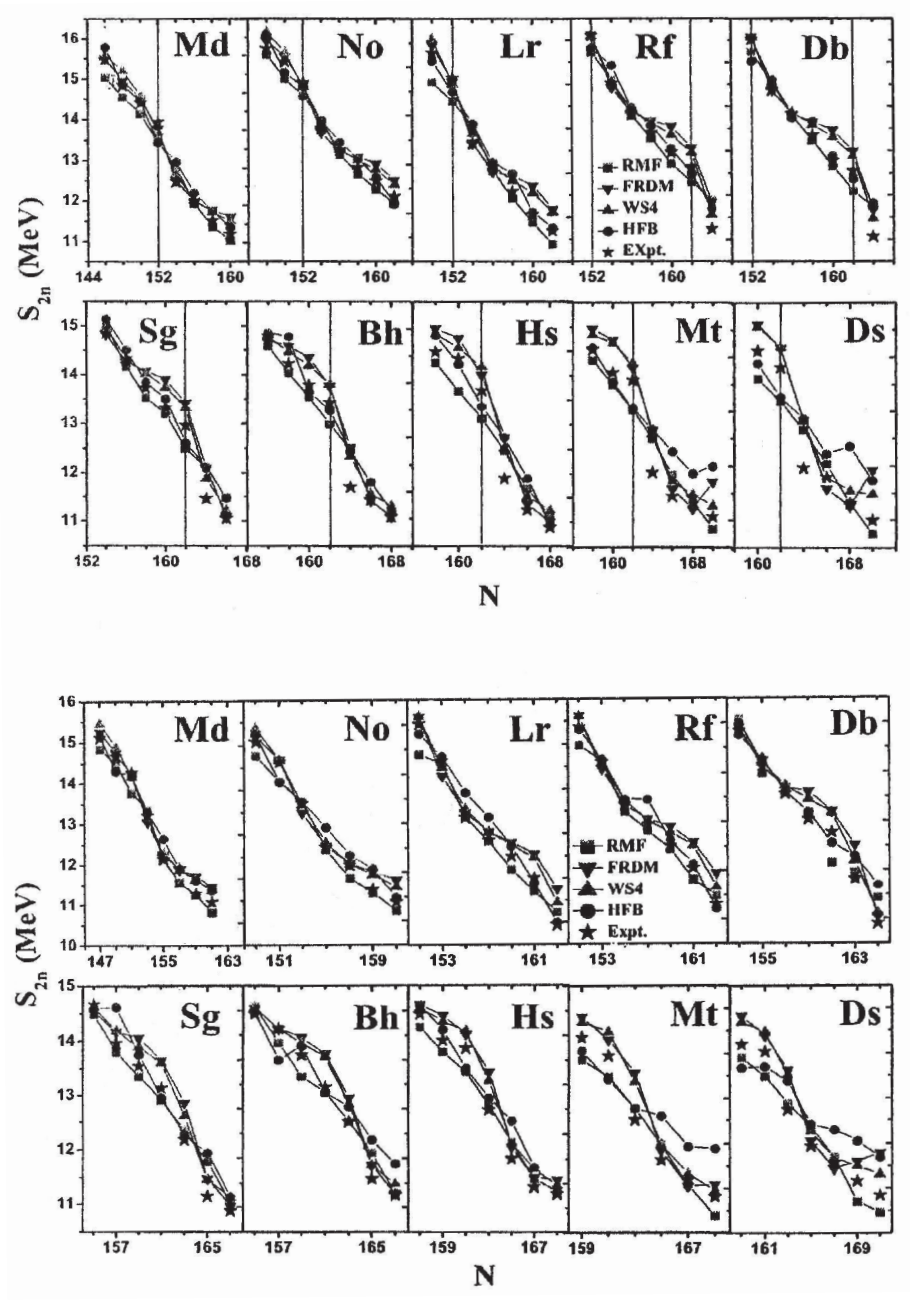
A **II. táblázat** a Md és No izotópok kötésenergiáit, töltés-, neutron-, proton- és anyagsugarait, valamint a kvadrupól deformációs paramétereit β mutatja. A közleményben hasonló táblázatok vannak a többi vizsgált elem izotópjaira is.

A táblázatokból látható, hogy a $135 \leq N \leq 168$ tartományban az atommagok megnyúlt alakúak. $N \geq 168$ esetében a megnyúlt alak átvált belapultra minden $101 \leq Z \leq 110$ elemnél. $N \approx 168$ körül alakátalakulás lép fel, ami a tötéssugaraknál tükröződik.

Végül azt is vizsgálták, hogy milyen empirikus (félempirikus) formula írja le legjobban az α-bomlás felezési idejét az α-bomlási energia függvényében. Legjobbnak az általuk módosított Manjunatha-formulát találták, ami a következő alakú:

$$\log_{10} T_\alpha(s) = a(Z_d^{0,4}/Q_\alpha^{1/2})^2 + b(Z_d^{0,4}/Q_\alpha) + c + dl + eI^2,$$

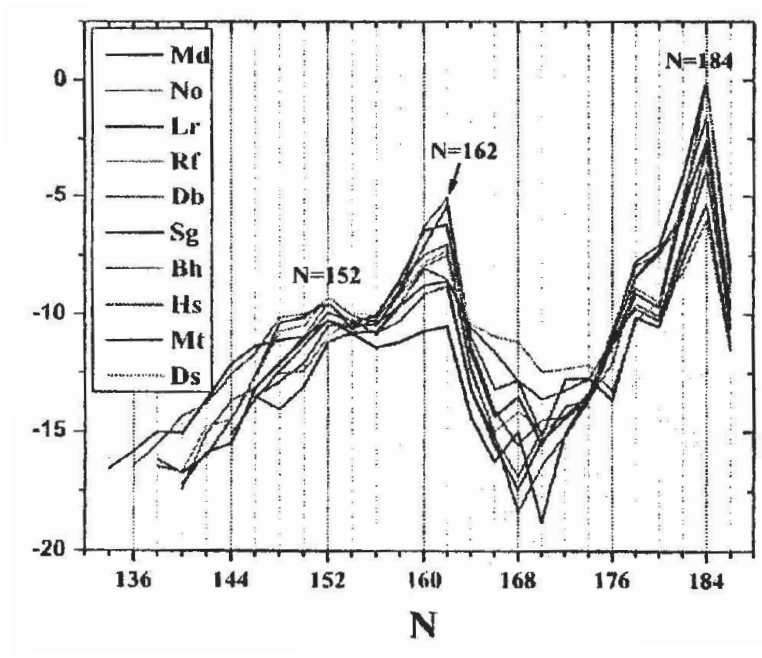
ahol T_α az α-bomlás felezési ideje, Z_d a leánymag rendszáma, Q_α az α-bomlás energiája, $I = (N - Z)/R$ aszimmetria paraméter, a, b, c, d, e numerikus paraméterek, amelyek a magtípus (páros-páros, páros-páratlan, páratlan-páros és páratlan-páratlan függvényei. Pontos értékeik megtalálhatók a közleményben.



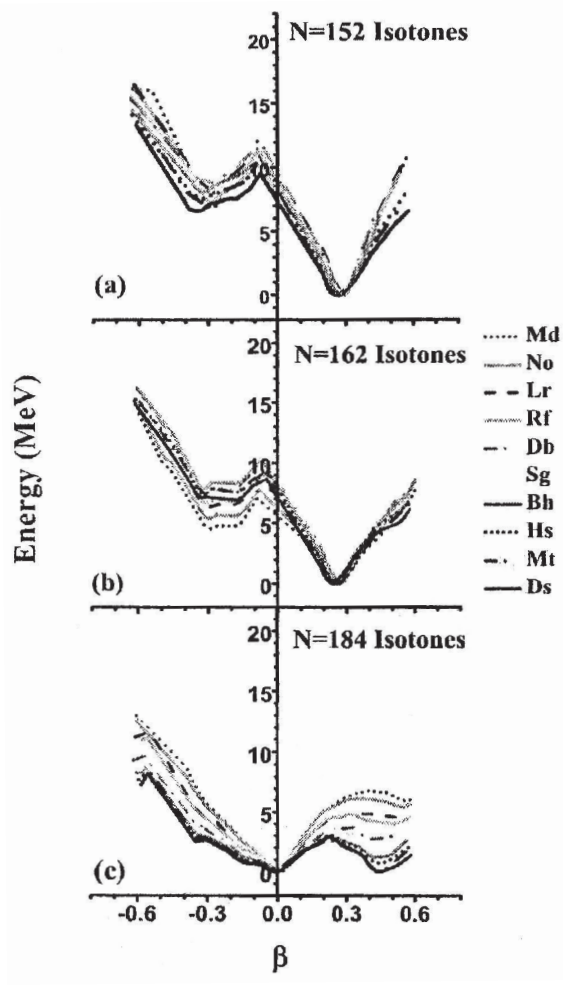
1. ábra. Felül: Kétneutron szeparációs energiák S_{2n} a 101 ≤ Z ≤ 110 elemek páros neutronszámú izotópjainál a neutronszám N függvényében. Alul ugyanaz, mint felül, de a páratlan neutronszámú izotópokra. Singh és mts. (2) [2020] alapján

I. táblázat. Különböző modellekkel számolt S_{2n} szeparációs energiák gyök-közép-négyzet hibái (RMSE) a fermionon túli elemek izotópjainál. Singh és mts. (2) [2020] alapján

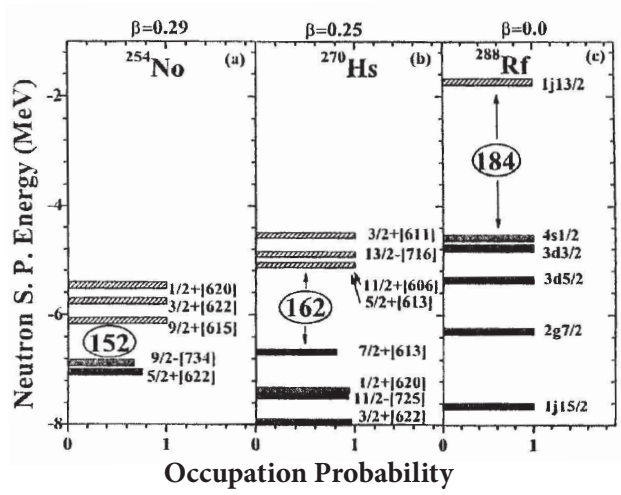
Nucleus	Root mean square error (RMSE)			
	RMF	FRDM	WS4	HFB
Even N	0.3650	0.3989	0.3291	0.4238
Odd N	0.2930	0.3995	0.3259	0.4241



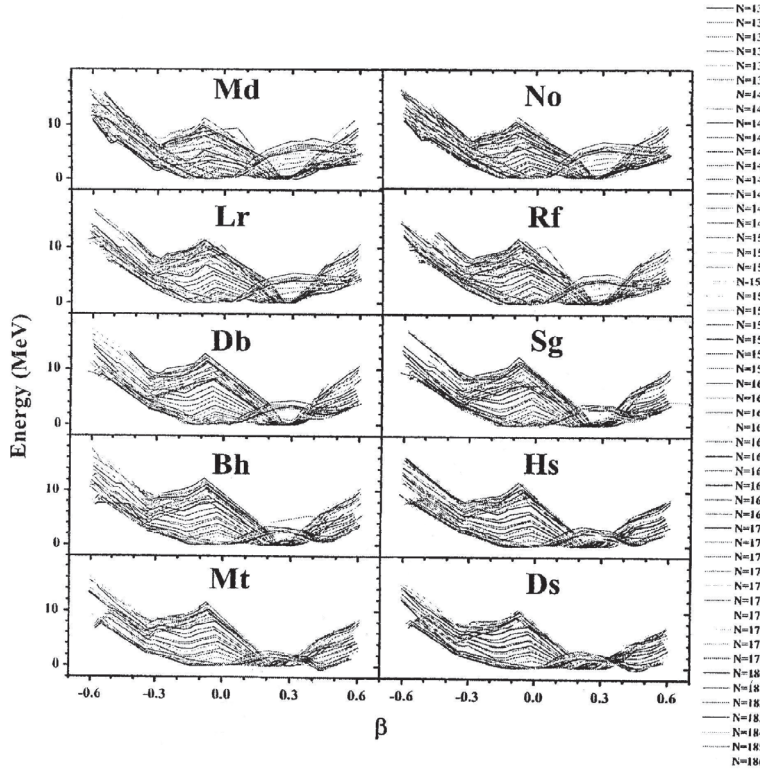
2. ábra. Neutron párenergiák RMF-számítások alapján a $101 \leq Z \leq 110$ elemek izotópjainál a neutronszám N függvényében. Singh és mts. (2) [2020] alapján



3. ábra. Potenciálisenergia-felületek (PES) a β deformáció függvényében az N = 152, 162 és 184 izotónokra a 101 ≤ Z ≤ 110 tartományban. Singh és mts. (2) [2020] alapján



4. ábra. A neutron egyrészecske-energiák és betöltési valószínűségek a ^{254}No, ^{270}Hs és ^{288}Rf-nál. Az energianívóknál a spin és paritás, illetve a Nilsson-séma szerinti azonosítás is fel van tüntetve. Singh és mts. (2) [2020] alapján



5. ábra. Potenciális energiák a β deformációs paraméter függvényben a 101 ≤ Z ≤ 110 elemekre. Az energiák normalizálva lettek a legkisebb energiára. Singh és mts. (2) [2020] alapján

II. táblázat. A Md és No izotópok kötésenergiái (B. E.) és a számított RMF-töltés (R_c), neutron (R_n), proton (R_p) és anyag (R_m) sugarai, valamint a kvadrupól deformációs paraméterek β. Singh és mts. (2) [2020] alapján

Nucleus	B.E.						
	RMF	Expt.	R_c	R_n	R_p	R_m	β
^{235}Md	1746.455		5.942	6.004	5.888	5.954	0.318
^{236}Md	1754.351		5.917	5.983	5.863	5.932	0.258
^{237}Md	1764.255		5.936	6.009	5.882	5.955	0.287
^{238}Md	1772.017		5.925	6.005	5.871	5.948	0.252
^{239}Md	1781.604		5.932	6.019	5.878	5.960	0.254
^{240}Md	1788.868		5.949	6.041	5.895	5.980	0.281
^{241}Md	1798.111		5.955	6.055	5.901	5.991	0.282
^{242}Md	1805.178		5.949	6.054	5.895	5.988	0.258
^{243}Md	1814.179		5.957	6.069	5.903	6.001	0.264
^{244}Md	1820.769		5.962	6.080	5.908	6.009	0.266
^{245}Md	1829.554	1823.184	5.970	6.094	5.916	6.022	0.269
^{246}Md	1836.038	1830.412	5.976	6.105	5.922	6.031	0.272
^{247}Md	1844.545	1838.661	5.983	6.120	5.929	6.043	0.275
^{248}Md	1850.703	1845.522	5.988	6.129	5.934	6.050	0.275
^{249}Md	1858.746	1853.509	6.002	6.151	5.948	6.070	0.289
^{250}Md	1864.705	1860.182	6.007	6.162	5.953	6.079	0.290
^{251}Md	1872.239	1867.917	6.014	6.176	5.960	6.090	0.289
^{252}Md	1877.659	1874.445	6.019	6.186	5.965	6.098	0.289
^{253}Md	1884.920	1881.853	6.020	6.193	5.967	6.104	0.276
^{254}Md	1890.143	1887.645	6.031	6.210	5.978	6.119	0.286
^{255}Md	1897.099	1894.326	6.032	6.218	5.979	6.124	0.273
^{256}Md	1902.089	1899.784	6.038	6.229	5.985	6.134	0.273
^{257}Md	1908.715	1906.318	6.044	6.243	5.991	6.146	0.271
^{258}Md	1913.441	1911.696	6.050	6.254	5.997	6.155	0.270
^{259}Md	1919.734	1917.830	6.056	6.268	6.003	6.166	0.268
^{260}Md	1924.054	1922.973	6.061	6.278	6.008	6.175	0.267
^{261}Md	1930.225	1929.019	6.068	6.292	6.015	6.186	0.264
^{262}Md	1934.405	1934.041	6.073	6.302	6.020	6.195	0.262
^{263}Md	1940.111		6.079	6.316	6.027	6.206	0.259
^{264}Md	1943.904		6.084	6.323	6.031	6.213	0.250
^{265}Md	1949.683		6.093	6.342	6.040	6.228	0.254
^{266}Md	1953.103		6.097	6.351	6.044	6.236	0.247
^{267}Md	1958.590		6.106	6.367	6.053	6.250	0.250
^{268}Md	1961.659		6.090	6.353	6.037	6.236	0.189
^{269}Md	1967.150		6.104	6.376	6.051	6.256	0.210
^{270}Md	1970.517		6.107	6.385	6.054	6.263	0.199
^{271}Md	1973.414		6.090	6.370	6.038	6.249	-0.109
^{272}Md	1979.290		6.110	6.399	6.057	6.274	-0.159
^{273}Md	1985.013		6.110	6.407	6.057	6.280	-0.138
^{274}Md	1988.584		6.119	6.422	6.066	6.293	-0.153
^{275}Md	1993.781		6.124	6.435	6.072	6.304	-0.150
^{276}Md	1997.176		6.122	6.437	6.069	6.305	-0.124
^{277}Md	2002.183		6.126	6.451	6.074	6.316	-0.119
^{278}Md	2005.335		6.130	6.457	6.077	6.322	-0.111
^{279}Md	2010.054		6.134	6.472	6.082	6.333	-0.105
^{280}Md	2013.099		6.132	6.478	6.080	6.337	-0.072
^{281}Md	2017.494		6.140	6.495	6.088	6.351	-0.085
^{282}Md	2020.623		6.138	6.501	6.085	6.356	-0.070
^{283}Md	2024.970		6.140	6.514	6.088	6.365	-0.041
^{284}Md	2028.235		6.140	6.524	6.088	6.373	-0.031
^{285}Md	2032.110		6.143	6.537	6.090	6.383	0.000
^{286}Md	2033.705		6.156	6.552	6.103	6.397	-0.030
^{287}Md	2037.146		6.168	6.568	6.116	6.413	0.025

Nucleus	B.E.						
	RMF	Expt.	R_c	R_n	R_p	R_m	β
^{238}No	1765.421		5.952	6.016	5.898	5.966	0.294
^{239}No	1773.372		5.939	6.008	5.885	5.956	0.251
^{240}No	1783.179		5.946	6.023	5.892	5.967	0.254
^{241}No	1790.625		5.964	6.046	5.910	5.989	0.283
^{242}No	1800.094		5.957	6.047	5.903	5.987	0.257
^{243}No	1807.317		5.962	6.057	5.908	5.995	0.256
^{244}No	1816.540		5.970	6.073	5.916	6.008	0.263
^{245}No	1823.370		5.975	6.083	5.921	6.016	0.266
^{246}No	1832.406		5.983	6.098	5.929	6.028	0.270
^{247}No	1839.102		5.988	6.109	5.935	6.038	0.272
^{248}No	1847.853	1841.266	6.003	6.131	5.950	6.057	0.290
^{249}No	1854.196	1848.177	6.000	6.132	5.947	6.057	0.275
^{250}No	1862.538	1856.466	6.008	6.148	5.954	6.070	0.280
^{251}No	1868.801	1863.252	6.019	6.165	5.966	6.085	0.293
^{252}No	1876.570	1871.301	6.026	6.179	5.973	6.096	0.292
^{253}No	1882.276	1877.885	6.031	6.189	5.978	6.105	0.292
^{254}No	1889.775	1885.592	6.038	6.203	5.985	6.116	0.290
^{255}No	1895.267	1891.579	6.043	6.212	5.99	6.124	0.288
^{256}No	1902.437	1898.636	6.05	6.227	5.997	6.137	0.287
^{257}No	1907.683	1904.282	6.056	6.238	6.003	6.146	0.286
^{258}No	1914.519	1911.122	6.056	6.246	6.003	6.151	0.274
^{259}No	1919.521	1916.593	6.062	6.256	6.009	6.160	0.273
^{260}No	1926.029	1923.131	6.068	6.270	6.015	6.172	0.271
^{261}No	1930.628	1928.359	6.073	6.280	6.020	6.180	0.270
^{262}No	1936.934	1934.785	6.080	6.294	6.027	6.191	0.267
^{263}No	1941.427	1939.828	6.085	6.303	6.032	6.199	0.265
^{264}No	1947.221	1946.017	6.091	6.317	6.038	6.211	0.261
^{265}No	1951.123		6.095	6.324	6.042	6.217	0.250
^{266}No	1957.031		6.104	6.343	6.051	6.233	0.256
^{267}No	1960.590		6.108	6.352	6.055	6.240	0.249
^{268}No	1966.142		6.117	6.368	6.064	6.254	0.250
^{269}No	1969.393		6.101	6.354	6.049	6.240	0.191
^{270}No	1974.931		6.129	6.393	6.076	6.275	0.245
^{271}No	1978.447		6.118	6.385	6.065	6.266	0.200
^{272}No	1983.853		6.114	6.388	6.061	6.267	0.163
^{273}No	1987.309		6.117	6.396	6.064	6.274	0.154
^{274}No	1993.045		6.127	6.413	6.074	6.289	-0.157
^{275}No	1996.729		6.125	6.415	6.073	6.290	-0.130
^{276}No	2002.136		6.130	6.428	6.077	6.300	-0.124
^{277}No	2005.645		6.133	6.436	6.080	6.307	-0.120
^{278}No	2010.788		6.138	6.449	6.085	6.318	-0.115
^{279}No	2014.146		6.140	6.457	6.088	6.324	-0.111
^{280}No	2018.990		6.145	6.471	6.093	6.336	-0.106
^{281}No	2022.154		6.143	6.477	6.091	6.339	-0.071
^{282}No	2026.665		6.151	6.494	6.099	6.354	-0.085
^{283}No	2029.902		6.149	6.500	6.096	6.358	-0.070
^{284}No	2034.270		6.150	6.513	6.098	6.367	0.025
^{285}No	2037.639		6.151	6.523	6.099	6.374	-0.029
^{286}No	2041.710		6.153	6.536	6.101	6.384	0.000
^{287}No	2043.459		6.165	6.549	6.113	6.398	-0.018
^{288}No	2047.112		6.179	6.566	6.127	6.414	0.025

Összefoglalás. A munkában a $101 \leq Z \leq 110$ elemek $N \approx 135–186$ izotópjainak szerkezeti sajátságait vizsgálták a relativisztikus középtér-elmélet (RMF) keretében NL3* paraméterrel. Jó egyezést találtak a kísérleti adatokkal és a HFB-24, WS4, FRDM-modellszámítások eredményeivel. $N = 184$-nél gömbszerű alakot (héjrést) találtak, ami olyan jellemzőket mutat, mint ami a hagyományos mágikus számoknál fellép. $N = 162$ és 150-nél megnyúlt deformáció lép fel $N = 168$-ig. A $170 \leq N \leq 184$ atommagoknál alakátalakulás és alak-együttlétezés tapasztalható.

Az α-bomlás felezési időinek leírására új formulát (módosított Manjunatha-formulát) javasoltak 366 kísérleti α-bomlási felezési idő figyelembevételével.

Az eredmények hasznosak az eljövendő kísérleti mérések tervezéséhez és új elemek kutatásához a fermionon túli tartományban.

IRODALOM

	Oldalszám a jelen könyvben
Afanasjev, A. V., Litvinova, E. [2015]: Phys. Rev. C, 92, 044 317.	**123**
Ageev, V. A. et al. [1986]: Ukr. J. Phys. 31, 1771.	**14**
Al-Jubbori, M A. et al. [2018]: Nucl. Phys. A 971, 35–50.	**127**
Alkhazov, G. D. et al. [2011]: Int. J. Mod. Phys. E 20, 583–627.	**162**
Amiri, N. et al. [2020]: Nucl. Phys. A 121 961.	**191**
Baba, T., Kimura, M. [2016]: Phys. Rev. C94, 044 303.	**147**
Baba, T., Kimura, M. [2019]: Phys. Rev. C 99, 021 303 (R).	**149**
Bayer, S. et al. [2001]: Nucl. Phys. A 694 3.	**234**
Beck, C. [2017]: IOP Conf. Ser. J. Phys. Conf. Ser. 863 012 002.	**147**
Bijker, R., Iachello, F. [2020]: Prog. Part. Nucl. Phys. 110, 103 735.	**144**
Biswal, S. K. et al. [2020]: Nucl. Phys. A 122 042. https://doi.org/10:1016/j	**199**
Bonatsos, D. [1988]: Interacting boson models of nuclear structure (Clarendon, Oxford).	**69**
Bonatsos, D. et al. [2011]: Phys. Rev. C 83, 044 321.	**175**
Bonatsos, D. et al. [2013]: Phys. Rev. C 88, 034 316.	**175**
Bonatsos, D. et al. (a) [2017]: Phys. Rev. C 95(6) 064 325.	**132**
Bonatsos, D. et al. (b) [2017]: Phys. Rev. C 95(6) 064 326.	**132**
Borge, M. J. G. [2018]: J. Phys.: Conf. Ser. 966, 012 002.	**156**
Brink, D. M., Stancu, F. [2007]: Phys. Rev. C 75, 064 311.	**31**
Brink, D. M., Brogia, R. A. [2005]: Nuclear superfluidity (Cambridge Univ. England, 2005).	**54**
Bucher, B. et al. [2016]: arXiv:1602.01485v[nucl-ex] 3 Febr.	**211**
Bystritskij, V. M. et al. [2016]: Nucl. Instr. Meth. Res. A 834, 164.	**15**
Carlson, J. A., Wiringa, R. B. [1991]: In Comp. Nucl. Phys. 1 eds. Langanke, K. et al. (Springer Verlag, Berlin).	**113**
Caurier, E. et al. [1998]: Phys. Rev. C 58, 2033.	**25**
Caurier, E. et al. [2005]: Rev. Mod. Phys. 77, 427.	**26**
Cederwall, B. et al. [2020]: Phs. Rev. Lett. 124, 062 501.	**207**
Chattopadhyay, D. et al. [2018]: Phys. Rev. C 97, 051 601 (R).	**33**

Clark, R. M. et al. [2019]: Phys. Rev. C 99, 024 325. **51**
Clark, R. M., Rudolph, D. [2018]: Phys. Rev. C 024 333. **51**
Cognata, M. La et al. [2019]: Phys. Rev. C 99, 034 301. **37**
Coló, G. et al. [2007]: Phys. Lett. B 646, 227. **32**
Coraggio, L. et al. [2002]: Phys. Rev. C 66, 021 303. **87**
Coraggio, L. et al. [2010]: Phys. Rev. C 81, 064 303. **89**
Coraggio, L. et al. [2015]: Phys. Rev. C 91, 041, 301. **118**
Coraggio, L. et al. [2016]: Phys. Rev. C 93, 064 328. **118**
Csatlós, M., Kraszhahorkaay, A. et al. [2005]: Phys. Lett. B 615, 175. **237**

Dean, D. J., Hjorth-Jensen, M. [2004]: Phys. Rev. C 69, 54 320. **99**
Dean, D. J. et al. [2005]: Nucl. Phys. 752, 299. **99**
Dell Rocca, V., Iachello, F. [2018]: Nucl. Phys. A 973, 1–32. **144**
Doma, S. B., El-Gendy, H. S. [2014]: Phys. Rev. Res. Int. 4(2), 92–309. **127**
Doma, S. B., El-Gendy, H. S. [2012]: Int. J. Mod. Phys. E 21, 125 0077. **127**
Doma, S. B., El-Gendy, H. S. [2018]: Int. J. Mod. Phys. E 27, 185 0040. **127**
Dombos, A. C. et al. [2019]: Phys. Rev. C 99, 015 802. **195**
Dombos, A. C. et al. [2016]: Phys. Rev. C 93, 064 317. **195**
Dong, J. M. et al. [2021]: Phys. Lett. B 813, 136063. **51**
Doornenbal, P. et al. [2016]: Phys. Rev. C 93, 044 306. **28**
Dytrich, T. et al. [2018]: arXiv:1810.05757[nucl-th] 12 Oct. **68, 69**

Ebata, S., Nakatsukasa, T. [2017]: Phys. Scr. 92, 064 005. **212**
Ekström, A. et al. [2015]: Phys. Rev. C 91, 051, 301 (R). **71**
El-Gendy, H. S. [2021]: Nucl. Phys. A 1006, 122 117. **127**
El-Gendy, H. S. [2020]: Nucl. Phys. A 1001, 121 833. **127**
Evitts, L. J. et al. [2019]: Phys. Rev. C 99, 024 306. **187**

Fényes T. [2002]: Structure of atomic nuclei (Akad. Kiadó, Budapest). **69, 212**
Fényes T. [2013]: Részecskék és kölcsönhatásaik
(3. kiadás, Debreceni Egyetemi Kiadó). **82**
Flanagan, K. T. et al. [2009]: Phys. Rev. Lett. 103, 142 501. **29**
Forssén, C. et al. [2005]: Phys. Rev. C 71, 044 312. **94**
Fortune, H. T. [2020]: Nucl. Phys. A https://doi.org/10.1061/122063. **174**
Fujii, S. et al. [2004]: Phys. Rev. C 69, 034 328. **73**
Fujii, S. et al. [2009]: Phys. Rev. Lett. 103, 182 501. **76**

Gaidarov, M. K. et al. [2020]: Nucl. Phys. A 1004, 122 061. **165**
Garcia Ruiz, R. F. et al. [2019]: Phys. Rev. C 91, 141 304 (R). **162**

Gargano, A. et al. [2017]: Phys. Src. 92, 094 003. **118**
Gour, J. R. et al. [2006]: Phys. Rev. C 74, 024 310. **102**
Gönnenwein, F. [2004]: Nucl. Phys. A 734, 213. **237**
Grater, J. et al. [1999]: Eur. Phys. J. A 4, 5. **12**

Hagen, G. et al. [2008]: Phys. Rev. Lett. 101, 092 502. **105**
Hagen, G. et al. [2010]: Phys. Rev. C 82, 034 330. **108**
Hamamoto, I. [2019]: Phys. Rev. C 99, 024 319. **184**
Hebeler, K. et al. [2011]: Phys. Rev. C 83:031 301. **64**
Hen, O. et al. [2014]: Science 346, 614–617. **11**
Hen, O. et al. [2017]: Rev. Mod. Phys. 89, 045 002. **11**
Henderson, J. et al. [2018]: Phys. Lett. B 782, 468–472. **79**
Hergert, H. et al. [2016]: Phys. Rep. 621, 165. **23**
Heylen, H. et al. [2016]: Phys. Rev. C 94, 034 312. **27**
Hirayama, Y. et al. [2020]: Nucl. Instr. Meth. B 463, 425. **227**
Hodge, D. et al. [2016]: Phys. Rev. C 94, 034 321. **208**

Iachello, F., Arima, A. [1987]: The interacting boson model (Cambridge Univ.) **69**
Ismail, M. et al. [2016]: Phys. Rev. C 94, 024 316. **40, 43**

Juhász, M. M. et al. [2021]: Phys. Lett. B 814, 136 108. **158**

Kaneko, Y. S. K., de Angelis, G. [2017]: Nucl. Phys. A 957, 144, **211**
Kanungo, R. et al. [2016]: arXiv: 1608.08697v[nucl-ex] 31 Aug. **153**
Karayonchev, V. et al. [2019]: Phys. Rev. C 99, 024 326. **234**
Kezerachvili, R. Ya. [2016]: arXiv: 1608.00169v2[nucl-th] 21 Aug. **11**
Kibédi T., Spear, R. H. [2005]: At. Data Nucl. Data Tables 89, 77. **190**
Kisamori, K. et al. [2016]: Phys. Rev. Lett. 116, 052 501. **12**
Kolata, J. J. et al. [2016]: Eur. Phys. J. A 52.123. **141**
Koszorús, Á. et al. [2019]: Phys. Rev. C 100, 034 304. **162**
Kowalski, K. et al. [2004]: Phys. Rev. Lett. 92, 132 501. **102**
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.) **237**
Kubota, Y. et al. [2020]: Phys. Rev. Lett. 125, 252 501. **13**
Kwiatowski, A. A. et al. [2015]: Phys. Rev. C 92, 061 301. **26**

Lalazissis, G. A. et al. [1998]: Nucl. Phys. A 628, 221. **165**
Lalasissis, G. S. [2004]: Eur. Phys. J. A 22, 37. **165**
Lalazissis, G. A. et al. [2009]: Phys. Rev. C 80, 041 301 (R). **165**
Lazauskas, R., Carbonell J. [2005]: Phys Rev. C 71, 044 004. **12**
Leistenschneider, E. et al. [2018]: Phys. Rev. Lett. 120:062 503. **63**
Lie, B. A. et al. [2008]: Phys. Rep. 464, 113. **55**
Lie, B. A. et al. [2016]: Nucl. Sci. Tech. 27, 1. **56**
Lie, B. A. et al. [2018]: Prog. Part. Nucl. Phys. 99, 29–119. **57**
Litvinova, E., Ring, P. [2006]: Phys. Rev. C 73, 044 328. **123**
Litvinova, E. V., Afanasjev, A. V. [2011]: Phys. Rev. C 84, 014 305. **123**
Litvinova, E. [2012]: Phys. Rev. C 85, 021 303 (R). **123**
Lonardi, D. et al. [2018]: Phys. Rev. C 98, 014 322. **113**
Liddick, S. N. et al. [2016]: Phys. Rev. Lett. 116, 242 502. **195**
Lynn, J. E. et al. [2019]: Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 69: 279–305. **115**
Lyu, M. et al. [2015]: Phys. Rev. C 91, 014 313. **144**
Lyu, M. et al. [2018]: arXiv: 1712,09753v2[nucl-th] 1 April. **144**

Machleidt, R., Entem, D. R. [2011]: Phys. Rep. 503, 1. **84**
Marquéz, F. M. [2002]: Phys. Rev. C 65, 044 4006. **12**
Martinou, A. et al. [2021]: Eur. Phys. J. A 57:84. **132**
Martinou, A et al. [2020]: Eur. Phys. J. A 56(9), 239. **132**
McCoy, A. et al. [2020]: Phys. Rev. Lett. 125, 1025 05. **69**
Michimasa, S. et al. [2018]: Phys. Rev. Lett. 121:022 506. **63**
Morris, T. D. et al. [2018]: Phys. Rev. Lett. 120: 152 503. **64**
Morse, C. et al. [2018]: Phys. Lett. B 780, 227–232. **146**
Möller, P., Ichikawa, T. [2015]. Eur. Phys. J. A 51, 173. **241**

Nambu, Y. [1960]: Phys. Rev. Lett. 4, 380. **82**
Navrátil, P., Vary, J. P. et al. [2000]: Phys. Rev. C 62, 054 311. **73**
Navrátil, P., Komuntavičius, G. P. et al. [2000]: Phys. Rep. C 61, 044 001. **73**
Navrátil, P., Caurier, E. [2004]: Phys. Rev. C 69, 014 311. **92**
Navrátil, P. et al. [2007]: Phys. Rev. Lett. 99, 042 501. **84**
Nogga, A. et al. [2006]: Phys. Rev. C 73, 064 002. **84, 96**
Novatsky, B. G. et al. [2012]: JETF Lett. 96, 280. **14**
Novatsky, B. G. et al. [2013]: JETP Lett. vol. 98, No 11, 656–660. **14**

Oertzen, W., Nasirov, A. K. [2020]: Eur. Phys. J. A 56:299. **236, 239**
Otsuka, T. et al. [2005]: Phys. Rev. Lett. 95, 232 502. **32**
Otsuka, T. et al. [2006]: Phys. Rev. Lett. 97, 162 501. **32**

Otsuka, T., Suzuki, T., Holt, J. D. et al. [2010]: Phys. Rev. Lett. 105, 032 501. **23**
Otsuka, T. et al. [2010]: Phys. Rev. Lett. 104, 012 501. **21, 26, 29**
Otsuka, T., Suzuki, T. [2013]: Few-Body Syst. 54, 891. **32**
Otsuka, T., [2013]: Phys. Scr. T 152, 014 007. **32**
Otsuka, T., Tsunoda, Y. [2016]: J. Phys. G: 43, 024 009. **20**
Otsuka, T. et al. [2020]: Rev. Mod. Phys. 92, Jan.–March. **19, 30**

Pakarinenn J. et al. [2017]. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 44, 064 009. **231**
Panov, I. V., Yudin, R. V. [2020]: arXiv:2003.14115[nucl-th] 31 Mar. **15**
Paşca, H. et al. [2016]: Phys. Rev. C 94, 064 614. **236**
Penionzhkevich, Yu. E. [2012]: Phys. Part. Nucl. 43, 452. **15**
Piarulli, M. et al. [2018]: Phys. Rev. Lett. 120:52 503. **114**
Pieper, S. C. et al. [2001]: Phys. Rev. C 64: 014 001. **113**
Pritychenko, B. et al. [2016]: At. Data Nucl. Data Tables 107, 1. **19**
Pudliner, B. S. [1997]: Phys. Rev. C 56:1720. **113**
Pyatkov, Yu. V. et al. [2010]: Eur. Phys. J. A 45, 29. **238**
Pyatkov, Yu. V. et al. [2012]: Eur. Phys. J. A 48, 94. **238**

Quasim, H. N., Al-Khudair, F. H. [2020]: Nucl. Phys. A 121962. **221**

Raduta, Ad. R., Gulminelli, F. [2019]: Nucl. Phys. A 983, 252–275. **15**
Rice, S. L. et al. [2013]: Phys. Rev. C 88, 044 334. **177**
Rissanen, J. et al. [2014]: Phys. Rev. C 90, 044 324. **51**
Rocca-Maza, X., Paar, N. [2018]: Prog. Nucl. Part. Phys. 101, 96–176. **56**
Rohilla, A. [2021]: Nucl. Phys. A 1006, 122 116. **179**
Rohilla, A. et al. [2020]. Nucl. Phys. Rev. https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev. 37.2019 CNPC 17. **120**
Rossi, D. M. et al. [2015]: Phys. Rev. C 92, 014 305. **162**
Royer, G. [2010]: Nucl. Phys. A 848, 279. **51**

Sadhukhan, J. et al. [2016]. Phys. Rev. C 93 011 304 (R). **239**
Sadhukhan, J. et al. [2013]: Phys. Rev. C 88, 064 314. **239**
Sadhukhan, J. et al. [2014]: Phys. Rev. C 90, 061 304. **239**
Saha, A. et al. [2018]: Nucl. Phys. A 976, 1–22. **217**
Sahin, E. et al. [2017]: Phys. Rev. Lett. 118, 242 502. **29**
Sammarruca, F. [2018]: Front. Phys. 6, 90. **165**
Saxena, G. [2017]: Phys. Lett. B 775, 126–129. **163**
Schiffer, J. P., Vanderbosch, R. [1963]: Phys. Lett. 5, 292. **14**

Schmelzenbach, P. et al. [2018]: Phys. Rev. C 98, 34 311. **217**
Schmidt, K,-H., Jurado, B. [2018]: Rep. Prog. Phys. 81, 100 301. **241**
Schmitt, C., Möller, T. [2021]: Phys. Lett. B 812, 136 017. **241**
Schmitt, C. et al. [2018]: Phys. Rev. C 98, 044 005. **241**
Shirokov, A. N. et al. [2012]: Phys. Rev. Lett. 117, 182 502. **14**
Simonis, J. et al. [2017]: Phys. Rev. C 96, 014 303. **24**
Singh, U. K. et al. (1) [2020]: Nucl. Phys. A 1004, 122 035. **245**
Singh, U. K. et al. (2) [2020]: Nucl. Phys. A
https://doi.org/10.1016, 122066. **251**
Singh. B. et al. [2013]: Nucl. Data Sheets 114, 661. **245**
Smith, J. K. et al. [2015]: Nucl. Phys. A 940, 235–241. **35**
Spyrou, A. et al. [2016]: Phys. Rev. Lett. 117, 142 701. **195**
Spyrou, A. et al. [2017]: J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 44, 044 002. **195**
Stroberg, A et al. [2017]: Phys. Rev. Lett. 118, 032 502. **24, 65**
Stroberg, S. R. et al. [2016]: Phys. Rev. C 93, 051 301 (R). **65**
Stroberg S. R. [2017]: Phys. Rev. Lett. 118, 032 502. **61**
Stroberg S. R. et al. [2019]: Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 69:307–62. **61, 64**
Stroberg, S. R. et al. [2020]: arXiv:1905.1047Sr[nucl-th] 20 Nov. **66, 67**
Stroberg, S. R. et al. [2016]: Phys. Rev. C 93, 051 301 (R). **66**
Stroberg, S. R. et al. [2017]: Phys. Rev. Lett. 118, 032 502. **66**
Stroberg, S. R. et al. [2019]: Ann. Rev. Nucl. Part. Sci 69, 307. **66**
Sugawara-Tanabe, K., Tanabe, K. [2017]: Phys. Scr. 92, 094 005. **120**
Sun, Y. L. et al. [2021]: Phys. Lett. B 814, 136 072. **141**

Talmi, I. [1993]: Simple models of complex nuclei
(Harwood, Chur, Switzerland) **69**
Tanabe, K., Sugawara-Tanabe, K. [2015]: Phys. Rev. C 91, 034 328. **120**
Thakur, V. et al. [2020]: Nucl. Phys. A 121 981. **44**
Thürauf, M. et al. [2019]: Phys. Rev. C 99, 011 304 (R). **215**
Togashi, T. et al. [2016]: Phys. Rev. Lett. 117, 172 502. **196**
Tsunoda, N. et al. [2017]: Phys. Rev. C 95, 021 304 (R). **24, 27, 115**

Utsuno, Y. et al. [1999]: Phys. Rev. C 60, 054 315. **25**

Vijayaraghavan, K. R. et al. [2012]: Eur. Phys. J. A 48, 27. **238**

Wady, P. T. et al. [2015]: Phys. Lett. B 740, 243. **208**
Warburton, E. K. et al. [1990]: Phys. Rev. C 41, 1147. **25**
Watanabe, H. et al. [2021]: Phys. Lett. B 814, 136 088. **227**

Watanabe, Y. K. et al. [2020]: Phys. Rev. C 101, 041 305. **227**
Weinberg, S. [1990]: Phys. Lett. B 251:288. **82**
Weinberg, S. [1991]: Nucl. Phys. B 363:3. **82**
Weinberg, S. [1992]: Phys. Lett. B 295:114. **82**
Wood, J. L. et al. [1999]: Nucl. Phys. A 651, 323. **190**

Xu, Z. Y. et al. [2018]: Phys. Lett. B 782, 10 July, 619–626. **157**

Yuan, C. et al. [2021]: Phys Rev. C 85, 064 324. **22**

Zhu, S. J. et al. [2020]: Phys. Rev. Lett. 124, 032 501. **212**

TÁRGYMUTATÓ

α-bomlás N = 84 izotón atommagokból ^{14}C-ből 51
AFDMC kiegészítő tér diffúziós Monte Carlo 115
alakkoegzisztencia 23, 132
alapállapoti energiák 73
AMD antiszimmetrizált molekuláris dinamika 147, 149
átfordulási sziget 25
ANU Ausztrál Nemzeti Egyetem 187
ATLAS Argonne Tandem Linac Accelerator (Illinois, USA) 211
atommagok alakja 184, 212

β-bomlás ^{192}Re-ból 227
BSM Brown-alak mozgási modell 241

CBMF korrigált Bohr–Mottelson-formula 127
CC csatolt klaszter héjmodell 61
csatolt klaszter számítások 61, 105, 108
CCSD coupled clusters at single and double excitation level 65, 99, 102, 105, 108
CCT collinear cluster tri-partition 236
Coulex Coulomb-gerjesztés 231
CERN ISOLDE berendezés 156, 162
CRCC completely renormalized coupled cluster 65
CRIS kollinear rezonancia ionizációs spektroszkópia 162

DFT density functional theory 123, 239
dineutron 11
DSAM Doppler eltolódási módszer 146, 179, 208

effektív egyrészecske-energia 21, 26
effektív térelmélet 84
EKK kibővített Kuo–Krenciglowa-elmélet 115
életidő-mérések ^{211}At atommagban 234
EOMCC equation of motion coupled cluster 102
E0 átmeneti erősségek Ni izotópokban 187
E-tömeg 55

fázisátmenet az N = 50 → 70 tartományban 196
félig mágikus számok 19, 40
fermiumon túli izotópok bomlási sajátságai 241
fermiumon túli izotópok szerkezeti sajátságai és α-bomlásai 251

GANIL Nemzeti Gyorsító Laboratórium, Caen, Franciaország 157, 207
GCM generátor koordináta-módszer 144

GFMC Green-függvényes Monte Carlo 115
GGF Gorkov Green-függvény 65

halo (^{6}He-ban) 141
hasadás három komponensre 236
hasadási termékek töltéseloszlása 241
héjrés (N = 32 és 34) 158
HFB Hartree–Fock–Bogoliubov-módszer 44, 165
HIRFL Heavy Ion Research Facility in Lanchou 179

IBFFM-1 és IBFFM-2 számítások Cu izotópokra 191
IM-SRG in medium similarity renormalization group 79
IT-NCSM importance truncated no-core shell model 65
izoskalár és izovektor tömegek 57

Jyväskylä-i Egyetem Ciklotron Laboratóriuma 208

Kanadai Nemzeti Laboratórium (Vancouver) 79
kétproton radioaktivitás 163
klaszteremisszió nehéz atommagokból 40
kettős héjmechanizmus (HO harmonikus oszcillátor, SO spin-pálya) 132
kétszeresen mágikus atommagok 105, 110
klaszterszerkezet ^{7}Li-ban 33
^{19}F-ban 37
^{9}B-ban 144
királis effektív térelmélet χEFT 61, 82, 87
kölcsönhatások: kétnukleon (2N), háromnukleon (3N) 20, 84
Kölni Egyetem Atommagfizikai Intézete 234
kötésenergiák 71
k-tömeg 55
kvadrupól deformáció 212
kvadrupólnyomaték, spektroszkópiai Q_s 27
kvázirészecske-fonon modell 215
Kentucky Egyetem Gyorsító Laboratóriuma – UKAL 187

Lane-potenciál 56
Laue–Langevin Intézet (Grenoble, Franciaország) 215
Lawrence Berkeley Nemzeti Laboratórium 212
LDA helyi sűrűség közelítés 199
Legnarói Nemzeti Laboratórium (LNL) Olaszország 32
leszakadási határ (protonra, neutronra) 66
lineáris lánc állapotok 149
LSSN nagyléptékű héjmodell-számítások 118

Mac-Mic makroszkopikus-mikroszkopikus közelítés 163
magreakció eredmények 141
magsugarak 71
MCSM Monte Carlo-héjmodell-számítások 113, 196
módosított Manjunatha-formula az α-bomlások felezési időire 252
monopól kölcsönhatás 21
MSRF módosított puha rotor formula 127

nagyléptékű ab initio számítások 68, 156, 211
nagyléptékű héjmodell-számítások 118
NCSM no-core shell modell 73, 94, 96
NCSpM no-core shell modell változat 79, 92
neutronbőr vastagság 165, 199
neutron halo szén izotópokban 153
neutron klaszterek 14
$NNLO_{sat}$ új kölcsönhatás 71
nukleon effektív tömeg 55
nukleon párkorrelációk 207

oktupól deformáció 211, 215

pelletron gyorsító Bombayben 33
PES potenciálisenergia-felület 127, 236
protonbomló atommagok deformációja 208
protoneloszlási sugarak 153
proton- és neutronbőr 165

RDDS visszalökési távolság Doppler eltolódási módszer 208
renormalizációs csoport (RG) 61
részecske-rotor modell 120
REX-ISOLDE, CERN 231
RMF-számítás 199
RMF + BCS relativisztikus középtér + Bardeen–Cooper–Schrieffer 163
RHB relativisztikus Hartree–Bogoliubov 44
RIKEN, RIBF Relativisztikus Izotópnyaláb Gyár, Tokio mellett 141, 158, 227
$R = M_2/(M_0M_{22})^{1/2}$ arány 174
Royer-formula 51
RQVC relativistic quasipartile-vibration coupling 123

SCGF self-consistent Green's function 65
sdf-IBM-számítások Hf atommagokra 211
SHF Skyrme–Hartree–Fock-számítás 227
spontán hasadás ^{240}Pu-nál 239
STM superfluid tunneling model 51

szimmetriaenergia 166, 199
szimplektikus Sp(3,R) szimmetria 69
Szupravezető Ciklotron Laboratórium, East Lansing, Michigan, USA 148, 195

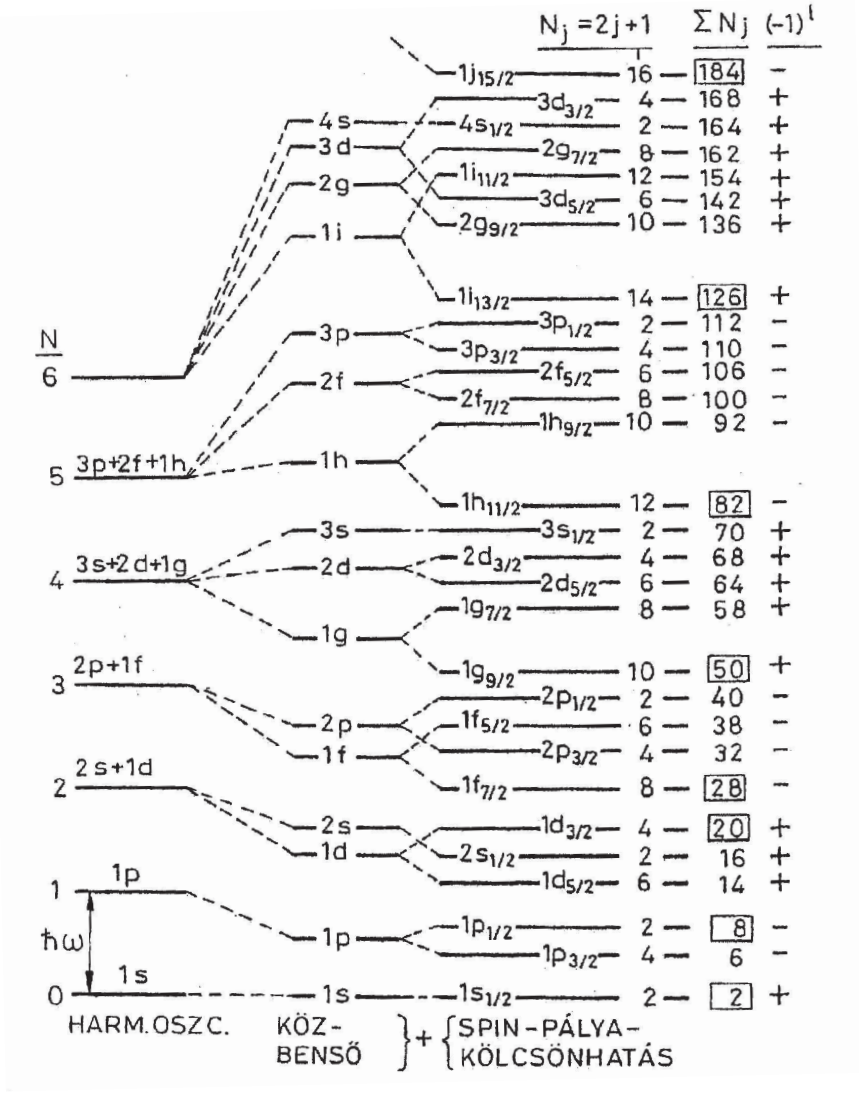
tenzorerő 21
tetraneutron 12
THSR Tohsaki–Horiuchi–Schuck–Röpke hullámfüggvény 144
törzs nélküli héjmodell (NCSM) 61
tükörmagok 37, 79, 149, 165

UMOA uniter modell operátor közelítés 73

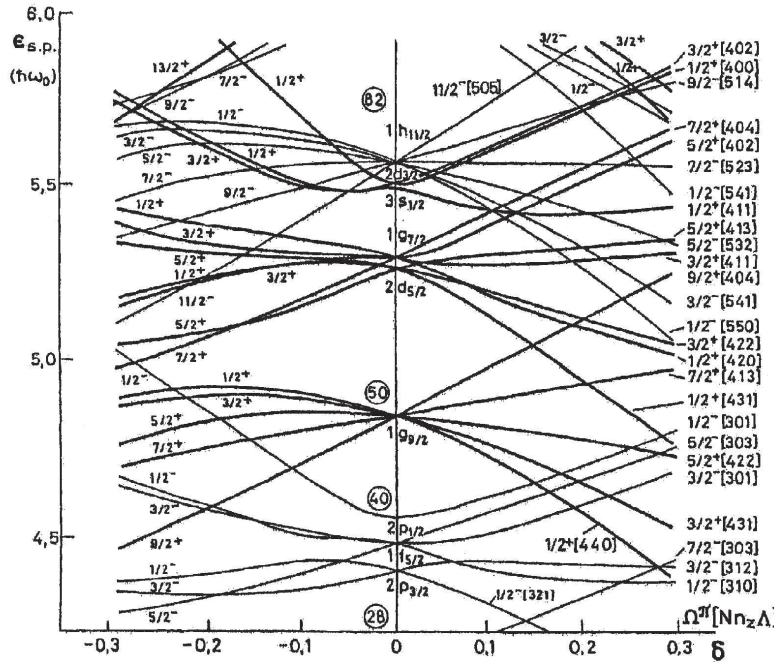
VECC Változtatható Energiájú Ciklotron Centrum (India) 217
VMC variációs Monte Carlo 115
V_{UM} monopole based universal interaction 21
VC-IMSRG valence space in medium similarity group 61

Woods–Saxon-potenciál 184

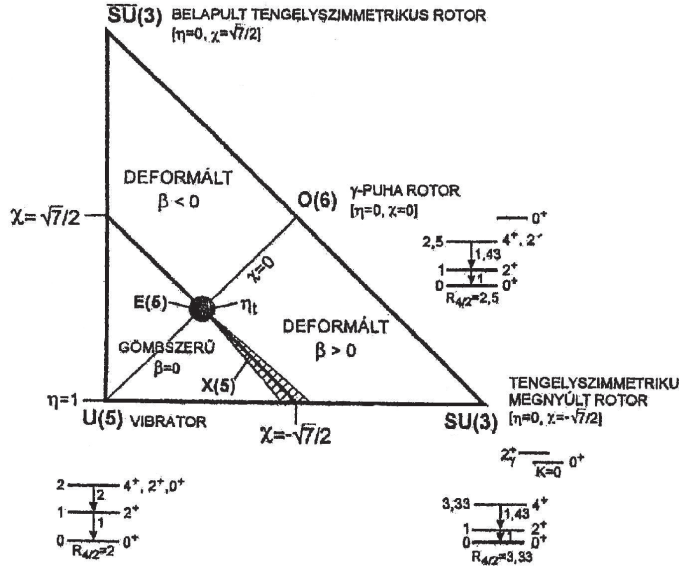
FÜGGELÉK



A független részecske modell közelítő nívósémája protonokra.
Goeppert Mayer, Jensen [1965] alapján

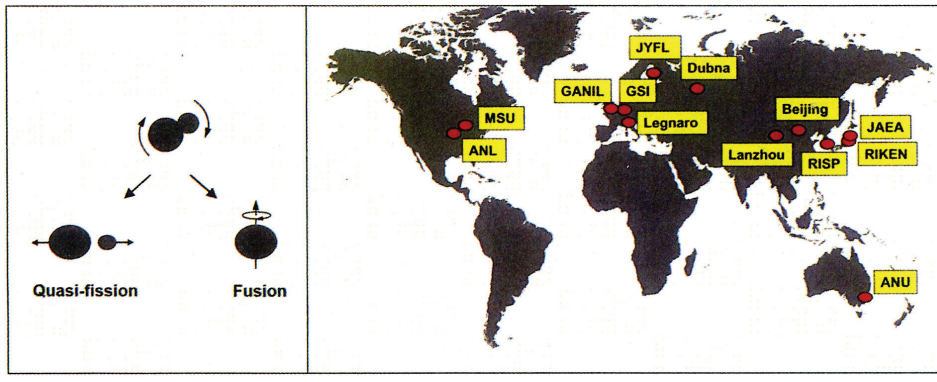


Nilsson-diagram. Egyrészecske-energiák ($\varepsilon_{s.p.}$, $\hbar\omega_0 = 41\ A^{-1/3}$ MeV egységekben) a δ deformációs paraméter függvényében. Nilsson [1955] alapján

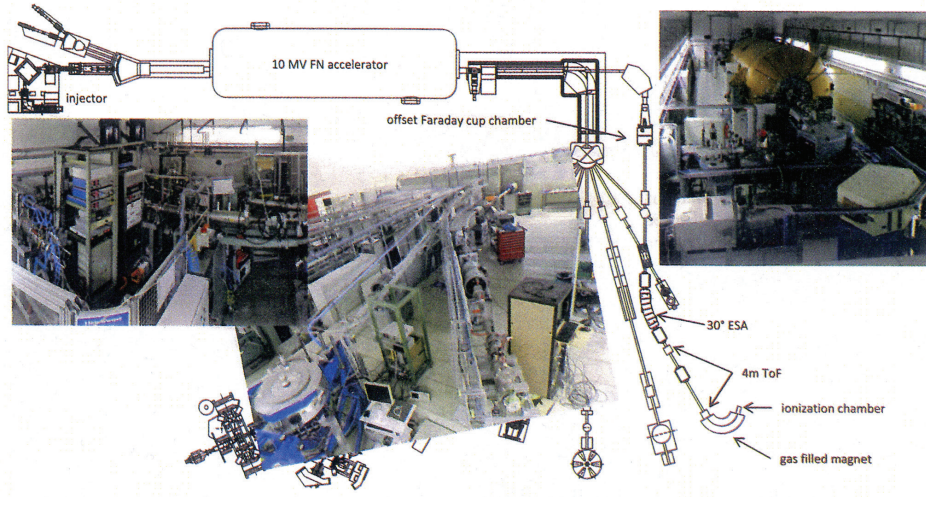


Az IBM-1 modell kiterjesztett szimmetriaháromszöge.
Jolie, Casten [2005] és Iachello [2002] alapján

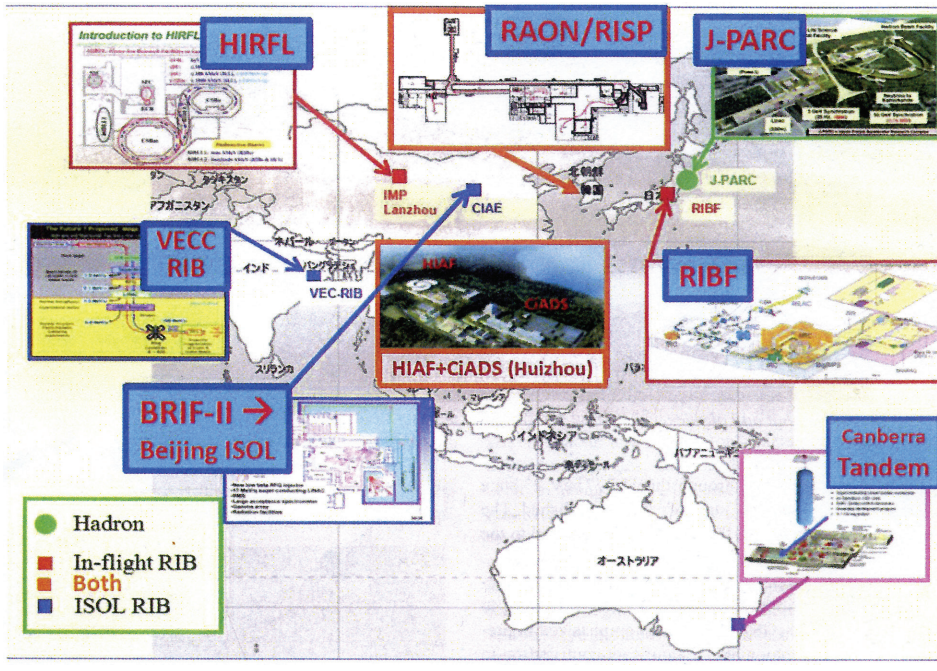
SZÍNES KÉPEK



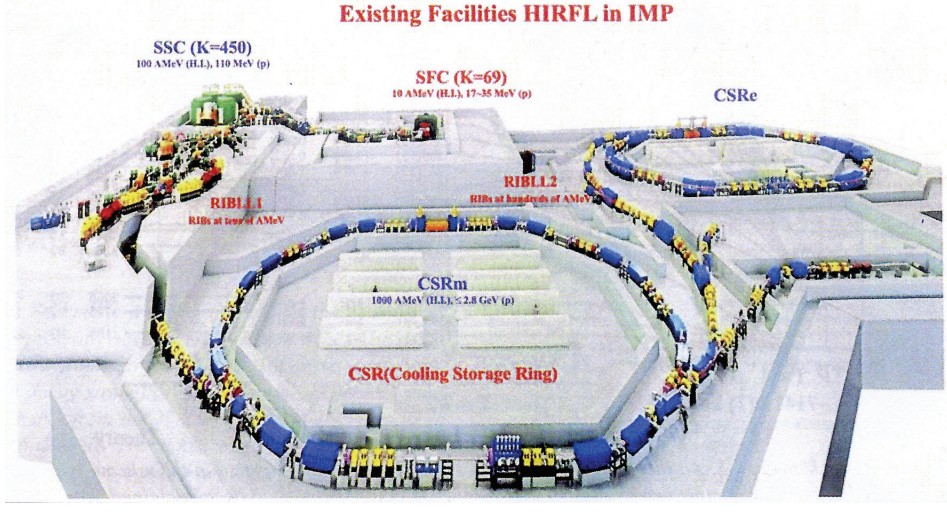
A többnukleon transzfer reakciók modelljei és a laboratóriumok, ahol ezeket a reakciókat vizsgáják. Részletesebb leírása Adamian, G. és mts. [2020]: Nucl. Phys. News, vol. 30, iss. 4-ben található



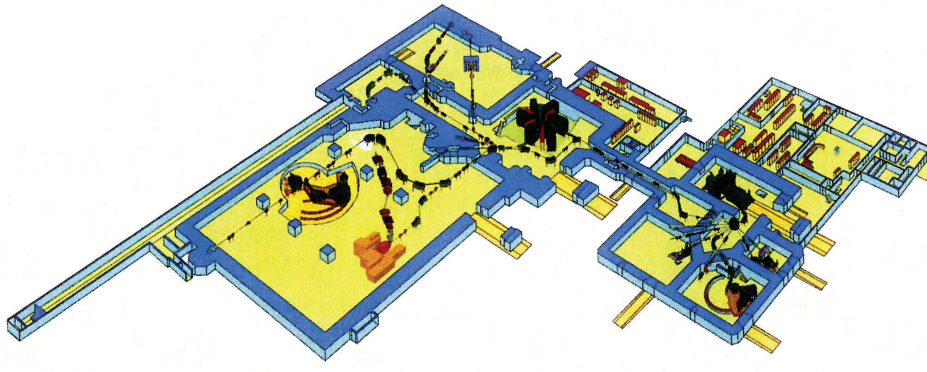
A kölni 6-MeV-es TANDETRON és segédberendezései.
Lásd részletesebben Dewald, A. [2017]: Nucl. Phys. News, vol. 27, iss. 3.



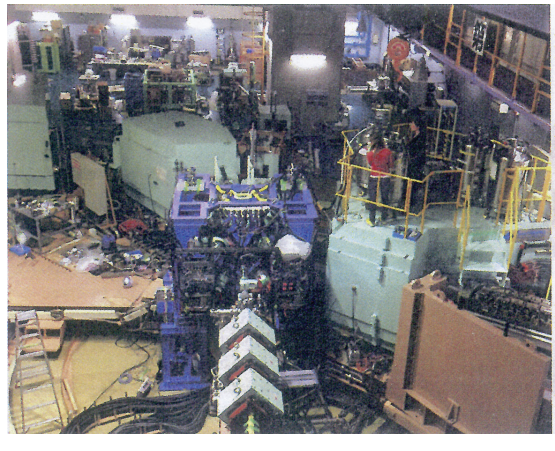
Nagyobb gyorsító berendezések Távolkeleten és Ausztráliában.
Lásd részletesebben Thomas, A. és mts. [2020]: Nucl. Phys. News, vol. 30, iss. 3.

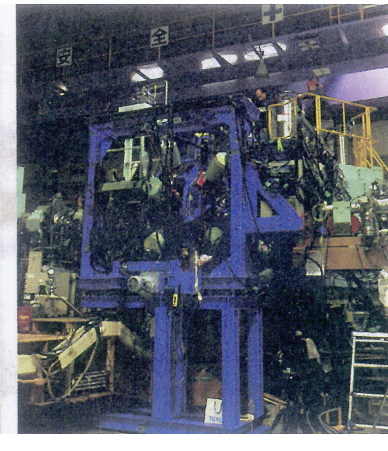


A Kínai Tudományos Akadémia Modern Fizikai Intézetének berendezései.
Bővebb leírására lásd Thomas, A. és mts. [2020]: Nucl. Phys. News, vol. 30, iss. 3.

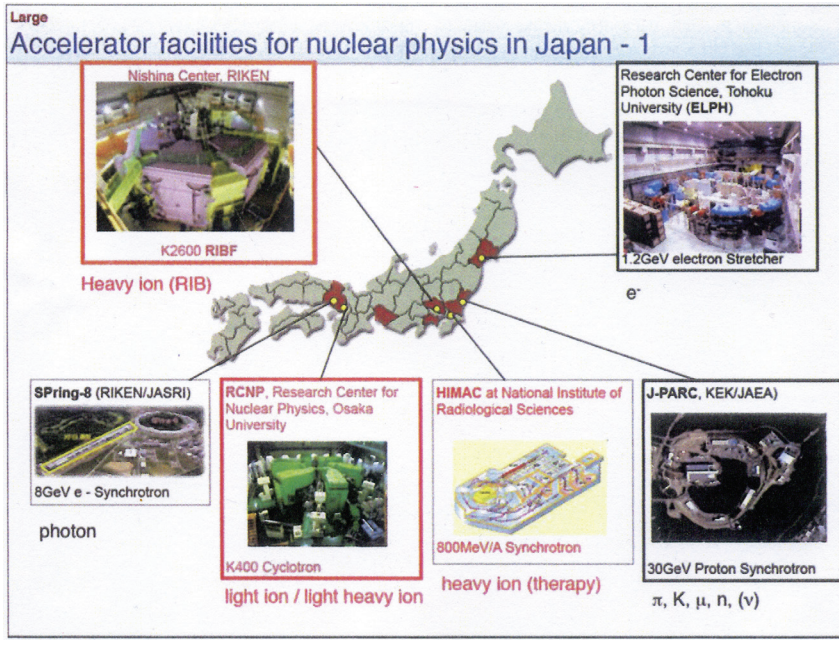


Az Osaka Egyetem Magfizikai Kutatóintézetének távlati képe

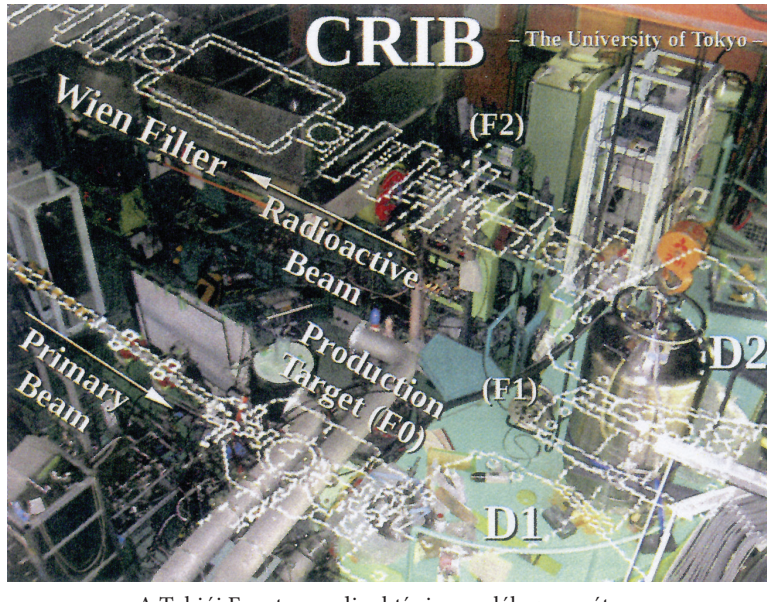




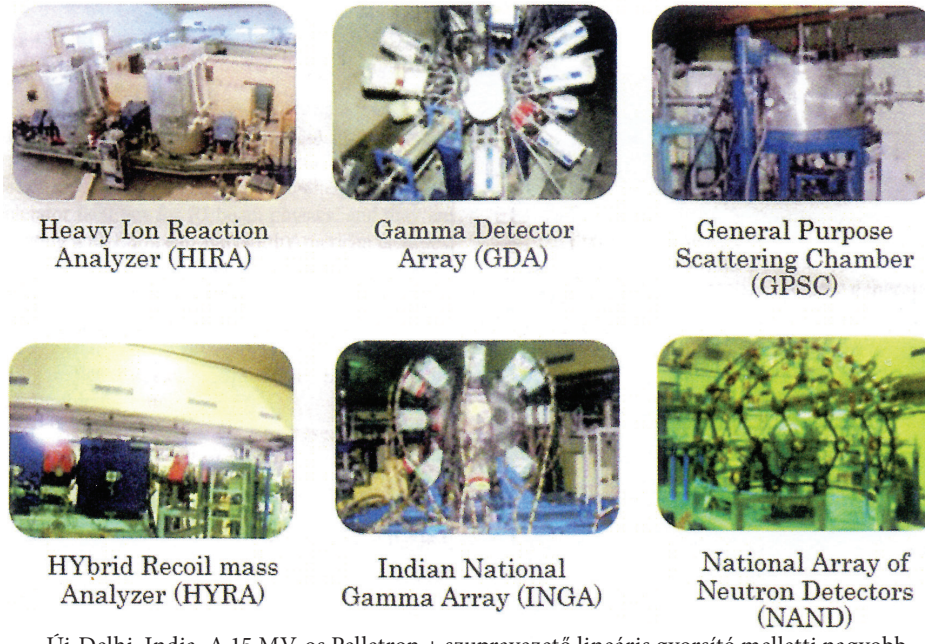
Berendezések a fenti intézetben.
Bővebb leírására lásd Nakano, T. és mts. [2019]: Nucl. Phys. News, vol. 29, iss. 4.



Japán magfizikai gyorsító berendezései.
Lásd részletesebben Thomas, A. és mts. [2020]: Nucl. Phys. News, vol. 30, iss. 3.



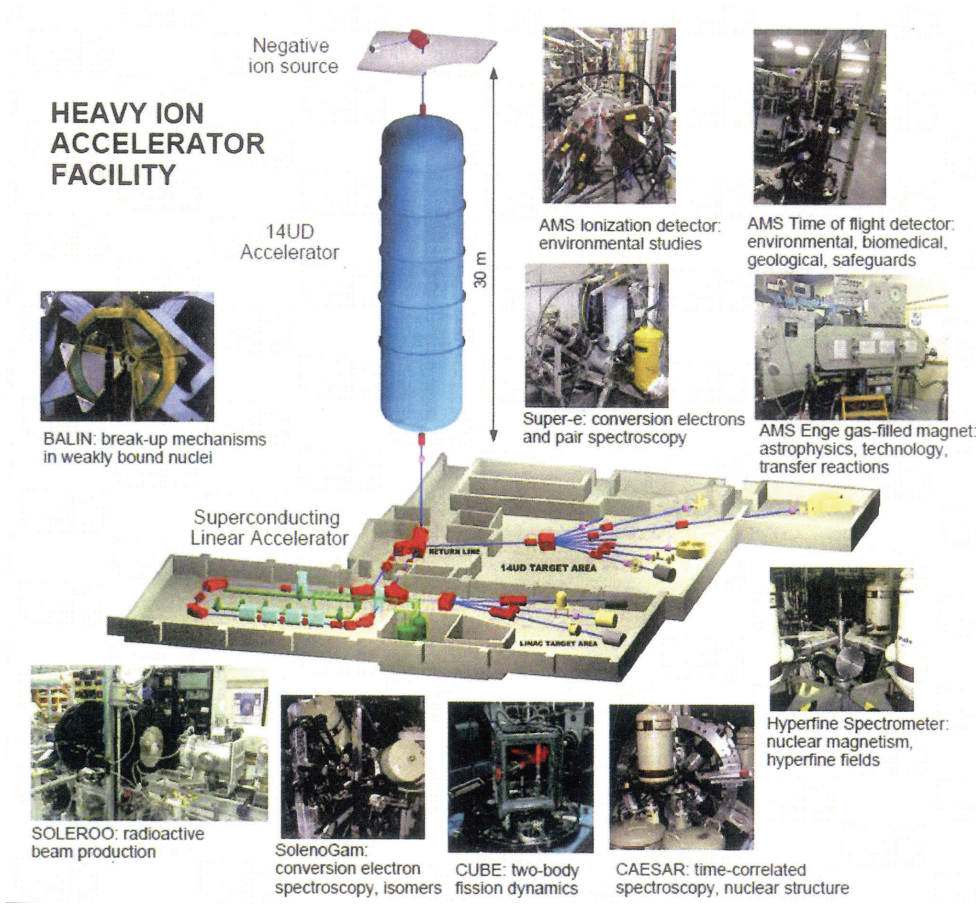
A Tokiói Egyetem radioaktív ionnyaláb szeparátora.
Lásd részletesebben Yamaguchi, H. és mts. [2020]: Nucl. Phys. News, vol. 30, iss. 2.



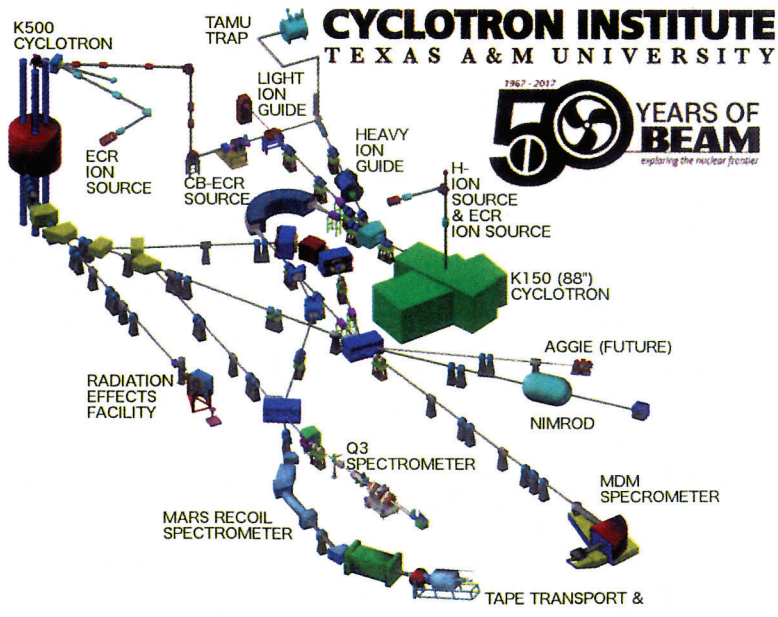
Új-Delhi, India. A 15 MV-os Pelletron + szupravezető lineáris gyorsító melletti nagyobb berendezések az IUAC Egyetemközi Intézetben. Részletesebb leírására lásd Thomas, A. és mts. [2020]: Nucl. Phys. News, vol. 30, iss. 3.



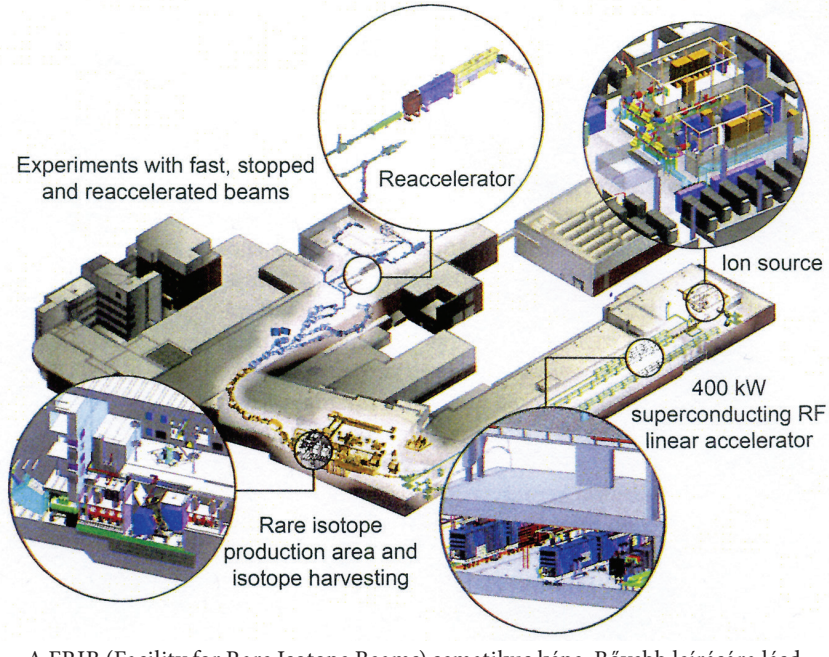
Kísérleti berendezések a Bhabha Atomkutató Centrumban, Bombay, India. Lásd részletesebben Nadal, V. és Nayak, B. K. [2018]: Nucl. Phys. News, vol. 28, iss. 4.



Az Ausztrál Nemzeti Egyetem ANU nehézion gyorsító berendezései.
14UD Pelletron és a szupravezető lineáris gyorsító, valamint a mérőberendezések.
Lásd részletesebben Thomas, A. [2020]: Nucl. Phys. News, vol. 30, iss. 3.



A Texas A-M Egyetem Ciklotron Intézetének távlati képe. Lásd bővebben Christian, G. és mts. [2017]: Nucl. Phys. News, vol. 27, iss. 2.



A FRIB (Facility for Rare Isotope Beams) sematikus képe. Bővebb leírására lásd Glasmacher, T. és mts. [2017]: Nucl. Phys. News, vol. 27, iss. 2.