

Így a detektorok továbbfejlesztése a neutroncsillagkettősök összeolvadására vonatkozó érzékenységi határ 20 Mpc-ről 200 Mpc-re történő növelését, illetve a forgás lassulásának több ismert pulzár esetében történő mérését teszi majd lehetővé. Az érzékenyebb detektorokkal évente néhány tucat, csillagászati jelentőséggel is bíró megfigyelés várható, ugyanakkor érdemes azt észben tartani, hogy a jel/zaj arány (az SNR) még viszonylag alacsony lesz ahhoz, hogy a források fizikai paraméterei teljes bizonyossággal meghatározhatók lehessenek.

Két további érdekesség a gravitációs hullámokkal kapcsolatban

A jelenleg alkalmazott csillagászati megfigyelési módszerek majdnem mindegyike az elektromágneses sugárzások észlelésén alapul. Ezeknek egy nagyon fontos közös jellemzője, hogy mindenkor csak a megfigyelt objektum felszínén kibocsátott, a forrás méreténél lényegesen kisebb hullámhosszú fotonok összességét figyelhetjük meg. Ezzel szemben a gravitációs hullámok a forrásuként szolgáló anyag összehangolt együttes mozgásáról hordoznak információt. Gondoljuk meg, hogy például egy olyan neutroncsillagokból álló kettős esetén, amely már éppen az összeolvadás fázisában van, a mozgás olyannyira relativisztikus, hogy a keltett gravitációs hullám frekvenciája akár 1000 Hz, ami még mindig sok nagyságrenddel kisebb a látható fény frekvenciájánál. Ekkor a keltett hullám hullámhossza 300 km, ami lényegesen nagyobb a forrás méreténél, hiszen a rendszer átmérője ennek körülbelül csak a tizede. A nagy hullámhossz magyarázza például azt, hogy a detektorokban több, egymásba skatulyázott Fabry–Pérot optikai rezonátor

kell alkalmazni, ami által lényeges effektív karhosszúság-növekedés érhető el. Lényegében ez teszi lehetővé az ilyen nagy hullámhosszú gravitációs hullámok detektálhatóságát.

Ennél talán fontosabb az, hogy csillagászati megfigyelésekben fellépő elektromágneses sugárzások tipikus hullámhossza sokkal kisebb, mint maga a megfigyelt csillagászati objektum mérete. Lényegében ez biztosítja, hogy az adott égitestekről optikai képet alkothassunk, és szokásos csillagászati eszközeinket az adott megfigyelési pontra irányíthassuk. Ezzel szemben, ahogy a fenti példa is mutatja, a gravitációs hullámok hullámhossza általában a forrás méreténél is jóval nagyobb és csak egyetlen hullámvonulat érkezik a forrásról. Ez kicsit ahhoz hasonlatos, mintha egyetlen és megismételhetetlen elektromágneses jelet kellene megtalálnunk a szokásos távcsöveinkkel. Így a gravitációs hullámok segítségével nem tudunk majd optikai értelemben vett képet előállítani a forrásokról, továbbá az egyes detektoroknak nem is lehet irányérzékenysége. Ezért a gravitációs hullám-források helyének meghatározásához mindig több detektor egyidejű érzékelésére lesz szükség.

Irodalom

1. <https://www.casina.virgo.infn.it>
2. https://pub3.ego-gw.it/itf/Members_DB/Private/Institut_List.php
3. I. Rácz: On the existence of Killing vector fields. *Class. Quant. Grav.* 16 (1999) 1695–1703.
4. I. Rácz, G. Z. Tóth: Numerical investigation of the late-time Kerr tails. *Class. Quant. Grav.* 28 (2011) 195003.
5. P. Csiszmadia, A. László, I. Rácz: On the use of multipole expansion in time evolution of nonlinear dynamical systems and some surprises related to superradiance. *Class. Quant. Grav.* 30 (2013) 015010.
6. <http://www.kfki.hu/~cspeter/gridripper/index.html>
7. P. Csiszmadia, I. Rácz: Gravitational collapse and topology change in spherically symmetric dynamical systems, *Class. Quant. Grav.* 27 (2010) 015001.

ERŐSEN DEFORMÁLT MAGÁLLAPOTOK ÉS FÜRTÖSÖDÉSÜK

Darai Judit – Debreceni Egyetem
Cseh József – MTA ATOMKI

Napjaink magfizikai kutatása az atommagok viselkedését főként egzotikus körülmények között tanulmányozza. Ezen kutatások egyik új és érdekes fejezete a nagyon megnyúlt magalakok vizsgálata. Szuperdeformálnak nevezzük a magot, ha egyik irányban kétszer olyan hosszú, mint a másik kettőben, hiperdeformálnak pedig, ha az egyik tengelye háromszor akkora, mint a másik kettő. A legtöbb atommagot sok nukleon építi fel, és az a körülmény, hogy éppen a 2:1:1 vagy a 3:1:1 tengelyarányú alak a stabil képződmény,

távolról sem magától értetődő. Ez az egymással kölcsönhatásban álló nukleonok kényes egyensúlyának következménye, amit az elméleti magszerkezeti megfontolások megjósoltak és kísérleti vizsgálatok sok esetben igazoltak.

Különösen érdekesek azok az atommagok, amelyekben a protonok (Z) és a neutronok (N) száma azonos és páros. Ezek kiváló mikrofizikai laboratóriumi olyan jelenségeknek, amelyek más magokban nem tanulmányozhatók. Tekintsük például a párképződést! Ezt a jelenséget a szilárdtestfizikából „importálta” a magfizika. Azonban a magokat kétféle fermion (proton és neutron) építi fel, ezért a magfizikában kétféle, úgynevezett izoskalár és izovektor párképző-

A 2013. évi Magyar Fizikus Vándorgyűlésen elhangzott előadás írott változata.

A munkát az OTKA (K106035) támogatta.

dés is létezik. Ezek versengése csak az $N = Z =$ páros magokban tanulmányozható igazán. Ezek a magok hasonlóképpen kitüntetett helyei a kvartettképződésnek (két proton és két neutron csoportosulásának), továbbá az ahhoz hasonló alfa-klaszterizációnak is. Ilyen magokban szuperdeformált állapotokat csak a kétezres években találtak, hiperdeformált állapotukra pedig a legutóbbi időkig csak elméleti előrejelzések léteztek.

Az extrém deformáció tanulmányozása a magelmélet különböző fejezeteinek metszéspontjában helyezkedik el. A magalak a kollektív modell fogalma, ezt a modellt a héjmodell kapcsolja a klasztermodellhez, a klaszterkonfiguráció pedig meghatározza, hogy milyen reakciókban állhat elő (vagy milyen csatornába bomolhat) az adott magállapot, ami már a reakcióelmélet területe.

Mi ezeket az állapotokat egy új, szimmetriákra alapozott módszerrel tanulmányoztuk, amit magunk fejlesztettünk ki [1–6]. A vizsgálat két lépésből áll. Mindkét lépésben szimmetriamegfontolásokat alkalmazunk. Egyrészt meghatározzuk az adott mag lehetséges stabil alakjait, vagyis az alakizomér állapotait. Másrészt megkeressük ezek lehetséges fűrtösődését, más szóval klaszterizációját (azaz milyen reakciókban állíthatók elő).

Számos magot vizsgáltunk szisztematikusan, alapállapotuktól az úgynevezett alfalánc állapotukig. Néhány esetben elméleti jóslatainkat a legújabb kísérleti eredmények máris alátámasztották.

Az atommagok $U(3)$ szimmetriája

Módszerünk bemutatásakor először a könnyű magok dinamikai (vagy más elnevezésben dinamikailag sérült) $U(3)$ szimmetriájáról szólnunk. Elliott az 50-es években megmutatta, hogy ezekben a magokban az $U(3)$ szimmetria közelítőleg érvényes. Legegszerűbben mondván ez azt jelenti, hogy a magállapotoknak az $U(3)$ – vagy $SU(3)$ – kvantumszámok jó kvantumszámjai. Ezek a kvantumszámok a mag kvadrupólus deformációjával vannak egyértelmű kapcsolatban. A szimmetria (közelítő) érvényessége azzal függ össze, hogy könnyű magokban a harmonikus oszcillátor potenciálja a héjmodell-potenciál jó közelítése. A harmonikus oszcillátor Hamilton-operátora egzakt $U(3)$ szimmetriával rendelkezik. Fellépnek még nukleon-nukleon erők is, amelyek közül egyesek őrzik, mások sértik az $U(3)$ szimmetriát. Könnyű atommagokban a szimmetriaőrző kölcsönhatások súlya jelentős, de vannak szimmetriasértők is. Itt a szimmetriasértés speciális: habár a kölcsönhatás már nem rendelkezik többé $U(3)$ szimmetriával, de a hullámfüggvény még igen. Tehát az $U(3)$ kvantumszámok jó kvantumszámok maradnak. Ezt hívjuk dinamikai vagy dinamikailag sérült szimmetriának.¹

¹ Hasonlóan a hadronfizikai $\bar{u}u$ - $SU(3)$ sérüléséhez, amit Gell-Mann és munkatársai fedeztek fel a 60-as években.

További, erős szimmetriasértő kölcsönhatások felépítésekor (például nagy gerjesztések, vagy nehéz atommagok esetén) a valódi $U(3)$ szimmetria letörik. Ennek ellenére az $U(3)$ szimmetria egy általánosítása, az úgynevezett kvázidinamikai vagy effektív szimmetria jelen lehet ilyen esetekben is. A kvázidinamikai szimmetria a kvantummechanika legáltalánosabb szimmetriafogalma [7], egzakt matematikai megalapozása D. Rowe és munkatársai nevéhez fűződik [8].

Ily módon a magállapotok jellemezhetőek effektív $U(3)$ kvantumszámokkal. A meghatározásukra szolgáló módszer héjmodellszámításon, jelesen Nilsson-számításon alapul. A Nilsson-modell olyan héjmodell, ami deformált potenciálban számol ki egyrészeske-pályákat. Könnyű atommagok azon állapotaira, ahol érvényes a valódi $U(3)$ szimmetria, az ilyen módon számolt effektív $U(3)$ kvantumszámok jól egyeznek a valódiakkal.

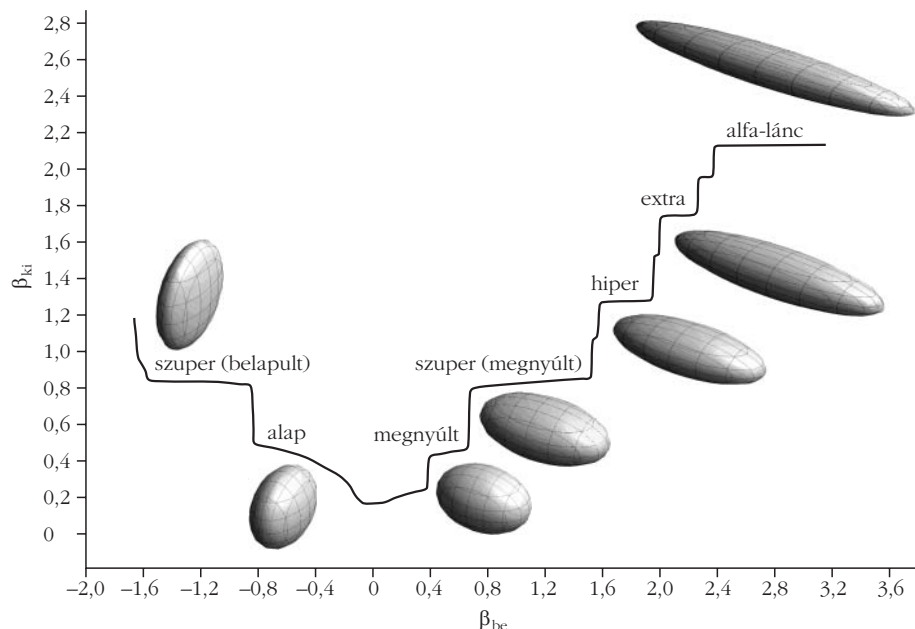
Stabil magalakok meghatározása

A magok lehetséges stabil alakjainak meghatározására önkonzisztencia-számításokat dolgoztunk ki [3–6]. Az önkonzisztencia a kvadrupólusalakra vonatkozik. A bemenő kvadrupólus-deformációt folytonosan változtatva a Nilsson-modell alapján effektív $U(3)$ kvantumszámokat számolunk, ezekből kimenő kvadrupólus-deformációt határozzuk meg (a köztük lévő egyértelmű kapcsolat alapján). Az eredmény a fizikai (mérhető) kvadrupólus-deformáció, mint a bemenő paraméter függvénye. Ez a függvény mutatja a stabil magalakokat. Jellegét tekintve lépcsős függvény, amelyben a platók felelnek meg a stabil alakizomereknek. Ezek a helyeken a bemenő és kimenő kvadrupólus-deformációk közelítőleg egyeznek, és a kimenő kvadrupólus-deformáció stabil (a bemenő paraméter kis változtatásával szemben).

Példaként az 1. ábra a ^{28}Si esetét mutatja. A számítás a következő stabil alakokat adja: a belapult alapállapoton túl egy megnyúlt állapot, egy megnyúlt és egy belapult szuperdeformált állapot, egy hiperdeformált, egy extra deformált és az alfalánc-állapot.

A Nilsson-modellt mások is használják alakizomerek meghatározására, de a hagyományos módszerben az energiafelületet vizsgálják a deformáció függvényében, annak a minimumait keresik. Könnyű magokra a mi alak-önkonzisztencia számításaink eredményei jó egyezésben vannak az energiaminimumszámításokból nyert eredményekkel. Módszerünk tehát egy új, független utat jelent a stabil magalakok keresésére.

A lépcsős ábra olyan szempontból is érdekes, hogy az $U(3)$ szimmetria stabilitását az alapállapottól távol észlelhetjük rajta. Elliott az $U(3)$ szimmetriát az alapállapot környezetében találta érvényesnek. Csak a legutóbbi idők kutatásai mutattak rá, hogy speciális nagyobb deformációk esetén (ilyen a szuper- és hiperdeformált állapot) az $U(3)$ szimmetria újra felépülhet.



1. ábra. A ^{28}Si atommag stabil alakjai a kvadrupólus deformációra vonatkozó önkonzisztencia-számításokból. (β a kvadrupólus deformáció mértéke, a kollektív modell szokásos jelölésében.)

tumszámhármass szerepel, a jobb oldali direkt szorzat tényezői pedig a klasztereket jellemző $U(3)$ kvantumszámok és a relatív mozgásukat leíró $U(3)$. A jobb oldali szorzás eredménye $U(3)$ kvantumszámok direkt összege. Ha ennek tagjai között szerepel a szülőmagot jellemző $U(3)$, akkor az adott klaszterizáció az $U(3)$ kiválasztási szabály szerint megengedett. A héj- és klasztermodell állapotai közti ezen kapcsolat megalapozása *Wildermouth* és *Kanellopoulos* nevéhez fűződik.

Erre vonatkozóan a mi eredményeink pillanatnyilag talán a legáltalánosabbak, abban az értelemben, hogy a deformáció tág tartományára terjednek ki, és realizitikus kölcsönhatásokon alapulnak.

Az alakizomérek fűrtösödése

Ha megtaláltuk az alakizoméreket, a következő kérdés, hogy azok milyen klaszterizációkat engednek meg, azaz várhatóan milyen reakciókkal állíthatók elő. Amikor egy atommagot kisebb atommagokból akarunk felépíteni, két alapvető fizikai törvényt kell figyelembe vennünk: a Pauli-elvet és az energiaminimum elvét.

A Pauli-elvet az $U(3)$ kiválasztási szabállyal vesszük tekintetbe. Ez a szabály természetesen csak közelítően képes a Pauli-elv beépítésére, de ezt jól kontrollálható módon teszi. Ahol lehetőség van teljesen mikroszkopikus klaszterszámítások eredményeivel való összehasonlításra, ott ellenőrizhetjük, hogy szabályunk jól működik-e.²

A két kisebb magból felépülő, úgynevezett bináris klaszterkonfiguráció esetén az $U(3)$ kiválasztási szabály konkrét alakja a következő:

$$[n_1, n_2, n_3] = [n_1^{(1)}, n_2^{(1)}, n_3^{(1)}] \times [n_1^{(2)}, n_2^{(2)}, n_3^{(2)}] \times [n^{(R)}, 0, 0].$$

A szabály jelentése ahhoz hasonló, mint amit az impulzusmomentum-kiválasztási szabályból ismerünk. A bal oldalon a szülőmag-állapotot jellemző $U(3)$ kvan-

ségünk van az $U(3)$ szimmetria kvantumszámaira. Az önkonzisztencia-számítás éppen a stabil effektív $U(3)$ kvantumszámokat adja meg.

A kiválasztási szabály szemléletes jelentése, hogy megmutatja, mennyire hasonló egymáshoz az adott alakizomér esetében a héjmodell és a klaszterkonfiguráció kvadrupólus alakja. A kiválasztási szabály kvalitatív igen-nem választ ad arra a kérdésre, hogy szerkezetileg megengedett-e az adott klaszterizáció. Számos esetben ennél kvantitatívabb megállapítás tehető. Sok esetben az derül ki, hogy az adott $U(3)$ szimmetriájú héjmodell és klasztermodell hullámfüggvényének átfedése 100%.

Az energetikai preferenciát részben (a kötési energiákra alapozott) saját számításokból, részben együttműködőnk (nukleon-nukleon kölcsönhatásokból kiinduló) munkájából nyerjük. Azokat a klaszterkonfigurációkat tekintjük legvalószínűbbeknek, amelyek egyidejűleg Pauli-megengedettek és energetikailag előnyösek.

A fenti módszer alapján szisztematikus vizsgálatokat végeztünk több atommagra [1–6]. Itt most két példával szeretnénk illusztrálni eredményeinket.

Az ^{36}Ar hiperdeformált állapota

Az ^{36}Ar szuperdeformált állapotát kísérletileg 2000-ben azonosították. A kísérleti megfigyelés 2004-ben arra ösztönzött minket, hogy szisztematikus vizsgálgjuk ezen állapot lehetséges bináris klaszterizációit [1]. Hasonló szisztematikus vizsgálatokat végeztünk az ^{36}Ar alapállapotára és – az akkor még csak megjósolt – hiperdeformált állapotára is. A jóslást alfaklasztermodellben tették. Azt kaptuk, hogy az ^{36}Ar hiperdeformált állapota a $^{24}\text{Mg}+^{12}\text{C}$ és a $^{20}\text{Ne}+^{16}\text{O}$ reakciókban állhatna elő.

² Valójában egy másik szabályt, a Harvey-előírást is figyelembe vesszünk a lehetséges klaszterizációk kiválasztásánál, de erre most nem térünk ki részletesen.

2008-ban egy São Pauló-i kísérleti csoport (a magyar származású Szily Alinka³ professzor vezetésével) $^{24}\text{Mg}+^{12}\text{C}$ rugalmas szórás kísérletük igen gondos analizisét végezte el [9]. Arra a következtetésre jutottak, hogy a hatáskeresztmetszetek csak úgy értelmezhetők, ha a potenciálszórásra ráülő rezonanciákkal írják le az eredményeket. Öt ilyen kvázi-kötött állapotot találtak, amelyek $^{20}\text{Ne}+^{16}\text{O}$ reakcióban korábban talált rezonanciákkal együtt egy rotációs sávot alkotnak. A tehetetlenségi nyomaték nagyon jól egyezik az alfaklasztermodellből jósolt hiperdeformált állapot tehetetlenségi nyomatékával.

A tehetetlenségi nyomatékok egyezése, valamint az a tény, hogy a rezonanciákat éppen abban a két reakcióban találták, amelyeket mi korábban jósoltunk, azt sugallja, hogy ezen rezonanciák sorozata igen jó jelölt az ^{36}Ar hiperdeformált állapotára.

Ezek után (ekkor történetileg utólag) izgalmas kérdésnek tűnt, hogy vajon a héjmodellszámításokban mutatkozik-e ez az alakizomér. Elvégeztük a Nilsson-moddellen és a kvázidinamikai U(3) szimmetrián alapuló alakizomér-számításokat [3]. Eredményül pontosan ugyanazt a hiperdeformált állapotot kaptuk, amit az alfaklasztermodell is jósolt. Ez azt jelenti, hogy nem csak az állapot tehetetlenségi nyomatéka egyezik meg az alfaklasztermodell előrejelzésével és a kísérletileg kapottal, hanem az állapotot jellemző U(3) kvantumszámok is azonosak az alfaklasztermodell jóslatával.

Mindezek alapján mondhatjuk, hogy az utóbbi évek kutatásai mind kísérleti, mind elméleti oldalról, főként pedig ezek összecsengése révén igen erősen valószínűsítik, hogy megvan az első olyan atommag, amelynek azonos a proton- és neutronszáma, valamint rendelkezik szuperdeformált és hiperdeformált állapottal is.

A ^{28}Si szuperdeformált állapota

Az utóbbi években jelentős elméleti erőfeszítések történtek a ^{28}Si atommag erősen deformált állapotainak leírására. Több modellben is előrejelzéseket tettek szuperdeformált állapotának tulajdonságaira. Kísérleti vizsgálatokban már korábban is megtalálni vélték a ^{28}Si szuperdeformált sávját, de a tények nem voltak egyértelműen meggyőzőek. Ráadásul újabb keletű számítások (az antiszimmetrizált molekuláris dinamika, AMD keretében) eltérő tehetetlenségi nyomatékokat adtak.

Ez az izgalmas helyzet sarkallt minket arra, hogy módszerünkkel a ^{28}Si erősen deformált állapotainak szisztematikus elméleti leírását adjuk [6]. Önkonzisztencia-számításainkból először meghatároztuk a ^{28}Si lehetséges stabil alakjait (1. ábra). Az általunk talált alakizomérek legtöbbje adódott a Nilsson-moddellel

végzett energiaminimum-számításokból is. Különösen figyelemre méltó, hogy az alfaklasztermodellben ugyanannyi alakizomért találtak, mint mi, és egy kivételével az állapotok pontosan megfelelnek egymásnak.

Az általunk kapott szuperdeformált állapot tehetetlenségi nyomatéka jól egyezik az AMD-számításokból jósolt, valamint a kísérletből [10] nyert értékkel. Szisztematikusán megvizsgáltuk az egyes alakizomérek lehetséges bináris klaszterizációit. A szuperdeformált állapot esetében azt kaptuk, hogy a $^4\text{He}+^{24}\text{Mg}$ és a $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ fűtődések a legvalószínűbbek. A kísérleti adatok éppen ezekből a reakciókból származnak. Nagyon figyelemre méltó a két különböző módszerrel nyert elméleti eredmény és a kísérleti adatok egyezése. Külön hangsúlyt érdemel, hogy az újabb mérések [10] a kiemelkedően megbízható, többszörös gamma-koincidencia-technika alkalmazásával történtek. Mindezen egyezések alapján úgy tűnik, hogy egy új, jól megalapozott jelöltünk van a ^{28}Si mag szuperdeformált állapotára.

Összefoglalás

Mondandónkkal azt próbáltuk szemléltetni, hogy a szimmetriamegfontolások nagyon hasznosak lehetnek a magszerkezet tanulmányozásában. Itt most arra mutattunk példát, hogyan kereshetők meg a stabil, többnyire nagyon egzotikus magalakok és azok lehetséges fűtődései (jelezvén a reakciócsatornákat, amelyekben az adott alakizomér előállítható).

Érdekességként megemlíjtük, hogy egy másik újkéltű módszer, a szimmetriamegfontolásokkal kombinált törzsnélküli (no-core) héjmodell az egyik legperspektivikusabb ab initio módszer az elméleti magfizikában. (Olykor ezt komputerezált csoportelméleti eljárásnak is nevezik.) Igen sokat ígérő elméletnek tűnik, hiszen reális kölcsönhatásokat alkalmaz, és minden nukleont tekintetbe vesz. A valódi nukleon-nukleon erőket vagy közvetlenül a kétnukleonrendszerre vonatkozó kísérletekből származtatják, vagy az erős kölcsönhatás alapvető elmélete, a QCD által inspirált (effektív) térelméletből. Ily módon a számítások eredményei a QCD következményeit képesek szembe-tesíteni a könnyű magok spektroszkópiájával.

Irodalom

1. Cseh J., Algora A., Darai J., Hess P. O., *Phys. Rev. C* 70 (2004) 034311.
2. Cseh J., Darai J. et al., *Phys. Lett. B* 639 (2006) 451; *EPJ Web of Conferences* 17 (2011) 16001.
3. Cseh J., Darai J. et al., *Phys. Rev. C* 80 (2009) 034320.
4. Darai J., Cseh J. et al., *Phys. Rev. C* 84 (2011) 024302; *EPJ Web of Conferences* 38 (2012) 16001.
5. Cseh J., Darai J., *Természet Világa* 2011. január, 14. o.
6. Darai J., Cseh J., Jenkins D., *Phys. Rev. C* 86 (2012) 064309.
7. Cseh J., *Fizikai Szemle* 54/5 (2004) 165.
8. Rowe D. et al., *J. Mat. Phys.* 29 (1988) 572; *Nucl. Phys. A* 528 (1991) 409; Hess P. O. et al., *Eur. Phys. J. A* 15 (2002) 449.
9. Sciani W. et al., *Phys. Rev. C* 80 (2009) 034319.
10. Jenkins D. G. et al., *Phys. Rev. C* 86 (2012) 064308.

³ Szily Alinka Szily Kálmán dédunokája, akiről folyóiratunk tavalyi 7–8. számában, a 242–243. oldalakon jelent meg A. Szála Erzsébet írása.