

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Fizikai Szemle az Akadémia által 1862-ben elindított Matematikai és Természettudományi Értesítő és az 1891-ben Eötvös Loránd által alapított Matematikai és Physikai Lapok utóda és folytatása

LIV. évfolyam

9. szám

2004. szeptember

GLORIA IN EXCELSIS

Lovas Rezső
MTA Atommagkutató Intézete, Debrecen

Azokról a különleges magokról szólok, amelyek a magok stabilitási völgyének peremén, messze a magasban lakoznak, és neutronglóriát viselnek. A glória nagy sugarú pályát, messze nyúló valószínűségeloszlást jelent. Akkor jön létre, ha a magban van egy-két részecske, de nem több, amely alig-alig van bekötve.

A magok térrképeinek legalsó szakaszát az 1. ábra mutatja. Képzeld el, hogy a kis négyzeteket az ábrázolt mag egy nukleonra eső energiájától függő mértékben kiemeljük a vízszintes síkból. Nulla energia a kötés teljes hiányának felel meg, és minél mélyebben van egy mag, annál erősebb a kötése. Így egy háromdimenziós domborzatot kapunk; ezt nevezzük nukleáris völgynek vagy stabilitási völgynek. A nukleáris völgyről távlati képet találhatunk a nemrég magyarul is megjelent népszerű magfizikakönyvben [1]. A neutronglóriás magok a stabilitási völgyet szegélyező gerinc mentén, fenn a magasságban tanyáznak. *Gloria in excelsis*.

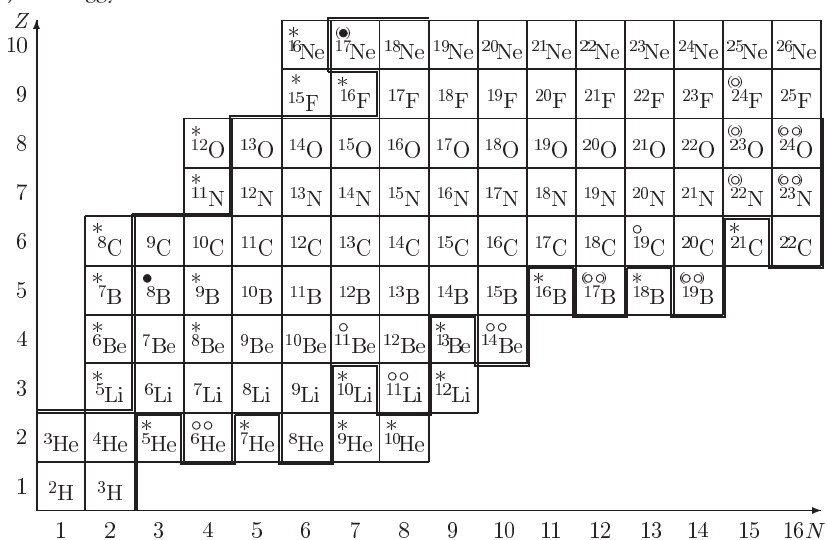
A neutronglóriás magok közül kiváltképp a ${}^6\text{He}$ és a ${}^{11}\text{Li}$ érdekel bennünket. A ${}^6\text{He}$ -ot az tünteti ki, hogy ez a legegyszerűbb szerkezetű ilyen atommag, a ${}^{11}\text{Li}$ pedig azért híres, mert ez viseli – ha igaz – a legnagyobb glóriát.

Glóriaszerű szerkezet egyébként hipermagokban is van, sőt a közönséges magok dipólus óriásrezonanciáiról leszakadó törperezonanciákat is glóriaszerű egyrészecske-állapotok okozzák. A glóriás magokban az az új, hogy ezeknek az alapállapotuk ilyen szerkezetű.

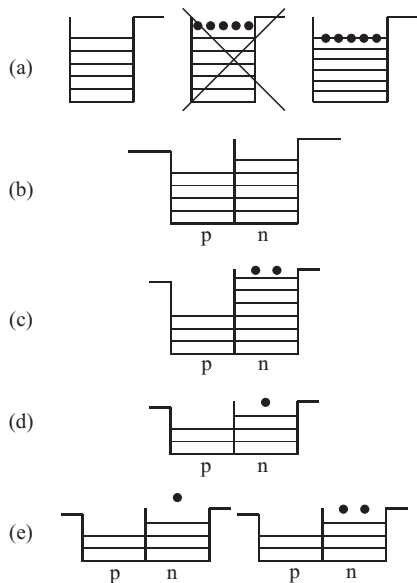
Mi kell ahhoz, hogy a legfelső nívón levő neutron ne süppedjen be a magba? Ha egy magfázékba nukleonokat cse-

pegtetünk, rendszerint nem érünk el a túlcordulás határáig, mert a fazék kiterjed, mégpedig épp annyira, hogy a Fermi-nívó nagyjából ott maradjon, ahol volt (2.a ábra). Ez a helyzet a stabilitási völgy feneké környékén akkor is, ha neutrontöbblet van: a protonok és a neutronok Fermi-szintje nagyjából ugyanott van, és eloszlásuk is hasonló (2.b ábra). Megváltozik azonban a kép a magtérkép stabilitási sávjától távol. A neutronok Fermi-szintje a neutronkibocsátási küszöb közelébe emelkedhet (2.c ábra), és ilyenkor a legfelső neutronok hullámfüggvénye – kisebb szeparációs energiájuk miatt – túlcordul, mint a fagyalt a tölcséren. Nehéz magokban „neutronbőr” jön létre, amelyben sok neutronpálya kissé nagyobb sugarú, mint a protonpályák. Ez nem glória, hiszen a neutronglóriához az kell, hogy kevés neutron sokkal nagyobb suga-

1. ábra. A magtérkép bal alsó sarka. Vastaggal vannak kihúzva a nukleonelhullatási vonalak; az ezeken kívül levő magok, ha létrehozhatók egyáltalán, nukleon(ok) kibocsátásával elbomlanak. Ezt négyzetükben csillag is jelzi. A karikákkal jelzett magok valószínűleg neutronglóriát, a pettyel jelzetek pedig protonglóriát viselnek; a köröcskék száma a glóriát alkotó nukleonok számát jelöli. A zárójel azt mutatja, hogy a glória léteire utaló bizonyíték még nem teljesen meggyőző.



Az MTA Fizikai Osztályának 2003. december 13-ai ülésén tartott tudományos előadás szerkesztett változata.



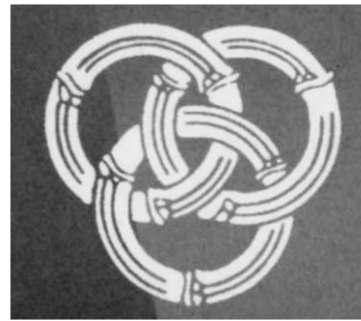
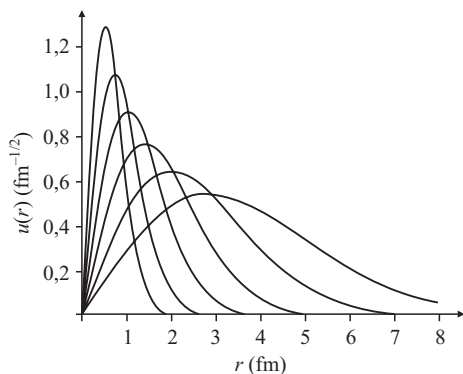
2. ábra. Fermi-nívók és a neutronglória kialakulásának esélye. (a) a Fermi-nívó változása nukleon-hozzáadásra; (b) a Fermi-nívó neutron-többletes (stabil) nehéz magban; (c) a Fermi-nívó sok fölös neutront tartalmazó (instabil) nehéz magban; (d) a Fermi-nívó egyneutron-glóriás (könnyű) magban; (e) Fermi-nívók Boromeo-féle magokban: egy neutron nem kötött pályán, két neutron éppen csak bekötve.

rú pályán mozogjon. Könnyű magokban azonban a mag-szerkezet magról magra nagyobb változik. Így előfordulhat, hogy csak egy neutron kerül a küszöb közelébe, elkülönülve társaitól (2.d ábra). Ez egyneutron-glóriát alkothat. Még érdekesebb azonban, ha a páratlan neutron nem kötött nívóra kerül. Ilyenkor előfordulhat, hogy még egy neutron hozzáadásával ismét kötött rendszer alakul ki, mert a párba álló nukleonok kölcsönös vonzódása stabilizálja a rendszert (2.e ábra). Az eredmény egy kétneutron-glóriás mag, amelyben a két utolsó neutron kötési energiája valóban nagyon kicsi lehet. Ilyen a ${}^6\text{He}$ és a ${}^{11}\text{Li}$ is.

Neutronglóriás magok leírása

Egy magtörzs és két elkülönülő neutron: nagy a kísértés, hogy ezt háromtest-rendszernek tekintsük. A 2.e típusú magok háromtest-rendszernek is igen különösek: nincs kötött kéttest-alrendszerük. Egy hármas egység elemei-

4. ábra. Egy radiális Gauss-bázis elemei: $u(r) = 2(a^3/\pi)^{1/4} r e^{-1/2 ar^2}$ ($l=0$) és $a = 1/8, 1/4, 1/2, 1, 2, 4 \text{ fm}^{-2}$.



3. ábra. A borromeói rendszert jelképező három bambuszgyűrű.

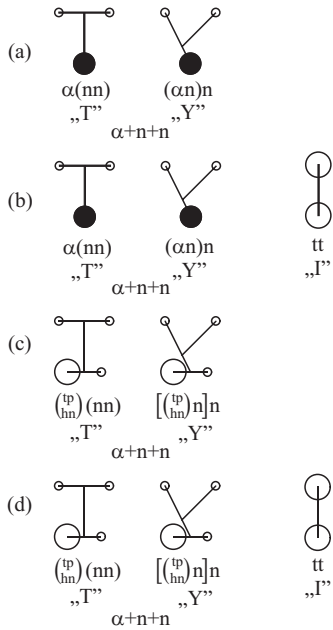
nek ilyesfajta kölcsönös egymásrautaltságát fejezi ki a három egymásba fonódó gyűrű a milánói Borromeo hercegek címerében, ezért az ilyen rendszereket borromeói rendszereknek nevezzük. Az ilyen típusú háromság – úgy látszik – misztikus jelentőséggel bír a keresztény kultúrkörön kívül is. A könyvünk [2] fedőlapján levő három bambuszgyűrű egy japán nemesi címerből való (3. ábra). Ha bármelyik gyűrűt eltörjük, hogy kötése a többihez megszűnjön, a maradék is szétesik, mint a ${}^6\text{He} = \alpha + n + n$ vagy a ${}^{11}\text{Li} = {}^9\text{Li} + n + n$ rendszer.

A borromeói magok egyeduralgó modellje a törzs+neutron+neutron háromtest-modell. Hítető-e ez a modell? Kételet ébreszt, hogy a kéttest-alrendszereket leíró erők a háromtest-rendszerek kötését túl gyengének adják.

Munkánk célja az volt, hogy mikroszkopikus szempontból, tehát a nukleonokra alapozott leírás nyelvén vizsgáljuk meg a háromtest-modell alapjait. E célra egzaktul antiszimmetrizált és minden egyéb szimmetriát (transzlációval, rotációval, tükrözéssel stb. szembeni invarianciát) is betartó nukleonsomó-modellünket használtuk. E modellben csak a legkeményebb nukleonsomókat használjuk fel: az α -részecskét (α), a tritont (t) és a heliont ($h \equiv {}^3\text{He}$). A csomók relatív mozgását szinte egzaktul kezeljük, belső mozgásukat viszont egyszerűsítve írjuk le. A közelítésmód egyik titka az, hogy a relatív mozgásokat Jacobi-koordináták (1. később 5. és 7. ábra) Gauss-függvényei (4. ábra) szerint fejtjük ki, és az összes lehetséges Jacobi-koordinátarendszert és általánosításait alkalmazhatjuk. A hullámfüggvény egy-egy tagját a használt koordinátarendszerrel lehet jellemezni, s mivel sok tag tartozik ugyanahhoz a koordinátarendszerhez, a modell állapotterét a koordinátarendszerek szerint lehet (egymásra nem ortogonális) alterekre felosztani. A bázist stochasztikus variációs módszerrel építjük fel [2].

A ${}^6\text{He}$ leírása

A ${}^6\text{He}$ háromtest-modelljének az 5.a ábrán látható séma felel meg. Valamikor még a 90-es évek közepe felé Csótó Attila, aki akkor még Debrecenben dolgozott, hozzáveté ehhez $t+t$ -szerű tagokat [3] (5.b ábra). Ez 0,7 MeV-nel növelte a ${}^6\text{He}$ kötését az $\alpha + n + n$ küszöbhez képest, s ezzel jó kötési energiát kapott. Tekintve, hogy az egzakt kötés kevesebb, mint 1 MeV, a 0,7 MeV-es eltolódás nagyon nagy, s ez azt mutatja, hogy a háromtest-modell egyszerűen tarthatatlan. A $t+t$ komponens súlya a hullám-



5. ábra. A ${}^6\text{He}$ négy modelljének sematikus jellemzése a feltételezett nukleoncsomók és a használt („T”, „Y” és „I” típusú) Jacobi-koordináták segítségével. (a) $\{\alpha+n+n\}$ modell, (b) $\{\alpha+n+n; t+t\}$ modell, (c)

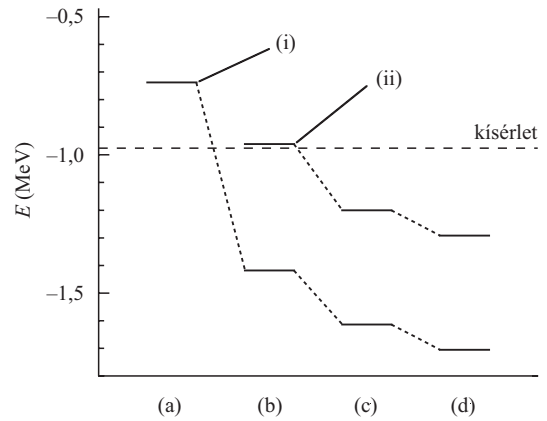
$\left\{ \begin{matrix} t+p \\ h+n \end{matrix} \right\} + n + n$ modell, (d) $\left\{ \begin{matrix} t+p \\ h+n \end{matrix} \right\} + n + n; t+t$ modell.

Jelölések: α : ●; háromnukleon-csomók: ○; nukleon: ○.

függvényben ugyanakkor 0,5 körülnek adódott. Igaz, az $\alpha+n+n$ és a $t+t$ konfiguráció nagy átfedése miatt ez az érték a tiszta $\alpha+n+n$ modellben sem sokkal kisebb.

Ezen eredményt próbáltuk néhány év múlva jobban körüljárni japán társszerzőimmel. Modelljeinket az 5. ábrán értelmezhetjük. A (c) modell az (a)-hoz hasonló, de az α -részecske $t+p$ vagy $h+n$ tagozódású kétsomórendszerként van leírva. A (d) modellben egyszerre van figyelembe véve az α -részecske felbonthatósága és a $t+t$ komponens.

Az eredményt a 6. ábra illusztrálja, amelyen most csak a tendenciákat figyeljük. Látjuk, hogy a kötés az (a) és a (b) ábra között hatalmasat mélyül, tehát a $t+t$ komponensnek Csótó Attila számításával összhangban erős hatása van. Még nagyobb azonban a hatása az α jobb leírásának, és ha az α szerkezetében a $3+1$ nukleonra való tagozódás figyelembe van véve, a $t+t$ komponens már kevesebb mint 0,1 MeV járulékkal szolgál. Ebből arra



6. ábra. A ${}^6\text{He}$ energiája a négy modellben két effektív nukleon-nukleon kölcsönhatással.

következtethetünk, hogy a $t+t$ komponens valójában nem azért adott akkora járulékot Csótó Attila számításában, mert az α -csomó a ${}^6\text{He}$ -ban szívesen felbomlik, hanem azért, mert az α -csomó szerkezetének hívebb leírásához volt szükség a $t+t$ komponensre. A $t+t$ komponens súlyát a négy modellben az 1. táblázat mutatja. Jellemző, hogy az α -részecske $\{t+p; h+n\}$ szerkezete a (c) modellben nagyobb $t+t$ súlyt ad a ${}^6\text{He}$ -nak, mint a $t+t$ komponens explicit bevétele. Tehát a háromtest-modell meg van mentve. Nem csoda, hogy ez az eredményünk rendkívül népszerű [4].

Megjegyzem, hogy a ${}^6\text{He}$ esetre hattest-számítást is végeztünk, egy kicsit más nukleon-nukleon kölcsönhatással. A 2. táblázatból láthatjuk, hogy a ${}^6\text{He}$ kötéséből nagyjából ugyanaz a $\sim 3,5$ MeV energia hiányzik, mint a tritonéból és az α -részecskééből. Ezt úgy értelmezhetjük, hogy az α -részecske és a ${}^6\text{He}$ leírásában csak annyi a közelítés, amennyi a tritonéban van, s ez a csomómodellt igazolja.

A ${}^{11}\text{Li}$ leírása

A legnevezetesebb, legtökéletesebbnek vélt borromeói mag a ${}^{11}\text{Li}$, mert ennek a legkisebb a kétneutron-szeparációs energiája ($\sim 0,3$ MeV). Ezt az energiát sem sikerült azonban a ${}^{10}\text{Li}+n$ és a $n+n$ alrendszerrel jól leíró potenciálokkal megkapni. Itt is gyanús tehát, hogy a korrekt energiájú kötés létrejöttében lényeges, hogy a törzs gerjesztődhet, más szóval a neutronok terében a törzs torzulhat. Ennek vizsgálata ugyancsak mikroszkopikus leírás után kiált.

Modellünkben két nehezebb centrum, azaz két összetett csomó van, a glória tehát két egymáshoz hajló szent egybefolyó glóriájához lesz hasonló.¹

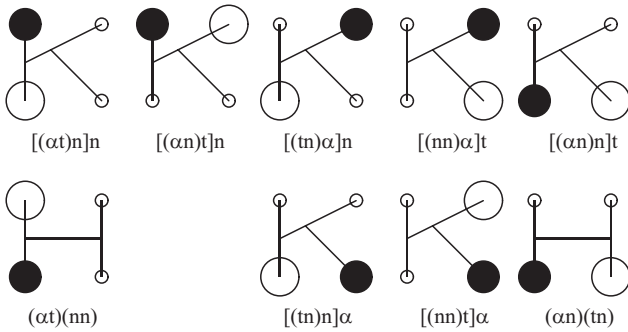
A ${}^9\text{Li}$ -et egy $\alpha+t+n+n$ modellben írtuk le (7. ábra). Látjuk, hogy a négycsomó-rendszer relatív koordinátáit K&H betűk jellemzik, s ezek abban különböznek egymástól, hogy a betűk melyik végén melyik csomó ül. Ez a modell a ${}^9\text{Li}$ -re igen jól működik, és almodelljei hasonlóan jó eredményt adnak a ${}^7\text{Li}$ -re és a ${}^8\text{Li}$ -ra is [2], de bázisát kissé csonkítani kell, hogy a rá épülő ${}^{11}\text{Li}$ -bázis kezelhető méretű legyen.

A ${}^{10}\text{Li}$ és a ${}^{11}\text{Li}$ (8. ábra) modelltere a ${}^9\text{Li}$ -ére támaszkodik. Minden egyes ${}^9\text{Li}$ -függvényhez mint belső álla-

¹ Ilyet látunk például Giotto Joachim és Anna találkozására az Aranykapunál című képén (Padova, Scrovegni-kápolna).

1. táblázat				
A $t+t$ komponens súlya a négy modellben				
modell	(a)	(b)	(c)	(d)
$t+t$	0,49	0,54	0,55	0,57

2. táblázat				
A (d) csomómodell és az egzakt hattest-számítás adta energia				
módszer	E_t	E_α	$E_{{}^6\text{He}}$	$\varepsilon = E_{{}^6\text{He}} - E_\alpha$
modell (d)	-4,56	-26,549	-26,630	-0,081
egzakt	-8,380	-29,937	-30,07	-0,13
kísérlet	-8,481	-28,296	-29,271	-0,975



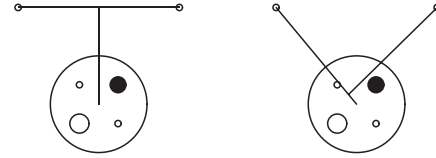
7. ábra. Az összes független relatívkoordináta-rendszer az $\alpha + t + n + n$ rendszer számára. Jelölés: α : ; t: \circ ; nukleon: \bullet .

pothoz a ${}^9\text{Li} + n$, illetve a ${}^9\text{Li} + n + n$ relatív mozgás egy-egy közel teljes bázisa rendelődik. Az így nyert ${}^{11}\text{Li}$ -bázist úgy is jellemezhetjük, hogy a ${}^9\text{Li}$ -törzsnek az alapállapota mellett mindazon állapotai benne vannak – a ${}^9\text{Li} + n$, illetve a ${}^9\text{Li} + n + n$ relatív koordináták alkalmas függvényeivel társítva –, amelyeket a diagonalizálás során az alapállapottal együtt nyertünk. Tehát a ${}^{10}\text{Li}$ és a ${}^{11}\text{Li}$ leírásakor a ${}^9\text{Li}$ legfontosabb gerjesztéseit figyelembe vettük. Az 50-dimenziós ${}^9\text{Li}$ -bázishoz végül is vele konzisztens olyan ${}^{11}\text{Li}$ -bázist sikerült találni, amelynek dimenziója 4000 alatt maradt.

Ily módon egyszerre sikerült a ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$ láncot leírni, s az egyszerűsítés és paraméterkorrekció árán a ${}^9\text{Li}$, ${}^{10}\text{Li}$, ${}^{11}\text{Li}$ láncot is. A ${}^{10}\text{Li}$ nem kötött rendszer, de kissé pontatlanul ismert néhány legelső rezonanciáját reprodukáltuk, és ugyanazon paraméterértékekkel a ${}^{11}\text{Li}$ alapállapoti energiáját ($-0,34$ MeV) és néhány egyéb tulajdonságát elég jól sikerült megkapnunk. Tehát a ${}^{11}\text{Li}$ -et az összes alrendszerrel egyszerre sikerült leírni. A modell az eddigi legbonyolultabb, legpontosabb, legmegbízhatóbb a ${}^{11}\text{Li}$ -re. Ezért a törzsgerjesztésre kapott eredményt komolyan kell vennünk (3. táblázat).

A törzsgerjesztés ugyan keveset ad a kötéshez, de ennyire kis kötési energia mellett ez is sok. A sugarakon látszik, hogy a törzsgerjesztés jelentős hatást fejt ki. A kísérleti sugárértékek közül egyedül a tömegeloszlás sugara megbízható, mert a többi erősen modellfüggő reakcióanalízisekből származik.² A törzsgerjesztés jelentősen megnöveli a protoneloszlás sugarát, a neutronét pedig lecsökkenti. Ilyképpen a proton- és a neutroneloszlás némelyest egymáshoz idomul. A törzs és a glória sugara szigorúan véve csak nem antiszimmetrikus és a törzsgerjesztést elhanyagoló modellekben definiálható. Ha a törzsgerjesztődés jelentős hatással van a proton- és a neutroneloszlás egymáshoz való viszonyára, akkor a glória mint valami különálló pálya nehezen definiálható. Eme összemosódás miatt azt mondhatjuk, hogy a glória síkvetülete nem vékony karika, mint az érett reneszánsz festményeken, hanem a törzssel összeérő eloszlás, mint a korai reneszánsz festményeken ábrázolt

² A neutronglóriás magokat magreakciókkal állítják elő mint nehézion-lövedékek fragmentumait. Mivel élettartamuk nagyon rövid, nem tudják őket összegyűjteni. A kirepülő számtalan töredéket osztályozzák, a kiválasztott tömegű és töltésű nyalábkomponensből új, gyér részecskenyalábot alakítanak ki, esetleg tovább gyorsítják, majd ismert magokkal ütköztetik őket. Az e célra legalkalmasabb néhány száz MeV/nukleon energián az ütközés teljes reakció-hatáskeresztmetszete nagyjából arányos a lövedék felületével, s ebből a nukleoneloszlás sugara viszonylag megbízhatóan kiszámítható. A többi tulajdonság meghatározása jobban függ a reakció feltételezett modelljétől.



8. ábra. A ${}^9\text{Li} + n + n + n$ rendszer T és Y alakú Jacobi-koordinátái. Jelölés: α : \bullet ; t: \circ ; nukleon: \circ .

tányérszerű glóriák. Három dimenzióban fokozatosan áttetszővé váló felhőként kell elképzelnünk, amelyben a glórianeutronok nem válnak el olyan szépen a törzs neutronjaitól. Ez bizony ellentmond a háromtest-moddellnek. Emiatt e cikkünket [5] nem fogja dicsfény övezni, akármennyire büszkék vagyunk is rá.

Következtetés

Mivel a ${}^{11}\text{Li}$ glóriája nem olyan tiszta, mint amilyennek képzelni szeretnénk, érdemes a ${}^6\text{He}$ -éval összehasonlítani. Ha elhanyagoljuk, hogy a nukleonok eloszlásainak sugarai antiszimmetrikus modellekből származnak, amelyek a törzsgerjesztést is figyelembe veszik, definiálhatjuk a glóriasugarakat (r_{halo}). Az α -részecske és a ${}^9\text{Li}$ neutronsugarának ($r_{\text{n,core}}$) felhasználásával ki is számíthatjuk őket.

A 4. táblázat azt mutatja, hogy a ${}^{11}\text{Li}$ glóriája nagyobb ugyan, de ugyanennyivel nagyobb törzsének sugara is. A ${}^{11}\text{Li}$ -ben a neutrontöbblet részben a törzshöz tartozik, s így ezek a neutronok a protoneloszlás és a glória közötti réseb befurakodhatnak. A ${}^6\text{He}$ -ban azonban a teljes neutrontöbblet a glóriához tartozik. Ennek alapján megkövethetjük azt az állítást, hogy a ${}^6\text{He}$ tökéletesebb neutronglóriás mag, mint a ${}^{11}\text{Li}$, és elégtétellel állapíthatjuk meg, hogy esetében a neutronok különleges eloszlása és az egyszerű szerkezet egybeesik.

Irodalom

1. R.S. MACKINTOSH, J. AL-KHALILI, B. JONSON, T. PEÑA: *Az atommag. Utazás az anyag szívébe* – Akadémiai kiadó, Bp., 2003.
2. Y. SUZUKI, R.G. LOVAS, K. YABANA, K. VARGA: *Structure and Reactions of Light Exotic Nuclei* – Taylor & Francis, London, 2003.
3. A. CSÓTÓ – Phys. Rev. C 48 (1993) 165
4. K. ARAI, Y. SUZUKI, R.G. LOVAS – Phys. Rev. C 59 (1999) 1432
5. K. VARGA, Y. SUZUKI, R.G. LOVAS – Phys. Rev. C 66 (2002) R1302

3. táblázat					
A törzsgerjesztés hatása a ${}^{11}\text{Li}$ néhány tulajdonságára					
modell	ϵ (MeV)	r_p (fm)	r_n (fm)	$r_n - r_p$ (fm)	r_m (fm)
gerj. nélkül	-0,12	2,15	3,21	1,06	3,15
gerjesztéssel	-0,34	2,43	3,09	0,66	3,03
kísérlet	-0,34	2,24	3,26	1,02	3,01

ϵ : energia a ${}^9\text{Li} + n + n$ küszöbötől;

$r_p/n/m$: a proton-/neutron-/anyageloszlás négyzetes középsugara.

4. táblázat			
A ${}^6\text{He}$ és a ${}^{11}\text{Li}$ összehasonlítása			
mag	$r_{\text{n,core}}$ (fm)	r_{halo} (fm)	$r_n - r_p$ (fm)
${}^6\text{He}$	1,41	3,60	0,87
${}^{11}\text{Li}$	2,52	4,68	0,66