



SZÉKFOGLALÓ ELŐADÁSOK A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIÁN

Lovas Rezső

ÜTKÖZÉS ÉS BOMLÁS A FIZIKÁBAN



Terintetes Nagy 97

személyi szabályainak 32. és a leg szót:
újraújra választott tag, a külső kivétel
szabályába tartozó dolgozat felolvasásáért,
személyes megnevezés esetén beüldöz-
legfelelt egy év alatt széklet foglalt; külsőben meg-

széklet megnevezésén.
Lehetetlen esetek, melyekben kivált vidéken la-
gátolhatatlan a határidőt megtartani: de hallgat-
elűzni a szabály megnevezés tartatását, amelyet
mint összes szabályzatunkat székletünk tekintetén
következésképpen figyelmeztetünk a J. Akadémia
székletén.

Indoklásba hozatik tehát, hogy egyetlene az
1861. igt. választott székletfoglalt által megnevezés-
tett ^{rendes} tagok neve a hivatalból kitöröltesse, az 1861-
és 1865-ig választott a szabályokra emeltesse, je-
vőre pedig a titokzatos hivatal oda utasítsa, hogy
evidenciában tartás végett az újon választottakat,
míg széklet nem foglaltat, a sorozatba fel ne vegye.

853
1865

Jan. 26. 1865.
Zollner Mór
Lugany Béla
Hollán Ernő

Kemény László
Königsberg László
Jóshörményi
r. tag Jolly János utaz
Gyengyócsanak

Lovas Rezső

ÜTKÖZÉS ÉS BOMLÁS A FIZIKÁBAN

SZÉKFOGLALÓK
A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIÁN

A 2013. május 6-án megválasztott
akadémikusok székfoglalói

Lovas Rezső

ÜTKÖZÉS ÉS BOMLÁS
A FIZIKÁBAN



Magyar Tudományos Akadémia • 2014

Az előadás elhangzott 2014. február 26-án

Sorozatszerkesztő: Bertók Krisztina

Olvasószerkesztő: Laczkó Krisztina

Borító és tipográfia: Auri Grafika

ISSN 1419-8959

ISBN 978-963-508-773-0

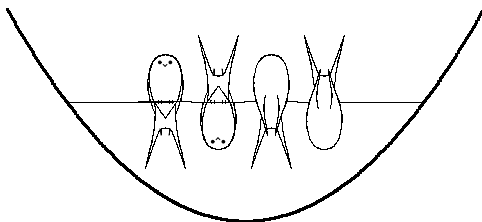
© Lovas Rezső

Kiadja a Magyar Tudományos Akadémia
Kiadásért felel: Lovász László, az MTA elnöke
Felelős szerkesztő: Kindert Judit
Nyomdai munkálatok: Kódex Könyvgyártó Kft.

BEVEZETÉS

Munkáim összefoglalhatók az „ütközés és bomlás” címszavakkal. Ez a cím azonban nemcsak atommagok ütközésére és bomlására céloz, hanem vélemények ütközésére és az értelmezési keretek felbomlására, átrendeződésére, a tudományos közösség ismereteinek lebomlására is. Ez a szempont mostanában azért foglalkoztat, mert jelenleg is folyik egy ütközet.

A levelező tagi székfoglalómon munkáim lényegét képszerűen mutattam be, és nem használtam formulákat. Egy ábrát emlékeztetőül mutatok azok kedvéért, akik itt voltak (1. ábra). Most munkásságomnak egy olyan



1. ábra. Az α -részecske egyszerű modellje

vetületét mutatom be, amelyben a képletek fontosabbak, mint a képek. Szerencsére ezeknek csak a sémája, az íze érdekes, és fogadtatásuk érdekében igyekszem erős hitet önteni mindenkibe.

Először ismertetem azt az elméleti keretet, amelyre végig hivatkozni fogok. Ennek központi fogalma a Pauli-elv. Konkrét példáim pedig az alábbi tárgykörökből valók:

- csomóátadó reakciók,
- magszerkezeti háromtest-modell,
- nehéz deformált magok leírása két nukleoncsomó együtteseként.

ELMÉLETI ALAPOK

Mikroszkopikus leírás és a Pauli-elv

Az atommagok kvantummechanikai rendszerek. Az ilyenek állapotait egy hullámfüggvénynek nevezett komplex függvénnyel jellemezzük, amelyet most Φ -vel jelölünk. Ennek változói az A számú alkotórész \mathbf{r}_i ($i = 1, \dots, A$) koordinátavektorai:

$$\Phi = \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A).$$

A hullámfüggvény a

$$H\Phi = E\Phi$$

alakú Schrödinger-egyenletnek és a rendszertől, a folyamattól függő peremfeltételeknek tesz eleget. Az itt szereplő hermitikus (Hermite-féle) H operátornak Hamilton-operátor a neve, és a teljes mechanikai energiát mint fizikai mennyiséget testesíti meg; E ezen energiának egy konkrét értéke. A H kinetikus- és potenciálisenergia-tagokból áll:

$$H = \sum_{i=1}^A T_i + \sum_{1 \leq i < j \leq A} V(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i).$$

A Schrödinger-egyenlet differenciálegyenlet, hiszen a kinetikus energia T_i tagjai differenciáloperátorok. A hullámfüggvényből a rendszert jellemző bármely fizikai mennyiség várható értéke és annak bizonytalansága kiszámítható.

Az atommagok és együtteseik nukleonokból állnak, amelyek egymástól elvben is megkülönböztethetetlenek. Ezt a leírás a hullámfüggvény szimmetriájával fejezi ki. A nukleonok fermionok, amelyekre nézve a megkülönböztethetlenség azt jelenti, hogy a hullámfüggvénynek antiszimmetrikusnak kell lennie bármely két $\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j$ részecskekoordináta kicserélésére nézve:

$$\Phi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_i, \dots, \mathbf{r}_j, \dots, \mathbf{r}_A) = -\Phi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_j, \dots, \mathbf{r}_i, \dots, \mathbf{r}_A).$$

Az antiszimmetria követelményére Pauli-elvként szoktunk hivatkozni. Ha van egy nem antiszimmetrikus $\hat{\Phi}$ függvényünk, abból az összes $P\hat{\Phi}$ permutáció megfelelő előjellel való hozzáadásával antiszimmetrikus függvényt tudunk előállítani. Az antiszimmetrizálás műveletét szimbolikusan egy \mathcal{A} antiszimmetrizáló operátor hatásának tekinthetjük:

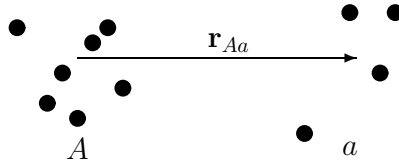
$$\Phi = \mathcal{A}\hat{\Phi}, \quad \mathcal{A} = \frac{1}{A!} \sum_P^{A!} (-1)^P P,$$

ahol $(-1)^P$ a P permutáció paritása. Az antiszimmetrizálás a függvényhalmaz (függvénytér) antiszimmetrikus alterére való vetítést jelenti. Egy antiszimmetrikus függvényre alkalmazott újabb antiszimmetrizálás semmi változást nem okoz, így $\mathcal{A}^2 = \mathcal{A}$. Az antiszimmetrizátor hermitikus operátor, tehát a mátrixelemekben hathat előre és hátra is, és ha az állapotok által közrefogott operátor szimmetrikus a részecskecímkekre nézve, akkor az \mathcal{A} áttemelhető rajta. Például:

$$\langle \mathcal{A}\{\hat{\Phi}_1\} | \mathcal{O} | \mathcal{A}\{\hat{\Phi}_2\} \rangle = \langle \hat{\Phi}_1 | \mathcal{O} \mathcal{A} | \hat{\Phi}_2 \rangle = \langle \hat{\Phi}_1 | \mathcal{O} \mathcal{A}^2 | \hat{\Phi}_2 \rangle = \langle \hat{\Phi}_1 | \mathcal{O} \mathcal{A} | \hat{\Phi}_2 \rangle.$$

Ilyenkor tehát a bra és a ket közül elég az egyiket antiszimetrizálni.

Az A és az a alrendszeréből összetett $A + a$ rendszer hullámfüggvényét az antiszimmetrikus $\Phi^{(A)}$ -ből és $\Phi^{(a)}$ -ből a két rész közötti permutációkkal nyert $\mathcal{A}_{Aa}\{\Phi^{(A)}\Phi^{(a)}\varphi(\mathbf{r}_{Aa})\}$ -szerű tagokból állíthatjuk elő, ahol \mathbf{r}_{Aa} a két tömegközéppontot összekötő vektor (2. ábra):



2. ábra. Az A és az a nukleoncsomó tömegközéppontját összekötő \mathbf{r}_{Aa} vektor

A rendszer részei közti antiszimmetrizálás elhagyása közelítésként két esetben engedhető meg: ha A és a távol van egymástól, vagy ha $\varphi(\mathbf{r}_{Aa})$ jóval nagyobb energiájú mozgást ír le, mint a $\Phi^{(A)}$, $\Phi^{(a)}$ belső állapotoké.

Azt a leírásmódot, amely a nukleoni szabadsági fokokra támaszkodik, mikroszkopikusnak nevezzük, amelyik pedig a nukleoncsomókat szerkezet nélkülinek veszi, makroszkopikusnak. A magok ütközésének és bomlásának leírását mikroszkopikusan kell megalapozni, a gyakorlatban azonban legtöbbször makroszkopikus elemeket is használunk. A két szemléletmód keveredése azonban sok hibalehetőséget rejt, és óvatosan kell bánni vele. Ezzel nincs mindenki tisztában. Az ütközéseim zöme ebből származott.

Két fragmentum relatív mozgása

Két ütköző fragmentum együttese a legegyszerűbb modellben a

$$\Phi = \mathcal{A}_{Aa}\{\Phi^{(A)}\Phi^{(a)}\varphi(\mathbf{r}_{Aa})\} = \int d\mathbf{r}\varphi(\mathbf{r})\mathcal{A}_{Aa}\{\Phi^{(A)}\Phi^{(a)}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_{Aa})\} = \int d\mathbf{r}\varphi(\mathbf{r})\Phi_{\mathbf{r}}$$

hullámfüggvénnyel írható le. Az \mathcal{A}_{Aa} a részecskecímkeket összekeveri. A második egyenlőség arra ad lehetőséget, hogy mégis definiálhassunk egy \mathbf{r} relatív koordinátát. A

$$\Phi_{\mathbf{r}} = \mathcal{A}_{Aa} \{ \Phi^{(A)} \Phi^{(a)} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{Aa}) \}$$

elemekkel definiált $\{\Phi_{\mathbf{r}}\}$ függvények „folytonos bázist” alkotnak az $A + a$ altérben, a $\varphi(\mathbf{r})$ függvény pedig a kifejtés együtthatójának szerepét játssza.

A $\{\Phi_{\mathbf{r}}\}$ altérben, a teljes rendszer $H\Phi = E\Phi$ Schrödinger-egyenlete a következő alakot ölti:

$$\mathcal{H}\varphi(\mathbf{r}) = E\mathcal{N}\varphi(\mathbf{r}),$$

ahol \mathcal{H} és \mathcal{N} olyan integráloperátor, amelynek magfüggvénye

$$H(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle \Phi_{\mathbf{r}} | H | \Phi_{\mathbf{r}'} \rangle,$$

$$N(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle \Phi_{\mathbf{r}} | \Phi_{\mathbf{r}'} \rangle.$$

Tehát például:

$$\mathcal{N}f(\mathbf{r}) \equiv \int d\mathbf{r}' N(\mathbf{r}, \mathbf{r}') f(\mathbf{r}').$$

Az \mathcal{N} hermitikus operátor sajátérték-egyenlete

$$\mathcal{N}\phi_n = \nu_n \phi_n;$$

a $\{\phi_n\}$ sajátfüggvények a relatív mozgás terében teljes ortonormált rendszert alkotnak: $\langle \phi_n | \phi_{n'} \rangle = \delta_{nn'}$. Itt a $\langle \dots | \dots \rangle$ szimbólum az \mathbf{r} paraméterkoordináta szerinti integrálással definiált belső szorzatot jelöli. A $\{\phi_n\}$ függvényekkel maga \mathcal{N} ekképpen állítható elő:

$$\mathcal{N} = \sum_n |\phi_n\rangle \nu_n \langle \phi_n|.$$

Így az \mathcal{N} operátor tetszőleges hatványa is kifejezhető: $\mathcal{N}^k = \sum_n |\phi_n\rangle \nu_n^k \langle\phi_n|$. Ezt használhatjuk arra, hogy a relatív mozgásra Schrödinger-szerű egyenletet vezessünk le. Például:

$$\mathcal{N}^{-1}\mathcal{H}\varphi(\mathbf{r}) = E\varphi(\mathbf{r}).$$

Az $\mathcal{N}^{-1}\mathcal{H}$ azonban nem alkalmas Hamilton-operátornak, mert nem hermitikus. A lehetséges relatív mozgási egyenletek között kitüntetett szerepet játszik a

$$h\chi = E\chi$$

egyenlet, ahol

$$h = \mathcal{N}^{-1/2}\mathcal{H}\mathcal{N}^{-1/2}, \quad \chi(\mathbf{r}) = \mathcal{N}^{1/2}\varphi(\mathbf{r}),$$

mert csaknem egyértelműen ez az egyetlen, amelyben a Hamilton-operátor szerepét játszó operátor hermitikus, továbbá a relatív mozgás hullámfüggvényének szerepét játszó χ függvény úgy van normálva, mint a teljes hullámfüggvény:

$$\langle\langle\chi|\chi'\rangle\rangle = \langle\Phi|\Phi'\rangle.$$

A fenti átalakítás a relatív mozgás állapotterének azon az alterén érvényes, amelyen az \mathcal{N} normaoperátor inverze létezik. Ez a relatív mozgásnak a Pauli-elv által nem tiltott része. Teljesen tiltott altér, amelynek ϕ elemeire igaz, hogy $\mathcal{N}\phi = 0$, csak egyenlő méretű harmonikus oszcillátorral leírt nukleoncsomókból álló modellekben van.

A relatív mozgás Schrödinger-egyenlete explicitebbé tehető a teljes Hamilton-operátor

$$H = H_A + H_a + T_{Aa}(\mathbf{r}_{Aa}) + V_{Aa}$$

felbontásával és a részrendszerek $H_A\Phi^{(A)} = E_A\Phi^{(A)}$ és $H_a\Phi^{(a)} = E_a\Phi^{(a)}$ Schrödinger-egyenleteinek felhasználásával. Az eredmény

$$(\mathcal{T} + \mathcal{U})\chi = \varepsilon\chi \quad (\varepsilon = E - E_A - E_a)$$

alakba írható [1], ahol a \mathcal{T} a relatív mozgás kinetikus energiája, az \mathcal{U} pedig explicit módon is megadható nemlokális potenciál.

Makroszkopikus relatív hullámfüggvényeknek csak a χ típusú függvények feleltethetők meg, makroszkopikus potenciálnak pedig azok a potenciálok, amelyek χ -szerű függvényekre vonatkozó mozgásegyenletekben szerepelnek.

A relatív mozgás mint egy általános mozgás vetülete

Két nukleoncsomó relatív mozgása akkor is értelmezhető, ha más típusú mozgás is lehetséges. A rendszer akármilyen mozgásából két fragmentum mozgását egy projekciós operátorral vetíthetjük ki. A megszokott $\sum_i |i\rangle\langle i|$ -szerű képlet helyett a projektor

$$\mathcal{P} = \int d\mathbf{r} |\Phi_{\mathbf{r}}\rangle \mathcal{N}^{-1} \langle \Phi_{\mathbf{r}}|$$

alakú, mert a „bázis” folytonos és nemortogonális: $\langle \Phi_{\mathbf{r}} | \Phi_{\mathbf{r}'} \rangle \equiv N(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \neq \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$. Az általános mozgás Ψ hullámfüggvényének az $A + a$ altérre eső vetületét például a

$$g(\mathbf{r}) = \langle \Phi_{\mathbf{r}} | \Psi \rangle, \quad G(\mathbf{r}) = \mathcal{N}^{-1/2} g(\mathbf{r})$$

függvényekkel szokták jellemezni. Az $A + a$ komponens „nagyságát” integ-

rálisan normanégyzetükkel szokták megadni:

$$s = \langle g|g \rangle = \int d\mathbf{r} \langle \Psi|\Phi_{\mathbf{r}} \rangle \langle \Phi_{\mathbf{r}}|\Psi \rangle,$$

$$S = \langle G|G \rangle = \langle g|\mathcal{N}^{-1}|g \rangle = \int d\mathbf{r} \langle \Psi|\Phi_{\mathbf{r}} \rangle \mathcal{N}^{-1} \langle \Phi_{\mathbf{r}}|\Psi \rangle = \langle \Psi|\mathcal{P}|\Psi \rangle.$$

Az s -et spektroszkópai faktornak, az S -et a csomósodás mértékének nevezzük. Mivel a csomósodás mértéke nem más, mint az $A + a$ altérbe vettítő operátor várható értéke, megállapíthatjuk, hogy az $A + a$ altér súlyát csak a csomósodás mértéke jellemzi híven. A $\{\Phi_{\mathbf{r}}\}$ altérbe eső Φ állapotra $S = \langle \Phi|\mathcal{P}|\Phi \rangle = 1$. Az ilyen Φ állapothoz tartozó $G(\mathbf{r})$ amplitúdó igazi χ -szerű relatív hullámfüggvény.

Általános esetben is le lehet egy Schrödinger-egyenletet vezetni a relatív mozgásra:

$$(\mathcal{T} + \tilde{\mathcal{U}})G = \varepsilon G \quad (\varepsilon = E - E_A - E_a).$$

A $\tilde{\mathcal{U}}$ hatása annyiban különbözik \mathcal{U} -étől, hogy effektív módon az $A + a$ -n kívüli állapottér hatását is figyelembe veszi.

g vagy G ?

Most azt szemléltetem, hogy a magfolyamatok leírásában elsődlegesen a g függvény lép föl, de ez kifejezhető a G -vel, és szerencsés esetben jobban értelmezhető formulára vezet. Példaként a klaszterbomlás (pl. α -bomlás) esetét mutatom be röviden. A bomlások leírásában a cél a Γ bomlási szélesség meghatározása, amely azonnal adja az élettartam értékét is: $\tau = \hbar/\Gamma$.

Vegyük szemügyre egy perturbatív modell keretében a $B \rightarrow A + a$ radioaktív bomlást, és definiáljuk a szülőmag Ψ kezdőállapotát és a távozó két

fragmentum Φ végállapotát:

$$\begin{aligned} H_0\Psi &= E\Psi && \text{(a szülőmagra),} \\ H\Phi &= E\Phi && \text{(a végállapotra, } \Phi = \mathcal{A}_{Aa}\{\Phi^{(A)}\Phi^{(a)}\varphi(\mathbf{r})\}, \\ &&& \varphi(\mathbf{r}) \text{ kifutó hullámos aszimptotikával).} \end{aligned}$$

A bomlási szélesség képlete e keretben:

$$\Gamma = 2\pi|\langle\Psi|H - H_0|\Phi\rangle|^2.$$

A mátrixelem a Φ definíciójának, majd a $g = \mathcal{N}^{1/2}G$, $\varphi = \mathcal{N}^{-1/2}\chi$ egyenleteknek a behelyettesítésével a következőképp alakítható át:

$$\langle\Psi|H_0 - H|\Phi\rangle = \langle\langle g|V_{Aa}^{(0)\dagger} - V_{Aa}|\varphi\rangle\rangle = \langle\langle G|\tilde{U}^\dagger - \mathcal{U}|\chi\rangle\rangle.$$

A makroszkopikusan is értelmes

$$\tilde{U}^\dagger - \mathcal{U} = \mathcal{N}^{1/2}(V_{Aa}^{(0)\dagger} - V_{Aa})\mathcal{N}^{-1/2}$$

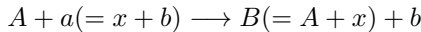
potenciált a $\varphi = \mathcal{N}^{-1/2}\chi$, $g = \mathcal{N}^{1/2}G$ behelyettesítésekkel a fizikailag gazdagabb értelmű χ és G függvényekre való áttérés révén nyerjük.

Ezt a keretet a 70-es években Torsten Fließbach heurisztikusan vezette be [2]. A jelen levezetés precíz formában [1] cikkemben található meg.

A KLASZTERÁTADÓ REAKCIÓK LEÍRÁSA

A naiv változat

Tekintsük az



x -átadó reakciót, amelyben tehát a átadja az x klasztert az A -nak, amely ettől B -vé válik. Az x lehet α -részecske vagy bármilyen más. Hanyagoljuk el az ütköző

magok közti antiszimetriát. A folyamat valószínűsége arányos a $|T|^2$ -tel, ahol a T-mátrix eleme ekkor – a torzított hullámos Born-közelítés „poszt”-formájában – az $A + a$ rugalmas ütközés hullámfüggvényét a $B + b$ rugalmas ütközés állapotával köti össze:

$$T \approx \langle \Phi^{(B)} \Phi^{(b)} \varphi_{bx}^{(-)} | H - \mathcal{H}_{Bb} | \Phi^{(A)} \Phi^{(a)} \varphi_{Aa}^{(+)} \rangle.$$

A φ felső indexei a határfeltételre emlékeztetnek: arra, hogy távol az ütközési centrumtól a síkhullám mellett befutó (–), illetve kifutó (+) gömbhullámot tartalmaznak. A mátrixelemben szereplő operátort hagyományosan így egyszerűsítik:

$$H - \mathcal{H}_{Bb} = V_{Bb} - \mathcal{U}_{Bb} \equiv V_{Ab} + V_{bx} - \mathcal{U}_{Bb} \approx V_{bx} \approx \mathcal{U}_{bx}(\mathbf{r}_{bx}),$$

ahol az \mathcal{U} potenciálok effektív potenciálok. Így a következő formulára jutunk:

$$T \approx \langle \Phi_B \Phi_b \varphi_{Bb}^{(-)} | \mathcal{U}_{bx} | \Phi_A \Phi_a \varphi_{Aa}^{(+)} \rangle.$$

Az operátor elé vagy mögé beszúrhatjuk az

$$\begin{aligned} 1 &= \sum_{A'x'} |\Phi^{(A')} \Phi^{(x')}\rangle \langle \Phi^{(A')} \Phi^{(x')}| \approx \sum_{A'} |\Phi^{(A')} \Phi^{(x)}\rangle \langle \Phi^{(A')} \Phi^{(x)}| \\ 1 &= \sum_{b'x'} |\Phi^{(b')} \Phi^{(x')}\rangle \langle \Phi^{(b')} \Phi^{(x')}| \approx \sum_{b'} |\Phi^{(b')} \Phi^{(x)}\rangle \langle \Phi^{(b')} \Phi^{(x)}| \end{aligned}$$

egységoperátorok valamelyikét. Ha feltételezzük, hogy az x klaszter alapállapotban adódik át, az x állapotaira való x' összegből elég megtartani az $x' = x$ alapállapotot. A másik összeg a $\langle \Phi^{(A')} | \Phi^{(A)} \rangle = \delta_{AA'}$, illetve a $\langle \Phi^{(b)} | \Phi^{(b')} \rangle = \delta_{bb'}$ ortogonalitás miatt egyetlen tagra redukálódik. Így kapjuk végeredményként azt a képletet, amelyben már megjelennek a spektroszkópiai amplitúdók:

$$T = \langle \varphi_{Bb}^{(-)} g_{Ax} | \mathcal{U}_{bx} | g_{bx} \varphi_{Aa}^{(+)} \rangle.$$

Mivel az antiszimetriát elhanyagoltuk, a φ függvényeket merészen χ optikaimodell-hullámfüggvényekkel helyettesíthetjük:

$$T = \langle \chi_{Bb}^{(-)} g_{Ax} | \mathcal{U}_{bx} | g_{bx} \chi_{Aa}^{(+)} \rangle.$$

A Fliessbach-féle változat

A nem antiszimmetrikus $T = \langle \Phi_B \Phi_b \varphi_{Bb}^{(-)} | H - \mathcal{H}_{Bb} | \Phi_A \Phi_a \varphi_{Aa}^{(+)} \rangle$ képletrel szemben Fliessbach [3] kiindulópontja

$$T = \langle \mathcal{A}_{Bb} \{ \Phi_B \Phi_b \varphi_{Bb}^{(-)} \} | H - \mathcal{H}_{Bb} | \mathcal{A}_{Aa} \{ \Phi_A \Phi_a \varphi_{Aa}^{(+)} \} \rangle. \quad (1)$$

Ezután két antiszimmetrikus projektort szűr be:

$$\mathcal{P}_{Ax} = \int d\mathbf{r} | \Phi_{\mathbf{r}}^{(Ax)} \rangle \mathcal{N}_{Ax}^{-1} \langle \Phi_{\mathbf{r}}^{(Ax)} |, \quad \mathcal{P}_{bx} = \int d\mathbf{r} | \Phi_{\mathbf{r}}^{(bx)} \rangle \mathcal{N}_{bx}^{-1} \langle \Phi_{\mathbf{r}}^{(bx)} |,$$

majd valahogy eljut a

$$T = \langle \varphi_{Bb}^{(-)} G_{Ax} | \mathcal{U}_{bx} | G_{bx} \varphi_{Aa}^{(+)} \rangle$$

képletig, amely a csomósodás mértékének G amplitúdóit tartalmazza, ezért tetszetősebb. A levezetés heurisztikus, és elsőre engem is megfogott, míg rá nem jöttem, hogy nem tudom végigkövetni. A G felléptének a g helyett azért kellene örülnünk, mert a g spektroszkópiai amplitúdót gyakorlatilag soha nem számítják ki mikroszkopikusan, hanem egy lokális potenciális egyrészecske-feladat u megoldásával helyettesítik:

$$g(\mathbf{r}) \approx \sqrt{s}u(\mathbf{r}) \quad \text{vagy} \quad G(\mathbf{r}) \approx \sqrt{S}u(\mathbf{r}),$$

és mivel az extrém csomómodellben a G igazi relatív hullámfüggvény, az sejthető, hogy általában is jobban közelíthető egyrészecskés függvényvel,

mint g . Ha ezt a közelítésmódot érvényesnek fogadjuk el, akkor a kísérlet-hez való illesztéssel nem az s spektroszkópiai faktort, hanem a pontosabb értelmű S -et, a csomósodás mértékét határozzuk meg.

Helyesbítés

Sajnos azonban a Fliessbach-féle változatnak már a kiindulópontja is hibás [4]. Az egzaktul antiszimmetrizált alak nem az (1) képlet, hanem [5]

$$T = \langle \Phi^{(B)} \Phi^{(b)} \varphi_{Bb}^{(-)} | H - \mathcal{H}_{Bb} | \mathcal{A}_{Aa} \{ \Phi^{(A)} \Phi^{(a)} \varphi_{Aa}^{(+)} \} \rangle.$$

E hibának az a következménye, hogy a Fliessbach-formalizmusban az antiszimmetrizátor az átmeneti mátrixelembe belekeveri a B és a b belső mozgását meghatározó nukleon-nukleon kölcsönhatási tagokat is.

Az egymással kevésbé átfedő két passzív „magtörzs” (A és b) közötti antiszimmetriát azonban ésszerű elhanyagolni:

$$\mathcal{A}_{Aa} \approx \mathcal{A}_{Ax},$$

az \mathcal{A}_{Ax} pedig felcserélhető $H - \mathcal{H}_{Bb}$ -vel, és $\mathcal{A}_{Ax} \Phi_B = \Phi_B$ -t felhasználva \mathcal{A}_{Ax} -et közelítésmentesen elhagyhatjuk:

$$\begin{aligned} T &\approx \langle \Phi^{(B)} \Phi^{(b)} \varphi_{Bb}^{(-)} | H - \mathcal{H}_{Bb} | \mathcal{A}_{Ax} \{ \Phi^{(A)} \Phi^{(a)} \varphi_{Aa}^{(+)} \} \rangle \\ &= \langle \Phi^{(B)} \Phi^{(b)} \varphi_{Bb}^{(-)} | H - \mathcal{H}_{Bb} | \Phi^{(A)} \Phi^{(a)} \varphi_{Aa}^{(+)} \rangle \\ &\approx \langle \Phi^{(B)} \Phi^{(b)} \varphi_{Bb}^{(-)} | \mathcal{U}_{bx} | \Phi^{(A)} \Phi^{(a)} \varphi_{Aa}^{(+)} \rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

Fontos megjegyeznünk, hogy így az x -nek mindkét törzssel való antiszimmetriáját szigorúan figyelembe vettük.

Innentől a naiv levezetéssel azonos módon haladhatunk tovább, így az eredmény ugyanaz:

$$T = \langle \chi_{Bb}^{(-)} g_{Ax} | \mathcal{U}_{bx} | g_{bx} \chi_{Aa}^{(+)} \rangle.$$

Tehát ésszerű lépések a szokványos közelítésre vezetnek, nem a Fliessbach-féle változatra [4].

Mi az a különbség a bomlás és a csomóátadó reakció között, amely az egyik esetben lehetővé teszi a $g \Rightarrow G$ transzformációt, a másik esetben viszont kizárja. A mikroszkopikus formalizmusban természetes módon mindig $g(\mathbf{r})$ jelenik meg, és ebből $G(\mathbf{r})$ -re az $\mathcal{N}^{-1/2}$ egyszerű átcsúsztatásával csak akkor lehet áttérni, ha a felbomló rendszer nukleonjain kívül más nukleon nem szerepel a folyamatban. Ha szerepel, a vele való antiszimmetrizálás kizárja az átcsúsztatást.

A $g \Rightarrow G$ csere helytelenségéről természetesen nehéz volt meggyőzőnöm Fliessbachot. Csatámba – a Fliessbach oldalán – kibicként beleszólt a magyar titkosszolgálat is azzal, hogy egy új cikkváltozatot tartalmazó levelemet 4 hónapig fektette, és ezzel a folyóirat szerkesztőjét is ellenem hangolta. De végül Fliessbach adta fel, és a cikkem megjelent [4], Fliessbach pedig bölcsebbnek látta, ha válasz nélkül hagyja.

Arima és Weiguny változata

Meg voltam lepve, hogy ezután egy igen tekintélyes résztvevő lépett a porondra, az akkoriban Nobel-díjra jelölt Arima Akito személyében.

Arima és Weiguny [6] eljutott az általam levezetett (2) képletig, amelyet ilyen formába írtak át:

$$T = \langle \varphi_{Bb}^{(-)} g_{Ax} | H - \mathcal{H}_{Bb} | g_{bx} \varphi_{Aa}^{(+)} \rangle.$$

Nem használták azonban a $\varphi_{Bb}^{(-)} \approx \chi_{Bb}^{(-)}$, $\varphi_{Aa}^{(+)} \approx \chi_{Aa}^{(+)}$ közelítéseket, amelyeket valóban csak a kellően nagy energia igazolhat. Ahelyett a $\varphi_{Aa}^{(+)} = \mathcal{N}_{Aa}^{-1/2} \chi_{Aa}^{(+)}$ és a $\varphi_{Bb}^{(-)} = \mathcal{N}_{Bb}^{-1/2} \chi_{Bb}^{(-)}$ behelyettesítésével a következő formát

kapták:

$$T = \langle \chi_{Bb}^{(-)} g_{Ax} | \mathcal{N}_{Bb}^{-1/2} (H - \mathcal{H}_{Hb}) \mathcal{N}_{Aa}^{-1/2} | g_{bx} \chi_{Aa}^{(+)} \rangle.$$

No mármost, ha az A és a b közti kicserélődést egyszer elhanyagoltuk, úgy logikus, ha a normaoperátorokban is elhanyagoljuk. Tehát

$$\mathcal{N}_{Bb} \approx \mathcal{N}_{bx} \quad \text{és} \quad \mathcal{N}_{Aa} \approx \mathcal{N}_{Ax},$$

és ezzel

$$T = \langle \chi_{Bb}^{(-)} g_{Ax} | \mathcal{N}_{bx}^{-1/2} (H - \mathcal{H}_{Bb}) \mathcal{N}_{Ax}^{-1/2} | g_{bx} \chi_{Aa}^{(+)} \rangle.$$

Így a $G_{Ax} = \mathcal{N}_{Ax}^{-1/2} g_{Ax}$ és a $G_{bx} = \mathcal{N}_{bx}^{-1/2} g_{bx}$ definíciókat felhasználva ugyanúgy a csomósodás mértékének amplitúdóit hozták be, mint Fliessbach:

$$T = \langle \chi_{Bb}^{(-)} G_{Ax} | H - \mathcal{H}_{Bb} | G_{bx} \chi_{Aa}^{(+)} \rangle.$$

Csakhogy ebben a lépésben az $\mathcal{N}_{bx}^{-1/2}$ operátort előre, az $\mathcal{N}_{Ax}^{-1/2}$ -et viszont hátra kell tolni, és ez csak akkor volna lehetséges, ha egymással és $H - \mathcal{H}_{Bb}$ -vel is felcserélhetőek volnának. Arima és Weiguny azonban ideiglenesen elfelejtette, hogy $\mathcal{N}_{bx}^{-1/2}$ és $\mathcal{N}_{Ax}^{-1/2}$ sem egymással, sem $H - \mathcal{H}_{Bb}$ -vel nem cserélhető fel. A felcserélés okozta hibát borzasztóan nehéz felbecsülni, úgyhogy a szép levezetés utolsó lépése nem korrekt.

A szerzők a

$$\mathcal{N}_{bx}^{-1/2} (H - \mathcal{H}_{Bb}) \mathcal{N}_{Ax}^{-1/2} \neq \mathcal{N}_{Ax}^{-1/2} (H - \mathcal{H}_{Bb}) \mathcal{N}_{bx}^{-1/2}$$

problémáját exponálják ugyan, de nem tudnak megnyugtató megoldást adni rá. Később Arimával találkozván arra következtettem, hogy ez őket is nyugtalanította, és talán nem véletlen, hogy formuláikat nem használta senki a gyakorlatban.

Érvényben marad viszont az általam kedvelt hagyományos formula, amelyben a spektroszkópiai amplitúdó szerepel, azzal a megszorítással, hogy az $\mathcal{N}_{Aa}^{-1/2}$ és az $\mathcal{N}_{Bb}^{-1/2}$ elhagyása csak elég nagy energiájú folyamatokra indokolható.

A HÁROMTEST-MODELL ÁTÉRTELMEZÉSE

Három nukleoncsomóból összetett magoknak a háromtest-modellje igen sikeres. Ez makroszkopikus modell, hiszen az összetett α -klasztert szerkezet nélküli egyetlen részecskeként kezeli, ezért e modell hullámfüggvénye a korábban mondottak szerint χ -szerű. A két fragmentumra bomlás belőlük kiszámított „spektroszkópiai” amplitúdója természetesen G -szerű lesz, és így is jelöljük. (Ennek független változójára a háromtest-formalizmushoz alkalmazkodva az \mathbf{R} jelölést használjuk.) A természet azonban tudja, hogy a magok nukleonokból állnak, a magreakció-modellek pedig azt, hogy bennük $g(\mathbf{R})$ szerepel, nem pedig $G(\mathbf{R})$. Ez a makroszkopikus modellben dolgozóknak nem jutott eszükbe, és az sem, hogy amit ők spektroszkópiai faktornak vélnek, az nem az s spektroszkópiai faktor, hanem az S csomósodás mértéke. Célunk ezért az, hogy a makroszkopikus modellben számolt $G(\mathbf{R})$ -ből kiszámoljuk $g(\mathbf{R})$ -t és s -et, és összehasonlítsuk $G(\mathbf{R})$ -rel, illetve S -sel.

A $G(\mathbf{R})$ és a $g(\mathbf{R})$ viszonyát a ${}^6\text{Li} = \alpha + p + n$ rendszeren vizsgáltuk meg. A háromtest-modellek az $\alpha + d$ spektroszkópiai faktorra szisztematikusan kisebb értéket adnak, mint a mikroszkopikus számítások és a kísérletek.

Az $\alpha + d$ spektroszkópiai amplitúdó háromtest-modellbeli definíciója

$$G_{\alpha d}^{(3)}(\mathbf{R}) = \langle \chi_d(\mathbf{r}_{pn}) \delta(\mathbf{R} - \mathbf{r}_{\alpha d}) | \chi_3(\mathbf{r}_{pn}, \mathbf{r}_{\alpha d}) \rangle = \int d\mathbf{r} \chi_d^*(\mathbf{r}) \chi_{\alpha(pn)}(\mathbf{r}, \mathbf{R}).$$

A mikroszkopikus modellben Φ belső csomóállapotok és φ függvények sze-

repelnek, amelyek a relatív mozgást az antiszimmetrizátor mögött állva képviselik:

$$\begin{aligned}
g_{\alpha d}(\mathbf{R}) &= \langle \mathcal{A}_{\alpha d} \{ \Phi^{(\alpha)} \Phi^{(d)} \delta(\mathbf{R} - \mathbf{r}_{\alpha d}) \} | \Phi^{(6)} \rangle \\
&= \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' \int d\mathbf{R}' \varphi_d^*(\mathbf{r}) \langle \mathcal{A}_{\alpha d} \mathcal{A}_{pn} \{ \Phi^{(\alpha)} \Phi^{(p)} \Phi^{(n)} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{pn}) \delta(\mathbf{R} - \mathbf{r}_{\alpha d}) \} \\
&\quad \times | \mathcal{A}_{\alpha pn} \{ \Phi^{(\alpha)} \Phi^{(p)} \Phi^{(n)} \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_{pn}) \delta(\mathbf{R}' - \mathbf{r}_{\alpha d}) \} \rangle \varphi_{\alpha(pn)}(\mathbf{r}', \mathbf{R}') \\
&= \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' \int d\mathbf{R}' \varphi_d^*(\mathbf{r}) N_{\alpha(pn)}(\mathbf{r}, \mathbf{R}; \mathbf{r}', \mathbf{R}') \varphi_{\alpha(pn)}(\mathbf{r}', \mathbf{R}') \\
&= \int d\mathbf{r} \varphi_d^*(\mathbf{r}) \mathcal{N}_{\alpha(pn)} \varphi_{\alpha(pn)}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \\
&= \int d\mathbf{r} \chi_d^*(\mathbf{r}) \mathcal{N}_{\alpha(pn)}^{1/2} \chi_{\alpha(pn)}(\mathbf{r}, \mathbf{R}).
\end{aligned}$$

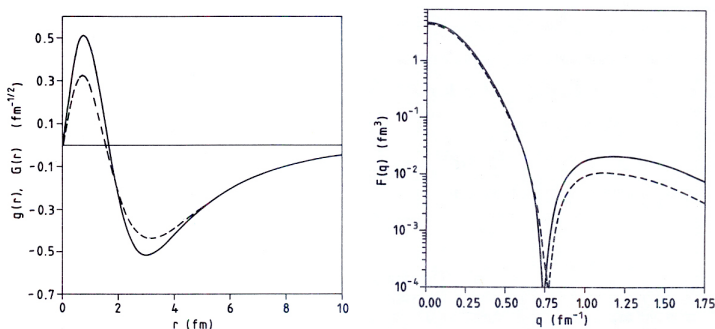
Az utolsó lépésben a $\varphi_d = \chi_d$ és a $\varphi_{\alpha(pn)} = \mathcal{N}_{\alpha(pn)}^{-1/2} \chi_{\alpha(pn)}$ behelyettesítéseket végeztem el.

Egy eredmény az amplitúdókra és az impulzuseloszlással azonosított négyzetre emelt Fourier-transzformáltjukra a 3. ábrán látható [9]. A csomósodást jellemző faktorok néhány konkurens modellre az 1. táblázatban vannak összegyűjtve.

1. táblázat. Az $\alpha + d$ klaszterizációs faktorok

Forrás	$S_{\alpha d}$	$s_{\alpha d}$	Kísérlet [8]
Voronchev [10]	0.757	0.991	0.73–1.3
Kukulin [11]	0.738	0.970	
Lehman [7]	0.632	0.847	
Saját (mikroszkopikus) [12]	0.810	0.930	

Látjuk, hogy a belső szerkezet figyelembevétel a mikroszkopikus számításokkal és a kísérletekkel való egyezés irányába mozdítja a háromtest-számítás eredményét. Ez a hatás nem túl nagy, de nem is hanyagolható el.



3. ábra. Radiális $g_{\alpha d}(r)$ (folytonos) és $G_{\alpha d}(r)$ (szaggatott vonal) amplitúdók [9] (balra) és a velük számított impulzuseloszlások [9] Lehman hullámfüggvényéből [7] (jobbra)

Az ütközést kiváltó cikkeim közül az erről szóló [9] cikk volt a legszerencsésebb. A bírálóm Norman Austern volt, aki direktreakció-könyvéről [13] híres, és aki implicit módon a megbíráltak között volt. A cikket egyből elfogadta, felfedte magát, és tudtomra adta, hogy a spektroszkópiai faktor és a csomósodás mértéke körüli egész huzavonát ebből a cikkből értette meg.

A NEHÉZ ESET

Van-e csomósodás nehéz magokban?

Még ma is legtöbben azt hiszik, hogy a csomósodás súlyát a spektroszkópiai faktor abszolút számként jellemzi. Nehéz magok héjmodellje pedig 1-nél jóval kisebb (~ 0.0001) spektroszkópiai faktorokat adott. Abból azonban, hogy a törzs + α rendszerek normaoperátorainak annál több kicsi sajátértéke ($\nu_n \ll 1$) van, minél nagyobb a törzs, gyanítható, hogy $S \gg s$. De vajon mekkora?

Egyetlen eset van, amely tisztességesen végigszámolható: a $^{212}\text{Po} = ^{208}\text{Pb} + \alpha$ esete, mert az α -részecske és az ^{208}Pb -mag a két legtökéletesebben zárt héjú atommag, amelyek belső mozgására a tiszta héjmodell-konfiguráció feltételezése nem durva közelítés.

A ^{212}Po négy modelljét hasonlítottuk össze: egy szokásos héjmodellt, egy $^{208}\text{Pb} + \alpha$ típusú csomómodellt, a két előző keverékét és egy minden eddigi héjmodellnél jobb stochasztikus héjmodellt. A szokásos héjmodell jó a mag belsejétől függő mennyiségek leírására, de az α -bomlási csatornához nem elég jó a bázisa. A csomómodell a két fragmentum ütközésének leírására kiválóan alkalmas, de ki tudja, jó-e a mag belsejére is. A hibrid modellben az energiára vonatkozó variációs elv határozza meg, milyen mértékben keverednek be a klasztermodell bázisának elemei. A stochasztikus héjmodell egyszerűen csak egy minden korábbinál jobb héjmodell, amelynek különösen a magfelület leírására kell alkalmasnak lennie. Az eredményt a 2. táblázatban foglalom össze. Látjuk, hogy a csomósodás mértéke a héjmo-

2. táblázat. A ^{212}Po mag alapállapotának $^{208}\text{Pb} + \alpha$ -csomósodása

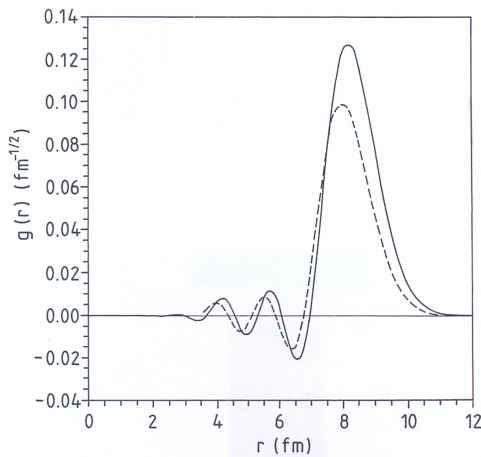
	Héjmodell [14]	Csomómodell [14]	Héj+csomó- modell [14]	Stochasztikus héjmodell [15]
<i>s</i>	0.00015	0.15	0.025	0.011
<i>S</i>	0.037	1	0.30	~0.2

dellben 200-szor akkora, mint a spektroszkópiai faktor. A csomómodell hozzáadása egy nagyságrendnyi növekedést okoz. Aki azt hinné, hogy a csomómodell hozzákeverése nagyfokú hamis részrehajlást okoz a csomósodás javára, az nézze meg a stochasztikus héjmodell eredményét. A héj+klasztermodell tökéletesen, de a a stochasztikus héjmodell is jól leírja az α -bomlást is (3. táblázat).

3. táblázat. A ^{212}Po mag alapállapotának α -bomlási szélessége

	Héj+csemó-modell	Stochasztikus héjmodell	Kísérlet
Γ (MeV)	1.5×10^{-15}	0.72×10^{-15}	1.52×10^{-15}

Varga Kálmán nyomán [1, 9] a 4. ábrán nézzük, hogyan viszonylanak egymáshoz a héj+csemó-modell és a stochasztikus héjmodell $g(r)$ amplitúdói. Az eredmények hasonlósága erősíti a két modellbe vetett bizalmunkat.



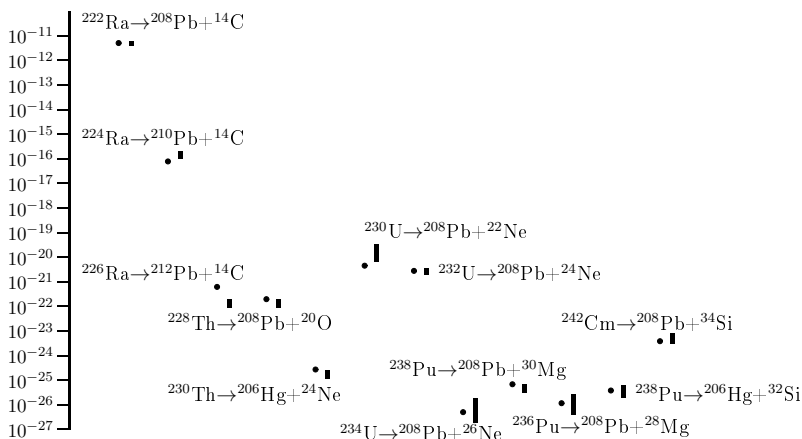
4. ábra. A $^{212}\text{Po} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + \alpha$ bomlás $g(r)$ amplitúdója a stochasztikus héjmodellben (szaggatott) és a héj+klaszter-modellben (folytonos vonal)

Az a hit, hogy a csemósodás súlya nehéz magokban csekély, héjmodell-számításokon és a spektroszkópiai faktor helytelen valószínűségi értelmezésén alapuló előítélet volt. Az az eredményünk, hogy S alig kisebb, mint 1, az alapköve az α -bomlás extrém klasztermodelljének, amelyet Buck, Merchant és Perez számolt végig a számbajöhető nehéz rendszerekre. Ennek fő eredményei a következők:

1. Lényegében az összes mag összes ismert α -bomlása (~ 500 átmenet, 31 nagyságrend a szélességre) egymással konzisztens parametrizálással tiszta lokális potenciális törzs-alfa modellben leírható; az eredmény nagyjából egy 3-as faktoron belül egyezik a kísérlettel [16].

2. Az egzotikus klaszterek kibocsátásával járó radioaktív bomlás leírása hasonlóan sikeresnek bizonyult. Az 5. ábrán ezek az eredmények vannak összefoglalva Buck és szerzőtársai nyomán [17].

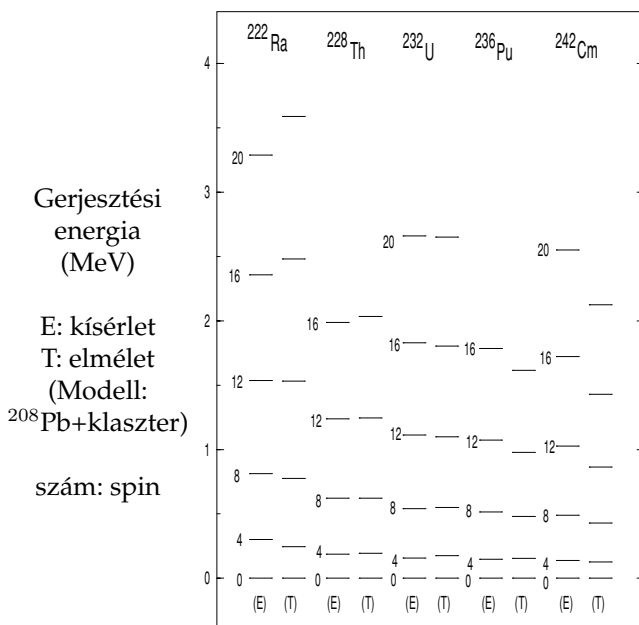
Γ (MeV)



5. ábra. Egzotikus bomlások szélessége. Elmélet: pettygek; kísérlet (hibákkal): téglányok

3. Ugyanez a modell a deformált anyag rotációsgerű nívóit ugyancsak reprodukálja [17] (6. ábra).

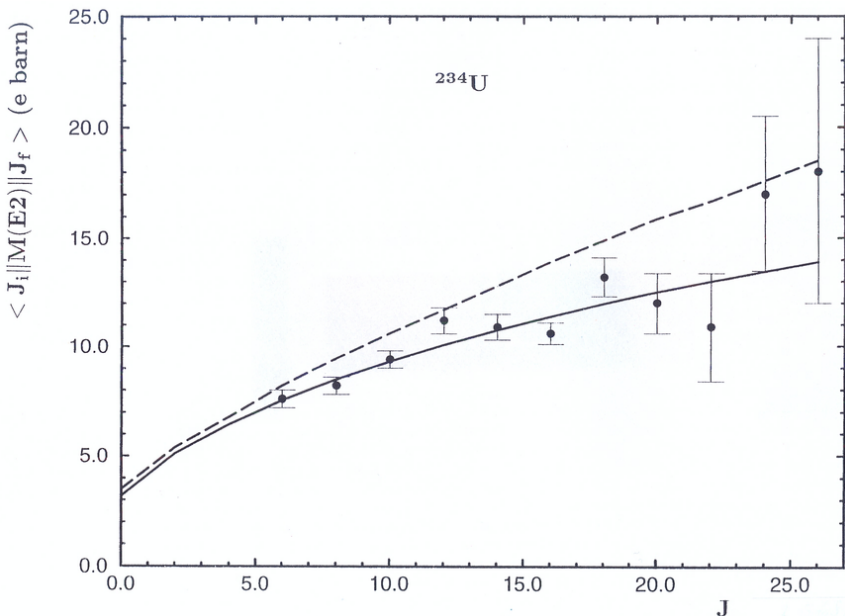
4. A deformált anyagok γ -átmeneteit is reprodukálták, mégpedig az energianívókkal és a bomlási hajlammal konzisztens módon [18]. Erre vonatkozó példát a 7. ábra mutat.



6. ábra. Klaszterbomló aktinidák nivósémái a bomlást is leíró modellben

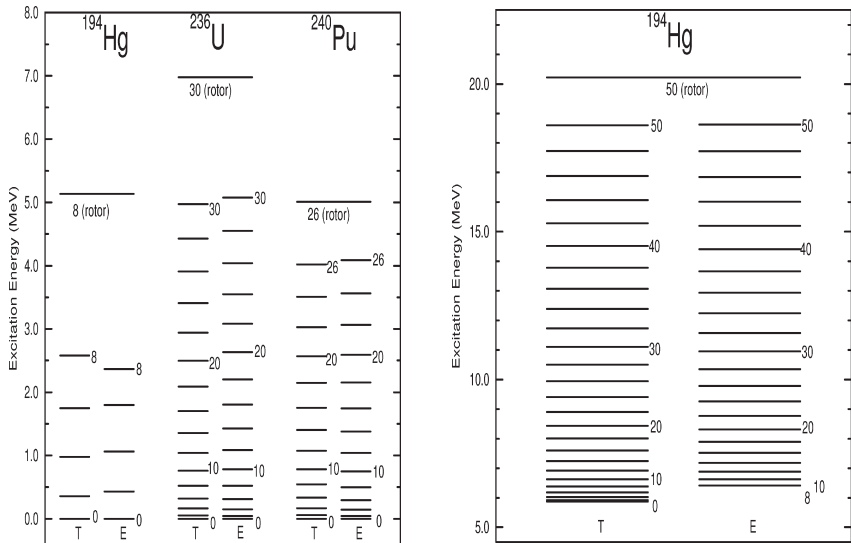
5. Deformált magok egyéb rotációs szintjeit is sikerült ebben a modellben értelmezni [19], lásd a 8. ábrákon.

Ehhez a tárgyhöz mi korábban szoltunk hozzá: Pál Károllyal mi voltunk az elsők, akik – a 80-as évek elején – megmutattuk, hogy a törzs+ α -csozómodell az ^{16}O -nál nehezebb magtörzsekre is értelmes közelítés [20]. A most felsorolt fejlemények azonban a 90-es évek második felétől zajlottak le, amikor nekem már más gondom volt, korábbi munkatársaimat pedig nem érdekelte.



7. ábra. γ -átmeneti erősségek. Szaggatott: kollektív (rotációs-vibrációs modell); folytonos: klasztermodell

Az tehát a tanulság, hogy van csomóképződés nehéz magokban is, és a klasztermodell nagyon jól működik. Ez a felismerés azért késett, mert a mi számításunk volt az első és eddig az utolsó mikroszkopikus számítás, amely ezt megalapozta, és mert a kétsomó-konfigurációk átfednek héjmodell- és rotációsmodell-állapotokkal, és a bomlás leírását kivéve nem látszott szükségesnek a csomóképződés feltételezése.



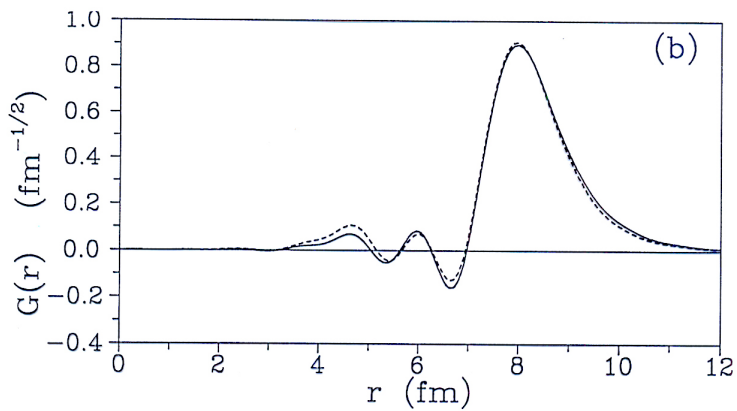
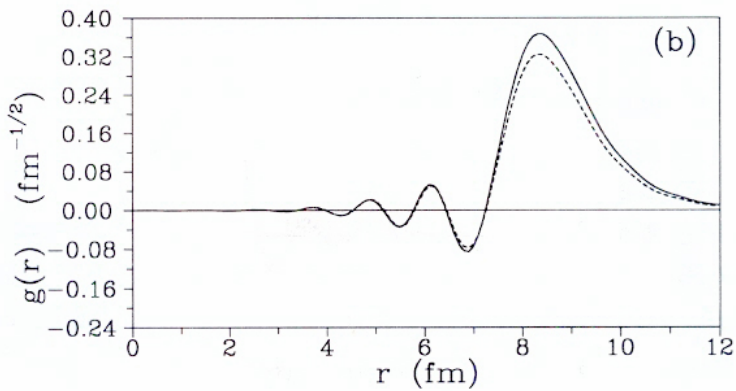
8. ábra. Balra: Normálisan deformált állapotok sorozatai a $^{194}\text{Hg} = ^{190}\text{Pt} + \alpha$, a $^{236}\text{U} = ^{212}\text{Pb} + ^{24}\text{Ne}$ és a $^{240}\text{Pu} = ^{212}\text{Pb} + ^{28}\text{Mg}$ modellekben (energia MeV-ben; T: elmélet; E: kísérlet). Jobbra: Szuperdeformált állapotok sorozata a $^{194}\text{Hg} = ^{140}\text{Ce} + ^{54}\text{Ti}$ modellben (energia MeV-ben; T: elmélet; E: kísérlet)

Az amplitúdók viselkedése

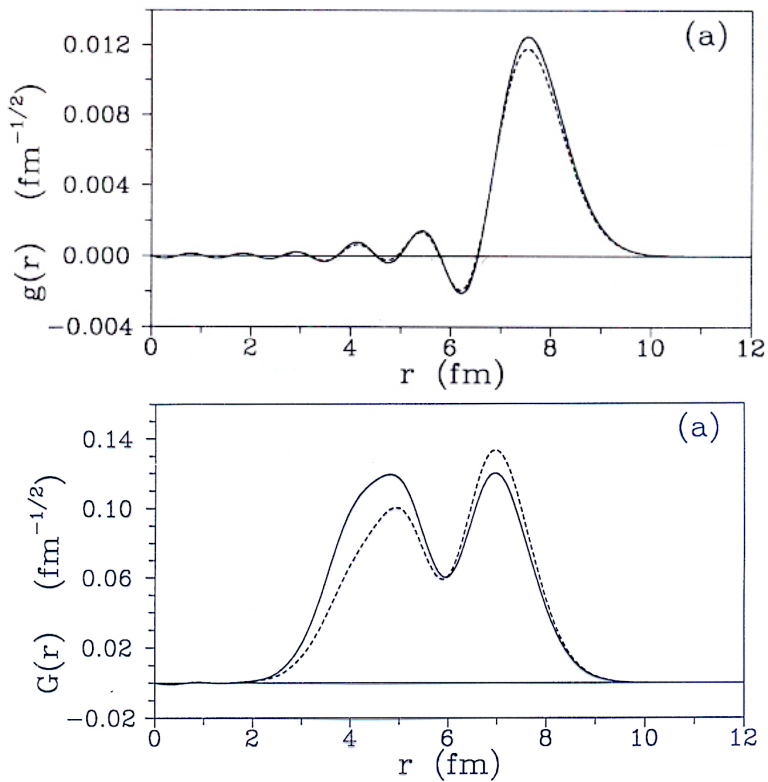
A csomómodell (9. ábra), a héjmodell (10. ábra) és a héj+csomó-modell (11. ábra) eredményeit hasonlítom össze a következő hat ábrán [14]. A két-két görbe különböző nukleon-nukleon kölcsönhatásokból származik.

Az amplitúdók legfeltűnőbb sajátága, hogy a Fliessbach-sejtéssel ellentétben nem a $G(r)$, hanem a $g(r)$ függvény viselkedik egyrészecske-hullámfüggvényhez hasonlóan. E függvényeket azért találjuk „hullámfüggvény-szerűnek”, mert maximumaik és minimumaik szabályosan váltakoznak, maximumaik és minimumaik között mindig előjelet váltanak, az előjelváltások táján pedig inflexiós pontjaik vannak, mint egy igazi egyrészecske-hullámfüggvénynek. Meglepő, hogy minden $g(r)$ ilyen tulajdonságú, ezzel szemben a $G(r)$ a héjmodellben torz alakú, és ennek nyomai átöröklődnek a kevert modell $G(r)$ amplitúdójára is.

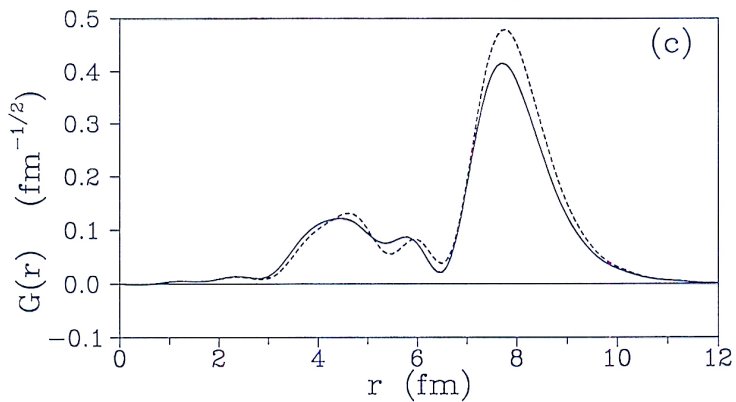
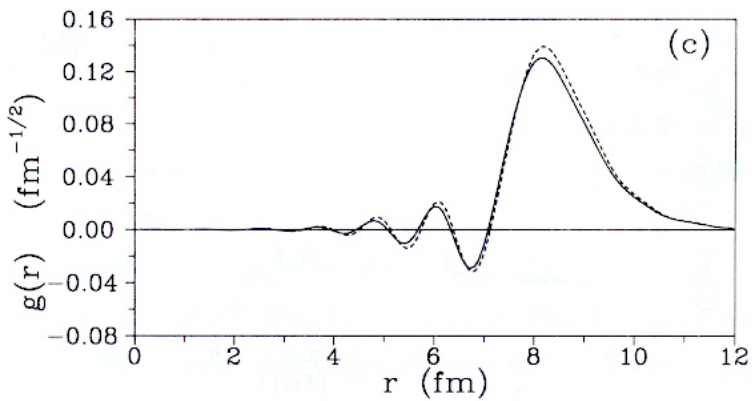
A Fliessbach-sejtés nyomán több más számítás is született ugyanerre az esetre. Ezek egyöntetűen azt mutatják, hogy a héjmodellben számított $G(r)$ esetlen alakú, még hozzá annál inkább, minél jobb a modell. Egy csokor példát mutat a 12. ábra. Ez arra utal, hogy mindez nem a mi modellünk patológikus viselkedése. Gyanítható, hogy így kell lennie minden hasonló esetben. Ebből az következik, hogy a Fliessbach-sejtés egyáltalán nem igaz: nem a valószínűségi jelentéssel bíró $G(r)$, hanem csakis a hagyományos $g(r)$ spektroszkópai amplitúdó alkalmas arra, hogy $g(r) \approx \sqrt{su}(r)$ módon egyrészecske-hullámfüggvénnyel helyettesítsük. Ez rehabilitálja a hagyományos transzferreakció-spektroszkópiát.



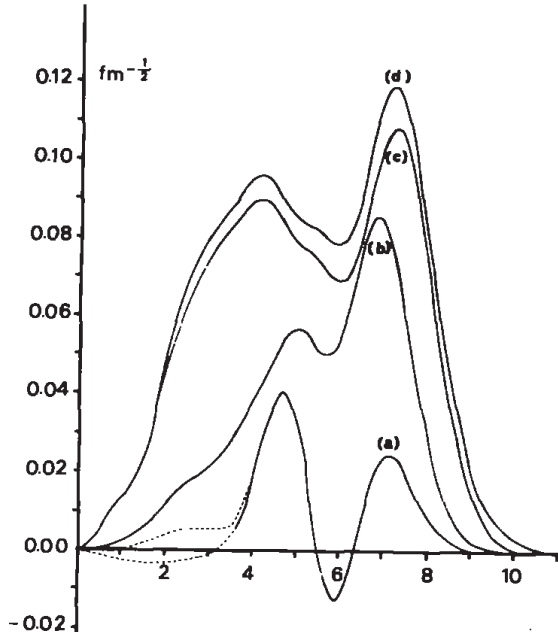
9. ábra. A $^{212}\text{Po} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + \alpha$ bomlás $g(r)$ és $G(r)$ amplitúdója a klasztermodellben



10. ábra. A $^{212}\text{Po} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + \alpha$ bomlás $g(r)$ és $G(r)$ amplitúdója a héjmodellben



11. ábra. A $^{212}\text{Po} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + \alpha$ bomlás $g(r)$ és $G(r)$ amplitúdója a héj+klaszter-modellben



12. ábra. A $^{212}\text{Po} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + \alpha$ bomlás $G(r)$ amplitúdói Tonzuka és Arima modelljeiben

Rendhagyó eredmények

Így hát mindent értünk. Vagy mégsem? 2012-ben egy új számítást publikáltak a ^{212}Po α -bomlási szélességére [21], amely megrendíteni látszik mindazt, amit mondtam. Az eredmény a szélesség kísérleti értékét hajszálpontosan reprodukálja, ám a csomósodás mértékére 0.3 helyett 0.011-et ad, miközben a $g(r)$ a torz formájú, nem pedig a $G(r)$.

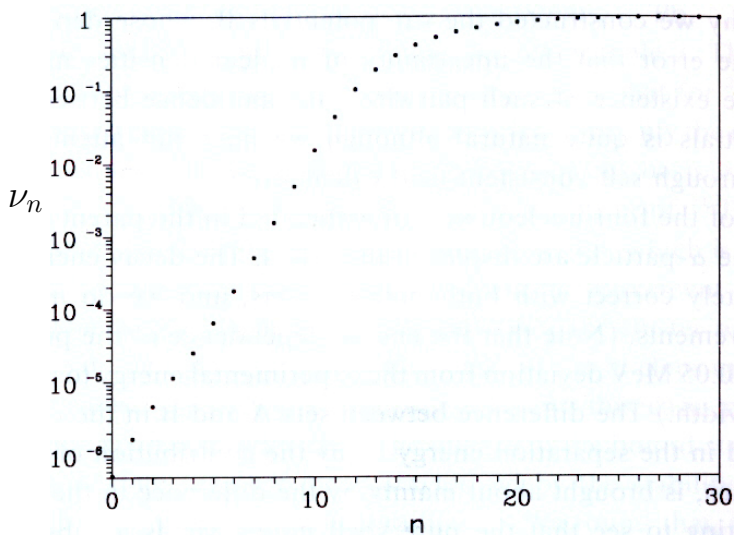
Ha ez a számítás korrekt, akkor Tonzuka és Arima 1979-es cikke óta az összes többi számítás a bomlási szélességre – jelesül a miénk is – hibás. A szé-

lesség jóval kisebb mértékű csomósodással reprodukálható, tehát nem igaz, hogy a szülőmag erősen csomósodik. Emiatt a nehéz magok csomómodelljei is mind hamisak. E súlyos mellékkövetkezmények miatt fontos megérteni, mi lehet a diszkrepancia oka.

Ezen eredmény megítéléséről az ütközet 2013 júniusa óta tart, amikor kommentárt küldtem be e cikkhez a Phys. Rev. C-be. Ebben egy analitikus becsléssel evidenssé tettem, hogy az amplitúdók miért viselkednek úgy, ahogyan az összes régi számítás mutatja, és hogy az ettől való eltérés hibát sejtet. Az amplitúdókat a normaoperátor $\{\phi_n\}$ sajátfüggvényei szerint fejtettem ki. Így a héj-, illetve a klasztermodell járulékaire a következő formulákat nyerhetjük:

$$\begin{aligned}
 g^{\text{sh}}(\mathbf{r}) &= \sum_n \nu_n^{1/2} \langle \Xi_n | \Phi^{\text{sh}} \rangle \phi_n(\mathbf{r}) \\
 &\quad (\Xi_n \equiv \nu_n^{-1/2} \mathcal{A}_{208\alpha} \{ \Phi^{(208)} \Phi^{(\alpha)} \phi_n \}, \langle \Xi_n | \Xi_n \rangle = 1), \\
 g^{\text{cl}}(\mathbf{r}) &= \sum_n \nu_n \langle \phi_n | \varphi \rangle \phi_n(\mathbf{r}), \\
 G^{\text{sh}}(\mathbf{r}) &= \sum_n \langle \Xi_n | \Phi^{\text{sh}} \rangle \phi_n(\mathbf{r}), \\
 G^{\text{cl}}(\mathbf{r}) &= \sum_n \nu_n^{1/2} \langle \phi_n | \varphi \rangle \phi_n(\mathbf{r}).
 \end{aligned}$$

Fontos látnunk, hogy a sorfejtések együtthatóiban levő belső szorzatok 1-re normált függvények belső szorzatai, amelyek lassan változnak az n függvényében. Ezzel szemben a ν_n igen gyorsan változik (13. ábra [14]). Az azonos modellbeli g és G függvények sorfejtési együtthatói csak a ν_n hatványában különböznek. Mint látjuk, a sajátértékek $\nu_0 = 10^{-7}$ -től indulnak, és ν_{12} -nél érik el a 10^{-1} -t. Ebből az következik, hogy g^{sh} , g^{cl} és G^{cl} közelítőleg ortogonális lesz a teljes ortonormált $\{\phi_n\}$ függvényrendszer első 11–12 tagjára, vagyis legalább 11–12 nódusuknak kell lennie. Mivel azonban G^{sh} kifejtésé-



13. ábra. A $^{208}\text{Pb} + \alpha$ rendszer normaoperátorának sajátértékei

ben nem szerepel ν_n , ott közelítő ortogonalitásnak nem kell teljesülnie. Ezért a g^{sh} , g^{cl} és a G^{cl} tartja a nódusszámot, a G^{sh} viszont nem. Ez a mi számításainkat és az összes régi számítást tökéletesen igazolja, miközben jelzi, hogy az új számítási eredmény aligha lehet korrekt.

De mi lehet az új számításban a hiba? A szerzők annyit elismertek, hogy a 10^{-3} -nál kisebb (kb. nyolc) ν_n sajátértékhez tartozó tagot eldobták az amplitúdókból, mondván, hogy azok hamisak („spurious”-ak), és nincs fizikai értelmük.

Ha a ^{208}Pb és az α azonos méretű volna, az első tizenegy ν_n nulla volna. Mint említettem, a $\nu_n = 0$ sajátértékhez tartozó $\phi_n(\mathbf{r})$ komponens jelenlétét a relatív mozgásban tiltaná a Pauli-elv. Reális méretarányok mellett azonban e

nulla sajátértékekből kicsi, de nem nulla értékek lesznek. Nincsen tehát teljesen Pauli-tiltott relatív mozgási állapot, hanem csak Pauli-gátolt állapotok vannak. A $g(\mathbf{r})$ -ben azonban a Pauli-elv túllő a célon, a valóságos súlyukhoz képest túlságosan leszorítja ezeket a komponenseket, hiszen a tiszta csomómodellben $\langle\langle g|g \rangle\rangle = 0.15 \ll 1$. A korrekt valószínűségi értelmezést adó $G(\mathbf{r}) = \mathcal{N}^{-1/2}g(\mathbf{r})$ amplitúdóban ezt az $\mathcal{N}^{-1/2}$ operátor jövát teszi, úgyhogy a tiszta csomómodellben $\langle\langle G|G \rangle\rangle = \langle\langle g|\mathcal{N}^{-1}|g \rangle\rangle = 1$. A kis ν_n -hez tartozó tagok elhagyása ezt az utókorrekciót lehetetlenné teszi. Ez kapitális hiba, de hogy ez-e az egyetlen, azt nem tudom.

Megállapíthatjuk tehát, hogy a nehéz magok nagyfokú csomósodásának létét az új számítás nem rendítette meg, ám ezt a Physical Review-nak is el kellene fogadnia.

Az ütközés még tart. Ha nem fogadná el, azt én a bomlás jeleként értelmezném.¹

Személyes megjegyzések

Most felsorolom, kiknek van fontos részük munkám sikerében:

Mestereim, akiktől természetesen a legtöbbet tanultam, és akik az együttes munka során legnagyobb hatással voltak rám: Gyarmati Borbála, †Zimányi József, †Peter Hodgson, Mangalam Nagarajan és Suzuki Yasuyuki.

Ők a legfontosabb tanítványaim:

Pál Károly, Varga Kálmán, Csótó Attila és Mezei Zsolt.

¹ Az előadás elhangzása után két nappal kaptam az értesítést, hogy a Physical Review elfogadta kommentárcikkemet.

Az előbbieken kívül igen fontos munkatársaim voltak

†Rainer Beck, †Friedrich Dickmann, Roberto Liotta, Vertse Tamás,
Kruppa András, Arai Koji és Yabana Kazuhiro.

Az előadásban főleg Varga Kálmánnal közös munkáim szerepeltek.

Tudományos felfogásomat személyes érintkezés formálta leginkább. Lélek-
emelő és irányt mutató beszélgetéseim voltak

még egyetemista koromban

†Édesapámmal, †Dede Miklóssal, Bódy Zoltánnal, Demény Andrással,
később pedig

Gyarmati Borbálával, Brian Buckkal, Arima Akitóval, Pálinkás József-
fel és Suzuki Yasuyukival.

Az összes felsoroltnak hálával tartozom. Nagyon köszönöm Gyarmati Bor-
bálának a kézirat átfésülését is.

A lényeghez tartozik még, hogy nyolc évig voltam az Atomki igazgató-
helyettese, majd tizenegy évig az igazgatója. Ez új értelmet adott a munkám-
nak, de pályafutásom csúcspontján gyérítette el fokozatosan a tudományos telje-
sítményemet. Vigyáztam rá, nehogy kollégáim úgy érezzék, hogy részt akar-
nék hasítani magamnak az ő munkájuk gyümölcséből. Véleményem szerint
a vezetői munkának magában kell hordania a gyümölcsét, és valamennyire
hordta is.

Köszönöm a figyelmet.

IRODALOMJEGYZÉK

- [1] R. G. Lovas, R. J. Liotta, K. Varga és D. S. Delion, *Phys. Reports* **294** (1998) 265.
- [2] T. Fliessbach és H. J. Mang, *Nucl. Phys. A* **263** (1976) 75.
- [3] T. Fliessbach, *Z. Phys. A* **278** (1976) 353.
- [4] R. G. Lovas, *Z. Phys. A* **322** (1985) 589.
- [5] G. R. Satchler: *Direct nuclear reactions* (Clarendon Press, Oxford, 1983) 709. o.
- [6] A. Arima és A. Weiguny, *Z. Phys. A* **331** (1988) 299.
- [7] D. R. Lehman, Mamta Rai és A. Ghovanlou, *Phys. Rev. C* **17** (1978) 744.
- [8] R. Ent, H. P. Blok, J. F. A. van Hienen, G. van der Steenhoven, J. F. J. van den Brand, J. W. A. den Herder, E. Jans, P. H. M. Keizer, L. Lapidás, E. N. M. Quint, P. K. A. de Witt Huberts, B. L. Berman, W. J. Briscoe, C. T. Christou, D. R. Lehman, B. E. Norum és A. Saha, *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 2367.
- [9] K. Varga és R. G. Lovas, *Phys. Rev. C* **43** (1991) 1201.
- [10] V. T. Vororchev, V. M. Krasnopol'sky, V. I. Kukulín és P. B. Sazonov, *J. Phys. G* **8** (1982) 667.
- [11] V. I. Kukulín, V. M. Krasnopol'sky, V. T. Vororchev és P. B. Sazonov, *Nucl. Phys. A* **453** (1986) 365.
- [12] R. G. Lovas, A. T. Kruppa, R. Beck és F. Dickmann, *Nucl. Phys. A* **474** (1987) 451; R. Beck, F. Dickmann és R. G. Lovas, *Ann. Phys. (N.Y.)* **173** (1987) 1.
- [13] N. Austern: *Direct Nuclear Reaction Theories* (Wiley, New York, 1970).
- [14] K. Varga, R. G. Lovas és R. J. Liotta, *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 37; K. Varga, R. G. Lovas és R. J. Liotta, *Nucl. Phys. A* **550** (1992) 421.
- [15] Varga Kálmán: *Nehéz mag alfa-bomlásának leírása egy hibrid modellben*, PhD-értekezés (Atomki és KLTE, Debrecen, 1992); K. Varga és R. J. Liotta, *Phys. Rev. C* **50** (1994) R1292.
- [16] B. Buck, A. C. Merchant és S. M. Perez, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **54** (1993) 53.
- [17] B. Buck, A. C. Merchant, S. M. Perez és H. E. Seals, *J. Phys. G* **31** (2005) 1499.
- [18] B. Buck, A. C. Merchant és S. M. Perez, *Phys. Rev. C* **57** (1998) R2095.
- [19] B. Buck, A. C. Merchant, M. J. Horner és S. M. Perez, *Nucl. Phys. A* **673** (2000) 157.
- [20] K. F. Pál és R. G. Lovas, *Phys. Lett. B* **96** (1980) 19.
- [21] R. Id Betan és W. Nazarewicz, *Phys. Rev. C* **86** (2012) 034338.

Erdy János
Bochtovich Ruffózsé

Wenzel Gusztáv

Jábiar Gabon
Nagy János

Terintetes Nagygyűlés! Arany János

Minia felemelő szabályainak 32. §-a egy szót:
Mindem sijnomán választott tag, a külsőből kivétel
lével, osztályába tartozó dolgotat felolvasásával,
vagy személyes meg nem jelenhetős esetén beüldé
sével, legfeljebb egy év alatt sörét foglat; külsőben meg
választása meg nem működően:

Tehetnek esetek, melyekben kivált vidéken la
kolé gátolhatnák a határidőt megtartani: de hallga
tag elvérsni e szabály meg nem tartatását, amlyet
tesz, mint örves szabályzatunkat erőllevelet terintese
át söröségteleu.
Judithóányba koratit tehát, hogy egyelőre a
határidőt s sörfoglalás által meg nem
határoztassék, az 186

