

Valójában azonban gyakran nem-nulla érték adódik:

$$\rho = \frac{1}{\sigma^2} \frac{\alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} (\mu_1 - \mu_2)^2 (1 - \alpha_1 - \alpha_2),$$

ahol  $\mu_1$  és  $\mu_2$  a két eredeti sorozat várható értéke,  $\sigma^2$  pedig az új sorozat szórásnégyzete (varianciája). Ez a tény új távlatokat nyit sok tudományterületen, mint például az informatika, a genetika, vagy az önszerveződő rendszerek fizikája.

A Parrondo játék (kvantum)optikai modelljét tárgyalja a [16] cikk, amely a korábban említett Brownmotorok tervezésére lehet alkalmas.

A [17] helyen található cikk a Parrondo-paradoxon kvantumfizikai interpretációját tárgyalja és mutatja be annak kvantumhálózatokon való implementációját.

A [18] tanulmány a Parrondo játék kódttömörítését alkalmazását tárgyalja.

A káosz csak néhány évtizedes jelenségkör a fizikában, és a kaotikus rendszerek szabályozása sokáig lehetetlen célnak minősült: „Egy kaotikus folyamat általában nem jósolható meg és nem is szabályozható. Nem jósolható meg, mert már nagyon kicsiny zavaró hatás is a folyamat exponenciálisan növekvő perturbációját eredményezi. Nem szabályozható, mert a kicsiny zavarások csak más kaotikus állapothoz, nem pedig valamilyen stabil, megjósolható alternatívához vezetnek.” (*Freeman Dyson: Engineers Dreams*, 1988). Ma már számos módszer létezik a káosz „megregulázására”, izgalmas, új, nem-perturbatív metódust mutat be például a [19] helyen olvasható cikk, amely megmutatja, hogy két kaotikus viselkedésű rendszer között kapcsolgatva az eredő viselkedés szabályos lehet.

Nyilván sokakban vetődik fel a kérdés, hogy miként lehetne ezt az izgalmas felfedezést a hétköznapi életben kamatoztatni, például a szerencsejátékokban vagy mondjuk a tőzsdén. A szerencsejátékok vonatkozásában érdekes és részletes elemzés található a [20] helyen a pókerben való alkalmazásra. A gazdasági tuda-

mányokba csak lassan hatol be ez az új eredmény, de azt már kimutatták, hogy bizonyos esetekben két külön-külön hosszú távon veszteséges részvényportfólió közötti véletlenszerű tőkeátcsoportosítások révén az alaptőke növekedhet! Két kapcsolódó érdekes olvasni-  
való található a [21], illetve [22] címenek.

*Derek Abbott* a Parrondo's Paradox Group vezetője remek összefoglalót írt a területen folyó kutatási témákról [23].

Végezetül egy érdekes és népszerű szinten megírt (angol nyelvű) áttekintés olvasható a témáról a [24] weboldalon.

#### Felhasznált és javasolt irodalom

1. <http://www.palacios-huerta.com/docs/professionals.pdf>
2. <http://arxiv.org/pdf/cond-mat/0003386.pdf>
3. <http://www.cut-the-knot.org/ctk/Parrondo.shtml>
4. <http://csodafizika.hu/parrondo/store/excel/parrondo.xls>
5. [http://csodafizika.hu/parrondo/store/excel/parrondo\\_excel\\_leiras.pdf](http://csodafizika.hu/parrondo/store/excel/parrondo_excel_leiras.pdf)
6. [http://csodafizika.hu/parrondo/store/parrondo\\_lepcso.avi](http://csodafizika.hu/parrondo/store/parrondo_lepcso.avi)
7. <http://epa.oszk.hu/00700/00775/00022/1136-1137.html>
8. [http://www.tozsdestrategia.hu/Publicat/parrondo\\_paradox.htm](http://www.tozsdestrategia.hu/Publicat/parrondo_paradox.htm)
9. <http://www.eleceng.adelaide.edu.au/Groups/parrondo/index.html>
10. <http://arxiv.org/pdf/cond-mat/9810326.pdf>
11. <http://digital.csic.es/bitstream/10261/7433/2/mem-mod1.pdf>
12. <http://www.elmer.unibas.ch/bm/index.html>
13. <http://csodafizika.hu/parrondo/store/bm/index.html>
14. <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC1931524/>
15. Allison, A., Pearce, C. E. M., Abbott, D.: Finding keywords amongst noise: Automatic text classification without parsing. *Proc. SPIE Noise and Stochastics in Complex Systems and Finance*, Florence, Italy, Eds: János Kertész, Stefan Bornholdt, and Rosario N. Mantegna 6601 660113 (2007)
16. <http://arxiv.org/pdf/1010.5183v1.pdf>
17. <http://arxiv.org/pdf/quant-ph/0502185.pdf>
18. <http://arxiv.org/pdf/cond-mat/0402515v1.pdf>
19. <http://arxiv.org/ftp/nlin/papers/0406/0406010.pdf>
20. <http://parrondoparadox.blogspot.co.uk/>
21. <http://www.sais.se/mthprize/2002/almberg2002.pdf>
22. [http://www.cmth.bnl.gov/~maslov/optimal\\_investment\\_ijtaf.pdf](http://www.cmth.bnl.gov/~maslov/optimal_investment_ijtaf.pdf)
23. <http://www.scribd.com/doc/5626750/Developments-in-Parrondos-Paradox>
24. <http://www.eleceng.adelaide.edu.au/Groups/parrondo/articles/Playing%20both%20sides,%20Erica%20Klarreich.htm>

## REZISZTÍVLAP-KAMRA, MINT GYORSNEUTRON-DETEKTOR

Elekes Zoltán

MTA Atommagkutató Intézete, Debrecen  
Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Németország

Az atommagok szerkezetének tanulmányozása új lendületet kapott az instabil, radioaktív ionnyalábok [1] megjelenésével, hiszen az atommagtérkép oly tartományai lettek elérhetőek, ahol a neutronok és protonok aránya jelentősen eltér a stabilitás völgyében tapasztalttól. Számos fantasztikus jelenséget tártak fel az elmúlt húsz évben, mint például a neutronglóriás atommagok, amelyekben a valencianeutronok, azaz a zárt, mágikus héjon túli neutronok, az atommagtörzstől messze keringenek, glóriát vonva köré [2]. Továbbá tanúi lehettünk annak a felfedezésnek, hogy a má-

gikus számok megváltoznak az egzotikus atommagok tartományában [3], ami közvetlenül jelentkezik a csillagfejlődésben és az elemek gyakoriságának kialakításában [4].

A németországi Darmstadtban már megkezdődött az Antiproton és Ion Kutatóközpont (FAIR) [5] építése, ami tulajdonképpen a már működő Nehézion Kutatóintézet (GSI) gyorsítóparkjának a továbbfejlesztését és különböző detektorokkal való ellátását jelenti. A atommagszerkezettel foglalkozó radioaktív ionnyalábos kutatásokra több együttműködés is létrejött,

amelyek közül az  $R^3B$  (Reakciók Relativisztikus Radioaktív Ionnyalábokkal) [6] azt a célt tűzte ki, hogy kinematikailag teljes mérések során a neutron- és protonelhullatási vonalakhoz közeli vagy azon túli atommagok szerkezetét tárja fel. A kinematikailag teljes mérés azt jelenti, hogy a magreakcióban keletkező összes részecskét és sugárzást detektáljuk, továbbá meghatározzuk jellemzőiket (energia, lendületvektor).

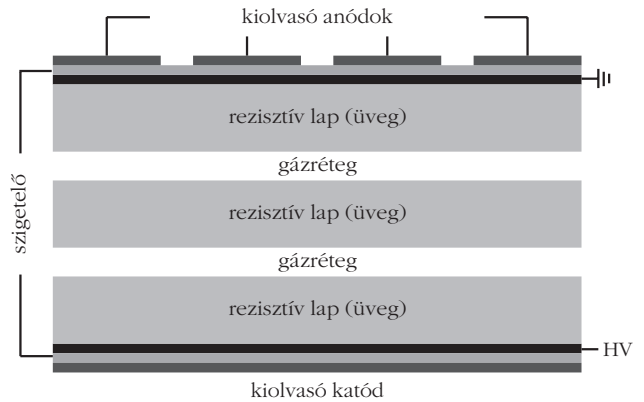
A kísérletek során gyakran előfordul, hogy a vizsgált magreakcióban nagy energiával rendelkező (200 MeV – 1 GeV), úgynevezett gyors neutronok is keletkeznek. Ezek észlelése is már komoly gondot okoz, mert közvetlenül nem megfigyelhető; helyes lendületmeghatározásukhoz pedig már külön algoritmus felállítása szükséges, amelyet később részletesen tárgyalunk.

Manapság gyorsneutron-detektorként leginkább plazmatik- vagy folyadékszcintillátorokat használnak. Ilyet alkalmaz például az  $R^3B$  elődje a LAND kollaboráció is, vagy a MONA-LISA csoport az egyesült államokbeli Michigan Állami Egyetemen, ahol a neutron-detektor fejlesztésében komoly szerepet vállaltak az ELTE kutatói is. A szcintillátoranyagban a neutronok által létrehozott reakciótermékek fényfelvillanást keltenek. A fényt a szcintillátor egy kiszemelt pontjára vezetik, ide fotoelektron-sokszorozót helyeznek, amelynek segítségével elektronikus jelet hoznak létre. A kiváló időfelbontást adó fotoelektron-sokszorozók azonban rendkívül drágák, és ez különösen akkor jelent jelentős anyagi terhet, ha az extrém alacsony intenzitású (akár 1 részecske/másodperc) radioaktív ionnyaláboknál akarunk kísérletezni. Ilyenkor a magreakcióban keletkező részecskéket és sugárzásokat detektáló berendezések maximális hatásfokára kell törekedni, ehhez sok (több száz) detektort szükséges. Az  $R^3B$  kollaboráció keretein belül ezért vizsgáltuk meg, hogy a problémára milyen jóval olcsóbb (akár fele annyiba kerülő), de hatékony megoldást lehet találni.

## Rezisztívlap-kamra

A vizsgálni kívánt magreakciók szigorú feltételeket szabnak a gyorsneutron-detektor számára: 90%-nál nagyobb hatásfok, 80 mrad fedési szög 12 méterre a magreakciót kiváltó céltárgytól ( $2 \times 2 \text{ m}^2$  felület),  $\sigma_t = 100 \text{ ps}$  időfeloldás, nagy helyzetérzékenység ( $\approx 3 \text{ cm}$ ), multineutron-események azonosítása és  $\sigma_E = 20 \text{ keV}$ -es energiafeloldás 100 keV-nél a gerjesztésienergia-spektrumban (amely szoros összefüggésben van az időfeloldással, ahogy azt később látni fogjuk). Ezek közül talán az időfeloldás a legnehezebben teljesíthető követelmény, azonban megoldásként pontosan emiatt jöhetnek szóba az úgynevezett rezisztívlap-kamrák.

Működésük a félvezető detektorokéhoz hasonlóan a *Shockley és Ramo* által az 1930-as évek végén megmutatott összefüggésen alapul, ami szerint egy mozgó

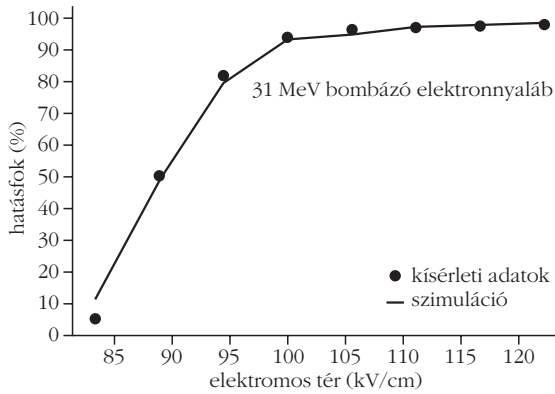


1. ábra. Rezisztívlap-kamra vázlatos rajza.

töltés a közelébe helyezett elektródán az indulásától kezdve áramot indukál. Ezen áram nagysága egyenesen arányos a töltés mértékével, sebességével és az úgynevezett súlypotenciállal, ami a töltés és az elektróda csatolását írja le, és kizárólag az elrendezés geometriájától függ. Felépítésük vázlatos rajza az 1. ábrán látható. Amikor egy töltött részecske áthalad a gáznétegeken – amelyek jellemzően fél milliméter vastagságúak –, elektron-ion párokat keltve ionizálja a gázt. A kamra külső oldalaira kapcsolt nagy feszültség hatására, az elszigetelt, elektromosan lebegő, rezisztív lapok (például üveg) rendkívül nagy, egyenletes elektromos teret ( $\approx 100 \text{ kV/cm}$ ) alakítanak ki a gáznétegekben, így az elektronok és az ionok ellentétes irányban indulnak a kiolvasó elektródák felé, áramot indukálva bennük. Az ionok sebessége nagyon kicsi, ezért hatásuk az elektronokéhoz képest elhanyagolható. Az elektronok útjuk során tovább ionizálják a gázt, amellyel elektronlavinákat keltenek. Az elektródán indukált teljes áram az egyes gáznétegekben haladó egyedi lavinák hatásának szuperpozíciójaként alakul ki. Az elektródák végére kötött erősítő és diszkriminátor szolgáltatja azt a jelet, amit egy adatfeldolgozó rendszer már képes fogadni. A rezisztívlap-kamrák nemcsak ilyen lavinák-, hanem kisülési (streamer) módban is lehet alkalmazni, amikor a várt detektálandó részecskék időegységre eső száma kicsi. Ez a kisülési állapot akkor következik be, ha a lavina elér egy bizonyos méretet, amikor a gerjesztett gázatomok által legerjesztődéskor kibocsátott fotonok is részt vesznek az ionizációban.

Töltött részecskék detektálására ilyen kamrákat sok helyen alkalmaznak, például Nagy Hadronütköztető (LHC) három detektora (ATLAS, ALICE, CMS) is ilyenre észleli a müonokat. Kezdeti lépések történtek már alacsonyenergiás neutrondetektorként való felhasználásra is, de alkalmazhatóságukat eddig még senki sem vizsgálta nagyenergiás neutronokra.

Az általunk épített detektorokat – egyedi módon – úgy terveztük, hogy a rezisztívlap-kamra kiolvasó elektródáinak anyaga (rozsdamentes acél az anód, réz a katód) és vastagsága olyan legyen (4 mm), hogy a neutronok nagy valószínűséggel keltsenek bennük töltött részecskéket, amelyek a kamrában lévő gázt ionizálják. A gáznétegek számát (4) és vas-



2. ábra. Rezisztívlap-kamra hatásfoka az alkalmazott elektromos tér függvényében a szimuláció eredményével összevetve.

tagságát (0,3 mm) úgy választottuk meg, hogy a töltött részecskék detektálási valószínűsége közel legyen a 100 százalékhoz és a kamra időfeloldása a 100 ps-hoz. Ezt a gyakorlatban úgy oldottuk meg, hogy két kamrát építettünk egybe: a középen lévő kiolvasó anódok mindkét oldalára két-két gázréteg került. Mivel lavinamódban kívántuk a neutrondetektort üzemeltetni, nagyrészt nagy elektronegativitású (elektronmegkötési képesség) freont (85%) és SF<sub>6</sub>-ot (10%) – amelybe kisebb mennyiségben (10%) nagy fotonelnyelési képességű izobutánt kevertünk – töltöttünk a kamrába. Rezisztív lapokként egyszerű, 1 mm vastag, úsztatott üveget, szigetelőként pedig poliészter Mylar-fóliát (0,1 mm) használtunk. A kiolvasó anódok vastagságát 25 mm-nek, míg az anódok közötti réseket 1,5 mm-nek választottuk a megfelelő helyzetérzékenység és az anódok közötti kicsi elektronikus áthallás érdekében. Mivel 2 méter hosszú (és 50 cm széles) rezisztívlap-kamra megépítése, amit a követelmények támasztanak, nem magától értetődő (ezzel eddig még nem is próbálkoztak), először kisebb, 40 cm hosszú és 20 cm széles prototípusokat gyártottunk, majd ezek hatásfokát és időfeloldását mértük elektron és neutron bombázó részecskék esetén. Ezután készítettük el a 2 méter hosszú detektort, amit szintén teszteltünk elektronokkal. A kísérletekkel párhuzamosan a GEANT4 programcsomaggal szimulációkat is végeztünk. Az ezekben alkalmazott paramétereket a szimuláció kimenete és a mérési eredmények összevetésével rögzítettük, majd ezen paraméterek felhasználásával a végső elképzelt detektorrendszert is szimuláltuk azért, hogy megállapítsuk, vajon képesek vagyunk elérni a kívánt további (hatásfokon és időfeloldáson túli) követelményeket.

## Kísérleti eredmények

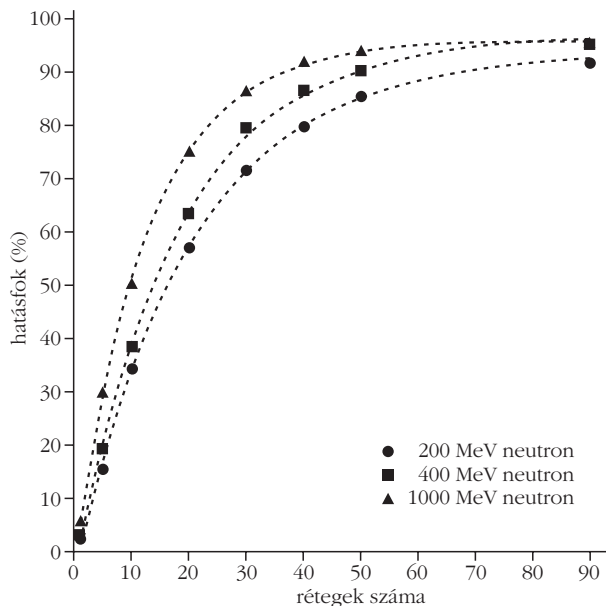
Az elektronnyalábos méréseket a németországi Drezdában végeztük, ahol a Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf kutatóintézetben rendelkezésre állt az ELBE elektrongyorsító, amelynek 31 MeV energiájú elektronjaival bombáztuk detektorainkat, és meghatároztuk hatásfokukat és időfeloldásukat. Az ELBE gyorsítót különleges módon üzemeltettük: a nyaláb-

1. táblázat

**A 2 m hosszú rezisztívlap-kamra 31 MeV energiájú elektronok felhasználásával meghatározott kísérleti hatásfoka és időfeloldása**

kiolvasó elektróda	nyalábhelyzet (mm)	hatásfok (%)	időfeloldás (ps)
11	283	93 (0,2)	91 (0,3)
16	283	93 (0,2)	94 (0,3)
4	283	92 (0,2)	94 (0,3)
4	566	95 (0,2)	83 (0,3)
4	766	95 (0,2)	77 (0,3)
4	960	95 (0,2)	84 (0,3)

csomagok maximum egy elektront tartalmaztak, így a nyalábbintenzitást könnyen változtathattuk. A hatásfok meghatározásához a rezisztívlap-kamrára eső elektronok számát egy elé és mögé helyezett, koincidienciába kötött, plasztik szcintillátorral számoltuk, ezt az értéket vetettük össze a kamrában mért jelek számával. Az időfeloldáshoz pedig a kamrából jövő időjelet a gyorsító igen pontos, rádiófrekvenciás jeléhez képest határoztuk meg. A kapott hatásfokértékeket a 2. ábrán láthatjuk az alkalmazott elektromos tér függvényében, összevetve a szimuláció eredményével (folytonos vonal). Kitűnő egyezést sikerült elérni a szimulációban alkalmazott három paraméter finomhangolásával, amelyek közül az első a jelfeldolgozó elektronikai egység küszöbértéke volt, amely felett az adatgyűjtő rendszer regisztrálta az eseményt. A gázon történő áthaladásuk során a töltött részecskék általában több elsődleges elektront is keltenek, amelyek mind egy-egy elektronlavinát idézhetnek elő, és ha elég közel vannak egymáshoz, akkor egy, közös lavinaként viselkednek. A távolságot két olyan elsődleges elektron között, amelyek közös lavinát alakítanak ki a második paraméter szabályozta. Ha a lavina elér egy bizonyos nagyságot, akkor módosítja az alkalmazott elektromos teret, ezzel saját sokszorozódását is. Ezt úgy vettük figyelembe, hogy a lavinaméret növekedését csak egy adott értékig (harmadik paraméter) engedjük. Az alkalmazott elektromos teret ezután azon az értéken rögzítettük, ahol a hatásfok már nem növekszik tovább, azaz a görbe telítési szakaszán, és megvizsgáltuk, hogyan változik a hatásfok és az időfeloldás, ha az elektronnyalábot különböző kiolvasó elektródára irányítjuk, illetve az elektróda más-más pontjait bombázzuk (1. táblázat). A hatásfok minden esetben meghaladja a 90%-ot, míg az időfeloldás a 100 ps-os kívánt határ alatt marad. További teszteknek vetettük alá a detektort a svédországi Uppsalában található gyorsítócentrumnál, ahol kvázi monoenergiás (175 MeV átlagos energiájú) neutronok felhasználásával határoztuk meg a hatásfokot, ami 1,0(0,2)%-nak adódott. Ez remek egyezést mutatott a szimulációból kapott értékkel, ami biztos alapot adott a teljes rendszer tulajdonságainak szimulációval történő jellemzésére.



3. ábra. A detektorrendszer hatásfoka neutronokra az egymás után helyezett rétegek számának függvényében.

## A teljes detektorrendszer szimulációja

Egy nagy hatásfokú rendszert úgy építettünk fel a szimulációban az egyedi  $2 \times 0,5 \text{ m}^2$  felületű egységekből, hogy rétegeket alakítottunk ki négy kamrából, így egy réteg felülete  $2 \times 2 \text{ m}^2$  lett. Mivel egy-egy réteg hatásfoka kicsi neutronokra, ezért számukat egyre növeltük úgy, hogy egymás mögé helyeztük őket. A 3. ábrán láthatjuk, hogy a rétegek számával miként nő a detektorrendszer teljes hatásfoka. A megkövetelt 90%-os értéket 400 MeV-es neutronokra 50 rétegnél érjük el, ami körülbelül 1,2 méter mélységű, meglehetősen robusztus elrendezést jelent. A rendszer további jellemzőit ekkora mérettel szimuláltuk, azonban mielőtt ezekre rátérnénk tisztáznunk kell az úgynevezett invariánstömeg-spektroszkópia fogalmát.

Az atommagok gerjesztett állapotainak energiája és azok közötti átmenetek vizsgálata alapvető jelentőségű az atommagszerkezet tanulmányozása során. Az invariánstömeg-spektroszkópia segítségével a nem kötött, gerjesztett állapotokat tárhatjuk fel. Ilyenkor a vizsgálni kívánt atommagot ütköztetjük egy megfelelően megválasztott céltárggyal, ami gerjesztett állapotot hoz létre, amelyből az atommag részecskéket és sugárzást kibocsátva elbomlik. Az invariáns tömeget a részecskék egy rendszerére (természetes egységek használatával, azaz fénysebesség  $= 1$  feltétellel) a következőképpen adhatjuk meg:

$$M_{inv} = \sqrt{\sum_i E_i^2 - \sum_i P_{xi}^2 - \sum_i P_{yi}^2 - \sum_i P_{zi}^2}, \quad (1)$$

ahol  $E_i$ ,  $P_{xi}$ ,  $P_{yi}$ ,  $P_{zi}$  a rendszert alkotó részecskék teljes energiája és lendületvektorának komponensei. A bomlás előtt és után – ahogy neve is mutatja – az in-

variáns tömeg ugyanannyi, azaz bomlás előtt a képlet egyszerűsödik:

$$M_{inv} = M_b + E^*, \quad (2)$$

ahol  $M_b$  a céltárgyba ütköző atommag tömege és  $E^*$  a gerjesztési energia. A bomlás utáni invariáns tömeget a kibocsátott részecskékre és sugárzásra kell összegezni. A gerjesztési energiát tehát a bomlás utáni invariáns tömeg és a bombázó atommag tömegének különbsége adja. Összpontosítsunk most egy neutronra, mint kibocsátott részecskére! Ha mérjük a becsapódási helyét  $(x, y, z)$  a detektorban és a repülési idejét  $(t)$ , akkor az alábbi egyszerű, relativisztikus kinematikai képletek segítségével megadható a részecske lendületvektora és teljes energiája:

$$v = \frac{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{t}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}, \quad (3)$$

$$E = \gamma M_n, \quad P = \sqrt{E^2 - M_n^2}, \quad (4)$$

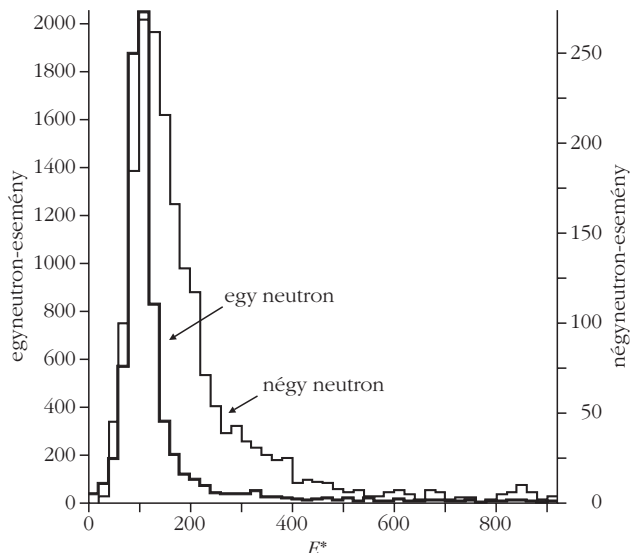
$$P_{x(y,z)} = P \frac{x(y,z)}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}, \quad (5)$$

ahol  $v$  a neutron sebessége,  $\gamma$  a Lorentz-faktor,  $c$  a fénysebesség és  $M_n$  a neutron nyugalmi tömege. Ebből következik, hogy a detektorrendszer időfeloldása és helyzetérzékenysége meghatározza az energiafeloldást a gerjesztésienergia-spektrumban. Azonban a neutron repülési idejének és becsapódási helyének meghatározása az alábbi okok miatt rendkívül nehéz.

1. A neutronok általában többször szóródnak egy nagy detektorrendszerben, ami megváltoztatja repülési irányukat. Ha az első szóródáskor keletkező másodlagos részecskét nem sikerül találatként azonosítani, például az elektronikai küszöbérték miatt, akkor helytelen lesz a lendületmeghatározás.

2. A neutronok a detektorrendszerben megtett útjuk során több másodlagos részecskét keltenek, amelyeket találatként azonosíthatunk, ami azt jelenti, hogy egy neutron becsapódására a detektorrendszer találati válasza általában sokszoros és ezek a találatok igen közel lehetnek egymáshoz. Ha nem a megfelelő találat felhasználásával rekonstruáljuk a lendületvektort, akkor hamis gerjesztésienergia-értéket kapunk.

3. Amennyiben a magreakcióból csak egy neutront várunk, akkor általában a legjobb megoldás, ha az időben első találat felhasználásával állítjuk helyre a lendületvektort, azonban sok esetben több neutron kibocsátásával kell számolnunk, amelyek mind több találatot adnak a detektorrendszerben. Az egyes neutronokhoz tartozó megfelelő találatok hozzárendelésére algoritmusokat kell felállítani. Anélkül, hogy a részletekbe bocsátkoznánk annyit érdemes elmondani, hogy az általunk kidolgozott ilyen kiválasztási eljárás a találatok



4. ábra. Rekonstruált gerjesztésienergia-spektrumok 100 keV-es idealisztikus bemenő gerjesztési energia, illetve egy (bal tengely) és négy (jobb tengely) kibocsátott neutron esetén.

térbeli csoportosítását, egymás közötti kauzalitásvizsgálatát és a hozzájuk rendelt virtuális részecskék látszólagos sebességének a bejövő atommag sebességéhez történő összehasonlítását foglalja magába.

A detektorrendszer válaszát a szimulációban úgy teszteltük, hogy egy 600 MeV/nukleon energiával rendelkező  $^{132}\text{Sn}$  bombázó atommag egy nagy tömegű céltárgy-atommag ( $^{208}\text{Pb}$ ) Coulomb-terében történő felbomlását modelleztük, amelyben egy  $^{132}\text{-}n\text{Sn}$  atommag és  $n$  darab neutron keletkezik. Egy bemenő adatállományt készítettünk, amelyben a különböző Sn atommagok és  $n$  darab neutron lendületvektora szerepelt a fenti magreakciót leíró relativisztikus kinematika szerint. A bemenő gerjesztési energiát idealisztikusnak, azaz feloldás nélkülinek vettük. A detektor által szolgáltatott gerjesztési energiát úgy rekonstruáltuk, hogy az Sn atommagok lendületvektorát közvetlenül a bemenő adatállományból vettük, míg a neutronokét a találatok becsapódási helyéből és a repülési időből állítottuk helyre. A becsapódási hely két komponensét a találatot szolgáltató detektor száma és kiolvasó elektróda száma adta, amelyek helyzetét egy igazi kísérletben is ismerjük. A harmadik komponenset

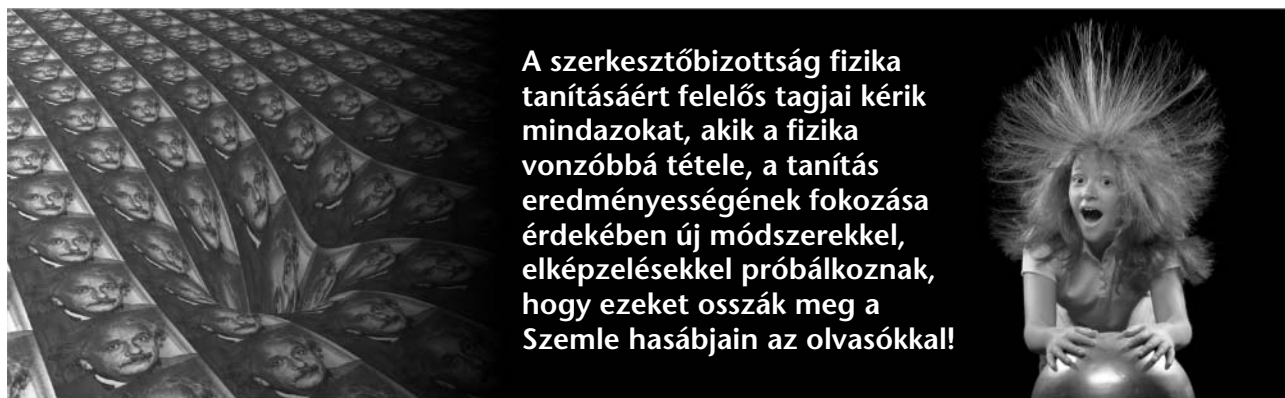
pedig a kiolvasó elektróda két végén mért detektálási idők különbségéből számoltuk ki a jelterjedés sebességét ismerve, ahogyan azt a kísérletek analízise során is tesszük. Az eredményül kapott gerjesztésienergia-spektrumokat láthatjuk a 4. ábrán 100 keV-es idealisztikus bemenő gerjesztési energia, illetve egy és négy kibocsátott neutron esetén. A csúcsok feloldása rendre  $\sigma_E = 19$  keV és 77 keV egy és négy neutronra. A négy neutronos eseményeknél nagyobb energiák felé látható kiterjedés a tökéletesen találat-hozzárendelés eredménye. Nagyobb bemenő gerjesztési energiák esetén a helyzet jobb, mert a kirepülő neutronok nagyobb szöglet zárnak be egymással, így a detektorban a találatok nem olyan közel jelentkeznek.

## Összefoglalás

Sikeresen megépítettük a jelenlegi legnagyobb rezisztívlap-kamrát, amelynek időfeloldása kitűnő, 100 ps alatti. Méréseink bizonyítják, hogy tökéletesen alkalmazható neutrondetektorként. Az egyedi elemekből nagy detektorrendszer építhető, amelynek a teljes gyorsneutron-detektálási határfoka igen magas is lehet ( $\geq 90\%$ ). Szimulációink azt mutatják, hogy olyan magreakciókban, amelyek egy neutron kibocsátásával járnak, a gerjesztési energia remek energiafeloldással állítható helyre. Amikor több neutron detektálásával kell a gerjesztési energiát rekonstruálni az energiafeloldás rosszabb, de még elfogadható választ ad a detektorrendszer ahhoz, hogy hasznos következtetéseket tehessünk a vizsgált magreakciókat és atommagokat illetően. Ez azt jelenti, hogy a rezisztívlap-kamrák versenytársai lehetnek a plasztik szcintillátoroknak, amelyek manapság a leginkább használatos gyorsneutron-detektorok.

## Irodalom

1. Elekes Z.: Mágikus számok, nemes atommagok. *Fizikai Szemle* 58/3 (2008) 98.
2. Lovas R.: Gloria in excelsis. *Fizikai Szemle* 54/9 (2004) 289.
3. Dombrádi Zs.: A héjszerkezet átrendeződése egzotikus atommagokban. *Fizikai Szemle* 57/7 (2007) 221.
4. Gyürky Gy.: Az asztrofizikai p-folyamat. *Fizikai Szemle* 60/2 (2010) 37.
5. <http://www.atomki.hu/fair.hu>
6. <http://www.gsi.de/work/forschung/nustarena/kernreaktionen/activities/r3b.htm>



**A szerkesztőbizottság fizika tanításáért felelős tagjai kéri mindazokat, akik a fizika vonzóbbá tétele, a tanítás eredményességének fokozása érdekében új módszerekkel, elképzelésekkel próbálkoznak, hogy ezeket osszák meg a Szemle hasábjain az olvasókkal!**