

# AZ ASZTROFIZIKAI R-FOLYAMAT VIZSGÁLATA RADIOAKTÍV NYALÁBOKKAL

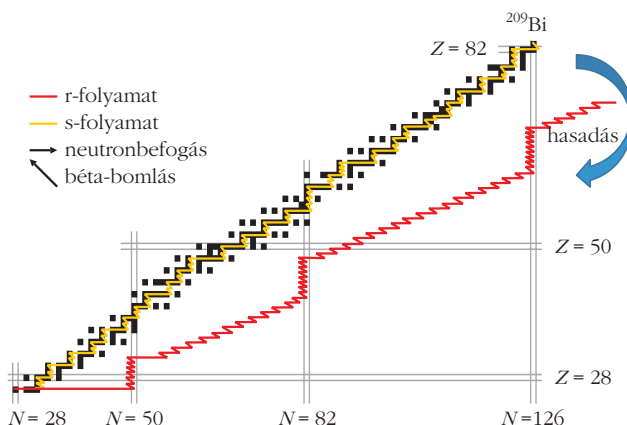
Kiss Gábor Gyula  
RIKEN Nishina Center,  
Radioactive Isotope Physics Laboratory

## A nehéz kémiai elemek keletkezése az r-folyamatban

A Világegyetemet felépítő kémiai elemek és izotópjaik (a legkönnyebektől eltekintve) a csillagok belsejében a csillagfejlődés különböző szakaszaiban keletkeznek. A könnyű elemek jellemzően energiatermelő, töltött részecske-indukált fúziós folyamatokban jönnek létre. Tekintve, hogy az egy nukleonra jutó kötési energia a vascsoport elemeinél eléri a maximumát,<sup>1</sup> ezen elemeknél nehezebb magok energiatermelő folyamatokban nem jöhetnek létre. További korlát, hogy a kölcsönható töltött részecskék között fellépő Coulomb-taszítás a kölcsönható magok rendszámával nő, emiatt az alagúteffektus lejátszódásának, illetve – ennek következtében – a fúziós reakciók végbemene- telének valószínűsége meredeken csökken [1].

A csillagfejlődés számos szakaszában azonban nagy számban keletkeznek neutronok, amelyek – Coulomb-taszítás hiányában – nehezebb magokon is könnyen befogódhatnak. A vascsoport elemeinél nehezebb atommagok döntő többsége<sup>2</sup> így neutronbefogás révén jön létre. Ezen neutronbefogásos folyamatok azonban nem termelik, hanem felemésztik az energiát, így nem meglepő, hogy a Naprendszer anyagának elenyésző része, hozzávetőleg minden 20 milliomodik atommag, tartozik ebbe a kategóriába.

A rendelkezésre álló neutronok számának függvényében klasszikusan két neutronbefogásos folyamatot különböztetünk meg, amelyeket az 1. ábra mutat be. Jelen írás célja, hogy az asztrofizikai r (rapid, azaz gyors) folyamat – amely a nukleosintézis jelenleg legkevésbé ismert folyamata – vizsgálata céljából, a RIKEN kutatóintézetben végzett kísérleteket bemutassa. Az elmúlt évtizedek intenzív elméleti és kísérleti munkája ellenére az r-folyamat asztrofizikai környezete igen pontatlanul ismert. Egyes modellek szerint a nagytömegű csillagok szupernóva-robbanása során, más model-



1. ábra. A vasnál nehezebb elemek izotópjainak keletkezése neutronbefogás révén. Az úgynevezett asztrofizikai s (slow, azaz lassú) folyamat a stabilitási völgyet követi [1]. Az r (rapid, azaz gyors) folyamat során egymást követő neutronbefogások révén a neutronellátási vonal közelében található extrém neutrongazdag magok jönnek létre. A fekete négyzetek a stabil atommagokat jelölik. Ezek közül azok, amelyeket nem érint a sárga vonal és a stabilitási völgy déli oldalán találhatóak, az úgynevezett tiszta r-magok. A völgy északi oldalán található olyan stabil magokat, amelyek neutronbefogás révén nem jöhetnek létre p-magoknak nevezük [2].

lek szerint neutroncsillagok egyesülésekor, esetleg a csillagok héliumgazdag rétegében neutrínóindukált reakciókban vagy gammakitörésekben mehet végbe az r-folyamat. Magfizikai megfontolások alapján azonban tudjuk, hogy az uráncsoport elemeinek létrejöttéhez legalább  $10^{22}$  neutron/cm<sup>3</sup> neutronsűrűség szükséges. Ezen óriási neutronfelesleg hatására sorozatos gyors (azaz a béta-bomlásnál gyorsabb) neutronbefogások révén extrém neutrongazdag, a neutronellátási vonal közelében található magok jönnek létre. Ilyen nagyszámú neutron csak valamilyen robbanásos folyamatban, magas hőmérsékleten – legalább 1 Gigakelvin, a Nap maghőmérsékletének több százszorosa –, rövid ideig állhat rendelkezésre!

Az elmúlt években számos új tudományos eredmény látott napvilágot, amelyek az asztrofizikai r-folyamat pontosabb megértését segítik elő. A galaxisunk peremén található fémszegény csillagok összetételének vizsgálata arra a meglepő felfedezésre vezetett, hogy a báriumnál nehezebb magok ( $Z > 56$ ) előfordulásait leíró függvény alakja gyakorlatilag megegyezik ugyanezen magok Naprendszerbeli előfordulását leíró függvénnyel. A 2. ábrán néhány ilyen csillagbeli – az abszorpciós vonalak tanulmányozásával

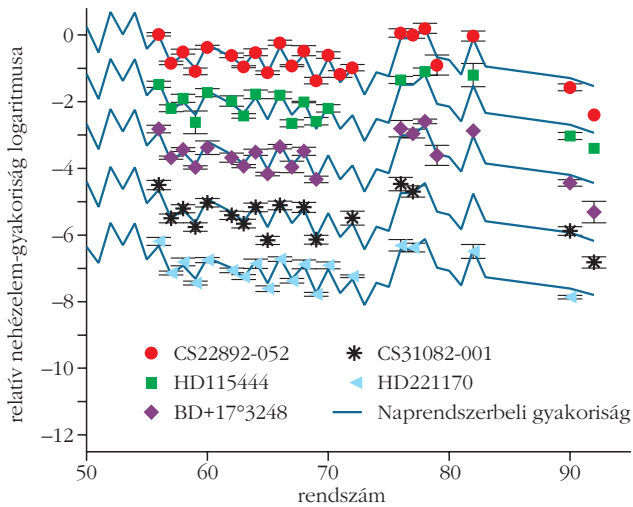
A cikk az Eötvös Loránd Fizikai Társulat szegedi Vándorgyűlésén, 2016. augusztus 27-én elhangzott planáris előadás alapján készült.



Kiss Gábor Gyula Junior Prima-díjas fizikus 2008-ban a Debreceni Egyetemen szerzett PhD-fokozatot, utána 2011-ig az olaszországi INFN-LNS kutatóintézetben az s-folyamat neutrontermelő reakcióit vizsgálta. Hazatérve az MTA ATOMKI-ban a nehéz, protongazdag magok keletkezésében szerepet játszó magreakciókat tanulmányozta. 2014-től a japán RIKEN Nishina Center vendégkutatója, kutatási témavezető, a késő neutron-, illetve protonkibocsátás jelenségének asztrofizikai szerepét vizsgálja.

<sup>1</sup> Az egy nukleonra eső kötési energia maximuma pontosan a <sup>62</sup>Ni izotópban van.

<sup>2</sup> Létezik azonban ~35 protongazdag, úgynevezett p-mag, amely nem jöhet létre neutronbefogással [2].

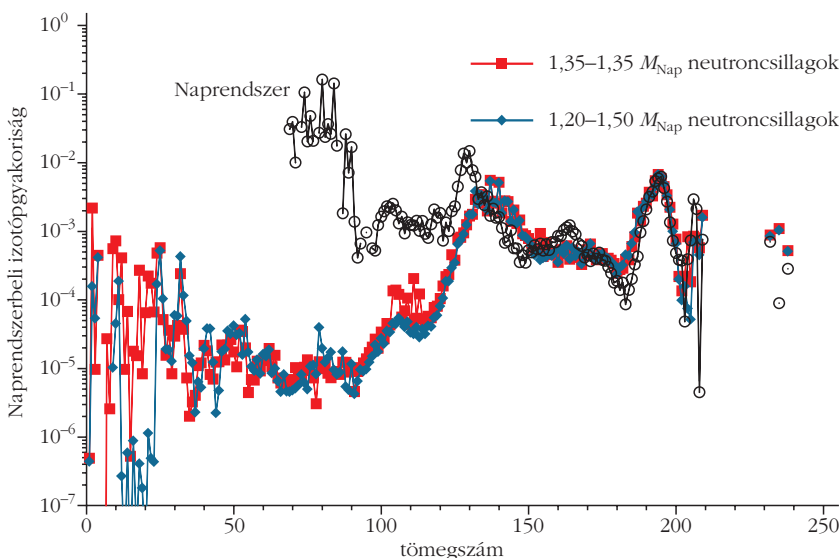


2. ábra. Galaxisunk peremén található csillagok (Cs22892-052, Cs3182-001, HD115444, Hd221170 és BD+17°3248) relatív nehéz elem ( $Z > 56$ ) összetétele és – folytonos vonallal jelölve – a Naprendszerbeli nehézelem-gyakoriságok [3].

meghatározott – nehézelem-gyakoriság látható összehasonlítva a Naprendszert jellemző értékekkel [3]. Szintén forradalmi eredménynek tekinthető, hogy nagy vöröseltolódású – az Ősrobbanás után mindössze 2,5 milliárd évvel keletkezett – galaxisokban is nehéz elemek előfordulását sikerült kimutatni [4]. Ezen eredmények arra utalhatnak, hogy a csillagkeletkezés kozmológiai időskálán korán lejátszódhatott és az ekkor létrejött nagy tömegű csillagok szupernóva-robbanása során jöttek létre a galaxisunkban fellelhető  $r$ -magok.

Az egzotikus égítetek robbanását leíró modellek is jelentős fejlődésen mentek át az elmúlt években. Ezen modellek célja, a robbanás fizikai leírásán túl, a csillagközi térbe kijutó anyag izotóp- és mennyiségeloszlásának leírása. Érdekes ellentmondás a csillagászati észlelésekkel, hogy a nagy tömegű csillagok robbanását leíró modellek a Naprendszerbelitől nagyon eltérő

3. ábra. Két különböző tömegű neutroncsillag-kettős összeolvadásakor kilöködő anyag eloszlása a Naprendszerbeli eloszlással összehasonlítva [5].



kilöködöttanyag-eloszlást jósolnak. Ezzel szemben a másik „népszerű”  $r$ -folyamat helyszín jelölt – a kettős neutroncsillagok egyesülésekor végbemenő robbanás során lejátszódó  $r$ -folyamat – esetén, legalábbis az ónnál nehezebb magokra, a Naprendszerbeli izotóp-eloszláshoz nagyon hasonló függvényt eredményeznek a szimulációk.

Ezt illusztrálандó, a 3. ábrán két különböző tömegű neutroncsillag-páros összeolvadásakor kilöködő anyag eloszlása látható a Naprendszerbeli anyageloszlással összehasonlítva [5].

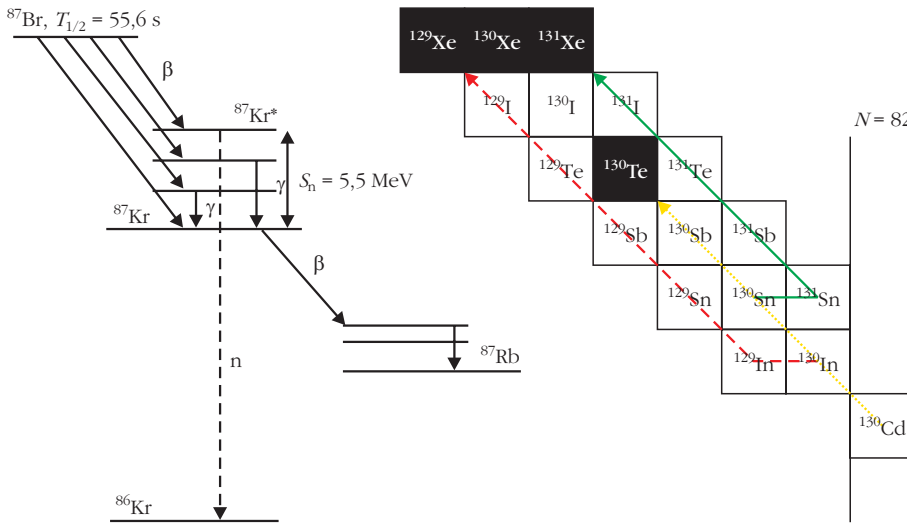
Az ellentmondás feloldásához a kulcs a magfizikai adatok – tömegek és a béta-bomlásokat jellemző mennyiségek, úgymint felezési idők és késleltetett neutronkibocsátási valószínűségek – pontos mérése vezethet [3]. Napjainkban a radioaktívnyaláb-gyárakban lehetővé vált/válik az  $r$ -folyamatösvényen található magok vizsgálata. Ebben a cikkben azokat a méréseket szeretném bemutatni, amelyeket az ezen a kutatási területen vezető szerepet játszó – Japánban, a Tokió melletti Wakóban található – RIKEN Nishina gyorsítóközpontban végeztünk az  $r$ -folyamat során végbemenő béta-bomlások jobb megértése céljából.

## Béta-bomlások a stabilitási völgytől távol

A neutronbefogások révén létrejövő nehéz izotópok (adott izotópláncok menti) relatív gyakoriságát a neutronbefogások  $Q$ -értékei,<sup>3</sup> illetve az ezzel ellentétes hatást kifejtő, az asztrofizikai közeg hőmérsékletétől függő fotobomlások határozzák meg. A stabilitási völgyhöz közelebb a  $Q$ -értékek magasak, a neutronbefogásokat a magas hőmérséklet miatt előforduló fotobomlások nem képesek egyensúlyban tartani. A neutronelhullatási vonal felé haladva azonban a neutronbefogások  $Q$ -értékei csökkennek, termikus egyensúly jön létre az  $(n,\gamma)$  és  $(\gamma,n)$  reakciók között, amely adott izotóplánc mentén egy maximummal rendelkező gyakoriságeloszlást

eredményez. Mivel egy páros neutronszámú mag kisebb valószínűséggel fog be további neutron, ezért a (hőmérséklettől és a rendelkezésre álló neutronok számától függő) maximum szinte mindig páros neutronszámú magnál van. Ezen magok az úgynevezett „várakozási pontok”, ahol az  $r$ -folyamat béta-bomlás révén eggyel nagyobb rendszámú magokat kezdhet felépíteni. Ezt követően a neutron-sűrűség és a hőmérséklet függvényében a következő izotóplánc mentén is beáll a fentebb vázolt egyensúly.

<sup>3</sup> A  $Q$ -érték a reakció energiamelegéről ad információt, a pozitív  $Q$ -értékű (exoterm) reakciók energiát termelnek, a negatív  $Q$ -értékű (endoterm) reakciók végbemeneteléhez pedig energiára van szükség.



4. ábra. A  $^{87}\text{Br}$ -mag bomlássémája és a késleltetett neutronok szerepe az r-folyamat késői szakaszában. A  $^{87}\text{Br}$ -mag béta-bomlása a  $^{87}\text{Kr}$ -mag alap- és gerjesztett állapotaira vezet. A gerjesztett állapotok gamma-sugárzás kibocsátásával kerülnek az alapállapotba, majd újabb béta-bomlás következik be. Amennyiben azonban a  $^{87}\text{Br}$ -mag béta-bomlása a  $^{87}\text{Kr}$ -mag  $S_n$  neutronszerparációs energiájánál, azaz  $S_n \sim 5,5$  MeV-nél magasabb gerjesztett állapotokra vezet, előfordulhat, hogy a  $^{87}\text{Br}$ -mag béta-bomlását neutronkibocsátás követi. A jobb oldalon látható ábra a béta-késleltetett neutronok szerepét ábrázolja a  $^{130}\text{Cd}$  „waiting point” mag stabilitási völgy felé vezető lehetséges bomlásain keresztül. Ezen mag sorozatos béta-bomlások révén  $^{130}\text{Te}$ -maggá alakul (középső, pontozott nyíl). Amennyiben azonban bomlását neutronkibocsátás követi (az esetek körülbelül 3,5%-ban), a sorozatos béta-bomlások  $^{129}\text{Xe}$ -magra vezetnek (bal oldali, szaggatott nyíl). A korábban kibocsátott béta-késleltetett neutronok be is fogódhatnak, példánkban így (is) keletkezhet a stabil  $^{131}\text{Xe}$ -mag (jobb oldali, folytonos nyíl).

A sorozatos neutronbefogásokat a zárt neutronhéjjal rendelkező magok szintén megakasztják, mint az az 1. ábrán is látható. Ennek magyarázata a héjmodellben rejlik: a mágikus neutronszámra vezető neutronbefogások  $Q$ -értékei sokkal magasabbak, mint a további neutronbefogásoké. Ilyen izotópokat elérve a béta-bomlás esélye megnő, ennek következtében pedig az r-folyamat eltávolodik a neutronelhullatási vonaltól. A stabilitási völgyhez közeledve azonban a béta-bomlások felezési ideje egyre hosszabb, így az r-folyamat egy adott ponton „leküzd” a zárt neutronhéjak jelentette akadályt, és tovább folytatja az egyre nehezebb magok felépítését. Modellszámítások szerint az r-folyamat körülbelül az  $A \sim 260$ -as tartományig építheti fel az elemeket. Ezt a tömegtartományt elérve a létrejött magok újabb neutron befogva hasadnak, a hasadványok pedig visszakerülnek az r-folyamat áramába és újabb, egyre neutrongazdagabb magok felépítésében vesznek részt. A neutronfluxus megszűntével az r-folyamat során létrejött magok sorozatos béta-bomlással kerülnek vissza a stabilitás völgyébe és építik fel az adott kémiai elem neutronban leggazdagabb stabil izotópjait.

Mivel a neutronbefogások a zárt neutronhéjjal rendelkező magok környezetében lelassulnak, így ezen magok gyakorisága megnő. Ez a magyarázata az  $A \sim 80$ ,  $A \sim 130$  és  $A \sim 195$  tömegszámoknál található izotópok magasabb előfordulásának. Fontos megjegyezni, hogy a neutronfluxus megszűntét megelőző, termikus egyensúlyjal jellemezhető – páros neutronszámú magok által dominált – izotópgyakoriságok azonban jelentősen eltérnek a Naprendszerbeli tiszta r-magok előfordulásától [1, 5]

Ennek magyarázata, hogy a stabilitási völgytől távolabbra kalandozva a béta-bomlás érdekesebb formái is megfigyelhetők. Amennyiben a béta-bomlás a leányelemben a részecske (például neutron) szeparációs energia felett elhelyezkedő gerjesztett állapotokra vezet, a bomlást részecskekibocsátás követheti. Ezen – béta-késleltetett részecskekibocsátásnak nevezett – jelenség energetikai jellemzőit a 4. ábra mutatja a neutrongazdag  $^{87}\text{Br}$ -mag béta-bomlásának példáján keresztül. A  $T_{1/2} = 55,6$  s felezési idejű  $^{87}\text{Br}$ -mag béta-bomlása a  $^{87}\text{Kr}$ -mag alap-, illetve gerjesztett állapotaira vezet. A gerjesztett állapotok többsége gamma-sugárzás kibocsátásával a  $^{87}\text{Kr}$ -mag alapállapotába bomlik, majd az újabb béta-bomlás a – stabilnak tekinthető –  $^{87}\text{Rb}$ -magra vezet. Azon-

ban van egy másik lehetséges bomlási folyamat is! Amennyiben a  $^{87}\text{Br}$ -mag béta-bomlása a  $^{87}\text{Kr}$ -magban a neutronszerparációs energia ( $S_n \approx 5,5$  MeV) feletti gerjesztett állapotokra vezet, előfordulhat (az esetek nagyjából 2,5%-ban), hogy nem gamma-sugárzás kibocsátása, hanem neutronemisszió követi a  $^{87}\text{Br}$ -mag béta-bomlását. Ezt a jelenséget, amelyet a 4. ábrán szaggatott vonal jelöl, nevezük késleltetett neutronkibocsátásnak. A stabilitási völgytől távolodva a késleltetett neutronkibocsátás valószínűsége növekszik. Ennek magyarázata, hogy a béta-bomlás  $Q$ -értéke folyamatosan nő, illetve a részecskeszerparációs energiák egyre alacsonyabbak, így annak valószínűsége is egyre magasabb, hogy a bomlás a leányelem magas, a részecskeszerparációs energia feletti, gerjesztett állapotaira vezet. Fontos megjegyezni, hogy az r-folyamat során olyan extrém neutrongazdag magok is létrejönnek, hogy a béta-bomlásukat követően két, illetve három neutronkibocsátásra is sor kerülhet!

A Nemzetközi Atomenergia Ügynökség adatbázisa [6] szerint jelenleg 241 késleltetett, egy neutron kibocsátásával bomló magot ismerünk. További 18, illetve 4 ( $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{17}\text{B}$  és  $^{31}\text{Na}$ ) atommag esetén a béta-bomlás a leánymag olyan magasan gerjesztett állapotára vezet, hogy kettő, illetve három késleltetett neutron kibocsátása is megtörténhet. A késleltetett neutronkibocsátást a  $P_n$ -értékekkel jellemezzük, ez a szám azt mutatja meg, hogy a béta-bomlások hány százalékát követi legalább egy neutron kibocsátása. Továbbá, a  $P_{1n}$ -érték az egy neutron kibocsátásának, a  $P_{2n}$ -érték a két neutron kibocsátásának stb. valószínűségét mutatja meg (tehát  $P_n = P_{1n} + P_{2n} + \dots$ , illetve  $P_{0n} = 100\% - P_n$ ). A  $^{86}\text{Ga}$ -mag béta-késleltetett neutronkibocsátását

például a következő  $P_n$ -értékek jellemzik:  $P_{1n} \approx 20\%$ ,  $P_{2n} \approx 60\%$ , illetve  $P_{0n} \approx 20\%$ , tehát a bomlások mindösszesen egyötödét nem követi neutronkibocsátás. Fontos különbséget tenni aközött, hogy egy mag esetén kísérletileg igazolt a késleltetett neutronkibocsátás és aközött, hogy megmértük a megfelelő  $P_n$ -értékeket: a 241 béta-késleltetett egy neutron kibocsátó mag közül kevesebb, mint a fele esetén ismerjük a kibocsátási valószínűséget. A 18 ismert késleltetett két neutron kibocsátó mag közül csak három ( $^{17}\text{B}$ ,  $^{31}\text{Na}$ ,  $^{86}\text{Ga}$ ), illetve a 4 kísérletileg igazolt késleltetett három neutron kibocsátó mag közül csak egyetlen ( $^{17}\text{B}$ ) mag esetében ismertek a  $P_{2n}$ , illetve  $P_{3n}$ -értékek [6].

A r-folyamat késői szakaszában, az  $(n, \gamma) - (\gamma, n)$  egyensúly megszűntét követően a béta-késleltetett neutronkibocsátás – és más magok általi neutronbefogás – újabb béta-bomlás, neutronkibocsátás, ... folyamat többször lejátszódik, ezáltal kisimul a termikus egyensúlyt jellemző páros neutronsámú magok dominálta izotóp-előfordulás. Ez a folyamat – amelyet a 4. ábra jobb oldalán, a  $^{130}\text{Cd}$ -mag bomlásán keresztül szemléltetnek – vezet a Naprendszerben megfigyelhető sima függvényvel leírható izotópgyakoriságokhoz.

A különböző r-folyamatmodellek jelenleg nagyon széles asztrofizikai bemenő paraméter (hőmérséklet, szabad neutronok száma, időskála stb.) tartományt és bizonytalan magfizikai inputadatokat (úgy mint tömegek, béta-bomlási paraméterek) használnak. Az extrém neutrongazdag magok béta-bomlásainak jobb megértése – azaz például a felezési idők és béta-késleltetett neutronkibocsátási valószínűségek mérése – az r-folyamat pontosabb modellezését teszik lehetővé, megszorítva az asztrofizikai bemenő paramétereket is [3].

## A béta-bomlások vizsgálata radioaktív nyalábokkal

A modern radioaktív nyalábokat előállító gyorsítók fejlődésével napjainkra lehetővé vált – például az ez irányú kutatásban világvezető RIKEN Nishina gyorsítóközpontban – számos, az r-folyamatban keletkező extrém neutrongazdag mag megfelelő intenzitású előállítása. A RIKEN-ben az AVF-ciklotron és RILAC-injektorok<sup>4</sup> által szolgáltatott ionnyaláb további gyorsítását egymást követő ciklotron-típusú részecskegyorsítók végzik.<sup>5</sup> A végső gyorsítási fokozat a jelenleg működő legnagyobb teljesítményű,  $K = 2600$  MeV szupravezető SRC-ciklotron, amely az urán 238-as izotópját 345 MeV/nukleon energiára, a fénysebesség közel 70%-ára képes gyorsítani. Az így felgyorsított nehéz ionok az elsődleges céltárggyal (általában be-

riillium vagy ólom) ütközve „széttöredeznek”, változatos tömegű, illetve neutron-proton arányú, radioaktív fragmentumok jönnek létre.

Az így létrehozott radioaktív nyaláb „tisztítását” a BigRIPS-szeparátor végzi, azaz a létrehozott izotópok sokaságából a szupravezető elektromágnesek és részek pontos beállításával kiválaszthatjuk a kísérleteinkhez szükséges magokat. Kísérleteinket – a beállításoktól függően – általában 5-25 magból álló, úgynevezett „kocktálnyalábbal” végezzük. A kocktálnyaláb használata előnyös számunkra, hiszen így egy kísérletben – költséghatékony módon – számos felezési időt, nívósémát, illetve  $P_n$ -értéket tudunk meghatározni. A magok azonosítását energiaveszteség – repülési idő technikával kivitelezük. A nagy energiával rendelkező ionnyaláb plasztikszcintillátorokon, illetve ionizációs kamrákon áthaladva csak minimális energiát veszít (és kicsit szóródik), ami mérésünket így nem zavarja, azonban a részecskék azonosításához feldolgozható minőségű jel keletkezik. A nyalábot alkotó részecskék repülési ideje és energiavesztesége különbözőképpen függ tömegüktől, töltésüktől és sebességüktől, tehát ha ezen mennyiségeket egymás függvényében ábrázoljuk a különböző magok megfelelően elkülönülnek egymástól.

Kísérleteink során koincidenzában mérjük a kocktálnyalábot alkotó magok béta-bomlásakor kibocsátott elektronokat, neutronokat és gamma-legerjesztődést. A kísérleti elrendezés két részből áll: a kocktálnyalábot szegmentált szilíciumdetektorokból álló rendszerbe „lőjük”, ahol megáll a nyaláb és bekövetkezik a bomlás, amely során a kibocsátott gamma-részecskéket, illetve neutronokat egy másik detektorrendszerrel mérjük. A kísérlet által lefedett tömegtartománytól függően 3-8 darab 1 mm vastag szilíciumdetektort használtunk. A különböző magok energiavesztesége a detektor anyagában, rendszámuk függvényében más és más, így a legnehezebb magok az elülső, míg a könnyebb magok a hátulsó szilíciumdetektorokban állnak meg. Például, míg a 2014 őszén végrehajtott, ritkaföldfém-elemek keletkezésének és megszerkeztetének megértését célzó kísérlet során 3 réteg szilíciumdetektor elég volt a nehéz neodímium- – erbiummagok megállítására, addig a 2016 tavaszán kivitelezett (tömegméréssel egybekötött) neutrongazdag cink- – kryptonmag tartományban 7 detektorra volt szükség. A radioaktív magok teljes lefékeződését béta-bomlás követi. Míg az implantációs események során GeV nagyságú energia kerül leadásra, a bomlást nagyságrendekkel kisebb, maximum néhány MeV energiájú elektronok kibocsátása követi, így a különböző eseményeknek megfelelő jelek megkülönböztethetők.

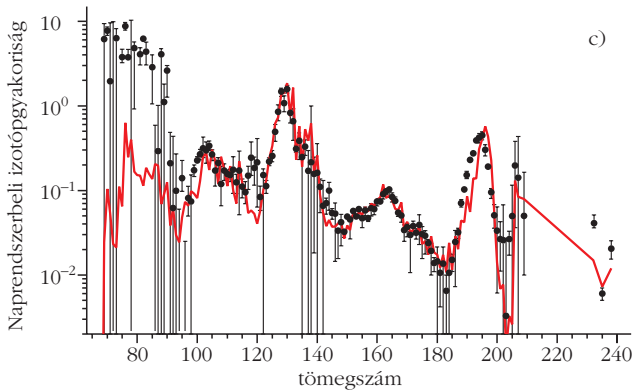
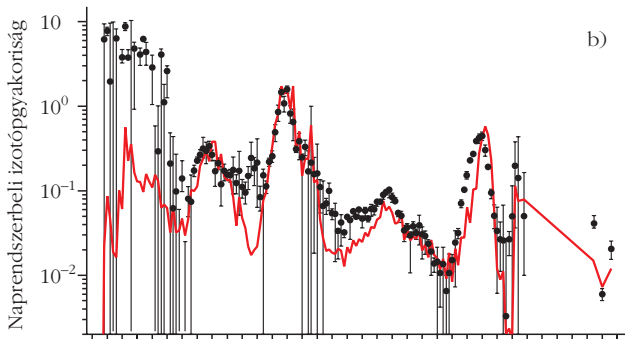
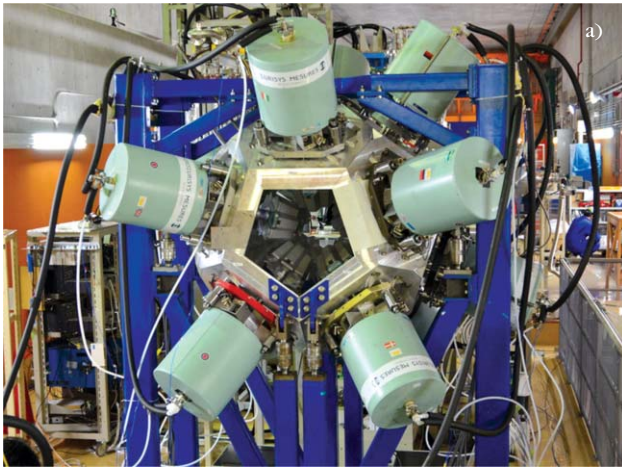
Az EURICA-együttműködés keretében<sup>6</sup> mintegy 140 izotópra határoztunk meg elsőként felezési idő-értéke-

<sup>4</sup> Variálható frekvenciájú lineáris nehézion-gyorsító.

<sup>5</sup> RRC ( $K = 540$  MeV ring ciklotron), fRC ( $K = 570$  MeV rögzített frekvenciájú ciklotron), IRC ( $K = 980$  MeV, közbenső ciklotron) végül SRC ( $K = 2600$  MeV szupravezető ciklotron). A ciklotrontípusú gyorsítók teljesítményének jellemzésére a  $K$ -értéket használjuk, összehasonlításképpen a hazai magfizikai kutatások számára rendelkezésre álló legnagyobb teljesítményű – az ATOMKI-ban található – MGC-20 ciklotron típusú gyorsítójának  $K$ -értéke 20 MeV.

<sup>6</sup> Jelen cikkben – helyhiány miatt – csak az új felezési idők szerepéről írok azonban fontos megjegyezni, hogy az együttműködés keretében a stabilitási völgytől távol fekvő magok szerkezetét (deformáció, héj- és alhéjlezáródás, izomer állapotok, izospin-szimmetria stb.) és egzotikus bomlási formákat (például 2 proton kibocsátás) is tanulmányoztunk.





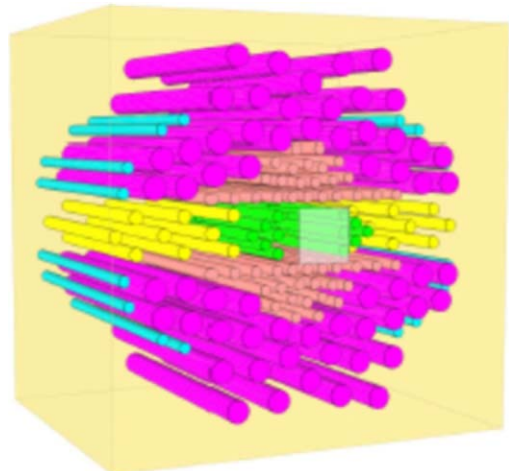
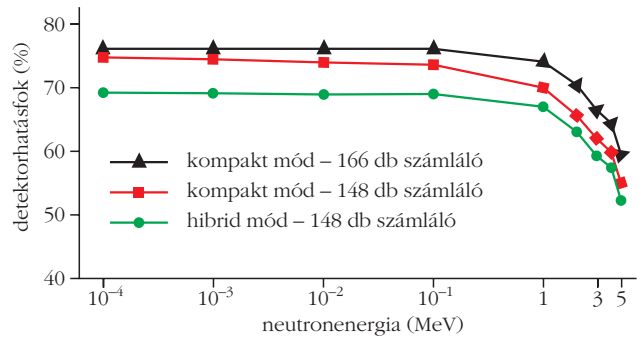
5. ábra. Az EURICA gamma-detektorrendszer fényképe, illetve az EURICA együttműködés keretében meghatározott új felezési idők hatása az r-folyamatszimulációkra. Az alsó, b) és c) ábrákon a Naprendszerbeli r-maggyakoriságok (fekete pontok) és az r-folyamatszimulációk (folytonos vonal) összehasonlítása látható: az első, b) esetben az irodalmi felezési idők, a második, c) esetben a RIKEN-ben 2012-től az EURICA-együttműködés keretében meghatározott új felezési idők figyelembevételével végeztük az r-folyamat modellezését [7].

ket (és körülbelül ugyanennyi esetben jelentősen pontosítottuk az irodalmi adatokat). Az együttműködés neve az *Euroball-RIKEN Cluster Array* angol kifejezésből ered: a szilíciumdetektorokat körülvevő 84 darab, nagy tisztaságú germániumdetektort 12 darab, egyenként 7 detektort tartalmazó „fürtbe” rendeztük. Az 5. ábra tetején az EURICA-detektorrendszer fényképe látható. A szilíciumdetektorokban megálló radioaktív magok béta-bomlását és az ezt követő gamma-legerjesztődéseket koincidenzában mérve, a mag felezési ideje nagy pontossággal meghatározható. Az

új felezési időkkel elvégzett r-folyamatszámítások sokkal jobban egyeznek a Naprendszerbeli r-izotóp-gyakoriságokkal, mint azt az 5.c ábra mutatja [7].

A bomlást követő neutronok mérését a BRIKEN-detektorrendszerrel végezzük. A detektorrendszer  $^3\text{He}$ -gázt tartalmazó számlálócsövekből áll. A neutronok és a  $^3\text{He}$ -gáz kölcsönhatása során trícium és proton keletkezik 765 keV kinetikus energiával. A proporcionális számlálókat egy megközelítőleg  $1\text{ m}^3$  térfogatú, nagy sűrűségű polietilénből készült moderátorba ágyaztuk,

6. ábra. A késleltetett neutronkibocsátási valószínűségek mérésére használt kísérleti elrendezés hatásfokának szimulációja (föül), a berendezés fényképe (középen), illetve a különböző intézetekből származó számlálócsövek elhelyezkedése a polietilén moderátorban (alul).



amelyre a nagyenergiás neutronok lassítása miatt van szükség. A rendszer rugalmas kialakítású, a mérési terv függvényében két elrendezést használhatunk. A 148 darab számlálóból és két darab „clower” típusú HPGe detektorból álló elrendezés béta-neutron-gamma koincidenciamérésekre ad lehetőséget. Ezt az elrendezést ~70%-os neutronszámlálási hatásfok és 1% gamma-detektálási hatásfok ( $E_\gamma = 1,33$  MeV esetén) jellemzi. Amennyiben a germániumdetektorokat nem kívánjuk használni, újabb számlálócsövek behelyezésére nyílik lehetőség, amelynek eredményeképp ~76% neutrondetektálási hatásfok érhető el. Így elmondhatjuk, hogy az amerikai Oak Ridge Nemzeti Laboratórium, a németországi GSI, az orosz JINR (Egyesített Atommagkutató Intézet), a spanyolországi UPC (Katalán Tudományegyetem) és a japán RIKEN kutatóintézet együttműködésében felépített BRIKEN-rendszer a késleltetett neutronok detektálására valaha épített legnagyobb hatásfokú rendszer. A számlálócsövek elhelyezésének megtervezésekor nemcsak a legnagyobb hatásfok elérésére törekedtünk, hanem konstans közeli hatásfok-energia függvény elérése is célunk volt. Ennek oka, hogy a jelenlegi berendezéssel „csak” számláljuk a neutronokat, energiájukat nem mérjük. Mivel a stabilitási völgytől távoli magokról van szó, a késleltetett neutronok energiájáról nem rendelkezünk részletes kísérleti információval. Héjmodellszámítások alapján (amelyeket a stabilitási völgyhöz közelebb található, késleltetett neutront kibocsátó magok, például:  $^{87,88}\text{Br}$ ,  $^{137}\text{I}$ -magok segítségével ellenőriztünk) azonban tudjuk, hogy ezen neut-

ronok energiája általában 1 MeV-nél alacsonyabb. Detektorunk hatásfokfüggvénye 2,9%-on (166 számlálócsöves elrendezés), illetve 3,6%-on (148 számlálócső és két germániumdetektor) állandó a 0–1 MeV tartományban, ezért a  $P_n$ -értékek meghatározásának – a neutronenergia-mérés hiányából származó – szisztematikus hibája kisebb, mint 4%, szemben a korábbi hasonló detektorok 10%-ot meghaladó bizonytalanságával. A 6. ábrán a BRIKEN-detektor hatásfok-energia függvénye, az utolsó számlálócső behelyezéséről készített fényképem, illetve a számlálócsövek elhelyezkedését ábrázoló sematikus rajz láthatók.

A 2016 őszi és 2017 tavaszi félévek során öt, a RIKEN Program Tanácsadó Testület által jóváhagyott mérési kampányban neutrongazdag  $^{28}\text{Fe}$ - és  $^{65}\text{Tb}$ -izotópok között ~160 új mag esetében fogjuk az egy, két, illetve három késleltetett neutronkibocsátás valószínűségeit meghatározni, ezzel mintegy megduplázva a rendelkezésre álló adatbázis méretét. Az új kísérleti eredmények várhatóan az r-folyamat modelljei pontosítását fogják lehetővé tenni, illetve segítenek a jövőben a GSI-ben végrehajtandó mérések tervezésében.

#### Irodalom

1. C. Iliadis: *Nuclear Physics of Stars*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA (2007).
2. Gy. Gyürky, *Fizikai Szemle* 60 (2010) 37.
3. J. J. Cowan, *Nature* 440 (2006) 27.
4. J. Prochaska, *Nature* 423 (2003) 57.
5. S. Goriely és mts., *Astrophysical Journal Letter* 738 (2011) L21.
6. Nemzetközi Atomenergia Ügynökség, INDC (NDS)-0599 összefoglaló, <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-nds-0599>
7. G. Lorusso és mts. *Physical Review Letters* 114 (2015) 1925201.