



1949

**Nehéz elemek szintéziséhez kapcsolódó magreakciók
vizsgálata aktivációs technikával**

Egyetemi doktori (PhD) értekezés

Szegedi Tibor Norbert

Témavezető: Dr. Kiss Gábor Gyula

Debreceni Egyetem

Természettudományi és Informatikai Doktori Tanács

Fizikai Tudományok Doktori Iskola

Debrecen, 2021

Ezen értekezést a Debreceni Egyetem Természettudományi és Informatikai Doktori Tanács Fizikai Tudományok Doktori Iskola Magfizika programja keretében készítettem a Debreceni Egyetem természettudományi doktori (PhD) fokozatának elnyerése céljából. Nyilatkozom arról, hogy a tézisekben leírt eredmények nem képezik más PhD disszertáció részét.

Debrecen, 2021.

*Szegedi Tibor Norbert
doktorjelölt*

Tanúsítom, hogy Szegedi Tibor Norbert doktorjelölt 2017 - 2021 között a fent megnevezett Doktori Iskola Magfizika programjának keretében irányításommal végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Nyilatkozom továbbá arról, hogy a tézisekben leírt eredmények nem képezik más PhD disszertáció részét. Az értekezés elfogadását javasolom.

Debrecen, 2021

*Dr. Kiss Gábor Gyula
témavezető*

Nehéz elemek szintéziséhez kapcsolódó magreakciók vizsgálata
aktivációs technikával

Értekezés a doktori (Ph.D.) fokozat megszerzése érdekében
a fizika tudományágban

Írta: Szegedi Tibor Norbert okleveles fizikus

Készült a Debreceni Egyetem Fizikai Tudományok Doktori Iskolája

Magfizika programja keretében

Témavezető: Dr. Kiss Gábor Gyula

Az értekezés bírálói:

Dr.
Dr.

A bírálóbizottság:

elnök: Dr.
tagok: Dr.
Dr.
Dr.
Dr.

Az értekezés védésének időpontja: 20.....

Tartalom

Bevezetés	1
I. Mag- és asztrofizikai alapok	4
I/1. Gamow-ablak	4
I/2. Hatáskeresztmetszet és asztrofizikai S-faktor	5
I/3. Hauser-Feshbach modell	7
I/4. Optikai és transzmissziós modell	10
II. Nukleoszintézis alapok	14
II/1. Vasnál könnyebb elemek keletkezése	14
II/2. Vason túli elemek keletkezése	18
II/2/1. Nukleoszintézis neutronbefogással	19
II/2/2. Gyenge r-folyamat	24
II/2/3. Gyenge r-folyamat hálózatszámítás	25
III. Az α-indukált magreakciók kísérleti vizsgálata	28
III/1. Vizsgált reakciók jellemzői	28
III/2. Aktivációs módszer	32
III/3. Besugárzás ciklotron gyorsítóval	35
III/4. Aktivitásmérés γ -spektroszkópiával	41
IV. A $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakció hatáskeresztmetszetének mérése	50
IV/1. Vékonycélanyag-technika	50
IV/2. Kísérleti részletek	51
IV/3. Mérési eredményeim	57
IV/4. Kísérleti eredmények asztrofizikai alkalmazása	67
V. A $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ hatáskeresztmetszet mérése vastagcélanyag-aktivációs eljárással	71
V/1. Hozammérés és reakciósebesség meghatározás	71
V/2. Kísérleti részletek	72
V/3. Mérési eredményeim	75
V/4. Asztrofizikai és magfizikai konklúzió	82
V/5. Kitekintés	86

VI. A ^{125}Cs és ^{125}Xe magok felezési idejének meghatározása γ-spektroszkópiával	88
VI/1. Irodalmi felezési idő adatok	89
VI/2. Felezési idő mérése	91
VI/3. Bizonytalanságanalízis	100
Összefoglalás	106
Összefoglalás	106
$^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ hatáskeresztmetszet mérése	107
$^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ vastagcél-tárgy-hozammérés	108
^{125}Cs és ^{125}Xe felezési idő meghatározása	108
Summary	110
$^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ cross section measurement	111
$^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ thick target yield measurement	112
Half-life measurement of the ^{125}Cs and ^{125}Xe isotopes	112
Köszönetnyilvánítás	114
Saját publikációk	115
Irodalomjegyzék	119

Bevezetés

Honnan származnak a világunkat felépítő részecskék? Az Univerzum születésénél jöttek létre? Esetleg még ma is keletkeznek? Mennyi van belőlük a Naprendszerben? Ezek mind olyan kérdések, melyekre az emberiség hajnala óta keresik a válaszokat. Ma már tudjuk, hogy a Földön is megtalálható stabil magok többsége a csillagokban végbemenő magfolyamatok révén keletkezik.

Ezen izotópok naprendszerbeli gyakoriságáról először H. E. Suess és H. C. Urey közöltek összefoglaló munkát 1956-ban [Sue56]. Azt találták, hogy az izotópok gyakoriságeloszlása jól látható szerkezettel rendelkezik, amit több eltérő elemszintézis-folyamat feltételezésével magyarázhatunk. A különböző nukleoszintézis-mechanizmusokat 1957-ben Burbidge, Burbidge, Fowler és Hoyle híressé vált „Synthesis of the Elements in Stars” című publikációjában [Bur57], illetve Cameron „Stellar evolution, nuclear astrophysics, and nucleogenesis” című munkájában [Cam57] foglalták össze. Ezen tanulmányok indították útjára azt a mára önálló tudományággá fejlődött elképzelést, hogy a kémiai elemek és izotópjaik magreakciók révén keletkeznek.

Munkám során az úgynevezett gyenge r-folyamatban lejátszódó magreakciók, a $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ és a $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ reakciók hatáskeresztmetszetét határoztam meg eltérő kísérleti technikákkal, illetve hasonlítottam össze különböző modellszámítások jóslataival. Az értekezésben szintén helyet kapott a ^{125}Cs mag és leánymagjának, a ^{125}Xe izotóp felezési idejének precíz meghatározása.

Az első fejezetben összegzem a kutatási témámhoz kapcsolódó alapvető mag- és asztrofizikai fogalmakat. Mivel a Naprendszerünkben megtalálható izotópok — a legkönnyebbek kivételével — magreakciók révén keletkeznek, ezért keletkezésük tanulmányozása olyan fogalmak használata nélkül, mint a Gamow-ablak vagy a hatáskeresztmetszet, nem lehetséges. Az asztrofizikai modellekhez szükséges hatáskeresztmetszet

adatokat sok esetben — kísérleti eredmények hiányában — statisztikus modellszámítás segítségével határozzák meg, így ezen modell alapvetéseit és legfőbb paramétereit is ismertetem.

A második fejezet bemutatja az elemszintézis alapvető folyamatait, valamint az ezek elméleti leírásához szükséges asztrofizikai számításokat. Míg a vasnál könnyebb elemek és izotópjaik a csillagok belsejében, fúziós folyamatokban keletkeznek, addig a nehéz izotópok többsége valamilyen neutronbefogási folyamat eredményeként jön létre[Kap11, Arn07]. Két alapvető neutronbefogási folyamatról beszélhetünk, ezek a lassú (slow) és gyors (rapid) neutronbefogás, más néven az s- és az r-folyamatok. Az s-folyamat nagytömegű csillagok O/Ne rétegében játszódik le, és elsősorban a stabilitási völgy mentén található izotópok keletkezéséért felelős. Ezzel szemben az r-folyamat robbanásos esemény — II típusú szupernóva, illetve neutroncsillagok összeolvadásakor játszódik le —, amely a stabilitási völgy neutrongazdag izotópjainak, valamint az uráncsoport tagjainak keletkezéséért felelős.

A könnyű neutrongazdag magok gyakoriságát a jelenleg használatos r-folyamat modellek alulbecslik. Ezek a magok jelenlegi tudásunk szerint a gyenge r-folyamatban keletkeznek, II típusú szupernóva-robbanásokat kísérő, úgynevezett neutrínó-szélben. A dolgozat ezen fejezetében a felsorolt folyamatokat, valamint a dolgozat témáját képező gyenge r-folyamat elméleti leírására használt hálózatszámítás részleteit mutatom be.

A harmadik fejezetben az α -indukált reakciók vizsgálatához használt kísérleti eszközök, illetve az adatkiértékelés lépései kerülnek tárgyalásra. Ismertetem a vizsgált reakciók jellemzőit, a mérések kivitelezéséhez használt aktivációs eljárás sajátosságait és menetét, továbbá a radioaktív minták létrehozásához és aktivitásuk méréséhez használt eszközök jellemzőit.

A negyedik fejezet a $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakció hatáskeresztmetszet-meghatározás lépéseit és eredményeit mutatja be. A reakciót vékonycéltárgy-technika alkalmazásával vizsgáltam, amelyhez a ZrO céltárgyakat elektronsugaras párologtatással készítettem. A fejezetben bemutatom a céltárgykészítést, illetve a céltárgyvastagság

meghatározásának lépéseit. Ezt követően ismertetem a mérés és az adatkiértékelés menetét. Mérési eredményeimet az optikai és transzmissziós modell hatáskeresztmetszet jóslataival hasonlítottam össze. A kísérleti eredmények segítségével hálózatszámításokat is végeztünk a gyenge r-folyamatra, melyek eredményeit szintén bemutatom.

A $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ reakció hatáskeresztmetszetét úgynevezett vastagcél tárgy-hozamméréssel határoztam meg. Az ötödik fejezetben ismertetem a technika módszertanát, illetve a mérési eredményeket. Hasonlóan a $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ reakció vizsgálatához, ezen esetben is a hatáskeresztmetszet értékeket a reakciótermék β -bomlása során kibocsátott γ -sugárzás hozamának méréséből határoztam meg. Eredményeimet mind a számos különböző α -OMP paraméterezést használó optikai modell, mind a transzmissziós modell jóslataival összevettem. A kísérleti adatokból számított reakciósebességek alapján tanulmányoztam ezen reakció szerepét a gyenge r-folyamat reakcióhálózatban.

A hatodik fejezet a ^{125}Cs és ^{125}Xe magok felezési idejének precíz meghatározásának lépéseit ismerteti. Áttekintem a vizsgált izotópok felezési idejére vonatkozó irodalmi adatokat. Bemutatom a mérés menetét, az analízis lépéseit, valamint a szisztematikus bizonytalanságanalízis komponenseit. Végezetül kísérleti eredményeim alapján javaslatot teszek az általam meghatározott új értékek használatára.

I. Mag- és asztrofizikai alapok

A csillagokban végbemenő nukleoszintézis-folyamatok értelmezése magfizikai adatokra támaszkodik. A következő fejezetben áttekintem a szükséges magfizikai alapfogalmakat.

I/1. Gamow-ablak

Két töltött részecske közötti magreakció a csillag hőmérsékletnek megfelelő energiákon alagúteffektus¹ révén megy végbe. A két mag között kialakuló Coulomb-gáton való áthaladás valószínűsége (s-hullám, azaz $L = 0$ közelítést alkalmazva) egy

$$P = e^{-2\pi\eta} \quad (1)$$

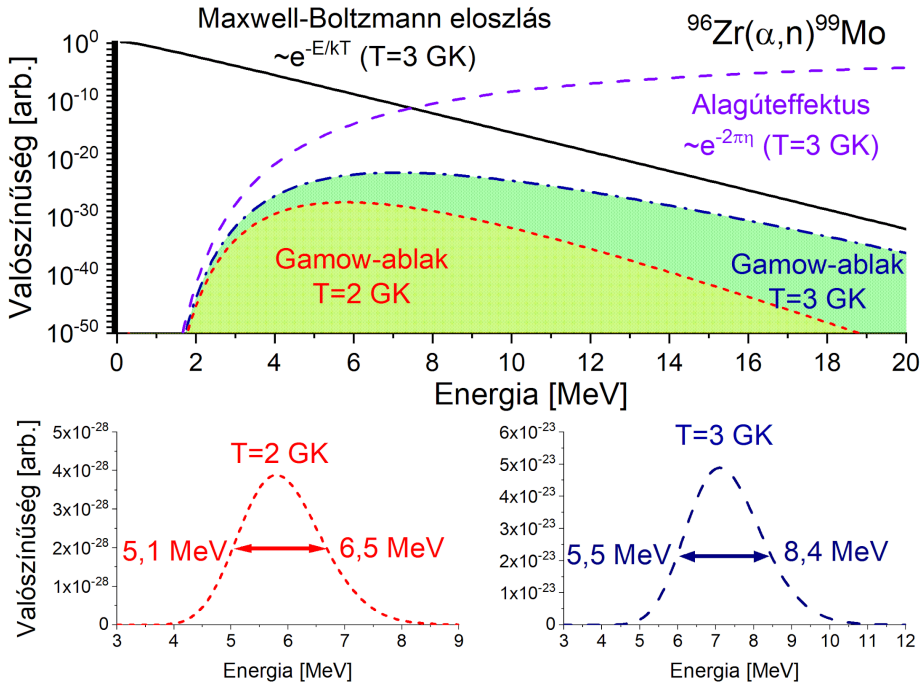
alakú függvényt követ, ahol $\eta = Z_A Z_B e^2 / 4\pi \epsilon_0 \hbar v$ a Sommerfeld-paraméter, melyben Z_A és Z_B a bejövő, illetve céltárgymag rendszáma, v a részecskék relatív sebessége, e az elemi töltés, ϵ_0 a vákuum dielektromos együtthatója, \hbar pedig a redukált Planck állandó. Tehát, magasabb energián sokkal valószínűbb, hogy létrejön a reakció. Ezzel szemben a csillagbeli részecskék energiája Maxwell-Boltzmann eloszlást követ,

$$\Phi(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \quad (2)$$

ahol v a részecskék sebessége, m a tömege, T a hőmérséklet, k pedig a Boltzmann-szám. Ezen két függvény meghatározza azt az energiatartományt, amelyben a reakció az adott csillagot jellemző körülmények között végbemehet. Ezt az asztrofizikai szempontból releváns régiót nevezzük Gamow-ablaknak. A ${}^{96}\text{Zr}(\alpha, n){}^{99}\text{Mo}$ reakcióhoz tartozó Gamow-ablakot az 1. ábra mutatja $T = 2$ GK, illetve $T = 3$ GK plazmahőmérséklet esetén. Jól látható, hogy míg $T = 2$ GK esetén a reakció $5,1 \text{ MeV} \leq E \leq 6,5 \text{ MeV}$ energiatartományon valósul meg, addig

¹ Ritkán, például az rp-folyamat esetén a protonok energiája meghaladhatja a Coulomb-gát magasságát.

$T = 3$ GK hőmérsékletű plazmában $5,5 \text{ MeV} \leq E \leq 8,4 \text{ MeV}$ közötti energiákon játszódhat le a reakció.



1. ábra A $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakció Gamow-ablaka. A $T = 3$ GK hőmérséklethez tartozó Maxwell-Boltzmann eloszlás (fekete vonal), amely a kölcsönható részecskék energiaeloszlását mutatja, valamint a két részecske közötti Coulomb-gáton alagúteffektussal történő áthaladás valószínűsége (lila szaggatott vonal) látható. Ezen két függvény kombinációjából áll elő a Gamow-ablak (kék pontvonal), ahol a reakció asztrofizikai objektumban vagy közegben megvalósulhat. Az y-tengely logaritmikus, tehát $T = 3$ GK hőmérsékleten effektíven csak az $5,5 \text{ MeV} \leq E \leq 8,4 \text{ MeV}$ tartományon valósul meg a reakció. Mivel egy adott folyamat eltérő hőmérsékletű asztrofizikai közegben is végbemehet, ezért a $T = 2$ GK-hez tartozó Gamow-ablakot is feltüntettem (piros szaggatott vonal), ami $5,1 \text{ MeV} \leq E \leq 6,5 \text{ MeV}$ energiatartományon található.

I/2. Hatáskeresztmetszet és asztrofizikai S-faktor

Két (esetünkben töltött) részecske kölcsönhatási valószínűségének mérésére szolgáló mértékegység a hatáskeresztmetszet. Ez képletesen azt a felületet méri, amit a részecskék egymás számára nyújtanak, mint kölcsönhatási felület. Ez a felület azonban lényegesen nagyobb vagy

kiseb lehet, mint a geometriai méretek. A hatáskeresztmetszet SI mértékegysége a m^2 , ugyanakkor mag- és részecskefizikai környezetben a barn egység használatos, ami megközelítőleg egy urán atommag geometriai keresztmetszetének felel meg (10^{-24} cm^2). A kölcsönhatás jelenthet rugalmas, rugalmatlan, illetve mélyen rugalmatlan szóródást. Ezek alapján beszélhetünk teljes és parciális hatáskeresztmetszetről. Míg utóbbi alatt az egyes csatornához tartozó hatáskeresztmetszetet értjük, addig előbbi ezek összegét jelenti. A nukleáris asztrofizikában hatáskeresztmetszet alatt egy konkrét reakciócsatornához tartozó parciális hatáskeresztmetszetet értjük.

A reakciók hatáskeresztmetszetének vizsgálata gyorsított ionnyalábok segítségével történik. Ekkor a vizsgálni kívánt anyagból készített céltárgyat ionnyalábbal besugározzák, majd meghatározzák a bekövetkezett reakciók számát. A Gamow-ablak jellemzően alacsony energián található, ahol gyakran nagyon kicsi a hatáskeresztmetszet ($\ll 1 \mu\text{barn}$)², éppen ezért ez jellemzően nem egyszerű mérési feladat. A megoldás a magasabb energiákon mért hatáskeresztmetszet extrapolálása a releváns energiatartományra. Azonban, a részecskék töltése miatt kialakuló Coulomb-taszítás hatására, a hatáskeresztmetszet a kis energiák felé haladva igen meredeken csökken. Ennek következtében az illesztési paraméterek kis változtatására az illesztett függvény drasztikus eltérést mutathat. A gyakorlatban a hatáskeresztmetszetet a következő alakban szokás használni:

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} e^{-2\pi\eta} S(E) \quad (3)$$

ahol az első tag ($1/E$) egy triviális energiafüggés, a második tag a Coulomb-taszítás hatása, végül a harmadik tag ($S(E)$) az asztrofizikai S-faktor. A fenti formula gyakorlati haszna, hogy míg a hatáskeresztmetszet a Gamow-ablakban akár 5-6 nagyságrendet is lefedhet, addig az S-faktor ugyanezen energiatartományon jellemzően egy tízes faktoron belül változik. Ezáltal a mért adatok numerikus kezelése egyszerűbb.

²Az általam végzett mérések esetén sikerült elérni a magasabb csillaghőmérsékletre tartozó ($T \sim 3 - 4 \text{ GK}$) Gamow-ablakot.

Az asztrofizika szempontjából releváns információt a reakciósebesség hordozza. A reakciósebesség azt határozza meg, hogy egy adott asztrofizikai közegben egy konkrét reakció adott t idő alatt mekkora hozamot eredményez. A reakciósebességet az alábbi asztrofizikai és magfizikai paraméterek határozzák meg:

$$N_A \langle \sigma v \rangle = N_A \sqrt{\frac{8}{\pi\mu}} (kT)^{-\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} E \sigma(E) e^{-\frac{E}{kT}} dE = \int_0^{\infty} f(E) dE \quad (4)$$

ahol N_A az Avogadro-szám, $\mu = (m_1 \cdot m_2)/(m_1 + m_2)$ a redukált tömeg, a σ pedig a hatáskeresztmetszet. Exoerg reakciók (például (α, n) , (p, n) stb.) esetén a bejövő részecskének el kell érnie egy adott küszöbértéket, hogy a reakció eredményesen megvalósulhasson. Ilyen esetekben az $f(E)$ függvény rendszerint a $E_{min} \geq E_k$ küszöbenergia és egy E_{max} energia közötti tartományon ismert. A reakciósebesség meghatározásához szükséges integrálást ellenben a reakció-küszöbenergiájától végtelenig kell elvégezni. Ezért a függvényt valamilyen eljárással extrapolálni kell, célszerű az integrált a következő alakban felírni,

$$\int_0^{\infty} f(E) dE = \int_{E_k}^{E_{min}} f(E) dE + \int_{E_{min}}^{E_{max}} f(E) dE + \int_{E_{max}}^{\infty} f(E) dE \quad (5)$$

ahol a második tagot a kísérleti pontok határozzák meg, míg az első és a harmadik tag a kísérleti pontokra illesztett függvény extrapolációjától függ.

I/3. Hauser-Feshbach modell

Számos nukleoszintézis-folyamat esetén reakció-hálózatszámítást használnak az izotóp gyakoriságok meghatározásához. Kísérleti adatok hiányában a szükséges hatáskeresztmetszeteket valamilyen elméleti modell segítségével lehet megbecsülni. A megfelelő modell megválasztását nagyban befolyásolja a magreakció jellege. Ebből a szempontból megkülönböztetünk direkt, illetve közbenső magra vezető reakciókat. A direkt reakciók jellemzője, hogy a bejövő részecske a

céltárgymagnak csak kevés, tipikusan néhány felszíni nukleonjával hat kölcsön. Éppen ezért a folyamat gyors ($t < 10^{-22}$ s), és jellemzően szórási és transzfer reakciók (lefosztás, felcsípés stb.) tartoznak ide. Ezzel szemben a közbenső magra vezető reakciók két lépésben történnek. Először a lövedékmag behatol a céltárgymagba, ahol sorozatos ütközések révén átadja energiáját a céltárgymag nukleonjainak. Ezt követi a kollektíven gerjesztett közbenső mag bomlása, ami a gerjesztés mértékétől függően történhet γ -foton és/vagy nukleon kibocsátás révén. Ez a folyamat lényegesen hosszabb, mint a direkt reakciók, és jóval több nukleon vesz benne részt. További különbség, hogy míg a direkt reakciók előreirányuló szórásképpel jellemezhetők, addig közbenső magra vezető reakcióknál izotróp szórás kép figyelhető meg. Tehát a keletkezett közbenső mag “elfelejti”, hogy milyen módon jött létre. Például, a $^{65}\text{Cu}(\alpha, n)$ reakcióban keletkezett (adott gerjesztési állapotban lévő) ^{68}Ga ugyanolyan módon fog viselkedni, mint a $^{67}\text{Zn}(p, \gamma)$ reakcióban keletkezett társa.

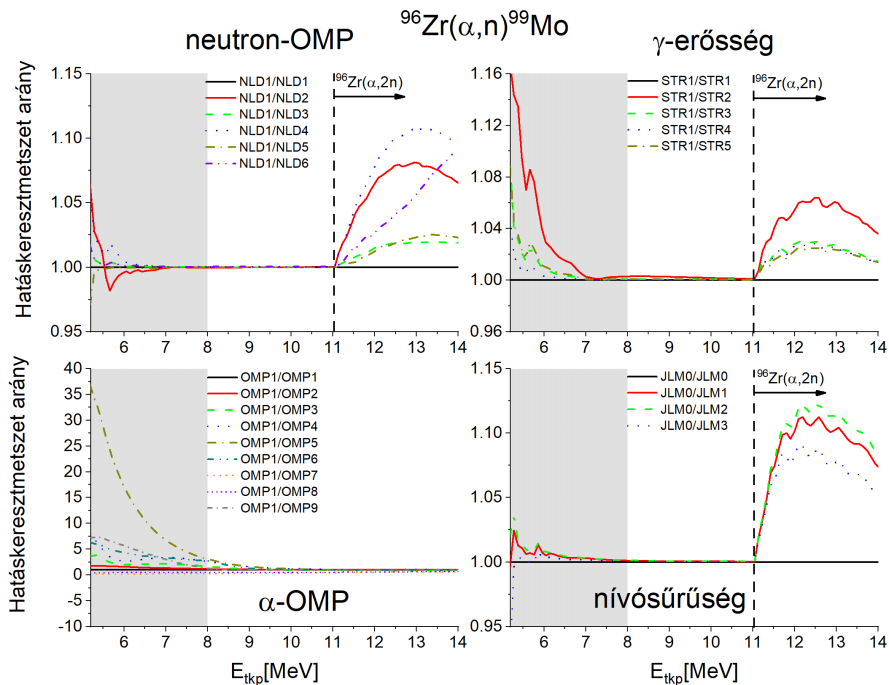
A közbenső magra vezető reakciók esetén olyan magasan gerjesztett végmag keletkezhet, amelyben a szomszédos nívók átfednek, az állapotok eloszlása kontinuumnak tekinthető. Ekkor a hatáskeresztmetszet sima függvénye az energiának, és statisztikus megközelítés alkalmazható. Erre a célra a Hauser-Feshbach (HF) modellt [Hau52] használják, amelynél egy adott a bemenő és b kimenő csatornán keresztül megvalósuló reakció $(A(a, b)B)$ átlagos hatáskeresztmetszete a következő alakban írható fel

$$\langle \sigma(a, b) \rangle = \frac{\pi}{k_a^2} \sum_{J\pi} \frac{2J+1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \frac{[\sum_{s'l'} T_l(a)] [\sum_{s'l'} T_l(b)]}{\sum_x \sum_{s'l'} T_l(x)} \quad (6)$$

ahol k_a a bejövő részecske hullámszáma, J a teljes impulzusmomentum, I_1 és I_2 a céltárgymag és a bejövő részecske spinje, $T_l(a)$ és $T_l(b)$ pedig a bemenő és kimenő csatornák transzmissziós együtthatója. Egy adott a - b csatornához tartozó transzmissziós együtthatók normáltak az összes lehetséges x csatornára. A hatáskeresztmetszet számításához számos bemenő paraméterre van szükség, mint a reakcióban keletkező végmag nívósűrűsége, a γ -erősség függvény (Γ_γ), valamint az optikai modell

potenciál (OMP). Utóbbi a bejövő (vagy kimenő) mag és céltárgymag kölcsönhatásának leírására szolgál. Az alapgondolat az optikából származik, ahol egy fénysugár homályos testen történő egyidejű visszaverődésének, elnyelődésének és transzmissziójának leírására komplex törésmutatót használnak. Ennek mintájára a magfizikában a reakcióban résztvevő részecskék kölcsönhatásának leírására komplex potenciálokat használnak. A potenciál valós része a szóródást írja le, míg a képzetes tagja a magreakciót tartalmazza.

Egy asztrofizikai folyamat leírása szempontjából releváns magfizikai paraméterek feltérképezéséhez magfizikai érzékenységszámításokat használnak. Ennek során a folyamat releváns reakcióinak hatáskeresztmetszetét a HF modellel, eltérő paraméterszettek segítségével meghatározzák, majd megfigyelik a hatáskeresztmetszet változásának mértékét. A 2. ábrán a $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakció magfizikai érzékenységszámolása látható, melyet a Talys 1.6 szoftver [TAL] segítségével készítettem. A bal alsó panelen kilenc különböző α -mag OMP-lal (α -OMP) számolt hatáskeresztmetszet-jóslata látható a Talys 1.6 alapbeállításaival számolt hatáskeresztmetszethez viszonyítva. A bal felső panel hasonló összehasonlításban mutatja az egyes neutron-mag OMP-kal számolt hatáskeresztmetszeteket, míg az ábra jobb alsó részén a nívósűrűségek, jobb felső részén pedig a γ -erősség függvények összehasonlítása van ábrázolva. Az ábrából egyértelműen látszik, hogy az asztrofizikailag releváns energiatartományon (szürke terület) a legnagyobb bizonytalanságjárulékot az α -részecske és a mag kölcsönhatását leíró α -OMP paraméterezése szolgáltatja. Különböző α -OMP-okkal számolt hatáskeresztmetszetek közel két nagyságrendnyi eltérést mutatnak, ezzel szemben a többi paraméter hatása nem haladja meg a 16 %-ot. Épp ezért az elméleti modellek pontosítása érdekében az α -OMP-ok kísérleti vizsgálata indokolt. Ennek egy lehetséges módja az (α, n) reakciók hatáskeresztmetszet mérése.



2. ábra A $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakció hatáskeresztmetszetének változása a különböző HF paraméterek választása esetén. Mindegyik paraméter esetén a görbék a TALYS 1.6 programcsomag alapbeállításában szereplő mennyiséggel számolt hatáskeresztmetszet-függvény értékeivel kerültek normálásra. Látható, hogy míg különböző neutron-OMP-ok, γ -erőségek vagy nivósűrűségek alkalmazása esetén az asztrofizikailag releváns energiatartományban (szürke tartomány) a hatáskeresztmetszetek 16%-on belül térnek el, addig különböző α -OMP-ok esetében nagyságrendnyi eltérések tapasztalhatók.

I/4. Optikai és transzmissziós modell

Jelen fejezet tárgyát az α -OMP paraméterezések képezik. A magfizika hajnala óta számos α -OMP paraméterezés született az egyes reakciótipusok elméleti leírására. Asztrofizikai folyamatokban lejátszódó magreakciók hatáskeresztmetszetének leírására általában komplex potenciálokat használnak, melyek a következő alakban írhatók fel:

$$U(r) = V_C(r) + V_R(r) + iW(r), \quad (7)$$

ahol $V_C(r)$ a Coulomb-potenciál, $V_R(r)$ a magpotenciál valós része, amely a rugalmas szórást írja le, míg $W(r)$ a képzetes tag, amely a magreakció bekövetkezéséért felelős. Ez utóbbi két tag paraméterezésére az elmúlt évtizedekben számos leírás született, legtöbbször az $1/[1 + \exp((r - r_0 A^{1/3})/a))]$ alakú Woods-Saxon potenciált (illetve deriváltját) használták erre a célra. Az α -OMP paraméterei például α -részecske rugalmasszórás-kísérletekben határozhatóak meg (és reakció hatáskeresztmetszet adatok segítségével pontosíthatók). Ezen kísérletek kiértékelése során a potenciál paramétereit a Rutherford-féle szórásképtől való eltérésekből határozzuk meg. Az asztrofizikai alkalmazások céljából végzett mérések nehézsége a kellően alacsony energia elérése. Coulomb-gát alatti, azonban az asztrofizikailag releváns energiatartományt lényegesen meghaladó energiákon számos szögeloszlásmérés történt [Moh13]. Egyre alacsonyabb kölcsönhatási energiák felé haladva a mért szóráskép egyre kevésbé különbözik a Rutherford-féle hatáskeresztmetszet segítségével számolt eloszlástól, így a potenciál paraméterek meghatározása a Coulomb-gátnál 3 - 5 MeV-vel kisebb energiák esetén gyakorlatilag már nem lehetséges.

A korai potenciálok az 50-es és 60-as évekből származnak [Wat58, McF66], jellemzően kevés paramétert (tipikusan 2 - 4) használó, egyszerű, "fenomenologikus" potenciálok, amelyek az akkori szórás kísérletek eredményeire támaszkodtak. Egyszerűségük miatt ezek a potenciálok a mai napig jól használhatók reakcióhálózatszámításokban [NON]. Ugyanakkor ezen potenciálokkal végzett számítások az α -indukált reakció hatáskeresztmetszeteket igen pontatlanul reprodukálják (mint az számos mérésben megmutatkozott [KAD]). Az elmúlt évtizedekben számos "modern" potenciál paraméterezés [Dem02, Avr10, Avr14, Avr19] született, melyek jellemzően pontosabb jóságot adnak a hatáskeresztmetszetek értékeire, azonban lényegesen számításigényesebbek, több (akár 7 - 8) paramétert használnak, melyek általában erősen energia- és tömegszám-függők. Ezen potenciálok az aktuális kísérleti adatokra támaszkodva folyamatosan finomodnak, azonban használatuk több ezer reakciót tartalmazó hálózatszámításban

egyelőre túlságosan erőforrásigényes, így nem praktikus. További probléma, hogy az előző bekezdésben ismertetett okok miatt a potenciál képzetes, erősen energiafüggő tagját a Coulomb-gát alatt csak keskeny energiatartományban ismerhetjük. Azonban, az asztrofizikailag releváns tartomány eléréséhez extrapoláció szükséges, melyet valamilyen elméleti modell alapján végeznek. Ennek megfelelően ezen potenciálokkal számolt hatáskeresztmetszetek az asztrofizikailag releváns energiatartományban lényegesen különböző jóslatokat adnak, mint ahogy az a 2. ábrán látható.

2013-ban az Atomki-ben végzett korábbi szórás kísérletek alapján készült egy négyparaméteres komplex α -OMP, az ATOMKI-V1 [Moh13]. A motiváció a Coulomb-gát alatti hatáskeresztmetszet lehető legpontosabb leírása volt a paraméterek számának minimálisan tartása mellett. A potenciál valós része double-folding eljárással határozható meg, melynek során a szórás egy átlagos nukleon-nukleon kölcsönhatással számítható ki, melyhez a céltárgymag töltéeloszlásának ismerete is szükséges.

Az eltérő α -OMP paraméterekkel számolt hatáskeresztmetszetek Coulomb-gát alatti eltérése abból fakad, hogy a potenciál képzetes része jellemzően lényegesen túlnyúlik a céltárgymag sugarán. Ennek következtében kis energiák esetén a bejövő részecske abszorpciója jóval a céltárgymag sugarán kívül is megvalósulhat [Moh20]. Ennek hatása magas energiákon elhanyagolhatóan kicsi, azonban asztrofizikai energiákon a különbözően paraméterezett képzetes tagok használata jelentősen eltérő hatáskeresztmetszeteket eredményezhet [Per16, Moh16].

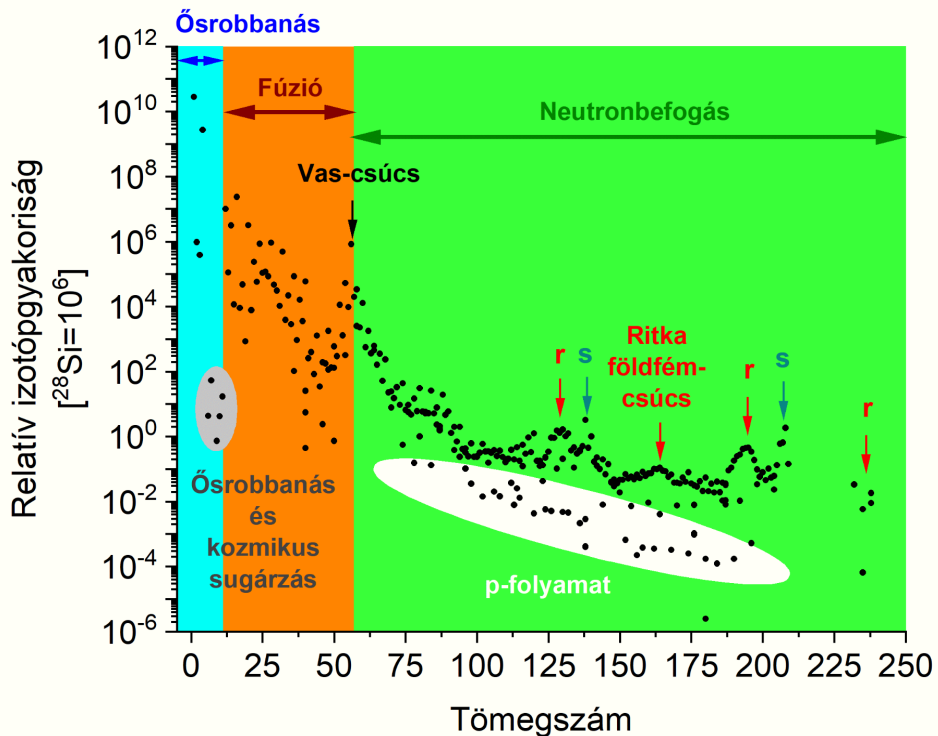
A képzetes tag alkalmazásából fakadó nehézségek miatt a komplex potenciálok mellőzésére törekszünk. Ez lehetséges, ha olyan határfeltételeket alkalmazunk, amely biztosítja, hogy a bejövő részecske Coulomb-gáton való áthaladását követően bentmaradjon a magban. Ez az úgynevezett bejövő hullám határfeltétel közelítés, melyet nehéz magok fúziójának csatolt csatornás leírására régóta használnak [Raw66, Chr76, Hag99]. Mivel a modell alapvetése a Coulomb-gáton való áthaladás leírása, ezért szokták transzmissziós modellnek is nevezni. A transzmissziós modell segítségével egy valós magpotenciál használatával meghatározható a teljes reakció-hatáskeresztmetszet. Azonban az általam

vizsgált reakciók esetében egy konkrét reakciócsatorna parciális hatáskeresztmetszetét szeretném meghatározni, melyhez statisztikus modell használata szükséges. Ehhez a Talys kódot használjuk, amely komplex magpotenciált fogad el bemenő paraméterként. Ezért második lépésben egy olyan (Atomki-V2-nek nevezett) α -OMP-t készítettünk, melynek képzetes tagját úgy paramétereztük, hogy visszaadja a transzmissziós modell segítségével számított teljes hatáskeresztmetszetet. Az új potenciál valós részét az Atomki-ben korábban végzett szórásmeréseken alapuló ATOMKI-V1 potenciál valós tagja szolgáltatja. A képzetes tag leírására egy 50 MeV mély, 1 fm sugarú Woods-Saxon függvényt használtunk, 0,1 fm diffúzitással [Moh20].

II. Nukleoszintézis alapok

II/1. Vasnál könnyebb elemek keletkezése

A kísérleti technológia fejlődésével a naprendszerbéli izotópgyakoriság adatok, melyek a 3. ábrán láthatók, egyre pontosabbá váltak. A függvény jól látható finomszerkezettel rendelkezik, ami információt hordozhat az egyes elemek/izotóp csoportok létrejöttének körülményeiről. Burbidge, Burbidge, Fowler és Hoyle [Bur57], valamint Cameron [Cam57] munkássága nyomán fogant meg a nukleáris asztrofizika alapgondolata, vagyis hogy a kémiai elemek és izotópjaik keletkezése magreakciókon keresztül valósul meg. Ahhoz azonban, hogy megérthessük az elemek keletkezésének folyamatát, meg kell ismernünk a csillagok életútját. Ez a fejezet a [Rol88, Ili07] tankönyvekre épül.



3. ábra A stabil izotópok naprendszerbeli relatív gyakorisága ($[^{28}\text{Si} = 10^6]$) a tömegszám függvényében. A világos kékkel jelölt területen a primordiális nukleoszintézisben keletkező elemek és izotópjaiak kerültek feltüntetetésre (H, He), szürkével azok a könnyű magok láthatók, melyek az ösrobbanás során, illetve kozmikus sugárzásban keletkeznek (Li, Be, B). A narancssárga régió a csillagokban fúzió révén keletkező izotópokat jelöli, míg a zöld terület a neutronbefogásban keletkező stabil izotópokat tartalmazza. Feltüntettem továbbá az s- és r-gyakoriságcsúcsokat, valamint a vas gyakoriságcsúcsot, melyeket rendre türkiz, piros és fekete nyilakkal jelöltem. A fehér terület a p-folyamat során keletkezett protongazdag izotópokat jelöli.

Egy csillag élete egy úgynevezett csillagbölcsővel indul, ahol a gomolygó csillagközi gázokat (elsősorban hidrogént) a gravitáció összehúzza, miközben a hőmérséklet és a nyomás növekszik. Amikor a csillag maghőmérséklete kellően nagyvá válik, beindul a hidrogén fúziója, melynek során négy hidrogén atommagból egy ^4He atommag keletkezik. Ennek két alapvető mechanizmusa a proton-proton lánc (pp-lánc), illetve a CNO-ciklus. A két ciklus hatékonysága erősen hőmérsékletfüggő. Első generációs csillagokban a nehezebb szennyezők ($>\text{Li}$) hiánya miatt a hidrogénfúzió elsődleges módja a pp-lánc. Fiatalabb

csillagok esetén, amelyekben már megjelennek a szén, nitrogén, oxigén szennyezők a pp ciklussal konkurálva működhet a CNO-ciklus is. A fúzióban felszabaduló energia ellensúlyozza a gravitáció összehúzó hatását, a csillag hidrosztatikus és termikus egyensúlyba kerül. A csillagok belsejében lejátszódó fúziós szekvenciákat gyakran nevezik égési folyamatoknak (hidrogénégés, héliumégés stb.), azonban ezek nem a kémiai értelemben vett égésre utalnak. Asztrofizikai értelemben az égés egy nagy mennyiségben rendelkezésre álló atommag (üzemanyag) valamely magreakció útján történő átalakulását jelenti.

A hidrogén üzemanyag fogyatkozása miatt a felszabaduló energia nem elegendő a gravitáció összehúzó hatásának kiegyenlítéséhez. A csillag eddigre elsősorban héliumból álló magja összehúzódik, sűrűsége és hőmérséklete növekszik, melynek hatására a külső, energiatermelés szempontjából inaktív héj felfúvódik. Ha a csillagtömeg kellően nagy, a mag hőmérséklete elérheti a $T = 100$ MK-t, ahol beindulhat a héliumfúzió, ami megállítja a csillag magjának összehúzódását. Két hélium mag fúziójából keletkező ${}^8\text{Be}$ mag azonban nem stabil, szinte azonnal szétesik két hélium magra. A ${}^8\text{Be}$ atommagba rövid életideje alatt egy újabb ${}^4\text{He}$ mag fogódhat be egy rezonanciának köszönhetően, amely révén ${}^{12}\text{C}$ mag keletkezik, ami már stabil. Ezt a folyamatot nevezzük hármas α -folyamatnak [Sal52]. A keletkezett szén magok képesek egy további hélium mag befogására, melynek során ${}^{16}\text{O}$ mag keletkezik. Azonban, nem az összes szén alakul át oxigénné, melynek oka a ${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)$ reakcióban keletkező ${}^{16}\text{O}$ mag nívószerkezetében keresendő. Az ${}^{16}\text{O}$ magban található egy állapot $E = 2,42$ MeV energián, valamint két küszöb alatti állapot $E = -45$ keV és $E = -245$ keV energiákon. A héliumégés hőmérséklet tartományában ($T \sim 0,2$ GK) ezen rezonanciák lecsengő végei átfednek, melyből kialakul egy kicsiny, de véges nagyságú tartomány, ahol a ${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$ reakció hatékonyan megvalósulhat. További magreakciók nem tudnak végbemenni, így a héliumégés elsődleges végtermékei a ${}^{12}\text{C}$ és az ${}^{16}\text{O}$ izotópok. A héliumégés beindulása azonban nem jelenti a hidrogénégés leállítását, az a külső héjon folytatódik.

Ahogy a hélium üzemanyag fogy, a csillag magja ismét összehúzódásnak indul, mellyel beindulhat egy újabb égési folyamat. A

felhalmozódott ^{12}C és a ^{16}O magok lehetséges kombinációi közül először a $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ valósul meg, hiszen itt a legkisebb a Coulomb-gát. Mivel a két szén fúziójában keletkező ^{24}Mg magasan gerjesztett állapotban jön létre, a szén égése elsősorban a $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\text{p})^{23}\text{Na}$, $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$ és $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\text{n})^{23}\text{Na}$ reakciókon keresztül valósul meg. Ezekben a reakciókban keletkező protonok, neutronok és α -részecskék képesek másodlagos reakciókat létrehozni a keletkezett nátrium és neon izotópokon. Ilyen módon a szén kiegészését követően a csillag magja ^{16}O , ^{20}Ne , ^{23}Na , és ^{24}Mg izotópokat tartalmaz. Amikor a szén mennyisége kritikus érték alá csökken, az $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ reakció helyett, a mag újbóli összehúzódása és felmelegedése közben, a fotodezintegráció játszik fontos szerepet. A szénégés hamvai közül a ^{20}Ne α -szeparációs energiája olyan alacsony, hogy a jelenlévő nagyenergiás γ -sugárzás képes a $^{20}\text{Ne}(\gamma,\alpha)^{16}\text{O}$ reakció beindítására. Ezzel nagy mennyiségű szabad α -részecske lesz jelen a csillag magjában, melyek befogódhatnak a megmaradt ^{20}Ne magokba, illetve a jelenlévő nehezebb magokba. Ezt a folyamatot nevezzük neonégésnek, amelyben a legfontosabb szerepet a $^{20}\text{Ne}(\alpha,\gamma)^{24}\text{Mg}$, $^{24}\text{Mg}(\alpha,\gamma)^{28}\text{Si}$ és $^{23}\text{Na}(\alpha,\text{p})^{26}\text{Mg}$, ^{29}Si reakciók játsszák. Amikor a ^{20}Ne mennyisége is kellően lecsökken, a magot legnagyobb részben ^{16}O , ^{24}Mg és ^{28}Si alkotja. Egy újabb összehúzódási és felmelegedési szakaszt követően beindul az oxigénégés, amely metódusában megegyezik a szénégéssel. Ez esetben is a legkönnyebb atommagok fúziója valósul meg ($^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$), amelyben szintén egy magasan gerjesztett állapotú mag, ez esetben ^{32}S keletkezik. A magas hőmérsékletnek köszönhetően ebben a fázisban az egyrészecskés kimeneti csatornák mellett, mint a $^{16}\text{O}(^{16}\text{O},\text{p})^{31}\text{P}$, $^{16}\text{O}(^{16}\text{O},\alpha)^{28}\text{Si}$ és $^{16}\text{O}(^{16}\text{O},\text{n})^{31}\text{Si}$, megjelennek az $(^{16}\text{O},2\text{p})$ és $(^{16}\text{O},2\alpha)$ reakciók is. Az oxigénégés folyamán a csillag magjának leggyakoribb izotópjai a ^{28}Si és a ^{32}S . Nehéz csillagok esetén ($> 10 M_{\odot}$) 4-5 égési ciklus is folyhat párhuzamosan, melynek eredményeként a csillag hagymaszerű struktúrával rendelkezik.

A szilíciumégés során a csillag magja elsősorban ^{28}Si -ből áll, és hőmérséklete elérheti a 3 - 4 GK-t. Azonban még ez az energia sem elegendő a két szilícium mag között kialakuló Coulomb-gát leküzdéséhez. A magas hőmérséklet révén kellően nagy mennyiségben áll rendelkezésre

nagyenergiás γ -sugárzás, ami (γ, α) reakciókon keresztül képes létrehozni a könnyű magokat ^{24}Mg magtól egészen a ^4He magig. Ennek a fotodezintegrációs (vagy fotobomlási) szekvenciának köszönhetően a csillagmagban nagy mennyiségű α -részecske lesz jelen, amelyek befogódhatnak a megmaradt szilícium magokba. A folyamat két irányban is zajlik: egyrészt (γ, α) reakciókon keresztül folyik a könnyű magok keletkezése, valamint az ezekből felszabaduló α -részecskék befogásával a nehezebb magok születése. Egyfajta magszerkezeti átrendeződés veszi kezdetét, amely során a magok a vas-nikkel felé tolódnak el, ahol az egy nukleonra eső kötési energiának maximuma van. Ezen a ponton túl a csillag magja nem termel elegendő energiát a gravitáció összehúzó hatásának kiegyenlítéséhez, a mag összeroskad, majd egy szupernóva-robbanás kíséretében a csillag elpusztul. Ez az úgynevezett II típusú — vagy core collapse — szupernóva, melyben a csillag tömegének 50-80%-a lerobban, szétszórva anyagát az univerzumban, míg a csillag magjából mindössze egy neutroncsillag vagy fekete lyuk marad hátra. A fentiek alapján értelmezhető a 3. ábrán az $A < 60$ tartomány, valamint az $A \approx 60$ gyakoriságcsúcs. Ezen folyamatok azonban nem magyarázzák a vason túli elemek létét, illetve a kettős gyakoriságcsúcsokat az $A \approx 130$ és az $A \approx 200$ tömegszámoknál.

II/2. Vason túli elemek keletkezése

Az előző fejezetben láthattuk, hogy a könnyű elemek keletkezése töltött részecskék befogásán keresztül valósul meg. A csillag vagy szupernóva plazmájában, a magas hőmérséklet következtében, a részecskék teljesen ionizált állapotban találhatók. Éppen ezért annak valószínűsége, hogy két töltött részecske között magreakció valósul meg exponenciálisan függ a részecskék között kialakuló Coulomb-gát magasságától. A semleges töltésű részecskék befogását azonban nem befolyásolja a Coulomb-gát. A vason túli nehézelem-szintézis elsődleges módja a neutronbefogás. Ennek két alapvető formája a lassú (slow),

illetve a gyors (rapid) neutronbefogás, más néven az s- és r-folyamat, melyeket a következő fejezetben mutatom be.

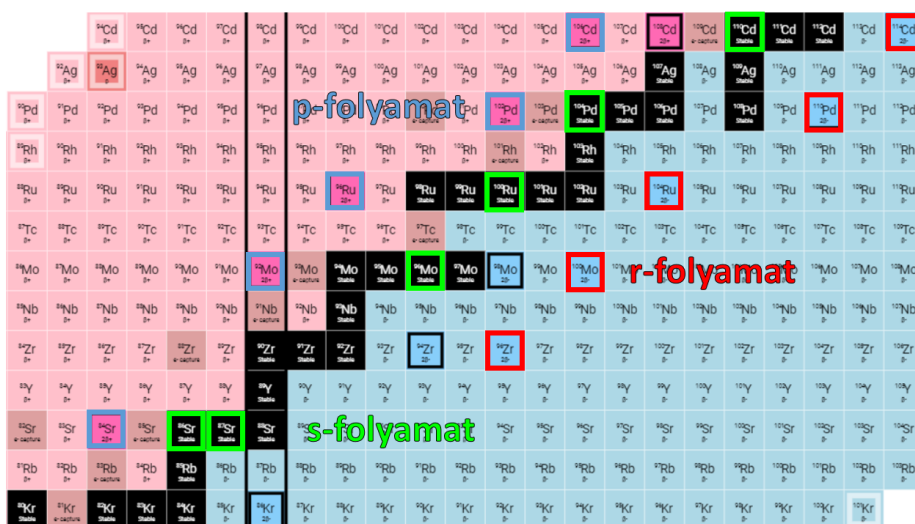
II/2/1. Nukleosintézis neutronbefogással

Lassú neutronbefogás esetén az asztrofizikai környezettől függően beszélhetünk egy fő (vagy elsődleges) és egy gyenge (másodlagos) s-folyamatról. A fő s-folyamat jellemzően kis tömegű, héliumégési fázisban lévő, termikusan pulzáló AGB csillagokban (Thermally Pulsating Asymptotic Giant Branch) valósul meg [Kap11]. Ebben az esetben egy termikus impulzus hatására a külső rétegekből hidrogén jut a széntartalmú alsóbb rétegekbe. A $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(\beta+\nu)^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ szekvencia révén a rétegben jelen lesz ^{13}C , ezért ezt a réteget gyakran ^{13}C -zsebnek nevezik. A $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ reakciók révén szabad neutronok kerülnek az anyagba ($\rho_n \sim 10^6 - 10^8$ neutron/cm³), melyek befogódhatnak a jelenlévő nehéz izotópokba³. A reakciótermék rendszerint a stabilitási völgy közvetlen közelében elhelyezkedő radioaktív izotóp lesz, melynek élettartama (τ_β) lényegesen rövidebb, mint két neutronbefogás között átlagosan eltelt idő (τ_n). Vagyis a folyamatban sorozatos neutronbefogások és β -bomlások révén a stabilitási völgy mentén haladva épülnek fel a nehéz magok egész a ^{208}Bi -ig, ahol a spontán α -bomlás megakasztja a folyamatot (például 4. ábra zölddel jelzett izotópok).

A megnövekedett hőmérséklet tágulásra készíti a legkülső héjat (burkot), melynek következtében az lehül és kioltja a hidrogénégést a köztes héj és a burok között. A hidrogénégés termékei lejutnak a köztes rétegbe, ahol a magasabb hőmérsékletnek köszönhetően a $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}(\beta+\nu)^{18}\text{O}(\alpha,\gamma)^{22}\text{Ne}$ reakciók révén megjelenhet a ^{22}Ne mag, ami teret biztosít a $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$ neutron termelő reakciónak. Ebben a szakaszban valamivel nagyobb neutronsűrűség áll fenn, mint az előző esetben, az időskála azonban jelentősen rövidebb, jellemzően néhány év. Ez a második neutron kibocsátási fázis az s-folyamat elágazási arányait

³ A nem első generációs csillagokban, ha kis mennyiségben is, de jelen vannak a vascsoport elemei. Ennek oka, hogy az univerzum legkorábbi szupernóvái által szétszórt nehéz elemek – és ezek izotópjaik – jelen voltak a fiatalabb csillag formálódásánál.

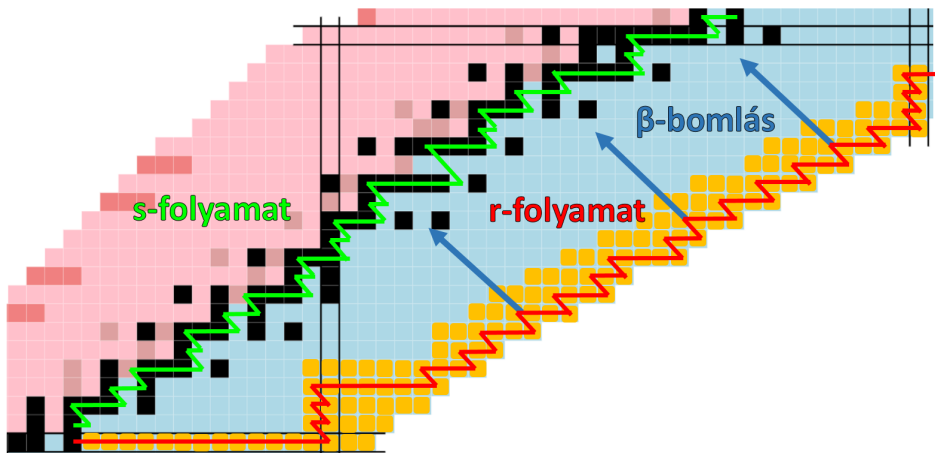
befolyásolja. Az s-magok keletkezésének másik módja a gyenge s-folyamat [Kap11], ami héliumégési fázisban lévő nehéz csillagok ($> 13 M_{\odot}$) magjában játszódik le. Nagytömegű csillagok magasabb maghőmérséklete miatt a CNO-ciklusban keletkezett nitrogénen már a héliumégés kezdetén végbe tud menni a $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}(\beta+\nu)^{18}\text{O}(\alpha,\gamma)^{22}\text{Ne}$ folyamat. Közvetlenül a hélium kimerülése előtt a hőmérséklet megfelelő lesz a $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$ reakció beindításához, ami a gyenge s-folyamat fő neutrontermelő reakciója.



4. ábra Az s-, az r- és a p-folyamatokban keletkező izotópok. Az ún. tiszta s-magokat zölddel, az r-magokat pirossal, míg a p-folyamatban keletkező magokat kék színnel jelöltem. A külön színnel nem jelölt stabil magok vegyesen keletkeznek a felsorolt folyamatokból. Fontos megjegyezni, hogy egy adott izotóp eredete modellenként eltérő lehet.

Az s-folyamat és a héjmodell segítségével értelmezhetővé válnak az $N = 50$ és $N = 82$ neutronhéjajknál található keskeny gyakoriságcúcsok. Ezek a magok jellemzően zárt neutronkonfigurációval rendelkeznek, amelyeknél ugrásszerűen lecsökken az újabb neutronbefogás valószínűsége. Ez lehetővé teszi, hogy az ilyen típusú magokból nagy mennyiség halmozódjon fel. Az s-folyamat sematikus menetét az 5. ábra mutatja be. Azonban, a lassú neutronbefogás önmagában nem ad magyarázatot az urán csoport elemeinek

keletkezésére, valamint az s-csúcsokhoz képest eltolt széles gyakoriságszcúcsok létezésére. Továbbá, a stabilitási völgy neutrongazdag oldalán található számos olyan stabil izotóp, melyeket rövid felezési idejű izotópok választanak el a stabilitási völgytől. Ezekben az esetekben a felezési idő túl rövid, hogy az instabil mag szignifikáns valószínűséggel befoghasson egy újabb neutron. Ezért feltételezünk egy további folyamatot, amely nagy neutronsűrűségű környezetben, a stabilitási völgytől távol valósul meg.



5. ábra Az s- és az r-folyamatok ösvényei. Az s-folyamat (zöld vonal) jól látható módon sorozatos neutronbefogások és β -bomlások útján követi a stabilitási völgyet. Az r-folyamat esetén először sorozatos neutronbefogásokkal eltávolodik a stabilitás völgyétől, majd β -bomlások és neutronbefogások révén halad a nehéz izotópok felé. A gyors neutronbefogás asztrofizikai környezete jelenleg is tisztázatlan, illetve eltérő modellek alkalmazásával az r-folyamat útvonalát változhat. Ezért az r-folyamat útvonalát gyakorta az r-folyamat országútjának is nevezik (narancssárga tartomány), amelyen a piros folytonos vonal egy lehetséges útvonalat jelöl.

A 70-es évek közepén felfedeztek egy kettős pulzárt [Hus75], melynek körfrekvenciája az általános relativitáselméletnek megfelelően nő, ami előrevetíti a rendszer összeolvadását [Wei16]. Ezt követően számos tanulmány foglalkozott azzal az elképzeléssel, hogy összeolvadó neutroncsillagok, illetve egy neutroncsillag és egy fekete lyuk összeolvadása potenciális helyszínei lehetnek a nehéz magok születésének [Lat74, Lat76, Sym82, Fre99]. Az összeolvadást követően a kilökődő

anyag erősen neutrodús, így a neutron elhullatási vonal közelében található radioaktív magok keletkezhetnek. Kialakul egy erősen radioaktív magokat és nagy mennyiségű szabad neutron ($\rho_n \sim 10^{35}$ neutron/cm³) tartalmazó kilökődő anyag (más néven ejekta). A magas neutronkoncentráció miatt az anyag sorozatos (n, γ) reakciók révén a neutron elhullatási vonal közelében marad, ahol β -bomlások és (n, γ) reakciók útján halad az egyre nehezebb magok felé. Néhány száz milliszekundum elteltével a neutronsűrűség drasztikusan lecsökken a nagy neutronbefogási hatáskeresztmetszeteknek köszönhetően. Ezt követően az anyag sorozatos β -bomlásokkal eléri a stabilitási völgyet, létrehozva a nehéz elemek tetemes hányadát és a transzurán elemeket. A folyamatot 2017-ben sikerült megfigyelni, amikor a LIGO [LIG] és a VIRGO [VIR] kollaborációk tagjai sikeresen detektálták két összeolvadó neutroncsillag által keltett gravitációs hullámokat [Abb17]. Nem sokkal később, 2019-ben, az összeolvadást követő kilonóva spektroszkópiai vizsgálatának segítségével sikerült kimutatni az r-folyamatban keletkező stroncium röntgen vonalait [Wat19]. Ezzel bizonyítást nyert az az elképzelés, hogy összeolvadó neutroncsillagokban keletkeznek az r-magok.

Az r-folyamat másik lehetséges helyszíne egy II típusú szupernóva-robbanás, ahol a hőmérséklet elérheti az 5 - 10 GK-t. Ekkora hőmérsékleten – a Planck-törvénynek megfelelően – kellően nagy mennyiségben állnak rendelkezésre nagyenergiás γ -fotonok, amelyek meghaladják a nukleonok és nukleon csomók – elsősorban α -részecskék – kötési energiáját. Az intenzív fotobomlást követően a kilökődő anyagban a vascsoport tagjain kívül nagy neutronsűrűség ($\sim 10^{20}$ - 10^{28} neutron/cm³) van jelen. Ilyen mértékű neutronkoncentráció mellett a $\tau_n \ll \tau_\beta$, tehát sorozatos neutronbefogások révén az anyag eltávolodik a stabilitási völgytől. Az anyag egyre neutrodúsabbá válik, miközben a neutronok kötési energiája folyamatosan csökken. Adott hőmérsékleten ez a távolodás addig folytatódik, amíg az utolsó neutron szeparációs energiája összemérhetővé válik a rendelkezésre álló γ -kvantumok energiájával. Ekkor az (n, γ) reakciók egyensúlyt tudnak tartani a (γ ,n) reakciókkal, kialakul az úgynevezett nukleáris statisztikus egyensúly (NSE). Az anyag

a stabilitási völgytől ~ 15 egységre található várakozási pontokon gyűlik össze. Az (A,Z) várakozási ponton töltött idő meghaladja az izotóp átlagos élettidejét, így az izotópnak lehetősége van „kivárni” a β -bomlást. A várakozási pont helye elemenként eltérő, vagyis a β -bomlást követően a mag újabb neutronokat foghat be, míg el nem éri a $Z+1$ rendszámhoz tartozó várakozási pontot. Ezt követően neutronbefogások és β -bomlások útján halad az anyag a nehéz elemek felé, távol a stabilitási völgytől. Az 5. ábrán látható az r-folyamat sematikus ösvénye.

Az r-folyamat várakozási pontok helyét magszerkezeti tényezők is befolyásolják. Például neutronhég lezáródásnál – az s-folyamatnál ismertetett okokból – a keletkező izotóp szerkezeti stabilitása révén ellenállóbb az újabb neutronbefogással szemben⁴. Az anyag „átugorhatja” a lezárt héjat, ha olyan közel kerül a stabilitási völgyhöz, hogy $\tau_n < \tau_\beta$, így a folyamat folytathatja az útját távol a stabilitási völgytől. Továbbá, a párkölcsönhatás miatt a kötési energia páros tömegszámú izotópok esetén nagyobb, ezért a NSE rendszerint páros tömegszámú izotópon valósul meg. A neutronáram megszűnésével az anyag sorozatos β -bomlásokkal végül eléri a stabilitási völgyet, létrehozva a neutrontól magokat, valamint a transzurán elemeket és izotópjaikat.

Az r-folyamatot célzó elméleti számítások eltérést mutatnak a Naprendszerben megfigyelt gyakoriság adatoktól. Ezek pontosításához asztrofizikai, csillagászati és magfizikai adatokra van szükség. Magfizikai szempontból a legfontosabbak a magtömegek, magok héjszerkezete, felezési idők, illetve késő neutron kibocsátási valószínűségek [Thi17]. Mivel a vizsgálandó magok a stabilitási völgytől akár 15 neutron távolságra is lehetnek, ezen paraméterek vizsgálata az extrém rövid élettidek miatt komoly technikai kihívásokat jelent. Az úttörő mérések (néhány esetben kutatócsoportunk közreműködésével) már folyamatban vannak, például a Tokióban található RIKEN Nishina centerben [RIK], ahol a világ jelenlegi legnagyobb intenzitású radioaktív nyalábot biztosító gyorsítója található.

⁴ A mágikus számok helyzete a stabilitási völgytől távolodva eltérhet a stabil izotópoknál ismert értékektől. Ez természetesen befolyásolja a várakozási pontok pontos helyét és az r-folyamat ösvényét.

II/2/2. Gyenge r-folyamat

A klasszikus r-folyamat számítások jellemzően alábecsülik a könnyű r-magok (azaz ^{56}Fe és ^{109}Ag magok közt található magok) Naprendszerben megfigyelt gyakoriságát [Cow06, Qia07, Gor11, Bli17]. Woosley és Hoffman a XX. század végén feltételeztek egy új robbanásos nukleoszintézis-folyamatot, amelyben töltött részecskeindukált folyamatok dominálnak [Woo92]. Ahhoz, hogy megértsük a folyamat menetét, behatóbban meg kell ismerkednünk a II típusú szupernóvarobbanás sajátosságaival és fázisaival.

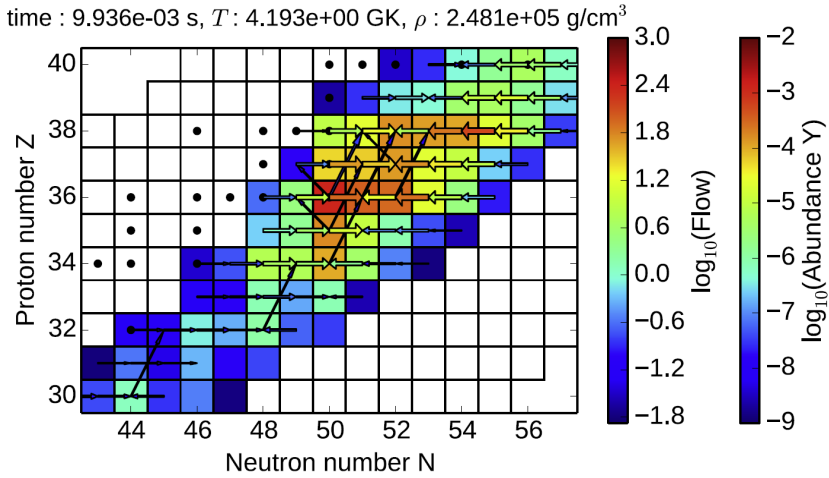
Egy nehéz csillag összeomlását követően a csillag magjának sűrűsége olyan mértékben megnő, hogy a plazmában lévő elektronokat az atommagok protonjai befogják és neutrínó kibocsátás kíséretében neutronná alakulnak át. Amikor a csillag magjának sűrűsége eléri az atommagbéli maganyag sűrűségét, az összehúzódás megáll. Keletkezik egy lökeshullám, ami végigfut a csillag külső héjain, lesodorva azokat az újonnan kialakult neutroncsillagról. Az ejekta elsősorban protonokból és neutronokból áll. Ennek oka a proto-neutroncsillag felszínéhez közeli magas hőmérséklet, illetve az, hogy a csillag külső héja legnagyobb mennyiségben hidrogénből áll. Az ejekta sűrűsége és hőmérséklete a robbanás első szakaszában fokozatosan csökken, ami lehetőséget ad a nehezebb magok kombinálódására. Azonban, a csillag magjában bekövetkező nagymennyiségű elektronbefogásban keletkező neutrínók hulláma végigfut a táguló anyagon és ütközések útján a hőmérséklet és a sűrűség növekedését okozza [Arc14]. Ezt az eseményt neutrínó-vezérelt — vagy egyszerűen neutrínó — szélnek nevezik (neutrino-driven wind) [Woo92, Arc11, Arc14]. A folyamat fontos tulajdonsága, hogy a kilökődő anyag csak kis mértékben neutrontús⁵. A kis neutronkoncentráció miatt

⁵ A kilökődő anyag összetételét többek között befolyásolja a neutrínók kölcsönhatása a protonokkal és neutronokkal, melynek során egyiket a másikba képes átalakítani. Továbbá a csillag forgási sebessége és mágneses tulajdonságai is eltérő neutron/proton arányhoz vezetnek. Az ejektának azonban minden esetben van olyan tartománya, ahol az anyag kis mértékben neutrongazdag, azaz adottak a feltételek a gyenge r-folyamat beindításához.

az $(n,\gamma) \leftrightarrow (\gamma,n)$ egyensúly a stabilitási völgy közelében — $\sim 2 - 4$ izotóp távolságban — található várakozási pontokon áll be [Woo92, Qia07]. Ahogy a szél tágul és lehül, a nagyenergiás γ -fotonok száma jelentősen lecsökken, így a protonokból és neutronokból álló gáztömegben α -részecskék formálódnak. Ezek az α -részecskék befogódhatnak a várakozási pontokon jelenlévő neutrongazdag magokba, és (α,xn) , (α,γ) , (p,xn) , és (p,γ) reakciókon keresztül ($x = 1, 2, 3$) elősegítik a könnyű r-magok keletkezését [Woo92].

II/2/3. Gyenge r-folyamat hálózatszámítás

A gyenge r-folyamat modellezéséhez reakcióhálózatokat használnak. Egy ilyen számítás látható a 6. ábrán. A számítás feladata meghatározni, hogy adott asztrofizikai és magfizikai paraméterek mellett milyen “útvonal” (trajektória) mentén halad a nukleoszintézis és milyen izotópeloszlás alakul ki. A gyenge r-folyamat esetén sem az asztrofizikai, sem a magfizikai paraméterek nem ismertek pontosan. A neutrínó-szélben végbemenő nukleoszintézist három paraméter határozza meg: az elektronhányados, az entrópia és a folyamat időskálája [Arc13]. A következőkben röviden ismertetem ezek szerepét.



6. ábra Gyenge r-folyamat hálózatszámítás. A fekete pontok a stabil izotópokat jelölik, míg a színes négyzetek a folyamatban résztvevő izotópokat mutatják. A színskála az egyes izotópok aktuális gyakoriságának logaritmusát jelöli a folyamat egy adott pillanatában. A nyilak az adott izotópról magreakció révén történő elmozdulást jelölik. A nyilak vastagsága a reakció gyakoriságának logaritmusát jelöli. A folyamat során az (n,γ) - (γ,n) egyensúly a stabilitási völgy közelében áll be, ahonnan (α,n) reakciók útján halad az anyag a nehéz izotópok felé. Az ábra a [Bli17] munkából származik.

A szupernóvarobbanást követően kilökődő anyag összetételét tömeghányadosokkal jellemezzük, amelyből megadható az adott részecske teljes anyagmennyiségre vonatkoztatott gyakorisága. Például egy ugyanannyi protonból és neutronból álló rendszer protonhányadosa 0,5. Az elektronhányados (Y_e) azonos a protonok és neutronok arányával, valamint ez a paraméter határozza meg, hogy mennyire neutrondús az ejekta. Ez azért lényeges, mert a szupernóva-robbanást követően a neutronsűrűség adja meg a hűlés során keletkező α -részecskék mennyiségét. Egy olyan környezetben, amelyben a sugárzás meghatározó szerepet tölt be, az entrópia arányos a hőmérséklet és a sűrűség arányával ($s \sim T^3/\rho$). Vagyis az entrópia a foton/barion arányról ad információt. Magas hőmérséklet esetén a nagyenergiás fotonok fotodezintegráció (azaz (γ,n) reakciók) révén gátolják a nehezebb magok kialakulását. A harmadik paraméter a folyamat időskálája, ami meghatározza mennyi idő

áll rendelkezésre a nukleosintézisre. Ezekből a paramétereiből álló számhármast nevezik trajektóriának, ami rögzített magfizikai paraméterek mellett egy konkrét ösvényt jelöl ki az izotóptérképen, amely mentén az elemszintézis lezajlik. A gyenge r-folyamat asztrofizikai modellje azt mutatta, hogy a neutrínó szélben a folyamat hatékony működéséhez kis neutronsűrűség ($Y_e = 0,40 - 0,49$), közepesen nagy entrópia ($31 k_B \leq s \leq 175 k_B$), illetve néhányszor 10 másodperces ($\tau \sim 9,7 - 63,8$ mp) időskála az optimális [Bli17].

Az asztrofizikai paraméterkészlet szűkítése után a következő lépés a meghatározó reakciók azonosítása. Az egyes trajektóriák esetén elvégezzük a hálózatszámítást és megfigyeljük, hogy mely magreakciókat érinti a legtöbb trajektória. Amennyiben egy adott reakció a trajektóriák többségében megtalálható, az azt mutatja, hogy az a reakció asztrofizikai környezettől függetlenül fontos szerephez jut a folyamatban. A gyenge r-folyamatra irányuló vizsgálatok rámutattak [Sas05, Bli17], hogy kismértékben neutrongazdag ejekta esetén az (α, n) reakciók kritikusan fontos szerepet játszanak a ^{56}Fe és ^{109}Ag között található könnyű r-magok keletkezésében. 2020-ban megjelent egy kiterjedt tanulmány [Bli20], amelyben több mint 900 (α, n) reakcióból azonosítottak 45 kulcsreakciót, melyek számos trajektória esetén relevánsak a gyenge r-folyamat szempontjából. Ezek között megtalálható a $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$, ami a vizsgált 36 trajektóriából 17 esetén komoly hatást mutatott a gyenge r-folyamatban keletkező ($36 \leq Z \leq 45$) izotópok gyakoriságára. Ez a tény teszi kiemelten fontossá a $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakciósebességének meghatározását.

III. Az α -indukált magreakciók kísérleti vizsgálata

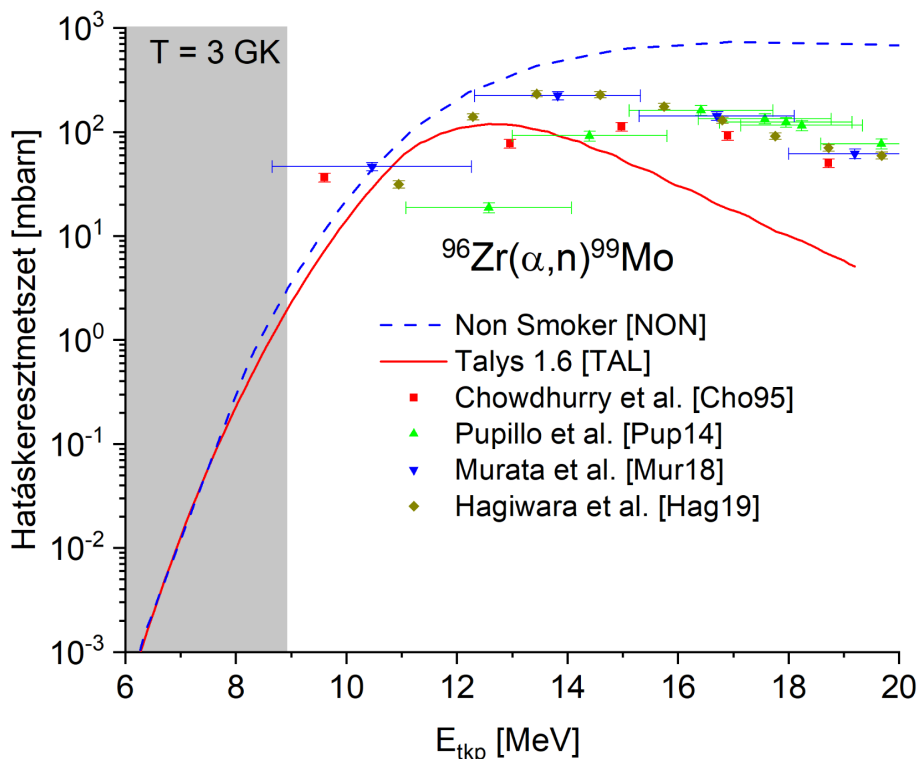
A II. fejezetben láthattuk, hogy az (α, n) reakciók hatáskeresztmetszetének ismerete elengedhetetlen a gyenge r-folyamat modellek pontosításához. A releváns reakciók vizsgálatát ionnyalábok segítségével végezhetjük. A megfelelő módon előkészített céltárgyat egy alkalmas ionnyalábbal besugározzuk, majd a reakciótermékek detektálásával meghatározzuk a magreakció hatáskeresztmetszetét. Ebben a fejezetben az általam vizsgált reakciók alapvető jellemzőit mutatom be, valamint a hatáskeresztmetszet és a felezési idő méréseknél alkalmazott aktivációs technika leírásáról, a felhasznált mérőberendezések felépítéséről és működéséről számolok be.

III/1. Vizsgált reakciók jellemzői

Mint említettem, a ${}^{96}\text{Zr}(\alpha, n){}^{99}\text{Mo}$ reakció számos különböző trajektória esetén kulcsfontosságú szerepet játszik a ruténium és kadmium között található könnyű r-magok keletkezésében [Bli20]. A reakciót a korábbiakban D. P. Chowdhury és mtsai. [Cho95], G. Pupillo és mtsai. [Pup14], Hagiwara és mtsai. [Hag18] és T. Murata és mtsai. [Mur19] vizsgálták. Mind a négy kutatócsoport természetes izotóp összetételű cirkóniumot alkalmazott stacked foil⁶ céltárgyak formájában. A céltárgyakat nagy energiájú α -nyalábbal sugároztak be ($24,0 \text{ MeV} < E_\alpha < 67,4 \text{ MeV}$), melyek aktivitását HPGe detektorokkal mérték. A 7. ábrán feltüntettem a rendelkezésre álló kísérleti S-faktorokat, illetve a Talys 1.6 [TAL] és Non Smoker [NON] kódokkal számolt elméleti jóslatot.

⁶ Stacked foil technika esetén a minta a céltárgy anyagából készült vékony fóliákból és fékezőfóliák sorozatából áll. A céltárgyat nagy energiájú nyalábbal besugározva az egyes fóliákon különböző energián valósul meg a reakció. A besugárzás után az egyes fóliák aktivitását külön-külön megméri, így egy besugárzás révén egy széles energiatartományon kapnak információt a reakcióról. A módszer hátránya, hogy az eredményt jelentős energiabizonytalanság terheli a sok fólián történő szóródás miatt.

Megfigyelhető, hogy az irodalmi adatok ellentmondásosak, valamint nem szolgáltatnak információt a Gamow-ablakban (szürke terület). Ezek alapján a $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ reakció hatáskeresztmetszetének független mérése indokolt.



7. ábra A $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ reakció irodalmi hatáskeresztmetszet adatai, illetve a Non Smoker [NON] és Talys 1.6 [TAL] kódokkal számított elméleti jöslatok. A rendelkezésre álló kísérleti adatok egyrészt igen nagy bizonytalansággal terheltek, másrészt a mérések révén nem sikerült információt nyerni a reakció Gamow-ablakbeli viselkedésére (szürke terület).

A $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)$ reakcióban ^{99}Mo mag keletkezik ($t_{1/2} = 65,924 \pm 0,006$ óra [Bro17]), melynek β -bomlását kellően intenzív γ -sugárzás kíséri, így a reakció aktivációs eljárással vizsgálható az Atomki-ben található γ -spektroszkópiai rendszer segítségével. A rendelkezésre álló irodalmi adatok ellentmondása miatt a reakciót független módon, vékonycéltárgy-aktivációs eljárással vizsgáltam. Az 1. táblázatban

feltüntettem a céltárgy, illetve a reakciótermék meghatározó magfizikai paramétereit.

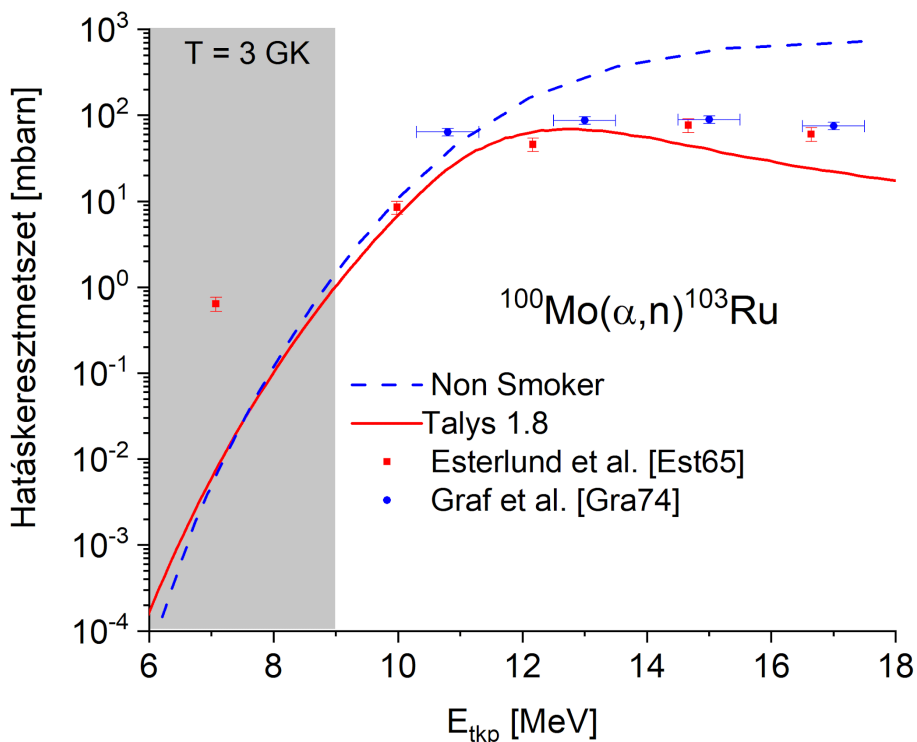
1. táblázat A ^{96}Zr mag és a reakcióban keletkező ^{99}Mo mag paramétereit [Gos92, Bro17].

Reakció paramétereit	
^{96}Zr természetes gyakorisága	$2,80 \pm 0,09 \%$
Reakciótermék	^{99}Mo
Bomlási mód	β^- (100 %)
Felezési idő	$65,924 \pm 0,006$ óra
Vizsgált γ -átmenetek tulajdonságai	
E_γ [keV]	I_γ [%]
40,58	$1,04 \pm 0,03$
181,07	$6,05 \pm 0,12$
366,42	$1,20 \pm 0,02$
739,50	$12,20 \pm 0,02$
777,92	$4,31 \pm 0,08$

Szintén vizsgáltam a $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ reakciót, amelyet korábban R. A. Esterlund és B. D. Pate [Est65], illetve H. P. Graf és H. Müznel [Gra74] vizsgálták. Esterlund és társa vékony, természetes izotóp összetételű molibdén fóliákból és alumínium fékezőfóliákból álló stacked foil céltárgyakat használt. A stacked foil céltárgyakat nagyenergiás α -nyalábbal ($E_\alpha = 20,4$ MeV és $E_\alpha = 41,0$ MeV) besugározták, majd a besugárzott céltárgy aktivitását sztenderd méretű NaI(Tl) szcintillátorokkal⁷ mérték meg. Graf és társa ezzel szemben egyaránt használt vékony molibdén fóliákat, illetve vékony alumínium fóliák közé zárt CuMoO_4 port. A céltárgyakat $10,8 \text{ MeV} < E_\alpha < 30,0 \text{ MeV}$ közötti

⁷Sztenderd méretű NaI(Tl) detektor alatt egy 3'' átmérőjű, 3'' magasságú, hengerszimmetrikus detektort értünk.

energiákon sugározták be, az aktivitásokat pedig GeLi detektorokkal mérték. A 8. ábrán feltüntettem a rendelkezésre álló kísérleti adatsorokat, valamint különböző statisztikus modell programokkal számolt elméleti jóslatokat. Jól látható, hogy az adatsorok ellentmondásosak, továbbá nem szolgáltatnak érdemi információt az asztrofizikailag releváns energiatarományban (szürke terület). A fentiek miatt célul tűztem ki ezen reakció kísérleti vizsgálatát is.



8. ábra A $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ reakció irodalmi és a Non Smoker [NON] és Talys 1.6 [TAL] kódok által jósolt hatáskeresztmetszet értékei. A Graf és társai által szolgáltatott kísérleti adatok igen nagy energiabizonytalansággal terheltek, Esterlund és társai pedig nem adnak meg energiabizonytalanságot. Az adatok ellentmondásosak, illetve a mérések révén nem sikerült információt nyerni a reakció Gamow-ablakbeli (szürke terület) viselkedésére.

A $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)$ reakció ^{103}Ru magra vezet, ami $t_{1/2} = 39,220 \pm 0,038$ nap felezési idővel stabil ^{103}Rh magra bomlik. A gerjesztett állapotban lévő ^{103}Rh mag legerjesztődését két kellően intenzív γ -foton kíséri, így az

aktivációs módszer alkalmazható. A hatáskeresztmetszet meghatározását vastagcélvány-hozammérésre alapoztam. A 2. táblázatban feltüntettem a célanyag, illetve a reakciótermék meghatározó paramétereit.

2. táblázat A ^{100}Mo mag és a reakcióban keletkező ^{103}Ru mag jellemzői [Fre09].

Reakciótermék paramétere	
^{100}Mo természetes gyakorisága	$9,82 \pm 0,31 \%$
Reakciótermék	^{103}Ru
Bomlási mód	β^- (100 %)
Felezési idő	$39,220 \pm 0,038$ nap
Vizsgált γ -átmenetek tulajdonságai	
E_γ [keV]	I_γ [%]
497,09	$91,00 \pm 1,20 \%$
610,33	$5,76 \pm 0,06 \%$

III/2. Aktivációs módszer

Azon reakciók esetén, melyek radioaktív végmagra vezetnek, a hatáskeresztmetszet meghatározható az aktivációs eljárás segítségével. Aktivációs módszerről akkor beszélhetünk, amikor a célanyag besugárzása és a minta aktivitásának mérése időben - és rendszerint térben - külön történik [Gil08, Gyü19]. A technika első lépése a célanyag ionnyalábbal történő besugárzása. A nyaláb és a célanyag részecskéi között magreakció jön létre, amelyben radioaktív végtermékek keletkeznek. A besugárzás végét követően a radioaktív mintát elszállítják egy alkalmas detektáló rendszerhez, ahol megkezdődhet az aktivitásmérés. A minta aktivitása elvileg bármely, a bomlásokban keletkező részecske (legyen az például elektron, pozitron vagy γ -sugárzás) detektálásával meghatározható. Technikai okokból azonban a gyakorlatban (amennyiben lehetséges) a

minta aktivitását a β -bomlást kísérő γ -sugárzás mérésére alapozzák [Gil08, Gyü19].

Mivel a besugárzásban keletkezett magok számának meghatározásához bomlástörvényt használok, így a módszer alkalmazhatóságát a keletkezett izotóp felezési ideje korlátozza. Az aktivitásmérés során detektált bomlások száma (N_{det}) az alábbi függvényt követi

$$N_{det}(E) = \sigma(E) \cdot \Phi \cdot N_{cél} \cdot \epsilon \cdot I \cdot F(\lambda) \quad (8)$$

ahol $\sigma(E)$ az adott energián mért hatáskeresztmetszet, Φ a beeső részecskeáram, $N_{cél}$ a céltárgymagok száma, ϵ az I relatív intenzitású γ -átmenet detektálási hatásfoka. Az $F(\lambda)$ tag a függvény bomlásállandótól, vagyis a felezési időtől függő ($\lambda = \ln(2)/t_{1/2}$) tagjait foglalja magába.

$$F(\lambda) = \frac{1 - e^{-\lambda \cdot t_b}}{\lambda} \cdot e^{-\lambda \cdot t_h} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_{gy}}) \quad (9)$$

Ez a tag három jól elkülöníthető részre bomlik. Az első része besugárzás időtartamára (t_b) vonatkozik. A besugárzás alatt a hatáskeresztmetszet, illetve a beeső és céltárgymagok mennyiségének megfelelően keletkeznek a radioaktív végmagok. Ezzel egy időben a saját felezési idejükkel bomlanak is. Ennek eredményeként a besugárzás alatt keletkező magok száma egy $1 - \exp(-\lambda \cdot t_b)$ alakú függvényt követ. Kellően hosszú gyűjtési idő mellett a keletkező és elbomló magok egyensúlyba kerülnek, vagyis a függvény telítésbe megy. Ennek a telítési értéknek a mérés tervezésénél van fontos szerepe, ugyanis az egyensúly beálltát követően nem célszerű folytatni a besugárzást.

A második tag a besugárzás vége és a gyűjtés kezdete között eltelt, úgynevezett hűlési idő (t_h) alatti csökkenést írja le. A hűlési időt célszerű a mérőrendszer és a kísérlet sajátosságaihoz mérten optimalizálni. Sok esetben a részecskegyorsító környezete (apertúrák, nyalábszatornák stb.) a besugárzás alatt jelentősen felaktiválódnak. Az ebből származó háttér csökkentésére a detektáló rendszert gyakorta a besugárzás helyszínétől kellő távolságban alakítják ki. Ezen felül a minta

eltávolítása (kamra konstrukciójától függően) is időigényes lehet. A besugárzás során a vizsgálni kívánt reakció mellett a céltárgyban található szennyező magokon is végbemehet magreakció, melyek háttérrel képeznek a gyűjtött spektrumokban. Amennyiben ezen szennyezők felezési ideje rövidebb, mint az általunk vizsgált izotópé, alkalmas hosszúságú hűlési idő mellett aktivitásuk lényegesen csökkenthető.

A harmadik tag a gyűjtési idő alatt (t_{gy}) elbomlott magok számát reprezentálja. Ennek a tagnak a gyűjtések ütemezésénél van fontos szerepe. Egy radioaktív mintában bekövetkező bomlások számát jellemzően több gyűjtésből határozom meg. Ennek egyfelől biztonsági funkciója van, megelőzve egy esetleges áramszünettel bekövetkező adatvesztést. Másrészt a minta aktivitásának csökkenésével időegység alatt arányosan kevesebb hasznos jel érkezik a detektorba, ami a jel/zaj arányt rontja. Ezért az egyéni spektrumok hosszát a minta kezdeti aktivitásához és a vizsgált izotóp felezési idejének függvényében kell meghatározni. Ennek különösen fontos szerepe van azokban az esetekben, ahol a mért aktivitásokból a termékmag felezési idejét akarjuk meghatározni. Ilyen esetekben optimális időablakot kell választani. Túl széles időablak alkalmazása kevés, jó statisztikájú pontot eredményez, ami megnöveli a pontokból meghatározott felezési idő bizonytalanságát. Ezzel szemben túl rövid időablak esetén nem detektálunk elegendő mennyiségű bomlást a háttéreseményekhez képest, ami kedvezőtlen jel/zaj arányt és nagyobb felezési idő bizonytalanságot eredményez.

Az aktivációs eljárás sajátosságaiból fakadóan bizonyos megszorítások vonatkoznak a vizsgálni kívánt reakcióra. Ezek közül a legfontosabb, hogy csak olyan reakciók vizsgálhatók, amelyekben a reakciótermék radioaktív. Ez azonban csak szükséges, de nem elégséges feltétele a módszer alkalmazhatóságának. Elengedhetetlen, hogy a keletkezett izotóp felezési ideje a mérőrendszer tulajdonságaihoz mérten ésszerű keretek között legyen. Ha ugyanis túl rövid a felezési idő, akkor a gyűjtés megkezdése előtt túlságosan lecsökken a minta aktivitása. Abban az esetben, ha a felezési idő lényegesen hosszabb, mint a teljes gyűjtés hossza, az egyes spektrumokba időegység alatt lényegesen több háttéresemény érkezik, mint hasznos jel. Ezáltal a jel/zaj arány

ellehetetleníti a mérést. Alkalmas módon kiépített detektáló rendszer segítségével lehetőség nyílik extrém felezési idejű izotópok vizsgálatára is. Példaként a RIKEN Nishina központban vizsgálhatók $t_{1/2} \sim 10$ ms felezési idejű izotópok [Goi16], míg a Drezdában kiépített rendszer lehetővé teszi a 10^{15} év felezési idejű izotópok vizsgálatát [Sch20]. A debreceni Atomki-ben található rendszert olyan reakciók vizsgálatára lehet használni, amelyben a keletkező radioaktív izotóp felezési ideje néhány perc és néhány hét közé esik⁸. Ahogy korábban említettük, az aktivitásmérést a β -bomlást követő γ -sugárzás hozamának mérésére alapoztam. Ez természetes módon vonja maga után a feltételt, hogy a bomlásban keletkezett leánymag legerjesztődését legalább egy, kellően nagy intenzitású γ -átmenet kísérje. Ez azonban önmagában nem biztosítja a mérés sikerét, ugyanis az elégséges intenzitás mellé kellően nagy detektálási határfokra is szükség van.

III/3. Besugárzás ciklotron gyorsítóval

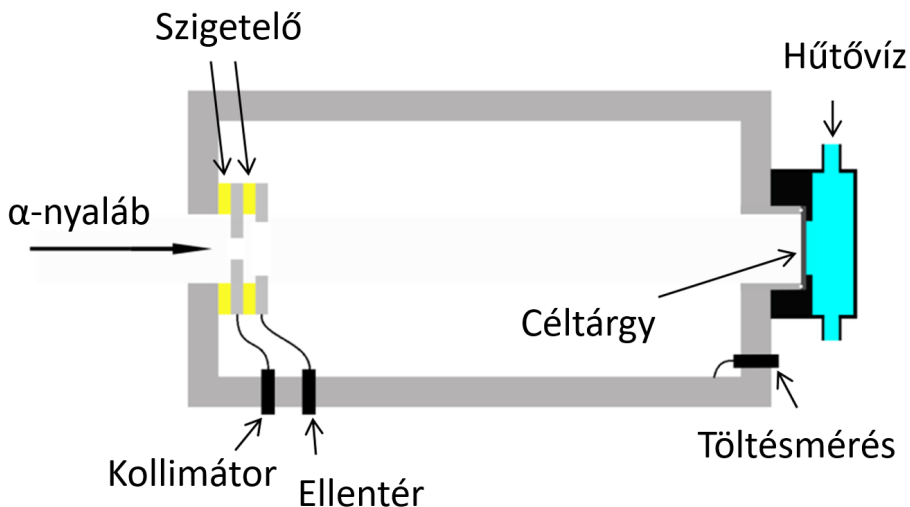
Az Atomki K = 20 ciklotron gyorsítójában, amelynek képe a 9. ábrán látható, a berendezés közepén található ionforrásból kilépő részecskék a gyorsítótérbe jutnak, majd nyalábcsatornákon és elektromágneseken keresztül jutnak a mérőkamrába, melynek sematikus rajza a 10. ábrán látható. A rádiófrekvenciás generátor frekvenciáját úgy kell beállítani, hogy a részecskecsomag a két D alakú elektróda között gyorsuljon. Az állandó nagyságú mágneses tér révén a ciklikusan gyorsuló részecskecsomagok egyre növekvő sugarú körpályán mozognak állandó szögsebességgel. A maximális energiára gyorsult részecskecsomagokat a berendezés legkülső körpályán található kivonó elektróda vezeti ki a gyorsítótérből. A nyalábcsomag először egy nyalábhatároló kollimátoron halad keresztül. A kollimátor átmérője 3 mm-rel kisebb, mint az alkalmazott minta átmérője, ezzel biztosítható, hogy a kamrába érkező nyaláb a mintára jusson, ne pedig az azt rögzítő elemekre. A kollimátor után egy újabb blende található, melyre $U = -300$

⁸ Röntgen hozammérésre alapozott aktivációs technika alkalmazásával a $t_{1/2} \sim 1,5 - 2$ év felezési idejű izotópokra vezető (α, γ) reakciók is vizsgálhatók [Kis11].

V nagyságú ellenteret kapcsoltam, amely a nyaláb kamra falába — illetve egyéb fém elemekbe — csapódásából származó szekunder elektronok elnyomására szolgál. Ezt követően a részecskecsomag keresztülhalad a vákuumkamrán. A kamra belsejében a néhányszor 10^{-5} mbar nagyságrendű vákuumot egy rotációs elővákuum szivattyúval ellátott turbómolekuláris szivattyú biztosítja. Végül a nyaláb felfut a kamra végében elhelyezett céltárgyra, melynek hátoldalát a nyalábmelegítésből adódó károsodás elkerülése érdekében vízzel hűtöttem.



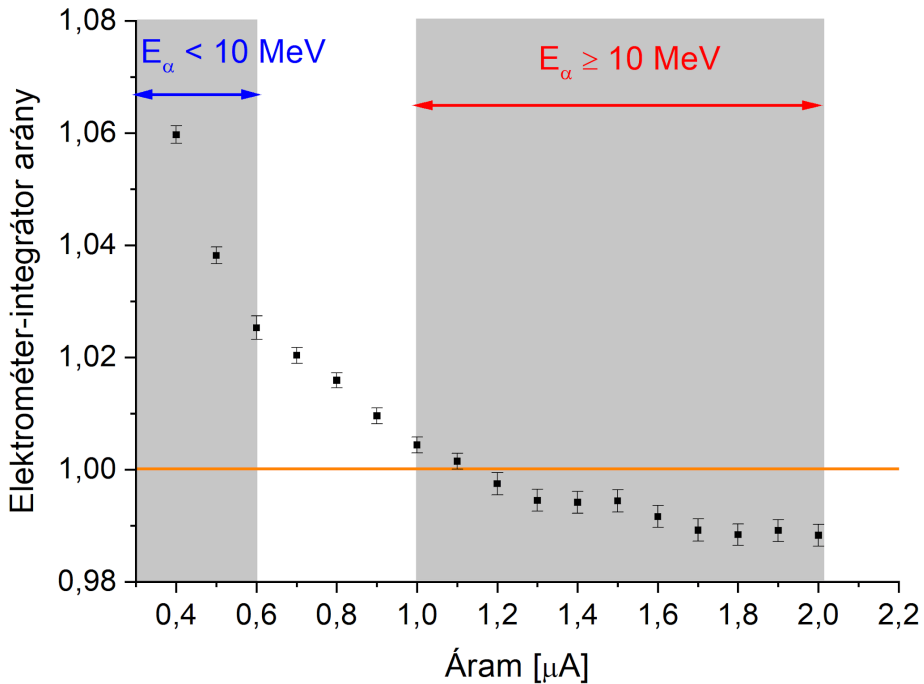
9. ábra Az Atomki K = 20 ciklotron gyorsítójának fényképe.



10. ábra A besugárzásokhoz használt kamra sematikus rajza.

A bejövő részecskék számát a céltárgyra jutó töltés méréséből határozom meg. Mivel a kamra elektromosan szigetelve van a nyalábvezetésére szolgáló nyalábcsatornától, így az Faraday-kalitkaként működik. Ezáltal a kamra alkalmas pontján mért töltés arányos a céltárgyat érő atommagok számával. A kamrából érkező jel először egy töltésintegrátorra kerül, amelynek értéke egy sokcsatornás analizátor segítségével percnként rögzítésre kerül. Az áram pontos ismeretéhez azonban ismerni kell az integrátor viselkedését különböző nagyságú áramok esetén. Ennek ellenőrzéséhez az $0,3 \mu\text{A} \leq I \leq 2,0 \mu\text{A}$ tartományon $0,1 \mu\text{A}$ lépésközzel felvettem a valós- és integrátor által mért áram arányát. A valós áram meghatározásához egy Keithley Model 6514 típusú elektrométert használtam. A 11. ábra a kapott arányokat ábrázolja az áram függvényében. Az eredményekből látható, hogy $I = 1,1 \mu\text{A}$ felett az integrátor túlbecsüli, míg ez alatt alulbecsüli a valós áram értéket. A szürkével feltüntetett területek jelzik a méréseim során alkalmazott áramtartományokat, amelyekben az eltérés $0,15 - 5,63\%$ tartományon belül változik. A kiértékelés során az adott integrátor áramérték és a

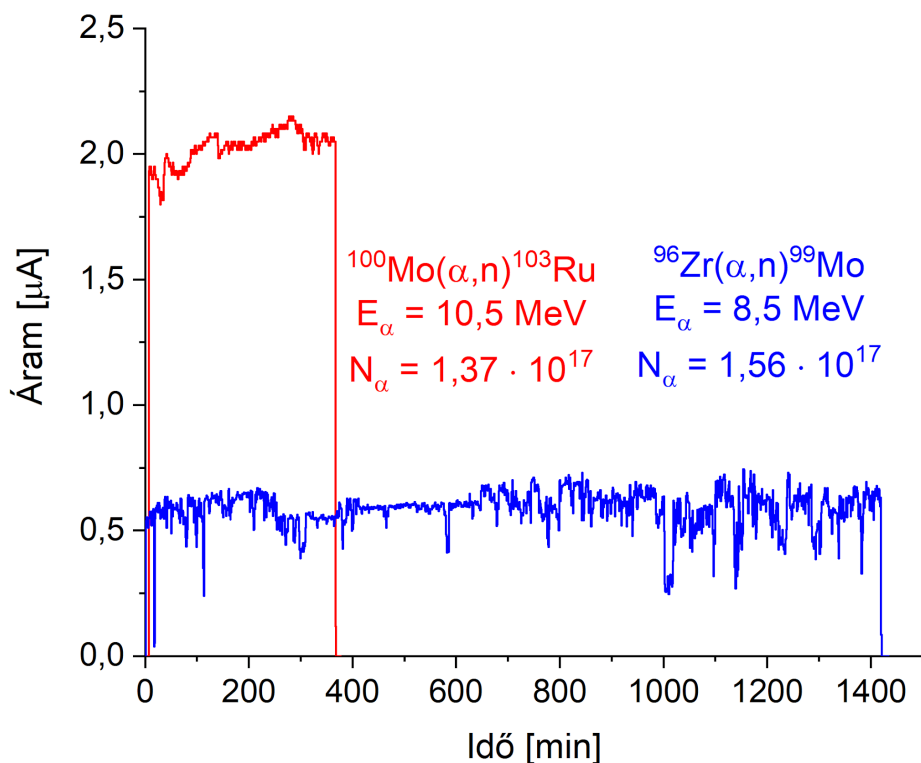
hozzá tartozó kalibrációs konstans ismeretében a valós áram értéke meghatározható.



11. ábra Integrátor kalibrációs konstans az áram függvényében. A piros nyilakkal jelölt szürke terület a nagyenergiás besugárzásoknál alkalmazott tipikus áramértékekhez tartozó kalibrációs konstansokat mutatja, míg a kék nyíllal jelzett tartomány az alacsony energiájú besugárzásokra vonatkozó értékpárokat jelöli.

A 12. ábra a $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ reakció vizsgálata során mért $E_\alpha = 10,5$ MeV, valamint a $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakció $E_\alpha = 8,7$ MeV energiájú besugárzásokhoz tartozó áramértékeket ábrázolja az idő függvényében. A $E_\alpha = 10,5$ MeV besugárzás esetén a gyorsító rádiófrekvenciás generátora (RFG) alapharmonikuson üzemel, azaz amíg a részecskecsomag az azonos polaritású elektróda lemezek között halad, a feszültség polaritása egyszer változik. Ekkor a RFG alacsonyabb frekvencián üzemel, ami kedvezőbb nyalábtulajdonságokat és részecskeáramot eredményez. Alacsonyabb energia eléréséhez a körfrekvencia csökkentése szükséges. Az RFG véges frekvenciatartománya miatt azonban elérhető egy pont, ahonnan a frekvencia tovább nem csökkenthető. A gyakorlatban a

szükséges frekvencia háromszorosát alkalmazzák, amit harmadik harmonikusnak neveznek. Ezzel elérhető, hogy a részecskecsomagok ismét megfelelő ütemben gyorsuljanak a duánsok között. A magas frekvencia következtében az elektródák közötti elektromos tér nem állandó a csomag áthaladási ideje alatt. Ez kedvezőtlenebb nyalábparamétereket és végső soron kisebb ionáramot eredményez. A 12. ábrából látható, hogy egy besugárzás alatt a az áram értéke nem állandó, harmadik harmonikus üzemmód esetén jelentősen fluktuálhat. Ezért egy adott besugárzás esetén az átlagos áramértékhez tartozó kalibrációs konstans használom fel az árammérés bizonytalanságának meghatározásához. Az általam végzett mérések esetén az árammérés bizonytalansága nem haladta meg a 3,00 %-ot.



12. ábra Beeső részecskeáram a $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ reakció, illetve a $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakció esetén a besugárzás kezdete óta eltelt idő függvényében. A piros görbe a $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ reakció $E_\alpha = 10,5 \text{ MeV}$ energiájú besugárzáshoz tartozó áram-idő adatsor, míg a kék görbe a $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakció $E_\alpha = 8,5 \text{ MeV}$ energiájú besugárzáshoz tartozó spektrum. Előbbi esetén a gyorsító RF-generátora alapharmonikus frekvencián működik, ezáltal az ionáram jóval nagyobb, mint utóbbi esetén, ahol 3. harmonikus frekvenciát alkalmaztam. A besugárzások hossza úgy lett optimalizálva, hogy minden esetben megfelelő statisztikával tudjam meghatározni a hatáskeresztmetszetet.

III/4. Aktivitásmérés γ -spektroszkópiával

A besugárzást követően a mintát elszállítottam a detektálás helyszínére, ahol megkezdődött az aktivitásmérés. Mivel a vizsgált reakciókban keletkező radioaktív molibdén és ruténium izotópok β -bomlását kellően intenzív γ -fotonok kísérik, az aktivitás meghatározását γ -hozzammérésre alapoztam. Ehhez három nagy tisztaságú germánium detektort (HPGe) használtam: egy 50 % (DET1) és egy 100 % (DET2) relatív hatásfokú, koaxiális detektort, valamint a kis energiájú γ -sugárzás méréséhez egy alacsonyenergiás foton-spektrométert (DET3). A detektorok jellemző paraméterei az 3. táblázatban láthatók.

Félvezető detektorok esetén a kiürített rétegbe jutó γ -foton ionizáció révén elektron-lyuk párokat hoz létre, melyek a kristályon alkalmazott elektromos tér irányába elmozdulva kigyűjthetők. A keletkezett töltéshordozó párok száma arányos a γ -sugárzás energiájával. A γ -sugárzás háromféle módon hat kölcsön a detektor anyagával: fotoeffektus, Compton-szórás és párkeltés útján. Fotoeffektusról akkor beszélhetünk, ha a beérkező E_γ energiájú foton teljes energiáját átadja az elektronnak. Ezt követően a foton megsemmisül, az elektron pedig a kötési energiával csökkent energiával ($E_e = E_\gamma - E_k$) elhagyja az atomot. Az ionizációnak ez a formája jellemzően alacsonyabb energiák esetén domináns ($\sim E_\gamma < 100 \text{ keV}$). Compton-szórás esetén a bejövő γ -foton egy külső, gyengébben kötött atomi elektronnal hat kölcsön, amelynek teljes energiájának csak egy részét adja át. A szóródás után a ΔE energiával csökkent energiájú foton, illetve az $E_e = \Delta E - E_k$ energiájú elektron is tovább haladnak az anyagban. A Compton-effektus a legnagyobb szerepet a $100 \text{ keV} < E_\gamma < 1 \text{ MeV}$ energiatartományban játssza. A γ -sugárzás harmadik kölcsönhatási módja a párkeltés. Ekkor a γ -kvantum egy atommag elektromágneses terében képes létrehozni egy elektron-pozitron párt. A keletkezett elektron ezután az elektromos tér hatására felfut a megfelelő elektródára, miközben maga is kelt töltéshordozó párokat. A pozitron jellemzően lelassul az anyagban, majd egy elektronnal annihilálva létrehoz két $E_\gamma = 511 \text{ keV}$ energiájú fotont, amelyek szintén ionizálhatják a detektor atomjait. A fotoeffektussal és a

Compton-szórással szemben a párkeltés rendelkezik küszöbenergiával, vagyis a beeső γ -foton energiájának el kell érnie az elektron-positron pár nyugalmi tömegének megfelelő energiát ($E_\gamma \geq 1,022 \text{ MeV}$).

3. táblázat A mérés során használt detektáló rendszerek paraméterei.

Paraméter	Detektor		
	DET1	DET2	DET3
Kristály	koaxiális	koaxiális	planáris
Árnyékolás	Pb (50 mm)	Cu-Cd-Pb (1-1-100 mm)	Cu-Cd-Pb (4-2-80 mm)
Távoli mérési geometria	21 cm	27 cm	10 cm
Közeli mérési geometria	5 cm	1 cm	1cm

A detektorkristályból kigyűjtött gyenge jelet a detektorfejbe épített előerősítő a feldolgozó elektronika számára jól kezelhető nagyságú jellé alakítja. Az előerősített jel ezután egy ORTEC 657 típusú főerősítőbe jut, ahol a további jelnövelés mellett jelformálás is zajlik. Ezt követően az erősített jel egy ORTEC 927 ASPEC típusú analóg-digitális átalakítóba kerül, ami szukcesszív approximációs módszer révén digitális jellé konvertálja. A digitális jeleket a MAESTRO szoftver segítségével gyűjtöm.

A spektrumok felvételét a csúcsterületek meghatározása követte, amelyhez egy általam fejlesztett MATLAB kódot használtam. Az analízis során a csúcs területét (A) numerikus integrálással határoztam meg, melyből levontam a háttérrel (B). A csúcs alatt található háttérrel a csúcs előtt és után található 20 - 20 csatornából álló mintából határoztam meg, konstans háttérrel feltételezve. Az így kapott érték bizonytalanságát az alábbi összefüggés alapján határoztam meg:

$$\Delta A = \sqrt{A + B\left(1 + \frac{N_A}{2N_B}\right)} \quad (10)$$

ahol A a csúcs alatti terület (háttér nélkül), B a háttér, N_A és N_B a csúcs, illetve a háttér teljes szélessége. A fentiek alapján minden spektrumhoz meghatározható egy $A \pm \Delta A$ érték, amelyekből a hatáskeresztmetszet a későbbiekben kiszámítható. Amennyiben a vizsgált csúcs területének bizonytalansága nem haladta meg az 5 %-ot, úgy a spektrumot változatlanul használtam fel a kiértékelésben. Azokban az esetekben, ahol ez nem teljesült, összegeztem a spektrumokat a kedvezőbb statisztika elérése céljából. A legkisebb aktivitások esetén, ahol ez a kritérium már a gyűjtés kezdetén sem teljesült, ott a statisztika érdekében az összes spektrumot összeadtam a lehető legegységesebb statisztika elérése végett. Az így meghatározott csúcsterületeket korrigáltam a detektáló rendszer holtidejéből fakadó veszteségekre.

A spektroszkópia szempontjából az a lényeges információ, hogy a detektor egy adott energiájú γ -sugárzást mekkora hatásfokkal detektál. Ideális esetben a detektorba érkező foton (gyakorta a fent említett folyamatok kombinációja révén) a teljes energiáját leadja a kristályban. Egy tipikus γ -spektrumban azt a csúcst, amelyben a teljes energiaátadás bekövetkezett teljes energiájú csúcsnak nevezzük (TECS). Azonban előfordulhat, hogy a beérkező foton Compton-szóródást szenved a detektor egy, vagy több atomján, majd csökkent energiával elhagyja a detektort. Ekkor teljes energiájának csak egy hányadát hagyja a detektorban. Sok ilyen esemény együttesen egy folytonos háttérrel fog eredményezni a TECS-nál kisebb energián. Ezen felül párkeltés feletti energiájú γ -sugárzás esetén megeshet, hogy a pozitron annihilációban keletkező két $E_\gamma = 511$ keV kvantumról az egyik ionizáció nélkül elhagyja a detektort, de egyes esetekben mindkét foton "megszökhet". Ebből kifolyólag a spektrumban megjelenik két fals csúcs a TECS-tól $E_\gamma = 511$ keV-vel, illetve $E_\gamma = 1022$ keV-vel kisebb energiánál. Ezeket nevezik egyszeres és kétszeres szökési csúcsoknak. Ezek az effektusok mind veszteséget jelentenek a TECS-ban, ezáltal csökkentik a detektor hatásfokát.

Egy detektáló rendszer alkalmasságát egy adott feladatra az határozza meg, hogy adott körülmények között mi a legkisebb mérhető aktivitás. Különböző detektorok összehasonlításának egy praktikus

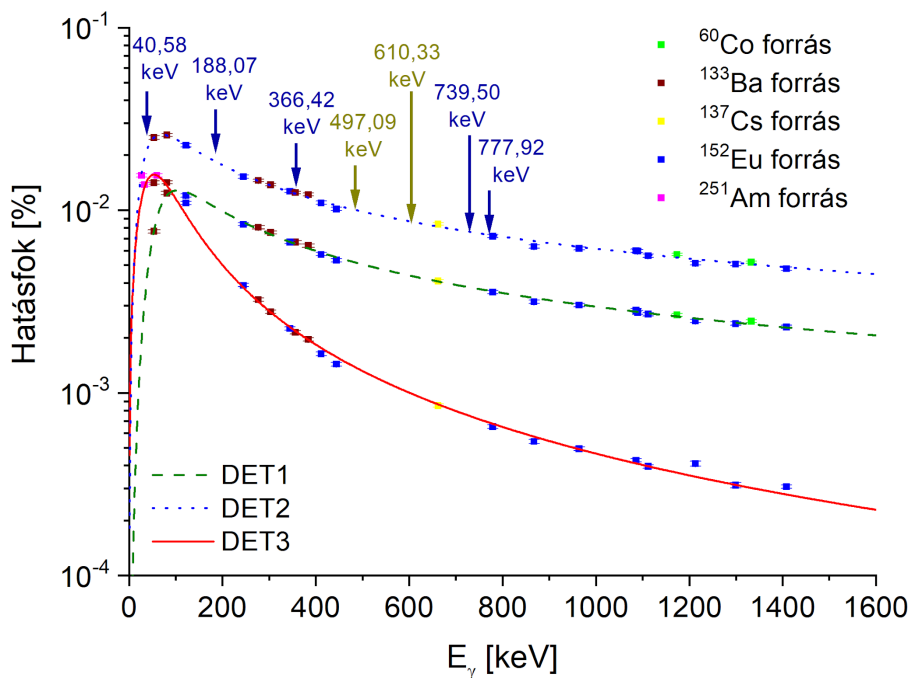
mérőszáma a minimális detektálható aktivitás (MDA). A MDA a detektor hatásfokától (ϵ), háttérétől (H) és feloldásától (F) függ az alábbi módon [Gil08]:

$$MDA \sim \frac{\sqrt{H \cdot F}}{\epsilon} \quad (11)$$

A hatáskeresztmetszet mérés megkezdése előtt meghatároztam az alkalmazott detektorok TECS hatásfokát (későbbiekben hatásfok). Ehhez ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{152}Eu és ^{251}Am kalibráló γ -forrásokat használtam. A hatásfokmérést valamennyi detektor esetén távoli geometriában végeztem a true coincidence summing effektus [Gil08] hatásának kiküszöbölésére. True coincidence summing effektusról akkor beszélhetünk, ha egy mag legerjesztődése γ -kaszádok révén történik. A kaszkád tagjai gyakorlatilag egyszerre lépnek ki a forrásból. Ha a forrás közel helyezkedik el a detektorhoz, akkor nagy a valószínűsége annak, hogy a kaszkád két (vagy több) tagja egyszerre jut a detektorba. Ez a jelenség azt eredményezi, hogy a koincidenzában érkező γ -fotonok energia összegénél megjelenik egy fals csúcs. A hamis csúcsban lévő beütések az individuális csúcsokban hiányt eredményeznek, melynek következtében alacsonyabb hatásfokot mérünk. A forrás-detektor távolság növelésével csökken a detektálás térszöge, ami a true coincidence summing effektus hatását is csökkenti. Azonban túl nagyra sem választható a minta és a detektor távolsága, ugyanis a hatásfok (pontforrás esetén) négyzetesen csökken a távolsággal. Az összehasonlíthatóság kedvéért, kompromisszumos megoldásként, mindhárom detektor hatásfokát egységesen 10 cm forrás-detektor belépőablak távolság mellett határoztam meg. A reakciók hatáskeresztmetszetének meghatározásához mindhárom detektor esetén két mérési geometriát alkalmaztam (3. táblázat). A távoli hatásfok meghatározásához DET1 és DET2 esetén ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs és ^{152}Eu forrásokat, míg a DET3 esetén ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{152}Eu és ^{241}Am kalibráló forrásokat használtam.

A forrás gyártási aktivitásának, felezési idejének, valamint a mérés időpontjának ismeretében meghatározható a forrás aktuális aktivitása. Az aktivitás, illetve az adott γ -átmenet relatív intenzitásának ismeretében megadható az átmenetre vonatkozó, számolt aktivitása. A

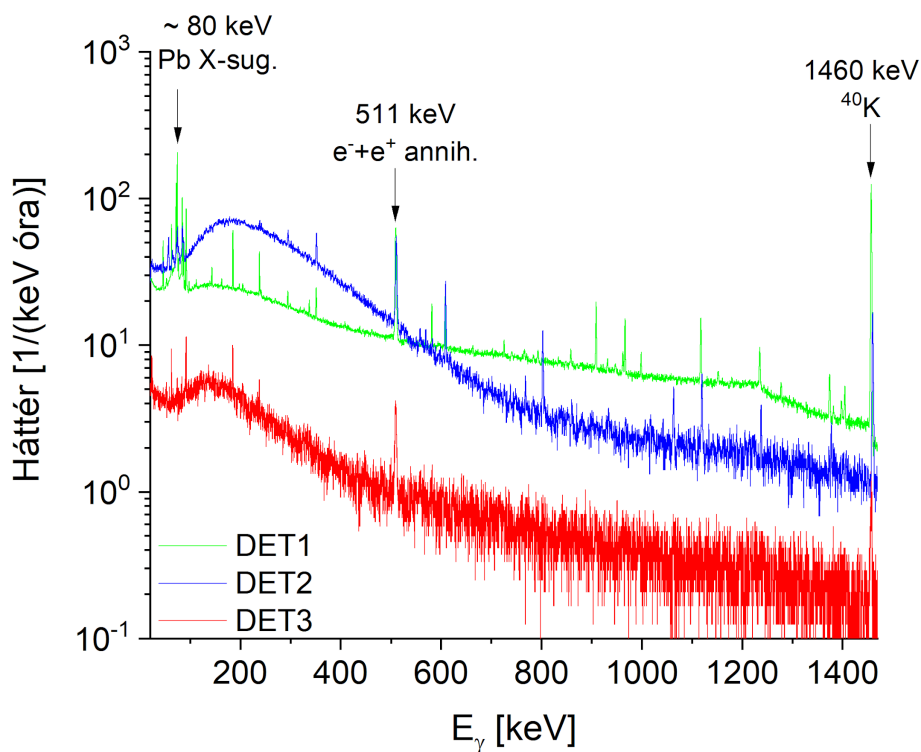
mért és számolt aktivitás arányából megkapható a detektor adott γ -energiához tartozó hatásfoka. A kapott pontokra egy $\eta(E_\gamma) = 1/(A \cdot E_\gamma^B + C \cdot E_\gamma^D)$ alakú függvényt illeszttem, melynek eredménye a 13. ábrán látható. Az ábrán a $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)$ reakcióban keletkező ^{99}Mo mag bomlását követő γ -átmeneteket kék nyilak jelzik, míg a $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)$ reakcióban keletkező ^{103}Ru bomlását kísérő γ -fotonokat sötétsárga nyilak jelölik.



13. ábra Az α -indukált reakciók vizsgálatához használt detektorok hatásfok-energia függvényei. A hatásfok meghatározásához használt ^{60}Co (zöld), ^{133}Ba (bordó), ^{137}Cs (sárga), ^{152}Eu (kék) és ^{251}Am (rózsaszín) kalibráló γ -források aktivitását mindhárom detektorral megmértem. Az adatokra egy $\eta(E_\gamma) = 1/(A \cdot E_\gamma^B + C \cdot E_\gamma^D)$ alakú függvényt illeszttem. A DET1, DET2 és DET3 detektorokkal mért pontokra illesztett függvényeket zöld szaggatott, kék pontozott és piros folytonos vonallal jelöltem. Továbbá nyilakkal feltüntettem a jelen dolgozat témáját képező reakciókban keletkező ^{99}Mo (kék) és ^{103}Ru (sötétsárga) magok bomlásában keletkező átmenetek helyét is.

A hatásfok azonban nem a detektor egyetlen jellemző paramétere. Szintén nagy szerepet játszik a detektor laboratóriumi háttere. Ennek

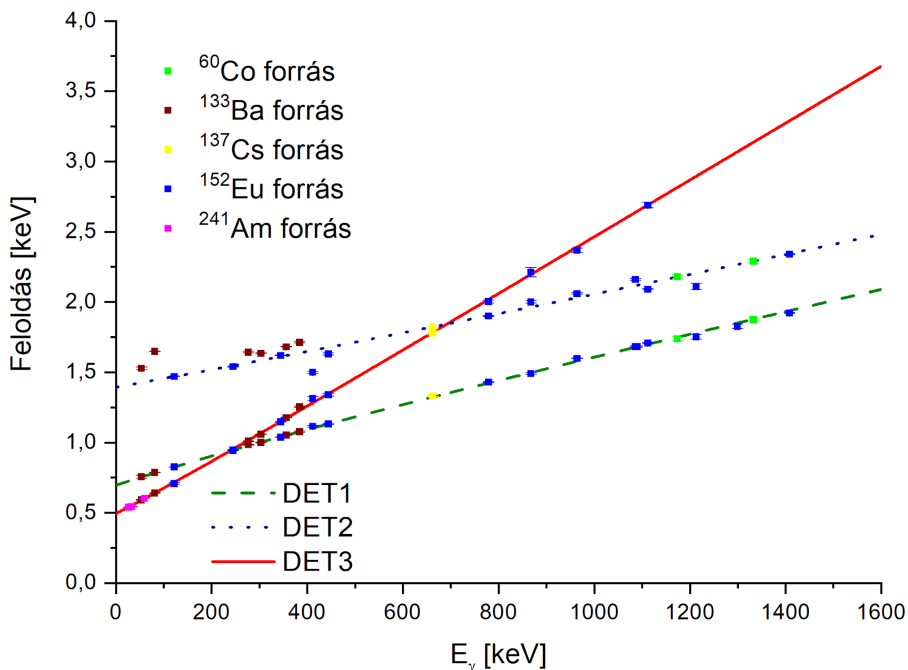
feltérképezéséhez felvettem az egyes detektorokhoz tartozó laborhátter spektrumokat. Ismételtén az összehasonlíthatóság végett az egyes csatornában található beütések számát normáltam a gyűjtési időre, valamint a csatorna energia szélességére. Továbbá, a kis hozamú háttér értékek fluktuációjának csökkentése céljából mindhárom spektrumon alkalmaztam egy ötcsatornás mozgóátlagos simítást. Az ilyen módon korrigált háttér spektrumokat a 14. ábra mutatja. Az ábrán feltüntettem a legjellegzetesebb háttér csúcsokat, mint a $E_\gamma \sim 80$ keV tartományon található ólom röntgenvonalakat, az $E_\gamma = 511$ keV annihilációs csúcsot, illetve a ^{40}K jellegzetes $E_\gamma = 1460$ keV energiájú csúcsát. A további csúcsok a laboratórium falában található urán és tórium izotópok bomlási sorában keletkező izotópok bomlásából származnak. Ha visszatérünk a 13. ábrához látható, hogy míg a DET2 hatásfoka lényegesen magasabb, mint a másik két detektoré, addig az $E_\gamma < 500$ keV tartományon a háttére is számottevően nagyobb. A minimális detektálható aktivitás meghatározásához az egyes detektorok kontinuum háttérét használtam fel. Ehhez a mozgóátlagos simításon átesett spektrumokban található γ -csúcsokat eltávolítottam, majd a folytonos Compton-háttérrel mindhárom detektor esetén spline függvénnyel illesztettem meg.



14. ábra A mérés során használt HPGe detektorok laboratóriumi háttére. A zöld, kék és piros görbék a DET1, DET2 és DET3 detektorokkal megmért adatsorokat mutatják. A jobb láthatóság érdekében egy öt csatornás mozgóátlagos simítást alkalmaztam az ábrázolt spektrumokon. Az ábrán megjelöltem az ólom arányakolásból származó röntgen vonalakat, az elektron-pozitron annihilációs csúcsot, valamint ^{40}K bomlásában keletkező átmenetet. A további, külön nem jelölt átmenetek az urán és tórium bomlási soraiiban keletkező radioizotópok bomlása során kibocsájtott átmenetek (elsősorban ^{208}Tl , ^{212}Pb , ^{214}Bi és ^{228}Ac).

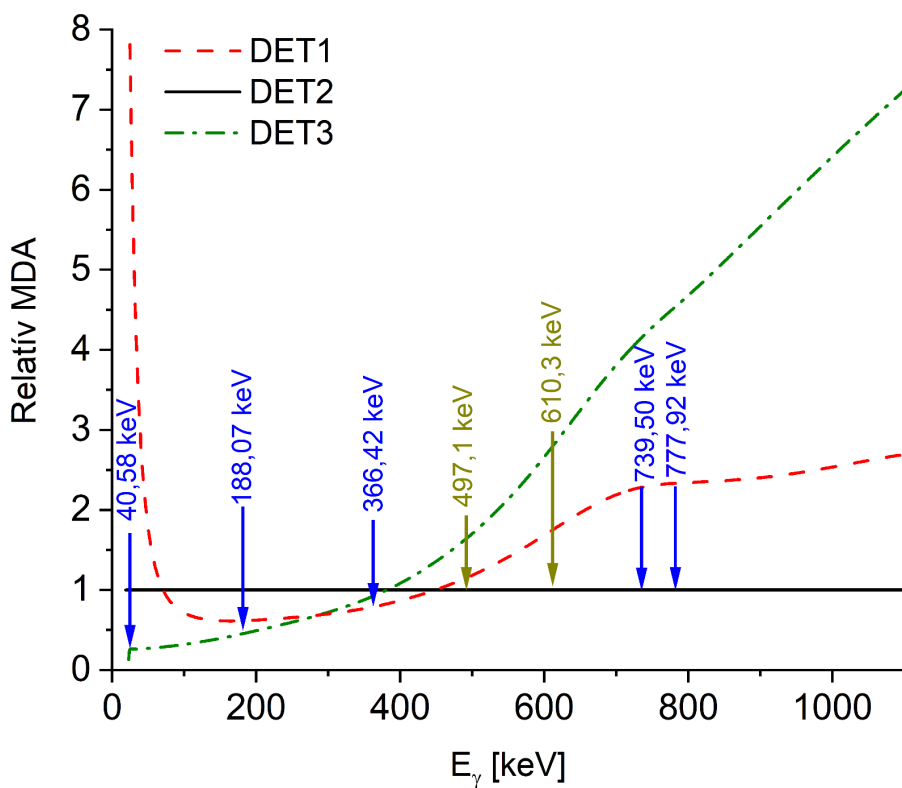
A harmadik meghatározó paraméter a minimális detektálható aktivitás meghatározásához a detektor feloldása. Ennek vizsgálatához a határfok meghatározásához használt kalibráló forrásokból érkező γ -csúcsok félértékszélességét mértem meg, majd ezeket ábrázoltam a γ -energia függvényében. A félértékszélesség a vizsgált átmenet energiájának gyökével változik, ezért a mért pontokra egy $FÉSZ(E_\gamma) = \sqrt{A + B \cdot E_\gamma + C \cdot E_\gamma^2}$ alakú függvényt illesztettem [Leo87]. A mért félértékszélességeket és az illesztett görbéket a 15. ábra mutatja. Míg

a hatások, illetve a háttér esetében az egyes detektorok között nagyságrendi eltérés mutatkozik, addig a feloldás a vizsgált tartományon kettős faktoron belül változik.



15. ábra Germánium detektorok feloldásának összehasonlítása. A hatások meghatározásához használt ^{60}Co (zöld), ^{133}Ba (bordó), ^{137}Cs (sárga), ^{152}Eu (kék) és ^{251}Am (rózsaszín) források bomlásában keletkező γ -csúcsok félértékszélességét ábrázoltam a γ -energia függvényében. Az alkalmazott detektorok félértékszélesség pontjaira illesztett görbéket zöld szaggatott (DET1), kék pontozott (DET2) és piros folytonos (DET3) vonal jelöli.

A (11) egyenletnek megfelelően meghatároztam az egyes detektorok DET2-ra vonatkoztatott relatív MDA értékeit, melyeket a 16. ábrán összegzek. A detektorok minimális detektálható aktivitás vizsgálatából megállapítható, hogy $E_\gamma = 300$ keV alatt a DET3, 300 keV $< E_\gamma < 400$ keV között a DET1, $E_\gamma = 400$ keV felett pedig a DET2 detektor alkalmazása a legideálisabb. A méréseket ezen szempontok figyelembevételével kiviteleztem.



16. ábra A mérés során alkalmazott detektorok relatív MDA értékei. A relatív MDA meghatározásához az egyes detektorok MDA-sát az általunk használt 100% relatív hatásfokú HPGe detektorra (DET2) normáltam. Az egyes relatív MDA-okat rendre piros szaggatott (DET1/DET2), fekete folytonos (DET2/DET2), és zöld pontvonal (DET3/DET2) jelöli. Az ábrán kék nyilak jelölik a ^{99}Mo β -bomlását követően kibocsátott γ -átmeneteit, míg sötétsárga nyilakkal a ^{103}Ru β -bomlását kísérő átmeneteket tüntettem fel.

IV. A $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakció hatáskeresztmetszetének mérése

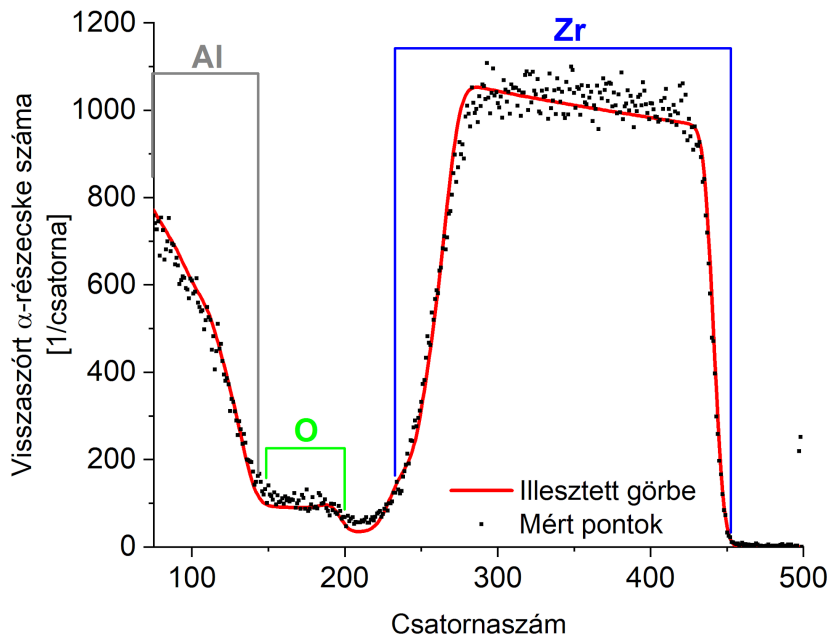
Az Atomki-ben folyó gyenge r-folyamatot célzó mérésorozat első lépéseként a $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakció hatáskeresztmetszetét határoztam meg. A dolgozat jelen tézispontját a [Kis21] munka képezi, melyet a következőkben részletezek.

IV/1. Vékonycéltárgy-technika

Vékonycéltárgy esetén a nyalábenergia vesztesége a céltárgy anyagában csekély, tehát a hatáskeresztmetszet jó közelítéssel állandónak tekinthető a céltárgy teljes mélységében. Ekkor feltételezzük, hogy a reakció a céltárgy mértani középsíkjában megy végbe, tehát a nyaláb csak a céltárgy első felében veszít energiát. Azaz, a reakció a nyalábenergia és az energiavesztés különbségéből meghatározható kölcsönhatási energián valósul meg. Ekkor a hatáskeresztmetszet közvetlenül meghatározható a detektált bomlások számából a (8) - (9) összefüggések segítségével. A módszer alkalmazásának nehézsége, hogy nagy pontossággal kell ismernünk a céltárgymagok számát.

A $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakció vizsgálatához vékony ZrO céltárgyakat használtam. A céltárgyak elektronsugaras párologtató segítségével készültek, szén tégelybe helyezett, természetes izotóp-összetételű cirkónium 6 μm vastag alumínium hátlapra párologtatásával. Az abszolút céltárgymagok számát Rutherford visszaszórás (RBS) segítségével határozták meg [Hus16]. Ehhez egy pásztázó nukleáris mikroszondát használtak, melyhez a $E_{\alpha} = 2,0$ MeV energiájú és $d = 2,5$ μm átmérőjű α -nyalábot az Atomki Van de Graff gyorsítója állította elő. Ezt követően a minta vastagságát a visszaszórt α -részecskék hozamából határozták meg, amelyhez két ion-implantált szilícium detektort használtak. A 17. ábrán látható a 13. számú minta visszaszórt α -hozama a csatornaszám függvényében. Az ábrán kék tartomány a cirkóniumot, zöld az oxigént, szürke pedig az alumíniumot mutatja. A plató szélességéből a cirkónium

réteg vastagsága meghatározható. A felhasznált minták vastagsága $1,23 \cdot 10^{18}$ és $1,54 \cdot 10^{18}$ Zr atom/cm² között változott⁹, melyek jellemzően 5% bizonytalansággal rendelkeztek. A mintavastagság bizonytalanságának összetevőit a IV/2. fejezetben részletesen tárgyalom.



17. ábra A hatáskeresztmetszet méréshez használt #13 számú ZrO céltárgy visszaszórt α -spektruma. A kék tartomány a cirkónium, a zöld az oxigén és a szürke az alumínium réteget mutatja. A cirkónium és az oxigén esetén a plató szélessége arányos a réteg vastagságával.

IV/2. Kísérleti részletek

A besugárzások $E_\alpha = 6,5$ MeV és $E_\alpha = 13,0$ MeV energiatartományban történtek $\Delta E_\alpha = 1,0$ MeV és $\Delta E_\alpha = 0,5$ MeV lépésközök alkalmazása mellett, a III/3. fejezetben bemutatott eszközök segítségével. Kis energiák felé a hatáskeresztmetszet meredeken csökken, így a gerjesztési függvény megfelelő feloldással való felvételéhez a kis

⁹ Ilyen céltárgyak esetén egy $E_\alpha = 9,0$ MeV nyálábenergia vesztesége a céltárgy közepéig 25,5 keV.

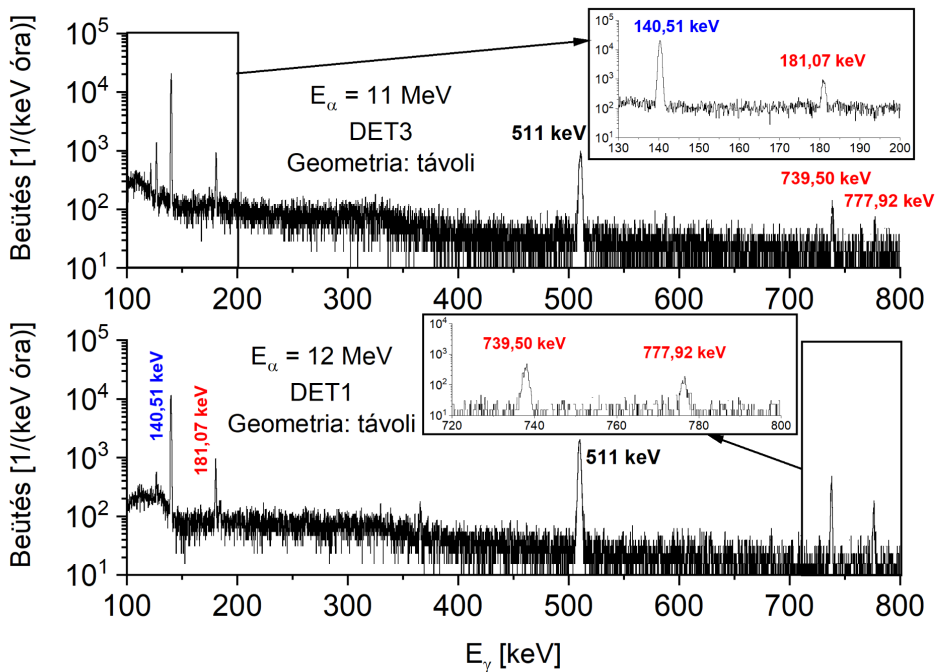
energiákon célszerű sűríteni a pontokat. Ezért $E_\alpha = 10,0$ MeV nyalábenergia felett tipikusan $\Delta E_\alpha = 1,0$ MeV lépésköz dominál, míg ennél kisebb energiákon $\Delta E_\alpha = 0,5$ MeV a jellemző. A besugárzások időtartama $6 \text{ óra} < t_b < 48 \text{ óra}$ között változott a hatáskeresztmetszet és a nyalábáram függvényében. A nyalábáram jellemző értéke alapharmonikus energiákon ($E_\alpha > 10,0$ MeV) $I_\alpha = 1,4 \mu\text{A}$ volt, míg harmadik harmonikus energiákon $I_\alpha = 500$ nA körül változott. A beeső α -részecskék számát töltésmérésből határoztam meg, melyhez az Atomki-ben fejlesztett sokcsatornás analizátort (MCA) használtam. A töltés értékét az időbeli fluktuációk monitorozása céljából percnként mentettem. Két tipikus besugárzás esetén az áram időbeli változását a 12. ábra mutatja.

A besugárzást a minták aktivitásának mérése követte, amelyből a (8) és (9) összefüggések segítségével meghatározható a besugárzás során keletkezett ^{99}Mo magok száma. A minták aktivitásának méréséhez a DET1 és DET3 detektorokat használtam fel. A detektorválasztást az indokolta, hogy a ^{99}Mo β -bomlását számos, igen különböző energiájú γ -sugárzás kibocsátása követi (1. táblázat). A III/4. fejezet 16. ábrája alapján a DET3 detektor $E_\gamma < 300$ keV energiatartományon hatékonyabb, mint a DET1 (fekete folytonos vonal). Ezek alapján a $E_\gamma = 40,58$ keV és a $E_\gamma = 181,07$ keV átmenetek hozamának mérését a DET3, míg a $E_\gamma = 366,42$ keV, a $E_\gamma = 739,50$ keV és a $E_\gamma = 777,92$ keV energiájú átmenetek hozamát a DET1 detektorral mértem. Mindkét detektor esetén két mérési geometriát alkalmaztam: egy közeli és egy távoli elrendezést. Az $E_\alpha \geq 10,0$ MeV energiájú besugárzásokban készített minták aktivitása kellően nagy volt ahhoz, hogy az alkalmazott detektor legtávolabbi mérési geometriájában végezzem el az aktivitásmérést.

Az $E_\alpha < 10,0$ MeV besugárzások esetén a csökkenő hatáskeresztmetszet indokolta egy közeli gyűjtési geometria (DET1 esetén 5 cm, DET3 esetén 1 cm detektor-minta távolság) alkalmazását. Közeli mérési geometria alkalmazása esetén a true coincidence summing effektus mértéke kaszkádonként (izotóponként) eltérő. Ezért ennek hatását mindig a vizsgált izotópra vonatkozóan, az egyes γ -átmenetekre külön-külön kell meghatározni. Az egyes detektorok közeli hatásfokának meghatározásához az α -besugárzásokban készített minták aktivitását

először távoli geometriában mértem meg, ahol ismert a határfok. Ezt követően az aktivitásmérést megismétltem közeli geometriában, ahol lényegesen magasabb a határfok, majd minden egyes γ -csúcsra meghatároztam a közeli, illetve távoli aktivitás arányát. Az így kapott közeli geometriára vonatkozó határfok-faktor magába foglalja a minta-detektor távolság csökkenésével járó határfok növekményt és az adott átmenetre vonatkozó true coincidence summing effektusból fakadó veszteséget. A közeli geometriára jellemző határfok meghatározásához az $E_\alpha > 10,0$ MeV energiájú besugárzásokban készített mintákat használtam fel.

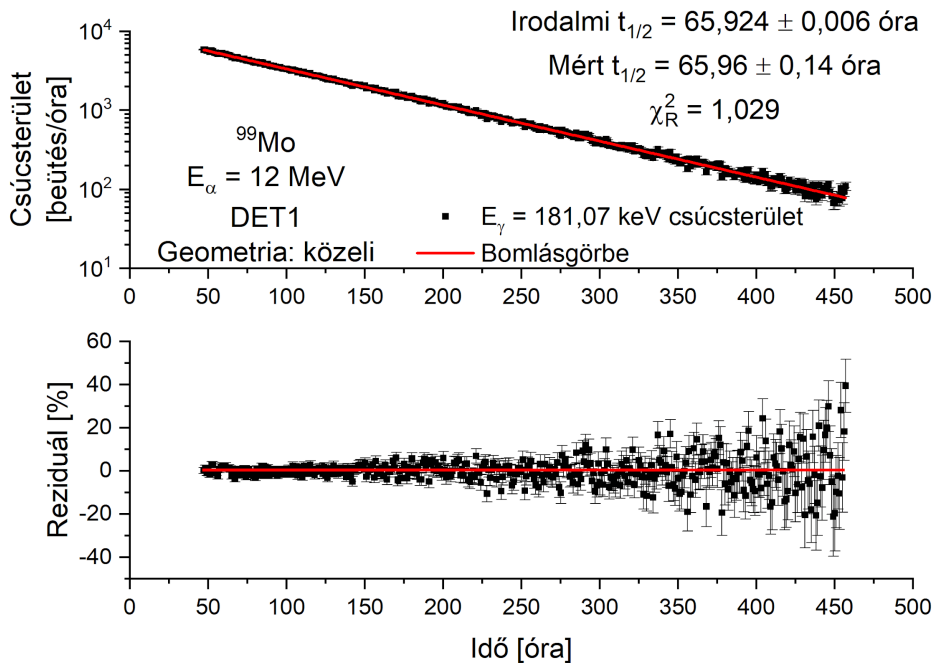
A minták aktivitásának meghatározásához a γ -spektrumokat a gyűjtési idő alatt óránként mentettem a felezési idő ellenőrzése, valamint a technikai okokból eredő (áramszünet, eszköz meghibásodása stb.) adatvesztés megelőzése érdekében. A gyűjtéseket jellemzően $t_h \approx 1,0 - 1,5$ órával a besugárzás után indítottam, ezzel elkerülve a rövid felezési idejű nyalábindukált háttérrel. A teljes gyűjtési idő aktivitástól függően 1 nap $< t_{gy} < 5$ nap közötti tartományon változott. A 18. ábra két tipikus γ -spektrumot ábrázol. A ^{99}Mo γ -csúcsain túl (piros) egy további átmenet is látható $E_\gamma = 140,51$ keV energián (kék), amely a ^{99}Mo leánymagjától, a ^{99m}Tc magtól származik. Ezen átmenet szerepét a későbbiekben részletezem.



18. ábra A $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakció vizsgálata során mért tipikus γ -spektrumok. A piros színnel jelölt csúcsok a ^{99}Mo , míg a kékkel jelölt $E_\gamma = 140,51$ keV csúcs a ^{99}Mo leánymagjának izomer állapotának (^{99m}Tc) β -bomlását követő γ -átmenetet jelöli. A mérés során a 300 keV alatti γ -átmeneteket DET3 detektorral vizsgáltam (felső spektrum), míg az ettől nagyobb energiájú γ -fotonok mérésére DET1 detektort alkalmaztam (alsó spektrum).

A nagy energián besugárzott minták lehetőséget biztosítottak a reakciótermék felezési idejének meghatározására a kibocsátott γ -átmenetek hozamainak mérésével. Ezen analízis során azon E_γ energiához tartozó $Y(t_i)$ hozampontokat vettem figyelembe, ahol a holtidő értéke 2,2%-nál, illetve a statisztikus bizonytalanság 5,0%-nál kisebb volt. Az egyes $Y(t_i)$ hozampontokra a legkisebb négyzetek módszerével bomlászörbéket illesztettem. A 19. ábrán a ^{99}Mo $E_\gamma = 181,07$ keV energiájú γ -átmenetének bomlászörbéje látható, amelyen feltüntettem a lényeges illesztési paramétereket, valamint az egyes pontok reziduál értékeit. A nagyenergiás besugárzások esetén minden γ -átmenet vizsgálatával meghatároztam a ^{99}Mo felezési idejét. Tekintve, hogy az

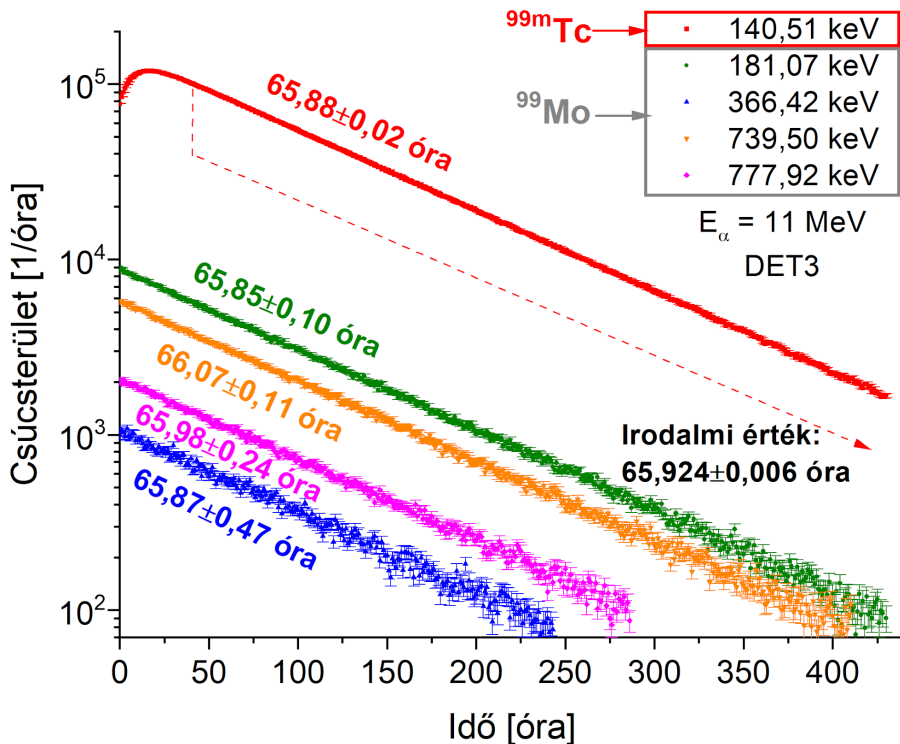
általam meghatározott, különböző átmenetekhez tartozó felezési idő értékek jól egyeznek az irodalmi adatokkal, kijelenthetem, hogy a hatáskeresztmetszet meghatározásra használt átmenetek csúcsterületét más reakciókból származó hozamok nem szennyezik. A 20. ábra a különböző γ -átmenetek alapján meghatározott bomlásgörbét, valamint az ezekből számított felezési idő értékeket mutatja.



19. ábra A reakció vizsgálata során keletkezett ^{99}Mo mag $E_\gamma = 181,07$ keV energiájú átmenetéhez tartozó bomlásgörbe. Az ábra felső részén az egyes spektrumokban mért csúcsterületek (fekete négyzet) és az ezekre illesztett exponenciális függvény (piros vonal) látható, az ábra alsó felén a reziduál függvény látható. Feltüntettem az illesztett felezési időt, valamint az illesztés redukált χ^2 értékét (χ_R^2).

A besugárzásban keletkező ^{99}Mo mag $t_{1/2} = 65,92$ óra felezési idővel ^{99}Tc magra bomlik, ami $t_{1/2} = 2,11 \cdot 10^5$ év felezési idővel bomlik stabil ^{99}Ru magra. Azonban a ^{99}Tc magnak létezik egy metastabil állapota, amely $t_{1/2} = 6,01$ óra felezési idővel belső konverzió révén alapállapotba bomlik egy $E_\gamma = 140,51$ keV energiájú γ -foton kibocsátásával. Mivel a ^{99m}Tc mag felezési ideje egy nagyságrenddel rövidebb, mint a szülő magé, így kellő idő elteltével egyensúly áll be a keletkező és az elbomló ^{99m}Tc

magok számában. A $E_\gamma = 140,51$ keV átmenet hozama az egyensúly beállta után követi a szülőmag felezési idejét. Ebből kifolyólag ezen átmenetet is fel tudtam használni a ^{99}Mo mag felezési idejének meghatározásához. A nagyenergiás besugárzások esetén a $E_\gamma = 140,51$ keV átmenet alapján mért felezési idő értékek bizonytalansággal súlyozott átlaga megegyezik a ^{99}Mo mag irodalmi $t_{1/2}$ értékével, így ezen átmenet is felhasználható a $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ reakció hatáskeresztmetszetének meghatározására.



20. ábra A ^{99}Mo felezési ideje a β -bomlását követő különböző γ -átmenetek hozamának mérése alapján (csak a statisztikus bizonytalanság került feltüntetésre). Tekintve, hogy a ^{99m}Tc állapot felezési ideje ($t_{1/2} = 6,01$ óra) lényegesen rövidebb, mint az szülőmag felezési ideje, így ezen állapot bomlását követően kibocsátott $E_\gamma = 140,51$ keV átmenet hozamának mérésével is meghatározható a ^{99}Mo felezési ideje.

A hatáskeresztmetszet meghatározáshoz a csúcsterületeket korrigáltam a (9) képletben található besugárzási-, hűlési- és gyűjtési idő faktorokra, valamint a holtidőből fakadó veszteségekre. Az átmenet

relatív intenzitásának és a detektálási hatásfokának ismeretében a besugárzás során keletkezett ^{99}Mo magok száma meghatározható.

IV/3. Mérési eredményeim

A hatáskeresztmetszet meghatározására használt eljárás részletei a III/2 fejezetben megtalálhatók. A mérési eredmények statisztikus bizonytalansága nem haladta meg a 15,3%-ot. Azokban az esetekben, ahol egy minta aktivitását mindkét detektorral megmértem, az eredményt a két érték statisztikus bizonytalansággal súlyozott átlaga, illetve annak bizonytalansága adta. A statisztikus bizonytalanságon túl a következő szisztematikus bizonytalanságokat vettem figyelembe: detektálás hatásfokának (5%), céltárgymagok számának (5%), árammérés pontosságának (3%) és a bomlás paraméterek ($\leq 4\%$) bizonytalansága. A felsorolt bizonytalanságokat részletesen tárgyalja a 4. táblázat. A végeredmény bizonytalansága a statisztikus és szisztematikus bizonytalanságok kvadratikus összegéből állt elő, és nem haladta meg a 20%-ot. Az eredményeket a 5. táblázat, valamint a 21. ábra összegzi.

4. táblázat A $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ reakció hatáskeresztmetszet eredményét terhelő bizonytalanságok. A vastagon szedett sorok jelölik az adott bizonytalansághoz tartozó teljes értéket, amelyek az alattuk található dőlt betűs részbizonytalanságok kvadratikusságából adódnak.

Bizonytalanságok		
Statisztikus bizonytalansága	$\leq 15,30 \%$	Csúcsterület és háttérlevonás bizonytalansága
Detektor hatások bizonytalansága	5,00 %	
<i>Forrás aktivitás bizonytalansága</i>	$\leq 2,00 \%$	<i>Forrás gyártási adatlap</i>
<i>Statisztikus bizonytalansága</i>	$\leq 1,39 \%$	<i>Általunk meghatározott bizonytalanság</i>
<i>Illesztési paraméterek¹⁰ bizonytalansága</i>	4,00 %	<i>Általunk meghatározott bizonytalanság</i>
<i>Közel-távol faktor bizonytalansága</i>	$\leq 2,00 \%$	<i>Általunk meghatározott bizonytalanság</i>
Céltárgyvastagság bizonytalansága	5,00 %	
<i>Statisztikus bizonytalansága</i>	$\leq 3,00 \%$	<i>Általunk meghatározott bizonytalanság</i>
<i>RBS standard bizonytalansága</i>	3,00 %	<i>Sztenderdtől való maximális eltérés</i>
<i>Természetes izotópgyakoriság bizonytalansága</i>	3,20 %	<i>Adatbázisból</i>

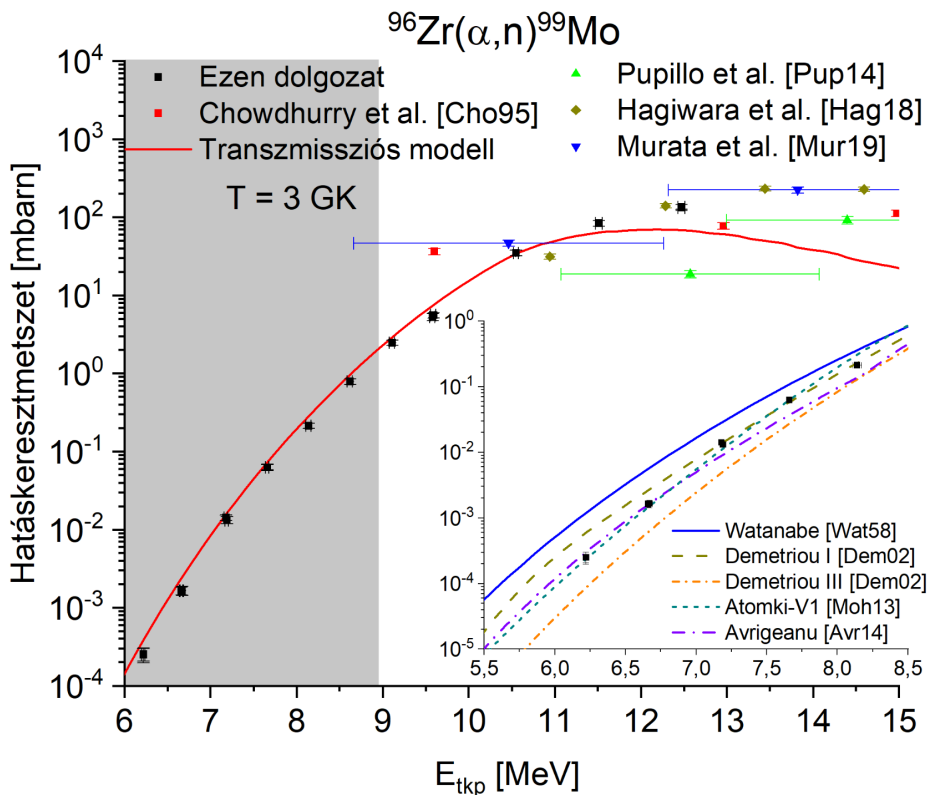
¹⁰ Az illesztési paraméterek bizonytalanságát a $E_\gamma < 100$ keV tartományba eső átmenetek határozzák meg. Ezen a tartományon a csúcsok alatt nagyobb Compton háttér található, ezért kedvezőtlenebb a jel/zaj arány. Továbbá, a hatások függvény kisenergiájú része meredeken csökken. Ez a detektor belépő ablakának, valamint a kristály anyagának abszorpciójából fakad. Ebből kifolyólag a különböző függvényekkel illesztett hatások görbék maximálisan 4%-os eltérést mutattak. Mivel a kiértékelés során $E_\gamma < 100$ keV energiájú átmeneteket is felhasználtam, így konzervatív módon ezt a 4%-os bizonytalanságot a teljes hatások függvényre, mint szisztematikus bizonytalanságot vettem figyelembe.

Kölcsönhatási energia bizonytalansága	5,00 %	
<i>Nyalábenergia-bizonytalansága</i>	<i>0,30 %</i>	<i>Ciklotron gyorsító paraméterei</i>
<i>Fékezőképesség bizonytalansága</i>	<i>5,00 %</i>	<i>SRIM program leírása</i>
Árammérés bizonytalansága	3,00 %	<i>Meghatározását részletesen bemutatom (III/3. fejezet)</i>
β-bomlási paraméterek bizonytalansága	$\leq 5,35$ %	
<i>Relatív intenzitás bizonytalansága</i>	<i>$\leq 2,90$ %</i>	<i>Magadatbázis</i>
<i>Felezési idő bizonytalansága</i>	<i>$\leq 4,49$ %</i>	<i>Magadatbázis</i>

5. táblázat A $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ reakció kísérleti hatáskeresztmetszet értékei. Egyes besugárzásokat konzisztencia-ellenőrzés céljából megismételtünk. Ezekben az esetekben az eredmény a két mérési pont statisztikus bizonytalansággal súlyozott átlagából származik. Továbbá feltüntettem a pontok teljes bizonytalanságát.

E_{lab} [MeV]	E_{tkp} [MeV]	σ [mbarn]	$\Delta\sigma$ [mbarn]	$\Delta\sigma$ [%]
6,50	6,22	$2,49 \cdot 10^{-4}$	$5,20 \cdot 10^{-5}$	20,88
6,50	6,22	$2,54 \cdot 10^{-4}$	$4,80 \cdot 10^{-5}$	18,90
7,00	6,67	$1,65 \cdot 10^{-3}$	$2,20 \cdot 10^{-4}$	13,33
7,00	6,66	$1,64 \cdot 10^{-3}$	$1,90 \cdot 10^{-4}$	11,59
7,50	7,19	$1,32 \cdot 10^{-2}$	$1,30 \cdot 10^{-3}$	9,85
7,50	7,18	$1,42 \cdot 10^{-2}$	$1,10 \cdot 10^{-3}$	7,75
8,00	7,66	$6,29 \cdot 10^{-2}$	$6,20 \cdot 10^{-3}$	9,86
8,00	7,66	$6,29 \cdot 10^{-2}$	$4,90 \cdot 10^{-3}$	7,79
8,50	8,14	$2,14 \cdot 10^{-1}$	$1,70 \cdot 10^{-2}$	7,94
9,00	8,62	$7,90 \cdot 10^{-1}$	$6,70 \cdot 10^{-2}$	8,78
9,50	9,11	$2,48 \cdot 10^0$	$1,90 \cdot 10^{-1}$	7,66
10,00	9,58	$5,27 \cdot 10^0$	$5,10 \cdot 10^{-1}$	9,68
10,00	9,59	$5,58 \cdot 10^0$	$4,30 \cdot 10^{-1}$	7,71
11,00	10,55	$3,48 \cdot 10^1$	$2,90 \cdot 10^0$	8,33
12,00	11,51	$8,38 \cdot 10^1$	$7,10 \cdot 10^0$	8,47
13,00	12,47	$1,33 \cdot 10^2$	$1,00 \cdot 10^1$	9,02
13,00	12,47	$1,36 \cdot 10^2$	$1,00 \cdot 10^1$	7,35

Súlyozott átlagok				
E_{lab} [MeV]	E_{tkp} [MeV]	σ [mbarn]	$\Delta\sigma$ [mbarn]	$\Delta\sigma$ [%]
6,50	6,22	$2,52 \cdot 10^{-4}$	$4,80 \cdot 10^{-5}$	19,05
7,00	6,66	$1,64 \cdot 10^{-3}$	$1,80 \cdot 10^{-4}$	10,98
7,50	7,18	$1,38 \cdot 10^{-2}$	$1,10 \cdot 10^{-3}$	7,97
8,00	7,66	$6,29 \cdot 10^{-2}$	$4,90 \cdot 10^{-3}$	7,79
10,00	9,59	$5,47 \cdot 10^0$	$4,10 \cdot 10^{-1}$	7,50
13,00	12,47	$1,35 \cdot 10^2$	$1,00 \cdot 10^1$	7,41

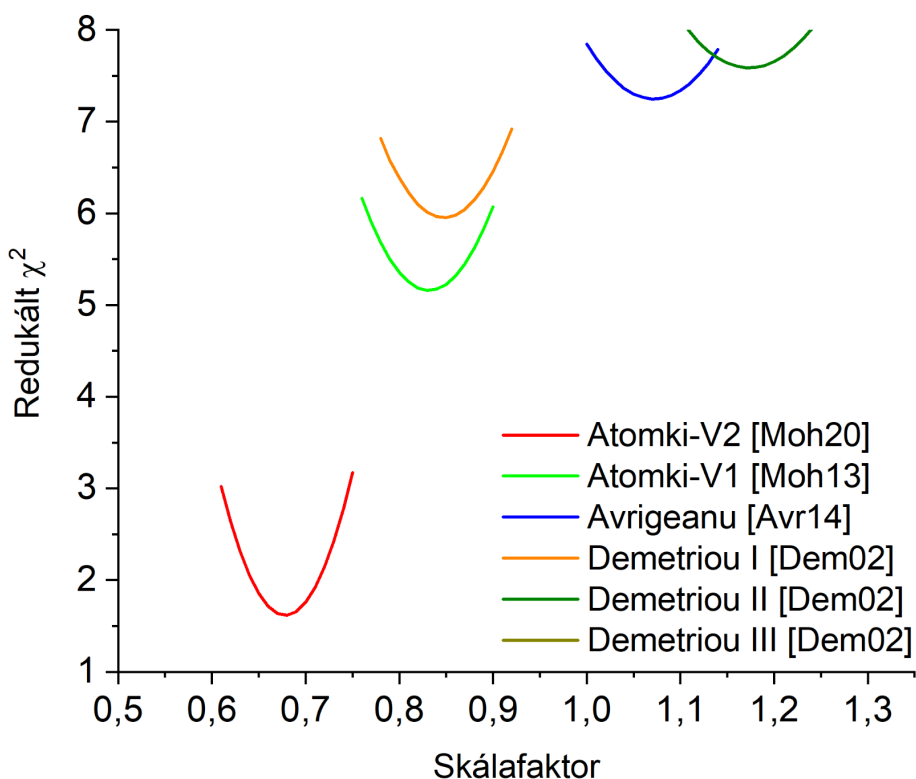


21. ábra A $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakció hatáskeresztmetszete. A mért adatokat (fekete négyzet) a korábbi irodalmi adatsorokkal (piros négyzet, illetve zöld háromszög), valamint a transzmissziós modell (piros folytonos vonal) jóslatával is összehasonlítottam. A mérés során számos pontot határoztam meg a Gamow-ablakon belül (szürke terület). Továbbá feltüntettem a Talys 1.6 kód Gamow-ablakra vonatkozó, öt eltérő α -OMP-t használó hatáskeresztmetszet jóslatait a jobb alsó sarokban.

Az eredményeket a rendelkezésre álló irodalmi adatokkal, a globális α -OMP paraméterekkel számolt jóslatokkal [Wat58, Dem02, Moh13, Avr14], illetve a transzmissziós modell [Moh20] jóslatával is összevettem, utóbbit piros folytonos vonal jelöli. A két legfrissebb kísérleti adatsor között, melyeket Hagiwara és mtsai., illetve Murata és mtsai. közöltek, 50 %-ot meghaladó eltérés látható. Továbbá a Pupillo és mtsai., valamint Murata és mtsai. eredményei jelentős energiabizonytalansággal terheltek, míg Chowdhury és mtsai. és Hagiwara és mtsai. a kapcsolódó publikációkban nem közölnek energia

bizonytalanságot. Az energiabizonytalanságok nagysága, vagy hiánya miatt a rendelkezésre álló irodalmi adatok nem alkalmasak asztrofizikai konklúzió levonására.

A 21. ábrán feltüntettem öt különböző globális α -OMP paraméterezéssel számolt hatáskeresztmetszet jóslatot a releváns energiatartományban. Egyértelműen látható, hogy a jóslatok egyike sem képes leírni a mért adatok energiafüggését, szemben a transzmissziós modell jóslatával. Ugyanakkor a transzmissziós modell kis mértékben felülbecsüli a kísérleti eredményeket. A modell az asztrofizikai szempontból releváns magreakciók hatáskeresztmetszet értékeit kettes faktoron belül képes reprodukálni [Moh20]. Megvizsgáltuk továbbá, hogy az elméleti modellek jóslatai renormalálással pontosíthatók-e. Ehhez az egyes elméleti jóslatokat skálafaktorokkal szoroztam és megvizsgáltam a görbék redukált χ^2 értékének változását. A kapott eredményeket a 22. ábra összegzi. Az ábrából látható, hogy míg a Talys kódban elérhető potenciálokkal legfeljebb $\chi^2_{\text{R}} \sim 5$ pontosság érhető el, addig a transzmissziós modell a kísérleti adatok lényegesen pontosabb leírását teszi lehetővé.

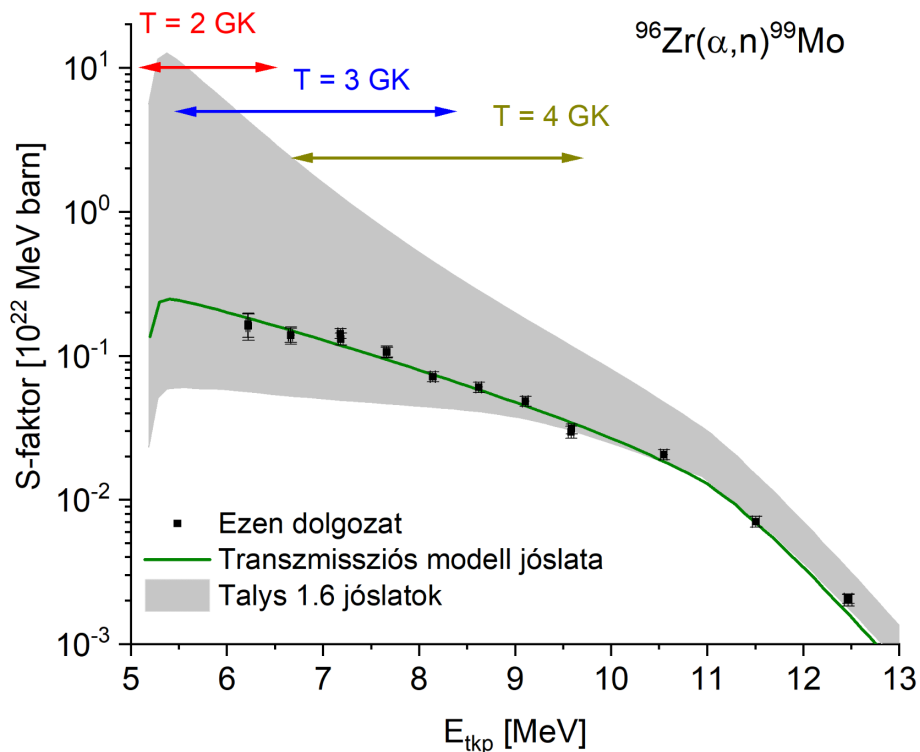


22. ábra A $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ reakció jóslat és kísérleti hatáskeresztmetszet adatok eltérése az alkalmazott skálafaktor függvényében. Minden elméleti jóslat esetén a minimális redukált χ^2 környezetét vizsgáltam. A vizsgált paraméterszettek közül az Atomki-V2 képes a legjobban megközelíteni a kísérleti adatokat.

Ahogy korábban említettem, a transzmissziós modell a Coulomb-gáton való áthaladás valószínűségét az ATOMKI-V1 α -OMP valós részének alkalmazásával határozza meg [Moh13, Moh20]. Az ATOMKI-V1 potenciál paraméterezése megkülönböztet mágikus és nem mágikus magokat. Előbbi esetben a potenciál valós részének térfogati integrálja $J_R = 371 \text{ MeV fm}^3$, utóbbi esetében $J_R = 342,4 \text{ MeV fm}^3$ mélységű. Tekintve, hogy a ^{96}Zr mag nem mágikus, így a hatáskeresztmetszet számításokat $J_R = 371 \text{ MeV fm}^3$ feltételezéssel végeztük el. Ugyanakkor a ^{96}Zr magon végzett rugalmas α -szórási kísérletek eredményei [Lah86, Lun95] olyan potenciállal írhatók le, mely valós részének térfogati integrálja $J_R \approx 350 \text{ MeV fm}^3$. Ez az érték

lényegesen közelebb esik a transzmissziós modell mágikus magok jellemzésére használt értékéhez. Ha ezen értékkel végezzük el a számítást, $\approx 20 - 30\%$ -kal alacsonyabb jóslott hatáskeresztmetszet értékeket kapunk. Így a renormálás részben magyarázható.

A renormált transzmissziós modell jóslatból meghatároztam a reakció asztrofizikai S-faktor értékeit az (3) egyenlet alapján, melyeket a 23. ábrán tüntettem fel. Ezt követően a $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakciósebességet a (4) és (5) egyenletek alapján, az I/1. fejezetben leírtaknak megfelelően határoztam meg. A második, illetve a harmadik tag 10% pontossággal ismert, az első taghoz pedig a transzmissziós modell bizonytalanságát rendeltem hozzá, ami 50% [Moh20]. Így a (4) és (5) egyenletek alapján — a teljes energiatartományra elvégezve az integrálást — a reakciósebesség bizonytalansága $\sim 30\%$. Az 6. táblázatban a kísérleti adatok alapján meghatározott, a következőkben a gyenge r-folyamat hálózatszámításokhoz felhasznált reakciósebesség értékeket sorolom fel.



23. ábra A $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakció jelen dolgozat keretein belül meghatározott S-faktor értékei (fekete négyzet). A kísérleti eredmények mellett a transzmissziós modell segítségével számolt S-faktor renormált értékeit is feltüntettem. A Talys kód eltérő α -OMP-kal számolt S-faktorok a szürke területen belül változnak. A nyílak a Gamow-ablakot szemléltetik T = 2 GK (5,1 MeV < E < 6,5 MeV), T = 3 GK (5,5 MeV < E < 8,4 MeV) és T = 4 GK (6,5 MeV < E < 9,6 MeV) hőmérsékleten.

6. táblázat A $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ reakciósebesség értékei.

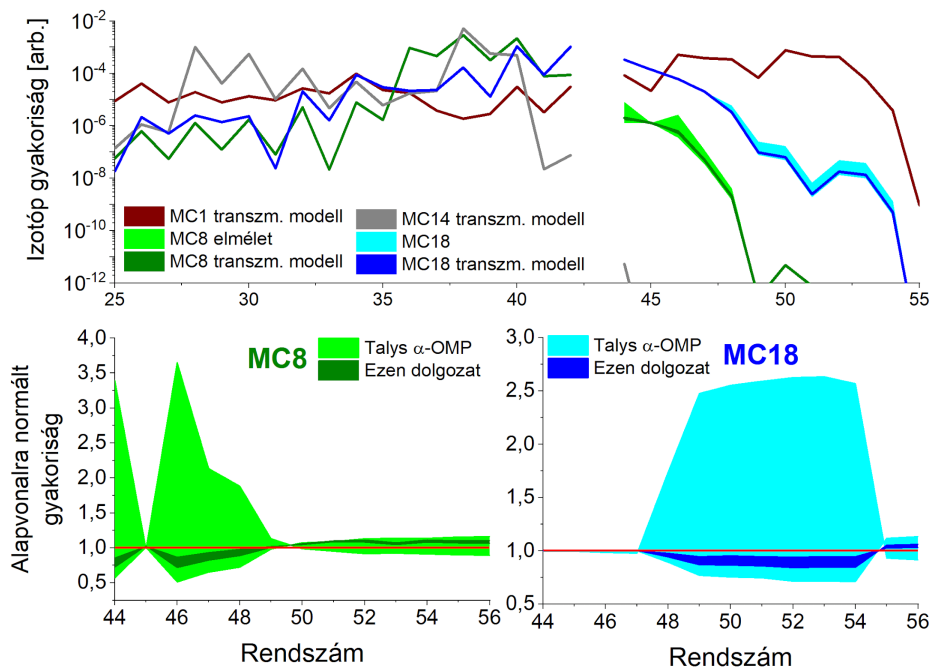
Hőmérséklet [GK]	Reakciósebesség [$\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{mol}$]
1,0	$2,09 \pm 0,63 \cdot 10^{-25}$
1,5	$1,36 \pm 0,41 \cdot 10^{-16}$
2,0	$5,44 \pm 1,63 \cdot 10^{-12}$
2,5	$5,01 \pm 1,50 \cdot 10^{-9}$
3,0	$7,11 \pm 2,13 \cdot 10^{-7}$
4,0	$7,03 \pm 2,11 \cdot 10^{-4}$
5,0	$4,44 \pm 1,33 \cdot 10^{-2}$

IV/4. Kísérleti eredmények asztrofizikai alkalmazása

Mivel egy tipikus gyenge r-folyamat hálózatban több ezer reakciót is figyelembe vesznek, melyek többsége instabil magokon játszódik le, kísérletileg meghatározott reakciósebességek nem állnak rendelkezésre. Az elméleti reakciósebességek valamely online adatbázisból származnak, mint a JINA REACLIB V2.0 [REA15] vagy a STARLIB [STA17]. Egy adott reakcióhálózatra gyakorolt hatása úgy ellenőrizhető, hogy a reakciósebességet tetszőleges faktorokkal változtatjuk meg, és megfigyeljük a végső izotópeloszlás eltérését a korrigálatlan reakciósebességből származó eredményektől. A gyenge r-folyamatot célzó hálózathoz [Bli20] szükséges reakciósebességek nagyrészt a JINA REACLIB V2.0 online adatbázisból származtak, melyben a folyamat szempontjából lényeges (α,n) reakciósebességek meghatározásához a Talys 1.6 kód jóslatait használtuák fel. A Talys 1.6 kód eltérő α -OMP-okkal számított S-faktorok, ahogy a 23. ábra is mutatja, közel két nagyságrend eltérést mutatnak a releváns energiatartományban.

Ezzel szemben a transzmissziós modell bizonytalansága 50 % [Moh20]. A hálózatszámítás bizonytalanságának csökkentése végett a reakciósebességet a Talys kód sztenderd potenciálja (Watanabe [Wat58])

mellett a transzmissziós modell jóslataiból is meghatároztuk. Eredményeink hatását megvizsgáltuk a gyenge r-folyamat során keletkező izotópeloszlások kialakulására is: ennek érdekében a reakcióhálózat-számítást újra elvégeztük mind a 17 trajektória esetén, melyben ezen reakció szerephez jut. A $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ reakció jellemzésére a kísérletileg meghatározott reakciósebességeket, a többi reakció esetén a sztenderd bemenő paramétereket használtuk. Szeretném kiemelni, hogy a több mint 900 reakció közül egyetlen egy magfizikai paraméterezését változtattuk meg. A 24. ábrán példaként négy tipikus trajektória alapján kapott izotópeloszlás látható. Az ábrán halvány sávok jelölik a Talys 1.6 sztenderd α -OMP-t használó izotóp gyakoriságokat. A sáv szélessége a reakció hatáskeresztmetszetének az eltérő α -OMP-ok használatából fakadó bizonytalanságát szemlélteti. Hasonlóan, a sötét vonal vastagsága a $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ reakció transzmissziós modell segítségével meghatározott reakciósebesség értékeinek figyelembevételével számított izotópgyakoriságokat mutatja. Az ábrázolt négy trajektória közül az MC1 neutrongazdag neutrínó-szél paraméterezéssel számolt izotópgyakoriságot ábrázol. Látható, hogy a $44 < Z < 52$ tartományon a függvény növekszik, tehát a folyamat ösvénye elkerüli a ^{96}Zr magot. Ezzel szemben az MC14 trajektória $Z = 40$ rendszámánál letörik, ami azt mutatja, hogy a folyamat során a neutronsűrűség nem elegendő, így ez a trajektória sem érinti a ^{96}Zr magot. A fennmaradó két trajektória az MC8, illetve MC18 esetén a folyamat érinti a $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ reakciót. Ekkor jól látható, hogy az optikai modellt használó Talys 1.6 jóslatok jelentősen eltérő izotópeloszlásokra vezetnek.



24. ábra Különböző trajektóriák alapján számított izotópgyakoriságok a rendszám függvényében. A halvány sávok a ${}^{96}\text{Zr}(\alpha, n){}^{99}\text{Mo}$ reakciósebesség tízszeresére növeléséből és tizedére csökkentéséből fakadó bizonytalanságokat jelöli. A sötét sávok az ATOMKI-V2 α -OMP segítségével meghatározott reakciósebesség bizonytalanságából adódnak, melynek értéke 30 %. Az alsó panelen az MC8 és MC18 trajektóriák alapvonalra normált izotópgyakoriságai láthatók.

A pontosabb szemléltetés kedvéért az ábra alsó felén az MC8, valamint MC18 trajektóriák javasolt izotópgyakoriságának pontossága látható felnagyítva a $44 < Z < 48$ rendszám tartományon. A világos sávok a sztenderd α -OMP-t használó izotópgyakoriság bizonytalanságát jelölik, míg a sötét sávok a transzmissziós modellen alapuló gyakoriságokat mutatják. A piros vízszintes vonal a sztenderd α -OMP-vel meghatározott gyakoriságokat, más néven alapvonalat jelöli. Látható, hogy az ATOMKI-V2 α -OMP jóslatait használó gyakoriságok ($Z = 45$ kivételével) az alapvonal alatt helyezkednek el. Tehát valamivel alacsonyabb ($\sim 10\%$), ugyanakkor lényegesen pontosabb nukleoszintézis hozamokat eredményez az adatainkkal elvégzett számítás.

Összefoglalva: kísérleti munkám során meghatároztam a $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ reakció hatáskeresztmetszetét vékonycéltárgy-technikával. A kísérlet során sikerült információt nyerni a reakció Gamow-ablakbeli viselkedéséről. Mérési eredményeim alapján meghatároztam az asztrofizikai reakciósebességet, melyekből az ATOMKI-V2 potenciál segítségével reakcióhálózat-számításokat végeztem. Kísérleti munkámnak köszönhetően sikerült a reakciósebesség bizonytalanságát egy nagyságrendről 30%-ra csökkenteni. Ezáltal az új, pontosabb reakciósebességek használatával a reakció hálózatszámításból lényegesen pontosabb izotópgyakoriság jóslatok nyerhetők.

V. A $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ hatáskeresztmetszet mérése vastagcél tárgy-aktivációs eljárással

Az Atomki-ben folyó, gyenge r-folyamat vizsgálatát célzó mérésorozat következő lépéseként megmértem a $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ reakció hatáskeresztmetszetét. Dolgozatom ezen tézispontja [Sze20a, Sze21] publikációkon alapul, melynek részleteit a következőkben tárgyalom.

V/1. Hozammérés és reakciósebesség meghatározás

Vastagcél tárgyról akkor beszélhetünk, ha a beérkező nyaláb megáll a cél tárgyban, vagyis a nyalábenergiához képest végtelen vastagnak tekinthető. Ekkor a reakció a beérkező nyalábenergia (E) és a reakció küszöbenergiája (E_k) között minden energián megvalósul. Ebből következően egy adott nyalábenergiához tartozó besugárzásban a mért vastagcél tárgy-hozam az alábbi egyenlet szerint függ a hatáskeresztmetszettől ($\sigma(E)$):

$$Y_{vc}(E) = \int_{E_k}^E \frac{\sigma(E')}{\epsilon_{eff}(E')} dE' \quad (13)$$

ahol $\epsilon_{eff}(E')$ az E' energiához tartozó effektív fékezőképesség. Egy elem adott izotópjára vonatkoztatott effektív fékezőképesség úgy határozható meg, hogy a természetes izotópösszetételű elem fékezőképességére vonatkozó értékét elosztjuk a vizsgált izotóp relatív gyakoriságával (hasonlóan [Gyü14, Szü18] munkákhoz). Két, nyalábenergiában szomszédos vastagcél tárgy-hozam különbségéből egy köztes E_{eff} effektív energiához tartozó hatáskeresztmetszet meghatározható az alábbi összefüggés alapján:

$$\sigma(E_{eff}) = \frac{[Y_{vc}(E_2) - Y_{vc}(E_1)] \cdot \overline{\epsilon}_{eff}(E_1; E_2)}{E_2 - E_1} \quad (14)$$

ahol $\overline{\epsilon}_{eff}(E_1; E_2)$ az E_1 és E_2 energiákhoz tartozó fékezőképesség átlaga. Az effektív energia a hozam függvény segítségével meghatározható. Ehhez a mért hozam értékekre exponenciális függvényt illesztettem, majd a két szomszédos besugárzási energiához tartozó hozamból meghatároztam a középértéket az alábbi összefüggés segítségével:

$$Y(E_{eff}) = \frac{Y_{vc}(E_1) + Y_{vc}(E_2)}{2} \quad (15)$$

Ezt követően a középérték és az illesztési paraméterek ismeretében az effektív energia meghatározható. A fentebb leírt eljárást követve a mért vastagcél-tárgy-hozamokból meghatározható a reakció gerjesztési függvénye, ami összehasonlítható az elméleti jóslatokkal.

V/2. Kísérleti részletek

Céltárgyként 0,5 mm vastag, nagy tisztaságú (99,95 %), természetes izotópösszetételű molibdén korongokat használtam. A minták nem igényeltek speciális előkészítést, mindössze a méretre vágás közben lerakódott felületi szennyeződésekkel kellett eltávolítani. Ehhez először polírpapíros csiszolást alkalmaztam, amelyet egy acetonos áztatás követett. Ezt követően a minták készen álltak a besugárzásra.

A besugárzások $7,0 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 13,0 \text{ MeV}$ közötti energiákon valósultak meg $\Delta E_\alpha = 0,5 \text{ MeV}$ és $\Delta E_\alpha = 0,25 - 0,30 \text{ MeV}$ lépésközzel. A meredeken csökkenő hatáskeresztmetszet miatt $E_\alpha > 11,0 \text{ MeV}$ nyalábenergiákon jellemzően $\Delta E_\alpha = 0,5 \text{ MeV}$ lépésközt alkalmaztam, míg ennél kisebb energiákon $\Delta E_\alpha = 0,25 - 0,30 \text{ MeV}$ a jellemző energia differencia. A hatáskeresztmetszet két szomszédos vastagcél-tárgy-hozam különbségéből határozható meg. Ekkor a különbség bizonytalansága az egyes tagok bizonytalanságának kvadrátikus összegéből tevődik össze. Ha két hasonló nagyságú számot vonunk ki egymásból, akkor a különbség bizonytalansága kiugróan nagy lehet. Ennek elkerülésére az egymást követő besugárzások energiáját úgy optimalizáltam, hogy az

egy γ -csúcsokban detektált beütések száma megközelítőleg egy kettes faktorialisra különbözik. A detektált beütések száma azonban erősen függ a besugárzás hosszától, a nyalábáramtól, valamint a detektálás időtartamától is. Munkám során ellenőriztem a ^{103}Ru felezési idejét, ami hibán belül megegyezett a legfrissebb irodalmi értékkel [Sze20b]¹¹.

A besugárzások hossza $t_b = 30$ perc és $t_b = 2,01$ nap között változott. A bejövő részecskeszám precíz meghatározásához az áram értékét percenként mentettem egy MCA segítségével. Alapharmonikus energiákon ($E_\alpha \geq 10,0$ MeV) a nyalábáram jellemzően $I_\alpha = 1 - 2$ μA közötti értéket vett fel, míg harmadik harmonikus üzemmódban $I_\alpha = 300 - 600$ nA között változott. Tipikus nyalábprofil ábrák láthatók a III/3. fejezet 12. ábráján, valamint a 2018-ban megrendezett EuNPC konferencián bemutatott előadásom alapján készült proceedings-ben [Sze19a].

A mérés következő lépése a besugárzás során keletkezett ^{103}Ru magok számának meghatározása. Ehhez a radioaktív mintát elszállítottam a detektálás helyszínéül szolgáló detektor laborba, ahol megkezdődött az aktivitásmérés. A ^{103}Ru β -bomlását két megfelelő intenzitású γ -átmenet is kíséri, ami lehetőséget biztosított az aktivációs módszer alkalmazásához. A kis intenzitású $E_\gamma = 610,33$ keV átmenet közelében, a detektor feloldásán belül található egy $E_\gamma = 609,32$ keV energiájú háttércsúcs, amely a ^{214}Bi β -bomlásából származik. Ezen háttércsúcs járuléka a kis energiájú besugárzásokban készített minták esetén összemérhető a $E_\gamma = 610,33$ keV átmenet hozamával. Mivel alacsony energiájú besugárzás esetén a háttér átmenet korrekciója jelentős bizonytalanságot eredményezne a hozam meghatározásánál, így a vastagcélanyag-hozam meghatározást a $E_\gamma = 497,09$ keV energiájú γ -csúcsra alapoztam. Az aktivitásméréséhez a III/4. fejezetben bemutatott DET1 és DET2 detektorokat használtam. Az $E_\alpha \geq 10$ MeV energiájú besugárzásokban készített minták aktivitása kellően nagy volt ahhoz, hogy a DET1 detektor legtávolabbi mérési geometriájában - 21 cm minta-detektor távolság,

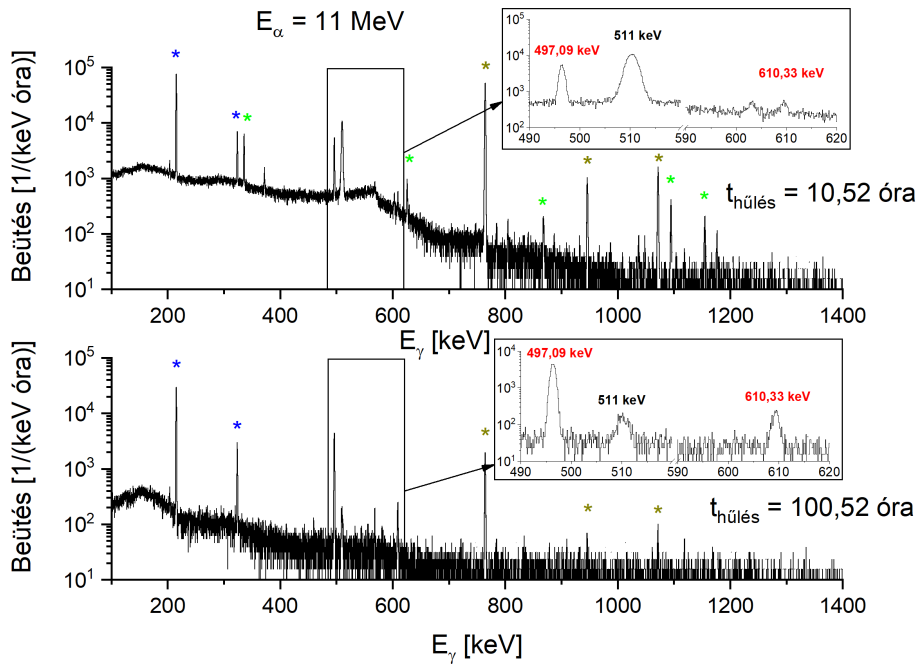
¹¹Ezen publikáció a ^{95}Ru és ^{95}Tc magok felezési idejének meghatározását taglalja, melyre ÚNKP pályázatomban épült, így ezt a publikációt a dolgozatomban tézispontjai között nem használom fel.

későbbiekben “távoli geometria” - végezzem el az aktivitásmérést. Az $7,0 \text{ MeV} < E_\alpha < 9,5 \text{ MeV}$ tartományba eső minták aktivitását szintén a DET1 detektorral mértem, azonban a hatáskeresztmetszet csökkenéséből fakadó hozamvesztés miatt egy közeli geometriát (5 cm minta-detektor távolság) alkalmaztam. A $E_\alpha = 7,0 \text{ MeV}$, illetve a $E_\alpha = 7,3 \text{ MeV}$ energiájú α -nyalábbal besugárzott minták aktivitása olyan alacsony volt, hogy szükségessé tette a DET2 detektor alkalmazását 1 cm-es minta-detektor távolság mellett. A detektálási hatásfokot mindkét detektor esetén távoli geometriában mértem meg (DET2 esetén 27 cm minta-detektor távolság), majd a IV/2. fejezetben leírtak szerint határoztam meg a közeli geometriát jellemző hatásfok értéket.

A minták aktivitásának meghatározásához a γ -spektrumokat a gyűjtési idő alatt adott időközönként mentettem a felezési idő ellenőrzése, valamint a technikai okokból eredő (áramszünet, eszköz meghibásodása stb.) adatvesztés megelőzése érdekében. Az egyes spektrumok gyűjtési idejét $t_{gy}(i) = 1$ órának választottam. A hűlési idő értékét $E_\alpha > 9,39 \text{ MeV}$ energiájú besugárzások esetén $t_h \approx 10$ órának választottam, ezzel elkerülve a magasabb nyalábenergiából fakadó rövid felezési idejű nyalábindukált háttérrel. A $E_\alpha < 9,39 \text{ MeV}$ energiájú besugárzások esetén a hűlési idő jellemzően $t_h = 0,42$ óra és $t_h = 1,00$ óra között változott. A $E_\alpha = 13 \text{ MeV}$ energiájú besugárzás esetén a minta aktivitásából fakadó nagy holtidő kiküszöbölésére a hűlési időt $t_h = 12,57$ órának választottam. A teljes gyűjtési idő aktivitástól függően $2,56 \text{ óra} < t_{gy} < 2,07$ hónap közötti tartományon változott.

A 25. ábrán két tipikus γ -spektrum látható. A spektrumokat a $E_\alpha = 11 \text{ MeV}$ energiájú besugárzást követően $t_h = 11,52$ óra és $t_h = 100,52$ óra hűlési idő elteltével mentettem. A felnagyított ábrarészletekben piros színnel jelöltem a ^{103}Ru bomlását kísérő γ -csúcsokat, illetve feketével az $E_\gamma = 511 \text{ keV}$ annihilációs csúcsot. A besugárzáshoz használt természetes izotóp összetételű molibdén mintákban található ^{92}Mo és ^{94}Mo magokon szintén megvalósul (α, n) reakció, melyekben ^{95}Ru , leánymagja ^{95}Tc valamint ^{97}Ru magok keletkeznek. Ezen izotópok β -bomlásából származó átmeneteket rendre zöld, sötét sárga és kék csillagok jelzik. Ezt követően a csúcsterületeket a III/4. fejezetben ismertetett módon határoztam meg.

A vastagcél tárgy-hozam meghatározáshoz a csúcsterületeket először korigáltam a holtidőből fakadó veszteségre, valamint a (9) képletben található besugárzási-, hűlési- és gyűjtési idő faktorokra. Az átmenet relatív intenzitásának és a detektálási hatások ismeretében meghatároztam a besugárzás során létrejött magok számát.



25. ábra A $E_\alpha = 11,0 \text{ MeV}$ energiával besugárzott molibdén minta DET1 detektorral, távoli geometriában gyűjtött γ -spektrumok. Mivel a besugárzáshoz természetes izotóp összetételű molibdént használtam, a spektrumban a ^{103}Ru mag (piros) átmenetein kívül megjelennek a ^{97}Ru mag (kék csillagok), a ^{95}Ru (zöld csillagok) mag, valamint a ^{95}Ru mag β -bomlása során keletkező ^{95}Tc mag (sötétsárga) átmenetei is.

V/3. Mérési eredményeim

A besugárzás során keletkezett ^{103}Ru magszám és a bejövő nyaláb részecskék arányából az adott labor energiához tartozó Y_{vc} meghatározható. A 7. táblázatban összesítettem a $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ reakció vizsgálata során meghatározott Y_{vc} értékeket. Azokban az esetekben, ahol

egy energiához több Y_{vc} is tartozott, az eredmény a különböző mérésekből meghatározott értékek statisztikus bizonytalansággal súlyozott átlagából származott. A statisztikus bizonytalanság a legkisebb hozam esetén sem haladja meg a 8,71 %-ot. A kapott vastagcél tárgy-hozamokból a (14) egyenletet alkalmazva meghatároztam a hatáskeresztmetszet értékeket.

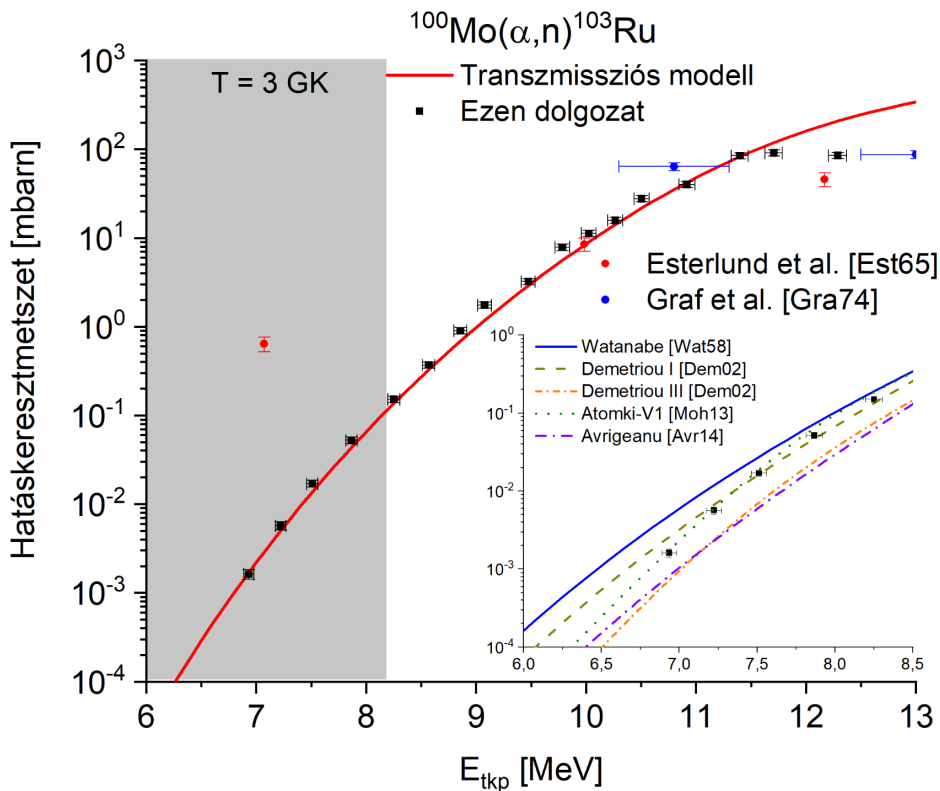
7. táblázat A mérés során meghatározott vastagcél tárgy-hozamok és statisztikus bizonytalanságok. A csillagozott energiák esetén több besugárzást végeztem. Ekkor a feltüntetett eredmény az egyes értékek statisztikus bizonytalansággal súlyozott átlagából származott.

E_{lab} [MeV]	E_{tkp} [MeV]	Y_{vc} [reakció/beeső r.ke]	ΔY_{vc} [reakció/beeső r.ke]	$\Delta Y_{\text{vc}}/Y_{\text{vc}}$ [%]
13,00*	12,50	$4,58 \cdot 10^{-7}$	$4,28 \cdot 10^{-9}$	0,93
12,25	11,78	$2,77 \cdot 10^{-7}$	$3,38 \cdot 10^{-9}$	2,61
12,00	11,54	$2,14 \cdot 10^{-7}$	$2,83 \cdot 10^{-9}$	1,32
11,50*	11,06	$9,90 \cdot 10^{-8}$	$1,35 \cdot 10^{-9}$	1,36
11,00	10,58	$4,58 \cdot 10^{-8}$	$6,07 \cdot 10^{-10}$	1,33
10,75	10,34	$2,79 \cdot 10^{-8}$	$1,36 \cdot 10^{-9}$	4,87
10,50	10,10	$1,68 \cdot 10^{-8}$	$2,23 \cdot 10^{-10}$	1,33
10,25*	9,86	$1,03 \cdot 10^{-8}$	$1,52 \cdot 10^{-10}$	1,48
10,00	9,61	$5,82 \cdot 10^{-9}$	$1,24 \cdot 10^{-10}$	2,13
9,50	9,13	$1,79 \cdot 10^{-9}$	$2,27 \cdot 10^{-11}$	1,27
9,30	8,94	$1,08 \cdot 10^{-9}$	$1,70 \cdot 10^{-11}$	1,57
9,00	8,65	$4,51 \cdot 10^{-10}$	$7,05 \cdot 10^{-12}$	1,56
8,70	8,36	$1,97 \cdot 10^{-10}$	$5,56 \cdot 10^{-12}$	2,28
8,30	7,98	$6,14 \cdot 10^{-11}$	$1,61 \cdot 10^{-12}$	2,62
7,90	7,60	$1,58 \cdot 10^{-11}$	$6,70 \cdot 10^{-13}$	4,24
7,60*	7,31	$4,98 \cdot 10^{-12}$	$4,34 \cdot 10^{-13}$	8,71
7,30	7,02	$1,45 \cdot 10^{-12}$	$9,51 \cdot 10^{-14}$	6,56
7,00*	6,73	$4,70 \cdot 10^{-13}$	$3,17 \cdot 10^{-14}$	6,74

Kísérleti hatáskeresztmetszet eredményeimet a 26. ábrán elméleti jóslatokkal, illetve a rendelkezésre álló irodalmi adatokkal is összevettem. Az Esterlund és mtsai által közölt legkisebb energiájú érték közel két nagyságrenddel nagyobb hatáskeresztmetszetet jósol, mint az általam meghatározott értékek (vagy a vizsgált elméleti jóslatok bármelyike). Fontos megjegyezni, hogy Esterlund és mtsai a $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ reakciót stacked-foil céltárgyakkal vizsgálták. A módszer jellemzője, hogy a kezdeti nagyenergiájú nyaláb az egyes fóliákon áthaladva az energiaveszteség szenved, ami a kis energiájú pontok esetén jelentős nyaláberergia-bizonytalanságot eredményez. Azonban a szerzők a kapcsolódó publikációban nem közölnek energia-bizonytalanságot, így így amennyiben a mérés során pontatlanul határozták meg az energiaveszteséget, az magyarázhatja a vizsgált hatáskeresztmetszet értékek eltérését.

Esterlund és mtsai, valamint Graf és mtsai a $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ reakció mellett a $^{92}\text{Mo}(\alpha,n)^{95}\text{Ru}$ reakció hatáskeresztmetszetére vonatkozó eredményeket is publikáltak, így adataik megbízhatósága indirekt módon ellenőrizhető. 2008-ban Rapp és mtsai [Rap08] is megmérték a $^{92}\text{Mo}(\alpha,n)^{95}\text{Ru}$ reakció hatáskeresztmetszetét asztrofizikai energiákon is egészen a reakció küszöbenergiájáig. Az új, “modernebb” adatsorral történő összevetéséből kiderül, hogy az Esterlund és mtsai által mért legalacsonyabb energiájú (~9 MeV) hatáskeresztmetszet érték közel háromszor nagyobb, mint Rapp és mtsai által mért hatáskeresztmetszet érték.

Mivel a $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ reakció vizsgálatához természetes izotópösszetételű molibdén céltárgyakat használtunk, így nekünk is lehetőségünk nyílt meghatározni $^{92}\text{Mo}(\alpha,n)^{95}\text{Ru}$ reakció hatáskeresztmetszetét (kapcsolódó publikáció folyamatban van). Az általunk meghatározott előzetes $^{92}\text{Mo}(\alpha,n)^{95}\text{Ru}$ hatáskeresztmetszet értékek bizonytalanságon belül megegyeznek Rapp és mtsai által közölt értékekkel, ami megerősíti, hogy Esterlund és mtsai munkája esetén vagy a kölcsönhatási energia, vagy az abszolút hatáskeresztmetszet értékek hibásak.



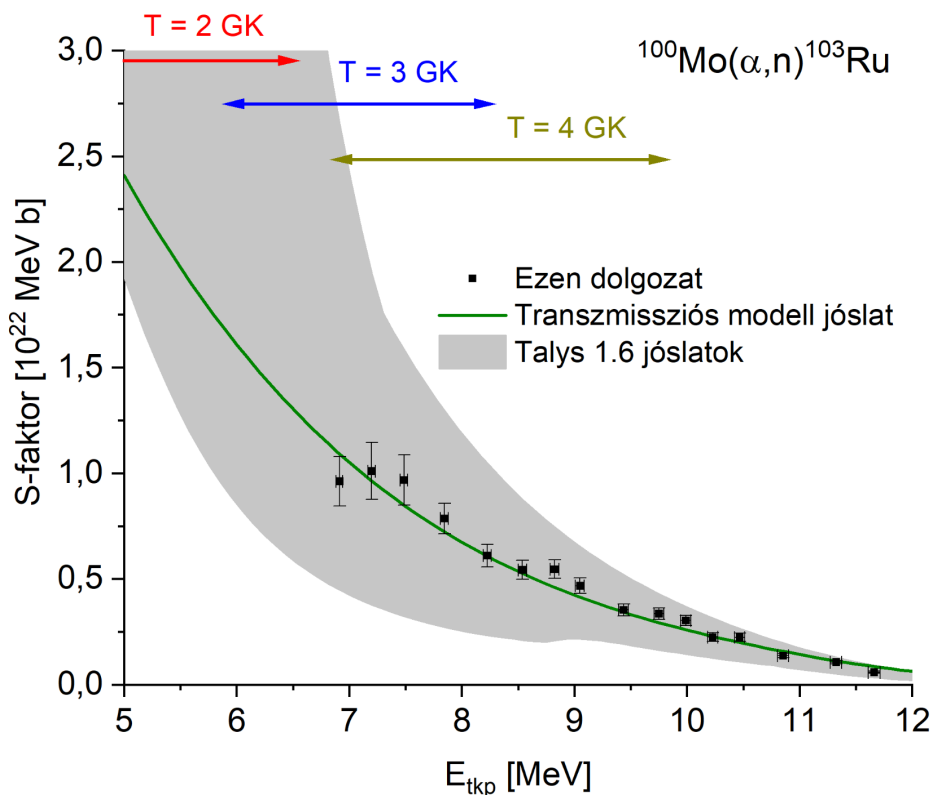
26. ábra A $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ reakció hatáskeresztmetszet mérési eredményei az α -nyaláb energiájának függvényében. A mérési eredményeket (fekete négyzet) a transzmissziós modell (piros folytonos vonal) jóslataival is összehasonlítottam. Emellett a jobb alsó ábrarészletben a Talys 1.6 kód jóslatait is feltüntettem öt különböző α -OMP használata mellett.

A hatáskeresztmetszet pontokhoz tartozó effektív energiát a hozam-energia függvényből határoztam meg a (15) összefüggés segítségével. Ehhez a mért hozamok logaritmusát egy exponenciális függvényvel illeszttem. Az illesztett értékekből a (15) egyenlet alapján az effektív energiához tartozó hozam meghatározható, melyből az illesztési paraméterek segítségével az effektív energia visszakapható. Az így kapott $\sigma(E_{eff})$ gerjesztési függvényből az S-faktor az (5) összefüggésből meghatározható, melyeket a 27. ábrán fekete négyzetekkel jelöltem. Ezt követően az adatok kezelése a IV/3. fejezetben ismertetett módon történt. A $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ reakció esetén is a

reakciósebesség második, illetve harmadik tagja 10% pontossággal ismert, az első taghoz pedig a transzmissziós modell bizonytalanságát rendeltem hozzá, ami 50 % [Moh20]. A reakciósebesség teljes bizonytalansága — a $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ reakcióval megegyező módon — ~ 30 %. A 27. ábrán az eredményeimet a transzmissziós modell segítségével meghatározott S-faktor értékekkel is összehasonlítottam. A szürke sáv a Talys kód eltérő α -OMP-kal számolt legkisebb és legnagyobb hatáskeresztmetszetek által lefedett tartományt szemlélteti.

8. táblázat A $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ reakció hatáskeresztmetszet eredményeket terhelő bizonytalanság. Az egyes bizonytalanságok jelölését és összetevőit részletesen kifejttem a 4. táblázatban.

Bizonytalanságok	
Statisztikus bizonytalanság	$\leq 8,71 \%$
Detektor hatások bizonytalanság	5,00 %
<i>Forrás aktivitás bizonytalanság</i>	$\leq 2,00 \%$
<i>Statisztikus bizonytalanság</i>	$\leq 1,39 \%$
<i>Illesztési paraméterek bizonytalanság</i>	4,00 %
<i>Közel-távol faktor bizonytalanság</i>	$\leq 2,00 \%$
Kölcsönhatási energia	2,51 %
<i>Nyaláb-energiabizonytalanság</i>	0,30 %
<i>Fékezőképesség bizonytalanság</i>	2,40 %
<i>Effektív energia bizonytalanság</i>	0,67 %
Árammérés bizonytalanság	3,00 %
β-bomlási paraméterek bizonytalanság	$\leq 1,32 \%$
<i>Relatív intenzitás bizonytalanság</i>	$\leq 1,32 \%$
<i>Felezési idő bizonytalanság</i>	$\leq 0,03 \%$



27. ábra A $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ reakció jelen dolgozat keretein belül meghatározott S-faktor értékei (fekete négyzet). Az ábrán zöld folytonos vonal jelöli a transzmissziós modell 1.21 értékkel renormált S-faktor jóslatait. A szürke területen belül változnak a Talys kód eltérő α -OMP-kal számolt S-faktor értékek. A Gamow-ablakot nyilakkal jelöltem $T = 2$ GK ($4,7 \text{ MeV} < E < 6,5 \text{ MeV}$), $T = 3$ GK ($5,9 \text{ MeV} < E < 8,4 \text{ MeV}$) és $T = 4$ GK ($6,9 \text{ MeV} < E < 9,9 \text{ MeV}$) hőmérsékleten.

V/4. Asztrofizikai és magfizikai konklúzió

A $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ reakció esetén is megvizsgáltam, hogy az új kísérleti eredmények hogyan befolyásolják a gyenge r-folyamat során keletkező magok jóslott gyakoriságát. Hasonlóan a $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakció vizsgálatához, eredményeimet elsőként az optikai¹², illetve a transzmissziós modell hatáskeresztmetszet jóslataival hasonlítottam

¹² Az optikai modell hatáskeresztmetszet jóslatait számos különböző α -OMP alkalmazásával is meghatároztam.

össze. Míg a transzmissziós modell jóslata szinte tökéletesen reprodukálja az új adatok energiafüggését, addig a többi számítás eredménye csökkenő energiánál egyre különböző hatáskeresztmetszet jóslatot szolgáltat. Ennek megfelelően a 27. ábrán szürke sávozott tartomány jelöli a különböző potenciálokkal számolt optikai modell által jósolt S-faktor értékek varianciáját¹³.

Az új kísérleti adatok gyenge r-folyamat számításban való alkalmazása előtt megvizsgáltam, hogy a transzmissziós modell jóslatai és a kísérleti adatok közötti egyezés növelhető-e. Azt találtam, hogy a transzmissziós modell jóslatokat 1,21 értékkel megszorozva a kísérleti adatok $\chi_R^2 < 2$ pontossággal leírhatók, továbbá az egyes jósolt és mért pontok eltérése átlagosan 10%. A továbbiakban ezen renormált hatáskeresztmetszet jóslatot fogom használni a reakciósebesség meghatározásához. Mindezek előtt azonban szeretnék kitérni az adatok és a transzmissziós modell jóslatok ~ 20 %-os eltérésének lehetséges okaira.

Ahogy a I/4. fejezetben kifejtettem, az ATOMKI-V1 paraméterezése esetén a töltéseloszlás ismerete szükséges. Azonban a ¹⁰⁰Mo mag esetén a szakirodalomban számos különböző töltéseloszlás található, melyek eltérő alakú és mélységű magpotenciált - és ebből kifolyólag hatáskeresztmetszet értékeket - eredményeznek. Mi a számításainkat, a reprodukálhatóság érdekében minden esetben a Talys 1.6 adatbázisában található értékekkel végeztük el. Esetemben a töltéssűrűség, azaz a protonok sűrűségének négyzetes középértéke $r_p = 4,373$ fm, míg a széleskörűen használt deVries adatbázisban $r_p = 4,430$ fm szerepel. Ezen eltérés eredményezheti a számolt hatáskeresztmetszet 20 % eltérését a mért adatoktól. Szeretném azonban hangsúlyozni:

- a hatáskeresztmetszet bizonytalanságát az eddigi egy nagyságrendet meghaladó értékről ~ 30 %-ra csökkentettük
- radioaktív magok esetén a töltéseloszlás igen bizonytalanul ismert

¹³ Ezen jóslatok esetén a redukált χ^2 értéke — még az illesztési paraméterek renormálása mellett is — meghaladja a $C = 3$ értéket.

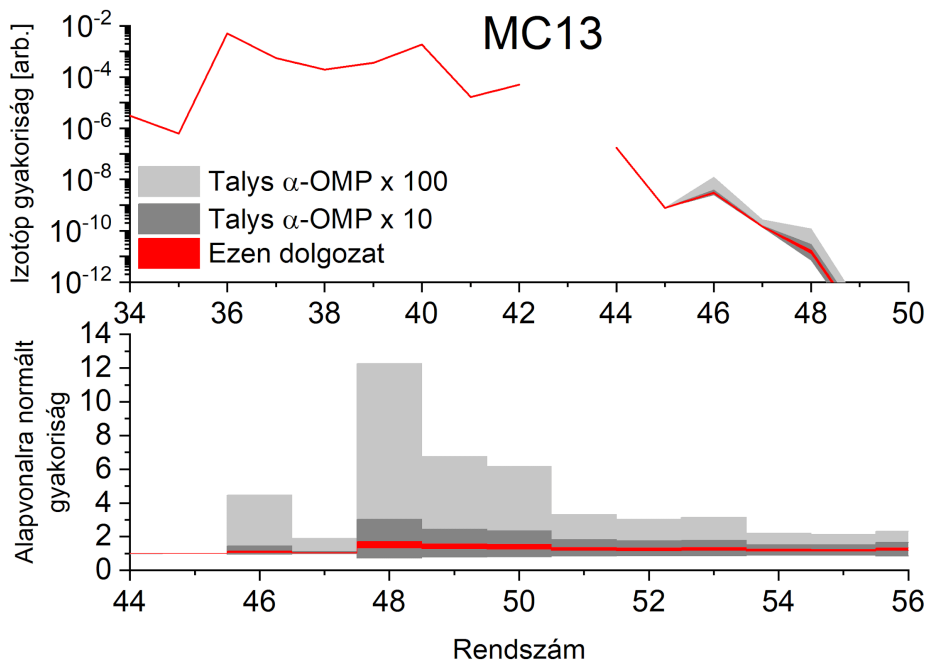
Ezen okok miatt a jelenlegi asztrofizikai számításokhoz a $\sim 30\%$ hatáskeresztmetszet bizonytalanság megfelelő. Ezért ezen modell segítségével meghatározott és a 9. táblázatban felsorolt reakciósebesség értékeket használjuk a gyenge r-folyamat hálózatszámításban.

9. táblázat A $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ reakciósebesség értékei.

Hőmérséklet [GK]	Reakciósebesség [$\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{mol}$]
1,0	$1,04 \pm 0,31 \cdot 10^{-24}$
1,5	$1,12 \pm 0,34 \cdot 10^{-16}$
2,0	$2,65 \pm 0,80 \cdot 10^{-12}$
2,5	$2,40 \pm 0,72 \cdot 10^{-9}$
3,0	$4,23 \pm 1,27 \cdot 10^{-7}$
4,0	$6,98 \pm 2,09 \cdot 10^{-4}$
5,0	$8,11 \pm 2,43 \cdot 10^{-2}$

A $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ reakciónál kivitelezett számításhoz hasonlóan a közel ezer reakciót tartalmazó hálózat esetén most is csak a $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ reakciósebességet változtattuk. Az eredményül kapott gyakoriságokat és azok bizonytalanságát piros sáv jelöli a 28. ábrán. Továbbá feltüntettem a korábbi számításokban használt adatbázisból származó reakciósebesség értékeket tízszeres, illetve százszoros bizonytalansággal. Az ábrán jól látható, hogy - a $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ mérés eredményeivel összhangban - a nukleoszintézis hozam igen megbízhatóan ismert. Továbbá a hálózatszámítás magfizikai eredetű bizonytalanságát meghatározó mértékben csökkentettem. Részben független kísérleti eljárással megerősítettem a transzmissziós modell alkalmazhatóságát és pontosságát. Ennek megfelelően a teljes gyenge r-folyamat hálózatszámítás újrafuttatása folyamatban van. Asztrofizikai szempontból azonban már most kijelenthetem, hogy az általam kivitelezett két mérés

azt jelzi, hogy a nukleoszintézis hozamok az $A \sim 100$ tartományon meredeken csökkennek.



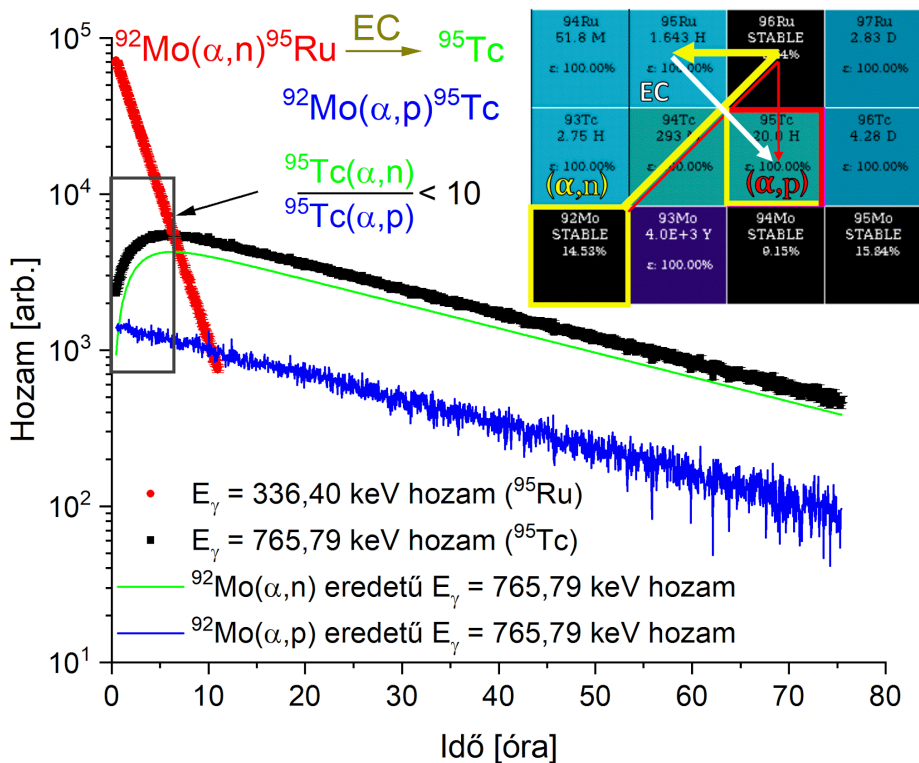
28. ábra Az MC13 trajektóriához tartozó izotópgyakoriságok. A világos és sötét szürke sávok a $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ reakciósebesség százszoros, illetve tízszeres bizonytalansági faktorokhoz tartozó bizonytalanságok. Ezzel szemben a piros sáv a kísérleti bizonytalanság, ami 30%. Látható, hogy a $Z > 45$ tartományon a számolt izotópgyakoriságok bizonytalanságát nagy mértékben sikerült csökkenteni.

Összefoglalva: munkám során sikerült asztrofizikailag releváns energiatarományon meghatározni a $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ reakció hatáskeresztmetszetét vastagcél-tárgy-hozammérés révén. Kísérleti eredményeimet az optikai modell, valamint a transzmissziós modell jóslataival is összevettem. Az összehasonlításból megállapítható, hogy a kísérleti pontokra normált transzmissziós modell jóslat bizonytalansága jelentősen kisebb, mint a különböző α -OMP-okból adódó eltérés. Munkámnak köszönhetően a transzmisszió modell megbízható alkalmazása újabb megerősítést nyert.

V/5. Kitekintés

Az α -indukált magreakciók vizsgálatához természetes izotóp összetételű molibdén céltárgyakat használtam. Így a $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ reakció mellett a mintában található ^{92}Mo és ^{94}Mo magokon szintén lejátszódnak α -indukált reakciók. A ^{92}Mo esetén mind a $^{92}\text{Mo}(\alpha,n)^{95}\text{Ru}$, mind a $^{92}\text{Mo}(\alpha,p)^{95}\text{Tc}$ csatorna nyitva van, azonban az (α,n) reakció hatáskeresztmetszete általánosságban egy nagyságrenddel nagyobb, mint az (α,p) reakció esetén. Továbbá a $^{92}\text{Mo}(\alpha,n)$ reakcióban keletkező ^{95}Ru elektronbefogással, $t_{1/2} = 1,68$ óra felezési idővel szintén ^{95}Tc magra bomlik. Ezek következtében a besugárzás során keletkezett (α,n) eredetű ^{95}Tc mennyisége lényegesen meghaladja az (α,p) eredetű ^{95}Tc magok számát. Ilyen esetekben korábban az (α,p) reakciók hatáskeresztmetszetét csak az (α,n) küszöbenergia alatt mérték meg (például [Gyü06]).

Amennyiben kellően rövid a besugárzási és a hűlési idő, a két reakciócsatornából származó technécium hozamok aránya kedvezőbb, ami lehetővé teszi az (α,p) hatáskeresztmetszet meghatározását az (α,n) küszöb feletti energiákon. Ehhez olyan hosszú besugárzási idő szükséges, amely alatt a keletkező és bomló ^{95}Ru magok között nem tud egyensúly beállni. Ennek érdekében félórás besugárzásokat végeztem, melyek aktivitását a lehető legrövidebb hűlési idő mellett (~ 20 perc) meghatároztam. Előzetes eredményeimet a 29. ábra mutatja be. A fekete négyzetek jelölik a mért $E_\gamma = 765,79$ keV ^{95}Tc hozamot, míg a piros pontok a ^{95}Ru hozamokat mutatják. A zöld görbe jelöli a ^{95}Ru bomlásából származó ^{95}Tc hozamát, melyet a Bateman egyenlet [Bat10] segítségével határoztam meg. A fekete és a zöld görbe különbségéből meghatározható a tisztán (α,p) eredetű ^{95}Tc hozam. A rövid hűlési idő azért lényeges, mert ^{95}Tc hozam felfutó ága (szürke téglalap) hordozza az (α,n) eredetű hozamra vonatkozó információt.



29. ábra A $^{92}\text{Mo}(\alpha, p)$ hatáskeresztmetszet mérés analízis sematikus ábrája. A fekete négyzetek a ^{95}Tc β -bomlását követően mért γ -hozamokat jelölik. Ez két komponensből tevődik össze: a $^{92}\text{Mo}(\alpha, n)$ reakcióban keletkező ^{95}Ru (piros pontok) β -bomlásából származó (zöld folytonos vonal), valamint a besugárzás során $^{92}\text{Mo}(\alpha, p)$ csatornából keletkező ^{95}Tc hozamából (kék folytonos vonal). A zöld görbe az $^{92}\text{Mo}(\alpha, n)^{95}\text{Ru}$ hatáskeresztmetszet, illetve a ^{95}Ru radioaktív tulajdonságaiból (felezési idő, γ -intenzitás stb.) a Bateman egyenlet segítségével meghatározható. A fekete pontok és a zöld görbe különbségéből meghatározható

Előzetes méréseimre alapozva az adatok analízise folyamatban van. A méréssel kapcsolatos technikai részleteket a [Sze19b] publikáció tartalmazza. A felvázolt mérési technika tökéletesítésével lehetőségünk nyílik kísérleti $^{92}\text{Mo}(\alpha, n)$ és $^{94}\text{Mo}(\alpha, n)$ reakciók mellett a $^{92}\text{Mo}(\alpha, p)$ reakció hatáskeresztmetszetének meghatározására is széles energiatartományban (kapcsolódó kézirat előkészítés alatt áll).

VI. A ^{125}Cs és ^{125}Xe magok felezési idejének meghatározása γ -spektroszkópiával

A vasnál nehezebb elemek és izotópjaik többsége az s- és r-folyamatok révén keletkeznek. Azonban, a stabilitási völgy protongazdag oldalán található, úgynevezett p-magok, nem jöhettek létre neutronbefogási reakciók révén. Jelenlegi tudásunk szerint ezen magok többsége az asztrofizikai γ -folyamatban keletkezik fotodezintegráció révén. A folyamat ösvénye a korábban s- és r-folyamatban keletkezett nehéz izotópokról indulva (γ, n) reakciók révén eltávolodik a stabilitási völgytől. A neutronseparációs energia növekedésével a (γ, p) és (γ, α) reakciók szerepe növekszik, melyek révén kialakulhatnak a p-magok.

A folyamat modellezéséhez szükséges elméleti modellekhez nélkülözhetetlen a (γ, p) és (γ, α) reakciók hatáskeresztmetszetének kísérleti ismerete. Azonban nagy intenzitású, monoenergiás γ -források készítése technikailag komoly kihívást jelent. Továbbá elméleti megfontolások miatt [Kis08] a gyakorlatban az inverz reakciókat, azaz (α, γ) és (p, γ) reakciókat vizsgálják, majd a részletes egyensúly elvét alkalmazva meghatározzák az eredeti reakció hatáskeresztmetszetét.

Az Atomki-ben a γ -folyamat vizsgálatát célzó mérésorozat részeként a $^{124}\text{Xe}(p, \gamma)^{125}\text{Cs}$ reakció aktivációs módszerrel történő hatáskeresztmetszet mérése folyamatban van. Az aktivációs módszer esetén a mért hatáskeresztmetszet bizonytalanságát erősen befolyásolja a reakciótermék bomlási paramétereinek, elsősorban a felezési idejének bizonytalansága. A hatáskeresztmetszet bizonytalanságának csökkentése érdekében meghatároztam a $^{124}\text{Xe}(p, \gamma)$ reakcióban keletkező ^{125}Cs mag és leánymagjának, a ^{125}Xe mag, felezési idejét γ -spektroszkópiával. Jelen tézispont alapjául a [Sze19c] publikáció szolgál.

VI/1. Irodalmi felezési idő adatok

A ^{125}Cs és ^{125}Xe magok felezési idejére vonatkozó irodalmi adatokat az 10. táblázat tartalmazza. A mérések mindkét izotóp esetén az ötvenes és hatvanas években történtek, a korra jellemző kísérleti technikával. Ebből kifolyólag a felezési idők bizonytalansága a ^{125}Cs esetén rendre 2,2 %, 10,2 % és 8,7 %, míg ^{125}Xe esetében $2,0 \% < \Delta t_h < 6,0 \%$ között változik [Kat11]. Mindemellett az $A = 125$ izotópok magfizikai paramétereit összesítő, 1981 előtti kompilációk [Tam81] a ^{125}Cs mag javasolt felezési idejére $t_{1/2} = 45,2 \pm 1,0$ perc értéket adnak meg, ami az addig közölt adatok bizonytalansággal súlyozott átlagából származott. Ezzel szemben az 1993 után megjelent kompilációban [Kat11], további indoklás nélkül az adatok súlyozatlan átlagából származó $t_{1/2} = 46,7 \pm 0,1$ perc jelenik meg. Mindezen tényezők indokolttá teszik a ^{125}Cs mag és leánymagjának, a ^{125}Xe mag, felezési idejének precíz meghatározását. A bomlási paramétereket vizsgálva (11. táblázat) látható, hogy a reakciótermékek β -bomlását számos γ -átmenet kíséri, így a felezési idő meghatározásához γ -spektroszkópiát használtam. A 11. táblázatban feltüntetett γ -átmenetek közül a vastagon szedett átmeneteket vizsgáltam a felezési idő meghatározásához. A további átmenetek is konzisztens felezési időt szolgáltatottak, azonban lényegesen nagyobb bizonytalansággal.

10. táblázat A ^{125}Cs és ^{125}Xe magok felezési idejére vonatkozó irodalmi adatok [Kat11].

Felezési idő adatok				
	^{125}Cs	Referencia	^{125}Xe	Referencia
Korábban mért felezési idők	$45,0 \pm 1,0$ perc	[Mic54]	$20,0 \pm 1,0$ óra	[And50]
	$49,0 \pm 5,0$ perc	[Pre62]	$18,0 \pm 0,4$ óra	[Ber52]
	$46,0 \pm 4,0$ perc	[Aur67]	$17,0 \pm 1,0$ óra	[Moo60]
			$16,8 \pm 0,2$ óra	[And65]
			$17,3 \pm 0,4$ óra	[Lud69]
Javasolt irodalmi érték	$46,7 \pm 0,1$ perc	[Kat11]	$16,9 \pm 0,2$ óra	[Kat11]
Súlyozott átlag*	$45,2 \pm 1,0$ perc		$17,2 \pm 0,3$ óra	

*A későbbiekben ezt az értéket tekintem irodalmi értéknek.

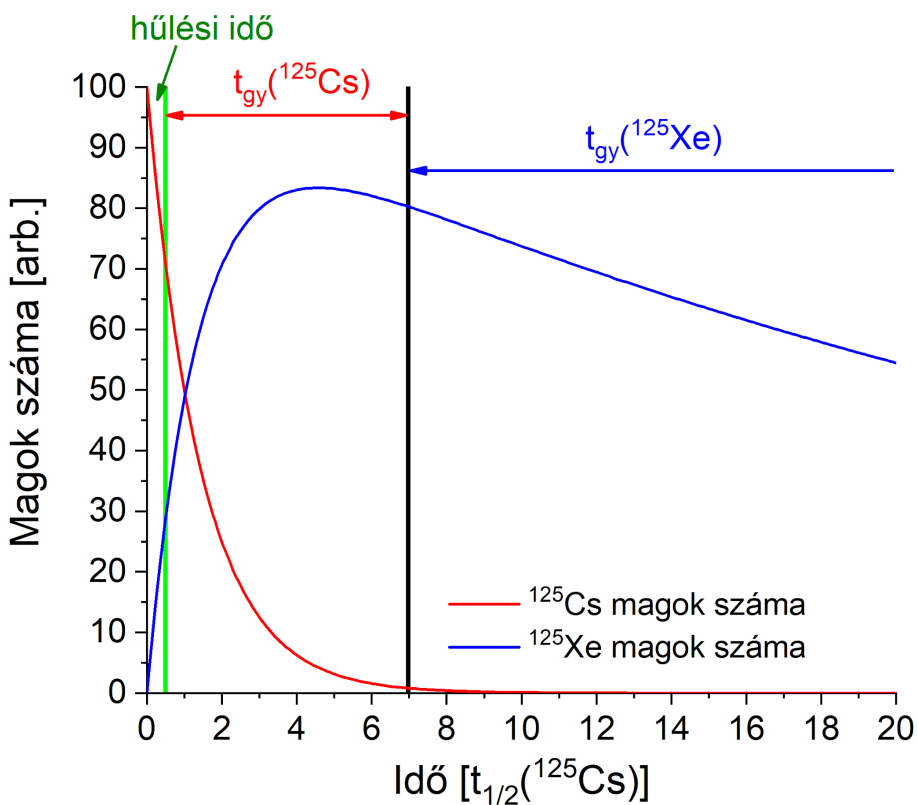
11. táblázat A ^{125}Cs és ^{125}Xe magok bomlását kísérő γ -átmenetek tulajdonságai. A vastagon szedett sorok jelölik a 10 % relatív intenzitást meghaladó átmeneteket.

Vizsgált γ -átmenetek tulajdonságai			
^{125}Cs		^{125}Xe	
E_γ [keV]	I_γ [%]	E_γ [keV]	I_γ [%]
112	$8,6 \pm 0,8$	54,97	$6,80 \pm 0,17$
412	$5,4 \pm 0,5$	113,55	$0,48 \pm 0,01$
421	$1,6 \pm 0,2$	188,42	$54,00 \pm 0,30$
526	$24,6 \pm 2,4$	243,38	$30,08 \pm 0,62$
540	$3,1 \pm 0,3$	453,80	$4,69 \pm 0,10$
600	$3,1 \pm 0,3$		
712	$3,5 \pm 0,3$		

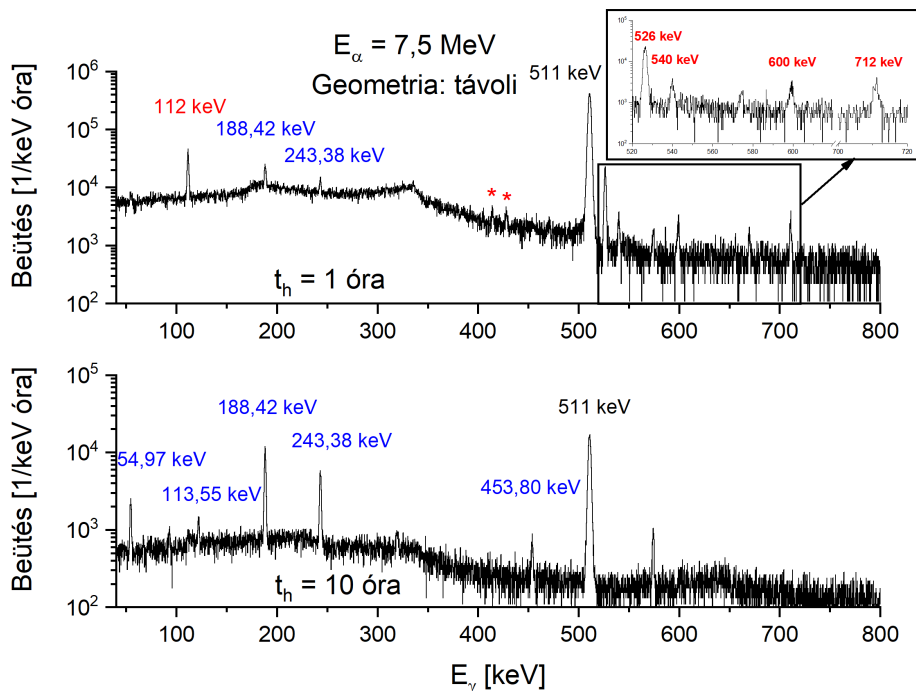
VI/2. Felezési idő mérése

A felezési idő mérést az Atomki-ben fejlesztett vékony-fóliaablakos gázcéltárgy [Bor12] használatával kiviteleztem. A besugárzás során a vákuumkamra felől érkező protonnyaláb először áthalad a 10,2 μm vastag, nagy tisztaságú Al belépőfólián. Ezt követően a kis mértékben csökkent energiájú nyaláb áthalad a névlegesen 4,2 mm hosszú, kisnyomású gáztéren, ahol magreakciót hoz létre a gáz atommagjain. A cellába 99,9 % tisztaságú ^{124}Xe gázt töltöttem. A keletkezett ^{125}Cs magok implantálási valószínűsége Geant szimulációk segítségével határozható meg [Hal16]. Annak biztosítása érdekében, hogy a lehető legtöbb ^{125}Cs mag eljusson a kilépőfóliáig, azonban megfelelő mennyiségű céltárgymag álljon rendelkezésre, a cella kezdeti nyomását $2,0 \text{ torr} < p < 7,0 \text{ torr}$ közötti értéken tartottam. A besugárzás végeztével a kilépőfólia aktivitásának változásából a reakciótermékek és leánymagjaik felezési ideje meghatározható.

Az aktiváció a III. fejezetben ismertetett eszközök segítségével történt. A felezési idő meghatározásához összesen hat mintát készítettem $E_p = 6,0 \text{ MeV}$, $E_p = 7,0 \text{ MeV}$, $E_p = 7,4 \text{ MeV}$, $E_p = 7,5 \text{ MeV}$ energiával, illetve két mintát $E_p = 6,5 \text{ MeV}$ energiájú protonnyaláb segítségével. A besugárzások hossza $70 \text{ perc} < t_b < 180 \text{ perc}$ tartományban mozgott, míg a hűlési idő jellemzően $t_h = 30 - 60 \text{ perc}$ között változott. Az aktivitásméréshez a DET2 detektort használtam. A gyűjtések hossza (aktivitástól függően) $t_{gy} = 29 - 61 \text{ óra}$ között változott. A gyűjtések első mintegy öt órájában a spektrumokat 3 percenként mentettem a ^{125}Cs mag felezési idejének meghatározásához. Ez idő alatt a besugárzás során létrejött ^{125}Cs magok több, mint 99,2%-a elbomlott ^{125}Xe maggá. Ezt követően a spektrumokat 15 percenként mentettem a ^{125}Xe mag felezési idejének vizsgálatához. A mérés menetét a 30. ábra szemlélteti. A 31. ábrán két tipikus γ -spektrum látható $t_h = 1 \text{ óra}$ (felső panel) és $t_h = 10 \text{ óra}$ (alsó panel) hűlési idő mellett. Az ábrán piros színnel tüntettem fel a ^{125}Cs és kék színnel a ^{125}Xe mag β -bomlását kísérő átmeneteket. A csillagok a kis intenzitású átmeneteket jelzik.



30. ábra A felezési idő meghatározás sematikus ábrázolása. A piros görbe a ^{125}Cs mag, míg a kék görbe a leánymagjának számát mutatja a ^{125}Cs mag felezési idejének ($t_{1/2} \approx 45,2$ perc) függvényében. A besugárzás vége és a gyűjtés kezdete között eltelt időt a zöld függőleges vonal jelzi. A ^{125}Cs felezési idejét jellemzően 6-7 felezési időn keresztül ($\sim 5 - 6$ órán át) mértem., ennek végpontját a fekete függőleges vonal jelöli. Ezen időpontot követő spektrumokat használtam fel a ^{125}Xe mag felezési idejének meghatározásához.



31. ábra A ^{125}Cs és ^{125}Xe magok felezési idejének meghatározásához használt tipikus γ -spektrumok. A felső panelen egy $E_p = 7,5 \text{ MeV}$ energiájú, a besugárzás vége után egy órával indított gyűjtés során mért γ -spektrum látható, amelyen a pirossal jelzett csúcsok a ^{125}Cs bomlásából származnak (fekete keret). A kékekkel jelölt átmenetek a ^{125}Xe bomlása során kerültek kibocsátásra (a piros csillagok a ^{125}Cs kis intenzitású átmeneteit jelölik). Az alsó panelen ezen mintából származó spektrum látható 10 órával a besugárzás vége után.

Az aktivitásméréséhez két gyűjtési geometriát alkalmaztam. Ezt az indokolta, hogy a minták aktivitása a gyűjtés kezdeti szakaszában túl nagy volt a detektor közeli mérési geometriájának (1 cm minta-detektor távolság) használatához. Ennek kiküszöbölésére a $E_p = 7,0 \text{ MeV}$, $E_p = 7,4 \text{ MeV}$ és $E_p = 7,5 \text{ MeV}$ besugárzásokban készített minták aktivitását először távoli gyűjtési geometriában (10 cm minta-detektor távolság) határoztam meg. Ezekben az esetekben a gyűjtés első $t_{gy} = 1,80 - 2,15$ órájában a ^{125}Cs aktivitását határoztam meg távoli geometriában, majd a mintát közeli geometriába helyezve is elvégeztem az aktivitásmérést. Közeli geometriában a gyűjtési idő jellemzően $1,40 \text{ óra} < t_{gy} < 2,75 \text{ óra}$ között változott. Ezt követően a ^{125}Xe aktivitását is megmértem mindkét

geometriában. A gyűjtési idő tipikusan $t_{gy} = 27 - 38$ órát tett ki mindkét mérési geometriában. Az eltérő geometriákból származó felezési idő értékek, valamint a hozzájuk tartozó holtidők mértékét a 12. és 13. táblázatban foglaltam össze.

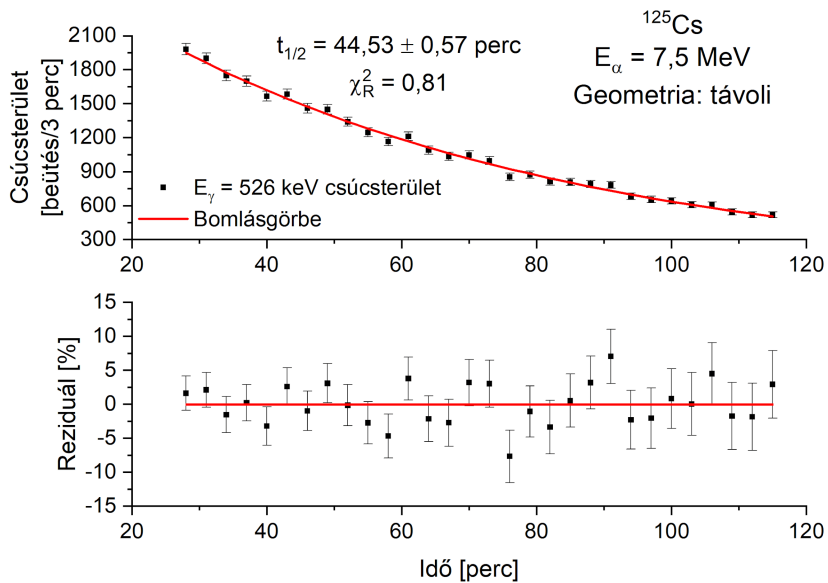
A spektrumok gyűjtését az egyes γ -csúcsok területének meghatározása követte. Ezt a III/4. fejezetben ismertetett numerikus integrálással, valamint Gauss-függvény illesztéssel is meghatároztam. A kapott csúcsterületekre korrigáltam a holtidőre, majd ezekre a legkisebb négyzetek módszerével bomlásgörbét illesztettem. Az illesztés során csak azokat a pontokat vettem figyelembe, amelyek holtideje a 2,22 %-ot, statisztikus bizonytalansága pedig az 5,00 %-ot nem haladja meg. A 32 - 35. ábrákon a ^{125}Cs és ^{125}Xe magokhoz tartozó bomlásgörbék láthatók. Az ábrákon az illesztési paramétereket, valamint az egyes pontok reziduál értékeit is feltüntettem. A kapott bomlásgörbékből minden gyűjtésre meghatároztam a felezési idő értékét. Azokban az esetekben, ahol egy energiához több felezési idő is tartozott, a felezési idő értéke az egyes értékek statisztikus bizonytalansággal súlyozott átlaga. A különböző geometriákból származtatott felezési idők eltérését (12. és 13. táblázat), mint szisztematikus bizonytalanság vettem figyelembe.

12. táblázat A ^{125}Cs mag $E_\gamma = 526$ keV átmenete alapján meghatározott felezési idő értékei. Az egyes besugárzások esetén feltüntettem a közeli és távoli geometriában végzett gyűjtés kezdetéhez tartozó hűlési időt és kezdeti holtidőt.

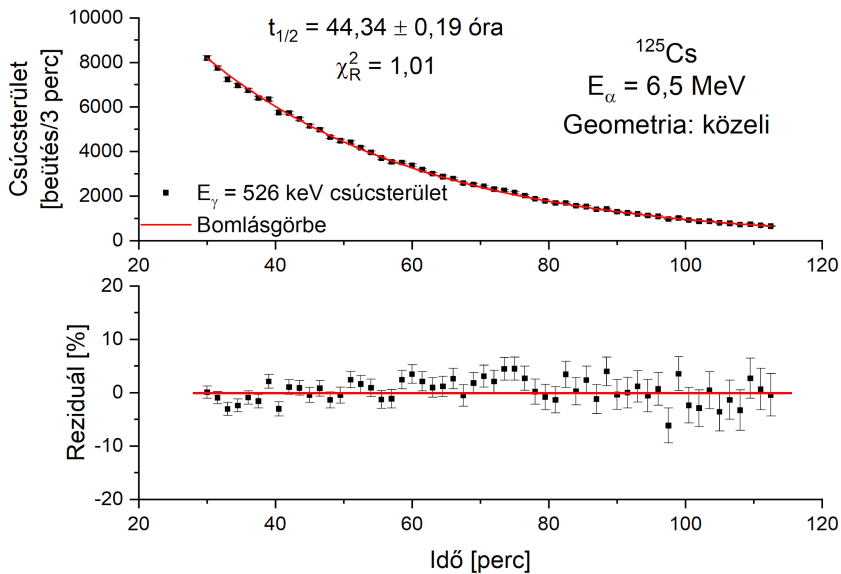
^{125}Cs	Távoli geometria			Közeli geometria		
E_{lab} [MeV]	Kezdeti holtidő [%]	Hűlési idő [perc]	$t_{1/2}$ [perc]	Kezdeti holtidő [%]	Hűlési idő [óra]	$t_{1/2}$ [perc]
7,0	1,04	30,57	$44,02 \pm 0,73$	0,92	2,71	$44,32 \pm 0,29$
7,4	1,57	23,18	$44,16 \pm 0,63$	1,46	1,93	$44,01 \pm 0,19$
7,5	2,02	28,50	$44,59 \pm 0,41$	2,22	2,09	$44,46 \pm 0,27$
Súlyozott átlagok						
Távoli geometria			$44,38 \pm 0,31$	Közeli geometria		$44,19 \pm 0,14$

13. táblázat A ^{125}Xe mag felezési idő értékei és a gyűjtésekhez tartozó holtidők. Adott energiához és geometriához tartozó felezési idő érték a ^{125}Xe mag $E_\gamma = 188,43$ keV és $E_\gamma = 243,38$ keV γ -átmenetek alapján meghatározott értékek statisztikus bizonytalansággal súlyozott átlagából származik. Az egyes besugárzások esetén feltüntettem a közeli és távoli geometriában végzett gyűjtés kezdetéhez tartozó hűlési időt és kezdeti holtidőt.

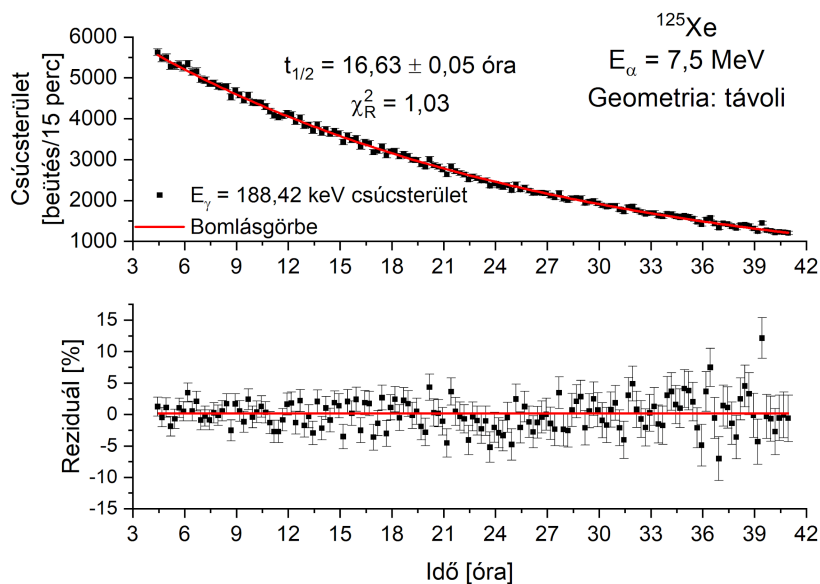
^{125}Xe	Távoli geometria			Közeli geometria		
E_{lab} [MeV]	Kezdeti holtidő [%]	Hűlési idő [óra]	$t_{1/2}$ [óra]	Kezdeti holtidő [%]	Hűlési idő [nap]	$t_{1/2}$ [óra]
7,0	0,11	5,51	$17,31 \pm 0,22$	0,28	1,81	$16,95 \pm 0,11$
7,4	0,44	4,23	$16,80 \pm 0,10$	0,81	1,28	$16,98 \pm 0,08$
7,5	0,33	4,43	$16,76 \pm 0,07$	0,95	1,72	$16,96 \pm 0,07$
Súlyozott átlagok						
Távoli geometria			$16,81 \pm 0,05$	Közeli geometria		$16,97 \pm 0,05$



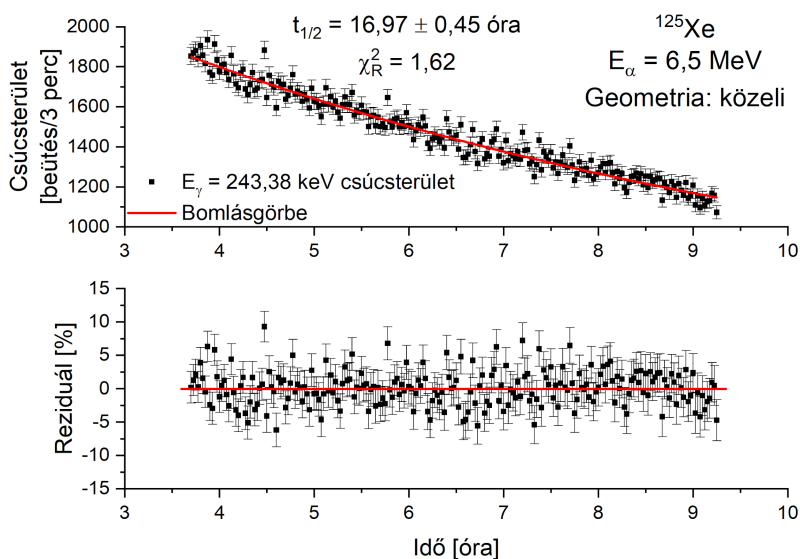
32. ábra A $E_\alpha = 7,5 \text{ MeV}$ energiájú besugárzásban keletkezett ^{125}Cs mag $E_\gamma = 526 \text{ keV}$ energiájú átmenetének távoli geometriában mért holtidőkorrigált csűcsterületei. Az ábra felső részén a mért csűcsterületek (fekete négyzet) és az ezekre illesztett exponenciális függvény (piros vonal), míg alsó felén a reziduál függvény látható. Ezen felül az ábrán feltüntettem a meghatározott felezési időt, valamint az illesztés χ_R^2 értékét.



33. ábra A $E_\alpha = 6,5$ MeV energiájú besugárzásban keletkezett ^{125}Cs mag β -bomlását követő $E_\gamma = 526$ keV energiájú átmenet bomlásgörbéje a 32. ábra jelöléseivel.



34. ábra Az $E_\alpha = 7,5$ MeV energiájú besugárzásban készített ^{125}Xe mag β -bomlását követően kibocsátott $E_\gamma = 188,42$ keV energiájú holtidőkorrigált γ -átmenet bomlásgörbéje. A jelölések ez esetben is a 32. ábrát követik.



35. ábra A $E_\alpha = 6,5$ MeV energiájú besugárzásban keletkezett ^{125}Xe mag β -bomlását követő $E_\gamma = 243,38$ keV energiájú átmenet bomlásgörbéje a 32. ábra jelöléseivel.

A ^{125}Cs mag β -bomlását követően kibocsátott γ -átmenetek közül a $E_\gamma = 112$ keV ($I_\gamma = 8,6\%$) és az $E_\gamma = 526$ keV ($I_\gamma = 24,6\%$) energiájú csúcsok rendelkeztek megfelelő statisztikával az egyes 3 perces spektrumokban a felezési idő meghatározásához. A $E_\gamma = 112$ keV átmenet alapján meghatározott felezési idő azonban szisztematikusan $> 1,26\%$ -kal hosszabbnak bizonyult, mint az $E_\gamma = 526$ keV alapján kapott felezési idő értékek. Ez az eltérés abból fakad, hogy az alkalmazott detektor limitált feloldása miatt a vizsgált ^{125}Cs mag β -bomlását kísérő csúcs nem vált el a $E_\gamma = 113,55$ keV ($I_\gamma = 0,48\%$) energiájú ^{125}Xe mag β -bomlását követő γ -csúcstól. A ^{125}Xe β -bomlását kísérő γ -csúcsból származó járulék korrekciója azonban lényegesen megnövelné a végeredmény bizonytalanságát. Ennek elkerülése érdekében a ^{125}Cs mag alapállapotának felezési idejét az $E_\gamma = 526$ keV hozamára alapoztam. A ^{125}Xe mag alapállapotának felezési idejét a $E_\gamma = 188,42$ keV és $E_\gamma = 243,38$ keV energiájú csúcsok hozamából határoztam meg. A két vizsgált átmenet alapján meghatározott felezési idők konzisztens eredményre vezettek. A kapott felezési idő értékeket és statisztikus bizonytalanságokat a 14. táblázatban összesítettem.

14. táblázat A ^{125}Cs és ^{125}Xe magok alapállapotának felezési idő eredményeik. Az egyes felezési idő értékek mellett feltüntettem a besugárzáshoz tartozó kezdeti holtidő értékét, a gyűjtés teljes hosszát, valamint az illesztés χ_R^2 értékét. A felezési idő értékekhez tartozó bizonytalanságok a statisztikus bizonytalanságok jelöli. A távoli geometriájú gyűjtésekből származó eredményeket * jelöli.

Izotóp	E_γ [keV]	E_{lab} [MeV]	Kezdeti holtidő [%]	Gyűjtési idő [óra]	$t_{1/2}$ [perc]	χ_R^2
^{125}Cs	526	6,0	2,19	2,8	$44,63 \pm 0,20$	1,10
		6,5	2,17	2,8	$44,36 \pm 0,16$	0,92
		6,5	2,14	2,8	$44,34 \pm 0,19$	1,01
		7,0*	1,04	2,15	$44,02 \pm 0,73$	1,07
		7,0	0,92	2,75	$44,32 \pm 0,29$	0,99
		7,4*	1,57	1,8	$44,16 \pm 0,63$	1,37
		7,4	1,46	2,1	$44,01 \pm 0,19$	1,02
		7,5*	2,02	2,15	$44,59 \pm 0,41$	0,96
		7,5	2,22	1,4	$44,46 \pm 0,27$	1,26
Súlyozott átlag					$44,35 \pm 0,08$	0,86

Izotóp	E_γ [keV]	E_{lab} [MeV]	Kezdeti holtidő [%]	Gyűjtési idő [óra]	$t_{1/2}$ [perc]	χ_R^2
^{125}Xe	188	6,0	2,19	11,7	$16,81 \pm 0,08$	1,31
		6,5	2,17	1,35	$16,84 \pm 0,33$	1,13
		7,0*	0,11	7,5	$17,27 \pm 0,31$	1,09
		7,0	0,28	5,75	$16,87 \pm 0,13$	0,80
		7,4*	0,44	5,35	$16,71 \pm 0,11$	0,96
		7,4	0,81	7,00	$17,02 \pm 0,12$	0,98
		7,5*	0,33	7,25	$16,79 \pm 0,08$	0,9
		7,5	0,95	6,75	$16,94 \pm 0,08$	1,19
	243	6,0	2,19	11,7	$16,73 \pm 0,09$	0,87
		6,5	2,17	1,35	$16,97 \pm 0,45$	1,62
		7,0*	0,11	7,5	$17,36 \pm 0,32$	0,89
		7,0	0,28	5,75	$17,17 \pm 0,22$	1,20
		7,4*	0,44	5,35	$17,05 \pm 0,19$	0,99
		7,4	0,81	7,00	$16,95 \pm 0,10$	0,83
		7,5*	0,33	7,25	$16,68 \pm 0,14$	1,32
		7,5	0,95	6,75	$17,02 \pm 0,12$	0,87
Súlyozott átlag					$16,87 \pm 0,03$	1,36

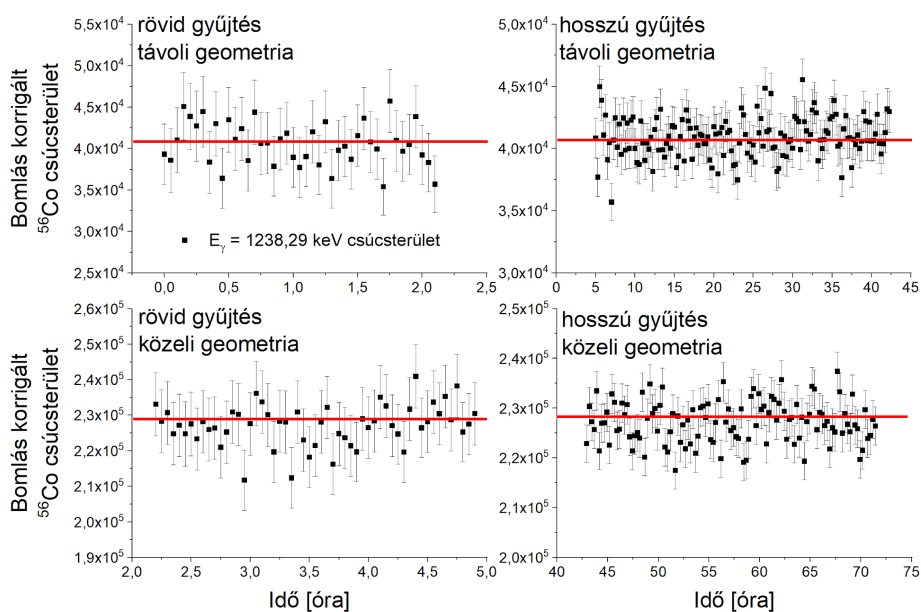
VI/3. Bizonytalanságanalízis

Az eredmény bizonytalanságának meghatározásánál számos szisztematikus bizonytalanságot vettem figyelembe. Az eltérő módszerekkel és különböző háttér tartományokkal meghatározott csúcsterületekből számolt felezési idők eltéréséből 0,2% bizonytalanság

származott. Az eltérő detektálási geometriában gyűjtött spektrumok alapján mért felezési idő a ^{125}Cs mag esetén 0,09%, míg a ^{125}Xe mag esetén 0,01% eltérést mutatott.

Továbbá megvizsgáltam az adatgyűjtő rendszer hatásfokának időbeli stabilitását. Amennyiben a mérőrendszer hatásfoka időben csökken, az szisztematikusan rövidebb felezési időre vezetne. Ennek ellenőrzéséhez a besugárzás során keletkező hosszú felezési idejű ^{56}Co ($t_{1/2} = 77,2$ nap) parazita izotópot használtam fel, amely az alumínium hátlapban található ^{56}Fe magból keletkezik a $^{56}\text{Fe}(p,n)^{56}\text{Co}$ reakció révén. Mivel a felezési idő mérés teljes időtartama lényegesen rövidebb a ^{56}Co mag alapállapotának felezési idejénél, így annak aktivitása a gyűjtés alatt közel állandónak tekinthető. Amennyiben a ^{56}Co β -bomlását követő γ -csúcsainak területét korrigáljuk a bomlásból és holtidőből fakadó veszteségre, a csúcs területeknek egy konstans érték körül kell szórniuk. Ha valamilyen trend mutatkozik, az azt jelentené, hogy a rendszer hatásfoka időben nem állandó. A rendszerstabilitás vizsgálatához a ^{56}Co mag β -bomlását követően kibocsátott $E_\gamma = 1037,84$ keV, $E_\gamma = 1238,28$ keV, $E_\gamma = 1360,22$ keV, $E_\gamma = 1771,35$ keV, $E_\gamma = 2015,18$ keV és $E_\gamma = 2598,46$ keV energiájú csúcsok¹⁴ holtidővel és bomlási veszteséggel korrigált csúcsterületekre a legkisebb négyzetek módszerével egyenest illesztettem. Az egyenesek meredeksége minden esetben nulla körüli értéket adott. A 36. ábra mutatja az $E_\gamma = 1238,28$ keV átmenet korrigált csúcsterület értékeit. A pontokra illesztett egyenesek meredekségének legnagyobb eltérés a nullától 0,2%-nak adódott, amit a felezési idő meghatározásánál figyelembe vettem, mint maximális szisztematikus bizonytalanságot.

¹⁴ A ^{56}Co β -bomlását kísérő legintenzívebb $E_\gamma = 846,77$ keV energiájú átmenetét a rendszer stabilitás vizsgálatában nem tudtam felhasználni, mivel a detektor energia feloldása révén nem vált el a $E_\gamma = 846,51$ keV energiájú ^{125}Xe eredetű csúcstól.



36. ábra Holtidő és bomlásból fakadó veszteségre korrigált csúcsterületek. A teljes gyűjtési időre meghatároztam az $E_\gamma = 1238,29$ keV energiájú ^{56}Co mag β -bomlását követő átmenet hozamát. A holtidőre és bomlási veszteségekre korrigált csúcsterületek konstans érték körül szórnak, ami jól mutatja, hogy a detektálórendszer hatásfoka időben nem csökken.

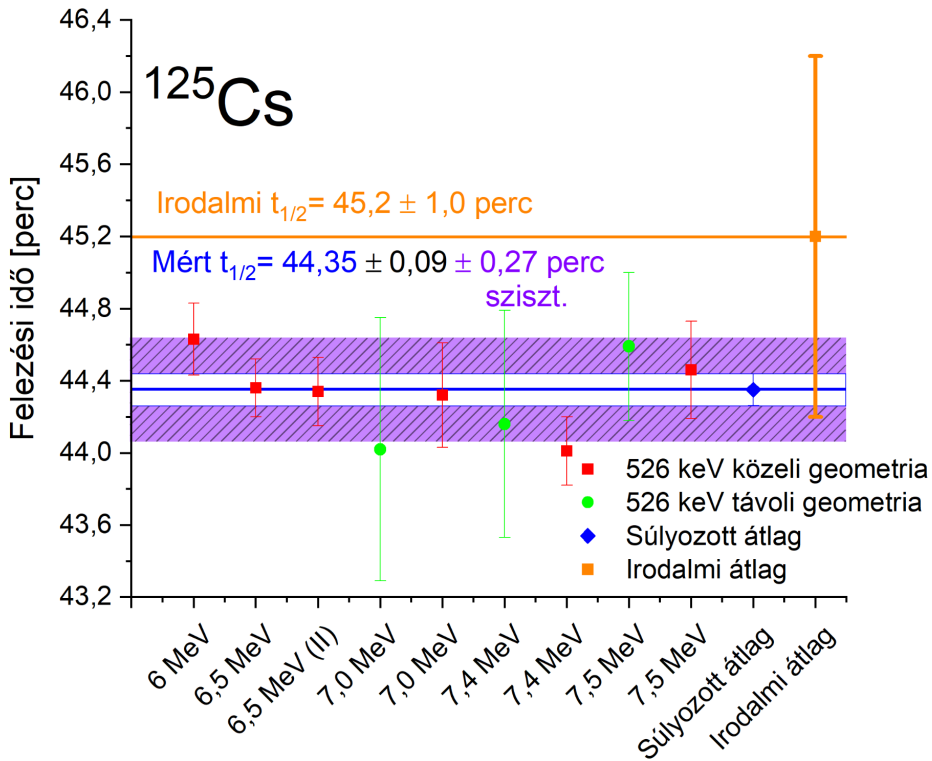
A ^{125}Xe mag $E_\gamma = 188,43$ keV és $E_\gamma = 243,38$ keV energiájú γ -átmenet alapján kapott felezési idő 0,33 %-ban tért el egymástól. Az eltérést magyarázhatja egy kis hozzájárulású szennyező- vagy háttércsúcs, amely az általunk vizsgált csúcstól nem válik el. Habár a $E_\gamma = 112$ keV energiájú csúcsot a korábban említett okokból nem tudtam felhasználni a ^{125}Cs mag felezési idejének meghatározásához, azonban a ^{125}Xe maghoz hasonló szisztematikus bizonytalanság meghatározására felhasználható. Ehhez minden 3 perces spektrumra meghatároztam a $E_\gamma = 113,55$ keV átmenet járulékat a $E_\gamma = 243,38$ keV csúcs területéből és a két átmenet relatív intenzitásarányából. Ezt követően a számított hozamokat levontam a mért $E_\gamma = 112$ keV hozamokból, majd a kapott pontokat bomlás görbével illesztettem. Az így kapott felezési idő 0,55 %-kal tért el az $E_\gamma = 526$ keV hozamokból számított értéktől, amit szisztematikus bizonytalanságként vettem figyelembe (15. táblázat).

15. táblázat A ^{125}Cs és ^{125}Xe felezési idő eredményeket terhelő bizonytalanságok. A vastagon szedett sorok jelölik az adott bizonytalansághoz tartozó teljes értéket, amelyek az alattuk található dőlt betűs részbizonytalanságok kvadratikusságából adódnak. A feltüntetett bizonytalanságok mindegyikét a mért adatokból határoztam meg.

Bizonytalanságok	^{125}Cs	^{125}Xe
Statisztikus bizonytalanság	$\leq 0,18 \%$	
Szisztematikus bizonytalanság	0,60 %	0,41 %
<i>Eltérő gyűjtési geometriából fakadó bizonytalanság</i>	$\leq 0,09 \%$	$\leq 0,01 \%$
<i>Illesztési háttér tartomány bizonytalanság</i>	$0,20 \%$	
<i>Rendszer stabilitás bizonytalanság</i>	$\leq 0,20 \%$	
<i>Szennyező γ-csúcscból származó bizonytalanság</i>	$0,55 \%$	$0,33 \%$
Teljes bizonytalanság	0,62 %	0,45 %

A végeredmény mindkét izotóp esetén a mért felezési idők statisztikus bizonytalansággal súlyozott átlagából származik. Azokban az esetekben, ahol a $\chi_R^2 > 1,0$ a statisztikus bizonytalanságot megszoroztam a $\sqrt{\chi_R^2}$ értékével. A végeredmény bizonytalansága a súlyozott átlag statisztikus bizonytalansága és a vizsgált szisztematikus bizonytalanságok kvadratikusságából származott. A ^{125}Cs mag alapállapotának felezési idő mérés eredményei összefoglalása a 37. ábrán látható. Az ábrán piros színnel jelöltem a közeli geometriában, míg zölddel a távoli geometriában mért felezési idő értékeket. A végeredmény $t_{1/2} = 44,35 \pm 0,29$ perc (kék rombusz), amelynek statisztikus bizonytalanságát világoskék, teljes bizonytalanságát pedig lila csíkos területtel jelöltem. A végeredmény teljes bizonytalansága a statisztikus ($\pm 0,09$ perc) és szisztematikus ($\pm 0,27$ perc) bizonytalanságok kvadratikusságából származik. Az ábrán narancssárga színnel tüntettem fel az irodalmi felezési idő értéket és

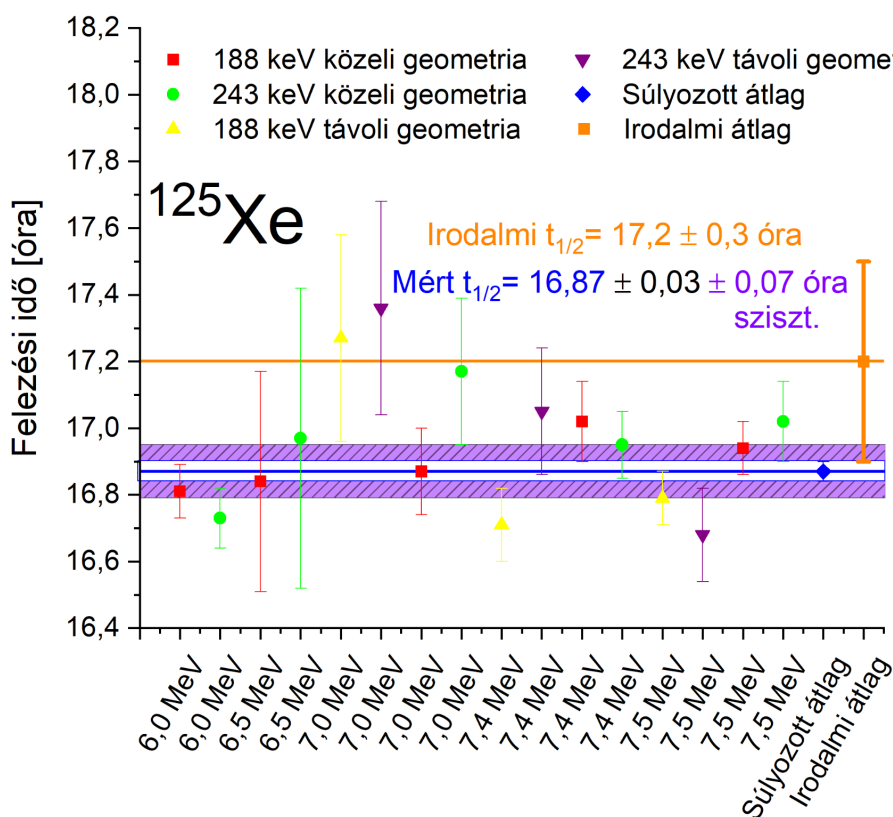
annak bizonytalanságát. A két érték bizonytalansága átlapol, azonban az általam meghatározott felezési idő bizonytalansága háromszor kisebb.



37. ábra A ^{125}Cs mag felezési idő mérésének eredményei.

A ^{125}Xe mag felezési idejére vonatkozó eredményeket a 38. ábrán foglalom össze. Az ábrán piros, illetve sárga szín jelöli a $E_\gamma = 188,42$ keV átmenet közeli és távoli geometriában mért felezési idő értékeit, míg a zöld és lila színnel jelölt pontok a $E_\gamma = 243,38$ keV csúcshoz tartozó felezési időket mutatják. A 36. ábrához hasonlóan a késsel jelzett pont a súlyozott átlagot mutatja, míg narancssárgával az irodalmi értéket tüntettem fel. Az általam meghatározott ^{125}Xe mag alapállapotának felezési idő értéke $t_{1/2} = 16,87 \pm 0,03$ (stat.) $\pm 0,07$ (sziszt.) óra. A végeredmény teljes bizonytalansága ez esetben is a statisztikus és szisztematikus bizonytalanságok kvadratikusságából származott, melyből a végeredmény teljes bizonytalansága 0,08 óra. A ^{125}Xe mag esetén is elmondható, hogy az általam meghatározott felezési idő

bizonytalansága jelentős javulást mutat a szisztematikus bizonytalanságok figyelembevételével is. Az általam meghatározott felezési idő értékek lényegesen precízebbek, mint a korábbi, irodalom által javasolt érték, ezért mindkét izotóp esetén az új, pontosabb érték használatára teszek javaslatot [Sze19c].



38. ábra A ^{125}Xe mag felezési idő mérésének eredményei. A különböző γ -átmenetekhez és geometriákhoz tartozó felezési időket eltérő színnel és jelölővel ábrázoltam.

Összefoglalás

Összefoglalás

Jelen dolgozat összegzi az Atommagkutató Intézetben (Atomki) 2017 és 2021 között végzett kísérleti munkám eredményeit. Kutatómunkám gerincét a könnyű r-magok keletkezését leíró elméleti modellek magfizikai bemenő paramétereinek kísérleti vizsgálata képezte.

A ^{56}Fe és ^{109}Ag izotópok között található neutrongazdag magok jelenlegi tudásunk szerint szupernóva-robbanást követő neutrínó-szélben is keletkezhetnek. A születő neutronsillag felszíne közelében található anyagban kialakulhatnak olyan feltételek, amelyek kedveznek a könnyű töltött részecske-indukált (elsősorban proton és α -részecske) reakcióknak. Ekkor a kilökődő anyagban a stabilitási völgy közelében található izotópokon (α, xn) és (p, xn) reakciók révén épülnek fel a könnyű r-magok. Ilyen asztrofizikai környezetben kialakuló izotópgyakoriságok elméleti leírására reakcióhálózat-számításokat használnak. A hálózatszámítás, melyben több, mint ezer, jellemzően radioaktív mag között végbemenő reakció figyelembevétele szükséges, egyaránt támaszkodik asztrofizikai (hőmérséklet, s- és r-mag gyakoriság stb.) és magfizikai (reakciósebesség) bemenő paraméterekre. Kísérleti adatok hiányában a reakciósebességekhez szükséges hatáskeresztmetszet értékeket a statisztikus modell segítségével határozzák meg. A modell számos bemenő paramétert tartalmaz, melyek közül a legnagyobb bizonytalansággal az α -részecske és a mag kölcsönhatását leíró α -mag optikai modell potenciál (α -OMP) ismert. Az elméleti számítások megbízhatóságának növeléséhez elengedhetetlen az α -OMP-ok kísérleti vizsgálata. Ennek érdekében az Atomki-ben folyó kísérletsorozat részeként meghatároztam a $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ és $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ reakciók hatáskeresztmetszetét. Továbbá két izotóp, a ^{125}Cs magnak és leánymagjának, a ^{125}Xe magnak a felezési idejét is megmértem.

$^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ hatáskeresztmetszet mérése

A gyenge r-folyamat vizsgálatára irányuló asztrofizikai érzékenységszámítások rámutattak a $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakció kiemelten fontos szerepére. A reakció számos trajektória esetén befolyásolja a hálózatszámításból származó izotópgyakoriságokat. A korábbi kísérleti adatok ellentmondásosak, és nem szolgáltatnak információt a gerjesztési függvény viselkedéséről az asztrofizikailag fontos energiatartományban. Mindemellett, a reakciósebességek meghatározásához szükséges hatáskeresztmetszet adatok elméleti leírásához használt α -OMP-ok a releváns energiatartományban közel két nagyságrend eltérést mutatnak. Ezek alapján célul tűztem ki a $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ hatáskeresztmetszetének független meghatározását, melyhez aktivációs eljárást alkalmaztam.

A kísérlethez elektronsugárral párologtatott vékony ZrO mintákat használtam. A céltárgyak vastagságát Rutherford visszaszórásból határoztam meg. Ezt követően a mintákat az Atomki ciklotron gyorsítójánál $6,5 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 13,0 \text{ MeV}$ energiájú α -nyalábbal sugároztam be. Mérésem révén sikerült adatokat szolgáltatni a hatáskeresztmetszet viselkedéséről az asztrofizikailag releváns energiatartományban. Eredményeimet statisztikus modell globális α -OMP-okkal számolt hatáskeresztmetszeteivel, valamint a transzmissziós modell jóslatával is összevettem. Megállapítottam, hogy renormálást alkalmazva a transzmissziós modell szinte tökéletesen leírja az általam mért kísérleti adatokat. A kísérleti adatokra renormált transzmissziós modell jóslataiból meghatároztam a reakciósebességet, melyet a széles körben használt adatbázisok jóslataival is összevettem. Megállapítottam, hogy a transzmissziós modell közel 20%-kal kisebb, ám jóval pontosabb becslést ad a reakciósebességre és ezáltal a $36 \leq Z \leq 45$ magok gyakoriságára. Munkámnak köszönhetően a kulcsfontosságú szerepet betöltő $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reakció hatáskeresztmetszetének meghatározásával a gyenge r-folyamat hálózatszámítások bizonytalanságát lényegesen csökkentettem, valamint a transzmissziós modell asztrofizikai folyamatokban való alkalmazhatóságát is sikerült alátámasztanom.

$^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ vastagcélvány-hozammérés

A Coulomb-gát alatti energiákon megmértem a $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ reakció hatáskeresztmetszetét. A mérést vastagcélvány-technikával kiviteleztem, melyhez 0,5 mm vastag természetes izotóp összetételű molibdén lemezeket használtam. A vastagcélvány-hozamok meghatározásához a célványakat $7,0 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 13,0 \text{ MeV}$ energiatarományon sugároztam be, melyhez az α -nyalábot az Atomki ciklotron gyorsítója biztosította.

A hatáskeresztmetszet értékeket a statisztikus modell globális α -OMP paraméterekkel számolt értékekkel, valamint a transzmissziós modell jóslataival is összehasonlítottam. Megállapítottam, hogy a renormált transzmissziós modell jóslat megfelelően leírja a kísérleti eredményeket. Ezzel a transzmissziós modell gyakorlati alkalmazása újabb megerősítést nyert. Továbbá megvizsgáltam a reakció szerepét a gyenge r-folyamat nukleoszintézisben. Azt találtam, hogy összhangban a $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ hatáskeresztmetszet mérés eredményeivel, a nukleoszintézis hozamok az $A \sim 100$ tartományban meredeken csökkennek.

^{125}Cs és ^{125}Xe felezési idő meghatározása

Aktivációs módszer alkalmazásakor a reakciótermék felezési ideje és annak bizonytalansága erősen befolyásolja a meghatározott hatáskeresztmetszetet és bizonytalanságát. Az Atomki-ben a p-folyamat vizsgálatára épülő mérésorozat részeként a $^{124}\text{Xe}(p,\gamma)^{125}\text{Cs}$ reakció tanulmányozását tervezzük, azonban a reakciótermék és leánymagja felezési ideje igen nagy bizonytalansággal ismert. A kapcsolódó publikációk kevés kísérleti részletet tartalmaznak. A fenti okokból célul tűztem ki a ^{125}Cs mag és leánymagjának, a ^{125}Xe mag felezési idejének precíz meghatározását.

A mérésekhez az Atomki-ben kifejlesztett vékony-fóliaablakos gázcélványt használtam, melybe 99,9 %-os tisztaságú, kisnyomású (2,0 torr < p < 7,0 torr) ^{124}Xe gázt töltöttem. A besugárzásokhoz a

protonnyalábot az Atomki ciklotron gyorsítója biztosította $6,0 \text{ MeV} \leq E_p \leq 7,5 \text{ MeV}$ energiatartományban. A gyűjtés első öt órájában a ^{125}Cs felezési idejének meghatározásához 3 percenként mentettem a spektrumokat, ezt követően 15 perces spektrumokat vettem fel a leánymag felezési idejének méréséhez. A β -bomlást követően kibocsátott γ -átmenetekhez tartozó bomlásgörbéket a legkisebb négyzetek módszerével illesztettem. A vizsgált izotópok felezési ideje az illesztési paraméterekből meghatározott értékek statisztikus bizonytalansággal súlyozott átlagából származott.

Az eredmények szisztematikus bizonytalanságát kalibráló források segítségével határoztam meg. Ehhez a forrásokból kilépő γ -átmenetek csúcsterületét határoztam meg eltérő energiatartományon, különböző technikákkal. A teljes bizonytalanság a végeredmény statisztikus és szisztematikus bizonytalanságának kvadratikus összegéből származik. A kapott felezési idő a ^{125}Cs mag esetén $t_{1/2} = 44,35 \pm 0,29$ perc, míg a ^{125}Xe mag esetén $t_{1/2} = 16,87 \pm 0,08$ óra. Eredményeimet a javasolt irodalmi értékekkel is összevettem, amelyből megállapítható, hogy az általam meghatározott felezési idő értékek lényegesen precízebbek, mint a korábbi irodalom által javasolt érték, ezért mindkét izotóp esetén az új, pontosabb érték használatára teszek javaslatot.

Summary

This dissertation summarises the results of my scientific work done at Atomki between 2017 and 2021. The present work provides an insight into the cross section measurements aiming at the study of the input parameters used in the so-called weak r-process nucleosynthesis network calculations.

The light neutron rich isotopes between ^{56}Fe and ^{109}Ag are synthesized in neutrino-driven winds following the explosion of a massive star. While the ejected material — containing mainly protons, neutrons and alpha particles — is close to the surface of the nascent neutron star, the abundances remain in nuclear statistical equilibrium. When the matter expands the temperature and density decreases and heavier nuclei start to build up mainly via (α, n) and (p, n) reactions.

To predict the isotopic abundances produced by the weak r-process (sometimes referred to as α -process) scenario, extended reaction network calculations are required. The network takes into account a few thousand reactions on more than a thousand (mostly radioactive) nuclei. The calculation relies both on astrophysical (temperature, s- and r-seed abundance, timescale etc.) and nuclear physics (reaction rate) input parameters. Due to the lack of experimental data the cross sections required to compute the reaction rates are taken from the Hauser-Feshbach statistical model. This model has numerous input parameters, such as optical model potentials (OMP), level densities, γ -strength functions, etc.

From sensitivity studies it is known that the main source of uncertainty of the calculated cross sections is the α -nucleus OMP (α -OMP) describing the interaction between the α -particle and the target nucleus. Namely, several α -OMP parameter sets exist and deviations exceeding even an order of magnitude at the relevant energy region are found between the cross sections calculated using different parameter sets. To strengthen the predictive power of the theoretical calculations, the experimental check of the α -OMP is essential. For this purpose the cross

sections of the $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ and $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ reactions were measured at Atomki using the activation method. Furthermore, I measured precisely the half-life of ^{125}Cs and its daughter isotope ^{125}Xe .

$^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ cross section measurement

According to astrophysical sensitivity calculations, $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ is a key reaction, affecting the synthesis of the neutron-rich isotopes between Ru and Cd sensitively. The available experimental data sets are contradictory, therefore I remeasured the $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ reaction cross section using the activation method.

The ZrO targets were prepared by electron beam evaporation. Rutherford backscattering technique was used to determine the number of ^{96}Zr atoms. The samples were irradiated with $6.5 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 13.0 \text{ MeV}$ α -beam provided by the Atomki cyclotron accelerator. The cross sections were derived by counting the γ -radiation following the β -decay of the reaction product. The cross section results were compared to statistical model code Talys 1.6 calculations performed using various global α -OMP's and the predictions of the transmission model. None of the calculations using global α -OMP's were able to describe the energy dependence of the experimental data. We found that the renormalized transmission model prediction reproduces the new experimental data perfectly. The reaction rate has been determined from the renormalized transmission model predictions. It was found that the use of the transmission model approach provides lower, nonetheless far more precise reaction rates than the ones taken from online databases. Thus the uncertainty of the isotope abundances of $36 \leq Z \leq 45$ nuclei for the studied astrophysical model is significantly (from more than an order of magnitude to 30%) lowered. Furthermore, the good performance of the transmission model for predicting cross sections of astrophysical processes has been presented.

$^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ thick target yield measurement

To test the reliability of the cross section predictions of the transmission model, I measured the $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ reaction cross section. The available data sets are inconsistent with each other and do not provide information on the behavior of the excitation function at astrophysical energies.

The experiment was carried out by the thick target yield method (i.e., the projectile stops completely in the target, reactions take place with all energies between the bombarding energy and the reaction threshold; thus the number of reactions per projectile was derived experimentally). The thick target yields were measured between $E_\alpha = 7.0$ MeV and $E_\alpha = 13.0$ MeV laboratory energy. The cross sections were derived from the γ -yields emitted after the β -decay of the ^{103}Ru nuclei, measured with HPGe detectors. The cross section data have been compared to predictions of the transmission model and predictions derived using different α -OMP's. I found that the transmission model prediction — re-scaled by 1.21 — excellently describes the experimental data while the global α -OMP's cannot reproduce the energy dependence of the measured cross sections. This finding strengthened the feasibility of the transmission model.

The rescaled transmission model prediction was then used to derive the astrophysical reaction rates. For the full temperature range of the weak r-process the uncertainty of the reaction rate was drastically reduced from the usually assumed factor of 10 down to about 30%. As a result of a repeated weak r-process network calculation I found that the nucleosynthesis yields are drastically reduced in the $A \sim 100$ region.

Half-life measurement of the ^{125}Cs and ^{125}Xe isotopes

An activation cross section measurement on $^{124}\text{Xe}(p,\gamma)^{125}\text{Cs}$ reaction aiming to study the astrophysical p-process is in progress at Atomki. The half-life of the reaction product (^{125}Cs) and its daughter (^{125}Xe) is known with relatively high uncertainty. In order to increase the

precision of the cross section results of the ongoing cross section measurement, I re-measured the ^{125}Cs and ^{125}Xe half-lives precisely using γ -spectroscopy.

The ^{125}Cs nuclei were produced via the $^{124}\text{Xe}(p,\gamma)$ reaction. The measurement was carried out using a thin foil-windowed gas target developed at Atomki. During the irradiations the gas cell was filled with low pressure ($2.0 \text{ torr} < p < 7.0 \text{ torr}$), high isotopic purity (99.9 %) ^{124}Xe gas. The energy of the proton beam provided by the Atomki cyclotron accelerator span between $6.0 \text{ MeV} \leq E_{\alpha} \leq 7.5 \text{ MeV}$. The duration of the irradiation varied between 70 min and 180 min while the cell pressure was monitored. The produced ^{125}Cs isotopes were implanted into the exit foil of the gas target; the activity of this foil was measured with a HPGe detector. The γ -yield measurement usually started 30 - 60 min after the end of the irradiation and lasted from 29 h to 61 h. In the first five hours of the counting the spectra were stored in every 3 minutes to follow the decay of ^{125}Cs , after that in every 15 minutes to derive the half-life of the daughter. In each spectra the area of the γ -peaks were derived by both fitting Gaussians and numerical integration, then the derived decay curves were fitted with exponentials.

The systematical uncertainties were derived using reference sources, by measuring several transitions, fitting different ranges at each γ -spectra and using different methods for peak area determination. The total uncertainty was determined as the quadratic sum of the statistical and systematical uncertainties. The final results are $t_{1/2} = 44.35 \pm 0.29 \text{ min}$ for ^{125}Cs and $t_{1/2} = 16.87 \pm 0.08 \text{ h}$ for the ^{125}Xe isotope. The new half-life values are substantially more precise, thus we suggest the use of these new values for both isotopes.

Köszönetnyilvánítás

Jelen értekezés a PhD tanulmányaim során végzett munkám folyamatát és eredményeit foglalja össze. Ez idő alatt számos forrásból kaptam segítséget.

Mindenek előtt szeretném megköszönni témavezetőmnek, Dr. Kiss Gábor Gyulának, hogy megismertetett a nukleáris asztrofizikával, valamint hogy töretlen lelkesedéssel támogatott munkám során. Köszönöm továbbá a debreceni Atommagkutató Intézet vezetőségének a disszertációm megszületéséhez szükséges munkakörülmények megteremtéséért. Külön köszönet illeti Gyürky Györgyöt és Szücs Tamást a mindennapi munkában nyújtott segítségért és tanácsokért. Továbbá, köszönöm a Nukleáris Asztrofizika csoport további tagjainak (Halász Zoltán, Elekes Zoltán, Somorjai Endre) támogatását.

Szeretnék köszönetet mondani Peter Mohr-nak a kísérleti eredményeimre támaszkodó elméleti számítások elvégzéséért, illetve az Atomki Részecskegyorsító központ munkatársainak, elsősorban a ciklotron gyorsító operátorainak (Budai László, Halász György, Juhos László, Tóth Ernő) segítségükért és precíz munkájukért.

Végül, de nem utolsó sorban szeretném megköszönni a családom és barátaim állandó támogatását és biztatását.

Saját publikációk

Első tézispont

G.G. Kiss, **T.N. Szegedi**, P. Mohr, M. Jacobi, Gy. Gyürky, R. Huszánk és A. Arcones

Low energy measurement of the $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ reaction cross section and its impact on weak r -nucleosynthesis,

Astrophysical Journal **908**, 202 (2021).

Második tézispont

T.N. Szegedi G.G. Kiss, P. Mohr, A. Psaltis, M. Jacobi, G.G. Barnaföldi, Gy. Gyürky, T. Szücs és A. Arcones

Activation thick target yield measurement of $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ for studying the weak r -process nucleosynthesis,

Physical Review C **104**, 035804 (2021).

T.N. Szegedi, G.G. Kiss, Gy. Gyürky és P. Mohr

Activation cross section measurement of the $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ reaction for optical potential studies,

Journal of Physics: Conference Series **1668**, 012041 (2020).

Harmadik tézispont

T.N. Szegedi, G.G. Kiss, I. Öksüz, T. Szücs, Gy. Gyürky, Z. Elekes, E. Somorjai és Zs. Fülöp

High precision half-life measurement of ^{125}Cs and ^{125}Xe with γ -spectroscopy,

Nuclear Physics A **986**, 213–222 (2019).

Előadások

T.N. Szegedi

*α -mag optikai potenciál meghatározása robbanásos elemszintézis
szcenáriók modellezéséhez,*

DOFFI Fizikus Doktoranduszok Konferenciája,
Balatonfenyves, Június 14. - 17. (2018).

T.N. Szegedi

*A $^{92,94,100}\text{Mo}(\alpha,n)^{95,97,103}\text{Ru}$ reakciók hatáskeresztmetszetének
meghatározása aktivációs módszerrel és optikai potenciálok robbanásos
elemszintézis scenáriók modellezéséhez,*

XVI. Magfizikus Találkozó,
Jávorkút, Augusztus 29. - Szeptember 1. 2018

T.N. Szegedi

*Activation cross-section measurements of the $^{92,94,100}\text{Mo}(\alpha,n)^{95,97,103}\text{Ru}$
reactions and optical potentials for modelling explosive nucleosynthesis
scenarios,*

European Nuclear Physics Conference,
Bologna, Olaszország, Szeptember 2. - 7. (2018).

T.N. Szegedi

(α,n) reaction cross section measurement on Mo isotopes for γ -process,

Nuclear Physics In Stellar Explosions Workshop '18,
Debrecen, Szeptember 12. - 14. (2018).

T.N. Szegedi

*Könnyű neutrondús magok keletkezésének vizsgálata és kísérleti
magpotenciálok meghatározása,*

Magyar Fizikus Vándorgyűlés,
Sopron, Augusztus 21. - 24. (2019).

T.N. Szegedi

Study of alpha-nucleus optical potentials used in weak r-process nucleosynthesis models by measuring the $^{96}\text{Zr}(\alpha,n)^{99}\text{Mo}$ and $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)^{103}\text{Ru}$ cross sections,

Nuclear Physics in Astrophysics IX,
Frankfurt, Németország, Szeptember 15. - 20. (2019).

T.N. Szegedi

Activation cross section measurement of the $^{92,94}\text{Mo}(\alpha,n)^{95,97}\text{Ru}$ reactions for γ -process studies,

7th edition of biannual p-process workshop,
Serralunga d'Alba Olaszország, Szeptember 22. - 27. (2019).

Poszterek

T.N. Szegedi

α -induced reactions on Molybdenum isotopes: Cross section measurements and optical potentials for modelling explosive nucleosynthesis scenarios,

Nuclei In the Cosmos XV,
Assergi, L'Aquila, Olaszország, Június 24. - 29. (2018).

További publikációk

T.N. Szegedi, Á. Tóth, G.G. Kiss és Gy. Gyürky

High precision half-life measurement of ^{95}Ru , ^{95}Tc and ^{95m}Tc with γ -spectroscopy,

European Physics Journal A **56**, 182 (2020).

T.N. Szegedi és G.G. Kiss

(α,n) reaction cross section measurement on $^{92,94}\text{Mo}$ isotopes,
Il Nuovo Cimento C **42**, 121 (2019).

T.N. Szegedi és G.G. Kiss

Precise Measurement of the ^{95}Ru and ^{95}Tc Half-Lives,

Springer Proceedings in Physics: 15th International Symposium on Nuclei in the Cosmos, NIC 2018 **219**, 441-444 (2019)

T. Szücs, P. Mohr, Gy. Gyürky, Z. Halász, R. Huszánk, G.G. Kiss, **T.N. Szegedi**, Zs. Török és Zs. Fülöp
Cross section of α -induced reactions on ^{197}Au at sub-Coulomb energies,
Physical Review C **100**, 065803 (2019).

T. Szücs, G.G. Kiss, Gy. Gyürky, Z. Halász, **T.N. Szegedi** és Zs. Fülöp
Cross section of $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ around the ^7Be proton separation threshold,
Physical Review C **99**, 055804 (2019).

T. Szücs, P. Mohr, Gy. Gyürky, Z. Halász, R. Huszánk, G.G. Kiss, **T.N. Szegedi**, Zs. Török és Zs. Fülöp
Activation measurement of α -induced cross sections for ^{197}Au : Analysis in the statistical model and beyond,
Journal of Physics: Conference Series **1668**, 012042 (2020).

Z. Halász, E. Somorjai, Gy. Gyürky, Z. Elekes, Zs. Fülöp, T. Szücs, G.G. Kiss, **T.N. Szegedi**, T. Rauscher, J. Görres és M. Wiescher
Experimental study of the astrophysical γ -process reaction $^{124}\text{Xe}(\alpha,\gamma)^{128}\text{Ba}$,
Physical Review C **94**, 045801 (2016).

Irodalomjegyzék

[Abb17] B.P. Abbott et al.,
GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral,
Physical Review Letters **119**, 161101 (2017).

[And50] D.L. Anderson, M.L. Pool,
Radioactive Xenon 125, and Xenon 127,
Physical Review **77**, 142 (1950).

[And65] G. Andersson, G. Rudstam, G. Sorensen,
Decay Data On Some Xe, I, And Te Isotopes,
Arkiv Fysik **28**, 37 (1965).

[Arc11] A. Arcones és F. Montes,
Production of light-element primary process nuclei in neutrino-driven winds,
The Astrophysical Journal **731**:5 (2011).

[Arc13] A. Arcones és F.-K. Thielemann,
Neutrino-driven wind simulations and nucleosynthesis of heavy elements,
Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **40**, 013201 (2013).

[Arc14] A. Arcones és J. Bliss,
Nucleosynthesis of elements between Sr and Ag in neutron- and proton-rich neutrino-driven winds,
Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **41**, 044005 (2014).

[Arn07] M. Arnould, S. Goriely és K. Takahashi,
The r-process of stellar nucleosynthesis: Astrophysics and nuclear physics achievements and mysteries,
Physics Reports **450**, 97 – 213 (2007).

[Aur67] J.M.D. Auria,
PhD Thesis, Yale Univ. (1967).

- [Avr10] V. Avrigeanu és M. Avrigeanu
 α -particle nuclear surface absorption below the Coulomb barrier in heavy nuclei,
Physical Review C **82**, 014606 (2010).
- [Avr14] V. Avrigeanu, M. Avrigeanu és C. Mănăilescu,
Further explorations of the α -particle optical model potential at low energies for the mass range $A \approx 45$ –209,
Physical Review C **90**, 044612 (2014).
- [Avr19] V. Avrigeanu és M. Avrigeanu,
Role of consistent parameter sets in an assessment of the α -particle optical potential below the Coulomb barrier,
Physical Review C **99**, 044613 (2019).
- [Bat10] K. Bateman,
Solution of a system of differential equations occurring in the theory of radioactive transformations,
Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, volume XV pages 423–427 (1910).
- [Ber52] I. Bergstrom,
The Isomers of Krypton and Xenon,
Arkiv Fysik **5**, 191 (1952).
- [Bli17] J. Bliss et al.,
Impact of (α, n) reactions on weak r -process in neutrino-driven winds,
Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **44**, 054003 (2017).
- [Bli20] J. Bliss et al.,
Nuclear physics uncertainties in neutrino-driven, neutron-rich supernova ejecta,
Physical Review C **101**, 055807 (2020).

[Bor12] C. Bordeanu et al.,
Thin-window gas cell target for activation cross-section measurements relevant for nuclear astrophysics,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **693**, 220 (2012).

[Bro17] E. Browne és J.K. Tuli,
Nuclear Data Sheets for A = 99,
Nuclear Data Sheets **145**, 25-340 (2017).

[Bur57] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler és F. Hoyle, Rev.
Synthesis of Elements in Stars,
Review of Modern Physics **29**, 547 (1957).

[Cam57] A.G.W. Cameron,
Report CRL-41,
Atomic Energy of Canada Ltd., Chalk River (1957).

[Cho95] D.P. Chowdhury et al.,
Determination of cross section of α -induced nuclear reaction on natural Cr and Zr by stacked foil activation for thin layer activation analysis,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **103**, 261-266 (1995).

[Chr76]: P.R. Christensen és Z.E. Switkowski,
IWB analysis of scattering and fusion cross sections for the $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ and $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ reactions for energies near and below the Coulomb barrier
Nuclear Physics A **280**, 205-216 (1977).

[Cow06] J. Cowan és C. Sneden,
Heavy element synthesis in the oldest stars and the early Universe,
Nature **27**, 440 (2006).

[Dem02] P. Demetriou, C. Grama és S. Goriely,
Improved global α -optical model potentials at low energies
Nuclear Physics A **707**, 253–276 (2002).

[Est65] R.A. Esterlund és B. D. Pate,
*Analysis of excitation functions via the compound statistical model:
Angular momentum effects,*
Nuclear Physics **69**, 401 (1965).

[Fre09] D. De Frenne,
Nuclear Data Sheets for $A = 103$,
Nuclear Data Sheets **110**, 2081–2256 (2009).

[Fre99] C. Freiburghaus, S. Rosswog, és F.-K. Thielemann,
R-Process in Neutron Star Mergers,
The Astrophysical Journal **525**, L121 (1999).

[Gil08] G.R. Gilmore,
Practical Gamma-ray Spectrometry 2nd Edition
(2008).

[Goi16] T. Goigoux et al.,
Two-Proton Radioactivity of ^{67}Kr ,
Physical Review Letters **117**, 162501 (2016).

[Gor11] S. Goriely et al.,
*r-process nucleosynthesis in dynamically ejected matter of neutron star
mergers,*
The Astrophysical Journal Letters **738**, L32 (2011).

[Gos92] J. Goswamy et al.,
Study of ^{99}Mo and ^{111}Ag decays,
International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part
A. Applied Radiation and Isotopes **43**, 1467 (1992).

[Gra74] H.P. Graf és H. Müznel,
Excitation functions for α -particle reactions with molybdenum isotopes,
Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry **36**, 3647 (1974).

[Gyü06] Gy. Gyürky et al.,
 α -induced cross sections of ^{106}Cd for the astrophysical p-process,
Physical Review C **74**, 025805 (2006).

[Gyü14] Gy. Gyürky et al.,
The activation method for cross section measurements in nuclear astrophysics,
Nuclear Physics A **920**, 112 (2014).

[Gyü19] Gy. Gyürky et al.,
The activation method for cross section measurements in nuclear astrophysics,
European Physics Journal A **55**: 41 (2019).

[Hag18] M. Hagiwara et al.,
Measurement of the excitation function of $^{96}\text{Zr}(a,n)^{99}\text{Mo}$ for an alternative production source of medical radioisotopes,
Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **318**:569–573 (2018).

[Hag99] K. Hagino, N. Rowley és A.T. Kruppa,
A program for coupled-channel calculations with all order couplings for heavy-ion fusion reactions
Computer Physics Communications **123**, 143–152 (1999).

[Hal16] Z. Halász et al.,
Experimental study of the astrophysical γ -process reaction $^{124}\text{Xe}(\alpha,\gamma)^{128}\text{Ba}$,
Physical Review C **94**, 045801 (2016).

[Hau52] W. Hauser és H. Feshbach,
The Inelastic Scattering of Neutrons,
Physical Review **87**, 366 (1952).

[Hus16] R. Huszánk et al.,
Determination of the density of silicon–nitride thin films by ion-beam analytical techniques (RBS, PIXE, STIM),
Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **307**, 341 (2016).

[Hus75] R.A. Hulse és J.H. Taylor,
Discovery of a pulsar in a binary system,
The Astrophysical Journal **195**, L51 (1975).

- [Ili07] C. Iliadis,
Nuclear Physics of Stars,
WILEY-VCH Verlag Gmbh Co. KGaA (2007).
- [KAD] KADoNiS - The Karlsruhe Astrophysical Database of
Nucleosynthesis in Stars,
<https://www.kadonis.org/>
- [Kap11] F. Kappeler, R. Gallino, S. Bisterzo és Wako Aoki,
The s-process: Nuclear physics, stellar models, and observations,
Reviews Of Modern Physics **83**, 157 (2011).
- [Kat11] J. Katakura,
Nuclear Data Sheets for A = 125,
Nuclear Data Sheets **112**, 495(2011).
- [Kis08] G.G. Kiss et al.,
Coulomb Suppression of the Stellar Enhancement Factor,
Physical Review Letters **101**, 191101 (2008).
- [Kis11] G.G. Kiss et al.,
*Determining reaction cross sections via characteristic X-ray detection
 α -induced reactions on ^{169}Tm for the astrophysical γ -process*,
Physics Letters B **695**, 419–423 (2011).
- [Kis21] G.G. Kiss, T.N. Szegedi et al.,
*Low energy measurement of the $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$ reaction cross section and
its impact on weak r-nucleosynthesis*,
Astrophysical Journal **908**:2, 202 (2021).
- [Lah86] M. Lahanas et al.,
Inelastic α -scattering from ^{90}Zr and ^{96}Zr ,
Nuclear Physics A **455**, 399 (1986).
- [Lat74] J.M. Lattimer és D.N. Schramm,
Black-Hole-Neutron-Star Collisions,
The Astrophysical Journal **192**, L145 (1974).

[Lat76] J.M. Lattimer és D.N. Schramm,
The tidal disruption of neutron stars by black holes in close binaries,
The Astrophysical Journal **210**, 549 (1976).

[Leo87] W.R. Leo,
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments,
Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1987).

[LIG] <https://www.ligo.caltech.edu/>

[Lud69] J. Ludziejewski et al.,
Decay Scheme of ^{125}Xe ,
Acta Physica Polonica **36**, 939 (1969).

[Lun95] B.J. Lund et al.,
Isospin character of transition to the 2^{1+} and 3^{1-} states of $^{90,92,94,96}\text{Zr}$,
Physical Review C **51**, 635 (1995).

[McF66] L. McFadden és G.R. Satchler
Optical-model Analysis Of The Scattering Of 24.7 MeV Alpha Particles,
Nuclear Physics **84**, 177-200 (1966).

[Mic54] M.C. Michel, D.H. Templeton,
Mass Assignments by Isotope Separation,
Physical Review **93**, 1422 (1954).

[Moh13] P. Mohr et al.,
Elastic alpha scattering experiments and the alpha-nucleus optical potential at low energies,
Atomic Data and Nuclear Data Tables **99**, 651 (2013).

[Moh16] P. Mohr,
Role of (α, n) reactions under r-process conditions in neutrino-driven winds reexamined,
Physical Review C **94**, 035801 (2016).

[Moh20] P. Mohr et al.,

Successful Prediction of Total α -Induced Reaction Cross Sections at Astrophysically Relevant Sub-Coulomb Energies Using a Novel Approach,
Physical Review Letters **124**, 252701 (2020).

- [Moo60] R.B. Moore,
Properties of Neutron Deficient Isotopes of Xenon,
Bulletin of the American Physical Society 5, 338 (1960).
- [Mur19] T. Murata et al.,
Production cross sections of Mo, Nb and Zr radioisotopes from α -induced reaction on natZr,
Applied Radiation and Isotopes **144**, 47–53 (2019).
- [NON] Non Smoker adatházis,
<https://nucastro.org/nonsmoker.html>
- [Per16] J. Pereira és F. Montes,
Theoretical uncertainty of (α,n) reactions relevant for the nucleosynthesis of light r-process nuclei in neutrino-driven winds,
Physical Review C **93**, 034611 (2016).
- [Pre62] I.L. Preiss és P.M. Strudler,
New neutron deficient barium isotopes,
Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry **24**, 589 (1962).
- [Pup14] G. Pupillo et al.,
Experimental cross section evaluation for innovative ^{99}Mo production via the (α,n) reaction on ^{96}Zr target,
Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry **302**, 911–917 (2014).
- [Qia07] Y. - Z. Qian és G. J. Wasserburg,
Where, oh where has the r-process gone?
Physics Reports **442**, 237 (2007).
- [Rap08] W. Rapp, I. Dillmann és F. Käppeler,
Cross section measurements of α -induced reactions on $^{92,94}\text{Mo}$ and ^{112}Sn for p-process studies,
Physical Review C **78**, 025804 (2008).
- [Raw66]: G.H. Rawitscher,
Ingoing wave boundary condition analysis of alpha and deuteron elastic scattering cross sections
Nuclear Physics **85**, 337 - 364 (1966).

- [REA15] REACLIB Reakciósebesség adatbázis, version 2.0,
<https://groups.nslc.msu.edu/jina/reaclib/db/> (2015).
- [RIK] Riken Nishina center, https://www.nishina.riken.jp/index_e.html
- [Rol88] C.E. Rolf és W.S. Rodney,
Cauldrons in the Cosmos,
The University of Chicago Press, Ltd., London (1988).
- [Sal52] E.E. Salpeter,
Nuclear Reactions in Stars Without Hydrogen,
The Astrophysical Journal, vol. **115**, p.326-328 (1952).
- [Sas05] T. Sasaqui et al.,
Sensitivity of r-Process Nucleosynthesis to Light-Element Nuclear Reactions,
The Astrophysical Journal **634**:1173–1189 (2005).
- [Sch20] P. Scholz et al.,
New measurement of the $^{144}\text{Sm}(\alpha,\gamma)^{148}\text{Gd}$ reaction rate for the γ process,
Physical Review C **102**, 045811 (2020).
- [STA17] STARLIB V6.5 Reakciósebesség adatbázis, 09-06-2017,
<https://starlib.github.io/Rate-Library/> (2017).
- [Sue56] H.E. Suess és H.C. Urey
Abundances of the Elements,
Reviews Of Modern Physics **28**, 53 (1956).
- [Sym82] E. Symbalisty és D. N. Schramm,
Neutron Star Collisions and the r-Process,
The Astrophysical Journal **22**, 143 (1982).
- [Sze19a] T.N. Szegedi és G.G. Kiss
Precise measurement of the ^{95}Ru and ^{95}Tc half-lives,
Springer Proceedings in Physics: 15th International Symposium on Nuclei in the Cosmos, NIC 2018, Vol **219**, 441-444 (2019).

- [Sze19b] T.N. Szegedi és G.G. Kiss,
(α, n) reaction cross section measurement on $^{92,94}\text{Mo}$ isotopes,
Il Nuovo Cimento C **42**, 121 (2019).
- [Sze19c] T.N. Szegedi et al.,
High precision half-life measurement of ^{125}Cs and ^{125}Xe with γ -spectroscopy,
Nuclear Physics A **986**, 213–222 (2019).
- [Sze20a] T.N. Szegedi et al.,
Activation cross section measurement of the $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ reaction for optical potential studies
Journal of Physics: Conference Series 1668, 012041 (2020).
- [Sze20b] T.N. Szegedi et al.,
High precision half-life measurement of ^{95}Ru , ^{95}Tc and ^{95m}Tc with γ -spectroscopy,
European Physics Journal A **56**, 182 (2020).
- [Sze21] T.N. Szegedi et al.,
Activation thick target yield measurement of $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ for studying the weak r -process nucleosynthesis,
Physical Review C **104**, 035804 (2021).
- [Szü18] T. Szücs et al.,
Cross section of α -induced reactions on iridium isotopes obtained from thick target yield measurement for the astrophysical γ -process,
Physics Letters B **776**, 396–401 (2018).
- [TAL] TALYS 1.8 kód, <http://www.TALYS.eu/>
- [Tam81] T. Tamura, Z. Matumoto, M. Ohshima,
Nuclear Data Sheets for $A = 125$,
Nuclear Data Sheets **32**, 497 (1981).
- [Thi17] F.-K. Thielemann,
Neutron Star Mergers and Nucleosynthesis of Heavy Elements,
Annual Review of Nuclear and Particle Science **67**:253–74 (2017).

[VIR] <https://www.virgo-gw.eu/>

[Wat19] D. Watson et al.,
Identification of strontium in the merger of two neutron stars,
Nature (London) **574**, 497 (2019).

[Wat58] S. Watanabe,
High energy scattering of deuterons by complex nuclei,
Nuclear Physics **8**, 484-492 (1958).

[Wei16] J.M. Weisberg és Y. Huang,
Relativistic measurements from timing the binary pulsar PSR B1913+16,
The Astrophysical Journal **829**, 55 (2016).

[Woo92] S.E. Woosley és R.D. Hoffman,
The α -process and the r-process,
The Astrophysical Journal **395**, 202-239 (1992).