



Robbanásos elemszintézis-folyamatokban szerepet játszó magreakciók kísérleti vizsgálata

Egyetemi doktori (PhD) értekezés

Mátyus Zsolt

Témavezető: Dr. Gyürky György

DEBRECENI EGYETEM

Természettudományi és Műszaki Tudományi

Doktori Tanács

Fizikai Tudományok Doktori Iskola

Debrecen, 2026

Ezen értekezést a Debreceni Egyetem Természettudományi és Műszaki Tudományi 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, 2026. február 25.

.....

Mátyus Zsolt
doktorjelölt

Tanúsítom, hogy *Mátyus Zsolt* doktorjelölt 2022- 2026 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, 2026. február 25.

.....

Dr. Gyürky György
Témavezető

**Robbanásos elemszintézis-folyamatokban szerepet játszó magreakciók
kísérleti vizsgálata**

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

Írta: Mátyus Zsolt okleveles fizikus

Készült a Debreceni Egyetem Fizikai Tudományok Doktori Iskolája
Magfizika programja keretében

Témavezető: Dr. Gyürky György

Az értekezés bírálói:

Dr.
Dr.

A bírálóbizottság:

elnök: Dr.
tagok: Dr.
Dr.
Dr.
Dr.

Az értekezés védésének időpontja: 20...

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
2. Irodalmi áttekintés	2
2.1. Asztrofizikai alapfogalmak	2
2.1.1. A Coulomb-gát és az alagúteffektus	3
2.1.2. Hatáskeresztmetszet és S-faktor	4
2.1.3. Gamow-ablak	6
2.2. A hidrogénégés	9
2.2.1. pp-láncok	9
2.2.2. Katalitikus hidrogénégés	11
2.3. Héliumégés	12
2.3.1. Három-alfa folyamat	12
2.4. Magasabb rendű égési folyamatok	14
2.5. Nehézelem-szintézis	16
2.6. A p-magok és keletkezésük	18
2.6.1. A p-magok létrejötté magösszeomlós szuper- nóvákban	20
2.6.2. A γ -folyamat termonukleáris szupernóvákban	22
2.7. Robbanásos folyamatok: Klasszikus nóva	24

3. A $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reakció kísérleti vizsgálata	27
3.1. Motiváció	27
3.2. A kísérlet megvalósítása	29
3.2.1. Céltárgyak	29
3.2.2. Besugárzás	35
3.2.3. A ^{30}P bomlásának mérése	39
3.2.4. Adatgyűjtés	41
3.2.5. Eredmények és konklúzió	49
4. A $\text{Te}(\alpha,n)$ reakciók hatáskeresztmetszetének mérése	55
4.1. Motiváció	55
4.1.1. A γ -indukált reakciók kísérleti vizsgálata	56
4.1.2. Az (α,γ) reakciók kísérleti vizsgálata	57
4.2. Hauser-Feshbach modell és az optikai modell potenciál	58
4.2.1. Az alfa-mag optikai modell potenciál	61
4.3. Vizsgált reakciók	64
4.4. Kísérletek megvalósítása	66
4.4.1. Céltárgyak	67
4.4.2. Besugárzás	70
4.4.3. A bomlások mérése	72
4.4.4. Kísérleti eredmények	77
4.5. Kísérleti eredmények elmélettel történő összehasonlítása	85
4.5.1. $^{120}\text{Te}(\alpha,n)^{123}\text{Xe}$	86
4.5.2. $^{122}\text{Te}(\alpha,n)^{125}\text{Xe}$	88
4.5.3. $^{124}\text{Te}(\alpha,n)^{127}\text{Xe}$	90
4.5.4. $^{130}\text{Te}(\alpha,n)^{133}\text{Xe}$	92
4.6. Eredmények diszkussziója	96
4.7. A kísérleti munka összefoglalása	97

5. A kutatásaim összefoglalása	98
6. Summary	100
Köszönetnyilvánítás	102
Irodalomjegyzék	102

1. fejezet

Bevezetés

A nukleáris asztrofizika célja a csillagok fejlődésének és az egyes fejlődési szakaszokon belül lejátszódó magfizikai folyamatoknak a tanulmányozása és megértése. Az ehhez szükséges gyakran összetett elméletek bemeneti adatai kísérletileg mérhető mennyiségek. Ezen mérési eredmények felhasználásával pontosítani lehet az elméleteket.

A bevezetőt követően bemutatásra kerülnek a dolgozat szempontjából elengedhetetlen asztrofizikai folyamatok, asztrofizikai és magfizikai alapfogalmak. Amennyiben szükséges, a későbbi fejezetekben ezek kibővítésre kerülnek az adott tézisponthoz tartozó fejezet elején.

A harmadik és negyedik fejezetben a tézispontok asztrofizikai és kísérleti háttere, valamint maga a kísérleti munka kerül részletes leírásra. Ezen fejezetek keretein belül található a fejezethez tartozó konklúzió is.

Az ötödik fejezetben egy általános összefoglalás található. Végül az összegyűjtött tapasztalatok alapján a dolgozat igyekszik kitekintést adni az asztrofizika szempontjából releváns további kísérletekre.

2. fejezet

Irodalmi áttekintés

2.1. Asztrofizikai alapfogalmak

Hogyan termel egy csillag energiát? Hogyan jött létre a világot alkotó anyag? Ezen kérdések már a régóta foglalkoztatják a kutatókat. Számos, az adott korszak lehetőségeinek megfelelően helyesnek vélt válasz született [1], azonban a technológia fejlődésével és az adatok gyarapodásával ezen válaszok végül mind helytelennek bizonyultak. A modern fizika, nevezetesen a magfizika és a kvantummechanika által szolgáltatott válasz már a megfigyelésekkel megegyező és kísérletekkel alátámasztott elméleti leírást ad a csillagok energiatermelésére [2].

Egy csillag az életét nem a Napunkhoz hasonló, megszokott formájában kezdi. Vissza lehetne tekinteni egészen az Ősrobbanásig és az utána lejátszódó magfizikai folyamatokig, hiszen, ezekben a folyamatokban jött létre az Univerzum és a csillagok nagy részét alkotó hidrogén és hélium. A szakirodalom ezen folyamatok összességét ősrobbanás nukleoszintézisnek nevezi [3]. Azonban a dolgozat szem-

pontjából ennek részletei irrelevánsak, így nem kerül részletes tárgyalásra. A dolgozat jelen fejezete kiindulási alapként fogja kezelni az ősrobbanás során létrejött hidrogén, hélium és lítium mennyiségét.

2.1.1. A Coulomb-gát és az alagúteffektus

A csillagok magjában jelen lévő részecskék energiáját a hőmérséklet szabja meg. Az energiának az eloszlása Maxwell-Boltzmann típusú, melynek maximuma az $E = k_b T$ értéknél van, ahol T a csillag maghőmérséklete, tipikusan $T=10^6-10^9$ K, k_b pedig a Boltzmann-állandó. Jelen dolgozatban vizsgált reakciók töltött részecske-indukált reakciók és a csillagokban lejátszódó energiatermelő reakciók nagy része is az. Emiatt, a reakciópartnerek között fellépő Coulomb-taszítást figyelembe kell venni a csillag működésének leírásához. Két elektromos töltéssel rendelkező részecske között az elektromágneses kölcsönhatás következtében fellépő Coulomb-taszítás egy olyan potenciállal írható le, amely a részecskéket bizonyos távolságnál nem engedi közelebb jutni egymáshoz, gátat szabva a rövid hatótávolságú vonzó jellegű magerők érvényesülésének. A taszító Coulomb-potenciál és a magerőket leíró potenciál együttesen meghatároz egy jellegzetes potenciál alakot, amit Coulomb-gátnak neveznek. A klasszikus fordulópont az az energiafüggő távolságot, melynél közelebb nem enged egymáshoz két részecskét a Coulomb-taszítás. A csillagokban jellemző hőmérséklet és a Coulomb-gát miatt klasszikus fizikai elvek mentén értelmezhetetlenek lennének a lejátszódó folyamatok. Például két proton hőmérsékletből származó energiája (a Nap esetében nagyjából 1,3 keV) jelentősen kisebb a töltött részecskék között lévő Coulomb-gátnál [4] (proton+proton reakció esetén 550 keV), ami meggátolná, hogy bármilyen magreakció létrejöjjön közöttük. Ez az

ellentmondás a kvantummechanikai alagúteffektussal [5] oldható fel. Az alagúteffektus szerint a potenciálgáton a részecske akkor is átjuthat P valószínűséggel, ha az energiája kisebb a gátnál:

$$P = \frac{|\Psi(R_n)|^2}{|\Psi(R_c)|^2}, \quad (2.1)$$

ahol $\Psi(R_n)$ és $\Psi(R_c)$ a kölcsönható magok hullámfüggvénye R_n mag-sugárnál és R_c klasszikus fordulópontnál. A valószínűség értékét a Coulomb-potenciálra megoldott Schrödinger-egyenlet szolgáltatja. Alacsony energiák esetén ($E \ll E_c$) a Schrödinger-egyenlet megoldása jó közelítéssel a következő kifejezésnek adódik:

$$P = \exp(-2\pi\eta). \quad (2.2)$$

Ezt szokás Gamow-együtthatónak [6] is nevezni, a benne szereplő η pedig a dimenziótlan Sommerfeld-együttható.

$$\eta = \alpha Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{\mu c^2}{2E}}, \quad (2.3)$$

ahol a Z_1, Z_2 a kölcsönható magok rendszáma, α a finomszerkezeti állandó, μ a redukált tömeg, c a fénysebesség, E pedig a tömegközépponti energia.

2.1.2. Hatáskeresztmetszet és S-faktor

A hatáskeresztmetszet egy gyakran használt és fontos magfizikai mennyiség, mellyel a bombázó részecskék és a céltárgymagok közti kölcsönhatás valószínűségét lehet számszerűsíteni. A hatáskeresztmetszetet az általam végzett kísérletek során az alábbi kifejezéssel lehet definiálni:

$$\frac{N_r}{t} = \frac{N_b}{t} \cdot \frac{N_t}{A} \cdot \sigma \quad (2.4)$$

ahol N_r a kölcsönhatások száma, N_b/t a bombázó részecskék fluxusa, $\frac{N_t}{A}$ pedig a felületegységenkénti céltárgymagok száma. Homogén targetek estében utóbbi mennyiség éppen a céltárgymagok számának és a céltárgyréteg felületének hányadosa. Mivel az általam végzett használt céltárgyak homogének és a nyaláb átmérője minden esetben kisebb a céltárgyakénál, elegendő a céltárgyrétegben felületegységenkénti céltárgymagok számát ismerni a hatáskeresztmetszet meghatározásához. Töltött részecske-indukált reakciók hatáskeresztmetszete arányos a részecske Coulomb-gáton való áthaladásának valószínűségével, a magtól független, energiafüggő (fordítottan arányos az energiával) de-Broglie hullámhosszával¹ és egy energiafüggő arányossági tényezővel. Tehát a reakció σ hatáskeresztmetszetére a következő összefüggés írható fel:

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} \exp(-2\pi\eta)S(E). \quad (2.5)$$

Az említett arányossági tényezőt nevezik asztrofizikai S-faktornak [7]. Ez számos magfizikai paraméter energiafüggését tartalmazza, de független a Coulomb-gát hatásától. A hatáskeresztmetszet fenti kifejezéséből megállapítható, hogy alacsony energiákon a hatáskeresztmetszet az energia csökkenésével exponenciálisan csökken, míg az S-faktor ugyanazon az energiatartományon általában egy lassan változó függvény, kivéve rezonanciák jelenlétében.

¹A de-Broglie hullámhosszot a 2.5 képlet implicit tartalmazza az $\frac{1}{E}$ tagon keresztül.

2.1.3. Gamow-ablak

Az eddigi megközelítés elhanyagolta, hogy a csillagok magjában Maxwell-Boltzmann energiaeioszlású részecskék vannak jelen. Ez a sebességeloszlásra átlagolt hatáskeresztmetszettel vehető figyelembe, ami nem más, mint az egy részecskepárra vonatkozó reakciósebesség:

$$\langle \sigma \nu \rangle = \sqrt{\left(\frac{8}{\pi\mu}\right)} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE, \quad (2.6)$$

amibe beírva a σ (2.4)-es kifejezést, majd egyszerűsítések után a következő formula adódik:

$$\langle \sigma \nu \rangle = \sqrt{\left(\frac{8}{\pi\mu}\right)} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \cdot \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) dE. \quad (2.7)$$

Ebben a kifejezésben, a Coulomb-gáton való áthaladás képességét leíró tag a b -vel jelölt mennyiség:

$$\begin{aligned} b &= (2\mu)^{1/2} \pi e^2 Z_1 Z_2 / \hbar \simeq \\ &\simeq 0,989 Z_1 Z_2 \mu^{1/2} (\text{MeV})^{1/2}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

A b^2 -et szokás E_G Gamow-energiának nevezni. A Coulomb-gáton való áthaladás a Gamow-energiával is kifejezhető:

$$P = e^{-\sqrt{E_G/E}}. \quad (2.9)$$

Tehát egy adott maghőmérsékletű csillagban a töltött részecskepárok közötti reakció valószínűségét két tényező határozza meg: a

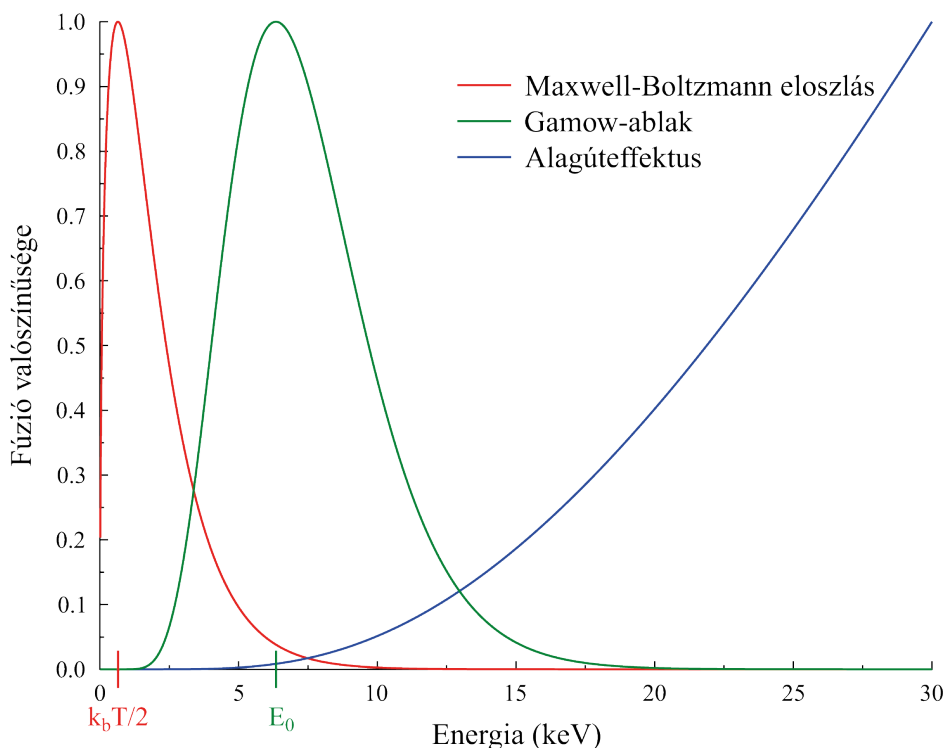
Coulomb-gáton való áthaladás valószínűsége és a csillagra jellemző Maxwell-Boltzmann eloszlás által megszabott energia. Ezen két függvény szorzata adja meg azt az energiatartományt, ahol a csillagban a fúzió a legnagyobb valószínűséggel játszódik le. Ezt az energiatartományt nevezik Gamow-ablaknak [8]. A Gamow-ablak ΔE_0 szélességét és maximális E_0 energiáját, melyet Gamow-csúcsnak hívnak, az alábbi formulák adják meg:

$$\Delta E_0 = 4\sqrt{\frac{E_0 k_B T}{3}} = \frac{2^{5/3}}{\sqrt{3}} [E_G (k_B T)^5]^{1/6} \quad (2.10)$$

és

$$E_0 = \left[E_G \left(\frac{kT}{2} \right)^2 \right]^{1/3}. \quad (2.11)$$

Az alábbi ábrán látható a Gamow-ablak.



2.1. ábra. Két töltött-részecske fúziójának valószínűsége az energia függvényében. A zöld vonal jelöli a Gamow-ablakot, az E_0 pedig a hozzá tartozó maximális energiát.

A Gamow-ablak által kijelölt energiatartományhoz tartozó hatáskeresztmetszet legtöbbször túl alacsony ahhoz, hogy részecskegyorsítókkal ezen tartományon belül végezzenek el értelmes kísérleteket. Emiatt a Gamow-ablakhoz tartozó energiánál magasabb energiákon elvégzett kísérletekben kapott hatáskeresztmetszet értékeket extrapolálni kell az asztrofizikailag releváns energiatartományba. Az extrapoláció annál pontosabb, minél közelebb van a Gamow-ablakhoz a

kísérletileg vizsgált energiataromány. Az extrapoláció egyszerűbb és jobban kezelhető, ha az adatok az energiának egy lassan változó függvényét tartalmazzák, az S-faktort. Emiatt az eredmények analízise és bemutatása közben gyakran használják az S-faktort a hatáskeresztmetszet helyett:

$$S(E) = \frac{E\sigma(E)}{\exp(-2\pi\eta)}. \quad (2.12)$$

2.2. A hidrogénégés

A hidrogénégés a csillagok alapvető energiatermelési folyamata. Minden csillagban lezajlik, függetlenül a csillag tömegétől. Magasabb tömegű csillagok esetében magreakció ciklusok (például CNO-ciklusok) a dominánsak, alacsony tömegű csillagoknál pedig a proton-proton (pp) láncok.

2.2.1. pp-láncok

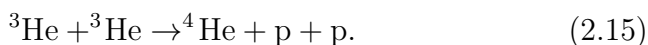
A csillagok és így a Nap is magfúzió keresztül termel energiát. A magfúziót megvalósító, energiatermelő folyamatok egyike a pp1 lánc. Ez a pp reakcióval kezdődik. A pp reakció során két proton egyesül és az egyik béta bomlással neutronná alakul, létrehozva a deuteron (d), a hidrogén kettős izotópját.



A pp reakció után a létrejött deuteron legnagyobb valószínűséggel a protonok nagy sűrűsége miatt egy újabb protonnal fog egyesülni, létrehozva a ${}^3\text{He}$ izotópot energiatartalom mellett. A felszabadult energiát egy γ foton viszi el.

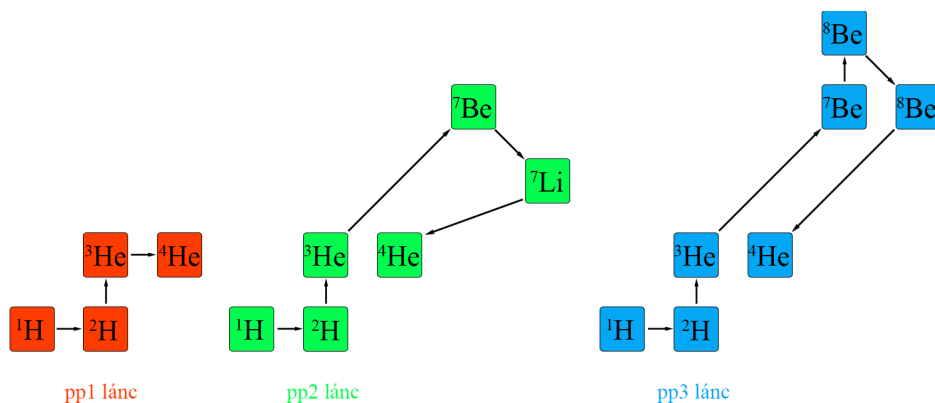


Következő lépésben a ${}^3\text{He}$ izotópon már többféle reakció is végbemehet. Hiába a nagy protonszűrőség, a protonnal való reakció egyrészt az adott energián nagyon alacsony valószínűségű, másrészt a létrejövő ${}^4\text{Li}$ mag instabil, ${}^3\text{He}$ -ra és protonra bomlik vissza. Deuteronnal is reakcióba léphetne a trícium, azonban a deuteronokat a p+d reakció használja el. Nem marad más a ${}^3\text{He}$ számára, mint egy másik ${}^3\text{He}$ vagy egy ${}^4\text{He}$. A lehetséges reakciók közül a legnagyobb hatáskeresztmetszettel az alábbi rendelkezik:



Ezzel a reakcióval teljessé válik a pp1 lánc és lezajlik a hidrogénégés: négy proton egy ${}^4\text{He}$ maggá alakul, jelentős energia felszabadulása mellett.

A pp1 reakciói mellett más pp- láncok is előfordulhatnak, annak köszönhetően, hogy a csillagokban kezdetben nem csak protonok vannak jelen, hanem hélium is. A ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$ reakció például megnyitja a pp2 és pp3 láncokat. A pp- láncok reakcióit az alábbi ábra foglalja össze.

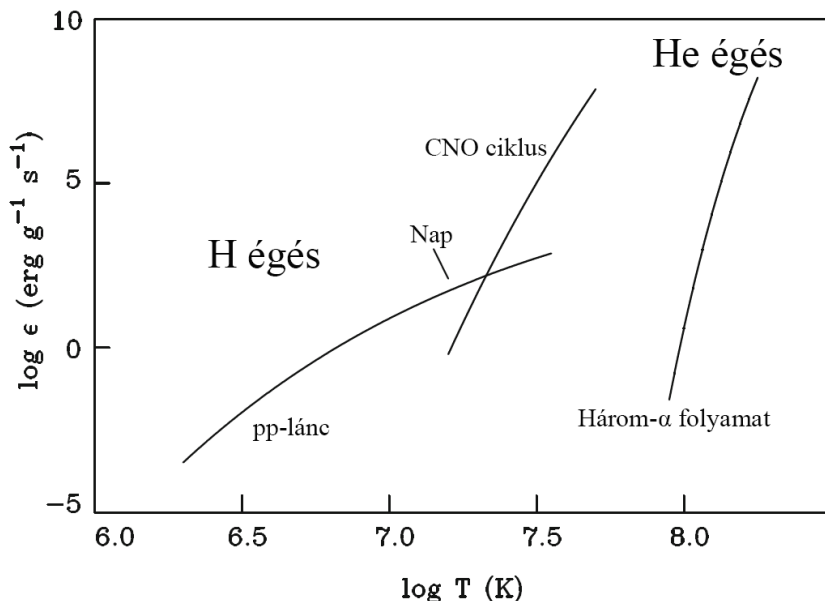


2.2. ábra. pp-láncok reakciói

A hidrogénégés a pp- láncokon keresztül megvalósított formája a pp reakcióban jelen lévő béta-bomlás és a Coulomb-gáton való áthaladás miatt évmilliárdokig is eltarthat, például a Nap esetében is.

2.2.2. Katalitikus hidrogénégés

A hidrogénégés nem csak a pp- láncokon keresztül mehet végbe. Nehezebb elemek (például szén, nitrogén, oxigén) részvételével is lejátszódhat. CNO-ciklusnak nevezik azokat a magreakció-ciklusokat amikben szén, nitrogén és oxigén van jelen. Az elméletet Hans Bethe [9] és Carl Friedrich von Weizsäcker dolgozta ki, azonban ekkor még nem volt világos, honnan származhatnak a folyamathoz szükséges nehezebb elemek. Ma már ismert, hogy az ilyen ciklusokhoz szükséges magok előző generációs nagytömegű csillagokban termelődnek. Ezek a csillagok szupernóvarobbanásban szétszórják a csillagközi térben a megtermelt nehéz elemeket és így egy újabb generációs csillag formálódásakor ezen elemek már jelen vannak a létrejövő csillag magjában. A Nap sem első generációs csillag, ezért benne is lejátszódik ilyen ciklus, CNO1-ciklusnak hívják, és az energiatermelés mintegy 1,5 %-át adja. Léteznek más, nehezebb elemeken végbemenő ciklusok is. Az összes nehezebb elemeket bevonó magreakció-ciklusokban a hidrogénégés lényegi része ugyanaz, mint a pp- láncok esetében, a nehéz elemek mindössze egyfajta katalizátorként vesznek részt a hidrogénégésben. Az ilyen ciklusok energiatermeléshez adott járuléka erősen függ a csillag maghőmérsékletétől (CNO1 ciklus esetén $\sim T^{17}$). Az alábbi ábra szemlélteti a CNO-ciklusok és a pp-láncok energiatermelésének hőmérsékletfüggését.



2.3. ábra. A különböző energiatermelő folyamatok hőmérsékletfüggése. A függőleges tengelyen látható a termelt energiamentiség, a vízszintes tengelyen pedig a hőmérséklet. Az ábra a [10] könyvből származik.

2.3. Héliumégés

A héliumégés összes reakciójának leírása a kísérleti munka szempontjából irreleváns, ezért egy rövid áttekintés után csak néhány reakció kerül bemutatásra.

2.3.1. Három-alfa folyamat

Miután a rendelkezésre álló protonok mennyisége jelentősen lecsökken a csillagban, a magja elkezd összehúzódni és a hőmérséklet emelkedésnek indul. Megfelelően nagy hőmérsékletet elérve a héliumégés indul be, ami átveszi a fő energiatermelő folyamat szerepét. A

csillag tömegétől és fémességétől² függően a tipikus maghőmérséklet és anyagsűrűség hidrosztatikus héliumégés esetén $T = 0,1 - 0,4$ GK és $\rho = 10^2 - 10^5$ g/cm³ tartományokba esik.

A héliumégés eredményeként létrejönnek a ¹²C és a ¹⁶O magok. A megfigyelések azt mutatják, hogy az A=5 és A=8 tömegszámú tartományban nincs stabil izotóp, ami a héliummal reakcióba léphetne. Az A=5 tartományt át lehetne hidalni a ³He(α, γ)⁷Be reakcióval mint a pp2 és pp3 láncok esetében, és megjelenhetne a ⁷Be, ⁷Li, ⁸B. Azonban ezek egy tipikus hidrogénégéses környezetben visszabomlanak ⁴He maggá. Sokáig akadályt jelentett, hogyan tudja a héliumégés folyamata mégis megtermelni a szenet és az oxigént. Egy ötletként felvetették, hogy három ⁴He mag egyesülésével létrejöhetne a ¹²C. A ⁴He atommag (más néven α -részecske) és az addig megtermelt elemek részvételével lehetséges reakciók közül a ⁴He(p, γ)⁵Li és a ⁴He(α, γ)⁸Be végterméke sem stabil. A ⁸Be élettartama például $t_{1/2} \approx 8,2 \cdot 10^{-17}$ s. A folyamat mégis lejátszódik egy kétlépéses reakcióban. Első lépésként a ⁸Be élettartama miatt szinte azonnal kialakul egy egyensúly a ⁸Be termelődése és elbomlása között. Egy újabb α részecske befogásával létrejön a ¹²C, ami újabb α befogással már létre tudja hozni a ¹⁶O-t. Feltételezték, hogy a ¹²C magban létezik egy rezonáns állapot a ⁸Be + ⁴He küszöb közelében. Ez az állapot Fred Hoyle-ról kapta a nevét, mivel ő jósolta meg létezését 1953-ban [11]. Később az állapot létezését kísérletileg is bizonyították [12]. A három-alfa folyamat és a Hoyle-állapot jelentősége nem csak azért nagy, mert választ ad a héliumégés egy addig megkerülhetetlennek

²A csillag fémessége azt fejezi ki, hogy mekkora a hidrogéne és héliumon kívüli elemek mennyisége egy adott csillagban. A gyakorlatban a csillagok fémességét Napban található vas mennyiségéhez hasonlítják és logaritmikus skálán mérik.

látszó problémájára, hanem mert ennek a folyamatnak az eredményeként jön létre a Földön megtalálható létformák alapjául szolgáló ^{12}C is.

A héliumégés másik két megemlíthető reakciója a $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ és az $^{16}\text{O}(\alpha,\gamma)^{20}\text{Ne}$, melyek megsemmisítenék a megtermelt stabil ^{12}C -t és ^{16}O -t. Azonban ezen reakciók lassúsága miatt, az oxigén és a szén nem fogy el a héliumégés során. Az ^{16}O a harmadik, a ^{12}C a negyedik leggyakoribb elem az Univerzumban. A $^{20}\text{Ne}(\alpha,\gamma)^{24}\text{Mg}$ reakció jellemzően csak magasabb hőmérsékleten kap szerepet. A héliumégés a nagy tömegű és az úgynevezett aszimptotikus óriásági (AGB)³ fázisban lévő csillagokban jelentős mértékben hozzájárul a kozmikus ^{12}C mennyiségéhez.

2.4. Magasabb rendű égési folyamatok

Amennyiben a csillag tömege elég nagy, magasabb rendű égési folyamatok is elindulhatnak: szén-, neon-, oxigén-, és szilíciumégés [13]. Ezen folyamatok reakciói a vas tömegszámának környékéig hoznak létre izotópokat. Közös jellemzőjük, hogy egyre kevesebb energiafelszabadulással járnak és egyre rövidebb idő alatt mennek végbe (a szilíciumégés elég nagy csillagtömeg esetén akár 1 nap alatt is lejátszódhat), szemben a hidrogénégéssel, ami akár évmilliárdokon át zajlik.

A héliumégés után a szén égése következik. Ennek három elsődleges reakciója van: $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\text{p})^{23}\text{Na}$, $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$, $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\text{n})^{23}\text{Mg}$. Fontos megjegyezni, hogy a $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\text{n})^{23}\text{Mg}$ már egy endoterm reakció, vagyis lejátszódásához energiabefektetés szükséges. Ezen elsőd-

³AGB: Asymptotic Giant Branch.

leges reakciók mellett megjelennek másodlagos reakciók, melyek az előbbieken felszabaduló könnyű részecskék (p,n, α) és a héliumégés maradványai között játszódhatnak le. A szénégés tipikusan a $9M_{\odot} \lesssim M \lesssim 11M_{\odot}$ tömegű csillagokban az utolsó égési folyamat. A szénégés nagyjából 1600 évig tart, melynek végeredményeként a csillag magját leginkább ^{16}O , ^{20}Ne , ^{23}Na és ^{24}Mg alkotja.

Következő égési folyamatként természetesnek adódna az oxigénégés, mivel a $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ reakciónak kisebb a Coulomb-gátja, mint a $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$ reakcióé. Azonban a szénégés végére a csillag magja annyira felmelegszik ($T= 1,2-1,8$ GK), hogy a fotonok által indukált reakciók is jelentőssé válnak. A ^{20}Ne mag sajátossága, hogy a többi jelen lévő maghoz képest viszonylag alacsony az α -szeparációs energiája ($S_{\alpha} = 4,7$ MeV), képes foton által indukált bomlásra (fotodezintegrációra) ilyen hőmérsékleten is. Emiatt a soron következő égési folyamat a neonégés. A neonégés elsődleges reakciója a $^{20}\text{Ne}(\gamma,\alpha)^{16}\text{O}$, ami hasonlóan a szénégés $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},n)^{23}\text{Mg}$ reakciójához, endoterm. A ^{20}Ne fotobomlásának eredményeként α részecskék szabadulnak fel, melyek reakcióba lépnek a már jelen lévő izotópokkal. A neonégés már csak körülbelül 280 napot vesz igénybe és a folyamat végén a leggyakoribb izotópok rendre ^{16}O , ^{24}Mg és ^{28}Si .

A neonégés után következő oxigénégésben az $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ reakció lesz az elsődleges reakció, csakúgy mint a szénégés esetében a $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Míg a szénégés esetében a ^{12}C mennyiségének csökkenésével a felszabadult könnyű részecskék száma is csökken, addig az oxigénégés esetén a magas hőmérséklet miatt bekövetkező fotodezintegrációk a ^{16}O mennyiségének csökkenése ellenére a felszabadított könnyű részecskék forrásaként funkcionálnak. Ezen fotobomlások a gyengén kötött magokat könnyebb, erősebben kötött magokká alakítják.

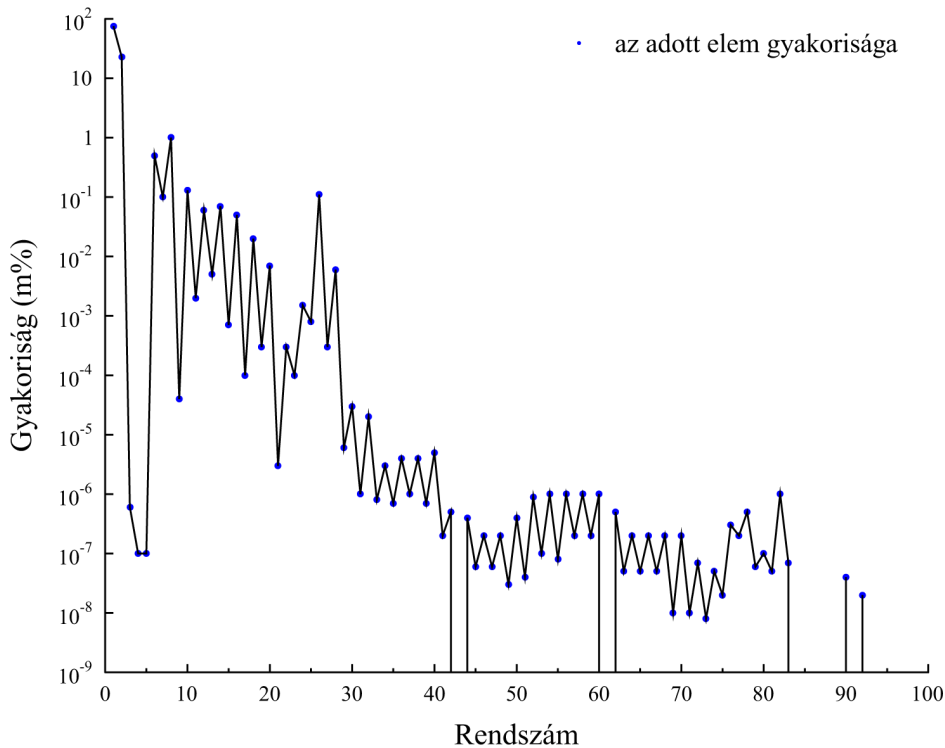
A magasabb rendű égési folyamatok utolsó lépése a szilíciumégés. Az oxigénégés végén a leggyakoribb elem a ^{28}Si és a ^{32}S . Az olyan reakcióknak a lejátszódása mint a $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ vagy $^{28}\text{Si} + ^{32}\text{S}$ a Coulomb-gát miatt elhanyagolható még a csillagfejlődés ezen szakaszában jellemző magas hőmérsékletek mellett is. A magas hőmérsékletnek köszönhetően a fotonok energiája azonban olyan nagy lesz, hogy a fotodezintegrációs reakciók által felszabadított könnyű részecskék befogódhatnak az addig termelt nehezebb magokba és létrejönnek nehéz, erősen kötött magok. Ebben a folyamatban több oda-vissza irányú reakcióban egyensúly alakul ki és bizonyos magok összekapcsolódva úgynevezett kvázi egyensúlyi klasztereket hoznak létre. A végeredmény a neonégéshez hasonló folyamat, melynek eredményeként leginkább vas jön létre, csak sokkal magasabb hőmérsékleten és gyorsabb időskálán. Amennyiben a csillag tömege elég nagy, a szilíciumégés után robbanásos folyamat indulhat be, a II-es típusú szupernóva.

2.5. Nehézelem-szintézis

A szilíciumégéssel lezárul a töltött részecske-indukált reakciók részvételével zajló nukleoszintézis. A vas atommagjában már annyi proton halmozódik fel, hogy a csillagokra jellemző hőmérsékleten a Coulomb-gát áthatolhatatlanná válik.

Azonban a 2.5 ábrán látható elemgyakoriság szerint a vasnál nehezebb elemek is létrejönnek. Azaz a vasnál nehezebb elemek létrejöttéhez olyan folyamatokra van szükség, amire nincs hatással a Coulomb-gát. Neutronindukált reakciók segítségével a vasnál nehezebb elemek is létrejöhetnek. A neutronindukált reakciókon alapuló fő folyamatok az s- és r-folyamat [14], [15]. Ezen folyamatok azonban

nem kapcsolódnak szorosan a dolgozat témájához, tehát csak röviden kerülnek áttekintésre.



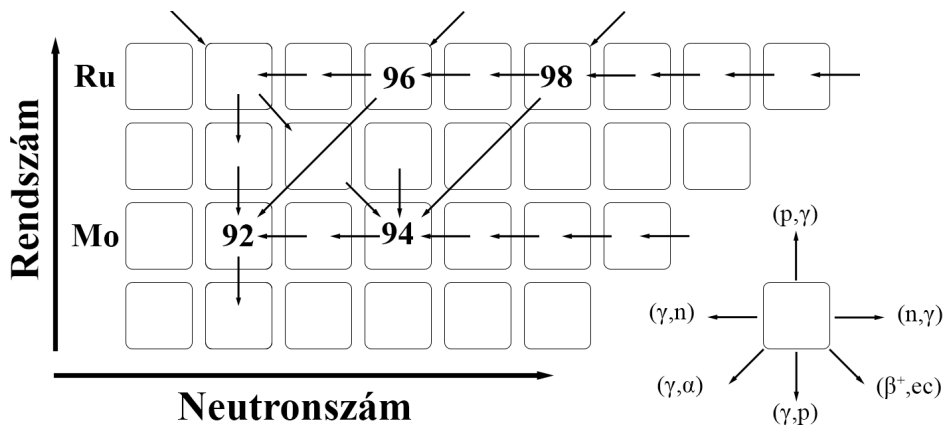
2.4. ábra. Az egyes elemek gyakorisága a Naprendszerben tömegszázalékban megadva.

A neutronindukált magreakciókon keresztül végbemenő nukleoszintézis az alábbiak szerint játszódhat le: sorozatos neutronbefogások és az esetlegesen ezt követő β -bomlások. A folyamat kiindulópontjai a vas csoport elemei lehetnek, de legtöbbször a ^{56}Fe . A folyamat eredményeként a vasnál nehezebb magokra bomlanak a létrejött β instabil izotópok. Ahhoz, hogy ez a folyamat lejátszódjon, nagy neutron-sűrűség szükséges. Az s-folyamatot nagyjából 10^8 neutron/cm³ neutron-sűrűség mellett a stabilitási sáv közepe környékén elhelyezke-

dő magokat hozza létre. Az s-folyamathoz szükséges neutronsűrűség vörös óriásokban valósul meg. Az r-folyamat esetében a neutronsűrűség nagyobb, mint 10^{20} neutron/cm³, ami a szupernóvákra és összeolvadó neutroncsillagokra jellemző. Ez a neutronsűrűség már elegendő ahhoz, hogy az r-folyamat a stabilitási sáv neutrongazdag magjait létre hozza.

2.6. A p-magok és keletkezésük

A nehéz elemek stabil izotópjai közül egyesek csak s- mások csak r-folyamatban jöhetnek létre, de olyanok is vannak, amelyek mindkét folyamatban. Azonban a stabilitási sáv protongazdag oldalán található néhány tucat izotóp, melyeket p-magoknak hívnak, nem keletkezhet egyik folyamatban sem [16]. Ennek oka, hogy a stabilitási sáv elzárja a protongazdag oldaltól mindkét folyamatot. Ezen magok gyakorisága az adott elem más, stabil, s vagy r izotópjaihoz képest alacsony, nagyjából 0,1-1 %. A kivételek a ⁹²Mo, ⁹⁴Mo és ⁹⁶Ru izotópok, melyek aránya rendre $14,65 \pm 0,04$ % [17], $9,187 \pm 0,012$ % [17] és $5,54 \pm 0,02$ % [18] a többi molibdén és ruténium izotóphoz képest.



2.5. ábra. A molibdén és ruténium p-magjaihoz vezető reakciók. A neutron-, proton- és α -disszociációs reakciók a neutronban gazdagabb magokon keresztül a protonban gazdag izotópokhoz vezetnek a folyamat során. A p-magok közvetlenül, vagy instabil magokon lezajló gyenge kölcsönhatású bomlások (β^+ -bomlások és elektronbefogások) révén keletkeznek.

A p-magokat létrehozó nukleoszintézis-folyamat leírására több próbálkozás is történt. Az első feltételezések szerint a p-folyamat protonbefogásos reakciókon keresztül ment végbe magösszeomlásos szupernóva (CCSN)⁴ robbanásban [19]. Azonban a csillagok előrehaladott fejlődési szakaszait leíró nukleoszintézis szimulációk azt mutatták, hogy a p-magok sokkal inkább egymást követő, nehezebb magokon végbemenő gamma-indukált, neutron-, proton- és alfa-kibocsátással járó reakciók révén jönnek létre. 1978-ban Woosley megmutatta, hogy a CCSNe robbanások biztosíthatják azokat a körülményeket, amelyek kedvezőek lehetnek a p-magok létrejöttéhez γ -indukált reakciókon keresztül [20]. Ezt a folyamatot nevezte γ -folyamatnak. Ma már ismert, hogy a γ -folyamat a CCSNe-ben és a termonukleáris szupernóvákban (SNe Ia) is előfordulhat. A következőkben ezek kerülnek bemutatásra.

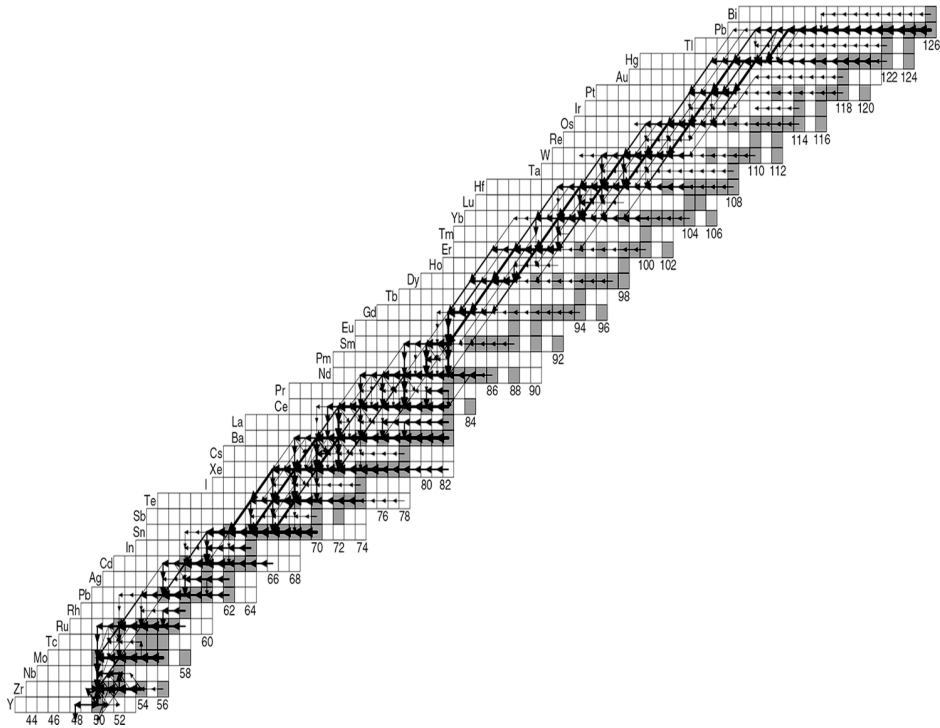
⁴CCSN: Core Collapse Supernova, CCSNe: Core Collapse Supernovae

2.6.1. A p-magok létrejötte magösszeomlásos szupernóvákban

A CCSN az Univerzum legergikusabb eseményei közé tartozik, amely egy $M = 8 - 25 M_{\odot}$ tömegű csillag életútjának végén következik be. A szupernóva-robbanás során a lökéshullám áthalad a csillag oxigén- és neongazdag (O/Ne) rétegén, amely egy rövid időre (nagyjából 1 másodperc) összenyomódik, és felhevül. A robbanás közben az O/Ne-gazdag réteg egyes zónái különböző termodinamikai utat járnak be és emiatt más-más hőmérsékletet és sűrűséget érnek el. A számítások azt mutatják, hogy a maximális hőmérsékletek a $T_{\max} \approx 1,8 - 3$ GK tartományba esnek. Megmutatható, hogy különböző tömegszám-tartományokba eső magok különböző maximális hőmérsékleteken termelődnek leginkább. A legnehezebb $A \geq 144$ magokhoz $T_{\max} \leq 2,5$ GK, az $A \approx 92 - 144$ magokhoz $T_{\max} \approx 2,7 - 3$ GK és az $A \leq 92$ magokhoz $T_{\max} \geq 3$ GK hőmérséklet tartozik. Az így kapott szimulált izotópeloszlásokat súlyozottan átlagolják különböző tömegű csillagokra. Az eredmény figyelemre méltó – tekintettel a folyamat és az azt leíró szimulációk összetettségére –, mivel a p-magok nagyjából 60 %-nak a Naprendszerbeli gyakoriságát 2-3-szoros faktoron belül sikerül visszacapni.

Egy tetszőlegesen kiválasztott réteget vizsgálva, melynek maximum hőmérséklete $T = 3$ GK, sűrűsége $\rho = 6 \times 10^5$ g/cm³, a γ -folyamatra jellemző általános megfigyeléseket lehet tenni. A rétegben a folyamat mindösszesen 1,1 másodpercig tart, ami magába foglalja a kompressziót, a felmelegedést majd a visszahűlést is. A rétegben a reakcióhálózat nagyjából 1000 magot tartalmaz a hidrogéntől egészen bizmutig és mintegy 11000 reakcióból áll. A kezdeti izotóparányokat meg lehet határozni a csillag korábbi fejlődési szaka-

szaira készített modellek segítségével. Ezek eredményeként a leggyakoribb elemek a csillagban a robbanásos folyamat előtt rendre a ^{16}O , ^{20}Ne és a ^{24}Mg . A 2.6 ábrán egy szimulált reakcióhálózat látható.



2.6. ábra. A nyilak vastagsága az adott reakció fontosságát reprezentálja. A szürke négyzetek stabil magokat jelölnek. Az ábrán az integrált hozamok az ittrium feletti tartományban láthatók, a γ -folyamat során magösszeomlásos szupernóvarobbanásakor. A reakcióhálózat a nehezebb magoktól a könnyebbek felé irányul. Az ábra a [7] könyvből származik.

Az 2.6 ábra jól szemlélteti a γ -folyamat izotópgyakoriságokra vonatkozó tulajdonságait. Látható, hogy egy adott p-mag csak nála nehezebb izotópokból jöhet létre. A kezdeti magok (γ, n) reakciók sorozata után átkerülnek a stabilitási sáv protongazdag oldalára. Ez

egészen addig zajlik amíg az adott izotópsor el nem ér egy elágazási pontot. Az elágazási pontok a csúcshőmérséklet növekedésével egyre távolabb esnek a stabilitási völgytől, ezért a legtöbb elágazási mag radioaktív. A jelen fejezetben tárgyalt körülmények között az elágazási pontokként szolgáló magok az eurórium feletti magtömeg tartományban szinte kizárólag (γ, α) reakciókkal semmisülnek meg, ezért a (γ, α) reakciók Gamow-ablakbeli reakciósebességének pontos ismerete kiemelten fontos a γ -folyamat leírása szempontjából. Az euróriumtól könnyebb magoknál már számottevő módon lehetséges a (γ, p) reakciók lejátszódása is. Arnould és Goriely [21] kimutatták, hogy a szimulációk által szolgáltatott izotópeloszlások erősen függenek a γ -folyamatban lejátszódó reakciók leírásához szükséges statisztikus modell (Hauser-Feshbach)[22] paraméterezésétől. A nehezebb p-magok szimulált gyakoriságai leginkább az α -mag optikai modell potenciálra, míg a könnyebb magokra adott elemeloszlás értékek a magok nívósűrűségére valamint a nukleon-mag optikai potenciálokra érzékenyek. Emiatt a stabil magokon végzett (n, γ) , (α, γ) , (p, γ) reakciók sebességét célzó kísérletek nagyban hozzájárulhatnak a modellek pontosításához.

2.6.2. A γ -folyamat termonukleáris szupernóvákban

A γ -folyamat másik lehetséges megvalósulási helyszíne az Ia típusú szupernóva, más néven termonukleáris szupernóva [23]. Az ilyen esemény általában egy kettős rendszerben lévő fehér törpe csillag szén- és oxigénanyagának robbanásából származik, amikor a fehér törpére történő anyagáramlás következtében tömege megnő a

Chandrasekhar-határ⁵ közelébe és a maghőmérséklet eléri az $T \approx 10^9$ K-t. A robbanás során felszabaduló energia a külső, kevésbé sűrű rétegekben eléri a γ -folyamat számára szükséges 2–3 GK csúcshőmérsékletet. Itt a korábban az s-folyamat során felhalmozódott nehezebb magok (pl. báriumtól bizmutig terjedő tömegtartományban) a fotobomlási reakciók révén átalakulnak p-izotópokká.

SNe Ia⁶ esetében jelentős feltétel, hogy a csillag anyagában s-magok dúsuljanak fel a robbanás előtt. Az s-magok kétféle forrásból származhatnak. Az egyik a csillag aszimptotikus óriáságbeli (AGB) szakaszában lejátszódó termális pulzusok során létrejött anyag [24]. A fehér törpére hulló és tömörülő anyagban is történhetnek termális pulzusok [25]. Ebben az esetben az s-folyamat a fehér törpére hulló hidrogéngazdag anyagban játszódik le.

A robbanási folyamat leírását szimulációkkal lehet megadni. Sokáig csak egydimenziós, gömbszimmetrikus modellek léteztek. A számítási kapacitások növekedésével elérhetővé váltak aszimmetrikus kettő [26]- és háromdimenziós [27] modellek is. A számítások erőforrás-igényességét leginkább az adja, hogy a nukleoszintézis-folyamatot és a benne résztvevő magok hidrodinamikáját egyszerre kell nyomon követni. Ez ma is problémát jelent, többdimenziós modellek esetén csak hidrodinamikai számításokat lehet futtatni a hardveres korlátok miatt. A nukleoszintézis-folyamatot úgynevezett nyomjelző részecske módszerrel lehet utólag leírni. A 2D és 3D modellek által szolgáltatott p-magok izotópgyakoriságai között csak néhány helyen mutatkozik eltérés [28].

Az SNe Ia események összességében jó jelöltek a γ -folyamat lehet-

⁵A Chandrasekhar-határ a fehér törpe csillagok maximális tömege, nagyjából $1,44M_{\odot}$.

⁶SN Ia: Supernova Type Ia, SNe Ia: Supernovae Type Ia

séges lejátszódási helyszínére, azonban az jelenleg is vita tárgya, hogy a naprendszerbeli p-magok eloszlásához mekkora járulékot szolgáltatnak a CCSNe és a SNe Ia robbanások. A szimulációk legnagyobb asztrofizikai jellegű bizonytalansága az s-folyamatból származó anyag különbözőségeiből fakad. Emellett magfizikai bizonytalanságok is befolyásolják a szimulációk eredményét, mint például a releváns (γ, α) , (γ, p) és (γ, n) Gamow-ablakbeli reakciósebessége vagy a nehéz magokat leíró Hauser-Feshbach modell és benne szereplő optikai modell potenciálok precíz ismerete. Az optikai modell potenciálok pontosításában fontos szerepet játszanak az (α, n) reakciók, melyekről a 4. fejezetben lesz bővebben szó.

2.7. Robbanásos folyamatok: Klasszikus nőva

A csillagfejlődés során többféle robbanásos folyamat is megvalósulhat, attól függően milyenek a csillag robbanás előtti tulajdonságai. A már tárgyalt SNe Ia típusú szupernóvák mellett a fehér törpék életük során klasszikus nővákká is alakulhatnak [29]. Ha a fehér törpének van társcsillaga, a fehér törpe anyagot szívhat el társától, destabilizálódhat és egy robbanásszerű eseményen mehet keresztül. A robbanás jellemzői függenek a kettős csillagrendszer következő tulajdonságaitól: a csillagok kémiai összetétele, a fehér törpe által elszívott anyag összetétele és az elszívás sebessége.

A fehér törpe felszínén a felhalmozódott hidrogén- és héliumgazdag anyag fokozatosan sűrűsödik és felmelegszik. Mivel a fehér törpe degenerált anyagból áll, a beáramló anyag nem tud kitérővel lehűlni. Amikor a hőmérséklet eléri a kritikus értéket, megindul a

termikus megfutas (TNR)⁷ [30]: a hidrogén fúziója a CNO-cikluson keresztül robbanásszerűen beindul. A CNO-ciklus sebessége rendkívül erősen függ a hőmérséklettől, így a folyamat önmagát gyorsítja: a növekvő energiatermelés tovább melegíti az anyagot, ami további fúziót indukál.

A CNO-cikluson kívül más protonbefogási reakciók is jelentőséggel bírnak. A TNR közben a hőmérséklet elérheti a 0,1–0,4 GK-t, ami lehetővé teszi a könnyebb elemek (például C, N, O, Ne, Mg, Al, Si) protonbefogásos reakcióit. Emellett β^+ -bomlások sorozata új, stabil izotópokat eredményez. Számos megfigyelés és elméleti számítás szerint a nóvák jelentős mértékben járulhatnak hozzá az olyan izotópok gyakoriságához, mint a ^{13}C , ^{15}N , ^{17}O , ^{22}Na , ^{26}Al vagy $^{29,30}\text{Si}$.

A termikus megfutas leíró szimulációk jelentős bizonytalanságokkal terhelték. Egyrészt a fehér törpe tömege és összetétele (CO vagy ONe típus), a fehér törpére történő anyagáramlás sebessége, valamint a fehér törpe társcsillagának kémiai összetétele mind erősen befolyásolják TNR dinamikáját. A TNR modellezése érzékeny a reakciósebességek pontosságára is. Ezeken felül a konvekció, a rétegek keveredése és a fehér törpe maganyagának bekeveredése a felső rétegekbe is nehezen modellezhetők.

A robbanás után kidobott anyag vizsgálata hasznos információkat adhat a nóvákban lejátszódó folyamatok pontos megértéséhez. A kilökött anyag spektroszkópiai elemzéséből meghatározhatók az elem és izotóparányok, amelyek összehasonlíthatók a szimulációk eredményeivel. Az utóbbi időben egyre nagyobb hangsúlyt kapott a nóvák csillagközi porképzésének kutatása is. A robbanás után néhány héttel a táguló és lehülő gázban megkezdődik a porszemcsék kondenzációja.

⁷TNR: Thermonuclear Runaway

A keletkező szemcsék típusa függ a fehér törpe elemi összetételétől: CO-nóvákban jellemzően szilikát- és alumínium-oxid-szemcsék, míg ONe-nóvákban inkább karbidos és SiC-szemcsék képződnek.

3. fejezet

A $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reakció kísérleti vizsgálata

3.1. Motiváció

A nóvarobbanásban keletkezett anyagot többféleképpen lehet vizsgálni. A termikus megfutasok jelentős csillagközi por létrehozásával járnak. A csillagközi porban lévő, a nóvarobbanás során keletkezett elemek szemcsékké sűrűsödve meteoritokba záródhatnak. Ezek a szemcsék megőrzik a nóvarobbanásban keletkezett izotóparányokat. A szemcsék feltárásával és az izotóparányok mérésével értékes információkat lehet szerezni a termikus megfutasokban lejátszódó nukleoszintézis-folyamatok eredményeiről. Azonban nincs egyértelmű adat arra vonatkozóan, hogy ezek a szemcsék valóban termikus megfutasok következtében, klasszikus nóvarobbanásokban jöttek létre. Ennek a bizonytalanságnak az egyik oka magfizikai jellegű. A szemcsékben található izotópokat létrehozó és megsemmisítő folyamatokban kulcsszerepet játszó reakciók sebessége vagy nagyon nagy

bizonytalansággal terhelt vagy egyáltalán nem ismert a termikus megfűtés hőmérséklet-tartományában.

A szilícium izotópok esetében L. Downen és munkatársainak számításait figyelembe véve a $^{29}\text{Si}/^{28}\text{Si}$ és a $^{30}\text{Si}/^{28}\text{Si}$ izotóparányokat leginkább a $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ és a $^{30}\text{P}(p,\gamma)^{31}\text{S}$ reakciók befolyásolják. Egy C. Iliadis által végzett érzékenységi tanulmány [31] rámutatott arra, hogy a fent említett két reakció bizonytalansága erősen befolyásolja a jelenlegi nóva modellek által szolgáltatott szilíciumizotópgyakoriságokat.

A nóvarobbanásra jellemző hőmérsékleteken ($T=0.1-0.4$ GK), a $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reakció sebességét főleg alacsonyenergiás rezonanciák határozzák meg. Azonban a hatáskeresztmetszet direkt befogási komponense (DC)¹, ami szintén nem elhanyagolható a reakciósebesség szempontjából, egyáltalán nem volt még kísérletileg vizsgálva. A direkt befogási komponens csak 30 MK környékén és alatta kezd dominánssá válni, mégis fontos az ismerete a reakció teljes leírása és a reakcióra alapozott elméleti számítások megbízhatóságának szempontjából [32].

Jelen fejezet célja a $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reakció kísérleti vizsgálatának bemutatása. A kísérletek során megmértem a $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reakció direkt befogási hatáskeresztmetszetét és egy alacsonyenergiás, $E_p = 416,9$ keV-es rezonanciaerősségét. A rezonanciaerősség-mérés nem képezi szerves részét az értekezésnek², ezért nem is kerül részletes tárgyalásra, azonban a direkt befogási hatáskeresztmetszet mérés-

¹DC: Direct Capture

²A rezonanciaerősség-mérés szintén a PhD időszak alatt elvégzett munkáim egyike, azonban ezt egy ÚNKP pályázat keretein belül végeztem, ezért nem került a tézispontok közé. A kísérleti munkát tárgyaló cikk a *The European Physical Journal A* nevű folyóiratban jelent meg [33].

hez nélkülözhetetlen. Emellett a rezonanciaerősség-mérés lehetőséget adott az aktivációs mérési technika tesztelésére.

3.2. A kísérlet megvalósítása

Egy reakció hatáskeresztmetszetét kísérletileg többféle módon lehet határozni. Egy lehetséges módszer, ha adott egy $X(a,b)Y$ reakció, jelen esetben $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$, a reakciót kísérő γ részecskéket leszámolva megadható a reakció hatáskeresztmetszete. Ez a módszer a prompt γ detektálás. Amennyiben a reakcióban létrejövő Y mag radioaktív, a prompt részecske-detektálás helyett alkalmazható az aktivációs technika. A technika egyik előnye, hogy nem kell ismerni a ^{30}P magban lévő gerjesztett állapotok pontos legerjesztődési mechanizmusát, elég a bomlását nyomon követni a hatáskeresztmetszet meghatározásához. A rezonanciaerősséggel kapcsolatban végzett kísérleteimből kiderült, hogy a $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reakció vizsgálatára az aktivációs technika jól alkalmazható. A hatáskeresztmetszet DC komponensét is aktivációs technikával mértem meg. A mérések során a ^{30}P mag bomlását követtük nyomon. Ily módon a reakció teljes hatáskeresztmetszetét mérjük, ami asztrofizikai szempontból fontos jellemzője a reakciónak.

3.2.1. Céltárgyak

A mérésekhez használt céltárgyak termikus vákuumpárologtatással készültek. A céltárgyak hátlapjai 0,5 mm vastag nagy tisztaságú (99,9 %) tantál korongok. A hátlapok anyagának megválasztásánál arra törekedtem, hogy minél kevesebb parazita reakció jöhessen létre és "szennyezhesse el" a méréseimet. Ha például tantál

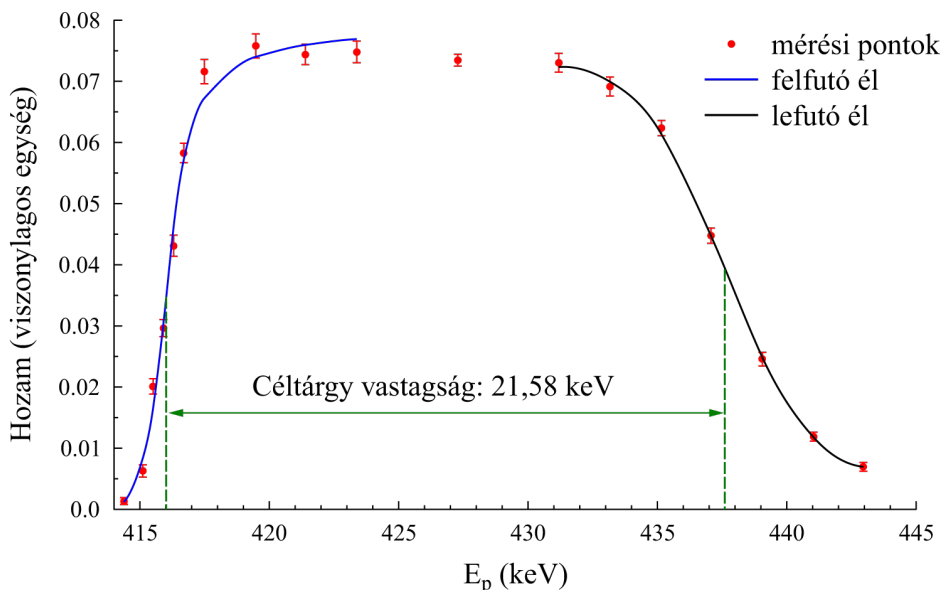
helyett alumínium korongot használok hátlapként, a $^{27}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{28}\text{Si}$ reakcióból származó prompt gamma sugárzás megnövelné a hátteret a céltárgyvastagság-méréseknél. Tantál hátlap esetében ilyen jellegű problémák nem jelentkeznek. Mivel a ^{29}Si természetes izotópgyakorúsága $4,685 \pm 0,008\%$ [34], a párologtatáshoz dúsított anyagot vásároltunk az ISOFLEX USA cégtől [35]. A granulátum formájában lévő ^{29}Si a gyártói tanúsítvány szerint 99,34 %-ban tartalmaz ^{29}Si -et. A megvásárolt anyagból több céltárgy is készült. Az itt ismertetett eredmények három darab céltárggyal végzett mérésekre vonatkoznak, ezek #4, #6 és #9-es sorszámmal lesznek jelölve.

A termikus vákuumpárologtatás során a ^{29}Si minta körül nagyvákuum jön létre, tehát elvileg a létrehozott réteg nem tartalmaz mást, csak a kiindulási anyagot. A céltárgyak készítése közben azonban felfigyeltem arra, hogy a létrejött réteg valószínűleg oxidálódik. Későbbi tesztmérésekkel ez a gyanú igazolódott. Az oxidációs folyamatot kétféle módszerrel igyekeztem csökkenteni. Az egyik, hogy miután a párologtató vákuumkamrájában előállt a megfelelően vákuum érték ($\leq 3,5 \cdot 10^{-5}$ mbar), a szivattyúkat lekapcsolva a fellevegőző szelepekre argon palackot kötöttem és átöblítettem a párologtató kamráját majd visszakapcsoltam a szivattyúkat. Ezt a folyamatot egymás után többször is megismételtem, mielőtt megkezdtem a párologtatást. Ezzel mintegy átmosva a vákuumkamrát még nagyobb tisztaságot lehet elérni, hiszen így a maradék szennyező molekulákat a nemesgáz kiszorítja a vákuumkamrából. A párologtatás végeztével, megvártam, míg a kész céltárgyak újra szobahőmérsékletre hűltek és majd csak utána levegőztem fel a párologtatót. A másik oxidáció gátló módszer, hogy az elkészült céltárgyakat a konkrét felhasználás időpontjáig egy vákuumtégelyben tároltam. A két módszer együttes alkalmazásával is készítettem céltárgyakat. Azonban a szilícium esetében nem ta-

pasztaltunk mérhető különbséget az oxidáció gátló módszerekkel és az anélkül elkészített céltárgyak között. Az így megmaradó oxidáció miatt, a mérési eredmények kiértékelése közben figyelembe kellett venni, hogy a céltárgyban nem elhanyagolható mennyiségű oxigén is található a ^{29}Si mellett.

A céltárgyak sikeres legyártása után minden esetben a céltárgyban jelen lévő ^{29}Si magok számának meghatározásával folytattam. Ezt nukleáris reakció rezonancia módszerrel végeztem el, ami nem csupán a céltárgy vastagságának, konkrétan a négyzetcentiméterenkénti céltárgymagok számának meghatározására volt alkalmas, hanem az oxigén mennyiségének mérésére is.

A nukleáris reakció rezonancia módszer feltétele, hogy a reakcióban ismert energiájú és megfelelően erős rezonancia álljon rendelkezésre, aminek a természetes szélessége (Γ) kicsi a rezonanciaenergiához képest ($\Gamma \ll E_r$). E feltételek teljesülése esetén a protonnyaláb energiáját a rezonanciaenergia körül változtatva egy mélységi profil készíthető a céltárgyról.



3.1. ábra. A 9-es számú Si céltárgy mélységi profilja. A céltárgy vastagságát energiában kifejezve a zöld vízszintes vonal jelöli.

A 3.1 ábrán látható céltárgyprofil egy felfutó éllel, egy úgynevezett platóval és egy lefutó éllel rendelkezik. Ideális esetben, amikor nulla a rezonancia természetes szélessége, a nyaláb energiaszórása nulla és a céltárgy vastagsága is nulla, a profil Dirac-delta függvény lenne. A valóságban azonban a fentiek közül egyik sem teljesül. A nyalábenergiával közelítve a rezonanciaenergiát az alábbiak figyelhetők meg. Először rezonancia véges természetes szélessége miatt a profil felfutó éle egy Breit-Wigner függvény integráljával illeszthető, miközben a mért hozam, a rezonancia energiához közeledve, emelkedik. Amikor a nyaláb eléri a rezonanciaenergiát ($E_p = E_r$), a mért hozam egyenlő a maximális hozam felével. Ezután következik a plató, ahol a hozam eléri a maximumot és elegendően vastag céltárgy esetén egy viszonylag széles energiatartományban állandó marad. Végül a

nyalábot alkotó protonok energiája már akkora lesz, hogy a céltárgy által okozott energiaveszteség nem elég a rezonanciaenergiára való csökkenésre. Ennek következtében a hozam csökkenni kezd. A lefutó él esetében gyakran a nyaláb energiaszórása dominál, ezért az illesztésre alkalmas függvény a hibafüggvény, amennyiben az energiaszórást normális eloszlásúnak feltételezzük. A felfutó és lefutó élek illesztését elvégezve megadható a két görbe inflexiós pontja. Ezek távolsága megadja a céltárgy vastagságát energiában kifejezve (ΔE). Ez a ΔE mennyiség kapcsolatba hozható a kísérlet szempontjából lényeges ^{29}Si magok számával.

A mérések során az elsődleges mennyiség amit meg tudunk határozni a reakció hozama (Y). Ez definíció szerint a lejátszódó reakciók (N_r) és a céltárgyra beeső részecskék hányadosa (N_p):

$$Y = \frac{N_r}{N_p}. \quad (3.1)$$

Egy rezonáns magreakció esetében, a hozam és a rezonanciaerősség ($\omega\gamma$) felhasználásával meghatározható a céltárgy effektív fékező-képessége és ebből- jelen esetben- a Si:O arány. Amennyiben a céltárgy energiában kifejezett vastagsága jóval nagyobb, mint a rezonancia természetes szélessége, alkalmazható az úgynevezett vastagcéltárgy-közelítés. Ebben az esetben a reakció maximális hozama (a platón mért hozam) és a rezonanciaerősség között az alábbi összefüggés van [36]:

$$\omega\gamma = \frac{2\epsilon_{\text{eff}} Y_{\text{res.}}}{\lambda^2}, \quad (3.2)$$

ahol ϵ_{eff} a nyaláb effektív fajlagos energiavesztesége a céltárgyban, λ^2 pedig a tömegközépponti rendszerben kifejezett de-Broglie hullámhossz a rezonanciaenergián. A hozamot a ^{30}P az első (677 keV) és a

második (709 keV) gerjesztett állapotából származó prompt gamma-sugárzás mérésével lehet meghatározni. A rezonanciaerősséget korábbi mérésekkel határoztuk meg ismert összetételű 3mm vastag kvarc (SiO_2) lapok felhasználásával. A 3.2 egyenletben szereplő ϵ_{eff} a rezonanciaerősség és a hozam ismeretében meghatározható. A fajlagos energiaveszteség meghatározásához több elemet tartalmazó céltárgyak esetében figyelembe kell venni a kísérlet szempontjából hasznos izotópok számát és azokat is melyek csak passzívan vannak jelen, esetünkben az oxigén:

$$\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_{\text{Si}} + \epsilon_{\text{O}} \frac{N_{\text{O}}}{N_{^{29}\text{Si}}}. \quad (3.3)$$

Az ϵ_{Si} és az ϵ_{O} , azaz a tiszta Si-ra és O-re jellemző fajlagos energiaveszteség meghatározásához a SRIM nevű programot használtam [37]. A 3.3 egyenlettel, a rezonanciahozam méréséből kiszámolt ϵ_{eff} ismeretében meghatározható a céltárgyak Si:O aránya. A direkt befogási hatáskeresztmetszetre irányuló mérések elvégzéséhez a céltárgyban lévő ^{29}Si magok száma szükséges, atom/cm² egységekben. Ezt az energiában mért céltárgyvastagság és a fajlagos energiaveszteség hányadosa adja:

$$N_{^{29}\text{Si}} = \frac{\Delta E}{\epsilon_{\text{eff}}}, \quad (3.4)$$

ahol ΔE keV-ben, ϵ_{eff} pedig keV/atom/cm² egységekben van kifejezve. A 3.1 táblázatban található az egyes céltárgyakra megállapított targetmagok száma:

Céltárgy sorszám	Si:O arány	céltárgyvastagság keV	^{29}Si magok száma 10^{15}atom/cm^2
#4	$0,81\pm 0,13$	$24,59\pm 0,13$	1027 ± 78
#6	$0,77\pm 0,13$	$22,56\pm 0,20$	919 ± 70
#9	$0,99\pm 0,14$	$21,58\pm 0,11$	987 ± 74

3.1. táblázat. A használt céltárgyakra vonatkozó adatok.

A táblázatban megadott mennyiségek bizonytalansága a hibaterjedés szabályai alapján kvadratikusan összegekként állnak elő. A statisztikus bizonytalanságok az adatgyűjtésből származnak, minden más mennyiség szisztematikus bizonytalanságként lett figyelembe véve. A Si és O atomok effektív fékezőképességének bizonytalanságai rendre 8 % és 2,3 %. A Si:O arány meghatározásához felhasznált rezonanciaerősség bizonytalansága 4 %.

3.2.2. Besugárzás

A $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reakcióval kapcsolatos kísérleteket minden esetben a HUN-REN ATOMKI Tandetron részecskegyorsítóját használva végeztem [38]. Ez egy tandem üzemű lineáris gyorsító. Az ionforrásból kivont negatív hidrogénionok a gyorsítócsőben gyorsulnak a pozitív terminálfeszültség felé, mely akár 2 MV is lehet. Ezután egy töltésfosztásra kerül sor, melynek eredményeként a negatív elektromos töltésű hidrogénionok pozitív töltésűként (az elektronjaitól teljesen lefosztott protonként) haladnak tovább, ismét gyorsulva a terminálfeszültség hatására. Végül a terminálfeszültség kétszeri kihasználása után a gyorsítócső végén lévő analizátor mágnessel csak a megfelelő energiájú részecskék jutnak tovább a kapcsoló mágneshez, amivel

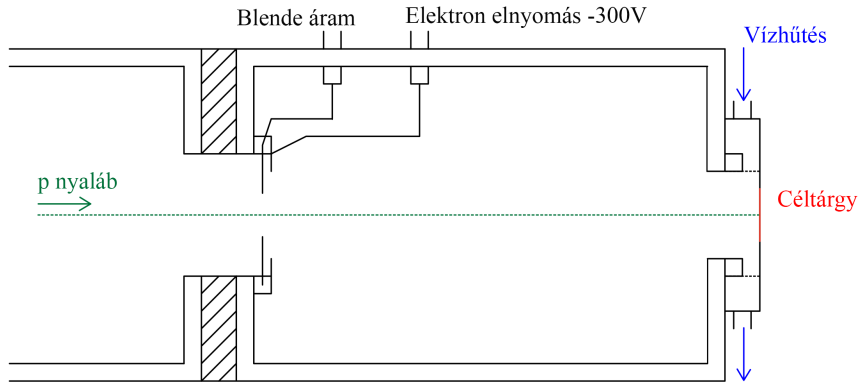
a megfelelő nyalábsatornába lehet irányítani a nyalábot. A nyaláb útvonalán fókuszáló elektrosztatikus lencsék kerültek elhelyezésre, hogy a kísérlet helyén a lehető legjobb paraméterekkel rendelkezzen az ionnyaláb. A gyorsító energiakalibrációja szerint a nyaláb energiabizonytalansága 0,1 keV [39]. A nyaláb intenzitása tipikusan 2,5-5 μA között volt.

Mivel a kísérlet célja a reakció direkt befogási hatáskeresztmetszeteinek mérése, a protonnyaláb energiáját úgy kell kiválasztani, hogy a reakció ne vezessen semmilyen ismert gerjesztett állapotra a ^{30}P magban. Az energiák megválasztásában G. Vavrina és munkatársainak publikációjára támaszkodtam [40]. Megmérték a reakció hozamát egy széles energiatartományban ($E_p = 1,0 - 1,75$ MeV) és bár direkt befogási hatáskeresztmetszetet nem közöltek, az általuk megadott gerjesztési függvényből meg lehet határozni rezonanciamentes energiatartományokat. Ennek eredményeként kiválasztottam négy energiát: 1000, 1100, 1247 és 1430 keV, melyeken megmértem a reakció nemrezonáns hatáskeresztmetszetét. A reakció Q-értéke 5595 keV, tehát a vizsgált energiák 6562, 6658, 6800 és 6977 keV gerjesztési energiának felelnek meg a ^{30}P magban. A legutóbbi Nuclear Data Sheet kompilációban nincs ismert gerjesztett állapot közel ezekhez az energiákhoz a ^{30}P magban [41]. Ezért a választott energiák nagy eséllyel direkt befogási reakciókat fognak eredményezni, tehát alkalmasak a kitűzött cél, a direkt befogási hatáskeresztmetszet meghatározására. A céltárgyban ennél alacsonyabb energiákon megy végbe a reakció, hiszen a céltárgyba való belépés után a nyaláb folyamatosan energiát veszít. Ezt az adott céltárgy vastagságának ismeretében, a fajlagos energiaveszteség felhasználásával számoltam ki. Az így meghatározott effektív energiákat tartalmazza a 3.2 táblázat.

Mérés sorszáma	E_p keV	Céltárgy sorszáma	Ciklusok száma
#1	1099,9	#4	49
#2	999,9	#4	57
#3	1247,0	#4	51
#4	1427,4	#4	60
#5	1427,4	#6	49
#6	999,9	#6	46
#7	1099,9	#6	49
#8	1247,0	#9	33
#9	1099,9	#9	42
#10	1429,4	#9	60
#11	1099,9	#9	64
#12	1247,0	#9	47
#13	1429,4	#9	17

3.2. táblázat. Információ a besugárzásokról

A céltárgyakat egy kamrába helyezve sugároztuk be. A kamrába a nyaláb egy nyalábkollimátor blendén keresztül lép be. A blendére felfutó nyalábáramot lehet mérni, ez fontos a nyalábvezetés szempontjából. Ezután egy, a szekunder elektronokat elnyomó elektróda következik, amire -300 V feszültség van kapcsolva. Az elnyomó elektróda azt biztosítja, hogy a céltárgyon mért elektromos áram kizárólag a protonnyaláb által hordozott elektromos töltésekből származzon. A nyaláb innentől szabadon halad a céltárgy felé. A nyalábcsatornára szigetelten rögzített kamra Faraday kalitkát alkot, aminek következtében mérni lehet a céltárgyra eső áramot.



3.2. ábra. A céltárgykamra sematikus ábrája.

A hatáskeresztmetszet méréshez az aktivációs technikát használtam [42]. A besugárzás hatására keletkező radioaktív minta bomlásából lehet következtetni arra, hogy hány reakció játszódott le. A ^{30}P pozitronok kibocsájtásával bomlik, felezési ideje $T_{1/2} = 2,500 \pm 0,002$ perc. A rövid felezési idő miatt az úgynevezett ciklikus aktivációt használtam. Ennek lényege, hogy a besugárzott céltárgy a kamrában marad és a pozitron annihilációból származó 511 keV energiájú gamma-sugárzást a besugárzás alatt és utána is folyamatosan mértem. Itt nincs hűlési szakasz, ahogy a "hagyományos" aktivációs technika esetében. Annak érdekében, hogy később a statisztikus hibát minimalizálni lehessen, ezt a folyamatot egy adott energiájú mérésen belül többször is megismételtem. Egy mérés tipikusan pár tucat besugárzás-gyűjtés ciklust foglal magába. Egy ciklus 5 perces besugárzási és 15 perces gyűjtési szakaszból állt. Összesen 13 hatáskeresztmetszet-mérést végeztem a három céltárgy felhasználásával. A nyalábáramot és a gamma-sugárzást is 5 másodperces időközönként rögzítettem. A 3.2 táblázatban néhány fontos információ található az egyes mérésekről.

3.2.3. A ^{30}P bomlásának mérése

A ^{30}P pozitronok kibocsátásával bomlik. A pozitronok anyagban kis utat tudnak megtenni mielőtt egy elektronnal találkozáva megsemmisülnének és létrejönne két 511 keV-es gamma foton. A gamma-sugárzást egy nagy tisztaságú germánium (HPGe)³ detektor rögzítette. A vizsgált ^{30}P bomlásából érkező gamma-sugárzás 511 keV energiájú, amely energia megtalálható a természetes háttérsugárzás spektrumában is. A háttérsugárzást egy ólomárnyékolás csökkentette a mérések során.

³High Purity Germanium

giás ezért a true coincidence summing [43] nevű jelenség elkerülhető⁴. Ezután a ^{12}C céltárgyat besugároztam, protonnyalábbal. A létrejött ^{13}N nagyjából 10 perces felezési ideje már elegendő ahhoz, hogy a besugárzás után a kamrában maradjon néhány felezési időre és detektálni lehessen a bomlását. Ezután, kivéve a kamrából, a ^{13}N forrást a detektor előlapjára rögzítettem. Az ismert hatásokkal meghatároztam a ^{13}N forrás aktivitását a besugárzás befejezésének időpontjára vonatkoztatva. A már ismert aktivitást felhasználva meghatározható, hogy mekkora a detektor hatásfoka a mérési elrendezésben, vagyis amikor a céltárgy bent van a kamrában. A detektor abszolút hatásfoka a mérési geometriában $\eta = (1,83 \pm 0,05) \%$ -nak adódott.

3.2.4. Adatgyűjtés

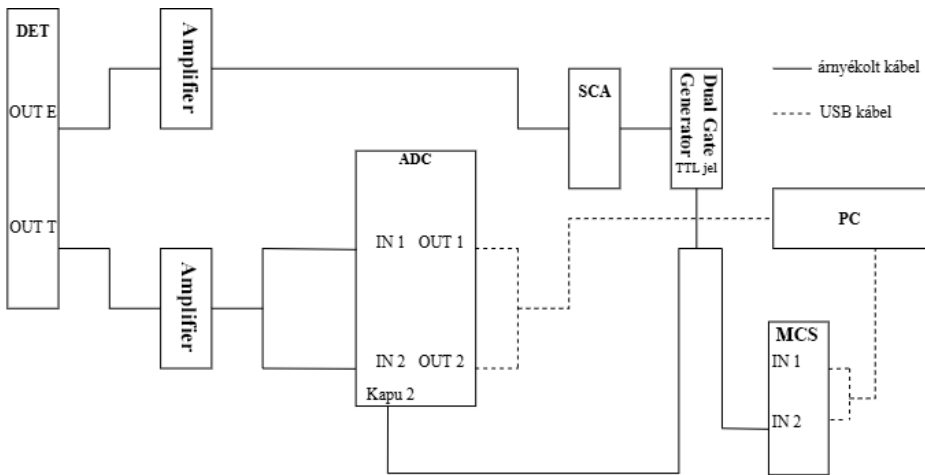
Töltésmérés

Ahogy már korábban említettem, a nyalábáramot és a kibocsájtott 511 keV-es gamma-sugárzást is 5 másodperces időközönként rögzítettem. Ennek köszönhetően az esetleges instabilitásokat is könnyen azonosítani lehet. A kísérletek során a gyorsító által szolgáltatott nyaláb stabil volt, azaz a nyalábáram ingadozása a besugárzások alatt kevesebb mint 5% volt. Az árammérés egy ORTEC 439 töltésintegrátorral történt. Az integrátor 10^{-8}C -ként lead egy elektromos impulzust, ami egy ATOMKI gyártmányú sokcsatornás számlálóval (MCS) 5 másodperces időközökben került rögzítésre.

⁴A true coincidence summing (TCS) jelenség akkor tapasztalható, amikor a radioaktív bomlás után történő legerjesztődés egy γ -kaszkádon keresztül történik. Több γ -foton a detektor szempontjából (valójában csak időben nagyon közel egymáshoz) egyidejűleg bocsájtódik ki. A detektor ezeket egy eseményként regisztrálhatja és az egyes energiák összegénél meg fog jelenni egy csúcs, míg a valódi energián kevesebb beütés detektálódik.

511 keV-es események gyűjtése

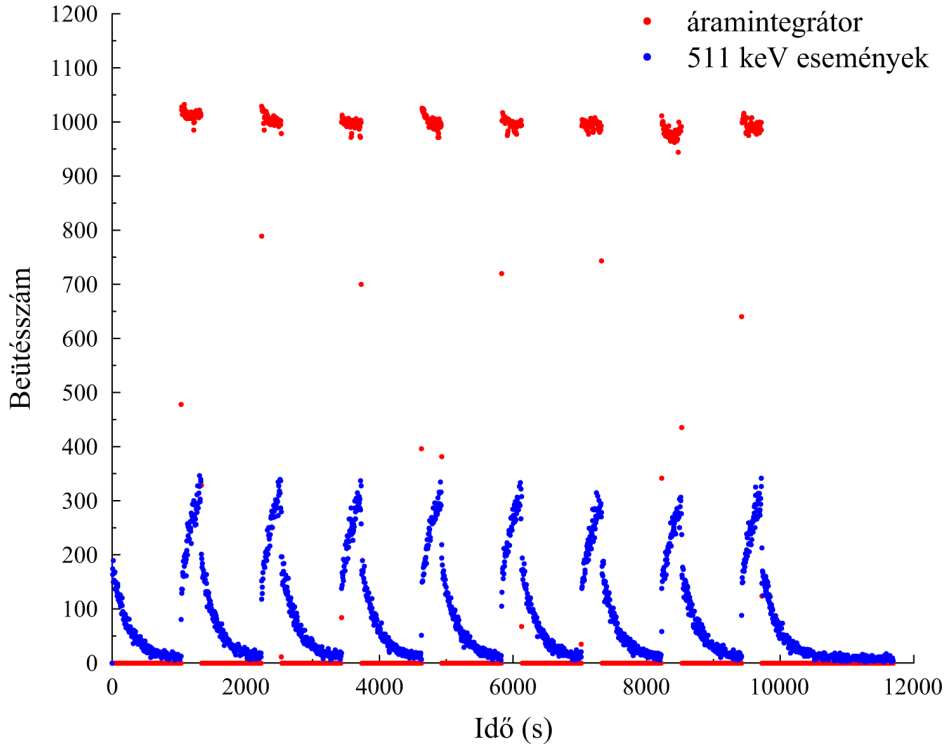
A gamma-sugárzás mérése esetében egy kapuzást alkalmaztam, melynek a blokkvázlata az alábbi ábrán látható. A kapuzás segítségével egy szűrőt tudtam tenni a gamma-spektrum méréseim szempontjából lényeges 511 keV-es részére.



3.4. ábra. A $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reakcióban a γ -sugárzás méréséhez használt elektronika.

A detektor mindkét kimenetét használtam. Az OUT E jelű kimenetet egy ORTEC 572 erősítő fogadja és továbbítja egy unipoláris kimeneten egy ORTEC 550A egycsatornás analízátorhoz. Ennek segítségével lehet beállítani a kapuzni kívánt energiatartományt. Az ORTEC 550A-ból származó jelek egy Le-Croy 222 Dual Gate Generator eszközbe haladnak tovább, ami TTL jeleket állít elő. A TTL jelek ezután az MCS egyik bemenetére kerülnek, ami USB-n keresztül kapcsolódik az adatgyűjtő számítógéphez. A detektor OUT T jelű kimeneti jele egy ORTEC 572A erősítő után egy T elosztóval az OR-

TEC ASPEC-927 ADC mindkét bemenetére van rákötve. A kettős bemeneten lévő kapujel miatt a csatorna csak akkor rögzít adatokat, amikor a kapujel megengedi. Ennek eredményeként a kapuzott 511 keV-es eseményeket (kettős csatorna) és a teljes spektrumot is lehet rögzíteni (egyes csatorna). Az ADC szintén egy USB kábellel csatlakozik a számítógéphez. Az MCS rögzíti a mérés szempontjából lényeges adatokat, az ADC csak ellenőrzés céljára szolgált. Az MCS egyik csatornája rögzíti a töltésintegrátor adatait a másik csatorna pedig a TTL jeleket melyek egy-egy beütésnek felelnek meg a kapuzott energiatartományban. A mérés végeztével az 3.5 ábrához hasonlóan lehet látni az MCS kezelő szoftverén. A detektort vezérlő elektronikai rendszer nem szorult jelentős utókalibrációra, azaz a kapuzás és a detektor csatorna kalibrációja nem változott a mérések időtartama alatt.



3.5. ábra. Az MCS szoftvere által mutatott kép egy kísérlet végén. A kék pontok gamma-sugárzás által keltett események számát, a piros pontok pedig a töltésintegrátorból kiolvasott értékeket reprezentálják.

Az adatok kiértékelése

A ^{30}P felezési ideje csupán $t_{1/2} = 2,5 \pm 0,002$ perc [41]. A ciklikus aktivációs mérések során két besugárzás vége között 20 perc telik el, ami a ^{30}P szempontjából 7 felezési idő. Ezen idő alatt a ^{30}P teljes aktivitásának 128-ad részére csökken, ami kevesebb mint 1 %. Emiatt a ciklusok egymástól függetlennek tekinthetők így az egy kísérleten belül megismételt besugárzás-gyűjtés ciklusokat össze-

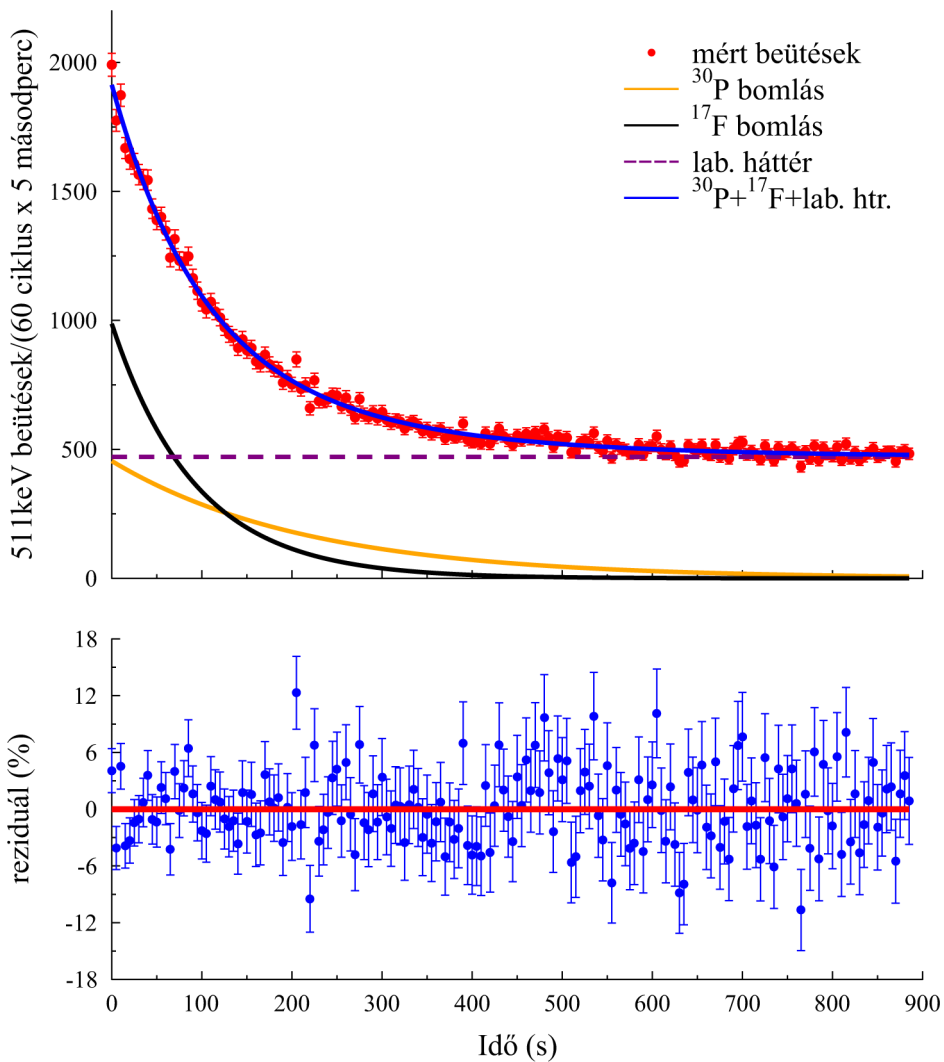
gezni lehet, mintha egyetlen besugárzás-gyűjtés lenne az egész mérés. Ezt az összegzést úgy kell megtenni helyesen, hogy minden ciklusnak az adott 5 másodpercéhez tartozó adatai kerülnek összegzésre (első ciklus első 5 másodperce+második ciklus első 5 másodperce+...). Az összegzéshez C programnyelven írtam egy programot, ami igazodik a kísérlet sajátosságaihoz.

Az összegzést követően a kísérletekből gyűjtött adatok készen álltak a feldolgozásra, melyet a Microsoft Excel nevű szoftverrel tettem meg. A begyűjtött adatokból meghatároztam, hogy a teljes besugárzás alatt összesen hány ^{30}P jött létre. Az 511 keV-es fotonok három forrásból jöhetnek: a ^{30}P mag bomlásából, az $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ reakció végtermékének bomlásából és más 511 keV-es gamma fotonok által kísért eseményekből, amit időben állandó háttérnek tekintettem⁵. A detektált fotonok számából meghatározható, hány darab radioaktív ^{30}P mag volt a mintában a besugárzás végén (mivel már összegzett ciklusokkal dolgoztam, innentől a mérési adathalmaz egy besugárzás-gyűjtésként lesz hivatkozva). Amennyiben a mérési adatokat 2 exponenciális függvény és egy konstans (háttér) összegének tekintem, az exponenciális függvények paramétereiben megjelennek a besugárzás végén bomlásra képes magok száma: $N_{0_{16\text{O}}}$ és $N_{0_{30\text{P}}}$. A két izotóp felezési ideje közötti jelentős különbség lehetővé teszi, hogy elkülönítve, egymástól függetlenül kezeljem őket. Figyelembe kellett még vennem a detektor véges η hatásfokát. Mindezek alapján az alábbi függvényt illesztettem a mérési adatokra:

$$B(t) = h + 2 \cdot \eta \cdot \left[N_{0_{30\text{P}}} \cdot (e^{-\lambda_{\text{P}}(t-t_0)} - e^{-\lambda_{\text{P}}(t+5-t_0)}) + N_{0_{16\text{O}}} \cdot (e^{-\lambda_{\text{O}}(t-t_0)} - e^{-\lambda_{\text{O}}(t+5-t_0)}) \right], \quad (3.5)$$

⁵A ^{17}F felezési ideje $t_{1/2} = 64,49 \pm 0,16$ s [44].

ahol $B(t)$ a t időpontbeli 5 másodperces intervallumokban rögzített 511 keV-es események számát jelöli. A λ_P és λ_O pedig rendre a foszfor és az oxigén bomlási állandója. A kettes szorzó az elektron-positron annihiláció miatt van, mivel az annihilációs folyamat során két foton jön létre. Az illesztéshez a legkisebb négyzetek módszerét használtam [45]. A módszert jól lehet implementálni az Excelbe a Solver bővítmény segítségével. Az illesztés három szabad paramétere a $N_{0_{30P}}$, az $N_{0_{16O}}$ valamint a h háttér volt. Az illesztés eredményét a következő ábra mutatja:



3.6. ábra. A mérési adatok és az illesztett függvények. A reziduálok az összegzett függvényre vonatkoznak.

Az ábrán látható, valamint az alsó panelen ábrázolt reziduálok viselkedése is mutatja, hogy az illesztett görbék jól leírják a mérési adatsort, ezért a Solver által megtalált $N_{0_{30\text{P}}}$ értéket használtam a továbbiakban.

A hatáskeresztmetszet bizonytalanságának meghatározása

Korábban már szó volt a reakció hozamáról. A direkt befogási hatáskeresztmetszetet célzó méréseknél is a hozam teremt kapcsolatot a mért adatok és a keresett hatáskeresztmetszet között. A beeső részecskék számát meg lehet határozni a töltésintegrátorból kiolvasott adatokból. A reakciók N_r száma és a t_b hosszú besugárzás végén bomlásra képes magok $N_{0_{30P}}$ száma között pedig az alábbi összefüggés van:

$$\frac{N_r}{t_b} = \frac{N_{0_{30P}} \cdot \lambda_P}{1 - e^{-\lambda_P \cdot t_b}}, \quad (3.6)$$

tehát a reakció hozama:

$$Y = \frac{N_{0_{30P}} \cdot \lambda_P}{N_p/t_b \cdot (1 - e^{-\lambda_P \cdot t_b})}, \quad (3.7)$$

ahol N_p a 3.1-es képletben már bevezetett céltárgyra beeső részecskék száma. Egy reakció hatáskeresztmetszetét nem csak a bevezetőben leírtak szerint lehet megadni. A kísérletekben használt mennyiségek segítségével az alábbi összefüggés írható fel egy magreakció hatáskeresztmetszetére:

$$\sigma = \frac{Y}{N_{^{29}\text{Si}}}. \quad (3.8)$$

A magfizikában gyakran használatos mértékegység hatáskeresztmetszet esetében a barn, $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

A hatáskeresztmetszet bizonytalansága statisztikus és szisztematikus paraméterekből tevődik össze. A statisztikus bizonytalanság a bomlászörbe-illesztés eredménye. A szisztematikus bizonytalanság forrásai a targetvastagság (7,5 %), a detektor hatásfok (3 %) és az árammérés (3 %) bizonytalansága. A kísérleti eredmények, vagyis a

hatáskeresztmetszet és az ebből származtatott S-faktor bizonytalansága a szisztematikus és statisztikus bizonytalanságok kvadratikuss összege.

3.2.5. Eredmények és konklúzió

Az illesztésnek köszönhetően nem csak a $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reakció hatáskeresztmetszete határozható meg, hanem az $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ reakcióé is. Az alábbi táblázatban az egyes kampányokhoz tartozó hatáskeresztmetszetek találhatóak. Az utolsó oszlopban szereplő χ_{red}^2 a redukált chi-négyzet, ami az illesztés jóságát jelzi. Minél közelebb van 1-hez, annál jobb az adott illesztés.

Mérés sorszáma	E_p^{eff} (keV)	hatáskeresztmetszet (μbarn)		χ_{red}^2
		$^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$	$^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$	
#1	1092,7 \pm 7,2	0,68 \pm 0,26	1,58 \pm 0,31	0,89
#2	992,4 \pm 7,5	0,30 \pm 0,11	1,32 \pm 0,09	1,08
#3	1240,3 \pm 6,7	1,73 \pm 0,18	2,55 \pm 0,16	1,11
#4	1421,3 \pm 6,1	2,55 \pm 0,19	2,98 \pm 0,42	0,93
#5	1421,7 \pm 5,7	1,86 \pm 0,20	3,50 \pm 0,12	0,84
#6	992,9 \pm 7,0	0,85 \pm 0,26	1,06 \pm 0,13	0,94
#7	1093,2 \pm 6,7	0,99 \pm 0,16	1,59 \pm 0,13	0,79
#8	1241,0 \pm 6,0	1,43 \pm 0,14	2,62 \pm 0,15	1,16
#9	1093,4 \pm 6,5	0,36 \pm 0,20	2,15 \pm 0,22	1,15
#10	1423,9 \pm 5,5	2,08 \pm 0,10	3,66 \pm 0,12	0,94
#11	1093,4 \pm 6,5	0,82 \pm 0,16	1,89 \pm 0,17	1,00
#12	1241,0 \pm 6,0	1,46 \pm 0,14	3,08 \pm 0,16	1,12
#13	1423,9 \pm 5,5	1,89 \pm 0,24	4,18 \pm 0,26	0,87

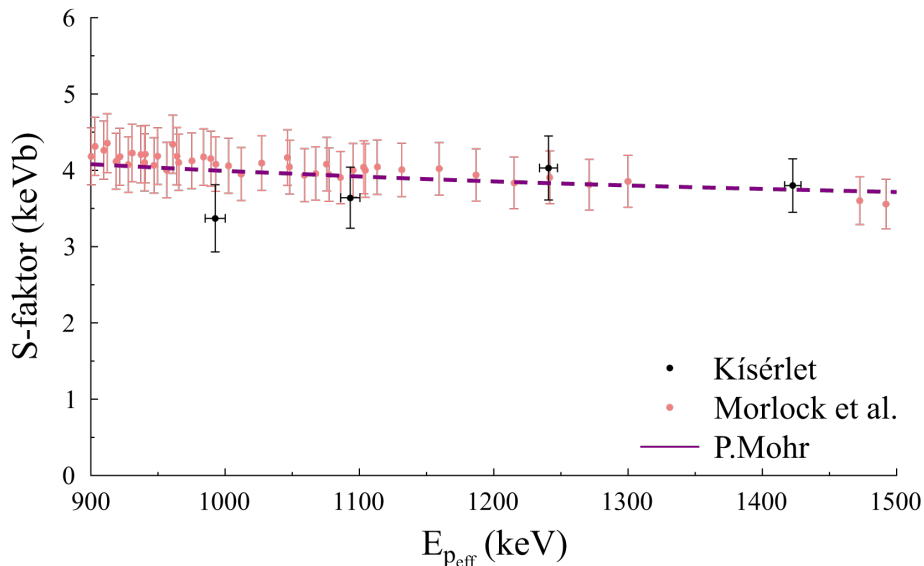
3.3. táblázat. Az egyes mérési kampányokban meghatározott hatáskeresztmetszetek. Az itt feltüntetett hatáskeresztmetszet bizonytalanságok csak statisztikus jellegűek.

A statisztikus bizonytalanságokkal súlyozottan átlagolt hatáske-
resztmetszet értékekből számolt S-faktort az egyes energiákra az aláb-
bi táblázatban foglaltam össze:

Mérés sorszáma	E_p^{eff} keV	hatáskeresztmetszet μbarn	S-faktor keV·barn
$^{29}\text{Si}(\text{p},\gamma)^{30}\text{P}$			
#2, #6	992,4±7,5	0,38±0,20	421±218
#1, #7, #9, #11	1093,2±7,2	0,77±0,15	486±95
#3, #8, #12	1240,8±6,7	1,51±0,16	482±50
#4, #5, #10, #13	1422,7±6,1	2,11±0,22	338±36
$^{16}\text{O}(\text{p},\gamma)^{17}\text{F}$			
#2, #6	992,4±7,5	1,23±0,16	3,37±0,44
#1, #7, #9, #11	1093,2±7,2	1,77±0,20	3,64±0,40
#3, #8, #12	1240,8±6,7	2,74±0,29	4,03±0,42
#4, #5, #10, #13	1422,7±6,1	3,62±0,34	3,80±0,35

3.4. táblázat. A négy energiára meghatározott hatáskeresztmetszetek és S-faktorok. Az itt feltüntetett bizonytalanságok már a statisztikus és szisztematikus járulékokat is tartalmazzák.

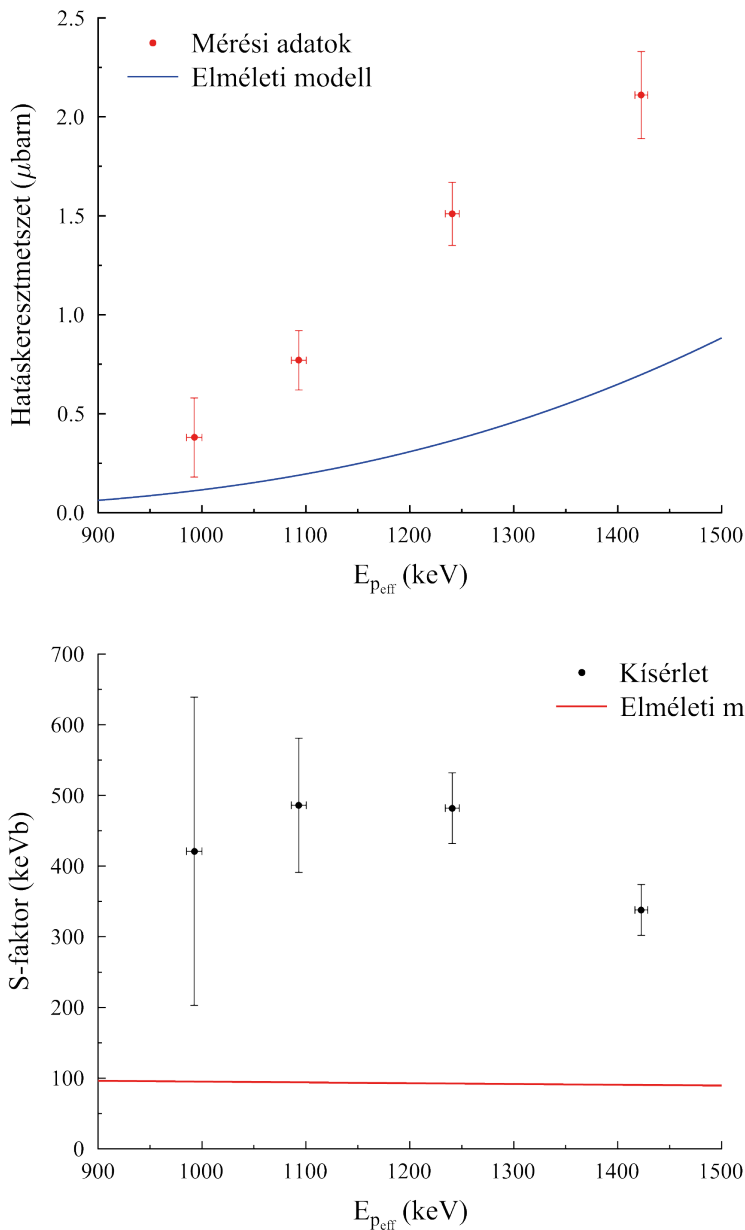
Az eredményeket összehasonlítottam az irodalomban fellelhető adatokkal. Az $^{16}\text{O}(\text{p},\gamma)^{17}\text{F}$ reakció esetében a 3.7 ábrán jól láthatók az irodalommal egyező értékek. A kísérleti technika és az adatkiértékelés megbízhatósága mellett szól még, hogy az $^{16}\text{O}(\text{p},\gamma)^{17}\text{F}$ reakció esetében az irodalomban fellelhető elméleti és kísérleti adatokkal is jó egyezést mutatnak az eredményeim.



3.7. ábra. Az általam mért adatok és az irodalomban található $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ S-faktor adatok. A rózsaszín pontok Morlock kísérleti eredményei [46], a lila szaggatott vonal pedig P. Mohr elméleti számítása [47]. A hibasávok a teljes bizonytalanságot reprezentálják.

A $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ esetében nincs kísérletileg mért irodalmi adat. Downen vizsgálta a reakció sebességét és tett egy elméleti megfontolásokon alapuló becslést a reakció direkt befogási komponenséhez tartozó S-faktorra: $S_{\text{DC}}(E) = 0,1072 - 1,262 \times 10^{-2}E + 121,114 \times 10^{-3}E^2$, ahol E MeV-ben, S pedig MeVb-ban értendő [48]. A 3.8 ábrán ezzel együtt ábrázolom az általam kísérletileg meghatározott S-faktort. Látható az ábrán, hogy az elméleti ajánláshoz képest jelentős különbség mutatkozik. Az általam meghatározott S-faktor értékek átlagosan $4,3 \pm 0,6$ -szor nagyobbak mint a Downen által ajánlott érték erre az energiatartományra, a hatáskeresztmetszet energiafüggését (viszonylag konstans S-faktor) viszont jól visszaadják az adataink. A kísérleti

eredmények nem fednek le nagy energiatartományt, azonban ahhoz már ez is elég, hogy a modellszámításokhoz megszorításként funkcionáljanak. A nagy eltérés oka lehet olyan még nem ismert széles rezonancia a ^{30}P magban, ami hozzájárulást adhat a reakció hatáskeresztmetszetéhez. Jelen esetben aktivációs technikával a rezonáns és nemrezonáns komponenseket nem lehet megkülönböztetni. Azonban az általam vizsgált energiatartományon az S-faktor konstansnak tekinthető, ami azt jelzi, hogy nem valószínű egy rezonancia jelenléte.



3.8. ábra. A felső panelen a $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reakció mért és számított S-faktora. Az elméleti modell L. N. Downen cikkében publikát, a direkt befogási komponens S-faktorára vonatkozó formula alapján lett meghatározva. Az alsó panelen láthatóak az általam mért hatáskeresztmetszet értékek. Míg az S-faktor konstansnak mondható a vizsgált energiatartományban, addig a hatáskeresztmetszet növekszik az energia növelésével.

Az elméleti számolásoktól való jelentős eltérés a reakció további vizsgálatát indokolja. Ugyanakkor nem ez az egyetlen reakció, ami fontos a nóvarobbanásos nukleoszintézis szempontjából és nincs róla kísérleti adat az irodalomban. Lehetnek más reakciók, melyek a $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reakcióhoz hasonlóan viselkednek. Amennyiben ez bebizonyosodna, a nóvarobbanásos nukleoszintézis elméleti modelljeinek felülvizsgálatát fontolóra lehetne venni.

4. fejezet

A $\text{Te}(\alpha, n)$ reakciók hatáskeresztmetszetének mérése

4.1. Motiváció

A dolgozat második fejezetében bemutatott γ -folyamat által jön létre a stabilitási sáv protongazdag oldalán található, p-magoknak nevezett néhány tucat izotóp többsége. A γ -folyamat bonyolult reakcióhálózattal rendelkezik. A kísérleti adatbázisok hiányosak, mivel a legtöbb reakció rövid felezési idejű radioaktív magokon megy végbe, melyeket földi körülmények között csak bonyolult kísérleti technikát igénylő, radioaktív nyálábos kísérletekben lehetne vizsgálni. Valamint a lejátszódó reakciók sebessége a Gamow-ablakban alacsony, a töltött részecskék között ható Coulomb-taszítás miatt. Kísérleti körülmények között nagy intenzitású részecskenyálábok szükségesek ahhoz, hogy a reakciók hozamai kiemelkedjenek a laboratóriumi háttérből.

A γ -folyamatban szerepet játszó nehéz magok reakcióinak leírására a nukleonok nagy száma miatt és az ebből következő nagy nívósűrűség miatt csak statisztikus megközelítés alkalmazható. Ezen a megközelítésen alapul a Hauser-Feshbach statisztikus modell [22]. Ennek egyik kulcseleme az optikai modell potenciál, amely a magok és a könnyű részecskék közti kölcsönhatást írja le, és szükséges a részecskéket tartalmazó reakciócsatornáknak az átmeneti erősségek meghatározásához. Számottevő eltéréseket találtak a mért és az elméleti számolások által szolgáltatott α -indukált hatáskeresztmetszetek között az asztrofizikailag releváns energiatartományban [49], [50], [51].

4.1.1. A γ -indukált reakciók kísérleti vizsgálata

A γ -folyamat domináns reakciói a γ -indukált reakciók. Meglehetősen, a töltött részecske-indukált reakciók szerepet játszhatnak az alacsony és közepes tömegű p-magok kialakulásában, a nehéz p-magok létrejöttéhez elengedhetetlen a fotobomlási sor mentén ismerni a γ -indukált reakciók hatáskeresztmetszetét.

Amennyiben a vizsgált (γ, α) , (γ, p) vagy (γ, n) reakció végterméke radioaktív, az aktivációs technika fékezési sugárzásból vagy más forrásból származó γ -nyalábbal kombinálva használható a reakciók hatáskeresztmetszetének mérésére. Ez a technika csak stabil (nem radioaktív) céltárgyakra alkalmazható, mivel jellemzően nagy mennyiségű (~ 1 g) anyag szükséges hozzá. Monoenergiás γ -nyaláb jelenleg nem áll rendelkezésre megfelelő intenzitással, ezért laboratóriumi körülmények között sokkal célravezetőbb a (γ, α) , (γ, p) , (γ, n) reakciók helyet az inverzük vagyis, az (α, γ) , (p, γ) , (n, γ) reakciók kísérleti vizsgálata, melyek eredményének felhasználásával meghatározható a γ -indukált reakciók hatáskeresztmetszete.

4.1.2. Az (α, γ) reakciók kísérleti vizsgálata

Az (α, γ) reakcióknak még a proton-indukált reakcióknál is kisebb hozzájárulása van a γ -folyamat által létrehozott izotópeloszláshoz. Azonban, a (γ, α) reakció inverzeként a hatáskeresztmetszetének meghatározása fontos szerepet játszik a γ -folyamat tanulmányozásában. Eddig csaknem az összes nehéz magokon végbemenő (α, γ) reakció kísérleti vizsgálata aktivációs technikával történt [52], [49]. A γ -folyamat során a stabilitási völgy protongazdag oldalán a (γ, α) reakciók válnak fontossá. Ezen reakciók megfelelő elméleti leírásához elengedhetetlen a reakcióban megjelenő céltárgymag és az α részecske közötti kölcsönhatást leíró alfa-mag optikai modell potenciál (továbbiakban AOMP). Az AOMP-t először magas energiájú rugalmas szórási reakciókkal vizsgálták. Az (α, γ) reakciók vizsgálatából az AOMP tanulmányozása is lehetséges. Mivel az (α, γ) reakciók hatáskeresztmetszete a Gamow-ablakhoz kapcsolódó energiákon alacsony, az AOMP-k (α, γ) reakciókon keresztüli tanulmányozása helyett az (α, n) reakciók használata kísérletileg sokkal kifizetődőbb, mivel viszonylag nagy hatáskeresztmetszettel rendelkeznek a küszöbenergia felett. Korábbi kísérletek bizonyították, hogy az AOMP-k alacsonyenergiás vizsgálata (α, n) reakciókon keresztül kivitelezhető és megbízható eredményeket szolgáltat [53].

Jelen fejezet témája négy tellúr izotópon elvégzett (α, n) reakció hatáskeresztmetszetének meghatározását célzó kísérleti munka leírása és az eredmények összehasonlítása az elméleti modellekben szereplő több optikai modell potenciállal számolt hatáskeresztmetszet értékekkel. Az elméleti bevezető után a kísérleti munka, majd az egyes reakciók eredményei összehasonlítva a különböző potenciálból (köztük az ATOMKI-V2 potenciállal [54]) számolt hatáskeresztmetszetekkel külön alfejezetekben kerül részletes bemutatásra.

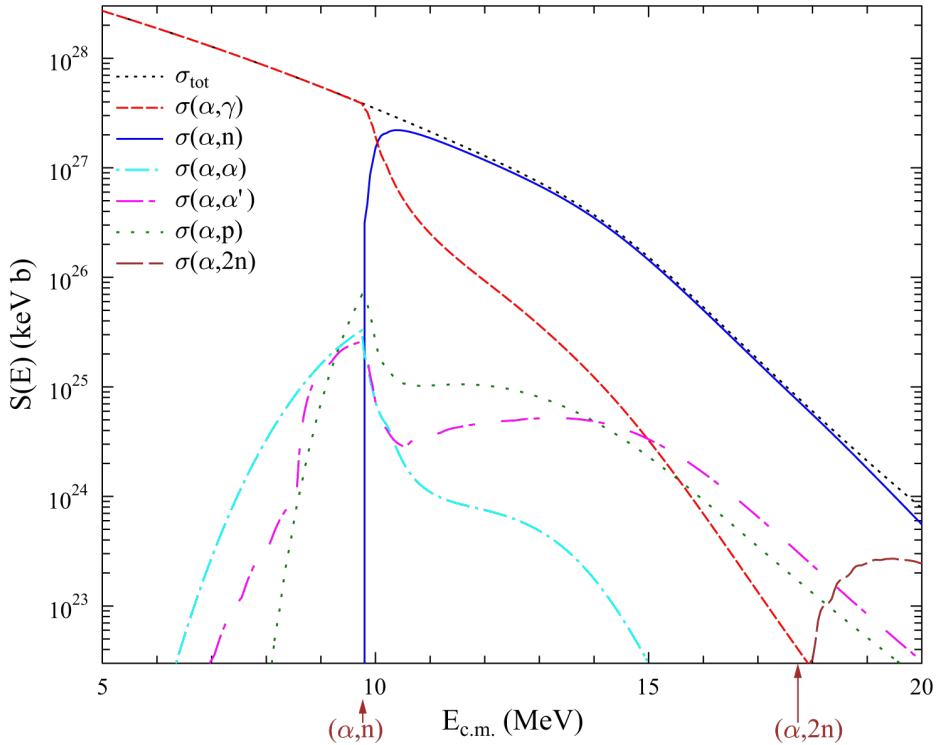
4.2. Hauser-Feshbach modell és az optikai modell potenciál

A nukleáris reakciók legfontosabb fizikai mennyisége a hatáskeresztmetszet. Ideális esetben a hatáskeresztmetszetet kísérletileg meg lehet mérni az adott reakciókra vonatkozó asztrofizikailag releváns energiatartományokban, a Gamow-ablakokban. Ezen energiatartományokon belül azonban a hatáskeresztmetszet annyira alacsony, hogy kísérletileg nehéz meghatározni megfelelő pontossággal, ha egyáltalán lehetséges a meghatározása. Emiatt a magasabb (már megfelelően mérhető) energián meghatározott hatáskeresztmetszet elméleti megfontolásokon alapuló extrapolációja a vizsgált esetek többségében elengedhetetlen. A vasnál nehezebb kémiai elemek esetében néhány MeV gerjesztési energiákon az atommagok nívósűrűsége akkora, hogy statisztikus megközelítést kell alkalmazni a hatáskeresztmetszetre vonatkozó elméleti modellekben. Az egyik ilyen statisztikus modell a Hauser-Feshbach (továbbiakban HF) modell. A HF modellen alapuló számítások szerint egy magreakció hatáskeresztmetszete az alábbi mennyiségekkel arányos:

$$\sigma(\alpha, X) \propto \frac{T_{\alpha,0} T_X}{\sum T_i} = T_{\alpha,0} \times b_X, \quad (4.1)$$

ahol a $T_{\alpha,0}$ a bejövő α részecske transzmissziós együtthatója, T_i a kimenő részecskéké ($i = \alpha, \gamma, p, n, 2n$ stb.) és $b_X = T_X / \sum_i T_i$ az elágazási arány az X kimeneti csatornába. A T_i átmenetek az optikai modell potenciálból és a γ -erősség függvényéből számolhatók ki. Nehéz céltárgymagok esetén, alacsony energián az (α, n) küszöbenergia alatt a töltött részecske átmenetek erősen el vannak nyomva a Coulomb-gát által, emiatt $b_\gamma \approx 1$. A küszöbenergia felett a kimeneti csatornában

a neutronkibocsátás dominál, ami azt eredményezi, hogy $b_n \approx 1$. Még magasabb energiákon, ahol már megnyílik az $(\alpha, 2n)$ csatorna, $b_n + b_{nn} \approx 1$. Amint egy adott kimeneti csatorna dominánssá válik és igaz lesz rá, hogy $b_X \approx 1$, a hozzá tartozó reakció hatáskeresztmetszete lényegében csak a $T_{\alpha,0}$ -tól függ, ami viszont kizárólag az AOMP-tól függ. Az 4.1 ábrán látható az egyes kimeneti csatornák járuléka a teljes hatáskeresztmetszethez (σ_{tot}) a $^{120}\text{Te}(\alpha, n)$ reakció esetében.



4.1. ábra. A teljes σ_{tot} reakció hatáskeresztmetszet fekete szaggatott vonallal a $^{120}\text{Te} + \alpha$ reakcióra vonatkozóan, illetve a különböző (α, X) csatornák hozzájárulása asztrofizikai S-faktorként ábrázolva. Az (α, γ) csatorna (piros szaggatott vonal) dominál az (α, n) küszöb alatt. Az (α, n) csatorna (kék) hozzájárulása az (α, n) küszöb felett válik dominánssá. Az $(\alpha, 2n)$ csatorna (barna hosszú-szaggatott vonal) hozzájárulása csak körülbelül 20 MeV körüli magas energiáknál válik jelentőssé. A többi nyitott csatorna hozzájárulása minden energiánál elhanyagolható marad. A függőleges nyilak az (α, n) és az $(\alpha, 2n)$ küszöbenergiákat jelölik. Minden hatáskeresztmetszet asztrofizikai S-faktorrá van alakítva.

4.2.1. Az alfa-mag optikai modell potenciál

Az AOMP-k alapötlete az optikából származik. Ha egy fénysugár egy homályos testtel lép interakcióba, egyidejűleg három folyamat mehet végbe: visszaverődés, elnyelődés és áteresztés. Ennek leírására egy komplex törésmutatót szokás használni. A magfizikában a törésmutató helyett a kölcsönhatás leírására komplex potenciált használnak, melyet az alábbi alakban lehet megadni:

$$U(r) = V_C(r) + V_R(r) + iW(r), \quad (4.2)$$

ahol $V_C(r)$ a Coulomb-potenciál, $V_R(r)$ a magpotenciál valós része, ami a szóródást írja le és $iW(r)$ a képzetes tag, ami az elnyelődést írja le [55]. Az utóbbi két tag paraméterezése az elmúlt évtizedekben sokféleképpen történt. Eleinte még csak 2-4 paramétert tartalmaztak. Reakcióhálózat-számolásokban ezek a potenciálok még ma is használatosak, azonban α -indukált reakciók hatáskeresztmetszeteit pontatlanul adják vissza. Később a paraméterek száma bővült és az így kapott hatáskeresztmetszetek is pontosodtak, azonban ezek a potenciálok lényegesen számításigényesebbek, emiatt bonyolult reakcióhálózat számolásokban az alkalmazásuk roppant erőforrásigényes. Az AOMP-t először magas energiájú rugalmas szórási reakciókkal vizsgálták. Így fejlesztették ki például a McFadden-Satchler (továbbiakban MCF) potenciált is [56]. Ezen szórási kísérleteket manapság is jól lehet AOMP tanulmányozásra használni. Amikor azonban a nukleáris asztrofizika felől érkező igények hatására ezeket a korábbi potenciálokat alacsony, asztrofizikai energiákon (kb. 10 MeV és az alatt) alkalmazták, kiderült, hogy nem írják le jól a kísérleti adatokat, ami szükségessé tette az alacsony energiájú AOMP-k részletes tanulmányozását. Számos AOMP-t fejlesztettek a MCF potenciál

óta, amik gyakran nagyságrendekkel eltérő hatáskeresztmetszeteket szolgáltatnak (γ, α) reakciókra. Emiatt is fontos az AOMP-k további kísérleti tanulmányozása.

Az MCF potenciál egy egyszerű, négyparaméteres OMP, ahol a valós és képzetes potenciál térfogati Woods–Saxon alakjának mélységét (V_0, W_0), sugárparaméterét (R_0), valamint diffuzitását (a) úgy állították be, hogy széles energiakálán illeszkedjen a kb. 25 MeV körüli rugalmas szórás szögeloszlásokhoz.

Később a vizsgálatot kiterjesztették α -indukált reakciókra – mint az (α, γ) , (α, n) és (α, p) – és a potenciál valós részét egy konvolúciós (folding) potenciállal helyettesítették. Demetriou és munkatársai ennek az AOMP-nak három változatát (a továbbiakban DEM#) dolgozták ki, amelyek különböző képzetes potenciálformákat alkalmaznak, a harmadik verzióban (DEM3) pedig diszperzív csatolás is szerepel a valós és képzetes részek között [57].

Avrighianu és munkatársai visszatértek a Woods–Saxon alakú AOMP-hez (a továbbiakban AVR), ahol számos paramétert hangolt össze, hogy a számolások minél több α -indukált (α, X) adathoz illeszkedjenek [58]. A DEM és AVR megközelítések előnye, hogy jobban visszaadják az (α, X) adatok viselkedését, különösen alacsony energiákon a Coulomb-gát alatt, ami asztrofizikai szempontból kulcsfontosságú. Hátrányuk a szabad paraméterek megnövekedett száma és az erős érzékenység a választott (α, X) adatkészletre. Ez utóbbi az alábbiakban a Palumbo által vizsgált $^{120}\text{Te}(\alpha, n)^{123}\text{Xe}$ reakció példáján keresztül kerül bemutatásra [59].

Az utóbbi években kiderült, hogy a nagyon alacsony energiájú (α, X) hatáskeresztmetszetek számítása különösen érzékeny az AOMP képzetes részének erősségére a magsugártól nagy távolságban, amit

a rugalmas szórás egyáltalán nem korlátoz, és az (α, X) adatok is csak gyengén. Ezért egy új AOMP került bevezetésre [54], amely teljes mértékben a barrier-transzmissziós modellen alapul. A valós rész alapját itt is a folding megközelítés adja, ahol a kevés számú paramétert – hasonlóan az MCF potenciálhoz – alacsony energiájú rugalmas szórási szögeloszlásokhoz illesztették. Mivel ennek az ún. ATOMKI-V2 AOMP valós részének kevés paramétere teljesen rugalmas szórási adatokhoz van rögzítve, a barrier transmission modell pedig kiküszöböli a képzetes rész nagy távolságokon jelentkező problémáját, az ATOMKI-V2 potenciál lehetővé teszi az (α, X) reakciók hatáskeresztmetszeteinek megbízható előrejelzését további paraméterhangolás nélkül. Az általam használt ATOMKI-V2 potenciál egy továbbfejlesztett verziója a 2013-ban megalkotott ATOMKI-V1 potenciálnak [55]. Az ATOMKI-V1 potenciált szórás kísérletek alapján határozták meg. A potenciál valós része double-folding eljárással nyert potenciál, a képzetes rész pedig egy fenomenologikus Woods-Saxon potenciál. Megállapították, hogy a potenciál valós része független lehet az energiától. A potenciál képzetes része energiafüggő és magasabb energiákon telítésbe megy át. Később kiderült, hogy alacsony energiákon a képzetes tag, az ütközési sugárnál jóval nagyobb távolságoknál (a potenciál "farka"), erősen befolyásolja a szolgáltatott hatáskeresztmetszetet. Ez az energiatartomány éppen az asztrofizikailag releváns tartomány, a Gamow-ablak. Mivel a képzetes tag e magtól távoli értéke erősen modellfüggő és nem nyugszik szilárd fizikai alapokon (gyakran csak a választott függvény alakja határozza meg), így az ezzel kapcsolatos problémák elkerülésére az ATOMKI-V2 potenciálba egy nagyon keskeny és mély, éles szélű Wood-Saxon potenciál került a képzetes rész helyére. Ezáltal elérhető, hogy ame-

lyik bejövő részecske átjut a Coulomb-gáton, az biztosan elnyelődjön. Ezért nevezik ezt a típusú modellt „barrier transmission model”-nek. Az ATOMKI-V2 potenciállal tehát meghatározható az egyes reakciók teljes hatáskeresztmetszete (σ_{tot}). Azonban az egyes kimeneti csatornák hatáskeresztmetszetének meghatározása önmagában, az imént tárgyalt potenciálokkal nem lehetséges, mivel az egyes kimeneti csatornákra vonatkozó hatáskeresztmetszet már nem csak az AOMP-től függ hanem a statisztikus modell más tényezőjétől is.

4.3. Vizsgált reakciók

A tellúrnak 8 stabil izotópjá található meg a természetben. Az alábbi táblázatban vannak az egyes izotópok természetes gyakoriságai összefoglalva [60].

Izotóp	relatív gyakoriság	relatív gyakoriság hiba
^{120}Te	0,0921 %	0,003 %
^{122}Te	2,529 %	0,006 %
^{123}Te	0,884 %	0,002 %
^{124}Te	4,715 %	0,012 %
^{125}Te	7,048 %	0,018 %
^{126}Te	18,798 %	0,047 %
^{128}Te	31,74 %	0,08 %
^{130}Te	34,16 %	0,09 %

4.1. táblázat. A tellúr izotópok gyakorisági adatai. Az adatok a legutóbbi kompilációból származnak, majd korigálva lettek a legfrissebb tömegspektrometriai mérésekkel.

A táblázatban foglalt izotópokon végbemenő (α, n) reakciók különböző Xe magokat hoznak létre. Ezek közül négy Xe izotóp radioaktív: $^{123,125,127,133}\text{Xe}$. Ebben a tömegszám-tartományban a hatáske- resztmetszet neutronok detektálásán alapuló mérése problémás, mivel nem könnyű elkülöníteni a különböző reakciókból származó neutro- nokat. Ezen kívül különböző céltárgy-szennyezőkön a vizsgáltaknál sokkal nagyobb hatáske- resztmetszettel lejátszódó parazita reakciók jelentős neutronhátteret okozhatnak. Ezt el lehet kerülni az aktiváci- ós módszer alkalmazásával. A módszer lényegi része nem változik az előző fejezetben leírtakhoz képest. A négy tellúr izotópon végbemenő reakciót és a létrejött radioaktív xenon izotópok bomlását követő leg- nagyobb relatív intenzitású karakterisztikus gamma sugarak adatait az alábbi táblázat foglalja össze [61], [62], [63], [64], [65]:

Reakció	Felezési idő	E_γ (keV)	Relatív intenzitás (%)
$^{120}\text{Te}(\alpha, n)^{123}\text{Xe}$	$2,050 \pm 0,014$ h	148,9	$49,1 \pm 0,6$
		178,1	$15,5 \pm 0,7$
		330,2	$8,6 \pm 0,5$
$^{123}\text{Xe}(\beta^+)^{123}\text{I}$	$13,223 \pm 0,002$ h	159,0	$83,60 \pm 0,19$
$^{122}\text{Te}(\alpha, n)^{125}\text{Xe}$	$16,87 \pm 0,08$ h	188,4	53,8
		243,4	$30,0 \pm 0,6$
		453,8	$4,67 \pm 0,10$
$^{124}\text{Te}(\alpha, n)^{127}\text{Xe}$	$36,346 \pm 0,003$ d	145,3	$4,26 \pm 0,15$
		172,1	$25,4 \pm 0,9$
		202,9	$67,8 \pm 1,2$
		375,0	$17,1 \pm 0,6$
$^{130}\text{Te}(\alpha, n)^{133}\text{Xe}^m$	$2,198 \pm 0,013$ d	233,2	$10,12 \pm 0,15$
$^{130}\text{Te}(\alpha, n)^{133}\text{Xe}^g$	$5,2475 \pm 0,0005$ d	79,6	$0,44 \pm 0,18$
		81,0	$36,9 \pm 0,3$

4.2. táblázat. A vizsgált reakciókban keletkező Xe izotópok bomlásának fontosabb adatai. A $^{130}\text{Te}(\alpha, n)$ reakció esetében kétféle kimenetel lehetséges. Az egyik a $^{133}\text{Xe}^m$, ami egy metastabil állapot és a $^{133}\text{Xe}^g$, ami az alapállapota a ^{133}Xe izotópnak.

4.4. Kísérletek megvalósítása

A négy tellúr izotópon végbemenő (α, n) reakciók hatáskeresztmetszetének meghatározásához szilárd céltárgyakat készítettem. A céltárgyakat a HUN-REN ATOMKI ciklotron részecskegyorsítója ál-

tal szolgálatott α nyalábbal sugároztam be [66]. Az így létrejött radioaktív Xe izotópok bomlása után létrejövő gamma-sugárzást egy germánium detektor rögzítette. Később a begyűjtött adatokból meghatároztam az (α, n) reakciók teljes hatáskeresztmetszetét.

4.4.1. Céltárgyak

A kísérletekhez használt céltárgyakat termikus vákuumpárolgattással készítettem el. A természetes összetételű tellúr, nagy tisztaságú ($< 99.999\%$) $10\mu\text{m}$ vastag alumínium fóliákra lett párolgattatva. A céltárgyak hátlapjának anyaga hasonló megfontolások alapján lett kiválasztva, mint a szilícium céltárgyak esetében. A céltárgyak vastagásának meghatározásakor használt RBS módszer jobban alkalmazható, amennyiben a céltárgyréteg magasabb rendszámú a hátlap anyagának rendszámánál. Mivel a $\text{Te}(\alpha, n)$ mérések esetén nem végeztünk prompt-gamma detektálást, így a $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ reakcióból származó gamma-sugárzás nem okoz problémát. A természetes izotóppozsztatételű céltárgyak lehetővé tették, hogy egyetlen besugárzáson belül lehessen vizsgálni mind a négy reakciót. A fóliák egy kör alakú targettartóban helyezkedtek el, ami lehetővé tette, hogy a párolgattatás után közvetlenül a gyorsítónál lévő céltárgykamrába lehessen helyezni. A targettartón egy szintén kör alakú 16 mm átmérőjű nyílás található, amin az elpárolgattott tellúr lerakódott. Ezen átmérő biztosítja, hogy a nyalábvezetés és a besugárzás közben is a nyaláb biztosan a tellúr rétegen maradjon, ne érje a céltárgytartó keretet.

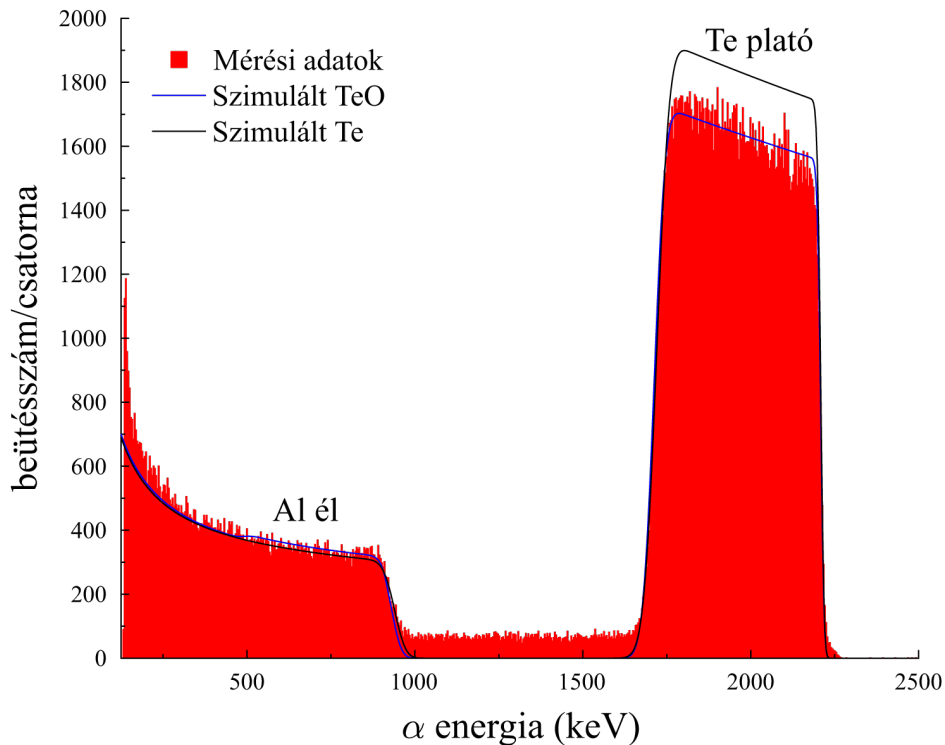
A céltárgyak karakterizációja, azaz bennük a Te céltárgymagok számának meghatározása és az esetleges szennyezők felderítése, az alumínium fóliák tömegének mérésével kezdődik. Ezt egy $1\mu\text{g}$ pontosságú mérleggel végeztem el. A párolgattatás elvégzése után megis-

mételve a fóliák tömegének mérését, immár a tellúrral együtt, a két érték különbségéből meghatározható a fóliákra felvitt anyag mennyisége. Ez tipikusan $600 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ volt. Több, a céltárgykészítési folyamat optimalizálását célzó párologtatás után nyolc darab céltárgy lett további kísérleti vizsgálatoknak alávetve.

Tellúr vékonyrétegek oxidálódhatnak a párologtató vákuumrendszerében visszamaradó gáz hatására, valamint később levegővel érintkezve. Emiatt a tömegméréskor az esetleges oxigén tömege is belekeksül a fóliára párologtatott réteg tömegébe. A tellúr pontos mennyiségének ismeretéhez meg kell határozni, történt-e oxidáció és amennyiben igen, mennyi a $\text{Te}:\text{O}$ arány a rétegen belül. Erről két, egymástól független ionnyaláb-analitikai módszerrel szereztem információt.

A Rutherford visszaszórási spektrometrián (RBS) ¹ alapuló kísérlettel meghatározható egy vékonyréteg összetétele, amennyiben ismert, milyen elemek alkotják a réteget. Az RBS méréseket a HUN-REN ATOMKI Tandetron gyorsítójánál végeztem el. A mérések során a gyorsító egy 2,5 MeV energiájú α nyalábot szolgáltatott néhány száz nA intenzitással. A visszaszórt α részecskéket egy, a nyalábbal 165° -ot bezáró Si részecskedetektor gyűjtötte. Elsőként úgynevezett standard mintákat használtam, hogy meghatározhassam a mérési rendszer kalibrációs értékeit. Ezután a begyűjtött spektrumot a SIMNRA nevű programmal dolgoztam fel [67]. A programmal meghatározható a Te magok száma a rétegben. Egy tipikus RBS spektrum látható az alábbi ábrán.

¹RBS: Rutherford backscattering



4.2. ábra. Egy tipikus RBS spektrum. Az Al él nevű tartomány az alumínium fóliáról visszaszórt részecskék alakítják ki. Ezután a következő érdemi rész a Te platónak nevezett tartomány, aminek illesztéséből meghatározható a tellúr magok száma. A spektrumon látható fekete vonal szemlélteti, hogyan kellene kinéznie a spektrumnak amennyiben csak tellúrból állna a párologtatott réteg. A TeO-t feltételező szimuláció (kék vonal) sokkal jobban illeszkedik a piros színű hisztogrammal ábrázolt mérési adatokra.

Az ábra jól szemlélteti, hogy a tellúr réteg nem elhanyagolható oxidáción megy keresztül. A Te:O arány tipikusan 0,7:0,3 volt a céltárgyakban. A Te:O arány és a teljes rétegvastagság ismeretében meghatározható a Te magok száma az Al fóliára párologtatott

rétegben, ami $2,0 - 2,5 \times 10^{18}$ atom/cm² között mozgott.

A másik módszer a céltárgyak karakterizációjára a részecske-indukált röntgen emisszió (PIXE)² analízis volt, mely a mikroszonda nyalábvégénél került elvégzésre. Ebben az esetben is a HUN-REN ATOMKI Tandetron gyorsítója szolgáltatta a 3,2 MeV energiájú protonnyalábot. Az indukált röntgen fotonokat egy szilícium drift detektor (SDD)³ gyűjtötte. A mérési adatok a GUPIXWIN nevű program segítségével lettek feldolgozva [68]. A mikroszonda nyalábvég tulajdonságait kihasználva egy céltárgyon több spektrum is felvételre került, vizsgálva a céltárgy homogenitását. A kiértékelte adatokból megállapítható volt, hogy a céltárgyak homogének, a különböző pontokon felvett spektrumok által szolgáltatott céltárgyvastagság minden esetben hibahatáron belül mozgott. A PIXE által szolgáltatott vastagság-eredményeket összehasonlítottam az RBS mérések eredményeivel. A legnagyobb eltérés 4 % volt, mely a mindkét mérési technikára jellemző 5 % bizonytalanság alatt van. Az (α, n) reakciók hatáskeresztmetszetének meghatározásakor a két mérési módszer által szolgáltatott Te magok számának átlagát használtam.

4.4.2. Besugárzás

Az elkészült céltárgyak a HUN-REN ATOMKI ciklotron gyorsítója által szolgáltatott α nyalábbal lettek besugározva. A nyalábintenzitás 1 μA körüli volt, a besugárzási idők 3 és 41 óra között voltak. Az alacsonyabb energián hosszabb ideig kellett besugározni a céltárgyakat, hogy megfelelő mennyiségű radioaktív mag jöjjön létre. A vizsgált energiatartomány 10-17 MeV volt, 1 MeV-es lé-

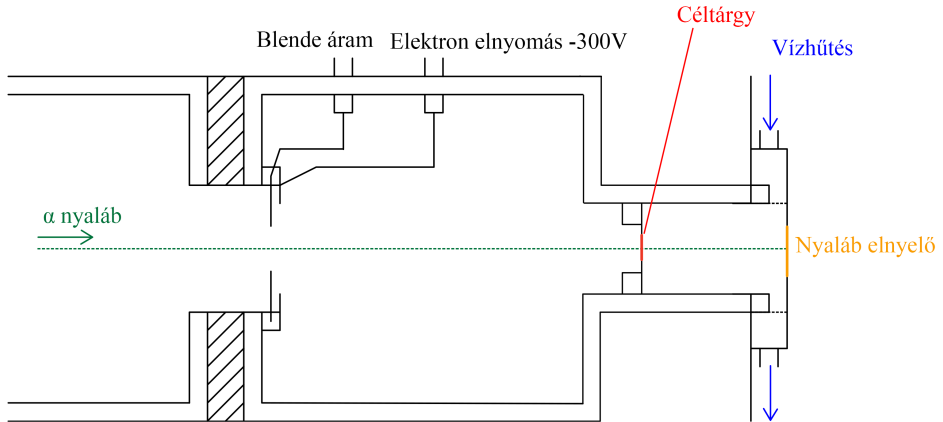
²Particle induced x-ray emission

³SDD: Silicon drift detector

pésközökkel. 17 MeV feletti energiatartományokat nem vizsgáltam, mivel itt már más kimeneti reakciócsatornák is megnyílnak, emellett ez az energiatartomány már asztrofizikailag sem releváns. Alacsonyabb energiák esetében (közel az α, n küszöbenergiához) pedig az adatok statisztikus bizonytalansága tette volna használhatatlanná az eredményeket. A ciklotron sajátossága, hogy nem képes 10 MeV-es α nyalábot előállítani. A 10 MeV energiát úgy állítottam elő, hogy egy úgynevezett degrader fóliát alkalmaztam, ami az eredetileg 11 MeV energiájú nyalábot 10 MeV-re csökkenti. A nominálisan 10 μm vastag Al fólia pontos vastagságát (és ezzel együtt az általa okozott energiacsökkenést) egy alfa-spektrométerrel határoztam meg. Ennek lényege, hogy egy alfa forrást felhasználva a rá jellemző alfa spektrum eltolódása megadja a fólia vastagságát, amiből a degrader fólia által elnyelt energia meghatározható. Ehhez az alumínium fajlagos energiavesztésének ismerete szükséges, amit a SRIM nevű program szolgáltatott. A degrader fólia energiában kifejezett vastagsága 11 MeV-es belépő α -nyaláb esetén 1,03 MeV, amit 4 %-os pontossággal tudtam meghatározni. Ez a bizonytalanság később figyelembe lett véve a nyalábenergia meghatározásakor azon mérések esetében, ahol degrader fóliát alkalmaztam.

A céltárgyakat minden esetben az 4.3 ábrán sematikusán ábrázolt céltárgykamrában helyeztem el. A ciklotron adatgyűjtő központjában folyamatosan monitoroztam a céltárgyra eső elektromos töltést, így az α -részecskék számát. Ezt egy töltésintegrátorral tettem meg, melyet 1 percenként olvastattam ki a hozzá kapcsolt adatgyűjtő számítógéppel. A töltésintegrátor egy beütése 1 μC elektromos töltéssel egyenértékű. Az elektromos töltés mérésének időbeli felbontása lehetővé tette, hogy a többórás besugárzások közben viszonylag pontosan

nyomon lehessen követni az esetleges nyaláb-instabilitásokat. A besugárzások alatt a nyaláb megfelelően stabil volt (tipikusan 3 % vagy az alatti ingadozás), ennek következtében a nyalábáramot konstansnak lehetett tekinteni az adatok kiértékelése közben.



4.3. ábra. A céltárgykamra sematikus ábrája.

4.4.3. A bomlások mérése

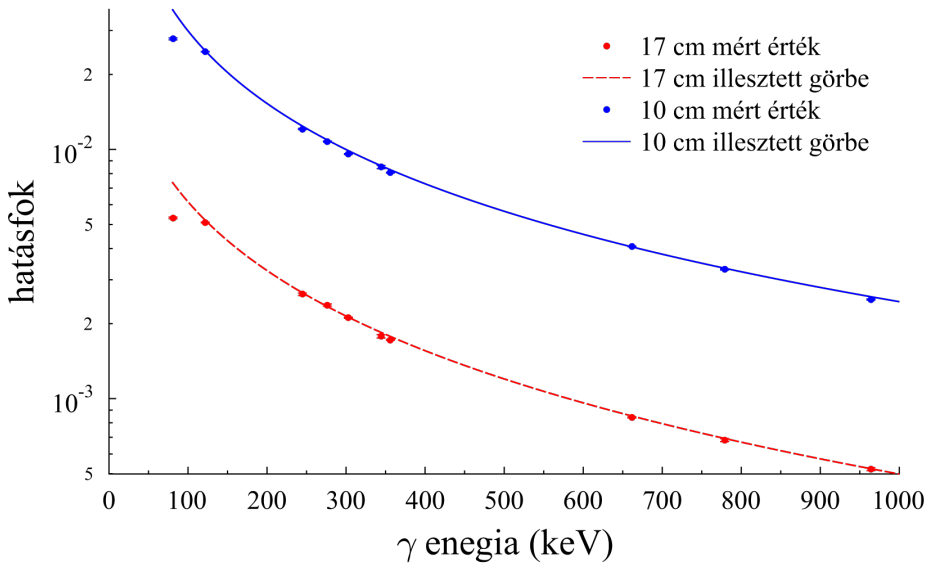
A besugárzások után létrehozott radioaktív források megfelelően nagy felezési idővel rendelkeznek ahhoz, hogy a céltárgykamrából kivéve, egy erre célra használt detektor elé lehessen helyezni. Ahogy a 4.2 táblázatban látható, a Xe izotópok karakterisztikus gamma-sugárzása főképpen az alacsonyenergiás tartományban találhatóak. Emiatt a sugárzás detektálására egy planáris nagy tisztaságú germánium detektort (HPGe detektor) használtam. A detektor jó hatásfokkal és energiafelbontással rendelkezik az alacsonyenergiás gamma sugarakra vonatkozóan és a viszonylag kis mérete (60,7 mm átmérő, 26,4 mm magasság) miatt a nagyenergiás gamma sugarak kis háttérrel indukálnak a kristályban. Az első két mérés azonban még egy nagy térfogatú koaxiális detektorral lett elvégezve, mivel ekkor még

nem állt rendelkezésre a planáris detektor. Mindkét esetben a detektor a teljes 4π térszöget lefedő ólom árnyékolással lett körbevéve. Az árnyékolás célja a laborhättér csökkentése volt.

A detektor hatásfokának ismerete elengedhetetlen a $\text{Te}(\alpha, n)$ reakciók hatáskeresztmetszetének meghatározása szempontjából. A detektor hatásfokát kétféle geometriában (a forrás 10 cm illetve 17 cm távol van a detektor belépő ablakától) határoztam meg kísérletileg. Olyan kalibrációs forrásokat használtam, melyek az általam vizsgálni kívánt gamma energiák tartományát lefedik. Ezek a források a ^{133}Ba , a ^{137}Cs és a ^{152}Eu voltak. A vizsgált geometriákon az úgynevezett true coincidence summing effektus elhanyagolható ($<1\%$). A 4.4 ábrán látható a két geometriában meghatározott detektorhatásfok az energia függvényében. A vizsgált energiatartományban a hatásfok logaritmusát jó közelítéssel egy másodfokú polinommal lehet leírni:

$$\ln(\eta(E)) = a \cdot \ln(E)^2 + b \cdot \ln(E) + c, \quad (4.3)$$

ahol $\eta(E)$ a detektor hatásfoka, E az energia, a , b és c pedig a polinom illesztési paraméterei. A paramétereket a χ^2 minimalizálási módszerrel határoztam meg.

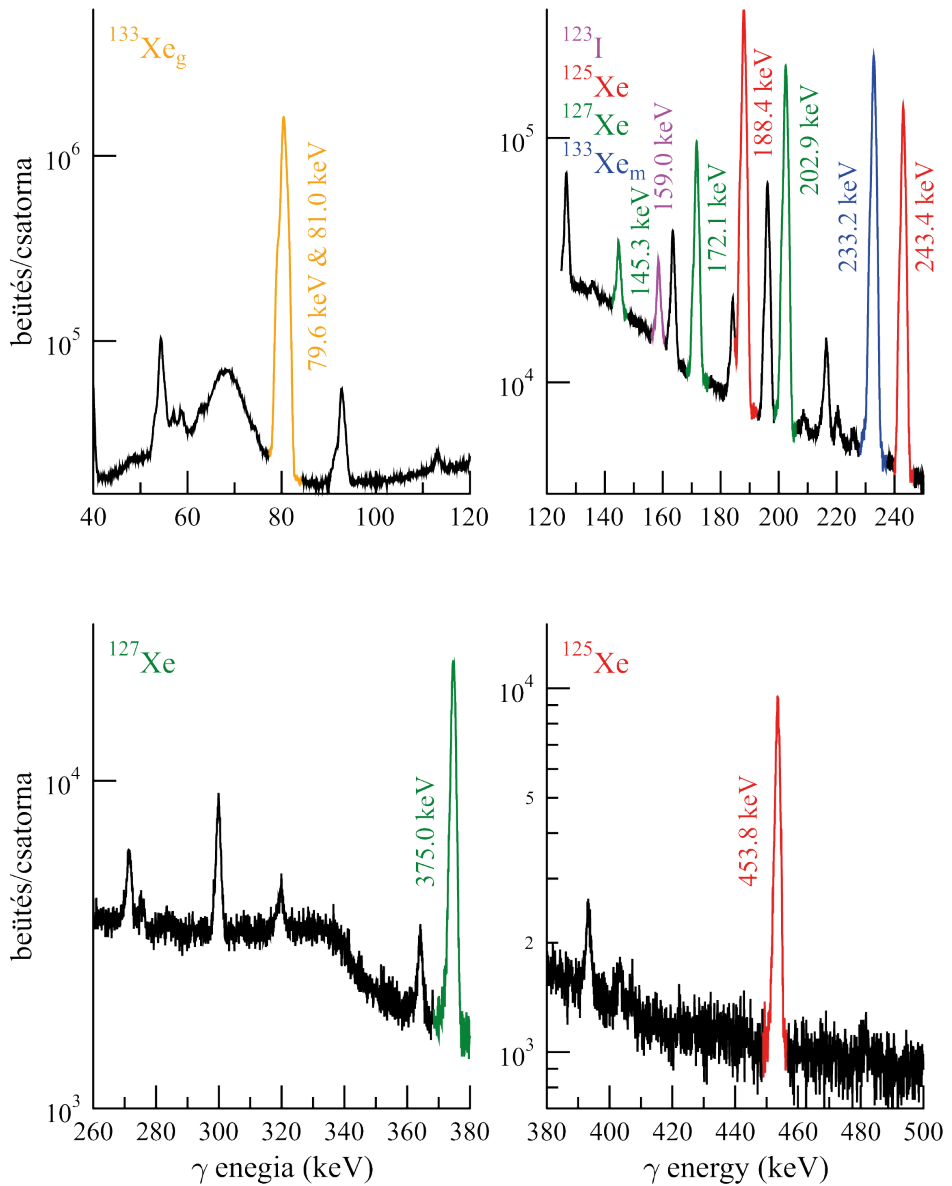


4.4. ábra. A planáris detektor hatásfoka és az adatokra illesztett másodfokú polinom függvény. A trendből egyértelműen kilógnak mindkét esetben a legalacsonyabb energiás pontok. Ezek a ^{133}Ba 79,6 és 81,0 keV energiájú vonalai. Mivel a $^{133}\text{Xe}^g$ bomlásterméke ugyanezen az energiákon gerjesztődik le, ezért itt nem az illesztett függvényből számolt, hanem közvetlenül a kísérleti adatokból meghatározott hatásfokot használtam.

Alacsony energiákon elkerülhetetlen volt, hogy a forrásokat közelebb tegyem a detektorhoz (1 cm). Ebben a geometriai elrendezésben azonban a true coincidence summing effektus már nem elhanyagolható, ezért a kalibrációs forrásokkal nem lehet a hatásfokot megfelelő pontossággal meghatározni. A detektor hatásfokát az 1 cm-es elrendezésben az következők szerint határoztam meg. Néhány, nagy energián besugárzott Te céltárgy aktivitását meghatároztam az egyik jól mérhető geometriában (például 10 cm) majd a céltárgyat átraktam az 1 cm-esbe. A két mérés közötti távolságkonverziós együtthatók meghatározása után kiszámoltam a detektor hatásfokát az 1 cm-es

geometriai elrendezésben minden gamma energiára. A konverziós faktorok tartalmazzák a summing hatásokat, tehát a módszer megfelelő eredményt ad ezek kiküszöbölésére.

A gamma spektrumokat az ORTEC Maestro nevű programmal rögzítettem. A program 1 óránként kimentette az addigi adatokat. Az adatgyűjtés tipikusan napokat vett igényben attól függően, hogy a céltárgy mekkora energiával volt besugározva. A végén a számítógép által létrehozott számos spektrumot összegezve használtam fel a hatáskeresztmetszet meghatározására. Az alábbi ábrán látható egy tipikus gamma spektrum.



4.5. ábra. Egy tipikus gamma-spektrum különböző energia tartományú részei. A vizsgált izotópok γ -csúcsai színekkel vannak kiemelve.

4.4.4. Kísérleti eredmények

A gamma spektrumok gyűjtése után a munkám következő lépése az adatok kiértékelése volt. Egy reakció hatáskeresztmetszete megadható az alábbi képlettel:

$$\sigma_{\text{reak}} = \frac{N_{\text{reak}}}{N_{\text{Te}} \cdot \phi_{\text{b}}}, \quad (4.4)$$

ahol N_{reak} a lejátszódó reakciók száma N_{Te} az céltárgymagok száma, ϕ_{b} pedig a bombázó részecskék teljes száma. Az aktivációs technika lényege, hogy a besugárzás alatt létrejött magok számát határozzuk meg, felhasználva a radioaktív bomlástörvényt. A lejátszódó reakciók száma pedig éppen a besugárzás hatására létrejött radioaktív magok számával egyenlő. Amennyiben a t_{b} besugárzási idő alatt konstans fluxusú nyaláb bombázza a céltárgyat, a besugárzás végére még bomlásra képes radioaktív magok száma a következő:

$$N_{\text{prod}} = \sigma_{\text{reak}} \cdot N_{\text{Te}} \cdot \frac{\phi_{\text{b}}}{t_{\text{b}}} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda t_{\text{b}}}}{\lambda}. \quad (4.5)$$

A hatáskeresztmetszet meghatározásához az N_{reak} szükséges, amit a létrehozott radioaktív magok bomlásának nyomon követéséből lehet meghatározni. Egy t_{gy} gyűjtési idő alatt elbomlott magok számát a következő formulával lehet megadni:

$$N_{\text{boml}} = N_{\text{prod}} \cdot e^{-\lambda t_{\text{h}}} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{\text{gy}}}), \quad (4.6)$$

ahol t_{h} az esetleges hűlési idő, ami alatt a gyorsítótól a detektorig átkerül a forrás. Tehát ha N_{boml} ismert, a reakció σ_{reak} hatáskeresztmetszete meghatározható. A vizsgált izotópok által, bomlásuk közben kibocsájtott gamma-sugárzás összefüggésbe hozható a bomlások számával. A 4.5 ábrán szemléltetett gamma csúcsok (A) nettó területe:

$$A = N_{\text{boml}} \cdot \eta \cdot I, \quad (4.7)$$

ahol I az adott gamma-sugárzás relatív intenzitása, η pedig a detektor abszolút hatásfoka az adott gamma-energián. Összevonva a 4.5-7 egyenleteket az alábbi összefüggés adódik a reakció hatáskeresztmetszetére:

$$\sigma_{\text{reak}} = \frac{A \cdot \lambda}{e^{-\lambda t_h} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{\text{gy}}}) \cdot (1 - e^{-\lambda t_b}) \cdot N_{\text{Te}} \cdot \frac{\phi_b}{t_b} \cdot \eta \cdot I}. \quad (4.8)$$

Mivel a gamma csúcsok egymástól jól elkülönültek és a gyűjtési idők is kellően hosszúak voltak a nettó területek bizonytalansága a legtöbb esetben alacsony (1 % körüli) volt. Amennyiben az adott reakcióban létrejövő radioaktív Xe izotóp több gamma átmenetét is vizsgáltam, a reakció hatáskeresztmetszetét az egyes átmenetekből számolt hatáskeresztmetszet súlyozott átlagaként kezeltem. Az eredményeket a 4.3.-4.6. táblázatok összesítik.

$^{120}\text{Te}(\alpha, n)^{123}\text{Xe}$			
E_α	$E_{\text{tkp}}^{\text{eff}}$	hatáskeresztmetszet	S-faktor
(MeV)	(MeV)	(mb)	(10^{25} keV b)
11,0	$10,586 \pm 0,072$	$0,336 \pm 0,134$	385 ± 154
12,0	$11,557 \pm 0,070$	$1,80 \pm 0,23$	156 ± 20
13,0	$12,525 \pm 0,071$	$13,1 \pm 1,0$	117 ± 9
14,0	$13,497 \pm 0,069$	$49,9 \pm 3,9$	$58,9 \pm 4,7$
15,0	$14,468 \pm 0,068$	142 ± 12	$27,3 \pm 2,3$
16,0	$15,438 \pm 0,068$	260 ± 21	$9,8 \pm 0,8$
17,0	$16,410 \pm 0,066$	345 ± 27	$2,93 \pm 0,23$

4.3. táblázat. A $^{120}\text{Te}(\alpha, n)^{123}\text{Xe}$ reakció kísérleti eredményei. A leg-
alacsonyabb energia a többi reakcióval ellentétben itt $E_\alpha = 11$ MeV. Erre
a reakcióra már a dolgozatban tárgyalt mérések előtt is léteztek kísérleti
adatok, Palumbo és munkatársai által publikálva.

$^{122}\text{Te}(\alpha, n)^{125}\text{Xe}$			
E_α	$E_{\text{tkp}}^{\text{eff}}$	hatáskeresztmetszet	S-faktor
(MeV)	(MeV)	(mb)	(10^{25} keV b)
10,0	$9,612 \pm 0,082$	$0,0172 \pm 0,0033$	396 ± 77
11,0	$10,591 \pm 0,072$	$0,319 \pm 0,030$	367 ± 35
12,0	$11,563 \pm 0,070$	$2,31 \pm 0,18$	200 ± 16
13,0	$12,531 \pm 0,071$	$14,0 \pm 1,1$	125 ± 10
14,0	$13,504 \pm 0,069$	$58,6 \pm 4,5$	$69,3 \pm 5,3$
15,0	$14,476 \pm 0,068$	149 ± 11	$28,8 \pm 2,2$
16,0	$15,446 \pm 0,068$	271 ± 21	$10,2 \pm 0,8$
17,0	$16,419 \pm 0,066$	380 ± 30	$3,23 \pm 0,25$

4.4. táblázat. A $^{122}\text{Te}(\alpha, n)^{125}\text{Xe}$ kísérleti eredményei. Az utolsó sorban
szereplő értékek esetében még nincs figyelembe véve a $^{123}\text{Te}(\alpha, 2n)^{127}\text{Xe}$
járuléka.

$^{124}\text{Te}(\alpha, n)^{127}\text{Xe}$			
E_α (MeV)	$E_{\text{tkp}}^{\text{eff}}$ (MeV)	hatáskeresztmetszet (mb)	S-faktor (10^{25} keV b)
10,0	$9,617 \pm 0,082$	$0,0300 \pm 0,0063$	689 ± 144
11,0	$10,597 \pm 0,072$	$0,369 \pm 0,038$	424 ± 44
12,0	$11,569 \pm 0,070$	$2,45 \pm 0,22$	212 ± 19
13,0	$12,538 \pm 0,071$	$15,5 \pm 1,2$	139 ± 11
14,0	$13,511 \pm 0,069$	$60,5 \pm 4,9$	$71,6 \pm 5,8$
15,0	$14,483 \pm 0,068$	159 ± 13	$30,7 \pm 2,5$
16,0	$15,454 \pm 0,068$	365 ± 29	$13,7 \pm 1,1$
17,0	$16,428 \pm 0,066$	619 ± 50	$5,25 \pm 0,42$

4.5. táblázat. A $^{124}\text{Te}(\alpha, n)^{127}\text{Xe}$ reakció kísérleti eredményei. Az utolsó 3 sor értékei esetében még nincs figyelembe véve a $^{125}\text{Te}(\alpha, 2n)^{127}\text{Xe}$ járuléka.

$^{130}\text{Te}(\alpha, n)^{133}\text{Xe}$			
E_α (MeV)	$E_{\text{tkp}}^{\text{eff}}$ (MeV)	hatáskeresztmetszet (mb)	S-faktor (10^{25} keV b)
10,0	$9,631 \pm 0,082$	$0,0390 \pm 0,0042$	$899,1 \pm 97,8$
11,0	$10,612 \pm 0,072$	$0,457 \pm 0,041$	$526,4 \pm 47,1$
12,0	$11,585 \pm 0,070$	$3,54 \pm 0,27$	$307,6 \pm 23,8$
13,0	$12,556 \pm 0,072$	$16,6 \pm 1,3$	$149,5 \pm 11,7$
14,0	$13,531 \pm 0,069$	$48,9 \pm 3,8$	$57,9 \pm 4,5$
15,0	$14,504 \pm 0,068$	$79,7 \pm 6,1$	$15,4 \pm 1,2$
16,0	$15,477 \pm 0,068$	$91,6 \pm 7,1$	$3,46 \pm 0,27$
17,0	$16,451 \pm 0,066$	$78,0 \pm 6,0$	$0,66 \pm 0,05$

4.6. táblázat. A $^{130}\text{Te}(\alpha, n)$ reakció kísérleti eredményei. Az izomer állapotra valamint az alapállapotra vezető reakciók hatáskeresztmetszetei nincsenek külön feltüntetve, csak a teljes hatáskeresztmetszetek és az ezekre vonatkozó S-faktor.

$^{130}\text{Te}(\alpha, n)^{133}\text{Xe}_g$		
E_α (MeV)	$E_{\text{tkp}}^{\text{eff}}$ (MeV)	hatáskeresztmetszet (mb)
10,0	$9,631 \pm 0,082$	$0,0263 \pm 0,0030$
11,0	$10,612 \pm 0,072$	$0,315 \pm 0,030$
12,0	$11,585 \pm 0,070$	$2,42 \pm 0,19$
13,0	$12,556 \pm 0,072$	$10,5 \pm 0,8$
14,0	$13,531 \pm 0,069$	$26,9 \pm 2,1$
15,0	$14,504 \pm 0,068$	$36,4 \pm 2,8$
16,0	$15,477 \pm 0,068$	$35,6 \pm 2,8$
17,0	$16,451 \pm 0,066$	$28,5 \pm 2,3$

4.7. táblázat. A $^{130}\text{Te}(\alpha, n)$ a ^{133}Xe alapállapotára vezető csatornájának kísérleti hatáskeresztmetszet értékei.

$^{130}\text{Te}(\alpha, n)^{133}\text{Xe}_m$		
E_α (MeV)	$E_{\text{tkp}}^{\text{eff}}$ (MeV)	hatáskeresztmetszet (mb)
10,0	$9,631 \pm 0,082$	$0,0127 \pm 0,0023$
11,0	$10,612 \pm 0,072$	$0,143 \pm 0,016$
12,0	$11,585 \pm 0,070$	$1,127 \pm 0,089$
13,0	$12,556 \pm 0,072$	$6,14 \pm 0,49$
14,0	$13,531 \pm 0,069$	$22,0 \pm 1,7$
15,0	$14,504 \pm 0,068$	$43,3 \pm 3,3$
16,0	$15,477 \pm 0,068$	$56,0 \pm 4,2$
17,0	$16,451 \pm 0,066$	$49,5 \pm 3,8$

4.8. táblázat. A $^{130}\text{Te}(\alpha, n)$ a ^{133}Xe izomer állapotára vezető csatornájának kísérleti hatáskeresztmetszet értékei.

A táblázatokban a négy vizsgált reakcióra meghatározott hatáskeresztmetszet értékeket és a hozzájuk kapcsolódó E_α nyalábenergiát, $E_{\text{tkp}}^{\text{eff}}$ effektív energiát tömegközépponti rendszerben, valamint az S-faktor értékeket tüntettem fel. A ^{120}Te alacsony természetes gyakorisága miatt az $E_\alpha = 10$ MeV esetén a létrehozott aktivitás túl kicsi, de az összes többi reakció $E_\alpha = 10 - 17$ MeV energiatartományban lett kiértékelve. Az első oszlopban a ciklotron által szolgáltatott energiaértékek szerepelnek. Mivel a ciklotron közvetlenül nem képes $E_\alpha = 10$ MeV energiájú α -nyaláb létrehozására, a 10 MeV energia esetében a degrader fólia utáni nyalábenergiát tüntettem fel⁴. A gyorsító energiakalibrációja alapján a nyaláb energiabizonytalansága a legtöbb esetben 0,3 % volt. A degrader fóliával végzett mérés ebben az esetben is kivételt képez.

A második oszlopban a tömegközépponti rendszerben értelmezett effektív energia látható. Ennek meghatározásakor figyelembe vettem a nyaláb céltárgyban elveszített energiáját is, melyet a SRIM programmal határoztam meg. A vizsgált energiákra ez az energiavesztés 80-125 keV között van. Mivel ekkora energiatartományon az (α, n) reakciók hatáskeresztmetszete mérsékelten változik, az effektív energiákat a céltárgyak közepéhez rendeltem, vagyis ahhoz a ponthoz, amikor a nyaláb éppen a céltárgy energiavesztésében kifejezett vastagságának felét veszti el az eredeti energiájából. Az effektív energiák bizonytalanságának meghatározásakor figyelembe vettem a ciklotron energiabizonytalanságát, a céltárgyak vastagságának bizonytalanságát és fajlagos energiavesztés bizonytalanságát.

A harmadik oszlop a kísérleti adatokból meghatározott hatáske-

⁴A 10 MeV-es pont esetében a gyorsítóból $E_\alpha = 11$ MeV energiájú α -nyaláb érkezett a degrader fóliára

resztmetszet értékeit tartalmazza. A hatáskeresztmetszetek bizonytalansága a következő mennyiségek kvadrátikus összegeként tevődik össze: statisztikus bizonytalanság a γ -spektrumok analizálásából (a legtöbb esetben $< 5\%$), szisztematikus bizonytalanságként pedig a töltésmérés (3%), céltárgyvastagság (4%), detektor hatásfok a konverziós faktorokkal együtt ($3 - 5\%$) és a bomlási paraméterek összessége ($< 6\%$) tekinthető. A legutolsó kompilációban ismertetett Te izotópgyakoriságok bizonytalansága ($\ll 1\%$) elhanyagolható. A negyedik oszlopban pedig az asztrofizikai S-faktor szerepel.

Mivel az aktivációs technikából csak egy izotóp létrehozásának teljes hatáskeresztmetszete határozható meg és a céltárgyak természetes izotópösszetételű anyagból készültek, előfordulhat, hogy egy adott Xe izotóp egynél több különböző α -indukált reakció kimeneti csatornáján keresztül is létrejöhet. A tanulmányozott energiatartományban az alábbi reakciók a zavaró tényezők:

A $^{123}\text{Te}(\alpha, 2n)^{125}\text{Xe}$ ugyanarra a Xe izotópra vezet, mint a $^{122}\text{Te}(\alpha, n)^{125}\text{Xe}$. Ennek az $(\alpha, 2n)$ csatornának a küszöbenergiája $16,08$ MeV, tehát a legmagasabb energiájú mérés esetében ezt figyelembe kell venni. A $^{125}\text{Te}(\alpha, 2n)^{127}\text{Xe}$ ugyanúgy ^{127}Xe -ra vezet, mint a $^{124}\text{Te}(\alpha, n)^{127}\text{Xe}$ reakció. Ennek $14,77$ MeV a küszöbenergiája, ezért a három legmagasabb energiájú mérésnél figyelembe kell venni. Mindkét zavaró reakció esetében a hozzájárulásukat a teljes hatáskeresztmetszethez az izotóparányok felhasználásával lehet meghatározni:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma(^{122}\text{Te}(\alpha, n)^{125}\text{Xe}) + \frac{0,884}{2,529} \cdot \sigma(^{123}\text{Te}(\alpha, 2n)^{125}\text{Xe}), \quad (4.9)$$

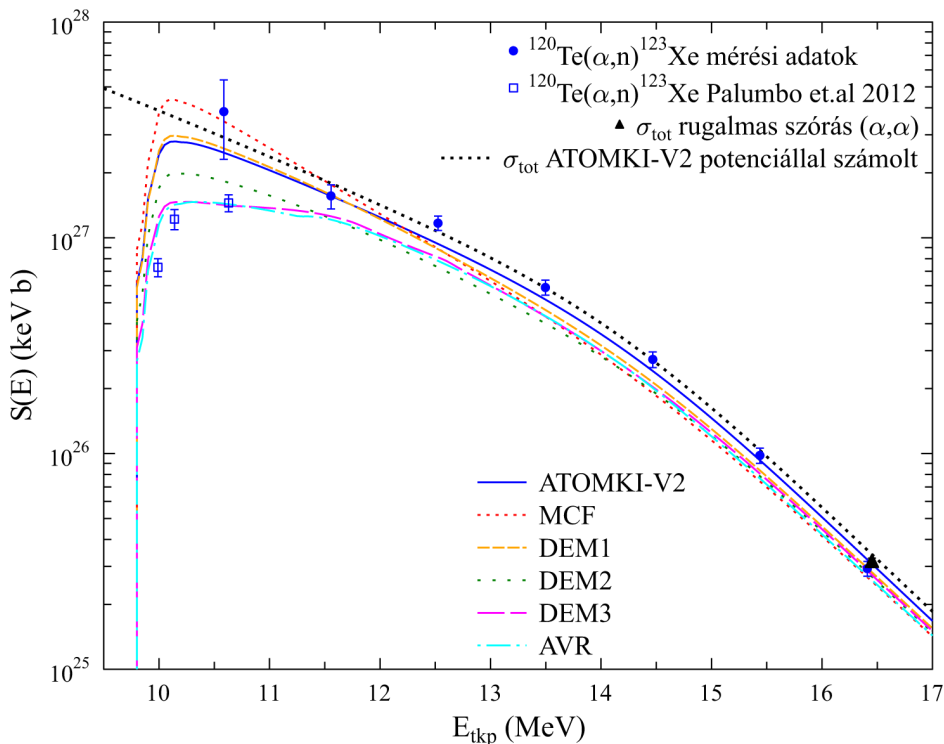
illetve

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma(^{124}\text{Te}(\alpha, n)^{127}\text{Xe}) + \frac{7,049}{4,716} \cdot \sigma(^{125}\text{Te}(\alpha, 2n)^{127}\text{Xe}). \quad (4.10)$$

A harmadik esetben a $^{123}\text{Te}(\alpha, \gamma)^{127}\text{Xe}$ is a ^{127}Xe izotópot hozza létre. Általánosan igaz, hogy az (α, γ) reakciók hatáskeresztmetszete jóval alacsonyabb az (α, n) reakciókéénál, valamint a ^{123}Te természetes gyakorisága mintegy ötöde a ^{124}Te gyakoriságának. A TALYS kódnak a γ -erősség függvényre és a nívósűrűségre vonatkozó alapbeállításait használva a $^{123}\text{Te}(\alpha, \gamma)^{127}\text{Xe}$ csatorna járuléka a teljes hatáskeresztmetszethez a legalacsonyabb mért energián nagyjából 0,1 %, magasabb vizsgált energiákon pedig még ennél is kisebb, tehát a $^{123}\text{Te}(\alpha, \gamma)^{127}\text{Xe}$ csatorna járulékát elhanyagoltam.

4.5. Kísérleti eredmények elmélettel történő összehasonlítása

A következőkben áttekintem az egyes reakciók kísérleti eredményeinek összehasonlítását a TALYS számolások eredményeivel [69]. A TALYS egy magreakciók szimulálására szolgáló szoftvercsomag. Világszerte használják magreakciók elemzésére, és számításokra, a legkorszerűbb magszerkezeti és reakciómodelleket alapul véve. A program képes statisztikusmodell-számolásokra az asztrofizikailag fontos reakciók esetében. A TALYS-ban választani lehet különböző AOMP-k közül, melyeknek az egyedi paraméterei is hangolhatók. Ezáltal a kísérleti eredményeket össze lehet hasonlítani az elméleti modellek jóslataival és szükség esetén pontosítani lehet őket.

4.5.1. $^{120}\text{Te}(\alpha, n)^{123}\text{Xe}$ 

4.6. ábra. A $^{120}\text{Te}(\alpha, n)^{123}\text{Xe}$ reakció hatáskeresztmetszete (asztrófizikai S-faktorként ábrázolva): a kísérleti adatok összehasonlítása a TALYS számításokkal, különböző α -mag optikai modelleket (AOMP) használva. Ezen felül az ATOMKI-V2 AOMP-ből származó teljes reakcióhatáskeresztmetszet (σ_{tot}), fekete szaggatott vonallal összevetve a rugalmas szórásból meghatározott σ_{tot} értékkel (fekete háromszög). Az $(\alpha, 2n)$ küszöb, amely $E_{\text{tkp}} = 17,725$ MeV-nél helyezkedik el, a méréseim energiatartományán kívül esik.

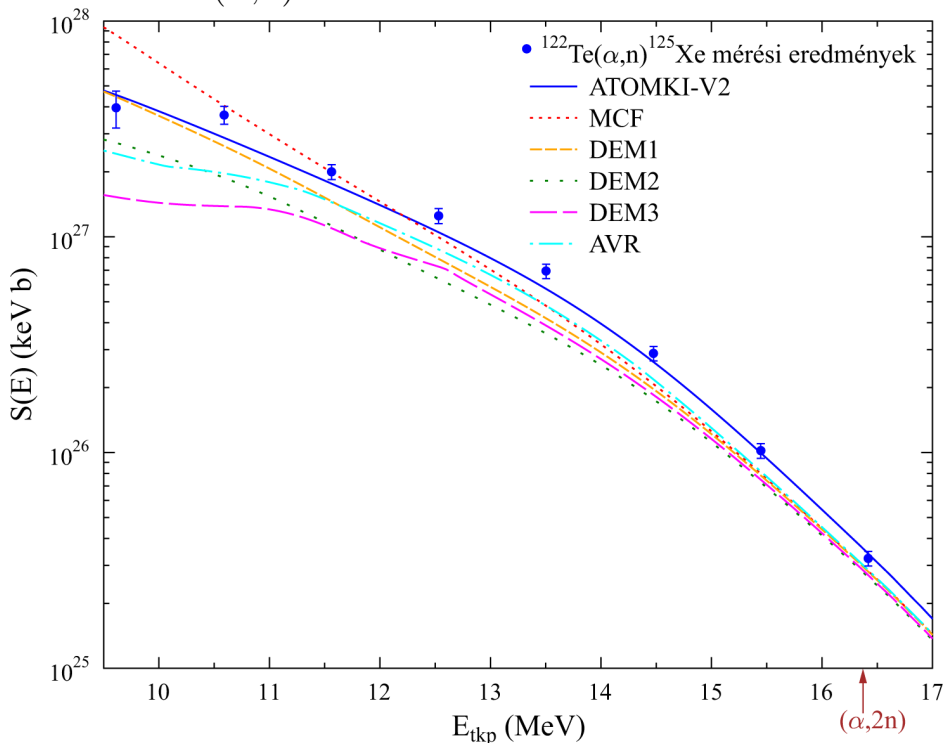
A 4.6-os ábra mutatja a kísérleti eredményeket és a különböző AOMP-ken alapuló TALYS számítások eredményeit. Jól látható, hogy 11 MeV felett, ahol az (α, n) csatorna válik dominánssá, az

ATOMKI-V2 potenciál kivételével az összes potenciál alulbecsli a kísérleti értékeket. Némi eltérés látható a három alacsonyenergiás pont esetében az eredményeim és a Palumbo [59] által meghatározott értékek között⁵. A küszöbenergia környékén így még mindig van némi bizonytalansága a reakció hatáskeresztmetszetének. Azonban az ATOMKI-V2 által szolgáltatott értékek a kérdéses pontokban az eredményeim felé közelítenek.

Az AVR AOMP-t a Palumbo és munkatársai által mért és számos másik alacsony energiájú (α,n) hatáskeresztmetszethez illesztették. Ez olyan AOMP-paraméterekhez vezetett, amelyek az (α,n) hatáskeresztmetszeteket magasabb energiákon alábecslik.

A DEM1, DEM2 és DEM3 AOMP-kat Palumbo kísérlete előtt dolgozták ki. Ezért nincs egyértelmű oka annak, hogy a teljes (α,n) hatáskeresztmetszetre alacsonyabb értékeket adnak, mint a kísérleti eredmények, amely a vizsgált többi tellúr izotópra is érvényes.

⁵Palumbo és munkatársai eredményei egy rövid, kevés kísérleti információt közlő cikkben jelentek meg. Emiatt nehéz biztosan megmondani, mi lehet a jelentős eltérés oka.

4.5.2. $^{122}\text{Te}(\alpha, n)^{125}\text{Xe}$ 

4.7. ábra. A $^{122}\text{Te}(\alpha, n)^{125}\text{Xe}$ reakció hatáskeresztmetszete (asztrofizikai S-faktorként ábrázolva): a kísérleti adatok összehasonlítása a TALYS számításokkal, különböző α -mag optikai modelleket (AOMP) használva. Az $(\alpha, 2n)$ küszöb ($E_{\text{tkp}} = 16,371$ MeV), függőleges nyíllal az ábra alján van jelölve.

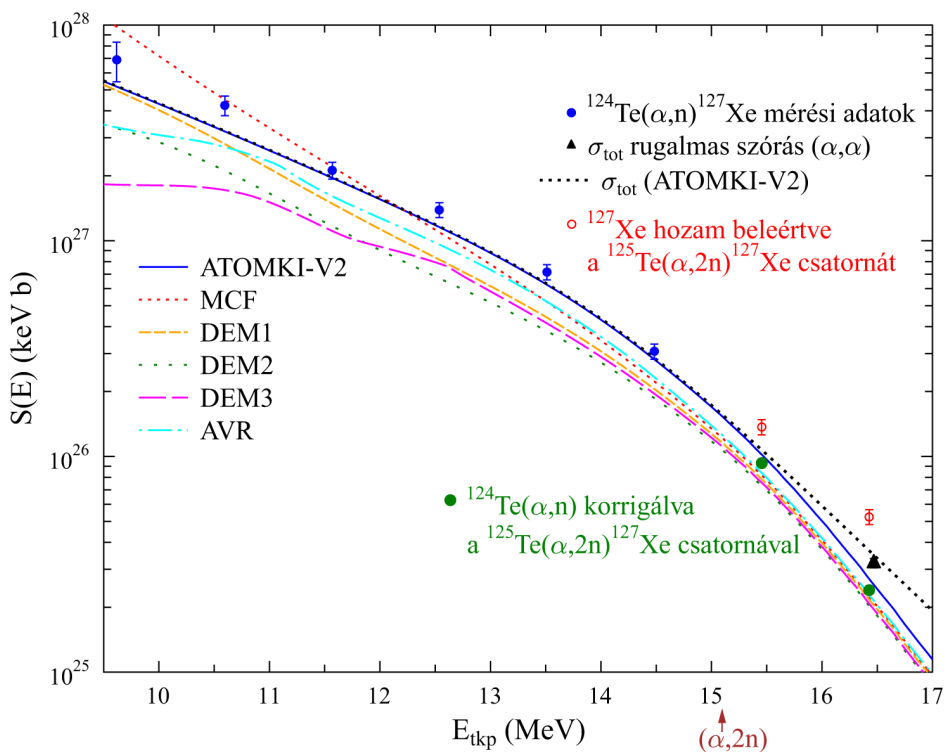
A $^{122}\text{Te}(\alpha, n)^{125}\text{Xe}$ reakció eredményeit a 4.7 ábra mutatja be. Hasonlóan a $^{120}\text{Te}(\alpha, n)^{123}\text{Xe}$ reakcióhoz, az általam végzett mérések kísérleti adatai jól egyeznek az ATOMKI-V2 AOMP-t használó számításokkal. A DEM1, DEM2, DEM3 és AVR AOMP modellek viszont a teljes energiatartományon alábecslik az adataimat. Az MCF AOMP sokkal meredekebb energiafüggést mutat, mint a többi AOMP, ami az (α, n) hatáskeresztmetszetek túlbecsléséhez vezet az alacsonyabb

energiák felé. Ez az MCF esetében jól ismert jelenség nagy tömegszámú céltárgymagokat vizsgálva.

A legmagasabb energiájú új adatpont esetében előfordulhat kisebb mértékű hozzájárulás a $^{123}\text{Te}(\alpha,2\text{n})^{125}\text{Xe}$ reakcióból. A hozzájárulás mértékét a TALYS kód segítségével lehet megbecsülni. Az (α,n) és az $(\alpha,2n)$ csatorna hozamát a TALYS kód segítségével számolva, előállítható egy korrekciós faktor. Ezzel a módszerrel a hozzájárulás körülbelül 5 %-nak adódik, ami kisebb mint a teljes mérési bizonytalanság. Emiatt itt ezt nem vettem figyelembe.

A $^{122}\text{Te}(\alpha,n)^{125}\text{Xe}$ reakció küszöbenergiája 8,77 MeV. A legalacsonyabb adatpont körülbelül 1 MeV-rel a küszöb felett helyezkedik el, mivel itt már megfelelő pontossággal mérhető a hatáskeresztmetszet. Amennyiben lehetne a küszöbhez 1 MeV-nél közelebb eső kísérleti adatpontot előállítani, az lehetőséget adna (hasonlóan a $^{120}\text{Te}(\alpha,n)^{123}\text{Xe}$ reakcióhoz) az összehasonlításra a küszöb közelében, ahol Palumbo [59] adatai eltérnek az eredményeimtől.

A ^{122}Te izotópra nincsen szórási adat az irodalomban, ezért a teljes hatáskeresztmetszet (σ_{tot}) rugalmas szórásból való meghatározása és összehasonlítása az eredményeimmel nem lehetséges. Továbbá korábbi hatáskeresztmetszeti adatok sincsenek a $^{122}\text{Te}(\alpha,n)^{125}\text{Xe}$ reakcióra vonatkozóan.

4.5.3. $^{124}\text{Te}(\alpha, n)^{127}\text{Xe}$ 

4.8. ábra. A $^{124}\text{Te}(\alpha, n)^{127}\text{Xe}$ reakció hatáskeresztmetszete (asztrofizikai S-faktorként ábrázolva): az kísérleti adatok összehasonlítása a TALYS számításokkal, különböző α -mag optikai modelleket (AOMP) használva. Az $(\alpha, 2n)$ küszöb ($E_{\text{tkp}} = 16,371$ MeV), függőleges nyíllal az ábra alján van jelölve.

A 4.8 ábrán látható $^{124}\text{Te}(\alpha, n)^{127}\text{Xe}$ reakció eredményei hasonló tendenciát mutatnak az előző két reakciónál tapasztaltakkal. Az ATOMKI-V2 AOMP jól írja le a kísérleti adatokat, bár a számított értékek kissé a kísérleti adatok alatt helyezkednek el. Valamivel nagyobb eltéréssel, mint az ATOMKI-V2, de a DEM1, DEM2, DEM3 és AVR AOMP-vel készült számolások szintén alábecslik a kísérleti

hatáskeresztmetszetet. Ebben az esetben is az MCF a többi potenciálnál erősebb energiafüggést mutat.

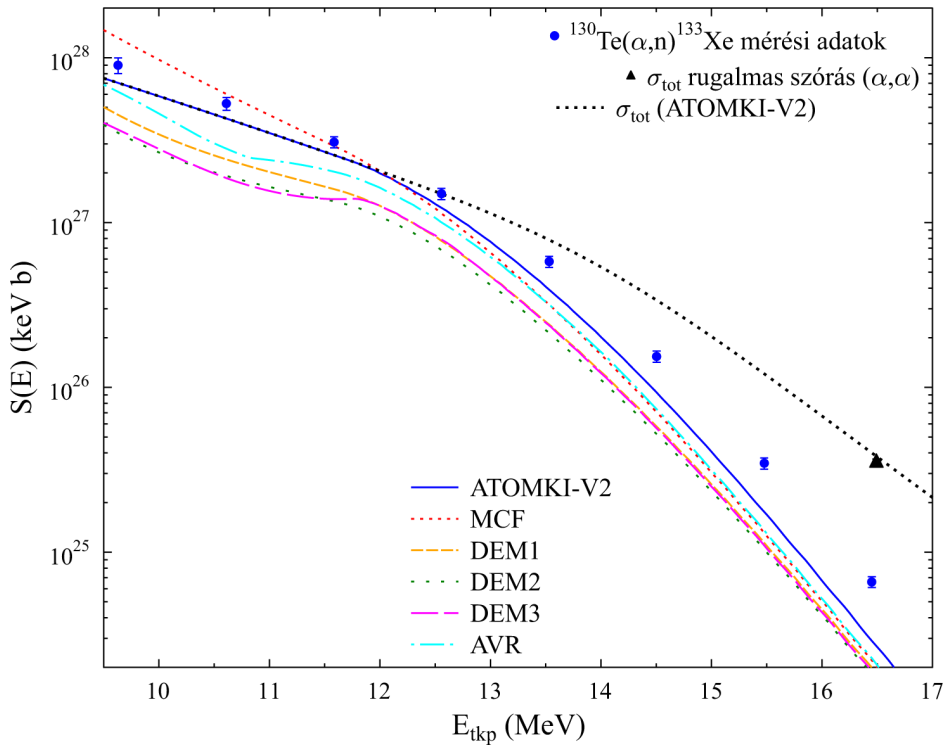
Tellúr izotópok esetében az (α, n) reakció negatív Q -értékének⁶ abszolút értéke a neutronszám növekedésével csökken. Ez ugyanígy igaz az $(\alpha, 2n)$ reakciókra is. Ennek két fontos következménye van:

1. A teljes hatáskeresztmetszet (fekete vonal), és az (α, n) hatáskeresztmetszet (kék vonal) közötti különbség kb. 16 MeV körül már jól láthatóvá válik, ami nagyjából 1 MeV-vel az $(\alpha, 2n)$ csatorna küszöbe fölött van a ^{124}Te esetében.
2. A Q -értékek csökkenésének másik következménye, hogy magasabb energiákon számottevő hozzájárulás várható a $^{125}\text{Te}(\alpha, 2n)^{127}\text{Xe}$ reakcióból.

Az összes ^{127}Xe mag létrejöttét kizárólag a $^{124}\text{Te}(\alpha, n)^{127}\text{Xe}$ reakciónak tulajdonítva a valós (α, n) hatáskeresztmetszet túlbecslését eredményezi. Ez jól látható az $E_{\text{tkp}} = 15,5$ és az $E_{\text{tkp}} = 16,4$ MeV-es adatpontok esetében (piros körök). Különösen az $E_{\text{tkp}} = 16,4$ MeV-es adatpont lépi túl a rugalmas szórásból származó teljes hatáskeresztmetszetet (σ_{tot}), ami fizikailag lehetetlen. A rugalmas szórásból meghatározott σ_{tot} értékek megbízhatónak tekinthetők, mivel a ^{124}Te izotópra független mérés is létezik [70].

Az S -faktorok becslésével a $^{124}\text{Te}(\alpha, n)^{127}\text{Xe}$ és a $^{125}\text{Te}(\alpha, 2n)^{127}\text{Xe}$ reakció hozzájárulására megadható egy korrekciós faktor. Ennek eredményeként a $^{125}\text{Te}(\alpha, 2n)^{127}\text{Xe}$ reakció hozzájárulásával korrigált $^{124}\text{Te}(\alpha, n)^{127}\text{Xe}$ hatáskeresztmetszetek zöld körként láthatóak. A 16.4 MeV-es korrigált adatpont a rugalmas szórásból származó σ_{tot} alatt helyezkedik el, ami már fizikailag lehetséges.

⁶A reakció Q -értéke a reakció során felvett vagy leadott energia. A Q -érték pozitív, ha a reakció energiát szabadít fel vagyis exoterm. A Q -érték negatív, ha a reakció lejátszódásához energia szükséges vagyis endoterm.

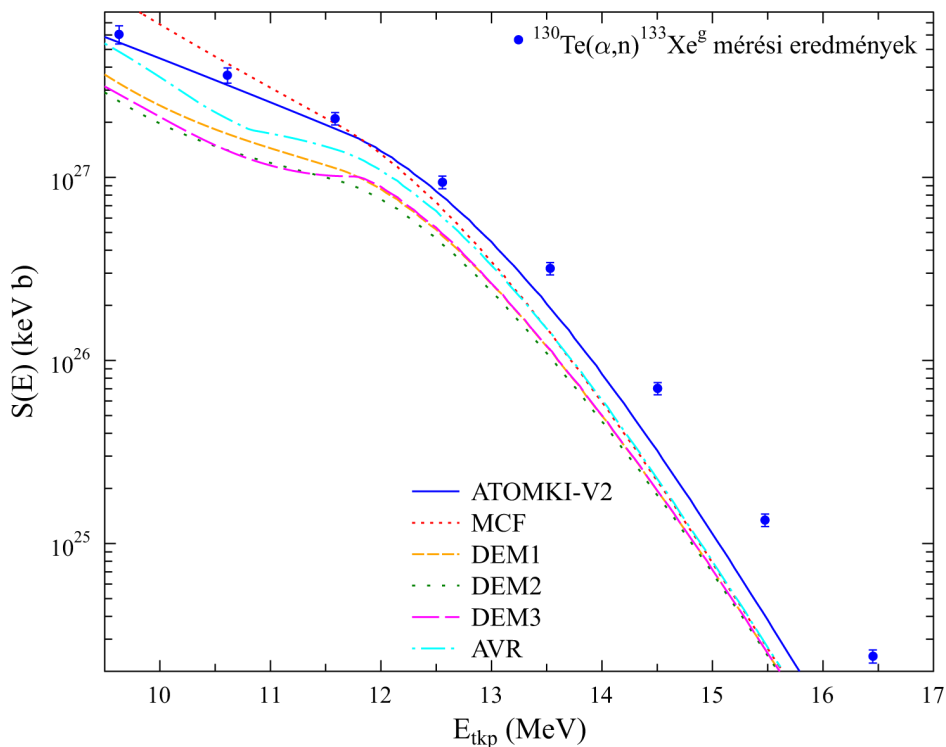
4.5.4. $^{130}\text{Te}(\alpha, n)^{133}\text{Xe}$ 

4.9. ábra. $^{130}\text{Te}(\alpha, n)^{133}\text{Xe}$ teljes hatáskeresztmetszete S-faktorként ábrázolva. A vonalak különböző AOMP-vel számolt S-faktorokat jelentenek.

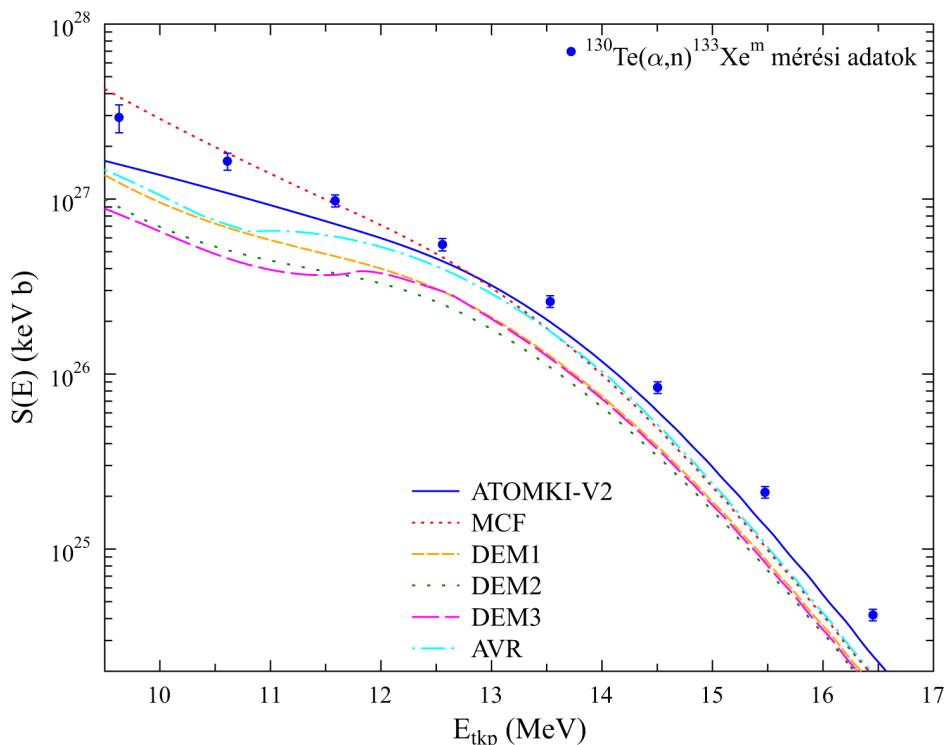
A $^{130}\text{Te}(\alpha, n)^{133}\text{Xe}$ reakció eredményei a 4.9-4.11 ábrákon láthatók. A ^{133}Xe első gerjesztett állapota $E^* = 233,221 \pm 0,015$ keV energián található, melynek felezési ideje $t_{1/2} = 2,198 \pm 0,13$ nap, ami egy izomer állapot [61]. Az alapállapot felezési ideje hosszabb, $t_{1/2} = 5,25 \pm 0,0005$ nap [61]. Az izomer állapot jelenléte miatt az alapállapotra és az izomer állapotra vonatkozó parciális hatáskeresztmetszeteket külön lehet meghatározni. Ezek összege adja a teljes (α, n) hatáskeresztmetszetet.

Először a 4.9 ábrán látható teljes (α, n) hatáskeresztmetszet kerül tárgyalásra. Hasonlóan az előző reakciókhoz, itt is megfigyelhető, hogy a DEM1, DEM2, DEM3 és AVR modellek kissé alacsonyabb hatáskeresztmetszeteket adnak, mint az ATOMKI-V2. Azonban az előző reakciókkal ellentétben, még az ATOMKI-V2 is jelentősen alábecsüli a kísérleti (α, n) adatokat. A σ_{tot} teljes hatáskeresztmetszet, amely 16,5 MeV energián rugalmas szórásból lett meghatározva, egyértelműen azt mutatja, hogy az ATOMKI-V2 helyesen jósolja a teljes hatáskeresztmetszetet. Így a számított és mért (α, n) hatáskeresztmetszetek közti eltérés nem az ATOMKI-V2 potenciál hibájára, hanem az $(\alpha, 2n)$ hatáskeresztmetszet túlbecslésére és az (α, n) alulbecslésére utal. Az (α, n) és $(\alpha, 2n)$ csatornák elágazási arányainak összege $b_n + b_{2n} \approx 1$, azaz más reakciócsatornák hozzájárulása gyakorlatilag elhanyagolható az (α, n) küszöb felett.

A ^{133}Xe izotóp nívósűrűségének mesterséges növelése megnöveli az (α, n) hatáskeresztmetszetet, miközben csökkenti az $(\alpha, 2n)$ csatornát. Mivel a teljes hatáskeresztmetszet σ_{tot} csak az AOMP-től függ (és nem a ^{133}Xe választott nívósűrűségétől), ezért σ_{tot} értéke változatlan marad, és továbbra is jól illeszkedik a 16,5 MeV-en mért rugalmas szórási adatpontra. Az $(\alpha, 2n)$ küszöb alatti energiákon a ^{133}Xe megnövelt nívósűrűsége nem befolyásolja a számítást, mivel a (α, n) csatornához tartozó elágazás b_n ekkor is közel 1. Csak az $(\alpha, 2n)$ küszöb fölött növeli az ^{133}Xe fokozott nívósűrűsége az (α, n) hatáskeresztmetszetet, miközben csökkenti az $(\alpha, 2n)$ csatorna hozzájárulását. A ^{133}Xe nívósűrűségének még nagyobb növelése esetén a többi AOMP is jól leírhatná az (α, n) hatáskeresztmetszeteket, azonban ezeknél a modelleknél továbbra is fennmaradna a σ_{tot} eltérése a 16,5 MeV-es rugalmas szórási adatponttól.



4.10. ábra. $^{130}\text{Te}(\alpha, n)^{133}\text{Xe}$ reakció alapállapotra vezető hatáskeresztmetszete S-faktorként ábrázolva. A vonalak különböző AOMP-kel számolt S-faktorokat jelentenek.



4.11. ábra. $^{130}\text{Te}(\alpha,n)^{133}\text{Xe}$ reakció izomer állapotra vezető reakció hatáskeresztmetszete S-faktorként ábrázolva. A vonalak különböző AOMP-vel számolt S-faktorokat jelentenek.

A teljes $^{130}\text{Te}(\alpha,n)^{133}\text{Xe}$ hatáskeresztmetszet a 4.10 és 4.11 ábrákon látható alapállapot és izomer hozzájárulásából tevődik össze. E csatornák elágazási aránya a ^{133}Xe magban lejátszódó bomlási kaskádától függ, és gyakorlatilag független az alkalmazott AOMP-től. Az elágazásokat a számítások nagyjából helyesen reprodukálják, bár az izomerhez tartozó hozzájárulás alacsonyabb energiákon kissé alábecsült. Ez a tendencia némileg javul a ^{133}Xe megnövelt nívósűrűségét alkalmazva, amely egyébként is szükséges a teljes (α,n) hatáskeresztmetszet illesztéséhez. Számos korábbi mérés is létezik α -indukált

reakciókra ^{130}Te céltárgyon. Azonban ezek mind sokkal magasabb α -energiákat és rétegzett céltárgy technikát alkalmaztak. Ez a módszer alacsony energiákon viszonylag nagy energiabizonytalanságot eredményez, a céltárgyak és a degrader fóliák vastagságából és esetleges inhomogenitásából adódóan. A rétegzett céltárgyas kísérletek alacsony energiájú adatai a nagy szórás miatt nem szolgáltatnak értékes információt, mivel a legalacsonyabb energiákon a különbségek több nagyságrendet is meghaladnak.

4.6. Eredmények diszkussziója

Az 4.6-4.9 ábrákon egyértelműen látszik, hogy az általam meghatározott kísérleti adatok és a különböző modellekből számított értékek között nagyjából 2–3-szoros különbségek vannak. Olyan nagyságrendbeli eltérések, amiket például Somorjai és munkatársai figyelt meg a $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$ reakció esetén, nem jelentkeznek [71].

Bár az általam mért (α, n) adatok általános leírása jónak mondható, a különböző modellek között így is jelentős különbségek figyelhetők meg. Az ATOMKI-V2 által adott (α, n) hatáskeresztmetszetek közelebb állnak a mért adatokhoz, mivel ezek értékei enyhén magasabbak, mint a többi modellé.

Az (α, n) hatáskeresztmetszetek számítása elsősorban a választott AOMP-től függ. A statisztikus modell más összetevői ehhez képest csak másodlagos szerepet játszanak. További vizsgálatok az AOMP-től függetlenül csak két esetben váltak szükségessé: a $^{120}\text{Te}(\alpha, n)^{123}\text{Xe}$ és a $^{130}\text{Te}(\alpha, n)^{133}\text{Xe}$ reakcióknál.

Az AOMP-n túli statisztikusmodell-paraméterek pontosításához további kísérleti adatokra lenne szükség más reakciócsatornákból,

mint például (α,γ) , (α,p) , $(\alpha,2n)$ vagy izomer elágazások. Mivel azonban ezekből az adatokból rendkívül kevés áll rendelkezésre, a statisztikus modell más összetevői nem határozhatók meg pontosan.

Az ATOMKI-V2 modell összességében jó egyezést mutat az általam mért (α,n) hatáskeresztmetszetekkel.

4.7. A kísérleti munka összefoglalása

Ebben a fejezetben négy tellúr izotóp ($^{120,122,124,130}\text{Te}$) (α,n) reakcióinak hatáskeresztmetszetét célzó mérések kerültek bemutatásra. Az (α,n) reakciókat $E_\alpha = 10\text{--}17$ MeV közötti energiákon aktivációs technika alkalmazásával tanulmányoztam. Ezekre a reakciókra korábban vagy nem álltak rendelkezésre kísérleti adatok, vagy nem ebben az energiatartományban és nem kellően nagy pontossággal. A $^{130}\text{Te}(\alpha,n)^{133}\text{Xe}$ reakció esetében a ^{133}Xe izotóp alapállapotára és izomer állapotára vezető hatáskeresztmetszeteket külön-külön határoztam meg.

Mivel a mérések az (α,n) küszöb felett közvetlenül történtek, az eredmények lehetőséget adnak az α -mag optikai potenciál vizsgálatára, amely kulcsfontosságú mennyiség számos nukleáris asztrofizikai modellben.

Az eredmények azt mutatják, hogy a közelmúltban kifejlesztett ATOMKI-V2 potenciállal végzett TALYS számítások szolgáltatják a legjobb egyezést a kísérleti adatokkal.

5. fejezet

A kutatásaim összefoglalása

A dolgozat célja a nukleáris asztrofizikai folyamatok mélyebb megértéséhez szükséges kísérleti adatok előállítása, valamint azok elméleti modellekkel való összevetése. A munka középpontjában két különböző típusú asztrofizikai folyamatban közvetlenül vagy közvetetten szerepet játszó reakciók állnak. A $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reakció, amely a klasszikus nóvák nukleosintézisében játszik szerepet, valamint a $^{120,122,124,130}\text{Te}(\alpha,n)$ reakciók, amelyek a nehéz p-magok keletkezéséhez kapcsolódó folyamatok (γ -folyamat) modellezéséhez használt AOMP-k vizsgálatában játszanak fontos szerepet.

Kísérleti munkámat a HUN-REN ATOMKI gyorsító berendezésinél végeztem. A $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reakció direkt hatáskeresztmetszetét célzó kísérletben ciklikus aktivációs technikát használtam, a ^{30}P rövid, $t_{1/2} = 2,500 \pm 0,002$ perces felezési idejű izotóp γ -sugárzását detektálva. Az adatgyűjtést számítógép-vezérelt kapuzott rendszer végezte, a mérési adatok feldolgozását egy saját fejlesztésű C nyelvű program és az Excel segítségével végeztem el. Az eredmények lehetővé tették az S-faktor meghatározását. A jelenleg elérhető elméleti

becsléshez képest jelentős eltérést találtam. Ennek oka lehet ismeretlen rezonanciák hozzájárulása a mért hozamhoz vagy a jelenlegi elméletek pontatlansága.

A tellúr izotópokon végzett (α, n) mérések célja az α -mag optikai modellpotenciál (AOMP) kísérleti ellenőrzése volt. A 10–17 MeV közötti α -energia-tartományban végzett aktivációs mérések során a reakciók végtermékeként keletkező xenonizotópok radioaktív bomlását követtem nyomon. A $^{130}\text{Te}(\alpha, n)^{133}\text{Xe}$ reakció esetében külön meghatározásra kerültek az alap- és izomerállapotba vezető hatáskeresztmetszetek. Az eredmények összehasonlítása a TALYS kód különböző AOMP-modelleivel kimutatta, hogy a legjobb egyezést a közelmúltban fejlesztett ATOMKI-V2 potenciál adja. Ez megerősíti e modell megbízhatóságát a közepes-nehéz tömegtartományban, és alátámasztja annak alkalmazhatóságát az asztrofizikai reakciósebesség-adatbázisokban.

A dolgozat eredményei eddig nem ismert hatáskeresztmetszetek. Az új hatáskeresztmetszetek és az α -mag optikai potenciál paramétereinek kísérleti validálása előrelépést jelenthet a csillagbeli nukleoszintézis-folyamatok megbízhatóbb leírásában.

6. fejezet

Summary

The aim of this dissertation is to provide experimental data necessary for a better understanding of nuclear astrophysical processes and to compare these results with theoretical calculations. The focus of the work is on reactions that play a direct or indirect role in two different types of astrophysical processes. The $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reaction, which is relevant to nucleosynthesis in classical novae, and the $^{120,122,124,130}\text{Te}(\alpha,n)$ reactions, which are important for the investigation of alpha–nucleus optical model potentials (AOMPs) used in modeling the process related to the production of heavy p-nuclei (γ -process).

I did my experimental work at the HUN-REN ATOMKI. In the experiment aimed at measuring the direct cross section of the $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reaction, I applied a cyclic activation technique, detecting the gamma radiation of the short-lived ^{30}P isotope. The targets were irradiated with proton beams in the energy range $E_p = 1.0\text{--}1.4$ MeV. The results enabled the determination of the astrophysical S-factor. A significant deviation was found compared

to currently available theoretical calculations. This discrepancy may be due to limitations of the available theoretical models or to the contribution of unknown resonances to the measured yield.

The aim of the (α, n) measurements performed on tellurium isotopes was the experimental test of the α -nucleus optical model potential. Activation measurements were carried out in the 10–17 MeV alpha-energy range. The decay of the produced Xe isotopes was followed by a HPGe detector. From the collected data, the cross section and the astrophysical S-factor can be determined. In the case of the $^{130}\text{Te}(\alpha, n)^{133}\text{Xe}$ reaction, the cross sections leading to the ground and isomeric state were determined separately. Comparison of the results with different AOMP models used in statistical model calculations showed that the best agreement is achieved with the recently developed ATOMKI-V2 potential. This confirms the reliability of this AOMP in the medium-heavy mass region and supports its applicability in astrophysical reaction rate databases.

The results of the dissertation provide previously unknown cross sections. The new cross-section data and the experimental validation of the alpha-nucleus optical potential parameters may represent progress toward a more reliable description of stellar nucleosynthesis processes.

Köszönetnyilvánítás

Elsősorban témavezetőmnek, Dr. Gyürky Györgynek tartozom köszönettel, az elmúlt közel egy évtizedes szakmai útmutatásért. Közös munkánk során végig türelmesen segített, és igyekezett átadni a kísérleti fizikában szerzett széles körű tapasztalatait. Jelen dolgozat az ő támogatása nélkül nem jöhetett volna létre.

Köszönet illeti a HUN-REN Atommagkutató Intézet Nukleáris Asztrofizika Csoportjának tagjait, akik a mindennapi munkában számos tanácsokkal láttak el. Külön köszönöm mindazoknak, akik témavezetőmön kívül elolvasták a kéziratot, és észrevételeikkel segítették a végleges szöveg kialakulását.

A kísérletek sikeres elvégzésében elengedhetetlen segítséget nyújtottak a HUN-REN Atommagkutató Intézet részecskegyorsítóinak operátorai, amiért hálával tartozom.

Köszönöm Peter Mohrnak, hogy kísérleti eredményeim felhasználásával elkészítette a szükséges szimulációkat.

Külön köszönettel tartozom páromnak, Magyar Helga Babettnek, aki mindvégig kitartóan támogatott munkám során.

Végül szeretném kifejezni hálámat Puskás Lajosnak, aki középiskolai tanulmányaim során meghatározó szerepet játszott abban, hogy a fizika tudománya felé forduljak. Emlékét tisztelettel megőrzöm.

Irodalomjegyzék

- [1] Kragh, H. The source of solar energy, ca. 1840–1910: From meteoric hypothesis to radioactive speculations. *The European Physical Journal H* **41**, 365–394 (2016). URL <http://dx.doi.org/10.1140/epjh/e2016-70045-7>.
- [2] Bethe, H. A. & Critchfield, C. L. The Formation of Deuterons by Proton Combination. *Phys. Rev.* **54**, 248–254 (1938). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.54.248>.
- [3] Wagoner, R. V., Fowler, W. A. & Hoyle, F. On the Synthesis of Elements at Very High Temperatures. **148**, 3 (1967). URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1967ApJ...148...3W>.
- [4] Gurney, Roland W. and Condon, EDW. U. Wave Mechanics and Radioactive Disintegration. *Nature* **122**, 439–439 (1928). URL <https://doi.org/10.1038/122439a0>.
- [5] Gurney, R. W. & Condon, E. U. Wave Mechanics and Radioactive Disintegration. **122**, 439 (1928). URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1928Natur.122..439G>.

- [6] Gamow, G. Zur Quantentheorie des Atomkernes. *Zeitschrift fur Physik* **51**, 204–212 (1928). URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1928ZPhy...51..204G>.
- [7] Iliadis, C. *Nuclear physics of stars: Second Edition* (2015).
- [8] Fowler, W. A. Experimental and theoretical nuclear astrophysics: the quest for the origin of the elements. *Rev. Mod. Phys.* **56**, 149–179 (1984). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.56.149>.
- [9] Bethe, H. A. Energy Production in Stars. *Phys. Rev.* **55**, 103–103 (1939). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.55.103>.
- [10] Maciel, W. J. *Energy Production*, 151–171 (Springer International Publishing, Cham, 2016). URL https://doi.org/10.1007/978-3-319-16142-6_12.
- [11] Hoyle, F. On Nuclear Reactions Occuring in Very Hot STARS.I. the Synthesis of Elements from Carbon to Nickel. **1**, 121 (1954). URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1954ApJS...1..121H>.
- [12] Dunbar, D. N. F., Pixley, R. E., Wenzel, W. A. & Whaling, W. The 7.68-Mev State in ^{12}C . *Phys. Rev.* **92**, 649–650 (1953). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.92.649>.
- [13] Woosley, S. E., Heger, A. & Weaver, T. A. The evolution and explosion of massive stars. *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1015–1071 (2002). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.74.1015>.

- [14] Lugaro, M., Pignatari, M., Reifarth, R. & Wiescher, M. The-
Process and Beyond. *Annual Review of Nuclear and Particle Sci-
ence* **73**, 315–340 (2023). URL [http://dx.doi.org/10.1146/
annurev-nucl-102422-080857](http://dx.doi.org/10.1146/annurev-nucl-102422-080857).
- [15] Cowan, J. J. *et al.* Origin of the heaviest elements:
The rapid neutron-capture process. *Rev. Mod. Phys.* **93**,
015002 (2021). URL [https://link.aps.org/doi/10.1103/
RevModPhys.93.015002](https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.93.015002).
- [16] Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., Fowler, W. A. & Hoyle,
F. Synthesis of the Elements in Stars. *Rev. Mod. Phys.* **29**,
547–650 (1957). URL [https://link.aps.org/doi/10.1103/
RevModPhys.29.547](https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.29.547).
- [17] Mayer, A. J. & Wieser, M. E. The absolute isotopic composition
and atomic weight of molybdenum in srm 3134 using an isotopic
double-spike. *J. Anal. At. Spectrom.* **29**, 85–94 (2014). URL
<http://dx.doi.org/10.1039/C3JA50164G>.
- [18] Meija, J. *et al.* Isotopic compositions of the elements 2013 (iu-
pac technical report). *Pure and Applied Chemistry* **88**, 293–306
(2016). URL <https://doi.org/10.1515/pac-2015-0503>.
- [19] Rauscher, T. *et al.* Constraining the astrophysical origin of the
p-nuclei through nuclear physics and meteoritic data. *Reports
on Progress in Physics* **76**, 066201 (2013). URL [https://doi.
org/10.1088/0034-4885/76/6/066201](https://doi.org/10.1088/0034-4885/76/6/066201).
- [20] Woosley, S. E. & Howard, W. M. The p-processes in supernovae.
36, 285–304 (1978). URL [https://ui.adsabs.harvard.edu/
abs/1978ApJS...36..285W](https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1978ApJS...36..285W).

- [21] Arnould, M. & Goriely, S. The p-process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status. *Physics Reports* **384**, 1–84 (2003). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157303002424>.
- [22] Hauser, W. & Feshbach, H. The Inelastic Scattering of Neutrons. *Phys. Rev.* **87**, 366–373 (1952). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.87.366>.
- [23] Howard, W. M., Meyer, B. S. & Woosley, S. E. A New Site for the Astrophysical Gamma-Process. **373**, L5 (1991). URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1991ApJ...373L...5H>.
- [24] Domínguez, I., Höflich, P. & Straniero, O. Constraints on the Progenitors of Type Ia Supernovae and Implications for the Cosmological Equation of State. **557**, 279–291 (2001). URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2001ApJ...557..279D.astro-ph/0104257>.
- [25] Iben, I., Jr. & Tutukov, A. V. Helium Star Cataclysmics. **370**, 615 (1991). URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1991ApJ...370..615I>.
- [26] Reinecke, M., Hillebrandt, W. & Niemeyer, J. C. Thermonuclear explosions of Chandrasekhar-mass C+O white dwarfs (1999). URL <https://arxiv.org/abs/astro-ph/9812120>. astro-ph/9812120.
- [27] Seitenzahl, I. R. *et al.* Three-dimensional delayed-detonation models with nucleosynthesis for Type Ia supernovae. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **429**,

- 1156–1172 (2012). URL <https://doi.org/10.1093/mnras/sts402>. <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/429/2/1156/18453705/sts402.pdf>.
- [28] Seitenzahl, I. R. *et al.* Three-dimensional delayed-detonation models with nucleosynthesis for type ia supernovae. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **429**, 1156–1172 (2012). URL <https://doi.org/10.1093/mnras/sts402>. <https://academic.oup.com/mnras/article-pdf/429/2/1156/18453705/sts402.pdf>.
- [29] Gallagher, J. S. & Starrfield, S. Theory and observations of classical novae. **16**, 171–214 (1978).
- [30] *Classical Novae*. Cambridge Astrophysics (Cambridge University Press, 2008), 2 edn.
- [31] Iliadis, C., Champagne, A., José, J., Starrfield, S. & Tupper, P. The Effects of Thermonuclear Reaction-Rate Variations on Nova Nucleosynthesis: A Sensitivity Study. *The Astrophysical Journal Supplement Series* **142**, 105 (2002). URL <https://doi.org/10.1086/341400>.
- [32] Longland, R. *et al.* Charged-particle thermonuclear reaction rates: I. Monte Carlo method and statistical distributions. *Nuclear Physics A* **841**, 1–30 (2010). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947410004185>. The 2010 Evaluation of Monte Carlo based Thermonuclear Reaction Rates.
- [33] Mátyus, Z. *et al.* Measurement of the $E_p = 416.9\text{keV}$ resonance

- strength in the $^{29}\text{Si}(p,\gamma)^{30}\text{P}$ reaction (2024). URL <https://arxiv.org/abs/2411.02110>. 2411.02110.
- [34] National Institute of Standards and Technology (NIST). URL https://physics.nist.gov/cgi-bin/Compositions/stand_alone.pl?ele=Si.
- [35] ISOFLEX USA. URL <https://www.isoflex.com/silicon-si>.
- [36] Gyürky, G. *et al.* Resonance strengths in the $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ astrophysical key reaction measured with activation. *Phys. Rev. C* **100**, 015805 (2019). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.100.015805>.
- [37] Ziegler, J. SRIM-2013 software code. <http://srim.org/>.
- [38] Rajta, I. *et al.* Accelerator characterization of the new ion beam facility at MTA Atomki in Debrecen, Hungary. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **880**, 125–130 (2018). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900217311622>.
- [39] L. Csedreki and G.F. Ciani and Gy. Gyürky and I. Vajda and I. Rajta and Á.Z. Kiss. Precise resonance energies measured for energy calibration of particle accelerator using thin silicon–nitride foils. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **478**, 194–200 (2020). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X20303220>.

- [40] Vavrina, G. A. *et al.* Spectroscopy of the $^{29}\text{Si}(p, \gamma)$ reaction for $E_p = 1.00 - 1.75$ MeV. *Phys. Rev. C* **55**, 1119–1125 (1997). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.55.1119>.
- [41] Basunia, M. S. & Chakraborty, A. Nuclear Data Sheets for $A=30$. *Nuclear Data Sheets* **197**, 1–258 (2024). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375224000516>.
- [42] Gyürky, G., Fülöp, Z., Käppeler, F., Kiss, G. G. & Wallner, A. The activation method for cross section measurements in nuclear astrophysics. *The European Physical Journal A* **55** (2019). URL <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2019-12708-4>.
- [43] Gilmore, G. *Practical Gamma-Ray Spectrometry: Second Edition* (2008). URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/book/10.1002/9780470861981>.
- [44] Tilley, D., Weller, H. & Cheves, C. Energy levels of light nuclei $A = 16-17$. *Nuclear Physics A* **564**, 1–183 (1993). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947493900737>.
- [45] Leo, W. R. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (1994). URL <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-642-57920-2>.
- [46] Morlock, R. *et al.* Halo Properties of the First $1/2^+$ State in ^{17}F from the $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ Reaction. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3837–3840 (1997). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.79.3837>.

- [47] Mohr, P. & Iliadis, C. Recommended cross-section of the $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$ reaction below 2.5 MeV: A potential tool for quantitative analysis and depth profiling of oxygen. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **688**, 62–65 (2012). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900212006067>.
- [48] Downen, L. N. *et al.* Thermonuclear reaction rate of $^{29}\text{Si}(p, \gamma)^{30}\text{P}$. *Phys. Rev. C* **105**, 055804 (2022). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.105.055804>.
- [49] Kiss, G. *et al.* Alpha induced reaction cross section measurements on ^{162}Er for the astrophysical γ process. *Physics Letters B* **735**, 40–44 (2014). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269314004067>.
- [50] Netterdon, L. *et al.* Investigation of α -induced reactions on the p nucleus ^{168}Yb . *Nuclear Physics A* **916**, 149–167 (2013). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947413006970>.
- [51] Rauscher, T. *et al.* Astrophysical analysis of the measurement of (α, γ) and (α, n) cross sections of ^{169}Tm . *Phys. Rev. C* **86**, 015804 (2012). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.015804>.
- [52] Kiss, G. *et al.* Activation method combined with characteristic X-ray counting: A possibility to measure (α, γ) cross sections on heavy p-nuclei. *Nuclear Physics A* **867**, 52–

- 65 (2011). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947411005471>.
- [53] Gyürky, G. *et al.* Cross section measurement of the $^{144}\text{Sm}(\alpha, n)^{147}\text{Gd}$ reaction for studying the α -nucleus optical potential at astrophysical energies. *Phys. Rev. C* **107**, 025803 (2023). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.107.025803>.
- [54] Mohr, P., Fülöp, Z., Gyürky, G., Kiss, G. G. & Szücs, T. Successful Prediction of Total α -Induced Reaction Cross Sections at Astrophysically Relevant Sub-Coulomb Energies Using a Novel Approach. *Phys. Rev. Lett.* **124**, 252701 (2020). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.124.252701>.
- [55] Mohr, P. *et al.* Elastic alpha scattering experiments and the alpha-nucleus optical potential at low energies. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **99**, 651–679 (2013). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X13000545>.
- [56] McFadden, L. & Satchler, G. Optical-model analysis of the scattering of 24.7 MeV alpha particles. *Nuclear Physics* **84**, 177–200 (1966). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/002955826690441X>.
- [57] Demetriou, P., Grama, C. & Goriely, S. Improved global α -optical model potentials at low energies. *Nuclear Physics A* **707**, 253–276 (2002). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037594740200756X>.

- [58] Avrigeanu, M., von Oertzen, W., Plompen, A. & Avrigeanu, V. Optical model potentials for α -particles scattering around the Coulomb barrier on A100 nuclei. *Nuclear Physics A* **723**, 104–126 (2003). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037594740301159X>.
- [59] Palumbo, A. *et al.* Measurement of $^{120}\text{Te}(\alpha, n)$ cross sections relevant to the astrophysical p-process. *Phys. Rev. C* **85**, 028801 (2012). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.85.028801>.
- [60] Meija, J. *et al.* Isotopic compositions of the elements 2013 (IUPAC Technical Report). *Pure and Applied Chemistry* **88**, 293–306 (2016). URL <https://doi.org/10.1515/pac-2015-0503>.
- [61] Khazov, Y., Rodionov, A. & Kondev, F. G. Nuclear Data Sheets for A = 133. *Nuclear Data Sheets* **112**, 855–1113 (2011). URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2011NDS...112..855K>.
- [62] Hashizume, A. Nuclear Data Sheets for A = 127. *Nuclear Data Sheets* **112**, 1647–1831 (2011). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S009037521100055X>.
- [63] Katakura, J. Nuclear Data Sheets for A = 125. *Nuclear Data Sheets* **112**, 495–705 (2011). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S009037521100010X>.
- [64] Chen, J. Nuclear Data Sheets for A=123. *Nuclear Data Sheets*

- 174, 1–463 (2021). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375221000260>.
- [65] Szegedi, T. *et al.* High precision half-life measurement of ^{125}Cs and ^{125}Xe with γ -spectroscopy. *Nuclear Physics A* **986**, 213–222 (2019). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947419300739>.
- [66] Biri, S. *et al.* The Atomki Accelerator Centre. *The European Physical Journal Plus* **136** (2021).
- [67] Mayer, M. SIMNRA version 6.06. <https://mam.home.ipp.mpg.de/>.
- [68] Bartha, L. & Uzonyi, I. Ion beam dose measurement in nuclear microprobe using a compact beam chopper. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **161-163**, 339–343 (2000). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X99009246>.
- [69] Koning, Arjan, Hilaire, Stephane & Goriely, Stephane. TALYS: modeling of nuclear reactions. *Eur. Phys. J. A* **59**, 131 (2023). URL <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-023-01034-3>.
- [70] Vasconcelos, S., Rao, M., Ueta, N. & Appoloni, C. Coulomb-nuclear interference in the scattering of ^3He and α -particles by $^{122,124}\text{Te}$, ^{124}Sn and ^{114}Cd . *Nuclear Physics A* **313**, 333–345 (1979). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947479905049>.

- [71] Somorjai, E. *et al.* Experimental cross section of $^{144}\text{Sm}(\alpha, \gamma)^{148}\text{Gd}$ and implications for the p-process. *Astronomy and Astrophysics* **333**, 1112–1116 (1998).