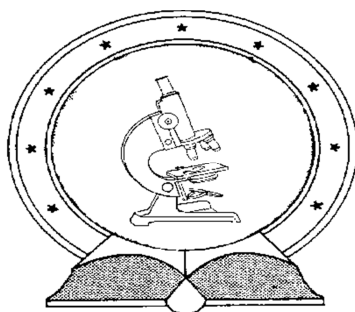


DE TTK



1949

Magreakció hatáskeresztmetszetek meghatározása és felhasználásuk deutronindukált reakciók analitikai alkalmazásában

Egyetemi doktori (PhD) értekezés

Csedreki László

Témavezető:
Dr. Kiss Árpád Zoltán

Debreceni Egyetem
Természettudományi Doktori Tanács
Fizikai Tudományok Doktori Iskolája
Debrecen, 2015.

Készült

a Debreceni Egyetem Fizikai Tudományok Doktori Iskolájának
Fizikai módszerek interdiszciplináris alkalmazásokban programja keretében az
MTA Atommagkutató Intézetben.

A disszertáció elkészítését a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség által
koordinált kutatási program (IAEA-CRP Contract No. 16967/R1) támogatta.

Ezen értekezést a Debreceni Egyetem természettudományi Doktori Tanács Fizikai Tudományok Doktori Iskolája Fizikai módszerek interdiszciplináris alkalmazásokban programjának keretében készítettem a Debreceni Egyetem Természettudományi doktori (PhD) fokozatának elnyerése céljából.

Debrecen, 201.

Csedreki László

*Tanúsítom, hogy **Csedreki László** doktorjelölt 2011- 2014 között a fent megnevezett Doktori Iskola Fizikai módszerek interdiszciplináris alkalmazásokban programjának keretében irányításommal végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Az értekezés elfogadását javasolom.*

Debrecen, 201.

Dr. Kiss Árpád Zoltán
témavezető

Magreakció hatáskeresztmetszetek meghatározása és felhasználásuk deuteronindukált reakciók analitikai alkalmazásában

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

Írta: Csedreki László okleveles környezetkutató (fizikus szakirány)

Készült a Debreceni Egyetem Fizikai Tudományok Doktori Iskolája Fizikai módszerek
interdiszciplináris alkalmazásokban programja keretében

Témavezető: Dr. Kiss Árpád Zoltán

A doktori szigorlati bizottság:

Elnök: Dr.
Tagok: Dr.
Dr.

A doktori szigorlat időpontja:

Az értekezés bírálói:

Dr.
Dr.

A bírálóbizottság:

Elnök: Dr.
Tagok: Dr.
Dr.
Dr.
Dr.

Az értekezés védésének időpontja:

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
2. Alkalmazott analitikai módszerek	4
2.1. Magreakció-analízis (NRA).....	4
2.1.1. Bevezetés.....	4
2.1.1. Az NRA módszer elméleti alapjai.....	6
2.1.2. NRA módszer gamma-detektálással	11
2.1.3. Részecske-detektáláson alapuló NRA módszer	16
2.2. Visszaszórási spektrometria (BS)	19
3. Kísérleti berendezések és eljárások	23
3.1. A részecskegyorsító, nyalábsatornák, mérőrendszer leírása	23
3.2. A részecskegyorsító energiakalibrációjának módszerei, problémái	25
3.3. Saját fejlesztések és alkalmazott eljárások.....	27
3.3.1. A kísérleti kamra bemutatása	27
3.3.2. A kísérleti elrendezés mérési háttérviszonyainak ismertetése	28
3.3.3. Gamma-detektor abszolút detektálási hatásfokának meghatározása	31
3.3.4. Részecske-detektor térszögének meghatározása	34
3.3.5. Töltés meghatározási módok ismertetése.....	37
4. Eredmények	41
4.1. Nitrogénre és szilíciumra vonatkozó gamma- és részecske-keltési hatáskeresztmetszetek meghatározása	41
4.1.1. A kísérleti körülmények leírása.....	42
4.1.2. Gamma-keltési hatáskeresztmetszetek meghatározása	46
4.1.3. Részecske-keltési hatáskeresztmetszetek meghatározása	54
4.1.4. A $^{14}\text{N}+d$ és $^{28}\text{Si}+d$ reakciókra vonatkozó eredmények összefoglalása.....	58

4.2. Szénre vonatkozó hatáskeresztmetszet-adatok meghatározása	59
4.2.1. A kísérleti körülmények leírása	60
4.2.2. Gamma-keltési hatáskeresztmetszetek meghatározása.....	62
4.2.3. Részecskekeltési hatáskeresztmetszetek meghatározása	68
4.2.4. A $^{12}\text{C}+\text{d}$ reakció hatáskeresztmetszet-adatsoraiban, 1450 keV környékén, lévő rezonancia alkalmazása részecskegyorsító energiakalibrációban.....	72
4.2.5. Az eredmények összefoglalása.....	73
4.3. A PIGE módszer alkalmazása acél hegesztési varratok felületének vizsgálatában.....	75
4.3.1. Bevezetés.....	75
4.3.2. A kísérleti körülmények leírása.....	77
4.3.3. Eredmények és megvitatásuk	81
4.3.4. Következtetések és összegzés	85
5. Összefoglaló	87
6. Summary.....	90
Köszönetnyilvánítás.....	93
Az értekezés témakörében megjelent közlemények.....	94
Egyéb, a dolgozat témaköréhez szorosan nem kapcsolódó közlemények..	95
Irodalomjegyzék	97

1. Bevezetés

Napjainkra az elemanalitikai vizsgálatokra alkalmazható ionnyaláb-analitikai (IBA) módszerek széles körben terjedtek el, mivel teljesítik a gyors, érzékeny és multieleemes összetétel meghatározásnak követelményét, és mindemellett a lehető legkisebb mértékben roncsolják a vizsgálni kívánt anyagot.

A leginkább használatos IBA módszerek a részecskeindukált röntgenemissziós (PIXE) technika, a visszaszórási spektrometria (BS) és a magreakció-analitika (NRA). Ha a bombázórészecske atommagról történő szórása leírható a Rutherford-féle formulával, akkor a Rutherford-féle visszaszórási spektrometriáról (RBS) beszélhetünk. A magreakció-analitikán belül megkülönböztetjük a gamma-fotonok detektálásán alapuló részecskeindukált gamma-emissziós (PIGE) módszert és a részecskedetektáláson alapuló technikát, amelyre az NRA kifejezést használjuk.

Az IBA módszerek szimultán alkalmazásával lehetővé válik a vizsgált céltárgy elemösszetételének meghatározása a Li-U elemtartományban. Ezeket a módszereket számos területen alkalmazzák az anyagtudomány, a geológia, a kulturális örökség stb. vizsgálatában.

A sztenderdektől független kvantitatív analitikai eredményekhez szükség van a bombázórészecske céltárgyban történő energiaveszteségét jellemző fékezőképességek ismeretén túl, a vizsgált folyamatra jellemző hatáskeresztmetszetek ismeretére is. A PIXE és az RBS technika esetében a hatáskeresztmetszetek analitikai pontosságú leírása megoldott, mivel a hatáskeresztmetszet-adatok a bombázórészecske-energia és a céltárgy-atommag rendszámával egyenletesen változnak. Ezzel szemben a BS, NRA és PIGE módszerek esetében kísérleti adatokra van szükség, amelynek oka a gamma- és részecskekeltési hatáskeresztmetszetben lévő rezonanciastruktúrák megjelenése.

A helyzet különösen nehéz a PIGE-vel kapcsolatban. Annak ellenére, hogy a módszert már az 1960-as évektől használják és a fizikai elvek tisztázottak, a meglévő hatáskeresztmetszet-adatok mégis hiányosak, és az azonos reakcióra vonatkozó, de eltérő forrásból származó adatok sok esetben nagyfokú szórást mutatnak.

Az adatok hiánya a szoftveres koncentrációmeghatározást is hátráltatja. Ezért a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség 2011-ben egy olyan koordinált kutatási projektet (IAEA-CRP) indított el, aminek a célja a fentebb említett hiányosságok pótlása. Ehhez a már létező kísérleti és elméleti adatokat is

tartalmazó IBANDL (Ion Beam Analysis Nuclear Data Library) adatbázis aktualizálására van szükség, a régebbi adatok felülvizsgálatával és a hiányzó adatok meghatározásával.

Az MTA Atommagkutató Intézet 5 millió volt feszültségű Van de Graaff típusú részecskegyorsítójára települt analitikai laboratóriumban az IBA módszerek széles skáláját alkalmazzuk: így a PIXE, BS és az NRA mellett a PIGE-módszert is, amelynek itt több évtizedes hagyományai vannak. Emiatt kézenfekvő volt csatlakozásunk a CRP-hez.

Doktori disszertációmban a deuteron keltette magreakciókra koncentrálni a szénre, a nitrogénre és a szilíciumra vonatkozó gamma- és részecskekelési hatáskeresztmetszeteket határoztam meg az ionnyaláb-analitikai vizsgálatokban releváns deuteronenergia-tartományban, amelyhez saját fejlesztésű mérőelrendezést alakítottam ki. A nitrogén és a szilícium esetében megvizsgáltam a gamma-keltési hatáskeresztmetszetek detektálási szögtől való függését és ezzel lényegesen kiszélesítettem az alkalmazható detektálási szögtartományt. Részben az általam meghatározott hatáskeresztmetszeteket felhasználva, acél hegesztési varratok felső rétegének a védőgáz összetételétől való függését vizsgáltam meg.

A disszertációmban ismertetett eredmények nagyban hozzájárultak a szén, a nitrogén és a szilícium deuteronindukált gamma- és részecskekelési hatáskeresztmetszeteinek egységessé és teljesebbé tételéhez és ezzel a könnyű elemek DIGE módszerrel történő mennyiségi meghatározásához.

A doktori értekezés három fő részre bontható:

Az első részben (második fejezet) a doktori értekezésben alkalmazott ionnyaláb-analitikai módszerek, mint a PIGE, NRA, BS mutatom be, különös tekintettel a kvantitatív elemösszetétel-meghatározáshoz szükséges ismeretekre. Ebben a részben külön foglalkozok a reakció hatáskeresztmetszetek detektálási szögtől való függésével és a számításoknál használt elméleti megközelítések leírásával.

A második rész (harmadik fejezet) tartalmazza a részecskegyorsító energiakalibrációjával kapcsolatos problémákat, a kísérleti elrendezés részletes leírását, a méréseknél alkalmazott gamma-detektor abszolút detektálási hatásfokának meghatározását és az alkalmazott részecske-detektor térszögének meghatározását.

A harmadik rész (negyedik fejezet) foglalja össze a kísérleti eredményeket a hatáskeresztmetszet-adatok meghatározására vonatkozóan, és ezeknek az

adatoknak az alkalmazását egy konkrét technológiai probléma vizsgálatában. Ebben a részben bemutatom a nitrogénre és a szilíciumra vonatkozó gamma- és részecskekeltési hatáskeresztmetszetek eredményeit, a gamma-átmenetekre vonatkozó szögeloszlás vizsgálatokat; továbbá a szénre vonatkozó gamma- és részecskekeltési hatáskeresztmetszeteket és részben a fentebb említett hatáskeresztmetszet-adatokra építve, acél hegesztési varratok felületének mélységi oxigéneloszlására kapott eredményeket.

A disszertációban közölt gamma- és részecskekeltési hatáskeresztmetszetek elérhetők az ionnyaláb-analitikát művelő kutatók számára az IBANDL (Ion Beam Analysis Nuclear Data Library) adatbázisban.

2. Alkalmazott analitikai módszerek

2.1. Magreakció-analízis (NRA)

2.1.1. Bevezetés

A magreakción alapuló analitikai módszerek (Nuclear Reaction Analysis „NRA”) a töltött részecske és a céltárgy-atommagok közötti kölcsönhatást használják fel az analízisben. Az NRA technikákban a bombázórészecske típusát és energiáját úgy választjuk meg, hogy a részecske átjusson az atommag Coulomb-gátján. A kölcsönhatásban innentől a magerők játsszák a fő szerepet, aminek a leírása a kvantumelmélet (nuclear quantum theory) segítségével lehetséges [Viz-09].

A bombázórészecske és a minta atommagja közötti kölcsönhatást töltött részecske, neutron és/vagy gamma-sugárzás kibocsájtása követi. A kölcsönhatásban keletkező reakciótermékek energiáit és intenzitásait a minta atommagjának belső tulajdonságai és a besugárzás körülményei határozzák meg. A magfizika tárgya részben ezeknek a kölcsönhatásoknak a vizsgálata. E vizsgálatok alapján merült fel, hogy a kibocsájtás néhány jellemző tulajdonsága ismeretében - mint pl. a magreakcióból kibocsátott részecske- vagy gamma-sugárzás energiája és a magreakció hozama - a minta elemi, sőt izotóp-összetétele meghatározható. A magfizikai alap kutatások által összegyűjtött hatalmas ismeretre alapozva fejlődött ki az NRA technika [Kol-11]. Az NRA esetében a kölcsönhatási termékek kibocsájtását prompt-nak tekintjük, abban az értelemben, hogy a besugárzás ideje alatt detektáljuk a termékeket. A prompt kisugárzás után a maradék atommag radioaktív bomláson mehet keresztül, amelynek az atommagra jellemző felezési ideje van. A késleltetett sugárzás detektálására és vizsgálatára épülnek az aktivációs analitikai módszerek.

A PIGE módszert az 1960-as években először csupán egyes elemek meghatározásában kezdték el alkalmazni, amelynek oka az alkalmazott NaI(Tl) szcintillációs detektorok alacsony energiefeloldása volt [Sti-60, Pie-64]. Az 1970-es évektől a Ge(Li) detektorok kifejlesztésével vált lehetővé a multielemes analízis. Manapság a PIGE módszert elterjedten alkalmazzák egyéb IBA módszerek kiegészítőjeként. A módszer különösen hasznos tulajdonsága a könnyű elemek ($3 \leq Z$) analízisének lehetősége, és alkalmazhatósága ezen elemek mélységi profiljának meghatározásában, kihasználva a magreakciók rezonancia tulajdonságát [Räi-01].

Az alkalmazott bombázórészecske típusa nagyban befolyásolja a céltárgy-atommagon végbemenő magreakció hatáskeresztmetszetét és ezáltal a céltárgyban detektálható mennyiségét. Könnyű magokra vonatkozó, vastag céltárgyon végzett hozamméréseket tartalmaznak a [Kis-85, Rái-90, Kis-94, Sep-98, Ele-00] közlemények. A PIGE módszer proton, deuteron és alfa bombázórészecskére vonatkozó összehasonlítása megtalálható a [Szik-04b] munkában. Ezek alapján elmondható, hogy a szén, nitrogén, oxigén elemek érzékeny detektálása deuteronnyaláb alkalmazásával valósítható meg, a 4 MeV bombázórészecske-energia alatti tartományban. A PIGE módszert széles körben alkalmazzák geológiai, környezeti, archeometriai, anyagszerkezeti stb. vizsgálatokban [Ele-02, Szi-04, Per-04, Dem-96a, Beb-98].

A részecske-detektáláson alapuló NRA technika az 1960-as évektől [Ams-67], a Rutherford-féle visszaszórási spektrometriával (RBS) szimultán fejlődő analitikai technika. A reakció mechanizmusa miatt az NRA módszer elsősorban könnyű elemek nagy érzékenységgű és kis mélységi felbontású (akár néhány nanométeres) elemeloszlás meghatározását teszi lehetővé. Az irodalomban számos példa található a részecske-detektáláson alapuló NRA technika alkalmazására vékonyréteg, archeometriai és korrózió vizsgálatokban [Nii-80, Ams-92, Coh-92, Gur-04, Ian-00].

A magreakción alapuló analitikai módszerek külön csoportját alkotják a sugárzásos neutronbefogáson alapuló analitikai technikák, úgymint a prompt-gamma aktivációs analízis (PGAA) és a neutron aktivációs analízis (NAA). A prompt-gamma neutron aktivációs analízis (PGNAA) magreakción alapuló analitikai technika, amely a sugárzásos neutronbefogás során felszabaduló prompt gamma-sugárzást használja fel a vizsgálni kívánt minta elemi és izotóp-összetételének minőségi és mennyiségi meghatározására. A PGNAA olyan roncsolásmentes, multielemes technika, amely a minták tömbi analízisét teszi lehetővé a neutronok nagy áthatoló képessége miatt. A módszer alkalmas a minta főalkotóinak meghatározására és néhány elem esetében, a nagy hatáskeresztmetszet miatt, a 0.1 µg/g tartományban történő kimutatására. A módszer különleges tulajdonsága a hidrogén és a börtartalom nagy érzékenységgű meghatározása [Bel-12]. A módszert széles körben alkalmazzák archeometriai, geológiai, anyagtudományi, stb. vizsgálatokban [Kasz-08, Mar-09, Fab-07]. A módszer részletes leírása megtalálható a szakirodalomban [Mol-04].

A neutron aktivációs analízis (NAA) esetében a mintát alkotó stabil atommagok neutronbefogással radioaktív atommaggá alakulnak. A radioaktív atommag meghatározott felezési idővel bomlik, amely során gamma-fotonok

kibocsájtása történhet. A gamma-foton energiája jellemző az adott izotóp radioaktív bomlására. Így a gamma-spektrum alapján azonosíthatók a mintában lévő elemek és izotópjaik, illetve a mintában lévő mennyiségük. A módszer alapjait a neutron 1932-es felfedezése után néhány évvel dolgozta ki Hevesy György és H. Levi. Igazán hatékony analitikai módszerré az 1960-as években megjelenő, nagy energiateljesítményű félvezető detektorokkal vált. A módszer alkalmas 25-30 elem fő, mellék és nyomelem szintű multielemes kimutatására, minimális minta-előkészítés mellett, roncsolásmentes módon [Bal-98].

2.1.2. Az NRA módszer elméleti alapjai

Ha a bombázórészecske energiája meghaladja a céltárgy atommagjára vonatkozó Coulomb-gát energiáját, akkor létrejöhetnek azok a magreakciók, amelyeket az ionnyaláb-analitikai vizsgálatokban alkalmazunk. Adott rendszámú (Z) és tömegszámú (A) atommag Coulomb-gátpotenciál nagyságát adja meg a 2.1.2/1. egyenlet:

$$V = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_0 \left(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}} \right)} \text{ MeV} \quad (2.1.2/1),$$

ahol Z_1 , Z_2 és A_1 , A_2 a bombázórészecske és a céltárgy-atommag rendszáma és tömegszáma, $R_0 = 1.2 \text{ fm}$, $e^2 = 1.44 \cdot 10^{-13} \text{ MeV} \cdot \text{cm}$ [Mar-68].

A magreakciók általános jelölése: $\mathbf{A(a,b)B}$, ahol \mathbf{A} a céltárgy atommagja, \mathbf{a} a bombázórészecske, \mathbf{B} a keletkezett új atommag és \mathbf{b} a magreakcióban keletkezett részecske vagy foton. Az $\mathbf{A(a,b)B}$ reakcióegyenletben a magreakció¹ létrejöttének két feltétele van. Az első a bombázórészecske Coulomb-gáton való átjutása, amelynek energiateljesítményét a 2.1.2/1. egyenlet definiálja. A második az energiamegmaradás törvényének érvényesülése. Ehhez be kell vezetni a reakcióhő/reakcióenergia (Q) fogalmát, amelyet a 2.1.2/2. egyenlet definiál.

$$Q = E_{01} - E_{02} = T_2 - T_1 \quad (2.1.2/2)$$

¹ Az értekezésben tett megállapítások elsősorban az ionnyaláb-analitika által felhasznált magreakciókra vonatkoznak.

Az egyenletben szereplő $\mathbf{T}_1 = \mathbf{T}_a + \mathbf{T}_A$ a bombázórészecske és céltárgy-atommag kinetikus energiájának összege, $\mathbf{T}_2 = \mathbf{T}_b + \mathbf{T}_B$ a kibocsájtott részecske és a meglökött mag kinetikus energiájának összege, \mathbf{E}_{01} és \mathbf{E}_{02} pedig a reakcióban résztvevő részecskék nyugalmi energiájának összege a magreakció előtt és után [Muh-85]. A Q előjelétől függően a következő három reakciótípust különböztetjük meg:

- a. $Q > 0$ esetben kinetikus energia szabadul fel a reakcióban a nyugalmi energia rovására (exoerg reakció). Ebben az esetben a magreakció a bombázórészecske minden energiája mellett végbemegy, amennyiben teljesül a 2.1.2/1. egyenlet.
- b. $Q < 0$ esetben a nyugalmi energia nő a kinetikus energia rovására (endoerg reakció). A reakció teljesülésének feltétele, hogy a bombázórészecske energiája meghaladjon egy \mathbf{E}_t értéket, amelyet a 2.1.2/3. egyenlet definiál.

$$E_t = -Q \frac{M_1 + M_2}{M_2} \quad (2.1.2/3),$$

ahol M_1 és M_2 a bombázórészecske és a céltárgy-atommag tömegét jelenti [Muh-85].

- c. $Q = 0$ esetben a nyugalmi energiák $\mathbf{E}_{01} = \mathbf{E}_{02}$ és a kinetikus energiák $\mathbf{T}_1 = \mathbf{T}_2$ is megmaradnak. Ebben az esetben rugalmas szórásról beszélünk.

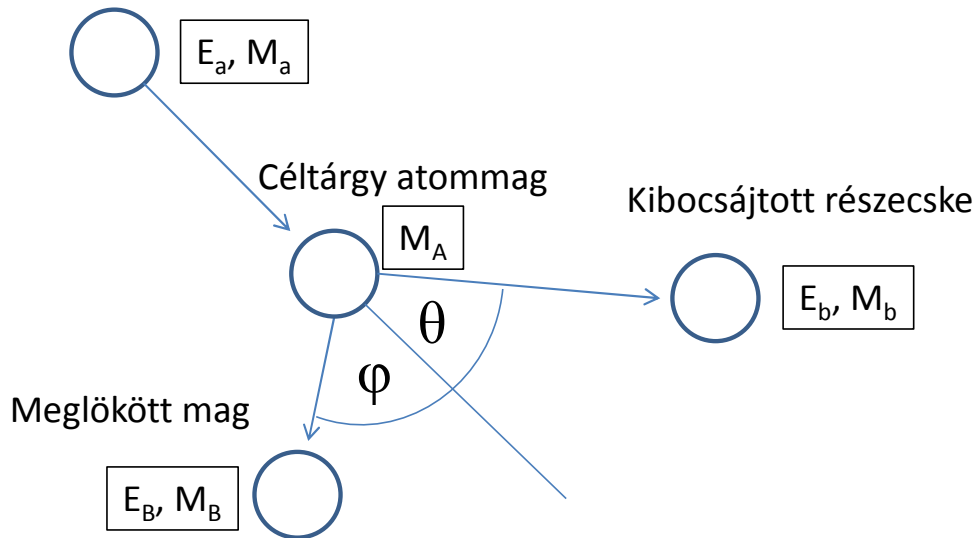
Az ionnyaláb-analitikai vizsgálatoknál leggyakrabban a bombázórészecskéket (protonok, deuteronok, alfa atommagok) ≤ 5 MV gyorsító feszültségű elektrosztatikus gyorsítókkal állítják elő. A 2.1.2/1. egyenlet alapján a Coulombgát energiája a rendszámmal folyamatosan nő, és ha figyelembe vesszük a könnyű elemek esetében a töltött részecskével keltett magreakciók Q értékeit is, akkor megállapítható, hogy az NRA módszer elsősorban a könnyű atommagok analízisére használható.

Reakciókinematika

A magreakció-analitikában, a magreakcióból származó részecskék energiája (\mathbf{E}_b) alapján azonosítható a magreakció típusa és ezen keresztül a reakcióban részt vevő izotóp. A detektált részecskék száma alapján pedig a

céltárgy-atommagok száma határozható meg. Egy magreakció lejátszódását vázlatosan az 1. ábra mutatja be.

Bombázó részecske



1. ábra Magreakció vázlatos bemutatása

Adott bombázórészecske-energián (\mathbf{E}), a reakció lejátszódási valószínűségét határozza meg a reakció hatáskeresztmetszete (σ), amelynek mértékegysége a barn= 10^{-24} cm². Minden egyes magreakció és reakciótermék esetében a hatáskeresztmetszet más-más energia- és szögfüggéssel jellemezhető. A differenciális hatáskeresztmetszet ($d\sigma(\mathbf{E},\theta)/d\Omega$) az adott magreakcióra, adott detektálási szögben (θ) és a detektor térszögétől függően adja meg a reakció lejátszódásának valószínűségét. Az adott magreakcióra vonatkozó teljes vagy totális hatáskeresztmetszetet ($\sigma(\mathbf{E})$) a $d\sigma(\mathbf{E},\theta)/d\Omega$ kifejezés térszög szerinti integrálja adja meg. A magerők bonyolultsága miatt a differenciális hatáskeresztmetszeteket kísérleti úton kell meghatározni minden magreakció és reakciótermék esetén.

A kísérleti magfizikában minden megfigyelés, esemény egy vonatkoztatási rendszerben foglal helyet, amely nyugalomban a laboratórium. Ezt a rendszert, amelyben a reakció lejátszódása előtt az egyik reakció partner nyugalomban van, laboratóriumi rendszernek (**LAB**) nevezzük. Sok esetben viszont kényelmesebb a mozgó koordinátarendszerrel dolgozni, amelyben a két

reakciópartner tömegközéppontja van nyugalomban. Ezt a rendszert nevezzük tömegközépponti rendszernek (**c.m.s.**).

A dolgozatomban meghatározott különböző gamma- és részecskekeltési hatáskeresztmetszeteket összehasonlítottam az irodalomban fellelhető adatsorokkal. Ezek az adatsorok sok esetben c.m.s.-ben meghatározott energiákkal, szögekkel és hatáskeresztmetszet értékekkel szerepelnek. Emiatt ezeknek az adatoknak LAB-ba történő átszámítása elengedhetetlen az összehasonlításhoz. Ezt az is indokolta, hogy a méréseim elsődleges célja az ionnyaláb-analitikai módszerek fejlesztése volt, és a mindennapi gyakorlatban ezen a területen a LAB-ban számolnak. Továbbá az újabb kísérleti adatsorok is így vannak megadva.

Az E_a energiájú és M_a tömegű bombázórészecske által indukált magreakció esetében, az M_b tömegű részecske E_b energiája θ kilépő szögben (a kilépési szög a nyalábirányhoz képest) a következő 2.1.2/4. egyenlettel adható meg [Fel-86]:

$$E_b^{1/2} = A \pm (A^2 + B)^{1/2} \quad (2.1.2/4),$$

ahol

$$A = \frac{(M_a M_b E_a)^{1/2}}{M_b + M_B} \cos\theta \quad \text{és} \quad B = \frac{M_b Q_b + E_a (M_B - M_a)}{M_b + M_B}$$

feltéve, hogy $M_a + M_A = M_B + M_b$.

A c.m.s.-ben, a kinetikus energia megadható a két reakció partnerre. A c.m.s.-ben meghatározott teljes kinetikus energia az ütközés előtt (E'_i) utal a LAB-ban meghatározott bombázórészecske energiára (E_a). A két paraméter közötti kapcsolatot a 2.1.2/5. egyenlet adja meg [Chr-07]:

$$E'_i = E_a \frac{M_A}{M_a + M_A} \quad (2.1.2/5),$$

A magreakció lejátszódása után a **B** mag maradhat alap- és gerjesztett állapotokban is. Ugyanazon magreakciónál minden egyes állapothoz különböző Q_b érték és ezáltal különböző E_b energia tartozik. A fenti egyenletben $Q > 0$ esetben csak a pozitív előjelet vesszük figyelembe. Mivel a dolgozatban vizsgált

deuteron keltette magreakciók Q értéke pozitív, ezért itt nem térek ki a $Q < 0$ eset levezetésére (A $Q < 0$ esetet lásd [Szík-04b]).

A magreakció Q értékeiből és a maradékmag gerjesztett állapotának energiakülönbségéből (nívószerkezet) az adott \mathbf{b} reakciótermékhez tartozó Q_b érték kiszámolható. Például a $^{12}\text{C}(\mathbf{d}, \mathbf{p}_0)^{13}\text{C}$ reakció esetében, $Q=2722$ keV alapján számolható a p_0 protoncsoport kilépési energiája, amely a céltárgy-atommag Coulomb-gátját meghaladó bármilyen energián képződik. A maradékmag 3089 keV energiaállapota is gerjesztődik 429 keV bombázórészecske-energiától (amely megfelel a $3089-2722$ keV = 369 keV energiának c.m.s.-ben). Ez egy $E_\gamma=3089$ keV energiájú gamma-foton emissziójához vezet. A bombázórészecske energiájának további növelése a p_1 protoncsoport kibocsátásához vezet, amellyel a maradékmag a 3089 keV gerjesztett állapotra bomlik, és ahonnan gamma-fotonnal bomlik tovább. A p_1 protoncsoportra így a reakcióhő $Q_b=369$ keV energiának adódik.

Tömegközépponti rendszerben a keletkezett könnyűmag nyalábirányhoz viszonyított kilépési szöge (θ') (ez egyben a detektálás szöge is) laboratóriumi rendszerre (θ) a következő egyenlettel (2.1.2/6) adható meg [Chr-07]:

$$\cos\theta = \frac{\gamma + \cos\theta'}{\sqrt{1 + \gamma^2 + 2\gamma\cos\theta'}} \quad (2.1.2/6),$$

ahol a γ paramétert a következő összefüggés határozza meg:

$$\gamma = \sqrt{\frac{M_a M_b}{M_A M_B} \times \frac{E_a}{(1 + M_a/M_A)Q + E_a}} \quad (2.1.2/7)$$

A gamma-detektálás esetében adott magreakció-csatornához kvantált energiájú gamma-foton tartozik, amely alapján a fotont emittáló izotóp azonosítható. A részecske kibocsátással járó magreakció lejátszódása után a végmag gyakran gerjesztett állapotban marad. A legerjesztődés alapállapotra vagy alacsonyabb energianívóra a gerjesztett állapot és a végállapot közötti energiának megfelelő gamma-foton kibocsátásával történik.

2.1.3. NRA módszer gamma-detektálással

Gamma-detektálás esetén a legnagyobb előny a részecskedetektálással szemben, hogy a gamma-foton energiája könnyebben azonosítható, és az IBA gyakorlatban alkalmazott gamma-foton energiáknál a céltárgy-detektor közötti intenzitásvesztés elhanyagolható. A gamma-spektrumban megjelenő csúcsok félértékszélessége általában kisebb, mint a részecskespektrumok esetében, és emiatt a felvett spektrumban jól elkülönülnek a különböző magreakció csatornákból származó gamma-fotonok. A gamma-fotonok mintában való abszorpciója a legtöbb IBA alkalmazásban (általában könnyű elemes mátrix) elhanyagolható, és ezáltal lehetőség van a gamma-detektor mérőkamrán kívüli elhelyezésére. A méréseknél azonban problémát jelent, hogy a magreakció alacsony hozama miatt a detektort közel kell helyezni a mintához. Ezt a mérőkamra megfelelő kialakításával lehet megoldani.

A környezetben található radioaktív atommagok bomlása jelentős háttérjárulékot okoz a gamma-spektrumban. Ez ellen a megfelelő nehéz rendszámú anyaggal (általában ólom) történő detektor-árnyékolással védekezhetünk.

Napjainkban a nagy energiafeloldás érdekében leggyakrabban félvezető detektorokat (Ge(Li)) alkalmaznak a gamma-detektálásban. Ezzel azonban együtt jár a detektálási hatásfok csökkenése is, amelyet az egyre nagyobb térfogatú HPGe detektorokkal, illetve detektorrendszerek (Clover-BGO rendszer) alkalmazásával küszöbölhetünk ki. A gamma-detektálásban alkalmazott NaI(Tl), Ge(Li), HPGe, BGO stb. detektorok leírása és alkalmazási területei megtalálhatók a [Wel-09] IBA kézikönyv fejezetben. A gamma-detektor detektálási hatásfokának meghatározását ismert aktivitású radioaktív forrásokkal és protonbefogásos rezonanciareakciókkal (például: $^{23}\text{Na}(p,\gamma)^{24}\text{Mg}$, $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ reakciók) 11 MeV energiáig lehet kiterjeszteni [lásd pl.: Ele-03]. A dolgozatban alkalmazott nagy tisztaságú germánium (HPGe) detektor abszolút detektálási hatásfokának meghatározását a 3.3.3. fejezet tartalmazza.

A gamma-spektrumok kiértékelését a következők nehezítik:

- a magreakciók interferenciája (például Mg és Al + p reakciókban);
- a gamma-fotonok detektoranyagban történő szóródása miatt kialakult Compton-háttér;
- a gamma-spektrumban megjelenő fotocsúcsokhoz két megszökési csúcs is tartozik -511 keV és -1022 keV energiákkal a detektor anyagában keltett elektron-positron párok miatt. A gyakorlatban, általában ~2 MeV

fotonenergia felett kell ezt a hatást figyelembe venni a megszökési csúcsok intenzitásának növekedése miatt;

- A gamma-spektrumban megjelenő háttér csúcsok;
- A spektrumban megjelenő csúcs Doppler-effektus miatti kiszélesedése.

E problémák részletesebb leírása megtalálható az [Alf-01] munkában.

Ahogy azt korábban említettem, a gamma-foton energiája alapján lehetőség van a gamma-fotont emittáló izotóp azonosítására. A magreakcióból származó reakciótermékek száma (Y) pedig arányos a céltárgy-atommagok számával (N_T). Ha ismerjük a kísérleti körülményeket, mint a bombázórészecskék száma (N_p), a detektor abszolút detektálási hatásfoka (ϵ_{abs}), és ismerjük a reakció lejátszódásának valószínűségét (hatáskeresztmetszet - σ), akkor meghatározhatjuk a mintában lévő atommagok számán keresztül az elem- és az izotópkoncentrációkat ($C(Z,N)$). A kísérleti paraméterek és a hatáskeresztmetszet-adatok ismeretében, ideálisan vékony céltárgyban a vizsgált elem koncentrációját (C g/g-ban) a következő 2.1.3/1. formula adja meg [Bod-80 alapján]:

$$C = \frac{Y(E_0, \theta)}{\epsilon_{abs} f_i N_p N_{Av} M^{-1} \sigma(E_0, \theta) \frac{1}{S(E)} dE} \quad (2.1.3/1),$$

ahol $Y(E_0, \theta)$ a mért reakciótermékek száma (a nettó csúcsalatti terület a holtidővel korrigálva) E_0 bombázórészecske-energia és θ detektálási szög esetében, $\sigma(E, \theta)$ a magreakció hatáskeresztmetszete E_0 bombázórészecske-energián és θ detektálási szög esetében. Az f_i kifejezés az analizált elem relatív izotópgyakorisága, N_{Av} az Avogadro-szám, M az analizált elem atomtömege AMU-ban, $S(E_0)$ adott bombázórészecske-energiára számolt fékezőképesség keVcm²/g egységben és dE a bombázórészecske energiavesztése a vékony céltárgyban keV egységben.

Vastag minták esetében a bombázórészecske céltárgyban való energiavesztése nem hanyagolható el ($\Delta E \neq 0$). Ennek következménye, hogy a behatolás során fokozatosan veszít energiájából. Emiatt a behatolási mélységgel folyamatosan változik a reakció hatáskeresztmetszete és a minta bombázórészecskére vonatkozó fékezőképessége. Gamma-detektálás esetén a reakciótermékek száma a mintából való kilépés során jelentősen nem változik. Ebben az esetben a vizsgált elem mintában lévő tömegkoncentrációját (C) g/g egységben a 2.1.3/2. formulával lehet meghatározni:

$$C = \frac{Y(E_0, \theta)}{\varepsilon_{abs} f_i N_p N_{Av} M^{-1} \int_{E_i}^{E_0} \frac{\sigma(E, \theta)}{S(E)} dE} \quad (2.1.3/2).$$

Az $\int_{E_i}^{E_0} \sigma(\mathbf{E}, \theta)/S(\mathbf{E}) d\mathbf{E}$ integrál tagot numerikusan kell meghatározni az \mathbf{E}_i , \mathbf{E}_0 energiatarományban, ahol \mathbf{E}_i a mintából kilépő bombázórészecske energiáját jelenti. Ehhez szükséges a hatáskeresztmetszet energia szerinti meghatározása és az $S(\mathbf{E})$ tag adott bombázórészecske-energiára történő számítása, amelyet a SRIM-2013 [Zie-10] programcsomaggal végeztem. Végtelen vastag minták esetében $\mathbf{E}_i=0$.

Koncentrációmeghatározás sztenderdek és közelítő módszerek alkalmazásával

Bizonyos esetekben a kísérleti paraméterek, a hatáskeresztmetszetek, illetve a minta fékezőképessége nem vagy nem kellő pontossággal ismert. Ekkor a minta elemösszetétel-meghatározása sztenderdek és közelítő formulák felhasználásával történik. A sztenderdekkel végzett analízisnél viszont akkor kapunk pontos eredményt, ha a sztenderd összetétele nagyon hasonló a vizsgált minta összetételéhez. Ekkor a minta és a sztenderden felvett gamma-spektrumban egy adott gamma-vonal hozamát meghatározva ($Y(Z, N)$, $Y_{st}(Z, N)$) az ${}^Z_N X_N$ elem mintában lévő koncentrációját a 2.1.3/3. egyenlet definiálja [Dec-78]:

$$C(Z, N) = \frac{C(Z, N)_{st} Y(Z, N) S(E)_{st}}{Y_{st}(Z, N) S(E)} \quad (2.1.3/3).$$

A további közelítő módszereket, mint az „átlagos hatáskeresztmetszetek”, „egyenlő vastagság módszer”, „átlagos fékezőképesség”, „fékezőképesség-hányados” módszereket foglalja össze a [Bir-89] analitikai kézikönyv. Ezeknek a módszereknek az alapja, hogy a bombázó részecskére vonatkozó adott mintában való fékezőképesség $S(\mathbf{E})$ az energiával viszonylag lassan változik és feltételezzük, hogy a hatáskeresztmetszet az energia sima függvénye. További nehézséget jelent, hogy a jó minőségű sztenderdek előállítása időigényes, költséges, nagy szakértelmet kívánó munka.

Ha az adott magreakcióra vonatkozó hatáskeresztmetszet energiafüggése ismert, akkor sztenderdek felhasználása nélkül is lehet abszolút koncentrációmeghatározást végezni. Könnyű elemek (Li, B, F, Na) multielemes PIGE analízisére Mateus és munkatársai dolgoztak ki eljárást [Mat-02], [Mat-

05], [Jes-00]. Erre építve fejlesztették ki az ERYA programot [Ery-14], amely alkalmas vastag, homogén céltárgyak könnyűelem-összetételének kvantitatív meghatározására. A program a PIXE analízishez hasonló formalizmussal, a hatáskeresztmetszet mélység szerinti integrálása alapján számolja az egyes elemek mintában lévő tömegkoncentrációját. Ahhoz, hogy deuteron keltette reakciókra is sikeresen alkalmazható legyen a program, megbízható, pontos hatáskeresztmetszet-adatsorokra van szükség az alkalmazott detektálási szögre és bombázórészecske-energia ($E_0 \rightarrow E=0$ keV) tartományra.

DIGE mérésekre alapozott abszolút koncentrációsámításra találunk példát a szakirodalomban [Pap-97], [Beb-98], [Szík-04b], amelyek azonban csak egyes elemek koncentrációmeghatározásával foglalkoznak. Publikált differenciális hatáskeresztmetszet-adatok vagy vékony mintán mért hozamok megtalálhatók a ${}^6\text{Li}+d$, ${}^9\text{Be}+d$, ${}^{11}\text{B}+d$, ${}^{12}\text{C}+d$, ${}^{14}\text{N}+d$, ${}^{16}\text{O}+d$, ${}^{19}\text{F}+d$ reakciókra [Try-73, Try-75, Pap-97, Ele-02, Beb-98, Rol-95, Vic-94, Szík-06].

Gamma-keltési hatáskeresztmetszet

A Nemzetközi Atomenergia Ügynökség ajánlása alapján [Abr-12] a totális gamma-keltési hatáskeresztmetszetek számítása a következő 2.1.3/4. formula segítségével történik, a magreakció izotróp szögeloszlását feltételezve:

$$\sigma(E_0, \theta) = \frac{Y_\gamma(E_0, \theta)}{N_p N_T \varepsilon_{abs}(E_\gamma)} \quad (2.1.3/4),$$

ahol $Y_\gamma(\mathbf{E}_0, \theta)$ a mért gamma-hozam (a nettó csúcsalatti terület a holtidővel korrigálva) \mathbf{E}_0 bombázórészecske-energia és θ gamma-detektálási szög esetében, N_p a bombázórészecskék száma, N_T a céltárgy-atommagok száma atom/cm² egységben, $\varepsilon_{abs}(E_\gamma)$ az alkalmazott gamma-detektor abszolút detektálási határfoka a megfelelő \mathbf{E}_γ energiájú gamma-vonalra. A 2.1.3/1. és 2.1.3/4. egyenlet között a 2.1.3/5. formula teremt kapcsolatot:

$$N_T = \frac{f_i N_{AV} C(Z, N)}{M} \frac{1}{S(E)} \quad (2.1.3/5).$$

A rezonancia-szerkezetet mutató magreakciók korai vizsgálatai során felismerték, hogy a magreakcióból származó részecskék szögeloszlása az izotróptól eltérhet. Emellett korai vizsgálatok [My-38] kimutatták, hogy ugyanez érvényes a gamma-sugárzásra is. Az elemösszetétel mennyiségi

meghatározásában ezt figyelembe kell venni. Általánosságban elmondható, hogy a vastag céltárgyon mért gamma-hozammérések szögeloszlásában izotrópia várható. Emellett ha a mért hozam erős rezonanciából származik, akkor az izotróptól való jelentős eltérés tapasztalható. A kibocsájtott gamma-foton szögeloszlását a következő 2.1.3/6. formula fejezi ki:

$$W(\theta) = 1 + a_2 * P_2(\cos\theta) + a_4 * P_4(\cos\theta) + \text{magasabb rendű tagok} \quad (2.1.3/6),$$

ahol θ a bombázórészecske iránya és a minta-detektor vonala közötti szög. P_2 és P_4 Legendre-polinomok. $\theta=55^\circ$ esetében $P_2=1/2*(3*\cos^2\theta-1)\sim 0$ és a magasabb rendű tagok hozzájárulása kicsi, ezért $W(55^\circ)\sim 1$. Emiatt a magfizikai vizsgálatokban 55° mérési elrendezésben a szögfüggés hatását elhanyagolhatjuk. Ettől eltérő mérési szögek esetében viszont korrekcióba kell venni az esetleges anizotrópiát [Alf-01].

Ha a vizsgált reakcióból származó gamma-fotonok szögeloszlása anizotróp, akkor célszerű a reakcióra vonatkozó differenciális gamma-keltési hatáskeresztmetszetet megadni, amelyet a következő 2.1.3/7. egyenlet definiál:

$$\frac{d\sigma(E_0, \theta)}{d\Omega} = \frac{Y_\gamma(E_0, \theta)}{N_p N_T \varepsilon_{abs}(E_\gamma) 4\pi} \quad (2.1.3/7).$$

Ha a szögeloszlás vizsgálatok bebizonyítják, hogy a reakcióban képződött gamma-fotonok szögfüggése jó közelítéssel izotróp akkor a 2.1.3/7. egyenlet 4π -vel való szorzásával kapjuk a 2.1.3/4. egyenlet alapján definiált teljes gamma-keltési hatáskeresztmetszetet. A doktori munkámban meghatározott gamma-keltési hatáskeresztmetszetek ilyen formában érhetők el.

2.1.4. Részecskedetektáláson alapuló NRA módszer

Az NRA részecskedetektálás esetében a legnagyobb problémát egyrészt az okozza, hogy a bombázórészecske a mintába való behatolás közben energiát veszít és ezáltal a magreakció hatáskeresztmetszet mélységfüggő. Másrészt, egy adott mélységben (Δx) lejátszódó magreakcióból származó töltött részecske, energiavesztéséget szenved a mintából való kijutás során. E fenti két folyamat eredményeként vastag minták esetében a detektált részecskespektrum szerkezete komplikált: a csúcsok kiszélesednek és a szomszédos csúcsok átfedhetnek. Emiatt az NRA módszer vastag minták esetében nem tekinthető multieleemes módszernek. A pozitív Q értékű reakciók esetében viszont a részecskeenergiák sok esetben nagyobbak, mint a bombázórészecske energiája, ezért egy adott elemre optimális magreakciót és detektálási szöveget kiválasztva a fenti problémák csökkenthetők. Így a módszer bizonyos könnyű elemekre nagy érzékenységgű ($10\mu\text{g/g}$) [Bir-89].

A reakcióból származó részecskék detektálása leggyakrabban felületi záróréteges detektorokkal történik, amelyek átlagos energiafeloldása 10-15 keV (alfa-forrás alapján meghatározva). Abszorbens fóliák alkalmazásával növelhető az érzékenység, amely egyrészt a mintáról visszaszórt bombázórészecskék által okozott jelentős holtidőt csökkenti a detektorban. Másrészt a nagyobb rendszámú reakciótermékek levágásával, mint az alfa-részecskék, a spektrum szerkezete egyszerűbbé tehető. Emellett az abszorbens fólia a detektor fénytől és egyéb hatásoktól való védelmét is ellátja. További optimalizálás érdekében kollimátorok és mágneses eltérítők használata is elterjedt.

Részecskékeltési hatáskeresztmetszet

A magreakcióból származó részecskék detektálása alapján a 2.1.2/4. egyenlet segítségével azonosítható a magreakcióban résztvevő céltárgy-atommag típusa. A magreakcióból származó reakciótermékek száma pedig arányos a céltárgy-atommagok számával. Egy $\mathbf{A}(\mathbf{a},\mathbf{b})\mathbf{B}$ magreakció esetében a \mathbf{b} reakciótermékre vonatkozó részecskékeltési hatáskeresztmetszet a 2.1.4/1. egyenlettel számolható:

$$\frac{d\sigma(E_0,\beta)}{d\Omega} = \frac{Y(E_0,\beta)}{N_p N_t \Omega \varepsilon} \quad (2.1.4/1).$$

Az egyenletben szereplő $d\sigma(\mathbf{E}_0, \boldsymbol{\beta})/d\Omega$ kifejezés a differenciális részecskekeltési hatáskeresztmetszet \mathbf{E}_0 bombázórészecske-energia és $\boldsymbol{\beta}$ detektálási szög esetében (mbarn/szteradián egységben), $Y(\mathbf{E}_0, \boldsymbol{\beta})$ a mért részecskehozam (amely a részecskespektrumban a reakciótermékhez tartozó nettó csúcsalatti terület a holtidővel korrigálva) \mathbf{E}_0 bombázórészecske és $\boldsymbol{\beta}$ detektálási szög esetében. ϵ a részecske-detektor belső hatásfoka (általában $\sim 100\%$ -nak véve), Ω a részecske-detektor térszöge² szteradiánban. N_p a bombázórészecskék száma és N_t a céltárgy-atommagok száma atom/cm² egységben.

A reakcióra vonatkozó differenciális részecskekeltési hatáskeresztmetszet c.m.s.-ből $(d\sigma/d\Omega)'$ a LAB-ba $(d\sigma/d\Omega)$ történő átszámítását a 2.1.4/2. egyenlettel oldjuk meg, feltételezve, hogy a hatáskeresztmetszet a $\boldsymbol{\beta}$ detektálási szögtől függ.

$$(d\sigma/d\Omega) = \frac{(d\sigma/d\Omega)'}{\frac{\sqrt{(1-\gamma^2 \sin^2 \beta)}}{(\gamma \cos \beta + \sqrt{1-\gamma^2 \sin^2 \beta})^2}} \quad (2.1.4/2),$$

ahol γ a 2.1.2/7. egyenletben definiált kifejezés (θ helyére β behelyettesítve).

A LAB és c.m.s.-ben az eltérést a számolt bombázórészecske-energia, detektálási szög és részecskekeltési hatáskeresztmetszet között az 1. táblázat szemlélteti.

A táblázat alapján látható, hogy a két rendszerben számolt értékek közötti eltérés a bombázórészecske tömegszámával egyenes arányban növekszik, míg a céltárgy-atommag tömegszámával az eltérés fordítottan arányos. Általánosságban elmondható, hogy a két vonatkoztatási rendszerben való eltérés „elhanyagolható”, könnyű atommagokon lezajló magreakció vagy nehéz bombázórészecskék alkalmazásának kivételével.

² A részecske-detektor térszögén ideális esetben az ismert geometria alapján számolt térszöget értjük. Azonban az alkalmazott elektronikai egységek miatt, bizonyos esetekben a detektálás hatásfoka nem éri el a 100%-os értéket (a detektor belső hatásfokának (ϵ) 100%-os értéke mellett sem). A 3.3.4 fejezetben bemutatok két különböző módszert, amelyekkel meghatározható a geometriai térszöget és a detektálás hatásfokát is magában foglaló kísérleti térszög. A dolgozatban, a továbbiakban a térszög kifejezés alatt az így meghatározott kísérleti térszöget értem.

1. táblázat Bombázórészecske-energia, detektálási szög és részecskekeltési hatáskeresztmetszet értékekben való eltérés laboratóriumi (LAB) és tömegközépponti (c.m.s.) rendszerben (2.1.2/5, 2.1.2/6 és 2.1.4/2 egyenleteket felhasználva).

Reakció	E (1000 keV)	θ (135°-1000 keV)	$d\sigma(E,\theta)/d\Omega$ (mb/sr)
	LAB/ c.m.s.	LAB/ c.m.s.	LAB/ c.m.s.
$^{12}\text{C}(p,p_0)^{12}\text{C}$	1.08	1.04	1.23
$^{12}\text{C}(d,d_0)^{12}\text{C}$	1.17	1.05	1.23
$^{27}\text{Al}(p,p_0)^{27}\text{Al}$	1.04	1.02	1.05
$^{\text{nat}}\text{Pd}(d,d_0)^{\text{nat}}\text{Pd}$	1.02	1.01	1.01

2.2. Visszaszórási spektrometria (BS) módszer

A néhány megaelektronvolt energiájú ionnyalábbal alkalmazott visszaszórási spektrometriát (Backscattering Spectrometry- BS) széleskörűen alkalmazzák vékony filmek pontos sztöchiometriájának, elemösszetételének és a szennyező anyagok eloszlásának meghatározásában. A szilárd anyagok felső rétegében lévő atomokon rugalmasan szóródott bombázórészecskék számának és energiaeloszlásának mérése lehetővé teszi az atomtömegek meghatározását és a céltárgyat alkotó kémiai elemek mélységeloszlásának meghatározását [Lea-09]. A mélységfeloldás tartománya 5 nm és néhány mikron között változik, amelyet a részecskedetektor elérhető legkisebb energiefeloldása mellett a bombázórészecske céltárgyba való behatolása és az adott mélységből való kijutása határoz meg. A technika roncsolásmentes, gyors (átlagosan 10 perces besugárzási idők), érzékeny (nehezebb elemekre 100 µg/g detektálási határok), és a módszer nem igényli sztenderdek alkalmazását, mert a módszer önmagában alkalmas mennyiségi meghatározásra [Alf-01].

Ha feltételezzük, hogy a bombázórészecske és a céltárgy-atommag között lezajló ütközés rugalmas és a Coulomb-erő közvetít, akkor a visszaszórási hatáskeresztmetszet az E. Rutherford által meghatározott formulával leírható és Rutherford-féle visszaszórási spektrometriáról (RBS) beszélünk. Az RBS módszer elméleti leírását, E. Rutherford rádium alfa-forrásból származó alfa-részecskék vékony arany füstfólián végzett méréseiből [Rut-11] kiindulva, H. Geiger és E. Marsden adta meg 1913-ban [Gei-13]. A magyarázat figyelembe veszi a szilárd, merev golyók klasszikus rugalmas szórását és azt a feltételezést, hogy az alfa-részecske nem ütközik az atommaggal. A jelenséghez szükséges kvantummechanikai értelmezés ugyanezt az eredményt adja, az atommag körül lévő Coulomb-tér figyelembe vételével [Alf-01]. Az 1960-as évektől, a félvezető detektorok megjelenésével, az RBS módszer széleskörűen alkalmazott IBA módszerré vált [Szil-91, Pász-96, Husz-09, Sim-10].

A rugalmas visszaszórásból származó reakciótermékek energiájának ismerete elsődleges a spektrumok kvalitatív kiértékelésében. Az energia- és lendületmegmaradást felírva a reakcióban résztvevő tagokra, feltételezve a tisztán rugalmas szórását, az M_1 tömegű részecske E_1 energiája a rugalmas visszaszórást követően, E_0 bombázórészecske-energia mellett, laboratóriumi rendszerben a következő összefüggéssel (2.2/1.) adható meg:

$$E_1 = E_0 \frac{M_1^2}{(M_1+M_2)^2} \left\{ \cos\theta \pm \left[\left(\frac{M_2}{M_1} \right)^2 - \sin^2\theta \right]^{1/2} \right\}^2, \quad (2.2/1.)$$

ahol $\theta > 90^\circ$ a szórási szög, M_2 a céltárgy-atommag kezdeti nyugalmi tömege. $M_1 < M_2$ esetben a pozitív előjelet kell figyelembe venni, és az egyenletnek egy megoldása van. A részletesebb számolásokat és az $M_1 > M_2$ esetet lásd [Mat-11].

A rugalmas visszaszórás hatáskeresztmetszetét a Rutherford-féle szórási formula írja le. A Rutherford-féle visszaszórási hatáskeresztmetszetet (σ_R) az alkalmazott bombázórészecske-energián (E), LAB-ban a 2.2/2. egyenlet adja meg [Mat-11]:

$$\sigma_R(mb/sr) = 5.1837436 \times 10^6 \left(\frac{Z_1 Z_2}{E[keV]} \right)^2 \frac{\left\{ (M_2^2 - M_1^2 \sin^2\theta)^{1/2} + M_2 \cos\theta \right\}^2}{M_2 \sin^4\theta (M_2^2 - M_1^2 \sin^2\theta)^{1/2}} \quad (2.2/2.),$$

ahol θ a szóródás szöge, Z_1, M_1 a bombázórészecske rendszáma és tömegszáma, Z_2, M_2 a céltárgy atommagjának rendszáma és tömegszáma. A mérések alapján a visszaszórási hatáskeresztmetszet (σ) eltér a 2.2/2 formulától alacsony és nagy energián is, minden bombázórészecske-céltárgy kombinációban. Az alacsony energiás eltérés oka az atom elektronehéjainak az atommag pozitív töltését részlegesen árnyékoló hatása a reakcióban résztvevő mindkét atom esetében [Ecu-79], [And-80], [Hau-80]. Ezt az árnyékoló hatást figyelembe lehet venni az úgynevezett F faktorial:

$$\sigma = F \sigma_R \quad (2.2/3.),$$

ahol $\theta > 90^\circ$ esetében F a következőképpen adható meg [Ecu-79]:

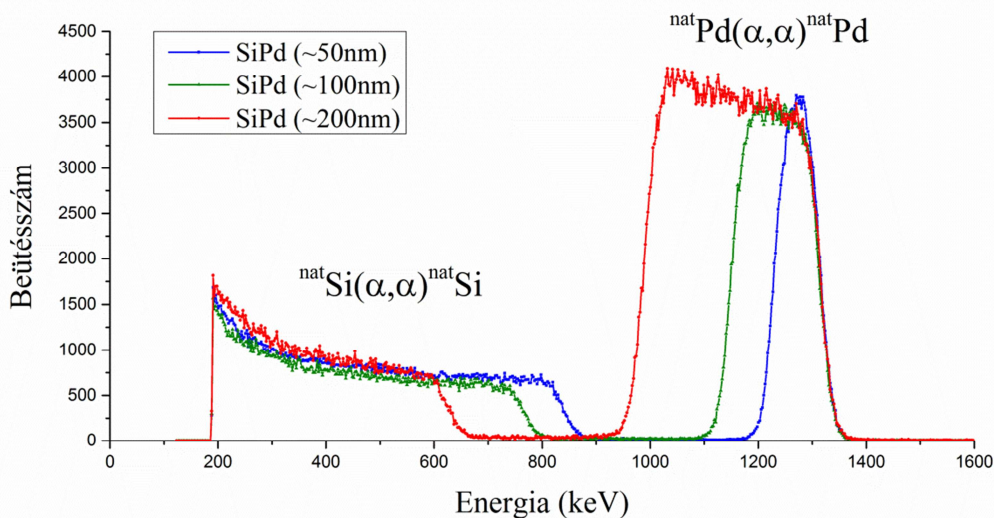
$$F_{L'Ecuyer} = 1 - \frac{0.04873 Z_1 Z_2^{4/3}}{E_{CM}} \quad (2.2/4.),$$

ahol E_{CM} az energia c.m.s.-ben (keV mértékegységben). A $\theta < 90^\circ$ esetben a $L'Ecuyer$ faktor helyett más korrekciókat kell alkalmazni. Ezeknek az eseteknek a részletes leírása megtalálható a szakirodalomban. Nagyobb energiákon a szórási hatáskeresztmetszet a megerők miatt tér el a Rutherford-féle szórástól. A magerőket leíró bonyolult összefüggések miatt a visszaszórási hatáskeresztmetszetek kísérleti meghatározása szükséges, adott magreakcióra,

adott detektálási szög esetében. A szórási hatáskeresztmetszet Rutherford-féle formulától történő eltérésére lásd [Boz-90, Boz-91].

Részecskedetektáláson alapuló mennyiségi elemösszetétel meghatározás alapjai

Vékony réteg esetében, (ahol a rétegben történő bombázórészecske energiavesztése elhanyagolható, illetve a reakció hatáskeresztmetszete jelentősen nem változik) hasonlóan a gamma-detektáláson alapuló elemösszetétel-meghatározáshoz, a kísérleti körülmények (N_p , a részecskedetektor Ω és ε ismeretében), a visszaszórási és részecskekeltési hatáskeresztmetszetek alapján az adott elemre vonatkozó céltárgy-atommagok száma (N_t) a 2.1.3/7. egyenlettel adható meg. Feltételezve, hogy a bombázórészecske a minta felszínével 90° -os szöget zár be. A vizsgált réteg vastagságának növelésével a rétegben történő bombázórészecske energiavesztését és a differenciális hatáskeresztmetszet energiafüggését is figyelembe kell venni a céltárgyba való behatolás és az onnan való kijutás során. Az energiavesztés miatt a spektrumban megjelenő, kezdetben Gauss-alakú csúcs a vastagság növelésével trapézformájúvá szélesedik ki. Szilíciumhátlapra párologtatott ~50, ~100 és ~200 nm vastagságú palládiumrétegen 1.5 MeV alfa-részecske energián felvett RBS spektrumokat a 2. ábra mutatja be.



2. ábra Szilíciumhátlapra párologtatott ~50, ~100 és ~200 nm vastagságú palládiumrétegről 1.5 MeV alfa-részecske energián felvett RBS spektrumok.

Az ábrán jól látszik a visszaszórt részecskék palládiumréteg vastagságától való energiafüggése. A palládiumréteg vastagságának növelésével a szilícium hátlapról visszaszórt részecskék energiája is csökken (a palládiumrétegen befelé való áthaladás és kifelé történő áthaladás miatt) és a csúcs trapéz formájúvá válik.

A mennyiségi összetétel meghatározáshoz a vizsgált réteget tetszőleges Δx rétegre osztjuk fel. Adott Δx rétegben, amelyet kifejezhetünk atom/cm² egységben, a bombázórészecske energiavesztését és a hatáskeresztmetszetet konstansnak tételezzük fel. A Δx réteg kezdő- és végértékéhez (x_1 , x_2) az energiaskála alapján hozzá rendelhetők az E_1 és E_2 energiaértékek. A hatáskeresztmetszet ismeretében meghatározható az E_1 - E_2 tartományra az átlagos hatáskeresztmetszet. A hatáskeresztmetszetek energia szerinti integrálásával, a Δx rétegre számolt energiavesztéséből a vizsgált mintát alkotó elemek mélységeloszlása meghatározható.

A modern kiértékelő programok, mint az általam alkalmazott SIMNRA6.06 szoftver [Mey-97], a spektrumban megjelenő csúcsok illesztésénél a felületi inhomogenitást, az egyes rétegek határán lévő diffúziót, a felületközeli és mélyről történő visszaszórást és a részecskekeltést egyaránt figyelembe veszik. A mennyiségi összetétel meghatározásában alkalmazott módszerek részletes leírása megtalálható a szakirodalomban [Lea-09, Sim-20].

3. Kísérleti berendezések és eljárások

3.1. A részecskegyorsító, nyalábcsatornák, mérőrendszer leírása

A dolgozatomban bemutatott eredményekhez szükséges méréseket az MTA Atomki 5 millió voltos egyvégű, függőleges elrendezésű Van de Graaff típusú gyorsítóján végeztem. A gyorsító technikai paraméterei megtalálhatók az MTA Atomki honlapján [ATO]. A gyorsító zárt belső tartályában, végtelenített szalag segítségével töltéseket viszünk fel egy elektródára, amelynek eredményeként az elektróda és a mérőhely földpotenciálja között több millió voltos potenciálkülönbség (U) alakul ki. Ez alkalmas töltött részecskék nagyenergiára gyorsítására. A töltött részecskéket induktív csatolású rádiófrekvenciás ionforrásból nyerjük. A részecskék a lineárisan emelkedő feszültségű gyorsítócsőben, nagy vákuumban érik el a kívánt energiát.

A gyorsítócső végén elhelyezkedő energiaanalizáló rendszer részei az elektrosztatikus kvadrupóllencse-pár és a 90° -os analizáló mágnes, annak állítható be- és kimeneti réseivel. A gyorsító előbbi egységét, amelyet korrektornak nevezünk, a gyorsítócsövet elhagyó részecskenyaláb irányában és pozíciójában bekövetkező rendellenességek korrigálására használjuk. A korrektor paramétereinek megfelelő kézi beállítása azt eredményezi, hogy a nyaláb az optikai tengelye mentén lép be az analizáló mágnesbe, függetlenül a korrektorba való belépés körülményeitől. A \mathbf{B} térerősségű mágneses szektor, a belépő és kilépő rések által meghatározott \mathbf{R}_0 görbületi sugarú pályagörbe csak azokra az e töltésű és m tömegű ionokra nézve átjárható, amelyekre teljesül a Lorentz-törvényből levezetett $(2mU/e)^{1/2} = \mathbf{B}\mathbf{R}_0$ összefüggés. Emiatt ez az eszköz alkalmas az e/m érték alapján történő ionszétválasztásra és az ionenergia meghatározására. Az analizáló mágnes után lévő szigetelt kilépő rés pófák az ionnyaláb aszimmetrikus részét levágják. Ezáltal lehetővé válik a nyaláb pozíciójának ellenőrzése, amely az energiastabilizáló rendszerhez visszacsatolási hibajelként szolgál. Az analizáló mágnes előtt és után elhelyezett be- és kilépő rések és a belépő rés előtt lévő elektrosztatikus kvadrupól segítségével optimalizálható a nyaláb energiája és intenzitása (az ionforrás instabilitása és a gyorsítócső belső falán bekövetkező töltésfelépülés korrigálásával). Ezután a nyalábot mágneses kvadrupóllencsékkel történő további fókuszálás után, a kapcsoló mágnes segítségével térítjük a kívánt nyalábcsatornába. Négy nyalábcsatorna van kialakítva, az analizált nyaláb irányával bezárt szög szerint bal 45° -os, jobb és bal 30° -os és 0° -os

nyalábcsatorna elnevezéssel. A gyorsító szerkezeti elemeinek és működésének részletes leírása megtalálható a szakirodalomban [Tec-79].

A gamma- és részecskekeltési hatáskeresztmetszetek meghatározását a jobb 30°-os nyalábcsatorna végére telepített saját fejlesztésű mérőkamrán végeztem, amelyet kettő darab forgatható karral ellátott „szögasztalon” helyeztem el. A karok az asztal tengelye körül 360°-ban elforgathatóak, amely lehetővé teszi a magreakciók szögeloszlás vizsgálatát is. A saját fejlesztésű mérőkamra leírását a 3.3.1. fejezetben ismertetem.

A részben általam meghatározott hatáskeresztmetszeteket felhasználva, acél mintákon végeztem méréseket a Van de Graaff gyorsító 0 fokos nyalábcsatornájára telepített Oxford-típusú nukleáris pásztázó mikroszondán [Oxf, Raj-96, Ker-05]. A mikroszonda 3 darab kvadrupól mágnes segítségével $\sim 2 \times 2 \mu\text{m}^2$ átmérőjű nyalábot képes a minta felületén előállítani. Ezzel a fókuszált nyalábbal, a kvadrupólok előtt elhelyezett pásztázó tekercs segítségével a minta max. $2.5 \times 2.5 \text{ mm}^2$ felületű részének letapogatása valósítható meg. A kísérleti kamra egy 5 tengelyű, nagy pontosságú goniométerrel van felszerelve. A minta megfelelő geometriába való mozgatását két lézernyaláb segítségével valósítottuk meg.

A mérések során a gamma-fotonok detektálására CANBERRA GR4025-7600SL típusú High Purity Germanium (HPGe) detektort használtam (átmérő: 59.5 mm, kristálytérfogat: 170 cm^3 , energiafeloldás: 2.3 keV 1.33 MeV-en). A céltárgyon végbemenő reakciókból származó részecskék detektálását a $^{14}\text{N}+\text{d}$ és $^{28}\text{Si}+\text{d}$ reakciók esetében ORTEC felületi záróréteges detektorral végeztem, amelynek energiafeloldása 35 keV körüli volt. A $^{12}\text{C}+\text{d}$ reakciókból származó részecskéket és a mikroszondán történő vizsgálatokat már egy 13 keV energiafeloldású (Am^{241} forrással a gyártó által meghatározott), ion implantált Si detektorral végeztem. Mindkét detektor 500 μm aktív mélységgel és 58 mm^2 kristályfelülettel rendelkezett.

A HPGe detektor jelei az előerősítőből ORTEC 671 típusú, míg a részecskedetektorból kijövő jelek TENNELEC TC 242 típusú spektroszkópiai erősítőn keresztül jutnak a CANBERRA típusú adatgyűjtő rendszerbe, amely egy Wilkinson-féle, 100 MHz-en működő, 8192 (8K) csatornás ADC8701 típusú analóg-digitál konverterből, valamint AIM556A MCA-interfészből állt. A spektrumok megjelenítését a gamma-spektrumok esetében 8196 csatornába, míg a részecskespektrumok esetében 1024-2048 csatornába, Genie2K szoftverrel végeztük. A mikroszondán végzett elemterképezéshez oxfordi gyártmányú ADC

és sokcsatornás analizátort használtunk, OM-DAQ2007 adatgyűjtő rendszerrel [Oxf].

A gamma- és részecskespektrumok kiértékeléséhez a Fityk [Fyt] és a SIMNRA6.06 [May-97] szoftvercsomagokat használtam. A fékezőképességet és a bombázórészecske céltárgyban való energiaveszteségét a SRIM programmal számoltam [Zie-10].

3.2. A részecskegyorsító energiakalibrációjának módszerei, problémái

Az kisenergiájú részecskegyorsítók pontos energiakalibrációja elengedhetetlen az alacsony energiás magfizikai vizsgálatokban és az ionnyaláb-analitika területén. A gyorsító abszolút energiakalibrálásának, és ezáltal az adott beállításra jellemző úgynevezett „ k ” érték meghatározásának, módjai közül ki kell emelni a keskeny magreakciórezonanciák alkalmazását, a neutron küszöbreakciókat [Mar-66], a nem-rezonancia jellegű magreakciók felhasználását [Sco-83], a cross-over technika használatát magasabb energiákon [Bir-92] és az RBS technikán alapuló módszereket [Lan-93].

A disszertációban bemutatott eredményekhez egyaránt felhasználtam a keskeny rezonancián alapuló $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ reakciót 991.86 ± 0.03 keV [End-91] protonenergián, és a $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ neutron küszöbreakciót 1880.44 ± 0.02 keV [Ajz-88] protonenergián. A rezonancia és a küszöbreakcióhoz tartozó energia értékek meghatározását lásd részletesen a [Csed-12] közleményben.

Deuteronnyaláb alkalmazása esetén, jelenleg egy neutronküszöb-reakció ismert, amely alkalmas pontos és abszolút gyorsító energiakalibrációra. A $^{16}\text{O}(d,n)^{17}\text{F}$ reakció 1829.2 ± 0.6 keV-es neutronküszöbének [Bon-60] alkalmazását azonban nehezítik a bombázó nyalábnak a különböző szerkezeti elemeken, mint a tárgyrés, a kollimátorok és a kamra falával való ütközése során a $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$ ($Q=3.27$ MeV, $E_n=2.5$ MeV) reakcióban keletkező neutronok. Ezt a problémát két neutrontetektor szimultán alkalmazásával, úgynevezett „counting ratio” technikával lehet megoldani [Mar-55]. Ez az eszköz azonban nem érhető el minden IBA laboratóriumban.

Ahogy azt az előző fejezetben ismertettem, a gyorsító energiaanalizáló berendezésének fő része a 90 fokban eltérítő, homogén mágneses mezejű analizáló mágnes, a mágnes előtt és után lévő állítható résekkel. Az analizáló mágnes segítségével térítjük el a részecskéket vízszintes pályára, ezenkívül az analizáló mágnes a részecskék tömeg szerinti szétválasztását is elvégzi. Az analizáló mágnes mágneses terét NMR térmérővel határozzuk meg. A gyorsítóra jellemző kalibrációs konstans (k) és a térmérő által mért frekvenciaérték (f)

ismeretében kiszámítható az alkalmazott bombázórészecske energiája (E) a következő 3.2/1. egyenlet segítségével [Mar-68]:

$$E = k f^2 \left[Z^2 / (M_0 / M_p) \right] [1 - E / 2E_0] \quad (3.2/1),$$

ahol Z az analizált részecske töltése, M_0 és E_0 a részecskék nyugalmi tömege és nyugalmi energiája, M_p a proton nyugalmi tömege.

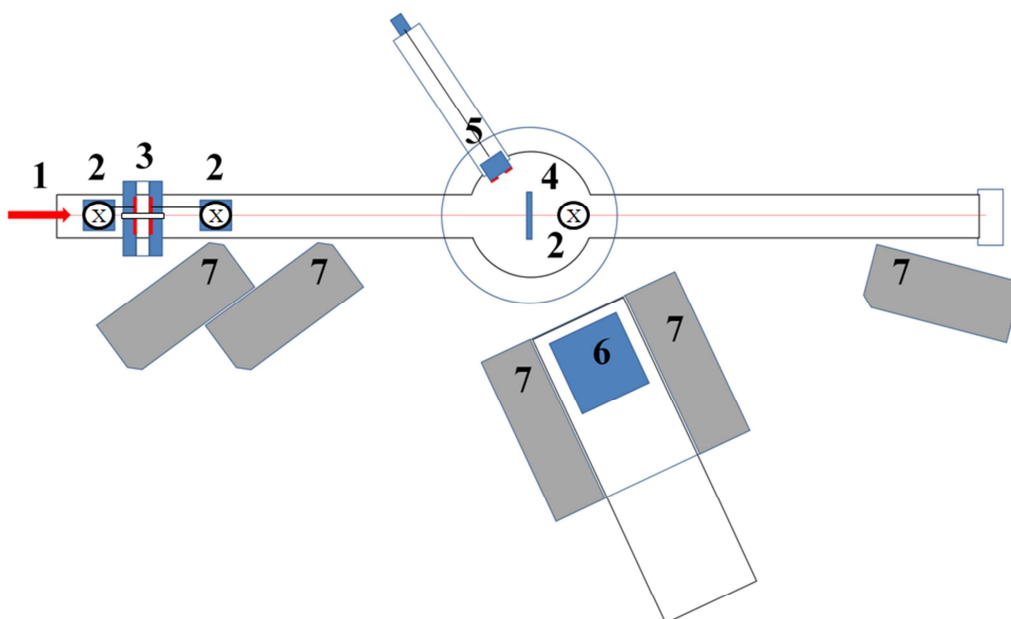
Miután precíz gyorsítókalibrációra az ionnyaláb-analitikában alkalmazott bombázórészecske-energián elsősorban a protonnal keltett reakciók alkalmasak, ezért egyéb bombázórészecske használatánál elkerülhetetlen a nyalábbal való átállítás. Miután a nyaláb, az ionforrástól a mérőkamráig megtett útja során véges szélességű tárgyréseken, analizáló- és kvadrupól mágneseken halad keresztül, a nyaláb útjának enyhe megváltozása következhet be az **ionforrás – elektrosztatikus kvadrupól - belépő rész – analizáló mágnes – kilépő rész** útvonalon.

Megjegyzendő, hogy az analizáló mágnes be- és kilépő réseinek véges szélességei (amelyek nyalábbintenzitási okok miatt nem csökkenthetők 1-1.5 mm alá, sőt a gyakorlatban ennél szélesebbek) a Lorentz-törvényben szereplő R_0 -tényezőben mint bizonytalansági érték szerepel. Így a korábban protonra meghatározott k faktor is megváltozhat. Emiatt a gyorsító energiakalibrációját mindenképpen a gyorsító által éppen szolgáltatott bombázórészecskével lenne szükséges elvégezni.

3.3. Saját fejlesztések és alkalmazott eljárások

3.3.1. A kísérleti kamra bemutatása

A különböző gamma- és részecskekeltési hatáskeresztmetszetek analitikai alkalmazásokhoz szükséges pontosságú meghatározásához, a gyorsító jobb 30 fokos nyalábsatornájára telepített, konkrétan a hatáskeresztmetszet-mérésekhez kifejlesztett mérőkamrát alkalmaztam. A kísérleti elrendezés sematikus képe a 3. ábrán látható.



3. ábra A kísérleti elrendezés tervrajza: 1. Bombázórészecske-nyaláb, 2. Árammérési pontok, 3. Kollimátorok, 4. Céltárgy, 5. Si részecsakedetektor, 6. HPGe detektor, 7. Ólom árnyékolás

A kísérleti mérőelrendezés segítségével lehetővé vált alacsony háttérű mérési környezet kialakítása és az 1-2 mm² átmérőjű nyaláb előállítása a céltárgy felületén, a szükséges nyalábsűrűség megtartása mellett (≤ 100 nA). Erre a nyalábméretre a nitrogénre és a szilíciumra vonatkozó hatáskeresztmetszet-méréseknél alkalmazott szilícium-nitrid fólia véges (5×5mm) felülete miatt volt szükség.

A mérőkamra szigetelt elhelyezése lehetővé tette a céltárgyat bombázó részecskék számának áramintegrátorral történő meghatározását. A céltárgyban

keltett szekunderelektronok töltést befolyásoló hatását a céltárgy-kollimátor távolság növelésével sikerült minimalizálni. A céltárgyhoz közelebbi kollimátor (lásd 3. ábra 3. rész) 6 darab, a céltárgy felé növekvő átmérőjű vörösréz lemezből állt. Ennek az elrendezésnek a célja az egyes lemezek peremén szóródó részecskék, töltést befolyásoló hatásának minimalizálása volt. A kollimátorok és a mérőkamra árammérő pontjai a nyalábvezetési folyamat optimalizálását tették lehetővé.

A gamma-detektort a kamrát tartó forgatható karokkal ellátott asztal egyik karjára szereltem fel. A hatáskeresztmetszet-méréseket a nyalábirányhoz képest 55° -os szögben végeztem, 9.5 cm-es minta-detektor távolságot alkalmazva. A kamra forgatható asztalon való elhelyezése révén, lehetővé vált a szögeloszlásmérések kivitelezése a nyalábirányhoz képest 30 - 135° fokban. Ahhoz, hogy a detektor a kívánt szögtartományban körbe forgatható legyen és a térszöget a lehető legkisebbre csökkentsem (a megfelelő hozam megtartása mellett), a minta-detektor távolságot ~ 25.7 cm-re növeltem.

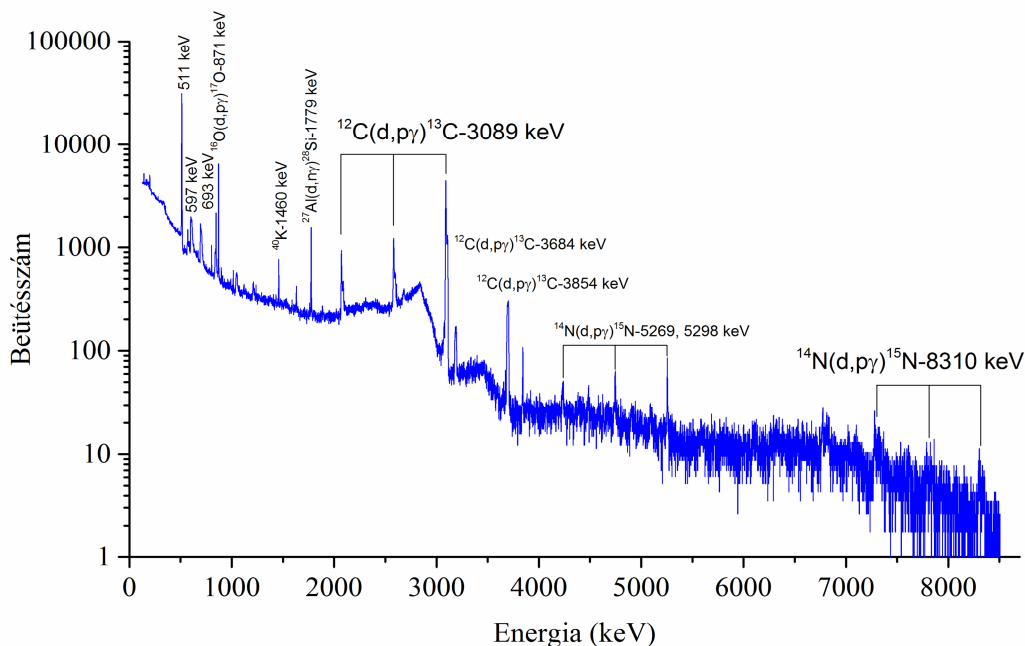
A Si részecske-detektor a mérőkamrában, a nyalábirányhoz képest 135° -os szögben beépítve foglalt helyet. A detektor a kamrától elszigetelve, teflon betétek segítségével volt rögzítve. A mérőkamra belső falát vörösréz lemezzel béleltem, hogy csökkentsem a kamra rozsdamentes acél anyagából eredő gamma-hátteret. A mérőelrendezés részletesebb leírása megtalálható a [Csed-12], [Csed-14a], [Csed-14b] közleményekben.

3.3.2. A kísérleti elrendezés mérési háttérviszonyainak vizsgálata

A szén, nitrogén és szilícium magreakciókra vonatkozó hatáskeresztmetszetek meghatározásában kiemelt szerepet játszik a gamma- és részecskespektrumban megjelenő háttér minimálisra csökkentése és ezáltal a csúcs/háttér arány maximalizálása.

A gamma-spektrumokban különböző forrásból származó zavaró csúcsok jelenhetnek meg. A zavaró csúcsok a kollimátorok, a kamra, illetve a detektor anyagában a bombázórészecske és a keletkezett neutronok által keltett magreakciókból származnak. További járulékot ad a laboratóriumi háttér, amelyet a természetes radioaktív bomlási sorok tagjai és a ^{40}K okoz, illetve a detektorkristályban nagyenergiájú gamma-fotonok által keletkezett elektron-pozitron párok megsemmisüléséből származó 511 keV energiájú gamma-fotonok. A gamma-spektrumban megjelenő háttér forrását részletesebben tárgyalja J. R. Bird és mts. [Bir-89]. Továbbá a csúcsok egy folytonos háttéren ülnek, amelyet a gamma-fotonoknál a detektor anyagában történő Compton-

szóródás okoz. A fenti folyamatok jelentős háttérjárulékot adnak a hatáskeresztmetszet-mérések során begyűjtött gamma-spektrumban a 3 MeV alatti tartományban, ami az általunk vizsgált csúcsok kiértékelését nagymértékben befolyásolja. A kísérleti elrendezés ólomárnyékolás nélküli háttér viszonyait a 4. ábra mutatja be.

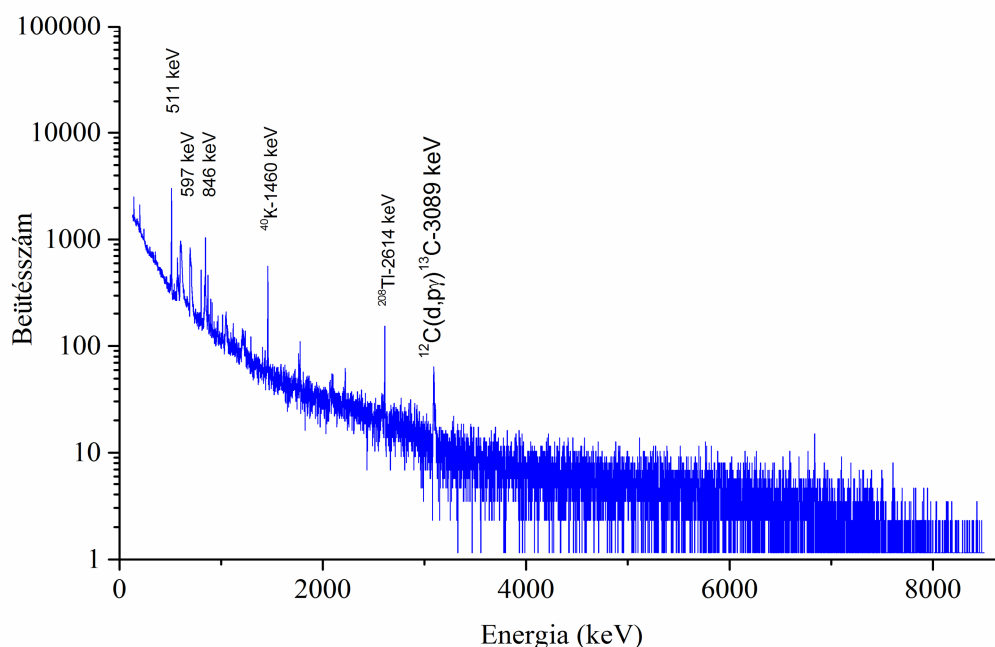


4. ábra Hatáskeresztmetszet-méréseknél alkalmazott kísérleti elrendezés, ólom árnyékolás nélküli háttérspektruma, 2000 keV deuteron bombázóenergián.

A 4. ábrán jól látszik, hogy a kollimátorok és a kamra végfal szén, nitrogén- és oxigéntartalmának hatására létrejövő, deuteron keltette reakciókból származó gamma-fotonok jelentős háttérnövekményt (fotocsúcsok, megszökési csúcsok, Compton-háttér) okoznak a spektrumban. Ehhez járul hozzá a ^{40}K -1460 keV és ^{208}Tl -2612 keV laboratóriumi hátterek és a $^{27}\text{Al}(d,n\gamma)^{28}\text{Si}$ -1779 keV reakció. Az ábrán feltüntettem a legjelentősebb fotocsúcsok mellett az egyszeres megszökési (SE) és a kétszeres megszökési (DE) csúcsokat.

A szén, nitrogén és oxigén gamma-keltési hatáskeresztmetszeteinek meghatározásához a mérési elrendezést továbbfejlesztettem. A nyaláb végső lefékezésére a kamra végére rögzített 30 cm hosszú cső végén elhelyezett vörösréz lap szolgált. A kamra belsejét, a megkötött nitrogén által okozott háttér

csökkentésére, vörösréz lemezzel béleltem ki. Ezenkívül a kísérleti elrendezésben található tömítőgyűrűket a tiszta vákuum megtartása szempontjából kedvezőbb, úgynevezett Viton gyűrűkre cseréltem ki. Legfontosabb változtatást a kollimátorok, a kamra vége és a detektor köré elhelyezett ólomárnyékolás jelentette. A végső elrendezés sematikus ábrája látható a 3. ábrán. A fentebb leírt változtatásoknak köszönhetően sikerült a gamma-spektrum háttérét egy nagyságrenddel csökkenteni, és a $^{12}\text{C}+\text{d}$, $^{14}\text{N}+\text{d}$, $^{28}\text{Si}+\text{d}$ reakciókból származó csúcsokat minimalizálni. A változtatások után, a deuteronnyalábbal felvett gamma-spektrum látható az 5. ábrán.



5. ábra A hatáskeresztmetszet-méréseknél alkalmazott végső elrendezés gamma-háttér spektruma $E_d=2000$ keV nyalábenergián a szövegben részletezett vörösrézborítás, szerkezeti átalakítás és ólomárnyékolás használata után.

A részecskekeltési hatáskeresztmetszetek meghatározása, a gamma-keltési hatáskeresztmetszetek ellenőrzése és részben a töltésmérés meghatározása miatt, Si részecske-detektorral szimultán gyűjtöttem a deuteron keltette magreakciókból származó részecskéket. A részecskék anyagban való elnyelődése következtében a részecskespektrum háttére egyszerűbb, mint a gamma-spektrumok esetében. Ennek ellenére pile-up és a szerkezeti anyagokon való szóródás okozhat háttérnövekményt a részecskespektrumban.

3.3.3. Gamma-detektor abszolút detektálási hatásfokának meghatározása

A begyűjtött gamma-spektrumban a teljes energia csúcshoz (fotocsúcs) tartozó hatásfok a gamma-detektorok egyik legfontosabb tulajdonsága. Ennek a paraméternek a pontos ismerete alapvető fontosságú a mennyiségi PIGE analízisben. Az elméleti áttekintésben bemutatott gamma-keltési hatáskeresztmetszet meghatározásához felhasznált egyenletben az ϵ_{abs} -vel jelölt, dimenzió nélküli mennyiség jelenti a gamma-detektorra vonatkozó abszolút detektálási hatásfokot.

Azért, hogy meghatározzam az általam alkalmazott HPGe gamma-detektor ϵ_{abs} értékét minden szén, nitrogén és szilícium gamma-vonalra, radioaktív forrásokat alkalmaztam, keskeny rezonancia magreakciókkal kiegészítve. A 3500 keV alatti tartomány meghatározására ^{56}Co , ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs és ^{152}Eu forrásokkal végeztem méréseket, a céltárgy helyének megfelelő pozícióban. A ^{56}Co forrás kivételével a radioaktív források aktivitását az Országos Mérésügyi Hivatal (OMH) határozta meg. A ^{56}Co forrást az MTA Atomki MGC 20 típusú ciklotronján állították elő 14.8 MeV protonenergiával a $^{\text{nat}}\text{Fe}(p,x)^{56}\text{Co}$ reakcióban. A ^{56}Co forrás különböző gamma-vonalainak hozamait az ismert aktivitású radioaktív források gamma-vonalainak hozamaihoz normálva 122 - 3253 keV tartományban álltak rendelkezésre abszolút hatásfok adatok. Az illesztési folyamat egyszerűsítése miatt az illesztéshez a 660 keV-nél nagyobb energiájú gamma-vonalakat vettem figyelembe.

A 3500 keV feletti tartományban az ϵ_{abs} értékét a $^{23}\text{Na}(p,\gamma)^{24}\text{Mg}$ és $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ reakciók gamma-kaszád bomlásából származó fotonok segítségével határoztam meg az 1417 és 992 keV rezonancia energián külön-külön. A 3500 keV alatti tartományban interpolációval meghatároztam a 1779 keV és 2754 keV gamma-vonalakra az ϵ_{abs} -t és ehhez normáltam a (p, γ) reakciók egyéb gamma-vonalainak hozamait. Céltárgyként öntartó szénfóliára párologatott, körülbelül 100 nm vastagságú Na_2WO_4 réteget és 750 nm vastagságú öntartó alumíniumfóliát használtam. Az alkalmazott radioaktív források és magreakciók legfontosabb paramétereit, mint a felezési idő, aktivitás, gamma-vonalak energiái és relatív intenzitásai a 2. táblázat foglalja össze. [IAE-07] és [Ant-77].

2. táblázat Alkalmazott magreakciók és radioaktív források legfontosabb paraméterei

Magreakció	Rezonancia energia (keV)	Gerjesztett energia szint (keV)		Kibocsájtott gamma-foton energia (keV)	Relatív intenzitás
$^{23}\text{Na}(p,\gamma)^{24}\text{Mg}$	1417	13050		8925	0.985 +- 0.001
				2754	1.000 +- 0.001
$^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$	992	12542		10762	0.766 +- 0.002
				6020	0.060 +- 0.005
				4743	0.088 +- 0.005
				4608	0.045 +- 0.004
				4498	0.048 +- 0.003
				1779	0.948 +- 0.002
Forrás	Vonatkoztatási idő	Kezdeti aktivitás (Bq)	Felezési idő (nap)	Kibocsájtott gamma-foton energia (keV)	
$^{56}\text{Co}^*$	-	-	271.79	847	0.999+- 0.001
				977	0.014 +- 0.001
				1038	0.140 +- 0.001
				1238	0.664 +- 0.001
				1360	0.043 +- 0.001
				1771	0.155 +- 0.001
				2015	0.030 +- 0.001
				2035	0.077 +- 0.001
				2598	0.170 +- 0.001
				3010	0.010 +- 0.001
				3202	0.032 +- 0.001
				3253	0.079 +- 0.001
$^{60}\text{Co}^*$	01/07/2009	8810±132	1925.5	1173	0.999 +- 0.001
				1333	0.999 +- 0.001
^{133}Ba	01/07/2009	8750±131	3862	303	0.183 +- 0.001
				356	0.621 +- 0.002
^{137}Cs	01/07/2009	8360±125	11020	662	0.850 +- 0.002

¹⁵² Eu	01/07/2009	8470±169	4933	122	0.284 +- 0.001
				344	0.266 +- 0.001
				779	0.130 +- 0.001
				964	0.146 +- 0.001
				1086	0.101 +- 0.001
				1408	0.209 +- 0.001

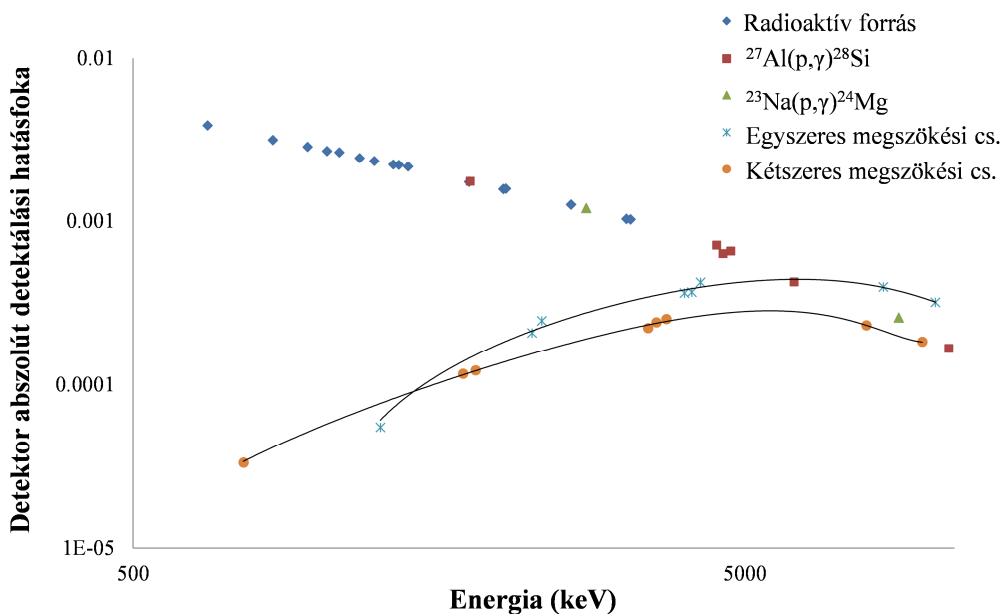
*A ⁵⁶Co és ⁶⁰Co esetében a relatív intenzitásértékek bizonytalanságai tájékoztató jellegűek. A szakirodalomban [IAE-07] ezeknél az értékeknél nagyságrendekkel pontosabb adatok találhatóak.

A radioaktív források aktivitását a felezési idő ($T_{1/2}$) és a kezdeti aktivitás (A_{kezd}) ismeretében a bomlástörvény felhasználásával határoztam meg. Ezt az értéket felhasználva, ismerve a minta-detektor távolságot, a gamma-sugárforrás által kibocsájtott gamma-foton energiájához tartozó ϵ_{abs} érték meghatározható. Ahhoz, hogy az ϵ_{abs} görbét meghatározzam, két függvényt használtam fel az illesztéshez a fotocsúcsok esetében. A 660-3500 keV tartománynál hatványfüggvényt alkalmaztam az illesztéshez, amelynek egyenlete a következő 3.3.3/1. formulával adható meg:

$$\epsilon_{abs}(\gamma) = a + \frac{b}{E} + \frac{c}{E^2} + \frac{d}{E^3} \quad (3.3.3/1),$$

ahol $\epsilon_{abs}(\gamma)$ tetszőleges E energiához tartozó abszolút detektálási határfok, **a,b,c,d** pedig konstansok. A 2000-10000 keV-es tartomány illesztésére harmadfokú polinomot alkalmaztam.

A kétszeres megszökési csúcsokra vonatkozó ϵ_{abs} illesztést negyedfokú polinommal végeztem. Ezzel a nitrogén 8310 keV energiájú gamma-vonalának kétszeres megszökési csúcsát sikerült leválasztani a 7299 keV energiájú gamma-vonalhoz tartozó fotocsúcsból. Ezáltal a 7299 keV energiájú gamma-vonalra is sikerült meghatározni gamma-keltési hatáskeresztmetszetet. Az alkalmazott HPGe detektor ϵ_{abs} görbéit mutatja be a 6. ábra.

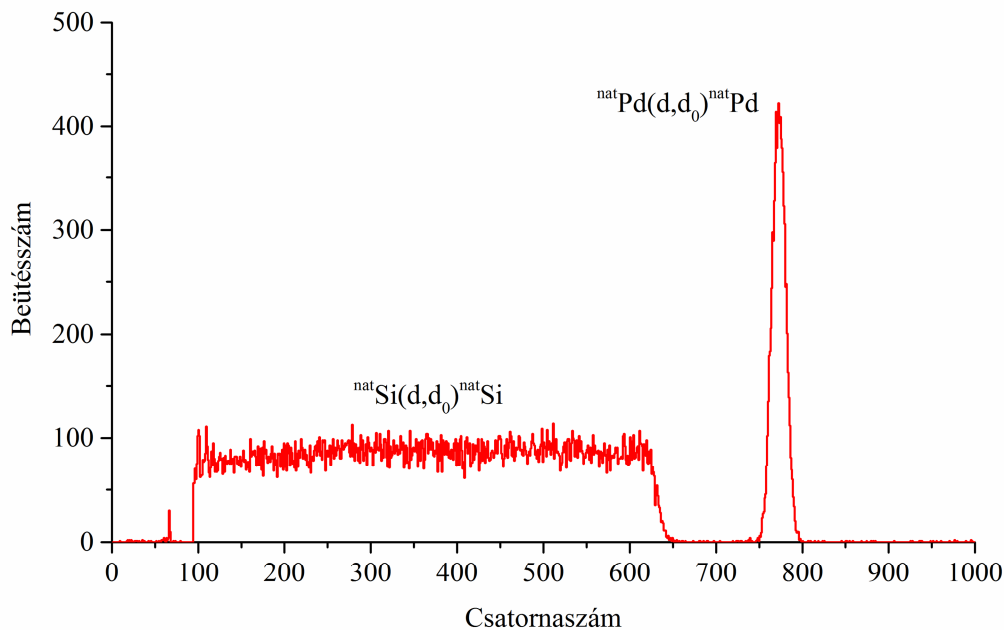


6. ábra A méréseknél alkalmazott HPGe gamma-detektor abszolút detektálási hatásfokfüggvényei a fotocsúcsra, illetve az egyszeres és a kétszeres megszökési csúcsokra vonatkozóan.

3.3.4. Részecskedetektor térszögének meghatározása

A részecskedetektorhoz tartozó detektálási térszög (Ω) meghatározása több módon is lehetséges. A nitrogén és szilícium reakciók mérésénél alkalmazott Si részecskedetektor térszögének meghatározását három egymástól független módszerrel is elvégeztem [Csed-12]. A térszög meghatározásának egyszerű és gyors módja az ismert geometria alapján történő számolás. Az elektronikából eredő esetleges veszteségek és egyéb hatások, mint a kollimátor okozta effektus miatt azonban a geometriai térszög eltérhet a kísérletileg meghatározott térszögtől. Második módszerként, ismert vastagságú szilícium lapra párologtatott, nagy rendszámú fém (ezüst és palládium) sztenderdeken végzett RBS mérésekből határoztam meg a kísérleti térszöget. Az MTA Atomki Elektronspektroszkópiai és Anyagtudományi Osztályán lévő magnetronos porlasztóval előállított sztenderdek fémréteg vastagsága 50, 100, 150 és 200 nm volt, amelyet AMBIOS XP-I típusú profilométerrel határoztak meg (a berendezés pontossága $\pm 1\text{nm}$). A későbbiekben az ezüst oxidálódása miatt a

jóval tartósabb palládiumot alkalmaztam. A 7. ábrán látható a 100 nm vastagságú SiPd sztenderd RBS spektruma, 1400 keV deuteron bombázóenergián.



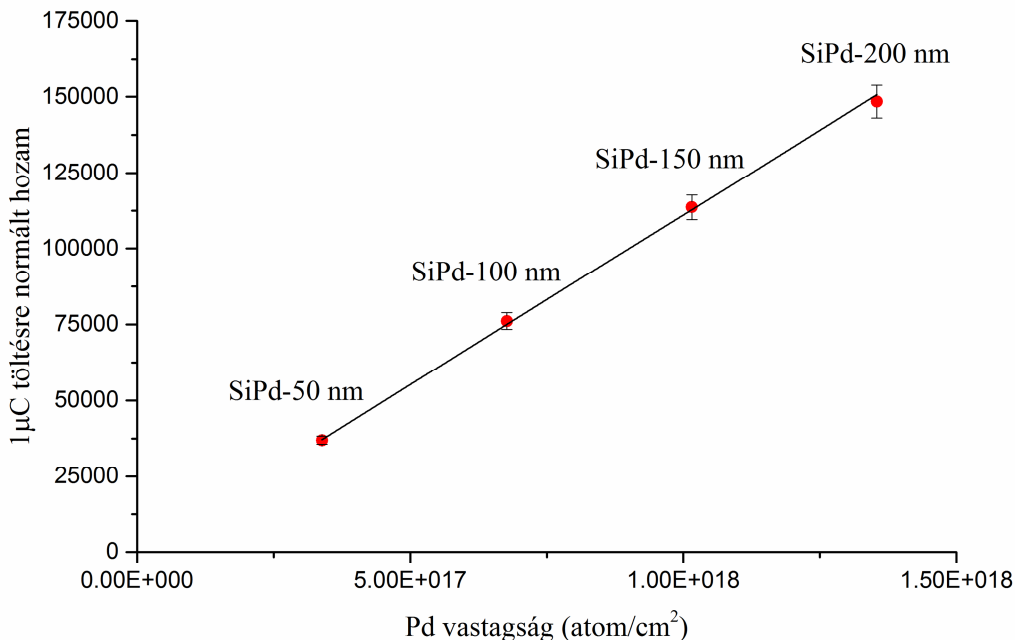
7. ábra 100 nm vastagságú SiPd sztenderd RBS spektruma 1400 keV deuteron bombázórészecske-energián.

A módszer lényege, hogy adott bombázórészecske-energián felvesszük a sztenderdek részecskespektrumait és a részecskespektrum alapján meghatározott ${}^{\text{nat}}\text{Pd}(\text{d},\text{d}_0){}^{\text{nat}}\text{Pd}$ csúcsalatti területek ismeretében, a mért osztottólás alapján ábrázoljuk az $1\mu\text{C}$ töltésre normált hozamot (Y_x) a rétegvastagság (N_t) függvényében. A mérési adatokra illesztett egyenes meredekségéből (a) a 3.3.4/1. egyenlet alapján meghatározható az alkalmazott mérési elrendezésben a részecske-detektor térszöge:

$$\Omega = a / (N_p \times d\sigma/d\Omega), \quad (3.3.4/1)$$

ahol Ω a részecske-detektor térszöge, N_p az $1\mu\text{C}$ töltésre számolt bombázórészecskék száma ($6.25 \cdot 10^{12}$), $d\sigma/d\Omega$ a vékonyrétegre vonatkozó differenciális rugalmas visszaszórási hatáskeresztmetszet. A mi esetünkben az alkalmazott bombázórészecske energiáján az ezüstre és palládiumra vonatkozó $d\sigma/d\Omega$ a Rutherford-féle formulával leírhatóan tekinthető [Boz-91] és a 2.2/2.

egyenlet alapján elméletileg megadható. A mérések alapján meghatározott $1\mu\text{C}$ töltésre normált hozamok az illesztett egyenessel együtt láthatók a 8. ábrán, 1400 keV deuteron bombázóenergián.



8. ábra 50, 100, 150, 200 nm rétegvastagságú SiPd sztenderdeken felvett hozamok a mérési pontokra illesztett egyenessel, $E_d=1400$ keV energián.

A módszer előnye, hogy a detektor térszöge gyorsan, a mérések során akár többször is ellenőrizhető. Hátránya viszont, hogy a szisztematikus hibák (mint a töltésmérés) az illesztett egyenes meredekségén keresztül nagymértékben befolyásolják a meghatározott értéket.

A harmadik módszer esetében a térszöget ismert aktivitású alfa-forrás segítségével határoztam meg. A **Th(B+C)** forrás a ^{228}Th radioaktív izotópból készített preparátum. Az elektromos tér segítségével, fém felületre, emanációból kigyűjtött ^{212}Pb (Th(B)) forrás 10,6 óra felezési idővel bomlik a ^{212}Bi (Th(C)) izotópra. A stabil ^{208}Pb -ra való bomlás során a forrás 3 monoenergiás alfa-sugárzást bocsájt ki. Az első két csoport 6050.8 és 6090.1 keV energiával és 0.3485 elágazási aránnyal, míg a harmadik csoport 8784.9 keV-vel és 0.6406 elágazási aránnyal bomlik [Győr- 14]. Ismerve az alfa-forrás kezdeti aktivitását, felezési idejét, a referencia ponttól (alfa-forrás elkészítésének időpontja) eltelt időt és a részecskespektrumban begyűjtött csúcsokhoz tartozó alfa-csoportok elágazási arányát, a bomlás-törvényből és a csúcsalatti területekből a detektor

térszöge meghatározható. A módszer előnye a monoenergiás és a nagy energiájú alfa-csoportok együttes jelenléte. A pontos aktivitás és a viszonylag rövid felezési idő miatt a hozzáférés és az alkalmazás pontos előkészítést és ütemezést igényel. A $^{14}\text{N}+\text{d}$ és $^{28}\text{Si}+\text{d}$ méréseknél alkalmazott elrendezésre vonatkozó, háromféle módszer eredménye látható a 3. táblázatban.

3. táblázat A részecskedetektor térszöge három független módszerrel számolva.

Módszerek	Geometria alapján	RBS módszerrel	Th(B+C) forrással
Térszög (msr)	4.65	5.81 ± 0.15	5.77 ± 0.14

Az eredményekből látható, hogy az úgynevezett „RBS” és a Th(B+C) forrással kísérletileg meghatározott térszög adatok értékei 1 szigma mérési bizonytalanságon belül megegyeznek. A geometria alapján számolt térszög értéke szignifikánsan eltér a kísérletileg meghatározott térszög értékektől. Ennek kettős oka is lehet. Amely egyrészt a detektor-céltárgy távolságának pontatlan meghatározása, másrészt az, hogy a kollimátor átmérője és a kollimátor által a detektor felületére leképzett kör átmérője között eltérés van.

A szénre vonatkozó méréseknél a részecskedetektort fix geometriát biztosító teflon gyűrűbe helyeztem el és az új térszöget a Th(B+C) forrással határoztam meg. A szén céltárgyon végzett méréseknél alkalmazott kísérleti elrendezésben a részecskedetektor térszöge 4.11 ± 0.10 msr volt.

Az acél minták vizsgálatánál az alkalmazott részecskedetektor térszögét geometriai úton határoztam meg, amelyet szilícium hátlapra párologatott palládium sztenderd sorral ellenőriztem. A Si detektor térszöge 9.3 ± 0.1 msr volt.

A részecskedetektor másik jellemzője a belső hatásfok, amelyet 100%-nak tekintettünk a mérések során használt bombázónyaláb energiatartományában és a magreakcióból származó nagy energiájú protoncsoportok esetében.

3.3.5. Töltés meghatározási módok ismertetése

A dolgozatomban ismertetett gamma- és részecskekeeltési hatáskeresztmetszetek meghatározásában kiemelt fontosságú a bombázórészecskék számának (N_p) a lehető legpontosabb meghatározása, amely lényeges statisztikus és szisztematikus hibaforrás az eredményekben. Az N_p megadása történhet a bombázórészecskék számának direkt meghatározásával, illetve a részecskék által szállított töltés integrálásával és emiatt a begyűjtött össztöltés (Q) alapján történő számítással.

Össztöltés meghatározása Faraday-kalitikás elrendezésben

A különböző nitrogén és szilícium magreakciókra vonatkozó hatáskeresztmetszetek esetében a töltés meghatározásának alapját a mérőkamra környezettől való szigetelt kialakítása és ideális Faraday-kalitikaként való alkalmazása jelentette. (A Faraday-kalitka olyan fémből készült, a földtől elszigetelt eszköz, amely megakadályozza a kalitkába bejutó töltések kijutását és ezáltal alkalmas abszolút integrált töltés meghatározásra [Bro-56].) A begyűjtött össztöltés meghatározására ORTEC 439 Digital Current Integrátort használtam. Az áramintegrátor stabilitását 750 nm vastagságú Al fólián történő hozamméréssel vizsgáltam az $^{27}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{28}\text{Si}$ reakció 1779 keV energiájú gamma-vonalának felhasználásával. A töltésintegrátor stabilitásának vizsgálata jobb, mint 1%-os pontosságú eredményt adott. A töltésintegrátor szisztematikus hibájának vizsgálatára adott lehetőséget a $^{14}\text{N}(\text{d},\text{d}_0)^{14}\text{N}$ reakcióra általam meghatározott hatáskeresztmetszet-adatok irodalmi és elméletileg számolt hatáskeresztmetszet-adatokkal való összehasonlítása. Az összehasonlítás 2 szigmán belüli egyezést mutatott.

Bombázórészecskék számának meghatározása Si részecskedetektorral

A direkt töltésmérés esetén fellépő hibák elkerülésére, a szén céltárgyon való mérések esetében a céltárgyra párologtatott $2.7 \cdot 10^{17}$ atom/cm² (~40 nm) palládiumrétegen végbemenő $^{\text{nat}}\text{Pd}(\text{d},\text{d}_0)^{\text{nat}}\text{Pd}$ reakcióból számoltam a céltárgyra eső bombázórészecskék számát (N_p). Az N_p paraméter meghatározására a 2.1.4/1. egyenletből levezetett 3.3.5/1. formulát alkalmaztam:

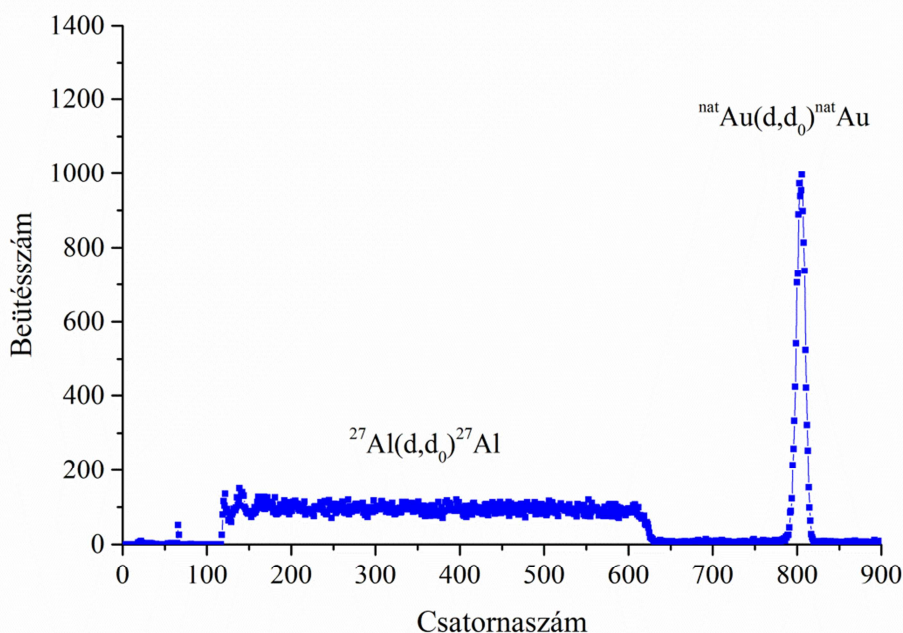
$$N_p = \frac{Y_s(E_0, \beta)}{\frac{d\sigma_{\text{Ruth}}(E_0, \beta)}{d\Omega} \cdot \Omega \varepsilon N_{t-\text{Pd}}} \quad (3.3.5/1),$$

ahol $Y_s(E_0, \beta)$ a céltárgyon lévő palládiumrétegen szóródott részecskék hozama E_0 deuteronenergián és β részecskedetektálási szög esetén, $d\sigma_{\text{Ruth}}(E_0, \beta)/d\Omega$ a palládiumra vonatkozó Rutherford-féle visszaszórási hatáskeresztmetszet E_0 deuteronenergián és β részecskedetektálási szög esetén és $N_{t-\text{Pd}}$ a palládiumatomok cm²-re eső száma [Abr-11]. Ennek a módszernek további feltétele a céltárgyat alkotó atomok rétegvastagságának (atom/cm²) pontos ismerete és a részecskedetektor térszögének pontos meghatározása. További feltétel, hogy az alkalmazott deuteronenergia-tartományban a $^{\text{nat}}\text{Pd}(\text{d},\text{d}_0)^{\text{nat}}\text{Pd}$

reakció a Rutherford-féle formulával (2.1.4/2. egyenlet) leírható legyen. A mérések kivitelezése során a Pd réteg a céltárgy hátlapján volt, ezért a palládiumra vonatkozó σ_{Ruth} számolásnál figyelembe vettem a szén céltárgyon való energiaveszteséget is [Csed-14b].

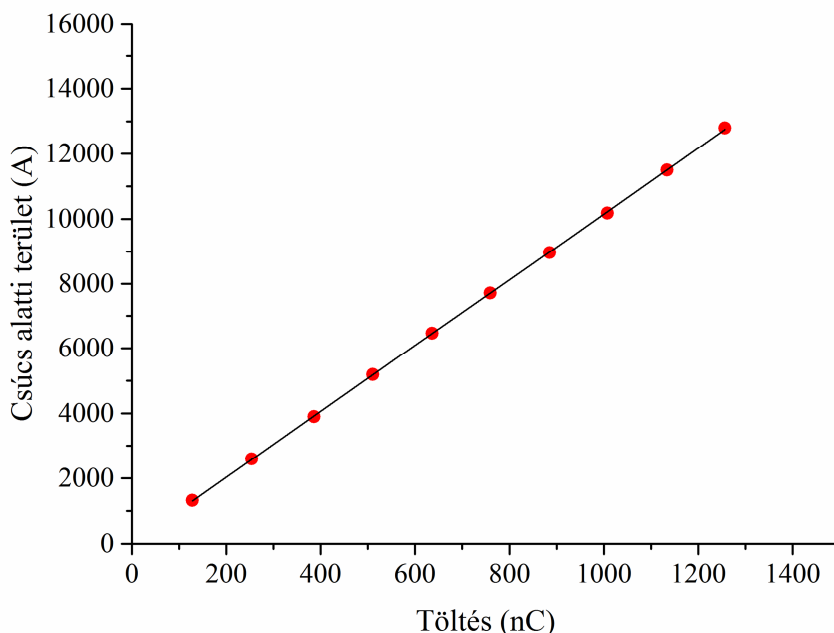
Össztöltés meghatározása beam-chopperrel

A pásztázó nukleáris mikroszondán végzett mérések esetében, a mintán mért össztöltés és ebből a céltárgyra eső bombázórészecskék számának meghatározását beam-chopperrel végeztem. Erre azért volt szükség, mert a céltárgyban képződött szekunderelektronok és a nem tökéletes vezetés miatt a mintatartón begyűjtött össztöltés akár 30%-ban is eltérhet a valós töltéstől. A beam-chopper működésének elvét a [Bar-00] publikáció tartalmazza. A fő eltérés a korábbi elrendezéshez képest az, hogy az alumíniumlapátra vékony ~50 nm vastagságú aranyréteget párologtattunk, így az aranyrétegről visszaszóródott részecskék az alumíniumtól jól elkülönülő RBS csúcsot hoznak létre a spektrumban, amely nagyban elősegíti a töltés meghatározását. A felvett részecskespektrum a 9. ábrán látható.



9. ábra. A beam-chopper lapátjáról felvett részecskespektrum. A lapátra párologtatott 50 nm-es aranyréteg jól elkülöníthető csúcsot ad a spektrumban.

A mintára eső össztöltés meghatározásához a vizsgálatok előtt, a mintatartóra megfelelően felhelyezett, Faraday-kalitikával való kalibrációs mérést végeztem. A különböző töltésértékeken begyűjtött $^{nat}\text{Au}(\mathbf{d},\mathbf{d}_0)$ ^{nat}Au reakcióhoz tartozó csúcsalatti terület (\mathbf{A}) meghatározásával elkészíthető a beam-chopperre, az adott energián jellemző A-Q függvény. Ezt a függvényt mutatja be a 10. ábra.



10. ábra A beam-chopperre jellemző csúcsalatti terület (\mathbf{A})- begyűjtött össztöltés (\mathbf{Q}) kalibrációs függvény.

Az egyes mérési pontokra illesztett függvény egyenletéből, tetszőleges csúcsalatti területre kiszámítható a \mathbf{Q} értéke, amelyből az \mathbf{N}_p értéke, az elemi töltés (\mathbf{e}) ismeretében a 3.3.5/2. egyenlet alapján számolható.

$$N_p = \frac{Q}{e} \quad (3.3.5/2)$$

4. Eredmények

4.1. Nitrogénre és szilíciumra vonatkozó gamma- és részecskekeeltési hatáskeresztmetszetek meghatározása

A nitrogén az univerzumban gyakran előforduló elem, becslések szerint a galaxisunkban és a Naprendszerben a hetedik leggyakoribb elem, amely a szupernóvákban a szén és hidrogén fúziójával szintetizálódik. Az elemi nitrogén, illetve a hidrogénnel és oxigénnel alkotott vegyületei illékonyaságuk miatt sokkal kevésbé gyakoriak a Naprendszer belső kőzetbolygóin, aminek eredményeképpen a nitrogén viszonylag ritka elem a Földön. Ennek ellenére – mint a Földön – a nitrogén és vegyületei gáz halmazállapotban gyakran előfordulnak a légkörrel rendelkező bolygók és holdak atmoszférájában és ezáltal az élő és élettelen környezet felépítésében jelentős szerepet játszanak.

A különböző minták nitrogéntartalmának DIGE módszerrel történő meghatározására számos példát találunk a szakirodalomban. A DIGE módszert sikeresen alkalmazták ultravékony szilícium-oxinitrid filmek [Beb-98], acélok [Age-02], régészeti és ökológiai minták [Szik-04a], illetve metamorf kőzetek [Age-06] nitrogéntartalmának vizsgálatában. Az anyagtudományi vizsgálatokban is sikeresen alkalmazható módszer a DIGE analízis a nitrogéntartalom, pl. a kémiai páraülepítéssel (CVD = Chemical Vapour Deposition) készült gyémántok nitrogéntartalmának ellenőrzésére [Thi-11], [Mil-12], [Ban-12]. A nitrogénmeghatározás problémájával szénmátrixban külön közlemény foglalkozik [Szik-02].

A szilícium az oxigén után a földkéreg második leggyakoribb eleme, a félvezető gyártás alapanyaga. Emiatt a félvezető anyagok, rétegek és geológiai minták szilíciumtartalmának, mélységi eloszlásának meghatározása segít a gyártási és geológiai folyamatok megismerésében és ellenőrzésében [Gur-04], [Age-06].

A különböző minták sztenderdek nélküli nitrogén- és szilíciumtartalmának meghatározásához elengedhetetlen a reakciók hatáskeresztmetszeteinek ismerete adott detektálási szögre és az alkalmazott bombázórészecske-energiatartományban.

Az irodalomban egyedülként Bebbler és mts. határozták meg a 7299 keV $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma_{5.0})^{15}\text{N}$ és 8310 keV $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma_{7.0})^{15}\text{N}$ reakciók hatáskeresztmetszeteit az 500-1500 keV tartományban, az általam is alkalmazott szilícium-nitrid típusú fólián. A reakciót jelölő kifejezés alsó indexében szereplő számok azt a két

állapotot jelölik, ahol az átmenet megtörténik. A 4π térszögű gamma-detektálásnak köszönhetően a megszökési csúcsok zavaró hatását és a szögeloszlásból eredő hibát sikerült elkerülniük.

Annak ellenére, hogy a méréseim elsődleges célja a nitrogénre vonatkozó gamma-keltési hatáskeresztmetszetek meghatározása volt, az alkalmazott céltárgy és részecske-detektor lehetővé tette, hogy a $^{28}\text{Si}(\text{d},\text{p}\gamma)^{29}\text{Si}$ és $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}_{4,5,6,7})^{15}\text{N}$ reakciókra is új gamma- és részecskekeltési hatáskeresztmetszeteket határozzak meg.

A $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p})^{15}\text{N}$ reakció részecskecsoportjainak vizsgálatával kapcsolatban, a $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma)^{15}\text{N}$ reakciócsatornával ellentétben, számos munka jelent meg a 80-as évekig $E_d = 5$ MeV alatt [Gom-69, Ams-69, Bea-69, Ner-72, Val-76, Koe-77, Nii-80] és két munka az elmúlt évtizedben [Pell-04, Gur-08]. A legrészletesebb munkát a $^{14}\text{N}+\text{d}$ reakció mechanizmus vizsgálatában V. Gomes Porto és mts. [Gom-69] készítették, amelyben a különböző protoncsoportokra vonatkozó differenciális hatáskeresztmetszetek mellett azok szögfüggését is tanulmányozták az $1.0 \leq E_d \leq 3.1$ MeV energiatartományban, $\theta=48.7^\circ$, 82° , 118.3° , 167.6° detektálási szögekben. Az adatokat optikai modell, Hauser-Feshbach és DWBA elméletekkel vizsgálták. Eredményként megállapították, hogy a direkt mechanizmus és a közbensőmag együttes hatását kell tekintetbe venni az energia függvényében mutatkozó szisztematikus trend és az átlagos értékek körüli fluktuációk alapján. Ezenkívül 2000 keV környékén széles rezonanciát azonosítottak a $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}_5)^{15}\text{N}$ reakcióban, amely a direkt mechanizmustól való eltérést támasztja alá.

A $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}_{4,5,6,7})^{15}\text{N}$ reakciók esetében Valek és mts. [Val-76] és Beaumevielle és mts. [Bea-69] határoztak meg differenciális részecskekeltési hatáskeresztmetszeteket 135° -os szögben.

A $^{28}\text{Si}(\text{d},\text{p}\gamma)^{29}\text{Si}$ reakcióra vonatkozóan – tudomásom szerint – nem léteznek gamma-keltési hatáskeresztmetszet-adatok a 2000 keV deuteron bombázóenergia alatti tartományban.

4.1.1. A kísérleti körülmények leírása

A különböző $^{14}\text{N}+\text{d}$ és $^{28}\text{Si}+\text{d}$ reakció hatáskeresztmetszetek meghatározásához a 3.3.1. fejezetben bemutatott 3. ábrán látható kísérleti elrendezést alkalmaztam. A számolásokhoz szükséges bombázórészecskék számát (N_p) a Faraday-kalitikás elrendezésben meghatározott osztótlés alapján a 3.3.5/2. egyenlettel adtam meg (lásd részletesen 3.3.5. fejezet). A mérések során

alkalmazott nyalábintenzitás 20-50 nA, míg a begyűjtött össztöltés a bombázórészecske energiájától függően 20-400 μC között változott.

Céltárgyként vékony Si_xN_y fóliát alkalmaztam, amelynek paraméterei a gyártó által megadott adatok alapján a következők: $x=1$, $y=1\pm 0.05$, vastagság: 200 ± 14 nm, felület: 5×5 mm². A mérések során egyidejűleg detektáltam a magreakciókból származó gamma-fotonokat, részecskéket és a visszaszórt deuteronokat. A $^{14}\text{N}(\mathbf{d},\mathbf{d}_0)^{14}\text{N}$ reakcióból származó visszaszórt deuteronok 0.95 MeV alatt a Rutherford-féle formulával leírhatónak tekinthetők [Boz-91]. Ez az érték szilícium esetében 1.6 MeV. Ezen energiaértékek alatt, az egyes mérési energiákon (\mathbf{E}_0) a céltárgy-atommagok száma (N_t) meghatározható a 2.1.4/1. egyenlet átrendezésével a következő 4.1.1/1. kifejezés segítségével:

$$N_t = \frac{Y(E_0, \beta)}{\frac{d\sigma_{\text{Ruth}}(E_0, \beta)}{d\Omega} N_p \Omega \epsilon} \quad (4.1.1/1),$$

ahol $\mathbf{Y}(\mathbf{E}_0, \beta)$ a céltárgy adott elemére (N vagy Si) vonatkozó visszaszórt bombázórészecskék hozama (a visszaszórt bombázórészecskékhez tartozó csúcsalatti terület a holtidővel korrigálva) \mathbf{E}_0 bombázórészecske energián és β részecskedetektálási szög mellett mérve. A $d\sigma_{\text{Ruth}}(\mathbf{E}_0, \beta)/d\Omega$ kifejezés az adott elemre vonatkozó Rutherford-féle formulával meghatározott hatáskeresztmetszet \mathbf{E}_0 bombázórészecske energián és β detektálási szög mellett. ϵ a részecskedetektor belső detektálási hatásfoka ($\sim 100\%$), Ω a részecskedetektálás térszöge.

A különböző energián (nitrogén: 0.65-0.95 MeV, szilícium: 0.65-1.60 MeV) mért N_t értékeket átlagolva a nitrogénre $(7.80\pm 0.20)\cdot 10^{17}$ atom/cm², míg a szilíciumra $(6.95\pm 0.10)\cdot 10^{17}$ atom/cm² értékeket kaptam. Az adatok ellenőrzésére alfa-RBS méréseket végeztem 1.5 MeV alfa-energián. A mérésekből a nitrogénre $(7.73\pm 0.20)\cdot 10^{17}$ atom/cm², szilíciumra pedig $(7.02\pm 0.10)\cdot 10^{17}$ atom/cm² értékeket kaptam. Összesítve a deuteronnal és az alfa-RBS mérésekkel kapott eredményeket $(7.77\pm 0.20)\cdot 10^{17}$ atom/cm² és $(6.99\pm 0.10)\cdot 10^{17}$ atom/cm² értékeket fogadtam el a nitrogénre és szilíciumra vonatkozóan. A nitrogén és szilícium esetében a különböző izotópok nem különültek el az RBS spektrumokban, ezért a ^{14}N és ^{28}Si atommagok számát a természetes 0.9963 és 0.9223 izotópgyakorisági értékkel korrigálva számoltam ki a céltárgyban.

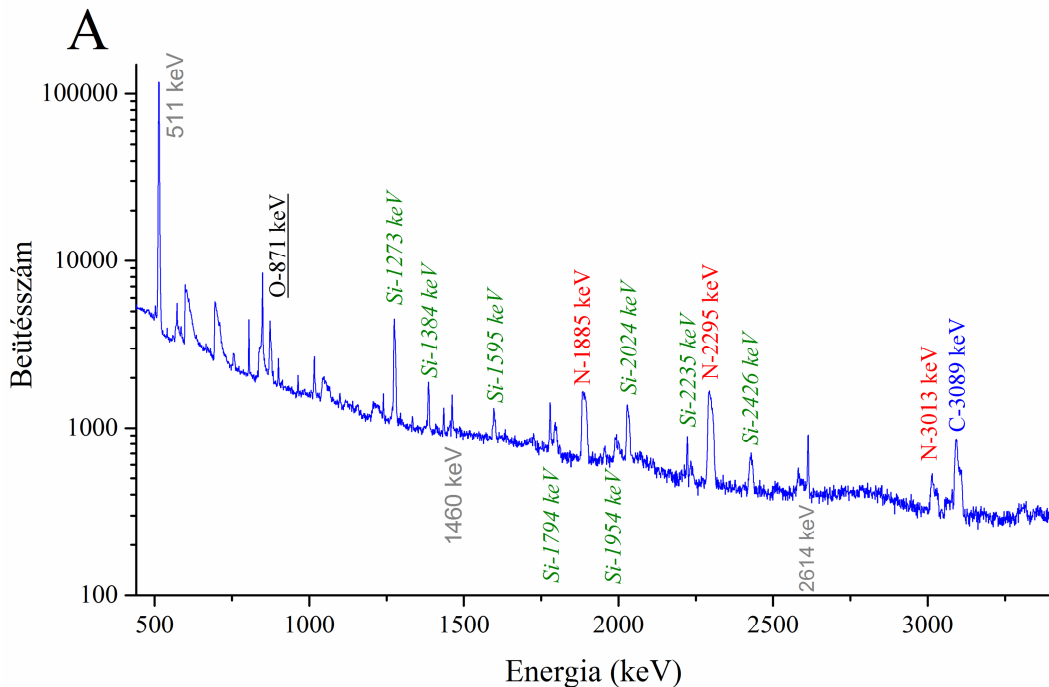
A nitrogén és szilícium DIGE spektrumai meglehetősen komplikáltak (lásd 4. és 10. ábra [Ele-00]), ezért a hozammérésekhez csak azokat a viszonylag

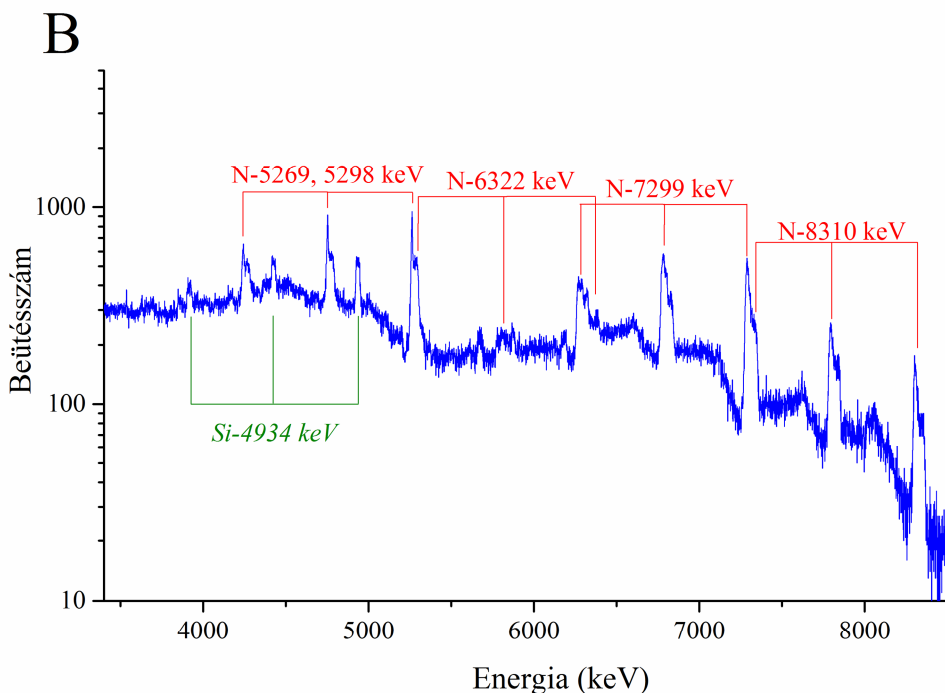
intenzív gamma-vonalakat választottam ki, amelyeket jól el tudtam különíteni a többi gamma-vonaltól.

A nitrogén esetében ezek a vonalak a következők voltak: 1885 keV [$^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma_{4-1})^{15}\text{N}$], 2297 keV [$^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma_{6-1})^{15}\text{N}$], 7299 keV [$^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma_{5-0})^{15}\text{N}$] és 8310 keV [$^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma_{7-0})^{15}\text{N}$]. A nitrogén 7299 keV energiájú $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma_{5-0})^{15}\text{N}$ reakcióhoz tartozó gamma-vonala a legerősebb, amelynek fotocsúcsa (FE) azonban szennyezve van a 8310 keV-es gamma-vonal kétszeres megszökési (DE) csúcsával. Az alkalmazott HPGe detektor FE és DE abszolút detektálási hatások görbéjének ismeretében (lásd 3.3.3. fejezet) a 8310 keV-es gamma-vonal DE csúcsa leválasztható és a 7299 keV-es gamma-vonalra megadható a gamma-keltési hatáskeresztmetszet.

A szilícium esetében a következő reakciókra végeztem gamma-hozam méréseket: 1273 keV [$^{28}\text{Si}(\text{d},\text{p}\gamma_{1-0})^{29}\text{Si}$], 2028 keV [$^{28}\text{Si}(\text{d},\text{p}\gamma_{2-0})^{29}\text{Si}$], 2426 keV [$^{28}\text{Si}(\text{d},\text{p}\gamma_{3-0})^{29}\text{Si}$] és 4934 keV [$^{28}\text{Si}(\text{d},\text{p}\gamma_{10-0})^{29}\text{Si}$].

A 11.A/B ábrán a Si_xN_y fólián 2000 keV deuteron bombázóenergián felvett gamma-spektrum látható.

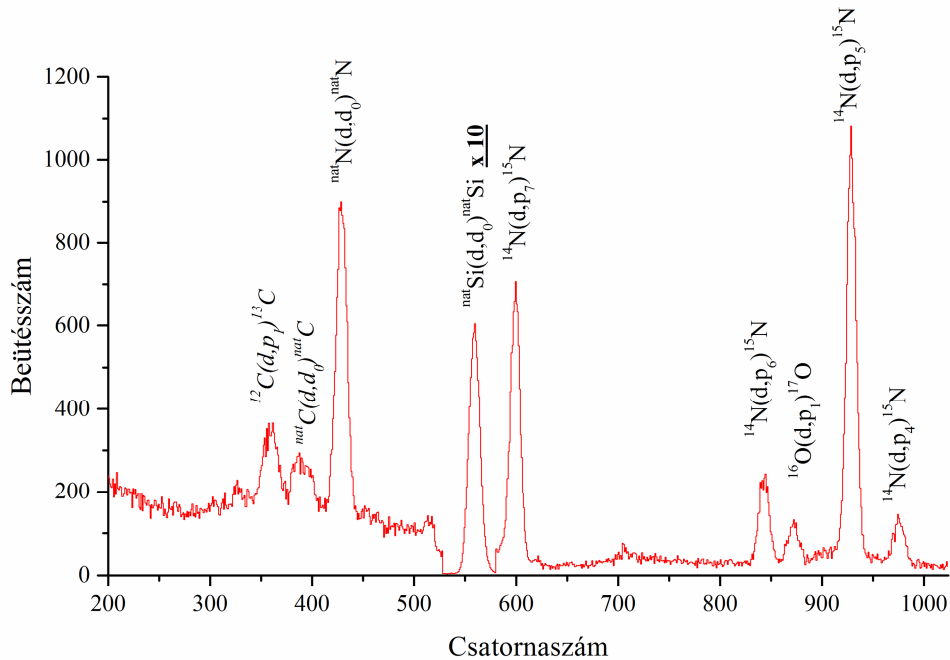




11.A/B ábra A szilícium-nitrid fólia 2000 keV deuteron bombázóenergián felvett gamma-spektruma. A spektrumban jelenlévő többi csúcs a rendszerben lévő szénen, oxigénen, a szerkezeti elemeken végbemenő reakciókból, valamint a laboratóriumi háttérből és az egyszeres, kétszeres megszökési csúcsokból származnak.

A nitrogén és szilícium reakcióknál alkalmazott részecskedetektor energiafeloldásának ellenére (35 keV) – amint az a 12. ábrán 2000 keV bombázóenergián felvett részecskespektrumból látható – lehetőség volt a $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}_4)^{15}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}_5)^{15}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}_6)^{15}\text{N}$, és $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}_7)^{15}\text{N}$ és a $^{14}\text{N}(\text{d},\text{d}_0)^{14}\text{N}$ reakciókra vonatkozó részecskékeltési hatáskeresztmetszetek meghatározására.

A hatáskeresztmetszet-méréseket 50 keV-es lépésekkel végeztük, 2000 keV és 650 keV deuteronenergia-tartományban. A mérési bizonytalanságok csökkentése érdekében bizonyos deuteronenergiákon megismételtük a méréseket.



12. ábra Tipikus részecskespektrum 135° -os detektálási szögben, 2000 keV bombázórészecske-energián. (A spektrumban látható szén csúcsok a céltárgyon végbemenő gyenge szén felépülésnek köszönhetőek.)

4.1.2. Gamma-keltési hatáskeresztmetszetek meghatározása

A differenciális gamma-keltési hatáskeresztmetszeteket a 2.1.3. fejezetben ismertetett 2.1.3/7. egyenlet alapján határoztam meg. A mért gamma-hozamok bizonytalansága 4% alatti volt a nitrogénre vonatkozóan, míg a szilícium esetében a bombázórészecske energiájától és a szilíciumra vonatkozó reakciócsatornáktól függően 1-40% között változott.

A kísérleti paraméterek pontos meghatározása után a végső bizonytalanságot a következőképpen határoztam meg: Az N_t bizonytalanságát 2.5%-os értékkel vettem figyelembe az alfa- és a deuteron-RBS mérések alapján. A töltésmérés bizonytalanságát 3%-kal vettem figyelembe, amelyhez tekintetbe vettem a szisztematikus és sztochasztikus hibákat is. A gamma-detektor abszolút detektálási hatásfokára (ϵ_{abs}) 2% bizonytalanság adódott, amelyet a kísérleti adatok elméleti görbével való illesztéséből határoztam meg. A fenti bizonytalanságokat négyzetesen összegeztem és ezeket az értékeket tüntettem fel a hatáskeresztmetszeteket bemutató ábrákon. Az átlagos

bizonytalanságok a nitrogén és szilícium gamma-keltési hatáskeresztmetszeteire 5% és 12%.

A 2.1.3/7. egyenletből a totális gamma-keltési hatáskeresztmetszetet 4π -vel való szorzással csak akkor lehet számolni, ha az adott reakcióra vonatkozó szögeloszlás izotróp. Ez abban az esetben teljesül biztosan, ha a kezdeti állapot spinértéke $1/2$ vagy 0 [Dev-57]. Ettől eltérő spinértékek esetében, az esetleges anizotrópia mértéke szögeloszlás vizsgálattal határozható meg.

A kezdőállapot spinértékei alapján egyedül a 8310 keV gamma-vonal szögeloszlásáról állíthatjuk biztosan, hogy izotróp. A többi vonal esetében fellépő anizotrópia mértékét kísérletileg határoztam meg 1950 keV deuteronenergiaán a következő laboratóriumi szögek: 30° , 45° , 55° , 75° , 90° , 120° , és 135° . Az 1950 keV energia kiválasztását a 2028 és 2426 keV-es szilícium gamma-átmenethez tartozó gamma-keltési hatáskeresztmetszet-adatokban jelentkező rezonancia indokolta. A detektálási szögek függvényében felvett, egységre normált, gamma-hozamokat (Y_γ) minden esetben a 4.1.2/1. egyenlet alapján számolt Legendre-polinommal illeszttem.

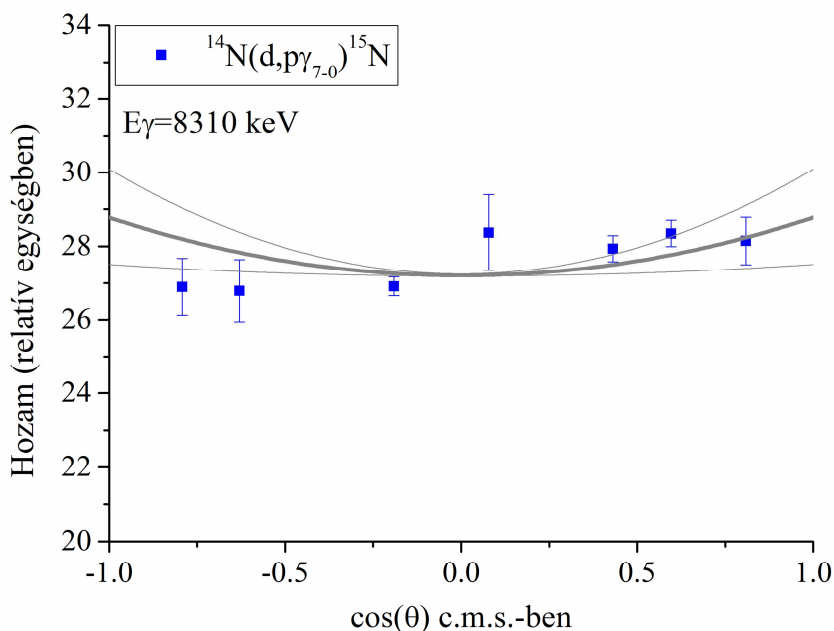
$$Y_\gamma = A_0 \times (1 + A_2 P_2(\cos\theta)) \quad (4.1.2/1),$$

ahol A_0 és A_2 illesztett paraméterek, θ a detektálási szög tömegközépponti rendszerben megadva. A polinom magasabb rendű tagjait elhanyagolhatónak tekintettem. A vizsgált gamma-átmenetek kezdőállapotú spin-paritás értékeit és a legjobb illesztésre kapott A_2 értékeket, amelyek utalnak az anizotrópia mértékére, bizonytalansággal együtt a 4. táblázatban tüntettem fel.

4. táblázat A vizsgált nitrogén és szilícium reakciókra vonatkozó tulajdonságok [End-91, Ajz-91] és a szögeloszlás meghatározásához használt Legendre-polinomok paraméterei, $A_2 \pm \Delta A_2$: az illesztett paramétert és a hozzá tartozó bizonytalanságot a 4.1.2/1. egyenlet alapján adtam meg.

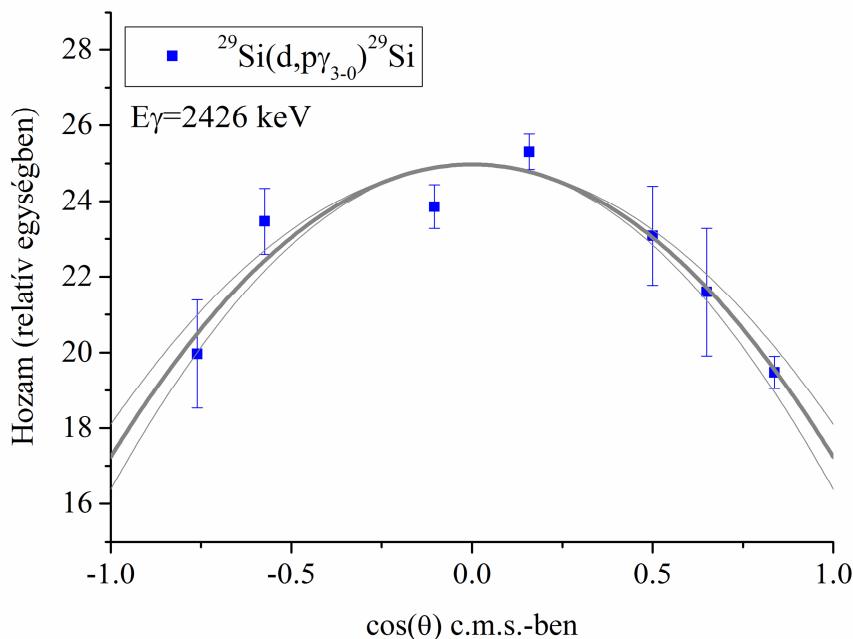
Reakció	Gamma-foton energia (keV)	Kezdő állapot	Gerjesztett állapot energiája (keV)	$A_2 \pm \Delta A_2$
$^{14}\text{N}(d, p\gamma_{4.1})^{15}\text{N}$	1885	5/2+	7155	0.085±0.014
$^{14}\text{N}(d, p\gamma_{6.1})^{15}\text{N}$	2297	7/2+	7567	-0.085±0.020
$^{14}\text{N}(d, p\gamma_{5.0})^{15}\text{N}$	7299	3/2+	7301	-0.015±0.014
$^{14}\text{N}(d, p\gamma_{7.0})^{15}\text{N}$	8310	1/2+	8312	0.038±0.030
$^{28}\text{Si}(d, p\gamma_{1.0})^{29}\text{Si}$	1273	3/2+	1273	-0.015±0.017
$^{28}\text{Si}(d, p\gamma_{2.0})^{29}\text{Si}$	2028	5/2+	2028	0.072±0.072
$^{28}\text{Si}(d, p\gamma_{3.0})^{29}\text{Si}$	2426	3/2+	2426	-0.230±0.026
$^{28}\text{Si}(d, p\gamma_{10.0})^{29}\text{Si}$	4934	3/2-	4934	-0.174±0.026

A 8310 keV-es gamma-átmenetre vonatkozó A_2 érték konzisztens nullával 2 szigma statisztikus hibán belül. A 8310 keV-es átmenetre vonatkozó illesztést mutatja a 13. ábra, ahol a vastag sötét vonal jelzi a legjobb illesztést, a halvány vonalak pedig az 1 szigmához tartozó sávot.



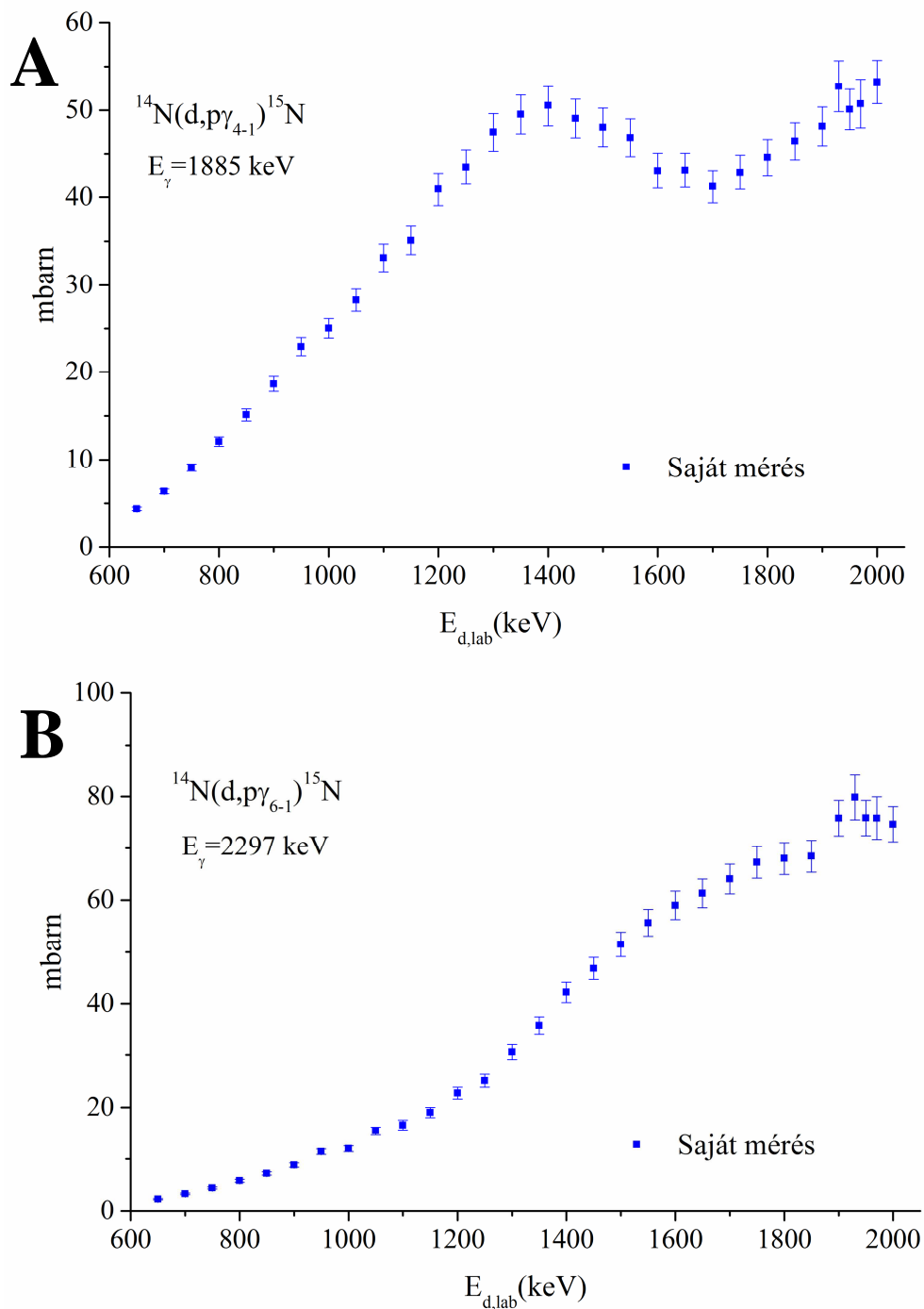
13. ábra A $^{14}\text{N}(d,p\gamma_{7.0})^{15}\text{N}$ 8310 keV-es gamma-átmenetre vonatkozó másodfokú Legendre-polinommal való illesztés eredménye. A vastag sötét vonal jelzi a legjobb illesztést, míg a halvány vonalak az 1 szigmához tartozó sávot.

Bizonyos gamma-átmeneteknél szignifikáns anizotrópiát észleltem. A 14. ábra a $^{28}\text{Si}(d,p\gamma_{3.0})^{29}\text{Si}$ reakcióhoz tartozó illesztést mutatja be. Ebben az esetben észlelhető a legnagyobb anizotrópia.

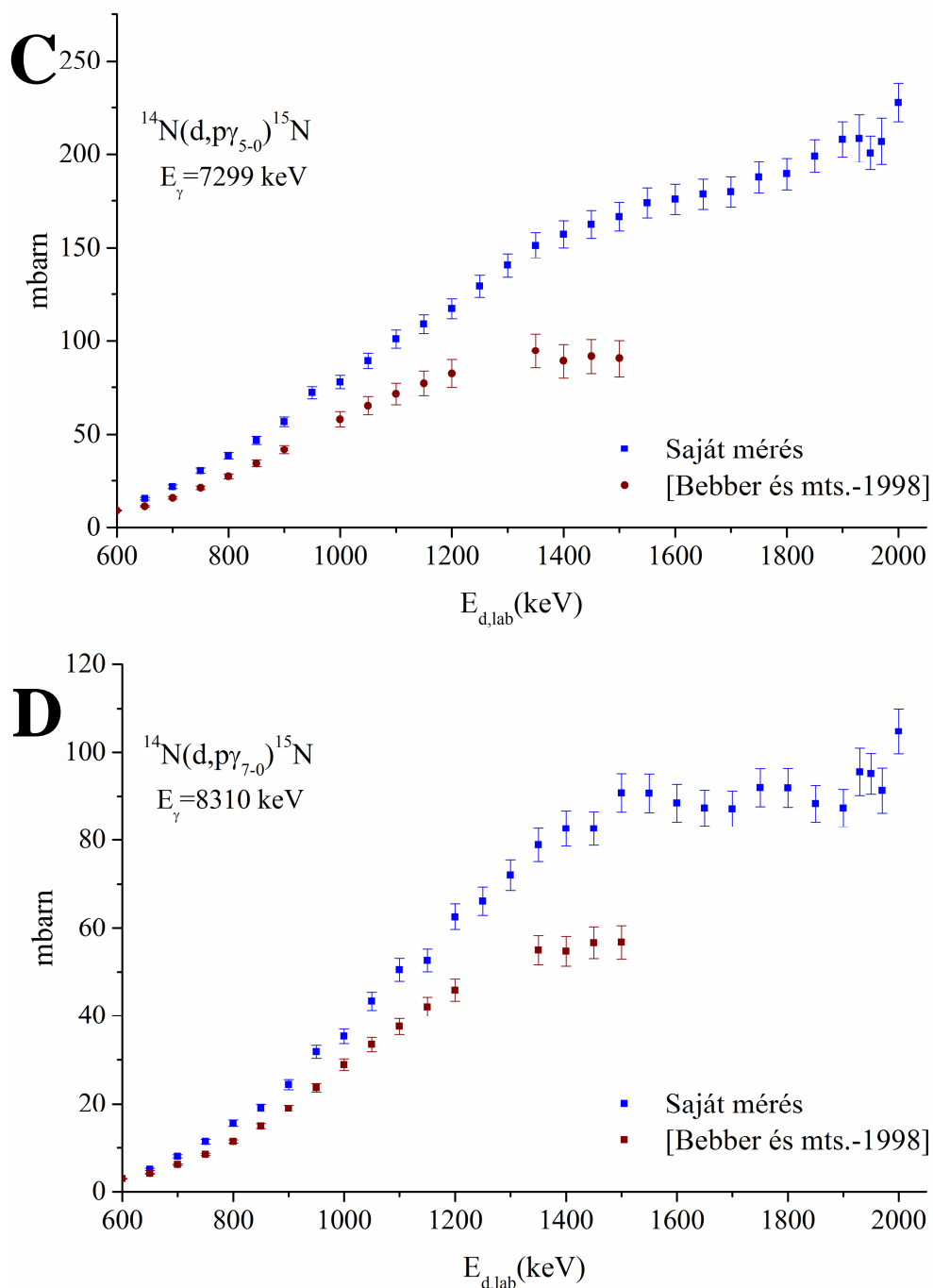


14. ábra A $^{28}\text{Si}(\text{d}, \text{p}\gamma_{3-0})^{29}\text{Si}$ 2426 keV-es gamma-átmenetre vonatkozó másodfokú Legendre-polinommal való illesztés eredménye. A vastag sötét vonal jelzi a legjobb illesztést, míg a halvány vonalak az 1 szigmához tartozó sávot.

A *totális hatáskeresztmetszet* értékeket az 55° szögben meghatározott differenciális gamma-keltési hatáskeresztmetszet-adatok 4π -vel való szorzásával kapjuk. Az észlelt anizotrópiák következtében, akár 23%-os eltérés is várható bizonyos gamma-átmenetek esetében, ha a méréseket a fentitől eltérő szögben végzik. Ezért analitikai szempontból ajánlott a közölt hatáskeresztmetszet-értékek 55° detektálási szög melletti alkalmazása, illetve az ettől eltérő detektálási szög esetén a szögeloszlások figyelembe vétele. A vizsgált gamma-átmenetek szögfüggésének ismeretében megadhatók az 55° -os szögre vonatkozó totális gamma-keltési hatáskeresztmetszet-adatok. A 15. A, B, C, D ábra mutatja be a $^{14}\text{N}(\text{d}, \text{p}\gamma)^{15}\text{N}$ reakciókra vonatkozó totális gamma-keltési hatáskeresztmetszet-adatokat a bombázórészecske-energia függvényében.

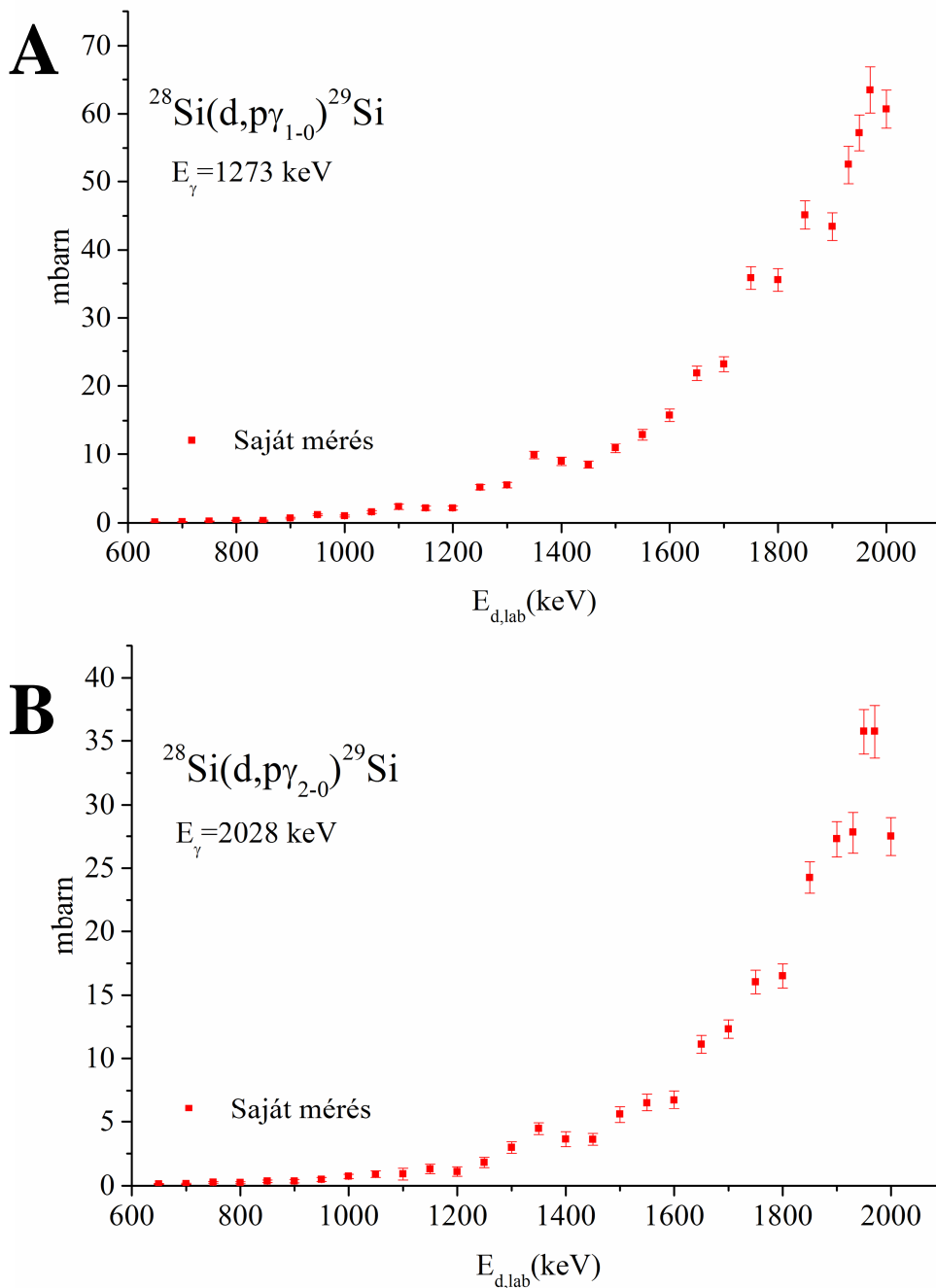


15. ábra A $^{14}\text{N}(d,p\gamma)^{15}\text{N}$ reakció 1885 (A) és 2297 keV (B) energiájú gamma-vonalaira vonatkozó totális gamma-keltési hatáskeresztmetszet-adatok.

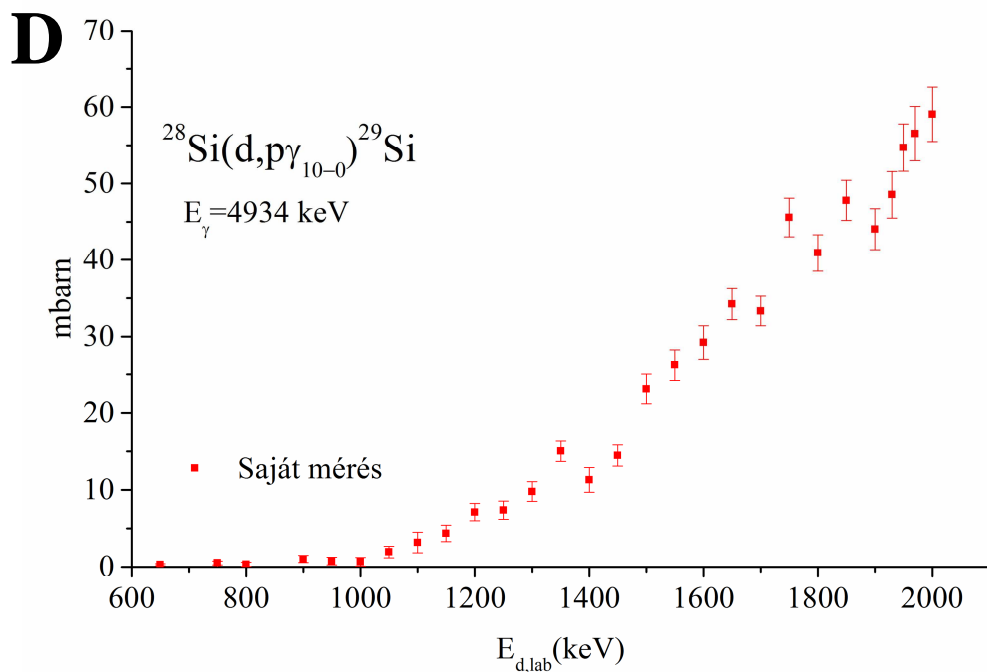
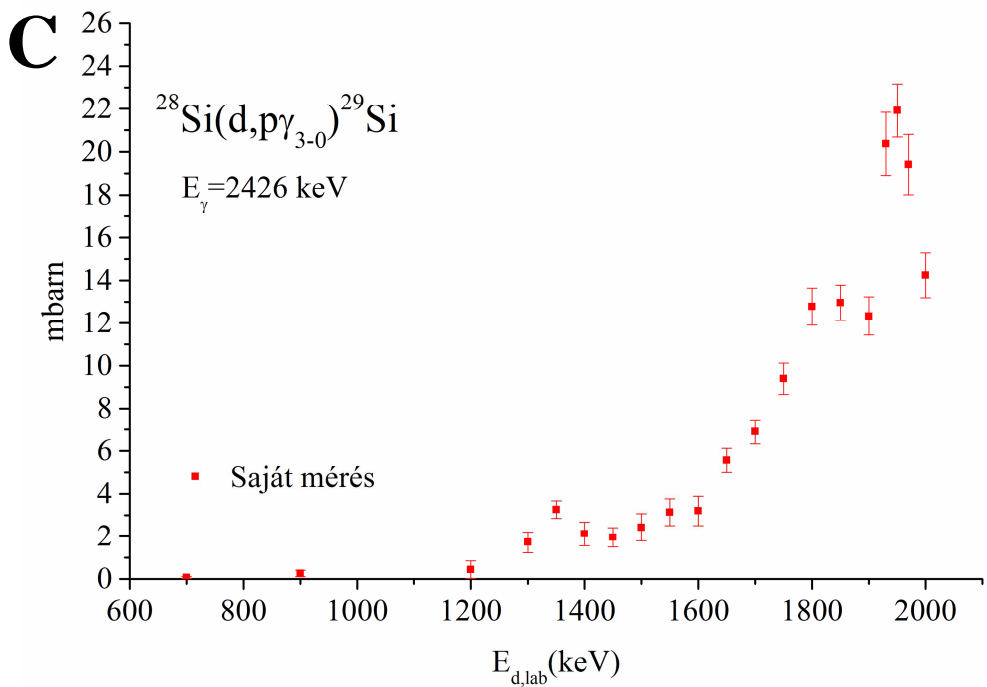


15. ábra A $^{14}\text{N}(d,p\gamma)^{15}\text{N}$ reakció 7299 (C) és 8310 keV (D) energiájú gamma-vonalaira vonatkozó totális gamma-keltési hatáskeresztmetszet-adatok. Az ábrákon összehasonlítás céljából feltüntettem Bebber és mts. [Bebber-1998] által nitrogénre közölt adatokat is.

A $^{28}\text{Si}(d,p\gamma)^{29}\text{Si}$ reakciókra vonatkozó totális gamma-keltési hatáskeresztmetszet-adatokat mutatja be a 16. A, B, C, D ábra. Ezekre a reakciókra vonatkozóan irodalmi adatokat nem találtam.



16. ábra A $^{28}\text{Si}(d,p\gamma)^{29}\text{Si}$ reakció 1273 (A) és 2028 keV (B) energiájú gamma-vonalaira vonatkozó totális gamma-keltési hatáskeresztmetszet-adatok.



16. ábra A $^{28}\text{Si}(d,p\gamma)^{29}\text{Si}$ reakció 2426 (C) és 4934 keV (D) energiájú gamma-vonalaira vonatkozó totális gamma-keltési hatáskeresztmetszet-adatok.

A gamma-keltési hatáskeresztmetszetekre vonatkozó eredmények megvitatása

Figyelembe véve a $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma)^{15}\text{N}$ reakciók gamma-keltési hatáskeresztmetszeteinek energiafüggését, a reakciók a direkt reakciómechanizmustól való eltérést mutatják. Ez az eltérés a legmarkánsabb a $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma_{4,1})^{15}\text{N}$ $E_\gamma=1885$ keV reakció esetén, ahol a hatáskeresztmetszet-adatsorban 1400 keV körül jellegzetes maximum tapasztalható. A saját és Bebbler és mts. adatai közötti eltérésre nem sikerült kielégítő magyarázatot adni.

A $^{28}\text{Si}(\text{d},\text{p}\gamma)^{29}\text{Si}$ reakciókra vonatkozó gamma-keltési hatáskeresztmetszet-adatok energiafüggése inkább a direkt reakciómechanizmus jeleit mutatják. Ez alól kivételt képez a $^{28}\text{Si}(\text{d},\text{p}\gamma_{2,0})^{29}\text{Si}$ és $^{28}\text{Si}(\text{d},\text{p}\gamma_{3,0})^{29}\text{Si}$ reakciók hatáskeresztmetszet-adatsoraiban az 1950 keV deuteronenergiánál tapasztalt maximum. Másik eltérés, a mind a négy hatáskeresztmetszet-adatsorban 1350 keV-nél tapasztalható maximum. Ebben az esetben viszont az alacsonyabb számlálási statisztika miatt az adatokhoz tartozó bizonytalanság nagyobb volt.

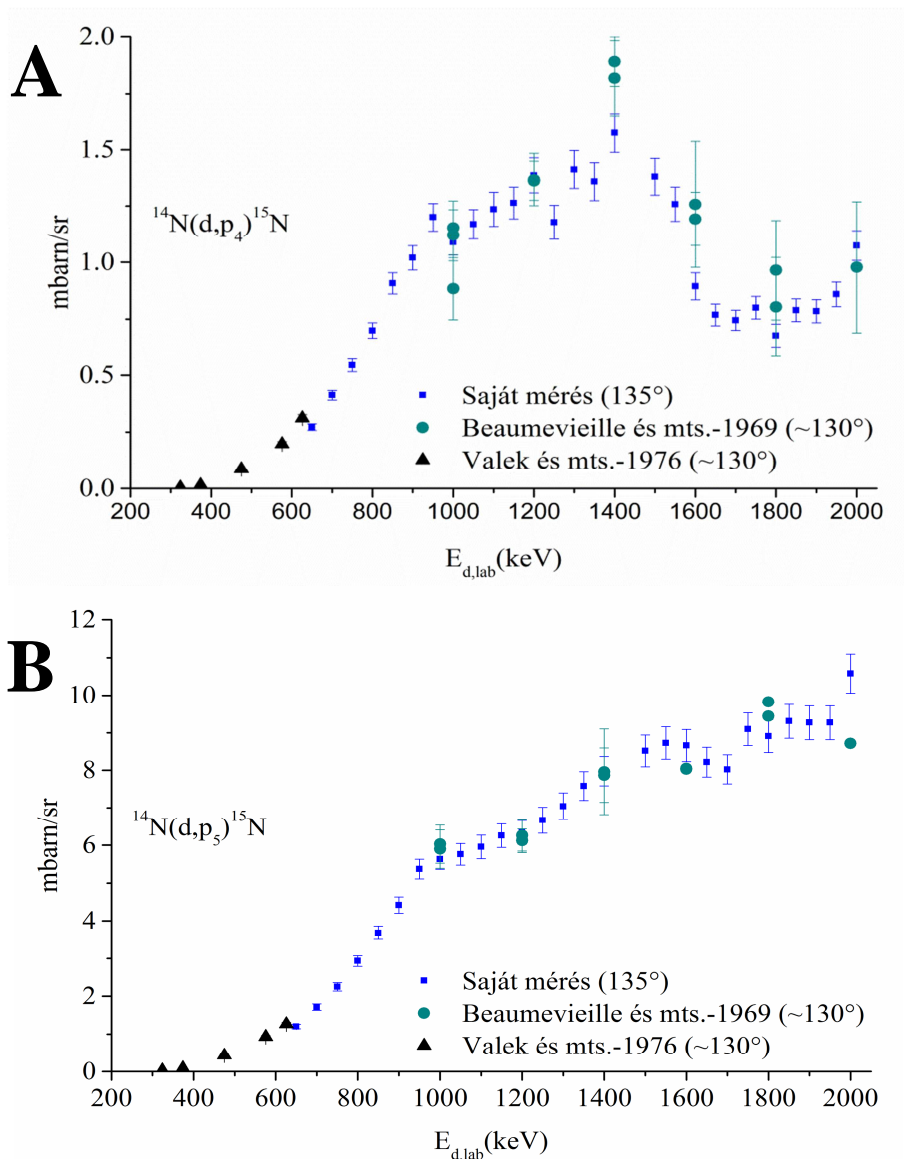
4.1.3. Részecskekeltési hatáskeresztmetszetek meghatározása

A részecskespektrumok gyűjtésének eredeti célja a céltárgy-atommagok számának meghatározása volt, a részecskespektrumban lévő rugalmasan visszaszórt csúcs alapján. E mellett a mérések során szimultán gyűjtött részecskespektrumok lehetővé tették egyrészt új részecskekeltési hatáskeresztmetszetek megadását, másrészt az irodalmi adatokkal való összehasonlítás révén a korábban megadott gamma-keltési hatáskeresztmetszet-adatok ellenőrzését is.

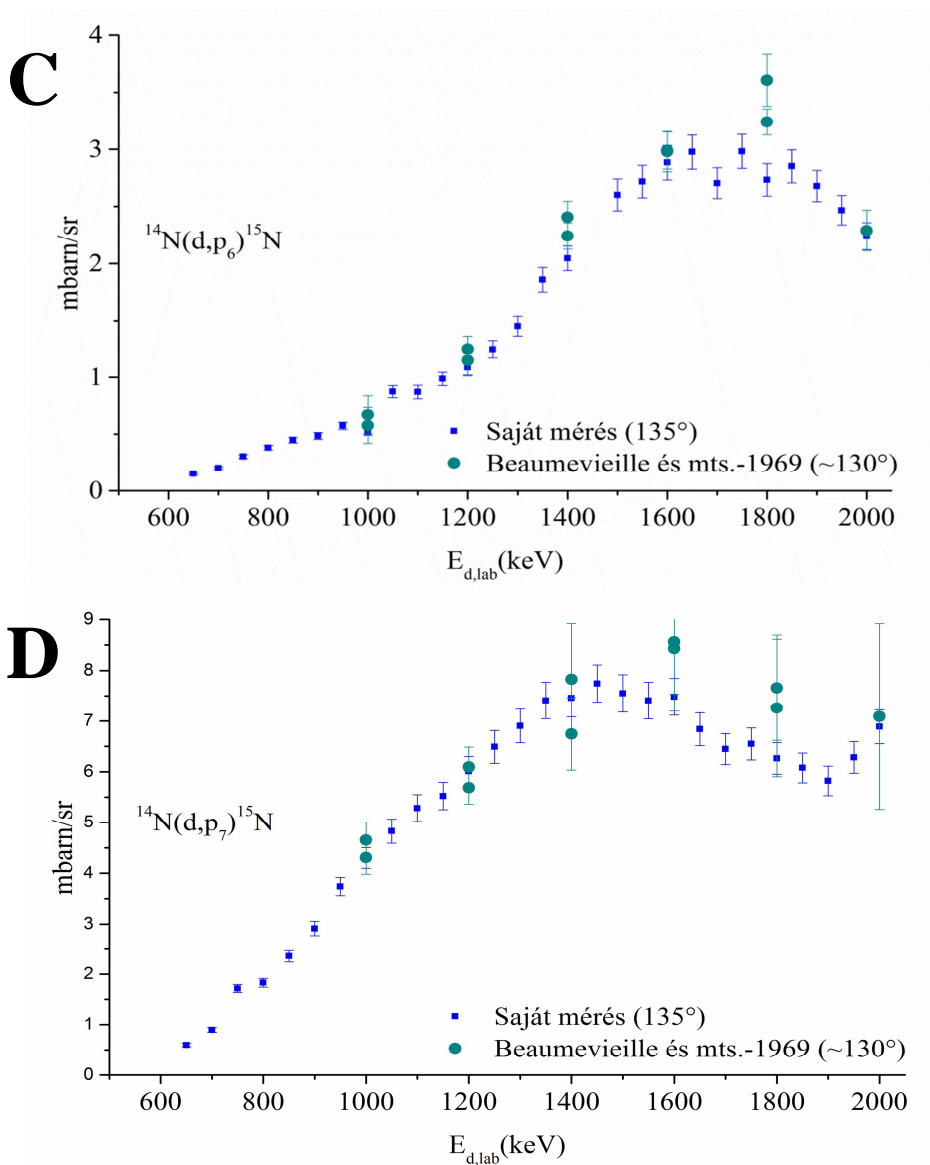
A részecskekeltési hatáskeresztmetszeteket a 2.1.4. fejezetben ismertetett 2.1.4/1. egyenlet alapján számoltam. A $^{14}\text{N}+\text{d}$ reakcióból származó részecskecsoportokra és a visszaszórásból származó részecskékre vonatkozó hozamok bizonytalansága 1-7% között változott. A részecske-detektor térszög (Ω) értékének bizonytalansága 2.5%, ami magában foglalja a $\text{Th}(\text{B}+\text{C})$ forrás aktivitásának bizonytalanságát is (lásd részletesebben 3.3.4. fejezet). A fentiek alapján a $^{\text{nat}}\text{N}(\text{d},\text{d}_0)^{\text{nat}}\text{N}$ és $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}_{4,5,6,7})^{15}\text{N}$ reakciókra vonatkozó részecskekeltési hatáskeresztmetszetek átlagos bizonytalansága 8%.

A fentebb leírtak alapján 135° -os detektálási szögben meghatározott $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}_{4,5,6,7})^{15}\text{N}$ reakciók és a $^{\text{nat}}\text{N}(\text{d},\text{d}_0)^{\text{nat}}\text{N}$ rugalmas szórásra vonatkozó hatáskeresztmetszet-adatokat mutatja be a 17. A, B, C, D és a 18. ábra. Az ábrákon feltüntettem az adott reakció esetén az irodalomban fellelhető

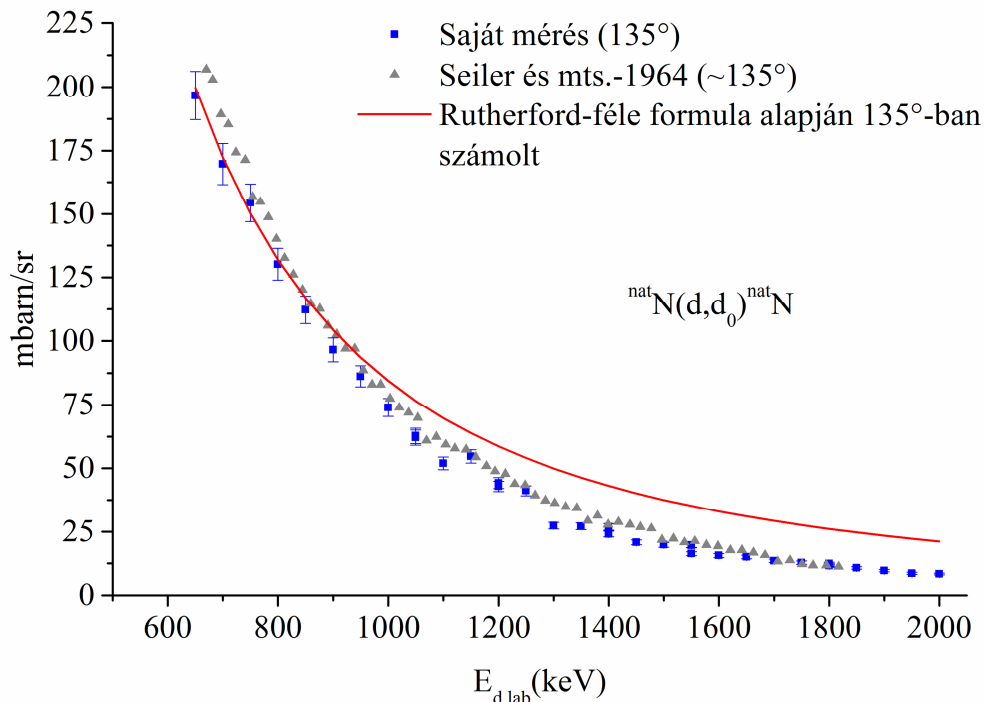
adatsorokat is. Az ábrákon megadott paraméterek laboratóriumi rendszerben vannak megadva.



17. ábra. A $^{14}\text{N}(d,p_4)^{15}\text{N}$ (A) és $^{14}\text{N}(d,p_5)^{15}\text{N}$ (B) reakciókra vonatkozó részecskekeltési hatáskeresztmetszetek. Az ábrákon az adott reakció esetén fellelhető irodalmi adatokat is feltüntettem laboratóriumi rendszerre átszámítva.



17. ábra. A $^{14}\text{N}(d,p_6)^{15}\text{N}$ (C) és $^{14}\text{N}(d,p_7)^{15}\text{N}$ (D) reakciókra vonatkozó részecskekelentési hatáskeresztmetszetek. Az ábrákon az adott reakció esetén fellelhető irodalmi adatokat is feltüntettem laboratóriumi rendszerre átszámítva.



18. ábra A ${}^{\text{nat}}\text{N}(d,d_0){}^{\text{nat}}\text{N}$ reakcióra vonatkozó részecskekeltési hatáskeresztmetszet. Az ábrákon az adott reakció esetén fellelhető irodalmi adatot és a 135° -ra számolt Rutherford-féle visszaszórási hatáskeresztmetszetet is feltüntettem.

A p_4 , p_6 és p_7 protoncsoportok hatáskeresztmetszet-adatsorai jellegzetes maximumokat mutatnak a vizsgált deuteronenergia-tartományban 135° -os detektálási szögben, amely a közbensőmag és a direkt reakciómechanizmus keveredését jelzi (Gomes Porto és mts. [Gom-69] is erre a következtetésre jutottak, ahogyan azt a bevezetőben említettem). Az [Ajz-86, Ajz-82, Ajz-77, Ajz-71] munkákban megtalálhatók a korábbi irodalmi adatok összehasonlításai. A ${}^{14}\text{N}(d,p){}^{15}\text{N}$ reakció magas reakcióhőjének ($Q=8609$ keV) köszönhetően a ${}^{16}\text{O}$ közbensőmag egészen magas energiaállapotai is gerjesztődnek ($E_x \geq 20$ MeV). Ajzenberg-Selove [Ajz-86] összehasonlítása szerint a különböző protoncsoportok hatáskeresztmetszet-adatsoraiban, a rezonanciákkal szemben inkább fluktuációk figyelhetők meg $E_d=5$ MeV alatt. Ezeket a fluktuációkat $E_d = 1.4, 1.7, 1.85$ és 2.0 MeV energiákon tanulmányoztam.

A ${}^{14}\text{N}(d,p_{4,5,6,7}){}^{15}\text{N}$ reakciók esetében 135° -os szögben csak Valek és mts. [Val-76], illetve Beaumevieille és mts. [Bea-69] adatait tudtam közvetlenül összehasonlítani a saját mérési eredményeimmel. További nehézséget jelentett,

hogy a [Val-76] munkában 0.638 MeV alatti adatok szerepelnek, amíg a [Bea-69] munkában csak néhány mérési pont szerepel az általunk vizsgált energiatartományban, ahogy az a 17. A, B, C, D ábrán is látszik. A korlátozott számú adat viszont hasonló értékeket és tendenciát mutat az összehasonlításban. A fentieket figyelembe véve, a mi adataink mindenképpen új hozzájárulásnak tekinthetők a $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p})^{15}\text{N}$ reakciók esetében.

A $^{\text{nat}}\text{N}(\text{d},\text{d}_0)^{\text{nat}}\text{N}$ rugalmas szórásra vonatkozóan Seiler és mts. [Sei-64] végeztek méréseket 125.3 és 140.8° szögeknél. A 135° szögre azonban nem található irodalmi adat. Az adatok Rutherford-féle visszaszórástól való eltérése tisztán látható $E_d \sim 950$ keV fölött, összhangban Bozoián munkájával [Boz-91].

4.1.4. A $^{14}\text{N}+\text{d}$ és $^{28}\text{Si}+\text{d}$ reakciókra vonatkozó eredmények összefoglalása

A mérések eredményeként a következő reakciók totális gamma-keltési hatáskeresztmetszeteit határoztam meg: $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma_{4-1})^{15}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma_{6-1})^{15}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma_{5-0})^{15}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma_{7-0})^{15}\text{N}$, $^{28}\text{Si}(\text{d},\text{p}\gamma_{1-0})^{29}\text{Si}$, $^{28}\text{Si}(\text{d},\text{p}\gamma_{2-0})^{29}\text{Si}$, $^{28}\text{Si}(\text{d},\text{p}\gamma_{3-0})^{29}\text{Si}$, $^{28}\text{Si}(\text{d},\text{p}\gamma_{10-0})^{29}\text{Si}$. Ezenkívül megvizsgáltam a fenti reakciók gamma-szögfüggését is, amelyeket izotróphoz közelinek találtam. Ezek az eltérések kis hatással jelennek meg a mindennapi IBA gyakorlatban, azonban a hatáskeresztmetszetek mennyiségi analízisben való felhasználása során az anizotrópiát figyelembe kell venni. A $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma_{4-1})^{15}\text{N}$ $E_\gamma=1885$ keV reakció gamma-keltési hatáskeresztmetszet-adataiban, 1400 keV környékén megjelenő jellegzetes maximum hívta fel a figyelmemet a szimultán mért részecskespektrumok kiértékelésének fontosságára. Hasonló maximumok figyelhetők meg az irodalmi adatokban [Gom-69, Koe-77, Pell-04] a p_4 , p_6 és p_7 protoncsoportok differenciális hatáskeresztmetszeteiben, különböző tömegközépponti szögekben (118.3°, 150°, 167.1°) mérve. A p_4 , p_5 és p_6 protoncsoportok esetében tapasztalt fluktuációkat támasztja alá az [Ajz-86] közlemény állítása a rezonanciastruktúráról.

A gamma-vonalak melletti szimultán részecskeketektálás lehetővé tette a $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}_4)^{15}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}_5)^{15}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}_6)^{15}\text{N}$, és $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}_7)^{15}\text{N}$ protoncsoportokra vonatkozó differenciális részecskekeltési hatáskeresztmetszetek meghatározását, és a hatáskeresztmetszet- adatokban $E_d = 1.4, 1.7, 1.85$ és 2.0 MeV energiákon lévő fluktuációk tanulmányozását.

A $^{14}\text{N}+\text{d}$ reakciók esetében jelentkező rezonanciák legteljesebb összesítésében [Ajz-86] nem szerepel az 1400 keV környéki rezonancia, így az ott közölt 16.16 táblázatot sikerült teljesebbé tenni.

4.2. Szénre vonatkozó gamma- és részecskekeltési hatáskeresztmetszetek meghatározása

A szén a földi élet alapja és szinte mindenhol fellelhető a Földön. Kötött állapotban a karbonátokban, a szén-dioxidban és az élő szervezeteket alkotó szerves vegyületekben fordul elő.

A PIGE módszer kiváló eszköz a különböző anyagok könnyű elemeinek meghatározásához. A $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma)^{13}\text{C}$ magreakciót sikeresen alkalmazták anyagtudományi vizsgálatokban többek között acélok széntartalmának meghatározásához [Ene-06], illetve nagy tisztaságú vékonyrétegek fémorganikus kémiai gőzfázisú leválasztás (MOCVD) technikával történő előállításának ellenőrzéséhez. Vékonyrétegek vizsgálatát illetően a PIGE módszer előnye az alacsony szénkoncentrációk és a legkülönbélebb anyagok C/O arányainak érzékeny meghatározása [Ban-12], [Dan-11].

Deuteronindukált magreakciókra vonatkozó gamma-keltési hozamok, különböző deuteronenergiákra, megtalálhatók a szakirodalomban [Ele-00]. A pontos mennyiségi meghatározáshoz azonban elengedhetetlen a reakciók hatáskeresztmetszeteinek ismerete. Az irodalomban négy munka található a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma)^{13}\text{C}$ reakció hatáskeresztmetszet-adatainak meghatározására vonatkozóan: [Try-73], [Try-75], [Pap-97], [Ele-02]. Tryti és mts. a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma)^{13}\text{C}$ reakció gamma-vonalainak Doppler-kiszélesedése alapján határozták meg a különböző protoncsoportokra (p_1 , p_2 , p_3) vonatkozó szögeloszlást, magfizikai ismeretek szerzésének céljából. A [Pap-97] és az [Ele-02] munkák célja pedig a hatáskeresztmetszetek ionnyaláb-analitikai felhasználásra történő meghatározása volt. Az irodalmi adatsorok összehasonlítása során jelentős eltérések figyelhetők meg mind a hatáskeresztmetszet-adatok abszolút értékeiben, mind a bombázórészecske-energia függésében. Ezek az eltérések indokolták a saját mérésorozatok elvégzését és a gamma-, illetve részecskekeltési hatáskeresztmetszetek irodalmi adatokkal való összehasonlítását.

A részecskeketektáláson alapuló NRA módszer esetében a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p})^{13}\text{C}$ ($Q=2722$ keV) reakció lehetővé teszi alacsony szénkoncentrációk mélységeloszlásának meghatározását. A $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_0)^{13}\text{C}$ reakcióra vonatkozóan 135° szögben rendelkezésre állnak megbízható differenciális részecskekeltési hatáskeresztmetszet-adatok [Deb-77, Jar-79, Kok-06, Car-08]. Ezeket felhasználva a SigmaCalc program [Sig] 890-1900 keV bombázórészecske-energiatartományban képes hatáskeresztmetszet-adatokat meghatározni DWBA

(Distorted Wave Born Approximation) és R-matrix számolásokkal, tetszőleges energiára.

A $^{12}\text{C}(\mathbf{d},\mathbf{p}_1)^{13}\text{C}$ [Poo-67], [Kok-07] és $^{\text{nat}}\text{C}(\mathbf{d},\mathbf{d}_0)^{\text{nat}}\text{C}$ [Kok-06b], [Jer-63] reakciók esetében, 135° -os szög környékén az irodalomban korlátozott számú mérési adat található.

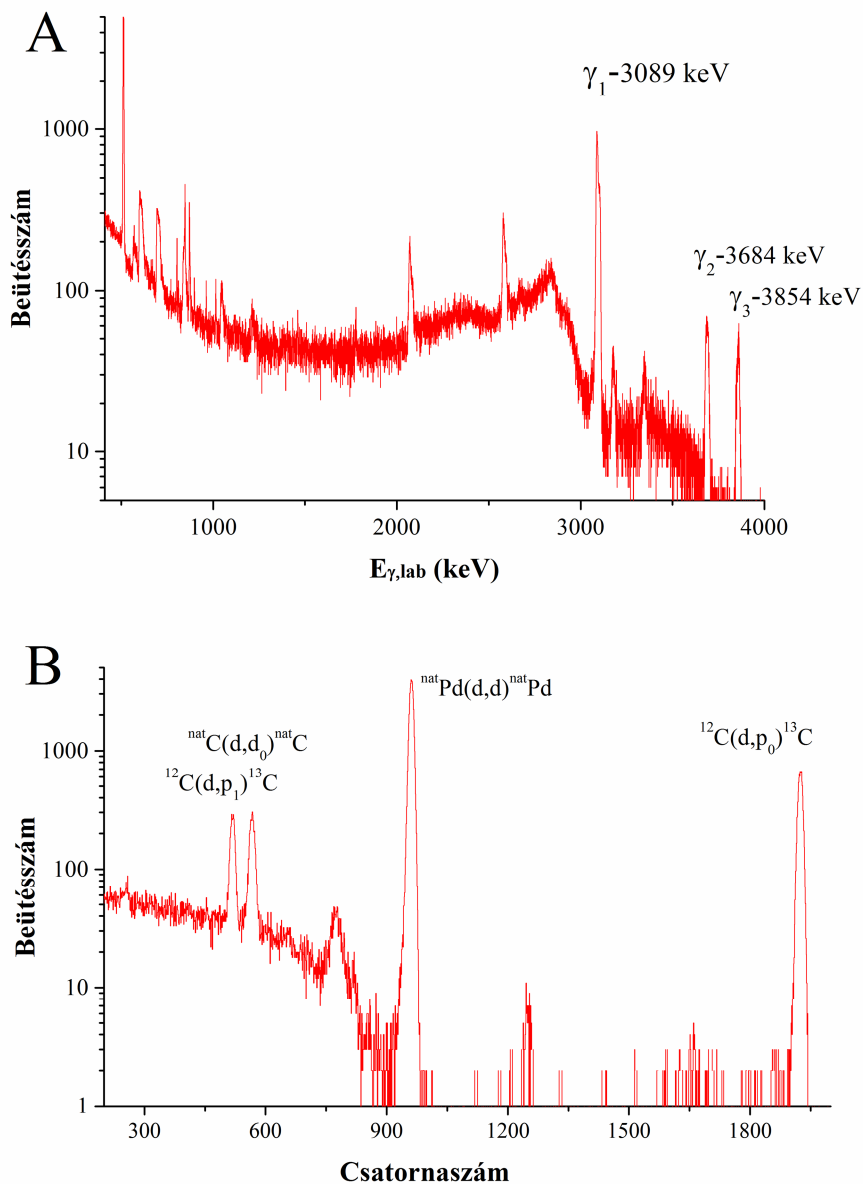
4.2.1. A kísérleti körülmények leírása

A $^{12}\text{C}+\mathbf{d}$ reakció hatáskeresztmetszeteinek meghatározásához a 3.3.1. fejezetben bemutatott 3. ábrán látható kísérleti elrendezést alkalmaztam. A számolásokhoz szükséges bombázórészecskék számát (N_p) Si részecskedetektor segítségével határoztam meg a 3.3.5. fejezetben ismertetett módon a 3.3.5/1. egyenlet segítségével.

A $^{12}\text{C}+\mathbf{d}$ reakcióra vonatkozó méréseknél céltárgyként öntartó szénfóliát alkalmaztam $1.9 \cdot 10^{18}$ atom/cm² rétegvastagsággal, amelynek hátoldalára vékony ($2.7 \cdot 10^{17}$ atom/cm²) palládiumréteget párologtattunk. A céltárgy-atommagok számát közvetlenül a hatáskeresztmetszet-mérések előtt és után elvégzett alfa-RBS mérésekkel határoztam meg ugyanabban a kísérleti elrendezésben. Az alfa-RBS méréseket 1.5 MeV bombázórészecske-energián végeztem. Ezen az energián a szénre és a palládiumra a részecskevisszaszórás a Rutherford-féle formulával leírhatónak tekinthető [Boz-91]. A kiértékeléséhez a SIMNRA 6.06 programot használtam [May-97].

A céltárgy stabilitását és a mérések során a céltárgy felületén végbemenő esetleges szénfelépülést különböző energián történő újramérésekkel ellenőriztem a hozammérések után. A céltárgyon végzett alfa-RBS mérések és az újramérések alapján elmondható, hogy a céltárgy fogyása és a szén felépülése 5% alatt volt, amely a hatáskeresztmetszet-adatok bizonytalanságán belülnek tekinthető, illetve a két folyamat által okozott bizonytalanság a nullához közelített.

A céltárgyon 2000 keV deuteronenergián felvett gamma- és részecskespektrum a 19.A/B ábrán látható.



19. ábra A céltárgyon 2000 keV deuteron bombázóenergián mért gamma- (A) és részecskespektrum (B). A részecskespektrumban 850 csatornától lefelé megjelenő háttér forrása a kamra belső részét borító rézfal, míg a 750-es csatornánál lévő csúcsot az elektronika generálja. Ezeket a zavaró effektusokat a megfelelő háttér leválasztásával korrigáltam a kiértékelés során.

A kísérleti elrendezés által okozott szénhátteret különböző energián a céltárgy nélkül végzett tesztmérésekkel ellenőriztem. A mérések eredményeként megállapítottam, hogy a kísérleti elrendezés az általam mért szénecsúcsokban $3\pm 1\%$ -os hátteret okoz. Ezt a gamma-hátteret korrekcióként figyelembe vettem a végső hatáskeresztmetszet-adatok megadásánál.

Gamma-hozamméréseket végeztem a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma)^{13}\text{C}$ reakció 3089, 3684 és 3854 keV energiájú gamma-vonalaira, illetve részecske-hozamméréseket a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_0)^{13}\text{C}$, $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_1)^{13}\text{C}$, $^{\text{nat}}\text{C}(\text{d},\text{d}_0)^{\text{nat}}\text{C}$ reakciókra. A méréseket 740 és 2000 keV energiatarományban végeztem 2-20 keV-es lépésközökkel, a hatáskeresztmetszet-adatsorok szerkezetétől függően. A méréseket a nagyobb bombázórészecske-energián, átlagosan kisebb nyalábárammal kezdve hajtottam végre, és több energián megismételtem, így csökkentve a nyaláb okozta céltárgy-károsodás N_p -re kifejtett hatását. Az átlagos nyalábáram 25 nA, míg a begyűjtött töltés átlaga 7 μC volt. Ahogy azt a 3.3.5. fejezetben korábban ismertettem, a szimultán gyűjtött gamma- és részecskespektrumok előnye, hogy független töltésmérést tesz lehetővé a palládiumréteg RBS monitorozása révén. Ezzel a módszerrel elkerülhetők a töltésintegrálás okozta sztochasztikus és szisztematikus bizonytalanságok.

4.2.2. Gamma-keltési hatáskeresztmetszetek meghatározása

A gamma-keltési hatáskeresztmetszeteket a 2.1.3. fejezetben ismertett 2.1.3/7. egyenlet alapján számoltam. A bombázórészecskék számának (N_p) meghatározása, amelyet a szénre párologtatott palládiumréteg RBS monitorozásával végeztem, lehetővé tette a töltésintegrálás bizonytalanságainak eliminálását.

A mérések során az elsődleges cél a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma)^{13}\text{C}$ reakció $E_{\gamma_1}=3089$ keV energiájú gamma-vonalának a lehető legkisebb statisztikus bizonytalansággal történő gyűjtése volt, ezért a méréseket úgy hajtottam végre, hogy a csúcsalatti terület elérje a 10000 beütést. Ennek oka a 3089 keV energiájú gamma-vonal analitikában való jelentősége. A kiértékelések eredményeként erre a gamma-vonalra 1-2% bizonytalansággal határoztam meg a nettó csúcsalatti-területet. Az $E_{\gamma_2}=3684$ keV, $E_{\gamma_3}=3854$ keV gamma-vonalakra vonatkozó bizonytalanság 2-42% között mozgott az alacsonyabb intenzitásvizonyok miatt. A mérések során a holtidő 1% alatti volt és ezt korrekcióként figyelembe vettem. Az alfa-RBS mérések alapján a céltárgy $N_{\text{t-C}}$ és $N_{\text{t-Pd}}$ értékeire vonatkozó bizonytalansága 3% volt. Az RBS méréseknél SiPd sztenderd sorozatot és a megismételt méréseket

is figyelembe vettem. A részecskedetektor térszögének meghatározási bizonytalansága 2.5% volt, amely az alkalmazott **Th(B+C)** forrásaktivitás meghatározásának bizonytalanságát is tartalmazza (lásd részletesen 3.3.4. fejezet). A palládiumrétegre vonatkozóan a számolt Rutherford-féle visszaszórási hatáskeresztmetszet bizonytalansága 2%-ra adódott, a nyaláb-detektor közötti szög meghatározása és a szénrétegen történő energiaveszteség miatt. A mért hatásfokgörbe alapján az alkalmazott HPGe detektor abszolút detektálási hatásfokának (ϵ_{abs}) bizonytalansága 3089 keV energián 2%, a 3684 és 3854 keV energián pedig 3% volt (lásd 3.3.3. fejezet). A gamma-keltési hatáskeresztmetszetek végső bizonytalanságát az egyes bizonytalansági faktorok négyzetösszegeként számoltam és így a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma_1)^{13}\text{C}$ reakcióra 6% alatti, a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma_2)^{13}\text{C}$ reakcióra 5-38% és a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma_3)^{13}\text{C}$ reakcióra 6-43% bizonytalansági értékeket kaptam.

Az általam mért adatokat összehasonlítottam az irodalomban lévő négy korábbi adatsorral [Try-73, Try-75, Pap-97, Ele-02]. A korábbi irodalmi mérések és a saját mérések kísérleti körülményeit az 5. táblázatban foglaltam össze.

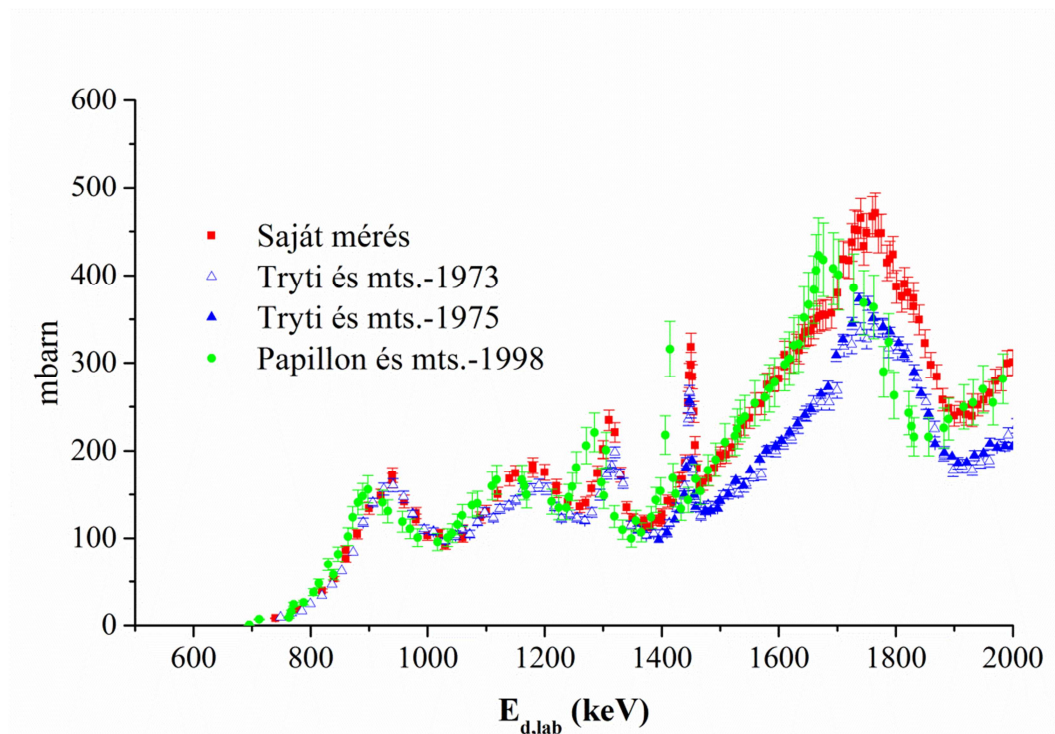
5. táblázat $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma_1)^{13}\text{C}$ -3089 keV reakció mérési körülményei

	Ref. [Try-73]	Ref. [Try-75]	Ref. [Pap-97]	Saját	Ref. [Ele-02]
Szén-céltárgyvastagság (atom/cm ²)	~0.36 x 10 ¹⁸ *	~2.00x10 ¹⁸ *	0.52x10 ¹⁸	1.90 x 10 ¹⁸	1.0 x 10 ¹⁸
Céltárgyban energiaveszteség (keV) Ed = 1.45 MeV	2.1	11.2	2.9	10.5	6
Céltárgy hátlap	Ta	Ta	Ta	öntartó	öntartó
Egyéb céltárgy	-	Au	-	Pd	-
Nyalábbintenzitás (nA)	1000	700	70-130	25	1
Töltésmeghatározás módszere	n.a.	Au-RBS	BrookhavenIC	Pd-RBS	Beam-chopper
Begyűjtött össztöltés (μC)	1800	n.a.	30	7	3
Céltárgy-detektor távolság (cm)	15	16	7	9.5	25
Ge det. térfogat	planar 10 cm ³	planar 10 cm ³	115 cm ³	170 cm ³	470 cm ³ **
Ge det. detektálási szög	0	0	135°	55°	55°
Részecskedetektor	nincs	90° és 135°	nincs	135°	nincs
E _d tartomány (MeV)	0.8-2.2	1.4-3.2	0.5-4.0	0.74-2.0	1.4-1.9
Hatáskeresztmetszet egység	tetszőleges egység	mbarn	mbarn	mbarn	mbarn/nuklid/sr
Bizonytalanság ~	n.a.	12%	10%	6%	4%
*Energiaveszteség alapján számolva					
** Clover-BGO detektorrendszer					

Ahogy az a táblázat alapján is látszik, a [Try-73] hatáskeresztmetszet-adatok „tetszőleges” egységben vannak megadva, de mivel a [Try-75] hatáskeresztmetszet-adatsor átfedésben van a korábbival, és a kísérleti elrendezés is közel azonos volt, így lehetőség van a két adatsor

összenormálására és mbarn egységben történő megadására. A táblázatból az is látszik, hogy az [Ele-02] munka mérési tartománya korlátozott (1.4-1.9 MeV), így az adatok önállóan nem használhatók sztenderd nélküli analitikára. A publikációban közölt hatáskeresztmetszet értékekről pedig megállapítható, hogy azok mintegy 60 – 100 %-kal meghaladják mások adatait. A nagy eltérések oka valószínűleg az igen eltérő mérési körülményekben, elsősorban a mindössze 1 nA nyalábintenzitás, esetleg az annak mérésére alkalmazott beam-chopper használatában keresendő, amelyek nagy szisztematikus bizonytalanságokat okozhatnak más mérési körülményekhez viszonyítva. A fentiek miatt [Ele-02] adatsorával a továbbiakban nem foglalkozom.

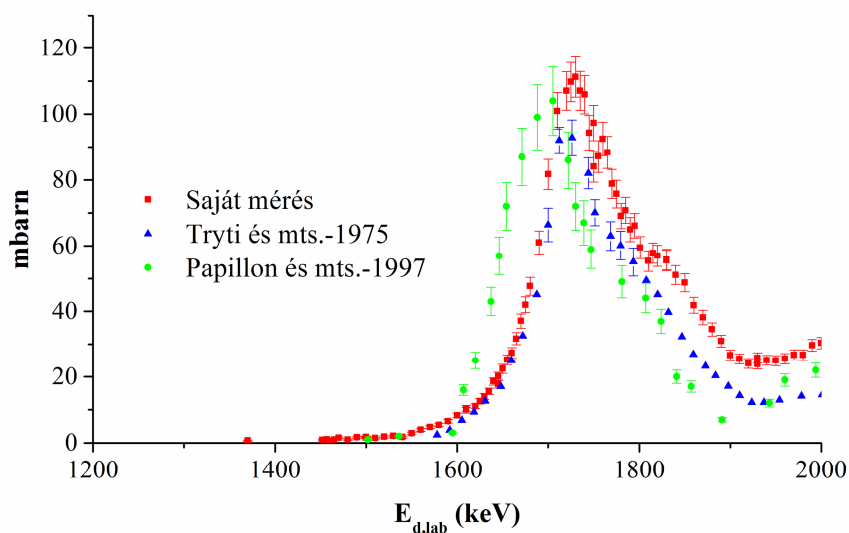
A saját méréseim adatait az irodalmi értékekkel összehasonlítva a 20. ábrán tüntettem fel. Az ábra a $E_{\gamma_1}=3089$ keV energiájú gamma-vonal gamma-keltési hatáskeresztmetszetét mutatja a bombázórészecske energiájának függvényében (a saját méréseknél a 740-2000 keV energiatartományban). A reakció kinematika alapján számolt küszöbenergia 428 keV, ami nincs túl messze a mért legalacsonyabb energiától.



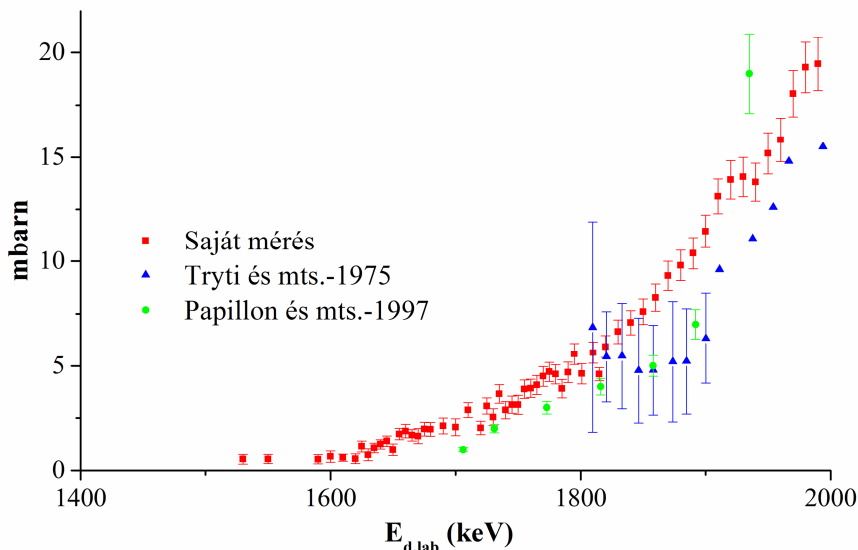
20. ábra Az általam meghatározott $^{12}\text{C}(d,p\gamma_1)^{13}\text{C}$ -3089 keV gamma-vonal gamma-keltési hatáskeresztmetszete a bombázórészecske-energia függvényében, összehasonlítva az irodalmi adatokkal.

A hatáskeresztmetszet görbéket összehasonlítva megállapítható, hogy Tryti és mts. adatsora (amelyet az 5. táblázat alapján a két adatsor összenormálásából kaptam) csak körülbelül 7%-ban tér el 1500 keV energiáig az általam megadott hatáskeresztmetszet-adatsortól. Nagyobb energiákon viszont jelentősen nő az eltérés és meghaladja a 25%-ot. Ahogyan az a 20. ábrán is látható, Papillon és mts. adatsorában energiaeltolódás figyelhető meg a kisebb energiák felé. Ez az eltérés leginkább az 1450 keV környékén lévő rezonanciánál észlelhető. Itt az irodalmi értéktől való eltérés ~36 keV. Ebből arra lehet következtetni, hogy a szerzők rossz energiakalibrációt használtak. Meg kell jegyezni, hogy a hatáskeresztmetszet-adatsorban 2494 keV-en lévő rezonanciánál az eltérés csak 14 keV. Ez alapján a rossz energiakalibráció nem számolható át egyszerű korrekciós tényezővel. Az energia-eltolódás ellenére a hatáskeresztmetszet-adatok abszolút értékei $\pm 5\%$ -on belül egyeznek a saját adataimmal (ezt a két adatsorban lévő “völgyek” és “csúcsok” alapján számoltam) 1500 keV energiáig. Az 1500-2000 keV tartományban Papillon adatai 8-10%-val kisebb értékeket mutatnak, amely még mindig 1 szigmán belüli egyezést jelent.

A 21. és 22. ábrán láthatók a 3684 és 3854 keV energiájú gamma-vonalak gamma-keltési hatáskeresztmetszetei. Az ábrákon feltüntettem az irodalmi adatokat is.



21. ábra A $^{12}\text{C}(d, p\gamma)^{13}\text{C}$ -3684 keV gamma-vonal gamma-keltési hatáskeresztmetszete a bombázó deuteron energiafüggvényében.



22. ábra A $^{12}\text{C}(d,p\gamma)^{13}\text{C}$ -3854 keV gamma-vonal gamma-keltési hatáskeresztmetszete a bombázó deuteron energiafüggvényében.

A 3684 és 3854 keV energiájú gamma-vonalra vonatkozó küszöbenergia 1122 és 1321 keV. A 3684 keV energiájú gamma-vonal hatáskeresztmetszet-adatsoraiban lévő csúcsot vettem alapul a saját és az irodalmi adatokkal való összehasonlításnál. Eredményként azt kaptam, hogy a saját értékek és Tryti és mts. adatsora között az eltérés 17%-os, míg ez az érték Papillon és mts. adataival összehasonlítva 6%-nak adódik. Az eltérések ennek ellenére nem haladják meg szignifikánsan a három adatsor kísérleti bizonytalanságát.

Míg a ^{13}C végmagban a 3089 keV energiájú gerjesztett állapot spinje $+1/2$ és a kibocsájtott gamma-fotonok szögeloszlása izotróp, addig a 3684 és 3854 keV gerjesztett állapothoz tartozó spin értékek $-3/2$ és $+5/2$. A $+1/2$ -es spintől való eltérés miatt számíthatunk a gamma-fotonok anizotrópiájára és ezért, szigorúan véve nem beszélhetünk totális hatáskeresztmetszetről. A szögfüggés vizsgálatára 1727 keV bombázórészecske-energián végeztem szögeloszlás méréseket a nyalábirányhoz képest 30-135 fok közötti tartományban. A mérések alapján a 3684 keV energiájú gamma-vonalra az anizotrópia 6% alatti volt, amely az adatok kísérleti bizonytalanságán belüli. Meg kell azonban jegyezni, hogy a kismértékű anizotrópia az alkalmazott deuteronenergia környékén érvényes, és más energián ettől nagyobb eltérések is előfordulhatnak.

Benchmarking mérések

Az analitikai célokra felhasznált hatáskeresztmetszet-adatok (a mért és az elméletileg számolt esetében egyaránt) érvényességének vizsgálatára szükségeszerű ismert összetételű, vastag céltárgyon történő, úgynevezett „benchmarking”³ méréseket végezni. Ezzel a módszerrel, ismerve a kísérleti körülményeket (össztöltés, detektálási hatások, térszög), a céltárgy tulajdonságait (összetétel, sűrűség, vastagság) és a bombázórészecske céltárgyban való fékezőképességét, a hatáskeresztmetszet-adatok energia szerinti integrálásával a céltárgy adott elemének koncentrációja határozható meg [Abr-11b].

Az általam meghatározott gamma-keltési hatáskeresztmetszetek energiafüggésének ellenőrzésére 125 μm (végtelen vastag) és 16 μm (580 keV vastag $E_d=2000$ keV energián) vastagságú kapton (($\text{C}_{22}\text{H}_{10}\text{N}_2\text{O}_5$)_n) fólián végeztem méréseket 2000 keV deuteronenergián. Ez alapján kiszámoltam a szén tömegarányát a 2.1.3/2. egyenlet felhasználásával (jelöléseket lásd a 2.1.3. fejezetben):

$$C = \frac{Y_\gamma(E_0, \theta)}{\varepsilon_{abs}(E_\gamma) f_i N_p N_{Av} A^{-1} \int_{E_i}^{E_0} \frac{\sigma(E, \theta)}{S(E)} dE} \quad (2.1.3/2).$$

Az $\int_{E_i}^{E_0} \sigma(E, \theta)/S(E) dE$ integráltagot numerikusan számoltam az E_i , E_0 energiatartományban 2-20 keV –es intervallumokkal. Az integrálási folyamat két fajta bizonytalanságot foglalt magában. Az első a mért hatáskeresztmetszet-adatok bizonytalansága, a második pedig a küszöbenergia (428 keV) és 740 keV energia közötti kísérleti adatok hiánya. Erre az energiatartományra konstans hatáskeresztmetszet értékkel való számolás a vastag céltárgyra számolt

³ A “benchmark” szó annyit jelent, mint trigonometrikus pont, szintjel, azaz egy állandó viszonyítási alap felmérésekhez, ill. összehasonlításokhoz. A „benchmarking” mint egyfajta minőségbiztosítási eljárás a vállalati szférában honosodott meg az 1980-as években. Innen vette át a nukleáris reaktorfizika, ahol mikroszkopikus neutronadatok ellenőrzését végzik úgy, hogy a számított integrális reaktortulajdonságokat, mint pl. a neutronfluxust, összehasonlítják direkt mérések eredményeivel. Majd továbbkerült a Nemzetközi Atomenergia Ügynökség által koordinált ionnyaláb-analitikai projektekbe, ahol egy jól meghatározott, egynemű, vastag mintán mért részecske- (vagy gamma-) spektrumot szimulálnak/modelleznek vékony mintán mért hatáskeresztmetszetekkel és egyéb kísérleti adatokkal. Az egyezésekből ezeknek az adatoknak, mindenekelőtt a hatáskeresztmetszeteknek az érvényességét (jóságát) igazolják [Abr-11].

hozamban 5% alatti hozzájárulást okoz és emiatt elhanyagolhatónak tekintetem. Az E_i értéke 1420 keV a 16 μm vastagságú kaptonfóliára. A mérési eredményeket foglalja össze a 6. táblázat.

6. táblázat A benchmarking számolási eredmények összefoglalása.

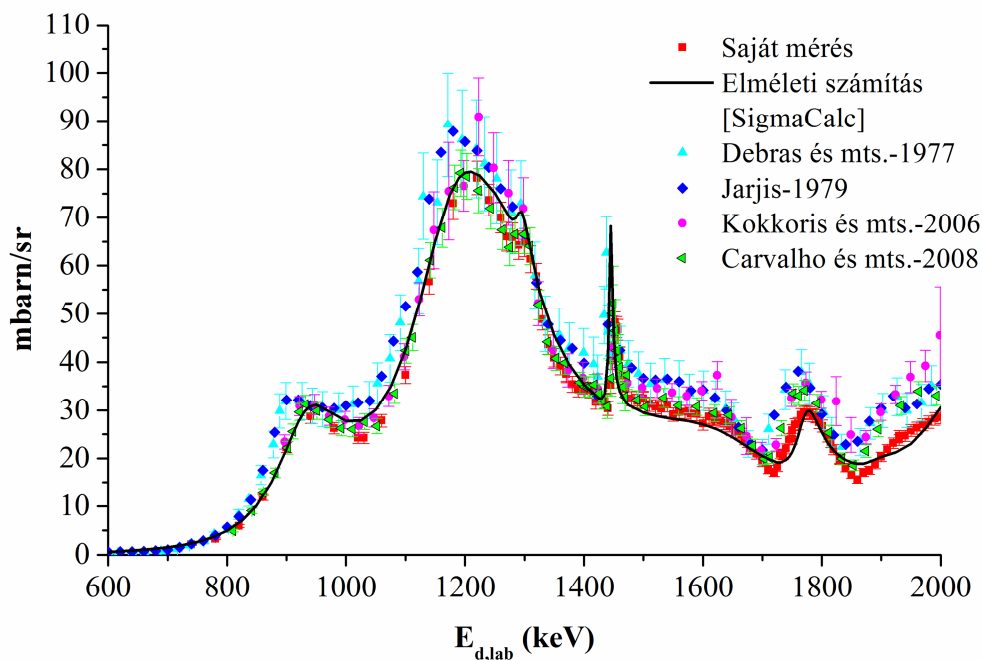
Gamma-vonal (keV)	Kapton fólia vastagság (μm)	Szén névleges tömegarány (g/g)	Szénmérés alapján számolt tömegarány (g/g)
3089	125	0.691	0.71 ± 0.04
3684	125	0.691	0.71 ± 0.04
3089	16	0.691	0.72 ± 0.04
3684	16	0.691	0.71 ± 0.04

A táblázat adataiból leolvasható, hogy a mért és a névleges értékek közötti eltérés 4% belüli, amely alatta marad a hatáskeresztmetszet-adatok átlagos bizonytalanságának. A fentiek alapján a „benchmarking” számítások megerősítették az általam megadott gamma-keltési hatáskeresztmetszetek megbízhatóságát.

4.2.3. Részecskekeltési hatáskeresztmetszetek meghatározása

Azért, hogy a korábban megadott gamma-keltési hatáskeresztmetszet-adatok megbízhatóságát tovább növeljük, a szimultán felvett részecskespektrumok alapján számolt részecskekeltési hatáskeresztmetszet-adatokat összehasonlítottam az irodalmi adatokkal. A részecskekeltési hatáskeresztmetszeteket a 2.1.4. fejezet 2.1.4/1. egyenlete alapján határoztam meg. A részecskehozamokra vonatkozó bizonytalanságot 1-7%-al vettem figyelembe. A részecskekeltési hatáskeresztmetszetek átlagos végső bizonytalansága 5% volt. Az irodalmi adatokkal [Deb-77, Jar-79, Kok-06, Car-08] való összehasonlítás a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_0)^{13}\text{C}$ reakció esetében volt a leghasznosabb, az azonos detektálási szög, a nagy mennyiségű irodalmi adat és a reakció gerjesztési függvényének⁴ pontos elméleti meghatározása miatt [Sig]. A 23. ábra mutatja be a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_0)^{13}\text{C}$ reakcióra vonatkozó részecskekeltési hatáskeresztmetszet értékeket 135° detektálási szögben.

⁴ Az értekezésben a „gerjesztési függvény” kifejezést az elméleti számítások (pl.: R-mátrix, DWBA) alapján, tetszőleges bombázórészecske-energiára, megadható hatáskeresztmetszet adatok energiafüggvényére alkalmazom. A kísérleti adatsorra a „hatáskeresztmetszet-adatsor” kifejezést használom.



23. ábra A $^{12}\text{C}(\mathbf{d},\mathbf{p}_0)^{13}\text{C}$ reakció általam meghatározott részecskekeltési hatáskeresztmetszete összehasonlítva az irodalmi adatsorokkal és a DWBA (Distorted Wave Born Approximation), R-matrix számolás alapján meghatározott elméleti hatáskeresztmetszet-adatsorral, 135° -os detektálási szögben.

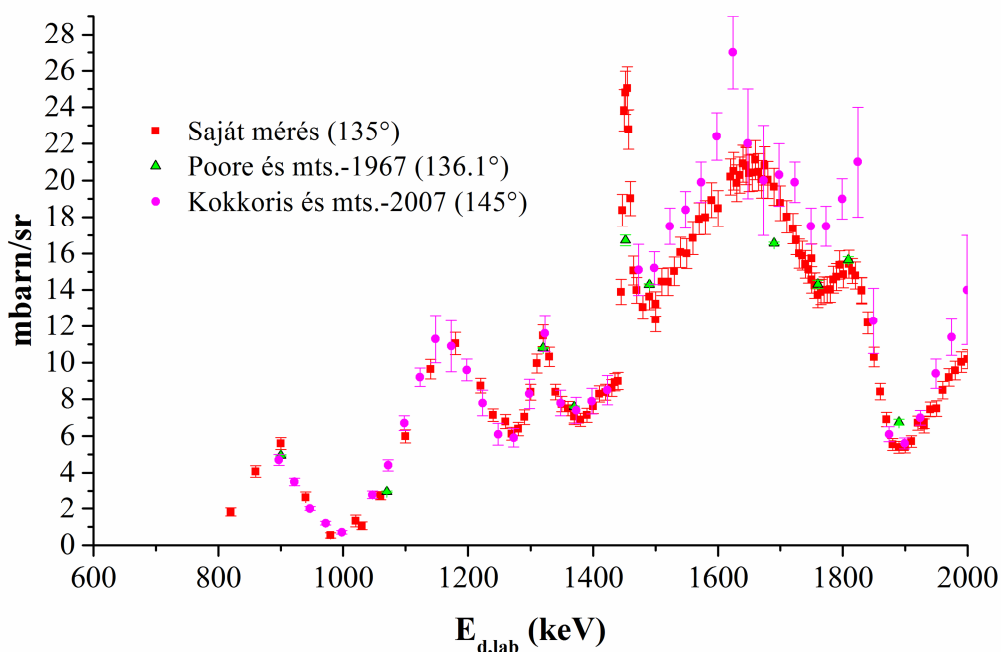
Carvalho és mts. [Car-08], valamint Kokkoris és mts. [Kok-06a] adatsoraival való összehasonlítás adta a legjobb egyezést. Alacsonyabb energiákon az eltérés a mérési adatok bizonytalanságain belül maradt, míg az 1760-2000 keV tartományban 18 és 29%-os átlagos eltérést tapasztaltam.

A gamma- és részecskekeltési hatáskeresztmetszetek összehasonlítása alapján az általam meghatározott értékek irodalmi adatokkal való egyezése jónak tekinthető az említett eltérések mellett. Az általam meghatározott gamma-keltési hatáskeresztmetszet-adatok valamivel „fentebb”, míg a részecskekeltési hatáskeresztmetszet-adatok valamennyivel „lejjebb” vannak a korábbi mérésekhez képest. Szisztematikus eltérés nem figyelhető meg, ami alátámasztja, a számításoknál használt N_p érték megbízhatóságát.

Az általam $^{12}\text{C}(\mathbf{d},\mathbf{p}_0)^{13}\text{C}$ reakcióra meghatározott hatáskeresztmetszet-adatsor hozzájárult a 135° -ban, erre a reakcióra vonatkozó DWBA és R-matrix

számolások pontosításához, különösen az 1.7 MeV feletti tartományban. A kiértékelt eredmények már hozzáférhetők a tudományos közösség számára a SigmaCalc online kalkulátorban [Sig].

A jó statisztikával begyűjtött részecskespektrumok alapján lehetőség volt a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_1)^{13}\text{C}$ magreakció és a $^{\text{nat}}\text{C}(\text{d},\text{d}_0)^{\text{nat}}\text{C}$ reakció rugalmas visszaszórási hatáskeresztmetszet-adatainak meghatározására. A 24. ábra mutatja be a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_1)^{13}\text{C}$ reakció részecskekeltési hatáskeresztmetszeteit az irodalmi adatokkal együtt.

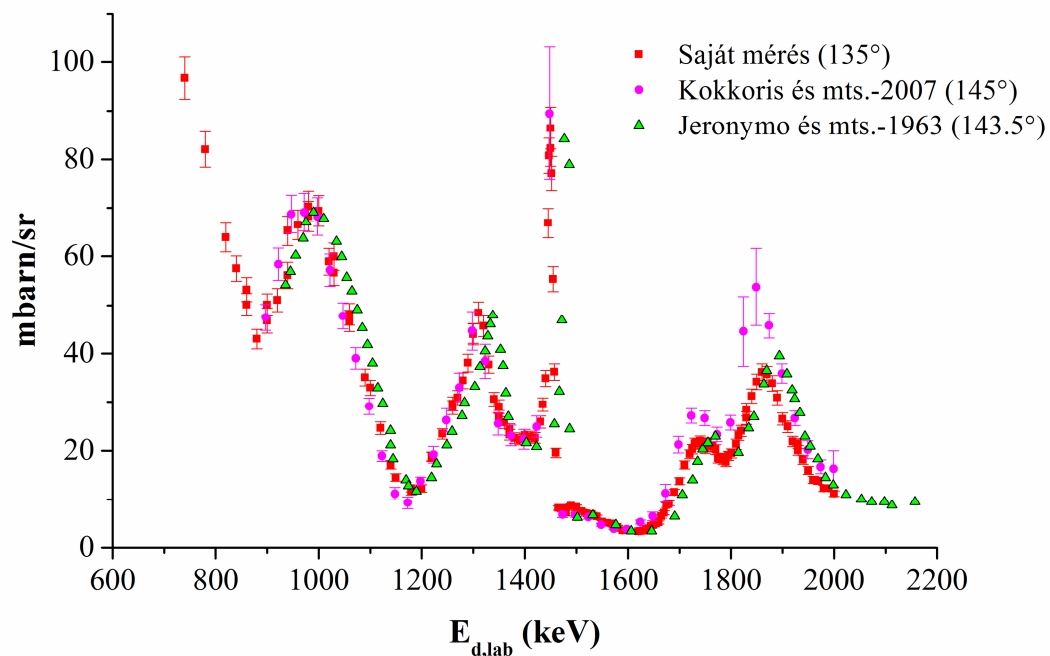


24. ábra $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_1)^{13}\text{C}$ reakcióra vonatkozó részecskekeltési hatáskeresztmetszetek a deuteronenergia függvényében.

Poore és mts. [Poo-67] 136.1° -ban végeztek méréseket, de csak néhány bombázórészecske-energián. Az adatokkal való összehasonlítás alapján az egyezés megfelelő. Kokkori és mts. [Kok-07] 145° -os szögben mértek. Az ő adataikhoz képest eltérés tapasztalható az 1570-1850 keV energiatartományban, amelyet okozhat az eltérő detektálási szög.

A $^{\text{nat}}\text{C}(\text{d},\text{d}_0)^{\text{nat}}\text{C}$ reakcióra vonatkozó visszaszórási hatáskeresztmetszet-adatokat mutatja be a 25. ábra. Az ábra tartalmazza a saját eredményeket (135°), Kokkoris és mts. adatait (145°) [Kok-06b], és Jeronymo és mts. adatait (143.5°)

[Jer-63]. Erre a reakcióra vonatkozóan az irodalomban 135° -os szögre nem találtam hatáskeresztmetszet-adatokat.



25. ábra A ${}^{\text{nat}}\text{C}(\text{d},\text{d}_0){}^{\text{nat}}\text{C}$ reakció visszaszórási hatáskeresztmetszetei.

Az általam meghatározott visszaszórási hatáskeresztmetszet-adatok végső bizonytalansága 5%. Jeronymo és mts. adatai önkényes egységben vannak megadva, ezért az összehasonlíthatóság kedvéért egy 195-ös szorzótényezőt alkalmaztam. Annak ellenére, hogy a detektálási szögek eltértek, a kísérleti adatsorok, alakjukat tekintve jó egyezést mutatnak. A saját, [Jer-63] és [Kok-06b] adatsorokat összehasonlítva megállapítható, hogy ~ 30 keV eltérés tapasztalható az energiaskálában (1450 keV környékén lévő rezonanciára vonatkozóan), amely valószínűleg a Jeronymo és mts. által alkalmazott energiakalibráció pontatlanságra vezethető vissza.

4.2.4. A $^{12}\text{C}+\text{d}$ reakció hatáskeresztmetszet-adatsoraiban, 1450 keV környékén, lévő rezonancia alkalmazása részecskegyorsító energiakalibrációban

A $^{12}\text{C}+\text{d}$ reakció 3089 keV energiájú gamma, \mathbf{p}_0 és \mathbf{p}_1 részecske kimeneti csatornájának hatáskeresztmetszet-adatsoraiban 1450 keV környékén lévő 5~7 keV széles rezonancia lehetőséget biztosít a deuteron keltette magreakciók vizsgálatában az alkalmazott részecskegyorsító energiakalibrációjának ellenőrzésére.

A $^{12}\text{C}+\text{d}$ reakciók esetében a direkt és a közbensőmag mechanizmusok lejátszódása határozza meg a gerjesztési függvény alakját. Emiatt a folytonosan változó struktúrára szuperponálódnak a különböző erősségű és szélességű rezonanciák (lásd 20-25. ábrák). Az adott rezonancia paramétereinek meghatározása – mint a rezonancia energiája (E_R), félértékszélessége (Γ), a rezonancia hatáskeresztmetszete az E_R energián (σ_R) – csak a reakció komplex leírásával lehetséges, az egyéb rezonanciák által kifejtett interferencia miatt. Az ehhez szükséges elméleti számítások (például R-mátrix) időigényesek és mély ismereteket kívánnak meg, ez viszont nehézkessé teszi a mindennapi IBA gyakorlatban történő alkalmazást. Ezeket a komplex számolásokat elvégezve Tryti és mts. [Try-75] a rezonancia energiájára 1449.5 ± 1.5 keV értéket kapott.

A komplex elméleti számolások elkerülésére megoldást kínál a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma)^{13}\text{C}$ reakció 3089 keV gamma-foton kibocsájtásával járó reakciócsatorna izotróp szögeloszlása. Ebben az esetben az 1450 keV környékén lévő rezonancia „látszólagos” paramétereit fel lehet használni a gyorsító energiakalibrációjában. A rezonancia paramétereiket a hatáskeresztmetszet-adatsorok 1410-1500 keV szakaszán 1440-1470 keV között elhelyezkedő rezonanciacsúcs illesztésével határoztam meg. Fontos azonban megjegyezni, hogy az alkalmazott céltárgy vastagsága befolyásolja a gerjesztési függvényben lévő rezonancia alakját és ezzel az illesztett paraméterek értékét. Ezt a hatást egyszerű csúcsillesztés esetén – lásd „split-gaussian” függvény alkalmazása [Csed-13] – nem tudjuk megfelelően figyelembe venni.

A fenti probléma megoldásához az illesztést a lineáris háttér levonása után a 4.2.4/1. egyenletet felhasználásával végeztem, amely a [Fow-48] közleményben található 14. egyenletből vezethető le.

$$p(E) = \frac{\sigma_R \Gamma}{2} \frac{\left(\tan^{-1} \frac{E-E_R}{\Gamma/2} - \tan^{-1} \frac{E-E_R-\xi}{\Gamma/2} \right)}{\xi} \quad (4.2.4/1),$$

ahol $p(E)$ az adott energiára számolt hatáskeresztmetszet-érték, E a bombázórészecske energiája keV-ben, ξ a céltárgyban való energiaveszteség keV-ben.

A szakirodalomban fellelhető adatsorok [Try-75, Try-73, Ele-02, Csed-14b] és a saját mérésből nyert adatok illesztéséből a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma)^{13}\text{C}$ reakció 3089 keV energiájú gamma-vonalának hatáskeresztmetszet-adatsorában 1450 keV környékén lévő rezonanciára $E_R=1445.8\pm 0.2$ keV és $\Gamma=5.3\pm 0.4$ keV értékeket határoztam meg [Csed-14c]. A számításokhoz felhasznált adatsorok meghatározása a rezonancia félértékszélességével összemérhető vastagságú céltárgyakon történt (5-12 keV 1450 keV deuteronenergiára meghatározva).

Annak ellenére, hogy a $^{12}\text{C}+\text{d}$ reakciókban az 1445 keV deuteronenergia környékén lévő rezonancia energiájának és szélességének a hibái a gyorsítók energiakalibrálására használt (p,γ) reakciók hasonló paramétereinek a többszöröse, alkalmazása indokolt és megkönnyíti a deuteronnyalábot használó részecskegyorsítók energiakalibrálását.

4.2.5. Az eredmények összefoglalása

A $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma_1)^{13}\text{C}$ 3089 keV gamma-vonalára az eddigieknél pontosabb gamma-keltési hatáskeresztmetszet-adatsort határoztam meg. E munka másodlagos eredményeként a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma_2)^{13}\text{C}$ ($E_\gamma = 3684$ keV) reakcióra vonatkozó gamma-keltési hatáskeresztmetszetet is meghatároztam. Ezenkívül az irodalmi adatokkal összehasonlítást és értékelést is végeztem. A benchmarking mérések és az általam, a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_0)^{13}\text{C}$ reakcióra meghatározott hatáskeresztmetszet-adatsor irodalmi adatokkal és elméleti gerjesztési függvénnyel való összehasonlítása megerősítette a kísérleti paraméterek pontosságát és a mért gamma-keltési hatáskeresztmetszetek „jóságát”. A szén-méréssorozat járulékaként sikerült új hatáskeresztmetszet-adatsort megadni a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_1)^{13}\text{C}$ és $^{\text{nat}}\text{C}(\text{d},\text{d}_0)^{\text{nat}}\text{C}$ reakciókra 135°-os detektálási szögben.

A gamma- és részecskekeltési hatáskeresztmetszetekben 1450 keV környékén, a deuteron keltette magreakciókban keskenynek tekinthető rezonancia részletes vizsgálatát végeztem el. Az irodalmi adatokat saját méréseimmel kiegészítve, lehetővé vált gyorsító energiakalibrációra alkalmas

rezonanciaparaméterek megadása a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma)^{13}\text{C}$ reakció 3089 keV energiájú gamma-vonalára vonatkozóan. Ezt a reakció izotróp szögeloszlása tette lehetővé. Az általam meghatározott $E_{\text{R}}=1445.8\pm 0.2$ keV és $\Gamma=5.3\pm 0.4$ keV értékek a rezonancia „látszólagos” rezonanciaenergia és félértékszélesség értékei. Ennek ellenére a 4.2.4/1. egyenlet felhasználásával és a félértékszélességgel összemérhető vastagságú szén fólia alkalmazásával a részecskegyorsító energiakalibrációjának ellenőrzése egyszerűen valósítható meg a deuteronindukált magreakciók alkalmazásában.

4.3. A PIGE módszer alkalmazása acél hegesztési varratok felületének vizsgálatában

4.3.1. Bevezetés

A megfelelő hegesztési technológia kiválasztása és optimalizálása kulcsfaktor az építőiparban, amihez a fizikai folyamatok megértése és célzott felhasználása elengedhetetlen. A hegesztési folyamatban a mellékelemek jelenléte, mint a szén, oxigén, kén és szelén, nagyban befolyásolják a hegesztés alakját. A hegesztési paraméterek hatása a hegesztés alakjára és a mélység/szélesség arányra erősen függ az alkalmazott védőgáz összetételétől és a diffúziós keveredéstől. A védőgáz oxigéntartalmának változtatásával szabályozható a kialakuló hegesztés alakja [Sha-04], [Shan-09]. A hegesztési varrat oxigén mélységi eloszlásának vizsgálata segít az alkalmazott védőgáz hatásainak felderítésében, ami magát a hegesztési folyamatot is befolyásolhatja. A hegesztési technológia helyes megválasztása pedig hozzájárul a gyártási folyamatok optimalizálásához.

Acélok vizsgálatában számos felületvizsgálati módszert alkalmaznak, mint a pásztázó elektron mikroszkóp, energia diszperzív röntgen spektrometria, ionnyaláb-analitikai (IBA) technikák, stb., de csak néhány alkalmazható az oxigén mélységi eloszlásának meghatározásában. A részecskedetektáláson alapuló IBA technikákat, mint a visszaszórási spektrometria (BS) és a magreakció-analitikát (NRA) széles körben alkalmazzák sztöchiometria, rétegvastagság és a céltárgyat alkotó elemek mélységi eloszlásának meghatározásában. Az NRA technika, a könnyű elemek nehéz mátrixban történő nagyobb érzékenysége miatt, a BS technika kiegészítőjének tekinthető [Víz-09]. A töltött részecskével történő besugárzáson alapuló oxigénanalízis előnyeit és korlátait Cohen és mts. 1992-ben a [Coh-92] munkában összegezték. Számos munka foglalkozik az oxigén különböző anyagokban történő mélységi eloszlásának meghatározásával [lásd például Car-90], de acélok felületének vizsgálatára csak néhány olyan példa található az irodalomban, amely részecskedetektáláson alapul [Nii-78, Nii-80, Gur-04]. Ezeknél az alkalmazásoknál az analizált mélység tipikusan $\sim 1\text{-}5\mu\text{m}$ -ig terjedt, 665, illetve 1200 keV deuteronenergia használta mellett.

A részecskedetektáláson alapuló IBA módszereknél az analizált elem mélységeloszlása a részecskecsúcsok alakjából határozható meg. A spektrumkiértékeléshez szükséges elméleti alapok vázlatos áttekintése megtalálható a 2.1.4 és 2.2 fejezetekben. A módszer olyan Δx mélységig

alkalmazható, amelyből a visszaszórásból és a magreakciókból kijutó részecskék által a részecskespektrumban létrejövő csúcsok (az átfedések és az energiakiszélesedés ellenére) még szétválaszthatók. Ezt a gyakorlatban a visszaszórásból származó, jóval nagyobb intenzitású csúcs és a magreakciókból származó csúcs átfedési pontja határozza meg. Így pl. az acélfelületben, FeO átlagos összetételt feltételezve, $E_d = 1800$ keV energián gyűjtött részecskespektrumon (ld. a részleteiben később tárgyalandó 28. ábrát) a SRIM számolásokból az adódik, hogy a $^{16}\text{O}(\text{d},\text{p}_0)^{17}\text{O}$ reakcióra ez az érték $\Delta x \sim 8 \mu\text{m}$, a $^{16}\text{O}(\text{d},\text{p}_1)^{17}\text{O}$ reakcióra $\Delta x \sim 6 \mu\text{m}$, míg $^{\text{nat}}\text{O}(\text{d},\text{d}_0)^{\text{nat}}\text{O}$ esetben $\Delta x \sim 4 \mu\text{m}$. Ha figyelembe vesszük a reakciók hatáskeresztmetszeteinek sajátosságait is, nevezetesen a $^{16}\text{O}(\text{d},\text{p}_0)^{17}\text{O}$ reakció alacsony értékeit 1350 keV alatt, akkor a részecskedetektálással $E_d=1800$ keV bombázórészecske-energián vizsgálható mélység $\sim 6 \mu\text{m}$ nagyságrendbe esik (tudni kell, hogy az $E_d=1800$ keV energiájú deuteronok hatótávolsága a vasoxidban $16.7 \mu\text{m}$). Meg kell jegyezni, hogy a bombázórészecske energiájának növelésével a vizsgált mélység növelhető. Az energia növelésével viszont az 1829 keV-nél beinduló $^{16}\text{O}(\text{d},\text{n})^{17}\text{F}$ reakció okoz újabb neutronterhelést a vizsgált minta környezetében. A fentiek alapján elmondható, hogy bár a részecskedetektálás segítségével egyetlen bombázórészecske-energián felvett spektrum alapján a minta részletes mélységeloszlása meghatározható, ez a mélység azonban nem több mint 8-10 μm . Néhány előzetes vizsgálat alapján az acél hegesztési varrat felületén kialakult oxidréteg vastagsága meghaladhatja a 10 μm -t. Ezért olyan módszert kell alkalmazni, amelynek a vizsgált mélységi eloszlás tartománya 10 μm -nél mélyebbre terjed ki.

A DIGE módszer alkalmas a szén, a nitrogén és az oxigén nagy érzékenységű meghatározására. A gamma-sugárzás nagy áthatoló képességének köszönhetően, az a mélység ahonnan az információ nyerhető gyakorlatilag a bombázórészecske anyagba történő behatolásától függ. Hasonlóan a differenciális-PIXE módszerhez, – amelyet Demortier és mts. [Dem-96b] mutattak be először különböző réteges vagy mélységi profillal rendelkező arany mütárgyak analízisében, valamint Mandó és mts. [Man-05] alkalmaztak festmények réteges szerkezetének vizsgálatában, – bevezethető a differenciális-DIGE módszer. Ennek a módszernek a bevezetését az teszi lehetővé, hogy ma már az IBANDL adatbázisban rendelkezésre állnak a megfelelő gamma-keltési hatáskeresztmetszetek, és ha azok alakja komplikáltabb is (pl. rezonanciák miatt), mint a PIXE hatáskeresztmetszeteké, a modern számítástechnikai módszerekkel kezelhetőek. Különböző nyalábenergiákkal a céltárgy ugyanazon

pontjában elvégezve a méréseket (ezzel mélységi rétegekre bontva a mintát), az elemösszetétel különböző mélységekben meghatározható a gamma-hozamok alapján a differenciális gamma-keltési hatáskeresztmetszetek és fékezőképességek figyelembe vételével. A módszer azon alapszik, hogy a mért gamma-hozamokat felhasználva megadható annak a rétegnek az összetétele, amelyből a gamma-fotonokat detektáljuk. A bombázórészecskék nagyobb energiájával a vizsgálható réteg vastagsága is növekszik. Felhasználva az alacsonyabb nyalábenergián már meghatározott réteg összetételét megadható a megnövekedett réteg azon tartományának összetétele, amelynek vizsgálata a nagyobb bombázórészecske-energia révén vált lehetségessé. Ezt oly módon tesszük, hogy a nagyobb energián az alacsonyabb energián már analizált rétegből származó gamma-hozamot kiszámoljuk és ezt az értéket kivonjuk a teljes mélységből származó gamma-hozamból. Ezzel a módszerrel annyi számú réteg elemösszetétele határozható meg, ahány különböző bombázórészecske-energiát alkalmazunk.

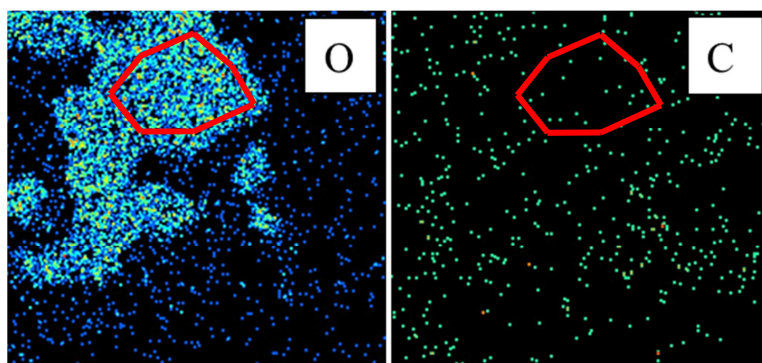
Ennek a munkának a célja a differenciális-DIGE módszer alkalmazhatóságának, az alkalmazás előnyeinek és korlátainak vizsgálata volt, a különböző védőgázzal elkészített hegesztési varratok felületén kialakult oxidréteg vastagságának és profiljának meghatározásában. Ezek az eredmények hozzá segítenek a hegesztési technológia jobb megértéséhez, és a különböző típusú védőgázok hatásának megismeréséhez.

4.3.2. A kísérleti körülmények leírása

A méréseket a nukleáris pásztázó mikroszondán, 1000, 1400 és 1800 keV deuteronenergiákon végeztem. A tipikus nyalábméret $2 \times 2 \mu\text{m}^2$ nagyságú, míg a beállított pásztázási méret $1000 \times 1000 \mu\text{m}^2$ volt. A begyűjtött össztöltést beam-chopper segítségével határoztam meg (lásd részletesebben a 3.3.5. fejezetben), amelyet Faraday-kalitkával kalibráltam az egyes deuteronenergiákon. A tipikus nyalábáram 500 pA, a begyűjtött össztöltés pedig 1 μC volt. A töltés meghatározásának bizonytalanságát $\pm 5\%$ -kal vettem figyelembe. Az IBA vizsgálatokhoz kétféle hegesztési varrat mintát használtam, amelyet két fajta védőgáz alkalmazásával készítettek. Ezek a 2 mm vastagságú minták az AC és IC elnevezést kapták. Az alkalmazott védőgáz összetétele AC minta esetében 82% Ar + 18% CO₂, míg az IC minta esetében 85% Ar + 10% CO₂ + 5% O₂ volt. Az alkalmazott védőgáz összetétele alapján az AC mintánál várható

vastagabb oxidréteg. Mivel az alkalmazott védőgáznak köszönhetően reve nem alakult ki a felszínen, ezért a mintákon mintaelőkészítést nem alkalmaztam.

A minták esetleges felületi egyenetlenségeinek vizsgálatára, amelyek az IBA méréseket befolyásolhatják, előzetesen optikai mikroszkópos méréseket végeztem. Ezután az IBA mérésekhez a megfelelő területek kiválasztását a nukleáris mikroszondával végeztem el. A nukleáris mikroszonda alkalmazása biztosította, hogy a különböző bombázó deuteronenergiákon ugyanazt a felületet vizsgálhassam. A 26. ábrán látható az AC mintáról készült oxigén és szén elemtérkép. A szén viszonylag alacsony intenzitásának és homogén eloszlásának köszönhetően a mérési területeket az oxigén elemtérképek alapján választottam ki.



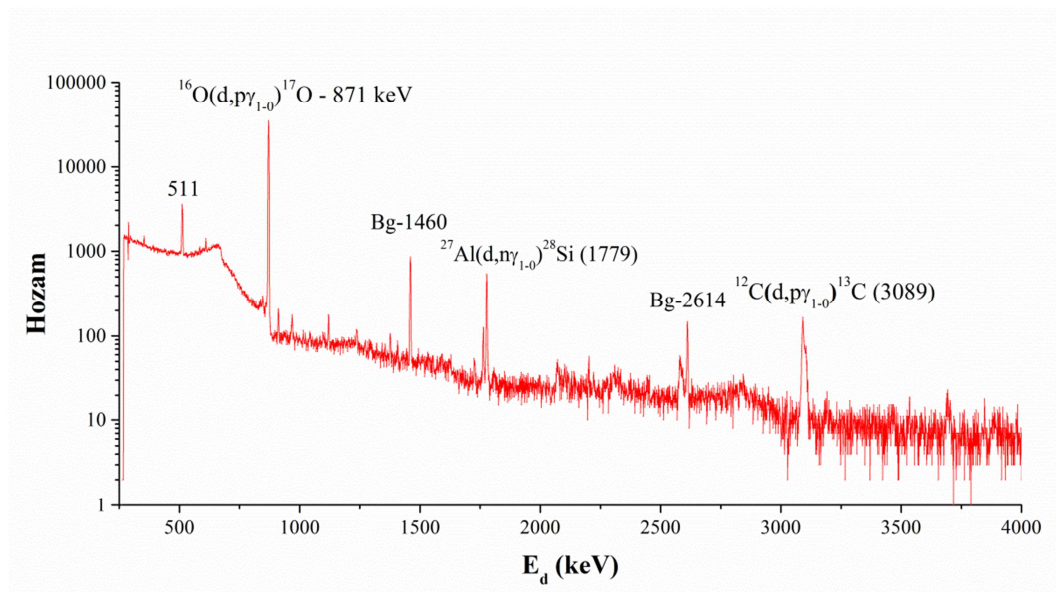
26. ábra. Az AC mintán 1800 keV deuteronenergián készített oxigén és szén elemtérképek. A pásztázási méret $1000 \times 1000 \mu\text{m}^2$. A térképeken piros szegéllyel jelzett területen felvett spektrumokat használtam fel a koncentrációmeghatározáshoz.

A HPGe detektor a nyalábirányhoz képest 45° -os szögben volt elhelyezve, a céltárgy mögött, 10 cm-es céltárgy-detektor távolsággal. A visszaszórásból és a magreakciókból származó részecskék detektálását 135° -os szögben végeztük 2.64 cm detektor-céltárgy távolsággal. A Si detektor előtt 3 mm átmérőjű réz kollimátort használtunk. Az Si részecskedetektor térszögének meghatározását a 3.3.4. fejezet tartalmazza. A HPGe detektor abszolút detektálási hatásfokát radioaktív forrásokkal (^{56}Co , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{152}Eu) határoztam meg. A mért hatásfokgörbe alapján az ε_{abs} bizonytalansága $\pm 4\%$. A kalibrációs folyamat részletesebb leírása megtalálható a 3.3.3. fejezetben. A kísérleti berendezés és a laboratóriumi háttér okozta gamma-háttér csökkentésére ólomárnyékolást alkalmaztam.

Az acélminta vastagságából eredő gamma-intenzitás csökkenést a 871 keV gamma-vonalra 9.5%, míg a 3089 keV gamma-vonalra 5.5%-al vettem figyelembe a DIGE mérések esetében, vas mátrixot feltételezve.

Gamma-detektálás

A 27. ábrán 1800 keV bombázó deuteronenergián felvett tipikus gamma-spektrumot láthatunk. A spektrumban megtalálható a $^{16}\text{O}(\text{d},\text{p}\gamma)^{17}\text{O}$ reakció 871 keV energiájú gamma-vonala, a párkeltés okozta 511 keV gamma-csúcs, a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma)^{13}\text{C}$ reakció 3089 keV energiájú gamma-vonala és a háttérként megjelenő egyéb gamma-vonalak. Ezen kívül a spektrumban jelen van a $^{27}\text{Al}(\text{d},\text{n}\gamma_{1-0})^{28}\text{Si}$ átmenethez tartozó gamma-csúcs, amelyet az alumínium anyagú beam-chopper lapátja és a bombázó nyaláb közötti kölcsönhatás okoz.



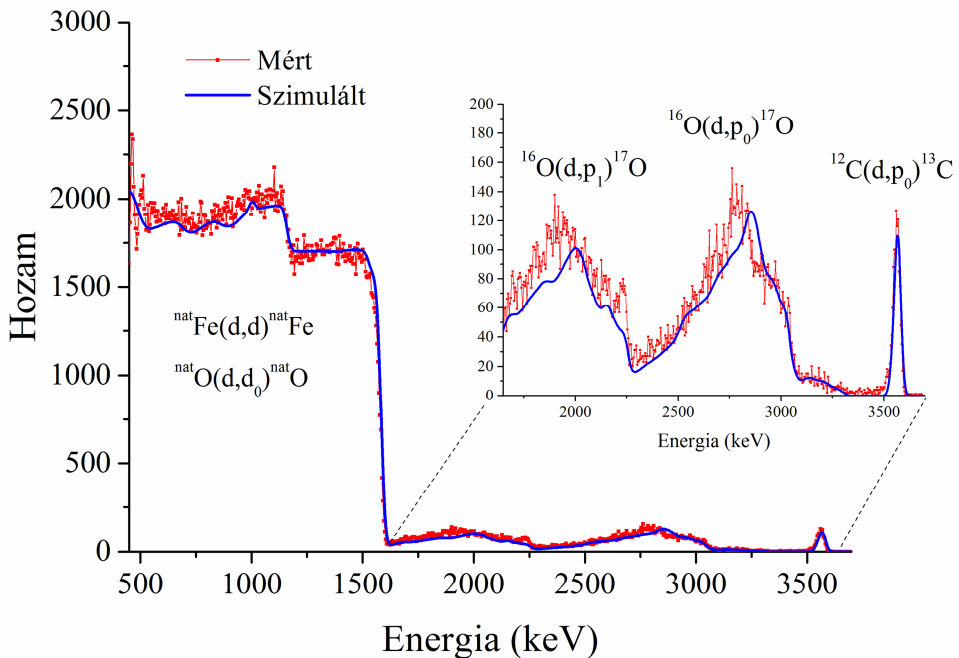
27. ábra. AC mintán 1800 keV deuteronenergián felvett tipikus gamma-spektrum.

Az oxigénnek és a szénnek a koncentrációit a 871 keV és 3089 keV energiájú gamma-csúcsok alapján határoztam meg. A hozam meghatározásának bizonytalansága az oxigén esetében $\pm 1\%$, a szén esetében pedig $\pm 6\%$ volt. Az oxigén- és szénkoncentrációk meghatározásához az IBANDL adatbázisban található kísérleti hatáskeresztmetszet-adatokat használtam [Szik-06, Csed-14b]. Az alkalmazott kísérleti gamma-keltési hatáskeresztmetszetek bizonytalansága nem haladta meg a $\pm 6\%$ -ot. A DIGE számítások ellenőrzéséhez 1800 keV

energián újramérem a mintákat, amely alapján az 1 μC -ra normált hozamok közötti eltérés kisebb volt, mint 4%.

Részecske-detektálás

A 28. ábrán bemutatott részecskespektrumot két részre lehetett osztani. Az első rész magában foglalta a ${}^{\text{nat}}\text{Fe}(\text{d},\text{d}){}^{\text{nat}}\text{Fe}$ és a ${}^{\text{nat}}\text{O}(\text{d},\text{d}_0){}^{\text{nat}}\text{O}$ reakciókból származó visszaszórt részecskéket, a második rész pedig a ${}^{16}\text{O}(\text{d},\text{p}_0){}^{17}\text{O}$, ${}^{16}\text{O}(\text{d},\text{p}_1){}^{17}\text{O}$, ${}^{16}\text{O}(\text{d},\alpha_0){}^{14}\text{N}$ és ${}^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_0){}^{13}\text{C}$ magreakciókból származó részecskéket tartalmazta.



28. ábra. Acélon 1800 keV deuteronenergián felvett részecskespektrum. A spektrumon feltüntettem a mért (piros) és az illesztett (kék) spektrumot is.

A mélységi eloszlás számításához szükséges visszaszórási és részecskekeltési hatáskeresztmetszetek az IBANDL adatbázisban megtalálhatók [Deb-77, Sei-63, Sig]. Az alkalmazott kísérleti részecskekeltési hatáskeresztmetszetek bizonytalansága 12% alatti volt. A DIGE és BS-NRA számítások végső bizonytalanságát a töltésmérés, a HPGe detektor abszolút detektálási határfoka, a részecske-detektor térszöge, az alkalmazott kísérleti hatáskeresztmetszetek és a hozam meghatározásának bizonytalanságai alapján, azokat négyzetesen

összegezve határoztam meg. Ezeket a végső bizonytalanságokat tüntettem fel az ábrákon és táblázatban.

4.3.3. Eredmények és megvitatásuk

Mélységeloszlás meghatározása gamma-detektálással

A korábban említett három deuteronenergián elvégzett mérés alapján, az acélminta mélységi vizsgálatához a varrat felső részét három rétegre osztottam fel a felülettől a részecske behatolási mélységéig. A rétegekre a koncentrációsámításokat a 2.1.3. fejezetben bevezetett 2.1.3/2. egyenlet segítségével végeztem el.

$$C = \frac{Y_{\gamma}(E_0, \theta)}{\varepsilon_{abs}(E_{\gamma}) f_i N_p N_{Av} M^{-1} \int_{E_i}^{E_0} \frac{\sigma(E, \theta)}{S(E)} dE} \quad (2.1.3/2)$$

Az $\int_{E_i}^{E_0} \sigma(E, \theta)/S(E) dE$ integrált numerikusan határoztam meg. A $\sigma(E, \theta)/S(E)$ kifejezés esetében egy átlagértéket használtam a hatáskeresztmetszet-adatsorban lévő egye adatpontok között.

A számítások részletes menete a következőképpen foglalható össze:

- Elsőként meghatároztam az oxigén- és szénkoncentrációkat az 550-1000 keV energiatartományban felhasználva az 2.1.3/2. egyenletet ($E_0=1000$ keV, $E_1=550$ keV). Az 550 keV-ig történő integrálást a hatáskeresztmetszet-adatsor 50 keV-es energia lépcsői mellett, a $^{16}\text{O}(\mathbf{d}, \mathbf{p}\gamma)^{17}\text{O}$ reakció esetében a 600 keV és a reakcióküszöb (254 keV) közötti hatáskeresztmetszet-adatok hiánya indokolta. Annak ellenére, hogy a szénre vonatkozó hatáskeresztmetszet-adatok a 428 keV és a 740 keV energiatartományban hiányoznak, e tartomány hozzájárulása a teljes vastag céltárgyon mért hozamokhoz 2% alatt marad, amelyet vastag céltárgyon mért hozammérések alapján számoltam ki [Ele-00]. A fentiek alapján az 550-740 keV energiatartományban konstans hatáskeresztmetszet értéket használtam. A fékezőképesség számítását iterációs módszerrel végeztem, felhasználva a számított koncentrációértékeket. Ezután a számolt elemösszetétel alapján az első réteg vastagságát (μm -ben) a SRIM szoftver segítségével határoztam meg az 550-1000 keV energiatartományban.
- A következő lépésben az 1400 keV energiájú deuteronnyaláb energiavesztését számoltam ki az első rétegen való áthaladást követően. Az

energiavesztés ~ 347 keV volt. Ezután ismerve az első réteg (1) vastagságát és az elemösszetételét, a 2.1.3/2. egyenlettel határoztam meg az 1053-1400 keV energiájú tartományhoz tartozó hozamot ($E_{0-1}=1400$ keV, $E_{1-1}=1053$ keV, az energiaértékek alsó indexében jelöltem az adott rétegbe belépő és onnan kilépő bombázórészecske energiáját és a réteg sorszámát). Az így számolt hozam és az 1400 keV-es méréshez tartozó kísérleti hozam különbsége alapján határoztam meg a második réteg (2) oxigén és széntartalmát ($E_{0-2}=1053$ keV, $E_{1-2}=550$ keV). Az összetétel ismeretében a SRIM szoftvert felhasználva határoztam meg a második réteg vastagságát az 550-1053 keV energiatarományban.

- Ezeket a számításokat végeztem el az 1800 keV-es mérések esetében is, amiből a harmadik réteg (3) összetételét határoztam meg ($E_{0-1}=1800$ keV, $E_{1-1}=1509$ keV/ $E_{0-2}=1500$ keV, $E_{1-2}=1129$ keV/ $E_{0-3}=1129$ keV, $E_{1-3}=550$ keV).

A számított és a mért hozamok közti kivonást akkor végeztem el, ha a különbség meghaladta a hozamértékek bizonytalanságát. A hozamértékek bizonytalansága magában foglalta a mért hozamok bizonytalanságát ($Y_{\gamma-871 \text{ keV}} \sim 1\%$, $Y_{\gamma-3089 \text{ keV}} \sim 6\%$) és a hatáskeresztmetszet-adatok statisztikus bizonytalanságait ($Y_{\gamma-871 \text{ keV}} < 3\%$, $Y_{\gamma-3089 \text{ keV}} \sim 1\%$ [Csed-14b]). A fékezőképesség számolásából eredő bizonytalanság miatt az egyes rétegek vastagságának meghatározását 5% bizonytalansággal vettem figyelembe. A koncentrációsámítási eljárásra vonatkozó detektálási határokat a 7. táblázatban tüntettem fel.

Az acélon végzett elemterképezés révén sikerült az acél alapanyagának oxigén- és széntartalmát meghatározni. Az acél oxigéntartalmára 0.0062 ± 0.0008 g/g, széntartalmára 0.0032 ± 0.0004 g/g értéket kaptam. A koncentrációsámításnál homogén mélységeloszlást tételeztem fel. A mért széntartalom összhangban van az alkalmazott acél műbizonylatában szereplő értékkel (Acél típusa: S355 J2+N, névleges széntartalom ≤ 0.0025 g/g).

Az oxigénre és a szénre vonatkozóan a számított koncentrációértékek bizonytalansága $\pm 9\%$ és $\pm 11\%$ volt.

A nehéz töltött részecskék (ide tartozik a proton és bármely nehezebb atommag) anyagban való mozgására jellemző, hogy a nyaláb kevésbé szóródik szét és egészen a hatótávolság határáig mindvégig éles határu marad [Kis-12a]. A számításoknál alkalmazott legkisebb deuteronenergián ($E_d=550$ keV) a nyaláb energiaszórása 13 keV, $4.27 \mu\text{m}$ Fe_2O_3 átlagos összetételű rétegen. Ez ~ 120 nm

mélységi bizonytalanságot jelent, amely a rétegvastagság ~3%-a (SRIM-2013 számolás 300 darab bombázórészecske alapján).

A 7. táblázat foglalja össze az oxigén és a szén esetében az egyes mintákra vonatkozó 3 különböző réteg mélységadatait és vastagságát. A két minta esetében a 2. és 3. réteg vastagságában jelentkező eltérés (lásd 7. táblázat) oka a minták különböző fékezőképességének tulajdonítható.

7. táblázat A differenciális-DIGE mérés mélységi profil számításainak eredménye.

AC minta					IC minta						
		Oxigén (g/g)		Szén (g/g)				Oxigén (g/g)		Szén (g/g)	
Mélység (μm)	Érték	Biz.	Érték	Biz.	Mélység (μm)	Érték	Biz.	Érték	Biz.		
(1)* 0-4.27	0.316	0.025	0.009	0.001	0-4.27	0.292	0.023	0.011	0.001		
(2)* 4.27-8.07	0.144	0.012	<0.001	-	4.27-7.17	<0.031	-	<0.001	-		
(3)* 8.07-11.47	<0.022	-	<0.001	-	7.17-10.47	<0.016	-	<0.001	-		

*A számított rétegek elnevezése

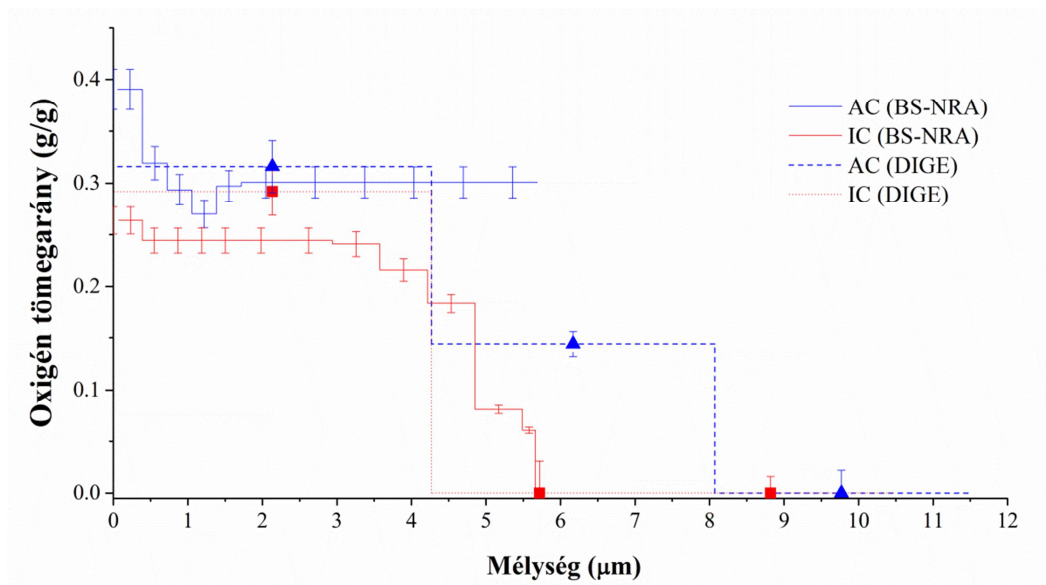
Az (1) réteg (0-4.27 μm) tömegkoncentrációja mindkét minta esetében közel áll a Fe₂O₃ (0.7/0.3 g/g) sztöchiometriához, ami a hegesztési felület hatékony oxidációját támasztja alá. Az AC és IC minta legfelső rétegében mért széntartalmak (~0.01g/g) 1 szigma bizonytalanságon belül megegyeznek. Ez az érték azonban magasabb az alkalmazott acél műbizonylatában szereplő értéknél. Az eltérés oka lehet a felületnek a besugárzás hatására történő esetleges szenesedése vagy kontaminációja [Nii-80]. Az alkalmazott deuteronenergia-lépések nagysága miatt ezt nem tudtam közelebbről meghatározni. A (2) réteg oxigéntartalma eltérést mutat a két minta között. Az AC minta esetében nagyobb oxigénkoncentrációt észleltem összehasonlítva az IC mintával, amelyet az AC minta esetében a vastagabb oxidréteggel lehet magyarázni. A (2) és (3) rétegben a széntartalom hiánya pedig a szénkiégéssel magyarázható [Kob-11, Ols-12].

Az eredmények alátámasztják azt a feltételezést, hogy az alkalmazott védőgáz eltérő oxigéntartalma eltérő oxidréteg vastagsághoz vezet. Az alkalmazott kevés számú bombázórészecske-energia (azaz a vizsgált felületi mélység kisszámú rétegre bontása) nem tette lehetővé az oxidréteg vastagságának megfelelő pontosságú meghatározását a DIGE módszerrel. Mindamelllett az IC minta esetében az oxidréteg vastagsága ~4.3μm-re becsülhető, míg az alkalmazott deuteronenergia-lépések miatt az AC minta esetében az oxidréteg vastagságát 4.27 és 8.07μm közé tehetjük.

Mélységeloszlás meghatározása részecske-detektálással

A szimultán alkalmazott BS és NRA módszer lehetővé tette a felső réteg szerkezetének részletes meghatározását. A részecskekeltési hatáskeresztmetszetek 12%-os relatív bizonytalansága miatt a BS és az NRA módszer egyidejű kiértékelésére volt szükség a pontos mélyégi eloszlás meghatározásához. A 29. ábrán látható a BS-NRA mérések alapján meghatározott oxigénkoncentráció mélyégi eloszlása a DIGE mérések eredményeivel együtt, 1800 keV deuteronenergián mérve. A részecskespektrumok kiértékeléséhez 14 darab réteget különítettem el és az egyes rétegek sztöchiometriáját lépésenként változtattam a BS és az NR részek legjobb illesztésének eléréséig.

A mélység skála bizonytalanságát a Fe_2O_3 és a tiszta vas közötti sűrűség különbség okozta, és mértéke nem haladta meg a 6%-ot.



29 ábra. A DIGE és a BS-NRA mérések alapján meghatározott oxigén mélyégi eloszlás, a behatolási mélység függvényében.

A BS-NRA mérések alapján meghatározott oxigénprofil részben megerősíti a DIGE mérések eredményeit, de az analizálható mélyégi tartományban részletesebb információval szolgál a vasoxid réteg sztöchiometriájára és vastagságára vonatkozóan. Az AC minta esetében a kémiai összetétel közel áll a Fe_2O_3 formulához.

Mindemellett a bombázórészecske, valamint a visszaszórásból és magreakcióból származó részecskéknek a minta anyagában történő abszorpciója miatt, végül a $^{nat}\text{Fe}(\text{d},\text{d})^{nat}\text{Fe}$ és $^{16}\text{O}(\text{d},\text{p}_1)^{17}\text{O}$ reakciók átfedéséből adódóan (lásd 28. ábra 1620 keV) csak a felső $\sim 6 \mu\text{m}$ vastagságú réteg volt vizsgálható részecskedetektálással. Az IC minta esetében ez elegendő volt a teljes oxidréteg profiljának meghatározására. Továbbá, az IC mintánál az elemösszetétel keveredést mutat a vas és a vasoxid frakcióval, amely a kevésbé hatékony oxidációs folyamatokat, illetve a tömbi anyag és az oxidált réteg diffúziós keveredését támaszthatja alá. Az IC minta esetében az oxidréteg vastagsága közelítőleg $5.5 \mu\text{m}$ -re tehető, $1.5 \mu\text{m}$ vastagságú diffúziós réteggel. Az átlagos sztöchiometria közel áll a FeO képlethez. A kombinált BS-NRA módszerrel számított sztöchiometriák eltérést mutatnak a DIGE számításokkal összehasonlítva, de az eltérés két szigmán belüli. Emellett BS-NRA módszerrel, a különböző deuteronenergiákon meghatározott mélységi eloszlások is összhangban voltak egymással.

A széntartalomra vonatkozóan az NRA analízis egy vékony, kevesebb, mint 50 nm vastagságú szénréteget mutatott ki a felületen (lásd 26. ábra), amely alátámasztja a felület esetleges kontaminációját.

4.3.4. Következtetések és összegzés

A doktori értekezés e fejezetében bevezettem a differenciális-DIGE módszert és bemutattam annak alkalmazhatóságát acél hegesztési varratok oxigén mélységi profiljának vizsgálatában. Továbbá megvizsgáltam a módszer alkalmazásának előnyeit és korlátait. A méréseket különböző védőgáz használatával elkészített hegesztéseken végeztem, különböző deuteronenergiákon ($E_d=1000, 1400$ és 1800 keV). A hegesztési varratok oxigén mélységi eloszlása szisztematikus eltérést mutatott, ami megerősíti az alkalmazott védőgáz hatását a kialakult oxidréteg sztöchiometriájára és vastagságára vonatkozóan. Az IC minta esetében a teljes oxidréteg profilja meghatározható volt a részecskedetektálás alapján (BS-NRA módszer), ami az oxidréteg összetételének keveredését mutatta a tiszta Fe és Fe_2O_3 összetételhez képest, illetve a tömbi anyag és az oxidréteg közötti diffúzió is kimutatható volt. Az AC minta esetében az oxidréteg vastagsága meghaladta a részecskedetektálással vizsgálható mélységet. Az oxidréteg összetétele közel állt a Fe_2O_3 formulához, amelyet az 1000 keV deuteronenergián történő DIGE mérések is megerősítettek. Emellett a differenciális-DIGE mérésekből számított elemösszetétel alapján az oxidált réteg vastagsága kevesebb, mint $\sim 8.07 \mu\text{m}$,

amely magában foglalja a diffúziós réteget is. Az IBA technikák egyidejű alkalmazásával a felületen szennyeződésként jelen lévő szénréteg is azonosítható volt.

A mérések során feltártuk az alkalmazott kísérleti beállítás előnyeit és korlátait, nevezetesen, hogy 1800 keV deuteronenergián a részecskedetektálással vizsgálható mélység **~6 μm** vastagságra korlátozódik, de részletes mélységi eloszlást szolgáltat. A gamma-spektrumban lévő csúcsok egyszerűbb elkülönítésének és a gamma-fotonok mintában való lényegesen kisebb abszorpciójának köszönhetően, a vizsgált mélység jelentősen megnövekedett a részecskedetektáláshoz képest. Azonban a hatáskeresztmetszet-adatokban a reakcióküszöbig jelentkező hiány és az alkalmazott kevés számú bombázó deuteronenergia-lépések miatt, az oxigén DIGE technikával meghatározható mélységi eloszlása **~ 11 μm** -re korlátozódott, gyenge felbontással párosulva. Ennek ellenére, a különböző védőgázoknak az oxidréteg vastagságára gyakorolt hatását, sikerült bizonyítani.

A bombázórészecske-energia növelésével és a deuteronenergiák közötti lépések csökkentésével (~ 100 keV), lehetővé válik a könnyű elemek nagyobb feloldású mélységi eloszlásának a meghatározása a differenciális-DIGE módszer alkalmazásával a 10 μm -es méretskálán. Tehát abban a tartományban is, ahol a részecskedetektáláson alapuló IBA technikák (BS, NRA) nem alkalmazhatók a részecskének a minta anyagában történő energiavesztesége miatt. Ezt az alkalmazott deuteronenergia-tartományban rendelkezésre álló és az IBANDL adatbázisból szabadon letölthető hatáskeresztmetszet-adatok teszik lehetővé.

5. Összefoglalás

A doktori értekezésem a könnyű magokon (szén, nitrogén, szilícium) deuteronnyalábbal keltett magreakciók vizsgálatára épül. Ezek az eredmények a reakciókra meghatározott gamma- és részecskekeltési hatáskeresztmetszetek segítségével a magreakció-analitikai (NRA) vizsgálatok sztenderd nélküli alkalmazásához járulnak hozzá. A magreakciók szögfüggésének vizsgálatával az alkalmazható szögtartomány szélesedik ki. Végül a részben általam meghatározott eredményeket használtam fel egy ipari technikai folyamat vizsgálatára.

A dolgozatomban elért eredmények felsorolásszerűen a következők:

1. A doktori értekezésemben bemutatott gamma- és részecskekeltési hatáskeresztmetszetek megfelelő pontosságú meghatározásához saját fejlesztésű kísérleti elrendezést valósítottam meg az MTA Atomki Van de Graaff típusú részecskegyorsítójának jobb 30°-os nyalábcsatornáján. A kísérleti elrendezés ideális Faraday-kalitkaként működve módot adott a begyűjtött össztöltés 3% pontosságú meghatározására. A kísérleti kamrába beépített részecske-detektor lehetővé tette a bombázórészecskék számának RBS módszerrel történő független magadását és a részecskekeltési hatáskeresztmetszetek meghatározását. [Csed-12], [Csed-14a]
2. Analitikai alkalmazások céljára $^{14}\text{N}+d$ reakciókra vonatkozó gamma- és részecskekeltési hatáskeresztmetszetek meghatározása.
 - A $^{14}\text{N}(d,p\gamma)^{15}\text{N}$ reakció 1885, 2297, 7299, 8310 keV energiájú gamma-vonalainak gamma-keltési hatáskeresztmetszeteit határoztam meg a nyalábirányhoz képest $\theta=55^\circ$ -os szögben. Az irodalomban a 8310 és 7299 keV energiájú gamma-vonalakra az 500-1500 keV energiatartományban létező egyetlen korábbi adatsorhoz, valamint két további gamma-sugárzásra adtam meg pontosabb hatáskeresztmetszet adatsorokat a 650-2000 keV energiatartományban. Ez részben az egyidejű részecske-detektálásnak volt köszönhető. A fenti reakció esetében az alkalmazható detektálási szögtartomány kiszélesítéséhez elsőként végeztem szögeloszlás vizsgálatot 1950 keV deuteron energián. Az eredmények alapján a $\theta=30^\circ$ - 135° detektálási

szögtartományban a reakció vizsgált gamma-sugárzásai jó közelítéssel izotrópnak tekinthetők. [Csed-14a, Kis-12b]

- Analitikai alkalmazások céljából a $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}_{4,5,6,7\gamma})^{15}\text{N}$ és $^{14}\text{N}(\text{d},\text{d}_0)^{14}\text{N}$ reakcióra részecskekeltési hatáskeresztmetszeteket adtam meg a nyalábirányhoz képest $\theta=135^\circ$ -os szögben elsőként. Eredményeimnek az irodalmi adatokkal való összevetése igazolta, hogy az általam a 650-2000 keV energiatartományban meghatározott részecskekeltési hatáskeresztmetszetek azoknál pontosabbak és részletesebbek. [Csed-14a]

3. Analitikai alkalmazások céljára $^{28}\text{Si}+\text{d}$ reakciókra vonatkozó gamma-keltési hatáskeresztmetszetek meghatározása.

- A $^{28}\text{Si}(\text{d},\text{py})^{29}\text{Si}$ reakció 1273, 2028, 2426, 4934 keV-es gamma-vonalainak hatáskeresztmetszeit határoztam meg a nyalábirányhoz képest $\theta=55^\circ$ -os szögben elsőként. A fenti reakció esetében az analitikai alkalmazások kiszélesítéséhez, elsőként végeztem szögeloszlás vizsgálatot $E_d=1950$ keV energián. Az eredmények alapján $\theta=30^\circ$ - 135° detektálási szögtartományban az anizotrópia jelentős eltérést adhat a hatáskeresztmetszet értékekben, ezért az általam megadott gamma-keltési hatáskeresztmetszetek felhasználásához az analitikai méréseket $\theta=55^\circ$ -ban javasolt elvégezni. [Csed-14a]

4. Analitikai alkalmazások céljára $^{12}\text{C}+\text{d}$ reakciókra vonatkozó gamma- és részecskekeltési hatáskeresztmetszetek meghatározása.

- A $^{12}\text{C}(\text{d},\text{py})^{13}\text{C}$ reakció 3089, 3684, 3854 keV energiájú gamma-vonalainak hatáskeresztmetszet-adatait határoztam meg a nyalábirányhoz képest $\theta=55^\circ$ -os szögben a 740-2000 keV energiatartományban. Elvégeztem a korábbi irodalmi adatok értékelését, és rámutattam, hogy az egyik, hasonló kísérleti körülmények között mért adatsor – a hibás energiakalibrációtól eltekintve – 5-10 %-on belül megegyezik az általam mért adatokkal, ezzel alátámasztva azok helyességét. A $^{12}\text{C}(\text{d},\text{py})^{13}\text{C}$ reakció 3684 keV energiájú gamma-vonala esetében az alkalmazható detektálási szögtartomány kiszélesítéséhez,

elsőként végeztem szögeloszlás vizsgálatot $E_d=1727$ keV deuteronenergián. Az eredmények alapján $\theta=30^\circ$ - 135° detektálási szögterületben az anizotrópia értéke 6% alatti. [Csed-14b]

- A $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_0)^{13}\text{C}$, $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_{1\gamma})^{13}\text{C}$ és $^{12}\text{C}(\text{d},\text{d}_0)^{12}\text{C}$ reakciókra $\theta=135^\circ$ -os szögben adtam meg részecskekeltési hatáskeresztmetszeteket, a $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_{1\gamma})^{13}\text{C}$ és $^{12}\text{C}(\text{d},\text{d}_0)^{12}\text{C}$ reakciók esetében elsőként. A $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_0)^{13}\text{C}$ reakcióra meghatározott új eredmények alapján lehetővé vált a SigmaCalc szoftver által tetszőleges energiára megadott részecskekeltési adatsor pontosítása az 1700-2000 keV deuteronenergia-tartományban. [Csed-14b]
- A $^{12}\text{C}+\text{d}$ reakciók esetében 1450 keV energián egy, a deuteron keltette magreakciónál keskenynek mondható, rezonancia jelenik meg a hatáskeresztmetszet adatsorokban. A 3089 keV energiájú gamma-vonal esetében az irodalomban fellelhető adatok és saját méréseim alapján gyorsító-kalibrációra alkalmas módszert dolgoztam ki, az 1450 keV körül lévő keskeny rezonancia paraméterek analitikai alkalmazásokhoz szánt értékének meghatározásával. [Csed-13, Csed-14c]

A nitrogénre, szilíciumra és szénre vonatkozó gamma- és részecskekeltési hatáskeresztmetszetek hozzáférhetőek az IBANDL adatbázisban.

5. Bevezettem a differenciális-DIGE módszert, és bemutattam annak alkalmazhatóságát acél hegesztési varratokban egyes elemek mélységi profiljának meghatározásához. Ezekhez felhasználtam az irodalomban található $^{16}\text{O}+\text{d}$ hatáskeresztmetszet értékeket és a részben általam meghatározott $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma)^{13}\text{C}$ és $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_0)^{13}\text{C}$ hatáskeresztmetszeteket. A módszert a BS és az NRA részecske-detektálással kombinálva, hegesztési varratok felületi oxigén és szén mélységi profilját határoztam meg és kimutattam a védőgáz hatását az oxigén mélységi profiljára. [Csed-14d]

6. Summary

My work is based on the investigation of deuteron induced nuclear reaction on light nuclei (such as carbon (^{12}C), nitrogen (^{14}N) and silicon (^{28}Si)). These results concerning the gamma-ray and particle production cross sections contribute to the application of PIGE, NRA and BS techniques without standards. With the investigation of angular distribution of nuclear reactions, my aim was to extend the applicable range of detection angle. In the last chapter of my PhD dissertation, my aim was the better understanding of an industrial technology process using self-determined cross section data.

The new results introduced in my PhD dissertation are summarized in the following main lines:

1. For the accurate determination of gamma-ray and particle production cross sections a self-developed experimental set-up was implemented on the right 30° beam line of the Van de Graaff particle accelerator of MTA Atomki. The target chamber of the experimental set-up serves as an ideal Faraday-cup enabling the determination of the incident charge with 3% uncertainty. The built-in ORTEC surface barrier detector of the target chamber together with a Canberra HPGe detector applied outside the chamber enables the simultaneous detection of particles and gamma-rays thus the combined application of RBS, NRA and PIGE techniques. With the above set-up, applying RBS technique, the number of incident particles can be determined independently from the measured charge. [Csed-12], [Csed-14a]
2. Determination of gamma-ray and particle production cross sections of the $^{14}\text{N}+\text{d}$ reaction for analytical applications:
 - The gamma-ray production cross sections of the $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma)^{15}\text{N}$ reaction were determined for the 1885, 2297, 7299 and 8310 keV gamma-ray lines at an angle of 55° relative to the incident beam direction. More accurate cross section data of two additional gamma-lines were added to the existing (in literature) 8310 and 7299 keV gamma-lines in the 650-2000 keV energy range. In order to extend the applicable range of detection angle, the angular distribution of gamma-rays emitted from the $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}\gamma)^{15}\text{N}$ reaction was determined for the first time at 1950°

keV deuteron energy. Based on the results the angular distribution can be considered as isotropic in the 30°-135° detection angle range. [Csed-14a, Kis-12b]

- The particle production cross sections of the $^{14}\text{N}(\mathbf{d},\mathbf{p}_{4,5,6,7\gamma})^{15}\text{N}$ and $^{14}\text{N}(\mathbf{d},\mathbf{d}_0)^{14}\text{N}$ reactions were determined for the first time at an angle of 135° relative to the incident beam direction. The compilation of our and the existing literature cross section data confirmed that our data were more accurate and more detailed than the ones published by others. [Csed-14a]
3. Determination of gamma production cross sections of the $^{28}\text{Si}+\text{d}$ reaction for analytical applications:
 - The gamma-ray production cross sections of the $^{28}\text{Si}(\mathbf{d},\mathbf{p}\gamma)^{29}\text{Si}$ reaction were determined for the 1273, 2028, 2426 and 4934 keV gamma-ray lines for the first time at an angle of 55° relative to the incident beam direction. The angular distribution of gamma-rays emitted from the reaction was investigated for the first time at 1950 keV deuteron energy. The results revealed that the anisotropy of angular distribution can give a significant difference in cross section values in the $\theta = 30^\circ\text{-}135^\circ$ detection angle range. Thus for the analysis of thick targets the 55° detection angle is recommended. [Csed-14a]
 4. Determination of gamma-ray and particle production cross sections of the $^{12}\text{C}+\text{d}$ reaction for analytical applications:
 - The gamma-ray production cross sections of the $^{12}\text{C}(\mathbf{d},\mathbf{p}\gamma)^{13}\text{C}$ reaction were determined for the 3089, 3684 and 3854 keV gamma-ray lines at an angle of 55° relative to the incident beam direction in the 740-2000 keV energy range. Compilation of the existing literature cross section data was also carried out. The agreement of the obtained cross section data with ones in earlier publications was better than 10%. This fact supporting the reliability of our data. The angular distribution of gamma-rays emitted from the $^{12}\text{C}(\mathbf{d},\mathbf{p}\gamma)^{13}\text{C}$ reaction was investigated for the first time at 1727 keV deuteron energy for the 3684 keV gamma line. The results revealed that the

anisotropy of angular distribution does not exceed 6% in the 30°-135° detection angle range. [Csed-14b]

- The particle production cross sections of the $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_0)^{13}\text{C}$, $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_1\gamma)^{13}\text{C}$ and $^{12}\text{C}(\text{d},\text{d}_0)^{12}\text{C}$ reactions were determined for the first time at an angle of 135° relative to the incident beam direction. In the case of the $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_1\gamma)^{13}\text{C}$ and $^{12}\text{C}(\text{d},\text{d}_0)^{12}\text{C}$ reactions cross section values were determined for the first time at 135° detection angle. Based on our cross section data for the $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_0)^{13}\text{C}$ reaction, the ones calculated by the SigmaCalc software was refined in the 1700-2000 keV energy range. [Csed-14b]
- In the case of the $^{12}\text{C}+\text{d}$ reaction a fairly narrow and quite intense resonance can be observed in the vicinity of 1450 keV deuteron energy. Applying the Root software we determined the parameters of the this resonance taking into account our experimental as well as all available literature cross section data based on gamma detection. We pointed out that the this resonance provides a unique reference point for accelerator energy calibration using deuteron beam and detecting gamma- rays from the 3089 keV line. [Csed-13, Csed-14c]

The gamma-ray and particle production cross section data for the $^{14}\text{N}+\text{d}$, $^{28}\text{Si}+\text{d}$ and $^{12}\text{C}+\text{d}$ reactions are available to the ion beam community through the IBANDL database.

5. The differential-DIGE method was introduced and its applicability was demonstrated for the determination of oxygen and carbon depth profiles in welded joints of steel samples. For this purpose the cross sections of the $^{16}\text{O}+\text{d}$ (from literature sources) and the $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}\gamma)^{13}\text{C}$, $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_0)^{13}\text{C}$ reactions (partly from our own measurements) were used. The oxygen and carbon depth profiles were determined using differential-DIGE method combined with BS and NRA (using particle detection) techniques. The alteration of oxygen depth profile caused by the oxygen content of protective gas was shown. [Csed-14d]

Köszönetnyilvánítás

Mindennek előtt köszönettel tartozom Dr. Kiss Árpád Zoltán témavezetőmnek, hogy lehetőséget biztosított munkám sikeres elvégzéséhez és a dolgozatom megírásához. Köszönöm azt a rengeteg szakmai segítséget, biztatást és iránymutatást, amely nélkül a dolgozatomban foglalt eredmények nem születhettek volna meg.

Hálás vagyok Dr. Uzonyi Imrének, aki nélkülözhetetlen szakmai tanácsaival, önzetlen támogatásával hozzájárult szakmai fejlődésemhez és sikeres munkámhoz.

Köszönetet mondok Dr. Szíki Gusztáv Áronnak, Dr. Szikszai Zitának és Dr. Gyürky Györgynek a dolgozatomban foglalt eredmények megszületéséhez nyújtott nélkülözhetetlen segítségükért.

Köszönettel tartozom Dr. Raics Péternek és Dr. Csík Attilának a kísérleti munkához elengedhetetlen radioaktív források és céltárgyak elkészítéséért.

Köszönetet mondok az MTA Atomki Ionnyaláb-fizikai osztályán dolgozó kollégáimnak a segítségért és baráti légkörért, amely hozzájárult munkám sikeres elvégzéséhez.

Hálás vagyok a Rézecskegyorsító Centrum munkatársainak a kísérleti munka során felvetődött gyakorlati problémák megoldásában nyújtott segítségükért.

Köszönet illeti Kunné Dr. Sohler Dórát és Balogné Dr. Bokor Zsuzsannát a PhD ügyekben nyújtott áldozatos munkáért.

Nem utolsó sorban köszönettel tartozom családomnak, hogy támogatásukkal lehetővé tették doktori tanulmányaim elvégzését.

Az értekezés témakörében megjelent közlemények

Referált folyóiratban megjelent közlemények

1. **L. Csedreki** and R. Huszánk: *Application of PIGE, BS and NRA techniques to oxygen profiling in steel joints using deuteron beam*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B (2014) nyomtatás alatt. (impakt faktor: 1.186)
2. **L. Csedreki**, G. Á. Szíki, Z. Szikszai, I. Kocsis: *Resonance parameters of the reaction $^{12}\text{C}(d,p\gamma)^{13}\text{C}$ in the vicinity of 1450 keV for accelerator energy calibration*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B342 (2015) 184–187. (impakt faktor: 1.186)
3. **L. Csedreki**, I. Uzonyi, G.Á. Szíki, Z. Szikszai, Gy. Gyürky, Á.Z. Kiss: *Measurements and assessment of $^{12}\text{C}(d,p\gamma)^{13}\text{C}$ reaction cross sections in the deuteron energy range 740–2000 keV for analytical applications*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B328 (2014) 59–64. (impakt faktor: 1.186)
4. **L. Csedreki**, I. Uzonyi, Z. Szikszai, Gy. Gyürky, G.Á. Szíki, Á.Z. Kiss: *Measurement of gamma-ray production cross-sections for nuclear reactions $^{14}\text{N}(d,p\gamma)^{15}\text{N}$ and $^{28}\text{Si}(d,p\gamma)^{29}\text{Si}$* , Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B328 (2014) 20–26. (impakt faktor: 1.186)

Egyéb közlemények

5. **L. Csedreki**: *Systematic investigation of the $^{12}\text{C}(d,p\text{ gamma})^{13}\text{C}$ reaction around 1450 keV deuteron energy - A proposed method for accelerator energy calibration*, Acta Physica Debrecina **47** (2013) 21-29.
6. Á. Z. Kiss, **L. Csedreki**, Gy. Gyürky, G. Á. Szíki, Z. Szikszai, I. Uzonyi: *Gamma ray production cross-sections from deuteron induced nuclear reaction measurements*. 2nd Research Coordination Meeting Development of a Reference Database for Particle-Induced Gamma ray Emission (PIGE) Spectroscopy. Vienna, Austria, 8-12 Oct., 2012. Summary Report. Prepared by D. Abiola and P. Dimitriou, IAEA (INDC(NDS)-0625) (2013) 11-14.
7. **L. Csedreki**: *Experimental conditions for cross section measurements for analytical purposes*, Acta Physica Debrecina **46** (2012) 25-35.

Egyéb, a dolgozat témaköréhez szorosan nem kapcsolódó közlemények:

Referált folyóiratban megjelent közlemények

8. Czédli H., **Csedreki L.**, Szíki G. Á., Jolánkai G., Pataki B., Hancz Cs., Antal L., Nagy S. A.: *Investigation of the bioaccumulation of copper in fish*. Fresenius Environmental Bulletin **23** (2014) 7:1547-1552. (impakt faktor: 0.527)
9. Vasilescu A., Constantinescu B., Chiojdeanu C., Stan D., Simon R., Ceccato D., Simon A., Kertész Zs., Szikszai Z., Uzonyi I., **Csedreki L.**, Furu E.: *Elemental characterization of Bronze Age copper objects by micro-beam measurements*. Romanian Reports in Physics **65** (2013) 4:1222-1233. (impakt faktor: 1.137)
10. Kostov R. I., Protochristov Ch., Stoyanov Ch., **Csedreki L.**, Simon A., Szikszai Z., Uzonyi I., Gaydarska B., Chapman J.: *Micro-PIXE geochemical fingerprinting of nephrite Neolithic artifacts from Southwest Bulgaria*. Geoarchaeology **27** (2012) 5:457-469. (impakt faktor: 1.029)
11. Angyal A., Kertész Zs., Szikszai Z., Szoboszlai Z. Furu E., **Csedreki L.**, Daróczi L.: *Study of emission episodes of urban aerosols by ion beam analytical techniques*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **269** (2011) 2399-2403. (impakt faktor: 1.211)
12. Simon A., Matiskainen H., Uzonyi I., **Csedreki L.**, Szikszai Z., Räisänen J., Kiss Á. Z.: *PIXE analysis of Middle European 18th and 19th century glass seals*. X-Ray Spectrometry **40** (2011) 3:224-228. (impakt faktor: 1.445)
13. Szikszai Z. Kertész Zs., Bodnár E., Borbíró I., Kiss B., Angyal A., **Csedreki L.**, Furu E., Szoboszlai Z., Kiss Á. Z., Hunyadi J.: *Nuclear microprobe investigation of the penetration of ultrafine zinc oxide into human skin affected by atopic dermatitis*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **269** (2011) 20:2278-2280. (impakt faktor: 1.211)
14. Uzonyi I., Csontos K., Verebes A., Cserháti Cs., **Csedreki L.**, Kis-Varga M., Kiss Á. Z.: *Characterization of a millefiori glass from Aquincum by SEM-EDX and micro-PIXE methos*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **269** (2011) 2389-2392. (impakt faktor: 1.211)

15. Balta Z. I., Cretu I., Lupu M., **Csedreki L.**, Szikszai Z., Huszánk R., Uzonyi I., Kertész Zs., Furu E.: *Analysis of golden threads from Romanian medieval textiles by IBA techniques (PIXE, RBS)*. Restitutio 7 (2013) 162-170. (impakt faktor: 0.000)

Egyéb közlemények

16. **Csedreki L.**, Kustár R. , Langó P.: *Honfoglalás kori ezüst veretek vizsgálata mikro-PIXE módszerrel. (in Hung.)* Környezet - Ember - Kultúra. Az Alkalmazott Természettudományok és a Régészet Párbeszéde Konferencia, Budapest, 2010. október 6-8. Szerk.: Kreiter A. etc. Bp., Magyar Nemzeti Múzeum és Nemzeti Örökségvédelmi Központ 0 (2012) 271-278.

17. **Csedreki L.**, Csatári I., Szabó Sz.: *Study of heavy metal pollution of the Upper-Tisza floodplain using XRF techniques*. Studia Universitatis Vasile Goldis. Seria Stiintele Vietii 21 (2011) 1:101-107.

18. **Csedreki L.**, Dani J., Kis-Varga M. , Daróczi L., Sándorné Kovács J.: *A hencidai aranykincs interdiszciplináris vizsgálatai (új szempontok, új eredmények)*. (in Hung.) A Debreceni Déri Múzeum Évkönyve 2010 0 (2011) 1:35-52.

19. **Csedreki L.**, Dani J.: *A Hencidai rézkori aranykincsen végzett PIXE vizsgálatok tanulságai*. (in Hung.) Archeometriai Műhely 8 (2011) 285-292.

20. **Csedreki L.**, Szabó Sz., Uzonyi I., Kertész Zs., Szoboszlai Z., Angyal A., Furu E., Kiss Á. Z.: *Felső-tiszai ártér környezeti nevezőfém-szennyeződésinek vizsgálata röntgenfluoreszcens analízissel*. 6. Kárpát-medencei Környezettudományi Konferencia. Nyíregyháza, 2010. április 22-24. Proceedings. Szer.: Szabó B., Tóth Cs. Nyíregyháza, Nyíregyházi Főiskola 0 (2010) 289-294.

Irodalomjegyzék

[Abr-11] D. Abriola and A. Pedro de Jesus, Summary Report 1st Research Coordination Meeting Development of a Reference Database for Particle-Induced Gamma-ray Emission (PIGE) Spectroscopy, IAEA Headquarters, Vienna, Austria, 16-20 May 2011, INDC (NDS)-0589.

[Abr-11b] D. Abriola, N.P. Barradas, I. Bogdanović-Radović, M. Chiari, A.F. Gurbich, C. Jeynes, M. Kokkoris, M. Mayer, A. R. Ramos, L. Shi, I. Vickridge, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 269 (2011) 2972–2978.

[Abr-12] D. Abriola, P. Dimitriou and A. Pedro de Jesus, Summary Report 2nd Research Coordination Meeting Development of a Reference Database for Particle-Induced Gamma-ray Emission (PIGE) Spectroscopy, IAEA Headquarters, Vienna, Austria, 8-12 October 2012, INDC(NDS)-0625.

[Age-02] F. J. Ager, S. Elmrbet, A. Paúl, Á. Cea-Naharro, M. D. Ynsa, M. A. Respaldiza, J. A. Odriozola, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B: 188 (2002) 96-101.

[Age-06] F. J. Ager, M. P. Mata, M. D. Ynsa, M. A. Respaldiza, B. Goffe, F. Nieto, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 249 (2006) 642–645.

[Ajz-71] F. Ajzenberg-Selove, Nuclear Physics A166 (1971) 1.

[Ajz-77] F. Ajzenberg-Selove, Nuclear Physics A281 (1977) 1.

[Ajz-82] F. Ajzenberg-Selove, Nuclear Physics A375 (1982) 1.

[Ajz-86] F. Ajzenberg-Selove, Nuclear Physics A460 (1986) 1.

[Ajz-88] F. Ajzenberg-Selove, Nuclear Physics A490 (1988) 1.

[Ajz-91] F. Ajzenberg-Selove, Nuclear Physics A523 (1991) 1.

[Ams-67] G. Amsel, D. Samuel, Anal. Chem. 39 (1967) 1689-1698.

[Ams-69] G. Amsel, D. David, Rev. Phys. Appl. (Paris) 4, (1969) 383-391.

[Ams-92] G. Amsel, F. Pászti, E. Szilágyi, J. Gyulai, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 63 (1992) 421-433.

[And-80] H. H. Andersen, F. Besenbacher, P. Loftager, and W. Möller. Phys. Rev. A21, 6 (1980) 1891.

- [Ant-77] A. Anttila, J. Keinonen, M. Hautala and I. Forsblom, Nucl. Instr. and Meth. 147 (1977) 501-505.
- [ATO] <http://www.atomki.hu/Accelerators/VDG/vdg5.html>
- [Bal-98]: M. Balla, G. Keömley, Zs. Molnár, Neutron Activation Analysis, Nuclear methods in mineralogy and geology, eds A. Vértes, S. Nagy and K. Süvegh, Plenum Press 1998, New York, Chapter 2 115-145.
- [Ban-12] M. Banerjee, N. B. Srinivasan, H. Zhu, S. Ja Kim, Ke Xu, M. Winter, H-W. Becker, D. Rogalla, T. de los Arcos, D. Bekermann, D. Barreca, R. A. Fischer, and A. Devi, Crystal Growth Design, 12 (2012) 5079–5089.
- [Bar-00] L. Barta, I. Uzonyi, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 161–163 (2000) 339–343
- [Bea-69] H. Beaumevieille, M. Lambert, M. Yaker and A. Amokrane, Nucl. Phys. A125 (1969) 568-584. (data retrieved from the IBANDL database, <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>).
- [Beb-98] H. van Bebbler, L. Borucki, K. Farzin, Á.Z. Kiss, W.H. Schulte, Nucl. Instr. and Meth. in Phys Res. B 136-138 (1998) 72-76. (data retrieved from the IBANDL database, <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>).
- [Bek-11] D. Bekermann, A. Ludwig, T. Toader, C. Maccato, D. Barreca, A. Gasparotto, C. Bock, A. D. Wieck, U. Kunze, E. Tandello, R. A. Fischer, and A. Devi, Chemical Vapor Deposition, 17, (2011) 155-161.
- [Bel-12] T. Belgya, Physics Procedia 31 (2012) 99-109.
- [Bir-89] J. R. Bird, J. S. Williams eds., Ion Beams for Materials Analysis, Academic Press, Sydney, Australia 1989.
- [Bir-92] C. Birattari, M. Castiglioni, M. Silari., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A320 (1992) 413-431.
- [Bod-80] B. Boderie, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 175 (1980) 465.
- [Bon-60] R. O. Bondelid, J. W. Butler, C. A. Kennedy, Phys. Rev. Vol. **120**, Number 3, November 1, (1960) 889-890.
- [Boz-90] M. Bozoian, M. Hubbard, and M. Natasi, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B51, (1990) 311-319.
- [Boz-91] M. Bozoian, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B58 (1991) 127.

- [Bro-56] K. L. Brown, G. W. Tautfest, *Review of Scientific Instruments* **27** (9) (September 1956): 696–702
- [Car-90] H. D. Carstanjen, W. Decker, J. Diehl, Th. Enders, R. M. Emrick, A. Föhl, E. Friedland, D. Plackhe and H. Stoll, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* **51** (1990) 152-162;
- [Car-08] J. A. R. Pacheco de Carvalho, A. D. Reis, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* **266** (2008) 2263–2267 (data retrieved from the IBANDL database, <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>).
- [Chr-07] C. Iliadis, *Nuclear Physics of Stars*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim (2007), Appendix C 589-598.
- [Coh-92] D. D. Cohen and E. K. Rose, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* **66** (1992) 158-190.
- [Csed-12] L. Csedreki, *Acta Physica Debrecina* **46** (2012) 25-35.
- [Csed-13] L. Csedreki, *Acta Physica Debrecina* **47** (2013) 21-29.
- [Csed-14a] L. Csedreki, I. Uzonyi, Z. Szikszai, Gy. Gyürky, G.Á. Szíki, Á.Z. Kiss, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* **328** (2014) 20–26. (data retrieved from the IBANDL database, <<http://www-nds.iaea.org/ibandl/>>);
- [Csed-14b] L. Csedreki, I. Uzonyi, G.Á. Szíki, Z. Szikszai, Gy. Gyürky, Á.Z. Kiss, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* **328** (2014) 59–64 (data retrieved from the IBANDL database, <<http://www-nds.iaea.org/ibandl/>>);
- [Csed-14c] L. Csedreki, G. Á. Szíki, Z. Szikszai, I. Kocsis, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* **342** (2015) 184–187.
- [Csed-14d] L. Csedreki and R. Huszánk, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* (2014) submitted.
- [Deb-77] G. Debras, G. Deconninck, *J. Radioanal. Chem.* **38** (1977) 193–204 (data retrieved from the IBANDL database, <<http://www-nds.iaea.org/ibandl/>>);
- [Dec-78] G. Deconninck, *Introduction to radioanalytical physics*, Akadémia Kiadó, Budapest 1978., Chapter 4.5, 139-148.
- [Dem-96a] G. Demortier, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* **113** (1996) 347-353.
- [Dem-96b] G. Demortier, J. L. Ruvalcaba-Sil, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B*, **118** (1996) 352-358;

[Dev-57] S. Devons, L. J. B. Goldfarb, Angular Correlations, Nuclear Reactions III., Series: Encyclopedia of Physics, Springer Berlin Heidelberg (Berlin, Heidelberg) 1957, vol. 8 / 42, pp. 362-554.

[Dim-14] Summary Report Third Research Coordination Meeting on Development of a Reference Data Base for Particle-Induced Gamma-ray Emission (PIGE) Spectroscopy, 7 – 11 April 2014, Prepared by P. Dimitriou and A. Pedro de Jesus, Vienna, Austria, IAEA Report INDC(NDS)-0664, May 2014.

[Ecu-79] J. L'Ecuyer, J.A. Davies, and N. Matsunami. Nucl. Instr. Meth. 160 (1979) 337. 78

[Ele-00] Z. Elekes, Á. Z. Kiss, I. Biron, T. Calligaro, J. Salomon, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 168 (2000) 305-320

[Ele-02] Z. Elekes, Gy. Szöör, Á. Z. Kiss, P. Rózsa, A. Simon, I. Uzonyi, J. Simulák, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 190 (2002) 291–295.

[Ele-03] Z. Elekes, T. Belgya, G. L. Molnár, Á. Z. Kiss, M. Csatlós, J. Gulyás, A. Krasznahorkay, Z. Máté, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 503 (2003) 580-588.

[End-91] P. M. Endt, Nuclear Physics A521 (1991) 1.

[Ene-06] A. Ene, I. V. Popescu, T. Badica, Journal of Optoelectronics and Advanced Materials 8 (2006) 222-224.

[Ery-14] Erya Code: http://www.itn.pt/sec/fis/rn/uk_rn_erya.htm

[Fab-07] M. Fabian, E. Svab, G. Meszaros, Z. Revay, T. Proffen and E. Veress, J. Non-Crystalline Solids 353 (2007) 2084-2089.

[Fel-86] L. C. Feldman, J. W. Mayer, Fundamentals of surface and thin film analysis North Holland 1986., Chapter 12, 283-310.

[Fow-48] W. A. Fowler, C. C. Lauritsen, T. Lauritsen, Review of Modern Physics **20** (1948) 236-277.

[Fyt] <http://www.unipress.waw.pl/fityk/>

[Gei-13] H. Geiger, E. Marsden, Phil. Mag. 25 (1913) 606.

[Gom-69] V. Gomes Porto, N. Ueta, R. A. Douglas and O. Sala, D. Wilmore, B. A. Robson, P. E. Hodgson, Nuclear Physics A136 (1969) 385-413.

[Gur-04] A. F. Gurbich, S. L. Molodtsov, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B226 (2004) 637-643.

[Gur-08] A. F. Gurbich, I. Bogdanović-Radović, M. Chiari, C. Jeynes, M. Kokkoris, A. R. Ramos, M. Mayer, E. Rauhala, O. Schwerer, Shi Liqun, I. Vickridge, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 266 (2008) 1198–1202.

[Győr-14] T. Győrfy, P. Raics, Fizikai Szemle, 2014 LXIV. évf. 1. szám 22-26.

[Hau-80] M. Hautala and M. Luomajärvi. Rad. Effects 45 (1980) 159. 78

[Husz-09] R. Huszánk, A. Simon, E. Szilágyi, K. Keresztessy, I. Kovács, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 267 (2009) 2132-2135.

[IAE-07] Update of X-ray and Gamma-ray decay data standards for detector calibration and other applications, Volume 1., International Atomic Energy Agency, Vienna 2007

[Ian-00] E. Ioannidou, D. Bourgarit, T. Calligaro, J. C. Dran, M. Dubus, J. Salomon, P. Walter, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B161-163 (2000) 730-736.

[Jar-79] R. A. Jarjis, Int. Rep., U. of Manchester (1979) (data retrieved from the IBANDL database, <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>).

[Jer-63] J. M. F. Jeronymo, G. S. Mani, F. Picard and A. Sadeghi, Nucl. Phys. 43 (1963) 417-423 (data retrieved from the IBANDL database, <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>).

[Jes-00] A. P. Jesus, B. Braizinha, J. P. Ribeiro, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 161-163 (2000) 186-190.

[Kar-04] A. G. Karydas, S. Harissopoulos, S. Kossionides, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 226 (2004) 622-630.

[Kasz-08] Z. Kasztovszky, K. T. Biro, A. Marko and V. Dobosi, Cold neutron prompt gamma activation analysis - A non-destructive method for characterization of high silica content chipped stone tools and raw materials. Archaeometry 2008;50:12-29.

[Ker-05] Zs. Kertész, Z. Szikszai, I. Uzonyi, A. Simon, Á. Z. Kiss, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B231 (2005)106-111.

[Kis-78] Á.Z. Kiss, E. Koltay, Gy. Móri, A. Paál, M. Rubecz, E. Somorjai, Atomki Közlemények 20 (1978) 89-111.

[Kis-85] Á. Z. Kiss E. Koltay, B. Nyakó, E. Somorjai, A. Antilla, J. Räsänen, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry Articles 89, (1985) 123;

[Kis-94] Á. Z. Kiss, I. Biron, T. Calligaro, J. Salomon, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 85 (1994) 118-122;

[Kis-12a] Á. Kiss, P. Tasnádi, Környezetfizika, Eötvös Loránd Tudományegyetem, Természettudományi Kar, Typotex kiadó 2012

[Kis-12] Á. Z. Kiss, L. Csedreki, Gy. Gyürky, G. Á. Szíki, Z. Szikszai, I. Uzonyi, Gamma ray production cross-sections from deuteron induced nuclear reaction measurements. 2nd Research Coordination Meeting Development of a Reference Database for Particle-Induced Gamma ray Emission (PIGE) Spectroscopy. Vienna, Austria, 8-12 Oct., 2012. Summary Report. Prepared by D. Abiola and P. Dimitriou, IAEA (INDC(NDS)-0625) (2014) 11-14.

[Kob-11] Kobe Steel LTD.: Arc Welding of specific steels and cast irons, 4. kiadás, 2011, Tokyo

[Koe-77] W. Koenig, A. Riccato, R. Stock, P. Cuzzocrea, E. Perillo, M. Sandoli, G. Spadaccini, Nuovo Cimento A39 (1977) 9.

[Kok-06a] M. Kokkoris, P. Misaelides, S. Kossionides, Ch. Zarkadas, A. Lagoyannis, R. Vlastou, C.T. Papadopoulos, A. Kontos, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B249 (2006) 77–80 (data retrieved from the IBANDL database, <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>).

[Kok-06b] M. Kokkoris, P. Misailides, S. Kossionides, A. Lagoyannis, Ch. Zarkadas, R. Vlastou, C.T. Papadopoulos, A. Kontos, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B249 (2006) 81-84 (data retrieved from the IBANDL database, <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>).

[Kok-07] M. Kokkoris, P. Misaelides, A. Kontos, A. Lagoyannis, S. Harissopoulos, R. Vlastou, C.T. Papadopoulos, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 254 (2007) 10–16 (data retrieved from the IBANDL database, <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>).

[Kol-74] E. Koltay, Az ATOMKI új gyorsító laboratóriuma, Fizikai Szemle, 1974. XXIV. évf. 5. szám

[Kol-11] E. Koltay, F. Pászti, Á. Z. Kiss, Chemical application of ion beam accelerators, Chapter 33., A. Vértes, S. Nagy, Z. Klencsár, R. G. Lovas, F. Rösch eds. Handbook of Nuclear Chemistry, Springer Science+Business Media B. V. 2011.

[Lan-1993] D. W. Lan, A.J. Avery, G. Partridge, M. Healy., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B73, (1993) 583-586.

[Lea-09] J. A. Leavitt, L. C. McIntyre, Jr. And M.R. Weller, Backscattering Spectrometry, Chapter 4., Y. Wang and M. Nastasi eds. Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis, 2009, 43-80.

[Man-05] P.A. Mandò, M.E. Fedi, N. Grassi, A. Migliori, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B239 (2005) 71-76.

[Mar-55] J. B. Marion et al., Phys. Rev. Vol. 100, Number 1, October 1, 1955.

[Mar-66] J. B. Marion, Reviews of Modern Physics, Vol. 38, Number 4, October (1966) 660-668.

[Mar-68] J. B. Marion, F.C. Young, Nuclear Reaction Analysis. Graphs and Tables. North Holland Publishing Co. Amsterdam, 1968.

[Mar-09] H. R. Marschall, R. Altherr, K. Gmeling and Z. Kasztovszky, Mineralogy and Petrology 95 (2009) 291-302.

[Mat-11] M. Meyer, SIMNRA User's Guide, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Germany, 2011

[Mat-02] R. Matheus, A. P. Jesus, J. P. Ribeiro, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 190 (2002) 117-121.

[Mat-05] R. Matheus, A. P. Jesus, J. P. Ribeiro, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 229 (2005) 302–308.

[May-97] M. Mayer, SIMNRA user's guide, Tech. Rep. IPP 9/113, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, 1997;

[Mil-12] A. P. Milanov, Ke Xu, S. Cwik, H. Parala, T. de los Arcos, H-W. Becker, D. Rogalla, R. Cross, S. Pauld and A. Devi, Dalton Trans. 2012.

[Mol-04] G. L. Molnár eds. Handbook of Prompt Gamma Activation Analysis with Neutron Beams, Budapest: Kluwer Academic Publisher Dordrecht, Boston, London; 2004.

[Muh-85] K. N. Muhin, Kísérleti magfizika, Tankönyvkiadó, Budapest, 1985

[Mye-38] R. D. Myers, Physical Review, 54, (1938) 361.

[Ner-72] A. V. Nero, R. E. Pixley and E. G. Adelberger, Physical Review C 6 (1972) 679.

[Nii-78] A. Niiler and R. Birkmire, Nucl. Instr. and Meth. 149 (1978) 301-305.

[Nii-80] A. Niiler and R. Birkmire, Nucl. Instr. and Meth. 168 (1980) 105-109.

[Ols-12] D. L. Olson, R. D. Dixon, A. L. Liby: *Welding: Theory and Praxis*, Elsevier 2012.

[Oxf] Oxford Microbeams Ltd. <http://www.microbeams.co.uk/>

[Pap-97] F. Papillon, P. Walter, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* B132 (1997) 468 – 480.

[Pász-96] F. Pászti, A. Manuaba, E. Szilágyi, É. Vázsonyi, Z. Vértesy, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* B117 (1996) 253-259.

[Pell-04] S. Pellegrino, L. Beck, Ph. Trouslard, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* B219–220 (2004) 140–144.

[Per-04] G. Perdikakis, A. Spyrou, M. Kokkoris, Ch. Zarkadas, A. G. Karydas, S. Harissopoulos, S. Kossionides, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* 226 (2004) 622-630.

[Pie-64] T. B. Pierce, P. F. Peck, W. M. Henry, *Nature* 204 (1964) 571-572.

[Poo-67] R. V. Poore, P. E. Shearin, D. R. Tilley and R. M. Williamson, *Nuclear Physics* A92 (1967) 97-122. (data retrieved from the IBANDL database, <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>).

[Räi-90] J. Räisänen, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* A299 (1990) 387-393.

[Räi-01] J. Räisänen, Charged particle-induced γ -ray emission, Chapter 8, Z. B. Alfassi eds. *Non-destructive elemental analysis*, Blackwell Science Ltd. 2001. 276-307.

[Räi-09] J. Räisänen: Particle-Induced Gamma Emission: PIGE, Chapter 7, Y. Wang and M. Nastasi eds. *Handbook of modern ion beam materials analysis* 2009. 147-174;

[Raj-96] I. Rajta, I. Borbély-Kiss, Gy. Mórik, L. Bartha, E. Koltay, Á.Z. Kiss, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* B109/110 (1996) 148-153.

[Rol-95] C. Rolfs, I. J. R. Baumvol, *Z. Phys.* A353, (1995) 127.

[Rut-11] E. Rutherford, *Phil. Mag.* 21 (1911) 669.

[Sco-83] D. M. Scott and B. M. Paine, *Nucl. Instr. and Meth.* **218**, (1983) 154-158.

[Sei-63] R. F. Seiler, C. H. Jones, W. J. Anzick, D. F. Herring, K. W. Jones, *Jour. Nuclear Physics*, 45 (1963) 647-656 (data retrieved from the IBANDL database, <<http://www-nds.iaea.org/ibandl/>>);

- [Sei-64] R. F. Seiler, D. F. Herring, K. W. Jones, Phys. Rev. 136 (1964) 994. (data retrieved from the IBANDL database, <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>).
- [Sep-98] A. Seppälä, J. Räisänen, E. Rauhala, Z. Szőkefalvi-Nagy, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B143 (1998) 233-243.
- [Sha-04] S. Lu, H. Fujii, K. Nogi, Scripta Materialia 51 (2004) 271–277.
- [Sha-09] S. Lu, H. Fujii, K. Nogi, Journal of materials processing technology 209 (2009) 1231–1239.
- [Sig] SigmaCalc 2.0 online calculator (data retrieved from the IBANDL database, <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>).
- [Sim-20] A. Simon, Mikro - és makronyalábbal végzett Rutherford-visszaszórásos spektrometria anyagtudományi kutatásokban, PhD értekezés, Debreceni Egyetem, 2000.
- [Sim-10] A. Simon , R. Huszánk , M. Novák , Z. Pintye Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B268 (2010) 2197-2201.
- [Sti-60] R. F. Stippel and E. D. Glover, Nucl. Instr. And Meth. 9 (1960) 37-48.
- [Szík-02] G. Á. Szíki, Z. Elekes, I. Uzonyi, A. Z. Kiss, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B190 (2002) 714–717.
- [Szík-04a] G. Á. Szíki, I. Uzonyi, E. Dobos, I. Rajta, K. T. Biró, S. Nagy, Á. Z. Kiss, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B219–220 (2004) 508–513.
- [Szík-04b] G. Á. Szíki, Magreakció-analitikai fejlesztések és interdiszciplináris ionnyaláb-analitikai vizsgálatok, PhD értekezés, Debreceni Egyetem, 2004.
- [Szík-06] G. Á. Szíki, A. Simon, Z. Szikszai, Zs. Kertész, E. Dobos, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B251 (2006) 343-351 (data retrieved from the IBANDL database, <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>);
- [Szil-91] E. Szilágyi, F. Pászti, Z. Vértesy, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B58 (1991) 98-102.
- [Tec-79] The 5 MV Van de Graaff generator of Atomki technical report, MTA Atommag Kutató Intézete, Debrecen, 1979.
- [Thi-11] T. B. Thiede, M. Krasnopolski, A. P. Milanov, T. de los Arcos, A. Ney, H. W. Becker, D. Rogalla, J. Winter, A. Devi, and R. A. Fischer, Chemistry of Materials, 23 (2011) 1430–1440.

[Try-73] S. Tryti, T. Holtebekk and J. Rekestad, Nucl. Phys. A201 (1973) 135-144.

[Try-75] S. Tryti, T. Holtebekk and F. Ugletveit, Nucl. Phys. A251 (1975) 206-224.

[Val-76] A. Valek, T. Vértse, B. Schlenk and I. Hunyadi, Nucl. Phys. A270 (1976) 200-210. (data retrieved from the IBANDL database, <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>).

[Vic-94] I. Vickridge, J. Tallon, M. Presland, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B85 (1994) 95-99.

[Viz-09] G. Vizkelethy, Nuclear Reaction Analysis: Particle-Particle reactions, Chapter 6., Y. Wang and M. Nastasi eds. Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis, 2009, 125-146.

[Wel-09] R. A. Weller, Instrumentation and Laboratory Practice, Chapter 16., Y. Wang and M. Nastasi eds. Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis, 2009, 385-424.

[Zie-10] J. F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B268 (2010) 1818-1823;

