

A végállapotú kölcsönhatás kísérleti vizsgálata ion-atom és ion-szilárdtest ütközésekben

Értekezés a doktori (PhD) fokozat megszerzése érdekében
a fizika tudományában

Írta: **Báder Attila** okleveles fizikus

Készült a Kossuth Lajos Tudományegyetem Fizika programja
(Atom- és Molekulafizika alprogramja) keretében

Témavezetők: Dr. Pálincás József
egyetemi tanár,
az MTA levelező tagja

Dr. Sarkadi László
tudományos tanácsadó,
a fizika tudomány doktora

Elfogadásra javaslom:

.....

.....

dátum:.....

dátum:.....

A jelölt a doktori szigorlatot-n eredményesen letette:

a bizottság elnöke: Dr.

Az értekezést bírálóként elfogadásra javaslom:

Dr.

Dr.

A jelölt az értekezést-n sikeresen megvédte:

A védési bizottság elnöke: Dr.

Debrecen - 1996.

A végállapotí kölcsönhatás kísérleti vizsgálata ion-atom és ion-szilárdtest ütközésekben

Báder Attila

Egyetemi doktori (PhD) értekezés

Témavezetők:

Dr. Pálínkás József
egyetemi tanár,
az MTA levelező tagja

Dr. Sarkadi László
tudományos tanácsadó,
a fizika tudomány doktora

Készült:

az MTA Atommagkutató Intézetében
Debrecen, 1996.

Tartalomjegyzék

1.	Bevezetés	3
2.	A témakör irodalmának áttekintése	7
2.1.	Elektronbefogás töltött lövedékek folytonos állapotaiba.....	7
2.2.	Elektronbefogás semleges atomi lövedékek folytonos állapotaiba.....	14
2.3.	Szilárdtesten áthaladó atomi lövedékekkel együtt haladó (konvoj) elektronok keltésének modelljei	17
3.	A kísérleti berendezés ismertetése	21
4.	Nagy számlálási sebességű iondetektor fejlesztése	26
4.1.	Az iondetektor felépítése és működési elve	26
4.2.	Az iondetektor hatásfokának mérése	29
5.	30 kV feszültségű gyorsító nyalábkivonó-rendszerének tervezése	34
5.1.	A tervezési módszer.....	35
5.2.	A kivonórendszer tervezése.....	37
5.3.	A kivonórendszer tesztelése.....	39
6.	Proton lövedékek folytonos állapotaiba történő elektronbefogás hatáskeresztmetszetének mérése az ütközési paraméter függvényében	40
6.1.	A kísérleti elrendezés ismertetése és a spektrométer hatásfok-függvényének meghatározása.....	41
6.2.	A mérési eredmények ismertetése és összehasonlítása az elméleti számítások eredményeivel.....	44
7.	Alacsonyenergiájú rezonanciaállapotok megfigyelése a He 2^1S és 2^3S gerjesztett állapotai közelében	49
7.1.	2^3S He nyaláb előállítása.....	49
7.2.	A különböző állapotú He lövedékek folytonos állapotaiba történő elektronbefogás hatáskeresztmetszetének meghatározása.....	51
8.	Rutherford-szóródott protonok által keltett konvoj-elektronokra vonatkozó vizsgálatok.....	56
8.1.	A kísérleti elrendezés.....	56

8.2.	A mérési eredmények ismertetése.....	57
8.3.	A mérési eredmények értelmezése.....	58
9.	A konvoj-elektron csúcs alakjának vizsgálata H^+ és He^+ ionok C-fólián való szóródásakor	61
9.1.	A mérési körülmények ismertetése.....	61
9.2.	A mérési adatok kiértékelése.....	63
9.3.	A kísérleti eredmények ismertetése és értelmezése.....	65
10.	Összefoglalás.....	69
	Köszönetnyilvánítás	72
	Summary	73
	Irodalomjegyzék	77
	Publikációk jegyzéke	85

1. Bevezetés

A fizika a természet alapvető törvényeinek tanulmányozására, illetve az anyag mind mélyebb megismerésére törekszik. A mai fizika egyik fontos eszközévé ezen az úton a részecskék rugalmas és rugalmatlan szórásának tanulmányozása vált. Hasonló tendencia figyelhető meg az atomfizikán belül is. A XX. század elején a kvantummechanika segítségével sikerült megismerni az atomok szerkezetét, értelmezhetővé váltak az alapvető fénytani jelenségek, a kémiai kötések. Ezt az időszakot az atomfizika „hőskorának” tekinthetjük. A magfizikai és a részecskefizikai kutatások során megteremtett elméleti és technikai háttérnek (szóráselmélet, gyorsítók, tárológyűrűk, ionforrások, lézerek, stb.) köszönhetően, valamint az elektronika és a számítástechnika óriási fejlődésének következtében lehetővé vált az atomi folyamatok részletesebb dinamikai vizsgálata, melynek következtében ma az atomfizika ismét „reneszánszát” éli.

Az atomi ütközési folyamatok vizsgálata számos más tudományághoz kapcsolódik. Alapvető jelentőségű például az ion-atom ütközések során létrejövő folyamatok hatáskeresztmetszetének ismerete az anyag plazmaállapotának leírásához. A szilárdtestfizika egyes anyagvizsgálati módszerei is az elemi szórási folyamatok ismeretén alapulnak (fotoelektron-, Röntgen-, Auger-, elektronveszteségi-spektroszkópia, stb.).

Doktori disszertációm a nagyenergiájú ion-atom, atom-atom ütközésekben lejátszódó ionizációs folyamatok témaköréhez kapcsolódik. Az atomfizikában nagyenergiájú ütközésekről általában a néhány 100 keV/ate-től nagyobb kinetikus energiájú lövedékek esetében beszélhetünk (ez a fogalom különbözik a magfizikában és a részecskefizikában megszokott nagyenergia fogalmától). Ennél az energiánál a lövedék sebessége és energiája általában jóval nagyobb, mint az atomi elektronok pályamenti sebessége, illetve energiája a legkülső elektronhéjakon, ezért a lövedék kölcsönhatása a céltárgy elektronjaival perturbációnak tekinthető.

Az ütközések leírásában az egyik legegyszerűbb perturbációs módszer a Born-közelítés, amellyel az atomból kirepülő elektronok energia és szög szerinti eloszlása a legtöbb esetben jól leírható. Ez alól kivételt képez az az energia- és szögtartomány, ahol a kiütött elektron és a lövedék sebességvektora közel azonos, tehát a lövedék és az elektron

hosszú ideig egymás közelében halad. Ebben az esetben ugyanis nem tekinthetünk el a két részecske végállapotú kölcsönhatásától.

A végállapotú kölcsönhatás következtében a targetionizáció kétszeresen differenciális (energia és szög szerinti) hatáskeresztmetszetében egy éles csúcs (ún. cusp) jelenik meg 0° -ban (lövedékirány) a lövedék sebességének megfelelő elektronenergiánál. A kötött állapotba való befogás analógiájára ezt a folyamatot a szakirodalomban *folytonos állapotba való elektronbefogásnak* (Electron Capture to the Continuum, ECC) nevezik. Meg kell jegyezni azonban, hogy ebben az esetben az elektront leíró hullámfüggvény nem kötött állapotú, hanem egy lövedékre centrált, folytonos állapotú hullámfüggvény. Ha a lövedék rendelkezik elektronokkal, akkor az ütközés során a lövedék is ionizálódhat, amely folyamatból származó elektronok — az ECC folyamathoz hasonlóan — előre irányban, a lövedék sebességéhez közeli sebességekkel jelennek meg a laborrendszerben vizsgált elektronspektrumban. Ezt a folyamatot *folytonos állapotba történő elektronvesztésnek* (Electron Loss to the Continuum, ELC) nevezik.

A hatáskeresztmetszet ilyen jellegű viselkedésére a reakcióküszöb közelében Wigner Jenő mutatott rá először [Wig48]. A Wigner-féle küszöbtörvény kimondja, hogy a hatáskeresztmetszet a reakcióküszöb közelében — a reakció mechanizmusának részleteitől függetlenül — egyedül a reakció végtermékei között ható kölcsönhatás jellege határozza meg. Hosszú hatótávolságú kölcsönhatás ($1/r^2$, vagy attól hosszabb lecsengésű potenciál) esetében a hatáskeresztmetszet szinguláris, míg rövid hatótávolságú erőknél ez az effektus nem lép fel. A Wigner-féle küszöbtörvény általános érvényessége miatt az ECC folyamat vizsgálata során nyert eredmények felhasználhatók a nem atomi jellegű reakciók vizsgálatánál is.

Az ECC folyamatnál az elektron a target és a lövedék kétcentrumú erőterében mozog. Ez a mozgásegyenletek megoldását tekintve egy háromtest-problémát jelent, amelynek egzakt megoldása Coulomb-kölcsönhatásra nagy kihívást jelent az elméletek számára [Sar90]. Ezért a folytonos állapotba való elektronbefogás vizsgálata különösen fontos lehet a háromtest-probléma közelítő megoldására kidolgozott elméleti módszerek tesztelése szempontjából is.

Az MTA Atommagkutató Intézet Atomfizikai Osztályának munkatársai az elmúlt évek során intenzíven vizsgálták a nagyenergiájú atomi ütközésekben lejátszódó elsődleges,

Auger- és autoionizációs folyamatokat. Ezen vizsgálatok alapját az Intézet 1 MV-os és 5 MV-os Van de Graaff (VdG) típusú gyorsítói, valamint az Intézetben kifejlesztett, nagy energia- és szögfeloldású elektronspektrométerek képezték. Doktori munkám során az 1 MV-os VdG gyorsító nyalábcsatornájára telepített atomfizikai mérőrendszerrel végzett kutatásokba kapcsolódtam be. A disszertációm alapját képző mérések egy részét nemzetközi együttműködés keretein belül a Bielefeldi Egyetem Fizika Tanszékén végeztem.

Általános tendencia a kísérleti fizikában a szórási folyamatok egyre differenciálisabb vizsgálata. A többszörösen differenciális hatáskeresztmetszetek ismeretében részletesebb képet nyerhetünk az adott szórási problémáról, és lehetővé válik az elméletek pontosabb tesztelése. Ez volt a célja a 6. és a 8. fejezetben ismertetett kísérleteimnek is, ahol gáz-, illetve szilárdtest targeten a Rutherford-szóródott protonok folytonos állapotaiba történő elektronbefogást vizsgáltam.

Az ECC, illetve az ELC folyamat tanulmányozása igen fontos szerepet játszik a lövedék alacsonyenergiájú rezonanciaállapotainak megismerésében. Doktori munkám másik fontos célkitűzése a semleges He lövedékek folytonos állapotaiba történő elektronbefogására kidolgozott elméleti modell kísérleti igazolása volt. Ezen modell szerint a semleges atomi lövedékek ECC folyamatánál a lövedék alacsonyenergiájú rezonanciaállapotai játszanak fontos szerepet. A 7. fejezetben leírt kísérleti módszer segítségével olyan alacsonyenergiájú (1 meV alatti) rezonanciák is vizsgálhatók, amelyek a hagyományos elektronbombázási kísérletekkel nem elérhetőek.

A folytonos állapotba történő elektronbefogás folyamata szilárdtest targetek esetében is megfigyelhető. Szilárdtest targeteknél a lövedékekkel együtt haladó elektronokat *konvoj-elektronoknak* nevezik. A konvoj-elektronok keletkezésének mechanizmusáról a konvoj-elektron csúcs alakvizsgálata alapján próbáltam következtetéseket levonni. Ezen eredményeimet a 9. fejezet tartalmazza.

Gáztarget alkalmazásának a legnagyobb előnye, hogy megfelelően vékony target esetén egyszeres ion-atom, atom-atom ütközések valósíthatók meg, ami *elemi* atomi folyamatok vizsgálatát teszi lehetővé. A szilárdtest fólián végzett méréseket a jelenség fundamentális érdekessége mellett esetleges anyagvizsgálatban való alkalmazhatósága is indokolja.

Kísérleteim elvégzéséhez két jelentősebb instrumentális fejlesztést végeztem: a lövedékionok detektálására egy nagy számlálási sebességű iondetektort építettem (4.

fejezet), a másik munkám során pedig egy 30 kV-os alacsonyenergiájú gyorsító nyalábkivonó-rendszerét terveztem meg (5. fejezet).

2. A témakör irodalmának áttekintése

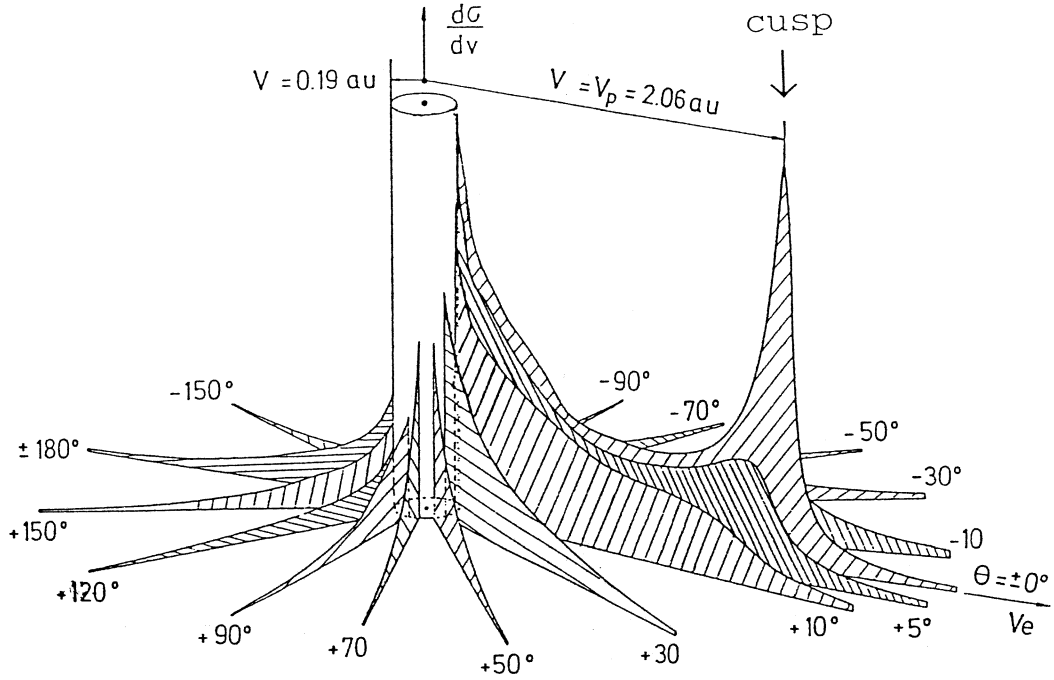
2.1. Elektronbefogás töltött lövedékek folytonos állapotaiba

Nagyenergiájú ion-atom ütközés esetén az ionizációs hatáskeresztmetszet leírására először az elsőrendű Born-közelítést alkalmazták [Bat53]. A Born-közelítés a lövedék hatását a targetatom elektronjaira egy kis perturbációnak tekinti. A targetból kilökött elektron kezdeti és végállapota is a targetre centrált hullámfüggvény. Az elsőrendű Born-közelítésben számított elméleti eredményeket a mért ionizációs hatáskeresztmetszetekkel összevetve megállapíthatjuk, hogy nagyenergiájú lövedékeknél az elsőrendű Born-közelítés általában jól írja le az ionizációs hatáskeresztmetszetet [Gil63, Bel69].

Az ion-atom ütközések vizsgálatában úttörőnek számít Rudd és munkatársainak munkája, akik 1963-ban először mértek abszolút, *kétszeresen differenciális* (a kirepülő elektron energiája és iránya szerint) *hatáskeresztmetszeteket* (Doubly Differential Cross Section, DDCS) He és H₂ targetek proton lövedékek által keltett ionizációjánál [Rud63, Rud66]. Az elsőrendű Born-közelítésben számított kétszeresen differenciális hatáskeresztmetszetek kis szögek esetében jelentős eltérést mutattak a mért értékektől. Oldham rámutatott, hogy az eltérés abból ered, hogy az elsőrendű Born-közelítés nem veszi figyelembe a lövedék hatását a elektron végállapotának meghatározásánál, így ez a közelítés csak arra az energia- és szögtartományra alkalmazható, ahol ez a hatás elhanyagolható, azaz amikor az elektron gyorsan távolodik a lövedéktől [Old65, Old67].

A lövedék és az elektron közti végállapoti kölcsönhatás legjobban az ECC folyamatban mutatkozik meg: a végállapoti kölcsönhatás következtében a 0° -os *elektronspektrumban*, a lövedék sebességével megegyező elektronsebességnél egy éles csúcs, úgynevezett *cusp* jelenik meg (2.1. ábra). Ezen a helyen a hatáskeresztmetszet szinguláris, amelyet a spektrométer véges szögfeloldása következtében egy véges csúcsnak mérünk. Ezt a jelenséget 1970-ben fedezte fel Crooks és Rudd gyors proton lövedékek He targettel való ütköztetésekor [Cro70]. Nem sokkal később Harrison és munkatársai szénfólián történt szóráskor is kimutatták ugyanezt az effektust [Har70]. Érdemes megemlíteni, hogy ez a felfedezés meglehetősen későinek tűnik, arra gondolva, hogy az ECC folyamat igen erős: kisebb lövedékeknél (<50 keV/ate) az ECC akár a teljes

ionizációs hatáskeresztmetszet 50%-át is adhatja [Sha78]. A késői felfedezés okát abban kereshetjük, hogy egészen a hetvenes évekig a spektrométerek nem voltak alkalmasak a lövedékirányban kis szögekben ($<10^\circ$) szóródott elektronok analizálására, így ez a kísérleti elrendezés extrémnek számított [Köv85].



2.1. ábra Az elektronok kétszeresen differenciális ionizációs spektruma 106 keV proton Ne targeten való szóródásakor. Az ábrán jól látszik a 0° -os szögben jelentkező cusp. [Gar94]

A kétszeresen differenciális hatáskeresztmetszet pontosabb leírására Salin a Bates és Griffing által kidolgozott ütközési paraméter közelítést (Impact Parameter Approximation, IPA) [Bat53] alkalmazta, amely segítségével meghatározható a hullámfüggvény aszimptotikus alakja a bemeneti és a kimeneti csatornában három töltött részecskénél [Sal69a, Sal69b, Sal72]. Az elektron és a jóval nehezebb ionok mozgása szétválasztható, így külön felírható az elektron hullámfüggvényének aszimptotikus alakja [Fai91]:

$$\psi_i^+(\mathbf{r}, t) \xrightarrow{t \rightarrow -\infty} \varphi_i(\mathbf{x}) \exp\left(-i\varepsilon_i t - \frac{1}{2}i\mathbf{v}\mathbf{r} - \frac{1}{8}i\mathbf{v}^2 t\right) \exp\left(-i\frac{Z_p}{v} \ln(vs + \mathbf{v}\mathbf{s})\right) \quad (2.1)$$

és

$$\psi_f^-(\mathbf{r}, t) \xrightarrow{t, \mathbf{x}, \mathbf{s} \rightarrow +\infty} (2\pi)^{-3/2} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{x} - \frac{1}{2}ik^2t - \frac{1}{2}i\mathbf{v}\mathbf{r} - \frac{1}{8}i\mathbf{v}^2t) \times \\ \times \exp\left(-i\frac{Z_t}{k} \ln(k\mathbf{x} + \mathbf{k}\mathbf{x}) + i\frac{Z_p}{p} \ln(p\mathbf{s} + \mathbf{p}\mathbf{s})\right), \quad (2.2)$$

ahol $\mathbf{x}$ és $\mathbf{s}$ az emittált elektron helyvektora a labor, illetve a lövedék koordináta-rendszerében, $\mathbf{r}$ a lövedék és a targetmag tömegközéppontjából az elektronhoz mutató helyvektor, $\mathbf{k}$, $\mathbf{p}$ és $\mathbf{v}$ a hozzájuk tartozó impulzusok, Z_p és Z_t a lövedék és a targetmag töltése, $\varphi_i(\mathbf{x})$ pedig a kezdeti, stacionárius, kötött állapoti hullámfüggvény ε_i kötési energiával.

Az elmélet szerint a kétszeresen differenciális ionizációs hatáskeresztmetszet a

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E \partial \Omega} = F \frac{\partial^2 \sigma_B}{\partial E \partial \Omega} \quad (2.3)$$

kifejezéssel közelíthető, ahol $\frac{\partial^2 \sigma_B}{\partial E \partial \Omega}$ az elsőrendű Born-közelítésben számított DDCS,

$$F = \frac{2\pi\gamma}{1 - \exp(-2\pi\gamma)} \quad \text{pedig az úgynevezett Salin-faktor, amelyben } \gamma = 1/v' - 1/v_p', \quad \mathbf{v}' \text{ az}$$

elektron sebessége a lövedék koordináta-rendszerében, $\mathbf{v}_p$ pedig a lövedék sebessége. Nagy lövedéksebességeknél, $\mathbf{v}' \rightarrow 0$ esetében, a Salin-faktor $1/|\mathbf{v}'|$ -vel közelíthető, ami divergenciát, azaz cusp-ot okoz a DDCS-ben.

Egy másik leírásban Macek a háromtestprobléma Fagyejev-egyenletei Neumann-sorfejtésének első tagját használta, különválasztva az ionizáció és a folytonos állapotba történő elektronbefogás folyamatát [Mac70]. Mivel a hatáskeresztmetszet a szórási amplitúdók összegének négyzetével arányos, a hatáskeresztmetszet kifejezésében interferencia tagok is megjelennek.

A lövedék ütközés előtti és utáni torzító hatásának figyelembevételére Belkić az elektronbefogásra kidolgozott elsőrendű folytonos torzított hullámú közelítést (Continuum Distorted Wave, CDW) [Che64, Gay72] fejlesztette tovább egyszeres targetionizáció esetére [Bel78, Bel79]. A CDW elméletben az elektronokra ható Hamilton operátor a kezdeti és a végállapotban a

$$H_e = H_i + U_i + W_i, \\ H_e = H_f + U_f + W_f \quad (2.4)$$

alakban írható fel [Fai91], ahol

$$H_i = H_f = -\frac{1}{2}\nabla_r^2 - \frac{Z_t}{x},$$

$$U_i + W_i = U_f + W_f = -\frac{Z_p}{s}. \quad (2.5)$$

Az U_i és U_f torzító potenciálokat úgy kell megválasztani, hogy azok tartalmazzák a Coulomb-potenciál hosszú hatótávolságú részét, valamint úgy, hogy a $H_i^d = H_i + U_i$ és a $H_f^d = H_f + U_f$ operátorokhoz tartozó

$$\left(H_i^d - i\frac{\partial}{\partial t} \right) \chi_i^{CDW+}(\mathbf{r}, t) = 0,$$

$$\left(H_f^d - i\frac{\partial}{\partial t} \right) \chi_f^{CDW-}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.6)$$

Schrödinger-egyenleteket kielégítő $\chi_{i,f}^{CDW\pm}$ torzított állapotok a (2.1), (2.2) aszimptotikával rendelkezzenek. Az átmeneti amplitúdót IPA közelítésben az

$$a_{if}^+ = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \chi_f^{CDW-} | W_f | \chi_i^{CDW+} \rangle \quad (2.7)$$

formula adja [Bel79, Fai91]. Mivel W_i és W_f gyengébb potenciálok mint a Born-közelítésben perturbációként szereplő $V_i = U_i + W_i$ és $V_f = U_f + W_f$, ezért a CDW elmélet alacsonyabb energiáknál pontosabb eredményt ad, mint az elsőrendű Born-közelítés.

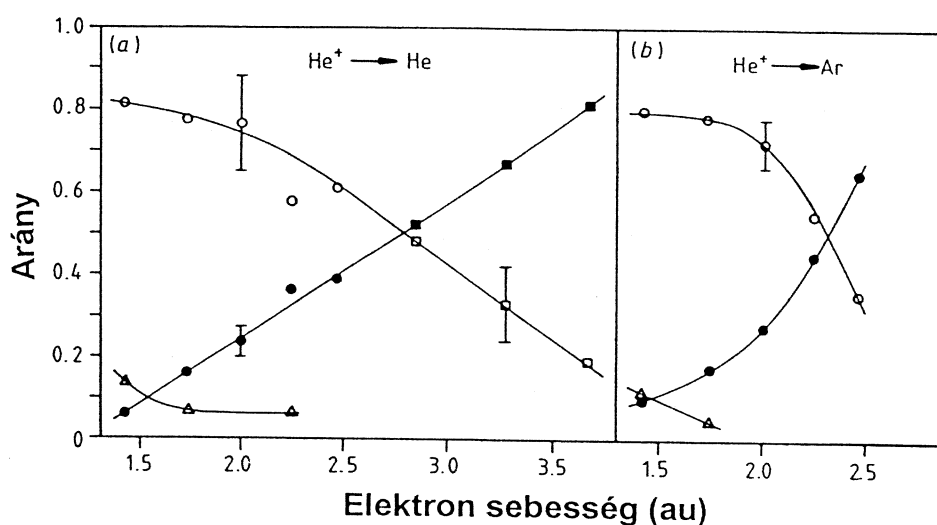
Ennek ellenére alacsony lövedékenergiáknál a CDW általában túlbecsüli a DDCS-t, ami annak tulajdonítható, hogy a kezdeti hullámfüggvény nem helyesen normált [Cro82]. A kísérletekkel való jobb egyezés érdekében Crothers és McCann kidolgozták a CDW egy közelítését, a CDW-EIS modellt (Eikonal Initial States CDW), amelyben a végállapoti hullámfüggvény ugyanaz, mint a CDW elméletbeli χ_f^{CDW-} , a kezdeti állapotban viszont a (2.1) eikonal fázissal torzított kötött állapot hullámfüggvény használható [Cro83, Fai90a, Fai90b, Fai91].

Ha a kezdeti állapot helyébe a $\Phi_i = \varphi_i(\mathbf{x}) \exp(-i\varepsilon_i t - \frac{1}{2}i\mathbf{v}\mathbf{r} - \frac{1}{8}i v^2 t)$ hullámfüggvényt írjuk, az úgynevezett torzított hullámú Born-közelítést (Distorted Wave Born Approximation, DWB) kapjuk [Bel78].

A gyakran alkalmazott klasszikus trajektóriájú Monte-Carlo (CTMC) módszer szintén képes figyelembe venni az elektronra ható erőtér kétcentrumú jellegét. A CTMC

számítások kielégítően írják le az ionizációs hatáskeresztmetszetet könnyű- és nehézionokra egyaránt a nagy impulzusátadásokkal jellemzett folyamatok esetében [Rei93].

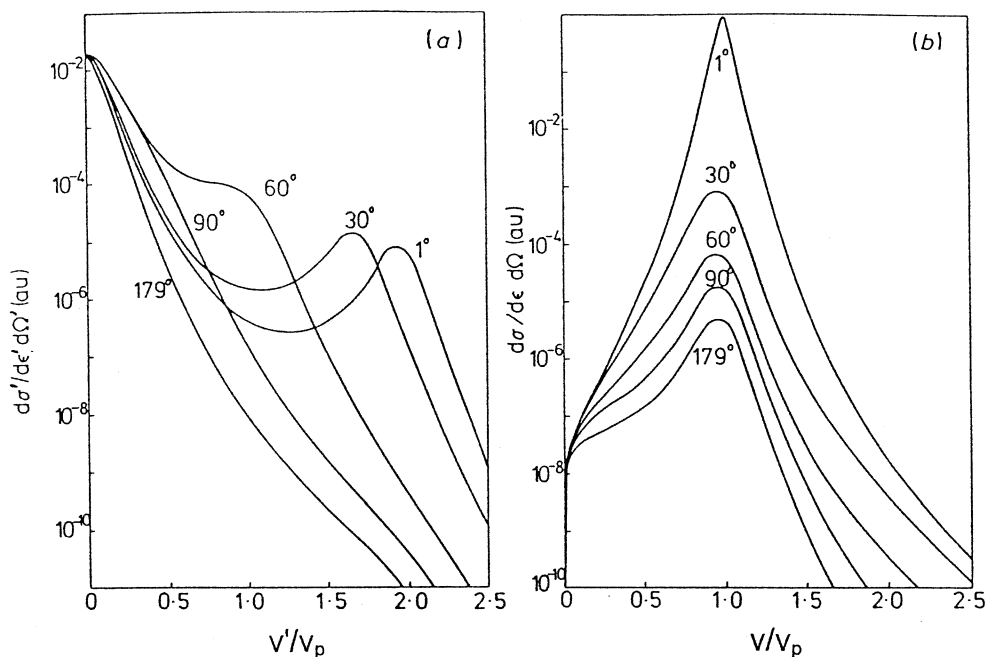
Az ECC folyamatból származó cusp aszimmetrikus (a kisebb elektronenergiák irányában nagyobb intenzitású) [Van78, Rod79, Záv94a], amit nagyrészt az ionizáció után töltöten visszamaradó targetionnak az elektronra gyakorolt visszahúzó hatásával magyarázhatunk. Másképpen fogalmazva, az aszimmetrikus csúcsalak annak a következménye, hogy az elektron a lövedék és a target kétcentrumú erőterében mozog. Az aszimmetria a lövedék sebességének és töltésének növekedésével csökken. Meg kell azonban jegyezni, hogy a cusp aszimmetriája erősen függhet a lövedék magtöltésétől és elektronszerkezetétől is. Igen eltérő csúcsalakot figyeltek meg például azonos sebességű H^+ és He^+ lövedékek ECC folyamatánál [Köv89, Ber91]. Az elsőrendű torzított hullámú Born-számítások szimmetrikus csúcsot eredményeznek. Az aszimmetria leírásához a magasabbrendű, többszörös szórást leíró tagokat is figyelembe kell venni [Sha78, Jak83, Mec81].



2.2. ábra Az egyes reakciócsatornák hozzájárulása a cusp-hoz a lövedék sebességének függvényében. □ ECC, ■ ELC [Hei88]; ○ ECC; ● ELC; Δ TI (lásd később a 2.2. fejezetben) [Köv89].

Struktúrált, azaz elektronokkal rendelkező lövedék esetében a lövedék ionizációjakor a DDCS-ben megjelenő cusp-hoz az ELC folyamat is hozzájárulhat [Wil73, Bur83, Köv89]. Kis energiáknál az ECC, nagy energiáknál az ELC a domináns (lásd a 2.2.

ábrát). Az ECC, illetve az ELC reakciócsatornák szétválasztása az elektronok és a megfelelő töltésállapotú lövedékek koincidenzában történő detektálásával lehetséges [Köv89].



2.3. ábra A (2.8) transzformáció hatása az elektronspektrumra. **(a)** A lövedékrendszerbeli elektronspektrum 2 MeV/ate He^+ lövedékek He targeten való szóródásakor. **(b)** Az elektronspektrum a laboratórium koordináta-rendszerében. [Dre76]

Az ELC folyamat elméleti leírása viszonylag egyszerű, ugyanis az elektronvesztés a lövedékrendszerből tekintve a targetatom gyenge perturbációjának hatására jön létre (soft collision) és erre az esetre az elsőrendű Born-közelítés jól alkalmazható. A lövedékrendszerbeli kétszeresen differenciális hatáskeresztmetszetet a laboratórium koordináta-rendszerébe transzformálva abban egy $1/v'$ szorzófaktor jelenik meg [Dre76, Bri78]:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E \partial \Omega} = \frac{v}{v'} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial E' \partial \Omega'}, \quad (2.8)$$

ahol v és v' az elektron sebessége a labor-, illetve a lövedékrendszerben. A transzformációt a 2.3. ábra szemlélteti. A Wigner-féle küszöbtörvénynek [Wig48] megfelelően, ha a potenciál $1/r^2$ módon, vagy annál lassabban csökken, a szórási amplitúdó, illetve $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E' \partial \Omega'}$ a reakcióküszöb közelében nem zérus, így a (2.8) képlettel laborrendszerbe áttanszformált

hatáskeresztmetszet $v'=0$ -nál — tehát amikor a lövedék és az elektron együtt halad — divergens. Amennyiben az ütközés során csak a lövedék ionizálódik, az ELC cusp szimmetrikus, mivel a visszamaradó semleges targetatom nem fejt ki visszahúzó erőt az elektronra.

A kísérleti vizsgálatok során a spektrométer véges szögfeloldása miatt a cusp-ot egy véges csúcsnak mérjük [Det79]. Mivel a DDCS a cusp-energiához közel meredeken változik, a mért spektrum erősen függ a spektrométer paramétereitől. Ezért igen fontos, hogy a fizikai folyamatot külön lehessen választani a kísérleti berendezés paramétereitől. Ebből a célból Meckbach a hatáskeresztmetszet Legendre-polinomok szerinti sorfejtését javasolta [Mec81]:

$$\frac{d\sigma}{dv} = \frac{1}{v'} \sum_{l=0}^{\infty} B_l(v_p) P_l(\cos \vartheta'), \quad (2.9)$$

ahol P_l az l -ed rendű Legendre-polinom, ϑ' az elektronok észlelési szöge a lövedékrendszerben, B_l a sorfejtés együtthatói, v_p a lövedék sebessége, v' az elektron lövedékrendszerbeli sebessége. A B_l együtthatókat $v'=0$ körül Taylor-sorba fejtve:

$$\frac{d\sigma}{dv} = \frac{1}{v'} \sum_{n,l=0}^{\infty} B_{nl}(v_p) v'^n P_l(\cos \vartheta'). \quad (2.10)$$

Ahhoz, hogy a (2.10) kifejezést össze tudjuk hasonlítani a mért spektrummal a

$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial v \partial \Omega} = v^2 \frac{d\sigma}{dv}$ DDCS-t konvolválni kell a spektrométer $S(v, u, \Omega)$ átviteli függvényével:

$$Q(v, v_p) = \iint_{u\Omega} S(v, u, \Omega) \frac{d\sigma}{dv} u^2 du d\Omega. \quad (2.11)$$

A (2.10) kifejezést a (2.11) képletbe helyettesítve a

$$Q(v, v_p) = \sum_{n,l} B_{nl} U_{nl}(v, v_p) \quad (2.12)$$

összefüggést kapjuk, amelyben

$$U_{nl}(v, v_p) = \iint_{u\Omega} u v'^{n-1} S(v, u, \Omega) P_l(\cos \vartheta') du d\Omega. \quad (2.13)$$

A Q (2.12) kifejezésében szereplő U_{nl} függvények csak a spektrométer paramétereitől függenek, a B_{nl} együtthatók pedig függetlenek a mérőberendezéstől, ezért a fizikai folyamatra jellemzőek. A spektrométer átviteli függvényének ismeretében, a Q kifejezést illesztve a mért DDCS-re, a B_{nl} együtthatók meghatározhatók. Meckbach és munkatársai a

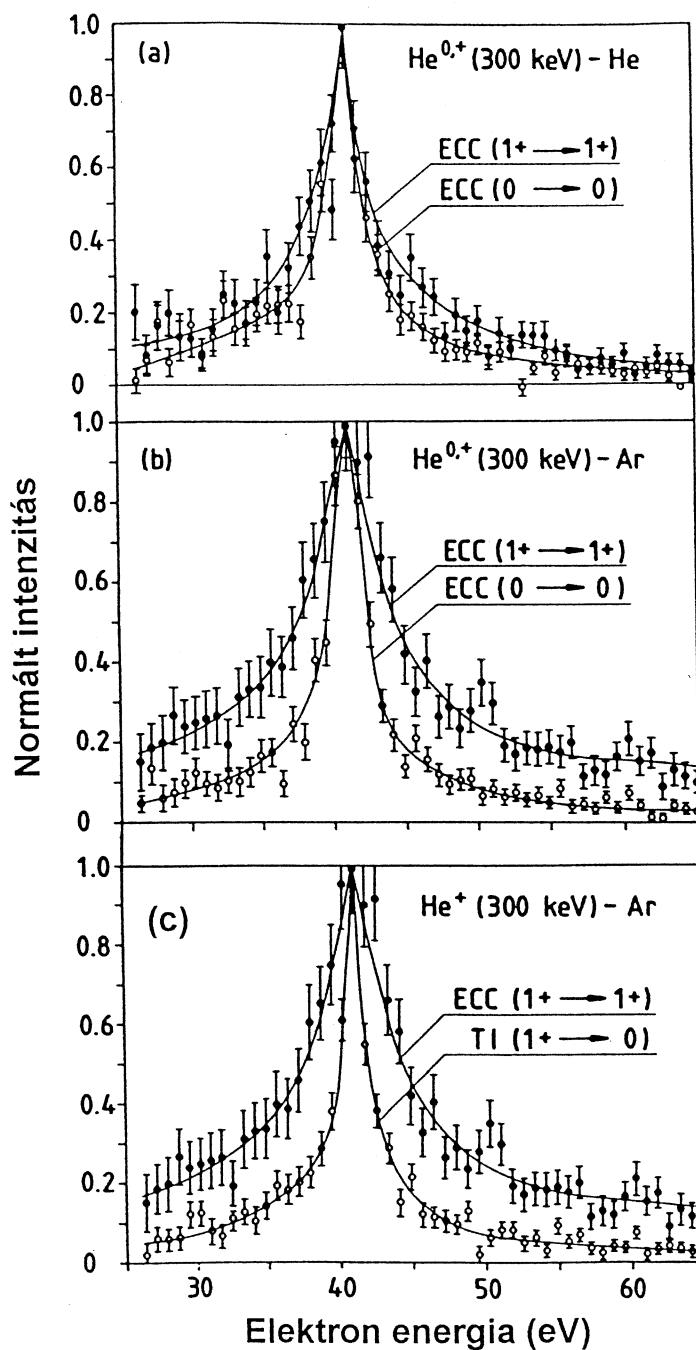
sorfejtésben az $n, l=0,1$ tagig mentek el [Mec81]. Később kiderült, hogy az elektronhátter pontosabb illesztéséhez a magasabbrendű $l=2$ tagokat is figyelembe kell venni [Ber85, Yu87, Záv94a]. A fenti sorfejtés segítségével a különböző laboratóriumokban mért spektrumok összehasonlíthatókká váltak.

2.2. Elektronbefogás semleges atomi lövedékek folytonos állapotaiba

Az elméleti modellek, amelyek töltött lövedékekre, azaz Coulomb-potenciál esetében kielégítően leírják az ECC folyamatot, árnyékolt Coulomb-potenciálra csak egy széles és lapos csúcsot eredményeznek a DDCS-ben [McG87, Jak89, Gar83]. Ezért igen meglepő volt, amikor Sarkadi László és munkatársai 75 keV/amu He^0 lövedékek He és Ar targeten való szórásakor, az emittált elektronokat a kimenő semleges lövedékekkel koincidenciában mérve, a 0° -os elektronspektrumban éles csúcsot figyeltek meg a lövedék sebességének megfelelő energiánál (2.4. ábra) [Sar89]. A 2.4. ábrán látható, hogy a csúcsalak semleges atomokkal kiváltott ECC folyamat esetében keskenyebb mint a töltött kimenő lövedékek által kiváltott ECC folyamat esetében. Hasonló alakú cusp figyelhető meg H^+ és He^+ lövedékek *transzfer ionizációjánál* (TI) is, amikor a lövedék a folytonos állapotba való befogás mellett kötött állapotba is befog egy elektront (2.4.(c) ábra). Az egyszeresen töltött lövedékek transzfer ionizációjánál, illetve a semleges lövedékek ECC folyamatánál mért hasonló csúcsalak bizonyíték arra, hogy a cusp kialakulásánál a kimenő töltésállapot a meghatározó.

A semleges lövedékek spektrumában megjelenő cusp értelmezésére több modell is született. Szóter László mind az ECC-t, mind a TI-t indirekt folyamatokkal magyarázza [Szó90]. Ezen elképzelés szerint az ütközés során egy közbenső, gerjesztett He^- ion keletkezik, amely nem sokkal később autoionizációval elbomlik. Az autoionizációs csúcsokat alacsony energiájuk miatt a spektrométer nem tudja felbontani, és ezért azok a spektrumban egy cusp-nak látszanak. Kunikeev és Senashenko szerint a töltötten visszamaradó ionizált targetmag Coulomb-tere polarizálja a lövedék elektronfelhőjét, s az így létrejött dipól jellegű kölcsönhatás $1/r^2$ jellegű potenciálja már — a Wigner-féle küszöbtörvény értelmében [Wig48] — elegendő a cusp létrehozásához [Kun92]. Salin egy

elektron-kicserélődési mechanizmust javasolt, ahol az ütközés során egymás után egy ELC és egy másik target-elektron kötött állapotú befogása történik [Sal93]. Így — Salin modellje szerint — az ECC-t az ELC folyamatra lehetne visszavezetni. Ez utóbbi elmélet



2.4. ábra A töltött és semleges kimenő lövedékekkel koincidenzában mért ECC elektronspektrum, valamint TI spektrum összehasonlítása. Az ábrákon jól látható, hogy a csúcsalak semleges atomokkal kiváltott ECC folyamat esetében keskenyebb, mint a töltött kimenő lövedékek ECC folyamatánál. [Sar89]

ellenőrzését H^+ ionok transzfer ionizációs hatáskeresztmetszetének mérésével végeztük el [Vik95]. Amennyiben ugyanis az egyetlen cusp-ot létrehozó folyamat az elektron-kicserélődés, akkor proton lövedékek transzfer ionizációja során nem jelentkezne cusp az elektronspektrumban (elektronvesztési folyamat nem jöhet létre, mivel a proton nem hordoz elektront). A kísérlet során, azt tapasztaltuk, hogy proton lövedékek esetében a cusp-hoz a TI reakciócsatorna is hozzájárul, tehát nem lehet a semleges lövedékek folytonos állapotaiba történő elektronbefogást kizárólag elektron-kicserélődési folyamattal magyarázni.

A Garibotti és Barrachina által a végállapoti kölcsönhatás figyelembevételére kidolgozott formalizmus [Gar83] — hasonlóan a (2.3) képlethez — a hatáskeresztmetszet

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E \partial \Omega} = F' \frac{\partial^2 \sigma_B}{\partial E \partial \Omega} \quad (2.14)$$

alakjára vezet, ahol $\frac{\partial^2 \sigma_B}{\partial E \partial \Omega}$ az elsőrendű Born-közelítésben számított hatáskeresztmetszet, F' pedig az elektron és a lövedék végállapoti kölcsönhatását figyelembe vevő rezonanciafaktor. $F' = 1 / f_0^2$, ahol f_0 az elektron-lövedék kölcsönhatás s -hullámú Jost-függvénye. Árnýékolt Coulomb-potenciál esetében, $v' = 0$ közelében, az f_0 Jost-függvény az $f_0 \approx (1 + iav') / a$ alakot ölti, így

$$F'(v') \approx \frac{a^2}{v'^2 a^2 + 1}. \quad (2.15)$$

Garibotti és Barrachina formalizmusa azért jelentős, mert az F' faktorban szereplő a paraméter az elektronok lövedékrendszerbeli szórási hossza [Gar83], így a rezonanciafaktor meghatározásával közvetlen információt nyerhetünk a különösen alacsony energiájú elektronok szórásáról. Coulomb-potenciálra, nagy lövedéksebességeknél, F' a (2.3) egyenletben szereplő F Salin-faktossal egyezik meg.

Barrachina rámutatott, hogy léteznek olyan gerjesztett atomi állapotok, amelyek gerjesztési küszöbe közelében igen alacsony, 1 meV alatti energiájú rezonanciaállapotok találhatók. Ezen rezonanciák esetén a szórási hossz több száz atomi egység is lehet, amivel magyarázni lehetne a semleges kimenő lövedékatomokkal korrelált cusp keletkezését [Bar90]. Ilyen virtuális rezonanciaállapot létezik a He 2^1S metastabil állapotának közelében, amelyet több elméleti munka jelzett [Bru69, Ber75, Fon78, Vuć81], és amelyet sikerült

kísérletileg is kimutatni a He gerjesztési függvényében elektronbombázás esetében [Ehr68, Pic76]. A rezonancia szórási hossza az elméleti számítások során $a=-330$ au körülnek adódott [Nes75, Nes80]. Meg kell jegyezni, hogy ezen érték hibája elég nagy, körülbelül egy kettes faktor. Az $a=-330$ au értékkel számolva az F' -faktor (2.15) közelítő alakja jól illeszkedik a Sarkadi és munkatársai által mért spektrumra [Bar90]. Mivel a gyorsítóval He^+ nyalábból elektronbefogással előállított He^0 nyaláb körülbelül 24%-a metastabil állapotba kerül [Ped80], amely 2^1S He-ot is tartalmaz, elképzelhető, hogy a megfigyelt cusp döntő hányada a nyaláb 2^1S He komponensétől származik. Ezen modell ellenőrzésére Kuzel és munkatársai olyan kísérletet végeztek, amelyben a He nyaláb metastabil aránya 0% és 24% között volt változtatható [Kuz93]. Az elektronhozamot 100% metastabil He nyalábra extrapolálva azt tapasztalták, hogy a cusp-elektronok hozama egy nagyságrenddel nagyobb, mint tiszta alapállapotú nyaláb esetében, ami alátámasztja Barrachina elméletét. Ezen vizsgálatokhoz kapcsolódik a 7. fejezetben ismertetett kísérletem, amely során sikerült szétválasztanom a különböző állapotú He lövedékionokhoz tartozó spektrumokat, illetve cusp-elektron hozamot.

Az elektronspektrum lövedéksebességekhez közeli tartománya fontos szerepet játszik az alacsonyenergiájú rezonanciaállapotok megismerésében. Az úgynevezett kinetikus nagyítási effektusnak köszönhetően [Sto87] az elektron lövedékrendszerbeli $E'=\nu^2/2$ energiája a 0° -os spektrumban a cusp két oldalán az $E-E_{\text{cusp}}=\nu'(2\nu_p\pm\nu)/2$ energiánál jelentkezik. Mivel $\nu_p\gg\nu'$, ezért $E-E_{\text{cusp}}$ is jóval nagyobb, mint E' , így a laboratóriumi koordináta-rendszerben mérhetővé válnak a néhány meV-os rezonanciák is.

2.3. Szilárdtesten áthaladó atomi lövedékekkel együtt haladó (konvoj) elektronok keltésének modelljei

Szilárdtest fólia bombázásakor, a fólián áthaladó nyaláb esetében — hasonlóan a gáztargeten végzett kísérletekhez — szintén megfigyelhető egy éles csúcs az elektronspektrumban [Har70], amelyet *konvoj-elektron* csúcsnak (convoy electron, CE) neveznek. Az ezt létrehozó folyamat kísérleti vizsgálata azonban jóval bonyolultabb mint szabad atomok esetén a cusp vizsgálata, mivel szilárdtest esetében nem készíthető olyan

vékony target, ahol teljesülne az egyszeres ütközés feltétele. Ez azt jelenti, hogy a bemenő és a kimenő lövedék töltésállapotának ismeretében sem lehet egyértelműen eldönteni, hogy az adott elektron a lövedékből, vagy a targetból származik-e. A konvoj-elektronok keltésének leírásához a többszörös ütközések mellett figyelembe kell venni a kollektív gerjesztéseket, valamint a relaxációs és a töltéscserével járó folyamatokat is, ami az elméletek számára nagy kihívást jelent.

A konvoj-elektronok keletkezésére kidolgozott modellek két nagy csoportba oszthatók: felületi és transzport (vagy tömbi) modellek. Legtöbbjük a gáztargeten végzett kísérleteknél megismert ECC illetve ELC folyamatokra próbálja visszavezetni a konvoj-elektron képződést, de néhány más elképzelés is született.

A felületi modellek abból indulnak ki, hogy a 10-1000 eV energiájú szabad elektronok átlagos szabad úthossza a szilárdtestben néhány tízed nm, ami azt jelenti, hogy az egy-két atomi rétegnél mélyebben keletkezett elektronok nagy valószínűséggel nem juthatnak ki szóródás nélkül a fóliából. (A megfelelő sebességű lövedékek áttöltődés nélküli szabad úthossza mintegy tízszerese a konvoj-elektronokénak.) Dettman a felületen létrejövő ECC folyamattal magyarázza a konvoj-elektronok keletkezését [Det74]. A CE csúcs részletes alakvizsgálatával nyert eredmények alapján arra következtettek, hogy a konvoj-elektronok keletkezésében az ELC folyamat a domináns, ugyanis itt nem figyelhető meg az ECC folyamatra jellemző nagy csúcs-aszimmetria az alacsonyabb elektronenergiák felé [Foc83]. Yamazaki egy alternatív, ECC folyamaton alapuló felületi modellt dolgozott ki, amely szerint a lövedék sebességéhez közeli sebességgel kilépő szekunder elektronok (háttér elektronok) fogódhatnak be folytonos állapotba a felületből való kilépés után (Free Electron Transfer to the Continuum, FETC) [Yam84]. A konvoj-elektronok felületi keletkezésének modelljét támasztják alá azok a kísérletek is, amelyek során különböző kilépési munkájú, illetve különböző felületi rétegű fóliánál különböző CE hozamot mértek [Bur87, Rot88, Sán89].

Más kísérleti munkák a felületi modellekkal szemben azt bizonyítják, hogy a konvoj-elektronok a fólia belsejében keletkeznek. A konvoj-elektronok a fóliabeli átlagos szabad úthossznak, λ_{CE} -nek megfelelő mélységből képesek kijutni. Latz és munkatársai Ti^{14+} és U^{44+} lövedékek konvoj-elektron hozamát mérve a fólia d vastagságának függvényében azt tapasztalták, hogy az elektronhozam a fólia vastagságával növekszik, majd egy bizonyos vastagság után telítésbe megy át [Lat82]. A mért adatokra az $f(d)=1-$

$\exp(-d/\lambda_{CE})$ függvény illeszthető, amely alapján a konvoj-elektronok átlagos szabad úthossza, λ_{CE} meghatározható. Hasonló módszerrel különböző targetekre, illetve lövedékekre is megmérték a konvoj-elektronok szabad úthosszát [Kos84, Sel84, Sel86, Sch85, Bre82], és azt tapasztalták, hogy a nagyenergiájú (>1 keV) konvoj-elektronok átlagos szabad úthossza mintegy egy nagyságrenddel nagyobb, mint a hasonló energiájú szabad elektroné. Ezt azzal magyarázhatjuk, hogy a fólián keresztülhaladó lövedék mintegy „utat csinál” a közelében haladó elektronoknak. Sajnos a fenti módszer csak nagyenergiájú lövedékekre alkalmazható, mert kisebb energiájú lövedékek esetében olyan vékony fóliákat kellene alkalmazni, amelyek előállítása technikai problémákba ütközik. Így alacsonyenergiájú lövedékionokra nincs információ a konvoj-elektronok fóliabeli átlagos szabad úthosszáról.

A fenti mérések tehát azt bizonyítják, hogy nehézionokra a konvoj-elektronok átlagos szabad úthossza összemérhető a lövedék töltéscsere nélkül megtett átlagos szabad úthosszával. Ezzel magyarázható, hogy nagy töltésű nehézionok esetében, vastag fóliát használva — ahol a többszörös töltéscsere során kialakulnak a lövedék egyensúlyi töltésállapot-arányai — a CE hozamot függetlennek találták az emittált lövedékion töltésállapottól [Bre82, Men86, Kem88, Bur88, Hül86, Suá92]. Könnyű lövedékekre az ellenkezőjét tapasztalták: a CE hozam *erősen függ* a kimenő töltésállapottól [Foc85, Yam86, Kos87, Men86, Bie88, Kro92, Kro93, Kro96].

Datz és munkatársai nagy töltésű oxigén ionokkal bombáztak arany egykristály targetet a különböző rácsvektorok irányában (channeling technika), illetve a kísérletet polikristályos Au targettel is elvégezték [Dat76, Det76, Els81]. A polikristályos fólia esetében a konvoj-elektronok hozamát függetlennek mérték a kimenő töltésállapottól, míg a „csatornázott” ütközéseknél erős függést tapasztaltak. A különbség azzal magyarázható, hogy a csatornázott ütközésnél a lövedék átlagos szabad úthossza, amit áttöltődés nélkül meg tud tenni a fóliában, több nagyságrenddel nagyobb, mint polikristályos fólia esetében. A fenti eredmény szintén arra bizonyíték, hogy nehézionok esetén a konvoj-elektronok a szilárdtest belsejében keletkeznek, illetve, hogy a konvoj-elektronok átlagos szabad úthossza összemérhető a polikristályos fóliában a lövedék áttöltődés nélkül megtett átlagos szabad úthosszával.

Betz rámutatott arra, hogy a fólián való áthaladás során nagy valószínűséggel populálódnak a magasan gerjesztett Rydberg-állapotok, amelyekbe való gerjesztődést követően az elektronok könnyen folytonos állapotba kerülhetnek (ELC folyamat) [Bet83, Vag83]. Az elektronvesztés a törzs, illetve a valenciaelektronokkal való ütközés mellett (transzport modell) létrejöhet a felületen a kialakuló potenciál (kilépési munka) hatására is (felületi modell) [Pon81]. A klasszikus trajektóriájú Monte-Carlo (CTMC) számítások azt jelzik, hogy nemcsak a CE emisszióját befolyásolja a felületi potenciál, hanem a kimenő töltésállapot meghatározásában is fontos szerepet játszik [Bur88, Bur90, Rei92].

Az ECC és ELC folyamatok mellett a CE hozamhoz hozzájárulhat az úgynevezett „wake-riding” effektus [Nee74, Bra77, Fri84], amelyet az elektrongázban a lövedék hatására létrejövő sűrűségfluktuáció okoz (transzport effektus). Szemléletesen ez az effektus hasonló például a közlekedésben a teherautók vagy a kombi típusú autók mögött keletkező vákuumhoz, amely miatt esős időben sáros lesz a hátsó részük.

Többen kimutatták, hogy a CE spektrumot módosíthatja a vezető fólia felületén kialakult indukált tükörtöltés potenciálja is (felületi effektus), aminek fontos szerepe lehet a szilárdtestek felületi vizsgálatánál [Bur87, Win89, Kim92, Koy92, Sán93, Xia96].

Összefoglalva a fentieket megállapíthatjuk, hogy a konvoj-elektronokra vonatkozó vizsgálatok sokszor egymásnak ellentmondó eredményre vezettek. Nagy lövedékenergiák tartományában, nehézionokra bizonyítottan látszik a transzport modell érvényessége, könnyű lövedékeknél viszont a felületi modelleket támasztja alá több kísérleti tény. Mindemellett a különböző felületi effektusok jelentősen befolyásolhatják a CE spektrumot, ami lehetővé teheti, hogy a konvoj-elektronok mérésére felületvizsgálati módszereket lehessen alapozni.

3. A kísérleti berendezés ismertetése

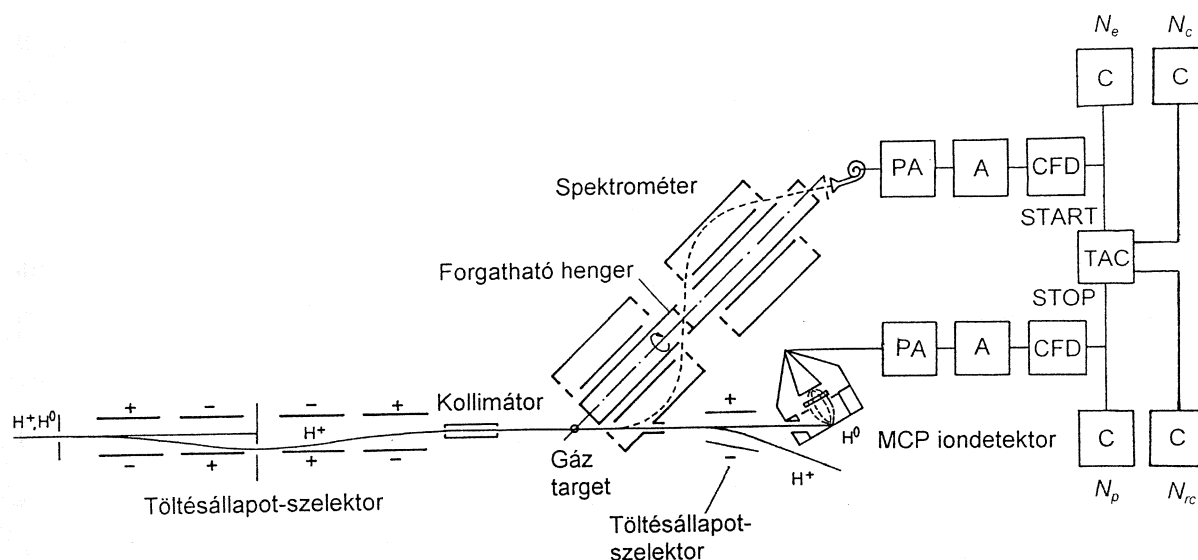
Kísérleteim többségét az ATOMKI 1 MV-os Van de Graaff (VdG) típusú gyorsítójának nyalábcsatornájára telepített atomfizikai mérőrendszerrel végeztem, ezért itt részletesen ezt ismertetem. A 6. és a 8. fejezetben tárgyalt, külföldön végzett mérések kísérleti elrendezésére az adott fejezetben külön kitérek.

Az 1 MV-os VdG gyorsító rádiófrekvenciás ionforrása gáz halmazállapotú anyagból egyszeresen lefosztott ionokat állít elő. A gyorsító függőleges elhelyezkedésű, a 80-1500 keV energiájú ionnyalábot egy 90°-os eltérítő mágnes vezeti a vízszintes nyalábcsatornába. A nyaláb energiáját a gyorsító terminálfeszültsége szabja meg, a pontos energiameghatározásra az analizáló mágnes mágneses tere szolgál. A mágnes hitelesítését jól ismert magrezonanciák energiájának mérésével végezték [Záv94b]. A nyaláb vezetésére, illetve fókuszálására két elektrosztatikus és egy mágneses kvadrupól lencse szolgál. Az analizáló mágnes, illetve a kvadrupólok teljesítménye korlátozza a gyorsítható ionok tartományát: a gyakorlatban H^+ , He^+ , C^+ , N^+ , O^+ ionokra gyorsításra van lehetőség. Az analizáló mágnes után 10-50 μA ionáram érhető el. A nyalábcsatorna vízszintes részén, az analizáló mágnes után, egy gáz cellán való áttöltéssel az egyszeresen lefosztott ionokból többszörösen ionizált, semleges, illetve negatív ionok is nyerhetők, természetesen az eredeti nyalábintenzitásnál sokkal kisebb intenzitással.

A mérőberendezés vázlatát a 3.1. ábra szemlélteti. Az általam végzett méréseknél fontos volt a lövedék bemenő, illetve a kimenő töltésállapotának ismerete. A bemenő töltésállapot definiálására egy négy eltérítő lemezpárból álló töltésállapot-szelektor szolgált (3.1. ábra). A nyalábra merőleges irányú elektrosztatikus tér hatására a különböző töltésű lövedékek különböző mértékben térülnek el, majd a szimmetrikusan alkalmazott ellentétes tér hatására a lövedékek pályája visszattér a nyalábcsatorna szimmetriatengelyébe. A rendszer közepén lévő mozgatható rés megfelelő beállításával választható ki a kívánt töltésállapot.

A nyalábhelyzet és a nyalábméret pontos meghatározására egy 200 mm hosszú, két 0.5 mm átmérőjű blendét tartalmazó kollimátort használtam. A nyaláb a kollimátoron keresztül lépett be a spektrométer kamrájába. A függőleges elhelyezkedésű, 0.5 mm belső átmérőjű kapillárison kiáramló targetgáz a spektrométer fókuszpontjában keresztezte a

nyaláb útját. Az ütközési térfogat csökkentése érdekében a kapilláris helyzetét úgy állítottam be, hogy a nyaláb közvetlenül a kapilláris vége alatt haladjon el. A targetgáz egy, a gázpalacktól reduktorról leválasztott puffertartályon keresztül áramlott a kapillárisba, az állandó targetsűrűséget pedig egy szabályozható membránszelep biztosította. A targetgáz nyomása arányos volt a spektrométer kamrájában mért nyomással. A gáz elszívását a gázfűvőka alatt elhelyezkedő 2000 l/s szívósebességű diffúziós szivattyú biztosította. Ezen felül a spektrométer kamráját egy másik 2000 l/s-os diffúziós pumpa is szívta.



3.1. ábra Az ATOMKI 1 MV-os Van de Graaf típusú gyorsítójának nyalábcsatornájára csatlakozó atomfizikai mérőrendszer. A kísérleti berendezés legfőbb része az ESA-13 jelű elektronspektrométer. Jelölések: PA - előerősítő, A - erősítő, C - számláló, TAC - idő-amplitúdó átalakító, CFD - állandó arányú időzítő egység, N_e - elektronok száma, N_p ionok száma, N_{rc} - „valós+véletlen” események száma, N_r - véletlen események száma (lásd később).

A gáztargeten végzett szórás kísérleteknél az egyedi ion-atom ütközések vizsgálata a cél. Mivel a legtöbb gáz a természetben molekuláris állapotban található, az ion-atom ütközések megvalósításához a targetgáz atomi állapotban történő előállítása szükséges, ami technikailag bonyolult feladat [Mar67]. Nemesgáznál ez a probléma nem merül fel, mivel a nemesgázok normál körülmények között nem alkotnak molekulákat. Ilyen megfontolásból, és azért is, mert kísérleteimben a target anyaga nem játszott döntő szerepet, kizárólag He és Ar targetet használtam.

A szilárdtest targeten végzett méréseimben szén- és aranyfóliát használtam. Jó minőségű, különböző vastagságú szénfóliák üveglapra párologtatva készen vásárolhatók. A fóliákat desztillált vízben úsztattam le, majd egy 4-5 mm belső átmérőjű keretre felfeszítve

hagytam megszáradni. A kb. $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ -nél vékonyabb fóliák száradáskor a víz felületi feszültségének hatására könnyen elszakadhatnak. Az elszakadás veszélyét kevés mosószer adagolásával csökkenthetjük, ekkor azonban számolni kell a mosószer szennyező hatásával.

Az aranyfóliákat magam készítettem a következő módon. Egy vákuumkamrában elhelyezett fűthető lapra néhány milligramm konyhasót tettem, amit a fűtés bekapcsolásával vákuum alatt egy $r=30 \text{ cm}$ -re lévő üveglapra párologtattam. Erre párologtattam rá hasonló módon a megfelelő mennyiségű aranyréteget. Mivel a párologtatott anyag 2π térszögben terül szét, $d=100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastagságú fólia előállításához a fűtőlapra $m=2r^2\pi d=560 \text{ mg}$ tömegű anyagot kell a fűtőlapra helyezni. A konyhasó vízben jól oldódik, így az aranyfólia könnyen leúszatható.

A mérőberendezés legfőbb része az ESA-13 jelű spektrométer (lásd a 3.1. ábrát), amely két, torzított terű, hengertükör analizátorból áll, amelyek fókuszpontja egybeesik [Var85, Köv85, Köv96]. Kettős analizátor alkalmazására a háttér csökkentése érdekében van szükség. A spektrométer egy hengeres vákuumkamrában helyezkedik el, amelynek falán belül a Föld mágneses terének kizárására kettős rétegű μ -metál árnyékolás van kialakítva. A spektrométer hengereinek tengelye 43° , 90° vagy 137° -os szöget zárhat be a nyalábbal, attól függően, hogy melyik szögtartományba szórt elektronokat kívánjuk detektálni. A kis szögben szóródott elektronokat a spektrométer 43° -os helyzetében lehet mérni, ezért én a spektrométert ebben az állásban használtam. Az ESA-13 spektrométer a reakcióból származó elektronok szög és energia szerinti analizálását végzi. A megfelelő szög kiválasztása egy, a spektrométer tengelye mentén forgatható hengeren lévő rés segítségével lehetséges (3.1. ábra). A spektrométer energia- és szögfeloldását a spektrométer végén elhelyezett cserélhető blendék határozzák meg. Az elektronokat egy csatorna-elektronsokszorozó (Channel Electron Multiplier, CEM, vagy channeltron) detektálja.

A spektrométer energiahitelesítését a cusp, illetve ismert Auger-vonalak mérésével végezték el korábban az Atomfizikai Osztály munkatársai [Záv94b, Köv96]. A spektrométer hatásfok-függvényének meghatározására a 30° -ban mért elektronspektrumot a Rudd által mért abszolút hatáskeresztmetszeti adatokkal hasonlították össze [Rud76, Rud79]. A hatásfok-függvény szögfüggését a target Auger-csúcsok izotróp eloszlásának figyelembevételével lehetett meghatározni [Záv94b, Köv96].

A különböző folyamatok azonosításához az ütközésből kijövő lövedékek töltésállapot szerinti szeparálására volt szükség. Erre a célra egy, az iondetektor kamrája előtt elhelyezett eltérítő lemezpár szolgált. A megfelelő töltésállapotot az iondetektor nyalábra merőleges mozgásával lehetett kiválasztani. A részecskedetektor működését a következő fejezetben ismertetem.

Az egyes reakciók azonosítására koincidencia mérés technikát alkalmaztam. Az elektronok detektálására szolgáló channeltron, illetve az iondetektor jelei egy-egy előerősítőn keresztül jutottak el a NIM típusú elektronikai egységekhez. Az előerősítőtől érkező néhány mV nagyságú jelet egy erősítővel megnöveltem, ezután a zaj leválasztására egy állandó arányú időzítő egységet (Constant Fraction Discriminator, CFD) használtam, amely legfőbb előnye, hogy a jel időzítése független annak amplitúdójától. A diszkriminációs szintet a hatásfok növelése érdekében kicsivel a zajszint fölött célszerű megválasztani. Az időzítés pontosabbá tételére a NIM egységek gyors negatív kimenetét használtam. A spektrométer jele indította az idő-amplitúdó átalakítót (Time to Amplitude Converter, TAC), míg a „stop” jelet az iondetektor szolgáltatta. A TAC-on beállítható időablakot használtam a „valós+véletlen” koincidencia események számának meghatározására. A véletlen eseményszám meghatározásához pedig egy külön diszkriminátoron állítottam be egy ugyanakkora időablakot. Mind az elektron-, mind az ionkörbe egy-egy késleltető egységet iktattam közbe. A késleltetéseket úgy állítottam be, hogy az egy reakcióból származó elektron és ion jele a valós ablakba essen. A véletlen eseményeket definiáló ablak helyét ettől távolabbra állítottam. A mérési idő csökkentése érdekében a TAC konverziós idejét a lehető legkisebbre próbáltam csökkenteni; ez az idő a kísérletektől függően 200-1000 ns között változott. A véletlen és a valós események arányának növelése érdekében az időablakokat is a lehető legszűkebbre vettem.

A beérkező elektronokat és ionokat, valamint a véletlen és a „véletlen+valós” koincidencia eseményeket egy-egy számláló számlálta, majd az egy adott elektronenergiához tartozó adatokat egy számítógép rögzítette. Ugyanez a számítógép egy digitális-analóg átalakítón (Digital to Analogue Converter, DAC) keresztül vezérelte a spektrométer hengereire adott feszültséget, míg az időspektrumot egy másik számítógép gyűjtötte. A mérések során ügyeltem arra, hogy a detektorok hatásfoka ne változzon, illetve, hogy a hosszú idejű koincidencia mérések alatt a hatásfokuk a lehető legnagyobb legyen.

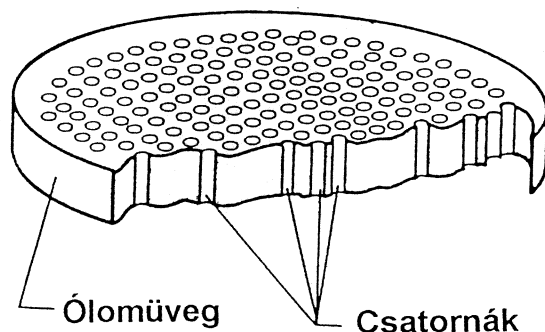
(helyes nyaláb és detektorbeállítás, megfelelő nagyságú feszültségek az elektronsokszorozókon, erősítés és diszkriminációs szintek beállítása).

4. Nagy számlálási sebességű iondetektor fejlesztése

4.1. Az iondetektor felépítése és működési elve

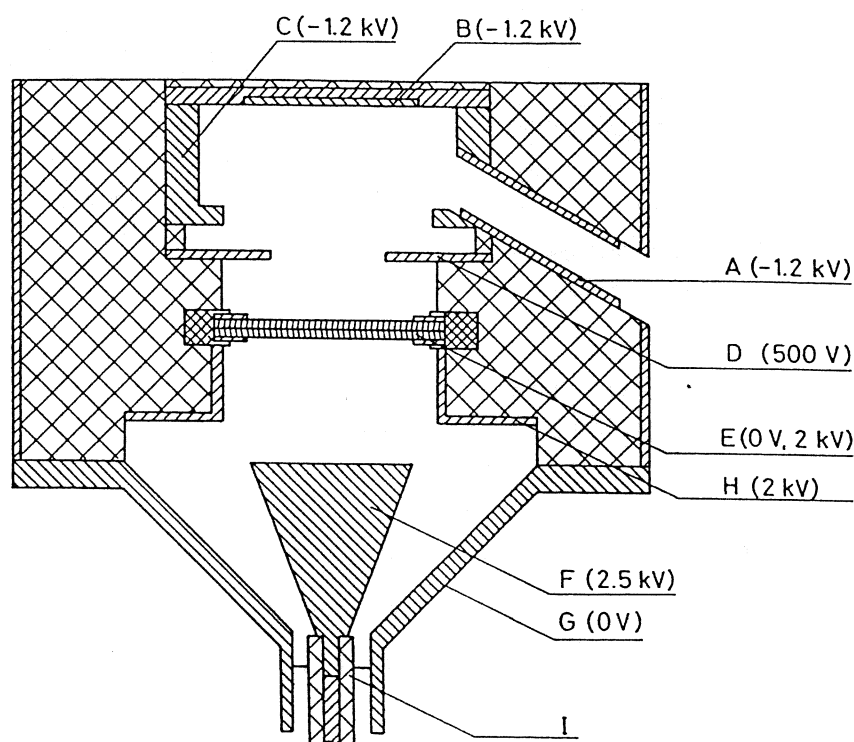
Az ion-atom ütközési kísérletekben, ahol a szórt lövedékionokat is detektáljuk (például koincidenzában az ütközésből származó elektronnal), alapvető jelentőségű az ionok gyors és jó hatásfokú detektálása. A gáztargeten végzett koincidenzia méréseimben a lövedékionok száma több nagyságrenddel meghaladta az ütközésből származó elektronok számát, így a mérés sebességét gyakorlatilag az iondetektor számlálási sebessége határozta meg. Korábban az ATOMKI-ban egy Rinn-típusú iondetektort használtak [Rin82, Hay94]. Ennél a detektornál a lövedékek egy alumínium felületből szekunder elektronokat váltottak ki, amelyeket egy serleg alakú elektróda egy csatorna-elektronsokszorozó (CEM) tölcserébe fókuszált. A detektor maximális számlálási sebességét a CEM holtideje határozta meg, így a detektálás hatásfoka körülbelül 200 kHz számlálási frekvencia közelében élesen csökkent. További probléma volt, hogy a CEM hatásfoka néhány órás működés után mintegy a felére csökkent. (Bár megfigyeltem, hogy fellevegőzve a vákuumkamrát a CEM hamar regenerálódik.) A fenti problémák kiküszöbölése érdekében szükség volt egy gyors, stabil és nagy hatásfokú detektor építésére.

A detektor tervezésénél a korábbi Rinn-típusú detektorból indultam ki, azonban a szekunder elektronok detektálására channeltron helyett egy *micro-channel plate*-et (MCP) használtam [Bád95]. Az MCP-t a hatvanas évek elején fejlesztették ki UV-, Röntgen-, elektron- és ionsugárzás helyzetérzékeny detektálására, de gyakran használják egyszerű egycsatornás detektorként is [Tim74, Ken77]. Az MCP felépítését a 4.1. ábra szemlélteti.



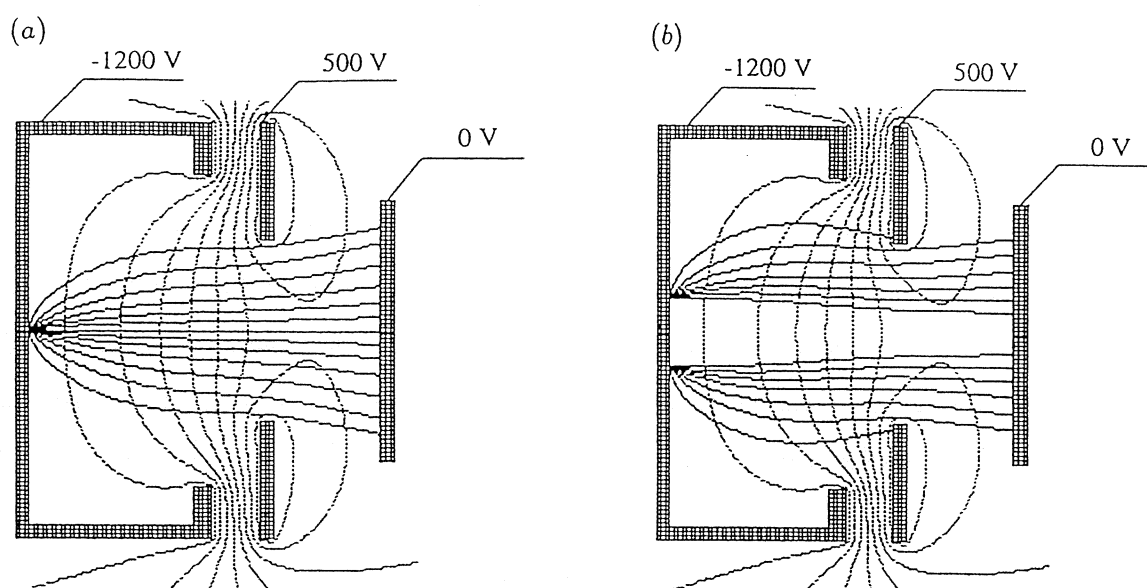
4.1. ábra Az MCP detektor felépítése.

A detektor négyzetcentiméterenként körülbelül 10^4 egymáshoz ragasztott, vagy olvasztott sokszorozó csatornából áll. Mivel egy csatorna legfontosabb paraméterei csak az átmérőjének és hosszának arányától függenek, a csatornák mérete bizonyos határig tetszőlegesen csökkenthető. 10-50 μm átmérőjű csatornáknál az MCP ideális vastagsága mintegy 0.5-3 mm. Az MCP $\epsilon=8$ körüli dielektromos állandójú ólomüvegből készül. Egy csatorna ellenállása $10^4 \Omega$ nagyságrendű, kapacitása 10^{-16} F. Ennek megfelelően egy csatorna időállandója kb. 10-20 ms [Wiz79]. Egy MCP-vel, 1-1.5 kV feszültséggel előfeszítve, az elektronok maximum 10^4 - 10^5 sokszorozása érhető el. Nagyobb elektronhozam a töltöten visszamaradó ionok tere miatt (ion feedback) nem lehetséges. Ennek kiküszöbölésére hajlított csatornákat [Tim81], vagy két egymás után elhelyezett MCP-t alkalmaznak, amelyek csatornái egymáshoz képest 8 - 10° -kal döntöttek (chevron elrendezés) [Par71]. A chevron elrendezéssel 10^7 - 10^8 elektronsokszorozás érhető el.



4.2. ábra Az iondetektor keresztmetszeti rajza. A belépő nyílás (-1.2 kV); B érzékeny felület (-1.2 kV); C fókuszáló serleg (-1.2 kV); D gyűrű elektróda (0.5 kV); E chevron elrendezésű MCP-k (előlső felület: 0 kV, hátsó felület: 2 kV); F kónikus anód (2.5 kV); G külső kup (0 kV); I BNC csatlakozó

Az általam tervezett detektor felépítését a 4.2. ábra mutatja. A nyaláb az A-val jelölt 20 mm hosszú, 5 mm belső átmérőjű csövön lép be a detektor kamrájába. A B érzékeny (alumínium) felületre 60°-os beesési szöggel érkezik a nyaláb, ahonnan az ionok (vagy atomok) szekunder elektronokat váltanak ki. Az elektronokat -1.2 kV feszültség gyorsítja az MCP földpotenciálán lévő első síkja felé. A detektor működésének alapötlete, hogy a C fókuszáló serleg, és a D gyűrű alakú elektróda az elektronokat egyenletesen teríti szét az MCP felületén (4.3. ábra), így az MCP egyes csatornái statisztikailag minimálisan terhelődnek, következésképpen az MCP egészének holtideje minimális.



4.3. ábra A szekunder elektronok SIMION programmal számított pályái. **(a)** Középső nyalábhelyzet esetében, **(b)** szélső nyalábhelyzetnél. Az ábrán feltüntetett legnagyobb emittálási szög 85°. Az elektronok kezdeti energiája 50 eV.

Az elektródák alakját és potenciálját a SIMION ionoptika-modellező szoftverrel [Dah88] terveztem meg. Az elektronpályák szimulációja során feltételeztem, hogy a B felületből kilépő elektronok eloszlása a kilépési szög koszinuszával arányos [Rin82]. A 4.3.(a) ábra szemlélteti az elektronok pályáját, amikor a nyaláb az A cső tengelyén lép be a detektor kamrájába, a 4.3.(b) ábra pedig a legkedvezőtlenebb nyalábhelyzetet ábrázolja, amikor a nyaláb a cső széle mentén lép be a detektorba. Látható, hogy még a legkedvezőtlenebb esetben is a szekunder elektronok többsége eljut az MCP-ig. A szekunder elektronok kilépési energiája 50 eV nagyságrendű [Hay94]. Az elektronpályákat

0-150 eV közötti kezdeti energiájú elektronokra számítottam ki, azonban azt tapasztaltam, hogy 1.2 kV gyorsító potenciál mellett ilyen kis kezdeti energia gyakorlatilag nem befolyásolja az elektronok pályáját.

A két MCP egyenként 1 kV előfeszítést igényel. Az elektronokat az 500 V-tal pozitívabb **F** kónikus anód gyűjti össze, amely egy 50 Ω -os BNC csatlakozóban végződik. A **G** külső kúp, illetve a detektor háza földelve van. A detektor jelének továbbítására 50 Ω -os kábeleket használtam. A detektor gyors jelei miatt fellépő oszcillációt úgy lehet csökkenteni, hogy a jel továbbítása és feldolgozása során mindenhol azonos impedanciájú kábeleket és bemeneti ellenállásokat használunk. Ezért az **F** és a **G** kúpokat úgy terveztem meg, hogy azok impedanciája is 50 Ω legyen. A két kúpszög meghatározásához a

$$Z=60\ln[\text{tg}(\alpha_1/2)/\text{tg}(\alpha_2/2)] \quad (4.1)$$

összefüggést használtam [Bec76], ahol $Z=50$, a kívánt impedancia Ohmban, α_1 és α_2 a külső, illetve a belső kúp félszöge.

A detektorhoz az ATOMKI Elektronika Osztályán egy feszültségérzékeny előerősítőt fejlesztettek ki, amely jelének emelkedési ideje 5 ns, lecsengése 20 ns [Hegy95].

A detektor vezető alkatrészei nem mágnesezhető anyagból (alumíniumból és bronzból) készültek, míg a szigetelők teflonból. A tervezés során ügyeltem rá, hogy a nemkívánatos töltődések elkerülése érdekében a szigetelők a szórt elektronok és ionok elől „rejtve” maradjanak (4.2. ábra).

4.2. Az iondetektor hatásfokának mérése

Az MCP átmérője:	20 mm
Érzékeny felület nagysága:	57 %
Egy MCP vastagsága:	0.8 mm
Csatornák száma:	5.7×10^7
A csatornák dőlési szöge:	8°
Egy csatorna átmérője:	20 μm
Egy csatorna hosszának és átmérőjének aránya:	40
Az MCP anyaga:	Inconel
Egy MCP ellenállása:	190 M Ω
Egy MCP elektronszorzozása 1 kV-nál:	3.4×10^4

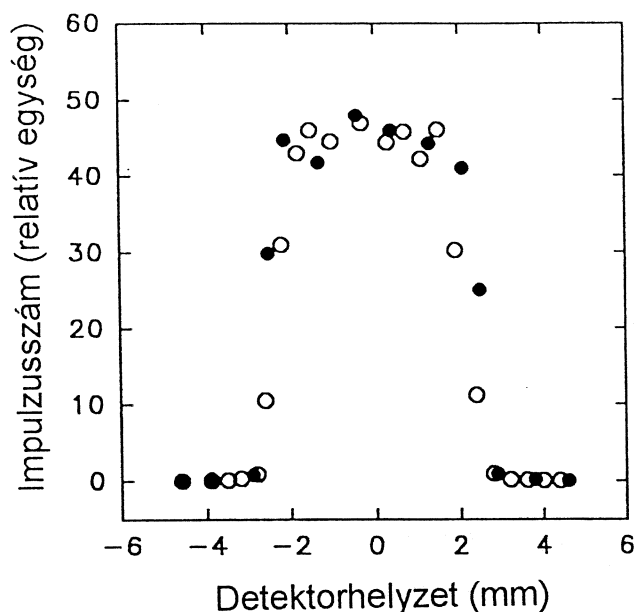
4.1. táblázat A detektorépítésnél felhasznált Hamamatsu-típusú MCP-k legfontosabb tulajdonságai.

A detektorba két Hamamatsu-típusú, chevron elrendezésű MCP-t építettem bele. Az MCP-ék legfontosabb paramétereit a 4.1. táblázat tartalmazza. Wiza gondolatmenetét követve az MCP egy csatornájának holtidejét $\tau=15$ ms-ra becsülhetjük [Wiz79]. Feltételezve, hogy az elektronok térben és időátlagban egyenletesen érkeznek az MCP felületére, valamint hogy a csatornák egymástól függetlenül működnek, az $N\approx 5.7\times 10^5$ csatorna együttes holtideje $t_{MCP}=\tau/N\approx 26$ ns. A két MCP között az egy csatornából származó elektronok — a két lemez közti távolságtól és feszültségtől függően — a második MCP $s\approx 10-40$ csatornájára terjednek szét [Par71]. Ennek következtében a második MCP csatornái nem lesznek függetlenek, ezért a teljes chevron holtidejét $T=t_{MCP}s\approx 0.7$ μ s-ra becsülhetjük. Ennek megfelelően azt várhatjuk, hogy a detektor hatásfoka 1.4 MHz számlálási frekvencia körül fog a felére csökkenni.

A detektor hatásfokának mérését 150 keV energiájú proton lövedékekkel végeztem. A kísérleti elrendezést a 3.1 ábra szemlélteti. A spektrométer kamrájában az alapnyomás 3×10^{-7} mbar volt, ami 1.8×10^{-5} mbar-ra emelkedett az argon targetgáz beengedése után. A spektrométerrel nyalábirányban (0° -os szögben) mérve az elektronokat a cusp-csúcs energiájára, $(m_e/m_p)\times 150$ keV-re álltam rá, ahol m_e és m_p az elektron és a proton tömegének aránya, hogy az elektronhozam maximális legyen. Az elektronokat koincidenzában detektáltam a kijövő lövedékionokkal. A kimenő töltésállapotokat szelektáló eltérítő lemezpárra nem adtam feszültséget, így az iondetektor az összes reakciócsatornából származó iont detektálta. Az MCP-kre egyenként 1 kV feszültséget adtam. Ennél az értéknél az MCP elektronsokszorozása telítődik. (Az MCP-t érdemes a telítési tartományban használni, mert ekkor az MCP-ből érkező jelek közel azonos amplitúdójúak [Tim74, Wiz79]). A gyors előerősítő segítségével és a NIM modulok gyors negatív jelét használva a koincidenzá csúcs szélességét az időspektrumban 5 ns-ra sikerült leszorítani.

Az iondetektor pozícióját a detektor vízszintes és függőleges mozgatásával ellenőriztem (4.4. ábra). Az ábrán jól kivehető az 5 mm átmérőjű A bemeneti nyílás profilja. Amennyiben a detektor nem a helyes irányban áll, a középső helyzettől elmozdulva az egységnyi idő alatt detektált ionok száma gyorsan csökken, és nem figyelhető meg a 4.4. ábrán látható 5 mm széles téglalap alakú függvény.

A koincidenciakör blokkdiagramja a 3.1. ábrán látható. Külön számláló gyűjtötte a spektrométer impulzusait (N_e), az ionok impulzusait (N_p), a „valós+véletlen” koincidencia (N_c) és a véletlen koincidencia (N_{rc}) eseményeket. Az elektronspektrométer elektronikus és egyéb zajok miatt bekövetkező véletlen impulzusait (N_d) egy külön méréssel határoztam meg. Az iondetektor hasonló jellegű véletlen impulzusainak száma négy nagyságrenddel volt kisebb mint a valós beütések száma, tehát elhanyagolható volt.



4.4. ábra A detektor hatásfoka a detektor helyzetének függvényében. ○ - vízszintes; ● - függőleges irányban mozogva.

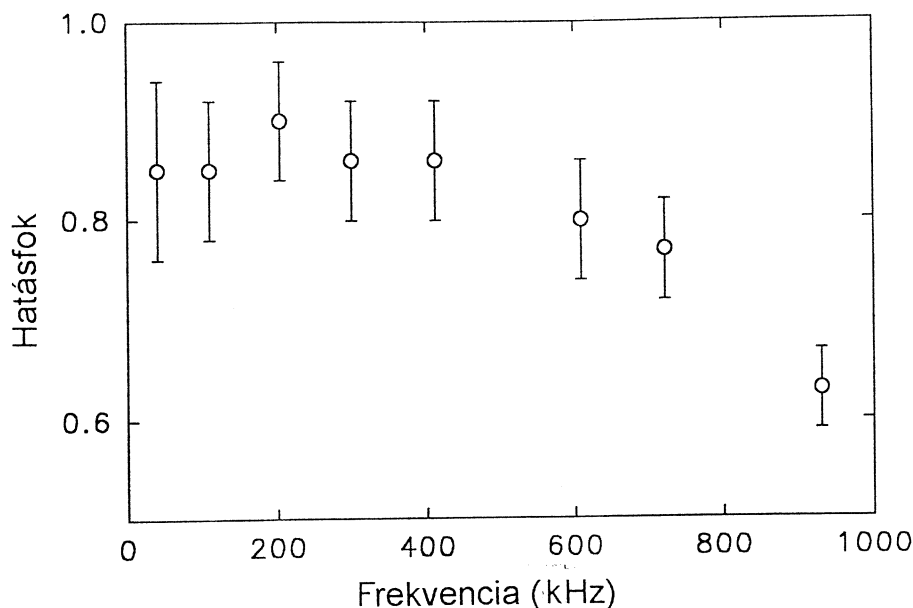
A valóságban beérkezett elektronok száma $(N_e - N_d)/\varepsilon_e$, ahol ε_e az elektronok detektálásának hatásfoka. Amennyiben az iondetektorral az összes reakciócsatornából származó iont detektáljuk, $(N_c - N_{rc})/\varepsilon_e \varepsilon_p$ szintén a beérkezett elektronok számát kell, hogy adja (itt ε_p az iondetektor hatásfoka), tehát $(N_e - N_d)/\varepsilon_e = (N_c - N_{rc})/\varepsilon_e \varepsilon_p$. Ebből az összefüggésből a detektor hatásfokát kifejezve:

$$\varepsilon_p = (N_c - N_{rc}) / (N_e - N_d). \quad (4.2)$$

Látható, hogy az iondetektor hatásfokának meghatározásához nincs szükség az elektrondetektálás hatásfokának ismeretére.

A detektor hatásfokát mérve a detektor különböző elektródáira adott potenciál függvényében azt tapasztaltam, hogy az optimális értékek megegyeznek a SIMION

programmal számított elektródapotenciálokkal (4.2. és 4.3. ábra). A detektor hatásfokának függését a számlálási frekvenciától a 4.5. ábra szemlélteti.



4.5. ábra A detektor hatásfoka a számlálási frekvencia függvényében.

Látható, hogy 600 kHz számlálási frekvenciáig a detektor hatásfoka 80%-nál nagyobb. Ettől nagyobb számlálási frekvenciánál a hatásfok elkezd csökkenni. A hatásfok csökkenéséhez az MCP holtidején kívül az is hozzájárulhat, hogy nagy számlálási frekvenciáknál az MCP-ből kijövő jelek amplitúdója csökken, így a jelek egy részének az amplitúdója a diszkriminációs szint alá kerül.

A 80%-os hatásfok nagyobb, mint az MCP aktív felületének aránya. A viszonylagosan nagy detektor hatásfokban három effektus játszhat szerepet. 1.) A 150 keV energiájú protonok egynél több, átlagosan 2 és 3 közötti elektront ütnek ki a detektor **B**-vel jelölt érzékeny felületéből [Mos89], így annak a valószínűsége, hogy legalább egy elektron ezek közül az MCP aktív felületére esik nagyobb, mint 57%. Meg kell jegyezni, hogy a 10^{-5} mbar nagyságrendű (nem ultranagy) vákuumban az érzékeny felület valószínűleg oxidálódott, illetve szén és szénhidrogén rétegekkel szennyeződött, azonban ilyen nagy energián a felület oxidációja a szekunder elektron emissziót nem befolyásolja. 2.) A lövedékionok a **B** felületről szóródva közvetlenül is eljuthatnak az MCP felületére, illetve a **B** felületről a detektor fókuszáló hengerébe szóródva, annak falából további elektronokat üthetnek ki. 3.) Az 1.2 kV feszültséggel gyorsított elektronok energiája elegendő ahhoz,

hogy az MCP inaktív felületére esve, onnan újabb elektronokat indukáljanak, amelyek bejuthatnak valamelyik szomszédos csatornába. Ezt az elképzelést több más kísérleti eredmény is alátámasztja. Galanti és munkatársai alacsony energiájú, 20-100 eV-es elektronokra 50% MCP hatásfokot mértek, ami közel megegyezett az MCP aktív felületének arányával, ugyanakkor 1 keV-os elektronokra a hatásfok 70%-ra növekedett [Gal71]. Ezzel ellentétben a CEM-nél ilyen különbség nem figyelhető meg. Itt 50 eV-es és 1 keV-es elektronokra is ugyanakkora, 80% hatásfokot mértek [Ols79], vagy egy másik munkában közel hasonlót, 90%-ot 50 eV-es elektronra, és 95%-ot 1 keV-es elektronokra [Bor79].

A detektor működésének stabilitását egy 150 órás mérés alatt 500 kHz számlálási sebességnél ellenőriztem. A detektor hatásfoka ez idő alatt nem csökkent mérhető mértékben. 10%-nyi hatásfokcsökkenés az általunk használt MCP-nél csak 10^{10} beütés után várható [Tim77], ami 500 kHz számlálási frekvencia mellett 1800 óra működést jelent.

5. 30 kV feszültségű gyorsító nyalábkivonó-rendszerének tervezése

Az 1 MV-os VdG generátorral gyorsítható lövedékek energiatartományának alsó határa $q \times (70-80)$ keV, ahol q a lövedék töltése. Alacsonyabb energián a gyorsító nem működik stabilan. Az elmúlt évek során a laboratóriumunkban folyó elektronspektroszkópiai vizsgálatok gyakran ennél alacsonyabb energiájú lövedékek előállítását tették szükségessé [Záv94c, Vík96a, Vík96b, Vík96c]. Ezért egy alacsonyenergiájú gyorsító építésébe kezdtünk bele, amely az 1 MV-os VdG nyalábcsatornájára csatlakozva lefedi a $q \times (5-80)$ keV lövedékenergia-tartományt [Bir93, Bád96a, Bir96].

Az új gyorsító üregkatódos ionforrása (DANFYSIK 911A) gázok és — párologtató kemencéje révén — szilárd halmazállapotú anyagok egyszeres töltésű pozitív ionjainak előállítására alkalmas. A gyorsító nyalábkivonó- és fókuszálórendszere, tápegységei és egyéb alkatrészei az ATOMKI-ben készültek.

Az ionforrás a nyalábkivonó-rendszeren és a gyorsítócsövön keresztül csatlakozik a földpotenciálon lévő függőleges nyalábcsatornához, ami egy 90° -os eltérítő mágnessel kapcsolódik a VdG vízszintes elhelyezkedésű nyalábcsatornájához. Az ionforrás működéséhez szükséges tápegységek (anód, kemence, korrekciós tekercs, katódűtés tápegységei) egy szigetelt állványon helyezkednek el, amely a gyorsító potenciálján van. A tápegységek földtől való leválasztását egy transzformátor végzi. Jelenleg a gyorsító maximum 30 kV potenciálon működhet. Egy további tápegység beépítésével azonban lehetőség van az ionforrás és a nyalábkivonó-rendszer további 50 kV potenciállal történő emelésére, és így maximum $q \times 80$ keV lövedékenergia elérésére. A gyorsítóval kapcsolatos munkák közül a gyorsító összeszerelésében vettem részt és a gyorsító nyalábkivonó-optikáját terveztem meg.

5.1. A tervezési módszer

Egy nyalábkivonó-rendszer tervezésénél egyszerre sok paraméterrel (elektródák száma, alakja és potenciálja) kell dolgozni. Egy ilyen összetett elektródarendszer tervezésére nincs egyértelmű, kialakult módszer. A tervezők általában a korábbi tapasztalatokra építenek, és az optimális elrendezést számítógépes szimulációval (IGUN, SIMION) [Bec92, Dah88] tervezik meg. Ezért nagy szükség van olyan elméletek kidolgozására, amelyek a szabad paraméterek számát csökkentve támpontot nyújtanak az elektródarendszer megkonstruálásához. Ilyen elmélet az úgynevezett „cos+lin” módszer [Bir90]. A nyalábkivonó- és fókuszálórendszer tervezése jó alkalmat biztosított a „cos+lin” elmélet tesztelésére is.

A „cos+lin” elmélet hengeres szimmetriájú kivonó- és fókuszálórendszer nyalábtengelymenti potenciáleloszlására ad kritériumot. A modell alapfeltevése, hogy a nyalábtengelyen a potenciáleloszlást egy lineáris és egy trigonometrikus függvény kombinációja írja le:

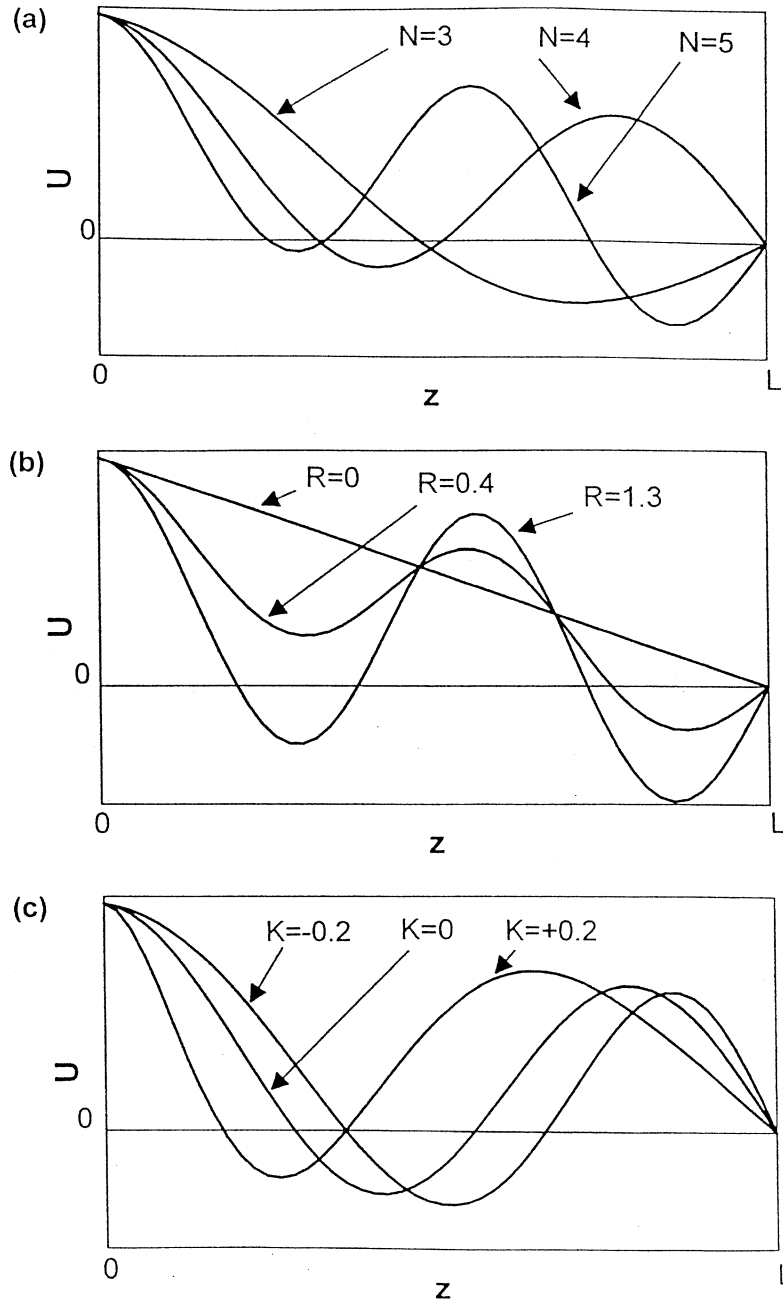
$$U(z)=U_c\cos(z')+U_l(1-z/L), \quad (5.1)$$

ahol $z'=z\pi/D$, z a nyalábtengely mentén mért távolság, D a koszinusz-függvény félperiódusa, U_c és U_l a trigonometrikus és a lineáris összetevő együtthatója, L az ionoptikai rendszer hossza. A periodikus potenciálnak fókuszáló, a lineáris potenciálnak pedig gyorsító hatása van a nyalábra. Az elmélet egyik legfőbb tulajdonsága, hogy *a nyaláb gyorsítását és fókuszálását együtt kezeli*. A modell szerint a rendszer hengerszimmetrikus elektródái a koszinusz-függvény minimumában és maximumában helyezkednek el. Ennek megfelelően az elektródák közötti távolság D (kivéve a két utolsót, ahol $D/2$), a kivonórendszer hossza pedig az elektródák N ($N>2$) számától függően $L=(N-3/2)D$. Az első elektróda rendszerint az ionforrás kilépő rése, az utolsó pedig a földpotenciálú nyalábsatorna bemenete. N a periodikus tengelymenti potenciáleloszláshoz *minimálisan szükséges* elektródaszámot jelenti. A gyakorlatban nem csak a minimum és maximum helyeken, hanem azok között is lehetnek elektródák, így ennek megfelelően az elektródák valódi száma több lehet mint N .

Az (5.1) egyenlet által előírt határfeltétellel megoldva a Laplace-egyenletet, a tengelytől r távolságra a potenciált az

$$U(r,z)=U_c \cos(z') I_0(r') + U_L (1-z/L) \quad (5.2)$$

kifejezés adja meg [Bir90], ahol $r'=r\pi/D$, I_0 pedig a nulladrendű Bessel-függvény. Az (5.2) képlet elvileg lehetőséget nyújt az elektródarendszer megkonstruálásához: az ekvipotenciális felületekkel megegyező alakú és megfelelő potenciálú elektródákkal az (5.1) tengelymenti potenciál előállítható.



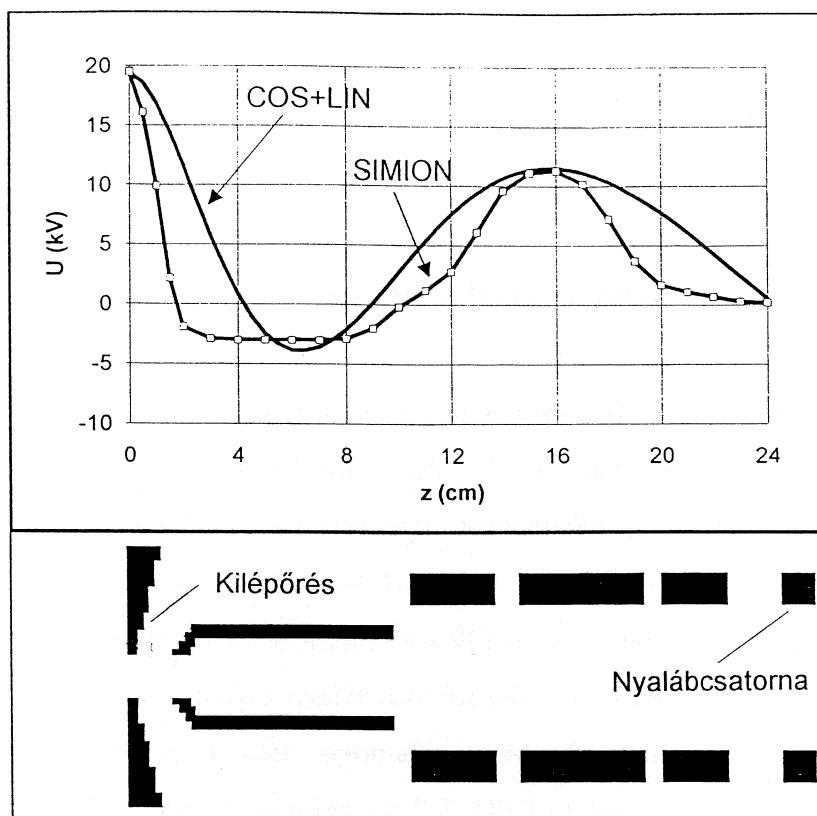
5.1. ábra A „cos+lin” módszerrel kapott nyálábtengelymenti potenciáeloszlás az elmélet három szabad paraméterének függvényében, **(a)** különböző elektródaszámoknál, $R=0.8$, $K=0$; **(b)** különböző R értékeknél, $N=5$, $K=0$; **(c)** a K paraméter függvényében, $N=4$, $R=0.8$.

Az ionforrás kilépő részének feszültsége általában megegyezik az U_0 gyorsítási feszültséggel, ami ismertnek tekinthető. Így az elmélet gyakorlatilag két paramétert tartalmaz: N -et az elektródák minimális számát, és az $R=U_c/U_l$ arányt. A számítógépes szimulációk azt mutatták, hogy $3 \leq N \leq 5$ elektróda szükséges és elegendő a kívánt nyalábméret és nyalábdivergencia előállításához. Az optimális R arányra az $0.9 \leq R \leq 1.3$ intervallum adódott [Bir90]. Jobb nyalábparaméterek érhetők el, ha az elektródák közti távolság az ionforrástól kezdve lineárisan növekszik. Ezért az elmélet egy kismértékű korrekciót is tartalmaz: az (5.1) és az (5.2) képletben D helyébe $D'=D+Kz$ helyettesítésével egy újabb szabad paramétert kapunk. K optimális intervallumára a $0.2 \leq K \leq 0.25$ -t adódott [Bir90]. A fenti paraméterekkel kapott tengelymenti potenciáeloszlás jól leírja a korábban más módszerekkel tervezett kivonóelektróda-rendszerek [Gre76, Kel84, Kel86, Sie87] potenciáeloszlását [Bir90]. Az N , R és K paraméterek hatását a tengelymenti potenciálra az 5.1. ábra szemlélteti.

5.2. A kivonórendszer tervezése

A kivonórendszer tervezéséhez a SIMION 4.0 ionoptikai tervezőprogramot használtam [Dah88]. A tervezés során egy kivonó (accel-decel elektródarendszer) és egy fókuszáló elemet (Einzel-lencse) kombináló elektróda-elrendezésből indultam ki [Sti95]. Az elektródák helyzetét, alakját és potenciálját fokozatosan változtatva a tengelymenti potenciált a „cos+lin” elmélet optimális paraméterértékeivel ($N=4$, $R=1.1$, $K=0.22$) számított potenciáeloszláshoz igyekeztem közelíteni, miközben figyeltem, hogy hogyan változnak a kilépő nyaláb paraméterei. A vizsgálatoknál a rendszerből kilépő szélső nyaláb nyílásszögét és a nyaláb átmérőjét vettem alapul. A legjobb nyalábparamétereket adó elektróda-elrendezést és a tengelymenti potenciált az 5.2. ábra szemlélteti $U_0=20$ kV gyorsító potenciálnál.

A számítógépes tesztek során az alábbi megállapításokra jutottam: 1.) Az ionforrás U_0 potenciáljának növelése (5 kV és 30 kV között) kismértékben rontja a nyaláb összetartását. 2.) A kimenő nyalábparaméterekre a legnagyobb befolyással az U_3 elektróda potenciálja van, a többi elektróda potenciálváltozása csak kismértékben hat a nyalábra.



5.2. ábra A „cos+lin” módszerrel számított, és a SIMION programmal optimalizált elektródarendszer tengelymenti potenciáeloszlása. Az elektródák potenciáljai: $U_0=20$ kV, $U_1=-3$ kV, $U_2=1$ kV, $U_3=12$ kV, $U_4=1$ kV, $U_5=0$ kV.

	A kimenő nyaláb átmérője	A kimenő nyaláb divergenciája
Sík plazmafelület	3.2 mm	0.2°
Domború plazmafelület	4 mm	0.5°
Homorú plazmafelület	6 mm	1°

5.1. táblázat A SIMION programmal végzett szimulációval kapott optimális nyalábparaméterek sík, valamint 1.2 mm sugarú gömb alakú, domború és homorú plazmafelület esetében.

3.) Az U_1 elektróda átmérőjének csökkentése általában javít a nyalábon, amelynek azonban határt szab az, hogy az elektródák a nyalábhoz nem kerülhetnek túl közel. 4.) A részecskék kezdeti energiája (100-300 eV) jelentéktelen változást okoz, ugyanakkor a plazmafelület

alakja nagy befolyással van a nyaláb divergenciájára. Az elektródarendszert sík plazmára optimalizáltam, de homorú és domború plazma esetében is jól kompenzálható a nyaláb ebből eredő divergenciája az U_3 elektróda potenciáljának változtatásával (5.1. táblázat). 5.) A kimenő nyalábparaméterek gyakorlatilag függetlenek a gyorsított ion tömegétől.

5.3 A kivonórendszer tesztelése

Az ionforrás és a kivonórendszer működését H^+ és Ar^+ ionok gyorsításával teszteltem. A maximális analizált áram $20\ \mu A$ volt a H^+ és $60\ \mu A$ az Ar^+ esetében. A direkt, illetve a kollimált, analizált nyalábáramot optimalizáltam az U_1 és az U_3 elektróda potenciáljának változtatásával. Az U_2 , U_4 és az U_5 elektróda földelve volt. Maximális áramot mind a direkt, mind az analizált és kollimált nyalábnál azonos elektródapotenciál-értékeknél mértem, ami a helyes nyalábvezetést jelzi. A gyorsítási feszültséget 5 és 30 kV között változtattam. A kapott optimális elektródapotenciálokat összehasonlítva a számítógéppel optimalizált értékekkel az 5.2. táblázat foglalja össze. A mért értékek jó egyezést mutatnak a számított értékekkel. A kísérletek megerősítették a számítógépes szimuláció során tapasztaltakat, hogy a nyalábparaméterek érzékenyek az U_3 elektróda potenciáljára, és kevésbé függenek a többi elektróda potenciáljának változásától, illetve, hogy az optimális potenciálértékek függetlenek a gyorsított ionok tömegétől.

U_0 (kV)	U_1 számított (kV)	U_1 mért (kV)	U_3 számított (kV)	U_3 mért (kV)
5	-2	-2 - -4	3	3
10	-2	-1.5 - -3.2	6	5.6
15	-2	-2 - -6	9	8.6
20	-3	-2 - -5	12	11.4
25	-3	-2 - -5	15	14.9
30	-3	-2 - -5	18	16.7

5.2. táblázat A SIMION programmal számított és a mért optimális elektródapotenciálok H^+ illetve Ar^+ ionokra (az optimális értékek a kétfajta ionra megegyeztek).

6. Proton lövedékek folytonos állapotaiba történő elektronbefogás hatáskeresztmetszetének mérése az ütközési paraméter függvényében

Az ebben a fejezetben ismertetett kísérletet a Bielefeldi Egyetem Fizika Tanszékén végeztük Dr. Sarkadi László témavezetőmmel felváltva, U. Brinkmann és Prof. R. Hippler külföldi partnereinkkel közösen. Mivel ennél a kísérletnél kisebb szerepet játszottam, mint a többi, disszertációmban ismertetett vizsgálatban, ezért itt a többes szám első személyt használom.

Az ion-atom ütközésekben lejátszódó egyik legalapvetőbb folyamat a lövedék Rutherford-szóródása a targetmagon. Nagyenergiájú lövedékeknél a lövedékek nagy része a 0° kis környezetébe szóródik, mivel a Rutherford-szórás hatáskeresztmetszete a szórási szög szinuszának negyedik hatványával fordítottan arányos:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \vartheta} = \frac{Z_p^2 Z_t^2 e^4}{4m^2 v_p^4 \sin^4(\vartheta/2)}, \quad (6.1)$$

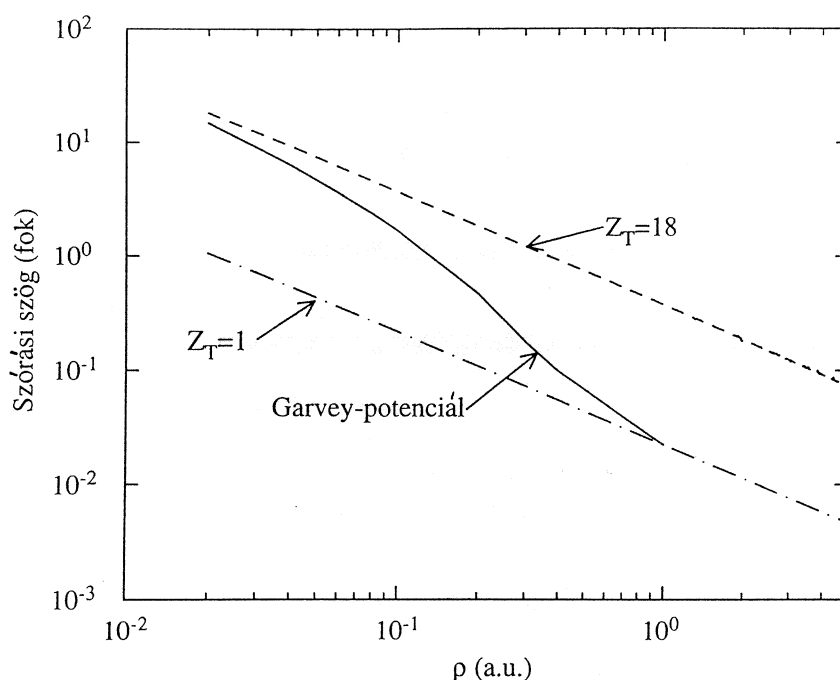
Z_p és Z_t a lövedék és a target rendszáma, m a lövedék és a targetmag redukált tömege, v_p a lövedék sebessége. A ρ ütközési paraméter egyértelműen meghatározza a szórás szögét, és fordítva:

$$\rho = \frac{Z_p Z_t}{m v_p^2 \operatorname{tg}(\vartheta/2)}. \quad (6.2)$$

Nagy lövedékenergiák, illetve kis ütközési paraméter esetében a Rutherford-szórást nem befolyásolja a target-, illetve a lövedékelektronok árnyékoló hatása, így ebben az esetben a csupasz atommagokra felírt (6.1) és (6.2) képletek jó közelítéssel használhatók elektronokkal rendelkező ionok (atomok) esetében is. A szórási szög és az ütközési paraméter közti pontosabb összefüggést 75 keV energiájú proton lövedékek Ar targeten való szóródásakor a 6.1. ábra szemlélteti. Az ábráról látható, hogy kis ütközési paraméter értékek esetében az árnyékolt potenciállal számított görbe a teljesen lefosztott targetmagra számított görbét közelíti.

Az ECC folyamatot elektronspektroszkópiával mindeztidáig csak a 0° -os irányban (nyalábirány) szóródott lövedékekkel koincidenciában vizsgálták; illetve egy micro-channel

plate-tel detektálva a lövedékeket, a 0° néhány tizedfokos környezetében [Sku88, Jag91]. Ezen kísérletünk során mi a 3.7° - 8.1° -os szögekben szóródott ionok ECC folyamatát vizsgáltuk. A nagyobb szögekben szóródott lövedékekkel korrelált ECC vizsgálata azért jelentős, mert ezáltal a folyamat — a 6.1. ábrán látható összefüggés alapján — az ütközési paraméter függvényében vizsgálható. A számítások szerint 75 keV-es protonok Ar targeten való szóródásakor a 3.7° -os szórás 0.06 au, az 5° -os szórás 0.047 au, a 8.1° -os szórás 0.033 au ütközési paraméter értékeknek felel meg [Tök95]. A hatáskeresztmetszet differenciálisabb ismerete az elméleti módszerek pontosabb tesztelését teszi lehetővé.

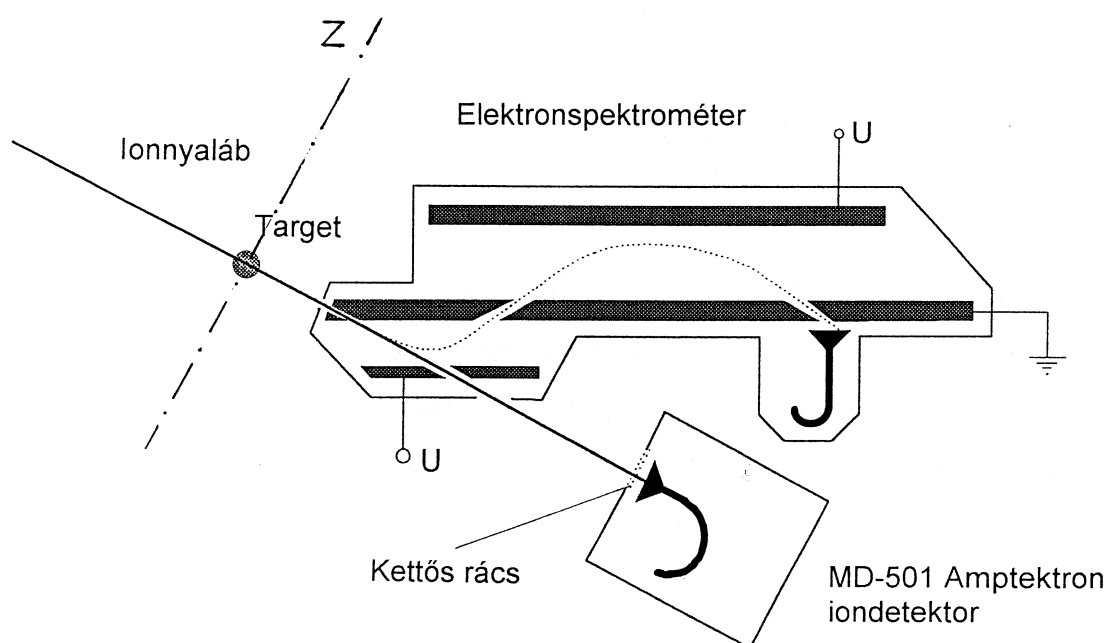


6.1. ábra A lövedék szóródási szöge és az ütközési paraméter közti összefüggés 75 keV-es proton lövedékek Ar targeten való szóródásakor a target ionizációja esetében. A szaggatott, illetve a pontozott görbe a Rutherford-szórás alapján számított görbék $Z_T=18$, illetve $Z_T=1$ értékekkel, a folytonos görbe a Garvey-féle modellpotenciállal [Gar75] számított összefüggés. [Tök95]

6.1. A kísérleti elrendezés ismertetése és a spektrométer hatásfok-függvényének meghatározása

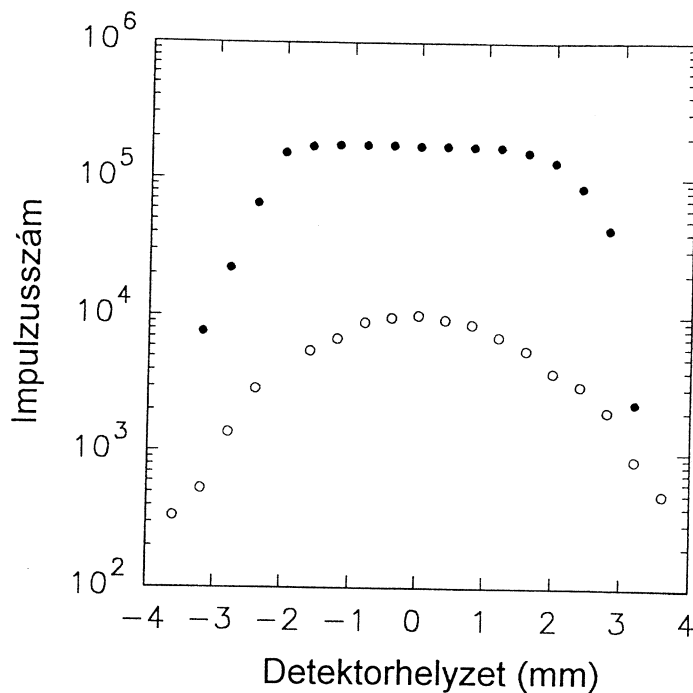
A méréseket a Bielefeldi Egyetem 350 kV-os kaszkád-típusú gyorsítójánál végeztük. A 75 keV energiájú, kollimált protonnyaláb egy kapillárison kiáramló Ar targetet

kereszttezett, amely a szórókamra tengelyében helyezkedett el. Az elektronok analizálására a 6.2. ábrán látható 30°-os kétfokozatú parallel plate spektrométert használtuk, amely szögfeloldása $+4.6^\circ$, -6.4° a fókuszáló síkban, $\pm 1.8^\circ$ az arra merőleges síkban, az energiafeloldása pedig 3.2%. A spektrométert fókuszpontja körül, a spektrométer lemezeivel párhuzamos síkban lehetett forgatni. A spektrométer bemeneti nyílásán vágott résnek köszönhetően a direkt nyaláb a spektrométer 0° - 10° -os helyzetében haladhatott át a spektrométeren. A direkt nyalábáramot egy Faraday-kamrával mértük, a szórt ionokat a spektrométer mögött elhelyezett AMPTEKTRON MD-501 típusú iondetektorral detektáltuk (6.2. ábra).



6.2. ábra A 30°-os dupla parallel plate spektrométer és az AMPTEKTRON MD-501 iondetektor vázlatos rajza. A spektrométert és az iondetektort a Z tengely körül lehetett forgatni.

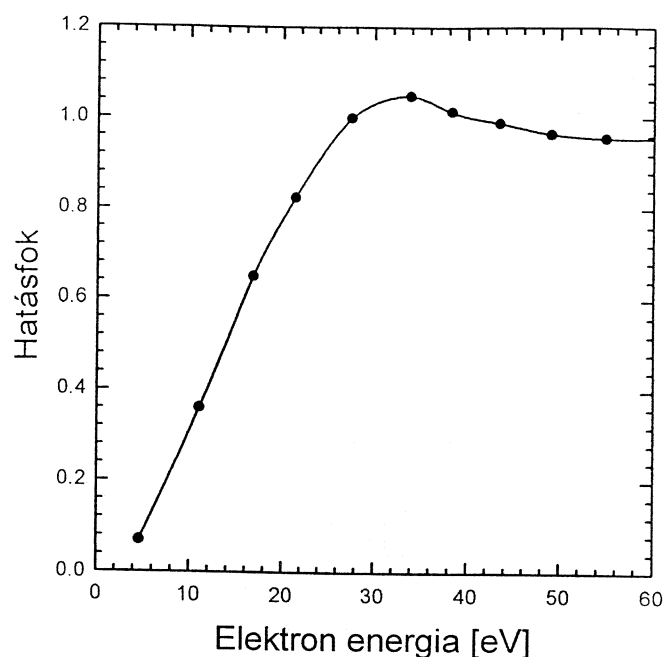
A 0.1 nA nagyságrendű nyalábáram által a targetból kiváltott nagyszámú meglökött targetion (recoil ion) jelentős háttérrel okoz az iondetektorban. Ennek kiküszöbölésére az iondetektor bemeneti nyílása fölé egy szigetelten felfogatott kettős hálót illesztettünk. A külső hálóra adott 50 V pozitív feszültség távol tartotta a meglökött ionokat; a belső, 400 V potenciálú háló pedig (a külső háló hatását ellensúlyozva) a channeltron tölcseréből kiváltott szekunder elektronokat verte vissza a channeltron belsejébe. Ezáltal jelentős hatásfoknövekedést lehetett elérni, amelyet a 6.3. ábra szemléltet.



6.3. ábra Az AMPTEKTRON MD-501 típusú iondetektor által detektált ionok száma a detektor helyzetének függvényében; ○ 50 V potenciálú rács alkalmazásával; ● 50 V potenciálú külső rács és -400 V potenciálú belső rács alkalmazásával.

Az elektronspektrumokat 22 eV és 50 eV között mértük (75 keV energiájú proton lövedékek esetében a cusp 40.8 eV-nál jelentkezik). Ebben az energiatartományban a spektrométer hatásfoka nem tekinthető konstansnak, ami nagyrészt abból ered, hogy a spektrométer channeltronjának hatásfoka 30 eV-nél alacsonyabb energiájú elektronokra erősen csökken. Ezért a spektrumokat a spektrométer hatásfok-függvényével korrigálni kell.

A spektrométer detektálási hatásfokának meghatározásához a 30°-ban mért kétszeresen differenciális elektronspektrumot vetettük össze a Rudd és munkatársai által mért abszolút hatáskeresztmetszeti adatokkal [Rud79]. A spektrométer hatásfok-függvényét a két spektrum hányadosa adja (6.4. ábra). Ugyancsak a Rudd által mért abszolút hatáskeresztmetszetekhez viszonyítva határoztuk meg az általunk mért spektrumok abszolút skáláját.



6.4. ábra A spektrométer hatásfok-függvénye.

6.2. A mérési eredmények ismertetése és összehasonlítása az elméleti számítások eredményeivel

A 6.5.(a) ábrán a nyalábhoz képest 0° , 3.7° , 5° és 8.1° -ban felvett, $1/E$ -vel (E az elektronok energiája) és a spektrométer hatásfok-függvényével korrigált elektronspektrumok láthatók. Az $1/E$ -vel való korrigálásra a spektrométer konstans $\Delta E/E$ energiafeloldása miatt van szükség. Az ábráról látható, hogy a 0° -tól eltérve az elektronspektrumban a cusp fokozatosan eltűnik.

A 6.5.(b) ábra az elektronokkal egyirányba szóródott ionokkal koincidenciában mért háromszoros differenciális hatáskeresztmetszeteket (Triple Differential Cross Section, TDCS) ábrázolja. A TDCS *abszolút* értékeit az abszolút DDCS alapján lehet meghatározni. A TDCS a következőképpen írható fel:

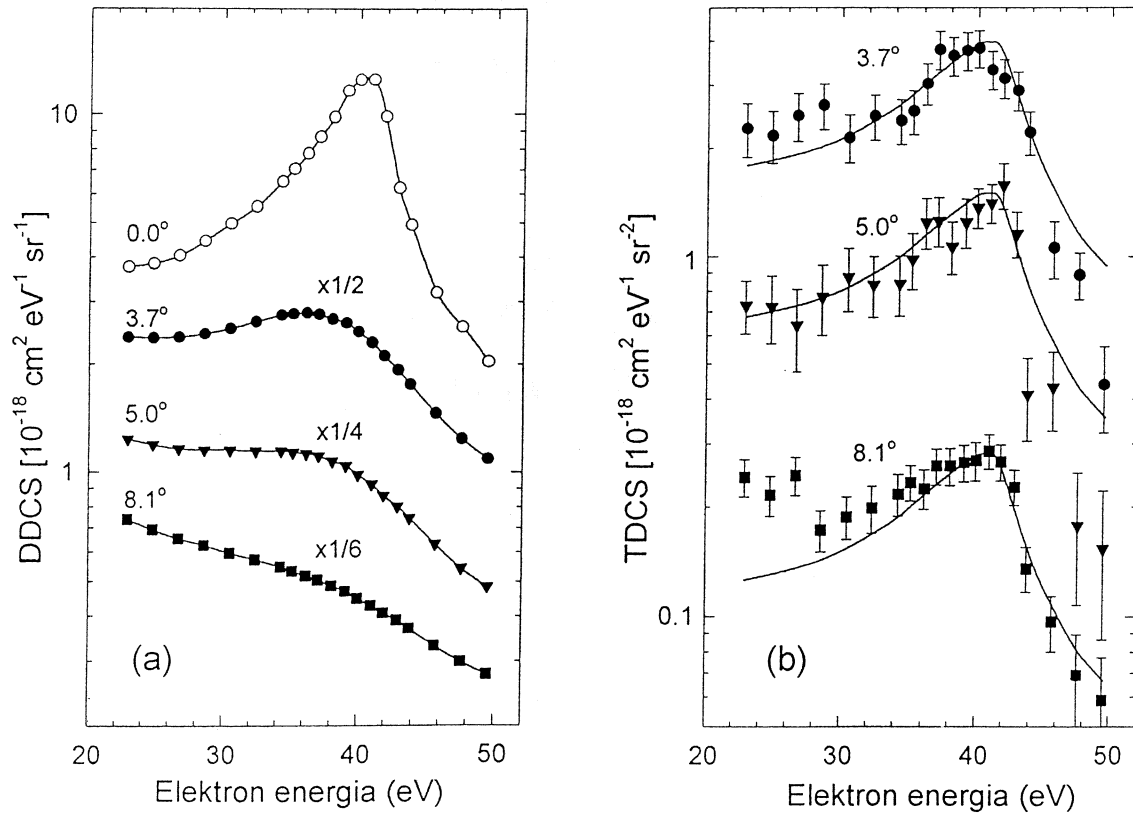
$$\sigma_{TDCS} = \frac{kN_c}{\varepsilon_e \varepsilon_p I_p l \Delta E \Delta \Omega_e \Delta \Omega_p}, \quad (6.3)$$

ahol k arányossági tényező, N_c a koincidencia események száma, ε_e az elektrondetektálás, ε_p az iondetektálás hatásfoka, I a nyalábáram, ρ a target sűrűsége, l a target vastagsága, ΔE az elektronspektrométer energiaablaka, $\Delta\Omega_e$ és $\Delta\Omega_p$ a spektrométer, illetve az iondetektor által látott térszög. Ehhez hasonlóan a DDCS:

$$\sigma_{DDCS} = \frac{kN_c}{\varepsilon_e I \rho l \Delta E \Delta\Omega_e}, \quad (6.4)$$

ahol N_e a koincidenciafeltétel nélkül detektált (szingle) elektronok száma. A (6.3) és (6.4) összefüggésekből a TDCS a következőképpen határozható meg:

$$\sigma_{TDCS} = \frac{N_e \sigma_{DDCS}}{N_e \varepsilon_p \Delta\Omega_p}. \quad (6.5)$$

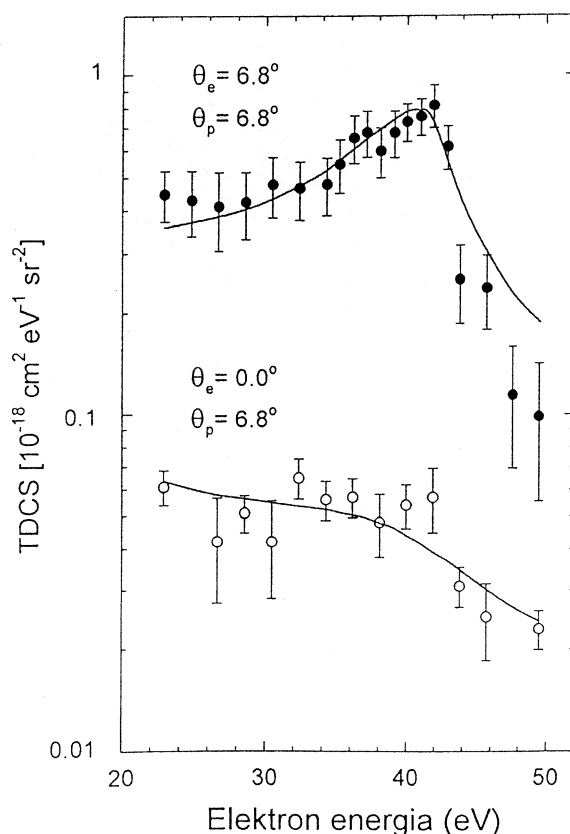


6.5. ábra (a) A koincidenciafeltétel nélkül detektált elektronok energiaspektruma 75 keV-es proton Ar targeten történő szórásakor, különböző szögeknél. A pontokat összekötő görbe a szem vezetésére szolgál. **(b)** Az elektronokkal azonos irányban szóródott lövedékekkel koincidenciában mért elektronspektrumok. A kísérleti pontokra a 0° -os spektrumalak illeszkedik, figyelembe véve az iondetektor nem zérus térszögét.

A koincidenciában mért spektrumokban jelentkező cusp alakja kissé eltér a 0° -ban megfigyelt szingle elektronspektrum alakjától. Ennek legfőbb oka az iondetektor nem zérus térszöge. Az iondetektor a $\pm 1.4^\circ$ -os szögekben szóródott ionokat detektálta, így a

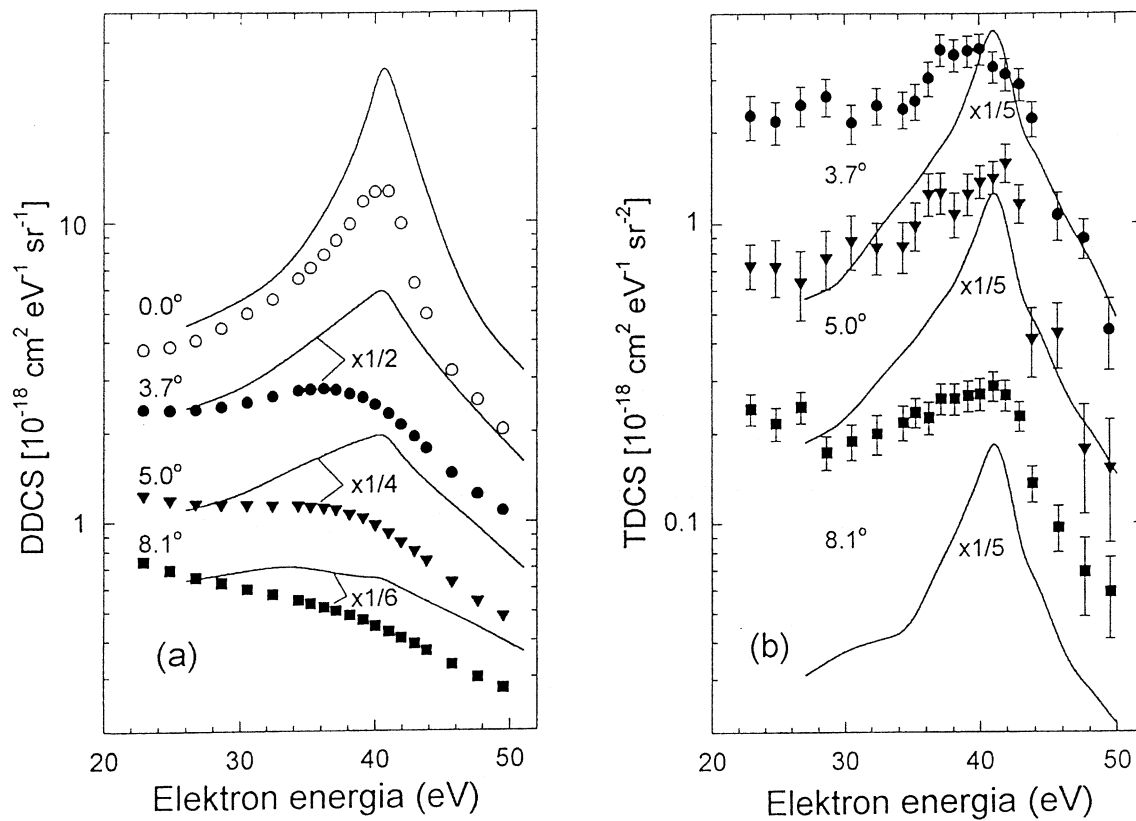
koincidencia spektrumban is az ezekkel korrelált elektronok látszanak. Mivel a cusp 0° -tól eltérve csökken, ez az effektus „laposítja” a cusp-ot. Ennek figyelembevételére a 0° környezetében 0.3° -onként felvett szingle elektronspektrumokat integráltuk az iondetektor bemeneti ablakára. Az így illesztett spektrumalak (6.5.(b) ábra, folytonos vonal) jól illeszkedik a 3.7° , 5° és 8.1° -ban koincidenciában mért spektrumokra.

A cusp kialakulásában szerepe lehet a lövedék ütközés előtti fókuszáló hatásának is, amint azt a DWB és CDW számítások mutatják [Guly96]. Ezen hatás vizsgálata céljából a 0° -os elektronspektrumot a 6.8° -ban szóródott lövedékekkel koincidenciában mértük. Ekkor ugyanis cusp csak a lövedék előfókuszáló hatása révén keletkezhet, mivel az ütközés után a detektált ion és elektron már nem együtt halad. Mivel a mért koincidencia spektrumban csak a 6.8° -os szingle spektrumalaknak megfelelő lapos hát figyelhető meg (6.6. ábra), arra következtethetünk, hogy az előfókuszáló hatásnak nincs döntő szerepe a cusp formálásában.



6.6. ábra ● - a 6.8° -ban szóródott lövedékekkel koincidenciában mért 6.8° -os elektronspektrum; ○ - a 0° -os irányban szóródott lövedékekkel koincidenciában mért 6.8° -os elektronspektrum. A ● pontokra illeszkedő görbe a 0° -os spektrumalaknak felel meg (6.5.(b) ábra), a ○ pontokra illeszkedő görbe a 6.8° -os koincidencia feltétel nélküli spektrumalak.

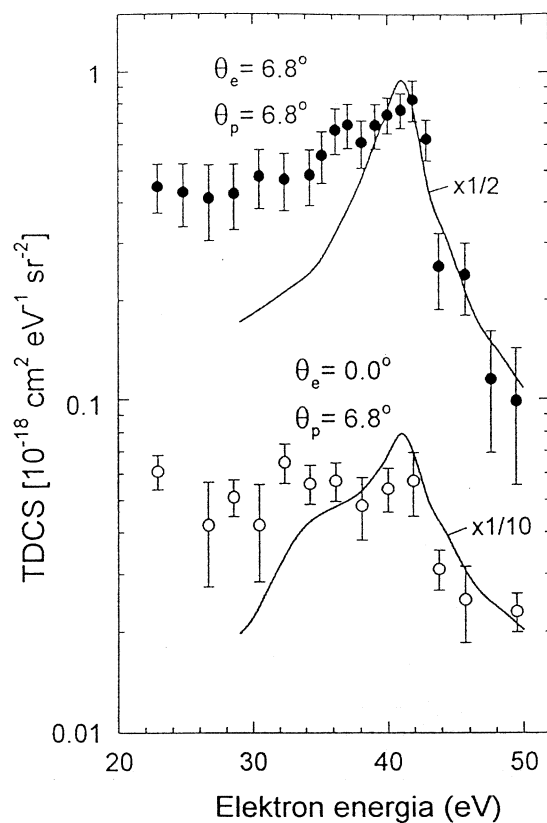
A kísérleti eredményeket az elsőrendű DWB [Guly96] és a CTMC [Tök95] számításokkal vetettük össze. A DWB közelítéssel számított DDCS értékek elég jó egyezést mutatnak a kísérleti hatáskeresztmetszetekkel, bár a mért értékeket a DWB túlbecsüli (lásd a 6.7.(a) ábrát). A TDCS-nél már nagyobb az eltérés (6.7.(b) ábra), de az elmélet jól leírja folyamat jellegét. A számított és a mért értékek közti eltérés egyik oka az lehet, hogy a DWB erősen túlbecsüli a lövedék előfókuszáló hatását (6.8. ábra). A folyamat pontosabb leírására valószínűleg a perturbációs sorfejtés magasabb rendű tagjait is figyelembe kellene venni.



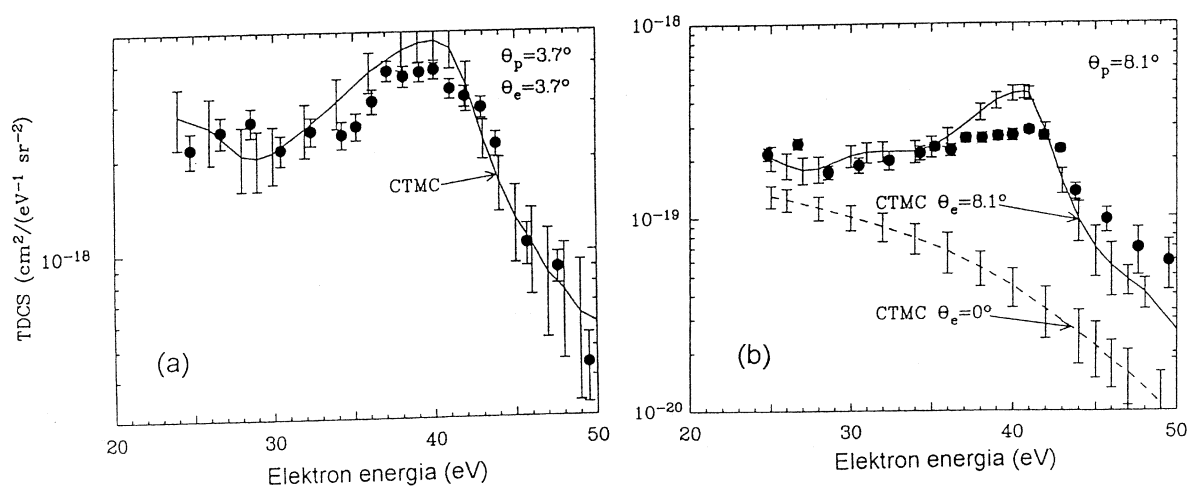
6.7. ábra A mért DDCS és TDCS összehasonlítása a DWB számítások eredményével.

A 6.9. ábrán látható, hogy a CTMC számítások igen jó egyezést mutatnak a kísérleti adatokkal. A CTMC olyan elmélet, amely a szórási folyamatot klasszikusan, de végtelen rendben figyelembe veszi. A CTMC módszerrel nyert elméleti és a kísérleti eredmények igen jó egyezése arra utal, hogy az ECC folyamatnál fontosabb a magasabb rendű tagok

figyelembevétele, mint a kvantummechanikai tárgyalásmód (például a DWB, vagy a CDW elmélet alkalmazása) .



6.8. ábra A 0° -ban és a 6.8° -ban szóródott lövedékekkel koincidenciában mért 6.8° -os elektronspektrumok összehasonlítása a DWB közelítésben számított hatáskeresztmetszetekkel.



6.9. ábra A mérési eredmények összehasonlítása a CTMC számítások eredményével (a) 3.7° -ban, (b) 8.1° -ban szóródott lövedékek esetében.

7. Alacsonyenergiájú rezonanciaállapotok megfigyelése a He 2^1S és 2^3S gerjesztett állapotai közelében

Az alacsonyenergiájú rezonanciaállapotok fontos szerepet játszanak a kötött állapotú rendszerek vizsgálatában. Ezen állapotok szerepe az atomfizikában, ahol a rezonanciaenergiák az igen alacsony, 1 meV alatti energiatartományba esnek, kevésbé ismertek, mint a magfizikában. Ennek oka, hogy az ilyen alacsony energiájú elektronok mérése technikai akadályokba ütközik.

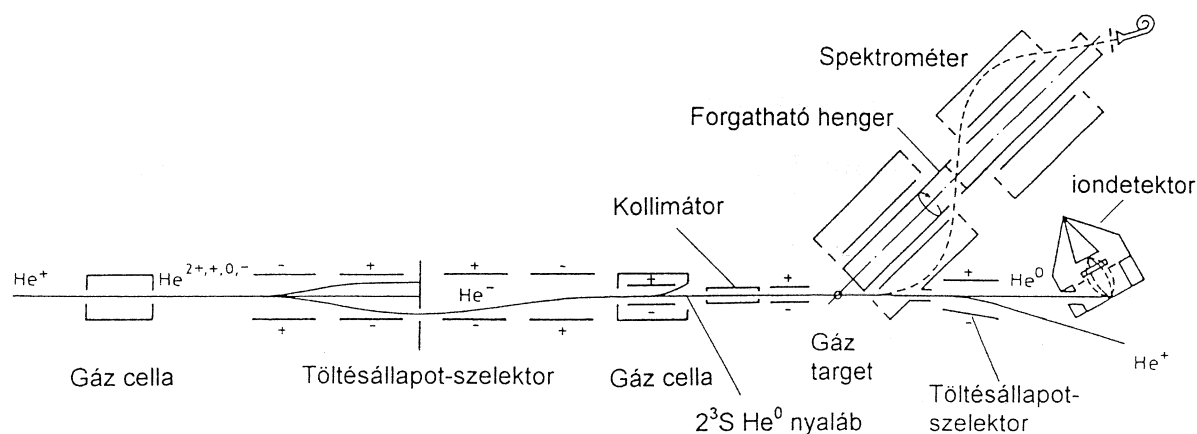
A 2.2. fejezetben említettem, hogy Barrachina elmélete szerint a semleges kijövő He lövedékek esetében a 0° -os elektronspektrumban megfigyelt cusp a He 2^1S állapotának közelében található, viszonylag nagy szórási hosszal jellemezett virtuális rezonanciának tulajdonítható. A nyalábsatornában 400 keV energiájú He^+ nyalábból elektronbefogással előállított semleges He nyaláb $(24 \pm 4)\%$ -ban metastabil állapotú He atomokat tartalmaz [Hor80] (effektív He nyaláb). Mivel a triplet 2^3S állapotba való elektronbefogás körülbelül háromszor olyan valószínű mint a szingulet 2^1S állapotba történő befogás (a végállapotok száma háromszor több), a nyaláb metastabil részének körülbelül $r=0.25$ része, tehát a teljes nyalábnak a 6%-a található 2^1S állapotban. A nyaláb 18%-a 2^3S állapotú, a többi 76% pedig alapállapotú (1^1S). Az itt ismertetett kísérletem során kétfajta 400 keV energiájú He nyalábot állítottam elő: a kevert nyalábot, és egy tiszta 2^3S nyalábot. Ugyanakkor egy korábbi kísérletben Kuzel és munkatársai a fent említett kevert és csak alapállapotú He nyaláb ECC hatáskeresztmetszetét mérték [Kuz93]. A két kísérlet adatait felhasználva a 2^1S He nyalábra vonatkozó ECC hatáskeresztmetszet is meghatározható, amely által egyértelműen eldönthető, hogy helyes-e a Barrachina által megfogalmazott kép [Bád96b].

7.1. 2^3S He nyaláb előállítása

A tiszta 2^3S He ^{0} nyalábot He $^-$ nyalábból elektronlefosztással nyertem. A He $^-$ $4P$ állapotban létezik, ahol mindhárom elektron spinje párhuzamos. Mivel a lefosztás során mágneses kölcsönhatás nem lép fel, az elektronvesztés során spinváltás nem következik

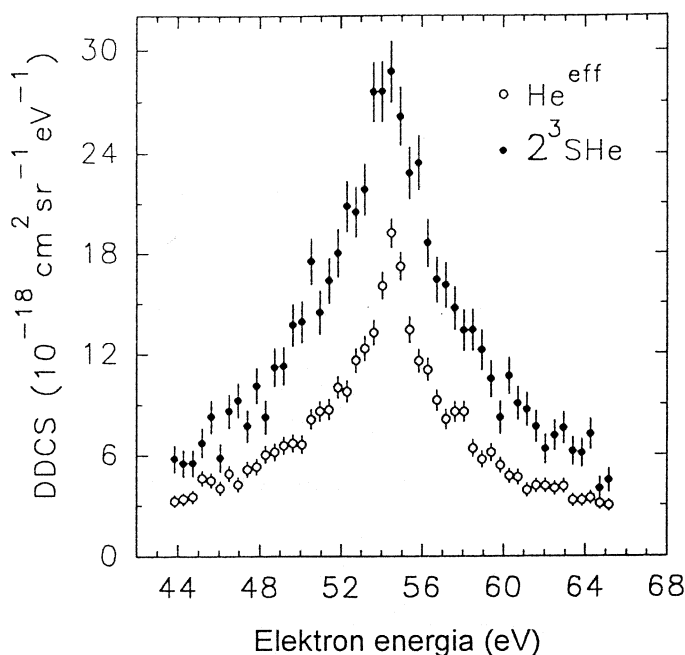
be. Így a visszamaradó állapot csakis olyan lehet, amelyben a két elektron spinje párhuzamos. Az egyetlen ilyen stabil (metastabil) állapot a 2^3S He.

A kísérleti elrendezést a 7.1. ábra szemlélteti. A 400 keV energiájú He^+ nyaláb egy gázcellán áthaladva részben áttöltődött: egy része elektronbefogással semlegessé vált, egy kis része pedig két elektron befogásával He^- ionná alakult. Az ábrán látható töltésállapot-szelektorról a He^- nyalábot választottam ki. Egy újabb gázcellán áthaladva a He^- nyaláb egy része elektronvesztéssel semlegesítődőtt. A nyaláb többi, töltött részét (He^+ , He^{2+} , He^-) egy elektrosztatikus tér eltérítette, így a spektrométer kamrájába csak a semleges 2^3S He nyaláb juthatott be. A bejövő nyalábban a He^+ aránya elhanyagolható volt ($<1\%$). A kevert nyaláb előállítása csak annyi módosítást jelentett, hogy a töltésállapot-szelektorról a semleges He nyalábot választottam ki. A berendezés többi része változatlan maradt. A spektrométer szögablakát 2° -ra állítottam be, az energiafeloldást pedig 0.6% -nak választottam. A kísérleti berendezés többi része megegyezett a 3. fejezetben ismertetettel. Az elektronokat a kijövő He^+ és He^0 lövedékekkel koincidenciában detektáltam. A méréseket Ar céltárgyon, három nyomásértéken, $p=3.8$, 6.8 és 12×10^{-6} mbar-nál végeztem. A targetkamra alacsonyomása $p_0=6 \times 10^{-7}$ mbar volt. Az elektronhozamot a $p-p_0$ nyomásértékek függvényében lineárisnak találtam. Mivel $p-p_0$ egyenesen arányos a target vastagságával, ez azt jelenti, hogy a gáztarget elegendően vékony volt ahhoz, hogy teljesüljön az egyszeres ütközés feltétele. Ennek megfelelően a spektrumokat $p-p_0$ -ra normalizáltam, majd ezek átlagát vettem.



7.1. ábra A 2^3S He nyaláb előállításának vázlata.

Azt, hogy a He^- nyalábból előállított He^0 nyaláb valóban metastabil állapotú, az elektronvesztési hatáskeresztmetszet mérésével ellenőriztem. A 7.2. ábrán látható, hogy az ELC folyamat hatáskeresztmetszete a tiszta metastabil nyalábnál mintegy 1.6-szorosa a kevert nyaláb esetében mért hatáskeresztmetszetnek, amely eredmény jól egyezik a Horsdal Pedersen által mért teljes elektronvesztési hatáskeresztmetszet-aránnyal [Ped80].



7.2. ábra Az ELC folyamatra vonatkozó kétszeresen differenciális hatáskeresztmetszet 400 keV-es 2^3S állapotú, illetve kevert He nyaláb Ar targeten való szóródásakor.

7.2. A különböző állapotú He lövedékek folytonos állapotaiba történő elektronbefogás hatáskeresztmetszetének meghatározása

A nyalábirányban mért kétszeresen differenciális ECC hatáskeresztmetszetet a 2^3S He és a kevert (effektív) bemenő nyalábra a 7.3. ábra mutatja. Az abszolút skála meghatározásához a $0.8x\text{E}_{\text{cusp}}$ és az $1.2x\text{E}_{\text{cusp}}$ energiák közötti integrális elektronhozamot a Kuzel és munkatársai által mért hatáskeresztmetszethez [Kuz93] normáltam. Ebből eredendően az abszolút skála 25%-os bizonytalanságot tartalmaz. A kétféle nyalábra kapott cusp alakja jelentősen eltér egymástól: a kevert nyaláb esetében a cusp jóval keskenyebb és

hegyesebb, mint a 2^3S He nyalábnál mért csúcs. A $0.8x E_{\text{cusp}}$ és az $1.2x E_{\text{cusp}}$ energiák között integrált DDCS arányra a

$$\sigma_{2^3\text{S}} / \sigma_{\text{eff}} = 0.99 \pm 0.03 \quad (7.1)$$

értéket kaptam. Feltételezve, hogy a kevert nyalábban a metastabil állapotú He aránya 24%, és ezen belül a 2^1S He hányada r , σ_{eff} -t a következő kifejezéssel közelíthetjük:

$$\sigma_{\text{eff}} \approx 0.24(r\sigma_{2^1\text{S}} + (1-r)\sigma_{2^3\text{S}}) + 0.76\sigma_{1^1\text{S}}. \quad (7.2)$$

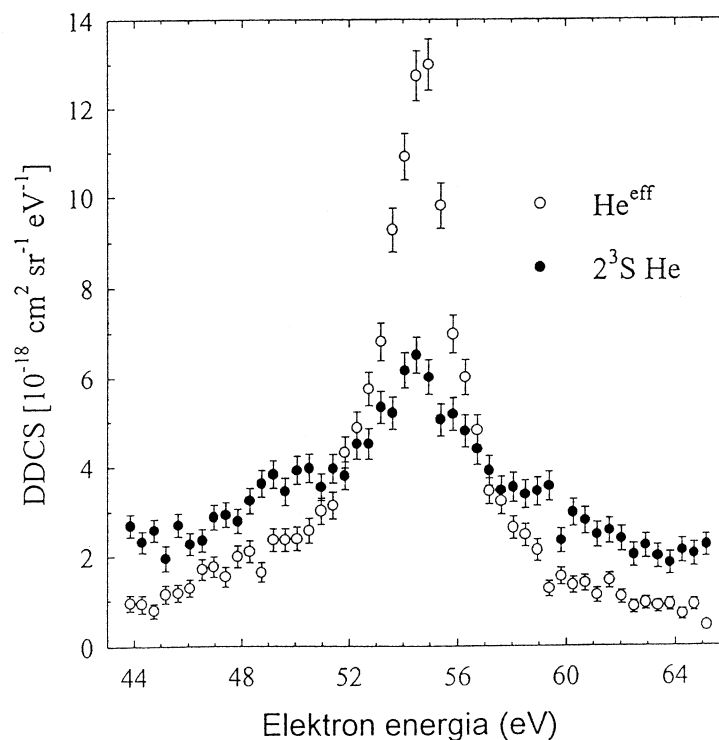
Kuzel és munkatársai a $\sigma_{\text{eff}} / \sigma_{1^1\text{S}}$ arányra a

$$\sigma_{\text{eff}} / \sigma_{1^1\text{S}} \approx 3.2 \quad (7.3)$$

értéket mérték [Kuz93]. Ezt az értéket a (7.2) egyenletbe helyettesítve, a

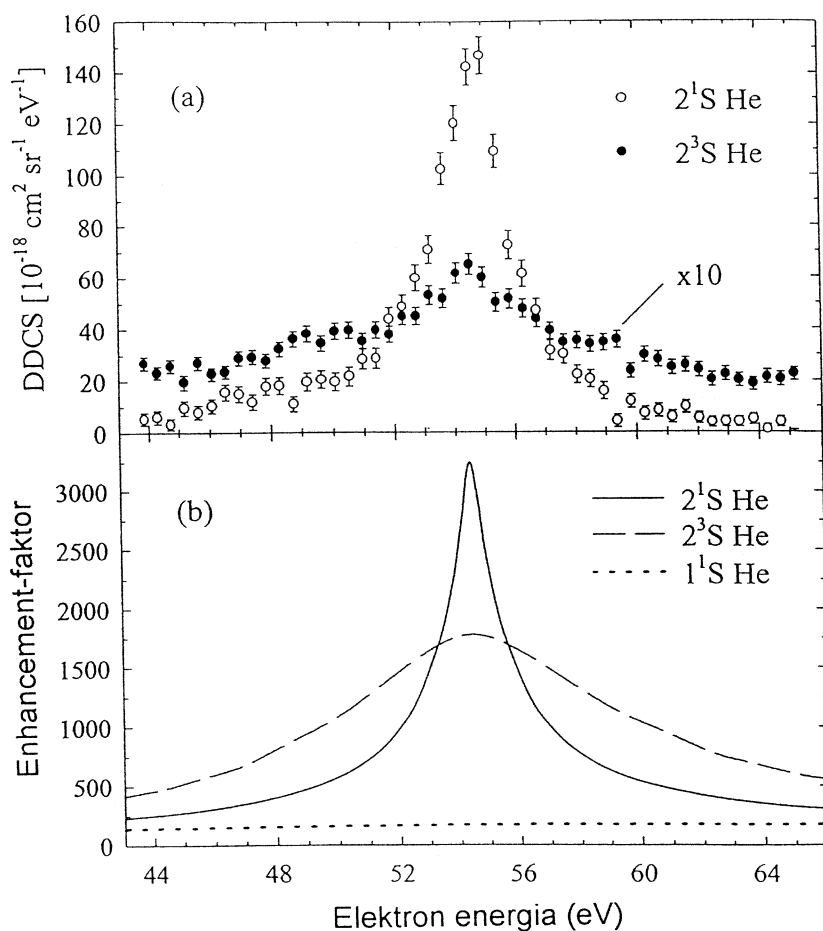
$$\sigma_{2^1\text{S}} \approx (3.17\sigma_{\text{eff}} - (1-r)\sigma_{2^3\text{S}}) / r \quad (7.4)$$

összefüggést kapjuk. Mivel az alapállapotú és az effektív He nyalábnál mért cusp-alakok megegyeznek [Kuz93], a (7.3) egyenletet érvényesnek tekinthetjük a differenciális hatáskeresztmetszetekre is. Ezt figyelembe véve az effektív és a 2^3S He nyaláb esetében mért spektrumokból a (7.4) egyenlet alapján a DDCS a 2^1S He nyalábra is meghatározható (7.4.(a) ábra).



7.3. ábra Az ECC folyamatra vonatkozó kétszeresen differenciális hatáskeresztmetszet 400 keV energiájú 2^3S állapotú, illetve kevert He nyaláb Ar targeten való szóródásakor.

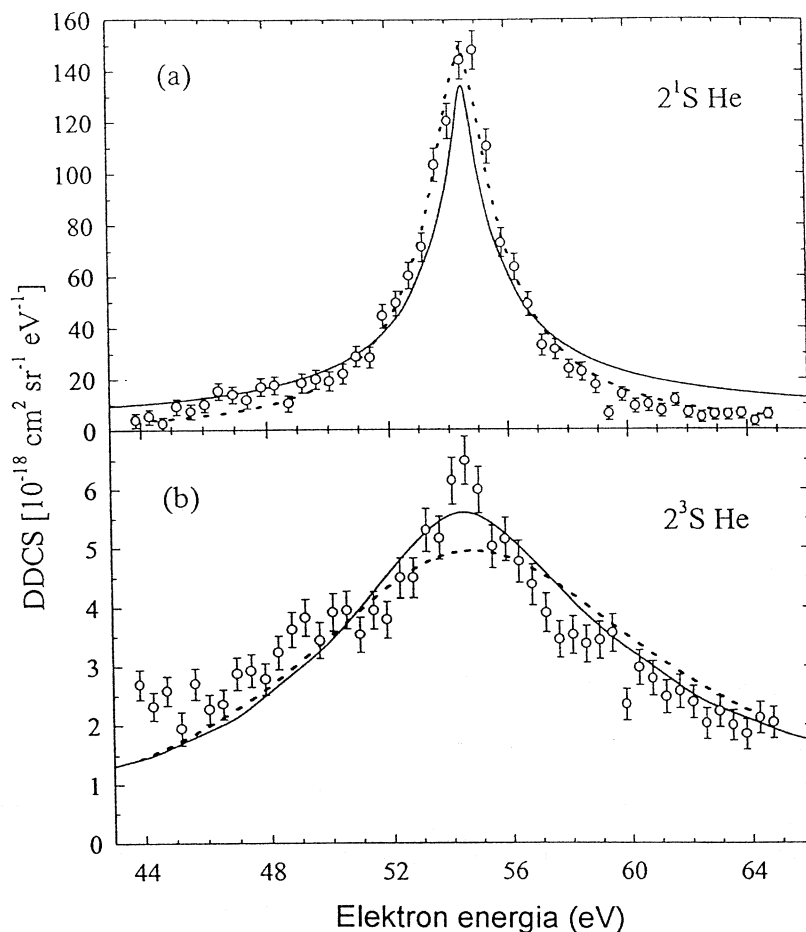
A 7.4.(b) ábra a Barrachina által különböző állapotú He-on való rugalmatlan elektronszórás Schrödinger-egyenletének s -hullámú, aszimptotikus megoldásaival számított $F'(\nu)$ faktorokat szemlélteti [Bar96]. Az $F'(\nu)$ faktorokat átlagoltam a spektrométer energia- és szög alakára, feltételezve a faktorok izotróp térbeli eloszlását a laboratóriumi koordinátarendszerben. Látható, hogy a számítás jó kvalitatív egyezést mutat a kísérlettel, azonban alulbecsüli a $\sigma_{2^1S} / \sigma_{2^3S}$ arányt.



7.4. ábra (a) Az ECC folyamatra vonatkozó kétszeresen differenciális hatáskeresztmetszet 2^1S és 2^3S He nyaláb Ar targeten való szórásakor. A 2^1S He-hoz tartozó spektrum a (7.4) egyenlet alapján nyerhető. **(b)** A Barrachina által számított [Bar96], és a spektrométer energia- és szögablakára integrált $F'(\nu)$ faktorok az 1^1S , a 2^1S és a 2^3S He nyaláb esetében.

A 7.5. ábrán a számított és a mért cusp-alakokat vetettem össze. Megállapíthatjuk, hogy az elmélet jó egyezést mutat a kísérlettel, ami alátámasztja Barrachina elméletét, miszerint a semleges He ionokkal koincidenciában mért cusp a He 2^1S állapotának

közelében lévő virtuális rezonanciával magyarázható. Ez a rezonancia egy igen nagy, $a \approx 330$ au [Nes75] szórási hosszal jellemzhető, ami intenzív és keskeny cuspot eredményez (lásd a (2.15) összefüggést). A 2^3S He esetében megfigyelt csúcs egy jóval kisebb, $a \approx 5.5$ au [Nes75] szórási hosszal jellemzett 2^1S rezonanciával hozható kapcsolatba [Szó91, Mac96].



7.5. ábra A mért spektrumok alakjának összehasonlítása a Barrachina által számított $F'(v)$ faktorokkal (folytonos vonal), illetve a faktornak a cusp környékén érvényes $F'(v) \approx a^2/(1+a^2v^2)$ alakjával (szaggatott vonal), **(a)** 2^1S He , **(b)** 2^3S He beeső nyalábra.

A számítások szerint az alapállapotú 1^1S He esetében csak egy nagyon széles, lapos csúcs várható [Jak89] (7.4.(b) ábra). Ezzel ellentétben Kuzel és munkatársai alapállapotú He nyalábnál is a 2^1S He nyalábnál tapasztalt spektrumalakot figyelték meg [Kuz93]. Ez azt jelzi, hogy az alapállapotú He által keltett cusp egy másodrendű folyamat eredményeként képzelhető el, amely során a He atom első lépésben 2^1S állapotba gerjesztődik. (A 2^3S állapotba való gerjesztődés nem valószínű, mert az spinváltozással járna.)

A (7.1), (7.3) és (7.4) egyenleteket felhasználva a következő hatáskeresztmetszet-arányokat kaptam: $\sigma_{2^1S} / \sigma_{2^3S} = 9.8 \pm 0.6$, $\sigma_{2^1S} / \sigma_{1^1S} = 31 \pm 8$ és $\sigma_{2^3S} / \sigma_{1^1S} = 3.2 \pm 0.8$. A hibák legnagyobb részben a nyaláb metastabil hányadának bizonytalanságából erednek.

További megfigyelésem, hogy a 2^3S He nyalábnál mért cusp két oldalán egy-egy csúcs (váll) jelentkezik a spektrumban 49 eV és 59 eV-nál (7.4.(a) ábra), ami a lövedékrendszerben 150 meV-nak felel meg. Bár az effektus ebben a spektrumban csak gyengén mutatkozik meg, feltételezhető, hogy ez a két csúcs a Szótér László által jelzett negatívion-rezonanciának tulajdonítható [Szó91].

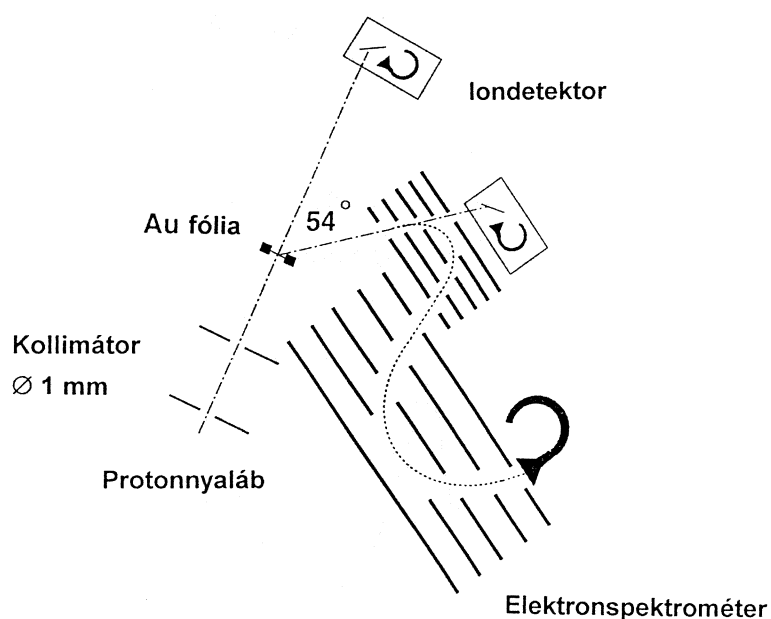
A 2^1S és 2^3S állapotok közelében megfigyelt alacsonyenergiájú rezonanciák szórási hosszának meghatározásához az $F'(v)$ faktornak a cusp közelében érvényes $F'(v) \approx a^2/(1+a^2v'^2)$ alakját illesztettem a mért spektrumokra. A 2^1S He spektrumánál a legjobb illeszkedést a 120 (+80,-50) au szórási hosszánál kaptam, a 2^3S spektrumánál pedig a 8 (+3,-2) au érték adódott (lásd a 7.5. ábrát). Ezek az adatok jól egyeznek a Nesbet által számított 330 au és 5.5 au értékekkel, figyelembe véve, hogy a számított értékek bizonytalansága nagy [Nes75]. Az illesztéssel kapott szórási hosszak hibái tovább csökkenthetők a spektrométer szögfeloldásának javításával.

A fenti kísérlet legfontosabb eredménye, hogy magyarázatot adott a kijövő semleges He lövedékek által keltett cusp-ra. A kísérletek másik eredménye az ionizációs küszöbhez nagyon közeli, 1 meV alatti rezonanciák szórási hosszának meghatározása, amely az alacsony elektronenergia miatt eddig nehézségekbe ütközött. Igen érdekes lenne a fenti vizsgálatokat kiterjeszteni nehezebb atomokra is.

8. Rutherford-szóródott protonok által keltett konvoj-elektronokra vonatkozó vizsgálatok

8.1. A kísérleti elrendezés

Konvoj-elektronokat mindeztáig szintén csak nyalábirányban, 0° -ban figyeltek meg. A Rutherford-szóródott protonok folytonos állapotaiba történő elektronbefogást a gáztargeten végzett, 6. fejezetben ismertetett kísérleteimhez hasonlóan szilárdtest target esetében is vizsgáltam [Bád96c].



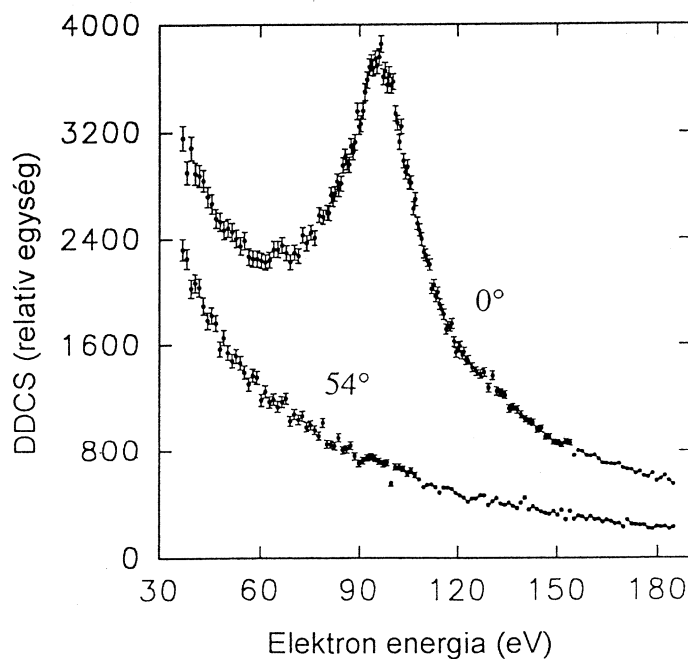
8.1. ábra A kísérleti elrendezés vázlatos rajza.

A kísérleteket a Bielefeldi Egyetem 350 kV-os kaszkád generátorán, valamint az ATOMKI 1 MV VdG gyorsítója mellett végeztem. A mérések során 200 keV energiájú protonokkal bombáztam egy $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastag aranytargetet. Ez a fóliavastagság körülbelül $d=110 \text{ nm}$ -nek felel meg. A fóliából emittált elektronok spektrumát 0° és 54° -ban mértem a CE csúcs környezetében. Az 54° -ban szóródott elektronokat koincidenciában detektáltam az ugyanezen irányban szóródott lövedékekkel (lásd a 8.1. ábrát). Az elektronok energiáját a 6. fejezetben ismertetett 30° -os parallel-plate spektrométerrel analizáltam, az ionok detektálására pedig egy Rinn-típusú detektor szolgált [Rin82]. A

targetkamra nyomása 4×10^{-7} mbar volt. Azért választottam targetnek aranyat, mert az arany rendszáma nagy, $Z_T = 79$, így — mivel a Rutherford-szórás nagy szögekben a rendszám négyzetével arányos ((6.1) képlet) — nagyobb szögeknél is elegendő számú koincidencia esemény volt várható.

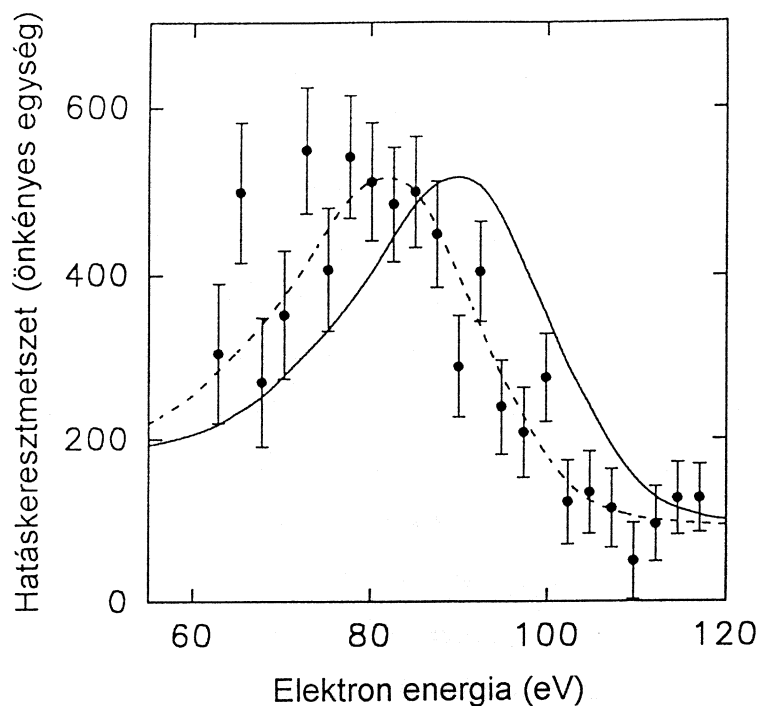
8.2. A mérési eredmények ismertetése

A nyalábirányban, illetve 54° -ban (koincidenciafeltétel nélkül) mért elektronspektrumot a 8.2. ábra mutatja. A 0° -os spektrumban a konvoj-elektron csúcs 96 eV-nál jelentkezik. Ez az elektronenergia 176.3 keV kijövő lövedékenergiának felel meg, tehát a lövedék energiavesztesége a fólián való áthaladás után $\Delta E_0 = 23.7$ keV. Feltételezhetjük, hogy az energiaveszteség szinte teljesen a target elektronjaival való kölcsönhatásból származik (electronic stopping power). A fólia vastagságát ebből az energiaveszteségből táblázat alapján határoztam meg [And77].



8.2. ábra A 0° és 54° -ban mért elektronspektrum 200 keV-es protonnyaláb aranyfólián való szórásakor.

Amint az várható volt, az 54° -os spektrumban nem figyelhető meg cusp. Ezzel szemben a lövedékekkel koincidenciában mért 54° -os spektrumban kimutatható a CE csúcs (8.3. ábra). A CE csúcs a 0° -ban mért értékhez képest 13 ± 1 eV-tal eltolódva 83 eV-nál jelentkezik.



8.3. ábra Az 54° -ban szóródott lövedékekkel koincidenciában mért elektronspektrum. A folytonos vonal a 8.3. fejezetben ismertetett modellszámítás eredményét mutatja. A számított és a mért spektrumalakok összehasonlítása céljából a számított értékeket 8 eV-tal eltoltam az alacsonyabb elektronenergiák felé (szaggatott vonal).

8.3. A mérési eredmények értelmezése

A kísérleti adatok értelmezésére egy egyszerű modellszámítást végeztem. A modell megalkotása során a következő feltevésekkel éltem: 1.) A proton a fóliában nagy valószínűséggel csak egyszer szóródik. (Ilyen vékony fóliánál ez feltehető.) 2.) A konvoj-elektronok a fólia utolsó atomi rétegeiből, azaz a kilépési felület közelében keletkeznek. 3.) A konvoj-elektronok sebessége megegyezik a lövedék sebességével. Ez az utóbbi feltevés nem feltétlenül teljesül, ugyanis a konvoj-elektronok végállapoti sebességét több

kölcsönhatás is befolyásolhatja. A transzport modelleknél, például, a CE keletkezését többlépcsős folyamatként képzelhetjük el. Az első lépésben az elektronok a fólia belsejében az ütközés során impulzust nyernek a lövedéktől. Ezt követi az elektrontranszport a fólia felületéig, amely során az elektronok rugalmasan, illetve rugalmatlanul szóródhatnak. A következő lépésben áthaladnak a felületi potenciállépcsőn (kilépési munka), aminek megfelelően az elektronok sebessége csökken. A fólián belüli transzport alatt, és a fóliából való kilépés után (valószínűleg ez utóbbi a meghatározó) a lövedék sebességéhez közeli sebességgel haladó elektronokat a lövedék Coulomb-tere fókuszálja. Ezen kölcsönhatások mellett a felülettől távolodva a kilépő elektronokra visszahúzó hatást gyakorol az elektronok által indukált, úgynevezett dinamikus felületi potenciál (az elektron tükörtlítésének tere), valamint a lövedék által indukált felületi potenciál [Bur90]. A felületi modelleknél a CE csúcs formálása, azaz az elektronok fókuszálása a fólián kívül történik, így sem az elektrontranszport, sem a kilépési munka nem befolyásolhatja a CE csúcs helyzetét. A Monte-Carlo számítások azt mutatják, hogy a konvoj-elektron csúcs formálásában a *hosszú hatótávú és idejű kölcsönhatások*, tehát a lövedék töltésének Coulomb-tere, és felületen indukált töltések *dipól* jellegű tere játszanak döntő szerepet [Xia96]. A rövidtávú és -idejű kölcsönhatások, mint például a kilépési munka potenciállépcsője, nincsenek befolyással a CE csúcsra. Az elektronok által indukált felületi potenciál a kisebb energiák felé, a lövedékek által indukált potenciál pedig a nagyobb energiák felé tolja a CE-csúcsot [Xia96]. A mi esetünkben az együtt haladó elektron és proton messziről semlegesnek látszik, így a tükörtlítés hatása elhanyagolható. Ezért feltételezhetjük, hogy a lövedék és a konvoj-elektronok sebessége megegyezik.

A CE csúcs eltolódása a kisebb elektronenergiák felé az 54° -ban szóródott lövedékek nagyobb energiavesztésével magyarázható. A fóliából 54° -ban kilépő lövedékek sebességeloszlási függvényét úgy határoztam meg, hogy a d vastagságú fóliát (gondolatban) a fólia felületével párhuzamos síkokkal egyenlő vastagságú rétegekre bontottam. Az ugyanabban a rétegben szóródott ionok kilépési sebessége azonos. A behatolási ponttól számított x mélységben szóródott proton energiavesztése $\Delta E = \Delta E_0 \frac{x + (d - x) / \cos 54^\circ}{d}$, ami az elektronokon való rugalmas és rugalmatlan szórásokból ered. További energiavesztésget jelent, hogy a targetmagon való rugalmas szóráskor az impulzusmegmaradás törvénye értelmében a lövedék energiát ad át a

targetmagnak. Mivel az arany tömege jóval nagyobb mint a protoné, ez az energiaátadás csekély: a lövedék kinetikus energiájának 0.23%-a. A számítás során figyelembe vettem továbbá, hogy a Rutherford-szórás hatáskeresztmetszete a lövedék energiájának négyzetével fordítottan arányos, így a kilépési felülethez közel nagyobb a szórás valószínűsége, mint a belépési felület közelében. Az így kapott sebességeloszlási függvényt konvolváltam a mért 0° -os spektrumalakkal, miután ez utóbbiból levontam az illesztéssel meghatározott elektronhátteret. Abból a célból, hogy a számított spektrumot össze tudjam hasonlítani a mért értékekkel, az 54° -os koincidencia spektrumból levontam az 54° -os koincidenciafeltétel nélküli spektrum alapján meghatározott hátteret, majd a két csúcs területét egymáshoz normáltam. Végül a normált görbéhez hozzáadtam az 54° -os hátteret. A 0° alatt mért spektrumból így származtatott görbét tüntettem fel a 8.3. ábrán folytonos vonallal. A szaggatott vonal ugyanezt a görbét ábrázolja 8 eV-tal a kisebb elektronenergiák felé eltolva.

Az egyszerű modell alapján számított görbe jól leírja a spektrum alakját, azonban a 13 ± 1 eV energiaeltolódásból csak 5.2 eV-ot tud magyarázni. További energiaeltolódást eredményezne, ha feltételeznénk, hogy a konvoj-elektronok a fólia mélyebb rétegeiből is származhatnak. Ennek azonban más kísérleti tények ellentmondanak [Kos87, Chu95].

A fenti kísérletben sikerült kimutatnom a konvoj-elektronok létezését Rutherford-szóródott protonok esetében. Nagy rendszámú, aranytarget alkalmazásával igen nagy szórási szögénél, 54° -nál is ki tudtam mutatni a konvoj-elektronokat. Az 54° -os koincidencia spektrumban megfigyelt CE csúcs alakját egy egyszerű modellszámítás segítségével értelmezni tudtam. A csúcs eltolódása a kisebb elektronenergiák irányában azonban csak részben magyarázható az 54° -ban szóródott lövedékek (a 0° -ban szóródott lövedékek energiavesztéséhez képest) nagyobb energiavesztésével. A teljes energiaeltolódás értelmezéséhez a konvoj-elektronok keletkezésének mélyebb ismeretére lenne szükség. Fontos lenne továbbá a konvoj-elektronok és a lövedékek sebességazonosságának ellenőrzése.

9. A konvoj-elektron csúcs alakjának vizsgálata H^+ és He^+ ionok C-fólián való szóródásakor

A CE csúcs alakjának vizsgálata fontos információt nyújthat a konvoj-elektronok keletkezésének mechanizmusáról, és a szilárdtest fólia felületi rétegeiről. A Meckbach-féle sorfejtés módszerével a CE csúcs alakja a spektrométer paramétereitől függetlenül meghatározható. A 2.1. fejezetben említettem, hogy a gáztargeten végzett kísérleti vizsgálatok azt mutatták, hogy az ECC folyamatból származó cusp aszimmetrikus (a kisebb energiák felé nagyobb intenzitású), míg az ELC folyamatból származó cusp közel szimmetrikus [Bre83, Dah85, And86, Köv89, Guly91, Záv94a]. Az elméleti számítások során az ECC cusp aszimmetriáját egyértelműen a perturbációs sor magasabb rendű tagjainak figyelembevételével lehetett értelmezni [Sha78, Jak88, Moi91, Záv94a]. A csúcs aszimmetriájában mind a lövedéknek, mind a targetmagnak szerepe lehet. A konvoj-elektronok esetében — függetlenül attól, hogy az elektron a valenciasávból, vagy az atomtörzsből származik — a szilárdtestben visszamaradó lyuk a delokalizált elektronok hatására leárnýékolódik, így a pozitív töltés az ütközés után nincs hatással az elektronokra.

Módosíthatja viszont a spektrumot néhány más, csak a szilárdtestekhez köthető effektus. Induljunk ki a konvoj-elektronok transzport modelljéből. Az elektrontranszport során bekövetkező elektronszórás sebességfüggő, ami módosítja a fóliából kilépő elektronok sebességeloszlását [Els81, Bre83]. A szórás valószínűsége közelítőleg $v^{-1.6}$ -nal arányos, ahol v az elektron sebessége [Bre83], így ez a hatás nagyobb intenzitáscsökkenést eredményez a cusp kisebb energiájú oldalán, mint a nagyobb energiájúnál. Nyilvánvaló, hogy a felületi modelleknél ez az effektus nem lép fel. Ugyancsak ilyen irányú aszimmetriát okoz az ionok által a fém felületén indukált tükörtlöltés potenciálja, míg az elektronok által indukált felületi potenciál hatása ezzel ellentétes.

9.1. A kísérleti körülmények ismertetése

A kísérleteket az ATOMKI 1 MV-os VdG gyorsítójánál, az ESA-13 spektrométerrel végeztem (3.1. ábra). A spektrométer szögfeloldása 1° , energiefeloldása 0.3% volt. A

targetkamra nyomását 5×10^{-7} mbar-nak mértem. A koincidencia mérések során ügyeltem rá, hogy a részecskedetektornál a különböző töltésállapotú lövedékek szórási képei ne fedjék át egymást.

A kísérletekhez $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastag szénfóliát használtam. Ilyen fóliavastagságnál a fólián való áthatolás során kialakulnak a lövedék stacionárius töltésállapot-viszonyai, ami azt jelenti, hogy a kijövő töltésállapot független a bemenő lövedék töltésétől [Bre83]. A kijövő töltésállapot-arányokat a 9.1. táblázat tartalmazza. Mivel a konvoj-elektronok a fólia hátsó felülete közelében keletkeznek, a konvoj-elektron spektrumnak is függetlennek kell lennie a bemenő töltésállapottól.

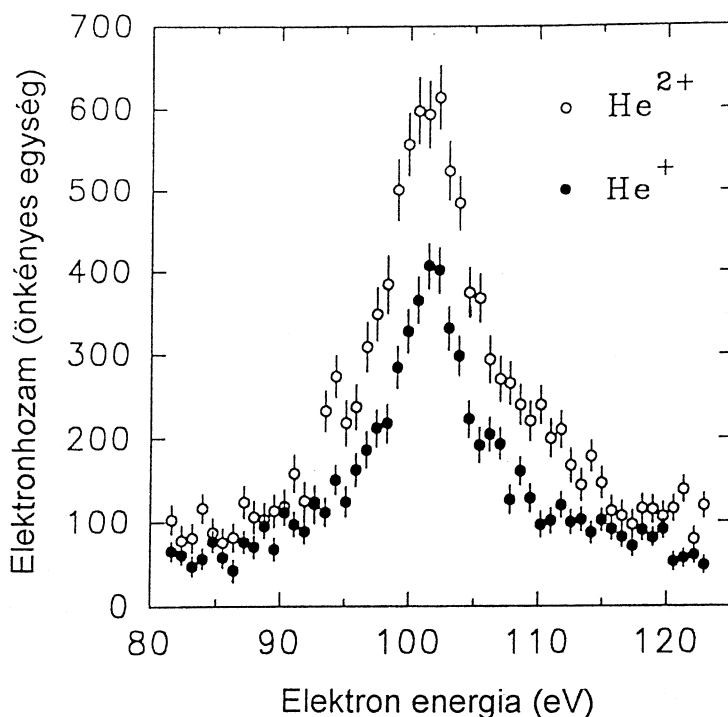
Lövedékeenergia	He^0	He^+	He^{2+}
800 keV	$(3.7 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	0.58 ± 0.02	0.39 ± 0.02

Lövedékeenergia	H^0	H^+
200 keV	$(6.4 \pm 0.4) \times 10^{-2}$	0.936 ± 0.003
400 keV	$(6.4 \pm 0.4) \times 10^{-3}$	0.9936 ± 0.0003
600 keV	$(2.4 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	0.9976 ± 0.0002
800 keV	$(1.2 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	0.9988 ± 0.0002
1 MeV	$(7 \pm 1) \times 10^{-4}$	0.9993 ± 0.0001

9.1. táblázat A kijövő töltésállapot-arányok a teljes nyalábhoz viszonyítva H^+ és He^+ bemenő nyaláb esetében, a $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastag szénfólián való áthatolás után.

A 9.1. ábra 800 keV energiájú He^+ bemenő nyaláb esetében a kijövő He^+ és He^{2+} lövedékekkel koincidenciában mért elektronspektrumokat ábrázolja. A spektrumokat az adott töltésállapotú kijövő lövedékek számához normáltam. Látható, hogy a magasabb töltésállapotú He^{2+} lövedékhez tartozó elektronhozam meghaladja a He^+ lövedékek elektronhozamát. Korábbi kísérletek azt mutatták, hogy — mind a H^+ , mind a He^+ lövedékek esetében — a semleges kijövő lövedékekkel koincidenciában mért elektronhozamok a fentiekhez képest mintegy egy nagyságrenddel kisebbek (ugyancsak az adott töltésállapotú kijövő lövedékek számához normálva) [Kro92, Kro93, Kro96]. Ezzel ellentétben, szabad targetatomok esetében, könnyű lövedékeknél (H, He), a 100-1000 keV energiatartományban a semleges és a töltött kijövő lövedékekhez tartozó elektronhozam

összemérhető volt [Sar96]. A semleges lövedékekkel koincidenciában mért alacsony elektronhozam azt jelzi, hogy a konvoj-elektronok nagy része elektronvesztési folyamatból származik [Kro96].



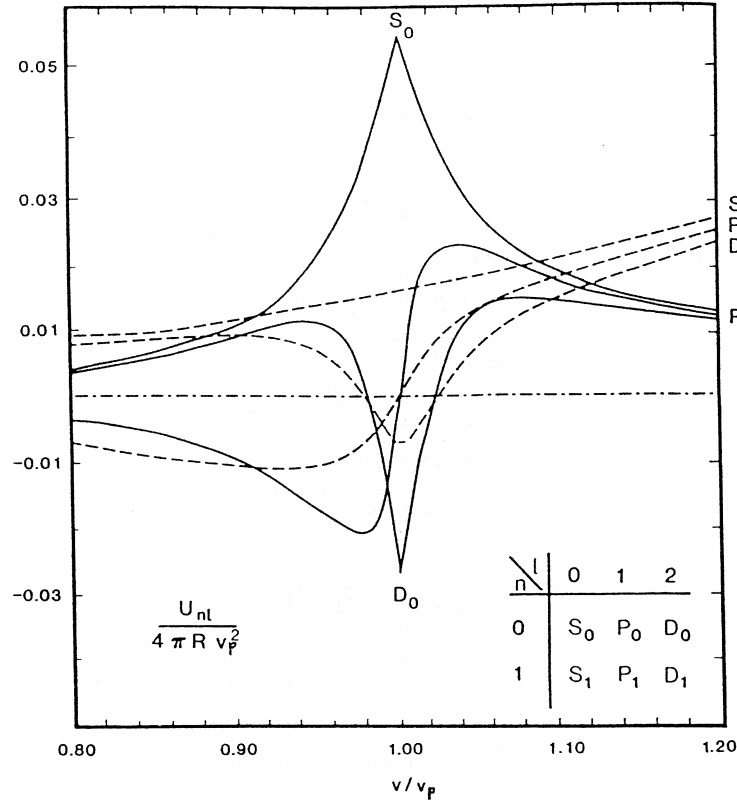
9.1. ábra He^+ és He^{2+} lövedékekkel koincidenciában mért 0° -os elektronspektrum 800 keV-es He^+ lövedékek $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ vastag szénfólián való szórásakor. A spektrumok azonos számú kijövő lövedékre normáltak, és $1/E$ -vel korrigáltak.

A 9.1. táblázat adataiból látható, hogy a semleges kijövő lövedékek száma is jóval kisebb, mint a töltött lövedékeké. Az alacsony elektronhozam nem tette lehetővé a konvoj-elektron csúcs vizsgálatát a semleges kijövő lövedékek esetében.

9.2. A mérési adatok kiértékelése

A csúcsok alakjának vizsgálatát a 2.1. fejezetben ismertetett Meckbach-féle sorfejtés alapján végeztem. A spektrumok illesztéséhez az EWA 2.23 (Evaluate in Window Approach) programcsomagot használtam, amely a Legendre-polinomok szerinti sorfejtés $n=0,1$ és az $l=0,1,2$ tagjait tartalmazza [Vég96]. Az illesztőprogram az

$S(\nu, \Omega) = F(\nu)G(\mathcal{S})H(\phi)$ transzmissziós-függvény alakot használja, amely kifejezésben az azimutális rész 2π -vel egyenlő, az F -függvény a spektrométer energiafeloldásának megfelelő négyszögfüggvény, G pedig egy trapéz alakú függvény, melyet az ütközési térfogat, illetve a spektrométer látószöge határoz meg [Yu87].



9.2. ábra Az $U_{nl} / 4\pi R v_p^2$ függvények alakja v/v_p függvényében, ahol v az elektronok, v_p pedig a lövedék sebessége, $R = \Delta v/v$ a spektrométer relatív sebességfeloldása. Az $n=1$ tagok (szaggatott vonal) tízzel vannak szorozva. [Yu87]

A sorfejtésben szereplő (2.13) U_{nl} függvényeket a 9.2. ábra szemlélteti. Az $l=0$ tagok a spektrum szimmetrikus részét írják le, az $l=1$ dipól tagok a cusp nyalábirányban mért aszimmetriáját, az $l=2$ kvadrupól tagok pedig a nyalábbal párhuzamos, illetve az arra merőleges irányú járulékokat jellemzik. A B_{00} együttható arányos a cusp amplitúdójával, ezért a spektrum jellemzésére a $\beta_{nl} = B_{nl}/B_{00}$ paramétereket célszerű használni. Az illesztés további fontos tulajdonsága, hogy az $n=0$ tagok, és azok együtthatói jóval nagyobbak, mint az $n=1$ -hez tartozó tagok és együtthatói, ezért a cusp aszimmetriájának jellemzésére a β_{01} paraméter szolgál.

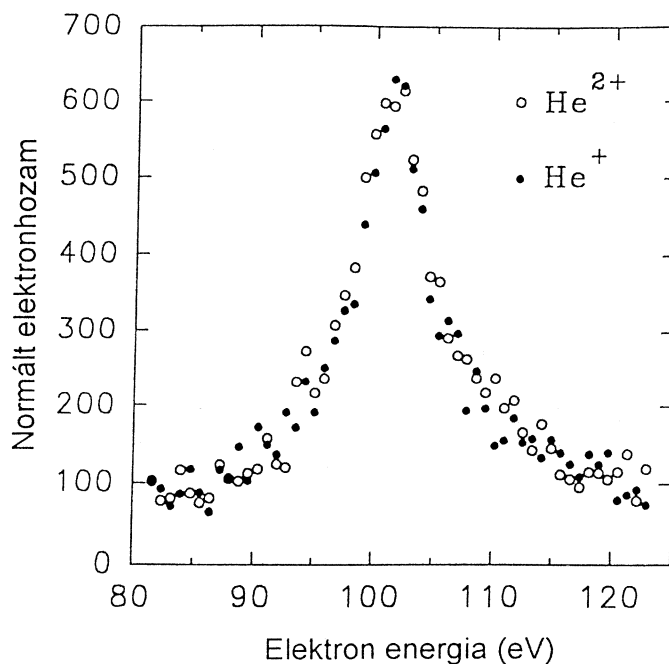
9.3. A kísérleti eredmények ismertetése és értelmezése

Az általam mért spektrumok illesztése során kapott paramétereket a 9.2. táblázat tartalmazza.

Spektrum	A cusp energiája (eV)	β_{01}	β_{02}	β_{10}	β_{11}	β_{12}
200 keV H ⁺	101.4±0.1	-0.245±0.005	0.225±0.005	0.25±0.05	-0.6±0.1	0.5±0.1
400 keV H ⁺	211.3±0.2	-0.26±0.01	-0.24±0.01	0.2±0.1	0.2±0.1	0.5±0.1
600 keV H ⁺	320.2±0.3	-0.24±0.01	-0.22±0.02	1±0.3	-0.16±0.06	0.21±0.09
800 keV H ⁺	426.8±0.2	-0.25±0.01	-0.32±0.03	1.2±0.2	0.23±0.07	0.4±0.1
1 MeV H ⁺	535.9±0.5	-0.275±0.005	-0.29±0.01	0.2±0.1	0.25±0.05	0.78±0.05
800 keV He ⁺	101.18±0.07	0.005±0.002	0.058±0.006	0.2±0.1	0.28±0.09	0.13±0.05
800 keV He ⁺ koinc. a He ⁺ -szal	101.3±0.1	-0.03±0.09	0.06±0.06	0.24±0.05	0.27±0.06	0.13±0.05
800 keV He ⁺ koinc. a He ²⁺ -szal	101.2±0.5	0±0.05	0.06±0.05	0.24±0.05	0.28±0.05	0.13±0.05

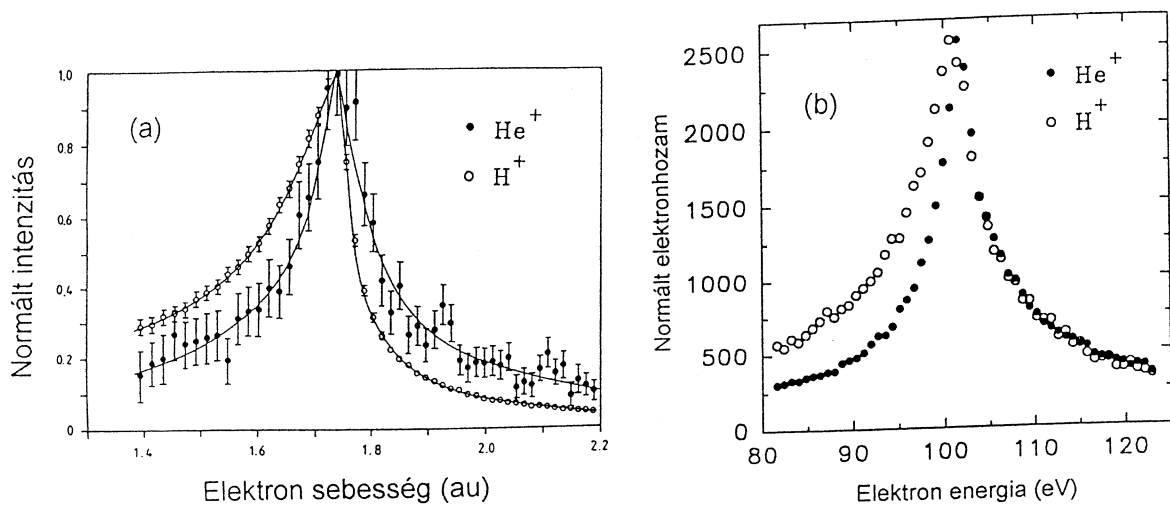
9.2. táblázat Az EWA illesztőprogrammal meghatározott β_{nl} paraméterek.

Látható, hogy a He⁺ és a He²⁺ lövedékekkel koincidenciában mért csúcsok alakja hibahatáron belül megegyezik. Ezt szemlélteti a 9.3. ábra is, amelyen a mért spektrumokat a csúcsmaximumoknál összenormáltam. Az a tény, hogy a cusp alakja független a kijövő töltésállapottól, arra enged következtetni, hogy a konvoj-elektronok hamarabb keletkeznek, mint ahogyan a végső töltésállapot kialakul. Elképzelhető például, hogy a végső töltésállapot kialakításában jelentős szerepe van a fólián való kilépéskor a kilépési munka hatásának. Ez az elképzelés a transzport modellek érvényességét erősíti meg. Nem mutatható ki a tükörtöltés hatása sem a cusp alakjára, pedig a He⁺ + e⁻ semleges töltésű rendszer legfeljebb egy indukált dipól-dipól erővel hat kölcsön a felülettel, míg a He²⁺ + e⁻ esetében Coulomb-kölcsönhatás jön létre.

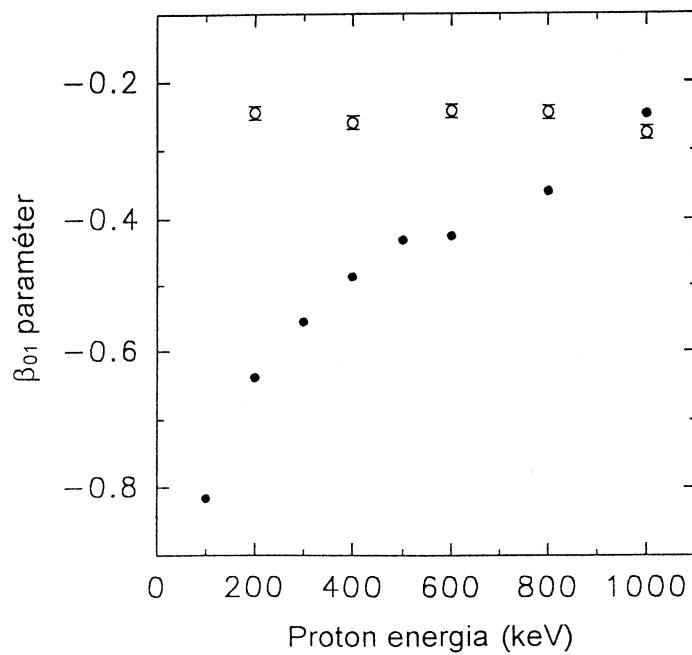


9.3. ábra A He^+ és a He^{2+} lövedékekkel koinkidenciában mért két cusp alakjának összehasonlítása. A két spektrum a cusp maximumánál van összenormálva.

Mivel a He^+ és a He^{2+} kijövő lövedékekkel koinkidenciában mért spektrumok alakja megegyezik, és a semleges lövedékek elektronhozama elhanyagolható, a teljes (koinkidenciafeltétel nélküli) spektrumnak is ugyanilyen alakúnak kell lennie. (A 9.2. táblázat adatai szerint ez valóban így is van.) Figyelemreméltó, hogy a 800 keV-es He^+ , és az ugyanolyan sebességű, 200 keV-es H^+ lövedékekhez tartozó elektronspektrumok alakja jelentősen eltér egymástól (lásd a 9.4.(b) ábrát): míg a He^+ lövedékek spektruma közel szimmetrikus, a H^+ lövedékek spektruma az alacsonyabb energiák irányában nagyobb intenzitású. Hasonló jelenség figyelhető meg a gáztargeten végzett kísérleteknél is (4.4.(a) ábra) [Köv89]. Az elektronnal nem rendelkező H^+ és az egy elektronnal rendelkező He^+ ion esetében megfigyelt eltérő csúsalakok arra utalnak, hogy a cusp, illetve a CE csúcs kialakulásánál nem elegendő egyedül a lövedék töltésállapotát figyelembe venni, hanem tekintettel kell lenni a lövedék magtöltésére, illetve elektronszerkezetére is.



9.4. ábra A cusp alakjának összehasonlítása **(a)** 75 keV/amu H^+ és He^+ lövedékek Ar targeten való szóródásakor [Köv89]; **(b)** 200 keV/amu H^+ és He^+ lövedékek szénfólián való szóródásakor. ● He^+ , ○ H^+ .



9.5. ábra A CE csúcs β_{01} aszimmetria-paramétereinek összehasonlítása gáz- és szilárdtest target esetében, a H^+ lövedék energiájának függvényében. ○ jelenlegi mérés $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ C-fólia targeten; ● P. A. Závodszky és munkatársainak mérése He targeten [Záv94a].

Ugyancsak vizsgáltam a CE csúcs alakjának változását a H^+ lövedékek energiájának függvényében. A gáz-, illetve a szilárdtest target esetében mért aszimmetria paraméterek jelentősen eltérnek egymástól. A gáztargeten végzett szórási kísérletek azt mutatják, hogy a

CE csúcs aszimmetriája csökken a lövedék energiájának növekedésével [Záv94a], ami azzal magyarázható, hogy a nagyobb sebességű lövedékek gyorsabban távolodnak a targetmagtól, így a töltöten visszamaradó targetmag kisebb visszahúzó hatást fejt ki a cusp-elektronokra. Ezzel szemben — mint azt a 9.5. ábra mutatja — a 200-1000 keV lövedékenergia-tartományban a CE csúcs alakja alig változik. Ez az effektus azzal magyarázható, hogy a szilárdtestben visszamaradó lyukat a szilárdtest szabad elektronjai leárnyékolják. Ennek megfelelően a gáz-, illetve a szilárdtest target esetében mért β_{01} paraméterek közötti különbség a gáztarget esetén töltöten visszamaradó targetionok cusp-elektronokra gyakorolt hatását jellemzi.

Összefoglalás

Doktori munkám során a nagyenergiájú ion-atom és ion-szilárdtest ütközésekben keletkezett elektronok és a lövedékek között fellépő végállapotú kölcsönhatást vizsgáltam. Ezen kölcsönhatás legjellemzőbben az emittált elektronok lövedékirányban mért spektrumában, a lövedék sebességével megegyező elektronsebességnél jelentkező cuspban nyilvánul meg. A divergens csúcs megjelenését az elektronspektrumban, hosszú távú (Coulomb- és dipól-) kölcsönhatások esetében, a lövedék végállapotú torzító hatását figyelembbevevő elméletek kielégítően leírják. Nagy kihívást jelent azonban a semleges lövedékeknél megfigyelt cusp értelmezése. Szorosan kapcsolódik a témakörhöz az alacsonyenergiájú rezonanciaállapotok vizsgálata, mivel a lövedék alacsonyenergiájú negatívion-rezonancia-állapotaiból származó elektronok a cusp közelében jelennek meg. Ugyancsak tisztázatlan a szilárdtest fóliából származó konvoj-elektronok keletkezésének mechanizmusa, amely kérdés az új anyagvizsgálati módszerek kifejlesztésére való igény miatt került napjainkban előtérbe.

Kísérleti vizsgálataim az elektronspektroszkópia módszerén alapulnak. A gáztargeten végzett ion-atom (atom-atom) ütközéseknél az egyes folyamatok azonosítására az elektronokat a különböző töltésállapotú kijövő lövedékekkel koincidenzában detektáltam. A nagyszámú lövedékion detektálására egy micro-channel plate elektronsokszorozón alapuló iondetektort építettem. A hatásfokmérések alapján az iondetektor 600 kHz számlálási frekvenciáig 80% hatásfokkal képes stabilan működni.

Az ATOMKI 1 MV-os Van de Graaff generátorával gyorsítható ionoknál nehezebb és alacsonyabb energiájú ionok előállítására laboratóriumunkban egy új 30 kV-os gyorsítót építettünk. A gyorsító nyalábkivonó- és fókuszálórendszerét a SIMION ionoptika-modellező programmal terveztem meg. A tervezést egyúttal felhasználtam a „cos+lin” elmélet tesztelésére is. A H^+ és az Ar^+ ionok esetében mért nyalábparaméterek jó egyezést mutattak a számítógépes szimulációval kapott értékekkel.

Doktori témám egyik célkitűzése volt a Rutherford-szóródott lövedékek folytonos állapotaiba történő elektronbefogás vizsgálata. Ebből a célból Ar targeten 3.7° , 5° és 8.1° -ban szóródott 75 keV energiájú protonokkal koincidenzában mértem a szórt lövedékekkel azonos irányban emittált elektronok spektrumát. Az így kapott spektrumokban jelentkező

cuspra jól illeszkedik a 0° -ban megfigyelt spektrum alakja. A kísérleti adatokat az elsőrendű DWB számítások eredményeivel összevetve megállapíthatjuk, hogy a DWB jól leírja az ECC folyamat jellegét, de túlbecsli a hatáskeresztmetet. A CTMC számítások eredményei nagyon jó egyezést mutatnak kísérleti adatokkal.

A lövedék ütközés előtti fókuszáló hatásának kimutatására a 0° -os irányban szóródott elektronokat a 6.8° -ban szóródott protonokkal koincidenciában mértem. A koincidencia spektrumban csak a 6.8° -ban, koincidenciafeltétel nélkül mért elektronspektrumnak megfelelő lapos csúcs látszik, amiből arra következtethetünk, hogy az előfókuszáló hatás — ellentétben a DWB elmélet alapján végzett számításokkal — nem játszik lényeges szerepet a cusp kialakításában. Valószínűleg ez lehet az egyik oka, hogy a DWB túlbecsli az ECC folyamatot.

A semleges He nyaláb esetében megfigyelt folytonos állapotba történő elektronbefogás értelmezésére számos modell született. Ezek közül az egyik legmegalapozottabb Barrachina feltevése, amely szerint a cuspot a semleges He nyaláb 2^1S metastabil összetevőjének alacsonyenergiájú virtuális rezonanciaállapota okozza. Ezen feltételezés ellenőrzésére He^- nyalábból elektronvesztéssel 2^3S He nyalábot állítottam elő. A kevert (1^1S , 2^1S , 2^3S) és a tiszta 2^3S He nyalábra vonatkozó ECC hatáskeresztmetszet mérésével, valamint egy korábbi kísérlet adatainak felhasználásával sikerült a 2^1S komponenshez tartozó ECC hatáskeresztmetszetet is meghatározni Ar céltárgy esetén és 100 keV/ate lövedékenergiánál. Amíg a 2^1S He esetében a lövedék sebességének megfelelő elektronebességnél egy éles csúcs adódott, a 2^3S He nyalábnál csak egy jóval kisebb amplitúdójú lapos hát figyelhető meg. Az egyes hatáskeresztmetszet-arányokra a következő értékeket kaptam: $\sigma_{2^1S} / \sigma_{2^3S} = 9.8 \pm 0.6$, $\sigma_{2^1S} / \sigma_{1^1S} = 31 \pm 8$ és $\sigma_{2^3S} / \sigma_{1^1S} = 3.2 \pm 0.8$. A Garibotti és Barrachina által a végállapotú kölcsönhatás figyelembevételére kidolgozott formalizmus alapján meghatározott szórási hosszakra $a=120$ (+80,-50) au adódott a 2^1S He, és $a=8$ (+3,-2) au a 2^3S He esetében, ami jól egyezik az elméleti becslésekkel. Ezen kísérlet jelentősége — amellet, hogy bizonyítékot szolgáltat Barrachina modelljére — abban rejlik, hogy módszert nyújt az igen alacsony, 1 meV alatti energiájú rezonanciaállapotok szórási hosszának meghatározására.

A gáztargeten végzett kísérletekhez hasonlóan egy $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Au-fólia targeten is vizsgáltam a Rutherford-szóródott protonok folytonos állapotaiba történő elektronbefogást.

Az arany atommagjának nagy töltése miatt igen nagy szögénél, 54° -nál is ki tudtam mutatni a konvoj-elektron csúcs létezését. Az 54° -os koincidencia spektrumban megfigyelt CE csúcs alakja jó egyezést mutat a 0° -ban megfigyelt spektrum alakjával. A csúcs eltolódását a kisebb elektronenergiák irányában csak részben lehetett magyarázni az 54° -ban szóródott lövedékek nagyobb energiavesztésével.

A CE csúcs alakjának vizsgálata az egyik lehetséges módszer arra vonatkozólag, hogy információt nyerjünk a konvoj-elektronok keletkezésének mechanizmusáról, valamint a konvoj-elektronokra ható felületi és szilárdtest effektusokról. Az erre irányuló kísérleteim során 200-1000 keV-es H^+ és 800 keV-es He^+ lövedékek $20 \mu g/cm^2$ vastag C-fólián való szórásakor keletkezett CE spektrum alakját vizsgáltam a Meckbach-féle sorfejtés módszerével.

Az azonos sebességű H^+ és He^+ lövedékek esetében mért spektrumalakok — hasonlóan a gáz targeten végzett kísérletekhez — jelentősen eltérnek egymástól: a He^+ lövedékek esetében a CE csúcs alakját szimmetrikusnak, míg a H^+ esetében az alacsonyabb elektronenergiák felé nagyobb intenzitásúnak találtam. Ez azt jelzi, hogy a CE csúcs kialakulásánál nem csak a lövedék töltésállapota játszik szerepet, hanem a magtöltés, és a lövedék elektronszerkezete is. Figyelemreméltó eredmény ugyanakkor, hogy az eltérő töltésállapotú He^+ és He^{2+} kijövő lövedékekkel koincidenciában mért CE spektrumok alakja jó közelítéssel megegyezik (mindkettő szimmetrikus), ami arra utal, hogy a konvoj-elektronok a kijövő töltésállapot kialakulása előtt, tehát a fólia belsejében keletkeznek.

Korábbi, gáztargeten végzett mérések igazolták, hogy az ECC cusp aszimmetriáját elsősorban a töltötten visszamaradó targetmag elektronra gyakorolt visszahúzó hatása alakítja ki. Ezzel a hatással jól magyarázható az aszimmetria csökkenése a lövedék sebességének növekedésével. Szilárdtest target esetében viszont azt tapasztaltam, hogy a csúcs aszimmetriáját jellemző β_{01} paraméter (H^+ lövedék esetén a 200-1000 keV energiatartományban) gyakorlatilag nem változik, amit a szilárdtest szabad elektronjainak árnyékoló hatásával lehetett magyarázni. Remélhetőleg a konvoj-elektron keltés mechanizmusának, valamint az azt befolyásoló hatások mélyebb megismerése után a CE csúcs alakvizsgálatának módszerével további információt nyerhetünk majd a szilárdtest felületi rétegeiről.

Köszönetnyilvánítás

Köszönetemet szeretném kifejezni elsősorban témavezetőimnek, Prof. Pálinkás Józsefnek, az MTA levelező tagjának és Dr. Sarkadi Lászlónak, a fizika tudomány doktorának, akik folyamatosan támogatták munkámat és megteremtették annak szakmai és anyagi hátterét.

Köszönettel tartozom az ATOMKI Atomfizikai Osztálya minden munkatársának a kisebb-nagyobb szakmai segítségért, valamint az ATOMKI VdG gyorsítóit üzemeltető mérnököknek és technikusoknak. Hálával tartozom Gáll Ferencnek a kísérleteim kivitelezéséhez nyújtott technikai segítségért.

Külön köszönet illeti hazai és külföldi társszerzőimet, akikkel közösen végeztük el az értekezésben szereplő méréseket, illetve értelmeztük az eredményeket: Prof. Berényi Dénes, Dr. Biri Sándor, Hegyesi Gyula, Dr. Takács Endre és Vikor Ljiljana (ATOMKI); Prof. K. O. Groeneveld, M. Kuzel, T. Jalowy (J. W. Goethe Universität, Frankfurt, Németország); U. Brinkmann, Prof. R. Hippler (Universität Bielefeld, Németország); Dr. R. O. Barrachina (CONICET, Buenos Aires, Argentina); P. A. Macri (CNEA, S. C. de Bariloche, Argentina); Prof. F. Penent (L. D. M. A. Université Paris, Franciaország); Prof. E. Y. Kamber, Prof. J. A. Tanis, Dr. Závodszky Péter András (Western Michigan University, Kalamazoo, USA).

Summary

In this thesis I present the results of my studies of the final state interaction between the outgoing projectiles and the electrons emitted from high-energy ion-atom and ion-solid collisions using electron spectroscopy as experimental method. Due to the final state interaction a cusp-shaped peak appears in the energy spectrum of electrons emitted in the direction of the beam at the electron energy where the electron velocity matches the projectile velocity. The processes leading to the cusp peak are called electron capture to the continuum (ECC) and electron loss to the continuum (ELC) depending on whether the electrons are originating from the target or the projectile. In the case of charged outgoing projectiles, i. e. where the interaction is a long range Coulomb or dipole force, the ECC and the ELC processes are well understood. For *neutral* outgoing projectiles the ECC process, however, is still not clear.

From an experimental point of view, the use of dilute gas targets is advantageous because single collision conditions can be maintained. On the contrary, in the case of solid targets there are difficulties in identifying the processes resulting in divergence in the spectrum because of the multiple collisions. The cusp electrons emitted from solid targets are called convoy electrons (CE). One of the unsolved questions is whether the convoy electrons are produced in the bulk or at the surface of the solid. On the practical side, the study of the CE spectrum may also serve substantial information about the surface and surface layers of the solid.

The different reaction channels in our experiments with gas targets were identified by charge-state analyzing the incoming and outgoing projectiles and detecting the electrons in coincidence with the outgoing projectiles. To detect the large number of outgoing projectile ions a fast ion detector was constructed, which is based on secondary electron emission from an Al surface. The electrons emitted from the Al surface were accelerated towards a micro-channel plate (MCP) where very high count rate could be achieved because electrons spread uniformly on the surface of the MCP [Bád95]. The efficiency of the detector was measured to be 0.8 at a counting frequency of 600 kHz.

Most of the experiments were carried out at the beamline of the 1 MV Van de Graaff accelerator of ATOMKI. To produce low-energy heavy ions a 30 kV accelerator was

constructed during my doctoral work. The extraction and focusing system was designed and modeled by the SIMION computer code and by using the "cos+lin" theory [Bir96]. The measured optimum potential of the electrodes and beam parameters are in good agreement with the ones obtained by the computer simulation.

One of the main goals of the present work was to demonstrate the cusp electron production by Rutherford-scattered ions. To carry out such an experiment Ar gas target was bombarded with 75 keV protons. Electron spectra were measured at 3.8° , 5° and 8.1° in coincidence with the projectiles scattered in the same direction. The shape of the cusp measured in beam direction fits well to the coincidence spectra measured at the above angles. A reasonable agreement was found between the experiment and the Distorted Wave Born (DWB) and a very good agreement between the experiment and the Classical Trajectory Monte Carlo (CTMC) calculations.

The prefocusing effect of the projectile on the formation of cusp was investigated in an experimental arrangement where the electrons emitted at 0° were detected in coincidence with the protons scattered at 6.8° . In the coincident electron spectrum only a smooth and broad peak — corresponding to the single electron spectrum measured in 6.8° — was observed and we concluded that the prefocusing effect does not play an important role in cusp formation (in contradiction with the CDW and the DWB theories).

Using a $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Au-foil as a target we were able to demonstrate the production of convoy electrons (CE) by 200 keV energy protons scattered at 54° . A simple model calculation was carried out to interpret the shape of the CE peak measured at 54° . According to this model 5 eV energy shift of the CE peak out of the observed 13 eV can be attributed to the energy loss of the projectiles within the solid [Bád96c]. The explanation of the rest of the shift is still an open question.

The most promising idea to explain the ECC process observed for neutral projectiles is Barrachina's concept that a weakly bound or low-lying virtual resonance states of the e^- +projectile system can be responsible for this effect. Such a low energy virtual resonance was predicted by theories at the 2^1S excitation threshold of He. According to Barrachina the ECC process measured for a neutral He beam can be attributed to the 2^1S fraction of the beam. Generally a 400 keV He^0 beam which is produced from He^+ by electron capture contains approximately 6% 2^1S He, 18% 2^3S He and 76% 1^1S He. To verify Barrachina's

idea, pure 2^3S He beam was produced by electron detachment from He^- and the cross section for the ECC process induced by 2^3S He was measured. Using the ECC cross section measured for the 1^1S He in an earlier experiment, we were able to determine the ECC cross section for 2^1S He [Bád96b]. It was found that the cusp is much larger and sharper for the 2^1S state than for the 2^3S state which supports the above picture. The relative cross sections for the different states were: $\sigma_{2^1\text{S}} / \sigma_{2^3\text{S}} = 9.8 \pm 0.6$, $\sigma_{2^1\text{S}} / \sigma_{1^1\text{S}} = 31 \pm 8$ and $\sigma_{2^3\text{S}} / \sigma_{1^1\text{S}} = 3.2 \pm 0.8$. The similar cusp-shape measured for 2^1S and 1^1S states implies that the cusp for ground-state He is produced by a second-order process, in which the projectile gets excited to the 2^1S final state during the collision. For the low-energy electron scattering on 2^1S He a scattering length of $a=120$ (+80,-50) au was obtained by fitting the experimental data. The scattering length for the same process in case of 2^3S He was found to be $a=8$ (+3,-2) au. One of the main conclusions of this experiment was that by this method one was able to get information about the scattering of extremely low-energy electrons on atoms.

The CE spectrum at impact of 200-1000 keV H^+ and 800 keV He^+ projectiles on a $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ C-foil was also measured [Bád96d]. The shapes of the CE spectra were investigated by the method developed by Meckbach *et al.*. Similarly to the experiments performed on gas target, the shapes of the CE peaks measured for 200 keV/amu H^+ and He^+ projectiles were found to be different: while the CE peak is enhanced at the low-energy wing of the cusp for H^+ , it is symmetric for He^+ projectiles. This indicates the role of the projectile in the formation of the shape of the cusp. The shapes of the spectra that were measured in coincidence with the outgoing He^+ and He^{2+} projectiles, however, were found to be the same (symmetric). This similarity can be the result of different effects: (i) The effects which influence the cusp shape may compensate each other accidentally. (ii) The final charge state of the ejectile is formed after the CE production, therefore, the CE is not correlated with the detected charge state. It is possible, for example, that the final charge state is produced at the step-like potential (working function) of the downstream surface, while the CE is formed during the transport in the solid.

A further result we obtained is that the shape of CE peak is *independent* of the projectile velocity at the impact of protons in the energy range of 200-1000 keV. This is in contrast with experimental results that the asymmetry of the ECC cusp measured on gas

targets decreases with increasing projectile energy. The gas target results can be explained with the plausible assumption that the cusp electrons emitted from a gas target at impact of fast projectiles are affected by the pull-back effect exerted by the target ion less significantly than in case of slow projectiles. The velocity independent asymmetry parameter measured for CE peak can be attributed to the shielding due to the free electrons in the solid.

Irodalomjegyzék

- [And77] H. H. Andersen, J. F. Ziegler editors, Stopping Powers and Ranges, Pergamon, Berlin (1977)
- [And86] L. H. Andersen, K. E. Jensen and H. Knudsen, J. Phys. B **19** (1986) L161
- [Bád95] A. Báder, L. Sarkadi, Gy. Hegyesi, L. Víkor and J. Pálincás, Meas. Sci. Technol. **6** (1995) 959
- [Bád96a] A. Báder, S. Biri, Zs. Kertész, F. Gáll, L. Bartha, A. Nagy and J. Pálincás, ATOMKI Annual Report, Debrecen (1996)
- [Bád96b] A. Báder, L. Sarkadi, L. Víkor, M. Kuzel, P. A. Závodszky, T. Jalowy, K. O. Groeneveld, P. A. Macri and R. O. Barrachina, Phys. Rev. A, publikálásra elfogadva
- [Bád96c] A. Báder, U. Brinkmann, L. Sarkadi, E. Takács, R. Hippler and J. Pálincás, Nucl. Instrum. Meth. B **107** (1996) 6
- [Bád 96d] A. Báder, E. Takács, L. Sarkadi and J. Pálincás, Nucl. Instrum. Meth. B, publikálásra elfogadva
- [Bar90] R. O. Barrachina, J. Phys B **23** (1990) 2321
- [Bar96] R. O. Barrachina, magánközlés
- [Bat53] D. R. Bates and G. Griffing, Proc. Phys. Soc. A **66** (1953) 961
- [Bel69] K. L. Bell, A. E. Kingston, J. Phys. B **2** (1969) 279
- [Bec76] G. Beck, Rev. Sci. Instrum. **47** (1976) 849
- [Bec92] A. Becker, W. B. Herrmannsfeldt, Rev. Sci. Instrum. and Meth. **63** (1992) 2756
- [Bel78] D. Belkić, J. Phys B **11** (1978) 3529
- [Bel79] D. Belkić, R. Gayet and A. Salin, Phys. Rep. **56** (1979) 279
- [Ber75] K. A. Berrington, P. G. Bruke and A. L. Sinfailam, J. Phys. B **8** (1975) 1459
- [Ber85] S. D. Berry, G. A. Glass, I. A. Sellin, K. O. Groeneveld, D. Hofmann, L. H. Andersen, M. Breinig, S. B. Elston, P. Engar and M. M. Schauer Phys. Rev. A **31** (1985) 1392
- [Ber91] D. Berényi, L. Sarkadi, L. Gulyás, Á. Kövér, Gy. Szabó and J. Pálincás, Acta Physica Hungarica, **70** (1991) 981
- [Bet83] H. D. Betz, D. Rösenthaller and J. Rothermel, Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 34
- [Bie88] C. Biedermann, J. Kemmler, H. Rothard, M. Burkhard, O. Heil, K. Kroneberger

- and K. O. Groeneveld, *Physica Scripta* **37** (1988) 27
- Bir90] S. Biri and S. L. Bogomolov, *J. Technol. Phys.* **60** (1990) 17
- Bir93] S. Biri, J. Pálincás, A. Báder, ATOMKI Annual Report, Debrecen (1993)
- Bir96] S. Biri, A. Báder and J. Pálincás, *Rev. Sci. Instrum.* **67** (1996) 1483
- Bor71] F. Bordoni, *Nucl Instrum. Meth.* **97** (1971) 405
- Bra77] W. Brandt and R. Ritchie, *Phys. Lett. A.* **62** (1977) 374
- Bre82] M. Breinig, S. B. Elston, S. Hultdt, L. Liljeby, C. R. Vane, S. D. Berry, G. Glass, M. Schauer, I. A. Sellin, G. D. Alton, S. Datz, S. Overbury, R. Laubert and M. Suter, *Phys. Rev. A* **25** (1982) 3015
- Bri78] J. S. Briggs, F. Drepper, *J. Phys. B* **11** (1978) 4033
- Bru69] P. G. Bruke, J.W. Cooper and S. Ormonde, *Phys. Rev.* **183** (1969) 245
- Bur83] J. Burgdörfer, M. Breinig, S. B. Elston and I. A. Sellin, *Phys. Rev. A* **28** (1983) 3277
- Bur86] J. Burgdörfer, *Phys. Rev. A* **33** (1986) 1578
- Bur87] J. Burgdörfer, *Nucl. Instrum. Meth. B* **24/25** (1987) 139
- Bur88] J. Burgdörfer, *Lecture Notes in Physics*, Springer, Heidelberg, LNP 294, 344 (1988)
- Bur90] J. Burgdörfer and J. Gibbons, *Phys. Rev. A* **42** (1990) 1206
- Che64] I. M. Cheshire, *Proc. Phys. Soc.* **84** (1964) 89
- Chu95] T. C. Chu, C. S. Lee, C. C. Hsu, Y. C. Chang, J. L. Tsai and C. F. Pai, *Phys. Rev. A* **51** (1995) 850
- Cro70] G. B. Crooks and M. E. Rudd, *Phys. Rev. Lett.* **25** (1970) 1599
- Cro82] D. S. F. Crothers, *J. Phys. B* **15** (1982) 2061
- Cro83] D. S. F. Crothers, *J. Phys. B* **16** (1983) 3229
- Dah85] P. Dahl, *J. Phys. B* **18** (1985) 1181
- Dah88] D. A. Dahl and J. E. Delmore, Idaho National Engineering Laboratory Report, EGG-CS-7233 Rev. 2 (1988)
- Dah90] D. A. Dahl, J. E. Delmore and A. D. Appelhaus, *Rev. Sci. Instrum.* **61** (1990) 607
- Dat76] S. Datz, *Nucl. Instrum. Meth.* **132** (1976) 16
- Det74] K. Dettman, K. G. Harrison and M. W. Lucas, *J. Phys. B* **7** (1974) 269
- Dre76] F. Dreppert and J. S. Briggs, *J. Phys. B* **9** (1976) 2063

- [Ehr68] H. Ehrhardt, L. Langhans and, F. Linder, Z. Phys. **214** (1968) 179
- [Els81] S. B. Elston, I. A. Sellin, M. Breinig, S. Huldt, L. Liljeby, R. S. Thoe, S. Datz, S. Overbury and R. Laubert, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 321
- [Fai90a] P. D. Fainstein and R. D. Rivarola, J. Phys B **20** (1990) 1285
- [Fai90a] P. D. Fainstein and R. D. Rivarola, Phys. Lett. A **150** (1990) 23
- [Fai91] P. D. Fainstein, V. H. Ponce and R. D. Rivarola, J. Phys. B **24** (1991)
- [Fai94] P. D. Fainstein, LL. Gulyás, A. Salin, J. Phys. B **27** (1994) L259
- [Fer86] L. F. de Ferraris and R. A. Baragiola, Phys. Rev. A **33** (1986) 4449
- [Foc83] P. Focke W. Meckbach, C. R. Garribotti and I. B. Nemirovsky, Phys. Rev. A **28** (1983) 706
- [Foc84] P. Focke, I. B. Nemirovsky, E. Gonzales Lepera, W. Meckbach, I. A. Sellin, K. O. Groeneveld, Nucl. Instrum. Meth. B **2** (1984) 235
- [Fon78] W. C. Fon, K. A. Berrington, P. G. Bruke and A. E. Kingston, J. Phys. B **11** (1978) 325
- [Fri84] H. J. Frischkorn, P. Koschar, J. Kemmler, R. Latz, J. Schader and K. O. Groeneveld, Nucl. Instrum. Meth. B **2** (1984) 35
- [Gal71] M. Galanti, R. Gott, J. F. Renaud, Rev. Sci. Instrum. **42** (1971) 1818
- [Gar75] R. H. Garvey, C. H. Jackman and A. E. S. Green, Phys. Rev. A **12** (1975) 1144
- [Gar83] C. R. Garibotti and R. O. Barrachina, Phys. Rev. A **28** (1983) 2792
- [Gay72] R. Gayet, J. Phys. B **5** (1972) 483
- [Gil63] H. B. Gilbody, J. V. Ireland, Proc. R. Soc. **277** (1963) 137
- [Gil71] H. B. Gilbody, K. F. Dunn, R. Browning and C. L. Latimer, J. Phys. B **4** (1971) 800
- [Gre76] T. S. Green, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS **23** (1976) 918
- [Guly91] L. Gulyás, L. Kövér, Gy. Szabó, T. Vajnai and D. Berényi, Lecture Notes in Physics, eds D. Berényi and G. Hock, Springer (1991) 56
- [Guly96] Gulyás László, magánközlés (1996)
- [Har70] K. G. Harrison, M. W. Lucas, Phys. Lett. A **33**, (1972) 142
- [Hay94] D. A. Hayton, B. Peart, Meas. Sci. Technol. **5** (1994) 247
- [Hed87] A. Hedin, P. Hakkanson, B. U. R. Sundqvist, Int. J. Mass Spectrom. **75** (1987) 255
- [Hegy95] Hegyesi Gy., magánközlés (1995)

- [Hei88] O. Heil, J. Kemmler, K. Kroneberger, Á. Kövér, Gy. Szabó, L. Gulyás, R. DeSerio, S. Lencinas, N. Keller, D. Hofmann, H. Rothard, D. Berényi and K. O. Groeneveld, Z. Phys. D **9** (1988) 229
- [Hor65] J. S. Hornsby, CERN-6600 Computer Center, Program Library (1965)
- [Hül86] H. P. Hüllskötter, K. Breinig, J. Burgdörfer, R. DeSerio, E. B. Elston, C. Gonzalez Lepera, C. Kelbch, H. Schmidt-Böcking, I. A. Sellin and Y. Yamazaki, Phys. Rev. A **33** (1986) 2156
- [Iit90] T. Iitaka, Y. H. Ohtsuki, A. Koyama and H. Ishikawa, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 3160
- [Jag91] O. Jagutzki, R. Koch, A. Skutlartz, C. Kelbch and H. Schmidt-Böcking, J. Phys. B **24** (1991) 993
- [Jak83] D. H. Jakubassa-Amundsen, J. Phys. B **16** (1983) 1767
- [Jak89] D. H. Jakubassa-Amundsen, J. Phys. B **22** (1989) 3989
- [Kel84] R. Keller, F. Nöhmajer, P. Spädtke and M. H. Schönenberg, Vacuum **34** (1984) 31
- [Kel87] R. Keller, GSI Reports No. GSI-87-76, Darmstadt (1987) 48
- [Kem88] J. Kemmler, S. Lencinas, P. Koschar, O. Heil, H. Rothard, K. Kroneberger, Gy. Szabó and K. O. Groeneveld, Nucl. Instrum., Meth. B **33** (1988) 317
- [Kim92] K. Kimura,, M. Tsuji and M. Mannimi, Phys. Rev. A **46** (1992) 2618
- [Ken77] R. E. Kennerly, Rev. Sci. Instrum. **48** (1977) 1862
- [Kos84] P. Koschar, R. Latz, J. Kemmler, M. Burkhard, H. J. Frischkorn, D. Hofmann, J. Schader, R. Schramm, K. O. Groeneveld, M. Breinig, E. Elston, I. A. Sellin and W. Meckbach, Lecture Notes in Physics, Springer, Heidelberg LNP **213** (1984) 129
- [Kos87] P. Koschar, A. Clouvas, O. Heil, M. Burkhard, J. Kemmler and K. O. Groeneveld, Nucl. Instrum. Meth. B **24/25** (1987) 153
- [Koy92] A. Koyama, Nucl. Instrum. Meth. B **67** (1992) 103
- [Köv85] Kövér Á., Kandidátusi értekezés, ATOMKI, Debrecen (1985)
- [Köv89] Á. Kövér, L. Sarkadi, J. Pálinkás, D. Berényi, Gy. Szabó, T. Vajnai, O. Heil, K. O. Groeneveld, J. Gibbons and I. A. Sellin, J. Phys. B **22** (1989) 1595
- [Köv96] Á. Kövér, D. Varga, I. Csernyi, E. Szmola, Gy. Móri, L. Gulyás, K. Tőkési, Nucl. Instrum. Meth. A **373** (1996) 51
- [Kro92] K. Kroneberger, G. M. Sigaud, H. Rothard, O. Heil, A. Albert, R. Maier, D.

- Schlösser, M. Schosnig, H. Trabold and K. O. Groeneveld, Nucl. Instrum. Meth. B **67** (1992) 109
- [Kro93] K. Kroneberger, G. M. Sigaud, P. Focke, M. Kuzel, R. Maier, M. Schosnig, C. Fiedler, M. Jung, D. Schlösser, M. Tobisch, H. Trabold and K. O. Groeneveld, Rad. Eff. Def. Sol. **126** (1993) 53
- [Kro96] K. Kroneberger, G. M. Sigaud, M. Kuzel, R. Maier, M. Schosnig, D. Schlösser, K. O. Groeneveld, P. Focke, S. Suárez and W. Meckbach, J. Phys. B (1996) megjelenés előtt
- [Kun92] S. D. Kunikeev and V. S. Senashenko, Sov. Phys. JETP **75** (1992) 452
- [Kuz93] M. Kuzel, L. Sarkadi, J. Pálinkás, P. A. Závodszy, R. Maier, D. Berényi and K. O. Groeneveld, Phys. Rev. A **48** (1993) R1745
- [Lat82] R. Latz, R. G. Astner, H. J. Frischkorn, P. Koschar, J. Pfennig, J. Schrader and K. O. Groeneveld, Nucl. Instrum. Meth. **194** (1982) 315
- [Lat84] R. Latz, J. Schader, H. J. Frischkorn, P. Koschar, D. Hofmann, K. O. Groeneveld and W. Meckbach, Nucl. Instrum. Meth. B **2** (1984) 265
- [Mac70] J. Macek, Phys. Rev. A **1** (1970) 235
- [Mac81] J. Macek, J. E. Potter, M. M. Duncan, M. G. Menendez, W. Lucas and W. Steckelmacher, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 1571
- [Mac96] P. Macri and R. O. Barrachina, J. Phys. B (1996), megjelenés előtt
- [Mar67] C. Marton Editor-in-Chief, Methods of Experimental Physics, Academic Press, New York (1967)
- [McG87] J. H. McGuire, E. Salzborn and A. Müller, Phys. Rev. A **35** (1987) 3265
- [Mec77] W. Meckbach, K. C. R. Chiu, H. H. Brongersma and J. W. McGowan, J. Phys. B **10** (1977) 3255
- [Mec81] W. Meckbach, I. B. Nemirovsky and C. R. Garibotti, Phys. Rev. A **24** (1981) 1793
- [Men86] M. G. Menendez, M. M. Duncan, S. D. Berry, I. A. Sellin, W. Meckbach, P. Focke and I. Nemirovsky, Phys. Rev. A **33** (1986) 2160
- [Mir91] J. E. Miraglia and J. Macek, Phys. Rev. A **43** (1991) 5919
- [Moi91] B. L. Moiseiwitsch, J. Phys. B **24** (1991) 983
- [Mos89] R. Moshhammer and Matthäus, J. Physique C **2** (1989) 111
- [Nee74] V. N. Neelavathi, R. H. Ritchie, W. Brandt, Phys. Rev. Lett. (1974) 302

- [Nes75] R. K. Nesbet, Phys. Rev. A **12** (1975) 444
- [Nes80] R. K. Nesbet, J. Phys. B **13** (1980) L193
- [Old65] W. J. B. Oldham Jr, Phys. Rev. **140** (1965) A1477
- [Old67] W. J. B. Oldham Jr, Phys. Rev. **161** (1967) 1
- [Ols79] J. O. Olsen, J. Phys. E **12** (1979) 1106
- [Par71] W. Parkes and R. Gott, Nucl. Instrum. Meth. **95** (1971) 487
- [Ped80] E. Horsdal Pedersen, J. Heinemeier, L. Larsen and J. V. Mikkelsen, J. Phys B **13** (1980) 1167
- [Pen91] F. Penent, J. P. Grouard, J. L. Montmagnon and R. I. Hall, J. Phys. B **24** (1991) 173
- [Pic76] F. Pichou, A. Huetz, G. Joyez, M. Landau and J. Mazeau, J. Phys. B **9** (1976) 933
- [Pon81] W. Ponce and W. Meckbach, Comment At. Mol. Phys. **10** (1981) 232
- [Pre94] R. G. Pregliasco, C. R. Garibotti and R. O. Barrachina, Nucl. Instrum. Meth. B (1994) 168
- [Rei92] C. O. Reinhold, J. Burgdörfer, J. Kemmler and P. Koschar, Phys. Rev. A **45** (1992) R2655
- [Rei93] C. O. Reinhold and J. Burgdörfer, J. Phys B **26** (1993) 3101
- [Rin82] K. Rinn, A. Müller, H. Eichenauer, E. Salzborn, Rev. Sci. Instrum. **53** (1982) 829
- [Rod79] M. Rodbro and F. D. Andersen, J. Phys. B **12** (1979) 2883
- [Rud63] M. E. Rudd and T. Jorgenstein Jr, Phys. Rev. **131** (1963) 666
- [Rud66] M. E. Rudd, C. A. Sautter and C. L. Bailey Phys. Rev. **151** (1966) 20
- [Rud76] M. E. Rudd, L. H. Toburen, N. Stolterfoht, At. Nucl. Tables **18** (1976) 413
- [Rud79] M. E. Rudd, L. H. Toburen, N. Stolterfoht, At. Nucl. Tables **23** (1979) 405
- [Sal69a] A. Salin, J. Phys. B **2** (1969) 631
- [Sal69b] A. Salin, J. Phys. B **2** (1969) 1255
- [Sal72] A. Salin, J. Phys B **5** (1972) 979
- [Sal93] A. Salin, magánközlés (1993)
- [Sán89] E. A. Sánchez, L. F. de Ferraris and S. Suárez, Nucl. Instrum. Meth. B **43** (1989) 29
- [Sán93] E. A. Sánchez, O. Grizzi, M. L. Martiarena and V. H. Ponce, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 801

- [Sar89] L. Sarkadi, J. Pálincás, Á. Kövér, D. Berényi, T. Vajnai, Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 527
- [Sar90] Sarkadi L., Fizikai Szemle **2** (1990) 55
- [Sar96] L. Sarkadi, M. Kuzel, L. Víkor, P. A. Závodszky, R. Maier, D. Berényi and K. O. Groeneveld, Nucl. Instrum. Meth., publikálás előtt [Sch85] R. Schramm, P. Koschar, H. D. Betz, J. Kemmler, O. Heil and K. O. Groeneveld, J. Phys B **18** (1985) L507
- [Sel84] I. A. Sellin, S. D. Berry, M. Breinig, C. Bottcher, R. Latz, M. Burkhard, H. Folger, H. J. Frischkorn, K. O. Groeneveld, D. Hoffmann and P. Koschar, Forward Electron Ejection in Ion Collisions, Lecture Notes in Physics 213, eds. K. O. Groeneveld, W. Meckbach and I. A. Sellin (Springer, Berlin, 1984) 109
- [Sel86] Sellin et al, J. Phys B **19** (1986) L155
- [Sha78] R. Shakeshaft, L. Spruch, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1037
- [Sie87] F. Siebenlist, Nucl. Instrum. Meth. A **256** (1987) 207
- [Sku88] A. Skutlarz, S. Hagmann and H. Schmidt-Böcking, J. Phys B **21** (1988) 3609
- [Suá92] S. Suárez, V. Ponce, R. Pregliasco, P. Focke and W. Meckbach, Nucl. Instrum. Meth. B **67** (1992) 148
- [Sti95] K. E. Stibing, H. Streitz, L. Schmidt, K. Bethge, H. Schmidt-Böcking, A. Schempp, U. Bessler and P. Beller, Proceedings of the 12th International Workshop on ECRIS, RIKEN, Japan (1995)
- [Sto87] N. Stolterfoht, Phys. Rep. **146** (1987) 315
- [Szó90] L. Szótér, Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 2835
- [Szó91] L. Szótér, Lecture Notes in Physics, eds. D. Berényi and G. Hock, Springer (1991) 51
- [Tim74] J. G. Timothy, Rev. Sci. Instrum. **45** (1974) 834
- [Tim81] J. G. Timothy Rev. Sci. Instrum. **52** (1981) 1131
- [Tök95] K. Tökési, L. Sarkadi and J. Pálincás, XIX. ICPEAC, Whistler, Canada, Abstracts of Contributed Papers, Eds. J. B. A. Mitchell, J. W. McConkey and C. E. Brion (1995) 306
- [Tra92] H. Trabold, G. M. Sigaud, D. H. Jakubassa-Amundsen, M. Kuzel, O. Heil and K. O. Groeneveld, Phys. Rev. A **46** (1992) 1270

- [Vag83] Z. Vager, E. P. Kanter, D. Schneider and D. S. Gemmel Phys. Rev. Lett. **50** (1983) 954
- [Van78] C. R. Vane, I. A. Sellin, M. Suter, G. D. Alton, S. B. Elston, P. M. Griffin and R. S. Thoe, Phys. Rev. Lett. **40** (1978) 1020
- [Van79] C. R. Vane, I. A. Sellin, S. B. Elston, M. Suter, R. S. Thoe, G. D. Alton, Berry, G. A. Glass, Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1388
- [Var85] D. Varga, Á. Kövér, L. Kövér, L. Redler, Nucl. Instrum. Meth. A **238** (1985) 393
- [Vég96] J. Végh, Proc. of the 6th European Conference on Applications of Surfaces and Interface Analysis, Montreaux, Switzerland, 1995 (1996) 679
- [Vík95] L. Víkor, P. A. Závodszky, L. Sarkadi, J. A. Tanis, M. Kuzel, A. Báder, J. Pálinkás, E. Y. Kamber, D. Berényi and K. O. Groeneveld, J. Phys B **28** (1995) 3915
- [Vík96a] L. Víkor, L. Sarkadi, K. Tőkési, D. Varga, F. Penent, J. Pálinkás, Nucl. Instrum. Meth. B **924** (1996) 1
- [Vík96b] L. Víkor, L. Sarkadi, F. Penent, A. Báder and J. Pálinkás, Phys. Rev. A **45** (1996) 2161
- [Vuč81] S. Vučić, P. Grujić and V. Radojević Phys. Rev. A **24** (1981) 1823
- [Wig48] E. P. Wigner, Phys. Rev. **73** (1948) 1002
- [Win89] H. Winter, P. Strohmeier and J. Burgdörfer, Phys. Rev. A **39** (1989) 3895
- [Wil73] W. E. Wilson and L. H. Toburen, Phys. Rev. A **47** (1973) 1535
- [Wiz79] J. L. Wiza, Nucl Instr, Meth. **162** (1979) 587
- [Xia96] G. Xiao, G. Schiwietz, P. L. Grande, A. Schmoldt, M. Grether, R. Köhrbrück, N. Stolterfoht, A. Spieler and U. Stettner, publikálás előtt
- [Yam84] Y. Yamazaki and N. Oda Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 29
- [Yam86] Y. Yamazaki, Phys. Rev. A **33** (1986) 2156
- [Yu87] Y. C. Yu and G. Lapacki, Phys. Rev. A **36** (1987) 4710
- [Záv94a] P. A. Závodszky, L. Gulyás, T. Vajnai, L. Sarkadi, S. Ricz, J. Pálinkás and D. Berényi, Nucl. Instrum. Meth. B **86** (1994) 175
- [Záv94b] Závodszky P. A., Doktori értekezés, Debrecen (1994)
- [Záv94c] P. A. Závodszky, L. Sarkadi, L. Víkor and J. Pálinkás, Phys. Rev. A **50** R899

Publikációs lista

Referált folyóiratban megjelent (vagy megjelenés előtt álló), a disszertáció alapját képző cikkek

1. **A. Báder**, L. Sarkadi, Gy. Hegyesi, L. Víkor and J. Pálincás: *A particle detector for energetic ions*, Meas. Sci. Technol. **6** (1995) 959
2. **A. Báder**, U. Brinkmann, L. Sarkadi, R. Hippler and J. Pálincás: *Observation of convoy-electrons induced by Rutherford-scattered protons*, Nucl. Instrum. Meth. B **107** (1996) 6
3. S. Biri, **A. Báder** and J. Pálincás: *A simple model to describe ion source extraction optics — Simulations and experimental test*, Rev. Sci. Instrum. **67** (1996) 1483
4. **A. Báder**, E. Takács, L. Sarkadi and J. Pálincás: *On the shape of the spectrum of convoy-electrons at light projectile impact*, Nucl. Instrum. Meth. B, publikálásra elfogadva
5. **A. Báder**, L. Sarkadi, L. Víkor, M. Kuzel, P. A. Závodszky, T. Jalowy, K. O. Groeneveld, P. A. Macri and R. O. Barrachina, *Observation of low-lying resonance states of He^- at the 2^1S and 2^3S He thresholds*, Phys. Rev. A, publikálásra elfogadva

Egyéb cikkek

6. L. Víkor, P. A. Závodszky, L. Sarkadi, J. A. Tanis, M. Kuzel, **A. Báder**, J. Pálincás, E. Y. Kamber, D. Berényi and K. O. Groeneveld: *Contribution of transfer ionisation to cusp electron production in proton on argon collisions*, J. Phys. B **28** (1995) 3915
7. L. Víkor, L. Sarkadi, **A. Báder**, F. Penent, J. Pálincás and D. Berényi: *Study of cusp electron production at impact of C^+ ions*, Nucl. Instrum. Meth. B **107** (1996) 79
8. L. Víkor, L. Sarkadi, F. Penent, **A. Báder** and J. Pálincás: *Single and double electron detachment from H in collisions with He*, Phys. Rev. A **54** (1996) 2161

Konferencián bemutatott munkák

1. P. A. Závodszky, L. Sarkadi, L. Víkor, **A. Báder**, J. Pálincás, D. Berényi, J. A. Tanis, E. Y. Kamber, M. Kuzel, K. O. Groeneveld, M. Esch, G. Krebs: *Transfer ionization in 0^0 electron emission from the impact of low energy protons on argon*, XIII. Int. Conf. on Appl. of Accelerators in Research and Industry, Denton, Texas 1994
2. **A. Báder**, U. Brinkmann, L. Sarkadi, R. Hippler and J. Pálincás: *Observation of convoy-electrons from thick Au-foil induced by Rutherford scattered protons*, Swift Heavy Ions in Matter 1995, Caen France
3. L. Víkor, L. Sarkadi, **A. Báder**, F. Penent, J. Pálincás and D. Berényi: *Study of cusp electron production at impact of C^+ ions*, Swift Heavy Ions in Matter 1995, Caen France
4. L. Víkor, L. Sarkadi, F. Penent, **A. Báder** and J. Pálincás: *Single and double electron detachment from H^- in collision with He*, XIX ICPEAC, Whistler, Canada 1995
5. L. Víkor, L. Sarkadi, **A. Báder**, F. Penent, J. Pálincás and D. Berényi: *Determination of the final ion state of autoionization transitions exited in C^+ and C^{2+} on He collisions*, XIX ICPEAC, Whistler, Canada 1995
6. **A. Báder**, U. Brinkmann, L. Sarkadi, R. Hippler and J. Pálincás: *Observation of convoy-electrons induced by 200 keV Rutherford-scattered protons penetrating through a $200 \mu g/cm^2$ Au-foil*, XIX ICPEAC, Whistler, Canada 1995
7. L. Sarkadi, U. Brinkmann, **A. Báder**, R. Hippler and J. Pálincás: *Evidence for electron capture to the continuum by protons scattered at non-zero-degree angles from Argon atoms*, XIX ICPEAC, Whistler, Canada 1995
8. **A. Báder**, L. Sarkadi, Gy. Hegyesi, L. Víkor and J. Pálincás: *A fast ion detector for applications in atomic physics*, XIX ICPEAC, Whistler, Canada 1995
9. **A. Báder**, E. Takács, L. Sarkadi and J. Pálincás: *Shape studies of convoy-electron peak at impact of light projectiles*, 6th Workshop on Fast Ion-Atom Collisions, Debrecen, 1996

10. T. Jallowy, M. Kuzel, R. Wünsch, R. Neugebauer, D. Hoffmann, D. H. Jakubassa-Amundsen, L. Sarkadi, **A. Báder**, L. Víkor, Gy. Víkor, P. Focke and K. O. Groeneveld: *Quasifree electron scattering on ios and atoms*, 6th Workshop on Fast Ion-Atom Collisions, Debrecen, 1996
11. E. Takács, Z. Ónodi-Szűcs, J. D. Gillaspy, **A. Báder**, L. Sarkadi and J. Pálinkás: *Interaction of very-highly-charged-ions with solid surfaces*, 6th Workshop on Fast Ion-Atom Collisions, Debrecen, 1996