



Ion-atom ütközésekben keltett Ar L-MM és Ne K-LL Auger- elektronok szögeloszlása

doktori (PhD.) értekezés

Tóth László

Témavezető:

Dr Ricz Sándor

Debreceni Egyetem

Debrecen, 2006

Ezen értekezést a Debreceni Egyetem TTK Fizika Doktori Iskola atom- és molekulafizika programja keretében készítettem a Debreceni Egyetem TTK doktori (PhD) fokozatának elnyerése céljából.

Debrecen, 2006.

a jelölt aláírása

Tanúsítom, hogy Tóth László doktorjelölt a fent nevezett Doktori Iskola atom- és molekulafizika programjának keretében irányításommal végezte munkáját. Az értekezésben foglalt eredményekhez a jelölt önálló alkotó tevékenységével meghatározóan hozzájárult. Az értekezés elfogadását javaslom.

Debrecen, 2006.

a témavezető aláírása

Tartalomjegyzék

1.	Bevezetés	1
2.	Az ion-atom ütközések, valamint a hozzájuk kapcsolódó főbb folyamatok	5
2.1.	Ionizációs folyamatok és leírásuk	6
2.1.1.	Kettős ütközés közelítés	8
2.1.2.	Síkhullámú Born-közelítés	9
2.1.3.	Félklasszikus-közelítés	10
2.2.	A többszörös ionizáció	12
2.2.1.	A többszörös Coulomb-ionizáció	12
2.2.2.	A kirázódásos ionizáció	13
2.3.	Az Auger-folyamat	14
2.3.1.	Az Auger-átmenetek és osztályozásuk	15
2.3.2.	Az Auger-elektronok energiája	16
2.3.3.	Az Auger-átmeneti valószínűségek meghatározása	17
2.4.	Az Auger-elektronok szögeloszlása	19
2.4.1.	A kétszeres ionizációt követő, egymással átfedő állapotok legerjesztődéséből származó Auger-elektronok irányeloszlása	19
2.4.2.	A kétszeres Coulomb-ionizáció és az elektron-korreláció szerepe a beállítódásban	24
2.5.	Az ütközés utáni kölcsönhatás	26
2.5.1.	A félklasszikus tárgyalási mód	27
2.5.2.	A torzított folytonos hullámú közelítés	29
2.5.3.	Az elsődlegesen kilökött elektronok szerepe az ütközés utáni kölcsönhatásban	30

3.	A mérőrendszer	32
3.1.	A mérési elrendezés	32
3.2.	A spektrométer	33
4.	A mért adatok és kiértékelésük	37
4.1.	A vizsgált spektrumok	37
4.1.1.	A Ne K-LL Auger-spektrum	37
4.1.2.	Az Ar L-MM Auger-spektrum.	38
4.2.	A mérési adatok kiértékelése	39
5.	Eredmények	44
5.1.	Ne KL-LLL szatellit Auger-elektronok anizotróp Szögeloszlása	44
5.1.1.	A kirázódásos (shake-off) folyamat szerepe a kétszeres ionizációt követő állapot beállítódásában	47
5.1.2.	Koherencia- és korrelációs effektusok a Ne KL-LLL szatellit Auger-bomlás anizotrópiájában.	50
5.2.	Az Ar L-MM szatellit Auger-elektronok anizotróp szögeloszlása	55
5.3	Az ütközés utáni kölcsönhatás (Post Collision Interaction PCI) és következményei	58
5.3.1.	A lövedék Coulomb-terének fókuszáló hatása a kirepülő Auger-elektronokra	61
5.3.2.	Az elsődlegesen kilökött elektronok szerepe az ütközés utáni kölcsönhatás alakulásában	66
6.	Összefoglalás	68
6.1.	Összefoglalás	68
6.2.	Summary	72

7.	Köszönetnyilvánítás	76
8.	Közleményeim jegyzéke	77
8.1.	Referált közlemények	77
8.2.	Atomki Annual Reportban megjelentek	79
8.3	Konferencia kiadványok, előadások, poszterek	81
8.4	Egyéb fizikához, illetve csillagászathoz kapcsolódó írásaim	87
9.	Irodalomjegyzék	88

1. Bevezetés

Az atomfizika gyökerei a XIX. század elejére nyúlnak vissza, amikor is 1802-ben William Wollaston hét fekete vonalat vett észre a Nap színeképében. Ezeket kezdetben csak a különböző színeket elválasztó határvonalaknak gondolták [Abe52], míg nem a század hatvanas éveiben Robert Wilhelm Bunsen és Gustav Kirchhoff felfedezték a színeképelemzést. A jelenséget azonban, az első észleléstől számítva, csak mintegy száz esztendővel később, 1913-ban Niels Bohrnak sikerült értelmezni. Az általa felállított atomelmélettel már magyarázatot tudott adni a diszkrét energiaszintek létezésére, és így munkásságával a modern atomfizika elindítója lett [Sim78].

A kísérleti és elméleti vizsgálatok között már a kezdeti időszakban is jelen volt az atomi belsőhéj-folyamatok tanulmányozása. Ezek számos fontos észlelést szolgáltatott az atom felépítéséről, a gerjesztések és általában a kölcsönhatások módjairól. A vizsgálatok során kiderült, hogy egy a belső héján lyukakkal rendelkező atom legerjesztődéséből származó energiát nemcsak fotonok, hanem folytonos állapotba kilökött elektronok is elvihetik. Ez utóbbi folyamatot először Pierre Auger észlelte 1925-ben [Aug25], amikor is a kísérletben használt céltárgy-atomból a gerjesztő röntgen-fotonok által kilökött elektronok mellett másik, szintén a céltárgy-atomból kirepülő elektronokat is megfigyelt. Később ezeket az elektronokat felfedezőjükről nevezték el.

A belsőhéj lyuk keltéséhez nemcsak fotonokat, hanem töltött részecskéket is alkalmazhatunk. Kezdetben ezek radioaktív forrásokból származtak, ami behatárolta a vizsgálható jelenségek körét. Később - a 30-as évektől – az elektronágyú és a gyorsítótechnika fejlődésével ezen akadályok megszűntek.

A második világháború táján és az azt követő évtizedekben az atomi héjakkal kapcsolatos vizsgálatok a koncentrált magfizikai kutatások miatt háttérbe szorultak. Ugyanakkor éppen az e munkák eredményeképpen kifejlesztett módszerek és eszközök - nagy energiájú részecskegyorsítók, jó hatásfokú és feloldású részecskedetektorok, nagy kapacitású adatgyűjtő és feldolgozó rendszerek - tették

lehetővé, hogy a 60-as évektől újraéledhessen az atomi elektronburok tulajdonságainak vizsgálata.

A nagy energiájú atomi ütközések - amikor is a gerjesztésre fordított energia elhanyagolható a bombázó részecske kinetikus energiájához képest - fizikája is ekkor alakult ki, melynek középpontjába a töltött részecskék közötti kölcsönhatások dinamikájának megismerése került. Ez az elektronok egymással (elektronkorreláció), az atommaggal, valamint a lövedékkel való kölcsönhatásainak a vizsgálatát jelenti. Annak ellenére, hogy a részecskék között ható Coulomb-erő jól ismert, a kvantummechanikai többtest-probléma analitikus megoldása nem lehetséges, így a számítások során minden esetben közelítő módszerekre kell szorítkozni. Ez egyben azt is jelenti, hogy az e területen végzett kísérletek különös jelentőséggel bírnak.

Napjainkban az atomi belsőhéj-ionizációs folyamatok tanulmányozása rendkívül széles skálán mozog. Alaputatások között szerepel a kilökött folytonos energia-eloszlású elektronok spektrumának vizsgálata, amivel az ütközési elméletek tesztelhetők, az ütközés utáni kölcsönhatások vizsgálata, amivel a kvantummechanikai háromtest-probléma tanulmányozható, valamint a többszörös ionizáció, az elektronbefogási jelenségek és a kirepülő részecskék szögeloszlásának a vizsgálata. Egyik legfontosabb területe az anyagvizsgálati alkalmazásokkal rendelkező Auger-elektron spektroszkópia. Mindezen túl feltétlenül említést kell tennünk a belsőhéj-folyamatok más tudományokkal való kapcsolatáról. Így például a magfizikával, ahol példaként említhetjük az elektronbefogásos β -bomlást, amelyet követően a gerjesztett állapotú atom Auger-elektron vagy karakterisztikus röntgensugárzás kibocsátásával gerjesztődhet le. Továbbá ez a kutatási terület a magasan ionizált állapotok tanulmányozása, valamint az Auger-hozamok rendszámfüggése révén szoros kapcsolatban van az asztrofizikával és a plazmafizikával is. Mindezen túl gyakorlati jelentősége lehet minden olyan területen, ahol a töltött részecskék anyaggal való kölcsönhatása lényeges szerepet játszik.

Az MTA Atommagkutató Intézetében (ATOMKI) már több évtizede folynak atomfizikai kutatások, melyek kísérletei az első időkben a kaszkád generátorra, majd

az 1 MV-os, illetve az 5 MV-os Van de Graaff típusú elektrosztatikus gyorsítókra, a 20 MeV-es ciklotronra, valamint egy több éves méréssorozatban a dubnai U-300-as nehézion ciklotronra épültek.

Az atomi ütközésekben lejátszódó folyamatok tanulmányozásának egyik módja a kirepülő elektronok energia- és szögeloszlásának a vizsgálata, amelyhez jó szög- és energia-feloldású spektrométerekre van szükség. Az elmúlt időszakban több ilyen berendezést is kifejlesztettek az ATOMKI-ban, melyek közül az egyik legsokoldalúbban használható az ESA-21 [Var92] elektrosztatikus elektron-spektrométer, ami a jó energiafelbontás mellett az elektronok energia-, és szögeloszlásának egyidejű mérésére is alkalmas. A berendezéssel először az intézet 5 MV-os Van de Graaff gyorsítóján vizsgálták az ion-atom ütközésekben keletkező ún. folytonos-, és Auger-elektronok spektrumát, majd Dubnában a nehézion ciklotronon és az ATOMKI 20 MeV-es ciklotronján végeztek hasonló méréseket.

Az intézeti munkába még egyetemista koromban kapcsolódtam be, amikor is részt vettem a Dubnából hazakerült ESA-21 elektrosztatikus elektronspektrométer összeszerelésében és az 5 MV-os Van de Graaff gyorsító nyalábsatornájára való állításában. Ezt követően 1991 augusztusától intézeti ösztöndíjasként, majd 1993 augusztusától a Kossuth Lajos Tudományegyetem (KLTE) PhD ösztöndíjasaként dolgoztam az ATOMKI-ban. Az 1996-os év augusztusától 2004 márciusáig terjedő időszakban a munkahelyem az MTA Csillagászati Kutató Intézetének Konkoly Thege Miklós Napfizikai Obszervatóriuma (MTA KTM CsKI NO) volt, ahol a napfizikai kutatások, valamint az egyetemi oktatómunka mellett tovább folytattam az ATOMKI-ban elkezdett munkámat. Jelenleg - 2004 májusától - Japánban, a Nara Institute of Science and Technology-nál (NAIST) dolgozom, ahol egy új típusú sztereó fotoemissziós elektronmikroszkóp (Stereo PEEM) fejlesztésében veszek részt.

A kutatásban eltöltött évek alatt számos, tudományos közleményekben ismertetett munkában vettem részt, melyek között egyaránt szerepeltek műszerfejlesztések és kísérleti vizsgálatok is. Ezek közül a következőkben már csak azon kísérleti eredményeket fogom ismertetni, amelyek a doktori témámhoz kapcsolódnak. Ennek megfelelően a bevezetést követően a dolgozatom a következő négy fő részre

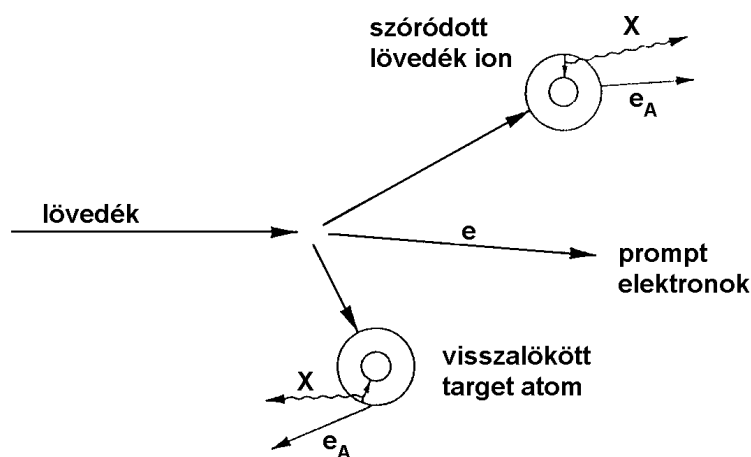
tagolódik:

- A második fejezetben az ion-atom ütközéseket, valamint a hozzájuk kapcsolódó főbb folyamatokat ismertetem, illetve a leírásukra alkalmazott jelenlegi elméleteket tekintem át.
- A harmadik fejezetben a méréseimhez használt berendezéseket ismertetem.
- A negyedik fejezetben a mérési adatok feldolgozása során alkalmazott eljárásokat tárgyalom.
- Végül az eredményeimet, amelyek az ütközés után kialakult állapot legerjesztődéséből származó Auger-elektronok anizotrop szögeloszlásával, illetve az ütközés-, valamint a legerjesztődés során keletkezett részecskék között fellépő úgynevezett ütközés utáni kölcsönhatással (Post Collision Interaction, PCI) és annak következményeivel kapcsolatosak, az ötödik fejezetben mutatom be.

Az értekezést munkám rövid összefoglalása, valamint saját közleményeim és a felhasznált irodalmak jegyzéke zárja.

2. Az ion-atom ütközések, valamint a hozzájuk kapcsolódó főbb folyamatok

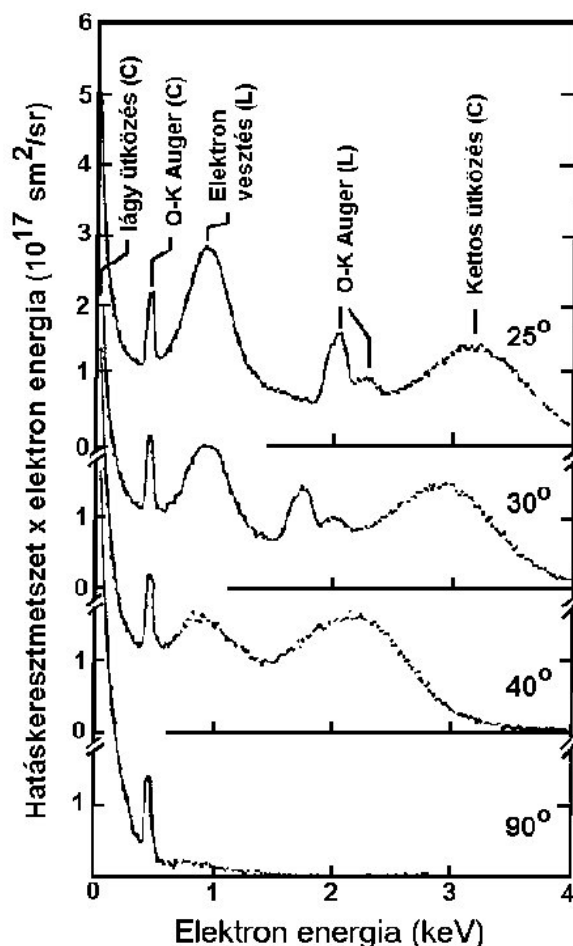
Az atomszerkezeti vizsgálatok első lépéseként a céltárgy-atomot gerjeszteniünk kell, amely létrejöhet a céltárgynak fotonnal, elektronnal, vagy lövedék-atommal (ionnal) való kölcsönhatása révén. Ekkor a rendszerünk (a lövedék és a céltárgy-atom) az alapállapotánál nagyobb energiájú állapotba kerül, amely általában nem stabil. Ez az állapot mind a lövedék, mind a céltárgy elektronjaira nézve lehet kötött (ekkor gerjesztésről beszélünk) és lehet szabad (ekkor ionizációról beszélünk). További lehetőségként előfordulhat még a lövedék kötött, illetve folytonos állapotába történő elektronbefogás is. A töltött részecske-atom ütközésekben elsődlegesen keletkező szabad elektronokat primer, vagy másképpen, prompt elektronoknak, a fotoionizáció során keletkezetteket pedig fotoelektronoknak nevezzük (2.1. ábra).



2.1. ábra: A Az ion-atom ütközés egy általános esete.

Az ilyen módon gerjesztett atom kétféleképpen kerülhet alacsonyabb energiájú állapotba. Az egyik esetben a felszabaduló energiát egy foton, míg a másik esetben egy monoenergetikus elektron viszi el. Ez utóbbi, általános nevén autóionizációs-folyamat többféleképpen is végbemehet (lásd 2.3 fejezet).

Mivel az ion-atom ütközések során keltett elektronok sokféle, és irányfüggő folyamatokból származnak, ezért a különböző irányokban mérhető energia-eloszlásaik változatos képet mutatnak (2.2. ábra) [Sto74].



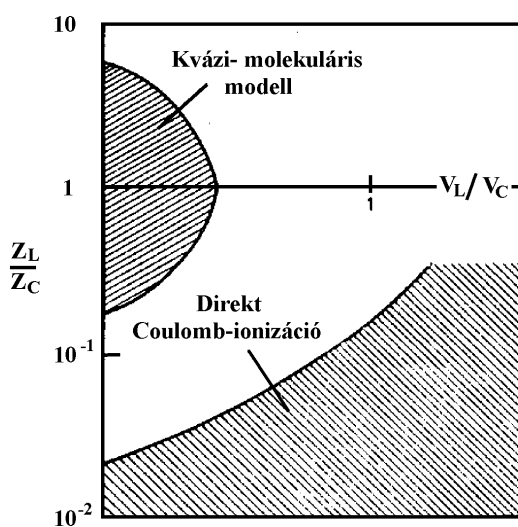
2.2. ábra: 30 MeV-es $O^{5+} \rightarrow O_2$ ütközésben keltett elektronoknak a bombázó részecskék nyalábjához képest különböző irányokban felvett spektrumai [Sto74]. A C céltárgy atomot, az L lövedéket jelöl.

2.1. Ionizációs folyamatok és leírásuk

Az elméleti tárgyalás leegyszerűsítése érdekében figyelembe vehetjük, hogy a gerjesztés időtartama - ami alatt a lövedék a céltárgy-atom átmérőjének megfelelő távolságot befutja - a gyorsítók energiatartományában 10^{-17} másodperc nagyságrendű,

ami sokkal rövidebb a legerjesztődés 10^{-15} másodperc nagyságrendbe eső időtartamánál. Ebből következően, ha a Coulomb-kölcsönhatás hosszú hatótávolságától eltekintünk, akkor első közelítésben azzal a feltételezéssel élhetünk, hogy a primer ionizáció és a legerjesztődés különválasztható folyamatok.

A gerjesztések (ionizáció) elméleti leírásakor két fő közelítést különböztetünk meg, amelyeket a 2.3. ábra szemléltet.



2.3. ábra: A két fő ütközési mechanizmus határai: Z_L és v_L a bombázó-ion töltése, illetve sebessége, Z_C és v_C a céltárgy-atom töltése, illetve az elektron sebessége a szóban forgó héjon [Beré81].

- Az egyik az ún. *direkt Coulomb- folyamat* alapul, amelyben a lövedék a céltárgy-atom egy elektronjával pillanatszerűen lép kölcsönhatásba. Ez akkor áll fenn, ha $Z_{\text{lövedék}} \ll Z_{\text{céltárgy}}$, azaz amikor a bombázó-ion elhanyagolható perturbációt okoz a belső héjon, vagy ha $Z_{\text{lövedék}} \sim Z_{\text{céltárgy}}$, de a v_L/v_C relatív ütközési sebesség olyan nagy, hogy a perturbáció nagyon rövid ideig tart.
- A másik leírás a *kvázi-molekuláris modell*. Itt a lövedék sebessége viszonylag kicsi az elektronok pályasebességéhez képest, így a két mag körül egy időben változó közös molekulafelhő alakul ki.

A dolgozatomban csak olyan vizsgálatokról lesz szó, amelyekben $Z_{\text{lövedék}} \ll Z_{\text{céltárgy}}$ és az ionizáció az L héj pályasebességénél jóval nagyobb sebességű lövedékekkel történik. Ebből következően csak a direkt ionizációval foglalkozó főbb elméleteket fogom érinteni.

A direkt ionizációnak három egyszerű leírási módja létezik; a klasszikus *kettős ütközés-közelítés* (*Binary Encounter Approximation, BEA*), a *síkhullámú Born-közelítés* (*Plane Wave Born Approximation, PWBA*), és a *félklasszikus-közelítés* (*Semi Classical Approximation, SCA*) módszere.

A következő fejezetekben a számolások során atomi egységeket használok, azaz $\hbar = m_e = q_e = 1$.

2.1.1. Kétrészecske-ütközési közelítés

Ez a leírási mód [Gry65] szabad részecskék klasszikus Coulomb-szórásán alapszik, és sok esetben jól számot ad a teljes ionizációs hatáskeresztmetszetről. Az atomi elektronok közötti kölcsönhatást elhanyagolja. Azt a tényt, hogy az atomi elektron kötött állapotban van egy $f(v_2)$ sebességeloszlás függvénnyel veszi figyelembe, ami nem más, mint az elektron kezdeti állapotbeli hullámfüggvénye abszolút értékének négyzete impulzus-reprezentációban kifejezve. A teljes ionizációs hatáskeresztmetszet [Sar77] egy adott héj esetén

$$\sigma = \int_0^{\infty} \sigma_{\text{szabad}}(v_1, v_2; \Delta E) f(v_2) dv_2 \quad (2.1)$$

alakú, ahol $\sigma_{\text{szabad}}(v_1, v_2; \Delta E)$ a v_1 sebességű ion és a v_2 sebességű szabad elektron klasszikus Coulomb-szórási hatáskeresztmetszete, amikor a ΔE energiaátadás meghaladja egy céltárgy-elektron ionizációs energiáját.

2.1.2. Síkhullámú Born-közelítés

Ezen modell lényege az, hogy a bemenő és kimenő bombázó-ion mozgását síkhullámmal közelítjük. Legegyszerűbb formájában csak a lövedékion és a céltárgy-elektron kölcsönhatását vesszük figyelembe, a kezdeti és a végállapotban perturbálatlan hullámfüggvényeket alkalmazunk [Mer58], és a függetlenrészcseke modellt használjuk. Ez utóbbi azt jelenti, hogy csak egy elektron vesz részt a folyamatban, a céltárgy-atom többi elektronjának a hullámfüggvénye változatlan marad.

Az atomnak az alapállapotból az n -edik állapotba történő gerjesztésekor a szórási amplitúdó a következő alakot ölti [Sar77]:

$$f_{on}^B(\vec{k}_0 - \vec{k}_n) \sim \iint U(|\vec{r}_L - \vec{r}_C|) \exp[i(\vec{k} - \vec{k}_n) \cdot \vec{r}_L] \psi_0(\vec{r}_C) \psi_n^*(\vec{r}_C) d\vec{r}_L d\vec{r}_C \quad (2.2)$$

ahol

- U : az atomi elektron és a lövedék közötti Coulomb potenciál,
- $\vec{r}_L, \vec{r}_C$: a lövedék, illetve a céltárgy vizsgált elektronjának a helyvektora,
- ψ_0, ψ_n : az elektron kezdeti, valamint végállapoti hullámfüggvénye,
- E, k_0 : a bemenő ion energiája és hullámszám vektora,
- E_n, k_n : a gerjesztés energiája és a gerjesztett elektron hullámszám vektora.

A fentiekből látható, hogy az elsőrendű síkhullámú Born-közelítésben a lövedéknek a céltárgy-atom Coulomb-terében történő elhajlását elhanyagoltuk. Ezen eltérés kvantummechanikai figyelembevételét a *torzított hullámú Born-közelítés (distorted wave Born-approximation, DWBA)* adja, amelyet először magreakciókra dolgoztak ki [Ald75, Bau74], és csak ezt követően alkalmazták az atomfizikai folyamatok leírására. A DWBA egy speciális változata a *torzított folytonos hullámú közelítés (continuum distorted wave, CDW)* [Cro83]. Ekkor, mivel a kiütött elektron a lövedék és a céltárgy-atom közös terében mozog, a kilökött elektron Coulomb-hullámfüggvényében a lövedék torzító hatását is figyelembe vesszük.

2.1.3. Félklasszikus-közelítés

Ez a közelítés [Ban59] a magok mozgását klasszikusan, az elektronokét kvantummechanikailag tárgyalja. A módszer a következő feltevéseken alapszik [Gun81]:

- A lövedék ponttöltés, amely egyenes vonalú-, vagy hiperbola pályán mozog.
- Független részecske modellt használunk.
- A küszöb ionizációs energiát a kísérleti kötési energiával helyettesítjük, azaz $|E_i| = |E_B|$.

Az első feltételt úgy is megfogalmazhatjuk, hogy az ütköző atomok magjainak relatív mozgása addig tárgyalható a klasszikus mechanika keretein belül, amíg a két mag kölcsönös mozgásának de Broglie hullámhossza jóval kisebb mint a K héj pályasugara.

Az (n_i, l_i, j_i, m_i) alhéj ionizációs valószínűsége egy adott p ütközési paraméter esetén:

$$\frac{dI_p}{dE_f} = Z_1^2 \sum_{J_f} \sum_{m_f} \sum_{J_i} \left| \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega_{fi}t} \langle E_f, J_f, m_f | \frac{1}{|\vec{r} - \vec{R}_p(t)|} | n_i, J_i, m_i \rangle dt \right|^2 \quad (2.3)$$

alakú, ahol

E_f : a végállapot energiája,

E_i : ionizációs energia,

$\omega_{fi} = E_f - E_i$,

Z_1 : a lövedék rendszáma,

p : ütközési paraméter azt a távolságot jelenti, amellyel a bombázó részecske a céltárgy mellett elhaladna, ha nem lenne közöttük kölcsönhatás,

$\vec{R}_p(t)$: a lövedék klasszikus pályája az idő függvényében,

J_f, J_i, m_f, m_i : a megfelelő vég-, illetve kezdő állapotbeli impulzusmomentumok, illetve ezeknek a nyalábirányra vonatkozó vetületei,

$E_B = -E_i$.

A J_f -re, m_f -re való összegzés azt jelenti, hogy a végállapotbeli alhéjak impulzusmomentumát és vetületét nem figyeljük meg.

Ebből azután megkapható az energia szerinti differenciális, valamint a teljes hatáskeresztmetszet:

$$\frac{d\sigma}{dE_f} = 2\pi \int_0^\infty p \frac{dI_p}{dE_f} dp \quad (2.4)$$

$$\sigma = \int_0^\infty \frac{d\sigma}{dE_f} dE_f \quad (2.5)$$

Gyakran érdekes még a p ütközési paramétertől függő I_p ionizációs valószínűség ismerete:

$$I_p = \int_0^\infty \frac{dI_p}{dE_f} dE_f \quad (2.6)$$

Ha egyenes vonalú lövedék-pályával számolunk, akkor az SCA a PWBA-val megegyező eredményt ad [Ban59]. A klasszikus mozgásegyenlet megoldásából kapható hiperbola pályával számolva - elegendően nagy eltérülési szög esetén - viszont a DWBA-val [Bau74] mutat jó egyezést.

Az SCA segítségével olyan Coulomb-elhajlási és kötési energia korrekciókat is megállapíthatunk, amelyekkel a nagyobb sebességtartományokban jól működő közelítések alkalmazhatóságát kisebb sebességekre is kiterjeszthetjük. A PWBA-ból így kapott PWBABC (ahol a B és C betűk jelentése: Binding energy, Coulomb deflection) modell [Bas73] a lövedék ionok széles energiatartományában jó egyezést mutat a kísérleti eredményekkel.

2.2. A többszörös ionizáció

Egy-egy atomi ütközés során nemcsak egyszeres, hanem többszörös ionizáció is történhet. Ezeket a folyamatokat - attól függően, hogy milyen közelítő, illetve egyszerűsítő feltételekkel élünk - többféle modell keretében is tárgyalhatjuk. Az egyik felosztás a szerint történik, hogy az elektronok közötti kölcsönhatást figyelembe vesszük-e (elektron-korreláció), vagy nem.

Ezek közül - a munkámhoz kapcsolódóan - kettőnek a megemlítését tartom fontosnak. Az egyik az úgynevezett többszörös Coulomb-ionizáció, vagy más néven egyrészcseke folyamat, a másik pedig a kirázódásos-ionizáció, amely az elektron-korreláció egy speciális megnyilvánulása.

2.2.1. A többszörös Coulomb-ionizáció

A többszörös ionizáció tárgyalása során a bonyolult kvantummechanikai számolások helyett sok esetben célszerűbb a statisztikus közelítések használata [McG73].

Ez a modell a lövedéknek az adott céltárgy-elektronokkal való kölcsönhatásait egymástól függetleneknek és azonos valószínűségűnek tekinti. Így, ha egy héjon N darab P ionizációs valószínűséggel bíró elektron van, akkor a héj n -szeres ionizációját a

$$P_n = \binom{N}{n} P^n (1 - P)^{N-n} \quad (2.7)$$

binomiális eloszlás írja le [Sto87].

A többszörös ionizáció különböző héjakon is létrejöhet. Így például, ha a K és L héjon N_K és N_L darab elektron van, akkor a rajtuk keltett k és l darab lyuk esetén a többszörös ionizációs valószínűséget a

$$P_{kl} = \binom{N_K}{k} P_K^k (1 - P_K)^{N_K - k} \binom{N_L}{l} P_L^l (1 - P_L)^{N_L - l} \quad (2.8)$$

összefüggés írja le [Sto87].

Ha most a P_K^k , P_L^l valószínűségeket a féلكlasszikus-közelítéssel számoltuk, akkor a hatáskeresztmetszet (2.4) alakú lesz, melyet kísérletileg az ionizációt követő legerjesztődési folyamat során kibocsátott fotonok, illetve a kirepülő autóionizációs elektronok megfigyelésével határozhatunk meg. Az erre vonatkozó mérések [McG73] minden olyan esetben megerősítik a modell alkalmazhatóságát, amikor az elektron-korrelációs folyamatok nem számottevőek.

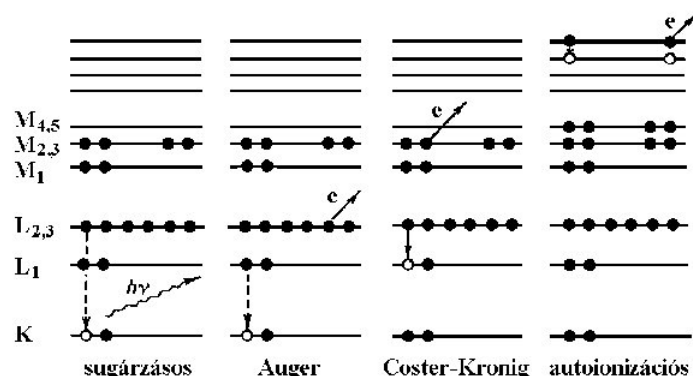
2.2.2. A kirázódásos ionizáció

Ebben az esetben azt feltételezzük, hogy a külső atomi héjak elektronjai az atommag belsőhéj-elektronok által árnyékolt centrális potenciálterében mozognak. Egy a belső héjon történő ionizáció során ez az árnyékolás olyan hirtelen változik meg, hogy a külső héjon lévő elektronok képtelenek lesznek ezt követni. Ennek következtében az állapotát továbbra is a megelőző atomi hullámfüggvények írják le, amelyek viszont nem lesznek ortogonálisak az egyszeresen ionizált atom kötött, vagy folytonos állapotbeli hullámfüggvényeire. Ebből következően gerjesztés (shake-up), vagy ionizáció (shake-off) jöhet létre, melyeknek a valószínűségét e két állapot hullámfüggvényének az átfedési integrálja adja [Car65, Aber67, Kra66, 67].

E folyamatok függenek a lövedék sebességétől [McG82, Heb90, Tan91], mégpedig úgy, hogy növekvő sebesség esetén a többszörös Coulomb-ionizáció szerepe csökken a kirázódásos ionizációhoz képest.

2.3. Az Auger-folyamat

Egy gerjesztett állapotba került atom elektronburka legerjesztődhet sugárzásos folyamat, vagy pedig elektron kibocsátása révén. Ezek közül néhány lehetséges átmenetet a 2.4. ábrán láthatunk.



2.4. ábra: A gerjesztett atom átrendeződési módjai.

Az *Auger-elektron emisszió*nál egy belső héjon lévő lyuk egy magasabb héjról származó elektronnal töltődik be. A kezdeti és a végállapot közötti energiakülönbség egy másik elektronnak adódik át, s így az szabad állapotba kerül.

Az Auger-átmenet egy speciális esete a *Coster-Kronig átmenet*, amikor a vakancia és az azt betöltő elektron ugyanazon a héjon van.

Az *autóionizációs folyamat*ban pl. a legkülső nívó két elektronja egyszerre gerjesztődik, ami után az egyik visszajut eredeti állapotába, a másik pedig kilöködik (a kezdeti állapot gerjesztett semleges atom, a végállapot egyszeres ion).

Ha feltételezzük, hogy a kezdeti állapot lebomlása időben exponenciális és minden külső zavaró tényezőtől eltekintünk, akkor a kirepülő Auger-elektronok energia szerinti eloszlása Lorentz alakú lesz [Rus86]:

$$P_{if}(E) = \frac{\Gamma_{if} / 2\pi}{(E - E_A)^2 + (\Gamma_i / 2)^2} \quad (2.9)$$

ahol

Γ_{if} : az $i \rightarrow f$ Auger-átmenethez tartozó parciális-félértékszélesség.

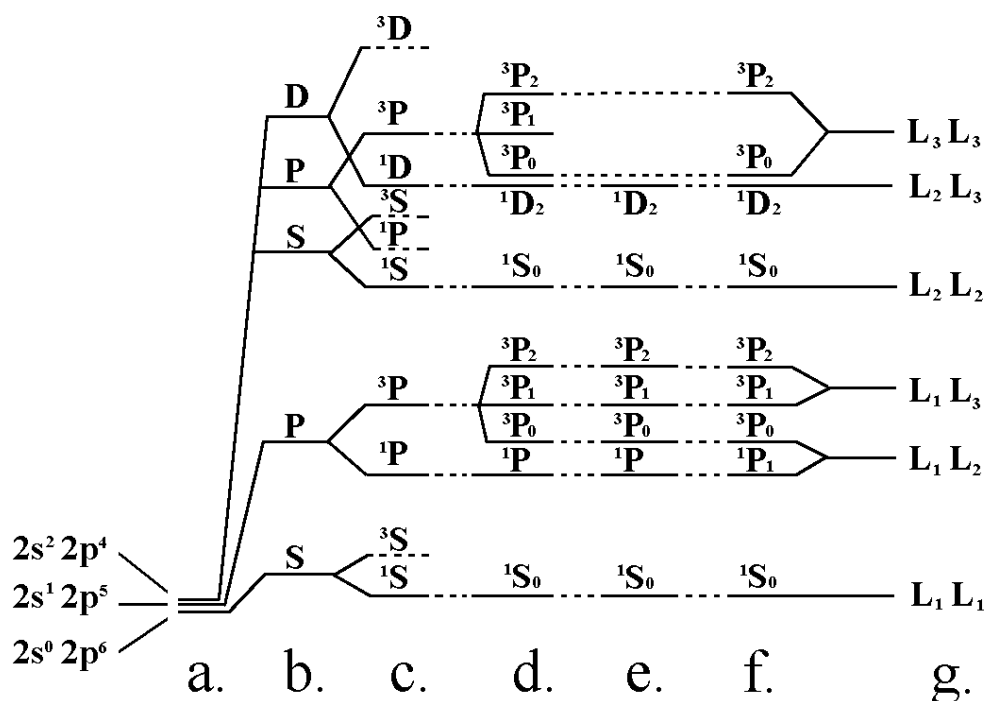
E_A : a vonal névleges energiája, amely a kezdeti és a végállapot energiák különbségeként adódik.

Γ_i : a kezdeti állapot τ_i élettartamának megfelelő $\Gamma_i = 1/\tau_i$ félértékszélesség.

2.3.1. Az Auger-átmenetek és osztályozásuk

A kibocsátott Auger-elektronok jelölésére három betűt és számokat használunk; például $K-L_2L_3$ azt az átmenetet jelöli, amelyben egy K héjon keltett lyukat egy L_2 vagy L_3 héjon lévő elektron tölt be, majd az átmenet során felszabaduló energiát egy L_3 vagy L_2 elektron viszi el. Így az elsődlegesen keltett lyukaknak megfelelően beszélhetünk K, L,... Auger-sorozatokról, valamint az egyes sorozatokhoz tartozó K-LL, K-LM,... Auger-csoportokról.

A K-LL csoport végállapotú elektron konfigurációit a 2.5. ábra mutatja különböző elméleti közelítések esetén.



2.5. ábra: A KLL átmenetek energiaszintjei a különböző közelítésekben [Cha76].

- Abban az esetben, ha csak az *elektron-mag kölcsönhatást* vesszük figyelembe, akkor három teljesen degenerált állapotot kapunk (2.5./a ábra).
- Ha az elektronok közötti *Coulomb-kölcsönhatást* is figyelembe vesszük, akkor a (2.5/b ábra) esete valósul meg.
- A *kicserélődési kölcsönhatás* tekintetbe vételével az egyes szintek különböző energiájú szinglett és tripllett állapotokká hasadnak (2.5./c ábra), melyek közül a *Pauli-elv* csak hatot engedélyez.
- A *spin-pálya kölcsönhatás* figyelembevételével ez 10 részre hasad (2.5./d ábra), azonban közülük az *impulzus-*, és *paritás-megmaradási törvények* által tiltott átmenetek kiesnek (2.2./e ábra)
- A *közbenső csatolás* esetét a (2.5./f ábra) mutatja.
- Végül, ha a *spin-pálya kölcsönhatás* sokkal erősebb, mint az elektron-elektron kölcsönhatás, akkor *jj-csatolásról* beszélünk (2.5./g ábra)

Mindezekén túl meg kell még különböztetnünk az úgynevezett diagram-, és szatellit vonalakat. A diagramvonal olyan Auger-átmenet során jön létre, ahol a kezdeti állapotban egyetlen, míg a végállapotban két lyuk van. A szatellit vonal pedig olyan Auger-átmenet során jön létre, amelynek kezdeti állapotában egynél több elektron hiányzik a belső, illetve külső héjakról.

2.3.2. Az Auger-elektronok energiája

Ha tekintünk egy képletes (UVW) Auger-átmenetet, akkor a kibocsátott Auger-elektron energiája [Meh78]:

$$E(U-VW) = E(A^+(U)) - E(A^{++}(VW)) \quad (2.10)$$

ahol

$E(U-VW)$: a kibocsátott elektron energiája,

$E(A^+(U))$: az ionizált atom teljes energiája,

$E(A^{++}(VW))$: a kétszeresen ionizált atom teljes energiája.

Amint az a (2.10.) összefüggésből látszik, az Auger-elektronok energiájának elméleti meghatározása a kezdeti- és végállapotú ion teljes energiáinak számolásán alapszik. Az ehhez használatos eljárások attól függően, hogy nem relativisztikusak, vagy relativisztikusak, két fő csoportra oszlanak. Az elsőn a Hartree-Fock (HF) [Dya82], míg a másodikon a Dirac-Fock (DF) [Bea80, Bru83] közelítések alapulnak, melyek közül mindkettő lehet ún. single- (SC), vagy multikonfigurációs (MC).

További lehetőségként, megemlíthetjük még az úgynevezett szemiempirikus eljárást [Asa68]. Itt az Auger-elektron energiája a következő módon kapható meg [Meh78]:

$$\begin{aligned} E(U-VW) &= E(U) - E(V) - E(W(V)) = \\ &= E(U) - E(V) - E(W) - \Delta(V, W, {}^{2A+1}L_j) \end{aligned} \quad (2.11)$$

ahol

$E(U)$, $E(V)$ és $E(W)$ egy semleges atomban lévő U , V és W elektronok kötési energiái,
 $E(W(V))$ egy, már a V héján ionizált atom W elektronjának kötési energiája,
 $\Delta(V, W, {}^{2A+1}L_j) = E(W(V)) - E(W)$.

2.3.3. Az Auger-átmeneti valószínűségek meghatározása

Az átmeneti valószínűségek meghatározása perturbációszámítással történik. Az egyes átmenetek valószínűsége a következőképpen adódik:

$$P_{if} = \left| \sum \int \langle \Psi_f | V | \Psi_i \rangle \right|^2, \quad (2.12)$$

ahol

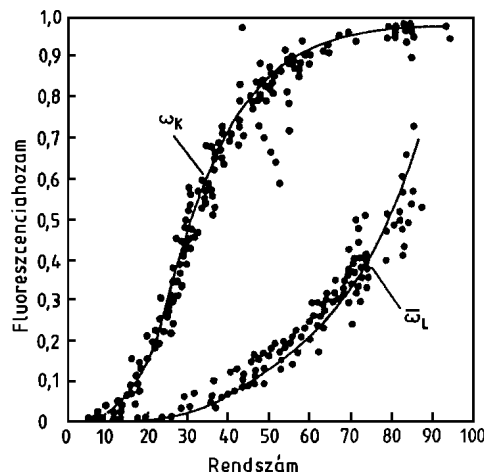
Ψ_i : a kezdeti állapot hullámfüggvénye,
 Ψ_f : a végállapot hullámfüggvénye (i és f az összes kvantumszámot jelöli),

$$V = \sum_{i < j} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} : \text{ a perturbáló potenciál, ami a folyamatban résztvevő}$$

elektronok közötti Coulomb kölcsönhatásból származik abban az esetben, ha a spin-pálya kölcsönhatás elhanyagolható,

Σ : összegzést és integrálást jelöl a nem megfigyelt diszkrét és folytonos változókra.

Mivel a mérések során az ionizációs, és legerjesztődési folyamatok együttes hatását tudjuk csak megfigyelni, ezért a kísérleti adatok értelmezésének egyik elengedhetetlen feltétele az Auger-csoportok relatív intenzitásainak, valamint a sugárzásos és nem sugárzásos átmenetek elágazási arányainak a meghatározása.



2.6. ábra: A K- és L héj fluoreszcencia-hozama (ω_K, ω_L) a rendszám függvényében [Bam72].

Az Auger-elektron, illetve a röntgen-foton kibocsátás relatív valószínűségeinek meghatározásánál használatos az úgynevezett fluoreszcencia- (2.6. ábra), valamint Auger-hozam. Ez például a K-héjon keltett lyukak esetében

$$\omega_K = \frac{P_{KX}}{P_{KX} + P_{KA}} ; \quad a_K = \frac{P_{KA}}{P_{KX} + P_{KA}} , \quad (2.13)$$

ahol

P_{kA} : a teljes Auger-átmeneti valószínűség,
 P_{kX} : a teljes sugárzásos átmeneti valószínűség,
 ω_k : a fluoreszcencia-hozam,
 a_k : az Auger-hozam.

Könnyen belátható, hogy: $\omega_k + a_k = 1$. Magasabb héjak fluoreszcencia-hozamának meghatározásánál már többféle átrendeződési folyamatot is figyelembe kell venni.

Amint azt a 2.6. ábra is mutatja, az általam vizsgált esetekben (Ne és Ar céltárgy) a legerjesztődés döntően Auger-elektron kibocsátásával történik.

2.4. Az Auger-elektronok szögeloszlása

A kezdeti időkben főleg olyan Auger-folyamatokat vizsgáltak, melyek elektronbefogásos β -bomlást-, illetve belső konverziót követően létre. Mivel ezekben az esetekben a térben nincs kitüntetett irány, ezért a kirepülő Auger-elektronok irányeloszlása csak izotróp lehet.

Ezt követően, a 60-as években megjelenő új technikákkal (gáz halmazállapotú céltárgy, valamint irányított lövedékkel történő ionizáció), már lehetőség nyílt a kirepülő Auger-elektronok nyalábirányhoz viszonyított szögeloszlásának a vizsgálatára is [Meh68, Flü72, Cle74, Eic76].

2.4.1. A kétszeres ionizációt követő, egymással átfedő állapotok legerjesztődéséből származó Auger-elektronok irányeloszlása

Az ionizációt követő lebomlásból származó karakterisztikus röntgensugárzás, illetve az Auger-elektronok intenzitásának szögeloszlása anizotróp is lehet. Ez akkor jön létre, ha a különböző impulzusmomentum vetületű állapotok ionizációs valószínűségei nem egyformák.

Ennek a leírásához figyelembe kell vennünk, hogy az ütközés után visszamaradó ion elektronjainak egymás közti kölcsönhatása sokkal kisebb, mint az atommag rájuk gyakorolt vonzó ereje, amiből az következik, hogy a gerjesztett állapot lebomlási valószínűsége kicsi, és a élettartama nagy lesz [Lan78]. Ha az ütközés nagysebességű, és a Coulomb-kölcsönhatás hosszú hatótávolságától eltekintünk, valamint figyelembe vesszük az előbb elmondottakat, akkor feltételezhetjük, hogy

- az ionizáció és az Auger-bomlás különválasztható folyamatok.

Mivel a valós esetekben az ionizáció után egymással átfedő, úgynevezett kevert atomi állapotok jönnek létre, ezért a kvantummechanikai leírás nem hullámfüggvénnyel, hanem például sűrűségmátrixal $\langle \gamma JM | \hat{\rho} | \gamma' J' M' \rangle$ történik. Ezt úgy szokás normálni, hogy a diagonális elemei az ionizációs hatáskeresztmetszetek legyenek:

$$\langle \gamma JM | \hat{\rho} | \gamma JM \rangle = \sigma(JM). \quad (2.14)$$

Ekkor a mátrix nyoma az SLJ állapot teljes ionizációs hatáskeresztmetszetét adja:

$$\text{Tr}(\rho) = \sum_M \sigma(JM) = \sigma(\text{SLJ}). \quad (2.15)$$

Egy másik lehetőség az egymással átfedő állapotok leírására a sűrűségmátrixokkal kifejezett statisztikus tenzorok bevezetése [Rac51, Fan51]. Az Auger bomlás kezdeti állapotára ez [Ber77, Kab94]

$$\rho_{kq}^i(\gamma J, \gamma' J') = \sum_{MM'} (-1)^{J'-M'} \langle JM J' - M' | kq \rangle \langle \gamma JM | \hat{\rho} | \gamma' J' M' \rangle \quad (2.16)$$

alakú, ahol

J, J', M, M' : az adott állapothoz tartozó teljes impulzusmomentumok,
illetve azoknak a lövedék haladási irányába mutató tengelyre vett
vetületei,

γ : az egyéb kvantumszámokat jelöli,

$\langle JM J' - M' | kq \rangle$: a Clebsch-Gordan együttható.

Továbbá az Auger-bomlás utáni végállapot statisztikus tenzora

$$\rho_{kq}^f(\bar{\gamma}J, \bar{\gamma}'J') = \langle \bar{\gamma}J \| V \| \gamma J \rangle \rho_{kq}^i(\gamma J, \gamma'J') \langle \bar{\gamma}'J' \| V \| \gamma'J' \rangle^*, \quad (2.17)$$

ahol

$\langle \bar{\gamma}J \| V \| \gamma J \rangle$: az Auger-bomlást leíró redukált mátrixelem.

Ezek után az Auger-elektron szögeloszlását leíró összefüggés [Dev57]

$$W(\Theta, \Phi) = C \sum_{J, J', k, q} \rho_{kq}^f(J, J') \varepsilon_{kq}^*(J, J') \quad (2.18)$$

alakú, ahol

Θ, Φ : azimutális és polárszögek,

$\varepsilon_{kq}^*(J, J')$: a detektor hatásfokát leíró tenzor,

C : a statisztikus tenzor normalizációjából adódó konstans.

Ha most

- a végállapotú iont nem detektáljuk,
- a detektoraink nem érzékelik a spin állapotot,
- figyelembe vesszük a paritás-megmaradást, ami miatt a (2.18) egyenletben k -nak majd csak a páros hatványai szerepelnek,
- a céltárgy, valamint a lövedék nem polarizált és csak az Auger-elektront detektáljuk, amiből egy a bombázó nyaláb irányára vett hengerszimmetria következik,

akkor a (2.18) egyenlet a következőképpen alakul [Cle74, Ber77]:

$$W(\Theta) = \frac{W^{(T)}}{4\pi} \left[1 + \sum_{k \geq 2}^{k_{\max}} A_k P_k(\cos\Theta) \right] \quad (2.19)$$

ahol

$W^{(T)}$: az egységnyi idő alatt a 4π térszögbe kibocsátott intenzitás,
 A_k : az anizotrópia paraméter, amely koherens ionizációs és lebomlási folyamatok esetén nem bontható a gerjesztést, illetve az azt követő átrendeződést leíró két paraméter szorzatára.

Ha még azt is feltételezzük, hogy

- az ütközés gyors, azaz az ütközés időtartama sokkal kisebb, mint a spin-pálya kölcsönhatás okozta precesszió karakterisztikus ideje, illetve a gerjesztett állapot élettartama,

akkor az anizotrópia paraméter felbontható az Auger-bomlástól függő úgynevezett anizotrópia együttható és az ütközést leíró beállítódási paraméter szorzatára $A_k = \alpha_k \mathcal{A}_{k0}$. Ekkor (2.19) egyenlet a következő alakban írható [Kab94]:

$$W_{J_i \rightarrow J_f}(\Theta) = \frac{W_{J_i \rightarrow J_f}^{(T)}}{4\pi} \left[1 + \sum_{k=2}^{k_{\max}} \alpha_k^{J_i \rightarrow J_f} \mathcal{A}_{k0}(J_i, J_f) P_k(\cos\Theta) \right], \quad (2.20)$$

ahol

$\mathcal{A}_{k0}(J_i, J_f) = \rho_{k0}(J_i, J_f) / \rho_{00}(J_i, J_f)$, az adott impulzusmomentumhoz tartozó *beállítódási paraméter*, ami az ionizáció utáni állapot irányultságára jellemző.

$\alpha_k^{J_i \rightarrow J_f}$ pedig a teljes $J_i \rightarrow J_f$ multipletthez tartozó *anizotrópia együttható*, amely az adott Auger-bomlási csatornához tartozó átmeneti amplitúdóktól függ. Részletes kifejtését a [Kab94]/(5) és (13)-(16) egyenletek adják meg.

A (2.16) egyenletben szereplő Clebsch-Gordan együtthatók tulajdonságai miatt a k értékére a $k_{\max} \leq 2J$ megszorítás adódik, ami azt jelenti, hogy beállítódásról csak a $J > 1/2$ impulzusmomentumú - nem gömbszimmetrikus eloszlású - állapotok esetében beszélhetünk.

A statisztikus tenzor ρ_{k0} elemei a sűrűségmátrix diagonális elemeiből származtathatóak. Zárt alhéjú atomok - például a nemesgázok - ionizációját vizsgálva ezek nem mások, mint az atomi rendszer teljes impulzusmomentumának különböző vetületeihez tartozó állapotok ionizációs hatáskeresztmetszetei.

A kirepülő Auger-elektronok anizotrópiája érzékeny az elektron-állapotok keveredésére. Ennek köszönhetően mérésével olyan ismeretekhez juthatunk az energiaszintek átfedésének a mértékével kapcsolatban, melyeket a hagyományos spektroszkópai módszerek nem képesek megadni.

Az előbb elmondottak jobb megértésének érdekében az energiafelhasadást mind a kezdeti-, mind a végállapotra jelölje $\omega_{JJ'} = E_J - E_{J'}$, az állapot energia kiszélesedését pedig $\Gamma_{JJ'} = (\Gamma_J + \Gamma_{J'})/2$, ahol Γ_J a J szint természetes szélessége. Ekkor az átfedések nagysága szerint két szélső esetet különböztethetünk meg. Az egyik gyenge spin-pálya kölcsönhatás (LS csatolás, kis rendszámú elemek) esetén áll fenn, amikor is a különböző energiaszintek teljesen átfednek egymással $\Gamma_{JJ'} \gg \omega_{JJ'}$. A másik pedig akkor, ha a spin-pálya kölcsönhatás erős (jj csatolás, nagy rendszámú elemek), amikor a különböző energiaszintek egyáltalán nem fednek át, azaz $\Gamma_{JJ'} \ll \omega_{JJ'}$.

A valóságban azonban többnyire olyan kevert állapotok jönnek létre, amelyek e két határeset között találhatók. Az ilyen általános esetben az egymással tetszőleges mértékben átfedő állapotok legerjesztődéséből származó Auger-elektronok szögeloszlását a következő összefüggéssel írhatjuk le [Meh78]:

$$W(\Theta) = \frac{W}{4\pi} \left[1 + \sum_{k=2}^{k_{\max}} D_k A_k P_k(\cos\Theta) \right], \quad (2.21)$$

ahol

$D_k A_k$: e szorzat jellemzi az egymással tetszőleges mértékben átfedő állapotok szögeloszlásának anizotrópiáját,
 $D_k (1/(1 + \varepsilon_{JJ'}^2))$: az úgynevezett dealignment paraméter,
 $\varepsilon_{JJ'}^2 = \frac{\omega_{JJ'}}{\Gamma_{JJ'}} .$

Látható, hogy gyenge spin-pálya kölcsönhatás esetén az $\varepsilon_{JJ'}^2$ értéke a nullához-, a D_k értéke pedig egyhez fog tartani, azaz visszkapjuk a szögeloszlást leíró (2.21.) egyenlet eredeti alakját. A spin-pálya kölcsönhatás erősödésével viszont az állapotok keveredése kisebb mértékű lesz, amiből következően a D_k értéke és így az eredő anizotrópia is csökkenni fog. Az ezekre vonatkozó részletes leírásokat [Ber77], [Meh78], valamint [Kab94] tartalmazzák.

2.4.2. A kétszeres Coulomb-ionizáció és az elektron-korreláció szerepe a beállítódásban

Az $\mathcal{A}_{k0}$ beállítódási paraméter a zárt héjú atomok egységnyi pálya-impulzusmomentumú állapota esetében a spin-pálya kölcsönhatás figyelmen kívül hagyásával, azaz LS csatolást feltételezve (σ_m , $m=0,1$ esetben), a következő alakban írható [Alb90]:

$$\mathcal{A}_{20} = \sqrt{2} \frac{\sigma_1 - \sigma_0}{\sigma_0 + 2\sigma_1} . \quad (2.22)$$

Ha a K és L héj egyszerre történő kettős Coulomb-ionizációja félklasszikus közelítésben leírható, akkor a $P(b)$ ütközési paramétertől függő átmeneti valószínűség a (2.3) alakban adható meg. Ekkor az $1s$ és $2p_m$ állapotok együttes ionizációjának a hatáskeresztmetszete a (2.4) és (2.8) egyenletek, valamint [Jam77] alapján a következő lesz:

$$\sigma_m = 2\pi \cdot \int p \cdot P_{1s}(p) \cdot [1 - P_{1s}(p)] \cdot 6 \cdot P_{2p_m}(p) \cdot [1 - P_{2p_m}(p)]^5 dp . \quad (2.23)$$

Ha figyelembe vesszük, hogy

- $P_{1s}, P_{2p} \ll 1$,
- az 1s pálya térbeli kiterjedése sokkal kisebbnek mondható, mint a 2p pályáé, így a 2p pálya b ütközési paramétertől függő ionizációs valószínűségét a $b=0$ értékhez tartozó ionizációs valószínűséggel helyettesíthetjük,
- továbbá, hogy a K héjra vonatkozó ütközési paraméter tartományban a számolások jó közelítéssel konstans értéket adnak a 2p héj ionizációs valószínűségére,

akkor (2.23) a következőképpen írható:

$$\begin{aligned}\sigma_m &\approx 12\pi \cdot \int p \cdot P_{1s}(p) \cdot P_{2p_m}(p) dp \\ &= P_{2p_m}(p=0) \cdot 12\pi \cdot \int p \cdot P_{1s}(p) dp \\ &= P_{2p_m}(p=0) \cdot 12\pi \cdot \sigma_{1s}\end{aligned}\tag{2.24}$$

A (2.24)-et (2.22)-be behelyettesítve, a beállítódásra a

$$\mathcal{A}_{20} = \sqrt{2} \frac{P_{2p_1}(b=0) - P_{2p_0}(b=0)}{P_{2p_0}(b=0) + 2P_{2p_1}(b=0)}\tag{2.25}$$

összefüggést kapjuk, amelyben láthatóan csak a 2p héj ionizációs valószínűségei szerepelnek.

A kettős Coulomb-ionizáció mellett azonban még más folyamatok is felléphetnek. Ilyen a 2.2. fejezetben már ismertetett kirázódásos (shake-off) ionizáció. Mivel, az 1s héj gömbszimmetrikus, valamint a kirázódásos ionizáció bekövetkeztekor a lövedék már messzire távolodott, ezért a rákövetkező Auger-bomlás kezdeti állapotai nem irányítottak, vagyis a 2p héjról történő kirázódáskor nem jön létre beállítódás. Továbbá, mivel a kettős Coulomb-ionizáció valószínűsége, ellentétben a kirázódásos ionizáció valószínűségével, a nagyobb lövedék sebességek

felé csökken (lásd a 2.2.2. alfejezetet), ezért a bombázó részecskék sebességének növekedésével a beállítódási paraméter számolásában a többszörös Coulomb-ionizáció mellett a kirázódásos folyamat egyre nagyobb szerephez jut [Ric91, Tak94].

Ezekben az esetekben egy úgynevezett effektív beállítódási paramétert lehet elméletileg meghatározni, amely

$$\mathcal{A}_{20}^{eff} = \frac{\sigma_{Coul} \mathcal{A}_{20}^{Coul} + \sigma_{SO} \mathcal{A}_{20}^{SO}}{\sigma_{Coul} + \sigma_{SO}} = \frac{P_{2p}^{Coul} \mathcal{A}_{20}^{Coul}}{P_{2p}^{Coul} + P_{2p}^{SO}} \quad (2.26)$$

alakú lesz, ugyanis a fentebb leírtak szerint $\mathcal{A}_{20}^{SO} = 0$, $\sigma_{Coul} = \sigma_{1s} P_{2p}^{Coul}$, $\sigma_{SO} = \sigma_{1s} P_{2p}^{SO}$.

A (2.26) egyenlet jól visszaadja azt a tapasztalati tényt [Ric91, Tak94], hogy a kirázódásos folyamatok valószínűségének a növekedésével - ami növekvő lövedéksebesség esetében áll fent - a beállítódási paraméter értéke csökken.

2.5. Az ütközés utáni kölcsönhatás

Az Auger-folyamatok eddigi tárgyalásai során azt feltételeztük, hogy a gerjesztés és a lebomlás különválasztható folyamatok. Ez azonban a lövedék és a céltárgy-atom, valamint a kirepülő elektronok közötti hosszú hatótávolságú Coulomb kölcsönhatásból eredő úgynevezett ütközés utáni kölcsönhatás (Post Collision Interaction, PCI) miatt nem teljesül maradéktalanul. A kis energiájú ütközések során fellépő PCI jól ismert folyamat, amelyet először $\text{He}^+ \rightarrow \text{He}$ ütközés során észleltek, amikor is az adott Auger-vonal energiaeltolódását, illetve alakjának torzulását (lásd a 4.3. ábrán) figyelték meg [Bar66].

Az elmúlt néhány évben az elméleti [Kuc86, Str88, Barr89, Arc86] és a kísérleti [Arc86, Arc87, Tak91, Sar91, Kam93, Ric94, Tóth94, Viki97] vizsgálatok főképpen a nagy sebességű ion-atom ütközésekben fellépő ütközés utáni kölcsönhatás szög-, és sebességfüggésének tanulmányozására irányultak.

Ha a kölcsönható részecskék kinetikus energiája nagyobb, mint a kölcsönös Coulomb kölcsönhatásé, valamint a részecskék egyenes vonalú pálya mentén haladnak - ami az általunk is alkalmazott viszonylagosan nagy tömegű lövedékek esetében fennáll -, akkor az Auger-elektron kibocsátásával járó legerjesztődés időtől függő átmeneti amplitúdója [Barr89]

$$A_{if} = -i \int_0^{\infty} \langle \Psi_f | V_A | \Psi_i \rangle \exp \left\{ i \int_0^t [E_f(t') - E_i(t') + i\Gamma/2] dt' \right\} dt \quad (2.27)$$

alakú, ahol

$\langle \Psi_f | V_A | \Psi_i \rangle$: az Auger-átmeneti amplitúdó,

Γ : a természetes szélesség,

$E_i(t) = \varepsilon_i - V_i(t)$: a rendszer Auger-bomlás előtti energiája,

$E_f(t) = \varepsilon_f + E - V_f(t)$: a rendszer Auger-bomlás utáni energiája,

$\varepsilon_i, \varepsilon_f$: az egyszeresen-, illetve a kétszeresen ionizált céltárgy-atom PCI nélküli teljes energiája,

E : a kibocsátott Auger-elektron energiája,

V_i, V_f : a szórt részecskék időtől függő kölcsönhatási potenciálja.

Ha V_i, V_f nullával egyenlőek, akkor az Auger-elektronok energiája Lorentz eloszlású lesz, $E_A = \varepsilon_i - \varepsilon_f$ névleges energiával.

2.5.1. A félklasszikus tárgyalási mód

Ebben az esetben [Kuc86, Str88, Arc86] a kezdeti- és végállapot időtől függő energiái

$$E_i(t) = \varepsilon_i + \frac{Z_p}{v_p t}, \quad E_f(t) = \varepsilon_f + E + \frac{2Z_p}{v_p t} - \frac{Z_p}{|\bar{v}_p - \bar{v}_A| t} \quad (2.28)$$

alakúak, ahol

Z_p, v_p : a PCI-t keltő részecske töltése és sebessége.

v_A : az Auger-elektron névleges sebessége.

A (2.28)-at a (2.27) egyenletbe helyettesítve és az időre kiintegrálva az átmeneti amplitúdó

$$A_{if} = \left[\frac{2}{\Gamma \pi} \right]^{1/2} \exp \left\{ -\frac{i\xi}{v_p} \ln \left(\frac{2}{\Gamma} \right) \right\} \times (1 - i\bar{\epsilon})^{i\xi/v_p - 1} \Gamma \left(1 - \frac{i\xi}{v_p} \right) \quad (2.29)$$

alakú lesz, ahol

$$\xi = \frac{Z_p}{v_p} \left(\frac{v_p}{|\bar{v}_p - \bar{v}_A|} - 1 \right), \quad \bar{\epsilon} = \frac{2(E - E_A)}{\Gamma}. \quad (2.30)$$

Az Auger-vonal alakját ekkor a következő összefüggés adja:

$$P(E) = |A_{if}|^2 = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(E_A - E)^2 + (\Gamma/2)^2} k(E) \quad (2.31)$$

$$k(E) = \frac{\pi \xi}{\sinh(\pi \xi)} \exp \left(2\xi \arctan \frac{2(E_A - E)}{\Gamma} \right)$$

A (2.31) egyenletben $k(E)$ képviseli a PCI okozta vonalalak torzítást. Ebből látható, hogy a $v_p \ll v_A$ esetben a vonal alakjának a torzítása és az energiaeltolódás független az Auger-elektron és a szóródott részecske által bezárt szögtől. Ellenben ha $v_p \approx v_A$, akkor a torzítás és az eltolódás erősen függ a relatív szögtől.

A vonal maximális intenzitású helyének az energiaeltolódását pedig a

$$\Delta E = \Gamma \xi / 2 \quad (2.32)$$

összefüggés adja.

2.5.2. A torzított folytonos hullámú közelítés

Most is a (2.27) egyenletből indulunk ki, azonban ebben az esetben feltételezzük, hogy az átmeneti amplitúdó függ az időtől [Barr89]. A kirepülő Auger-elektron a lövedék és céltárgy ion rendszer Coulomb-terében $v_A=(2E_A)^{1/2}$ sebességgel mozog, a kölcsönhatási potenciálok pedig a PCI-t keltő lövedék és a céltárgy-atom minden egyes elektronja közötti kölcsönhatásból származnak:

$$V_i(t) = -Z_p \sum_{i=1}^{Z_T-1} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{R}(t)|}, \quad V_f(t) = -Z_p \sum_{i=1}^{Z_T-2} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{R}(t)|} \quad (2.33)$$

ahol

$\vec{r}_i$, $\vec{R}(t) = \vec{v}_p t$: a céltárgy elektron illetve a lövedék relatív koordinátái a céltárgy-atom magjához képest.

Z_T : a céltárgy-atom atomszáma

Ha a lövedék és a céltárgy-atom távolsága nagy amikor a bomlás bekövetkezik, akkor a

$$\frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{R}(t)|} \approx \frac{1}{v_p t} \quad (2.34)$$

közelítést használhatjuk.

A (2.33) és (2.34) összefüggéseket a (2.27) egyenletbe visszahelyettesítve, t' -re elvégezhetjük az integrálást. A számolások során nem hanyagolhatjuk el azt a tényt, hogy az Auger-elektron a mozgása során érzi mind a céltárgy-atom, mind az ionizációt létrehozó lövedék terét. Ezt úgy vehetjük figyelembe, hogy az Auger-elektron Coulomb hullámfüggvényét torzítjuk a lövedék hatását is figyelembe vevő szorzótényezővel (CDW) [Che64, Bel79], majd a (2.27) kifejezésben a végállapoti hullámfüggvényt ezzel a torzítottal helyettesítjük. A ' t ' szerinti integrálásnál az

Eikonál-közelítést használva az Auger-átmeneti valószínűsége a következő kifejezés adódik:

$$P(E) = |A_0|^2 \frac{1}{(E - E_A)^2 + (\Gamma/2)^2} k_p(E) k_r(E) \quad (2.35)$$

ahol

$$k_p(E) = \frac{\pi Z_p/v_p}{\sinh(\pi Z_p/v_p)} \times \exp\left(-\frac{2Z_p}{v_p} \tan^{-1} \frac{2(E - E_A)}{\Gamma}\right)$$

$$k_r(E) = \frac{\pi Z_p/v'}{\sinh(\pi Z_p/v')} \exp\left(\frac{Z_p}{v'}\right) \times \left| {}_2F_1\left(\frac{iZ_p}{v'}; 1 + \frac{iZ_p}{v_p}; -\frac{v'v_p - \bar{v}'\bar{v}_p}{E - E_A + \frac{1}{2}i\Gamma}\right) \right|^2$$

Ezen összefüggésből látható, hogy a $k_p(E)$ független a szögtől és csak az alacsony lövedékenergiákon számottevő, míg az Auger-elektronnal megegyező lövedéksebesség esetén, az úgynevezett rezonáns sebesség közelében a $k_r(E)$ lesz a meghatározó.

2.5.3. Az elsődlegesen kilökött elektronok szerepe az ütközés utáni kölcsönhatásban

Az eddigiekben csak két részecskének, a lövedéknek és a kirepülő Auger-elektronnak a kölcsönhatását vizsgáltuk. Ennek a figyelembevételével már jó leírás adható a nyalábirányhoz képest előremutató szögekben mérhető irány- és lövedéksebesség-függő vonalalak-torzulásokra, valamint a kirepülő Auger-elektron sebességével megegyező lövedéksebességnél fellépő rezonancia jelenségekre [Sar91, Tak91, Tót94, Ricz94].

Mindezen túl elsőként mi mutattunk rá arra [Tót94], hogy a nyalábirányhoz képest hátrafelé irányuló szögekben, feltehetően az elsődlegesen kilökött elektronoknak az Auger-elektronra gyakorolt hatása miatt, az addigi elméletek nem írják le megfelelően a PCI során fellépő torzulásokat. Ennek egy lehetséges figyelembevétele az, hogy a

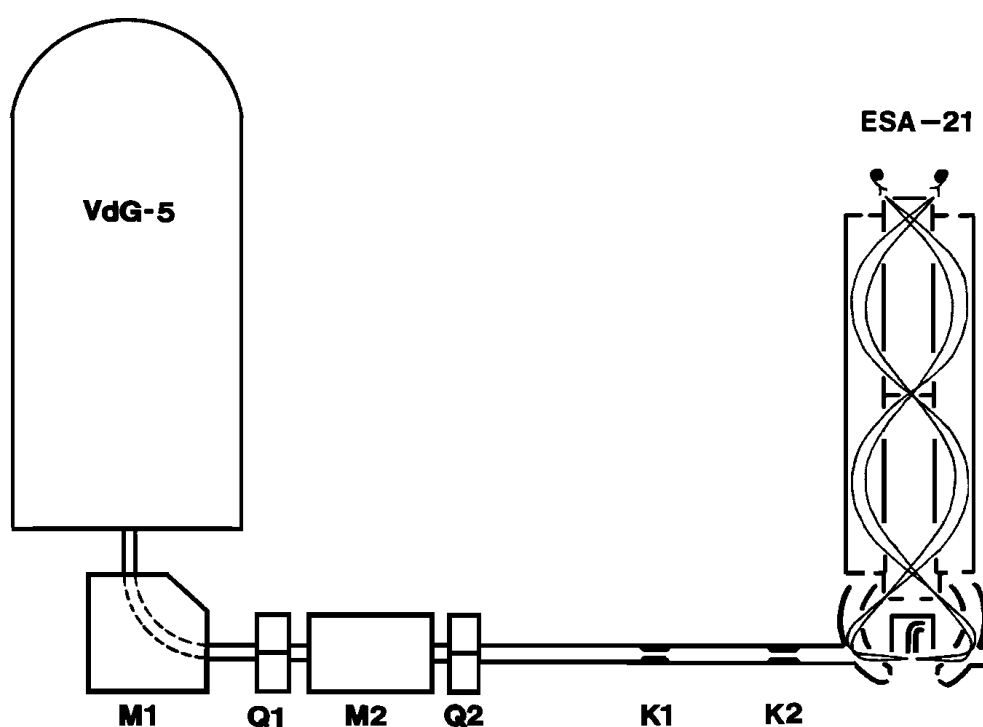
félklasszikus tárgyalásmódban szereplő kezdeti és végállapotú időfüggő energiákhoz (2.28) hozzáadjuk az elsődlegesen kilökött elektronok és az Auger-elektronok közötti kölcsönhatástól származó tagokat [Vik97].

3. A mérőrendszer

3.1. A mérési elrendezés

A kísérletben használt proton és He^+ nyalábot az ATOMKI-ban épített VdG-5 típusú Van de Graaff generátor szolgáltatta, amely a rádiófrekvenciás ionforrásából származó részecskéket maximálisan 5MV-os elektrosztatikus térben képes gyorsítani [Kol74].

A gyorsítóból függőlegesen lefelé kilépő nyaláb keresztülhalad az M1 analízáló mágnesen, majd a Q1, Q2 quadrupól lencséken, illetve az M2-vel jelölt, - mérőcsatornákat kiválasztó - kapcsolómágnes terén.



3.1. ábra: A mérési elrendezés.

A nyaláb kolimálását a 3×1.5 mm és $\varnothing 1.5$ mm méretű K1, illetve K2 blendék végzik, melyek egymástól való távolsága 1 méter. Ezek beállítását teodolit és lézer

segítségével végeztük. A pontos beállítás lényeges, mivel a nyalábnak úgy kell keresztülhaladnia a spektrométeren, hogy ne szóródjon az alkatrészekben, illetve a méretének illeszkednie kell a céltárgy-atomokat tartalmazó érzékeny térfogathoz (3.1. ábra).

3.2. A spektrométer

Ha a folyamatból kirepülő részecskéknek nemcsak az energia-, hanem a szögeloszlását is mérjük, akkor minőségileg több információhoz jutunk. A többszörösen differenciális mérések ugyanis sokkal érzékenyebbek az ütköző részecskék közötti kölcsönhatásokra. Ezt a feladatot egy szokványos, egy adott szög alatt mérő spektrométerrel is elvégezhetjük, azonban a mérések így hosszadalmasak lesznek, és olyan kérdéseket vetnek fel, mint a céltárgy és gáznyaláb stabilitási problémák, gyorsítódő, stb.

Ezen gondok kiküszöbölésére az ATOMKI-ban kifejlesztettek egy olyan elektronspektrométert (ESA21), amely a nyalábirányhoz képest $0^\circ \rightarrow 180^\circ$ -os tartományban 13 szög alatt egyidejű szög- és energiaanalízisre képes [Var79, Kád83, Köv83, Var92]. A spektrométer metszeti rajza a 3.2. ábrán látható.

Ez lényegében egy gyűrűből gyűrűbe másodrendben fókuszáló kettős henger-, és egy gömbtükör kombinációja, ahol a hengertükrök az energiaanalízist végzik, a gömbtükörnek pedig az a szerepe, hogy a henger tengelyére merőleges síkban mozgó elektronok pályáját úgy térítse el, hogy azok az első hengertükör bemenetére az optimális szögben (44.5°) érkezzenek. Egy adott megfigyelési irányhoz tartozó szögtartomány vízszintesen $\pm 5^\circ$ -os, míg függőleges irányban $\pm 3.5^\circ$ -os.

A spektrométer energiefelbontása egyrészt két kívülről mozgatható, állítható magasságú réssel szabályozható, másrészt a spektrométerben a céltárgy körül egy fékező lencse is található, amellyel az abszolút energiefeloldás konstans bemenő és kimenő rés esetén is változtatható. A spektrométer által mért vonalak relatív energiefelbontása [Meh78]

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{S_1 + S_2 + \Sigma}{2D}, \quad (3.1.)$$

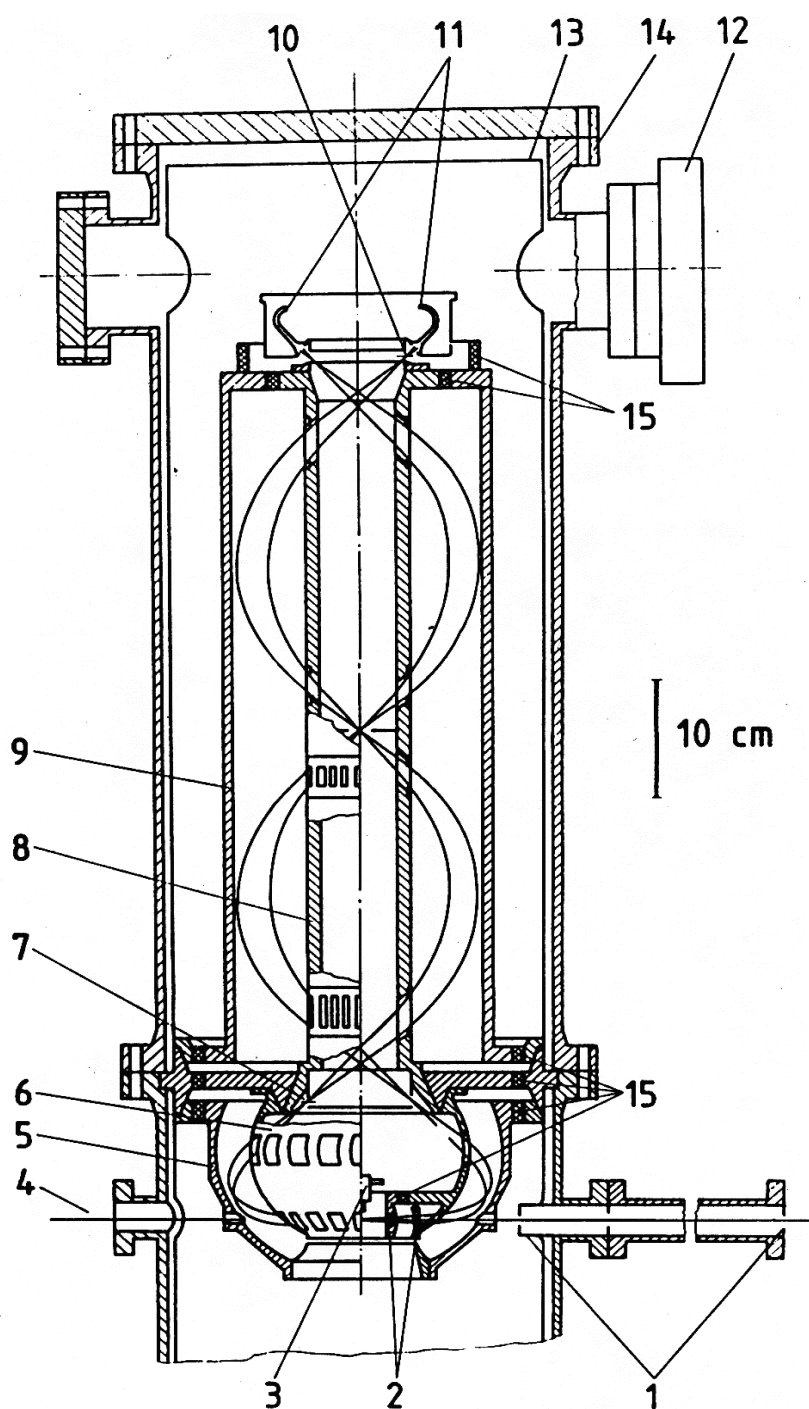
ahol

S_1, S_2 : a be-, illetve a kilépő rés szélessége, ami például a proton $\rightarrow$ Ne mérések során $S_1=S_2=0.425\text{mm}$, a He $^+\rightarrow$ Ar mérések során pedig $S_1=S_2=0.6\text{mm}$ volt,
 Σ : a leképezési hibák összege, ami az ESA21 esetében elhanyagolható,
 D : a spektrométer lineáris diszperziója, ami 677 mm.

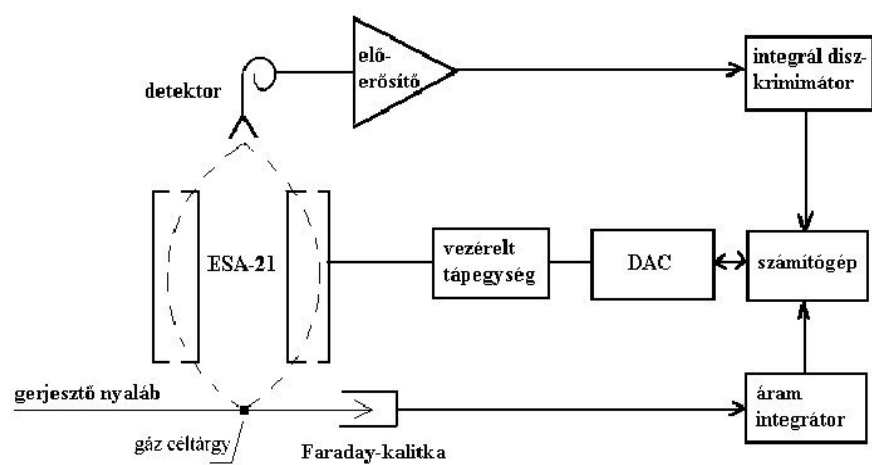
Az így számolt értékek jó egyezést mutatnak a kísérleti eredményekkel, miszerint az ESA21 relatív energiafelbontása a méréseim során $2.3 \times 10^{-4} \rightarrow 6 \times 10^{-4}$ között változott. A mérés során az ütközési térfogatba a spektrométer geometriai tengelyében elhelyezett függőleges irányú, 0.25 mm átmérőjű fűvókán keresztül jutott be a céltárgyként használt gáz. A bombázó nyaláb középvonala 2 mm-re haladt el a fűvóka végétől, így a vizsgált térfogat a gáz- és a protonnyaláb jó kollimáltsága miatt kicsiny és geometriailag jól meghatározott térrészre korlátozódott.

A spektrométerben a nyomás a gáz-céltárgy nélkül 2×10^{-7} mbar volt. A beáramló céltárgy-gáz folyamatos elszívását és a mintegy 3×10^{-5} mbar-os kamranyomás fenntartását három nagyteljesítményű (2×2000 l/s, 1×400 l/s) olaj-diffúziós szivattyú végezte. A gáz-céltárgy stabilitását egy gázpuffer biztosította, melyben a nyomást kapacitív manométerrel mértük, és egy szabályozható túszeleppel 50-90 mbar-on tartottuk.

Az elektronok 13 szög alatti detektálását a hengertükör gyűrű alakú kimenő rése után elhelyezett csatorna elektronsokszorozók végezték. Ezen detektorokból kijövő jelek előerősítés és jelformálás után a CAMAC egység 16 csatornás számlálójába, majd a számítógépbe kerültek, amely egyben a mérőrendszer vezérlését is ellátta (3.3. ábra).



3.2. ábra: Az ESA-21 elektrosztatikus elektronspektrométer metszeti rajza: 1. kollimátor, 2. fékező lencse, 3. gázfűvóka, 4. Faraday kalitka, 5. külső gömb, 6. belső gömb, 7. a hengertükör belépő rése, 8. belső henger, 9. külső henger, 10. hengertükör kilépő rése, 11. elektrondetektorok, 12. előerősítők, 13. háromrétegű, hőkezelt μ -metálból készült mágneses árnyékolás, 14. vákumkamra, 15. kerámiaszigetelők.



3.3. ábra: A mérőrendszer vezérlésének vázlatos rajza.

4. A mért adatok és kiértékelésük

4.1. A vizsgált spektrumok

Méréseink során különböző energiájú proton, és He^+ lövedékeket ütköztettünk Ne és Ar atomokkal. A gáz és ezen belül is nemesgáz-céltárgy választása többféle előnyt is jelent:

- Nincsenek molekuláris és szilárdtest effektusok.
- Megfelelő céltárgy-sűrűség esetén nagy valószínűséggel csak egyszeres ütközések történnek.
- A nemesgáz-céltárgy zárt, gömbszimmetrikus atomi elektronburokkal rendelkezik, ami jelentős könnyebbséget jelent az elméleti tárgyalások során.

4.1.1. A Ne K-LL Auger-spektrum

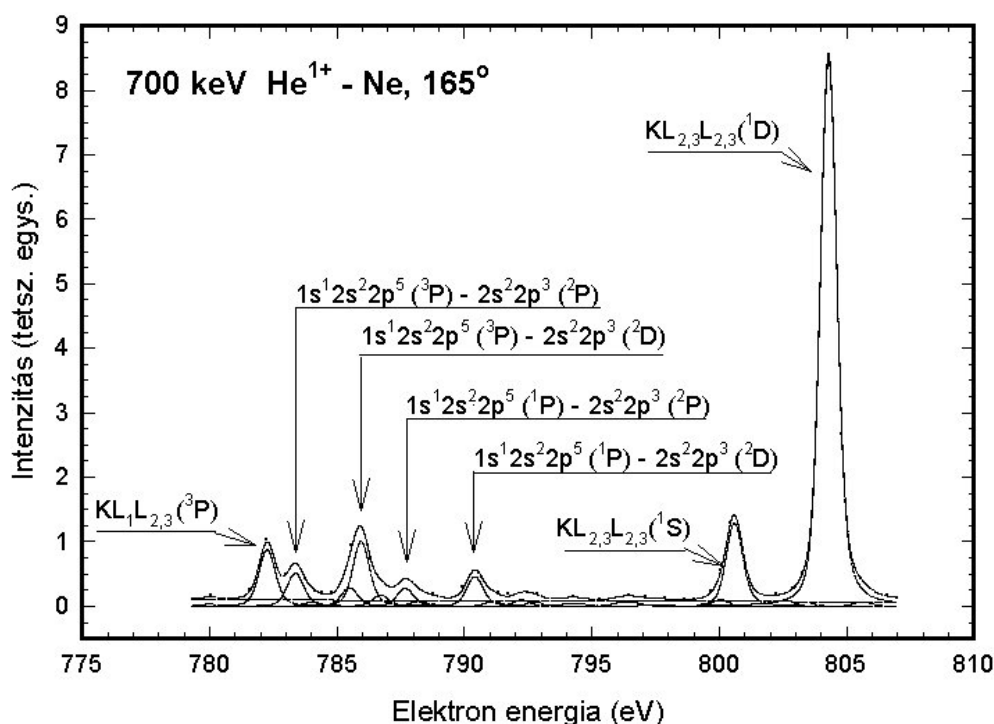
Az általam vizsgált Ne $\text{KL}_{2,3}\text{-L}_{2,3}$ $\text{L}_{2,3}$ $\text{L}_{2,3}$ szatellit- és K diagram Auger-vonalakat tartalmazó spektrumokat (4.1. ábra) a proton lövedék esetében 777.991 eV- től 809.932 eV-ig (0.128 eV lépésközzel), a He^+ lövedék esetében pedig 773.94 eV-től 812.868 eV-ig terjedő energiatartományban (0.068 eV lépésközzel) mértük.

Méréseinket hét különböző proton-energián végeztük a 0.7-2.0 MeV tartományban. Vizsgálataim kiindulópontjául olyan régebbi részletes és nagyfelbontású mérések szolgáltak [Kra71, Kád90, Alb90], amelyekben több, addig ismeretlen átmenetet is azonosítottak.

Az Auger kiválasztási szabályoknak köszönhetően [Kör66] az ^1P és ^3P multiplettel rendelkező kezdeti kétlyukas $1s2s^22p^5$ állapotok 13 megengedett $\text{KL}_{2,3}\text{-LLL}_{2,3}$ átmenettel bomolhatnak, amelyek végállapotbeli konfigurációi a következők lehetnek [Meh85];

$$1s^22p^5(^2\text{P}), 1s^22s2p^4(^2\text{S}, ^2\text{P}, ^2\text{D}, ^4\text{P}), 1s^22s^22p^3(^2\text{P}, ^2\text{D})$$

Az általam vizsgált energiatartományban ezek közül csak az utolsó csoportba eső nagy intenzitású átmenetek találhatók meg (4.1. ábra).

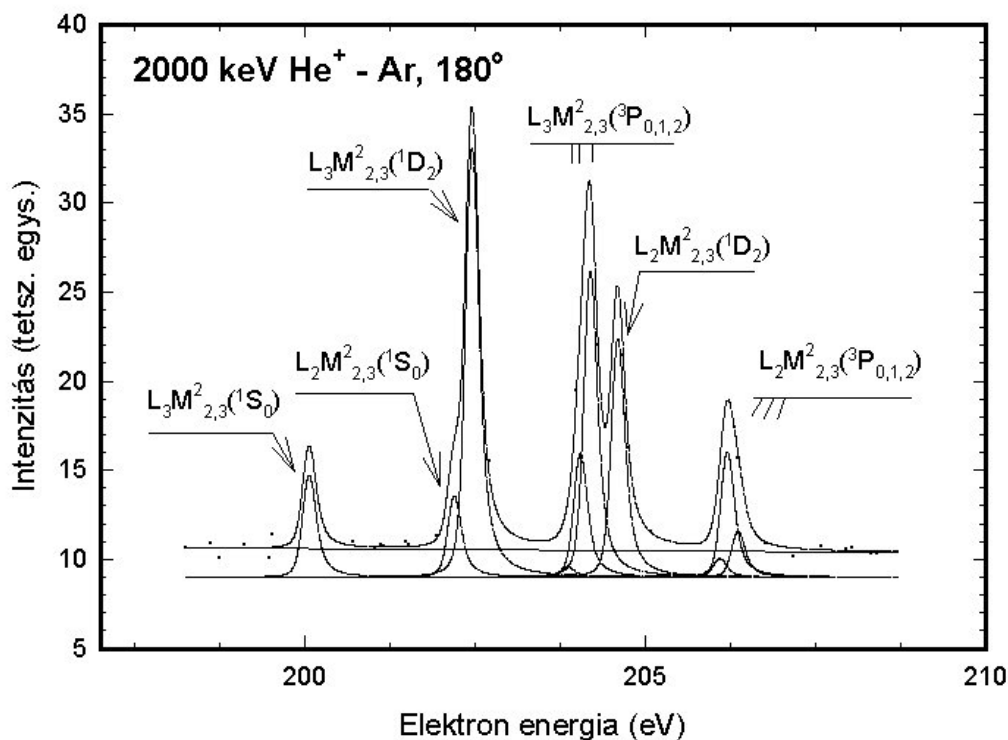


4.1. ábra: Egy általunk mért, 700 KeV protonbombázással keltett Ne K-LL spektrum. A pontok a mért, míg a folytonos vonal az illesztett spektrumot mutatják.

4.1.2. Az Ar L-MM Auger-spektrum

Az argon Auger-elektron spektrumából főleg az L-MM tartomány az, amelyet a legtöbbet tanulmányoztak [Asa68]. Ennek az oka egyszerűen az, hogy a spektrum többi tartományához képest ez a legnagyobb intenzitású, és viszonylag egyszerű a mérése.

Mi a 198.075 eV-től 208.576 eV-ig terjedő energia tartományt mértük meg (4.2. ábra). Az alkalmazott lépésköz 0.046 eV volt.



4.2. ábra: Egy általunk mért Ar $L_{2,3}MM$ spektrum. A pontok a mérés, a folytonos vonalak pedig az illesztés eredményét mutatják.

4.2. A mérési adatok kiértékelése

A vizsgált fizikai folyamatok nagyszámú, viszonylag széles energiatartományú spektrum felvételét kívánták meg. A mérések során kapott nagy mennyiségű (142 mért spektrum, 2695 csúcs) adat feldolgozását a következőképpen végeztem:

- A spektrumok illesztéséhez az EWA (Evaluation in Window Approximation) programot [Vég89] használtam.
- Ahhoz, hogy a különböző irányokban mért spektrumokat összevethessük, az egyedi csúcshintenzitás adatokat normálni kell egy még ugyanazon spektrumban található, de izotróp szögeloszlást mutató vonal, vagy vonalcsoporthoz intenzitására.

A feladatot egy általam írt "REL_INT" elnevezésű programmal oldottam meg. A program egyszerű normalizációt hajt végre és a Gauss-féle hibaterjedési törvényt alkalmazza.

- Az így kapott relatív intenzitásadatok szögeloszlásának a jellemzésére azt az A_2 paramétert használtam, ami a (2.20) egyenletnek a szögeloszlást mutató relatív intenzitásadatokra való illesztése során, mint illesztési paraméter adódik.

A szögeloszlások illesztését szintén egy általam írt "A2_SULY" elnevezésű programmal végeztem, amely a súlyozott legkisebb négyzetek módszerét [Bev69] alkalmazta.

Az EWA programban az illeszkedés jóságát a χ^2 paraméter jellemzi [Vég89, Bev69, Bro74]:

$$\chi^2 = \frac{1}{n-p} \sum_{i=1}^n \left(\frac{y_i - Y_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (4.1)$$

ahol

- n: a pontok száma,
- p: az illesztés során használt paraméterek száma,
- y_i, Y_i : a spektrum pontjainak mért és számított értékei,
- σ_i a mért értékek becsült hibája.

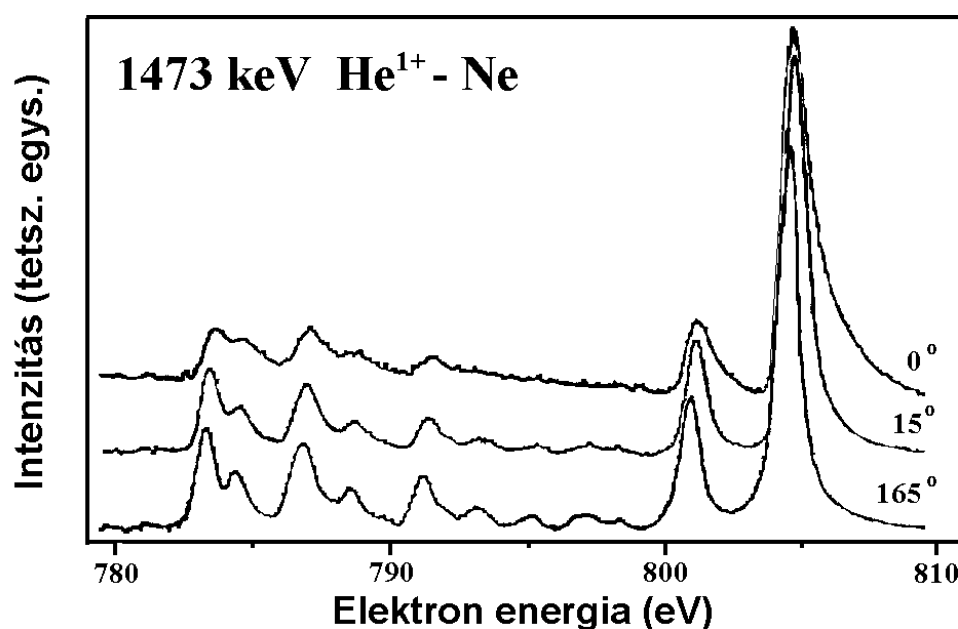
Ez akkor megfelelő, ha a χ^2 értéke nem sokkal nagyobb 1-nél. Gyakorlati esetekben azonban az ilyen bonyolult és összetett spektrumok illesztése során már a 2 körüli χ^2 értékeket is nagyon jónak tekinthetjük. Az általam kiértékelt 104 darab Ne K-LL spektrum esetében a χ^2 -ek átlaga 2.29, az átlag körüli empirikus szórása 0.8 volt.

Egy kísérlet során általában valamilyen - előző kísérleti, vagy elméleti megfontolásból származó - alapfeltevésekből indulunk ki. Ezek jelentős behatással lehetnek a végeredmény kimenetelére nézve, ezért a kiértékelés során általam alkalmazott feltételezéseket és módszereket részletesebben is leírom:

- Az EWA illesztőprogramban kiindulási pontként össze kellett állítani az illesztendő spektrumrész körülbelüli szerkezetét, azaz hány csúcs található benne és megközelítőleg hol helyezkednek el.

Az ehhez szükséges adatokat a Ne K-LL, illetve az Ar L-MM Auger-spektrumok esetében a [Alb90, Kád90, Tho85] munkákból vettem.

- Feltételeztem, hogy a folytonos elektronhátter egy adott egyenessel leírható.
- Az ütközés utáni kölcsönhatás fellépte miatt (4.3. ábra) a csúcsokat egy a Gauss-görbének feltételezett spektrométer függvényével konvolválta (2.31) típusú függvényvel [Kuc86] illesztettem meg.



4.3. ábra: 1473 KeV bombázó energián mért Ne K-LL Auger-spektrumok, melyeken jól látható a nyalábirány (0°) közelében erőteljesen fellépő ütközés utáni kölcsönhatás okozta vonalalak-torzulás.

- A diagram és szatellit vonalakra azonos csúcsalakot tételeztem fel.
- A (2.31) egyenlethez tartozó természetes vonalszélességet minden csúcsra azonosnak vettem és lerögzítettem ($\Gamma_{\text{Lorentz}}(\text{Ne KLL})=0.27 \text{ eV}$ [Kra79], valamint $\Gamma_{\text{Lorentz}}(\text{Ar LMM})=0.12 \text{ eV}$ [Nor79]).

- A spektrométertől függő Gauss-szélesség illesztendő paraméterként szerepelt, amely az Ar L-MM esetében minden spektrumban megegyező módon az elektron-energia lineáris függvényeként változott.

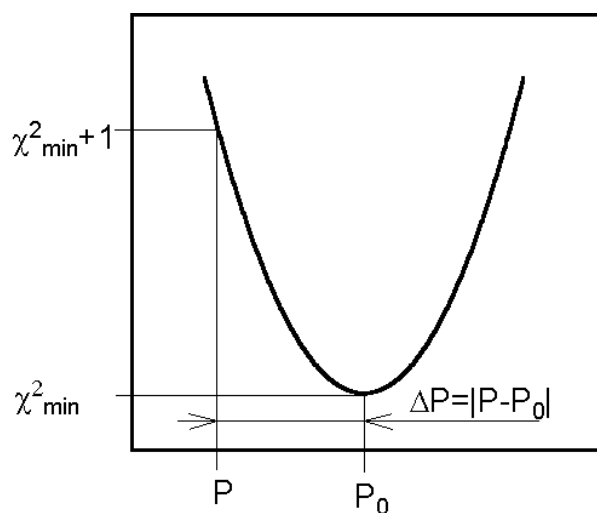
Mivel e mérések szűk energiatartományon történtek, ezért a felvett spektrum két végén adódó Gauss-szélességek jó közelítéssel azonosnak mondhatók. Ebből következően az illesztés indulásakor élhettem azzal a közelítéssel, ami szerint a Gauss-szélesség a vizsgált energiatartományon belül energiától függetlennek tekinthető.

A Ne K-LL esetében is így jártam el, de azzal a különbséggel, hogy ott a Gauss-szélesség szögenként és lövedékenergiánként változhatott.

- A Ne K- $L_{2,3}L_{2,3}$ 1D , illetve az Ar $L_3-M_{2,3}M_{2,3}$ 1D_2 vonalhoz viszonyított relatív energiákat (E_A paraméter a 2.31-ben) az illesztés kezdetén szabadon hagytam, majd az így kapott - legjobb illesztésből származó - értékeket az adott lövedékenergián felvett spektrumokon belül kiátlagoltam és lerögzítettem.
- Mint általában az illesztőprogramok, úgy az EWA is a különböző illesztési paraméterek változtatásával igyekszik megtalálni a χ^2 minimális értékét. Ennek érdekében egy bizonyos lépésközzel mindkét irányban eltolja az adott paraméter értékét, és megvizsgálja, hogy a minimalizálás érdekében milyen irányba kell azt megváltoztatni. A χ^2 minimumhelye felé közeledve ezt a lépésközt (a program az iteráció befejeztével e lépésköz felhasználásával becsüli meg az adott paraméter hibáját) folyamatosan csökkenti, de még így is előfordulhat, hogy - az egymással erősen átfedő állapotok miatt - az illesztés megáll egy helyi minimumban.

Ezért szükség volt egy olyan eljárásra, amelynek a segítségével a minimalizálási folyamat kimozdítható a holtpontból. E célból a csúcsok illesztéséhez használt 5 paraméter közül én az amplitúdót vizsgáltam, amihez mindenekelőtt az adott - izotróp, vagy anizotróp szögeloszlást mutató - vonal relatív intenzitásait kellett meghatározni különböző bombázó energiákon. Majd ezt követően attól függően, hogy izotróp, vagy anizotróp szögeloszlást mutató vonalról van szó, azokra a várható viselkedésüknek megfelelően egy vízszintes egyenest, vagy a (2.20) egyenletet illesztettem. Ezt követően, ha az illesztés egy helyi minimumban

elakadt, akkor az e görbétől távol eső adott relatív intenzitású pontokhoz tartozó csúcsok amplitúdóját, a lehető legkisebb lépésközzel, úgy változtattam meg, hogy az illesztés olyan irányban folytatódjon tovább, hogy az adott relatív intenzitású pont az illesztett görbe felé közeledjen. Ez a közeledés természetesen csak akkor jöhetett létre, ha vele párhuzamosan a χ^2 értéke is csökkent.



4.4. ábra: Az általam használt hibabecslési eljárás

- A kiértékelések során kiderült, hogy az EWA program hibaszámítása az esetünkben nem kielégítő, mivel az általa szolgáltatott hiba értékek függenek az iteráció lépésszámától (lásd az előző pontot), valamint rosszabb statisztikájú spektrumok esetében a felhasznált matematikai eljárásoknak [Cum92] megfelelően alulbecsüli a hibát. Ezért az adott illesztőfüggvények minden egyes paraméterének (P_0 a 4.4. ábrán) a hibáját a függvényhez tartozó χ^2 érték egységnyi megváltoztatását követő paraméterváltozásból ($\Delta P = |P - P_0|$) becsültem meg (4.4. ábra) [Bev69]. Az ilyen módon meghatározott hiba a valóságosnál valamivel nagyobb értékűnek adódik.
- A fenti eseteken kívül felmerült hibákat, illetve a hibaterjedést a Gauss-eloszlásnak megfelelően számoltam.

5. Eredmények

5.1. Ne KL-LLL szatellit Auger-elektronok anizotróp szögeloszlása

A dolgozatom lényegesebb részét, a Ne KL-LLL szatellit Auger-elektronok anizotrop szögeloszlásának a vizsgálata alkotja, amellyel mind az ütközést, mind pedig a legerjesztődést leíró elméletek, illetve az e két folyamat szétválaszthatóságára vonatkozó tétel is ellenőrizhetők.

Amint azt a 2.4 fejezetben már részleteztem, a szögeloszlást leíró elméletek azzal a feltételezéssel élnek, hogy a gerjesztés és a lebomlás különválasztható folyamatok. Ebből kiindulva megkaphatjuk a kirepülő Auger-elektronok intenzitásának szögeloszlását leíró általános összefüggést (2.21), amely az általam vizsgált esetekben

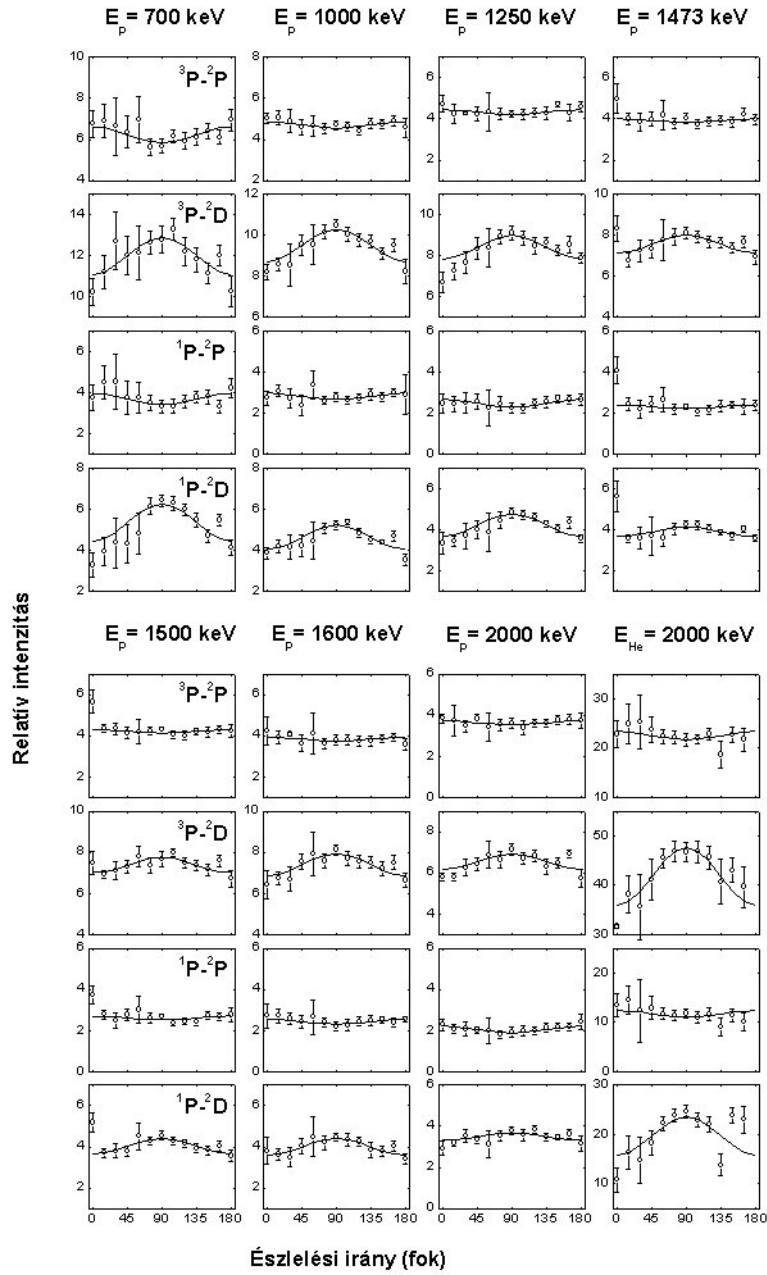
$$I(\Theta) = I_0 [1 + A_2 P_2(\cos\Theta)] \quad (5.1)$$

$$A_2 = \alpha_2 \mathcal{A}_{20}$$

alakú lesz, ahol

- I_0 : az egyégnyi térszögbe egységnyi idő alatt kibocsátott intenzitás,
- A_2 : a szögeloszlás anizotrópiáját leíró, úgynevezett anizotrópia-paraméter,
- α_2 : Az Auger-bomlástól függő anizotrópia-együttható,
- $\mathcal{A}_{20}$: a gerjesztéstől függő beállítódási-paraméter,
- $P_2(\cos\Theta)$: másodfokú Legendre-polinom.

Ezen paraméterek meghatározásához az instrumentális hatások kiszűrése érdekében mindenek előtt a vizsgálandó átmenetekhez tartozó csúcsoknak, az izotróp szögeloszlást mutató Ne KL_{2,3}L_{2,3} (¹D) diagram vonalra vonatkoztatott relatív intenzitásait kell meghatározni (5.1. ábra). Majd a meglévő



5.1. ábra: A feltüntetett Ne KL-LLL szatellit átmeneteknek a Ne $KL_{2,3}L_{2,3}$ (1D) diagram vonalra normált relatív intenzitásai a nyalábirányhoz képesti szög- és a lövedékegyergia függvényében. A folytonos vonalak az (5.1) egyenletnek a mért adatokra történő illesztéséből adódnak, melynek során a nulla fokban irányhoz tartozó pontokat a Coulomb-fókuszálás jelensége miatt nem vettem figyelembe.

relatív intenzitásokra illesztve az (5.1) egyenletet (5.1. ábra), abból az adott átmenethez tartozó A_2 paraméter már meghatározható (5.1. táblázat).

Az 5.1. ábra jól mutatja, hogy azon lövedékenergiák esetében, ahol $v_{\text{lövedék}} \approx v_{\text{Auger-elektron}}$ ($E_p = 1473$ keV), ott a nyalábirányban fellépő úgynevezett Coulomb-fókuszálás [Ricz94] jelensége miatt intenzitásnövekedés lép fel, melyet az 5.3.1. fejezetben részletesen tárgyalok.

5.1. táblázat: Az általam mért $1s^1 2s^2 2p^5$ ($^1,^3P$) kezdeti-, illetve $1s^2 2s^2 2p^3$ ($^2P,^2D$) végállapottal bíró Ne KL-LLL szatellit Auger-átmenetek (A_2) anizotrópia-paraméterei. A *-al jelölt oszlop esetében a lövedék He^+ , a többinél pedig proton volt.

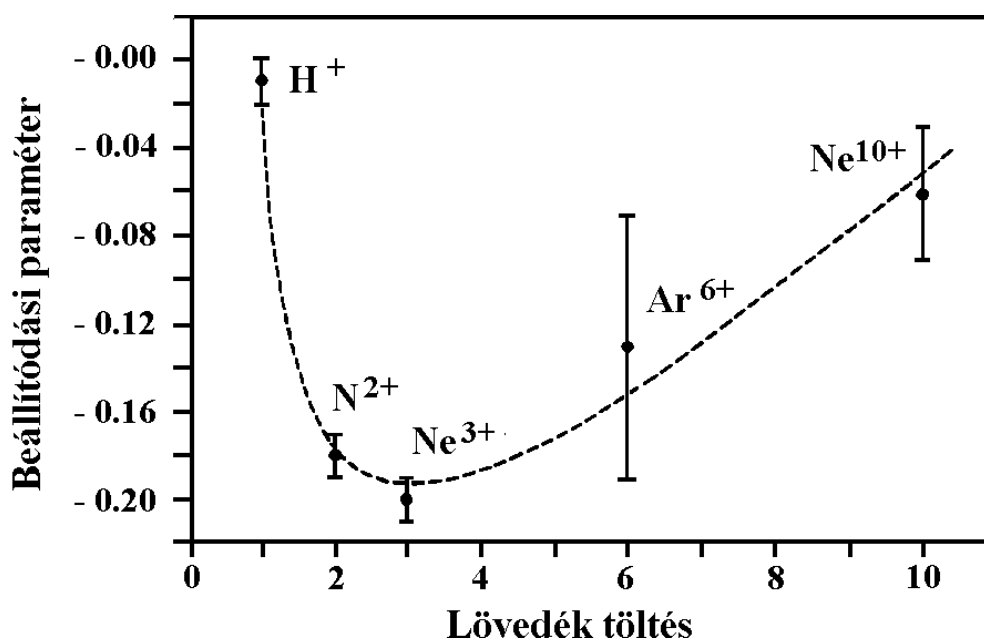
Átmenet	Lövedék energia KeV/ amu							
	500*	700	1000	1250	1473	1500	1600	2000
$^3P-^2P$	0.05(2)	0.09(6)	0.05(6)	0.04(6)	0.03(7)	0.02(6)	0.03(7)	0.04(8)
$^3P-^2D$	-0.18(1)	-0.10(4)	-0.11(3)	-0.09(4)	-0.08(4)	-0.07(4)	-0.09(4)	-0.07(5)
$^1P-^2P$	0.07(4)	0.10(9)	0.07(10)	0.10(11)	0.05(11)	0.04(10)	0.07(10)	0.12(13)
$^1P-^2D$	-0.24(3)	-0.22(7)	-0.16(6)	-0.16(7)	-0.08(6)	-0.12(7)	-0.13(7)	-0.06(7)

Az 5.1. táblázatból látható, hogy az általam vizsgált tartományban az A_2 paraméterek értékei nagyon kicsik, amiből következően még a mért igen nagy számú spektrumból is viszonylagosan nagy hibával határozhatóak meg. Ez azonban, mint azt a későbbiekben látni fogjuk, elegendőnek bizonyult a felvetett kérdések eldöntéséhez.

A táblázat adataiból meghatározható ($\mathcal{A}_{20}$) beállítódási-paraméterek, valamint az (α_2) anizotrópia-együtthatók részletes elemzését, illetve a belőlük nyerhető információkat a következő alfejezetekben tárgyalom.

5.1.1. A kirázódásos (shake-off) folyamat szerepe a kétszeres ionizációt követő állapot beállítódásában

A többszörös ionizációt követő beállítódásra vonatkozó első adatok proton és He^+ bombázással keltett Al $\text{KL}_{2,3}$ röntgensatellitek polarizációs méréseiből származnak [Jam77]. Az első elméleti munkák [Mer77, Koc77] csak a kettős Coulomb-ionizációt vették figyelembe (2.2.1, 2.4.2 fejezet), amivel viszont nem tudták megmagyarázni a nagy sebességű lövedékekkel történő ütközést követő állapot kicsiny beállítódását [Ric91], (5.2. ábra).



5.2. ábra: A $\text{Ne } 1s^1 2s^2 2p^5 (^1,^3P)$ állapotának a beállítódása különböző fajtájú, 5.5 MeV/amu energiájú lövedékek esetén [Ric91]. (A szaggatott vonal csak a szemvezetésére szolgál.)

A jelenség értelmezését a kirázódásos ionizáció (2.2.1, 2.4.2 fejezet) figyelembevétele adja meg [Tak94]. A kettős Coulomb-ionizáció valószínűsége, a kirázódásos-ionizáció valószínűségével ellentétben, a lövedéksebesség növekedésével csökken [McG82, Heb90, Tan91], ezért a két különböző ionizációs folyamat során kialakult állapot együttes beállítódásának a leírására szolgáló (2.26) összefüggés alapján az

várható, hogy a lövedéksebesség növelésével a beállítódás mértéke a nullához fog tartani, ami már összhangban van a tapasztalattal.

Kísérletileg az $\mathcal{A}_{20}$ beállítódási-paraméter az $\mathcal{A}_{20}=A_2/\alpha_2$ összefüggésből határozható meg, ahol az A_2 anizotrópia-paraméter az (5.1) egyenletnek a relatív intenzitásokra való illesztéséből (5.1 ábra) adódik.

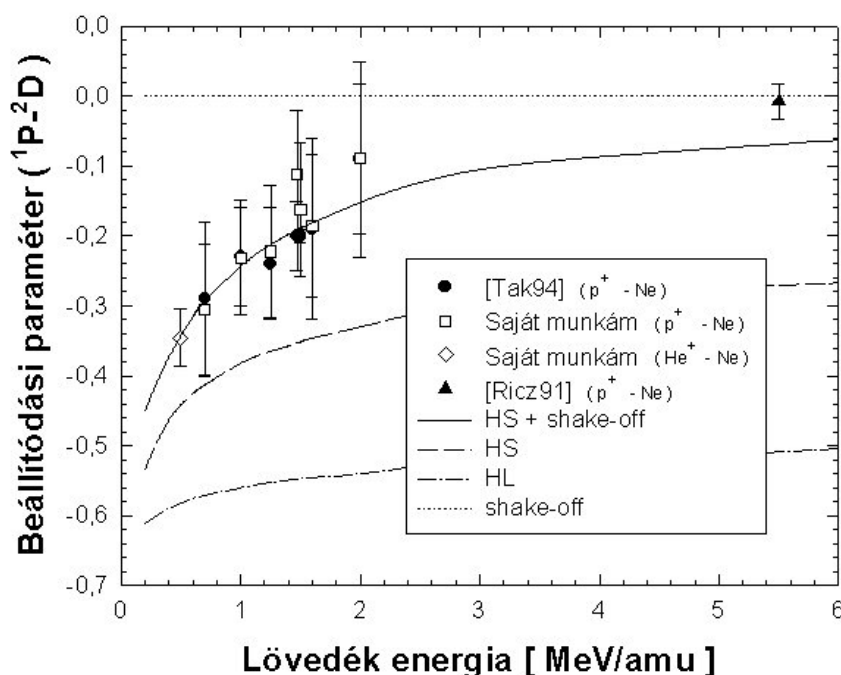
5.2. táblázat: A $Ne\ 1s^1 2s^2 2p^5\ (^1P)$ állapotához tartozó $\mathcal{A}_{20}$ beállítódási-paraméterek értékei proton, valamint He^+ bombázás esetén (*-al jelölve). A HL hidrogénszerű, HS viszont Hartree-Slater hullámfüggvényeket felhasználó félklasszikus közelítést (2.23) jelöl. A HS+shake-off pedig a kirázódásos-ionizációt is figyelembe vevő (2.24) egyenlettel leírt számítást jelenti.

Lövedék energia MeV/amu	Kísérlet			Elmélet		
	[Ric91]	[Tak94]	saját	HL	HS	HS + shake-off
500*	--	--	-0.35(04)	--	--	--
700	--	-0.29(11)	-0.31(09)	-0.571	-0.414	-0.294
1000	--	-0.23(07)	-0.23(08)	-0.560	-0.382	-0.243
1250	--	-0.24(08)	-0.22(10)	-0.553	-0.365	-0.212
1473	--	-0.20(05)	-0.11(09)	-0.548	-0.355	-0.190
1500	--	-0.20(01)	-0.16(10)	-0.547	-0.354	-0.188
1600	--	-0.19(13)	-0.19(10)	-0.546	-0.348	-0.182
2000	--	-0.09(14)	-0.09(11)	-0.541	-0.334	-0.154
5000	-0.01(02)	--	--	--	--	--

A vizsgálatokhoz célszerű egy olyan átmenetből származó vonalat kiválasztani, amely megfelelő intenzitású, a környező csúcsoktól elég jól különválasztható és a hozzá tartozó α_2 anizotrópia-együttható független az Auger-átmeneti amplitúdótól. Ez utóbbi azt eredményezi, hogy az α_2 -t egzaktul számolhatjuk. Ezen feltételeket az $1s^1 2s^2 2p^5\ (^1P) \rightarrow 1s^1 2s^2 2p^3\ (^2D)$ átmenet kielégíti, és anizotrópia-együtthatójára $\sqrt{2}/2$ adódik. Ezen α_2 együttható és az 5.1. táblázatban található A_2 paraméterek

felhasználásával számolt $\mathcal{A}_{20}$ beállítódási-paraméter értékek az 5.2. táblázatban és az 5.3. ábrán láthatók.

A kísérletekből általam kapott beállítódási-paraméter értékeket az 5.2. táblázatban és az 5.3. ábrán hasonlítom össze más kísérleti [Ric91, Tak94], illetve elméleti eredményekkel, amelyek számolásához használt programot N.M. Kabachnik készítette. Ez egyenes vonalú félklasszikus közelítést alkalmaz, melynek során hidrogénszerű (HL), illetve Hartree-Slater (HS) típusú hullámfüggvényeket használ, valamint feltételezi, hogy az ionizáció és a lebomlás különválasztható folyamatok, továbbá hogy a különböző ionizációk egymástól függetlenül mennek végbe. Az 5.3. ábra azt is mutatja, hogy az elméleti úton kapott beállítódási-paraméter értéke igen érzékeny a számolások során alkalmazott hullámfüggvényekre. Ha például csak a teljes ionizációs hatáskeresztmetszeteket mérnénk, akkor a különböző eredmények alig térnének el egymástól [Tak94].



5.3. ábra: A kirázódásos ionizáció szerepe a Ne $(1s2p)^{-1}$ állapotához tartozó $\mathcal{A}_{20}$ beállítódási-paraméter értékének az alakulásában. Értelmezését lásd a szövegben, illetve az 5.2. táblázatnál.

Az 5.2. táblázatban és az 5.3. ábrán látható adatok összefoglalásaként elmondható, hogy eredményeim összhangban vannak azzal a képpel [Ricz91, Tak94], ami szerint a kettős ionizációt követő állapotok beállítódásának a leírásánál a (2.26) egyenletnek megfelelően mind a Coulomb-, mind pedig a kirázódásos-ionizációt figyelembe kell venni.

Ezt a megállapítást egy az addigi mérések során nem alkalmazott, de azokkal megegyező töltésállapotú He^+ lövedékkel végzett mérés is megerősíti.

További észrevételként elmondható, hogy bár a viszonylag nagy hibák miatt nem egyértelműen, de az általam, valamint Ricz és munkatársai [Ricz91] által kapott eredményekből látható, hogy a lövedék-energia növelésével a beállítódási paraméterek gyorsabban tartanak a nullához, mint ahogy azt a kirázódásos ionizációt is figyelembe vevő elmélet görbéje teszi. Ez a shake-off folyamat még nagyobb járulékára utal.

5.1.2. Koherencia- és korrelációs effektusok a Ne KL-LLL szatellit Auger-bomlás anizotrópiájában

Az Auger-bomlás anizotrópiája nagy érzékenységet mutat az elméleti leírások finom részleteire, és ezáltal olyan információkat hordoz magában, melyeket a hagyományos spektroszkópia módszereivel nem tanulmányozhatunk. Így például különösen érzékeny az elektronállapotok keveredésére, illetve a kezdeti-, valamint a végállapotbeli spin- és pályamomentumok csatolásaira.

Ennek ellenére a Ne KL-LLL szatellit Auger-bomlás anizotrópiáját tárgyaló elméletek túlnyomó többsége csak az egymással teljesen átfedő állapotokat leíró tiszta LS-csatoláson ($\Gamma \gg \omega$) és single-konfigurációs Hartree-Fock (SCHF) közelítéseken alapul [Kab88, Alb90 Ricz91], melyek ugyan kvalitatíve leírják a folyamatokat, de mennyiségileg nem tudják visszaadni a kísérleti eredményeket. Ezen számításokban például a spin-pálya kölcsönhatás elhanyagolása miatt a különböző kezdeti, de azonos végállapotokhoz tartozó α_2 együtthatók azonosnak adódnak, ami viszont a kísérleti eredményekkel [Ricz91] ellentétben áll [Kab94].

A fenti problémák megoldását egy olyan elméleti leírás adhatja meg, amely figyelembe veszi mind a spin-pálya kölcsönhatást, mind pedig azt a tényt, hogy a kezdeti két lyukas állapotok szélessége többnyire összemérhető, illetve gyakran nagyobb, mint az energia szerinti felhasadásuk [Kab91, Chen92, Tul93, Her93, Chen93, Tul93b].

Erre a feladatra jelenleg azon eljárás látszik a legmegfelelőbbnek [Kab94], amely

- a kezdeti- és végső kötött állapotok hullámfüggvények, illetve az energiák kiszámolásához a multikonfigurációs Dirac-Fock közelítést (MCDF) [Tul93, Dya89, Tul92] alkalmazza, és így már eleve figyelembe veszi a konfigurációs keveredést, illetve a spin-pálya és a spin-spin kölcsönhatásokat, valamint a kvantumelektrodinamikai korrekciókat,
- továbbá, amely az Auger-bomlásra jellemző α_2 anizotrópia-együtthatót az egymással tetszőleges mértékben átfedő állapotok leírására kidolgozott (2.20) összefüggésnek megfelelően számolja.

Ezen elméleti tárgyalás [Kab94] a jj csatolás mellett ($\Gamma \ll \omega$) azt a konkrét esetet számolja, amikor is a Ne atom vizsgált elektronállapotainak a szélessége $\Gamma = 0.2$ eV, az állapotok energiaszintjeinek a felhasadása $\omega \approx 0.1$ eV körüli értéknek adódik, amely, mint látható, egymással erősen átfedő állapotokat jelent.

Az egymással ilyen mértékben átfedő állapotokra számolt, valamint az eddigi kísérletekből [Ricz91] meghatározott anizotrópia-együtthatók összehasonlítása alapján korábban arra a következtetésre jutottak [Kab94], hogy a megfigyelt atomi állapotok minden bizonnyal még ennél is jobban átfednek egymással, azaz a konfigurációs keveredés intenzívebb.

Azon kérdés eldöntésére, hogy az Auger-bomlás anizotrópiájában valójában mekkora szerepe van a konfigurációs keveredésnek, illetve a relativisztikus hatásoknak, természetesen kísérletekre van szükségünk. Míg azonban a tetszőleges arányban keveredő gerjesztett állapotok lebomlásából származó elektronok szögeloszlásának általános elméleti leírására több munka is született [Meh80, Bruc80,

Kab94], addig kísérleti munka csak egy található az irodalomban [Ric91], és az is inkább tájékoztató jellegű, mivel a viszonylagosan nagy hibái és szórása miatt nem alkalmas a kérdés eldöntésére. A főbb nehézségeket a megfelelő szög-, és energiafelbontás, illetve a jó statisztika eléréséhez szükséges hosszú mérési idő, valamint az adatfeldolgozás során jelentkező problémák okozzák.

Amint az (5.1) egyenletből látszik, az anizotrópia-együtthatót (α_2) kísérletileg az anizotrópia-paraméterből (A_2) határozhatjuk meg, ha ismerjük az adott átmenethez tartozó beállítódási-paramétert ($\mathcal{A}_{20}$), melyeknek a Coulomb-kölcsönhatás spinfüggetlenségéből következően az összes $1s^1 2s^2 2p^5$ ($^1,^3P$) kezdeti állapotokra megegyezőeknek kell lenniük. Mivel az $^1P \rightarrow ^2D$ átmenet esetén az α_2 paraméter értéke független az Auger-átmeneti amplitúdótól, és mind az LS csatolásban, mind az MCDF-el végzett számításokban azonosnak ($\sqrt{2}/2$ -nek) adódik (5.3. táblázat), így az ebből számolható $\mathcal{A}_{20}$ beállítódási-paramétert a fentiek (5.2. táblázat) alapján felhasználhatjuk a többi átmenethez tartozó α_2 anizotrópia-paraméter meghatározásában.

5.3. táblázat: Az általam mért $1s^1 2s^2 2p^5$ ($^1,^3P$) kezdeti-, illetve $1s^2 2s^2 2p^3$ ($^2P, ^2D$) végállapottal bíró Ne KL-LLL szatellit Auger-átmenetek α_2 anizotrópia-együtthatói. A *-al jelölt oszlop esetében a lövedék He^+ , a többinél pedig proton volt.

Átmenet	Lövedék energia KeV/ amu							
	500*	700	1000	1250	1473	1500	1600	2000
$^3P-^2P$	-0.14(7)	-0.28(20)	-0.20(27)	-0.16(27)	-0.23(67)	-0.15(37)	-0.18(38)	-0.45(1.08)
$^3P-^2D$	0.51(7)	0.32(16)	0.46(22)	0.40(25)	0.70(68)	0.40(34)	0.49(36)	0.82(1.11)
$^1P-^2P$	-0.21(13)	-0.33(32)	-0.32(44)	-0.45(53)	-0.42(1.07)	-0.27(60)	-0.38(59)	-1.28(2.09)

Ezen adatok ugyan különböző lövedékekre vonatkoznak, de mivel a bomlás és a gerjesztés jó közelítéssel különválasztható folyamatok, ezért a legerjesztődéshez tartozó α_2 együtthatók függetlenek lesznek a gerjesztést okozó lövedék energiájától és fajtájától. Ezt az 5.4. ábra is megerősíti, ahol különböző lövedékek és energiák esetén az azonos Auger-átmenetekhez tartozó α_2 együtthatók értékei nagyjából együtt

futnak. Ebből következően a pontosabb meghatározás érdekében képezhettem az azonos átmenetekhez tartozó α_2 együtthatók hibával súlyozott átlagértékeit ($\bar{\alpha}_2$) (5.4. táblázat, 5.4. ábra).

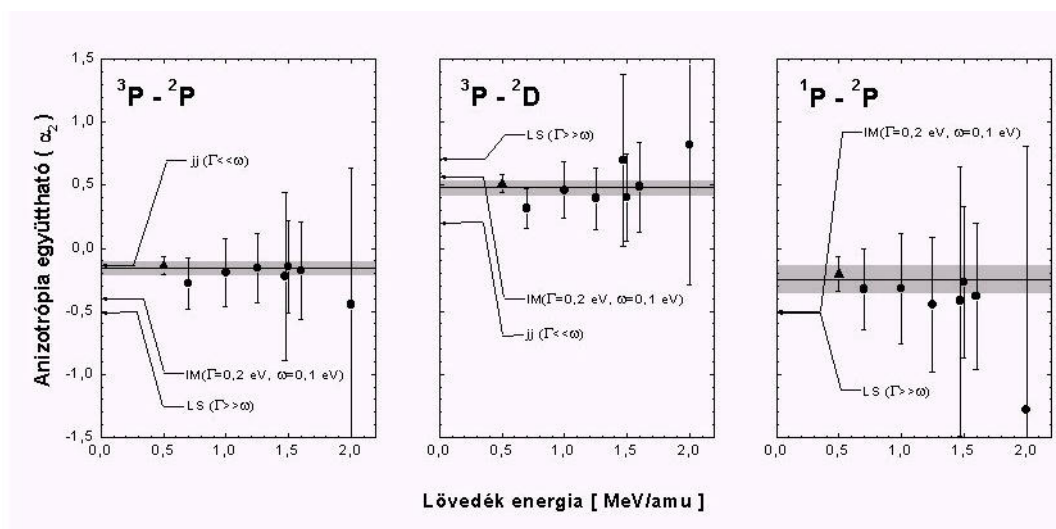
5.4. táblázat: Az általam-, illetve mások által mért $1s^1 2s^2 2p^5$ ($^1 3P$) kezdeti-, illetve $1s^2 2s^2 2p^3$ ($^2 P, ^2 D$) végállapottal bíró Ne KL-LLL szatellit Auger-átmenetek α_2 anizotrópia-együtthatói, valamint azok összehasonlítása az elméleti számolások eredményével. Az $\bar{\alpha}_2$ oszlop az 5.3. táblázat azonos átmeneteihez tartozó α_2 együtthatók hibával súlyozott átlagértékeit tartalmazza.

Átmenet	Elmélet			Kísérlet	
	[Ricz91]	MCDF számolás [Kab94]		[Ricz91]	Saját mérés
	LS csatolás $\Gamma \gg \omega$	közbenső (IM) csatolás $\Gamma = 0.2 \text{ eV}$, $\omega \approx 0.1 \text{ eV}$	jj csatolás $\Gamma \ll \omega$		$\bar{\alpha}_2$
$^3 P - ^2 P$	-0.511	-0.405	-0.139	-0.75(20)	-0.16(6)
$^3 P - ^2 D$	0.707	0.573	0.196	0.62(15)	0.48(6)
$^1 P - ^2 P$	-0.511	-0.498	—	-0.44(23)	-0.25(11)

Eredményeimet az 5.4. táblázat és az 5.4. ábra tartalmazzák, melyekben az általam mért anizotrópia-paramétereket hasonlítom össze az LS csatolást ($\Gamma \gg \omega$) [Ricz91], a jj csatolást ($\Gamma \ll \omega$) [Kab94], valamint a csak részlegesen átfedő állapotokat, azaz közbenső csatolást (IM) feltételező ($\Gamma = 0.2 \text{ eV}$, $\omega \approx 0.1 \text{ eV}$) [Kab94] elméleti számításokkal.

Amint az 5.4. táblázat és az 5.4. ábra alapján látható, az $1s^1 2s^2 2p^5$ ($^1 P$) $\rightarrow 1s^2 2s^2 2p^3$ ($^2 P$) átmenet esetében az anizotrópia együtthatónak (α_2) az LS ($\Gamma \gg \omega$) és a közbenső csatolásban (IM, $\Gamma = 0.2 \text{ eV}$, $\omega \approx 0.1 \text{ eV}$) számolt értékei közti különbség kisebb mint a mérési hiba. Az $1s^1 2s^2 2p^5$ ($^3 P$) $\rightarrow 1s^2 2s^2 2p^3$ ($^2 D$) átmenethez tartozó kísérleti anizotrópia együttható ($\bar{\alpha}_2$) a közbenső csatolásban (IM, $\Gamma = 0.2 \text{ eV}$, $\omega \approx 0.1 \text{ eV}$) számolt értékkel, az $1s^1 2s^2 2p^5$ ($^3 P$) $\rightarrow 1s^2 2s^2 2p^3$ ($^2 P$) átmenethez tartozó kísérleti

anizotrópia együttható ($\bar{\alpha}_2$) a jj csatolásban ($\Gamma \ll \omega$) számolt értékkel mutat jó egyezést. Az, hogy ez utóbbi nem a közbenső csatolással (IM) egyezik, megmagyarázható, ha feltételezzük, hogy a folyamatban résztvevő egymással átfedő állapotok közül az egyik statisztikus súlya elhanyagolható a másikhoz képest.



5.4. ábra: Az általam mért $1s^1 2s^2 2p^5 \ ^1,^3P$ kezdeti-, illetve $1s^2 2s^2 2p^3 \ ^2P, ^2D$ végállapottal bíró Ne KL-LLL szatellit Auger-átmenetek α_2 anizotrópia-együtthatói. A $\blacktriangle$ -el jelölt pont esetében a lövedék He^+ , a többinél proton volt. A szürke mezőben lévő vízszintes vonal az anizotrópia-együtthatók súlyozott átlaga ($\bar{\alpha}_2$), a szürke mező ezen átlag hibája. Az ábrán fel vannak tüntetve a tiszta LS-csatolásban [Ric91], valamint az MCDF módszerrel [Kab91] a közbenső, illetve jj csatolásban számolt α_2 anizotrópia-együtthatók. Az ábra értelmezéséhez lásd még az 5.3. és az 5.4. táblázatokat.

Az eredmények (5.4. táblázat, 5.4. ábra) alapján tehát látható, hogy az MCDF módszerrel közbenső és jj csatolásban számolt anizotrópia együtthatók (α_2) [Kab94] jobb egyezést mutatnak a mért értékekkel, mint az LS csatolásban számoltak [Ric91].

Vagyis, ha precízen kiértékelte, jó statisztikájú és nagyfelbontású spektrumokat tekintünk, akkor a közbenső rendszám tartományba eső céltárgy-atomok vizsgálata esetén, a belőlük különböző irányokba kirepülő Auger-elektronok anizotrop

szögeloszlásának a tárgyalása a során nem tekinthetünk el a konfigurációs keveredés és a spin-pálya kölcsönhatás figyelembevételétől.

Továbbá, mivel az α_2 anizotrópia-együttható láthatóan érzékeny indikátora az elektronállapot keveredések mértékének, így az ezen mérték megállapítására is felhasználható. A vizsgált konkrét esetben a Ne elektronállapotainak egymással való keveredésére azt kaptuk, hogy minden bizonnyal kisebb mértékű, mint amit a megelőző kísérleti [Ricz91] és elméleti [Kab94] vizsgálatok sugalltak (5.4. táblázat, 5.4. ábra).

Ezen eredmények elsőként mutatták meg, hogy a kétlyukas kezdeti állapotok legerjesztődésével járó Auger-bomlás anizotrópiájának a tanulmányozásával mód nyílik az egymással átfedő atomi állapotok keveredési mértékének a kísérleti úton történő meghatározására is.

5.2. Az Ar L-MMM szatellit Auger-elektronok anizotróp szögeloszlása

Az Ar L-MMM spektrumban előforduló csúcsokhoz tartozó anizotrópia-együtthatók és beállítódási paraméterek meghatározására számos kísérleti és elméleti munka született. Azonban míg az elméleti tárgyalások azon igyekeztek, hogy a lövedéksebesség széles tartományában vizsgálják a kirepülő Auger-elektronok irány szerinti anizotrópiáját, addig a kísérletek során főleg a kis sebességű tartományt részesítették előnyben. Ennek oka, hogy a nagyobb sebességek felé a beállítódási paraméter értéke nullához közelinek adódik [Siz80], megnehezítve ezáltal a méréseket.

Mivel a kísérletekből közvetlenül csak az anizotrópia-paraméter ($A_2 = \alpha_2 \mathcal{A}_{20}$) meghatározására van lehetőség, ezért egyes esetekben célravezetőbb, ha azt nem bontjuk fel két tag szorzatára, hanem közvetlenül hasonlítjuk össze az elméleti számolásokból nyerhető A_2 értékekkel. Ehhez természetesen mind az α_2 anizotrópia-

együtthatót, mind az $\mathcal{A}_{20}$ beállítódási paramétert ki kell számolni, amelyhez a vizsgált probléma természetétől függően különböző elméleti közelítéseket használhatunk.

5.5. táblázat: Az általam vizsgált Ar $L_3M_{2,3}^3$ átmenetekhez tartozó A_2 anizotrópia-paraméterek és azok összehasonlítása különböző elméleti számolásokkal.

Lövedék energia (KeV)	Átmenet	$A_2=\alpha_2\mathcal{A}_{20}$		
		Elmélet		Kísérlet
		$\mathcal{A}_{20}$: Born közelítésben, árnyékolt H-szerű hullámfüggvényekkel számolva [Siz80]		
		α_2 [Kab91] közbenső csat.	α_2 [Kab88] LS csatolás	
1250	$L_3M_{2,3}^3\left(^1S_0\right)$	-0.033	-0.033	-0.16(6)
	$L_3M_{2,3}^3\left(^1D_2\right)$	-0.015	0.002	-0.02(9)
	$L_3M_{2,3}^3\left(^3P_{0,1,2}\right)$	0.016	0.016	0.04(7)
1500	$L_3M_{2,3}^3\left(^1S_0\right)$	-0.023	-0.023	-0.03(7)
	$L_3M_{2,3}^3\left(^1D_2\right)$	-0.01	0.001	-0.06(9)
	$L_3M_{2,3}^3\left(^3P_{0,1,2}\right)$	0.011	0.012	0.05(7)
2000	$L_3M_{2,3}^3\left(^1S_0\right)$	-0.01	-0.01	-0.01(7)
	$L_3M_{2,3}^3\left(^1D_2\right)$	-0.004	-0.001	-0.01(7)
	$L_3M_{2,3}^3\left(^3P_{0,1,2}\right)$	0.005	0.005	0.04(8)

Az elméleti $\mathcal{A}_{20}$ beállítódási-paramétereket [Siz80] alapján határoztam meg. Ebben a munkában csak a direkt Coulomb-ionizációt vették figyelembe elsőrendű Born-közelítésben, és árnyékolt hidrogénszerű hullámfüggvényekkel számoltak. Ezek segítségével összeállítottam egy táblázatot, amelyben tetszőleges atomok $2p_{3/2}$ alhéjára vonatkozó beállítódási paramétereit találhatjuk meg proton ütközés esetén a redukált sebesség ($V = v_{\text{proton}}/v_{e-2p_{3/2}}$, v_{proton} : a lövedék sebessége, $v_{e-2p_{3/2}}$: a $2p_{3/2}$ elektron sebessége) és az árnyékolási paraméter ($\Theta = \ln^2/Z_{\text{eff}}^2$ Ryd, I : kötési energia, n :

főkvantumszám, Z_{eff} : effektív töltés, Ryd.: Rydberg állandó) függvényében. Ezen táblázat segítségével azután kiszámolhatók a konkrét esetnek megfelelő $\mathcal{A}_{20}$ beállítódási paraméterek.

Az elméleti α_2 anizotrópia-együtthatókat a [Kab88, Kab91] munkákból vettem, ahol az első modell a kezdeti ionizált állapotok leírásánál jj, míg a végállapotok leírásánál LS csatolást tételez fel, és az Auger-bomlási amplitúdók kiszámításánál a Hermann-Skillman modellt alkalmazza. A második eljárás a relativisztikus Dirac-Fock módszert használja, továbbá az Auger-átmenet kezdeti-, valamint végállapotaiban közbenső csatolást tételez fel.

Az ezen elméletek szolgáltatotta $\mathcal{A}_{20}$ beállítódási-paraméterek és α_2 anizotrópia-együtthatók szorzataként előálló A_2 anizotrópia-paraméterek, illetve azok összehasonlítása az általam végzett mérésekből származó adatokkal [Tóth94] az 5.5. táblázatban találhatóak.

A táblázat alapján összefoglalásképpen elmondható, hogy mind az LS-, mind a közbenső csatolásban számolt α_2 anizotrópia-együttható felhasználásával nyert A_2 anizotrópia-paraméter értékek jó egyezést mutatnak az általam elvégzett kísérletekből nyert eredményekkel.

Továbbá, bár a relatív hibák nagyok ahhoz, hogy messzemenő következtetéseket vonjunk le, de megfigyelhető, hogy a mért A_2 paraméterek előjelei következetesen a közbenső csatolási sémában számolt értékekkel egyeznek.

5.3. Az ütközés utáni kölcsönhatás (Post Collision Interaction PCI) és következményei

Amint azt a 2.5 fejezetben már említettem, az ütközés utáni kölcsönhatást először $\text{He}^+ \rightarrow \text{He}$ ütközés során figyelték meg [Bar66], amikor is a He céltárgy egy autoionizációs vonalának torzulását észlelték a lövedékenergia függvényében. Ekkor azt tapasztalták, hogy a lövedék energiájának csökkentésével a jelenség erősödik, melyet azzal magyaráztak, hogy az ütközésből származó lassan távolodó részecskék befolyással vannak az Auger-bomlásra.

Az ezt követő mérések főleg arra irányultak, hogy kiderítsék, milyen kísérleti körülmények között kell mindezzel számolni. Továbbá, mivel több test időben változó kölcsönhatásáról van szó, ezért az effektus segítségével az időtől függő többtest Coulomb-probléma is tanulmányozhatóvá vált.

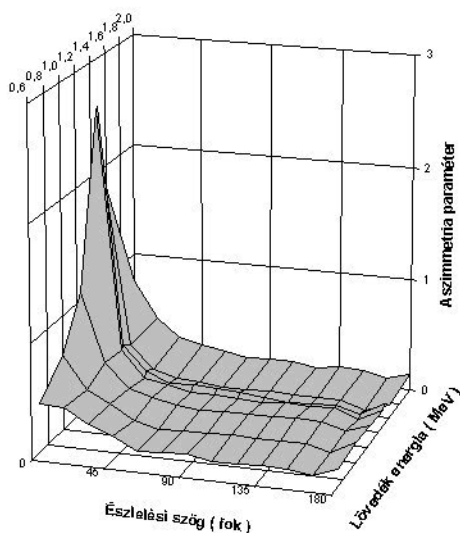
Legegyszerűbb esetként a fotoionizációt követő PCI-t említhetjük, mivel ekkor csak egyetlen, jól meghatározott energiájú részecske zavarja az Auger-bomlást. Az ehhez kapcsolódó kísérleti [Sch77, Wig77, Han79, Sch81, Sou83, Arm87] és elméleti [Ogu83, Rus86, Tul87] vizsgálatok során megmutatták, hogy a jelenség ebben az esetben egy olyan küszöbfolyamat, amely nagy fotonenergián eltűnik.

Az elektronnal történő ionizáció során már két részecskének - a lövedék illetve az általa kilökött elektronnak - a hatásával is számolnunk kell. A vizsgálatok [Hic74, Kin75, Hin79, Yag81, Sew84, Hel86, Hus87, Ava89] során azt találták, hogy ekkor a fotoionizációval szemben az ütközés utáni kölcsönhatás még nagy energiákon sem tűnik el. Ennek a magyarázatát az adja [San86], hogy - a bombázó energiától függetlenül - jelentős valószínűsége van annak, hogy az elektronok egyike kis sebességgel emittálódik.

A nagy tömegű lövedékkel történő ionizáció során bekövetkező PCI alkalmával az előző esethez hasonlóan több kirepülő részecske hatását is figyelembe kell vennünk, de mivel a nagy tömegből következően a lövedék csak csekély eltérülést szenved, ezért az elméleti tárgyalások jelentősen leegyszerűsödhetnek. Az előző esetekkel ellentétben az ezen a területen végzett kísérleti vizsgálatok száma nem túl nagy, és

azok közül is a jelentősebbek főleg az ATOMKI-hoz kapcsolódnak [Ric89, Sar91, Tak91, Tót94, Ric94, Vék97].

Ezek közül a legérdekesebbek azok, amelyek elsőként vizsgálták az ütközés utáni kölcsönhatásnak a kirepülő Auger-elektron és a szóródott lövedék által bezárt szög, és lövedékenergia szerinti függését [Sar91, Tak91]. Ezen folyamat során - ahogy azt az ütközés utáni kölcsönhatást tárgyaló 2.5. fejezetben már leírtam - ha a lövedék és a kirepülő Auger-elektron sebessége közel azonos ($v_p \approx v_A$), akkor a PCI rezonanciaszerű viselkedést mutat, melyet mind a félklasszikus [Kuc86, Str88, Arc86], mind a torzított folytonos hullámú közelítések [Barr89] előzőleg már jeleztek. A jelenség magyarázatát az adja, hogy abban az esetben, amikor a lövedék sebessége közel azonos a kirepülő Auger-elektron sebességével ($v_p \approx v_A$), akkor a két részecske hosszú ideig haladhat egymás közelségében érezvén a másik Coulomb-terét. Továbbá, mivel a lövedék a nagy tömegéből kifolyólag csak csekély eltérést szenved, ezért különösen érvényes ez a bejövő nyaláb irányához közeli tartományokban.



5.5. ábra: *Protonnal való ütközésben keltett Ne $KL_{2,3}L_{2,3}$ 1D diagram Auger-átmenet spektrumvonalához tartozó aszimmetria-paraméterek (ξ) értékének rezonanciaszerű viselkedése a nyalábirányhoz képesti szög, valamint a lövedékenergia függvényében (lásd 5.6. táblázat).*

Az általam vizsgált proton-Ne ütközésekben keltett spektrumokban is megfigyelhető volt ez a rezonanciaszerű jelenség, melynek a következményeként fellépő csúcsalaktorzulás (4.3. ábra) jellemzésére a 2.5.1. fejezet (2.31) és (2.32) egyenletében található úgynevezett aszimmetria-paramétert (ξ) alkalmaztam (5.6. táblázat, 5.5. ábra) [Tak91]. Szerencsés körülmény, hogy az általam használt illesztőprogram (EWA) a PCI leírására is alkalmas elméleti csúcsalakok közül ugyancsak a félklasszikus közelítésből [Kuc86] adódó (2.31) összefüggést használja.

5.6. táblázat: *Protonnal történő ütközésben keltett Ne $KL_{2,3}L_{2,3}$ (1D) diagram Auger-átmenet spektrumvonalához tartozó aszimmetria-paraméterek (ξ) értéke a nyalábirányhoz képesti szög, valamint a lövedékenergia függvényében (lásd 5.5. ábra).*

szög (fok)	Lövedék energia (KeV)						
	700	1000	1250	1473	1500	1600	2000
0	0.42(3)	0.66(1)	1.07(1)	2.56(2)	2.57(1)	1.85(1)	0.75(1)
15	0.41(4)	0.38(3)	0.45(2)	0.44(3)	0.47(1)	0.41(1)	0.42(1)
30	0.29(9)	0.28(1)	0.26(2)	0.21(1)	0.26(1)	0.21(1)	0.26(2)
45	0.22(3)	0.15(4)	0.19(5)	0.17(1)	0.17(5)	0.15(1)	0.21(1)
60	0.11(8)	0.09(5)	0.15(4)	0.13(1)	0.17(2)	0.14(6)	0.18(4)
75	0.12(3)	0.11(2)	0.13(1)	0.12(2)	0.16(1)	0.11(2)	0.14(1)
90	0.13(1)	0.11(2)	0.14(1)	0.11(1)	0.15(1)	0.11(1)	0.15(1)
105	0.09(3)	0.12(1)	0.14(3)	0.10(1)	0.13(1)	0.12(1)	0.15(1)
120	0.10(1)	0.11(2)	0.15(1)	0.12(1)	0.11(1)	0.12(1)	0.11(1)
135	0.11(3)	0.12(2)	0.15(1)	0.11(1)	0.12(1)	0.12(1)	0.15(1)
150	0.10(1)	0.12(2)	0.14(2)	0.12(1)	0.13(1)	0.11(1)	0.13(3)
165	0.07(2)	0.06(1)	0.09(1)	0.05(1)	0.07(1)	0.05(1)	0.07(2)
180	0.15(1)	0.17(2)	0.16(1)	0.15(40)	0.19(2)	0.11(1)	0.15(3)

5.3.1. A lövedék Coulomb-terének fókuszáló hatása a kirepülő Auger-elektronokra nézve

Az eddigiek során többször éltünk azzal a közelítéssel, miszerint a gerjesztés és a lebomlás jó közelítéssel különválasztható folyamatok. Hogy ez, a mért spektrumot tekintve, nem teljesül maradéktalanul, azt már az ütközés utáni kölcsönhatás (PCI) létezése is mutatja. Ugyanis, mint ahogy az előzőekből is látható, a PCI módosítja az Auger-csúcsok alakját.

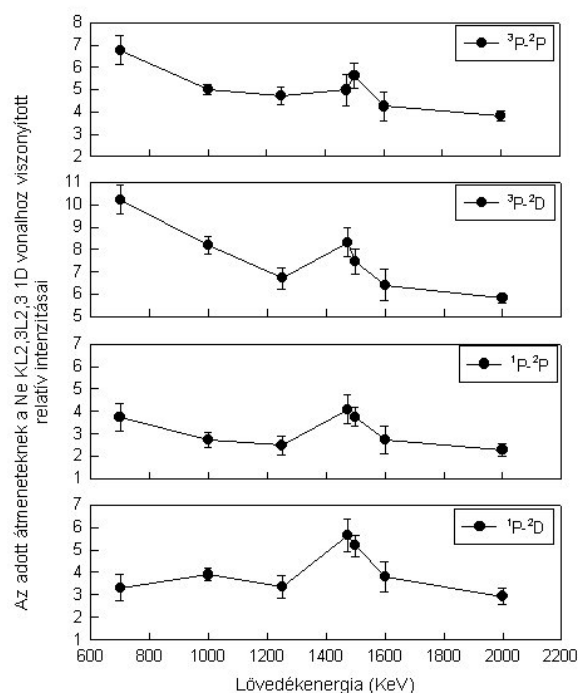
Mindezen túlmenően az ütközés utáni kölcsönhatás következtében még az Auger-csúcs intenzitása is megváltozhat [Barr89] az előzőekhez hasonló rezonanciaszerű viselkedést mutató módon. A jelenséget, melyet kísérletileg először 2-15 keV $\text{He}^+ \rightarrow \text{He}$ ütközésben keltett autoionizációs elektronokon figyeltek meg, [Swe89, Swe91] az okozza, hogy a pozitív töltésű szórt lövedék a haladási irányához közeli szögekben kibocsátott elektronokat a közöttük ható vonzó Coulomb-erőnek köszönhetően mintegy maga felé fókuszálja, megnövelve ezáltal a szórt lövedék irányában mérhető elektronintenzitást. Mivel a lövedék nagytömegű, ezért az ütközés során csak kis szögű eltérülést szenved, aminek következtében ez a Coulomb-fókuszálásnak nevezett jelenség csak a jól definiálható bejövő nyaláb irányához tartozó 0° -os szögtartomány kis környezetében lép fel.

Az, hogy a jelenség nagy energiájú ütközésekben is bekövetkezik, még az ATOMKI-ban végzett diplomamunkám során derült ki [Tót91], amelyet két további munka is [Ricz94, Viki96] megerősített.

A folyamat jól megfigyelhető a $\text{proton} \rightarrow \text{Ne}$ ütközés során keltett Ne KL-LLL szatellit vonalaknak a Ne $\text{KL}_{2,3}\text{L}_{2,3}$ (^1D) diagram vonalhoz viszonyított relatív intenzitásainál is (5.1. ábra, 5.7. táblázat, 5.6. ábra). Azon lövedékenergiák esetében (1473 KeV), ahol a lövedék sebessége közel azonos volt a vizsgált energiatartományba eső Auger-elektronok sebességével ($v_p \approx v_A$), a bejövő nyalábirányhoz képesti 0° körüli szögtartományban a környező relatív intenzitásokhoz képest kiugró intenzitásnövekedés lép fel.

5.7. táblázat: $\text{proton} \rightarrow \text{Ne}$ ütközés során keltett és a nyalábirányhoz képest 0° körüli szögtartományban mért különböző Ne KL-LLL szatellit vonalaknak a Ne $\text{KL}_{2,3}\text{L}_{2,3}$ (1D) diagram vonalhoz viszonyított relatív intenzitásai (lásd 5.6. ábra).

Löv. en. KeV	$^3\text{P} \rightarrow ^2\text{P}$	$^3\text{P} \rightarrow ^2\text{D}$	$^1\text{P} \rightarrow ^2\text{P}$	$^1\text{P} \rightarrow ^2\text{D}$
700	6.8(7)	10.2(6)	3.7(6)	3.3(6)
1000	5.0(2)	8.2(4)	2.8(4)	3.9(3)
1250	4.7(4)	6.7(5)	2.5(4)	3.4(5)
1473	5.0(7)	8.3(6)	4.1(7)	5.6(7)
1500	5.6(6)	7.5(6)	3.8(4)	5.2(5)
1600	4.3(7)	6.4(7)	2.7(6)	3.8(7)
2000	3.8(2)	5.8(2)	2.3(3)	2.9(3)



5.6. ábra: $\text{proton} \rightarrow \text{Ne}$ ütközés során keltett és a nyalábirányhoz képest 0° körüli szögtartományban mért különböző Ne KL-LLL szatellit vonalaknak a Ne $\text{KL}_{2,3}\text{L}_{2,3}$ (1D) diagram vonalhoz viszonyított relatív intenzitásai (lásd 5.7. táblázat).

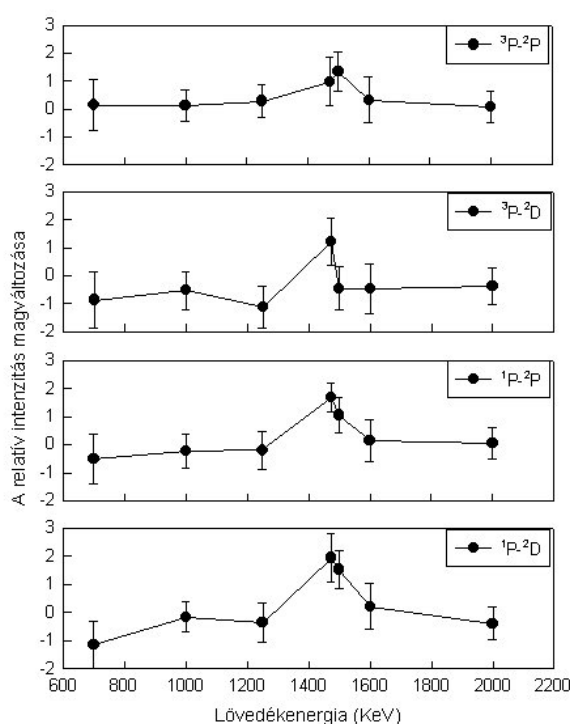
Az igaz ugyan, hogy ezen intenzitásnövekedésnek a normáláshoz használt Ne K- $L_{2,3}L_{2,3}$ (1D) diagram vonalakat is érinteni kell [Vík96], azonban a nagy intenzitásuknak köszönhetően ezek a változások viszonylagosan kicsik lesznek, szemben a tized-, illetve századakkora intenzitású szatellit vonalaknál fellépő megváltozásokkal és így a normálás nem tünteti el a spektrumban tükröződő jelenséget.

Ahhoz, hogy a 0° alatti relatív intenzitásoknak a Coulomb-fókuszálás nélküli esethez képest fellépő megváltozását meghatározhassuk, tudni kell azt is, hogy mekkora lenne az ott mérhető relatív intenzitás, ha az említett folyamat nem lépne fel. Azt azonban a folyamatok szétválaszthatatlansága miatt nem lehet direkt módon meghatározni. Szerencsére amint az 5.1. ábrán is látszik, a kirepülő Auger-elektronok szögeloszlását leíró (5.1.) egyenlet hátra-szögekben, ahol a PCI hatása elhanyagolható, jól illeszkedik a mért pontokra, azaz az abból számolható 0° alatti relatív intenzitás minden bizonnyal az ottani Coulomb-fókuszálás, illetve PCI nélkül mérhető relatív intenzitással egyenlő. Ilyen módon a 0° alatti mért- és az említett illesztésből adódó relatív intenzitások különbségei megadhatják a keresett változás mértékét, melyeket az 5.8. táblázatban és az 5.7. ábrán foglaltam össze.

5.8. táblázat: *A Coulomb-fókuszálás miatt fellépő intenzitásnövekedés (lásd 5.7. ábra).*

Löv. en. KeV	$^3P \rightarrow ^2P$	$^3P \rightarrow ^2D$	$^1P \rightarrow ^2P$	$^1P \rightarrow ^2D$
700	0.2(9)	-0.9(1.0)	-0.5(9)	-1.2(8)
1000	0.1(6)	-0.5(7)	-0.2(6)	-0.2(5)
1250	0.3(6)	-1.1(8)	-0.2(7)	-0.4(7)
1473	1.0(9)	1.2(9)	1.7(5)	1.9(9)
1500	1.4(7)	0.5(8)	1.1(6)	1.5(7)
1600	0.3(8)	-0.5(9)	0.1(8)	0.2(8)
2000	0.1(6)	-0.4(6)	0.1(6)	-0.4(6)

Ezen a téren végzett vizsgálataim (5.1. ábra, az 5.7. táblázat, 5.6. ábra, valamint az 5.8. táblázat, 5.7. ábra) alapján látható, hogy az ütközés utáni kölcsönhatás következtében fellépő és a csúcsintenzitás megnövekedésében megnyilvánuló Coulomb-fókuszálás jelensége a PCI következtében létrejövő csúcsalak torzuláshoz hasonlóan rezonáns folyamat, amely a kirepülő Auger-elektronok sebességéhez közeli lövedéke energiák esetén éri el a maximumát.



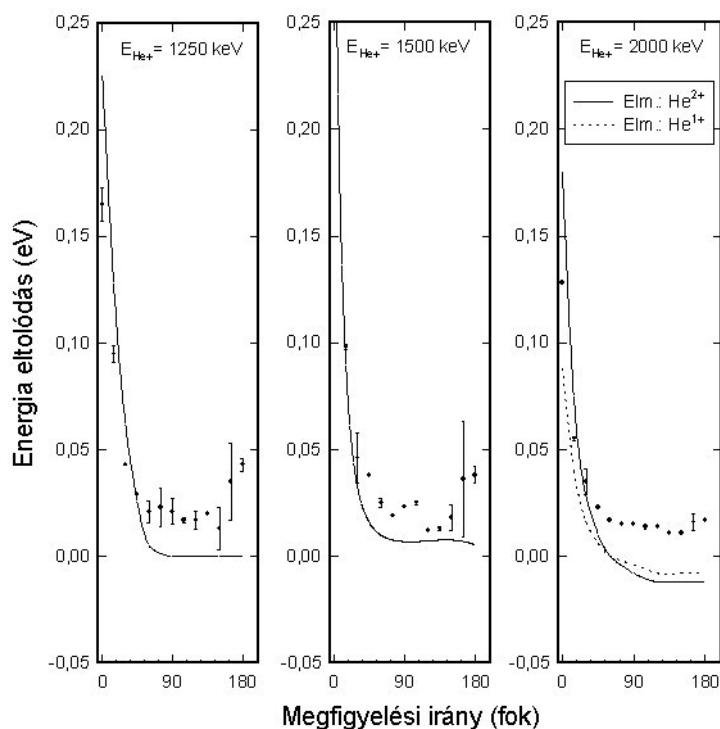
5.7. ábra: A Coulomb-fókuszálás miatt fellépő relatív intenzitásváltozás és annak a lövedék sebességtől függő rezonáns viselkedése (lásd 5.8. táblázat).

Továbbá látható, hogy az a feltételezés, melyet az előző fejezetekben ismertetett elméleti munkák általánosan alkalmaznak, miszerint a gerjesztés és a lebomlás különválasztható folyamatok, nem állja meg minden körülmények között a helyét. Ugyanis, az e feltételezést felhasználó (5.1.) egyenlet nem tudja visszaadni a 0° körül esetenként mérhető intenzitásnövekedéseket. A folyamat teljes leíráshoz tehát nélkülözhetetlen az ütközés utáni kölcsönhatás figyelembevétele.

A Coulomb-fókuszálás kísérleti vizsgálatának ezen módszere az én munkáim során alakult ki.

5.3.2. Az elsődlegesen kilökött elektronok szerepe az ütközés utáni kölcsönhatás alakulásában

Az ütközés utáni kölcsönhatás szög, és energia szerinti eloszlásának tanulmányozására számos kísérleti munka született, azonban a kezdeti időkben - az egyszerűbb mérési körülményeknek köszönhetően - ezek nagy része csak a bombázó lövedék irányú tartományokra korlátozódott.



5.8. ábra: Az általam mért $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ar}$ ütközésben keltett Ar LMM Auger-vonalaknak a PCI következtében fellépő energiaeltolódása ($\Delta E = \Gamma \xi / 2$, (2.31) egyenlet). Az elmélettel való összehasonlításképpen feltüntettem egy, a torzított folytonos hullámú közelítésben (2.5.2. fejezet, [Barr89]) végzett számolásunkat (folytonos vonal), amely figyelmen kívül hagyja az elsődlegesen kilökött elektronok hatását.

Az ott észlelt vonalalak-torzulást és az energia-eltolódást, valamint ezek rezonanciaszerű viselkedését mind a torzított folytonos hullámú-, mind pedig a félklasszikus közelítések kielégítően le tudták írni.

5.9. táblázat: Az általam mért $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ar}$ ütközésben keltett Ar L-MM Auger-vonalaknak a PCI következtében fellépő energia-eltolódása ($\Delta E = \Gamma \xi / 2$, 2.31. egyenlet). Az elmélettel való összehasonlításképpen feltüntettem a torzított folytonos hullámú közelítésben (2.5.2. fejezet, [Barr89]) végzett számolásainkat, melyek figyelmen kívül hagyják az elsődlegesen kilökött elektronok hatását.

szög (fok)	Lövedék energia						
	1250 keV		1500 keV		2000 keV		
	Kísérlet	Elmélet (He2+)	Kísérlet	Elmélet (He2+)	Kísérlet	Elmélet (He2+)	Elmélet (He1+)
0	0.165(8)	0.225		0.3502	0.128(1)	0.18	0.088
15	0.095(4)	0.125	0.098(1)	0.0882	0.055(1)	0.072	0.04
30	0.043(1)	0.06	0.046(12)	0.0317	0.036(6)	0.028	0.016
45	0.029(1)	0.025	0.038(1)	0.0155	0.023(1)	0.01	0.006
60	0.021(5)	0.005	0.025(2)	0.0098	0.017(1)	0	0
75	0.023(9)	--	0.019(1)	0.0076	0.015(1)	--	--
90	0.021(6)	0	0.023(1)	0.0068	0.015(1)	-0.008	-0.004
105	0.017(1)	--	0.025(1)	0.0068	0.014(1)	--	--
120	0.017(4)	0	0.012(1)	0.0072	0.014(1)	-0.012	-0.008
135	0.020(1)	--	0.013(1)	0.0076	0.011(1)	--	--
150	0.013(10)	0	0.018(6)	0.0076	0.011(1)	-0.012	-0.008
165	0.035(52)	--	0.036(27)	0.0069	0.016(4)	--	--
180	0.043(1)	0	0.038(4)	0.0053	0.017(1)	-0.012	-0.008

Ezek az elméletek azonban, amint azt az általam $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ar}$ ütközés során végzett mérések elsőként megmutatták [Tót94], nem tudnak maradék nélkül számot adni a nyalábirányhoz képest 30°-nál nagyobb szögek esetén tapasztalható energia-eltolódás nagyságáról (5.9. táblázat, 5.8. ábra). Ennek az oka, amint arra akkor rámutattunk, abban keresendő, hogy a PCI leírására kidolgozott elméletek csak két részecskének, a

csak kis mértékben szóródó és ezért a hatását főleg csak az előre irányokban éreztető lövedék ionnak és az Auger-elektronnak a kölcsönhatását veszik figyelembe, míg az elsődlegesen kilökött elektronokat figyelmen kívül hagyták. Ennek a feltevésnek az érvényét egy későbbi munkánk igazolta [Vik97].

Ezen alfejezet összefoglalásképpen tehát azt mondhatjuk, hogy az atomi ütközések során létrejött Auger-átmenetektől származó elektronok energia-eloszlásának alakulására a lövedék ion mellett még az elsődlegesen kilökött elektronok Coulomb-tere is számottevő hatással van, tehát a figyelembevételétől nem tekinthetünk el.

6. Összefoglalás

6.1. Összefoglalás

Az atomi ütközésekben lejátszódó folyamatok tanulmányozásának egyik módja a kirepülő elektronok energia- és szögeloszlásának együttes vizsgálata. Az elmúlt időszakban több erre alkalmas berendezést is kifejlesztettek az MTA Atommagkutató Intézetében (ATOMKI), melyek közül az egyik legsokoldalúbban használható az ESA-21 elektrosztatikus elektron-spektrométer, amivel számos nemzetközileg is elismert eredményt értek el.

Munkáim, melyek során kísérletileg tanulmányoztam a proton, illetve He^+ lövedékekkel bombázott Ne és Ar atomok által kibocsátott Auger-elektronok energia-, és szögeloszlását, is ezen vizsgálatsorozatokhoz kapcsolódnak. Céлом az ion-atom ütközésekben fellépő ionizációs és legerjesztődési folyamatok, valamint az ütközés utáni kölcsönhatások minél teljesebb megismerése volt.

A kísérletekben használt proton-, és He^+ nyalábokat az ATOMKI 5MV-os Van de Graaff generátora szolgáltatta, és az Auger-elektronok irány szerinti energia-eloszlásának a vizsgálatát az ESA-21 három-menetes elektrosztatikus elektronspektrométerrel végeztem. A mérések nagy energiafelbontással, a nyalábirányhoz képest 0° - 180° -ig terjedő szögtartományban, 15° -os lépésközzel történtek. A lövedékegyergia a Ne Auger-spektrumok esetében proton lövedékekre 700 keV-2000 keV, He^+ lövedékekre 2000 keV, valamint az Ar Auger-spektrumok esetében He^+ lövedékekre 1250 keV-2000 keV volt.

A dolgozatom első fejezete rövid áttekintést ad a téma történeti háttéréről. A második részben a vizsgált folyamatok elméleti leírása található, különös tekintettel az ionizációs folyamatokra, az Auger-bomlásra, az Auger-elektronok szögeloszlására, és a nagy energiájú ion-atom ütközésekben fellépő ütközés utáni kölcsönhatásra. A harmadik fejezetben a mérések során alkalmazott kísérleti összeállítást, míg a negyedik fejezetben a mért Ar és Ne Auger-spektrumok kiértékelésénél alkalmazott módszereket mutatom be. Eredményeimet a dolgozat ötödik fejezete tartalmazza.

A vizsgálataim három fő témakörre oszthatók. Az egyik az atomi ütközések során fellépő ionizációs folyamatokkal foglalkozik, a másik a belső atomi héjak szerkezetének a tanulmányozásával kapcsolatos, míg a harmadik az ütközésből kirepülő töltött részecskék közötti, úgynevezett ütközés utáni kölcsönhatás szerepét tárgyalja.

Tudományos eredményeimet a következő pontok tartalmazzák:

1. Az ionizációs folyamatok vizsgálata.

Proton- és He^+ -neon ütközésekben, a szimultán K- és L-héj ionizációt követő, úgynevezett szatellit Auger-elektronok szögeloszlását mértük széles lövedék energia tartományban és arra kerestünk választ, hogy mi okozza a kísérleti és elméleti beállítódási paraméterek közötti jelentős eltérést.

Megmutattuk, hogy könnyű lövedékek esetében a kétszeres ionizációból származó szatellit Auger-elektronok két folyamatból erednek. Az egyik a direkt kétszeres Coulomb-ionizáció, amely felelős a beállítódásért és valószínűsége a lövedék sebességével csökken. A másik az úgynevezett kirázódásos-ionizáció, amikor is az egyszeres K-héj ionizációt követő átrendeződés során, egy külső héjon lévő elektron szabad állapotba kerülhet és így az ütközés végállapotában ugyan úgy egy kétszeresen töltött ion bomlik el, mint a direkt folyamatok során. Ezen folyamat független a lövedék sebességétől és izotrop.

A két folyamat arányát megvizsgáltam He^+ lövedék esetére is, amikor a direkt és indirekt kétszeres ionizáció elméleti aránya közel négyszeresére nő a proton-lövedékhez képest. A direkt és indirekt ionizációt is figyelembe vevő számolásainkkal értelmezni tudtuk mérési a eredményeink lövedék sebességtől való függését, és vizsgálataim, a korábbiakat kiegészítve, a nyalábirányhoz képest előre szögekben is használható eredményekre vezettek.

2. A belső atomi héjak szerkezetének kapcsolata az Auger-elektronok irányeloszlásának anizotrópiájával.

2/a. Koherencia- és korrelációs hatások a Ne KL-LLL szatellit Auger-bomlás anizotrópiájában.

Az elméleti vizsgálatok alapján az Auger-bomlásból kirepülő elektronok irányeloszlásának anizotrópiája nagy érzékenységet mutathat az elektronállapotok keveredésének a mértékére, illetve a kezdeti-, valamint a végállapotbeli spin- és pályamomentumok csatolódásaira.

Kísérleti úton elsőként mutattam meg, hogy az Auger-bomlás anizotrópiája valóban érzékeny indikátora az elektronállapot-keveredések mértékének. Továbbá a módszer alkalmazásával arra is fény derült, hogy a Ne vizsgált elektronállapotainak az egymással való keveredése minden bizonnyal kisebb mértékű annál, mint ahogy azt az előzetes elméleti vizsgálatok sugallták.

Ezen munkáim egyedülállóak, ami minden feltehetően a felmerülő mérési, valamint adatfeldolgozási nehézségeknek köszönhető.

2/b. Az Ar L-MMM szatellit Auger-elektronok anizotrop szögeloszlása.

Ar céltárgyból kirepülő Auger-elektronok anizotrop szögeloszlását vizsgáltam nagy energiafelbontással, olyan He^+ lövedéksebességeknél, ahol az Auger-elektronok irányeloszlását jellemző anizotrópia-paraméter rendkívül kicsi. A felmerülő kísérleti nehézségek miatt ez az energia tartomány fehér foltnak számít az anizotrópia jelenségek tanulmányozásában.

A mért és számolt anizotrópia paraméterek összehasonlítása alapján azt a következtetést vontam le, hogy az adott sebességtartományon belül, a viszonylagosan nagy relatív hibák következtében, nem lehet egyértelmű különbséget tenni az LS-, valamint a közbenső csatolást használó elméletek között, de az előjelek következetes

egyezése miatt a közbenső csatolásban számolt anizotrópia paraméterek jobban egyeznek a kísérleti adatokkal.

A vizsgálatok során meghatározó szerepem volt a mérések kivitelezésében, a spektrumok kiértékelésében, valamint a mért adatok értelmezésében. Továbbá elmondható, hogy ezen általam mért Ar L-MM Auger-spektrumok napjainkig is a legpontosabbak közé tartoznak.

3. Az ütközés utáni kölcsönhatás következményeinek tanulmányozása.

3/a. Az elsődlegesen kilökött elektronok szerepe az ütközés utáni kölcsönhatás alakulásában.

Az atomi ütközésből kirepülő töltött részecskék Coulomb-terének az Auger-elektronokra gyakorolt hatását ütközés utáni kölcsönhatásnak (Post Collision Interaction, PCI) nevezzük, amely a lövedék sebességének és irányának a függvényében rezonáns folyamat. Ez akkor a legintenzívebb, amikor a lövedék sebessége a kirepülő Auger-elektron sebességével megegyezik és legszembetűnőbben az Auger-csúcs energiájának eltolódásában, alakjának torzulásában és intenzitásának megváltozásában nyilvánul meg.

Ezen jelenség első átfogó kísérleti tanulmányozásában én is részt vettem, aminek során részletesen vizsgáltuk az ütközés utáni kölcsönhatásnak a kirepülő Auger-elektron és a szóródott lövedék által bezárt szög, és lövedékenergia szerinti függését.

A PCI leírására korábban alkalmazott elméletek azonban csak a lövedéknek az Auger-elektronra gyakorolt hatását vették figyelembe és elhanyagolták a többi kirepülő részecskét. Elsőként az általam, He^+ -Ar ütközésben végzett mérések mutattak rá, hogy ez a modell nem elegendő a folyamat maradék nélküli leírására és, hogy még figyelembe kell vennünk legalább az elsődlegesen kilökött elektronokat. A későbbi méréseink, és elméleti analízisünk mindezt igazolták.

3/b. A lövedék Coulomb-terének fókuszáló hatása a kirepülő Auger-elektronokra nézve.

A PCI-nek van egy Coulomb-fokuszálásnak nevezett megnyilvánulása, amely szintén rezonáns folyamat és csak a szórt lövedék iránya körüli szűk szögtartományon belül figyelhető meg. Ez ugyancsak a lövedék és a kirepülő Auger-elektron között fellépő Coulomb-kölcsönhatásnak a következménye. Ennek során az eltávozó lövedék a haladási irányához képest kis szöggel kirepülő Auger-elektronokat önmaga felé fókuszálja, megnövelve ezáltal a távozó lövedék irányában mérhető Auger-intenzitást. Ennek kapcsán megmutattam, hogy a jelenség a Ne KL-LLL szatellit Auger-vonalak szögeloszlásában is megfigyelhető, és részt vettem azon vizsgálatokban, amelyek a Ne K- $L_{2,3}L_{2,3}$ (1D) diagram vonal esetében tanulmányozták a Coulomb-fokuszálás következtében fellépő intenzitásváltozásokat.

A jelenség felderítésére tudatosan irányuló első, méréssorozatot én végeztem, és a későbbi mérésekben is aktívan rész vettem.

6.2. Summary

One of the methods of studying ion-atom collisions is the simultaneous investigation of the energy and angular distributions of outgoing electrons. In the last decades several suitable instruments were developed in the Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences (ATOMKI) for such investigations. One of them is the ESA-21 electrostatic electron spectrometer which achieved several internationally recognized results.

My works, where I have experimentally studied the energy- and angular-distribution of the Auger-electrons emitted from Ne and Ar atoms following proton and He^+ impact ionization, are also connected to this instrument. My aim a complete study of ionization and decaying processes, as well as the Post Collision Interactions in ion-atom collisions.

The proton and He^+ beams used in the experiments were obtained from the 5 MV Van de Graaff accelerator of ATOMKI and the energy and angular distribution of Auger-electrons, ejected in the scattering plane, were analyzed by the ESA-21 triple stage electron spectrometer. The relative energy resolution of our measurement was high and the spectra were gathered with 15° steps within the 0° - 180° observation angle range relative to the beam direction. In the case of the Ne Auger spectra the measurements were performed using 700 keV-2000 keV proton- and 2000 keV He^+ projectiles. In the case of the Ar Auger spectra the measurements were performed using 1250 keV-2000 keV He^+ projectiles.

In my dissertation a brief historical overview is given in the introductory chapter summarizing the precursors of the present study. A summary of the theoretical description the processes related to the present work is given in the second chapter. In particular, the discussion of the ionization processes, the Auger-decay, the theory of angular distribution of the Auger-electrons, and the Post Collision Interaction (PCI) in fast ion-atom collisions are given. In the third chapter the experimental setup is presented. In the fourth chapter I discuss the details of the measured Ar- and Ne Auger spectra and the details of the methods and procedures applied in the data

processing. In the fifth chapter the results of my work are presented in five sections. Three main subjects of my results are discussed in my dissertation. One deals with the ionization processes during atomic collisions, the second is connected to the investigation of the structure of inner atomic shells, and the third one deals with the Post Collision Interaction between the outgoing charged particles emitted from the target atom.

My results are summarized in the following paragraphs.

1. Investigation of ionization processes.

We have studied the angular distribution of satellite Auger-electrons following simultaneous K- and L-shell ionization induced by proton and He^+ projectiles in wide energy regions, and wanted to know the reason of the differences between the measured and calculated alignment parameters.

We have shown that the satellite Auger-electrons can be originated from two different ionization processes. One is the direct double Coulomb-ionization which is responsible for the alignment of target ion but its probability decreases as the projectile velocity increases. The other one is the shake-off ionization where following a single K-shell ionization in consequence of the rearranging processes an outer electron is rejected. Although it produces double ionization that can decay by emitting satellite Auger-electrons, but these processes are anisotropic and independent of the projectile velocity.

I investigated the ratio of these two processes in the case of He^+ projectile where the theoretical ratio of the direct and indirect ionization processes is four times bigger compared to the case of proton projectile. With our calculations that took into account both the direct and indirect ionization processes we could give an explanation of the projectile velocity dependence of the alignment parameters. Furthermore, my investigations extended the earlier and gave usable results in the forward directions with respect to the projectile beam direction.

2. Connection between the structure of inner atomic shells and the anisotropy of Auger-decay.

2/a. Experimental Study of Coherence and Correlation in the Anisotropy of Ne KL-LLL Satellite Auger Decay.

On the basis of theoretical investigations the angular anisotropy of electron emission is sensitive to the coherent excitation of overlapping atomic states and to the coupling of spin and orbital angular momenta in the initial and final bound states of Auger emission.

Experimentally I have shown first that the anisotropy of the Auger-electron emission (from double-vacancy states) is indeed sensitive to the extent of the overlap of different (coherently excited) atomic states. Furthermore, I have shown that this overlap in the case of Ne 1s2p double-vacancy states is smaller than it was supposed earlier.

These results have the most important novelties in the present work and are unique presumably due to the experimental and data processing difficulties.

2/b. The anisotropic angular distribution of Ar L-MMM satellite Auger-electrons

I have investigated the anisotropic angular distribution of Auger-electrons emitted from Ar target in such He^+ projectile velocity region where the anisotropy-parameter, that describes the angular distribution of Auger-electrons, is close to zero. Because of the experimental difficulties the studied energy region is counted as undiscovered area in the field of studying anisotropy phenomena.

I have compared my experimental results with two different theories calculated in intermediate- and LS-coupling. As a result it can be concluded that both of the theories are suitable to describe the angular anisotropy, although the consistent agreement of the signs of the measured parameters with the results calculated in the

intermediate coupling shows that the intermediate coupling scheme is more appropriate for the treatment of the problem. Furthermore, these Ar L-MMM spectra are the most accurate even at present.

3. Study of post collision interaction

3/a. The role of prompt electrons in the post collision effect.

The Coulomb interaction between charged particles and the decaying fragments produced in an atomic collision is called Post Collision Interaction (PCI) that is resonant process and depends on the direction and value of projectile velocity. It is the most intensive when the velocity of projectile is the same as the velocity of outgoing Auger-electron. When the excited atomic or ionic species decay by an Auger process, the PCI is manifested in the energy shift, line shape distortion and intensity variation of the Auger lines.

I participated in the first overall measurements regarding to the investigation of the angular and projectile energy dependence of PCI effect.

However, in the earlier theoretical descriptions of PCI the Coulomb interaction was taken into account just between the projectile and the Auger-electron and neglected the effect of the other outgoing particles. I have made the first measurement in $\text{He}^+ - \text{Ar}$ collisions, which showed that these models can't describe the processes entirely and for the proper description I suggested to take into account not only the effect of the projectile but at least the prompt electrons. Our later experimental and theoretical investigations proved this assumption.

3/b. The effect of Coulomb focusing on the outgoing Auger-electrons

The Coulomb focusing effect of PCI is also a resonant process and appears within a small angular region around the scattered projectile. This effect is due to the strong Coulomb attraction between the two outgoing charged particles, the projectile

and the Auger-electron, with matching velocities. At this time the outgoing projectile is focuses the electrons towards the direction of its motion hereby increasing the Auger-intensity in that direction.

In connection with this I have shown that the variation of the intensity of the Ne K-LL satellite Auger lines due to Post Collision Interaction is observable and the experimental data confirm the theoretically predicted focusing effect of PCI. Furthermore, I participated in those additional experimental and theoretical investigations which studied the Coulomb focusing effect in the case of Ne K-L_{2,3}L_{2,3} (¹D) diagram line.

7. Köszönetnyilvánítás

Köszönetemet fejezem ki témavezetőmnek Dr Ricz Sándornak, aki az általam vizsgált problémákat felvetette, a megoldásukat ötleteivel és konkrét munkájával segítette.

Köszönettel tartozom közvetlen munkatársaimnak, Dr Sulik Bélának, Dr Takács Endrének, Dr Végh Jánosnak, Dr Kövér Ákosnak, Dr Sarkadi Lászlónak és Dr Kádár Imrének, akik nélkül nem érhettem volna el a dolgozatban bemutatott eredményeimet, valamint köszönettel tartozom Prof. Berényi Dénes és Prof. Pálinkás József akadémikusoknak, akik támogatták a munkáimat.

Továbbá köszönetet mondok az ATOMKI Atomfizikai Főosztályán dolgozó valamennyi munkatársamnak, akik ha kellett, minden esetben a segítségemre voltak.

8. Közleményeim jegyzéke^{(A dolgozatomhoz kapcsolódó}

közleményeket csillaggal jelöltem meg.)

8.1. Referált közlemények

- 1.* Takács E., Sarkadi L., Ricz S., Sulik B., **Tóth L.**: ‘Measurement of post-collision interaction effects for p on Ne collisions’, *Journal of Physics "B"*, **24**, 381 (1991)
2. Závodszky, P.A., Sarkadi L., Tanis, J.A., Berényi D., Pálincás J., Plano, V., Gulyás L., Takács E., **Tóth L.**: ‘Projectile energy dependence of the contributions of different mechanisms to cusp electron production in He → Ar collisions’, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research "B"*, **79**, 67 (1993)
- 3.* **Tóth L.**, Víkor Gy., Ricz S., Pelicon, P., Miller, R.: ‘Study of the Ar LMM spectra by He⁺ projectile at 1250 keV, 1500 keV and 2000 keV bombardment energies’, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research "B"*, **86**, 151 (1994)
- 4.* Takács E., Ricz S., Végh J., Kádár I., Pálincás J., Sulik B., **Tóth L.**, Berényi D., Kabachnik, N.M.: ‘Alignment of the 1s2p vacancy states of Ne doubly ionized by 700-2000-keV proton impact’, *Physical Review "A"*, **50**, 1197 (1994)
- 5.* Víkor Gy., Ricz S., Kövér Á., Sulik B., **Tóth L.**, Kádár I.: ‘Ion-electron coincidence extensions for an electrostatic electron spectrometer’, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research "A"*, **381**, 86 (1996)
- 6.* Víkor Gy., Ricz S., Sulik B., **Tóth L.**, Kövér Á., Végh J.: ‘Strong projectile-energy dependence of the Auger-line intensity at 0 degree due to Coulomb focusing in fast proton-neon collisions’, *Journal of Physics "B"*, **29**, 787 (1996)
7. Víkor Gy., Ricz S., **Tóth L.**, Sulik B., Végh J., Kövér Á., Kövér L.: ‘Angular distribution of N₂ KVV Auger electrons induced by 1.5 and 2 MeV protons’, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research "B"*, **124**, 393 (1997)

8. Víkor Gy., **Tóth L.**, Ricz S., Kövér Á., Végh J., Sulik B., 'Transition energies and relative intensities of Ar L_{2,3}-MM diagram Auger lines: high resolution study', *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* **83**, 235 (1997)
9. **Tóth L.**, Mező Gy., Gerlei O.: 'Haynald Observatory Photosphere Observations 1880-1919', *Journal for the History of Astronomy*, **33**, 278 (2002)
(A közleményhez tartozó 6221 db digitalizált fotoszféra észlelés részét képezi a National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) National Geophysical Data Center (NGDC) adatbázisának.)
10. **Tóth L.**, Szegedi S.: 'Impacts of space weather on sea-level pressure over the auroral oval', *Weather*, **58**, 229 (2003)
11. **Tóth L.**, Gerlei O.: 'On the orientational relaxation of bipolar active regions', *PADEU*, **13**, 95 (2003)
12. **Tóth L.**, Gerlei O.: 'On the Dynamic Disconnection of Rising Omega Loops', *Solar Physics*, 220, 43-59 (2004)
- 13.* **Tóth L.**, Ricz S., Takács E., Sulik B., Végh J., Kádár I.: 'Experimental Study of Coherence and Correlation in the Anisotropy of Ne KL-LLL Satellite Auger Decay', *Phys, Rev. A*, **69** 1050 (2004)
14. **Tóth L.**, Gerlei O.: 'On the Dynamic Disconnection of Rising Omega Loops', *Astrophysics and Space Science Library*, **320**, 231-234 (2004)
15. **Tóth L.**, Szegedi S.: 'Connection between the space weather and certain changes of sea level pressure over the Auroral oval', in the '*Lectures in Geophysics and Physics*' (Ed.) Schröder W, **VI**, Heft 2 pp. 21-32 (2005)
16. Matsuda H., **Tóth L.**, Shimizu T., Matsui F., Daimon H., 'On and off-axis focusing in a wide-angle electrostatic mesh lens', *Vacuum*, (submitted, 2005)

8.2. Atomki Annual Reportban megjelentek

- 1.* Takács E., Sarkadi L., Ricz S., Sulik B., **Tóth L.**: ‘Measurement of post-collision interaction effects for p on Ne collisions’, *Atomki Annual Report 1990*, 53 (1991)
2. Tőkési K., Ricz S., Takács E., Sulik B., **Tóth L.**, Takada, N.: ‘e⁻ impact energy dependence of the L₃ subshell alignment of Ar’, *Atomki Annual Report 1990*, 55 (1991)
3. Ricz S., Kádár I., Végh J., Fülöp Zs., Takács E., Wakiya, K., Szabó Gy., **Tóth L.**: ‘An exact comparison of the experimental and theoretical ECC cusp energies’, *Atomki Annual Report 1991*, 63 (1992)
4. Sarkadi L., Závodszy, P.A., Kuzel, M., Maier, R., Pálincás J., Gulyás L., Takács E., **Tóth L.**, Berényi D., Groeneveld K.O.: ‘Systematic study of the ECC cusp at impact of neutral atoms’, *Atomki Annual Report 1992*, 47 (1993)
5. Závodszy, P.A., Sarkadi L., Tanis, J.A., Berényi D., Pálincás J., Plano, V.L., Gulyás L., Takács E., **Tóth L.**: ‘Contribution of transfer ionization to cusp electron production in He⁺ on Ar collisions’, *Atomki Annual Report 1992*, 49 (1993)
- 6.* Takács E., Ricz S., Végh J., Kádár I., Pálincás J., Sulik B., **Tóth L.**, Berényi D., Kabachnik, N.M.: ‘Alignment of the 1s2p vacancy states of neon doubly ionized by 700-2000 keV proton impact’, *Atomki Annual Report 1992*, 59 (1993)
- 7.* **Tóth L.**, Víkor Gy., Ricz S., Pelicon, P., Miller, R.: ‘Study of the Ar LMM spectra by He⁺ projectile at 1250 keV, 1500 keV and 2000 keV bombardment energies’, *Atomki Annual Report 1993*, 60 (1994)
- 8.* Víkor Gy., **Tóth L.**, Ricz S., Pelicon, P., Kövér Á., Sulik B., Végh J.: ‘Angular distribution of post collision interaction at Ar KLL Auger transition’, *Atomki Annual Report 1994*, 44 (1995)

9. Víkor Gy., **Tóth L.**, Ricz S., Kövér Á., Végh J.: 'The ratio of the Ne^+ and Ne^{2+} remnant ions in coincidence with the inelastically scattered electrons', *Atomki Annual Report 1994*, 45 (1995)
- 10.* **Tóth L.**, Ricz S., Takács E., Sulik B., Végh J., Kádár I.: 'Experimental study of the coherence and correlation effects in the anisotropy of Ne KLL satellite Auger spectra ionized by 700-2000 keV proton impact', *Atomki Annual Report 1994*, 47 (1995)
11. Víkor Gy., **Tóth L.**, Ricz S., Kövér Á., Végh J.: 'A recoil ion detector for the EAS-21 electron spectrometer', *Atomki Annual Report 1994*, 88 (1995)
12. Víkor Gy., **Tóth L.**, Ricz S., Kövér Á., Végh J.: 'Channeltron as a pulse electron gun for coincidence measurements', *Atomki Annual Report 1994*, 89 (1995)
13. Víkor Gy., **Tóth L.**, Ricz S., Kövér Á., Sulik B., Végh J.: 'The effect of post-collision interaction on Kr $L_{2,3}$ MM Auger lines at 2.6 and 3.6 MeV H^+ impact', *Atomki Annual Report 1995*, 42 (1996)
14. Víkor Gy., Kövér Á., Ricz S., Sulik B., **Tóth L.**: 'Efficiency curve for ESA-21 electron spectrometer', *Atomki Annual Report 1995*, 98 (1996)
15. Víkor Gy., Ricz S., **Tóth L.**, Sulik B., Végh J., Kövér Á., 'Angular distribution of K-VV Auger-line intensities from N_2 molecules induced by 1.5 and 2 MeV protons', *Atomki Annual Report 1996*, 35 (1997)
16. Víkor Gy., Ricz S., Sulik B., Kövér Á., **Tóth L.**, Végh J., 'Enhancement of the Auger-line intensity due to the fast proton-neon post-collision interaction', *Atomki Annual Report 1996*, 36 (1997)
17. Sulik B., Kövér Á., Víkor Gy., Ricz S., **Tóth L.**, Berényi D., 'Electron loss contribution to the continuous electron spectra from 150 keV/u C^+N^+ He collisions', *Atomki Annual Report 1996*, 42 (1997)

8.3. Konferencia kiadványok, előadások, posztterek

- 1.* Takács E., Sarkadi L., Ricz S., Sulik B., **Tóth L.**: ‘Measurement of post-collision interaction effects for p on Ne collisions’, *Seventeenth International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions (XVII.ICPEAC)*, Brisbane., Brisbane, Australia, (1991)
- 2.* Takács E., Sarkadi L., Ricz S., Sulik B., **Tóth L.**: ‘Measurement of post-collision interaction effects for p on Ne collisions’, *2nd Debrecen-Uzhgorod-Miskolc Triangle Seminar on Atomic Collision*, Miskolc, (1991)
3. Ricz S., Kádár I., Végh J., Fülöp Zs., Takács E., Wakiya K., Szabó Gy., **Tóth L.**: ‘A possible post collision interaction in the electron capture to continuum process’, *Hahn-Meitner Institut GmbH, Berlin, Germany*, (1991)
4. Ricz S., Kádár I., Végh J., Takács E., Fülöp Zs., Wakiya K., **Tóth L.**, Sulik B., Szabó Gy., Sarkadi L.: ‘Elektron befogás a lövedék folytonos állapotában (Azonos-e ezen elektronok sebessége a lövedékével?)’, *XI.Magyar Magfizikus Találkozó. Szeged*, (1992)
5. Takács E., Sarkadi L., Ricz S., Sulik B., **Tóth L.**: ‘Valóban Lorenz alakú-e az Auger-elektronok energia-eloszlása? - avagy az ütközés utáni kölcsönhatás jelensége atomi ütközésekben’, *Magyar Fizikus Vándorgyűlés. Szeged*, (1992)
6. Sarkadi L., Závodszky, P.A., Tanis, J.A., Berényi D., Pálincás J., Plano, V., Gulyás L., Takács E., **Tóth L.**: ‘Projectile energy dependence of the contributions of different mechanisms in cusp electron production in $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ar}$ collisions’, *12th International Conference of the Application of Accelerators in Research and Industry. Denton, Texas, USA*, (1992)
7. Závodszky, P.A., Sarkadi L., Kuzel, M., Pálincás J., Gulyás L., Takács E., **Tóth L.**, Berényi D., Groeneveld, K.O.: ‘Projectile energy dependence of the ECC electron cusp in $\text{He}^{0,+}$ on Ar collisions’, (Invited paper), *12th International Conference of the Application of Accelerators in Research and Industry. Denton, Texas, USA*, (1992)

8. Závodszy, P.A., Sarkadi L., Berényi D., Tanis, J.A., Pálincás J., Plano, V., Gulyás L., Takács E., **Tóth L.**: ‘Cusp electron production mechanisms in $\text{He}^{0,+}$ on Ar collisions’, *Institut für Kernphysik, J.W.-Goethe Universität, Frankfurt, Germany*. (1992)
9. Závodszy, P.A., Sarkadi L., Berényi D., Pálincás J., Gulyás L., Takács E., **Tóth L.**, Tanis, J.A., Plano, V., Kuzel, M., Groeneveld, K.O.: ‘Cusp electron production mechanisms in $\text{He}^{0,+}$ on Ar collisions’, *Western Michigan University, Department of Physics, Kalamazoo, USA*, (1992)
10. Závodszy, P.A., Sarkadi L., Tanis, J.A., Pálincás J., Plano, V., Berényi D., Gulyás L., Takács E., **Tóth L.**: ‘Transzfer ionizáció $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ar}$ ütközésekben’, *Magyar Fizikus Vándorgyűlés. Szeged*, (1992)
- 11.* Ricz S., Takács E., Kádár I., Sarkadi L., Végh J., **Tóth L.**, Sulik B., Berényi D.: ‘Resonant post collision interaction in p-Ne collision’, *ORNL. Oak Ridge, USA*, (1992)
12. Závodszy P.A., Sarkadi L., Kuzel M., Pálincás J., Gulyás L., Takács E., **Tóth L.**, Berényi D., Groeneveld, K.O.: ‘Projectile energy dependence of the ECC electron cusp in $\text{He}^0 \rightarrow \text{Ar}$ collisions’, *3rd Debrecen-Uzhgorod-Miskolc Triangle Seminar on Atomic Collision Processes. Uzhgorod*, (1992)
13. Sarkadi L., Závodszy, P.A., Tanis, J.A., Berényi D., Pálincás J., Plano, V., Gulyás L., Takács E., **Tóth L.**: ‘Projectile energy dependence of the contributions of different mechanisms to cusp electron production in $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ar}$ collisions’, *3rd Debrecen-Uzhgorod-Miskolc Triangle Seminar on Atomic Collision Processes. Uzhgorod*, (1992)
14. Plano, V., Sarkadi L., Závodszy, P.A., Berényi D., Pálincás J., Gulyás L., Takács E., **Tóth L.**, Tanis, J.A.: ‘Cusp electron production in 75-300 keV $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ar}$ collisions’, *VI-th International Conference on the Physics of Highly-Charged Ions. Manhattan, Kansas, USA*, (1992)
15. Závodszy, P.A., Sarkadi L., Kuzel, M., Pálincás J., Gulyás L., Takács E., **Tóth L.**, Berényi D., Groeneveld, K.O.: ‘Projectile energy dependence of the ECC

- electron cusp in $\text{He}^0 \rightarrow \text{Ar}$ collisions', *Proceedings of the 3rd Triangle Seminar on Atomic Collision Processes. Uzhgorod*, 27 (1993)
16. Sarkadi L., Závodszky, P.A., Tanis, J.A., Berényi D., Pálincás J., Plano, V., Gulyás L., Takács E., **Tóth L.**: 'Projectile energy dependence of the contributions of different mechanisms to cusp electron production in $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ar}$ collisions', *Proceedings of the 3rd Triangle Seminar on Atomic Collision Processes. Uzhgorod*, 31 (1993)
 - 17.* **Tóth L.**, Víkor Gy., Ricz S., Pelicon, P., Miller, R.: 'Study of the Ar LMM spectra by He^+ projectile at 1250, 1500 and 2000 keV bombarding energies', *5th Workshop on Fast Ion-Atom Collisions. Debrecen, Hungary*, 25 (1993)
 - 18.* Takács E., Ricz S., Végh J., Kádár I., Pálincás J., Sulik B., **Tóth L.**, Berényi D.: 'The role of the shake-off ionization process in the alignment of the $1s2p$ double vacancy states of Ne at high proton impact energies', *X'93 Sixteenth International Conference on X-Ray and Inner-Shell Processes. Debrecen, Hungary*, 164 (1993)
 19. Kuzel, M., Sarkadi L., Závodszky, P.A., Pálincás J., Gulyás L., Takács E., **Tóth L.**, Berényi D., Maier, R., Groeneveld K.O.: 'Die Bedeutung des ECC Cusp in Stößen neutralen Atome', *Arbeitsgruppe Energiereiche Atomare Stösse, EAS-14*, 10 (1993)
 20. Plano, V.L., Sarkadi L., Závodszky, P.A., Berényi D., Pálincás J., Gulyás L., Takács E., **Tóth L.**, Tanis, J.A.: 'Cusp electron production in 75-300 keV $\text{He}^+ \rightarrow \text{Ar}$ collisions', in *the Proceedings of the 6th International Conference on the Phys. of Highly-Charged Ions. Manhattan, Kansas, 1992.*, Ed.:P.Richard, M.Stöcklin,C.L.Cocke et al. New York, AIP **274**, 307 (1993)
 - 21.* Ricz S., Takács E., Kádár I., Végh J., **Tóth L.**, Sulik B., Berényi D.: 'Angular dependence of the PCI effect in proton-neon collisions', *XVIIIth International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions. Aarhus, Denmark*, 522 (1993)
 - 22.* Víkor Gy., **Tóth L.**, Ricz S., Pelicon, P., Sulik B., Végh J., Kövér Á.: 'Measurements of angular dependence of post collision interaction in ion-atom

- collisions at medium energies', *Energierreiche Atomare Stösse*, EAS-15, 29, (1994)
23. Víkor Gy., **Tóth L.**, Ricz S., Kövér Á., Végh J.: 'Extensions for the ESA-21 electron spectrometer' (Contributed Papers) *17th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases. Beograd, Yugoslavia*, 59 (1994)
 24. Víkor Gy., **Tóth L.**, Ricz S., Kövér Á., Végh J.: 'Coincidence study of Ne KLL Auger at the 1.5MeV proton bombardment', *Third International workshop on Auger Spectroscopy and Electronic ructure IWASES III. Liverpool, United Kingdom*, 44 (1994)
 - 25.* Pelicon, P., Ricz S., **Tóth L.**, Víkor Gy.: 'Screening of the post-collision interaction in the ion-atom collision', *5th EPS Conference on Atomic and Molecular Physics (ECAMP5). Edinburgh*, Ed. R.C.Tompson, **19A**, 552 (1995)
 26. Ricz S., Víkor Gy., **Tóth L.**, Kövér Á., Sulik B., Végh J.: 'Molecular orientation in 2 MeV proton - N₂ collisions', *XIX ICPEAC - Nineteenth International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions. Whistler, British Columbia, Canada*, 388 (1995)
 27. Víkor Gy., Ricz S., **Tóth L.**, Kövér Á., Végh J.: 'The ratio of the Ne⁺ and Ne²⁺ Remnant ions in coincidence with the inelastically scattered electrons', *XIX ICPEAC - Nineteenth International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions. Whistler, British Columbia, Canada*, 464 (1995)
 - 28.* Víkor Gy., Ricz S., Sulik B., Kövér Á., **Tóth L.**, Végh J., Paripás B.: 'The Auger-line intensity enhancement due to the fast ion-atom post-collision interaction', *6th Workshop on Fast Ion-Atom Collisions. Debrecen, Hungary*, 24 (1996)
 29. Víkor Gy., Ricz S., **Tóth L.**, Sulik B., Végh J., Kövér Á.: 'Angular distribution of KVV Auger-line intensities from N₂ molecules induced by 1.5 and 2 MeV protons', *6th Workshop on Fast Ion-Atom Collisions. Debrecen, Hungary*, 48 (1996)

- 30.* **Tóth L.**, Ricz S., Takács E., Sulik B., Végh J., Kádár I.: 'Study of Ne KLL satellite Auger spectra ionized by 700-2000 keV proton impact', *6th Workshop on Fast Ion-Atom Collisions. Debrecen, Hungary*, 47 (1996)
31. Sulik B., Kövér Á., Ricz S., Víkor Gy., **Tóth L.**, Berényi D., 'The contribution of the electron loss processes to the continuous electron spectra from 100 keV/u $C^{q+}N^{q+}$, +He collisions at electron emission angles from 0 degree to 180 degree, 20th International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Vienna, Austria, 23-29 July, 1997
32. Víkor Gy., Ricz S., Sulik B., **Tóth L.**, Kövér L., 'Post collision interaction at the beam direction measured with different acceptance angle of the spectrometer', (Abstr. TH 131) 20th International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Vienna, Austria, 23-29 July, 1997
33. Víkor Gy., **Tóth L.**, Ricz S., 'Anomalous behavior of isotropic Ne Auger-line intensity in matching region of proton projectile, 21st International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Sendai, Japan, July 22-27, 1999
34. Ludmány A., Baranyi T., Mező Gy., **Tóth L.**: 'Clusters in Solar Active Regions', in the Proceedings of the 9th European Meeting on Solar Physics, Florence, Italy, ESA SP **448**, 613 (1999)
35. **Tóth L.**, Gerlei O.: 'Tilt Angle Variation Through the 14th Sunspot Cycle', in the Proceedings of The 1st Solar & Space Weather Euroconference, 'The Solar Cycle and Terrestrial Climate', Santa Cruz de Tenerife, Tenerife, Spain, (Ed). A. Wilson, ESA SP **463**, 439 (2000)
36. **Tóth L.**, Szegedi S.: 'Relationships Between Ionospheric Disturbances and Changes of Sea Level Pressure Over the Arctic', in the Proceedings of The 1st Solar & Space Weather Euroconference, 'The Solar Cycle and Terrestrial Climate', Santa Cruz de Tenerife, Tenerife, Spain, (Ed). A. Wilson, ESA SP **463**, 529 (2000)
37. **Tóth L.**: 'A Tévelygő juhász' (előadás), *A magyarországi csillagászat 1000 esztendeje c. csillagászat-történeti konferencia, Szombathely* (2001).

38. **Tóth L.**, Végvári J.: ‘Napfogyatkozás és népművészet’ (előadás), *A magyarországi csillagászat 1000 esztendeje c. csillagásztörténeti konferencia, Szombathely* (2001)
39. **Tóth L.**, Mező Gy., Gerlei O.: ‘A kalocsai Haynald Obszervatórium fotoszféra rajzai 1880-tól 1919-ig’ (előadás), *A magyarországi csillagászat 1000 esztendeje c. csillagásztörténeti konferencia, Szombathely* (2001)
40. **Tóth L.**, Gerlei O., ‘Tilt angle of solar bipolar magnetic regions’ (előadás), Astrophysical Seminar, Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences, Pulkovo, May (2001)
41. **Tóth L.**, Gerlei O.: ‘Additional results in connection with the orientational relaxation of bipolar active regions’ (előadás), *Turbulence, Waves and Instabilities in the Solar Plasma, NATO Advanced Research Workshop, Budapest* (2002)
42. **Tóth L.**, Szegedi S.: ‘Összefüggés az auróra-gyűrű alatt mérhető tengerszinti légnyomás változásai és az űridőjárás között’ (előadás), *XXIII Ionoszféra-Magnetoszféra Szeminárium, Tihany* (2002)
43. **Tóth L.**, Gerlei O.: ‘The tilt angles of active regions and the subsurface properties of their magnetic flux loops’ (előadás), *"Solar Magnetic Phenomena" Summer School & Workshop at the Kanzelhöhe Solar Observatory, Kanzelhöhe, Austria*, (2003)
44. **Tóth L.**, Shimizu H., Matsuda H., Daimon H., ‘Design and fabrication Method of the New Wide Angle Electrostatic Lens’ (előadás), *CREST-JST Workshop, NAIST, Japan, 28 July* (2004)
45. Daimon H., Matsuda H., **Tóth L.**, Shimizu T., Matsui F., ‘Photoemission Electron Microscope (PEEM) for 3D electronic and atomic structure of nanoparticles’ (előadás), in the *2nd International Symposium on Technologies and Applications of Photoelectron Micro-Spectroscopy with Laser-based VUV sources*, Tsukuba, Japan, 1-3 February (2005)
46. **Tóth L.**, Szegedi S., ‘The space weather’ (előadás), NAIST Japan, 27 Apr. (2005)

47. **Tóth L.**, Shimizu H., Matsuda H., Daimon H., 'Experiment of Mesh lens' (előadás), *CREST-JST Workshop*, NAIST, Japan, 27 Apr (2006)

8.4. Egyéb fizikához, illetve csillagászathoz kapcsolódó írásaim

1. **Tóth L.**, 'Napfogyatkozás és népművészet', *Természet Világa* 130, 366 (1999)
2. **Tóth L.**, 'A visszacsapó íj', *A debreceni Déri Múzeum Évkönyve 2004*, Debrecen, 55-70 (2005)

9. Irodalomjegyzék

- [Aber67] Aberg T., *Phys. Rev.*, **156**:35, (1967)
- [Abe52] Abetti G., *The history of astronomy*, The Life of Science Library, **24**:187, (1952)
- [Alb90] Albiez A., Thoma M., Weber W., Mehlhorn W., *Z. Phys. D*, **16**:97, (1990)
- [Ald75] Alder K., Bohr A., Huus T., Mattelson B., Winter A., *Rev. Mod. Phys.*, **28**:432, (1956)
- [Arc86] Arcuni P.V., *Phys. Rev. A*, **33**:105, (1986)
- [Arc87] Arcuni P.V., Schneider D., *Phys. Rev. A*, **36**:3059, (1987)
- [Arm87] Armen G.B., Tulkki J., Aberg T., Crasemann B., *Phys. Rev. A*, **36**:5606 (1987)
- [Asa68] Assad W.N., Mehlhorn W., *Zeit. Phys.*, **217**:304, (1968)
- [Aug25] Auger M.P. *J.Phys.Radium*, **6**:205, (1925)
- [Ava89] Avaldi L., Stefani G., Lahmam A., Duguet A., Harrison I., King G.C., *Springer Series in Surface Sciences*, **18**, (1989)
- [Bam72] Bambynek W., Crasemann B., Fink R.W., Freund H.V., Mark H., Swift C.D., Price R.E., Rao P.V., *Rev. Mod. Phys.*, **44**:416, (1972)
- [Ban59] Bang J., Hansten J.M., Danske Violensh. Selsh., *Mat.- Phys. Meddr.*, **31**
- [Bar66] Barker R.B., Berry H.W., *Phys. Rev.* **151**:14 (1966)
- [Barr89] Barrachina R.O., Macek J.H., *J. Phys B*, **22**:2151 (1989)
- [Bas73] Basbas G., Brandt W., Laubert R., *Phys. Rev. A.*, **7**:983 (1973)
- [Bau74] Baur G., Pauli M., Trautmann D., *Nucl. Phys. A.*, **221**:333, (1974)
- [Bea80] Beatham N., Grant I.P., McKenzie B.J., Rose S.J., *Phys. Scr.*, **21**:423, (1980)
- [Bel79] Belkic Dz. Gayet R., Salin A., *Phys.Rep.*, **56**:279, (1979)
- [Ber77] Berezhko E.G., Kabachnik N.M., *J. Phys. B.*, **10**:2467 (1977)
- [Beré81] Berényi D., *Fizikai Szemle XXXI/7*:241(1981)
- [Bev69] Bevington P.R., *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGRAW-HILL BOOK COMPANY (1969)

- [Bro74] Bronstein J.N., Szemengyajev K.A., *Matematikai zsebkönyv*, Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 716.old. (1974)
- [Bruc80] Bruch R., Klar H., **J.Phys. B.**, **13**:1363, (1980)
- [Bru83] Bruneau J., *J. Phys. B. At. Mol. Phys.*, **16**:4135, (1983)
- [Car65] Carlson T.A., Krause M.O., *Phys. Rev.*, **137**:1655, (1965a)
- [Car73] Carlson T.A., Nestor C., W., *Phys. Rev. A.*, **8**:2887, (1973)
- [Cha76] Chattarji D., *The theory of Auger transitions*, Academic Press London, New York, San Francisco, (1976)
- [Che64] Chesire I.M., *Proc. Phys. Soc.* **84**:89 (1964)
- [Chen92] Chen M.H., *Phys. Rev. A.*, **45**:1684, (1992)
- [Chen93] Chen M.H., *Phys. Rev. A.*, **47**:3733, (1993)
- [Cle74] Cleff B., Mehlhorn W., *J. Phys. B.*, **7**:593, (1974)
- [Cro83] Crother S.F., McCann J.F., *J. Phys. B.*, **16**:3229, (1983)
- [Cum92] Cumpston P.J., Seah M.P., *Surface and Interface Analysis*, **18**:345, (1992)
- [Dev57] Devons S., Goldfarb L. J. B., *Nuclear Reactions III*, edited by Flüge S., *Handbuch der Physik* **42**:362 (Springer, Berlin, 1957)
- [Dya82] Dyall K.G., Larkins F.P., *J. Phys. B. At. Mol. Phys.*, **15**:2793, (1982)
- [Dya89] Dyall K.G., Grant I.P., Johnson C.T., Paripa F.A., Plummer E.P., *Comput. Phys. Commun.*, **55**:425, (1989)
- [Eic76] Eichler J., Fritsch W., *J. Phys.B.*, **9**:1477 (1976)
- [Fan51] Fano U., *National Bureau of Standards Reports* **No 1214**, (1951)
- [Flü72] Flüge S., Mehlhorn W., Cchmidt V., *Phys. Rev. Lett.*, **29**:7 (1972)
- [Gry65] Gryzinski M., *Phys. Rev. A.*, **138**:1268, (1964)
- [Gun81] Gundersen R., *Sci./Techn.Rep.* **121**, Univ. Bergen
- [Han79] Hanashiro H., Suzuki Y., Sasaki T., Mikuni A., Takayanagi T., Wakiya K., Suzuki H. Danjo A., Hino T., Ohtani S., *J. Phys. B.* **12**:L775 (1979)
- [Heb90] Heber O., Bandong B.B., Sampoll G., Watson R.L., *Phys. Rev. Lett.*, **64**:851, (1990)
- [Hel86] Helenelund K., Tan K.L., Gelius U., *J.Phys.B.*, **19**:2659, (1986)

- [Her93] Hergenbahn U., Lohnman B., Kabachnik N.M., Becker U., *J.Phys. B.*, **26**:L117, (1993)
- [Hus87] Huster R., Sander W., Mehlhorn W., *J.Phys.B.*, **20**:L287, (1987)
- [Hic74] Hicks P.J., Cvejanovic S., Comer J., Read F.H., Sharp J.M., *Vacum*, **24**:573, (1974)
- [Hin79] Hink W., Schmidt H.P., Ebding T., *J. Phys. B.* **12**:L257, (1979)
- [Jam77] Jamison K.A., Richard P., *Phys. Rev. Lett.*, **38**:484, (1977)
- [Kab88] Kabachnik N.M., *J.Phys. B.*, **21**:267, (1988)
- [Kab91] Kabachnik N.M., Lohmann B., Mehlhorn W., *J.Phys B.*, **24**:2249, (1991)
- [Kab94] Kabachnik N.M., Tulkki J., Aksela H., Ricz S., *Phys. Rev. A.*, **49**:4653 (1994)
- [Kam93] Kammerling B., Krassing B., Schmidt V., *J. Phys. B*, **26**:261 (1993)
- [Kád83] Kádár I., *Kandidátusi értekezés*, Debrecen: Atomki (1983)
- [Kád90] Kádár I., Ricz S., Végh J., Sulik B., Varga D., Berényi D., *Phys. Rev. A.*, **41**:3518, (1990)
- [Kin75] King G.C., Read F.H., Bradford R.C., *J. Phys. B.* **13**:2210, (1975)
- [Koc77] Kochbach L., Tauljberg K., *Tenth International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions*, (CEA, Paris 1977) 44.o.
- [Kol74] Koltay E., Szalay A., *ATOMKI Közlemények*, **16**:181, (1974)
- [Kör66] Körber H., Mehlhorn W., *Z. Phys.* **191**:217, (1966)
- [Köv83] Kövér Á., Varga D., Szabó Gy., Berényi D., Kádár I., Ricz S., Végh J., Hock G., *J. Phys. B*, **16**:1017, (1983)
- [Kra66] Krause M.O., Carlson T.A., *Phys. Rev.*, **149**:52, (1966)
- [Kra67] Krause M.O., Carlson T.A., *Phys. Rev.*, **158**:18, (1967)
- [Kra71] Krause M.O., Carlson T.A., Moddeman W.E., *J. Phys. (Paris)* **32**:139 (1971)
- [Kra79] Krause M.O., Oliver J.H., *J. Phys. Chem. Ref. Data* **8**:329 (1979)
- [Kuc86] Kuchiev M.Y, Sheinermann S.A., *Sov. Phys.-JETP* **63**:986, (1986)
- [Kuc88] Kuchiev M.Y, Sheinermann S.A., *J. Phys. B.*, **21**:2027, (1988)

- [Lan78] Landau L.D., Lifsic E.M., *Elméleti fizika III.*, 334.old., Tankönyvkiadó, Bp., (1978)
- [McG73] McGuire J.H., Richard P., *Phys. Rev.A.*, **8**:1374 (1973)
- [McG82] McGuire J.H., *Rev. Lett.*, **49**:1153, (1982)
- [Meh68] Mehlhorn W., *Phys. Lett.*, **26**:166 (1968)
- [Meh78] Mehlhorn W., Electron spectrometry of Auger and Autoionising states: experiment and theory., The Institute of Physics University of Aarhus, Denmark, (1978)
- [Meh80] Mehlhorn W., Taulbjerg K., *J.Phys. B.* **13**:445, (1980)
- [Meh85] Mehlhorn W., *Atomic Inner-Shell Physics*, Plenum Press, New York, London, szerk. Crasemann B., (1985)
- [Mer58] Merzbacher E., Lewis H.W., *Handbuch der Physik*, Springer-Verlag, Berlin, **34**:166, (1958)
- [Mer77] Merzbacher E., Wu J., *Tenth International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions*, (CEA, Paris 1977) 46.o.
- [Nor79] Nordgen J., Agren C., Nordling C., Siegban K., *Phys. Scr.*, **19**:5, (1979)
- [Ogu83] Ogustrov G.N., *J. Phys. B.* **16**:L745 (1983)
- [Rac51] Racah G., *Phys. Rev.*, **84**:910, (1951)
- [Ric89] Ricz S., Kádár I., Végh J., *Nucl. Instr. and Meth., B.* **40-41**:77, (1989)
- [Ric91] Ricz S., Kádár I., Végh J., *Nucl. Instr. and Meth. B.* **40**:77 (1989)
- [Ric94] Ricz S., *Nucl., Inst. and Meth. in Phys. Res. B.* **86**:119 (1994)
- [Rus86] Russek A., Mehlhorn W., *J. Phys. B. At. Mol. Phys.*, **19**:911, (1986)
- [San86] Sander W., *J.Phys.B.*, **19**:L863, (1986)
- [Sar77] Sarkadi L., *Atomki közlemények*, **3**:275, (1977)
- [Sar91] Sarkadi L., Vajnai T., Végh J., Kövér Á., *J. Phys. B.* **24**:1655 (1991)
- [Sch77] Schmidt V., Sander N., Mehlhorn W., Adam M.Y., Wuilleumier F., *Phys. Rev. Lett.* **38**:63 (1977)
- [Sch81] Schmidt V., Krummacher S., Wuilleumier F., Dhez P., *Phys. Rev. A* **24**:1803, (1981)
- [Sew84] Sewel E.C., Crowe A., *J. Phys. B.*, **17**:L547, (1984)

- [Swe89] Svenson J.K., Burggörför J., Meyer F.W., Havener C.C., Gregory D.C., Stolterfoht N., *Phys. Rev. Lett.*, **66**:417, (1989)
- [Swe91] Svenson J.K., Burggörför J., Meyer F.W., Havener C.C., Gregory D.C., Stolterfoht N., *Phys. Rev. Lett.*, **66**:417, (1991)
- [Sim78] Simonyi K. *A fizika kultúrtörténete*, :358,367.o., **Gondolat** (1978)
- [Siz80] Sizov V.V., Kabachnik N.M., *J.Phys. B.*, **13**:1601, (1980)
- [Sou83] Southworth S., Becker U., Truesdale C.M., Kobrin P.H., Lindle D.W., Owaki S., Shirley D.A., *Phys. Rev. A* **28**:261 (1983)
- [Sto74] Stolterfoht N., Schneider D., *Phys. Rev. Lett.*, **33**:59, (1974)
- [Sto87] Stolterfoht N., *Phys. Rep.*, **146**:371, (1987)
- [Str88] von der Straten P., Morgenstern R., Niehaus A., *Z. Phys. D*, **8**:35 (1988)
- [Tak91] Takács E., Sarkadi L., Ricz S., Sulik B., Tóth L., *J. Phys. B*, **24**:L381 (1991)
- [Tak94] Takács E., Ricz S., Végh J., Kádár I., Pálincás J., Sulik B., Tóth L., Berényi D., Kabachnik N.M., *Phys. Rev. A*, **50**:1197, (1994)
- [Tan91] Tanis J.A., Bernstein E.M., Clark M.W., Ferguson S.M., Price R.N., *Phys. Rev. A.*, **43**:4743, (1991)
- [Tho85] Thompson M., Baker M.D., Christie A., Tyson J.F., *Auger Electron Spectroscopy, Chemical Analysis Series*, **74**:122.old. (1985)
- [Tót91] Tóth L, Diplomamunka, KLTE-ATOMKI (1991)
- [Tót94] Tóth L., Víkor Gy., Ricz S., Pelicon P., Miller R., *Nucl. Instr. and Meth. B*, **86**:151, (1994)
- [Tul87] Tulkki J., Armen G.B., Aberg T., Crasemann B., Chen M.H., *Z.Phys. D* **5**:241, (1987)
- [Tul92] Tulkki J., Aberg T., Aksela H., Mantykentta A., *Phys. Rev. A.*, **46**:1357, (1992)
- [Tul93] Tulkki J., Kabachnik N.M., Aksela H., *Phys. Rev. A.*, **48**:1277, (1993)
- [Tul93b] Tulkki J., Aksela H., Kabachnik N.M., *Phys. Rev. A.*, **48**:2957, (1993)
- [Var79] Varga D. *Kandidátusi értekezés* Debrecen:Atomki, (1979)

- [Var92] Varga D., Kádár I., Ricz S., Végh I., Kövér Á., Sulik B., Berényi D. *Nucl. Inst. and Meth. A.*, **313**:163, (1992)
- [Vég89] Végh J., *EWA V2.09. User Guide.*, MTA Atomki, Debrecen (1989)
- [Vík96] Víkor Gy., Ricz S., Sulik B., Tóth L., Kövér Á., Végh J., *J.Phys.B.*, **29**:L787,(1996)
- [Vík97] Víkor Gy., Ricz S., Kövér Á., Gulyás L., Pelicon P., Sulik B., *J. Phys. B.*, **30**:4339, (1997)
- [Wig77] Wight G.R., Van der Wiel M.J., *J. Phys. B.* **10**:601, (1977)
- [Yag81] Yagashita A., Hanashiro H., Ohtani S., Suzuki H., *J. Phys. B.* **14**:L777, (1981)

**Ion-atom ütközésekben keltett
Ar L-MM és Ne K-LL Auger-elektronok szögeloszlása**

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

Írta Tóth László okleveles fizikus

Készült a Debreceni Egyetem fizika doktori iskolája
(atom- és molekulafizika programja) keretében.

Témavezető: Dr Ricz Sándor

A doktori szigorlati bizottság:

elnök: Dr.

tagok: Dr.

Dr.

A doktori szigorlat időpontja: 2006.

Az értekezés bírálói:

Dr.

Dr.

Bírálóbizottság:

elnök: Dr.

tagok: Dr.

Dr.

Dr.

Dr.

Az értekezés védésének időpontja: 2006.