

Spenik Ottó

az MTA külső tagja

Elektron–atom és ion–atom ütközéseket kísérő fizikai alapfolyamatok

Elhangzott 1999. április 14-én

Kivonat

A cikk rövid áttekintést nyújt a szerző és kollégái által végzett kísérletekről, a lassú elektronok és ionok atomi részecskékkel történő ütközésekkor fellépő elemi folyamatok fizikájáról. Bemutatásra kerül a hipocikloidális elektron-monokromátor és analizátor, a sokcsatornás kisméretű semleges atomforrás, valamint a szerző és munkatársai által kifejlesztett egytöltésű ionforrás működése. Taglalva vannak az olyan folyamatok, mint a szóródás, gerjesztés, ionizálás és a hátraszóródás teljes hatáskeresztmetszetének mérési aspektusai. Továbbá felsorolásra kerülnek azok a legérdekesebb eredmények, amelyek érintik az elektronok nemesgázokon és a Mengyelejev-táblázat második csoportjának egyes atomjain történő szóródás teljes hatáskeresztmetszeteit, valamint az atomok monokromatikus elektronokkal a küszöbenergia közelében történő gerjesztésének kutatásait.

Bevezetés

Páros ütközések esetében fellépő elemi folyamatokról való ismereteinknek jelentős szerepe van nagyszámú atomi és molekuláris szinten történő jelenség megértésében. Ezenkívül a tudomány újabb ágazatai, valamint a techni-

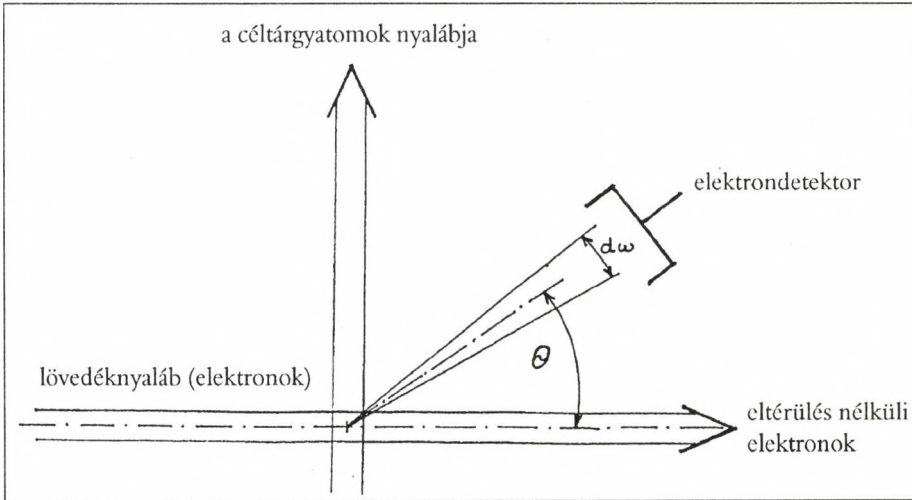
kai alkalmazások megkövetelik azon kísérleti és elméleti adatok folyamatos pontosítását, amelyek az elemi folyamatok teljes hatáskeresztmetszeteit tartalmazzák. Az ilyen alkalmazások kiterjednek a plazmafizikára és a termónukleáris energetikára, a magas hőmérsékletekkel foglalkozó hőfizikára és a hőenergia közvetlen átalakítására elektromos energiává, a gázokkal foglalkozó kvantumelektronikára és a lézerfizikára, a kozmikus és asztrofizikára, a Földön kívüli csillagászatra, a plazmakémiai technológiára, a felületfizikára, a mikroelektronikára stb.

Az elektronok és ionok szabad és kondenzált állapotú atomokkal, valamint molekulákkal történő ütközését egy sor olyan jelenség kíséri, melyek kutatása jelentősen bővíti ismereteinket az atomi rendszerek belső struktúrájáról, ezért tanulmányozásuk alapvetően fontos. A jelenleg ismeretes jelenségekhez sorolhatjuk a szórási folyamatok hatáskeresztmetszeteiben fellépő küszöbsajátosságokat, a rezonanciákat, az autoionizációt, a dielektron-rekombinációt, az emitált és szórt elektronok kölcsönhatását (a szóródást követő kölcsönhatás angol rövidítése: PCI), a kvázimolekuláris fázisinterferenciát stb.

A mérések elvi alapjai

Két részecske rugalmas ütközése alatt olyan kölcsönhatást értünk, amely során mindkét részecske belső energiája változatlan marad, de megváltozik mind a lövedék, mind pedig a céltárgy részecske impulzusa (vagyis a lövedék részecske általában megváltoztatja eredeti mozgásirányát). Ha a lövedék E kinetikus energiája eléri az atomi céltárgy első gerjesztési küszöbenergiáját, akkor a rugalmatlan szóródás lehetősége áll fenn, és az E energia további növelése esetében újabb rugalmatlan szóródási csatornák nyílnak meg párhuzamosan a rugalmas szóródás mellett. A rugalmatlan szóródás nemcsak az atomok, ionok vagy molekulák gerjesztésének eredményeképpen jöhet létre, hanem a céltárgy egyszeres vagy többszörös ionizációja esetén is, különböző típusú atomi részecskék töltéscseréjére, a negatív ionok keletkezésénél, a dielektron-rekombinációnál. (Most és az alábbiakban mindenütt a laboratóriumi koordináta-rendszert alkalmazzuk. Ennélfogva úgy képzeljük el, hogy a szűk nyalábbá kollimált lövedék részecskék kinetikus energiájának értéke E , a céltárgy részecskék pedig az ütközés előtt nyugalomban vannak.)

A napjainkban már igen széleskörűen alkalmazott elektronszórási kísérletek (alapállapotú vagy gerjesztett atomokon, molekulákon, ionokon) lényegét (1. ábra) a jól ismert Lambert–Beer összefüggés szolgáltatja, amely a ritka céltárgyközeg esetében ($\sigma Nl \gg 1$) így definiálható [1, 2]:



1. ábra. Az elektronszórás elvi vázolata

$$I_s(E) = I_0(E) \sigma_t(E) N l, \quad (1)$$

ahol: I_s a rugalmasan és rugalmatlanul szóródott elektronok teljes árama, I_0 az E energiájú primer elektronnyaláb árama, N a céltárgy részecskék sűrűsége, l az elektronnyaláb átfutási hossza a gáz- vagy gőzfázisú céltárgyközegben, σ_t a teljes (rugalmas és rugalmatlan) (integrális) szóródási hatáskeresztmetszet (TSZH).

Ha a kísérletekben *csak* a rugalmasan szóródott elektronok teljes áramát mérik (vagy pedig *csak* a rugalmatlanul szóródottakét), akkor az (1) összefüggés mintájára be lehet vezetni a rugalmas (vagy megfelelően a rugalmatlan) szóródás hatáskeresztmetszetének a fogalmát. Gyakran azokat az elektronokat detektálják, amelyek az atomi rendszer állapotának megváltozását idézték elő (pl. az atom gerjesztését, ionizációját stb.). Ilyenkor az adott folyamatot jellemző és annak valószínűségét meghatározó hatáskeresztmetszet fogalma érvényes.

Amennyiben a kísérletben a primer lövedéknyalábhoz képest csak a θ szög alatt és a $d\omega$ térszögön belül szóródott elektronok dI_s áramát detektáljuk, akkor mérhető az illető folyamat $\sigma_d = d\sigma_t / d\omega$ differenciális szórási hatáskeresztmetszete (DSZH), és az alábbi összefüggés alapján definiálható:

$$dI_s(E, \theta) = I_0(E) \sigma_d(E, \theta) N l d\omega. \quad (2)$$

Az energia egy adott (mondjuk, E_0 -nál rögzített) értékénél a $\sigma_t(E_0)$ TSZH a DSZH $\sigma_d(E_0, \theta)$ értékeinek a teljes szögterületre kiterjesztett integráljával egyenlő:

$$\sigma_t(E_0) = \int_0 \int_\varphi \sigma_d(E_0, \theta) d\omega, \quad d\omega = \sin\theta d\theta d\varphi, \quad (3)$$

ahol a φ az azimutális szórási szög, amely 0 és 2π között változik.

Mind a σ_t mind pedig a σ_d *abszolút* értékeinek meghatározása (pl. cm^2 és cm^2/sr egységekben) meglehetősen bonyolult feladat, hiszen e mérések pontosságát egyszerre több kísérleti paraméter ismeretének pontatlanságai is jelentősen korlátozhatják. E hibaforrások közé sorolhatóak a sebesség és koncentrációeloszlások bizonytalanságai az egymást metsző nyalábokban, az alkalmazott elektron-detektorok (vagy az optikai mérésekben foton-detektorok) abszolút érzékenységének kalibrációs hibái stb. Szerencsésnek nevezhető viszont az a körülmény, hogy sok esetben igen hasznos információkhoz lehet jutni a páros ütközéseket kísérő elemi folyamatokat illetően az ún. *relatív* mérések elvégzésével is; ez utóbbiak során a megfelelő hatáskeresztmetszet abszolút értéke nem kerül meghatározásra, hanem annak csupán valamilyen változó szerinti relatív változása (leggyakrabban a lövedék részecskék E energiája és/vagy a θ szórási szög függvényeiként).

Az atomokon, molekulákon és ionokon végzett rugalmas és rugalmatlan elektronszórási kísérletek (ezek nagyobb hányadukban relatív mérések) legfontosabb módozatainak az alkalmazásaival a következő típusú mérési eredményeket kapjuk:

a) a szórt elektronok szögeloszlását ($\theta = 0^\circ - 180^\circ$ tartományban) a lövedék elektronok E energiájának függvényében (a továbbiakban: energiafüggvény),

b) a TSZH energiafüggvényeit,

c) gőz- vagy gázzrétegen irányváltoztatás nélkül áthaladó elektronáram energiafüggvényeit (vagy e függvények első deriváltjait),

d) az egyes energiaszintek gerjesztésének, illetve az egyszeres vagy többszörös ionizációnak a valószínűségét (hatáskeresztmetszetét) a lövedék E energiájának a függvényében,

e) a DSZH energiafüggvényeit az elektronok ΔE_0 energiavesztésének és a θ_0 szórási szögnek valamely rögzített (de paraméterként esetleg változó) értékei mellett,

f) a különböző energiájú elektronütközéssel gerjesztett atomi autoionizációs energiaszintek bomlásából származó szabad elektronok (az ún. Auger-elektronok) energiaeloszlásait.

A felsorolt kísérletek pontossága szorosan összefügg mind a lövedék elektronok, mind pedig a szórt elektronok energia (és szórási szög) szerinti deter-

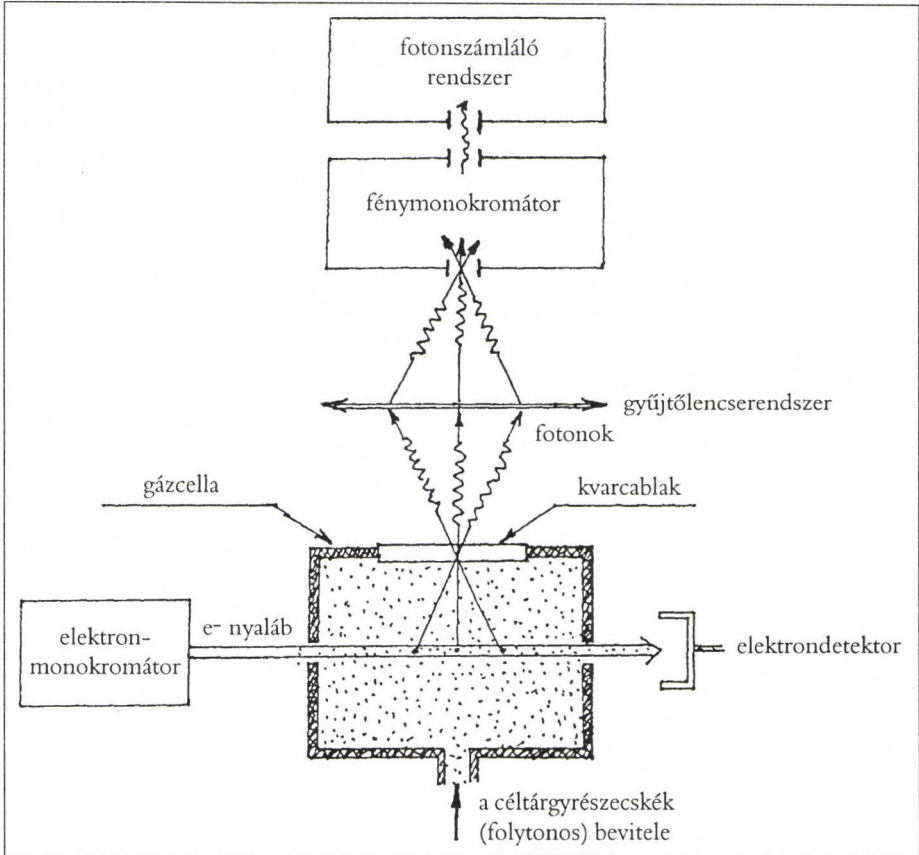
mináltságának mértékével. Egyebek között a mérések pontosságát leginkább a következő két tényező korlátozza: a mindig jelenlévő valamely véges energiaeloszlás (sebességeloszlás) a lövedéknyaláb E energiájának középértéke környezetében és a szórt elektronok detektálásának energia szerinti véges szelektivitása (energiafelbontása). A szóban forgó determináltság növelése tehát a primer elektronnyaláb energiájának homogenizálásával (szinonimákkal: monokinetizációjával, monokromatizációjával), illetve az elektrondetektálás energiafelbontásának a minél jobb értékű kísérleti megvalósításával érhető csak el.

Az optikai módszer

Amint azt az előbbi részben láttuk, az elektronspektroszkópiában elérhető legjobb $\Delta E_{1/2}$ energiafelbontás a századnyi elektronvolt nagyságrendjébe esik. Egy-egy kiválasztott atom vagy molekula esetében a véges energiafelbontás behatárolja a vizsgálható energiaszintek körét, mert hiszen csak azon energianívók gerjesztése tanulmányozható egymástól elkülönítetten, amelyeknek az egymás közötti távolsága az energiaskálán nagyobb, mint az adott kísérletben biztosított energiafelbontás. *A gerjesztett atomok spontán fotonkiszugárzásának mérésére alapozott módszer* (pl. [3]) egyik előnye a rugalmatlanul szóródott elektronok detektálásának a módszerével szemben éppen abban áll, hogy az optikai (fény)monokromátorok energiafelbontása (a fotonok energiája tekintetében) általában legalább egy nagyságrenddel meghaladja a legjobb mai elektronspektrométerekét. Az optikai módszerrel tehát egy adott céltárgy részecske lényegesen több energianívójának az elektronütközéses gerjesztése tanulmányozható, mint az elektronszórás módszerrel, hiszen az optikai monokromátorokkal az egymástól kb. 10^{-3} eV-ra elhelyezkedő energiaszintek kiszugárzása is megkülönböztethető egymástól (még akkor is, ha az optikai átmenetek alsó szintje közös). Ez különösen fontos a magasabb gerjesztési energiák irányába egyre sűrűbben elhelyezkedő energiaszintek elkülönített tanulmányozásában.

Az optikai módszer elvét a 2. ábra szemlélteti. A monokinetizált nyaláb elektronjai egy néhány köbcentiméter belső űrtartalmú gázcellában ütköznek a céltárgy részecskéikkel.

A gerjesztett részecskék spontán kiszugárzása a cella falán elhelyezett kvarcablakon és egy lencserendszeren keresztül jut el a fénymonokromátorra, amely csak az éppen kiválasztott optikai spektrumvonal fotonjait engedi át a fotonszámláló mérőrendszerre. E mérések közvetlen eredményei az ún.



2. ábra. Az optikai mérések elvi vázolata

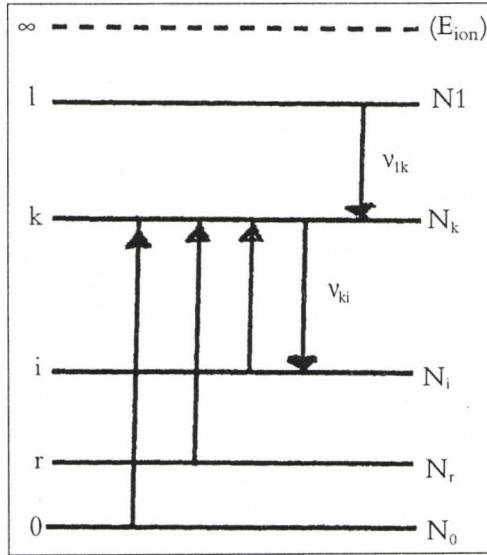
optikai gerjesztési függvények, vagyis a céltárgy részecske egyes jól szeparált optikai spektrumvonalainak intenzitásváltozása a gerjesztő elektronnyaláb E energiájának függvényében.

Egy adott optikai spektrumvonal gerjesztésének energiafüggő $Q_{ki}(E)$ hatáskeresztmetszetét a következő összefüggés definiálja:

$$Q_{ki}(\nu) = I_{ki}(\nu) / (n N_0 \nu h \nu_{ki}), \quad (4)$$

ahol I_{ki} a spektrumvonal abszolút intenzitása (az egységnyi ütközési térfogatra vonatkoztatott kisugárzás teljesítménye), n és N_0 a gerjesztő nyaláb elektronjainak és az alapállapotban lévő céltárgy részecskék (szabad atomok vagy

molekulák) koncentrációja, megfelelően, $v = \sqrt{2E / m_e}$ az E kinetikus energiájú lövedék-elektronok sebessége, $h\nu_{ki}$ a k -adik és i -edik nívók közötti elektronátmenetek során kisugárzott foton energiája (3. ábra).



3. ábra. Egy adott atomi energiaszint betelepítését és kiürítését előidéző átmenetek vázolata

Az i áramerősségű és S keresztmetszetű gerjesztő elektronnyaláb n koncentrációja és v sebessége közötti $n = i/(vSe)$ (itt e az elektron töltése) összefüggés felhasználásával a

$$Q_{ki}(\nu) = I_{ki}(\nu) S E / (i N_0 h \nu_{ki}) \quad (5)$$

alakban is megadható.

Egy adott spektrumvonal ún. *optikai gerjesztési függvénye* (OGF) a (4) és (5) képletekben is szereplő megfelelő mennyiségekkel a következőképpen definiálható:

$$f(\nu) = Q_{ki}(\nu) / Q_{max} = I_{ki}(\nu) / I_{max}, \quad (6)$$

ahol a Q_{max} és I_{max} , megfelelően, a $Q_{ki}(\nu)$ és az $I_{ki}(\nu)$ függvények értékei a maximumban (természetesen az adott energia vagy sebesség szerinti mérési intervallumon belül). Lévén dimenziótlan, ez a függvény csupán az illető spektrumvonal gerjesztési hatáskeresztmetszetének *relatív* változásait tükrözi az energia vagy sebesség függvényében. (Kissé előrefutva már itt megemlít-

jük azonban, hogy a „csupán relatív” OGF-ek önmagukban is igen hasznos információkat szolgáltatnak az atomi energiaszintek gerjesztését illetően.) Ha viszont az $f(\nu)$ relatív OGF legalább egy pontjában meghatározásra kerül az $I_{ki}(\nu)$ abszolút intenzitás is, akkor a (4) vagy (5) képletben szereplő egyéb kísérleti adatok ismeretében *abszolút* egységekben is megadható az idetartozó $Q_{ki}(\nu)$ hatáskeresztmetszet, tehát az egész relatív OGF is abszolút skálára ültethető át (pl. a cm^2 -ben megadott Q_{ki} mint a lövedék elektronok eV-ban kifejezett E energiájának a függvénye).

A (4) és (5) képletekkel definiált hatáskeresztmetszettől *eltérő fizikai tartalommal bír* az illető optikai spektrumvonal felső nivójának – az atomi alapállapotból történő – ún. *direkt* $Q_{ok}(\nu)$ elektronütközéses gerjesztési-hatáskeresztmetszete. E hatáskeresztmetszet és a spektrumvonal $I_{ki}(\nu)$ abszolút intenzitásának a kapcsolatát ideális esetben (tökéletesen monoenergetikus gerjesztő elektronnyalábot feltételezve és kizárva számos olyan másodlagos folyamatot, mint pl. a lépcsőzetes gerjesztés, a kisugárzott fotonok reabszorpciója, az ún. másodfajú ütközések stb.) az alábbi összefüggés [3] adja meg:

$$I_{ki} = ((nN_0 Q_{ok}(\nu)\nu) / (\sum_{r=0}^{k-1} A_{kr})) + (\sum_{f=k+1}^{\infty} N_1 A_{fk}) / (\sum A_{kr}) A_{ki} h\nu_{ki}, \quad (7)$$

ahol N_1 az atomok koncentrációja az l -edik energianívón, A_{ki} , A_{kr} és A_{lk} az indexeknek megfelelő nivók közötti spontán átmeneteket jellemző valószínűségek (Einstein-koefficiensek). E kifejezésben az *első tag* a Q_{ok} hatáskeresztmetszettel jellemzett *direkt gerjesztés* szerepét tükrözi, a második tag pedig az ún. optikai *kaskádátmenetek* összhatását adja meg a vizsgált k -adik nivó betelepítésében. Tehát valamely k -adik energianívó Q_{ok} hatáskeresztmetszetének a kimérése meglehetősen bonyolult feladatot jelent, mert ehhez meg kell határozni az adott nivóról kiinduló (azt *kiürítő*) és az azon végződő (kaskádátmenetekkel azt felülről *beteleptítő*) összes lehetséges spektrumvonal abszolút intenzitását is. Különösen a kaskádátmeneteket jelentő spektrumvonalak igen gyakran az infravörös színeképtartományba esnek, ami igen megnehezíti abszolút intenzitásaiknak az elfogadható pontosságú meghatározását. Szerencsére azonban ezeknek a vonaloknak az abszolút intenzitása sok esetben *indirekt úton* is megállapítható, mégpedig úgy, hogy az esetleges túlságosan nagy λ_{lk} hullámhosszal rendelkező adott átmenet I_{lk} intenzitása *helyett* egy rövidebb λ_{lr} hullámhossznál jelentkező (már a mérhetőség intervallumába eső) *másik* spektrumvonal I_{lr} abszolút intenzitása kerül kimérésre. Ha a vonatkozó spektrumvonalak A_{lk} és A_{lr} átmeneti valószínűségei *ismert* értékűek, akkor az I_{lk} intenzitás a szóban forgó mennyiségeknek az alábbi egyenlőséggel megadott kapcsolat alapján határozható meg:

$$I_{lk} = I_{lr} \lambda_{lr} A_{lk} / \lambda_{lk} A_{lr}. \quad (8)$$

Minthogy minden fénymonokromátor $a(\lambda)$ transzmissziós képessége és minden fotoelektron-sokszorozó $b(\lambda)$ kvantumhatásfoka erősen függ a λ hullámhossztól, ezért a spektrumvonalak abszolút intenzitásának a meghatározásához el kell végezni az éppen alkalmazott fénymonokromátor–fotoelektron-sokszorozó párost együttesen jellemző $a(\lambda) \cdot b(\lambda)$ szorzat abszolút kalibrációját is. Ezt csak egy fekete test etalonnal vagy pedig az azzal hitelesített, tehát szintén ismert abszolút spektrális eloszlású és nem polarizált fényt kisugárzó „másodlagos etalon” fényforrás segítségével lehet elvégezni.

Felhívjuk a figyelmet a szóródás hatáskeresztmetszetének egy más típusú kísérleti meghatározására. A szóban forgó módszer a metastabil-spektroszkópia módszere [4]. Ebben nem a szórt elektronokat vagy fotonokat regisztrálják, hanem metastabil részecskéket (atomokat, illetve molekulákat). Mivel az atomnyaláb jól kollimált, a metastabil részecskéket regisztráló mozgó detektor (másodlagos elektronsokszorozó) segítségével mind a metastabil részecskék emissziójának szögeloszlása (differenciális hatáskeresztmetszet a kirepülési szög függvényében), mind a metastabil részecskék képződése differenciális hatáskeresztmetszetének az energiától való függése különböző megfigyelési szögek alatt mérhető.

A mérések elvi alapjai

A rugalmas és rugalmatlan ütközések tanulmányozásához használt konkrét módszerek két osztályra oszthatók: a térbeli és az egymást keresztező nyalábok módszereire. Ezenkívül attól függően, hogy milyen módszerrel regisztrálják a hasznos jelet, megkülönböztetik a direkt és indirekt módszereket. Az elsővel közvetlenül a rugalmasan, illetve rugalmatlanul szóródott elektronok számát mérik, míg az indirekt módszer csak információt szolgáltat az ilyen vagy olyan folyamat valószínűségéről, pl. az atomi szintek gerjesztéséről, a rugalmas és rugalmatlan szóródások szög- és energiafüggőségének jellegzetességeiről.

Történetileg Ramsauer szórás kísérlete volt egyike az elsőnek, amelyekben a szóródás teljes hatáskeresztmetszetét a gázrétegen áthaladó elektronnyaláb gyengüléséből határozták meg. Ezekben a kísérletekben a cinkből ultraibolya sugár által emittált elektronokat kellő energiára gyorsították, majd transzverzális mágneses térben haladtak tovább. A nyaláb szögtágulását diafragma-rendszerrel határolták, amely az elektronnyaláb pályája mentén helyezkedett el. A műszer ilyen felépítésénél a kollektorba (Faraday-kalitkába) csak azok az elektronok juthatnak be, melyek nem voltak kölcsönhatásban a

céltárgy atomjaival. Egy minimálisnál nagyobb szögben rugalmasan szóródott elektronok, valamint a rugalmatlanul szóródott elektronok a transzverzális mágneses mezőben kisebb sugarú kört írnak le, s ezért a detektorba nem jutnak be. Később ezt a módszert tökéletesítették, kifejlesztve egy lineáris geometriával rendelkező eszközt. Ebben az esetben az elektronnyaláb elektrosztatikus lencsékkel képződik, és egyenes pályán mozog, majd a vizsgálendő anyaggal kitöltött cellába kerül, és mély Faraday-kalitikával detektálódik. Ilyenkor a szögfelbontás nem függ az energiától, és csak az elektródákon lévő lyukak méretei, valamint az elektródák közötti távolságok határozzák meg. A rugalmatlanul előreszórt elektronokat a Faraday-kalitikán lévő potenciál tartóztatta fel.

A teljes hatás keresztmetszetek meghatározásának ezen módszerei az elsődleges elektronok nyalábjának gyengülésén alapulnak, és rendszerint a gázfázisú részecskék szóródásának térbeli módszerrel való tanulmányozására megfelelőek. Ténylegesen a céltárgy által szórt elektronok száma elérheti az elsődleges elektronnyaláb intenzitásának 0,1–0,5 részét. Ellenben a keresztetű nyalábok módszerének alkalmazásánál az elsődleges nyaláb gyengülése 10^{-3} – 10^{-4} . Ennek eredményeképpen a hasznos jelet eléggé nagy „állandó” háttérrel együtt kell mérni.

A szóródások teljes hatás keresztmetszetének meghatározásakor ezen hátrányok kiküszöbölésére szolgál az általunk kidolgozott elektroncsapda módszere, amelyben közvetlenül az atomnyalábon szórt elektronok számát mérjük. Azután, hogy az elektronágyút (monokromátor) analizátorral együtt kezdtük használni, megépítettünk még egy egyedi kivitelezésű trochoidális, majd egy hipocikloidális elektronspektrométert is [5].

A hipocikloidális elektronspektrométerben az elektronok szelektálására a sebességek (energiák) szerint a derékszög alatt keresztetű transzverzális elektromos és mágneses mezők összhatását használják. A keresztetű mezők tartományában az elektronok az elektromos mező ekvipotenciális felületein sodródhatnak. Az energiaanalizátor kimenő nyílása, amelyen a lyuk el van tolva a bemenő lyukhoz viszonyítva, az elektronokat a sebesség meghatározott hosszanti összetevője szerint szeparálja. Azonban a diafragmák véges méretei és a transzverzális elektromos mezőt kialakító síkkondenzátor széleivel kapcsolatos jelenség miatt az elektron eltolódása az energiaanalizátor kimenetén függni fog a sodródási tartományba való berepülési koordinátától. Ez a monokromátor felbontását csorbítja, valamint csökkenti az analizátor transzmissziós együtthatóját. E jelenség kiküszöbölésére bevezettük a henger alakú kondenzátor nem homogén elektromos mezőjének az alkalmazását. Az elektronnyaláb a mágneses mező mentén a koaxiális hengerek által létreho-

zott transzverzális elektromos mezőbe irányítódik. Az egymást keresztező \mathbf{E} elektromos és \mathbf{B} mágneses terek együttes hatása alatt az elektronok cikloidális mozgást végeznek mind az elektromos, mind a mágneses térre merőleges irányban. Az elektron sodródásának sebessége ebben az irányban $v_d = |\mathbf{E}|/|\mathbf{B}|$, a kimeneti diafragma közelében pedig az eltolódása függ az elektron $v_{||}$ hosszanti sebességétől, és a következő kifejezéssel definiálható:

$$D = E_r L / (B v_{||}), \quad (9)$$

ahol L az analizátor hossza. Ha a kimeneti furat az analizátoron a bemenetihez képest D távolságra van eltolva, akkor a kimeneten csak azok az elektronok jutnak át, melyeknek sebessége kielégíti a (9) képletet. Tehát így történik az elektronok szelektálása az energia szerint.

Figyelembe véve a felírt képletet, meg lehet határozni a φ szöget, amely alatt az analizátor kimenetén keresztül kisodródhatnak az elektronok:

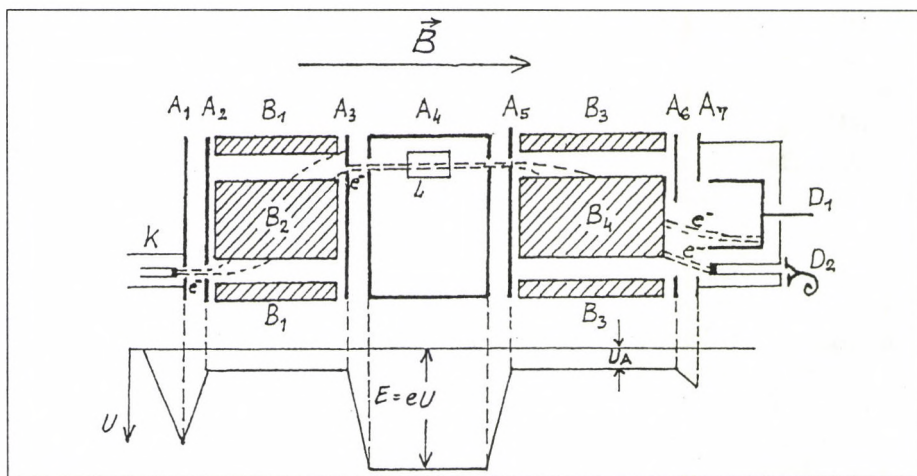
$$\varphi = D/r = L E_r / (B r(r\Phi(r))/m)^{1/2}, \quad (10)$$

ahol $\Phi(r)$ a hengerek közötti potenciáeloszlás. A φ szög gyengén függ az r sugártól, ha teljesül a $d\varphi/dr|_{r_0} = 0$ feltétel, s innen

$$(V_2 - V_1) / (v_{||} \ln(r_2/r_1)) = -4. \quad (11)$$

Az ezen kifejezésekben szereplő mennyiségek alapján észrevehető, hogy a $V_2 - V_1 < 0$ szükséges az utóbbi feltétel teljesüléséhez, vagyis a belső henger potenciálja nagyobb kell hogy legyen, mint a külsőé. Ezen feltételek mellett az elektron pályájának vetülete a kimeneti diafragma síkjára közeli a hipocikloidához, vagyis ahhoz a görbéhez, amelyet a körvonal valamelyik pontja ír le, amikor a körvonal az elektron berepülési pontja által leírt ekvipotenciális felületen halad. Ebből kifolyólag az ilyen típusú energiaanalizátor a hipocikloidális nevet kapta.

A trochoidális és hipocikloidális monokromátorok karakterisztikáinak összehasonlítására mérődtek az elektronok energiaeloszlásai a készülék kimenetén, s ezek össze lettek hasonlítva a számított adatokkal. A számításoknál feltételeződött, hogy a monokromátor bemeneti nyílásába egyenletes energiaeloszlású elektronok kerülnek. Továbbá úgy számított, hogy az elektron kirepült a monokromátorból, ha a kirepülési koordináta az analizátor kimeneti furatán belül van. Az elektronok energiaeloszlása olyan paraméterekkel került kiszámításra, amelyek kielégítik a (11) egyenletet. A kísérleti eloszlás jól egyezik a számítással, méghozzá a $\Delta W_{1/2}$ energiaeloszlás szélessége több mint kétszeresére csökkent (0,13 eV-ról 0,05 eV-ra) változatlan kimeneti áramnál. Ugyancsak a számításokból következik, hogy a kimeneti áramok azonos értékűek.



4. ábra. A hipocikloidális elektronspektrométer vázlatja és az elektródjain fellépő potenciál-eloszlás

Az $L=20$ mm hosszúságú, $r_1=1,5$ mm és $r_2=2,5$ mm átmérőjű hengerekből álló, $\varnothing 0,4$ mm-es bemeneti és kimeneti, egymástól 90° eltolt furatokkal rendelkező hipocikloidális monokromátorra $B = 1,6 \cdot 10^{-2}$ T és $V_2 - V_1 = -0,44$ V potenciálkülönbség mellett $\Delta W_{1/2} = 0,05$ eV energiaelozslási szélesség adódott, ellenben a $0,13$ eV-tal egy másik prototípusra ugyanolyan kimeneti áramnál. Hasonló konstrukciójú analizátor alkalmazása lehetővé tette, hogy azonos felbontásnál az analizátor átteresztőképessége kétszeresére növekedjen, és ezen analizátor legjobb felbontása elérte a $\Delta W_{1/2} = 8$ meV-ot.

A tárgyalt elektronanalizátor alkalmazást nyert egy spektrométerben, amely a 4. ábrán van feltüntetve. Az elektronok monoenergiás nyalábjá a hipocikloidális monokromátor hosszanti mágneses terében (K katód és A_1, A_2, A_3, B_1, B_2 elektródák) alakul ki. Ezután az A_4 elektródán lévő potenciál segítségével az elektronok a szükséges energiára gyorsulnak, majd a nyaláb áthalad az ütközési kamrán (cellán), vagy keresztezi a jól kollimált atomnyalábot. Az analizátor működése (A_5, A_6, A_7, B_3, B_4 elektródák) hasonló a monokromátoréhoz. Utána az elsődleges nyalábot a Π_1 kollektor detektálja. Az A_3 és A_5 elektródák, amelyek az ütközési cella (A_4) előtt és utána helyezkednek el, a katódéhoz közeli potenciál alatt vannak, ennek következtében potenciális gödör képződik. A 4. ábrán fel van tüntetve az elektronspektrométer elektródjain lévő potenciáleloszlás. A potenciális fal miatt a

rugalmatlanul szóródott elektronok, valamint azok az elektronok, amelyek rugalmasan szóródtak a θ_{\min} minimális szögnél nagyobb szög felett, nem juthatnak ki az A_3 és A_5 lévő térből, vagyis „csapdába” esnek. Ez annak a következménye, hogy rugalmatlan szóródáskor az elektronok veszítenek az energiájukból, vagy rugalmas szóródáskor a θ szög alá esik sebességük hosszanti összetevője. Fellép egy igen érdekes jelenség. A szórt elektronok addig oszcillálnak az A_3 – A_5 elektródák között, amíg rá nem „hullanak” az ütközési célára (A_4 elektróda), amely ténylegesen a szórt elektronok kollektora.

Figyelmet érdemel az a tény, hogy az ütközési cellára szórt elektronok regisztrációja előnyösebb az elsődleges nyaláb gyengülésének mérésénél, mivel erősen csökken (több mint százszor) a háttérjel nagysága, amely az elsődleges nyaláb nagy mennyiségű maradékával kapcsolatos. Az elektroncsapdának még az az előnye, hogy lehetővé teszi a kísérletek kivitelezését nagyon alacsony energiák tartományában (egészen 0,1 eV-ig). Ezt segíti elő az axiális mágneses tér, amely fönntartja a nyaláb állandó geometriáját.

A taglalt készülék segítségével az elektron atommal való kölcsönhatásáról több információ kapható, ha használjuk az analizátort (A_5 , A_6 , B_3 , B_4 elektródák) is, regisztrálva a szórt elektronokat a Π_2 kollektoron. Megemlítjük, hogy a bemutatott hipocikloidális elektronspektrométer alapján megszerkesztettünk és megépítettünk egy a hátraszórás vizsgálatára alkalmas spektrométert [6], melyet sikeresen alkalmaztunk az elektronok szilárd testek felületén végbemenő rugalmas és rugalmatlan szóródásának tanulmányozására.

Az előbb taglalt elektronspektrométer lehetővé tette a következő kísérletek elvégzését:

1. az elektronok rugalmas (teljes) szóródásánál a hatáskeresztmetszetek energiafüggőségének mérését;
2. az elektronok energiavesztése spektrumának tanulmányozását s ennek alapján a szórt elektronok szögeloszlásának meghatározását;
3. az állandó maradandó energiával – benne a zero nagyságúval (küszöbspektrum) – rendelkező elektronok detektálását;
4. a szórás hatáskeresztmetszete energiafüggőségének s azon belül a színképvonalak gerjesztése által optikai függvények mérését;
5. az elektronok rugalmas és rugalmatlan hátraszóródásának tanulmányozását (180° szögre) atomok, molekulák és szilárdtestfelület esetén.

Az általunk végzett kísérletek során különböző atomnyaláb-formálókat, gázzal és gőzzel telített cellákat, valamint ilyen vagy olyan a hasznos jelet regisztráló rendszert – nano- és pikoampermérőket, másodlagos elektron-sokszorozót, különböző típusú fotoelektron-sokszorozókat – alkalmaztunk. Ezekről információt a [2]-ben találhatunk.

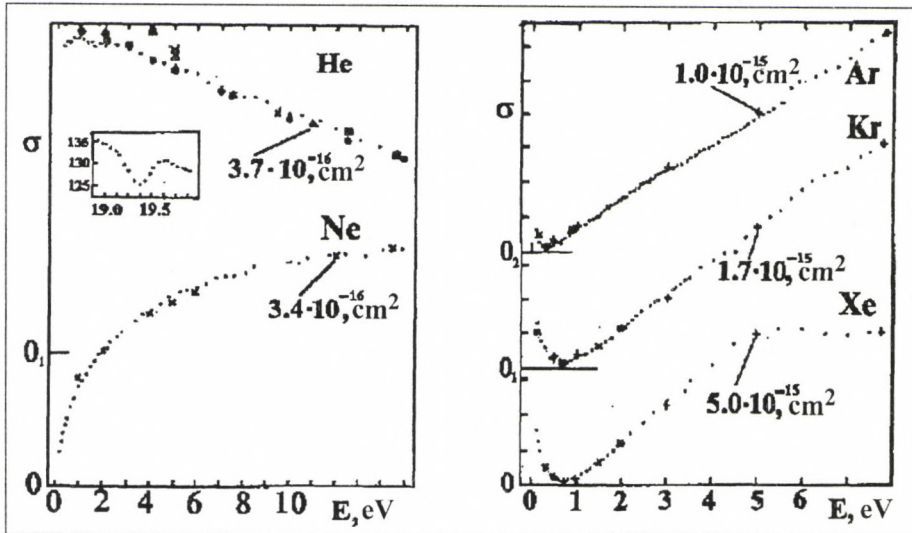
Eredmények, elemzések

Szórások teljes hatáskeresztmetszetei

Eddig az elektronok a hidrogén-, hélium-, alkáli-, alkáliföldfém-, nemesgáz-, az alumínium- és a ritkaföldfém-atomok alcsoportjával történő ütközésekben fellépő folyamatok rendszeres tanulmányozása lett elvégezve. Nagy mennyiségű adat halmozódott fel a rugalmas ütközés, atomi szintek gerjesztése, ionizáció, köztük a többszörös ionizáció, teljes hatáskeresztmetszeteinek mérése folyamán, valamint olyan jelenségek egész sora lett megfigyelve, amelyek a kölcsönhatás mechanizmusának bonyolultságáról tanúskodnak. A teljes hatáskeresztmetszetek a 10^{-14} – 10^{-21} cm² tartományba esnek. Magától értetődik, hogy egy előadásban lehetetlen taglalni az elektronok és az atomok kölcsönhatásának minden részletét. Ezért a következőkben megadjuk az elemi folyamatok általános leírását, és áttekintjük az utóbbi időben fölfedezett jelenségeket, amelyek az elektron–atom ütközéseket kísérik.

Különbéféle módszerrel a legalaposabban az elektronok nemesgázok atomjain történő szóródásának teljes hatáskeresztmetszeteit tanulmányozták, amikor az elektronok 0,025 eV-tól 10 eV-ig, egyes esetekben pedig 150 eV-ig terjedő energiával rendelkeztek. Különböző kutatók vizsgálati eredményeit alacsony energiáknál a 5. ábrán szemléltetjük. Látható, hogy a munkák többségének eredményei jól összeegyeztethetők, azonkívül az O'Malli-féle módszerrel elvégzett elméleti számítások szintén megegyeznek a kísérleti adatokkal. Az Ar-, Kr- és Xe-atomoknál 0,33, 0,66 és 0,66 eV energiáknál a hatáskeresztmetszetek hirtelen csökkenése figyelhető meg, amit elsőként Ramsauer vett észre. Ezeknél az energiáknál a hatáskeresztmetszetek mély minimummal rendelkeznek, ami azt tanúsítja, hogy ezek a gázok „átlátszóak” (Ramsauer-jelenség) az elektronok számára, s ezért ezen energiákat E_{\min} néha „átlátszósági ablakoknak” nevezik.

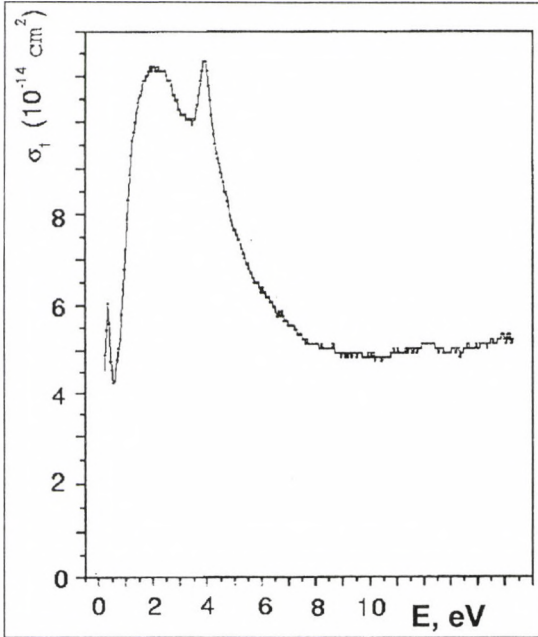
A nehéz nemesgázoktól eltérően az elektronok He- és Ne-atomokon való szóródásának energiafüggő teljes hatáskeresztmetszetein alacsony energiáknál hiányoznak az „átlátszósági ablakok”, ellenben ezeken keskeny sajátosságok (struktúrák) figyelhetők meg. A héliumnál a sajátosság mint éles minimum jelenik meg 19,35 eV-nál (lásd az 5. ábrát), méghozzá a mélyedés szélessége gyakorlatilag megegyezik az elektronok energiaeloszlásának félshélességével. Elsőnek Schulz észlelte a héliumnál ezeket a sajátosságokat mint éles mélyedéseket az elektronnak a He-atomon történő szóródásán 72° szög alatt. A szerző a kifejtett gondolatában arra utalt, hogy ez a He⁻ negatív ion rezonanciafolyamaton keresztül való kialakulása τ élettartammal s ezen



5. ábra. Az elektronok nemesgázok atomjain történő szóródásainak teljes hatáskeresztmetszetei

ion spontán bomlása váltja ki a szórás teljes hatáskeresztmetszetének rendkívül gyors változását.

Másképp viselkednek az energiafüggő teljes hatáskeresztmetszetek az elektronoknak az alkáli- és az alkáliföldfém-atomokon való szóródásakor. Gyakorlatilag a hőmozgási energiáktól kezdve a szóródások teljes hatáskeresztmetszetei csökkennek a lövedék elektronok energiájának növekedésével, ilyenkor a szóródások abszolút hatáskeresztmetszetei több mint egy nagyságrenddel felülmúlják az elektronok nemesgázokon való szóródásának teljes hatáskeresztmetszetét. Egyes esetekben, például a kalciumnál, a szórások energiafüggő teljes hatáskeresztmetszetein, úgy, mint a hélium esetében is, rezonanciasajátosságokat észleltek, azonban ezeken kívül struktúra figyelhető meg, amikor az elektronok a rezonancianívókat gerjesztő küszöb melléki energiával rendelkeznek. Példaként a 6. ábrán tüntettük fel a kadmium-atomokon szórt elektronok energiafüggő teljes hatáskeresztmetszetét [7], amelyen élesen kiválik az 5^3P_j -szint küszöb előtti gerjesztésénél a rezonanciasajátosság. Különösen élesen észlelődött a struktúra a Mg-atomokon [8]. Ezekben nyilvánulnak meg a küszöbi sajátosságok. Az elméleti elemzés rámutatott arra, hogy abban az energiatartományban, ahol új rugalmatlan csatornák nyílnak meg, a rugalmas és rugalmatlan ütközések keresztmetszetei küszöbjelenségekkel perturbálódhatnak, amelyek a megnyílt „új” és



6. ábra. Az elektronok Cd-atomokon történő szóródásainak teljes hatáskeresztmetszetei

„rég” csatorna között a részecskék újraeloszlásával jönnek létre. Azonban a küszöbjelenségek kibontakozása nagymértékben függ a csatornák közötti kölcsönhatástól. Elméletileg elsőként Wigner és Baz tanulmányozták a küszöb közelében megnyíló új csatornáknál a szórás energiafüggő keresztmetszetét, ezért nevezik Wigner–Baz sajátosságoknak azokat a struktúrákat, amelyeket a reakciók új csatornáinak küszöbei közelében lehet észlelni. A küszöbsajátosságok különbözőképpen nyilvánulhatnak meg (maximum, minimum, lépcsőzet stb.).

Atomok gerjesztése és ionizációja

Áttérünk az atomok gerjesztési folyamatainak taglására. A nagy homogenitású ($\Delta W \approx <0,02-0,08$ eV) elektronnyalábokkal különböző módszerekkel elvégzett kísérletek során észlelték és megbízhatóan tanulmányozták a különböző folyamatok energiafüggőségén megjelenő ún. finom struktúrát, amely a görbék nem monoton viselkedésében jelenik meg: a küszöb melléki energiáknál egy sor keskeny extrémum (maximumok és minimumok) létezik (lásd a 7. és 8. ábrákat) [9]. A struktúra elemzése és az elméleti megfontolások kimutatták, hogy a struktúra lehet mind küszöbjelenségek, amelyeket fentebb taglaltuk, mind a felső szintekről való kaszkádtmenetek, mind rezonanciák (rövid életű negatív ionok létrejöttének és bomlásának folyamatai) következménye, valamint a szórt elektron és az elektronok autoionizációja folyamán kilökött elektron szóródás utáni kölcsönhatása. És végezetül a sajátosságok keletkezhetnek kinematikus jelenségek által, amelyek az elektron és a céltárgy atom közötti impulzusátadással kapcsolatosak.

A rezonanciafolyamatokat részletesebben megtárgyaljuk [2, 9]. A rezonanciát el lehet képzelni mint egy elektron-atom rendszert, amikor az adott atomi állapot potenciálja ideiglenesen befogja az elektront, és egy új atomi rendszert alkot. Tehát a rezonancia értelmezhető mint egy kvázistacionárius állapot, amelynek τ létezési időtartama nagyobb az elektron által egy atomi méret nagyságrendű távolság megtételéhez szükséges időnél. Ez az állapot a lövedék elektron azon energiatartományában képződik, amely a Γ szélességhez kötődik:

$$\tau = h/\Gamma, \quad (12)$$

ahol h a Plank-állandó. Általában az elektron-atom szórásnál a rezonanciák szélességének nagyságrendje 10^{-1} – 10^{-3} eV.

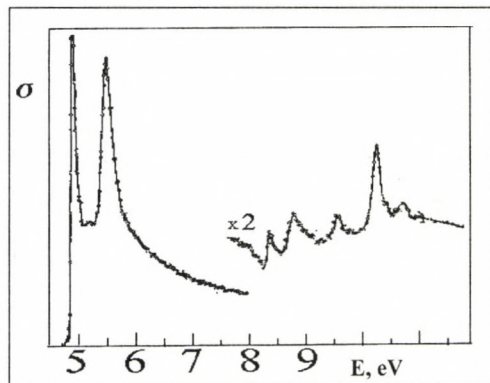
Az atom állapotát, melynek terében az elektron mozog, „szülőállapotnak” nevezik. A rezonancia energiája egyenlő az atom szülőállapot energiájának és a befogott elektron energiájának különbségével:

$$E_r = E_A - E_{\text{köt}}. \quad (13)$$

Az $E_{\text{köt}}$ kötődési energia – ennek abszolút értéke az esetek többségében nem nagyobb ~ 1 eV-nál – előjelétől függően a rezonanciák két típusát különböztetik meg:

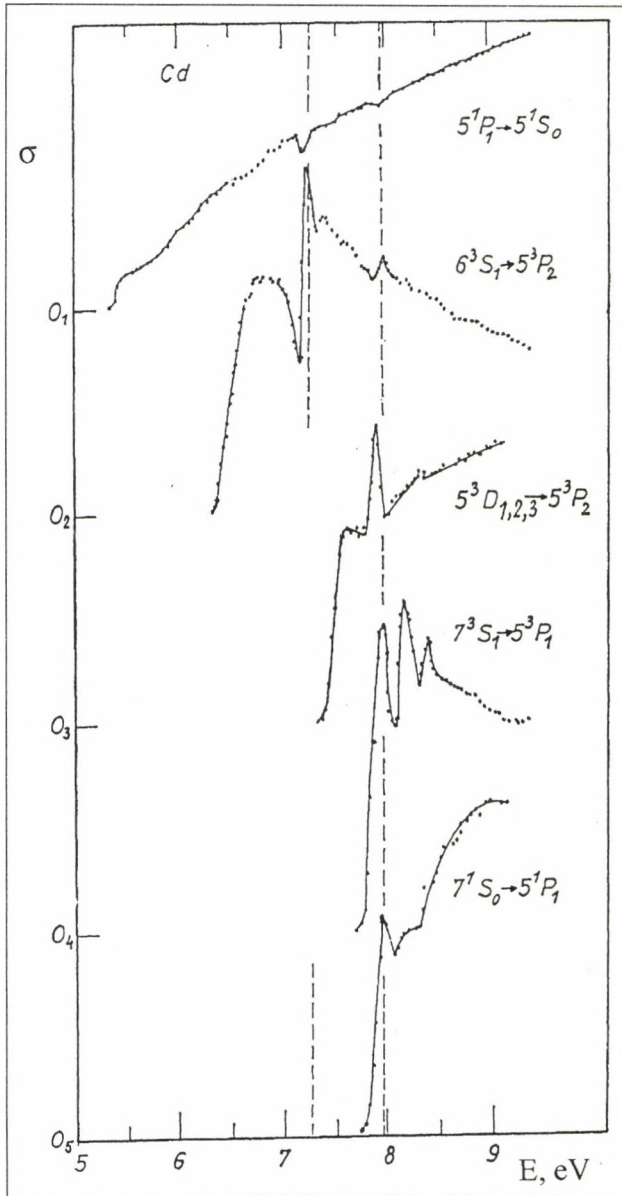
1. rezonanciák, melyek a szülőállapot energiaszintjénél alacsonyabban fekszenek;
2. rezonanciák, melyek a szülőállapot energiaszintjénél magasabban fekszenek.

Az elsőket a „zártcsatorna-rezonanciáinak”, Feshbach-féle rezonanciáknak vagy első típusú rezonanciáknak nevezik. Ezeknek a kötődési energiájuk pozitív, ami a lövedék elektron és az atom gerjesztett állapota közötti eléggé erős kölcsönhatásnak a következménye. Mivel energetikailag a bomlás a szülőállapotba tiltott, más állapotokba pedig a szétesés az atom konfigurációjának a változásával jár, általában a Feshbach-féle rezonanciák hosszabb élettartammal rendelkeznek, s ennek megfelelően kis energiaszélességgel.



7. ábra.

A Hg-atom $6^3P_1 \rightarrow 6^1S_0$ ($\lambda=253,7$ nm) átmenete optikai gerjesztésének függvénye



8. ábra. A Cd-atom $5^1P_1 \rightarrow 5^1S_0$ ($\lambda=228,8 \text{ nm}$), $6^3S_1 \rightarrow 5^3P_2$ ($\lambda=508,6 \text{ nm}$), $6^3D_{1,2,3} \rightarrow 5^3P_2$ ($\lambda=361 \text{ nm}$), $7^3S_1 \rightarrow 5^3P_1$ ($\lambda=313,3 \text{ nm}$) és $7^1S_0 \rightarrow 5^1P_1$ átmeneteinek optikai gerjesztési függvényei

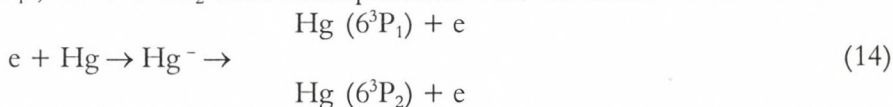
Azokat a rezonanciákat, amelyek az szülőállapot energiaszintjénél magasabban fekszenek, „alakrezonanciáknak”, Fano-féle vagy másodfajta rezonanciáknak nevezik. A „alakrezonancia” elnevezést azért kapták, mert ahhoz, hogy a lövedék elektron befogódjék, a potenciál meghatározott alakja szükséges. Ebben az esetben a bejövő elektront befogja a fallal határolt potenciálgödör, amelyet a centrifugális taszítóerő alakít ki.

Többnyire az alakrezonanciák a szülőállapotba esnek szét, és ennek az állapotnak a gerjesztési keresztmetszetébe domináló járulékot adnak. A Feshbach-féle rezonanciákhoz képest ezek a rezonanciák kisebb élettartammal (megfelelően nagyobb szélességgel) rendelkeznek. De ha az alakrezonancia-pont az szülőállapot küszöbe fölött fekszik, akkor a fal vastagsága nagyon nagy lesz. Ennek következtében a rezonancia hosszú élettartamúvá válhat, vagyis kis szélességű lesz.

Az elektronok atomokon vagy molekulákon való szóródásánál a „rezonancia” szakkifejezés szinonimája a „rövid élettartamú ion” jelölés. Ellenben ha az utóbbi az elektron-atom rendszerhez tartozik, az elsövel a szórások keresztmetszetében azokat a struktúrákat is illetik, amelyek a rövid élettartamú negatív ion létezésével kapcsolatosak.

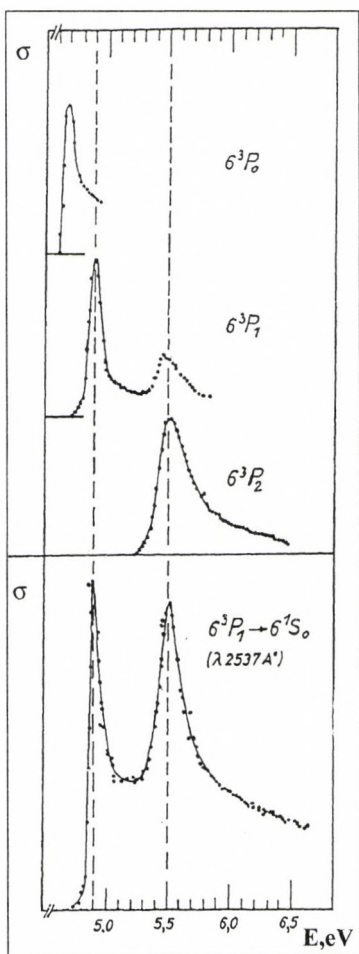
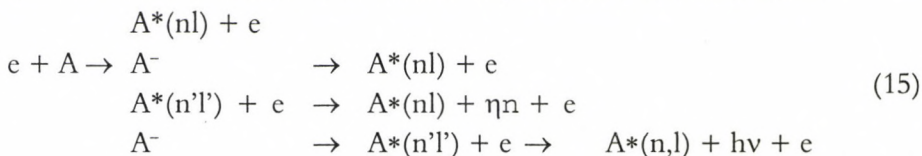
Abban az esetben, ha léteznek elméleti számítások, amelyek visszaadják a szórás és gerjesztés keresztmetszeteiben a rezonancia sajátosságainak energiahelyzetét, szélességét és alakját, lehetővé válik a negatív ionok rövid élettartamú állapotai konfigurációinak és termjeinek a meghatározása. A negatív ionok állapotairól bizonyos információt lehet kapni a szóráselmélet általános törvényszerűségeiből és a spektroszkópiából is, ha összehasonlítjuk a negatív ionok és izoelektronos rendszereik energiaszintjeit.

A negatív ionok szerepe legfeltűnőbbben a higany küszöb melletti 6^3P_{012} -szintjeinek betelepítésén figyelhető meg. Amint a 9. ábrán látható, a Hg rezonanciavonalának gerjesztési függvényét két keskeny maximum jellemzi. Jellemző még az, hogy ez a két maximum megmarad a higany 6^3P_1 -szintjének gerjesztési függvényén is, azonban a második maximum helyzete és alakja egybeesik a metastabil 6^3P_2 -szint gerjesztési függvényének maximumával. Ennek alapján feltételezhető, hogy a higany 6^3P_2 -szintje közelében van a Hg^- negatív ion egy állapota, melynek szétesése mind a 6^3P_1 -, mind a 6^3P_2 -szint betelepítéséhez vezet az alábbi séma szerint:



Azoknak a struktúráknak az elemzése, melyek az optikai gerjesztési függvényeken észlelhetők, bonyolultabb, mint a kaszkádokkal betelepített szintek

gerjesztésének energiafüggő differenciális hatáskeresztmetszetein. Azonban sok esetben az elemzést a következő folyamatokra lehet szűkíteni:



9. ábra. A higanyatom leg-
alacsonyabban fekvő 6^3P_{012} ener-
giaszintjének elektron-
ütközéses gerjesztési függvényei

Az elméleti megfontolásokon kívül a különböző alakú struktúrák (maximum, minimum, maximumok és minimumok váltakozása vagy fordítva) megjelenése tanúskodik az A^- képződése mellett, úgymint a kadmiumatom két különböző színképvonalának gerjesztési függvényén észlelt extrémumok ellenfázisa (8. ábra).

A rezonanciajelenségeket legteljesebben az elektronoknak az elemek periódusos rendszerének első és második csoportjának atomjaival, valamint a nemesgázokkal való ütközésekor vizsgálták. Kimutatták, hogy a rezonanciajelenségek hatása más-más atomoknál lényegesen különbözik. Például ha a higanyatomoknál a rezonanciajárulék a gerjesztési keresztmetszethez elérheti a 90%-ot, akkor ez a járulék az alkáliatomoknál nem haladja meg a 10%-ot. Figyelemre méltó, hogy meg lettek állapítva a közbülső képződmények (negatív ionok) gerjesztési állapotainak többszörös szétesései. Ezen jelenség illusztrálására szolgál a 8. ábrán feltüntetett a Cd-atom több színképvonalának optikai gerjesztési függvénye. Világossá vált, hogy a szórások keresztmetszetein lévő rezonanciák jól leírhatók az ismert Breit-Wigner, Shor- és Fano-képletekkel:

$$Q(E) = (\pi/k^2) \Gamma_0 \Gamma_1 / ((E-E_0)^2 + (1/4) \Gamma^2), \tag{16}$$

$$Q(\epsilon) = Q_n + (a + b\epsilon) / (1 + \epsilon^2), \tag{17}$$

$$Q(\epsilon) = Q_b ((q + \epsilon^2) / (1 + \epsilon^2)) + Q_a, \tag{18}$$

ahol k a beeső elektron impulzusa, E_0 a rezonancia helyzete, Γ_0 és Γ_1 a rezonancia rugalmas és rugalmatlan szétesésének félszélessége, $\Gamma = \Gamma_0 + \Gamma_1$ a rezonancia fél szélességeinek összege, Q_n a keresztmetszet nem rezonanciás része, Q_b és Q_a rezonanciás és nem rezonanciás járulékok a keresztmetszethez, q paraméter, amelyet a görbe profiljának neveznek, $\varepsilon = (E - E_0)/(\Gamma/2)$, az a és b betűk a rezonancia szimmetrikus és antiszimmetrikus részeit jelölik. Ezeket és a q -t a

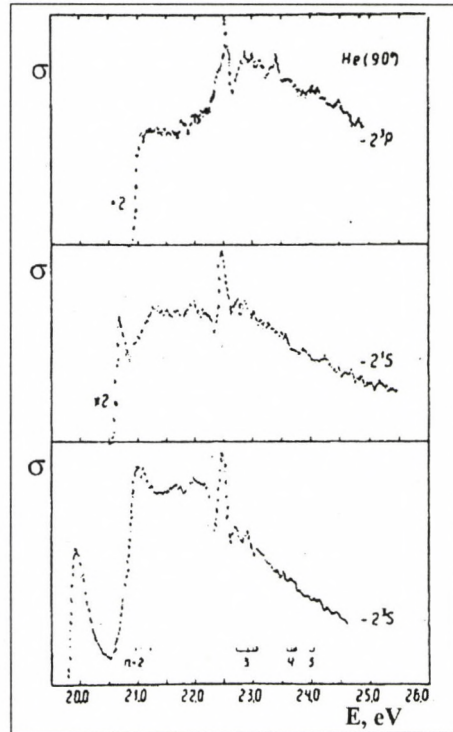
$$(a/b) = (q^2 - 1)/2q \quad (19)$$

képlet köti össze.

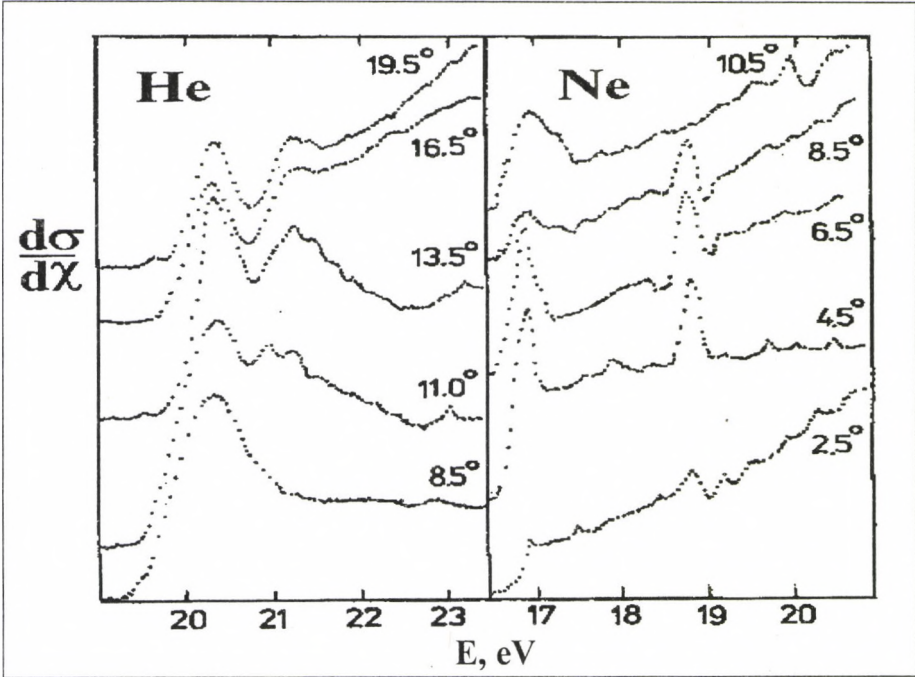
Alkalmazva a fenti képleteket és bevezetve a görbék grafikonos feldolgozásának módszerét [10], több esetben sikerült megállapítani a rezonanciák alapparamétereit: az E_0 energiahelyzetet és a szélességet (a τ élettartamot), valamint egyes esetekben – ismerve a szórt elektronok szögeloszlását – azonosítani a negatív ionok konkrét állapotait.

Nem kevésbé informatív módszernek bizonyult a rezonanciák vizsgálatának elektronspektroszkópiai módszere. A hélium atomjainak esetére a 10. ábrán fel van tüntetve az alsó szintek gerjesztésének energiahelyzetének (a szórési szög 90°) [11]. A görbéken tisztán észrevehető a rezonanciastruktúrák.

Bemutatunk egy más típusú kísérletet, melyben mind a rezonancia- és küszöbjelenségeket, mind a kinematikai sajátosságokat lehet megfigyelni. A metastabil-spektroszkópiai módszerről [4, 12] van szó. Ezzel a módszerrel nem a szórt elektronokat, hanem a metastabil részecskéket (az atomokat vagy a molekulákat) detektálják. Mivel a molekuláris nyaláb jól kollimált (szögnyílása nem több, mint $0,5^\circ$), lehetőség van mind a metastabil atomok szögeloszlásának (a gerjesztés



10. ábra. A héliumatom legalacsonyabban fekvő energiaszintjeinek elektronütközéses gerjesztési függvényei (a szórési szög 90°)



11. ábra. A He- és Ne-atomok metastabil állapotainak keletkezését jellemző differenciális hatáskeresztmetszetek relatív energiafüggései a kilépési szög különböző rögzített értékei mellett

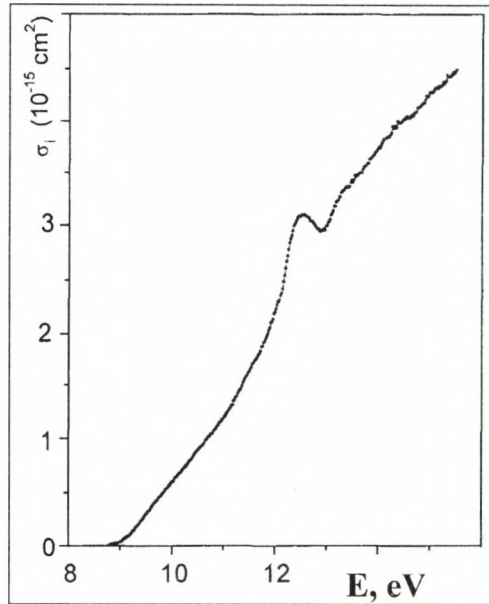
differenciális hatáskeresztmetszetének szög szerinti), mind a metastabil atomok képződése differenciális hatáskeresztmetszetének a metastabil részecskéket észlelő mozgatható detektorral (másodszori elektronsokszorozóval) való tanulmányozására az észlelési szögek különböző értékeinél. A 11. ábrán a He és a Ne alsó szintjei gerjesztésének energiafüggő differenciális hatáskeresztmetszetei különböző észlelési szögeknél vannak feltüntetve. A szögfüggőségek sajátosságai olyanok, hogy a metastabil atomok kijövele korlátozott szögeknél létezik, a határszögek, amelyek között észlelhetők a metastabil atomok, élesen kiválnak, a görbe keskenyedik a lövedék elektronok energiájának növekedésével. Ez a kinematikai sajátosságok – az elektron impulzusának átadása az atomnak – jelensége. Az energiafüggő differenciális hatáskeresztmetszetekre jellemző, hogy rendelkeznek struktúrával, amelynek éles dinamikája figyelhető meg a χ észlelési szög változásával. A rezonanciák olyan sajátosságoknak felelnek meg, melyeknek helyzetei az energiaskálán a szög-

gel nem változnak. Másfelől a rezonancia alakja és értéke megjelölése függ az észlelési szögtől. Megjegyezzük, hogy a görbéken megfigyelt legtöbb rezonancia energiahelyzete jól egyezik a más módszerekkel kapott adatokkal.

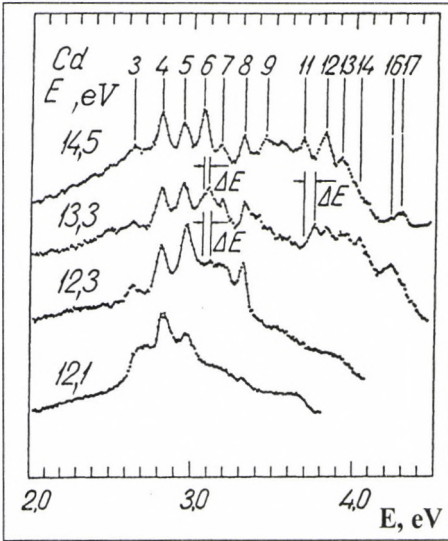
Az elektron-atom ütközéseket kísérő rezonanciajelenségekről pótlólagos információt kaphatunk, ha tanulmányozzuk az atomok ionizációs folyamatait a küszöbenergia közelében. Legyen itt szó egy az utóbbi időben általunk [7] kapott eredményekből: a Cd-atom mért ionizációs függvényén (12. ábra) a küszöb melléki tartományban több mint 30 sajátosságot mutattunk ki. Ezek jól megegyeznek mind a Cd-atom optikai gerjesztési függvényein lévő struktúrával, mind azon elektronok spektrumaival, amelyek a kadmiumatom gerjesztett autoionizációs állapotainak bomlásakor keletkeztek (lásd a 13. ábrát).

Az 1970-es évek közepén elvégzett kísérleti vizsgálatok kimutatták, hogy az atomok optikai gerjesztési függvényein az egyszeri ionizációs küszöb mögött megfigyelhető még egy típusú finom struktúra. Erre a struktúrára az jellemző, hogy a spektrumsorozat gerjesztési függvényein az extrémumok a kezdeti nívó fő kvantumszámának növekedésével folyamatosan a nagyobb energiák felé tolódnak el (lásd a 14. ábrát) [2]. Megállapították, hogy az elektronok energiaskáláján a sajátosságok eltolódása megfigyelhető azon elektronok energiaspektrumán is, amelyek az atomok autoionizációs állapotainak szétesésekor keletkeznek, amikor a lövedék elektronok energiája ezen állapotok gerjesztési küszöbéhez közeledik (lásd a 13. ábrát) [2].

Ezen jelenség oka a Coulomb-kölcsönhatás a nagyon lassú szórt elektron (energiája közeli a 0 eV-hoz) és a viszonylag gyors autoionizációs elektron között a céltárgyion terében. Innen ered a jelenség neve: ütközés utáni kölcsönhatás.



12. ábra. A Cd-atom elektronütközéses ionizációjának teljes hatáskeresztmetszerte



13. ábra. A kadmium céltárgy atomok által kibocsátott elektronok energiaspektruma a gerjesztő elektronnyaláb (E) különböző értékeinél

Ion–atom ütközéseknél keletkező folyamatok

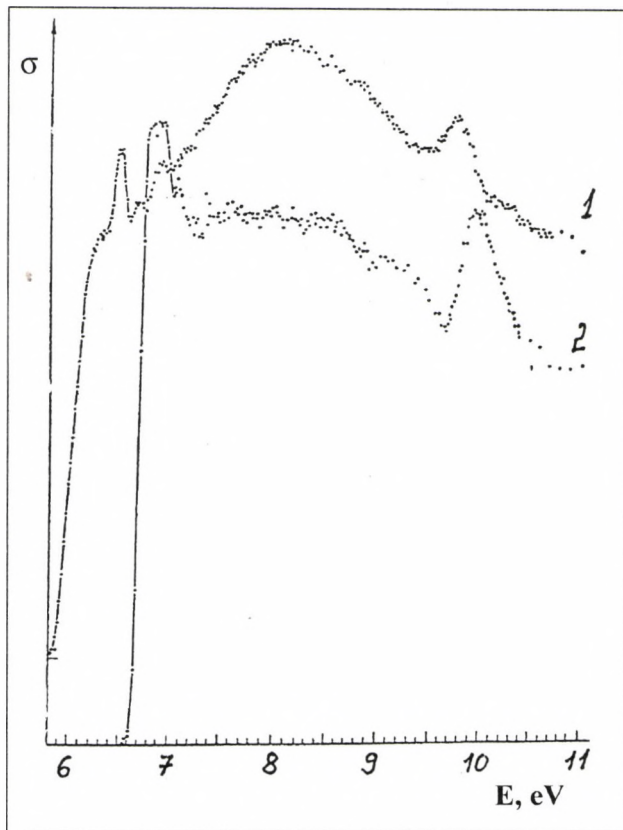
Részecskék töltéscseréje és gerjesztése ion–atom ütközéseknél és ezen folyamatok keresztmetszetén megfigyelhető oszcillációs struktúra

Munkáink egy sorozatában a fémek elemek, valamint a nemesgázok ionjainak sokféle atommal történő ütközésekor megvizsgáltuk a rezonanciás töltéscsere-folyamatokat és a kölcsönható partnerek gerjesztését. Elsősorban megállapítottuk a lövedék ionok kinetikus energiája disszipációjának alapvető csatornáit, tanulmányoztuk – az ionok természetétől függően – ugyanazon ger-

jesztett állapotok gerjesztésének jellegzetességeit, vizsgáltuk a rugalmatlan folyamatokat a küszöb közelében. Fel lettek tárva azok az okok, amelyek miatt a rezonanciás töltéscsere teljes hatáskeresztmetszetén reguláris oszcillációk jelennek meg, valamint az atomok és az ionok nívói.

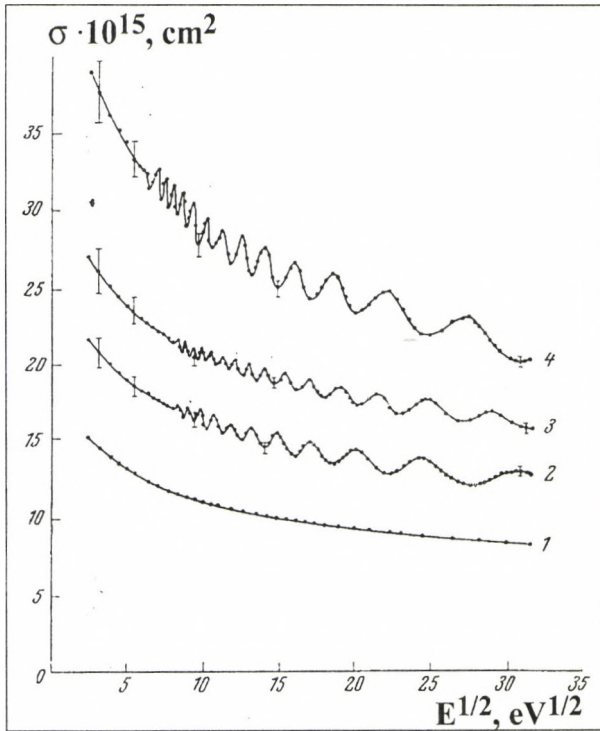
A partnerek gerjesztési folyamatainak vizsgálatát lassú ion–atom ütközéseknél spektroszkópiai módszerrel is elvégeztük egy berendezésen, amely gőzzel telített kamrával rendelkezett [9]. Ezen kísérleti berendezés fő elemei: ionforrás ionoptikai eltérítő rendszerrel, spektroszkopikus műszer és a kisugárzás mérésére szolgáló felszerelés. Az ionforrás egy miniatűr direkt katódhevítesű kísérleti kamrából áll, amelybe a gőzállapotú (gáz vagy fémgőz) kísérleti anyagot vezetik be. Ez az általunk megépített kompakt elektronbelövéses ionforrás eléggé univerzális. További korszerűsítése lehetővé tette, hogy kis feszültségű kisüléssel és felületi ionizációval is dolgozzunk, más szóval: alapvetően javultak a forrás meghatározó paraméterei, elsősorban az ionáram intenzitása.

Az ion–atom ütközéseknél fellépő konkrét folyamatok kísérleti eredményeinek taglalását a rezonanciás töltéscsere (az ion töltéscseréje saját atomjával) elemi folyamatának tanulmányozásával kezdjük. Ezt a folyamatot kísér-



14. ábra. A Mg-atom $3^3D_{123} \rightarrow 3^3P_{012}$ ($\lambda = 387,8$ nm, 1. görbe) és $4^3D_j \rightarrow 3^3P_j$ ($\lambda = 309,7$ nm, 2. görbe) optikai átmeneteinek gerjesztési függvényei

letileg rendszeresen és részletesen először a Mg^+ , Ca^+ , Sr^+ és Ba^+ alkáliföldfém-ionok saját atomjaikkal történő ütközésüknél az 1000 eV-ig terjedő energiatartományban vizsgáltuk [13]. A mérések eredményeit a 15. ábra mutatja be. A méréseket $(2-8) \cdot 10^{-8}$ A áramerősségű lövedék ionnyalábbal végeztük. Az ionok energia szerinti szórása az eloszlási görbe fél szélességén 2–4 eV volt. Az atomnyaláb koncentrációja az ionnyalábbal való metszési tartományban $\sim 10^{11}$ atom/cm³ értékű volt. A kísérletekben az ütközési cellában a vákuum értéke a $(2-7) \cdot 10^{-7}$ Tor között mozgott. A töltéscsere viszonylagos hatáskeresztmetszet-értékének megállapításánál a hibaérték 2–6% volt, a keresztmetszetek abszolút értékei 30%-os hibával lettek megállapítva.



15. ábra. A Mg^+ (1. görbe), Ca^+ (2. görbe), Sr^+ (3. görbe) és Ba^+ (4. görbe) rezonanciás-töltéscsere folyamatainak hatáskeresztmetszetei

Láthatjuk, hogy a töltéscsere teljes hatáskeresztmetszete általában növekszik a kölcsönhatás energiájának csökkenésével, és folyamatosan növekszik, ha a Mg^+ -ionról áttérünk a Ba^+ -ionra. Azonban akkor, amikor a $Mg^+ + Mg$ -gőznél a keresztmetszet fokozatosan változik az energiával, a $Ca^+ + Ca$, $Sr^+ + Sr$, $Ba^+ + Ba$ folyamatoknál az energiafüggőségek két komponensből állnak: monotonból és oszcillálóból.

Ha figyelmen kívül hagyjuk az oszcillációs struktúrákat, a görbéket jól leírják az ilyen típusú töltéscsere-re vonatkozó ismert elméleti kifejezések. Ezek a

$$(\sigma_{\text{tcs}})^{1/2} = a - b\lg v \quad (20)$$

képletre vezetődnek vissza, ahol σ_{tcs} a folyamat keresztmetszete, v az ütközött részecskék viszonylagos sebessége, a és b állandók.

Amint a 15. ábrán látható, az észlelt struktúrák sajátossága az, hogy állandó jellegűek. A Ca^+ -, Sr^+ - és Ba^+ -ionokra vonatkozó eredmények a reciprokn sebességek skáláján azt mutatják, hogy az oszcillációk között megmarad a tisztán kivethető állandó távolság. Így a hatáskeresztmetszet oszcillációs komponense jól leíródik a

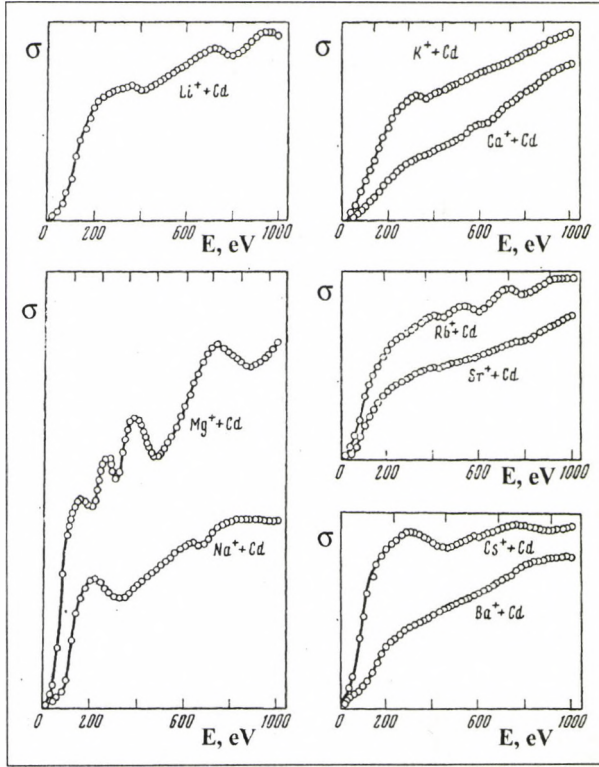
$$\sigma_{\text{oszc}} = C\nu^\alpha \cos(\beta\nu^{-1} - \delta) \quad (21)$$

analitikus kifejezéssel, amelyben a ν a lövedék ionok sebessége, C és α állandók, β az oszcilláció frekvenciája, δ fázisállandó. Meg lett állapítva, hogy az általunk észlelt állandó jellegű oszcillációk természete a kvázimolekulák (a partnerek ütközésekor keletkeznek) interferenciájával kapcsolatos, melyek termjei kölcsönhatnak az ütközés utáni energia újraelosztásának folyamatában.

A kísérletekben, amelyek a lassú ion–atom ütközéseknél fellépő gerjesztésre vonatkoztak, tanulmányozva lettek az egymással kölcsönható részecskék kisugárzási spektrumai a 200–850 nm hullámhossztartományban, meg lett mérve az abszolút keresztmetszetek energiafüggősége a küszöbtől 1000 eV-ig (lásd a 16. ábrát) [14].

Különösen aprólékosan vizsgáltuk a gerjesztési hatáskeresztmetszetek közzöb melléki viselkedését. A kölcsönható partnerek három csoportját választottuk mint vizsgálandó objektumokat: 1.) a Li^+ -, Na^+ -, K^+ -, Rb^+ -, Cs^+ -, Mg^+ -, Ca^+ -, Sr^+ -, Ba^+ -ionokat, az atomok pedig Zn és Cd; 2.) Mg^+ -, Ca^+ -, Sr^+ -, Ba^+ -ionokat, az atomok nemesgázok atomjai; 3.) Mg^+ -iont, az atomok pedig alkáliatomok. A kísérletekből és eredményeik elemzéséből kiderült, hogy az első csoport partnereinek a kölcsönhatásánál legerectívvebben a céltárgy atomok (különösen a Cd) és az alkáliföldfém-elemek lövedék ionjai gerjesztődnek. Az utóbbiak a nemesgázok atomjaival (második csoport) történő ütközésekor mind a lövedék ionok színkép vonalai megfigyelhetők, mind a Mg-, Ca-, Sr- és Ba-atomok vonalai, amelyek a nem rezonanciás töltéscserénél keletkeznek. Végezetül a Mg^+ -ionok a Na-, K-, Rb- és Cs-atomokkal történő ütközésekben a töltéscsere folyamatában a céltárgy atom és a Mg-atom rezonanciavonalai eléggé intezíven gerjesztődnek. A kísérletek során tanulmányozva lettek a gerjesztési függvények, és meg lettek állapítva több mint 250 színkép vonal gerjesztésének teljes hatáskeresztmetszetei, melyek abszolút értékei a gerjesztési függvény maximumán átfogják a 10^{-16} – 10^{-19} cm^2 -es intervallumot.

A színkép vonalak gerjesztési függvényeinek alakjaira elvégzett osztályozás két jellemző típus létezését eredményezte. Az egyik esetben a görbék nem rendelkeznek éles küszöbvel, növekedési sebességük kicsi, és az adiabatikus



16. ábra. A Cd-atom $5^3P_1 \rightarrow 5^1S_0$ ($\lambda = 326,1 \text{ nm}$) optikai átmenetének gerjesztési függvényei Li^+ -, Mg^+ -, Na^+ -, K^+ -, Ca^+ -, Rb^+ -, Sr^+ -, Cs^+ - és Ba^+ -ionokkal történő ütközéseinél

perturbációs elmélet szerint jól approximálódnak exponenciális függőségekkel. Ehhez a típushoz tartozik a lövedék ionok vonalaihoz kapcsolódó gerjesztési függvények többsége. Itt tisztán adiabatikus jellegű a folyamat: a részecskék közeledésekor a kvázimolekula termjei nem metszik egymást, és az atommagok közötti távolságok széles intervallumban az átmenetek a potenciális fal alatt realizálódnak.

A gerjesztési függvények második típusa éles küszöbvel rendelkezik, a keresztmetszet gyorsan növekszik a küszöb közelében. Például ilyenek a Cd-atom vonalainak rezonanciás gerjesztési függvényei és a $\text{Mg}^+ + \text{Ne}$, $\text{Ca}^+ + \text{Ar}$ ütközések gerjesztési függvényei. Ezek a függőségek a módosított Landau-Ziner-féle modellel jól leíródnak. Ebben a modellben az atom-

magok nagy távolságánál lehetőség van az adiabatikusság sértésére, ami a keletkező kvázimolekula termjeinek hirtelen közeledésével (pszeudometszésével) kapcsolatos. Több esetben a gerjesztési függvényeken éles maximumokként, minimumokként vagy kivágásokként struktúra észlelhető, a $Mg^+ + Rb$, Cs folyamatokban a görbék általános menetére állandó jellegű oszcillációs struktúra helyeződik.

Befejezőként állíthatjuk, hogy a mai kísérleti és elméleti vizsgálatokban nem kevés új jelenséget fedeztek föl, amelyek az elektronok és az ionok atomokkal történő ütközését kísérik. Az ilyen vizsgálatok nagymértékben gazdagítják ismereteinket az atom belső szerkezetéről, és feltárják az elektron-atom és ion-atom ütközéseket kísérő ún. „elemi” folyamatok belső és külső mechanizmusait teljes bonyolultságukban és mélységükben.

Irodalom

1. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. Мир, Москва, 1967.
2. Szótér László, Spenik Ottó: *A rugalmatlan elektron-atom ütközéseket kísérő néhány fizikai alapfolyamat vizsgálata*. MTA Atomfizikai Albizottság. Pécs, 1996.
3. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М.-Л., Физматгиз, 1963.
4. Fabrikant, I. I., Shpenik, O. B., Snegursky, O. V., Zvilopulo, A. N.: *Phys. Repts.*, 1988, 159, 1.
5. Романюк Н.И., Шпенник О.Б., Манди А.И., Папп Ф.Ф., Чернышова И.В. ЖЭТФ, 63 (1993) 138.
6. Шпенник О.Б., Эрдевди Н.М., Романюк Н.И., Попик Т.Ю., Завилопуло А.Н. ПТЭ, 41 (1998) 66.
7. Chernyshova, I. V., Kontros, J. E., Shpenik, O. B., Szótér, L.: *Uzhhorod Univ. Sc. Herald, Ser. Phys.* 2000, 8, 149.
8. Романюк Н. И., Шпенник О. Б., Жуков А. И., Запесочный И. П. Письма в ЖЭТФ, 6 (1980) 877.
9. Запесочный И.П., Шпенник О. Б. УФЖ, 43 (1998) 1363.
10. Шпенник О. Б., Совтер В. В., Завилопуло А. Н., Запесочный И. П., Контрош Е. Э. ЖЭТФ, 69 (1975) 48.
11. Коротков А. И., Митрюхин Л. К., Семенов В. И., Шпенник О. Б. Физика электронных и атомных столкновений. С.-Петербург, № 12 (1991) 162.
12. Завилопуло А., Ремета Є., Снігурський О., Шпенник О. Метастабільні атоми і молекули. Євровіт, Львів, 2001
13. Панев Г. С., Завилопуло А. Н., Запесочный И. П., Шпенник О. Б. ЖЭТФ, 67 (1974) 47.
14. Шпенник О. Б. Исследование процессов возбуждения при столкновениях медленных электронов и ионов с атомами. Докторская диссертация. Ужгород, 1975.