

ATOMI BELSŐHÉJ-FOLYAMATOK VIZSGÁLATA KOINCIDENCIA ELEKTRONSPEKTROMETRIÁVAL – I. RÉSZ

Paripás Béla, Palásthy Béla
Miskolci Egyetem, Fizikai Tanszék

Az elektronütközéssel kiváltott atomi belsőhéj-ionizáció vagy -gerjesztés és az azt követő Auger-folyamat kutatása az atomfizika tradicionális területe. Újabban azonban a gyorsított ionok, majd a hangolható szinkrotronokkal „termelt” fotonok is igen népszerű lövedékeké váltak, valamelyest háttérbe szorítva az elektronokat. Pedig az atomfizikai folyamatok többségét továbbra is az elektronok váltják ki, a gyakorlati alkalmazásokban is ezek dominálnak. Ma már számos céltárgy esetében jobban ismerjük a fotongerjesztéses folyamatot, mint a megfelelő elektrongerjesztéses. Kutatásaink egyik célja mindenképpen az, hogy ezeket a hiányzó adatokat pótoljuk. Ráadásul az ion- és fotonlövedékek alkalmazása igen költséges, és sokkal komolyabb műszaki háttérrel igényel. Így az elektronlövedékek a kisebb kutatólaboratóriumok számára gyakran az egyetlen lehetőséget jelentik.

Az elektronlövedék fontos jellemzője az is, hogy segítségével minden folyamat vizsgálható; a fotonnal nem kiváltható dipól-tiltott átmenetek is. Ez részben előny, ám egyúttal hátrány is; a sok nyitott reakciócsatorna miatti túl sok végállapot ugyanis nehezíti, esetenként lehetetlenné is teszi a mérések kiértékelését. Ezen a problémán segíthetnek a koincidencki kísérletek, ilyenkor az egy atomban lezajló folyamatból származó legalább két részecskét egyidejűleg detektáljuk. A két részecske adatainak ismeretében a reakciócsatornák már biztosabban szétválogathatók, és a mérési adatok kiértékelése egyszerűbbé, pontosabbá válik.

Az elektronütközéssel kiváltott atomi folyamatokat már több mint egy évtizede tanulmányozzuk a Miskolci Egyetem Fizikai Tanszéke elektronspektrometriai laboratóriumában. A laboratórium fő berendezését – egy kétütemű hengertűkörös típusú elektrosztatikus elektronspektrométert – a fenti okok miatt az elmúlt években egy, az előzővel koincidenzában működő elektronspektrométerrel egészítettük ki. Ebben a cikkben bemutatjuk ezt a koincidenca elektronspektrométerrendszert és az ezzel nyert eredmények közül kettőt.

A vizsgált fizikai folyamatok

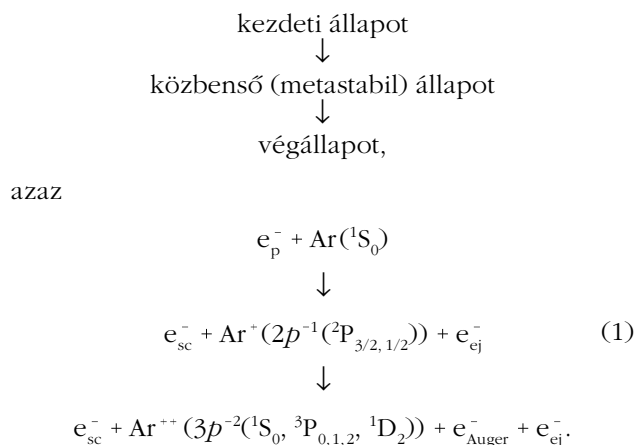
Az atomi belső héjon lévő elektron gerjesztése vagy ionizációja a szabad atomok elektronokkal történő ütközése során következik be. A keletkezett atomi állapotok metastabilak, amelyek elektronemisszióval vagy elektromágneses sugárzás emissziójával bomolhatnak

A kutatás a TÁMOP-4.2.1.B-10/2/KONV-2010-0001 jelű projekt részeként, az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg.

le. Az elektronemisszió általában sokkal valószínűbb, kivéve, ha a gerjesztési energia igen nagy (> 5 keV), vagy ha ez az átmenet valamilyen ok folytán tiltott. Kísérleteink során mindig elektron emissziójával járó bomlás (azaz a sugárzásmentes átmenet) fordul elő, ilyenkor a metastabil gerjesztett atomi állapotból egyszeres pozitív ion, vagy az egyszeres pozitív ionból kétszeres pozitív ion képződik.

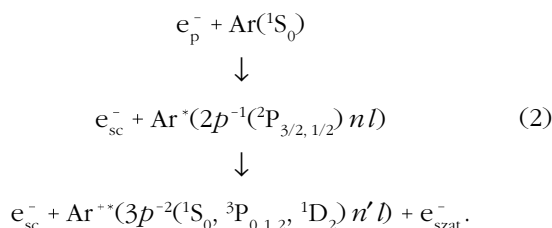
Auger-folyamatról csak akkor beszélünk, ha a végállapot kétszeres pozitív ion, és a végső állapot két elektronhiányhoz képest a közbenső elektronhiány belső(bb) elektronhéjon van. Itt a fő elektronhéjakra kell gondolni, és természetesen a közbenső elektronhiány mélyebb energiaszinten van, mint a végállapotiak.

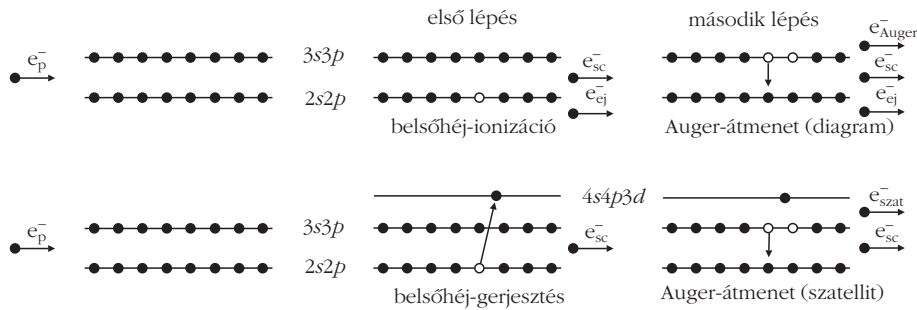
A jelen cikkben közölt vizsgálatainkat argon gáztartogenen végeztük, amelyen a tipikus Auger-folyamat a következő:



A folyamat során tehát a lövedék elektron (e_p^-) az eredetileg alapállapotú (1S_0) argon atomból szóródva (e_{sc}^-) annak $2p$ belső héjáról kilök egy elektront (e_{ej}^-). A keletkezett két különböző perdületű ($^2P_{3/2, 1/2}$) ionállapot egy Auger-elektron (e_{Auger}^-) kibocsátásával öt különböző kétszeres ion végállapotba ($^1S_0, ^3P_{0,1,2}, ^1D_2$) bomolhat. Ezt az átmenetet normális vagy diagram $L_{2,3}M_{2,3}M_{2,3}$ Auger-átmenetnek is nevezzük.

Hasonló bomlás történik akkor is, ha az első lépés nem ionizáció, hanem csak gerjesztés (ekkor a belső héjról kiütött elektron egy külső nl héjon marad):





1. ábra. A vizsgált atomi belső héj folyamatok sémája.

Az argon elektronütöközéssel kiváltott belsőhéj-gerjesztése során tehát a lövedék elektron hatására az argonatom $2p$ belső héjáról egy elektron egy betöltetlen nl Rydberg-állapotba kerül. Ez az állapot ezt követően főleg LMM Auger-szerű módon bomolhat (rezonáns Auger-bomlás): egy $3p$ elektron betölti a $2p$ héjon lévő lyukat, a felszabaduló energiát pedig egy másik $3p$ elektron (e_{szat}^-) viszi el. Ennek energiája néhány eV-tal nagyobb a diagram Auger-energiánál, a rezonáns Auger-spektrum halvány kísérője a diagram-spektrumnak. A folyamat során a Rydberg-elektron maradhat az eredeti nl állapotban is (spectator), de „fel is rázódnak” (shake up) egy magasabban gerjesztett $n'l$ állapotba. Az 1. ábrán bemutatott egyszerűsített séma is segítheti a vizsgált két folyamat áttekintését.

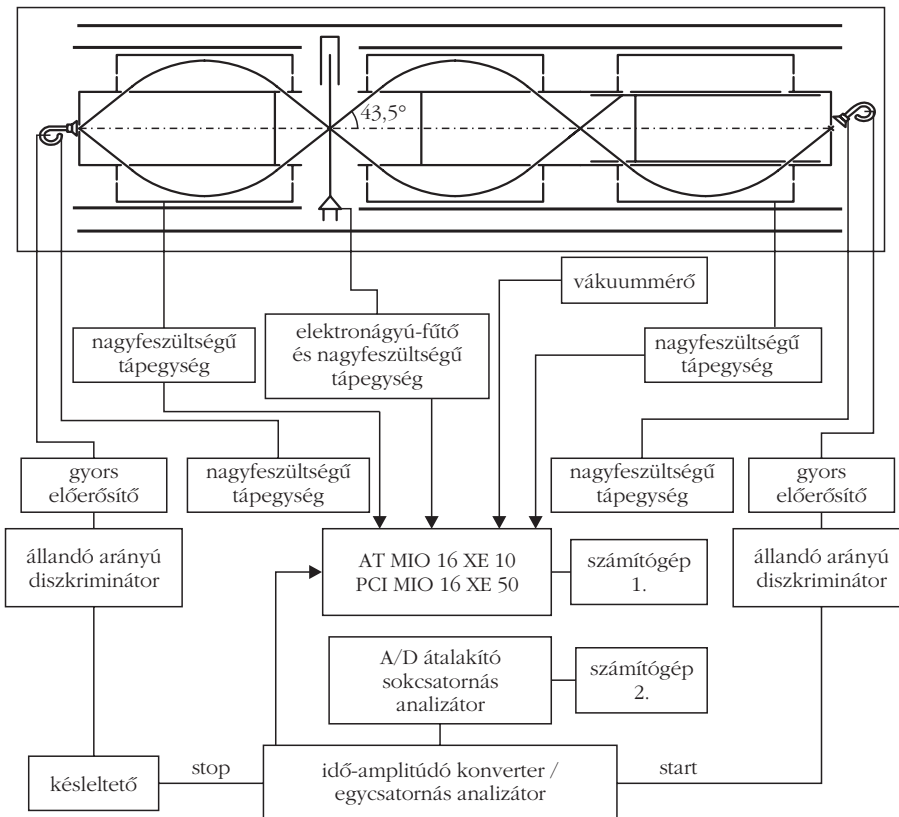
A koincidenciamérés során az egy atomban lezajló folyamatból származó, egyidejűleg detektált két elektron a szórt lövedék elektron és a gerjesztett (vagy ion-) állapot elbomlásakor keletkező Auger-elektron

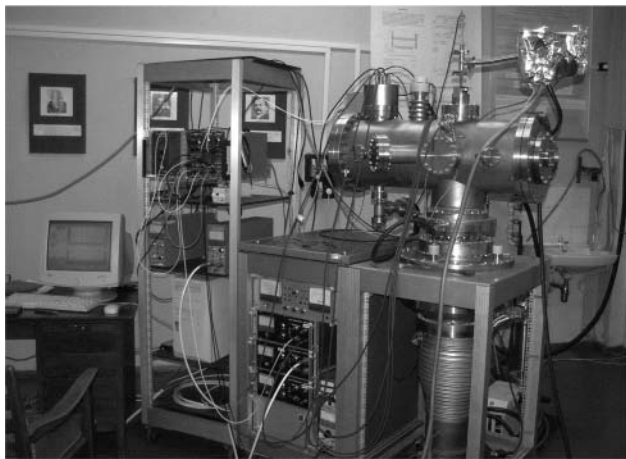
mérésnek is nevezni. A rövidítés első „e” betűje az elektron lövedékre utal, a „2e” pedig arra, hogy egy elemi atomi folyamat végállapotbeli részecskéi közül két elektront detektálunk.

A mérőrendszer

Napjainkban a kis energiás (<5 keV) elektronok spektrumának mérésére szinte kizárólag elektrosztatikus spektrométerek használatosak. Ezek energiaanalizátorból és a rajtuk átjutott elektronok detektálására alkalmas csatorna elektronsokszorozókból (channeltron vagy channelplate) állnak. Az energiaanalizátorok között különleges helyet foglalnak el a hengertükör analízátorok (cylindrical mirror analyzer, CMA), mivel – adott energiafelbontás mellett – elvileg ezekkel lehet a legnagyobb detektálási térszöveget és ezáltal a legnagyobb hozamot biztosítani. Mérőrendszerünk két, az ATOMKI-ban kifejlesztett, úgynevezett „torzított terű” CMA-t [1] tartalmaz: egy kétütemű és egy együtemű. Az Auger-elektron-spektrumot a kétütemű analízátor 0,5% relatív energiafelbontással (FWHM), az adott E_{sc} energiájú szórt elektronokat pedig az együtemű analízátor (0,9%) méri. A target gáznyaláb tengelye merőleges a két spektrométer közös tengelyére és a lövedék elektronnalábra is. E két nyaláb kölcsönhatási térfogatának közepére esik a két szomszédos analízátor fókuszpontja. Az innen kiinduló és az analízátorokon átjutó elektronok (szórt, ionizációs vagy Auger-elektronok) pályáját a 2. ábrán feltüntettük és berajzoltuk az azok detektálására szolgáló csatorna elektronsokszorozókat is. Mindkét spektrométerben a külső hengerre kapcsolt negatív feszültség az egyik oldali fókuszpontból induló, megfelelő

2. ábra. A spektrométer-rendszer vázlatja.





3. ábra. A mérőrendszer fényképe.

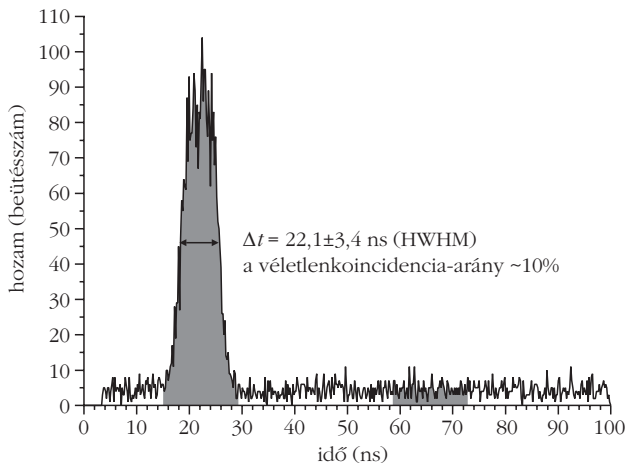
energiájú elektronokat a másik oldali fókuszba gyűjti össze. Az ettől jelentősen eltérő energiájú elektronok nem a fókuszpontba gyűlnek össze, így a detektor előtt lévő blendén nem tudnak áthaladni (vagy már az analizátoron sem). A számítások szerint analizátorunk másodrendű fókusza körülbelül $43,5^\circ$ -nál van. Az analizátorokba legfeljebb nagyjából a $40\text{--}46^\circ$ szögterületben tudnak az elektronok belépni, e tartomány $\sin\theta$ -val súlyozott közepe közel esik a fenti értékhez. A 2. ábra felső részén látható a spektrométer-rendszerünk hosszirányú metszete. A teljes analizátort az ábrázolt metszetnek a tengely körüli 360° -os forgatásával kapjuk.

A kétütemű spektrométer második analizátora tartalmaz egy forgatható, az analizátor belső hengerén belül lévő, két réssel ellátott hengert is. Ez a henger a mérési szög leszűkítésére szolgál, ha a szögeloszlás felvétele is célunk. A cikkben bemutatott méréseinkben a nagy térszög biztosítása érdekében ezt a hengert elhagytuk.

Az ábrán a vastag vonalak a μ -metálból készült mágneses árnyékolást jelölik, a két réteg a tengelyen mérhető mágneses mezőt – méréseink szerint – a földi mágneses indukció körülbelül 1%-ára ($\sim 2 \cdot 10^{-7}$ T) csökkenti. A spektrométerek teljes belső felületét koloid grafitral vontuk be. A grafit hatékonyan csökkenti a felületi oxidrétegek káros hatásait (azaz valódi ekvipotenciális felületet jelent), másrészt csökkenti a felületekbe becsapódó elektronok által kiváltott szekunder elektronok számát is.

Az elektronoknak természetesen végig nagy vákuumban ($p < 10^{-4}\text{--}10^{-5}$ mbar) kell haladniuk, hogy keletkezésük és detektálásuk között ütközés nélkül repülhessenek. A nagyvákuumrendszer elemei (olajdiffúziós nagyvákuum-szivattyú, rotációs elővákuum-szivattyú, vákuumkamra, szelepek, vákuummérő kivezetések) a mérőrendszer fényképén, a 3. ábrán jól kivehetőek.

A 2. ábra alsó részén, a spektrométer-rendszer hosszirányú metszete alatt a kiszolgáló elektronika blokkdiagramját láthatjuk. Ennek működése nagy vonalakban a következő: az egyes elektronok detektálását a csatorna elektronsokszorozók végzik. Ezek

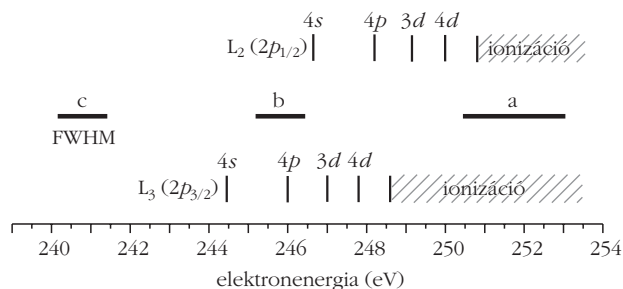


4. ábra. Egy, a berendezésünkkel felvett időspektrum.

hez tehát csak az ütközési térfogatot megfelelő szögben és energiával elhagyó elektronok juthatnak el, ez utóbbit az analizátorok külső hengereire adott negatív feszültség határozza meg. Az elektronsokszorozók által szolgáltatott elektromos impulzusok megfelelő erősítés és formálás után az idő-amplitúdó konverterbe (time to amplitude converter, TAC) kerülnek. A konverter a két elektronsokszorozó által szolgáltatott impulzus beérkezési idejének különbségével arányos nagyságú jelet ad. Ezek a jelek a beállítás fázisában egy sokcsatornás analizátorba (multichannel analyser, MCA) kerülnek. Bár a két detektált elektron egyidejűleg keletkezik, sebességkülönbségük, detektálási befutott útjaik különbsége, sőt az eltérő kábelek miatt a TAC-ba a jelek nem egyszerre érkeznek.

Az MCA amplitúdó szerint osztályozza a TAC jeleit, az így előállított hisztogramot időspektrumnak nevezzük. A 4. ábrán egy ilyen, a berendezésünkkel felvett időspektrumot láthatunk. Az időspektrum alapján az azonos atomi ütközési folyamatból származó elektronok időkülönbsége megállapítható, ez a bemutatott esetben $\Delta t = 22,1 \pm 3,4$ ns. Az időintervallum határainak megfelelő diszkriminációs szintek az idő-amplitúdó konverterrel egybeépített egycsatornás analizátoron beállíthatók. Az egycsatornás analizátor jelei a mérő- és adatgyűjtőrendszer külön csatornájába kerülnek, így kapjuk meg a koincidenciaspektrumot. Az ábrából az is látható, hogy az „időcsúcs” egy háttéren ül, hiszen a független atomi

5. ábra. Az átadott energia (E_n) „ablakok” helyzete az argon ionizációs éleihez és belső héj állapotaihoz képest: a) belsőhéj-ionizáció lehetséges, b) belsőhéj-gerjesztés lehetséges, c) csak külsőhéj-folyamatok lehetségesek.



folyamatokból származó elektronok útkülönbsége akár mekkora lehet. E véletlen incidenciák spektruma nyilvánvalóan „fehér”, tehát várható számuk egyforma hosszúságú időintervallumok esetén megegyezik. A besatírozott területek aránya alapján tehát a $\Delta t = 22,1 \pm 3,4$ ns időkülönbséggel érkező jelek 90%-a valódi, 10%-a véletlen incidencia. A véletlen incidenciákat nem lehet elkerülni, de hatásuk minimalizálható, ha a incidenciaspektrumból eltávolítjuk a beütések fenti hányadát (a direkt spektrumok jeleivel arányosan).

Az átadott energia „ablakok”

Koincidenciaméréseink során a lövedék által az atomnak átadott energia (E_{tr}) ismerete alapvető fontosságú. Ez meg is határozható, értéke egyenlő a primer és a szórt elektron energiakülönbségével:

$$E_{tr} = E_p - E_{sc}. \quad (3)$$

Az átadott energia értéke határozza meg azokat az atomi folyamatokat, amelyeket a koincidenciaspektrumban látni lehet. Belsőhéj-ionizáció lehetséges és az Auger-csúcsok megjelennek a koincidenciaspektrumban, ha az átadott energia (E_{tr}) nagyobb vagy egyenlő a megfelelő ionizációs potenciállal (E_{ion}). Ezen energiák különbsége adja meg a kibocsátott elektron kinetikus energiáját:

$$E_{ej} = E_{tr} - E_{ion}. \quad (4)$$

Ezen energia szórása egyenlő az átadott energia szórással, amit főleg az együtemű spektrométer energiafeloldása határoz meg (mivel kísérleteinkben a primer elektronnaláb energiaszórása sokkal kisebb):

$$\Delta E_{tr}(\text{FWHM}) \approx \Delta E_{ej}(\text{FWHM}) \approx 0,009 E_{sc}. \quad (5)$$

A cikkben bemutatott mérésekben alkalmazott átadott energia „ablakok” helyzetét az argon ionizációs élelhez és belső héj állapotaihoz képest az 5. ábrán láthatjuk. Az „ablakok” közepei a névleges átadott energiáknak (3), szélességei az energiaszórásuknak (5) felelnek meg.

A cikkben bemutatott mérések egyikében (az a) „ablak”) az atomnak átadott energia meghaladja az ionizációs energiát, bár csak egy kevéssel (PCI-mérések). A másik bemutatott mérésben (a b) „ablak”) az atomnak átadott energia nem éri el az ionizációs energiát, de értéke pontosan egyezik egy belsőhéjgerjesztési energiával (rezonáns Auger-mérés). E mérés során külsőhéj-ionizáció (illetve ionizáció + gerjesztés) is lehetséges, amely zavarhatja a belsőhéj-folyamatok mérését. E járulék levonásához szükség lehet az előbbieknél kisebb átadott energiájú mérésre is (a c) „ablak”).

Megjegyezzük, hogy az L_3 alhéj statisztikai súlya kétszerese az L_2 alhéjának, tehát az arról eredő Auger-vonalak intenzitása is körülbelül kétszeres.

Irodalom

1. Kövér Á.: Elektrosztatikus elektronspektrométerek fejlesztése az ATOMKI-ban. *Fizikai Szemle* 60 (2010) 339.

KVANTÁLT VEZÉRLÉSI PROBLÉMÁK – II. RÉSZ

Megállítható-e fordított helyzetében a mozgatott felfüggesztésű inga?

Tél András, BME, I. éves mechatronika MSc hallgató

Czmerk András, BME Mechatronikai, Optikai és Gépészeti Informatikai Tanszék

Tél Tamás, ELTE Elméleti Fizikai Tanszék

A vízszintes gyorsított fordított inga

Jelölje ismét φ az inga pozitív y tengellyel bezárt szögét (8. ábra).

Az együttmozgó koordinátarendszerben $-a(t)$ tehetetlenségi gyorsulás lép fel a vízszintes irányban. Ennek a rúdra merőleges komponense $-a(t)\cos\varphi$, a teljes tangenciális gyorsulás tehát $g\sin\varphi - a(t)\cos\varphi$. Így a mozgásegyenlet

$$\ddot{\varphi} = \frac{-a(t)}{l} \cos\varphi + \frac{g}{l} \sin\varphi. \quad (19)$$

A (19) abban a lényeges vonásban különbözik a függőlegesen gyorsuló inga (7) egyenletétől, hogy az előírt $a(t)$ gyorsulás most $\cos\varphi$ -vel szorzódik, a szög

8. ábra. A vízszintesen gyorsított fordított inga koordinátáinak értelmezése.

