

# AZ ÜTKÖZÉS UTÁNI KÖLCSÖNHATÁSRA VONATKOZÓ (e,2e) KOINCIDENCIÁS MÉRÉSEINK RÖVID ÁTTEKINTÉSE

## A SHORT REVIEW OF OUR (e,2e) COINCIDENCE EXPERIMENTS FOR STUDYING THE POST-COLLISION INTERACTION

Paripás B.<sup>\*</sup>, Palásthy B.<sup>\*\*</sup>

### ABSTRACT

*We present a short review of our (e,2e) measurements of electrons emitted after electron impact inner shell ionization of argon at different primary electron energies (350, 460 and 500 eV). Emitted LMM Auger electrons are detected in coincidence with the ionizing scattered electrons and the energy of the slow PCI inducer ejected electron is calculated from energy conservation. Particularly the effect of the very low energy (i.e. 0-5 eV) ejected electrons (strongly asymmetric energy sharing) is measured.*

### 1. Bevezetés

Az ütközés utáni kölcsönhatás alatt (post-collision interaction, PCI) a belső héj ionizáció során kibocsátott (vagy szórt) elektronok és az ionállapot bomlása során kibocsátott Auger- elektronok Coulomb-kölcsönhatásait értjük. Ezt a hatást – ami az Auger-elektronok csúcsalak torzulásában (beleértve az energia eltolódását is) mutatkozik meg – az elmúlt évtizedekben széles körben tanulmányozták. Egyszerű (nem koincidencia) Auger-mérésekben azonban a szórt és a kibocsátott elektronokat nem detektálják. Ezekkel tehát a PCI effektust csak részben lehet tanulmányozni, mivel a PCI ezeknek az elektronoknak a sebességvektorától jelentősen függ.

A koincidencia technika az ütközési kinematika feltárásával lehetőséget ad részletesebb PCI vizsgálatok elvégzésére is. Elektronütközéses belső héj ionizáció után azonban három elektron van a végállapotban, közülük azonban csak kettő detektálható az (e,2e) módszerrel. Szerencsére a legtöbb esetben a harmadik (a nem detektált) elektron kinetikus energiáját az energia-

megmaradás törvényéből ki lehet számítani (mivel a nehéz target atom meglökődése elhanyagolható). A nem detektált elektron mozgásiránya azonban ismeretlen marad. Emiatt olyan méréseket célszerű végeznünk, amelyekben a PCI effektus alig függ ettől az iránytól. Ilyen az erősen aszimmetrikus energia eloszlás esete, ahol többletenergiát szinte teljesen a szórt elektron viszi el. A másik kilépő elektron (a kibocsátott elektron) energiája így szükségképpen zérushoz közeli ( $< 4\text{eV}$  a tekintett esetekben). Ezek a nagyon lassú kibocsátott elektronok a kialakult ion közelében vannak még annak Auger-bomlásakor is, jelentős PCI hatást okozva. (A PCI effektus akkor maximális, amikor a kibocsátott elektron energiája a zérushoz tart.) A lassú elektronnak csak a sebesség nagysága fontos, más paraméterei a PCI-t érdemben nem befolyásolják.

A koincidencia mérések elkezdése előtt a PCI hatást egyszerű kísérletekben tanulmányoztuk ([1], [2]). A laboratóriumunkban néhány éve elindított koincidencia mérések lehetővé tették ezeknek a kutatásoknak a továbbfejlesztését is. Azóta a PCI hatást (e,2e) módszerrel vizsgáltuk argonon erősen aszimmetrikus energia-eloszlás esetén előbb 500 eV, később 350 eV primer energián ([3], [4]). Megállapítottuk, hogy zéró kibocsátott energia környékén, ahol különösen erős PCI hatás várható, az Auger-spektrum nagyenergiás oldalán számos zavaró csúcs is megjelent. Ezek a szatellit vonalak részben rezonáns Auger-vonalak (követik a  $2p_{1/2} \rightarrow 3d$  és  $2p_{1/2} \rightarrow 4d$  belső-héj gerjesztéseket), részben gerjesztett külső héj ionállapotok ( $[3p^2]nl$ ) által okozott vonalak. Ezeknek a zavaró szatellit vonalaknak eliminálása nélkül a PCI tanulmányozása gyakorlatilag lehetetlen.

A rezonáns Auger-vonalakat egy külön kísérletben is tanulmányoztuk [5], ahol a szórt elektronok energiája a rezonáns Auger tartományba esett. 460 eV primer

<sup>\*</sup> egyetemi tanár, Miskolci Egyetem, Fizikai Tanszék

<sup>\*\*</sup> egyetemi docens, Miskolci Egyetem, Fizikai Tanszék

energia környékén a  $[2p_{1/2}]3d$  és  $4d$  rezonáns Auger-vonalak mellett a normál, de erősen PCI torzított Auger-vonalak  $[2p_{3/2}]$  is láthatók. Jelen cikkben ezeket a spektrumokat a PCI szempontjából tanulmányozzuk. Ezt követően, az összehasonlítás kedvéért, felidézük a korábbi (500 eV és 350 eV primer energián kapott) eredményeinket is, így összegezve az (e,2e) módszerrel végzett PCI-re vonatkozó kísérleteinket.

## 2. A mérési módszer

### 2.1. Kísérleti berendezés

A kísérleti berendezésünket korábban már leírtuk [6], így itt csak röviden ismertetjük. A berendezés két elektrosztatikus spektrométerből áll, mindkettő ún. „doboz” típusú torzított terű hengertűkörös analizátor (CMA) [7]. Az Auger elektronspektromot egy dupla hengeres analizátor méri, az adott  $E_{sc}$  energiájú szórt elektronokat pedig egy szimpla spektrométerrel detektáljuk. A target gáznyaláb tengelye merőleges a két spektrométer közös tengelyére és a lövedék elektronnyalábra is. A relatív energiafelbontása (FWHM) a szimpla és dupla spektrométereknek 0.9 % ill. 0.5 %.

### 2.2. Az átadott energia „ablakok”

A lövedék által az atomnak átadott energia ( $E_{tr}$ ) a primer és a szórt elektron energia különbségével egyenlő:

$$E_{tr} = E_p - E_{sc}. \quad (1)$$

Az átadott energia értéke határozza meg azokat az atomi folyamatokat, amelyeket a koincidencia spektrumban látni lehet. Belsőhéj ionizáció lehetséges és az Auger-csúcsok megjelennek a koincidencia spektrumban, ha az átadott energia ( $E_{tr}$ ) nagyobb vagy egyenlő a megfelelő ionizációs potenciálnál ( $E_{ion.}$ ). Ezeknek az energiáknak a különbsége adja meg a kibocsájtott elektron kinetikus energiáját:

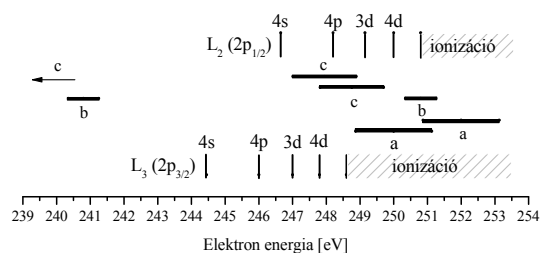
$$E_{ej} = E_{tr} - E_{ion.} \quad (2)$$

Ennek az energiának a szórása egyenlő az átadott energia szórásával, amit főleg a szimpla spektrométer energiafeloldása határoz meg (mivel a kísérleteinkben primer elektronnyaláb elektronszórása sokkal kisebb):

$$\Delta E_{tr}(\text{FWHM}) \approx \Delta E_{ej}(\text{FWHM}) \approx 0.009 E_{sc} \quad (3)$$

Erősen aszimmetrikus energia osztozkodás esetén a két kimenő elektron (a szórt és a kibocsájtott) a többlet-energián ( $E_0 - E_{ion.}$ ) nagyon aszimmetrikus módon osztozkodik, azaz a többletenergiát szinte teljesen a szórt elektron viszi el ( $E_{ej} \approx 0$ ;  $E_{sc} \approx E_p - E_{ion.}$ ). Ezért a mi rendszerünkben a detektált elektron energiaszórásának csökkentése az analizátorok transzmissziós energiájának csökkentésével lehetséges. Az energia

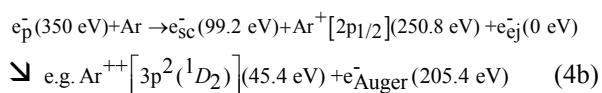
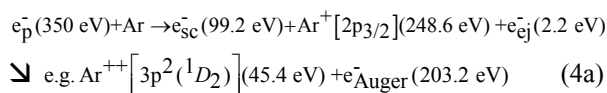
csökkentése azonban csökkenti az Auger folyamat valószínűségét, ami a mérési idő növekedéséhez vezet.



1. ábra: Az alkalmazott átadott energia „ablakok” helyzete az argon ionizációs éleihez és belső héj állapotaihoz képest (a) 500 eV, (b) 350 eV és (c) 460 eV primer energián.

Az alkalmazott átadott energia „ablakok” helyzetét az argon ionizációs éleihez és belső héj állapotaihoz képest az 1. ábrán láthatjuk. Az „ablakok” közepeit (a névleges átadott energiákat) közel tettük az ionizációs élekhez, a legtöbb esetben a két alhéj ionizációs potenciálja közé (248.6 és 250.8 eV közé). Ezekben az esetekben egy átlagos lövedék elektron csak az  $L_3$  alhéjra tud belső ionizációt okozni (az  $L_2$  alhéjra csak belső héj gerjesztés lehetséges). Az átadott energia szórása (az „ablak” szélessége) elbonyolítja a helyzetet és végeredményben  $L_2$  ionizáció is lehetséges, ha az  $L_2$  él az „ablakban” van. (Sőt azon túl is, mert a tényleges Gauss energia eloszlás túlnyúlik az FWHM „ablakon”).

A jobb megértés érdekében tekintsük a névleges energiákat a (b) átadott energia „ablakban” ( $E_{tr}=350-99.2=250.8$  eV) :



A koincidencia Auger elektronspektromok mérése során tartottuk a 99,2 eV-es koincidencia feltételt, így a többletenergiát szinte teljes egészében a szórt lövedék vitte el, a kibocsájtott elektron névleges energiája pedig zérushoz közeli volt (az  $L_2$  alhéjra pontosan zéró).

### 2.3. Az átadott energia pontossága

Az 1. ábra azt sugallja, hogy az átadott energia (és szórása) értékének pontossága kulcsfontosságú. Valóban néhány tized eV hiba már nem megengedhető, mert az teljesen különböző PCI hatásra vezet, sőt rezonáns Auger-csúcsokat eredményezhet a koincidencia spektrumban. Az átadott energiát pontosan lehet mérni például a  $3s^{-1}$  külső héj ionizációval (e,2e) kísérletben [4]:

$$e_p^- + Ar \rightarrow e_{sc}^- + Ar^+ [3s] + e_e^- \quad (5)$$

A fenti direkt ionizációtól származó koincidenca spektrumbeli csúcs teljes szélessége (FWHM) nagyobb, mint az Auger-csúcsok szélessége és nagyobb az energia átadási „ablakok” szélességénél is. Ezt a szélességet, amelyre mindkét spektrométer hatással van, kísérleti (effektív) energia átadási „ablaknak” neveztük ( $\Delta E_{eff}$ ) [8] és az alábbi formulával számítjuk:

$$(\Delta E_{eff})^2 = (0.009 E_{sc})^2 + (0.005 E_e)^2 \quad (6)$$

Az  $Ar^+(3s^{-1})$  ionállapot irodalmi [9] energiája 29,2 eV, így a kibocsájtott 3s elektron kinetikus energiájából ( $E_{ej}$ ) a pontos energia átadás ( $E_{tr}$ ) kiszámítható a (2) egyenlet segítségével. A szórt lövedék elektronok energiájának ( $E_{sc}$ ) ismeretében a pontos primer energiát ( $E_p$ ) a (1) egyenlet segítségével számíthatjuk ki.

### 3. Eredmények és diszkusszió

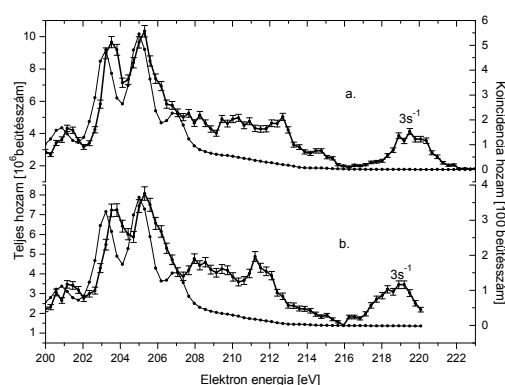
#### 3.1. Eredmények 460 eV primer energia környékén

Fentebb említettük, hogy a rezonáns Auger átmeneteket külön kísérletben [5] is tanulmányoztuk 460 eV primer energia környékén. Jelen cikkben ezeket a spektrumokat a PCI szempontjából vizsgáljuk. A 2. ábrán a teljes (nem koincidenca) és a koincidenca Ar LMM Auger elektron energia spektrumokat láthatjuk, ez utóbbiakat a 209,6 eV-os elektronokkal mértük koincidencaiban. A véletlen koincidenca arányát a korrelációs időspektrum alapján becsültük meg és 35 % alatt tartottuk. Ezt a járulékot – arányosan a primer beütésekkel – a cikkben szereplő spektrumokból már eltávolítottuk.

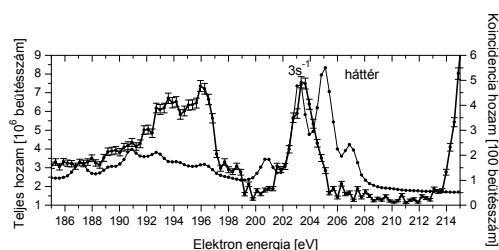
A koincidenca Auger-spektrum – a normál Auger-vonalak mellett – legalább két összetevőt is tartalmaz: a  $[2p_{1/2}]3d$  és  $4d$  belső héj ionállapotoktól eredő rezonáns Auger-vonalakat és a külső héj ionállapotokból kibocsájtott elektronok spektrumát. Ezek a spektrum kiértékelését erősen zavarják. Szerencsére az utóbbi összetevő külön is megmérhető. Tartva a 209,6 eV koincidenca feltételt, a primer energiát 442,4 eV-ra csökkentettük, ahol a belső-héj folyamatok a koincidenca spektrumban már nem láthatók. A 3. ábrán ezeket a teljes és koincidenca spektrumokat láthatjuk.

Feltételezhető, hogy a külső héjakról eredő elektronok koincidenca spektrumai a 442.4 eV és a 458.3 (457.55) eV primer energiákon ugyanolyan szerkezetűek, kivéve a kb. 15-16 eV eltolódást. Tehát a 3. ábrán látható koincidenca spektrum első része (185-206 eV) lesz a 2. ábrán szereplő koincidenca Auger-spektrum háttér. Természetesen eltekintve egy faktortól, amit a 2. és 3. ábrán lévő  $[3s]$  csúcsok magasságából számíthatunk ki.

Megjegyezzük, hogy a 197,5 eV alatti háttér az  $Ar^+[3p^2]4p$  gerjesztett ionállapotok és a  $Ar^{++}[3p^2]$



2. ábra. A teljes (nem koincidenca) elektron energia spektrum (vékony vonal) és a 209,6 eV elektronokkal koincidencaiban mért spektrum (hibajellel jelölve) a) 458.3 eV és b) 457.55 eV primer energiákon, argonon.



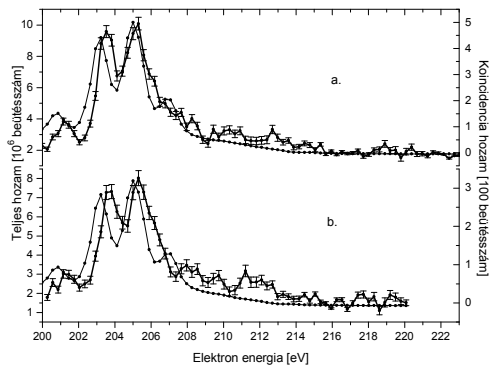
3. ábra. A teljes (nem koincidenca) elektron energia spektrum (vékony vonal) és a 209,6 eV elektronokkal koincidencaiban mért spektrum (hibajellel jelölve) 442.4 eV primer energián, argonon.

kétszeres ionállapotok keletkezésekor kibocsájtott elektronok okozzák. Ez utóbbiak interferálhatnak a kétlépéses Auger-folyamatból eredő elektronokkal. Ez az interferencia megkérdőjelezheti az általunk alkalmazott háttérlevonást.

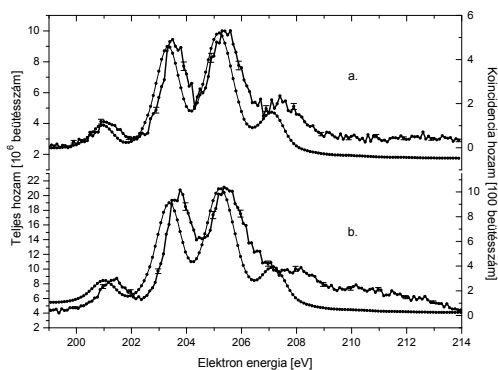
A lecsupaszított (csak PCI torzított) diagram Auger-spektrumot a 2. és 3. ábra különbségeként (eltekintve a fentebb említett faktortól) kaptuk meg. Ebben a spektrumban (4. ábra) a néhány tízed eV-os energia eltolódás (a nem koincidenca spektrumhoz mérve) jól látható, ez a lassú elektronoknak egy jól ismert PCI hatása.

#### 3.2. Összehasonlítás a korábbi eredményekkel

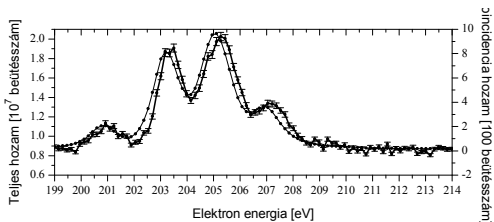
Korábban már tanulmányoztuk a PCI hatást argonon (e,2e) módszerrel erősen aszimmetrikus energia-osztzkodásnál, először 500 eV, majd 350 eV primer energiákon és az eredményeket publikáltuk is ([3], [4]). Az összehasonlítás kedvéért itt most felidézük ezeket az eredményeket. 500 eV primer energián a direkt folyamatok háttérét nem vontuk le, mert a külső héj folyamatok által produkált elektronspektrumot külön nem mértük.



4. ábra. A teljes (vékony vonal) és a háttérmentes koincidenca Ar  $L_{2,3}-M_{2,3}M_{2,3}$  diagram Auger-spektrum (hibajellel jelölve) a) 458.3 eV és b) 457.55 eV primer energián argonon, koincidenca feltétel 209.6 eV.



5. ábra. A teljes (nem koincidenca) elektron energia spektrum (vékony vonal) és az a) 248 eV és b) 250 eV energiájú elektronokkal koincidenzában mért spektrum (hibajellel jelölve) 500 eV primer energián, argonon.



6. ábra. A teljes (nem koincidenca) elektron energia spektrum (vékony vonal) és a 99,2 eV elektronokkal koincidenzában mért spektrum (hibajellel jelölve) 350 eV primer energián, argonon a direkt folyamatok háttere nélkül.

### 3.3. Következtetések

Látható, hogy az összes koincidenca spektrum eltolódott – a nem koincidenca Auger-spektrumhoz képest – néhány tized eV értékkel a nagyobb energiák

felé. Ezt a hatást az okozza, hogy az Auger-elektron kielőzi a nagyon lassú kibocsájtott elektront. Emiatt az Auger-elektron kevésbé érzi az atomtörzs vonzását, tehát megnő az energiája. Minél kisebb a kibocsájtott elektron energiája, annál nagyobb a koincidenca spektrum energia eltolódása: pl. a 4. ábra b. részén nagyobb, mint az a. részén, és az 5. ábra b. részén is nagyobb, mint az a. részén. Ha az atomnak átadott energia sokkal kisebb, mint a  $L_2$  ionizációs él energiája (mérések 460 eV környékén), az  $L_2$  héjról eredő Auger-csúcsok teljesen eltűnnek, különösen a  $L_2(^3P)$  triplet 207 eV környékén. Ennél részletesebb analízis csak a háttérmentes spektrumok számítógépes kiértékelésével végezhető.

### 4. Köszönetnyilvánítás

A bemutatott kutató munka 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.

### 5. Hivatkozások

- [1] B. PARIPÁS, G. VITÉZ, Gy. VÍKOR, K. TÖKÉSI and L. GULYÁS, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 34. (2001) 3301-3312.
- [2] B. PARIPÁS, G. VITÉZ, Gy. VÍKOR, K. TÖKÉSI, M. HUTTULA, A. CALO, H. AKSELA and S. AKSELA, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 37. (2004) 4507-4516.
- [3] B. PARIPÁS, B. PALÁSTHY, G. VITÉZ and Z. BERÉNYI, J. Phys. B: At. Mol. Phys. 41 (2008) 035201.
- [4] B. PARIPÁS, B. PALÁSTHY, Nucl. Instr. and Meth. B, 267 (2009) 275.
- [5] M. ZITNIK, M. KAVCIC, K. BUCAR, B. PARIPÁS, B. PALÁSTHY, K. TÖKÉSI, Nucl. Instr. and Meth. B 267 (2009) 260.
- [6] B. PARIPÁS and B. PALÁSTHY, Rad. Phys. Chem., 76 (2007) 565.
- [7] Á. KÖVÉR, D. VARGA, I. CSERNYI, E. SZMOLA, Gy. MÓRIK, L. GULYÁS and K. TÖKÉSI, Nucl. Instr. & Meth. A 373 (1996) 51.
- [8] B. PARIPÁS, B. PALÁSTHY, M. ZITNIK and K. TÖKÉSI, Nucl. Instr. and Meth. B (2011), doi:10.1016/j.nimb.2011.10.039
- [9] CVEJANOVIC, G. W. BAGLEY and T. J. REDDISH, J. Phys. B: At. Mol. Phys. 27 (1994) 5661