

A HÉLIUM AUTOIONIZÁCIÓS ÁLLAPOTAI KÖZÖTTI INTERFERENCIA (e,2e) KÍSÉRLETI VIZSGÁLATA

Paripás Béla¹ és Palásthy Béla²

¹egyetemi tanár, Miskolci Egyetem, Fizikai Tanszék

²egyetemi docens, Miskolci Egyetem, Fizikai Tanszék

3515 Miskolc, Miskolc-Egyetemváros, ¹e-mail: fizpari@uni-miskolc.hu

Összefoglalás

A hélium autoionizációs állapotainak elektron ütközéses gerjesztését és a 24,6 eV energiájú közös He^+1s^{-1} végállapotba bomlását, valamint e folyamatok interferenciáját tanulmányozzuk. A szórt – kibocsájtott elektron párokat két elektron-spektrométerrel koincidenzában mérjük, konstans ionállapotú ($e,2e$) mérést (CIS) végzünk, a végállapotot a spektrométerek transzmissziós energiái összegének konstans értéken tartásával izoláltuk. A munkánk fókuszában a hélium $2s^2(^1S)$ és $2p^2(^1D)$ autoionizációs állapotainak kicserélődési interferenciája van. A kritikus energia közelében (ilyenkor az egyik reakció csatornában szórt elektronnak az energiája egyezik meg a másik csatornában kibocsájtott autoionizációs elektronnal) a primer energia néhány tized eV-es változtatása is jelentősen megváltoztatja a CIS spektrumot, ami a kicserélődési interferencia jelenlétére utal.

Kulcsszavak: elektron spektrometria, autoionizáció, interferencia, koincidenzá mérés

Abstract

The electron impact excitation of the autoionizing states of helium, their decay into the common He^+1s^{-1} final ionic state with energy 24.6 eV, and the interference of these processes are studied. The scattered-ejected electron pairs are observed in coincidence by two electron spectrometers, a constant ionic state ($e,2e$) experiment (CIS) is performed, isolating the final state by keeping the sum of transmission energies of the spectrometers constant. In the focus of this work are the exchange interference effects of $2s^2(^1S)$ and $2p^2(^1D)$ autoionizing states of helium. Around the critical energy (where the energy of the scattered electron from one reaction path equals the energy of ejected electron from the other reaction path), a few tenths of eV modification in primary energy causes a significant change in the CIS spectra, which indicates the presence of exchange interference effects.

Keywords: electron spectrometry, autoionization, interference, coincidence measurement

1. Bevezetés

Tekintsünk két nem átfedő rezonanciát (R' és R''), amelyeket alapállapotból (G) elektronüt-közéssel gerjesztünk és amelyek elektron emisszióval ugyanabba a végállapotba (F) bomlanak:

$$G(0)+e(E_0) \rightarrow R'(E_{R'})+e_{s'} \rightarrow F(E_F)+e_{s'}+e_a \quad (1a)$$

$$\rightarrow R''(E_{R''})+e_{s''} \rightarrow F(E_F)+e_{s''}+e_{a''} \quad (1b)$$

Az interferencia feltétel megköveteli, hogy az egyik reakció csatornában szórt elektronnak az energiája (és spinje) megegyezzen a másik csatornában kibocsájtott Auger-elektron energiájával (és spinjével): ebben az esetben az $(e_{s'}, e_a)$ és $(e_{s''}, e_{a''})$ elektronpárok megkülönböztethetetlenek. Ez a (csatornák közötti) állapot–állapot interferencia csak egyetlen primer elektron energián lehetséges ($E_0=E_{R'}+E_{R''}-E_F$) és alapvetően különbözik az indirekt folyamat (1a) és a direkt folyamat (1c) közötti interferenciától. Ez utóbbit Fano-interferenciának is nevezik, és minden energián előfordulhat, még a fenti kritikus energián is.

$$G(0)+e(E_0) \rightarrow F(E_F)+e_s+e_a \quad (1c)$$

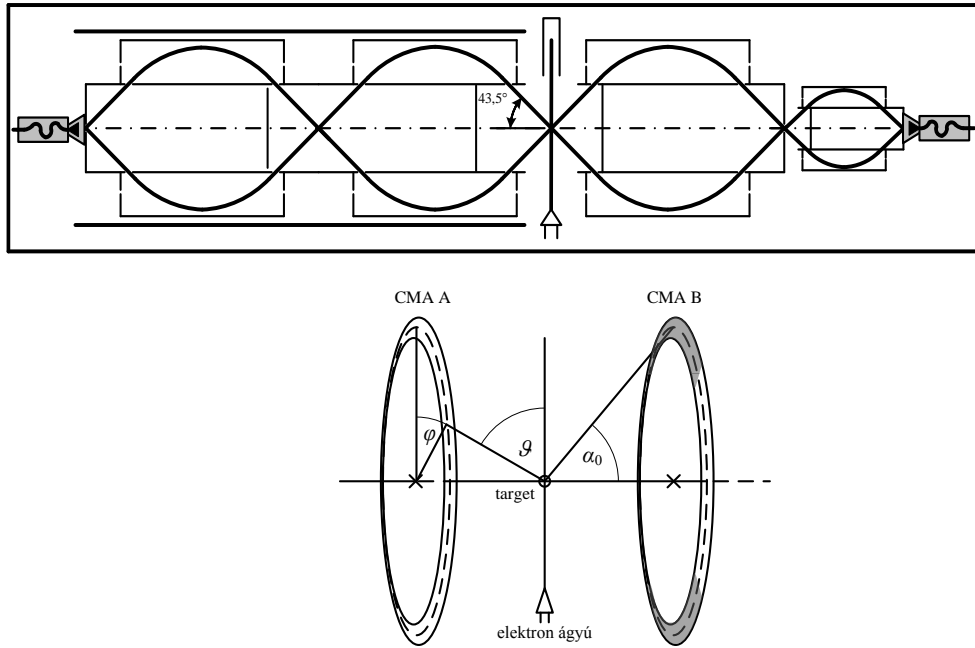
Az állapot–állapot interferenciát először [1,2] nem-koincidencia kísérletekben figyeltek meg, nevezetesen a hélium autoionizációs rezonanciáinak energiaveszteségi spektrumaiban. Legutóbbi munkánkban [3] kísérletet tettünk ennek az interferenciának más rendszerekben történő kísérleti kimutatására: tanulmányoztuk az argon ugyanabba a $[3p^2](^1D_2)4p(^2P, ^2D)$ végállapotba bomló $[2p_{1/2}]4p$ és $[2p_{3/2}]4p$ rezonanciáinak rezonáns Auger-bomlását. A kísérleti megközelítésünk a konstans ionállapotú (CIS = constant ionic state) koincidencia (e,2e) méréseken alapult. A végállapotot a szórt– és az Auger-elektronok energia összegének konstans értéken tartásával izoláltuk. Ezt úgy valósítottuk meg, hogy a mérés során a két spektrométer transzmissziós energiáját ellentétes irányba léptettük, úgy, hogy az összegük állandó legyen. Bár találtunk a kritikus energia környékén szisztematikus eltéréseket is, ezeket nem találtuk eléggé szignifikánsnak ahhoz, hogy az interferencia létezésének tényét egyértelműen állíthassuk. Végeredményben arra jutottunk, hogy a problémák gyökere az, hogy a mérési „ablakban” több (eltérő impulzuszórájú) végállapot is van, amelyekhez egymástól független, tehát egymást „elkenő” interferenciák tartozhatnak.

A fenti okok miatt tértünk át a lehető legegyszerűbb célatomra, a héliumra, ahol a végállapot is a lehető legegyszerűbb. Mint fentebb is utaltunk rá, a héliumon mások már megfigyelték az állapot–állapot interferenciát, bár a miénktől teljesen eltérő módszerrel. Ha a mi kísérleti (e,2e) módszerünk alkalmas az állapot–állapot interferencia kimutatására, akkor ezen a célatomon működni kell!

2. A kísérleti berendezés

Az elmúlt évben a kísérleti berendezésünkön lényeges fejlesztést hajtottunk végre, amelyről már részletesen beszámoltunk [4], ezért itt csak röviden ismertetjük. A mérőrendszerünk két, közös tengelyen lévő, hengertükör típusú (CMA = cylindrical mirror analyser) elektrosztatikus spektrométerből áll (1. ábra). Mindegyik spektrométer két „doboz” típusú [5] analízátor ütemből áll. A vákuum kamrában rendelkezésre álló kis hely miatt a négy analízátor egyikét rövidebbre kellett építeni. Emiatt a B spektrométer (amelyik a rövidebb anali-

zátort tartalmazza) gyengébb energia felbontású (0,78% FWHM), mint az A jelű (0,55% FWHM). A spektrométerek közös tengelye merőleges mind a target gáz nyálábra, mind a lövedék elektron nyálábra. Ez a három merőleges egyenes pontosan a spektrométerek közös fókuszában metszi egymást.



1. ábra. Az $(e,2e)$ coincidencia spektrométer rendszer vázlata és bemeneti geometriája

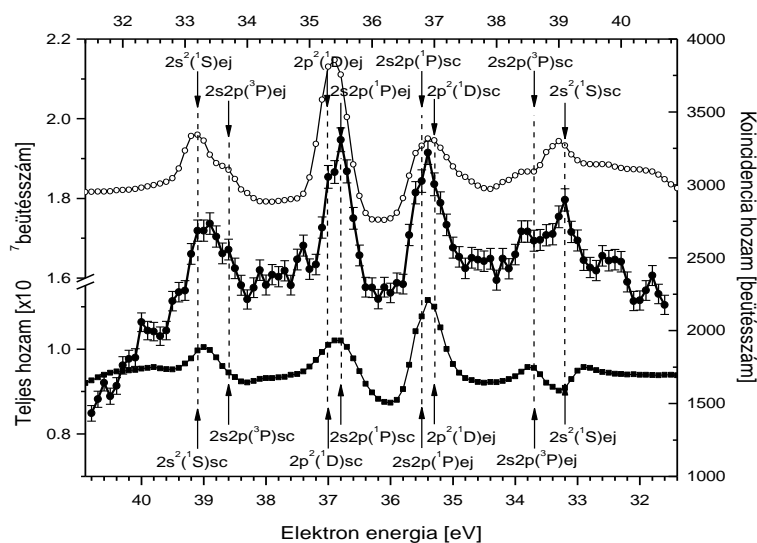
A CMA spektrométerekben a közel 5° -os belépési kúpok nagy belépési (akceptancia) térszöget biztosítanak, amely a coincidencia mérésekben alapvető fontosságú. A CMA tengelyéhez képesti belépési szög kb. $\alpha_0 = 43,5^\circ$. Amikor a belépési kúp körben nyitott ($\varphi=360^\circ$), a belépési (akceptancia) térszög kb. 0,36 sr (A spektrométer). Ebben az esetben a detektált elektronok szórási szöge (ϑ) a primer elektron nyálábhöz képest a 47° - 133° tartományba esik. A B spektrométer esetén a belépési kúp fele (az „előre” és a „hátra” negyedek) zárva vannak, így a belépési (akceptancia) térszög kb. 0,18 sr értékre, a szórási szög tartomány pedig 65° - 115° -ra csökken.

Az analízatorba belépő és megfelelő energiával rendelkező szórt- illetve kibocsájtott elektronok áthaladnak az analízatoron és csatorna elektronsokszorozók (CEM = channel electron multiplier) detektálják őket. Az erősített és formált CEM jelek számlálását, az analízator feszültségek vezérlését PC mérőkártyák végzik LabWindows programmal. A program képes mindkét spektrométert a kiválasztott energia tartományban vezérelni, ellentétes léptetési irányban is.

3. A hélium autoionizációs állapotai

Ez a munka a lehető legegyszerűbb célatom, a hélium legkisebb energiájú és egyúttal legfontosabb autoionizációs állapotain végzett méréseken alapul. Ezek a $2s^2(^1S)$, $2s2p(^3P)$, $2p^2(^1D)$ és $2s2p(^1P)$ állapotok 57,8 eV, 58,3 eV, 59,9 eV és 60,1 eV gerjesztési energiákon (E_{ai}). Ezek mindegyike ugyanabba a He^+1s^{-1} végállapotba bomlik ($E_F = 24,6$ eV), a kibocsájtott autoionizációs elektronok energiái ($E_{ej} = E_{ai} - E_F$) tehát rendre 33,2 eV, 33,7 eV, 35,3 eV és 35,5 eV. A természetes vonalszélességek (Γ) rendre 138, 8, 72 és 38 meV, amelyek sokkal kisebbek (kivéve talán a legkisebb energiájú $2s^2(^1S)$ állapotot) a spektrométerek felbontásánál. Másrészt az ebből számítható pikoszekundum alatti bomlási idők több nagyságrenddel kisebbek a koincidenca berendezésünk nanoszekundum nagyságrendű időfelbontásánál, tehát a szórt- és a kibocsájtott autoionizációs elektronok valóban egyidejűleg indulónak tekinthetők.

Az autoionizációs állapotok keltéséhez tartozó szórás csúcsok ($E_{sc} = E_0 - E_{ai}$) és a bomlásuk során kibocsájtott elektronok csúcsainak intenzitása mind a primer energiának, mind az emissziós szögnek erős függvénye. Az irodalomban számos mérés található az általunk vizsgált energia és szögtartományra is [6, 7, 8]. A mi mérési szögtartományunkra kiátlagolt adatok alapján 93–97 eV környékén három–három szórt, ill. kibocsájtott elektron csúcsot hasonló intenzitásúnak várunk. A kivétel a $2s2p(^3P)$ csúcs, amely küszöb környékén még dominál, de ebben az energiatartományban már elég kicsi (20-30 %).



2. ábra. A 96,9 eV primer energián mért CIS spektrum ($E_F = 24,6$ eV; $E_0 - E_F = E_A + E_B = 72,3$ eV). Az A (üres körök, felső energiaskála) és a B (tele négyzetek, alsó energiaskála) spektrométerekkel mért energia spektrumok is láthatók). A közepén lévő spektrum a He^+1s^{-1} ($E_F = 24,6$ eV) végállapothoz tartozó koincidenca CIS spektrum, amelyben véletlen koincidenkiákat ($\approx 20\%$) már levontuk

A 2. ábrán az autoionizációs elektronok energiatartományán felvett energia spektrumokat láthatjuk: alul és fölül a két spektrométerrel egyidejűleg felvett teljes (nem-koincidencia) spektrumot, közöttük pedig a koincidencia CIS spektrumot. A mérés a kritikus primer energia fölött történt (96,9 eV-en). A teljes spektrumokon a kibocsájtott (ej) és szórt (sc) elektronokhoz tartozó csúcsok jól elkülönülnek (kis energiás oldal: kibocsájtott (autoionizációs) elektronok, nagy energiás oldal: szórt elektronok) és könnyen azonosíthatók. A két spektrométer energiaskálája egymáshoz képest fordítva fut (egészen pontosan a B spektrométer alul lévő skálája fordított), mivel az (e,2e) CIS mérésben a két elektron energia összege állandó.

A teljes (nem-koincidencia) spektrumokban lévő csúcsok esetenként furcsa alakja a direkt- és indirekt ionizációs folyamatok interferenciájának köszönhető. Ezeket a Fano-típusú csúcsalakokat célszerű a Shore-Balashov módszerrel parametrizálni:

$$y_i^F = Y_0 \frac{a\varepsilon + b}{1 + \varepsilon^2} \quad \text{ahol } \varepsilon = \frac{E_i - E_0}{0,5\Gamma}, \quad (2)$$

amely csúcsok hozzáadódnak a direkt ionizációs kontinuumhoz. Ezt az interferenciát széleskörűen tanulmányozták, a fentebb megadott irodalmak tartalmazzák az aszimmetriát jellemző Shore-Balashov (a, b) paramétereket is. Ezek (még az adott primer energián is) erősen szögfüggőek, a mi mérési szögtartományunkra jellemző csúcsalakok igen jelentősen különböznek. Az ábrán a két spektrométer által mért $2s^2(^1S)$ csúcsok alakja tér el a leginkább, az A spektrométer határozott csúcsot, a szűkebb szögtartományt mérő B spektrométer inkább „mélyedést” detektál.

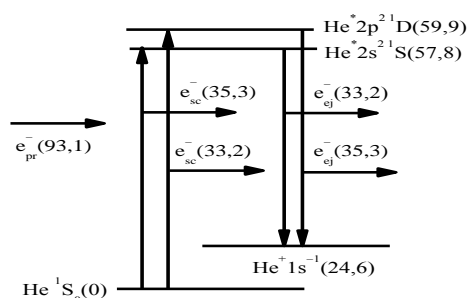
Az egymástól kb. 0,2 eV-re (egész pontosan 0,235 eV-re) lévő $2p^2(^1D)$ and $2s2p(^1P)$ csúcsokat a mi spektrométereink még éppen nem tudják szétválasztani. E két összetevő aránya az emissziós szög függvénye, ami miatt az együttes csúcs max. 0,1 eV-et csúszkálhat. A másik két csúcs jól elkülönül ugyan, de az ő interferenciájuk a direkt folyamattal erősebb. Ez a csúcsok hegyének kb. ugyanilyen mértékű csúszkálását okozhatja a szög függvényében, tehát az emissziós csúcsokkal történő energia kalibrációnk pontossága végeredményben kb. 0,1 eV lehet.

A 2. ábrán középen lévő spektrum a He^+1s^{-1} ($E_F = 24,6$ eV) végállapothoz tartozó koincidencia CIS spektrum. Ennek felvétele során a két spektrométer transzmissziós energiája úgy lép ellentétes irányba, hogy az összegük mindig éppen E_F -vel legyen a primer energia alatt. Emiatt az összetartozó szórt-kibocsájtott elektron csúcs-párok az ábrán éppen szemben vannak és szaggatott vonalakkal kötöttük őket össze. A koincidencia spektrum tehát mindkét skálához egyformán tartozik, csúcsai az autoionizációs-, háttére a direkt folyamathoz tartoznak. A magas háttér a direkt folyamat dominanciáját mutatja a He^+ ionok keltésében.

4. Eredmények a kritikus primer energia környékén

Mint ahogy a bevezetőben is utaltunk rá, az állapot-állapot interferenciát először a hélium $2s^2(^1S)$ és $2p^2(^1D)$ autoionizációs állapotai között figyelték meg a miénktől teljesen eltérő módszerekkel [1,2]. Mi ugyanezt a rezonancia párt választottuk, a megfelelő rezonancia energiák $E_R=57,8$ eV, $E_{R'}=59,9$ eV, és az állapot-állapot inter-

ferenciát $E_0=93,1$ eV-nél várjuk. Amikor a végállapot betöltődik, a kijövő két elektron energia összege $E_0-E_F= 68,5$ eV. A megértés könnyítése érdekében ezeket az energia szinteket és átmeneteket a 3. ábra diagramján is bemutatjuk.

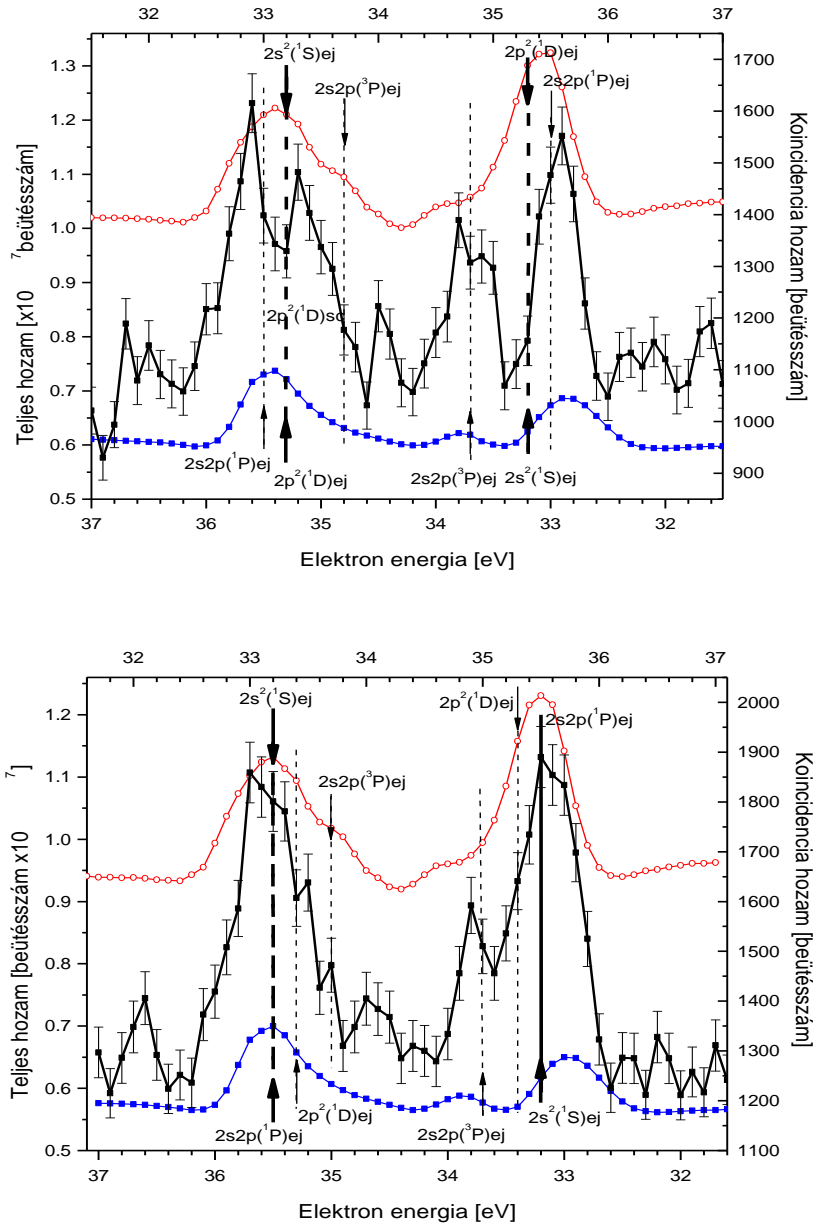


3. ábra. A vizsgált állapot-állapot interferencia energia szintjeinek és átmeneteinek diagramja

A kritikus energia környékén mért spektrumok közül kettőt mutatunk be a 4. ábrán. A felső spektrumot pontosan a kritikus energián ($E_0 = 93,1$ eV) vettük fel (a kalibrációnk fentebb megadott hibája 0,1 eV). Az alsó spektrumot pedig e fölé 0,2 eV-vel ($E_0 = 93,3$ eV). A szórt- és kibocsájtott elektronok energia összegét mindkét spektrumban a végállapot energiájával, azaz 24,6 eV-vel tartottuk a primer energia alatt. A két primer energián mért teljes (nem-koincidencia) spektrumok mind az *A*, mind a *B* spektrométer esetén gyakorlatilag megegyeznek, de a CIS spektrumok igen jelentősen különböznek. Ez pedig a kicserélődési interferencia jelenlétére utal, hisz a direkt folyamattal történő interferencia nem változhat ilyen sokat néhány tized eV-nyi változtatás eredményeképpen.

5. Összefoglalás

Ebben a munkában azt mutattuk meg, hogy lehetséges koherencia különböző energiájú, egymással nem átfedő autoionizációs állapot között. Ezt az ugyanabba a végállapotba bomlásuk során fellépő interferencia igazolhatja. A végállapotú elektronok energiája csak egyetlen (kritikus) energián egyezhet meg, méghozzá felcserélt szerepben (az egyik reakció csatornában szórt elektronnak az energiája egyezik meg a másik csatornában kibocsájtott autoionizációs elektron energiájával). Jelen méréseinket az elektron ütközéssel gerjesztett hélium autoionizációs állapotokon végeztük, amelyek sugárzásmentesen a 24,6 eV energiájú közös $\text{He}^+ 1s^{-1}$ végállapotba bomlanak. A szórt – kibocsájtott elektron párokat két elektronspektrométerrel koincidenciában mérjük, konstans ionállapotú ($e, 2e$) mérést (CIS) végzünk, a végállapotot a spektrométerek transzmissziós energiái összegének konstans értéken tartásával izoláltuk. A munkánk fókuszában a hélium $2s^2(^1S)$ és $2p^2(^1D)$ autoionizációs állapotainak kicserélődési interferenciája volt. A kritikus energia közelében a primer energia néhány tizedes változtatása is jelentősen megváltoztatta a CIS spektrumot, ami a kicserélődési interferencia jelenlétére utal.



4. ábra. Ugyanaz, mint a 2. ábra, de a kritikus primer energián $E_0 = 93.1$ eV-en (felső spektrum), illetve kicsivel fölötté $E_0 = 93.3$ eV-n (alsó spektrum) mérve. ($E_F = 24,6$ eV; $E_0 - E_F = E_A + E_B = 68,5$ eV ill. $68,7$ eV

6. Köszönetnyilvánítás

A kutató munka a Miskolci Egyetem stratégiai kutatási területén működő Mechatronikai és Logisztikai Kiválósági Központ keretében valósult meg.

7. Irodalom

- [1] den Brink, J. P. V., van Eck, J. and Heideman, H. G. M.: *Interference between scattered and ejected electrons in e-He collisions: a new probe for coherence studies*, Phys.Rev. Lett. **61** (1988) 2106.
- [2] den Brink, J. P. V., Nienhuis, G., van Eck, J. and Heideman, H. M.: *Coherences between autoionizing states of different excitation energies*, J. Phys. B **22** (1989) 3501.
- [3] Paripás, B., Palásthy, B. and Žitnik, M.: *Experimental (e,2e) study of exchange interferences in the resonant Auger decay of Ar induced by electron impact*, Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena, 189 (2013) 65.
- [4] Paripás, B., Palásthy, B., Szilágyi, A. és Takács, Gy.: *Koincidencia elektron-spektrométer rendszer fejlesztése új analizátor fokozat megépítésével*, Miskolci Egyetem Közleményei Multidiszciplináris Tudományok, 3. kötet (2013) 1 sz. 107.
- [5] Varga, D., Kövér, Á., Kövér L., Redler, L.: *A Distorted Field Cylindrical Mirror Electron Spectrometer I. Calculation of the Analyzer*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A238 (1985) 393.
- [6] Oda, N., Tahira, S., Nishimura, F. and Koike, F.: *Energy and angular distribution of electrons ejected from autoionizing states in helium by electron impact*, Phys. Rev. A **15** (1977) 574.
- [7] McDonald, D. G. and Crowe, A.: *Ejected electron spectra from the vicinity of the $2p^2(^1D)$ and $2s2p(^1P)$ autoionizing states of helium*, J. Phys. B **25** (1992) 2129.
- [8] McDonald, D. G. and Crowe, A.: *Electron impact excitation-autoionization of the $2s^2(^1S)$ and $2s2p(^3P)$ states of helium*, J. Phys. B **25**, 4313 (1992).

Helyreigazítás

A Multidiszciplináris tudományok, 3. kötet. (2013) 1. számában a 107. oldalon (Paripás B., Palásthy B., Szilágyi A. és Takács Gy.: *Koincidencia elektron-spektrométer rendszer fejlesztése új analizátor fokozat megépítésével*) és a 297. oldalon (Béres M.: *Fűrés során fellépő nemlineáris rezgés vizsgálata*) kezdődő cikkek Köszönetnyilvánításában elírás történt.

A Köszönetnyilvánítás szövege helyesen:

A kutató munka a Miskolci Egyetem stratégiai kutatási területén működő Mechatronikai és Logisztikai Kiválósági Központ keretében valósult meg.