

Berillium, molibdén és volfrám visszaverődési együtthatójának meghatározása nagy pontosságú Monte Carlo-szimulációval

Tőkési Károly

HUN-REN Atommagkutató Intézet, (ATOMKI), Debrecen, Bem tér 18/c.

Jelen cikkben egy továbbfejlesztett számítási eljárást mutatok be a berillium, molibdén és volfrám elektron-visszaszórás együtthatóinak (BSC) meghatározására 0,1–100 keV közötti elektronenergiák esetén. A számítások korszerű Monte-Carlo-szimulációs módszerrel történtek különböző energiavesztési függvény (ELF) adatkészleteket alkalmazva bemeneti paraméterként. Az elektronok rugalmatlan szórás keresztmetszetét a relativisztikus dielektromos függvény formalizmusából vezettem le, ahol Penn teljes algoritmusára felhasználtam az optikai határban ($q \rightarrow 0$) mért ELF kiterjesztését a teljes (q, ω) síkra. Az eredmények igazolták, hogy az energiavesztési függvény pontossága jelentősen befolyásolhatja a számított visszaszórás együtthatót, továbbá, hogy ez szoros kapcsolatban áll az f - és ps -összegzési szabályokkal.

Bevezetés

Amikor az elektronnyaláb egy tömör anyag felületére irányul, a beeső elektronok nagy része megáll a célszállóban, de közülük néhány visszaszóródik, és elhagyja az anyagot. Azokat az elektronokat, amelyek energiája meghaladja az 50 eV-ot, visszaszóró elektronoknak nevezzük, míg az ennél alacsonyabb energiájú elektronok a gerjesztett másodlagos elektronok [1].

Ezeknek az elektronoknak a tulajdonságait számos területen hasznosítják [2-5], különösen a pásztázó elektronmikroszkópiában (SEM). A SEM-ben a másodlagos elektronok jele nagy felületi érzékenységet mutat lehetővé téve a felszíni topográfia nagy felbontású leképezését, míg a visszaszóró elektronok segítségével sokszor az anyag tömbi összetétele vizsgálható, mivel a jel intenzitása erősen függ az elem rendszámától. A másodlagos elektronhozam – azaz a primer elektronként kibocsátott másodlagos elektronok száma – az anyag elektronikus és felületi tulajdonságaitól függ; a visszaszórás együttható (BSC) – a primer elektronként visszaszóró elektronok száma – elsősorban az anyag alkotóelemeinek rendszámával arányos. A tiszta, ideális, lapos felületek másodlagos elektronhozamának és visszaszórás együtthatójának tanulmányozása az 1960-as évek óta kiemelt kutatási terület a SEM kontrasztmechanizmusainak megértése szempontjából.

Elméleti szempontból a Monte Carlo-módszer ideális eszköz az elektron-szilárdtest kölcsönhatás vizsgálatára [6-12], és széles körben alkalmazzák az elektronspektroszkópiában és az elektronmikroszkópiában. Az elmúlt évtizedekben számos ilyen modell született, különféle elektronszórás elméletekre támaszkodva. Ebben az összefüggésben a szerző több Monte Carlo-modellt és -kódot is kidolgozott különböző alkalmazásokhoz: például a CTMC-SEM-modellt a másodlagos és visszaszóró elektronok szimulációjára SEM-ben, a CTMC-3DSEM-et összetett háromdimenziós mintageometriákhoz, a CTMC-SES-t Auger- és fotoelektron-spektroszkópiához, a CTMC-REELS-t az elasztikus csúcs és a reflexiós elektronenergia-vesztési spektrum modellezésére, a CTMC-RMC-t optikai állandók meghatározására, a

CTMC-CHARG modellt a töltésfelhalmozódási jelenségekhez szigetelőkben és félvezetőkben, valamint a CTMC-ATOMIC modellt ultravékony rétegek vizsgálatára.

A nukleáris fúziós kutatások szempontjából kiemelt jelentőségű anyagok – például a berillium (Be) és a molibdén (Mo), valamint a volfrám (W) – visszaszórás együtthatóját korábban korszerű Monte Carlo-modellek (CTMC-SEM) segítségével már meghatározták, a Mott-féle rugalmas szórás keresztmetszet és a dielektromos függvény formalizmus alkalmazásával. Ezekben a vizsgálatokban elsősorban a különböző rugalmas szórás potenciálok hatását elemezték. Kimutatták azonban, hogy az eltérő rugalmas keresztmetszetek önmagukban nem magyarázzák a visszaszórás együtthatóra kapott mért és szimulált adatok közti eltérést. Ugyanakkor a CTMC-ATOMIC modell alapján elvégzett kiegészítő szimulációk megmutatták, hogy már néhány atomi réteg szén-szennyeződés jelentősen módosítja a BSC értékét: azt növeli a könnyű elemeknél (pl. Be), és csökkenti a nehéz elemeknél (Mo, W).

Tekintettel arra, hogy teljesen tiszta felületek kísérleti vizsgálata – a szennyező komponensek (szén, oxigén) in situ monitorozásával – ritkán kivitelezhető, a másodlagos elektronhozamra és a visszaszórás együtthatóra vonatkozó, valóban megbízható kísérleti adatok még mindig hiányosak. A másodlagos elektronok alacsony energiájuk miatt különösen érzékenyek a felületi és kémiai állapotváltozásokra, ezzel szemben a visszaszóró elektronok nagyobb energiájuk miatt kevésbé függenek a felületmódosításból eredő munkafüggvény-változástól. Emiatt különösen ígéretes lehet egy megbízható elméleti BSC-adatbázis létrehozása Monte Carlo-szimuláció segítségével feltéve, hogy a fizikai modell nagy pontosságú.

Korábbi munkák alapján a CTMC-SEM-modell alkalmas a másodlagos és visszaszóró elektronok pontos szimulációjára fémek anyagok esetén. Ugyanakkor a szórás keresztmetszetek számításához szükséges egyes bemeneti adatok továbbra is bizonytalansággal terhelték. Például az elasztikus szóráshoz használt potenciál meghatározása nem egyértelmű, ami kis mértékű bizonytalanságot okozhat a

számított BSC-ben. Ennél is fontosabb, hogy a rugalmatlan szórás számításában kulcsszerepet játszó optikai energia-veszteségi függvény (ELF) pontossága erősen meghatározza a kapott keresztmetszeteket. Az ELF – a dielektromos függvény képzetes részeként – a valencia- és belső héjak elektronikus gerjesztéseit írja le, amelyek az energiaveszteségi folyamatokért felelnek. Mivel a reális anyagok elektronikus struktúrája összetett, az ELF jelenleg nem határozható meg kellő pontossággal tisztán elméleti úton, így legtöbbször kísérleti optikai adatokra támaszkodnak.

Fontos azonban megjegyezni, hogy az elfogadott optikai adatbázisok – mint például Palik gyűjteménye [13], – több, különböző kutatóktól származó mérési adatsort tartalmaznak részben eltérő fotonenergia-tartományokból. Ezek eltérései módosítják a számított rugalmatlan keresztmetszeteket, így a BSC értékét is. Eddig nem vizsgálták részletesen, hogy az ELF-adatok bizonytalansága milyen mértékben befolyásolja a visszaszórás együttható Monte Carlo-alapú számítását. Jelen cikk célja ezért annak feltárása, hogy az ELF-adatbázisok eltérései miként hatnak a BSC értékére. Ezért különböző ELF-kombinációk kerültek felhasználásra: Palik adatbázisából származó optikai mérések [13], valamint RE-ELS-spektrumokból kinyert adatok. A Be, Mo és W elemek visszaszórás együtthatóit ezekkel a különböző ELF értékekkel számítottam ki 0,1–100 keV közötti primer elektronenergiákon, és az eredmények alapján pontosított, továbbfejlesztett elméleti BSC-adatokat kaptam.

Monte Carlo-szimulációs modell

A vizsgálatban a legkorszerűbb Monte Carlo-szimulációs modellt alkalmazom, amely a legújabb elektron-anyag kölcsönhatási rugalmas és rugalmatlan szórás keresztmetszeteket használja. A módszer részletes leírását korábbi munkáim tartalmazzák; itt csak a számítási eljárás áttekintése kerül bemutatásra.

Elektronok rugalmas szórása

A rugalmas szórás számításához a Mott-féle differenciális keresztmetszetet alkalmazom [14]:

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2, \quad (1)$$

ahol $f(\theta)$ és $g(\theta)$ a szórás amplitúdók, amelyek részleges hullámok módszerével határozhatók meg. A szórás potenciál három részből áll: az elektrosztatikus potenciálból, a kicserélődési potenciálból és a korrelációs-polarizációs potenciálból. A mag töltéeloszlását Fermi-eloszlással, míg az elektroneloszlást Dirac-Fock elektronsűrűséggel határozom meg. Ezen felül figyelembe veszem a Furness-McCarthy-féle cserepotenciált és a lokális sűrűségközelítésen alapuló korrelációs-polarizációs potenciált. A Mott-keresztmetszetet az ELSEPA programmal számítom ki [15].

Elektronok rugalmatlan szórása

A rugalmatlan ütközések leírására a dielektromos függvény formalizmust alkalmazom. Ebben a modellben a differenciális inverz rugalmatlan úthossz (DIIMFP) a következőképpen írható fel:

$$\frac{d^2\lambda_m^{-1}}{d(\hbar\omega)dq} = \frac{2\gamma^2}{1+\gamma} \frac{1}{\pi a_0 E} \text{Im} \left\{ \frac{-1}{\varepsilon(q, \omega)} \right\} \frac{1}{q} \quad (2)$$

ahol $\gamma = 1 + E/(m_0 c^2)$ a relativisztikus korrekciós faktor, a_0 pedig a Bohr-sugár.

A szórás valószínűségét az energiaveszteségi függvény (ELF) határozza meg. Penn teljes algoritmusát lehetővé teszi, hogy az optikai határban mért ELF-et kiterjesszük a teljes síkra [16]. Ehhez a Lindhard-dielektromos függvényt használtam. A különböző ELF-ek minőségének ellenőrzésére két összegzési szabályt alkalmazok:

oszcillátorerő-szabály (f-sum rule) – érzékeny a magas energiatartomány pontosságára; tökéletes árnyékolási szabály (ps-sum rule) – főként az alacsony energiájú ELF-pontosságot tükrözi. Ideális esetben az f-szabály a rendszámot, a ps-szabály pedig az egységet kell, hogy visszaadja.

Monte Carlo-szimuláció menete

A mintába belépő elektron számos rugalmas és rugalmatlan ütközésen megy keresztül, melyek során módosul mozgásiránya és energiája. A szórás szögeket és az energiaveszteséget a megfelelő differenciális keresztmetszetek alapján, véletlenszámokkal mintázom. A 50 eV feletti energiájú másodlagos elektronokat a BSC számításába is beleszámítom.

A rugalmatlan energiaátadás függvényében a gerjesztett elektron származhat:

- valenciasávból, ha a veszteség kisebb, mint az adott belső héj kötési energiája;
- belső héjról (belső-héj ionizáció), ha a veszteség meghaladja a kötési energiát.

A gerjesztett atom relaxációja Auger-elektron vagy foton kibocsátásával is megtörténhet, de az Auger-elektronok hozzájárulása a visszaszórás együtthatóhoz elhanyagolható.

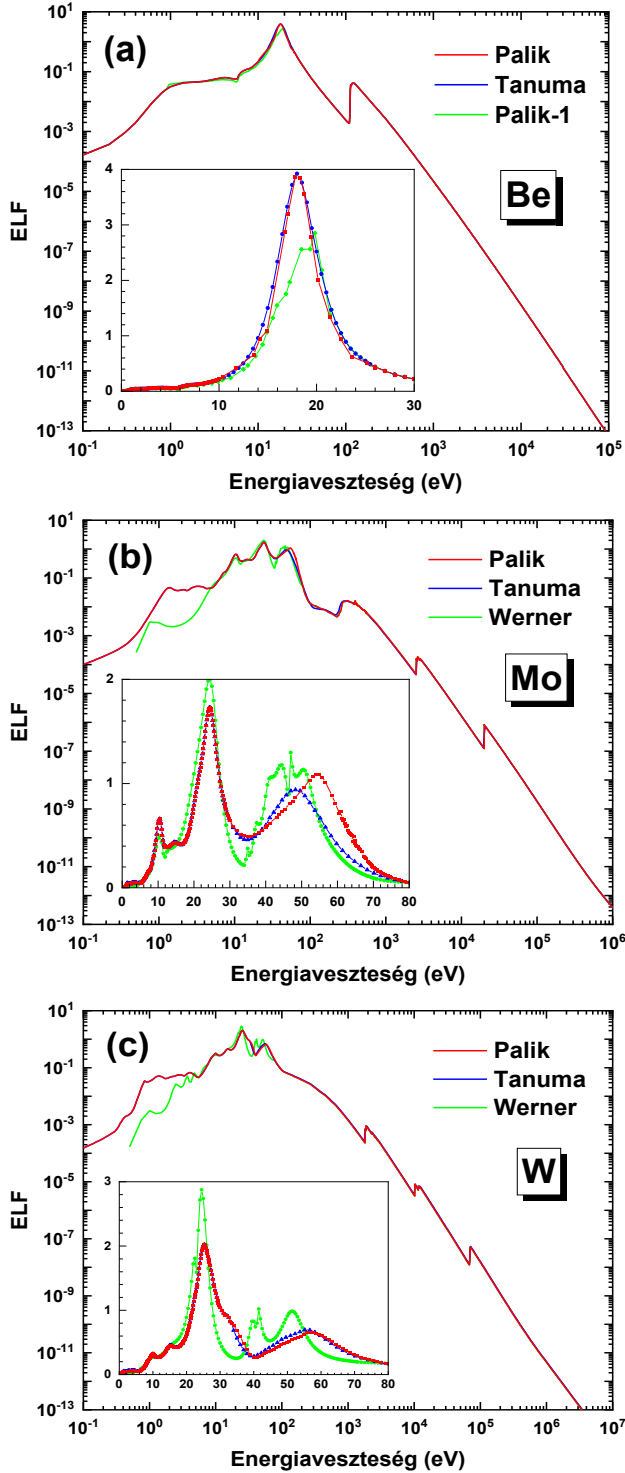
A többszörösen szóródott elektronok egy része eléri a felületet, ahonnan bizonyos valószínűséggel kiléphet. Ehhez kvantummechanikai átbocsátási függvényt használtam:

$$T(E, \beta) = \begin{cases} \frac{4 \sqrt{1 - \frac{U_0}{E \cos^2 \beta}}}{\left[1 + \sqrt{1 - \frac{U_0}{E \cos^2 \beta}}\right]^2}, & \text{if } E \cos^2 \beta > U_0; \\ 0, & \end{cases} \quad (3)$$

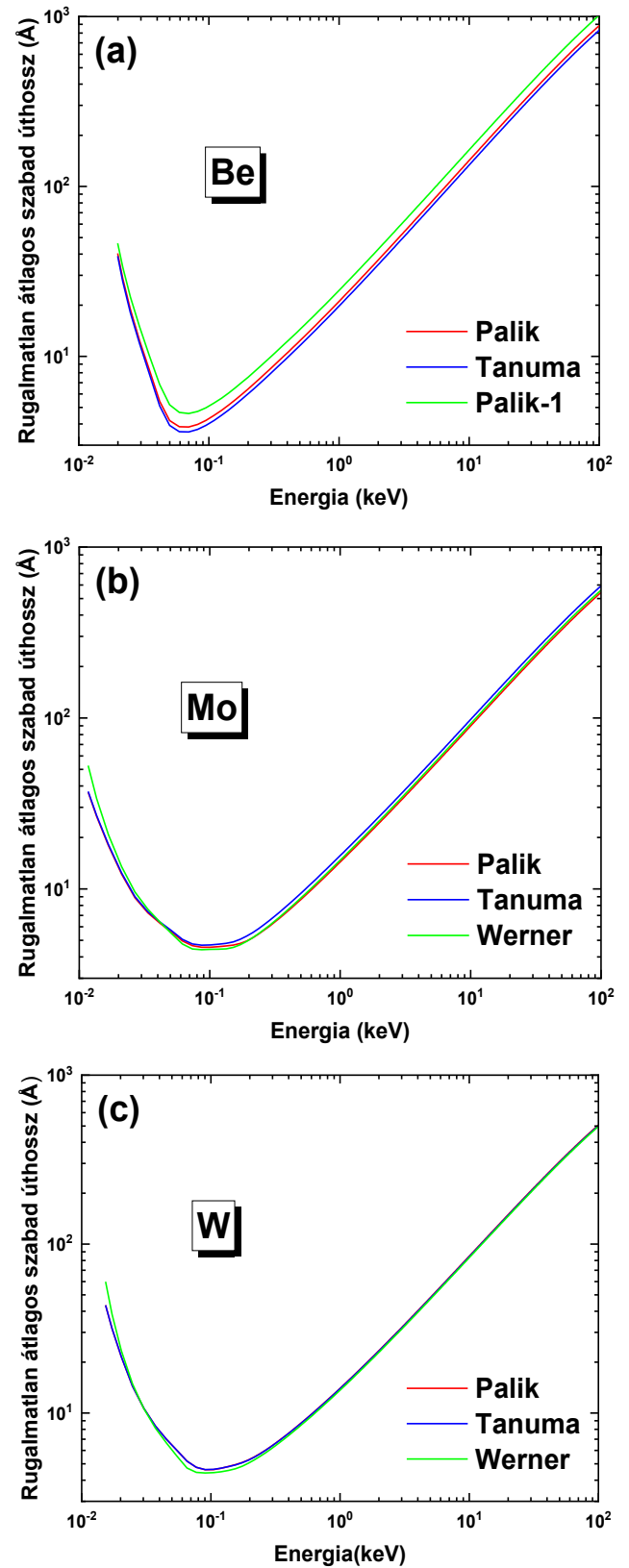
ahol az elektron mozgási iránya és a felületi normális közötti szög, valamint a felületi gát, amely a munkafüggvény és a Fermi-energia összegéből adódik [17]. A kinetikus energia alapján egy megszökött elektront vagy valódi szekunder elektronnak (<50 eV) vagy visszaszórt elektronnak (>50 eV) tekintünk. A visszaszórás együtthatót az egy beeső elektronra jutó visszaszórt elektronok száma határozza meg, míg a szekunder elektronhozamot hasonlóképpen az egy beeső elektronra jutó szekunder elektronok száma határozza meg.

Energiavesztési függvény adatok

Palik optikai adatbázisa [13] több különböző méréssorozatot tartalmaz, amelyeket kombinálva három berillium-ELF-et állítottunk elő: "Tanuma", "Palik" és "Palik-1". Ezek az optikai energiaadatok a 0,02 eV–10 MeV tartományban találhatók. A különbségek főként a főcsúcs környékén dominálnak, ami eltérően befolyásolja a rugalmatlan keresztmetszeteket is.



1. ábra: Az (a) berillium, (b) molibdén és (c) volfrám energia-vesztés-függvényei



2. ábra: Az 1. ábrán látható ELF-ekből számított rugalmatlan átlagos szabad úthosszak: (a) Be, (b) Mo és (c) W

Molibdén és volfrám esetén három másik ELF-kombinációt definiáltunk: "Palik", "Tanuma" és "Werner", amelyek alapját vagy optikai adatok (Palik), vagy REELS-spektrumokból

származó adatok (Werner) képezik. Az 1. ábra a berillium, molibdén és volfrám energiavesztés-függvényeit mutatja.

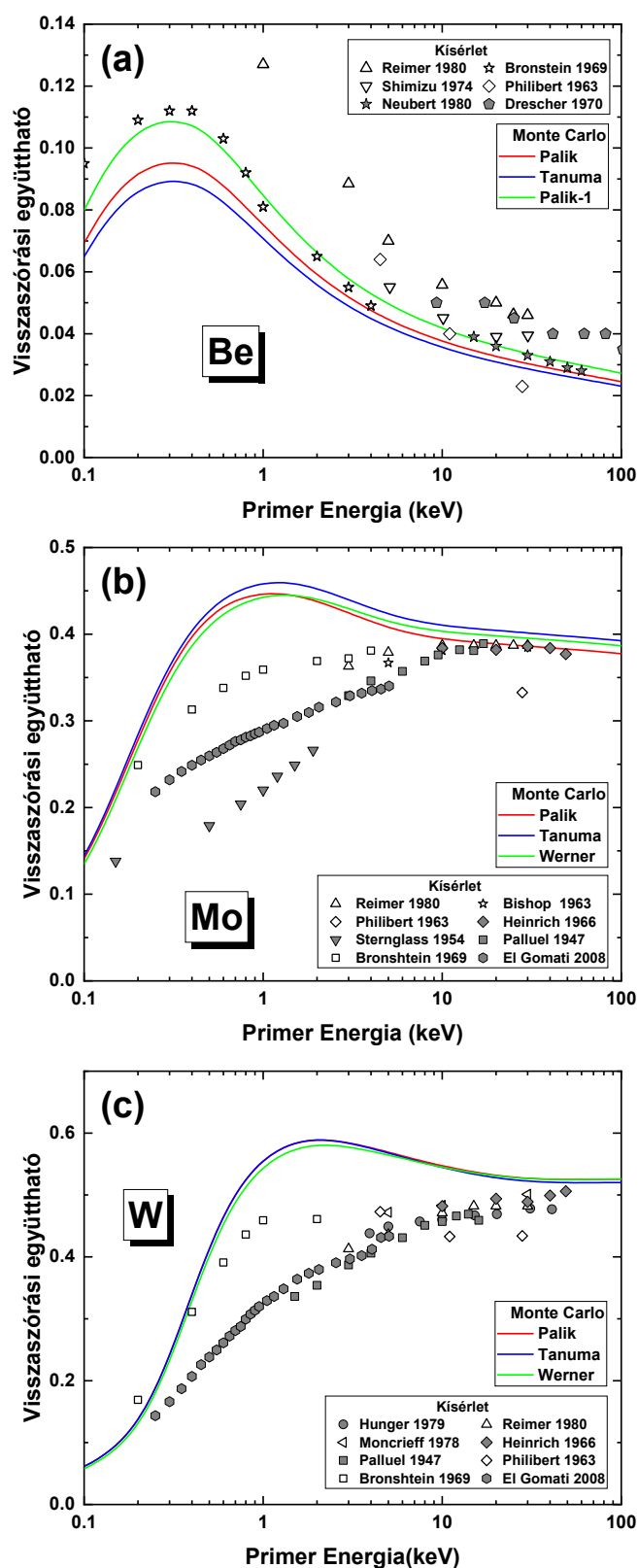
Egy adott ELF-ből első lépésként meghatároztuk az energiától függő rugalmatlan úthosszat (IMFP), amely azt az átlagos távolságot jelenti, amelyet az elektron a vizsgált anyagban energia-vesztés nélkül meg tud tenni. Mivel az IMFP a rugalmatlan szórási keresztmetszet reciproka, nagy IMFP-érték azt jelenti, hogy az elektron hosszabb úton haladhat anélkül, hogy energiát veszítene – ezért nagyobb valószínűséggel szóródik ki a felület felé, ami növeli a visszaszórási együtthatót (BSC). Az IMFP energiatfüggése tehát közvetlenül magyarázza a BSC primer energiával való viselkedését is.

		f -összeg szabály		ps -összeg szabály	
		értéke	relatív hiba (%)	értéke	relatív hiba (%)
Be	Palik	3,95	-1,15	1	0,04
	Tanuma	4,08	2,05	1,07	6,62
		-4,09	-2,4	-1,066	-6,6
	Palik-1	3,73	-6,63	0,85	-15,31
Mo	Palik	42,66	1,58	1,04	3,78
	Tanuma	40,43	-3,73	0,98	-1,11
		-39,53	(-5,9)	-0,989	(-1,1)
	Werner	41,18	-1,96	1,01	1,05
W	Palik	74,32	0,43	1,01	1,13
	Tanuma	73,31	-0,93	1,01	1,3
		-71,39	(-1,3)	-1,013	-1,3
	Werner	74,05	0,07	1,02	2,49

1. táblázat: Az f - és ps -összeg szabályok és azok relatív hibái Be, Mo és W esetén, ahol a zárójelben lévő adatok Tanuma és munkatársai [18] munkájából származnak

A berillium esetében (2a ábra) a három IMFP-görbe nem metszi egymást: a "Tanuma"-IMFP minden energián kisebb, mint a "Palik"-IMFP, míg a "Palik"-IMFP mindenhol kisebb a "Palik-1"-IMFP-nél. Ez összhangban áll a f - és ps -szabály hibáival (1. táblázat): a "Tanuma"-ELF pozitív hibái azt jelzik, hogy az ELF túlbecsült, így az IMFP következetesen alulbecsült, míg a nagy negatív hibák a "Palik-1"-ELF esetében túlbecsült IMFP-t eredményeznek. A "Palik"-ELF hibái a legkisebbek, ezért a "Palik"-IMFP tekinthető a legmegbízhatóbbnak.

Molibdén és volfrám esetében az IMFP-görbék értelmezése összetettebb. Molibdénnél a "Palik"- és "Werner"-görbék két ponton metszik egymást: az egyik 50 eV alatt, a másik körülbelül 200 eV-nál. Az 50–200 eV tartományban a "Palik"-IMFP nagyobb a "Werner"-IMFP-nél, egyébként kisebb. Ez összhangban van azzal, hogy a "Werner"-ELF a kis energiákon kissé túlbecsült (pozitív ps -szabály), míg a magas energiákon kissé alulbecsült (negatív f -szabály). A "Tanuma"- és "Palik"-ELF-ek 40 eV alatt megegyeznek, ám 40–80 eV között eltérnek, így a "Tanuma"-IMFP alacsony energián egyezik a "Palik"-IMFP-vel, míg magas energián – a negatív f -szabály hibája miatt – túlbecsült. Emiatt várható, hogy a "Tanuma"-ELF túl magas BSC-t ad.



3. ábra: A jelenlegi visszaszórási együtthatók a) berillium, b) molibdén és c) volfrám esetében a korábbi elméleti és kísérleti adatokkal [19–31] összehasonlítva

Volfrámnál a "Palik"- és "Werner"-IMFP-görbék körülbelül 20 eV-nél metszik egymást: e felett a "Palik"-IMFP nagyobb, mivel a "Palik"-ELF pontosabb az alacsony energiákon, míg a "Werner"-ELF pontosabb a magas energiákon. A "Tanuma"-ELF 35–80 eV között kissé eltér a "Palik"-ELF-től, de

az IMFP-k különbségei itt már elhanyagolhatók. Ennek oka, hogy a volfrámra vonatkozó összegzési szabály hibái mindhárom ELF esetében kicsik, így a különbségek nem érvényesülnek erősen.

A visszaszórási együtthatókat (BSC) Monte Carlo-szimulációval számítottuk ki a Be, Mo és W ideális, tiszta, sima felületére 0,1–100 keV közötti primer energiákon, energiánként 108 elektronpálya kiszámításával (ld. 3. ábra). A BSC értéke a teljes energia-spektrum integrálásával adódik. Alacsony primer energiákon a kis energiájú elektronok dominálnak, így a ps-szabály pontossága a meghatározó; nagy primer energiáknál a nagyenergiás elektronok is hozzájárulnak, ezért a f-szabály pontossága válik lényegessé. Az eredményeket a 4. ábra mutatja.

A berillium esetében a három ELF-fel kapott BSC-görbe ugyanazt a tendenciát mutatja, mint az IMFP: nagyobb IMFP $\rightarrow$ nagyobb BSC. Korábbi munkáinkban "Tanuma"-ELF-et használtunk, ami a rugalmatlan keresztmetszet túlbecsüléséhez vezetett, így a "Tanuma"-BSC alulbecsült volt. Első pillantásra úgy tűnhet, hogy a "Palik-1"-görbe egyezik legjobban a Bronstein-féle kísérleti adatokkal, ám mivel a "Palik-1"-ELF nagyon pontatlan (nagy f- és ps-hibákkal), ez csak látszólagos. A "Palik"-ELF a legpontosabb, így a "Palik"-BSC tekinthető a legmegbízhatóbbnak. Ha a felületi szén-szennyeződés egyetlen monoréteggel jelen van, a "Palik"-BSC még jobban közelíti a kísérleti értékeket, ami alátámasztja a szennyeződés jelentőségét.

Molibdén esetében a "Tanuma"-ELF alulbecsült, a "Palik"-ELF pedig kissé túlbecsült, ezért várható, hogy a "Tanuma"-BSC túl magas, a "Palik"-BSC pedig túl alacsony. A szimulációk ezt megerősítik. A 10 keV feletti tartományban a "Palik"-görbe egyezik legjobban a kísérleti adatokkal. Mivel a nehéz elemek felületi szén-szennyeződése csökkenti a BSC-t, 1–2 monoréteg szénnel a számítások még közelebb kerülnek a mért értékekhez. A "Werner"-ELF várhatóan a két szélső eset között helyezkedik el – ezt a szimuláció is mutatja.

Volfrám esetében a három ELF f- és ps-szabály hibái egyaránt kicsik, így a hozzájuk tartozó IMFP- és BSC-görbék is nagyon közel esnek egymáshoz; ennek megfelelően nem találunk jelentős eltérést a szimulált BSC-k között.

Összefoglalás

Ebben a munkában megvizsgáltuk a különböző energia-veszteségi függvények (ELF-ek) hatását a berillium, molibdén és volfrám elemek elektron-visszaszórási együtthatóinak Monte Carlo-szimulációval számított értékeire a 0,1–100 keV primerenergia-tartományban. A f- és ps-összegzési szabályok részletes elemzése megmutatta, hogy a f-szabály az ELF nagy energiájú részének pontosságára érzékeny, így a magas primer energiákon meghatározott BSC-t döntően befolyásolja, míg a ps-szabály az alacsony energiájú ELF-pontosságot tükrözi, és a kis primer energiákon kapott BSC-kre van erős hatással.

A nagy negatív vagy pozitív hibák a f- vagy ps-szabályban túlbecslést vagy alulbecslést eredményeznek a BSC értékekben – előbbiek elsősorban a magas, utóbbiak az alacsony primer energiák tartományában jelentkeznek.

Különösen a berillium esetében figyelhető meg kifejezett érzékenység az ELF pontosságára: jelen eredményeink azt mutatják, hogy a "Palik"-ELF alkalmazása lényegesen javítja az előző munkákban "Tanuma"-ELF alapján kapott BSC-k pontosságát. A molibdén esetében a "Palik"-ELF szintén kedvezőbb eredményt ad, mint a korábban használt változatok. A volfrám esetében azonban a különböző ELF-ek összegzési szabályai eleve közel azonos pontosságúak, így a szimulált BSC-k között nem mutatkozik jelentős eltérés.

Eredményeink rámutatnak, hogy a BSC-k megbízható elméleti meghatározásához kulcsfontosságú a nagy pontosságú ELF alkalmazása, különösen olyan adatbázisoké, amelyek minimális hibát mutatnak mind a f-, mind a ps-szabály tekintetében. Ez elengedhetetlen egy megbízható elektron-visszaszórási adatbázis kialakításához.

Köszönetnyilvánítás

Ezt a kutatási munkát a Kína és Magyarország közötti kétoldalú tudományos és technológiai (T&T) együttműködés támogatta a 2021-1.2.4-TÉT-2021-00055 számú projekt keretében.

Irodalomjegyzék

- [1] H. Niedrig, *Scanning*, 1, 17 1978.
- [2] G.E. Lloyd, *Mineralogical Magazine*, 51, 3 1987
- [3] R.D. Bloebaum, J.G. Skedros, E.G. Vajda, K.N. Bachus, B.R. Constantz, *Bone*, 20, 485 1997
- [4] H. Seiler, *Journal of Applied Physics*, 54, R1 1983
- [5] J. Torok, R. Del Re, H. Herbol, S. Das, I. Bocharova, A. Paolucci, L.E. Ocola, C. Ventrice Jr., E. Lifshin, G. Denbeaux, R.L. Brainard, *Journal of Photopolymer Science and Technology*, 26, 625-634 2013
- [6] K. Tőkési, T. Mukoyama, *Bulletin of the Institute for Chemical Research, Kyoto University* 72 352 1994
- [7] K. Tőkési, D. Varga, L., T. Mukoyama, *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* 76 427 1995
- [8] K. Tőkési, A. Némethy, L. Kövér, D. Varga, T. Mukoyama, *Journal of Applied Physics* 79 3763 1996
- [9] K. Tőkési, L. Kövér, D. Varga, J. Tóth, T. Mukoyama, *Surface Review and Letters* 4 955 1997
- [10] K. Tőkési, T. Mukoyama, *International Journal of PIXE* 9 135 1999
- [11] A. Hussain, L.H. Yang, S.F. Mao, B. Da, K. Tőkési, Z.J. Ding, *Nuclear Materials and Energy*, 26, 100862 2021
- [12] L.H. Yang, A. Hussain, S.F. Mao, B. Da, K. Tőkési, Z.J. Ding, *Journal of Nuclear Materials*, 553, 153042 2021
- [13] E.D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press 1998
- [14] N. F Mott, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 124, 425-442 1929
- [15] F. Salvat, A. Jablonski, C.J. Powell, *Computer Physics Communications*, 165, 157-190 2005
- [16] D.R. Penn, *Physical Review B*, 35, 482 1987
- [17] Z.J. Ding, R. Shimizu, *Scanning*, 18, 92-113 1996
- [18] S. Tanuma, C.J. Powell, D.R. Penn, *Surface and Interface Analysis*, 43, 689-713 2011
- [19] I.M. Bronshtein, B.S. Fraiman, *Secondary Electron Emission (in Russian)*. Nauka, Moscow 1969
- [20] K.F. Heinrich, J. X-ray optics and microanalysis, 4th Intl. Cong. on X-ray Optics and Microanalysis, R. Castaing, P. Deschamps, and J. Philibert, eds., Hermann, Paris, 1509 1966
- [21] E.J. Sternglass, *Physical Review*, 95, 345 1954
- [22] P.C.R.E. Palluel, Composante rediffusée du rayonnement électronique secondaire des métaux. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Seances de l'Academie des Sciences*. 224, 1492-1494 1947
- [23] H.E. Bishop, *Electron scattering and X-ray production*. PhD thesis, University of Cambridge 1966
- [24] H. J Hunger, L. Küchler, *Physica status solidi (a)*, 56, K45-K48 1979
- [25] R. Shimizu *Journal of Applied Physics*, 45, 2107-2111 1974
- [26] H. Drescher, L. Reimer, H. Seidel, *Z. Angew Physik*, 29, 331-336 1970
- [27] G. Neubert, S. Rogaschewski, *Physica status solidi (a)*, 61, 709 1980
- [28] M.M. El Gomati, C.G.H. Walker, A.M.D. Assa'd, M. Zadražil, *Scanning*, 30, 2-15 2008
- [29] L. Reimer, C. Tollkamp, *Scanning*, 3, 35-39 1980
- [30] J- Philibert, E. Weinryb, The use of specimen current in electron-probe microanalysis, in: *X-ray Optics and X-ray Microanalysis* (pp. 451-476), Academic Press (1963)
- [31] D.A. Moncrieff, P.R. Barker, *Scanning*, 1, 195-197 (1978)