

## Összefoglalás és kitekintés

Írásunkban azt próbáltuk bemutatni, hogy milyen megfontolások alapján beszélnek véges kvantumrendszerek viselkedéséről a fázisátmenetek nyelvén. Alapvetően egy kétlépéses fogalmi általánosításról van szó, amit olyan modellek keretében lehet legkönnyebben elvégezni, amelyeknek van nagy részecskeszámú határeset. Határesetben a termodinamikai fogalmak aránylag könnyen illeszthetők a problémához, véges részecskeszám esetére pedig azáltal vihetők át, hogy az előzővel teljesen azonos elméleti leírást alkalmazunk. Ezek a fázisátmenetek nem feltétlenül termikus jellegűek, végbemehetnek hideg állapotok között is.

Az ilyen jellegű problémák vizsgálatában nagyon hasznosnak bizonyultak az algebrai modellek; bemutatott példánk is ezek közül került ki. Egyik nagy erényük, hogy kiválóan feltárják a probléma (gyakran rejtett) szimmetriatulajdonságait. Ilyen vizsgálatok alapján fogalmazódott meg az a sejtés, hogy véges kvantumrendszerek fázisát jellemző fizikai tartalom a kvázidinamikai szimmetria lehet.

Szemléltető példánk közül a legnagyobb hangsúlyt az atommagok fűrtösödött (klaszterizált) állapotai kapták. Az ilyen állapotok fázisainak és fázisállapotainak vizsgálata csak a legutóbbi időben kezdődött el. Tekintettel arra, hogy a nukleonikus maganyag folyadék-gáz fázisátmenetére nemrég derült fény, a hadronanyag-kvarkanyag átmenetet pedig jelenleg – mind a kísérleti, mind elméleti oldalról – nagy erővel tanulmányozzák, az is igen érdekes kérdésnek tűnik, milyenek a fűrtösödött maganyag fázisai és azok átmenetei.

Végezetül érdemes megemlíteni, hogy azok a fogalmak és módszerek, amelyeket az atommagok fázisátmenetének tanulmányozására fejlesztettek ki egészen más területeken is hasznosak. Példaként említünk egy biológiai problémát.

A fehérjék a sejtben való felépülésükkor gyakorlatilag lineáris láncnak tekinthetők. Élettani funkciójuk szempontjából viszont alapvető fontosságú az a tény, hogy háromdimenziós alakjuk van, pontosabban, hogy éppen milyen háromdimenziós alakjuk van. Az nagyon izgalmas kérdés, hogy ez az alakváltozás (hideg fázisátmenet) hogyan következik be. Sokan úgy tartják, hogy a genetikai kód megfejtése után ez az élet legnagyobb rejtélye. A probléma természetesen nagyon bonyolult, és kutatása eléggé újkeletű. E kérdés vizsgálatához egyes kutatók olyan fogalmakat és módszereket alkalmaznak, amelyeket (részben) a magszerkezet-kutatásból kölcsönöztek [21].

## Irodalom

1. Fényes I.: *Termostatika és termodinamika*. Műszaki Kiadó, Budapest, 1968.
2. Sailer K.: *Statisztikus fizika és termodinamika*. KLTE, Debrecen, 1991.
3. Lovas I., Schramm Zs., Vibok Á., *Europhys. Lett.* 21 (1993) 433.
4. Elliott J. B. és tsai., *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002) 042701.
5. Fodor Z., Katz S., *Fizikai Szemle* 56 (2006) 393.
6. Györgyi G., *Fizikai Szemle* 17 (1967) 88.
7. Györgyi G., *Fizikai Szemle* 18 (1968) 142.
8. Van Roosmalen O. S., Dieperink A. E. L., *Ann. Phys. NY* 139 (1982) 198; Leviatan A., Kirson M., *Ann. Phys. NY* 188 (1988) 142; Cejnar P., Iachello F., *J. Phys. A* 40 (2007) 581.
9. Zhang Y. és tsai., *Phys. Rev. C* 78 (2008) 024314.
10. Yeppez-Martinez H., Cseh J., Hess P. O., *Phys. Rev. C* 74 (2006) 024319.
11. Rowe D. J., *Nucl. Phys. A* 475 (2004) 47.
12. Cseh J., *Fizikai Szemle* 54 (2004) 165.
13. Geszti T.: *Termodinamika*. ELTE, Budapest, 2001.
14. Iachello F., Cseh J., Lévai G., *APH NS Heavy Ion Phys.* 1 (1995) 1.
15. Cseh J., *Phys. Lett. B* 281 (1992) 173; Cseh J., Lévai G., *Ann. Phys. (NY)* 230 (1994) 165.
16. Yeppez-Martinez H., Parra-Rodriguez L., Hess P. O., Cseh J., Lévai G., *J. Phys. Conf. Ser.* 239 (2010) 012005.
17. Cseh J., *J. Phys. Conf. Ser.* 205 (2010) 012021.
18. Itagaki N., Cseh J., Ploszajczak M., *Phys. Rev. C* 83 (2011) 014302.
19. Cseh J.: *Az atommagok kollektív gerjesztései*. szerk.: Lovas I., Akadémiai Kiadó (1968) 281.
20. Warner D., *Nature* 420 (2002) 614.
21. Broglia N. A., Tiana G., Provasi D., *J. Phys. Cond. Matt.* 16 (2004) R111.

# RUTHERFORD-KÖZELÍTÉS AZ ELEKTRONOK SZÓRÁSÁNAK LEÍRÁSÁRA

Pozsgai Imre  
Richter Gedeon R.T.

A *Fizikai Szemle* 2011/6 számában *Bencze Gyula Rutherford* tevékenységét méltatta abból az alkalomból, hogy Rutherford száz évvel ezelőtt fedezte fel az atommagot. E kimagasló tudós tevékenysége *Szalay Sándor* keresztül közvetlenül és gyorsan hatott a magyarországi magfizikai kutatásokra. Ennek részleteire és Rutherford aktualitására *Berényi Dénes* világított rá a *Fizikai Szemle* ugyanennek a számában közölt második cikkben. Bár az első írásban meglepően sok Rutherford-tanítvány nevét olvashatjuk, a másodikban azt írja Berényi Dénes Szalay Sándorról: „Nem túlzunk,

akkor, ha azt állítjuk, hogy munkatársairól, együttműködő partnereiről nem sokkal rövidebb névsort lehetne összeállítani, mint Rutherford esetében.”

A debreceni fizikusképzésről már egyszer megemlékeztem a *Fizikai Szemle*ben Berényi Dénes tevékenysége kapcsán [1], de most újra megteszem, mert mély nyomokat hagyott bennem és valamennyi évfolyamtársamban. Szalay Sándor radioaktivitást és atomfizikát oktatott nekünk fizikushallgatóknak a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Intézetében. Ezen túlmenően *Raics Péterrel* tudományos diákköri munkát is végeztem nála.

Az alább ismertetendő elektronszórási mérések [2–4] szolgáljanak annak bizonyítékául, hogy a debreceni oktatás mennyire befolyásolta gondolkodásmódomat a későbbi, külső körülmények ellenére is.

Az egyetem elvégzése után az MTA Műszaki Fizikai Kutatóintézetében kezdtem dolgozni. Ott a transzmissziós elektronmikroszkópot használhattam volna „rendeltetészerűen”, azaz képek előállítására, de engem sokkal jobban érdekelték azok az atomfizikai folyamatok, amelyekhez előképzettségemet Debrecenben szereztem meg. Így került látókörömbe az elektronszórás, elektronsugaras röntgen mikroanalízis és elektronenergia veszteségi analízis a transzmissziós elektronmikroszkópban, továbbá a mikro-röntgen fluoreszcens analízis a pásztázó elektronmikroszkópban. Bár vékony minták lokális tömegvastagságának meghatározásáról fogok írni, de ennek háttérében az elektronszórás rendszámfüggése, illetve a rendszámfüggés feszültségfüggése áll.

## Lokális tömegvastagság meghatározás a transzmissziós elektronmikroszkópban

Azt a feladatot tűztem magam elé, hogy vákuumpárolgatott vékonyrétegek lokális tömegvastagságát (sűrűség és lineáris vastagság szorzata) határozzam meg a transzmissziós elektronmikroszkópban (TEM) a besugárzó elektronnyaláb vékony mintában fellépő abszorpciójának mérésével. Az exponenciális sugárgyengülésre számos példát láttam az atomfizikában. De az irodalomban talált adatok alapján [5] a központi nyaláb intenzitásának közvetlen mérése Faraday-kalickával az elektronmikroszkóp képernyőjének síkjában számos kristályos rétegen (Sb, Ag, Au, Bi, Cu stb.) az exponenciálistól eltérő, anomális sugárgyengülést mutatott. Az ok a minták kristályos szerkezete miatt fellépő Bragg-reflexiók, amelyek többszörös szórás révén erősen megváltoztatják a központi elektronnyaláb intenzitását.

Az elektronok szóródása nemcsak a minta vastagságától függ, hanem a szóró atomok rendszámától is. Ez utóbbiról csak annyit lehetett tudni, hogy 60 kV-nál kisebb gyorsító feszültségeknél és kis szórási szög tartomány ( $\alpha < 4 \cdot 10^{-3}$  rad) esetén lineárisan függ a rendszámtól (Lenz-közelítés [6]), majd magasabb gyorsító feszültségeknél a rendszám kitevője  $4/3$  (Moliere-közelítés [7]), végül nagy gyorsító feszültségeknél és nagy szórásizög-tartományban a szóró atomok rendszámának négyzetével arányos Rutherford-közelítéssel írható le.

A kérdés az volt, hogy a rendelkezésemre álló maximális 100 kV-os gyorsító feszültségen érvényes-e a Rutherford-közelítés, vagy ha nem, akkor hogyan határozzam meg a kitevő pontos értékét. A maximális gyorsító feszültség használatát a kedvező leképezési lehetőségek tették szükségessé.

Egy tudományosan érdektelen, de gyakorlatilag fontos peremfeltétel az volt, hogy az elektronmikroszkópon csak olyan változtatásokat volt szabad végezni, amelyek rövid idő alatt helyreállíthatók voltak és a sok felhasznált mikroszkóp működését nem korlátozták.

A Columbo-filmekhez hasonlóan az elején „lelövöm a poént”: az első 100 kV-os transzmissziós elektronmikroszkóppal még nem, de a másodikkal, amelyen már 200 kV-os gyorsító feszültséget lehetett beállítani, elértem azt a pontot, amikor a Rutherford-közelítést alkalmazni lehetett. Ennél a pontnál az elektronoknak olyan nagy a kinetikus energiájuk, hogy az atommagot árnyékoló elektronburok átlátszóvá válik számukra, a mag hatása teljesen érvényre jut és a négyzetes rendszámfüggés jó közelítésnek bizonyul. Mint később látni fogjuk, ennek gyakorlati jelentősége abban áll, hogy a több anyagon végzendő rendszám-kalibrációt el lehet hagyni és a feladat egyetlen anyagon végzendő tömegvastagság-kalibrációra redukálódik.

A Bragg-reflexiók zavaró hatásának elkerülésére nem a központi nyaláb mérését választottam, hanem olyan nagy szög tartományban integráltam a transzmittált elektronintenzitást ( $I_r$ ), amely már a Bragg-reflexiókat is tartalmazta. Ez az integrált intenzitás már exponenciális gyengülést mutatott a rétegvastagság függvényében. A fentiek összefoglalhatók a következő egyenletben [8]:

$$I_r = I_0 \exp\left(-k \rho t \frac{Z^x}{A}\right), \quad (1)$$

ahol  $I_r$  a mintán átmenő, nagy szög tartományban integrált elektronnyaláb intenzitása;  $I_0$  a mintát besugárzó elektronnyaláb intenzitása;  $k$  arányossági tényező;  $\rho$  sűrűség;  $t$  lineáris mintavastagság;  $\rho t$  tömegvastagság;  $Z$  rendszám;  $A$  atomsúly;  $x$  a rendszám ismeretlen kitevője.

## Kísérleti rész

A kalibráló rétegeket vékony (10–20 nm) szénhátyára vittem fel volfrám szárlól vagy csónakból vákuumpárolgatással  $5 \cdot 10^{-6}$  mbar nyomáson. A rétegek tömegvastagságát rezgőkvarcos vastagságmérővel monitoroztam. A vastagságokat Noran gyártmányú energiadiszperzív röntgenspektrométerrel is ellenőriztem és csak azokat a rétegeket használtam fel kontrasztmérésre, amelyekre a röntgenintenzitás lineáris függést mutatott a vastagsággal. Az elektronmikroszkópiában kontraszt alatt a

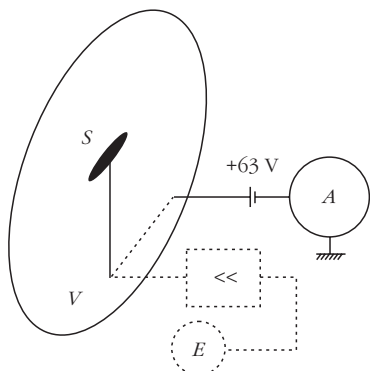
$$C = \log_{10}\left(\frac{I_0}{I_r}\right) \quad (2)$$

kifejezést értik.

A kontrasztméréshez a nagy szórásizöget úgy biztosítottam, hogy az objektív blendét visszahúztam a sugármenetből.

A minták tömegvastagsága és lineáris vastagsága között a következő összefüggés áll fenn:

$$\rho t \left[ \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2} \right] = 10 \rho \left[ \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right] t [\text{nm}].$$



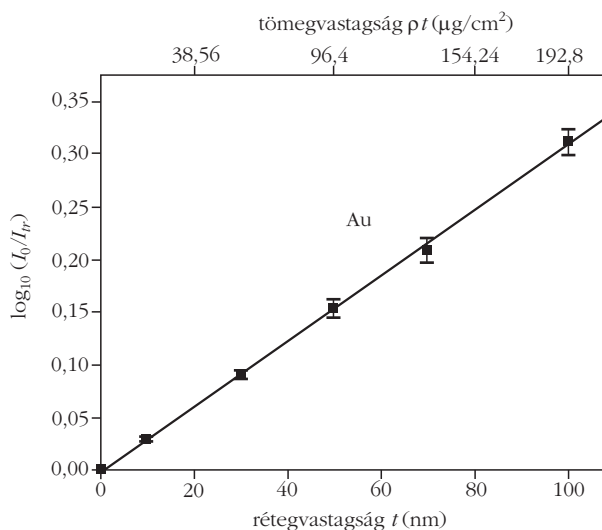
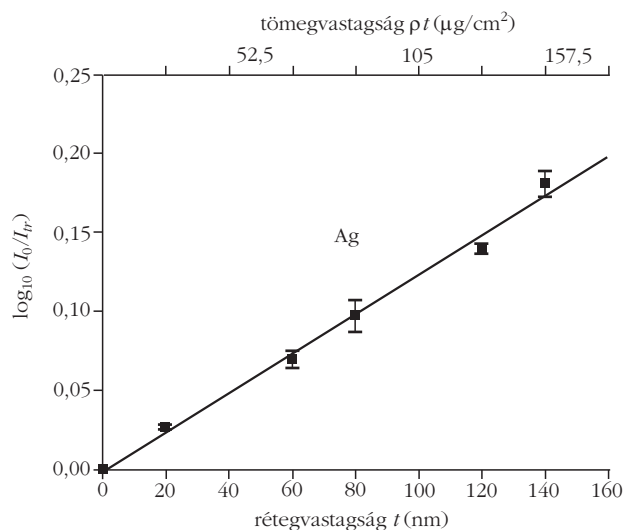
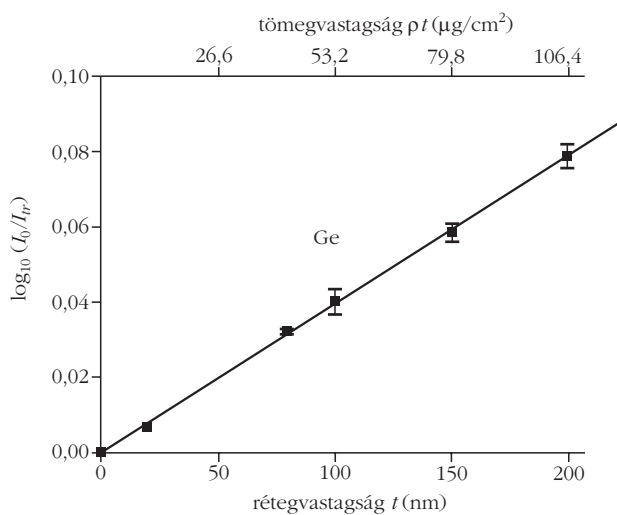
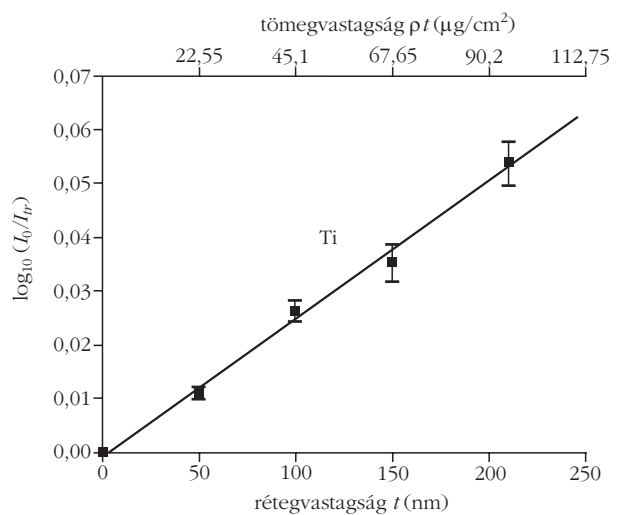
1. ábra. Mérési elrendezés a transzmittált elektronintenzitás mérésére Philips CM20 elektronmikroszkópban.

A rétegek közül a Ti, Ag és Au polikristályosak, a Ge amorf volt. A 100 kV-os JEOL 100U transzmissziós elektronmikroszkópon végzett méréseknél még Al, Fe, Sb és Bi is szerepelt a kalibráló minták sorában, de az ottani méréseredmények meggyőztek arról, hogy a 200 kV-os mikroszkópon végzett rendszámkalibrációhoz négy anyag is elegendő lesz.

A transzmittált elektronintenzitást nem lehetett olyan műszerrel mérni, amelyet széles szögterületben mozgatnak az integráláshoz, erre az elektronmikroszkóp nem ad lehetőséget. A JEOL 100U és a 200 kV-os Philips CM20 transzmissziós elektronmikroszkópok nagyon különböző megoldásokat kívántak meg az elektronáram szög szerinti integrálására. Ezek részletes ismertetése túlmegy e cikk keretein, viszont az idézett cikkekben megtalálható [2, 3]. Mindössze a 200 kV-os mikroszkópon alkalmazott megoldás sémáját mutatom az 1. ábrán.

Az ábrán S-sel jelzett kis ernyő eredetileg az automatikus expozíció céljait szolgálta, különösen olyan esetekben, amikor a V-vel jelzett nagy képernyőn az intenzitáseloszlás nagyon inhomogén, például diffrakciós képek felvételekor. Az eredeti konstrukciót az ábrán szaggatott vonal mutatja: a kis ernyőről lefolyó áram egy logaritmikus erősítőn keresztül a fénymérő (E) irányába folyt. Az eredeti csatlakozást elváltuk, BNC-csatlakozót szereltünk fel, és a kis ernyőt egy előfeszítő tápforráson keresztül Keithley 601C típusú elektrométerhez (A) kötöttük. A tápforrás +63 V-os

2. ábra. Az elektronmikroszkópos kontraszt függése a minta vastagságtól, illetve tömegvastagságtól Ti, Ge, Ag és Au rétegeken.



feszültsége arra szolgál, hogy a kis ernyőből kilépő szekunder elektronokat visszatartsa. A mérések befejezésével a kis képernyőnek a logaritmikus erősítővel és a fénymérővel való eredeti kapcsolatát BNC-csatlakozó segítségével állítottuk helyre.

A kontraszt lineáris vastagságtól vagy a tömegvastagságtól való mért függését a 2. ábra mutatja négy elemre. Meghatározva a 2. ábrán látható egyenesek  $S$  meredekségét

$$S_i = \frac{\log_{10}\left(\frac{I_0}{I_{tr}}\right)}{\rho t} = k_2 \frac{Z^x}{A}, \quad (3)$$

ahol  $k_2 = k \log_{10} e = 0,43429 k$ , a következő értékeket kaptam:

$$\begin{aligned} S &= 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ Ti-ra}; & S &= 3,9 \cdot 10^{-4} \text{ Ge-ra}; \\ S &= 1,24 \cdot 10^{-3} \text{ Ag-re}; & S &= 3,11 \cdot 10^{-3} \text{ Au-ra}. \end{aligned}$$

A (3) egyenlet logaritmálásával kapjuk, hogy

$$\log_{10}\left(\frac{A \log_{10}\left(\frac{I_0}{I_{tr}}\right)}{\rho t}\right) = x \log_{10} Z + \log_{10} k_2. \quad (4)$$

A (4) egyenlet bal oldalát a  $\log_{10} Z$  függvényében ábrázoltam (3. ábra), hogy a rendszám kitevőjét megkapjam.

A legkisebb négyzetek elve alapján történt illesztésből a következő numerikus értékekhez jutottam:

$$\log_{10}(A \text{tg} S_i) = 1,9599 \log_{10} Z - 4,2024. \quad (5)$$

A (4) és az (5) összehasonlításából következik, hogy a  $k_2 = 6,3 \cdot 10^{-5}$ , így  $k = 1,44 \cdot 10^{-4}$ . Ezért az (1) egyenlet a következő alakban írható fel:

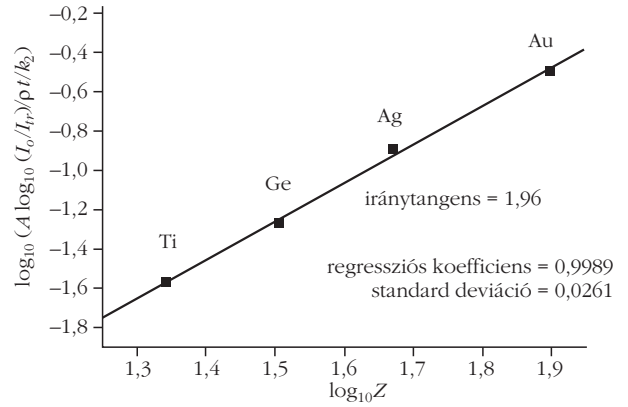
$$C = \log_{10}\left(\frac{I_0}{I_{tr}}\right) = \frac{1,44 \cdot 10^{-4} \rho t Z^{1,96}}{A}. \quad (6)$$

## Általánosítás többkomponensű rétegekre

A (6) egyenlet csak egykomponensű rétegek vastagságának meghatározását teszi lehetővé, amelynek gyakorlati jelentősége viszonylag kicsi. Többkomponensű rétegek esetén a transzmittált elektronintenzitás függeni fog a vizsgált terep kémiai összetételétől is. Mint korábban megmutattam, a  $c_i$  koncentrációk segítségével a következő átlagolás végezhető el [2]:

$$\left(\frac{Z^x}{A}\right) = \sum_{i=1}^n \frac{c_i Z_i^x}{A_i}. \quad (7)$$

A (7) formula segítségével az egykomponensű rétegekre nyert (6) formula általánosítható többkomponensű rétegekre is:



3. ábra. A kontraszt rendszámfüggésének meghatározásához.

$$\rho t = \frac{\log_{10}\left(\frac{I_0}{I_{tr}}\right)}{1,44 \cdot 10^{-4} \sum_{i=1}^n \frac{c_i Z_i^{1,96}}{A_i}}. \quad (8)$$

A (8) formula szerint egy minta  $\rho t$  tömegvastagsága meghatározható kontrasztmérés segítségével, amennyiben a vizsgált pont kémiai összetétele ( $c_i$ ) ismert. Az esetleg ismeretlen kémiai összetétel meghatározható az elektronmikroszkóphoz csatolt röntgen- vagy elektron-spektrométer segítségével.

## Tömegvastagság-mérés rendszám-kalibráció nélkül

A (8) formulában a rendszámnak 1,96-os kitevője kísérleti hibán belül megegyezik a Rutherford-közelítés 2-es exponensével. Ez lehetőséget ad arra, hogy egyszerűsítsük a tömegvastagság meghatározását a TEM-ben azáltal, hogy a kitevőt 2-nek választjuk a rendszámfüggésre a (6) egyenletben és a rendszám-kalibrációt elhagyjuk. Egyetlen arányossági tényezőt ( $k_2$  a (3) egyenletben) kell csak meghatározni 4-5 ismert vastagságú rétegen. Tételizzük fel, hogy az integrált transzmittált elektronintenzitást ( $I_{tr}$ ) germánium rétegeken (vagy más közepes rendszámú elemeken, például Fe, Co, Ni, Cu, Zn) mérjük a 20–100  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  tömegvastagság tartományban.

$$\rho t = \frac{A \log_{10}\left(\frac{I_0}{I_{tr}}\right)}{k \log_{10}(e) Z^2} = \frac{A \log_{10}\left(\frac{I_0}{I_{tr}}\right)}{k_2 Z^2}$$

összefüggés miatt  $k_2$ -re a következőket kapjuk:

$$k_2 = \frac{72,59 \log_{10}\left(\frac{I_0}{I_{tr}}\right)}{32^2 \rho t} = 7,088 \cdot 10^{-2} S_{\text{Ge}},$$

ahol

$$S_{\text{Ge}} = \left( \frac{\log_{10} \left( \frac{I_0}{I_{tr}} \right)}{\rho t} \right)_{\text{Ge}}.$$

Így a (6)-nak megfelelő formula germánium rétegekkel való kalibráció esetén

$$\rho t = \frac{A \log_{10} \left( \frac{I_0}{I_{tr}} \right)}{7,088 \cdot 10^{-2} S_{\text{Ge}} Z^2} \quad (9)$$

alakot ölt egykomponensű rétegekre.

Többkomponensű rétegekre a (9) formula a következőképpen általánosítható:

$$\rho t = \frac{A \log_{10} \left( \frac{I_0}{I_{tr}} \right)}{7,088 \cdot 10^{-2} S_{\text{Ge}} \sum_{i=1}^n \frac{c_i Z_i^2}{A_i}}, \quad (10)$$

ahol  $c_i$ ,  $Z_i$  és  $A_i$  a többkomponensű réteg komponenseinek koncentrációja, rendszáma, illetve atomsúlya.

A (9) formula helyességét ellenőriztem a 2. ábrán látható Ti, Ag és Au rétegek adatain. A  $Z^{1,96}$  ((6) formula) és a  $Z^2$ -tel számolt tömegvastagságok ((9) formula) különbsége Ti rétegekre 1,5%, Ag rétegekre 1,52% és Au rétegekre 3,5% volt.

## Az rendszámfüggés feszültségfüggésének magyarázata

A (6) formula szerint az elektronszórás rendszámfüggésének kitevőjére 200 kV-os gyorsítófeszültségen kapott érték (1,96) nagyon közel áll a Rutherford-közelítés által adott 2 értékhez. Korábbi, 100 kV-os gyorsítófeszültségen végzett, más típusú mérésekben a szórás rendszámfüggésének kitevőjére 1,8-et kaptam [2]. Ez késztetett annak elemzésére, hogy mivel magyarázható a rendszám kitevőjének feszültségfüggése.

Induljunk ki az (1) alapegyenletből és hasonlítsuk össze a (11) egyenlettel, amely a jelenség egy másik oldalról való megközelítéséből adódik:

$$I_{tr} = I_0 \exp \left( -k \rho t \frac{Z^x}{A} \right), \quad (1)$$

$$I_{tr} = I_0 \exp(-N \sigma t) = I_0 \exp \left( -\frac{N_A \sigma \rho t}{A} \right), \quad (11)$$

ahol  $N$  az egységnyi térfogatban lévő atomok száma,  $N_A$  az Avogadro-szám,  $\sigma$  a teljes szórási hatáskeresztmetszet.

Az (1) és (11) összehasonlításából látható, hogy  $Z^x$  viselkedését a teljes szórási hatáskeresztmetszet,  $\sigma$  határozza meg. A teljes szórási hatáskeresztmetszet a

rugalmas ( $\sigma_e$ ) és rugalmatlan ( $\sigma_i$ ) szórási hatáskeresztmetszetek összegeként adódik:

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_i.$$

Vizsgáljuk meg külön a rugalmas és a rugalmatlan tagot! A rugalmas szórás differenciális hatáskeresztmetszete [9]:

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} \approx \frac{4 \gamma^2 Z^2}{a_0^2 k_0^4 (\theta^2 + \theta_0^2)^2},$$

ahol  $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$  relativisztikus korrekció,  $a_0$  a Bohr-sugár,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  a hullámszámvektor,  $\theta$  a szórási szög,

$$\theta_0 = \frac{1}{k_0 r_0} = \frac{\lambda}{2\pi r_0} = \frac{1,226}{2\pi r_0 (U\sqrt{1+0,9788 \cdot 10^{-6} U})}$$

árnyékolási tényező,  $r_0$  az árnyékolási sugár és  $U$  a gyorsító feszültség.

A rugalmas szórási hatáskeresztmetszet a  $\theta_0$  árnyékolási tényezőn keresztül függ a gyorsító feszültségtől. Ha  $\theta_0 = 0$ , akkor elhanyagoljuk az elektronburoknak az atommagra gyakorolt árnyékoló hatását és (12)-ből a Rutherford-közelítéshez jutunk el, amelyben a szórás  $Z^2$ -es függést mutat. A Rutherford-közelítés nagy  $\theta$  szórási szögekre jobban teljesül, mert az árnyékolásért felelős  $\theta_0$  (12)-ben elhanyagolhatóvá válik.

Amikor a gyorsítófeszültség nem olyan nagy, hogy az árnyékolási tényező elhanyagolható lenne, akkor az árnyékolási sugár a Thomas–Fermi-modell szerint:

$$r_0 = a_0 Z^{-1/3} = 0,0529 Z^{-1/3} \text{ nm},$$

és (12)-ben a rugalmas szórási hatáskeresztmetszet  $Z^{4/3}$ -os rendszámfüggést mutat (lásd a bevezetőben említett Moliere-közelítést). A  $k_0$  hullámszámvektor fontos szerepet játszik az árnyékolásban, ezért  $\sigma_e$  függ az elektronok  $\lambda$  hullámhosszától, következésképpen a gyorsítófeszültségtől is.

A rugalmatlan szórás függését a gyorsítófeszültségtől hasonlóképpen mutathatjuk meg. A rugalmatlan szórás differenciális hatáskeresztmetszete [10]:

$$\frac{d\sigma_i}{d\Omega} = \frac{4 \gamma^2 Z}{a_0^2 q^4} \left\{ 1 - \frac{1}{[1 + (q r_0)^2]^2} \right\}. \quad (13)$$

Itt  $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$  relativisztikus korrekció,  $q$  a szórásvektor,  $q^2 \approx k_0^2 (\theta^2 + \theta_0^2)$ .

A (13) egyenlet közvetlenül is tartalmazza az  $r_0$  árnyékolási sugarat és implicite a  $k_0$  hullámszámvektort, ahogy a (12) egyenlet is. Így semmi kétség nincs afelől, hogy a  $\sigma_i$  rugalmatlan szórási hatáskeresztmetszet is függ a gyorsító feszültségtől. A diszkussziót azzal kezdtem, hogy a  $Z^x$  viselkedését a  $\sigma$  határozza meg, így a  $\sigma$  feszültségfüggésének bizonyításával azt bizonyítottam (amit kísérletileg is kaptam), hogy az

elektronszórás rendszámfüggésének  $x$  kitevője függ a gyorsítófeszültségtől.

Röviden és szemléletesen úgy összegezhethetjük a fenti magyarázatot, hogy egyre növekvő gyorsítófeszültségnél egyre kevésbé árnyékolják le az atommagokat saját elektronjaik.

## A tömegvastagság ismeretének hasznosítása az elektronsugaras röntgen mikroanalízisben

A vékonyrétegek elektronsugaras röntgen mikroanalízisben nagy jelentősége van a tömegvastagság ismeretének, ugyanis a vékony mintákban elektronbesugárással kiváltott röntgensugárzás intenzitása ( $I_{\text{rfg},i}$ ) lineárisan függ a minta tömegvastagságától. Egy  $n$ -komponensű mintára:

$$I_{\text{rfg},i} = k_i c_i \rho D f_i, \quad i = 1, \dots, n,$$

ahol  $k_i$  arányossági tényező, amely ismert vastagságú, egykomponensű rétegek segítségével meghatározható,  $c_i$  az  $i$ -edik elem koncentrációja,  $\rho$  a minta sűrűsége,  $D$  a minta lineáris vastagsága,  $\rho D$  a minta tömegvastagsága,  $f_i$  korrekciós tényező, amely a röntgensugárzás mintában való abszorpcióját és fluoreszcenciáját veszi figyelembe, értéke vékony rétegekre 1.

Egy  $n$ -komponensű mintánkra  $n$  darab egyenlünk van, de az ismeretlenek száma  $n+1$  (a minta tömegvastagsága  $\rho t$  az  $(n+1)$ -edik ismeretlen). Ha nem ismerjük a tömegvastagságot, akkor a koncentrációk 100%-ra való normálására kényszerülünk, ami sok pontatlanságot okozhat kis koncentrációjú komponenseknél a nem mért vagy pontatlanul mérhető könnyű elemek miatt. Végző soron az együttes röntgenmérés és elektronintenzitás-mérés azt eredményezi, hogy az ismeretlenek és a rendelkezésre álló

egyenletek száma megegyezik. A koncentrációk összegének 100%-tól való eltérése jól használható a mérések pontosságának jellemzésére, továbbá felhívhatja a figyelmet a vékonyréteg kritériumtól való eltérésre ( $f_i \neq 1$ ) és szükség esetén a röntgensugárzás mintában történt abszorpciójának a korrekciójára.

## Összefoglalás

Összefoglalva elmondhatjuk, hogy 200 kV-on vagy ennél nagyobb gyorsítófeszültségeken az elektronok szórására teljesül a Rutherford-közelítés, azaz a  $Z^2$ -es rendszámfüggés. Ezt a tényt jól lehet hasznosítani a transzmissziós elektronmikroszkópban végrehajtott tömegvastagság-mérésben és kvantitatív elektronsugaras mikroanalízisben.

## Irodalom:

1. Pozsgai I.: Szupravezető röntgendetektorok. *Fizikai Szemle* 56/4 (2006) 109.
2. I. Pozsgai, Á. Barna: Wavelength-dispersive microanalysis in the transmission electron microscope. *Scanning Electron Microscopy 2* (1983) 585–601, SEM Inc. AMF O'Hare (Chicago) IL 60666, USA
3. I. Pozsgai: Thickness determination by measuring electron transmission in the TEM at 200 kV. *Ultramicroscopy* 68 (1997) 69–75.
4. I. Pozsgai: Mass thickness determination and microanalysis of thin films in the TEM – revisited. *Ultramicroscopy* 107 (2007) 191–195.
5. L. Reimer: Zur Elektronenabsorption dünner Metallaufdampfschichten im Elektronenmikroskop. *Zeitschrift für Angewandte Physik* (1957) 34–38.
6. F. Lenz: Zur Steuerung mittelschneller Elektronen in kleinste Winkel. *Zeitschrift für Naturforschung* (1954) A9, 185.
7. G. Moliere: Theorie der Steuerung schneller geladener Teilchen. *Zeitschrift für Naturforschung* (1949) A2, 133.
8. E. Ruska, *Zeitschrift für Naturforschung* (1938) 402.
9. R. F. Egerton: *Electron Energy-Loss Spectroscopy in the Electron Microscope*. Plenum Press, New York and London, 1986. p. 291
10. L. Reimer: *Transmission Electron Microscopy*. Springer Series in Optical Sciences, Springer-Verlag, Berlin, 1984. p. 146

# AZ ŐSEMBER HELYESEBBEN ÁBRÁZOLTA A NÉGYLÁBÚAK JÁRÁSÁT, MINT A MODERN MŰVÉSZ

## Hibás művészeti járásábrázolások az őskortól napjainkig

Farkas Etelka, Horváth Gábor, ELTE, Fizikai Intézet, Biológiai Fizika Tanszék, Budapest  
Boncz Ildikó, Nyugat-Magyarországi Egyetem, Fizika Tanszék, Szombathely  
Kriska György, ELTE, Biológiai Intézet, Biológiai Szakmódszertani Csoport, Budapest

Az állati mozgásnak egy több százmillió éves evolúción alapuló, tudományos úton vizsgálható biomechanikai szabályrendszere van, amit először Eadweard Muybridge (1830–1904) skót származású amerikai fényképész dokumentált. Az 1887-ben publikált *Animal Locomotion* című könyvsorozat megjelenésével bárki utánanézhethet annak, hogy a négy lábú állatok miként járnak. Azt gondolhatnánk, hogy az

azóta eltelt több mint 120 év elegendő volt ahhoz, hogy Muybridge úttörő munkássága kibathasson a négy lábúak képzőművészeti járásábrázolásának helyességére. Azonban azt tapasztaltuk, hogy a Muybridge műveinek megjelenése után készült festmények, domborművek, grafikák és lovasszobrok számtalán hibásan jelenítik meg a négy lábúak járását. Célunk annak kiderítése volt,