

cifikus kontrasztanyagok bevezetése, illetve a buborékok célszervbe jutásakor azok nagy intenzitással történő szét-pukkasztása (flush). A kontrasztanyagokhoz terapeutikumokat kapcsolva, az utóbbiak is lokálisan célbajuttathatók. Ez lehetővé teszi egyes nagyhatású gyógyszerek (citosztatikumok, fájdalomcsillapítók, antibiotikumok stb.) terápiás adagjának növelését anélkül, hogy az általános mellékhatások kockázatát növelnénk.

*Magas intenzitású fókuszált ultrahang (HIFU) újabb terápiás módszerei*

A HIFU eddigi alkalmazásairól a fentiekben már történt említés. Újabbban a HIFU-t szélesebb körben próbál-

ják alkalmazni tumorok roncsolására, mivel technikailag lehetővé vált, hogy célzottan juttassák be a szervezetbe a fókuszált nyalábot a közbelső szövetek károsítása nélkül (UH-, CT- vagy MR-vezérléssel), és a hőmérséklet emelkedése is közvetlenül ellenőrizhetővé vált. Ezáltal a beavatkozás időtartama lényegesen lerövidíthető és biztonságosabbá tehető. Ígéretesek még a koponyán belüli és a genetikával kapcsolatos alkalmazások is.

Az elmondottakból látható, hogy az ultrahang terápiás alkalmazása egyre sokrétűbbé válik, s nemcsak a fizioterápiában, hanem számos más területen is eredményesen alkalmazható. Az újabb kutatások pedig további ígéretes perspektívát nyújthatnak a jövő klinikusai számára.

## KEVEREDÉS NANOSKÁLÁN

Beke Dezső, Erdélyi Zoltán, Langer Gábor  
Debreceni Egyetem, Szilárdtest Fizika Tanszék

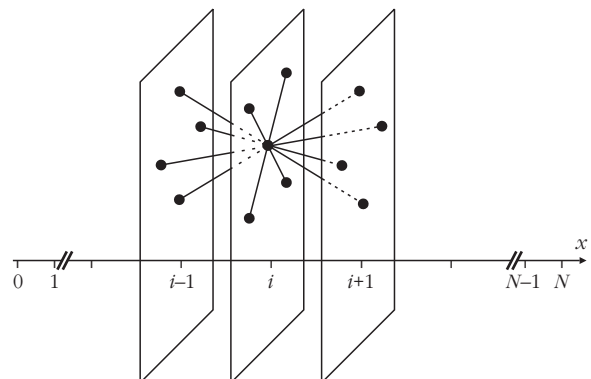
Közismert jelenség, hogy ha egy anyag koncentrációja nem egyenletes, akkor keveredés indul meg (például a vízbe cseppentett tinta gyorsan eloszlik, „szétdiffundál”). A diffúzió alapegyenletét 151 évvel ezelőtt Fick írta fel először, amely szerint az atomi áramsűrűség (felületegységen időegység alatt áthaladó atomok száma) a következő módon adható meg:

$$\mathbf{j}_D = -D \nabla \rho, \quad (1)$$

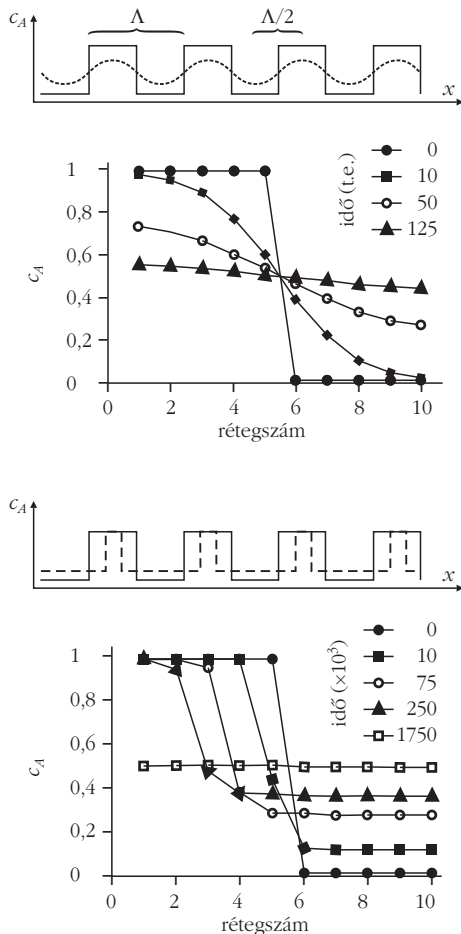
ahol  $\rho$  a koncentráció (a térfogategységbe eső atomok száma),  $D$  a diffúziós együttható és a negatív előjel arra utal, hogy az áram „hegyről lefelé” folyik, azaz csökkenteni igyekszik a koncentrációkülönbséget. Az egyenlet elméleti megalapozása fenomenologikusan a (lineáris) termodinamika második főtételeinek azon megfogalmazásából tehető meg, amely szerint az extenzív mennyiségek áramai a megfelelő intenzív mennyiségek gradienseivel arányosak [1]. A gradiens lényegében az intenzív mennyiség (anyagáram esetén ez a kémiai potenciál, amelynek koncentrációfüggéséből származtatható az (1) egyenlet) nem egyenletes eloszlásának matematikai kifejezése: minél nagyobb a koncentrációkülönbség adott távolságon, annál nagyobb a gradiens, és így annál gyorsabb a diffúzió. A diffúziós együttható hőmérséklet- és nyomásfüggő, és ötvözetekben függhet az összetételtől is. A diffúziós együttható függése az összetételtől egy  $A$  és egy  $B$  anyag kontaktusba hozásával kialakított diffúziós pár esetén, például, azt eredményezi, hogy az  $A$  atom diffúziós együtthatójának értéke más az  $A$  és a  $B$  anyagban (ugyanaz igaz egy  $B$  atomra is). Éppen ezért  $D$  függését a koncentrációtól diffúziós aszimmetriának is nevezhetjük.

A keveredési folyamat mélyebb megértéséhez statisztikus fizikai megfontolásokból lehet eljutni, amelyek  $D$  jelentését is megvilágítják. Az 1. ábrán látható egyszerű kétalkotós ( $A$  és  $B$  atomokat tartalmazó) kristályos (diszkrét) modellben például az  $A$  atomok két szomszédos rácssík között folyó áramát úgy lehet elképzelni, hogy az az  $A$  és  $B$  atomok kicserélődéseit eredményező atomi ugrások következménye. Ha például az  $i$ -edik síkról időegységenként több  $A$  atom ugrik az  $i-1$ -edik és az  $i+1$ -edik síkra, mint azokról vissza, akkor az  $i$ -edik síkra/ról áram folyik, és az  $i$ -edik sík koncentrációja időben változik. Az áram matematikai kifejezésében a kicserélődési frekvenciáknak, illetve az  $A$  és  $B$  atomok síkokon vett koncentrációinak a megfelelő kombinációi jelennek meg. Ebben a *diszkrét* modellben a koncentrációk csak az atomi síkokon vannak értelmezve: ahhoz, hogy az (1) egyenlethez eljussunk, fel kell tételezni egy folytonos összetétel-változást. Ezt sorba fejtve és az első deriváltnál megállva kaphatjuk (1)-et. Ebből az adódik, hogy  $D$  arányos a kicserélődési frekvencia és a síkok közötti távolság négyzetének szorzatával. Rövid diffúziós időknél (1) várhatóan nem helyes [2], ugyanis belátható, hogy az egy linearizálás eredménye, és szigorúan csak akkor érvé-

1. ábra. Egyszerű egydimenziós kicserélődési modell: az  $i$ -edik síkon a relatív koncentráció ( $c_i$ ) azért változik, mert az  $i+1$ -edik, illetve  $i-1$ -edik síkokon lévő atomokkal helycsereik történnek.



A Szilárdtest Fizika Tanszéken folyó kutatásokat számos OTKA, FKFP, NKFP és nemzetközi (EU-s és kétoldali TÉT) pályázat keretében elnyert források támogatták és támogatják. A T038125, T043464, T061253, T067969, F043372 OTKA, 3/064/2001 NKFP és az FKFP-0325/2000 támogatásoknak mondunk köszönetet. Erdélyi Zoltán köszöni a Bolyai János ösztöndíj által nyújtott támogatást.



2. ábra. Az összetétel változása a hőkezelés során  $\Lambda$  modulációs hosszúságú,  $A-B$  multirétegben. A felsőbb ábrák sematikus mutatják a változást, míg az alsóbb ábrákon a diszkrét modell segítségével számított összetétel-eloszlások láthatók (egy fél modulációs hossznyi részlet). A felső ábrapár a koncentrációtól független, míg az alsó ábrapár az erősen koncentrációfüggő  $D$  esetet mutatja. A végállapot mindkét esetben ugyanaz. Az alsó ábrán az is látható, hogy a kezdetben éles határfelület éles marad és eltolódik (csak a „lépcső” nagysága csökken).

nyes, ha az összetétel-változások a szomszédos síkok között nem túl nagyok. A valóságban az atomi skálájú keveredés mechanizmusa leggyakrabban az úgynevezett vakanciamechanizmus. Ennek az a lényege, hogy a kristályos szerkezetben mindig vannak üres rácshelyek (vakanciák), amelyeket felhasználva a keveredés végbemehet (hasonlóan ahhoz, ahogyan egy üres helyet tartalmazó számkirakós játékban a számok sorrendje átkombinálható). A fenti megfontolások – bizonyos, a részleteket érintő, finomításokkal – a vakanciamechanizmusra is érvényesek, a lényeges jellemzők ugyanazok.

Egy vakancia véletlen bolyongásának leírásához kapcsolódik egy másik (szintén tavaly jubiláló) híres képlet, a 101 éves Einstein-összefüggés, amely szerint a bolyongó részecske átlagos négyzetes elmozdulása arányos az idővel, és az arányossági együttható éppen a diffúziós együttható:

$$\langle x^2 \rangle = 6Dt. \quad (2)$$

Érdeemes megemlíteni, hogy ezen összefüggés levezetésében is vannak olyan megfontolások, amelyek miatt vár-

ható, hogy rövid időknél nem érvényes (valószínűségi megfontolásokra épül, de mezoszkopikus jellegű, azaz csak nagyszámú ugrás esetén teljesül). Annak érzékeltetésére, hogy mindkét fenti egyenlet nagyon rövid időknél (kiszámú ugrásra) elveszti érvényességét, érdemes felidézni az ismert diffúziós paradoxont, mely szerint a (2)-ből származtatható (átlagos) sebesség fordítva arányos  $t^{1/2}$ -del (parabolikus viselkedés), azaz  $t \rightarrow 0$  esetén a sebesség végtelenné válik. Hasonlóan, ha kezdetben két tiszta  $A$  és  $B$  anyagot kontaktusba hozunk, akkor végtelen nagy lesz az áram, mert végtelen nagy a gradiens. A paradoxon abban van, hogy józan várakozásnak megfelelően az áram nem lehet végtelen nagy, a fenti határesetben is végesnek kellene maradnia [2]. Már a (2) összefüggés megszületésével egy időben Smoluchowski, aki kinetikus gázelméleti megfontolásokból vezette le ezt, megmutatta, hogy rövid időknél akár az  $\langle x \rangle \sim t$  összefüggés is érvényes lehet, azaz eltérés várható a parabolikus viselkedéstől.

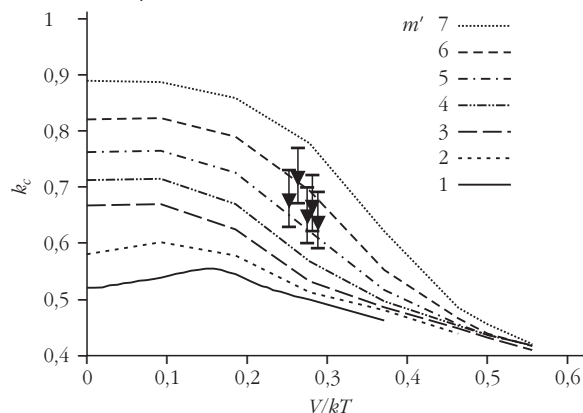
Az 1. ábrán mutatott atomisztikus modell alkalmas arra, hogy ezt a problémát kristályos rendszerekben részletesebben is vizsgáljuk. Egy adott kezdeti koncentrációeloszlás időbeli változását kiszámíthatjuk az (1) egyenlet és az anyagmegmaradás törvényét leíró összefüggés felhasználásával, valamint az atomisztikus modell segítségével is, és megnézhetjük, hogy mennyire és mikor egyeznek meg.

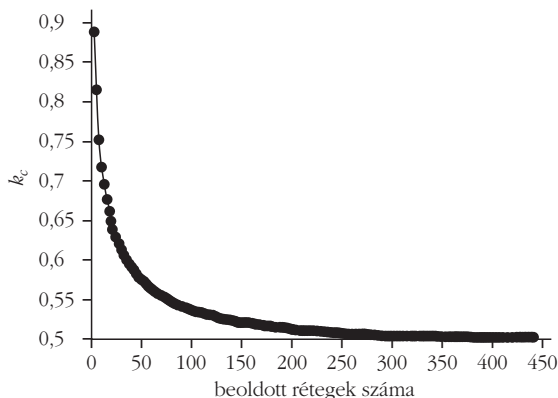
## Szimulációs eredmények

A szimulációkból [2] a következő érdekes eredmények adódtak. Először is kiderült, hogy mérhető eltérések mutathatók ki a rácssíkok távolságánál nagyobb diffúziós úthosszaknál (a diffúziós úthossz definíciója:  $x = (Dt)^{1/2}$ , ha  $D$  erősen koncentrációfüggő, azaz az (1) és (2) egyenletek lényegében csak akkor érvényesek nanoskálán, ha  $D$  konstans. Felsorolásszerűen foglaljuk össze a fontosabb eredményeket:

1) A folytonos modell rövid időknél (kis diffúziós úthosszakra) gyorsabb keveredést ad (azaz a kezdeti koncentrációgradiens gyorsabban kezd csökkenni), mint a diszkrét modell.

3. ábra. A kinetikai együttható (amely leírja a határfelület helyzetének  $t^k$  időfüggését) számított értékei különböző diffúziós aszimmetria ( $m'$ ) és keveredési hő ( $V$ ) értékekre.  $k$  a Boltzmann-állandó és  $T$  a hőmérséklet. A hibahatárokkal megadott pontok a Ni–Au rendszerben kapott kísérleti eredmények.





4. ábra. A kinetikai együttható,  $k_c$ , erősen függ a beoldott rétegek számától. Ebben az esetben ( $m' = 7$  és  $V/kT = 0,09$ ) mintegy 200 atomi réteg (mintegy 50 nm) beoldódása után értéke 0,5, azaz a parabolikus viselkedéstől való eltérés valóban tipikus nanojelenség.

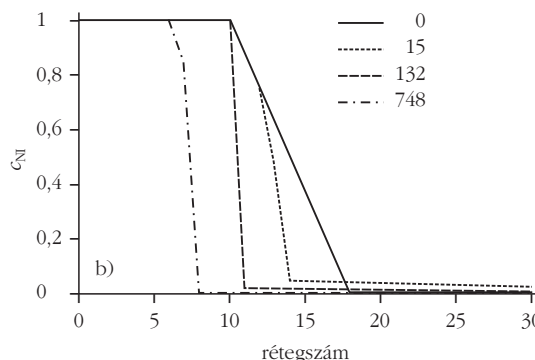
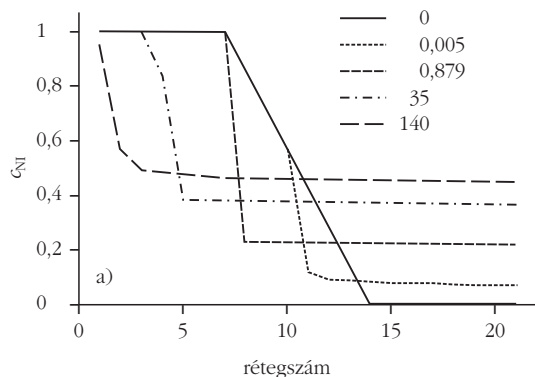
2) Az összetételtől erősen függő  $D$  esetén a kezdetben éles határfelület mindkét modellben éles marad, és a keveredés az éles határfelület eltolódásával kezdődik (erősen aszimmetrikus koncentrációprofil alakul ki; 2.b ábra). Azonban, míg a határfelület helyzete a folytonos modellben az idő négyzetgyökével arányosan tolik el (azaz követi a parabolikus viselkedést), addig a diszkrét modell eltéréseket ad a parabolikus törvénytől  $at^{k_c}$  összefüggés szerint, ahol  $0,5 \leq k_c \leq 1$ . A  $k_c$  kitevő értéke annál közelebb van 1-hez minél erősebb a diffúziós aszimmetria, azaz minél nagyobb a  $D$  exponenciális koncentrációfüggését leíró  $m'$  paraméter ( $\ln D \sim m'c$ , ahol  $c$  az atomtört.  $m' = 4$  például azt jelenti, hogy a teljes összetéltől tartományban  $D$  négy nagyságrendet változik). Azt is megmutattuk, hogy  $k_c$  értéke  $m'$  mellett az ötvözet keveredési hőjétől is függ (a 3. ábrán ezzel arányos a  $V$  paraméter). A parabolikus törvénytől való eltérés valóban tipikus nanojelenség:  $k_c$  értéke a beoldott atomi rétegek számának növekedésével fokozatosan tart 0,5-hez (4. ábra), azaz a 3. ábrán mutatott kitevők az első néhány réteg beoldódásához tartoznak.

3) Kezdetben kémiailag elmosódott határfelület kiélesedhet, ha erős a diffúziós aszimmetria (5. ábra). Ennek egyszerű szemléletes magyarázatát is adtuk (6. ábra): lineáris kezdeti profil esetében a gradiens állandó, és a fluxus a  $D$  összetételétől függően követve változik, ez okozza a kiélesedést. Természetesen véges diffúziós párban a végállapot ugyanaz a homogén ötvözet lesz, amit konstans  $D$  esetén kézenfekvőnek veszünk és a diffúziós aszimmetria a keveredés kezdeti szakaszán vezet eltérő útvonalra a homogén állapot elérése felé.

4) A fent említett diffúziós paradoxon feloldásához rámutattunk arra, hogy az 1. ábrán vázolt modellből, kezdetben lépcsőfüggvényt véve, a határfelületen átfolyó áram nem végtelennek adódik, hanem azt lényegében a határ diffúziós átteresztőképessége adja meg. A fluxusra a következő kifejezést kaptuk:

$$J_I = z_v \Gamma_i \Delta c, \quad (3)$$

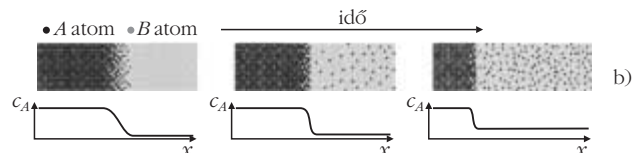
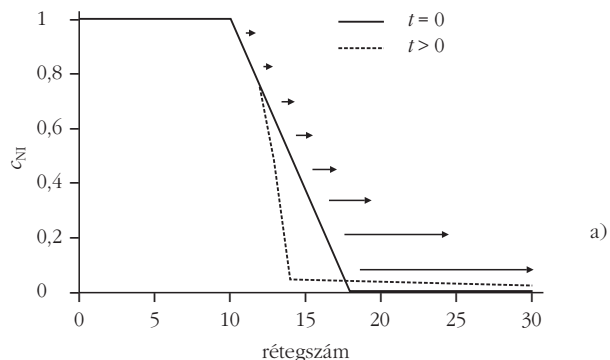
ahol  $\Delta c = (\langle c \rangle - c_\beta)$ ,  $\langle c \rangle$  a lényegében a határfelületben mérhető (átlagos) koncentráció,  $c_\beta$  pedig ideális rendszerben az éles határfelület alsó szélénél lévő töréspont-

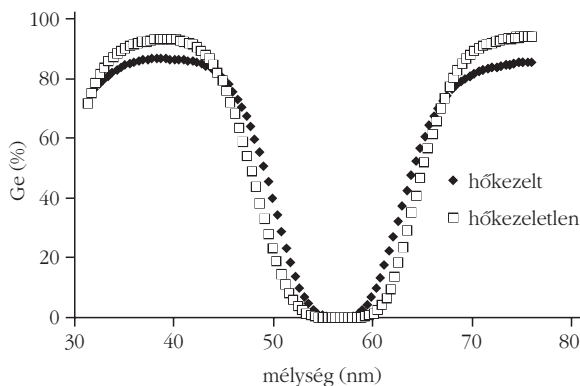


5. ábra. Szimulációs eredmény eredetileg elmosódott határfelület kiélesedésére Ni-Cu a) multirétegben, illetve b) biringében (félvégtelen Cu-mátrix). (A Cu és a Ni korlátlanul oldják egymást).

hoz tartozó érték (lásd az 5.a ábrán a hosszabb időkhöz tartozó görbéket), illetve fáziszevárlódó (azaz korlátozott szilárd oldékonyságot mutató) rendszerben az oldékonysági határ. Itt  $z_v$  egy atomnak a szomszédos rácshíkon lévő legközelebbi szomszédainak száma, és  $\Gamma_i$  lényegében a határfelületen keresztül történő kicserélődési ugrás frekvenciája. Ez a formula hasonlít a fizikai kémiában, illetve szilárdtest-diffúziós reakciók leírására régóta használt  $J_I = K\Delta c$  összefüggéshez, ahol  $K$  a határfelületi

6. ábra. Diffúziós határfelület-élesedés szemléltetése. a) Atomi áramsűrűség nagysága (melyet a reprezentáló nyílak hossza mutat) a határfelületben lévő atomi síkok között. b) A koncentráció-eloszlás időbeli változása szemléletesen.





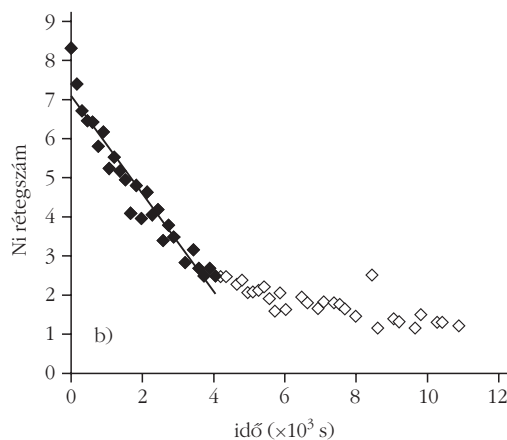
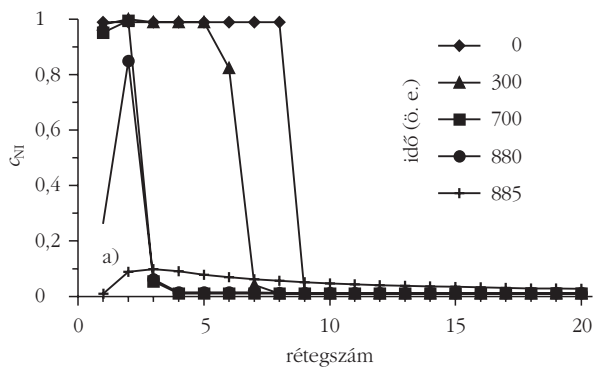
7. ábra. Hőkezeletlen, illetve hőkezelt minták Auger mélységi profilja. Látható, hogy a hőkezelt minta esetében a Ge-réteg Si-mal töltődött és megvastagodott, miközben a Si-réteg tiszta maradt és vékonyodott. (A határfelület „elmosódottsága” itt elsősorban a mélységi profilozás korlátozott felbontásából származik. Az, hogy kiinduláskor a Ge nem teljesen tiszta, hanem tartalmaz némi Si-ot is, mintakészítési problémák miatt van.)

reakciókinetikai együttható, amelynek pontos atomisztikus értelmezése eddig nem volt ismert.  $K$ -t nagyon gyakran a határfelülethez rendelhető extra potenciálgáttal (akadály) magyarázták, amely kezdetben éles koncentrációgradiens mellett  $J_i < J_D$  egyenlőtlenséget ad, és így konstans  $J_i$  esetén *lineáris* határfelület-eltolódást eredményez (a határfelület eltolódási sebessége arányos  $J_i$ -vel), azaz *lineáris* lesz a kinetika. Látható, hogy a mi eredményünk szerint extra potenciálgát nélkül is véges határfelületen keresztüli áramot kapunk, és nanoskálán ez vezethet lineáris kinetikára. Továbbá  $K \sim \Gamma_b$ , azaz atomisztikus értelmezést tudunk adni  $K$ -ra. Megmutattuk, hogy a lineáris kinetikából a parabolikusba való átmenet (hosszabb időknél nyilván a diffúziós áram kisebb lesz, mint  $J_b$ , és ettől kezdve diffúziós kontroll és parabolikus növekedés van) nagyon erősen függ  $m'$ -től (természetesen függvénye  $V/kT$ -nek is), és az átmenethez tartozó tipikus távolság 0,0025 és 250 nm közé esik, azaz számos esetben kísérletileg mérhető.

## Kísérleti eredmények

Amorf Si/Ge multirétegekben megmutattuk [2–3], hogy a Si-rétegek valóban keskenyednek és közben a Ge feltöltődik Si-mal. A diffúziós aszimmetria olyan, hogy Si-ban sokkal lassúbb a diffúzió, a Ge valóban nem hatol be a Si-rétegekbe (7. ábra).

Nyolc atomréteg vastagságú Ni-filmet növesztve Cu egykristály felületére, és Auger-elektron spektroszkópiával (AES) mérve a Ni-réteg vastagságának időbeli változását, a 8. ábrán látható eredményt kaptuk, azaz a rétegvastagság az idővel lineárisan csökkent. A mérésben azt használtuk ki, hogy ha az Auger-elektronok kilépési hossza nagyobb, mint a Ni-réteg vastagsága, akkor a mért spektrum időbeli változásából a méretváltozás megkapható. Hasonló mérést végezve Ni-réteg Au-ba való beoldódására (a Ni-Cu rendszer közel ideális azaz  $V \cong 0$ , míg a Ni-Au rendszerben pozitív a keveredési hő), az elméleti értékkel egyező  $k_c$  értékeket kaptunk (3. ábrán a kísérleti pontok).

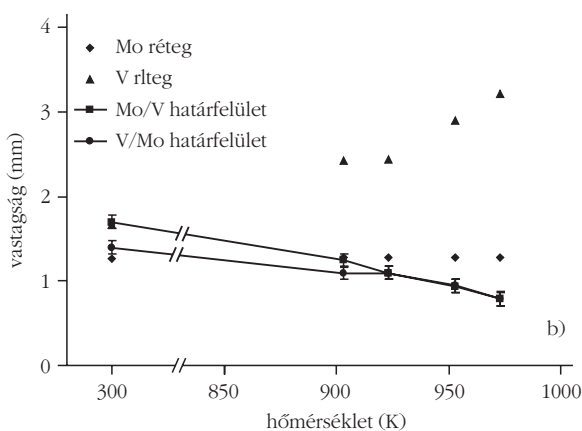
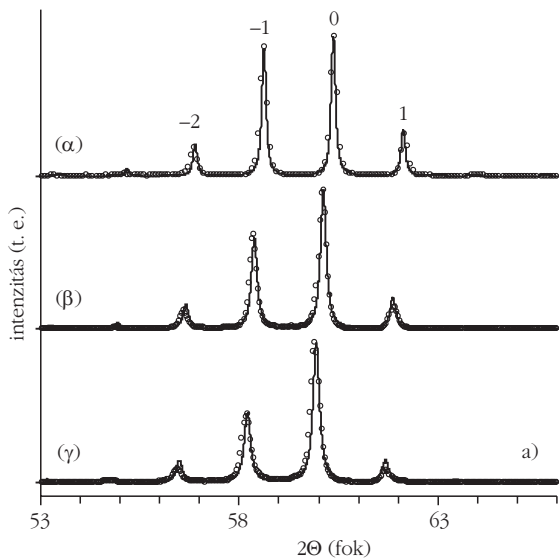


8. ábra. a) Szimulációs eredmény 10 atomi réteg Ni félvégteles Cu-mátrixba történő beoldódására (az ábrán csupán a felső 20 atomi réteg látható – kezdetben 10 atomi réteg Ni és 10 atomi réteg Cu). b) A Ni-film Auger-elektron spektroszkóp segítségével meghatározott vastagságának időbeli változása. Kezdetben egy körülbelül 8 atomi réteg vastagságú film volt a Cu-mátrixon, melynek vastagsága időben lineárisan csökken egészen addig, míg körülbelül 2 atomi réteg vastagságúra nem fogy (teli szimbólumok). Itt egy törés látható a görbén, mely a Cu szegregációjának beindulását jelzi (üres szimbólumok).

Kezdetben kémiaiilag elmosott határfelület kiélesedésének kimutatására epitaxiális, koherens Mo–V multiréteget készítettünk kezdetben elmosott határfelületekkel (az összetétel lineárisan változott a határban). Lényegében tehát folytonos kristályrácsra hoztunk létre olyan – felváltva Mo- és V-tartalmú rétegekből álló – szerkezetet, amelyben a határfelületekben az összetétel lineárisan változott (a periódushossz mintegy 6 nm volt). Szinkrotron sugárzást használva, a nagyszögű röntgendiffrakciós vizsgálatok segítségével a csúcsarányok változásaiból kimutattuk a határfelületek élesedését (9. ábra) [3].

## Összefoglalás

A diffúzió nanokristályos anyagokban több szempontból is fontos és érdekes. Fontos, mert a nanotechnológiai folyamatokat, illetve a nanoszerkezetek stabilitását meghatározó egyik alapjelenségről van szó, és érdekes, mert új alapvető kutatási kérdéseket is érint. Korábban széles körben elfogadott volt az a nézet, hogy például egy újabb félvezető integrált áramköri egységben a kívánt koncentrációeloszlás kialakításához, vagy a kialakított eloszlás időbeli stabilitásának becsléséhez elegendő elővenni szá-



9. ábra. a) Szimulált (folytonos görbe) és mért nagyszögű Röntgen reflexiók spektrum (pontok) Mo-V multirétegben, különböző hőkezelési időknél. (Lépcsős kezelést alkalmaztunk, azaz folyamatosan emeltük a hőmérsékletet, és az ábrán jelzett pontokon azonos ideig hőkezeltünk). b) A Mo- és a V-rétegek vastagságainak, illetve a Mo/V valamint V/Mo rétegek kémiai elmosódottságának csökkenése [3].

mítógépünket, be kell táplálni a megfelelő adatokat és – minthogy a diffúzió klasszikus alapegyenleteit, a Fick-egyenleteket, ismerjük – „csak meg kell várni, amíg az ismert egyenletek megoldását megkapjuk”. Eszerint az alapelveket ismerjük, és mint „szerszámokat” alkalmazhatjuk, legfeljebb a technológiai problémák bonyolultsága okozhat némi fejtörést. Láttuk, hogy ez nem így van. Számos esetben eltérések várhatók a klasszikus alapegyenletekből jósolható viselkedéstől, és minőségileg is

új eredményeket kaphatunk. Gyakorlati szempontból a fent ismertetett jelenségek közül kettőt mindenképpen célszerű kiemelni.

Láttuk, hogy a klasszikus elvekből naivan azt várnánk, hogy kezdetben elmosódott határfelületek diffúziós hőkezeléssel csak tovább szélesíthetők. Azonban megfelelően megválasztott hőkezelési hőmérsékleten és hőkezelési időknél a kémiai elmosódottság csökkenthető, a határfelület kiélesedik. Ez minden olyan alkalmazásban, ahol a határfelületek élessége fontos, jól kihasználható. Például röntgen- vagy neutrontükrökben két nagyon különböző elektronsűrűségű anyagból készült multiréteg-szerkezeteket használnak, és nyilvánvalóan annál jobb az eszköz, minél élesebb a határfelület. Hasonlóan jelentősen befolyásolja a – mágneses adatrögzítők kioldósófejeiben is alkalmazott – spinkapcsolók (mágneses/nem mágneses multiréteg-szerkezetek gigantikus, a mágneses tér irányától függő, ellenállással) működését a kétfele anyag határfelületének elmosódottsága.

A másik fontos eredmény, hogy nanoskálán a diffúziós folyamatok kinetikája minden különösebb extra határfelületi gát jelenléte nélkül is eltérhet a parabolikustól. Ez felveti annak a diffúziós kézikönyvekben korábban rutinszerűnek közölt eljárásnak a felülvizsgálatát, hogy ha a kísérletekben lineáris kinetikát figyelnek meg, akkor az egyértelműen határfelületi reakciókontrollt jelent. (Eddig általánosan elfogadott volt, hogy a  $t^{1/2}$ -nel arányos kinetika diffúzió kontrollált mechanizmust jelent, míg a lineáris kinetika arra utal, hogy a folyamatot a határfelületben lejátszódó, a diffúziónál lassúbb folyamat kontrollálja). Fontos azt is hangsúlyozni, hogy a nanoskálán megjelenő lineáris, vagy ahhoz közeli kinetika nagyon jellegzetesen csak akkor várható, ha a diffúziós aszimmetria erős. Ez nem annyira ritka, mint első ránézésre gondolnánk, mert nanoskálájú diffúziós keveredés reális idők alatt végbe-mehet már alacsony hőmérsékleteken is. Alacsony hőmérsékleteken a diffúziós együtthatók eltérő hőmérsékletfüggése miatt a két kiszemelt anyagban a diffúziós együttható akár több nagyságrenddel is eltérhet még akkor is, ha magas hőmérsékleteken alig különböznek.

## Irodalom

1. FÉNYES IMRE: *Termodinamika és termodinamika* – Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1968.
2. A cikkben előforduló saját munkáinkra utaló hivatkozásokat az érdeklődő olvasó a tanszéki honlapon könnyen megtalálja: <http://ssphys.science.unideb.hu>
3. Z. ERDELYI, M. SLADECEK, L.-M. STADLER, I. ZIZAK, G.A. LANGER, M. KIS-VARGA, D.L. BEKE, B. SEPIOL – *Science*, 306 (2004) 1913

## KFKI NYÍLT NAP – 2006. NOVEMBER 10.

A Magyar Tudomány Napja alkalmából a KFKI csillebérci campus öt intézete: az MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet, az MTA Szilárdtestfizikai és Optikai Kutatóintézet, az MTA KFKI Részecske- és Magfizikai Kutatóintézet, az MTA KFKI Atomenergiai Kutató Intézet és az MTA Izotópkutató Intézet 2006. november 10-én pénteken 8–20 óráig Nyílt Napot rendez *Mi erre költjük az Ön adóforintjait* mottóval.

Az intézetek egyenként 2–3, kutatásaikat, illetve azok gazdasági hasznosulását népszerűsítő közérthető, látványos programot, demonstrációt állítanak össze – lehetőség szerint ipari partnereik bevonásával. Ezeket, megfelelő vetésforgóban, az érdeklődők 2–3 óránkénti ismétlődéssel látogathatják.

Felvilágosítást ad: *Honty László*, tel.: 392-2672, e-mail: [honty@mfa.kfi.hu](mailto:honty@mfa.kfi.hu).