

zásnak megfelelően, a 9×9-es csoportból származó kölcsönhatási tér csak 3%-kal módosítja a belső pixelek által érzékelt mágneses teret.

A kidolgozott modell és a szimuláció hatékony és megbízható módon használható a teljes hiszterézisgörbe rekonstrukciójára. Ezt bizonyítják a kapott értékek is: az 5×5 pixelt tartalmazó csoport esetén a mért, átlagos koercitív tér $H_{avg} = 234$ Oe, ami nagyon jól egyezik a szimulációval, az elszigetelt 5×5 esetre kapott $H_{isol} = 233$ Oe értékkel. Ugyanakkor a beágyazott esetben a görbeszimuláció $H_{emb} = 217$ Oe értéket eredményez, ami nagyon közel van a teljes görbén mérhető $H_c = 213$ Oe értékhez.

Megjegyzendő még, hogy a vizsgált mágneses rétegek nagyon nagy jósági tényezője, vagyis a lemágnesező térhez képesti igen nagy egytengelyű anizotropia a rendszert rendkívüli módon stabillá teszi a termikus fluktuációkkal szemben. Emiatt a termikus fluktuáció hatását, ami a pixelek kapcsolási terének fluktuációját okozná, nem vettük figyelembe a fentiekben tárgyalt eljárás során. Ez az oka, hogy a számított kapcsolási terek mindig ugyanazok ugyanarra a pixelcsoportra. Ugyanakkor a mérések azt mutatják, hogy az egyes pixelek kapcsolási terének magának is van szórása, továbbá a különböző pixelek kapcsolási terei meglehetősen tág tartományban változnak. Ez a jelenség a részecskék mikrostruktúrájában fennálló különbségekkel, valamint a bennük előforduló hibákkal magyarázható, amit szimulációval nem tudunk figyelembe venni. Viszont a teljes hiszterézisgörbén végzett mérések jól reprodukálják magukat, ami arra utal, hogy a teljes hiszterézisgörbe alakját az egyedi pixelek kapcsolási tereinek eloszlása határozza meg.

Összefoglalás

Mágneses gránátrétegben kialakított monodoménus rendszer esetén vizsgáltuk a részecskék kapcsolási tulajdonságait. Kidolgoztunk egy numerikus modellt, amelynek segítségével a teljes hiszterézisgörbe rekonstruálható az egyedi részecskéken végzett mérések adataiból, és kimutattuk, hogy ez a szimuláció jól egyezik a kísérleti eredményekkel. Ez az eredmény jól tükrözi a numerikus modellezés megbízhatóságát és hatékonyságát. Az egyik fő cél annak a minimális részecskeszámnak a meghatározása volt, amelyre az integrálást kiterjesztve az elméleti számítások a gyakorlati esetet már elfogadhatóan írják le. Ezáltal közvetlenül megmondható az, hogy az elméleti számításoknál milyen közelítést kell alkalmazni. A növekvő elemszámú pixeleken végzett szisztematikus mérések segítségével kimutattuk, hogy a makroszkopikus hiszterézisgörbe körülbelül 100 elemből álló rendszer esetén már nagyon jól közelíti a végtelen sok elemből álló rendszer hiszterézisét. Ugyanakkor a koercitív erő már sokkal kisebb elemszám esetén is beáll a végtelen sok elemmel jellemezhető értékre. Az egyedi részecskék kapcsolási terének eloszlása Gauss-görbével írható le, amelynek félértékszélessége megegyezik a teljes hiszterézisgörbe koercitív terével. A részecskék közötti kölcsönhatási tér a Lorentz-eloszlásnak felel meg, és a szórás erősen függ a mágnesezettségtől.

Irodalom

1. F. Preisach. *Zeitschrift für Physik* 94 (1935) 277.
2. G. Zheng, M. Pardavi-Horvath, G. Vértesy. *Journal of Applied Physics* 81 (1997) 5791.
3. Y.D. Yan, J. Della Torre. *Journal of Applied Physics* 67 (1990) 5370.

A CSATORNAHATÁS SZEREPE IONSUGARAS ANALITIKAI ÉS IONIMPLANTÁCIÓS KÍSÉRLETEKBEN

Zolnai Zsolt, N.Q. Khánh, Battistig Gábor
MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet

A *Fizikai Szemle* korábbi számaiban már esett szó a több évtizedre visszanyúló gyorsítóépítési hagyományokról a KFKI csillebérci telephelyén, és a nemzetközi mércével mérve is számottevő ionimplantációs és ionsugaras anyagvizsgálati eredményekről. A „hőskort” a Rutherford-visszaszórásos technika (Rutherford Backscattering Spectrometry, RBS) kvantitatív anyagvizsgálatra történő alkalmassá tétele [1] és az első RBS-spektrumszimulációs programok megszületése fémjelzi. Azóta a módszerrel és a rokon jelenségekkel kapcsolatos ismeretek, tudományos és technológiai kérdések köre jelentősen kiszélesedett, ma is inspiráló kihívásokat tartogatva a témához csatlakozó fiatalabb korosztály számára. Szó esett az ionimplan-

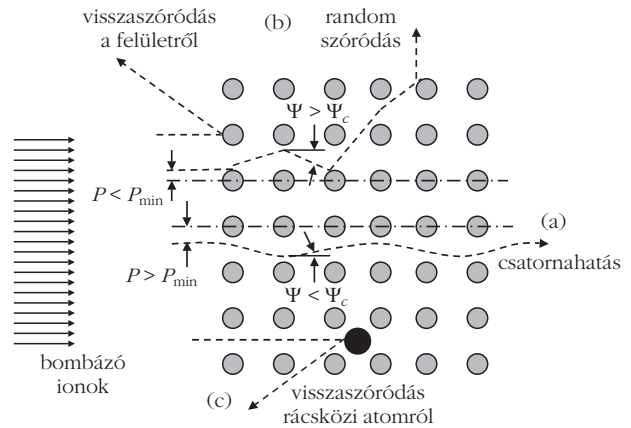
tációnak és az RBS-technikának az úttörő szerepéről a szilíciumtechnológiában elterjedt úgynevezett elő-amorfizálási eljárás [2] bevezetésében. A hazai ionsugaras analitikai kutatásokkal kapcsolatban tudomást szerezhattünk az RBS és az ellipszometria egymást hatékonyan kiegészítő alkalmazásairól [2], és az RBS-módszernek a porózus anyagok szerkezetének jellemzésében való sikerességéről [3]. Mindemellett a *Fizikai Szemle*ben kevésbé részletes tárgyalást kapott maga az RBS-technika, illetve ennek csatornahatással kombinált válfaja (RBS in combination with channeling, RBS/C), amelyet kristályos szilárdtestek vizsgálatkor standard eljárásként alkalmazunk. Jelen cikk célja a csatornahatás jelenségének rövid bemutatása,

majd annak az RBS/C anyagvizsgálatok és az ionimplantációs adalékolás során betöltött szerepéről lesz szó, amit néhány példával illusztrálunk.

Csatornahatással kombinált Rutherford-szórás

Az RBS/C-technikánál általában néhány MeV energiájú könnyű (p^+ , $^4\text{He}^+$) ionnyalábbal vizsgálunk rendezett atomi szerkezetű egykristályokat. A kristályrács irányított rendje módosítja a beérkező ionok pályáját az amorf (rendezetlen) anyagban történő mozgáshoz képest – ezt a jelenséget nevezzük csatornahatásnak. Az effektus fellépésére Stark már 1912-ben utalt, behatóbb vizsgálatokra azonban csak fél évszázad múlva került sor. A 60-as évek elején Robinson és Oen vette észre rézatomok rézkristályban történő mozgásának számítógépes szimulációja során, hogy ha a részecskék valamely alacsony indexű kristálytani tengely mentén haladnak, akkor a lefékeződésük lényegesen hosszabb útszakaszon történik. Másrészt, kristályos szilárdtest-részecskeedetektorokban és vékony filmekben is megfigyelték, hogy a beérkező részecskék energiavesztesége nagymértékben függ a kristály orientációjától és a magas szimmetriával rendelkező irányokban jelentősen lecsökken. Ezekből a megfigyelésekből arra lehetett következtetni, hogy az atomi rendhez illeszkedő módon orientált kristályos anyag „átlátszóbb” a bombázó ionok számára, mint az orientálatlan.

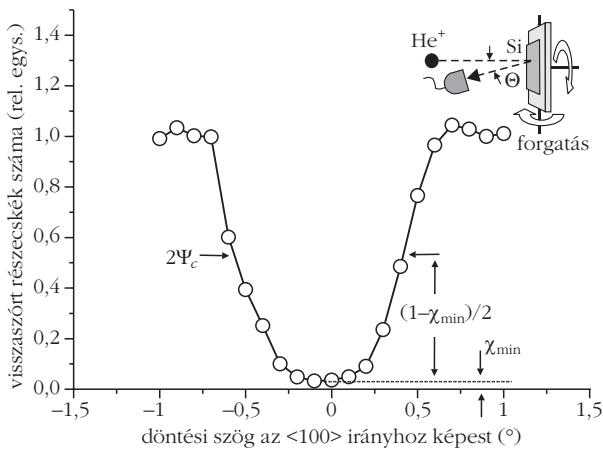
A csatornahatás (channeling) klasszikusan értelmezhető jelenség, melynek lényege, hogy a kristálytani tengellyel közel párhuzamosan érkező ion számára az atomsorok, illetve atomi síkok egy kontinuum potenciállal írhatók le. Ez a potenciállal gyenge, elektronos ütközéseken keresztül az iont a szomszédos sorok – síkok – közötti térbe, a csatorna tengelyébe igyekszik fókuszálni. Így a csatorna falai közötti oszcilláló mozgás alakul ki, melynek hullámhossza jellemzően néhányszor 10 nm. Megkülönböztetünk axiális és planáris csatornahatást atomi sorok, illetve síkok esetén. Az axiális esetben a kölcsönhatások erősebbek, így az effektus is hangsúlyosabban jelentkezik. A továbbiakban csak az axiális csatornahatásról lesz szó. A csatornában haladó ionok pályája (1. ábra (a) eset) lényegesen eltér a véletlen (random) pályán haladó és a felületen vagy a tömbben nagyszögű szórást szenvedő ionokétól (1. ábra (b) esete). A mozgó részecskéket kormányzó kontinuumpotenciált tekinthetjük egy árnyékolt Coulomb-potenciálnak. Definiálható egy minimális impakt paraméter, P_{\min} , amelynél ha közelebb megyünk egy atomsorhoz, a kontinuumpotenciál koncepció már nem érvényes. Az ion ekkor erősebb kölcsönhatásba kerül a csatornafallal és érzi a hőmozgás következtében kimozdult individuális atomokat is. Így megnő a valószínűsége a nagyobb szögű szórásnak, ami a csatorna elhagyásához (dechanneling) és a továbbiakban random fékeződéshez vezet. A P_{\min} értéke összemérhető az árnyékolási hosszal és általában jól közelíthető a termikus rezgési amplitúdóval, amelynek



1. ábra. Kristályos szilárdtestbe belőtt ionok fékeződési útvonalainak különböző alapesetei.

nagyságrendje $0,1 \text{ \AA}$. Mivel a legintenzívebb rácsrezgések periódusideje $\sim 10^{-13} \text{ s}$, és egy 2 MeV energiájú He^+ ion egy rácsállandónyi távolságot $\sim 10^{-16} \text{ s}$ idő alatt tesz meg, így az ion valójában egy „befagyott” rácsot lát. Ekkor a termikus mozgást végző rácsatomok egyensúlyi helyzetből való kitérését, mint „statikus” állapotot leírhatjuk Gauss-eloszlással, ami – például a folyamat számítógépes szimulációjakor – megkönnyíti a kezelhetőséget.

Ha egy csatornázott ion az oszcilláló mozgás közben elegendően nagy tangenciális impulzusra tesz szert, azaz mozgásiránya elég nagy szöget zár be a csatorna falával, akkor a P_{\min} távolságon belülre kerül és megtörténik a kiszóródás (1. ábra). A kiszóródáshoz tartozó határszög, a *kritikus szög* (Ψ_c) nagyságrendje $\sim 1^\circ$. A random pályán haladó ion mozgását már nem limitálja a kormányzó potenciál, így az atommagokkal való rugalmas ütközésekben, nagyszögű nukleáris szóródásokon keresztül is veszíthet energiájából (1. ábra). Ez a folyamat a jól ismert Rutherford-szórás, ekkor az ionok az atommagokat 10^{-5} \AA távolságra is megközelítik. Világos, hogy a csatornázott ionok nem Rutherford-szórással fékeződnek, hiszen a potenciállal nem engedi őket $P_{\min} \sim 0,1 \text{ \AA}$ távolságnál közelebb az atommagokhoz. A csatornából történő kiszóródást a hőmozgás mellett a belőtt ion és a rácsatomok elektronfelhői közötti Coulomb-kölcsönhatásból adódó rugalmatlan fékeződési folyamat is elősegíti. Míg az elektronos fékeződésben leadott energia elsősorban a rácsatomok ionizációjára és gerjesztésére fordítódik, addig a „biliárdszerű” nukleáris ütközések a rácsatomok visszalökéséhez, esetenként a rácsból való kimozdításához, azaz rácshibák keltéséhez vezetnek. A fentiekből következik, hogy csatornairányban az ion több energiát veszít elektronos fékeződés útján, mint random fékeződés esetén, ahol viszont a céltárgy atommagjainak leadott energia mennyisége lesz nagyobb. A csatornahatás így csökkentheti a fékeződés során keletkező rácshibák számát. A fékeződési folyamatok különbözősége miatt a céltárgyban megállt ionok mélységi eloszlása is eltér, ezzel magyarázhatjuk a bevezetőben említett nagyobb behatolási mélységet a csatornahatás fennállása esetén.



2. ábra. A kritikus szög mérése 1,5 MeV energiájú He⁺-ionokra a Si <100> axiális tengelye mentén fellépő csatornahatás esetén a felület közeléből nagy szögben ($\Theta = 165^\circ$) visszaszórt He-részecskék detektálásával.

Térjünk most vissza a kiszóródáskor szerepet játszó kritikus szög meghatározásának kérdésére. A mintát akár $0,01^\circ$ pontossággal is orientálni tudjuk a csatornák irányába egy kéttengelyű goniométerhez csatlakozó mintatartón, ha a kristályt az ionnyalábhoz képest megfelelő pontossággal döntjük és forgatjuk (2. ábra). A kritikus szög meghatározása kísérletileg úgy történhet, hogy megmérjük a céltárgy vékony (~ 10 nm vastagságú) felületi rétegéből érkező, nagyszögű direkt visszaszóródást szenvedő ionok számát, miközben a kristálytani tengely irányát kis lépésekben változtatjuk a bombázó ionnyalábhoz képest. Egy hasonló kísérlet eredményét mutatja a 2. ábra, ahol a Si-egy kristály <100> axiális csatornája körül végeztük el a mérést 1,5 MeV energiájú He⁺-ionokkal. A kritikus szöget az így kapott völgy félértékisélessége határozza meg, melynek nagysága jelen esetben $\sim 0,5^\circ$. A Ψ_c értéke elméleti modell alapján számítva $0,57^\circ$, amely jól egyezik a kísérlet eredményével.

Csatornahatás és ionimplantáció a mikroelektronikai technológiában

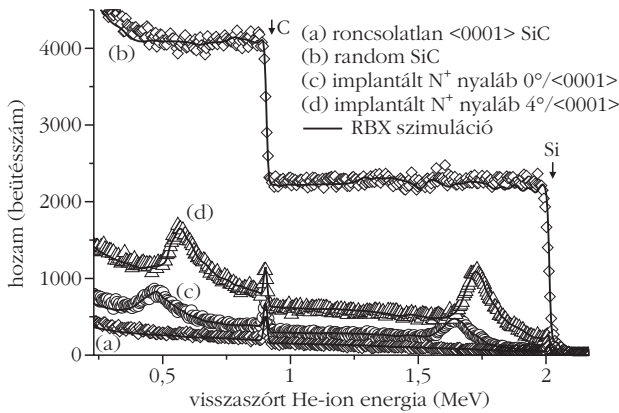
A gyakorlatban a mikroelektronikai eszközök előállításánál fontos a pontos tervezhetőség és a fizikai folyamatok megfelelő szintű kezelhetősége. Az itt alkalmazott egyik technológiai lépés az ionimplantáció, ahol 10–100 keV energiájú, elektromos térrel felgyorsított ionokat lövünk be az anyagba. Egyes Si-technológián alapuló eszközök előállításánál akár több tucatszor is használják az ionimplantációs eljárást – többek között a kívánt vezetési tulajdonságok eléréséhez szükséges adalékatomok (pl. bór, foszfor, arzén) félvezetőkristályba történő bejuttatásához. Mivel a csatornahatás nehezen reprodukálható, a Si-technológiában a kezdetektől fogva igyekeztek ezt az effektust elkerülni, és a jól kézben tartható random fékeződésre helyezni a hangsúlyt. Ezért vezették be *J. W. Mayer*, *Gyulai József* és munkatársaik az úgynevezett előamorfizálás eljárást [2], ahol először a szilíciumkristály

vékony felületi rétegét Si-ionok implantációjával elroncsoljuk, majd az így kapott amorf rétegbe, amely már nem tartalmaz csatornákat, egy második lépésben implantáljuk be az adalék ionokat. Ezután egy viszonylag alacsony hőmérsékletű hőkezeléssel az amorf réteget ismét visszakristályosítjuk.

Napjainkban, amikor a Si-technológia megközelítette teljesítőképessége határait, intenzív kutatás folyik a megfelelő alternatívát jelentő anyagok vizsgálata terén. A nagyteljesítményű, nagyfrekvenciás, optoelektronikai, illetve magas hőmérsékletű környezetben való alkalmazásoknál továbblépést jelenthet a széles tiltott sávú félvezetők (pl. gyémánt, gallium-nitrid, szilícium-karbid) színre lépése. A SiC tulajdonságaira nézve tekinthető a Si és a gyémánt rokon anyagának, amelynek szerkezete a gyémántrácséhoz hasonló, ennek köszönhetően rendkívül kemény és termikusan stabil anyag. A SiC-ban az adalékatomok diffúziója (pl. bór, nitrogén, foszfor) magas hőmérsékleten is igen lassú, ezért adalékolási eljárásaként csak az ionimplantáció jöhet szóba. Az implantációval amorfizált SiC csak magas hőmérsékleten tud visszakristályosodni és ekkor sem tökéletesen. Így az előamorfizálást itt nem alkalmazhatjuk, ehelyett az implantáció közben az amorfizáció elkerülésére, a kristályhibák számának minimalizálására kell törekednünk.

A csatornahatás tehát csökkenti a besugárzás által keltett kristályhibák számát, de a rácshiba-analízis mindenképpen fontos például a csatornairányú ionfékezés pontosabb leírásának szempontjából is. Egy kísérletben olyan hatszöges kristályrácsú SiC-minták rácskárosodását vizsgáltuk, amelyeket előzőleg 500 keV energiájú N⁺-ionokkal a <0001> axiális csatorna (a hatfogású szimmetriatengely) irányából implantáltunk [5]. Az implantáció során jól kollimált N⁺-nyalábot használtunk, melynek divergenciája $\sim 0,1^\circ$ értéket vett fel. Mivel itt az axiális csatornából történő kiszóródás kritikus szöge a számítások szerint $\Psi_c = 1,7^\circ$, így a kis nyalábdivergencia lehetővé tette az implantáló nyaláb pontos orientálását. A különböző mértékű csatornahatás, vagyis a teljes és részleges csatornázás, valamint a random irányú besugárzás hatását úgy vizsgáltuk, hogy a minta felületére merőleges <0001> irányú tengelyt (csatornát) a jól kollimált N⁺-nyalábhoz képest 0° , $0,5^\circ$, $1,2^\circ$, $1,6^\circ$, illetve 4° szögértékekkel döntöttük.

Ha egy ionsugaras analitikai kísérletben a nagy szögben visszaszórt He-részecskéket nemcsak a mintafelület közeléből, de a mélyebben fekvő rétegekből is detektáljuk és energiájuk szerint szeparáljuk, akkor megkapjuk a minta visszaszórási spektrumát. Ezt láthatjuk a 3. ábrán, amely a roncsolatlan SiC-minta <0001> csatornázott (a), illetve random (b) visszaszórási spektrumait mutatja 3,5 MeV He⁺ analízáló nyalábbal. Míg a <0001> spektrumot pontosan a csatornairánnyal párhuzamos, addig a randomot azzal 7° -os szöget bezáró nyalábbal vettük fel. A 7° döntési szög általában elegendő a csatornahatás minimalizálásához. A random spektrumhoz képest a csatornázott spektrumban a visszaszórt He-hozam a nukleáris ütközések kisebb valószínűsége miatt csaknem két nagyságrenddel kisebb.



3. ábra. 3,55 MeV energiájú He⁺-ionnyalábbal mért BS/C-spektrumok: (a) <0001> irányban orientált He-nyaláb csatornázott BS/C-spektruma roncsolatlan SiC-kristályon, (b) a <0001> irányhoz képest 7°-ban döntött He-nyaláb random BS-spektruma roncsolatlan SiC-kristályon. (c), (d): 500 keV N⁺-implantációval roncsolt SiC-kristály csatornázott He⁺ BS/C-spektrumai, ahol az implantáció (c) <0001> irányban orientált, illetve (d) a <0001> irányhoz képest 4°-ban döntött random irányú N⁺-nyalábbal történt.

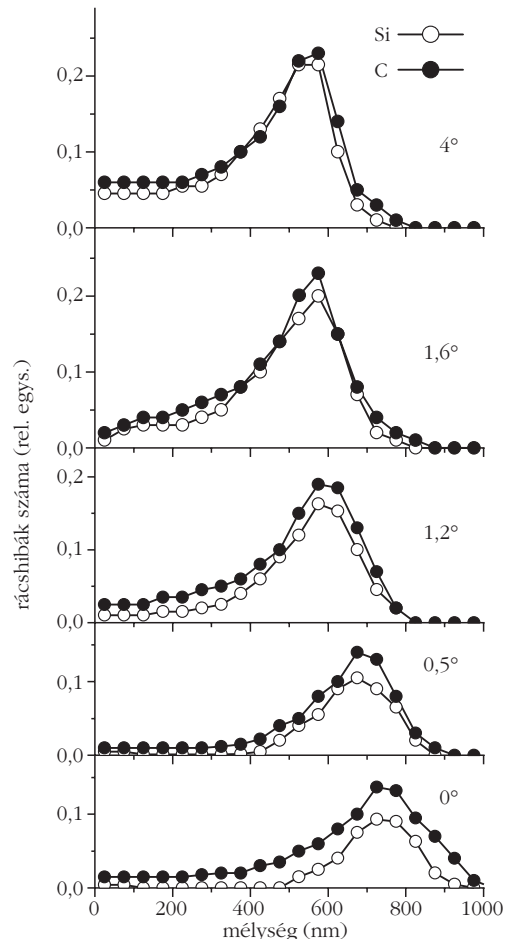
Ismerve a He-ionok fékeződését az anyagban az energiaskála mélységskálává transzformálható, így a módszer alkalmassá válik mélységi elemanalízisre és a kristályhibák mélységeloszlásának vizsgálatára. A felületi Si- és C-atomokról rugalmasan visszaszóródott He-ionok energiája különböző: Si esetén ~2 MeV, C esetén ~0,9 MeV. Így két különböző mélységskálát definiálhatunk a Si- és C-komponensekre.

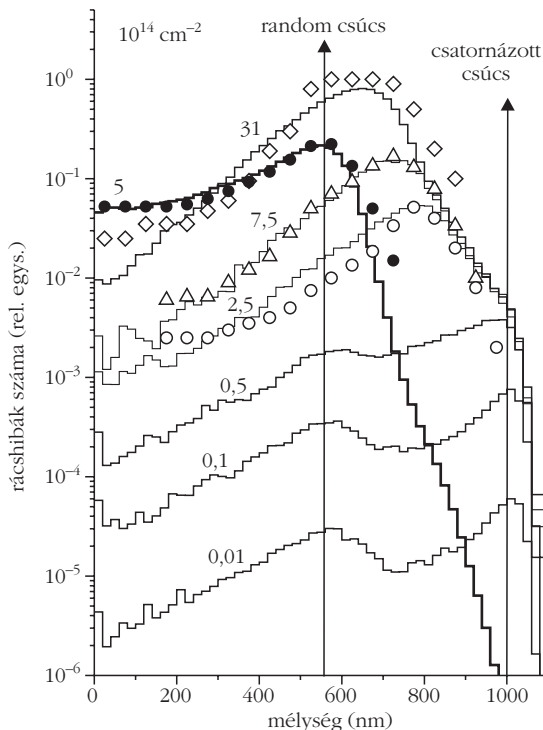
A jó mélységfelbontás mellett a módszer specialitását a 3,5 MeV He-energia környezetében fennálló magrezonancia adja. A He(C,C)He rugalmas nukleáris szórás hatáskeresztmetszete nem a Rutherford-képlettel kiszámítható érték (σ_R), hanem annak körülbelül hatszorosa, míg a He(Si,Si)He szórásnál továbbra is a Rutherford-féle értékkel számolhatunk. Így a hatáskeresztmetszetek közötti különbség kiegyenlítődik – mivel $\sigma_R(\text{Si})/\sigma_R(\text{C}) = (Z_{\text{Si}}/Z_{\text{C}})^2 = 5,4$ –, és a szén hozama hasonló lesz a szilíciuméhoz. A két komponens tehát közel azonos érzékenységgel és egyszerre vizsgálható.

A 3. ábrán a roncsolatlan minta már tárgyalt (a) és (b) spektrumai mellett a (c) és (d) spektrumok a 0° és 4° szögben azonos dózissal N⁺-implantáció által roncsolt SiC-minta csatornázott He⁺-visszaszórását mutatják. A roncsolatlan minták spektrumaitól eltérően a (c) spektrumban 0,5 és 1,6 MeV közelében, a (d) spektrumban pedig 0,6 és 1,75 MeV közelében új csúcsokat találtunk. Ezek a N⁺-implantáció által keltett kristályhibákból, azaz a rácsközi térbe került Si- és C-atomok hatásából erednek. A rácshibák visszaszórják a csatornában haladó analizáló He-ionokat, és gyengítik a rájuk kifejtett csatornahatást (1. ábra (c) esete). A csatornázott N⁺-implantáció nagyobb mélységben és lényegesen kisebb mértékben okoz rácskárosodást, mint a 4°-ban döntött, random irányú N⁺-implantáció. Ezt az mutatja, hogy a (c) spektrum csúcsai a (d)-hez képest alacsonyabb visszaszórt He-energiáknál jelennek meg. Mindez összhangban van a csatornaimplantáció közben lejátszódó, fentebb ismertett folyamatokkal.

A 3. ábrán a folytonos vonalak egy elméleti modell alapján készült RBX nevű programmal [6] kiszámított spektrumokat mutatnak. Az RBX szimulációs modell segítségével megkaphatjuk az implantáció által keltett rácshibák mennyiségét a mélység függvényében. Ilyen RBX kiértékelés eredményét láthatjuk az 4. ábrán a Si- és C-alrácsra, különböző beesési szögek alatt történt, azonos dózissal N⁺ implantáció esetén. 0° alatti beesésnél erős a csatornahatás, a felső 300 nm-es tartományban keltett kristályhibák száma minimális. A N⁺-nyalábot 0,5° szögben döntve alig módosul az eloszlás. Ez várható is, hiszen ekkora eltérés jóval kisebb a kritikus szög értékénél. 1,2°-nál részleges csatornahatást figyelhetünk meg, a dechanneling a felülettől monoton nő, míg 1,6°-nál, a kritikus szöghöz közeli értéknél már a legfelső 100 nm-en – néhány oszcillációs periódus után – valamennyi csatornázott N⁺-ion kiszóródik, a hibaeloszlás alakja lényegében megegyezik a random irányú, 4°-ban döntött implantációnál megfigyelhetőével. A profilokból azt is láthatjuk, hogy minden esetben több C-atom lépett ki a rácsból, mint Si-atom. Ennek az az oka, hogy a kisebb rendszámú C-atommal kevesebb energiát kell

4. ábra. 500 keV energiájú N⁺-besugárzás által keltett Si- és C-rácshibaprofilok SiC-ban a N⁺-nyaláb és a <0001> kristálytani tengely által bezárt szög függvényében. Az implantáció minden esetben azonos dózissal történt ($5 \cdot 10^{14}$ N⁺ cm⁻²). A görbék a 4. ábrán bemutatott 3,55 MeV BS/C-spektrumok kiértékelésének eredményei.





5. ábra. 500 keV energiájú N^+ -besugárzás által keltett rácshibák mélységi eloszlása SiC-ban különböző implantált dóziszokra $10^{14} N^+$ cm^{-2} egységekben. A besugárzás a $\langle 0001 \rangle$ csatornairányból történt. Folytonos vonallal a Crystal-TRIM szimulációs program eredményeit, szimbólumokkal a 3,5 MeV He^+ BS/C-mérésekből kiértékelt profilokat tüntettük fel. A vastag vonal a random irányból, azaz a csatornához képest 4° -ban döntött N^+ -nyalábbal történt implantációhoz tartozik.

közölnünk annak rácsközi térbe juttatásához, mint egy Si-atommal. A csatornázott implantációkor keletkező rácshibaprofil nemcsak a pontos orientációra érzékeny, de az iondózistól is igen erősen függ. Ezt ábráztuk a 5. ábrán a fenti példára. A görbéket a Crystal-TRIM [7] szimulációs programmal kaptuk. Két csúcstól láthatunk 550 nm és 1000 nm mélységben. A bombázó N^+ -ionok pozíciója az implantált felületen belül véletlenszerűen oszlik el, így egy részük a felülethez érkezve $P < P_{min}$ távolságra közelíti meg a legközelebbi atomot. Ezek az ionok már a felülettől random trajektóriákat követnek a csatornairányú belövés ellenére. Az általuk keltett rácshiba-eloszlás csúcsa látható 550 nm mélységben. Ennek pozíciója meg egyezik a vastag vonallal feltüntetett 4° -ban döntött random implantációnál megfigyelhető csúcsával. Az 1000 nm-nél lévő csúcs a felületnél becsatornázódó, $P > P_{min}$ impakt paraméterrel érkező ionok által keltett rácshibákhoz tartozik.

A Crystal-TRIM szimuláció szerint kis dózisos tartományban a rácshibák száma kezdetben lineárisan függ az implantáló dózistól, azonban a rácshiba-koncentráció küszöbértéke (esetünkben az amorf állapotnak megfelelő koncentráció kb. 1%-a) fölött a rácshibaprofil erősen torzulni kezd. Egy közbenső csúcs jelenik meg, amely fokozatosan a random csúcs pozíciója felé tolódik. A dózis növelésével ugyanis egyre több rácscsúcs kerül a csatornába újabb szórócentrumokat képezve, amelyek újra és újra random pályára kény-

serítik a csatornázott ionok egy részét. Az 5. ábrán a BS/C-mérésekből kiértékelt rácshibaprofilokat is feltüntettük, amelyek jó egyezést mutatnak a Crystal-TRIM eredményekkel. Megjegyezzük, hogy a BS/C kísérleti módszer mérési adataiból kiértékelt profilok érzékenységi határa 1% körüli. Ennél kisebb rácshiba-koncentrációról mérési adatok nincsenek, az elérhető tartományban azonban az 5. ábra mért és számított koncentráció értékei jó egyezést mutatnak. A szimuláció szerint a lineáris dózistartományban lesz a legnagyobb a csatornahatás rácshiba-csökkentő hatása. Itt, az összes rácshibát tekintve, a csatornázott/random arány körülbelül 1/7, míg a kísérletileg ellenőrizhető tartományban 1/4–1/2 közötti érték. Összességében azt mondhatjuk, a csatornahatás a $\sim 10^{13} N^+ cm^{-2}$ és ez alatti dózisosoknál a leghatékonyabb, de még az amorfizációt (100% rácshiba-koncentrációt) okozó dózisosok közelében is jelentős szerepet játszik.

Végezetül a csatornairányú implantációnak az ionos szintézisben játszott szerepéről ejtünk néhány szót. Az ionos szintézis során implantált nagy dózisosok lehetővé teszik a céltárgy és a bombázó ionok által alkotott kémiai vegyületek képződését. Egy példa erre a ritkaföldfémek (pl. Er, Yb, Gd, Dy) implantációja Si-egy kristályba. Az erbium szilíciummal alkotott vegyülete ígéretes elektromos és mágneses tulajdonságokkal rendelkezik, kompatibilis a Si-technológiával, és jól alkalmazható például kis ellenállású kontaktusrétegeként különféle mikroelektronikai eszközökben. Ugyanakkor probléma a jó minőségű erbium-szilicid réteg előállítás. Wu és társai random irányú implantáción alapuló ionos szintézissel próbálkoztak, de így nem tudtak jó minőségű, összefüggő réteget előállítani [8]. Viszont, amikor csatornaimplantációval löttek be Er^+ -ionokat $450^\circ C$ hőmérsékleten a Si-egy kristályba az $\langle 111 \rangle$ irányból, akkor – több lépéses utóhőkezelés hatására – a Si-szubsztráthoz jól illeszkedő, jó minőségű, összefüggő, hexagonális szerkezetű epitaxiális $ErSi_{1.7}$ réteget kaptak. RBS/C-módszerrel részletesen vizsgálták a kialakuló $ErSi_{1.7} \langle 0001 \rangle || Si \langle 111 \rangle$ rendszer kristályszerkezetét, illetve az Er- és Si-atomok rácslokalizációját. A fenti eset látványos példa a csatornahatás gyakorlati jelentőségére az anyagtudományi kutatásokban.

A cikkben érintett témák segítségével talán sikerült rávilágítani a csatornahatás nyújtotta előnyök anyagtudományi jelentőségére, és arra, hogyan lehet segítségünkre a csatornaimplantáció a kristályos szilárdtestekben történő ionfékeződés részleteinek jobb megértésében, a térben átfedő ionpályák közötti kölcsönhatások vizsgálatában. Mindemellett a csatornahatással kapcsolatos jelenségek mélyebb megértése az RBS és rokon technikákkal nyerhető információ kvantitatív kiértékelésénél is fontos tényező.

Irodalom

1. J. Gyulai, O. Meyer, J. W. Mayer, V. Rodriguez: Analysis of silicon nitride layers on silicon by backscattering and channeling effect measurements. *Applied Physics Letters* 16 (1970) 232.
2. Gyulai J.: Részecskegyorsítóktól a nanotechnológiáig. *Fizika Szemle* 53/2 (2003) 54.

3. Szilágyi E., Manuaba A., Pászti F., Battistig G. Hajnal Z.: Porózus anyagok vizsgálata ionsugaras módszerekkel. *Fizikai Szemle* 49/4 (1999) 121.
4. Z. Zolnai, N.T. Son, C. Hallin, E. Janzén: Annealing behavior of the carbon vacancy in electron-irradiated 4H-SiC. *Journal of Applied Physics* 96 (2004) 2406.
5. Z. Zolnai, A. Ster, N.Q. Khánh, E. Kótai, M. Posselt, G. Battistig, T. Lohner, J. Gyulai: Damage accumulation in nitrogen implanted 6H-SiC: Dependence on the direction of ion incidence and on the ion fluence. *Journal of Applied Physics* 101 (2007) 023502.
6. E. Kótai: Computer methods for analysis and simulation of RBS and ERDA spectra. *Nuclear Instruments and Methods B85* (1994) 588.
7. M. Posselt: Crystal-TRIM and its application to investigations on channeling effects during ion implantation. *Radiation Effects and Defects in Solids* 130-131 (1994) 87.
8. M.F. Wu, A. Vantomme, J. De Wachter, S. Degroote, H. Pattyn, G. Langouche, H. Bender: Comprehensive Rutherford backscattering and channeling study of ion-beam-synthesized ErSi_{1.7} layers. *Journal of Applied Physics* 79 (1996) 6920.

AZ ELLIPSZOMETRIA ALKALMAZÁSA FÉLVEZETŐ-FIZIKAI KUTATÁSOKBAN

Lohner Tivadar, Gergely György, Petrik Péter, Fried Miklós
MTA Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet

A félvezető-fizikában és -technológiában, valamint a mikroelektronikában és a hozzájuk kapcsolódó anyag-tudományi kutatásokban egyre fontosabbá válnak a *felületközeli, roncsolásmentes, in situ* vizsgálatot lehetővé tevő mérési eljárások. Az ellipszometria (ELL) olyan optikai módszer, amely a fenti követelmények teljesítésén túl még pontos, gyors és olcsó is, és nem igényel különösebb mintaelőkészítést.

Az ELL az a mérési módszer, amellyel a mintára beeső monokromatikus fény visszaverődés utáni polarizációs állapotváltozását mérhetjük meg [1, 2]. Az *1. ábra* egy fénynyaláb két közeg határfelületén bekövetkező visszaverődését és törését mutatja. A beeső és a visszavert fénynyaláb elektromos térerősségvektorát a beesési síkkal párhuzamos (p) és a beesési síkra merőleges (s , a német senkrecht szóból) komponensekre bontjuk. A kísérletekben az egyszerűség kedvéért lineárisan poláros beeső nyalábot alkalmaznak, és ekkor a reflektált nyaláb elektromos térerősségvektorának komponensei által leírt polarizációs ellipsziszben a nagytengely és a kistengely aránya $\tan \Psi$, az azimutszöge pedig Δ . A reflexió során a polarizációs állapot megváltozását a $\rho = (\tan \Psi) \exp(i\Delta)$ komplex reflexió arány fejezi ki.

A tömbi anyag reflexiója egyetlen határfelülettel leírható. A komplex reflexió arány azonban felületi vékonyréteg-szerkezetek esetén nem ilyen egyszerű, mivel a behatoló refraktált nyalábnak a mélyebb ha-

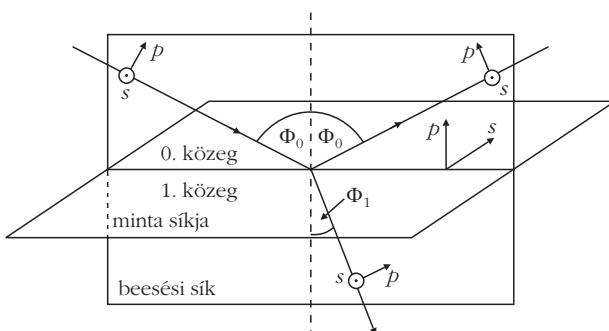
tárfelületekről való visszaverődését is figyelembe kell venni. Ha a tömbi anyagon egy – vagy spontán módon kialakult (pl. oxid), vagy valamilyen módszerrel leválasztott – vékonyréteg van, ekkor a *2. ábrán* látható közeg–vékonyréteg–szubsztrát rendszer optikai modelljét alkalmazzuk.

Látjuk az *ábrán*, hogy a visszaverődő fénynyaláb rész hullámokból tevődik össze, egy végtelen sor összegzésével kapjuk meg a beesési síkkal párhuzamos és az arra merőleges komponensekre az úgynevezett totális amplitúdó-reflexióképeket. Több felületi réteg esetében a modellnek számításba kell vennie a sokszoros törések és visszaverődések hatását.

Az ELL fő előnye az, hogy az optikai komplex mennyiségek reális és képzetes részét (a törésmutatót és a fényelnyelést leíró extinkciós együtthatót) egyszerre, egy mérésből kapjuk meg, még egyhullámhosszas mérések esetén is, ellentétben más optikai módszerekkel (pl. reflexiómérés vagy interferenciámérés).

Az interferometriában azt hasonlítják össze, hogy két fényút különbsége mekkora. Az ELL csak 2π -nél kisebb fázisváltozást tud kimutatni, de a minimális mért változás $2\pi/1000$, még egyszerű filmpolarizátorok esetén is (ez tízednanométer pontosságot jelent egykristályos szilíciumon létrehozott vékony SiO₂-réteg vastagságának meghatározása esetén)! A beeső

1. ábra. Fénynyaláb visszaverődése és törése két közeg határfelületén.



2. ábra. A közeg–vékonyréteg–szubsztrát rendszer optikai modellje.

