

316.275

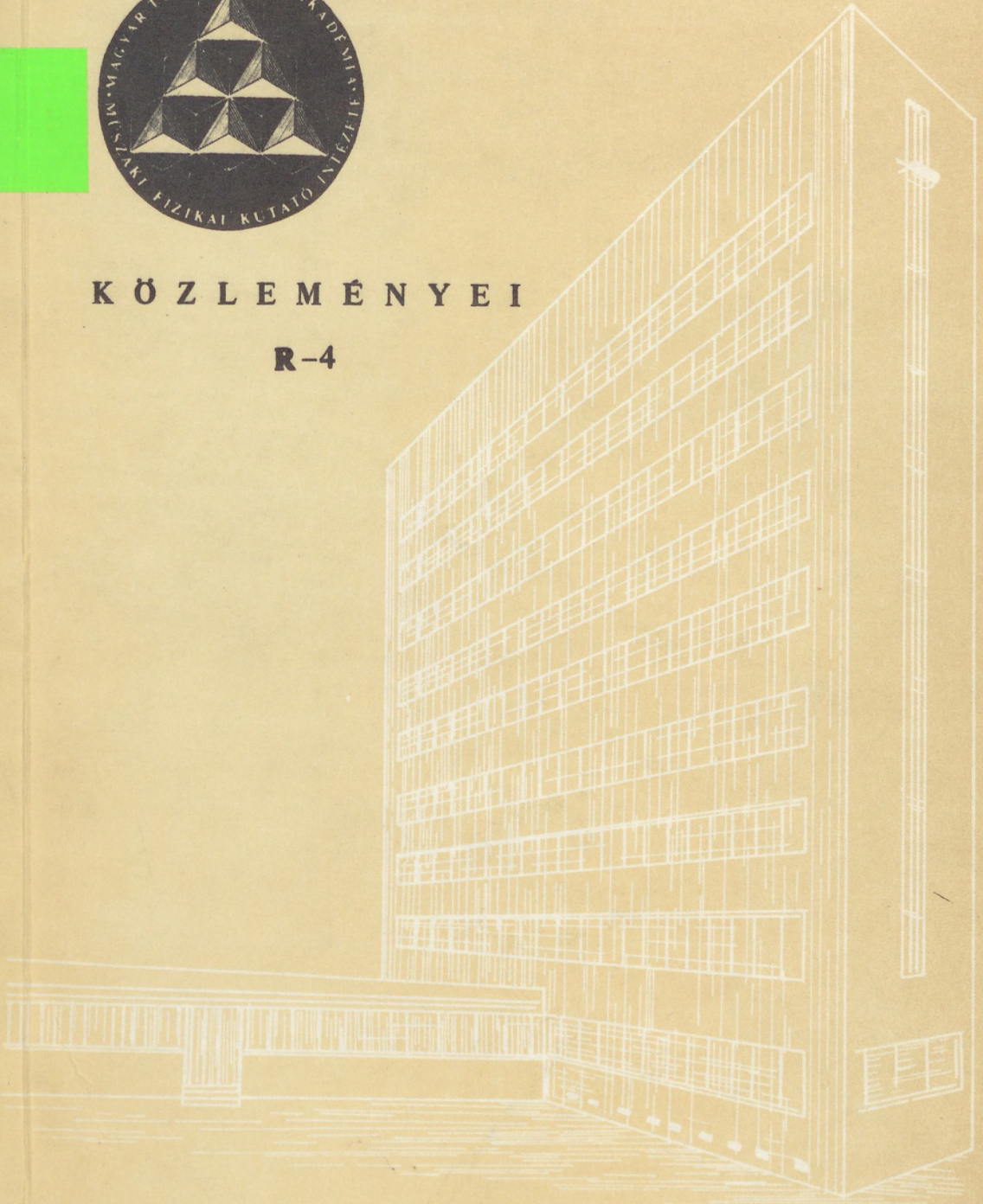
4
1971

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
MŰSZAKI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK



K Ö Z L E M É N Y E I

R-4



A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA MŰSZAKI FIZIKAI
KUTATÓ INTÉZET

K Ö Z L E M É N Y E I

R - 4.

Félvezetők rácshibáinak láthatóvátétele röntgen-
diffrakciós -topográfiával. //

Összeállította:

Dr. Szántó István
a műszaki tudományok kandidátusa.

Budapest
1971.

A munka az Egyesült Izzólámpa és Villamossági Rt.
megrendelésére készült 1970-ben.

MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
KÖNYVTÁRA

Felelős kiadó: Szigeti György akadémikus, igazgató.
Műszaki szerkesztő: Gomperz Istvánné.
VÁTI-rota 70289.

II.

Dr. SZÁNTÓ ISTVÁN kandidátus, tudományos osztályvezető emlékének szentelik a tanulmányt munkatársai. Ezen a tanulmányon dolgozott, amikor elragadta tőlünk a halál. Az Ő elképzeléseit és elgondolásait váltottuk valóra, amikor ezt az irodalmi összefoglaló tanulmányt befejeztük.

Ez a tanulmány minden bizonnyal szakavatottabb kezekből láthatott volna napvilágot, ha SZÁNTÓ TANÁR UR élne és dolgozna, bár mi mindent megtettünk annak érdekében, hogy az Ő szellemében fejezzük be a munkát.

III.

Összefoglalás

A jobb és megbízhatóbb félvezetőeszközök előállítására érdekében fokozódik az igény a rácshibáknak és kölcsönhatásoknak tüzetesebb vizsgálatára.

A röntgendiffrakciós módszerek lehetővé teszik a félvezető eszközökben keletkezett rácshibák roncsolásmentes vizsgálatát.

A tanulmány bevezető részében áttekintjük a Si kristályok jellegzetes rácshibáit, melyek a planár technológia egyes lépései közben keletkeznek. A továbbiakban a gyártásellenőrzés igényeivel foglalkozunk; ismertetjük azokat a topográfiai módszereket, melyekkel a felvételi idő néhány percre csökkenthető. Megállapítjuk, hogy a gyorsabb expozícióért a felbontóképesség területén kell kisebb engedményeket tenni.

A laboratóriumi mérésekre alkalmas többkristályos diffraktométeres és topográfiai módszerek lehetővé teszik a rácsparaméterek 10^{-8} - 10^{-9} nagyságrendű relatív eltéréseinek mérését, illetve kimutatását. Az ilyen fokozott hibaérzékenységű technikák az adalékanyagok beépülésének vizsgálatára alkalmasak.

A modern félvezető eszközök a hordozó kristály felületéhez közel helyezkednek el. Ezt figyelembevéve részletesen foglalkoztunk a felületi hárták szelektív vizsgálatát lehetővé tevő "reflexiós" topográfiával. A módszertani kérdések tárgyalása után beszámolunk a Sylvania-félvezetőgyárban végzett reflexiós topográfiai vizsgálatokról.

A diffraktométeres vizsgálatok közül a Si kristály bór diffúziójának kétkristályos mérését ismertetjük, amellyel bizonyos korlátok között meghatározható a felületi adalék-koncentráció és az átmenet mélysége.

A függelékben röviden összefoglaljuk a topográfiai mérési módszereket és a hibakontraszt kialakulását.

1. Áttekintés

A röntgendiffrakciós anyag vizsgálati módszereket a félvezető kutatásban és gyártásban már az első kezdeti lépésekkel egyidőben alkalmazták. Eleinte csak a kristályok orientációjának ellenőrzését, majd a félvezető technológia fejlődésével egyre bonyolultabb, igényesebb feladatokat oldottak meg röntgendiffrakciós uton.

Ma már több gyárban eredményesen alkalmazzák a röntgen-topográfias módszert a gyártásfolyamatok rutinszerű ellenőrzésére és évente 40-50 dolgozat lát napvilágot, amelyek a röntgendiffrakciós vizsgálatok félvezetős vonatkozásáról számolnak be.

A félvezető kristályoknak milyen tulajdonságait tanulmányozhatjuk röntgendiffrakcióval?

a./ A diffrakciós módszerek segítségével meghatározhatjuk a kristályrács szerkezetét, az elemi cella méreteit és a kristály szimmetria tulajdonságait.

Tekintettel azonban arra, hogy a félvezető eszközök gyártására használatos kristályok szerkezete általában jól ismert, a feladatok elsősorban a rácsban bekövetkező kis-mértékű torzulásokkal, illetve a rácsméretekben fellépő néhány tizedrelék nagyságrendű változásokkal kapcsolatosak. Adott hőmérsékleten az elemi cella torzulásaiért elsősorban a nagyobb koncentrációban beépülő adalékok felelősek.

Az idegen atomok okozta rácsparaméter eltolódás, a "misfit" növekedésével csökken a kristálytökéletesség. A precíziós rácsparaméter mérésekre tehát az idegen atomokat beépítő dopolási és diffúziós folyamatoknál van szükség.

b./ A diffrakciós módszerek segítségével érzékelhetjük a rácsikoknak a kristály makroszkópikus határoló lapjaihoz

viszonyított helyzetét, vagyis a kristályöntecs vagy lapka kristálytani orientációját. Felismerhetjük a kristály esetleges ikresedését, a kristályban előforduló nagy és kisszögű szemcsehatárokat. /A félvezető iparban az orientációval kapcsolatos kérdések a kristálylapkák darabolásánál és a kristályok növekedésével kapcsolatban jelentkeznek./

c./ A diffraktált nyaláb intenzitásában, a reflexió szögében bekövetkező változások alapján a rácossíkok tökéletességére, vagyis a kristály hibaszerkezetére következtethetünk.

Tanulmányunkban elsősorban az ilyen jellegű vizsgálatokkal foglalkozunk, hiszen a félvezető eszközök gyártásának valamennyi technológiai lépése közben kisebb-nagyobb mértékben romlik a kristály tökéletessége. A kristályban kialakult lokális rendezetlenségek kedvezőtlen esetben meghiúsíthatják az egész költséges gyártási folyamat eredményét!

A röntgendiffrakciós módszerek közül melyeket alkalmazhatjuk sikerrel a félvezető kutatásban, melyeket a gyártásban?

Ha a kérdésre választ kívánunk adni, meg kell kísérelnünk a több tucat röntgendiffrakciós vizsgálati módszert rendszerbe foglalni. A rendszerezés egyik lehetősége, ha a diffraktált nyaláb által hordozott információk eredetét vesszük figyelembe. A módszereket ezen az alapon két főbb csoportba sorolhatjuk, aszerint, hogy az értesülések a makroszkópikus méretű egykristály átlagos hibaszerkezetére vonatkoznak-e /ilyen jellegűek a diffraktométeres technikák/, vagy pedig a kristály hibaelosztásáról adnak számot /topográfiai módszerek/.

A diffraktometria az érzékelő szerve viszonylag nagy aktív felületű sugárdetektor, tehát általuk csak a kristály

nagyobb térfogatrészének átlagos minőségéről kapunk felvilágosítást. A diffraktogram matematikailag kiértékelhető, és lehetővé teszi, hogy a vizsgált kristálytérfogat minőségét kvantitatíve értékeljük.

A topográfias technikák a kristály háromdimenziós hibaeloszlásának kétdimenziós "hibatérképét" állítják elő, vagyis a rácshibákat egyedileg vehetjük szemügyre. A diffraktált nyaláb finomszemcsés fotoemulzióra esik, vagy az intenzitáseloszlást elektronikus eszközökkel /pl. vidikon - TV-lánc/ tesszük láthatóvá. A topográfias kép felbontását az érzékelő szerv és a diffrakciós elrendezés korlátozza.

A diffraktometria és a topográfia között természetesen nem létezik éles választóvonal, hiszen a diffraktométerekkel is tanulmányozhatunk kisméretű kristálytérfogatókat /néhány mm^3 / és a topográfias eljárások is csak véges /2-5 μm / geometriai felbontással rendelkeznek.

A két módszer nem helyettesítheti, hanem csak kiegészítheti egymást!

Mi a helyzet félvezető kutatás és gyártás területén a diffraktometria és a topográfia alkalmazási lehetőségeivel kapcsolatban?

Ha a technológusoktól érdeklődnénk, hogy számukra melyik eljárás kedvezőbb, nyilván a diffraktometriára szavaznának, hiszen igen előnyös, ha egy kristálylapka egyetlen számadattal minősíthető, illetve minőségileg besorolható.

Nem feledkezhetünk meg azonban arról, hogy a félvezető eszközök, illetve azok csirái a kristálylemezeket nagy számban, térképszerűen népesítik be. Mindaddig, míg az eszközök méretei nagyobbak, mint a topográfia 2-5 μm -es felbontóképessége, addig a topográfia jelenleg az egyedüli roncsolásmentes módszer, mellyel egyedileg meghatározhatjuk az

eszközök hibaszerkezetét, illetve prognózist adhatunk a várható eszköz-kihozatal mértékéről.

A szeletről készült hibatérképet - topogramot - összehasonlítva egy "megfelelő" technológiáról készült felvétellel, az egyezés vagy eltérés alapján véleményt mondhatunk az illető gyártásfolyamat "minőségéről".

A hibatérképet számszerű értékelésre nem, vagy csak nehezen használhatjuk, elsősorban a tapasztalatra támaszkodó "jó" vagy "selejt" minősítést adhatunk.

A kutatás területén a topográfias és diffraktometriás eredményeket együttesen analizálva felderíthetjük az észlelt rácshibák szerkezeti tulajdonságait, következtethetünk az őket kiváltó okokra és javaslatot tehetünk a hibák megszüntetése érdekében.

A röntgendiffrakciós módszerek igen fontos jellemzője a hibaérzékenység, vagyis a még kimutatható legkisebb rács-torzulás mértéke. Mivel a használatos egykristályok igen gyakran megközelítik az ideális szerkezetet, különlegesen érzékeny eljárásokat dolgoztak ki. Rendelkezésre állnak olyan mérési eljárások, melyekkel a rácsparaméterek 10^{-9} nagyságrendű relatív eltéréseit, vagy szögmásodperc nagyságrendű torzulásait is érzékelhetjük.

A fokozott hibaérzékenység azonban csak precíziós mérésekkel érhető el, tehát a hibaérzékenység jellemző egyúttal arra is, hogy egy bizonyos eljárás laboratóriumi vagy üzemi mérésekre alkalmasabb-e. A szokásos "egykristályos" módszerek, vagyis ha a diffrakciót csak a mérendő kristályon hozzuk létre, elsősorban gyors, rutinjellegű mérésekre nyújtanak lehetőséget.

A két vagy több-kristályos módszerek főként precíziós, laboratóriumi méréseket tesznek lehetővé. A fokozott érzé-

kenységet az egy vagy több hibátlan szerkezetű "analizátor" kristály segítségével érjük el. Az analizátor kristályról kiinduló diffraktált nyaláb megközelítőleg párhuzamos, monokromatikus. Ha ilyen "tökéletes" nyalábot vetítünk a mintául szolgáló második kristályra, a másodszori diffrakció csak a pontos Bragg-szög alatt jön létre és a mérés pontosságának csak a karakterisztikus vonalak spektrális eloszlása, és a kristályok hőmérsékletingadozása állít korlátot.

Bár a két jelenség fizikailag eltérő, de kézenfekvő a hasonlat a lasersugárral és a szokásos fényforrásokkal végrehajtott optikai mérések, valamint az egy, illetve többkristályos diffrakciós mérések lehetőségei között.

Beváltak-e a röntgendiffrakciós módszerek a félvezető kutatásban, gyártásban?

A kérdésre jelen tanulmányunkban oly módon kívánunk választ adni, hogy bemutatjuk a röntgendiffrakcióval megoldható feladatokat, és ismertetjük a módszer legújabb fejlődési irányait.

Hogy miképp vélekednek erről a kérdésről külföldi félvezető-eszköz gyárak kutatói és technológusai arra jellemző, hogy ma már szinte kivétel nélkül alkalmazzák a /költséges/ diffrakciós módszereket a gyári laboratóriumaikban [1], továbbá az IBM-nél [4, 5, 6] a Sylvaniaianál [2], és a G.T.E.-nél [7] a röntgendiffrakciós topográfiát bevették a gyártás rutinszerű ellenőrző vizsgálatai közé. A topográfia iránti növekvő érdeklődésre utal az a tény, hogy a piacon az elmúlt négy éven belül szinte egyidejűleg jelentek meg szovjet, japán, amerikai, francia gyártmányu topográfias kamrák.

2. Félvezető eszközök szerkezeti hibái.

Ismeretes, hogy a rácshibák a tiltott sávon belüli energiaszintek eltolódását hozhatják létre, és alapvetően be-

folyásolják a kristály elektromos tulajdonságát, beleértve a kisebbségi töltés-hordozók élettartamát is. A hibák hátrányosan módosítják az eszközök működési stabilitását, élettartamát és a dopoló anyagok egyenletes diffúzióját.

A fenti megfontolások fényénél nagy fontosságúvá válik a félvezető anyagokban található rácshibák jellemzése és azok keletkezési okainak megértése.

A rácshibák és a félvezető kristályok előállítására.

A félvezető kristályok sohasem teljesen tökéletes szerkezetűek. A kristályok legtöbbször diszlokációkat tartalmaznak, változásokat a dopoló anyagok koncentrációjában és bizonyos esetekben precipitációkat is.

Napjainkban azonban a kristálynövesztés technikája annyira kifinomodott, hogy akár teljesen diszlokációmentes anyag is előállítható.

A különlegesen nagy kristálytökéletesség a gyémánt-szerkezetű kristályrács előnyös tulajdonságaiból származik. A diszlokációk mozgási sebessége külső τ feszültség hatására Si-ben a következő [8] :

$$v \sim \tau \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right) /$$

ahol Q a diszlokáció hurok keletkezéséhez szükséges energia, kb. 2 eV. Mivel a mozgás közel viszkozus, a diszlokációnak miközben keresztülhatol a kristályrácsra, jelentős potenciált kell legyőzni. Ez a mozgás a IV. csoportba tartozó félvezetőkben az egyéb anyagokhoz viszonyítva igen lassu.

Kis diszlokáció mozgékonyság igen lényeges tulajdonság a kristálytökéletesség szempontjából. Ha a mozgékonyság csekély, a diszlokációk sokszorozódása külső és belső feszültségek hatására csökken. A diszlokációmentes kristályok növesztésének kulcsfontja ezért az elegendően gyors huzási sebesség az olvadékból, annak érdekében, hogy a kezdeti disz-

lokációk sokszorozódását a kristálynövekedés "megelőzve". A "gyors" huzás lényege a csira alatt elhelyezkedő "nyak" tartományában a Dash-féle diszlokációmentes kristálynövesztésnek [9].

A szilíciumnak egyéb előnyös tulajdonságai is vannak: a viszonylag nagy hővezetőképessége és csekély a hőágulási együtthatója. További kivételes előnye abból a kényelemből ered, mely lehetővé teszi a diszlokációk és más rácsrendezetlenségek viszonylag egyszerű kimutatását és vizsgálatát [10].

Meglepőnek látszik azonban, hogy az eszközgyártás általában nem igényli a nagyon tökéletes kristályokat. A kísérletek ugyanis néhány évvel ezelőtt arra az eredményre vezettek, hogy diszlokációmentes anyagból sem készülnek jobb minőségű tranzisztorok vagy diódák, mint amelyeket mérsékelt diszlokációsűrűségű Si-ből kaphatunk. A növekedés közben keletkezett diszlokációkat félvezetőkben meglepően ártalmatlannak találták; közvetlen hatásuk sokkal kisebb, mint azoké, amelyek a technológia közben keletkeztek [11]!

Időközben több olyan új információhoz jutottunk, amely fényt vet ezekre a váratlan problémákra.

Arra a kérdésre, hogy miért nem eredményez jobb minőségű eszközt a diszlokációmentes anyag, ma már könnyű válaszolni: egyszerűen azért nem, mert miután az eszköz elkészült az anyag többé már nem mentes a diszlokációktól és más hibáktól. Egyetlen diszlokáció közvetlen hatása meglepően gyenge; másrészt tisztában kell lennünk azzal, hogy az egyetlen diszlokáció által okozott indirekt hatások az eszköz teljes tönkremeneteléhez vezethetnek. A diszlokációknál kialakult szabad kötések acceptor atomokhoz hasonlóan viselkedhetnek, megkísérik egy elektron befogását; a diszlokációk emiatt járulékos vezetőképességet idézhetnek elő. Ez a növekedés hátrányos a záróirányban előfeszített p-n átmenetnél, ahol megkivánjuk, hogy a visszáram a lehető legalacsonyabb értékre csökkenjen.

Diszlokációk határozottan növelhetik a diódák visszarámát. Ezt közvetlenül még nem észlelték, csak más közvetett elektromos jelenségeket tapasztaltak, pl. nagy diszlokációs-sűrűségnél csökkent a kisebbségi töltéshordozók élettartama. Nem lehetséges azonban, hogy ennek a hatásnak egyértelmű numerikus leírását adjuk, mivel ez nemcsak magától a diszlokációtól függ, hanem azoktól a szennyeződésektől is, amelyek a diszlokációt körülveszik.

COTRELL szerint a diszlokációk U potenciállal vonzzák a ponthibákat [12]:

$$U = \frac{A}{r} \cdot \sin \alpha$$

ahol r és α a polárkoordináták, A az ϵ "misfit"-től függő konstans. A misfit-et az idegen atomok (r_i) és a mátrix (r_m) ionos atomsugarával fejezhetjük ki:

$$\frac{r_i}{r_m} - 1 = \epsilon$$

A szennyezőknek a diszlokációk iránti vonzása hihető, ha meggondoljuk, hogy a nagyobb méretű szennyező jobban illeszkedik a diszlokáció kitágult tartományaihoz, a kisebb szennyező pedig könnyebben helyezkedik el egy összenyomott zónában, mint a zavartalan rácsban. Ez a vonzási mechanizmus olyan effektusokhoz vezethet, amely károsíthatja a félvezetők elektromos jellemzőit. Kettő pl. ezen hatások közül: a dopolók diffúziójának fokozódása és a szennyezők precipitációja.

QUEISSER, HUBNER, SHOCKLEY kimutatták, hogy idegen atomok, ideértve a donorokat, acceptorokat egyaránt gyorsabban diffundálnak éldiszlokációk mentén, mint a meg nem zavart anyagban [13]. Ezt három okra is visszavezethetjük.

Először: Vonzás lép fel, a diszlokációk és az idegen atomok között amely a diffundáló anyag koncentrációjának növekedésére vezet.

Másodsor: A diszlokáció körül az üres rácshelyek száma emelkedhet. Ez a vakancia-mechanizmus fokozhatja a diffúzió sebességét.

Harmadsor: Csökken az ugrás folyamatához szükséges aktivációs energia a diszlokációk a megváltozott környezete miatt.

Ezeket a magyarázatokat SHOCKLEY és munkatársai adták abból a célból, hogy leírják a diffúziót Si-ben a kisszögű szemcsehatárok és diszlokációk mentén.

A diszlokációk mentén található fokozott diffúzió szemléletes példáját mutatták be QUEISSER és munkatársai, akik szemcsehatárok mentén "dárda-alaku" diffúziós frontot észleltek [13]. Elszigetelt diszlokációk elvileg hasonló hatásokat adnak, de kevésbé kifejezetten, mint amilyeneket a szemcsehatáron lehet látni.

A foszfor "emitter-diffúziójának" áttörése rövidzárlatot okoz az emitter és a kollektor zónák között, ezt eredményezheti egyetlen diszlokáció vonal; vagy kismértékű egyenlőtlenség a dopolásban, amely a lokalizált diszlokációk következménye. Nagyfrekvenciás tranzisztorok bázis rétegei egy mikronnál is vékonyabbak, világos, hogy a bázis nagyon érzékeny az egyenletes adalékeloszlására.

A dopolók egyenlőtlenségén kívül, a szennyező atmoszférának van egy második komoly következménye. A szennyezők, különösen a nehéz fémek, /pl. Cu, Au/ gyakran jelen vannak félvezető eszközökben. Ha ezek a fémek szilárd oldatban fordulnak elő, akkor viszonylag ártalmatlanok lehetnek. Ha azonban fémprecipitációk alakulnak ki a p-n átmenetekben, az drasztikus hibát eredményez. Az átmenetekben visszáramok lépnek fel, gyakran olyan mértékben, hogy az eszközt használhatatlanná teszik. A jelenséget a karakterisztika "lágylásnak" hívják /"softness"/. GOETZBERGER és SHOCKLEY kimutatták,

hogy ez a lágyság valójában a fém precipitátumokkal hozható korrelációba [14]. Precipitációk keletkezéséhez nukleációs centrumok szükségesek. A diszlokációk lehetővé teszik ilyen centrumok kialakulását. Ezért a lágyság, mint jelenség valószínűbben fordul elő az eszközök magasabb diszlokáció sűrűségű helyein. Ezen állítás helyességét alátámasztotta QUEISSER, [13, 15] aki kísérleteket végzett diódák szemcsehatárain és ikerhatárokon is. A szekunder ikerhatárok Si-ban kedvező nukleációs helyeket képeznek a precipitátumok számára; diódák ilyen határokkal tulnyomó-részt lágynak bizonyultak, jóllehet ugyanezen szeleten belül a jó anyagból való diódák a kívánatos "kemény" visszarám-feszültség karakterisztikát mutatták.

3. A félvezetőgyártás ellenőrzése rtg. topogramok segítségével.

A topogramokon alapuló regisztrálás, a félvezető gyártás minden egyes technológiai lépése előtt és után, tekintélyes ismeretanyagra vezetett azoknak a röntgendiffrakciós jelenségeknek az alapján, amelyek összefüggésben vannak az anyag szerkezeti tulajdonságaival és az egyes gyártási fázisokkal [16, 18, 20]. Eredményes korrelációt dolgoztak ki a diffrakciós jelenségek és a félvezető átmenetekre jellemző kristályszerkezeti állapotok között. Ma már előre meg lehet állapítani az eszköz kezdeti állapotában azokat a hibákat, amelyeket a kristály-tökéletlenségek okozhatnak. Néhány erre vonatkozó jellegzetes példát a következő fejezetekben mutatunk be.

A./ A kiinduló alapanyag vizsgálata.

A huzott kristály eredetileg sohasem teljesen egyenletes szennyezettségű. Szennyező koncentrációjában előforduló ingadozások lokális feszültségekre vezethetnek és he-

lyi ellenállás-változásokat idézhetnek elő. Miként azt GOETZBERGER és munkatársai kimutatták, az ilyen kristályból készült diódák sávos /"striated"/ fényemissziót mutatnak [21]. A felizzó területek szorosan kapcsolódnak azokhoz a zónákhoz, amelyeknek alacsony a letörési feszültsége.

Élődiszlokációk könnyen előidézhetők a Si-ban a szeletek hőkezelés előtti előkészítése révén, ha az nem az előírásoknak megfelelő. Ha a szelét kerülete mentén mechanikusan károsodott, a csorbulások környezetében diszlokációk képződnek. Nagy diszlokációsűrűséget találtak ismétlődő hőkezelési ciklusok után is.

FAIRFIELD és SCHWUTTKE kimutatták, [19] hogy ezek a diszlokációk jelentősen csökkentik a diódavisszáram karakterisztika keménységét. A nem károsított területekből kialakított diódáknak mintegy 90 %-a megfelelően kemény, viszont azokon a területeken, ahol diszlokációk fordulnak elő, a diódáknak csak mintegy 20 %-a az.

A lágy diódák visszarámái látszólag inkább követnek egy v^n típusú összefüggést /ahol $n > 2$ /, mint egy töréspontokkal rendelkező, egyenesekből összerakott függvényt. Miként erre rámutattunk a lágyság a dióda aktív zónájában végbememő fémek kiválásoknak tulajdonítható. Sok lágy dióda mikroplazma szerkezete arra utal, hogy jelentékeny szivárgási áram lép fel a diszlokációk menti különleges pontokban. Így elfogadhatónak látszik az a feltevés, mely szerint a fémek precipitációk nukleációja a diszlokáció menti specifikus pontokban megy végbe és a lavinaképződés szintje alatti feszültségek esetében is túl nagy szivárgási áramokat okoz, ahogyan ezt GOETZBERGER és SHOCKLEY ismertette [14].

B. Epitaxiás réteg növesztése

A vizsgálatok nagy része arra vonatkozik, hogyan hatnak a kiindulási anyagban jelen lévő hibák a rá növesztett

epitaxiás réteg minőségére. Azt találták, hogy egy n -típusú szubsztrátumra növesztett n^+ -típusú rétegen belül főleg rétegződési hibák /stacking fault/ fordulnak elő. Kimutatták még röntgentopográfiát használva, hogy ezek a réteghibák "stair-rod" típusú parciális diszlokációkat tartalmaznak. Az ilyen "stair-rod" formátumot mutató diszlokációról QUEISSER és GOETZBERGER megállapították, hogy azok elektromosan aktívak [22]. A réteghiba-alakzat sarkai a nagyobb valószínűséggel előforduló letörések helyeinek tekinthetők. Logikusnak látszik, hogy a mikroplazmákat a lépcsőszerű diszlokáció alakzatokkal korrelációba hozzuk. E diszlokációknál viszont GOETZBERGER és SHOCKLEY elgondolása szerint a mikroplazmákat fémes precipitációk okozzák.

A röntgentopogramok feltárják a réteghibák és diszlokációk nagytömegű keletkezését a szelet éleit körülvevő zónában; ott, ahol a mechanikai károsodásokat nem távolították el tökéletesen.

C. Termikus oxidáció

A planár tranzisztorok előállításának első fázisa a termikus oxidáció. Korábbi megfigyelések azt állítják, hogy ezen folyamat közben szerkezeti hibák nem fejlődnek ki. Ma már azonban elismert tény, hogy a termikus oxidáció is előidézhethet kristályhibákat [23]. A hibák részben mint rétegződési hibák és részben "stair-rod" alakzatú diszlokációk.

D. Diffúzió

Közismert, hogy a diffúziós folyamatok a korszerű Si eszközök gyártása folyamán a rácsszerkezetben diszlokációkat idézhetnek elő [24, 25]. Annak ellenére, hogy számosan kutatták már ezeket a problémákat, még mindig sok a megválaszolatlan kérdés a bór és foszfor Si-ban való diffundáltatása során keletkező diszlokációk kialakulásával kapcsolat-

ban. Általános az a felfogás /bár nem bizonyított/, hogy a diszlokációk a B és P atomok okozta kontrakciós feszültségeket csökkentik.

A feszültségek, torzulások ilyen feloldódásának meglepő eredményére utalnak azok az egyenletes diszlokációs alakzatok, amelyeket röntgendiffrakciós kopográfia segítségével ismertek fel és analizáltak [26]. Kimutatták, hogy az ilyen diffúzió-okozta diszlokációk a kristálynak csak a diffúzióknak kitett térfogatára terjednek ki. Nem találtak diszlokációkat az átmenet alatti területeken, miután az egész szelet térfogatára alkalmaztak teljes diffúziót és nem találtak diszlokációt a diffúzióknak kitett térfogaton kívül sem, ha a helyi diffúziót egy oxid-maszk ablakán keresztül végezték. Ezen eredményekkel ellentétes tapasztalatokról számolt be PRUSSIN [25] és SUKHODREVA [27] továbbá SATO és ARATA [28], illetve BLECH, MEIRAN, és SELLO [29]. Előbbiek azt állítják, hogy a diffúzióval bevitt diszlokációk jelen vannak az átmenet alatti rétegben is. Az utóbbiak pedig arról számoltak be, hogy a diszlokációk tova-terjedhetnek az oxid alatt akkor is, ha a diffúziót oxid-maszkkal helyileg behatárolták. A diffúziós ablakok helyét az ablak szélek mentén keletkezett erőteljes diffrakciós kontraszt teszi jól láthatóvá. Mivel az ablakok peremei egybeesnek a diffundált és a diffúzióknak ki nem tett Si területek határvonalaival, ebből bizonyíthatóan következik, hogy a határzónák még elasztikus feszültség hatása alatt állnak.

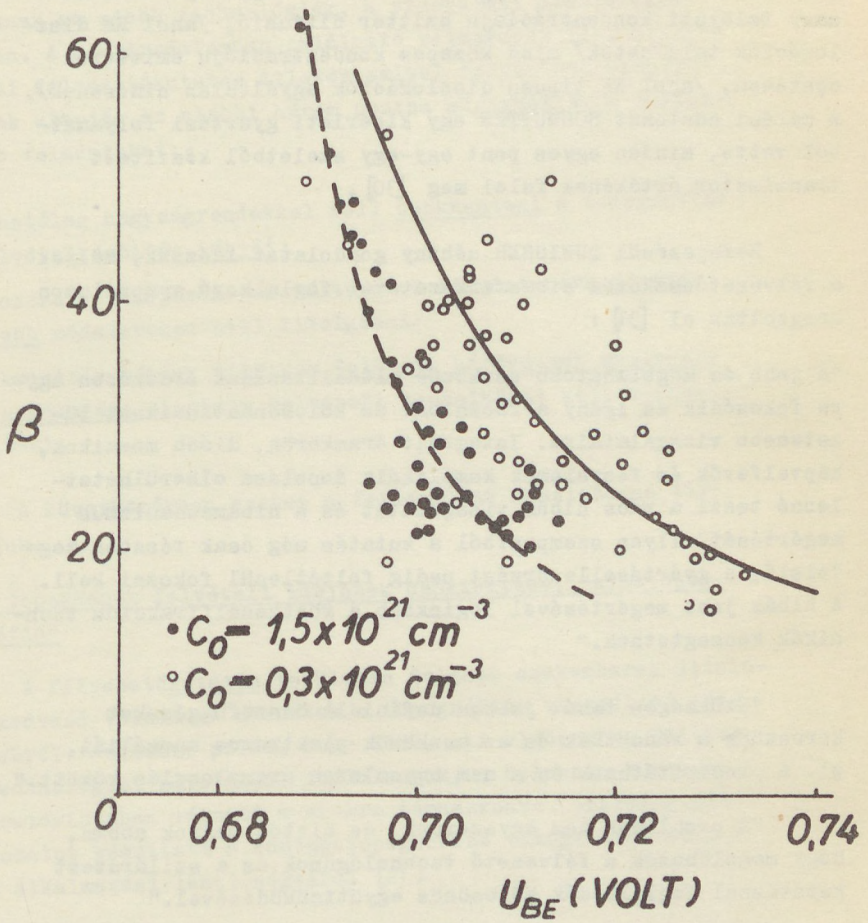
A diffundált térfogatok szigetei között a diffúziós folyamat után hosszan elnyúló diszlokációs sorok helyezkednek el. Ezek a diszlokációk a szelet síkjában, a különböző $\langle 110 \rangle$ irányokban fekszenek és a Si-oxid/Si határfelület környékéről indulnak ki. A rugalmas feszültségeknek a helyi diffúzió nyomán történő kialakulását egyéb evidenciák is bizonyítják.

A diffundált területen belüli diffrakciós kontraszt oka a bór, illetve a foszfor diffúzió nyomán keletkezett diszlokáció-hálózat. A diszlokációk vonalrendszerét topográfiaiával nem lehetett felbontani; megfelelő transzmissziós elektronmikroszkópiai eljárással az sikerült. Ezek a diszlokációk nem terjednek át a diffúzióknak ki nem tett Si-térfo-gatra.

Szokatlan diszlokációs elrendezést találhatunk az oxid-maszk élei mentén. Figyelemreméltó, hogy ezek a diszlokációk a határfelület mentén sorakoznak fel és innen terjednek át mind a diffundált, mind a diffúzió hatásának ki nem tett területek felé.

SCHWUTTKE azt a véleményt fejezte ki, hogy a diszlokációk keletkezését a diffundált - nem diffundált Si térfogatok közti határfelületen fellépő feszültségek hatására lehet visszavezetni [30]. Megmutatta azt is, hogy a szóbanforgó diszlokációs hurkok messze a diffundált átmenet alá is benyulnak. Az ilyen diszlokációk gyakran a nagy C_0 koncentrációju emitter-diffúzió melléktermékei és főleg az emitter szélei körül fordulnak elő. Ezért azokat "emitter él" diszlokációknak is /EE/ szokás nevezni. Némegyszer a szokásos eszközgyártó folyamat előidézhethet ilyen EE diszlokációkat.

Miután az emitter körüli diszlokációk a tranzisztor bázisán keresztül mélyen kiterjedhetnek, ésszerű az a feltevés, amely szerint a diszlokációk a töltéshordozók rekombinációja révén befolyásolhatják az erősítési tényezőt /l. ábra/.



1. ábra

Tranzisztorok erősítési tényezője az U_{be} függvényében
 $I_b = 0,5 \text{ mA}$, közepes $2 \cdot 10^{20} \text{ atom/cm}^3$ és nagy $10^{21} \text{ atom/cm}^3$
foszfor-koncentrációnál [6].

1. ábrán az erősítési tényező összefüggését láthatjuk a bázis-emitter feszültség V_{be} nagyságának függvényében mind nagy felületi koncentrációjú emitter diffúzió, /ahol EE diszlokációk találhatóak/ mind közepes koncentrációjú emitterek esetében, /ahol EE típusu diszlokációk egyáltalán nincsenek/. A mérési adatokat SCHWUTKE egy kísérleti gyártási folyamatból vette, minden egyes pont egy-egy szeletből készített tranzisztor értékének felel meg [30].

Befejezésül QUEISSER néhány gondolatát idézzük, melyek a félvezetőeszközök hibaszerkezetével foglalkozó symposiumon hangzottak el [31]:

"A jobb és megbízhatóbb eszközök előállításának érdekében egyre fokozódik az igény a rácshibák és kölcsönhatásaiknak tüzetesebb vizsgálataira. Integrált áramkörök, dióda mozaikok, képvelfevők és fényelemek komplikált dopolása elkerülhetlenné teszi a rácshibák vizsgálatát és a hibamechanizmus megértését. Ilyen szempontból a kutatás még csak részben megfelelő, a gyártásellenőrzést pedig feltétlenül fokozni kell. A hibák jobb megértésével leginkább a röntgendiffrakciós technikák kecsegtetnek."

"Szükséges tehát jobban definiált összefüggéseket keresnünk a rácshibák és az eszközök elektromos anomáliái, pl. a precipitátumok és a nem egyenletes árameloszlás között."

"A problémák nem egyszerűek, de biztos vagyok abban, hogy megoldhatók a félvezető technológusok és a szilárdtest kutatással foglalkozók kölcsönös együttműködésével."

4. A topográfias módszerek fejlődése

A félvezető eszközök speciális gyártási technológiájának ellenőrzésére a "hagyományos" Lang, illetve Berg-Barrett felvételi módszerek csak korlátozottan alkalmasak.

Melyek tehát azok a területek, ahol a topográfiai kutatásra újabb feladatok várnak, illetve milyen igényeket támasztanak az újabb technológiák, a vizsgálati módszerekkel szemben. A szakirodalomban található vélemények [1], illetve a hazai félvezetőkutatás illetékeseivel folytatott beszélgetések alapján az alábbi három pontba sűrithetjük a legfontosabb feladatokat:

1. Lehetőleg nagyságrendekkel kell csökkenteni a topográfiai felvételek készítés idejét;
2. A csekély rácsparaméter változások kimutatására érzékenyebb módszereket kell kidolgozni;
3. A kristály néhány mikronos felületi hártványának szelektív vizsgálatára alkalmas felvételi technikákat kell kialakítani.

A következőkben ezeket a feladatokat részletesen tárgyaljuk.

A. A topogramok felvételi idejének csökkentése, "kinetopográfia"

A félvezetőkutatás területén dolgozó szakemberek általában kedvező véleményt alkottak a topográfiai vizsgálati módszerekről. Jellemző példa, hogy WANG, aki elsősorban félvezető-technológiai kutatással foglalkozik, a Sylvania röntgenlaboratóriumában végzett munkákra támaszkodva, összefoglaló dolgozatot készített a röntgentopográfiai vizsgálatok sokoldalú alkalmazási lehetőségeiről [2].

A kutatók kedvező véleményével ellentétben a gyártásban érdekelt technológusok gyakran hangoztatják azt a jogos aggályukat, hogy a topogramok expozíciós ideje jelenleg túl hosszú /1-2 munkanap/ és emiatt képtelenek az eredményeket kellő hatásossággal alkalmazni a gyártásellenőrzésben. Ez a panasz

fokozottan jelentkezik a Ge kristályok vizsgálata esetében, mivel a felvételi idő itt eléri a 100 órás időtartamot!

Állításuk szerint, mire az ellenőrző topogramok elkészülnek, addigra az azonos sorozatban készült eszközök már régen tuljutottak az illető technológiai lépéseken. Ha a topogram alapján esetleg módosítania kellene a gyártásfolyamatot, a beavatkozás már elkészett, vagy nem eléggé hatásos.

A vélemények természetesen jogosak és ahhoz, hogy a topográfiaát hatékonyan alkalmazhassuk minőségellenőrzésben, a felvételi időt lehetőleg, nagyságrendekkel kell csökkenteni.

Az elmúlt két évben az ilyen irányu kutatásokról már napvilágot láttak közlemények és a kitűzött célok egy részét elérték vagy legalábbis megközelítették.

Milyen lehetőségeink vannak a felvételi idő csökkentésére és milyen mértékben romlik eközben topogramok felbontóképessége?

/A topogramok "felvételi" idején nemcsak az expozíciós időt értjük, hanem beszámítjuk az előhívás idejét is./

a. A fotóemulzió érzékenységének növelése

Első közelítésben az a szabály érvényesül, hogy az érzékenyebb film szemcsézettsége nagyobb, tehát kisebb a felbontóképessége. Ennek részben az az oka, hogy az érzékenyebb film előhívatlan szemcái is nagyobbak, részben az, hogy a nagyobb érzékenységet adó "érlelési" eljárások közben a szemcsék csoportosulnak [32].

A topográfias gyakorlatban jól bevált finomszemcsés magemulziók az érzékenység és a felbontóképesség szempontjából az optimumot jelentik. Ha azonban hajlandók vagyunk áldozatokra a felbontóképesség területén, érzékenyebb emulzió-típusokat választva csökkenthetjük az expozíciós időt /I. táblázat/.

I. TÁBLÁZAT

Az expozíciós idő és felbontóképesség a különböző típusú fotoemulziók függvényében [33, 34].

<u>Fotoemulzió</u>	<u>Relativ exp.idő</u>	<u>Felbontóképesség /um/</u>
ILFORD L-4	1	1
ILFORD G-5	1/2	5
GCAVERT D-7 * [☒]	1/8	kb. 40
GCAVERT D-10* [☒]	1/32	kb. 100

A táblázat alapján nyilvánvaló, hogy a felvételi idő csökkenthető ugyan a felbontóképesség rovására, de a felbontóképesség rohamos romlása nem áll arányban az időnyereséggel.

b. Az emulzió rétegvastagságának növelése

Az emulzió vastagságát növelve, elvileg emelkedik az azonos felületen elnyelt rtg. fotonok száma, azaz nő a feketedés, tehát csökkenthető az exp. idő. Gyakorlatban azonban ez az út nem járható, mivel: a./ a 100 μm -nél vastagabb emulzió előhívása több órás bonyolult folyamatot jelent; b./ ha a beeső nyaláb iránya akár néhány fokkal is eltér a /vastag/ emulzió normálisától a nyaláb képe kiszélesedik, csökken a felbontás; c./ a lágyabb röntgensugárzás / $\text{CuK}\alpha$; $\text{FeK}\alpha$ / már a fotolemez felületi rétegeiben elnyelődik, a vastagabb emulzió többé nem hatásos [35].

c. A sugárnyaláb divergenciájának növelése

A divergenciát legegyszerűbben a kristály-fókusz távolság csökkentésével növelhetjük. Az expozíciós idő ezáltal gyorsan csökken, mivel a röntgennyaláb intenzitása a távol-

* A kétrétegű film egyik oldaláról az emulziót eltávolítva.

ság négyzetével fordítottan arányos. A divergencia növelése azonban rontja a felbontóképességet, továbbá a $K_{\alpha 1}$ és $K_{\alpha 2}$ komponensek egyidejűleg reflektálódnak, a topográfiai kép megkettőződik, elmosódik.

A K_{α} dublett zavaró hatását elkerülhetjük, ha a topogramot pld. a K_{β} sugárzással készítjük. Ezzel a lehetőséggel élt DIONNE. A CuK_{β} komponenssel készített topogramjai 3 cm^2 -es felületet ábrázoltak, az expozíciós idő mindössze 1,5 óra volt [36].

LYTZAU és FISHMANN szovjet kutatók a fókuszfolt optimális helyzetét határozták meg. Megállapították, hogy az expozíciós idő szempontjából diffrakciós vektorral párhuzamos vonalfókusz a kedvezőbb. Pontfókuszú csövekkel elérhető ~ 12 órás felvételi időt ilymódon a felbontóképesség romlása nélkül 3 órára csökkentették [37].

A divergencia további növelésének korlátot szab a felbontóképesség gyors romlása. Az optimális felvételi paraméterek kialakításával ugyan csökkenthető az expozíciós idő, de nagyságrendeket jelentő javulást így semmi esetre sem érhetünk el.

d. A sugárforrás teljesítményének növelésével /elméletileg/ tetszőlegesen csökkenthető a felvételi idő.

A topográfiai felvételek készítéséhez általában 0,8-1,5 kW-teljesítményű röntgensöveket használnak. A japán Rigaku-Denki cég az elmúlt években piacra hozta a diffrakciós célokra is alkalmas forróanódu csöveket [38].

Ezek ugrásszerű fejlődést jelentenek, mivel a forróanódu csövek teljesítmény-felvétele 30 és 60 kW a fókuszfelület függvényében!

A nagyobb teljesítményt az tette lehetővé, hogy a 30 cm átmérőjű anód gyors forgó mozgást végez, és a felületegységre

eső teljesítmény nem nagyobb, mint a normál fókuszfelületű csövek esetében.

A topográfiai célokra elsősorban a 30 kW-os változat alkalmas, ennek fókuszfelülete $0,5 \times 10$ mm. Használatával pl. a 6 órás felvételi idő a felbontóképesség romlása nélkül 12 percre csökkenthető!

A forgóanódu csöveket CHIKAWA mozgófelvételek készítésére használta [39]. /Ezzel a lehetőséggel később foglalkozunk/.

SCHWUTKE a hagyományos topográfiai technikát /SOT-módszer/ kombinálta a forgóanódu csövek nyújtotta nagyobb intenzitással és a felbontó-képesség területén tett kisebb engedelmények árán elérte, hogy az expozíciós idő 1-2 percre /!/ csökkenjen. A topográfiát ily módon eredményesen alkalmazhatta az IBM félvezetőeszköz-gyártásának ellenőrzésére [40].

B. Elektronikus sugárdetektorok a topográfiában

A szokásos sugárdetektorok /szcintillációs proporcionális, GM számláló/ közvetlenül nem alkalmasak topográfiai kép előállítására. A számlálócsövek a reflektált nyaláb átlagintenzitását mérik, míg a topográfiai kép információját a sugárnyaláb intenzitás eloszlása hordozza. Ha mégis el kívánjuk kerülni a sok komplikációt jelentő fotóemulziók használatát, a sugárnyaláb intenzitás eloszlását elektronikus uton kell láthatóvá tennünk. Ha ezt megvalósítottuk, rendkívül egyszerűvé, gyorsá válik a topogramok készítése, beállítása, a látható képről mozgófelvételt készíthetünk /"kinetopográfia"/ és végül nem-utolsó sorban csökken a topogramot készítő egységnek sugárterhelése.

A kitűzött feladatot két különböző uton valósították meg: a röntgenyalábot először fluoreszcens ernyőre bocsátva az ott megjelent halvány képet látható fényre érzékeny vidikon

segítségével elektromos jellel alakították, majd kellő erősítés után TV monitoron szemlélték, vagy a sugárnyaláb közvetlenül röntgensugárzásra érzékeny vidikonra ejtik, majd a fele-
rősített jelet TV képcsövön tették láthatóvá.

a./ A fluoreszcens ernyő-vidikon kombinációja

A röntgenképerősítőket az orvosi diagnosztikában és az egykristályok orientációnál már régóta sikerrel alkalmazzák [41]. A topográfia követelményei ennél lényegesen nagyobbak. A szükséges fényerősítés 10^3 -szor nagyobb mint az az orvosi gyakorlatban szokásos és a képerősítők felbontóképessége sem megfelelő, hiszen ezek az eszközök nagy felületek kis-felbontású vizsgálatára alkalmasak.

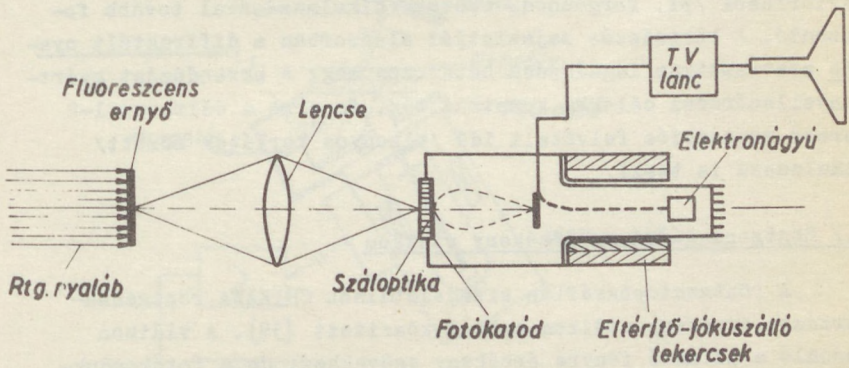
A fluoreszcens ernyő vidikon együttesét topográfiai célokra MEIERAN és LANG [42] alkalmazta.

A fluoreszcens ernyőn megjelenő halvány topográfiai kép-
pet 1:2 optikai leképezéssel különlegesen érzékeny vidikonra
vetítették. /2. ábra/ A vidikon 850 sor felbontású, a hoz-
zá tartozó elektronika a kereskedelemben készen kapható.

A rendszer felbontóképességét a fluoreszcens ernyő mi-
nősége határozza meg. A megfelelő fénypor kiválasztásánál
figyelembe kell venni, hogy az ernyő fényessége és a felbon-
tóképessége /szemcsemérete/ ellentétes követelmények és a tv.
lánc jel/zaj viszonya korlátozza az ernyő minimális fényes-
ségét, ezen keresztül az ernyő felbontóképességét.

A MEIERAN által használt 800 W-os röntgenső és az em-
litett elektronika 30 μ m-es felbontóképességű fluoreszcens
ernyő használatát tette lehetővé.

Mivel a fluoreszcens ernyő mindenképpen 30 μ m-ben kor-
látozza a felbontóképességet, lehetőség nyílt a sugárnyaláb
divergenciájának olyan mértékű növelésére, hogy a topográfiai



2. ábra

Röntgendiffrakciós-topográfias kép átalakítása látható képpé.
Fluoreszcens ernyő vidikon kombinációja [42].

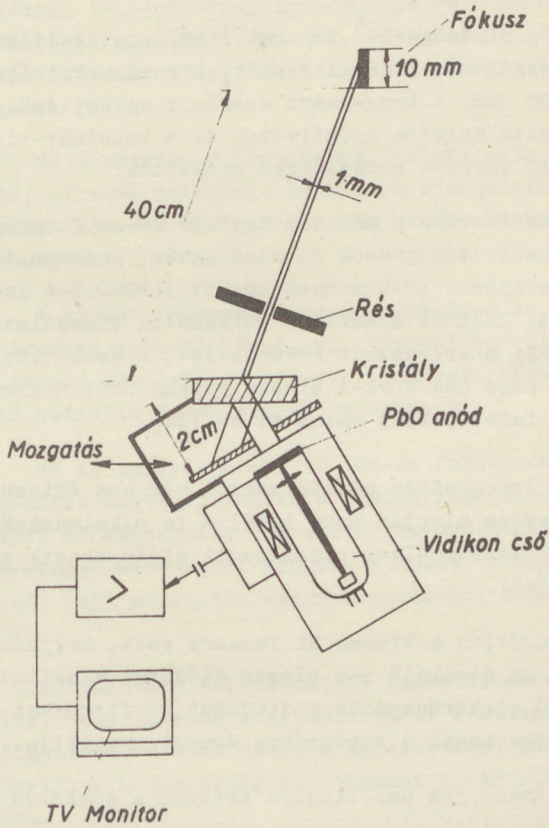
kép geometriai felbontása ugyancsak $30\ \mu\text{m}$ legyen. A divergens sugárnyaláb kristály 1×3 cm-es felületéről egyidejűleg diffraktálódott, tehát szükségtelemmé vált a Lang-típusu topográfia letapogató mozgatása.

MEIERAN és munkatársai az ismertetett módon készült transzmissziós és reflexiós topogramokat mutatnak be, melyeket 1-2 perces expozíciós idővel a tv. monitorról fényképeztek. A topográfiai kép végső felbontása kb. $35\ \mu\text{m}$, tehát még jól kivehető képet ad az egyes félvezető eszközök feszültségviszonyairól és az eszközökön áthaladó diszlokáció kötegekről.

A szerzők szerint a felbontás nagyobb teljesítményű sugárforrások /pl. forgóanódu csövek/ alkalmazásával tovább fokozható. A berendezés zajszintjét elsősorban a diffraktált nyaláb statisztikus ingadozása határozza meg. A berendezést gyártmányellenőrzési célokra konstruálták, és erre a célra az 1-2 perces expozíciós felvételi idő /bizonyos korlátok között/ alkalmassá is teszi.

b./ Röntgensugárzásra érzékeny vidikon

A röntgentopográfiai vizsgálatához CHIKAWA röntgensugárzásra-érzékeny vidikon csövet készített [39]. A vidikon hasonló a látható fényre érzékeny csövekhez, de a fotókonduktív réteg PbO , és a homloklap a röntgensugárzást átengedő berillium lemez. A cső viszonylag kis méretű, az átmérője 1 coll, hossza 6 coll, a jel lemez $1/2 \times 3/8$ coll /3. ábra/.



3. ábra

Röntgendiffrakciós topográfiaiás kép átalakítása látható képpé. Lang-kamrán elhelyezett röntgensugárzásra érzékeny vidikon cső [39].

A videójelet különleges, nagyérzékenyséű, kis zaju erősítőre kapcsolták, a topográfias képet televíziós monitoron szemlélték, vagy képmagnén rögzítették.

A kép minősége $10^6 \text{ imp. sec}^{-1} \text{ mm}^{-2}$ intenzitású diffraktált nyalábnál már kielégítő volt, a rendszer teljes felbontása kb. $30 \mu\text{m}$. A Lang-kamra szokásos felépítésű. A vidikont a filmkazetta helyére erősítették és a kristály-vidikon együttest 15 mm/perc sebességgel mozgatták.

A sugárforrás a már említett 30 kW -os forgóanódu cső volt. A közölt topogramok jó minőségűek, kontrasztosak, hasonlóak az azonos körülmények között ILFORD I-4 lemezre készütekhez. CHIKAWA dinamikus folyamatok vizsgálataihoz ajánlja az általa szerkesztett berendezést, a Nemzetközi Krisztallográfiai Unió New York-i ülésén képmagnóról "kinetopográfias" mozgó felvételeket mutatott be [44].

Bár topográfias alkalmazásról még nem értesültünk, felbontóképessége alapján erre a célra is alkalmasnak tartjuk a Bell Laboratórium által kidolgozott dióda mozaik szerkezetű vidikont [45].

A sugárzás n-típusú Si lemezre esik, melynek egyik oldalán kb. $8 \mu\text{m}$ átmérőjű p-n planár diódákat alakítottak ki. A letapogató elektronnaláb a diódákat záróirányban feszíti el, a röntgensugár a záróirányú áramot modulálja.

A kimenő jel amplitúdója arányos a sugárzás hullámhosszával /energiájával/, tehát amplitúdó diszkriminátorral a karakterisztikus jelek elválaszthatóak a háttérsugárzástól.

A vidikon jelenlegi felbontóképessége kb. $25 \mu\text{m}$, de a dióda mozaik sűrítésével $5\text{-}10 \mu\text{m}$ -es felbontást kívánnak elérni.*

* Legujabban be számoltak a dióda-mozaik topográfias alkalmazásáról [46]. A topográfias felvételeken elérték a $10 \mu\text{m}$ -es felbontást.

c./ Következtetések

A rendelkezésünkre álló adatok szerint a topogramok felvételi idejének nagyságrendekkel való csökkentése még nem tökéletesen megoldott feladat. A kívánt néhány perces expozíciós időt már elérték, de a felbontóképesség eközben lényegesen csökkent.

Ez a hátrány fokozottabban jelentkezik a planár eszközök, illetve integrált áramkörök vizsgálatainál, hiszen az eszközök méretei itt már összemérhetők a topogramok felbontóképességével.

A kisebb felbontóképességű topogram is hordozhat azonban értékes információkat, pl. azonnal elárulja makroszkópi-
kus méretű diszlokáció-kötegek, felületi rácshibák, vagy dif-fúzió keltette feszültségek jelenlétét.

Ha elfogadjuk a kb. 30 μm -es felbontóképességet, a forgóanódu csövek jelentik a viszonylag legegyszerűbb lehetőséget az expozíciós idő erőteljes csökkentésére.
/Figyelembe kell venni azonban a fokozott sugárveszélyt, feltehető, hogy a kutatók ezért idegenkedni fognak alkalmazásától!/

A vidikonos képátalakítás jelentősége elsősorban abban rejlik, hogy általuk mozgófelveletek készíthetők, és ezeken megfigyelhető a diszlokációk keletkezése, mozgása, vagy alkalom nyílhat a technológiai folyamatok "in situ" tanulmányozására.

A félvezetőmozaik-vidikon továbbfejlesztése után ideális eszközzé válhat jó minőségű, gyors topográfias vizsgálá-

latokhoz. Ha a felbontóképességet és az érzékenységet tovább fokozzák, az elektronikus módszerek kiszoríthatják a nehézkes filmes eljárásokat.

5. Kristálylemezek felületi rétegeinek röntgendiffrakciós topográfiai vizsgálatai.

A modern félvezetőeszközök felépítésére jellemző, hogy az eszközök aktív tartományai a hordozókristály felületéhez közel helyezkednek el. Érthető tehát, hogy a röntgentopográfiaival foglalkozó kutatók fokozott érdeklődéssel fordulnak az olyan különleges eljárások felé, melyekkel a kristályok felületi rétegei az alapkristálytól elkülönítve tanulmányozhatók.

Annak érdekében, hogy a felületi rácshibákat kielégítő minőségben képezhessük le, a topogramok készítésénél az alábbi követelményeket kell figyelembe venni:

- a./ Kielégítő legyen a topogram felbontása.^{*}
- b./ A kristályrács szerkezetéről nyert információk a felület kívánt mélységéből származzanak.
- c./ A topogram nagy kristályfelületet egyenletes képminőségben ábrázoljon.
- d./ A leképezés lehetőleg torzításmentes legyen.

a. A behatolási mélység

Behatolási mélységnek nevezzük azon felületi réteg vastagságát, ahonnan a refelktált nyaláb meghatározott hányada /pl. 90 %-a/ érkezik.

A behatolási mélységet több tényező együttesen szabja meg, mégpedig a kristály anyaga, a karakterisztikus röntgensugárzás hullámhossza, a kristály szerkezeti tökéletessége és nem utolsósorban a reflektáló síkoknak a minta felületéhez viszonyított helyzete.

^{*}A topográfiai módszerek felbontóképességével az R1. tanulmányunkban részletesen foglalkoztunk [16].

Első közelítésben tekintsük a kristályt "ideálisan hibásnak" azaz mozaikszerkezetűnek. * *

Mozaikszerkezetű kristályfelületről reflektált nyaláb, vagyis a hibaszerkezetre jellemző információk 90 %-a az X távolságánál kisebb mélységből érkezik [47], ha

$$X = \frac{2,3}{\mu(\operatorname{cosec} \varphi + \operatorname{cosec} \gamma)} \quad [\text{cm}]$$

ahol μ a lineáris sugárgyengülési együttható, φ a beeső nyaláb, γ a reflektált nyaláb és a kristály felülete közötti hajlásszög.

Tökéletes szerkezetű /ép/ kristályfelületen a sugárnyaláb behatolási mélysége a mozaikszerkezethez viszonyítva lényegesen /egy-két nagyságrenddel/ kisebb [48]. Tekintettel azonban arra, hogy a technológiai eljárások közben a kristályfelület elkerülhetetlenül károsodásokat szenved, a behatolási mélység a helyi kristálytökéletesség függvénye ezért meg kell elégednünk a mozaikszerkezetű felülethez tartozó maximális behatolási mélység ismeretével. Lényeges hibát azonban nem követünk el, mivel a félvezető kristályfelületek technológia után közelebb állnak mozaikszerkezethez, mint az ideálishoz.

Mint az a fenti egyenlet alapján belátható, a beesési szöget csökkentve a behatolási mélység is egyre kisebb lesz. Ez a tény a gyakorlat szempontjából igen lényeges, hiszen a félvezető eszközök a kristályfelület néhány mikron vastagságu "hártyáiban" épülnek fel, tehát a röntgensugár behatolási mélységét is erre a tartományra kell korlátozni. Gyakorlati okokból elsősorban a beesési szög csökkentésére vannak lehetőségeink.

* *

A mozaikszerkezetű kristály egymástól kissé eltérő orientációju blokkokból épül fel. Jellemzőes mozaik szerkezet alakul ki pl. a csiszolt felületű kristályban.

b. A felületi reflexiós topográfiai kép geometriai torzulásai.

A felületi reflexiós topogramok többé-kevésbé torzítva képezik le a kristály szerkezetét [49].

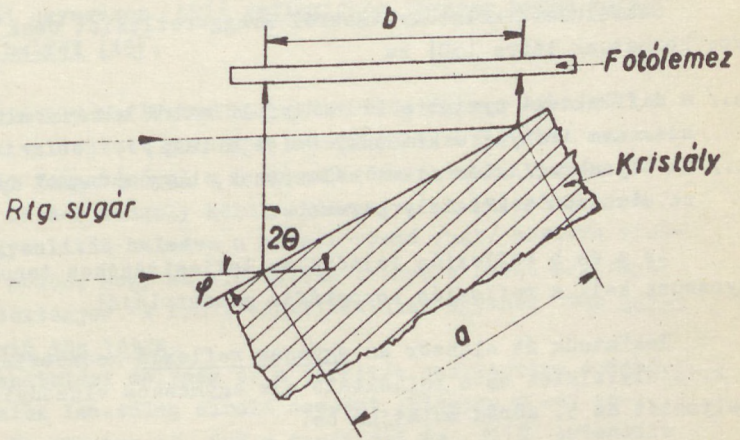
A geometriai kép torzulást a minta felületén mérhető a távolság és u.e. a távolságnak topogramon mérhető b hosszúságu vetületének hányadosával jellemezzük. Ha a fotólemez párhuzamos a beeső nyalábbal: /9. ábra/

$$\frac{b}{a} = \frac{\sin (2\theta - \varphi)}{\sin 2\theta}$$

A fenti egyenlet alapján nyilvánvaló, hogy a beesési szög csökkentése egyuttal kedvezően módosítja a geometriai képtorzulást is, ugyanis ha φ közelit zérushoz, csökken a képtorzulás. $\theta = \text{Bragg-szög}$

Ha valamilyen okból a kristályfelület arányos "feltérképezésére" törekszünk, legegyszerűbb, ha beletörődve az adott kép torzulásba, a minta felületén olyan "koordináta-hálózatot" alakítunk ki, mely a topogramon is megjelenik. Ez a hálózat lehet pl. fémrács, de kedvezőbb, ha fotoreziszt technikával pl. négyzetes oxidmintát készítünk. A termikus oxidhálózat határfelületein rugalmas feszültségek alakulnak ki /az eltérő hőtágulási együtthatók miatt/ és a feszültségtér konturja, vagyis az oxidablakok élei a topogramon láthatóvá válnak és megbízható helyazonosítást tesznek lehetővé.

A már meglévő képtorzulást jellegénél fogva csak bonyolult optikai fogásokkal, pl. hengeres lencsék alkalmazásával, vagy a topogram másolás közbeni mozgatásával szüntethetjük meg [49].



4. ábra
Felületi reflexiók topogram geometriai torzulása

c. Egyenes és ferde reflexiók

A szokásos Berg-Barrett típusu felületi reflexiós topográfia esetében elsősorban a "nulladik rétegű" /"zero-layer" vagy más szóhasználattal "egyenes"/ reflexió használata, amikor is a kristály felületi normálisa a beeső és a reflektált nyaláb által feszített síkban fekszik.

A ferde "skew" reflexió esetében ez a feltétel nem teljesül, a "ferde" reflexiós helyzet beállítása nehezekebb. Mint azt a későbbiekben tárgyaljuk, a ferde reflexiók viszont lehetővé teszik a beesési szög, illetve a behatolási mélység folyamatos csökkentését, és az előny kárpótolja a beállításhoz fordított többletmunkát.

Síkfelületű kristálylemezről Bragg-reflexiót csak akkor hozhatunk létre [50] ha

- a./ a diffraktált nyaláb a kristályfelülettől eltávolodik, azaz nem irányul a kristály belseje felé,
- b./ ha olyan reflexiós síkot választunk, hogy a beeső nyaláb ne ütközzön a kristály peremébe.

Az a és b reflexiós feltételek teljesítéséhez tanulmányoznunk kell a reflexiós topográfia geometriáját.

Tekintsük át először az egyenes reflexió geometriáját. A kristályfelület és a reflektáló sík egymáshoz viszonyított helyzetét az 5. ábrán mutatjuk be.

/A jelölések a következők: θ a Bragg-szög, φ a felület és a beeső nyaláb közötti szög, α a felület és a reflektáló sík közötti szög, \underline{e} a diffraktált nyaláb és a felület normálisa által bezárt szög, \underline{A} a felület síkja, \bar{n}_A a felület normálisa, \underline{B} a reflektáló sík, \bar{n}_B a reflektáló sík normálisa./

A 10. ábra alapján belátható, hogy:

$$\varphi = \theta - \alpha$$

Ha φ előjele pozitív, akkor létrejöhet felületi reflexió, míg ha φ negatív, úgy a kristály pereme eltakarja a primer nyalábot, vagyis reflexió nem jöhet létre.

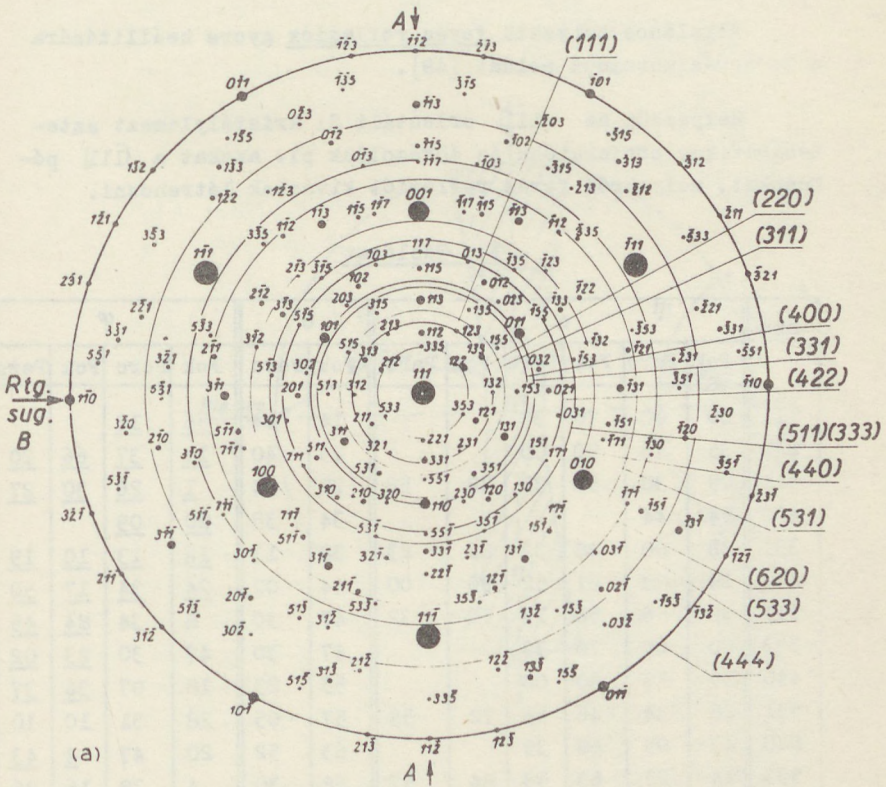
A következőkben olyan geometriai szerkesztéseket mutatunk be, amelyek megkönnyítik az a és b reflexiók feltételek biztos kielégítését.

Egyenes reflexió beállítását a következő módon hajtjuk végre: a sztereografikus projekcióba helyezett minta felületének normálisa /esetünkben a Si kristály (111) lapja/ essen egybe a Wulff hálózat középpontjával /6. ábra/. Az egyes szöbajúhető hkl reflexiókhoz tartozó Bragg szögekkel, azaz Θ_{hkl} sugárral, a projekció középpontja körül köröket rajzolunk. Egyenes reflexiót azok a hkl síkok eredményezhetnek, amelyeknek pólusai ugyanazon (hkl) reflexióhoz tartozó körön belül foglalnak helyet [49].

A kristály reflexiók helyzetbe állításakor az első lépésben a kiválasztott pólust a kristálynak a felületi normálisa körüli forgatásával a B egyenlítőre hozzuk. Ezután a kristályt az A-A tengely körül elforgatva az illető hkl pólust az egyenlítőn haladva a hozzátartozó /hkl/ körívre visszszük, oly módon, hogy az elmozdítás iránya a beeső sugárnyaláb felé történjen. A fenti beállítás után egyenes után egyenes reflexió jön létre.

A behatolási mélység és a torzítás csökkentése érdekében ajánlatos lehetőleg suroló beesést /kicsiny φ -t/ választani. Ha azonban pl. CuK α sugárzást és {111} orientált szilíciumkristályt tételünk fel, a rendelkezésre álló egyenes reflexiók száma igen korlátozott és ezek közül a legkisebb beesési szöge sem kisebb 8° -nál [51].

A II. Táblázatban {111} orientációju Si kristály egyenes felületi reflexiót tüntettük fel CuK α sugárzást feltételezve [51]. A jelölések a következők: hkl a reflektáló sík in-



6. ábra

"Egyenes" reflexiók beállítása sztereografikus projekció segítségével. Az ábra $\{111\}$ orientált Si kristályra és $\text{CuK}\alpha$ sugárzásra vonatkozik [39].

dexei, d a rácsparaméter, α a felület és a reflexió sík által bezárt szög, θ a Bragg-szög, φ a primer nyaláb és a kristályfelület által bezárt szög. A negatív értékeket aláhúzással jelöltük meg, ilyenkor egyenes felületi reflexió nem jöhet létre.

Általános helyzetű ferde reflexiók gyors beállítására a 7. ábrán mutatunk példát [49].

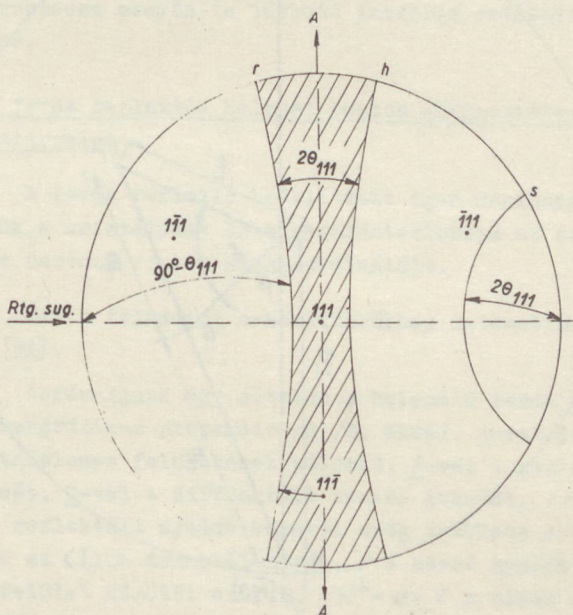
Helyezzük az $\{111\}$ orientált Si kristálylemez sztereografikus projekcióba és ábrázoljuk pl. azokat a $\{\bar{1}11\}$ pólusokat, melyekről ferde reflexiót kívánunk létrehozni.

II. Táblázat

hkl	α						θ		φ			
	Fok	Perc	Fok	Perc	Fok	Perc	Fok	Perc	Fok	Perc	Fok	Perc
111	00	00	70	32			14	14	<u>56</u>	<u>18</u>		
220	35	16	90	00			23	40	<u>11</u>	<u>37</u>	<u>66</u>	<u>20</u>
311	29	30	58	31	78	58	28	04	<u>1</u>	<u>26</u>	<u>30</u>	<u>27</u>
400	54	44					34	35	<u>20</u>	<u>09</u>		
331	22	00	48	32	82	23	38	13	<u>16</u>	<u>13</u>	<u>10</u>	<u>19</u>
422	19	28	61	52	90	00	44	02	<u>24</u>	<u>34</u>	<u>17</u>	<u>50</u>
511	38	56	56	15	70	32	47	30	8	34	<u>84</u>	<u>45</u>
333	00	00	70	32			47	30	47	30	<u>23</u>	<u>02</u>
440	35	16	90	00			53	23	18	07	<u>36</u>	<u>37</u>
531	28	34	46	55	72	59	57	05	28	31	10	10
620	43	05	68	35			63	52	20	47	<u>4</u>	<u>43</u>
533	14	25	63	53	84	57	68	30	<u>4</u>	<u>38</u>	<u>16</u>	<u>26</u>
444	00	70	32				79	27	79	27	8	55

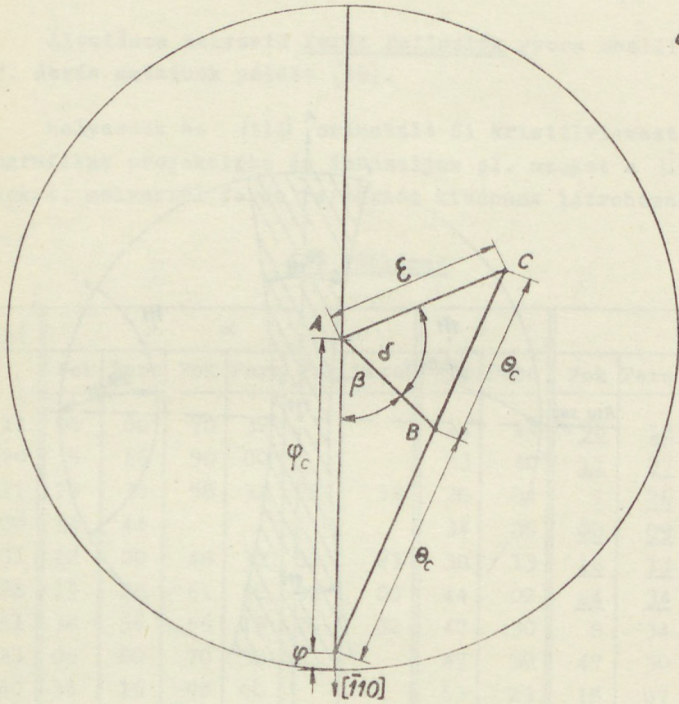
Wulff hálózat segítségével jelöljük be először a reflexiók kört (r) melynek minden pontja $90^\circ \theta$ szöget zár be a beeső nyalábbal. /A reflexiók körivet szerkesztéssel is meghatározhatjuk, erre a járulékos reflexiókkal foglalkozó fejezetben mutatunk be példát./

A kristályt az A-A tengely körül forgatva a kiválasztott $\{11\bar{1}\}$ pólust az r reflexiós körre visszük. Reflexiót az A-A tengely körüli forgatással csak azok az $\{\bar{1}11\}$ pólusok eredményeznek, melyek a reflexiós (\underline{r}) és a határkör (\underline{h}) által meghatározott vonalkázott területen belül helyezkednek el.



7. ábra

$\{111\}$ orientált Si kristálylapka $\{\bar{1}11\}$ "ferde" reflexiónak beállítása sztereografikus projekció segítségével [49].



8. ábra

Általános helyzetű "ferde" reflexió sztereográfikus projekciója [50].

Ha más pólusokat kívánunk reflexiós helyzetbe hozni, a kristályt előbb [111] tengelye körül elfordítjuk és kívánt pólust a vonalkázott területre visszük és majd a fent leírt módon végezzük tovább a beállítást.

A reflektált nyaláb a 2θ sugaru S jelzésű köríven halad át, de a pontos irányról a szerkesztés nem ad felvilágosítást. A reflexiós helyzet ellenőrzését így sugárdetektorral nem oldhatjuk meg és emiatt a fenti módszerrel csak a fluoreszcens ernyőn is látható intenzív reflexiókat állíthatjuk be.

d A ferde reflexiós helyzet pontos szögkoordinátáinak meghatározása

A ferde reflexió beállítását igen megkönnyíti, ha ismerjük a kristálynak és a sugárdetektornak az adott reflexióhoz tartozó pontos szögkoordinátáit.

Ezt a feladatot a következőkben matematikai úton oldjuk meg [51].

Ábrázoljunk egy általános helyzetű ferde reflexiót sztereográfikus projekcióban /8. ábra/. A -val jelöltük a kristálylemez felületének pólusát, B -vel a reflektáló sík pólusát, C -vel a diffraktált nyaláb irányát, $\beta + \delta$ a beeső és a reflektált nyaláb közötti szög vetülete a pólusára síkjában az $\langle 110 \rangle$ iránytól mérve, φ a beeső nyaláb és a kristályfelület közötti szög, $\theta_c = 90^\circ - \varphi$; ϵ a minta felületének normálisa és a diffraktált nyaláb közötti szög és $\theta_c = 90^\circ - \theta$.

Egy adott reflexióhoz tartozó szögkoordinátákat az /1/ egyenlet és a gömbi trigonometria összefüggéseinek alapján a következőképpen határozhatjuk meg:

$$\beta = \arccos \left(\frac{\sin \theta - \sin \varphi \cdot \cos \alpha}{\cos \varphi \cdot \sin \alpha} \right)$$

$$\delta = \arccos \left(\frac{\sin \theta - \cos \alpha \cdot \cos \varepsilon}{\sin \alpha \cdot \sin \varepsilon} \right)$$

$$\varepsilon = \arccos (2 \cos \alpha \cdot \sin \theta - \sin \varphi)$$

Az {100}, {110} és {111} orientációjú Si kristályokhoz tartozó ferde reflexiók koordinátáit Cu, Co, Fe és Cr $K\alpha$, sugárzások esetében és különböző beesési szögekre PINK és BERKSTRESSER elektronikus számítógéppel határozták meg. Az általuk közölt adatokat a III. táblázatban foglaljuk össze [52].

A β , δ , ε koordináták a kristály és a sugárdetektor helyzetét rögzítik, vagyis a kívánt reflexiók feltételeket a mérőkészüléken előzetesen beállíthatjuk, és a reflexiót sugárdetektorral ellenőrizhetjük.

III. Táblázat

Reflexió /hkl/	β	ε	$\beta + \delta$	
$\varphi = 1^\circ$	111	73,21	74,55	156,50
	220	56,60	56,61	145,41
	311	60,77	74,55	125,63
	331	50,83	74,55	104,36
		33,23	33,46	116,83
	422	41,06	56,62	92,91
	511	41,55	74,54	85,03
	333	26,99	33,47	82,34
	531	15,37	33,46	44,10
		31,88	74,55	65,10
	620	19,84	56,62	43,82
$\varphi = 2^\circ$	111	73,94	75,58	156,52
	220	57,78	57,80	145,41
	311	61,12	75,58	125,74
	331	34,89	35,24	117,12
		51,11	75,58	104,54
	422	41,70	57,81	93,48
	511	41,82	75,58	85,29
	333	28,46	35,24	84,07
	531	17,37	35,24	48,51
		32,16	75,58	65,47
	620	20,73	57,81	45,44
$\varphi = 3^\circ$	111	74,66	76,61	156,54
	220	58,92	58,97	145,42
	311	6,05	36,93	175,96
		61,45	76,61	125,84
	331	36,46	36,93	117,40
		51,38	76,61	104,69
	422	42,32	58,98	94,01
	511	42,06	76,60	85,52
	333	29,83	36,94	85,58
	531	19,12	36,93	52,09
		32,41	76,61	65,79
620	21,54	58,98	46,88	

1./ {100} orientációjú Si kristály ferde reflexióinak szögkoordinátái /CuK α sugárzás, $\varphi = 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ$ /.

Krist.felület orientációja	Reflexió /hkl/	β	ε	$\beta + \delta$
110	111	67,87	68,49	163,58
	220	63,66	68,49	137,95
	311	32,32	39,82	155,76
		59,71	68,49	127,77
	400	39,78	39,82	126,65
	331	38,38	39,81	114,08
		50,02	68,50	105,41
	422	34,16	39,83	95,34
		44,25	68,49	92,81
	511	31,00	39,82	84,50
		40,79	68,50	85,36
	440	24,82	39,82	65,76
	531	20,33	39,82	53,16
	620	9,27	39,80	23,85
		23,99	60,50	49,88
		533	18,89	68,50
111	111	73,61	82,59	153,07
	220	49,72	51,63	153,19
	311	49,72	51,63	153,19
		57,93	62,82	130,10
		61,82	82,59	124,49
	400	47,85	51,64	118,75
	331	37,31	38,32	114,98
		51,69	82,59	103,94
	422	39,61	51,62	93,99
	511	30,20	38,31	84,38
		39,60	62,82	85,35
	333	39,60	62,82	85,35
	531	29,76	62,82	63,66
		32,76	82,59	65,82
	620	17,96	51,62	41,11
	533	21,26	82,59	42,70

2./ $\{110\}$ és $\{111\}$ orientációjú Si kristály ferde reflexiónak szögkoordinátái. / $\text{CuK}\alpha$ sugárzás, beesési szög $\approx 2^\circ$./

Krist.felület orientációja	Reflexió /hkl/	β	ϵ	$\beta + \delta$
100	111	69,27	71,23	150,11
	220	47,24	47,27	134,51
	311	52,43	71,22	109,21
	331	37,72	71,23	77,94
	422	19,59	47,28	46,72
	511	20,25	71,22	41,68
110	111	60,92	61,99	159,32
	220	55,76	61,99	125,10
	311	50,36	61,99	111,02
	400	12,92	13,08	94,05
	331	6,94	13,06	39,25
		35,86	62,00	77,40
	422	25,49	61,99	54,64
	511	17,47	62,00	37,34
111	111	71,61	80,15	145,87
	220	34,41	37,91	147,61
	311	47,72	54,34	113,24
		53,49	80,16	108,11
	400	31,83	37,92	90,89
	331	38,72	80,15	78,11
	422	13,40	37,90	35,55
	511	13,77	54,34	30,79
	533	13,77	54,34	30,79

3./ {100} {110} {111} orientációju Si kristály ferde reflexióinak szögkoordinátái. /Fe K α sugárzás, beesési szög = 2 $^{\circ}$./

Krist.felület orientációja	Reflexió /hkl/	β	ϵ	$\beta + \delta$	
100	111	71,03	72,86	152,52	
	220	51,33	51,36	138,77	
	311	55,76	72,86	115,60	
	331	16,71	17,44	90,10	
		43,08	72,86	88,68	
	422	29,61	51,37	68,81	
	511	29,95	72,85	61,43	
	531	10,28	72,86	21,04	
	110	111	63,55	64,45	160,91
		220	50,77	64,45	71,30
311		7,93	26,17	169,71	
		53,97	64,45	117,58	
400		26,10	26,17	111,56	
331		23,79	26,17	89,87	
		41,58	64,45	88,90	
422		15,25	26,18	51,81	
		33,55	64,45	71,31	
511		2,66	26,17	8,70	
		28,27	64,46	59,92	
531		4,98	64,45	10,49	
111		111	73,10	81,06	148,57
	220	40,65	43,41	149,32	
	311	51,68	57,59	119,94	
		58,68	51,06	114,39	
	400	38,44	43,42	103,13	
	331	21,79	23,56	89,95	
		43,90	81,06	88,44	
	422	26,17	43,41	66,06	
	511	26,29	57,59	57,90	
	333	26,29	57,59	57,90	
	531	12,32	81,06	24,80	

4./ {100} {110} és {111} orientációju Si kristályok ferde reflexióinak szögkoordinátái. /Co K α sugárzás, beesési szög = 2 $^{\circ}$ /

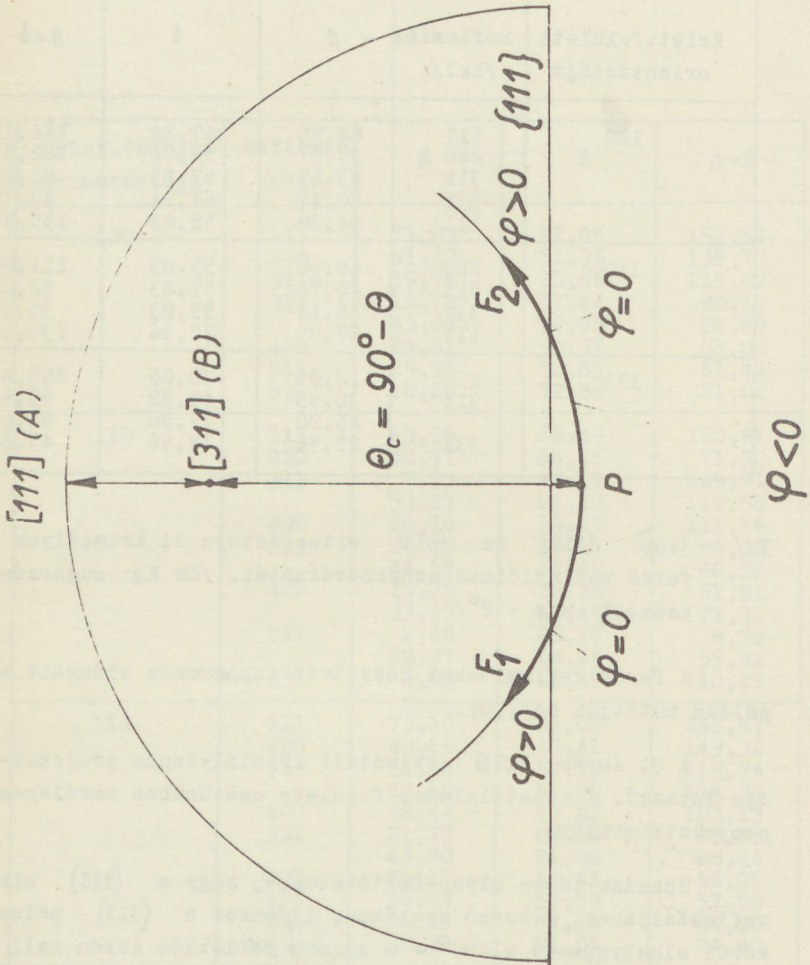
Krist.felületi orientációja	Reflexió /hkl/	β	ϵ	$\beta + \delta$
100	111	64,98	67,24	144,11
	220	35,97	36,02	122,57
	311	43,69	67,23	92,16
	331	20,47	67,24	42,72
	111	54,28	55,83	155,55
110	220	48,00	55,83	111,85
	311	40,76	55,83	92,83
	331	16,14	55,83	35,77
	111	67,95	77,96	139,24
111	220	10,05	20,06	158,48
	311	36,93	45,92	93,64
		45,20	77,96	91,67
	331	22,56	77,96	45,65

5./ $\{100\}$ $\{110\}$ és $\{111\}$ orientációju Si kristályok ferde reflexióinak szögkoordinátái. /Cr $K\alpha$ sugárzás, beesési szög = 2° /

A ferde reflexiókkal készített topogramok előnyeit egy példán mutatjuk be [50].

A 9. ábrán $\{111\}$ orientált kristálylapka projekciója látható. A kristálylemez felülete esetünkben merőleges a projekció síkjára.

Hozzunk létre olyan feltételeket, hogy a (311) síkok reflektáljanak. A beeső nyalábnak ilyenkor a (311) pólus körül elhelyezkedő $\theta_c = 90^\circ - \theta$ sugaru reflexiók körön kell áthaladnia.



9. ábra

Si kristálylapka (311) ferde reflexiójának projekciója [50].

Ha a beeső nyaláb a P ponton keresztül érkezik /egyenes reflexió/ a beesési szög negatív, a kristály pereme eltakarja a primer nyalábot, és reflexió nem jöhet létre.

Ha a sugárnyaláb az F_1 és F_2 pontokon halad át, ferde reflexiót állítottunk elő, és a primer nyaláb surolja a kristályfelületet.

Ha a θ_C köríven tovább haladunk, a reflexiók feltételek továbbra is érvényesülnek, de a beesési szög eközben folyamatosan növekedik. Mivel a beesési szög arányos a behatolási mélységgel, a behatolási mélységet/elméletileg/nullától kiindulva, a kívánt feladatnak megfelelően folyamatosan szabályozhatjuk. A ferde reflexiók segítségével $0,1 \mu\text{m}$ -es felületi hártványokról is készíthetünk reflexiók topogramot, jelentősen képtorzulás nélkül, és anélkül, hogy a hordozókristály hibaszervezete megjelenne a topogramon.

e./ Járulékos "fantom" reflexiók

A nagyobb kristályfelületekről készített topogramokon gyakran megjelennek idegen, "fantom" reflexiók. Ezeket az hozza létre, hogy divergencia növelésével a kívánt síkokon kívül más síkseregek is reflexiók helyzetbe kerülnek. A kívánt és a járulékos reflexiók átlapolják egymást és zavarják a topogram kiértékelését.

A járulékos reflexió keletkezését megelőzhetjük, ha a reflexió geometriai viszonyait sztereografikus projekcióban ábrázoljuk és ennek alapján módosítjuk a reflexiók helyzetét [47] .

A módosítást a következő szerkesztés segítségével végezhetjük el: A kristályt a sztereografikus projekcióba helyezzük el, és itt bejelöljük a kívánt /hkl/ reflexiók sík pólusát /10. ábra/. Első lépésben Wulff hálót a középpontja körül elforgatva az egyenlítőre visszük a projekcióban áb-

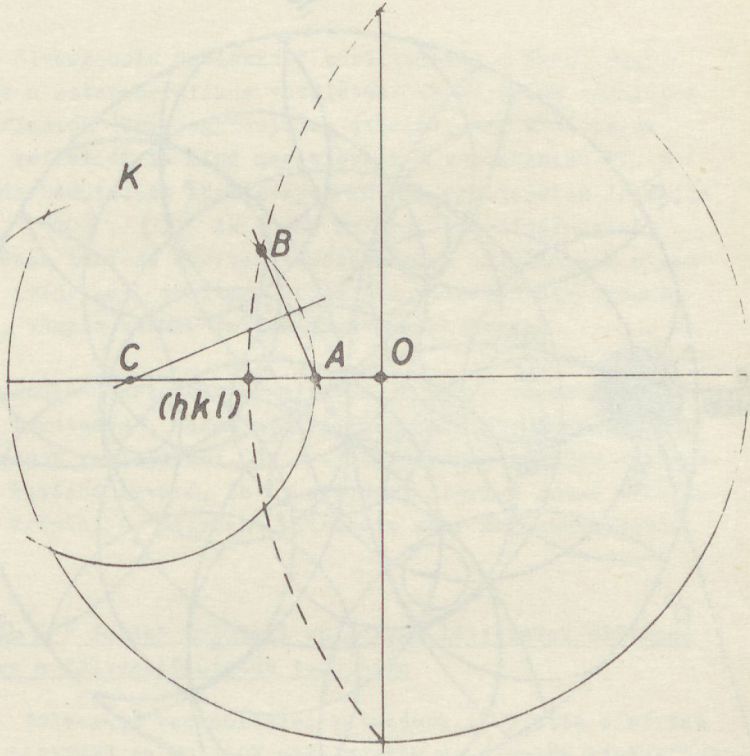
rázolt /hkl/ pólust. Az egyenlítőn a /hkl/ pólustól kiindulva a középpont felé $90^\circ - \theta$ szöget mérünk le és akkor megkapjuk az A pont, majd a /hkl/ póluson áthaladó nagy körön ugyanazon szöget lemérve a B pont helyét. Az A és B-t összekötő egyenesre állított felező merőleges kimetszi az egyenlítőn fekvő C pontot. A C pont a középpontja annak a K reflexiós körnek, melynek minden egyes pontja a pólustól $90^\circ - \theta$ szögtávolságra fekszik [47]. Reflexió akkor jön létre, ha a beeső sugárnyaláb áthalad a K reflexiós köríven.

A szerkesztést ezután minden egyes számbajöhető intenzív reflexióra elvégezzük. /A szerkesztés hosszadalmas munkáját TURNER és munkatársai számítógépekkel végezték el és az általuk kapott diagramok közül a 11. ábrán rész egykristály (111) felületéhez tartozó reflexiós köröket mutatjuk be, Co K α sugárzást feltételezve [47].

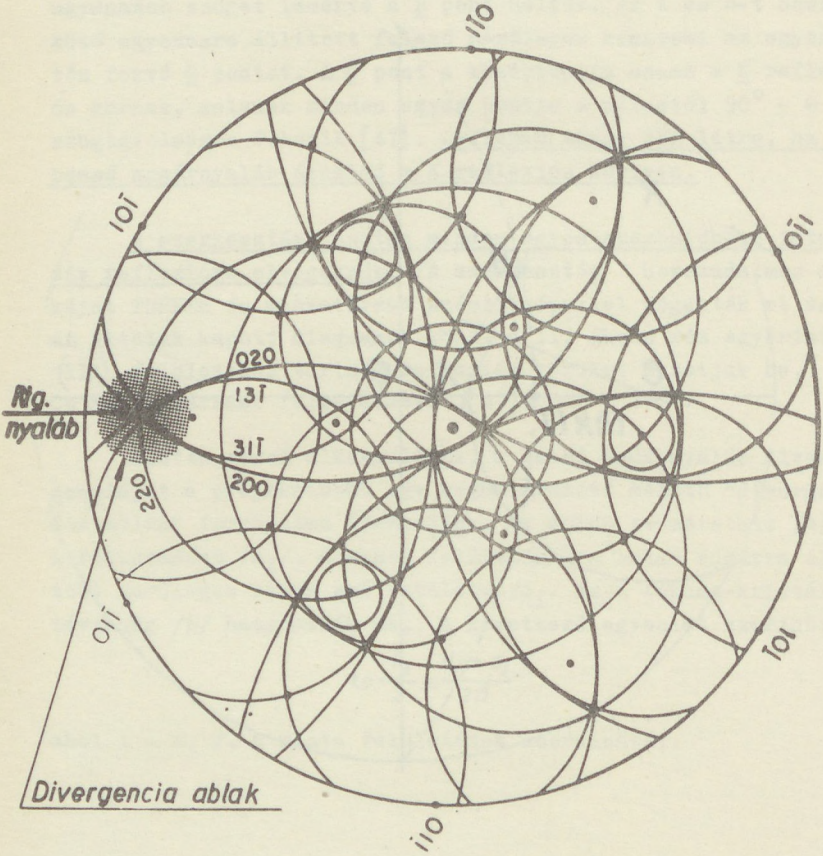
Miután ezzel elkészültünk, a beeső sugárnyaláb divergenciáját a projekcióban egy meghatározott méretű "divergencia ablak" formájában ábrázoljuk. Az ablak iv-méreteit β_i / a fókuszméret a_i /, a minta felületének a beeső sugárra állított merőleges síkra eső vetülete d_i / és a fókusz-kristály távolság D / határozzák meg, a következő egyenlet szerint:

$$\operatorname{tg} \frac{\beta_i}{2} = \frac{d_i + a_i}{2D}$$

ahol $i = x, y$, a minta felületének koordinátái.



10. ábra
Reflexiós körök szerkesztése



11. ábra
{111} orientált réz egykristály reflexiós körei,
Co K_{α} sugárzást feltételezve [47].

Tekintettel arra, hogy $a_1 \ll d_1 \ll D$, az egyenlet egyszerűbb formában is írható:

$$\beta \cong \frac{d}{D}$$

A divergencia "ablakkal" körül vesszük a beeső sugárnyalábot a sztereografikus vetületen. Ha az ablak területén több reflexiós körív egyidejűleg áthalad, úgy a hozzájuk tartozó reflexiók is mind megjelennek a topogramon. Pl. a 16. ábrán bemutatott körülmények között egyidejűleg létrejön a (220), (200), (311) és (020) reflexió, A kiválasztott reflexióhoz tartozó köríven továbbhaladva találhatunk olyan beesési irányokat, ahol más körív nem metszi a divergencia ablakot, vagyis zavaró reflexiók nem keletkeznek.

Hasonló a helyzet, ha a reflexió nem a topogramon ad többlet feketedést, hanem a járulékos reflexió energiát von el a hasznos reflexióból. Ez a világos vonalrendszer a topogramokon kevésbé zavaró, és az előbbieket szerint kissé elorientálva a kristályt, helyzete eltolható vagy megszüntethető.

6. Példák a "ferde" felületi reflexiós felvételek alkalmazására a félvezetőkutatás területén

A félvezető technológiai kutatások területén elsőként JULEFF, LAPIERRE és WOLFSON alkalmazták az általuk kialakított ferde "skew" reflexiós topográfiát [50, 51]. A kutatásokat Westinghouse Space and Defense Center-ben, majd a Sylvania Electronics Products Inc.-ban végezték. Vizsgálataik tárgya: katonai megrendelésekre készült érzékeny integrált erősítő áramkörök. Ezért elsősorban az észlelt rács hibák szerkezeti sajátosságairól számoltak be, a hibák elektromos hatásáról nem közöltek információkat.

A topográfiai vizsgálataik egy részét bórral diffundáltatott planár eszközökön végezték. Az alapanyag As-el adalékolt $3 \cdot 10^{-3}$ ohmcm-es Si kristálylapka volt, melyre $7 \mu\text{m}$ vastagságban 2,1-ohmcm-es As-el adalékolt epitaxiás réteget növesztettek. A hátoldal osziszt, az aktív felületet kémiai-mechanikai eljárással polírozták. A diffúzió közben a bórt BBr_3 forrásból, 1250 C° -on vitték a kristály felületére, a szilárd oldhatóság határát elérő koncentrációban. A végső diffúziós profilt 15 percig 1250 C° -on végzett hőkezeléssel alakították ki, $7 \mu\text{m}$ mélységben.

A felületen termikus oxidációval és fotoreziszteljárással $50 \mu\text{m}$ átmérőjű diffundált átmeneteket készítettek.

A felületi reflexiós topográfiai képek alapján a következő megállapításokat tették: a bórral diffundáltatott területeken belül és a környező kristálytartományokban $\langle 110 \rangle$ irányokban húzódó Lomer-Cottrell típusu ún. "misfit" diszlokációk jelentek meg. A diszlokációk keletkezését a bórdiffúzió keltette rácskontrakcióval indokolták, mivel a kontrahált /diffundált/ és a környező tartományok között mechanikai feszültségek ébredtek. Mivel a diffúzió hőmérsékletén a Si plasztikusan deformálódik, nem volt annak akadálya, hogy a mechanikai feszültségek hatására diszlokációk keletkezzenek. A felületi reflexiós felvételek a hüvelyk-átmérőjű szeleteknek kb. 30 %-át ábrázolták.

A szerzők összehasonlítják a felületi reflexiós technikát az ugyanazon részokről transzmissziós Lang-metodikával készült topogramokkal. Megállapítják, hogy az utóbbinál a felvétel kiértékelését megnehezítette a hátoldalon található mechanikai sérülések kontrasztja, és a finom felületi diszlokációhálózat nem volt látható. A felvételi idők aránya kedvezőbb, a reflexiós technikánál: az expozíciós idő 8 perc $!/,$ A Lang-felvételnél pedig 10 órára volt szükség.

Hasonló szerkezetű rácshibákat találtak foszforral diffundált felületi struktúrák vizsgálatánál. A foszfort 1000 C°-on vitték rá a lemezekre, az 1250 C°-on 30 perc alatt kialakított átmenet mélysége 6 μm . Az alapanyag 13 ohm-es As-el adalékolt, kémiai-mechanikai technikával polirozott kristály volt.

A topogramok alapján megállapították, hogy a misfit diszlokációk a diffundált részeken és a környező területeken egyaránt megjelentek. A diffundált területek diszlokációsűrűsége néhányszor 10^4 diszlokáció/cm² volt; ez a sűrűség megfelel a rácskontrakció alapján számított hibasűrűségnek. Mivel a diszlokációk az átmenet aktív rétegeiben keletkeztek, a szerzők szerint érezhető hatással voltak az átmenet elektromos jellemzőire.

Planár tranzisztorokon kívül kész integrált elemeket tartalmazó kristályokat is tanulmányoztak. A hordozóra As-el adalékolt 0,3 ohm-es 7 μm vastagságú epitaxiás réteget növesztettek, a szigetelő diffúziót ezen a felületen készítették. A bór diffúziós szigetelő sávokat 1250 C°-on termikus oxidrétegen nyitott ablakokon keresztül alakították ki.

A diffúziós sávokban és a környezetükben // $\langle 110 \rangle$ irányú sűrű diszlokációhálózatokat figyeltek meg.

Topográfiaival tanulmányozták az "eltetett" diffúziós struktúra okozta feszültségek hatását. A hordozó 10 ohm-es bórral adalékolt kristály, a bórdiffúziót 1250 C°-on végezték el, majd a szeletre 6 μm vastagságban 0,15 ohm-es As-al adalékolt epitaxiás réteget növesztettek.

A $\langle 220 \rangle$ -típusú ferde reflexiók felvételek esetében Cu K α sugárzás behatolási mélysége mindössze 0,1 μm /a reflektált nyaláb 50 %-a ennél kisebb mélységből érkezik/, tehát a topográfias képet közvetlenül a felületről reflektálódó sugárnyaláb hozza létre. A csekély behatolási mélység ellené-

re a 6 μ m vastagságu epitaxiás réteggel fedett bórral diffundáltatott részek megjelentek a topogramon!

Ferde csiszolatok segítségével megállapították: ennek nem lehetett az az oka, hogy az epitoxiás rétegbe tovább diffundált bór adalék, amivel a bór az epitaxiás növesztés közben az epitaxiás réteg vastagságának csak 20 %-át érte el.

A megfigyelt jelenséget úgy magyarázták, hogy a bórral diffundáltatott sávok környezetében fellépő feszültségek az epitaxiás rétegen keresztül is éreztetik hatásukat, mintegy "áthatalnak" az epitoxiás rétegen. A feszültség rugalmas jellegű; epitaxiás rétegben diszlokációk nem keletkeztek.

A fentieket összefoglalva megállapíthatjuk, hogy a felületi planárstrukturák vizsgálatánál a "ferde" felületi reflexiós technika a Lang-topográfiahoz viszonyítva jelentős előnyökkel rendelkezik. /IV. Táblázat./ A felületi rétegek elkülönített topográfias vizsgálata feltétlenül indokolt, mivel az eszközök működését ezek a tartományok határozzák meg. A ferde reflexiós módszerrel, a behatolási mélység ismeretében más és más beesési szög alatt rétegenként, fokozatosan befelé hatolva készíthetünk roncsolásmentes "réteg" felvételeket.

Az a tény, hogy a ferde felületi reflexiós felvételek készítése még nem olyan elterjedt, mint a Lang-topográfia, azzal magyarázható, hogy az eljárás még viszonylag új és a kereskedelemben még nem kaphatók az ilyen célokra alkalmas topográfias kamrák [2].

IV. Táblázat

Röntgendiffrakciós topográfiai technikák /transzmissziós, illetve reflexiós/ összehasonlítása.

<u>Megnevezés</u>	<u>Transzmissziós</u> <u>topográfia</u>	<u>Reflexiós</u>
Detektálás tartománya	A kristályszelet teljes vastagsága	0,1-től néhány μm -es felületi réteg
Röntgendiffrakciós elrendezés	Szalagalaku képszimultán pásztázással	Vonalforrás felületi képet produkál, nincs pásztázás
Kép minősége	Egyenletes, a hajlított kristályokhoz oszcilláció szükséges [4]	Nem egyenletes, az elrendezés geometriájától függ
Felvételi idő	Hosszu expozíciós idő, 1-24 óra	Expozíciós idő általában 5-15 perc
Alkalmazás Si eszközök gyártásakor	Kiinduló alapanyag és epitaxiális réteg számára ideális	Legjobban bevált a felületi rétegek hibáinak regisztrálására
A speciális műszerezettség költsége	Mérsékelten magas /6000-től 10.000 dollárig/	Alacsonytól mérsékeltig terjedhet, /2000-4000 dollár/
Módszerek felhasználhatósága	Hasznos a laboratóriumok és az ipar számára, többféle beszerzési forrás	Előrehaladott fejlesztési állapotban kereskedelmi forgalomban nincsen
Próbatest és előkészítés	Mindkét felületnek simának és finomnak kell lennie	Csak a vizsgálandó felületet kell simává tenni

7. A fokozott hibaérzékenységű többkristályos diffraktometria-topográfia alkalmazása a félyezető kutatásban.

A két, illetve többkristályos diffraktometriát és topográfiát elsősorban a rendkívüli hibaérzékenység jellemzi. A "hibaérzékenység" alatt azt értjük, hogy egy adott módszer milyen mértékű rácsstorzulásokat képes még kimutatni /a diffraktometriánál/ vagy láthatóvá tenni /a topográfiánál/. A fokozott hibaérzékenységre jellemző, hogy a többkristályos felvételi technikákkal a kristályrács $1:10^9$ nagyságrendű relatív változásait érzékelhetjük!

A félyezető egykristályok vizsgálatánál általában akkor fordulnak az említett módszerekhez, ha:

- 1./ A rácsparaméterek igen kismértékű eltolódásait kívánjuk indikálni. A rácsparaméterekben bekövetkezett változások alapján következtethetünk a kristályban található adalékok mennyiségére, eloszlására, illetve azoknak a kristályrácsra gyakorolt hatására.
- 2./ A kristályrács szerkezeti tökéletlenségeire jellemző számszerű, matematikailag is értékelhető adatok birtokába kívánunk jutni. Ilyen jellemzőket a többkristályos diffraktométerek által felvett vonáprofilok értékelésekor nyerhetünk, mivel a reflexiók vonalak alakja és szélessége jellemző a kristályrács szerkezeti tökéletlenségeire [17].

A kétkristályos módszerek előnyeik mellett bizonyos fogyatékoságokkal is rendelkeznek, melyek elsősorban a különleges hibaérzékenységből fakadnak.

A kétkristályos topogramok készítésénél pl. nehézséget jelent, hogy a fokozódó hibaérzékenységgel csökken a rendszer geometriai felbontása.^{*} A nagyobb hibaérzékenységű

eljárás ugyanis a diszlokációk vagy más rácshibákat övező feszültségterek gyengébb összetevőit is érzékeli, ezáltal a rácshibák a felvételen kiterjedt kontrasztot okoznak. A Lang-típusú egykristályos módszerrel készült topogramokon a diszlokációs vonalak szélessége 50-30 μm , a kétkristályos technikával készült felvételen a diszlokációknak 100-300 μm szélességű tartományai megjelennek, tehát csökkent a felbontható diszlokációsűrűség. A kétkristályos topográfia felbontóképessége $\sim 10^3$ diszl/cm², míg a Leng-topográfiaé max. 10^5 diszl/cm².

Mivel a kétkristályos módszerek a rácsparaméterek igen kis megváltozásait érzékelik, fokozódnak a követelmények a mérés /ill. felvételkedészítés/ hőmérséklet-stabilitásával kapcsolatban. Ha a minta vagy a referencia kristály hőmérséklete csak néhány tized, vagy század fokkal megváltozik, a rácsparaméterek is megváltoznak és a reflexiók feltételek többé már nem teljesülnek, vagyis a mérés meghiúsul.

A műszerek felépítését a nagyfokú mechanikai stabilitás jellemzi, és különleges /pl. folyadékon uszó/ rezgésmentes alappozással készülnek. /Kereskedelmi forgalomban ilyen berendezés nem kapható./

A fentieket összegezve megállapíthatjuk, hogy a két, illetve a többkristályos diffraktometria és a topográfia elsősorban precíziós laboratóriumi mérési feladatok megoldására alkalmasak, segítségével a Lang-módszer kvalitatív eredményeit jól kiegészítő, kvantitatív adatokhoz juthatunk.

A következőkben a félvezető kutatás szempontjából érdekesebb vizsgálatokat tárgyaljuk.

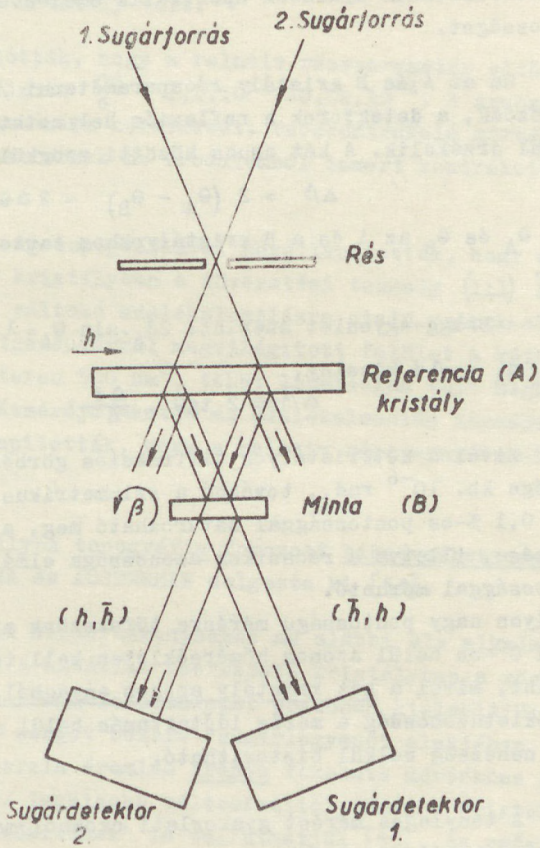
A geometriai felbontóképességen a kristályon található azon rácshibák legkisebb távolságát értjük, melyeket a topográfia képen még elkülönítve láthatunk.

HART az általa kidolgozott speciális kétkristályos diffraktometriával Si egykristályokban precíziós rácsparaméterméréseket végzett [3].

A mérési elrendezés vázlata a 2. ábrán látható.

A referencia /A/ a mérendő /B/ kristályt szimmetrikus, transzmissziós elrendezésben erősítette a diffraktométer tengelyeire. A reflektáló sík merőleges volt a kristálylapkák felületére. A mérési elrendezés lehetővé teszi, hogy két kristályról egyidejűleg vehessük fel a B-kristály forgatásával a $/h, \bar{h}/$ és a $/\bar{h}, h/$ reflexiós görbét. /A h és \bar{h} elnevezés arra utal, hogy a sugárnyaláb a két kristály megfelelő rácscsíkjainak azonos $/h, h/$ vagy ellentétes oldaláról ($/\bar{h}, h/$ vagy $/h, \bar{h}/$) reflektálódik. Esetünkben a nyaláb ellentétes oldalról, egyidejűleg indul ki./

Ha a két kristály rácsparaméterei pontosan azonosak, a reflexiós helyzetben a reflexiós síkok párhuzamosak, vagyis a B kristály forgatásánál az 1 és 2 detektor egyidejűleg észleli a reflexiós maximumot. Ha a rácscsillandók között eltérés van, a két detektor a B kristály $\Delta\beta$ elforgatásakor két különálló maximumot jelez.



12. ábra

HART által kidolgozott kétkristályos diffraktométer elvi vázolata [3].

Ez a szögelfordulás független a hullámhossztól, tehát az elrendezés akromatikus mérésekre nyújt lehetőséget és a karakterisztikus nyalábok spektrális szélessége nem rontja a pontosságot.

Ha az A és B kristály rácsparaméterei d_A és d_B különbözőek, a detektorok a reflexiók helyzetet $\Delta\beta$ szögeltolódással érzékelik. A két csucs közötti szögműködés:

$$\Delta\beta = 2 (\theta_A - \theta_B) = 2 \Delta\theta$$

ahol θ_A és θ_B az A és a B kristályokhoz tartozó reflexiók szög.

A Bragg-egyenlet szerint: $2d_A \cdot \sin \theta_A = \lambda = 2d_B \sin \theta_B$.

Ha $d_B - d_A = \Delta d$ kicsiny,

$$\Delta\beta \approx 2 \operatorname{tg} \theta \cdot \frac{\Delta d}{d}$$

Mivel a kétkristályos diffrakciós görbék félértékszélessége kb. 10^{-6} rad., továbbá a szimmetrikus csucok helyzete 0,1 %-os pontossággal határozható meg, a Bragg-szögek egyezése, illetve a rácssíkok azonossága elméletileg 10^{-9} pontossággal mérhető.

Ha ilyen nagy pontosságú mérésre törekszünk a két kristályt $0,001 \text{ C}^\circ$ -on belül azonos hőmérsékleten kell tartani. HART szerint, mivel a két kristály azonos anyagból készült, a hőmérsékletazonosság a mérés időtartamán belül minden különösebb nehézség nélkül biztosítható.

A tényleges mérést gyakorlati okokból más elrendezésben hozták létre /13. ábra/.

A referencia kristályt U-alakúra képezték ki, és a két diffrakciós görbét mozgatható zár segítségével különítették el.

Azonos Si kristályokat helyezve a mérőkészülékbe, megállapították, hogy a mérés szisztematikus hibája $0,6 \cdot 10^{-7}$.

A további méréseknél referencia kristály 100 ohmcm-es zónázott Si kristály, a minta foszforral adalékolt 0,001 ohmcm-es diszlokációmentes Si kristály volt.

Megállapították, hogy a relatív rácsparaméter eltérés a két kristály között $\frac{\Delta d}{d} = 1,1 \cdot 10^{-4} \pm 0,02 \cdot 10^{-4}$. A szubsztitúciós foszfor hatására keletkezett rácskontrakció mértéke megegyezett a foszfornak az irodalomból ismert kontrakciós hatásával [53].

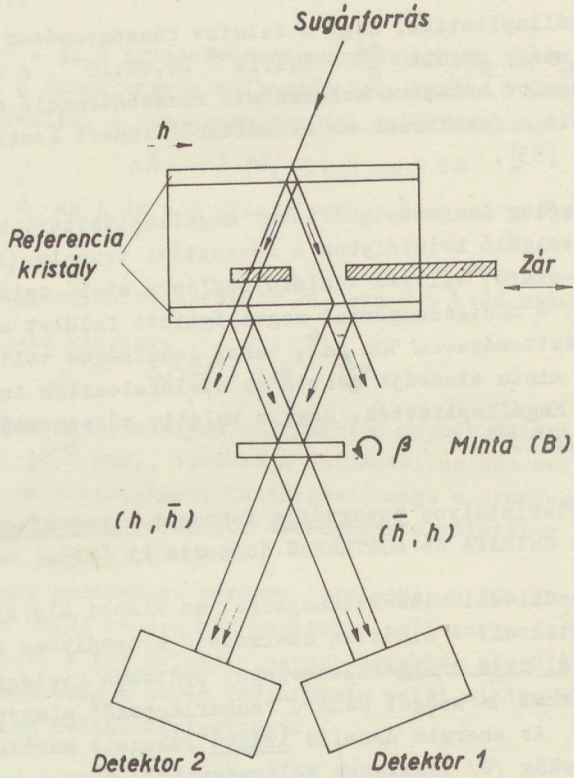
Előzőleg Lang-topográfiával megállapították, hogy a mintául szolgáló kristályban a növesztési tengely (111) körül "égygyűrű"-szerű, változó adalékeloszlásra utaló csikok alakulnak ki. A röntgensugárral megvilágított felület a kétkristályos spektrométeren $500 \mu\text{m}^2$, tehát lehetséges volt meghatározni a minta átmérője mentén az adalékeloszlás ingadozás mértékét. Megállapították, hogy a relatív rácsparaméter-ingadozás $0,4 \cdot 10^{-4}$.

A kétkristályos topográfia fokozott hibaérzékenységgű változatát CHIKAWA és AUSTERMAN dolgozta ki [54].

A rendkívüli hibaérzékenységet az alábbi elv alkalmazásával érték el: A hibátlan szerkezetű kristályban a röntgensugárzás, ha a Bragg-feltételeket pontosan kielégítjük, a rácscsikkokkal α szöglet bezáró "sugarlegyenő" alakjában áramlik át. Az energia áramlás iránya fokozott mértékben függ a beesési szög θ legkisebb változásaitól, azaz a kristályt "szögelfordulás erősítőnek" is tekinthetjük [55]. Az erősítési tényező a következő:

$$A = \frac{\delta \alpha}{\delta \theta}$$

ahol α az energia áramlás iránya és a reflektáló síkok által bezárt szög, θ a reflexiós szög. A hullámtérben az energia áramlás merőleges a diszperziós felületekre, tehát az erősítési diszperziós felületek görbületének a függvénye. A maximális



13. ábra
HART-féle diffraktométer tényleges összeállítása [3].

erősítést, illetve a legnagyobb görbületet a $\theta = \theta_{\text{Bragg}}$ szögnél érjük el.

Szimmetrikus Laue-helyzetben

$$A_{\text{max}} = \frac{2 \sin^2 \theta_{\text{Bragg}}}{C |\phi_h|}$$

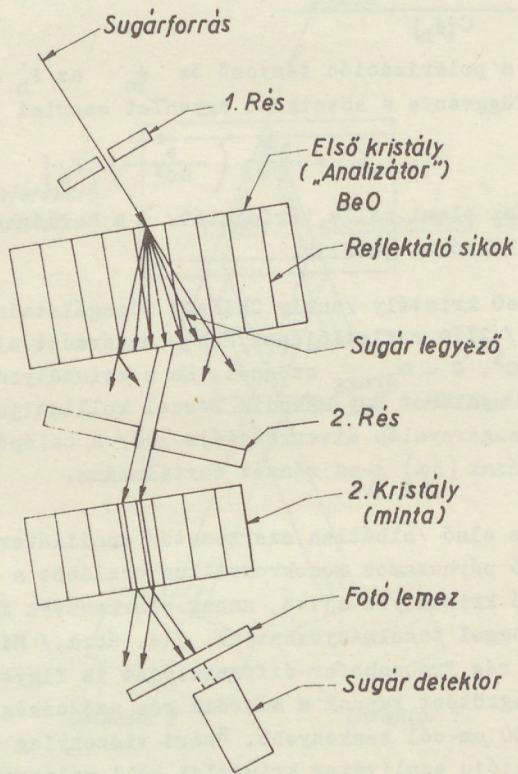
ahol C a polarizációs tényező és ϕ_h az F_h szerkezeti tényező függvénye a következő egyenlet szerint [56]:

$$\phi_h = \frac{\lambda^2}{\pi V} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right) |F_h|$$

ahol V az elemi cella térfogatát, λ a hullámhossz e,m,c. ismert állandókat jelölik.

BeO kristály /amely CHIKAWA vizsgálatainak tárgyát képezte/ $2\bar{1}\bar{1}0$ reflexiójának $\text{MoK}\alpha$ sugárzást alkalmazva $\underline{A} = 0,9 \cdot 10^5$, $\theta = \theta_{\text{Bragg}}$ szögnél. Ha a kristályból kilépő reflektált nyalábot egy második réssel kollimáljuk, a résből kilépő sugárnyaláb divergenciája $d\theta$ a belépő nyaláb divergenciájának ($\delta\alpha$) \underline{A} -ad részét tartalmazza.

Az első /hibátlan szerkezetű/ analizátor kristályból kiinduló párhuzamos monokromatikus nyalábot a második, mintául szolgáló kristályra ejtve, annak szerkezetét fokozott érzékenységgel tanulmányozhatjuk. /14. ábra./ Mivel azonban a második rés Fraunhofer-diffrakcióját is figyelembe kell vennünk, megkötést kapunk a második rés szélességére, amely nem lehet $100 \mu\text{m}$ -nél keskenyebb. Ezért viszonylag vastag, kis abszorpciós analizátor kristályt kell választanunk, hogy a kívánt mértékben párhuzamos nyalábot a széles második réssel is kialakíthassuk. A szerzők szerint a 2 mm vastag BeO kristály alkalmas erre a célra, u.i. a BeO abszorpciós tényezője rendkívül kicsiny $\mu_0 = 23,9 \text{ cm}^{-1}$ $\text{CuK}\alpha$ sugárzásnál/.



14. ábra

CHIKAWA féle kétkristályos topográfiaiás elrendezés [54].

Az ismertetett kétkristályos elrendezéssel készített diffrakciós görbék szélessége megközelítette az ideális körülményekre számított szélességet [56]. A diffrakció görbe mért félértékszélessége, 1,5 szögmásodperc, az ideális pedig 1,4 szögmásodperc! Az eredmények alapján nyilvánvaló, hogy az ismertetett kétkristályos berendezés a sugárnyaláb divergenciájától független mérésekre ad lehetőséget, azaz a diffrakciós görbék gyakorlatilag csak a minta szerkezetére jellemző információkat tartalmaznak.

CHIKAWA célkitűzése az volt, hogy a BeO kristályban található inkohereinsen ikresedett részeket övező mechanikai feszültségek előjelét meghatározza.

A feszültségtér előjelét több lépésben vizsgálta.

Először a szokásos Lang-topográfiaival felvételt készítettek az egész kristályról. A topogramon kijelölték a vizsgálandó hibás tartományokat. A deformált részekről ezután ún. szekciós topogramot készítettek. /A szekciós topogram keskeny, néhányszor 10 μm -es réssel, állóhelyzetben készül. A sugárnyaláb viszonylag kis divergenciája miatt ún. "Pendellösung" vonalak jelennek meg [57, 58]. A szekciós topogramon a "pendellösung" vonalak sűrűsödésének és ritkulásának alapján meghatározható a feszültség jelenléte, illetve a rácsstorzulás mértéke./

Ezután u.a. vonalról az előbb ismertetett kétkristályos topográfiaival készítettek felvételeket.

A topogramon egymást metsző ferde vonalak jelentek meg, ezek keletkezése és értelmezése bővebb magyarázatot igényel.

A két kristály reflektáló síkjai, melyek merőlegesek voltak a kristálylemezek felületére, az elkerülhetetlen beárlítási pontatlanságok miatt nem tökéletesen párhuzamosak.

Emiatt a pontos Bragg-feltételek csak a kristály középvonalában teljesülnek /15. ábra/. A szerzők kísérleti körülményei között a topogram felső részén Bragg-szögnél nagyobb, alatta a kisebb szöggel rendelkező tartományok láthatók.

A vonalak alakja diszperziós felületek görbületével magyarázható [56, 59]. A Bragg-helyzethez viszonyítva nagyobb beesési szöggel rendelkező tartományok a diszperziós felületek jobb oldalát, a kisebb szögek a bal oldalát gerjesztik.

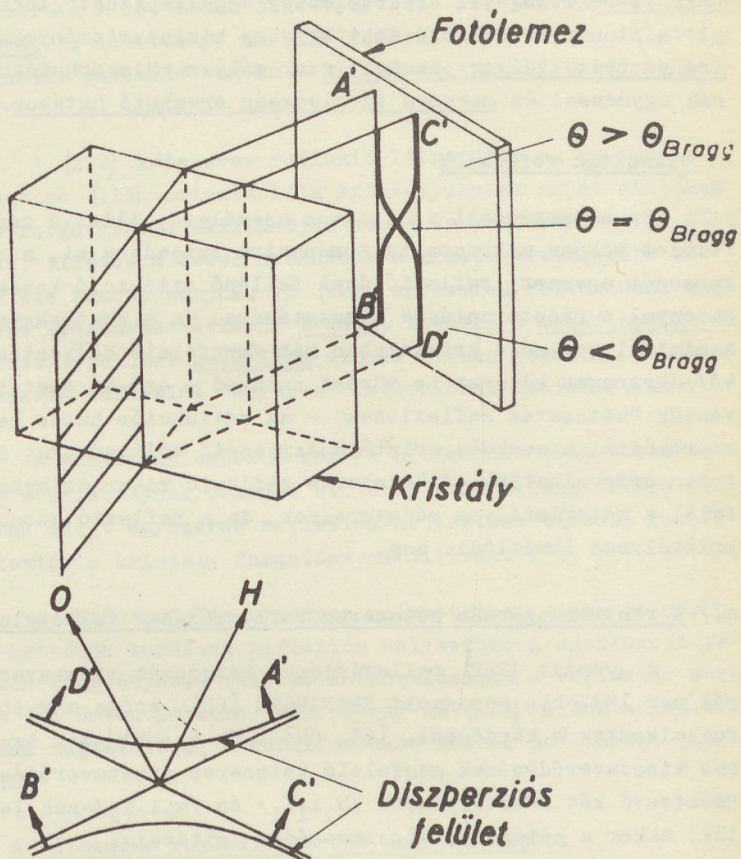
A kristályok közötti elkerülhetetlen orientációeltérés folyamatos és ennek függvényében a gerjesztési pontok végigvándorolnak a diszperziós felületeken. A görbült vonalakat a két diszperziós felület ellentétes irányu görbülete alakítja ki.

A vonalak görbületének meredeksége függ a rácspannól és a rácsban lévő feszültségek, vagyis a rácssíkok görbületének irányától.

Ha a síkok görbülete azonos irányu a vonal hajlásával, a görbület meredekebb lefutású, ellenkező esetben lankásabb. A vonalak alakja szerint tehát egyértelműleg megállapítható a kristálytérben fellépő feszültség, illetve a rácssíkok deformálójának iránya.

Az eredmények szerint a BeO kristályokban deformált /ikresedett/ részek környezetében nyomó feszültség alakult ki.

A módszer értékes információkkal szolgálhat, pl. a félvezető eszközök környezetében kialakult belső feszültsé-



15. ábra

A CHIKAWA-féle kétkristályos topográfiai kép kialakulása [54].

gekről. Segítségével egyértelműleg megállapítható lenne, hogy pl. a planár szerkezetű emitter vagy bázisstartományokat milyen irányú feszültségek övezik, ezek milyen kölcsönhatásban vannak egymással és mekkora távolságban érezhető hatásuk.

8. Szimultán reflexiók

Ha a szerkezeti változások csekélyek, illetve csak a felület néhány mikronos tartományaira terjednek ki, a röntgensugár egyszeri reflexiójánál fellépő extinkció kevésnek bizonyul a rácstorzulások kimutatására. Ha a röntgennyaláb a mintául szolgáló kristályban két /megfelelő helyzetben lévő/ sikseregen kétszer is törést szenved - ezt az esetet nevezük "kétszeres reflexiónak" - az extinkciós hatás megsokszorozódik, a csekély kristályszerkezeti változásokat is biztosan érzékelhetjük. A kétszeres reflexió végeredményben megfelel a kétkristályos módszereknek, de a reflexió azonos kristályban ismétlődik meg.

a./ A röntgensugárzás kétszeres reflexiójának feltételei.

A gyémánt (222) reflexiójának kétszeres visszaverődéséről már 1937-ben beszámolt RENNINGER [60], azóta már többen foglalkoztak a kérdéssel. [61, 62]. Ha a /hkl/ sík egyszeres visszaverődésének megfelelő kétszeres visszaverődésben résztvevő két kristálylapot / $h_1k_1l_1$ / és / $h_2k_2l_2$ /-nak jelöljük, akkor a kétszeres visszaverődés feltétele:

$$\begin{aligned} F/h_1k_1l_1/ &\neq 0 & F/h,k,l/ &= 0 \\ F/h_2k_2l_2/ &\neq 0 \end{aligned}$$

továbbá:

$$\begin{aligned} h_1+h_2 &= h \\ k_1+k_2 &= k \\ l_1+l_2 &= l \end{aligned}$$

ahol $F/hkl/$ a rács szerkezeti tényezője.

A kétszeres reflexió létrejöttének feltételeit a reciprok térben a 16. ábrán tüntetjük fel. /1. jel a beeső nyaláb iránya, 2. illetve 2' az első reflexió iránya; 3. illetve 3' a második reflexió vagyis a kilépő sugárnyaláb irányát jelzi./

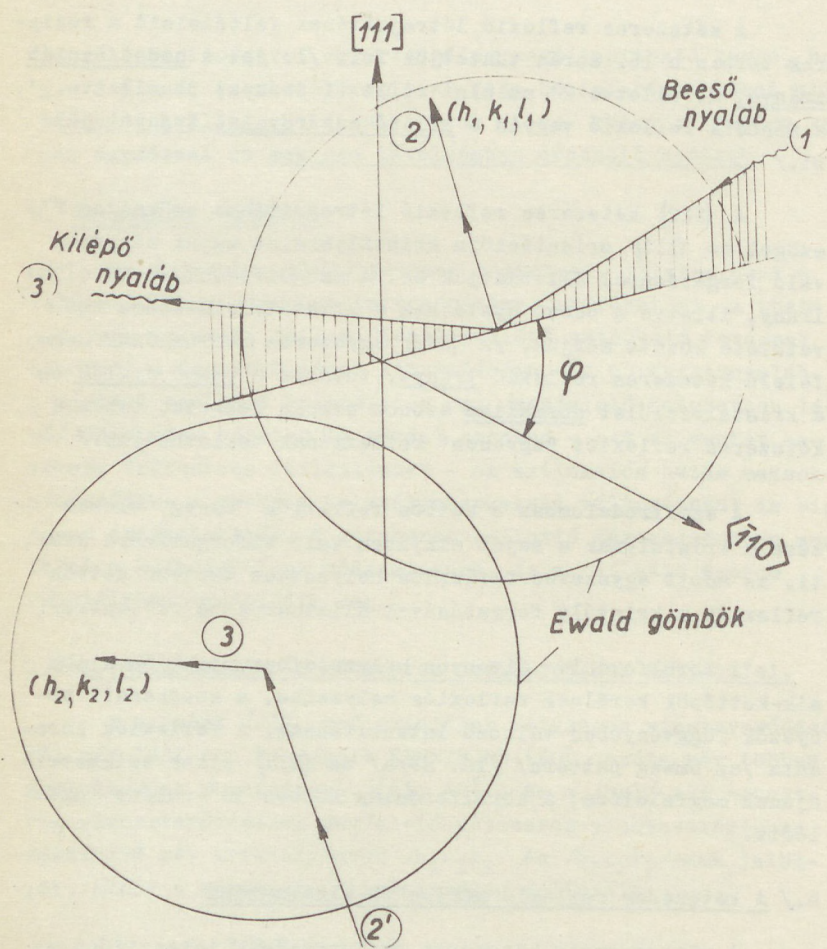
A (222) kétszeres reflexió létrejöttéhez szükséges φ' szöget az $\{111\}$ orientációja kristályszelet saját síkjában való forgatásával állíthatjuk be. A szögelfordulást az $\langle 110 \rangle$ irány, illetve a beeső nyalábnak a kristályfelületére eső vetülete között mérjük. /A (222) egyszeres reflexiónak megfelelő kétszeres reflexió iránya, továbbá a beeső nyaláb és a kristályfelület normálisa azonos síkban fekszik, tehát a kétszeres reflexiót "egyenes" reflexiónak tekinthetjük./

A szakirodalomban a kettős reflexiók "Umweg" elnevezése a kristálynak a saját síkjában való elforgatására utal, ti. az adott egyszeres reflexiók helyzetéhez tartozó kettős reflexiók a kristály forgatásával állíthatók be /17. ábra/.

A körülfordulás bizonyos helyzeteiben újabb és újabb sík-kettősök kerülnek reflexiók helyzetbe, a szerkezeti tényezők függvényében változó intenzitással. A reflexiók sorozata /az Umweg pattern/ /18. ábra/ az $\{111\}$ síkok szimmetriájának megfelelően, a körülfordulás közben 30° -onként ismétlődik.

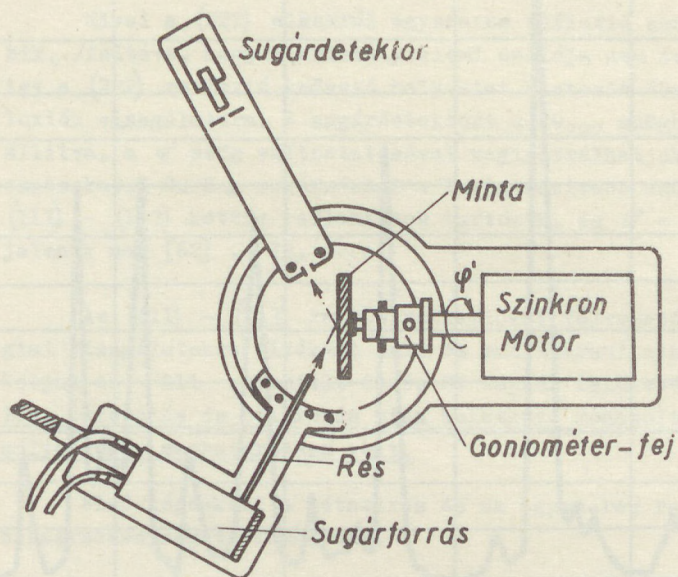
b./ A kétszeres reflexió mérése és alkalmazása

A röntgensugár kétszeres reflexiójának intenzitása az egyszeres reflexiókhoz viszonyítva igen gyenge, emiatt az egyszeres reflexióhoz tartozó helyzetben mérése csaknem lehetetlen. A kétszeres reflexiót ezért azoknál a reflexiók szögeknél méri, ahol az egyszeres reflexió a kristályszimmetriának megfelelően kioltást szenved. /A kettős reflexiót más rácssíkok hozzák létre, mint az egyszeres reflexiót, tehát ezekre az egyszeres reflexió kioltása nem érvényes./



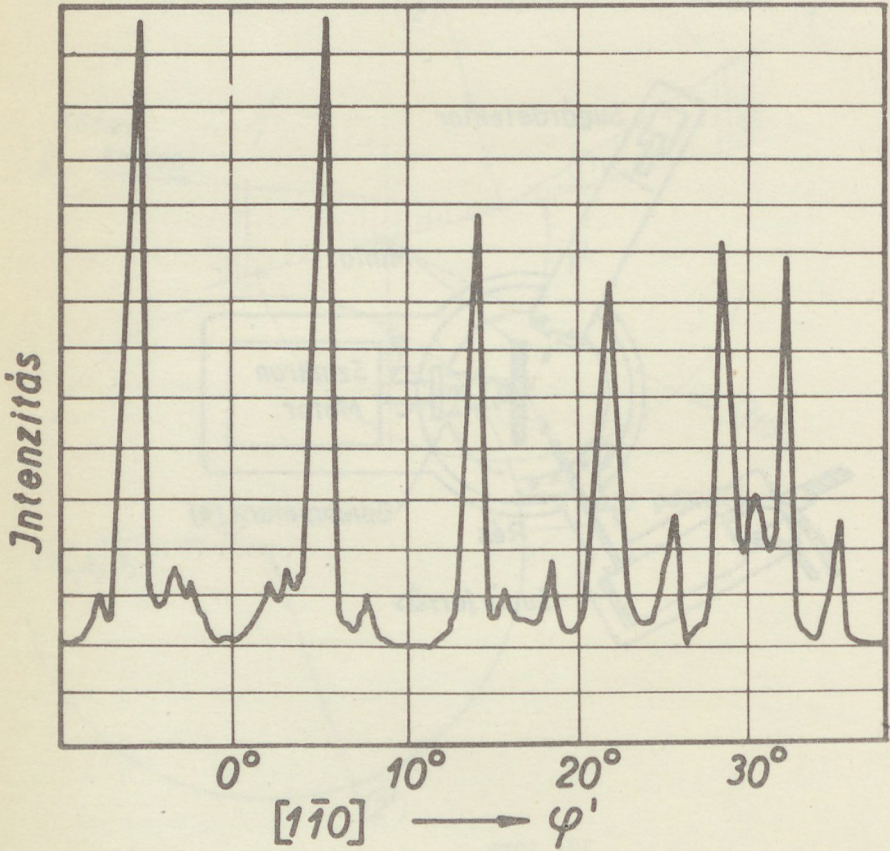
16. ábra

A kétszeres reflexió viszonyai



17. ábra

Kétszeres reflexiók vizsgálatára alkalmas diffrakto-
méter vázlatos elrendezése



18. ábra

Si (222) "Umweg" reflexiói a φ' elfordulás függvényében [63].

A gyémánt tip. rácosszerkezetben azok a reflexiók szenvednek kioltást, melyeknél a hkl indexek páros, illetve páratlan számok keverékei vagy hkl csak páros, vagy páratlan, de $h+k+l = 4m+2$, ahol m tetszőleges egészszám.

Mivel a (222) síkokról egyszeres reflexió nem keletkezik, /feltéve, hogy a kristály elemi cellája nem torzult/ így a (222) reflexió kedvező helyzetet biztosít "Umweg" reflexiók vizsgálatára. A sugárdetektort a $2\theta_{222}$ szöghelyzetbe állítva, a φ' szög változtatásával regisztrálhatjuk a Umweg-oszócokat. A Cu $K\alpha$ sugárzásnál a legintenzívebb oszocs a (111) - (113) kettős reflexióhoz tartozik, és $\varphi' = 5,44^\circ$ -nál jelenik meg [62] . 18. ábra

Az (111) - (113) kettős reflexiókat félvezető-technológiai vizsgálatokra elsőként KATO és munkatársai alkalmazták. Céljuk az 111 orientált Ge és Si lapkák felületén szeletelés, csiszolás és polírozás után keletkező roncsolt réteg mélységének meghatározása volt.

Első lépésként a kétszeres és az egyszeres reflexiók hibaérzékenységét vizsgálták.

Lemérték az 1000 meshel polírozott Si felületről reflektálódó I_p sugárzás integrált intenzitását, majd a kémiailag polírozott felületről reflektálódó nyaláb I_k -intenzitását. Az I_k/I_p arány a módszer hiba-érzékenysége jellemző.

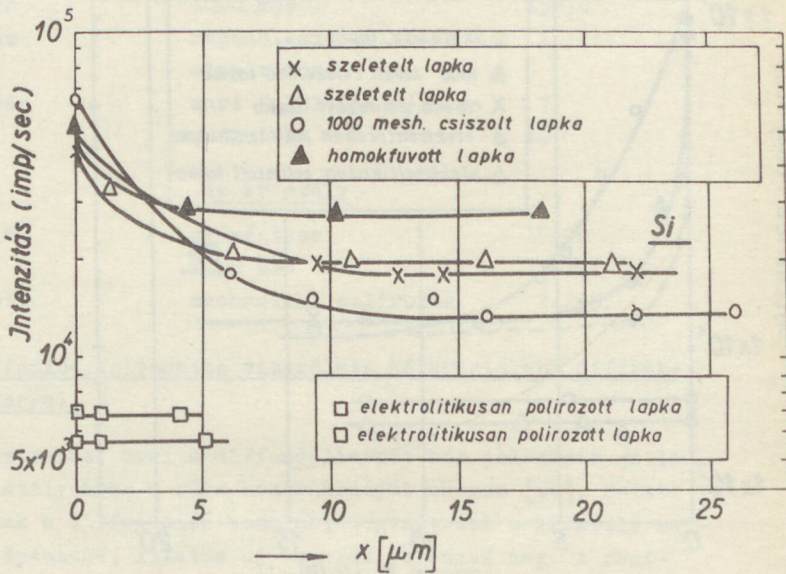
Cu $K\alpha$ sugárzással végzett vizsgálataiknál ez az I_k/I_p arány egyszeres reflexiónál 1,97 míg a kétszeres reflexiónál 3,67, tehát a kétszeres reflexiós módszer közel kétszeres hibaérzékenységgel rendelkezik. A felületi sérült réteg vastagságát egymást követő intenzitásmérések és maratások segítségével követték nyomon. Az integrált intenzitást az eltávolított felületi réteg vastagság függvényében ábrázolták $1/9a$

és /b. ábra/. A felületi roncsolás behatolási mélységének azt a pontot tekintették, amikor a reflektált intenzitás maradás függvényében tovább már nem változott, és a kristály már csak a növesztés közben keletkezett rácstorzulásokat tartalmazza /V. Táblázat/.

A kettős visszaverődés segítségével megvizsgálták epitaxiásan növesztett Si rétegek tökéletességét a rétegvastagság függvényében. Azt tapasztalták, hogy az átmenet környezetében és az epitaxiás rétegben erősen megnövekedett a reflektált intenzitás. Ez a megállapítás csak a bórral dopolt rétegekre vonatkozik, As-al adalékolt rétegeknél ez a jelenség nem volt észlelhető. KATO és munkatársai a kérdéssel kapcsolatban nem nyilvánítottak véleményt. Az újabb vizsgálati eredmények birtokában [64, 65] megkíséreljük a jelenség értelmezését: a bór atomok kisebb kovalens atomsugárral épülnek be a Si rácsba és kontrakciót okoznak. A kontrahált epitaxiás réteg és a hordozókristály határfelületén az eltérő rácsállandók miatt feszültségek, illetve rácstorzulások keletkezhetnek. A reflexióképesség növekedését az átmenet környezetében valószínűleg ez okozta. Az As atomok atomsugara közel azonos a Si-al, tehát feszültségek nem keletkezhetnek.

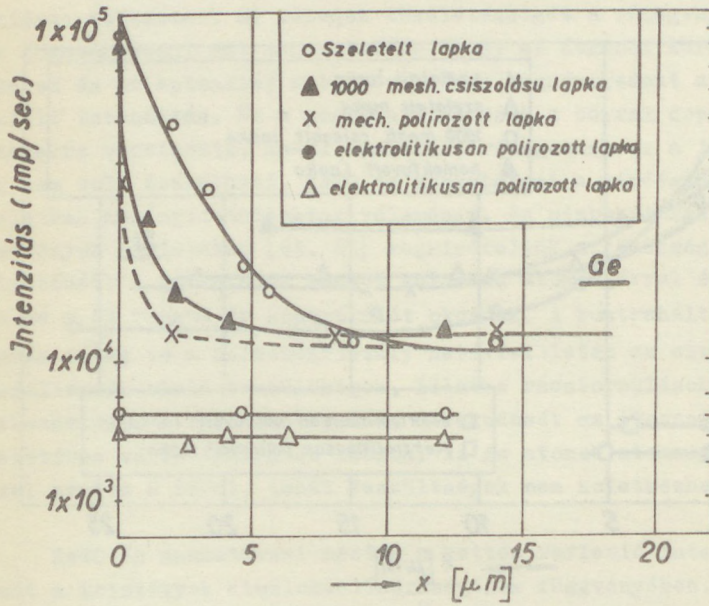
KATO és munkatársai mérték a kettős reflexió intenzitását a kristályok diszlokációsűrűségének függvényében. Azt észlelték, hogy kb. 10^3 diszl./ cm^2 sűrűség felett a reflexió képesség a diszlokációsűrűség növekedésével közel azonos arányosan növekszik.

Összesítve a fentieket, megállapíthatjuk, hogy a kettős visszaverődés mérése viszonylag egyszerű, és a kristály felületéről kétszeresen reflektálódó sugárzás intenzitása jellemző a felület átlagos hibaszerkezetére.



19/a. ábra

A mechanikailag megmunkált Si-felület kettős reflexióinak integrált intenzitása az eltávolított réteg (x) függvényében [63].



19/b. ábra

A mechanikailag megmunkált Ge kettős reflexióinak integrált intenzitása az eltávolított réteg (x) függvényében [63].

V. Táblázat

Roncsolt réteg vastagsága felületi mechanikai megmunkálás függvényében /111-orientált kristály [63].

<u>megmunkálás</u>	<u>minősége</u>	<u>átlagos roncsolt rétegvastagság /μm/</u>
	<u>Si kristály</u>	
szeletelés	gyémánt vágókés	80-40
csiszolás	1000 mes	15-10
polírozás	mechanikai polírozás	1
	elektromos "	
homokfuvás	mart felületen végezve	7
	szeletelt "	40
	<u>Ge kristály</u>	
szeletelt	gyémántkés	15-20
csiszolt	1000 mes	15-20
polírozott	mechanikai polírozás	2-2,5

9. A diffúziós folyamatok vizsgálata kétkristályos diffraktométerrel.

Ismeretes, hogy a diffundáltatott bór jelenléte szilícium kristályokban a rács kontrakcióját okozza [66]. Emiatt módosulnak a diffrakciós vonalak, megváltozik a kristály reflexiós képessége, illetve új vonalak jelennek meg. A röntgendiffrakcióval észlelhető változás a foszfornak szilíciumba történő diffúziójánál is megtalálható [53].

A vonalprofilok tanulmányozásával megállapították, hogy a diffundáltatott bór és foszforadalekok a kristályrács izotrop és az adalékkoncentrációval arányos összehúzódását idézi elő. Mivel az adalék a felület közelében koncentrálódik, ennél fogva az eredetileg síkfelületű minták a diffundáltatott oldal felől tekintve konkáv formájúak. Gyakorlatilag az

egész képződmény olyan merevségű, hogy a diffúzió hőmérsékletén a felülettel párhuzamos diszlokációk alakulnak ki.

BURGEAT és munkatársai a diffundáltatott Si kristályok röntgendiffrakciós vizsgálataival [67, 68] foglalkoztak.

A vonalprofilokat n_1 - n_2 elrendezésű kétkristályos diffraktométerrel vették fel, a Si (400) reflexiójával. Az első "monokromátor" kristályra érkező primer nyalábot oly mértékben kollimálták, hogy a $K\alpha_1$ és $K\alpha_2$ komponensek egymástól különváljanak. Ezáltal sikerült a második "minta" kristály reflexiós szélességét kb. 5 szögmásodpercre leszorítani.

Kezdetben az adalékkoncentráció és a diffundáltatott réteg vastagságának függvényében vizsgálták a vonalprofilok, valamint a bórkoncentráció és a diffundáltatott réteg vastagsága közötti összefüggéseket.

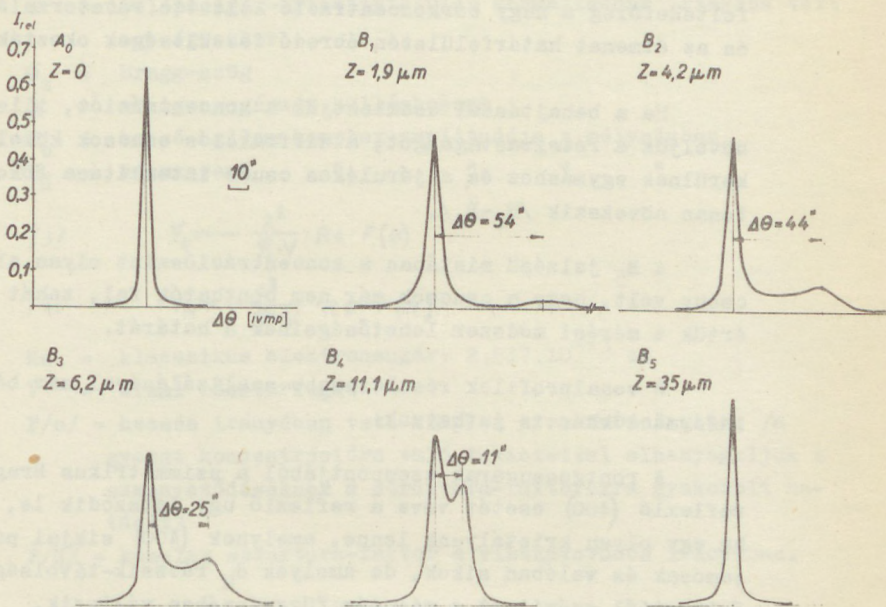
A minták 70 ohmcm-es Dash-féle eljárással növesztett n-típusú szeletek voltak. Kétlépcsős diffúzióval változó mélységű, illetve koncentrációju átmeneteket állítottak elő. Az elődiffúzió után a felületi kontrakció $4 \cdot 10^{-2}$ % volt.

A 26. ábrán a minták sorozatáról készült diffrakciós görbéket mutatjuk be. Az A_0 jelzésű vonal a kiinduló alapanyagról készült. A B_1 - B_5 mintákon a behajtási idő függvényében csökkent a felületi koncentráció, illetve növekedett a diffundáltatott réteg vastagsága.

Mivel a felületi réteg a bór diffúzió hatására kontrahál, a mintát olyan kettőskristálynak is tekinthetjük, mely két különböző rácsparaméterrel rendelkező rétegből épül fel.

A reflexiós szög jellemző a rácsparaméterekre, tehát a diffundáltatott mintákon két, egymástól $\Delta\theta$ szögműködés-gel eltolt maximumot észlelhetünk. A relatív rácsparaméter-különbség hányadosa arányos a Bragg-szög megváltozásával:

$$\frac{\Delta \sigma_0}{\sigma_0} = - \operatorname{ctg} \theta \cdot \Delta \theta$$



20. ábra

Si kristály {400} reflexiói bórdiffúzió mélységének és az adalék koncentrációjának függvényében. [68].

A B_1 mintáról készült felvétel közvetlenül az elődiffúzió utáni állapotot mutatja be. Az alapkristályra jellemző intenzív csúcson kívül 54 szögmásodperccel eltolódott gyenge, széles "járulékos" csucs jelent meg. Az új csucs intenzitásának csekély volta attól ered, hogy a diffundáltatott réteg vastagsága mindössze $1,9 \mu\text{m}$. A behatolási mélység ennél kb. egy nagyságrenddel nagyobb, tehát az alapkristályról lényegesen több sugárzás reflektálódhat. A vonal kiszélesedését pedig feltehetőleg a nagy bórkoncentráció keltette rácsstorzulások és az átmenet határfelületén ébredő feszültségek okozták.

Ha a behajtással csökkentjük a koncentrációt, illetve növeljük a rétegvastagságot, a diffrakciós csúcsok közelebb kerülnek egymáshoz és a járulékos csucs intenzitása fokozatosan növekszik $/B_2-B_4/$.

A B_5 jelzésű mintában a koncentrációszint olyan alacsony volt, hogy a csúcsok már nem bonthatók fel, tehát elértük a mérési módszer lehetőségeinek a határát.

A vonalprofilok részletesebb analizálásával már bővebb információkhoz is juthatunk.

A röntgensugarak szempontjából a szimmetrikus Bragg-reflexió (400) esetét véve a reflexió úgy játszódik le, mintha egy olyan kristályunk lenne, amelynek (400) síkjai párhuzamosak és valóban síkok, de amelyek d_H rácossík-távolsága a felülettől számított z mélység függvényében változik.

A röntgensugarak terjedését a Bragg-helyzet közelében ilyen kristályokban már tanulmányozták [69] és a következő differenciál-egyenletrendszerrel írták le:

$$/1/ \quad i \frac{\lambda}{\pi} \gamma_H \frac{dD_H}{dz} = \psi_0 D_H + H \cdot D_0 - \alpha D_H$$

$$/2/ \quad i \frac{\lambda}{\pi} \gamma_0 \frac{dD_0}{dz} = \psi_0 \cdot D_0 + \psi_H \cdot D_H$$

$$\gamma_H = \bar{n} \cdot \bar{s}_H = -\sin\theta_z$$

ahol

$$\gamma_0 = \bar{n} \cdot \bar{s}_0 = -\sin\theta_z$$

\bar{S}_0 = beeső sugárnyaláb középvonalának irányában vett egységvektor

\bar{S}_H = reflektált sugárnyaláb középvonalának irányában vett egységvektor

\bar{n} = belépő sugár-kristályfelület normálisának irányába vett egységvektor

θ_z = Bragg-szög

λ = röntgensugárzás hullámhossza

D_0 = beeső hullám komplex amplitúdója z mélységben

D_H = visszavert " " " " " "

$$/3/ \quad \psi_0 = -\frac{\lambda^2}{\pi \cdot V} \cdot \text{Re} \cdot F(0)$$

$$/4/ \quad \psi_H = -\frac{\lambda^2}{\pi \cdot V} \cdot \text{Re} \cdot F(H)$$

Re = klasszikus elektronsugár: $2,817 \cdot 10^{-13}$ cm

V = elemi ráostérfogat

F/0/ = beesés irányában vett komplex struktura-faktor, /a gyenge koncentrációra való tekintettel elhanyagoljuk a szennyeződéseknek a struktura-faktorokra gyakorolt hatását/

F/H/ = komplex struktura-faktor a visszaverődés irányában.

$$/5/ \quad \alpha_H = \lambda^2 \left[\frac{1}{d_H^2} - \frac{2 \sin\theta_z}{\lambda d_H} \right]$$

d_H = rácscikok közötti távolság, amely a z mélység függvénye

$X = \frac{D_H}{D_0}$ által a reflexiók /komplex amplitúdók/ viszony-számát bevezetve

$$/6/ \quad \frac{dX}{dz} = \frac{i\pi}{\lambda \sin\theta_z} \left[\psi_H \cdot X^2 + \left\{ 2\psi_0 - \alpha_H(z) \right\} X + \psi_H \right]$$

Ebben a $\alpha_H /z/$ kifejezésben van egy függvény, amely a kristály szennyeződésének és általános dezorientációjának meg-

oszlásától függ, a szigorú Bragg-feltételhez képest:

$$\alpha_H(Z) = \alpha_H(0) + \Delta\alpha_H(Z)$$

ahol $\alpha_H(0)$ a minta általános dezorientációja, amely a szög-
szórásnak tulajdonítható,

$\Delta\alpha_H(z)$ járulékos dezorientáció, amely a szennyeződések o-
kozta rácsparaméter változásoknak tulajdonítható.

Rendszeresen változtatva $\alpha_H(0)$ -t és minden esetben ki-
számítva X értékét a minta felületén, a /6/ egyenlet numeri-
kus megoldása által /Runge-Kutta módszer, ötödrendű, változó
lépésben/ meg tudták határozni a reflexiós görbét a szennye-
ződések által kiadódó eloszláshoz.

Ahhoz, hogy a kísérleti eredményekkel /amelyeket kettős
reflexió által nyertek, ahol az első kristály tökéletes volt/
összehasonlítható eredményeket kaphassanak, meghatározták en-
nek a görbének konvolúciós alakját az elméletileg tökéletes
kristály eloszlási görbéje által, az abszorpció figyelembe-
vételével. Mindezen számításokban az abszorpciót és az ano-
mális diszpenziót úgy vették számításba, hogy alkalmazták a
komplex szerkezeti faktorokat /és ennél fogva a Ψ -ket/.

Az ideális megoldás abból állna, hogy meghatározzuk a
szennyeződések eloszlását a vonalprofil alapján, levezetve
belőle a bór és foszfor diffúzió karakterisztikáit. Az alkal-
mazott módon csak az ellenkező irányban tudták a számítást
végrehajtani, azaz a szennyeződések által kiadódó eloszlásnak
megfelelő profil kiszámítását.

A kísérleti feltételek bonyolultsága miatt bizonyos
számu feltevést tettek a szennyeződések plauzibilis eloszlá-
sainak kiszámítására, kielégítő, de nem túl nagy határfokkal.
Ez lehetővé teszi, hogy előnyösen változtassák az eloszlást
a röntgendiffrakció elméleti és kísérleti profiljainak egy-
máshoz illesztése céljára.

A minták általában t_p időtartamu elődiffúzióval készülnek, amely idő alatt T_p hőmérsékletre hevítik a gőzfázisban lévő szennyezővel, azután a mintát t_d ($t_d > t_p$) időtartam alatt diffundálják /behajtás/ szennyező adalékolás nélkül T_d hőmérsékleten, semleges vagy oxidált atmoszférában.

Elfogadták, hogy a diffúzió követi a Fick-egyenletet, a diffúziós együtthatót állandónak feltételezve:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \cdot \frac{\partial^2 C}{\partial z^2}$$

ahol $c/t, z/$ a szennyező atomok koncentrációja és D a diffúziós együttható. A határérték helyzetek:

a./ $c/0, z/=0$

b./ A $\varphi /t, C_0/$ szennyezők áramlás /fluxus/ a felszínen keresztül a t időnek és a felületi C_0 koncentrációnak adott függvénye, hogy minden kísérleti helyzetét számba vehessük. Feltételezve, hogy a felületi reakció reverzibilis és elsőrendű [70], akkor az elődiffúzióra ezt kapjuk:

$$\varphi(t, C_0) = K_p (C_e - C_0) h_a \quad t < t_r$$

ahol C_0 az egyensúlyi határkoncentráció, és a diffúzióra:

$$\varphi(t_1 C_0) = -K_d \cdot C_0 \quad t > t_p \text{ esetre}$$

Ha szem előtt tartjuk, hogy K és D együtthatónak érezhetően azonos aktivációs hőjük van [71] a következőket kapjuk:

$$/7/ \quad \frac{K_p}{D_p} = \frac{K_d}{D_d} = K$$

Egy ilyen rendszer megoldását már GARSLAW és JAGER [72] megadta a hőmérséklet-egyenérték problémájához:

$$C(t, z) = C_e \left[G(D_p t_p + D_d t_d, z) - G(D_d t_d, z) \right]$$

$$/8/ \quad G(u, z) = \operatorname{erfc} \left[\frac{z}{2\sqrt{u}} \right] = \exp(kz + k^2 u) \operatorname{erfc} \left[\frac{\text{ahol}}{2\sqrt{u}} + k\sqrt{u} \right]$$

A C_0 együtthatót kiküszöbölhetjük, ha ismerjük a koncentrációt egy adott mélységben, a felületen $z=0$ vagy az átmenet mélységében $z=K_j$.

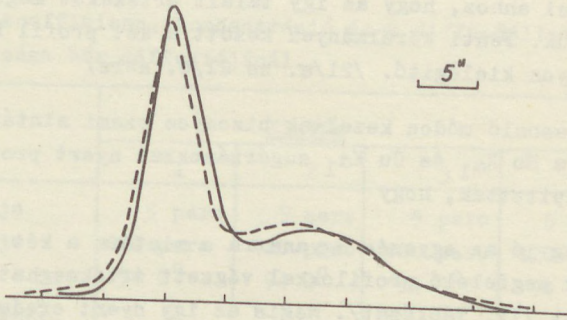
Létrehoztak egy programot, amely lehetővé teszi, hogy kiszámíthassák egy ordináta segítségével az elméleti diffrakciós profilt, ismertnek tételezve fel a D_p és D_d diffúziós együtthatókat, a /7/ egyenletben meghatározott k együtthatót, és /tetszés szerint/ a felületi koncentrációt vagy az átmenet mélységét X_j .

Elsősorban különböz, az irodalomban található D értékeket véve fel és a metallográfiai módszerrel kísérletileg mért átmenet-mélységek értékeit felhasználva próbálták ki a módszert. Megállapították, hogy egyáltalán nincs egyezés a kísérleti úton kapott eredményekkel.

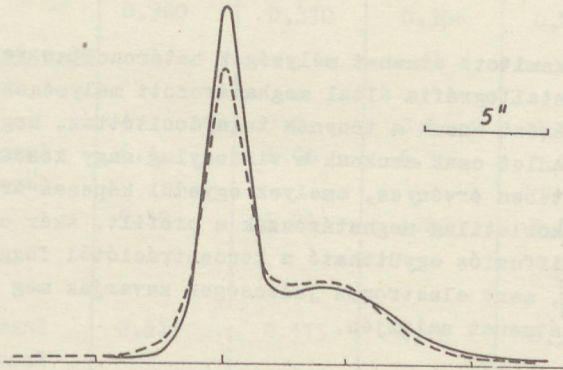
Valójában ilyen értékek jelentősen kisebb felületi koncentrációhoz vezetnek, mint azok, amelyek közvetlenül levezethetők a görbe második csúcspontjának helyzetéből és a Végard-együtthatóból.

Mivel egyrészt az irodalomból adott a kérdéses diffúziós együtthatók értékeinek szórása, másrészt a szennyeződések eloszlását ábrázoló függvény alakja /8 egyenlet/, amely olyan gyorsan változik, hogy az átmenet-mélység mértékszámanak néhány századnyi relatív hibája 100 %-os eltérést okoz a felületi koncentrációban, ezért ezeket a mennyiségeket illeszthető paramétereknek tekintették a további kísérletek során.

Egy automatikus kísérleti program segítségével, amely abból áll, hogy minimalizálják az eltérést a számított és a kísérleti profil között, elég nagy biztonsággal meg lehet határozni a diffúziós együttható és az átmenet mélységének értékeit; a k ismeretlen együttható elvileg szintén megha-



21/a. ábra



21/b. ábra

Az 1. jelzésű minta {400} diffrakciós görbéi. a jel. Cuk_{d1} sugárzás, b.jel. Mok_{d1} sugárzás összefüggő vonal: számított profil, szaggatott vonal: mért profil [68].

tározható ezzel a módszerrel, de a profilra gyakorolt hatása túl kicsi ahhoz, hogy az így talált értékeket megbízhatónak tekintsük. Fenti körülmények között a két profil közötti egyezés nagyon kielégítő. /21/a. és 21/b. ábra/

Hasonló módon kezeltek bizonyos számi mintát, tanulmányozva a $\text{Mo K}\alpha_1$ és $\text{Cu K}\alpha_1$ sugárzásokkal nyert profilokat megállapították, hogy

- 1./ elég jó az egyezés ugyanarra a mintára a két sugárfajtának megfelelő profilokkal végzett értékmeghatározások között /IV. Táblázat/. Mégis az így nyert eredmények elég érezhetően különböznek aszerint, hogy a reflexiós görbe különböző részei közül melyikre helyezünk súlyt a legjobb egyezés keresése folyamán
- 2./ a mért diffúziós együtthatók jó összhangban vannak KURTZ és YEE [73] illetve FULLER és DITZWEERGER [74] mérésével.
- 3./ a számított átmenet mélységek határozottan felette vannak a metallográfia által meghatározott mélységeknek; ezt az eltérést annak a ténynek tulajdonították, hogy a /8/ egyenlet csak azoknak a viszonylag nagy koncentrációknak esetében érvényes, amelyek egyedül képesek arra, hogy gyakorlatilag meghatározzák a profilt. Akár azért, mert a diffúziós együttható a koncentrációtól függ, akár pedig, mert elektromos jelenségek zavarják meg a diffúziót az átmenet szintjén.
- 4./ az elméleti görbe fő-csúspontja mindig magasabb és keskenyebb, mint a kísérleti görbéé. Ez könnyen magyarázható, az előző megfontolásokon túlmenően, a diffúzió folyamán keletkezett számos diszlokáció jelenlétével, amelyek a kristályban nagyon távolra is elterjednek. Egy másik hibaforrás származhat az elődiffúzió folyamán a felületen

VI. Táblázat

A diffúziós koefficiens, koncentráció és a diffundáltatott réteg vastagsága bór diffúziójánál.

<u>Megnevezés</u>	<u>Minták</u>			
	1	2	3	4
elődiff. ideje	5 perc	5 perc	5 perc	5 perc
behajtás ideje	420 perc	420 perc	420 perc	420 perc
hőmérséklete	94 C°	94 C°	94 C°	94 C°
<u>Diffúziós koefficiens</u> [10 ⁻²²]				
Kurtz és Yee szerint [73]	0,2	0,2	0,2	0,2
Fuller és Ditzemberger [74]	0,34	0,34	0,34	0,34
CuK _α sugárzással mérve	0,360	0,370	0,388	0,288
<u>Átmenet mélysége μm</u>				
metallográfiai módszerrel	4	3,8	3,5	3,8
CuK _α sugárzással	6,4	6,08	6,72	5,76
MoK _α sugárzással mérve	5,12	5,21	4,82	5,8
<u>Koncentráció</u> [10 ⁻³ %]				
CuK _α sugárzással	0,513	0,515	0,66	0,595
MoK _α sugárzással mérve	0,524	0,492	0,80	0,37

keletkezett diszlokációkból /ami helyileg igen nagy szennyező koncentrációt tételez fel/, amelyek később eltorzítják az eloszlást, a szennyezők egy részét a felület közelében csapdába fogva. Ennek kellemetlen következménye a profilok egybeesése miatt keletkező zavar, amiért a kiszámított értékeknek nagyobb lehet a bizonytalansága, különösen a $\text{MoK}\alpha_1$ sugárzásnál a behatolás és a diszlokációra való érzékenység a legnagyobb [69]. Következésképpen a D_d meghatározása annál jobb, minél inkább olyan sugárfajtákat alkalmazunk, mint a $\text{CuK}\alpha_1$ vagy $\text{FeK}\alpha_1$, amelyek által kiküszöbölhetők a túlságosan nagy szennyező-koncentrációk és a második görbe-csúcsához tartozó profilra is maximális figyelmet fordíthatunk az optimális illeszkedés kutatása során.

5./ a meghatározásra vonatkozó nagy bizonytalanság ellenére úgy tűnik, hogy k nagyon kicsi: 10^{-3} nagyságrendű.

Hasonló kísérletet végeztek foszforral diffundált mintákkal, az eredmények összehasonlíthatóak, de a Végard-együttelhatót illetően nagyobb bizonytalansággal terheltek.

Összefoglalva: az ismertetett módszer lehetővé teszi bizonyos elővigyázatosság megtartásával, a diffúziós együttható és a diffúzió által bejuttatott szennyezők eloszlási profiljának meghatározását /20-50 % között/ tökéletes kristályokban.

FÜGGELEK

I. A topográfia módszerei

1./ SCHULZ: Pontszerű fényforrásból kiinduló divergens "fehér" röntgennyaláb diffraktálódik a kristályról és ezt fotóemulzió n rögzítjük. A fehér sugárzás használata biztosítja, hogy a nyalábon belül a különböző beesési szögek okozta diffraktált intenzitásban nincs jelentős változás. A kristályban előforduló elorientáltság hézagozat, vagy átfedett tartományokat okoz a képen, így tipikusan kb. 20 ívmásodperc nagyságrendű elfordulások érzékelhetők [76].

GUINIER és TENNEVIN [75] hasonló technikát használt átvilágításos elrendezésben. Polikristályos, vagy nagymértékben torzult egykristályban a különböző szemcséktől és/vagy különböző reflexióktól egyidejűleg sok kép keletkezhet. WEISSMANN kristállyal monokromatizált sugárzást használva csökkentette a reflexiók foltok számát. [77]
Továbbá abból a célból, hogy azonosítsa az előforduló egyes reflexiókat, a diffraktált nyaláb irányát a prótatesttől különböző távolságokra elhelyezett filmmel határozta meg.

2./ Berg-Barrett /BERG [79] BARRETT [80] HONEYCOMBE [81]/:
A vonalfókuszából származó karakterisztikus sugárzás Bragg-szög alatt esik a kristályra. A lemezt a kristályhoz közel elhelyezve kb. egy μm -es geometriai felbontás valósítható meg. A kristályban lévő tökéletlenségek következtében az integrált reflexió intenzitása változik a diffraktált nyaláb mentén. NEWKIRK kimutatta, hogy ezzel a technikával egyetlen diszlokáció is felbontható és hogy ennek Burgers-vektora kísérletileg meghatározható [10].

Az előbbinek megfelelő elrendezést Laue-esetben BARTH és HOSEMANN fejlesztette ki [82].

3./ Kétkristályos módszer /BONSE és KAPPLER [83] BONSE [84], [85]/. A vonalfókuszról származó röntgensugarak Bragg-reflexiója következik be egy tökéletes referencia kristályról, majd azután a vizsgálandó próbatestről, végül ez kerül a filmen regisztrálásra. A referencia kristály és próbatest azonos anyagból vannak, úgy hogy pontosan ugyanazt a reflektáló siktávolságot használhatjuk mindkét kristályban. A reflexiós görbe alakja ez esetben a használt sugárzás $\Delta\lambda$ spektrális eloszlástól elvileg független /a diszperzió így kiküszöbölhető/ és 10-100-szor keskenyebbé válik, /ti. a reflexiós görbe/ mint bármely spektrális vonal. Ez a módszert nagyon alkalmassá teszi kicsiny elhajlási szögek mérésére. Ha a próbatest egy kisé el van orientálva a pontos párhuzamos helyzettől, vagyis a reflexiós görbe oldalán 0,1 ivmásodperc körüli és ennek megfelelően $\frac{\Delta d_0}{d_0} \leq 10^{-8} \div 10^{-9}$ értékű rácsnyulás van, ez már mérhető változást eredményez a detektálható reflektált intenzitásban. Ilyen nagyságu deformációk az egyes diszlokációk magjától 50-től 100 μm távolságra fordulnak elő a vizsgált anyag fajtájától függően. A kétkristályos elrendezést alkalmazni lehet a próbatestek transzmissziós átsugárzásra is. Ha nagyobb hajlást akarunk leképezni, pl. 10 ivmásodpercnél nagyobbat, amilyen egy deformált kristály torzult tartományai, vagy szubszemcséi között fordul elő, akkor a szögdiszperzióknak csak részleges kiküszöbölése valósítható meg a reflektáló síkok különböző távolságait tartalmazó "monokromatizáló" kristály alkalmazásával vagy egyszerűen a Berg-Barrett-technika karakterisztikus sugárzása kielégítően használható a különböző orientációju tartományok közötti jó kontraszt előállítására.

4./ Lang-módszer /LANG [78] /

E módszer keretében szalagalaku röntgennyalábot kollimálunk kielégítően kicsiny szög-divergenciával úgy, hogy

csak egyetlen karakterisztikus hullámhossz diffraktálódik a kristályról. A rögzített "átlátszatlan" ernyő lehetővé teszi, hogy csak a diffraktált nyaláb érje el az emulziós lemezt. A kristálynak egy viszonylag nagy térfogata tekinthető át a kristály és a fotólemez szinkronban történő elmozgatásával a beeső nyaláb előtt. A vonal alakú röntgensugár-forrás Barth és Hosemann módszerénél, illetve a keresztirányú mozgással Lang-metodikában ugyanarra az eredményre vezet, nevezetesen, egy horizontálisan, elnyúló területről kapunk képet. Az eléggé bonyolult keresztirányú mozgást megvalósító berendezés hátrányait a Lang-technikának a következő előnyei kompenzálják: alacsony háttérszint, a szimultán reflexiók kevésbé zavaróak, mivel erősen kollimált nyalábot használunk és nagyobb felbontást kaphatunk, mivel a fotolemezt a próbatesthez egészen közel tudjuk helyezni.

Ezzel a technikával a rácshibák legtöbbjét észlelni lehetett.

5./ Anomális transzmisszió /BORMANN [86]/

Egy tökéletes kristályban a beeső és a diffraktált hullámok alkotják a röntgensugár hullámmező lényegét, amely így egy álló hullámképet ad, illesztve a reflektáló síkok sorára. Ezen alakzat maximális amplitudó helyeitől függően a hullámtér energiatranszportja rendhagyóan nagy /a síkokkal egybeeső maximumok esetén/ vagy rendhagyóan kicsiny abszorpciójú, ha a maximális pontok a síkok között vannak, /Bormann-effektus/. Ezért egy tökéletes rendezettségű kristály a pontos Bragg-szögnél képes az interferáló röntgensugarak átvitelére olyan kristályvastagságok esetében, amelyek egyébként egy nem-interferáló röntgensugár nyaláb energiáját csaknem teljes egészében abszorbeálnák. Ha $\mu_0 \cdot t > 20$ /ahol μ_0 normál abszorpció

együtthető, t a próbatest vastagsága/, akkor mind R_n transzmittált és diffraktált nyaláb, mind R_o transzmittált direkt nyaláb hasonló intenzitású és mindkettő alkalmas arra, hogy diffrakciós topogramot nyerjünk általa. A rácshibák az anomális transzmisszióban helyi oszկkenést okoznak és ezért mint "árnyékok" láthatók.

II. A kontraszt okai

A rácshibák által okozott torzulás helyi mértékére való tekintettel a kristályokat fel lehet osztani dinamikus zónákra, ahol a K_o primér és a K_n diffraktált hullám a hullámmezőben koherensen egymáshoz kapcsolódik, és kinematikai zónákra, ahol a K_o a K_n kapcsolódása már torzított a túlságosan nagy rácszavarok miatt /BONSE [87]/. A dinamikus zónák helyileg úgy viselkednek, mintha tökéletes kristályok volnának, bár hosszabb tartományon át figyelve őket, az orientációt a reflektáló rácssíkok paraméterei folyamatosan változnak. A hullámmező az energia-folyam irányának folyamatos változásával e változásokhoz igyekeznek alkalmazkodni, és ennek megfelelően a I_n/I_o arány és a K_n és K_o komponensek intenzitása is /PENNING és POLDER [88]/. A dinamikus zónáknak helyileg ugyanolyan keskeny reflexiós görbéje van, mint a tökéletes kristálynak / < 10 ívmásodperc/ és különösen hasonló az integrált reflexiós képesség, azaz a reflexiós görbék alatti terület.

1./ Homogén tágulás és elhajlasi kontraszt.

Reflexiós technikákban, vagyis ahol a kép a felületen feltöredező nyaláb által alakul ki, a diffrakciós tartományok kontrasztjának legközvetlenebb oka, hogy ezek a zónák a Bragg-feltétel által adott diffrakciós csúcstól többé-kevésbé eltérülnek. Az eltérülés oka lehet vagy a θ orientációban, vagy a d rácsparaméterben bekövetkező változás, vagy mind a kettő egyidejűleg. Hogy milyen nagyok kell lenni ennek az eltérü-

lésnek, mielőtt még észlelhető intenzitás-változást okozna, ez függ a diffrakciós feltételek precíz beállításától, azaz a "rocking-curve" szélességétől /két-kristályos elrendezés/, vagy a λ - hullámhossz eloszlás kiterjedtségétől /szélességétől/. Minden esetre a kontrasztnak arányosnak kell lennie.

$$\frac{1}{W} \left(\frac{\Delta d_0}{d_0} \cdot \operatorname{tg} \theta + \theta \right)$$

összefüggéssel /ahol W = a reflexiós görbe, vagy a λ -eloszlás szélessége/. Mivel a kettős kristály reflexiós görbéje különlegesen keskeny, ez az eltérülés a kontraszt fő oka a két-kristályos technikában. Megjegyzésre méltó, hogy a kontraszt előjele függ a deformáció előjelétől.

2./ Extinkciós kontraszt vagy direkt kép.

A kinematikai tartományokban a helyi reflexiós görbe általában kisebb és szélesebb az integrált reflexiós képesség növekedésével kapcsolatosan, mint a perfekt kristályoké. Diszlokációs magok egészen kb. két μm átmérőig jellegzetesen kinematikai tartományok. Amit közönségesen extinkciós kontrasztnak neveznek, az pontosan a kinematikai tartományok integrált reflexió-képességének az a megnövekedése. Mindazonáltal a diffraktált intenzitás ilyen növekedését csak akkor észlelhetjük, ha a reflexiós görbe is a maga teljes szélességében ki van használva, ugy is mondhatjuk, osakis akkor, ha a beeső nyaláb divergenciája elegendően széles. Ez az eset általában Berg-Barrett, Barth és Hosemann és Lang módszereire áll fent, de nem érvényes a kétkristályos technika esetén. Ezért az előbbi módszerek a kinematikai zónáktól megnövekedett intenzitást adnak, az utóbbi csökkentett intenzitású lesz, /ha a kinematikai tartomány képe itt egyáltalában szerepet játszik/. A kinematikai kép kontrasztját tehát gyakran úgy emlegetik, mint direkt képet. A kontraszt előjele független a deformáció előjelétől.

3./ Dinamikus kép.

Az a változás, amely a belépő hullámmezőt éri a torzult dinamikus tartományokon való áthaladás közben, illetve után, szintén hozzájárul a kép kontrasztjához, különösen a transzmissziós módszerek esetében. Ezek az effektusok fontosak a h-rendű Fourier együtthatók nagy értékeinél, amely fordítottan arányos az elektromos szuszceptibilitással, amely viszont a F_h szerkezeti tényezővel arányos.

A reflexiós technikáknál a hullámmező nyalábjai kigörbülhetnek a belépő felület felé, ahol hozzáadódnak ahhoz a nyalábhoz, amely magáról a felületről verődik vissza /BONSE [89] /.

A transzmissziós módszereknél a nyaláb utjának elgörbülése mellett jelentős kontraszt hatást vált ki K_0 és K_h hullámokban a K_0 és K_h közötti energia eltolódás, amikor azok elhagyják a kristályt a beeséssel ellentétes felületen /HART [90] /. A Borrmann kontraszt is ebbe a kategóriába számítható, mivel okául szolgál annak, hogy a hullámmező nyalábjai feltöredeznek, vagy folyamatosan módosulnak a nagyobb alacsony abszorpciótól kiindulva, a nagymértékben abszorbeált hullámmezők felé.

4./ Következtetés

A Berg-Barrett és a transzmissziós technikában $\mu_0 \cdot t \ll 1$ esetben túlnyomóan az extinkciós kontraszt érvényesül. Az $1 \lesssim \mu_0 \cdot t \lesssim 10$ tartományban, mind a direkt, mind a dinamikus kép látható. A $\mu_0 \cdot t \gtrsim 10$ esetben gyakorlatilag csak a Borrmann kontraszt észlelhető. A kétkristályos elrendezésnél keletkező kontraszt főleg a homogén tágulásokból és kifordulásokból adódik, néha olyan hullámmező nyalábokból is, amelyek a felület felé visszagörbültek.

Általános esetben egy hiba láthatóságának feltétele az, hogy a reflektáló síksor zavarai elegendően nagyok-e a kontraszt produkálásához. Ebből következik izotróp esetben, hogy a diszlokációk elvben eltűnnek, ha $\vec{g} \cdot \vec{b} = 0$ és $\vec{g} \cdot \vec{n} = 0$ / \vec{g} = diffrakciós vektor, \vec{b} = Burgers vektor, \vec{n} = a csuszó síkokra merőleges vektor/. Mivel kevert diszlokációk esetére mindkét egyenlet egyidejűleg nem elégíthető ki, a vegyes diszlokációk teljesen sohasem tűnhetnek el. Anizotróp esetben a diszlokációk csak akkor tűnnek el, ha irányaik merőlegesek az elasztikus szimmetria egyik tükörsíkjára.

A kontraszt képződés eddig nem említett különleges oka lehet két hullámmező egymásra hatása /Pendellösung gyűrűk/ élben végződő alakú kristályrészekben. Mivel réteghibák és diszlokációk valójában a kristályok ilyen ék-alakú tartományokban képződnek, ezek gyakran megfigyelhetők az említett gyűrűk által.

III. Különböző technikák összehasonlítása és alkalmazási területei.

Szem előtt kell tartanunk, hogy a különböző csoportok között határ eléggé elmosódott azoktól a speciális kísérleti körülményektől függően, amelyek között egy bizonyos módszert alkalmaztunk. Megfigyelhetők voltak diszlokációk, réteghibák, kis és nagyszögű szemcsehatárok, ikerhatárok, mágneses domének, precipitációk és kivált szennyeződések.

A felsorolt módszerek ugyanazon kristályvastagságra a rácszavarok okozta érzékenység csökkenésének sorrendjében a következők; kétkristályos; anomális transzmisszió; Lang; Berg-Barrett; Barth-Mosemann; Guinier-Tennevin; Schulz.

Bizonyos esetekben a transzmissziós technikák meghaladják érzékenységben a kétkristályos reflexiós módszert a kristály nagyobb térfogata miatt. Vannak azonban alkalmazások, ahol a nagy érzékenység nem kívánatos, ilyenek a szubszemcsék, csuszási síkok ellenőrzése és minden olyan kutatás, ami erősen torzított tartományokat térképez fel. Ezen alkalmazásokra a kevésbé érzékeny módszerek megfelelőek. Réteghibákra, diszlokációkra, ikresedésre és a transzmissziós technikák általában több tájékoztatást nyújtanak, mint a reflexiós technikák.

IRODALOMJEGYZÉK

- [1.] X-ray can find wafer imperfections. Electronics, 41 /1968/ 165.
- [2.] Wang P.: Solid State Technology 12 /1969/ 25.
- [3.] Hart M.: Proc. Roy. Soc. A-309 /1969/ 281.
- [4.] Schwuttke G.H.: Final Rept. Basyde, H.Y. /1964/
- [5.] Schwuttke G.H.: Sci. Rept. No.1, Hopewell Junction /1966/
- [6.] Schwuttke, G.H.: Sci. Rept. No. 2, Hopewell Junction /1967/
- [7.] Jungbluth E.D.-Wang P.: J. Appl. Phys. 36 1967.
- [8.] Alexander H.-Haasen P.: Festkörperprobleme VIII. ed. Madelung O.: Pergamon Oxford, /1968/
- [9.] Dash W.C.: J. Appl. Phys. 27 /1965/ 1193.
- [10.] Newkirk, J.B. Wernick J.H.: Direct observation of defects in crystals, Interscience, N.Y. /1959/
- [11.] Taylor, W.F.-Dash, W.C. -Miller, L.F.-Muller C.: Properties of elemental and compound semiconductors. ed. Gatos, H. Interscience, N.Y. /1960/
- [12.] Gottrell A.H.: Dislocations and plastic flow in crystals Glarendon Press, Oxford, /1953/
- [13.] Queisser H.J.-Hubner K.-Shockley W.: Phys. Rev. 123 /1960/ 1245.
- [14.] Goetsberger A. Shockley W.: J. Appl. Phys. 31 /1960/ 1891.
- [15.] Queisser H.J.: J. Electrochem Soc. 110 /1963/ 52.
- [16.] Szántó I.: Szilárdtestek rácohibáinak láthatóvá tétele röntgen-topográfiai módszerekkel. MTA Műszaki Fizikai Kutató Intézetének Közleményei. R-1, Budapest /1968/
- [17.] Auleytner J.: X-reys methods in the study of defects in single crystals, Pergamon Press, Warsawa /1964/.
- [18.] Segmüller A.: IBM J. Res. Dev. 12 /1969/ 448.

- [19.] Fairfield J.M. Schwuttke G.Z.: J. Electrochem Soc. 113 /1966/ 1229.
- [20.] Jungbluth E.-Wang P.: GTE Techn. Rept. TR-65-151, Basyde, N.Y. 1965.
- [21.] Goetzberger A.-Mc.Donald B.-Haito R.-Scarlett R.: J. Appl. Phys. 34 /1963/ 1591.
- [22.] Queisser H.J.-Goetzberger A.: Phil. Mag. 8 /1963/ 1063.
- [23.] Queisser H.J.-v.Loon, P.G.: J.Appl. Phys. 35 /1964/ 3066.
- [24.] Queisser H.J.: J.Appl.Phys. 32 /1961/ 1776,
- [25.] Prüssin S.: J.Appl.Phys. 32 /1961/1876.
- [26.] Schwuttke, G.H.-Queisser H.J.: J.Appl.Phys. 33 /1962/ 1540.
- [27.] Sukhodreva J.M.: Fiz, Tverd. Tela 6 /1964/ 311.
- [28.] Sato Y.-Arata H.: Jap.J.App.Phys. 3 /1964/ 511.
- [29.] Blech I.A.-Meieran E.S.-Sello H.: Appl. Phys. Letters 7 /1965/ 176.
- [30.] Schwuttke G.H.: Proc. Internat. Symp. on Test Methodes and Meassurement Budapest /1967/.
- [31.] Queisser H.J.: Semicond. Silicon Internat. Symposium, New York, /1969/
- [32.] Morvay Gy.-Szimán O.: Fozozsebkönyv. Müszaki Kiadó, Budapest /1965/
- [33.] Ilford Tech. Information Y-44.1, Essex /1968/
- [34.] Agfa-Geavert Techn. Information. Mortsel /1968/.
- [35.] Lang, A.R.: Final Rept. Univ. Bristol /1965/
- [36.] Dionne G.: J. Appl. Phys. 38 /1967/ 4094.
- [37.] Lyutzau U.G.-Fishman Yu. M.: Krisztallografia 14 /1969/ 835.
- [38.] Shimura Y.-Yoshimatsu M.: VIII. Internat. Congress of Crystallography. Abstr. p. 69, New York, /1969/

- [39.] Chikawa J.-Fujimoto I.: Appl. Phys. Letters 13 /1968/ 387.
- [40.] Gadó P.: /EIVRT/ személyes közl. /1969/
- [41.] Teves M.: Philips Techn. Rundschau, 17 /1955/ 80.
- [42.] Meieran, E.S.-Landre J.-O'Hara S.: Appl. Phys. Letters 14 /1969/ 368.
- [43.] Lang, A.R.-Reifsnieder K.: Appl. Phys. Letters 15 /1970/1969./
- [44.] Chikawa J.-Fujimoto I.: VIII. Internat. Congress of Crystallography. Abstr.p.69, New-York, /1969/
- [45.] Chester A.N.-Loomis T.C.: Bell System Techn. J. 40 /1969/ 345.
- [46.] Rozgonyi G.A.: Bell Techn. Rept. No. 146. Murray Hill, /1970/
- [47.] Turner A. Vreeland T. Pope, D.P.: Acta Cryst. A24 /1968/ 425.
- [48.] Meier F.: Z. für Phys. 168 /1967/ 429.
- [49.] Newkirk J.B.: Trans. Met. Soc. AIME, 215 /1959/ 483.
- [50.] Juleff E.M.-Lapierre A.G.-Wolfson R.G.: Adv. X-ray Anal. 10 /1967/ 173.
- [51.] Juleff E.M.-Lapierre A.G.: Int.J. Electronics 20 /1966/ 273.
- [52.] Pingk F.-Berkstresser R.: Int. J. Electronics, 23 /1967/ 443.
- [53.] Cohen B.G.: Solid State Electronics 10 /1967/ 33.
- [54.] Chikawa J.-Austerman S.B.: Adv. X-ray Anal. 11 /1968/ 394.
- [55.] Kato N.: Acta Cryst. 11 /1958/ 885.
- [56.] James, R.W.: The Cynamical Theory of X-ray Diffractions. Solid State Phys. 15 Academic Press, New York, /1963/

- [57.] Kato N.: J. Phys. Soc. Jap. 19 /1964/ 971.
- [58.] Hart. M.: Z. für Phys. 189 /1966/ 269.
- [59.] Zsoldos L.: Fizikai Szemle 20 /1970/ 1.
- [60.] Renninger M.: Z. für. Phys. 106 /1937/ 141.
- [61.] Colle H.-Chambers D.: Acta Cryst 15 /1962/ 138.
- [62.] Renninger M.: Z. für Krist. 113 /1960/ 99.
- [63.] Kato I.-Shinozaki T.: Thosiba Rev. 19 /1964/ 1272.
- [64.] Sugita Y.-Tamura M.,-Sugawara K.: Vac. Sci. Techn. 6 /1969/ 585.
- [65.] Stefánlay V.-Kürthy J.: Phys. Stat.Sol 36 /1969/ K5.
- [66.] Horn, H.: Phys.Rev. 97 /1955/ 1521.
- [67.] Burgest, J.: C.r.Acad.Sci, Paris 257 /1963/ 1070. u.o. 260 /1955/ 1917.
- [68.] Burgeat J.-Taupin D.: Acta Cryst. A24 /1968/ 99.
- [69.] Taupin D.: Bull. Soc. Franc. Minér. Crist. 87 /1964/ 469.
- [70.] Smits F.-Miller R.: Phys. Rev. 104 /1956/ 1242.
- [71.] Miller R.-Smits F.: Phys. Rev. 107 /1957/ 65.
- [72.] Carslaw H.-Jäger J.C.: Conduction of Heat in Solids. Clarendon Press, Oxford /1959/
- [73.] Kurtz A.-Yee R.: J. Appl. Phys. 31 /1960/ 303.
- [74.] Fuller C.S.-Ditzenberger A.A.: J. Appl. Phys. 27 /1956/ 547.
- [75.] Guinier A.-Tennevin J.: Acta Cryst. 2 /1949/ 133.
- [76.] Schulz L.: J. Metals 200 /1954/ 1082.
- [77.] Weismann S.: J. Appl. Phys. 27 /1956/ 389.
- [78.] Lang A.R.: J. Appl. Phys. 29 /1958; u.o. 30 /1959/ 1748.
- [79.] Berg W.: Naturw. 19 /1931/ 391.
- [80.] Barrett C.S.: Trans. Met. Soc. AIME, 161 /1945/ 15.

- [81.] Honeycombe R.W.: J. Inst. Metals 80 /1951/ 39.
- [82.] Barth H.-Hosemann R.Z.: Z. für Naturfor 13/a /1958/ 792.
- [83.] Bonse U.-Kappler E.: Z. für Naturf. 13/a /1958/ 348.
- [84.] Bonse U.: Z. für Phys. 153/1958/ 287.
- [85.] Bonse U.: Direct Observation of Imperfections in. Crystals.
Interscience, New York, /1962/
- [86.] Bormann G.: Z. für Naturf 13/a /1958/ 423.
- [87.] Bonse U.: Z. für Phys. 177 /1964/ 543.
- [88.] Penning P. Holder D.: Philips Res. Repts. 16 /1961/ 419.
- [89.] Bonse U.: Z. für Phys. 117 /1963/ 529.
- [90.] Hart M.: Ph. D. Thesis, Bristol, /1963/

Tartalomjegyzék

Összefoglalás

1. Áttekintés

A félvezető kristályoknak milyen tulajdonságait tanulmányozhatjuk röntgendiffrakcióval?	1
A röntgendiffrakciós módszerek közül melyeket alkalmazhatjuk a félvezető kutatásban, melyeket a gyártásban?	2
Beváltak-e a röntgendiffrakciós módszerek a félvezető kutatásban, gyártásban?	5
2. <u>Félvezető eszközök szerkezeti hibái</u>	5
A rácshibák és a félvezető kristályok előállítása	6
3. <u>A félvezető-gyártás ellenőrzése topogramok segítségével</u>	10
A./ A kiinduló alapanyag vizsgálata	10
B./ Epitaxiás réteg vizsgálata	11
C./ Termikus oxidáció	12
D./ Diffúzió	12
4. <u>A topográfias módszerek fejlődése</u>	16
A./ A topogramok felvételi idejének csökkentése, "kinetotopográfia"	17
a., A fotoemulzió érzékenységének növelése	18
b., Az emulzió rétegvastagságának növelése	19
c., A sugárnyaláb divergenciájának növelése	19
d., A sugárforrás teljesítményének növelése	20
B. Elektronikus sugárdetektorok a topográfiaiban	21
a., A fluoreszcens ernyő-vidikon kombinációja	22

b., Röntgensugárzásra érzékeny vidikon	24
Következtetések	27
5. <u>Kristálylemezek felületi rétegeinek röntgendiff- rakciós topográfiai vizsgálatai</u>	28
a., A behatolási mélység	28
b., A felületi reflexiós topogram geometriai torzulásai.	30
c., Egyenes és ferde reflexiók	32
d., A ferde reflexiós helyzet pontos szögkoordinátáinak meghatározása	39
e., Járulékos "fantom" reflexiók	47
6. <u>Példák a "ferde" felületi reflexiós felvételek al- kalmazására a félvezetőkutatás területén</u>	51
7. <u>A fokozott hibaérzékenységgű többkristályos diff- raktometria-topográfia alkalmazása a félvezető kutatásban.</u>	56
8. <u>Szimultán reflexiók</u>	68
a., A röntgensugárzás kétszeres reflexiójának feltételei	68
b., A kétszeres reflexió mérése és alkalmazása	69
9. <u>A diffúziós folyamatok vizsgálata kétkristályos diffraktométerrel</u>	77
<u>Függelék</u>	89
I. A topográfia módszerei	89
II. A kontraszt okai	92
III. Különböző technikák összehasonlítása és alkalma- zási területei	96
<u>Irodalomjegyzék</u>	97
<u>Tartalomjegyzék</u>	102

MAGYAR
NEMZETI AKADEMIÁ
KÖNYVTÁRA

