Diszlokáció rendszerek polarizációjának meghatározása

Tüzes Dániel

Anyagfizikai Tanszék

Eötvös Loránd Tudományegyetem

Szakdolgozat

az MSc fizikus szakához

2012

Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni mindazoknak a munkáját, akik segítettek abban, hogy a szakdolgozatomat elkészíthessem. Köszönetet mondok mindenekelőtt Groma István témavezetőmnek, aki a legkülönfélébb felmerülő hibák megoldásában saját kezűleg segédkezett. Hálával tartozom Ungár Tamásnak, aki a méréshez szükséges berendezéseket beszerezte, összeállította és kalibrálni azokat, Csiszár Gábornak, aki már a legelején segített a megfelelő rutin megszerzésében az önálló munkavégzéshez, Ispánovity Péternek, aki ötletekkel segítette a mérések tervezését és kiértékelését, továbbá Gubicza Jenőnek, aki a berendezések felmerülő problémáit orvosolta, valamint Ribárik Gábornak, aki útmutatást adott a kiértékelésben.

Külön köszönetet szeretnék mondani a Bécsi Egyetem Funkcionális Anyagok Fizikája (Physik Funktioneller Materialien) Tanszékének, akik Ungár Tamás közvetítésével saját mérőberendezésükkel támogatták a méréseimet.

Kivonat

Az anyagok mechanikai tulajdonságainak vizsgálata alapvető fontosságú az ipar számára. A kristályos anyagok – mint amilyenek a fémek általában – különösen nagy figyelmet érdemelnek a széleskörű alkalmazhatóságuk miatt, s mert egyszerűbb szerkezetük egy könnyedebb tárgyalásmódot biztosítanak azok mechanikai tulajdonságainak vizsgálatára. Ezen anyagok a szerkezetében lévő hibák azok, melyek alapvetően befolyásolják – jóformán meghatározzák – a keménységet és a ridegséget is. Ezen szakdolgozat célja, hogy az egyik fajta rácshiba – az ún. diszlokáció – tulajdonságait vizsgálja in situ, azaz jelen esetben a mintára adott különböző nagyságú erő függvényében. Ezen vizsgálat motivációja egy, a rácshibák elméletéből adódó gondolat, mely szerint nem csak az elektromosságtanban megismert töltéseknek lehet anyagszerkezeti analogonját megtalálni, de a polarizációnak is. Az analógia lehetséges létezését számítógépes szimulációk már igazolták, így e szakdolgolgozat egy alapvetően kísérleti megközelítést alkalmaz a probléma vizsgálata során.

Tartalomjegyzék

Ábrák jegyzéke

1. fejezet

Elmélet

Hogy képet kapjunk a mérés céljairól, az alkalmazott kísérleti módszerről, és a kapott eredmények jelentéséről, elengedhetetlen a témakörben használt mennyiségek és fogalmak bevezetése és áttekintése. Az 1.1 fejezetben betekintést kapunk a használt fogalmakról, melyeket az 1.2 fejezetben pontosítunk.

1.1. Egykristályok és rácshibáik

Szilárdtest-fizikai értelemben véve a kristály fogalma alatt az atomok vagy molekulák térben ismétlődő, periodikus mintázatát értjük. Az ismétlődés lehet a tér egy, kettő vagy három irányában, miszerint léteznek egy-, két- illetve háromdimenziós kristályok. Előfordul, hogy egy anyagdarab teljes egészében kristály, vagyis bármely részének atomjait vagy molekuláit eltolhatjuk úgy, hogy az a minta más részén levő atomokkal vagy molekulákkal fedésbe kerüljön. Az ilyen anyagdarabokat egykristálynak nevezzük. Ezek a természetben ritkák, vagy igen kicsi méretűek. Az olyan anyagdarabot, mely sok, általában igen apró egykristályokat tartalmaz, vagyis csak részenként kristályos – de ezek összessége kiadja az adott anyagdarabot –, polikristálynak nevezzük.

Abszolút nulla hőmérsékleten mind a poli-, mind az egykristályok energetikailag stabil képződmények, de azonos feltételek mellett az egykristály az energetikailag stabilabb, a polikristály csak lokális energiaminimumban van. Az egykristályok kialakulásuk során vagy utána történt behatások nyomán, illetve hőmérséklet hatására a kristályrácsban szabálytalanságok, rácshibák lépnek fel, melyek energetikai viszonyainak, eloszlásainak és stabilitásának vizsgálatára statisztikus fizikai eszközöket használhatunk. (Példaképp a 1.1.1 alfejezetben bemutatott ponthibák egyensúlyi koncentrációja véges hőmérsékleten nem 0. Lásd: [4] 150. oldal). A rácshibák gyakran megváltoztatják, befolyásolják, olykor alapvetően meghatározzák a kristály szilárdtest-fizikai tulajdonságait, úgy mint például a keménységet ([4] 7. fejezete, 168. oldal).

Egynemű anyagok esetén kiterjedés alapján négyféle csoportba gyűjtjük a rácshibákat: pont-, vonal-, felületi- és térfogati hibák. Az egykristály részek szélei a polikristályos anyagban pl. felületi hibák. Térfogati hiba lehet pl. egyszerre sok, szomszédos helyen több atom hiánya a rácsból, ún. zárványok. Az első két rácshiba fajtát, vagyis a pont- és vonalhibákat tekintsük át alaposabban!

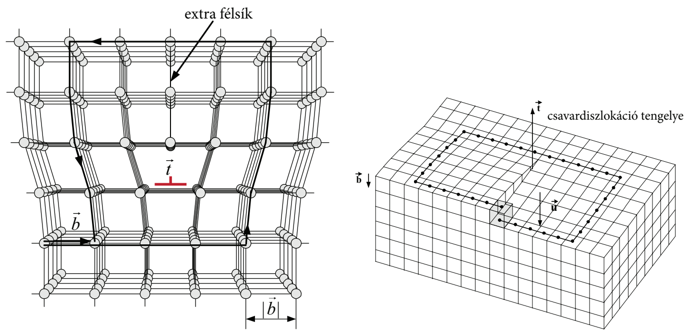
1.1.1. Ponthibák

Ebbe a csoportba azok a rácshibák tartoznak, melyet 1-1 atom hiánya vagy többlete okoz. Előbbit vakanciának, utóbbit intersticiális helyzetű atom okozta rácshibának nevezzük. Az atom többlet vagy hiány a rácsban nem csak a jelzett atom helyén okoz eltérést az ideális rácstól, hanem néhány rácsállandónyi távolsággal odébb is, azonban a hatás hamar lecseng. Mivel egy atom okozza egy helyen, szokták nulla-dimenziós hibának nevezni.

Ezek a rácshibák általában kevésbé befolyásolják a minták tulajdonságait, s a továbbiakban nem játszanak számottevő szerepet.

1.1.2. Diszlokációk

A diszlokációk az előzővel ellentétben egydimenziós hibának szokták nevezni, mert a szabályos rácstól való eltérés egy vonal mentén történik. Két fajtája az él- és csavardiszlokációk, melyeket az 1.1a és az 1.1b ábrán láthatjuk. Ha a kristály diszlokációt tartalmaz, az maradandó alakváltozást (elcsúszást) hoz létre, így a diszlokációt jellemezni lehet az elcsúszás irányával és nagyságával. Erre szolgál az ábrákon jelölt Burgers-vektor, és annak nagysága. A Burgers-vektort megkaphatjuk a hibát tartalmazó rész körüljárásával. Ehhez egy pontból elindulva egy ideális rács szerint tett kör lépéseit (előre n_1 -et, balra fordulni, előre n_2 -t, balra



(a) Éldiszlokáció (b) Csavardiszlokáció

1.1. ábra. A diszlokációk két fajtája

fordulni, előre n_1 -et, balra fordulni, előre n_2 -t) megismételjük a hibát tartalmazó rácsban is úgy, hogy az egyes irányok alatt nem a szigorúan vett irányokat, hanem azok a hiba által transzformált új irányok mentén haladunk. A művelet elvégzése után nem jutunk vissza a kiinduló pontba, a különbség vektora a Burgers-vektor, melyet a következő, 1.2 fejezetben pontosabban is definiálunk az 1.8 egyenletnél.

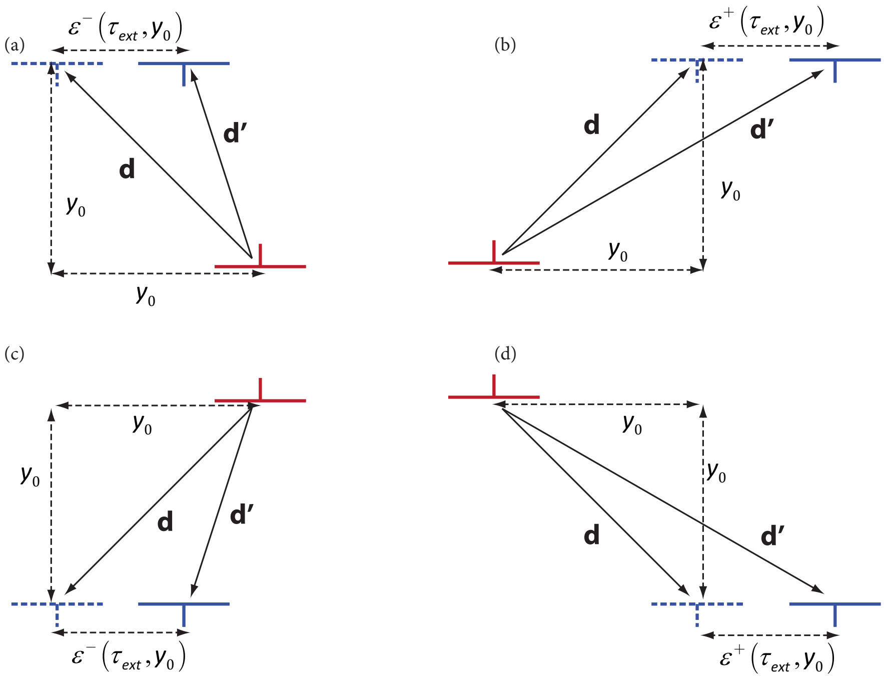
Az éldiszlokációk jelölésére használatos egy T alakú forma, melynek középső szára az extra félsík síkjába esik és párhuzamos a ráccsal, a felső szára pedig merőleges az extra félsík síkjára.

A diszlokációk egy anyagban sokféle háromdimenziós hálózatot alkothatnak, de egyszerű esetben az extra félsíkok mind egymással párhuzamosak. Ekkor definíció szerint egy éldiszlokáció pozitív előjelű, ha „felülről” csúsztatjuk be a félsíkot, és negatív, ha „alulról”. Ekkor a probléma két dimenzióssá egyszerűsíthető, ha a kristály egy, az extra félsíkokra merőleges síkkal vett metszetét vesszük.

Az éldiszlokációt egy ráccsík kristályon belüli véget érése okozza. A csavardiszlokációt a kristály egy tömbjének egy rácssík mentén történő elcsúszása okozza. Képzeljünk el papírlapokat egymás fölé helyezve, majd egy papírlapokat vágjuk be, mindegyiket azonos részénél. A vágás eredményeképp létrejövő jobb oldalát a papírnak rögzítsük a felette levő bal oldalához, a bal oldalát pedig az alatta levő jobb oldalához, és ezt ismételjük meg mindegyik papírlapra. Ezzel modellezhetjük ezt a fajta diszlokációt, ahol papírlapok az egyes rácssíkokat jelölik.

1.1.3. Diszlokációk polarizáltsága

A diszlokációk az anyagban feszültségteret keltenek maguk körül, s megmutatható, hogy egy diszlokációra ható erő függ az anyagban lévő feszültségtől, így a diszlokációk egymással kölcsönhatnak. A diszlokációk mozgása túlcsillapított, azaz a rá ható erő nem a gyorsulásával, hanem a sebességével lesz arányos a súrlódás fékező hatása miatt. Mozgásuk a csúszósík mentén megy könnyen végbe, arra merőlegesen csak nagy erők esetén mozdulnak el. Megmutatható ([4] 2.5.5-ik fejezet, 45. oldal), hogy az ellentétes előjelű diszlokációk vonzzák egymást, ha azonos csúszósíkban vannak. Ha különböző csúszósíkban vannak, akkor két diszlokáció addig vonzza egymást, amíg a két diszlokáció és az egyik csúszósíkja által kijelölt szög 45°-ossá nem válik, ekkor csúszósík irányú mozgással a két diszlokáció alkotta rendszer energiája tovább nem csökkenthető.



1.2. ábra. τ_{ext} ülső nyírófeszültség hatására az eredetileg, külső feszültség nélkül **d** távolságra lévő diszlokációk **d′** távolságra kerülnek. A távolság változást $\varepsilon^-(\tau_{\text{ext}}, y_0)$ jelöli az (a) és (c) esetben, valamint $\varepsilon^+(\tau_{\text{ext}}, y_0)$ a (b) és (d) esetben.

Egy diszlokáció feszültségtere lassan, a távolsággal csak fordítottan arányosan ($1/r$-esen) cseng le, ám ha két, ellentétes előjelű diszlokáció feszültségterét a távolságuknál sokkal nagyobb távolságban vizsgáljuk, az a távolság négyzetével fordítottan arányosan ($1/r^2$-esen) fog csökkenni [5]. A használt leírás az elektromosságtan multipól-sorfejtésével analóg, ezért az itt használt, két diszlokációból álló rendszer neve diszlokáció-dipól, vagy dipól, a diszlokációk távolságvektora a polarizációs vektor ($\mathbf{d}$). A dipólok 4 féle lehetséges elrendezését az 1.2 ábra mutatja ([7] 8-as ábrájának újrarajzolásával).

Jelen szakdolgozat célja, hogy a diszlokációk polarizációs vektorának feszültségtenzor függését kimutassa kísérleti módszerrel. Az elektromosságtanban gyakran tapasztalható, hogy lineáris összefüggés van a polarizáció és a térerősség között, így feltételezhető, hogy első közelítésben itt hasonló a kapcsolat a két mennyiség között, ilyen értelemben beszélhetünk a diszlokációk szuszceptibilitásáról.

1.2. Kontinuum elmélet

Noha a fogalmak csak vázlatosan kerülnek bevezetésre, és a kontinuum elmélet nélkül is megérthető a későbbiekben vizsgált jelenség, de egy igen egyszerű és elegáns formalizmussal pontosabban tárgyalható. A részletes leírást angol nyelven megtalálhatjuk a [3] könyvben.

Érjen egy testet alakváltozás. Ennek deformációját egyértelműen meghatározza egy $\vec{u}(\vec{r})$ elmozdulásmező. Elegendően kicsi elmozdulás esetén az egyes atomok elmozdulása megadható a teljes deformációs tenzorral:

$$\hat{\varepsilon} = \left[\frac{d\vec{u}}{d\vec{r}}\right]_{\text{szim}} \qquad \varepsilon^t_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial r_j} + \frac{\partial u_j}{\partial r_i}\right).$$

(Néhol az egyenletek indexes írásmódban is feltüntetésre kerülnek). A hagyományos rugalmasságelméletben feltételezzük, hogy a $\hat{\sigma}$ feszültségtenzor egyértelmű függvénye $\hat{\varepsilon}$-nak, melyet infinitezimálisan kis elmozdulások esetén lineáris függvénnyel közelítünk

$$\hat{\sigma} = \hat{L}\hat{\varepsilon}^t \qquad \sigma_{ij} = L_{ijkl}\varepsilon^t_{lk},$$

melyben $\hat{L}$ a rugalmassági modulus.

Meglehet ugyanakkor, hogy egy deformáció nem jár feltétlen belső feszültség változással. Ha elvágunk egy testet két részre, majd a két részt eltolva egymáshoz illesztjük, a deformációs csak ott nem lesz nulla, ahol a felvágást, majd az összeillesztést végeztük. Ebből adódóan a belső feszültség nulla lesz, pedig az eredeti kiindulóállapothoz képest – az anyag egyik felében, ha a másikat rögzítettnek tekintjük – mégis történt elmozdulás. A következőkben tárgyalt rugalmasság elméletben (plasticity theory) ezt úgy fogalmazhatjuk meg (a kis elmozdulások limeszében), hogy a deformációnak két része van, az egyik ad járulékot a belső feszültséghez, míg a másik nem. Ezt úgy jelölhetjük, hogy a elmozdulásmező gradiense – melyet teljes disztorziónak nevezünk általában – e kettő összege, vagyis az ún. plasztikus (vagy a magyarosabb, rugalmas) ($\hat{\beta}^p$) és elasztikus (képlékeny) ($\hat{\beta}$) disztorzió összege:

$$\frac{d\vec{u}}{d\vec{r}} = \hat{\beta}^t = \hat{\beta} + \hat{\beta}^p \qquad \frac{\partial u_j}{\partial r_i} = \beta^t_{ij} = \beta_{ij} + \beta^p_{ij} \tag{1.1}$$

A teljes disztorzió ilyen módon való két részre bontása nem csak formaiság. A két rész értékét még definiálnunk kell, és már most jegyezzük meg, hogy a felbontás nem egyértelmű.

Az elasztikus disztrozió az a rész, mely a belső feszültséget adja a deformáció során. Lineáris közelítésben

$$\hat{\sigma} = \hat{L}\hat{\beta} \qquad \sigma_{ij} = L_{ijkl}\beta_{lk} \tag{1.2}$$

$\hat{L}$ szimmetriatulajdonságai miatt $\hat{\sigma}$ csak a szimmetrikus részét határozza meg $\hat{\beta}$-nak. Ebből adódóan a feszültség csak az elasztikus deformációt határozza meg, melyet a

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}\left(\beta_{ij} + \beta_{ji}\right) \tag{1.3}$$

egyenlet definiál (??? nem áll fenn hasonló a plasztikus részére?). 1.2 egyenletből invertálással, majd a 1.3 egyenletből, $\hat{L}$ szimmetriatulajdonságait kihasználva kapjuk, hogy

$$\hat{\varepsilon} = \hat{L}^{-1}\hat{\sigma} \qquad \varepsilon_{ij} = L^{-1}_{ijkl}\sigma_{lk}, \tag{1.4}$$

melyben $\hat{L}^{-1}$ az elasztikus rugalmassági modulus inverze.

Definiálnunk kell még a plasztikus disztorziót. A teljes disztorzió definíció szerint a (teljes) elmozdulásmező gradiense, ami rotáció mentes, vagyis

$$\nabla \times \frac{d\vec{u}}{d\vec{r}} = (\nabla \times \nabla)\,\vec{u} = 0 \qquad \varepsilon_{ikl}\frac{\partial}{\partial r_i}\frac{\partial u_j}{\partial r_i} = 0, \tag{1.5}$$

melyben a háromindexes $\hat{\varepsilon}$ mennyiség a 3×3-as teljesen antiszimmetrikus tenzor, más néven Levi-Civita szimbólum. A plasztikus disztorzióra ugyanez nem mondható el, így [6] után elnevezhetjük a plasztikus disztorzió rotációját ún. $\hat{\alpha}$ diszlokáció sűrűségnek:

$$\hat{\alpha} = \nabla \times \hat{\beta}^p \qquad \alpha_{ij} = \varepsilon_{ikl}\frac{\partial}{\partial r_k}\beta^p_{lj} \tag{1.6}$$

Ennek szemléletes jelentését a 1.1.2 alfejezetnél láthatjuk majd. 1.1,1.5, 1.6 egyenletekből könnyen adódik, hogy

$$\hat{\alpha} = -\nabla \times \vec{\beta}^p \qquad \alpha_{ij} = -\varepsilon_{ikl}\frac{\partial}{\partial r_k}\beta_{lj}. \tag{1.7}$$

Vegyük a most bevezetett $\hat{\alpha}$ tenzor felületi integrálját egy tetszőleges A felületre, ekkor bevezethetjük a $\vec{b}$ Burgers-vektort, melyet a

$$b_j = \int_A \alpha_{ij} dA_i \tag{1.8}$$

egyenlet definiál. 1.7 egyenlet segítségével a Stokes-tétel szerint

$$b_j = -\int_A \varepsilon_{ikl}\frac{\partial}{\partial r_k}\beta_{lj} dA_i = -\oint_{\partial A}\beta_{ij} ds_i = -\oint_{\partial A} du^e_i$$

A kapott eredmény tehát:

$$b_j = -\oint_{\partial A} du^e_i, \tag{1.9}$$

mely éppen megegyezik azzal, ahogy Burgers eredetileg definiálta a diszlokációt [1], mint az $\vec{u}^e$ elasztikus (képlékeny) elmozdulásmező szingularitása. (?? magyarul van erre valami konkrét szó?) Az 1.8 egyenletből láthatjuk, hogy az 1.1.2 alfejezetben bemutatott éldiszlokációra az $\hat{\alpha}$ tenzor:

$$\hat{\alpha} = \vec{l} \circ \vec{b}\delta^{(2)}(\xi) \qquad \alpha_{ij} = l_i b_j \delta^{(2)}(\xi)\,, \tag{1.10}$$

melyben $\vec{l}$ a diszlokáció vonalának érintő irányú vektora, ξ pedig a diszlokációtól mért távolság.

1.2.1. Diszlokációk generálta belső feszültség

A téregyenletek származtatásához vezessük be a teljes disztorzió szimmetrikus részét, mely az 1.1 egyenlet alapján:

$$\left[\frac{d\vec{u}}{d\vec{r}}\right]_{\text{szim}} = \hat{\varepsilon} + \hat{\varepsilon}^p \qquad \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial r_i} + \frac{\partial u_i}{\partial r_j}\right) = \varepsilon_{ij} + \varepsilon_{ij}^p, \tag{1.11}$$

melyben $\hat{\varepsilon}$ és $\hat{\varepsilon}3^p$ az elsztaikus és plasztikus disztorzió szimmetrikus része. Felhasználva a rotgrad $= 0$ matematikai operátorazonosságot,

$$\nabla \times \left[\frac{d\vec{u}}{d\vec{r}}\right]_{\text{szim}} \times \nabla = 0 \qquad -\varepsilon_{ikm}\varepsilon_{jln}\frac{\partial}{\partial r_k}\frac{\partial}{\partial r_l}\left(\frac{\partial u_j}{\partial r_i} + \frac{\partial u_i}{\partial r_j}\right) = 0 \tag{1.12}$$

Az itt előforduló operátor a témakörben gyakran előfordul, így praktikus definiálni az inc (”inkompatibilitás”) operátort:

$$\text{inc} = \nabla \times \bullet \times \nabla \qquad \text{inc}_{ij} = -\varepsilon_{ikm}\varepsilon_{njl}\frac{\partial}{\partial r_k}\frac{\partial}{dr_l}, \tag{1.13}$$

így az 1.12 egyenlet a definiált operátorral tömör alakban írható:

$$\text{inc}\left[\frac{d\vec{u}}{d\vec{r}}\right]_{\text{szim}} = 0 \qquad \text{inc}_{ij}\left(\frac{\partial u_j}{\partial r_i} + \frac{\partial u_i}{\partial r_j}\right) = 0. \tag{1.14}$$

A későbbiek miatt praktikus bevezetni az $\hat{\eta}$ szimmetrikus tenzormezőt:

$$\hat{\eta} = \text{inc}\hat{\varepsilon} \quad \eta_{ij} = -\varepsilon_{ikm}\varepsilon_{njl}\frac{\partial}{\partial r_k}\frac{\partial}{\partial r_l}\varepsilon_{mn} \tag{1.15}$$

Az 1.6, 1.11, 1.14 és 1.15 egyenletekből hosszas, de egyértelmű módon adódik, hogy

$$\hat{\eta} = [\hat{\alpha} \times \nabla]_{\text{szim}} \qquad \eta_{ij} = \frac{1}{2}\left(\varepsilon_{njl}\frac{\partial}{\partial r_l}\alpha_{im} + \varepsilon_{nil}\frac{\partial}{\partial r_l}\alpha_{jm}\right). \tag{1.16}$$

Az 1.4 1.15 egyenletbe helyettesítésével megkapjuk, hogy a diszlokációk okozta feszültségnek milyen egyenletnek kell eleget tenniük:

$$\mathrm{inc}\left(\hat{L}^{-1}\hat{\sigma}\right) = \hat{\eta} \qquad \eta_{ij} = -\varepsilon_{ikm}\varepsilon_{njl}\frac{\partial}{\partial r_k}\frac{\partial}{\partial r_l}L^{-1}_{mnop}\sigma_{op}. \tag{1.17}$$

Mivel tetszőleges $\vec{f}$ vektormezőre

$$\mathrm{inc}\left[\frac{d\vec{f}}{d\vec{r}}\right]_{\mathrm{szim}} = 0,$$

1.16 egyenlet még nem határozza meg egyértelműen $\hat{\sigma}$-t, ahhoz fel kell használni a

$$\mathrm{div}\hat{\sigma} = 0 \qquad \frac{\partial}{\partial r_r \sigma_{ij}} = 0$$

egyensúlyi feltételt.

1.3. Röntgen vonalprofil analízis

5 sor bevezető, hogy mi ez.

1.3.1. Röntgendiffrakció alapjai

Egykristály röntgendiffrakció. Miller index, Bragg-egyenlet.

1.3.2. Rácshibák hatásai a röntgenprofilra

A ponthibákat nem, de a diszlokációkat érdemes vizsgálni.

1.3.2.1. Véletlen diszlokációrendszer okozta vonalkiszélesedés

A szemcsemérettel divergál. JÓ LENNE elolvasni a 3 cikket, ami ide tartozik, de sajnos nem tudom, mert sehol nem érhető el.

1.3.2.2. Inhomogén diszlokációrendszer okozta vonalkiszélesedés

Jól ide lehet írni a [2] cikk első részét.

1.3.3. Az intenzitáseloszlás aszimptotikus viselkedése – a momentum módszer

Ide meg a későbbi részét.

1.4. Belső feszültség valószínűségeloszlása

A belső feszültség valószínűségeloszlás külsőleg terhelt 2D-s dszilokáció rendszereken.

1.4.1. A feszültség-eloszlás függvény analitikus formája

Nem tudom, meddig érdemes zúzni ezt a részt.

1.4.2. numerikus eredmények

Ide lehetne tenni, amit Péter kiszámolt.

1.5. Miért kell lengetni

A rocking-curve rejtelmei.

2. fejezet

Mérés előkészítése

Mérési összeállítás leírása, használt eszközök.

2.1. A használt egykristályok

2.1.1. Székely Feri mintái

2.1.2. Saját minta létrehozása

A hosszas szenvedés vázolása, hogy mi kellett ahhoz, hogy létre lehessen hozni a darabokat. Orientálni kellett, majd kivágni lapocskákat, majd berajzolni, kivágni, ellenőrizni.

2.1.3. Hőkezelés hatása

2.1.3.1. diszlokációsűrűség csökkenése

Laue-felvételen megmutatom, hogy nem csökkent annyira a diszlokáció-sűrűség

2.1.3.2. ikerszemcsésedés

Ellenben ikerszemcse-határok – vagy mi a mianeve – jöttek létre: diszlokációfalak. Ezek pont ekkora effektust hoznak létre, mint amit a képen látunk.

2.2. Vákuumcső

Vákuumcsővel és anélkül készült méréseket tehetnék be. Profilokat is megmutogatnám, legfőképp a 4-ed rendűt. Következtetés: kell a vákuumcső.

2.3. Detektor

Típusa, tulajdonságai, konstrukciós hibái. Kaptunk a bécsiektől.A detektor kimenetének bemutatása.

2.3.1. Energiaablak

Soksok mérés kellett, h végül nyitott ablakkal végezzük a méréseket. NAGYON sok.

2.3.2. Elhasználódás

A megfigyelt hiba.

2.4. Minta jusztírozása

Hogyan lehet középre betenni a mintát. Mennyire lehet középre tenni, a hiba mivel jár (nem lehet emiatt lengetni.)

2.5. Röntgenforrás és a monokromátor

A monokromatikusságot ellenőrizni is lehet, és kell is. A generátor típusa, teljesítménye.

2.6. Összenyomó gép

Mit lehet vele csinálni, mekkora tartományban, mekkora pontossággal. Az adatok formája.

3. fejezet

Mérések kiértékelése

3.1. A folyamatok mechanikai jellemzése

3.1.1. a mintában lévő feszültség meghatározása

Relaxálódott a minta, meg a keresztmetszet is változott.

3.1.2. folyáshatár meghatározása

Jól lehetett látni, a húzósaknál kifejezetten.

3.2. röntgenprofilok

3.2.1. normálás

3.2.2. elsőrendű momentum, a súlypont

3.2.3. másodrendű momentum

3.2.4. negyedrendű momentum

3.2.5. harmadrendű momentum

3.3. további kiértékelés

3.3.1. polarizáció és erő kapcsolata

3.3.2. maximum és súlypont eltolódása

4. fejezet

Következtetések

Mikre jutottam, mennyire lettek jók az eredmények, mik okozták a hibát, hogyan lehet azokon javítani, várhatóan milyen eredményt hozna a javítás.

References

[1] Johannes Martinus Burgers, 1939. 7

[2] I. Groma. X-ray line broadening due to an inhomogeneous dislocation distribution. *Phys. Rev. B*, 57:7535–7542, Apr 1998. doi: 10.1103/PhysRevB.57.7535. URL `http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.57.7535`. 9

[3] István Groma. Statistical physical approach to describe the collective properties of dislocations. In Reinhard Pippan, Peter Gumbsch, Friedrich Pfeiffer, Franz G. Rammerstorfer, Jean Salençon, Bernhard Schrefler, and Paolo Serafini, editors, *Multiscale Modelling of Plasticity and Fracture by Means of Dislocation Mechanics*, volume 522 of *CISM Courses and Lectures*, pages 213–270. Springer Vienna, 2010. ISBN 978-3-7091-0283-1. URL `http://dx.doi.org/10.1007/978-3-7091-0283-1_5`. 5

[4] Lehel Zsoldos István Kovács. *Dislocations and plastic deformation*. Pergamon Press Oxford, ; New York, :, 1st edition, 1973. ISBN 0080170625. 2, 4

[5] F. Kroupa. Long-range elastic field of semi-infinite dislocation dipole and of dislocation jog. *physica status solidi (b)*, 9(1):27–32, 1965. ISSN 1521-3951. doi: 10.1002/pssb.19650090103. URL `http://dx.doi.org/10.1002/pssb.19650090103`. 5

[6] J.F Nye. Some geometrical relations in dislocated crystals. *Acta Metallurgica*, 1(2):153 – 162, 1953. ISSN 0001-6160. doi: 10.1016/0001-6160(53)90054-6. URL `http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0001616053900546`. 7

[7] István Groma Péter Dusán Ispánovity. The probability distribution of internal stresses in externally loaded 2d dislocation systems. *Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment*, 2008(12):P12009, 2008. URL http://stacks.iop.org/1742-5468/2008/i=12/a=P12009. 5