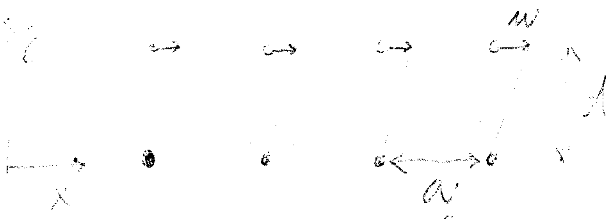
DISLOKÁCIE

1. Pevnosť ideálneho kryštálu



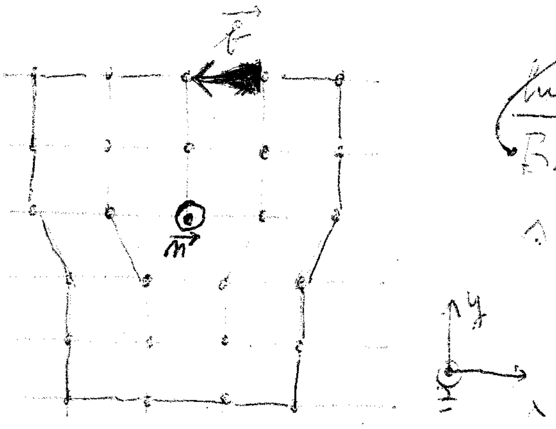
$$\sigma = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \approx \mu \frac{u}{d}$$

sila je nulová pre $u = 0, \pm\frac{a}{2}, \pm a, \ldots$ → $\boxed{\sigma \approx \frac{\mu a}{2\pi d} \sin\left(\frac{2\pi u}{a}\right)}$

Plastická def. ideál. kryštálu: $\sigma > \sigma_c = \frac{\mu a}{2\pi d}$

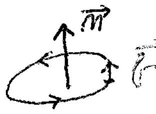
reálne kryštály (exp.) $\sigma_c \ll \mu$ Prečo?

2. Pojem dislokácie



sledy: 3x doľava, 5x dole, 5x hore, 3x doprava

= vektor, ktorým treba doplniť sledy pri obehu proti smeru hodinových ručičiek

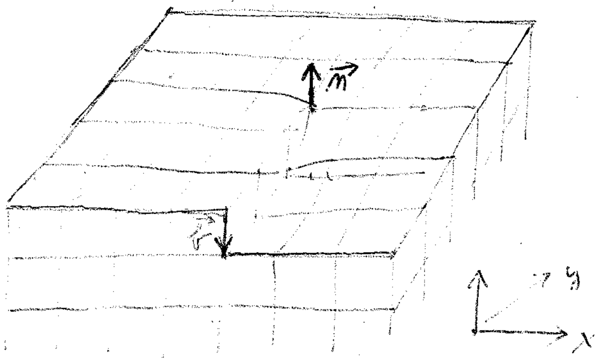


hranová dislokácia $\parallel z$

Burgersov vektor $\vec{b} \parallel x$

$\left.\begin{array}{l}\text{sklzová rovina } xz \\ \text{sklzový vektor: } x\end{array}\right\}$ sklzový systém

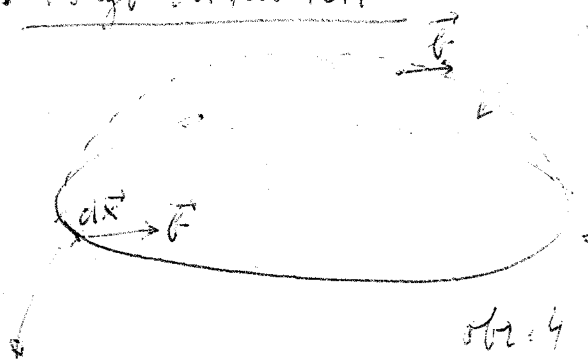
sklzový systém pre fcc: $\left.\begin{array}{l}\text{roviny } \{111\} \\ \text{vektory typu } [110]\end{array}\right\}$ $4 \times 3 = 12$ systémov



skrutková dislokácia $\parallel z$

Burgersov vektor $\vec{b} \parallel z$

3. Pohyb dislokácií



plocha Σ s hranicou D

kryštál nad a pod plochou navzájom posunuté o $\vec b$

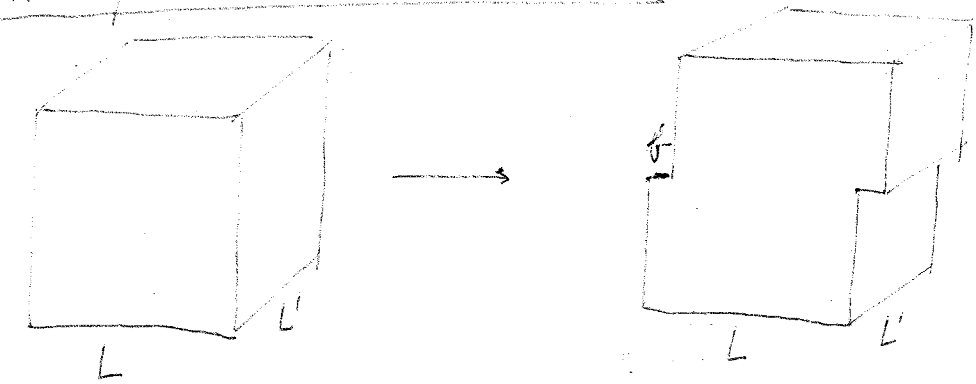
dislokačná slučka D

obr. 4

$d\vec x$, $\vec b$ majú rovinu sklzu – pri pohybe v nej sa nemení objem kryštálu

pohyb dislokácie v smeroch mimo roviny sklzu vyžaduje difúziu

4. Sila pôsobiaca na dislokáciu



práca pri plast. def.:

$\delta E = F\cdot b = \sigma L L' b$

= posunutie dislokácie dĺžky L' o L:

$\delta E = f\cdot L' L$

sila na jednotku dĺžky

$$\boxed{f = \sigma b}$$

Všeobecná geometria (viď obr. 4)

energia dislokačnej slučky v poli σ_{kj} $\quad U = -b_k \int_\Sigma \sigma_{kj}\, dS_j$

posunutie element $d\vec F = \vec n\, dl$ dislokácie o $d\vec X$

prírastok energie $\quad dU = -b_k \sigma_{kj} \varepsilon_{jlm}\, dF_l\, dX_m = -dF_l \cdot dX_l$

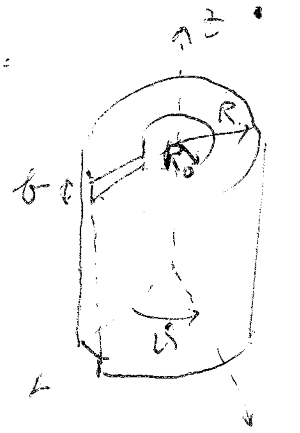
$$\to \quad dF_l = \varepsilon_{lmj} n_m \sigma_{kj} b_k\, dl$$

$$\boxed{f_i = \frac{dF_i}{dl} = \varepsilon_{imj} n_m \sigma_{kj} b_k}$$

alebo $\quad \boxed{\vec f = \vec n \times (\bar{\bar\sigma}\cdot\vec b)} \qquad (\bar{\bar\sigma}\cdot\vec b)_j = \sigma_{jk} b_k$

5. energia dislokácie

skrutková dislokácia



$$u_z(\vartheta) = \frac{\vartheta b}{2\pi}$$

R = polomer kryštálu

R_0 = polomer jadra

$$\vartheta = \operatorname{arctg}\frac{y}{x}$$

$\rightarrow$ $u_{xx} = u_{yy} = u_{zz} = 0$, $u_{xy} = 0$

$$\boxed{\begin{aligned} u_{zy} = u_{yz} &= \frac{b}{4\pi}\frac{x}{r^2} \\ u_{zx} = u_{xz} &= -\frac{b}{4\pi}\frac{y}{r^2} \end{aligned}} \propto \frac{1}{r}$$

$$E = \int dV\, \mu\, u_{ij} u_{ij} = 2\mu \int dV \left(\frac{x^2}{r^4} + \frac{y^2}{r^4}\right) = 2\mu \int dz\, 2\pi \int_{R_0}^{R} \frac{dr\, r}{r^2} \left(\frac{b}{4\pi}\right)^2$$

energia na jednotku dĺžky:

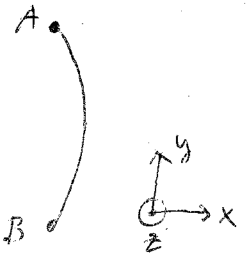
aj príspevok jadra!

$$\boxed{F = \frac{\mu b^2}{4\pi} \ln\frac{R}{R_0}} \rightarrow F = \alpha \mu b^2 \quad \text{kde } \alpha \sim 1$$

nárast energie dislokácie pri natiahnutí o dz: $dU = F\,dz$

$\rightarrow$ F = ťah v dislokácii

6. Frankov - Readov zdroj

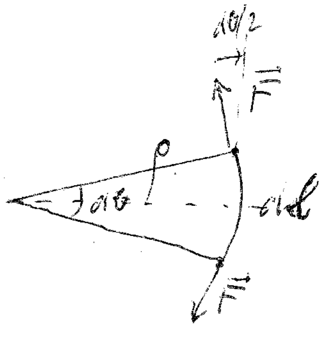


dislokácia ukotvená v bodoch A, B, ležiaca v rovine xy

v poli $\overleftrightarrow{\sigma}\cdot\vec{b} = (0, 0, \sigma b)$

sila na jednotku dĺžky $\vec{f} = \vec{n} \times \overleftrightarrow{\sigma}\vec{b}$

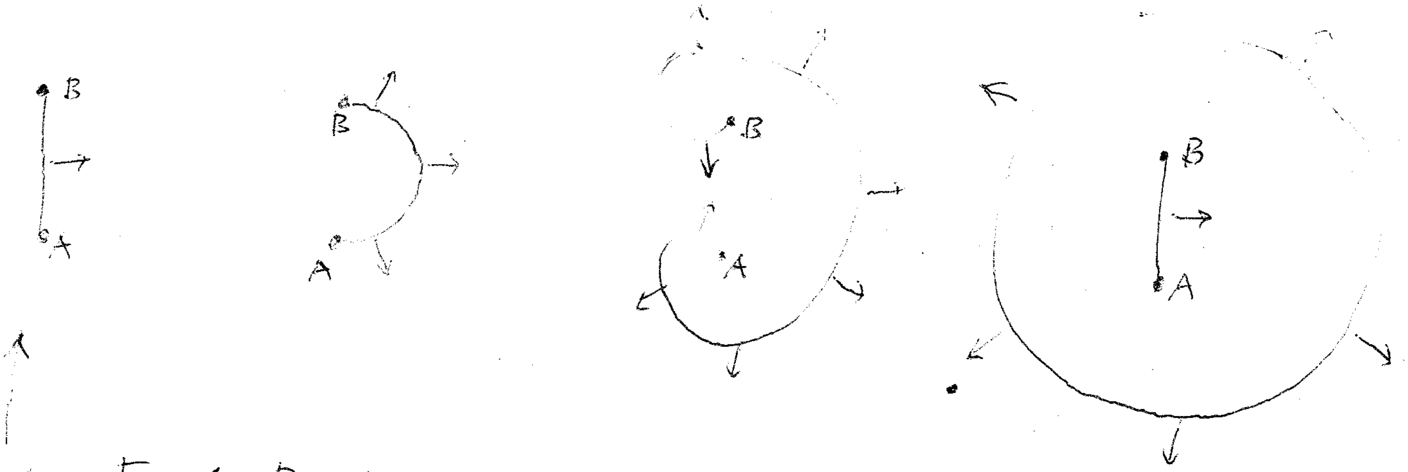
$\rightarrow$ $\vec{f} = (n_y, -n_x, 0)\,\sigma b$ $\rightarrow$ $\vec{f} \perp \vec{n}$



dostredivá sila: $2\cdot\frac{d\theta}{2} F = \frac{F}{\rho}\,dl$

ρ = polomer krivosti

odstredivá sila: $f\,dl$ $\Longrightarrow$ $\boxed{\frac{F}{\rho} = f}$



jeden Frank-Readov cyklus.
Ukotvená dislokácia pod vplyvom napäťového poľa generovala jednu dodatočnú dislokačnú slučku.

7. rovnovážna hustota dislokácií

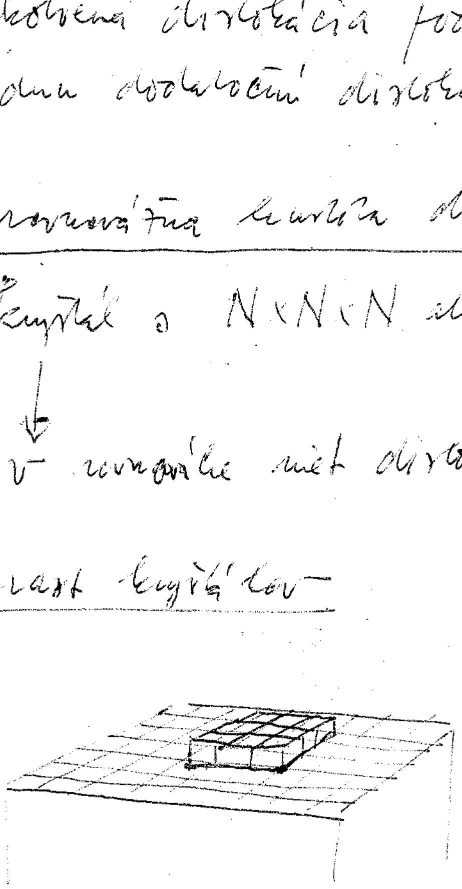
kryštál s $N \times N \times N$ atómami → energia dislokácie $\sim N$

entropia dislokácie $\sim \ln N$

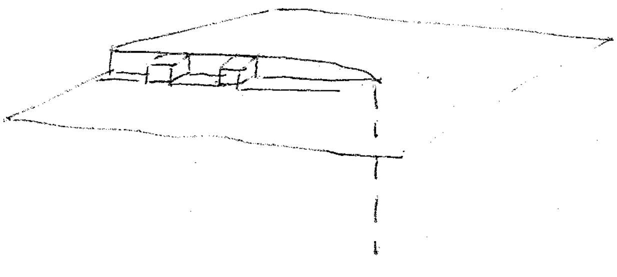
↓

v rovnováhe niet dislokácií! $F = E - TS$

8. rast kryštálov

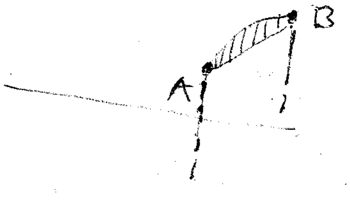


zárodok novej atomárnej vrstvy:
minimálna veľkosť → málo pravdepodobné
→ pomalý rast

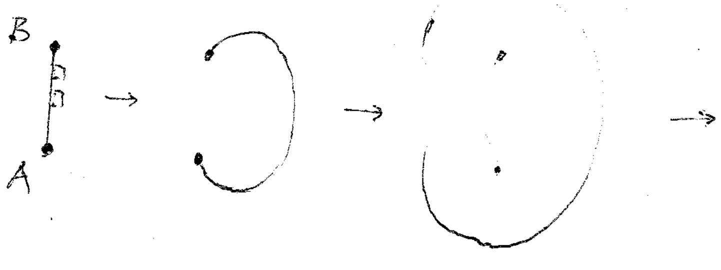


(skrutkovej)
k dislokácii sa ľahšie prilepí

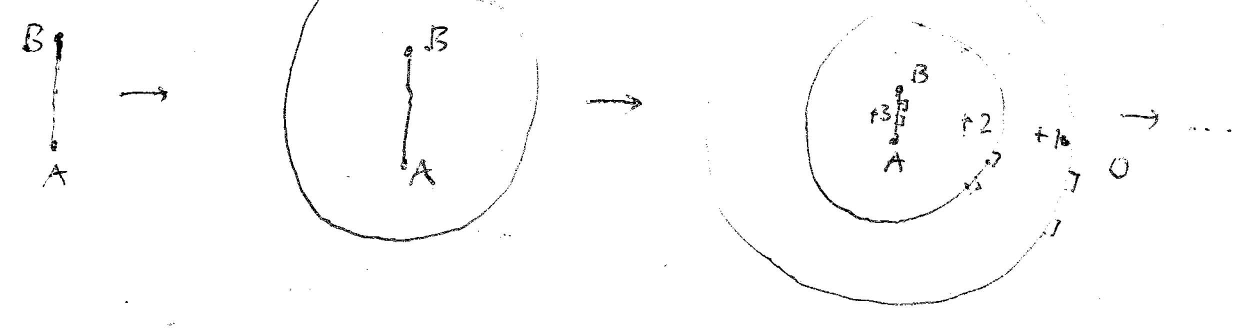
pár dislokácia - antidislokácia



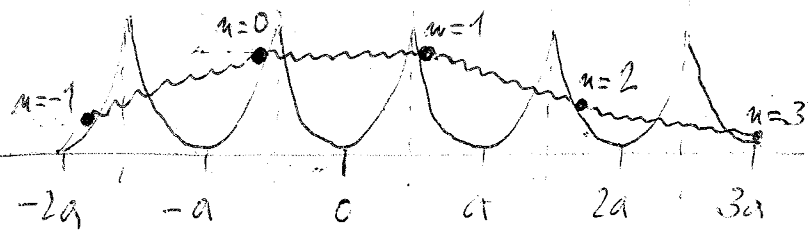
počiatok zrnu (Frank)



Rast kryštálov



3. model Frenkela-Kontorovej — 1D model dislokácie



- rad atómov so súradnicami u_n sa pohybuje v potenciáli podľa obrázku, ktorý je superpozíciou potenciálov $\frac{1}{2}K(u-na)^2$
- naviac pôsobí vonkajšia sila f na všetky atómy
- vzájomná energia lineárneho radu: $\frac{k}{2}\sum_n (u_{n+1}-u_n-a)^2$
- uvažujme konfiguráciu zodpovedajúcu dislokácii, teda v jame $n=0$ chýba atóm lineárneho radu

Ansatz:

$n\le 0$: $$u_n = \frac{f}{K} + a(n-1) + A_L e^{qn}$$

$n\ge 1$: $$u_n = \frac{f}{K} + an + A_R e^{-qn}$$

- pohybové rovnice

$n\le 0$: $$m\ddot{u}_n = f + k(u_{n+1}+u_{n-1}-2u_n) - K[u_n - a(n-1)] \stackrel{!}{=} 0$$

$$f + kA_L\left(e^{q(n+1)}+e^{q(n-1)}-2e^{qn}\right) = K\left(\frac{f}{K}+A_L e^{qn}\right)$$

$$\to \boxed{\operatorname{ch} q = 1+\frac{K}{2k}}$$

$n \geq 2: \quad f + k(u_{n+1} + u_{n-1} - 2u_n) = K(u_n - na)$

$\longrightarrow \quad \operatorname{ch} q = 1 + \frac{K}{2k} \quad ✓$

$n = 0: \quad f + k(u_1 + u_{-1} - 2u_0) = K(u_0 + a)$

$u_{-1} = \frac{f}{K} - 2a + A_L e^{-q} \qquad u_1 = \frac{f}{K} + a + A_R e^{-q}$

$u_0 = \frac{f}{K} - a + A_L \qquad u_2 = \frac{f}{K} + 2a + A_R e^{-2q}$

$$\boxed{a + A_R e^{-q} + \left(e^{-q} - 2 - \frac{K}{k}\right) A_L = 0} \quad (1)$$

$n = 1: \quad f + k(u_2 + u_0 - 2u_1) = K(u_1 - a)$

$$\boxed{-a e^{q} + A_L e^{q} + \left(e^{-q} - 2 - \frac{K}{k}\right) A_R = 0} \quad (2)$$

využime v 1,2 $\quad e^{-q} - 2 - \frac{K}{k} = -e^{q}$

Potom máme

$$\boxed{\begin{aligned} A_L - A_R &= a \\ e^{q} A_L - e^{-q} A_R &= 0 \end{aligned}} \longrightarrow \boxed{\begin{aligned} A_L &= \frac{1 - e^{-q}}{e^{q} - e^{-q}}\, a \\ A_R &= -\frac{e^{q} - 1}{e^{q} - e^{-q}}\, a \end{aligned}}$$

$$\boxed{\begin{aligned} A_L &= \frac{a}{e^{q}+1} \\ A_R &= -\frac{a e^{q}}{e^{q}+1} \end{aligned}}$$

Teda

$n \leq 0: \quad u_n = \frac{f}{K} + a(n-1) + \frac{e^{qn}}{e^{q}+1}\, a$

Kritická sila potrebná pre vznik dislokácie: $u_0 \doteq -\frac{a}{2}$

$$\frac{f_c}{K} + \frac{a}{e^{q}+1} = \frac{a}{2} \longrightarrow \boxed{f_c = \frac{Ka}{2} \operatorname{th} \frac{q}{2}} \qquad \boxed{\operatorname{ch} q = 1 + \frac{K}{2k}}$$

Keď sily v reťiazke $\gg$ sily medzi reťiazkami: $k \gg K$

$$\boxed{\begin{aligned} q &\approx \sqrt{\frac{K}{k}} \\ f_c &\approx \frac{Ka}{4} \sqrt{\frac{K}{k}} \end{aligned}} \longrightarrow f_c \ll \frac{Ka}{2}$$

(hodnota kritickej sily bez dislokácie)