

# Kristályos anyagok fizikája

A TételWiki wikiből

## Tartalomjegyzék

- 1 Pontcsoportok, Bravais-rácsok, szimmetriák.
  - 1.1 Szimmetriák
  - 1.2 Bravais-rácsok
  - 1.3 Fontosabb kristályszerkezetek<sup>[2]</sup>
  - 1.4 Bloch tétel, adiabatikus szétcsatolás.
- 2 Röntgen- és elektrondiffrakció. Difrakció, kinetikus elmélet. Ewald-szerkesztés. Bragg-feltétel.
  - 2.1 Röntgen-diffrakció
  - 2.2 Elektronok
  - 2.3 Szórás kinetikus elmélete
  - 2.4 Bragg-feltétel
- 3 Különbség az elektron- és röntgendiffrakció között
- 4 Rácsrezgések termikus hatásai.
  - 4.1 Debye-féle fajhő
  - 4.2 Hővezetés
  - 4.3 Hőtágulás

## Pontcsoportok, Bravais-rácsok, szimmetriák.

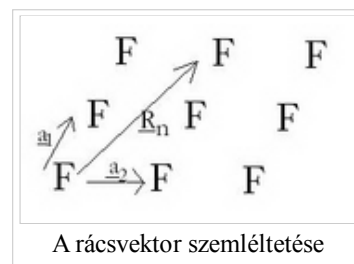
**Rácsvektor** ( $\underline{R}_n$ ): olyan vektor, mely mentén ha eltoljuk a rácsot, önmagába megy át. (ez a translációs vektor is)

Ez felbontható elemi rácsvektorok lineáris kombinációjára:

$$\underline{R}_n = n_1 \underline{a}_1 + n_2 \underline{a}_2 + n_3 \underline{a}_3$$

Az ilyen  $\underline{R}_n$  vektorral való eltolását *transzlációs műveletnek* nevezzük. Az ilyen műveletek összessége a translációs csoportot alkot.

**Pontrács**: pontok olyan háló szerű elrendeződése, amelyben minden kiszemelt pont környezete minden szempontból azonos akármelyik másik pont környezetével.



**Kristályszerkezetet** akkor kapunk, ha a rács minden pontjában azonos összetételű irányítású atomcsoportot helyezünk el.

**Ideális kristály**: olyan test, amelynek atomjai rácsszerűen úgy helyezkednek el, hogy létezik három ( $\underline{a}_1, \underline{a}_2, \underline{a}_3$ ) vektor, hogy az atomi elrendeződés minden pontból ugyanolyannak látszik.

**Elemi cella**: elemi rácsvektorok által kifeszített paralelepipedon.  $\underline{a}_1 (\underline{a}_2 \times \underline{a}_3)$  Az elemi cella *primitív*, ha csak a csúcaiban tartalmaz rácsponot. Wigner-Seitz cella: Azon pontok halmaza, melyek közelebb vannak egy adott rácsponthoz, mint bármely másikhoz. (Ha a kristálynak van valamilyen szimmetriája, akkor ez a WS-cellának is megvan, míg az elemi cellának nincs!)

**Reciprok rács**:  $\underline{K}(h_1, h_2, h_3) = h_1 \underline{b}_1 + h_2 \underline{b}_2 + h_3 \underline{b}_3$ , ahol  $\underline{b}_1 = 2\pi \frac{\underline{a}_2 \times \underline{a}_3}{(\underline{a}_1 \times \underline{a}_2) \cdot \underline{a}_3}$

## Szimmetriák

1. **Transzláció**: létezik az  $\underline{R}_n$  translációs vektor

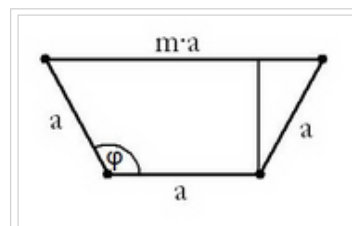
2. *Forgatás*: (inverz forgatás is megengedett)

Ha egy kiszemelt tengely körüli  $\frac{2\pi}{n}$  szögű forgatás egy testet önmagába visz át, akkor az ilyen tengelyt *n-fogású* forgástengelynek nevezik:

$$ma = a + 2a \sin\left(\varphi - \frac{\pi}{2}\right)m = 1 - 2 \cos \varphi \cos \varphi = \frac{1 - m}{2}$$

$$\varphi = \arccos\left(\frac{1 - m}{2}\right)$$

<b>m</b>	-1	0	1	2	3
<b><math>\varphi</math></b>	$0\pi, 2\pi$	$\frac{\pi}{3}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{2\pi}{3}$	$\pi$
<b>n</b>	1	6	4	3	2



A forgatás szemléltetése. Az alap (alsó) szakaszt forgatjuk el  $\varphi$  szöggel a bal csúcs körül. Ebből kapjuk a trapéz egyik oldalát. Ha megengedett az inverz forgatás, akkor megkapjuk a másik oldalt is. Ekkor a két új pont távolsága (a trapéz felső éle) kifejezhető a szöggel, lásd a táblázatban.

(kvázi kristályoknál - ahol nincs periodikus szerk. - lehet 5 forgású)

3. *Inverzió*: (tükrözés)  $r = -r$

4. *Csúszósík*: összetett szimmetria művelet  $\rightarrow$  tükrözés, majd a tengely irányába való eltolás (az eltolás a fele a tengely irányába eső ismétlődési hosszának).

5. *Csavartengely*: összetett szimmetria művelet  $\rightarrow$  forgatás, majd a tengely irányába való eltolás.

1-5-ig az elemi szimmetriaműveletek matematikai csoportot alkotnak, mivel ezek egymásutáni elvégzése is szimmetriaművelet (csoport szorzás művelete). A pontcsoportok a teljes ortogonális  $O(3)$  csoport diszkrét alcsoportjai, és 1-5 műveletek tetszőleges kombinációból állnak.

**Bravais-rácsok**

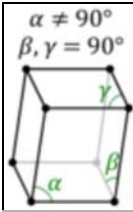
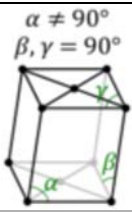
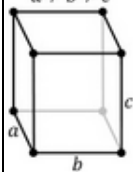
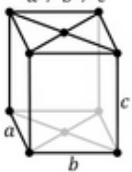
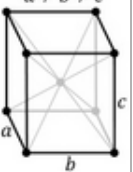
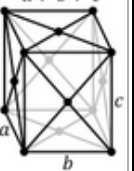
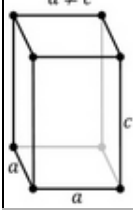
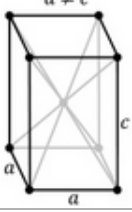
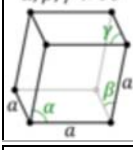
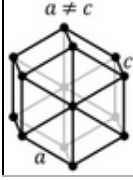
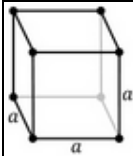
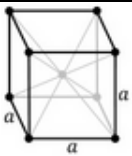
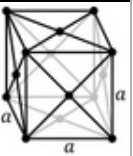
230 tércsoport és 32 pontcsoport (7 osztályba sorolva) létezik 3D-ben, 10 pontcsoport 2D-ben

14 Bravais rács létezik 3D-ben, 7 Bravais rács létezik 2D-ben

A jelölések<sup>[1]</sup>:

- Primitív elrendezés (P): rácspontos a cellák csúcsaiban
- Tércentrált elrendezés (I): +1 rácspont a cella közepén
- Lapcentrált elrendezés (F): minden oldallap közepén +1 rácspont
- Egy oldalpáron lapcentrált (A,B vagy C): csak két (szemközti) oldal közepén van +1-1 rácspont

A 7 kristályszimmetria	A 14 Bravais rács	
Triklin	P	
	$\alpha, \beta, \gamma \neq 90^\circ$ 	
Monoklin	P	C

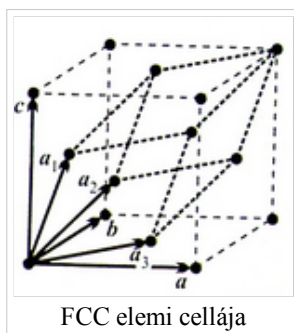
	$\alpha \neq 90^\circ$ $\beta, \gamma = 90^\circ$ 	$\alpha \neq 90^\circ$ $\beta, \gamma = 90^\circ$ 		
Ortorombos	P	C	I	F
	$a \neq b \neq c$ 	$a \neq b \neq c$ 	$a \neq b \neq c$ 	$a \neq b \neq c$ 
Tetragonális	P	I		
	$a \neq c$ 	$a \neq c$ 		
Trigonális	P			
	$\alpha, \beta, \gamma \neq 90^\circ$ 			
Hexagonális	A			
	$a \neq c$ 			
Köbös	P (psc)	I (bcc)	F (fcc)	
				

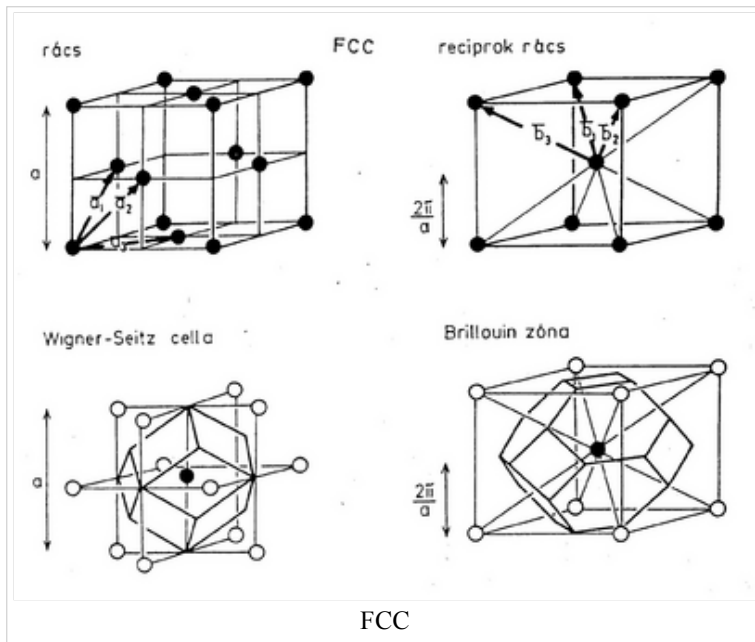
## Fontosabb kristályszerkezetek<sup>[2]</sup>

### 1. Egyszerű köbös (SC): Po

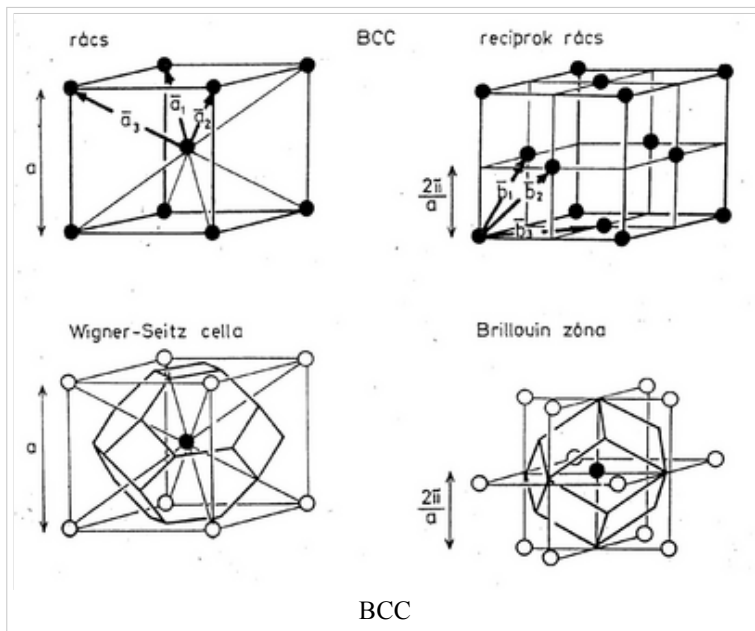
A WS cellája is kocka.

### 2. Lapcentrált köbös (FCC): Cu, Al, Au, Ag, Ni, Pt ((Ez a legsűrűbb rács))



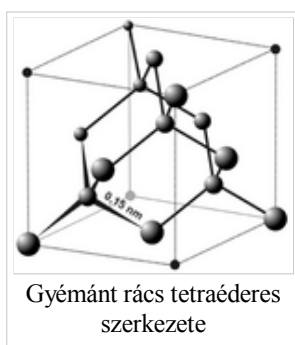


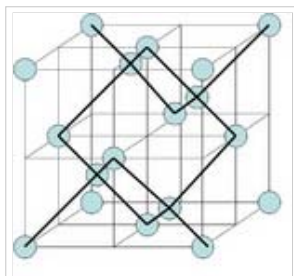
### 3. Tércentrált köbös (BCC): Fe, W, Mo



### 4. Gyémánt rács: $C_{gy}$ , Si, Ge

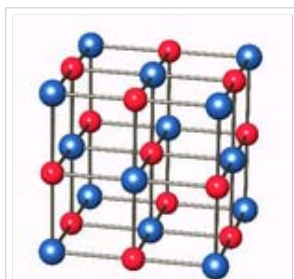
FCC rács az alapja (és minden második nyolcad kockában van atom).





Gyémánt rács FCC rácsból

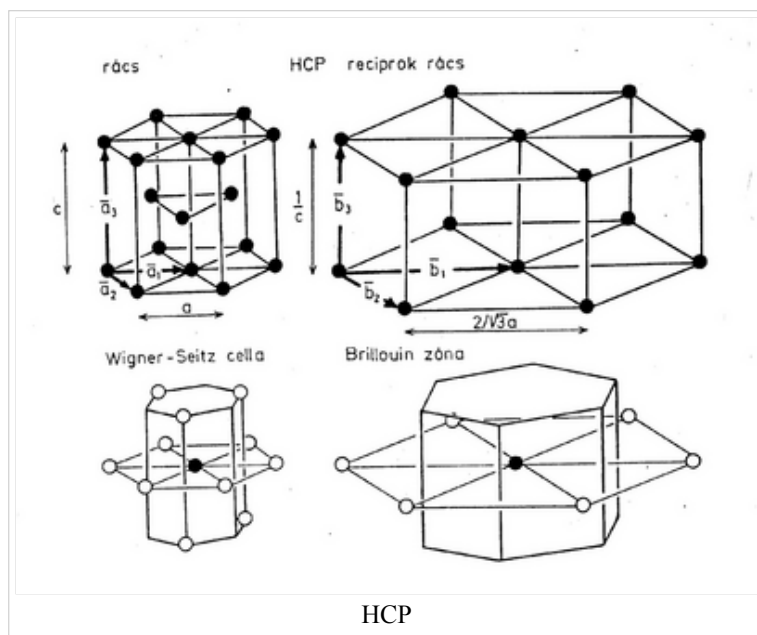
5. **NaCl szerkezet:** (két egymásba tolt FCC)



Sókristály rácserkezetel

6. **Hexagonális** (szoros illeszkedésű szerkezet): Zn, Nb

4 atom tetraédert alkot. Ha szabályos ez a tetraéder, akkor teljesen szoros az illeszkedés.



**Bloch tétel, adiabatikus szétcsatolás.**

Adiabatikus szétcsatolás ötlete Born és Oppenheimer nyomán alakult ki, akik rámutattak, hogy az elektronokra jellemző sebesség szilárd anyagokban, a Fermi-sebesség ( $\approx 10^6 m/s$ ) lényegesen nagyobb, mint a közegbeli hangsebesség ( $\approx 10^3 m/s$ ), ami az ionok jellemző sebessége. A következtetés tehát az, hogy az ionok szemszögéből az elektronok követhetetlenül gyorsan mozognak, az elektronok pedig úgy érzik, mintha az ionok helyben állnának. Ez igen jelentős egyszerűsítéseket tesz lehetővé, amelyeket a nem csak a szilárdtestfizika de a molekulafizika is gyakran alkalmazni tud.

Ionok:  $\underline{R}_I; \quad \underline{P}_I = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \underline{R}_I}$

A Hamilton-fv:  $\mathcal{H} = - \sum_I \frac{\hbar^2}{2M_I} \frac{\partial^2}{\partial \underline{R}_I^2} + V_I(\underline{R}_I)$

Azaz az ionokra csak a saját mozgásukat írtuk fel a saját potenciáljukban, ebben a közelítésben az elektronok hatását elhanyagoljuk.

Elektronok:  $\underline{r}_i; \quad \underline{p}_i = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial \underline{r}_i}$

A Hamilton-fv:  $\mathcal{H} = - \sum_i \frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial \underline{r}_i^2} + v_e(\underline{r}_i) + v_{ei}(\underline{R}_I, \underline{r}_i)$

Ekkor az elektronokra szintén a saját mozgásuk és az önmaguk által keltett potenciáljuk hat, az ionok hatását egy külön kölcsönhatási potenciálban csatoljuk csak hozzájuk. Ez a két Hamilton függvény adja együtt a rendszer Hamilton-függvényét.

Az egyensúlyi megoldás érdekében írjuk fel a sajátértékegyenletet:

$$\mathcal{H}\psi = E\psi$$

A megoldást pedig keressük szorzatfüggvény alakban:

$$\left[ - \sum_I \frac{\hbar^2}{2M_I} \frac{\partial^2}{\partial \underline{R}_I^2} + V_I \phi \right] \varphi + \left[ - \sum_I \frac{\hbar^2}{2M_I} \left( 2 \frac{\partial \phi}{\partial \underline{R}_I} \frac{\partial \varphi}{\partial \underline{R}_I} + \phi \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \underline{R}_I^2} \right) \right] + \left[ - \sum_i \frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial \underline{r}_i^2} + v_e \varphi + v_{ei} \right]$$

Az első tag tehát az ionok terében az elektronok problémája (rácsprobléma), a második az elektronok-fononok kölcsönhatási problémájára vezet (Fonon: kvázirészecske, szilárd testek rezgési átmeneteinek energiakvantumai<sup>[3]</sup>). A harmadik tag az elektron probléma. Most csak a rácsproblémát, azaz az első tagot tárgyaljuk. Írjuk fel (sok) elektronra a rácsproblémát, álló ionok terében:

$$\mathcal{H}\varphi = E\varphi$$

1 elektronra:  $\mathcal{H} = - \frac{\hbar^2 \Delta}{2m_e} + V(\underline{r})$

Sok elektronra:  $\mathcal{H} = - \sum_i \frac{\hbar^2 \Delta_i}{2m} \frac{\partial^2}{\partial \underline{R}_I^2} + \sum_i V(\underline{r}_i) + \sum_{i < j} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{|\underline{r}_i - \underline{r}_j|}$

Itt az első tag a kinetikus energia, második az ionok által keltett fix külső potenciál, a harmadik tag az elektronok saját Coulomb-potenciálja.  $\mathcal{H}$ -nak invariánsnak kell lennie a rácsperiódusú eltolásra:

$$\mathcal{H}(\underline{r} + \underline{R}_n) = \mathcal{H}(\underline{r})$$

Ez akkor teljesül, ha:

$$\varphi(\underline{r} + \underline{R}_n) = e^{ik\underline{R}_n} \varphi(\underline{r})$$

Ez a Bloch-tétel, ami pedig végeredményül kijött, azt Bloch-függvénynek nevezzük.

A fentiek csak degenerált esetben érvényesek. Nem degenerált esetben az eltolásnál gond van a skalárszorzással, így más (főtengelely transzformáció) módszert kell alkalmaznunk, de így is megkapjuk végeredményül a Bloch-függvényt.

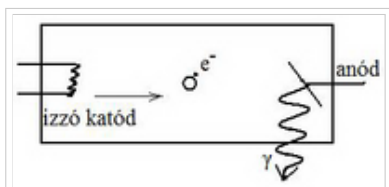
# Röntgen- és elektrondiffrakció. Diffrakció, kinetikus elmélet. Ewald-szerkesztés. Bragg-feltétel.

## Röntgen-diffrakció

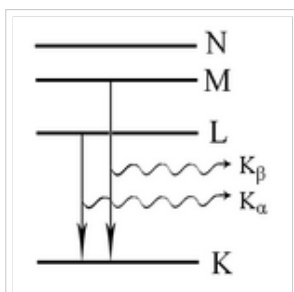
### (a) Röntgenső

Karakterisztikus és fékezési sugárzás; Sok fékezési sugárzás, kicsi az energia.

$$eU = \hbar\omega = \hbar ck = \frac{\hbar c}{\lambda}$$



Röntgen cső vázlata



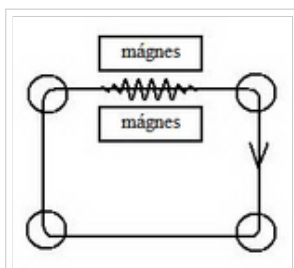
Röntgen-sugárzás esetén a tipikus átmenetek az energianívók közt

### (b) Szinkrotronsugárzás

Az elektronokat fölgyorsítjuk, majd „megrázzuk” (csak fékezési sugárzás lesz)

Előnye a röntgensőhöz képest, hogy monokróm és nagy intenzitás, de nagy a mérete és drága.

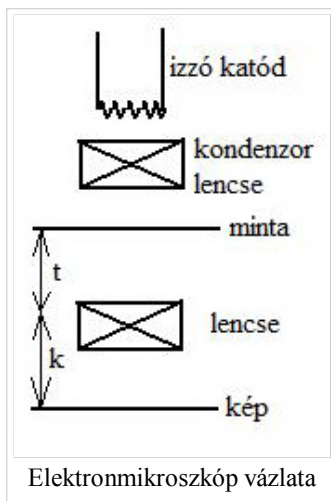
Észlelés: fotólemez, számlálóső, CCD, Imaging Plate



Gyorsító vázlata

## Elektronok

Elektronokkal is lehet diffrakciót létre hozni, és ezt vizsgálni (hasonló eljárásokkal, mint a röntgen-diffrakciót), viszont pontosabb és célravezetőbb, ha *elektronmikroszkópot* használunk anyagvizsgálatra:



$$eU = \frac{p^2}{2m}; \quad p = \frac{h}{\lambda}$$

Leképezés:  $\frac{1}{k} + \frac{1}{t} = \frac{1}{f}$ , ha  $k=f$ , akkor diffrakció van.

Röntgenhez képest hátrány:

- A lencserendszer miatt numerikus apertúra:  $10^{-4} - 10^{-5}$  (ami elég rossz)
- bonyolult mintapreparáció
- feltöltődik a nemfém minta, elektron erősen kölcsönhat az atommal (erős rugalmas és rugalmatlan szórás)
- nem elég pontos pl. rácsparaméterek mérésére

Előny:

- sokmindent látni vele
- szűkíthető látótér
- korlátozott területű diffrakció valósítható meg

### Szórás kinetikus elmélete

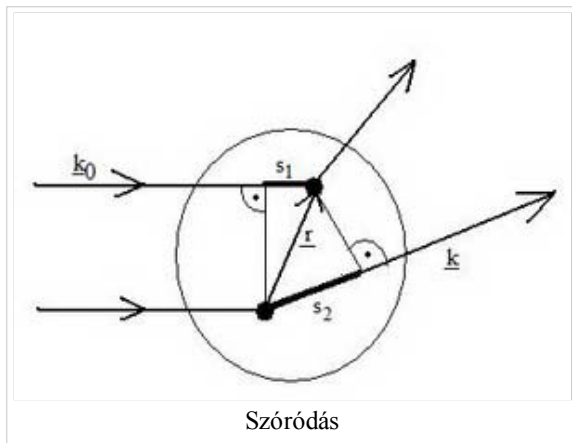
Röntgen sugárzás esetén  $\rightarrow$  Thomson-szórás

- (1) Rugalmas szórás:  $\lambda$  változatlan,  $E_{ki} = E_{be}$
- (2) Koherens
- (3) Gyenge szórás: egyenes szórások...

*Fraunhofer interferencia:*

A bemenő-kimenő hullámszám =  $\rho(\mathbf{r})$ : ha nagy, nagy a szóródás; ha kicsi, kicsi a szóródás az adott pontban. (Röntgennél elektron-sűrűség, el.-mikroszkópnál el.- pot. sűrűség, neutronnál magsűrűség). A fáziskülönbség:





$$\underline{k}_0 r = |\underline{k}_0| s_1 = \frac{2\pi}{\lambda} s_1 \quad ; \quad \Delta s = s_1 - s_2$$

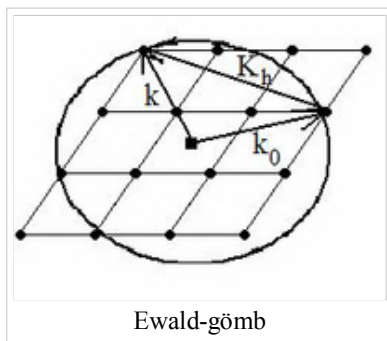
$$\underline{k} r = |\underline{k}| s_2 = \frac{2\pi}{\lambda} s_2 \quad ; \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (s_1 - s_2)$$

$$\Delta\varphi = (\underline{k}_0 - \underline{k}) r \longrightarrow A(\underline{k}) \simeq \int \rho(\underline{r}) e^{i(\underline{k}_0 - \underline{k})r} d^3 r$$

$A(\underline{k})$  a szóródás, nem tudjuk mérni. A fenti integrál a sűrűségfv Fourier-transzformáltja.

$$\text{Intenzitás: } I(\underline{k}) = |A(\underline{k})|^2$$

Bevezetjük az **Ewald-szerkesztést**: reciprokrácson berajzoljuk a beeső nyaláb  $\underline{k}$  vektorát, majd húzunk a  $\underline{k}$  vektor kezdőpontjából egy  $|\underline{k}|$  sugarú gömböt, ez az *Ewald-gömb*.



Jelölés:  $\underline{R}_n$ - rácsvektor;  $\underline{K}_n$ - reciprokrácsvektor

Mindent felhasználva, a kristályos anyag elhajlási képe:

$$A(\underline{k}) = \int \rho(\underline{r}) e^{i(\underline{k}_0 - \underline{k})r} d^3 r \quad ; \quad \rho(\underline{r}) = \rho(\underline{r} + \underline{R}_n) = \rho(\underline{r}')$$

A fentiekből:

$$A(\underline{k}) = \int \rho(\underline{r}') e^{i(\underline{k}_0 - \underline{k})(\underline{r}' - \underline{R}_n)} d^3 r' = e^{i(\underline{k}_0 - \underline{k})\underline{R}_n} \int \rho(\underline{r}') e^{i(\underline{k}_0 - \underline{k})r'} d^3 r' = A(\underline{k}) \cdot e^{i(\underline{k}_0 - \underline{k})\underline{R}_n}$$

$$\text{Tehát: } A(\underline{k}) \left( 1 - e^{i(\underline{k}_0 - \underline{k})\underline{R}_n} \right) = 0$$

Azt szeretnénk, hogy  $A(\underline{k})$  ne legyen 0 (mivel azt keressük). Így a másik tagnak kell 0-nak lennie. Ezekből adódnak a következő tulajdonságok:

$$-(\underline{k}_0 - \underline{k}) \underline{R}_n = 2\pi \underline{k}; \quad (\underline{k} \in \mathbb{Z})$$

$$-(\underline{k}_0 - \underline{k}) = \underline{K}_n$$

-  $A(\underline{K}_n) \neq 0 \rightarrow$  elhajlási irány

-  $A(\underline{K}_n) = 0 \rightarrow$  kioltás

-  $A(nem \underline{K}_n) = 0 \rightarrow$  teljesülnie kell, különben nincs interferencia

## Bragg-feltétel

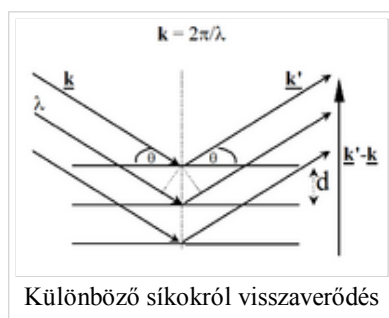
Az Ewald-szerkeztésből tudjuk, hogy  $(\underline{k}_0 - \underline{k}) = \underline{K}_n$

Továbbá tudjuk, hogy  $\angle(\underline{k}_0, \underline{k}) = 2\vartheta$

Tehát:  $\underline{K}_n = 2|\underline{k}_0| \sin \vartheta$

Az ábra alapján pedig látható, hogy:  $2 \frac{2\pi}{\lambda} \sin \vartheta = \frac{2\pi}{d} n$

Amelyből átrendezéssel kapható a *Bragg-feltétel*:  $2d \sin \vartheta = n\lambda \rightarrow$  erősítés csak ebben az esetben lesz!



## Különbség az elektron- és röntgendiffrakció között

A mai korszerű mikroszkópokban az elektronok energiája kb. 300keV, az elektronok hullámhossza  $2.2 \cdot 10^{-3} nm$ , ami nagyságrendekkel kisebb, mint a szokásos röntgenhullámhosszak. Ennek az a következménye, hogy a reciproktérben az Ewald-gömb sugara jóval nagyobb, így a Bragg-szög kicsi. A reciprokrács helyén az Ewald-gömb síknak tekinthető, ezért az elektrondiffrakciós felvételeken mindig a reciprokrács egy síkmetszetét láthatjuk, ellentétben a röntgendiffrakcióval, ahol a diffrakció képen köröket, illetve körszeleteket látunk. Azt, hogy tényleg több pont legyen diffrakciós helyzetben, az elektrondiffrakció esetében az biztosítja, hogy a minta vékony, ezért a rácspontok Fourier-térbeli képe kiszélesedik (végtelen rácsnál lenne az pontszerű). Ez a kiszélesedés a röntgendiffrakciónál nem jelentős. Ott a Bragg-feltétel kielégítéséhez több módszer lehetséges. Pl. porszerű mintát használnak így a diffrakciós képen két kör metszéspontja lesz (hiszen a kristályok minden irányba orientáltak, így a reciprokrács is "velük forog"), vagy nem monokromatikus forrást használnak (Laue-elrendezés), hanem folytonos spektrumút, így a különböző hullámhosszak különböző rácsvektorokat hoznak diffrakciós helyzetbe.

## Rácsrezgések termikus hatásai.

### Debye-féle fajhő

A rács termikus rezgéseit alacsony hőmérsékleten az Einstein-modell nem írja le elég jól, hiszen ez a modell minden atomot független oszcillátornak tekint. (Ezen számítások alapján az összenergia  $\exp 0$ -hoz kellene, hogy tartson)

Másik megközelítésben a rács normálrezgéseit a  $\underline{k}$  hullámszám-vektorral komponenseivel írjuk le. Minden részecskéhez hozzárendelhető egy ilyen vektor, és minden értékhez tartozik 3 módus (melyeknek más a polarizációs irányuk és ortogonálisak). Tehát egy N részecskéből álló rendszerben  $3N$  rezgési módus van

(leszámítva a test mozgásából adódó 6 szabadsági fokot), melyeknek energiái kvantáltak ( $E_k = n_k \hbar \omega_k$ ).

Foton: az elektromágneses sugárzási tér energiakvantuma.

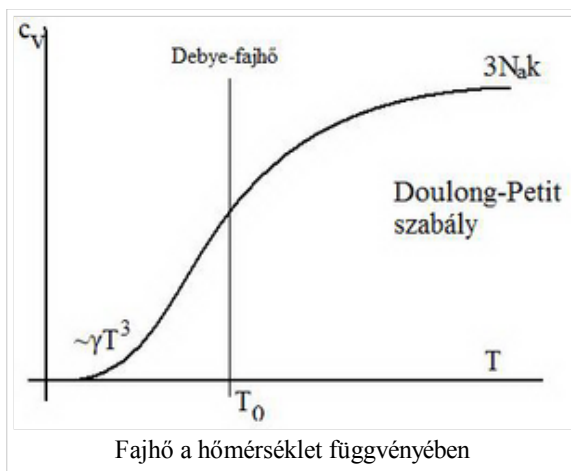
Fonon: a kvantált rugalmas hullám vagy rácsrezgés energiakvantuma (a fotonhoz hasonlóan definiálva).

Debye-közelítésben  $\omega_k$  és  $k$  között a kapcsolatot nem a dinamikai összefüggésekből határozzuk meg, hanem a makroszkópikus kristály mozgásegyenletéből.

A belső energia várható értéke a következőképp adható meg:  $\left(\beta = \frac{1}{kT}\right)$

$$\langle E \rangle = E_0 + \sum_i \frac{\hbar \omega_i}{e^{\beta \hbar \omega_i} - 1} = E_0 + \int \frac{\hbar \omega}{e^{\beta \hbar \omega} - 1} D(\omega) d\omega$$

$\hbar \omega_D = kT_D$ , ahol  $T_D$  a Debye-hőmérséklet.



## Hővezetés

A hővezetőképesség definíció szerint:

$$Q = \kappa \frac{\partial T}{\partial x}, \text{ ahol}$$

Q - a termikus energiaáram

$\kappa$ - a hővezetőképességi együttható

$\frac{\partial T}{\partial x}$  - a hőmérsékletgradiens

Tehát a termikus energia terjedése sztochasztikus folyamat és diffundálva terjed.

A kinetikus-gázelmélet alapján:

$$\kappa = \frac{1}{3} C u \Lambda, \text{ ahol}$$

C - az egységnyi térfogatra eső fajhő

u - a részecske átlagsebessége

$\Lambda$ - részecske szabad úthossza (két ütközés között)

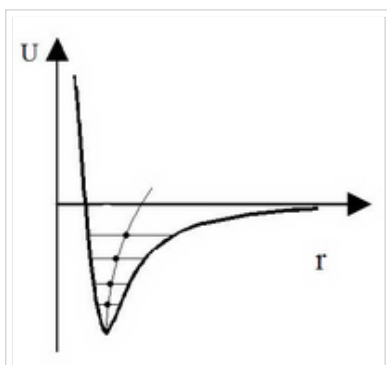
Debye ezt az összefüggést szilárd dielektrikumokra alkalmazta. Ekkor  $C$  a rácsrezgésekből (fononokból) adódó fajhő,  $u$  a hang terjedési sebessége és  $\Lambda$  a fononok szabad úthossza.

( $\rho$  a vákuum rövid távon rossz, hosszútávon jó hővezető)

## Hőtágulás

A hőtágulást a (potenciális energiában szereplő) nem lineáris tagok hozzák létre. (Pl: A kvarc erősen lineáris anyag – kevésbé hőtágul)

Az ábráról jól látható: ahogy nő a hőmérséklet, jobban rezegnek a részecskék, megnő az energia és így eltolódik a középpont, tehát távolabb kerülnek egymástól a részecskék. Ez a hőtágulás.



Fajhő a hőmérséklet függvényében

1. ↑ Wikipédiáról: [http://en.wikipedia.org/wiki/Bravais\\_lattice](http://en.wikipedia.org/wiki/Bravais_lattice)
2. ↑ Képforrások: Kojnok József - Kondenzált anyagok fizikája gyakorlat föliáiból ([http://szft.elte.hu/~kojnok/szilfiz/szilfiz\\_gy.htm](http://szft.elte.hu/~kojnok/szilfiz/szilfiz_gy.htm))
3. ↑ Fonon: <http://hu.wikipedia.org/wiki/Fonon>

### Záróvizsga tematika

A klasszikus mechanika alapjai | A klasszikus mechanika elméleti tárgyalása | A relativitás elmélet alapjai | Egzaktnak megoldható fizika problémák | Folytonos közegek mechanikája | Fenomenológikus termodinamika | Elektro- és magnetosztatika, áramkörök | Elektrodinamika | Hullámegyenlet és hullámoptika | Geometriai optika és alkalmazásai | A kvantumelmélet alapvető kísérletei | A kvantummechanika elméleti háttere | Atom- és molekulaszervezet | A magfizika alapjai | A termodinamika statisztikus alapozása | Kvantumstatisztikák | Kölcsönható rendszerek, mágneses anyagok | **Kristályos anyagok fizikája** | Nemegeyensúlyi folyamatok leírása | Az asztrofizika alapjai

#### Tételek

A lap eredeti címe: „[http://mafihe.hu/~wiki/wiki/index.php/Krist%C3%A1lyos\\_anyagok\\_fizik%C3%A1ja](http://mafihe.hu/~wiki/wiki/index.php/Krist%C3%A1lyos_anyagok_fizik%C3%A1ja)”

- A lap utolsó módosítása: 2009. augusztus 19., 21:04