

Felelősséget
NEM vállalok
Hiszen csak a
tájékoztató
köszönöm....

E-mail:
nikolett @
vijnmail.hu

Modern Szilárdtestfizika I, 2012-2013 I félév vizsgatételei

1. Az elektronok dinamikájának félklasszikus leírása: a Bloch állapotok és mozgásegyenleteik. Bloch állapotok gyenge homogén mágneses térben, ciklotronrezonancia.
2. Tiszta félvezetők tulajdonságai, sávszerkezet, töltéshordozók sűrűsége, kémiai potenciál.
3. Adalékolt félvezetők, donor és acceptor nívók tulajdonságai, statisztikája, töltéshordozók sűrűsége, kémiai potenciál hőmérsékletfüggése.
4. Boltzmann egyenlet kváziklasszikus közelítésben. Relaxációs idő közelítés.
5. Boltzmann egyenlet mágneses tér esetén – Chambers féle megoldás. Optikai vezetőképesség, Hall effektus. Mágneses ellenállás zárt és nyílt pályák esetén.
6. Elektronok nagy mágneses térben, Landau nívók.
7. Kvantum oszcillációk nagy mágneses tér esetén, de Haas-van Alphen-jelenség.
8. Szilárd testek optikai tulajdonságai. Fény kölcsönhatása szabad és kötött elektronokkal, polaritonok. Kramers-Kronig összefüggések.
9. Szilárd testek optikájának kvantummechanikai tárgyalása. Oszcillátor erősség, egyesített állapotsűrűség. Foton-fonon kölcsönhatás, polaritonok.
10. Elektron-fonon kölcsönhatás. Adiabatus közelítés. Deformáció potenciál közelítés. Optikai fononokkal való kölcsönhatás.
11. Az elektron-fonon kölcsönhatás következményei. Elektronállapotok élettartama, polaronok, Kohn anomália. Elektronok közötti fonon kicserélődés.
12. Szupravezetés kísérleti jelenségei. A szupravezetők termodinamikája, elektrodinamikája (London egyenletek)
13. A szupravezetés Ginzburg-Landau elmélete. Mértékinvariancia, koherenciahossz és behatolási mélység, fluxuskvantálás.
14. A normális-szupravezető határréteg energiája, első és másodfajú szupravezetők. Vortexek. Alsó és felső kritikus tér.
15. Josephson effektus.
16. A szupravezetés BCS elmélete.

Kristálysztika

luto@exfki.hu (5.69)

Sólyom János: A modern kristálysztika alapjai

Jelműlés
~~szöveg~~

Nagy tömegű részecskéi (10^{23}) rendszer, mely rendszer struktúráját alkot.
Atomok mozgásukon kívül $\frac{m_e}{M} \ll 1$

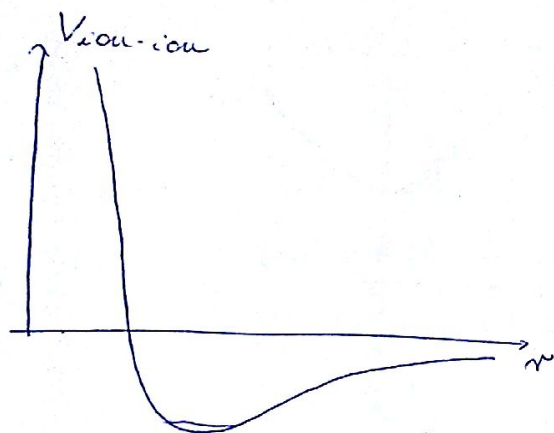
Így elektronok ionok között gyorsabban

mozoghatnak: mozgásuk sokkal gyorsabb mint az ionoké

„ionok” + „elektronok” + (elektron-ion pár)

Elektronok sokkal gyorsabban mozoghatnak az ionoknál

Elektronok mozgása sokkal gyorsabb mint az ionoké
Elektronok mozgása sokkal gyorsabb mint az ionoké
Elektronok mozgása sokkal gyorsabb mint az ionoké



elemi cellában egy atom van

3 fonon (1 longitudinális + 2 transzverzális)
sűrűségfluktuációk miatt

Kristályszerkezet

• Pént az eltolás invariancia

• \vec{k} nem megmaradó $\Rightarrow \vec{k} + \vec{G}$ ekvivalens
reciprogrács vektor

• \vec{k} impulzus helyett 2 kristályimpulzus

• Goldstone-bőven \Rightarrow fonon $\Rightarrow \omega \propto c k$

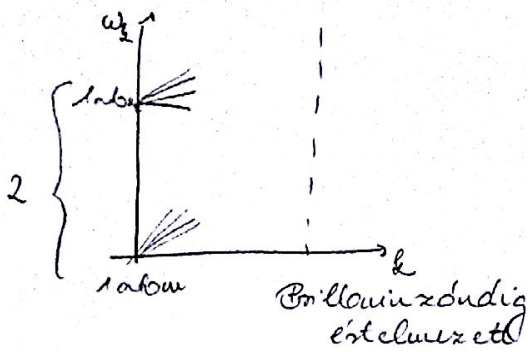
Pént a folyamatos szimmetria \Rightarrow lex elemi gerjesztés,
mely folytonos és lineáris
Goldstone-tétel
hosszú távú \Rightarrow Higgs

N atom / elemi cella: 3 aduvelizus rászorogás

$3(N-1)$ optikai foton

elemi cellában lévő atomok egymással
lépésről lépésre

$$\omega_2(\text{optikai}) = \omega_0 +$$

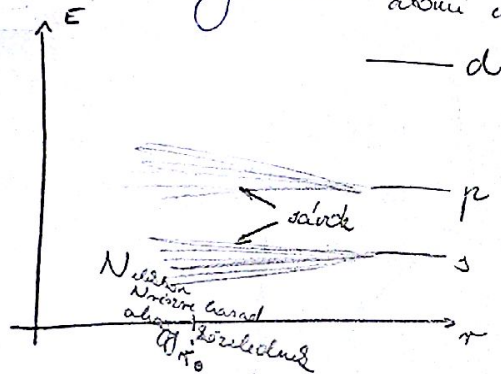


potenciálgödör \rightarrow parabolikus

feljebb már nem \rightarrow hőtárgyalás

Elektronok

így teszik, mintha már rögzített periodikus poten-
ciálban mozognának. atomi elektronok



síval az ottan lapján a nyitott,
hogy könnyen számolható
át is lehetne
szabad elektronok

Alapvetően beölelve Fermi-Dirac statisztika alapján

$$k_B T \ll E_F (\sim \mu)$$

Drude-Sommerfeld modell

nem kölcsönható elektronok között tulajdonképpen

Kvazifüggetlenség??

elektronok között A -re egymástól, Coulomb-iz.

azért igaz mégis, mert nem szét elektronok, hanem
folyadék, más a kompresszibilitása, nem összenyom-
ható.

Elektronok sűrűségének megváltoztatása \Rightarrow változó töltés az
ionokon, melyek Coulomb-iz-t lépnek fel.

$$\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial}{\partial \mu} \right)$$

$$\hbar \omega_{pe}^2 = \hbar \frac{e^2 n}{m}$$

10 000-100 000 K

[illegible]

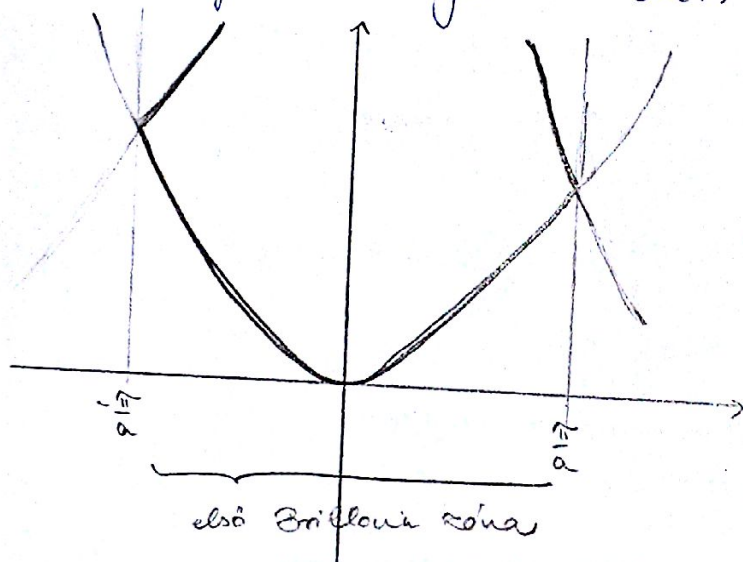
Existen métodos a Dmde- Paumenfeld; Landau-Fermi
flyadid elevad

Rechtsoliven ebenfalls
begeben.

$$\psi(r) = u(r) e^{i\vec{p}\vec{r}} \quad \text{Block-titel}$$

raispinodelius fr.

$U(r) \rightarrow U_2(r)$ *bedeutet nicht, es*
 \downarrow *liegt*
 ϕ



$$U_{n,2}(r) \rightarrow \epsilon_{n,2}$$

vegtelen hullamfo.

Helyes: Zútsó tényleg lakand a rendszere és utzik a
válaszát

kell egy hullámsíma (hogy legyen szűk ter

$$H = \frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} + e \vec{A} \right)^2 + U(r) - e \phi$$

$$\psi_{nq}(r) = U_{nq}(r) e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}}$$

bulldozing:

Ansatz:
$$\Phi_{n_2}(r) = \sum_{g_1} g(g_1) \chi_{n_2}(r) e^{-\frac{i E_{n_2} t}{\hbar}}$$

$$Z - \sigma_Z < Z' < Z + \sigma_Z$$

$\delta_2 \ll \frac{1}{a} \Rightarrow$ már nem megmarad a 2
hasznos elv

2. Zonul lokalizat de la polul 2

$$\Delta Q \Delta x \sim 1$$

$\Delta 2 \Delta m \sim 1$ a nullaimesomaj vout
 $\Delta \ll \Delta m \ll L$ lokalizati lin. orbitales lin
 2. -----

$$\delta z \ll \frac{\lambda}{2}$$

$$a \ll \Delta r \ll L$$

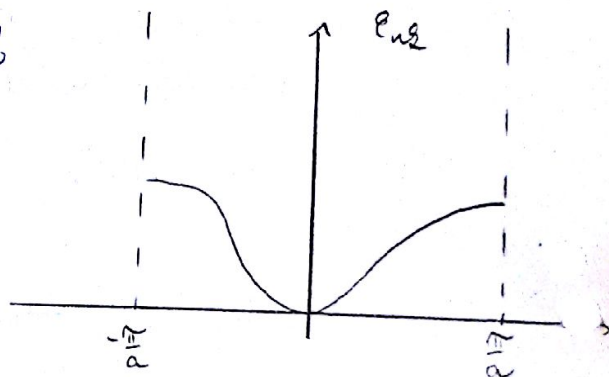
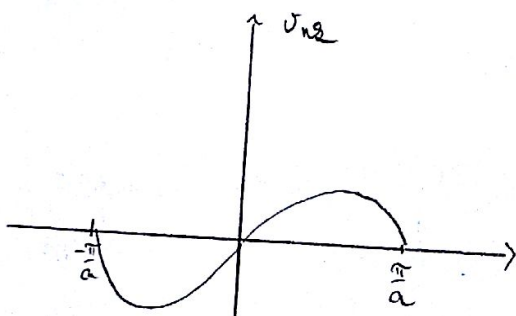
néhány jellegű hullámcsoport

így már van zűlödés, melynek lassan kell változni, hogy a hullámcsoporton belül homogén legyen.

k jobban definiált szantenszám

$\epsilon_{nz} \approx \epsilon_{nz}$ z -ban lassan változik

$$\vec{v} = \vec{v}_{nz} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \epsilon_{nz}}{\partial \vec{z}} \text{ csoport sebesség}$$



Itt már látszik, ha a sebesség nem fedné le.

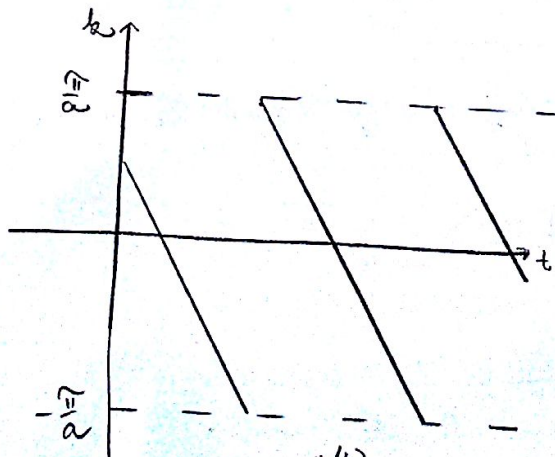
Utolsó feladatnál az az a zűlödés töltődés be.

\vec{E} tér hat (zűlödés) ex mozgása

végül minden a hullámcsoporton: $\delta W = -e \vec{E} \cdot \vec{v}_{nz} dt$

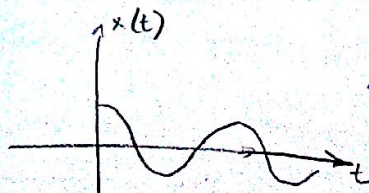
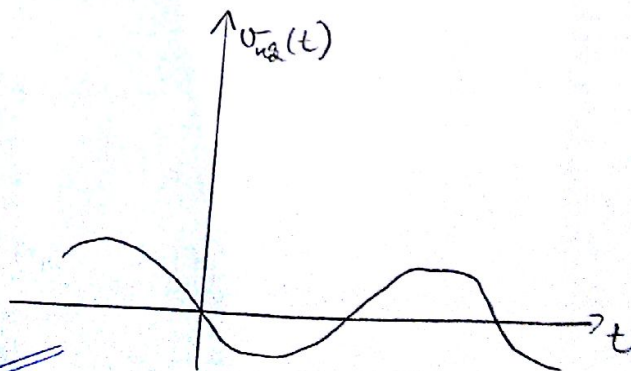
$$\frac{\partial \epsilon_{nz}}{\partial t} dt = \frac{\partial \epsilon_{nz}}{\partial \vec{z}} \frac{\partial \vec{z}}{\partial t} dt = \hbar \vec{v}_{nz} \frac{\partial \vec{z}}{\partial t} dt = -e \vec{E} \cdot \vec{v}_{nz} dt$$

$$\frac{\partial \vec{z}}{\partial t} = -\frac{e}{\hbar} \vec{E} \quad \vec{z}(t) = \vec{z}(0) - \frac{e}{\hbar} \vec{E} t$$



$$\vec{v} = \vec{v}_n(\vec{z}, t)$$

$$\vec{v}_{nz}(t)$$



Block-oscilláció

Külös elektronos tér nem bírja vezetése az elektronokkal.
 Azaz csak az állóhullám egy adott helyen
 Nincs ütközés \Rightarrow szabadon mozog

Elég kicsi, alacsony hőmérsékleten ez az állóhullám
 megfigyelhető

De egyelőre az 2. belső elmozdulás vagy helyváltozást
 jelent, azaz a hirtelen ütközés \Rightarrow máris 2. ba fog
 kerülni, tehát nem ez fog történni relatív sebességgel

Amellett: elektron gyorsul \rightarrow ütközés \rightarrow nyáradás az elbát
 Nincs disszipáció \Rightarrow relatívus

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\frac{e}{\hbar} \vec{E}$$

Hullámcsomag gyorsulni is tud:

$$\begin{aligned} \dot{\vec{v}}_{\text{sz}} &= \dot{\vec{v}}_{\text{sz}}(\vec{r}(t)) = \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_{\text{sz}}}{\partial \vec{r}} = \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_{\text{sz}}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_{\text{sz}}}{\partial \vec{r}} \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} = \\ &= \frac{1}{\hbar} \frac{\partial^2 E_{\text{sz}}}{\partial \vec{r}^2} \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} = \frac{\partial^2 E_{\text{sz}}}{\partial \vec{r}^2} \frac{1}{\hbar^2} \hbar \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} \end{aligned}$$

$$\dot{\vec{v}}_{\text{sz}} = \frac{\partial^2 E_{\text{sz}}}{\partial \vec{r}^2} \frac{1}{\hbar^2} \hbar \dot{\vec{r}} \quad \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E_{\text{sz}}}{\partial \vec{r}^2} = \frac{1}{m^*} \Rightarrow \text{effektív tömeg}$$

$$\dot{\vec{v}}_{\text{sz}} = \frac{1}{m^*} \hbar \dot{\vec{r}} \Rightarrow \hbar \dot{\vec{r}} = -e \vec{E} = \vec{F} \text{ külső erő}$$

Átalakítva

$$\left. \begin{aligned} \hbar \dot{\vec{r}} &= -e(\vec{E} + \vec{v}_{\text{sz}} \times \vec{B}) \\ \dot{\vec{r}} &= \vec{v}_{\text{sz}} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_{\text{sz}}}{\partial \vec{r}} \end{aligned} \right\} \text{ klasszikus mozgásegyenletei}$$

Effektív tömeg tenzor (dinamikus)

$$\left(\frac{1}{m^*} \right)_{ij} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E_{\text{sz}}}{\partial k_i \partial k_j} \quad \text{dinamikus effektív tömeg tenzor}$$

Elektronrendszer olyan mint egy folyadék, ha elég sűrű
 (Elöl az 2. belső téma, látod összekapcsol)

A mozgás töltés sűrűsége az elektronfolyadékban mozogni

Teljesen, hogy a sűrűség állandó maradjon
 Nincs szó az effektív tömegről a szabad elektronok.

És a tömeg ad valamit arról, hogy kölcsönhat a rendszer.

Mozgásegyenlet alkalmazásának feltételei:

- Salósz nem fedve át
- Kémiai kötés

Kötés és hullámhossza \gg elektron távolság

- Kötés és amplitúdója ne legyen túl nagy
- nem vonatkozik a tömör elektronokra

A legegyszerűbb esetben is túl sok elektron van, mert sok van.

szabadsági fokok számának csökkentése

Brillouin köbára összegezve a 2 állapotokat

$$\sum_{\mathbf{z} \in \mathbf{z}_B} \mathbf{z} = 0, \text{ mert mindig benne van a } -\mathbf{z} \text{ is.}$$

Ha kivesszünk egy \mathbf{z} állapotot, helyettesít egy lyuk.

$$\mathbf{k}_n = \sum_{\mathbf{z} \in \mathbf{z}_B} \mathbf{z} - \mathbf{z}_e = -\mathbf{z}_e$$

$E_n(\mathbf{z}_n) = -E_n(\mathbf{z}_e)$ csökken az energia a kivett állapot energiájával.

$$\vec{U}_n(\mathbf{z}_n) = \vec{U}_n(\mathbf{z}_e)$$

elcsúszta: $\left(\frac{1}{m_e^*}\right)_{ij} = -\left(\frac{1}{m_n^*}\right)_{ij}$ negatív töltésű kuma csökken lyuk töltése pozitív

$$\int f(\mathbf{r}) d\vec{r} = \int f(\mathbf{r} + \vec{r}') d\vec{r}'$$

$$\frac{d}{d\mathbf{r}} \int f(\mathbf{r} + \mathbf{r}') d\vec{r} = \int d\vec{r}' \frac{d}{d\mathbf{r}} f(\mathbf{r} + \mathbf{r}') = \int d\vec{r}' \frac{d}{d\mathbf{r}} f(\mathbf{r} + \mathbf{r}') = \int d\vec{r}' \frac{d}{d\mathbf{r}} f(\mathbf{r}) = 0$$

rácsperiodikus függvény: $\int_{\mathbf{z} \in \mathbf{z}_B} d\mathbf{z} \nabla_{\mathbf{z}} f(\mathbf{z}) = 0$

$$\vec{f} = -e \sum_{\mathbf{z} \in \mathbf{z}_B} \vec{U}_{\mathbf{z}} = 0$$

teljesen töltött rács atommagjai: \vec{f} komponensek elhagyható

$$\vec{f}_E = \sum_{\mathbf{z} \in \mathbf{z}_B} E_{\mathbf{z}} \vec{U}_{\mathbf{z}} = \sum_{\mathbf{z} \in \mathbf{z}_B} \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_{\mathbf{z}}^2}{\partial \mathbf{z}} \frac{1}{2} = 0$$

Egyedül csak a nem teljesen betöltött sávok járulása számít

$$\vec{f} = -e \int_{\text{betöltött}} \frac{d\vec{Q}}{(2\pi)^3} \vec{v}_n(\vec{z}) = e \int \frac{d\vec{Q}}{(2\pi)^3} \vec{v}_n(\vec{z})$$

Konstant mágneses tér

$$\hbar \dot{\vec{z}} = -e \vec{v}_n \times \vec{B} \quad \vec{v}_n = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_n}{\partial \vec{z}}$$

Energiát nem változtatja

$$\frac{\partial E_n}{\partial t} = \frac{\partial E_n}{\partial \vec{z}} \frac{\partial \vec{z}}{\partial t} = 0$$

$$\vec{z}(t) - \vec{z}(0) = -\frac{e}{\hbar} \left((\vec{r}(t) - \vec{r}(0)) \times \vec{B} \right) \quad \vec{B} \parallel z$$

$$(\vec{r}(t) - \vec{r}(0)) \times \vec{B} = -\frac{\hbar}{eB} (\dot{\vec{z}}(t) - \dot{\vec{z}}(0))$$

$$x(t) - x(0) = \frac{\hbar}{eB} (\dot{z}_y(t) - \dot{z}_y(0))$$

$$y(t) - y(0) = -\frac{\hbar}{eB} (\dot{z}_x(t) - \dot{z}_x(0))$$

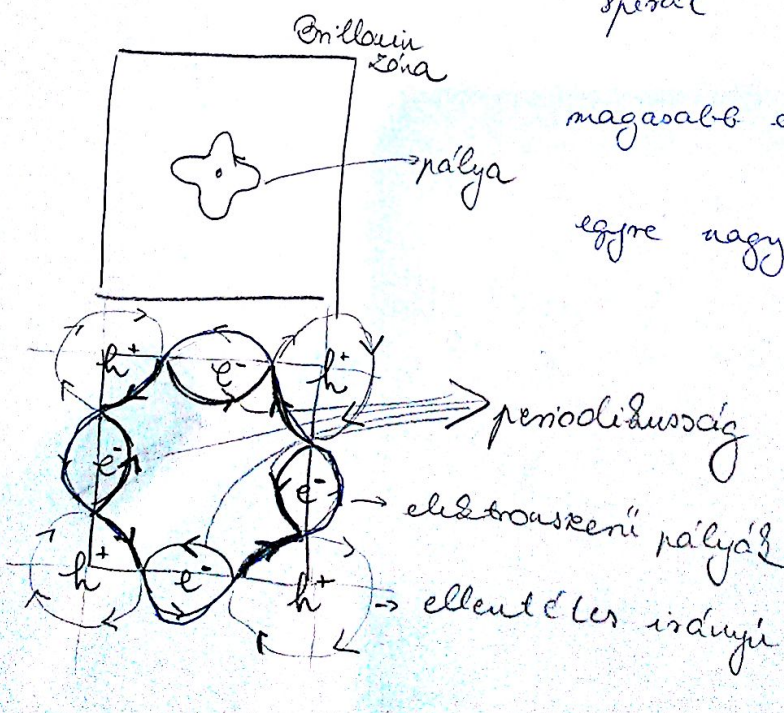
$$\frac{\hbar}{eB} = l_H^2$$

$\frac{\hbar}{2}$ -es forgatódás felel meg az a mozgás

Ha B elég nagy a valódi térbeli mozgás összemérhető lesz az elektronok térlökésével.

Ezerenergetikus pályák.

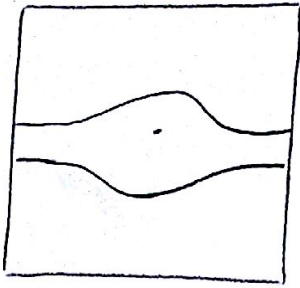
Mágneses térrel párhuzamos mozgás megmarad + zömmozgás
↓
spirál



magasabb energiájú pályákra átmenet

↓
egyre nagyobb hurok → felbomlás

Ha elég az 1. BZ.ból specialisan, akkor a pályák felbom-
lanak elektronos és lyukos pályákra



nyílt pályák

periodikusan ismétlődő
soha nem szűnül le

a részben pl. bizonyos irányban
nyílt pályák

Konstant mágneses tér esetén zárt pályára "szűsíteni"
elektronok periodikusan mozognak, van egy saját frekvencia
nyílt pályán a periodus idő végtelen.

↓

Resonancia módszerrel mérhető a pályák frekvenciája

Alapállapot nem sérthet szimmetriát.

Mivel a kristály alapvetően szimmetriasértő \Rightarrow nem lehet
elileg alapállapot \Rightarrow végtelen időintervallumon
elbontani

↓

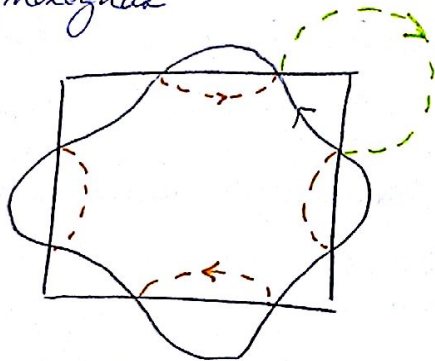
Nem lehet igazán N test problémát szelni.

$$\vec{v} = \vec{v}_n(\vec{z}) = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_n(t)}{\partial \vec{z}}$$

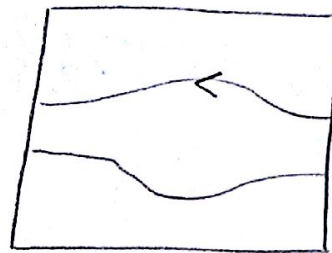
$$\hbar \dot{\vec{z}} = \vec{F} \text{ zülso erő}$$

$$\vec{F} = -e(\vec{E} + \vec{v}_n(\vec{z}) \times \vec{B})$$

csak zülso mágneses tér. az állapotok energiájukban pályákon mozognak



zárt pálya



nyílt pálya

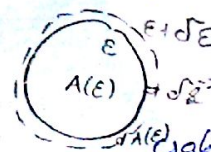
zárt pályán a periódusidő: impulzus térben spirál. adott magasságban:

$$t_2 - t_1 = \int_{t_1}^{t_2} dt = \int_{\vec{z}_1}^{\vec{z}_2} \frac{d\vec{z}}{|\dot{\vec{z}}|} = \int_{\vec{z}_1}^{\vec{z}_2} d\vec{z} \frac{1}{\left| -\frac{e}{\hbar} (\vec{v}_n(\vec{z}) \times \vec{B}) \right|} = \int_{\vec{z}_1}^{\vec{z}_2} d\vec{z} \frac{\hbar^2}{e} \frac{1}{\left| \frac{\partial E_n(\vec{z})}{\partial \vec{z}} \times \vec{B} \right|}$$

$$= \int_{\vec{z}_1}^{\vec{z}_2} \frac{d\vec{z}}{\left| \frac{\partial E_n(\vec{z})}{\partial \vec{z}} \right|} \frac{\hbar^2}{eB}$$

csak a mágneses komponens ad járulékat

Vegyük 2 egymáshoz közeli pályát



δE megfelel egy $\delta \vec{z}$ -nek.

$$\delta E = \frac{\partial E_n(\vec{z})}{\partial \vec{z}} \delta \vec{z} = \left(\frac{\partial E_n(\vec{z})}{\partial \vec{z}} \right)_{\perp} |\delta \vec{z}|$$

$$t_2 - t_1 = \frac{\hbar^2}{eB} \frac{1}{\delta E} \int_{\vec{z}_1}^{\vec{z}_2} d\vec{z} |\delta \vec{z}|$$

Adott energiához tartozó pálya terület $A(E)$

$$A(E) \rightarrow \frac{\partial A(E)}{\partial E}$$

Periódusidő adott magasságban:

$$t_2 - t_1 = \frac{\hbar^2}{eB} \frac{\partial A(E)}{\partial E} \Rightarrow T(E, z_z) = \frac{\hbar^2}{eB} \frac{\partial}{\partial E} A(E, z_z)$$

$$T(\epsilon, z_x) = \frac{\hbar^2}{eB} \frac{\partial}{\partial \epsilon} A(\epsilon, z_x)$$

$$T(\epsilon, z_x) = \frac{2\hbar}{\omega_c} \Rightarrow \omega_c = 2\hbar \frac{eB}{\hbar^2} \frac{1}{\frac{\partial}{\partial \epsilon} A(\epsilon, z_x)} = \frac{2\hbar eB}{\hbar^2} \left(\frac{\partial A(\epsilon, z_x)}{\partial \epsilon} \right)^{-1}$$

\downarrow
elektron körfrekvencia

szabad elektronok esetére:

$$\epsilon = \frac{\hbar^2 z_x^2}{2m} + \frac{\hbar^2 z_y^2}{2m} + \frac{\hbar^2 z_z^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m} (z_x^2 + z_y^2 + z_z^2)$$

$$A(\epsilon, z_x) = z_x^2 \hbar = \frac{2m}{\hbar^2} \hbar \epsilon - z_x^2 \hbar$$

$$\frac{\partial A(\epsilon, z_x)}{\partial \epsilon} = \frac{2m}{\hbar^2} \hbar \Rightarrow \omega_c = \frac{eB}{m}$$

\downarrow
elektron körfrekvencia szabad elektron

elektron tömeg

$$\omega_c = \frac{eB}{m_c^*}$$

$$m_c^* = \frac{\hbar^2}{2\hbar} \frac{\partial A}{\partial \epsilon}$$

mitől: adott hullámcsomag milyen sebességgel
bár a mozgása során (dinamikus)

most: hogyan viselkedik mágneses térben, mi a
a körfrekvencia.

A függ z_x iránytól is \Rightarrow anizotrop felület.

Példa:

energiatartomány felület egy ellipszoid

$$\epsilon_k = \frac{\hbar^2 z_1^2}{2m_1^*} + \frac{\hbar^2 z_2^2}{2m_2^*} + \frac{\hbar^2 z_3^2}{2m_3^*}$$

dinamikus tömeg

$$\vec{F} = -e(\vec{v} \times \vec{B})$$

$$\vec{v} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \epsilon}{\partial \vec{z}}$$

$$B_1 = B \alpha_1 \quad B_2 = B \alpha_2 \quad B_3 = B \alpha_3$$

$$\frac{dz_1}{dt} = -e \frac{z_2}{m_1^*} B_3 + e \frac{z_3}{m_3^*} B_2$$

$$\frac{dz_3}{dt} = -e \frac{z_1}{m_1^*} B_2 + e \frac{z_2}{m_2^*} B_1$$

$$\frac{dz_2}{dt} = -e \frac{z_3}{m_3^*} B_1 + e \frac{z_1}{m_1^*} B_3$$

is

$$z \propto e^{i\omega t}$$

$$i\omega z_1 = -e \frac{z_2}{m_2^*} B_3 + e \frac{z_3}{m_3^*} B_2$$

$$\omega \rightarrow \omega_c$$

$$i\omega z_2 = -e \frac{z_3}{m_3^*} B_1 + e \frac{z_1}{m_1^*} B_3$$

$$\omega_0 = 0$$

$$\omega_c^2 = e^2 B^2 \frac{m_1^* \alpha_1^2 + m_2^* \alpha_2^2 + m_3^* \alpha_3^2}{m_1^* m_2^* m_3^*}$$

$$\frac{1}{m_c^*} = \sqrt{\frac{m_1^* \alpha_1^2 + m_2^* \alpha_2^2 + m_3^* \alpha_3^2}{m_1^* m_2^* m_3^*}}$$

Ha tudnánk mérni az ω_c -t, akkor \vec{B} -t forgatva fel tudnánk térképezni a diszperziót

Frekvenciát változtatva, ha ω_c -t elérjük, a rendszer abszorbeálja az energiát. (Rezonancia)

külső „gyenge” $\vec{E}(\omega) \sim \vec{E} e^{i\omega t}$

utkövet az elektronok \Rightarrow kell egy csillapodás az egyenletbe
egymással, „kibágyad”, stb...

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{e}{\hbar} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - \frac{\vec{v}}{\tau}$$

$\vec{E} \perp \vec{B}$ \Rightarrow karakterisztikus idő

Megoldás

$$\vec{v}_1 = \frac{1}{(i\omega + \frac{1}{\tau})^2 + \omega_c^2} \left(-eE_1 (i\omega + \frac{1}{\tau}) + eE_2 \frac{eB_3}{m_2^*} - eE_3 \frac{eB_2}{m_3^*} \right)$$

$$\vec{j}_1 = -en_e \vec{v}_1 = -\frac{en_e}{m_1^*} \vec{v}_1 \quad \vec{j} = \vec{\sigma} \cdot \vec{E}$$

$$\vec{\sigma}_{||} = \vec{\sigma}_0 \frac{1 + i\omega\tau}{1 + (\omega_c^2 - \omega^2)\tau^2 + 2i\omega\tau} \quad \vec{\sigma}_0 = \frac{n_e e^2}{m_1^*} \tau$$

\downarrow

Klasszikus Drude-modell vezetőképessége

Ha $\omega_c \tau \gg 1 \Rightarrow$ erős rezonancia

A külső elektromos tér frekvenciáját változtatva kapunk egy elektron rezonanciát.

Igen, de ω_c nem jól definiált. Függ pl. B_z -tól.

Rezonancia jelenti az elektronok, de csak a Fermi felülethez közel lévőket tudja.

$$\hbar\omega_c \ll E_F$$

elég alacsony hőmérsékleten csak az abszorpció van.

Csak betöltöttből tud irásba jelezni. Csak a Fermi felület dönnyéde.

$$1) \quad \hbar \omega \ll \hbar \omega_c$$

Milyen metaxetét nézem a Fermi gömbnél? Milyen irányú a mágneses tér?



↑ más metaxetét, mindegyikhez tartozik egy rezonancia

Ahol a metaxetét ^{derivált} ω_c értékei vannak ott az pályák azja ugyanaz a frekvenciát \Rightarrow határ

2) a Fermi-felület metaxetétét ω_c értékei adnak nagy jömléket

Igy a mindat forgatva fellelőzhetők a Fermi-felület alazja. (Dönnyéde az állapotokat \Rightarrow csak ezek jelezhetők) (melyek K -en, max 10 K, mert egyébként szétmosdoló).

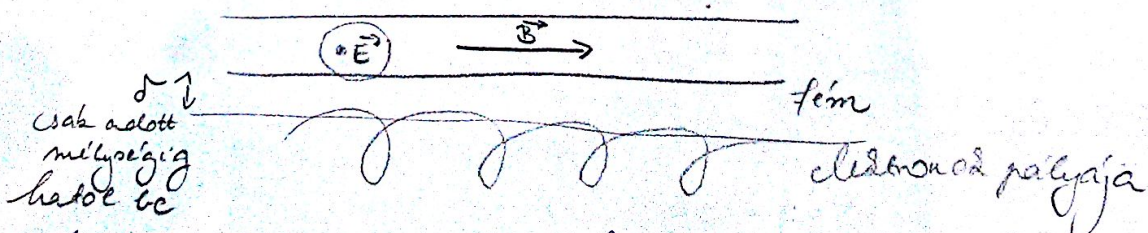
Több frekvencián is megjelenhet csúcs, ha egy irányban több körös érték van.

$\omega_c \tau \gg 1$ kvázienergetikus pályán akkor végig kell menni az elektronok ütközés nélkül
Nem szabad, hogy tilisillapított legyen, mert akkor nem tudjuk mérni.

felvezetőknel kevés töltéshordozó \Rightarrow jól definiált energia \Rightarrow ez is jó erre a vizsgálatra

ω frekvenciájú elektromos tér. De felülbe ez nem megy be (Skin-effektus)

Közelítés



az az elektron, ami δ -ba \Rightarrow fel tud venni energiát

Kétség: ugyanolyan ütemben "lője meg" a zúzó tér

célszerű rezonancia:

$$T_c = n T_E \Rightarrow \omega = n \omega_c$$

minden egész számú többszörösével tud
abszorbeálni

Szó frekvencia

Mivel σ erősen frekvenciafüggő \Rightarrow mérés nehéz

Kváziklasszikus közelítésben $\sigma \gg$ atomár kell legyen.

Első nagy frekvenciára ez \approx atomár-ra kicsődlenhet

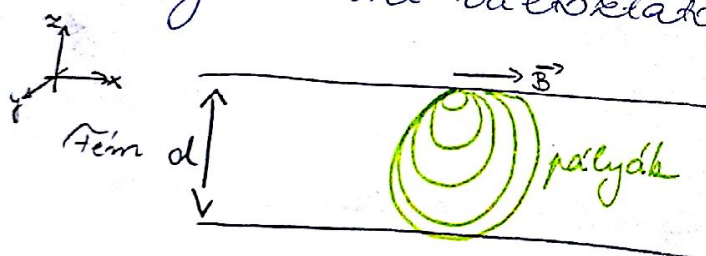
Változtassuk ω_c -t!

$$\frac{1}{B_n} = n \frac{2\pi e}{h^2 \omega} \left(\frac{\partial A}{\partial E} \right)^{-1}$$

\uparrow
 $\vec{E} = \vec{E} e^{i\omega t}$

Közel-klawer rezonancia:

fémekkel skin-effektus miatt a több frekvenciát úgy
célszerű mérni, hogy nem az elektromos, hanem a
mágneses téreret változtatom.



Nem lehet térszerű pályák.
Beuna kell, hogy legyen a
mintában.

És nem igazi vektor-reteg
kváziklasszikus

z -tér sűrűsége $\propto d \Rightarrow$ akkor kváziklasszikus, ha z -tér
folytonosnak tekinthető $\Rightarrow d$ legyen elég nagy
pálya nem lehet atomméretű \Rightarrow lesz egy határpálya
 $\vec{E} \parallel \vec{e}_y \quad \vec{B} \parallel \vec{e}_x$

$$k_y \left(\frac{1}{2} \right) - k_y(0) = - \frac{eB}{\hbar} \int_0^{\frac{1}{2}} v_z(t') dt' = - \frac{eB}{\hbar} d_n$$

$$B = \frac{m^* \omega}{ne}$$

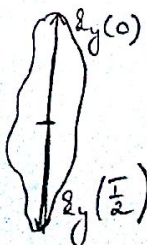
$$k_y \left(\frac{1}{2} \right) - k_y(0) = - \frac{m^* \omega}{n \hbar} d_n$$

megkötőd a rezonancia, ha
az átmenő $d_n \geq d$ (mint a oxilossége)

$$k_y \left(\frac{1}{2} \right) - k_y(0) = 2 \times \text{pályamomentum}$$

2 extrémális
érték

így mérhető lesz adott irányba
a Fermi-impulzus értéke



elektron rezonancia dőré $B \approx 1T$

jellemző $\omega_c \approx GHz$ (mészhűtő)

drága hűtés

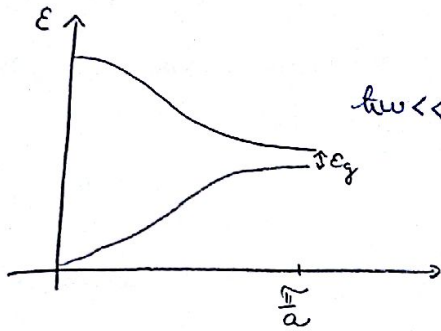
Ullapodás véges élettartamú

Meddig érvényes a kvantizációs törvény?

$e(\vec{q}\vec{r} - \omega t)$ zűrés tér $q \ll |\sigma_2| \ll \frac{2g}{a}$

Bollmann zóna mérete

$$L \gg \lambda \gg (\sigma_2) \gg a$$

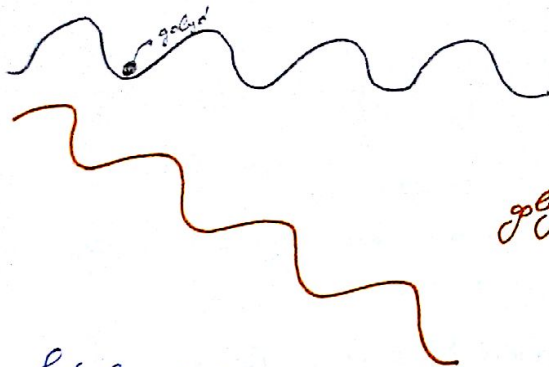


$\hbar\omega \ll E_g$ direkt átmenet \Rightarrow ne saóvól zűrés

zűrés elektronos tér a Hamilton-generátorban + 1 tag.

$H_0 \rightarrow H_0 + e\vec{E}\vec{r} \Rightarrow$ deformálga a saóvólát a tér

Potenciál + zűrés tér



golyó ligumál, alagutakik

Saóvól deformációjának hatása a golyó elbűrés mőködésére.

Kűlső tér mőködése a golyó elmozdulásakor : $eEa \ll \frac{E_g^2}{E_F}$

E_g általában $\ll E_F$

↑
kőgőnbb feltétel az elektronos tér hatása miatt

A kvantizációs törvény a legkőbban a félvezetőknel alkalmazható a legkőbban.

Félfvezetők

Vezetőképeség: $\sigma_0 = \frac{ne\tau}{m}$

2 ütközés között elért idő

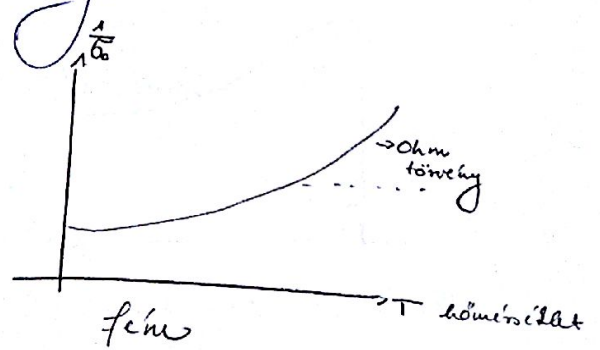
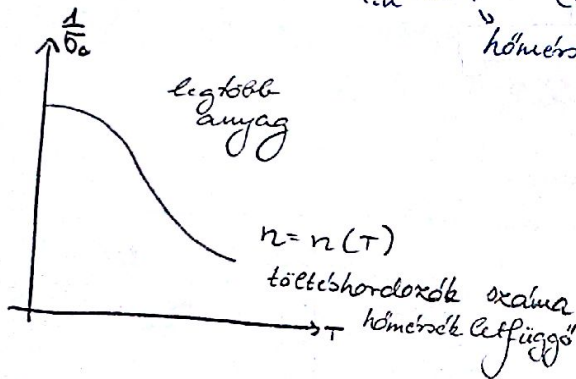
Marlow-folyamat: elektron gyorsul, ütközik, aminek hatására elfelejt, honnan jött

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{el}} + \frac{1}{\tau_{in}}$$

elastikus inelastikus

$$\frac{1}{\tau_{in}} \propto T^\alpha \quad (\alpha > 0)$$

hőmérséklet



$e^{-\frac{E_g}{2kT}}$ valószínűséggel szelődik meg új elektron páros töltéshordozó

Félfvezető: $E_g < 2\text{eV}$

drift sebesség $\vec{v}_d = \mu \vec{E}$ mozgáshossz (inelastikus ütközések)

$$\vec{j} = -en\vec{v}_d$$

$$\vec{j} = qn\mu\vec{E}$$

ismert félfvezetők: IV. sorozat elemei

pl.: Si

$E_g = 1,12\text{eV}$

3s²3p²
 legmagasabban fekvő betöltött és legalsó-
 nyabban fekvő üres s-ból átlépe
 $T=0\text{-n}$

Ge

$0,67\text{eV}$

2s²2p²

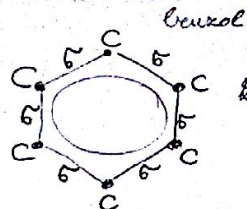
gyémánt C

$5,5\text{eV}$

s²p²

kristályoszerkezetük ugyanaz. Mandegegyiknél 4 külső elektron van. Tetragonális szerkezet \rightarrow 4 egyforma kötés. Például a 2 külső p² egy teljesen gömbörszimmetrikus körművelet lát "maga alatt" Si-ra és Ge-ra ez már nem igaz.

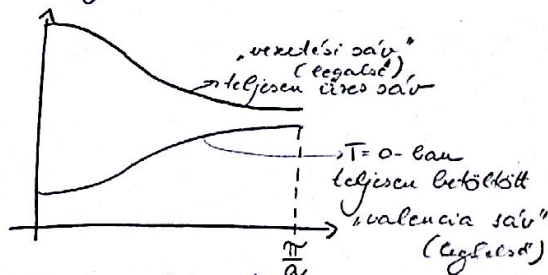
Emiatt a szén és a 4 pályát oxénté szabadon mozgathat.



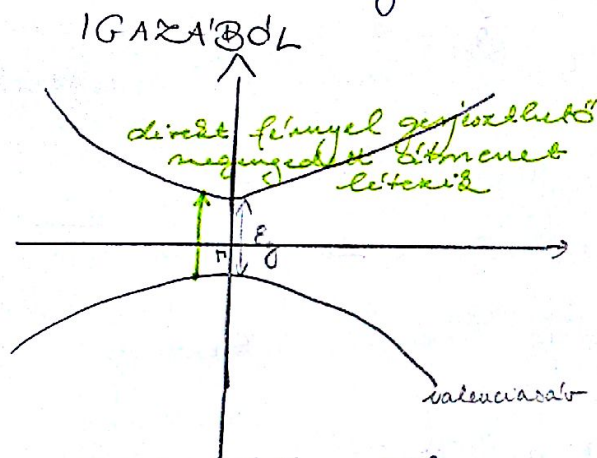
híbe p-2 szabadon mozgathatnak
↓
delokalizáció

Si, Ge esetén nincs meg ez a szabadság. Ezért nem lehet ilyen alapú szil

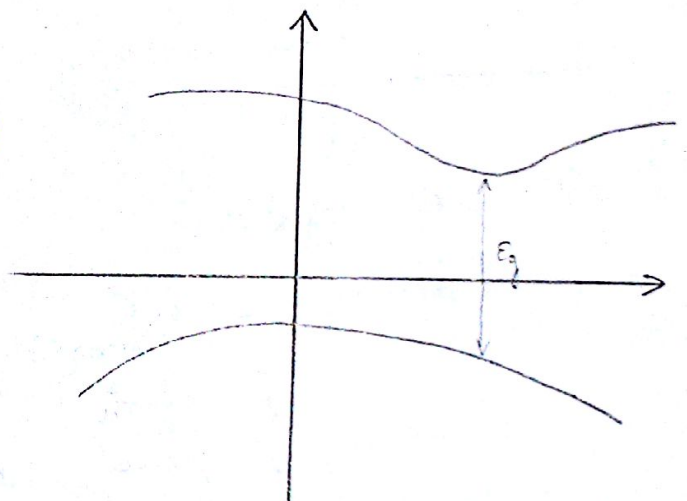
2 típusú E_g létezik



Há a vezetési sáv minimuma egybeesik a valencia sáv maximumával $\Rightarrow E_g$



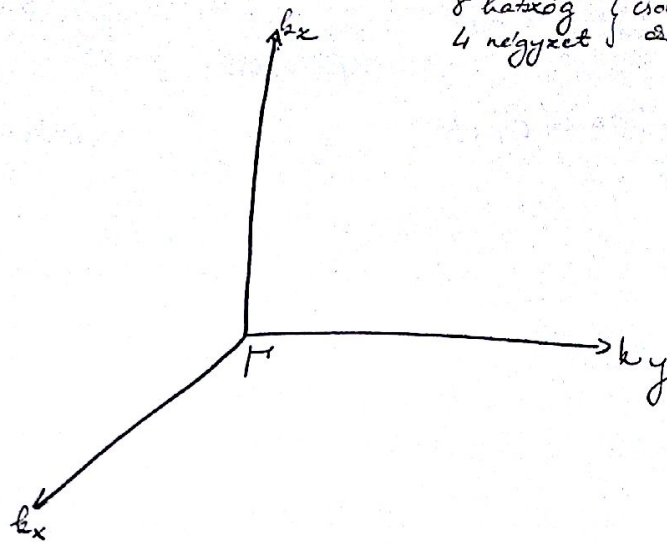
direkt félvezető
max és min ugyanott
gátjai abszolút jól
definiáltak



indirekt félvezető
max és min máshol
gátjai abszolút jól meghatározhatók
minéliség termocinamizai adja
az átmenetet

Próbahőmérsékleten jelentős számú elektron van a vezetési sávba gerjesztve. A vezetési elektronok és a valencia lyukak szabad gáznak tekinthetők. Alkalmasak rájuk a kinetikus gáz elmélet

Hisz sűrűségű elterjedésként létezik. Egy sávan vannak, hogy egymással kölcsönhatással és kialakuljon a termocinamizai egyensúly.



8 határvég } csúszó
4 négyzet } oldalán

Nevezetes pontok

Brillouin zóna középe

$$\Gamma = (0; 0; 0)$$

$$L = \frac{2\pi}{a} (1; 1; 1)$$

négyzet közepén

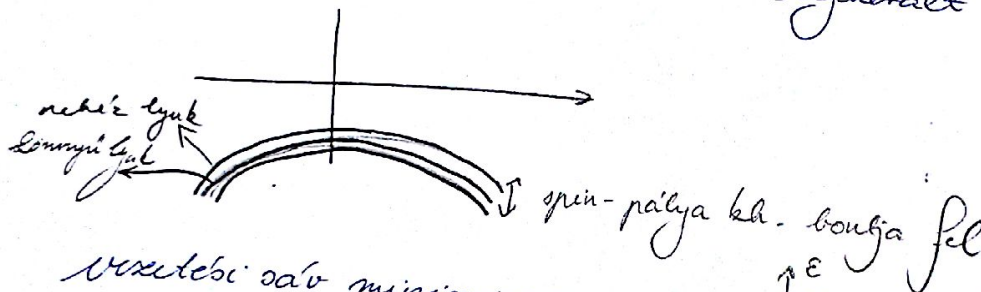
$$X = \frac{2\pi}{a} (0; 0; 1)$$

határvég oldalán közepén

$$K = \frac{2\pi}{a} \left(\frac{3}{4}; \frac{3}{4}; 0\right)$$

Változás maximuma: $\Gamma = 0$

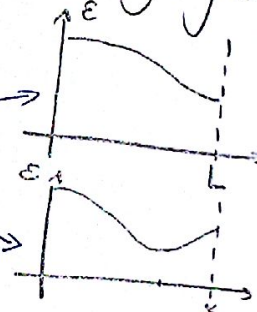
Ge, Si: 3-szorosan degenerált



valence sáv minimuma

Ge L pontban

Si X felé 20 $\frac{2}{3}$ táv.



8 irányban léteznek csak 4 van Ge-re (2-höz tartozik)

6 irányban léteznek

A min és max sávok: energiaterjedési felület és forgáskör-
közök (Γ -nál gömbösk)

2 tömeggel jellemezhetők

Ge $\frac{m_{||}}{m} \approx 1,6$
electron tömeg
 $\frac{m_{\perp}}{m} \approx 0,082$

Γ

Γ L nagyon elnyújtott

Si $\frac{m_{||}}{m} \approx 0,916$
 $\frac{m_{\perp}}{m} \approx 0,191$

Γ

Γ X

Ciklotron-rezonanciával mérhető

Valenciado

$$\text{Ge} \quad \frac{m_{a1}}{m} \approx 0,28$$

$$\frac{m_{a2}}{m} \approx 0,044$$

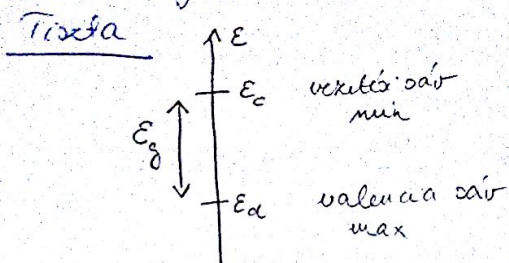
química
fichas

0,3 eV

$$\text{Si} \quad \frac{m_{a1}}{m} \approx 0,54$$

$$\frac{m_{a2}}{m} \approx 0,15$$

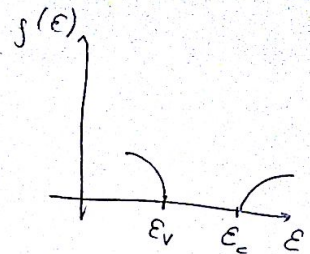
0,04 eV



$$\epsilon_g \sim 1 \text{ eV}$$

$$k_B T \sim 300 \text{ K}$$

$$e^{-\frac{\epsilon_g}{2k_B T}} \sim e^{-20}$$



$$g(\epsilon) = \sum \delta(\epsilon - \epsilon(\mathbf{k})) \sim g_v(\epsilon) \sim \sqrt{\epsilon - \epsilon_v}$$

$$\epsilon(\mathbf{k}) \propto \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$$

$$g_c(\epsilon) \sim \sqrt{\epsilon - \epsilon_c}$$

Mekkora a létező potenciál? Mekkora energia szükséges, hogy a rendszerben ~~energia~~ ^{egy elektron} adjunk \Rightarrow nem így számolunk
 Fel kell írni a töltésemensúlyt. Teljesítettett egyenlet
 száma = a vezetési sávbeli elektronok száma

$$n_c(T) = \int_{\epsilon_c}^{\infty} d\epsilon g_c(\epsilon) \frac{1}{1 + e^{\frac{\epsilon - \mu}{k_B T}}}$$

váltakozósávbeli egyenlet száma:

$$p_v(T) = \int_{-\infty}^{\epsilon_v} d\epsilon g_v(\epsilon) \left(1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{\epsilon - \mu}{k_B T}}} \right)$$

$$n = \sum_{\mathbf{k}} \delta(\epsilon - \epsilon(\mathbf{k})) n_F(\epsilon_{\mathbf{k}})$$

$$\mu - \epsilon_v \gg k_B T \quad \epsilon_c - \mu \gg k_B T$$

Teljes sáv \approx összemérhető $k_B T \Rightarrow$ félvezető

grafit, bizmut (és vegyületei)

Fémi: előrelátás helyett Boltzmann alkalmazható: itt

$$n_c(T) = \int_{\epsilon_c}^{\infty} d\epsilon g_c(\epsilon) e^{-\frac{\mu - \epsilon}{k_B T}} = e^{-\frac{\mu - \epsilon_c}{k_B T}} \underbrace{\int_{\epsilon_c}^{\infty} d\epsilon g_c(\epsilon) e^{-\frac{\epsilon - \epsilon_c}{k_B T}}}_{N_c(T)}$$

$$p_v(T) = e^{-\frac{\epsilon_v - \mu}{k_B T}} p_v(T)$$

$$N_c(T) \propto T^{3/2}$$

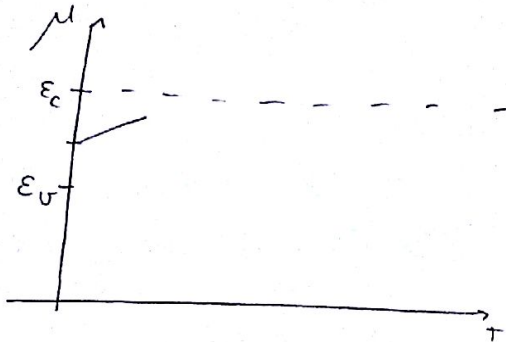
$n_c(T) = p_v(T)$ intrinsik félvezető (szájt, típus)

$$n_i(T) = \sqrt{n_c(T) p_v(T)} = \sqrt{N_c(T) p_v(T)} e^{-\frac{\epsilon_g}{2k_B T}}$$

$$e^{\frac{\mu - E_c}{2k_B T}} N_c(T) = e^{\frac{E_v - \mu}{2k_B T}} P_v(T)$$

$$\mu = \frac{E_v + E_c}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln \frac{P_v(T)}{N_c(T)} \approx \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} k_B T \ln \frac{m_p}{m_n}$$

Olyan és a hálózati hőmérséklet van, hogy csak hőmérsékletmérésre alkalmas.



Idaliből felvettől

pl. Si -t dicsőítik As -ra
pár helyen

Si → As v. Si → Ga
+1 és -1 elektron

Si tetraédres szerkezete az As-nál két 4 elektront, de marad még egy. Galliumnál meg csak 3 elektrona van. (-1 elektron)

+1 elektron hidrogénatomként viselkedik az As
+1 töltésű ion. DE a +1 elektron sávellátion
a vezetési sávba kerül, ha nem lenne ott
a pozitív +1 töltés. Si dielektrikus állandója (relatív)
nem 1. Ha az As és elektron töltés >> Si-Si táv →
közelíthető van átlagos tömeggel egy adott relatív
dielektrikus állandóval

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \Rightarrow \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon_r r}$$

$m \Rightarrow m^*$ Bohr-pálya sugara most: $r_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m^* e^2} = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{e^2 m} \cdot \frac{m}{m^*} \cdot \epsilon_r$
 ϵ_r itt 20-30 körül

$$E_0 = \frac{e^4 m}{(4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2} \frac{n^*}{m} \frac{1}{\epsilon_r}$$

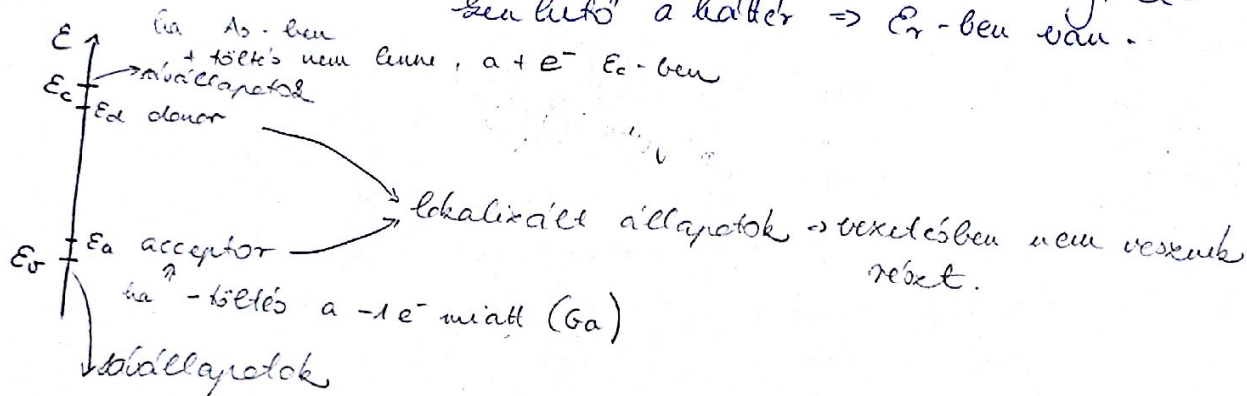
13,6 eV

$$E_0(\text{Si}) \sim 20 \text{ meV}$$

$$E_0(\text{Ge}) \sim 5,5 \text{ meV}$$

Így a létezés?

$\frac{r_0}{a_0} \sim 30-100 \Rightarrow$ tehát sokkal nagyobb a pályasugara mint a Si-Si távolság, elhanyagolható a határ $\Rightarrow E_r$ -ben van.



Milyen arányú adalék \rightarrow addig, hogy az oldaltöltött állapotok távolsága elég nagy legyen, hogy ne fűződjenek át. (hidrogén) H^+ hidrogénen állapot gerjesztésével ne foglalkozunk.

Téves hőmérsékleten a szabad e^- -k / lyukakat nem a valenciafótonokból gerjesztjük, hanem donor/acceptorok.

Általában vagy donor vagy acceptor az adalék
 \swarrow n típusú \searrow p típusú félvezető

Hogy függ a töltéshordozók száma a hőmérséklettől?

az az döntő nem a relax. idő számoljuk $2 \cdot \mu \cdot t$
 Mi a statisztikája a lokalizált nívón lévő elektronoknak / lyukaknak?

Válasz: részecskekísérlet

$$\langle n \rangle = \frac{\sum N_j \cdot e^{-\frac{E_j - \mu}{k_B T}}}{\sum e^{-\frac{E_j - \mu}{k_B T}}}$$

e^- : C-ben + donor
 e^+ : V-ben + acceptor
 lokalizált áll.

$$N_j = 0$$

1 \uparrow, \downarrow

2 taszítás \Rightarrow nagyon elcsúsz az energia \Rightarrow nem lehetséges
 ex a $\frac{1}{2}$ töltéssűrűség a $\frac{1}{2}$ töltéssűrűség

$$\langle n \rangle = \frac{\sum N_j e^{-\frac{E_j - \mu N_j}{k_B T}}}{\sum e^{-\frac{E_j - \mu N_j}{k_B T}}}$$

$$0 \cdot e^0 + 2 \cdot 1 \cdot e^{-1}$$

$$N_j = 0, 1$$

$$\langle n \rangle = \frac{2 e^{-\frac{E_d - \mu}{2 k_B T}}}{1 + 2 e^{-\frac{E_d - \mu}{2 k_B T}}} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} e^{\frac{E_d - \mu}{2 k_B T}}} = f_d(E_d)$$

spindleg

$$N_{d0} \Rightarrow n_{d0} = \frac{N_{d0} \rightarrow \text{donors nala}}{1 + \frac{1}{2} e^{\frac{E_d - \mu}{2 k_B T}}}$$

$$n_{d0}^+ = \frac{N_{d0}}{1 + 2 e^{\frac{\mu - E_d}{2 k_B T}}} \text{ geyjastett dill.}$$

donor niala
már minus e⁻

acceptor niala uggyanaz. Nem lehet 0 lynd (= 2 electron)
de lehet 2 lynd.

ionizált acceptor niala

$$n_a^- = \frac{N_a}{1 + 2 e^{\frac{E_a - \mu}{2 k_B T}}} = -p_a$$

Itt hullámfó-d átfedések de nyalas niala átmenet, mert azise
polarizáció jóvala lete => drabik Coulomb-energia
nyal as niala - de niala átmenet

$$\frac{N_d}{n_c + n_d} = \frac{N_a}{N_d - N_a + p_v + p_a}$$

lynd + lynd

$N_d \neq N_a$ mert akkor
lynd?

$$n_c \neq p_v \quad n_c - p_v = \Delta n \neq 0$$

$$n_c \cdot p_v = n_i^2 \quad n_i(T) = \sqrt{N_c(T) P_v(T)} e^{-\frac{E_g}{2 k_B T}} \text{ saját félvezető}$$

karmazó geyjastett
e⁻

$$n_c(n_c - \Delta n) = n_i^2$$

$$n_c = \frac{1}{2} (\sqrt{(\Delta n)^2 + 4 n_i^2} + \Delta n)$$

$$p_v = \frac{1}{2} (\sqrt{(\Delta n)^2 + 4 n_i^2} - \Delta n)$$

$$|\Delta n| \gg n_i$$

$$\Delta n \gg 0$$

$$n_c \approx \Delta n + \frac{n_i^2}{\Delta n}$$

lynd + lynd

$$p_v \approx \frac{n_i^2}{\Delta n}$$

lynd + lynd

$$\Delta n < 0 \quad n_c \approx \frac{n_i^2}{|\Delta n|}$$

lynd + lynd

$$p_v = |\Delta n| + \frac{n_i^2}{|\Delta n|}$$

lynd + lynd

Nem foglalkozunk a
lynd

Extrínézes fizika

el töltés: n_i mellett mindig jelen van a diszertég;
melyet nagy jelentősége van a dinamika során.

Szagt felvezető lémiar potenciála (μ)

adatok: $n_c(T) = p_v(T) = n_i(T)$

töltésemlegesség: $n_c + n_a = p_v + n_d$

$$N_c e^{-\frac{E_c - \mu}{2k_B T}} + \frac{N_d}{1 + 2e^{\frac{E_d - \mu}{2k_B T}}} = p_v(T) e^{-\frac{\mu - E_v}{2k_B T}} + \frac{N_d}{1 + 2e^{\frac{\mu - E_d}{2k_B T}}}$$

egyenlet μ -re

csak donor:

$N_a = 0$

$\mu = 2k_B T \ln \left(\frac{1}{4} e^{\frac{E_d}{2k_B T}} \left(\sqrt{1 + \frac{8N_d}{N_c(T)} e^{\frac{E_c - E_d}{2k_B T}}} - 1 \right) \right)$

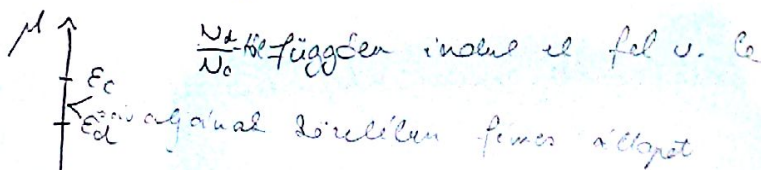
1.) $E_c - E_d \gg 2k_B T$ Mennyire jogos a Boltzmann statisztika?

$$\mu = \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{2k_B T}{2} \ln \frac{N_d}{2 N_c(T)}$$

2.) $\frac{8N_d}{N_c(T)} e^{\frac{E_c - E_d}{2k_B T}} \ll 1$

$$\mu = E_c + 2k_B T \ln \frac{N_d}{N_c(T)}$$

\Rightarrow mennyi a töltéshordozók száma.



$$n_c(T) = N_c(T) e^{-\frac{E_c - \mu}{2k_B T}}$$

Ha μ mennyi a vezetési sávba \Rightarrow most mi a Boltzmann stat. egyenletének

1.) $E_c - E_d \gg 2k_B T$

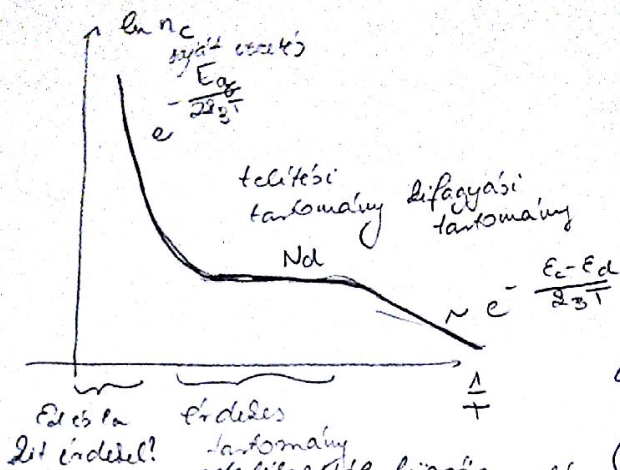
$$\mu \approx \frac{E_c + E_d}{2} \Rightarrow n_c(T) = N_c(T) e^{-\frac{E_c - E_d}{2k_B T}}$$

exponenciálisan
Léni \Rightarrow diffrakciós
tartomány

2.) $\frac{8N_d}{N_c(T)} e^{\frac{E_c - E_d}{2k_B T}} \ll 1$ de $E_c - E_d \gg 2k_B T$

$$n_c(T) = N_c(T) e^{-\frac{E_c - \mu}{2k_B T}} \approx N_c(T) e^{\ln \frac{N_d}{N_c(T)}} = N_d$$

teljesi tartomány
mennyiségű elektronok áramlása



Telítési tartomány:

$$n_c(T) \approx N_d$$

a vezetési elektronok száma sokkal kisebb, mint a félben

kölcsönható Fermi gáz

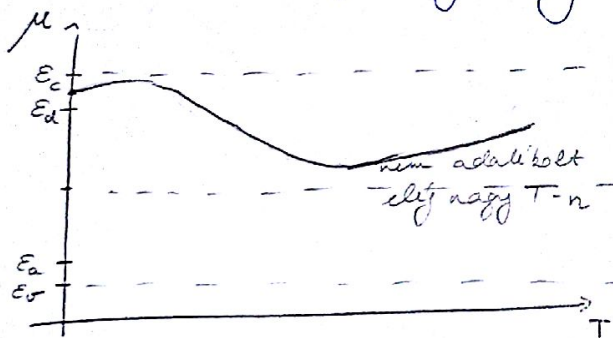
klasszikus hőmérsékleti elektron gáz

Fluktuációk energiája $(k_B T)^2 = \frac{n e^2}{m}$ Fluktuációk energiája

hogy ne legyen fluktuáció \rightarrow folyadék

Az anyag az kisebb a töltéssűrűség-fluktuáció miatt fogalmanál a nem egyensúlyi állapotoknál "plazma"

$N_d \sim 10^{14} - 10^{15}$ még nem gáz, de elég nagy, hogy a vezetőképesség véges legyen.



ha $\mu > E_c \rightarrow$ elfajult félvezető

diszperzió jön, gap soha.

Si-től lehet legközelebbi makroszkopikus egykristályt csinálni.

Működik olyan kísérlet labor, hogy ne könnyezze el a Si-t.

Az nem tökéletes Si is messze jobb és tökéletesebb felületet tud adni, mint bármely más.

Befolyásolja a felületi réteg tulajdonságait.

félben töltéshordozók száma átl.

vezetést az határozza meg, hogy az állapotok ültöznek.

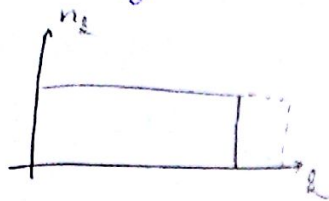
Eloszlásfüggvény $f(\epsilon)$

az energia nem irányfüggő (Sch. e. megoszlása)

Kell koordinátáfüggést beírni

$f(\vec{r}, \vec{r}, t)$ lokális \vec{r} és \vec{r} független
 max \vec{r} és \vec{r} pontosság

Lehet változó tényleg def. eloszlásfüggvény, és jó koordináták
 egyensúly: $f = f(\vec{r})$ olyan mint a Maxwell. Lokális



1. Lokális eloszlás



Egyensúly: állapotok lokális, de az eloszlásfüggvény nagy sebesség.

2017.10.03.

Boltzmann-egyenlet és közrelései

Reboxcső, levezetős cső, félvezetőcső: ültetés
levezetős cső közrelései

$f(\vec{z}, \vec{r}, t)$ eloszlásfü.

a fázistér \vec{z}, \vec{r} közrelében a reboxcső mérete
spinállapottól, sávsól függ $f_{u,s}(\vec{z}, \vec{r}, t)$

$$dN(\vec{z}, \vec{r}, t) = f(\vec{z}, \vec{r}, t) \frac{d\vec{z} d\vec{r}}{h^3}$$

Fermionok!

Elektronállapotok eloszlásfü.

Boxok \Rightarrow fazon - fazon ültetés } elektron - fazon sz.
meg egyensúlyi dinamika

Definíció: Kénál nem időfüggő

Egyensúlyi eloszlásfü.:

$$f_0(\vec{z}) = \frac{1}{e^{\frac{\epsilon(\vec{z}) - \mu}{k_B T}} + 1}$$

de egész eloszlás csak akkor működik, ha,

$$\mu \gg k_B T$$

konvergenciale fermionreboxer
konverzáls anyagokban mindig fázisfüggő

$$f_0(\vec{z}, \vec{r}) \quad \mu = \mu(\vec{r}) \quad T = T(\vec{r})$$

\vec{z} függés nyelvényen keresztül

\vec{r} függés hőmérsékleten keresztül

$$f(\vec{r} + \vec{r} dt, \vec{z} + \vec{z} dt, t + dt) = f(\vec{r}, \vec{z}, t) + \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{z}, t)}{\partial t} dt$$

$$\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{z}, t)}{\partial t} = \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{z}, t)}{\partial t} \Big|_{in} - \frac{\partial f(\vec{r}, \vec{z}, t)}{\partial t} \Big|_{out}$$

$d\vec{z} d\vec{r}$ fázistérfelegben valószínűségi reboxcső
közrelései és valószínűségi közrelései

Smefytes:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \cdot \dot{\vec{r}} + \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} \cdot \dot{\vec{x}} = \underbrace{\frac{\partial f}{\partial t}}_{\text{čas}} \bigg|_{\text{cell}}$$

7^o e 8^o adfűgése: Szatillaxides Loxelites

\vec{r} időbeli vekt. \vec{v}

\vec{S} robota valde - at \vec{T} xalja meg
 $\vec{S} = \vec{T} \cdot 1,28$

$$\vec{\nabla} = \vec{\nabla}_2 = \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial x}$$

$$\dot{\vec{A}}_2 = \vec{\nabla} = -e(\vec{E} + \vec{v}_2 \times \vec{B})$$

Eloszlásfüggvény lineáris valószínűségi eloszlással közelíthető az egyensúlyihoz.

$$f = f_0 + \underbrace{f_1}_{\text{pici}}$$

Lieman's Dilemma: Süße werden und elbendendig meggint el
 $f \sim E \rightarrow \vec{B}$. $\vec{B} \rightarrow$ it is cool lieman's tagel

Kem jó közéletű: Hall-efektus (mabodrendű)
 és a tárgyalható egy

Cassidy Zonit. axillatide elongat.

↓
Tízidai d: ez valóban mivel f_1 a fázis seb.
kényszer. Töltött rendszerek az ellátás \rightarrow plazmaenergia
nagyra nagy!

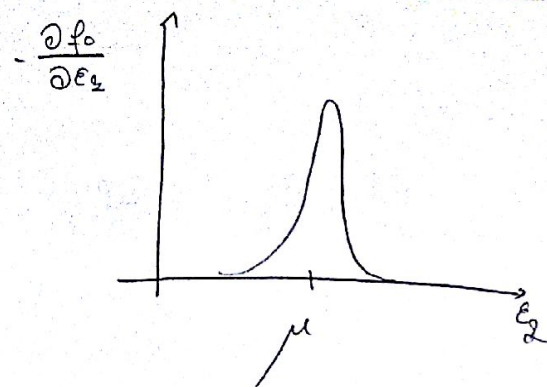
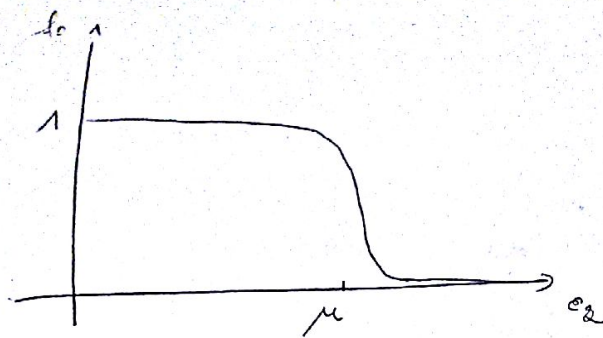
felvezetóre nem irányos körletes, mert ott tud végig-
vonalni a töltéshorvokból bízó hulláma.

$$\vec{r} = \vec{r}_2 \quad \vec{v}_2 \quad \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} = \frac{e}{\hbar} (\vec{E} + \vec{v}_2 \times \vec{B}) \quad \frac{\partial f_0}{\partial \vec{x}} = \frac{\partial f}{\partial t} \bigg|_{\text{coll}} - \vec{v}_2 \frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}} + \frac{e}{\hbar} (\vec{E} + \vec{v}_2 \times \vec{B}) \frac{\partial f_1}{\partial \vec{x}}$$

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial T} = \frac{\partial \phi_0}{\partial \left(\frac{E(2)}{2kT} \right)} \frac{\partial \left(\frac{E(2)}{2kT} \right)}{\partial T} = 2kT \frac{\partial \phi_0}{\partial E(2)} \left(\frac{1}{2kT} \left(\frac{\partial \mu}{\partial T} - \frac{E(2) - \mu}{(2kT)^2} \frac{\partial T}{\partial T} \right) \right)$$

$$\frac{\partial f_c}{\partial \vec{x}} = \frac{\partial f_c}{\partial \vec{x}_2} \frac{\partial \vec{x}_2}{\partial \vec{x}_3}$$

\vec{B} -s tag lesz: $\Rightarrow \vec{E} \times \vec{B}$ miatt



$$- \left(- \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon_2} \right) \hbar \vec{v}_2 \left(-e (\vec{E} + \frac{\nabla \mu(r)}{e}) - \frac{\epsilon_2 - \mu}{2\beta T} \nabla T(r) \right) =$$

$$= \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\text{coll}} - \underbrace{\vec{v}_2 \frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}} + \frac{e}{\hbar} (\vec{E} + \vec{v}_2 \times \vec{B}) \frac{\partial f_1}{\partial \vec{z}}}_{\text{mátrixrendezés} \Rightarrow \text{ellangyosítás}}$$

Csak bőséges térségi változás lehet, hogy \vec{z} jól definiált legyen kváziklasszikus

csak μ $2\beta T$ közepesében különbözik 0-tól.

Ez a Pauli-elv az alapja

Hőmérséklet nagyságrendű elmozdulással szembe fordított

ritorikus tag mi?

$W_{22'}$: $2'$ állapot 2 -ben valószínűsége

$f(2')$: annak a valószínűsége, hogy $2'$ be van töltve

$(1-f(2))$: 2 ——— " ——— 2 nincs betöltve

$$\underbrace{W_{22'} f(2') (1-f(2))}_{\text{beszóródás}} - \underbrace{W_{2'2} (1-f(2')) f(2)}_{\text{szóródás}}$$

$$\frac{\partial f(2)}{\partial t} \Big|_{\text{coll}} = \int \frac{d\vec{z}'}{(2\pi)^3} \left[W_{22'} f(2') (1-f(2)) - W_{2'2} (1-f(2')) f(2) \right]$$

spín nincs
kettős, amolyan
= 2

itt nem mondhatom azt,
hogy mi kicsi, mi nagy, mert
csak implicit függ a létező
térre

Csak a rezonancia kettőségre függ.

Még ha tudnánk is $W_{22'}$, $W_{2'2}$ mátrixelemeket,
a megoldás nem egyértelmű

Handbalund axist bar oblgot

Egyenlőben

$$\frac{\partial f(z)}{\partial t} \Big|_{\text{coll}} = 0 \quad f(z) = f_0(z)$$

$$N_{22'} e^{-\frac{E_2}{k_B T}} = N_{2'2} e^{-\frac{E_{2'}}{k_B T}} \quad E_2 = \epsilon(2)$$

Bugalmus itōxi's

$$E_2 = E_1$$

menology, hogy valóban melyik irányból érkez

$$U_{22'} = U_{2'2}$$

Ha $2'$ -töl csak e_2 függ

$$f(z)(1-f(z)) \Rightarrow f_0(z)(1-f_0(z)) = -2_{BT} \frac{\partial f_0}{\partial E_2}$$

pele luyre dezent rállob' fo
integral dörletke: Dis füristartomány

Kinden megakörös az a Fermi-félsík közelében

$$f_1(z) = -\mathcal{L}_B T \frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{E}_i} \chi(z)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\text{coll}} = \int \frac{d\mathbf{z}'}{(2\pi)^3} f_0(\mathbf{z}_2) (1 - f_0(\mathbf{z}_2')) [\chi(\mathbf{z}_2') - \chi(\mathbf{z})] w_{\mathbf{z}_2'}$$

2 es 2. Döntéskészítés

$$\frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{\text{coll}} = [f(z) - f_0(z)] \int \frac{dz'}{(2\pi)^3} v_{z'} \left(1 - \frac{x(z')}{x(z)} \right)$$

§ Swawlanxakani allapol ilettaxama:

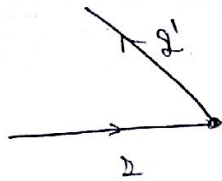
$$\frac{1}{r_2} = \sum_{2'} W_{22'} \left(\frac{2\pi}{L} \right) f(2) (1 - f(2'))$$

Sexokti v. regall- na atlagdas, mabindra ovezgi's

Hindley, hogy hova kerül.

"electron" e cell atom

Legy egy elektron egy adott betöltött \vec{k} állapotban
tevékeny irányban ütközik. Az ütközés során, amíg
alig történik el nem csúszás, csak az ami visszafelé



más-más állással szembe fordítva az
ütközés után

transzmisszió operátora másodrendűen:

$$\vec{f}_q = \sum_{\vec{k}} \frac{\vec{q} \cdot \vec{k}}{|\vec{q}|} \frac{1}{m} C_{\vec{k}}^+ C_{\vec{k}+\vec{q}} \\ \propto \cos \theta_{q,k} \\ P_1(\cos \theta)$$

impulzusmomentum kényszerű csatolással
parciális hullámszerű viselkedés \Rightarrow ehhez hasonló az
ANALÓGIA :)

Előzetes mellett definiálható a transport előzetes:

$$\frac{1}{\tau_{tr}(q)} = \frac{2\pi}{h} \int \frac{d\vec{k}'}{(2\pi)^3} v_{k,k'} \underbrace{\left(1 - \frac{\chi(k')}{\chi(k)}\right)}_{P_1(\cos \theta) \Rightarrow (1 - \cos \theta_{k,k'})}$$

Az összes köréből ki kell venni a saját csatolással
mert az nem változtatja a csatolási előzetest.

Valamint minél \Rightarrow felbontás csatolásra \Rightarrow adott csatolással
nem számít, csak az amennyi létezik

Kérdés: Transport relaxációs idő nem azonos az elektron
relaxációs idővel.

Gyakorlatban a két hasonló nagyságrendű.

ezért az azonos: $\tau_{tr} = \tau_2$

$$\frac{\partial f}{\partial t} \bigg|_{coll} = - \underbrace{[f(\vec{k}) - f_0(\vec{k})]}_{\text{trágya azaz, hogy mennyire van távol az egyensúlytól}} \dots$$

trágya azaz, hogy mennyire van távol az egyensúlytól
a τ relaxációs idő kényszerű.

U'etabonnan értelmezhető lesz-e?

$$\Gamma f_h: \tau(\vec{r}, \vec{z}) \quad (\text{valószínűség} \sim \frac{1}{\tau})$$

valószínűség: (\vec{r}, \vec{z}) körüli pontból kiinduló állapot

Kiindulás

$$\left. \frac{df(\vec{r}, \vec{z}, t)}{dt} \right|_{out} = - \frac{df(\vec{r}, \vec{z}, t)}{\tau(\vec{r}, \vec{z}, t)} \cdot f(\vec{r}, \vec{z}, t)$$

néhány esetben

↓
Kiindulás mennyi van valószínűsége benne

Beszívás

$$\left. \frac{df(\vec{r}, \vec{z}, t)}{dt} \right|_{in} = \frac{df_0(\vec{r}, \vec{z}, t)}{\tau(\vec{r}, \vec{z}, t)}$$

beszívás valószínűsége

↓
közeli: könnyen egyensúlyban

Korábbi Markov-folyamatok. Kiinduló a fázistérben elfelejt, hogy honnan jött. Elhanyagoljuk a memóriát

Ez a közelítő relaxációs idő közelítésnek nevezünk. Tehát, hogy a kiindulás csak f_0 -tól függ.

$$\frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{coll} = - \frac{1}{\tau(\vec{r}, \vec{z})} [f(\vec{r}, \vec{z}, t) - f_0(\vec{r}, \vec{z}, t)]$$

$$f(\vec{z}) = f_0(\vec{z}) \left(- \frac{\partial f_0(\vec{z})}{\partial \vec{z}} \right) \tau(\vec{z}) \vec{v}_z \left(-e(\vec{z} + \frac{\nabla \mu}{e}) + \frac{(\vec{z} - \mu)}{2k_B T} \nabla T \right)$$

Elnézve a $\tau(\vec{r}, \vec{z})$ folyamat az állapot \vec{z} -jától függ

Közelítés: $\tau(\vec{z}) \approx \tau(\vec{z}_2)$ az izomergetikus állapotok ugyanilyen τ -val közelíthetők, ha a Fermi felület nem túl anizotrop.

Általánosabbra is felvezethető igaz.

U'etabonnan független a mágneses térerő?

\vec{v}_z -n keresztül $\partial \epsilon$.

$$\vec{z} = \vec{z}(\vec{B}) \rightarrow \vec{v}_z = \vec{v}_z(\vec{B})$$

Csak implicit módon, de benne van.

Levezetés

$$\vec{j} = - \frac{e}{V} \sum_{\vec{z}, \vec{B}} \vec{v}_z (f(\vec{z}) - f_0(\vec{z})) \quad \text{egyensúlyban nincs áram, ha van } \vec{v}_z \text{-vel megy}$$

$$\vec{j} = -\frac{e}{\tau} \sum_{\vec{k}, \sigma} \vec{v}_{\vec{k}} (f(\vec{k}) - f_0(\vec{k})) = -e \frac{1}{4\pi^3} \int d\vec{k} \vec{v}_{\vec{k}} \left(\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon_{\vec{k}}} \right) \tau(E_{\vec{k}}) (-e) (\vec{v}_{\vec{k}} \vec{E})$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}$$

$$\vec{v}_{\vec{k}} \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon_{\vec{k}}} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial f_0}{\partial \vec{k}} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon_{\vec{k}}} \frac{\partial \epsilon_{\vec{k}}}{\partial \vec{k}}$$

$$\sigma = \underbrace{e^2 \tau(E_F)}_{\text{transport relaxation idő}} \int \frac{d\vec{k}}{4\pi^3} \left(-\frac{1}{\hbar} \vec{v}_{\vec{k}} \frac{\partial f_0(\epsilon_{\vec{k}})}{\partial \vec{k}} \right) = \text{parciál}$$

$$= e^2 \tau(E_F) \int \frac{d\vec{k}}{4\pi^3} \underbrace{\frac{1}{\hbar} \frac{\partial \vec{v}_{\vec{k}}}{\partial \vec{k}}}_{1/\text{sa\'v effektív tömege}} f_0(\epsilon_{\vec{k}}) =$$

$$= e^2 \tau(E_F) \int \frac{d\vec{k}}{4\pi^3} \frac{1}{m^*}$$

betöltött
állapotokra

$$\sigma = e^2 \tau(E_F) \underbrace{n}_{\substack{\text{elektronok száma} \\ \text{vagy} \\ \text{elektronok sűrűsége}}} \frac{1}{m^*} = \frac{e^2 n}{m^*} \tau(E_F)$$

Libériet

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau \rightarrow \text{Laplace} \\ \tau(E_F, T) \ll \tau(T) \\ \text{amelyek függéstől} \\ \text{független} \end{array} \right.$$

Betöltött állapotokra átlagolva átlagos sebesség intenzitása

Vizsgáljuk a Drude-modellt

tömeg: dinamikus effektív tömeg.

idő egy transport relaxációs idő, mely megadja, hogy
mennyi idő alatt a maximális állapotok felé közelítünk

Ezért tehát megmagyarázható a Drude-modell
kísérleti jelentése

Boltzmann-egyenlet integro-differenciálisan

az ütközési tag relaxációs idő közeli közelítéssel helyettesíthető
és kiszámolható a különböző transport együtthatók \Rightarrow ill.: Libériet.
A közeli közelítés ellenére nagyon jól működik.

Elektronenstromdichte gegeben, potential ist

$$U_{\text{anode}} = \frac{1}{e \frac{n_{\text{ox}}}{n_{\text{red}}} - 1} \approx - \frac{k_B T}{e \ln 10}$$

Potential wird transportgleiches mit

Erstellt man leicht ein Problem
Signalliste, in der folgendes steht, unter welcher
d. a. Boltzmann-Gleichung.

Boltzmann - egyenlet további tárgyalása

ütközési modell: Markov-folyamat, egy fő egyensúly.

(~~h~~) dönnyelbe történő z_i ; ill. ilyenből z_i .

Ha fixek az input is van, akkor az ütközési integrállal kell bővítséskdni.

Mágneses tér nagy befolyásolása?

Ugyebár $B-E$ sem változik (az e^- γ -s ... ?
felülethez mozognak (ill $r(z)$)

Sőt, a mágneses tér ugyan explicit nem szerepel,
de ott a σ_z ! Akkor pedig ott van a H -tér.

Változtatás z_i egy fázistér-fogatot!

Liouville-tétel: " V "-a'll.



itt: az z t' -ben beleszoródtak
és t -ben nem szoródtak z_i .

Itteni állapotok, az z valaha beleszoródtak

$$df(r, z, t) \Big|_{out} = - \frac{dt}{\tau(r, z)} f(r, z, t)$$

$$df(r, z, t) \Big|_{in} = \frac{dt}{\tau(r, z)} f_0(r, z, t)$$

$$dz' \text{ alatt } dz : \frac{dt'}{\tau(r(t'), z(t'), t')} f_0(r(t'), z(t'), t') \frac{dz' dr'}{4\pi} ?$$

Ugyan valójában, hogy nem szoródtak z_i $t' \rightarrow t$ alatt:

$$P(r, z, t, t')$$

at-ben az állapotok száma:

$$dN = \int_{-\infty}^t \frac{dt'}{\tau(r(t'), z(t'))} f_0(r(t'), z(t'), t') P(r, z, t, t') \frac{dr dz}{4\pi}$$

$$dN = \int_{-\infty}^t \frac{dt'}{\tau(r(t'), z(t'))} f_0(r(t'), z(t'), t') P(r, z, t, t') \frac{d\mathbf{r} dz}{4\pi}$$

$$f(x, \underline{z}, t) = \int_{-\infty}^t \frac{d\epsilon'}{\tau(x(t'), \underline{z}(t'))} f_0(x(t'), \underline{z}(t'), t') P(x, \underline{z}, t, t')$$

↑
blef. ozerint

$$f(t) = \int_{-\infty}^t \frac{d\epsilon'}{\tau(t')} f_0(t') \mathcal{P}(t, t')$$

$$P(t, t') = P(t, t' + dt) \left(1 - \frac{dt'}{\tau(t')} \right)$$

↳ Szószóval való kommunikáció

$$\frac{\partial P(t, t')}{\partial t'} = \frac{P(t, t')}{\tau(t')}$$

Úgyas valószínűsége, hogy $alt=0$ alatt nem szóródott $Li=1$

$$P(t, t) = 1$$

ergensität: $P(t, \infty) = 0$

∞ i'ob" alati ka'mdalar ko'odabira

Diff. egyenlet:

ergibt:

$$P(t, t') = e^{-\int_{t'}^t \frac{dt''}{\tau(t'')}}$$

$$f(t) = \int_{-\infty}^t f_0(t') \frac{\rho(t, t')}{\tau(t')} dt' = \int_{-\infty}^t \frac{f_0(t')}{\tau(t')} e^{-\int_{t'}^t \frac{dt''}{\tau(t'')}} dt' = \text{particul.}$$

$$\rightarrow = f_0(t) - \int_{-\infty}^t \mathcal{P}(t, t') \frac{df_0(t')}{dt'} dt' = f(t)$$

$$f_0(t') = f_0(r(t'), z(t'), t') \Rightarrow \frac{\partial f_0}{\partial t'} = \frac{\partial f_0(t')}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial f_0}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial t} + \frac{\partial f_0}{\partial \mu} \frac{\partial \mu}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial t}$$

Beírva a lakást? megabizonyított, de fájna,

calculable (encl's $\mu(x), \tau(x)$)

$$f(t) = f_0(t) + \int_{-\infty}^t \gamma(t, t') \underline{v}_2(t') \cdot \left(-e^? - \nabla \mu - \frac{\epsilon_2 - \mu}{\tau} \underline{\nabla} \tau \right) dt' \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon_2} \right)$$

Es ist mind. fugliches $r_+ t^{\alpha}$, r natul. $r(t)$

Es ist mind. fuggelmeis $r \in C^3$, r nediig $r(t)$
 $\rightarrow e^{-i \int_t^s \frac{dt}{r(t'')}}$ söt? mig? $(r(t'), t')$

túl általános

de szeretnénk, ha τ relaxációs idő csak az energiától füg-
gjen: $\tau(\epsilon(t), \mathbf{z}(t))$

pl.: $\tau(\epsilon)$ miatt, $\mu(\epsilon)$ miatt

Tejusz fel, hogy valóban homogén függés $\nabla \tau = \nabla \mu = 0$

$$\tau(\epsilon(t), \mathbf{z}(t)) \approx \tau(\mathbf{z}(t)) \quad (= \tau(\mathbf{z}(t), T))$$

$\nabla T = 0$ mellett

Nem felejtjük el, de nem is jött ki.

Energiafüggést adanánk: $\tau \approx \tau(E(\mathbf{z}))$

1) Mivel $\frac{\partial \epsilon_z}{\partial \mathbf{z}}$ -t vanad \Rightarrow a Fermi-felület közelében számít
igazán

Ha a Fermi felület nem túlságosan anizotróp, akkor ez egy jó közelítés

Pl. szupravezető esetén NAGY az anizotrópia, attl nem
működne, hogy \mathbf{z} -től csak kevésbé függ az energia

De de. jó a közelítés: az explicit \mathbf{z} -függés elhagyása.

$$P(t, t') \approx e^{-\frac{t-t'}{\tau(\epsilon_z)}}$$

elhanyagoljuk a külső gyorsító teret

A korábbiak alapján \mathbf{v}_z helyett:

$$\mathbf{v}_z(t) = \int_{-\infty}^t e^{-\frac{t-t'}{\tau(\epsilon_z)}} \mathbf{v}_z(t') \frac{dt'}{\tau(\epsilon_z)}$$

Hogy jön be a \mathbf{B} -tér? Látnánk, hogy \mathbf{v}_z energiáján
márg (pl. dörpályán) Most \mathbf{v}_z „átlagolódik” a
relaxációs idővel

Ext a típusú megoldást (a \mathbf{B} tér implicit jön be) a
Boltzmann-egyenlet Chambers-féle közelítésével
revezük

Pl.: $\mathbf{B} = 0$ $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$ lassan változó tér

$$f(\mathbf{z}, t) = f_0(\mathbf{z}) + \int_{-\infty}^t e^{-(t-t')} \left(\frac{1}{\tau(\epsilon_z)} - i\omega \right) \left(-e \mathbf{E}_0 \right) \mathbf{v}_z(t') \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon_z} \right) dt'$$

$$\nabla_{\mathbf{r}} f = 0$$

$$\begin{aligned} f(\underline{z}, t) &= f_0(\underline{z}) + \int_{-\infty}^t e^{-i\omega(t-t')} \left(\frac{1}{\tau(\underline{z})} - i\omega \right) (-eE(\omega)) v_z(t') \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_z} \right) dt' = \\ &= f_0(\underline{z}) - e^{-i\omega t} \frac{1}{\frac{1}{\tau(\underline{z})} - i\omega} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_z} \right) eE(\omega) v_z \end{aligned}$$

$$j = \sigma \cdot E$$

$$\sigma_{xp}(\omega) = e^2 \int \underbrace{v_x(\underline{z}) v_p(\underline{z})}_{\uparrow} \frac{1}{\frac{1}{\tau(\underline{z})} - i\omega} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_z} \right) \frac{d\underline{z}}{4\pi^3}$$

Ez a drótsálys szimmetriától függően nulla lehet
 és a drótsályságra $v_x(\underline{z}) v_p(\underline{z}) = \frac{v^2}{3}$

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau} \quad \sigma_0 = e^2 \int \frac{v^2}{3} \tau \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_z} \right) \frac{d\underline{z}}{4\pi^3}$$

Fermi felület közelében számít csak a τ ε -függését
 (itt konst.)

Levegőben a v^2 a Fermi felület? vett átlagban
 szerepel (nem az összes állapotra)

Druce: $\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m_{\text{opt}}}$ Szélesnél $\frac{1}{m_{\text{opt}}} = \frac{1}{3n} \int v^2(\underline{z}) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_z} \right) \frac{d\underline{z}}{4\pi^3}$

A \underline{z} szerinti integrálás felírható: $\int d\underline{z} = \int d\varepsilon \int_{\text{Fermi felület}} dS$

$$\frac{1}{m_{\text{opt}}} = \frac{1}{12n\pi^3} \int_{S(E_F)} v^2 dS \cdot \frac{1}{\hbar^2} \quad \text{Széles drótságra}$$

Amit τ csak ε -től függ, addig τ v csak egy szimul.
 hető szorzófaktor lesz. De amint teljesen függeni fog \underline{z} -től
 \underline{z} -től (és ebben anisotrop lesz) nagyon fontos lesz.

A drótsálys vezetési anizotropiája nem csak $v_x v_z$ -ből jöhet
 hanem a Fermi felület miatt is.

Ezért van, hogy a magas T -jú szupravezető - elmélettel
 kéma időben divergál.

Hall-effektus

$$\uparrow E_{\perp} \rightarrow \vec{E}_T$$

$$\vec{j}_0 = \sigma \vec{E}_{||}$$

Uram eseten "indukal" egy E_{\perp} teret

homogen, Laplace teret eseten a Boltzmann-egyenlet

Hall-Effekt

4 Ionen geladung.

$$j_{||} = \sigma E_{||}$$

$$\textcircled{1} \quad \vec{E}_{\perp} \rightarrow \vec{E}_{\perp}$$

konstanten sein

" " " " " " " "

konstanten sein " " " " " " " "

$$e E_{\perp} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon_a} \right) = \frac{f_1 - f_0}{\tau} + \frac{e}{\hbar} (\vec{v} \times \vec{B}) \frac{\partial f_1}{\partial \epsilon_a}$$

\uparrow $f_1 = \frac{f_1}{\tau}$ \uparrow $\hbar \cdot \omega_B$

Hallkoeffizient: $f_1 = -e \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon_a} \right) \tau \cdot \frac{v_{a \perp}}{A}$

$$e E_{\perp} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon_a} \right) = e \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon_a} \right) \frac{v_{a \perp}}{A} - \frac{e^2}{\hbar} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon_a} \right) (\vec{v} \times \vec{B}) \tau \frac{d}{d \epsilon_a} \left(\frac{v_{a \perp}}{A} \right)$$

\uparrow NEK relativ part!

Mit 4 a Fermi fel. h\u00f6rbar: \vec{v} linear

h\u00f6rbar: $v_{a \perp} \approx \frac{\hbar k_{\perp}}{m^*}$

Mit 4 a Fermi fel. h\u00f6rbar: \vec{v} linear

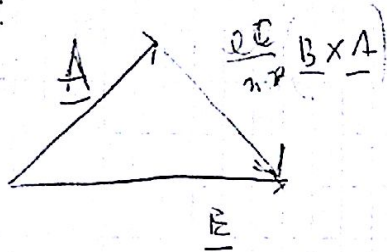
nen E (??)

$$\Rightarrow \vec{E} v_{a \perp} = A \frac{v_{a \perp}}{A} - \frac{e^2 \tau}{m^*} (\vec{v}_{a \perp} \times \vec{B}) A \quad \forall v_{a \perp} - v_{a \perp} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \underline{E} = \underline{A} \frac{e\tau}{m^*} (\underline{B} \times \underline{A})$$

$$\Rightarrow A_{||} = E_{||} \quad ; \quad \dot{A}_{||} = \sigma_0 E_{||}$$

grafisch:



Parallele Anteil:
$$A_{||} = \frac{E_{||} + \frac{e\tau}{m^*} (\underline{B} \times \underline{E}_{||})}{1 + \left(\frac{e\tau}{m^*}\right)^2 B^2}$$

$$\dot{A}_{||} = \sigma_0 A_{||} \quad \text{gilt}$$

Man set $E_{||}$ here ...

$$\underline{E} = \frac{1}{\sigma_0} \dot{\underline{A}} - \frac{e\tau}{m^*} \underline{B} \times \frac{1}{\sigma_0} \dot{\underline{A}} = \sigma_0 \dot{\underline{A}} - \frac{e\tau}{m^*} \frac{1}{\sigma_0} (\underline{B} \times \dot{\underline{A}})$$

$$E_{||} = \frac{1}{\sigma_0} \dot{A}_{||}$$

$$\underline{E}_H = \underline{E}_\perp = - \frac{e\tau}{m^*} \sigma_0 \underline{B} \dot{\underline{A}}_\perp$$

gilt \perp parallel also

Hallkoeffizient $R_H = \frac{E_H}{B \dot{A}} = \frac{\sigma_0 \times (B)}{B}$

oder $E \perp B$ gerichtet ~~ist~~ ^{senkrecht}

$$\frac{e\tau}{m} \frac{1}{\sigma_0} = \frac{1}{ne}$$

Drude

Drude modell

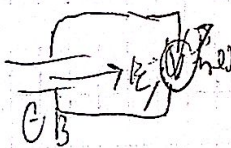
$$\Rightarrow R_{Hf} = -\frac{1}{ne}$$

jele' egyleg

ϵ_f k - ol független.

Kérdés: töltéshordozó elmozdulás / térszűrő ; ráma

Drude - Sommerfeld modellben ^{ennek elmozdulása} ~~ennek az elmozdulása~~ ^{álladna} ~~Drude~~ lenne. De valójában nem az. Sőt T függése is változik az elmozdulás.

Triviális ^{hogyan mérjük} ~~hogyan mérjük~~ ^{meg:} 

Ha így ^{sem} ~~sz~~ nem működ

1. lehet-e a mérés $t_H = 0$: tudn, hogy valójában nem

$\Rightarrow B_0 - B$ kell mérni: $\frac{R_{xy}(B) - R_{xy}(-B)}{2}$ még így "operatív"

2. bizonyos körülményeknél B nélkül is lehet keresztirányú feszültség (áram ~~sz~~ hatásvárá) ~~de ez nem ez~~ Hall-effektus

Ha az \vec{E} ráir merőleges irány, akkor azt erősen gátolja a C_2 -gát, + egyéb effektusok \Rightarrow a mérésnél biztosan az lesz, mit amire kedvetlen mérésre \Rightarrow lehet ellenőrizni a modellt. T. egyleg? Vem kértük mondani?

Öljetele megeg!

Paras a Boltzmann egyenlettel nem jól az a
fura: \vec{j}_H , \vec{j}_S a \vec{j}_H a \vec{j}_S

$$\vec{j}_Q \sim (\nabla T)$$

$$\vec{j}_E \sim \underline{E}$$

$Q \sim E$ a \vec{j}_Q : $\vec{j}_H + e \vec{j}_S$ $(e - \mu) / T$

Kerestek.

$$\vec{j}_E = L_{11} \underline{E} + L_{12} (\nabla T)$$

$$\vec{j}_Q = L_{21} (\underline{E}) + L_{22} (\nabla T)$$

Frage: $B=0$ a $L_{12} = L_{21}$ a $B \neq 0$ a $L_{12} \neq L_{21}$ a $B \neq 0$ a $L_{12} \neq L_{21}$

$B \neq 0$ a $L_{12} \neq L_{21}$ a $B \neq 0$ a $L_{12} \neq L_{21}$

A \vec{j}_Q a \vec{j}_E a \vec{j}_H a \vec{j}_S a \vec{j}_Q a \vec{j}_E a \vec{j}_H a \vec{j}_S

Frage: $\vec{j}_Q \sim T$ a $\vec{j}_E \sim T$ a $\vec{j}_H \sim T$ a $\vec{j}_S \sim T$

A \vec{j}_Q a \vec{j}_E a \vec{j}_H a \vec{j}_S

A \vec{j}_Q a \vec{j}_E a \vec{j}_H a \vec{j}_S

addig OK - hogy μ -érték e^+ -ak a felelős, majd a
hátszámot nem csak ah!

→ pl. fennmar

Teljes?

2. hátra a tulajdonságokkal: - hogy nagyon könnyű, de adatai vannak
pl. a Salgán Jenci körre

- hogy csak levezetés nélkül meg

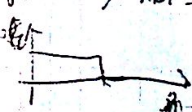
(- TFH hogy a Salgán Jenci körre) \Rightarrow valójában meg

→
de a megfigyelés alapján!

Perce implicit benne van a Jenci körre...

→
Ez az a mindezt a levezetés, meg a Tegnemmel

→
hogy Dggy a tulajdonság, hogy kezdődik

→! A B-izületet fermionokra kettőre le \Rightarrow csak a fermi-izület
ingylen tulajdonságait nem lehet megvitatni! 

\Rightarrow Sajnos bizonyos esetekben azaz bizonyos esetekben (de nem lehetetlen)

• dpr : a rúpsfolyságy τ_R -sól kórel :

~~meg:~~ $T=0$ n u $h=0$ áll. rólja $t\%$!!

\Rightarrow még itt rólja egy kórelkeltt kórelmél

Ja

kórel a kórel \vec{r} ról kórel B -kórel / kórel a DC σ -kórel

Kórel kórel (kórel)

a B -kórel kórel:

$$f(t) = f_0(t) - e^{-\left(\frac{\partial f_0}{\partial t}\right) \tau(t)} \frac{W_2(t)}{E}$$

$$W_2(t) = \frac{1}{\tau(t)} \int_0^t e^{-\frac{t-t'}{\tau(t')}} \frac{V_2(t')}{E} dt'$$

ú kórel kórel

$$\underline{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_2 \end{pmatrix} \rightarrow X, Y, kórel kórel $e^{\pm} - kórel$$$

kórel $1 \times$ kórel kórel kórel $W_c = \frac{eB}{mc}$ kórel

$$\Rightarrow V_2(t) = \begin{pmatrix} V_1 \cos(W_c t + \Phi) \\ V_1 \sin(W_c t + \Phi) \\ V_{||} \end{pmatrix}$$

$$t=0 \text{ then } v_x = v_{\parallel} \cos \phi$$

$$v_y = v_{\perp} \sin \phi$$

$$v_{\parallel} = v_{\parallel} = v_z$$

$$\Rightarrow v_z(t) = \begin{pmatrix} v_x(\cos \omega_c t - v_y \sin \omega_c t \\ v_x \sin \omega_c t + v_y \cos \omega_c t \\ v_{\parallel} \end{pmatrix}$$

$$\tau(t) = \tau$$

$$\Rightarrow \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t e^{-\frac{t-t'}{\tau}} \begin{pmatrix} v_x \cos \omega_c t' \\ v_y \sin \omega_c t' \\ v_{\parallel} \end{pmatrix} dt' = \frac{1}{1 + (\omega_c \tau)^2} \begin{pmatrix} 1 \\ -\omega_c \tau \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow \underline{W} = \frac{v_x}{1 + (\omega_c \tau)^2} + \frac{v_y \omega_c \tau}{1 + (\omega_c \tau)^2}$$

$$\frac{v_y}{1 + (\omega_c \tau)^2} - \frac{v_x \omega_c \tau}{1 + (\omega_c \tau)^2}$$

$$\Rightarrow \sigma_{\alpha\beta}(B) = \sigma_0 \begin{pmatrix} \frac{1}{1 + (\omega_c \tau)^2} & -\frac{\omega_c \tau}{1 + (\omega_c \tau)^2} & 0 \\ \frac{\omega_c \tau}{1 + (\omega_c \tau)^2} & \frac{1}{1 + (\omega_c \tau)^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\frac{\hbar e^2}{m \tau} \tau$$

$$\Rightarrow \sigma_{\alpha\beta} = \frac{\hbar e^2}{m \tau} \begin{pmatrix} 1 & \omega_c \tau & 0 \\ -\omega_c \tau & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

\Rightarrow a diagonális ellenállás B függvénye,
 de a "kereszt irányú" egy a Hall effektus
 része. Kérdés: az a helyes, amit láttunk

"transverzális ellenállás" \leftarrow a mérés tényleg része !!
 (mérés)

\Rightarrow "longitudinális" mérés ellenőrzés

Ha $\omega_c \gg \frac{1}{\tau}$ \Rightarrow Tolman mérés, hőmérséklet alatti, ahol
 H.A. körpályák nem \Rightarrow ω_c relatíve alacsonyabb, relatív relatív függvény

Ha $\omega_c \tau \gg 1$

Ha nem körpályák / látszik relatív e^-

$$\sigma_{xx}(B) = A_{xx} + \frac{1}{B} B_{xx} + \frac{1}{B^2} C_{xx} + \dots$$

$$\frac{1}{B}; \quad \sigma_{xx}(B) = \sigma_{xx}(-B)$$

$$\text{Ha } B \rightarrow \infty \quad \sigma(B) = \begin{pmatrix} \frac{C_{xx}}{B^2} & \frac{B_{xy}}{B} & \frac{B_{xz}}{B} \\ \frac{B_{yx}}{B} & \frac{C_{yy}}{B^2} & \frac{B_{yz}}{B} \\ -\frac{B_{xz}}{B} & -\frac{B_{yz}}{B} & \frac{A_{zz}}{B^2} \end{pmatrix}$$

Enrich & integrate literacy reading

$$g_{xx} \propto \frac{C_{yy} A_{zz} + B_{yy}^2}{A_{zz} B_{yy}} \Rightarrow \text{a tisztealtis napsz}$$

allfalls, es noch erreichbar ist bei $B \rightarrow \infty$

Vade! feltettve hogy e^{\pm} zart pályán mozog

valarok iszapol
nyúlta pulpa széklet $w_c \in \text{ren}$ lehet > 1 h_{12} ~~az~~ $w_c \equiv c$

\Rightarrow ren. abgabefähig li

the natural language!

TFN 2. in ganz gilt a. folgen: $\circ \neq \times$ Komplex von unabhängig \mathbb{R}

$$\Rightarrow \sigma_{213}(B) = \begin{pmatrix} A_{11} & \frac{B_{11}}{13} & \cancel{\frac{A_{12}}{13}} \\ -\frac{B_{12}}{13} & \frac{C_{11}}{13} & \frac{B_{13}}{13} \\ -A_{12} & -\frac{B_{12}}{13} & A_{22} \end{pmatrix}$$

E_t interval a little by $S_{xx} B \xrightarrow{B} Cost$

$\rho_{XX}(B) \xrightarrow{B} \text{const}$
 \downarrow
 ∞
 $\rho_{YY}(B) \xrightarrow{B} \propto B^2$
 \uparrow
 B

*) ξ mérhető! \Rightarrow a tranzitív mérés ellenl. mérésel
megmérhető, haq nem valamiként zint/nyit pályák

2. ~~naïves~~

a_2 MR-l gysollen lebet nemi, nait egi van teleresel

→ a két terület egy állomása is, de az az a terület, amelyet a közlekedés nem érint

Bien-Quien $P \rightarrow \left(\frac{\nabla}{i} - \underline{Q_A} \right)$

Generated by CamScanner from intsig.com

Elektron ^{magy} magneses térben

$$H = \frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} + e\vec{A} \right)^2 \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r})$$

$$\vec{A} \rightarrow \vec{A}' + \vec{\nabla} \chi$$

Kanadai mágnes $\vec{A} = (0; B_x, 0)$

$$\vec{B} \parallel z$$

Periméteres mágnes $\vec{A} = \frac{1}{2} \vec{B} \times \vec{r} = \frac{1}{2} (-B_y, B_x, 0)$

$$H = \frac{1}{2m} (p_x^2 + p_z^2) + \frac{\hbar^2}{2m} \left(2y + \frac{eB}{\hbar} x \right)^2$$

$$[p_y, H] = [p_z, H] = 0 \quad [p_x, H] \neq 0$$

$$\psi(\vec{r}) = u(x) e^{i2y} e^{i2z}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u(x)}{dx^2} + \frac{\hbar^2}{2m} \left(2y + \frac{eB}{\hbar} x \right)^2 u(x) + \frac{\hbar^2 2^2}{2m} u(x) = E u(x)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u(x)}{dx^2} + \frac{m}{2} \left(\frac{eB}{m} \right)^2 \left(x + \frac{\hbar 2y}{eB} \right)^2 u(x) = \left(E - \frac{\hbar^2 2^2}{2m} \right) u(x)$$

Kanadai elektron eseten $\frac{eB}{m} = \omega_c$ elektron frekvencia

$$\frac{\hbar 2y}{eB} = -x_0 = \frac{\hbar}{m\omega_c} 2y$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u(x)}{dx^2} + \frac{m}{2} \omega_c^2 (x - x_0)^2 u(x) = \left(E - \frac{\hbar^2 2^2}{2m} \right) u(x)$$

Harmadik oszcillátor

$$E = \frac{\hbar \omega_c^2}{2m} + \hbar \omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad n = 0, 1, \dots$$

sajátérték

sajátfüggvény: Hermite-polinomok

$$l_H = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_c}} = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}} = \frac{25,66}{\sqrt{B(T)}} \text{ nm}$$

magneses tere

szélesség mint a mágneses tér

Kem mágneses térre az atomi távolsággal, de még nem olyan nagy mint szorabban.

$$\psi_n(x) = \frac{1}{\pi^{1/4} l_H^{1/2} \sqrt{2^n n!}} H_n \left(\frac{x-x_0}{l_H} \right) e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2l_H^2}}$$

Mint látni az elektron egy x_0 körül rezegve z -tól eltekintve
amplitúdó: $l_H \Rightarrow$ nem jó lépés!

Szimmetrikus mértékben szimmetria

Kezdeti állapot eredetileg: z_x, z_y, z_z

kvantáltság $\Rightarrow \frac{2\pi}{L_x}, \frac{2\pi}{L_y}, \frac{2\pi}{L_z}$ lépések
kvantumok szám $(z_x, n) \leftarrow$ ezt jelöljük

degeneráció kell, hogy legyen $(z_x, z_y$ itt jelöljük meg)
energia, hfr. ugyanaz

Milyen ez a deg?

x_0 benne kell, hogy legyen a mintában

$$0 < -\frac{\hbar^2}{m\omega_c} z_y < L_x$$

$$0 < -l_H^2 z_y < L_x$$

$$-\frac{L_x}{l_H^2} < z_y < 0$$

z_y lehetséges értékeinek száma:

$$\frac{L_x}{l_H^2} = \frac{2\pi}{L_y} N_p$$

degeneráció foka:

$$N_p = \frac{L_x L_y}{2\pi l_H^2} \text{ hány dör fél}$$

a mintában $2\pi l_H^2$ dör területe
(váltakozó mágneses mező)

Emberi tartomány alatt n kvantumok szám

$$\Phi_0 = \frac{2\pi\hbar^2}{e} = \frac{h}{e}$$

\Downarrow

$$N_p = \frac{\Phi}{\Phi_0} L_x L_y$$

mintán átmenő fluxus

Minden állapotban 1 fluxuskvantum tartózik

Szent is figyelembe véve az Zeeman-tag jön be

$$E_0(z_x, n) = \frac{\hbar^2 z_x^2}{2m} + \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2}\right) + \frac{1}{2} |g_e| \mu_B B$$

$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$ Bohr-magneton

elektronokra $|g_e| \approx 2$

$$\frac{1}{2} |g_e| \mu_B B = \frac{1}{2} |g_e| \frac{e\hbar}{2m} B = \frac{1}{2} |g_e| \frac{e\hbar}{2m} \frac{B}{\omega_c} = \frac{1}{2} |g_e| \frac{e\hbar}{2m} \frac{B}{\omega_c}$$

Energia szintűkre a fel és lelépő spinű e^- -k közre, amelyek

$$\frac{|g_e|}{2} \hbar \omega_c \frac{\sigma}{2} \text{ Zeeman-tag}$$

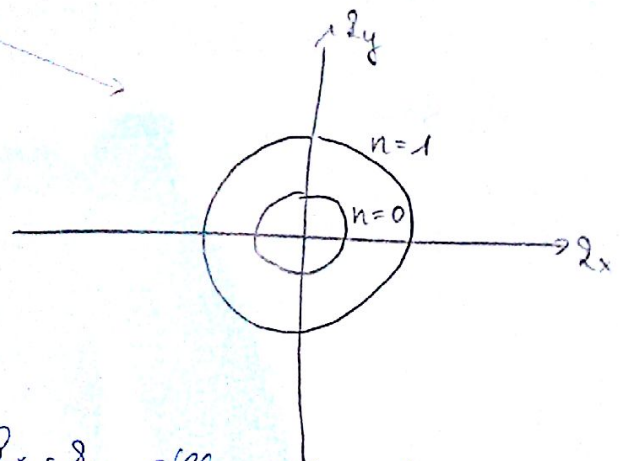
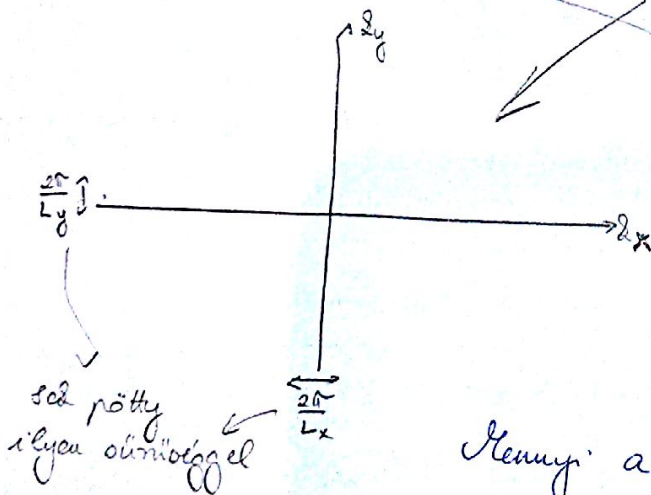
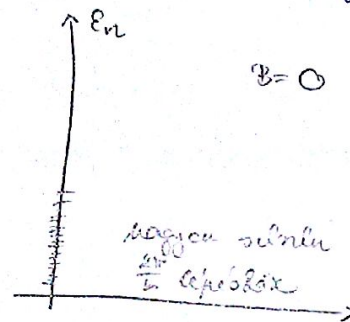
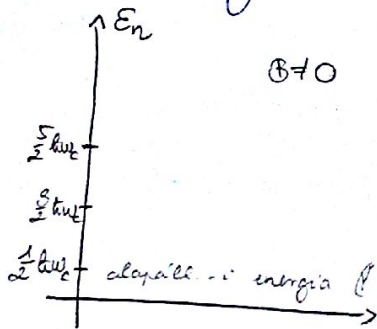
$$E_{\uparrow}(z; n-1) = E_{\downarrow}(z; n)$$

Spin \Rightarrow 2-es faktor mindenképp

Csak elcsúszásra igaz. Általában esik, nem csak
kivétel esik $|g_e|$ változik csak közegtől és
 ω_c

1 körpályára 1 fluxuskvantum \rightarrow annyi pálya, amennyi fluxus

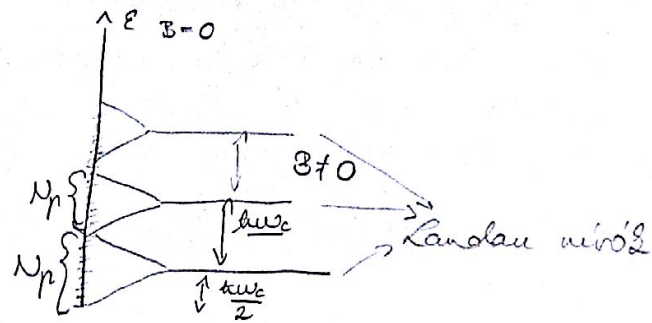
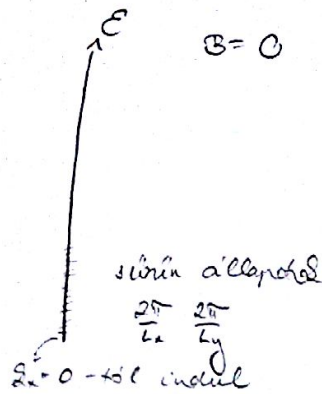
Adott z_x rögzített érték esetén az energia:



Mennyi a $z_x - z_y$ állapotok száma egy
körpálya körül?

$$\begin{aligned} \pi(z_{x,n+1}^2 - z_{x,n}^2) &= \pi \frac{2m}{\hbar^2} (\underbrace{E_{\downarrow,n+1} - E_{\downarrow,n}}_{\text{spinrel kötés: } \hbar \omega_c}) = \pi \frac{2m}{\hbar^2} \hbar \omega_c = \\ &= \frac{2\pi e B}{\hbar} = \frac{2\pi}{L_x^2} \end{aligned}$$

$$\frac{2\pi}{eH} \frac{1}{\frac{2\pi}{L_x} \frac{2\pi}{L_y}} = \frac{L_x L_y}{2\pi eH} = N_F \Rightarrow \text{az 1 zóna levo pontja egy állapotban van} \\ \text{degeneráció foka} \Rightarrow \text{hányan vannak } n \text{ állapotban.}$$



Adott energiájú harm. osc. amplit.-ja = ℓ_H

Számítva mellé még egy szorzót: $e^{im\varphi}$ $m \in \mathbb{Z}$

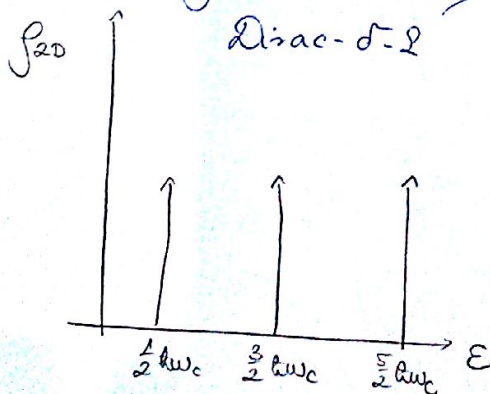
$$u_n \rightarrow u_n(x) e^{im\varphi} \quad \varphi \in [0, 2\pi]$$

Hány különböző m érték n-től függetlenül $\Rightarrow N_F$
degeneráció foka \Rightarrow szimmetrikus mértékben
létezik.

Következményei a Landau nívóknak

$\ell_H \ll L_x$ ℓ_H legyen legalább az atom táv mértékűre

2D elektronok



2D $V+Z$ járműve

$$\hbar k_z = \pm \sqrt{2m(E - (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c)}$$

$$dk_z = \frac{dk_z}{dE} dE = \pm \frac{\hbar\omega_c}{2E} \frac{dE}{\sqrt{E - (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c}}$$

$$E \geq (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c$$

Z és $Z + dk_z$ közötti áll.-2 száma

$\pm \Rightarrow$ 2-es faktor

$$\ell_H^2 = \frac{\hbar}{m\omega_c} = \frac{\hbar}{eB}$$

$$dN_F = N_F \frac{L_z}{2\pi} dk_z = \frac{eB}{2\pi\hbar} L_x L_y L_z \frac{1}{2\pi} dE = \frac{eB}{(2\pi)^2 \hbar} Vol dE$$

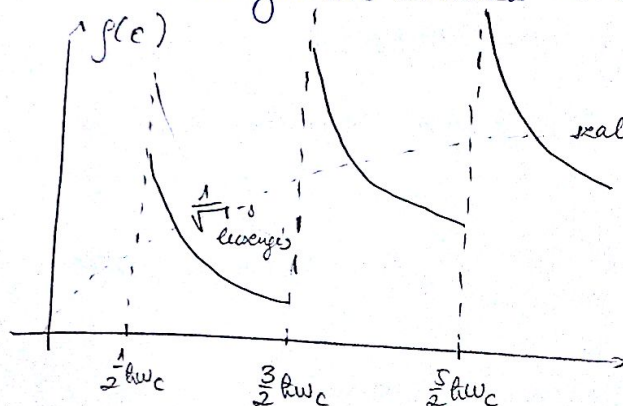
$$f_n(\epsilon) = \frac{1}{V} \frac{eB}{(2\pi)^2 \hbar} \sqrt{2} \frac{\sqrt{2m}}{2\hbar} \frac{1}{\sqrt{\epsilon - (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c}}$$

↑
Spin

$$f(\epsilon) = \sum_n f_n(\epsilon) = \frac{eB}{(2\pi)^2 \hbar^2} \sqrt{2m} \sum_{n=0}^{n_{\max}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon - (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c}}$$

$$n_{\max} \text{ def.: } \epsilon > (n_{\max} + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c$$

Singularitäten \Rightarrow Orke a 2D Dirac- δ -it



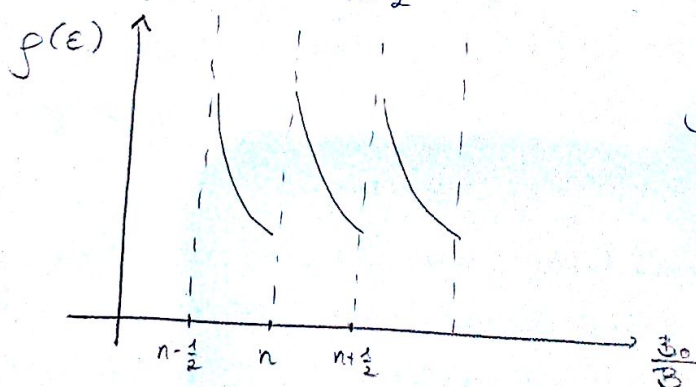
szabad e^- állapotainak $\sim \sqrt{\epsilon}$
 $B=0$

$$\omega_c = \frac{eB}{m}$$

$$\epsilon = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c = (n + \frac{1}{2}) \frac{\hbar e B}{m}$$

Amikor $B = \frac{1}{n + \frac{1}{2}} \frac{m}{\hbar e} \epsilon = \text{singularitás pontja}$

$$= \frac{1}{n + \frac{1}{2}} B_0 \Rightarrow B_0 = \frac{m \epsilon}{e \hbar}$$



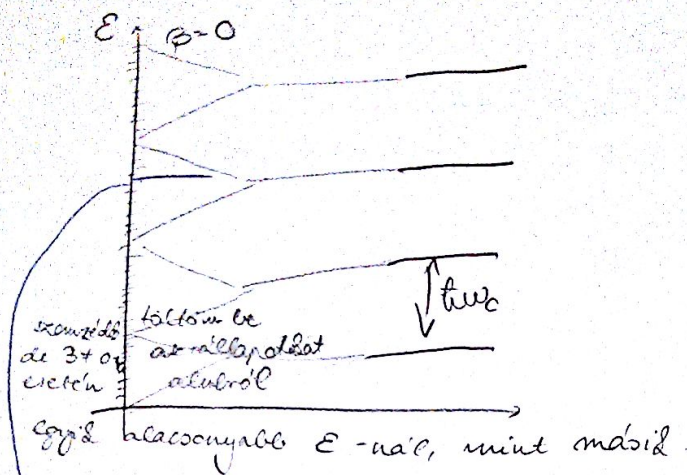
$f(\epsilon, B)$ rögzített ϵ

$\Rightarrow \frac{1}{B}$ periódusú oszcilláció

$$n = \int_0^\infty d\epsilon f(\epsilon)$$

$$n = \int_0^{\mu(B)} d\epsilon f(\epsilon, B)$$

mágneses térerő nem változtatja az energiát.
hogy lehet, hogy egy energiameggység és a potenciál
deriváltjai függenek a mágneses térerőtől? \Rightarrow Fermi-stat.



ugyanannyi e^- energia
 emelkedés, mint annyi
 csökken, ha a Landau
 szint be van töltve
 E_F egy van.
 addig a rendszer energiája
 megegyezik B-től függetlenül

Ha viszont van ideig van betöltve, itt van E_F , addig
 lesznek olyanok, akik energiája nő, de nem lesznek
 csökkenők

Lehet fordított helyzet is a kétféleképp miatt

Amiatt lesz oszcilláció, mágneses tér-függés az
 energiában

Ból ω_c nő, de a populáció is növekszik
 Deviselt, jobban divergál nő

$$\frac{\hbar \omega_c}{E_F}$$

pl. Tesla esetén
 $\hbar \omega_c \sim 10^{-4} \text{ eV} \sim 1 \text{ K}$

Nicht beszélhetünk Landau szintek nélkül mágneses
 ellendőlésről és elektronrezonanciáról?

Olyan kicsi hőmérsékleten lesz látható ω_c , hogy
 többszöröse összemérhető a szűrfolytósághoz való

$10^4 - 10^5$ Landau szint be van töltve

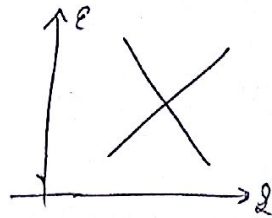
Normál anyagban nagyon kicsi rendes hőmérsékleten
 Ha minc nagy B vagy túl kis T, használható a
 jóvalbbi közélet.

Ha jó, de van, ahol μK -t is. több 10^4 T -t elérhetők
 addig mérsékelt a Landau szintek

$\frac{1}{2} \hbar \omega_c$ zénusponi energia

Mikor létezik ilyen?

Ha van egy olyan rendszer, ahol a diszperzió nem kvadrátikus



itt pl. nincs

A zénusponi energia önmagában nem mérhető mennyiség, de zérusértékűje nagyon is van.

De az elméletileg még mindig fennáll

Véges mágneses térben adott körben vannak az állapotok, 3D-ben csövekben egymástól egyenlő távolságra

Mekkora a cső mérete?

$$\frac{1}{2} \hbar \omega_c$$

$$E_{\perp} = \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2)$$

$$k_{\perp}^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E_{\perp}$$

$$A = \pi k_{\perp}^2 = \pi \frac{2m}{\hbar^2} E_{\perp} = \pi \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \right)$$

$$A_n = \pi \frac{2m}{\hbar^2} \hbar \omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) = \frac{2\pi}{e^2} \left(n + \frac{1}{2} \right)$$

$$\vec{k} \leftrightarrow \vec{r}$$

valós térben:

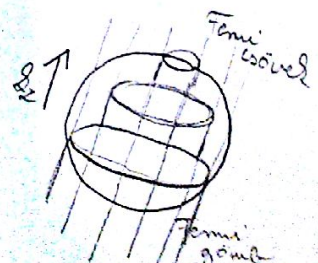
$$A_n(\text{valós térben}) = 2\pi \rho_H^2 \left(n + \frac{1}{2} \right)$$

$$A_n(\text{valós tér}) \cdot B = n. \text{ pálya által szeltek fluxus} = \Phi_n = 2\pi \frac{\hbar}{e} \left(n + \frac{1}{2} \right) = \frac{\hbar}{e} \left(n + \frac{1}{2} \right) = \Phi_0 \left(n + \frac{1}{2} \right)$$

$$\Phi_n = \Phi_0 \left(n + \frac{1}{2} \right)$$

Egy adott cső meddig van betöltve?

$$k_z = \pm \sqrt{2m \left(\mu - \hbar \omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) \right)}$$



$B \parallel e_z$ m_1^*, m_2^*, m_3^*

alloston tömeg: $\omega_c = \frac{eB}{m_c} = \frac{eB}{\sqrt{m_1^* m_2^*}}$

$$E = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_3^*}$$

Spin vanad a nívó

$$E_{n+1} - E_n = \hbar \omega_c$$

A Landau csúcs tenülete:

$$A(E(n, k_z)) = \frac{2\pi}{\hbar^2} (n + \frac{1}{2}) \quad 0 \leq k_z < 1$$

n. nívóhoz tartozó k_z magasságban a csúcs tenülete

$\frac{2\pi}{\hbar^2}$ helyre csúcs alakul.

γ^4 diszperzió éledező, abszolútértékkel való függése miatt jön be

$$\frac{1}{T_c} = \frac{eB}{\hbar^2} \left(\frac{\partial A}{\partial E} \right)^{-1} = \frac{\omega_c}{2\pi}$$

$$E(n+1, k_z) - E(n, k_z) = \underbrace{\frac{2\pi \hbar e B}{\hbar^2} \left(\frac{\partial A}{\partial E} \right)^{-1}}_{\hbar \omega_c}$$

$$\frac{\partial A}{\partial E} = \frac{A(E(n+1, k_z)) - A(E(n, k_z))}{E(n+1, k_z) - E(n, k_z)} = \frac{\frac{2\pi \hbar e B}{\hbar^2}}{\hbar \omega_c}$$

Elektronok száma: N_e

Ha $N_e = N_p$ csak a legalsó nívó van betöltve

$$B = \frac{\Phi_0 N_e}{L_x L_y} = B_0 \quad N_e = (n+1) N_p \quad n = 0, 1, \dots$$

$N_e = 2N_p$ csak a 2 legalsó nívó van betöltve

n. nívó teljesen be van töltve: itt B:

$$B_n = \frac{B_0}{n+1}$$

$$B = B_n \Rightarrow E_0(B_n) = E_0(B=0)$$

$$E_0(B_{n-1}) = N_p \sum_{l=0}^{n-1} \hbar \omega_c (l + \frac{1}{2}) = \frac{\hbar \omega_c}{2} N_p n^2$$

$$\frac{B_0}{n-1} < B < \frac{B_0}{n}$$

Széláradiestfixizál

Folyamatos átmenet a $B=0$ és $B \neq 0$ között elektronos teret indukálással $\Rightarrow B=0$ -ban mérés és $B \neq 0$ -ban, miköz $B = \text{const.}$ mérés még egyet.

n+1. szinten lévő e^- -k száma

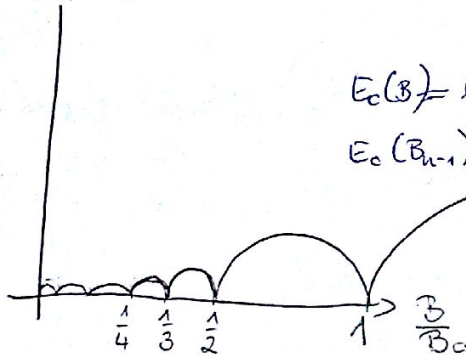
$$\begin{pmatrix} N_e - n N_p \\ \text{energiaja:} \end{pmatrix}$$

$$\hbar \omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) (N_e - n N_p)$$

$$E_0 \left(\frac{B_0}{n+1} < B < \frac{B_0}{n} \right) = \hbar \omega_c \left(\frac{N_p n^2}{2} + N_e n + \frac{N_e^2}{2} - n^2 N_p - \frac{n N_p}{2} \right) =$$

$$= \hbar \omega_c N_e \left(n + \frac{1}{2} - \frac{1}{2} n(n+1) \frac{N_p}{N_e} \right) =$$

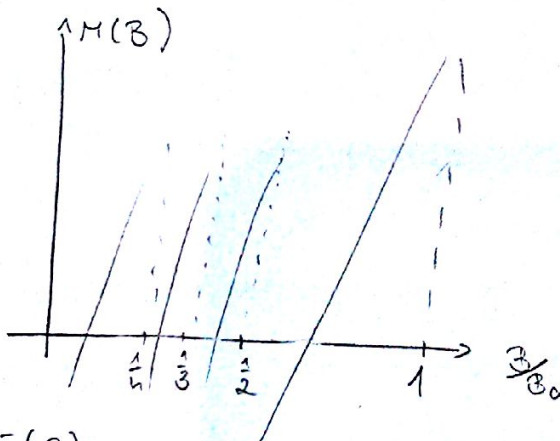
$$\frac{E_0(B)}{E_0(B=0)}$$



$$\frac{N_p}{N_e} = \frac{B}{B_0}$$

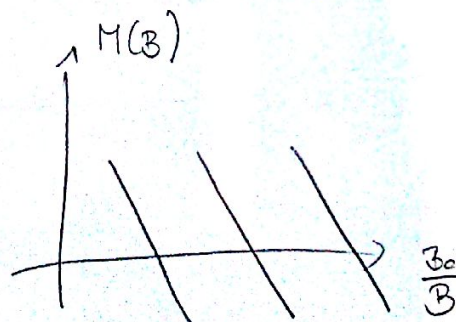
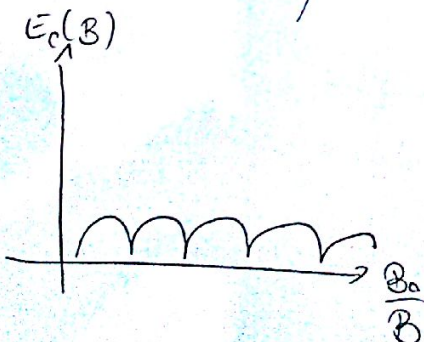
$$E_0(B) = \hbar \omega_c N_e \left(n + \frac{1}{2} - \frac{1}{2} n(n+1) \frac{B}{B_0} \right)$$

$$E_0(B_{n-1}) = \frac{\hbar \omega_c}{2} N_p n^2$$



$$M = - \frac{\partial E_0}{\partial B}$$

ez csak rögzített z_z -ra egy adott mo-jára



3 dimenzió

Előző leírásokról

3D = 2D-s vezetési sűrűsége

$$E_F'(z) = E_F - \frac{\hbar^2 z^2}{2m}$$

Fermi-e. z magasságban

Csak azok a Landau-csövek vannak betöltve, ahol

$$n \leq \frac{E_F'(z)}{\hbar \omega_c} - \frac{1}{2}$$

$$n_{\max} = ? \quad \frac{E_F'(z)}{\hbar \omega_c} - \frac{1}{2} < n_{\max} < \frac{E_F'(z)}{\hbar \omega_c} - \frac{1}{2}$$

Landau cső átmérője nagyobb mint a Fermi felület

nem lehet tovább, mert szűk

$$E_F'(z) = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c = (n + \frac{1}{2}) \frac{e \hbar}{m} B_n'(z) \quad \text{amikor éppen szűk}$$

$$\frac{1}{B_n'(z)} = \frac{e \hbar}{m} \frac{1}{E_F'(z)} (n + \frac{1}{2})$$

$$\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{e \hbar}{E_F'(z)} \frac{1}{m} \quad \leftarrow \tau \text{ is lehet}$$

$$A(z) = \pi z^2 = \frac{2m}{\hbar^2} \pi \left(E_F - \frac{\hbar^2 z^2}{2m} \right) = \frac{2m}{\hbar^2} \pi E_F'(z)$$

$$\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{2\pi e}{\hbar A(z)}$$

Elektronenergia pályák szűk, hogy létrejöhessen. Mind a méret alatta, de vagy egyszerre megy le mindenhol, vagy ahol a Fermi felületből

$$\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{2\pi e \hbar}{e^2 B^2} \frac{1}{A(z, \text{valós tér})} = \frac{\hbar}{e} \frac{1}{B} \frac{1}{\underbrace{BA(z, \text{valós tér})}_{\frac{1}{\phi}}} = \frac{\phi_0}{\phi} \frac{1}{B}$$

Eddig z rögzített volt, most össze kell integrálni az összeset.



tenület függ z magasságtól

De vannak olyan tartományok, ahol
szélesség adja ugyanazt a területet.

$$\int ds_z \Delta\left(\frac{1}{B}\right) \rightarrow \int dA \left| \frac{ds_z}{dA} \right| \Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \int \frac{dA}{\left| \frac{dA}{ds_z} \right|} \Delta\left(\frac{1}{B}\right)$$

Liemei azokat a magasságokat, ahol
 $\frac{dA}{ds_z} \approx 0$

de Haas van Alphen-effektus

Külön mágneses tér esetén lesznek ilyen ugrások?
extremumok adnak nagyrészt

felülete a Fermi-felület dimenziójának legjobban exponenciálisan

Kelmei pot. is oszcillál

Állapotátminőségben is volt oszcilláció $\frac{B_0}{B}$ fű-ében.

Fermi eloxlás denivalja E_F sűrűségben: áll. sűr. változás,
összes egyenlítő valószínűség.

$f(B) \sim$ periodikus jelműű $1/B$ -ben

\rightarrow de Haas-Shubnikov-effektus

És az elektron energiáját B nem változtatja, de a
temperaturától és rezonancia mértékétől B -függő, periodi-
citást mutat. Ez az elektronok állapotok számától
függ \Rightarrow rezonancia miatt.

Különböző irányú mérések esetén vizsgálva az oszcillációt a
Fermi felület feltérképezhető

Ehhez kell, h. legyenek a Fermi felületen állapotok \Rightarrow felület
nagy populáció \Rightarrow jelentős ugrás a mérhető fizikai
mennyiségben (mágneses rezonancia) denivaljaiban
Ciklotron rezonancia módosítás: gyengén rezonancia
Kém használatuk z nagyban, hogy initialis kör- van.

az egész Széchenyi-korszak feladata a nemzeti ügy

Tehát a korszak 2. és 3. szakasza jól definiált legyen
utóbbiak \rightarrow elvonás $d-t$

Fenn: feladatnál nincs utóbbiak \rightarrow jól definiált

Széchenyi-korszak feladatainak működése



Optikai tulajdonságok

Legpontosabb mérési módszer: optikailag
pl. optikai szóróművel

Külsőreál anyagban jellemző távolság: a
optikai hullámhossz: $\lambda \gg a$

klasszikus leírás alkalmazható

Maxwell - egyenletek

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad \text{div } \vec{B} = 0$$

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

vákuumban $\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2} \Rightarrow \mu_0 = \frac{1}{\epsilon_0 c^2}$

ha nincs töltés, áram:

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

EM hullámok vákuumban: transzverzális hullámok

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega(t - \frac{\vec{q} \cdot \vec{r}}{c})}$$

$$\left. \begin{array}{l} \vec{E}_0 \perp \vec{q} ; \vec{B}_0 \perp \vec{q} \end{array} \right\} \Rightarrow \vec{B}_0 = \frac{1}{c} \vec{q} \times \vec{E}_0$$

Csak longitudinális válasz nélkül periodikus gerjesztésre.

longitudinális válasz \approx transzverzális válasz

ha $|\vec{q}| \rightarrow 0$

Áram és töltés az egyenletben: összerakás \rightarrow egyszerűsítés:
töltés hordozó \rightarrow mozgáslény

\hookrightarrow nem mozgáslény: pl. atomok

his energian (töl) töreledtronos nem gonjostolodul, csad az atom polarizabul

energia - töl függöen önleüyes felaxab

X-ray probléma (absorbció)

szelöl elölron rendszor állapolat megváltozasa az atomi potenciál



→ atom, benne belöl elölronok

nagy energia → innen belölron elölron

megváltoz a vaxo e^- -re ható potenciál

töllyire: lineáris válaszelmélet

adiabatikus foly. → perturbáció

* elölron rendszor azonnal, adiabatikusan átfejtöl a másöl állapotban, "vax mint a vaxiban." → nagy e^- -sömség → lassú radió

Exzel most nem foglaldokond → gélx rendszor kontinuum, klasszikusan kezelhetö

szabad és kötöl töltöshordozöl

Polarizáció

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \quad \rightarrow \text{mágnesserkettség}$$

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho$$

$$\text{div } \vec{B} = 0$$

\vec{j} és ρ itt már a szabad töltöshordozöl hatását jelenti.

Gomdilis def. szerint mi \vec{P} és \vec{M} ?

Lineáris válasz:

$$\frac{1}{\epsilon_0} \vec{D}(\vec{q}, \omega) = \chi_{ee}(\vec{q}, \omega) \vec{E}(\vec{q}, \omega) \quad \left. \begin{array}{l} \text{Fourier-transzformált} \\ \text{ex a def.} \end{array} \right\}$$

$$\frac{1}{\mu_0} \vec{B}(\vec{q}, \omega) = \chi_{mm} \vec{H}(\vec{q}, \omega)$$

Alacsony intenzitású terésre jó közelítés.

Általános tárgyalás túl bonyolult.

↓
Isotrop eset (pl. szobos kristály)

$$\chi_{ee} = \chi_{ee}$$

$$\chi_{mm} = \chi_{mm}$$

anisotrop esetben is lehet írni
(szobos kristály, ...)

$$\vec{D} = \epsilon_0 (\vec{E} + \chi_{ee} \vec{E}) = \epsilon_0 \underbrace{(1 + \chi_{ee})}_{\epsilon_{rel}(\vec{q}, \omega)} \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_{rel}(\vec{q}, \omega) \vec{E}(\vec{q}, \omega)$$

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi_{mm}) \vec{H} = \mu_0 \mu_{rel}(\vec{q}, \omega) \vec{H}(\vec{q}, \omega)$$

$$\vec{j} = \vec{\sigma} \vec{E}$$

Beírva a Maxwell-egyenletekbe:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} = \frac{\epsilon_r(\omega)}{c^2 \epsilon_0} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{\vec{\sigma}}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

nagy energián olyan a tér, mintha az anyag ott
se lenne \rightarrow mérés "érelmeszként" legnagyobb
térhez tartozó $\epsilon_r \Rightarrow \epsilon_r(\infty)$ legnagyobb energia

használnak $\mu_r(\infty)$ -re is.

EH-tér energiáját határozó két tudás változatlan:

alacsony: hosszú idő (ultrahang periódus)
magas: előállítás, és detektálás

anyag belső ϵ -térle \Rightarrow elindul az anyagban belső diffúzió



válaz vizsgálataival ez nem igaz

az anyagban nagyobbad kell lenni, mint a hullámhossz, hogy a határfelületénél ne legyen reflexió, sőt hullám belefolyjon \Rightarrow Maxwell-egyenletet egyszerűen legyen

Térbeli, időbeli Fourier-transzformáció a korábbiak

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{\epsilon_r(\omega)}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{\sigma}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\hookrightarrow q^2 = \frac{\epsilon_r(\omega)}{\epsilon_0} \frac{\omega^2}{c^2} + \frac{i\omega\sigma}{\epsilon_0 c^2} = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{\epsilon_r(\omega)}{\epsilon_0} + \frac{i\sigma}{\epsilon_0 \omega} \right)$$

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_r(\infty) + i \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega}$$

addig az energiatól, míg a ^{szórt (trans.) e⁻-k polarizációja, sámlása} szórt e⁻-k nem jönnek elő. Kórtott mánakon szórt.

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i \epsilon_2(\omega)$$

törésmutató:

$$N = n + i\kappa = \sqrt{\left(\epsilon_r(\infty) + i \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \right)}$$

\hookrightarrow intenzitása EM-hullámnak az anyagba erre lesz

Longitudinális eset (Drude-modell)

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau}$$

$$\sigma_0 = \frac{ne^2}{m} \tau \quad \text{rés. sűrűség}$$

transzverzális:

Egy adott helyen folyó töltésre \vec{E}, \vec{B} -tér Lorentz-erővel hat.

$$\begin{aligned} m \ddot{\vec{r}} &= -e \vec{E} \\ -\omega^2 m \vec{r} &= -e \vec{E} \\ \vec{j} &= -en \vec{r} \end{aligned}$$

$$\dot{\vec{r}} = i\omega \vec{r}$$

$$\vec{q} \times (\vec{q} \times \vec{E}) = \omega \mu_0 (\vec{q} \times \vec{H}) = -\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \vec{E} + \omega^2 \mu_0 n^2 \vec{E} = 0 \quad \vec{E} q^2$$

$$q^2 \vec{E} = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \vec{E} - \omega^2 \mu_0 n_e \vec{r} = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{n_e}{\epsilon_0} \vec{r}$$

$$\vec{r} = \frac{e}{m \omega^2} \vec{E}$$

$$q^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{n_e}{\epsilon_0} \frac{e}{m\omega^2} = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{n_e e^2}{m\epsilon_0 \omega^2} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right)$$

$\omega_{pe}^2 = \frac{n e^2}{m \epsilon_0}$ ugyanaz,
mint baur' technikái's
esetben

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$$

$\omega \ll \omega_p$ $n \approx 0$ $\phi \neq 0$ tökéletes
visszaverődés

$\omega \gg \omega_p$ $\epsilon \approx 1$ $n \neq 0$ allora ampiezza

Eltharum

$$\mu \ddot{\vec{r}} = -e \vec{E} - \frac{1}{r} m \ddot{\vec{r}}$$

turbulent animals - new a sub-gel animals
a ciliopods

$$\left(-\omega^2 + \frac{i\omega}{\tau}\right) m\vec{r} = -e\vec{E}$$

$$q^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \omega_{pe}^2}{\omega^2 - i \frac{\omega}{\tau}}$$

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + i\frac{\omega}{\tau}}$$

$$n^2 - y^2 = 1 - \frac{\omega_p^2 r^2}{1 + \omega^2 r^2} = \epsilon_1$$

$$\ln \lambda = \varepsilon_2 = \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)}$$

$$\omega \ll \frac{1}{\tau} \quad \omega_{pe} \gg \frac{1}{\tau}$$

$$n \approx 1 \times \sqrt{\frac{\omega_{pe}^2 \tau^2}{2\omega}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{2\epsilon \omega}} \gg 1$$

meses: reflection at st

$$n^2 y^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} = \epsilon_1$$

$$2ny = \epsilon_2 = \frac{\omega_{pe}^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)}$$

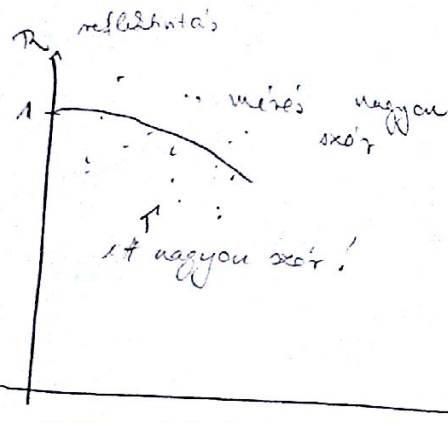
$$\omega \ll \frac{1}{\tau} \quad \omega_{pe} \gg \frac{1}{\tau}$$

$$n \approx y \approx \sqrt{\frac{\omega_{pe}^2 \tau^2}{2\omega \ll 1}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{2\epsilon_0 \omega}} \gg 1$$

Reflektivitás

~~transparencia~~
alacsony en.
nagy en.

$$R = \frac{(1-n)^2 + y^2}{(1+n)^2 + y^2} \approx 1 - 2\sqrt{\frac{4\pi\epsilon_0}{2\epsilon_0}}$$



Hagen-Rubens tv.

$$R = 1 \rightarrow \text{fény}$$

$$R = 0,9999 \rightarrow \text{nem fény}$$

reflektivitásból nem lehet eldönteni, a fény-e, hiszen $\Gamma \rightarrow$ lecsúszásból már lehet következtetni.

Reflexióminőséges frekvencián nagy eredmény

$$\omega \gg \frac{1}{\tau} \quad \text{túlcsillapított tartomány}$$

$$\epsilon_r = 1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2 + i \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^3 \tau}$$

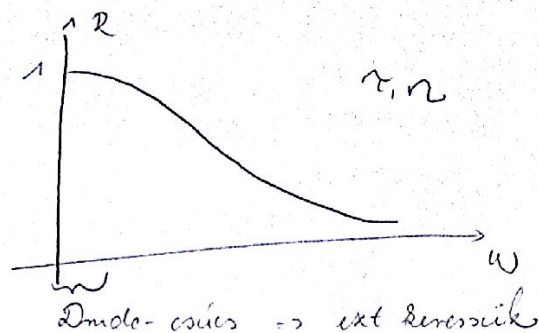
$$1) \omega \ll \omega_{pe} \quad n \approx \frac{\omega_{pe}}{2\omega\tau} \quad y \approx \frac{\omega_{pe}}{\omega}$$

$$R \approx 1 - \frac{2}{\omega_{pe}\tau}$$

$$2) \omega \gg \omega_{pe}$$

$$n \approx \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega}\right)^2} \approx 1 \quad y \approx \frac{\omega_{pe}^2}{2\omega^3 \tau} \rightarrow 0$$

Definíciók



Kötött, töltött elektronok

Egyenlőség helyre hozni oszcilláció:

$$m\ddot{\vec{r}} + m\omega_0^2\vec{r} = -e\vec{E} - \frac{1}{c}\dot{\vec{r}}$$

$$\vec{r} = -\frac{e}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\frac{\omega}{c}} \vec{E}$$

polarizálhatóság

$$\alpha(\omega) = -\frac{e\vec{r}}{\vec{E}} = \frac{e^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\frac{\omega}{c}}$$

$$\vec{P}(\omega) = \frac{ne^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\frac{\omega}{c}} \vec{E}$$

$$\epsilon_r = 1 + \frac{ne^2}{m\epsilon_0} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\frac{\omega}{c}} = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\frac{\omega}{c}}$$

$$\epsilon_r = 1 + \frac{e^2}{m\epsilon_0} \sum_j \frac{N_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\frac{\omega}{c}}$$

Ismeret

pl. egy szigetelő kristályban

saját rezgés levelel elrendezve => pl. hall => 2 fél ion

$$\vec{P} = N \underbrace{e^+}_{\text{töltés-hordozó}} \underbrace{\vec{u}}_{\text{mozdulás az egyensúlyi helyzetből}}$$

$$\vec{P} = \frac{Ne^+}{M} \frac{1}{\omega_T^2 - \omega^2} \vec{E} \quad j=0, M=0$$

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{1}{c^2} \left(\ddot{\vec{E}} + \frac{1}{\epsilon_0} \ddot{\vec{P}} \right) \Rightarrow c^2 \nabla^2 \vec{E} = +\omega^2 (-\vec{E} + \frac{\vec{P}}{\epsilon_0})$$

$$\frac{Ne^2}{M} \vec{E} = (\omega_T^2 - \omega^2) \vec{P} = \epsilon_0 \frac{(\omega_T^2 - c^2 q^2)}{\omega^2} (\omega_T^2 - \omega^2) \vec{E}$$

$$(\omega_T^2 - c^2 q^2) \vec{E} = \omega^2 \frac{\vec{P}}{\epsilon_0}$$

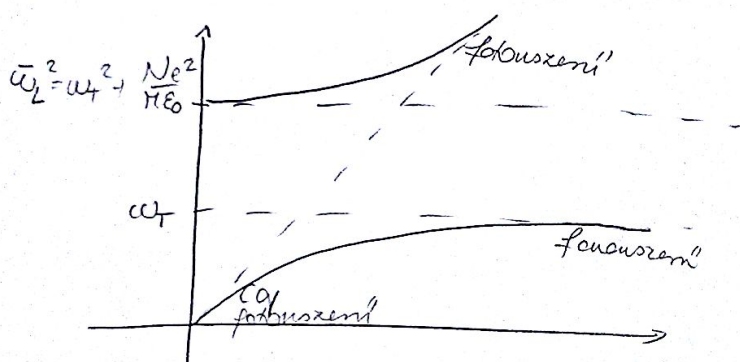
$$\begin{aligned} -\frac{Ne^2}{\epsilon_0 M} \omega^4 + (c^2 q^2 + \omega_T^2 - \frac{Ne^2}{\epsilon_0 M}) \omega^2 - c^2 q^2 \omega_T^2 &= 0 \\ \omega^4 + (c^2 q^2 - \omega_T^2 + \frac{Ne^2}{\epsilon_0 M}) \omega^2 - c^2 q^2 \omega_T^2 &= 0 \end{aligned}$$

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left(\omega_T^2 + \omega_L^2 + c^2 q^2 \pm \sqrt{(\omega_T^2 + \omega_L^2 + c^2 q^2)^2 - 4c^2 q^2 \omega_T^2} \right)$$

$$\omega_L^2 = \frac{Ne^2}{M\epsilon_0}$$

$$q \rightarrow 0$$

$$\omega_{\pm}(q=0) = \begin{cases} \omega_T^2 + \frac{Ne^2}{M\epsilon_0} \\ 0 \end{cases}$$



2 féle módus dereredik

polarizációs gerjesztés: polaritonok.

$$\epsilon_r = 1 + \frac{\vec{P}}{\epsilon_0 \vec{E}} = 1 + \frac{Ne^2}{\epsilon_0 M} \frac{1}{\omega_T^2 - \omega^2} = \frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2}$$

$$\epsilon_r(\infty) = 1$$

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_r(\infty) \frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2}$$

$$\omega = 0$$

$$\frac{\epsilon_r(0)}{\epsilon_r(\infty)} = \frac{\omega_L^2}{\omega_T^2}$$

Rydberg - Sachs - Teller

Általánosítható úgy, h. több lokális oszcillátor van:

$$\frac{\epsilon_r(0)}{\epsilon_r(\infty)} = \frac{\omega_{L1}^2}{\omega_{T1}^2} \frac{\omega_{L2}^2}{\omega_{T2}^2} \dots$$

Elfelejtünk a relaxációról, nem vettük figyelembe, hogy az
gázai foton fekv. hullámhossz függő $\omega_T = \omega_T(q)$
három ideális esetet vettünk.

c) bármely szorult. seb.

Optikai átvétel mindig függőleges gyár. $E - q - n$.

q -ben nem igen változtat

$$c \gg c_s$$

Definíció

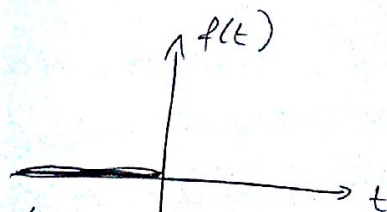
- $\epsilon_1(\omega) = 0 \rightarrow \text{Im } \frac{1}{\epsilon(\omega)}$ maximuma $\omega = \omega_L$
 ω_L a longitudinális módus frekvenciája
- ahol $\text{Re } \epsilon_2(\omega)$ maximum $\Rightarrow \omega_T$ transverzális módus frekvenciája

Állapítás többnyire nem egyszerű: határfeltétel, oda-
 visszaverődés
 nem az átvétel intenzitást, hanem a fiziológiát.

Kauzális f. sokkal inkább korlátozottól függ.

retardált - avansált \Rightarrow szimmetrikus

Minden olyan nem triviális f. mely egyik
 feltételgyen 0, másikon teljesül \Rightarrow Fourier transzformáció
 analitikus bal oldalt 0. old a felső félsíkban és
 folytonos



$$f(z) \propto \frac{1}{z} \text{ vagy } z^{-n}$$

$\text{Re } f(z) \leftrightarrow \text{Im } f(z)$ egymástól nem függetlenek

Plemmer-Kronig reláció

$$\underset{\text{levegő}}{\epsilon(\omega) - \epsilon(\infty)} = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \frac{\epsilon_2(\omega')}{\omega - \omega' + i0^+} \quad \text{Késztőintegrál}$$

erre a transzformációval, ha elég széles tartományban mérni az egyidejűen \Rightarrow mindig diszkontinuális

$$\omega \epsilon_2(\omega) \geq 0 \quad \text{def. szerint.}$$

Késztőintegrál:

$$\begin{aligned} \int \frac{f(x) dx}{x + i0^+} &= \oint \frac{f(x)}{x} - i\pi \int dx \delta(x) f(x) = \\ &= \oint \frac{f(x)}{x} - i\pi f(0) \end{aligned}$$

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_r(\infty) + i \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega}$$

$$\sigma(\omega) = 2i \frac{\omega}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega' \frac{\text{Re } \sigma(\omega')}{(\omega + \omega')^2 - \omega'^2}$$

$C \rightarrow$ Hilbert - transzformáció

Féleszörben alkalmazott módszer \Rightarrow pl. csak reflexivitást tudunk mérni. valós + képzetes részből elég az egyik.

∞ : η nem tudjuk mérni \Rightarrow modell kell.

Hozzáadom a Drude - csúcs - régi modelleket \Rightarrow

az információt ki tudjuk nyerni.

Alkalmazott geometria: lemez, rúd, cső, szennyezés is.

szabad paraméterek: főtér energiája, relaxációs idő

csak a kvázi független atomok között tudjuk mérni.

Vicsek tudjuk az abszolútértéket mérni és látni.

Leggyakoribban mérhető: reflexivitás \Rightarrow NEM válaszok.

Hilbert-tr.

optikai konstanst be kellene.

kauzális \Rightarrow Kramers-Kronig.

Elektromos tér potenciálból, mágneses tér a mágneses térerősséggel
 hat kölcsön kvantumoptika

$$H_{int} = - \int \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{P}(\vec{r}, t) d\vec{r} dt$$

$$H_{int} = - \int \vec{B}(\vec{r}, t) \vec{M}(\vec{r}, t) d\vec{r} dt$$

jobb, ha nem mágneses anyaggal foglalkozunk
 $\mu_r \approx 1$

állandó közelítés:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} E_0 \hat{x} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) e^{\delta t}$$

Itt lesz keresünk $\delta > 0$ $t \rightarrow -\infty \rightarrow \vec{E} \rightarrow 0$

Atomok, eldönthető vannak rajta, atom állapotokban

$$\psi(\vec{r}, t) = c_0(t) \phi_0(\vec{r}) e^{-i \frac{E_0 t}{\hbar}} + \sum_{i \neq 0} c_i(t) \phi_i(\vec{r}) e^{-i \frac{E_i t}{\hbar}}$$

↓
 atomi hullámfunkciók

Ad az energiadifferenciát jönnék be
 $\hbar \omega_{i0} = E_i - E_0$

Schrödinger - egyenlet, eldönthető perturbációszámítás

$$-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial c_i(t)}{\partial t} = \int \phi_j^*(\vec{r}) H_{int} \phi_0(\vec{r}) e^{i\omega_{j0}t} d\vec{r} dt$$

polarizáció: mennyit mezdul el az atomi hfs. az
 egyensúlyi helyzetétől.

$$\vec{P} = -e \vec{r} \quad H_{int} = e \vec{r} \vec{E}(\vec{r}, t)$$

kauzális eset H_{int} $-\infty$ -tól 0 időpillanathig tart
 perturbáció

$$C_j(t) = -\frac{1}{2} \frac{e E_x}{\hbar} x_{j0} \left\{ \frac{e^{i(\omega + \omega_{j0})t}}{\omega_{j0} + \omega - i\gamma} + \frac{e^{i(-\omega + \omega_{j0})t}}{\omega_{j0} - \omega - i\gamma} \right\}$$

$$x_{j0} = \int d\vec{r} \Phi_0(\vec{r}) \times \Phi_j(\vec{r}) \quad \text{dipól matrixelem}$$

↓
 az átmenet lehetségeségét mutatja. Látszik, ha l nem változik, a matrixelem 0 $\Rightarrow \Delta l = \pm 1$
 tulajdonság

Kérdés: Mennyi a polarizáció várható értéke?

eltérünk a teljes töltéstől, forgatástól...

(mágneses térerő forgatja a polarizációt, Kerr-effektus)

$$\langle x \rangle = \int \Psi^*(\vec{r}, t) \times \Psi(\vec{r}, t) d\vec{r}$$

Előre ismert, mert ismerem az atomi hfo-ért.

$$\langle x \rangle = -\frac{1}{2} \frac{e E_x}{\hbar} \sum_j |x_{j0}|^2 \left\{ \underbrace{\frac{2\omega_{j0}}{\omega_{j0}^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}}_{\text{retardáció}} e^{i\omega t} + \underbrace{\frac{2\omega_{j0}}{\omega_{j0}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}}_{\text{avancsok}} e^{-i\omega t} \right\}$$

válasz

• Polarizáció

$$\vec{P} = -e \langle \vec{r} \rangle$$

↓
 az az irány
 × az irány

• polarizálhatóság

$$\alpha = \sum_j \frac{e^2 |x_{j0}|^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{2\omega_{j0}}{\omega_{j0}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad j=0 \rightarrow 0$$

azaz olyan átmenet, ahol alapáll-ból omegajól gerjesztésre viszi a rendszert.

N atom esetén

$$\epsilon_r(\omega) = 1 + \frac{N}{V} \alpha(\omega) = 1 + \frac{N}{V} \sum_j \frac{e^2 |x_{j0}|^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{2\omega_{j0}}{\omega_{j0}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}$$

Oscillator endőreg:

$$f_{j0} = \frac{2m}{\hbar^2} \hbar \omega_{j0} |x_{j0}|^2$$

$$\epsilon_r(\omega) = 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 m} \frac{N}{V} \sum_j \frac{f_{j0}}{\omega_{j0}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}$$

$$\sum_{j \neq 0} f_j = Z$$
 az atomon lévő ismeretlenek szám (ért. levelezési kapcsolatok)

Özres létséges átmenet, átmeneti valószínűség, kálynobos

Ex. amit next ind, ex $T=0$ -ban érkezés

\mathcal{H} minus xabad parameter

atomi Fe^{+2} meghatározható, energiát térféleges pontossággal megadható

Leinsoandi fluididició miatt a gen. áll- és az egyes az élettartama \Rightarrow spontán emissió.

$$\epsilon_r(\omega) = 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 m} \frac{N}{V} \sum_j \frac{f_j^0}{\omega_j^2 - \omega^2 - i\Gamma_j \omega} \quad \Gamma_0 = 0$$

alapáll. elletársaság
alacsony hőm-en ∞

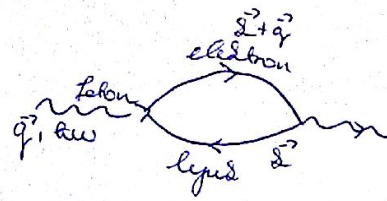
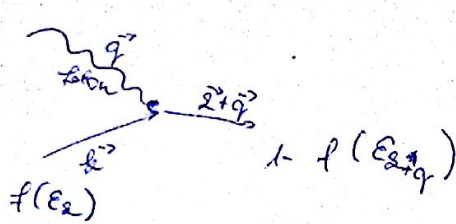
Skannikusok használó, és itt most az abszolút értéket
tudjuk.

Can a neutral electron?

hülsö elektromágneses tér energiája: $\hbar\omega \ll E_F$

csak akkor magas a frekvencia, ha atomi szintek között átmenetel van.

Nest az az érdekes, hogy Fermi felület alól a fölé' gerjeszteni az elektron.



Energiamegmaradás

$$\hbar\omega + E_2 = E_{2+q}$$

$$\epsilon_r(q, \omega) = 1 - \frac{e^2}{\epsilon_0 q^2} \cdot \frac{2}{V} \sum_k \frac{f(E_2) - f(E_{2+q})}{\hbar\omega + E_2 - E_{2+q} + i0} \quad \text{absorpció}$$

Coulomb-átlag

Ez mutatja, hogy egy többszörös zóna közötti átmenet:

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \lim_{q \rightarrow 0} \epsilon_r(q, \omega) \neq \lim_{q \rightarrow 0} \lim_{\omega \rightarrow 0} \epsilon_r(q, \omega)$$

$f(E_2)$ Fermi eloszlás fő deriváltja

$$\frac{f'}{\omega} \quad \epsilon_r(0, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

$\omega \rightarrow 0$

$$\epsilon_r(q, 0) \approx 1 + \frac{\chi_{TF}^2}{q^2} \Rightarrow \text{Thomas-Fermi hullámszám}$$

~~$\omega \rightarrow 0$ $\epsilon_r(q)$~~

Exakten a határesetekben ϵ_r abszolút nem analitikus

Neu zökölt töltéshordozókra (oldalg. is)

$$\epsilon_r(q, \omega) = 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 q^2} \frac{2}{V} \sum_k \frac{2f_0(E_2) [E_{2+q} - E_2]}{(E_{2+q} - E_2)^2 - \hbar^2 \omega^2 - i0}$$

Ultramekai mátrixelemek 1-vel való szorzás

Block-elektronokra az megadott

Ullapoktatás szimulációval és 2-val jellemző

$$|\langle n, \vec{z} | e^{i\vec{q}\vec{r}} | n', \vec{z} + \vec{q} \rangle|^2 \quad \text{faktor jön meg } \epsilon_r \text{-be}$$

$$\epsilon_r(q, \omega) = 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 q^2} \frac{2}{V} \sum_{n, \vec{z}, n', \vec{z}'} \frac{2f_0(E_2) [E_{2+q} - E_2]}{(E_{2+q} - E_2)^2 - \hbar^2 \omega^2 - i0} |\langle n, \vec{z} | e^{i\vec{q}\vec{r}} | n', \vec{z} + \vec{q} \rangle|^2$$

$q \rightarrow 0 \Rightarrow$ sorba állt fény
 $q=0$ xénus \Rightarrow mest $\langle n|n' \rangle = 0$

1. tag 2 állapot közti dipólátmenet
 $|\langle n, \vec{s} | i q r | n', \vec{s} + \vec{q} \rangle|^2$
 ex. szit a q^2 -t.

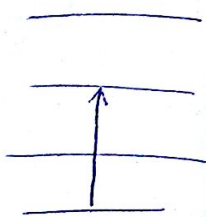
Block-fv-2 meghatározhatod \Rightarrow átmeneti mátrixelemek
 megadhatod \Rightarrow nem marad szabad parameter.

$$\epsilon_r(q, \omega) = 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 q^2} \frac{2}{V} \sum \frac{1}{\hbar} \frac{\omega_{n'n2}}{\omega_{n'n2}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} 2f_0(E_{n2}) |\langle n, \vec{s} | i q r | n', \vec{s} + \vec{q} \rangle|^2$$

It $\omega_{n'n2} = (E_{n', \vec{s} + \vec{q}} - E_{n, \vec{s}}) / \hbar$
Oscillatordiseg.
 $f_{nn}(z) = \frac{2m}{\hbar} \omega_{n'n2} \cdot f_0(E_{n2}) \lim_{q \rightarrow 0} \frac{|\langle n2 | e^{i\vec{q}\vec{r}} | n', \vec{s} + \vec{q} \rangle|^2}{q^2}$

$\sum_{nn} f_{nn}(z) = n$
 ↓
 megkezdő elektronok sűrűsége

$$\epsilon_r(q, \omega) = 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 m} \sum_{n, n', \vec{s}} \frac{f_{nn}(z)}{\omega_{n'n2}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}$$



abba u'ból

elektron gerjesztése egyik u'ból másikra

kvázienergia szabály: pl. imp. mom. megmaradás

töltés átmenet többnyire lehetséges, mest csak akkor
 igazán töltés, ahol $q=0$

úgyis a természetben q véges, magasabb rendben, kisebb
 valószínűséggel megjelenhet ex az átmenet (q hálózati)

2023. 11. 04.

Bevezetés a szilárdtest fizikába (Bloch - elemek + sávok)

Állapotok átmenete

(K.: félvezető) valencia sávól vezetési sávba gerjesztés

Relatív dielektromos állandó:

$$\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$$

$$\epsilon_2^{(n)} = \frac{\pi e^2}{\epsilon_0 m \omega} \sum_{n', n, \vec{k}} f_{n'n}(\vec{k}) \delta(\omega - \omega_{n'n, \vec{k}})$$

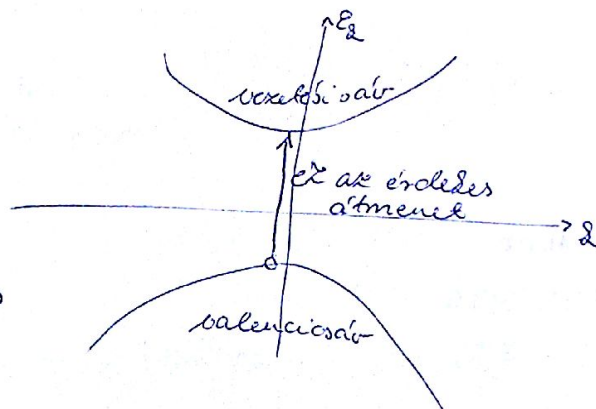
↓
Abszorpció és emisszió

$$\omega \epsilon_2 > 0$$

Állapotsűrűség:

$$g(\epsilon) = \sum_{\vec{k}} \delta(\epsilon - \epsilon_{\vec{k}})$$

Fh.: $f_{n'n}(\vec{k}) \approx \text{konstans}$
u, n rögzített



$$\sum_{\vec{k}} \delta(\omega - \omega_{n'n, \vec{k}})$$

Nagyon hasonlít az egyrétekes állandóságra formájában

Egyesített állapotsűrűség

↓
Hozzájárulás. Ha nem feltétlenül az $n \rightarrow n'$ átmenet
 $f_{n'n}(\vec{k})$ kb. konstans \Rightarrow megadható a frekvencia-
függő áll. sűr.

$$\sum_{\vec{k}} \rightarrow \frac{V}{(2\pi)^3} \int d^3k$$

$$f_{n'n}(\epsilon) = \frac{2^{3/2} \pi^{1/2}}{(2\pi)^3} \int d^3k \delta(\epsilon - \epsilon_{n'n, \vec{k}})$$

egyrétekes állandóságra: $g(\epsilon) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int d^3k \delta(\epsilon - \epsilon_{\vec{k}}) =$

Először egy energiához tartozó felületen integrálunk \vec{k}
térben és utána az egész térre

$$= \frac{2}{(2\pi)^3} \int_{S(\epsilon)} \frac{dS}{|\nabla_{\vec{k}} \epsilon_{\vec{k}}|^2}$$

$$\rho_{\text{in}}(\epsilon) = \frac{2}{(2\pi)^3} \int \frac{ds}{s(\epsilon) |D_2(E_{\text{in}2})|^2}$$

Ott lesz nagy, ahol $E_{\text{in}2} - E_{\text{in}2} \rightarrow 0 \Rightarrow$ ez az az a f_0 pánkezet.

Ezen pontok körül vizsgáljuk a zűrtörést:

$$E_{\text{in}2} - E_{\text{in}2} = \epsilon_0 + \alpha_1 \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m_1} + \alpha_2 \frac{\hbar^2 k_2^2}{2m_2} + \alpha_3 \frac{\hbar^2 k_3^2}{2m_3}$$

$$\alpha_i = \pm 1$$

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 1 \Rightarrow \text{minimum: } M_0$$

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = -1 \Rightarrow \text{maximum: } M_3$$

$$\alpha_1 = 1 \quad \alpha_2 = \alpha_3 = -1$$

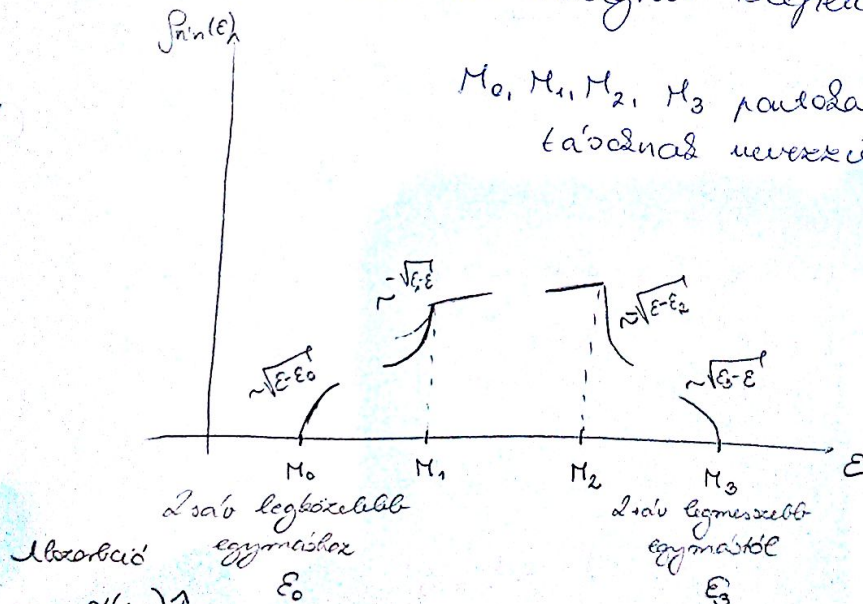
nagy bármely más \Rightarrow inflexió: M_2
somewhere

$$\alpha_1 = 1 = \alpha_2 \quad \alpha_3 = -1 \Rightarrow \text{inflexió: } M_1$$

2 helyen min
1 irányba max

ϵ 8 közelében az integrál szépen megosztható

M_0, M_1, M_2, M_3 pontokat van főve singuláris
tárolásuk nem lesz (devisált singuláris)



$\alpha(\omega)$

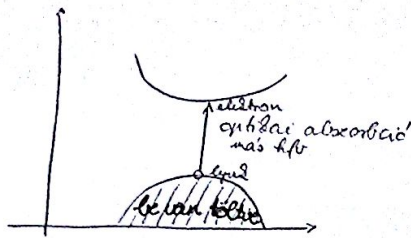


Összehasonlítható mennyire jó a közelítés

Abszorpció számolható
ellenőrizhető a szerkezettel.

Kem ilyen viselkedést mutat, ha e^-e^- és $h\nu$ endő, M_0 és M_3 alatt/felett nem 0 lesz.
 Gyors $\sqrt{-}$ -os csod kb. igaz (mireni pontosan) belül.
 0-nál kell lenni M_0 alatt és M_3 felett

(felvezető)



+ és - töltésű áll. részecske egymást
 ha lyuk és elektron Coulomb- és t.
 vonzódik \rightarrow közös együtt kötött áll.-ot ké-
 tud létrehozni (nem donor és akceptor) és
 ha elég hosszú az élettartam:
exciton

Ha másképp van emelkedő a hidrogénhez kötött áll.-nak
 befűz a Balmer-sorozatból vonalait az $\alpha(\omega) - E$ fölé.

Ekkor elég stabilnak kell lenni a kötött áll.-nak

(H.: Ge, Si -nál 2-ban nem esik egybe E_c és val. max
 \rightarrow nem gerjeszthető optikailag, csak ha fűz, rácskib-
 vészi el az impulzust és úgy opt. gerj.

Csak kisebb felvezetőben jön ez létre.

(Fotóelektron)

Igen, de a fotóelektron is lecsúszhat a szilikonra.

Ugy az elektronokkal vagy az ionokkal hat kölcsön

$$\text{div } \vec{A} = 0 \quad \vec{A}$$

$$(\vec{p} + e\vec{A})^2 = \vec{p}^2 + e\vec{A}\vec{p} + e\vec{p}\vec{A} + \vec{A}^2 e^2 \Rightarrow \vec{p}^2 + 2e\vec{A}\vec{p} + e^2\vec{A}^2$$

$$\vec{p}\vec{A} = [\vec{p}, \vec{A}] + \vec{A}\vec{p} \quad \text{div } \vec{A} = 0 \quad \text{másképp}$$

$$H_{int} = \sum_i \frac{e}{m} \vec{A}(\vec{r}_i) \vec{p}_i = - \sum_i \frac{ie\hbar}{m} \vec{A}(\vec{r}_i) \vec{\nabla}_i$$

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{1}{V} \sum_{\vec{q}, \lambda} \sqrt{\frac{\hbar}{2\epsilon_0 \omega_{\vec{q}}}} \vec{e}_{\vec{q}, \lambda} (b_{\vec{q}, \lambda} e^{i(\vec{q}\vec{r} - \omega t)} + b_{\vec{q}, \lambda}^\dagger e^{-i(\vec{q}\vec{r} - \omega t)})$$

$$\vec{q} \cdot \vec{e}_{\vec{q}, \lambda} = i \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \Rightarrow \lambda = \pm 1$$

$$\vec{E} = -i \frac{1}{r} \sum_{\vec{q}, \lambda} \sqrt{\frac{\hbar \omega_{\vec{q}}}{2\epsilon_0}} \vec{e}_{\vec{q}, \lambda} (b_{\vec{q}, \lambda} e^{i(\vec{q}\vec{r} - \omega t)} - b_{\vec{q}, \lambda}^\dagger e^{-i(\vec{q}\vec{r} - \omega t)})$$

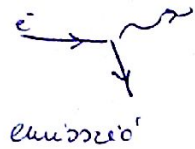
$\omega_{\vec{q}, \lambda} = \omega_{\vec{q}}$



$$H_{int} \sim \sum D_{n',n} q_2 C_{n',2+q,5}^+ C_{n,2,5} (b_{q,2} + b_{-q,2}^+)$$

$e \vec{E}$

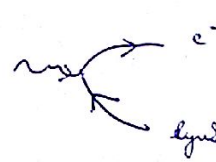
3 folyamat



emissio



absorpcio



kvant

infravörös spektroszkópia

9) Ha az atomok elmozdultak



Ismerjük meg az atomok nem túl nagy energia esetén (csak kicsit elmozdultak) a fotonok energiáját

Foton-foton 2h

fotonok: energiát elnyelnek

$$H_{int} = \sum_{\mu} \frac{1}{2M_{\mu}} \left[\vec{p}(\mu, m) - q_{\mu} \vec{A}(\vec{r}_{\mu, m}) \right]^2$$

μ : ion

$$H_{int} = - \sum_{\mu} \frac{1}{M_{\mu}} q_{\mu} \vec{A}(\vec{r}_{\mu, m}) \cdot \vec{p}(\mu, m)$$

$$\vec{p}(\mu, m) = M_{\mu} \dot{\vec{x}}(m, \mu)$$

\vec{x} elmozdulás

az ionok elmozdulása

így is le.

$$\psi_{\alpha}(m, \mu) = \sum_{\vec{q}} \sqrt{\frac{\hbar}{2N M_{\mu} \omega_{\vec{q}}}} \left\{ e_{\mu, \alpha}(\vec{q}) a_{\vec{q}}(\vec{q}) e^{i(\vec{q} \cdot \vec{r} - \omega_{\vec{q}}(\vec{q})t)} + c.c. \right\}$$

n : elemi cella

μ : atomok

α : polarizációs komponense.

$$H_{int} = \sum_{\vec{q}} V_{\vec{q}} (a_{\vec{q}} b_{\vec{q}} - a_{\vec{q}} b_{-\vec{q}}^+ + a_{\vec{q}}^+ b_{-\vec{q}} + a_{\vec{q}} b_{-\vec{q}})$$

$$H_{int} = \sum V_q (a_q^\dagger b_q - a_q b_q^\dagger + a_q^\dagger b_{-q}^\dagger + a_q b_{-q})$$

függelgy transzformáció \rightarrow szabad rész + H_{int} -et diag.-gus
 a, b rész-q-2. u_j operátorok

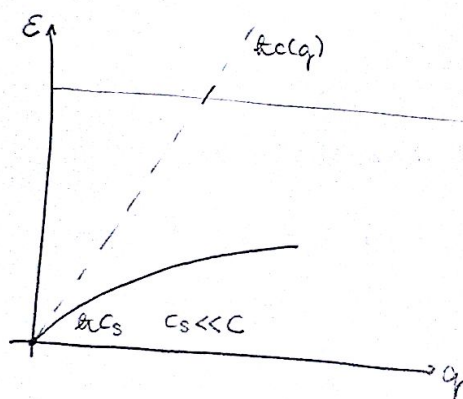
$$H = H_{int} + \sum \hbar \omega_q (a_q^\dagger a_q + \frac{1}{2}) + \sum \hbar c(q) (b_q^\dagger b_q + \frac{1}{2})$$

$$\alpha_{i,q} = w_i a_q + x_i b_q + y_i a_{-q}^\dagger + z_i b_{-q}^\dagger$$

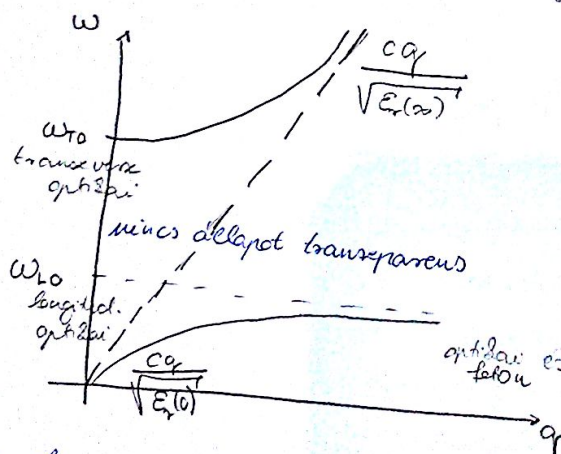
$$[a_q, a_{q'}^\dagger] = \delta_{qq'} \quad [b_q, b_{q'}^\dagger] = \delta_{qq'}$$

$$[\alpha_{i,q}, \alpha_{j,q'}^\dagger] = \delta_{ij} \delta_{qq'} \quad i=1,2$$

$$H = \sum \hbar \Omega_q^{(1)} (\alpha_{1,q}^\dagger \alpha_{1,q} + \frac{1}{2}) + \sum \hbar \Omega_q^{(2)} (\alpha_{2,q}^\dagger \alpha_{2,q} + \frac{1}{2})$$



$\text{div } \vec{A} = 0$ miatt
 csak transzverzális optikai
 fotonnal lehet kölcsön



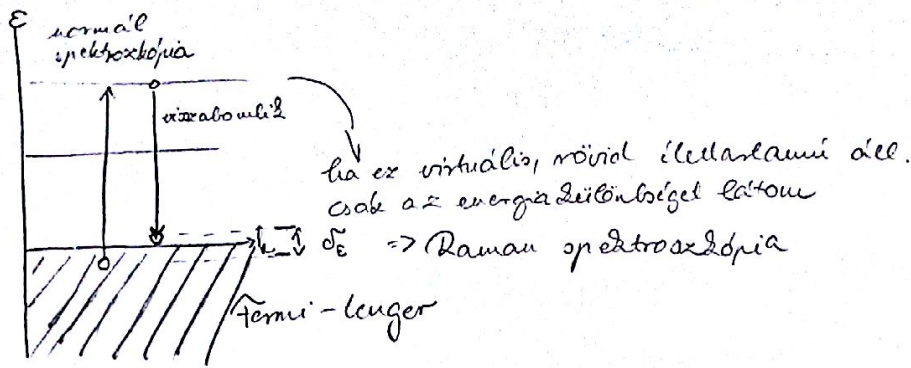
A fotonokat ahogy terjednek
 egy fotonföldes része zónák.
 ahogy terjednek az optikai zónák
 nemzárkózó polatona.

Érős kristályra jól működik. Szabad töltéshordozóval
 rendelkezésnél az is lehet kell része

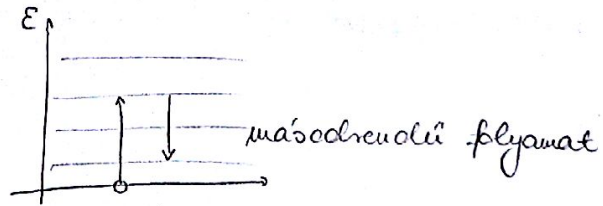
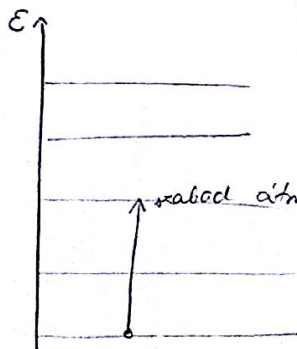
Ultravibidnál van azaz meg tudjuk különböztetni melyik
 a foton és melyik a foton része

Infravörös spektroszkópia levezetése, ismét figyelembe kell venni,
 hogy az átmenet tiltott-e.

Fémednél ennek létezésének egy formája:



Raman spektroszkópia



Infravörös spektroszkópiában a megeredő átmeneteket látom.
Raman spektroszkópiában akkor látom, ha virtuális áll-ka
gyengeség és annak visszavissza. Látom. sárga

Ram. lementerés: vagy infrát vagy Ramant látok.

Kindbetejre jellemző, hogy csak $q=0$ -t látok => előny
de hátrány is, mert q -ban nem tudom feltér-
pezni a spektrumot.

Általánosan a győzőt v. dimenzióit kell mérni => egyszerűbb.

Frekvenciát sokkal pontosabban lehet mérni, mint λ -t.

Kísérleti alapszabály: az fény, mely szel egy i -t.

ARFES

adott irányba adott energiájú foton és mérnem a
szel e fel-át.

lehető i -ra jó feltérpezés.

DE zavaró, a a fotonok el- megjelens az anyagban
vesztés így az energiából.

2012.11.14.

$m \ll M \rightarrow$ elektronok és ionok mozgása \approx független

Elektron-ion Sh. van

Előredefiniált elanyagolható
Nagyon kis hőmérsékleten és az ellendelés
Külsővezetés

HeI-ion \Rightarrow HeI-foton

$$U_{\text{HeI-ion}} = U(\{r_i\}, \{R_e\}) = U(\{r_i\}, \{R_e^0 + \underbrace{u_e(R_e)}_{\substack{\text{egyszerűen} \\ \text{helyi}}}\}) =$$

elmozdulása
az ionok
közli

krystallográfus és. maradjon
meg, de legyenek
nemlineáris jelenségek

$$= U_{\text{el-ion}}(\{r_i\}, \{R_e^0\}) + \sum u_e(R_e) \frac{\partial U(\{r_i\}, \{R_e^0 + u_e(R_e)\})}{\partial R_e^0}$$

Elmozdul az ion, első közelítésben a szórt foton energiájában
szélességben és az elektronok a potenciálban $u_e(R_e) = 1$

$$U_{\text{el-ion}}(\{r_i\}, \{R_e\}) = \sum_e U_{\text{el-ion}}(\{r_i\}, R_e)$$

az elektronok potenciálját
visszaérkezéssel figyelembe.

$$\vec{u}_e(R_e) = \sum_{q, \lambda} \sqrt{\frac{\hbar}{2MN\omega_\lambda(q)}} \vec{e}_{q\lambda} e^{iq \cdot R_e} (a_{q\lambda} + a_{-q\lambda}^+)$$

hullámok polarizációja pól.

Block-állapotok nemlineáris fotonok állapotai:

$$\sum_i f(r_i) = \sum_{\alpha, \beta, \gamma} \int \psi_{\alpha\beta}^+(r) f(r) \psi_{\alpha\beta}(r) d\vec{r} c_{\alpha\beta}^+ c_{\alpha\beta}$$

fotonenergia $< k_B T_D$
 Debye $\sim 100K$
 sáv-sáv távolság
 (energiák) $\sim 10 eV$
 nem tud sáv-sáv átmenet
 generálni
 ha átfednek a sávok,
 nagyobb hője is
 bennük

fotonenergia $< k_B T_D$
 Debye $\sim 100K$
 sáv-sáv távolság
 (energiák) $\sim 10 eV$
 nem tud sáv-sáv átmenet
 generálni
 ha átfednek a sávok,
 nagyobb hője is
 bennük

Hel-fuon = $\sum_{q, \vec{z}, \vec{z}', q} D_{\vec{z}, \vec{z}'}(q) C_{\vec{z}, \vec{z}'}^+ C_{\vec{z}, \vec{z}'}(a_q + a_{-q}^+)$
 ↑
 Egy sáv Debye
 $D_{\vec{z}, \vec{z}'} = \sum_{\vec{q}} \sqrt{\frac{\hbar}{2MN\omega_{\vec{q}}(q)}} e^{i\vec{q} \cdot \vec{R}_e^0} \int d\vec{r} \psi_{\vec{z}, \vec{z}'}^+(r) \cdot \frac{\partial U_{el-ion}(r, \vec{R}_e^0)}{\partial \vec{R}_e^0} \psi_{\vec{z}, \vec{z}'}(r)$

$\omega_{\vec{q}}(q) \sim$ fotonenergia $D_{\vec{z}, \vec{z}'} \sim \sqrt{\frac{1}{\omega_{\vec{q}}}}$

Block Debye

Részletesebb: etolás csod fázisfázisra az (e⁻ R)

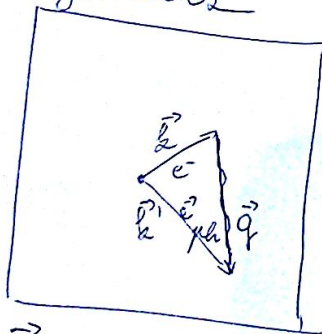
Mindet etolás

Potenciál $r - R_e^0$ -tól függ (e⁻ milyen messze a
 rácspontra)

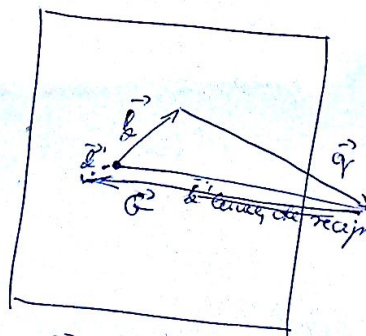
$D_{\vec{z}, \vec{z}'} \sim e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_e^0} e^{-i\vec{k}' \cdot \vec{R}_e^0} \int \psi_{\vec{z}, \vec{z}'}^+(r - R_e^0) \frac{\partial U_{el-ion}(r, \vec{R}_e^0)}{\partial \vec{R}_e^0} \psi_{\vec{z}, \vec{z}'}(r - R_e^0)$

$\sum_{\vec{q}} \Rightarrow \sum_{\vec{q}} e^{i(\vec{q} + \vec{z} - \vec{z}') \cdot \vec{R}_e^0} \neq 0$, ha $\vec{q} + \vec{z} - \vec{z}' = \vec{G}$
 ↑
 reciprokvektor

(Folyamatok)



$\vec{G} = 0$ normál
 folyamat



$\vec{G} \neq 0$ um 2. lépés folyamat

Hel-fuon = $\sum_{q, \vec{z}} \sum_{\vec{z}'} D_{\vec{z}, \vec{z}'}(q) C_{\vec{z}, \vec{z}'}^+ C_{\vec{z}, \vec{z}'}(a_q + a_{-q}^+)$

Részletesebb: etolás csod fázisfázisra az (e⁻ R)

Mindet etolás

Potenciál $r - R_e^0$ -tól függ (e⁻ milyen messze a
 rácspontra)

Longitudinális gerjesztés mindig az elemi cella létezését, térfogatváltozást \Rightarrow polarizáció a rendelkezésünkre.

$$\frac{\delta V}{V} = \frac{\partial u(r)}{\partial r} = \Delta(r) \Rightarrow \text{deformációk potenciál}$$

$$U_{\text{def}} = C \Delta(r)$$

$$H_{\text{def}} = C \int n_e(r) \Delta r dr$$

térfogatváltozást \Rightarrow lokális töltéssűrűség megváltozik
(ha nagyobb létszám \Rightarrow lecsúszkodik)

$$n_e(r) = \sum_{\vec{r}, \vec{r}', \vec{r}''} e^{i(\vec{r}-\vec{r}')\vec{r}''} u_{\vec{r}'}^*(r) u_{\vec{r}''}(r) c_{\vec{r}'}^+ c_{\vec{r}''}$$

$$\Delta(r) = i \sum_{\vec{q}, \vec{r}} \sqrt{\frac{\hbar}{2MN\omega_{\vec{q}}(a)}} (\vec{e}_{\vec{q}} \cdot \vec{q}) e^{i\vec{q}\vec{r}} (a_{\vec{q}} + a_{-\vec{q}}^+)$$

$$H_{\text{def-fonon}} = \sum_{\vec{q}, \vec{r}} \sum_{\vec{r}'} D_{\vec{q}}(q) c_{\vec{r}+\vec{q}}^+ c_{\vec{r}} (a_{\vec{q}} + a_{-\vec{q}}^+)$$

$$D_{\vec{q}}(q) \propto \frac{1}{\sqrt{\omega_{\vec{q}}(q)}} q \sim q^{1/2}$$

Ábrázolás dg: $q=0$ fonon \Rightarrow rácseltolódás
egymáshoz képest mozog $\Rightarrow \Rightarrow$

Ábrázolás eset hosszú hullámú limitésben elhanyagolható

Optikai eset

Mindig polarizációt jelent az a módus

$$\vec{P} = F \sum_{\vec{q}} \vec{e}_{\vec{q}} (b_{\vec{q}} e^{i\vec{q}\vec{r}} + b_{-\vec{q}} e^{-i\vec{q}\vec{r}})$$

Longitudinális eset $\vec{e}_{\vec{q}} = \frac{\vec{q}}{q}$

$$\text{div } \vec{D} = 0 \quad \vec{q} \cdot \vec{D} = 0$$

$$\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = 0$$

$$\vec{E} = -\frac{F}{\epsilon_0} \sum_{\vec{q}} \frac{\vec{q}}{q} (b_{\vec{q}} e^{i\vec{q}\vec{r}} + b_{-\vec{q}}^+ e^{-i\vec{q}\vec{r}})$$

$$\vec{E} = -\text{grad } \varphi(r)$$

$$\varphi(\vec{r}) = -i \frac{\hbar}{\epsilon_0} \sum_{\vec{q}} \frac{1}{q} (b_{\vec{q}} e^{i\vec{q}\vec{r}} - b_{-\vec{q}}^+ e^{-i\vec{q}\vec{r}})$$

$$\text{Hel-függvény} = -i \frac{\hbar}{\epsilon_0} \sum_{\vec{q}, \vec{q}'} \frac{1}{q} (b_{\vec{q}} c_{\vec{q}+\vec{q}'}^+ c_{\vec{q}'} + b_{-\vec{q}}^+ c_{\vec{q}+\vec{q}'}^+ c_{\vec{q}'})$$

Látható divergál \Rightarrow nagyon messze is lehet $\sim \frac{1}{q}$

$$\epsilon = \frac{\hbar \omega_{\vec{q}} \epsilon_0}{2V} \left(\frac{1}{\epsilon_r(\infty)} - \frac{1}{\epsilon_r(0)} \right) \text{ véges}$$

úgy is lehet nézni, mert 3D integrálás során legyen egy Q^2 .

$$\sum_{\vec{q}} \rightarrow \int d^3q \quad 1 \text{ dim-ben felrobban} \\ (\text{mindkét old. az összes rendszert})$$

Elektronállapot véges elektronikus áll.

$$|\vec{k}\rangle = c_{\vec{k}}^+ |0\rangle$$

egyszerű állapot

$$|\vec{k}-\vec{q}, \vec{q}\rangle = c_{\vec{k}-\vec{q}}^+ a_{\vec{q}}^+ |0\rangle$$

átmeneti valószínűség

$$V_{\vec{k}, \vec{q}} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \vec{k}-\vec{q}, \vec{q} | \text{Hel-függvény} | \vec{k}, 0 \rangle|^2 \delta(\epsilon_{\vec{k}} - \epsilon_{\vec{k}-\vec{q}} - \hbar\omega_{\vec{q}})$$

felül abszolútum is.



felül szövege

$$\frac{1}{\hbar} \sum_{\vec{q}} \frac{1}{q}$$

Elektronikus:

$$\frac{1}{\hbar} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\vec{q}} \left\{ |\langle \vec{k}-\vec{q}, \vec{q} | \text{Hel-függvény} | \vec{k}, 0 \rangle|^2 \delta(\epsilon_{\vec{k}} - \epsilon_{\vec{k}-\vec{q}} - \hbar\omega_{\vec{q}}) + |\langle \vec{k}+\vec{q}, 0 | \text{Hel-függvény} | \vec{k}, \vec{q} \rangle|^2 \delta(\epsilon_{\vec{k}} - \epsilon_{\vec{k}+\vec{q}} + \hbar\omega_{\vec{q}}) \right\}$$

abszolútum \propto függvény értéke

mindkét \propto 1-függvény értéke

Energiaátvitel

$$\tilde{E}_2 = E_2 + \sum_q \left\{ \frac{|\langle 2-q, 1q | \text{Hel-fonon} | 2, 0 \rangle|^2}{E_2 - E_{2-q} - \hbar\omega_q} + \frac{|\langle 2+q, 0 | \text{Hel-f} | 2, 1q \rangle|^2}{E_2 - E_{2+q} + \hbar\omega_q} \right\}$$

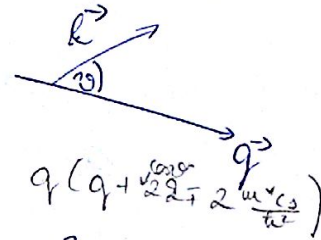
$$\text{Im } \tilde{E}_2 (E_2 \rightarrow E_2 + i0) = -\Gamma_2 = -\frac{\hbar}{2\tau}$$

$$\frac{\hbar^2(2+q)^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 2^2}{2m^*} + \hbar\omega_q$$

$$\hbar^2 + 2\hbar q + q^2 = \hbar^2 + \frac{2m^*c_s}{\hbar} q$$

$$q^2 + (2\hbar + 2\frac{m^*c_s}{\hbar})q + \hbar^2 = 0$$

$$q = \mp \hbar \cos \theta \pm \frac{2m^*c_s}{\hbar}$$



Betöltési számokat beírva, $\tau \propto T^3$

$$\frac{1}{\tau} \propto T^3 \quad T \rightarrow 0$$

$$\frac{1}{\tau} \propto T \quad T \sim E_D \text{ Debye energia} \quad \left. \begin{array}{l} \text{deformáció} \\ \text{pot. szűkítése} \end{array} \right\}$$

$$\frac{1}{\tau} \propto \sum U_{22} (1 - \cos \theta_{22})$$

stabilizáló ütközések

$$\text{Ha } T \approx E_D \Rightarrow \frac{1}{\tau} \propto T$$

$E_f \ll E_D$
Energiaátvitel csak betöltési számok alapján jön be.

$$T \rightarrow 0 \Rightarrow \frac{1}{\tau} \propto T^5$$

E_F az elektronok az abszolút dinamizált állapotokból az elektronállapot energiájának megadására ~~szükséges~~ elengedhető

$$E_2 \approx E_F \text{ (eV)} \quad |\tilde{E}_2 - E_2| \propto \hbar\omega$$

Szűkítés elhanyagolása: Itt a hálózati hőmérséklet magasabb, azaz a térfogatú vizet és mozgatható elektronok.

e^- mozg. fononokat szel a hálózati folyadék, ami a szűkítés \Rightarrow elektronállapot nem egyenlő állapot. Elektron egy fonon felvételével szel, emiatt megváltozik az elektron állapota.

Részecske maga önül átváltási tétel kell: (bármely?)

$$|k\rangle^{(1)} = |k\rangle + \sum_q \frac{\langle k-q, 1q | H_{e-f} | k, 0 \rangle}{\epsilon_k - \epsilon_{k-q} - \hbar\omega_q} |k-q, 1q\rangle$$

Hogyan változik a perturbációk limitát 1. rendjében $|k\rangle$

$$\langle k | \sum_{q,2} a_q^\dagger a_q | k \rangle^{(1)} = \sum_q \frac{\langle k-q, 1q | H_{e-f} | k, 0 \rangle^2}{\epsilon_k - \epsilon_{k-q} - \hbar\omega_q}$$

1 elektron helyén foton létezik

$$H_{e-f} = iC \sum_q \sqrt{\frac{\hbar N}{2M\omega_q}} q_{z,q} c_{z,q} (a_q + a_{-q}^\dagger)$$

$$|\langle k-q, 1q | H_{e-f} | k, 0 \rangle|^2 \approx C^2 \frac{\hbar N |q|^2}{2M c_s}$$

$$\hbar\omega_q = c_s q \quad \text{hangseb.}$$

$$\epsilon_k - \epsilon_{k-q} - \hbar\omega_q = \frac{\hbar^2}{2m^*} (2\vec{k}\vec{q} - q^2) - \hbar c_s q$$

felvétel (direkt)

1 elektron 2 foton

valencia sáv

körében.

tetején, értékei az a Brillouin-zóna

$$2\vec{k}\vec{q} \ll q^2$$

$$\int_0^{q_n} q^{d-1} dq \frac{q}{(q^2 + c_s^2 q)}$$

$$\langle k | \sum a_q^\dagger a_q | k \rangle^{(1)} = n_{\text{foton}} = \frac{1}{\pi^2} \frac{m^{*2} N C^2}{\hbar^3 c_s M} \ln \frac{q_d}{q_c}$$

$$q_c = \frac{2m^* c_s}{\hbar}$$

$$q_d \Rightarrow q_{\text{max}}$$

$$n_{\text{foton}} \sim 10^{-1}, 10^{-2}$$

Átlagosan fotonnal véges a He-f-ben lévő q -faktor miatt.

Optikai fotonok

$$n_{\text{foton}} = \frac{e^2}{16 \epsilon_0 \hbar \omega_0} \left[\frac{2m^* \omega_0}{\hbar} \left(\frac{1}{\epsilon_r(\infty)} - \frac{1}{\epsilon_r(0)} \right) \right] = \frac{1}{2} \alpha$$

$$\tilde{\epsilon}_2 = \epsilon_2 - \alpha \left(\omega_0 + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} \right)$$

$$\tilde{\epsilon}_{\text{lin}} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(1 - \frac{\alpha}{6} \right) q^2$$

$$\text{Olyan mintha az } e^- \text{ tömege } m^* = \frac{m^*}{1 - \frac{\alpha}{6}} = m^* \left(1 + \frac{\alpha}{6} \right)$$

elektron-fononfűző - polaron

\tilde{m}^* - polaron tömeg = m_{poe}

kérdés?

Folytonosan teszteljük a dőre, ha a felvett szálak elég nagy.

$\hbar\omega_0$, $\Delta E \approx \hbar\omega_0$

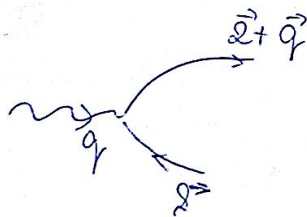
$$\frac{\hbar^2(\Delta z)^2}{2m^*} = \hbar\omega_0 \quad \Delta z = \sqrt{\frac{2m^*\hbar\omega_0}{\hbar}}$$

$$r_0 = \frac{1}{\Delta z} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m^*\omega_0}} \approx (10-200) \cdot a_{\text{atom}} \text{ távolság}$$

vagy polaron $r_0 \gg a$ $\alpha \sim 0.1-3$

Eis polaron $r_0 \sim a \Rightarrow$ másodjára kell vizsgálni.

Első lépésben megvizsgáljuk a ráisot \Rightarrow annyira, hogy beáróssal a dő polaronnál. Saját magát egy csapdába. Ezzel a dőindulási perturb. szám. rossz.



elektron elnyeli a fűzőt, vezetésé többá gerjesztődik, lesz \vec{k} hely

$$|q\rangle = a_q^\dagger |FS\rangle$$

$$|2+q, 2\rangle = \underbrace{c_{2+q}^\dagger}_{\text{elektron}} \underbrace{c_2}_{\text{fűző}} |FS\rangle$$

1. rendű perturb szám energiája

$$\hbar\omega_q^{(1)} = \hbar\omega_q + \hbar \sum_{\vec{k}} \frac{| \langle 2+q, 2 | H_{e-p} | \vec{k}, 1q \rangle |^2}{\hbar\omega_q - (E_{2+q} - E_k)}$$

$E_{2+q} > E_k \quad E_k < E_{2+q}$

$$\hbar\omega_q^{(1)} = \hbar\omega_q + \hbar^2 \sum_{\vec{k}} \frac{f_0(\vec{k})(1 - f_0(\vec{k} + \vec{q}))}{\hbar\omega_q - (E_{2+q} - E_k)}$$

\rightarrow Fermi eltolás

$$\hbar\omega_q \ll |E_{2+q} - E_k|$$

$$\chi(q) = \chi(q) + q^2 \underbrace{\int \frac{f(\epsilon_2) (1 - f(\epsilon_2 + q))}{\epsilon_2 - \epsilon_2 + q}}_{\text{Lindhard fu}}$$

$$\epsilon_2 \sim \epsilon_2 + q$$

Fermi tenger alól szorvellenül ϵ_F fölé



piacit módosít csak ki.

Spicster 1 pontjában 0 a válasz \rightarrow többlet véges



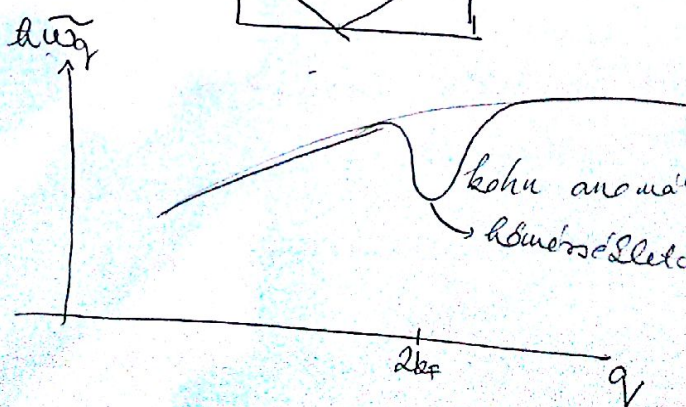
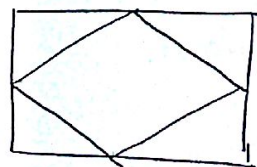
integrál véges tartományában 0

Ha párhuzamos. v. közelpárhuzamos. $\nabla \nabla$



"nesting"

1D rendszer Fermi felület: 2 vonal
2D 2 betöltésre leggyakrabban Fermi felület



kohn anomália

következtetés

maga a következtetés
már nincs ilyen
min magy

Ha uszítjuk:

$$(\hbar\omega_q)^2 = (\hbar\omega_q)^2 - \hbar\omega_q g^2 \sum \frac{f_0(E_z) (1 - f_0(E_z))}{E_{z+q} - E_z}$$

1 dimenzióban kompressziós rezonanciával min 0-ba
mehet. Meghatározott q -jú irányban.

$$\vec{q} = 2\vec{k}_F \Rightarrow \text{fázistaladás}$$

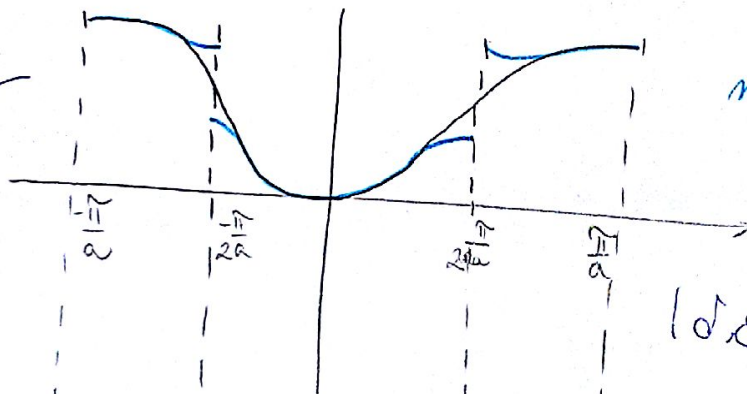
$$k_{TC} = 2.28 E_F e^{-\frac{\hbar\omega_{2k_F}}{g^2 f(E_F)}}$$

1D-ban voltak rácsok

$\circ \quad \circ \quad \circ \quad \circ \quad \circ \quad \circ \quad \circ \quad T \gg T_C$
 $\rightarrow \circ \quad \circ \leftarrow \quad \rightarrow \circ \leftarrow \quad \rightarrow \circ \leftarrow$

Pécsen bruka's

1d rendszer xxx stabil e^- -ph. $2k_F$ -ra.



Ha nincs tökéletes uszítjuk, nem 1D rendszer.
 3D-ben:

költséghatóságukban CDW

$\rightarrow \circ \leftarrow \quad \rightarrow \circ \leftarrow \quad \rightarrow \circ \leftarrow$
 elektronok száma csökken

Energia a gerjesztési spektrumban.

$$\Delta \sim e^{-\frac{\hbar\omega_{2k_F}}{g^2 f(E_F)}}$$

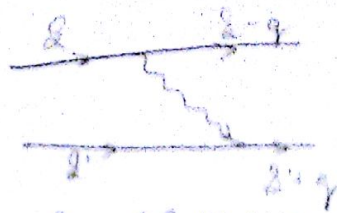
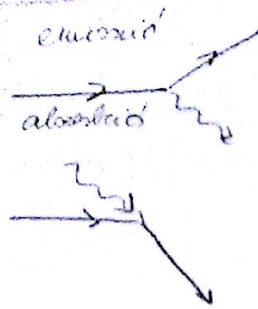
Nem analitikus g^2 $2k_F$ erőssége szerint nem
 folytató sorba. \Rightarrow Fázistaladás \Rightarrow minis perturb.
 számítás

rendszer szimmetriája meg-
 változik

Fermi felületben milyen irányban vannak a zónapárolgások
 xolaka.

Skalartheorie

at 12.11.14



16 2 fermionen Teil
 lassen zwei endliche
 Teil \downarrow

bestimmen können

Einzelnen Teil legesystemen
 Parameter γ_i

$$H = \sum E_2 a^\dagger a_2 + \sum \hbar \omega_q (a_q a_q^\dagger) + \sum D_q \sin q (a_q + a_q^\dagger)$$

$$H = H_0 + \Delta H_1$$

ferment Δ werden kann

$$\tilde{H} = e^S H e^{-S} \quad \Delta H_1 + \int S, H_0 = 0$$

legalsystemen werden el. als ein System ΔH_1

$$\tilde{H} = H_0 + \frac{1}{2} \Delta H_1 +$$

Ka a Kordex perturbationen

Légegyszenléti elektron-fonon (vonalas) ábrák.

$$H_{e.f.} = \sum D(q) c_{2+q\sigma}^{\dagger} c_{2\sigma} (a_2 + a_2^{\dagger})$$

adunkéntikus fononok, hosszú hullámú közelítés

$$D(q) \propto q^{-1/2}$$

de szeretnénk transformálni

$$H = H_0 + \lambda H_1$$

$$\tilde{H} = e^S H e^{-S}$$

\Rightarrow cél: λ -ban eldönthető
tag legyen 0.

Feltétel:

$$\lambda H_1 + [S, H_0] = 0$$

$$\tilde{H} = H_0 + \frac{1}{2} [\lambda H_1, S] + O(\lambda^3)$$

S mátrixelemei:

S egy fonont hoz vagy szel

$n+1$ fonon ~~hoz~~ a rendszerben és n volt

$$\langle n+1 | S | n \rangle = -D(q) \sum c_{2+q\sigma}^{\dagger} c_{2\sigma} \frac{1}{E_2 - E_{2+q} - \hbar\omega_q}$$

fordítva:

$$\langle n | S | n+1 \rangle = -D(q) \sum c_{2+q\sigma}^{\dagger} c_{2\sigma} \frac{1}{E_2 - E_{2+q} + \hbar\omega_q}$$



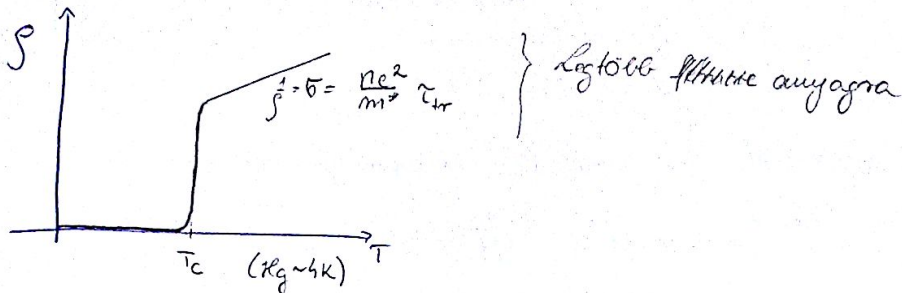
$$H_{eff} = \sum |D(q)|^2 c_{2+q\sigma}^{\dagger} c_{2\sigma}^{\dagger} c_{2\sigma} c_{2-q\sigma} \cdot \frac{\hbar\omega_q}{(E_2 - E_{2+q})^2 - (\hbar\omega_q)^2}$$



Ha E_2 és E_{2+q} az közel van a Fermi felülethez,
és a közöttük lévő távolság kisebb, mint a $\hbar\omega_q$
 $|E_2 - E_{2+q}| < \hbar\omega_q \Rightarrow$ vonalas az $i=2$ szel.

Coxon és Néel-Bose's e^- -s jól vonzások miatt

Kupravezetés



magyarul az alacsony hőmérsékleten $\rho=0$ -hoz közel
5 évig nem volt az a permanens benne folyó
áram

T_c YBaCuO \rightarrow 85 K \Rightarrow magas hőmérsékleti
kupravezetők

T_c exotéri-függése

$T_c \propto M^{-\alpha} \Rightarrow$ fémek fémek szerepe jótékony a
 $\alpha \approx \frac{1}{2}$
kupravezetésben

Kupravezetés T_c -je nem igazán függ a móltól, minőségétől
(amotálgyűbáz, szennyezés). De T_c értéke a magnészes
szennyezésre $\Rightarrow T_c$ csökken, ott el is tűnhet
lehet kalapálási, huzalt csipálási hely

formát a csipelt utóbbi ellenállást mérni

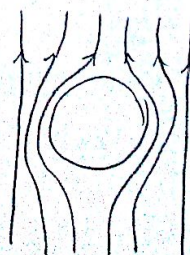
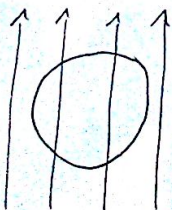
Magnészes tényleg való függés

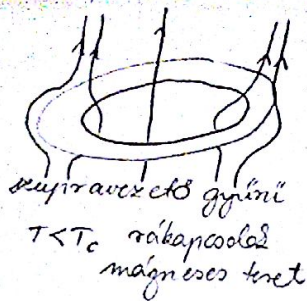
$\mu_r = 1$

$T > T_c$

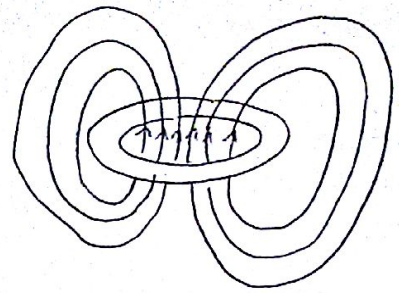
kis magnészes tér esetén

$T < T_c$





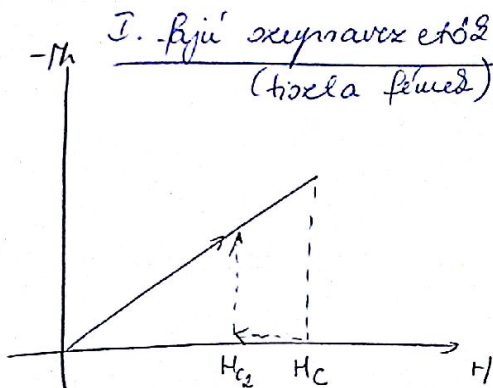
a beköté fluxus
vöröset
megmarad
és mágneses tér



$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad \vec{M} = -\vec{H}$$

$\chi_m = -1 \Rightarrow$ ideális diamágnes

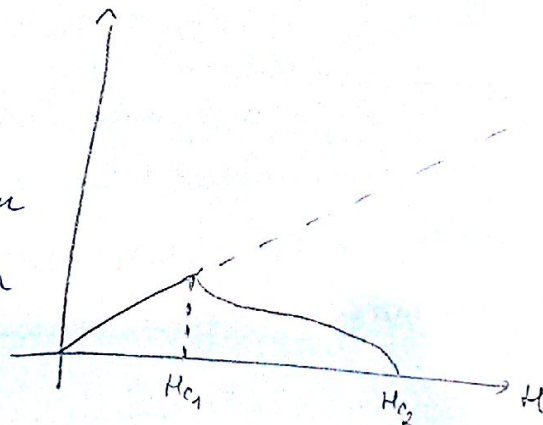
Meissner-Ochsenfeld-effektus



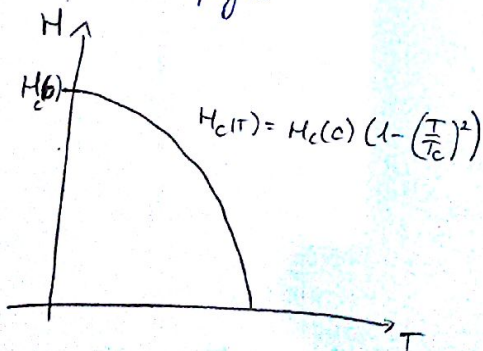
Amíg fennáll mindig létezik a mágneses tér a teljes mindaddig (magnéziumidus miatt)

II. fajta szupervezető

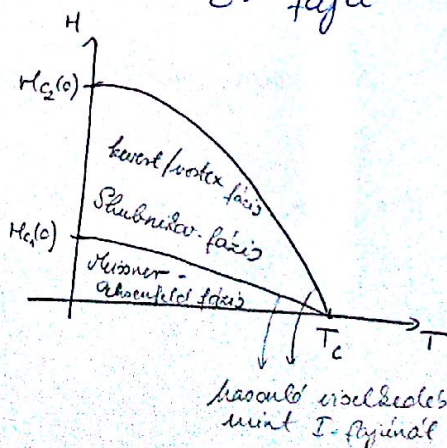
Elsőben átövezés
itt egy db-ig teljesen
szuperkonduktor, utána csak a
minta 1 részéből.

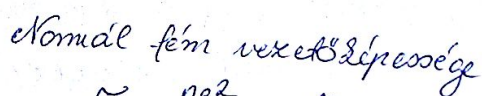
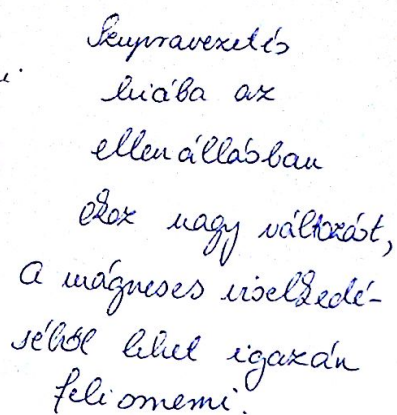


I. fajta



II. fajta



$$(\bar{T}_c - t)$$


$$\sigma_{\text{nom}} = \frac{ne^2}{m^*} \frac{\epsilon_r}{1 + \omega^2 \tau^2 \epsilon_r} \quad \text{Drude-model}$$

alacsony frekvencián a
normál is reprezentál
jóval 6 szil meg a Dirac- δ -ba
 $\omega=0$ -ban

his frecuencia neta llet a
separar el del genotipo \Rightarrow gap

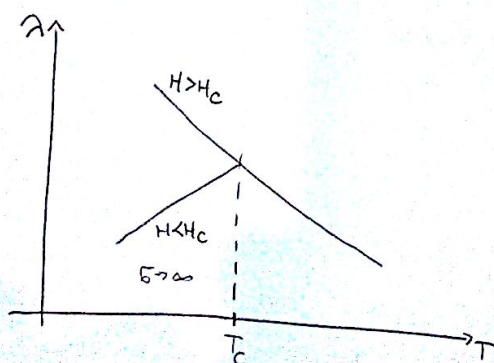
Termoelementos en

Kiedermann - Franz tömely

$$J_Q = -2 \nabla \tau$$

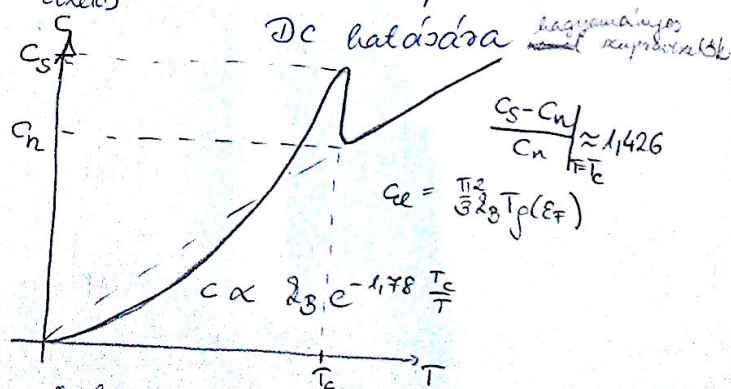
$$\sigma^2 = \frac{\hbar^2}{3} \left(\frac{2B}{e} \right)^2 T$$

hóvexetels
electromos
vexetels



nomal d'lapotban

DC halásza ^{hagyományos} ~~mint~~ konyvának



fajl'd, $Q_{sum} = \overset{1}{\downarrow} T + \overset{1}{\downarrow} AT3$
electron fusion
absorbing electron
of a bound state

Supravezető állapot:

$B=0$ (kizárni a mágneses tereket)

$$g_s(T, H) = g_s(T, H=0)$$

$$g_s(T, H_c) = g_n(T, H_c) = g_n(T, 0) - \frac{\mu_0 H_c^2}{2}$$

$$g_n(T, 0) - g_s(T, 0) = \frac{1}{2} \mu_0 H_c^2$$

konduktív energia

$H_c = H_c(T)$ mérhető tulajdonság

$H_c(T)$ = termodinamikai kritikus mágneses tér

$$g_s(T, H) = g_n(T, H) + \frac{1}{2} \mu_0 (H^2 - H_c^2)$$

$$s_s - s_n = \mu_0 H_c \frac{dH_c}{dT}$$

$$\frac{dH_c}{dT} < 0 \quad s_s < s_n$$

latens hő: $q = -T(s_s - s_n) = -\mu_0 T H_c \frac{dH_c}{dT}$

$q=0$ másodrendű fázisátalakulás

$T=0, T=T_c$ mindkettőnél elsőrendű a fázisátalakulás

$$C = T \frac{ds}{dT}$$

$$C_s - C_n = T \mu_0 \left(\left(\frac{dH_c}{dT} \right)^2 + H_c \frac{d^2 H_c}{dT^2} \right)$$

$$H_c = H_c(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right) \quad \text{empirikus formula}$$

$$C_s - C_n = 6 \mu_0 \frac{H_c^2(0)}{T_c} \left(-\frac{1}{3} \frac{T}{T_c} + \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \right) \quad \text{bárna:}$$

$$T \mu_0 H_c^2(0) \left(-2 \frac{1}{T_c^2} \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right) + \left(2 \frac{T}{T_c^3} \right)^2 \right)$$

$$-\frac{2}{T_c^2} + \frac{2T^2}{T_c^4}$$

$$C_n = \gamma T$$

ugrás T_c -nél

$$C_s - C_n|_{T_c} = T_c \mu_0 \left(\frac{dH_c}{dT} \right)^2 = 4 \mu_0 \frac{H_c^2(0)}{T_c}$$

Eddig elsőfajú szupravezető

máxfajú szupravetők:

normál állapot: $B = \mu_0 H$

$$\frac{\partial g_n(T, H)}{\partial H} = -\mu_0 H$$

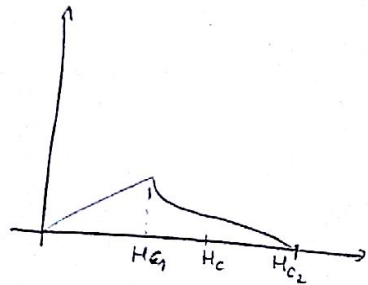
szupravetők: $\frac{\partial g_s(T, H)}{\partial H} = -B$

$$\frac{\partial (g_s(T, H) - g_n(T, H))}{\partial H} = -B + \mu_0 H = -\mu_0 M \quad B = \mu_0 (H + M)$$

(integrálegyenlet)

$$\int_0^{H_{c2}} H dH = \frac{1}{\mu_0} (g_n(T, H_{c2}) - g_s(T, H_{c2})) - \frac{1}{\mu_0} (g_n(T, 0) - g_s(T, 0))$$

$$g_n(T, 0) - g_s(T, 0) = \frac{1}{2} H_{c2}^2 \mu_0$$



Megy egy $e^- \Rightarrow$ polarizálja a rácsot \Rightarrow összehúzza \Rightarrow nő a rács energiája \Rightarrow lassul az e^- ha a 2. e^- megfelelő fázisban érkezik \Rightarrow kettűszi a rácsot \Rightarrow gyorsul \Rightarrow 2 e^- vannak egymást olyanra nézve.

Működési felület nem szupravetők mert a Coulomb-és nagyobb mint a diszpersziós \Rightarrow károsan \Rightarrow felületi \Rightarrow rossz \Rightarrow máshol így

Tfh.: nem tudjuk mi vezet a szupravetelés során töltés: e^* tömege: m^* sűrűsége: n_s^*

$$(e^* = 2e, m^* = 2m, n_s^* = \frac{n}{2})$$

diszperzió nélküli mozgás:

$$\tau_{tr} \rightarrow \infty$$

$$\vec{j}_s = -e^* n_s^* \vec{v}_s$$

$$m^* \frac{d\vec{v}_s}{dt} = -e^* \vec{E}$$

$$\frac{d\vec{j}_s}{dt} = \frac{n_s^* e^{*2}}{m^*} \vec{E} \quad \text{D. London - egyenlet}$$

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m^*}{n_s e^*} \text{rot } \vec{j}_s + \vec{B} \right) = 0$$

II. London-Gleichung

$$\frac{m^*}{n_s e^*} \text{rot } \vec{j}_s + \vec{B} = 0$$

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$$

Feldtheorie

$$\vec{j}_s = - \frac{n_s e^*}{m^*} \vec{A}$$

Wird nicht mehr \vec{j} als vektorielles Feld betrachtet

Es ist nicht korrekt. (Man betrachtet vektorielles

Feldtheorie) vektorielles Feld, weil \vec{j}_s ist

$$\lambda_L^2 = \frac{m^*}{n_s e^*} \frac{1}{\mu_0} \quad \vec{j}_s = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{A}$$

$$\frac{1}{\mu_0} \text{rot } \vec{B} = \vec{j}_s \quad (\text{Maxwell})$$

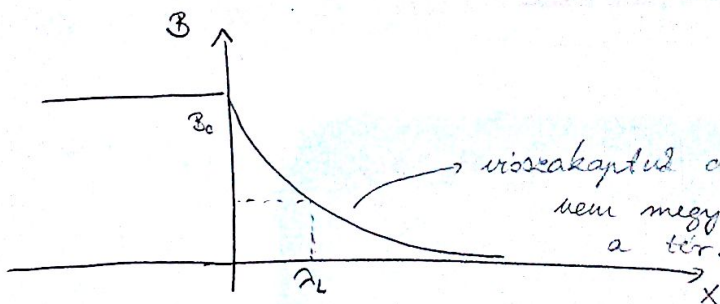
$$\text{rot rot } \vec{B} = - \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B}$$

normal $\uparrow z$
 \vec{B}

supra \rightarrow

$$B = B_0 \quad x < 0$$

$$B(x) = B_0 e^{-\frac{x}{\lambda_L}}$$



Wird aufgrund der Meissner-Effekte
nicht mehr in die Supraleiter
eingebracht.

London'sche Eindringtiefe
muss mit der Supraleiterdicke
verglichen werden

Man darf sich nicht vorstellen, dass in der Supraleiter
nicht ist \Rightarrow es ist anders.

$$j_s = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L} B_0 e^{-\frac{x}{\lambda_L}}$$

$$\lambda_L \sim 40 - 400 \text{ nm}$$

$$\text{CuO} \quad \lambda_{L\parallel} \propto 100 \text{ nm}$$

$$\lambda_{L\perp} \propto 4000 \text{ nm}$$

$$\vec{f}_0(\vec{r}) = - \frac{3m_e e^2}{4\pi \epsilon_0 m} \int \frac{\vec{r} (\vec{r} \cdot \vec{A}(\vec{r}'))}{R^4} e^{-\frac{R}{f_0}} d\vec{r}'$$

↓
helybizonysálg

f_0 Pippard koherenciakör $R = |\vec{r}' - \vec{r}|$

$$f_0 \sim 2 - 2000 \text{ nm}$$

$$\text{CuO} \quad f_{0\parallel} \sim 1 - 2 \text{ nm}$$

$$f_{0\perp} \sim$$

Van egy energiabizonytalanság: ΔE

$$2B_{TC} \rightarrow \Delta \mu$$

$$\Delta E$$

$$\Delta x \rightarrow \frac{\hbar}{\Delta p} = \frac{\hbar v_F}{2B_{TC}} \sim f_0 \quad (\text{egyszer: } f_0 = 0.18 \frac{\hbar v_F}{2B_{TC}})$$

1.) $\lambda_L \gg f_0$ másodfajú szupervezető (csd'is)

2.) $\lambda_L \ll f_0$ elsőfajú szupervezető

Az elektronrendszerben létrejövő állapotokra jellemző
hossz: f_0 (Cooper-pár mérete)

első- v. másodfajú axerintől kell, hogy változzon-e
vagy nem a ~~Cooper-pár~~ ~~szupervezető~~ belül a mágneses tér

$$\lambda_L \rightarrow \lambda \quad \lambda \approx \lambda_L^{2/3} f_0^{1/3} \text{ ha } \lambda_L \gg f_0$$

Skenneléses röntgen

$$b \neq \infty$$

$$\lambda = \lambda_L \left(\frac{f_0}{b} \right)^{1/2}$$

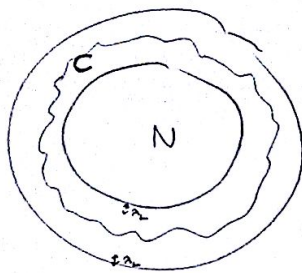
Berát fluxus mágneses

$$\vec{p} = m^* \vec{v}_s - e^* \vec{A}$$

$$\oint \vec{p} d\vec{r} = \hbar n$$

$$m^* \oint \vec{v}_s d\vec{r} - e^* \oint \vec{A} d\vec{r} = \hbar n$$

$$\underbrace{\frac{m^*}{n_s e^*} \oint_C \vec{j}_s d\vec{e}}_{\approx 0} - \oint_C \vec{A} d\vec{e} = n \frac{h}{e^*} \quad \underbrace{n \frac{h}{e^*}}_{\text{Stokes tétel}} = - \oint \text{rot } \vec{A} d\vec{T} = - \oint \vec{B} d\vec{T} = - \Phi$$



szálat messzebb C mint r_L

csak elég vastag gyűrűre igaz

$$\Phi = n \Phi_0$$

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e^*}$$

ebből a méreőből látszik,
hogy a jellemző kötéshordozó
egy elektron-pár

Nem tud folytonosan változni a fluxus egy gyűrűben
csak kvantáltan.

Ginzburg-Landau - elmélet

fenomenológikus elmélet

$T = T_c$ másodrendű átmenet

$T > T_c$ nincs "rend" \longrightarrow $T < T_c$ van valamilyen "rend"
szimmetria
törés

rendeljük a "rendhez" egy N rendparamétert

$$N = 0 \quad \text{ha } T > T_c$$

$$N \neq 0 \quad \text{ha } T < T_c$$

7. fh.: N folytonosan indul el T_c alatt

$F[N]$ közelítsük ezt a funkcionált

szabadenergia nem orbafejthető a fázisátalakulás
sömjében N oxenit (száraz teórittel ellentétben)

Sorfejtes helyett közelítő formula:

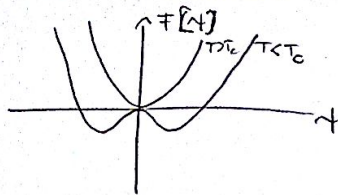
$$F[N] = F[N=0] + a(T) |N|^2 + \text{stabilizálás} \quad \begin{matrix} \text{azt adjuk, hogy az új áll. kisebb energiájú,} \\ \text{hogy legyen oda átmenet} \end{matrix} \quad \begin{matrix} \text{a(T) < 0} \\ \text{T < T_c} \end{matrix}$$

$$F[\psi] = F[\psi_0] + \underbrace{a(T)|\psi|^2}_{\text{el hajtja}} + \underbrace{\frac{\beta(T)}{2}|\psi|^4}_{\text{ex stabilizálja}}$$

$|\psi|^3$ nem lehet másodrendűnél

$$a(T) < 0 \quad T < T_c \text{ -re}$$

$$\beta(T) > 0$$



$T = T_c$ körül fluktuációk dominálnak

elszál a Landau-elmélet

Landau-elmélet elhagyja a fluktuációkat

Supravexelés kritikus tartományja

$$\frac{|T - T_c|}{T_c} \sim 10^{-8} \Rightarrow \text{amiatt nincs krit. jelenség}$$

mégsemit vagy fluktuációk

↓

Keper: alkalmazható a Landau-elmélet:
elég kicsi tartományban

ψ legyen helyfüggő. $|\psi|/2$

$$\nabla \psi \rightarrow \frac{\hbar}{i} \nabla \rightarrow \frac{\hbar}{i} \nabla - e^* \vec{A}$$

→ Landau-impulzusra emlékeztet → így is úgy
empirikus formula:

$$F[\psi(r)] = F_n + a(T)|\psi(r)|^2 + \frac{\beta(T)}{2}|\psi(r)|^4 +$$

$$+ \frac{1}{2m^*} \left| \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} - e^* \vec{A} \right) \psi \right|^2 + \frac{32}{2\mu_0}$$

Ex a Ginzburg-Landau elmélet

ψ : 2 komponensű komplex rendparaméter

$$\psi = |\psi| e^{i\phi}$$

2 paraméter szerint meg kell keresni a minimumot.
(ψ, ϕ)

$$\psi(r) = |\psi(r)| e^{i\phi(r)}$$

$$f_0 = f_n + \alpha(r)|\psi|^2 + \frac{\beta(r)}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} + e^* \vec{A} \right) \psi \right|^2 + \frac{\hbar^2}{2\mu_0}$$

$$T_S = \int dV f_0(\vec{r}) \quad \psi \rightarrow \psi + \delta\psi, \quad \vec{A} \rightarrow \vec{A} + \delta\vec{A}$$

minimalizálás ψ és \vec{A} szerint

$$(m^* = 2m \quad e^* = 2e)$$

$$\left\{ \frac{1}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} + e^* \vec{A} \right)^2 \psi + \alpha\psi + \beta|\psi|^2 \psi = 0 \right.$$

G.L. lineáris dőlőből I.

$$\frac{1}{\mu_0} \text{rot} \vec{B} = \vec{j} = - \frac{e^*}{2m^*} \psi^* \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} + e^* \vec{A} \right) \psi + \text{c.c.} \quad \text{G.L. II.}$$

határfeltétel

U minálból az áram ne folyjon ki

$$\vec{n} \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} + e^* \vec{A} \right) \psi \Big|_{\text{határ}} = \begin{matrix} \text{valós szám} \\ i\beta\psi \end{matrix}$$

általános eset

Quantummechanika

U hfv. nem feltétlenül kint el a határon, csak, ha végtelen magas fal van. Egyelőre tekintsük a falat. Csak annyi a feltétel, hogy ne folyjon ki az áram.

fenomenológikus, de exiles tartományban értelmezés véges rendszer mikroszkopikus mőködésével nem lehet megoldani.

ez numerikusan megoldható (acutlineáris egyenletre.)
használt a Schrödinger-egyenletre, de nem egyrészesítés hfr.
hiszen rendszerparaméter a ψ

$$\underbrace{\frac{1}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} + e\vec{A} \right)^2 \psi}_{\text{kinetikus e.}} + \underbrace{\beta |\psi|^2 \psi}_{\text{potenciál értéke saját maga hozza létre}} = - \underbrace{\alpha \psi}_{\text{energia}}$$

Schrödinger-egyenlet-
-ként

$$\alpha(T) < 0$$

$$T < T_c$$

Ha ψ megoldás

$$\psi' = \psi e^{i\phi(r)}$$

→ más paraméter mindig találunk tehát a vektorpot. változtatásával persze.

$$\text{megoldás, ha } \vec{A} \rightarrow \vec{A}' = \vec{A}(\vec{r}) - \frac{\hbar}{e} \vec{\nabla} \phi(\vec{r})$$

jó, mert a vektorpotenciál csak egy f. gradientűig van meghatározva, a fixitási mennyiségek ettől nem változnak

Spec. eset ($A=0$)

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \vec{\nabla}^2 \psi + \alpha \psi + \beta |\psi|^2 \psi = 0$$

homogén eset

$$\alpha \psi_0 + \beta |\psi_0|^2 \psi_0 = 0$$

$$|\psi_0|^2 = -\frac{\alpha}{\beta}$$

$$\beta > 0 \quad \alpha < 0$$

$$\psi_0 \neq 0$$

$$f = \frac{\psi}{\psi_0} \rightarrow \text{valós legyen}$$

$$|\psi_0| \propto \sqrt{T_c - T}$$

→ kicsi \rightarrow nem érkezik el

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \vec{\nabla}^2 f + f - |f|^2 f = 0$$

(további paraméter)^{1/2}

$$f^2 = -\frac{\hbar^2}{2m^* \alpha}$$

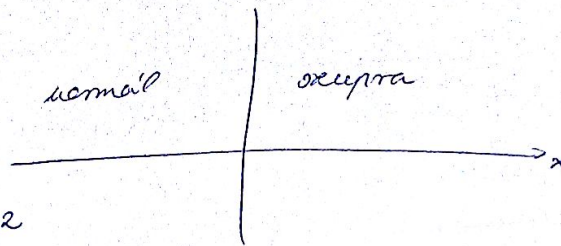
$$f(T \sim T_c) \propto (T_c - T)^{-1/2}$$

"korrelációs hossz"

$$f^2 \vec{\nabla}^2 f + f - |f|^2 f = 0$$

Oldjuk meg feladatban!

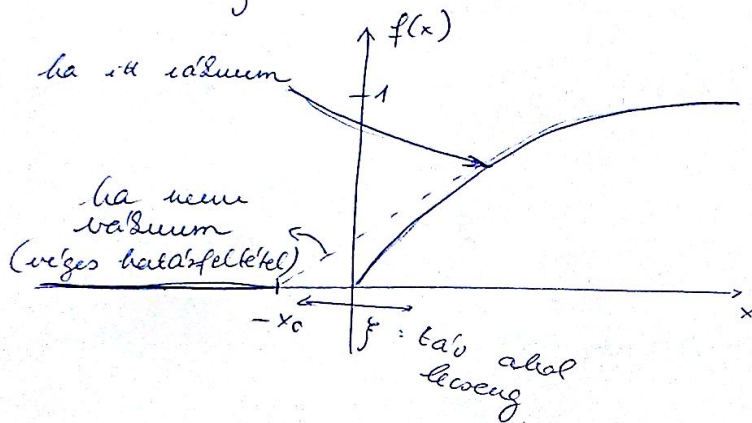
$$\bullet \frac{df}{dx}$$



$$\int \left(\frac{df}{dx} \right)^2 = \frac{1}{2} (1-f^2)^2$$

u.o.:

$$\frac{df}{dx} = \frac{1}{\sqrt{2} f} (1-f^2) \rightarrow f(x) = \tanh\left(\frac{x-x_0}{\sqrt{2} f}\right)$$



az egész közelítés akkor értelmes, ha $f \gg$ atomos lök. táv $f \gg a$

Kepravezetés porózus \Rightarrow a $\frac{f \Rightarrow$ inakab. f rendparameter átmenet a másik anyagba

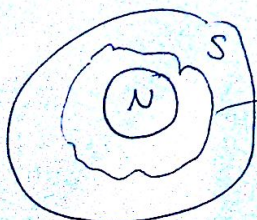
(Kondor analógia)

$$\psi(r) = |\psi(r)| e^{i\phi(r)}$$

$$\vec{j} = -\frac{e^* \hbar}{m^*} |\psi|^2 \left(\vec{A} + \frac{\hbar}{e^*} \nabla \phi \right)$$

$$\vec{A} = -\frac{\hbar}{e^*} \nabla \phi + \frac{m^*}{e^* \hbar} \frac{1}{|\psi|^2} \vec{j}$$

$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot \vec{n} dS = \int_C \vec{A} \cdot d\vec{l} = -\oint_C \frac{\hbar}{e^*} n 2\pi - \frac{m^*}{e^* \hbar} \int_C d\vec{l} \frac{\vec{j}}{|\psi|^2}$$



\rightarrow elég melyen a kepravezetésben

más minc áram

$$\Phi = n \frac{\hbar}{e^*} = n \frac{\hbar}{2e} = n \phi_0 \text{ fluxus kvantálás}$$

$$\text{rot } \vec{j} = - \frac{e^* \lambda}{m^*} |\nabla|^2 \underbrace{\text{rot } \vec{A}}_{\vec{B}} = - \frac{1}{\lambda^2(T) \mu_0} \vec{B}$$

homogén eset $\chi = \chi_0$

$$\lambda(T) = \sqrt{\frac{m^*}{e^*} \frac{\Phi}{\hbar} \frac{1}{\mu_0}}$$

$$\lambda(T \sim T_c) \propto (T_c - T)^{-1/2}$$

{ mágneses tér változását a behatolási mélység is
 jellemzi.
 { Φ a rugóparameter változását jellemzi.
 { divergálva T_c közelében.

$$\frac{\lambda(T)}{\xi(T)} = \chi_{G-L}(T) = \frac{m^*}{\hbar e^*} \sqrt{2 \Phi(T)}$$

gyenge függ
a hőmérséklettől

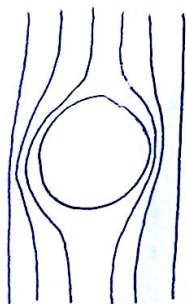
$$\text{Ha } \lambda(T) \gg \xi(T)$$

másodfajú szupravezető

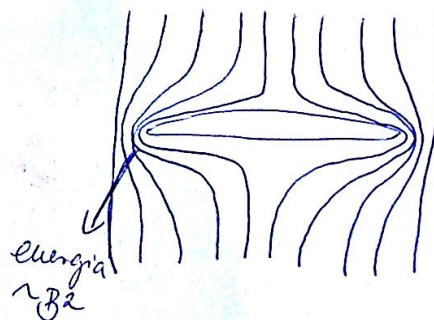
$$\text{Ha } \lambda(T) \ll \xi(T)$$

elsőfajú szupravezető

Szupravezető külső mágneses térbe: kisontja magából
 a teret Meissner-effektus (behatolási mélység \ll minta mérete)



alig kell
deformálódni



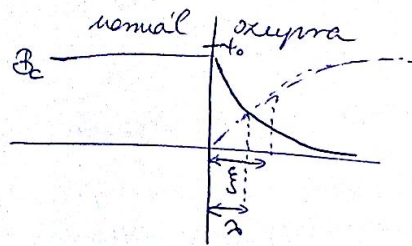
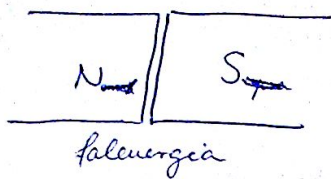
energia
 $\sim B^2$

ferromágnes belső indukció

külső mágneses tér \Rightarrow belső + em tér

doménok létrehozása kedvezőbb
így lenni kíván a külső tér

Egy adott fluxust át adandó helytől a szupravezető!
 Hogy megy át? (szedve ötlet a szál kényszerítés)
 Tartományokra bontás? Milyen a falkenergia?



Neu mágneses a. $B_0 = \mu_0 H$

Gyűjtő-pot:

$$g = f - HB$$

$$g_n(T, H) = f_n(T, 0) + \frac{B^2}{2\mu_0} - HB = f_n(T, 0) - \frac{B^2}{2\mu_0 H^2}$$

$$g_n(T, H) = f_n(T, 0) + \alpha(T) |H|^2 + \frac{\beta(T)}{2} |H|^4 + \frac{1}{2m^*} \left(\left(\frac{e}{c} \vec{v} + e^* \vec{A} \right) |H|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} - HB \right)$$

$$f_n(T, 0) = f_n(T, 0) - \frac{1}{2} \mu_0 H_c^2$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} (g_s - g_n) dx = \sigma_{ns} = \text{normal-szupravezető felületi energia}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx \left[\alpha(T) |H|^2 + \frac{\beta(T)}{2} |H|^4 + \frac{1}{2m^*} \left(\left(\frac{e}{c} \vec{v} + e^* \vec{A} \right) |H|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} - HB \right) \right]$$

Spec. esetünk: $|H|^2 = -\frac{e}{c} \text{ homogén}$

$$\sigma_{ns} = \int_{-\infty}^{\infty} dx \left\{ -\frac{1}{2} \beta(T) |H|^4 + \frac{(B^2 - \mu_0 H_c^2)^2}{2\mu_0} \right\}$$

ehhez kell $\vec{B}(r)$ $\chi(r)$

$\chi \gg \chi_0$ χ tartományban B kicsi $\rightarrow 0$
 χ kicsi $\rightarrow 0$

$$\sigma_{ns} \approx \frac{1}{2} \mu_0 H_c^2 \chi \rightarrow \text{tab} \quad \sigma_{ns} > 0$$

$\chi \ll \chi_0$ χ tartományban $\chi \approx \chi_0$
 $B \approx \mu_0 H_c$
 $\sigma_{ns} = -\frac{1}{2} \chi \mu_0 H_c^2$
 $\sigma_{ns} < 0$

~~Előfajul képződés~~

$$\chi = \frac{2}{f} \quad \text{I. fajul } b_{ns} > 0$$

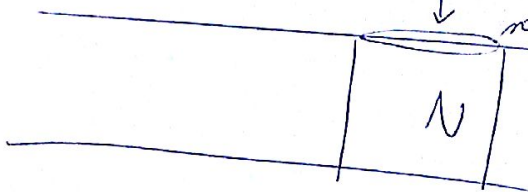
$$\text{II. fajul } b_{ns} < 0$$

$$\chi = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad b_{ns} = 0$$

Anyag adott területén átmenő fluxus

~~ami a szilárd anyag felületén~~

$b_{ns} > 0$ minél kisebb felületen menjen át
mágneses tér hatására a szilárd anyagban
rövidített felület eddesebbé válik.



$b_{ns} < 0$ felületi energia

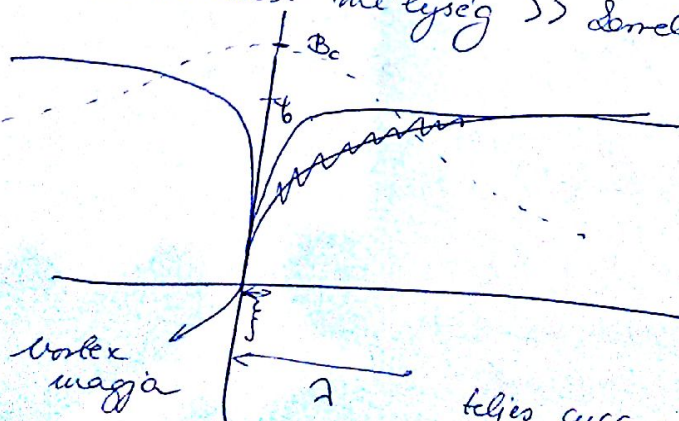
maximális a csővezeték mérete \Rightarrow minél hosszabb
legyen a csővezeték amin átmegy a fluxus
minimális méret \Rightarrow fluxusdissipáció
megfelelő
vortex

Hogy néz ki egy vortex?

Külső mágneses tér nagysága, alad

energia veszteség \Rightarrow normál állapotba megy át egy
térre \Rightarrow szupervezetővé válik
egyensúly mágneses tér behatolásával

behatolási mélység \gg szupervezető hossza



hengerkoordináták

GL II.

$$\vec{A} + \mu_0 \vec{A} \times \vec{f} = -\frac{1}{2\pi} \Phi_0 \nabla \phi$$

teljes áram a vortex

$$\oint_C (\vec{A} + \mu_0 \lambda \vec{j}) \cdot d\vec{l} = n \Phi_0 \quad n=1$$

görbe a
 vörtes magja
 körül

$$\text{Stokes: } \int_S (\vec{B} + \mu \lambda_L \text{rot rot } \vec{B}) \cdot d\vec{S} = n \Phi_0$$

Közelítés: \vec{B} forma, mint a Dirac- δ leme

$$\vec{B} + \lambda_L \text{rot rot } \vec{B} = n \Phi_0 \hat{z} \delta_z(r)$$

Hengerkoordináták

$$B - \lambda_L^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dB}{dr} \right) = \Phi_0 \delta_z(r)$$

$$B(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi \lambda_L^2} K_0 \left(\frac{r}{\lambda_L} \right) \quad \text{csak akkor, ha } r \gg \xi$$

↳ módosított Bessel-fü.

$$K_0 \rightarrow B(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi \lambda_L^2} \begin{cases} \left(\frac{\pi \lambda_L}{2r} \right)^{1/2} e^{-\frac{r}{\lambda_L}}, & r \gg \lambda_L \\ \ln \frac{\lambda_L}{r} + 0,16, & \xi \ll r \ll \lambda_L \end{cases}$$

diszlokáció energiájához hasonlóan, csak
 ott λ_L helyett Burgers-vektor

Mindeztől (periodikus) hálótávri rend

ráismerés az nem változtatja meg, csak a diszlokáció

Rend hibái: diszlokáció, ami térfelületen befolyásol: topológikus
 rend hibája 1D diszlokáció \Rightarrow fer. kúsz, energia logaritmus
 vortex

$$j(r) = - \frac{\Phi_0}{2\pi \lambda_L^2 \mu_0} K_1 \left(\frac{r}{\lambda_L} \right)$$

vortex körül áramlás

$$E_{\text{vortex}} = \frac{\Phi_0^2}{4\pi \mu_0 \lambda_L^2} \ln \left(\frac{\lambda_L}{\xi} \right)$$

↓
 mágneses térerősség hőmérséklet-
 függése

ha $n \neq 1$ $\Phi_0 \rightarrow (n \Phi_0)$

2 fluxuslocustnak zár be a vortex

minimális $\epsilon \Rightarrow$ diszlokáció vortexek

energia = 4π -es

mágneses tér \rightarrow áram \Rightarrow \hbar .
 és másik vortex \rightarrow mágn. mom. \Rightarrow energia

Vortex-vortex kölcsönhatás

Köráram \Rightarrow imp. mom.

$$L = \int r \times u \cdot d\mathbf{l} = \int r u \cdot d\mathbf{l} = \int r u \cdot 2\pi r dr = \pi \hbar^2 n_s^2 \lambda_L^2$$

mágneses momentum
 $\mu \Rightarrow \frac{\pi n_s^2 e^2 \hbar}{2m^*} \lambda_L^2 = \frac{\Phi_0}{4\mu_0}$

A másik vortex az egyik helyén egy mágneses
 térrel kell

Energia:

$$B(r_{12}) \mu$$

2 vortex távolsága

$$\frac{\Phi_0}{2\pi \lambda_L^2} k_0 \left(\frac{r_{12}}{\lambda_L} \right) \frac{\Phi_0}{4\mu_0}$$

$$E_{12} = \frac{\Phi_0^2}{8\pi \mu_0 \lambda_L^2} k_0 \left(\frac{r}{\lambda_L} \right)$$

taszítják a vortexek
 egymást

az nem működne az adott
 anyagból \rightarrow megfelelő
 körülmény kell

RENDEZŐDNEK

kristályrácsba, háromszögletesbe
 (bonyolult rácsokba)

Olyan anyagot választva a mágneses résre, mely
 változtatja a rácsa felület polarizációját mág-
 neses tér hatására (Kerr-effektus) \Rightarrow le tudunk
 felgyújtani.

\rightarrow Eszel nagy részben elvett rács, vagy üreg
 mert \neq pécsi

Lehetne nincs ideje renodes kristályrendezkedet felvenni.

Vortex beképzés: normál állapot

minimális

↳ morog = disszipál

↳ fog is, mert mágneses térben van

↳ felforr az anyag, ha nem növekszen a vortexeket

deformációval növekszen

(lineáris kiindulási kiindulási

szövege)

(alapvető)

gyorsan elcsúsz morog, ha nincs kiindulási

Függetlenül a kiindulási deformációjától megbecsülhető, hogy hol
melyik a mágneses tér hol lesz az első vortex

energia csökkenés a Gibbs-pot. szerint

$$- \int \mathbf{B} \cdot \mathbf{H} dV = - L H \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = - L H \Phi_0 \quad \text{energia csökkenés} \Rightarrow \text{1 vortex kiindulási}$$

fluxus

kritikus tér, ahol belemegy

$$H_{c1} \Phi_0 = E_{\text{vortex}} = \frac{\Phi_0^2}{4\pi\mu_0\lambda^2} \ln\left(\frac{2\lambda}{\xi}\right)$$

$$H_{c1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\mu_0\lambda^2} \ln\left(\frac{2\lambda}{\xi}\right) = \frac{\Phi_0}{4\pi\mu_0\lambda^2} \ln\kappa$$

Maximális kritikus tér?

ahol belemegy, $\chi \rightarrow 0$

$$\frac{1}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla + e^* \vec{A} \right)^2 \psi = -\alpha \psi \quad \alpha < 0$$

$$\text{m.o.: } E = \frac{\hbar^2 k_c^2}{2m^*} + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c$$

elektron vagy mágneses térben
Tárgyalás kiindulási kiindulási

$$e^* = 2e \quad m^* = 2m$$

$$\hbar\omega_c = \frac{\hbar e^* B}{m^*} = \frac{\hbar 2eB}{m^*}$$

$$-\alpha \Rightarrow E_{\text{min}} = \frac{1}{2} \hbar\omega_c = \frac{\hbar eB}{m^*}$$

$$H < H_{c2} = -\alpha \frac{m^*}{\hbar e \mu_0}$$

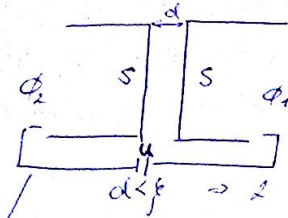
$$H_{c2} = \frac{\hbar}{2e\mu_0\lambda^2} = \frac{\Phi_0}{2\mu_0\xi^2}$$

$H_1 = 1$ és $H_2 = 1$ mint a mágneses térerősségből x és y meghatározható

Ha $\vec{A} = 0$ $\vec{j} = -\frac{q_0}{2\pi} \frac{1}{\mu_0 \lambda} \vec{\nabla} \Phi$

Geometriaiból:

7. fl.: két egyf. szupravezető, Φ_1 és Φ_2 fázis



$$\nabla \Phi \propto \frac{1}{d} (\Phi_1 - \Phi_2)$$

$$\vec{j} \propto \delta \Phi = (\Phi_1 - \Phi_2) \propto \sin(\delta \Phi)$$

abszolút igaz nem lehet mert 2π szerint periodikus dőlt

Elektromos tér ráadásul

$$A = -Et = -\frac{U}{\omega} t$$

DC (egyenáramú) Josephson effektus

$$-\frac{\hbar}{2e} \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{d} = \frac{U}{d} t = -\frac{1}{d} \left(\frac{\hbar}{2e} \delta \Phi - Ut \right)$$

$$t_0 = \frac{\hbar}{2e} \frac{1}{U} 2\pi \rightarrow \delta \Phi \rightarrow \delta \Phi + 2\pi$$

$$t_0 = \frac{\hbar}{2e} \frac{1}{U} \quad \omega = \frac{2e}{\hbar} U$$

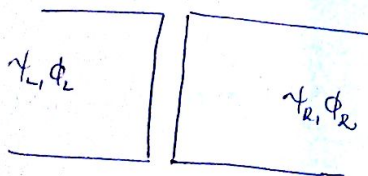
$j \propto \sin(\delta \Phi - \frac{2e}{\hbar} Ut)$ AC (váltóáramú) Josephson effektus

Ha pontosan fázisban van \Rightarrow áramerősség \Rightarrow

\Rightarrow szupravezető

$$1 \mu V \sim 4834 \text{ Hz} \quad \text{Volt-mérés}$$

2 szupravezető



időfejtés:

$$-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi_R}{\partial t} = \mu_R \psi_R + T \psi_L$$

hozzácsatolás

$$-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi_L}{\partial t} = \mu_L \psi_L + T \psi_R$$

$$\psi_R = |\psi_R| e^{i\phi_R}$$

$$\psi_L = |\psi_L| e^{i\phi_L}$$

$$\frac{\partial \phi_L}{\partial t} = -\frac{1}{\hbar} \mu_L - \frac{1}{\hbar} T \frac{|\psi_R|}{|\psi_L|} \cos(\phi_R - \phi_L)$$

$$\frac{\partial \phi_R}{\partial t} = -\frac{1}{\hbar} \mu_R - \frac{1}{\hbar} T \frac{|\psi_L|}{|\psi_R|} \cos(\phi_R - \phi_L)$$

$$j = -e \times \frac{\partial |\psi_R|^2}{\partial t} = \frac{2e}{\hbar} T |\psi_L| |\psi_R| \sin(\phi_R - \phi_L)$$

ugyanolyan anyag $|t_R| = |t_L|$

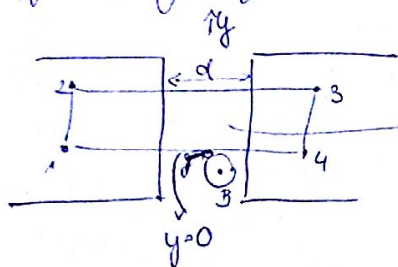
Há a fázisidő változik időben \rightarrow áram

$$\mu_R - \mu_L = -e \cdot U$$

$$\phi_R - \phi_L = \delta\phi + 2 \frac{eU}{\hbar} t \quad (\text{ha mint a geometriai szög})$$

De ez az áramlás valóban áram

Hogyan befolyásolja ezt a rés?



meddig itt a térbeli fluxus?

$$\phi_{21} = \frac{2e}{\hbar} \int_2^1 A dy$$

$$\phi_{34} = \frac{2e}{\hbar} \int_3^4 A dy$$

$$\vec{A} = A_y \quad B_z = \frac{\partial A_y(x)}{\partial x} \quad \int_2^1 = \int_4^3 = 0$$

$$\vec{\nabla} \phi = - \frac{e}{\hbar} \vec{A}$$

$$\frac{2e}{\hbar} \left(\int_2^1 + \int_3^4 \right) = B_{y,z} (d + \lambda_1 + \lambda_2)$$

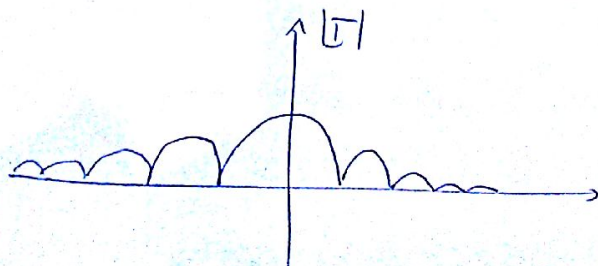
$$\phi(y) = B(d + \lambda_1 + \lambda_2) y$$

y-től függő térbeli fluxus

$$I(y) = I_0 \sin(\delta\phi(0) + 2\pi \frac{\phi(y)}{\phi_0})$$

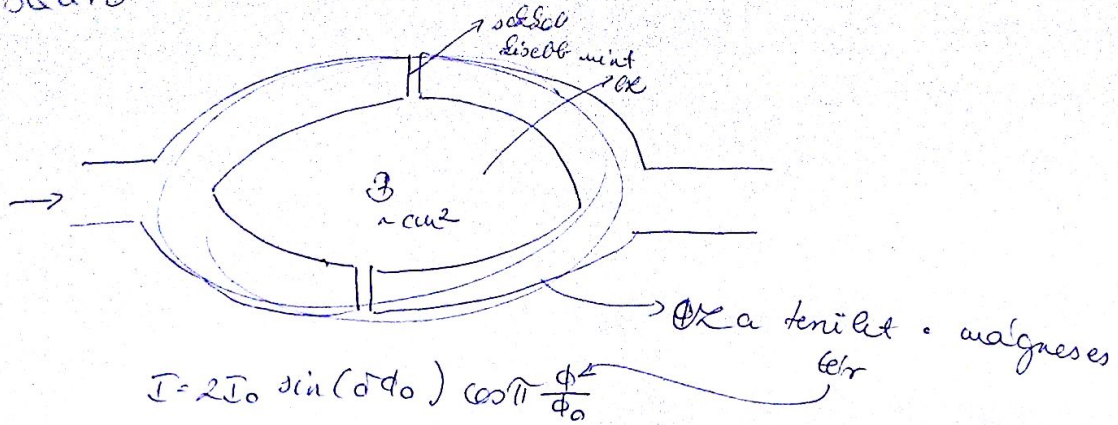
azaz az áram
 $\sim \sin$

$$I_{\text{avg}} = \int_0^d I(y) dy = I_0 \sin(\delta\phi(0)) \frac{\sin \frac{\pi \phi}{\phi_0}}{\frac{\pi \phi}{\phi_0}}$$



til' sok paraméter, hogy
ellenőrizhető legyen.

SQUID



Am- is v. nagyobb objektumok \Rightarrow mérhető

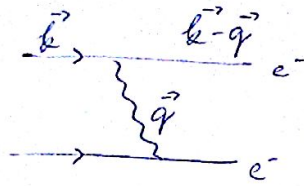
hívfázisa makroszkopikusan ott van. \Rightarrow 1. direkt mérés arra, hogy a fázis makroszkopikusan is ott van kvantummechanikai.

Clayton érzékeny mágneses tér csekély érzékel az elektromos impulzus keltette mágneses teret \Rightarrow igényelhet sorba kötve \Rightarrow gradiens mérésbe alkalmazható is érzékel.

Le kell számolni a periodusok számát függetlenül a periodus hossza az anyagi paraméterektől kísérleti bizonyíték, hogy $e^* = 2e$

hívf. makroszkopikus jelenség

Kütyüvázlat QCS elvétel



vonó kh.

$$\frac{\omega_q}{(E_k - E_{k-q})^2 - \hbar^2 \omega_q^2}$$

$$\hbar \omega_q \leq \hbar \omega_D$$

$$E_F \gg \hbar \omega_D$$

csak azokra lesz igaz, melyek közel vannak a Fermi felülethez

Cooper-probléma

kötött állapot: $\hbar \omega$ mozgás legyen 0

$$e^{i\vec{q} \cdot \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2}}$$

$$q \rightarrow 0$$

singlett

triplett

$$E(S=0) < E(S=1)$$

paulseni névadás

(minden más társaság)

He mag társaság

$$S=0, \uparrow \downarrow$$

$$\vec{k}_1, \vec{k}_2 \Rightarrow \vec{k}_1 = -\vec{k}_2$$

$(k_1, -k_1)$ állapotot próbáljuk leírni

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla}_1^2 - \frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla}_2^2 + V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \right) \Psi = E \Psi$$

lehetőleg potenciált bírva nem lesz kötött állapot

Legyen betöltött Fermi-tenger \Rightarrow vegyünk 2 elektront a Fermi-felülethez közel



Olyan Hilbert térben olyan rendszerek oldhatók meg, ahol létezik a kötött állapotok. Ennek oka...

$$\psi = \sum_{\vec{q}' > k_F} c_{\vec{q}'} \frac{e^{i\vec{k}'(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)}}{\Omega}$$

"térfogat"

Nem szabadhat be a 2 e^- is a költői $\propto k_i$.

$$\sum_{\vec{q}' > k_F} c_{\vec{q}'} \underbrace{(2E_{\vec{k}'} - E + V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2))}_{\text{Fourier-térfe}} \frac{e^{i\vec{k}'(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)}}{\Omega} = 0$$

$E_{\vec{k}'} = \frac{\hbar^2 k'^2}{2m}$

$$e^{i\vec{k}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)}$$

$$\int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2$$

$$(2E_{\vec{k}} - E) c_{\vec{k}} = - \sum_{\vec{q}' > k_F} c_{\vec{q}'} V(\vec{q} - \vec{q}; \vec{k}' - \vec{q}')$$

$$c_{\vec{k}} = - \frac{1}{2E_{\vec{k}} - E} \sum_{\vec{q}' > k_F} c_{\vec{q}'} V(\vec{q} - \vec{k}; \vec{q}' - \vec{q}')$$



$$V(\vec{q} - \vec{q}, \vec{q}' - \vec{q}') = \begin{cases} -\frac{V}{\Omega} & E_F < E_{\vec{k}}, E_{\vec{q}'} < E_F + \delta \\ 0 & \delta \ll E_F \end{cases}$$

$$c_{\vec{k}} = - \frac{1}{2E_{\vec{k}} - E} \frac{V}{\Omega} \sum_{\vec{k}' < k_F + \delta} c_{\vec{k}'}$$

$$1 = \frac{V}{\Omega} \sum_{\vec{k}' < k_F + \delta} \frac{1}{2E_{\vec{k}'} - E}$$

$$\frac{1}{\Omega} \sum_{\vec{k}} \rightarrow \int d\epsilon f(\epsilon)$$

$$1 = V \int_{E_F}^{E_F + \delta} d\epsilon \frac{f(\epsilon)}{2\epsilon - E}$$

szabványos esetben $f(\epsilon) \propto \sqrt{\epsilon}$
 $f(\epsilon) \approx f(E_F)$

spin miatt:

$$1 = \frac{V}{2} \int_{E_F}^{E_F + \delta} \frac{f(E)}{2E - E} dE$$

$$\frac{2}{V} = f(E_F) \ln \frac{2E_F + 2\delta - E}{2E_F - E}$$

$$2E_F - E = 2\delta e^{-\frac{4}{f(E_F)V}}$$

Energiaja egy kicsivel a Coper-pár lötött állapotnál kisebb
hisz mint az $E_F \rightarrow$ lötési energia:

$$2E_F - \delta = \Delta - 2\delta e^{-\frac{4}{f(E_F)V}}$$

Ezt nem lehet perturbációban megoldani $\rightarrow V-t$
nem lehet elfelejteni. Kabaólól nem lesz
perturbációban lötött.

Vli lenne, ha nem számom di a belső állapotok
 $f(E) \approx \sqrt{E}$ \rightarrow nem lenne megoldás

$g = f(E_F)V$ nagy állapotűrnségnél gyenge sz
esetén is lehet lötött állapot.

$$f(E_F)V \ll 1$$

$$\Delta \ll \delta \text{ (kurz)}$$

$\sim 500K$ v. nagyobb

$$T_c \approx 10K$$

} \propto teljesíthető

Látványos, de félrevezető kép: Ha van 2 e lötött
párosok \Rightarrow singlett lötött állapot, \Rightarrow max 0.
Az egyetlen megoldható bonyolultabb $V-n$, $S > 0-ra$,
"szélelme csak mikor van".

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \underbrace{\Phi_q(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)}_{\text{Bp. i. kft}} e^{i\vec{q} \cdot \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2}{2}}$$

$$q \rightarrow 0$$

$$\Phi_{q=0}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) = \sum c_k e^{i\vec{k} \cdot (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)}$$

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int r^2 d\vec{r} |\Phi_0(r)|^2}{\int |\Phi_0(r)|^2 d\vec{r}} = \frac{\sum_k |\frac{1}{\sqrt{2}} c_k|^2}{\sum_k |c_k|^2} \quad \text{Eto}$$

$$c_k = \frac{C}{\Delta + 2E_F - \frac{\hbar^2 k^2}{2m}}$$

Coper-pár mérete:

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\hbar v_F}{\Delta} \rightarrow \text{Fermi felületen lévő sebesség}$$

normál anyagra, T_c -t beírva $\approx 10^{-4} \text{ cm} \approx 10^{-6} \text{ m}$
 \approx nagy e^- sebességnél

Átlagos $e^- - e^-$ távolság: $a \approx 10^{-8} \text{ cm} = 10^{-10} \text{ m}$

$\left(\frac{10^{-4}}{10^{-8}}\right)^3 \approx$ kb 1 helyen 10^{12} Coper-pár \Rightarrow nagy Coper-pár

Kérdhetnénk azt (matematikailag nézve), hogy
 vannak e^- -ok, köztük vannak $2e^-$ is \rightarrow kialakulnak
 Coper-párosok ($2e^- \Rightarrow$ boxon) \Rightarrow létrejönnek boxok \Rightarrow hűtés
 \Rightarrow Bose-kondenzáció ???

DE milyen mértékben vannak? Átfednek \Rightarrow bozonizáció
 után nincs Bose-kondenzáció (e^- -okra legalább is)

mtka Bose-gáz lehetne kondenzálódik \rightarrow független egymástól
 NEM ugyanaz
 mtka Fermi-gáz \Rightarrow hűtés \rightarrow kihasználásuk hasznos áll.
 bozonizáció \rightarrow

Bose-kondenzáció: mikroszkopikus állapot makroszkopikusan
 van betöltve

Ezred minősége a szupravezetéshöz, szuperfolyékonysághoz

fázis koherens állapotok (mint a lézer)
↓
(szögletes)

fáziskoherencia az állapotok fő jellemzője, nem
elég kondenzálódni

BEC	↔	BCS
ntha		szűke
gázok		"gázok"
$\frac{\sqrt{\langle r^2 \rangle}}{a} \ll 1$		$\frac{\sqrt{\langle r^2 \rangle}}{a} \gg 1$

2 között van átmenet? nem triviális

De nem jó e-2 elvileg megkülönböztethetetlen

$$|FS\rangle = \prod_{\mathbf{z} \uparrow \downarrow} c_{\mathbf{z}\sigma}^+ |0\rangle$$

Rabaud Fermi-szondák

Szupravezetés \Rightarrow vákuumba Cooper-párokat kell
kibocsátani

$$|BCS\rangle = \prod (u_{\mathbf{k}} + v_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\uparrow}^+ c_{\mathbf{k}\downarrow}^+) |0\rangle \quad \text{próba hf.}$$

Szondák teljes Hamilton-operátora és nagykanonikus.

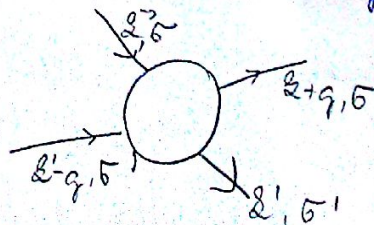
$$H - \mu N = \sum (\epsilon_{\mathbf{k}} - \mu) c_{\mathbf{k}\sigma}^+ c_{\mathbf{k}\sigma} + \frac{1}{2} \sum V(\mathbf{q}, \mathbf{q}') c_{\mathbf{q}+\mathbf{q},\sigma}^+ c_{\mathbf{q},\sigma}^+ c_{\mathbf{q}',\sigma'} c_{\mathbf{q}',\sigma'}$$

Atlagok elvétele.

$$(A - \langle A \rangle)(B - \langle B \rangle) \approx 0$$

$$AB = A\langle B \rangle + B\langle A \rangle - \langle A \rangle \langle B \rangle$$

két részecskéis operátorok



Banad fel a récséslebedre:

$$c_{2+q,0}^+ c_{2',0}^+ c_{2-q,0}^+ c_{2,0}^+ \Rightarrow \langle c_{2+q,0}^+ c_{2,0}^+ \rangle c_{2,0}^+ c_{2-q,0}^+ \rightarrow q=0$$

ex legyen 1

Hartree-tag



$$\Rightarrow \langle c_{2+q,0}^+ c_{2-q,0}^+ \rangle c_{2,0}^+ c_{2,0}^+ \text{ Fock-tag}$$

Ez a 2-t figyelembe véve Hartree - Fock közelítés

$$\langle c_{2+q,0}^+ c_{2',0}^+ \rangle \neq 0 \quad \text{Hogyan?}$$

N+2 N

Hát azért ott van a $-\mu N$! Nem a récsésdeszámmal kell meggyeznie, hanem a zónai potenciállal (az rögzítéssel)

$$\langle c_{2\downarrow} c_{2\uparrow} \rangle = A_k$$

$$\langle c_{2\uparrow}^+ c_{2\downarrow}^+ \rangle = A_k^*$$

A Hartree és Fock tagokból feljebb el, maradjan csak a diszperzió

Anomális párosítás

$$\Delta_k = \sum_{2'} V(2, 2') A_{k'}$$

$$H-\mu N = \sum_{\downarrow} \epsilon_k c_{2,0}^+ c_{2,0} + \sum V(2, 2') (c_{2\uparrow}^+ c_{2\downarrow}^+ A_{2'} + c_{2\downarrow} c_{2\uparrow} A_{2'}^* - A_{2'}^* A_{2'})$$

$\epsilon_{2-\mu}$ + Hartree-Fock tagokból
jóval megvalósul (áttekin)

V kvadratikus kifejezés főtegyenletre alakítható

A Banach-térben végzünk egy transzformációt

$$\begin{pmatrix} \gamma_{k0} \\ \gamma_{k1}^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_k^* & -v_k \\ v_k^* & u_k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{2\uparrow} \\ c_{2\downarrow}^+ \end{pmatrix}$$

$$|u_k|^2 + |v_k|^2 = 1$$

Bogolyubov transzformáció

Főlegelytranszformáció:

$$2f_2 u_2^* v_2 + \Delta_2 u_2^{*2} - \Delta_2^* v_2^2 = 1$$

$$|u_2|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{f_2}{E_2} \right)$$

$$|v_2|^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{f_2}{E_2} \right)$$

$$E_2 = \sqrt{f_2^2 + |\Delta_2|^2}$$

$$H - \mu N = \sum E_k (\gamma_{k0}^+ \gamma_{k0} + \gamma_{k1}^{*+} \gamma_{k1}) + \sum (f_2 - E_2 + \Delta_2^* A_2)$$

Alapállapota:

$$\gamma_{k0} |BCS\rangle = \gamma_{k1} |BCS\rangle = 0$$

Ez az állapot kisebb energiájú, mint a szabad rendszere?

$$\Delta_k = - \frac{1}{2} \sum_{k'} V(k, k') \frac{\Delta_{k'}}{2E_{k'}}$$

BCS gap egyenlet

$V(k, k')$ való

Δ_2 komplex $\Rightarrow \forall k$ -ra no fázis

↓
Anomális korelációk főnyel arányos

Ez arányos a Ginzburg-Landau rendparaméter

u_k -t és v_k -t megadva Δ_2 adott

$$\left. \begin{aligned} u_k &\rightarrow u_k e^{i\phi_1} \\ v_k &\rightarrow v_k e^{i\phi_2} \end{aligned} \right\} \Delta_2 \rightarrow \Delta_2 e^{i(\phi_1 + \phi_2)}$$

$$V(k, k') = \begin{cases} -V & \text{ha } -\delta < f_2 < \delta \\ 0 & \text{egyébként} \end{cases}$$

$$\Delta_2 = \frac{V}{2} \sum_{k'} \frac{\Delta_{k'}}{2E_{k'}} \rightarrow \Delta_2 \rightarrow \Delta \quad \Delta \approx 2\delta e^{-\frac{1}{f_2 V}}$$

Alapállapot energiája diszkrét?

$$E(\Delta) = E(0) - \frac{1}{4} \sum_j p(\epsilon_j) \Delta^2$$

Létező állapotok 1. számú Fermi-rendszereimél:

∇ haszonnal rendelkező állapot \Rightarrow létező.

BCS-nél nem lehet-e megcsinálni az miatti létező állapotok felépített hfo van, de nincs fizikai valószínűség.

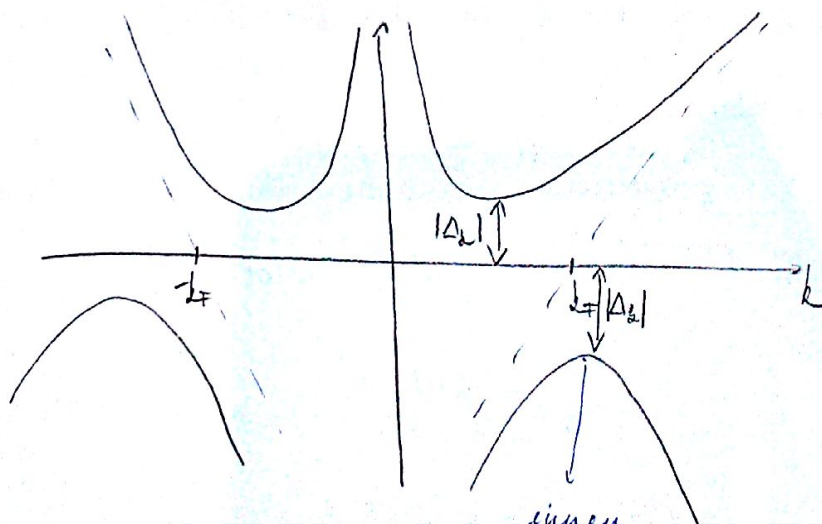
A hfo van minden hfo van rögzített fizikai fizikai valószínűség energiát jelent, amelyet jelent. feltehető.

Δ_k szimmetria f.

$$E_k = \sqrt{\epsilon_k^2 + |\Delta_k|^2}$$

az energiaspektruma

∇ operátorok, mint létező állapotok



lineáris kombináció
az állapotok a
 Δ_k -vel és Δ_k -vel

nem lehet e^- is
lyuk állapotok

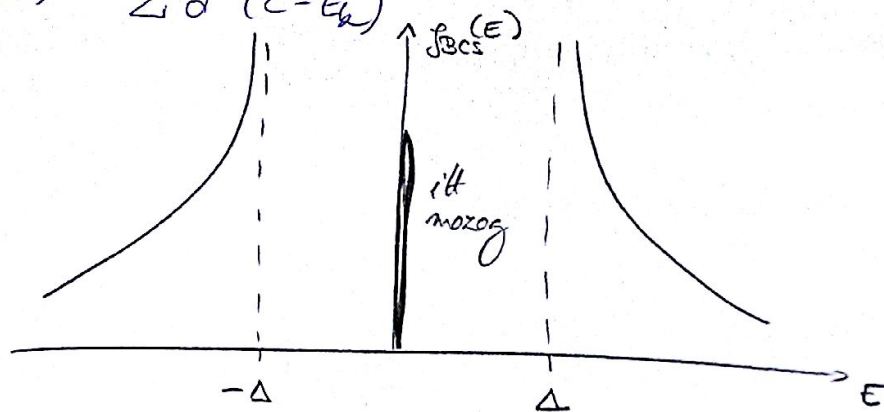
innen
csak $2|\Delta_k|$ -vel tudok megjelölni

létező energiától kell megválasztani
1. létező $|\Delta_k|$ 2. $2|\Delta_k|$

Ez lehet a fizika.

Állapotok sűrűsége

$$\rho_{\text{Bcs}}(E) = \sum \delta(E - E_k)$$



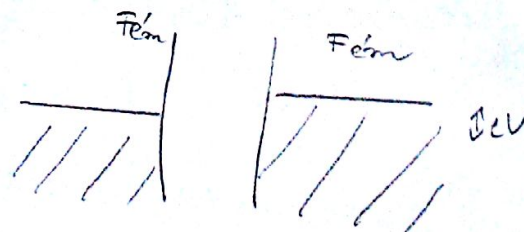
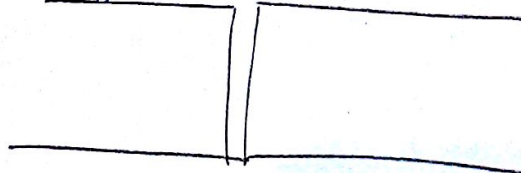
$$\boxed{T_c}$$

$$\Delta_k = \frac{1}{2} \sum_{l'} (-V_{(k,l')}) \frac{\Delta_{l'}}{2E_{l'}} (1 - 2n_F(E_{l'}))$$

$$2.8 T_c \sim \beta 2 \sigma e^{-\frac{1}{\beta \langle V \rangle}}$$

$$\frac{2\Delta}{2.8 T_c} = 3.52$$

Ábrák



Értek oda tud számolni ami itt

Áram:

$$\begin{aligned} I &= \frac{e}{\hbar} \int dE p_L(E) p_R(E+eV) (1 - n_F(E+eV)) n_F(E) - \\ &\quad - \frac{e}{\hbar} \int dE p_L(E) p_R(E+eV) n_F(E+eV) (1 - n_F(E)) = \\ &= \frac{e}{\hbar} \int dE p_L(E) p_R(E+eV) (n_F(E) - n_F(E+eV)) \end{aligned}$$

fém-fém $\Rightarrow p_L(E) \approx \text{konstans}$

$$I \sim (T)^2 p_R(E_F) p_R(E_F+eV)$$

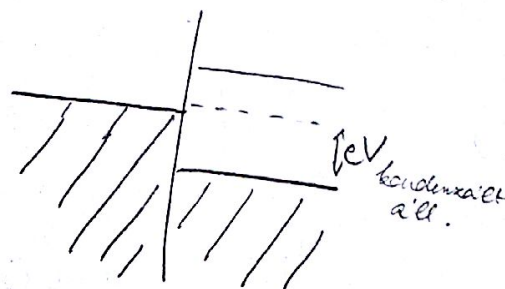
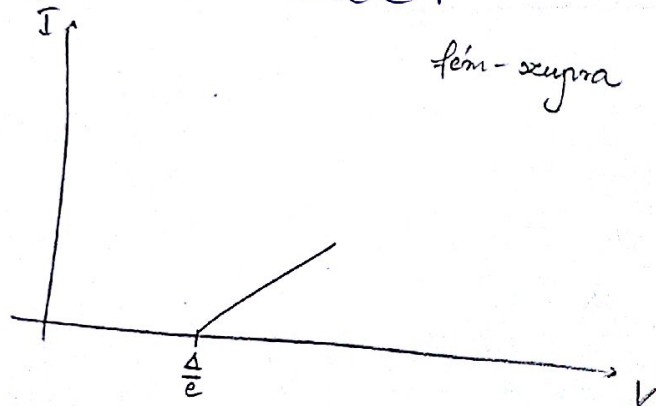
konduktancia

$$\frac{1}{e} \frac{dI}{dV} = |T| \int dE \rho_L(E) \rho_R(E_{F,R}) \left(- \frac{\partial n_F(E)}{\partial E} \right)_{E=eV}$$

Dirac- δ alacsony hőmérsékleten

$$\frac{1}{e} \frac{dI}{dV} \propto \rho_L(0) \rho_R(eV)$$

Supravexelésnél:



kimérhető a
gap mértéke

szupra-szupra
gapok összegével való felvételével tud áram indulni

Supravexelés: két fizikailag állapota melynek

egysége 2 rezekciós hfo-ed
ha mint szuperfolyékonyság

Nagys hőmérsékletű szupravexelőre ez nem működik,
mert ott nem 'S' hanem 'D' van.

↓
alacsony hőm.

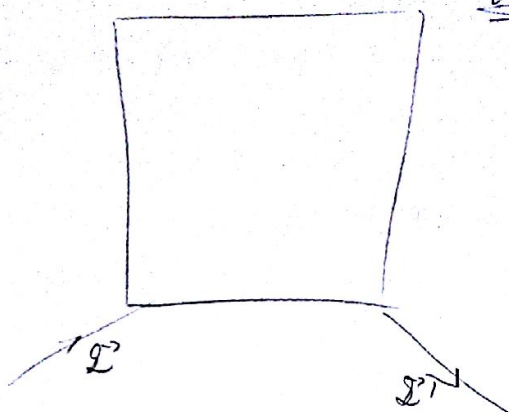
nem mindig függ össze az ^{egyrészesen}energia és ^{gyengén} Lorr. fr.

ha független, lehet, hogy nincs gap.

Lehet ferromágneses szup.vex, ^{3He} S=0 nem feltétl. a hfo.

Erős korrreláció → rombolja a szupravexelést a mágneses
tr, mert fel adja tömi a Cooper-párt, megpróbátana az
ellentétes pólus

Neutronenstreuung



$$E_i = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2M_n}$$

$$E_f = \frac{\hbar^2 k_f^2}{2M_n}$$

$$\hbar\omega = E_f - E_i$$

$$\vec{k} - \vec{k}' = \vec{K}$$

Nicht energiadispersiv, sondern
statisches Gitter

$g(\vec{r})$ Korrelationsfkt. \xrightarrow{FT} $S(\vec{K})$ Struktur-
faktor

$$S(\vec{K}) = \frac{1}{N} \sum_{m,n} \langle e^{-i\vec{K}\cdot\vec{R}_m} e^{i\vec{K}\cdot\vec{R}_n} \rangle$$

Kristallgitterstruktur

\vec{R}_m sind festgelegt durch die Gitterkonstanten

als periodische Funktion harmonischer
Schwingungen

$$\vec{R}_m \rightarrow \vec{R}_m + \vec{u}(m,t)$$

$$\vec{R}_n \rightarrow \vec{R}_n + \vec{u}(n,t) = \vec{R}_n + \vec{u}(n)$$

$t=0$

$$S(\vec{K}, t) = \frac{1}{N} \sum_{m,n} \langle e^{-i\vec{K}\cdot(\vec{R}_m + \vec{u}(m,t))} e^{i\vec{K}\cdot(\vec{R}_n + \vec{u}(n))} \rangle$$

Nicht statisch, sondern zeitlich veränderlich.

Harmon. ext.:

$$S(\vec{K}, \omega) = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \sum_{m,n} \langle e^{-i\vec{K}\cdot(\vec{R}_m + \vec{u}(m,t))} e^{i\vec{K}\cdot(\vec{R}_n + \vec{u}(n))} \rangle$$

$\vec{u}(m,t)$ harmonische Schwingungen (Phononen)

$$e^A e^B = e^{A+B} e^{\frac{1}{2}[A,B]} \text{ nach Baker-Campbell-Hausdorff}$$

$$C = \sum_q (\gamma_q a_q + \gamma_q^* a_q^\dagger)$$

Leitungs- und Erzeugungsoperatoren
müssen kommutieren

$$e^{iC} = e^{-\frac{1}{2}\langle C^2 \rangle}$$

Wick's Theorem

$$[a_q, a_{q'}^\dagger] = \text{egy szám}$$

$$A + B = C$$

$$\langle e^{iA} e^{iB} \rangle = e^{-\frac{1}{2} \langle A^2 \rangle - \langle AB \rangle - \frac{1}{2} \langle B^2 \rangle}$$

$$A = -\vec{k} \vec{u}(u, t) \quad ; \quad B = \vec{k} \vec{u}(u)$$

ennek a várható értéke

$$\langle (\vec{k} \vec{u}(u))^2 \rangle = \langle (\vec{k} \vec{u}(u, t))^2 \rangle$$

eliminálható a rácsra vonatkozó az egyensúlyi helyzetből ennek a megfigyelés a várható értéke időfüggetlen

$$e^{-\frac{1}{2} \langle (\vec{k} \vec{u}(u))^2 \rangle} = e^{-W} \Rightarrow e^{-2W} \text{ faktorizálás}$$

marad:

$$e^{-\langle AB \rangle}$$

az egész elé $e^{-i\vec{k}(\vec{R}_m - \vec{R}_n)}$ kiemelhető

$$e^{\langle \underbrace{\vec{k} \vec{u}(u, t)}_{\text{itt eltűnik az idő}} \underbrace{\vec{k} \vec{u}(u)}_{\text{ha itt van a hely és fordítva}} \rangle}$$

Harmonikus rezgőmozgás esetén ennényes kitérés kifejtése delta-elhárított operátorokkal történik.

$$\exp \left\{ \sum_{\vec{q}, \lambda} \frac{\hbar}{2MN\omega_\lambda(\vec{q})} \left(\langle n_\lambda(\vec{q}) \rangle e^{-i(\vec{q}(\vec{R}_m - \vec{R}_n) - \omega_\lambda(\vec{q})t)} + (1 + n_\lambda(\vec{q})) e^{i(\vec{q}(\vec{R}_m - \vec{R}_n) - \omega_\lambda(\vec{q})t)} \right) \right\}$$

hullámok polarizáció

$$\langle a_\lambda^\dagger(\vec{q}) a_\lambda(\vec{q}) \rangle$$

Ex még fél bizonyult és nem végtelen dolog.

Sorozat:

$$1 + \{ \} + \{ \}^2 + \dots$$

$$S(\mathbf{r}, \omega) = \int d\mathbf{r}' e^{i\mathbf{r}' \cdot \mathbf{r}} \sum_{\mathbf{m}, \mathbf{n}} e^{-i\mathbf{K} \cdot (\mathbf{R}_{\mathbf{m}} - \mathbf{R}_{\mathbf{n}})} (1 + \{ \} + \dots)$$

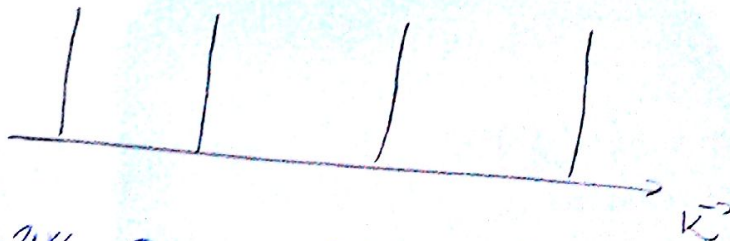
ez csak akkor nem 0

$$N(\omega) \delta(\mathbf{K} - \mathbf{G})$$

reciprocal vector

ez a stabilis állapot \rightarrow ez adja a Bragg-csúcsokat
Ha az adott impulzus megfelel egy reciprocal
vektornak, akkor rendszerünknek megfelel $(1x, 2x, 3x \dots)$

Bragg-csúcs elvileg 0 szélességű, de mérőberendezés
felbontóerejétől, rácshibáktól függően ugyanígy
szélesedik minden \mathbf{K} -ra.



e^{-2W} Debye Waller-factor

nem lehet pontosan átlagos érték és független
függ, mely hőmérsékletfüggő.

lehet \mathbf{K} -ban nem pontos és hőmérsékletfüggő

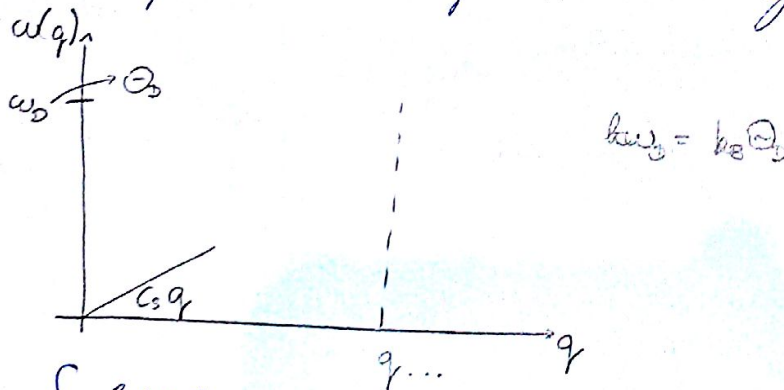
$$2W = \langle (\vec{K} \cdot \vec{u}(n)) \rangle = \sum_{q,n} \frac{\hbar}{2MN\omega_n(q)} |\sum \vec{e}_n(q)|^2 \underbrace{\langle a_n(q)a_n^\dagger(q) + a_n^\dagger(q)a_n(q) \rangle}_{1+2n_n(q)}$$

Ha tudom a kristályindexeket, fononok típusait, analitikusan megadható lehet kristály vége (B fonon, minden módus energiája ugyanaz):

$$2W = \frac{\hbar K^2}{MN} \sum_q \frac{n(q) + 1/2}{\omega(q)}$$

Ezt már meg lehet becsülni

át lényeges jövedelést adunk a fononok adja
 $\omega(q) \rightarrow 0$ $n(q)$ is ott a legnagyobb

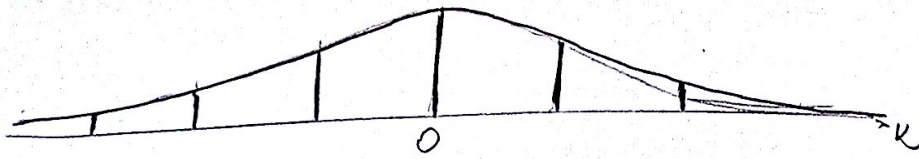


$$2W = \begin{cases} \frac{3}{2} \frac{\hbar^2 K^2}{2M} \frac{1}{k_B \Theta_D} \left(1 + \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^2 + \dots \right) & T \ll \Theta_D \text{ Debye hőmérséklet} \\ 6 \frac{\hbar^2 K^2}{2M} \frac{1}{k_B \Theta_D} \left(\frac{T}{\Theta_D} + \frac{1}{36} \frac{\Theta_D}{T} + \dots \right) & T \gg \Theta_D \end{cases}$$

$$T \sim 0 \quad e^{-2W} \propto e^{-K^2}$$

Bragg csúcsok nem ugyanolyan intenzitásúak, exponenciálisan lecseng

Csúcs ugyanolyan széles marad



$$j \langle a_q a_q^\dagger + a_q^\dagger a_q \rangle = 2(n(q) + \frac{1}{2})$$

↓
Kétszori energiája

⇓
Léni a követelménye az a
hosszúság

maximális követelménye!

$$\sum_q \frac{n(q) + \frac{1}{2}}{\omega(q)} = \int dq q^{\text{dimenzió}-1} \frac{\frac{1}{2} + n(q)}{c_s q}$$

$$\hbar \omega_q = c_s q$$

1 dimenzióban fellobban!

Csak véges kristály lehet 1 dimenzióban stabil,
azért $q \neq 0$, hanem $\propto \frac{1}{L} \rightarrow$ kristály mérete

$$n(q) = \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega(q)}{2k_B T}} - 1}$$

2 dimenzióban $\frac{1}{q}$ -val nincs gond, de alacsony

$$\text{hőmérsékleten } n(q) \propto \frac{k_B T}{\hbar c_s q} = \frac{k_B T}{\hbar c_s q}$$

ez nem stabil \Rightarrow nincs végtelen kristály!

Rövid hatótávolság, véges hőmérsékleten 2D kristályban
NINCS hosszú távú rend! Hohenberg-Wagner-tétel

grafén xico magában, csak ha megfogom a 4 szarát, vagy
 rázdom össze, egyébként összegömbölyödik fullerené.
 A hőmérsékleti fluktuációk tönderesével mindenféle
 korrúptív rendet.

Fluoridatörő erő ott segítene, hogy a legalacsonyabb energiájú
 gerjesztés energiája véges (plazmonnal)

Vagy korrúptív erő vagy anizotrópia
 ezt látni, akkor ez is lehetséges

Higgs bozonnál is szimmetriasértés teszi végesé az
 energiáját.

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \sum_{\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2} e^{-i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)} (1 + \{ \} \dots)$$

$N \delta(\omega) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{G})$

$$\delta(\omega + \omega_{\lambda}(\mathbf{q})) \delta(\mathbf{k} + \mathbf{q} - \mathbf{G}) n_{\lambda}(\mathbf{q}) + (1 + n_{\lambda}(\mathbf{q})) \delta(\omega - \omega_{\lambda}(\mathbf{q})) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{q} - \mathbf{G})$$

$$E_f - E_i = -\omega_{\lambda}(\mathbf{q})$$

↳ kijövő $E_f = E_i - \omega_{\lambda}(\mathbf{q})$ kell egy fent az 1. tag,
 a második pedig elnyel.

Bragg-csúccsal mérjük a neutron-diszperziót,
 tudjuk \mathbf{q} irányát $\Rightarrow \omega(\mathbf{q})$ -t is ismerjük \Rightarrow foton
 diszperzió

→ nem végtelen eltolástannál \Rightarrow Breuck-görbe
 eltolástannál is lehet becsülni a csúcs szélességéből.

Correspondence

- Nagy sűrűségű elektron rendszer gerjesztésel szempontjából gyengén 2h-ó léte szabad fermionok m.e.-e

↓
Laxibacterius borealis

↓
valerfo. método Sul perturbadora

- Ciklonos rezonancia, felverek (nagy töltésű
daxol Swensen, Maxwell-stat)

- Absolut Schwarzstein Boltzmann-egyenlet relaxáció
 100 Lőelűtő \Rightarrow mágneses tér

Chambers - felt megg. multa dell' integrali.
magnesianes $4\epsilon_2 \Rightarrow$ molto d.

- Nagy mágneses tér \Rightarrow szabad e^- \Rightarrow Landau
szintek, Landau csővek.

- 1 mogn-ter fo-eben axillär a vegetationsreglen
Vehes: optilaban mit vorkund
fouen-fouen 2a

- fotonok hogy befolyásolja a kvantáltság e^- -re-t.
- foton energiája megegyezt e^- -val való szórás során.
- $h \cdot \nu = 2 m_e c^2$

- $e=2$ Löst. f. einen Licoer. $\rightarrow e=2$ Löst. von 2's

- Képviselet és tilmege a Százilapok Soreltésen, mely
 Képviselet és tilmege a Százilapok Soreltésen, mely
 Képviselet és tilmege a Százilapok Soreltésen, mely