Festkörper VO 16.04.08

Elektronen im Festkörper

Thompson – Herausschlagen von $e^-$ aus der Kathode

Drude Modell : keine $e^-/e^-$ WW (Ladung, Stöße)

$\Lambda$ – mittlere Streulänge $\tau$ Dauer zw. 2 Stößen mittl. Streuzeit

Berechnung d. Driftgeschw. : Reibungsterm annehmen!

Streulänge abschätzen aus $\tau$, $\bar{v}_{th}$ → Atomabstände

thermische Leitf.

Drude Modell hat $L$ recht genau bestimmt..

elektronische Wärmekap. ist jedoch falsch (viel zu hoch)

Sommerfeld Model :

Gitter – Potential gemittelt, noch keine $e^-/e^-$ WW

Schrödinger Gl. f. $e^-$ im Vakuum

$$\psi = a\, e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \qquad \underbrace{-\frac{\hbar}{i}\partial_t}_{\text{Energie Op.}} \psi = \hbar\omega\psi$$

$$\psi^*\psi(r) \propto e^{-i\vec{k}\vec{r}}\, e^{i\vec{k}\vec{r}} = 1 \qquad \text{// Wellen sind homogen}$$

Randbed. fest: $\psi(x=0) = \psi(x=L) = 0$

Nur mit Lin. Komb. v. 2 entgegengl. Wellen möglich

$$\psi \propto e^{i\vec{k}\vec{r}} - e^{-i\vec{k}\vec{r}} \qquad \text{// sinus – ähnlich}$$

Man kann Bew. v. Wellenpaketen diskutieren (Zerlaufen etc.)

Laufende Wellen → "Kette" an d. Enden zusammenfügen periodische RB: $\psi(x) = \psi(x+L)$

$\longrightarrow$ diskrete k-Werte annehmen.

Gleich viele mögliche Zust. bei festen und per. RB

k=0 nicht möglich

k=0 ist mögl. Zustand

Lösungen sind anders.

Man bekommt per. Gitter im k-Raum

$\left(\frac{2\pi}{L}\right)^3$ – Volumen v einer Zelle $\qquad$ $4\pi k^2$ – Vol. d Kugelschale

$k_F$ – Fermi Wellenvektor max. Wellenv. zu welchem $e^-$ bei $T=\varnothing$ einf. besetzt sind

$k_F = (3\pi^2 n)^{\frac{1}{3}}$

Atome haben 1 Val. $e^-$ $\rightarrow$ Dichte d $e^-$ = Dichte d Atome

$E_{kin}$ bei diesem Modell ist viel größer als im Drude Modell!

Interessant: Zustandsdichte als $D(E)$

Für Prüfung:

$$N = \frac{V_r k^3}{3\pi} \qquad D(E) = \frac{dn}{dE} = \frac{dn}{dk}\frac{dk}{dE}$$

$$n = \frac{k^3}{3\pi} \qquad \frac{dn}{dk} = \frac{k^2}{\pi^2} \qquad \frac{dE}{dk} = \frac{\hbar^2 k}{m}$$

$$\boxed{k = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2mE}}$$

$$\longrightarrow D(E) = \frac{k}{\pi^2}\frac{m}{\hbar^2}$$

$$\longrightarrow \propto \sqrt{E}$$

$$D(E_F) = \frac{m}{(\pi\hbar)^2}\underline{(3\pi^2 n)}^{1/3} \qquad \text{weil} \quad k_F = (3\pi^2 n)^{\frac{1}{3}}$$

$D(k) \neq D(E_F)$

-Zahl -Dichte // Zustands-

Effektive Masse

## Elektronengas bei $T \geq \emptyset K$

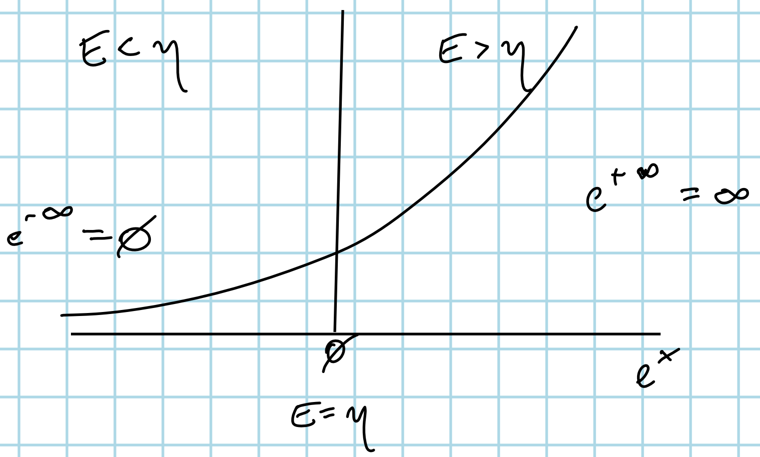
Grundzustandsenergie bei $T=\emptyset$ viel größer als bei Drude

weil wegen Pauli-Verbot müssen auch Zust. mit hohen E besetzt werden

Fermi Vert: $f(E,T) = \frac{1}{e^{\frac{E-\eta}{kT}}+1}$

$\eta$: chemisches Pot: entspricht bei $T=\emptyset$ $E_F$ Welche Energie muss hinzug. werden wenn man 1 Teilchen hinzufügt – $\eta$ bew. Pauli Verbot

Bose Vert: $f(E,T) = \frac{1}{e^{\frac{E}{kT}}-1}$ // hier $-1$!!




$f(T\to\infty) = \frac{1}{1-1}$

$= \infty$ ...

$N = \sum 2f_i = \int_0^\infty f(E,T)\, dE$

Anregung ist nur bei Fermi-Kante möglich! → Wärmeleitf. u. Dichte bei dieser Schwelle abh.

$U(T) = \ldots \int$ // uneigentl. Integral

lösbar mit Fermi-Integralen Näherung mit Sommerfeld-Entw.

Problem: $U(T) = \dots \eta \dots$ // aber $\eta$ ist selbst $T$ abhängig

b. $\eta$ kann man zur Näherung $E_F$ einsetzen

bei hohen $T$ würde man die $E$ d. Gleichvert.satzes bekommen, aber Metall wäre bereits verdampft.

$c$ über $T$: rote Linie: $e^-$ Beitrag zu $c$

sieht klein aus, jedoch bei tiefen $T$ wichtig!

Prüfung: Best. d. $\Theta_{Deb}$: Messung d. Wärmekap. bei tiefen $T$; Neutronenstr.

siehe Debye Modell

Unterschied zw. exp. & -berechn. Sommerf. Koeff. liegt in der Nichtber. d. WW.

Kompl. Formen v. Fermi-Flächen werden von Somm. M. nicht beschrieben! Auch Isolatoren & Halbleiter werden nicht beschr.