

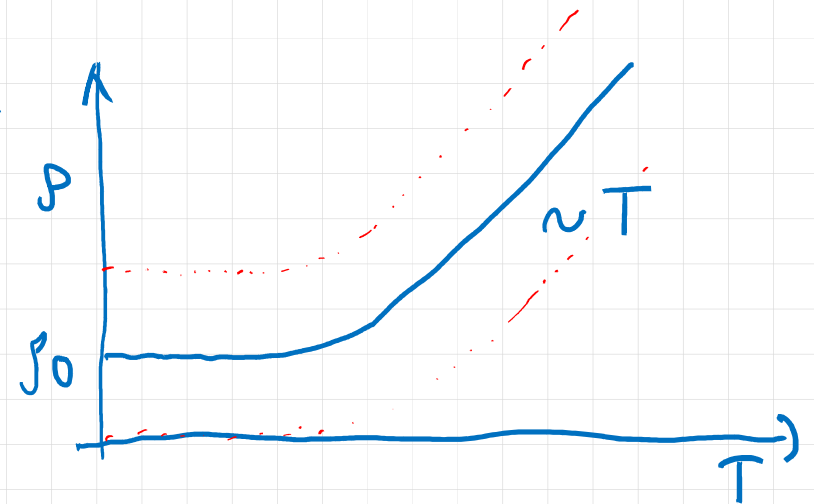
- $C_V = \gamma \cdot T + AT^3 = C_{V,e} + C_{V,pho}$ für tiefe T

- Transport $\vec{E} = \rho \cdot \vec{j}$; $\vec{j} = \sigma \vec{E}$; $\vec{j} = -ne \vec{v}_d$; $\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{ne^2 \tau}{m} = ne\mu$

- $\tau(300\text{ K}) \approx 10^{-8} \text{ s}$ Streumechanismen
 1. Probenoberfläche
 2. Defekte + Verunreinigungen
 3. e^- -Phonon Streuung

- Matthiesen Regel $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \dots$

- Relaxationszeitnäherung



$$\begin{aligned}
 \vec{p}(t+dt) &= \left(1 - \frac{dt}{\tau}\right) \cdot [\vec{p}(t) + \vec{F}(t)dt + O(dt)^2] \\
 &= \vec{p}(t) - \frac{dt}{\tau} \vec{p}(t) + \vec{F}(t)dt + O(dt)^2
 \end{aligned}
 \left| \begin{array}{l} \vec{p}(t) \rightarrow \vec{p}(t+dt)? \\ \leftarrow \text{Beitrag der } e^-, \text{ die in} \\ [t, t+dt] \text{ nicht streuen.} \end{array} \right.$$

Der Beitrag der e^- , die in $[t, t+dt]$ stoßen ist $O(dt)^2$, denn

Bruchteil $\frac{dt}{\tau}$, Impuls $\vec{p}(t) = 0$ und Zusatzimpuls $\vec{F}(t)dt$,

also $\vec{p}(t+dt) = O(dt)^2$

Insgesamt: $\vec{p}(t+dt) - \vec{p}(t) = -\frac{dt}{\tau} \vec{p}(t) + \vec{F}(t)dt + O(dt)^2$

Im Grenzübergang wird:

$$\boxed{\frac{d\vec{p}}{dt} = -\frac{\vec{p}(t)}{\tau} + \vec{F}(t)} \quad \text{Relaxationszeitnäherung}$$

oder $m \frac{d\vec{v}_D}{dt} = -m \frac{\vec{v}_D}{\tau} + \vec{F}(t) \quad (*)$

Der Effekt der Elektronenstöße ist also ein Dämpfungsterm in der Bewegungsgleichung.

Nach Abschalten von \vec{F} :

$$\dot{\vec{v}}_D = -\frac{\vec{v}_D}{\tau} \Rightarrow \vec{v}_D = \vec{v}_D(0) e^{-\frac{t}{\tau}}$$

\vec{v}_D relaxiert mit τ zu $\vec{v}_D = 0$

Über $\vec{p} = m\vec{v}_D = \hbar \delta \vec{k}$ entspricht

\vec{v}_D einer Auslenkung der Fermi-Kugel aus der Ruhelage.

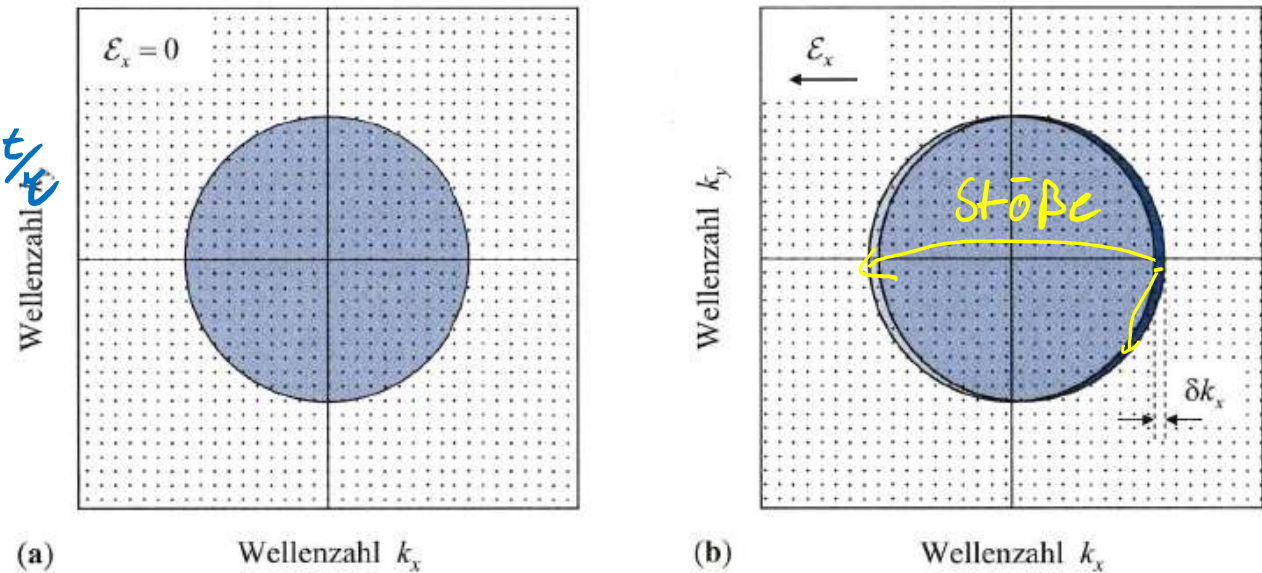


Bild 9.5: Verschiebung der Fermi-Kugel im elektrischen Feld. Die Punkte symbolisieren die erlaubten Wellenvektoren. a) Fermi-Kugel ohne elektrisches Feld. Koordinatenursprung und Kugelmittelpunkt fallen zusammen. b) Unter dem Einfluss des elektrischen Feldes $-\mathcal{E}_x$ haben sich alle Wellenvektoren und mit ihnen die Elektronenverteilung um den Betrag δk_x nach rechts verschoben. Durch Stöße werden Elektronen aus dem dunklen Bereich der Vorderseite in den helleren Bereich der Rückseite transportiert.

Nach dem Abschalten der Kraft auf die e^- (des Feldes) geht $\vec{k} \rightarrow 0$ und die Fermikugel bewegt sich in die Ausgangslage zurück.

Wenn Reibungskraft identisch zu äußerer Kraft ist $\frac{d\vec{p}}{dt} = 0$

Mit $\vec{p} = m\vec{v}_b = -m \frac{\vec{j}}{ne}$ wird (*) zu $\vec{j} = -ne\vec{v}_b$

$$0 = m \frac{\vec{j}}{ne} \frac{1}{\tau} - e\vec{E} \quad (\Leftrightarrow)$$

$$\vec{E} = \frac{m}{ne^2\tau} \vec{j} = \rho \cdot \vec{j}$$

und man erhält das Ohmsche Gesetz zurück.

7.4 Das Wiedemann - Franz Gesetz

$$L = \frac{\kappa}{\sigma \cdot T} = \text{konst}$$

$L = \text{LORENZ-Zahl}$

Gesetz ist für viele Metalle in guter Näherung erfüllt, wenn T nicht zu klein.

Grundlage ist, dass die elektronische Wärmeleitung die phononische Wärmeleitung fast immer bei nicht zu kleinen T bei Weitem übersteigt (aber Saphir!).

Die Wärmeleitfähigkeit κ eines Gases stoßender Teilchen war (Phononen, e^-)

bestimmt durch $\vec{j}_Q = \kappa \nabla T$ mit $\kappa = \frac{1}{3} v^2 \tau \frac{C_V}{V}$

Element	273 K		373 K	
	κ (W/cm·K)	$\kappa/\sigma T$ ($\cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega / \text{K}^2$)	κ (W/cm·K)	$\kappa/\sigma T$ ($\cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega / \text{K}^2$)
Li	0,71	2,22	0,73	2,43
Na	1,38	2,12		
K	1,0	2,23		
Rb	0,6	2,42		
Cu	3,85	2,20	3,82	2,29
Ag	4,18	2,31	4,17	2,38
Au	3,1	2,32	3,1	2,36
Be	2,3	2,36	1,7	2,42
Mg	1,5	2,14	1,5	2,25
Nb	0,52	2,90	0,54	2,78
Fe	0,80	2,61	0,73	2,88
Zn	1,13	2,28	1,1	2,30
Cd	1,0	2,49	1,0	
Al	2,38	2,14	2,30	2,19
In	0,88	2,58	0,80	2,60
Tl	0,5	2,75	0,45	2,75
Sn	0,64	2,48	0,60	2,54
Pb	0,38	2,64	0,35	2,53
Bi	0,09	3,53	0,08	3,35
Sb	0,18	2,57	0,17	2,69

Quelle: G. W. C. Kaye und T. H. Laby, Table of Physical and Chemical Constants, Longmans Green, London, 1966.

① klassische Herleitung

$$\frac{\mathcal{L}}{\sigma} = \frac{\frac{1}{3} v^2 \tau \cdot \frac{c_v}{V}}{\frac{n e^2 \tau}{m}} = \frac{\frac{1}{3} \left(\frac{3 k_B T}{m} \right) \cdot \tau \left(\frac{\frac{3}{2} N k_B}{V} \right)}{\frac{N e^2 \tau}{V m}} = \frac{3}{2} \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 \cdot T$$

$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k_B T$

Also $L = \frac{\mathcal{L}}{\sigma \cdot T} = \frac{3}{2} \left(\frac{k_B}{e} \right)^2$

Aufgrund des Wirtzeit paradoxons hatte Drude in ursprünglicher
Ableitung Faktor 2 vergessen also $L = 3 \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 = 2,23 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}\Omega}{\text{K}^2}$

② Bei Berücksichtigung der Fermi statistik ist

$$\frac{d\epsilon}{\sigma} \underset{\substack{\uparrow \\ E_F = k_B T_F = \frac{1}{2} m v_F^2}}{=} = \frac{\frac{1}{3} \left(\frac{2 k_B T_F}{m} \right) \cdot \frac{\left(\frac{n^2}{2} N k_B \frac{T}{T_F} \right)}{V}}{\frac{N e^2 \tau}{V \cdot m}} = \frac{n^2}{3} \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 \cdot T$$

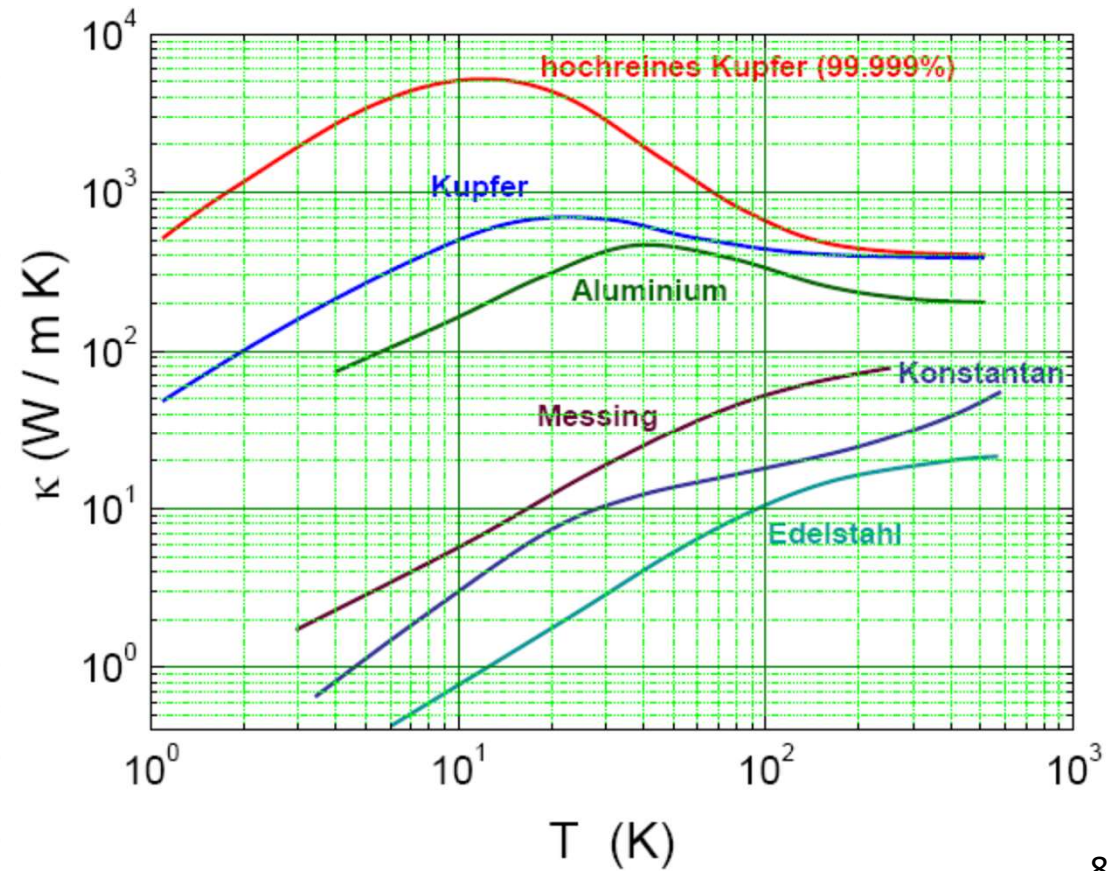
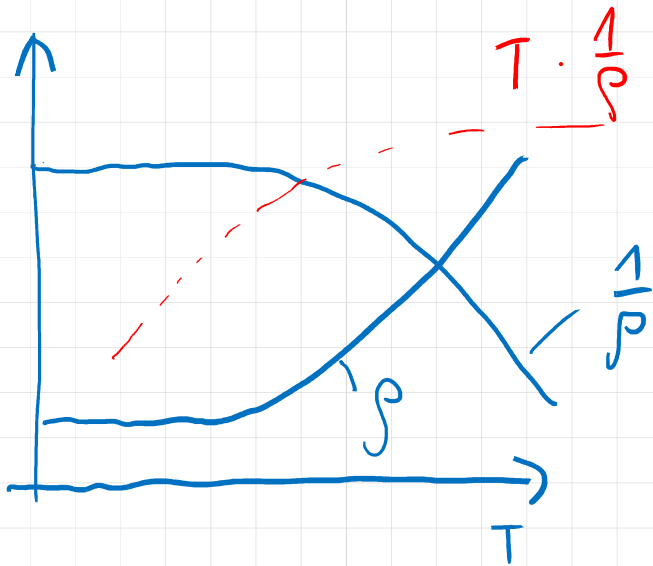
$$\text{Also } L = \frac{\tau}{\sigma \cdot T} = \frac{n^2}{3} \left(\frac{k_B}{T} \right)^2 = 2,45 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W} \Omega}{\text{m}^2}$$

und damit fast identisch zum Drude Ergebnis

Drude überschätzte C_V um Faktor 100 und unterschätzte v um Faktor 100 ($v_F \gg v_{\text{Boltzmann}}$)

Merke: Eine korrekte Vorhersage beweist keine Theorie
Man kann aus falschen Voraussetzungen Wahres folgern.

Die Temperaturabhängigkeit von κ ergibt sich direkt aus $\kappa_e \sim \frac{T}{\rho} = T \cdot \sigma$,
qualitativer Verlauf ähnlich κ_G .



7.5 Der Hall-Effekt

e^- der Stromdichte j_x werden durch Lorentzkraft $\vec{F} = -e\vec{v} \times \vec{B}$

in y -Richtung abgelenkt wenn $\vec{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B \end{pmatrix}$

Ablenkung führt zu einem die Ablenkung kompensierenden Feldes E_y

interessierende Größen $\rho_{xx}(B) = \frac{E_x}{j_x}$ Hall $\rho \neq \rho(B)$

$$\rho_{xy}(B) = \frac{E_y}{j_x} = B \cdot A_H$$

A_H heißt Hall-Koeffizient. Berechnung von A_H

