Fermi-Gas

Zustandsdichte ist pro Volumen

(in Metallen ist meist die Dichte bekannt)

Bei $\boxed{T=0}$ ist Fermi-Energie $\varepsilon_F = \mu$

nichtrelativist. $\varepsilon_p = \frac{p^2}{2m}$ ("quadrat. Dispersion")

Zustände:

$$\sum_p \cdots \Rightarrow V \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \cdots$$

für $\sum_p f(\varepsilon) \Rightarrow V \int d\varepsilon \, \nu(\varepsilon) f(\varepsilon)$

(mit $\nu(\varepsilon)$ auf Folie)

Für $T \ll T_F$ ist Fermi-Verteilung $= \Theta(\varepsilon - \varepsilon_F)$

eine gute Näherung.

(Metalle schmelzen weit unterhalb von T_F

$\Rightarrow$ Näherung ist fast immer gut)

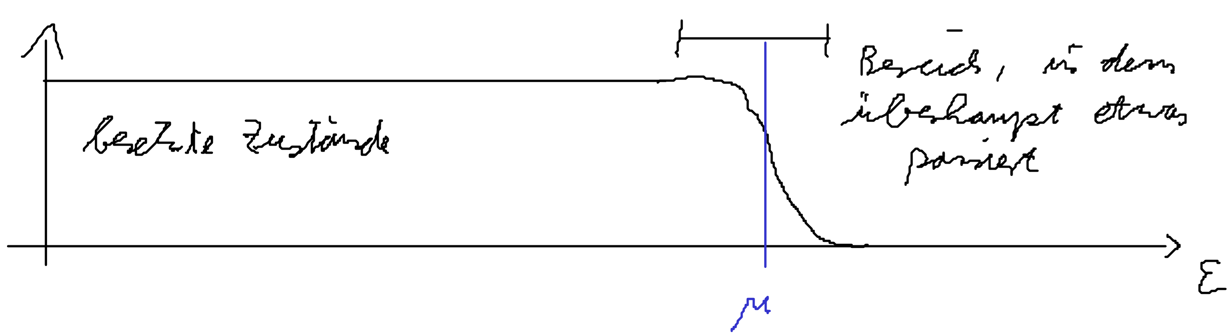
Partielle Integration von Ω

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \, \underbrace{\nu(\varepsilon)}_{-\infty:\ =0} \, \underbrace{\ln\left(1 + e^{-\beta(\varepsilon-\mu)}\right)}_{\infty:\ =0}$$

da Zustandsdichte für neg. Energie $= 0$

(Folie ideales Fermi-Gas)

Ableitung von $n_F(\varepsilon)$ ist ähnlich $\delta(\varepsilon)$



Sommerfeld-Entwicklung von $\Omega(T, V, \mu)$

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \; b(\varepsilon)\left(-n_F'(\varepsilon)\right) =$$

$$b(\mu) \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} -n_F'(\varepsilon)}_{=1} + a(\mu) \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} -n_F'(\varepsilon)(\varepsilon-\mu)}_{=0}$$

n_F Symmetrisch, $(\varepsilon-\mu)$ antisymm.

$$+ \frac{1}{2} v(\mu) \underbrace{\int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \left(-n_F'(\varepsilon)\right)(\varepsilon-\mu)^2}$$

$$d\varepsilon = \frac{2}{\beta} dx$$

$$-n_F'(\varepsilon)(\varepsilon-\mu)^2 = \frac{\beta(\varepsilon-\mu)^2}{4\cosh^2\left(\underbrace{\frac{\varepsilon-\mu}{2k_BT}}\right)} = \frac{1}{\beta}\frac{2 x^2}{4\cosh^2(x)}$$

$$x = \frac{\beta(\varepsilon-\mu)}{2}$$

$$c_V \propto T + O(T^2)$$