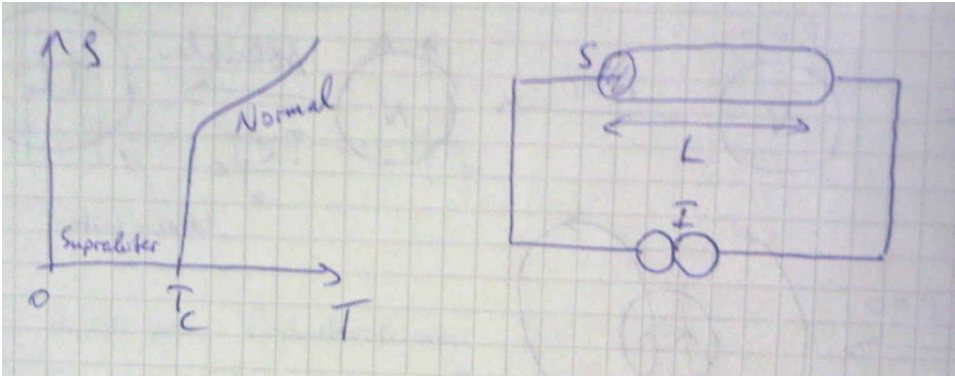


# Contents

<b>13 Supraleitung</b>	<b>2</b>
13.1 London-Gleichungen (Postulate) . . . . .	4
13.1.1 Zwei Flüssigkeiten-Modell . . . . .	4
13.2 Flußquantisierung . . . . .	5

# Chapter 13

## Supraleitung



$$U = RI = \rho \frac{L}{S} I$$

$$\rho|_{Cu, T=4,2K} \approx 10^{-9} \Omega m$$

für  $\rho < 10^{-24} \Omega cm$

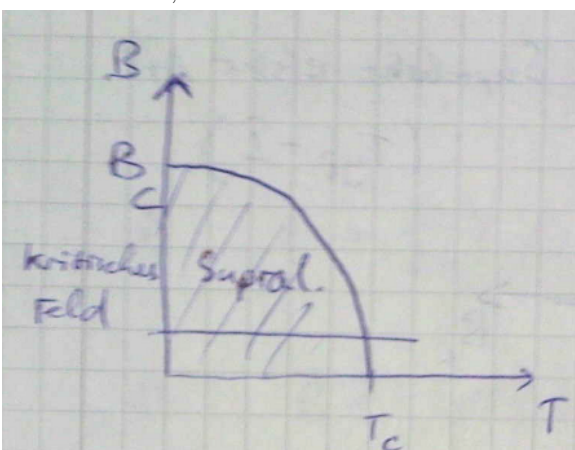
1911 Kamerlingli-Onnes

Hg:  $T_c \approx 4K$

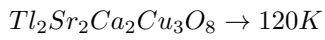
$N_z \rightarrow 77K$

$H_z \rightarrow 20K$

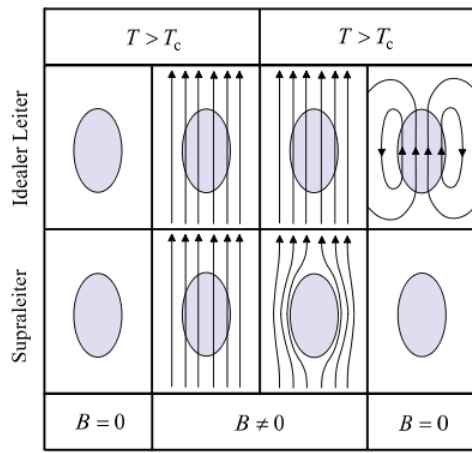
$^4He \rightarrow 4,2K$



Al	1,2K
Im	3,4K
Sn	3,7K
Pb	7,2K
Nb	9,2K
—	—
NbN	15K
$Nb_3Ge$	24K
1986 $YBaCu_3O_7$	92

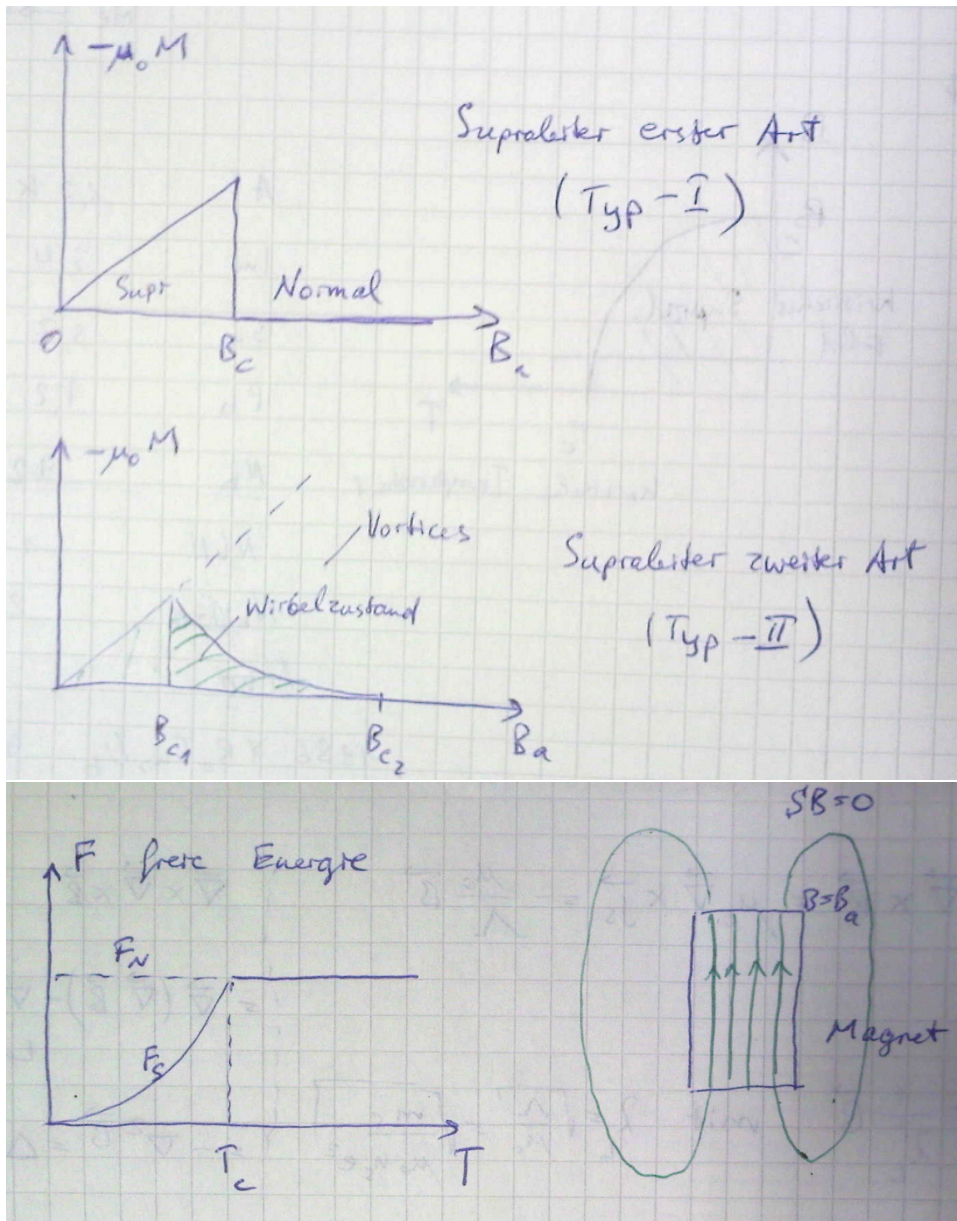


Supraleiter ist kein 'idealer' Leiter → Meissner-Effekt



**Bild 11.3:** „Idealer Leiter“ und Supraleiter im Magnetfeld. Das Magnetfeld wird oberhalb der Sprungtemperatur angelegt und dringt in beide Proben ein. Beim Unterschreiten von  $T_c$  bleibt das Magnetfeld im „idealen Leiter“ gefangen, während es aus dem Supraleiter verdrängt wird. Nach dem Abschalten des Felds stellen sich zwei unterschiedliche Endzustände ein.

Quelle: Festkörperphysik (Hunklinger)



Arbeit pro Einheitsvolumen der Probe

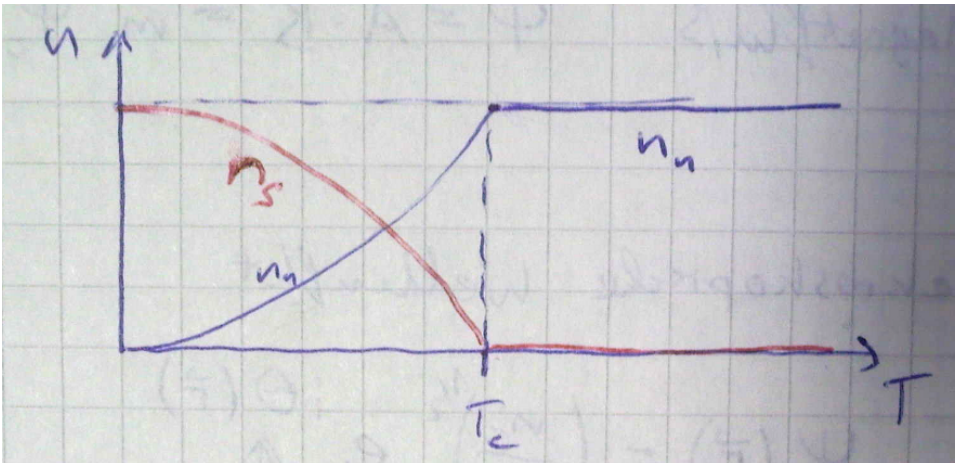
$$W = - \int_0^{B_a} \vec{M} \cdot d\vec{B}_a = \int_0^{B_a} dF_s = \frac{B_a}{\mu_0} dB_a$$

$$F_S(B_a) - F_S(0) = \frac{B_a^2}{2\mu_0}$$

### 13.1 London-Gleichungen (Postulate)

- 1)  $\vec{E} = \frac{\partial}{\partial t}(\Lambda \vec{j}_S)$  mit  $\Lambda = \frac{m_S}{n_S e^2}$
- 2)  $\vec{B} = -\text{rot}(\Lambda \vec{j}_S)$

### 13.1 Zwei Flüssigkeiten-Modell

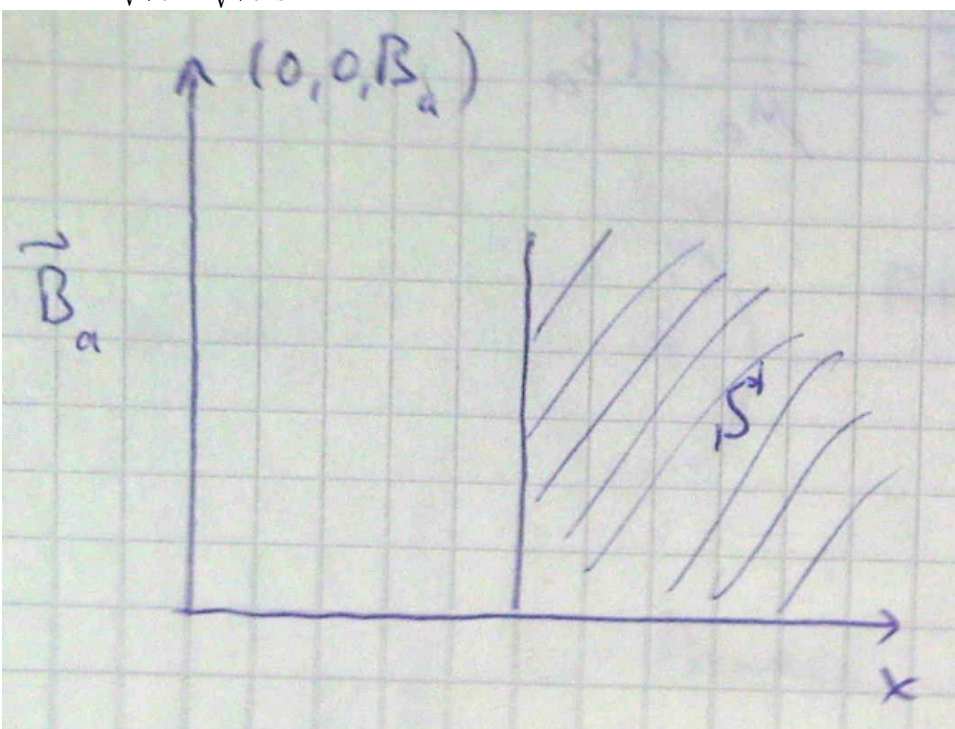


$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{\nabla} \times \vec{j}_S = -\frac{\mu_0}{\Lambda} \vec{B}$$

mit  $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \underbrace{\nabla^2 \vec{B}}_{\text{Laplace}} = -\nabla^2 \vec{B} = \Delta \vec{B}$

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B}$$

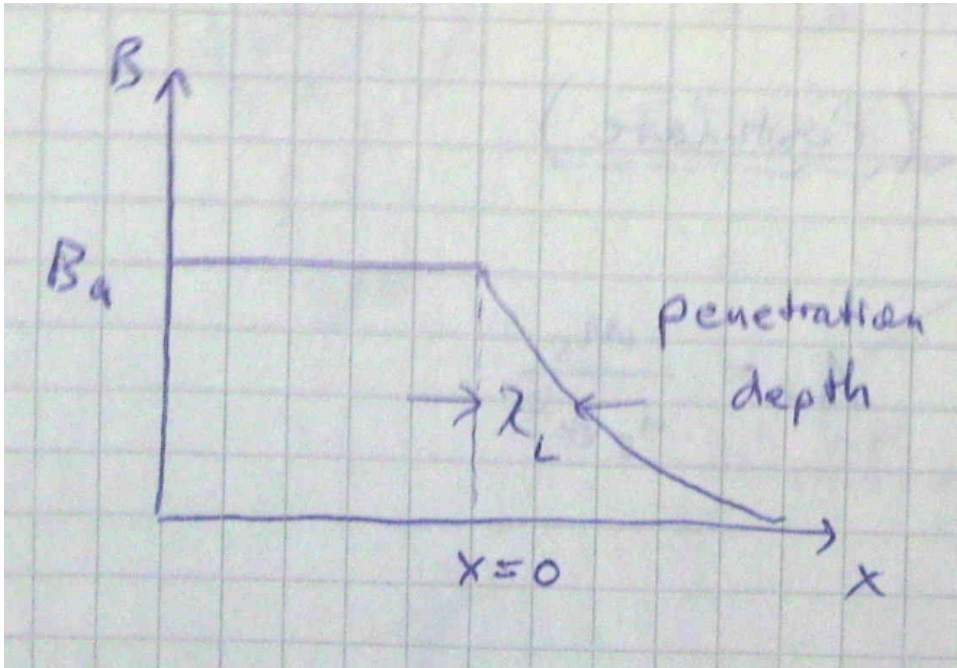
mit  $\lambda_L = \sqrt{\frac{\Lambda}{\mu_0}} = \sqrt{\frac{m_S}{\mu_0 n_S e^2}}$  als Londonsche Eindringtiefe





$$\frac{d^2 B}{dx^2} = \frac{1}{\lambda_L^2} B$$

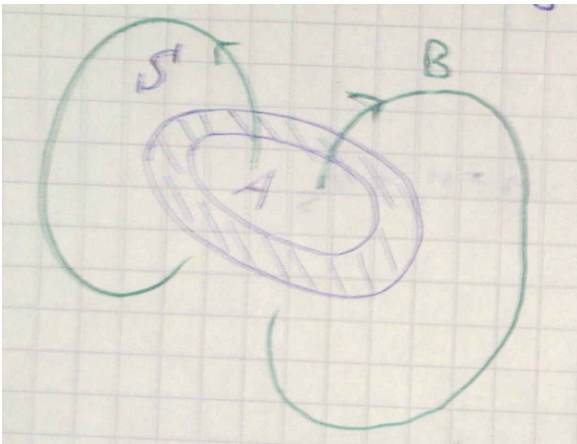
$$B(x) = B_0 e^{-\frac{x}{\lambda_L}}$$



Für  $B(0) = B_a$ ,  $B(\infty) = 0$  ergibt sich für  $x > 0$ :

$$B(x) = B_a e^{-\frac{x}{\lambda_L}}$$

## 13.2 Flußquantisierung



Magnetfluß  $\Phi = AB = m\Phi_0$ ,  $\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2,7 \cdot 10^{-15} \text{V} \cdot \text{s} \equiv [\text{Wb}]$   
Makroskopische Wellenfunktion

$$\Psi(\vec{r}) \sqrt{\frac{n_S}{2}} e^{i\Theta(\vec{r})}$$

Elektronen verhalten sich wie Bosonen-Teilchen