Widerstandsquantum $R_K = \frac{1}{G_0} = \frac{h}{e^2} = 25,8\ldots\ k\Omega$

Leitwert $G_0 = \frac{e^2}{h}$ (Leitwert ⇔ Strom ⇔ Ladung, also steht e^2 oben)

Messung der Plateaus ergibt sehr präzisen Widerstand, der unabhängig von Materialeigenschaften ist

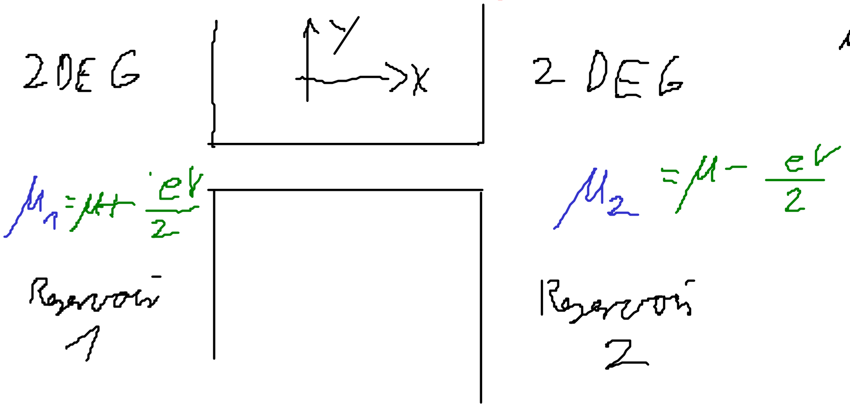
⇒ Festlegen des Widerstands legt $\frac{h}{e^2}$ fest

---

2 Landauer - Büttiker - Formalismus

Stromtheorie des Leitwerts (gab schon vor Landauer)

2.1 typische Systeme

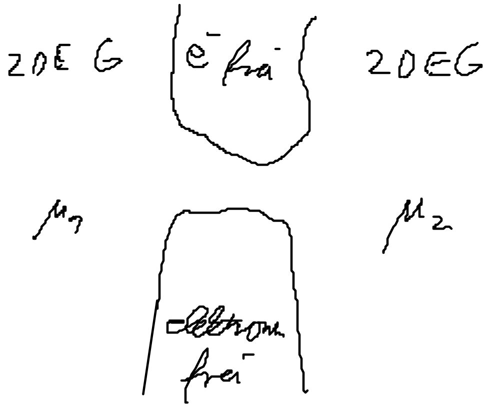


in z-Richtung immer $\varphi_0(z)$

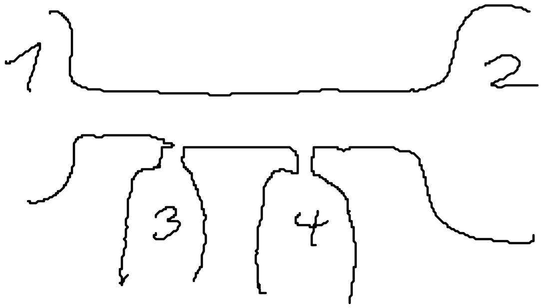
El-chem. Potential wird verschoben

$\mu \approx E_F$

realeres Beispiel



Messung / realer Aufbau

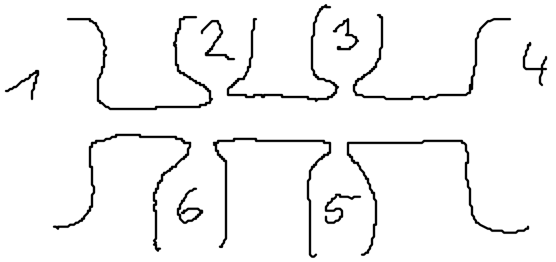


4 - probe - measurement

1,2 Stromkontakte

3,4 Spannungskontakte

hier umgeht man Übergangseffekte vom 2D zum 1D - Teil



1, 4 Stromkontakte

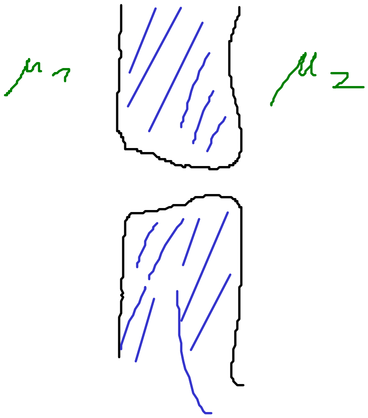
2 - 3 → Transportspannung

6 - 5 → "

2 - 6 → Hallspannung

3 - 5 → "

Kontakte Redundant – falls ein Kontakt defekt ist



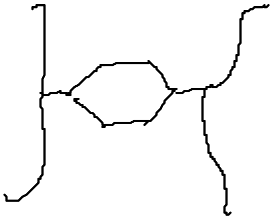
Variable Breite durch variable Gate - Spannung

dynamische manipulation des leitwerts ?

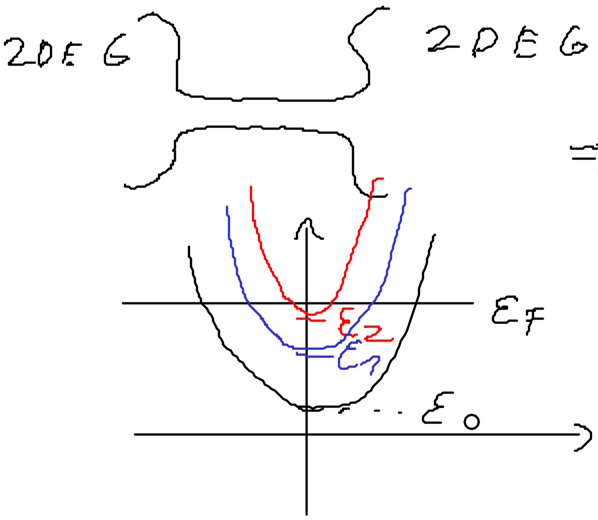
Metall auf negativer Spannung = Gatter - Spannung

⇒ Elektronen werden verdrängt

Barrieren im leiter verändern leitwert
oder Moleküle



2.2 leitwert eines Quasi - 1D - leiters



$$\Psi(\vec{r}) = \varphi_0(z)\,\chi_0(y)\,e^{\pm ikx}$$

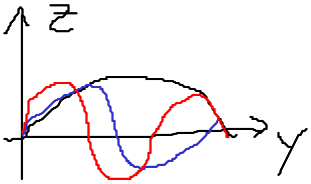
$$\Rightarrow E_{\underset{2}{\underset{1}{0}},k} = E_{\underset{2}{\underset{1}{0}}} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

eff. Masse

$$I = G \cdot V$$

$$G = \frac{2e^2}{h} = 2G_0$$

für n Moden in z - Richtung



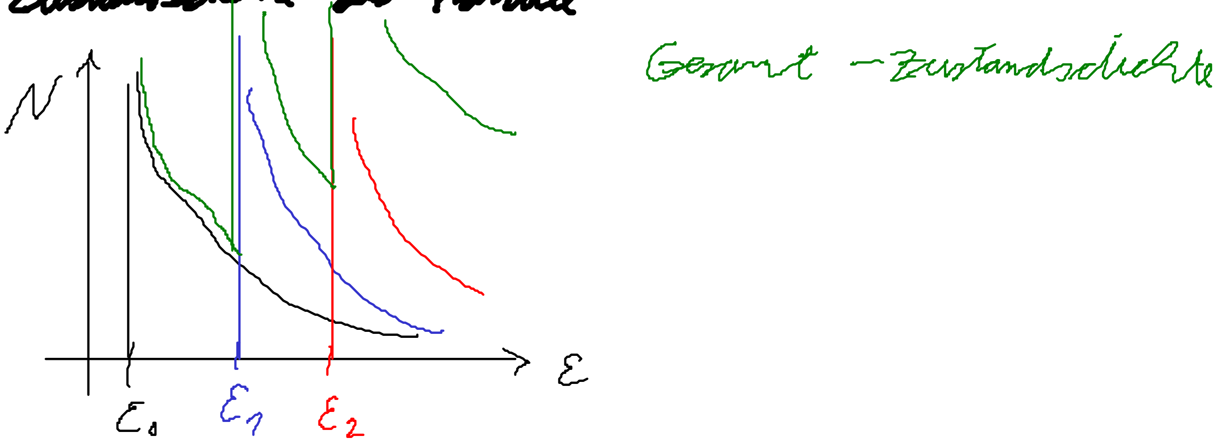
angeregte Zustände in z - Richtung
die ebenfalls besetzt sein können

⇒ jede besetzte Mode ($E_n \le E_F$) ist ein "Kanal"

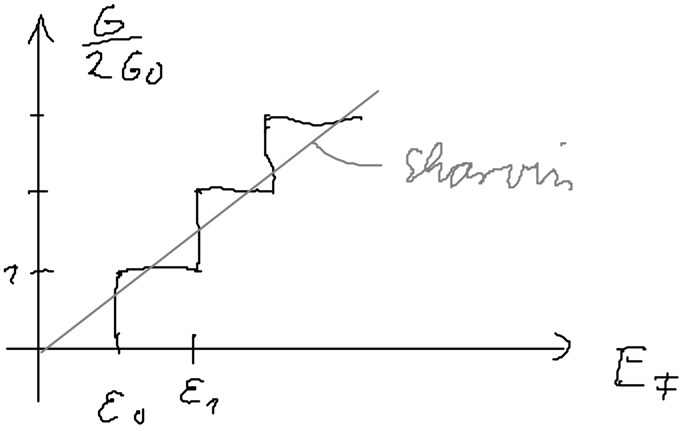
für jeden Kanal gilt das gleiche wie für den Grundzustand,
er trägt $2G_0$ zum Leitwert bei

⇒ $G = N \cdot 2G_0$

Zustandsdichte der Kanäle



Leitwert



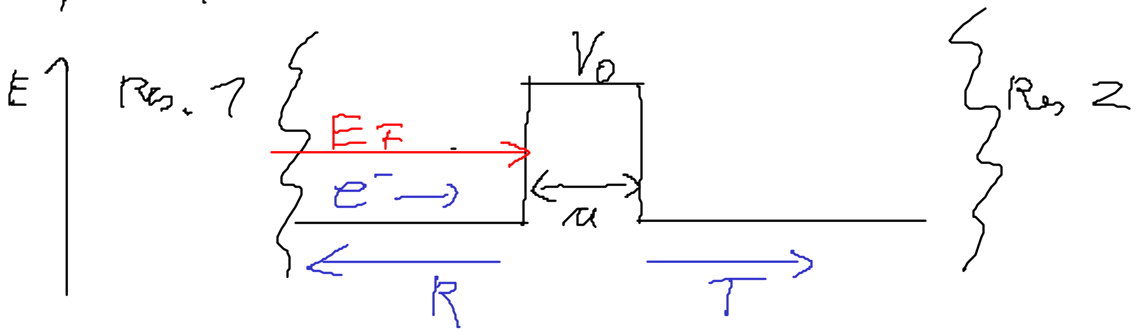
Fermi-Energie lässt sich schlecht ändern,
was dann?

Für die Energien gilt $E_n = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{2\pi(n+1)}{2W}\right)^2$

⇒ Breite W verändern
schiebt mehr Energieniveaus unter die Fermi-Energie
⇒ mehr Kanäle, aber stufenweise von W abhängig

2.3 Partiell durchlässige Barriere

für 1 Kanal



QM 1.

$$T \approx e^{-2a\kappa}$$

$$E_F = V_0 - \frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m}$$

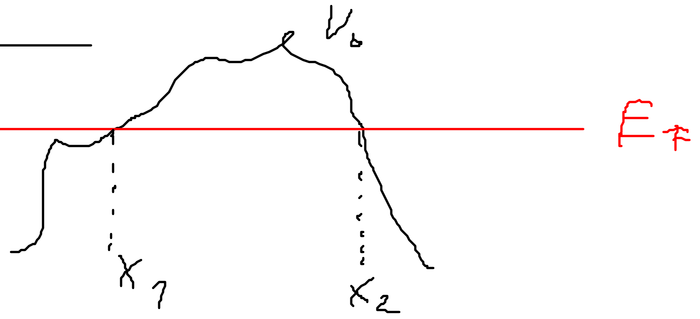
V_0 höhe der Barriere

(genauer $T = \dfrac{(2k\kappa)^2}{(k^2+\kappa^2)\sinh^2(a\kappa)+(2k\kappa)^2}$)

$$E_F = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

WKB

für bel. Potential

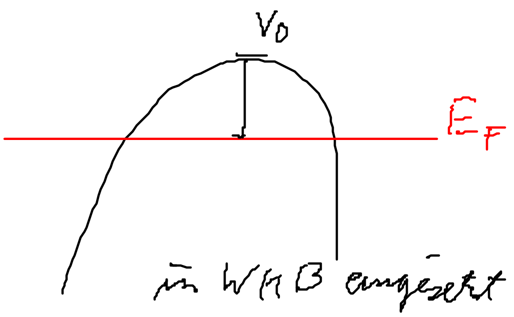


$$T \sim e^{-2\int_{x_1}^{x_2} dx\, \kappa(x)}$$

$$= \exp(-2\int_{x_1}^{x_2} dx \frac{\sqrt{2m(V(x)-E_F)}}{\hbar}$$

---

invertiertes Parabel-Potential



in WKB eingesetzt

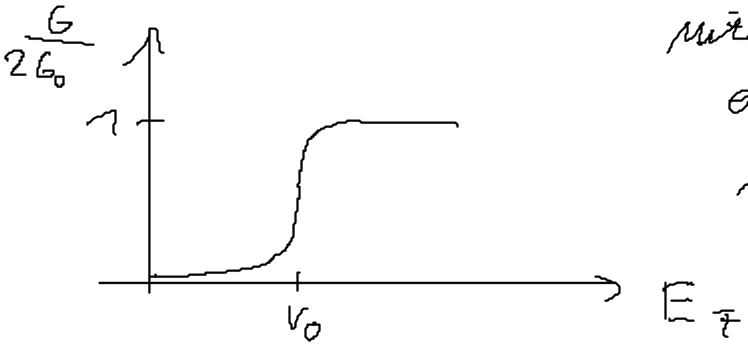
$$V(x) = V_0 - \frac{1}{2} m \omega_0^2 x^2$$

$$T = \frac{1}{1+\exp\left(\frac{2\pi(V_0-E_F)}{\hbar\omega_0}\right)}$$

$$T \approx \exp\left(-2\pi \frac{(V_0-E_F)}{\hbar\omega}\right)$$

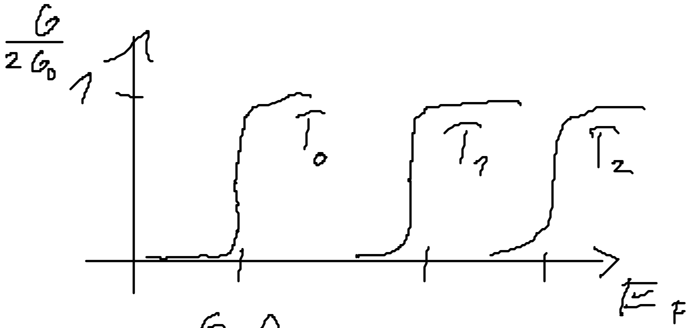
2 Punkt Messung

$$G = \frac{e I}{\mu_1 - \mu_2} \qquad G = \frac{e^2}{h} T(E_F)$$



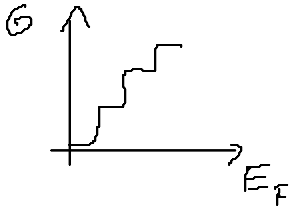
mit QM ergibt sich
ein kontinuierlicher Übergang
zwischen den Stufen

QM für mehrere Kanäle



i. A. hängt T vom
Kanal n ab

⇒



$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_n T_n(E_F)$$

Diskussion

auch ohne Barriere ist der Widerstand ≠ 0

$T = 1 \Rightarrow G = G_0 < \infty$

$R = R_Q > 0$ (pro Spin)

→ Kontaktwiderstand

$R \neq 0$ aber wo bleibt Dissipation ? (in den Reservoiren)

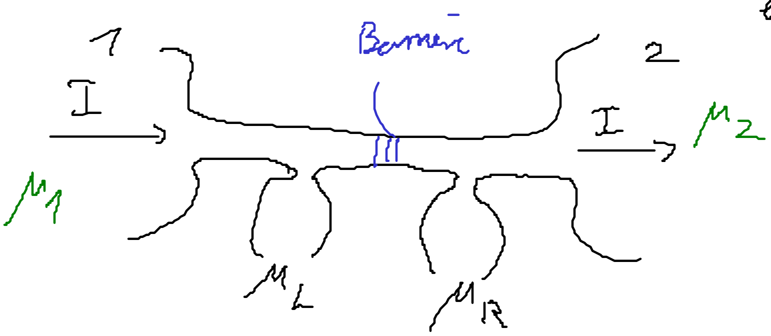
2.4 Die (wirkliche) Landauer-Formel

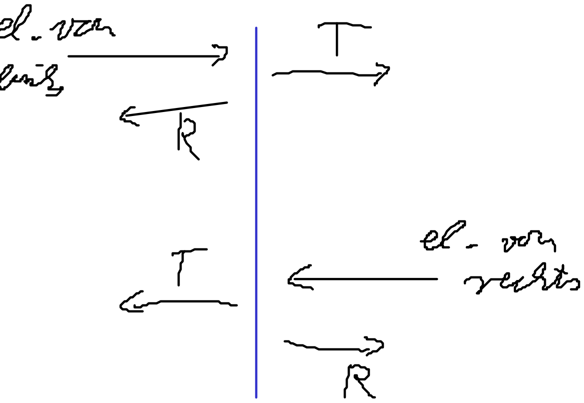
ein Kanal

$$G = 2\frac{e^2}{h}\,\frac{T}{R} \longrightarrow \infty \qquad \text{für } T \to 1$$

Warum ist beides Richtig?

4-Punkt-Messung





$$f^L(\varepsilon) = f^{L\rightarrow} + f^{L\leftarrow} \qquad f^{L\rightarrow} = f^0(\varepsilon-\mu_1)$$

links   links nach rechts propagierend

$$f^{L\leftarrow} = R f^0(\varepsilon-\mu_1) + T f^0(\varepsilon-\mu_2)$$

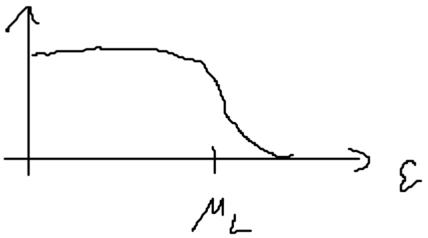
analog $f^R = f^{R\rightarrow} + f^{R\leftarrow}$

$$f^{R\leftarrow} = f^0(\varepsilon-\mu_2)$$

$$f^{R\rightarrow} = T f^0(\varepsilon-\mu_1) - R f^0(\varepsilon-\mu_2)$$

Wie misst man das chem. Potential

$$\mu_L = \int_0^\infty f(\varepsilon-\mu_L)$$



gilt offensichtlich, wenn $f = f^0$ (thermisch)

ansonsten "definiert" es die gemessene Spannung (Im Sinne der Spannungsmessung, bei der man den Strom zum Spannungskontakt auf 0 regelt)

⋮

Ergebnis:

$$\mu_L - \mu_R = R(\mu_1 - \mu_2)$$

$$\Rightarrow \quad G_{4p} = \frac{eI}{\mu_L - \mu_R} = 2\frac{e^2}{h}\frac{T}{R}$$

während $$G_{2p} = \frac{eI}{\mu_1 - \mu_2} = \frac{2e^2}{h}T$$