

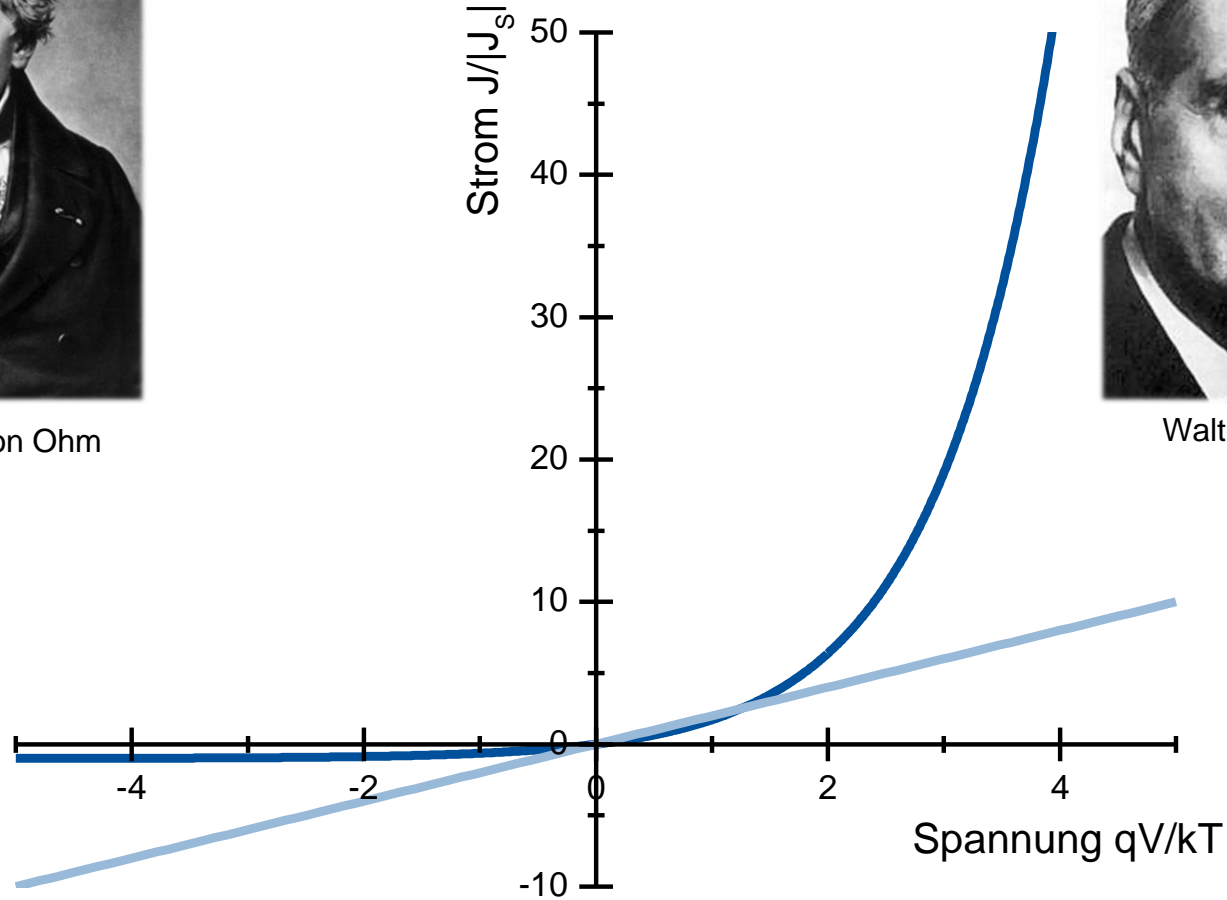
Bipolarbauelemente – 9. Vorlesung

Metall-Halbleiter Übergänge

Ohmsche und Schottky-Kontakte



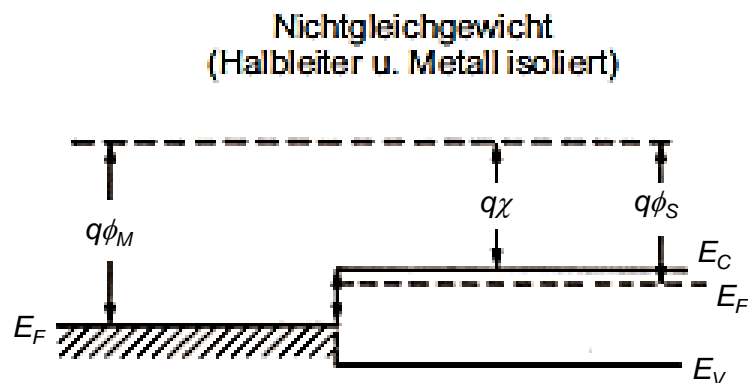
Georg Simon Ohm



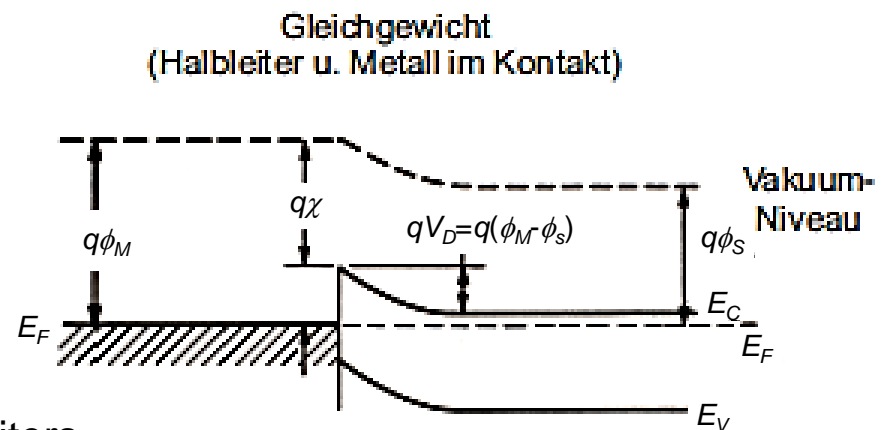
Walter Schottky

Energiebänder

- Kontakt zweier Materialien (Metall, Halbleiter) mit unterschiedlichen Austrittsarbeiten ϕ_M , ϕ_S
- idealer Metall-Halbleiter-Übergang (ohne Grenzflächenzustände und Tunneloxid)
- Austrittsarbeitsdifferenz verursacht Bandverbiegung nur im Halbleiter (Annahme: ideale Leitfähigkeit des Metalls)
- $\phi_M - \phi_S$ entspricht Diffusionsspannung eines einseitig abrupten pn -Übergangs
→ führt zu Barriere für Elektronen bzw. Löcher



χ Elektronenaffinität des Halbleiters



ideale Schottky-Barriere

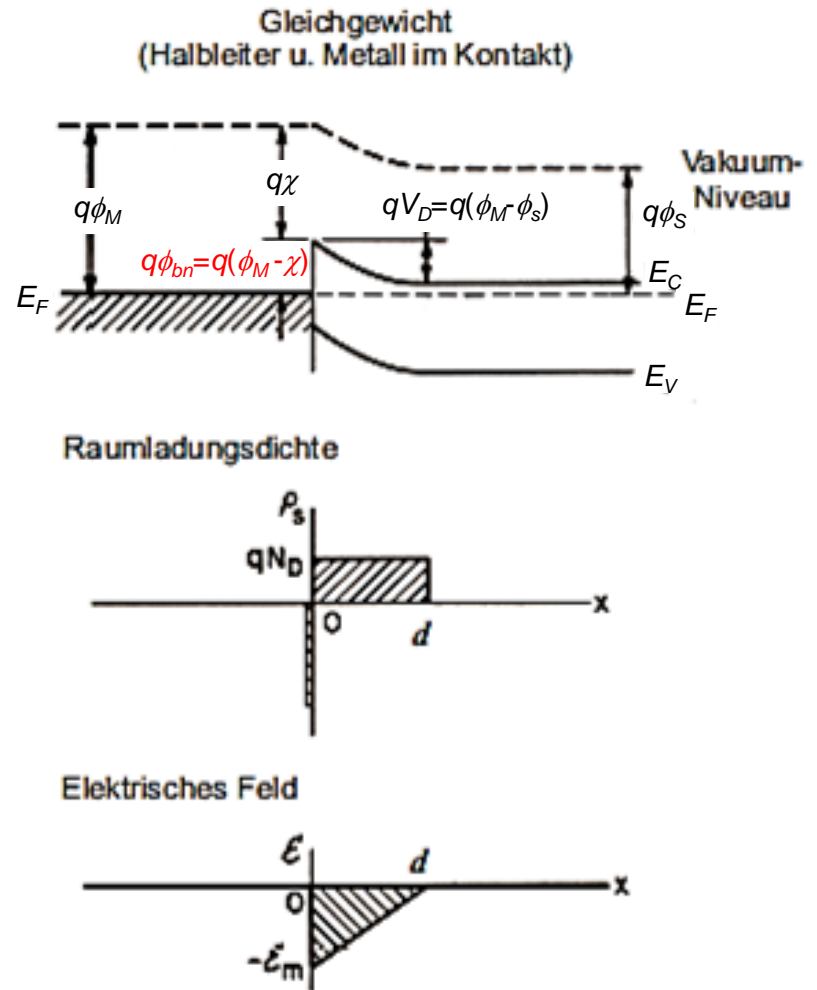
- Energiedifferenz zwischen Fermi-niveau des Metalls und Leitungs- bzw. Valenzband für *n*- bzw. *p*-Halbleiter
- Energiebarriere für Elektronen bzw. Löcher

$$q\phi_{Bn} = q(\phi_m - \chi)$$

$$q\phi_{Bp} = E_G - q(\phi_m - \chi)$$

- Summe der Barrieren = Bandlücke

$$q(\phi_{Bn} + \phi_{Bp}) = E_G$$

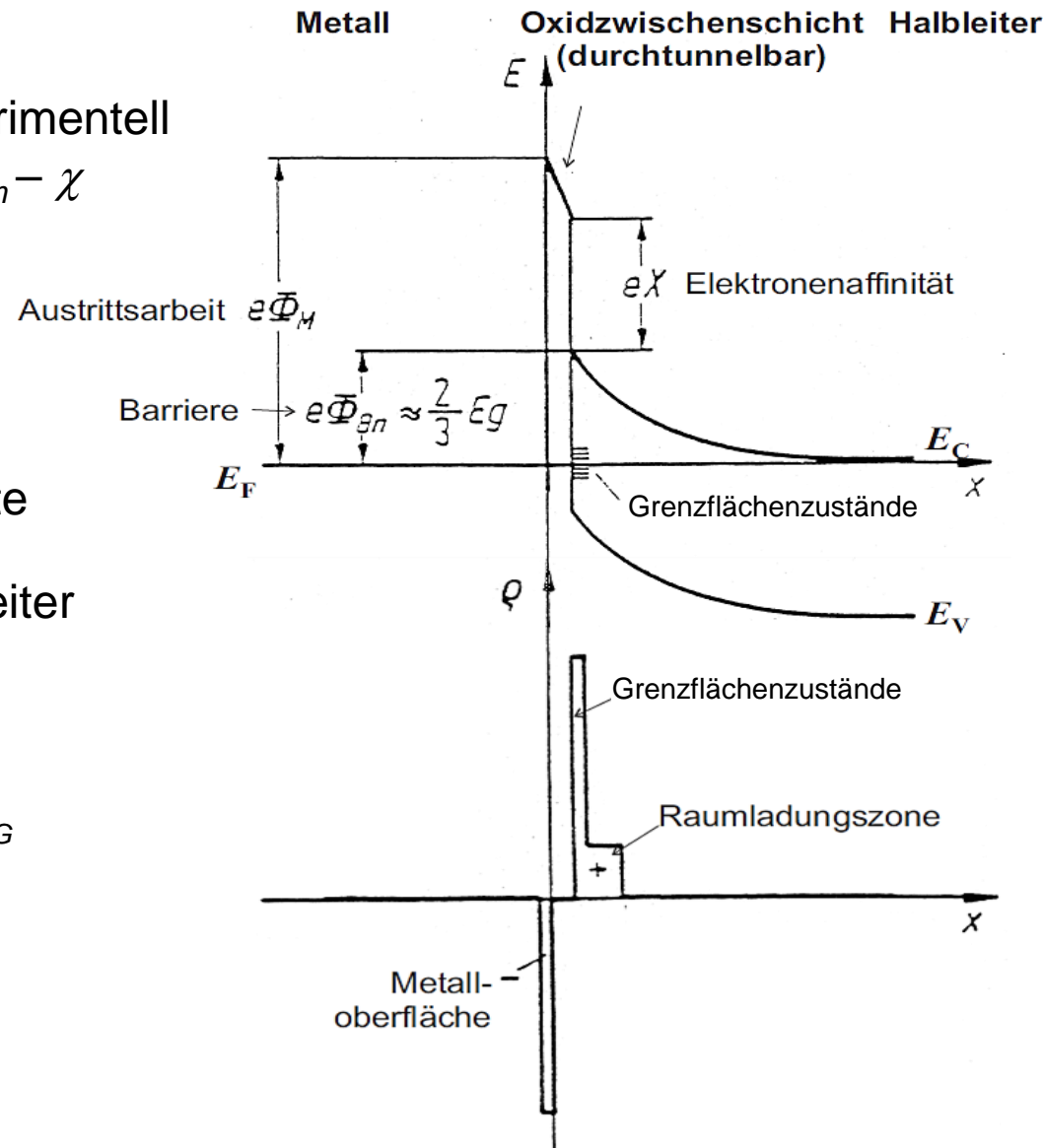


Schottky-Barriere realer Metall-Halbleiter-Übergänge

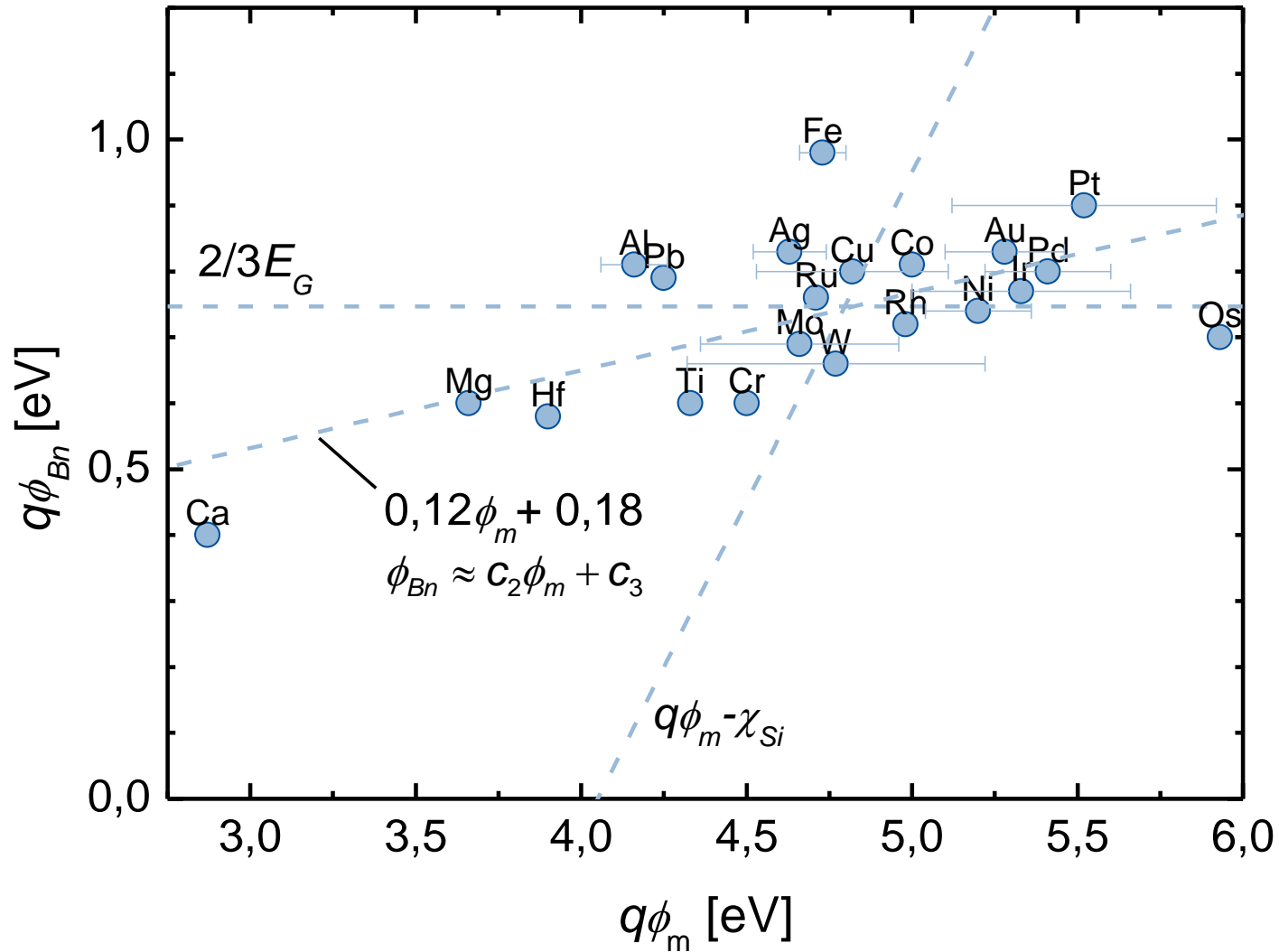
- Barrierenhöhen ϕ_B müssen experimentell bestimmt werden, da i.A. $\phi_{Bn} \neq \phi_m - \chi$
→ Einfluss der Grenzfläche

Fermi-Level Pinning durch Grenzflächenzustände

- hohe Grenzflächenzustandsdichte
- Ferminiveau an der Metall-Halbleiter Grenzfläche hat festen Wert (unabhängig von Dotierung)
- feste Barrierenhöhe $q\phi_{Bn} \approx 2/3 E_G$



Barrierenhöhe und Austrittsarbeit verschiedener Metalle auf Si



Schottky-Kontakt mit angelegter Spannung

Betrachtung analog zum einseitig abrupten pn -Übergang:

→ Lösen der Poissongleichung in Verarmungsnäherung

- Verarmungszonenweite:

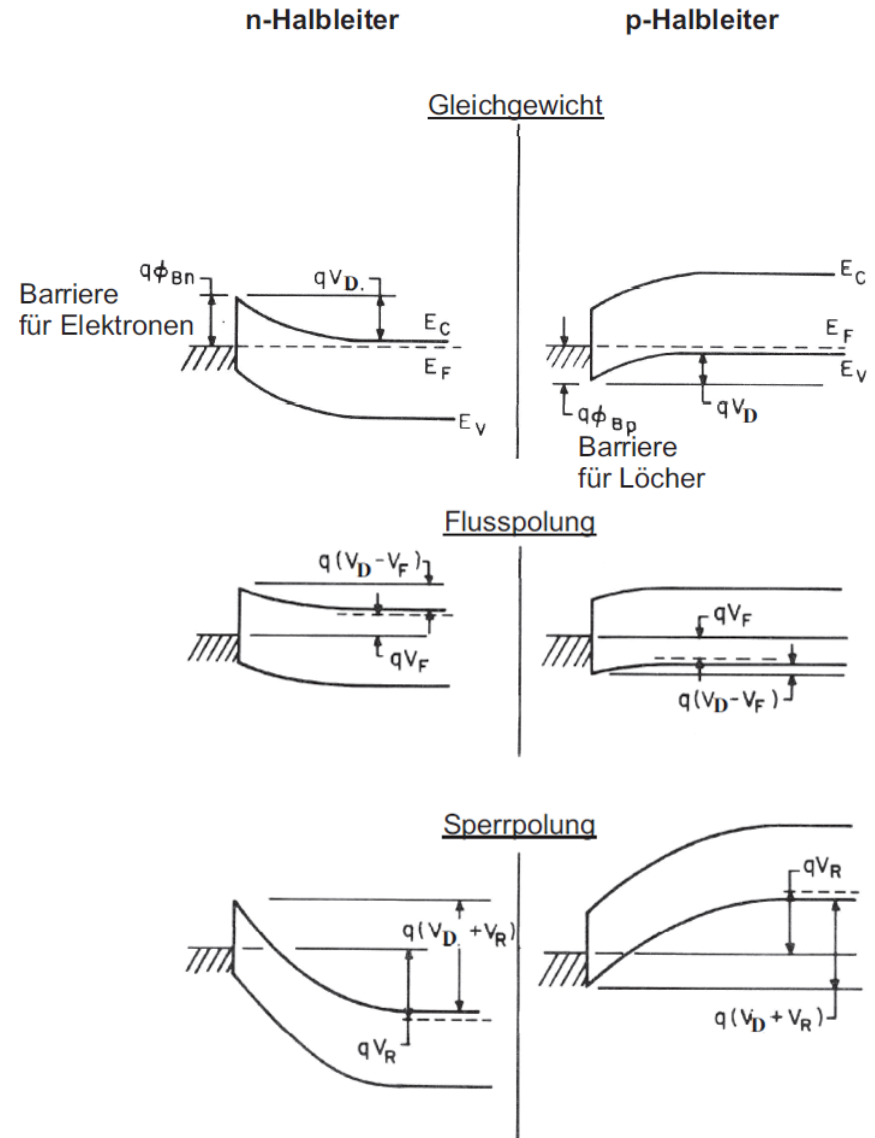
$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_B} (V_D - V)}$$

- Maximale Feldstärke:

$$|E_{\max}| = \frac{2(V_D - V)}{d}$$

- Sperrschichtkapazität (pro Fläche):

$$C = \frac{\varepsilon}{d}$$



Kapazitätsmessung am Schottky-Kontakt

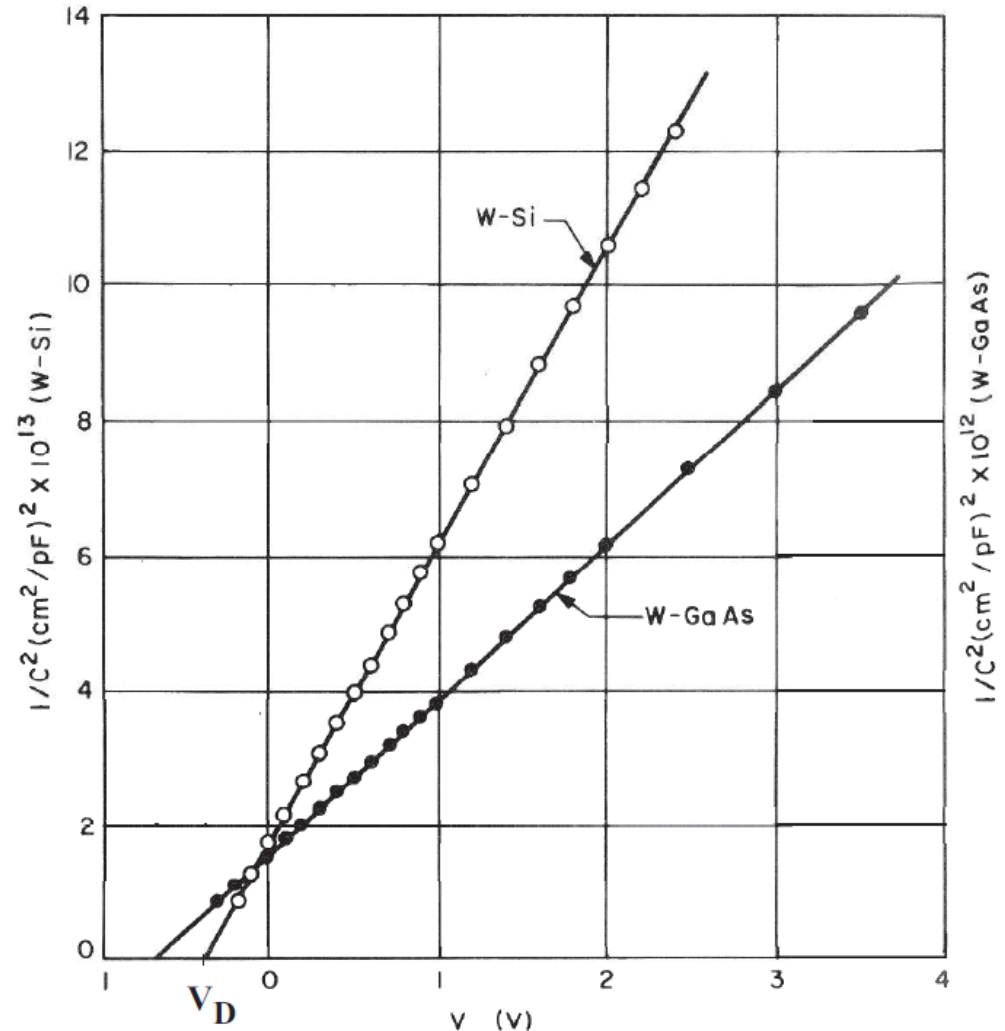
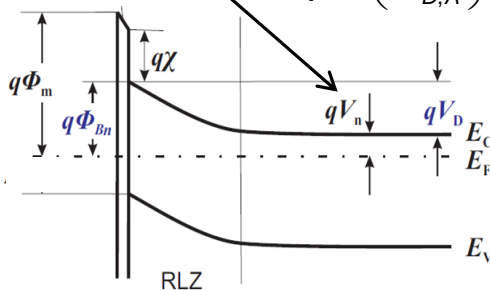
- Bestimmung von Dotierung (auch Dotierprofil) und Diffusionsspannung V_D analog zum einseitig abrupten pn -Übergang:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_D - V)}{q\epsilon N_B}$$

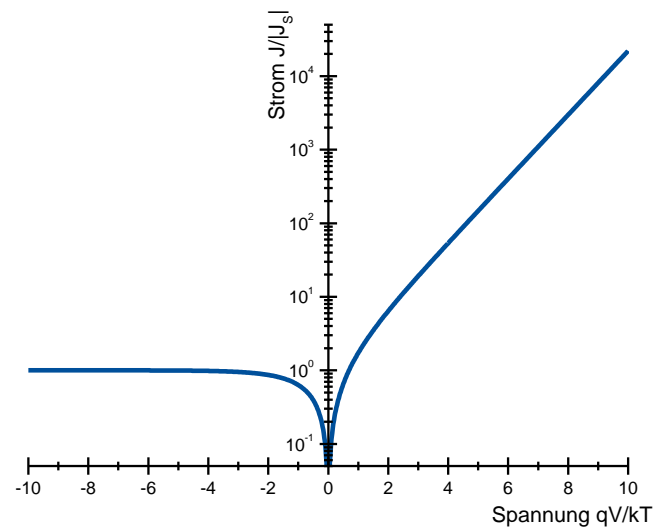
- damit auch Bestimmung der Barrierenhöhe $\phi_{Bn/p}$:

$$\phi_{Bn/p} = V_D + V_{n,p}$$

mit: $V_{n,p} \approx \mp \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_{C,V}}{N_{D,A}} \right)$ n,p-HL



I - V -Kennlinie von Schottky-Dioden



Vorüberlegungen: Transportmechanismen

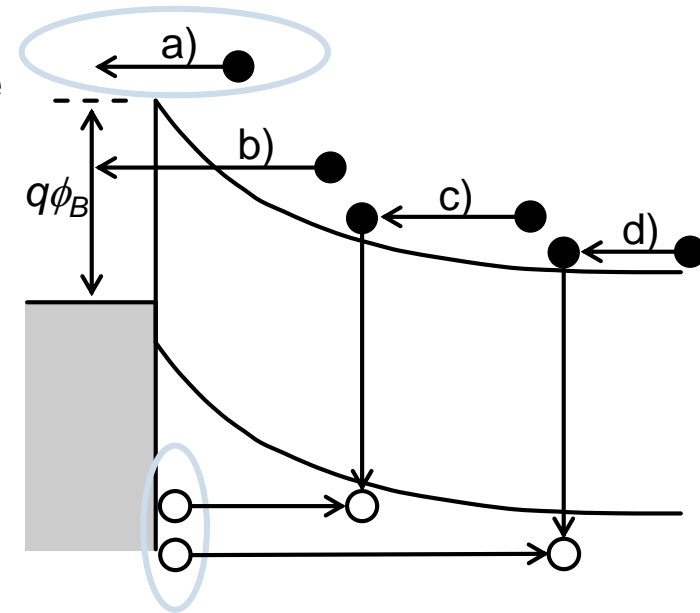
Wie kann Ladungstransport am Schottky-Übergang stattfinden?

- a) Emission von Ladungsträgern über die Barriere
→ wegen asymmetrischer Barrierenhöhe im Wesentlichen vom HL ins Metall
- b) Tunneln durch die Barriere
- c) Rekombination in der RLZ
- d) Rekombination im Bahngebiet

Emission von Ladungsträgern über die Potenzial-Barriere dominiert → *Majoritätsträgerbauelement*

ideale Schottky-Diode:

→ betrachte nur Emission von Majoritäten



Löcherkonzentration im n -HL gering
→ Woher kommen die Löcher?

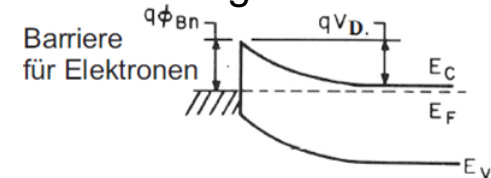
- bei der pn -Diode: per Injektion von der p -Seite
- hier: nur per Generation

Qualitatives Verhalten

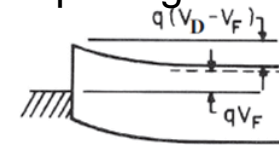
- Flusspolung reduziert Barriere für Majoritäten vom Halbleiter ins Metall
 - Barriere vom Metall in den Halbleiter bleibt konstant
 - starker Stromanstieg mit steigender Flussspannung
-
- Sperrpolung erhöht Barriere für Majoritäten
 - Barriere vom Metall in den Halbleiter bleibt konstant
 - kleiner (konstanter) Sperrstrom vom Metall in den Halbleiter
-
- Diodencharakteristik

Metall / *n*-Halbleiter

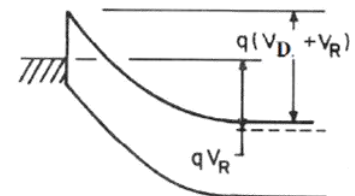
Gleichgewicht



Flusspolung



Sperrpolung



Strom-Spannungskennlinie der Schottky-Diode

Schottky-Theorie:

- Drift und Diffusion durch RLZ dominiert

Bethe-Theorie:

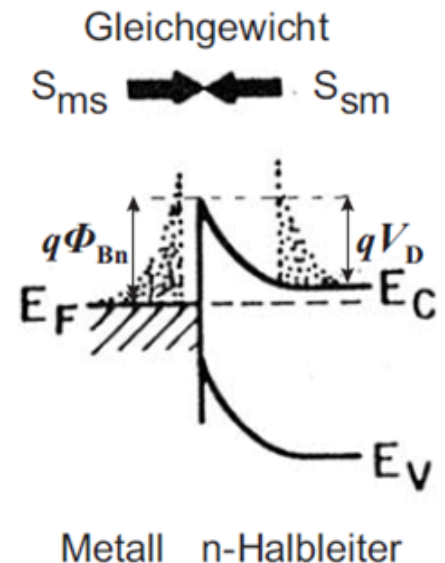
- thermische Emission dominiert
- gültig wenn kinetische Energie größer als thermische Energie

$$q|\bar{E}_{\max}|I > kT$$

- abhängig von Beweglichkeit, Dotierung, Barrierenhöhe
→ in der Praxis meist erfüllt!

Schlachtplan & Annahmen:

- Emission von Ladungsträgern über die Barriere
- betrachte Teilströme vom HL ins Metall und umgekehrt
- im Gleichgewicht kein Nettostrom
- Barrierenhöhe nicht spannungsabhängig



Strom vom Halbleiter ins Metall

Wie viele Teilchen mit ausreichend Energie und „richtiger“ Richtung?

$$\text{mittlere thermische Geschwindigkeit } \perp \text{ zur Barriere} = \frac{\bar{v}_{th}}{4} = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m_n^*}}$$

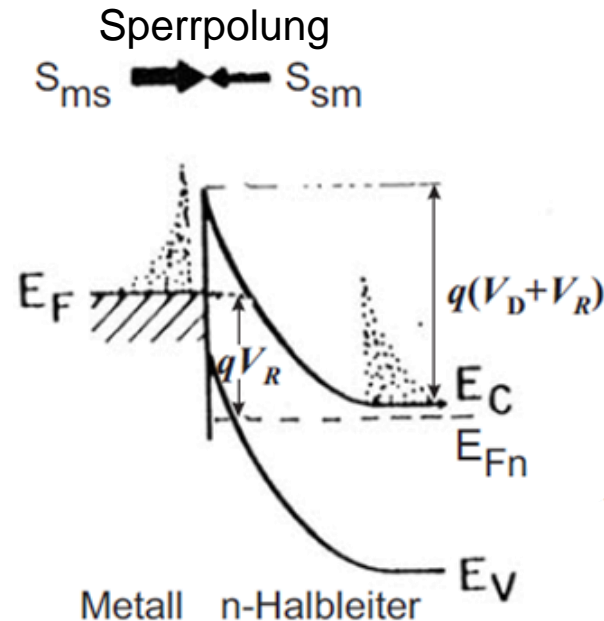
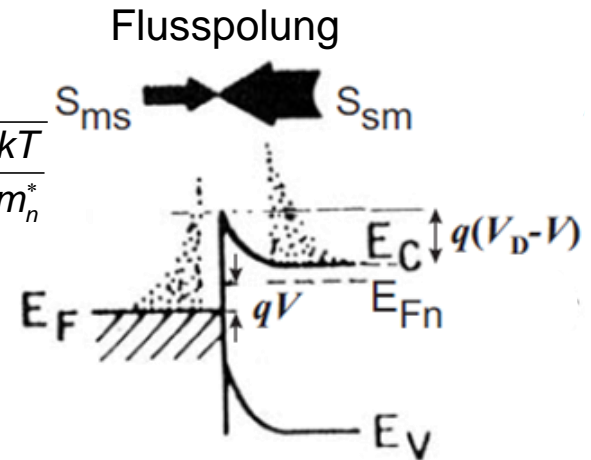
$$J_{sm} = -q \int_{E_F + q(\phi_{Bn} - V)}^{\infty} v_x(E) N(E) f(E) dE = q \bar{v}_x \int dn = q \bar{v}_x n_S$$

$E_F + q(\phi_{Bn} - V)$ Zustandsdichte und Fermiverteilung
 angelegte Spannung

Ladungsträgerdichte am Übergang n_S :

$$n_S = N_C f(E_F + q(\phi_{Bn} - V)) = N_C \exp\left(-\frac{q(\phi_{Bn} - V)}{kT}\right)$$

$$\rightarrow \text{Emissionsstrom: } J_{sm} = q \frac{\bar{v}_{th}}{4} N_C \exp\left(-\frac{q(\phi_{Bn} - V)}{kT}\right)$$

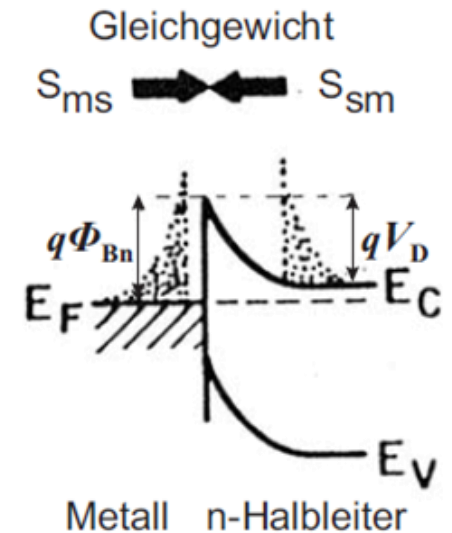


Strom vom Metall in den Halbleiter

bei konstanter Barrierenhöhe ist der Strom vom Metall in den Halbleiter konstant

→ Bestimmung im thermischen Gleichgewicht:

$$-J_{ms} = J_{sm} = q \frac{\bar{V}_{th}}{4} N_C \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right)$$



Ideale Strom-Spannungskennlinie der Schottky-Diode

Gesamtstrom $J = J_{sm} + J_{ms}$:

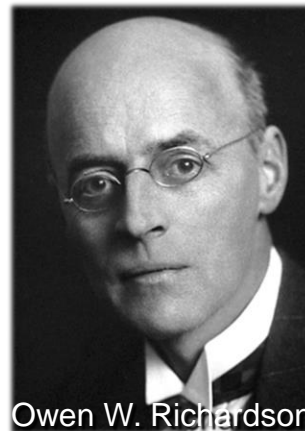
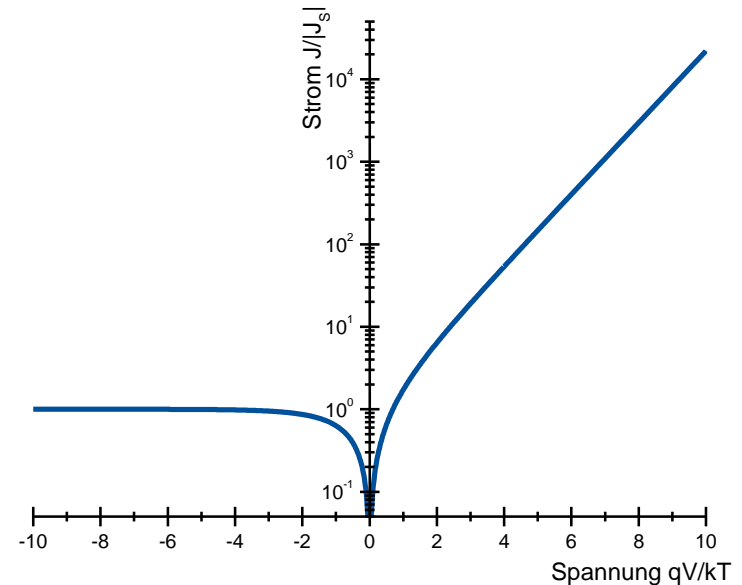
$$J = q \frac{\bar{v}_{th}}{4} N_C \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right)$$

Sättigungssperrstrom:

$$J_S = q \frac{\bar{v}_{th}}{4} N_C \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right)$$

$\sim T^{1/2}$ $\sim T^{3/2}$

effektive Richardson Konstante



Owen W. Richardson

Beschreibung der
Glühemission von
Elektronen aus
Metallen

Physik-Nobelpreis
1928

Abweichungen von der idealen Kennlinie

Flussrichtung:

- Rekombination in der RLZ (schwächer als bei der pn -Diode)
- Spannungsabhängigkeit von ϕ_B (*Schottky-Effekt*)
 - Barrierenhöhe nimmt mit steigendem Feld ab
- Minoritätsträgerinjektion (sehr klein)

Einführung eines Idealitätsfaktors m

$$J = J_s \left(\exp\left(\frac{qV}{mkT}\right) - 1 \right)$$

- für gute n -Si Schottky-Dioden: $m \approx 1$

Sperrichtung:

(alles sehr schwache Effekte)

- Generation in der RLZ (wie bei pn -Diode)
 - Sperrstrom steigt mit zunehmender Sperrspannung
- Spannungsabhängigkeit von ϕ_B (*Schottky-Effekt*)
 - Barrierenhöhe nimmt mit steigendem Feld ab
 - spannungsabhängiger Sperrstrom
- Minoritätsträgerinjektion

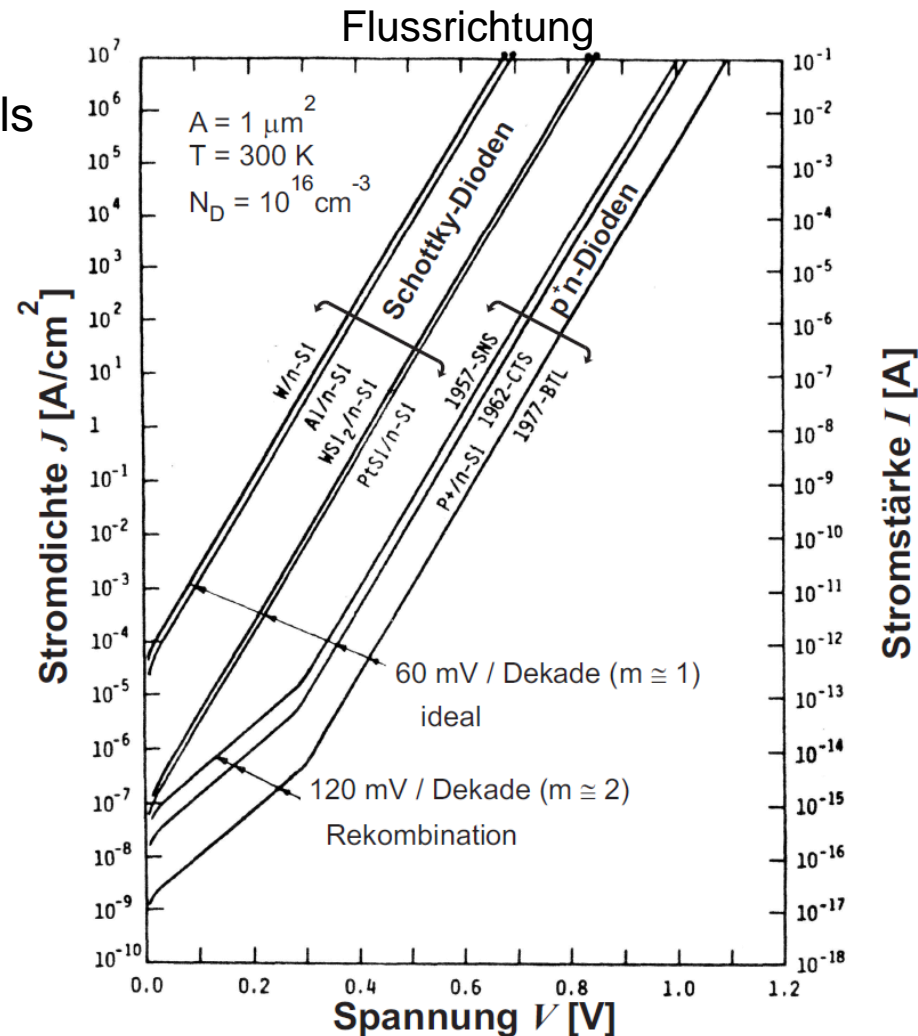
Vergleich realer Diodenkennlinien

- Wieso sind Schottky-Dioden idealer als pn-Dioden?
- Was unterscheidet die pn-Dioden untereinander?

$$J_S = \frac{qn_i^2 L_p}{N_D \tau_p}$$

- Warum haben die Schottky-Dioden unterschiedlich hohe Ströme?

$$J_S \approx \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right)$$



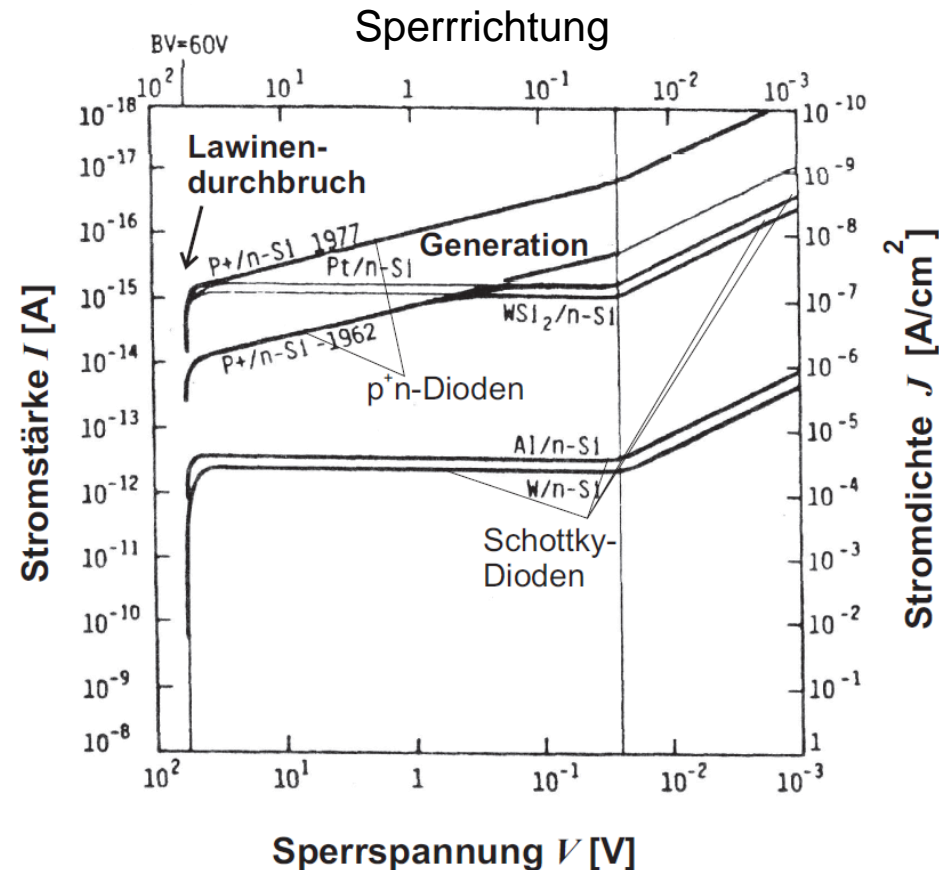
Quelle: C.T. Sah, *Fundamentals of Solid-State Electronics* (1991)

Vergleich realer Diodenkennlinien II

- Woher kommt der Knick? Was bedeutet die senkrechte Linie?

$$J = J_s \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right)$$

- Wieso ist der Sperrstrom der Schottky-Dioden konstant?
- Woher kommt der unterschiedlich hohe Sperrstrom der Schottky-Dioden?



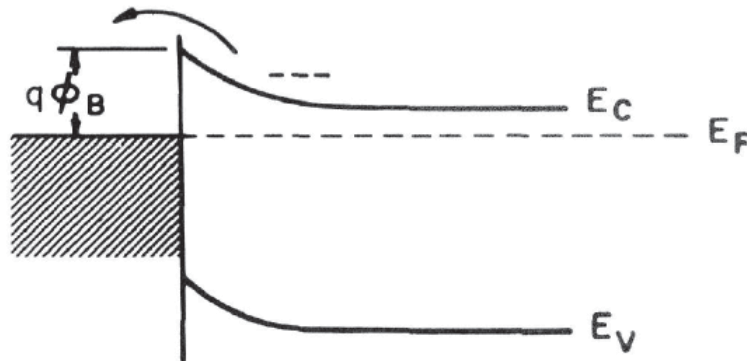
Ohmsche Kontakte

Ohmsche Kontakte

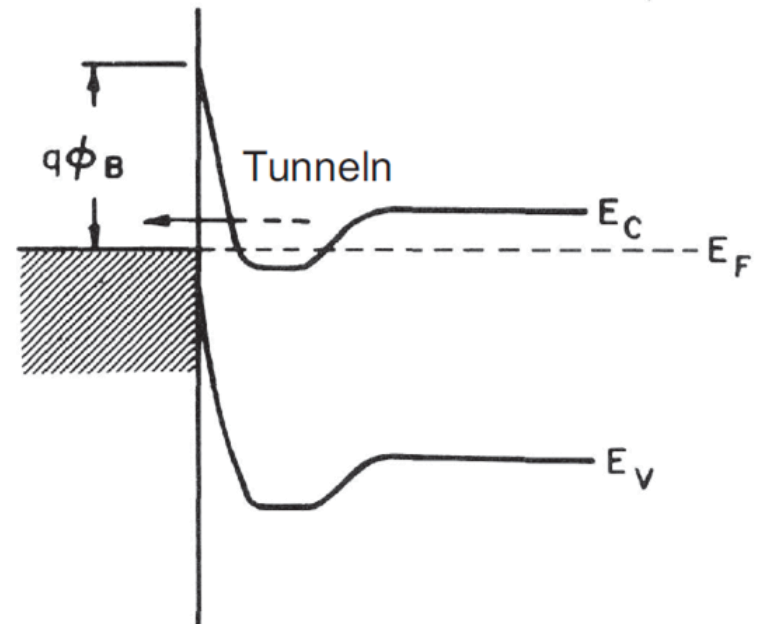
Möglichkeiten zur Erzeugung von Kontakten mit (möglichst) linearer Kennlinie:

- Metall-Halbleiter-Kombinationen mit geringer Barrierenhöhe
→ Metall-Austrittsarbeit idealerweise kleiner (größer) als die des $n(p)$ -HL
→ Eigenschaften der Grenzfläche (Pinning des Fermi-niveaus)
- hohe Dotierung am Übergang (RLZ sehr schmal)
→ Al/ n -Si: $N_D \geq 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
→ Al/ p -Si: $N_A \geq 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

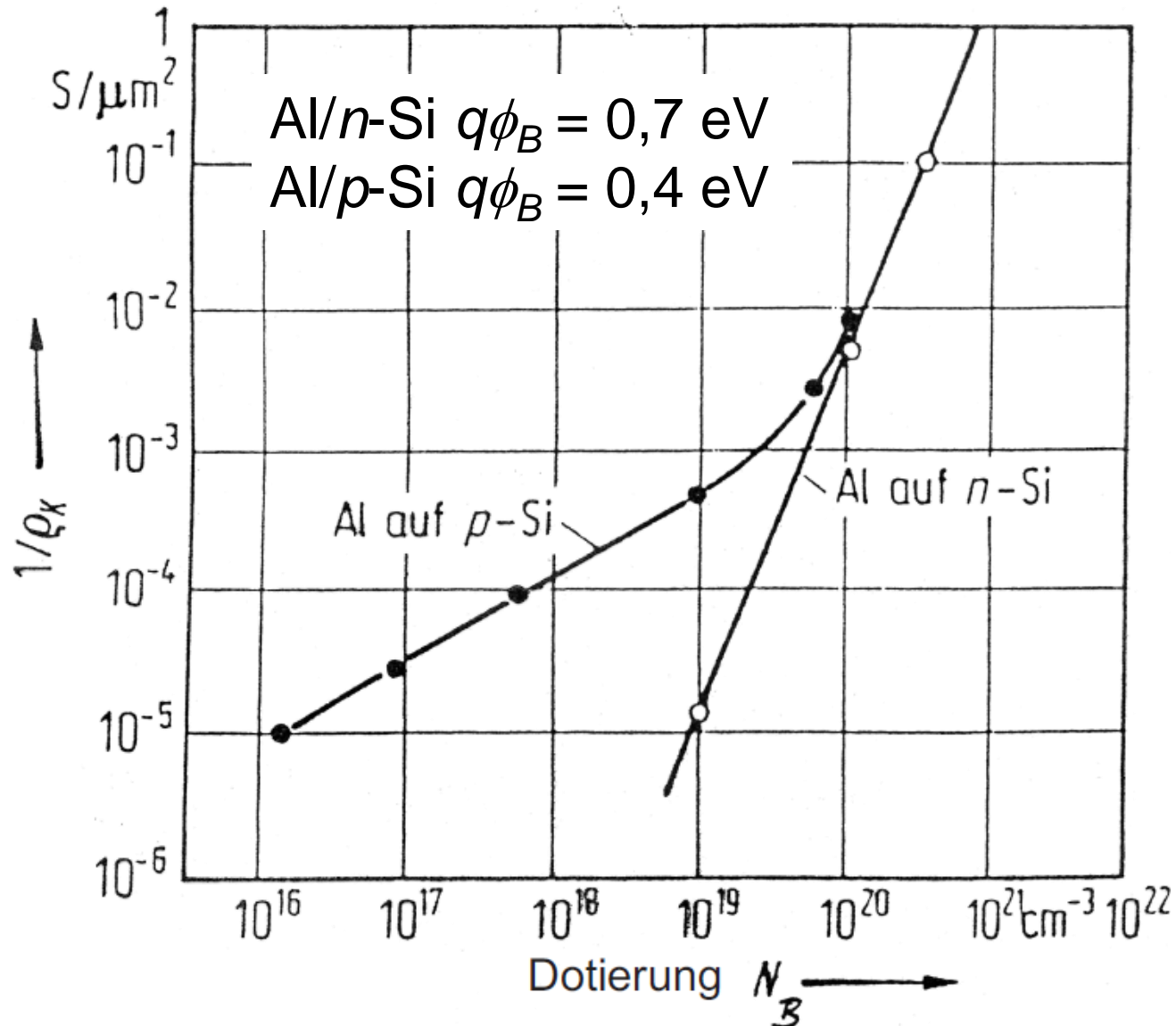
niedrige Barriere



hohe Dotierung



Kontaktwiderstand von Al/Si-Kontakten



Und beim nächsten Mal...

- ...Halbleiter-Heteroübergänge