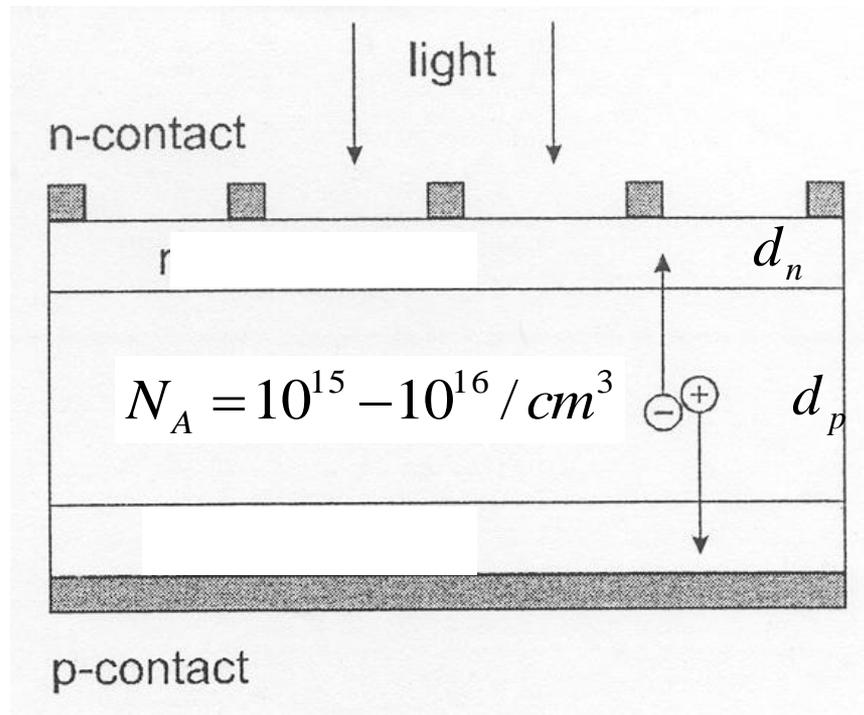


4. pn-Übergang

In realen Si-Solarzellen: $d_p \approx 300 \mu m$, $N_A = 10^{15} - 10^{16} / cm^3$

Licht-zugewandt: $d_n \approx 1 \mu m$

Vorder- und Rückseite \rightarrow hoch dotiert \rightarrow Kontakte!



Elektrochemisches Gleichgewicht im Dunkeln

1. kein Strom: $j_Q = 0$ (Im T-Glgw., ohne äußere Energiequelle)

2. chem. Gleichgw.: $\eta_e + \eta_h = \mu_\gamma = 0 \Rightarrow \text{grad } \eta_e = -\text{grad } \eta_h$
mit 300 K-Strahlung

$$j_Q = \frac{\sigma_e}{e} \text{grad } \eta_e - \frac{\sigma_h}{e} \text{grad } \eta_h = 0$$

$$j_Q = \frac{\sigma_e + \sigma_h}{e} \text{grad } \eta_e = 0$$

Im Dunkeln haben η_e, η_h überall denselben Wert (el.-chem. Glgw.)

da $j_Q = 0 \Rightarrow \text{grad } \eta_e = 0 \Rightarrow \eta_e = \text{const.}$

$$\eta_e^p = \mu_{e,0}^p + kT \ln \frac{n_e^p}{N_C} - e \cdot \varphi^p \stackrel{!}{=} \eta_e^n = \mu_{e,0}^n + kT \ln \frac{n_e^n}{N_C} - e \cdot \varphi^n$$

↑

Elektronen im p-Gebiet

Schwache Dotierung, chemische Umgebung bleibt unverändert

$$\mu_{e,0}^p = \mu_{e,0}^n$$

$$\Rightarrow \varphi^n - \varphi^p = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_e^n}{n_e^p}$$

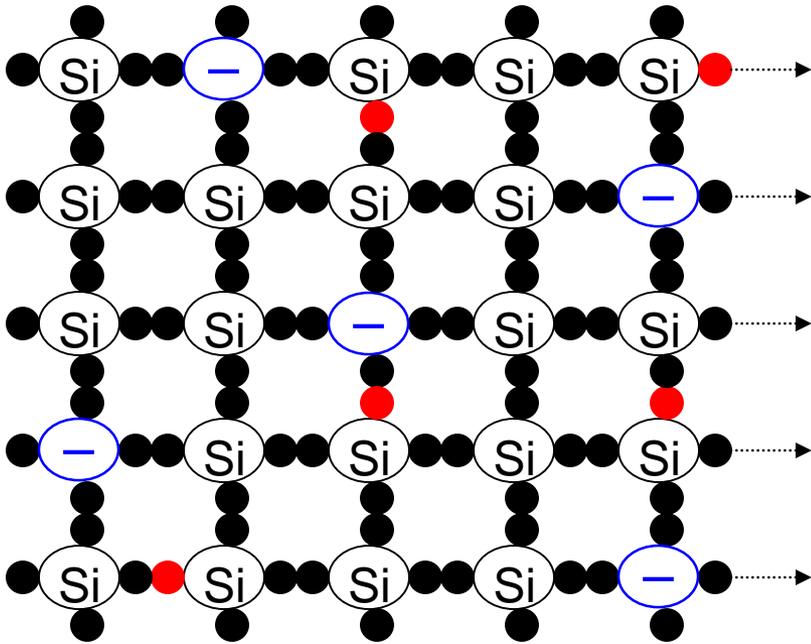
mit $n_e^n = N_D$; $n_e^p = \frac{n_i^2}{N_A}$

$$\Rightarrow \varphi^n - \varphi^p = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_D \cdot N_A}{n_i^2}$$

p/n Übergang

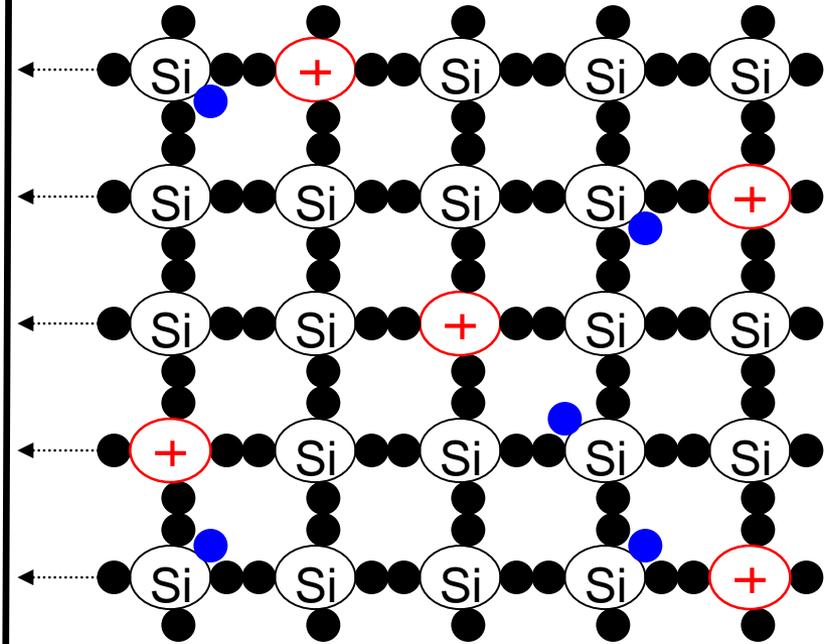
p-dotiertes und n-dotiertes Silizium getrennt

p-Leiter



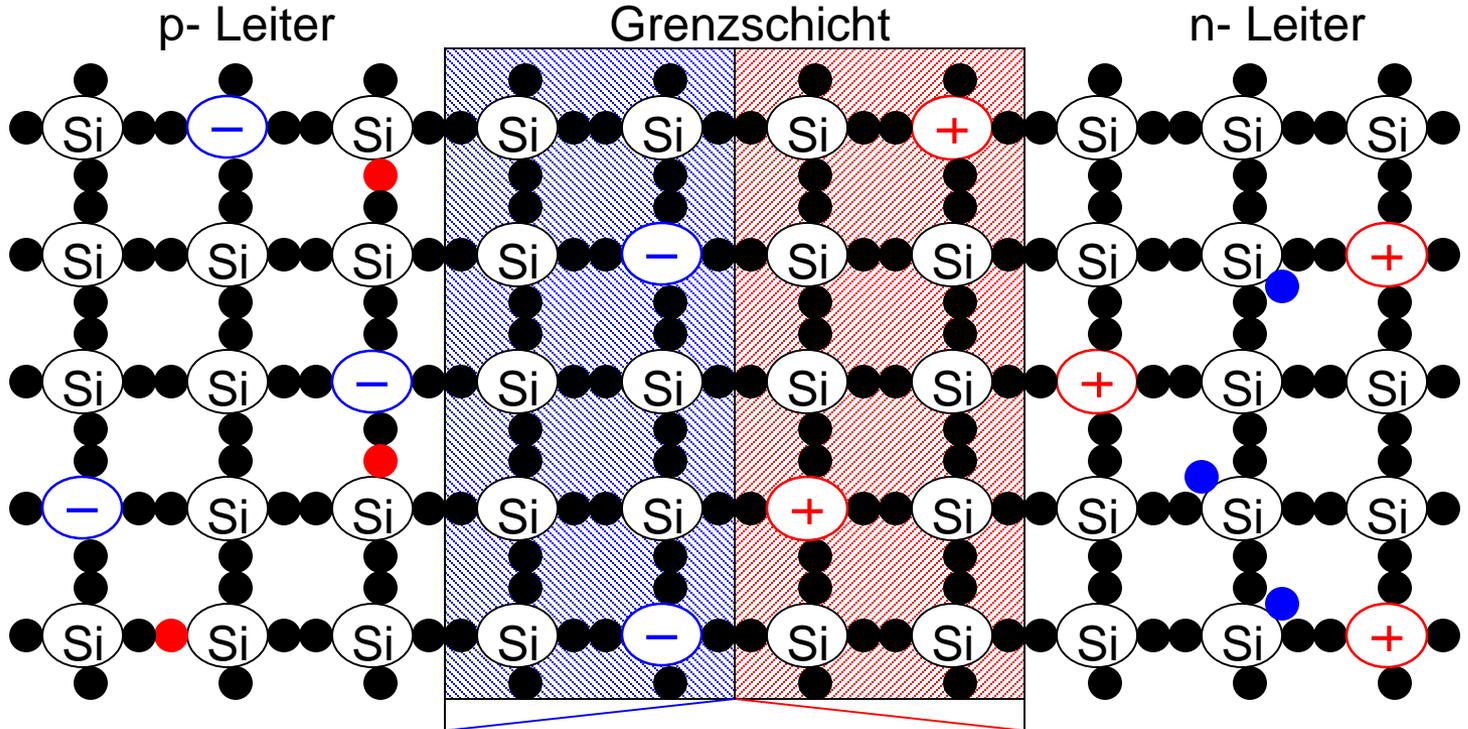
Hohe Konzentration an
Elektronen-Fehlstellen/ Löchern: ●

n-Leiter



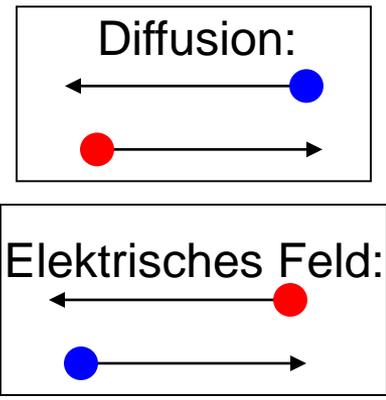
Hohe Konzentration an
Leitungselektronen: ●

p/n Übergang: p/n Leiter im Kontakt (ohne äußere Spannung)



1. Wenn man die verschieden dotierten Halbleiter verbindet, **diffundieren** die Elektronen und Löcher an der Grenzschicht und rekombinieren.

Negativ geladen



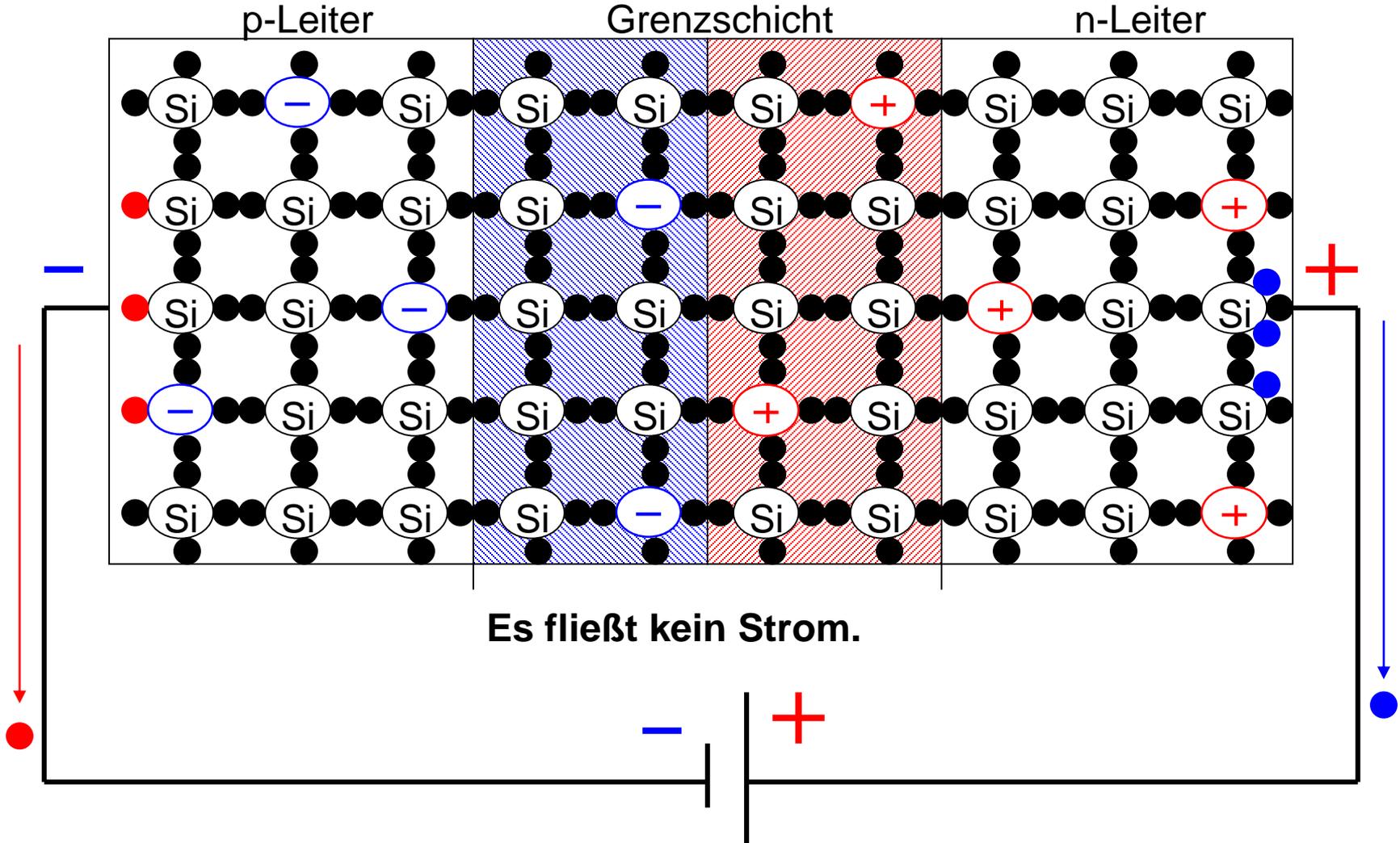
Positiv geladen

2. Durch die Diffusion verändern sich die Ladungen in den Halbleitern und „ein **elektrisches Feld** baut sich auf, welches der Diffusion entgegenwirkt“.

→ Es entsteht ein elektrochemisches Gleichgewicht.

p/n Übergang unter Spannung

Sperrrichtung

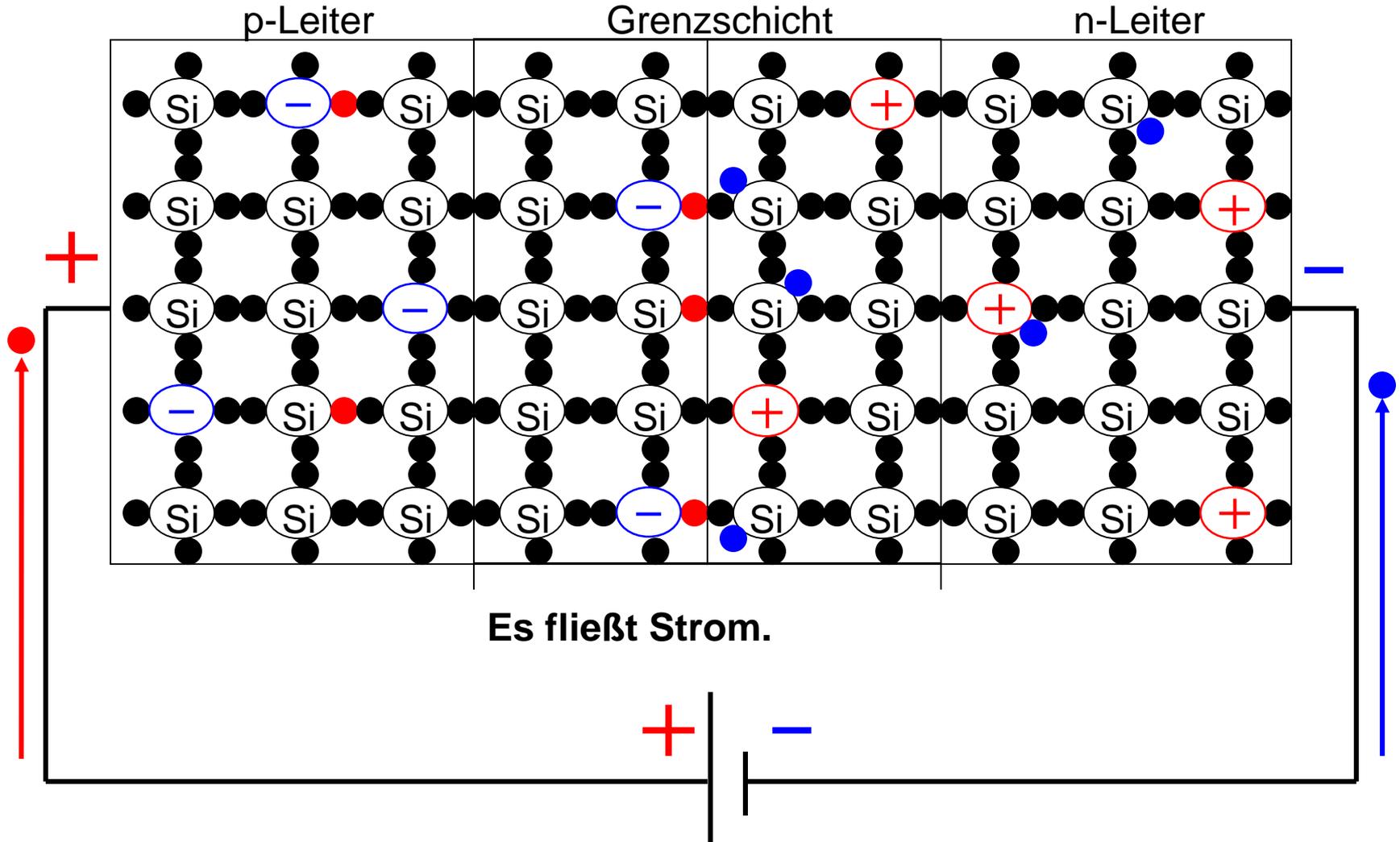


Es fließt kein Strom.

→ Damit ein elektrischer Strom fließt, müssen in der Grenzschicht Elektronen-Loch-Paare entstehen.

p/n Übergang unter Spannung

Durchlassrichtung



→ Die Elektronen und die Löcher fließen in die Grenzschicht und rekombinieren dort.

4.1 Potentialverlauf, Schottky-Näherung

Maxwell: $\operatorname{div} D = \rho_Q$

$$D = \varepsilon \cdot \varepsilon_o \cdot E \quad \Rightarrow \quad E = -\operatorname{grad} \varphi \quad (\text{Poisson-Gl.})$$

$$\operatorname{div} E = -\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = -\Delta \varphi = \frac{\rho_Q}{\varepsilon \cdot \varepsilon_o}$$

→ 1-dimensional

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{\rho_Q}{\varepsilon \cdot \varepsilon_o}$$

Im n-Gebiet: $\rho_Q^n(x) = e(N_D^+ - n_e(x)) = e \cdot N_D^+ \left[1 - e^{\frac{\varphi(x) - \varphi^n}{kT}} \right]$

nur numerisch lösbar!

Aber analytisch lösbar → Schottky-Näherung:

$$\rho_Q^n \approx e \cdot N_D^+ \approx e \cdot N_D \quad \text{für } w_n < x < 0$$

$$\rho_Q^p \approx -e \cdot N_A^- \approx -e \cdot N_A \quad 0 \leq x < w_p$$

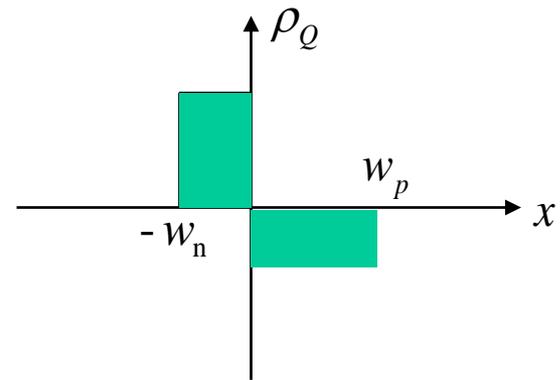
wobei $Q_n + Q_p = 0!$

$$Q_n = e \cdot N_D \cdot w_n$$

$$Q_p = -e \cdot N_A \cdot w_p$$

$$\Rightarrow w_p = \frac{N_D}{N_A} w_n$$

$$w = w_n + w_p = w_n \left(1 + \frac{N_D}{N_A} \right)$$



Integration der Poisson-Gleichung:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_n(x) &= \frac{-e \cdot N_D}{2\varepsilon \cdot \varepsilon_o} (x + w_n)^2 + \varphi^n \\ \varphi_p(x) &= \frac{e \cdot N_A}{2\varepsilon \cdot \varepsilon_o} (x + w_p)^2 + \varphi^p \end{aligned} \right\} \text{Stetigkeitsbedingung}$$

$$\varphi_n(0) \stackrel{x=0}{=} \varphi_p(0)$$

$$\varphi^n - \varphi^p = \frac{e}{2\varepsilon \cdot \varepsilon_o} (N_D \cdot w_n^2 + N_A \cdot w_p^2)$$

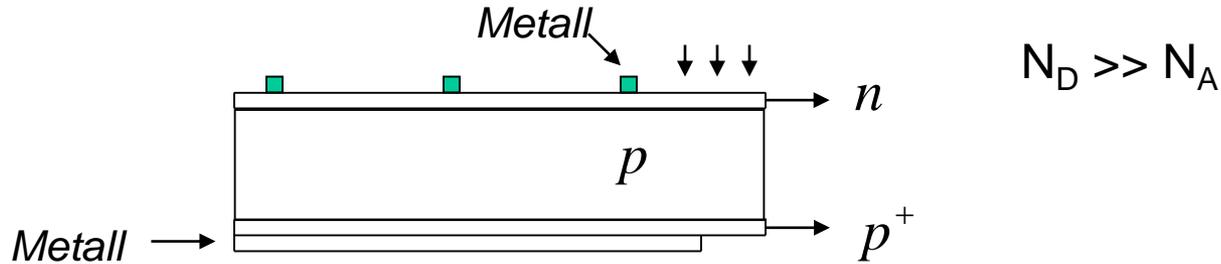
$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon \cdot \varepsilon_o}{e} \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} (\varphi^n - \varphi^p)}$$

bei Si: $N_D = 10^{19} / \text{cm}^3$, $N_A = 10^{16} / \text{cm}^3$

$$w_p > w_n, \quad w \approx w_p \approx 0.35 \mu\text{m} \quad \varphi^n - \varphi^p = 0.9\text{V}$$

für Si w klein gegenüber Diffusionslänge

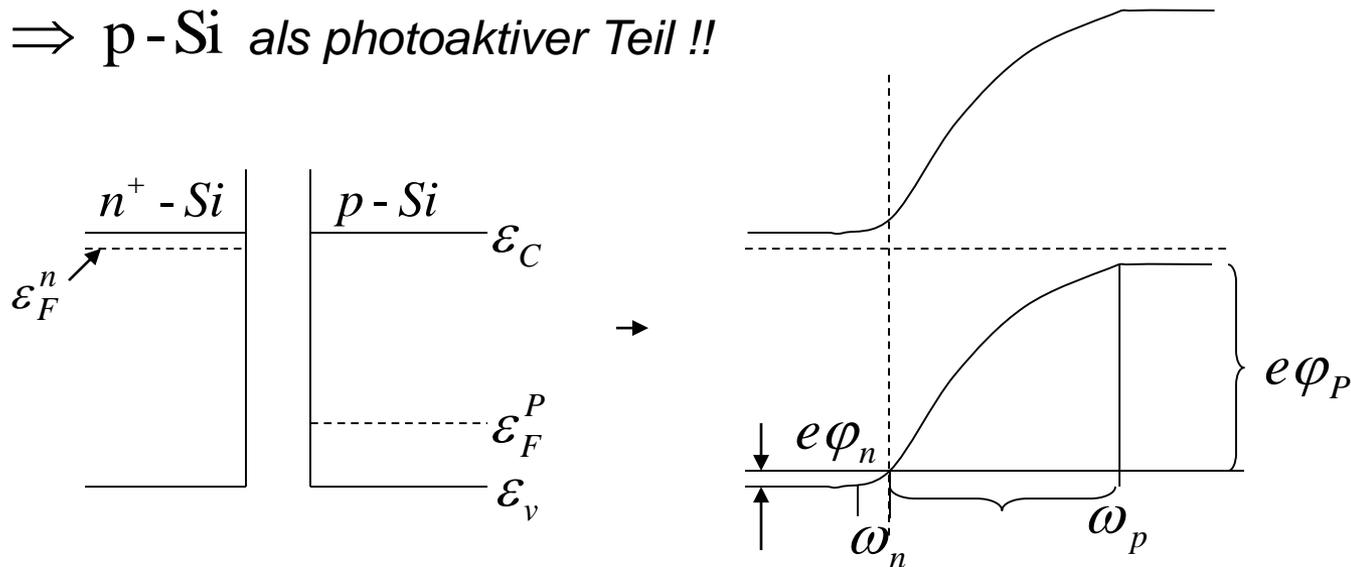
Beispiel: Auslegung von Si-Solarzellen



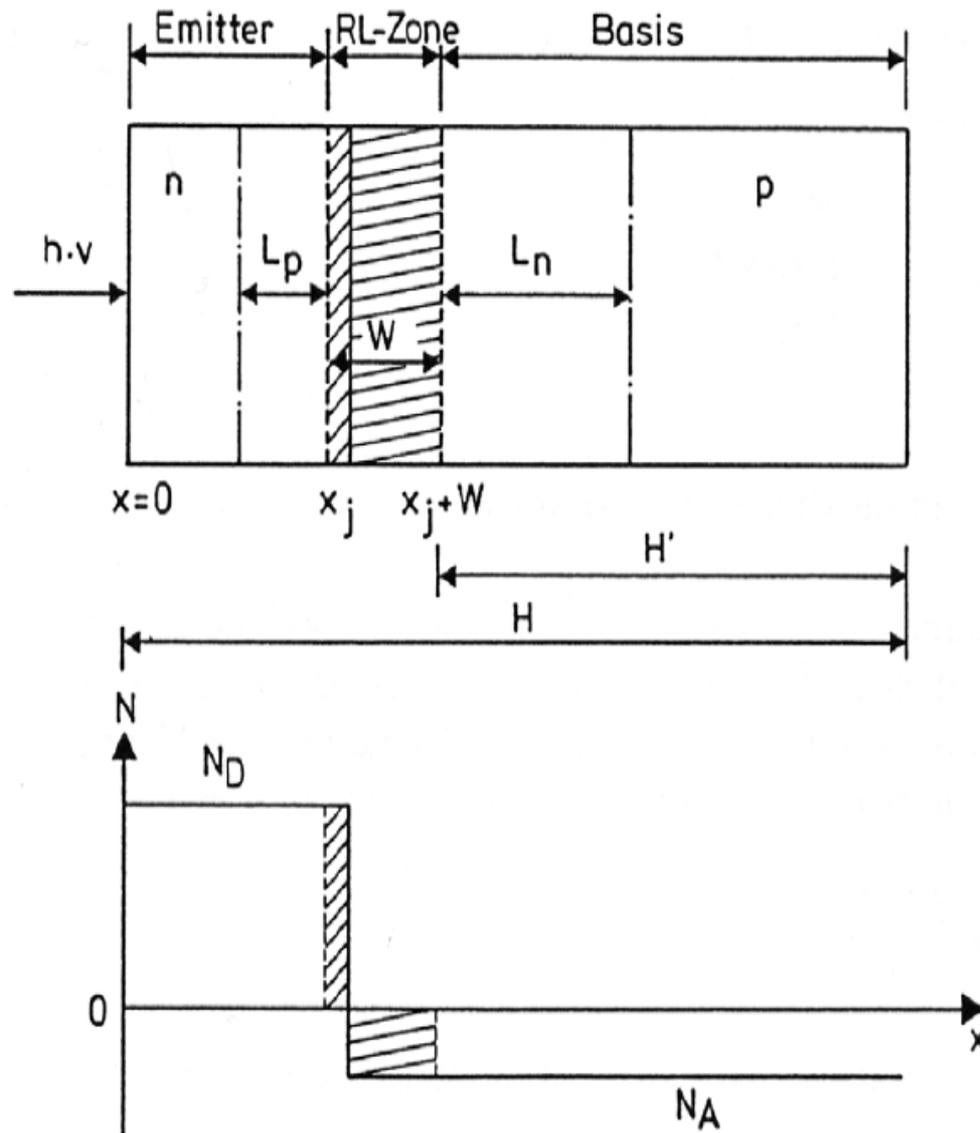
$b_e \approx 3 \cdot b_h$ (Beweglichkeit Elektronen größer !)

$\Rightarrow D = \frac{kT\mu}{q}$; $L = \sqrt{D \cdot \tau}$ $L_e > L_h$

\Rightarrow p-Si als photoaktiver Teil !!

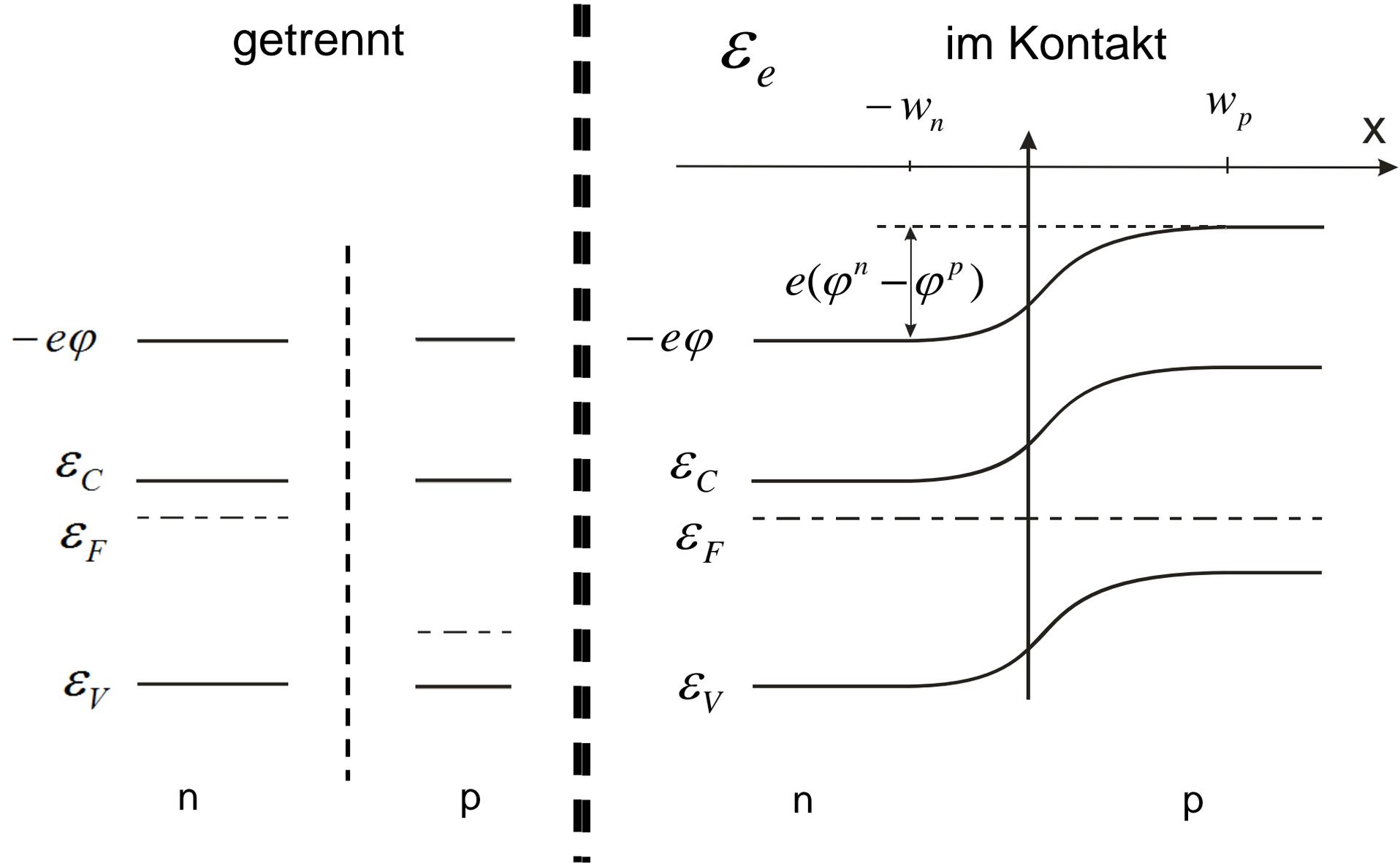


Unsymmetrischer p/n Übergang bei Si: $N_D = 10^{19}/\text{cm}^3$, $N_A = 10^{16}/\text{cm}^3$



Quelle: Lewerenz et. Al.

Potenziale im Dunkeln

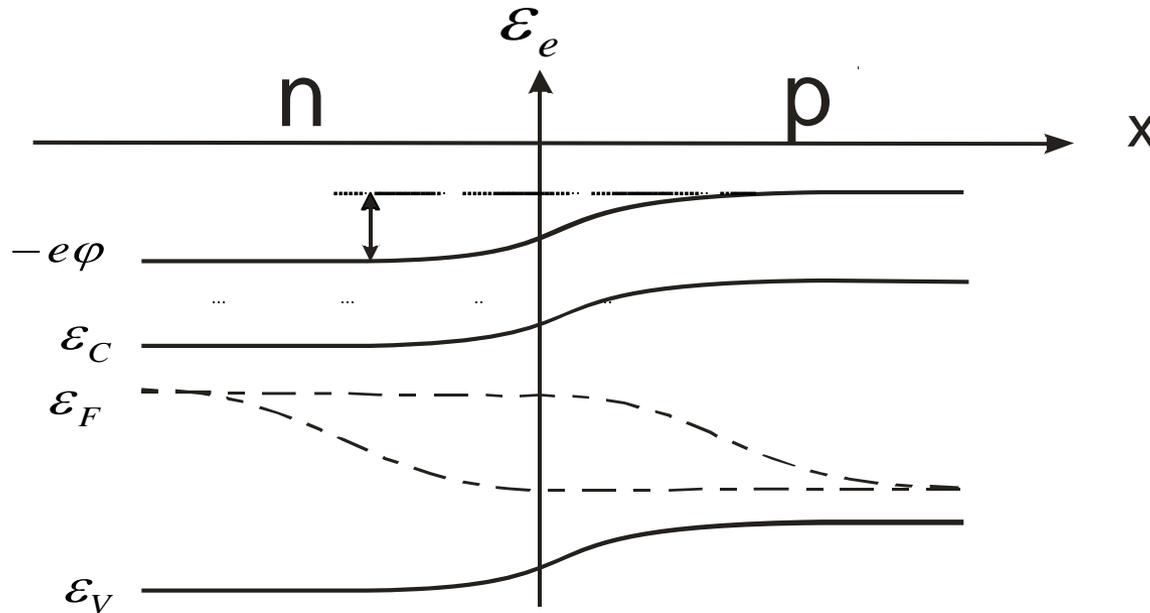


$$kT \ln \frac{N_D \cdot N_A}{n_i^2} = e(\varphi^n - \varphi^p) \geq \varepsilon_{F,e} - \varepsilon_{F,h} = kT \ln \frac{n_e^p \cdot n_h^n}{n_i^2}$$

Durch geeignete Dotierung muss die Potentialdifferenz an die zu erwartende Photospannung angepasst werden.

$$N_D \cdot N_A \geq n_e^p \cdot n_h^n$$

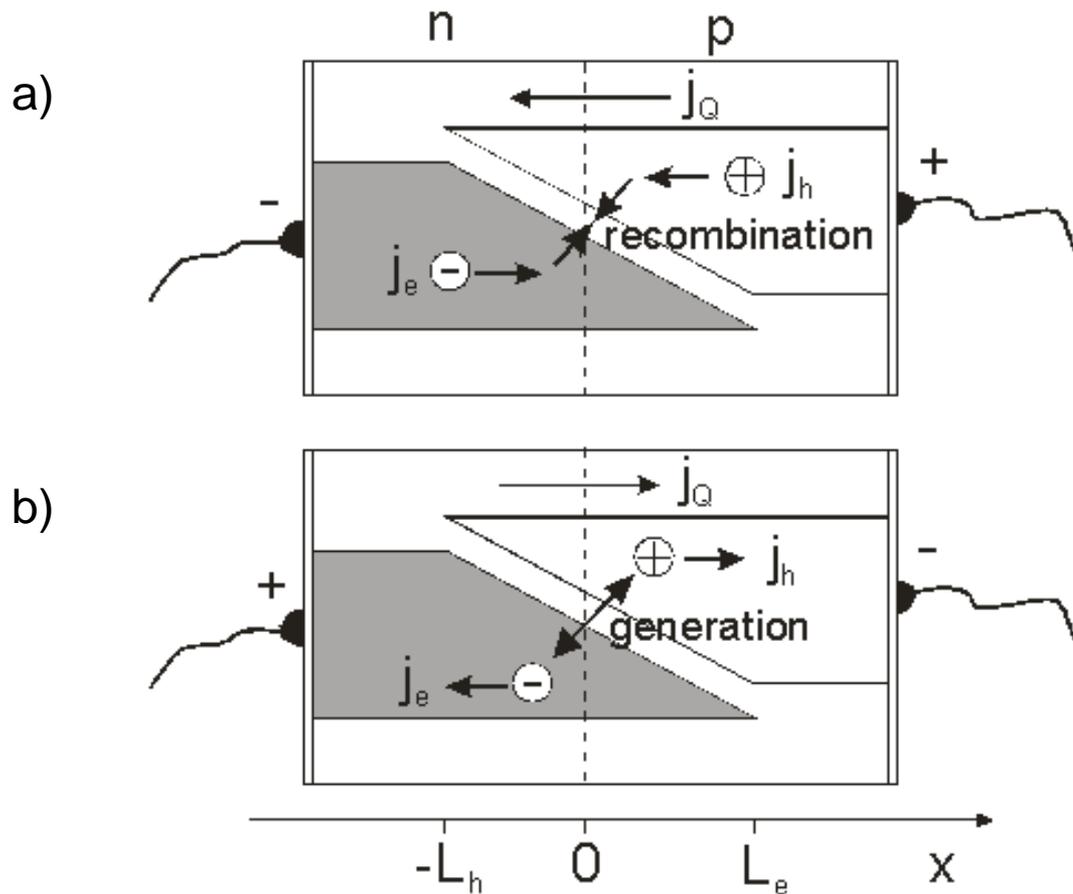
Beleuchtet:



obige Bedingung hier erfüllt

4.2 Stromspannungskennlinie

Ladungsstrom in p-n Struktur



- a) – an n: Durchlassrichtung, e,h auf pn zu \rightarrow Rekomb.
- b) + an n: Sperrrichtung, e,h von p-n weg \rightarrow Generation

Stromspannungskennlinie

$$j_Q = -e \int_{-L_h}^{L_e} \operatorname{div} j_h dx$$

$$j_h = 0 \quad \text{für } x < -L_h ;$$

$$j_h = j_Q / e \quad x > L_e$$

$$\frac{\partial n_h}{\partial t} = G_h - R_h - \operatorname{div} j_h = 0 \quad \text{Kontinuitätsgleichung}$$

$$G_h = G_h^o + \Delta G_h$$

↑
im Dunkeln

$$R_h = R_h^o \frac{n_e n_h}{n_i^2} = R_h^o e^{\frac{\eta_e + \eta_h}{kT}}$$

Gleichgewicht bei 300 K $\eta_e + \eta_h = 0$

$$G_h^o = R_h^o$$

Ladungsstrom:

ist im Prinzip Funktion von x (hängt von Widerstand ab)

$$j_Q = -e \int_{-L_h}^{L_e} \left\{ G_h^0 \left[1 - e^{-\frac{\eta_e + \eta_h}{kT}} \right] + \Delta G_h \right\} dx$$

Bei Si Spannungsabfall:

z.B bei Si $\frac{1}{e} \text{ grad } \eta_h = 56 \text{ mV} \cdot \text{cm}^{-1}$ bei Dicke 400 μm vernachlässigbar

gegen $\frac{\eta_e + \eta_h}{e} \approx 1 \text{ V}$

\Rightarrow Transportwiderstand vernachlässigbar gegen Reaktionswiderstand

$$\text{grad } \eta_h \approx 0 \quad \text{für } x > -L_h$$

$$\text{grad } \eta_e \approx 0 \quad x < L_e$$

$$\eta_e + \eta_h \neq f(x) \quad -L_h < x < L_e$$

$$\eta_e + \eta_h = eU$$

Stromspannungskennlinie des pn-Übergangs

$$j_Q = e \cdot G_h^0 (L_e + L_h) \left[e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right] - e \int_{-L_h}^{L_e} \Delta G_h dx$$

für äußeren Kurzschluss: $U = 0$

$$j_Q = -e \int_{-L_h}^{L_e} \Delta G_h dx = -e \int_{-L_h}^{L_e} \Delta G_e dx = j_{sc}$$

im Dunkeln:

$$\Delta G_{e,h} = 0$$

für große negative Spannungen: $e^{\frac{eU}{kT}} \ll 1$

$$j_Q = -G_{e,h}^0 (L_e + L_h) = -j_{sp}$$

$$j_Q = j_{sp} \cdot \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) + j_{sc}$$

Sperrstrom

$$\Delta G_{e,h}^0 = \Delta R_{e,h}^0 = \frac{n_e^p}{\tau_e} = \frac{n_h^p}{\tau_h},$$

$$L = \sqrt{D\tau}, \quad \tau = L_e^2 / D$$

$$n_e^p = n_i^2 / n_A$$

$$j_{sp} = en_i^2 \left(\frac{D_e}{n_A L_e} + \frac{D_h}{n_D L_h} \right)$$

Für Simit $N_A \gg N_D$ gilt:

$$j_{sp} = en_i^2 \left(\frac{D_h}{N_D L_h} \right)$$

Für j_{sc} zählen nur die Photonen, die innerhalb der Diffusionslänge absorbiert werden.

Der pn-Übergang darf nicht weiter als L_h von der Oberfläche entfernt sein:

(bei Si: Vernachlässigung der n-Schicht)

$$\Delta G_{e,h}(x) = \alpha \cdot (1-r) \cdot j_\gamma(0) \cdot e^{-\alpha x} dx$$

$$\begin{aligned} j_{sc} &= -e(1-r) \cdot j_\gamma(0) \cdot \alpha \int_0^{L_e} e^{-\alpha x} dx \\ &= -e \cdot j_\gamma(0) \cdot \underbrace{(1-r) \left[1 - e^{-\alpha \cdot L_e} \right]} \end{aligned}$$

Absorptionsgrad einer Schicht der Dicke L_e

$$j_{sc} = -e \cdot j_\gamma \text{ absorbiert}$$

$$\text{für } j_Q = j_{sp} \left[e^{\frac{eU_{oc}}{kT}} - 1 \right] + j_{sc} = 0 \Rightarrow U_{oc} = \frac{kT}{e} \ln \left(1 - \frac{j_{sc}}{j_{sp}} \right)$$

wichtig: Sperrstrom j_{sp} klein!

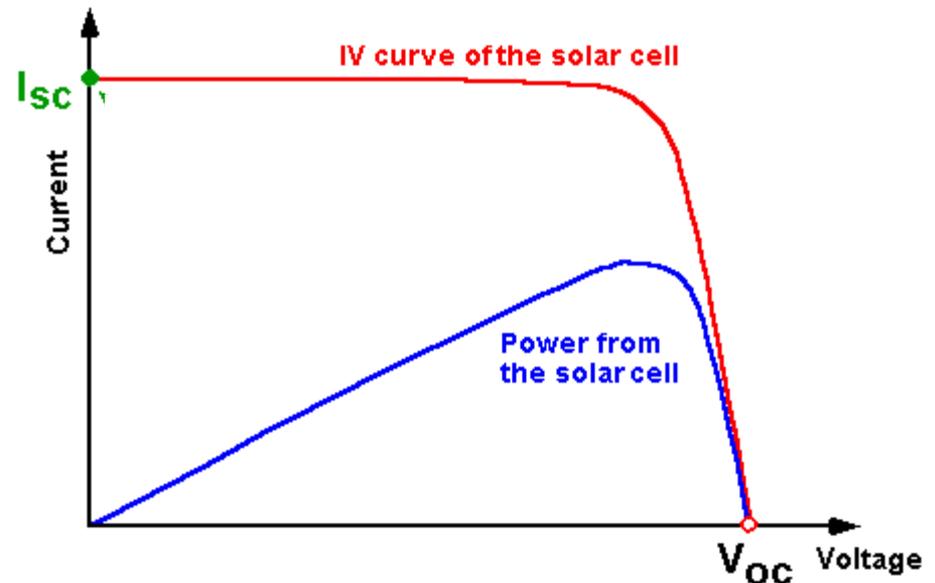


hängt von Rekombinationsmechanismus ab

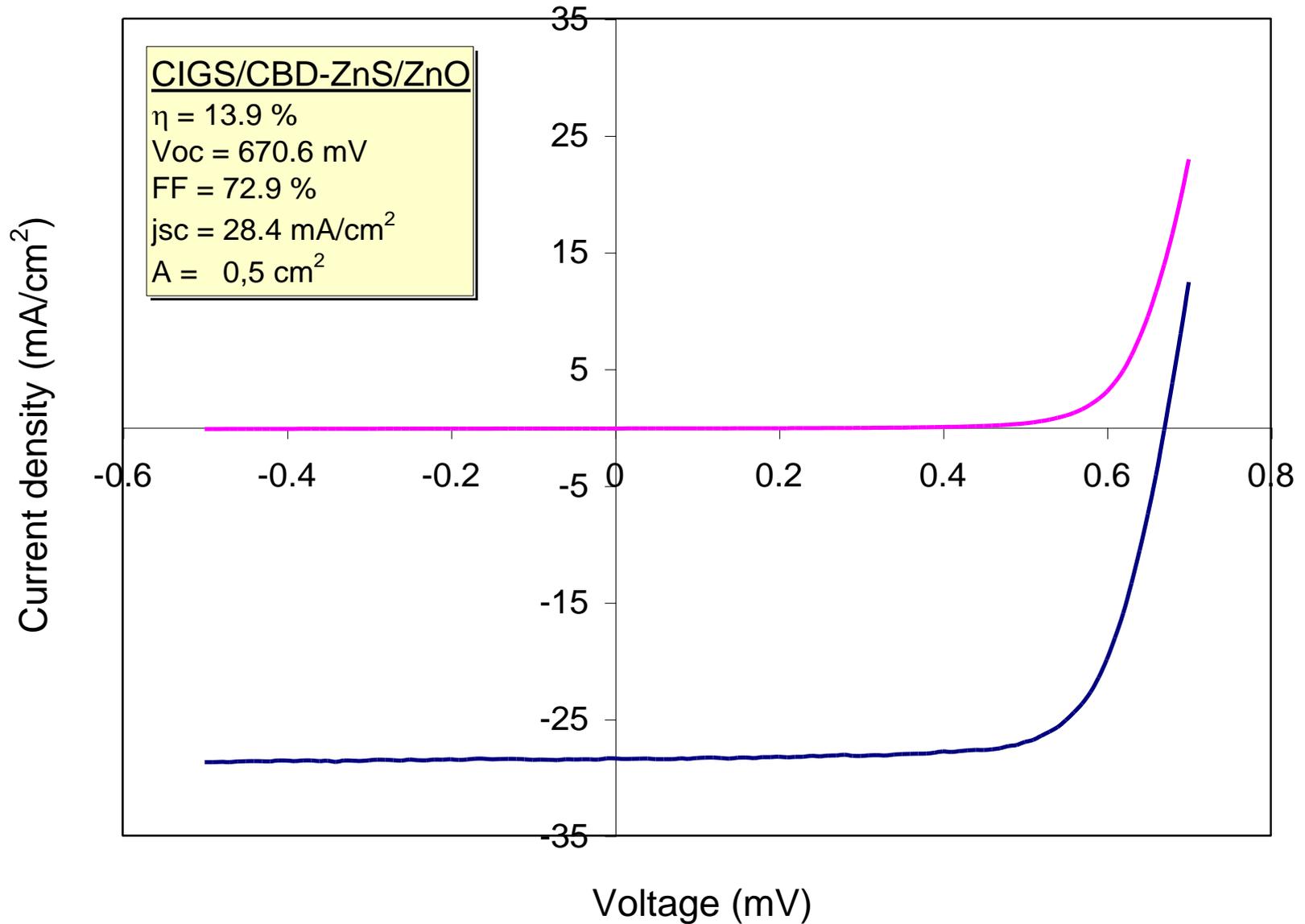
* Gilt nur für idealen pn-Übergang

* In der Realität: Idealitätsfaktor

$$j_Q = j_{sp} \left(e^{\frac{eU}{n_{id} \cdot kT}} - 1 \right) - j_{sc}$$



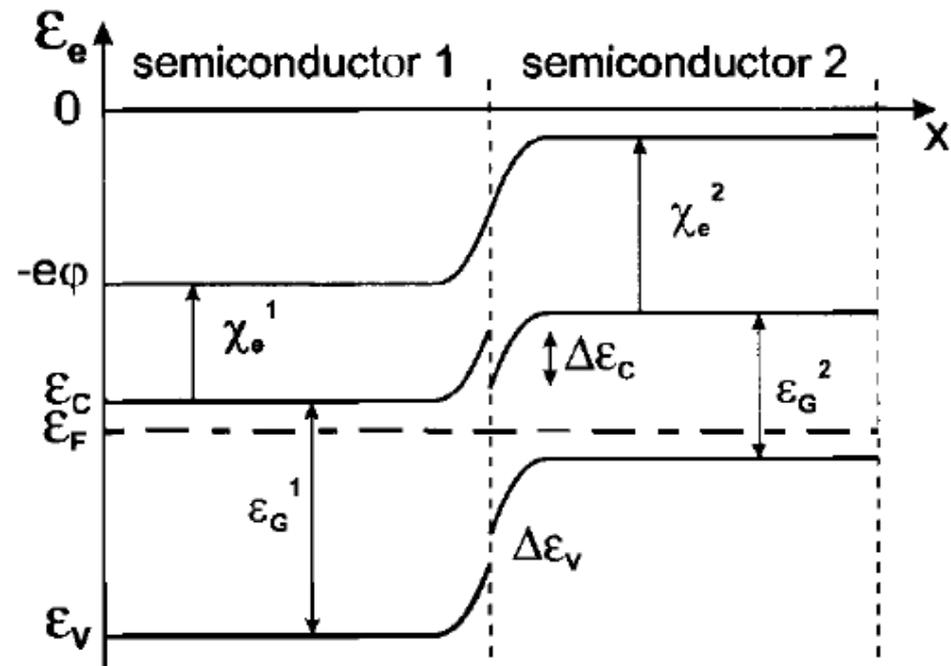
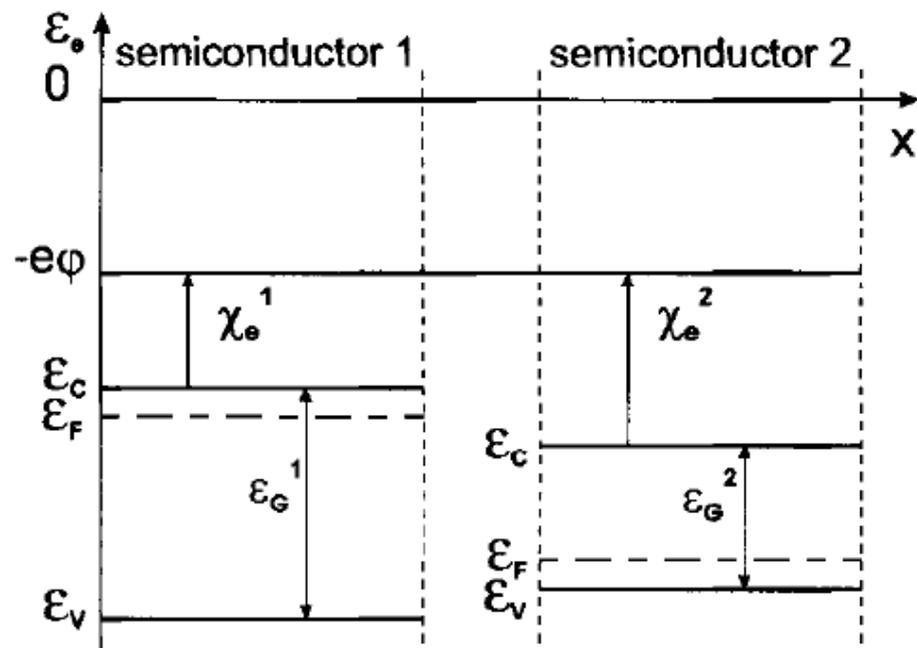
Beispiel: Reale Kennlinie CIGS, mäßiger Wirkungsgrad



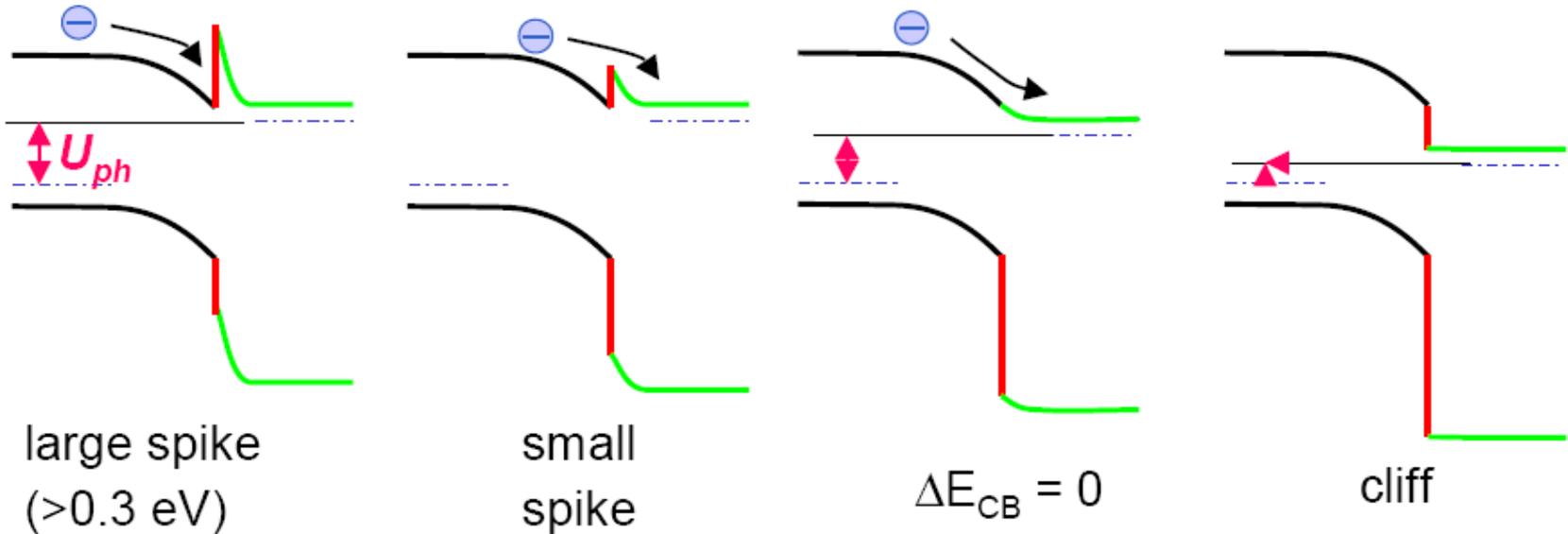
4.3 Halbleiterheterostruktur

p/n Übergang zweier verschiedener Halbleiter

Es entstehen Diskontinuitäten am Valenz- bzw. Leitungsband.
Bei Ladungen an den Grenzflächen können auch Interface-Dipole entstehen.



Bandanpassung und Transport



Großer „Spike“: Elektronentransport wird geblockt

Kleiner „Spike“: thermisch aktivierter Transport über Barriere (funktioniert)

„cliff“: Verlust von Diffusionspotential $\varphi^n - \varphi^p$ führt zu geringerer V_{OC}

Anderson-Modell für die Halbleiterheterostruktur am Beispiel CIS/CdS

z.B.: CIS/CdS

$$\varepsilon_F^n - \varepsilon_F^p = e(\varphi_n + \varphi_p)$$

$$\Delta\varepsilon_C = \chi_{CIS} - \chi_{CdS}$$

$$\begin{aligned}\Delta\varepsilon_V &= \varepsilon_g^{CdS} + \chi_{CdS} - \varepsilon_g^{CIS} + \chi_{cis} \\ &= \varepsilon_V^{CdS} - \varepsilon_V^{CIS}\end{aligned}$$

$$\Delta\varepsilon_C^{CdS} + \Delta\varepsilon_V^{CIS} = \varepsilon_g^{CdS} - \varepsilon_g^{CIS} = \Delta\varepsilon_g$$

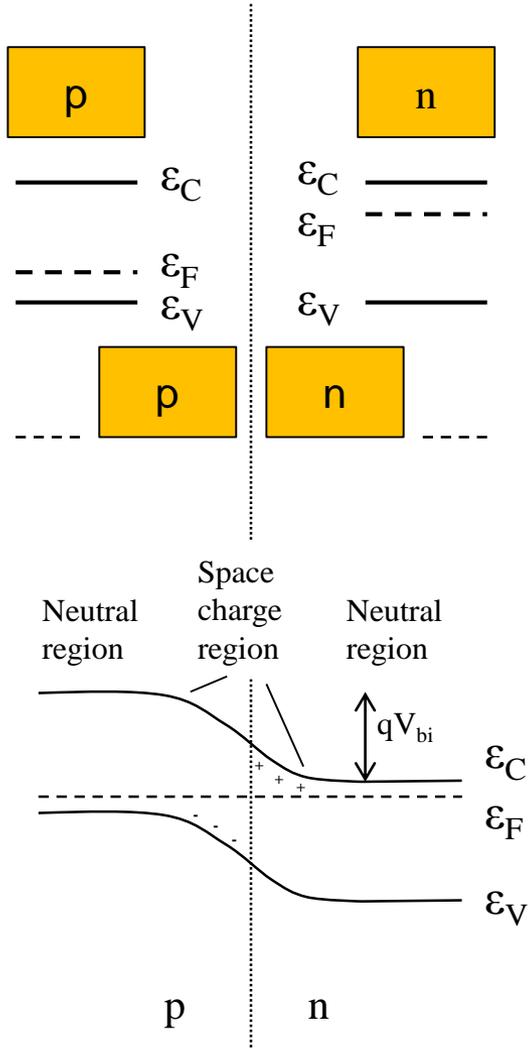
Voraussetzungen:

Auftretende Ströme nur durch Injektionsprozesse über Leitungs- bzw. Valenzband, d.h. keine

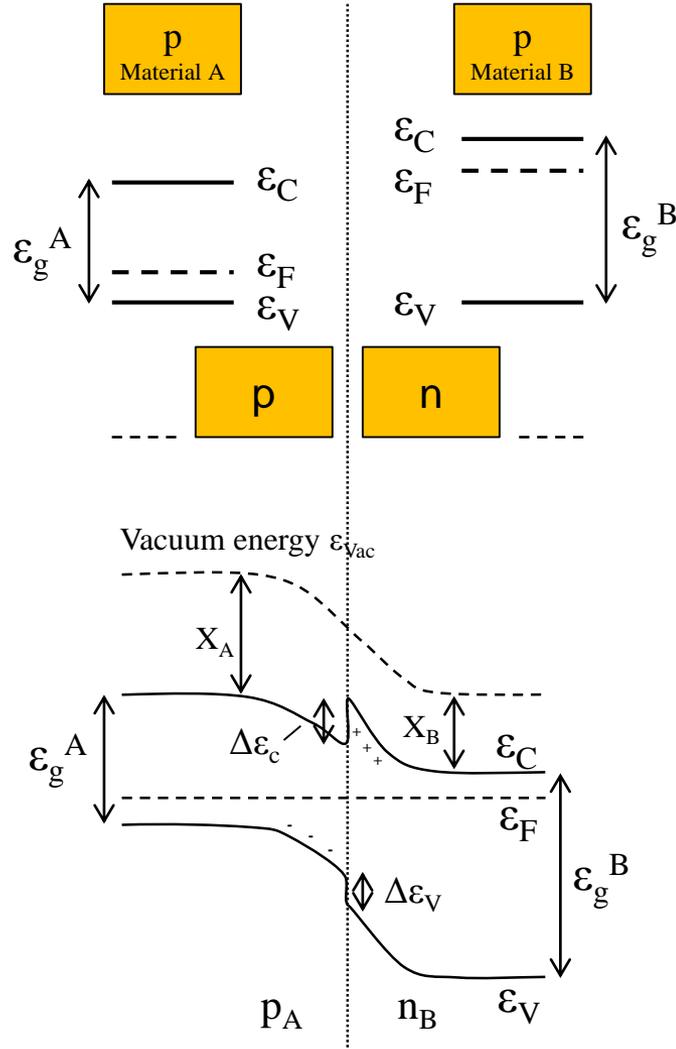
- abrupte aber ungestörte Grenzflächen
- Einfluss von Grenzflächenzuständen (Tunnel-Rekombinationsmodell)
- Grenzflächendipole (Potentialsprünge)

Band Diagramm eines pn-Übergangs

pn-(homo) junction



pn heterojunction



Die Realität: Grenzflächenanpassung

