

# Elektronik II Foliensatz : Halbleiter, Dioden

G. Kemnitz

13. April 2026

## Inhaltsverzeichnis

|  |           |   |           |
|--|-----------|---|-----------|
| <b>1 Halbleiter</b>                        | <b>1</b>  | 2.1 Spice-Parameter . . . . .                 | 15        |
| 1.1 Stromfluss in Halbleitern . . . . .    | 1         | 2.2 Strom-Spannungs-Beziehung . . . . .       | 17        |
| 1.2 Undotiert (intrinsisch) . . . . .      | 3         | 2.3 Temperaturverhalten . . . . .             | 19        |
| 1.3 Dotiert (extrinsisch) . . . . .        | 5         | 2.4 Sperrschicht- und Diffusionskapazität . . | 20        |
| 1.4 Stromloser pn-Übergang . . . . .       | 8         | 2.5 Kleinsignalmodell . . . . .               | 23        |
| 1.5 pn-Übergang, Sperrbereich . . . . .    | 10        | <b>3 Spezielle Dioden</b>                     | <b>24</b> |
| 1.6 pn-Übergang Durchlassbereich . . . . . | 12        | 3.1 Schottky-Diode . . . . .                  | 24        |
| <b>2 Dioden</b>                            | <b>15</b> | 3.2 Z-Dioden . . . . .                        | 28        |
|  |           | 3.3 PIN-Diode . . . . .                       | 30        |
|  |           | 3.4 Kapazitätsdiode . . . . .                 | 31        |

## 1 Halbleiter

### 1.1 Stromfluss in Halbleitern

#### 4.2 Lernziel

Entwicklung eines quantitativen Verständnisses für

- die Leitungsvorgänge in undotierten und dotierten Halbleitern und
- die Strom-Spannungs-Beziehung an pn-Übergängen.

Die Leitungsvorgänge in Halbleitern und an pn-Übergängen bilden die Grundlage für das Verständnis der Verhaltens- und Simulationsmodelle für

- Dioden
- Bipolartransistoren,
- MOS-Transistoren und
- weitere Halbleiterbauteile.

### 4.3 Die betrachteten physikalischen Größen

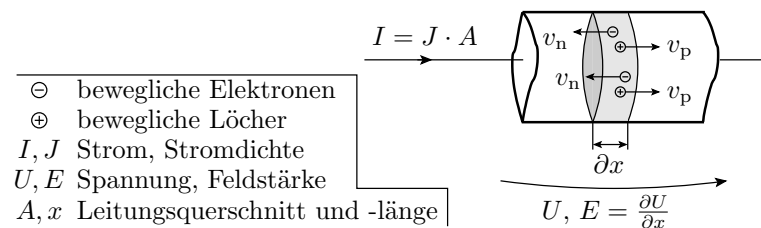
|   | Symbol                        | Maßeinheit  |
|---|-------------------------------|---|
| Energie <sup>(1)</sup> , Fermienergie <sup>(2)</sup> , chemisches Potential | $W, W_F, \zeta$               | J (Joule) eV= $1,6 \cdot 10^{-19}$ J                                |
| mittlere thermische Energie   | $k_B \cdot T$                 | (eV - Elektronenvolt)   |
| Temperatur  | $T$                           | K (Kelvin)  |
| Boltzmannkonstante  | $k_B$                         | $1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K} = 8,62 \cdot 10^{-5} \frac{eV}{K}$ |
| Potential <sup>(3)</sup> , Spannung <sup>(4)</sup>                          | $\varphi = \frac{W}{q}, U$    | V (Volt)  |
| Elementarladung   | $q$                           | $1,6 \cdot 10^{-19} C$  |
| Temperaturspannung  | $U_T = \frac{k_B \cdot T}{q}$ | bei 300 K $\approx 26$ mV   |

<sup>(1)</sup>Energiedifferenz der Ladungsträger zu einem Bezugspotential; <sup>(2)</sup>Energie, bis zu der die Elektronenzustände bei  $T = 0$  besetzt sind; <sup>(3)</sup>Energie der Ladungsträger pro Ladung; <sup>(4)</sup>Potentialdifferenz.

|                                      |  |                  |
|--------------------------------------|--|------------------|
| Dichte der beweglichen Ladungsträger | $p$ (der Löcher <sup>(1)</sup> ), $n$ (der bew. Elektr. <sup>(2)</sup> )   | $m^{-3}$         |
| Driftgeschwindigkeit                 | $v_{p/n.drift} = (-)\mu_{p/n} \cdot E$   | $\frac{m}{s}$    |
| Beweglichkeit                        | $\mu_n, \mu_p$   | $\frac{m^2}{Vs}$ |
| Diffusionsgeschwindigkeit            | $v_{p.diff} = D_p \cdot \frac{\partial p}{p \cdot \partial x}, v_{n.diff} = D_n \cdot \frac{\partial n}{n \cdot \partial x}$ | $\frac{m}{s}$    |
| Diffusionskoeffizient <sup>(3)</sup> | $D_{p/n} = U_T \cdot \mu_{p/n}$  | $\frac{m^2}{s}$  |
| Strom <sup>(4)</sup>                 | $I = \frac{dQ}{dt} = \frac{\partial Q}{\partial x} \cdot v$  | A                |
| Leitungsquerschnitt                  | $A$  | $m^2$            |
| Stromdichte                          | $J = \frac{I}{A} = q \cdot (p \cdot v_p - n \cdot v_n)$  | $A/m^2$          |
| Raumladungsdichte                    | $\rho, \left(\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon}\right)^{(5)}$   | $\frac{As}{m^3}$ |
| Dielektrizitätskonstante (Si)        | $\epsilon, \epsilon_{Si} \approx 100 \frac{pF}{m}$   | $\frac{F}{m}$    |

<sup>(1)</sup>freie Zustände im Valenzband; <sup>(2)</sup>besetzte Zustände im Leitungsband; <sup>(3)</sup>Einsteingleichung; <sup>(4)</sup>bewegte Ladung pro Zeit, bewegte Ladungsdichte mal Fläche mal Geschwindigkeit. <sup>(5)</sup>Poissongleichung

### 4.5 Ströme in Halbleitern



$$J = \frac{I}{A} = q \cdot p \cdot v_p - q \cdot n \cdot v_n$$

Die Stromdichte ist das Produkt aus der Elementarladung, den Dichten der beweglichen Ladungsträger  $n$  und  $p$  sowie deren Geschwindigkeiten. Die Geschwindigkeiten setzen sich zusammen aus den Driftgeschwindigkeiten

$$v_{p.drift} = \mu_p \cdot E, \quad v_{n.drift} = \mu_n \cdot E$$

und den Diffusionsgeschwindigkeiten:

$$v_{p.diff} = D_n \cdot \frac{\partial p}{p \cdot \partial x}, \quad v_{n.diff} = D_n \cdot \frac{\partial n}{n \cdot \partial x}$$

Die Diffusionskoeffizienten  $D_{p/n}$  sind nach Einsteingleichung das Produkt aus Temperaturspannung  $U_T$  und Beweglichkeit  $\mu_{p/n}$ :

$$v_{p.diff} = U_T \cdot \mu_p \cdot \frac{\partial p}{p \cdot \partial x}, \quad v_{n.diff} = U_T \cdot \mu_n \cdot \frac{\partial n}{n \cdot \partial x}$$

Eingesetzt in die Gleichung der Stromdichte:

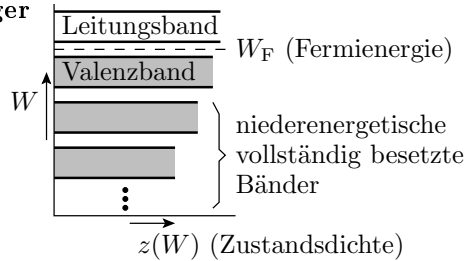
$$J = q \cdot \left( \mu_p \cdot \left( p \cdot E + U_T \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \mu_n \cdot \left( n \cdot E + U_T \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right) \tag{1}$$

Die Feldstärkeänderung in Stromflussrichtung ist nach der Poissongleichung proportional zur Raumladungsdichte aus beweglichen und ortsfesten Ladungen:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon} \tag{2}$$

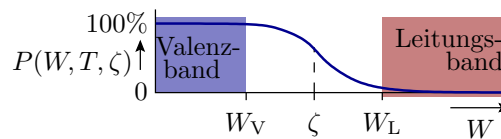
## 1.2 Undotiert (intrinsisch)

### 4.7 Bewegliche Ladungsträger



- Elektronen besitzen im Quantenmodell einen Zustand, dem eine Energie zugeordnet ist.
- Teilen sich Elektronen wie in einem Festkörper einen Raum, kann jeder Zustand nur mit einem Elektron besetzt sein.
- Der Zustandsraum ist in Bänder unterteilt und füllt sich bei  $T = 0$  von der niedrigsten Energie bis zur Fermienergie  $W_F$ .
- Das äußerste voll besetzte Band heißt Valenzband und das darauf folgende Leitungsband.
- Beweglichkeit von Ladungsträgern verlangt freie Elektronenstände in der energetischen Nachbarschaft. Bei  $T = 0$  nur für Elektronen im Leitungsband erfüllt.
- Halbleiter sind Materialien mit bei  $T = 0$  vollem Valenz- und leerem Leitungsband. Bandlücke ca.  $1 \dots 2 \text{ eV}$ .

### 4.8 Undotierte Halbleiter bei Raumtemperatur

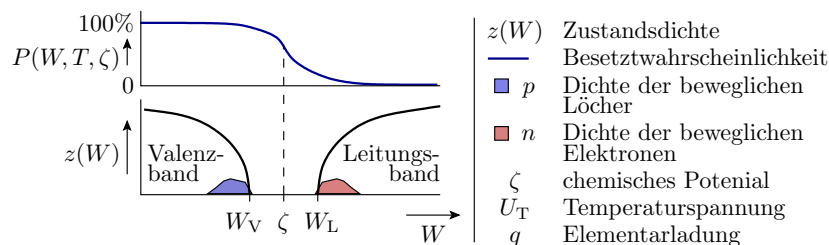


Bei  $T > 0$  sind auch Zustände oberhalb der Fermienergie besetzt und Zustände unterhalb der Fermienergie frei. Die Besetzungswahrscheinlichkeit gehorcht der Fermi-Verteilung:

$$P(W, T, \zeta) = \left( e^{\frac{W-\zeta}{q \cdot U_T}} + 1 \right)^{-1} \approx \begin{cases} 1 - e^{\frac{W-\zeta}{q \cdot U_T}} & \frac{W-\zeta}{q \cdot U_T} < -2 \\ e^{-\frac{W-\zeta}{q \cdot U_T}} & \frac{W-\zeta}{q \cdot U_T} > 2 \end{cases} \quad (3)$$

Das chemische Potential  $\zeta$  stellt sich so ein, dass die Anzahl der freien Zustände im Valenzband gleich der Anzahl der besetzten Zustände im Leitungsband ist. Ladungsneutralität.

### 4.9 Dichte der beweglichen Ladungsträger



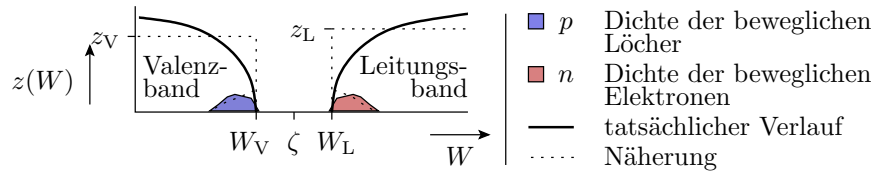
Löcher: Zustandsdichte Valenzband mal  $1 - P(\dots)$

$$p = \int_0^{W_V} (1 - P(W, T, \zeta)) \cdot z(W) \cdot dW$$

Bewegliche Elektronen: Zustandsdichte Leitungsband mal  $P(\dots)$

$$n = \int_{W_L}^{\infty} P(W, T, \zeta) \cdot z(W) \cdot dW$$

### 4.10 Boltzmannnäherung



Wenn das chemische Potential um mehr als die doppelte mittlere thermische Energie von den Bandkanten entfernt ist:

L

Überschlag für konstante Zustandsdichten in den Bändern:

$$\begin{aligned}
 p &= z_V \cdot \int_0^{W_V} e^{\frac{W-\zeta}{q \cdot U_T}} \cdot dW & n &= z_L \cdot \int_{W_L}^{\infty} e^{\frac{\zeta-W}{q \cdot U_T}} \cdot dW \\
 p &= z_V \cdot q \cdot U_T \cdot e^{\frac{W_V-\zeta}{q \cdot U_T}} & n &= z_L \cdot q \cdot U_T \cdot e^{\frac{\zeta-W_L}{q \cdot U_T}} \\
 p &= N_V \cdot e^{\frac{W_V-\zeta}{q \cdot U_T}} & n &= N_L \cdot e^{\frac{\zeta-W_L}{q \cdot U_T}}
 \end{aligned}$$

Im Bereich der Boltzmann-Näherung

$$W_V + 2 \cdot q \cdot U_T < \zeta < W_L - 2 \cdot q \cdot U_T \quad (4)$$

für  $T = 300 \text{ K}$  ( $U_T \approx 26 \text{ meV}$ ):

$$W_V + 50 \text{ meV} < \zeta < W_L - 50 \text{ meV} \quad (5)$$

$$p < 2 \cdot 10^{-18} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (6)$$

$$n < 3 \cdot 10^{-18} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (7)$$

betragen die Dichten der beweglichen Löcher und Elektronen:

$$p = N_V \cdot e^{\frac{W_V-\zeta}{q \cdot U_T}} \quad (8)$$

$$n = N_L \cdot e^{\frac{\zeta-W_L}{q \cdot U_T}} \quad (9)$$

Das Produkt  $n \cdot p$  ist unabhängig vom chemischen Potential  $\zeta$

$$n \cdot p = n_i^2 = N_V \cdot N_L \cdot e^{\frac{W_V-W_L}{q \cdot U_T}} \quad (10)$$

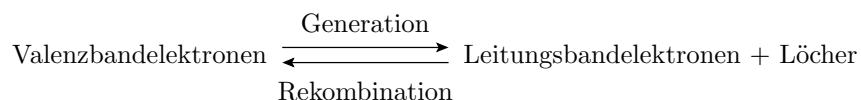
In  $N_V$ ,  $N_L$  und im Exponenten steckt  $U_T = k_B \cdot T$ , d.h.  $n_i$  ist stark temperaturabhängig. Für 300 K:

|   |   |  |
|---|---|--|
| $N_V \approx 15 \cdot 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$ | $N_L \approx 24 \cdot 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$ | $n_i \approx 2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ |
|---|---|--|

### 4.12 Generation und Rekombination

**Generation:** Durch Energieaufnahme wird eine Valenzbandelektron zu einem Leitungsbandelektron und hinterlässt einen unbesetzten Zustand (Loch).

**Rekombination:** Wechsel eines besetzten Leitungsbandelektrons in ein Loch durch Energieabgabe.



Im Gleichgewicht:

$$n \cdot p = n_i^2 \quad (11)$$

ist die Generations- gleich der Rekombinationsgeschwindigkeit.

Für Silizium beträgt die intrinsische Ladungsträgerdichte bei 300 K  $n_i \approx 2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  und nimmt mit  $\approx 7\%/K$  zu.

### 4.13 Nettorekombinationsrate

Ungleichgewichte, z.B. durch Ladungszu- oder Abfluss bauen sich mit den Relaxationszeiten  $\tau_{p/n}$  ab:

$$p(t) = p_0 + (p(t_0) - p_0) \cdot e^{-\frac{t-t_0}{\tau_p}}$$

$$n(t) = n_0 + (n(t_0) - n_0) \cdot e^{-\frac{t-t_0}{\tau_n}}$$

Die Nettorekombinationsraten ist die Differenzen zum stationären Zustand geteilt durch die Zeitkonstante:

$$r_p = \frac{dp}{dt} = \frac{p-p_0}{\tau_p}; \tag{12}$$

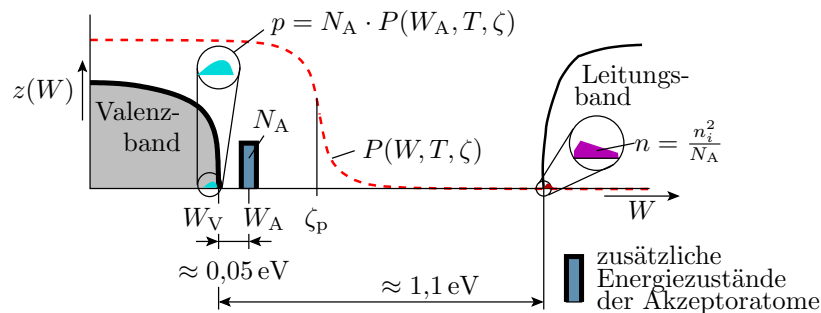
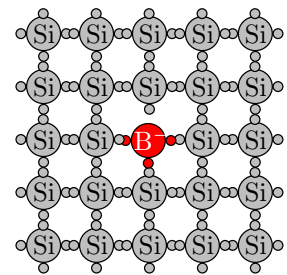
$$r_n = \frac{dn}{dt} = \frac{n-n_0}{\tau_n} \tag{13}$$

Für  $p < p_0$  bzw.  $n < n_0$  ist die Nettorekombinationsrate negativ und eigentlich eine Generationsrate.

## 1.3 Dotiert (extrinsisch)

### 4.14 Dotierung mit Akzeptoren (p-Gebiete)

Einbau von Atomen mit drei Außenelektronen, z.B. Bor, in das Diamantgitter von Silizium. Die Energie, ein viertes Außenelektron aufzunehmen, ist  $\approx 2 \cdot q \cdot U_T$  größer als die max. Energie im Valenzband  $W_V$ .



### 4.15 Ladungsdichten und chemisches Potential

Das chemische Potential stellt sich so ein, dass die Löcheranzahl im Valenzband gleich der Anzahl der besetzten Akzeptor- und Leitungsbandzustände ist:

$$p = N_V \cdot e^{\frac{W_V - \zeta_p}{q \cdot U_T}} = N_A \cdot P(W_A, T, \zeta_p) + n$$

$$\approx N_A \cdot \left(1 - e^{\frac{W_A - \zeta_p}{q \cdot U_T}}\right) \quad \text{wegen } n \ll N_A \cdot \left(1 - e^{\frac{W_A - \zeta_p}{q \cdot U_T}}\right)$$

$$\approx N_A \quad \text{Boltzmannnäherung für } \frac{W_A - \zeta_p}{q \cdot U_T} < -2$$

Chemisches Potential für die Boltzmannnäherung:

$$\zeta_p \approx W_V + q \cdot U_T \cdot \ln\left(\frac{N_V}{N_A}\right) \quad N_A \ll N_V \tag{14}$$

In einem mit Akzeptoren dotierten (p-) Gebiet sind Löcher die Majoritätsladungsträger.

Die Dichte der Minoritätsladungsträger strebt durch Generation bzw. Rekombination gegen Gl. 10:

$$n = \frac{n_i^2}{p}$$

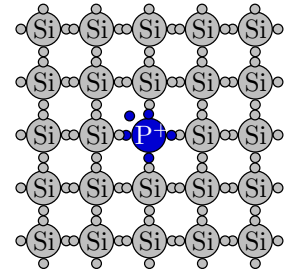
Richtwerte Si 300K:

|   |                |                |                   |
|---|----------------|----------------|-------------------|
| Akzeptordichte in $\text{cm}^{-3}$                        | $10^{14}$      | $10^{16}$      | $10^{18}$         |
| Majoritätsladungsträgerdichte ( $p$ ) in $\text{cm}^{-3}$ | $10^{14}$      | $10^{16}$      | $5 \cdot 10^{17}$ |
| Minoritätsladungsträgerdichte ( $n$ ) in $\text{cm}^{-3}$ | $4 \cdot 10^4$ | $4 \cdot 10^2$ | 8                 |

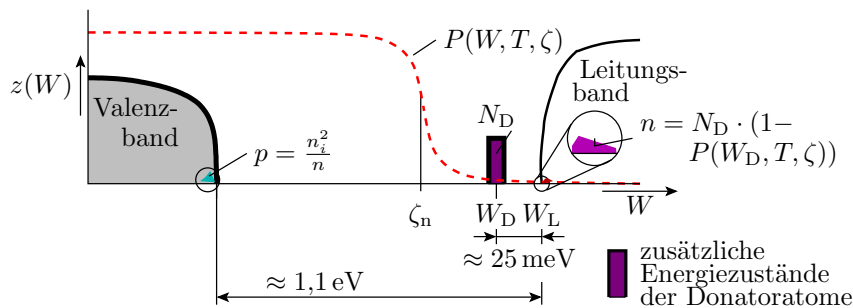
Für hohe Dotierung (ab  $10^{18}\text{cm}^{-3}$ ) sind die zusätzlichen Akzeptorzustände nur teilweise besetzt und  $p$  kleiner als die Akzeptordichte

$$p = N_A \cdot \left(1 - e^{-\frac{W_A - \zeta_p}{q \cdot U_T}}\right) < N_A$$

#### 4.17 Dotierung mit Donatoren (n-Gebiete)



Einbau von Atomen mit fünf Außenelektronen, z.B. Phosphor, in das Diamantgitter von Silizium. Die Energie, das fünfte Außenelektron abzugeben, ist  $\approx q \cdot U_T$  kleiner als die min. Energie im Leitungsband  $W_L$ .



#### 4.18 Ladungsdichten und chemisches Potential

Das chemische Potential stellt sich so ein, dass die Elektronenanzahl im Leitungsband gleich der Anzahl der freien Donator- und Valenzbandzustände ist:

$$\begin{aligned}
 n &= N_L \cdot e^{-\frac{\zeta_n - W_L}{q \cdot U_T}} = N_D \cdot (1 - P(W_D, T, \zeta_n)) + p \\
 &\approx N_D \cdot \left(1 - e^{-\frac{W_D - \zeta_n}{q \cdot U_T}}\right) \quad \text{wegen } p \ll N_D \cdot \left(1 - e^{-\frac{W_D - \zeta_n}{q \cdot U_T}}\right) \\
 &\approx N_D \quad (\text{Boltzmannnäherung für } \frac{W_D - \zeta_n}{q \cdot U_T} > 2)
 \end{aligned}$$

Chemisches Potential für die Boltzmannnäherung:

$$\zeta_n \approx W_L - q \cdot U_T \cdot \ln\left(\frac{N_L}{N_D}\right) \tag{15}$$

In einem mit Donatoren dotierten (n-) Gebiet sind bewegliche Elektronen die Majoritätsladungsträger.

Die Dichte der Minoritätsladungsträger strebt durch Generation bzw. Rekombination gegen Gl. 10:

$$p = \frac{n_i^2}{n}$$

Richtwerte Si 300K:

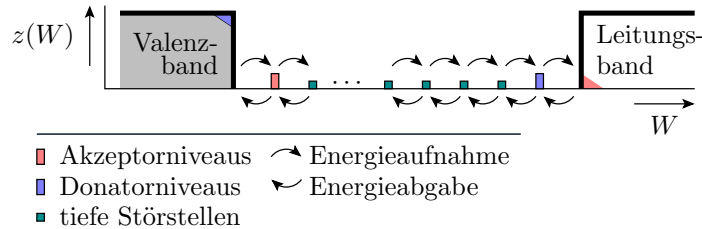
|   |                |                |           |
|---|----------------|----------------|-----------|
| Donatordichte in $\text{cm}^{-3}$                         | $10^{14}$      | $10^{16}$      | $10^{18}$ |
| Majoritätsladungsträgerdichte ( $n$ ) in $\text{cm}^{-3}$ | $10^{14}$      | $10^{16}$      | $10^{18}$ |
| Minoritätsladungsträgerdichte ( $p$ ) in $\text{cm}^{-3}$ | $4 \cdot 10^4$ | $4 \cdot 10^2$ | 4         |

Für hohe Dotierung (ab  $10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) sind die zusätzlichen Donatorzustände nur teilweise unbesetzt und  $n$  kleiner als die Donatordichte

$$n = N_D \cdot \left(1 - e^{-\frac{W_D - \zeta_n}{q \cdot U_T}}\right) < N_A$$

#### 4.20 Tiefe Störstellen

Gleichmäßig in der Bandlücke verteilte zusätzliche Energiezustände durch Gitterfehler und Verunreinigungen.



- In der Regel erfolgt die Energieaufnahme und -abgabe in kleinen Schritten über die tiefen Störstellen.
- Je reiner ein Halbleiter, desto größer sind die Relaxationszeiten  $\tau_p$  und  $\tau_n$ , mit denen die Gleichgewichtsstörungen abgebaut werden.

#### 4.21 Zusammenfassung

Mit der Boltzmannnäherung für Si und 300K ( $U_T \approx 26 \text{meV}$ ,  $W_V + 50 \text{meV} < \zeta < W_L + 50 \text{meV}$ ,  $N_V \approx 15 \cdot 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$  und  $N_L \approx 24 \cdot 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$ ) betragen im undotierten Halbleiter die Dichten der Löcher und der beweglichen Elektronen:

$$p = N_V \cdot e^{-\frac{W_V - \zeta}{q \cdot U_T}}$$

$$n = N_L \cdot e^{-\frac{\zeta - W_L}{q \cdot U_T}}$$

Im Gleichgewichtszustand:

$$n \cdot p = n_i^2 = N_V \cdot N_L \cdot e^{-\frac{W_V - W_L}{q \cdot U_T}} = n_i^2$$

$n_i$  – intrinsische Ladungsträgerdichte, für Si bei 300 K  $n_i \approx 2 \cdot 10^9 \text{cm}^{-3}$ . Abnahme mit etwa 7% pro Kelvin zu.

Eine Akzeptordichte  $N_A \ll N_V$  ändert das Gleichgewicht in:

$$p = N_A; \quad n = \frac{n_i^2}{N_A}$$

$$\zeta_p \approx W_V + q \cdot U_T \cdot \ln\left(\frac{N_V}{N_A}\right)$$

Eine Donatordichte  $N_D \ll N_L$  ändert das Gleichgewicht in:

$$n = N_D; \quad p = \frac{n_i^2}{N_D}$$

$$\zeta_n \approx W_L - q \cdot U_T \cdot \ln\left(\frac{N_L}{N_D}\right)$$

Gleichgewichtsstörungen werden mit den Nettorekombinationsraten

$$r_n = \frac{dn}{dt} = \frac{n - n_0}{\tau_n}; \quad r_p = \frac{dp}{dt} = \frac{p - p_0}{\tau_p}$$

abgebaut ( $\tau_{p/n}$  – Relaxionszeiten, bis zu Millisekunden).

## 1.4 Stromloser pn-Übergang

### 4.23 Suchen Sie die Gleichungen zusammen

Stromdichte für Halbleiter nach Gl. 1:

$$J = q \cdot (\mu_p \cdot (\dots\dots\dots) - \mu_n \cdot (\dots\dots\dots))$$

Die Poisson-Gleichung, Gl. 2:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \dots\dots\dots$$

Die Boltzmannnäherung für  $p$  und  $n$  als Funktion von  $\zeta$  nach Gl. 8

$$p \approx N_V \cdot \dots\dots\dots$$

$$n \approx N_L \cdot \dots\dots\dots$$

Die Nettorekombinationsraten nach Gl. 12:

$$p - \text{Gebiet} : r_p = \frac{dp}{dt} = \dots\dots\dots, n - \text{Gebiet} : r_n = \frac{dn}{dt} = \dots\dots\dots$$

### 4.24 Zur Kontrolle

Stromdichte für Halbleiter nach Gl. 1:

$$J = q \cdot \left( \mu_p \cdot \left( p \cdot E + U_T \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \mu_n \cdot \left( n \cdot E + U_T \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right)$$

Die Boltzmannnäherungen für die Elektronen- und die Löcherdichten nach Folie ??:

$$p = N_V \cdot e^{\frac{w_V - \zeta}{q \cdot U_T}}$$

$$n = N_L \cdot e^{\frac{\zeta - w_L}{q \cdot U_T}}$$

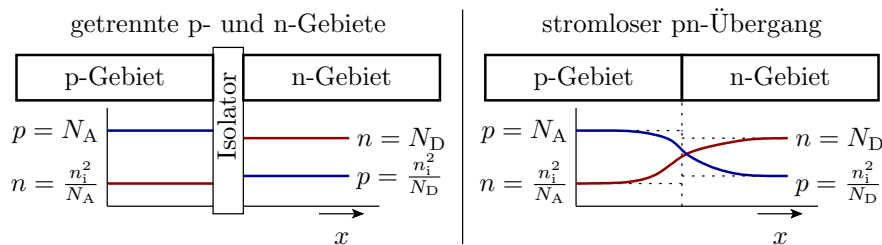
Die Poisson-Gleichung, Gl. 2:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon}$$

Die Nettorekombinationsraten nach Gl. 12:

$$p - \text{Gebiet} : r_p = \frac{dp}{dt} = \frac{p - p_0}{\tau_p}, n - \text{Gebiet} : r_n = \frac{dn}{dt} = \frac{n - n_0}{\tau_n}$$

### 4.25 Verbindung eines p- und eines n-Gebiets



- Der Dichtegradient an der Übergangsstelle bewirkt, dass aus dem p-Gebiet Elektronen und aus dem n-Gebiet Löcher in das andere Gebiet diffundieren.
- Es entsteht ein elektrisches Feld, das einen Driftstrom verursacht, der den Diffusionsstrom kompensiert.
- Die im Verbindungsmoment durch Diffusion verursachte Erhöhung von  $n \cdot p \gg n_i^2$  wird innerhalb weniger Millisekunden durch Rekombination abgebaut.

### 4.26 Feldstärke und Ladungsdichte

Im stationären Gleichgewicht heben sich überall die Elektronen- und Löcherströme auf. Elektronenstromdichte nach Gl. 1:

$$J_n = 0 = -q \cdot \mu_n \cdot \left( n \cdot E + U_T \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \right) \quad (16)$$

Die Änderung der Elektronendichte ergibt sich aus der Änderung des Abstands des chemischen Potentials zum Leitungsband:

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\partial \left( N_L \cdot e^{\frac{\zeta_n - W_L}{q \cdot U_T}} \right)}{\partial x} = \frac{n}{q \cdot U_T} \cdot \left( \frac{\partial \zeta_n}{\partial x} - \frac{\partial W_L}{\partial x} \right) = -\frac{n}{q \cdot U_T} \cdot \frac{\partial W_L}{\partial x}^*$$

(\*mit Festlegung  $\zeta = \text{konst.}$ ). Eingesetzt in Gl. 16 ergibt sich, dass die Feldstärke im stromlosen pn-Übergang proportional zur Änderung der Leitungsbandenergie abnimmt:

$$0 = n \cdot E - U_T \cdot \frac{n}{q \cdot U_T} \cdot \frac{\partial W_L}{\partial x}, \quad E = \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial W_L}{\partial x}$$

### 4.27 Diffusionsspannung und Raumladung

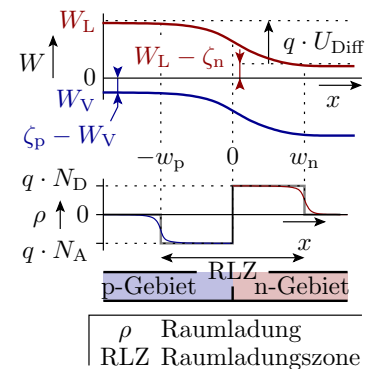
Die Diffusionsspannung

$$U_{\text{Diff}} = - \int_{-w_p}^{w_n} E \cdot dx = -\frac{1}{q} \cdot \int_{-w_p}^{w_n} \frac{\partial W_L}{\partial x} \cdot dx = \frac{\zeta_n - \zeta_p}{q}$$

ist das Integral über die Feldstärke am stromlosen pn-Übergang.

In dem Bereich, in dem das chemische Potential von den Bandkanten weiter entfernt ist, ist die Dichte der beweglichen Ladungsträger klein gegenüber den ortsfesten Störstellenatomen. Näherungsweise konstante Raumladung:

- p-Gebiet:  $\rho \approx -q \cdot N_A$
- n-Gebiet:  $\rho \approx q \cdot N_D$ .



Gl. 6:  $\zeta_p \approx W_V + q \cdot U_T \cdot \ln \left( \frac{N_V}{N_A} \right)$ , Gl. 7:  $\zeta_n \approx W_L - q \cdot U_T \cdot \ln \left( \frac{N_L}{N_D} \right)$

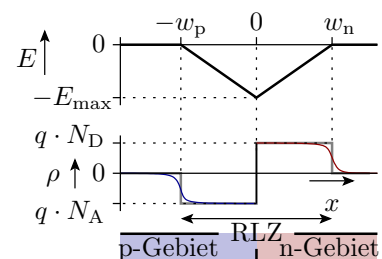
### 4.28 Feldstärke und Sperrschichtbreite

Bei konstanter Raumladung nimmt nach Gl. 2 (Poisson-Gl.):

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon}$$

die Feldstärke im p-Gebiet proportional mit  $-q \cdot N_A$  ab und im n-Gebiet mit  $q \cdot N_D$  zu (Dreieckverlauf).

- Abfall p-Gebiet:  $\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{-q \cdot N_A}{\epsilon} = \frac{-E_{\text{max}}}{w_p}$
- Anstieg n-Gebiet:  $\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon} = \frac{E_{\text{max}}}{w_n}$
- Ladungsneutralität:  $N_A \cdot w_p = N_D \cdot w_n$
- Diffusionsspannung:  $U_{\text{Diff}} = \frac{1}{2} \cdot E_{\text{max}} \cdot (w_p + w_n)$



Auflösung des Gleichungssystems nach den Breiten der Raumladungszonen:

$$w = w_p + w_n = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \cdot U_{\text{Diff}}}{q} \cdot \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \quad (17)$$

$$w_p = \frac{w \cdot N_D}{N_D + N_A}, \quad w_n = \frac{w \cdot N_A}{N_D + N_A}$$

Maximale Feldstärke:

$$E_{\text{max}} = \frac{w_p \cdot q \cdot N_A}{\epsilon} = \frac{w_n \cdot q \cdot N_D}{\epsilon} = \frac{2 \cdot U_{\text{Diff}}}{w}$$

- Bei gleicher Dotierung:  $w_p = w_n$ .
- Bei ungleicher Dotierung breitet sich die Raumladungszone hauptsächlich im niedriger dotierten Gebiet aus.

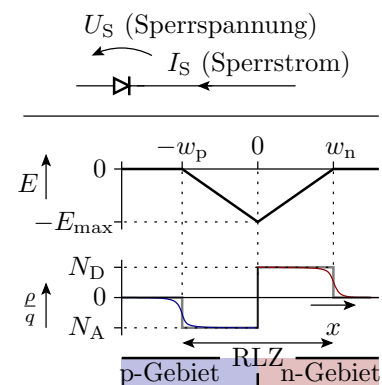
## 1.5 pn-Übergang, Sperrbereich

### 4.30 Sperrbereich

Eine Sperrspannung  $U_S > 0$  vergrößert

$$\int_{-w_p}^{w_n} E \cdot dx$$

von  $U_{\text{Diff}}$  auf  $U_{\text{Diff}} + U_S$ . Anstieg und Abfall von  $E$  verursacht durch die Raumladungen  $\rho = q \cdot N_A$  bzw.  $\rho = q \cdot N_D$  bleiben.



In den Gleichungen zur Bestimmung von  $w$ ,  $w_p$ ,  $w_n$  und  $E_{\text{max}}$  ist die Diffusionsspannung durch  $U_{\text{Diff}} + U_S$  zu ersetzen:

$$E_{\text{max}} = \frac{2 \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{w}$$

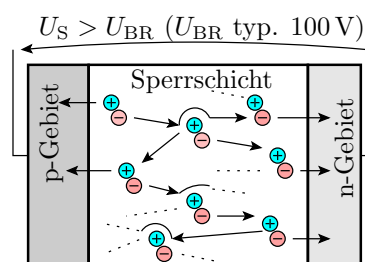
$$E_{\text{max}} = \frac{2 \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{w} = \sqrt{\frac{2 \cdot q \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{\epsilon \cdot \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}} \quad (18)$$

$$w = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{q} \cdot \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \quad (19)$$

$$w_p = \frac{w \cdot N_D}{N_D + N_A}$$

$$w_n = \frac{w \cdot N_A}{N_D + N_A}$$

### 4.32 Lawindurchbruch



Häufigste Durchbruchart. Bei hohen Feldstärken nehmen die bewegten Ladungsträger auf ihrem Weg bis zum nächsten Gitterzusammenstoß so viel Energie auf, das es für die Generierung eines Elektronen-Lochpaares ausreicht. Die Dichte der beweglichen Ladungsträger in der Raumladungszone steigt mit weiterer Erhöhung der Sperrspannung exponentiell an.

### 4.33 Spannungsfestigkeit

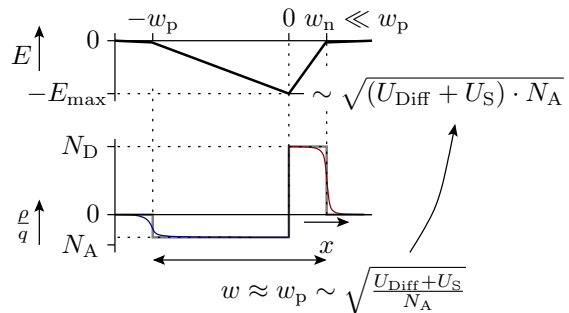
Die maximale Feldstärke  $E_{\max}$  muss unterhalb des Wertes für den Durchbruch  $E_{BR}$  bleiben:

$$E_{\max} = \frac{2 \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{w} = \sqrt{\frac{2 \cdot q \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{\varepsilon \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}} < E_{BR}$$

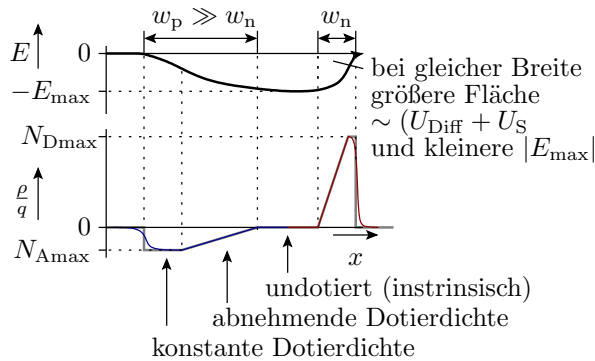
Für gegebene  $U_S$

- große Breite
- niedrige Dotierung.

Einseitig niedrige Dotierung reicht, weil sich die Sperrschicht hauptsächlich im niedrig dotierten Gebiet ausbreitet.



### 4.34 Sanfte Dotierprofile und intrinsischer Übergang



Aus der Poisson-Gl.  $2 \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\varepsilon}$  folgt, dass bei abnehmender Raumladung, die in der Verarmungszone gleich der Dotierdichte ist,  $E$  schwächer und in einer intrinsischen Zwischenschicht gar nicht zunimmt. Bei gleicher Sperrschichtbreite und Sperrspannung geringeres Feldstärkemaximum.

### 4.35 Sperrstrom

Der Sperrstrom ist ein Generierungsstrom mit der Stromdichte:

$$J_S = \frac{I_S}{A} \approx q \cdot (w_n \cdot r_n + w_p \cdot r_p)$$

mit der Generationsrate<sup>1</sup> im p-Gebiet:

$$-r_p = -\frac{dp_p}{dt} = \frac{N_A - p_p}{\tau_p} \approx \frac{N_A}{\tau_p}$$

und im n-Gebiet:

$$-r_n = -\frac{dn_n}{dt} = \frac{N_D - n_n}{\tau_n} \approx \frac{N_D}{\tau_n}$$

(...<sub>p</sub> - im p-Gebiet; ...<sub>n</sub>; im n-Gebiet;  $\tau$  - Relaxionszeit; Näherungsannahmen: Majoritätsdichte viel kleiner Dotierdichten). Zusammen:

$$J_S = \frac{I_S}{A} \approx q \cdot \left( \frac{w_n \cdot N_D}{\tau_n} + \frac{w_p \cdot N_A}{\tau_p} \right) \quad (20)$$

<sup>1</sup>Die Generierungsrate für  $n \cdot p < n_i^2$  ist minus Nettorekombinationsrate.

### 4.36 Spannungsabhängigkeit des Sperrstroms und Sperrschichtkapazität

- Breiten der Raumladungszonen

$$w \sim w_p \sim w_n \sim \sqrt{U_{\text{Diff}} + U_S}$$

- Sperrstrom:

$$J_S \sim w \sim \sqrt{U_{\text{Diff}} + U_S}$$

wird meist vernachlässigt.

- Sperrschichtkapazität:

$$C = \epsilon \cdot \frac{A}{w} \sim \frac{1}{\sqrt{U_{\text{Diff}} + U_S}}$$

wichtig für Analyse im Frequenzbereich; Ausnutzung in Kapazitätsdioden.

### 4.38 Zusammenfassung

- Sperrschichtbreite:

$$w = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{q} \cdot \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}$$

- Maximale Feldstärke:

$$E_{\text{max}} = \frac{2 \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{w} = \sqrt{\frac{2 \cdot q \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{\epsilon \cdot \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}}$$

- Bei zu hoher Feldstärke Durchbruch.
- Erhöhung der Spannungsfestigkeit durch einseitig niedrige Dotierung, sanfte Dotierprofile und/oder eine intrinsische Schicht zwischen den dotierten Gebieten.
- Sperrstrom vernachlässigbar.
- Spannungsabhängige Sperrkapazität.

## 1.6 pn-Übergang Durchlassbereich

### 4.39 Suchen Sie die Gleichungen zusammen

1. Stromdichte für Halbleiter nach Gl. 1:

$$J = q \cdot (\mu_p \cdot (\dots) - \mu_n \cdot (\dots))$$

2. Die Boltzmannnäherungen für die Elektronen- und die Löcherdichten Gl. 8:

$$\begin{aligned} p &\approx N_V \cdot \dots \\ n &\approx N_L \cdot \dots \end{aligned}$$

3. Die Gleichgewichtsverschiebung des Produkts  $n \cdot p$  unter der Annahme, dass sich die chemischen Potentiale für Löcher und Elektronen um  $\zeta_n - \zeta_p = q \cdot U_D$  unterscheiden ( $\zeta_{p/n}$  – chemisches Potential zur Löcher- / Elektronendichte;  $U_D$  – Spannung in Durchlassrichtung;  $q$  – Elementarladung):

$$n \cdot p = n_i^2 \cdot \dots$$

#### 4.40 Zur Kontrolle

1. Stromdichte für Halbleiter nach Gl. 1:

$$J = q \cdot \left( \mu_p \cdot \left( p \cdot E + U_T \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \mu_n \cdot \left( n \cdot E + U_T \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right)$$

2. Die Boltzmannnäherungen für die Elektronen- und die Löcherdichten Gl. 8:

$$p \approx N_V \cdot e^{\frac{W_V - \zeta_p}{q \cdot U_T}} \quad \text{für } e^{\frac{W_V - \zeta_p}{q \cdot U_T}} < e^{-2} \approx 0,1^*$$

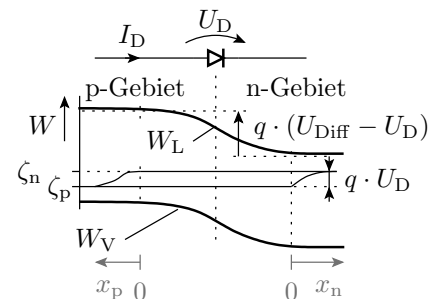
$$n \approx N_L \cdot e^{\frac{\zeta_n - W_L}{q \cdot U_T}} \quad \text{für } e^{\frac{\zeta_n - W_L}{q \cdot U_T}} < e^{-2} \approx 0,1^*$$

(\* – Gültigkeitsvoraussetzung).

3. Gleichgewichtsverschiebung des Produkts  $n \cdot p$  für  $\zeta_n - \zeta_p = q \cdot U_D$

$$n \cdot p = \underbrace{N_V \cdot N_L}_{n_i^2} \cdot e^{-\frac{W_L - W_V}{q \cdot U_T}} \cdot e^{\frac{\zeta_n - \zeta_p}{q \cdot U_T}} = \frac{n_i^2}{e^{\frac{U_D}{U_T}}}$$

#### 4.41 Durchlassbereich



Eine Durchlassspannung  $U_D > 0$  verringert nach Gl. 19 das elektrische Feld und die Breite der Raumladungszone. Der Diffusionsstrom wird nicht mehr durch den Driftstrom kompensiert.

Unter der Annahme, keine Rekombination in der Sperrschicht<sup>2</sup>, behalten die chemischen Potentiale der in das andere Gebiet diffundierenden Ladungsträger die Differenz  $\zeta_n - \zeta_p = q \cdot U_D$ . Vergrößerung von  $n \cdot p$  bis zum Ende der Sperrschicht:

$$n \cdot p \approx n_i^2 \cdot e^{\frac{U_D}{U_T}}$$

#### 4.42 Hinter der Raumladungszone

Majoritätsdichte:

$$p_p(x_p \geq 0) = N_A$$

$$n_n(x_n \geq 0) = N_D$$

Minoritätsdichteerhöhung am Ende der Raumladungszone:

$$n_p(x_p = 0) = n_{p0} \cdot e^{\frac{U_D}{U_T}} \quad \text{mit } n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A}$$

$$p_n(x_n = 0) = p_{n0} \cdot e^{\frac{U_D}{U_T}} \quad \text{mit } p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}$$

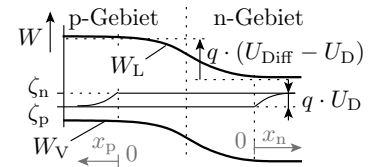
Weiterdiffusion der Minoritätsladungsträger im Bahngebiet:

- Elektronen im p-Gebiet:  $J_n = q \cdot \mu_n \cdot U_T \cdot \frac{\partial n_p(x_p)}{\partial x_p}$
- Löcher im n-Gebiet:  $J_p = q \cdot \mu_p \cdot U_T \cdot \frac{\partial p_n(x_n)}{\partial x_n}$

Die Dichtegradienten  $\neq 0$  entstehen durch Rekombination.

<sup>2</sup> Aufgrund der großen Dichtegradienten diffundieren die Ladungsträger sehr schnell durch die Sperrschicht.

**4.43 Minoritätendichten  $x_{p/n} \geq 0$**



Diffusionsstromdichten:

$$J = J_n + J_p$$

|   | Diffusionsstromdichte  | Abnahme durch Rekombination  |
|---|--|--|
| p | $J_n = q \cdot \mu_n \cdot U_T \cdot \frac{\partial n_p(x_p)}{\partial x_p}$ | $\frac{\partial J_n}{\partial x_p} = q \cdot r_p = q \cdot \frac{n_p(x_p) - n_{p0}}{\tau_p}$ |
| n | $J_p = q \cdot \mu_p \cdot U_T \cdot \frac{\partial p_n(x_n)}{\partial x_n}$ | $\frac{\partial J_p}{\partial x_n} = q \cdot r_n = q \cdot \frac{p_n(x_n) - p_{n0}}{\tau_n}$ |

1. DGL Min.-Dichte p-Gebiet:  $\frac{\partial^2 n_p(x_p)}{\partial x_p^2} = \frac{n_p(x_p) - n_{p0}}{\mu_n \cdot U_T \cdot \tau_p}$

2. DGL Min.-Dichte n-Gebiet:  $\frac{\partial^2 p_n(x_n)}{\partial x_n^2} = \frac{p_n(x_n) - p_{n0}}{\mu_p \cdot U_T \cdot \tau_n}$

Lösung der DGLs für die Minoritätendichten:

1. p-Gebiet:  $n_p(x_p) = k_p \cdot e^{[-] \frac{x_p}{L_n}} + n_{p0}$  mit  $L_n = \sqrt{\mu_n \cdot U_T \cdot \tau_p}$

2. n-Gebiet:  $p_n(x_n) = k_n \cdot e^{[-] \frac{x_n}{L_p}} + p_{n0}$  mit  $L_p = \sqrt{\mu_p \cdot U_T \cdot \tau_n}$

( $L_n$  - Diffusionslänge Elektronen im p-Gebiet;  $L_p$  - ... Löcher im n-Gebiet).

$L_p, L_n$  - Diffusionslängen, Wege, bis zur Verringerung der Minoritätsüberschüsse auf das 1/e-fache.

Probe mit der Minoritätendichte im p-Gebiet:

$$\frac{\partial^2 \left( k_p \cdot e^{[-] \frac{x_p}{L_p}} + n_{p0} \right)}{\partial x_n^2} = \frac{k_p \cdot e^{[-] \frac{x_p}{L_p}}}{L_p^2} \stackrel{!}{=} \frac{\left( k_p \cdot e^{[-] \frac{x_p}{L_p}} + n_{p0} \right) - n_{p0}}{L_p^2} \sqrt{\quad}$$

...  $e^{-\frac{x_n}{L_p}}$  physikalisch richtig, weil  $p_n(x_n)$  mit  $x_n$  abnimmt.

|                      |   |
|----------------------|---|
| $n_p(x_p), p_n(x_n)$ | Minoritätendichte im p- bzw- n-Bahngebiet |
| $k_p, k_n$           | noch zu bestimmende Parameter             |
| $\tau_p, \tau_n$     | Relaxionszeit im p- bzw- n-Gebiet         |
| $\mu_p, \mu_n$       | Beweglichkeit im p- bzw- n-Gebiet         |
| $L_n$                | Diffusionslänge Elektronen im p-Gebiet    |
| $L_p$                | Diffusionslänge Löcher im n-Gebiet        |

Bestimmung  $k_p$  aus Randbedingung  $n_p(x_p = 0) = n_{p0} \cdot e^{\frac{U_D}{U_T}}$ :

$$\begin{aligned} n_{p0} \cdot e^{\frac{U_D}{U_T}} &= k_p \cdot e^{-\frac{x_p=0}{L_n}} + n_{p0} \\ k_p &= n_{p0} \cdot \left( e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) \\ n_p(x_p) &= n_{p0} \cdot \left( e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{x_p}{L_n}} + n_{p0} \end{aligned}$$

Bestimmung  $k_n$  aus Randbedingung  $p_n(x_n = 0) = p_{n0} \cdot e^{\frac{U_D}{U_T}}$ :

$$p_n(x_n) = p_{n0} \cdot \left( e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{x_n}{L_p}} + p_{n0}$$

Durchlassstrom gleich Summe der Diffusionsströme bei  $x_{p/n} = 0$ :

$$\begin{aligned} J &= J_n + J_p = q \cdot \left( \mu_n \cdot U_T \cdot \frac{\partial n_p(x_p)}{\partial x_p} \Big|_{x_p=0} + \mu_p \cdot U_T \cdot \frac{\partial p_n(x_n)}{\partial x_n} \Big|_{x_n=0} \right) \\ &= \left( \frac{n_{p0} \cdot q \cdot \mu_n \cdot U_T}{L_n} + \frac{p_{n0} \cdot q \cdot \mu_p \cdot U_T}{L_p} \right) \cdot \left( e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) \end{aligned}$$

### 4.46 Shockley-Gleichung

Durchlassstromdichte (Shockley-Gleichung):

$$J_D = J_s \cdot \left( e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) \tag{21}$$

mit der Sättigungsstromdichte

$$J_s = \left( \frac{n_{p0} \cdot q \cdot \mu_n \cdot U_T}{L_n} + \frac{p_{n0} \cdot q \cdot \mu_p \cdot U_T}{L_p} \right)$$

|                                  |   |   |
|----------------------------------|---|---|
| Gleichgewichtsminoritätendichten | $n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A}$                | $p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}$                |
| Diffusionslängen:                | $L_n = \sqrt{U_T \cdot \mu_n \cdot \tau_p}$ | $L_p = \sqrt{U_T \cdot \mu_p \cdot \tau_n}$ |

die wegen  $U_T = \frac{k_B \cdot T}{q}$  und  $n_i^2 \sim T^{2..3} \cdot e^{-\frac{15000K}{T}}$  sehr stark von der Temperatur  $T$  abhängt:

$$J_s \sim T^{2,5..3,5} \cdot e^{-\frac{15000K}{T}}$$

( $U_D$  – Spannung in Durchlassrichtung;  $U_T$  – Temperaturspannung;  $n_i$  – instrinsische Ladungsträgerdichte).

### 4.47 Zusammenfassung Durchlassstromdichte

$$J_D = J_s \cdot \left( e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right)$$

$$J_s = q \cdot U_T \cdot n_i^2 \cdot \left( \frac{1}{N_D} \cdot \sqrt{\frac{\mu_p}{\tau_n}} + \frac{1}{N_A} \cdot \sqrt{\frac{\mu_n}{\tau_p}} \right)$$

$$n_i^2 = N_V \cdot N_L \cdot e^{\frac{W_V - W_L}{q \cdot U_T}}$$

Die Faktoren  $U_T$  und  $n_i^2$  bewirken, dass die Sättigungsstromdichte  $J_s$  stark temperaturabhängig ist.

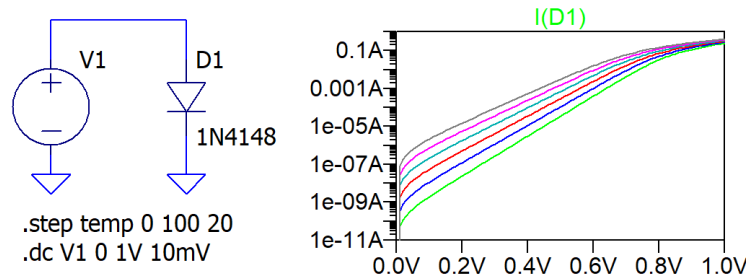
|                               |   |
|-------------------------------|---|
| $\tau_p, \tau_n$              | Relaxionszeit im p- bzw. n-Gebiet               |
| $\mu_p, \mu_n$                | Beweglichkeit im p- bzw. n-Gebiet               |
| $N_A, N_D$                    | Akzeptor- und Donatordichte im p- bzw. n-Gebiet |
| $U_T = \frac{k_B \cdot T}{q}$ | Temperaturspannung                              |
| $q$                           | Elementarladung                                 |
| $n_i^2$                       | instrinsische Ladungsträgerdichte               |

## 2 Dioden

### 2.1 Spice-Parameter

#### 4.48 Einführendes Beispiel

Das mit LT-Spice mitgelieferte Modell der Diode 1N4148 hat im Durchlassbereich folgende Strom-Spannungs-Beziehung:



Die Beschreibung dieser Diode lautet:

```
.model 1N4148 D(Is=2.52n Rs=.568, N=1.752 Cjo=4p
M=.4 Iave=200m Tt=20n Vpk=75)
```

Was bewirken die Parameter im Bild?

#### 4.49 Spice-Parameter einer Diode

Tabelle der Parameter des Berkley-Spice-Modells für Halbleiterdioden, Fortsetzung nächste Folie. Letzte Spalte Vorgabewerte der Beispilediode 1N4148. Ohne Angabe gelten die Standardwerte.

| Param.      | Spice | Bezeichnung             | Std-W+ME     | 1N4148         |
|-------------|-------|-------------------------|--------------|----------------|
| $I_S$       | Is    | Sättigungsstrom         | $10^{-14}$ A | 2,52nA         |
| $R_S$       | Rs    | Bahnwiderstand          | 0 $\Omega$   | 0.568 $\Omega$ |
|             | N     | Emissionskoeffizient    | 1            | 1,75           |
|             | Tt    | Transitzeit             | 0 ns         | 20ns           |
| $C_{S0}$    | Cjo   | Kapazität für $U_D = 0$ | 0 pF         | 4pF            |
| $U_{Ddiff}$ | Vj    | Diffusionsspannung      | 1 V          |                |
|             | M     | Kapazitätskoeffizient   | 1            | .4             |
| $W_g$       | Eg    | Bandabstand             | 1,11* eV     |                |

(Std-W+ME Standardwert + Maßeinheit; \*- Wert für Silizium)

Ohne Kenntnis der simulierten Gleichungen lässt sich aus den Parameterwerten nicht erraten, was sie bedeuten.

#### 4.50 Fortsetzung der Liste der Spice-Parameter

| Param.   | Spice | Bezeichnung                 | Std-W+E      | 1N4148 |
|----------|-------|-----------------------------|--------------|--------|
| $X_{TI}$ | Xti   | Is-Temperaturkoeff.         | 3.0          |        |
| $k_F$    | KF    | Funkelrauschkoeff.          | 0            |        |
| $A_F$    | Af    | Funkelrauschexp.            | 1            |        |
| $f_S$    | FC    | Koeff. Bereichswechs. $C_S$ | 0.5          |        |
|          | BV    | Durchbruchspannung          | $\infty$ , V |        |
|          | Ibv   | Strom bei $U_{BR}$          | $10^{-10}$ A |        |
|          | Tnom  | Bezugstemperatur            | 27°C         |        |
|          | Isr   | Rekomb.-Stromparam.         | 0 A          |        |
|          | Nr    | $I_{SR}$ -Emmisionskoeff.   | 2            |        |
|          | Ikf   | Wechsel Hochstromber.       | $\infty$ A   |        |
|          | Tikf  | Ikf-Temperaturkoeff.        | 0/°C         |        |
|          | Trs1  | lin. Rs Temp.-Koeff.        | 0/°C         |        |
|          | Trs2  | quad. Rs Temp.-Koeff.       | 0/°C         |        |

Unsere Diode verwendet überwiegend die Standardwerte, z.B. Durchbruchspannung  $\infty$ .

#### 4.51 Ergänzende informative Parameter

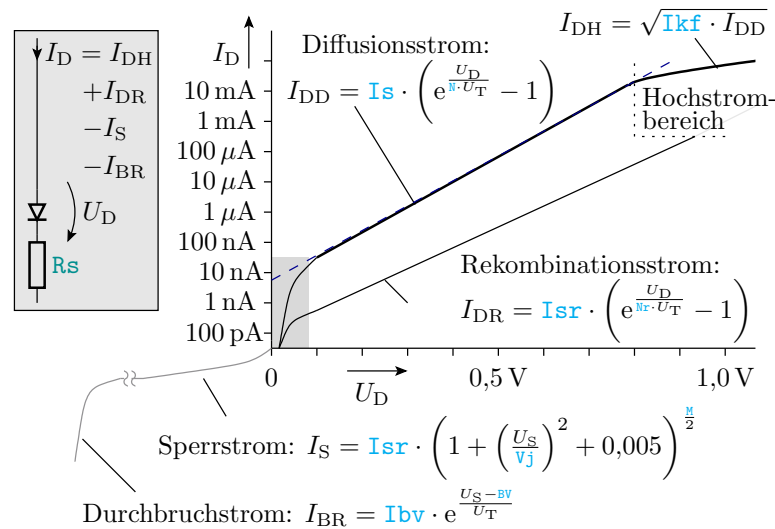
Die folgenden Parameter wertet der Simulator bei der Simulation nicht aus. Insbesondere keine Fehlermeldungen bei Überschreitung der vorgegebenen Grenzwerte.

| Param. | Spice | Bezeichnung                           | Einheit | 1N4148  |
|--------|-------|---------------------------------------|---------|---------|
|        | Vpk   | Spitzensperrenspannung (peak voltage) | V       | 75 V    |
|        | Ipk   | Spitzenstrom                          | A       |         |
|        | Iave  | mittlerer Strom (average current)     | A       | 200 mA  |
|        | Irms  | Strom RMS                             | A       |         |
|        | diss  | max. Verlustleistung                  | W       |         |
|        | mfg   | Hersteller                            |         | onSemi  |
|        | type  | Diodenart                             |         | silicon |

Weitere Angaben siehe [scad3.pdf].

## 2.2 Strom-Spannungs-Beziehung

### 4.52 Stromgleichungen als Überblick



### 4.53 Ströme im Durchlassbereich

- Diffusionsstrom: Modellierung durch Shockley-Gleichung mit Korrekturfaktor  $N$  für den log. Anstieg:

$$I_{DD} = I_s \cdot \left( e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) \tag{22}$$

- Rekombinationsstrom: Zusätzlicher Stromanteil durch Rekombination in der Verarmungsschicht. Viel geringer, andere Wirkung auf andere Eigenschaften, z.B. keine Diffusionsladung und -kapazität:

$$I_{DR} = I_{sr} \cdot \left( e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) \tag{23}$$

| Param. | Spice    | Bezeichnung               | Std-W+ME     | 1N4148 |
|--------|----------|---------------------------|--------------|--------|
| $I_s$  | $I_s$    | Sättigungsstrom           | $10^{-14}$ A | 2,52nA |
|        | $N$      | Emissionskoeffizient      | 1            | 1,75   |
|        | $I_{sr}$ | Rekomb.-Stromparam.       | 0 A          |        |
|        | $N_r$    | $I_{SR}$ -Emmisionskoeff. | 2            |        |

### 4.54 Hochstromeffekt

Mit dem Strom nimmt bei gleicher Flächenladung die Ladungsträgergeschwindigkeit zu. Bei sehr hohen Geschwindigkeiten (Größenordnung mittleren thermischen Geschwindigkeit) Abnahme Beweglichkeit, ... Weitere Zunahme des Diffusionsstroms nur noch mit der Wurzel gegenüber »langsamem« Stromfluss:

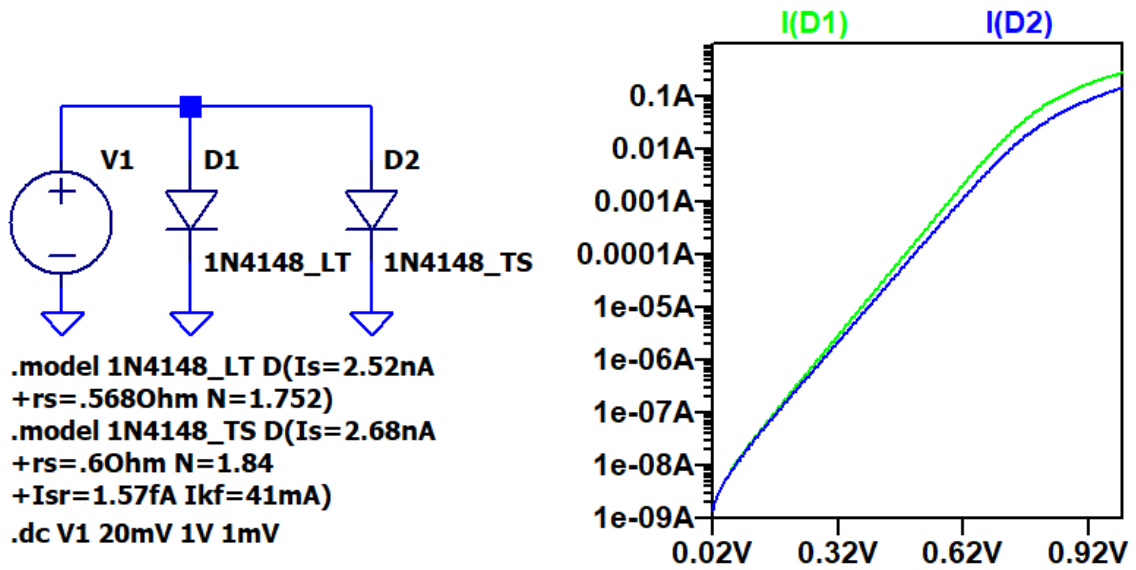
$$I_{DH} = \frac{I_{DD}}{\sqrt{1 + \frac{I_{DD}}{I_{kf}}}} \approx \begin{cases} I_{DD} & I_{DD} \ll I_{kf} \\ \sqrt{I_{DD} \cdot I_{kf}} & I_{DD} \gg I_{kf} \end{cases} \tag{24}$$

Wurzel bedeutet log ( $I_{DH}$ )-Anstiegsminderung auf die Hälfte und Verdopplung des Kleinsignalwiderstands (siehe später).

| Param. | Spice    | Bezeichnung            | Std-W+ME   | 1N4148 |
|--------|----------|------------------------|------------|--------|
|        | $I_{kf}$ | Wechsel Hochstromober. | $\infty$ A |        |

### 4.55 Ein Bauteil zwei unterschiedliche Modelle

Für die Diode 1N4148, die auch im Praktikum eingesetzt wird, hat der Simulator andere Parameter, als in [1] angegeben sind.



Das Modell des Simulators »\_LT« und das Modell »\_TS« aus [1] verhalten sich auch unterschiedlich. Fertigungsstreuungen? Schaltungen so entwerfen, dass die Unterschiede nicht stören.

### 4.57 Sperrstrom

Der Sperrstrom ist ein Generierungsstrom, der proportional zur Sperrschichtbreite zunimmt. Für einen abrupten Übergang Zunahme mit der Wurzel der Sperrspannung  $U_S = -U_D$ :

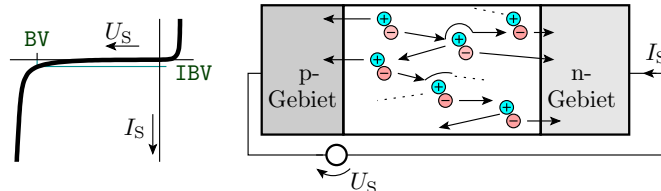
$$I_S \sim \sqrt{v_j + U_S}$$

(vergl. Gl. 20). Empirische Spice-Annäherung:

$$I_S = -I_{sr} \cdot \left( \left( 1 + \frac{U_S}{V_j} \right)^2 + 0,005 \right)^{\frac{M}{2}} \quad (25)$$

| Param.          | Bezeichnung           | 1N4148  | 1N4001  |
|-----------------|-----------------------|---------|---------|
| I <sub>sr</sub> | Rekomb.-Stromparam.   | 1,57 fA | 0       |
| V <sub>j</sub>  | Diffusionsspannung    | 0,5 V   | 0,325 V |
| M               | Kapazitätskoeffizient | 0,333   | 0,44    |

### 4.58 (Lawinen-) Durchbruch

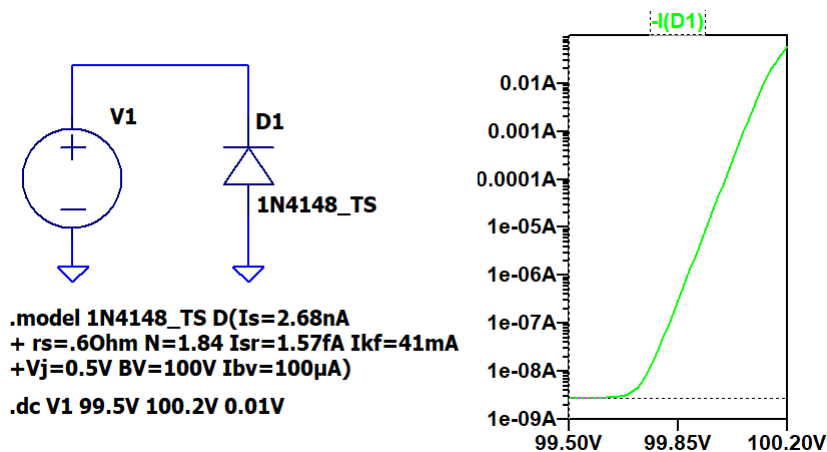


Modellierung als exponentielle Stromzunahme mit der Sperrspannung  $U_S$ :

$$I_{BR} = I_{bv} \cdot e^{\frac{U_S - BV}{U_T}} \quad (26)$$

| Param.          | Bezeichnung        | 1N4148 | 1N4001 |
|-----------------|--------------------|--------|--------|
| BV              | Durchbruchspannung | 100 V  | 75 V   |
| I <sub>bv</sub> | Strom bei BV       | 100 μA | 10 μA  |

Für den Sperrbereich vervollständigtes Modell mit Parametern aus [1]:

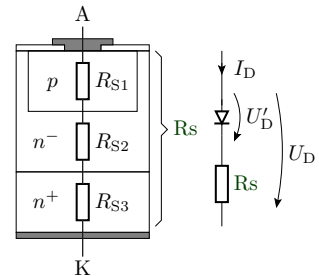


### 4.60 Bahnwiderstände

Bahnwiderstand  $R_s$ :

- typ. 10 mΩ (Leistungsdioden) bis 10Ω (Kleinsignaldioden).
- Modellierung durch einen zusätzlichen Spannungsabfall:

$$U_D = U'_D + R_s \cdot I_D$$



| Param. | Bezeichnung    | 1N4148 | 1N4001  |
|--------|----------------|--------|---------|
| $R_s$  | Bahnwiderstand | 0,6 Ω  | 0,034 Ω |

## 2.3 Temperaturverhalten

### 4.62 Temperaturverhalten

In der angepassten Shockley-Gl.

L

$$I_D(U_D, T) = I_S(T) \cdot \left( e^{\frac{U_D}{n \cdot U_T(T)}} - 1 \right)$$

sind die Temperaturspannung (eingeführt auf S. 2)

$$U_T(T) = \frac{k_B \cdot T}{q} = 86,142 \frac{\mu V}{K} \cdot T$$

und nach Gl. 21 und 10 die Sättigungsstromdichte

$$I_S \sim n_i^2(T) = N_V \cdot N_L \cdot e^{\frac{W_L - W_V}{q \cdot U_T}}$$

( $k$  – Boltzmannkonstante,  $q$  – Elementarladung) und darin wieder  $N_V$  und  $N_L$  stark temperaturabhängig. Empirisches Modell:

$$I_S(U_D, T) = I_S(T_{nom}) e^{\left(\frac{T}{T_{nom}} - 1\right) \cdot \frac{E_g}{n \cdot U_T(T)}} \cdot \left(\frac{T}{T_{nom}}\right)^{\frac{x_{ti}}{n}}$$

( $I_S$  – Sättigungsstrom;  $E_g$  – Bandabstand;  $T_{nom}$  – Bezugstemperatur,  $x_{ti}$  – Temperaturkoeffizient von  $I_S$ ).

### 4.63 Temperaturverhalten für Überschlüge

Relative Stromzunahme mit der Temperatur:

$$\frac{1}{I_D} \cdot \frac{dI_D}{dT} \Big|_{U_D=\text{const.}} \approx 0,04 \dots 0,08 \text{ K}^{-1} \quad (27)$$

- Bei einer Temperaturerhöhung von  $\approx 11 \text{ K}$  verdoppelt sich der Strom bei gleicher Spannung.

Spannungsabnahme bei konstantem Strom:

$$\frac{dU_D}{dT} \Big|_{I_D=\text{const.}} \approx -1,7 \text{ mV/K}$$

- Bei einer Temperaturerhöhung um  $\approx 60 \text{ K}$  verringert sich die Durchlassspannung bei gleichem Strom um  $100 \text{ mV}$ .

Bei höherem Leistungsumsatz sind Halbleitertemperaturen von  $50 \dots 100^\circ \text{C}$  normal.

### 4.64 Parameterbeispiele

Die nachfolgenden Werte sind aus [1] und nicht von den Modellen aus dem Simulator.

| Param.   | Bezeichnung              | 1N4148       | 1N4001         |
|----------|--------------------------|--------------|----------------|
| $I_S$    | Sättigungsstrom          | 2,68 nA      | 14,1 nA        |
| $N$      | Emissionskoeffizient     | 1,84         | 1,99           |
| $I_{SR}$ | Rekomb.-Stromparam.      | 1,57 fA      | 0              |
| $N_r$    | Isr-Emissionskoeffizient | 2            | 2              |
| $I_{kf}$ | Wechsel Hochstromber.    | 0,041 A      | 94,8 A         |
| $R_S$    | Bahnwiderstand           | 0,6 $\Omega$ | 0,034 $\Omega$ |

Der Temperaturkoeffizient  $\chi_{ti}$  von  $I_S$ , der Temperaturkoeffizient  $\chi_{ikf}$  des Hochstromübergangs und die Temperaturkoeffizienten  $\chi_{rs1}$  und  $\chi_{rs2}$  des Bahnwiderstands haben die Standardwerte.

## 2.4 Sperrschicht- und Diffusionskapazität

### 4.65 Sperrschichtkapazität

Die Sperrschichtkapazität leitet sich aus dem Modell des Plattenkondensators ab:

$$C = \varepsilon \cdot \frac{A}{w}$$

Der Abstand ist die Sperrschichtbreite  $w$ . Für den abrupten pn-Übergang gilt nach Gl. 19:

$$w = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{q} \cdot \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}$$

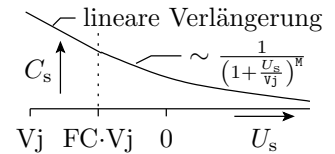
Das angelehnte Spice-Modell versteckt die Parameter  $\varepsilon$ ,  $A$ ,  $q$ ,  $N_A$  und  $N_D$  in der Kapazität  $C_{j0}$  für  $U_S = 0$ :

$$C_S = C_{j0} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{U_S}{V_j}\right)^M} \quad (28)$$

Der Kapazitätskoeffizient  $M$  hängt vom Dotierverlauf ab. In Gl. 19 für den abrupten Übergang Quadratwurzel ( $M=0,5$ ).

Bei zur Sperrschicht abnehmender Dotierung  $M < 0,5$ .

Gl. 28 gilt auch im schwach durchlässigen Bereich bis  $U_S > -FC \cdot V_j$ .



Für größere Durchlassspannungen  $U_S = -U_S > -FC \cdot V_j$   
lineare Annäherung:

$$C_S = C_{j0} \cdot \begin{cases} \frac{1}{\left(1 + \frac{U_S}{V_j}\right)^M} & \text{für } U_S > -FC \cdot V_j \\ \frac{1 - FC \cdot (1 - M) - \frac{M \cdot U_S}{V_j}}{(1 - FC)^{(1 + M)}} & \text{für } U_S \leq -FC \cdot V_j \end{cases} \quad (29)$$

| Param.     | Spice    | Bezeichnung                  | 1N4148 | 1N4001  |
|------------|----------|------------------------------|--------|---------|
| $C_{S0}$   | $C_{j0}$ | Kapazität für $U_D = 0$      | 4 pF   | 25,9 pF |
| $U_{Diff}$ | $V_j$    | Diffusionsspannung           | 0,5 V  | 0,325 V |
|            | $M$      | Kapazitätskoeffizient        | 0,333  | 0,44    |
|            | $FC$     | Koeff. Bereichswechsel $C_S$ | 0,5    | 0,5     |

1N4148 – Kleinsignaldiode; 1N4001 – Gleichrichterdiode aus [1].

#### 4.67 Diffusionskapazität

Im Durchlassbereich befindet sich in der Verarmungszone eine zum Strom proportionale Diffusionsladung:

$$Q_D = \tau_t \cdot I_{DD} \text{ mit } I_{DD} \approx I_S \cdot \left( e^{\frac{U_D}{n \cdot U_T}} \right)$$

( $I_{DD}$  – Diffusionsstrom nach Gl. 22;  $\tau_T$  – Transitzeit). Die Diffusionskapazität beschreibt die Änderung der Diffusionsladung mit der Diodenspannung  $U_D$ :

$$C_D = \frac{dQ_D}{dU_D} \approx \frac{\tau_t \cdot I_D}{N \cdot U_T}$$

| Parameter | Bezeichnung          | 1N4148 | 1N4001 |    |
|-----------|----------------------|--------|--------|----|
| $\tau_t$  | Transitzeit          | 11,5   | 5700   | ns |
| $N$       | Emissionskoeffizient | 1,84   | 1,99   |    |

#### 4.68 Formen Sie selbst um

$$Q_D = \tau_t \cdot I_{DD} \text{ mit } I_{DD} = I_S \cdot \left( e^{\frac{U_D}{n \cdot U_T}} \right)$$

- Wie groß ist die Diffusionskapazität in Abhängigkeit von der Durchlassspannung:

$$C_D = \frac{dQ_D}{dU_D} = \dots\dots\dots$$

- Wie groß ist die Durchlassspannung in Abhängigkeit vom Durchlassstrom  $I_{DD}$ :

$$U_D = \dots\dots\dots$$

- Wie groß ist die Diffusionskapazität in Abhängigkeit vom Durchlassstrom:

$$C_D = \dots\dots\dots$$

### 4.69 Zur Kontrolle

$$Q_D = T_t \cdot I_{DD} \text{ mit } I_{DD} = I_S \cdot \left( e^{\frac{U_D}{N \cdot U_T}} \right)$$

1. Diffusionskapazität in Abhängigkeit von der Durchlassspannung:

$$C_D = \frac{dQ_D}{dU_D} = \frac{T_t}{N \cdot U_T} \cdot I_S \cdot \left( e^{\frac{U_D}{N \cdot U_T}} \right)$$

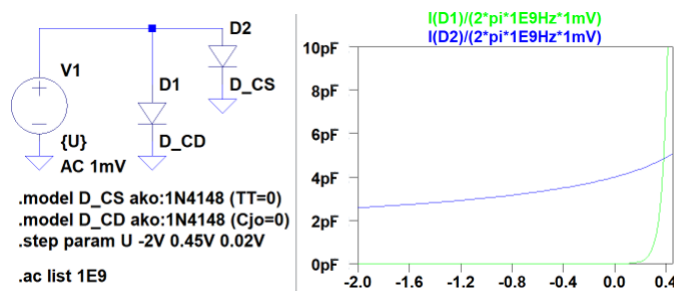
2. Durchlassspannung in Abhängigkeit vom Durchlassstrom  $I_{DD}$ :

$$U_D = N \cdot U_T \cdot \ln \left( \frac{I_{DD}}{I_S} \right)$$

3. Diffusionskapazität in Abhängigkeit vom Durchlassstrom:

$$C_D = \frac{T_t}{N \cdot U_T} \cdot I_{DD}$$

### 4.70 Simulierte Kapazitäten der Diode 1N4148



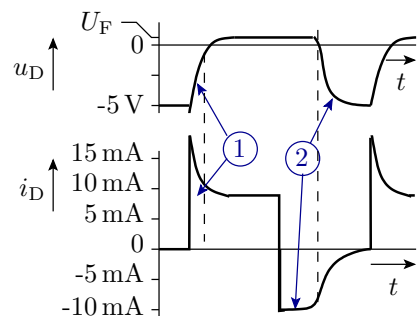
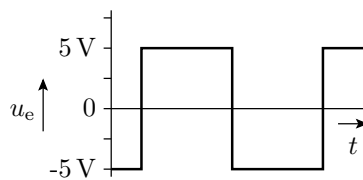
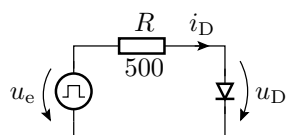
- Kapazität: AC-Strom/(2π·AC-Spannung)
- Nur Sperrschichtkapazität: Simulation mit Transitzeit TT=0
- Nur Diffusionskapazität: Simulation mit Cj0=0.

In späteren Überschlügen:

$$C \approx \begin{cases} C_{j0} & C_{j0} > \frac{T_t}{N \cdot U_T} \cdot I_{DD} \\ \frac{T_t}{N \cdot U_T} \cdot I_{DD} & \text{sonst} \end{cases}$$

### 4.72 Schaltverhalten mit Diffusionskapazität

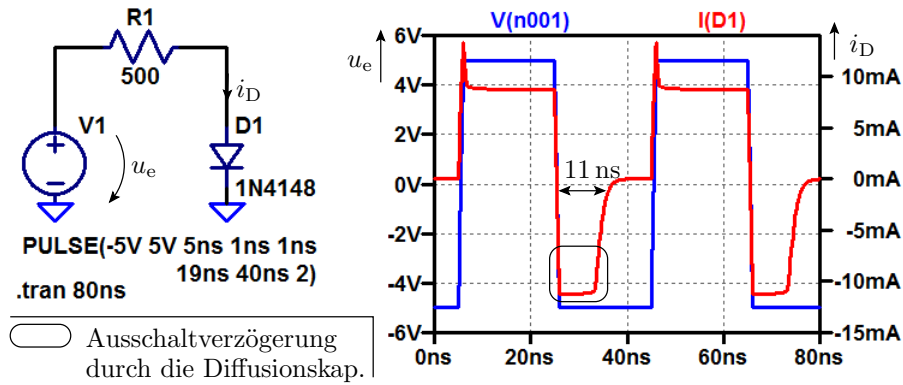
Messschaltung:



- ② Entladung der Diffusionskapazität      ① Entladen der Sperrschichtkapazität

Die proportionale Zunahme der Diffusionskapazität mit dem Strom verursacht den im Bild dargestellten nahezu konstanten Strom während der Entladung der Diffusionskapazität.

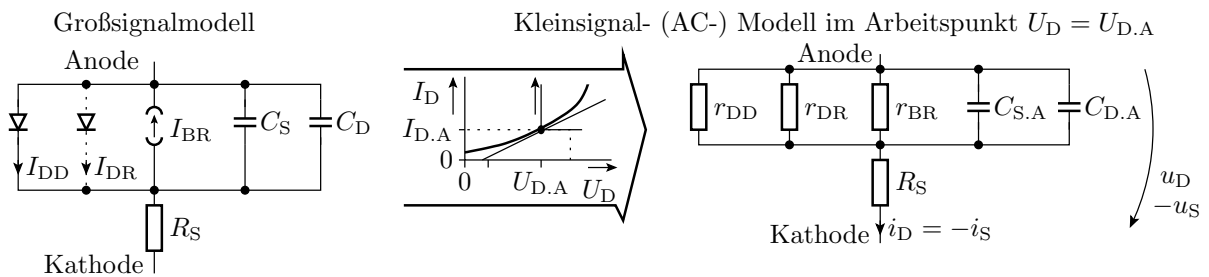
### 4.73 Kontrolle mittels Simulation



- Beim Einschalten Signalverlauf ähnlich wie geschaltetes RC-Glied.
- Beim Ausschalten benötigt die Diode zusätzlich  $TT=11\text{ ns}$  zum entladen der Diffusionskapazität (Stromschleife).

## 2.5 Kleinsignalmodell

### 4.74 Kleinsignalmodell, Ersatzwiderstände



|    |  |   |   |
|----|--|---|---|
| D  | $I_{DD} \approx I_S \cdot e^{\frac{U_D}{(2 \cdot)^* N \cdot U_T}}$ | $\frac{1}{r_{DD}} = \frac{dI_{DD}}{dU_D} \Big _{U_{D,A}}$ | $r_{DD} = \frac{(2 \cdot)^* N \cdot U_T}{I_{DD,A}}$ |
| BR | $I_{BR} = I_{bv} \cdot e^{-\frac{U_S - BV}{U_T}}$                  | $\frac{1}{r_{BR}} = \frac{dI_{BR}}{dU_S} \Big _{U_{S,A}}$ | $r_{BR} = \frac{U_T}{I_{BR,A}}$                     |

D – Durchlassbereich;  $(2 \cdot)^*$  – Widerstandserhöhung im Hochstrombereich; BR – Durchbruchbereich;  $I_{DR}$ ,  $r_{DR}$  – Rekombinationsstrom und zugehöriger Kleinsignalwiderstand (Berechnung analog zu  $r_{DD}$ );  $C_{S,A}$ ,  $C_{D,A}$  – Sperrschicht und Diffusionskapazität im Arbeitspunkt.

### 4.75 Formen Sie selbst um

Rekombinationsstrom in der Sperrschicht:

$$I_{DR} = I_{sr} \cdot \left( e^{\frac{U_D}{N \cdot U_T}} - 1 \right)$$

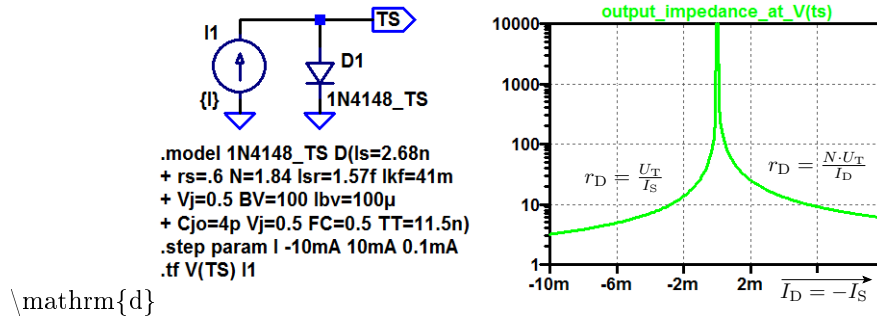
Kleinsignal- (AC-) Leitwertanteil:

$$\frac{1}{r_{DR}} = \frac{dI_{DR}}{dU_D} \Big|_{U_{D,A}} = \dots$$

Kleinsignal- (AC-) Ersatzwiderstand:

$$r_{DR} = \dots$$

### 4.76 Ersatzwiderstand der Diode 1N4148



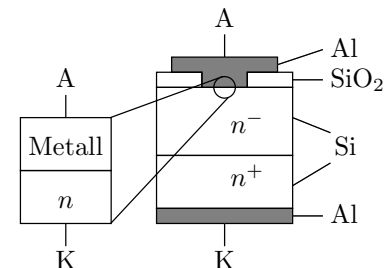
- Im Sperrbereich bei  $I_D \approx 0$  ist der Ersatzwiderstand  $\approx 17\text{ M}\Omega$ .
- Die Kapazität in Abhängigkeit von der Spannung über der Diode zeigt S 22.

## 3 Spezielle Dioden

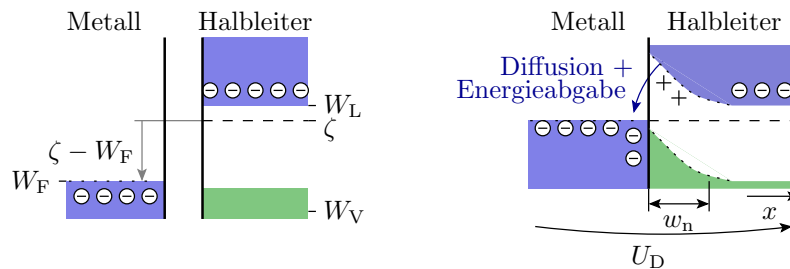
### 3.1 Schottky-Diode

#### 4.77 Schottky-Diode

- Eine Schottky-Diode ist ein Metall-Halbleiter-Übergang, z.B. Aluminium zu einem niedrig dotierten n-Gebiet.
- Dasselbe Grundmodell wie eine pn-Diode mit
- geringerer Flussspannungen,
- ohne Diffusionskapazität und damit kürzerer Ausschaltverzögerung.

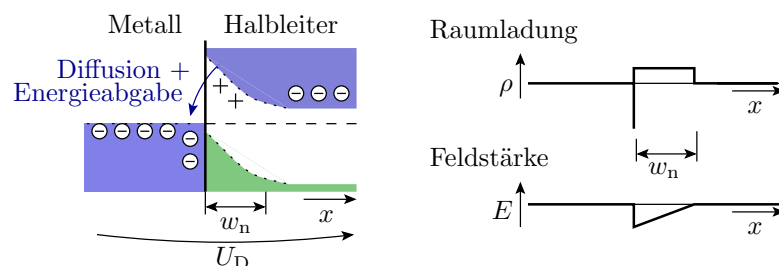


#### 4.78 Physik an Metall-Halbleiter-Kontakten

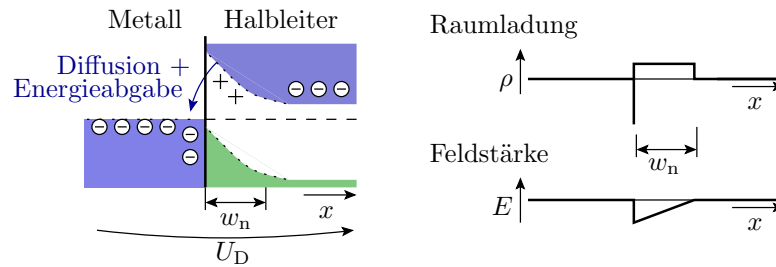


Bei Verbindung eines Metalls mit einer Fermi-Energie  $W_F$  mit einem n-dotierten Halbleiter mit einem chemischen Potential  $\zeta > W_F$

- verbiegt sich das Leitungsband des Halbleiters nach oben,
- die Leitungsbandelektronen diffundieren in das Metall und geben Energie ab.



- Die Elektronen aus dem Halbleiter sammeln sich an der Metalloberfläche und hinterlassen über eine Breite  $w_n$  ortsfeste Donatorionen im Halbleiter.
- Eine positive Spannung  $U_D$  drängt Elektronen in die Verarmungszone. Die Potentialbarriere  $\zeta - W_F$  wird kleiner. Wie bei pn-Übergang exponentieller Stromanstieg mit der Spannung, wohlgermerkt durch die ankommende Ladungsdichte, nicht durch Diffusion.
- Eine negative Spannung  $U_D$  erhöht die Potentialbarriere und die Sperrschichtbreite. Es fließt ein geringer Sperrstrom.



- Bei zu hohen Sperrspannungen Durchbruch.
- Kein Beitrag der Minoritätsladungsträger zum Stromfluss.
- Keine Diffusionsladung.

Im Vergleich zu pn-Übergängen:

- kleinere Flussspannungen.
- wesentlich kürzere Ausschaltzeiten.

Spice verwendet dasselbe Modell, wie für Dioden, nur andere Parameter.

#### 4.81 Verhaltensmodell

Gleiches Spice-Grundmodell wie pn-Übergang:

| Spice    | Bezeichnung             | 1N4148  | BAS40    | BAT43  |
|----------|-------------------------|---------|----------|--------|
| $I_s$    | Sättigungsstrom         | 2,68 nA | 0*       | 481 µA |
| $R_s$    | Bahnwiderstand          | 0,6 Ω   | 0,1 Ω    | 40 mΩ  |
| $N$      | Emissionskoeffizient    | 1,84    | 1        | 5      |
| $T_t$    | Transitzeit             | 11,5 ns | 0,025 ns | 0      |
| $C_{j0}$ | Kapazität für $U_D = 0$ | 4       | 4        | 14 pF  |
| $M$      | Kapazitätskoeffizient   | 0,333   | 0,333    | 0,5    |

(1N4148 – Kleinsignaldiode; BAS40, BAT43 – Schottky-Dioden). Schottky-Dioden haben nur

- etwa die halbe Flussspannung, simuliert durch kleinere Sättigungsströme und
- kurze Ausschaltzeiten, modelliert durch kleine Transitzeiten.

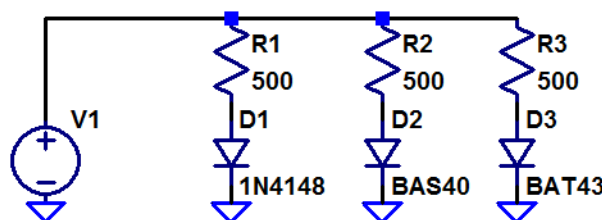
(\* Modellierung durch die Rekombinationsstromparameter  $I_{sr}$  und  $N_r$ .)

| Spice           | Bezeichnung                  | 1N4148      | BAS40      | BAT43        |
|-----------------|------------------------------|-------------|------------|--------------|
| Vj              | Diffusionsspannung           | 0,5 V       | 0,5 V      | 0,385 V      |
| FC              | Koeff. Bereichswechsel $C_S$ | 0,5         | 0,5        | 0,5          |
| BV              | Durchbruchspannung           | 100 V       | 40 V       | $\infty$     |
| Ibv             | Strom bei $U_{BR}$           | 100 $\mu$ A | 10 $\mu$ A | $10^{-10}$ A |
| I <sub>sr</sub> | Rekomb.-Stromparam.          | 1,57 fA     | 254 fA     | $10^{-21}$ A |
| Nr              | $I_{SR}$ -Emmisionskoeff.    | 2           | 2          | 4,995        |
| I <sub>kf</sub> | Wechsel Hochstr.             | 41 mA       | 10 mA      | $\infty$     |

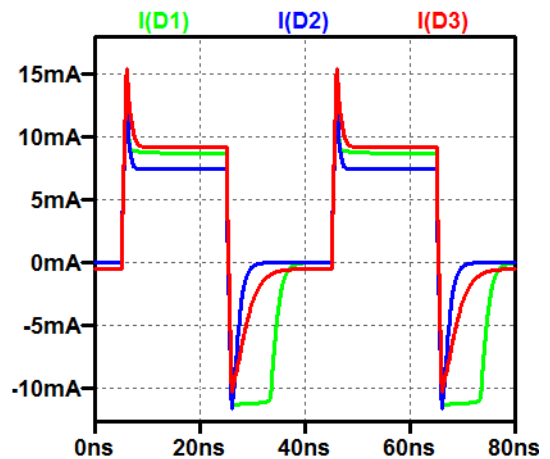
Für die Dioden 1N4148 und BAS40 sind die Parameter aus [1] übernommen. Für die Dioden BAT43 wurde folgendes Modell aus dem Internet verwendet [http://www.ee.siu.edu/...]:

```
.MODEL BAT43 D( IS=480.77E-6 N=4.9950 RS=40.150E-3
+ IKF=20.507 EG=.69 XTI=2 CJO=13.698E-12 M=.50005
+ VJ=.38464 ISR=10.010E-21 FC=0.5 NR=4.9950 TT=0)
```

### 4.83 Simulation des Schaltverhaltens

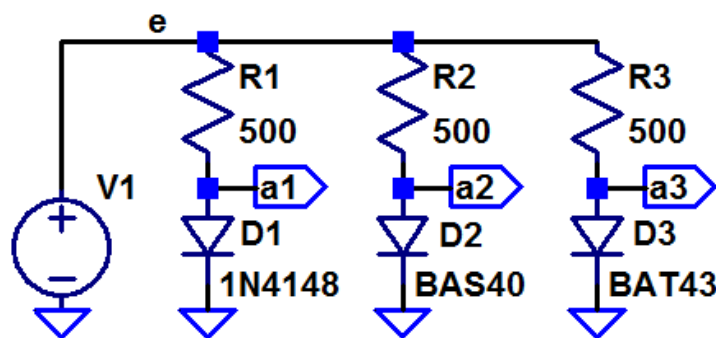


```
PULSE(-5V 5V 5ns 1ns 1ns 19ns 40ns 2)
.model BAT43 D(IS=480.77E-6 N=4.9950 RS=40.150E-3
+ IKF=20.507 EG=.69 XTI=2 CJO=13.698E-12 M=.5
+ VJ=.38464 ISR=10.010E-21 FC=0.5 NR=4.9950 TT=0)
.model BAS40 D(IS=0 N=1 RS=0.1 TT=25p Cjo=4p
+ VJ=.5 M=.333 FC=0.5 Bv=40 Ibv=10u Isr=254f Nr=2
+ IKF=10m)
.tran 80ns
```

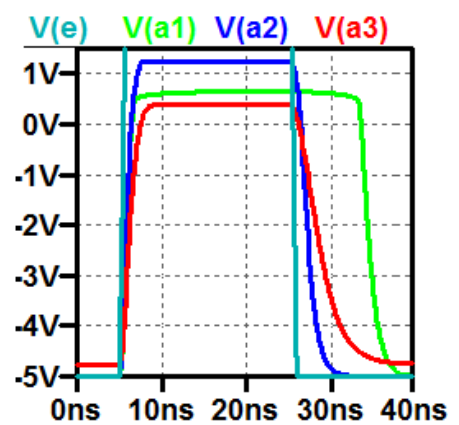


Schottky-Dioden haben nicht die charakteristische lange Ausschaltverzögerung von pn-Übergängen.

### 4.84 Spannungsverlauf über der geschalteten Diode

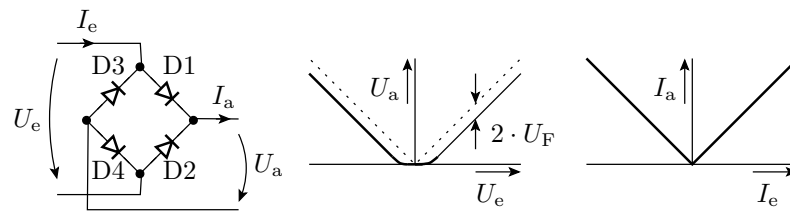


```
PULSE(-5V 5V 5ns 1ns 1ns 19ns 40ns 2)
.tran 80ns
```



Die Simulationsergebnisse sind nicht vollständig plausibel. Die BAS40 hat eine Flussspannung größer 1 V (sollte nicht mehr als 0,5 V sein) und bei der BAT43 fließt laut Simulation ein Sperrstrom von 0,5 mA (sollte null sein). Nicht jedes Bauteilmodell, das man irgendwo findet, liefert glaubhafte Werte. Nachmessen!

### 4.85 Brückengleichrichter mit Schottky-Dioden



Mit dem vereinfachten Verhaltensmodell für Dioden aus Elektronik 1 und der Spannung als Ein- und Ausgabegröße:

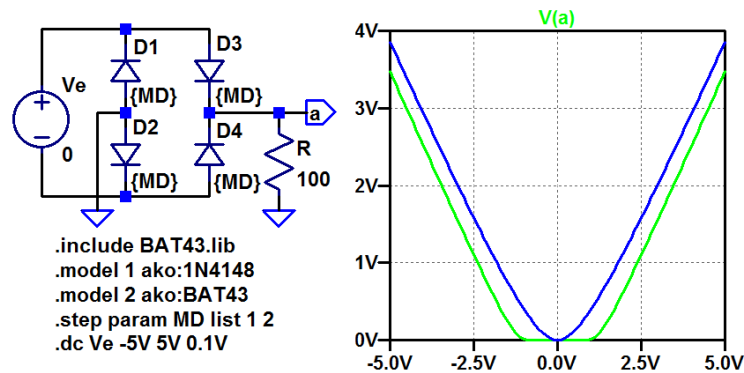
$$U_a \approx \begin{cases} 0 & \text{sonst} \\ |U_e| - 2 \cdot U_F & |U_e| > 2 \cdot U_F \end{cases}$$

( $U_F$  – Flussspannung). Mit Strom als Ein- und Ausgabe:

$$I_a = |I_e|$$

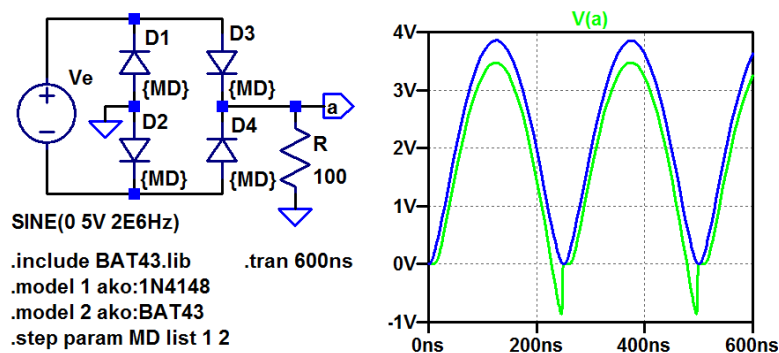
Exakte Betragsbildung, Einsatz als Messgleichrichter.

### 4.86 Simulation der Übertragungsfunktion



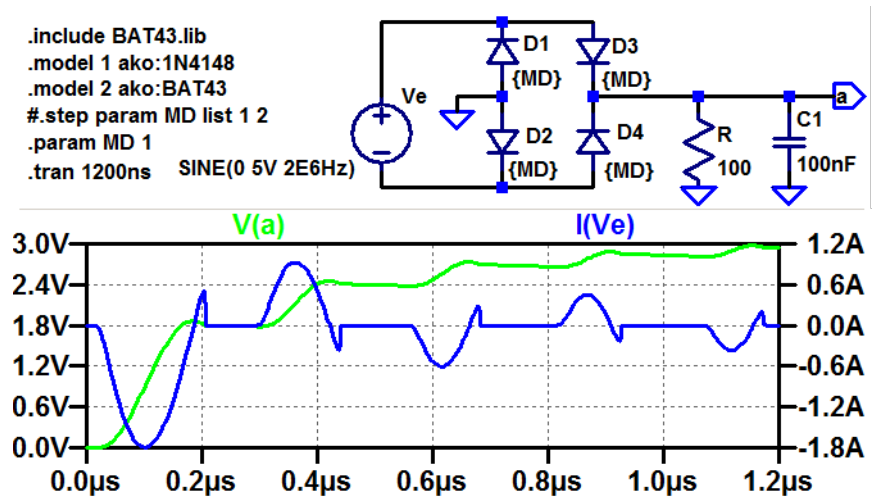
Über den Schottky-Dioden (BAT43) fällt weniger Spannung ab.

### 4.87 Zeitverhalten mit Schottky- und pn-Dioden



Bei hohen Frequenzen (hier 2 MHz) fließt durch die pn-Dioden nach jedem Polaritätswechsel aufgrund der Diffusionskapazität ein Strom in Sperrrichtung, bei Schottky-Dioden nicht.

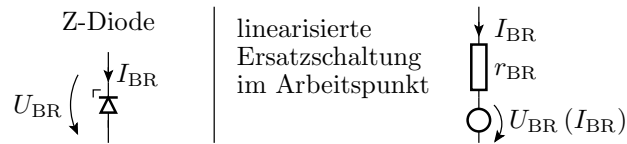
### 4.88 Brückengleichrichter mit Glättungskondensator



### 3.2 Z-Dioden

#### 4.89 Z-Dioden

Dioden mit niedrigen Durchbruchspannungen zum Betrieb im Durchbruchbereich.



Durchbruchstrom und -spannung im Durchbruchbereich:

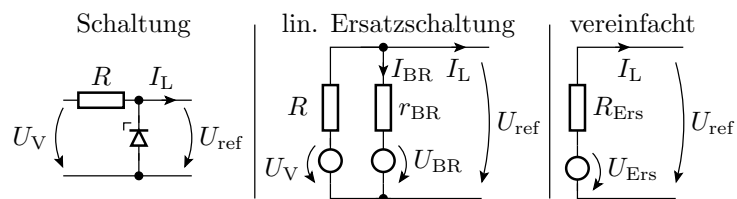
$$I_{BR} = I_{bv} \cdot e^{\frac{U_{BR} - R_s \cdot I_{BR} - BV}{U_T}}$$

$$U_{BR} = BV + R_s \cdot I_{BR} + U_T \cdot \ln\left(\frac{I_{BR}}{I_{bv}}\right)$$

Kleinsignalersatzwiderstand:

$$r_{BR} = \frac{U_T}{I_{BR}} + R_s$$

#### 4.90 Spannungsstabilisierung mit einer Z-Diode



$$U_{Ers} = U_{BR} + \frac{r_{BR}}{R + r_{BR}} \cdot (U_V - U_{BR})$$

$$r_{Ers} = R \parallel r_{BR} = R \parallel \left(\frac{U_T}{I_{BR}} + R_s\right)$$

- Hohe Konstanz der Ausgangsspannung verlangt kleinen  $r_{BR}$ .
- Kleiner  $r_{BR}$  verlangt einen Durchbruchstrom  $I_{BR} \gg \frac{U_T}{R_s}$ .

### 4.91 Rauschen der stabilisierten Spannung

Effektivwerte der Rauschquellen:

- Wärmerausachen von  $R_s$  :

$$u_{\text{reff.Rs}} = \sqrt{2 \cdot k_B \cdot T \cdot R_s \cdot \Delta f}$$

- Stromrauschen der Z-Diode:

$$i_{\text{reff.sd}} = \sqrt{2 \cdot q \cdot I_{BR} \cdot \Delta f}$$

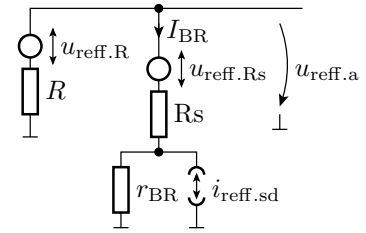
- äquivalentes Spannungsrauschen dazu:

$$u_{\text{reff.sd}} = r_{BR} \cdot i_{\text{reff.sd}} = \frac{U_T}{I_{BR}} \cdot \sqrt{2 \cdot q \cdot I_{BR} \cdot \Delta f} = \frac{k_B \cdot T \cdot \sqrt{2 \cdot \Delta f}}{\sqrt{q \cdot I_{BR}}}$$

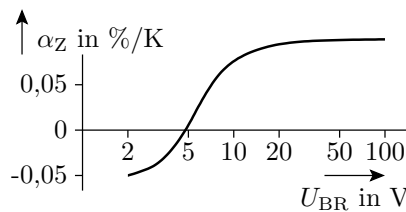
- Äquivalente Rauschspannung am Ausgang für  $R \gg r_{BR}$ :

$$\begin{aligned} u_{\text{reff.a}} &= \sqrt{u_{\text{reff.Rs}}^2 + (r_{BR} \cdot i_{\text{reff.sd}})^2} \\ &= \sqrt{2 \cdot k_B \cdot T \cdot R_s \cdot \Delta f + \frac{(k_B \cdot T)^2 \cdot 2 \cdot q \cdot \Delta f}{q \cdot I_{BR}}} \end{aligned}$$

Auch gegen Rauschen hilft ausreichender Durchbruchstrom  $I_{BR}$ .



### 4.92 Durchbruchspannung abhängig von Temperatur

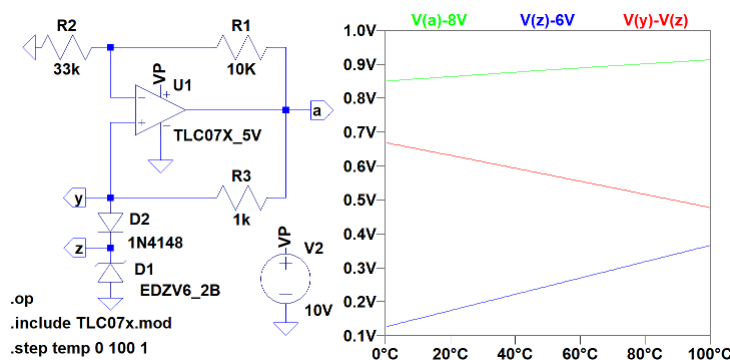


$$U_{BR} = U_{BR}(T_0) \cdot (1 + \alpha_Z \cdot (T - T_0)) \tag{30}$$

$U_{BR}$  – Durchbruchspannung;  $T_0$  – Bezugstemperatur;  $\alpha_Z$  – Temperaturkoeffizient, für  $U_{BR} < 5\text{ V}$  negativ, sonst positiv. Die Flussspannung von pn-Übergängen hat einen negativen betragsmäßig viel größeren Temperaturkoeffizient:

$$\begin{aligned} \left. \frac{dU_D}{dT} \right|_{I_D = \text{const.}} &\approx -1,7\text{ mV/K} \\ \alpha_Z = \frac{dU_D}{U_D \cdot dT} &\approx -0,25\%/K \end{aligned}$$

### 4.93 Minderung der Temperaturabhängigkeit



Der OV hält den Strom durch D1 und D2 konstant und bildet

$$U_a = (U_{BR,D1} + U_{F,D2}) \cdot \left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right)$$

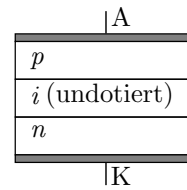
$U_{BR,D1}$  nimmt mit der Temperatur  $T$  zu und  $U_{F,D2}$  mit  $T$  ab.

### 3.3 PIN-Diode

#### 4.94 PIN-Diode (Schichtfolge: p – intrinsisch – n)

Eine PIN-Diode hat eine undotierte Schicht zwischen dem p- und dem n-Gebiet. Diese erhöht die Transitzeit. Für Frequenzen  $f \gg \tau_t^{-1}$  verhält sich ein PIN-Diode wie ein gesteuerter Widerstand mit:

$$r_{D.Pin} \approx \frac{N \cdot U_T}{I_D}$$

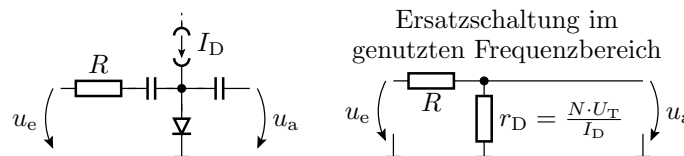


( $\bar{I}_D$  – Gleichstrom durch die Diode). Große Sperrschichtbreite bedeutet, geringe Sperrschichtkapazität.

Beispielmodell:

```
.MODEL DRN142S3 D(IS=127pA N=1.7 RS=.160hm IKF=.14A
+ CJO=386fF M=.12 VJ=.79 ISR=139pA NR=3 BV=60 TT=275ns)
```

#### 4.95 Spannungsteiler für Wechselspannungen

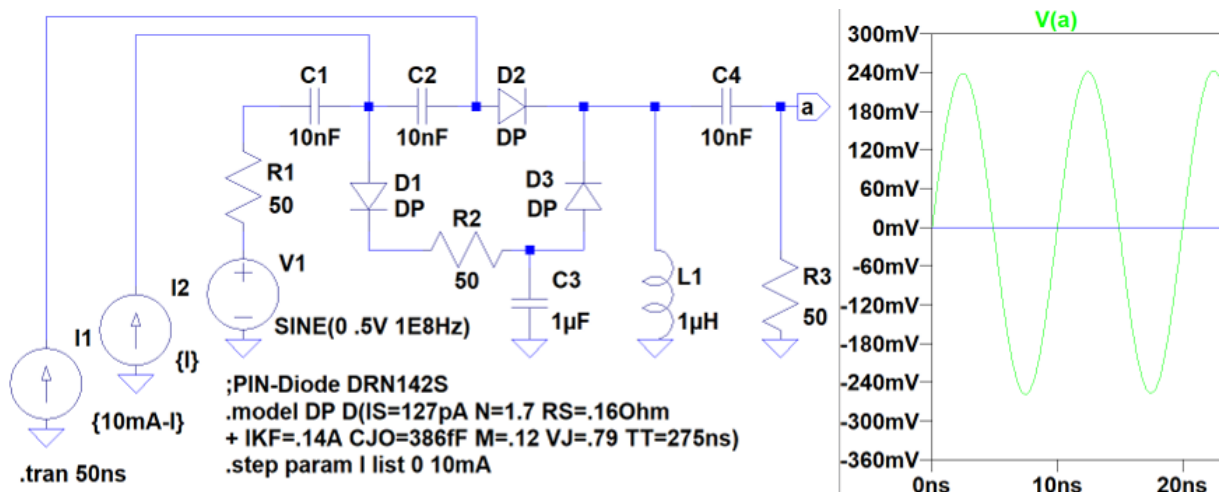


- Für hohe Frequenzen hat die PIN-Diode einen einstellbaren Widerstand. Mit  $I_D$  einstellbares Spannungsteilerverhältnis:

$$u_a = \frac{N \cdot U_T}{N \cdot U_T + I_D \cdot R} \cdot u_e$$

- Weniger diodentypische Verzerrung für größer  $u_e$ -Amplituden als bei Dioden mit kurzer Transitzeit.

#### π4.96 -Dämpfungsglied mit 3 PIN-Dioden



- Bei  $I_2 = 10\text{mA}$  und  $I_1 = 0$  haben D1 und D3  $r_D \approx \frac{1.7 \cdot 26\text{mV}}{10\text{mA}} = 4,4\Omega$  und D2 sperrt. Keine Signalweiterleitung.
- Bei  $I_2 = 0$  und  $I_1 = 10\text{mA}$  umgekehrt. Signal wird weitergeleitet.

<sup>3</sup><http://w.rohem.com/web/in/products/-/product/RN142S>

### 3.4 Kapazitätsdiode

#### 4.97 Kapazitätsdiode

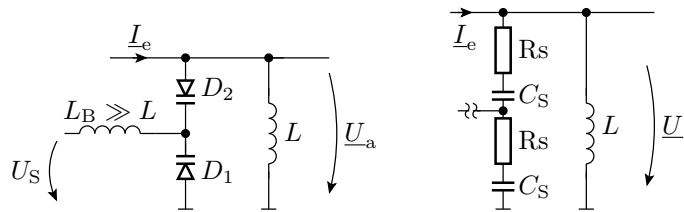
Ausnutzung der Sperrschichtkapazität:

$$C_S = C_{j0} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{U_S}{V_j}\right)^M} \text{ für } U_S \geq 0$$

Kapazitätsdioden haben

- hyperabrupte Dotierung ( $M \approx 0,3 \dots 0,5$ )
- geringe Bahnwiderstände

Anwendung: Frequenzabstimmung von LC-Bandpässen und -Oszillatoren.



$$\begin{aligned} \frac{U_a}{I_e} = \underline{X} &= 2 \cdot \left( R_s + \frac{1}{j\omega C_s} \right) \parallel j\omega L \\ &= \frac{j\omega L - \omega^2 \cdot R_s \cdot LC_s}{1 + j\omega \cdot R_s \cdot C_s - \omega^2 \frac{LC_s}{2}} \end{aligned}$$

mit  $\omega_0 = \sqrt{\frac{2}{LC_s}}$  und  $Q = \frac{1}{R_s} \cdot \sqrt{\frac{L}{2 \cdot C_s}}$ :

$$\underline{X} = \frac{j\omega L \cdot \left(1 + j \cdot \frac{\omega}{Q \cdot \omega_0}\right)}{1 + j \cdot \frac{\omega}{Q \cdot \omega_0} - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}$$

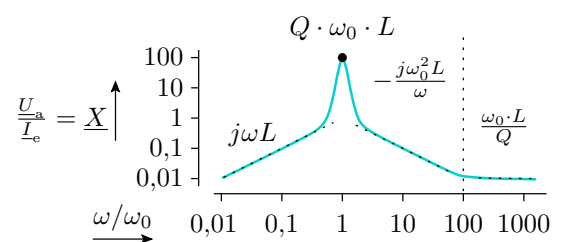
Abschätzung des Frequenzgangs für  $Q \gg 1$  d.h.  $R_B \ll \sqrt{\frac{L}{2 \cdot C_s}}$ :

|                   | $\frac{\omega}{\omega_0} \ll 1$ | $\left(\frac{\omega}{\omega_0} = 1\right) \wedge (Q \gg 1)$ | $\left(\frac{\omega}{\omega_0} \gg 1\right) \wedge \left(\frac{\omega}{Q \cdot \omega_0} \gg 1\right)$ | $\frac{\omega}{\omega_0} \gg Q$ |
|-------------------|---------------------------------|---|--|---------------------------------|
| $\frac{U_a}{I_e}$ | $j\omega L$                     | $\omega_0 L \cdot Q$  | $-\frac{j\omega_0^2 L}{\omega}$  | $\frac{\omega_0 \cdot L}{Q}$    |

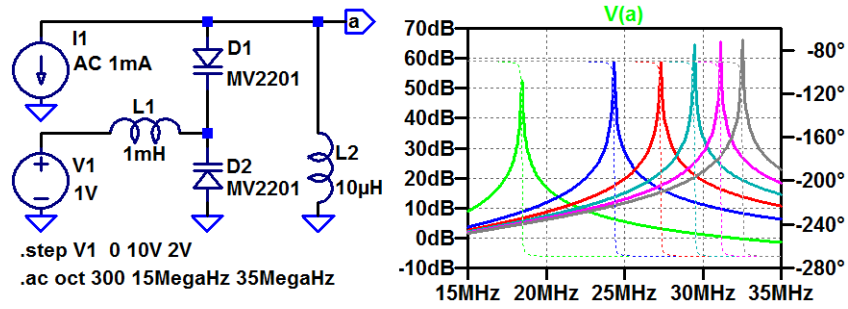
Resonanzfrequenz  $\omega_0 = f(U_S)$ :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{2}{LC_s}} \text{ mit } C_S = C_{j0} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{U_S}{V_j}\right)^M}$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{2}{L \cdot C_{j0}}} \cdot \left(1 + \frac{U_S}{V_j}\right)^{\frac{M}{2}}$$



### 4.100 Beispielsimulation



Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Steuerspannung:

| V1 in V      | 0     | 2     | 4     | 6     | 8     | 10    |
|--------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $f_0$ in MHz | 18,43 | 24,31 | 27,35 | 29,46 | 31,14 | 32,53 |

### 4.101 Literatur

## Literatur

- [1] U. Tietze, Ch. Schenk, and L. Dübng. *Halbleiterschaltungstechnik*. Springer, 2002.