

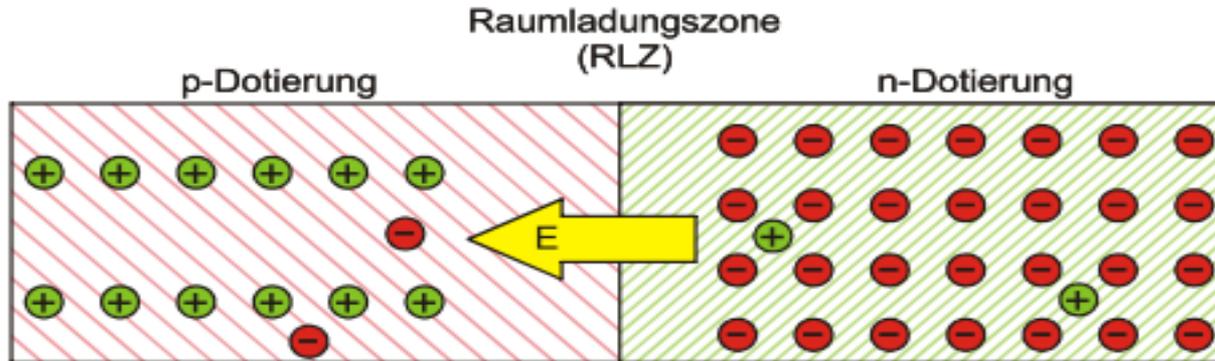
Was macht die Physik im Datenblatt?

Einleitung
Physikalische Grundlagen
Der pn-Übergang
Technologien
Die Diode
Der MOSFET
Der IGBT

Der pn-Übergang bestimmt ganz wesentlich das Verhalten nahezu ALLER Halbleiterbauelemente – nicht nur von Dioden sondern auch von MOSFETs und IGBTs!

Daher wollen wir uns diesen etwas genauer ansehen.

Wir bauen also einen p- und n- dotierten Halbleiter zusammen ...



Die Majoritätsträger (Leitungselektronen und Löcher) diffundieren in das jeweils gegenüberliegende Gebiet ($e^+ \rightarrow$ in das n-Gebiet und $e^- \leftarrow$ in das p-Gebiet)

-> **Diffusionsstrom** (Konzentrationsgefälle!)

In der Mitte entsteht die RLZ (nicht wirklich eine Sperrschicht) mit den positiv bzw. negativ geladenen ortsfesten Atomrümpfen

-> keine freien Ladungsträger mehr vorhanden -> sehr hochohmiges Gebiet

Das dadurch entstehende Feld (vom n- in das p-Gebiet)

-> behindert Majoritätsträgerdiffusion

-> beschleunigt Minoritätsträger (Driftstrom)

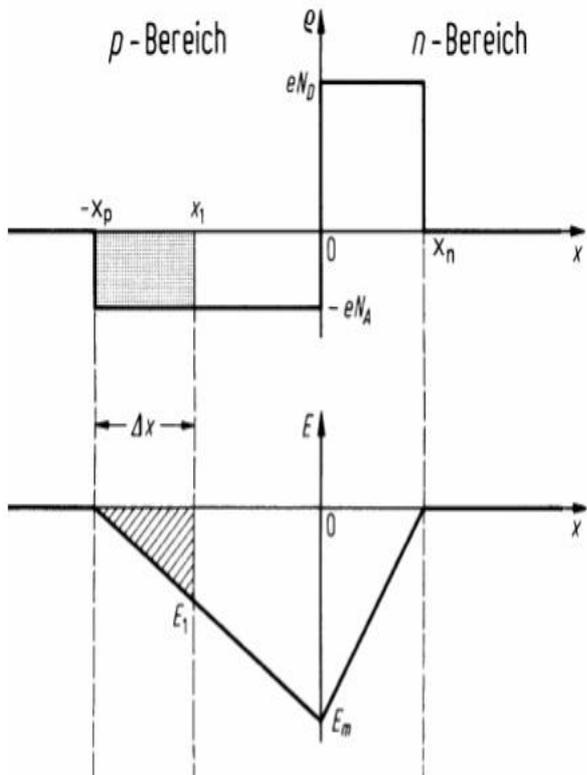
Das thermodynamische Gleichgewicht stellt sich ein, wenn Diffusion und Drift sich ausgleichen

Nach außen ist der pn-Übergang elektrisch neutral

Annahme: Konstante Dotierung -> abrupter pn-Übergang

-> Ladung bedeutet Feld; -> Poisson-Gleichung:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{dE}{dx} = -\frac{\rho}{\epsilon} = -\frac{e}{\epsilon}(N_D - N_A + p - n)$$



Elektrische Feldstärke

$$E(x) = -\frac{dV}{dx} = -\int_{-x_p}^x \frac{eN_A}{\epsilon} dx = -\frac{eN_A}{\epsilon}(x + x_p)$$

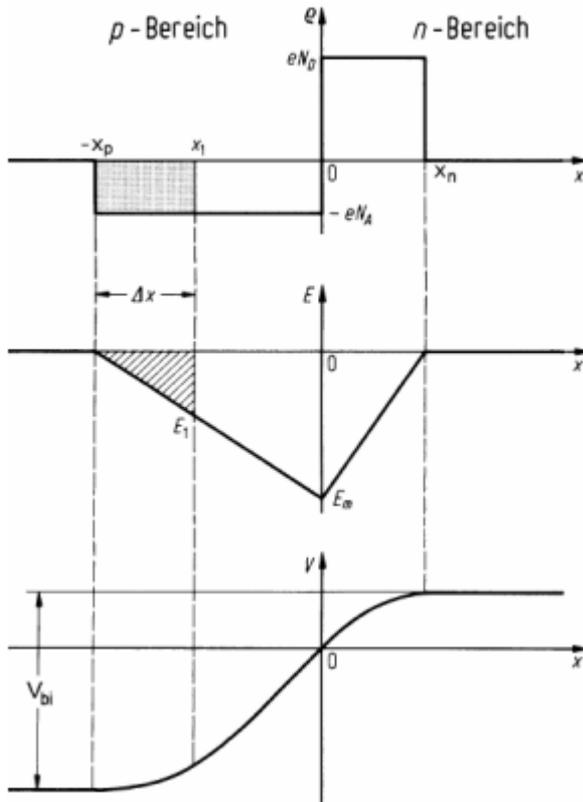
$$E(x) = -E_m - \frac{eN_A}{\epsilon} x \quad \text{für } -x_p < x < 0$$

$$E(x) = -E_m + \frac{eN_D}{\epsilon} x \quad \text{für } 0 < x < x_n$$

$$\text{mit } E_m = \frac{eN_D x_n}{\epsilon} = \frac{eN_A x_p}{\epsilon}$$

Wegen der Ladungsneutralität ist das elektrische Feld im Bereich außerhalb der Raumladungszone gleich Null (bei einer IDEALEN Diode). Dieser Bereich wird auch neutrale Zone genannt

-> dort fließen **NUR** Diffusionsströme



$$V_{bi} = - \int_{-x_p}^{x_n} E(x) dx = \frac{1}{2} E_m W$$

Mit den Randbedingungen

$$W = x_n + x_p \text{ und } N_A x_p = N_D x_n$$

Ergeben sich die Weiten der RLZ zu

$$x_p = \frac{N_D}{N_A + N_D} W \text{ und } x_n = \frac{N_A}{N_A + N_D} W$$

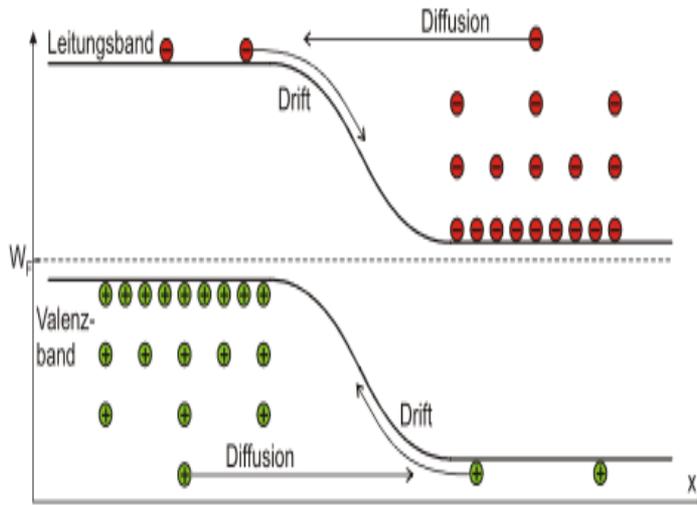
Und wir erhalten

$$V_{bi} = \frac{e}{2\epsilon} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} W^2 \quad W = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) V_{bi}}$$

V_{bi} : build in potential = Diffusionsspannung

Wie kommen wir jetzt an die Diffusionsspannung ?

Abrupter pn-Übergang im thermodynamischen Gleichgewicht



Das Fermi-niveau W_F muß überall gleich sein

-> Bandabsenkung zwischen p- und n-Gebiet:

$$\Delta W = W_{Vp} - W_{Vn} = W_{Lp} - W_{Ln}$$

Nach einigen Berechnungen mittels Zustandsdichten und Energieniveaus in Leitungs- und Valenzband ...
(darauf wird hier verzichtet)

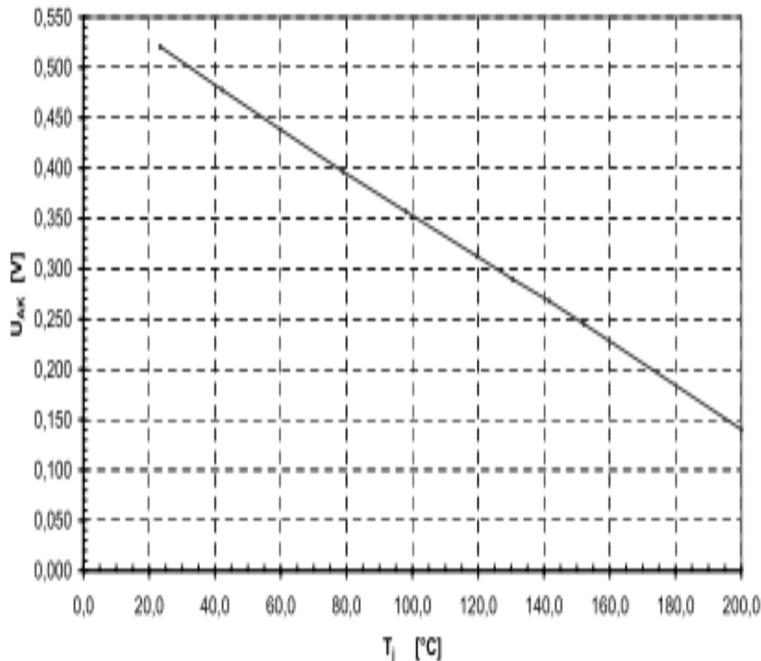
Diffusionsspannung
$$U_{diff} = \frac{kT}{e} \cdot \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right)$$

Mit der oft anzutreffenden
Temperaturspannung $U_T = kT/e$
-> ca. 25 mV bei Raumtemperatur

Feld in der RLZ -> Diffusionsspannung -> Ladungsträgerdrift

Beispiel für die Praxis:

$$U_{diff} = \frac{kT}{e} \cdot \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right)$$



Kalibrierung des pn-Übergangs der Si-Diode
DSEE55 (IXYS) zur Temperaturmessung
Josef Lutz, Halbleiter-Leistungsbaulemente

n_i ist stark temperaturabhängig

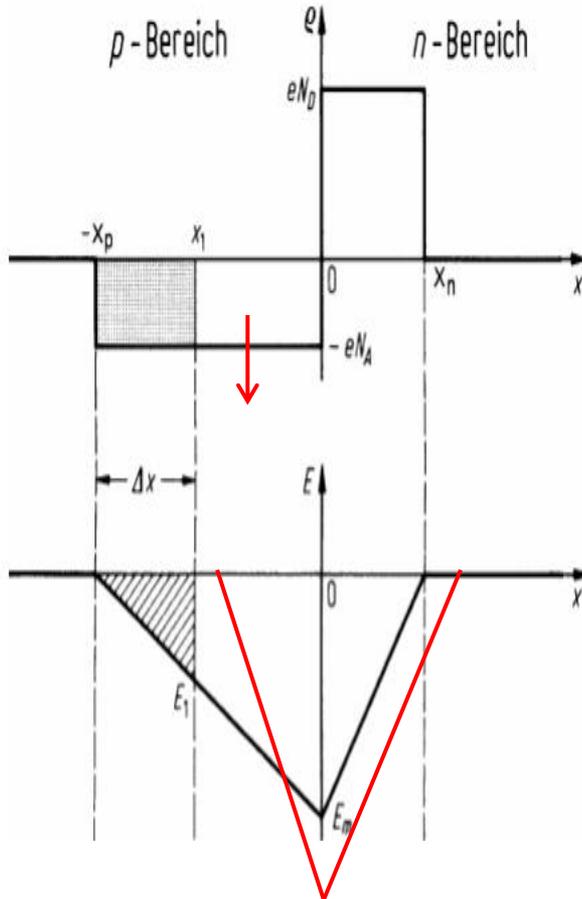
→ Die Diffusionsspannung sinkt mit steigender Temperatur

→ Die Flußspannung einer Diode bei **kleinen** Strömen entspricht etwa der Diffusionsspannung

Mißt man nun im Betrieb bei einem kleinen Strom die Flußspannung der Diode, so kann man aus der Kalibrierungskurve ihre Temperatur bestimmen

Das kann sehr gut zur Bestimmung von thermischen Widerständen von elektronischen Bauteilen oder Schaltungen dienen!

Einfluß der Dotierung auf den Feldverlauf



Steigung der Feldstärke entspricht $\int N(x) dx$
 -> Bei konstanter Dotierung also linearer Anstieg

N_A wird erhöht, N_D bleibt konstant

- > Steigung der Feldstärke im p-Bereich wird größer; x_p kleiner
- > Steigung der Feldstärke im n-Bereich bleibt gleich; x_n wird größer
- > Die maximale Feldstärke steigt

Wenn z.B. $N_A \gg N_D$ folgt mit

$$x_p = \frac{N_D}{N_A + N_D} W \quad \text{und} \quad x_n = \frac{N_A}{N_A + N_D} W$$

-> $x_p \rightarrow 0$ und $x_n \rightarrow W$

$$x_n = \sqrt{\frac{U_D \cdot 2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r}{q \cdot N_D}}$$

Die Raumladungszone liegt dann fast völlig im n-Gebiet

Ein kleines Zahlenbeispiel für ähnliche Dotierungen:

$$N_A = 2 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}, N_D = 1 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3} \rightarrow x_n = 0,73 \mu\text{m}, x_p = 0,37 \mu\text{m} \rightarrow w = 1,1 \mu\text{m}.$$

Die Raumladungszone des neutralen pn-Übergangs hat also nur eine geringe Ausdehnung

Die Diffusionsspannung beträgt (bei 300 K) 0,6 V (das ist die Schwellspannung bei Dioden)

In der Praxis sind pn-Übergänge eher stark unsymmetrisch

Beispiel:

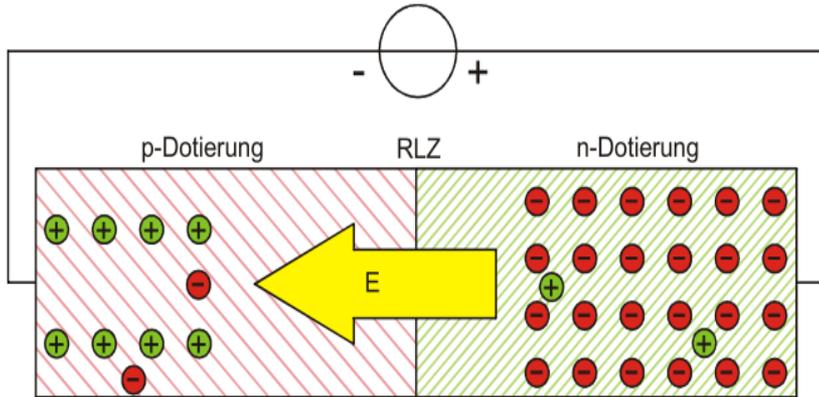
$$N_D = 1 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3} \text{ (entspricht etwa einer Sperrspannung von 1.000 V ...1.200 V),}$$

$$N_A = 1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$$

$$x_n = 3,07 \mu\text{m}, x_p = 0,3 \text{ nm (die RLZ dehnt sich fast nur noch in das n-Gebiet aus!)}$$

Die Diffusionsspannung beträgt nun (bei 300 K) 0,7 V

Der pn – Übergang in Sperrrichtung



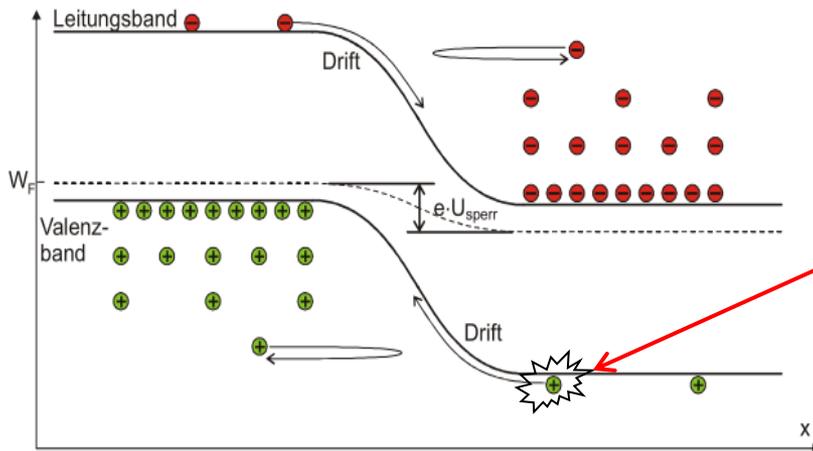
Die freien Ladungsträger werden durch die angelegte Spannung angezogen

-> die RLZ dehnt sich aus, die innere Feldstärke steigt. **Die RLZ mit den Atomrümpfen bildet die Sperrschichtkapazität**

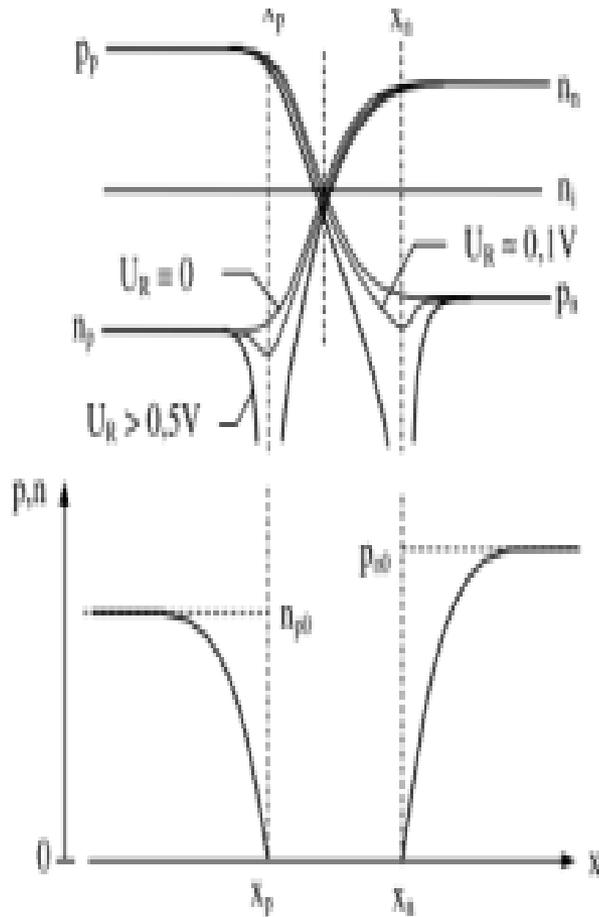
-> Bandabsenkung um $\Delta W = e \cdot U_{\text{sperr}}$ vergrößert

-> keine Diffusion der Majoritätsträger mehr durch die RLZ

-> Minoritätsträger driften weiterhin



ABER



... nur für sehr kleine Sperrspannungen bis ca. 1 V

Danach geht die Konzentration der Minoritätsträger gegen Null

In vielen Publikationen findet sich für den Sättigungs-Sperrstrom

$$I_s = A \cdot n_i^2 \cdot e \cdot \left(\frac{D_n}{L_n \cdot N_A} + \frac{D_p}{L_p \cdot N_D} \right)$$

-> Sättigung: Driftgeschwindigkeit maximal bei ca. 10^7 cm/s; wird schon bei sehr kleinen Spannungen erreicht

ABER: Danach wäre der Sperrstrom ist NICHT von der Sperrspannung abhängig!

Dem werden Sie vermutlich nicht zustimmen

Erläuterung zur Sättigung der Ladungsträger-Driftgeschwindigkeit:

Die Minoritätsträger werden vom jeweils benachbarten Pol der äußeren Sperrspannung abgestoßen, vom jeweils entgegengesetzten Pol angezogen. Sie werden daher in das Kristallinnere in Richtung auf den pn-Übergang weggedrängt.

Für die Minoritätsträger stellen Diffusionsspannung und angelegte Sperrspannung keine Potentialbarriere sondern eine Beschleunigungsspannung dar.

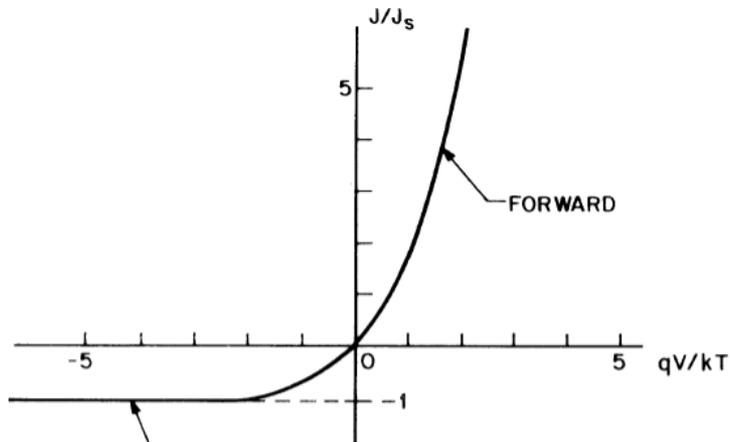
In den Bereich der Raumladungszone geratene oder dort durch Paarbildung entstandene Minoritätsträger werden daher von dem dort herrschenden elektrischen Feld beschleunigt und durch den pn-Übergang hindurch bewegt. Die RLZ ist also nicht wirklich eine SPERRschicht!

Durch die Minoritätsträger wird daher ein kleiner Strom in Sperrrichtung (Sperrstrom) verursacht.

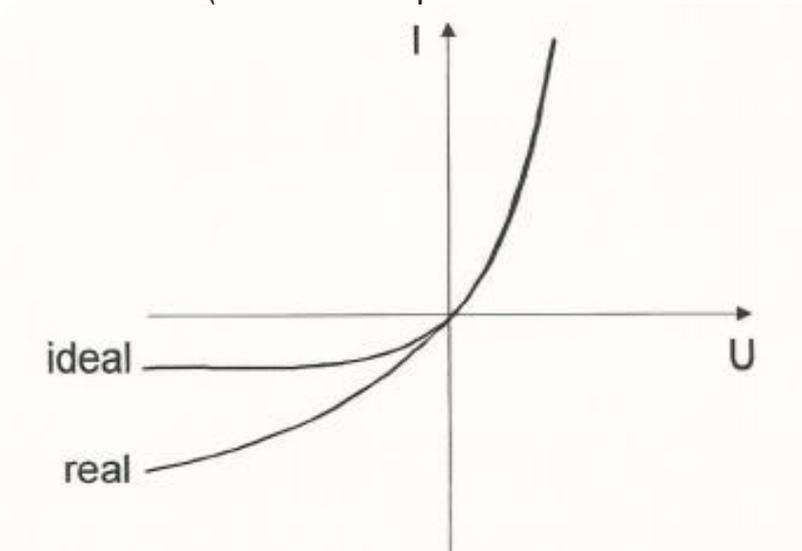
Da die Minoritätsträger durch das elektrische Feld in der Raumladungszone abgesaugt werden, aber nur wenige nachfließen (abhängig von der Generationsrate), sinkt ihre Konzentration am Rand der Raumladungszone stark ab.

Für $U_R \gg U_T$ (z.B. $U_R > 0,5 \dots 1V$), also bereits für kleine Sperrspannungen, gehen diese Konzentrationen gegen 0.

Strom – Spannungskennlinie einer idealen Diode



In der Kennlinie für IDEALE Dioden finden sie diese Feld- bzw. Spannungsabhängigkeit von Spannungsnullpunkt bis ca. 1 ... 2 V Danach geht es mit dem Sättigungs-Sperrstrom konstant weiter.



In der Praxis sieht es eher so aus:

Der Sperrstrom steigt mehr oder weniger stark mit der Sperrspannung an (und ist darüber hinaus auch noch mehr oder weniger stark von der Temperatur abhängig)

Habe ich Ihnen also etwas Falsches erzählt?

Nein!

Aber ich habe nicht gesagt, unter welchen Annahmen bzw. Bedingungen das Ganze gilt, sondern stillschweigend einen idealen pn-Übergang vorausgesetzt.

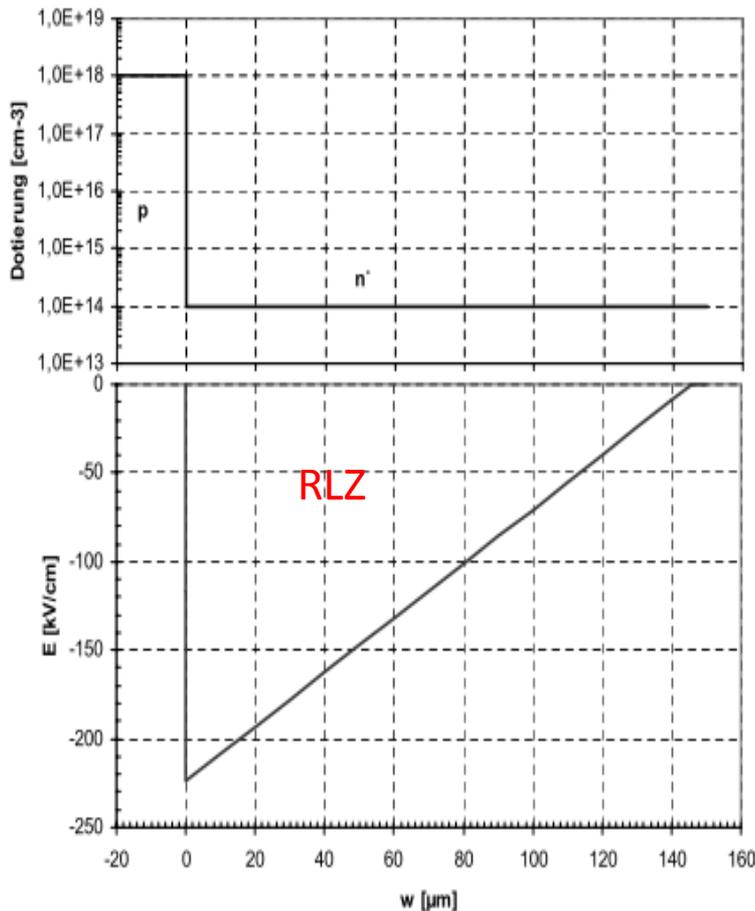
Nach dem Motto: „Traue keiner Statistik, die Du nicht selbst ...“ bitte immer die Rahmenbedingungen hinterfragen.

Das gilt insbesondere bei optisch besonders interessanten Datenblattspezifikationen!!!

So ist z. B. die Angabe eines Stromes ohne zugehörige Chiptemperatur oder das t_{rr} einer Diode ohne entsprechenden Vorstrom wenig hilfreich bis irreführend!

... dazu später mehr

Einfluß der Dotierung auf den Feldverlauf



Ausgehend von der maximalen Feldstärke am pn-Übergang fällt das Feld linear (konstante Dotierung!) bis auf den Wert Null.

Die RLZ – oder besser – die Fläche unter dem Feldverlauf nimmt dabei die Sperrspannung auf.

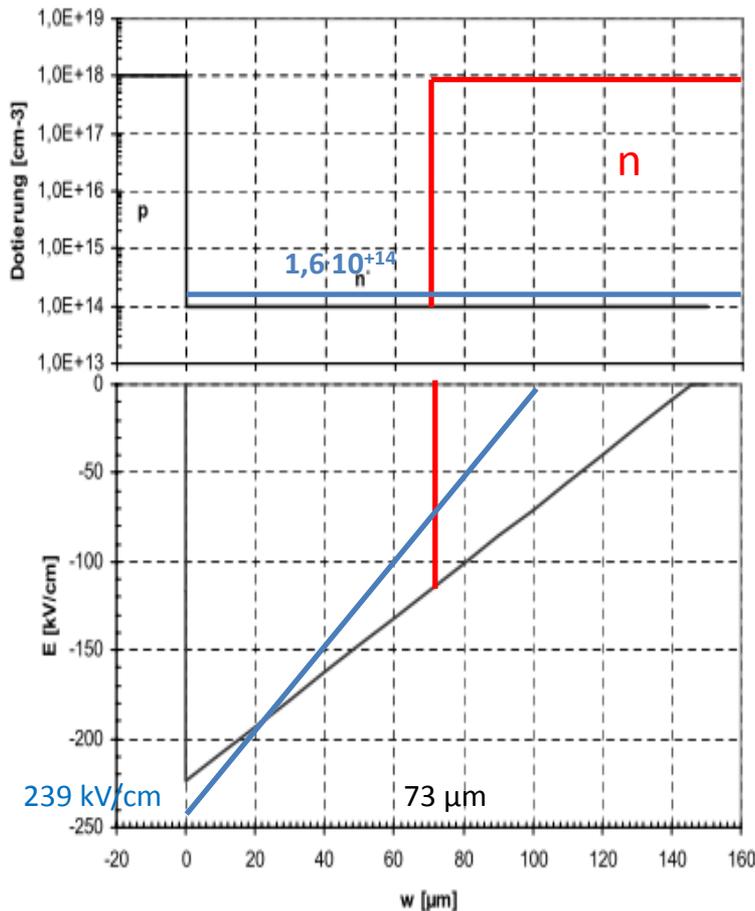
Hohe Durchbruchspannung (-> hohe Feldstärke) -
> große Fläche
-> i.a. auch eine relativ „lange“ RLZ

-> in Flußrichtung wegen der geringen Dotierung hoher Serienwiderstand!

Was kann man dagegen tun?

Einseitig abrupter pn-Übergang in Sperrrichtung

Einfluß der Dotierung auf den Feldverlauf



Beispiel: 1200 V Sperrspannung

RLZ „kürzer“ machen (reduziert den Serienwiderstand)

durch eine hochdotierte n-Schicht (entspricht dem Substrat bei Dioden)

N_D bleibt

-> 1200 V -> $w = 73 \mu\text{m}$

N_D erhöhen (reduziert den Serienwiderstand durch die bessere Leitfähigkeit)

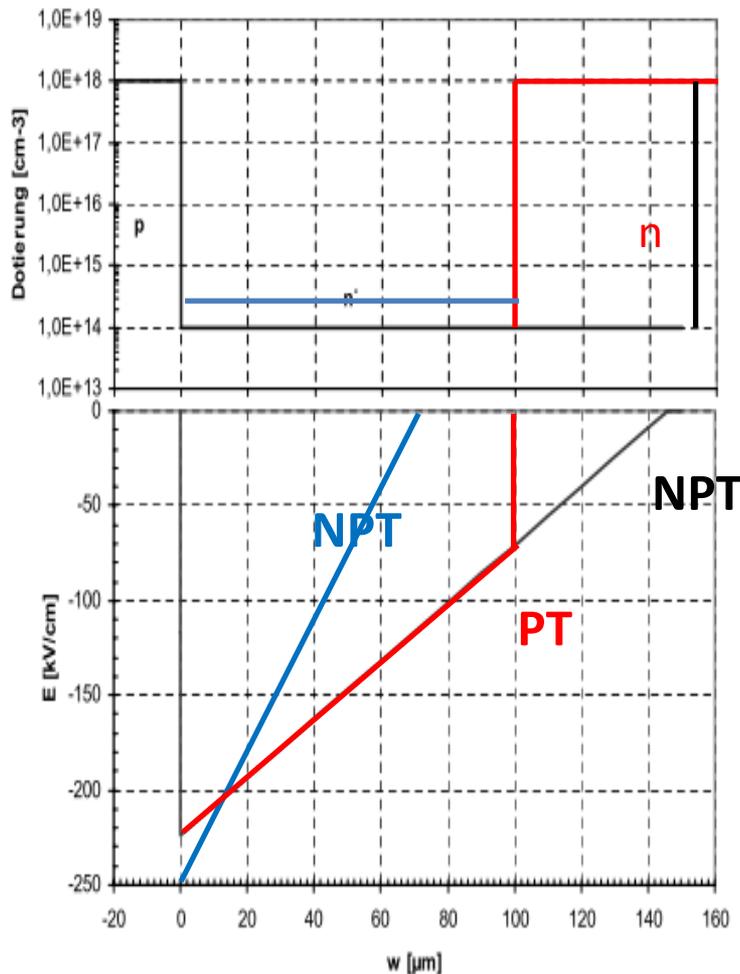
Z. B. auf $1,6 \cdot 10^{14}$

-> maximale Feldstärke steigt auf 239 kV/cm

-> 1200 V -> $w = 100 \mu\text{m}$

Das bringt uns zur Definition von PT und NPT

Einseitig abrupter pn-Übergang in Sperrrichtung



Einseitig abrupter pn-Übergang in Sperrichtung

PT (Punch Through):

Das Feld „reicht durch“ – ist am realen **n**-Substrat also NICHT Null sondern würde erst an einem virtuellen Punkt im n-Substrat zu Null werden

-> Durchreichfaktor > 1

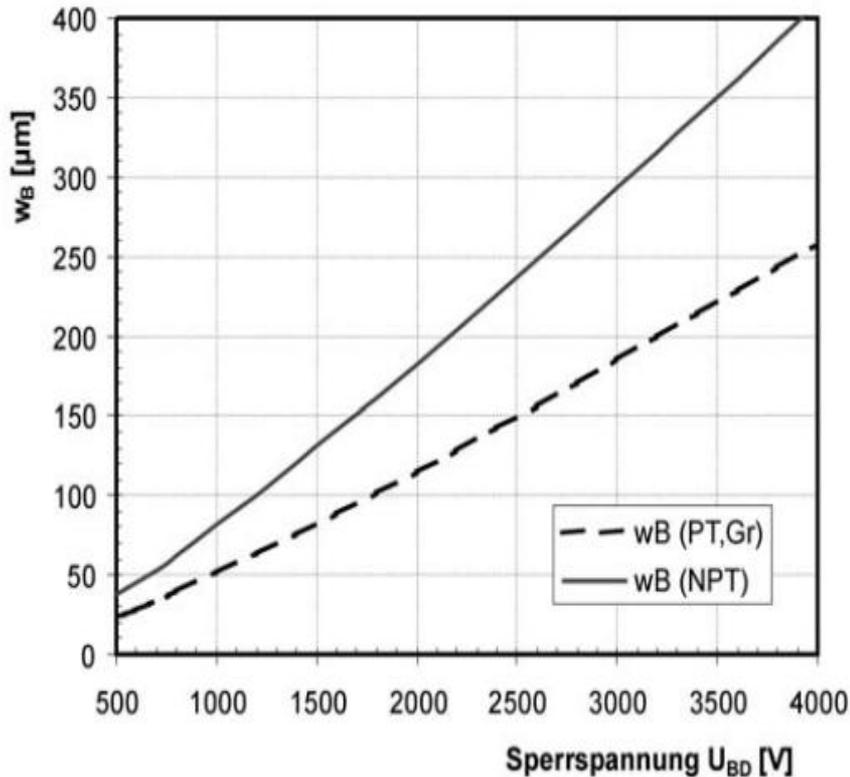
NPT (Non Punch Through):

-> Erhöhung der Dotierungskonzentration

Das Feld reicht NICHT bis zum realen **n**-Substrat durch sondern wird dort oder schon vorher zu Null

-> Durchreichfaktor <= 1

Bei IGBTs wird oft versucht, einen Durchreichfaktor von knapp unter 1 einzustellen
-> Soft Punch Through (SPT Versionen)



Mindestweite der Basis für die Dimensionierung einer Diode mit dreiecksförmigem und mit trapezförmigem Feldverlauf

Josef Lutz, Halbleiter-Leistungsbaulemente

Bei gleicher Sperrspannung

- > kleinere Basisweite bei PT
- > niedrigere Dotierung mit höheren Feldstärken
- > aufwendigere Randstrukturen und Passivierung

PT mit kurzer Basisweite

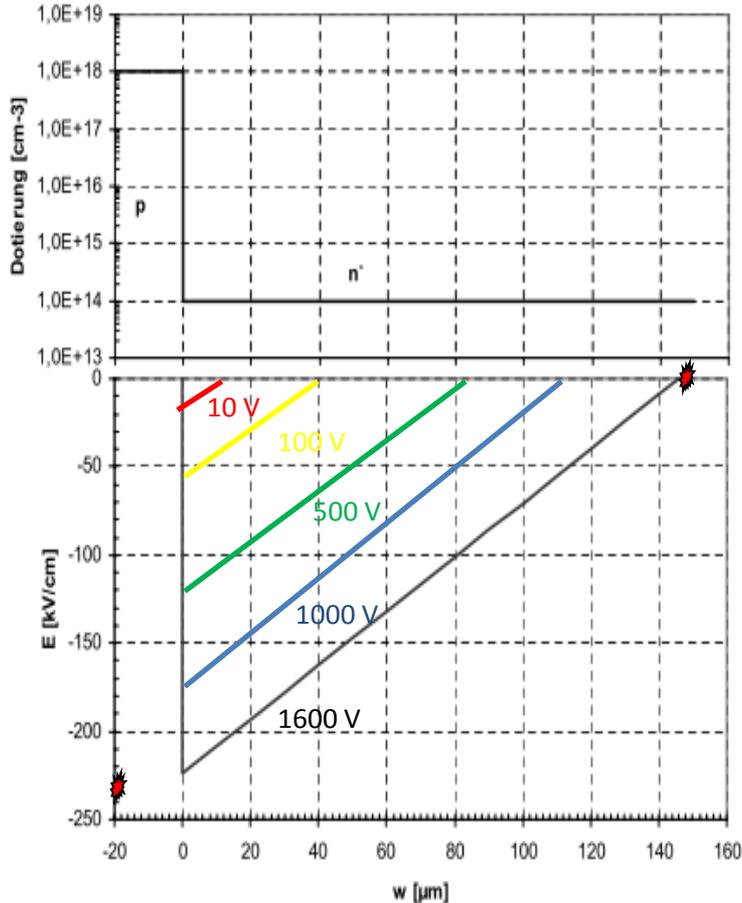
- > in Flußrichtung niedrigere Spannung als NPT
- > kann bei schnellen Dioden mit niedriger Trägerlebensdauer bis ca. 1V ausmachen

Das ist also die Spielwiese der Chipdesigner

- > Grunddotierung, Feldstärke und Basisweite beeinflussen zusammen mit der Temperatur
- > Ladungsträgerbeweglichkeit und Leitfähigkeit

Wir reden hier über Maße im μm -Bereich

- > Toleranzen mit Einflüssen auf das Bauteilverhalten sind unvermeidlich



Je nach angelegter Sperrspannung dehnt sich die RLZ über einen weiten Bereich aus:

-> von ca. $3\mu\text{m}$ bei Null V bis ca. $150\mu\text{m}$ bei 1600 V

Die Sperrspannung kann aber nicht beliebig erhöht werden!

Wenn jeder in die Sperrschicht eintretende Ladungsträger mit genügend hoher kinetischer Energie ein Trägerpaar aus dem Atomverband herausschlägt (Stoßionisation), dieses Trägerpaar wiederum zwei weitere Paare usw. tritt in einer Kettenreaktion der Lawinendurchbruch ein
-> Strom steigt exponentiell an

Diese kritische Feldstärke ist die Durchbruchfeldstärke
-> Durchbruchspannung (Breakdown Voltage)

Einseitig abrupter pn-Übergang in Sperrrichtung

Für die kritische Feldstärke gilt (nach Lutz):

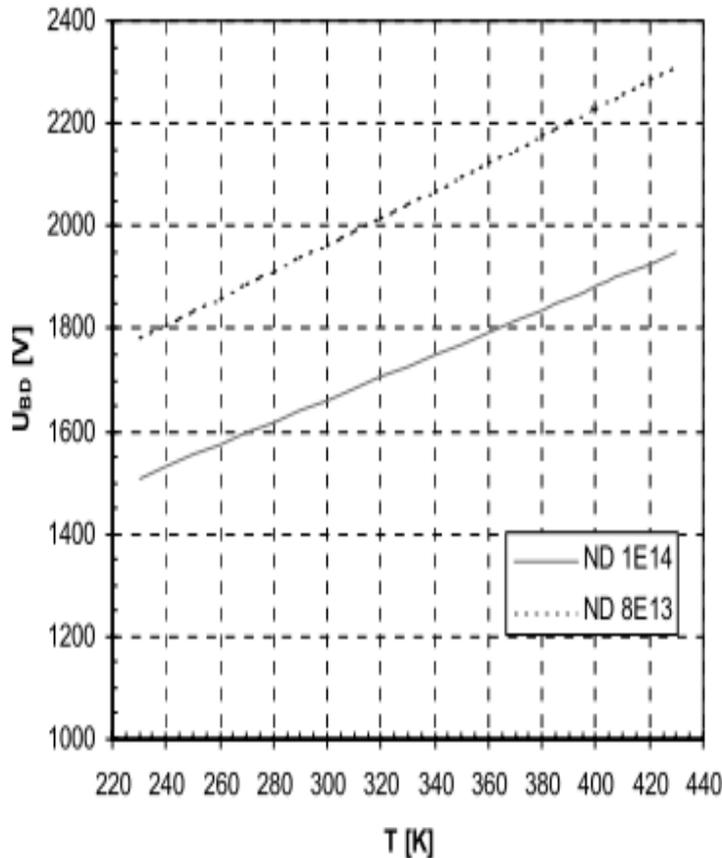
$$E_{BD} = -\frac{q \cdot N_D}{\epsilon} \cdot w_{RLZ} = -\left(\frac{8}{C'}\right)^{\frac{1}{8}} \cdot \left(\frac{q \cdot N_D}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{8}}$$

$$C' = 1,8 \cdot 10^{-35} \text{ cm}^6 \text{ V}^{-7}$$

Die Durchbruchspannung ist also ein von der Dotierung abhängiger Materialparameter (**Ionisationsraten** gehen in die Abschätzung ein)

Für unser Beispiel ergibt das:

$$E_{BD} = 236 \text{ kV/cm} \quad U_{BD} = 1.652 \text{ V} \quad w_{BD} = 146 \text{ } \mu\text{m}$$



Temperaturabhängigkeit der Sperrspannung eines pn-Übergangs mit dreiecksförmigem Feldverlauf
Josef Lutz, Halbleiter-Leistungsbaulemente

Die Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung stammt im wesentlichen aus den temperaturabhängigen Ionisationsraten für den Lawinendurchbruch.

Für z. B. NPT-Übergängen gilt (nach Lutz)

$$U_{BD} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{b+1}{C'} \right)^{\frac{2}{b+1}} \cdot \left(\frac{q \cdot N_D}{\varepsilon} \right)^{\frac{1-b}{1+b}}$$

$$C' = 2 \cdot 10^{-28} \cdot e^{-16,22 \cdot \frac{T}{300K}} \quad b = 5,8 + 1,2 \cdot \frac{T}{300K}$$

Diesen Zusammenhang zeigt das nebenstehenden Diagramm. Danach ändert sich die Durchbruchspannung im betrachteten Bereich um ca. **+2,2 V/K**

Bei PT-Übergängen mit mäßigen Durchreichfaktoren steht den Elektronen weniger Weg zur Ionisierung von Atomen zur Verfügung.

-> Temperaturkoeffizient reduziert auf etwa **+1,3 V/K**

Damit der Lawineneffekt eintreten kann

-> ausreichend hohe Feldstärke und ausreichend lange RLZ damit ein Elektron mehrfach die zur Stoßionisation nötige Energie aufnehmen kann

Die freie Weglänge eines Elektrons nimmt mit der Temperatur ab

-> zu ausreichender Energieaufnahme muß also die Feldstärke höher sein

-> die Durchbruchspannung hat einen positiven Temperaturkoeffizienten:

ca. 0,1 %/K ... 0,2 %/K

-> sie steigt mit der Temperatur!

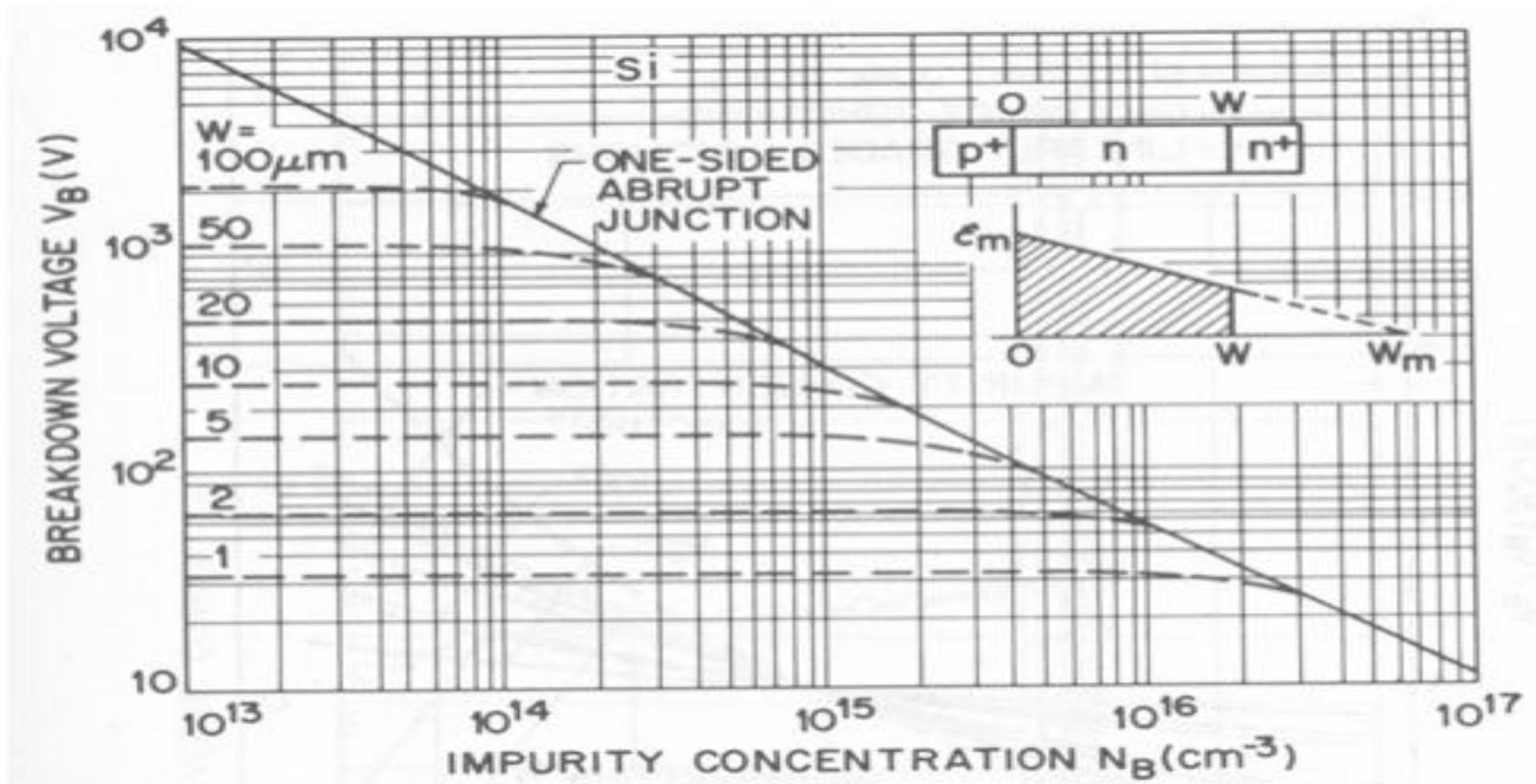
Die Durchbruchfeldstärke ist bei hohen Dotierungen größer als bei kleineren, die Durchbruchspannung aber nicht.

Bei Inhomogenitäten (Kristallfehler, Feldspitzen, Dotierungsprofil etc.) kann ein lokaler Durchbruch eintreten und der Lawineneffekt dadurch den thermischen Durchbruch (2. Durchbruch) auslösen:

-> lokal hohe Sperrschichttemperatur (Hot Spot)

-> hoher Sperrstrom -> über die Verlustleistung steigt die Temperatur

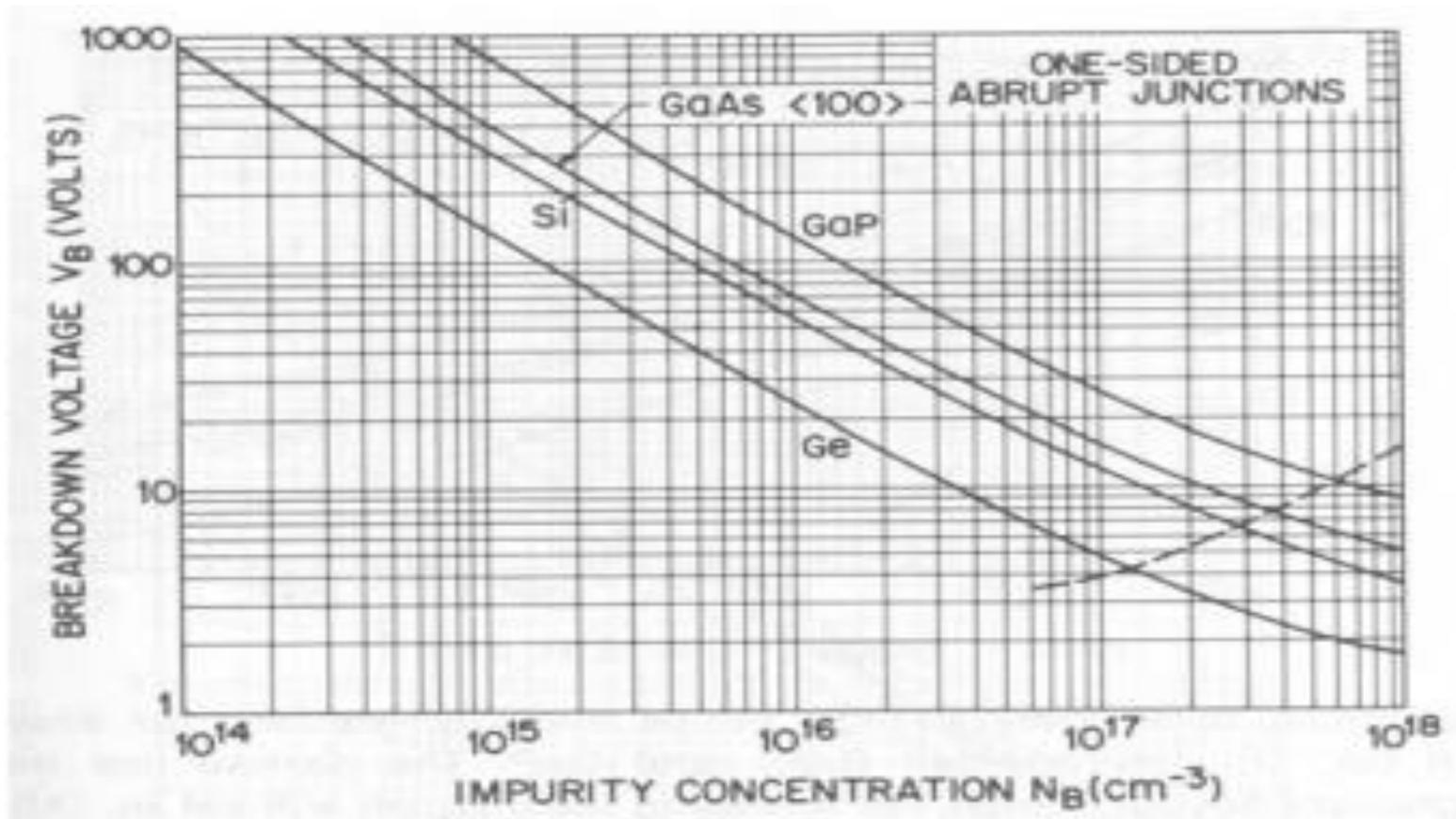
-> Mitkopplungseffekt -> ohne Strombegrenzung erfolgt die thermische Zerstörung



© S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices (Wiley, 1981)

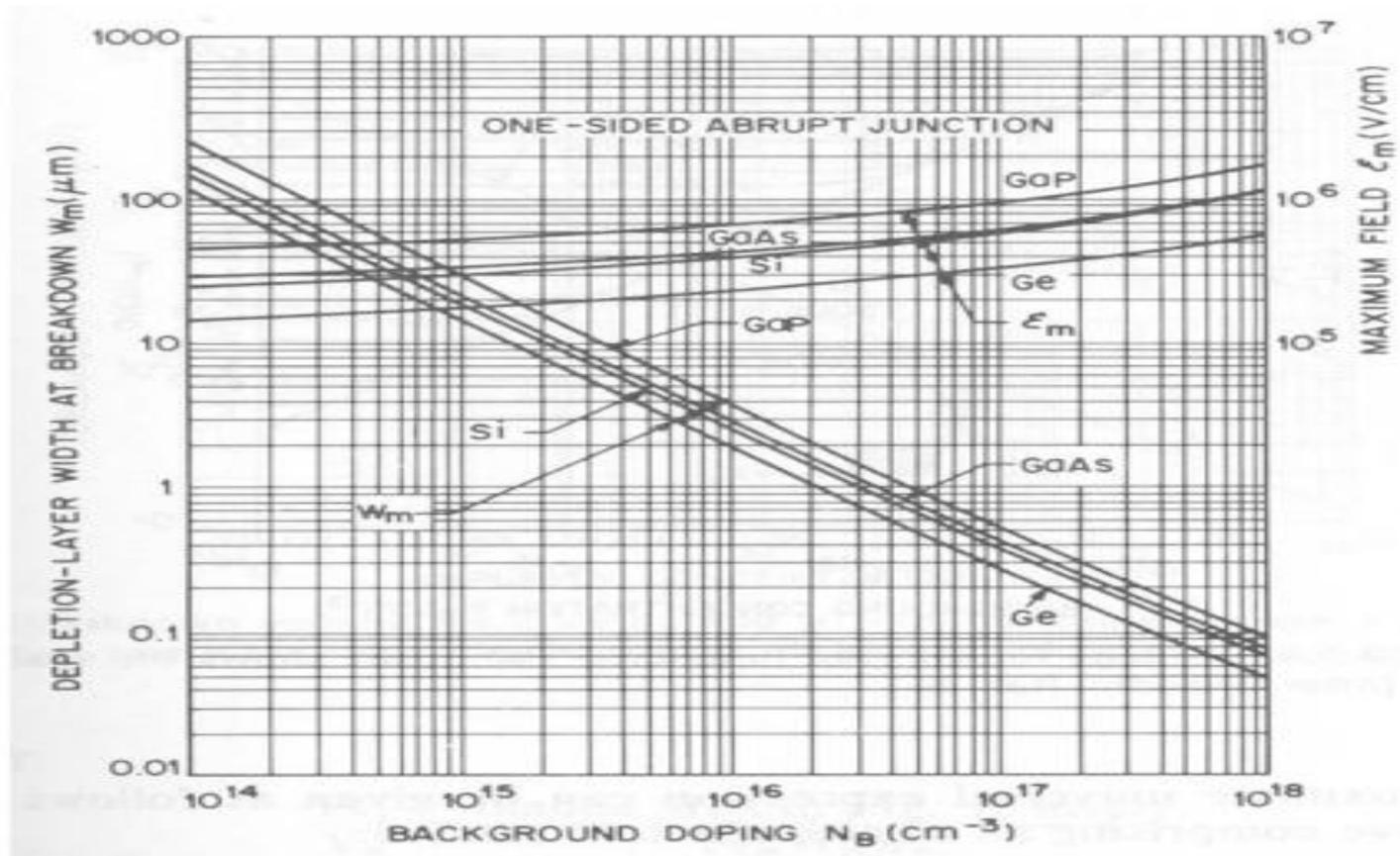
Lawinendurchbruch (Durchbruchspannung) bei einem einseitig abrupten p⁺nn⁺-Übergang für unterschiedliche Basisweiten w

1200V	ca. 100 μm
600V	ca. 30 μm
200V	ca. 10 μm



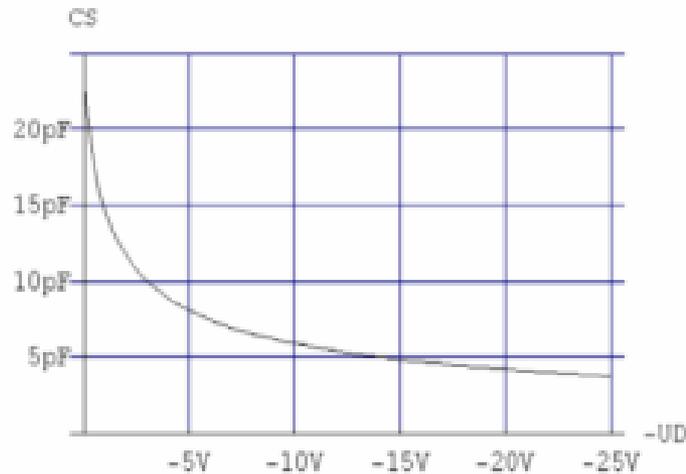
© S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices (Wiley, 1981)

Durchbruchspannungen in Abhängigkeit von der Dotierkonzentration
 1.000V entspricht etwa einer Dotierung $N_D = 1 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$

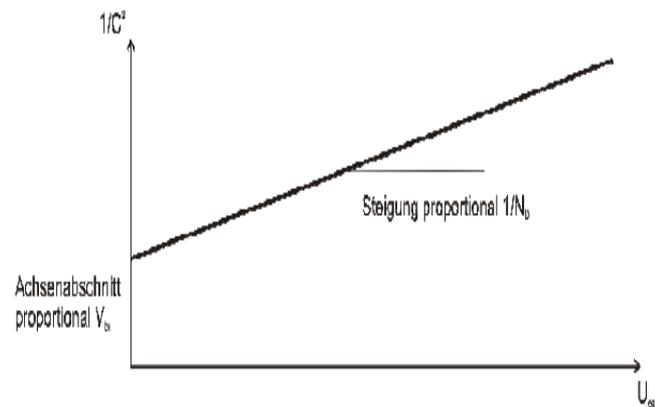


© S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices (Wiley, 1981)

Weite der Verarmungszone und maximale Feldstärke im Durchbruch



C(u)-Verlauf eines einseitig abrupten pn-Übergang in Sperrrichtung



Die RLZ besteht aus den geladenen Atomrümpfen der Donatoren bzw. Akzeptoren; sie wirkt daher wie die Kapazität eines Plattenkondensators

$$C_S = \epsilon \frac{A}{W} = A \sqrt{\frac{e\epsilon}{2} \frac{N_D}{V_{bi} - U_{ext}}}$$

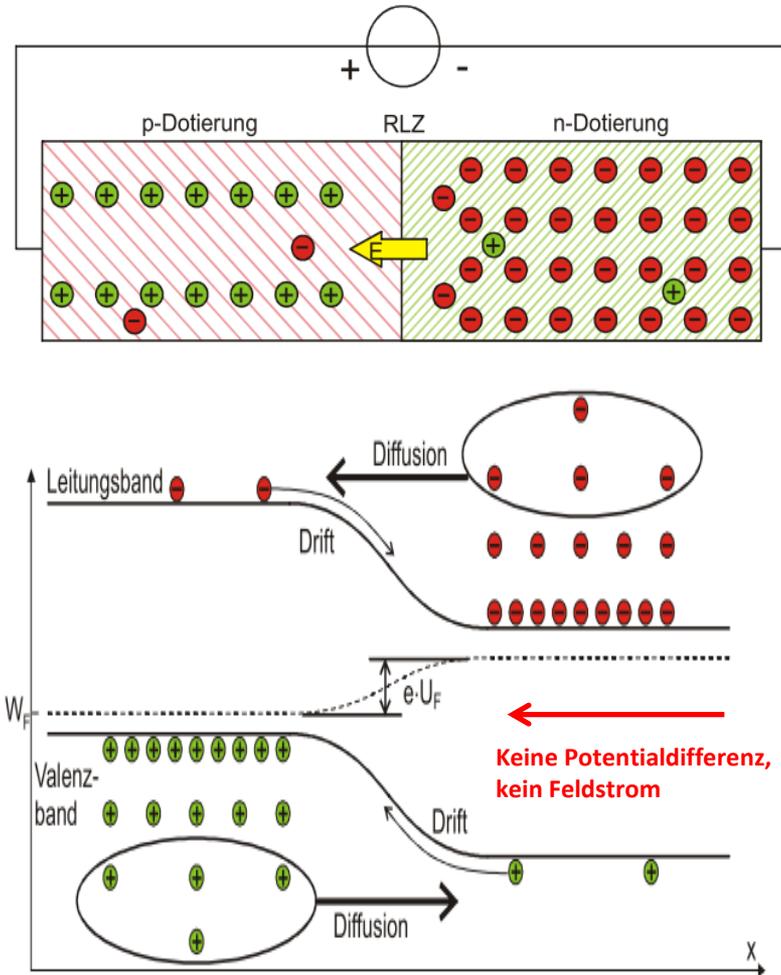
In unserem Beispiel steigt die Weite der RLZ von etwa 3 μm bei Null Volt auf ca. 100 μm bei 1200V. Damit einher geht eine relativ große Änderung der Sperrschichtkapazität.

Trägt man $1/C^2$ über der Spannung auf, so erhält man eine Gerade mit der Steigung $\sim 1/N_D$. Der Schnittpunkt mit der Achse entspricht der Diffusionsspannung.

So lassen sich experimentell Dotierungskonzentration und Diffusionsspannung bestimmen.

Bei modernen Bauteilen – insbesondere MOSFETs und IGBTs sehen die Kapazitäts-Spannungskurven aber oft anders aus.

Der pn-Übergang in Flußrichtung

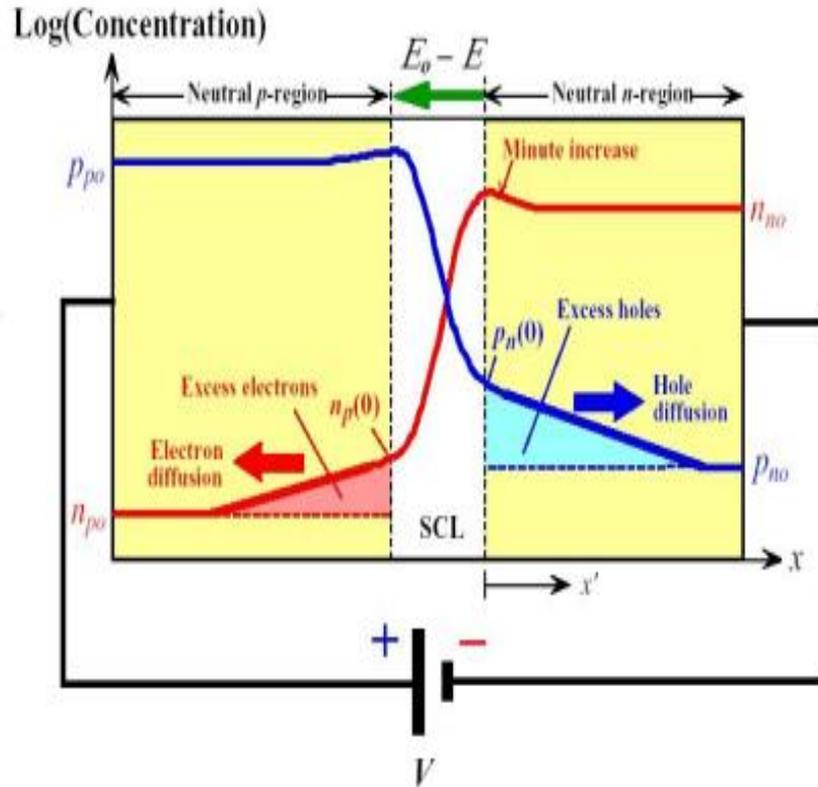


Durch die angelegte Flußspannung wird die Bandabsenkung um $e \cdot U_F$ geringer
 -> Die RLZ wird dünner, die innere Feldstärke sinkt
 -> Die Potentialbarriere für die Majoritätsträger wird geringer
 -> Es fließt ein großer Diffusionsstrom der Majoritätsträger

Ein kleiner Sperrstrom der Minoritätsträger fließt weiterhin

$$I_F(U_F) = I_S \cdot \left(\exp\left(\frac{U_F}{U_T}\right) - 1 \right)$$

**Der Flußstrom ist der um den Exponentialterm erhöhte Sperrstrom. Er ist exponentiell von der Flußspannung abhängig.
 Es handelt sich dabei um einen reinen Diffusionsstrom (ideale Diode)!**



Die **Majoritätsträger**

-> Löcher im p-Gebiet

-> Elektronen im n-Gebiet

diffundieren durch die RLZ und erhöhen an der gegenüber liegenden Grenze der RLZ die Konzentration der **Minoritätsträger**

-> Löcher im n-Gebiet

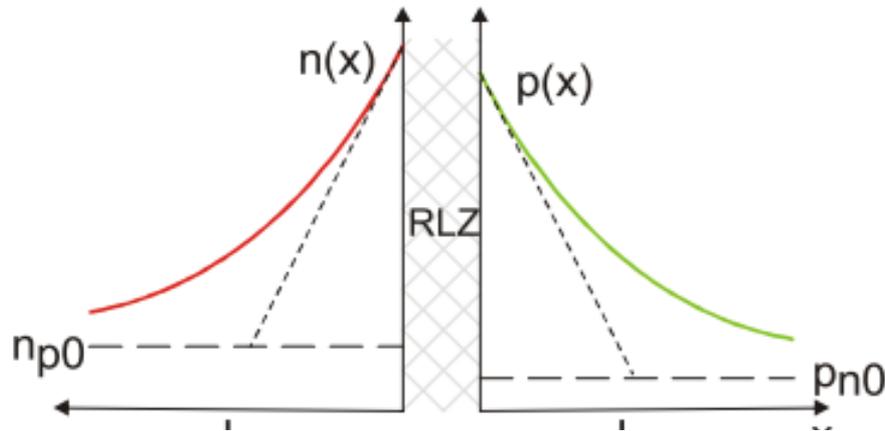
-> Elektronen im p-Gebiet

Die Minoritätsträger diffundieren nun von der Grenze der RLZ tiefer in das p- bzw. n-Gebiet und rekombinieren dort.

Die Halbleiterzonen außerhalb des PN Übergangs bilden einen ohmschen Widerstand. Er wird als Bahnwiderstand bezeichnet und wirkt wie ein Serienwiderstand.

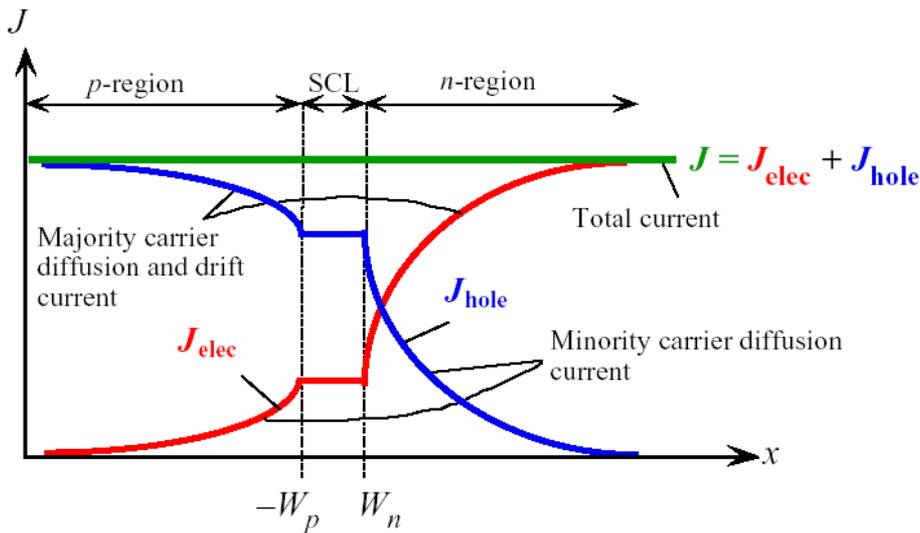
-> in realen Dioden ergibt das eine Potentialdifferenz

-> verändert somit die sonst exponentielle Kennlinie.

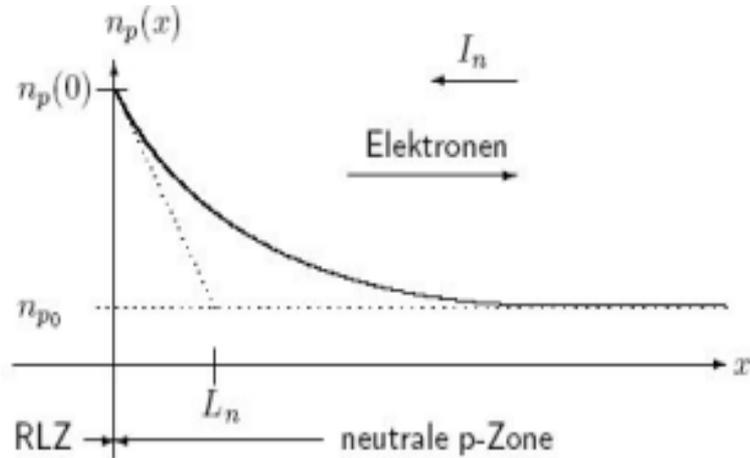


Die Minoritätsträger diffundieren gemäß ihrer Lebensdauer über eine Weglänge L

Da der Strom in einem geschlossenen Kreis konstant ist, müssen die zur Rekombination erforderlichen Majoritätsträger von den Anschlußklemmen *nachgeliefert werden* (Die Ladungsträger fließen also nicht einfach so von "links nach rechts" durch den Halbleiter)

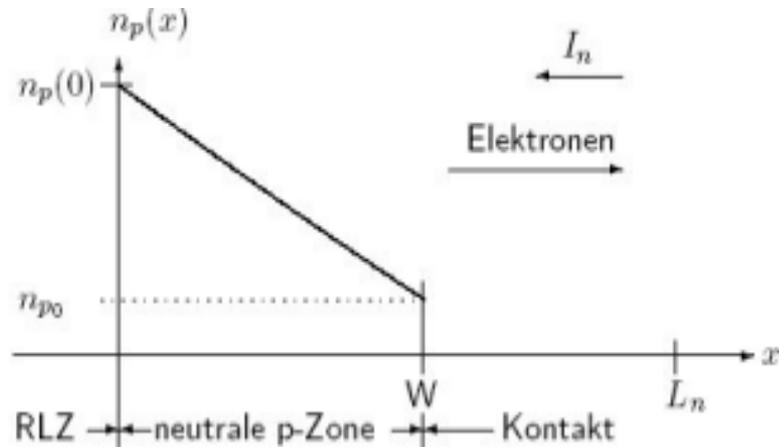


Mit der Flußspannung ändert sich auch die Bandverbiegung $\rightarrow e \cdot U_F$
 \rightarrow auch die Konzentration der Minoritätsträger $p(x)$ bzw. $n(x)$ in den neutralen Gebieten ändert sich entsprechend



Lange Diode

Die Weite W_n der neutralen n-Zone ist groß gegen die Diffusionslänge L_p der Löcher
 -> alle Überschussminoritätsträger rekombinieren in der neutralen Zone



Kurze Diode

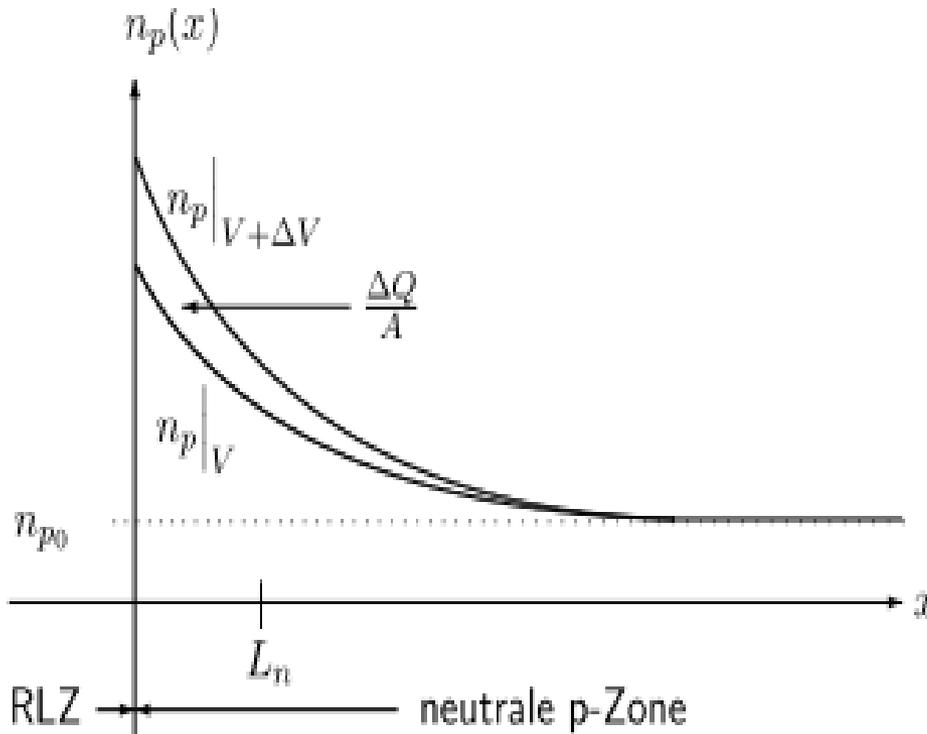
Die Weite W_n der neutralen n-Zone ist klein gegen die Diffusionslänge L_p der Löcher
 -> in der neutralen Zone findet keine Rekombination statt (Rekombination der Löcher am Kontakt)
 -> geringerer Serienwiderstand, kleinere Diffusionskapazität
 -> höhere Frequenzen erreichbar

Früher gab es bedingt durch die technologischen Möglichkeiten eher lange Dioden.
Der Diodenstrom in der kurzen Diode ist höher als der in der langen.
-> hohe Sperrspannung: großes W (... da haben wir ein Problem!)

Die gewünschte Weglänge L bestimmt die Geometrie (Dicke) der Diode

Bei realen Dioden ist noch der Emissionskoeffizient n zu berücksichtigen.
Für Silizium liegt er bei etwa 2.
Der Diodenstrom in Flußrichtung wird damit zu

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



Die spannungsabhängige Verteilung der Minoritätsträgerdichten

-> entspricht einer Ladungsänderung / Speicherung

-> spannungsabhängige Kapazität

-> **Diffusionskapazität** C_{diff}

$$C_d = \tau_T \frac{q}{kT} I_S \exp\left(\frac{q}{kT} U_{pn}\right)$$

Die Diffusionskapazität läßt sich näherungsweise auch so angeben:

$$C_{\text{diff}} = \tau_T \cdot I_D / n \cdot U_T$$

τ_T : Emissionskoeffizient

τ_T ist die Transitzeit, d.h. die Zeit, die die gespeicherte Minoritätsträgerladung benötigt, um die Diode zu „durchqueren“

Langen Dioden: (alle Ladungsträger rekombinieren in der neutralen Zone)

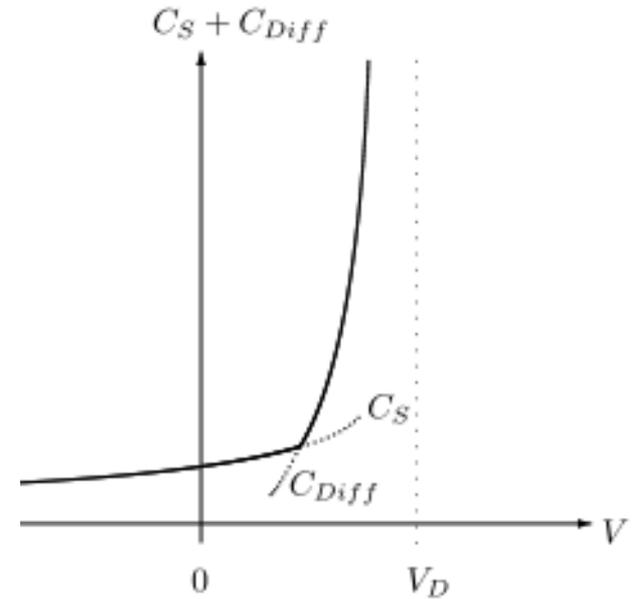
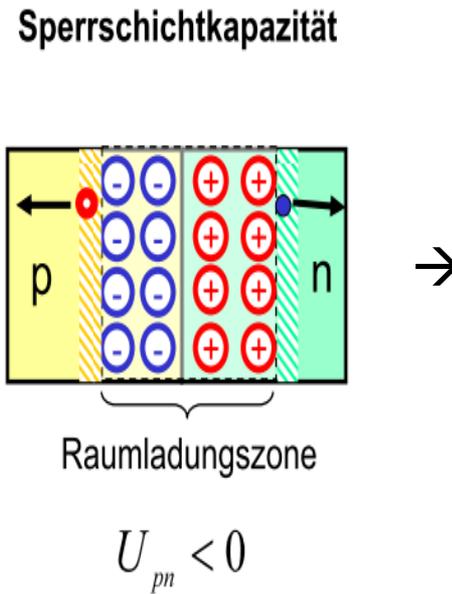
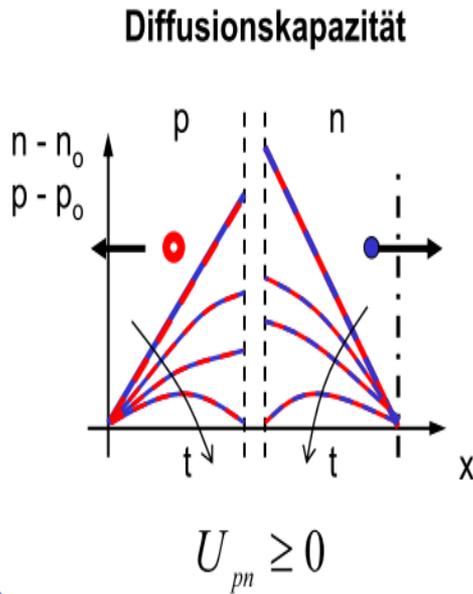
$$\tau_T = \tau_p = L_p^2 / D_p$$

Kurze Dioden: (Rekombination der Löcher am Kontakt)

$$\tau_T = \tau_p = W_n^2 / 2 \cdot D_p$$

Aus der Messung der Diffusionskapazität lassen sich Rückschlüsse auf die Ladungsträger – Lebensdauer ziehen – wenn man die Geometrie kennt.

Kapazitäten am pn-Übergang



Bei ausreichender Flusspolung dominiert C_{diff} die Gesamtkapazität, bei Sperrpolung die Sperrschichtkapazität

Zusammenfassung: pn-Übergang

Am Übergang von einem p-Typ zu einem n-Typ Halbleitergebiet entsteht eine Raumladungszone, da Elektronen und Löcher aufgrund des Dichteunterschieds ins jeweilige Nachbargebiet diffundieren und die Atomrümpfe der Dotieratome zurückbleiben.

Über der Raumladungszone fällt die sog. Diffusionsspannung ab; sie bildet eine Energiebarriere, die weiteres Abfließen von Elektronen und Löchern stoppt (Kompensation von Diffusion und Drift).

Durch eine außen angelegte Spannung kann die Raumladungszone (und damit die Energiebarriere) verkleinert oder vergrößert werden.

U_{pn} positiv: pn-Übergang in Durchlassrichtung, da Raumladungszone (Energiebarriere, elektrisches Feld) reduziert; Majoritätsträger diffundieren ins Nachbargebiet, Strom steigt exponentiell mit Spannung.

U_{pn} negativ: pn-Übergang in Sperrrichtung, da Raumladungszone (Energiebarriere, elektrisches Feld) vergrößert; nur geringer Sperrstrom durch Drift von Minoritätsträgern über pn-Übergang

Die Ladungsträgerdichten an den Rändern der Raumladungszone hängen exponentiell von U_{pn} ab. Aus den Steigungen der Ladungsträgerverteilung lässt sich der Diodenstrom berechnen.

Ladungsänderungen (Kapazitäten) bestimmen das Schaltverhalten der Diode; im Durchlassbereich: über pn-Übergang diffundierte Elektronen und Löcher (Diffusionskapazität), im Sperrbereich: Raumladungszone (Sperrschichtkapazität).

Fragen Sie sich jetzt eventuell:

Wo bleibt denn nun eigentlich die Spannungsabhängigkeit des Sperrstromes?

Zur Beschreibung unseres idealen pn-Überganges haben wir einige Annahmen gemacht:

- > perfekter Kristall OHNE Störstellen (mit entsprechenden Energieniveaus in der Bandlücke)
- > eindimensionale Rechnung; Oberflächeneffekte werden vernachlässigt
- > schwache Injektion
- > Ladungsträgerrekombination und -generation innerhalb der RLZ wird vernachlässigt (passiert nur über die flachen Energieniveaus (Akzeptoren oder Donatoren) ; in der Bandlücke nicht)
- > kein Spannungsabfall über der neutralen Zone
- ... und noch einiges mehr

REALE pn-Übergänge lassen sich damit aber nicht ausreichend erklären!

... noch zwei Dinge dazu:

Temperaturabhängigkeit des Diodenstroms

Mit dem Emissionskoeffizienten n wird die Shockley-Diodengleichung zu

$$I_D = I_S \left(e^{\frac{U_D}{nU_T}} - 1 \right)$$

Der Term I_S ist selbst temperaturabhängig.

-> der Sperrstrom verdoppelt sich pro 10°C Temperaturerhöhung

-> **$25^\circ \text{C} \rightarrow 175^\circ \text{C} \rightarrow$ Erhöhung um den Faktor **42.200 , also $4,2 \cdot 10^4$****

In anderen Literaturstellen finden sich auch Verdoppelungen bei 6°C bis 20°C .

Es gibt also eine starke Abhängigkeit von der Jeweiligen Technologie.

$$I_R(T) = I_{RT_0} e^{C(T-T_0)}$$

$$C = \frac{q \Delta W}{2kTT_0} \approx \frac{q \Delta W}{2kT_0^2}$$

C ist allerdings nicht wirklich eine Temperatur“konstante“, da die darin enthaltene Bandlücke ΔW auch von der Temperatur abhängt.

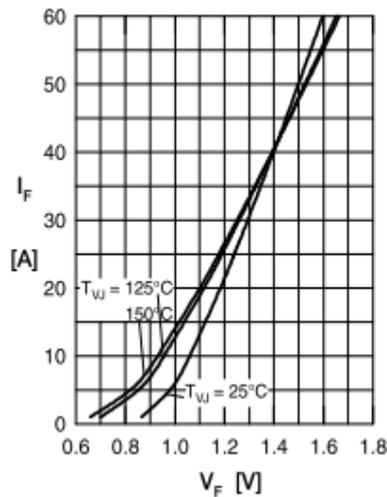
Die Temperaturkonstante C ist bei 300K für Silizium $C=0.071 \text{ K}^{-1}$

Für Diodenspannungen \gg Diffusionsspannung gilt

$$I_F(T) = -I_{RT_0} e^{C(T-T_0) + \frac{U_F}{nU_T}}$$

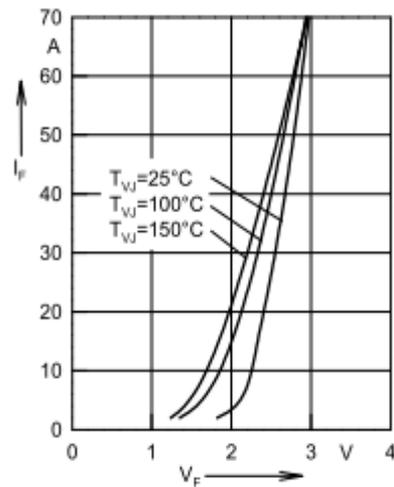
Hochschule für Technik und Architektur Bern 1-2
Elektronik I, G.Krucker

Verschiedene Beispiele für die Temperaturabhängigkeit von V_F – jeweils 1200V, 30A Dioden



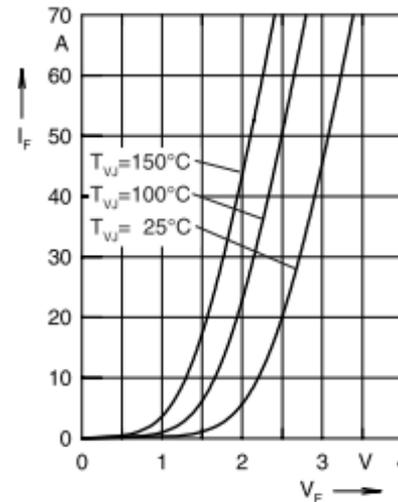
Netzdiode
 Rekombinationszentren
 keine

Schnittpunkte
 Über Nennstrom



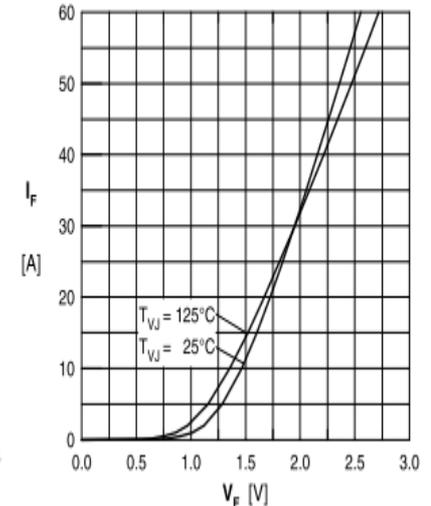
FRED
 Rekombinationszentren
 Gold

Schnittpunkte
 Über Nennstrom



FRED
 Rekombinationszentren
 Platin

Schnittpunkte
 keine



FRD
 Rekombinationszentren
 Helium bzw.
 strahlungsinduziert

Schnittpunkte
 bei Nennstrom

Generation und Rekombination von Ladungsträgern in der RLZ

Für Halbleiter mit geringer intrinsischer Ladungsträgerdichte (wie Si und GaAs) kann der Generationsstrom nicht mehr vernachlässigt werden. Bei hohen Sperrspannungen füllt die RLZ nahezu die gesamte Diode! Der Sperrstrom wächst mit der Sperrspannung und folgt nicht mehr der idealen Diodenkennlinie.

Zum Sättigungssperrstrom I_S des idealen pn-Überganges ist daher noch ein Generationsterm I_{gen} zu addieren

$$I_{\text{gen}} = eAw \frac{n_i}{\tau_g} = e \cdot \underbrace{A \cdot w}_{\text{Vol}} \cdot \underbrace{\frac{ni}{\tau_g}}_{\text{Gen. Rate}}$$

-> Generationsstrom proportional zur Weite w der RLZ

-> w wächst mit der angelegten Sperrspannung

-> der Sperrstrom steigt mit der Sperrspannung

Wird w über das Feldintegral umgeformt, ergibt sich der Generationsstrom zu

$$I_{\text{gen}} = A \cdot q \cdot \frac{n_i}{\tau_{sc}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \cdot (U_D + U_R)}{q \cdot N_D}}$$

... und schon haben wir unsere Spannungsabhängigkeit!

... die uns aber ohne Kenntnis der Generationsrate wenig nützt

Die Leitfähigkeit des Halbleiters und dessen Verbesserung zieht sich wie ein roter Faden durch die gesamte Halbleiterentwicklung.

Eine Richtung befaßt sich mit der Auswahl des Materials (Si, GaAs, SiC, GaN etc.) sowie dessen Optimierung durch Modifikationen der Materialparameter (Dotierung, Dotierungsprofil etc.)

Eine andere Richtung geht in die Geometrie der Halbleiter
-> dreidimensionale Strukturen wie Trench, Superjunction etc.

Hier gibt es natürlich physikalische Grenzen!

Die drei wichtigsten Parameter zur Beschreibung eines Halbleiters sind:

- 1) Die **Temperatur**
- 2) wieder die **Temperatur**
- 3) und noch einmal die **Temperatur**

Dabei haben wir deren Einfluß auf Ausfallmechanismen noch gar nicht untersucht!

ANHANG

Nicht eindimensional

An der Oberfläche kann infolge von Verunreinigungen bei hoher Feldstärke eine erhöhte Ladungsträgerrekombination entstehen, die den Sperrstrom der Diode erhöht.

Starke Injektion

Ab einer gewissen Flußspannung gilt die für die ideale Diode angenommene schwache Injektion nicht mehr. Bei starker Injektion wird die Minoritätsträgerdichte vergleichbar zur Majoritätsträgerdichte. Diese können die Minoritätsträger nur noch elektrisch neutralisieren, indem ihre Dichte über die des thermischen Gleichgewichts steigt.

Es entsteht ein zusätzlicher Majoritätsträgerdiffusionsstrom, der dem Minoritätsträgerdiffusionsstrom entgegengesetzt gerichtet ist. Der Strom steigt dann trotz zunehmender Spannung langsamer an bzw. nimmt bei gleicher Spannung mit zunehmender Temperatur ab.

Spannungsabfall in den neutralen Zonen

Bei sehr großen Strömen kann der Spannungsabfall in den neutralen Zonen nicht mehr vernachlässigt werden. Dieser führt zu einer weiteren Verringerung des Diodenstromes (Durchlaßwiderstand)

Auch an tiefer in der Bandlücke gelegenen Störstellen können Generations- und Rekombinationsprozesse stattfinden

-> die so entstehenden Elektronen und Löcher driften gemäß der Feldstärke durch die RLZ

Diese Störstellen können ungewollt über Kristallfehler oder Verunreinigungen auftreten oder gezielt als „Lifetime-Killer“ eingebracht werden

-> z. B. Gold oder Platin

Der Generationsstrom ist abhängig von der Lage des Rekombinationszentrums in der Bandlücke.

Da n_i von der Temperatur abhängt, bekommen wir darüber einen zusätzlichen Anstieg von I_{gen} mit der Temperatur.

Eine Aussage über den Wert des Generationssperrstromes ist nicht ohne weiteres zu machen, da in die Lebensdauer τ der so entstandenen Ladungsträger die Konzentration und die physikalischen Eigenschaften der jeweiligen Störstellen eingehen – und die kennen wir nicht bzw. der Hersteller behält sie für sich.

Die **Flußspannung** setzt sich aus drei Anteilen zusammen $U_F = U_L + U_{drift} + U_R$
Josef Lutz, Halbleiter-Leistungsbaulemente

U_L fällt über dem pn-Übergang ab

$$U_L = \frac{k \cdot T}{q} \ln \frac{p_L \cdot N_D}{n_i^2}$$

U_R ist der Anteil am nn^+ Substratübergang

$$U_R = \frac{k \cdot T}{q} \ln \frac{n_R}{N_D}$$

Konzentrationen am linken und rechten Rand der Diode: p_L bzw. n_R

Beispiel: 1200V Diode, Stromdichte 160A/cm^2 , $w_B = 108\mu\text{m}$

$U_L = 0,64\text{V}$, $U_R = 0,17\text{V}$, $U_L + U_R = 0,81\text{V}$

-> Anteile sind nicht symmetrisch; Übergang zum Substrat dominiert.

Das ist noch relativ einfach; die Driftspannung sieht leider sehr viel komplexer aus.

U_{drift} fällt über dem Mittelgebiet ab
 τ_{HL} Trägerlebensdauer bei Hochinjektion

$$U_{drift} = \frac{w_B^2}{(\mu_n + \mu_p) \tau_{HL}} \cdot \left(\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{H}{q} \cdot \frac{\tau_{HL}^2}{w_B^2} j} \right)$$

$$H = h_p a_p^2 + h_n a_n^2 \quad \text{beschreibt den Einfluß des Emitters}$$

Emitterparameter $h_{n,p}$ $h_p = \frac{D_n}{p^+ \cdot L_n}$ $a_{n,p} = \text{Randkonzentration} / \text{mittlere Konzentration}$

Bei vernachlässigbarer Emitterrekombination (sehr kleines H) bekommen wir die Hall'sche Näherung

$$U_{drift} = \frac{j \cdot w_B}{q \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot \bar{p}}$$

\bar{p} Mittelwert der Löcherkonzentration

$$U_{drift} = \frac{3}{8} \cdot \frac{k \cdot T}{q} \left(\frac{w_B}{L_A} \right)^2 \quad \text{für } w_B < 2 \cdot L_A$$

Die ambipolare Diffusionslänge L_A folgt aus dem Mittelwert der Diffusionskonstanten D_n und D_p

U_{drift} fällt über dem Mittelgebiet ab
 τ_{HL} Trägerlebensdauer bei Hochinjektion

$$U_{drift} = \frac{w_B^2}{(\mu_n + \mu_p)\tau_{HL}} \cdot \left(\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{H}{q} \cdot \frac{\tau_{HL}^2}{w_B^2} j} \right)$$

$H = h_p a_p^2 + h_n a_n^2$ beschreibt den Einfluß des Emitters; wichtig bei IGBTs

Emitterparameter $h_{n,p}$ $h_p = \frac{D_n}{p^+ \cdot L_n}$ $a_{n,p}$ = Randkonzentration/ mittlere Konzentration

Bei vernachlässigbarer Emitterrekombination (sehr kleines H) bekommen wir die Hall'sche Näherung

$$U_{drift} = \frac{j \cdot w_B}{q \cdot (\mu_n + \mu_p) \cdot \bar{p}}$$

\bar{p} Mittelwert der Löcherkonzentration

$$U_{drift} = \frac{3}{8} \cdot \frac{k \cdot T}{q} \left(\frac{w_B}{L_A} \right)^2 \quad \text{für } w_B < 2 \cdot L_A$$

Die ambipolare Diffusionslänge L_A folgt aus dem Mittelwert der Diffusionskonstanten D_n und D_p
 Hier gehen verschiedene Materialparameter wie z. B. wieder die Beweglichkeit μ ein.

Für Netzdioden (aber auch viele schnelle Dioden) gilt $w_B < 2L_A$ als erfüllt

-> U_F liegt bei den in diesen Anwendungen üblichen Stromdichten zwischen 0,9...1,5V

Bei schnellen 1200V Freilaufdioden >20kHz muß die Ladungsträger-Lebensdauer sehr klein sein

-> $w_B > 2L_A$ und

$$U_{drift} = \frac{3 \cdot \pi}{8} \cdot \frac{k \cdot T}{q} \cdot e^{\frac{w_B}{2 \cdot L_A}}$$

-> w_B sollte klein sein

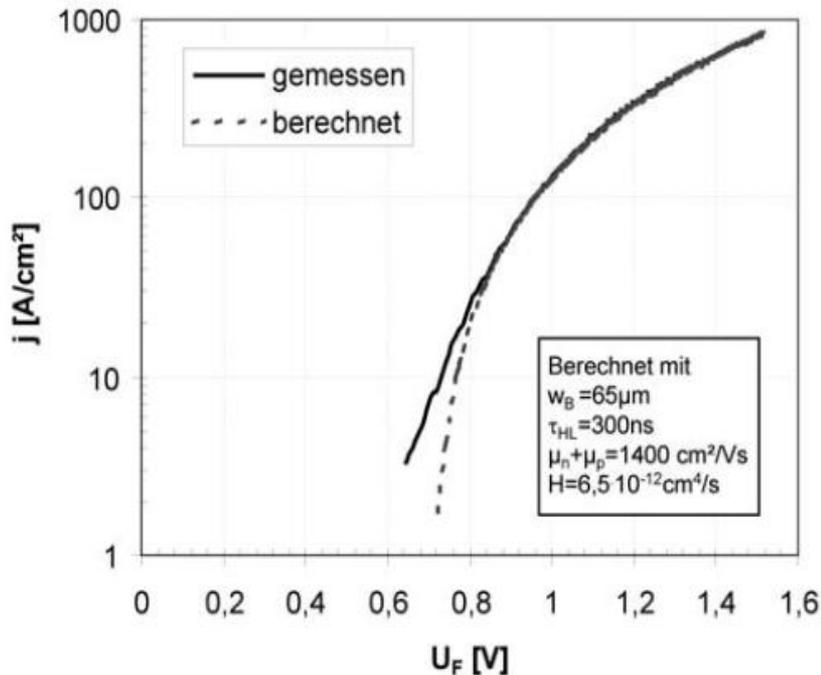
-> PT-Dimensionierung

Streuungen in w_B und der Lebensdauer gehen stark in die Flußspannung ein

-> kann Probleme bei der Parallelschaltung verursachen!

Mit U_H als Hall'scher Näherung ergibt sich die Strom-Spannungs-Abhängigkeit

$$j = q \cdot \left(\frac{\mu_n + \mu_p}{w_B} \right)^2 \cdot \frac{(U_F - U_j)}{H} \left((U_F - U_j) - U_H \right)$$



Die Gleichung beschreibt den bei modernen Dioden sehr häufig beobachteten parabelförmigen Verlauf der Kennlinie
 -> bei typischen Nennstromdichten (ca. 200A/cm²) ziemlich gut
 -> bei kleinen Stromdichten nicht mehr ganz (das Modell berücksichtigt die Stromabhängigkeit von U_j sowie $\mu_{n,p}$ nicht entsprechend)

Diese Beschreibung gilt auch für leitende IGBTs, da deren Durchlaßeigenschaften hauptsächlich von den Emittern bestimmt sind.

Gemessene Durchlasskennlinie sowie Anpassung bei Berücksichtigung der Rekombination in den Emittern
 Josef Lutz, Halbleiter-Leistungsbaulemente

Der parabelförmige Verlauf läßt sich auch für Simulationen nutzen

Temperaturabhängigkeit der Durchlasskennlinie

Niedrige Stromdichte

dominierend: Spannungsabfall am pn-Übergang

-> n_i^2 steigt mit der Temperatur -> V_F nimmt ab

-> Diode kann als Temperatursensor eingesetzt werden

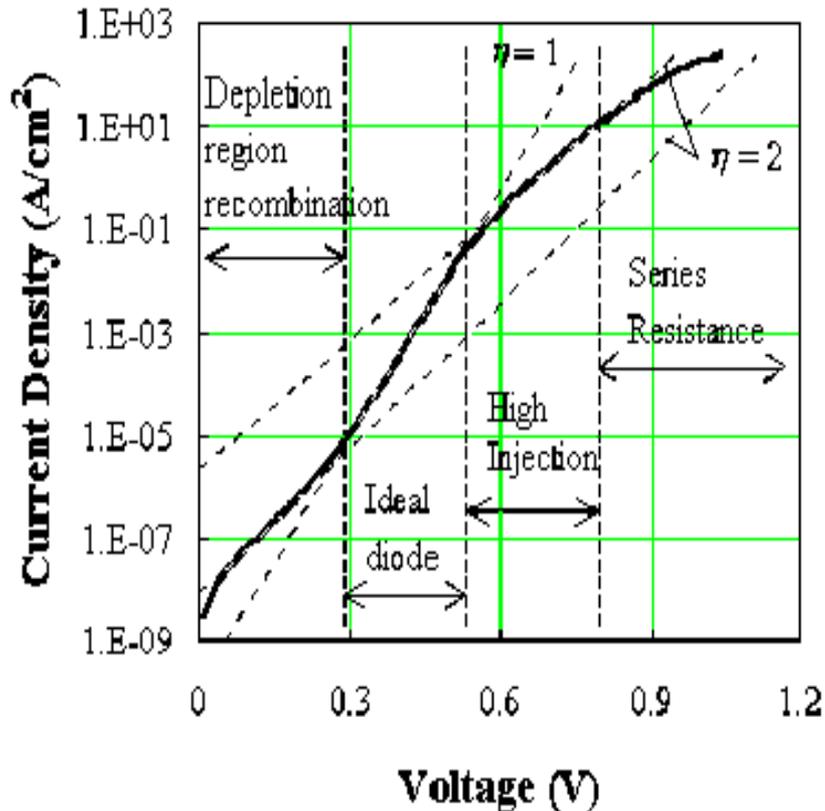
Höhere Stromdichten

dominierend: Temperaturabhängigkeit von U_{drift}

-> Beweglichkeit sinkt mit steigender Temperatur -> U_{drift} steigt

-> Trägerlebensdauer steigt mit der Temperatur -> U_{drift} sinkt

-> gegenläufige Effekte -> der realer Kurvenverlauf hängt stark von der Technologie ab



Strom – Spannungskennlinie einer realen Diode
Martin Kamp, Angewandte Halbleiterphysik

Für kleine Spannungen ist der Diodenstrom durch eine reale Diode höher als durch eine ideale Diode, da durch Rekombination in der Raumladungszone ein zusätzlicher Strom fließt.

Für mittlere Spannungen und Ströme folgt die Kennlinie recht gut dem Verhalten der idealen Diode.

Bei höheren Strömen ist die Annahme der Niedriginjektion nicht mehr gegeben: Die Majoritätsladungsträgerdichte wird durch Rekombination mit den injizierten Minoritätsladungsträgern vermindert, dadurch sinkt der Stromfluss ab.

Bei sehr hohen Strömen kommen schließlich die Zuleitungswiderstände in Spiel und führen zu einer weiteren Begrenzung des Stroms.