

Beispiel: Durch den Exponentialterm wird $n_0(x_p)$ mit den Werten aus den vorangegangenen Beispielen um den Faktor $e^{-\frac{u_D}{u_T}} = e^{-\frac{900}{26}} \approx 10^{-15}$ gegenüber $n_0(x_n) = N_D$ reduziert.

Für $p_0(x_p) = \frac{n_i^2}{n_0(x_p)}$ ergibt sich $p_0(x_p) \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3} = N_A$. Dieser Wert ist konsistent mit unserer Rechteckprofil-Näherung nach Gl. (3.6). An der Stelle von $x = 0$ gilt wegen $N_D \gg N_A$ $n_0(0) \approx N_D$ und $p_0(0) = \frac{n_i^2}{n_0(0)} = \frac{n_i^2}{N_D} = 1,1 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$.

3.11 Berechnung der Bandverläufe

→ Bereits hergeleitet

Nach Gl. (1.61) gilt $W = -e \cdot \varphi + const$. Daher verlaufen die Bandkanten W_C und W_V mit $-e$ proportional zum Potential $\varphi(x)$ nach Gl. (3.14). Der entsprechende Beispielverlauf ist in Abb. 3.5 e) dargestellt.

$W = -e \cdot \varphi$

*↓
ψ(x) an der x-Achse gespiegelt*

3.12 p-n-Übergang außerhalb des thermodynamischen Gleichgewichts

Formal könnte der p-n-Übergang außerhalb des thermodynamischen Gleichgewichts mit Hilfe des DDM's berechnet werden. Dies kann jedoch nur numerisch erfolgen und ergibt somit keine analytische Lösung. Wir machen daher im Folgenden eine Reihe vereinfachender Annahmen, die eine analytische Berechnung ermöglichen.

Formal:

*DDM mit
WF → WFC
WFP*

*↓
nicht mehr analytisch lösbar.*

*↓
Annahmen + Näherungen*

Rechteck-Profil-Näherung

Wir verwenden für alle Überlegungen den zuvor betrachteten abrupten p-n-Übergang mit der Rechteck-Profil-Näherung.

Feldfreie Bahngebiete

Die Bahngebiete, B_n, B_p (vgl. Abb. 3.1, 3.5) sind in unserer Betrachtung so niederohmig, dass bei Stromfluss nur ein vernachlässigbarer Spannungsabfall $\varphi(x)$ an ihnen entsteht. Wegen $E = -\frac{d\varphi}{dx}$ nehmen wir in unserem Modell an,

dass das elektrische Feld in den Bahngebieten vernachlässigbar ist. Es gilt also

$$E \approx 0 \text{ in den Bahngebieten } B_n, B_p. \quad (3.37)$$

Als Folge der geringeren Feldstärke sind die Feldströme der Minoritätsträger in den Bahngebieten vernachlässigbar. Feldströme der Majoritätsträger sind aufgrund der hohen Majoritätsträgerkonzentration vorhanden.

Äußere Spannung, Boltzmann-Randbedingungen

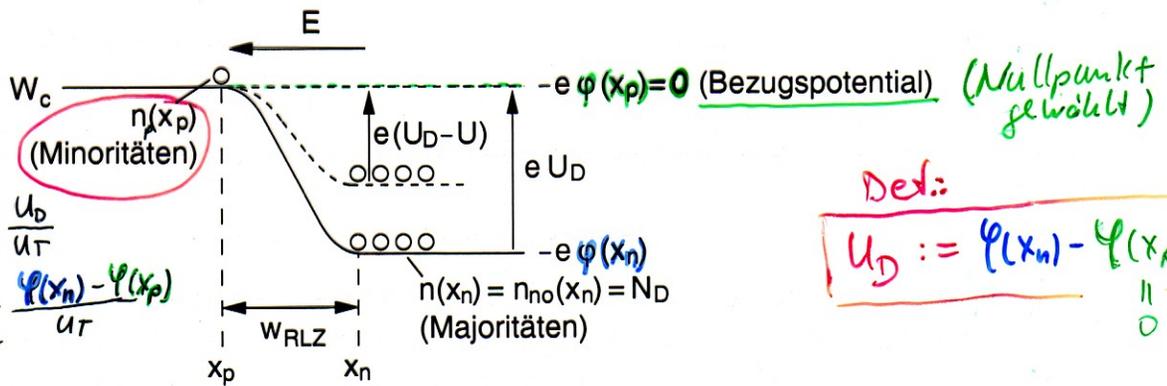
Wie kann eine äußere Spannung berücksichtigt werden?

An die Kontakte der p-n-Diode soll eine Spannung U (vgl. Abb. 3.1) angelegt werden. Die Kontaktierung des Halbleiters soll ideal sein. Da wir feldfreie Bahngebiete annehmen, liegt die äußere Spannung direkt über der RLZ. Die Wirkung der Spannung lässt sich anhand des Bändermodells in Abb. 3.6 erkennen.

bereits berechnet:

Randkonzentr.

$$n_p(x_p) = n_{n0} e^{-\frac{U_D}{U_T}} = N_D e^{-\frac{\varphi(x_n) - \varphi(x_p)}{U_T}}$$



(Nullpunkt gewählt)

Def:

$$U_D := \varphi(x_n) - \varphi(x_p)$$

Abb. 3.6: Verlauf der Leitungsbandkante bei äußerer Spannung $U > 0$.

Wir betrachten darin nur das Leitungsband, da für Löcher im Valenzband die entsprechenden Überlegungen gelten. Der durchgezogene Verlauf zeigt die Leitungsbandkante im thermodynamischen Gleichgewicht. Entsprechend der Berechnung in Gl. (3.19) und (3.20) ist die Majoritätsträgerdichte (Elektronendichte) am Sperrschichttrand im n-Gebiet $n_{n0}(x_n) = N_D$. Dieses Ergebnis geht unmittelbar aus der Rechteck-Profil-Näherung hervor. Nach Gl. (3.34) ist die Elektronendichte auf der anderen Seite der Sperrschicht (Minoritätsträgerdichte) nur noch $n_{p0}(x_p) = N_D e^{-\frac{U_D}{U_T}}$ oder als Energie formuliert

$$n_{p0}(x_p) = N_D e^{-\frac{-e(\varphi(x_n) - \varphi(x_p))}{kT}} = N_D e^{-\frac{W_c(x_n) - W_c(x_p)}{kT}} \quad (3.38)$$

$W = -e\varphi$

$U_T = \frac{kT}{e}$

Drücke Randkonzentration über Energie d: Grenz $W_c(x_n) - W_c(x_p)$ aus

(Wir hatten $\varphi(x_p) = 0$ gesetzt, daher ist $W_C(x_p) = 0$ der Nullpunkt der Energieskala in Abb. 3.6). In der physikalischen Vorstellung kann Gl. (3.38) als Boltzmann-Gleichung interpretiert werden. Darin wäre N_D die effektive Zustandsdichte und $W_C(x_n) - W_C(x_p)$ die zu überwindende Energie zwischen Fermi-Energie und Bandkante. Die Minoritätsträgerdichte hängt demnach von der Energiedifferenz der Bandkanten auf den beiden Seiten der RLZ ab. Diese beträgt im thermodynamischen Gleichgewicht eU_D . Für Elektronen an der Stelle x_n bedeutet das, dass ihnen eine Energie eU_D zugeführt werden muss, damit sie die Potentialbarriere überwinden und auf die andere Seite der RLZ gelangen können. Die Potentialbarriere besteht ursächlich in dem elektrischen Feld E über der RLZ, gegen dessen Kraftwirkung die Elektronen unter Aufwendung der Energie eU_D in das p -Gebiet gebracht werden müssen. Anders ist es für Elektronen auf der anderen Seite der RLZ im p -Gebiet. Gelangen sie in das elektrische Feld, so werden sie durch das elektrische Feld automatisch auf die n -Seite befördert. Dies entspricht auch der Vorstellung von Elektronen als Murmeln, die die Barriere hinunterrollen. ...

Legen wir eine äußere Spannung an, so erzeugt diese zusätzliche Spannung über der RLZ ein zusätzliches Potentialfeld (Energie). Wir nehmen an, dass sich die beiden Potentialfelder von Diffusionsspannung und äußerer Spannung bezüglich ihrer Wirkung auf die Ladungsträger überlagern. Dann ist die Energie der Potentialbarriere

$$W_C(x_n) - W_C(x_p) = -eU_{RLZ} = -e(U_D - U) \quad (3.39)$$

Dabei wird U gemäß der Definition in Abb. 3.1 positiv in Richtung vom p - in das n -Gebiet (von der Anode zur Kathode) gezählt.

Bei einer positiven Spannung in dieser Richtung gelangen mehr Ladungsträger auf die andere Seite der RLZ. Die Minoritätsträgerdichte dort steigt. Wir erwarten daher einen höheren Stromfluss und bezeichnen die angelegte Spannung als Flussspannung. Bei negativem Vorzeichen von U wird die Potentialbarriere höher und es gelangen weniger Ladungsträger auf die andere Seite. Die Minoritätsträgerdichte sinkt und wir sprechen von U als Sperrspannung.

Wegen der Überlagerung der Spannungen kann die Wirkung einer äußeren Spannung z. B. auf die Raumladungsweite einfach dadurch berücksichtigt werden, dass in Gl. (3.25) bis (3.28) U_D ausgetauscht wird durch

$$U_{RLZ} = U_D - U \quad (3.40)$$

Austauschen U



d.h. alle Gleichungen können beibehalten werden

zusätzliche äußere Spannung

erzeugt Potentialfeld

$W_U = -e(-U)$ das sich

$W = W_C(x_n) - W_C(x_p)$ überlagert

Definition

U positiv von $p \rightarrow n$

d.h. in x Richtung



positives U verringert

Potentialbarriere



Flussrichtung

$W_C(x_p) = 0$
↓

$W_C(x_n) = W_C(x_n) + W_U$
↑
äußere Spng.

durch U_D

$= -eU_D + -e(-U)$

$= -e(U_D - U)$
 U_{RLZ}

Für die Ladungsträgerdichten außerhalb des Gleichgewichts (Überschußdichten) an den Rändern der RLZ erhalten wir durch diesen Austausch aus Gl. (3.34) – (3.36)

Austausch
 $U \rightarrow U_{RLZ}$
 $= U_0 - U$

$$n_n(x_n) = n_{n0}(x_n) = N_D \quad p_n(x_n) = p_{p0}(x_p) e^{-\frac{U_D - U}{U_T}} \quad (3.41)$$

$$n_p(x_p) = n_{n0}(x_n) e^{-\frac{U_D - U}{U_T}} \quad p_p(x_p) = p_{p0}(x_p) = N_A \quad (3.42)$$

←
 einsetzen von U_D

Darin lassen sich die Exponentialterme durch Einsetzen der Diffusionsspannung aus Gl. (3.23) noch weiter vereinfachen. Wir erhalten damit die Boltzmann-Randbedingungen

BOLTZMANN
 Rand-
 bedingungen

$$n_n(x_n) = n_{n0} = N_D \quad p_n(x_n) = p_{n0} e^{\frac{U}{U_T}} \quad (3.43)$$

$$n_p(x_p) = n_{p0} e^{\frac{U}{U_T}} \quad p_p(x_p) = p_{p0} = N_A \quad (3.44)$$

Ladungs-
 folgerdichten
 an den
 RLZ Rändern

mit $n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A}$ und $p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}$ nach Gl. (3.6).

Wir haben darin zur Vereinfachung der Schreibweise die Ortsabhängigkeit der Gleichgewichtsdichten aufgrund der Konvention im nächsten Kapitel weggelassen.

WICHTIG

3.13 Konvention zur Bezeichnung der Gleichgewichtsdichten

Wir haben bisher für Gleichgewichtskonzentration der Ladungsträger an den Rändern der RLZ an den Stellen

$$x_n : \quad n_{n0}(x_n) \quad p_{n0}(x_n) \quad (3.45)$$

$$x_p : \quad n_{p0}(x_p) \quad p_{p0}(x_p) \quad (3.46)$$

geschrieben. Diese Ladungsträgerdichten sind in dem Rechteck-Profil-Modell in den gesamten Bahngebieten konstant. Sie ändern sich nur in der RLZ, so dass dort die Angabe der Ortsabhängigkeit von x durchaus berechtigt ist.

Im Folgenden werden wir im überwiegenden Maße nur die Ladungsträgerdichten am RLZ-Rand und in den Bahngebieten benötigen. Um Schreibarbeit zu sparen und die Übersichtlichkeit zu erhöhen, werden wir

im Weiteren auf die Angabe der Ortsabhängigkeit verzichten, wenn wir die Dichten am RLZ-Rand bzw. deren im anschließenden Bahngebiet konstanten Wert verwenden. Beachten: die Konstanz in den Bahngebieten gilt nur im thermodynamischen Gleichgewicht. Daher bezieht sich die Konvention auch nur auf die Ladungsträgerdichten im thermodynamischen Gleichgewicht (Index 0).

3.14 Strom-Spannungskennlinie

Herleitung formal über Lösen des DDM's

Die Strom-Spannungskennlinie beschreibt den Zusammenhang zwischen Strom und Spannung an den äußeren Klemmen des p-n-Übergangs, also an den Anschlüssen der p-n-Diode. Formal lässt sich die Kennlinie durch numerische Lösung des DDM's bestimmen. Wir bevorzugen eine analytische Lösung, da anhand des Aufbaus der Formeln Rückschlüsse auf die Funktionsweise der Diode möglich sind. Das so gewonnene Verständnis lässt sich dann auch auf den Bipolar-Transistor übertragen.

↓
analytisch nicht mehr möglich
↓
vereinfachen
↓
geringe Störung der G.G.-Konst.

Für eine analytische Lösung sind Vereinfachungen des DDM's basierend auf Näherungen und begründbaren Annahmen nötig. Aus der Transportgleichung des Modells geht hervor, dass der Gesamtstrom durch den Übergang aus Drift- und Diffusionsstrom von Elektronen und Löchern bestehen kann. Wir betrachten den Gesamtstrom mit seinen Komponenten in verschiedenen Abschnitten des p-n-Übergangs genauer und haben dabei das Ziel, Vereinfachungen herbeizuführen.

$$\begin{aligned} & \downarrow \\ & \boxed{\begin{aligned} \text{a) } E &\approx 0 \text{ in } B_n, B_p \\ p_p &= p_{p0} & n_n &= n_{n0} \\ &= N_A & &= N_D \end{aligned}} \end{aligned}$$

3.14.1 Gesamtstrom

Der Gesamtstrom durch den p-n-Übergang wird durch die stationäre eindimensionale Kontinuitätsgleichung (vgl. Gl. (2.123)) beschrieben. Sie ergibt sich durch Überlagerung (Addition) der beiden Kontinuitätsgleichungen für Elektronen und Löcher des DDM's zu

Aus Kontinuit. Gl. des DDM

$$\frac{dI}{dx} = \frac{dI_p}{dx} + \frac{dI_n}{dx} = 0 \quad (3.47)$$

I = const.
!

Sie bedeutet, dass der Gesamtstrom an jeder Stelle des Halbleiters konstant ist. Es geht kein Strom verloren. Dies entspricht der verallgemeinerten Kirchhoffschen Knotenregel, bei der die Summe aller Ströme, die in einen

Folgerung \Rightarrow wenn $I_p \downarrow \Rightarrow I_n \uparrow$ so dass $I = \text{const.}$

\Rightarrow wenn I, I_p bekannt $\Rightarrow I_n = I - I_p$
 I, I_n $\Rightarrow I_p = I - I_n$

Körper (hier ein Halbleiter) hineinfließen, gleich Null ist. Ein Strom, der auf der einen Seite in den Halbleiter (in die Diode) fließt, kommt auf der anderen Seite heraus.

Dies führt zur einfachen, aber im Folgenden wichtigen Erkenntnis, dass die Summe aus Drift- und Diffusionsstrom von Elektronen und Löchern an jedem Ort konstant und gleich dem Gesamtstrom ist.

Wichtig ist jedoch zu bemerken, dass sich der Löcher- oder Elektronen-Strom über dem Ort ändern kann. Der Strom der jeweils anderen Ladungsträgerart stellt sich dann nach Gl. (3.47) so ein, dass der Summenstrom über dem Ort konstant bleibt.

3.14.2 Ströme in der Raumladungszone

Aufgrund der eingangs getroffenen Annahme, dass die Bahngebiete niederohmig (nahezu feldfrei) sind, liegt eine von außen angelegte Spannung direkt an der RLZ an. Daraus folgt direkt, dass der Strom durch den p - n -Übergang durch die Spannung über der RLZ bestimmt wird.

Durch die, über der RLZ angelegte Spannung weichen die Ladungsträgerdichten in der RLZ von ihrem Gleichgewichtswerten ab. Am Rand der RLZ stellen sich dadurch die Randkonzentrationen nach Gl. (3.42) und (3.44) ein. Bei Flusspolung der Spannung ($U > 0$) wird die Potentialbarriere und damit die Feldstärke über der RLZ verringert. Im thermodynamischen Gleichgewicht hatten sich Drift- und Diffusionsstrom in der RLZ gerade kompensiert. Durch die jetzt verringerte Feldstärke nimmt der, dem Diffusionsstrom entgegenwirkende Driftstrom ab. In Folge kommen durch den nun nicht mehr kompensierten Diffusionsstrom mehr Löcher aus dem p -Gebiet und Elektronen aus dem n -Gebiet (beides dort Majoritäten) in die RLZ. Die Ladungsträgerdichten in der RLZ werden also durch eine Flussspannung angehoben. Auf der jeweils anderen Seite der RLZ sind die Ladungsträger Minoritäten. Deren Erhöhung haben wir bereits als Boltzmann-Randbedingung in Gl. (3.44) berechnet. Da aufgrund der Neutralitätsbedingung bei Gleichgewichtsstörungen $\Delta n(x) = \Delta p(x)$ gilt, wird bei Flusspolung die Ladungsträgerdichte in der RLZ erhöht und es gilt $n(x)p(x) > n_i^2$.

Bei Sperrpolung ($U < 0$) kommt es entsprechend zu einer Absenkung der Ladungsträgerkonzentration gegenüber der Gleichgewichtskonzentration in

äußere Spg



$n_0(x), p_0(x)$

$n(x), p(x)$

mit

$n_p(x_p), p_n(x_n)$

Minoritäts-
träger-
Randkonzentrationen
(Boltzmann
RB)

- a) $U > 0 : U_{RLZ} = U_D - U \downarrow \Rightarrow$ Feldstrom $\downarrow \Rightarrow$ Diffusionsstrom überwiegt
 □ aus p 0 aus n diffundieren in ANREICHERUNG ($n \cdot p > n_i^2$) RLZ
- b) $U < 0 : U_{RLZ} = U_D - U \uparrow \Rightarrow$ Feldstrom $\uparrow \Rightarrow$ Feldstrom überwiegt
 □ werden in p 0 in n durch Feld verschoben
 VERARMUNG ($n \cdot p < n_i^2$)

der RLZ. Die Minoritätendichten können ebenfalls mit Gl. (3.44) berechnet werden. Es gilt allgemein bei Sperrpolung in der RLZ $n(x)p(x) < n_i^2$. Abb. 3.7 zeigt die Verhältnisse in der RLZ für die beiden Fälle im Vergleich zu den Gleichgewichtsdichten.

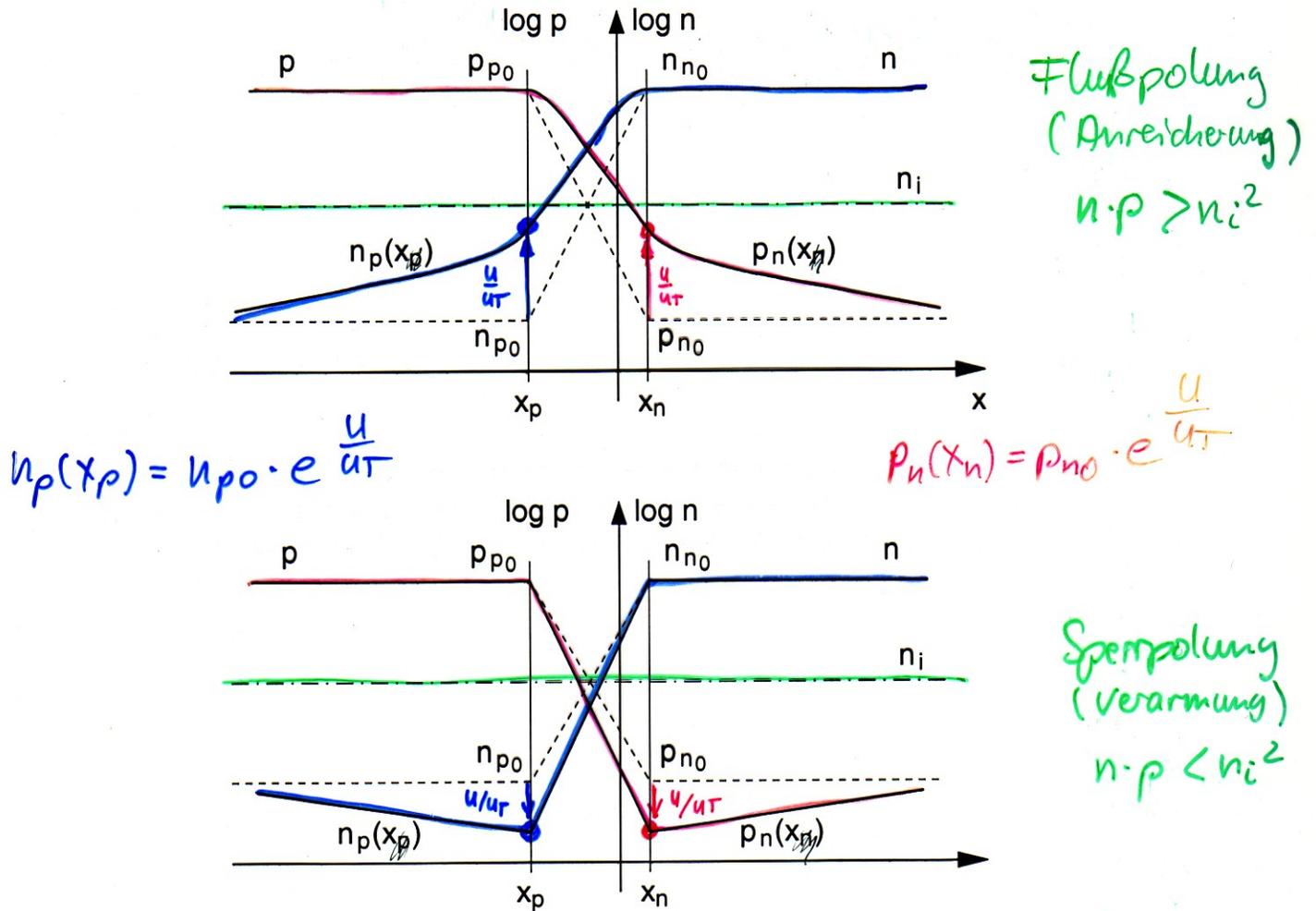


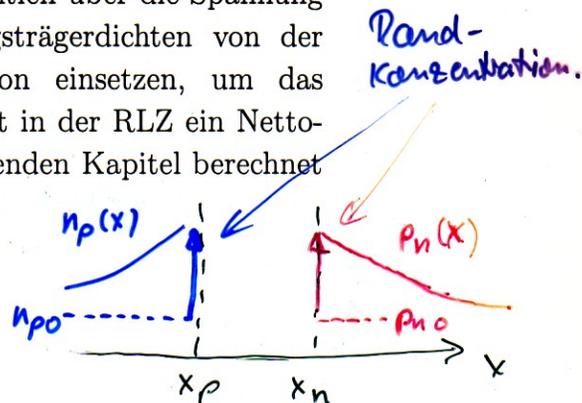
Abb. 3.7: Ladungsträgerdichten in der RLZ und den angrenzenden Bahngebieten des p - n Übergangs. Oben: Bei Flusspolung ($U > 0$). Unten: Bei Sperrpolung ($U < 0$).

Wir fassen aufgrund der Wichtigkeit zusammen:

Eine von außen an den p - n -Übergang angelegte Spannung fällt aufgrund der Niederrhigkeit der Bahngebiete über der RLZ ab. Dort steuert sie die Ladungsträgerdichten in der RLZ. Die Ladungsträgerdichten an

u , außen $\xrightarrow{E \approx 0}$ $u_{RLZ} = (u_0 - u) \rightarrow$ steuert $n(x), p(x)$ in RLZ \rightarrow Boltzmann RB an den RLZ Rändern

den RLZ Rändern ergeben sich über die Boltzmann-Randbedingungen. Danach werden die Minoritätsträgerdichten exponentiell über die Spannung gesteuert. Aufgrund der Abweichung der Ladungsträgerdichten von der Gleichgewichtsdichte wird eine Nettorekombination einsetzen, um das Gleichgewicht wieder herzustellen. Hieraus resultiert in der RLZ ein Netto-rekombinationsstrom I_{rg} , der in einem der nachfolgenden Kapitel berechnet wird.



3.14.3 Ströme in den Bahngebieten

An den Rändern der RLZ zu den Bahngebieten weichen die Minoritätsträgerdichten entsprechend den Boltzmann-Randbedingungen um Δp_n bzw. Δn_p von ihren Gleichgewichtsdichten p_{n0} bzw. n_{p0} ab. Dieser Konzentrationsunterschied verursacht jeweils einen Diffusionsstrom der Minoritätsträger auf beiden Seiten der RLZ in die jeweiligen Bahngebiete. Da diese Randkonzentrationen durch die, über der RLZ angelegte Spannung verursacht wird, spricht man auch von einer Injektion von Ladungsträgern aus der RLZ in die Bahngebiete.

Entsprechend den Überlegungen in Kap. 2.23 führt die erhöhte Minoritätsträgerkonzentration zu einer entsprechenden Erhöhung der Majoritätsträgerkonzentration um $\Delta p_p = \Delta n_p$ im p-Gebiet bzw. $\Delta n_n = \Delta p_n$ im n-Gebiet, wodurch sich Ladungsneutralität einstellt. Dies geschieht durch eine leichte Verschiebung der Majoritätsträger, die gegenüber der Gleichgewichtskonzentration p_{p0} bzw. n_{n0} vernachlässigbar (Majoritäten) ist, solange die im Folgenden vorausgesetzte niedrige Injektion vorliegt.

Durch die Abweichung $\Delta n_p, \Delta p_p$ im p- und $\Delta p_n, \Delta n_n$ im n-Gebiet setzt eine Nettorekombination mit dem Ziel des Abbaus der Abweichung ein. Je weiter ein Ort in den Bahngebieten von den Rändern der RLZ entfernt ist, umso geringer wird die Abweichung sein. Bei einer sog. „langen Diode“ klingt die Konzentration der injizierten Ladungsträger (Minoritäten) innerhalb der Bahngebiete noch vor Erreichen der Kontakte auf den Gleichgewichtswert ab. Dann ist kein Konzentrationsgefälle mehr vorhanden und der Diffusionsstrom wird zu Null.

Da in den Bahngebieten der Driftstrom der Minoritätsträger aufgrund der als gering ($E \approx 0$) angenommenen Feldstärke vernachlässigbar ist, muss der

Konzentrationsunterschied zwischen Rand und GG-Konz. im B_p, B_n

↓
Diffusionsstrom

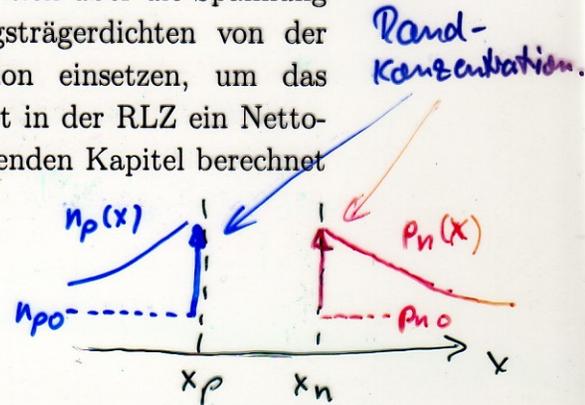
↓
Höhe des Stroms wird über Randkonz. gesteuert

↓
 $\Delta n_p, \Delta p_n$

↓
1) $\Delta n_n, \Delta p_p$ (Neutralisierung)

Stationäre Rekombination → 2) Rekombination da ständig Lad.träger über RLZ geliefert werden

den RLZ Rändern ergeben sich über die Boltzmann-Randbedingungen. Danach werden die Minoritätsträgerdichten exponentiell über die Spannung gesteuert. Aufgrund der Abweichung der Ladungsträgerdichten von der Gleichgewichtsdichte wird eine Nettorekombination einsetzen, um das Gleichgewicht wieder herzustellen. Hieraus resultiert in der RLZ ein Nettorekombinationsstrom I_{rg} , der in einem der nachfolgenden Kapitel berechnet wird.



3.14.3 Ströme in den Bahngebieten

An den Rändern der RLZ zu den Bahngebieten weichen die Minoritätsträgerdichten entsprechend den Boltzmann-Randbedingungen um Δp_n bzw. Δn_p von ihren Gleichgewichtsdichten p_{n0} bzw. n_{p0} ab. Dieser Konzentrationsunterschied verursacht jeweils einen Diffusionsstrom der Minoritätsträger auf beiden Seiten der RLZ in die jeweiligen Bahngebiete. Da diese Randkonzentrationen durch die, über der RLZ angelegte Spannung verursacht wird, spricht man auch von einer Injektion von Ladungsträgern aus der RLZ in die Bahngebiete.

Konzentrationsunterschied zwischen Randung GG-Konz. im B_p, B_n

Entsprechend den Überlegungen in Kap. 2.23 führt die erhöhte Minoritätsträgerkonzentration zu einer entsprechenden Erhöhung der Majoritätsträgerkonzentration um $\Delta p_p = \Delta n_p$ im p -Gebiet bzw. $\Delta n_n = \Delta p_n$ im n -Gebiet, wodurch sich Ladungsneutralität einstellt. Dies geschieht durch eine leichte Verschiebung der Majoritätsträger, die gegenüber der Gleichgewichtskonzentration p_{p0} bzw. n_{n0} vernachlässigbar (Majoritäten) ist, solange die im Folgenden vorausgesetzte niedrige Injektion vorliegt.

Diffusionsstrom

Durch die Abweichung $\Delta n_p, \Delta p_p$ im p - und $\Delta p_n, \Delta n_n$ im n -Gebiet setzt eine Nettorekombination mit dem Ziel des Abbaus der Abweichung ein. Je weiter ein Ort in den Bahngebieten von den Rändern der RLZ entfernt ist, umso geringer wird die Abweichung sein. Bei einer sog. „langen Diode“ klingt die Konzentration der injizierten Ladungsträger (Minoritäten) innerhalb der Bahngebiete noch vor Erreichen der Kontakte auf den Gleichgewichtswert ab. Dann ist kein Konzentrationsgefälle mehr vorhanden und der Diffusionsstrom wird zu Null.

Höhe des Stroms wird über Randkonz. gesteuert

Da in den Bahngebieten der Driftstrom der Minoritätsträger aufgrund der als gering ($E \approx 0$) angenommenen Feldstärke vernachlässigbar ist, muss der

$\Delta n_p, \Delta p_n$
 $\Delta n_n, \Delta p_p$
(Neutralisierung)

Stationäre Rekombination → 2) Rekombination da ständig Lad.träger über RLZ geliefert werden

Rekombination in Bahngebieten:

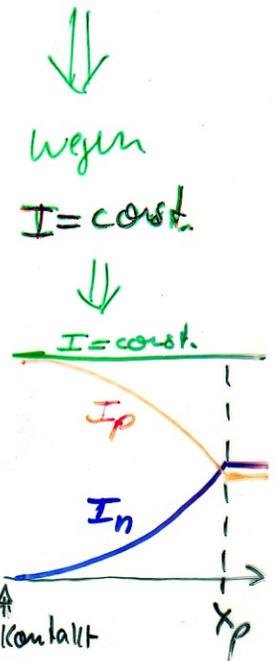
„lange Diode“: Minor.tr. Konz. $\rightarrow 0$ im Bahngebiet

„kurze Diode“: „ $\rightarrow 0$ am Kontakt (erzwingen durch $R \rightarrow \infty$)

Strom in der langen Diode, weit entfernt von der RLZ, ein Driftstrom der Majoritätsträger sein. Dies ist möglich, da die Feldstärke gering aber nicht Null ist, sie aber die hohe Dichte der Majoritätsträger antreibt.

Der Übergang zwischen dem Diffusionsstrom der injizierten Minoritätsträger an den RLZ-Rändern in den Driftstrom der Majoritätsträger muss gemäß der Kontinuitätsgleichung (3.47) so erfolgen, dass der Gesamtstrom über das Bahngebiet konstant bleibt. Wie wir noch sehen werden, erfolgt dies durch eine Nettorekombination in den Bahngebieten der langen Diode, an der die Minoritätsträger aus der RLZ und die Majoritätsträger aus dem kontaktnahen Bahngebieten beteiligt sind.

Neben der „langen“ Diode gibt es den Sonderfall der „kurzen“ Diode. Hier ist das Bahngebiet so kurz, dass die Minoritätsträgerkonzentration an den Kontakten auf den Wert der Randbedingung, den die Kontakte vorgeben, gezwungen wird. In der Regel kann wegen der Anwesenheit eines Metalls als Kontakt eine unendlich hohe Rekombinationsgeschwindigkeit angenommen werden, wodurch sich am Ort des Kontaktes als Randbedingung ebenfalls die Gleichgewichtsdichte einstellt. Wir werden im Folgenden mit dieser Randbedingung arbeiten.

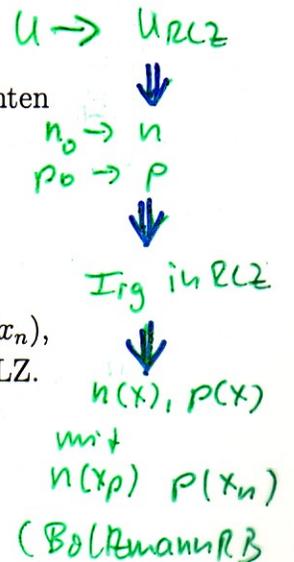


3.15 Ortsabhängigkeit der Ströme am p-n-Übergang

Wir fassen die vorangegangenen qualitativen Überlegungen in Abb. 3.8 zusammen.

Die Wirkung der von außen angelegten Spannung U auf die Ströme in der Diode lässt sich wie folgt darstellen:

1. Durch die niederohmigen Bahngebiete fällt U über der RLZ ab.
2. Durch die Spannung über der RLZ weichen die Ladungsträgerdichten in der RLZ von ihren Gleichgewichtswerten ab.
3. Dadurch entsteht in der RLZ
 - (a) der Nettorekombinationsstrom I_{rg} und
 - (b) eine ortsabhängige Ladungsträgerdichte mit den Werten $n_n(x_n)$, $p_n(x_n)$ sowie $p_p(x_p)$, $n_p(x_p)$ an den Rändern x_n und x_p der RLZ.



Was passiert wo? (und wieso)

Bestimme I bei x_n

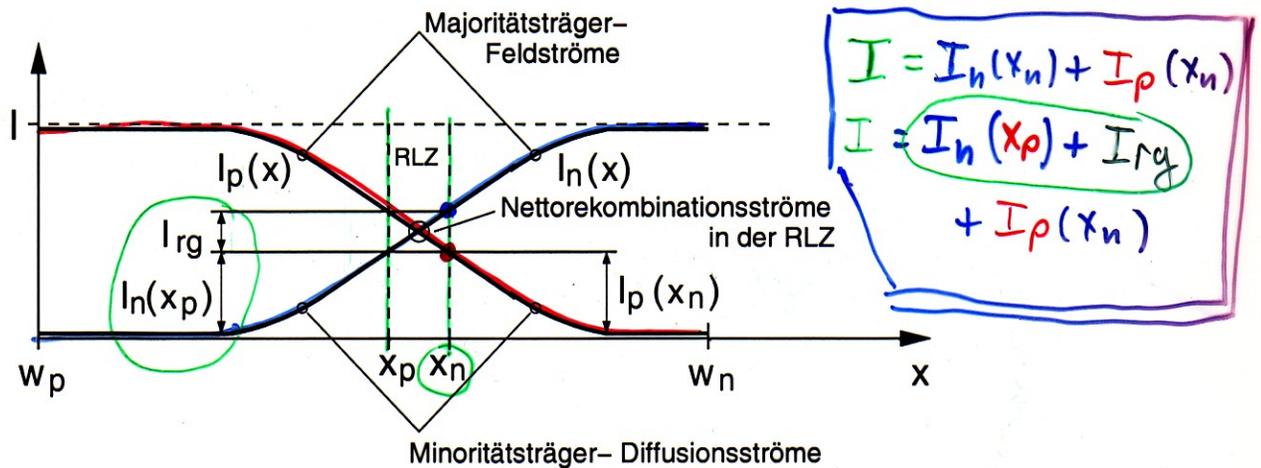
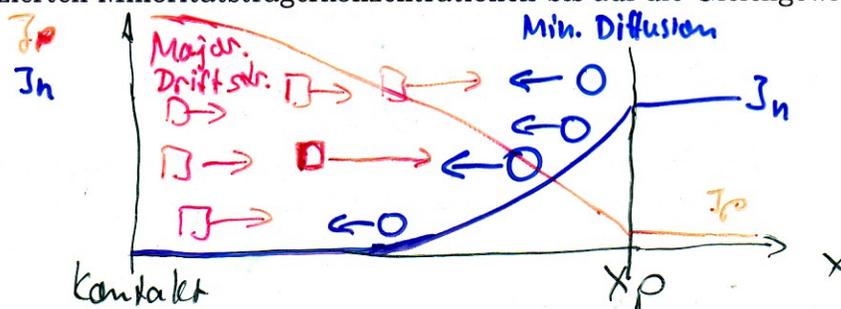


Abb. 3.8: Aufteilung des Gesamtstroms I durch den p-n Übergang in die ortsabhängigen Elektronen- und Löcherströme $I_n(x)$ und $I_p(x)$. Die Summe der beiden Ströme ist über dem Ort konstant.

4. Für die Minoritätsträger entsteht aufgrund des Konzentrationsgefälles in Richtung der Bahngebiete ein Diffusionsstrom ausgehend von den Rändern der RLZ.
5. Der Driftstrom ist aufgrund der geringen Dichte der Minoritätsträger und $E \approx 0$ in den Bahngebieten vernachlässigbar.
6. Durch Rekombination im Verlauf der Bahngebiete in Richtung der Kontakte nimmt die Minoritätsträgerkonzentration und damit auch der Diffusionsstrom ab (Dies gilt für die in diesem Beispiel diskutierte „lange Diode“. Bei der „kurzen Diode“ erfolgt die Rekombination nicht in den Bahngebieten sondern nur am Kontakt).
7. Zur Rekombination der Minoritätsträger sind Majoritätsträger erforderlich. Deren Strom nimmt in Richtung zu den Kontakten zu, um die zur Rekombination erforderlichen Ladungsträger zu leiten.
8. Aufgrund der hohen Konzentration der Majoritätsträger ist deren Diffusionsstrom bei niedriger Injektion vernachlässigbar klein ($p_p \approx N_A$, $n_n \approx N_D$) gegenüber deren Driftstrom der durch die Feldstärke in den Bahngebieten ($E \approx 0$) angetrieben wird.
9. Bei genügend langen Bahngebieten sind die, an den RLZ-Rändern injizierten Minoritätsträgerkonzentrationen bis auf die Gleichgewichtswerte

RLZ-Rand
 wegen $n_{p0} \cdot p_{n0} \cdot e^{-u/UT}$
 ↓
 Diffusionsstrom von RLZ → Kontakt (Minoritätsträger)
 ↓
 Feldstrom der Minoritätsträger ≈ 0 wegen $E \approx 0$
 ↓
 Rekombination in B_p, B_n
 ↓
 Diffusionsstrom Minoritätsträger
 ↓
 Übernahme durch Driftstrom der Majoritäten
 ↓
 Am Kontakt nur noch Majoritätsträgerstrom (Drift)



te abgeklungen. Der Minoritätsträgerstrom ist in diesem Bereich vernachlässigbar.

10. Feldstrom der Majoritäten und Diffusionsstrom der Minoritäten ergänzen sich in den Bahngebieten zum Gesamtstrom, der über die gesamte Länge des *p-n*-Übergangs konstant ist.

Um den Gesamtstrom durch den Übergang zu berechnen genügt es wegen 10., ihn an einer geeigneten Stelle zu bestimmen. Wir wählen dazu mit $x = x_n$ einen der beiden Ränder der RLZ. Hier gilt für den Gesamtstrom nach Abb. 3.8:

$$I = I_n(x_n) + I_p(x_n) = I_n(x_p) + I_{rg} + I_p(x_n). \quad (3.48)$$

Der Gesamtstrom setzt sich demnach zusammen aus den beiden Diffusionsströmen der jeweiligen Minoritätsträger an den beiden Rändern der RLZ und dem Nettorekombinationsstrom in der RLZ.

Die Bestimmung dieser drei Ströme wird Aufgabe der nächsten beiden Kapitel sein.

3.16 Nettorekombinationsstrom in der Raumladungszone

Wir wissen aus den vorangegangenen Überlegungen, dass durch eine äußere Spannung die Ladungsträgerdichten in der RLZ von ihren Gleichgewichtsdichten abweichen. Aus den Überlegungen zur Generation und Rekombination von Ladungsträgern (vgl. z. B. Kap. 2.21) wissen wir, dass sich bei einer Abweichung der Ladungsträgerdichten von den Gleichgewichtsdichten eine Nettorekombinationsrate $R = r - g$ ungleich Null einstellt. Ziel der Nettorekombination ist es, durch einen höheren Ladungsträger-Abbau als Generation ($R > 0$) bzw. mehr Generation als Abbau ($R < 0$) wieder die Gleichgewichtsdichten herzustellen. Genau dieser Vorgang läuft auch in der RLZ ab. Abb. 3.9 zeigt die beiden Vorgänge schematisch im Bänderdiagramm.

Bei Sperrpolung überwiegt der Drift- den Diffusionsstrom. Durch den, gegenüber dem Gleichgewicht erhöhten Driftstrom (genauer: durch das Feld) verarmt die RLZ an Ladungsträgern. Daher wird $R < 0$, wodurch Ladungsträger in der RLZ generiert werden (Abb. 3.9 links). Aufgrund der

$$R = r - g \\ \neq 0$$

immer
wenn
außerhalb
thermodyn.
G.G.

↓
Ziel: ↓ therm. G.G.
↓

Verarmung: $g > r \Rightarrow R < 0$

Anreicherung: $r > g \Rightarrow R > 0$

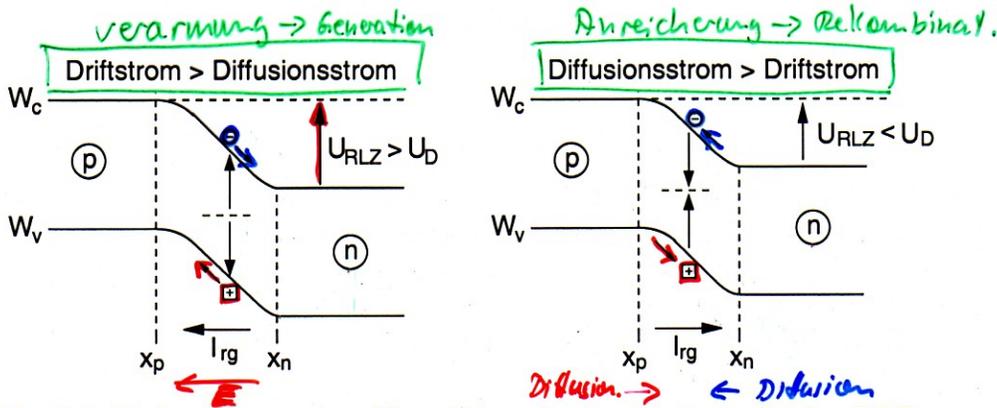


Abb. 3.9: Links: Generation ($R < 0$) von Ladungsträgern in der RLZ zur Erhöhung der Ladungsträgerdichte bei Sperrspannungen ($U < 0$ bzw. $U_{RLZ} > U_D$). Rechts: Rekombination ($R > 0$) von Ladungsträgern in der RLZ zur Verringerung der Ladungsträgerdichte bei Flusspolung ($U > 0$ bzw. $U_{RLZ} < U_D$).

Richtung des vorherrschenden elektrischen Feldes ergibt sich ein Driftstrom I_{rg} der generierten Ladungsträger von n - in Richtung p -Gebiet.

Bei Flusspolung überwiegt der Diffusionsstrom und R ist > 0 . Durch den höheren Diffusionsstrom gelangen Elektronen von x_n und Löcher von x_p in die RLZ (vgl. Pfeile an den Ladungsträgern in Abb. 3.9) und rekombinieren dort. Der von x_p in die RLZ fließende reine Löcherstrom setzt sich daher als ein bei x_n aus der RLZ austretender reiner Elektronenstrom fort (beachten: Elektronen fließen entgegen der Stromrichtung). Abb. 3.10 verdeutlicht diesen Vorgang.

Der Gesamtstrom I_{rg} ist entsprechend den Überlegungen zu Kap. 3.14.1 über dem Ort konstant.

I_{rg} entsteht aufgrund der Nettorekombinationsrate $R \neq 0$ in der RLZ. Die beiden darin enthaltenen Elektronen- und Löcherströme erfüllen die Kontinuitätsgleichungen des DDMs für Elektronen und Löcher Gl. (2.249), (2.250) im stationären Fall

$$\frac{dJ_n}{dx} = \frac{1}{A} \frac{dI_n}{dx} = e R, \tag{3.49}$$

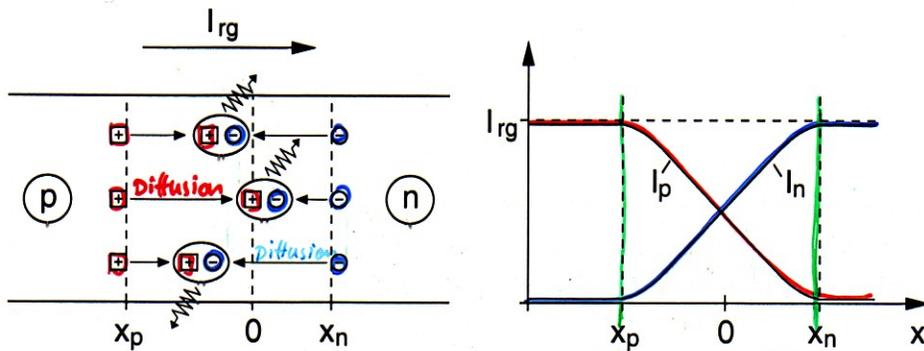
$$\frac{dJ_p}{dx} = \frac{1}{A} \frac{dI_p}{dx} = -e R. \tag{3.50}$$

Die Addition beider Gleichungen verifiziert nochmals die bereits erhaltene Aussage, dass der Summenstrom (Nettorekombinationsstrom I_{rg}) konstant über x ist. Da aufgrund des großen Konzentrationsgefälles an den Rändern

Kontinuitätsgl.:
 $I_{rg} = \text{const.}$

Berechne I_{rg} mit

Kontinuitätsgl. des DDM's



Rekombination bei Flusspolung

Abb. 3.10: Rekombination ($R > 0$) in der Sperrschicht aufgrund der Flusspolung des p-n-Übergangs. Links: Schematische Darstellung des Rekombinationsvorgangs. Rechts: Übergang von Löcherstrom bei x_p in einen Elektronenstrom bei x_n . Die Summe der Ströme, der Nettrekombinationsstrom, ist konstant $I_{rg} = I_p + I_n$.

der RLZ gilt

$$I_p(x_p) = I_{rg}, \quad I_p(x_n) = 0, \quad (3.51)$$

$$I_n(x_n) = I_{rg}, \quad I_n(x_p) = 0, \quad (3.52)$$

Randbedingungen (I = const.)

genügt eine der beiden Kontinuitätsgleichungen, um I_{rg} zu berechnen. Wir wählen willkürlich Gl. (3.50) für den Löcherstrom. Durch Integration über die RLZ erhalten wir mit dem Strom an den Integrationsgrenzen mit den Randbedingungen nach Gl. (3.51)

$$\frac{1}{A} \frac{dI_p}{dx} = -eR \Rightarrow \int_{x_p}^{x_n} \frac{dI_p}{dx} dx = I_p(x_n) - I_p(x_p) = -eA \int_{x_p}^{x_n} R(x) dx \quad (3.53)$$

$$I_{rg} = eA \int_{x_p}^{x_n} R(x) dx. \quad (3.54)$$

eine Kontin. Gleichung genügt für Lösung

Für $R(x)$ müssen wir die in Kap. 2.15 hergeleitete Beziehung für den vorherrschenden Rekombinationsmechanismus einsetzen. Für den wichtigsten Fall der Rekombination durch Phononenwechselwirkung (SRH) erhalten wir mit Gl. (2.170)

$$I_{rg} = eA \int_{x_p}^{x_n} \frac{p(x)n(x) - n_i^2}{(p_1 + p(x))\tau_n + (n_1 + n(x))\tau_p} dx \quad (3.55)$$

R, SRH

Setze SRH Rekomb. voraus (zu wenig Ladungsträger für Ansatz)

Die ortsabhängigen Ladungsträgerdichten haben wir für das thermodynamische Gleichgewicht bereits in Gl. (3.31), (3.32) berechnet. Setzen wir

nicht geschlossen lösbar ... aber Näherungen

die Gültigkeit unserer Überlegungen zu Gl. (3.40) voraus, können wir die Ladungsträgerdichten bei äußerer Spannung U durch Austausch von U_D gegen $U_{RLZ} = U_D - U$ in Gl. (3.31) und (3.32) erhalten. Dazu muss der Austausch auch in der darin enthaltenen Bestimmungsgleichung (3.14) für $\varphi(x)$ erfolgen.

Das sich daraus ergebende Integral (Gl. (3.55)) ist geschlossen nicht mehr lösbar. Es gibt jedoch zahlreiche Näherungslösungen, die auf Fallunterscheidungen zwischen hoher Ladungsträgerkonzentration (Flusspolung) und niedriger Ladungsträgerkonzentration (Sperrpolung) beruhen.

1. Näherung
Übungsaufg.
Sperrpolung

Beispiel: (Übung)

Eine einfache Lösung ergibt sich für Sperrpolung, wenn $n(x) \ll n_1$ und $p(x) \ll p_1$ gilt. Das Produkt $p(x)n(x)$ kann in der Form des verallgemeinerten Massenwirkungsgesetzes

$$n(x)p(x) = n_i^2 e^{\frac{U}{U_T}} \quad (3.56)$$

geschrieben werden (zur Übung zeigen).

Damit lässt sich zeigen (zur Übung), dass der Nettorekombinationsstrom bei Sperrpolung

$$I_{rg}(U \ll 0) = -I_{rg,s} = -\frac{e A n_i}{\tau_{eff}} w_{RLZ}(U) \quad (3.57)$$

$$\text{mit } \tau_{eff} := \frac{n_1 \tau_p + p_1 \tau_n}{n_i} \quad (3.58)$$

ist. Er steigt also proportional mit der Diodenfläche A und der Weite der RLZ an. Durch die quadratische Abhängigkeit von n_i weist der Nettorekombinationsstrom auch eine Temperaturabhängigkeit auf.

Die Spannungsabhängigkeit des Stroms wird über die Spannungsabhängigkeit der Raumladungsweite gesteuert.

2. Näherung
Flusspolung
(Anhang Skript)

Für Flusspolung ergibt sich nach einer Näherungsrechnung (vgl. Anhang A) ein Ausdruck, der mit dem Nettorekombinationsstrom für Sperrpolung nach Gl. (3.57) zusammengefasst werden kann zu

$$I_{rg} = I_{rg,s} \left(e^{\frac{U}{U_T}} - 1 \right) \quad (3.59)$$

$$I_{rg,s} = \frac{e A n_i}{\tau_{eff}} w_{RLZ}(U)$$

NETTOREKOMB. STROM
in der RLZ

Sperr- und Flusspolung
Zusammengefasst:

mit $I_{rg,s} = \frac{e A n_i}{\tau_{eff}} w_{RLZ}(U)$ nach Gl. (3.57).

$I = I_{rg} + I_n(x_p) + I_p(x_n)$

Der Nettorekombinationsstrom besitzt demnach bei Flusspolung eine starke (exponentielle) Spannungsabhängigkeit.

3.17 Minoritätsträgerströme an den Rändern der Raumladungszone

Diodeströme
↓
Minoritätsträgerverteilung

3.17.1 Differentialgleichung der Minoritätsträgerverteilung in den Bahngebieten

Der Strom durch den p-n-Übergang setzt sich nach Gl. (3.48) aus dem im vorangegangenen Kapitel berechneten Nettorekombinationsstrom I_{rg} und den im Folgenden berechneten Diffusionsströmen der Minoritätsträger an den beiden Rändern der RLZ zusammen.

Berechnung über Transportgleichung mit

Zur Berechnung verwenden wir die Transportgleichungen (2.247) und (2.248) des DDM's. Bei vernachlässigbarem Driftstrom der Minoritätsträger (wegen $E \approx 0$ in den Bahngebieten) vereinfachen sich diese für einen Querschnitt A durch den der Strom fließt zu

$I_n(x) = e A D_n \frac{dn_p(x)}{dx}$ (Elektronenstrom in B_p), (3.60)

$I_p(x) = -e A D_p \frac{dp_n(x)}{dx}$ (Löcherstrom in B_n). (3.61)

Driftstrom (Minoritätsträger) = 0 wegen $E \approx 0$

Die Änderung der Ströme über den Ort wird durch die Kontinuitätsgleichungen des DMM's (2.249), (2.250) bestimmt

$\frac{d}{dx}$

$\frac{dI_n(x)}{dx} = e A R(x) = e A \frac{n_p(x) - n_{p0}}{\tau_n}$, in B_p (3.62)

$\frac{dI_p(x)}{dx} = -e A R(x) = -e A \frac{p_n(x) - p_{n0}}{\tau_p}$, in B_n (3.63)

Kontinuitätsgleichung mit

Für die Gleichgewichtsdichten darin wird aufgrund der Rechteckprofil-Näherung keine Ortsabhängigkeit angenommen. Die Nettorekombinationsraten $R(x)$ (unterschiedlich für die beiden Ströme in B_n und B_p) werden darin durch das einfache Rekombinationsmodell für schwache Abweichungen von der Gleichgewichtskonzentration beschrieben. Die Diffusionsströme nach Gl. (3.60), (3.61) müssen der Kontinuitätsgleichung gehorchen. D.h. deren

$R(x)$ für geringe Abweichungen von d. GGw.-Dichten

$e A D_n \frac{d^2 n_p}{dx^2} = e A \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n}$ Dgl. für $n_p(x)$ in B_p

$e A D_p \frac{d^2 p_n}{dx^2} = -e A \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p}$ Dgl. für $p_n(x)$ in B_n

Ableitung muss Gl. (3.62), (3.63) erfüllen. Daraus folgt durch Gleichsetzen

$$e A D_n \frac{d^2 n_p(x)}{dx^2} = e A \frac{n_p(x) - n_{p0}}{\tau_n}, \text{ in } B_p \quad (3.64)$$

$$-e A D_p \frac{d^2 p_n(x)}{dx^2} = -e A \frac{p_n(x) - p_{n0}}{\tau_p}, \text{ in } B_n \quad (3.65)$$

Mit der Definition der Diffusionslängen für Elektronen und Löcher

$$L_n := \sqrt{\tau_n D_n}, \quad (3.66)$$

$$L_p := \sqrt{\tau_p D_p}, \quad (3.67)$$

Diffusionslänge

Definiere

deren Bedeutung uns anhand der nachfolgenden Lösung klar wird, ergeben sich aus Gl. (3.64), (3.65) die Differentialgleichungen

$$\frac{d^2 n_p(x)}{dx^2} = \frac{n_p(x) - n_{p0}}{L_n^2}, \text{ in } B_p \quad (3.68)$$

$$\frac{d^2 p_n(x)}{dx^2} = \frac{p_n(x) - p_{n0}}{L_p^2}, \text{ in } B_n. \quad (3.69)$$

zu lösen mit

Mit ihnen lässt sich die Verteilung der Minoritätsträger in den Bahngebieten berechnen. Dazu benötigen wir noch die im nächsten Kapitel definierten Randbedingungen.

3.18 Annahmen und Randbedingungen

Die Minoritätsträger werden an den Rändern der RLZ in die Bahngebiete in Abhängigkeit der von außen angelegten Spannung injiziert. Die Minoritätsträgerdichte an den Rändern hatten wir bereits in Form der Boltzmann-Randbedingung in Gl. (3.43), (3.44) berechnet

$$n_p(x_p) = n_{p0} e^{\frac{u}{v_T}} \quad (3.70)$$

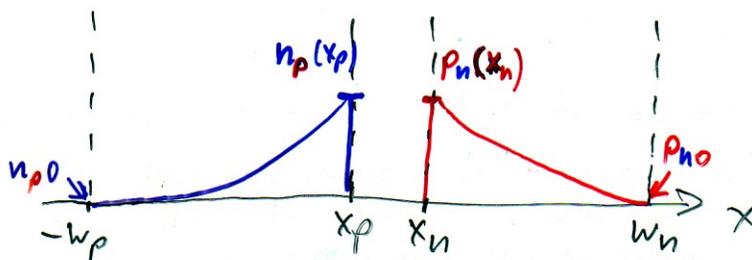
$$p_n(x_n) = p_{n0} e^{\frac{u}{v_T}} \quad (3.71)$$

Randbedingung 1:

Boltzmann RB an RLZ Grenze

Darin sind die Gleichgewichtsdichten n_{p0} , p_{n0} über die gesamten Bahngebiete wegen der Rechteckprofil-Näherung konstant.

Auf der anderen Seite der Bahngebiete, an den Kontakten, nehmen wir eine idealisierte, unendlich hohe Rekombinationsgeschwindigkeit an.



Dies ist gerechtfertigt, da die Rekombinationsgeschwindigkeit durch die Anwesenheit eines Kontaktmaterials stark erhöht ist. Dies wird zusätzlich dadurch unterstützt, dass die Rekombination an Oberflächen (Kontakt) und Grenzflächen in der Regel höher ist.

Durch diese Annahme existiert an den Kontakten keine Abweichung von der Gleichgewichtsdichte, da diese unmittelbar durch Nettorekombination verschwinden. An den Kontakten muss daher die Minoritätsträgerdichte auf den Wert der Gleichgewichtsdichten abgeklungen sein

$$\begin{aligned} n_p(w_p) &= n_{p0} \\ p_n(w_n) &= p_{n0} \end{aligned}$$

Randbedingung 2:

$$(3.72)$$

Gleichgewichtsdichte an den Kontakten (3.73)

Dies gilt sowohl für die kurze Diode als auch für die lange Diode, bei der sich diese Randbedingung definitionsgemäß ohnehin aufgrund der Rekombination über die Länge der Bahngebiete eingestellt hat. Anhand dieser Randbedingung lässt sich ein prinzipieller Verlauf der Minoritätsträgerverteilung in den Bahngebieten wie z.B. in Abb 3.11 zeichnen.

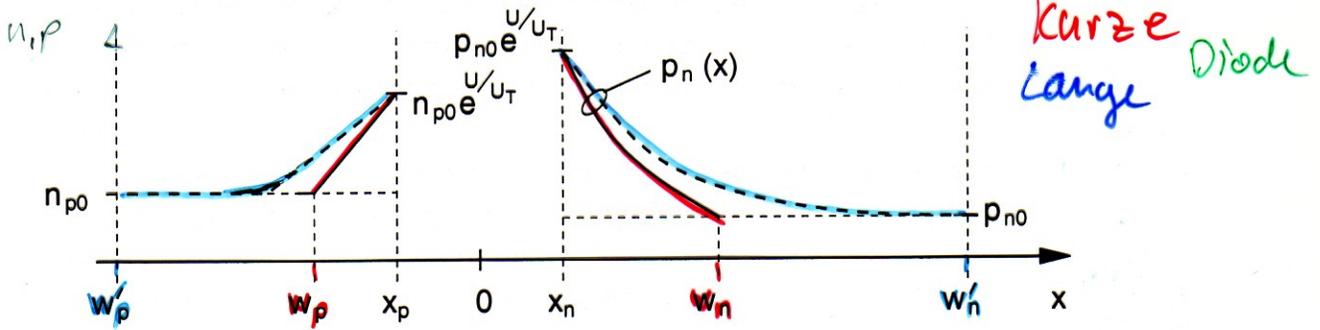


Abb. 3.11: Konzentration der Minoritätsträger in den Bahngebieten des p-n-Übergangs für den Fall einer langen Diode (Kontakte bei w_p' , w_n') und einer kurzen Diode (Kontakte bei w_p , w_n)

3.19 Berechnung der Minoritätsträger-Diffusionsströme

Um die Minoritätsträger-Diffusionsströme zu erhalten sind zuerst die Minoritätsträgerverteilungen in den Bahngebieten zu ermitteln. Dazu sind die

Differentialgleichungen zweiter Ordnung aus Gl. (3.68), (3.69)

Elektronen $\frac{d^2 n_p(x)}{dx^2} = \frac{n_p(x) - n_{p0}}{L_n^2}$, in B_p (3.74)

Löcher $\frac{d^2 p_n(x)}{dx^2} = \frac{p_n(x) - p_{n0}}{L_p^2}$, in B_n (3.75)

DGL's

für das p- bzw. n-Bahngebiet mit den Randbedingungen aus Gl. (3.70)-(3.73)

RB in B_p $n_p(x_p) = n_{p0} e^{\frac{U}{V_T}}$ (3.76)

$n_p(w_p) = n_{p0}$ (3.77)

RB in B_n $p_n(x_n) = p_{n0} e^{\frac{U}{V_T}}$ (3.78)

$p_n(w_n) = p_{n0}$ (3.79)

RB

zu lösen.

Die allgemeine Lösung der Differentialgleichung ist bekannt und hat z.B. für die Elektronendichte im p-Bahngebiet die Form

$n_p(x) = A + B e^{bx}$ Ansatz (3.80)

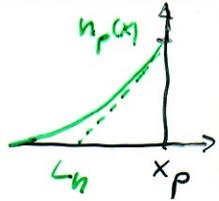
Löse für Elektronen

Die Löcherdichte im n-Bahngebiet besitzt die gleiche Form. Anstatt beide Bahngebiete hier parallel zu behandeln wird im folgenden nur das p-Bahngebiet betrachtet. Die Lösung für das n-Bahngebiet ergibt sich dann einfach durch Substitution der Größen des p-Gebiets durch die des n-Gebiets. Einsetzen der allgemeinen Lösung nach Gl. (3.80) in die Differentialgleichung (3.74) ergibt wegen der beiden Lösungen $b = \pm L_n^{-1}$ die Lösungsfunktion

$n_p(x) = n_{p0} + B e^{\frac{x}{L_n}} + C e^{-\frac{x}{L_n}}$ (3.81)

Einsetzen i. DGL zeigt Lösungen für $b = \pm \frac{1}{L_n}$

L_n bestimmt den Abfall über x

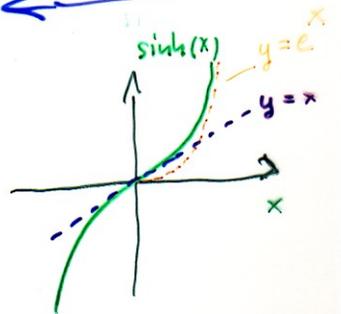


Hieraus wird die Bedeutung der Diffusionslängen L_n, L_p nach Gl. (3.66) und (3.67) klar, die den Abfall der Minoritätsträgerdichte über dem Ort bestimmen (ähnlich einer Zeitkonstante). Die Konstanten B und C werden über die Randbedingungen (3.76), (3.77) durch Einsetzen in Gl. (3.81) bestimmt. Nach einfacher und kurzer Rechnung (gut zum Üben) ergibt sich die Minoritätsträgerdichte im p-Bahngebiet

Einsetzen der RB

$n_p(x) = n_{p0} + n_{p0} (e^{\frac{U}{V_T}} - 1) \frac{\sinh\left(\frac{w_p - x}{L_n}\right)}{\sinh\left(\frac{w_p - x_p}{L_n}\right)}$ (3.82)

$\sinh x = \frac{e^x - e^{-x}}{2} \approx \begin{cases} x & \text{für } |x| \ll 1 \\ \frac{1}{2} e^x & \text{für } x \gg 1 \\ -\frac{1}{2} e^{-x} & \text{für } x \ll -1 \end{cases}$



Achtung Konfusion Fehler im Skript bei w_p

$w_p(x)$ in Transport-Gleichung einsetzen

Durch Differentiation ergibt sich über Gl. (3.60) der Elektronenstrom im p-Bahngebiet

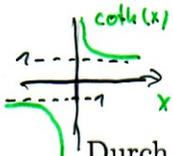
$$I_n(x) = e A D_n \frac{dn_p(x)}{dx} = -\frac{1}{L_n} e A D_n n_{p0} (e^{\frac{u}{U_T}} - 1) \frac{\cosh\left(\frac{w_p - x}{L_n}\right)}{\sinh\left(\frac{w_p - x_p}{L_n}\right)} \quad (3.83)$$

DIFFUSIONSSTROM \ominus in B_p

und an der Stelle $x = x_p$

$$I_n(x_p) = -e A \frac{D_n}{L_n} n_{p0} (e^{\frac{u}{U_T}} - 1) \coth\left(\frac{w_p - x_p}{L_n}\right) \quad (3.84)$$

an der Stelle x_p



Durch Substitution $n_{p0} \rightarrow p_{n0}$, $w_p \rightarrow w_n$, $x_p \rightarrow x_n$, $-e \rightarrow e$, $L_n \rightarrow L_p$, $D_n \rightarrow D_p$ ergibt sich aus Gl. (3.82) die Löcherdichte im n-Bahngebiet

Substitution

$$p_n(x) = p_{n0} + p_{n0} (e^{\frac{u}{U_T}} - 1) \frac{\sinh(w_n - x)}{\sinh\left(\frac{w_n - x_n}{L_p}\right)} \quad (3.85)$$

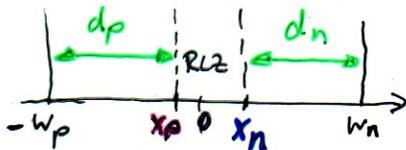
Löcherdichte in B_n

sowie aus Gl. (3.84) der Löcherstrom im n-Bahngebiet an der Stelle $x = x_n$

$$I_p(x_n) = e A \frac{D_p}{L_p} p_{n0} (e^{\frac{u}{U_T}} - 1) \coth\left(\frac{w_n - x_n}{L_p}\right) \quad (3.86)$$

Löcherstrom an der Stelle x_n

Zur Abkürzung führen wir die Länge der Bahngebiete



$$d_n := w_n - x_n \quad (3.87)$$

$$d_p := -(w_p - x_p) \quad (3.88)$$

Definiere Länge d. Bahngebiete (immer positiv)

ein, die immer positive Werte besitzen.

3.20 Gesamtstrom des p-n-Übergangs

Mit Gl. (3.84), (3.86) und den Längen der Bahngebiete d_n , d_p nach Gl. (3.87) und (3.88) lassen sich, unter Berücksichtigung, dass der coth eine ungerade Funktion ist, Löcher- und Elektronenminoritätsträgerstrom zum Gesamtstrom des p-n-Übergangs entsprechend Gl. (3.45) zusammenfassen.

$$I = I_n(x_p) + I_p(x_n) + I_{rg}$$

$$I = e A \left(n_{p0} \frac{D_n}{L_n} \coth \frac{d_p}{L_n} + p_{n0} \frac{D_p}{L_p} \coth \frac{d_n}{L_p} \right) (e^{\frac{u}{U_T}} - 1) + I_{rg} \quad (3.89)$$

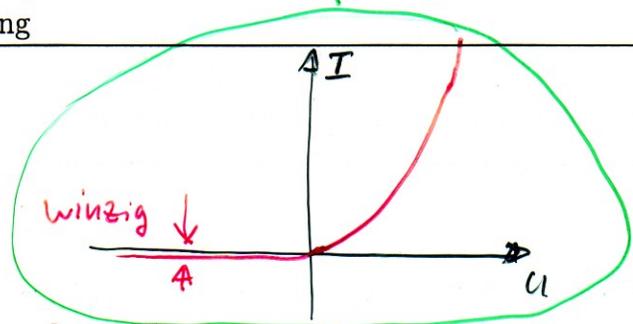
I_s

Def. Sättigungsstrom

$$I = I_{S0} \cdot (e^{\frac{u}{m \cdot U_T}} - 1)$$

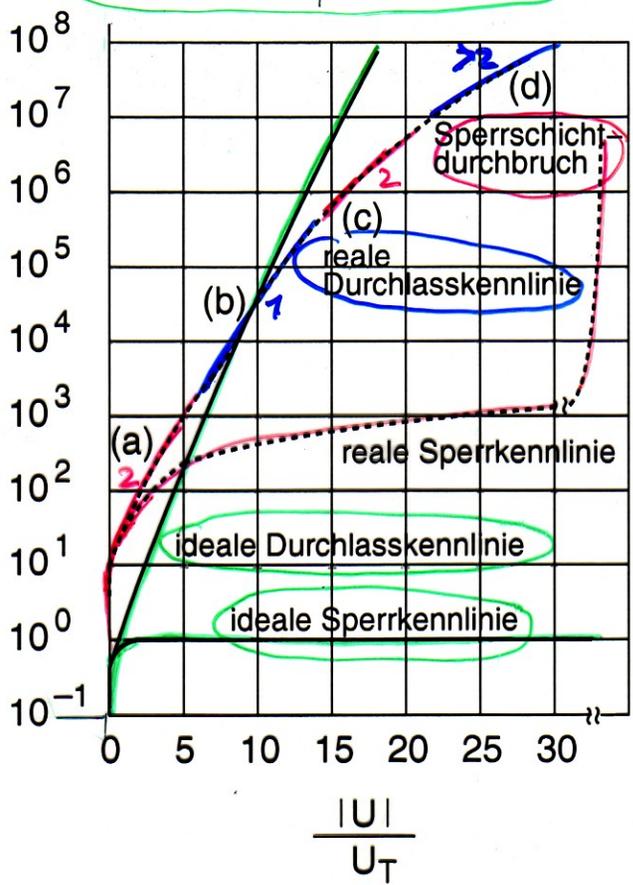
1:1 Darstellung

$$(I_{S0} = I_{S0}(u))$$



vergrößert

$$\frac{I}{I_{S0}(0)}$$



log. y-Achse

Abb. 3.12: Gleichstromkennlinie eines p-n-Übergangs für einen Si-Halbleiter. Durchgezogene Linien: Ideale Kennlinien ($I_{rg,s} = 0$) nach Gl. (3.92) bei Fluss- und Sperrpolung. Gestrichelte Kurven: Kennlinien mit Nettorekombination in der Basis ($I_{rg,s} \neq 0$) nach Gl. (3.92). Bei Verwendung der Näherung nach Gl. (3.94) ist im Bereich (a) und (c): $m = 2$, Bereich (b): $m = 1$ und Bereich (d) $m > 2$ zu wählen.

i. A. ausreichend

$$m = 1$$

$$I_{rg} = 0$$

$$I = I_s (e^{\frac{u}{U_T}} - 1) (+ I_{rg})$$

const.

nur wenn Einfluss betrachtet wird

(z.B. 2%)