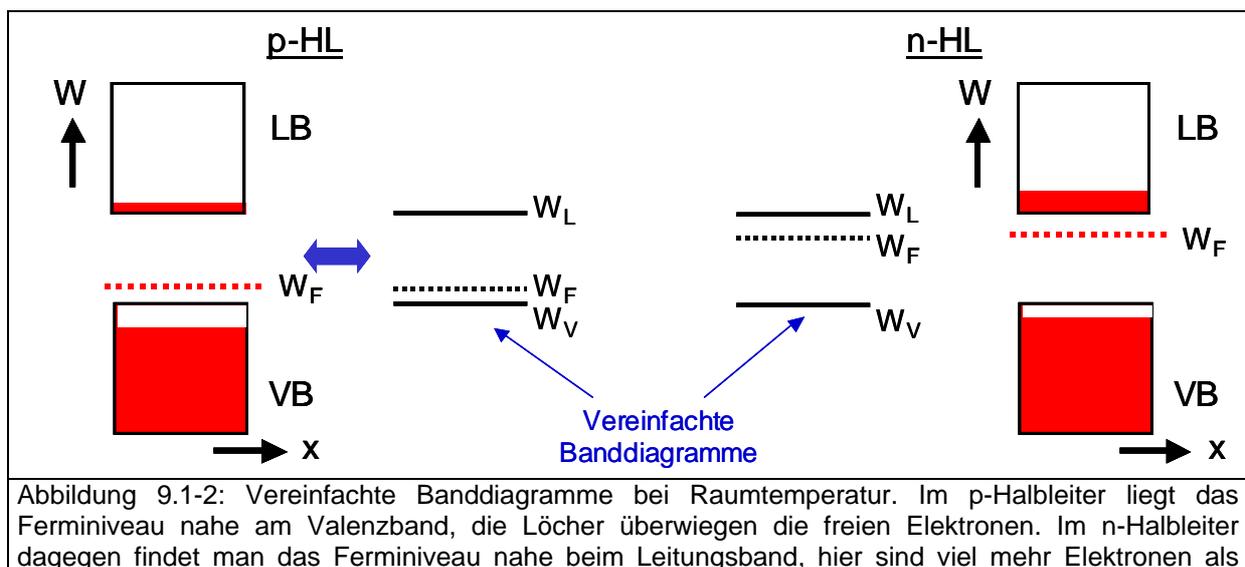
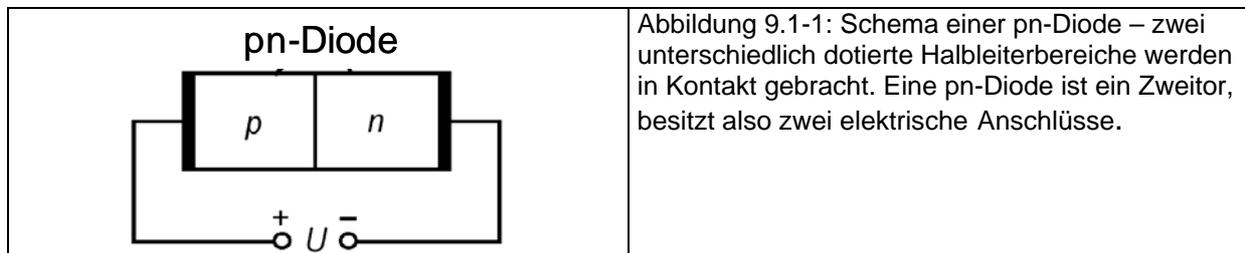


9 Der pn-Übergang

Im Prinzip könnten wir unsere Vorlesung mit dem letzten Kapitel abschließen. Mit den Halbleitergrundgleichungen ist man in der Lage, das elektronische Verhalten vieler Bauelemente zu beschreiben und die für Simulationen benötigten Parameter der Bauelemente zu bestimmen. Damit ist die Grundlage für die Vorlesung „Halbleiterbauelemente“ gelegt, in der Sie im nächsten Semester eine Vielzahl der relevanten Bauelemente kennen lernen werden. Um die Ergebnisse des letzten Kapitels nicht vollständig abstrakt bleiben zu lassen, wollen wir in dem vorliegenden, letzten Kapitel, einen kleinen Vorgriff auf die „Halbleiterbauelemente“ machen. Dazu soll ein sehr einfaches Bauelement, die pn-Halbleiterdiode, behandelt werden. An ihr können die meisten der wichtigen Konzepte des letzten Kapitels erklärt und die Grundgleichungen angewandt werden, ohne dass gleichzeitig die mathematische Komplexität überhand nimmt.

9.1 Das elektrochemische Potential

Eine pn-Diode besteht, wie der Name bereits verrät, aus zwei Bereichen eines Halbleiters, die jeweils p- beziehungsweise n-dotiert sind. Das Schema eines solchen Bauteils findet man in Abbildung 9.1-1:.



Löcher vorhanden.

Die Energieniveaus und die Besetzungsdichten der Bänder sind vereinfacht in Abbildung 9.1-2: skizziert. Wie bereits aus Kapitel 6 bekannt, liegt das Fermi-niveau im p-Halbleiter nahe am Valenzband, im n-Halbleiter nah am Leitungsband. Was geschieht nun, wenn beide Teile in Kontakt gebracht werden? Wir haben im letzten Kapitel gelernt, dass das Fermi-Niveau mit dem elektrochemischen Potential übereinstimmt. In zwei sich berührenden Halbleitern verschiedener Dotierung liegt dieses Gleichgewichtsniveau aber auf verschiedener Höhe, was keinem Gleichgewichtszustand entspricht. Dazu eine einfache Analogie. In Abbildung 9.1-3: ist ein Gefäß gezeichnet, das in der Mitte durch einen Einschub getrennt ist. In beiden Teilbereichen wird nun Wasser bis zu verschiedenen Füllständen eingefüllt. Entfernt man die Unterteilung, so wird sich ein einheitlicher Wasserspiegel im ganzen Gefäß ausbilden. Dieses triviale Beispiel deutet an, was wir auch im Halbleiter zu erwarten haben: Sobald durch Kontakt die Elektronen und Löcher sich frei bewegen können, wird sich nach einiger Zeit ein elektrochemisches Gleichgewicht ausbilden.

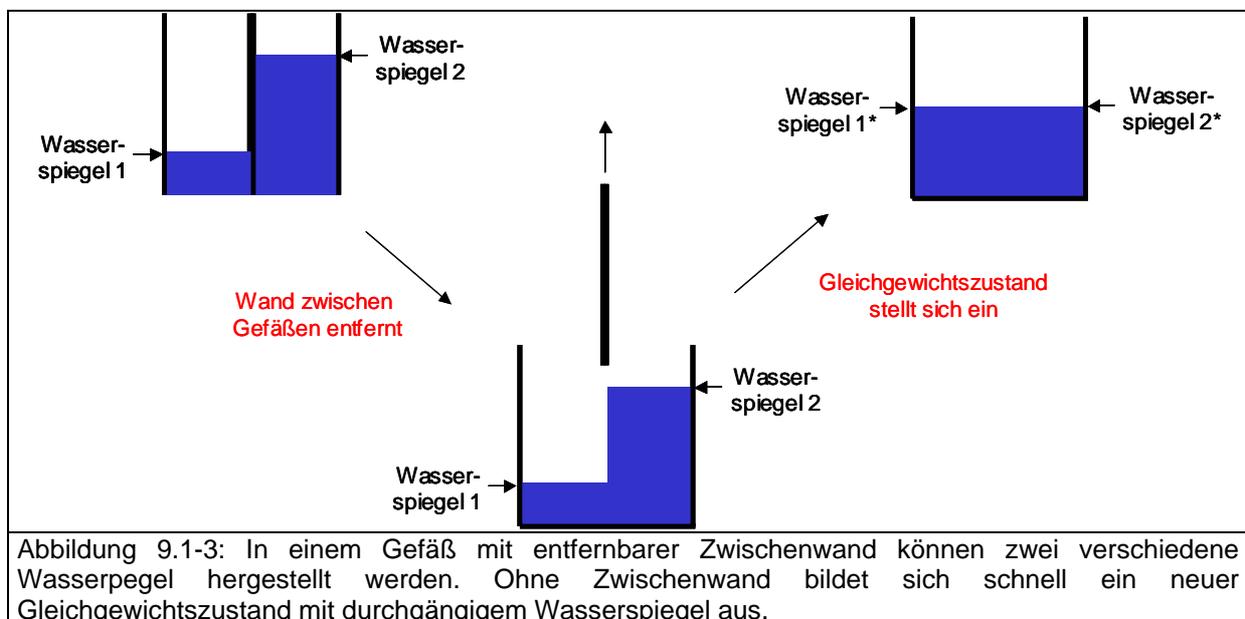


Abbildung 9.1-3: In einem Gefäß mit entfernbare Zwischenwand können zwei verschiedene Wasserpegel hergestellt werden. Ohne Zwischenwand bildet sich schnell ein neuer Gleichgewichtszustand mit durchgängigem Wasserspiegel aus.

9.2 Banddiagramm am pn-Übergang

9.2.1 Die Raumladungszone

Schauen wir uns die Situation genauer an. Der Kontakt der beiden Halbleiter schafft eine Grenzfläche auf deren linker Seite sich sehr viele Löcher, und auf deren rechter Seite sich sehr viele freie Elektronen aufhalten. Nun können beide Teilchensorten zunächst frei wandern. Mit den Überlegungen zur Diffusion aus Kapitel 8.1 erkennen wir, dass zunächst ein Diffusionsstrom der Elektronen ins p-Gebiet und der Löcher ins n-Gebiet fließen wird (Abbildung 9.2-1:). Wird dieser Teilchenstrom solange weiter fließen, bis die Elektronen- und Lochdichten an jeder Stelle im Halbleiter gleich sind? Das ist nicht der Fall, denn unsere Teilchen sind bekanntlich Träger

einer Ladung. Wenn ein Elektron somit das n-Gebiet verlässt, so bleibt der positiv geladene Atomrumpf zurück, wandert ein Loch dagegen ins n-Gebiet, hinterlässt es ein negativ geladenes Dotieratom. Die Diffusion hat also eine Ladungstrennung zur Folge. Getrennte Ladungen führen aber zu einem Feld (wie im Plattenkondensator). Dieses ist gerade so gerichtet, dass es der Diffusion entgegenwirkt (Abbildung 9.2-2:). Sobald die Feldkraft auf die Ladungsträger ausreicht, um den Diffusionsdruck zu kompensieren, erhalten wir einen neuen stationären Zustand.

Qualitativ können wir ihn bereits beschreiben. Im n-Gebiet hat sich eine Zone gebildet, in der die Elektronendichte unter der Dichte im Rest des n-Halbleiters gefallen ist. Die nun unkompenzierten Ladungen der Atomrümpfe sind unbeweglich, verbleiben auf ihren Gitterplätzen und sorgen dafür, dass auf dieser Seite der Grenzfläche eine positive Gesamtladung resultiert. Analog führen die unkompenzierten Rümpfe auf der linken Seite der Grenzfläche zu einer negativen Gesamtladung. Die der Grenzfläche benachbarten Bereiche, in denen der Halbleiter nicht mehr neutral ist, heißen Raumladungszone.

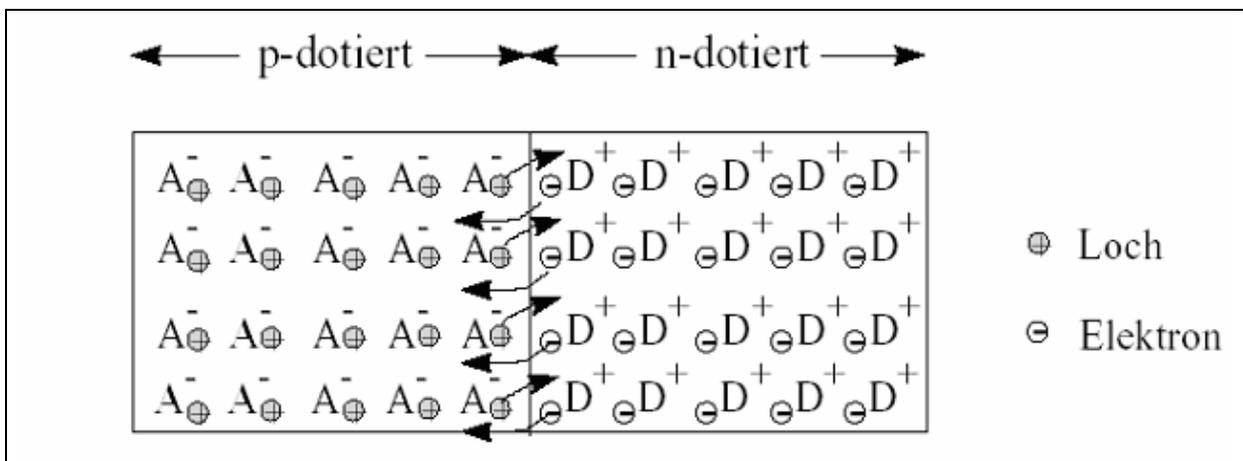


Abbildung 9.2-1: Die zwei unterschiedlich dotierten Halbleiter werden in Kontakt gebracht. An der Grenzfläche findet man einen großen Gradienten der Löcherdichte beziehungsweise der Dichte der freien Elektronen. Zunächst führen diese Gradienten zu einem Diffusions-Teilchenstrom der Elektronen und Löcher...

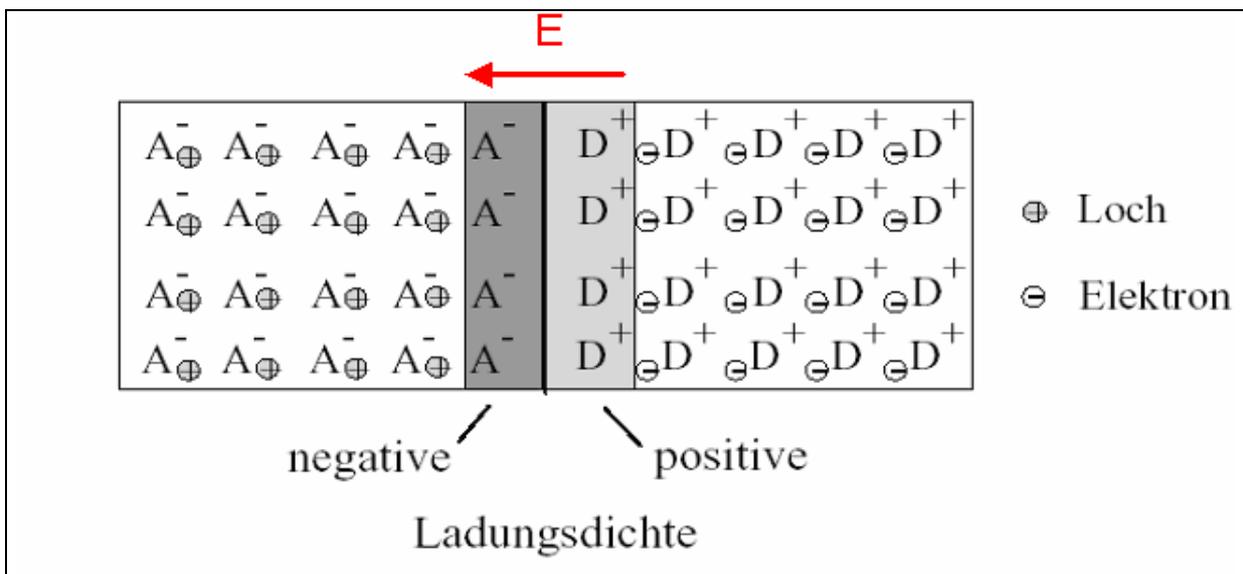
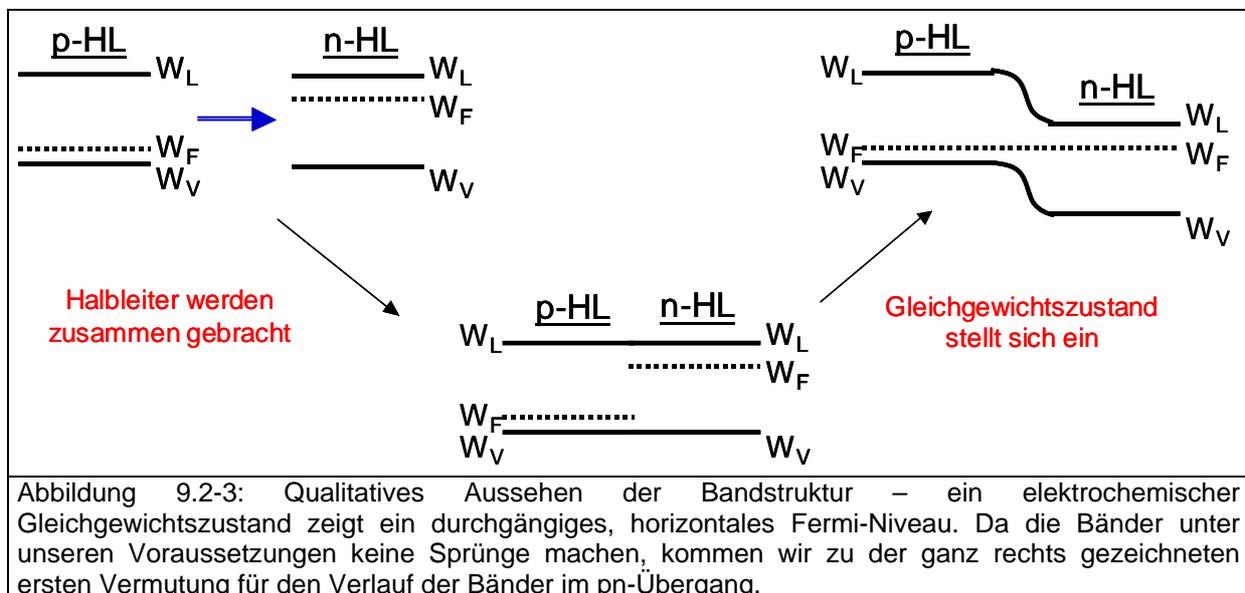


Abbildung 9.2-2: ...mit der Diffusionsbewegung der freien Ladungsträger ist eine Ladungstrennung verknüpft, da ionisierte Dotieratome zurückbleiben. Ein Feld baut sich auf, das auf die Ladungsträger entgegengesetzt zur Diffusionskraft wirkt. An einem bestimmten Punkt sind beide Kräfte im Gleichgewicht, ein neuer stationärer Zustand folgt. In guter Näherung befinden sich in einem bestimmten Bereich um die Grenzfläche nur noch ionisierte Atome und keine freien Ladungsträger.

Mit der Forderung nach einem durchgängigen Fermi-niveau und der zusätzlichen Forderung, dass weit von der Kontaktzone des Halbleiters keine Veränderung der Halbleitereigenschaften zu finden sein wird, kommen wir zu der in Abbildung 9.2-3: skizzierten Bandstruktur. Die Raumladungszonen erzeugen ein internes Feld, das durch eine Spannung charakterisiert werden kann. Die Poisson-Gleichung sagt aus, dass eine Ladungsdichte ungleich Null zu einer Bandkrümmung führt. Gleichzeitig sollten in der Bandstruktur keine Sprünge auftreten. Ganz qualitativ verbinden wir die Leitungsbandniveaus und die Valenzbandniveaus der beiden Halbleiter und erhalten einen ersten Eindruck von den Bandverläufen im Halbleiter (Abbildung 9.2-3:).



9.2.2 Diffusionsspannung U_D

Unsere mit qualitativen Überlegungen hergeleitete Bandstruktur in Abbildung 9.2-3: enthält eine interne Spannung. Diese wird als Diffusionsspannung U_D bezeichnet und steht für den Betrag eU_D , um den die Bänder auf der n-Seite abgesenkt werden müssen, wenn ein elektrochemisches Gleichgewicht herrschen soll. Wir wollen nun versuchen, die Größe U_D auch quantitativ zu erfassen. Wir beginnen mit:

$$eU_D = W_L(-\infty) - W_L(\infty) \quad 9.2-1$$

Die Diffusionsspannung entspricht der Differenz in der Lage der Leitungsbandkante weit weg vom Übergang (die Valenzbandkante zeigt selbstverständlich die gleiche Abhängigkeit). Im Halbleiter nehmen wir Störstellenerschöpfung an, so dass

$$p_p = N_V \exp\left(-\frac{W_F - W_V(-\infty)}{kT}\right) = n_A \quad 9.2-2$$

und

$$n_n = N_L \exp\left(-\frac{W_L(\infty) - W_F}{kT}\right) = n_D \quad 9.2-3$$

gelten. Das Multiplizieren der Gleichungen 9.2-2 und 9.2-3 bringt uns zu:

$$n_A n_D = N_L N_V \exp\left(-\frac{W_L(\infty) - W_V(-\infty)}{kT}\right) \quad 9.2-4$$

Mit $W_V = W_L - W_G$ folgt:

$$n_A n_D = \underbrace{N_L N_V \exp\left(-\frac{W_G}{kT}\right)}_{=n_i^2 \text{ (gemäß dem Massenwirkungsgesetz)}} \exp\left(-\frac{W_L(\infty) - W_L(-\infty)}{kT}\right) \quad 9.2-5$$

$\frac{eU_D}{kT}$

Auflösen nach U_D ergibt:

$$U_D = U_T \ln\left(\frac{n_A n_D}{n_i^2}\right) \quad 9.2-6$$

mit

$$n_i^2(T) = N_L N_V \exp\left(-\frac{W_G}{k_B T}\right) \quad 9.2-7$$

und

$$U_T = \frac{k_B T}{e} \quad 9.2-8$$

Wir haben die Diffusionsspannung folglich auf die intrinsische Ladungsträgerdichte und die Dotierdichten zurückgeführt, beides sind Materialparameter. Die Spannung U_T nennt man Temperaturspannung. Sie ist ein wichtiger Parameter in der Halbleitertechnik. In der Tabelle Abbildung 9.2-4: findet man die Diffusionsspannungen für drei wichtige Halbleitersysteme bei unterschiedlich starken Dotierungen.

T = 300 K	Ge	Si	GaAs
n_i^2/cm^{-6}	$5,8 \cdot 10^{26}$	$2,1 \cdot 10^{20}$	$3,2 \cdot 10^{12}$
n_A/cm^{-3}	10^{15}	10^{15}	10^{15}
n_D/cm^{-3}	10^{15}	10^{15}	10^{15}
U_D/V	0,18	0,56	1,0
n_A/cm^{-3}	10^{15}	10^{15}	10^{15}
n_D/cm^{-3}	10^{18}	10^{18}	10^{18}
U_D/V	0,36	0,73	1,18
n_A/cm^{-3}	10^{18}	10^{18}	10^{18}
n_D/cm^{-3}	10^{18}	10^{18}	10^{18}
U_D/V	0,53	0,90	1,35

Abbildung 9.2-4: Diffusionsspannung für verschiedene Halbleiter und Dotierungen. Man erkennt, dass Halbleiter mit geringerer Bandlücke niedrigere Diffusionsspannungen zeigen. Auch der Anstieg der Diffusionsspannung mit der Dotierdichte ist erkennbar, der aber aufgrund der logarithmischen Abhängigkeit sehr langsam verläuft.

Man erkennt, dass mit höheren Dotierungen höhere Diffusionsspannungen verbunden sind, durch die logarithmische Abhängigkeit die Steigerung allerdings nur schwach ausfällt. Allgemein hängt die Diffusionsspannung nur schwach von der Temperatur und den Dotierungen ab. Mit wachsender Dotierung gilt:

$$U_D \rightarrow \frac{W_G}{e}$$

9.2-9

Wir haben also im Halbleiter im elektrochemischen Gleichgewicht eine eingebaute Spannung. Prima, könnte man meinen, kontaktieren wir doch die beiden Enden des pn-Übergangs mit einem Verbraucher und treiben mit der Spannung einen Prozess an. Wie man sich denken kann, ist solch ein perpetuum mobile nicht möglich. Wir haben bei unserer Behandlung außer Acht gelassen, dass die Kontakte des Halbleiters mit dem Metall auch eine Rolle spielen. Im Gleichgewicht werden sich an den Kontakten Spannungen aufbauen, die die eingebauten Spannung genau kompensieren (Abbildung 9.2-5:). Wie zu erwarten kann man am Halbleiter im Gleichgewicht keinen Spannungsabfall messen

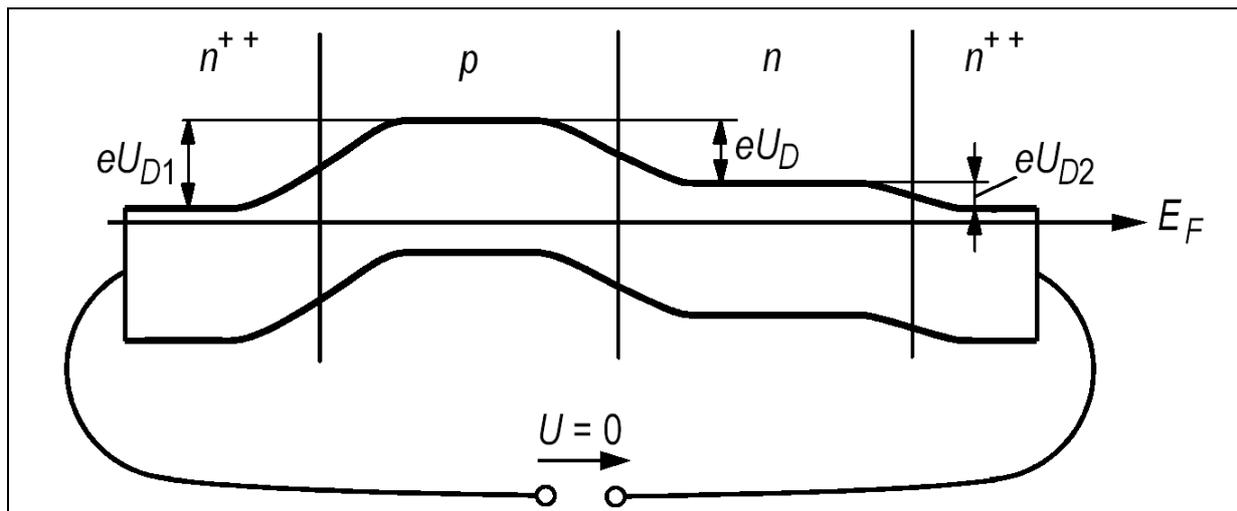


Abbildung 9.2-5: Die Diffusionsspannung ist an Kontakten nicht abgreifbar. Bei Kontaktierung (hier durch eine hochdotierte n^{++} -Halbleiterschicht) baut sich auch an den Kontakten eine Spannung auf, die die Diffusionsspannung gerade kompensiert.

9.2.3 Shockley-Modell der pn-Diode

Mit sehr einfachen Überlegungen konnten wir im letzten Abschnitt bereits einen wichtigen Parameter der pn-Diode, die Diffusionsspannung, herleiten. Einige andere Dinge wissen wir aber noch nicht. Eine vollständige Beschreibung der pn-Diode kann durch das Modell nach Shockley erfolgen. Wir müssen dazu wieder einige Näherungen machen, kommen aber schließlich zu einem brauchbaren Ergebnis. Unser Vorgehen läuft wie folgt ab: Zunächst wollen wir einige Annahmen machen über das Aussehen der Raumladungszone. Dann bemühen wir die Poisson-Gleichung und können mit deren Hilfe das elektrische Feld und den Potentialverlauf in der Diode berechnen. Dieser führt dann direkt auf die Bandstruktur.

Beginnen wir also mit der Annahme über das Aussehen der Raumladungszone. Im einfachsten Fall können wir konstante Werte für die Ladungsdichte im p- und n-Bereich ansetzen. Wir wollen davon ausgehen, dass wir drei abrupte Übergänge finden: Einen vom neutralen p-Halbleiter in einen Bereich, in dem sich keine beweglichen Ladungsträger mehr befinden. Damit wird die Raumladungsdichte von den ionisierten Akzeptorrümpfen bestimmt, bei Störstellenerschöpfung der Akzeptorkonzentration. An der Grenzfläche setzen wir einen ebenso abrupten Übergang auf die n-Seite an. Hier entspricht die Raumladungsdichte analog der Dichte der Donatorrümpfe. Schließlich folgt ein dritter abrupter Übergang in den neutralen n-Bereich. Weiterhin gehen wir davon aus, dass in der Raumladungszone keine freien Ladungsträger existieren. In Abbildung 9.2-6: ist die Ladungsträgerdichte für die Schottky-Näherung und der exakte Verlauf aufgetragen. Wir sehen recht gute Übereinstimmungen. Insgesamt erhalten wir:

$$\rho(x) = \begin{cases} 0 & \text{für } x \leq -l_p \\ -en_A & \text{für } -l_p < x \leq 0 \\ en_D & \text{für } 0 < x \leq l_n \\ 0 & \text{für } x > l_n \end{cases}$$

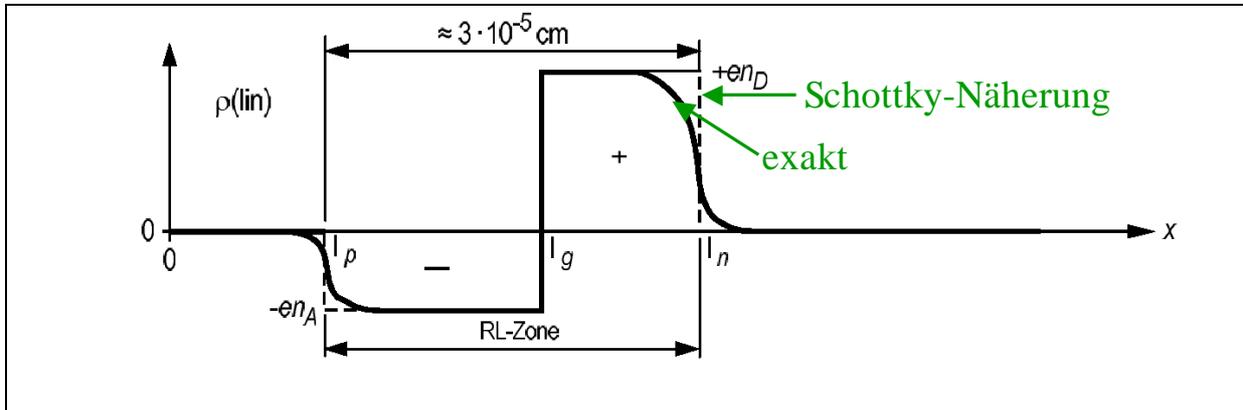


Abbildung 9.2-6: Verlauf der Raumladungsdichte. Negative Ladungen sind nach unten, positive nach oben aufgetragen. Die Schottky-Näherung geht von konstanten Dichten in den beiden Bereichen der Raumladungszone aus. Da zudem keine freien Ladungsträger existieren, entspricht die Raumladungsdichte der Dotierdichte, da jedes Dotieratom eine Elementarladung trägt. Im realen Halbleiter findet man stetige Übergänge, die aber recht nah an der idealisierten Rechteckform liegen.

In realen Dioden werden nicht zwei verschieden dotierte Bereiche in Kontakt gebracht, sondern ein einziges Stück eines Halbleiters unterschiedlich dotiert. Dementsprechend wird es keinen abrupten Übergang zwischen den beiden Zonen geben. In gleicher Weise ist der abrupte Rückgang der Raumladungsdichte auf Null im neutralen Bereich eine Näherung. Wir finden vielmehr einen stetigen Übergang variabler Breite (Abbildung 9.2-6:). Für mit dem Ionen-Implantations-Verfahren hergestellte Dioden ist die konstante Raumladungsdichte jedoch eine gute Näherung. Wurde die Diode nach dem Diffusions-Prinzip fabriziert, geht man besser von einem linearen Verlauf aus. In diesem Fall kann man mit dem gleichen Vorgehen, allerdings etwas komplizierteren Rechnungen, zu einem Ergebnis gelangen.

9.2.4 Berechnung des Bandverlaufs

Die Poisson-Gleichung ist eine Differentialgleichung zweiter Ordnung. In unserem Fall stehen aber auf der rechten Seite konstante Terme, die allerdings je nach Gebiet variieren. Wir lösen also die Gleichung für jedes Gebiet mit konstanter Raumladung und erledigen die Übergänge durch geeignete Randbedingungen. In der folgenden Rechnung gehen wir von einer Raumladungsverteilung nach 9.2-10 aus, die Kontaktzone liegt also bei $x=0$, die Raumladungszone auf der p-Seite erstreckt sich von $x=-l_p$ bis $x=0$ und die Raumladungszone auf der n-Seite von $x=0$ bis $x=l_n$. Wir erhalten:

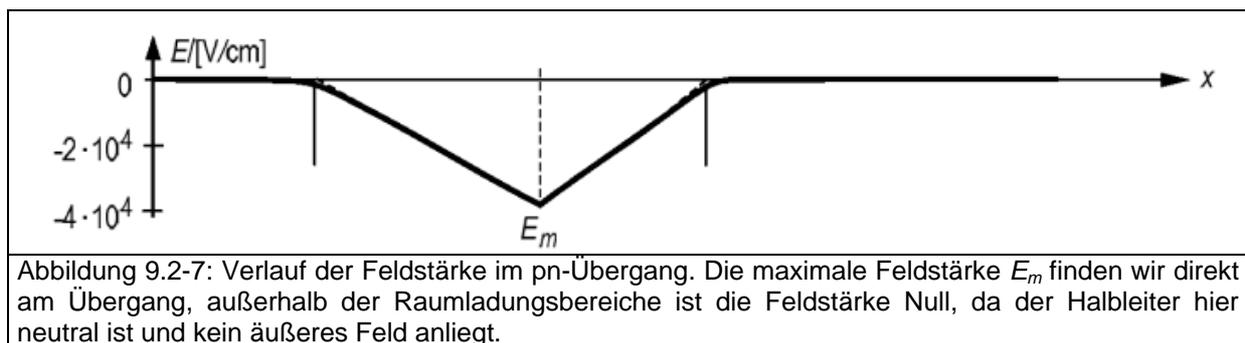
$$\frac{\partial^2 \varphi(x)}{\partial x^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \begin{cases} 0 & \text{für } x \leq -l_p \\ -e_0 n_A & \text{für } -l_p < x \leq 0 \\ e_0 n_D & \text{für } 0 < x \leq l_n \\ 0 & \text{für } x > l_n \end{cases} \quad 9.2-11$$

Wir können die Gleichungen durch zweimaliges Integrieren lösen. Einmaliges Integrieren führt auf die Feldstärke im Halbleiter, wobei wir der Übergang zwischen den unterschiedlich dotierten Gebieten stetig sein muss und außerhalb der Raumladungszone Null ist. Wir erhalten lineare räumliche Abhängigkeiten der Feldstärke:

$$E(x) = -\frac{en_A}{\varepsilon_r \varepsilon_0} (x + l_p) \quad \text{für } -l_p < x < 0 \quad 9.2-12$$

$$E(x) = \frac{en_D}{\varepsilon_r \varepsilon_0} (x - l_n) \quad \text{für } 0 < x < l_n \quad 9.2-13$$

Der Verlauf der elektrischen Feldstärke ist in Abbildung 9.2-7: zu sehen.



Den Maximalwert ihres Betrags finden wir an der Grenzfläche. Zum Verlauf des Potentials gelangen wir durch eine weitere Integration. Wieder setzen wir einen stetigen Übergang des elektrischen Potentials zwischen den verschiedenen Bereichen an. Da das Feld einen linearen Verlauf hat, erwarten wir bei einer weiteren Integration quadratische Abhängigkeiten. Wie üblich können wir für das Potential ein Bezugsniveau frei wählen, wir tun das zu $\varphi=0$ für den neutralen p-Bereich.

$$\varphi(x) = \frac{en_A}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x + l_p)^2 \quad 9.2-14$$

und

$$\varphi(x) = -\frac{en_D}{2\varepsilon\varepsilon_0} (l_n - x)^2 + U_D \quad 9.2-15$$

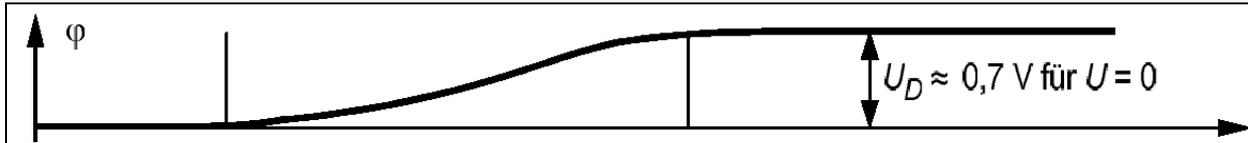


Abbildung 9.2-8: Verlauf des Potentials im pn-Übergang. Die Potentialdifferenz zwischen beiden Seiten in der neutralen Zone entspricht der Diffusionsspannung. Für Silizium ergibt sich bei mäßiger Dotierung ein Wert von 0,7 V.

Die ortsabhängige Energie der Bandkanten in der Raumladungszone berechnet sich nun nach:

$$W_L(x) = W_L(-\infty) - e\varphi(x) \quad 9.2-16$$

$$W_V(x) = W_V(-\infty) - e\varphi(x) \quad 9.2-17$$

Graphisch ergibt sich die Bandstruktur aus dem gespiegelten Verlauf des Potentials.

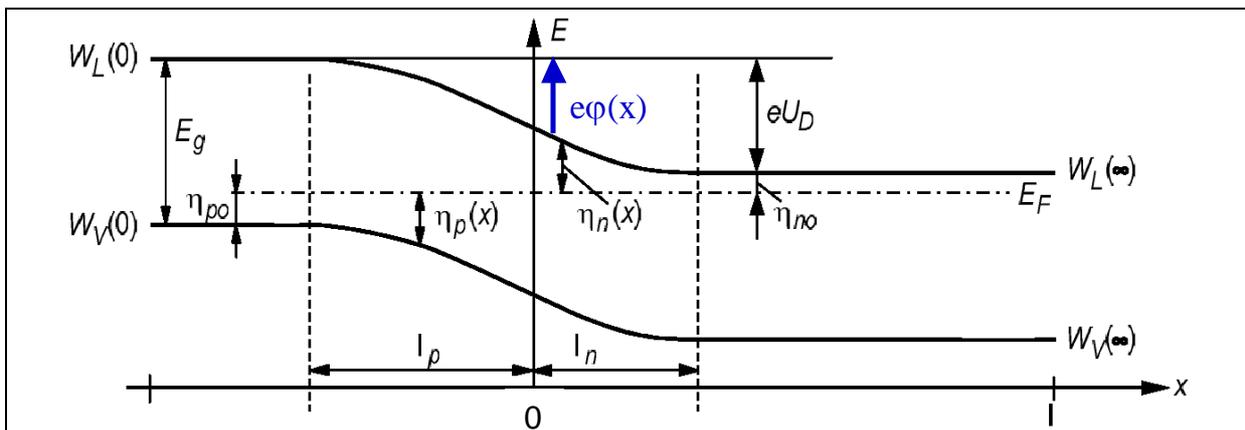


Abbildung 9.2-9: Banddiagramm für einen pn-Übergang – aus dem Potentialverlauf in Abbildung 9.2-8 folgt direkt das Aussehen der Bänder. Valenz- und Leitungsband sind gleichermaßen gekrümmt.

9.2.5 Ausdehnung der Raumladungszone

Eine wichtige Größe ist die Ausdehnung der Raumladungszone. Diese Größe spielt eine Rolle für das kapazitive Verhalten einer pn-Diode. Die Ausdehnung der Raumladungszonen ändert sich im Betrieb, damit auch die in ihr enthaltene Ladungsmenge. Das Umräumen von Ladungen in einem Bauteil nimmt Zeit in Anspruch, die maßgeblich von der Ausdehnung der Raumladungszone beeinflusst wird. In einem Ersatzschaltbild fügt man eine entsprechend dimensionierte Kapazität ein. Ausgehen kann man von einer Ladungsneutralität des Halbleiters, also:

$$n_D l_n = n_A l_p \quad 9.2-18$$

Die Menge der positiven geladenen Rumpfe auf der n-dotierten Seite muss gleich der negativ geladenen auf der p-dotierten Seite sein. Da wir von konstanter Raumladungsdichte ausgehen, gilt obige Beziehung. Mit den beiden Gleichungen für den Potentialverlauf, 9.2-14 und 9.2-15, und der Forderung, dass das Potential bei $\varphi(0)$ stetig sein muss, folgt:

$$\frac{en_A}{2\epsilon\epsilon_0} I_p^2 = -\frac{en_D}{2\epsilon\epsilon_0} I_n^2 + U_D \quad 9.2-19$$

Quadrieren der Gleichung 9.2-18 und einsetzen in 9.2-19 ergibt

$$I_n^2 \left(\frac{en_A}{2\epsilon\epsilon_0} \frac{n_D^2}{n_A^2} + \frac{en_D}{2\epsilon\epsilon_0} \right) = U_D \quad 9.2-20$$

Das können wir noch Auflösen nach I_n :

$$I_n = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 U_D}{e} \frac{n_A/n_D}{n_D + n_A}} \quad 9.2-21$$

Ein analoges Vorgehen für die Ausdehnung auf der p-dotierten Seite liefert:

$$I_p = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 U_D}{e} \frac{n_D/n_A}{n_D + n_A}} \quad 9.2-22$$

Durch Addition der beiden letzten Gleichungen kommen wir zur Gesamtdicke der Raumladungszone:

$$l = l_p + l_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_r \epsilon_0}{e} U_D \left(\frac{1}{n_A} + \frac{1}{n_D} \right)} \quad 9.2-23$$

Aus diesen Beziehungen können einige Schlüsse gezogen werden. Die Aufteilung der Länge der Raumladungszone hängt vom Verhältnis der Dotierkonzentrationen ab. Sie reicht weiter in das Gebiet mit der niedrigeren Dotierung als in das mit der höheren. Bei sehr großen Konzentrationsunterschieden zwischen den Dotierungen (z. B. n^{++} -p-Übergang), kann man die Ausdehnung im hochdotierten Bereich vernachlässigen. Mit dem Argument der Gleichheit der auf beiden Seiten des Übergangs befindlichen Ladungsmenge wird dieses Verhalten offensichtlich. Die Gesamtlänge der Raumladungszone liegt für gängige Materialien und Dotierungen im Bereich zwischen einigen Nanometern und wenigen Mikrometern. In der Tabelle sind einige Eckwerte aufgeführt.

$T = 300 \text{ K}$	Ge	Si	GaAs
ε_r	16	11,9	13,1
n_A/cm^{-3}	10^{15}	10^{15}	10^{15}
n_D/cm^{-3}	10^{15}	10^{15}	10^{15}
U_D/V	0,18	0,56	1,0
$l_p/\mu\text{m}$	0,4	0,6	0,85
$l_n/\mu\text{m}$	0,4	0,6	0,85
n_A/cm^{-3}	10^{15}	10^{15}	10^{15}
n_D/cm^{-3}	10^{18}	10^{18}	10^{18}
U_D/V	0,36	0,73	1,18
$l_p/\mu\text{m}$	0,8	1	1,3
$l_n/\mu\text{m}$	0,0008	0,001	0,0013
n_A/cm^{-3}	10^{18}	10^{18}	10^{18}
n_D/cm^{-3}	10^{18}	10^{18}	10^{18}
U_D/V	0,53	0,9	1,35
$l_p/\mu\text{m}$	0,02	0,02	0,03
$l_n/\mu\text{m}$	0,02	0,02	0,03

Abbildung 9.2-10: Diffusionsspannungen und Ausdehnung der Raumladungszone in verschiedenen Situationen – für alle Elemente findet man eine steigende Diffusionsspannung mit höherer Dotierung. Der Wert nähert sich dem der Bandlückenenergie des Materials an. Außerdem erkennt man, dass die Ausdehnung der Raumladungszone mit höherer Dotierung sinkt. In den mittleren Zeilen sieht man zudem für verschieden hoch dotierte Bereiche eine asymmetrische Ausdehnung der Raumladungszone, wobei die Ausdehnung im niedriger dotierten Bereich größer ist.

9.3 pn-Übergang unter Vorspannung

Ausgehend von den bisherigen Betrachtungen des pn-Übergangs ohne Vorspannung soll nun erläutert werden, was passiert, wenn eine externe Spannung an den pn-Übergang angelegt wird. Bei der Kontaktierung des p-Gebiets mit dem Pluspol und dem n-Gebiet mit dem Minuspol der Spannungsquelle spricht man von Polung in Durchlassrichtung, andernfalls von Polung in Sperrichtung.

9.3.1 Durchlassrichtung qualitativ

Qualitativ können die Vorgänge im pn-Übergang in Durchlassrichtung folgendermaßen beschrieben werden. Durch die angelegte Spannung werden die freien Ladungsträger zunächst in die Raumladungszone gezogen. Diese können sie durchqueren und diffundieren dann in die neutrale Zone (die freien Elektronen diffundieren in das p-Gebiet, die Löcher in das n-Gebiet.) Dort treffen Sie auf freie Ladungsträger der jeweils anderen Sorte und rekombinieren. Die fehlenden Elektronen und Löcher werden über die Kontakte von der Quelle nachgeliefert. Der resultierende Strom steigt exponentiell an (Abbildung 9.3-1 bis Abbildung 9.3-4).

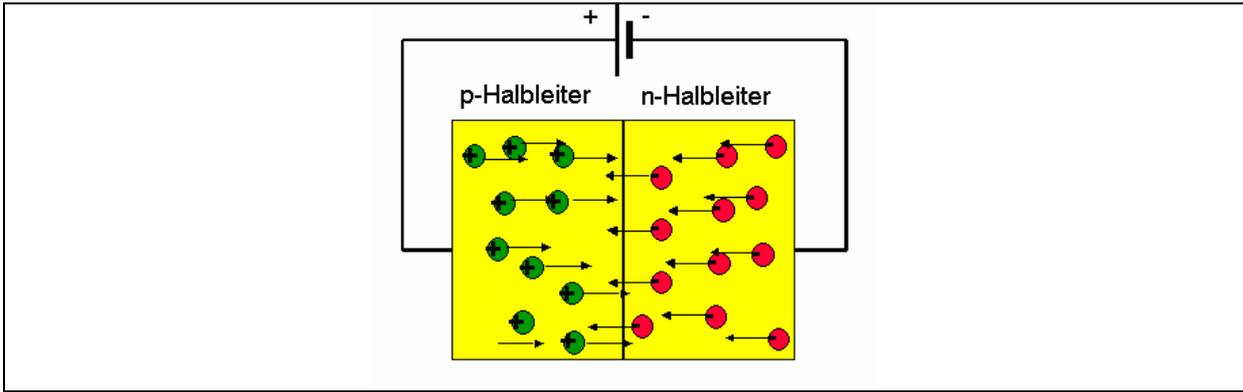


Abbildung 9.3-1: Durch das angelegte Feld werden die Ladungsträger in die Raumladungszone gezogen...

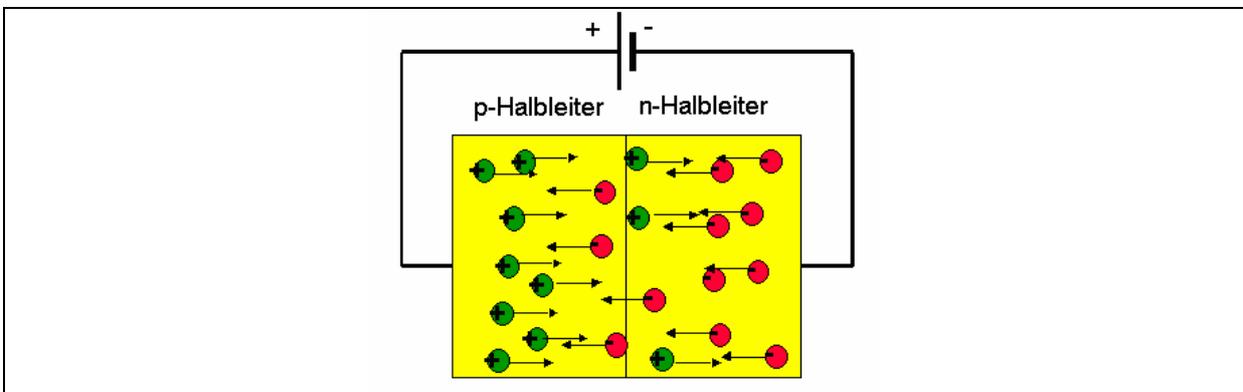


Abbildung 9.3-2: ...und diffundieren von den Rändern der Raumladungszone in die neutrale Zone...

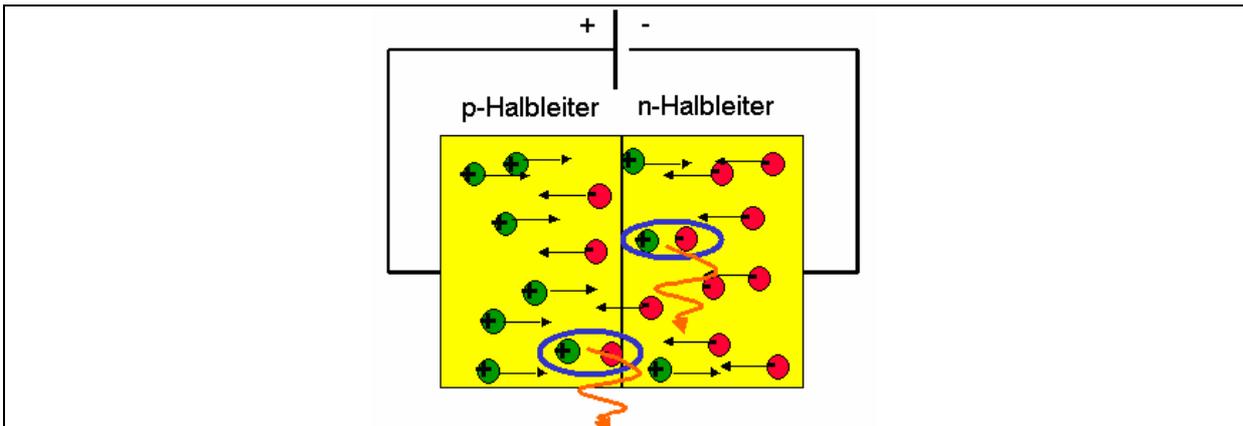


Abbildung 9.3-3: ...dort rekombinieren sie mit den Zahlreich vorhandenen freien Ladungsträgern der jeweils gegensätzlichen Sorte...

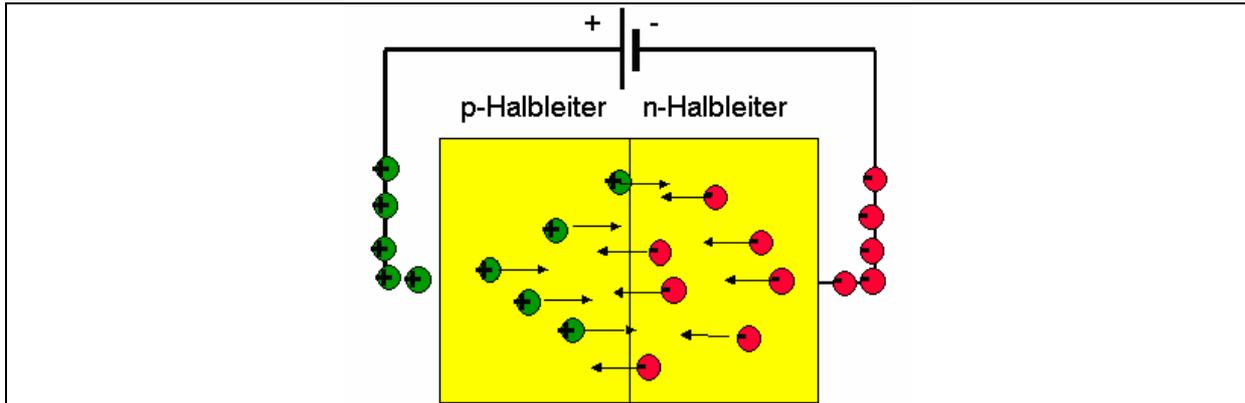


Abbildung 9.3-4: ...die durch Rekombination verschwundenen Ladungsträger werden von der Quelle nachgeliefert.

9.3.2 Durchlassrichtung quantitativ

Der pn-Übergang unter Vorspannung kann nicht mehr mit den Gleichgewichtsbetrachtungen des letzten Abschnitts behandelt werden. Das durchgehende Fermi-niveau spaltet in zwei Quasi-Fermi-niveaus auf, die jeweils die Dichte der freien Elektronen und der Löcher beschreiben (Abbildung 9.3-5).

Um die Ströme im pn-Übergang in Vorwärtsrichtung zu bestimmen geht man von folgendem Modell aus: Die Spannung sorgt dafür, dass jeweils an den Rändern der Raumladungszone ein Überschuss an Minoritäten (Elektronen im p-Gebiet und Löcher im n-Gebiet) aufgebaut wird. Die Änderung der Ladungsträgerdichten führt zu einem Diffusionsstrom. Wir gehen davon aus, dass die Rekombination in der Raumladungszone vernachlässigbar ist.

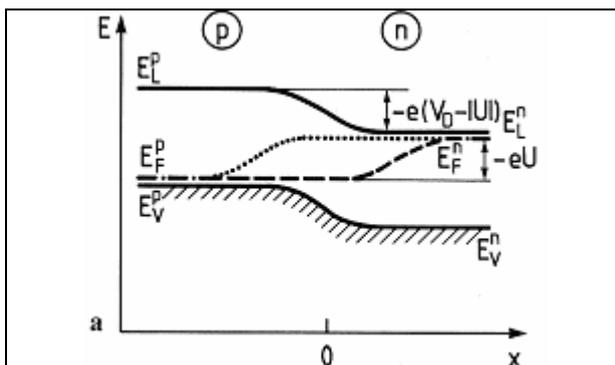


Abbildung 9.3-5: Unter Vorspannung spaltet das Fermi-niveau im pn-Übergang in zwei Quasi-Fermi-niveaus auf. In Durchlassrichtung wird die Diffusionsspannung um die angelegte Spannung reduziert.

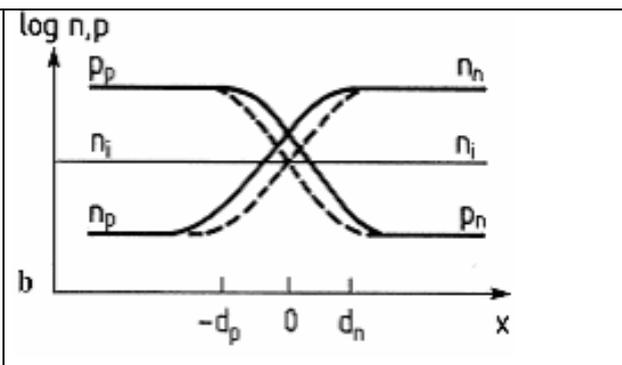


Abbildung 9.3-6: Die Ladungsträgerdichten an den Grenzen der Raumladungszone ($-d_p$ und d_n) ändern sich bei Polung in Durchlassrichtung im Vergleich zu den Dichten im Gleichgewicht (gestrichelte Linien).

Außerhalb der Raumladungszone können Feldströme vernachlässigt werden, somit können wir uns auf die Betrachtung von Diffusionsströmen beschränken. Für den

Löcher-Diffusionsstrom am rechten Rand der Raumladungszone ergibt sich beispielsweise:

$$J_{p,D}(x = d_n) = -eD_p \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=d_n} \quad 9.3-1$$

Wir benötigen also die Ladungsträgerdichte am Rande der Raumladungszone, um den Diffusionsstrom zu errechnen. Für die Löcherdichte erhalten wir:

$$p(x = d_n) = N_V \exp\left(-\frac{W_F - e(U_D - U) - W_V(-\infty)}{k_B T}\right) = p_n \exp\left(\frac{eU}{k_B T}\right) \quad 9.3-2$$

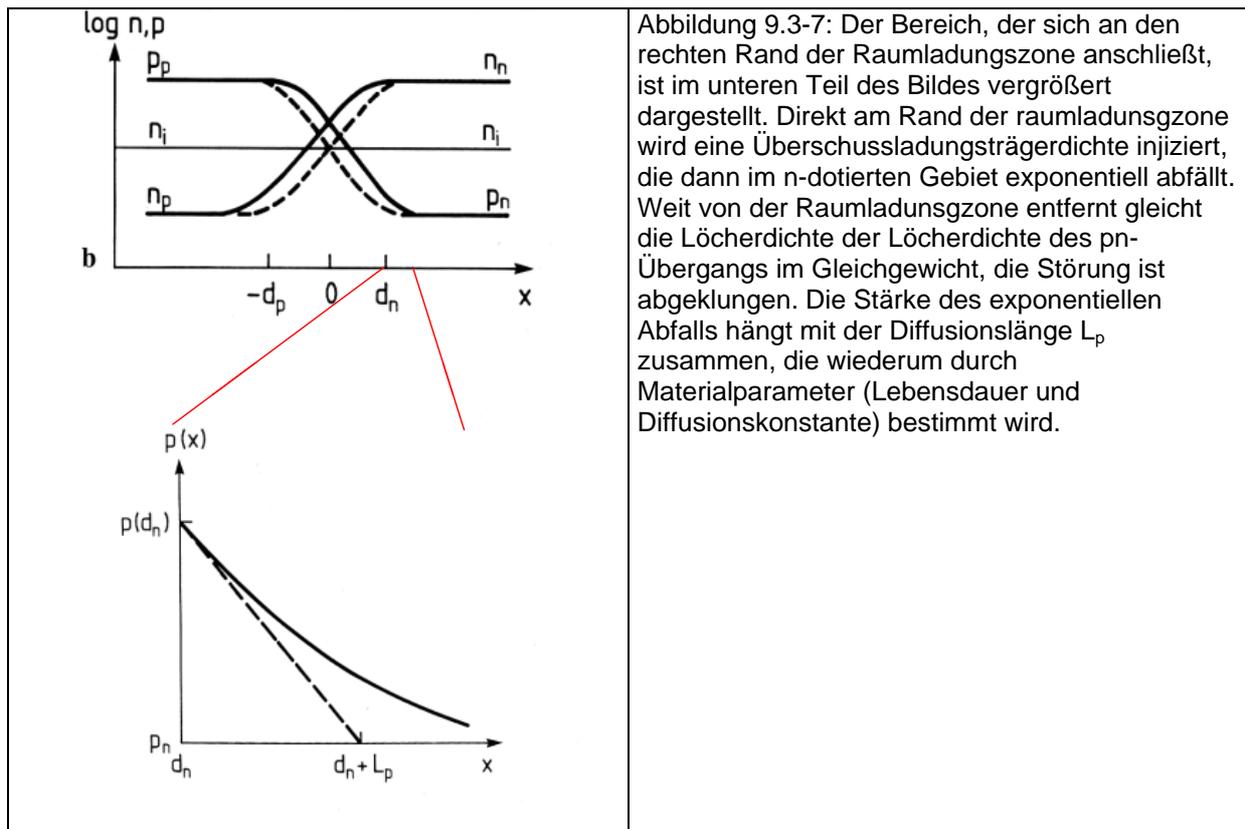
Für die Überschuss-Löcherdichte im Vergleich zum spannungslosen Fall berechnen folgt somit:

$$\Delta p = p(x = d_n) - p = p_n^0 \left(\exp\left(\frac{eU}{k_B T}\right) - 1 \right) \quad 9.3-3$$

Dadurch bildet sich ein Dichteprofil der folgenden Form aus:

$$p = p(x = d_n) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) = p(x = d_n) \exp\left(-\frac{x}{\sqrt{D_p \tau_p}}\right) \quad 9.3-4$$

Die Abbildung 9.3-7 zeigt verdeutlicht diesen Verlauf und die Bedeutung der Diffusionslänge der Löcher L_p . Diese hängt von der Diffusionskonstanten D_p und der Lebensdauer der Löcher τ_p ab.



Nun kann der Diffusionsstrom nach Gleichung 9.3-1 bestimmt werden.

$$J_{p,D}(x = d_n) = -eD_p \frac{\partial}{\partial x} \left(p(x = d_n) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \right) = \frac{eD_p}{L_p} p_n \left(\exp\left(\frac{eU}{k_B T}\right) - 1 \right) \quad 9.3-5$$

Für die Elektronen erhalten wir in gleicher Weise:

$$J_{n,D}(x = -d_p) = -eD_n \frac{\partial}{\partial x} \left(n(x = -d_p) \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \right) = \frac{eD_n}{L_n} n_p \left(\exp\left(\frac{eU}{k_B T}\right) - 1 \right) \quad 9.3-6$$

Um den Gesamtstrom zu erhalten, müssen wir nun lediglich die beiden Stromanteile addieren, das führt zu:

$$J = e \left(\frac{D_p}{L_p} p_n + \frac{D_n}{L_n} n_p \right) \left(\exp\left(\frac{eU}{k_B T}\right) - 1 \right) \quad 9.3-7$$

Wir erhalten also einen exponentiellen Anstieg des Stroms mit der angelegten Spannung in Vorwärtsrichtung.

9.3.3 Sperrichtung qualitativ

Durch die Polung in Sperrichtung werden freie Elektronen und Löcher weiter voneinander weggezogen. Bei endlicher Temperatur werden eine geringe Anzahl von Elektronen-Loch-Paare erzeugt, die durch die Elektronen nachließen können (Abbildung 9.3-8 bis Abbildung 9.3-10). Es fließt ein geringer Strom, der nicht stark von der angelegten Spannung abhängt.

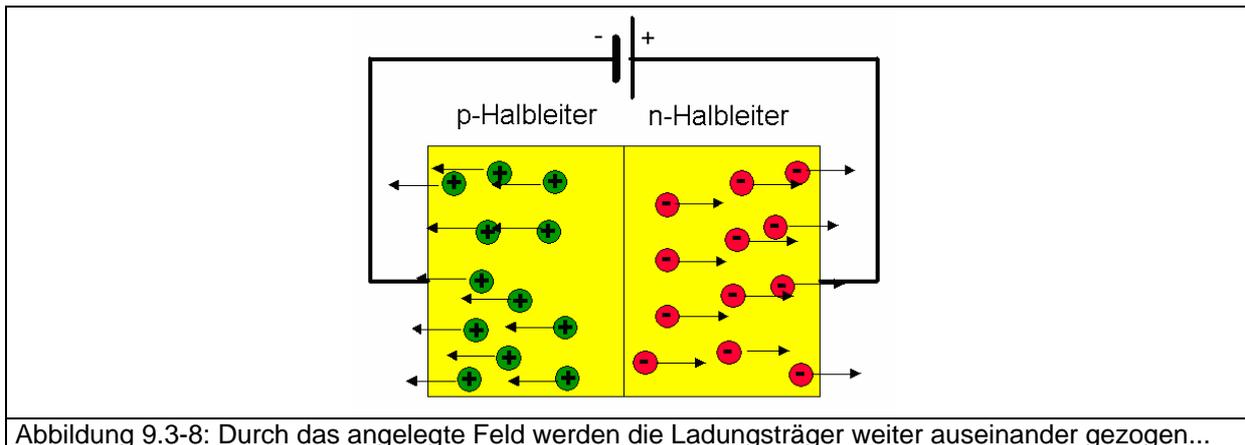


Abbildung 9.3-8: Durch das angelegte Feld werden die Ladungsträger weiter auseinander gezogen...

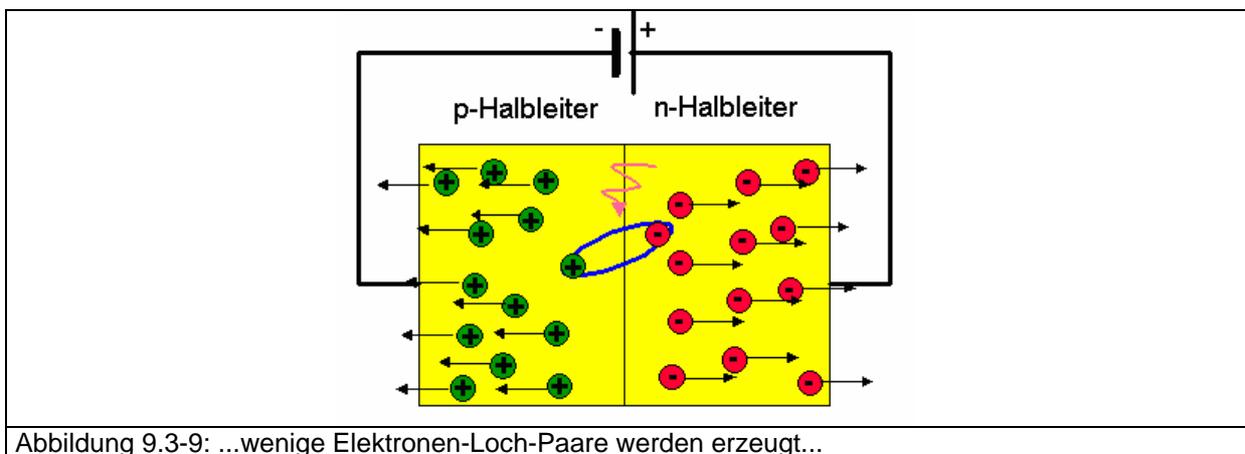


Abbildung 9.3-9: ...wenige Elektronen-Loch-Paare werden erzeugt...

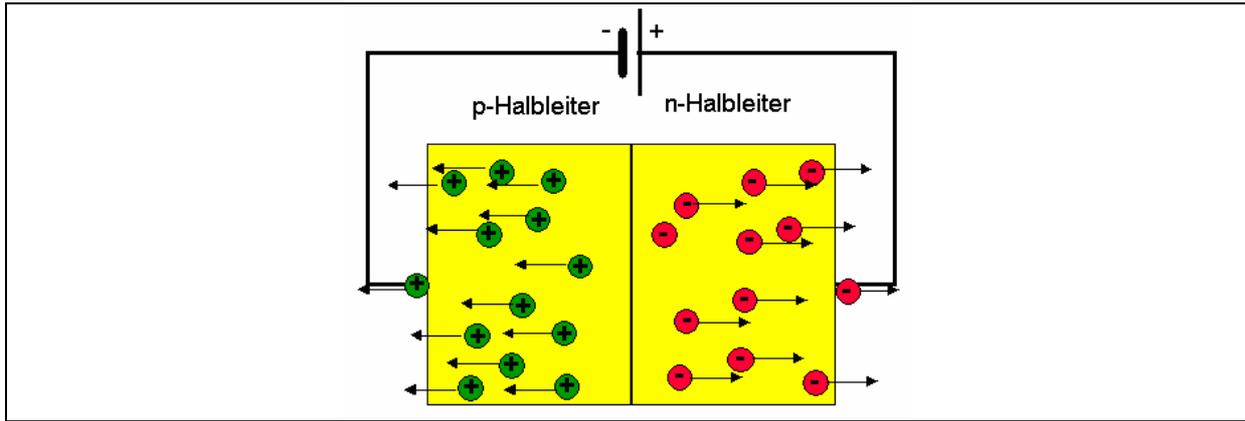


Abbildung 9.3-10: ...und über die Kontakte abgezogen.

9.3.4 Sperrichtung quantitativ

Die Ableitung des Stroms in Sperrichtung kann mit der gleichen Strategie abgeleitet werden wie für den Fall der Durchlassrichtung. Das Ergebnis gleicht dem für die Durchlassrichtung, mit entsprechend negativen Spannungen.

9.3.5 Diodenkennlinie

Insgesamt erhalten wir also für die Kennlinie der pn-Diode folgende Abhängigkeit:

$$J(U) = e \left(\frac{D_p}{L_p} p_n + \frac{D_n}{L_n} n_p \right) \left(\exp\left(\frac{eU}{k_B T}\right) - 1 \right) \quad 9.3-8$$

Für positive Spannungen (Durchlassrichtung) bedeutet das einen exponentiellen Anstieg der Stromdichte, für negative Spannungen eine ebenso exponentielle Annäherung an eine Sättigungsspannung. Insgesamt ergibt sich die in Abbildung 9.3-11 gezeigte Kennlinie.

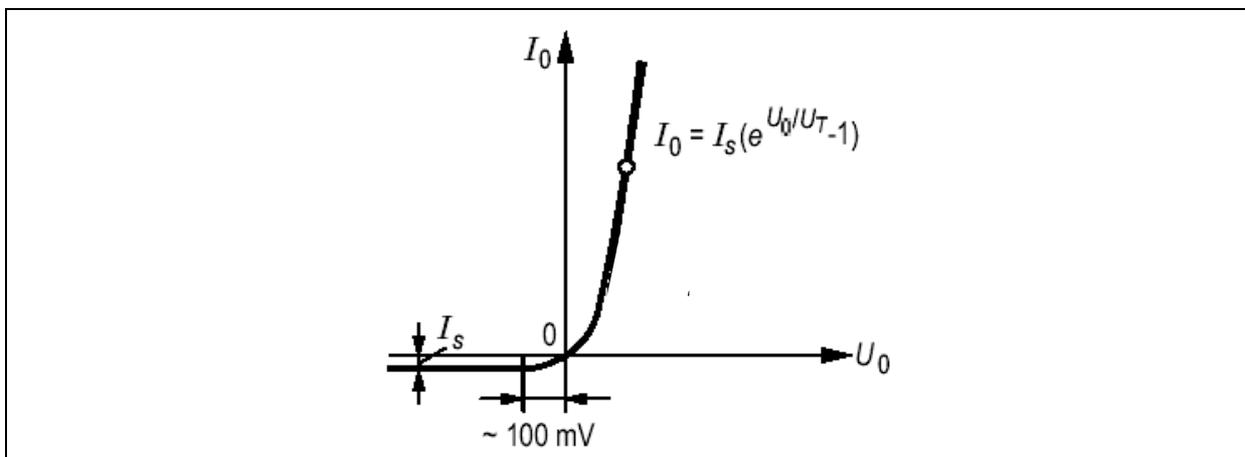


Abbildung 9.3-11: Kennlinie einer pn-Diode.