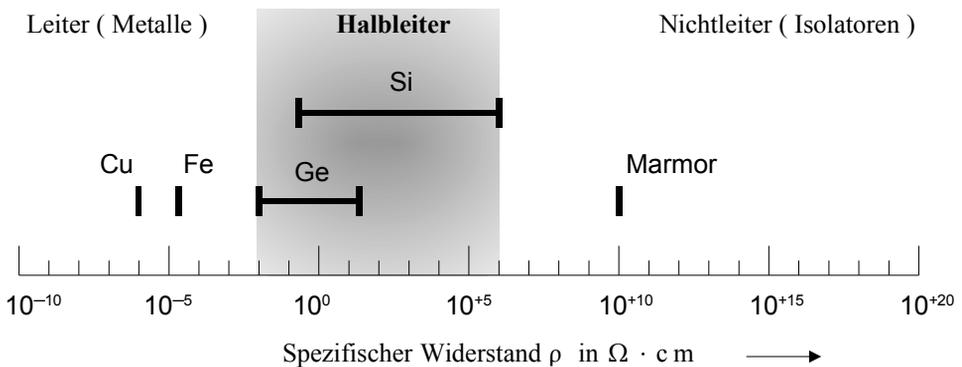


2 Grundlagen

Als Halbleiter werden Elemente bzw. Verbindungen bezeichnet, deren spezifischer Widerstand bei Normaltemperatur (25 °C) zwischen den Werten von Metallen und Isolatoren liegt. Typische Halbleitermaterialien sind Germanium und Silizium. Im Unterschied zu den Metallen weist der elektrische Widerstand von Halbleitern einen negativen Temperaturkoeffizienten auf, d. h. der Widerstand sinkt, wenn die Temperatur steigt. Ein reiner Halbleiter ist beim absoluten Nullpunkt (0 K) ein Isolator. Das Verhalten von Si- bzw. Ge-Halbleitern wird mit dem Ziel beschrieben, das Verständnis für den Leitungsmechanismus von Halbleiter-Bauelementen zu fördern und deren Kennlinien und Einsatzbedingungen zu verstehen.



2.1 Die elektrische Leitfähigkeit

Die Stromstärke I in einem Leiter ist nach Gl. (2-1) definiert als Elektrizitätsmenge q , die je Zeiteinheit durch den Leiterquerschnitt A fließt.

$$\text{mit } q = e \cdot n \text{ in } \frac{\text{As}}{\text{cm}^3} \quad \text{folgt für } I = e \cdot n \cdot v \cdot A \text{ in A} \quad (2-1)$$

e = Elementarladung ($1,602 \cdot 10^{-19}$ As)

n, p = Konzentration beweglicher Ladungsträger in cm^{-3}

v = Driftgeschwindigkeit in Richtung des elektrischen Feldes in cm/s

A = Fläche in cm^2

Bezieht man den Strom I auf den Querschnitt A , so erhält man für die Stromdichte j :

$$\text{Stromdichte: } j = \frac{I}{A} = e \cdot n \cdot v \quad \text{in } \frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \quad (2-2)$$

Mit der spezifischen Leitfähigkeit σ und der Feldstärke E folgt für die Stromdichte j :

$$j = \sigma \cdot E \quad \text{in } \frac{\text{A}}{\text{cm}^2} \quad [E] = \frac{\text{V}}{\text{cm}}, \quad [\sigma] = \frac{1}{\Omega \text{cm}} \quad (2-3)$$

Durch Umstellen von Gl. (2-3) folgt für die spezifische Leitfähigkeit σ .

$$\sigma = \frac{j}{E} = e \cdot n \cdot \frac{v}{E} = e \cdot n \cdot \mu \quad \text{in } \Omega^{-1} \text{cm}^{-1} \quad \text{mit } \mu = \frac{v}{E} \quad (\text{Beweglichkeit}) \quad (2-4)$$

Der Quotient v/E wird als Beweglichkeit μ bezeichnet und ist ein Maß dafür, wie schnell sich die Ladungsträger im Gitterverband bei gegebener elektrischer Feldstärke E in Feldrichtung bewegen können. Die Bewegung wird durch häufige Zusammenstöße behindert, so dass für die Ladungsträger nur eine mittlere Geschwindigkeit angegeben werden kann. Die Werte für μ liegen bei Metallen zwischen (10...100) cm^2/Vs , für Halbleitermaterialien wie Germanium und Silizium zwischen (400...4000) cm^2/Vs .

Während bei Metallen die Leitfähigkeit nur durch die Anzahl freier Elektronen bestimmt wird, sind im Halbleiter neben den freien Elektronen (Konzentration n) auch Defektelektronen bzw. Löcher (Konzentration p) vorhanden. Löcher und Elektronen zeigen unterschiedliche Beweglichkeiten ($\mu_n \approx 3\mu_p$). Daher wird Gl. (2-4) erweitert zu:

$$\text{Leitfähigkeit } \sigma = e \cdot \mu_n \cdot n + e \cdot \mu_p \cdot p \quad \text{in } \Omega^{-1} \text{cm}^{-1} \quad (2-5)$$

Typische μ -Werte für Germanium (Ge) und Silizium (Si) sowie zusätzlich für Siliziumcarbid (SiC) zeigt folgende Tabelle:¹

Tabelle 2.1 Kenndaten von Halbleitermaterialien

	Größe	Ge	Si	SiC	Einheit
Elektronenbeweglichkeit	μ_n	3900	1900	800	cm^2/Vs
Defektelektronenbeweglichkeit	μ_p	1900	425	115	cm^2/Vs
Bandabstand	E_g	0,67	1,1	3,2	eV
max. Feldstärke	E_{max}	0,1	0,25	2,4	MV/cm

Durch Einsetzen von Gl. (2-5) in Gl. (2-3) erhält man für die Stromdichte j :

$$j = \sigma \cdot E = E(e \cdot \mu_n \cdot n + e \cdot \mu_p \cdot p) \quad (2-6)$$

Mit Gl. (2-4) erhält man schließlich:

$$j = e \cdot (n \cdot v_n + p \cdot v_p) \quad (2-7)$$

- Der Strom i setzt sich bei Halbleitern immer aus einem Löcherstrom und einem Elektronenstrom zusammen. Löcher- und Elektronenstrom zeigen unterschiedliche Leitfähigkeiten.

¹Quelle: EPE 97, pp1514 „switching behavior of diodes based on new semiconductor materials and silicon“ (M. Bruckmann u. a.)

2.1.1 Eigenleitung

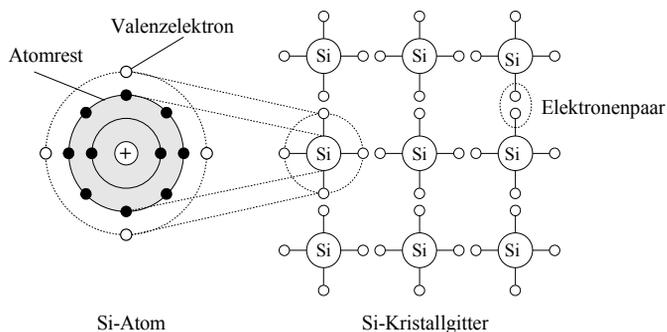


Abbildung 2-1

Aufbau eines Siliziumkristallgitters

Bei 0 K gibt es keine freien Ladungsträger und damit ist kein Stromfluss möglich.

- Das Material verhält sich bei 0 K wie ein Isolator.

Den Aufbau des Kristallgitters von Silizium bei $T = 0$ K zeigt idealisiert Abb. 2-1. Bei einer Temperatur größer 0 K bewegen sich die Atome regellos um ihre Ruhelage im Kristallgitter. Durch die kinetische Energie der Elektronen besteht die Möglichkeit für das Aufbrechen einer Bindung, d. h. ein (Valenz-)Elektron kann sich aus dem Atomverband lösen und sich im Kristallgitter als Ladungsträger frei bewegen (Abb. 2-2). Ein gelöstes Elektron hinterlässt eine positiv geladene Lücke im Kristallgitter (*Loch, Defektelektron*), so dass gleichzeitig zwei Ladungsträger entstehen. Die Bildung eines Leitungselektrons (–) und eines Defektelektrons (+) wird als **Generation** bezeichnet. Ein benachbartes Leitungselektron, welches ebenfalls aus dem Atomverband gelöst ist, kann die positive Lücke wieder schließen (**Rekombination**) und es wird Energie frei. Generation und Rekombination stehen im Gleichgewicht, d. h. zu jedem freien Elektron gehört eine positive Fehlstelle im Kristallgitter ($n = p$). Die Anzahl an p - und n -Ladungsträgern ist temperaturproportional und wird als **intrinsische Trägerdichte** n_i nach Gl. (2-8) beschrieben.

$$\text{intrinsische Trägerdichte} \quad p \cdot n = n_i = n_{i0}^2 \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{E_g}{k \cdot T}} \quad (2-8)$$

T : Absolute Temperatur

E_g : Bandabstand

k = $1,380658 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$ Boltzmann-Konstante

$n_{i0}(\text{Si}) = 4,62 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ K}^{-3/2}$

Im absoluten Nullpunkt ($T = 0$ K) sind nach Gl. (2-8) keine freien Ladungsträger vorhanden. Bei Raumtemperatur ($T = 300$ K) beträgt für Silizium die Ladungsträgerdichte n_i ca. $10^{10}/\text{cm}^3$. Dann entsteht unter dem Einfluss eines äußeren elektrischen Feldes E im Halbleiter ein Stromfluss, der als **Eigenleitung** bezeichnet wird. Die Defektelektronen (Löcher) bewegen sich in Feldrichtung, die Elektronen bewegen sich gegen die Feldrichtung. Die Stromdichte kann bei Eigenleitung ausgehend von Gl. (2-7) wegen $n = p$ durch Gl. (2-9) beschrieben werden.

$$j = e \cdot n \cdot (v_n + v_p) \quad (2-9)$$

Ferner können Ladungsträger durch Photonen ausreichender Energie freigesetzt werden sowie durch eine gezielte Verunreinigung des Halbleiters mit Fremdatomen, der Dotierung.

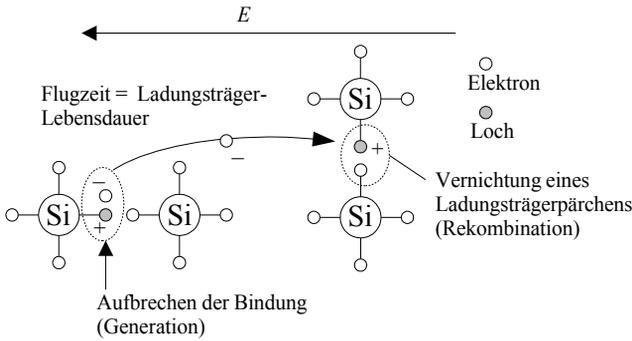


Abbildung 2-2

Prinzip der Eigenleitung

Es entsteht immer ein Elektronen-Loch-Paar. Die Generation kann durch thermische Energie oder durch Photonenenergie erfolgen.

Durch Energiezufuhr steigt die intrinsische Trägerdichte an.

2.1.2 Störstellenleitung

Die Entwicklung von Halbleiter-Bauelementen war erst möglich, als man die Ladungsträgerdichte gezielt festlegen konnte. Durch eine Dotierung des Halbleitermaterials mit Fremdatomen ist eine Einstellung der Ladungsträgerdichte bei einer definierten Temperatur möglich. Da die Fremdatome Störstellen im Halbleiterkristall erzeugen, spricht man von einer **Störstellenleitung**. Je nach Wertigkeit der Fremdatome erhält man ein Material mit Elektronenüberschuss (n-Halbleiter, Elektronenleitung) oder Elektronenmangel (p-Halbleiter, Löcherleitung). Wird das 4-wertige Silizium mit einem 5-wertigen Material wie z. B. Phosphor, Arsen, Antimon dotiert, so steht in Abb. 2-3a pro Fremdatom ein überschüssiges Elektron als Leitungselektron zur Verfügung. Die Bindungskräfte dieses überschüssigen Elektrons sind im Siliziumgitter stark herabgesetzt und es kann leicht aus dem Atomverband gelöst werden. Wird das 4-

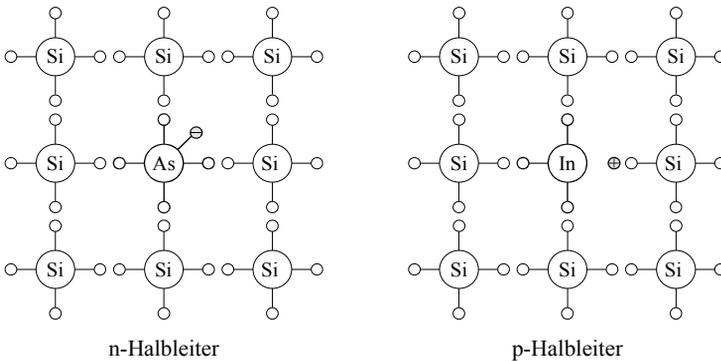


Abbildung 2-3

Dotiertes Silizium

a) 5-wertig

Arsen (As), Phosphor (P), Antimon (Sb)

b) 3-wertig

Bor (B), Aluminium (Al), Gallium (Ga), Indium (In)

wertige Silizium mit einem 3-wertigen Material dotiert, so verschluckt die positive Fehlstelle des nicht gebundenen vierten Si-Elektrons förmlich ein Elektron und es herrscht Elektronenmangel ($p > n$, **p-Halbleiter**). Es kommt in Abb. 2-3b zu einer Löcherleitung. Sowohl die n- als auch die p-Halbleiter sind trotzdem nach Außen elektrisch neutral. In den n-Gebieten werden die für den Stromfluss verantwortlichen beweglichen Elektronen durch zahlenmäßig gleich viele ortsfest im Siliziumgitter sitzende positive Ladungen (Donatoren) kompensiert. Die positiv geladenen beweglichen Löcher in den p-Gebieten werden durch die ortsfesten negativen Ladungen (Akzeptoren) kompensiert. Ein n- oder p-dotiertes Gebiet entspricht einem ohmschen Widerstand. Die Leitfähigkeit des Halbleiters kann durch Dotierung um bis zu vier Zehnerpotenzen eingestellt werden. Sind alle Störstellen im Halbleiter ionisiert, so spricht man von

einer Störstellenschöpfung. Bei extrem tiefen Temperaturen ($< 70 \text{ K}$) sind viele Störstellen nicht ionisiert, und es besteht eine Störstellenreserve. Die eingestellte Trägerdichte wird nicht erreicht. Bei hohen Temperaturen übersteigt die Eigenleitungs-Trägerdichte die Dotierungsdichte, wodurch die eingestellte Trägerdichte ebenfalls unwirksam wird.

- Der praktische Einsatz von Halbleiterbauelementen kann daher nur in einem bestimmten Temperaturbereich erfolgen (typisch: $-40 \text{ °C} < \vartheta < 160 \text{ °C}$).
- Aufgrund der nach Tab. 2.1 höheren Beweglichkeit von Elektronen gegenüber Löchern hat der n-Typ bei gleichem Querschnitt eine bessere elektrische Leitfähigkeit als der p-Typ.

2.2 Der pn-Übergang

Berühren sich ein p-dotiertes und ein n-dotiertes Halbleitermaterial, so spricht man im Grenzgebiet von einem *pn-Übergang*. Im n-Gebiet herrscht im Vergleich zum p-Gebiet ein Elektronenüberschuss. Dieser Überschuss will sich durch Diffusion in das p-Gebiet ausgleichen. Es kommt zu einem Ladungsträgeraustausch zwischen beiden Gebieten, dem *Diffusionsstrom*. Elektronen des n-Gebietes diffundieren in die positiven Fehlstellen des p-Gebietes. Dabei erzeugen die eindiffundierten Elektronen ortsfeste negative Ladungen ($-$) im p-Gebiet. Im n-Gebiet entstehen durch die Elektronenabwanderung ortsfeste positive Ladungen ($+$). Durch Diffusion verschwinden im Laufe der Zeit alle frei beweglichen Ladungsträger aus der Grenzschicht. Die Folge ist eine sehr geringe elektrische Leitfähigkeit in der Grenzschicht (Isolator). Die beiderseits des pn-Überganges angelagerten Ladungen erzeugen in der Grenzschicht die

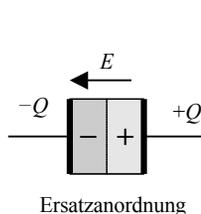
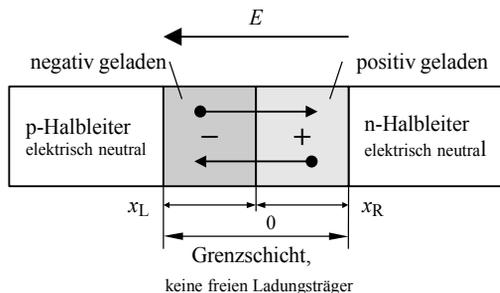


Abbildung 2-4

Symmetrischer pn-Übergang

Die Grenzschicht wird als Raumladungszone (RLZ) bezeichnet.

Feldstärke E , die wiederum eine Elektronenbewegung gegen die Feldrichtung hervorruft, den *Driftstrom*. Der Driftstrom ist gegen den Diffusionsstrom gerichtet und behindert den Ladungsausgleich. Sobald der Driftstrom gleich dem Diffusionsstrom ist, findet keine Veränderung der Ladungsverteilung mehr statt, und man erhält eine stabile Ladungsverteilung in der Grenzschicht, die als Raumladungszone (RLZ) nach Abb. 2-4 bezeichnet wird. Die Breite der Raumladungszone hängt von der Höhe der Dotierung ab. Je geringer die Dotierung ist, desto weiter dehnt sich die Raumladungszone aus. Die ortsfeste Ladung links und rechts vom pn-Übergang wird durch die *Raumladungsdichte* $\rho(x)$ beschrieben. Die Integration der Raumladungsdichte über das Volumen $dV = A dx$ (A : Querschnittsfläche) liefert in Gl. (2-10) die Gesamtladung Q .

$$\text{Ladung im n-Gebiet: } +Q = \int_0^{x_R} \rho(x) A dx \quad (2-10)$$

Wird in Abb. 2-5 angenommen, dass die Raumladungsdichte $\rho(x)$ über x abschnittsweise konstant ist, so vereinfacht sich die Integration in Gl. (2-10) zu:

$$+Q = +\rho A x_R \quad \text{bzw.} \quad -Q = -\rho A x_L \quad (2-11)$$

x_R bzw. x_L sind bei der angenommenen symmetrischen Dotierung gleich der halben Breite der Raumladungszone (d_{RLZ}). Bezieht man Gl. (2-10) auf die Dielektrizitätskonstante ϵ des Halbleitermaterials, so erhält man mit Gl. (2-12) eine Aussage über die von der Raumladungsdichte $\rho(x)$ hervorgerufene **elektrische Feldstärke** $E(x)$ im Halbleitermaterial (eindimensionale Poisson-Gleichung).

$$\text{Feldstärke:} \quad E(x) = \frac{1}{\epsilon} \cdot \int_{x_L}^x \rho(x) dx = \frac{\rho \cdot x}{\epsilon} \quad \text{für} \quad \rho(x) = \rho = \text{konstant} \quad (2-12)$$

Die Integration der Feldstärke $E(x)$ liefert mit Gl. (2-13) schließlich den Verlauf des **elektrischen Potentials** $\varphi(x)$. Die Potentialdifferenz $\Delta\varphi = \varphi(x_R) - \varphi(x_L)$ wird als *Diffusionsspannung* U_D bezeichnet. Die Diffusionsspannung U_D besitzt für jedes Halbleitermaterial einen typischen Wert. Für Silizium beträgt U_D bei Raumtemperatur ca. 0,7 V.

$$\text{Potentialverlauf} \quad \varphi(x) = - \int_{x_L}^x E(x) dx = - \frac{\rho \cdot x^2}{\epsilon \cdot 2} \quad (2-13)$$

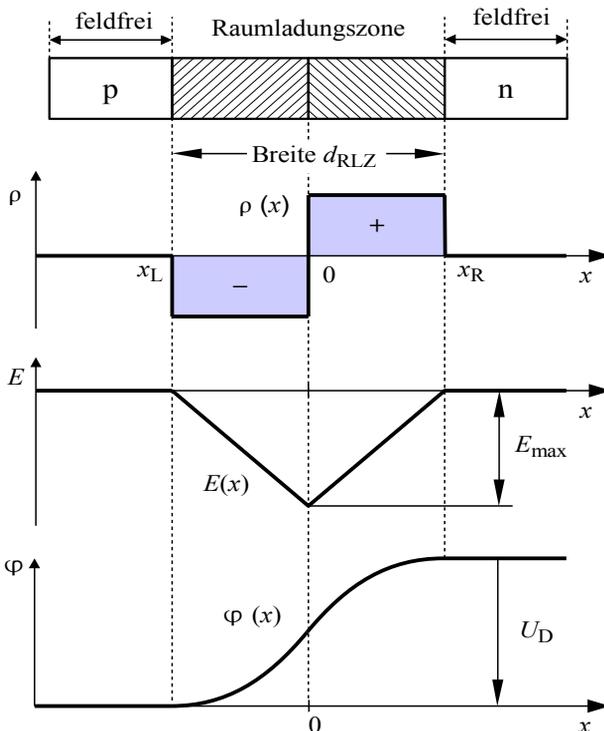


Abbildung 2-5

Feldstärke- und Potentialverlauf eines ungestörten symmetrischen pn-Überganges

- Im *extrinsischen* Temperaturbereich ist die Trägerdichte temperaturunabhängig (Normaler Betriebszustand).
- Bei hohen Temperaturen, im *intrinsischen* Temperaturbereich, steigt die Trägerdichte mit zunehmender Erwärmung an (Kein normaler Betriebszustand).

$$U_D = \varphi(x_R) - \varphi(x_L)$$

2.2.1 Der pn-Übergang mit äußerer Spannung

Legt man an die pn-Struktur nach Abb. 2-6 eine elektrische Spannung, so wird die Feldstärke E über der Raumladungszone je nach Polarität verstärkt oder geschwächt. Änderungen der Feldstärke beeinflussen aber den Driftstrom, so dass sich mit der angelegten Spannung die Breite der Raumladungszone d_{RLZ} ändert.

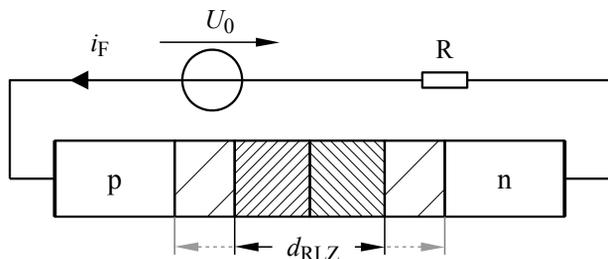


Abbildung 2-6

pn-Übergang in Durchlassrichtung gepolt

- Die Breite der Raumladungszone d_{RLZ} ändert sich mit der angelegten Spannung U_0 .

Wenn die äußere Spannung U_0 entgegen gerichtet ist zur Diffusionsspannung U_D , so wird der Driftstrom geschwächt. In der Folge wird die isolierende Raumladungszone schmäler. Erreicht U_0 den Wert der Diffusionsspannung U_D , so ist die Raumladungszone völlig abgebaut, d. h. die ladungsträgerfreie Zone verschwindet und die isolierende Wirkung der Raumladungszone ist aufgehoben. Ein Stromfluss über den pn-Übergang hinweg ist nun möglich. Diese Polung wird daher mit **Durchlassrichtung** bezeichnet. Im Falle der entgegengesetzten Spannungspolarität wird die Raumladungszone durch den verstärkten Driftstrom breiter, ein Stromfluss ist in dieser Polung nicht möglich. Diese Polung wird mit **Sperrrichtung** bezeichnet.

2.2.2 Der pn-Übergang im Durchlassbetrieb

Ist die äußere Spannung in Durchlassrichtung gepolt und größer als die Diffusionsspannung U_D , so fließt scheinbar ein Elektronenstrom durch den pn-Übergang. Damit der pn-Übergang an den Stromkreis angeschlossen werden kann, sind in Abb. 2-7 metallische Kontakte jeweils an der n- bzw. p-Zone vorgesehen. In der n-Zone bildet sich ein Elektronenstrom i_n , in der p-Zone ein Löcherstrom i_p aus. Die Ladungsträger, also Löcher und Elektronen, bewegen sich als *Diffusionsströme* aufeinander zu. Beim Zusammentreffen Loch-Elektron findet eine Rekombination statt, beide Ladungsträger sind damit in ihrer Wirkung neutralisiert.

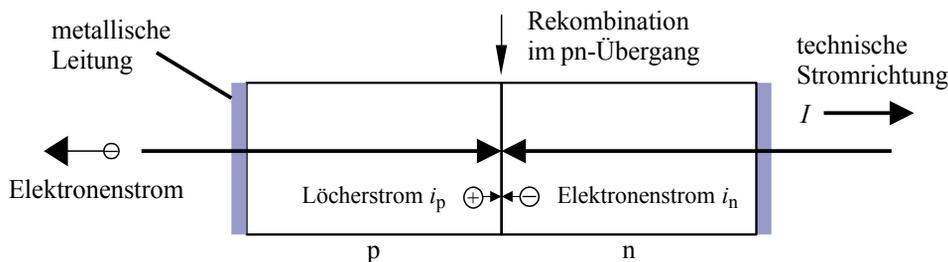
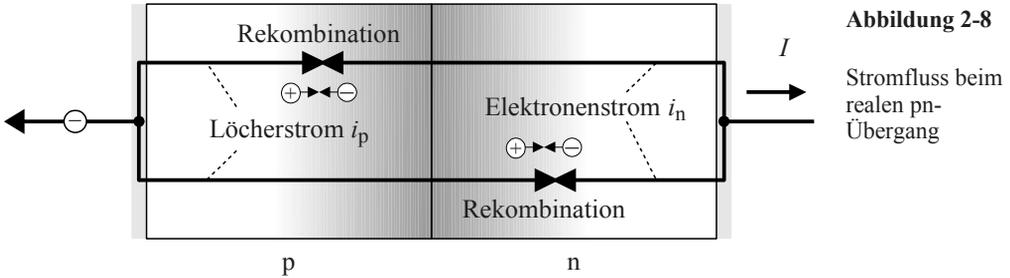


Abbildung 2-7 Stromfluss im idealen pn-Übergang

Bei einem idealen pn-Übergang würde diese Rekombination unmittelbar am pn-Übergang erfolgen. In realen Halbleitern verläuft dieser Rekombinationsvorgang auch beiderseits des pn-

Überganges. Deshalb sind in Abb. 2-8 die Rekombinationsvorgänge nicht unmittelbar am pn-Übergang abgebildet. Man bezeichnet die in die anders dotierte Zone „übergelaufen“ Ladungsträger jeweils als Minoritätsladungsträger. So sind Elektronen in der n-Zone zwar Majoritätsladungsträger, in der p-Zone aber Minoritätsladungsträger.



Die Rekombinationsvorgänge links und rechts vom pn-Übergang erzeugen im zeitlichen Mittel eine Ladungsträgerverteilung, wie sie in Abb. 2-9 über der x-Achse dargestellt ist. Die Ausdehnung der Raumladungszone sei vernachlässigbar klein, die p- und n-Zone ist feldfrei.

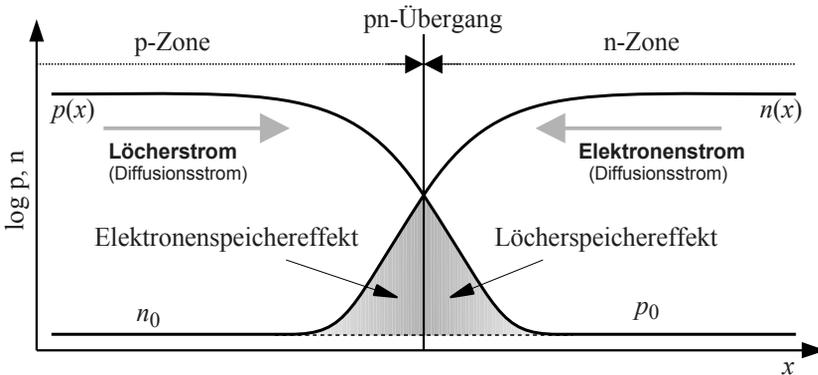


Abbildung 2-9 Ladungsträgerkonzentration in der Umgebung des pn-Übergangs

Majoritätsladungsträger diffundieren jeweils als Minoritätsladungsträger in die gegenüberliegende, entgegengesetzt dotierte Zone ein und ermöglichen durch Rekombination im Bereich des pn-Überganges die Stromübergabe von Löcherstrom (p-Zone) zu Elektronenstrom (n-Zone). Je nachdem wie vollständig diese Rekombination erfolgt, verbleiben jenseits des pn-Überganges unterschiedliche Ladungsmengen (Speicherladung, Diffusionsladung). Diese übergabefähige Ladung Q ist von der Höhe des Durchlassstromes I_d und der Lebensdauer der Minoritätsladungsträger τ_L abhängig und berechnet sich nach Gl. (2-14).

$$Q = I_d \cdot \tau_L \quad \tau_L = 1 \mu s \dots 10 \mu s \quad (2-14)$$

Solange diese Ladungsträger existieren, besteht unabhängig von der Polung der äußeren Spannung eine elektrische Leitfähigkeit.

- Bei bipolaren Leistungshalbleitern beeinflusst die gespeicherte Ladung Q das dynamische Verhalten beim Übergang vom Sperr- in den Leitzustand bzw. vom Leit- in den Sperrzustand (Trägerspeichereffekt).

2.2.3 pn-Übergang in Sperrrichtung beansprucht

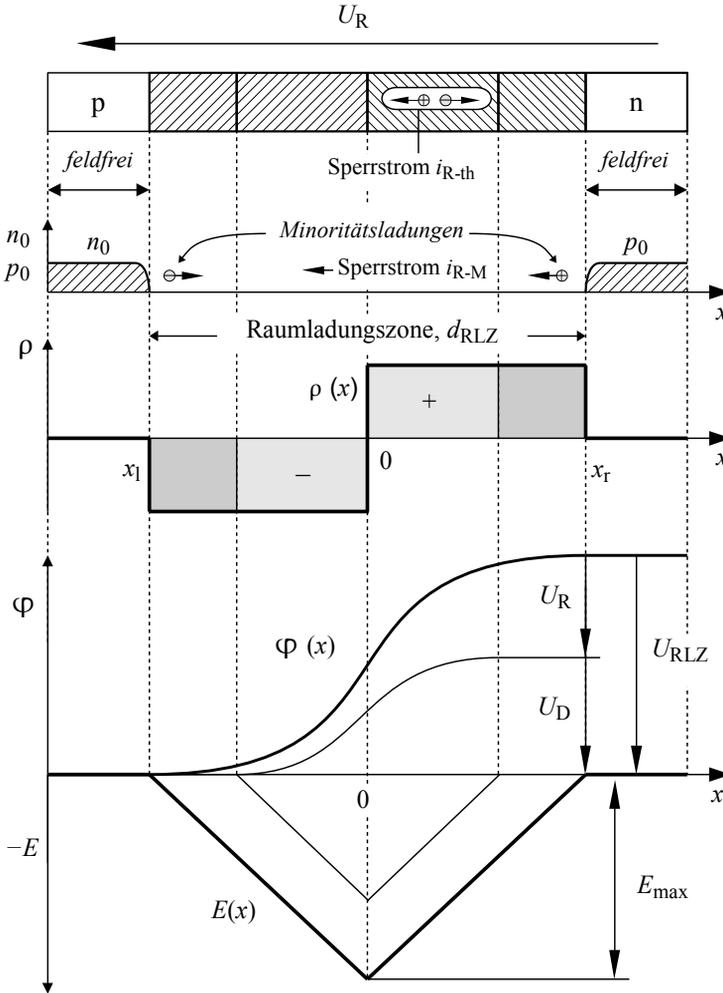


Abbildung 2-10

Symmetrischer pn-Übergang in Sperrrichtung belastet

Die angelegte Spannung U_R und die Diffusionsspannung U_D bilden die Spannung über die Raumladungszone U_{RLZ} :

$$U_{RLZ} = U_D + U_R$$

Für die Breite der Raumladungszone (d_{RLZ}) gilt:

$$d_{RLZ} \sim \sqrt{U_{RLZ}}$$

a) In der RLZ entsteht durch thermische Prozesse der temperaturabhängige Sperrstrom i_{R-th} .

b) Die Minoritätsladungen werden durch U_{RLZ} über die RLZ abgesaugt, wodurch der Sperrstrom i_{R-M} fließt.

Für $U_R > 100$ mV bleibt i_{R-M} konstant und wird als Sperr sättigungsstrom I_S bezeichnet.

$$\text{Si: } i_{R-th} > i_{R-M}$$

Durch Anlegen einer Spannung in Sperrrichtung werden die Majoritätsladungen jeweils zu den Rändern abgezogen, wodurch sich die Raumladungszone RLZ verbreitert und die Feldstärke E_{max} in der Raumladungszone ansteigt. Die Minoritätsladungen (Trägerdichten n_0 bzw. p_0) werden von der Feldstärke E über die Raumladungszone hinweg abgesaugt. Hierdurch entsteht der Sperrstrom i_{R-M} , der bereits bei kleinen Spannungen (0,1 V) unabhängig von der Höhe der Spannung U_R ist und daher als Sperr sättigungsstrom I_S bezeichnet wird. Die in der RLZ befindlichen thermisch generierten freien Ladungsträger werden von der Spannung U_{RLZ} ebenfalls abgesaugt. Da diese Trägeranzahl auch proportional zur Breite d_{RLZ} ist, stellt sich zusätzlich zu i_{R-M} ein temperatur- und (über d_{RLZ}) spannungsabhängiger Sperrstrom i_{R-th} ein. Dieser verdoppelt sich etwa alle 6 K. Es gilt: $i_R \approx I_S + i_{R-th}$. Die maximal zulässige Feldstärke des Halbleitermaterials E_{max} begrenzt die Spannungsfestigkeit. Der Grenzwert E_{max} beträgt nach Tab. 2.1 für Silizium ca. 25 kV/mm, für Siliziumcarbid ca. 240 kV/mm.

2.2.4 Die Durchbruchmechanismen des pn-Überganges

Durch Eigenleitungsprozesse befinden sich in der Raumladungszone nach Gl. (2-8) immer freie Ladungsträger. Die Elektronen bewegen sich unter dem Einfluss der elektrischen Feldstärke E und der thermischen Energie in der Raumladungszone und stoßen ab und zu mit einem Siliziumatom zusammen, wobei Bewegungsenergie vom Elektron auf das im zeitlichen Mittel ortsfeste Siliziumatom übertragen wird. Wenn die Feldstärke E groß genug ist, kommt es vor, dass ein Elektron zwischen zwei Zusammenstößen eine so große kinetische Energie aufgenommen hat, dass beim nächsten Zusammenstoß mit einem Siliziumatom ein Valenzelektron aus einer Bindung herausgeschlagen werden kann. (Stoßionisierung, Abb. 2-11). Es entsteht ein zusätzliches Elektronen-Loch-Paar, das durch weitere Zusammenstöße zusätzliche Ladungsträger generiert. Der Sperrstrom steigt somit ab einer bestimmten „kritischen Feldstärke“ durch eine Art Kettenreaktion lawinenartig an, weshalb man vom **Lawinen-Durchbruch** bzw. **Avalanche-Durchbruch** spricht.

- Mit steigender Temperatur nimmt die freie Weglänge (Beschleunigungsstrecke) ab, so dass es zu einem Anstieg der Durchbruchspannung mit der Temperatur kommt (PTC).

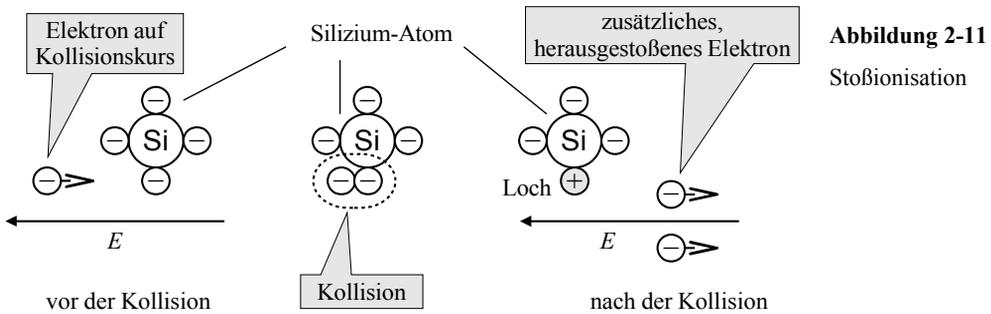


Abbildung 2-11
Stoßionisation

Bei stark dotierten pn-Übergängen kommt es bei steigender Sperrspannung dazu, dass die Raumladungszone zu schmal ist, als dass in ihr aufeinander folgende Stoßprozesse stattfinden könnten. Die freien Elektronen verlassen die Raumladungszone, bevor sie mit Siliziumatomen zusammengestoßen sind. Zwar stoßen sie außerhalb der Raumladungszone noch mit einem Siliziumatom zusammen und können ein Elektronen-Loch-Paar erzeugen, doch dieses Ladungsträgerpaar trägt nicht zum Sperrstrom bei, da außerhalb der Raumladungszone kein elektrisches Feld wirksam ist. Wird die Feldstärke in Abb. 2-12 jedoch so groß, dass durch die Feldstärke selbst in der Raumladungszone Elektronen aus ihrer Bindung herausgerissen werden, so entstehen zusätzliche Elektronen-Loch-Paare, die ebenfalls zu einem plötzlichen Anstieg des Sperrstromes führen. Dieser Fall wird als **Zener-Durchbruch** bezeichnet.

- Mit steigender Temperatur wird das Aufbrechen der Bindungen beschleunigt, wodurch es zu einem Abfall der Durchlassspannung kommt (NTC-Verhalten).

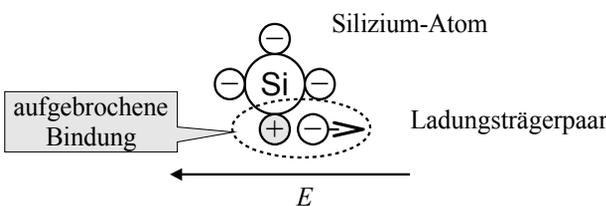


Abbildung 2-12
Zener-Effekt

2.2.5 Die optimale Gestaltung des pn-Übergangs

Die Fläche, die $E(x)$ mit der x -Achse einschließt, ist proportional zur Spannung über der Raumladungszone (U_{RLZ}). Daraus folgt, dass der pn-Übergang mit einer starken Dotierung nach Abb. 2-13b eine geringere Breite d_{RLZ} aufweist als bei einer schwachen Dotierung nach Abb. 2-13a und deshalb bei gleicher Spannung eine (hier um ΔE) höhere Feldstärke hat.

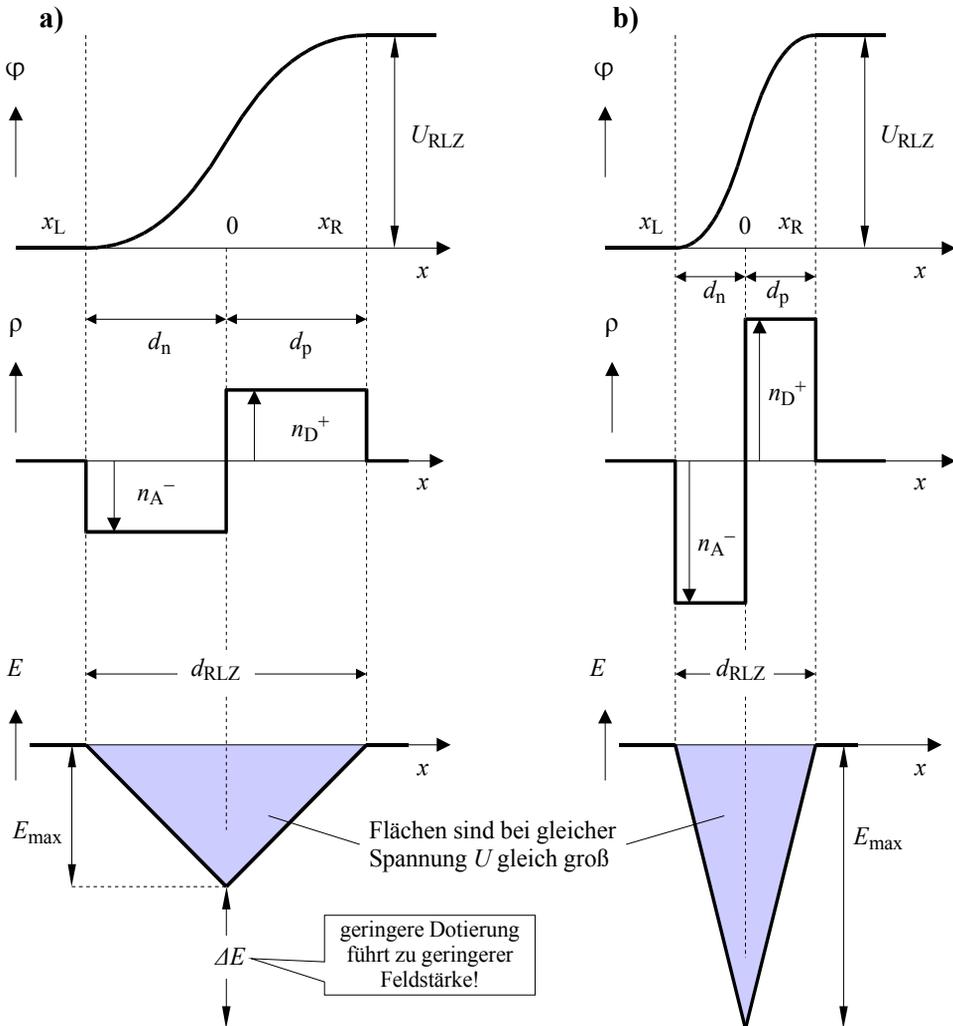


Abbildung 2-13 Feldstärkeverlauf bei gleicher Spannung und unterschiedlicher Dotierung

- Zur Erzielung einer hohen Spannungsfestigkeit muss eine schwache Dotierung gewählt werden, um die auftretende Feldstärke E_{max} zu begrenzen.
- Eine schwache Dotierung hat wegen der geringen Anzahl an Ladungsträgern aber einen hohen Durchlasswiderstand zur Folge.

Ein pn-Übergang kann somit nur entweder für ein gutes Durchlassverhalten oder für eine hohe Spannungsfestigkeit bemessen werden.

- Für Leistungsanwendungen werden Bauelemente benötigt, die sehr gute Durchlasseigenschaften mit gleichzeitig sehr hoher Spannungsfestigkeit verbinden.

Im Weiteren wird gezeigt, wie eine hohe Spannungsfestigkeit zusammen mit einem geringen Durchlasswiderstand realisiert werden kann. Eine Möglichkeit zur Erzielung dieser Forderungen besteht in der unsymmetrischen Dotierung des pn-Überganges.

Das optimale Durchlassverhalten zeigt die Dotierung mit einer eigenleitenden Mittelschicht, die so genannte **pin-Struktur** nach Abb. 2-14. Weitere Einzelheiten siehe [1, 7].

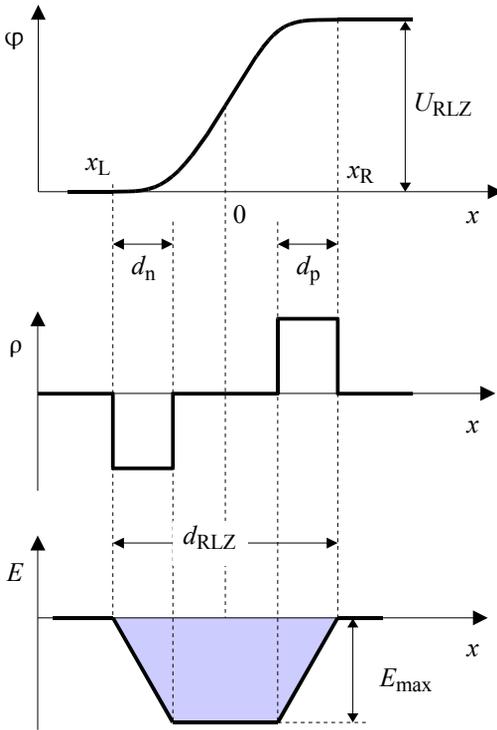


Abbildung 2-14

Feldstärkeverlauf bei eigenleitender Mittelschicht

pin (i: intrinsic, eigenleitend)

Ist die mittlere Schicht schwach n-dotiert (n^-), so lautet die Bezeichnung:

psn (s: soft, schwach dotiert).

Im Durchlassbetrieb wird die Mittelschicht von beiden Seiten mit Ladungsträgern überschwemmt. Die Ladungsträgerzahl – und damit die Leitfähigkeit – wächst mit dem Durchlassstrom an. Daraus resultiert ein sehr niedriger Durchlasswiderstand der Mittelschicht.

- Die pin oder psn Struktur wird für Leistungsbaulemente gewählt, weil sie
 - eine hohe Sperrspannungsfestigkeit bietet und
 - einen geringen Durchlasswiderstand aufweist.
- Der Auf- und Abbau der Leitfähigkeit in der Mittelschicht benötigt Zeit. Dies zeigt sich in einem ungünstigen dynamischen Verhalten.



<http://www.springer.com/978-3-658-03308-8>

Grundkurs Leistungselektronik
Bauelemente, Schaltungen und Systeme
Specovius, J.
2015, XV, 402 S. 553 Abb., Softcover
ISBN: 978-3-658-03308-8