

Kennlinien von Halbleiterdioden

1 Vorbereitung

- 1.1 Allgemeine Vorbereitung für die Versuche zur Elektrizitätslehre
- 1.2 Bohrsches Atommodell
Lit.: HAMMER 8.4.2.1 - 8.4.2.3
- 1.3 Grundlagen der Halbleiterphysik
Lit.: 3. Anhang oder
EICHLER, KRONFELDT, SAHM Kapitel Halbleiterdioden
- 1.4 Lichtemittierende Dioden
Lit.: EICHLER, KRONFELDT, SAHM Kapitel Halbleiterdioden
- 1.5 Gerätebeschreibungen:
 - Agilent 34405A
 - Agilent 33220A
 - Zentro Netzgerät



Abbildung 1: Aufbau zu Versuch 27

2 Aufgaben

2.1 Kennlinie einer Ge-Diode (AA 143 oder ähnliche)

Messung von Diodenkennlinien. Bestimmung typischer Größen wie Kniespannung, Widerstand und differentieller Widerstand. Vergleich unterschiedlicher Halbleitermaterialien.

Durchführung nach WALCHER 5.5.4.1 4), 5), 7), jedoch mit der Schaltung nach Abb. 2 auf der Schaltplatte 27-6 ($R = R_{S1}$) und nur bei Zimmertemperatur. Die Messung des Diodenstromes I bzw. der Spannung erfolgt mit den Digitalvoltmetern Agilent 34405A.

Man messe den Diodenstrom für Sperrspannungen von $0 - -15$ V; in Durchlassrichtung erhöhe man die Spannung nur bis zu einem maximalen Diodenstrom von 10 mA.

Man prüfe die Temperaturabhängigkeit des Sperrstroms, indem man die Diode mit dem Fön erwärmt. Man stelle $I(U)$ gemäß Walcher 5.5.4.1 7) graphisch dar. Für Durchlassspannungen $U \geq 0,3$ V zeichne man in geeignetem Maßstab den *Durchlasswiderstand* $R = U/I$ und den *differentiellen Widerstand* $\Delta U/\Delta I$ in Abhängigkeit von der Spannung U (beide Kurven in ein Achsenkreuz!). Wie würden die entsprechenden Kurven für einen ohmschen Widerstand aussehen?

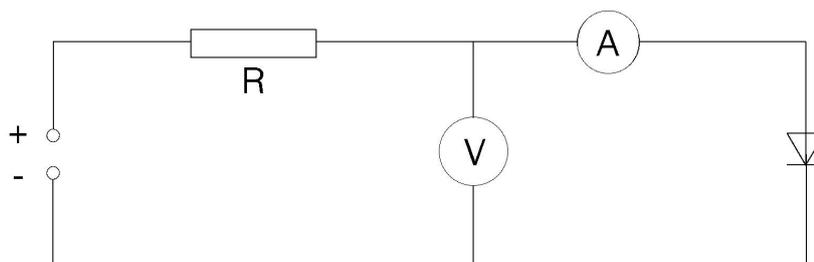


Abbildung 2: Grundlegender Schaltplan zu Versuch 27

2.2 Kennlinie einer Siliziumdiode (1N 4007 oder ähnliche)

Messung von Diodenkennlinien. Bestimmung typischer Größen wie Kniespannung, Widerstand und differentieller Widerstand. Vergleich unterschiedlicher Halbleitermaterialien.

Messreihen analog 2.1.

Man zeichne die Kennlinie $I(U)$. Man vergleiche die Durchlassspannung, bei der die Kennlinie in dem ansteigenden Teil abknickt (Kniespannung), mit der unter 2.1 gemessenen.

Man gebe den differentiellen Widerstand bei 0,65 V an. Bei der Messung des Sperrstromes verwende man den empfindlichsten Bereich des Messgeräts und berechne mit Hilfe des abgelesenen Sperrstroms den Sperrwiderstand. Sollte der Sperrstrom *unmessbar klein* sein, schätze man ihn nach oben ab und berechne daraus die Mindestgröße des Sperrwiderstandes.

2.3 Kennlinie einer Zenerdiode

Messung von Diodenkennlinien. Bestimmung typischer Größen wie Kniespannung, Durchbruchspannung.

Oberhalb der maximalen Sperrspannung nimmt der Sperrstrom einer Halbleiterdiode infolge elektrischen Durchbruchs der Sperrschicht stark zu. Zener-Dioden weisen bei einer scharf definierten Sperrspannung (Zenerspannung) einen besonders steilen Anstieg des Sperrstroms auf. Durchführung der Aufgabe siehe 2.1, jedoch in Sperrrichtung nur bis zu einem maximalen Strom $I = 10 \text{ mA}$. Man zeichne die Kennlinie $I(U)$ und bestimme die Zenerspannung U_Z .

2.4 Spannungsstabilisierung mit einer Zenerdiode

Anwendung von Zenerdioden. Aufbau und Messung einer Spannungsstabilisierungsschaltung.

Mit Hilfe einer Zenerdiode lässt sich auf einfache Weise aus einer schwankenden (Eingangs-) Spannung U_e eine konstante (Ausgangs-) Spannung U_a erzeugen.

Man baue eine Schaltung nach Abb. 3 auf.

Man messe die Ausgangsspannung U_a in Abhängigkeit von U_e (0 – 30 V in Schritten von 3 V) und trage U_a über U_e auf. In welchem Bereich von U_e bleibt die Spannung U_a konstant? Man erkläre den Verlauf der Kurve $U_a(U_e)$ mit Hilfe der Zenerdioden-Kennlinie aus 2.3 (Schwankungen von U_e verändern den Strom I durch den Widerstand R ($R = R_{S1} + R_{S2}$) und damit den Spannungsabfall $U_R = I \cdot R$ so, dass $U_e - U_R = \text{const} = U_Z$).

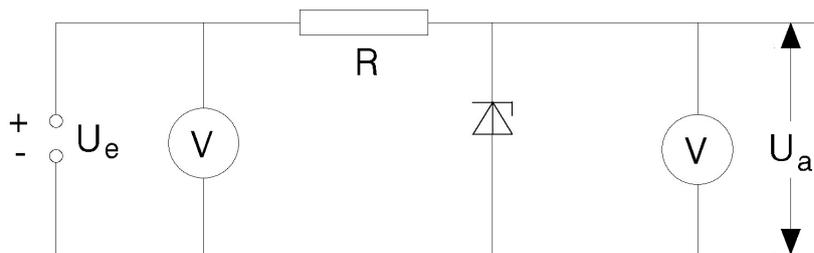


Abbildung 3: Schaltung zur Spannungsstabilisierung

2.5 Kennlinie einer Licht - emittierenden Diode (LED)

Messung der Kennlinie einer LED. Bestimmung typischer Größen wie Kniespannung; Vergleich unterschiedlicher Halbleitermaterialien; Abschätzung der Energielücke.

Messen Sie die Durchlass-Kennlinie einer der ausliegenden LEDs. Vergleichen Sie die Kniespannung mit der emittierten Photonenenergie (grobe Abschätzung genügt).

Häufiger Fehler: Es wird der gesamte Spannungsabfall und nicht der Spannungsabfall über der Diode gemessen.

3 Anhang: Grundlagen der Halbleiterphysik

3.1 Leitung im Halbleiter, Bändermodell

Zur Erklärung der Leitungsvorgänge im Halbleiter soll hier das Energieschema der Elektronen in Kristallen, das sogenannte Bändermodell, erläutert werden.

In einem isolierten Atom können Elektronen nur diskrete Energiewerte annehmen (Denke an das Bohrsche Atommodell!). Diese erlaubten Energiewerte bilden ein Termschema (vgl. Abb. 4) . Man sagt: Ein Zustand mit E_ν ist besetzt, wenn ein Elektron existiert, dessen Energie E gleich E_ν ist.

Würde man nun einen Wasserstoffkristall aufbauen, so führt die Wechselwirkung der eng benach-

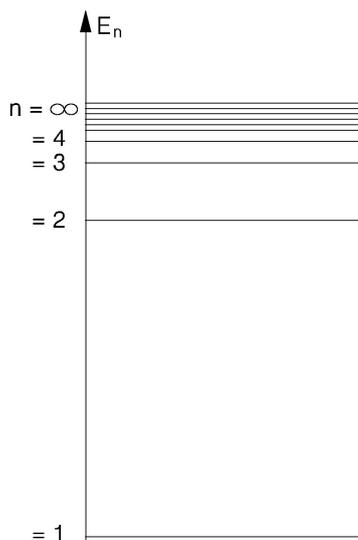


Abbildung 4: Termschema = Energieschema des Wasserstoffs

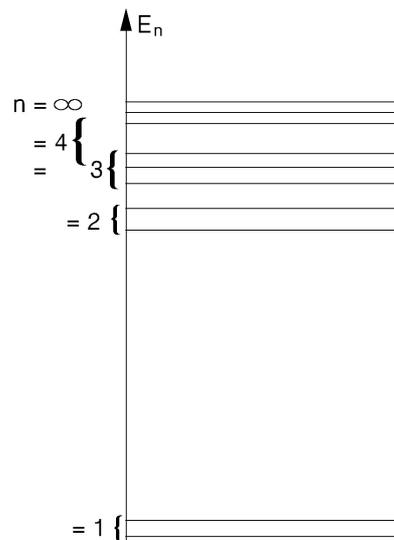


Abbildung 5: Bändermodell eines Wasserstoffkristalls

barten Atome zur Aufspaltung jedes der diskreten Energie-Niveaus in ein *Band*. Diese Energiebänder geben also die erlaubten Energiewerte der Elektronen im Kristall an. Sie treten als Energiekontinuum in Erscheinung, bestehen in Wirklichkeit aber aus rund 10^{22} Elektronenzuständen. Wie aus Abb. 5 ersichtlich, können sich die Bänder überlappen oder durch Lücken (verbotene Zonen, engl. *gaps*) getrennt sein.

Nach einem allgemeinen physikalischen Prinzip strebt ein System immer den Zustand minimaler potentieller Energie an. Aus diesem Grund wird ein Elektron im Atom stets bestrebt sein, den tiefstmöglichen Energiewert (Grundzustand) einzunehmen. Analog dazu werden im Kristall die Bänder

sukzessive aufgefüllt, d.h. nachdem ein Band mit der höchst möglichen Anzahl von Elektronen besetzt ist, wird das nächst höher gelegene aufgefüllt. Die Maximalzahl Z von Elektronen in einem Band wird dabei durch das Pauliprinzip bestimmt, welches besagt, dass sich 2 Elektronen in einer ihrer Quantenzahlen n, l, m, s unterscheiden müssen.

Ein Si-Atom hat folgende Elektronenanordnung (Bahnradien nicht maßstabsgerecht!).

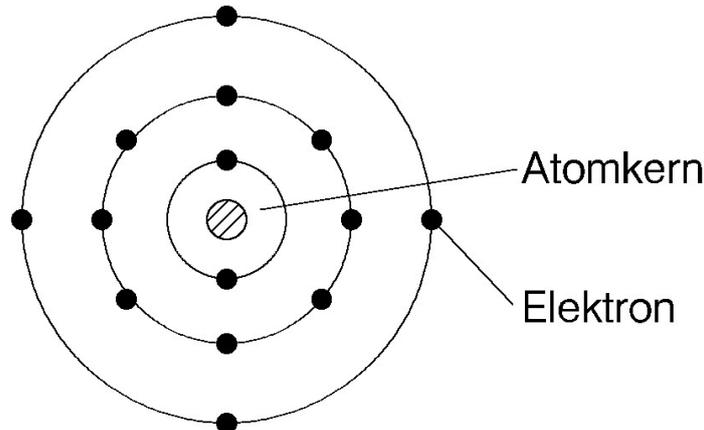


Abbildung 6: Elektronenanordnung im Silizium-Atom

Das Si-Atom besitzt zwei voll besetzte Schalen, die im Si-Kristall zu aufgefüllten Bändern führen. Die vier Elektronen auf der äußersten, nicht abgeschlossenen Schale heißen Valenzelektronen, da sie bei der Bildung des Si-Kristalls für die Bindungen verantwortlich sind. Das zugehörige Band, in dem sich diese Valenzelektronen befinden, nennt man deshalb Valenzband. Das nächsthöhere Band heißt Leitfähigkeitsband (= Leitungsband). Diese Valenzelektronen sind bei einer Diskussion der Verhaltensweise verschiedener Kristalle im elektrischen Feld besonders interessant. Beim Anlegen eines el. Feldes \vec{E} an den Kristall wirkt klassisch eine Kraft $e\vec{E}$ auf das Valenzelektron; diese bewirkt eine Beschleunigung des Elektrons gemäß

$$m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E}.$$

Dabei erhält es die kinetische Energie

$$\frac{1}{2}m \cdot v^2 = e \int \vec{E} d\vec{s}.$$

Diese Energieaufnahme soll nun im Bändermodell betrachtet werden. Dabei muss man verschiedene Bänderkonfigurationen unterscheiden.

3.1.1 Bänderanordnung beim elektrischen Leiter

Bei Elementen mit ungerader Anzahl von Valenzelektronen ist das Valenzband nur halb voll, wie dies Abb. 7 darstellt.

In diesem Fall können – durch ein angelegtes elektr. Feld – Elektronen von der Obergrenze der besetzten Zustände (also der Energie E_1) leicht auf freie Zustände höherer Energie (etwa E_2) gebracht werden. Diese Aufnahme von Energie (= kinetischer Energie) bedeutet einen Ladungstransport, somit also einen Stromfluss im Kristall. Ein Band mit Elektronen, die leicht zu einem Stromfluss beitragen können, ist das Leitungsband. Im vorliegenden Fall ist also das Valenzband gleichzeitig Leitungsband.

Elemente, bei denen sich Valenzband und Leitungsband überlappen (vgl. Abb. 8) gehören ebenso

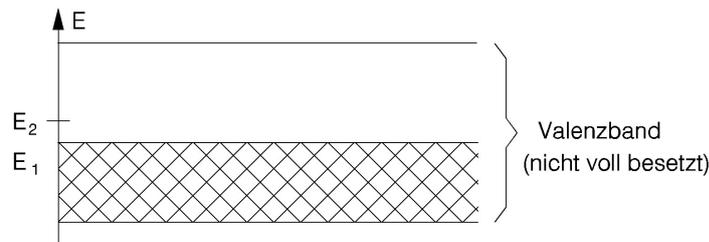


Abbildung 7: Mögliche Bänderanordnung beim el. Leiter

zur Gruppe der metallischen Leiter.

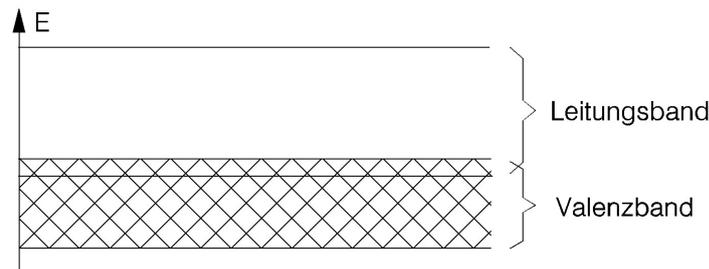


Abbildung 8: Mögliche Bänderanordnung beim metallischen Leiter

Auch hier können die energiereichsten Elektronen des Valenzbandes (kinetische) Energie aufnehmen und somit zu einem Stromfluss beitragen.

3.1.2 Bändermodell beim Halbleiter

Die Energielücke zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband beträgt bei einigen Elementen ungefähr 1 eV (z.B. beim Ge-Kristall 0,72 eV, beim Si 1,12 eV). Beim absoluten Nullpunkt $T = 0$ K ist bei diesen Kristallen das Valenzband vollständig besetzt, das Leitungsband dagegen völlig leer. Elektronen können also nicht zu einem Stromfluss beitragen, da sie wegen der großen Energielücke nicht ins Leitungsband gelangen können. Der Kristall ist also ein Isolator, wie dies bekanntlich für Ge und Si der Fall ist. Wird nun die Temperatur des Kristalls erhöht, etwa auf Zimmertemperatur, so erhalten einige Elektronen im Valenzband genügend Energie um die Lücke von 1 eV zu überspringen und ins Leitungsband zu gelangen. Mit steigender Temperatur gelangen mehr Elektronen in das Leitfähigkeitsband. Die Leitfähigkeit des Kristalls nimmt also zu. Solche Stoffe, die bei Raumtemperatur in ihrer Leitfähigkeit zwischen den Isolatoren und den Leitern liegen, bezeichnet man deshalb als Halbleiter. Für die spezifischen Widerstände ρ ($\rho = \sigma^{-1}$) gilt grob:

für Isolatoren	$10^{14} < \rho/\Omega\text{cm} < 10^{22}$
für Halbleiter	$10^2 < \rho/\Omega\text{cm} < 10^9$
für Leiter	$10^{-6} < \rho/\Omega\text{cm} < 10^{-4}$

Das Bändermodell eines Halbleiters sieht also etwa so aus wie in Abb. 9 und 10 gezeigt.

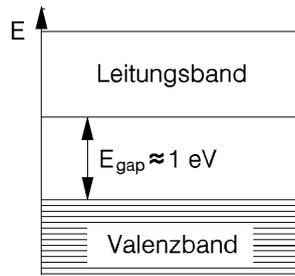


Abbildung 9: Bändermodell eines Halbleiters bei $T = 0\text{ K}$

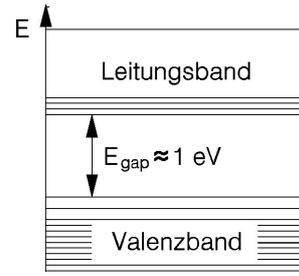


Abbildung 10: Bändermodell eines Halbleiters bei Raumtemperatur

3.1.3 Bändermodell beim Isolator

Wie sieht nun das Bändermodell beim Isolator aus? Qualitativ entspricht es dem des Halbleiters, aber quantitativ bestehen erhebliche Unterschiede. Während beim HL die E_{gap} etwa 1 eV beträgt, ist sie beim Isolator $> 3\text{ eV}$. Das heißt, dass das Valenzband und Leitungsband durch eine Lücke voneinander getrennt sind, die wesentlich breiter ist als die des HL. Selbst bei hoher Zufuhr von Energie vermögen nur äußerst wenige Valenzelektronen die Lücke zu überspringen. Ein schwach besetztes Leitungsband bedeutet: nur sehr geringer Stromfluss möglich. Das Material ist ein Isolator. Seine Isolationseigenschaft nimmt allerdings bei sehr hohen Temperaturen ab. Abb. 11 zeigt die zugehörige Bänderanordnung.

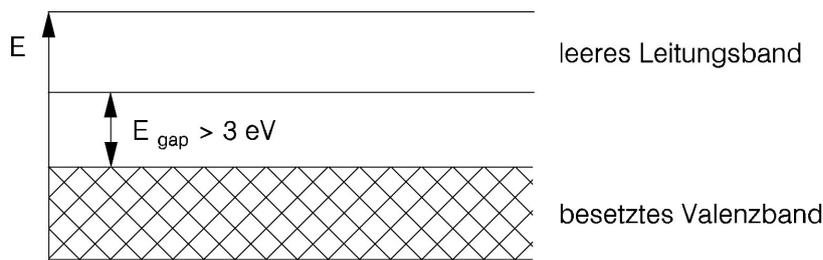


Abbildung 11: Anordnung der Bänder beim Isolator

Im Abschnitt 3.1.2 wurde besprochen, dass die Leitfähigkeit eines HL wie z.B. Ge stark temperaturabhängig ist. Während bei $T = 0\text{ K}$ das Leitungsband völlig leer ist, sind bei Raumtemperatur ($T = 300\text{ K}$) etwa $2,5 \cdot 10^{13}\text{ cm}^{-3}$ Elektronen im Leitungsband. Aber nicht nur diese Elektronen im Leitungsband sondern auch die im Valenzband entstandenen *Löcher* erhöhen die Leitfähigkeit.

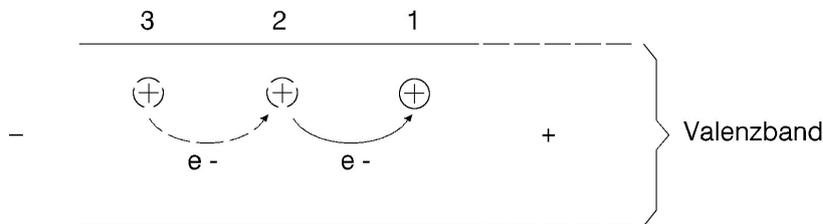


Abbildung 12: Wanderung von Defektelektronen

Dazu ist folgendes zu sagen: Löcher im Valenzband, die man auch Defektelektronen nennt, weil ja an dieser Stelle ein Elektron fehlt, tragen zur Erhöhung der Leitfähigkeit bei, denn sie benehmen sich wie positiv geladene Teilchen, die zum negativen Pol einer Spannungsquelle wandern. Betrachte

dazu Abb. 12.

Das *Loch* an Stelle 1 wird von einem Elektron von 2 aufgefüllt, wodurch bei 2 ein Loch entsteht. Dieses Loch wird von 3 aufgefüllt, wodurch hier ein Loch entsteht usw. Es wandert also das Loch = Defektelektron von rechts nach links genau wie ein positives Teilchen zum Minuspol der Spannungsquelle. Diese Art der Leitung nennt man auch p-Leitung, weil sie von positiven Ladungsträgern hervorgerufen wird. Da mit jedem ins Leitungsband steigenden Elektron ein Defektelektron entsteht, sind beide Trägerarten in gleicher Zahl vorhanden und tragen beide zum Stromfluss bei.

3.2 Störstellenleitung

Die bisher skizzierte Art der Leitung nennt man auch Eigenleitung, da sie schon im reinen Kristall auftritt. Da sie stark temperaturabhängig ist, versucht man sie zu unterdrücken. Dies gelingt, indem man eine Störstellenleitung schafft, die um ein Vielfaches größer ist als die Eigenleitung, sodass man diese in vielen Fällen vernachlässigen darf. Wie schon der Name sagt, wird die Störstellenleitung durch Störstellen im Kristall erreicht. Zu diesem Zweck benötigt man äußerst reines Halbleitermaterial, in welches man gezielt bestimmte Fremdatome einbaut. Man sagt dazu: das Halbleitermaterial wird *dotiert*. Das Fremdmaterial wird dabei so gewählt, dass es ein Valenzelektron mehr (*Donator*) bzw. ein Valenzelektron weniger (*Akzeptor*) als der Halbleiter besitzt.

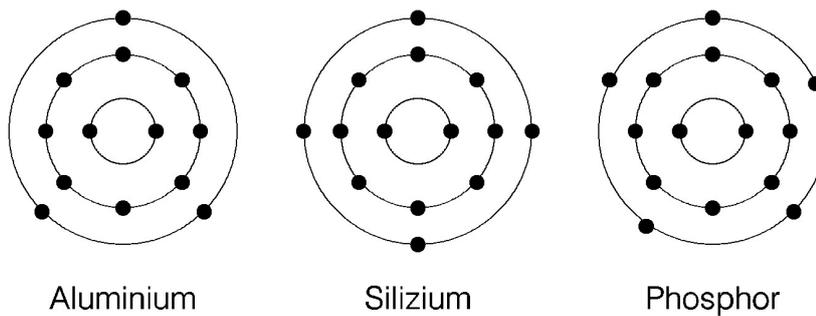


Abbildung 13: Die Elektronen von Akzeptor Al und Donator P im Vergleich zum Halbleiter Si

Die Energieniveaus der Elektronen im Fremdmaterial liegen dabei gerade innerhalb der verbotenen Zone der Kristallelektronen (vgl. Abb. 14 und Abb. 15).

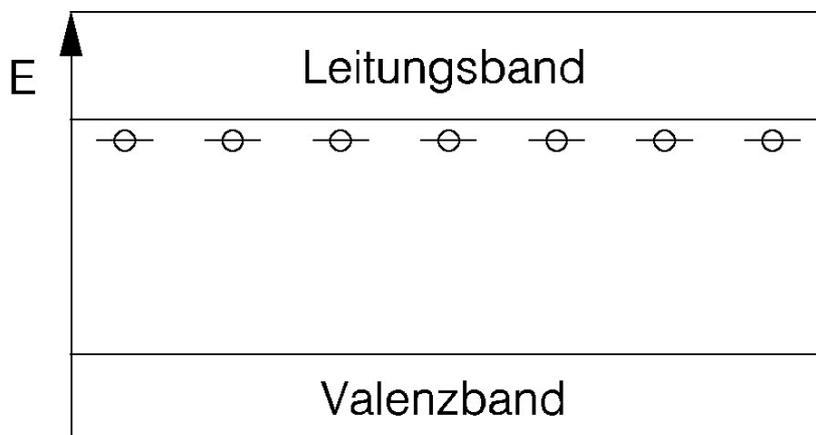


Abbildung 14: Bändermodell eines mit Donatoren dotierten Halbleiters

Ein Elektron dieser Störstelle kann – wie man aus Abb. 14 sofort erkennt – wesentlich leichter in das Leitungsband gelangen als ein Elektron aus dem Valenzband, d.h. bei Zimmertemperatur werden sich viele von den Störstellen kommende Elektronen im Leitungsband befinden. Ein solches Fremdatom, das leicht ein Elektron ins Leitungsband abgibt, nennt man Donator (von lat. *donare* = geben).

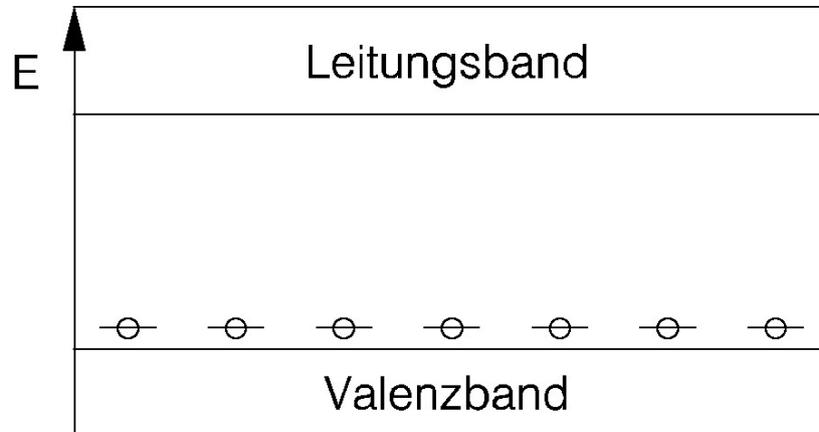


Abbildung 15: Bändermodell eines mit Akzeptoren dotierten Halbleiters

Akzeptoren sind Fremdatome, bei denen unbesetzte Energieniveaus nur wenig oberhalb des Valenzbandes liegen. Diese Atome können leicht ein Elektron aus dem Valenzband anlagern, wodurch im Valenzband Löcherleitung stattfinden kann (vgl. oben). Die folgende Tabelle gibt einige Halbleiter und Akzeptor- bzw. Donatorelemente an:

Akzeptoren 3-wertig	Halbleiter 4-wertig	Donatoren 5-wertig
B	C	N
Al	Si	P
Ga	Ge	As

Man hat also bei der Störstellenleitung zu unterscheiden zwischen der durch negative Ladungsträger hervorgerufenen n-Leitung und der p-Leitung, deren Ursache in der Bewegung der positiven Defektelektronen zu sehen ist. Analog dazu nennt man einen dotierten HL p- bzw. n-Halbleiter je nachdem welcher Leitungstyp vorherrscht.

Dass die Störstellenleitung die Eigenleitung weit übertrifft zeigt folgendes Beispiel: Beim Dotieren mit einem Bor-Fremdatom auf 10^5 Si-Atome steigt die Leitfähigkeit des Kristalls auf das 1000-fache an. An diesen Zahlenwerten sieht man im übrigen, weshalb sehr hohe Anforderungen an die Reinheit eines HL-Kristalls gestellt werden müssen und weshalb man lange Zeit diese Leitungsphänomene nicht in den Griff bekam, da sie sehr stark von den verwendeten (meist *schmutzigen*) Proben abhingen. Nachdem bisher das Bändermodell und die Besetzung der einzelnen Bänder besprochen wurde, sollen im Folgenden nur noch die frei beweglichen Ladungsträger betrachtet werden.

3.3 Der p-n-Übergang

Wie oben gezeigt, erhält man durch unterschiedliche Art der Dotierung (mit Donatoren bzw. Akzeptoren) zwei unterschiedliche Halbleitertypen. Bringt man nun einen n- und einen p-Halbleiter in Kontakt, wie dies in Abb. 16 dargestellt ist, so diffundieren Elektron und Defektelektron in den angrenzenden Bereich und rekombinieren dort. Dadurch bildet sich an der Grenzfläche eine ladungsträgerarme Schicht.

Diese Rekombination geschieht aber nicht im ganzen Kristall, denn durch das Abwandern der Ladungsträger bleiben die im Kristall eingebauten Atomrümpfe mit ihren negativen bzw. positiven Ladungen zurück. In einer schmalen Zone zu beiden Seiten der Grenzschicht entstehen somit Raumladungen, die ein weiteres Abwandern der Elektronen nach der p-Seite und der Defektelektronen nach der n-Seite verhindern. Zwischen den Raumladungen baut sich ein el. Feld und damit eine Spannung auf, die man Antidiffusionsspannung nennt (da sie der Diffusion entgegen wirkt) (vgl. Abb. 17). Diese Antidiffusionsspannung ist stark von der Dotierung, der Temperatur und natürlich dem verwendeten Basismaterial abhängig.

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, ergibt sich beim Zusammenfügen eines p-Leiters und eines n-Leiters eine ladungsträgerarme Zone. Diese Grenzschicht ist durch eine von außen angelegte Spannung steuerbar. Einen solchen p-n-Übergang nennt man auch eine Diode, weil er – genau wie eine Röhrendiode – eine Durchlass- und eine Sperrrichtung aufweist. Die Strom-Spannungsabhängigkeit (Kennlinie) einer Diode hat also den idealisierten Verlauf, der in Abb. 18 gezeigt ist.

Die Halbleiterdiode ist dann in Sperrrichtung gepolt, wenn der Pluspol der Spannungsquelle am n-Leiter anliegt. In diesem Fall werden die Elektronen im n-Leiter vom +Pol und die Defektelektronen vom -Pol der Quelle angezogen (vgl. Abb. 19). Die ladungsträgerarme Zone wird dadurch noch breiter und somit hochohmiger. Diese Schicht wirkt also quasi isolierend, weshalb man sie Sperrschicht nennt. Der Stromfluss bei dieser Polung ist nahezu null.

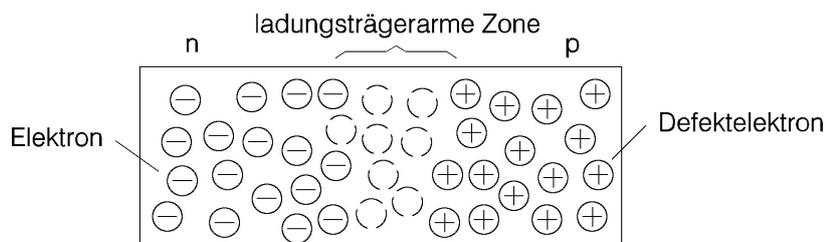


Abbildung 16: p-n-Übergang ohne äußere Spannung

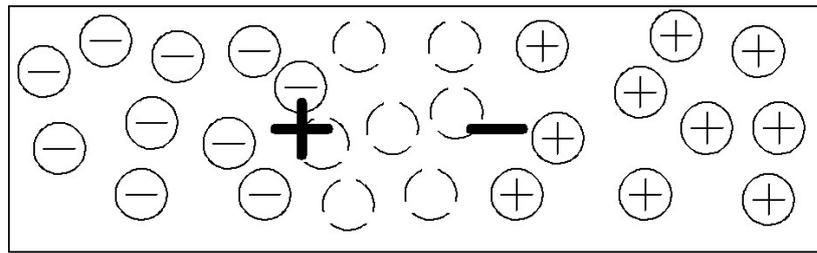


Abbildung 17: p-n-Übergang mit eingezeichneten Raumladungen

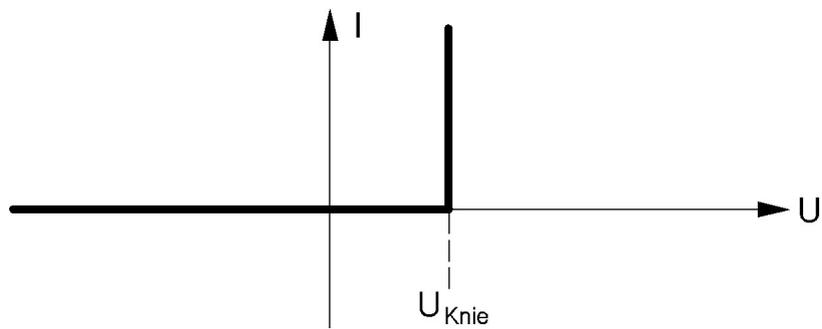


Abbildung 18: Idealierte Kennlinie einer Diode

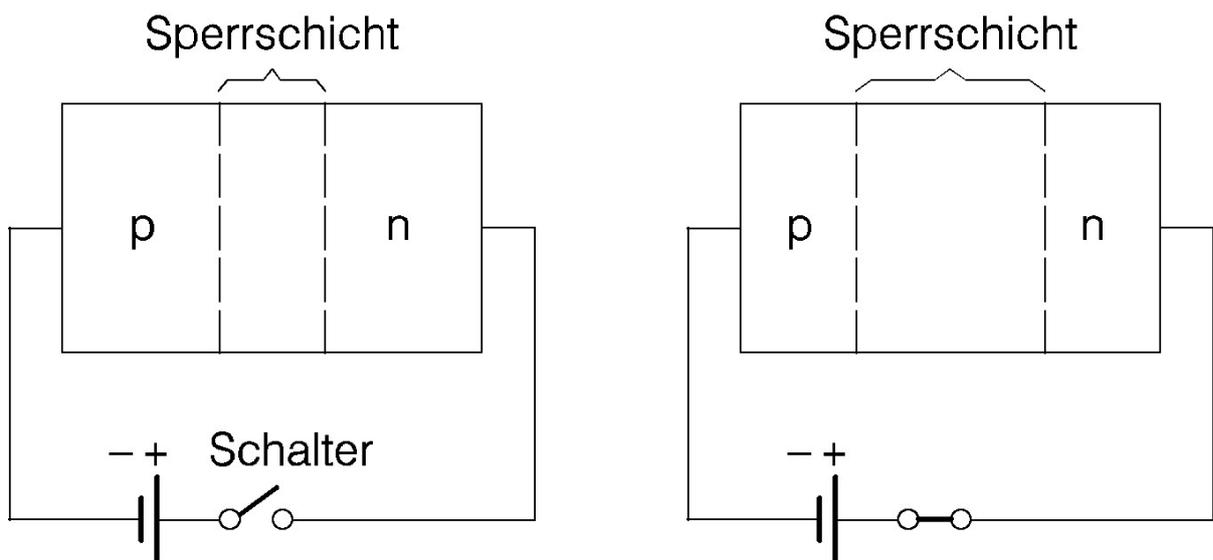


Abbildung 19: Diode vor und nach Anlegen einer Sperrspannung

Bei Polung in Durchlassrichtung wird bei kleinen Spannungswerten zuerst die Antidiffusionsspannung abgebaut (Ladungsträger der Quelle kompensieren die feststehenden Ladungen der Atomrümpfe). Wenn die angelegte Spannung die Antidiffusionsspannung übersteigt, können Ladungsträger die Diode durchqueren. Da also erst ab einer bestimmten Spannung ein Stromfluss stattfinden kann, nennt man diese Spannung auch Durchlassspannung (Kniespannung). Abb. 20 zeigt den typischen Verlauf einer Diodenkennlinie. Der bei Sperrichtung fließende Sperrstrom ($\approx 1 \mu\text{A}$ bei der im Versuch verwendeten Ge-Diode) wird durch die Eigenleitung des Halbleiters verursacht.

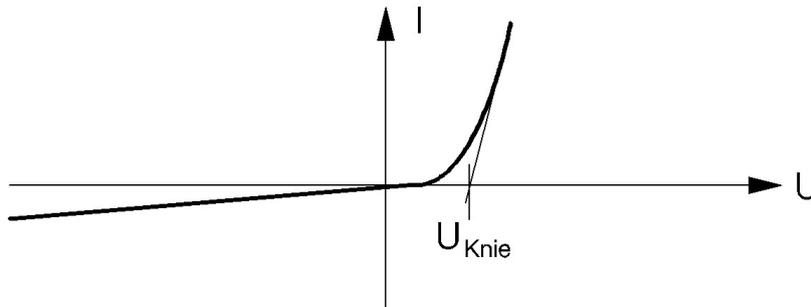


Abbildung 20: Typische Kennlinie einer HL-Diode

3.4 Sperrspannungsbereich, Durchbruchspannung

Erhöht man die angelegte Sperrspannung, so kann die Diode ihren Sperrcharakter nicht bis zu unendlich hohen Spannungswerten beibehalten. Bei einer bestimmten Sperrspannung, die im wesentlichen von der Dotierung und vom Basismaterial abhängt, verliert die Diode ihren Sperrcharakter. Es tritt erneut ein Stromfluss ein, wie aus Abb. 21 ersichtlich.

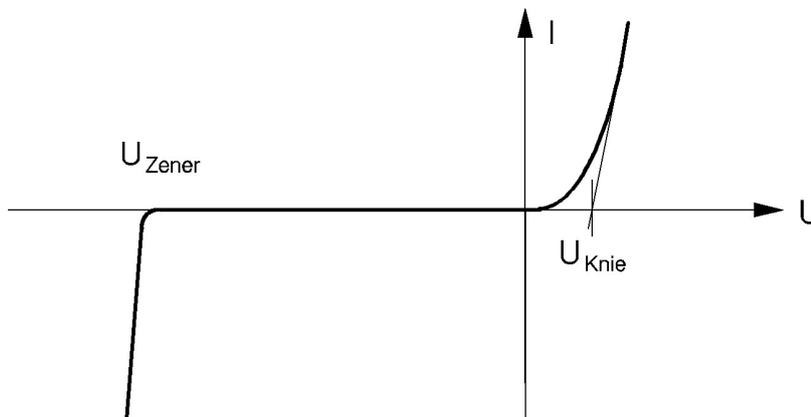


Abbildung 21: Kennlinie einer Zenerdiode

Die Spannung, bei der dieser Durchbruch erfolgt, nennt man Zenerspannung. Zur Deutung dieses Verhaltens müssen zwei Effekte diskutiert werden:

Feldemission: Durch die hohe Sperrspannung wird in der sehr dünnen Sperrschicht eine Feldstärke von $\approx 10^5 \text{ V/cm}$ erreicht. Diese hohe Feldstärke reicht aus, um Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband zu heben, so dass der zuvor sehr kleine Sperrstrom plötzlich stark ansteigt.

Lawinen-Effekt: (vgl. hierzu Zählrohr) Die kinetische Energie der wenigen freien Ladungsträger des Sperrstroms wird wegen der hohen angelegten Spannung so groß, dass die Ladungsträger andere durch Stöße aktivieren können, d.h. ins Leitungsband heben. Diese können dann weitere feststehende Ladungsträger aktivieren; es kommt zu einem Lawineneffekt. Deshalb steigt der Sperrstrom plötzlich stark an.