

7. Dotierte Halbleiter

Bis jetzt haben wir uns mit intrinsischen oder eigenleitenden Halbleitern auseinandergesetzt. Diese heißen so, weil nur die thermisch aus dem Valenzband ins Leitungsband angeregten Elektronen beziehungsweise Löcher zum Ladungstransport beitragen. Es gibt aber auch andere Möglichkeiten, wie freie Ladungsträger entstehen können. Verunreinigungen können dazu führen, dass die Ladungsträgerdichte steigt. Diese Verunreinigungen kann man gezielt einbringen, man spricht dann von Dotierung. Für die technische Verwendung von Halbleitern, die eine gute Kontrolle der Halbleitereigenschaften voraussetzt, spielen dotierte Halbleiter eine eminent wichtige Rolle. Im vorliegenden Kapitel sollen die Eigenschaften solcher dotierter Halbleiter erläutert werden. Erneut ist es unser Ziel, die freien Ladungsträgerdichten zu bestimmen, von denen die Leitfähigkeit eines Halbleiters entscheidend abhängt.

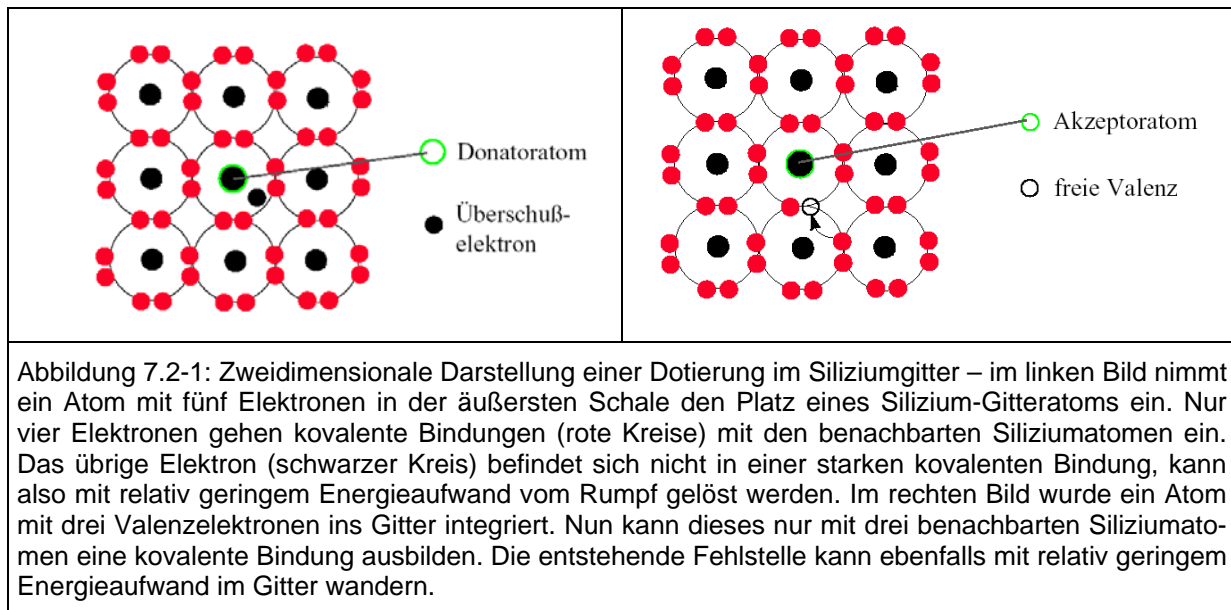
7.1 Wozu Dotierung?

Wir verfügen seit dem letzten Kapitel über die Werkzeuge, um die intrinsische Ladungsträgerdichte in einem Halbleiter zu berechnen. Für Bauelemente wollen wir die Eigenschaften des Halbleiters möglichst gut einstellen können. Stellen wir uns nun vor, jedes Fremdatom wäre dazu in der Lage, ein Elektron ins Leitungsband abzugeben. Wenn dann die Fremdatomkonzentration in den Bereich der intrinsischen Ladungsträgerdichte kommt oder diesen sogar übersteigt, wird die Leitfähigkeit von diesen Verunreinigungen bestimmt. Mit heutigen Herstellungsprozessen können die Verunreinigungen auf 10^{10} pro Kubikzentimeter bis 10^{12} pro Kubikzentimeter reduziert werden. Diese Werte liegen aber trotzdem noch im Bereich der intrinsischen Ladungsträgerdichten. Damit wird das Verhalten eines Halbleitermaterials unberechenbar und dieser damit unbrauchbar für Anwendungen. Was passiert aber, wenn durch gezieltes Einbringen von Störstellen, die beispielsweise ein Elektron abgeben, die Zahl der Leitungselektronen erhöht wird? Wählen wir die Zahl der Atome groß genug, spielen die thermisch erzeugten Ladungsträger keine Rolle mehr und der Halbleiter erhält sehr gut einstellbare Eigenschaften. Den Vorgang des gezielten Einbringens von Fremdatomen nennt man Dotierung. Man kann auch andere Eigenschaften des Halbleiters durch geschickte Dotierung verändern als die Leitfähigkeit, zum Beispiel die Lebensdauer von bestimmten Zuständen. Wir wollen uns in der Folge aber auf das Ziel der Leitfähigkeitsdotierung beschränken.

7.2 Prinzip der Dotierung

Ziel der Dotierung ist es, die Zahl der freien Ladungsträger zu beeinflussen. Das kann die Zahl der Elektronen oder die Zahl der Löcher sein. In ersteren Fall muss das Dotieratom ein oder mehrere Elektronen ins Leitungsband abgeben, man nennt ein solches Atom Donator. Nimmt ein Atom Elektronen aus dem Valenzband auf, so entstehen Löcher, man spricht dann von einem Akzeptor. Donatoren erhöhen also die Zahl der freien Elektronen, Akzeptoren die der Löcher. Aus Gründen, die in Kürze deutlich werden, dotiert man meistens nur mit einer Sorte von Atomen. Ein mit Dona-

toratomen gespickten Halbleiter bezeichnet man als n-dotiert, falls Akzeptoren die dominante Dotieratomsorte sind spricht man von p-Dotierung. Die überwiegende Sorte der freien Ladungsträger im dotierten Halbleiter heißen Majoritäten, die weniger häufig vorkommenden Minoritäten. In einem n-Halbleiter sind also die freien Elektronen Majoritäten, die Löcher Minoritäten. Wie aber funktioniert eine Dotierung genau? Dazu schauen wir uns die ebene Projektion eines Siliziumgitters an (Abbildung 7.2-1).

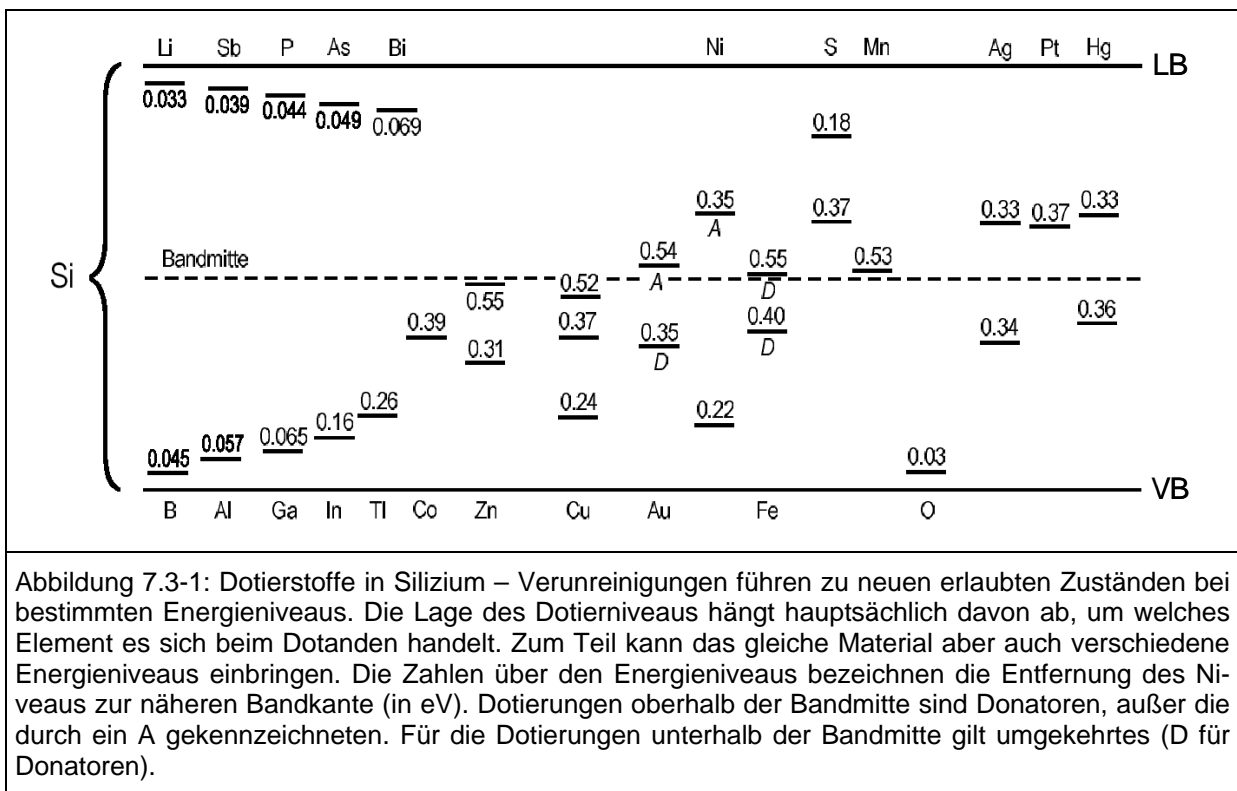


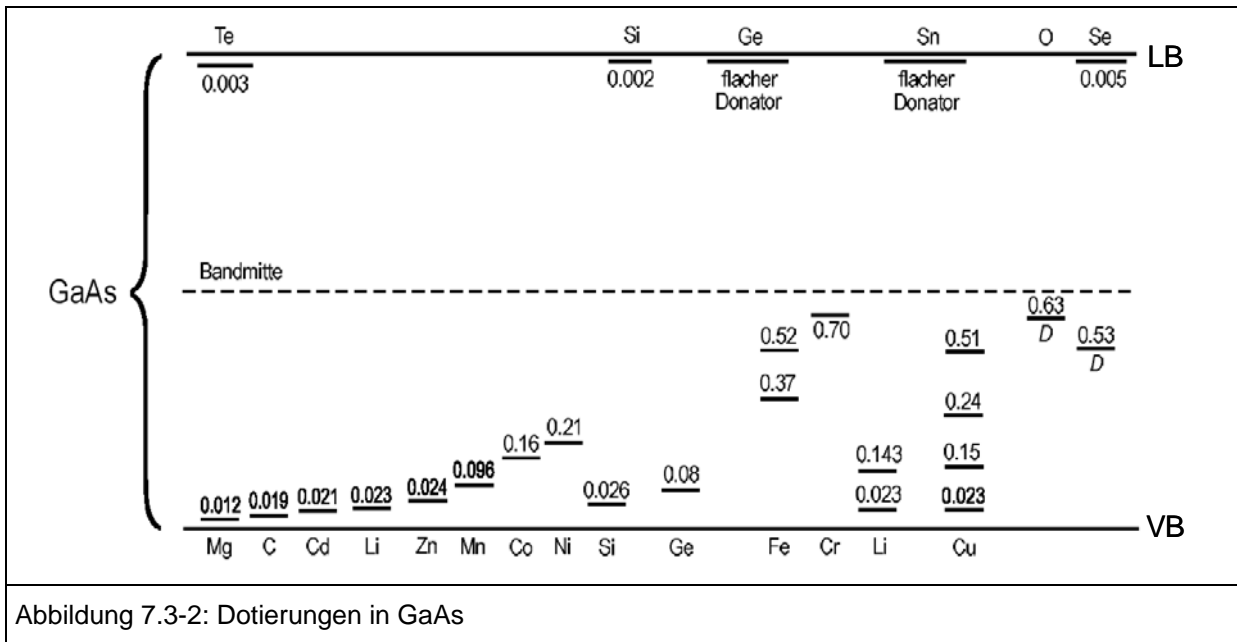
Jedes Atom geht vier kovalente Bindungen mit den Nachbaratomen ein, das wissen wir bereits. Nun ersetzen wir ein Siliziumatom durch ein Phosphoratom. Dieses hat fünf Elektronen in der äußersten Schale (Valenzelektronen). Vier von ihnen werden kovalente Bindungen mit den Nachbaratomen eingehen, das fünfte aber nicht. Das führt dazu, dass dieses Elektron nur sehr schwach an das Dotieratom gebunden ist. Ein kleiner Energiebetrag reicht aus, um es aus seiner Bindung an den Rumpf zu lösen und damit ein freies Elektron zu erzeugen. Phosphor wirkt also am Platz eines Siliziumatoms als Donator. Allgemein findet man Donatorverhalten in Silizium oder Germanium auch für andere Atome der fünften Hauptgruppe, da sie alle über fünf Elektronen in der äußersten Schale verfügen. Das gleiche Spiel kann man auch für die Elemente der dritten Hauptgruppe treiben (Abbildung 7.2-1 rechts). Diese haben nur drei Elektronen in der äußersten Schale, gehen also am Platz eines Siliziumatoms auch nur drei Bindungen ein. In der vierten Bindung entsteht ein Loch, andere Valenzelektronen der benachbarten Kristallatome können nun den freien Platz in dieser Bindung einnehmen, das Loch wandert so durch den Kristall. Beliebte Akzeptormaterialien sind Gallium oder Arsen. Im Falle von III-V-Halbleitern gelten die gleichen Regeln. Hat das Element ein Elektron mehr in der äußersten Schale als das Gitteratom, so wirkt es als Donator, hat es ein Elektron weniger, als Akzeptor. Die Elemente der vierten Hauptgruppe können so beide Funktionen haben, je nachdem, ob sie

am Platz des III-Elements oder des V-Elements sitzen, man nennt solche Dotanden amphoter.

7.3 Ionisierung von Störstellen

Damit eine eingebrachte Dotierung aktiv werden kann, muss sie ein Elektron abgeben oder aufnehmen. Da sie dabei ihre elektrische Neutralität verliert, also eine positive oder negative Ladung erhält, nennt man den Vorgang Ionisation und die Störstelle folglich nach dessen Abschluss ionisiert. Die nötige Energie zur Ionisation wird experimentell bestimmt. Sie ist vom Wirtsmaterial und dem Dotierstoff abhängig, teilweise auch vom Herstellungsprozess. Für Silizium und Galliumarsenid sind in den Abbildungen Abbildung 7.3-1 und Abbildung 7.3-2 die Energietermine einiger Dotanden eingetragen.





Da die Ionisierungsenergie durch thermische Anregung zugeführt wird, ergibt sich eine Temperaturabhängigkeit der Ionisierung von Störstellen. Besonders schnell werden Donatoren ionisiert, deren Energieniveaus nahe an der Leitungsbandkante liegen („flache“ Donatoren). Für Akzeptoren gilt folgerichtig, dass ihre Energieniveaus nahe an der Valenzbandkante liegen sollten, um bei Raumtemperatur ionisiert zu sein. Störstellen in der Mitte der Bandlücke sind als Leitfähigkeitsdotierung ungeeignet, haben aber andere Funktionen.

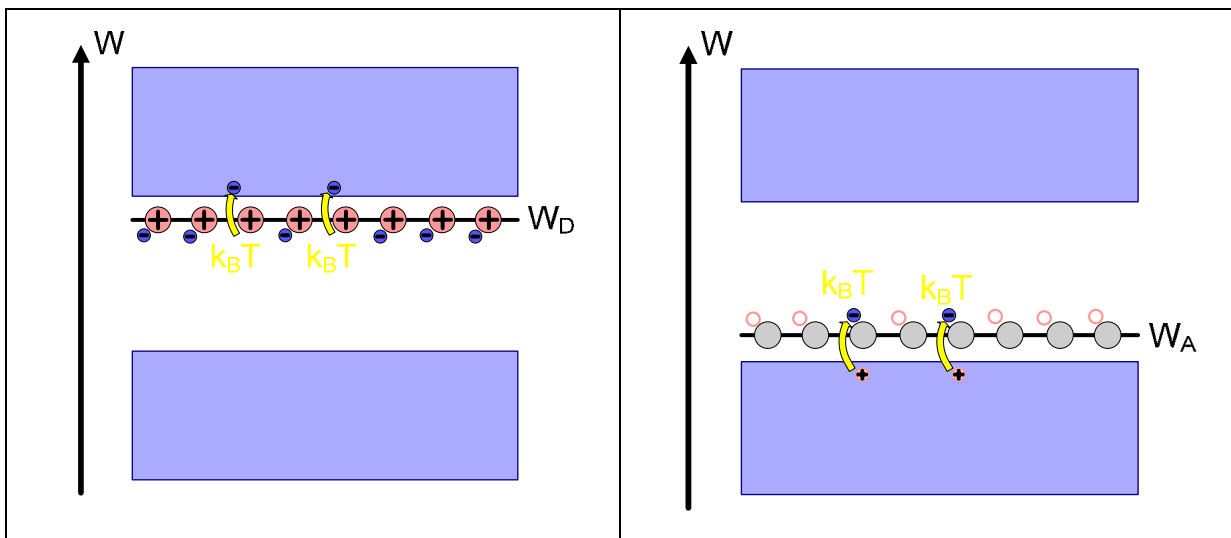


Abbildung 7.3-3: Schema der Ionisation von Dotierstellen – auf der linken Seite sind Donatoratome mit Niveaus knapp unterhalb der Leitungsbandkante eingebracht. Das fünfte Valenzelektron ist nur schwach an den Rumpf gebunden, so dass es durch thermische Aktivierung leicht ins Leitungsband gelangen kann. Zurück bleibt ein positiv geladener Rumpf. Auf der rechten Seite ist der entsprechende Prozess für Akzeptoren dargestellt. Die Dotieratome können ein Elektron aus dem Valenzband aufnehmen, zurück bleibt ein Loch. Entsprechend sind die ortsfesten Dotieratome dann negativ geladen.

7.4 Herstellung von Dotierungen

Das Einbringen von Dotierungen kann auf unterschiedliche Weise erfolgen. Die zwei wichtigsten Verfahren sind die Eindiffusion und die Ionenimplantation.

7.4.1 Diffusionstechniken

Wie aus dem Namen hervorgeht benutzt man bei allen Diffusionstechniken den Prozess der Diffusion. Herrscht in einem beliebigen physikalischen System mit einem bestimmten Volumen ein örtliches Konzentrations-Ungleichgewicht, so werden durch thermische Bewegung Ausgleichs(Teilchen)ströme fließen, die versuchen, eine Gleichverteilung über das Volumen zu erreichen. Bei der Diffusionstechnik zum Einbringen von Dotierungen bringt man den Halbleiterkristall mit dem Dotierstoff in Kontakt. Dieser wird sich zunächst an der Oberfläche anlagern, dann aber in den Kristall eindiffundieren. Eine wichtige Steuergröße für die Geschwindigkeit der Diffusion ist die Temperatur.

Technisch wird die Eindiffusion meist realisiert, indem man den Dotierstoff in Gasform an der Oberfläche des Halbleiterkristalls vorbeiströmen lässt (Abbildung 7.4-1 links). Man kann allerdings auch aus Flüssigkeiten (Abbildung 7.4-1 rechts) oder sogar aus der festen Phase die Diffusion starten.

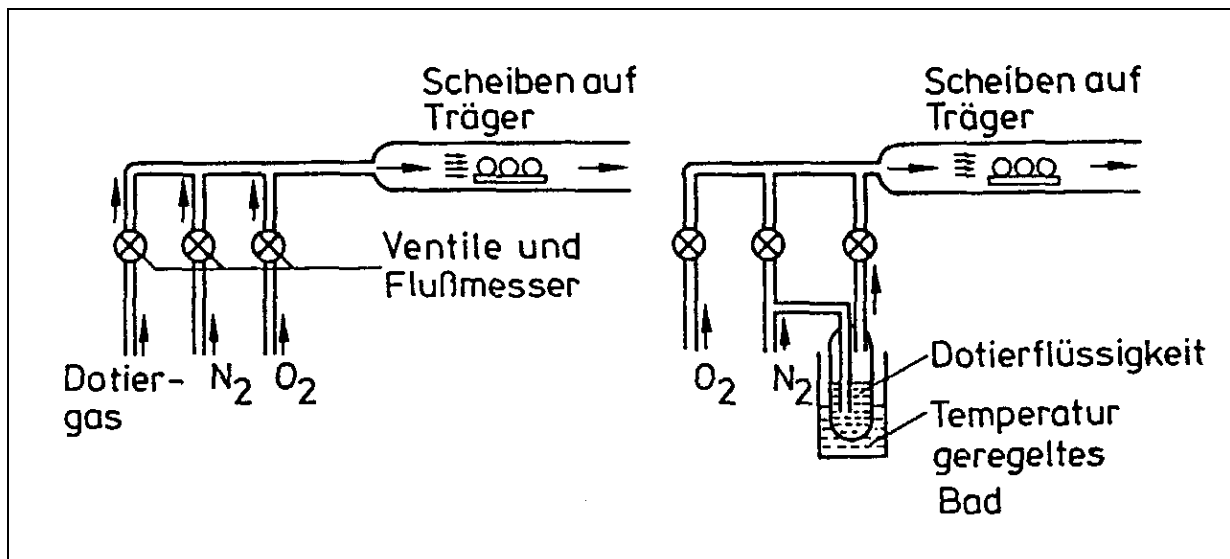
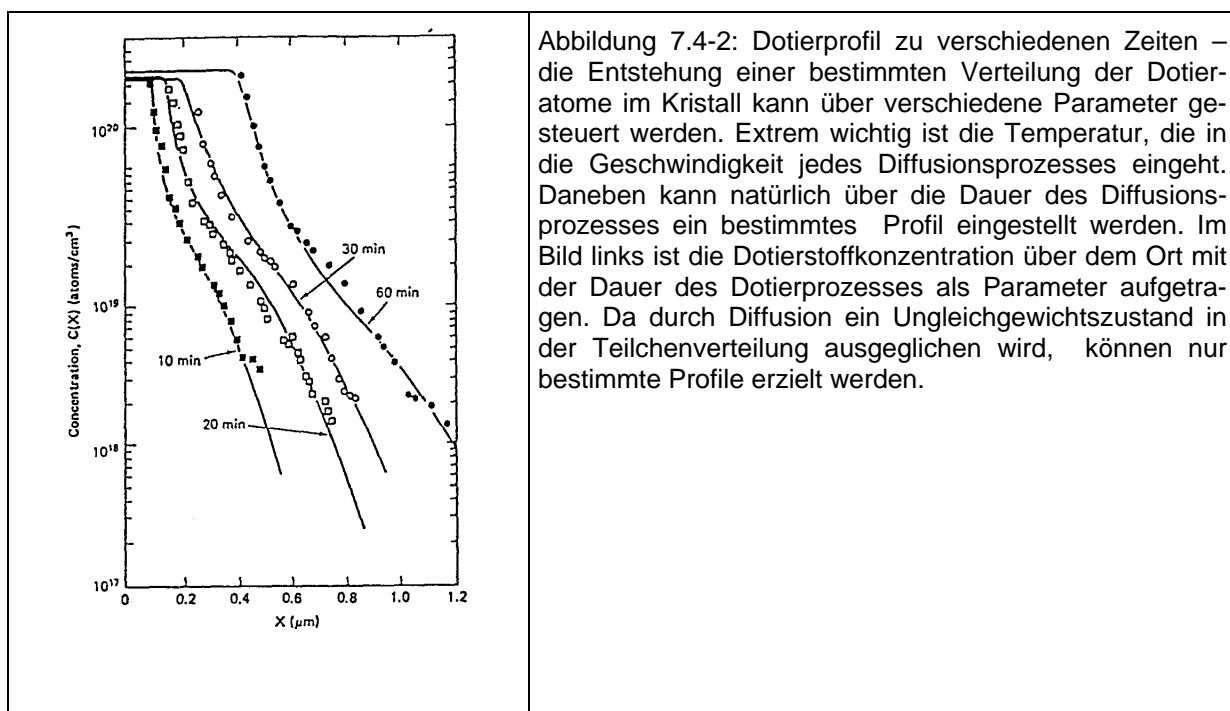


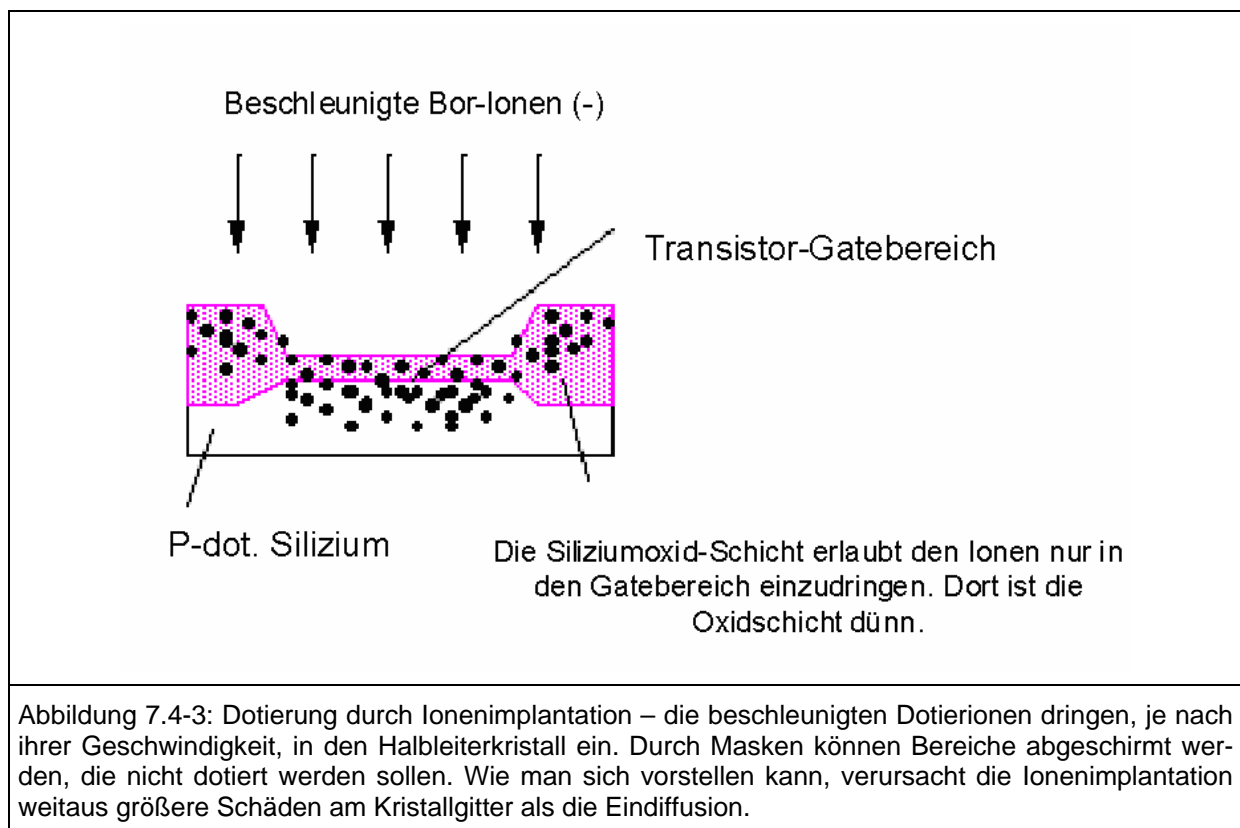
Abbildung 7.4-1: Schema der Dotierung aus der Gasphase und aus der Flüssigphase – der Halbleiterkristall wird auf einem Träger vom Dotierstoff umflutet, Dotieratome lagern sich an und beginnen ihre Wanderung in den Kristall.

In Abbildung 7.4-2 sind die Dotierprofile mit der Dotierzeit als Parameter aufgetragen. Wie man sich vorstellen kann, sind bestimmte (zum Beispiel dünne hochdotierte Schichten in einiger Entfernung zur Kristalloberfläche) durch Diffusion nur schwer zu erreichen.



7.4.2 Ionenimplantation

Eine zweite Möglichkeit zum Einbringen von Dotierungen in einen Halbleiterkristall ist die Ionenimplantation. Hier werden ionisierte Dotieratome in einem elektrischen Feld beschleunigt und auf die zu dotierende Oberfläche geschossen. Je nach Energie dringen die Teilchen verschieden tief in den Halbleiter ein. Damit können besser Dotierungen in tieferen Lagen im Kristall erzeugt werden. Allerdings führt die Ionenimplantation zu größeren Schäden an der Kristallstruktur als bei der Eindiffusion, die später durch weitere Techniken wieder repariert werden müssen. Abbildung 7.4-3 zeigt die Dotierung des Gatebereichs eines Transistors. Durch das vorherige Aufbringen von Masken werden Bereiche abgeschirmt, die keine Dotierung erhalten sollen.



7.5 Quantitatives

Das Konzept von Dotierungen wurde in den vorigen Abschnitten erläutert. Nun wollen wir genau wissen, wie viele Störstellen bei welchen Bedingungen aktiviert sind und wie sich das auf die Ladungsträgerdichten auswirkt.

7.5.1 Ladungsträgerstatistik

Eine wichtige Erkenntnis ist, dass auch im dotierten Halbleiter Ladungsneutralität herrscht. Zwar wird die Anzahl der freien Elektronen oder Löcher durch Dotierung erhöht, für jeden Ladungsträger bleibt aber auch ein gegensätzlich geladenes Donatoratom zurück. In der Summe ist der Halbleiter demnach neutral. Für die Ermittlung der elektrischen Eigenschaften stellen wir Bilanzen auf.

$$n = n_{th} + n_D^+ \quad 7.5-1$$

$$p = p_{th} + p_A^- \quad 7.5-2$$

Die Anzahl der freien Elektronen entspricht der Anzahl der thermischen Elektronen n_{th} plus der der Elektronen aus ionisierten Donatoren. Gleichsam entspricht die Anzahl der Löcher die der intrinsisch erzeugten zuzüglich der, die durch Elektroneneinfang von Akzeptoren entstehen. Für die Störstellen erhalten wir die Gleichungen:

$$n_D = n_D^x + n_D^+ \quad 7.5-3$$

und

$$n_A = n_A^x + n_A^- \quad 7.5-4$$

Die Gesamtzahl der Störstellen n_D muss trivialerweise der Summe der ionisierten n_D^+ und der nicht ionisierten Störstellen n_D^x entsprechen. Wieder gilt gleiches für die Löcher. Wann ist aber eine Störstelle ionisiert? Dieses Problem besteht darin zu ermitteln, ob der Platz des fünften Valenzelektrons des Donatoratoms besetzt ist beziehungsweise ob das Akzeptoratom ein viertes Elektron aufgenommen hat. Für die Dichte der ionisierten Donatoren und Akzeptoren erhalten wir:

$$n_D^+ = n_D [1 - f_D(W_D)] \quad 7.5-5$$

und

$$n_A^- = n_A f_A(W_A) \quad 7.5-6$$

Da wir wiederum die Bestzungswahrscheinlichkeit von elektronischen Zuständen betrachten, wie im letzten Kapitel ausführlich behandelt, erwarten wir eine Fermi-Dirac-artige Verteilungsfunktion. Und in der Tat erhalten wir:

$$f_{B,D,A}(W) = \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{W - W_F}{k_B T}\right)} \quad 7.5-7$$

mit

$$g = \begin{cases} 1 & \text{Bandzustände} \\ 2 & \text{Donatoren} \\ 1/2 & \text{Akzeptoren} \end{cases} \quad 7.5-8$$

Der Vorfaktor g muss verschieden gewählt werden, je nachdem, ob es sich um einen Akzeptor-, einen Donator- oder einen Bandzustand handelt. Diese Eigenart kann man sich über die Spineinstellungen erklären. Wenn der Donator nicht ionisiert ist, kann das ungebundene Elektron zwei unterschiedliche Spineinstellungen einnehmen, er ist zweifach entartet. Verliert der Donator das Elektron, liegen die Spineinstellungen aller Elektronen fest, da die vier übrigen in kovalenten Bindungen festsitzen. Damit gibt es für diesen Zustand nur eine Realisierung, er ist nicht entartet. Diese Entartung des nicht-ionisierten Zustands muss man in der Besetzungswahrscheinlichkeit berücksichtigen. Für den Akzeptor gilt eine ähnliche Argumentation. Für die Wahrscheinlichkeiten, dass ein Donator beziehungsweise ein Akzeptor ionisiert sind, erhalten wir:

$$n_D^+ = n_D [1 - f_D(W_D)] = \frac{n_D}{1 + 2 \cdot \exp\left(\frac{W_F - W_D}{k_B T}\right)} \quad 7.5-9$$

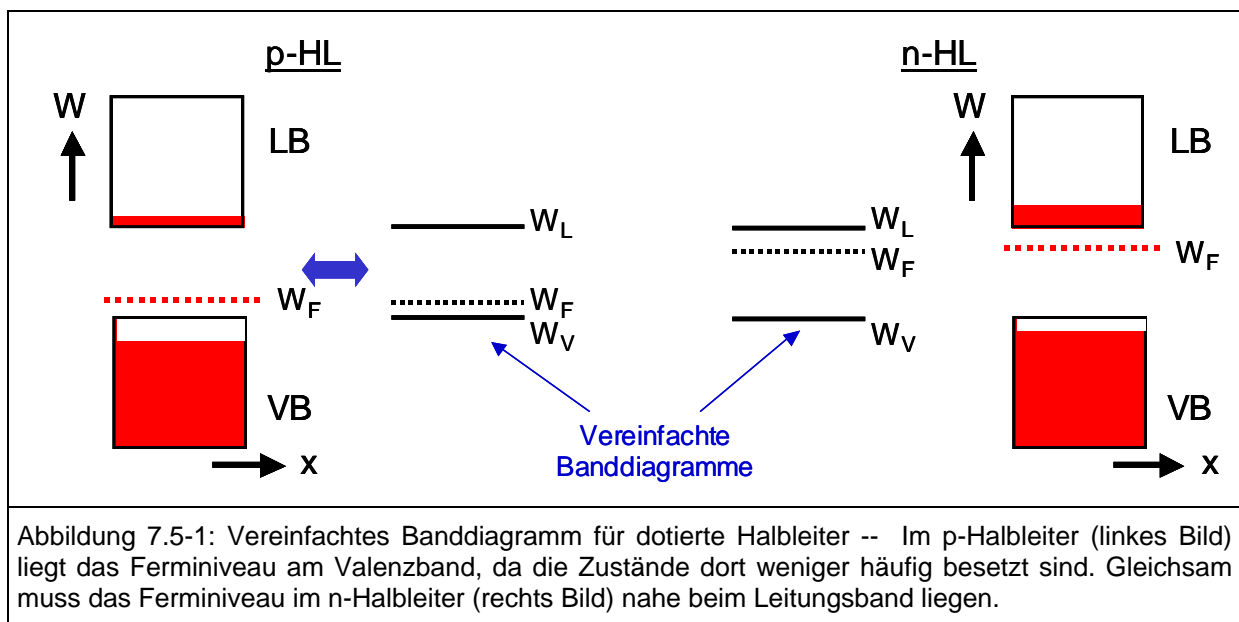
und

$$n_A^- = n_A f_A(W_A) = \frac{n_A}{1 + 2 \cdot \exp\left(\frac{W_A - W_F}{k_B T}\right)} \quad 7.5-10$$

7.5.2 Lage des Fermi-Niveaus

Im intrinsischen Halbleiter liegt das Fermi-niveau im Bereich der Bandmitte. Per definitionem hatten wir die Lage des Fermi-niveaus auf den Energiewert gelegt, an dem

die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für ein Elektron $\frac{1}{2}$ ist. Für Halbleiter liegt das Fermi-niveau meistens innerhalb der Bandlücke, also in einem Bereich, in dem gar keine erlaubten Zustände existieren. Im n-dotierten Halbleiter erhalten wir nun eine vergrößerte Zahl an Elektronen. Damit sind die Zustände im Leitungsband öfter besetzt als im intrinsischen Fall. Jeder Zustand im Leitungsband hat eine höhere Besetzungswahrscheinlichkeit. Da die Form der Fermi-Verteilung festliegt, muss auch der Punkt mit Besetzungswahrscheinlichkeit $\frac{1}{2}$, also die Fermienergie, energetisch höher liegen als im intrinsischen Fall. Die Fermi-Energie rückt demnach näher ans Leitungsband heran (Abbildung 7.5-1).



Für die Löcher erhalten wir mit derselben Argumentation ein Fermi-niveau, das näher am Valenzband liegt. Die Ermittlung der genauen Lage des Fermi-niveaus folgt über die Ladungsneutralität. Damit diese an jedem Ort im Halbleiter gewährleistet ist, muss folgende Beziehung gelten:

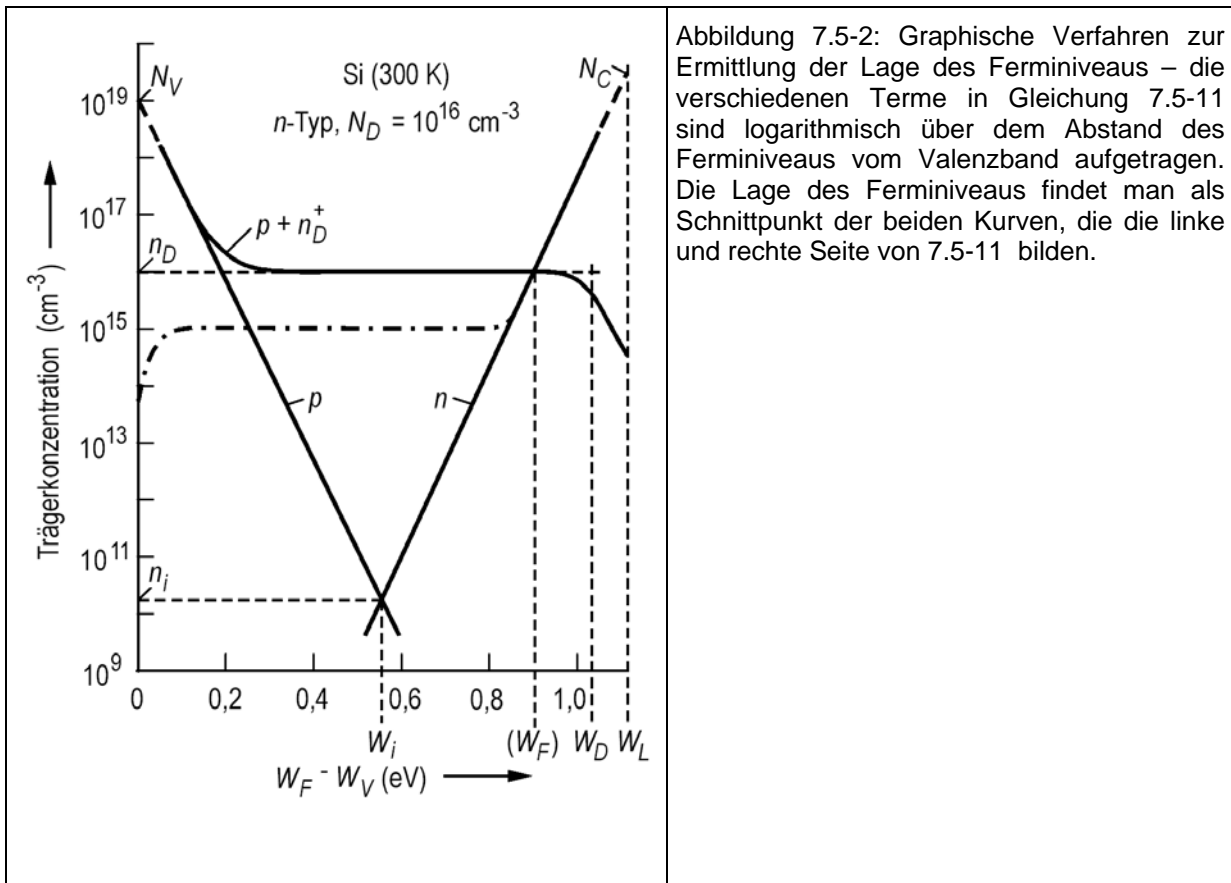
$$n + n_A^- = p + n_D^+$$

7.5-11

Die Anzahl der negativen Ladungen muss gleich der der positiven sein. Negative Ladungsträger sind die freien Elektronen im Leitungsband und die ionisierten Akzeptoren, positive die freien Löcher und ionisierte Donatoren. Nun setzen wir für die Ladungsträgerdichten die Terme nach 7.5-7 ein, wobei wir von einem n-dotierten Halbleiter ausgehen:

$$N_L \exp\left(-\frac{W_L - W_F}{k_B T}\right) = N_V \exp\left(-\frac{W_F - W_V}{k_B T}\right) + n_D \frac{1}{1 + 2 \cdot \exp\left(-\frac{W_F - W_D}{k_B T}\right)} \quad 7.5-12$$

In dieser Gleichung sind uns alle Größen bis auf die Fermi-Energie W_F bekannt. Unglücklicherweise können wir die Gleichung 7.5-11 nicht analytisch nach der Fermi-Energie auflösen, uns bleiben nur graphische oder numerische Lösungsmethoden. Durch einen graphischen Ansatz kommen wir auf die in Abbildung 7.5-2: gezeigte Abhängigkeit.



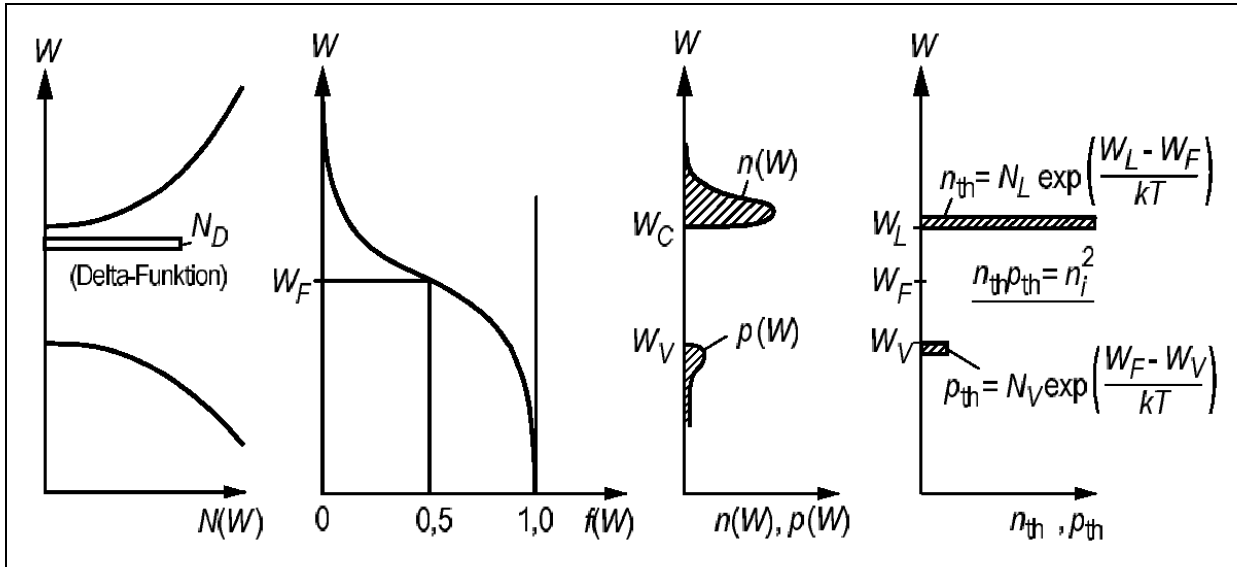


Abbildung 7.5-3: Ladungsträgerdichten im dotierten Halbleiter – der bekannte wurzelförmige Verlauf der Zustandsdichte bleibt erhalten, zusätzlich finden wir neue Zustände durch Dotierungen (linkes Bild). Das Fermi-niveau rückt in die Nähe des Leitungsbands, wir erhalten folglich eine vergrößerte Zahl von freien Elektronen und eine kleinere Lochanzahl als im intrinsischen Halbleiter (Bilder in der Mitte). Idealisiert stellen wir uns alle freien Ladungsträger als in der Nähe der Bandkanten lokalisiert vor (rechtes Bild).

7.6 Ladungsträgerstatistik

Im Folgenden gehen wir von Störstellenerschöpfung aus. Dieser Begriff bezeichnet den Zustand, in dem alle Dotieratome ionisiert sind. Da die Anzahl der ionisierten Dotieratome von der Temperatur abhängt, kann man nach dem Überschreiten einer bestimmten Temperatur von Störstellenerschöpfung sprechen. Da wir eigentlich nur statistische Aussagen machen, haftet der Wahl dieser Temperatur eine gewisse Beliebigkeit an. Wir könnten beispielsweise die Temperatur auswählen, bei der die Ionisationswahrscheinlichkeit 99 Prozent beträgt. In einer solchen Situation ist die Anzahl der ionisierten Störstellen ungefähr gleich der Gesamtstörstellenzahl.

$$n_D^+ = n_D \quad 7.6-1$$

und

$$n_A^- = n_A \quad 7.6-2$$

Damit erhalten wir für die Ladungsneutralität:

$$n + n_A = p + n_D$$

7.6-3

Wir suchen allerdings einen Ausdruck, der zum Beispiel die Löcherdichte mit Materialparametern verknüpft. Dazu brauchen wir eine Verknüpfung von Elektronen- und Löcherdichte. Wie finden wir die? Im letzten Kapitel haben wir herausgefunden, dass es für eine bestimmte Temperatur für jeden Halbleiter eine intrinsische Ladungsträgerdichte n_i gibt. Wir haben zudem erkannt, dass im intrinsischen Fall die freien Elektronen aus dem Valenzband aktiviert werden und immer ein Loch zurücklassen, daher im intrinsischen Halbleiter die Zahl der freien Elektronen gleich der der Löcher ist. Im dotierten Halbleiter werden die freien Ladungsträger nicht mehr paarweise erzeugt. In einem n-dotierten Halbleiter übersteigt die Elektronendichte die intrinsische Elektronendichte. Was geschieht aber mit der Löcherdichte, behält diese den intrinsischen Wert? Das ist nicht der Fall. Genau wie wir thermisch Elektronen-Loch-Paare erzeugt werden können, kann eine Elektron auch vom Leitungsband zurück ins Valenzband fallen, wenn dort ein freier Platz, also ein Loch, existiert. Auch im Gleichgewichtsfall passieren ständig solche Erzeugungs- und Vernichtungsprozesse von Ladungsträgerpaaren. Da aber beide Prozesse gleich wahrscheinlich auftreten, bemerken wir keine Änderung der Ladungsträgerdichte. Nun erhöhen wir durch Dotierung die Zahl der freien Elektronen. Damit verändern wir aber auch die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron-Loch-Vernichtungsprozess stattfindet. Diese hängt von der Zahl der Löcher (bleibt konstant) und der der Elektronen (durch Dotierung erhöht) ab. Dieser Prozess wird die Zahl der Elektronen und der Löcher verkleinern, bis ein neuer Gleichgewichtszustand erreicht wurde. Die Dichte der freien Ladungsträger sind also verbunden, und zwar über:

$$n_n p_n = n_i^2$$

7.6-4

Diesen Ausdruck bezeichnet man als Massenwirkungsgesetz. Mit diesem Wissen können wir Gleichung 7.6-3 nach einer freien Ladungsträgersorte auflösen.

$$n = \sqrt{\left(\frac{n_D - n_A}{2}\right)^2 + n_i^2} + \frac{n_D - n_A}{2}$$

7.6-5

$$p = \sqrt{\left(\frac{n_D - n_A}{2}\right)^2 + n_i^2} - \frac{n_D - n_A}{2}$$

7.6-6

Für einen n-Halbleiter gilt:

$$n_i \ll \frac{n_D - n_A}{2} \quad 7.6-7$$

Die Dotierdichte übersteigt die intrinsische Ladungsträgerdichte bei weitem. Damit vereinfachen sich die Beziehungen 7.6-5 und 7.6-6 zu:

$$n = n_D - n_A \quad 7.6-8$$

und

$$p = \frac{n_i^2}{n_D - n_A} \quad 7.6-9$$

7.6.1 Entartete Halbleiter

Für sehr starke Dotierungen kann das Fermi-niveau sogar innerhalb eines der Bänder liegen. In diesem Fall geschieht mit den Energieniveaus der Dotieratome ähnliches, wie wir in Kapitel drei für die Atome eines Kristalls festgestellt haben. Sie spalten auf und bilden ein Band. Wird die Aufspaltung groß genug, verschmelzen Halbleiterband und Dotieratomband. Damit können schon mit geringsten Energien Elektronen beispielsweise von einem Dotieratom ins Leitungsband übergehen. Auch bei niedrigen Temperaturen sind so eine große Anzahl freier Ladungsträger vorhanden. Die Situation entspricht der in einem Metall. Entartete Halbleiter zeigen also metallische Eigenschaften, vor allem eine große Leitfähigkeit auch bei niedrigen Temperaturen. Daher gebraucht man stark dotierte Halbleiter vor allem zu Kontaktierungszwecken, wenn man hauptsächlich eine gute Leitfähigkeit braucht.

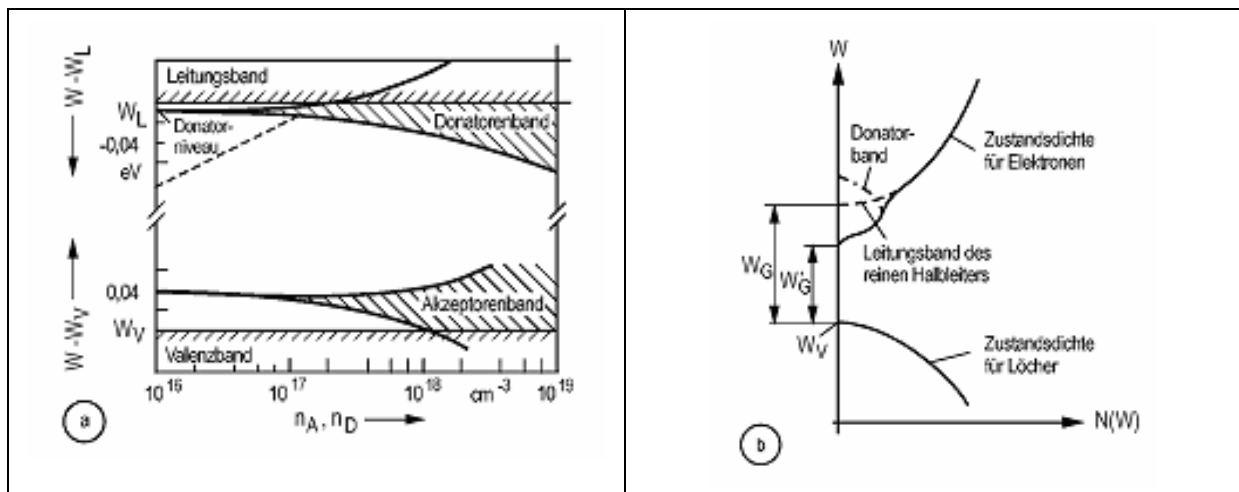
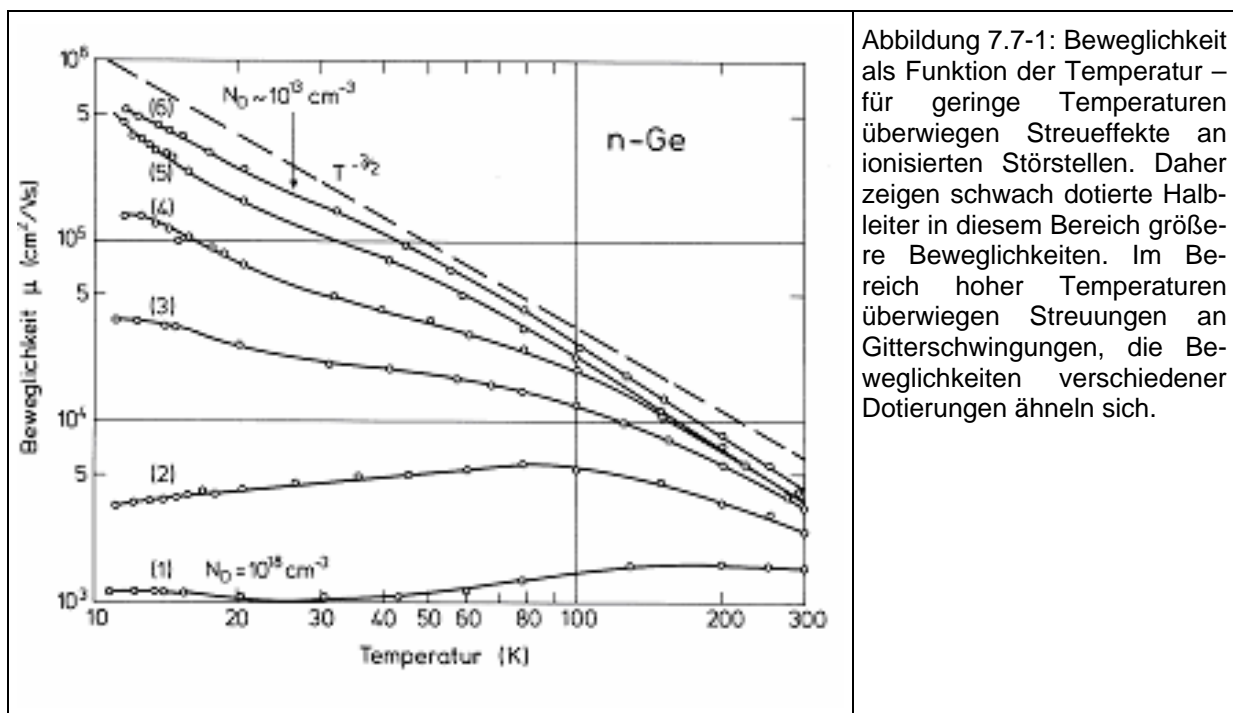


Abbildung 7.6-1: Entartete Halbleiter – die Donatorniveaus spalten auf und bilden ein Band, dass mit dem Leitungsband verschmilzt. So entsteht ein Halbleiter mit metallähnlichen Eigenschaften.

7.7 Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit

Für die Leitfähigkeit eines Halbleiters haben wir die Beweglichkeit der Ladungsträger und die Ladungsträgerdichte als Parameter ausgemacht. Wie schon im letzten Kapitel erläutert, hängt die Beweglichkeit der Ladungsträger von der Temperatur und der Dotierung ab, da Streuung an ionisierten Gitteratomen und thermischen Gitterschwingungen die Propagation des Ladungsträgers behindert. In Abbildung 7.7-1: sind die Verhältnisse für n-leitendes Germanium verschiedener Dotierungen aufgetragen.



Nun müssen wir uns noch um den zweiten beeinflussenden Faktor der Leitfähigkeit, die Ladungsträgerdichte, kümmern. Dazu betrachten wir die Abbildung 7.7-2: Im n-dotierten Halbleiter gibt es für sehr niedrige Temperaturen keine freien Ladungsträger, die Elektronen sitzen im Valenzband und an den Dotieratomen. Mit steigender Temperatur können die Donatoren ionisiert werden, die Zahl der freien Elektronen steigt. Diesen Temperaturbereich nennt man Störstellenreserve. Wir wissen, dass auch Elektronen aus dem Valenzband thermisch ins Leitungsband befördert werden können, dazu benötigen die Elektronen aber weit mehr Energie als für den Sprung vom Donatorniveau ins Leitungsband. Deshalb kann man die intrinsischen Ladungsträger bei genügend hoher Dotierung vernachlässigen. Irgendwann ist die Störstel-

lenerschöpfung erreicht, alle Donatoren sind ionisiert und keine merkliche Änderung der Ladungsträgerdichte mit steigender Temperatur ist zu erkennen. Dann aber wird die Temperatur so hoch, dass eine merkliche Anzahl von Elektronen die Bandlücke überwinden kann. Ab diesem Punkt spielen die Ladungsträger aus den Dotieratomen keine Rolle mehr und der Halbleiter ist wieder intrinsisch. Visualisiert wird der Verlauf der Elektronendichte über der Temperatur in Abbildung 7.7-3:.

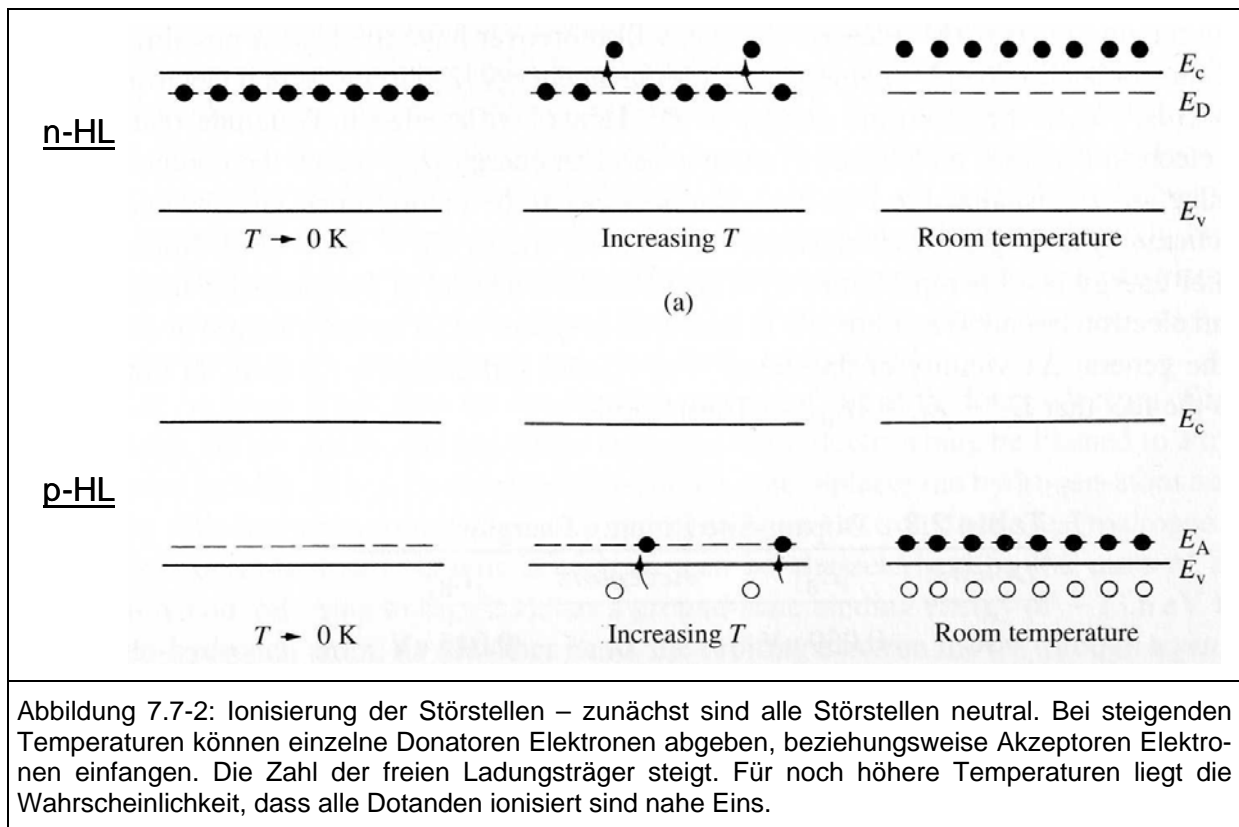


Abbildung 7.7-2: Ionisierung der Störstellen – zunächst sind alle Störstellen neutral. Bei steigenden Temperaturen können einzelne Donatoren Elektronen abgeben, beziehungsweise Akzeptoren Elektronen einfangen. Die Zahl der freien Ladungsträger steigt. Für noch höhere Temperaturen liegt die Wahrscheinlichkeit, dass alle Dotanden ionisiert sind nahe Eins.

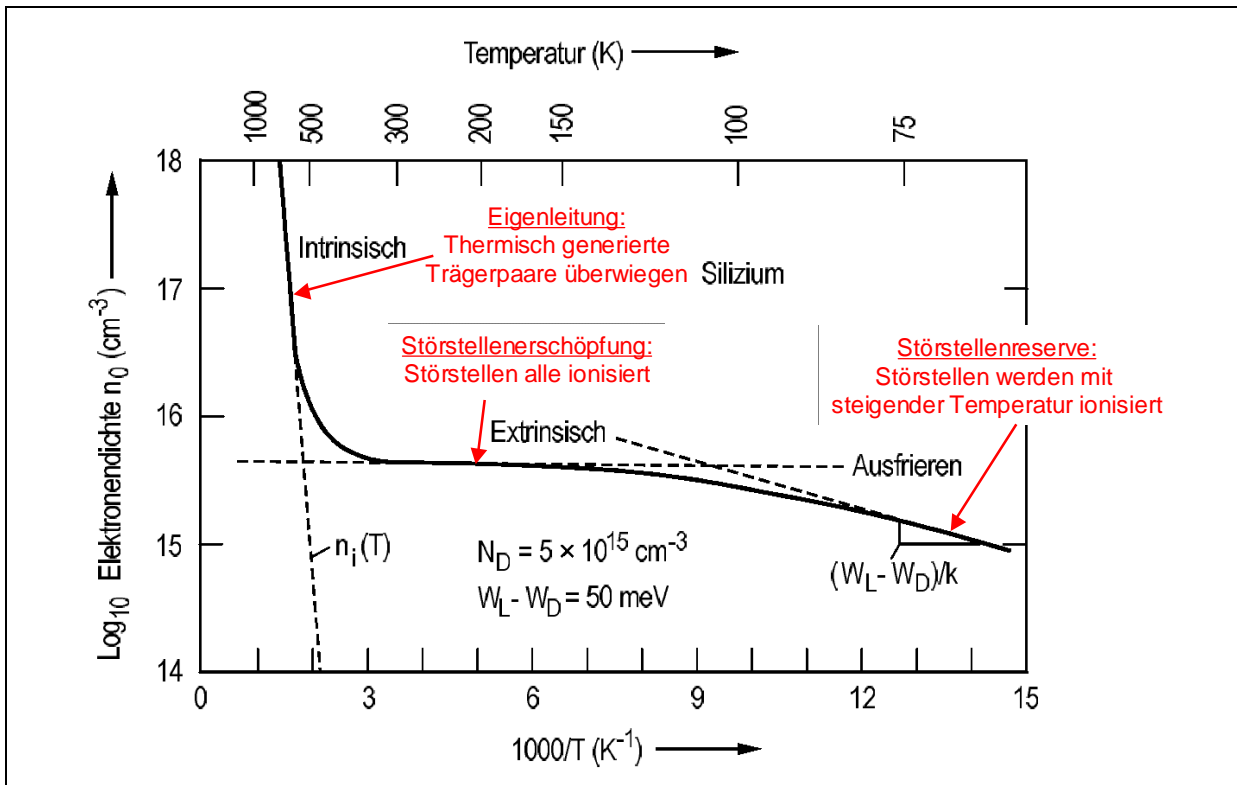


Abbildung 7.7-3: Verlauf der Elektronendichte über der Temperatur – man unterscheidet drei Temperaturbereiche: Erstens den Bereich des Ausfrierens oder der Störstellenreserve, in dem die Dotierstellen ionisiert werden (niedrige Temperaturen). Hier steigt die Ladungsträgerdichte mit der Temperatur. Auf diesen folgt der Bereich der Störstellenreserve, wenn alle Dotierstellen ionisiert sind aber die intrinsisch erzeugten Ladungsträger noch vernachlässigt werden können. In diesem Bereich bleibt die Ladungsträgerdichte konstant. Anschließend folgt der intrinsische Bereich, wo die thermisch durch Band-Band-Übergänge erzeugten Ladungsträger überwiegen. Deren Zahl steigt mit steigender Temperatur. Diagramme, die eine Temperaturabhängigkeit ausdrücken, sind häufig über die inverse Temperatur aufgetragen, also aufgepasst!

7.7.1 Temperaturabhängigkeit der Bandlücke

Aus der Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerdichten kann darauf zurück geschlossen werden, dass auch die Lage des Fermi-niveaus sich mit der Temperatur ändert. Wir wollen wieder am Beispiel eines n-Halbleiters die Abhängigkeit erläutern. Für sehr niedrige Temperaturen sind die elektronischen Zustände im Leitungsband unbesetzt, die der Dotieratome sind aber besetzt. Das Fermi-niveau liegt folglich zwischen Dotierniveau und Leitungsband. Steigen die Temperaturen, so bewegt sich das Fermi-niveau in Richtung der Lage des Fermi-niveaus im intrinsischen Fall, normalerweise also nahe der Bandmitte.

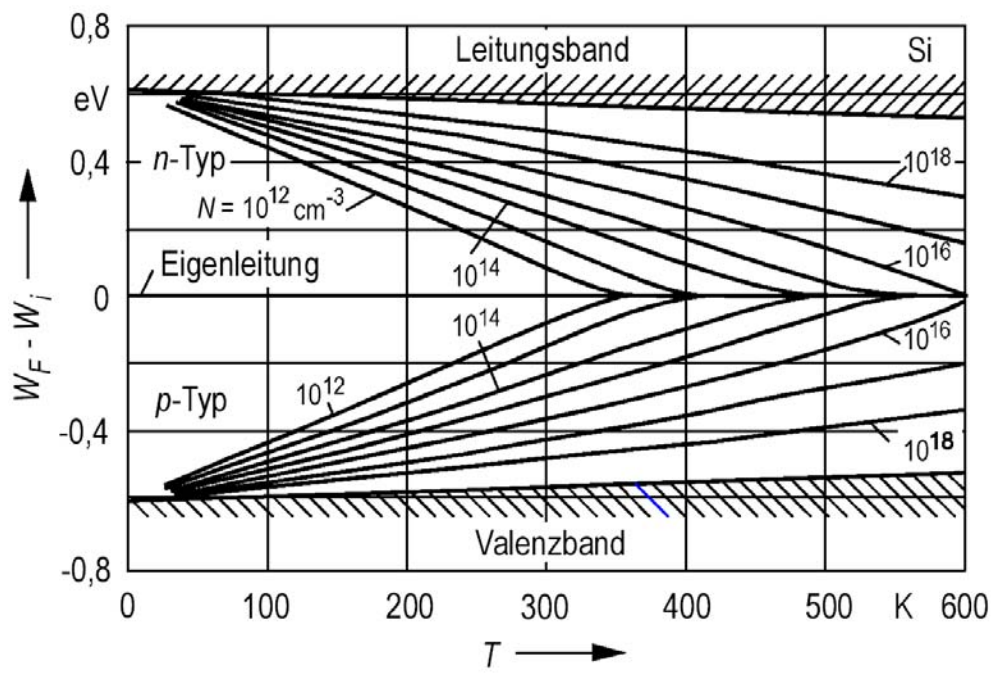


Abbildung 7.7-4: Temperaturabhängige Lage des Fermi-niveaus