



Peter Iskra (Autor)

Entwicklung von siliziumbasierten Transistoren für den Einsatz bei hohen Temperaturen in der Gassensorik



<https://cuvillier.de/de/shop/publications/89>

Copyright:

Cuvillier Verlag, Inhaberin Annette Jentsch-Cuvillier, Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen, Germany
Telefon: +49 (0)551 54724-0, E-Mail: info@cuvillier.de, Website: <https://cuvillier.de>



Kapitel 1

Einleitung

In den letzten Jahrzehnten wuchs zunehmend der Bedarf an temperaturstabilen Schaltkreisen. Die vielfältigen Einsatzgebiete erstrecken sich von der Automobilindustrie über die Luft- und Raumfahrt bis hin zu militärischen Anwendungen [105].

Die maximale Einsatztemperatur der Schaltkreise wird primär durch den verwendeten Halbleiter bestimmt. Dessen Bandlückenabstand hat Einfluss auf den temperaturbedingten Zuwachs der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration. Überschreitet diese ein gewisses Maß, so geht die Funktion der Schaltkreise verloren. Einen Überblick zu gängigen Halbleitern und deren maximalen Einsatztemperatur zeigt die Abbildung 1.1.

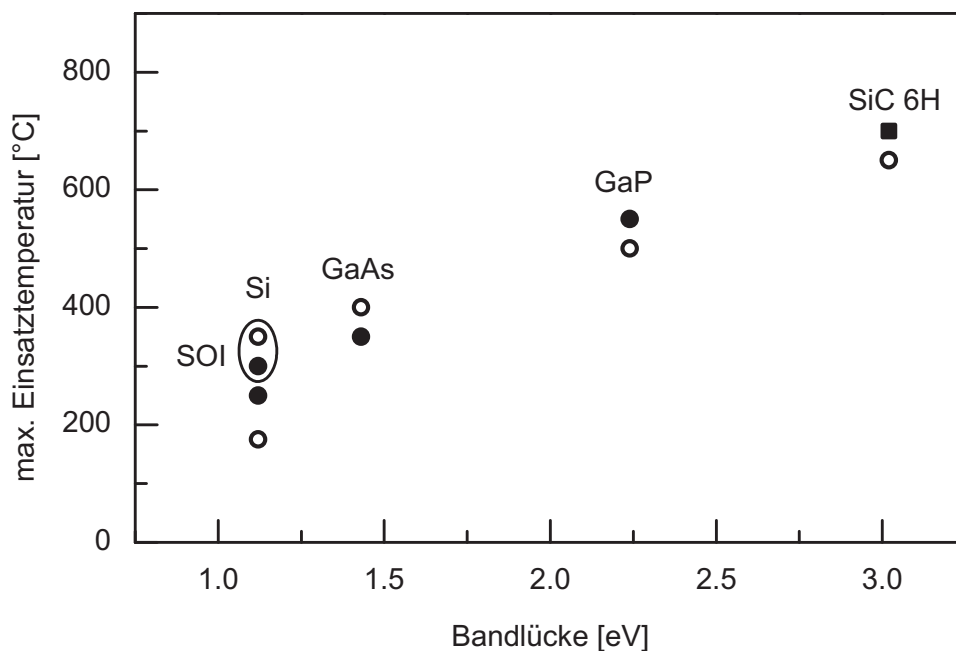


Abb. 1.1: Maximale Einsatztemperatur in Abhängigkeit von der Bandlücke verschiedener Halbleiter \circ [105], \bullet [33], \blacksquare [21].

Die vergleichsweise kleine Bandlücke des Siliziums (Si) erlaubt lediglich den Betrieb von Schaltungen bis zu einer Temperatur von etwa 350 °C. Nur durch den Einsatz von Halbleitern mit größerem Bandlückenabstand, wie zum Beispiel Galliumarsenid (GaAs), Galliumphosphid (GaP) oder Siliziumkarbid (SiC), lässt sich eine höhere Temperaturstabilität erzielen [65]. Der entscheidende Nachteil dieser Materialien liegt jedoch in zahlreichen technologischen Hindernissen, die eine breite kommerzielle Anwendung bisher nicht zulassen. Im Gegensatz dazu verfügt Silizium über eine stark ausgereifte Technologie. Dieser enorme Vorteil macht Silizium stets zur optimalen Wahl, sofern die beschränkte Temperaturstabilität in Kauf genommen werden kann.

Wird zur Herstellung der Schaltkreise die konventionelle CMOS¹-Technologie auf Siliziumsubstraten eingesetzt, so beschränkt sich die maximale Einsatztemperatur auf lediglich 200 °C. Verantwortlich hierfür sind stark zunehmende Leckströme an pn-Übergängen, die zum Ausfall der Schaltung führen. Zur Erweiterung des Temperaturbereichs können unterschiedliche Strategien verfolgt werden. Eine davon ist die SOI²-Technologie [83]. Mithilfe der hierbei verwendeten SOI-Substrate lässt sich die Fläche der pn-Übergänge deutlich reduzieren. Die daraus resultierenden niedrigeren Leckströme erlauben eine maximale Einsatztemperatur von etwa 350 °C [34].

Eine andere Strategie zur Steigerung der Temperaturstabilität liegt im Einsatz hoher Dotierstoffkonzentrationen. Hierdurch wird die Schwelle der kritischen intrinsischen Ladungsträgerkonzentration erst bei deutlich höheren Temperaturen überschritten [62]. MOSFETs³, die über hohe Dotierstoffkonzentrationen verfügen, lassen sich besonders einfach in einem vertikalen Bauteilkonzept umsetzen. Die einzelnen Gebiete des vertikalen MOSFETs werden durch eine epitaktische Abscheidung dotierter Schichten realisiert. Dadurch lassen sich Kurzkanal-Bauelemente mit einem extrem scharfen Dotierprofil herstellen.

Ein Anwendungsbeispiel, bei dem ein Bedarf an temperaturstabilen MOSFETs besteht, ist durch den FGFET⁴ Gassensor [38] gegeben. Der Sensor erreichte in den letzten Jahren ein hohes Entwicklungsstadium und wird derzeit in klassischer CMOS-Technologie gefertigt. Diese beschränkt jedoch die maximale Einsatztemperatur und damit auch das Anwendungsspektrum des Sensors.

Ein Ziel der vorliegenden Arbeit ist ein Vergleich der unterschiedlichen MOSFET Konzepte hinsichtlich ihrer Temperaturstabilität. Dabei sollen zum einen laterale Transistoren auf Silizium- und SOI-Substraten und zum anderen vertikale Transistoren mit unterschiedlichen Aufbau des Schichtstapels hergestellt werden. Parallel wird auch eine temperaturstabile Variante des FGFET Sensors gefertigt und evaluiert.

Im Folgenden soll ein kurzer Überblick zu den behandelten Themen in den einzelnen Kapiteln gegeben werden.

¹CMOS: Complementary Metal Oxide Semiconductor

²SOI: Silicon On Insulator

³MOSFET: Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor

⁴FGFET: Floating Gate Field Effect Transistor

Das **Kapitel 2** gibt zunächst einen Einstieg in das Thema der temperaturstabilen MOS Transistoren. Nach einer kurzen Behandlung der physikalischen Grundlagen wird das laterale und vertikale MOSFET Konzept vorgestellt. Vordergründig werden dabei Temperatureffekte beschrieben, die zu einem veränderten Bauteilverhalten führen.

Im **Kapitel 3** wird der FGFET Gassensor vorgestellt. Nach der Beschreibung des Arbeitsprinzips folgt ein Vergleich zwischen der Standard- und einer Hochtemperatur-Variante des Sensors. Herausgestellt werden die Vorteile der höheren Temperaturstabilität, sowie die hierfür erforderlichen Maßnahmen.

Kapitel 4 gibt einen Überblick zu den prinzipiellen Prozessabläufen der Bauelementherstellung. Schrittweise wird dabei der Aufbau des lateralen MOSFETs, des vertikalen MOSFETs sowie des Hochtemperatur-FGFET Sensors erklärt.

Das **Kapitel 5** behandelt die technologischen Grundlagen. Die Schwerpunkte werden dabei auf Technologien gelegt, die für die Prozessentwicklung eine herausragende Rolle spielen.

Im **Kapitel 6** wird die Entwicklung der Einzelprozesse zur Herstellung des vertikalen MOSFETs sowie des FGFET Sensors vorgestellt. Beide Bauelemente zeichnen sich durch eine ähnliche Prozessführung aus und werden daher gemeinsam in einem Kapitel behandelt. Zu den besonders kritischen Einzelprozessen zählen die Abscheidung des Transistorstapels und die Strukturierung der Transistormesa. Beide werden ausführlich beschrieben.

Kapitel 7 befasst sich mit der Prozessentwicklung zum lateralen MOSFET. Ein wichtiger Einzelprozess ist in diesem Fall die Dotierung durch Spin On Dopants, die detaillierter behandelt wird.

Das **Kapitel 8** stellt die Ergebnisse der elektrischen Charakterisierung der in dieser Arbeit hergestellten MOSFETs zusammen. Gegliedert in Raumtemperaturmessungen und Messungen bei erhöhten Temperaturen werden die wichtigsten Bauteilparameter vorgestellt und diskutiert.

Im **Kapitel 9** folgt die Präsentation und Diskussion der Resultate zum FGFET Sensor. Dabei wird neben der Einstellung des Arbeitspunktes auch die Gasbeaufschlagung des Sensors beschrieben.

Abschließend werden im **Kapitel 10** die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick gegeben.





Kapitel 2

Siliziumbasierte MOSFETs und deren Einsatz bei hohen Temperaturen

Obwohl Silizium nicht zu den klassischen Hochtemperatur-Halbleitern zählt, bietet es den Vorteil der stark ausgereiften Technologie. Dazu gehört eine breite Palette an Prozessen zur Herstellung unterschiedlichster Bauelemente. Das wohl am häufigsten hergestellte Bauelement ist der MOS Feldeffekt-Transistor. Dieser wird in hoher Stückzahl in beinahe jede Schaltung integriert.

Die Funktion des MOSFETs zeigt eine starke Temperaturabhängigkeit. Bestimmte Parameter verändern mit zunehmender Temperatur ihren Wert, was schließlich zum Ausfall der gesamten Schaltung führt. Die Stabilität der Parameter hängt stark vom Aufbau des MOSFETs ab. Einen Einfluss haben beispielsweise Substratmaterial, Dotierung oder Geometrie.

Zu Beginn des Kapitels werden zunächst einige Grundlagen zu den temperaturabhängigen Eigenschaften von Silizium vorgestellt. Vordergründig wird der pn-Übergang als Basis eines jeden Bauelements behandelt. Anschließend folgt ein Unterkapitel zum lateralen MOSFET Konzept. Anhand dieses Transistortyps werden die typischen Bauteilparameter vorgestellt, die sich aus der elektrischen Charakterisierung ableiten lassen. Ferner wird auch der Einfluss der Temperatur auf diese Parameter erläutert. Im gleichen Abschnitt wird auch die SOI-Technologie als Möglichkeit zur Erhöhung der Temperaturstabilität diskutiert. Darauf aufbauend schließt sich ein Unterkapitel zum vertikalen MOSFET Konzept an. In diesem werden zwei unterschiedliche Transistor-Varianten für den Einsatz bei hohen Temperaturen vorgestellt.

2.1 Physikalische Grundlagen

Um die temperaturbedingte Änderung des Bauteilverhaltens interpretieren zu können ist es notwendig die dahinter stehenden physikalischen Effekte zu kennen. Daher werden in diesem Unterkapitel zunächst die wichtigsten temperaturabhängigen Eigenschaften von Silizium beschrieben.

2.1.1 Ladungsträgerdichten im thermischen Gleichgewicht

Die Ladungsträgerdichte in einem Halbleiter stellt sich durch die gegenläufigen Prozesse der Generation und Rekombination ein. Dabei lassen sich die Konzentrationen der Elektronen und der Löcher durch folgende Gleichungen beschreiben:

$$n = N_L \exp\left(\frac{E_F - E_g}{k_b T}\right) \quad (2.1)$$

$$p = N_V \exp\left(-\frac{E_F}{k_b T}\right) \quad (2.2)$$

n, p : Elektronen- und Löcherkonzentration, N_L, N_V : effektive Zustandsdichten im Leitungs- und Valenzband, E_g : Bandlücke, E_F : *Fermi*-Energie, k_B : *Boltzmann*-Konstante, T : Temperatur

Da sich die Ladungsträgergeneration und -rekombination stets im thermodynamischen Gleichgewicht befinden, lässt sich analog zum Massenwirkungsgesetz der Chemie folgende Gleichung aufstellen:

$$n p = N_L N_V \exp\left(-\frac{E_g}{k_b T}\right) = n_i^2 \quad (2.3)$$

n_i : intrinsische Ladungsträgerkonzentration

Im Spezialfall des undotierten (intrinsischen) Halbleiters wird die Konzentration der Elektronen n und Löcher p nur durch die Temperatur und den Bandabstand bestimmt. Da jede thermische Anregung eines Leitungselektrons auch stets ein Loch generiert, gilt für die intrinsische Ladungsträgerkonzentration folgender Zusammenhang:

$$n_i = n = p = \sqrt{N_L N_V} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_b T}\right) \quad (2.4)$$

Die intrinsische Ladungsträgerkonzentration n_i wird primär durch die Temperaturabhängigkeit des Exponentialterms bestimmt. Daneben besteht indirekt eine schwache Temperaturabhängigkeit über die effektiven Zustandsdichten $N_L(T), N_V(T) \sim T^{3/2}$ sowie über die Bandlücke $E_g(T)$. Für die Abnahme des Bandabstandes mit zunehmender Temperatur gilt:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \quad (2.5)$$

$E_g(0)$: Bandlücke bei 0 K, α, β : Materialkonstanten

2.1.2 Ladungsträgerdichten in dotierten Halbleitern

Für die Funktion aller Halbleiterbauelemente ist es notwendig, ein Ungleichgewicht zwischen den Ladungsträgerdichten von Elektronen und Löchern zu schaffen. Dieser extrinsische Zustand lässt sich durch einen zusätzlichen Eintrag von Dotierstoffen erzielen. Oberhalb von etwa 200 K liegt die vollständige Ionisation der eingebrachten Dotierstoffe vor, sodass folgende die Neutralitätsbedingung gilt:

$$n(T) + N_A = p(T) + N_D \quad (2.6)$$

N_A, N_D : Konzentration der Akzeptoren bzw. Donatoren

Unter Berücksichtigung des Massenwirkungsgesetzes aus der Gleichung 2.3 resultiert folgende temperaturabhängige Elektronen- bzw. Löcherkonzentration:

$$n(T) = \frac{1}{2} \left((N_D - N_A) + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2(T)} \right) \quad (2.7)$$

$$p(T) = \frac{1}{2} \left((N_A - N_D) + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4n_i^2(T)} \right) \quad (2.8)$$

Dominiert in Gleichung 2.7 die Donatorkonzentration N_D bzw. in Gleichung 2.8 die Akzeptorkonzentration N_A , so kann die jeweils andere vernachlässigt werden. Damit wird die Unterscheidung zwischen n- und p-Halbleitern getroffen.

Die Abbildung 2.1 stellt die Ladungsträgerkonzentration der Majoritäten und Minoritäten als Funktion der Temperatur für verschiedene Dotierstoffkonzentrationen dar.

Im Bereich niedriger Temperaturen wird unabhängig von der Dotierung eine konstante Majoritätenkonzentration beobachtet. Zugleich kann die intrinsische Ladungsträgerkonzentration zunächst vernachlässigt werden. Mit zunehmender Temperatur steigt jedoch Letztere stark an und erreicht bei der sogenannten *intrinsischen Temperatur* T_i den Wert der Majoritätenkonzentration. Ab dieser Temperatur geht extrinsische Zustand und damit die Funktion der Halbleiterbauelemente verloren. Dem Diagramm lässt sich jedoch ebenfalls entnehmen, dass eine hohe Dotierstoffkonzentration zu einer hohen intrinsischen Temperatur führt. Folglich erfordern temperaturstabile Bauelemente hohe Dotierungen.

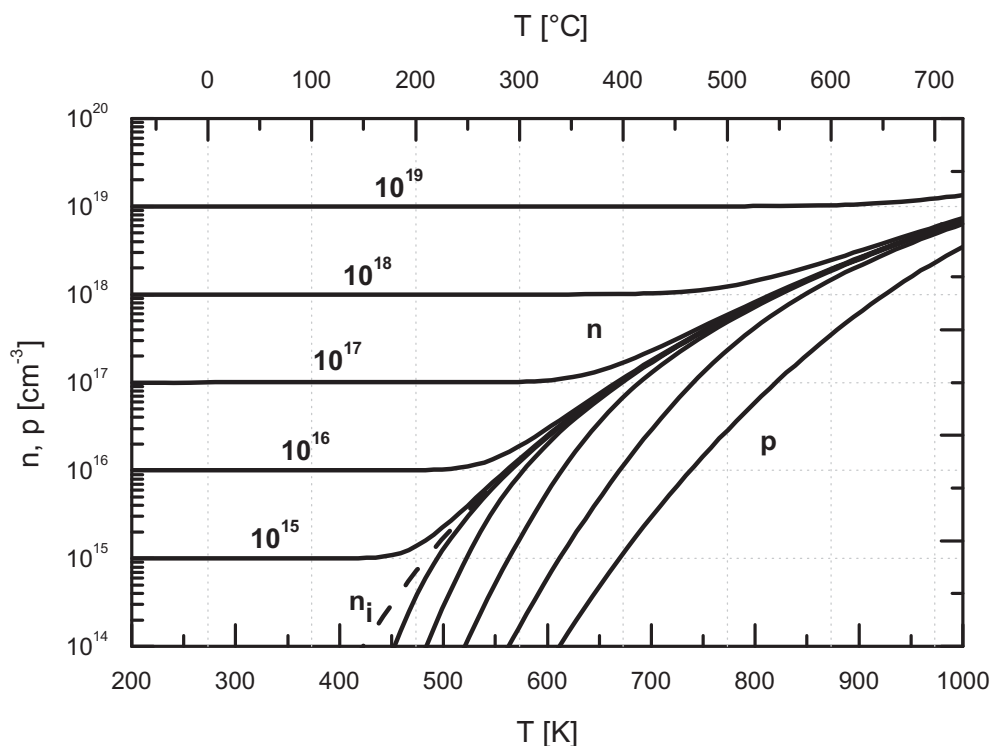


Abb. 2.1: Ladungsträgerkonzentration in Abhängigkeit von der Temperatur und der Donatorkonzentration als Parameter.

2.1.3 *Fermi*-Potenzial

Die *Fermi*-Energie stellt ein Maß für die Stärke der Dotierung eines Halbleiters dar. Ausgehend von einem intrinsischen Halbleiter, dessen *Fermi*-Niveau sich in der Bandmitte befindet, führt die p- bzw. n-Dotierung zu einer Verschiebung von E_F in Richtung Valenz- bzw. Leitungsband. Aus der Energiedifferenz zwischen dem intrinsischen und dem *Fermi*-Niveau des dotierten Halbleiters berechnet sich nach folgender Gleichung das *Fermi*-Potenzial:

$$\phi_F = \frac{E_F - E_i}{e} \quad (2.9)$$

ϕ_F : *Fermi*-Potenzial, E_i intrinsische *Fermi*-Energie, e : Elementarladung

Unter Verwendung der Gleichungen 2.7 und 2.8 lässt sich das *Fermi*-Potenzial für den n- bzw. p-Halbleiter folgendermaßen darstellen:

$$\phi_n = \frac{k_b T}{e} \ln \left(\frac{N_D + \sqrt{N_D^2 + 4n_i^2}}{2n_i} \right) \quad (2.10)$$

$$\phi_p = -\frac{k_b T}{e} \ln \left(\frac{N_A + \sqrt{N_A^2 + 4n_i^2}}{2n_i} \right) \quad (2.11)$$

ϕ_n, ϕ_p : *Fermi*-Potenzial eines n- bzw. p-Halbleiters

Die Abbildung 2.2 stellt das *Fermi*-Potenzial eines n-dotierten Halbleiters in Abhängigkeit der Temperatur für verschiedene Dotierstoffkonzentrationen dar.

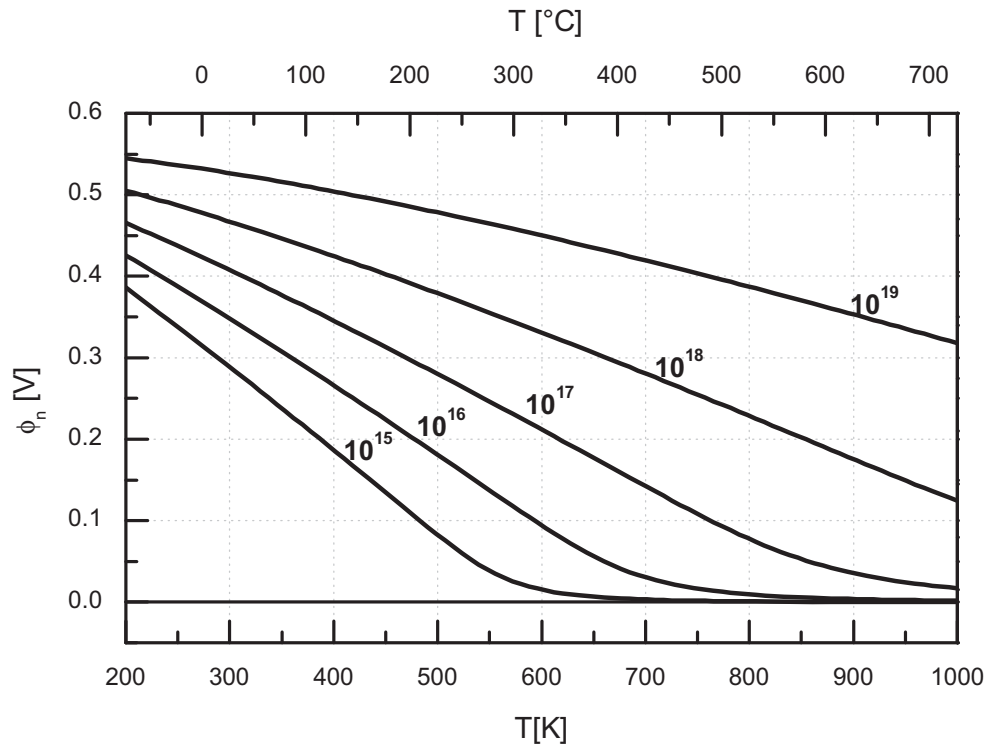


Abb. 2.2: *Fermi*-Potenzial in Abhängigkeit von der Temperatur und der Donatorkonzentration als Parameter.

Zwischen *Fermi*-Potenzial und Ladungsträgerkonzentration besteht eine direkte Verknüpfung. Somit führt die mit zunehmender Temperatur wachsende Konzentration an intrinsischen Ladungsträgern zu einer Annäherung des *Fermi*-Potenzials an die Nulllinie. Höhere Dotierungen bewirken mit steigender Temperatur eine geringere Abnahme des *Fermi*-Potenzials und damit eine höhere Stabilität der Halbleiterbauelemente.

2.1.4 Ladungsträgerbeweglichkeit

Der Ladungstransport in dotierten Halbleitern wird zum einen durch Phononenstreuung und zum anderen durch Streuung an Dotierstoffatomen beeinflusst. Beide Mechanismen verfügen über unterschiedliche Abhängigkeiten von der Temperatur und der Dotierstoffkonzentration [103].

Die resultierende Gesamtbeweglichkeit lässt sich in einem bestimmten Temperaturbereich mithilfe eines empirischen Modells nach *Arora* [7] beschreiben. Die Abbildungen 2.3 und 2.4 zeigen hierzu entsprechende Diagramme.

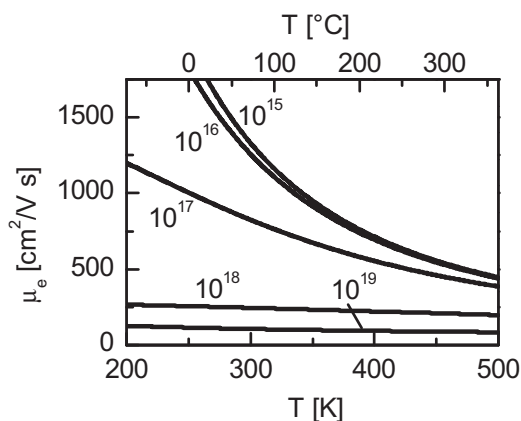


Abb. 2.3: Elektronenbeweglichkeit in Abhängigkeit von der Temperatur und der Donatorkonzentration als Parameter.

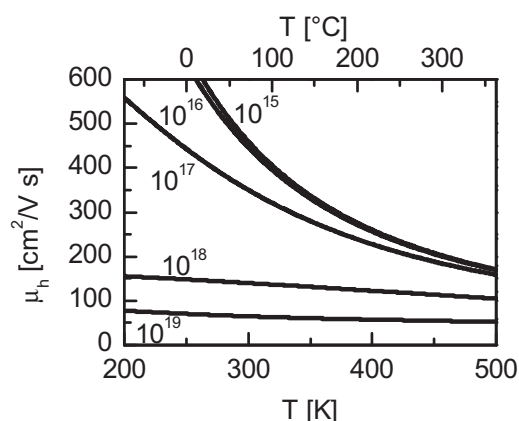


Abb. 2.4: Löcherbeweglichkeit in Abhängigkeit von der Temperatur und der Akzeptorkonzentration als Parameter.

Die für temperaturstabile Bauelemente notwendige hohe Dotierung führt bereits bei Raumtemperatur zu einer niedrigen Löcher- und Elektronenbeweglichkeit. Mit zunehmender Temperatur ändern sich die die Beweglichkeiten hoch dotierter Halbleiter nur noch geringfügig.

2.1.5 pn-Übergang

Der Kontakt zweier unterschiedlich dotierter Bereiche bewirkt die Diffusion von Ladungsträgern in das jeweils andere Gebiet. Im grenzflächennahen Bereich rekombinieren diese und bilden eine Raumladungszone (RLZ) aus, deren Weite durch die Dotierstoffkonzentrationen bestimmt wird. Die in den n- und p-Bereichen verbleibenden festen Ladungsträger führen zur Aufladung der Gebiete. Hieraus resultiert die sogenannte Diffusionsspannung [44, 103]:

$$V_{\text{diff}} = \frac{k_B T}{e} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (2.12)$$

V_{diff} : Diffusionsspannung

Das Anlegen einer äußeren Spannung ermöglicht die Ausdehnung oder Verkürzung der Raumladungszone. Für die RLZ-Weite gilt dann:

$$w_{\text{RLZ}} = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{\text{Si}}}{e} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_{\text{diff}} + V)} \quad (2.13)$$

w_{RLZ} : Weite der Raumladungszone, ϵ_0 : Permittivität des Vakuums, ϵ_{Si} : Permittivität des Siliziums, V : angelegte Spannung

Kompensiert die angelegte Spannung die Diffusionsspannung, so wird die RLZ vollständig abgebaut und der pn-Übergang in Durchlassrichtung betrieben. Die umgekehrte Polung führt hingegen zur Ausdehnung der RLZ. Es fließt ein niedriger Sperrstrom. Die temperaturbedingte Zunahme des Sperrstroms entscheidet im hohen Maße über die maximale Einsatztemperatur der Halbleiterbauelemente.

Sperrstrom

Der Sperrstrom eines pn-Übergangs setzt sich aus dem Generations-Rekombinations-Sperrstrom sowie dem Diffusions-Sperrstrom zusammen [51, 103]:

$$I_R = I_{\text{gen}} + I_{\text{diff}} \quad (2.14)$$

I_R : Gesamt-Sperrstrom, I_{gen} : Generations-Rekombinations-Sperrstrom, I_{diff} : Diffusions-Sperrstrom

Der Generations-Rekombinations-Sperrstrom resultiert aus der thermischen Bildung von Elektron-Loch-Paaren in der Raumladungszone. Er berechnet sich nach folgender Gleichung:

$$I_{\text{gen}} = eA \frac{w_{\text{RLZ}}}{\tau} n_i \quad (2.15)$$

A : effektive Fläche des pn-Übergangs, τ : effektive Ladungsträgerlebensdauer

Der Diffusions-Sperrstrom hat seinen Ursprung im neutralen Bereich am Rand der Raumladungszone. Die an dieser Stelle generierten Minoritätsladungsträger diffundieren zur Verarmungszone, werden dort vom starken Feld erfasst und passieren den pn-Übergang. In die Berechnung des Diffusions-Sperrstroms fließen die Diffusionslängen und -konstanten ein. Denn nur Ladungsträger, deren Diffusionszeit geringer ist als die Lebensdauer tragen zum Diffusionsleckstrom bei:

$$I_{\text{diff}} = eA \left(\frac{D_e}{N_A L_e} + \frac{D_h}{N_D L_h} \right) n_i^2 \quad (2.16)$$

D_e, D_h : Diffusionskonstante der Elektronen bzw. Löcher, L_e, L_h : Diffusionslänge der Elektronen bzw. Löcher

Beide Sperrstromanteile verfügen über unterschiedliche Abhängigkeiten von der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration und damit von der Temperatur. Durch die Auftragung des Sperrstroms über die reziproke Temperatur lassen sich beide Anteile separieren. Dabei korrespondiert der Sperrstromanstieg bis zu einem Temperaturbereich von 125 – 150 °C mit n_i und darüber mit n_i^2 [44]. Folglich dominiert bei niedrigen Temperaturen der Generations-Rekombinations-Sperrstrom und bei hohen der Diffusions-Sperrstrom.



Durchbruchmechanismen

Das Überschreiten einer gewissen Sperrspannung führt zu einem starken Anstieg des Sperrstroms und damit zum Durchbruch des pn-Übergangs. Dem Durchbruch können zwei unterschiedliche Mechanismen zu Grunde liegen. Abhängig vom elektrischen Feld wird entweder ein *Zener*- oder ein *Avalanche*-Durchbruch beobachtet [111].

Der *Avalanche*-Durchbruch oder auch Lawinen-Durchbruch tritt insbesondere bei niedrig dotierten pn-Übergängen auf. Eine schematische Darstellung des Prozesses ist in der Abbildung 2.5 zu finden. Der Durchbruch beginnt mit einem infolge des starken elektrischen Feldes beschleunigten Minoritätsladungsträger (1). Dieser kollidiert mit einer Silizium-Bindung und generiert hierbei ein Elektron-Loch-Paar (2). Die neu entstandenen Ladungsträger werden ihrerseits wiederum beschleunigt und führen nach Kollisionen zur weiteren Freisetzung von Elektronen und Löchern (3, 3'). Es baut sich zunehmend eine Lawine auf, die zum sprunghaften Anstieg des Sperrstroms führt.

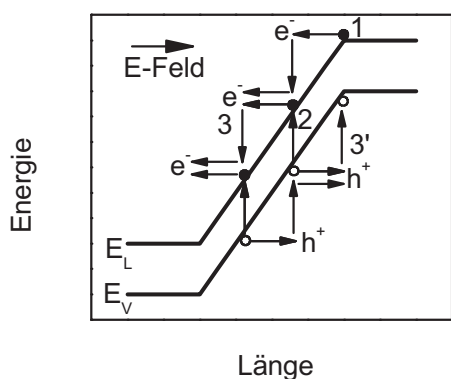


Abb. 2.5: Schematische Darstellung des *Avalanche*-Durchbruchs.

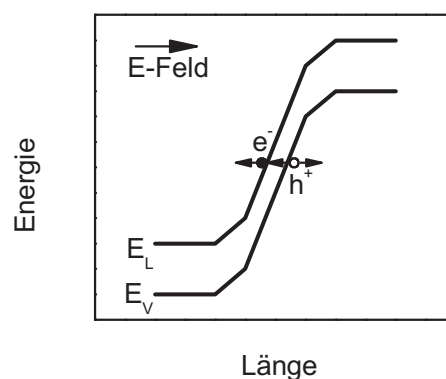


Abb. 2.6: Schematische Darstellung des *Zener*-Durchbruchs.

Der *Avalanche*-Durchbruch zeichnet sich durch einen negativen Temperaturkoeffizienten der Durchbruchsspannung aus. Denn mit zunehmender Temperatur nimmt die Phononenstreuung zu und damit die mittlere freie Weglänge der generierten Ladungsträger ab.

Im Vergleich zum *Avalanche*-Durchbruch erfordert der *Zener*-Durchbruch eine hohe elektrische Feldstärke am pn-Übergang (10^6 V/m [44]). Er wird daher nur bei hohen Dotierungen und den damit verbundenen kurzen RLZ beobachtet. Der Durchbruch beruht auf dem quantenmechanischen Tunnel-Effekt. Getreu dem in der Abbildung 2.6 dargestellten Banddiagramm können Elektronen aus dem Valenzband das verbotene Band durchqueren.

Für einen abrupten pn-Übergang lässt sich die maximale Feldstärke nach folgender Gleichung berechnen [44]:

$$E_{\max} = \frac{2(V_{\text{diff}} + V_{\text{R}})}{w_{\text{RLZ}}} = \sqrt{\frac{2e}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{Si}}} \frac{N_{\text{A}} N_{\text{D}}}{N_{\text{A}} + N_{\text{D}}} (V_{\text{diff}} + V_{\text{R}})} \quad (2.17)$$

E_{\max} : maximale elektrische Feldstärke am abrupten pn-Übergang, V_{R} : angelegte Sperrspannung

Bei der Berechnung ist jedoch zu berücksichtigen, dass die hier vorliegenden hohen Dotierungen mit einer Erniedrigung des Bandabstandes (bandgap narrowing) verbunden sind. In Abhängigkeit von der Dotierstoffkonzentration verringert sich die Bandlücke eines p-Halbleiters nach folgendem Ausdruck [103]:

$$\Delta E_{\text{g}} = 22.5 \sqrt{\frac{N_{\text{A}}}{1 \cdot 10^{18}}} \quad (2.18)$$

ΔE_{g} : Abnahme des Bandabstandes in mV

Unter Verwendung der maximalen Feldstärke gilt für die Band-zu-Band-Tunnelstromdichte der Zusammenhang:

$$j_{\text{tunn}} = \frac{\sqrt{2m^*} e^3 E_{\max} V_{\text{R}}}{4\pi^2 \hbar^2 \sqrt{E_{\text{g}}}} \exp\left(\frac{-4\sqrt{2m^*} E_{\text{g}}^{3/2}}{3e\hbar E_{\max}}\right) \quad (2.19)$$

j_{tunn} : Band-zu-Band-Tunnelstromdichte, m^* : effektive Elektronenmasse, \hbar : reduziertes Plancksches Wirkungsquantum

Die Durchbruchspannung des *Zener*-Durchbruchs verfügt über einen positiven Temperaturkoeffizienten. Der Grund hierfür ist der mit steigender Temperatur abnehmende Bandabstand und die hierdurch steigende Tunnelwahrscheinlichkeit.