

Methode zur Bestimmung der Adatomkonzentration von Dotierstoffen

Von der Fakultät Informatik, Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines
Doktor-Ingenieurs (Dr. Ing.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von
Michael Oehme
aus Jena

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. E. Kasper
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. habil. J. H. Werner

Tag der mündlichen Prüfung: 7. November 2003

Institut für Halbleitertechnik

Universität Stuttgart

2003

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	5
Summary	7
Formelzeichen	9
1 Einleitung	11
2 Molekularstrahlepitaxie von SiGe-Schichten	13
2.1 Prinzipieller Aufbau der MBE-Anlage	14
2.2 Vakuumsystem	16
2.3 Verdampferquellen	19
2.3.1 Silizium-Elektronenstrahlverdampfer	20
2.3.2 Germanium-Effusionszelle	22
2.3.3 Kohlenstoff-, Bor- und Antimonzellen	26
2.4 Substratheizung	27
2.5 In-situ Analytik	29
2.6 Substratpräparation	31
3 Charakterisierungsverfahren	33
3.1 Sekundärionenmassenspektrometrie	33
3.2 Optische Bestimmung des Germaniumgehalts	36
3.3 Dickenmessung und Ratenkalibrierung	40
3.4 Ladungsträgerkonzentration	41
3.5 Kristallqualität	42
3.6 Oberflächenmorphologie	44

4	Oberflächensegregation	47
4.1	Wachstumsprozesse	47
4.2	Dotierung und Segregation	49
4.3	Dotierprofile bei konstanter Segregationsweite	53
4.4	Verallgemeinerung der Segregationsgleichung	56
5	Experimentelle Untersuchungen zur Segregation	61
5.1	Basisexperiment	61
5.2	Ausführungsvarianten	65
6	Segregation von Bor und Kohlenstoff in Silizium und Silizium-Germanium	71
6.1	Bor Segregation bei der Wachstumstemperatur von 600°C	71
6.2	Einfluß von Silizium-Ionen auf die Borsegregation	80
6.3	Temperaturabhängigkeit der Borsegregation	84
6.4	Maximaler Einbau von Bor in Silizium bei 700°C Wachstumstemperatur	87
6.5	Segregation von Kohlenstoff in Silizium	89
6.6	Segregation in Silizium-Germanium	92
7	Anwendung auf das Wachstum von Bauelementstrukturen	95
7.1	Esaki Tunneldiode	95
7.2	Integrierte Impatt-Diode	99
8	Diskussion und Ausblick	103
9	Literaturverzeichnis	105
	Danksagung	109
	Lebenslauf	111

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt eine neue Methode für die Untersuchung der Oberflächensegregation von Dotierstoffen und diese basiert auf einer definierten Epitaxiesequenz. Das Wachstum dieser Schichtsysteme erfolgt mit der Methode der Molekularstrahlepitaxie. Mit einer ex-situ Tiefenprofilanalyse wird die Oberflächenkonzentration berechnet und die zugehörige Volumenkonzentration der Dotieratome direkt bestimmt. Dieses Experiment findet besonders Anwendung für Dotierstoffe mit einer Segregationsweite im Bereich einiger Nanometer, bei der übliche Verfahren versagen.

Die Wachstumsparameter Siliziumrate und Dotierfluß werden innerhalb einer Probe konstant gehalten. Nur die Wachstumstemperatur wird während des Prozesses definiert geändert. Eine anschließende Schichtanalyse mißt die Tiefenverteilung der absoluten Konzentration der Dotieratome. Durch die definierten Temperatursprünge entsteht ein Konzentrationsprofil, aus dem sich zu jedem Sprung die zugehörige relative Änderung der Oberflächenkonzentration der Dotieratome ermitteln läßt. Bei geeigneter Wahl der Referenztemperatur können sogar die zur Untersuchungstemperatur zugehörigen absoluten Konzentrationen der Adatome des Dotierstoffs bestimmt werden. Zusätzlich liefert die Tiefenprofilanalyse die zugehörige Volumenkonzentration. Aus diesen beiden Meßwerten berechnet sich die Segregationsweite.

Am Beispiel der Dotierung des Elements Bor in Silizium mit einer (100) Oberfläche wird das Basisexperiment in seiner Anwendung ausführlich demonstriert. Zu jeder Gleichgewichtsdotierung in Abhängigkeit der Wachstumstemperatur läßt sich die zugehörige Adatomkonzentration bestimmen. Diese neue Methode liefert Daten für die Erzeugung eines scharfen Dotierprofils, indem vor dem Schichtwachstum die notwendige Borvorbelegung aufgelegt wird.

Der Einfluß von Siliziumionen auf die Segregationseigenschaften bei der Dotierung von Silizium mit Bor wird mit dem Basisexperiment untersucht. Dabei ergibt sich eine Erhöhung der Oberflächenkonzentration der Boratome nur durch das angelegte Substratpotential ab einer Spannung von 200 V. Der Ionenbeschuß vergrößert somit die Segregationsweite. Weiterhin läßt sich unter diesen Bedingungen auch eine Konzentrationsabhängigkeit der Borsegregation nachweisen.

In weiteren Experimenten wird die Temperaturabhängigkeit der Segregation und der maximale Einbau von Bor in Silizium untersucht. Als zweite Anwendungsmöglichkeit des Basisexperiments werden die Segregationseigenschaften von Kohlenstoff im Material Silizium analysiert.

In der aktuellen Forschung gewinnt das Materialsystem Silizium-Germanium mit einem geringen Anteil an Kohlenstoff, welcher im Dotierkonzentrationsbereich liegt,

immer mehr an Bedeutung. Die Segregationseigenschaften dieses Systems sind bisher kaum untersucht worden. Jedoch bietet das Basisexperiment dafür die idealen Voraussetzungen. In dieser Arbeit wird die Segregation der Elemente Bor und Kohlenstoff im Materialsystem Silizium-Germanium mit Germaniumgehalten von 20% und 33% untersucht.

Abschließend wird das Wachstum zweier spezieller Bauelementstrukturen vorgestellt, bei denen die Ergebnisse des Basisexperiments für die benötigten scharfen Dotierprofile eingesetzt werden.

Summary

This paper describes a new method for the investigation of dopant surface segregation and it is based on a defined epitaxy sequence. The layers are grown by molecular beam epitaxy. With an ex-situ depth profile analysis, the bulk and surface concentration of the dopant atoms are determined and calculated, respectively. This experiment is especially useful for dopants with segregation lengths in the range of nanometers where other methods fails.

The growth parameters silicon rate and dopant flux are kept constant over the complete MBE-structure. Only the growth temperature is altered during the process. A following layer analysis measures the depth distribution of the absolute concentration of the dopant atoms. Through the defined temperature steps concentration profiles deviate from the flat one, from which the relative change of the surface concentration of the dopant adatoms, for each step, is determined. By suitable selection of the reference temperature, we can even determine the absolute concentration of the adatoms of the dopants at the investigated temperature. Additionally the depth profile analysis delivers the bulk concentration. From these two measurements the segregation length is calculated.

The fundamental investigation and its application is comprehensively demonstrated with the example of the doping of the element boron in (100) silicon. For every equilibrium doping level, at a given temperature, the surface adatom concentration can be determined. This new method delivers data for the growth of a sharp doping profile, in which the layer growth starts with the supply of an exact boron adlayer density of a fraction of a monolayer.

The influence of silicon ions on the segregation properties, by doping of silicon with boron, is investigated with this basic experiment. The result is an increase of the surface concentration of the boron adatoms only using an electrical potential on the substrate of at least 200 V. The ion bombardment therefore increases the segregation length. Furthermore for these conditions a concentration dependent of the boron segregation is proven.

In further experiments the temperature dependency of segregation and the solid solubility level of boron in silicon are investigated. As a second application we analyse with the fundamental investigation the segregation properties from carbon in the material silicon.

In current research the material system silicon-germanium with carbon doping is of more and more importance. Before this work, the segregation properties of this system have been scarcely investigated. However this method is the ideal prerequisite to investigate material systems with several components. In this work the segregation of the

elements boron and carbon in the material system silicon-germanium with germanium fraction from 20 % and 33 % is explored.

Finally the growth of two special device structures is presented, by which the results from the fundamental investigation is used to obtain the required sharp doping profile.

Formelzeichen

a'	Abstand zweier benachbarter Gitterplätze
a_{Ge}	Germaniumgitterkonstante
a_{Si}	Siliziumgitterkonstante
c	Lichtgeschwindigkeit
d	Schichtdicke
D_{S}	Oberflächendiffusionskonstante
F	Fluß
F_0	Gleichgewichtsfluß
F_{B}	Borfluß
F_{C}	Kohlenstofffluß
h	Plancksche Konstante
k_{B}	Boltzmannkonstante
k_{O}	Extinktionskoeffizient
L	mittlere freie Weglänge
m	natürliche Zahl
M	Molekulargewicht
n_{B}	Volumenkonzentration
$n_{\text{B, equ}}$	Gleichgewichtsvolumenkonzentration
n_{O}	Brechungsindex
n_{S}	Oberflächenkonzentration
$n_{\text{S, equ}}$	Gleichgewichtsoberflächenkonzentration
$n_{\text{S, Tref}}$	Oberflächenkonzentration der Referenztemperatur
$n_{\text{S, Tseg}}$	Oberflächenkonzentration der Untersuchungstemperatur
N_{A}	Avogadrokonstante
N_{S}	Anzahl der Gitterplätze auf der Oberfläche
p	Druck
r	Molekylradius

R	Wachstumsrate
R_{Ge}	Germaniumrate
R_{Si}	Siliziumrate
R_{O}	Reflektivität
t	Zeit
T	Temperatur
T_{ref}	Referenztemperatur
T_{seg}	Untersuchungstemperatur
W	Energie
W_{des}	Desorptionsenergie
W_{S}	Oberflächendiffusionsenergie
X	Germaniumgehalt
z	Koordinate
z_1, z_2	Integrationsgrenzen
Δ_{S}	Segregationsweite
$\Delta_{\text{S},T_{\text{ref}}}$	Segregationsweite der Referenztemperatur
$\Delta_{\text{S},T_{\text{seg}}}$	Segregationsweite der Untersuchungstemperatur
λ	Wellenlänge
ν_0	Frequenz der Gitterschwingungen
τ_{des}	mittlere Verweilzeit des Adatoms auf der Oberfläche

Kapitel 1

Einleitung

Die Entwicklung moderner Halbleiterbauelemente ist in den letzten Jahren durch den vertikalen Aufbau bis auf Strukturgrößen im atomaren Bereich vorgedrungen. Schichtstrukturen im Nanometerbereich zeichnen sich dadurch aus, daß in ihnen Quanteneffekte dominant werden. Deren qualitative und quantitative Analyse ist nicht nur für den Erkenntnisprozeß auf dem Gebiet der Halbleiter- und Festkörperphysik von hohem Wert, sondern auch im Hinblick auf neuartige elektronische Bauelemente.

Moderne Epitaxieverfahren, wie zum Beispiel die Molekularstrahlepitaxie oder die chemische Abscheidung aus der Gasphase, ermöglichen die kontrollierte Abscheidung dünner kristalliner Schichten mit einer gezielten Dotierung. Damit können auf Silizium basierende Halbleiterbauelemente mit Heterostrukturen, die in vertikaler Richtung Nanometerdimensionen aufweisen, hergestellt werden. Das Auftreten von quantenmechanischen Effekten in solchen dünnen Strukturen wurde bereits in Bauelementen wie dem HEMT (engl.: high electron mobility transistor) oder der Tunneldiode umgesetzt bzw. für bessere elektronische Eigenschaften ausgenutzt.

Der Vorteil der Molekularstrahlepitaxie besteht in der Abscheidung der Schichten bei relativ geringen Wachstumstemperaturen. Dies führt zu einer starken Reduzierung der durch die Volumendiffusion hervorgerufenen Einflüsse von Dotier- bzw. Legierungsatomen innerhalb des Siliziums. Weiterhin lassen sich dickere Heterostrukturen erzeugen, da ihre kritische Schichtdicke mit sinkender Temperatur steigt. Jedoch wird auch bei diesen Epitaxieschichten eine Verbreiterung bzw. Ausschmierung von Dotierprofilen beobachtet. Verantwortlich dafür ist hauptsächlich der Effekt der Oberflächensegregation. Die Herstellung von Halbleiterbauelementen bei tiefen Wachstumstemperaturen erfordert somit exakte Kenntnisse über diesen Prozeß.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der intensiven Untersuchung der Oberflächensegregation von Dotierelementen im Materialsystem Silizium. In der weltweit führenden Siliziumtechnologie wird für die p-Dotierung typischerweise das Element Bor eingesetzt. Die Segregationseigenschaften dieses Dotierstoffs wurden bereits in den 80er Jahren ausführlich bestimmt. Die Abhängigkeit der Segregationsweite von den Parametern Wachstumstemperatur und Siliziumrate ist seitdem bekannt. Somit eignet sich dieses Materialsystem sehr gut, um ein neues Verfahren für die Untersuchung der Oberflächensegregation zu testen.

Die Messung der Oberflächensegregation erfolgt typischerweise durch zwei Methoden. Zum einen wird die Oberflächenkonzentration der Dotieratome in-situ oder ex-situ an einem festen Dotierlevel gemessen. Die andere Methode bestimmt die Profilverbreiterung einer Deltadotierung. Dazu werden Tiefenprofilanalysen, wie die Sekundärionenmassenspektrometrie, eingesetzt. Bei der Messung von Profilen im Submonolagenbereich bzw. Segregationsweiten von einigen Nanometern stoßen die erwähnten Verfahren jedoch an ihre Grenzen. Zum Teil begründet sich das aus ihrer Tiefenauflösung und Sensitivität, aber auch aus der Absolutkalibrierung der Meßwerte.

In dieser Arbeit wird eine neue Methode zur Bestimmung der Adatomkonzentrationen von Dotierstoffen vorgestellt, die auf einer definierten Epitaxiesequenz basiert. Eine Tiefenprofilanalyse liefert die absolute Oberflächenkonzentration und die zugehörige Volumenkonzentration des Dotierstoffs. Dieses Verfahren eignet sich besonders gut für Segregationsweiten, die im Bereich einiger Nanometer liegen. Am Beispiel der Borsegregation im Silizium (100) wird die neue Methode demonstriert.

Das Kapitel 2 erläutert die technologischen und physikalischen Grundlagen der Wachstumsmethode Molekularstrahlepitaxie. Dabei wird besonders auf eine Effusionszelle für die Verdampfung des Materials Germanium eingegangen.

Typische Charakterisierungsverfahren zur Untersuchung von dünnen Epitaxieschichten beschreibt Kapitel 3. Einen Schwerpunkt bildet hier die Sekundärionenmassenspektrometrie, da diese als Hauptanalysemethode zur Untersuchung der Adatomkonzentration von Dotierstoffen im Matrixmaterial Silizium eingesetzt wird.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit den theoretischen Grundlagen des epitaktischen Wachstums. Der Mechanismus des Einbaus von Dotieratomen in einkristallines Material wird beschrieben. Einen Schwerpunkt bildet dabei die Untersuchung des Einflusses der Oberflächensegregation der Dotieratome auf die Verschmierung der Dotierprofile bei dem MBE Wachstum.

Im Kapitel 5 wird eine Epitaxiesequenz zur Bestimmung der Oberflächenkonzentration der Dotieratome vorgestellt. Durch eine Tiefenprofilanalyse lassen sich die Absolutwerte der Adatomkonzentration auch der Volumenkonzentration direkt messen. Aus ihnen kann die Segregationsweite berechnet werden.

Am Beispiel der Borsegregation im Matrixmaterial Silizium wird im Kapitel 6 das Basisexperiment überprüft und mit Literaturdaten verglichen. Anschließend werden mit dieser neuen Methode Untersuchungen zur Oberflächensegregation bei Variation von verschiedenen Wachstumsparametern durchgeführt.

Im Kapitel 7 werden die Ergebnisse über die Segregationseigenschaften des Elementes Bor in Silizium an zwei speziellen Bauelementstrukturen, die besondere Anforderungen an die Dotierung stellen, angewendet.

Eine Diskussion der erzielten Ergebnisse und Vorschläge für zukünftige Experimente beinhaltet das Kapitel 8.

Kapitel 2

Molekularstrahlepitaxie von SiGe-Schichten

Zur Herstellung von einkristallinen Halbleiterstrukturen existieren verschiedene chemische (engl.: chemical vapour deposition, CVD) und physikalische (engl.: physical vapour deposition, PVD) Abscheidungsverfahren. In dieser Arbeit wird der PVD-Prozeß Molekularstrahlepitaxie (engl.: molecular beam epitaxy, MBE) für das Schichtwachstum eingesetzt. Der Begriff Epitaxie beschreibt dabei das einkristalline Wachstum auf einem Kristall mit vorgegebener Orientierung. In einer MBE-Anlage werden dafür Atom- bzw. Molekülstrahlen auf eine kristalline Unterlage gerichtet. Zusätzlich erfolgt der gesamte Wachstumsprozeß unter UHV (Ultrahochvakuum) - Bedingungen. Die eingebauten Verunreinigungen durch das Restgas lassen sich so erheblich reduzieren.

Die Molekularstrahlepitaxie eignet sich besonders gut für Forschungszwecke, da bei ihr die einzelnen Wachstumsparameter, wie die Wachstumsraten der Matrixmaterialien, die Dotierflüsse und die Substrattemperatur, voneinander unabhängig sind. Dadurch lassen sich die Parameter beliebig variieren. Dies ist der entscheidende Vorteil gegenüber den CVD-Verfahren, bei dem chemische Prozesse auf der Oberfläche stattfinden. In der Produktion jedoch dominiert die CVD, da mit ihr deutlich höhere Durchsätze erzielbar sind und das Auffüllen des Verdampfungsgutes entfällt, da das Wachstumsmaterial gasförmig in die Prozeßkammer eingelassen wird. Somit kann eine CVD-Anlage kontinuierlich arbeiten und besitzt im Gegensatz zu dem MBE-Verfahren deutlich geringere Ausfallzeiten.

Im Folgendem werden die einzelnen technischen Komponenten einer MBE-Anlage beschrieben. Die Verdampfung des Matrixmaterials Germanium aus einer Effusionszelle bildet dabei einen besonderen Schwerpunkt, da hierfür oft ein Elektronenstrahlverdampfer eingesetzt wird.

2.1 Prinzipieller Aufbau der MBE-Anlage

Die Ergebnisse dieser Arbeit wurden mit einer neu entwickelten MBE-Anlage der Firma Leonardo Gesellschaft für technische Entwicklungen mbH erzielt. Die technischen Grundlagen und praktischen Ausführungen wurden gemeinsam mit dem Hersteller konzipiert, mit dem Hauptziel, diesen MBE-Typ in der Produktion einzusetzen. Das bedingt einige Besonderheiten. So können Siliziumwafer mit einem Durchmesser von maximal 150 mm beschichtet werden. Der Transport der einzelnen Proben erfolgt über ein vollautomatisches Robotersystem. Zusätzlich wird für die Reproduzierbarkeit der Schichten der gesamte Wachstumsprozeß durch ein Computerprogramm gesteuert.

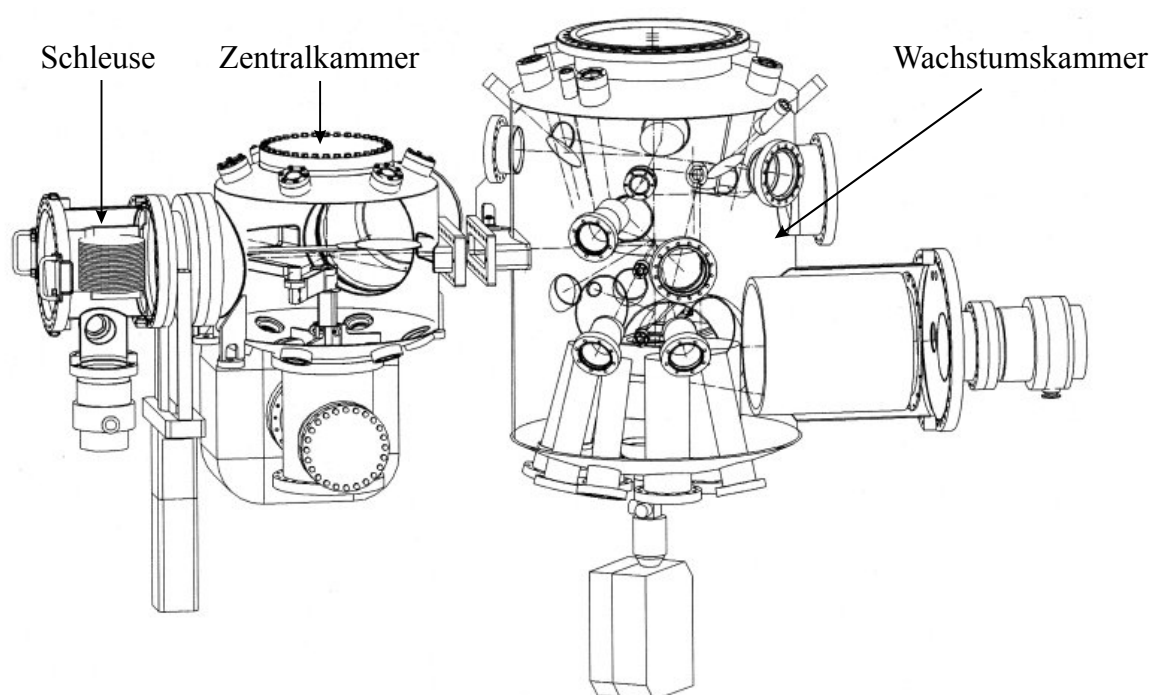


Abb. 2.1: Übersichtsskizze der eingesetzten Molekularstrahlepitaxie-Anlage

Für das Wachstum epitaktischer Schichten mit hoher Reinheit und Kristallperfektion werden UHV-Bedingungen mit einem Basisdruck kleiner als $1 \cdot 10^{-10}$ mbar benötigt. Um dieses zu gewährleisten, besteht die MBE-Anlage aus einem Dreikammersystem (siehe Abbildung 2.1): einer Schleuse, einer Zentralkammer mit Transfersystem und der eigentlichen Wachstumskammer.

Die Schleuse ist für die industriennahe Anwendung konzipiert worden. In ihr wird ein Standard 150 mm Carrier mit 25 Siliziumwafern eingeschleust. Zusätzlich existieren 25 Trägerringe aus hochreinem Silizium zur Aufnahme von 100 mm Si-Scheiben, so daß beide Größen von Wafern bearbeitet werden können. Nach etwa zwei Stunden Evakuierung wird ein Druck von weniger als $1 \cdot 10^{-7}$ mbar in der Schleuse erreicht. Die Wafer lassen sich danach einzeln durch ein vollautomatisches Händlersystem in den Zwischenspeicher der Zentralkammer transferieren.

Die Zentralkammer der MBE-Anlage dient als Verteilerstation mit bis zu sechs verschiedenen anflanschbaren UHV-Kammern. In der Zentralkammer befindet sich das automatische Händlersystem und ein Zwischenspeicher für die Lagerung von maximal 27 Wafern. Aus dem Speicher können die Siliziumscheiben einzeln in die gewünschten Kammern transferiert werden. Der Händler wird durch eine Schrittmotorsteuerung angetrieben, die vom Anwender frei programmierbar ist. Damit lassen sich alle Positionen in den einzelnen Kammern exakt und reproduzierbar anfahren.

Die Wachstumskammer ist das eigentliche Kernstück der MBE-Anlage. Sie läßt sich in vier Untereinheiten aufteilen: das Vakuumsystem, die Verdampferquellen, die Substratheizung und die in-situ Beobachtung. Den schematischen Aufbau und die Anordnung der einzelnen Komponenten zeigt Abbildung 2.2. Alle vier Komponenten sind durch einen Computer miteinander verbunden, der die gesamte Anlage regelt und steuert.

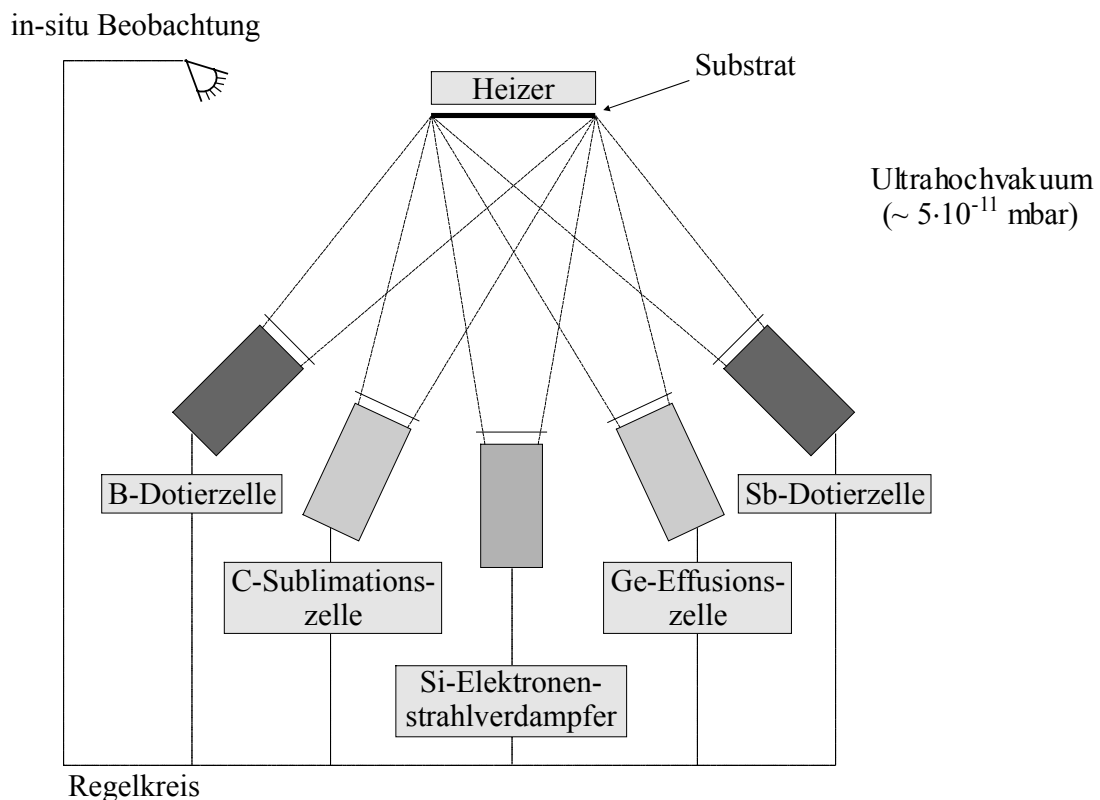


Abb. 2.2: Prinzipielle Anordnung der einzelnen Komponenten in einer MBE-Anlage

Im Hintergrund überwacht die Steuerung alle relevanten Parameter, die für den Betrieb der MBE-Anlage benötigt werden. Dazu gehören sowohl alle externen Medien, wie Druckluft, Kühlwasser oder Strom, als auch die internen Meßwerte, wie Kammerdrücke, Temperaturen und Leistungen. Diese Sicherheitsüberwachung minimiert Schäden an der Anlage, die bei Ausfällen der Hardware oder der Versorgungsmedien entstehen könnten. Zusätzlich soll möglichen Fehlbedienungen des Operators entgegengewirkt werden. Das gesamte Pumpensystem und der Steuercomputer sind mit

Notstromaggregaten gegen Stromausfälle abgesichert, damit die Anlage nicht etwa einer ungewollten Belüftung ausgesetzt wird.

Die Programmierung für das Wachstum von MBE-Schichten erfolgt mit dem Computerprogramm „Cyrano“ der Firma Opto 22. Mit Hilfe eines Konfigurators läßt sich ein kompletter Programmablauf der einzelnen Prozeßschritte auf einem externen PC erstellen. In ihm werden alle benötigten Wachstumsparameter (wie Wachstumstemperaturen, Teilchenflüsse oder Blendenöffnungszeiten) des Schichtstapels exakt definiert. Anschließend wird dieses Programm kompiliert und an die Prozeßsteuerung der Anlage übertragen. Auf einer graphischen Benutzeroberfläche können alle Parameter während des Wachstums überwacht und im Notfall auch geändert werden. Durch diese Computersteuerung läßt sich eine sehr gute Reproduzierbarkeit der MBE-Schichten erreichen. Der Operator überwacht den Gesamtprozeß und muß nur im Notfall eingreifen. Damit sind die Voraussetzungen für eine industrielle Fertigung gegeben.

2.2 Vakuumsystem

Die Wachstumsmaterialien bei der Molekularstrahlepitaxie werden durch einen gerichteten Strahl auf das Substrat gebracht. Aus diesem Grund ist es wichtig die Vakuumverhältnisse im Reaktor zu untersuchen, da sich zum Beispiel die Frage nach der Beeinflussung des Restgases auf den Molekularstrahl der Beschichtungsmoleküle stellt. Zwei Parameter, welche eng mit dem Druck zusammenhängen, sind für die Charakterisierung des Vakuums von Interesse. Dies ist zum einen die mittlere freie Weglänge L der Gasmoleküle im Vakuum. Der zweite wichtige Parameter wird durch die Anlagerungszeit der Restgasteilchen auf einer Oberfläche beschrieben.

Die mittlere freie Weglänge ist definiert als der mittlere Weg, den ein Molekül im Gas frei zurücklegen kann, bis es mit einem anderen Gasteilchen zusammenstößt. Die Berechnung von L für ein Molekül mit dem Radius r in SI-Einheiten erfolgt über:

$$L = 3,11 \cdot 10^{-24} \cdot \frac{T}{p \cdot 4 \cdot r^2} \quad (2.1)$$

mit der Temperatur T und dem Druck p . Der Abstand zwischen den Verdampferzellen und dem Substrat beträgt etwa 0,3 m. Demzufolge muß die mittlere freie Weglänge für die Moleküle mehr als 0,3 m betragen. Eine einfache Abschätzung ergibt hierfür einen Druck im Bereich von 10^{-5} mbar [He96], d. h. bereits ab Drücken im Bereich des Hochvakuums können die Molekülstrahlen ungehindert das Substrat erreichen. Damit ist die mittlere freie Weglänge kein limitierender Faktor für die Molekularstrahlepitaxie, da sich die typischen Arbeitsdrücke im Ultrahochvakuum befinden.

Die extreme Limitierung für den Restgasdruck in einer MBE-Anlage wird durch die Anlagerungszeit von Restgasteilchen auf der Substratoberfläche bestimmt. Dies soll die folgende Abschätzung zeigen. Im Restgas befinden sich verschiedene Arten von Molekülen mit ihren zugehörigen Partialdrücken p_i . Die Summe über alle p_i ergibt den

Totaldruck bzw. Restgasdruck. Der Fluß F_i der Moleküle der Spezies i , die sich auf dem Substrat anlagern, berechnet sich zu (SI-Einheiten) [He96]

$$F_i = p_i(T) \cdot \sqrt{\frac{N_A}{2 \cdot \pi \cdot M_i \cdot k_B \cdot T}} \quad (2.2)$$

mit der Avogadrokonstante N_A , der Massenzahl M_i und der Boltzmannkonstanten k_B . Zur Vereinfachung wird dabei ein Haftkoeffizient von eins für die betrachtete Molekülarart angenommen. Die Silizium (100) Oberfläche besitzt eine Oberflächendichte von $n_S = 7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, d. h. eine Monolage Adsorbat entsprechen $7 \cdot 10^{14}$ Moleküle/cm² der Spezies i . Die Zeit $t_{ML}(i)$ die dafür benötigt wird, berechnet sich zu

$$t_{ML}(i) = \frac{n_S}{F_i} \quad (2.3)$$

Die Gleichung 2.2 in 2.3 eingesetzt ergibt (SI-Einheiten)

$$t_{ML}(i) = 8,4 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{\sqrt{M_i \cdot T}}{p_i} \quad (2.4)$$

Bei einem typischen MBE-Druck von $1 \cdot 10^{-10}$ mbar und einer Temperatur von 300 K ergibt sich für den molekularen Wasserstoff eine Bedeckungszeit von rund $1 \cdot 10^5$ s bzw. 29 Stunden. Bei Luftdruck (~ 600 mbar) lagert sich dagegen eine Monolage H₂ in 10 ns bzw. 10^{-8} s auf der Substratoberfläche an, d. h. die Anlagerungszeiten unterscheiden sich um 13 Größenordnungen. Weiterhin läßt sich daraus auch die Anzahl der Wasserstoffatome, die in die Schicht eingebaut werden, berechnen. Bei einer Wachstumsrate von 1 Å/s und einem Restgasdruck von $1 \cdot 10^{-10}$ mbar sind dies immer noch rund $1 \cdot 10^{10}$ Atome/cm². Aus dieser einfachen Abschätzung ist der extreme Einfluß des Restgasdrucks auf das epitaktische Wachstum ersichtlich, da der Einbau von Restgasatomen das kristalline Wachstum stört und somit die elektrischen Eigenschaften der Halbleiterstruktur beeinflusst.

Aus den bisherigen Überlegungen wird deutlich, daß eine der Hauptvoraussetzungen für die Molekularstrahlepitaxie ein sehr geringer Druck in der Wachstumskammer ist. Für das epitaktische Wachstum von Halbleiterbauelementen sollte der Restgasdruck kleiner als $1 \cdot 10^{-8}$ mbar sein. Dieser Vakuumbereich wird als Ultrahochvakuum bezeichnet.

Zur Erzeugung und Erhaltung von UHV-Bedingungen in der Wachstumskammer dient das drei Kammersystem der verwendeten MBE-Anlage. Die Loadlock ist eine Hochvakuumkammer, in der die Substrate aus der Luft eingeschleust werden. Eine Turbomolekularpumpe mit einem Saugvermögen von 180 l/s (auf Stickstoff bezogen) und eine zugehörige trockenlaufende Vorpumpe evakuieren diese Kammer. Die anschließende Zentralkammer ist bereits als UHV-Kammer ausgelegt. Sie wird durch eine Ionengetterpumpe evakuiert und besitzt zusätzlich noch einen Titansublimator. Der

typische Arbeitsdruck liegt in der Größenordnung von 10^{-10} mbar. Durch diese zwei Vorkammern wird der Unterschied zwischen dem Luftdruck und dem UHV überwunden, d. h. bei einem Substratwechsel in der Wachstumskammer werden die Vakuumbedingungen nicht beeinflusst.

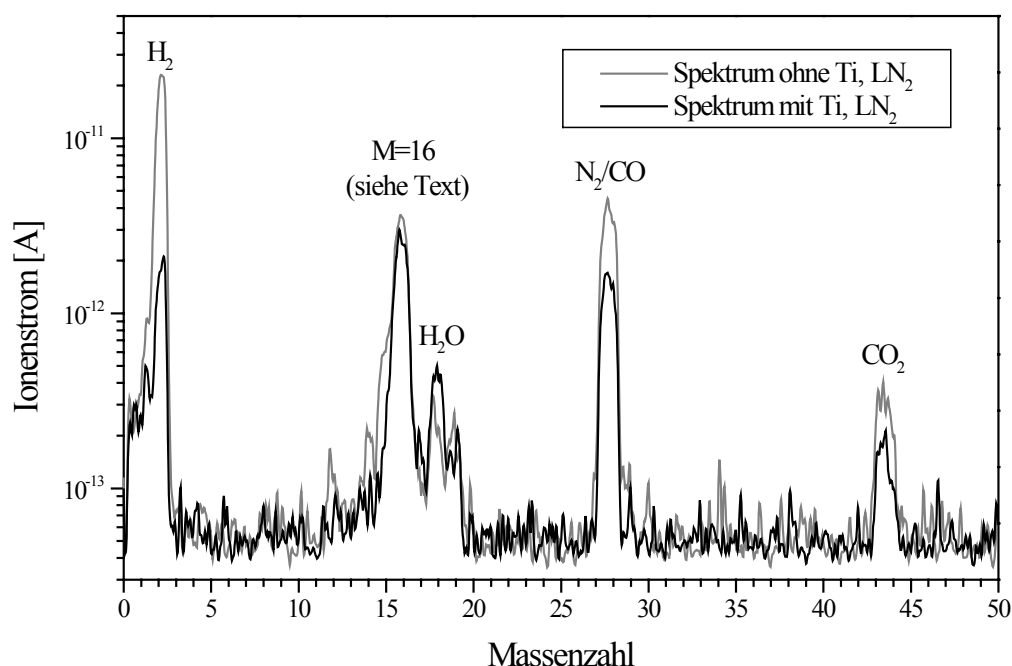


Abb. 2.3: Typische Restgasspektren in der Wachstumskammer im Standby-Modus bei einem Basisdruck kleiner als $1 \cdot 10^{-10}$ mbar ohne bzw. mit der Pumpwirkung des Titan-Sublimators und LN_2 Kühlung

In der Wachstumskammer wird für die Erzeugung und Erhaltung eines sehr guten UHV eine Turbomolekularpumpe mit einem Saugvermögen von 520 l/s (auf Stickstoff bezogen) und den zugehörigen trocken laufenden Vorpumpen eingesetzt. Der molekulare Wasserstoff bildet dabei den Hauptteil des Restgases im UHV (siehe Abbildung 2.3), da das Saugvermögen von Turbomolekularpumpen proportional zu der Wurzel aus der Teilchenmasse abnimmt. Aus diesem Grund besitzt die Wachstumskammer eine zusätzliche Titan-Sublimationspumpe, welche die kleinen Massenzahlen besonders gut pumpt. Das Titan kann bei Bedarf auf eine mit flüssigen Stickstoff gekühlte Kaltwand aufgedampft werden. Standardmäßig wird dies immer vor einem Start eines neuen Wachstumsprozesses durchgeführt.

Im UHV sollten hauptsächlich Materialien mit einem möglichst geringen Dampfdruck und hoher Reinheit eingesetzt werden, wie Silizium, pyrolytisches Graphit, Bornitrid und Tantal. Die Verdampferzellen besitzen teilweise sehr hohe Arbeitstemperaturen, so wird die Borzelle typischer Weise im Bereich zwischen 1900°C und 2000°C betrieben. Durch geeignete wassergekühlte Kaltwände und zusätzliche

Abschirmungen läßt sich die Temperaturabstrahlung und damit die Leistungsaufnahme der Zellen minimieren. Der Wasserdampf in der Atmosphäre bildet auf jeder Oberfläche einen dünnen Wasserfilm. Nach einer Belüftung der MBE-Anlage wird dieser durch einen Ausheizzyklus von 48 Stunden bei 250°C entfernt. Die UHV-Bedingungen können so in einer angemessenen Zeit erreicht werden.

Im Standby-Modus, d. h. alle Verdampferquellen werden auf einer niedrigen Leistung bzw. Temperatur gehalten, wird ein Basisdruck mit weniger als $1 \cdot 10^{-10}$ mbar erreicht. Für diesen Modus zeigt Abbildung 2.3 ein typisches Restgasspektrum (graue Kurve). Ohne die Titan-Sublimationspumpe und die LN₂ (engl.: liquid N₂) - Kühlung dominiert der molekulare Wasserstoff H₂ das Restgas. Weiterhin sind die typischen Moleküle des UHV, wie Kohlenmonoxid CO, Stickstoff N₂, Kohlendioxid CO₂ und Wasser H₂O, zu erkennen. Die Masse 16 zeigt das zweitgrößte Signal im Spektrum. Dies kann nur dem atomaren Sauerstoff O, der durch elektronenstimulierte Desorption im Restgasspektrometer [Ha89] entsteht, zugeordnet werden. Andere chemische Zusammensetzungen, wie zum Beispiel Methan scheiden aus, da die zugehörigen Bruchstücke auf anderen Massen im Spektrum nicht vorhanden sind. Die zweite Kurve in Abbildung 2.3 (schwarze Kurve) zeigt die Wirkung der Titan-Sublimationspumpe mit der LN₂-Kühlung. Der molekulare Wasserstoff wird dadurch in seiner Intensität um eine Potenz erniedrigt, dagegen die anderen Signale auf den Massen 18, 28 und 44 nur um etwa einen Faktor zwei. Der Ionenstrom der Masse 16 ändert sich dagegen nur unwesentlich.

2.3 Verdampferquellen

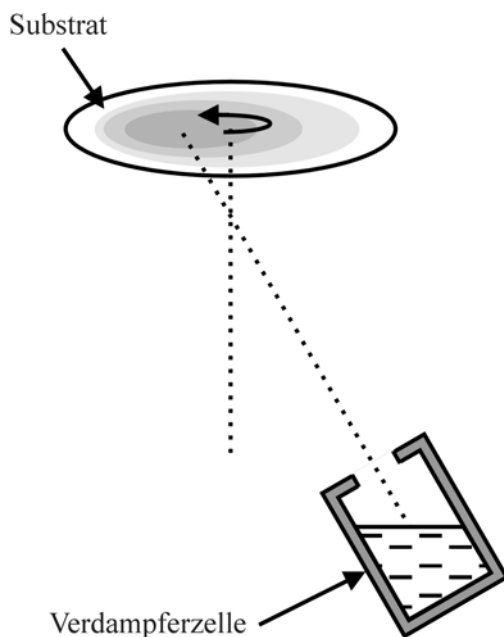


Abb. 2.4: Ausrichtung der Verdampferzelle zum Substrat

In dieser MBE-Anlage werden entsprechend den physikalischen Eigenschaften des Verdampfungsgutes verschiedene Typen von Verdampferquellen eingesetzt. Dazu gehören Elektronenstrahlverdampfer, Effusionszellen und Hochtemperatur-Sublimationszellen.

Das Ziel der Epitaxie besteht in dem Wachstum einer homogenen Schicht mit einer möglichst gleichmäßigen Dicke über den gesamten 150 mm Wafer. Dazu muß die Flußdichteverteilung der einzelnen Molekularstrahlen auf der Substratoberfläche untersucht werden. Der Fluß einer Verdampferzelle läßt sich bei einem festen radialen Abstand als \cos^n - Verteilung beschreiben und hängt umgekehrt proportional vom Quadrat des Abstandes ab [He96]. Mit diesen Gesetzmäßigkeiten läßt sich eine optimale Anordnung zwischen

Substrat und Quelle finden, welche in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt ist. Das Substrat muß während des Wachstums rotiert werden. Weiterhin wird die Verdampferzelle leicht gegen den Wafer verkippt, so daß ihre senkrechte Strahlachse nicht auf dessen Mittelpunkt ausgerichtet ist. Durch den mechanischen Aufbau läßt sich eine annähernd homogene Verteilung von Matrix- und Dotierelementen über ein 150 mm Substrat erreichen. Für die eingesetzte MBE-Anlage ergibt sich eine Flußvariation von kleiner 5% für alle verwendeten Materialien. Zusätzlich wurde der Abstand zwischen den Quellen und dem Substrat für eine Maximierung der Materialausbeute des Verdampfungsgutes minimiert.

2.3.1 Silizium-Elektronenstrahlverdampfer

Das wichtigste Matrixelement dieser MBE-Anlage ist Silizium, da alle zu wachsenden Schichten auf der Standard-Siliziumtechnologie aufgebaut werden. Es besitzt die chemische Eigenschaft im aufgeschmolzenen Zustand ein sehr aggressives Material zu sein und dadurch fast alle anderen Materialien anzugreifen bzw. zu zersetzen. Um dies zu verhindern wird zum Verdampfen von Silizium ein Elektronenstrahlverdampfer (ESV) eingesetzt, in dem es selbst als Tiegelmaterialeinsatz kommt. Ein schematischer Aufbau des ESV ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Aus einem zum Glühen gebrachten Wolfram-Filament emittieren Elektronen. Diese werden in einem elektrischen Feld mit 8 kV beschleunigt (Elektronenkanone) und in einem magnetostatischen Feld um 270° auf das Verdampfungsgut abgelenkt. Die 270° Ablenkung ist unbedingt erforderlich, da das Filament auch Wolframatomemittiert, welche als metallische Verunreinigungen im Silizium unerwünscht wären. Die Elektronenkanone befindet sich deshalb in geschützter Position unterhalb des Tiegels.

Der ESV ist mit einer großflächigen Kaltwand abgedeckt, damit die thermische Abstrahlung möglichst klein gehalten werden kann. In ihr befindet sich nur direkt über der Schmelze eine Öffnung, durch die der Siliziummolekularstrahl auf das Substrat fokussiert wird. Eine Blende ermöglicht das schnelle Zu- bzw. Abschalten des gewünschten Flusses auf der Substratoberfläche. Jedoch entstehen im Innenraum des ESV durch die Anlagerung von Silizium an der Kaltwand auch Siliziumflitter. Fallen diese in die Schmelze, entstehen massive Gasausbrüche und führen zu Überschlügen des Elektronenstrahlverdampfers, die durch die Steuerung abgefangen werden müssen. Weiterhin ist der gesamte Innenraum des ESV (Kupferblock und Kaltwand) durch Si-Abschirmungen ausgekleidet um jegliche Metallkontaminationen zu vermeiden bzw. zu minimieren.

Die aus der Elektronenkanone emittierten hochenergetischen Elektronen treffen auf die Mitte des Siliziumtiegels, der in einen wassergekühlten Kupferblock eingelassen ist, und erhitzen diesen an seiner Oberfläche. Bei genügend großer Leistungsdichte schmilzt das Silizium dort oberflächlich auf. Um eine gleichmäßige Ausnutzung des Silizium-Tiegelmaterials zu erreichen, wird der Elektronenstrahl periodisch über den Tiegel ausgelenkt.

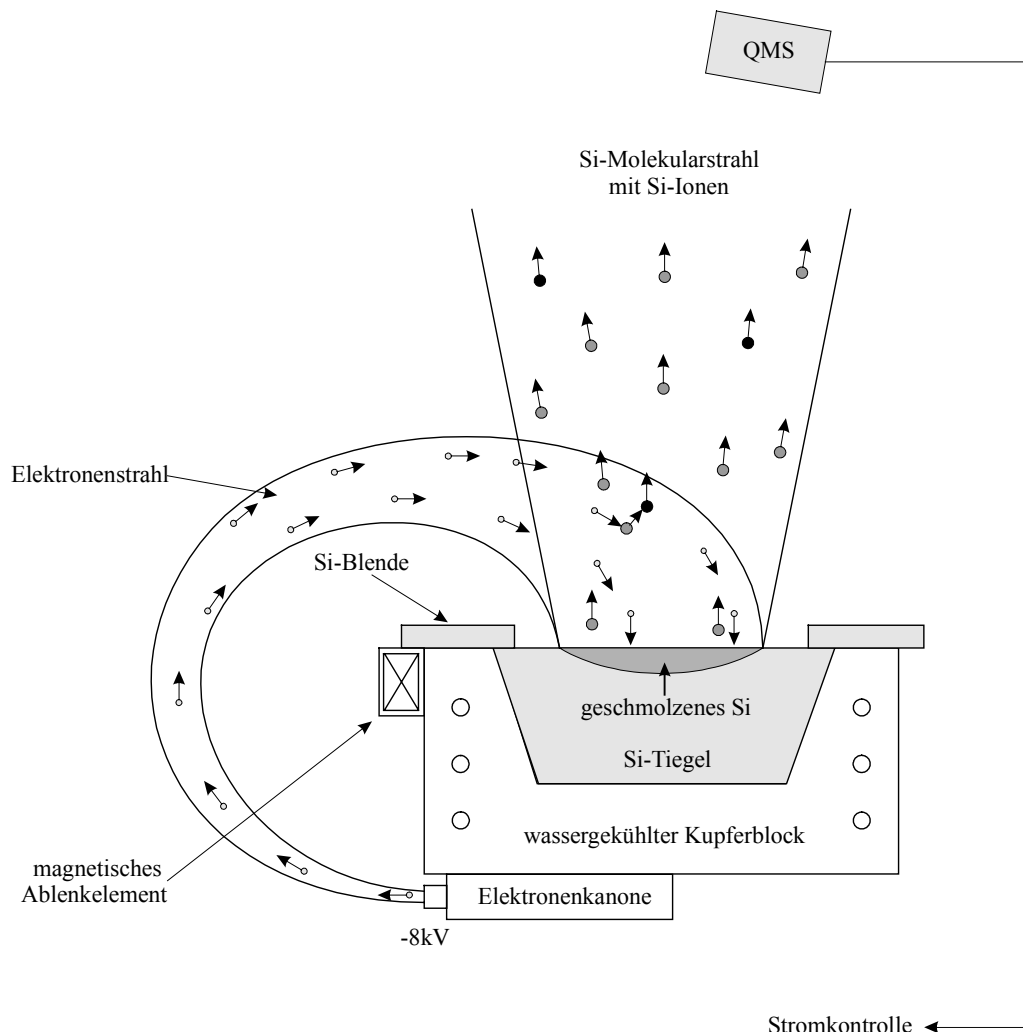


Abb. 2.5: Schematischer Aufbau eines Elektronenstrahlverdampfers zur Erzeugung eines Silizium-Molekularstrahls

Die Regelung des Elektronenstrahlverdampfers erfolgt über ein Quadrupol-Massenspektrometer. Mit diesem wird die Intensität des Siliziumisotops mit der Massenzahl 30 im Siliziummolekularstrahl direkt gemessen. Das Meßsignal ist proportional zum Fluß bzw. der Wachstumsrate auf der Substratoberfläche und läßt sich als Regelgröße verwenden. Ein Problem der Erhitzung mit Elektronen ist die Marangoni-Konvektion in der Siliziumschmelze. Da unterschiedlich heiße Teilbereiche mit verschiedenen Oberflächenspannungen in der flüssigen Silizium existieren, entstehen turbulente Strömungen in der Schmelze. Dadurch können hohe Fluktuationen im Fluß entstehen. Jedoch wird dieser Effekt durch die Regelung über das Massenspektrometer teilweise kompensiert. Der ESV besitzt gegenüber Effusionszellen den großen Vorteil der sehr schnellen Änderung des gewünschten Siliziumflusses. Nachteilig ist dagegen die hohe Fluktuation der Siliziumrate, die sich in der Größenordnung von etwa 10 % bewegt.

In der MBE-Anlage kommt ein Elektronenstrahlverdampfer der Firma Leybold zum Einsatz. Es lassen sich Siliziumwachstumsraten von $0,1 \text{ \AA/s}$ bis zu 10 \AA/s auf dem

Substrat erreichen. Der große Vorteil dieses Typs von ESV besteht in der zusätzlichen Erzeugung von Siliziumionen, die durch Stoßprozesse zwischen dem Elektronenstrahl und dem Si-Molekularstrahl entstehen. Durch das Anlegen eines elektrischen Potentials am Substrat können die Ionen auf die Substratoberfläche beschleunigt werden. Damit besteht die Möglichkeit das Dotierverfahren der Sekundärionenimplantation einzusetzen [Jo85], [Jo86]. Weiterhin können die Siliziumionen zur gezielten Erzeugung von Punktdefekten in der wachsenden Schicht verwendet werden [Ba98].

2.3.2 Germanium-Effusionszelle

Das zweite eingesetzte Matrixelement ist Germanium. Zur Erreichung der benötigten Flüsse, muß es ebenfalls wie Silizium aus der flüssigen Phase verdampft werden. Dies läßt sich aus der Dampfdruckkurve im Inset der Abbildung 2.8 ablesen. Im Gegensatz zu vielen anderen MBE-Konzepten, in denen ein Elektronenstrahlverdampfer zum Einsatz kommt, wird dafür jedoch eine spezielle Knudsenzelle verwendet.

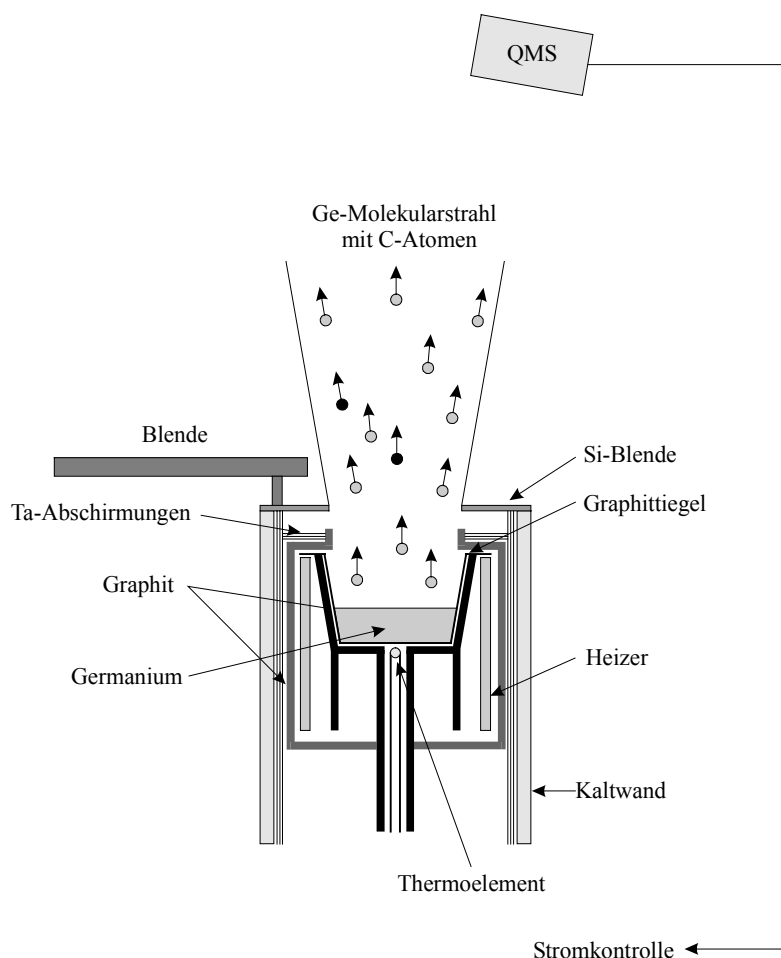


Abb. 2.6: Aufbau einer Germanium-Effusionszelle

Für das Wachstum von Schichten mit Raten bis zu 2 \AA/s auf der Substratoberfläche wird Germanium auf Temperaturen bis zu 1400°C erhitzt. Durch diese Temperaturanforderungen lässt sich nur das Element Kohlenstoff als Tiegelmaterial einsetzen, da zum Beispiel das Material Bornitrid Bor abgibt und somit die Schmelze p-dotieren würde. Die Vor- und Nachteile des Einsatzes einer Effusionszelle zur Verdampfung von Germanium sollen in diesem Abschnitt diskutiert werden.

Der schematische Aufbau der Germanium-Effusionszelle ist in Abbildung 2.6 dargestellt. In einem konischen Tiegel aus pyrolytischem Graphit, mit einer relativ großen Öffnung von etwa 4 cm^2 , befindet sich das zu verdampfende Germanium. Das Erwärmen erfolgt durch einen mäanderförmigen Heizer aus Graphit, dessen Oberfläche mit Siliziumkarbid beschichtet ist. Mehrere Abschirmungen aus Silizium bzw. Tantal und eine mit Wasser gekühlte Kaltwand minimieren das thermische Budget der Zelle und somit auch die Belastung der gesamten Wachstumskammer. Für den Arbeitsbereich der Germaniumzelle wird dennoch eine elektrische Leistung von maximal 1200 W benötigt. Bei einer Wachstumsrate von 1 \AA/s kann mit diesem Aufbau ein Restgasdruck im Bereich von 10^{-9} mbar erreicht werden. Zur abrupten Zu- bzw. Abschaltung des Molekularstrahls dient eine Blende über der Öffnung der Zelle.

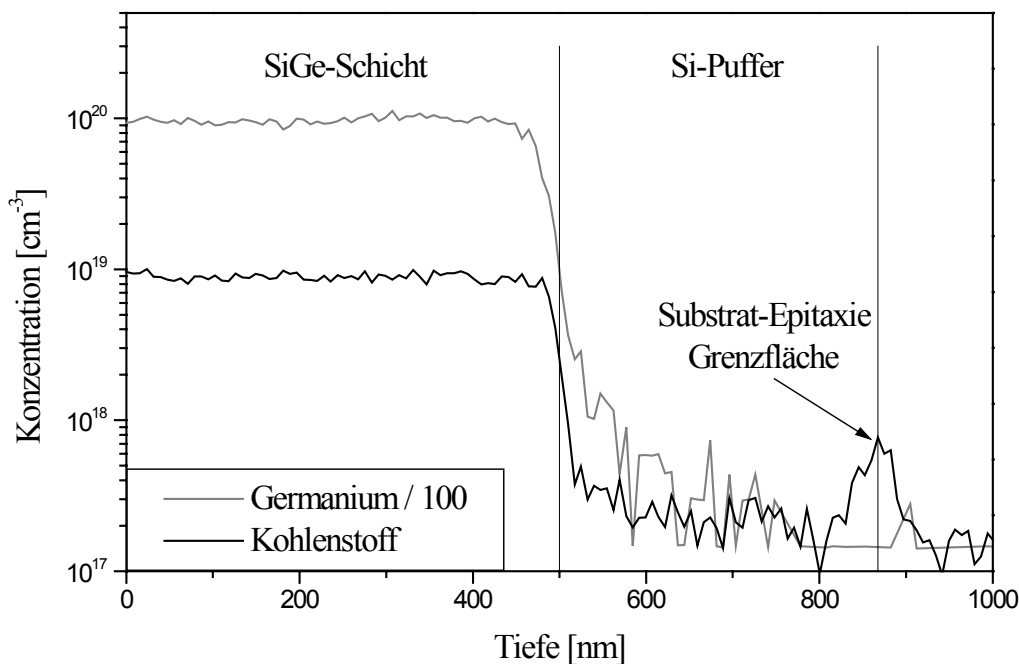


Abb. 2.7: SIMS-Analyse einer SiGe-Schicht mit einem Ge-Gehalt von $X = 20\%$. Das Germanium/Kohlenstoff-Verhältnis beträgt 1000 zu 1.

Eine Untersuchung einer typischen undotierten Silizium-Germanium-Schicht mittels eines SIMS (engl.: secondary ion mass spectrometer)-Tiefenprofils zeigt Abbildung 2.7. In dieser Analyse lässt sich die Wachstumsstruktur mit der Substrat-

Epitaxie Grenzfläche (C-Erhöhung), Si-Puffer und der eigentlichen Schicht ablesen. Die SiGe-Schicht besitzt einen Ge-Gehalt von 20 % bei einer Dicke von 500 nm. Zusätzlich zeigt jedoch die SIMS-Analyse in diesem Bereich eine Kohlenstoffdotierung von etwa $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, d. h. in der verwendeten Effusionszelle wird nicht nur Germanium, sondern auch Kohlenstoff mit einem Anteil von $\text{Ge} / \text{C} = 1000 / 1$ verdampft [Oe02a]. Im folgenden soll die Herkunft des Kohlenstoffs diskutiert werden.

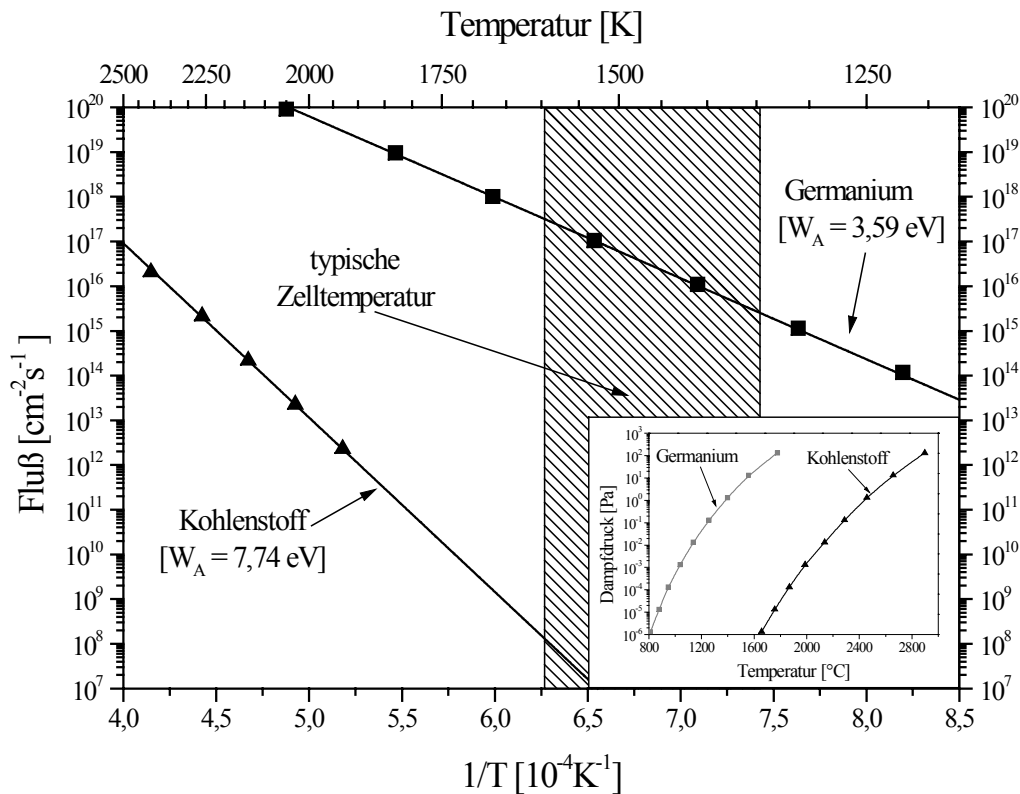


Abb. 2.8: Arrhenius Auftrag des berechneten Flusses in Abhängigkeit von $1/T$. Das Inset zeigt Literaturdaten der Abhängigkeit des Dampfdrucks von der Temperatur.

Zunächst wird die normale Verdampfung von Kohlenstoff untersucht, da das Tiegelmaterial aus pyrolytischem Graphit besteht. Das Inset in Abbildung 2.8 zeigt die Dampfdruckkurven von Germanium und Kohlenstoff [Ep98]. Bei gleicher Temperatur unterscheiden sie sich um einen Faktor von mehr als $1 \cdot 10^7$. Mit Hilfe der Gleichung 2.2 läßt sich daraus der Fluß F berechnen. Diese Ergebnisse sind in der Abbildung 2.8 als Arrhenius Auftrag über der reziproken Temperatur dargestellt. Die Aktivierungsenergien für Germanium und Kohlenstoff unterscheiden sich deutlich. Der Fluß (bei gleicher Arbeitstemperatur - siehe schraffierter Bereich) unterscheidet sich um etwa 10 Potenzen, so daß die normale Verdampfung von Kohlenstoff nicht für den Anteil von $\text{Ge} / \text{C} = 1000 / 1$ im Molekularstrahl verantwortlich sein kann.

Als zweites soll für die Erklärung des Effektes eine mit Kohlenstoff gesättigte Germaniumschmelze untersucht werden. Das flüssige Germanium greift den Tiegel aus pyrolytischem Graphit an und dabei werden Kohlenstoffatome bis zur Sättigungsgrenze (in

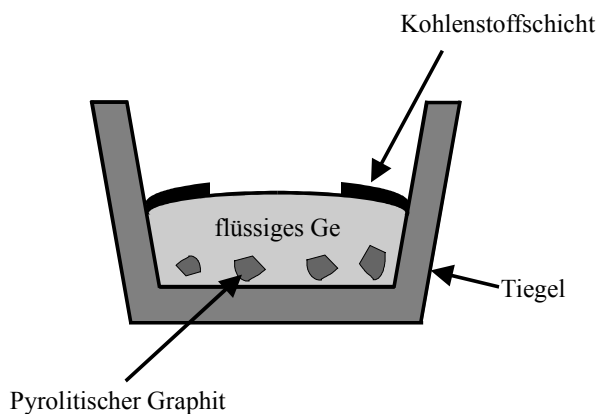


Abb. 2.9: Prinzip der Kohlenstoff gesättigten Germaniumschmelze

Abhängigkeit der Zelltemperatur) gelöst. Dieser Anteil wird mit den Ge-Atomen zusammen verdampft. Nach dem Wachstum wird die Zelle prinzipiell auf eine Temperatur oberhalb des Schmelzpunktes wieder abgekühlt. Dabei sinkt die Löslichkeit des C im Ge. Der überflüssige Kohlenstoff muß ausgeschieden werden und somit bildet sich eine Kohlenstoffschicht auf der Oberfläche des flüssigen Germaniums (siehe Abb. 2.9). Eine XPS (engl.: X-ray photoelectron spectroscopy) - Analyse bestätigt diesen Effekt. Auf einem Teil des ausgebauten Germanium-Ingotes

konnte eine Kohlenstoffschicht mit einer Dicke von rund 10 nm nachgewiesen werden. Dagegen gibt es große Gebiete, auf denen das Element Kohlenstoff nicht gefunden wurde.

Aus der SIMS-Analyse in Abbildung 2.7 läßt sich weiterhin ablesen, daß die Kohlenstoffkonzentration exakt an dem gleichen Punkt wie die von Germanium steigt, d. h. beim Öffnen der Ge-Blende. Damit kann der Kohlenstoff nur aus der Germaniumschmelze stammen.

Für die Regelung der Ge-Zelle sind zwei verschiedene physikalische Verfahren an dieser MBE-Anlage realisiert. Zum einen die typische Kontrolle einer Effusionszelle über ein Thermoelement, welches direkt unterhalb des Tiegels dessen Temperatur mißt. Damit kann der Germaniumfluß in Abhängigkeit von T bestimmt werden. Das größte Problem besteht in der Kalibrierung der Thermoelementtemperatur zu der realen Temperatur. Eine Lösung bietet die sehr langsame Überschreitung des Schmelzpunktes, wie im Inset von Abbildung 2.10 gezeigt wird. An ihm muß zusätzlich die Schmelzenergie aufgebracht werden. Damit läßt sich der Thermoelementtemperatur von 981°C die reale Germanium Schmelztemperatur von 938°C zuordnen. Jedoch kann diese Methode zur Regelung der Zelle nicht über längere Zeit verwendet werden, da sich durch die Ausbildung der Kohlenstoffschicht die effektive Verdampfungsoberfläche und damit der Fluß verkleinert.

Eine zweite Möglichkeit besteht in der Regelung über das Quadrupol Massenspektrometer (QMS). Dieses ist so angeordnet, daß es sowohl den Si- als auch den Ge-Fluß mißt, d. h. die Intensität des Ge-Isotops mit der Massenzahl 74 wird parallel zum Si-Signal bestimmt. Der große Vorteil dieser Methode besteht in der direkten Proportionalität zwischen dem QMS-Meßwert und dem Ge-Fluß bzw. der Wachstumsrate auf der Substratoberfläche. Die Regelung mittels Massenspektrometer gleicht die langsame Abnahme des Ge-Flusses durch die sich bildende Kohlenstoffschicht durch eine höhere elektrische Leistung automatisch aus. Mit dieser Methode erfolgt eine über mehrere Größenordnungen und fast fluktuationsfreie stabile lineare Ratenregelung der Germaniumzelle. Es können Wachstumsraten vom Dotierbereich bis zu 2 \AA/s erzielt werden.

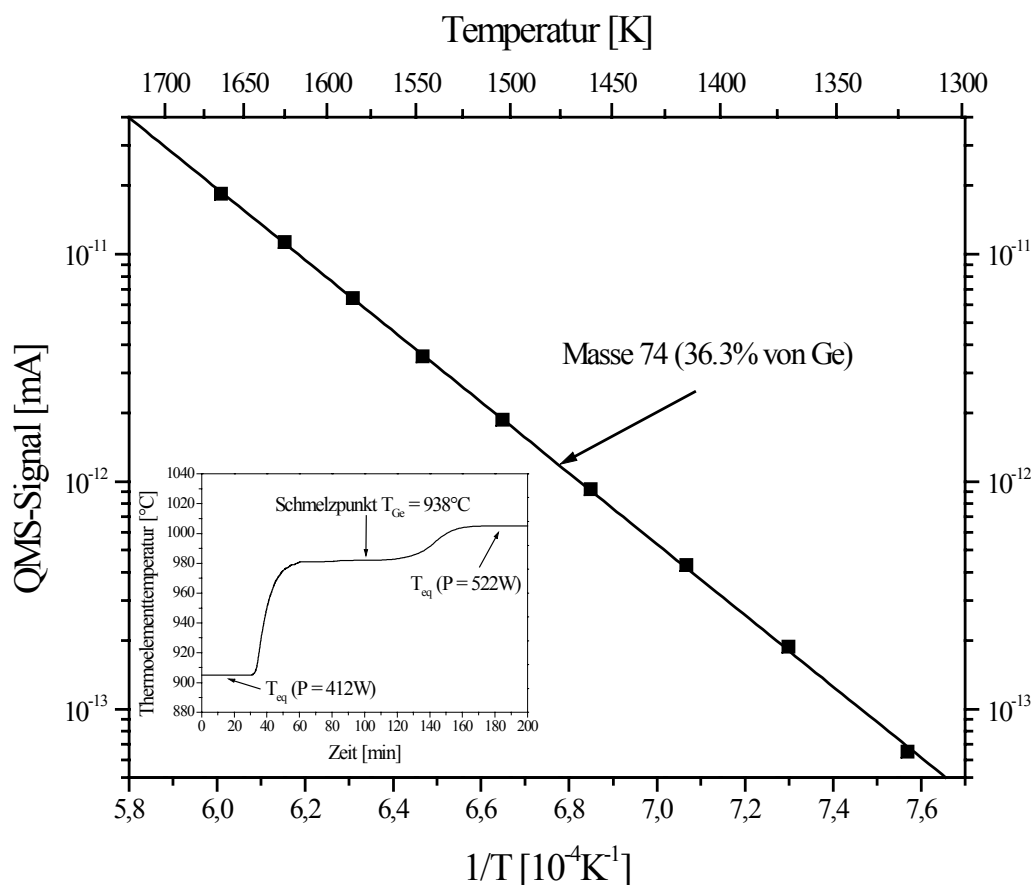


Abb. 2.10: Arrhenius Auftrag des Ge-Signals im Quadrupol Massenspektrometer (QMS) über der reziproken Temperatur. Das Inset zeigt die Thermoelementkalibrierung über den charakteristischen Ge-Schmelzpunkt.

Durch diese zwei Verdampferquellen für die beiden Matrixelemente Silizium und Germanium und deren gemeinsame Regelung über ein Massenspektrometer kann jedes Mischverhältnis zwischen beiden eingestellt werden.

2.3.3 Kohlenstoff-, Bor- und Antimonzellen

Kohlenstoffzelle

In der MBE-Anlage wird als drittes Element der IV. Hauptgruppe der atomare Kohlenstoff für das Schichtwachstum eingesetzt. Jedoch soll er nur als geringfügige Beimischung zum Silizium bzw. SiGe in der Größenordnung einer Dotierung verwendet werden. Für die kleinen Verdampfungsraten ist es ausreichend, den Kohlenstoff direkt aus der festen Phase zu sublimieren. An der MBE-Anlage kommt dazu eine Hochtemperatur-Sublimationszelle Suko 63 der Firma MBE-Komponenten Dr. Eberl zum Einsatz. In ihr wird ein mäanderförmiges Filament aus pyrolytischem Graphit bis auf über 2000°C erhitzt.

Auf dem Substrat können Kohlenstoffflüsse von bis zu $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht werden. Die Regelung dieser Hochtemperaturzelle erfolgt nur über den angelegten Strom, dem mit Hilfe einer SIMS-Analyse der entsprechende Kohlenstofffluß zugeordnet wird.

Borzelle

Als p-Dotierstoff für die Halbleiterstrukturen wird das Element Bor eingesetzt. Eine Hochtemperaturzelle Suko 35 der Firma MBE-Komponenten Dr. Eberl kommt dabei zum Einsatz. Das Bor wird in einem Tiegel aus pyrolytischem Graphit bei Temperaturen von rund 2000°C sublimiert. Es können Maximalflüsse im Bereich von $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ auf der Substratoberfläche erzielt werden. Dies entspricht einer Dotierung von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Standardsiliziumrate von 1 \AA/s . Die Regelung der Effusionszelle erfolgt über den angelegten Strom. Durch eine einfache Kalibrierung kann ihm der entsprechende Borfluß zugeordnet werden.

Antimonzelle

Für die n-Dotierung wird der Dotierstoff Antimon eingesetzt. Er kann im Gegensatz zu Phosphor in einer normalen Tieftemperatur-Effusionszelle sublimiert werden. Dadurch lassen sich bereits bei Temperaturen von 450°C Antimonflüsse von $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreichen. Die Effusionszelle besteht aus einem pyrolytischem Bornitridtiegel und einem Heizmäander aus Tantaldraht. Die Regelung des Teilchenflusses erfolgt über die Messung der Temperatur mittels Thermoelement, welches direkt an den Tiegel angekoppelt ist. Durch eine Kalibrierung, zum Beispiel mit einer SIMS-Analyse, wird dieser der entsprechende Fluß zugeordnet.

2.4 Substratheizung

Einer der wichtigsten Wachstumsparameter in der Molekularstrahlepitaxie ist die Substrattemperatur. Diese beeinflußt alle Adatomprozesse, das kristalline Wachstum, die Oberflächenmorphologie, die Schärfe der Dotierprofile und die Relaxationsprozesse bei Heterostrukturen.

Das Substrat wird in dieser Anlage durch thermische Strahlung geheizt. Die Energieverteilung über der Wellenlänge bei einer bestimmten Heizertemperatur beschreibt das Plancksche Strahlungsgesetz. Die Wellenlänge λ_{max} des Gebietes höchster Strahlungsintensität ist der absoluten Temperatur T umgekehrt proportional (Wiensches Verschiebungsgesetz). Wird der Heizer als schwarzer Strahler betrachtet, ergibt sich zum Beispiel ein λ_{max} von rund $3 \mu\text{m}$ bei einer Heizertemperatur von 700°C . Die Absorptionskante für Silizium liegt jedoch bei $1,24 \mu\text{m}$, d. h. es ist oberhalb dieser Wellenlänge durchsichtig. Der Emissionsbereich des Heizers und der Absorptionsbereich des Halbleitermaterials überschneiden sich kaum. Dadurch findet die Erwärmung des Substrates in erster Linie über die Strahlungsabsorption freier Ladungsträger statt [Fa00].

In Abbildung 2.11 sind über der Thermoelementtemperatur T_{Th} , die direkt proportional zur Heizertemperatur ist, die sich einstellende Substrattemperatur T_S für ein hoch bzw. niedrig dotiertes Substrat aufgetragen. Die Messung erfolgt durch ein Pyrometer. Für $T_S > 650^\circ\text{C}$ sind keine Unterschiede bei gleicher T_{Th} zu erkennen. Dies liegt an der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration des Siliziums, die bei 700°C bereits $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ beträgt [Sz69]. Jedoch im MBE relevanten Bereich, d. h. für $T_S < 650^\circ\text{C}$, steigt die Temperaturdifferenz mit kleinerem T_{Th} . Bereits bei $T_{Th} = 500^\circ\text{C}$ ergibt sich eine Änderung von rund 40 K. Dies zeigt deutlich, daß die Erwärmung des Substrats von der Anzahl der freien Ladungsträger abhängt und somit unterschiedliche Kalibrierungen notwendig sind.

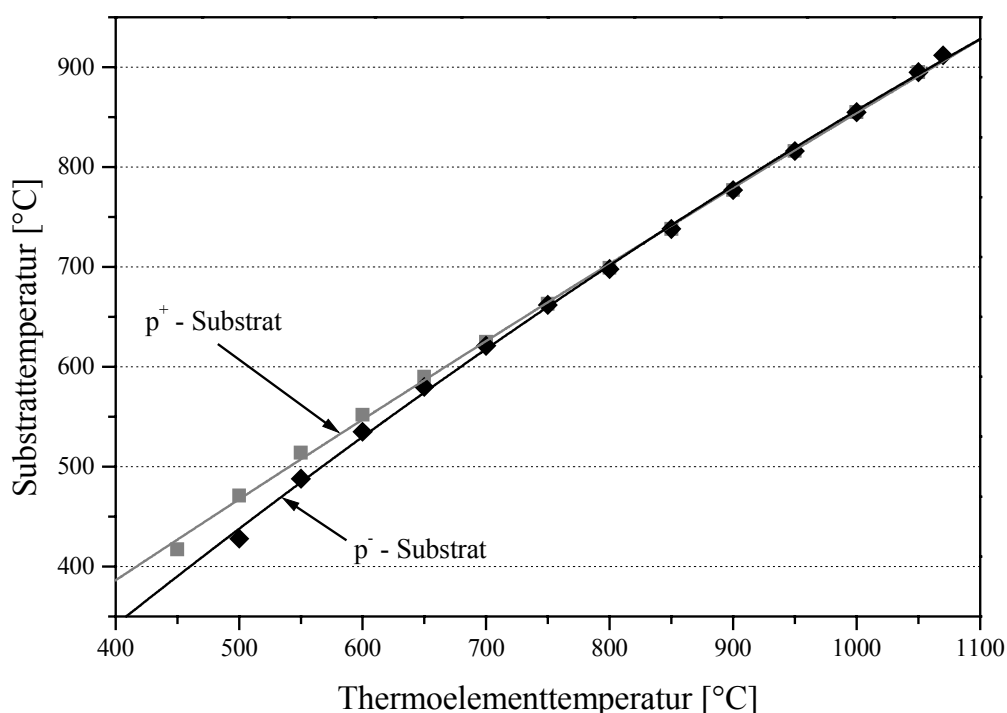


Abb. 2.11: Abhängigkeit der Substrattemperatur von der Dotierung des verwendeten Substrats

Durch die spezielle Geometrie des Heizers und einem unter dem Wafer angebrachten Reflektorrings aus Silizium wird eine homogene Temperaturverteilung über 150 mm zwischen Raumtemperatur und 1000°C erreicht. Zur Verhinderung von Metallkontaminationen im Silizium-Substrat ist die Heizung aus Graphit gefertigt. Das Thermoelement befindet sich direkt hinter dem Mäander und wird zur Regelung der Temperatur verwendet.

Eine weitere Besonderheit dieser Anlage besteht im elektrisch isolierten Aufbau der Substrathalterung. Dadurch läßt sich ein beliebiges Potential bis zu 1 kV an das Substrat anlegen. Mit diesem elektrischen Feld können Siliziumsekundärionen aus dem Elektronenstrahlverdampfer auf das Substrat beschleunigt werden.

2.5 In-situ Analytik

Aktuelle Prozeßparameter, wie Druck, Zusammensetzung des Restgases, Temperaturen, Teilchenflüsse der Molekularstrahlen oder die Schichtdicke, lassen sich in einer MBE-Anlage durch verschiedene in-situ Analysemethoden bestimmen. Sie werden zur Prozeßkontrolle aber auch als Regelparameter während des Schichtwachstums verwendet.

Die Druckmessung erfolgt über ein Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeter, dessen untere Meßbereichsgrenze bei $1 \cdot 10^{-10}$ mbar liegt. Jedoch liefert die Meßröhre nur stickstoffäquivalente Druckwerte, d. h. es wird die Annahme gemacht, daß alle Gase dieselbe Ionisierungswahrscheinlichkeit besitzen. Tatsächlich ist dies jedoch nicht der Fall, da zum Beispiel für Helium der Wert etwa um einen Faktor sieben kleiner ist. Abhilfe schafft hier eine Partialdruckanalyse, welche an der MBE-Anlage durch ein Quadrupol-Massenspektrometer (QMS) mit Sekundärelektronenvervielfacher (Channeltron-Detektor) durchgeführt wird. Mit ihm kann ein frei programmierbarer Teil des Massenbereichs periodisch detektiert werden. Das Ergebnis ist ein Massenspektrum, wie es zum Beispiel Abbildung 2.3 zeigt. Das Spektrum liefert jedoch zunächst nur die Intensitäten der einzelnen Massenzahlen. Eine genaue Analyse des Restgasspektrums ermöglicht Aussagen über die einzelnen chemischen Verbindungen, was jedoch durch Überlagerungen teilweise sehr kompliziert ist. Zum Beispiel liegen auf der Massenzahl 28 die Hauptintensitäten von N_2 und CO. Zu deren Unterscheidung müssen die Intensitäten der Massenzahlen 12 und 14 herangezogen werden, da auf ihnen typische Bruchstücke abgebildet werden. Das Quadrupol-Massenspektrometer läßt sich auch bei der Identifizierung und Lokalisierung von Lecks in der Wachstumskammer einsetzen. Dazu muß der Rezipient von außen mit Helium abgesprüht und die Intensität der Masse 4 mit dem QMS gemessen werden.

Ein weiteres QMS mit einem Faraday-Detektor wird zur Flußmessung der beiden Matrix-Elemente Silizium und Germanium eingesetzt. Dieses ist so angeordnet, daß es mit beiden Quellen ein gleichschenkliges Dreieck bildet. Mit einem speziellen Drei-Blendensystem vor dem Ionisationsraum des QMS werden nur Teilchen aus den beiden Molekularstrahlen gemessen. Die Ionenquelle wird dadurch nicht verunreinigt. Der Vorteil besteht in der direkten Proportionalität zwischen dem gemessenen Fluß und der wahren Wachstumsrate auf dem Substrat. Der Proportionalitätsfaktor kann über eine sehr einfache Dickenkalibrierung bestimmt werden. Silizium besitzt Isotope mit den Massenzahlen 28, 29 und 30. Jedoch werden die zwei ersten vom Kohlenmonoxid überlagert, so daß das Isotop mit der Masse 30, welches etwa 3% des Gesamtflusses entspricht, zur Regelung des ESV eingesetzt wird. Der Fluß der Germaniumzelle läßt sich mit dem Ge-Isotop der Masse 74 messen.

Die Messung der Substrattemperatur erfolgt indirekt über die Bestimmung der Heizertemperatur mit einem Thermolement (siehe Abbildung 2.11). Zur direkten Messung wird ab 400°C ein Pyrometer eingesetzt. Jedoch hängt dessen Ergebnis vom Emissionsfaktor ϵ des Substrates ab, welcher eine Funktion von Temperatur, Dotierung und Schichtaufbau ist. Bei normalen Pyrometern kann jedoch nur ein konstantes ϵ vorgegeben werden. Um dies zu kompensieren, wird an dieser MBE-Anlage ein

pyrometrisches Interferometer (PYRITTE-System) der Firma Sentech eingesetzt. Eine exakte Beschreibung findet sich in [Ba00].

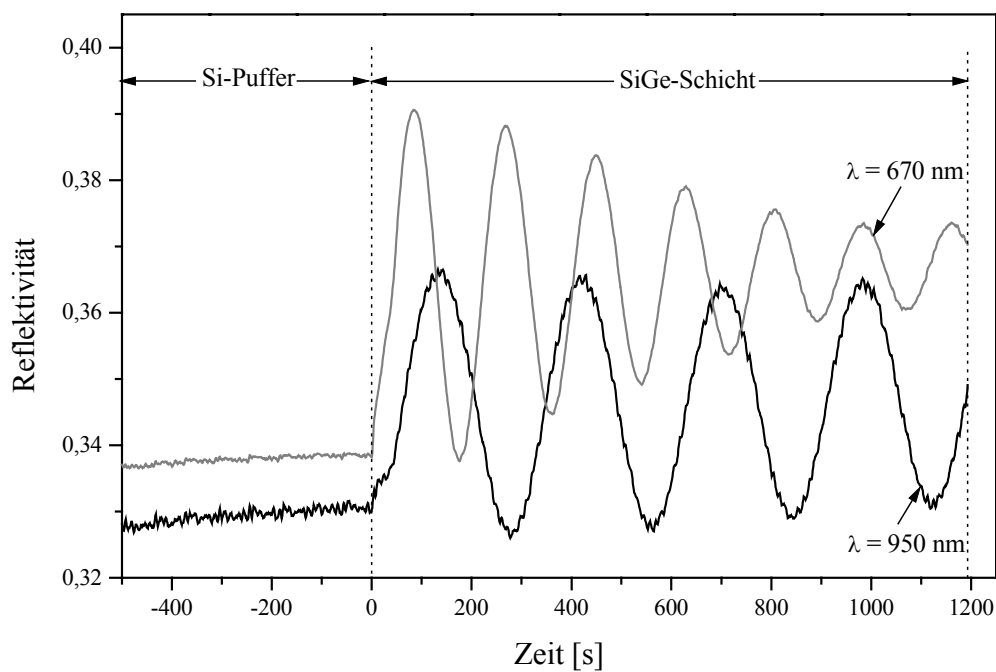


Abb. 2.12: Typische Oszillationen der Reflektivitäten bei dem Wachstum einer 35% SiGe-Schicht mit einer Dicke von 508 nm.

In dem PYRITTE-System werden neben dem Pyrometersignal die Reflektivitäten R_0 bei $\lambda = 670$ nm und $\lambda = 950$ nm gemessen. Der Wert bei 950 nm dient zur Berechnung der aktuellen Emissivität ($\epsilon = 1 - R_0$). Durch diese Kombination kann die Substrattemperatur unabhängig vom verwendeten Substrat und des Schichtaufbaus bestimmt werden. Zusätzlich ermöglichen die Messungen der Reflektivitäten Aussagen über die aufwachsende Schicht. Bei Änderungen der optischen Konstanten Brechungsindex n_0 und Extinktionskoeffizient k_0 zwischen Untergrund und Film entstehen Oszillationen in den Reflektivitäten. Diese resultieren aus Dickeninterferenzen zwischen reflektiertem Licht von der Oberfläche und der inneren Grenzfläche. Damit kann während des Wachstums die Schichtdickenzunahme beobachtet und berechnet werden. Ein Beispiel dafür zeigt Abbildung 2.12, in dem auf einem Standardsiliziumpuffer eine 500 nm dicke 35 % SiGe-Schicht bei einer Temperatur von 600°C aufgewachsen ist. Für dieses System gilt

$$n_{O, \text{Film}} > n_{O, \text{Sub}} > 1 \quad (2.5)$$

bei beiden verwendeten Wellenlängen. Unter diesen Bedingungen findet an der Grenzfläche Film/Substrat ein Phasensprung statt, d. h. die aufwachsende Schicht bewirkt

eine Reflexionsverstärkung (Verspiegelung). Die Dicke d der Schicht läßt sich über die Phasenbedingungen bestimmen. Für ein Maximum bzw. Minimum gilt

$$\begin{aligned} \text{Max: } n_o \cdot d &= \frac{\lambda}{4} \cdot (2 \cdot m + 1) \\ \text{Min: } n_o \cdot d &= \frac{\lambda}{2} \cdot m \quad \text{mit } m \in N \end{aligned} \quad (2.6)$$

Mit diesen Formeln kann die Zeitskala in eine Dickenskala umgerechnet und die Dicke der SiGe-Schicht bestimmt werden. Dies bietet die Software in einem Echtzeitfit an. Für die Gesamtdicke ergeben sich in diesem Beispiel bei $\lambda = 670 \text{ nm}$ bzw. $\lambda = 950 \text{ nm}$ ein $d = 505 \text{ nm}$ bzw. $d = 510 \text{ nm}$ [Sa98].

2.6 Substratpräparation

Eine möglichst perfekte Ausgangsoberfläche ist eine weitere Voraussetzung für das epitaktische Wachstum. Die reine Siliziumoberfläche bildet mit dem Sauerstoff der Luft sofort ein natürliches Siliziumdioxid von rund 0,6 nm Dicke. Der Hersteller von Siliziumwafern behandelt deshalb die Scheiben im letzten Schritt mit einer RCA-Reinigung, welche die wichtigste naßchemische Behandlung für Siliziumsubstrate ist. Das Oxid der Oberfläche wird dabei zunächst in verdünnter Flußsäure entfernt und in einem zweiten Schritt mit einer Mischung aus Schwefelsäure und Wasserstoffperoxid erneut oxidiert [Ke70]. In einer MBE-Anlage läßt sich diese Oxidschicht bei 900°C in flüchtiges Siliziummonoxid umwandeln: $\text{Si} + \text{SiO}_2 \rightarrow 2\text{SiO}\uparrow$. Dieser Prozeß wird als thermische Reinigung bezeichnet.

Eine optimale Reinigungsprozedur konnte durch intensive Untersuchungen [Ka98] gefunden werden. Wird die Reinigungstemperatur zu tief gewählt, kann das Siliziumdioxid nicht komplett desorbieren und das Silizium wächst an diesen Stellen amorph. Dagegen bildet sich bei zu hoher Reinigungstemperatur aus monoatomarem Kohlenstoff und Silizium Siliziumcarbid-Cluster. Nach einem solchen Temperschnitt wird standardmäßig die Oberfläche mit einem 150 nm intrinsischen Si-Puffer bei 600°C überwachsen. Dessen Aufgabe ist es, möglichst alle restlichen Verunreinigungen, wie Kohlenstoff oder SiC-Cluster zu überwachsen.

Die Qualität der Ausgangsoberfläche wird durch diese Substratpräparation optimiert. Eine Transmissions Elektronen Mikroskopie (TEM)-Aufnahme einer 1675 nm dicken Siliziumschicht soll dies bestätigen (siehe Abbildung 2.13). Der sehr helle Bereich auf dem Foto ist der Klebstoff, mit dem bei der Präparation einer Probe zwei Oberflächen aufeinander geklebt werden müssen. Danach folgen die Probenoberfläche, die Epitaxieschicht und das Substrat. In dieser Abbildung ist die Substrat-Epitaxie Grenzfläche kaum zu erkennen. Andere Fehler in der Schichtstruktur können ebenfalls nicht gefunden werden, d. h. die Silizium-Schicht wächst defektfrei.

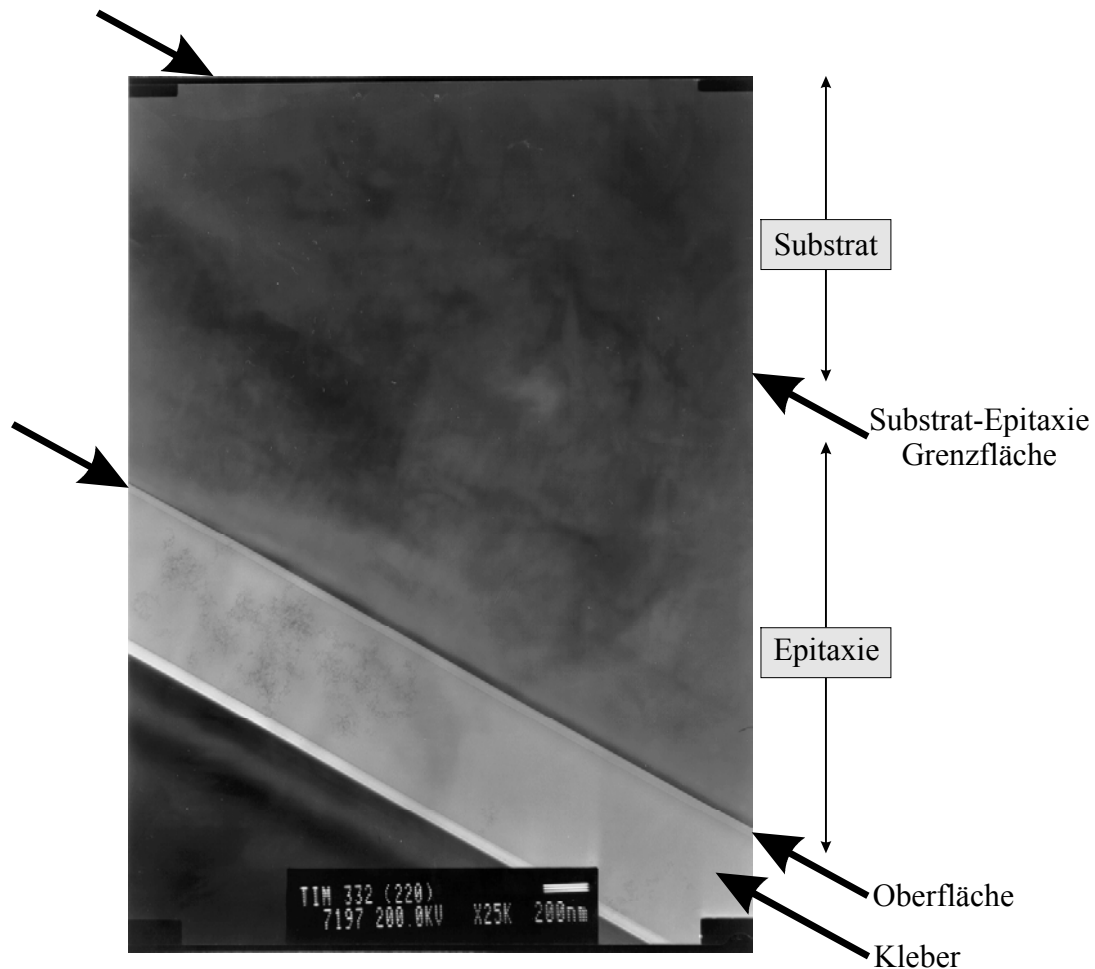


Abb. 2.13: Querschnitts-TEM-Aufnahme einer 1675 nm dicken Siliziumschicht

Aus diesen Untersuchungen ist eine Reinigungsprozedur für die verwendeten Silizium (100) Substrate festgelegt worden. Die Wafer vom Hersteller werden keiner naßchemischen Reinigung unterzogen, sondern direkt in die MBE-Anlage eingeschleust. Nach einer thermischen Reinigung bei 900°C folgt das Wachstum eines 150 nm dicken intrinsischen Siliziumpuffers bei 600°C. Diese Präparation liefert die besten Ausgangsbedingungen für das epitaktische Wachstum. Dies zeigt besonders die Defektdichte des Siliziumpuffers, welche kleiner als $1 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2}$ ist.

Kapitel 3

Charakterisierungsverfahren

Die Molekularstrahlepitaxie liefert Schichten bis in Dimensionen von Bruchteilen einer Monolage. Eine Bestimmung dieser Daten und die Untersuchung der strukturellen Eigenschaften von MBE-Schichten ist unverzichtbar für die Optimierung der Wachstumsparameter. Die dazu eingesetzten Charakterisierungsverfahren sollen in diesem Kapitel beschrieben und ihre Einsatzgebiete, Auflösungsvermögen und Genauigkeiten diskutiert werden.

3.1 Sekundärionenmassenspektrometrie

Die Sekundärionenmassenspektrometrie (engl.: secondary ion mass spectrometry, SIMS) [Dü99] wird in dieser Arbeit als Hauptanalysemethode zur Untersuchung der Atomkonzentration von Dotierstoffen in Siliziumschichten eingesetzt. Mit ihr können eine Vielzahl von Wachstumsparametern, wie die Wachstumsraten der Matrixelemente, die Dotierkonzentrationen aber auch der Germanium-Gehalt, bestimmt werden. Eine SIMS-Analyse liefert die chemische Zusammensetzung einer Schicht mit einer Tiefenauflösung von nur wenigen Nanometern pro Dekade. In Abhängigkeit des zu messenden Elements werden im Silizium Cs^+ - oder O_2^- -Ionen verwendet. Damit lassen sich zum Beispiel bis zu 10^{15} Boratome/ cm^3 im Silizium messen. Jedoch muß bei einer SIMS-Analyse immer ein Kompromiß zwischen der Tiefenauflösung und der Nachweisempfindlichkeit gefunden werden, die von verschiedenen SIMS-Parametern abhängen [St91, Do92, Co00]. Mit hoher Ionenenergie (zum Beispiel 15 keV) läßt sich die Ionisations- und damit die Nachweiswahrscheinlichkeit steigern. Dies ist jedoch mit einer Profilverbretterung verbunden. Die SIMS-Analysen wurden von der Firma GeMeTec mbH und von Herrn Dr. Bilger (IPE, Universität Stuttgart) angefertigt.

Ein typisches SIMS-Tiefenprofil einer 100 GHz IMPATT-Diode (engl.: Impact Avalanche Transit Time) zeigt die Abbildung 3.1. Die Halbleiterstruktur ist monolithisch aufgebaut, d. h. die Diode wird durch einen pn-Übergang elektrisch isoliert auf einem sehr niedrig dotiertem p(B) Substrat (Schichtwiderstand $> 1000 \Omega\text{cm}$) gewachsen. Dieser Diodentyp findet zum Beispiel Anwendungen in integrierten Hochfrequenzschaltungen.

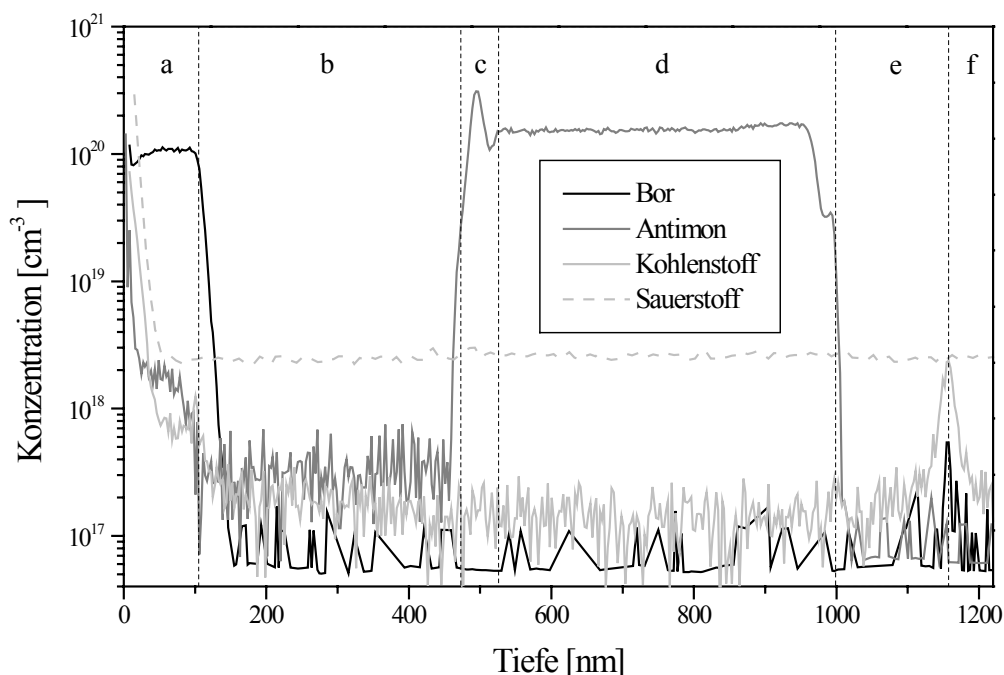


Abb. 3.1: SIMS Tiefenprofil einer 100 GHz IMPATT Diode

Der nominelle Aufbau der Schichtstruktur der Diode ist in der Tabelle 3.1 zusammengefaßt. Die Epitaxieschicht besteht aus fünf unterschiedlich dotierten Bereichen (a bis e) auf einem p̄(B) Substrat (f). Dieser Aufbau findet sich in der SIMS-Analyse wieder. An der Substrat-Epitaxie Grenzfläche können die typischen Mengen von Kohlenstoff mit einer Oberflächenbedeckung von $n_S = 7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ bzw. 1/100 Monolage und von Bor mit $n_S = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ nachgewiesen werden. Dies sind typische Werte für die verwendeten Wacker-Substrate. Nach der thermischen Reinigung startet der Wachstumsprozeß mit einem 150 nm Standardsiliziumpuffer (siehe Bereich e). Eine Dotierung in diesem Bereich läßt sich durch die Nachweisgrenze des SIMS-Tiefenprofils nicht messen. In einem anderen speziellen Experiment konnte mit Hilfe einer CV-Messung in dem Standardpuffer eine Hintergrunddotierung von $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt werden.

In den Bereichen c und d ist eine 500 nm Kontaktschicht (engl.: buried layer) mit einer Antimon Dotierung von $n_B = 1,2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ gewachsen. Durch die sehr hohe Segregationsweite von Sb [Jo88] müssen jedoch spezielle Dotierstrategien verwendet werden. Für die Kontaktschicht wird hier die Methode pre build up eingesetzt [Oe02b]. Dies bedeutet, daß vor dem Start des Schichtwachstums Antimonatome auf die Oberfläche aufgelegt werden. Dadurch lassen sich sehr steile Dotierübergänge erzeugen. In dieser Struktur wird dafür direkt nach dem Puffer eine Antimonschicht mit $n_S = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ vorgelegt. Nach einem Absenken der Temperatur auf 430°C beginnt das Wachstum der Kontaktschicht. Die SIMS-Analyse zeigt hier, daß sich zunächst eine Volumenkonzentration von nur $4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ einstellt, d. h. die Vorbelegung war nicht groß

genug. An dieser Flanke läßt sich jedoch die SIMS-Auflösung mit 5,9 nm pro Dekade bestimmen, da dieser Dotierübergang in Wirklichkeit atomar scharf ist. Nach dem Erreichen der Gleichgewichtsatomkonzentration stellt sich die angestrebte Dotierung von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ein. Im Bereich c werden diese Antimonadatome wieder abgebaut. Die SIMS-Analyse zeigt eine deutliche Erhöhung. Das Integral über diesen Bereich ergibt $7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ bzw. eine Monolage Antimon.

Bereich	Schichttyp	Dicke (nominell)	Dotierung (nominell)	Dicke (aus SIMS)	Dotierung (aus SIMS)
a	p ⁺ -Kontakt	100 nm	$1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	105 nm	$1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
b	n-Schicht	350 nm	$2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	368 nm	$2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
c	n ⁺ -Kontakt	50 nm	$7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	53 nm	$7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
d	n ⁺ -Kontakt	450 nm	$1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	473 nm	$1,2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
e	Si-Puffer	150 nm	intrinsisch	158 nm	Hintergrund
f	Substrat	-	$> 1000 \text{ } \Omega\text{cm}$	-	-

Tabelle 3.1: Nomineller Aufbau und aus der SIMS-Analyse bestimmte Wachstumsparameter der IMPATT-Diode.

Im Bereich b liegt die eigentlich aktive Schicht der Diode. Die Dotierung erfolgt mit der Methode der Sekundärionenimplantation [Jo85]. Dadurch läßt sich eine Antimondotierung von $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ in der Schicht mit einer Dicke von 350 nm einstellen.

Am Schluß folgt die p-Kontaktseite (Bereich a) mit einer Bordotierung von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ und einer Dicke von rund 100 nm. Dies kann in der SIMS-Analyse abgelesen werden. Jedoch lassen sich auch deutlich die Einflüsse der Oberfläche erkennen. Dadurch liefern die ersten Nanometer eines SIMS-Tiefenprofils keine Aussagen über die Schichtstruktur. In der Tabelle 2.1 sind neben den nominellen Strukturen der einzelnen Schichten die zugehörigen SIMS-Werte eingetragen. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Wachstumsparameter.

Die Diskussion einer integrierten IMPATT-Diodenstruktur zeigt die Mannigfaltigkeit der Ergebnisse, die eine SIMS-Analyse liefert. Neben den Si-Raten, Ge-Raten und den Flüssen der Dotierstoffe sind auch weitere Aussagen über den gesamten Wachstumsprozeß möglich, wie zum Beispiel über die Höhe der Temperatur bei der thermischen Reinigung oder die Menge der benötigten Vorbelegung bei der pre build up Dotierstrategie. Wie an dieser Diode gezeigt, läßt sich auch an atomar scharfen Dotierübergängen die SIMS-Auflösung ablesen.

Die SIMS-Analyse wird auch für die Kalibrierung der Dotierstoffzellen eingesetzt. Eine typische Schichtstruktur für die Borzelle zeigt das Tiefenprofil in Abbildung 3.2. Es

werden dabei abwechselnd dotierte und undotierte Bereiche bei verschiedenen Borflüssen gewachsen. Das nominelle Profil ergibt eine Kastenform, wie es die schwarze Kurve darstellt. Das SIMS-Tiefenprofil (graue Kurve) dagegen verschmiert auf beiden Seiten des Kastens. Dies entsteht durch die Überlagerung von Wachstumseigenschaften, wie der Oberflächensegregation, und der SIMS-Auflösung.

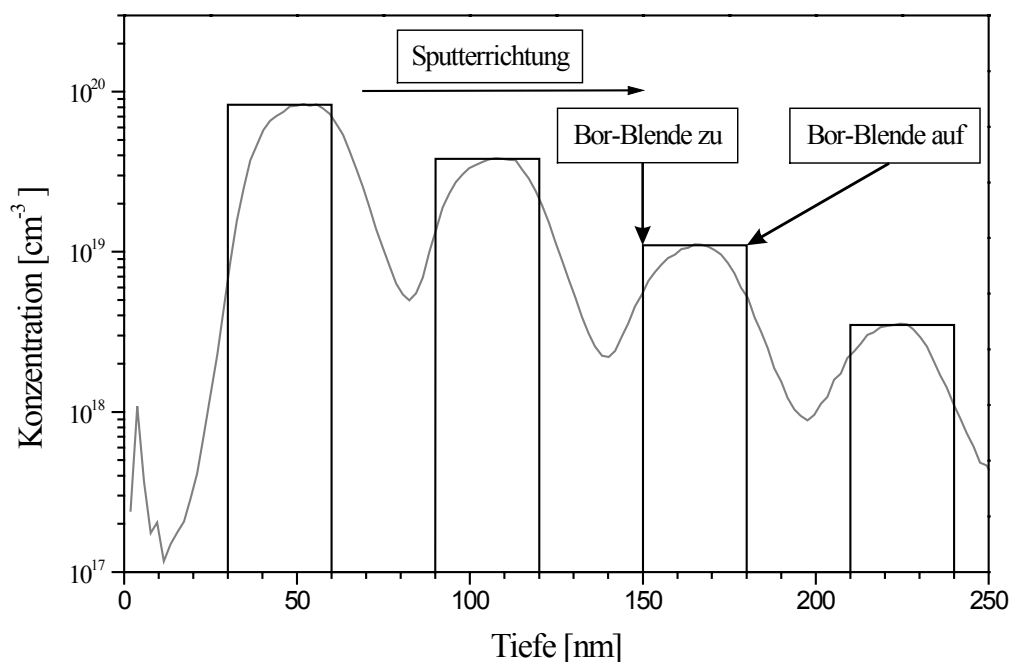


Abb. 3.2: Typisches SIMS Tiefenprofil zur Kalibrierung der Borzelle mit vier verschiedenen Borflüssen bei konstanter Siliziumrate und Wachstumstemperatur. Die nominellen Tiefen der Blendenbewegungen sind zum Vergleich eingezeichnet.

Der Einfluß der Verschmierung des SIMS-Profiles auf die Kalibrierung der Borzelle kann vernachlässigt werden, da nur die Gesamtmenge der Dotieratome interessant ist. Die Anzahl der Dotieratome läßt sich durch einfache Integration von Minimum zu Minimum bestimmen und damit über die Öffnungszeit der Zelle der zugehörige Fluß berechnen.

3.2 Optische Bestimmung des Germaniumgehalts

Optische Charakterisierungsverfahren liefern sehr genaue Details über die Energiezustände in Kristallen. So können Aussagen über deren Zusammensetzung und Verspannungszustand gewonnen werden.

Am Institut ist ein schnelles und zerstörungsfreies Verfahren zur Bestimmung des Germaniumgehalts X im Bereich zwischen $X = 0,2$ und $X = 1$ in virtuellen $\text{Si}_{1-X}\text{Ge}_X$ Substraten [Ka86] entwickelt worden. Diese Methode beruht auf einer ex-situ Messung der Reflektivität R_0 einer Schicht in Abhängigkeit der Wellenlänge λ [Oe98]. Die Experimente werden mit einem NanoSpec der Firma Nanometrics durchgeführt. Das NanoSpec findet breiten Einsatz in der Bauelementtechnologie, zum Beispiel bei der schnellen Bestimmung von Oxiddicken. Mit ihm wird die relative Reflektivität gegen einen Standard im Wellenlängenbereich von 370 nm bis 800 nm gemessen. Dadurch müssen die Schwankungen der Strahlcharakteristik der eingesetzten Lichtquelle nicht berücksichtigt werden.

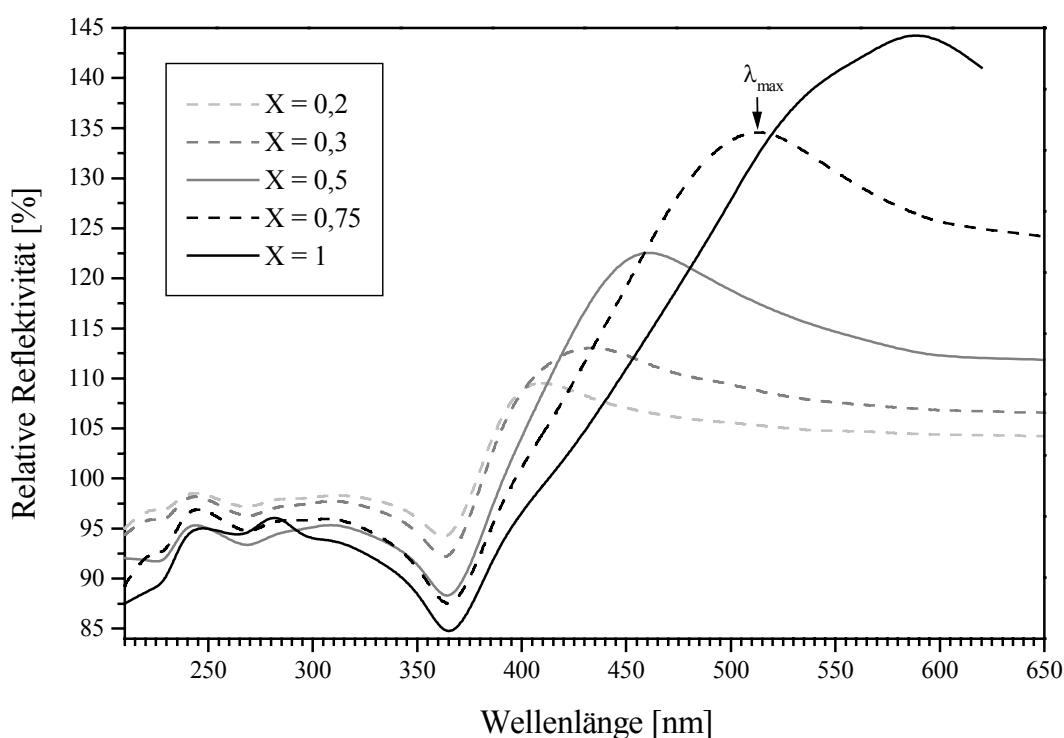


Abb. 3.3: Abhängigkeit der relativen Reflektivität von der Wellenlänge für SiGe-Legierungen mit verschiedenen Ge-Gehalten X aus Literaturdaten [Hu95] gegen einen Siliziumstandard.

Die Reflektivität R_0 für absorbierende Schichten berechnet sich aus dem Brechungsindex n_0 und dem Extinktionskoeffizienten k_0 zu

$$R_0 = \frac{(n_0 - 1)^2 + k_0^2}{(n_0 + 1)^2 + k_0^2} \quad (3.1)$$

Aus Literaturdaten von Humlicek [Hu95] sind die relativen Reflektivitäten gegen Silizium für verschiedene Germaniumgehalte X berechnet und in Abbildung 3.3 aufgetragen. Diese

zeigen Maxima im sichtbaren Spektrum. Die Wellenlänge der Maximumposition λ_{\max} hängt vom Ge-Gehalt ab und variiert von $\lambda_{\max} = 410$ nm für $X = 0,2$ bis $\lambda_{\max} = 590$ nm für $X = 1$. Damit läßt sich über die Messung der relativen Reflektivität (gegen einen Siliziumstandard) das Legierungsverhältnis einer SiGe-Schicht ermitteln.

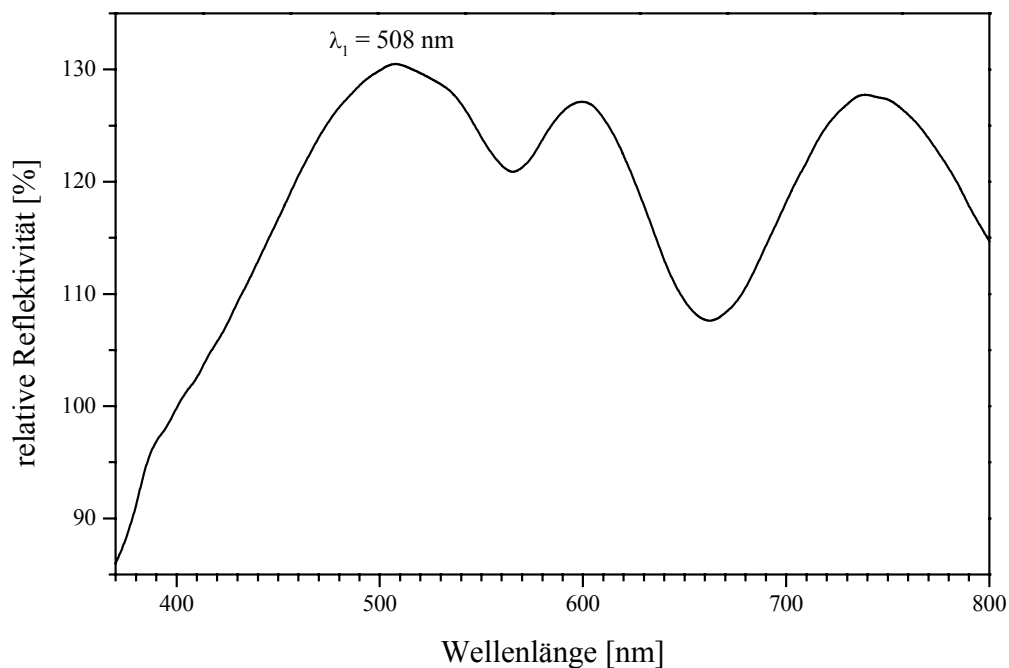


Abb. 3.4: Typische Meßkurve der relativen Reflektivität eines virtuellen SiGe-Substrats gegen einen Siliziumstandard mit einem Ge-Gehalt von 71 % und einer Dicke von 209 nm.

Aus dem Extinktionskoeffizienten kann die Absorption bzw. die Eindringtiefe berechnet werden. Daraus ergeben sich für die Maximumpositionen λ_{\max} Eindringtiefen von rund 30 nm. Mit diesem Verfahren können somit nur Schichten ab einer minimalen Dicke von 20 nm, durch den Hin- und Rückweg des Lichtes, vermessen werden. In nicht oder nur teilweise relaxierten Schichten ändert die elastische Verspannung des Gitters die Gitterkonstanten und damit deren Materialeigenschaften, Brechungsindex und Extinktionskoeffizient [Pi94]. Eine einfache Messung der Reflektivität bringt nur Aussagen über die Gesamtabhängigkeit von Ge-Gehalt und Verspannung. Mit diesem Verfahren können somit auch nur vollständig relaxierte SiGe-Schichten untersucht werden.

Die Abbildung 3.4 zeigt eine typische Meßkurve der relativen Reflektivität eines virtuellen SiGe Substrates gegen einen Siliziumstandard. Aus der Position des ersten Maximums bei $\lambda_1 = 508$ nm kann der Ge-Gehalt der Schicht mit 71 % ermittelt werden. Die anderen Extremwerte entstehen durch Dickeninterferenzen des Films. Zu deren Auswertung muß die Meßkurve durch eine Siliziumreflektionskurve aus der Literatur

entfaltet werden. Für dieses virtuelle SiGe-Substrat mit einem Ge-Gehalt von 71 % läßt sich so eine Schichtdicke von 209 nm berechnen. Ein Vergleich mit anderen Verfahren zeigt sehr gute Übereinstimmung. So ergibt eine Röntgendiffraktometriemessung einen Gehalt von $X=69,5\%$ mit 100 % Relaxation des virtuellen Substrats. Mit einer SIMS-Analyse läßt sich ein $X=71\%$ und eine Schichtdicke von 222 nm ermitteln.

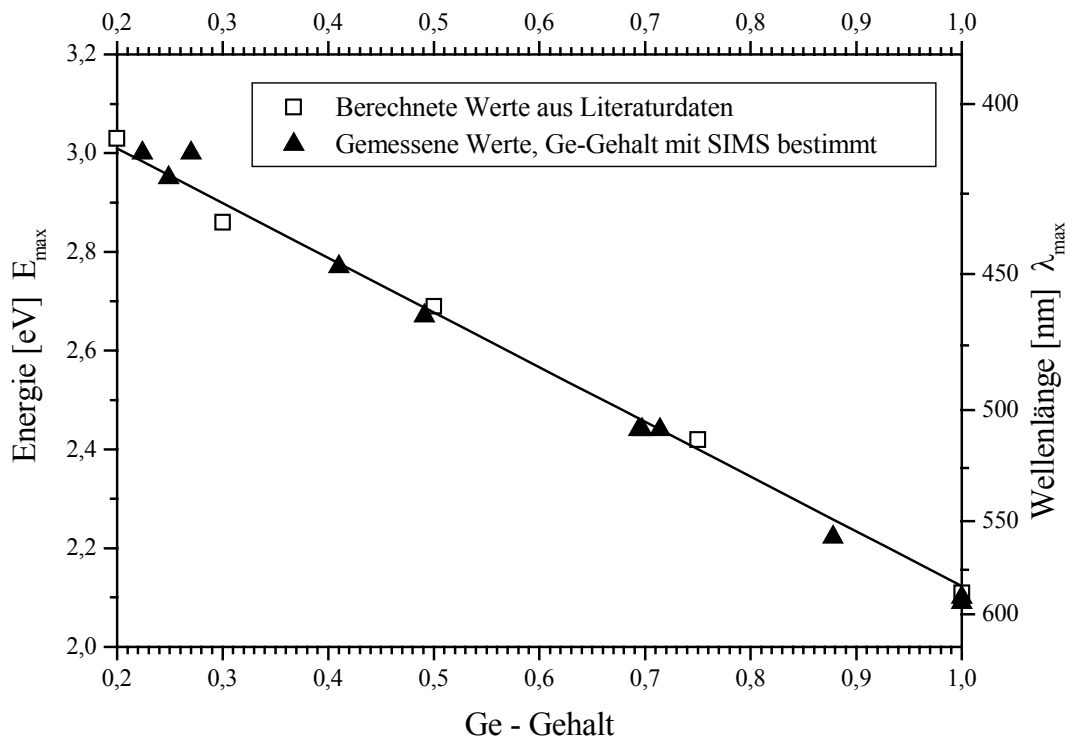


Abb. 3.5: Vergleich zwischen den experimentell bestimmten λ_{\max} (umgerechnet mit Gl. 3.2 in E_{\max}) und den berechneten Werten aus Abbildung 3.3.

Für verschiedene virtuelle SiGe-Substrate mit Ge-Gehalten zwischen $X=0,2$ und $X=1$ wird jeweils die Position des ersten Extremwertes λ_{\max} bestimmt. Aus diesen können die maximalen Energien E_{\max} durch folgende einfache Beziehung:

$$E_{\max} = \frac{h \cdot c}{\lambda_{\max}} \quad (3.2)$$

mit der Planckschen Konstante h und der Lichtgeschwindigkeit c berechnet werden. In Abbildung 3.5 sind die maximalen Energien E_{\max} als Funktion des Ge-Gehalts dargestellt. Der Germaniumanteil ist durch SIMS-Analysen ermittelt worden. Die berechneten λ_{\max} Werte aus Abbildung 3.4 und die experimentell bestimmten zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. Damit kann dieses optische Verfahren zur sehr schnellen Ermittlung des Germaniumgehalts eingesetzt werden.

3.3 Dickenmessung und Ratenkalibrierung

Ein weiterer Parameter bei dem Wachstum einer Siliziumschicht ist die Siliziumrate, da davon die Dotierkonzentrationen und damit die zugehörigen Segregationsweiten abhängen. Zu deren Überprüfung werden am Institut verschiedene Verfahren eingesetzt. Jeder Wafer wird vor und nach dem Wachstum durch eine Waage mit einer Ablesegenauigkeit von 0,01 mg standardmäßig gewogen. Eine 500 nm dicke Siliziumschicht auf einem vier Zoll Substrat mit einer effektiven Oberfläche von rund 73 cm² wiegt zum Beispiel 8,15 mg. Mit dieser einfachen Messung können so die nominelle und die wirkliche Siliziumrate für jede Schicht sehr schnell und einfach verglichen werden.

Für das Wachstum in der MBE-Anlage müssen die vier Zoll Wafer in sechs Zoll Trägerringen gelagert werden. Dadurch besitzen sie am Rand einen etwa 2 mm breiten Auflagebereich. Die MBE-Schicht bildet dort zum Wafer eine scharfe Kante, welche mit einem Profilometer der Firma KLA-Tencor vermessen werden kann. Diese Dickenmessung wird ebenfalls standardmäßig bei allen vier Zoll Wafern durchgeführt und zur Ratenbestimmung eingesetzt. Die Ergebnisse aus der Wägung und der Stufenmessung zeigen eine sehr gute Übereinstimmung.

Die Profiler-Messung wird ebenfalls für die Bestimmung der Germaniumrate eingesetzt. Dazu werden einzelne Schichten mit unterschiedlichen Ge-Flüssen gewachsen und durch die Dickenmessung die zugehörige Rate berechnet. Beide Matrixelemente Silizium und Germanium lassen sich so sehr einfach und schnell kalibrieren.

Bei dem Wachstum von Silizium-Germanium Schichten muß die Eigenschaft der unterschiedlichen Gitterkonstante berücksichtigt werden. Silizium wird im Si-Gitter mit der Volumenkonzentration $n_B = 4,994 \cdot 10^{22}$ Atome/cm³ bzw. der Gitterkonstanten $a = 0,5431$ nm kalibriert. Da Germanium auf einem Siliziumsubstrat bereits ab wenigen Nanometern im Ge-Gitter mit $n_B = 4,418 \cdot 10^{22}$ Atome/cm³ bzw. $a = 0,5646$ nm wächst, ist der Germaniumfluß auch in diesem bestimmt.

Der Fluß F läßt sich über folgende einfache Beziehung

$$F = R \cdot n_B \tag{3.3}$$

aus der Rate R und der Volumenkonzentration n_B berechnen. Damit können aus den Raten die entsprechenden Flüsse der Quellen bestimmt werden. Weiterhin lassen sich auch die Wachstumsraten im entsprechenden Gittertyp ermitteln. So berechnet sich zum Beispiel die Ge-Rate im Siliziumgitter $R_{Ge(Si)}$ aus der mit dem Profiler bestimmten Ge-Rate R_{Ge} durch

$$R_{Ge(Si)} = R_{Ge} \cdot \frac{n_{B,Ge}}{n_{B,Si}} = R_{Ge} \cdot 0,885 \tag{3.4}$$

Beim Wachstum von SiGe-Legierungen müssen sowohl die Silizium- als auch die Germaniumrate durch die Änderung der Gitterkonstanten bzw. Volumenkonzentrationen korrigiert werden. Ein Beispiel für das Wachstum einer 40 % SiGe-Schicht mit einer

Gesamtrate von 1 \AA/s soll dies verdeutlichen. Die Gitterkonstante beträgt $0,551 \text{ nm}$ [Hr95]. Daraus läßt sich die Volumenkonzentration zu $n_B = 4,77 \cdot 10^{22} \text{ Atome/cm}^3$ berechnen. Mit der Gleichung 3.4 ergeben sich somit für $R_{Ge} = 0,43 \text{ \AA/s}$ und $R_{Si} = 0,57 \text{ \AA/s}$ indem $n_{B,Si}$ durch $n_{B,SiGe}$ und für die Berechnung der Siliziumrate zusätzlich $n_{B,Ge}$ durch $n_{B,Si}$ eingesetzt werden. Wird dieser Effekt der Gitterkonstante nicht berücksichtigt, ist der Germaniumgehalt in den SiGe-Schichten prinzipiell zu klein.

3.4 Ladungsträgerkonzentration

Die Ladungsträgerkonzentration in Halbleitermaterialien kann mit verschiedenen physikalischen Verfahren bestimmt werden. Dazu gehören die Vier-Spitzenmessung, die Kapazitäts-Spannungs-Messung (CV) und die elektrochemische Kapazitäts-Spannungsmessung (eCV).

Die Vier-Spitzenmessung ist ein einfaches und schnelles Verfahren für die Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration [Pf76]. Diese Methode mißt den Schichtwiderstand, aus dem die Dotierung berechnet werden kann. Jedoch muß diese Schicht durch einen sperrenden pn- Übergang vom Substrat elektrisch getrennt sein.

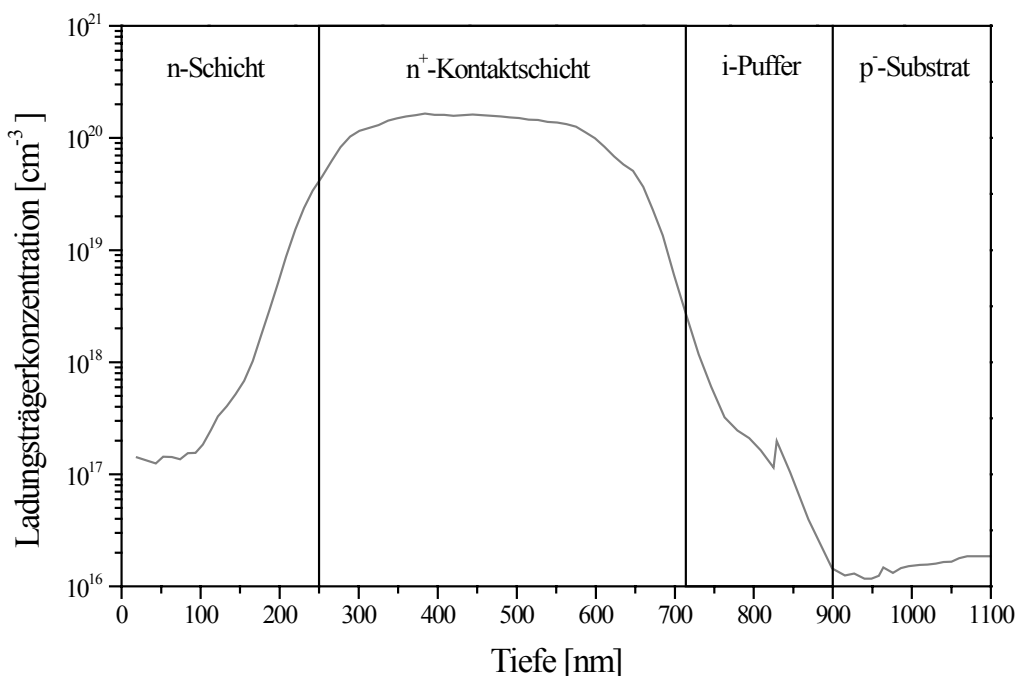


Abb. 3.6: eCV-Profil einer monolithisch aufgebauten Schottky-Diode auf einem p⁻-Substrat

Die elektrochemische Kapazitäts-Spannungsmessung (eCV) ist einer Kapazitäts-Spannungs-Messung (CV) sehr ähnlich. Bei einer CV-Messung wird auf das Halbleitermaterial ein Schottky-Kontakt aufgebracht und damit eine Raumladungszone erzeugt. Eine angelegte Gleichspannung zwischen Metall und Halbleiter verschiebt den Rand dieser Zone in die Tiefe. Wird diese Gleichspannung durch eine Wechselspannung moduliert, kann die Kapazität und damit die Dotierkonzentration am Rand der Raumladungszone ermittelt werden. Eine Variation der Gleichspannung ermöglicht die Bestimmung der Tiefenabhängigkeit der Dotierkonzentration über einen durch den Diodendurchbruch begrenzten Meßbereich. Der Metallkontakt ist bei der eCV-Messung durch ein Elektrolyt aus einer Natriumfluorid-Lösung ersetzt. Durch das Anlegen einer Spannung in Vorwärtsrichtung wird das Halbleitermaterial in Schritten von 5 nm bis 10 nm sukzessive abgeätzt. Bei konstanter Meßspannung kann damit theoretisch in beliebige Tiefe des Halbleiters gemessen werden.

Die Abbildung 3.6 zeigt ein typisches eCV-Profil einer monolithisch aufgebauten Schottky-Diode. Diese Schicht ist auf einem p⁻-Substrat ($\rho > 1000 \Omega\text{cm}$) mit der MBE abgeschieden. Nach der thermischen Reinigung und dem intrinsischen Puffer wird zunächst die Kontaktschicht mit einer Dotierung von $1,2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ gewachsen. Danach folgt die tiefdotierte n-Schicht für den Schottky Kontakt. Die eCV Messung zeigt, daß alle Antimonatome in den n⁺-Kontakt aktiv eingebaut werden. Die Auflösung der eCV-Messung ist jedoch deutlich schlechter. Dies liegt an der Bestimmung der effektiven Eindringtiefe über die Summe von Verarmungslänge und Ätztiefe, aber auch an den Effekten der Ladungsträgerausschmierung.

Die eCV-Analyse ist bei Beachtung der Limitierungen eine effektive Methode zur Bestimmung von Ladungsträgerprofilen. So können nicht nur Untersuchungen in Silizium sondern auch in Heterostrukturen wie dem Silizium-Germanium durchgeführt werden [Se98]. Der Vorteil gegenüber einer SIMS-Analyse besteht in der Bestimmung der aktiv eingebauten Dotierstoffatome. Nur diese tragen zu den elektrischen Eigenschaften des Halbleiters bei.

3.5 Kristallqualität

Für die Untersuchung der kristallinen Qualität der Epitaxieschicht existieren verschiedene Verfahren, wie zum Beispiel das Defektätzen, die Röntgendiffraktometrie (engl.: X-ray diffraction, XRD) oder die Transmissionselektronenmikroskop (TEM).

Das Defektätzen ist ein sehr einfaches und schnelles Verfahren zur Bestimmung der Defektdichte in einer Epitaxieschicht. Dabei wird die Schicht mit einer speziellen chemischen Lösung angeätzt. Die Ätze greift Defekte stärker als die kristallinen Bereiche an. Somit entstehen Ätzgruben, die unter einem Mikroskop beobachtet werden können [Bo67, We03]. Ein ähnliches Bild liefert auch die eCV-Messung, da hier ebenfalls die Epitaxieschicht chemisch abgetragen wird.

Die Röntgendiffraktometrie findet Einsatz bei der Bestimmung von Gitterkonstanten und ist eine zerstörungsfreie Analysemethode. Ein Röntgenstrahl wird unter einem sehr genau kontrollierten Winkel auf die Probenoberfläche gerichtet und an

den Gitterebenen des Kristalls gebeugt. Die Beugungsintensitäten werden in Abhängigkeit des Austrittswinkels gemessen. Durch die Hilfe bekannter Gitterkonstanten und elastischer Konstanten sind aus diesen Beugungsbildern die mittleren Zusammensetzungen sehr genau zu bestimmen. In einem Si/SiGe-Schichtsystem können zum Beispiel der Germaniumgehalt und die Verspannung ermittelt werden. Eine spezielle Methode ist die zweidimensionale Röntgenbeugungsmessung (engl.: reciprocal space mapping, RSM). Sie ermöglicht die gleichzeitige Bestimmung der vertikalen und lateralen Gitterkonstante und damit der Verspannung [Ni01].

Mit dem Transmissionselektronenmikroskop wird vor allem der mikroskopische Aufbau kristalliner Materialien untersucht. Die Elektronen werden dabei mit Hochspannungen bis zu 1000 kV beschleunigt. Das Mikrogefüge der kristallinen Stoffe läßt sich mit der TEM qualitativ und quantitativ charakterisieren. Jedoch bereitet sowohl die Herstellung dünner, im Elektronenmikroskop durchstrahlbarer Filme, als auch die Interpretation der beobachteten Kontrastphänomene einige Schwierigkeiten. Dieses Charakterisierungsverfahren erfordert eine sehr aufwendige Probenpräparation, da in Abhängigkeit der Beschleunigungsenergie die Durchstrahlungslänge der Elektronen zwischen 10 nm und 1 µm liegen. Die Proben werden zunächst durch mechanisches Schleifen und chemisches Polieren bis auf ca. 20 µm gedünnt. Ein kleiner Teil wird danach durch Ionenstrahldünnung bis auf die gewünschte Dicke abgetragen [Go88]. Von der Materialzusammensetzung oder dem Verspannungszustand des Präparats hängt die Intensität des transmittierten Elektronenstrahls ab. Mit diesem Analyseverfahren kann eine sehr hohe Auflösung und Genauigkeit der räumlichen Verteilung von Materialien mit großen Unterschieden in der Kernladungszahl erreicht werden. Damit lassen sich Heterogrenzflächen, Spannungsfelder und Versetzungen untersuchen. Das Hochauflösungs-TEM (HRTEM) ermöglicht Untersuchungen an atomistischen Strukturen von Versetzungskernen in Heterogrenzflächen. Dabei wird der Phasenkontrast zwischen gestreutem und ungestreutem Elektronenstrahl beim Durchgang durch das Präparat genutzt. Durch dieses Verfahren können quantitative Aussagen über den Einfluß von Dotierungen auf die Grenzflächenbindung getroffen werden. Ein typisches Beispiel einer TEM-Aufnahme einer Siliziumschicht zeigt die Abbildung 2.13 im Kapitel 2.

3.6 Oberflächenmorphologie

Neben der Kristallqualität einer Epitaxieschicht muß auch deren Oberflächenmorphologie untersucht werden. Dazu wird die optische Mikroskopie, die Rasterkraftmikroskopie (engl.: atomic force microscopy, AFM) oder das Rasterelektronenmikroskop (REM) eingesetzt.

Die Rasterkraftmikroskopie ist eine Rastersondenmethode zur Bestimmung der Oberflächentopographie [Mg96]. Eine aus Silizium oder Siliziumnitrid gefertigte sehr feine Spitze dient dabei als Sonde. Die Abbildung 3.7 zeigt AFM-Aufnahmen unterschiedlich hoher Auflösung einer Probe mit acht Monolagen Germanium auf einem Siliziumsubstrat. Durch das Stranski-Krastanow Wachstum entstehen selbstorganisierte Ge-Inseln mit zwei verschiedenen Größen [Sc98].

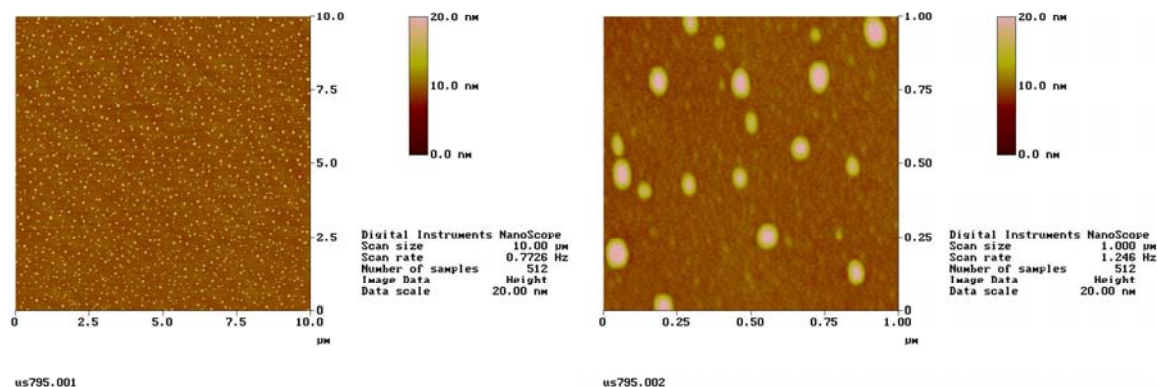


Abb. 3.7: AFM-Aufnahmen mit unterschiedlicher Auflösung von acht Monolagen Germanium auf einem Siliziumsubstrat.

Die Höhenauflösung eines AFM wird im Prinzip nur durch die Genauigkeit des z -Piezoelements begrenzt und liegt im Angströmbereich. Wesentlich geringer ist die Auflösung in der x - y Ebene mit nur einigen Nanometern. Eine AFM-Messung bildet nicht die reale Topographie einer Probenoberfläche ab, da dies nur mit einer infinitesimal scharfen Spitze möglich wäre. Das Ergebnis ist immer eine Faltung aus der Spitzengeometrie und der wahren Oberfläche. Liegen die Abmaße des Spitzenradius und des Meßobjekts in der gleichen Größenordnung, kommt es zu erheblichen Verfälschungen der lateralen Abmessungen. Die Höhe einer Struktur wird jedoch durch diesen Effekt nicht beeinflusst. Die Rasterkraftmikroskopie stellt eine einfache und schnelle Möglichkeit zur hochaufgelösten Analyse der Oberflächenmorphologie dar. Gegenüber anderen Analysemethoden besitzt das AFM den großen Vorteil, daß keine Probenpräparation erforderlich ist. Weiterhin erfolgt die Messung unter Luft bei Raumtemperatur. Elektrisch isolierende Oberflächen lassen sich mit diesem Verfahren ebenfalls messen.

Das Rasterelektronenmikroskop dient im wesentlichen zur Darstellung von Oberflächentopographien, Materialunterschieden, elektrischen Potentialen oder Magnet-

feldern in entsprechenden Proben [Ri98]. Es bildet die auf der Probenoberfläche stattfindenden Wechselwirkungsprozesse zwischen Oberfläche und Elektronen ab. Das REM rastert zeilenweise die Probe durch einen gebündelten Elektronenstrahl ab. Mit Hilfe der dadurch entstehenden Sekundärsignale, wie Sekundärelektronen und Rückstreuelektronen, wird die Helligkeitsmodulation einer Bildschirmröhre angesteuert, auf der ein Abbild der Oberfläche entsteht. Mit dem Rasterprinzip ist eine zeitliche Zerlegung des elektrischen Signals verbunden und erlaubt damit eine einfache Beeinflussung des Kontrasts. Somit können sowohl sehr ebene Proben (Anhebung des Kontrastes) als auch sehr raue Probenoberflächen (Abschwächung des Kontrastes) abgebildet werden.

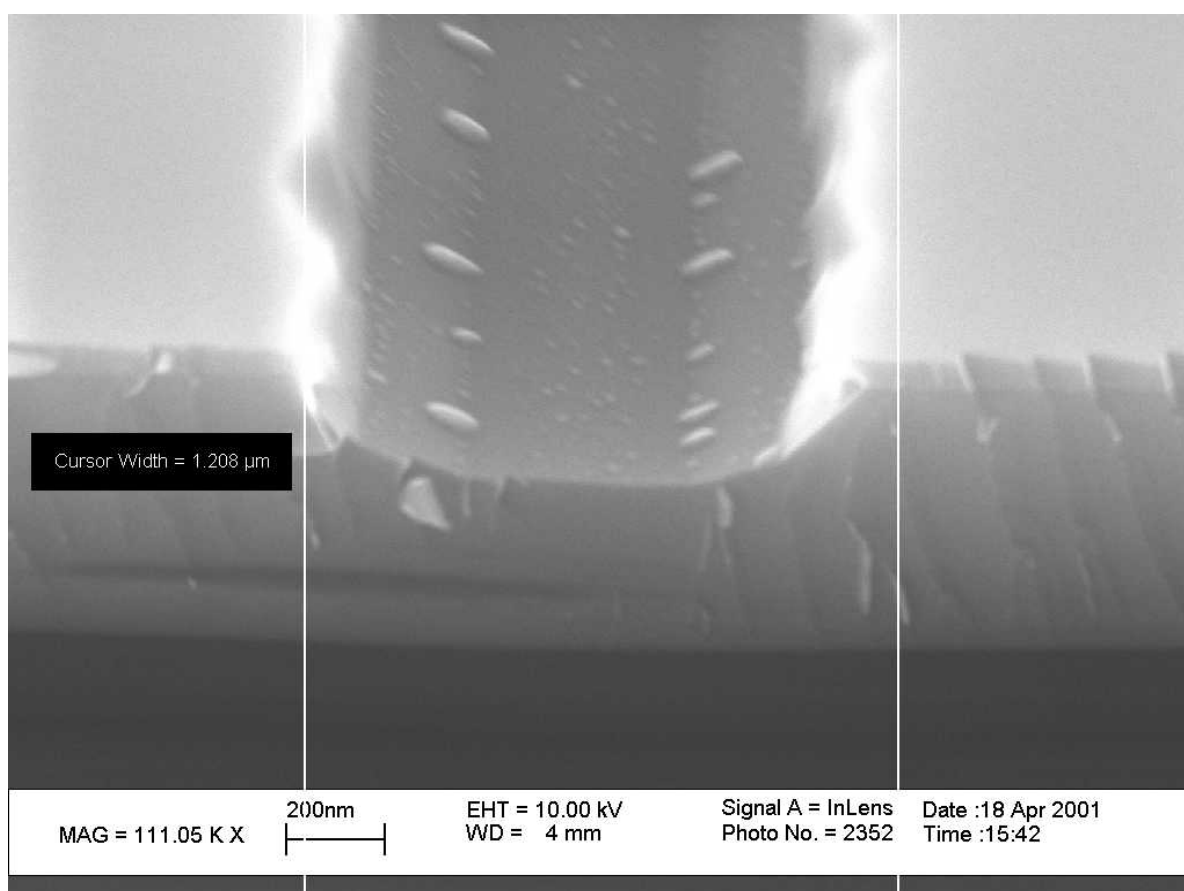


Abb. 3.8: REM-Aufnahme von acht Monolagen Germanium auf einem vorstrukturierten Substrat. Eine Selbstorganisation der Ge-Inseln ist deutlich zu erkennen.

Die Abbildung 3.8 zeigt eine typische REM-Aufnahme an einem Querbruch eines vorstrukturierten Siliziumsubstrats. Das Substrat ist mit einem 200 nm dicken Oxid überzogen. In dieses werden mit Hilfe eines Photolackschritts mehrerer Gräben von einer Breite von etwa 1000 nm geätzt. In der MBE-Anlage werden acht Monolagen Germanium abgeschieden. Auf dem SiO_2 wächst nur amorphes Ge, welches keine Kristallstruktur ausbildet. Dagegen wird im Graben kristallines Ge auf Si abgeschieden, das nach einer Dicke von vier Monolagen vom zweidimensionalen ins dreidimensionale Wachstum

(Stranski-Krastanow Wachstum) umschlägt und selbstorganisierte Ge-Inseln bildet. Durch den schmalen Graben ordnen sich diese Inseln sehr gut auf beiden Seiten des Grabens an. Diese Querbruchaufnahmen eignen sich auch sehr gut für Untersuchungen an Schichten mit unterschiedlichen Materialien. So können SiGe-Legierungen ab einem Ge-Gehalt von 10 % sehr gut vom reinen Si unterschieden werden.

Kapitel 4

Oberflächensegregation

Gegenstand dieses Kapitels sind die theoretischen Grundlagen des epitaktischen Wachstums. Dazu werden zunächst die physikalischen Wechselwirkungen zwischen dem Festkörper, Adatomen auf seiner Oberfläche und Atomen/Molekülen im freien Raum diskutiert. Als zweites wird der Einbau von Dotieratomen in ein Matrixmaterial beschrieben. Schwerpunkt dabei bildet die Untersuchung des Einflusses der Oberflächensegregation der Adatome auf die Verschmierung der Dotierprofile bei dem MBE Wachstum.

4.1 Wachstumsprozesse

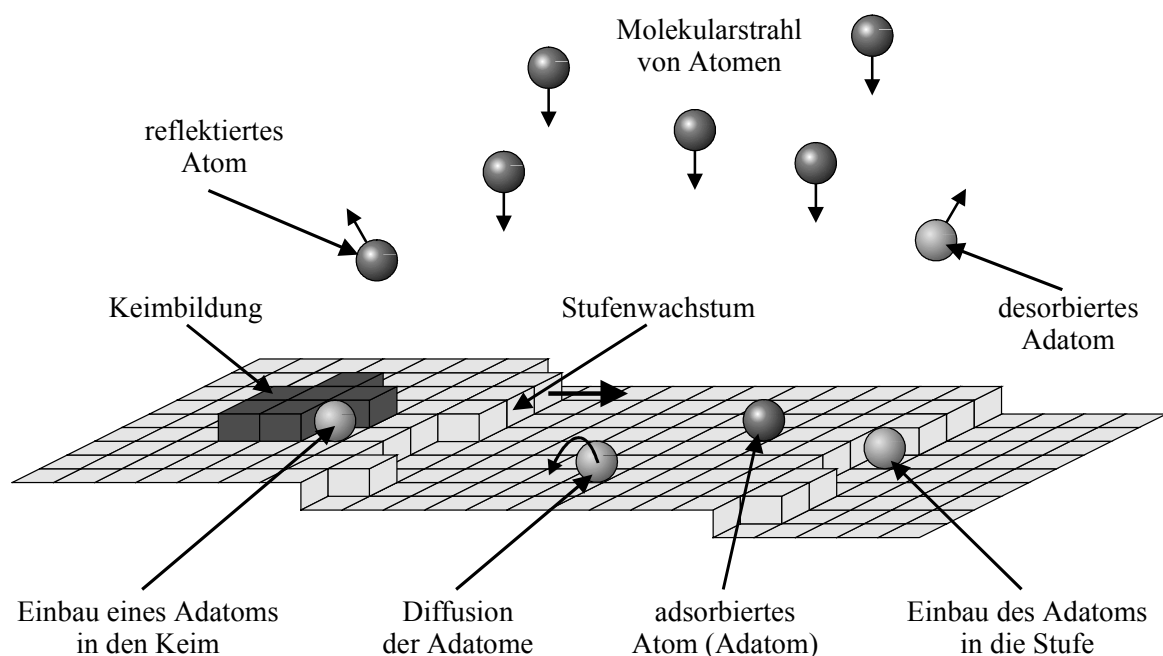


Abb. 4.1: Schematische Darstellung von verschiedenen Wachstumsprozessen vom Auftreffen der Atome aus dem Molekularstrahl bis zum Einbau in den Kristall.

Der Begriff Epitaxie beschreibt das orientierte Wachstum auf einer kristallinen Unterlage. Die aufwachsende Schicht übernimmt dabei die Kristallorientierung des Substrats. Das aufzudampfende Material wird in Form eines Molekularstrahls von Atomen oder Molekülen auf die Oberfläche gerichtet. Treffen die Teilchen auf den Kristall, finden eine Vielzahl von Prozessen bis zum eigentlichen Einbau in das Gitter statt. Dies ist in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt.

Ein Atom kann sich im Raum, auf der Oberfläche oder im Kristall aufhalten. Daraus lassen sich die verschiedenen Wachstumsprozesse in zwei Systeme einteilen, wie in Abbildung 4.2 dargestellt. Dies ist zum einen die Wechselwirkung zwischen dem freien Atom im Raum und der Oberfläche. Das zweite System beschreibt die Vorgänge zwischen dem Festkörper und seiner Oberfläche. Ein freies Atom kann nicht direkt in den Kristall eingebaut werden. Es wird immer über den Zwischenzustand der Oberflächenschicht zunächst eingefangen.

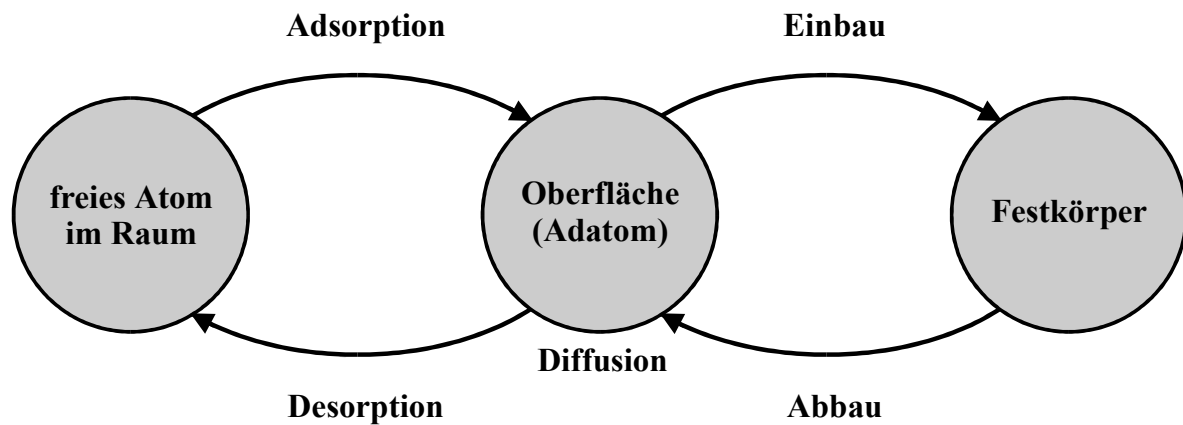


Abb. 4.2: Einteilung der verschiedenen Wachstumsprozesse in die zwei Systeme freies Atom - Oberfläche und Oberfläche - Festkörper.

Die Prozesse Adsorption, Desorption und Reflexion beschreiben die Wechselwirkung zwischen Raum und Oberfläche. Der Einbau und Abbau dagegen den Austausch von Atomen vom Festkörper zu seiner Oberfläche. Dabei greift der Prozeß der Oberflächendiffusion der Adatome in beide Systeme ein.

Die Oberflächendiffusion ist ein rein thermodynamischer Prozeß und wird durch das erste Fick'sche Gesetz beschrieben. Die Diffusionskonstante ergibt sich zu [Ka80]

$$D_S = a'^2 \cdot \nu_0 \cdot \exp\left(-\frac{W_S}{k_B \cdot T}\right) \quad (4.1)$$

mit dem Abstand zwischen zwei benachbarten Gitterplätzen a' , der Frequenz der Gitterschwingung ν_0 und der Diffusionsenergie W_S . Die Bewegung eines Adatoms läßt sich mit der Braunschen Molekularbewegung beschreiben [Ka80]. Es diffundiert so lange, bis es in den Festkörper eingebaut wird oder die Oberfläche wieder verläßt. Dies ist der Übergang zwischen den beiden Systemen aus der Abbildung 4.2.

Damit ein Adatom desorbieren kann, muß ihm die Desorptionsenergie W_{des} übertragen werden. Die Desorption ist ein rein statistischer Prozeß und es läßt sich eine mittlere Verweilzeit τ_{des} der Adatome auf der Oberfläche zu [Ka80]

$$\frac{1}{\tau_{\text{des}}} = \nu_0 \cdot \exp\left(-\frac{W_{\text{des}}}{k_B \cdot T}\right) \quad (4.2)$$

angeben. In dieser Zeit diffundieren die Teilchen zwischen den Gitterplätzen. Für ein Siliziumadatom auf der Si-(100)-Oberfläche beträgt die Desorptionsenergie bzw. Adsorptionsenergie 2,5 eV [Al88]. Damit ergibt sich bei einer Oberflächentemperatur von 600°C ein τ_{des} von rund 30 s. Bei einer Wachstumsrate von 1 Å/s wird jedoch alle 1,36 s eine Monolage Silizium abgeschieden. Damit ist die mittlere Verweilzeit von 30 s deutlich größer und die Desorption kann vernachlässigt werden. Dagegen beträgt bei $T = 900^\circ\text{C}$ τ_{des} rund 0,006 s. Die Desorption der Adatome muß somit bei höheren Oberflächentemperaturen berücksichtigt werden.

4.2 Dotierung und Segregation

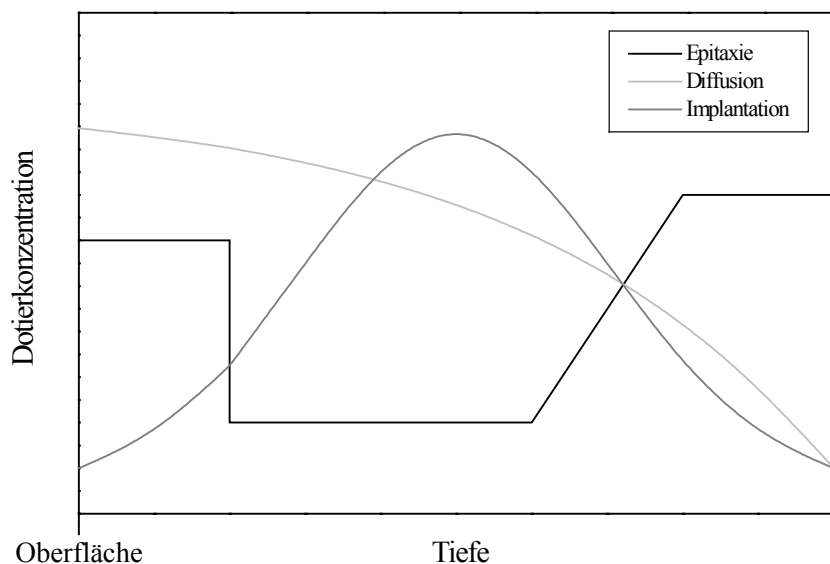


Abb. 4.3: Entstehende Dotierverläufe im Halbleitermaterial durch die verschiedenen Verfahren Epitaxie, Diffusion und Implantation.

Die Halbleitermaterialien der IV. Hauptgruppe besitzen im intrinsischen Zustand nur eine geringe Leitfähigkeit. So beträgt die intrinsische Ladungsträgerkonzentration im Silizium bei Raumtemperatur rund $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ [Sz69]. Durch die definierte Zugabe von Fremdatomen läßt sich die Konzentration an Ladungsträgern jedoch um Größenordnungen

ändern. Dies wird als Dotierung bezeichnet. Bei dem Einbau eines Atoms aus der III. Hauptgruppe entsteht im Halbleiterkristall eine Stelle, die ein Elektron aufnehmen kann. Dadurch wird der Halbleiter p-leitend. Das Element Bor kommt hauptsächlich für die p-Dotierung im Silizium zum Einsatz. Die Elemente der V. Hauptgruppe geben dagegen ein Elektron an den Kristall ab, so daß er n-leitend wird. Dazu werden in der Praxis Antimon, Phosphor oder Arsen in Abhängigkeit von ihren Eigenschaften (Löslichkeit oder Dampfdruck) eingesetzt. An der MBE-Anlage im IHT wird Sb zur n-Dotierung verwendet. Dieser Dotierstoff besitzt den Vorteil, daß er aus einer Effusionszelle bei Temperaturen bis maximal 400°C sublimiert werden kann.

Für die Herstellung von Dotierungen existieren in Abhängigkeit von der Anwendung verschiedene Verfahren. So werden Dotieratome durch Ionenimplantation mit einem anschließenden thermischen Ausheilprozeß oder durch Diffusion in den Kristall eingebracht. Die entstehenden Dotierverläufe sind in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt. Jedoch lassen sich mit diesen zwei Verfahren keine scharfen Übergänge erzeugen, die durch die stetige Miniaturisierung der Bauelemente inzwischen benötigt werden. Die Herstellung beliebiger Dotierstrukturen ist jedoch durch das Verfahren der Epitaxie möglich.

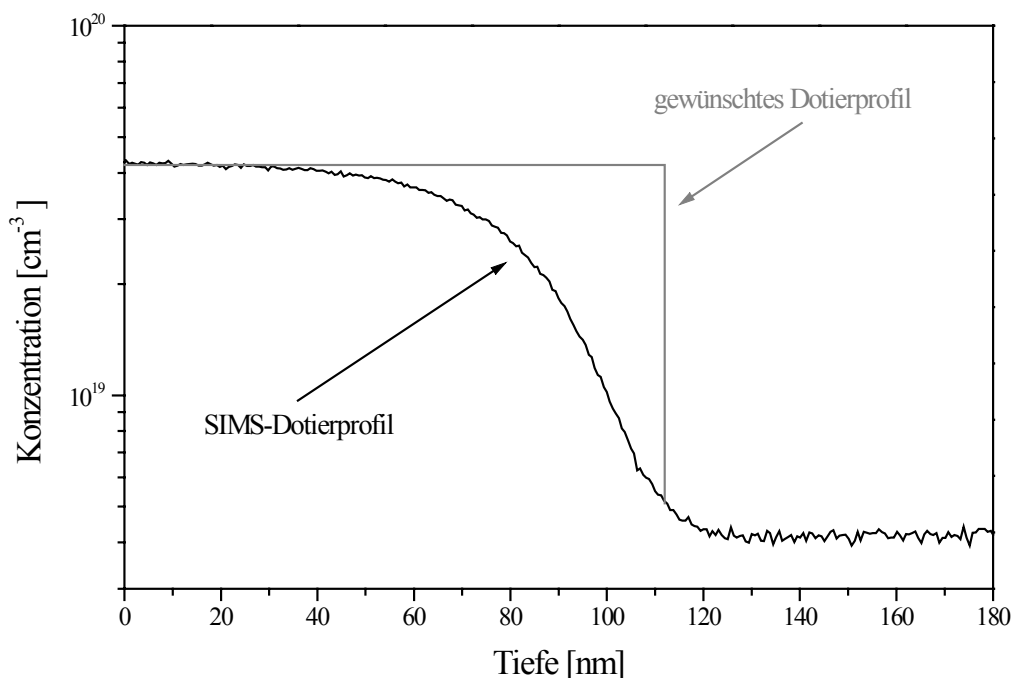


Abb. 4.4: Verschmierung einer dotierten Siliziumschicht durch den Effekt der Oberflächensegregation.

Die Dotierstoffe lassen sich auch bei der Epitaxie nicht direkt in das Matrixmaterial einbauen. Es ist energetisch günstiger ein Matrixatom statt einem Dotieratom in den Festkörper einzubinden. Dadurch schwimmen die Fremdatome auf der

Wachstumsoberfläche und werden vermindert eingebaut. Dieser Effekt wird als Oberflächensegregation oder einfacher Segregation bezeichnet. Ein Beispiel dafür zeigt das SIMS-Tiefenprofil in Abbildung 4.4. Vom Start der Schicht an (Tiefe 115 nm) wird ein Borfluß von $F_B = 4,1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bei einer Siliziumrate $R_{\text{Si}} = 1 \text{ \AA/s}$ angeboten. Jedoch kann das gewünschte Dotierprofil erst nach etwa 80 nm erreicht werden. Es wird zunächst nur ein kleiner Anteil der angebotenen Boratome in die Siliziumschicht eingebaut. Dadurch kommt es zu einer systematischen Anreicherung von Boratomen auf der Oberfläche. Erst wenn die Adatomkonzentration eine bestimmte Größe erreicht, entspricht die Dotierkonzentration in der Schicht dem angebotenen Borfluß. In diesem Fall stellt sich ein Gleichgewicht zwischen den Adatomen und den eingebauten Atomen ein. Die Länge bis zu dessen Erreichung hängt von der Segregationsweite Δ_S ab. Nach dem Abschalten des Dotierstoffflusses muß diese Adatomkonzentration wieder sukzessive abgebaut werden. Dabei wird meistens eine exponentiell abfallende Dotierkonzentration beobachtet.

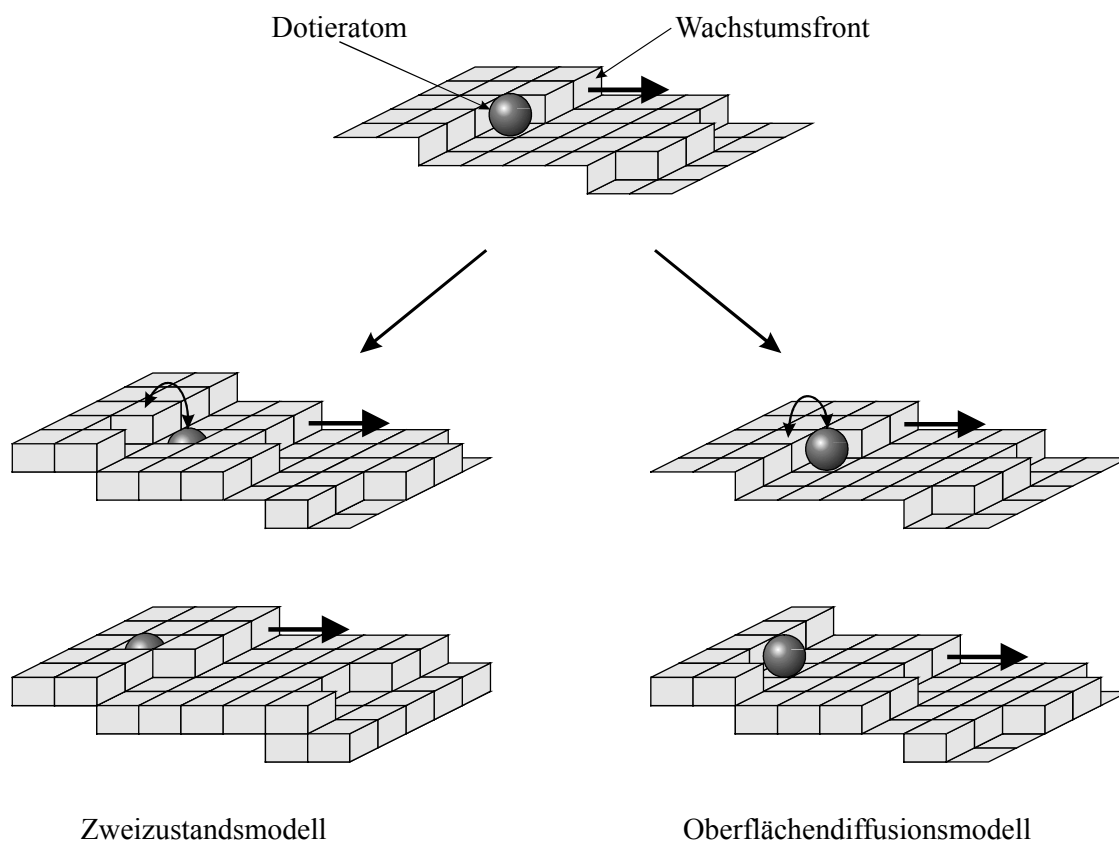


Abb. 4.5: Vergleich des Zweizustandsmodells nach Jorke und des Oberflächendiffusionsmodells nach Nützel.

Für die theoretische Beschreibung der Segregationsphänomene existieren verschiedene Modellvorstellungen. Jorke beschreibt die Segregation als ein Zwei-Teilchen-Austauschprozeß zwischen der Oberfläche und der direkt darunterliegenden Atomlage des Festkörpers [Jo88], die als Sub-Oberfläche bezeichnet wird. Der Austauschprozeß kann an jeder beliebigen Oberflächenposition erfolgen. Dieses Zweizustandsmodell (engl.: two state model, TSM) ist in Abbildung 4.5 auf der linken

Seite dargestellt. Das adsorbierte Dotieratom diffundiert auf der Oberfläche, bis es einen Stufenplatz erreicht und in den Festkörper eingebaut wird. Dies ist jedoch nicht der energetisch günstigste Zustand für die Sub-Oberfläche. Bei dem weiteren Wachstum bildet sich darüber eine weitere Adatomschicht. Die Wahrscheinlichkeit ist sehr hoch, das ein Siliziumadatom der Oberfläche den Platz mit dem eingebauten Dotieratom in der Sub-Oberfläche tauscht. Die treibende Kraft der Segregation besteht in der Minimierung der Oberflächenenergie der obersten Atomlage des Festkörpers. Nützel dagegen beschreibt die Segregation durch ein Oberflächendiffusionsmodell [Nü96]. Bei diesem findet der Segregationsprozeß nur an den Wachstumsstufen statt (siehe rechte Seite der Abbildung 4.5), indem das Dotieratom an den Stufen auf die neue Oberfläche klettert.

Die Segregationsweite Δ_S eines Dotierstoffs ist als Verhältnis seiner Adatomkonzentration n_S zu dessen Volumenkonzentration n_B definiert

$$\Delta_S = \frac{n_S}{n_B}. \quad (4.3)$$

Dabei besitzt Δ_S die Dimension einer Länge. Häufig wird die Segregationsweite in der Literatur auch dimensionslos angegeben. Dazu muß Δ_S aus Gleichung 4.3 durch die Höhe h einer Monolage des verwendeten Matrixmaterials dividiert werden.

Die zeitliche Änderung der Oberflächenkonzentration $n_S(t)$ läßt sich mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{dn_S}{dt} = F - F_{\text{des}} - n_B \cdot R \quad (4.4)$$

beschreiben. In sie geht der angebotene Dotierfluß F , der Desorptionsfluß F_{des} und der Anteil der in den Festkörper eingebauten Dotierteilchen ($n_B \cdot R$) mit der Wachstumsrate R des Matrixmaterials ein. Für den Fall der Vernachlässigung der Desorption, d. h. $\tau_{\text{des}} \rightarrow \infty$, folgt für die stationäre Lösung der Kontinuitätsgleichung

$$n_{B,\text{equ}} = \frac{F}{R}. \quad (4.5)$$

Diese Gleichung beschreibt die Größe der Gleichgewichtsdotierung $n_{B,\text{equ}}$ in Abhängigkeit des angebotenen Dotierflusses und der Siliziumrate.

Die Kontinuitätsgleichung 4.4 soll nun für tiefere Temperaturen im Nichtgleichgewicht diskutiert werden. Dadurch läßt sich der Term der Desorption vernachlässigen. Für eine konstante Wachstumsrate R wird die Gleichung 4.4 in eine Dickenskala z umgerechnet mit der Transformation $z = R \cdot t$. Damit ergibt sich

$$\frac{dn_S}{dz} = \frac{F}{R} - \frac{n_S}{\Delta_S}. \quad (4.6)$$

Die direkt eingehenden Wachstumsparameter Fluß und Rate können als Konstanten angenommen werden. Die Lösung dieser Differentialgleichung wird nun für die zwei Fälle $\Delta_S(n_S) = \text{const.}$ und $\Delta_S(n_S) = c_1 + c_2 \cdot n_S$, d. h. die Segregationsweite hängt linear von der Konzentration der Adatome ab, diskutiert. Mit Hilfe der Gleichung 4.3 lassen sich daraus die theoretischen Dotierkonzentrationen für den Einschwingvorgang bzw. das Abklingen berechnen.

4.3 Dotierprofile bei konstanter Segregationsweite

Mit der einfachsten Annahme, daß die Segregationsweite konstant ist, kann die Differentialgleichung 4.6 durch einfache Trennung der Variablen gelöst werden. Es ergibt sich somit

$$\frac{dn_S}{\frac{F}{R} - \frac{n_S}{\Delta_S}} = dz . \quad (4.7)$$

Mit Hilfe der Substitution

$$S = F \cdot \Delta_S - R \cdot n_S \quad (4.8)$$

folgt für Gleichung 4.7

$$\frac{dS}{S} = -\frac{1}{\Delta_S} \cdot dz . \quad (4.9)$$

Die allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung lautet:

$$\ln|F \cdot \Delta_S - R \cdot n_S| = -\frac{z}{\Delta_S} + C \quad (4.10)$$

mit der Integrationskonstanten C , welche aus den Startbedingungen berechnet werden muß. Mit dieser Gleichung lassen sich die theoretischen Änderungen in den Dotierverläufen der gewachsenen Schicht sowohl nach dem Öffnen als auch nach dem Schließen der Dotierstoffzelle bestimmen, da beide Fälle unterschiedliche Startbedingungen besitzen.

Einschalten des Dotierflusses

Es soll das Wachstum einer dotierten Schicht mit konstanter Rate des Matrixmaterials und bei fester Wachstumstemperatur betrachtet werden. Zum Zeitpunkt $t = 0$ bzw. $z = 0$ wird die Dotierstoffzelle mit einem konstantem Dotierfluß $F > 0$ geöffnet.

Der Startwert für die Oberflächenkonzentration beträgt $n_{S0}(z=0) = 0$. Die Gleichung 4.10 liefert zunächst die Integrationskonstante C

$$C = \ln(F \cdot \Delta_S). \quad (4.11)$$

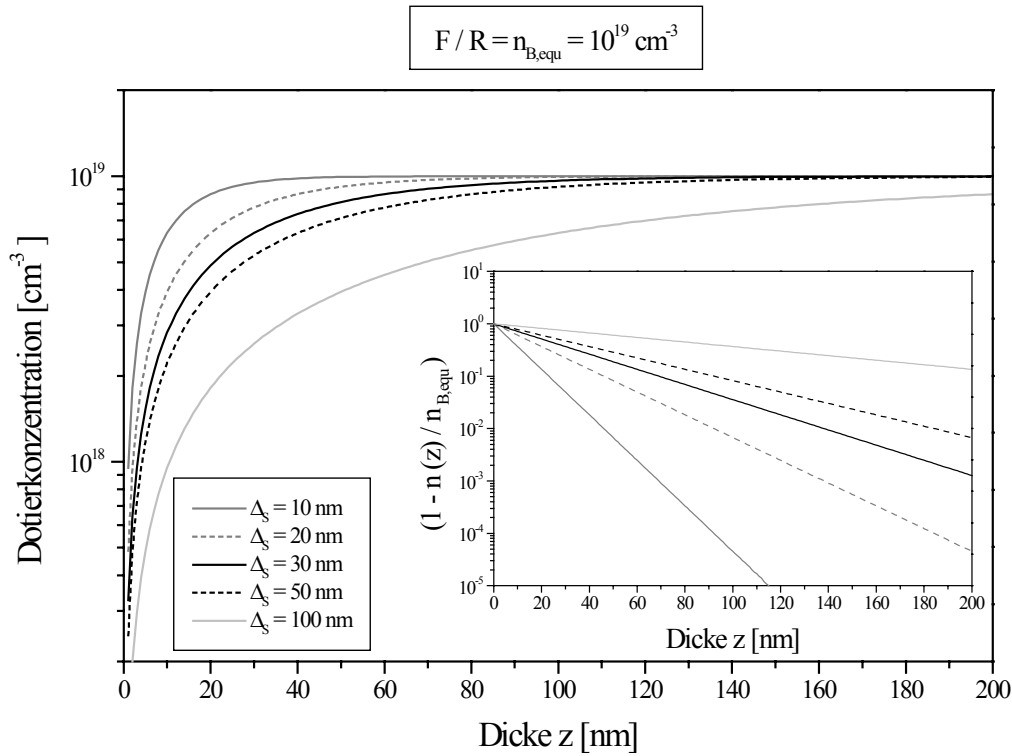


Abb. 4.6: Logarithmische Darstellung des Einschwingverhaltens der Dotierung bei unterschiedlichen Segregationsweiten mit konstantem Verhältnis zwischen Dotierfluß und Rate. Am Punkt $z = 0$ wird die Dotierstoffzelle geöffnet. Das Inset zeigt die Bestimmung der Segregationsweite mit Gleichung 4.14.

Durch das Einsetzen der Gleichung 4.11 in 4.10 läßt sich die Oberflächenkonzentration bestimmen

$$n_S(z) = \Delta_S \cdot \frac{F}{R} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{z}{\Delta_S}\right) \right]. \quad (4.12)$$

Um die Abhängigkeit der Volumenkonzentration von der Dicke z zu ermitteln, muß die Gleichung 4.3 in 4.12 eingesetzt werden. Damit ergibt sich

$$n_B(z) = \frac{F}{R} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{z}{\Delta_S}\right) \right]. \quad (4.13)$$

In Abbildung 4.6 sind für fünf verschiedene Segregationsweiten die aus Gleichung 4.13 theoretisch berechneten Dotierverläufe in Abhängigkeit der Dicke z bei konstanten Dotierfluß F und Rate R logarithmisch dargestellt. Dadurch läßt sich die Dotierkonzentration über mehrere Größenordnungen abbilden. Die Segregationsweite Δ_S kann jedoch aus der logarithmischen Darstellung nicht direkt bestimmt werden.

Wird die Gleichung 4.5 in 4.13 eingesetzt, ergibt sich

$$-\frac{z}{\Delta_S} = \ln\left(1 - \frac{n_B}{n_{B, \text{equ}}}\right). \quad (4.14)$$

Das Inset der Abbildung 4.13 zeigt die logarithmische Darstellung der fünf verschiedenen Δ_S nach der Umrechnung mit der Gleichung 4.14. Alle fünf Kurven lassen sich durch eine Gerade beschreiben und aus dem Anstieg läßt sich die zugehörige Segregationsweite direkt ablesen (siehe Gleichung 4.14).

Abschalten des Dotierflusses

Für das Abschalten der Dotierung, d. h. zum Zeitpunkt $t = 0$ bzw. $z = 0$ wird die Dotierstoffquelle geschlossen, beträgt der Fluß $F = 0$. Weiterhin befindet sich am Startpunkt eine Adatomkonzentration n_{S0} auf der Oberfläche. Aus Gleichung 4.10 kann somit die Integrationskonstante C

$$C = \ln(R \cdot n_{S0}) \quad (4.15)$$

berechnet werden. Wird dieses Ergebnis in Gleichung 4.10 eingesetzt, ergibt sich für die Änderung der Oberflächenkonzentration

$$n_S(z) = n_{S0} \cdot \exp\left(-\frac{z}{\Delta_S}\right). \quad (4.16)$$

Mit Hilfe der Gleichung 4.3 läßt sich aus Gleichung 4.16 die Dotierkonzentration

$$n_B(z) = \frac{n_{S0}}{\Delta_S} \cdot \exp\left(-\frac{z}{\Delta_S}\right) \quad (4.17)$$

berechnen. Dieses Abklingverhalten ist mit einem Startwert $n_B(z = 0) = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ in Abbildung 4.7 für verschiedene Segregationsweiten logarithmisch dargestellt. Es kann der typische exponentielle Abfall beobachtet werden.

Wird die Gleichung 4.17 logarithmiert, so ergibt sich

$$\ln(n_B) = \ln\left(\frac{n_{S0}}{\Delta_S}\right) - \frac{1}{\Delta_S} \cdot z. \quad (4.18)$$

Aus dem Abfall des logarithmisch dargestellten Dotierverlaufs läßt sich die Segregationsweite direkt ablesen.

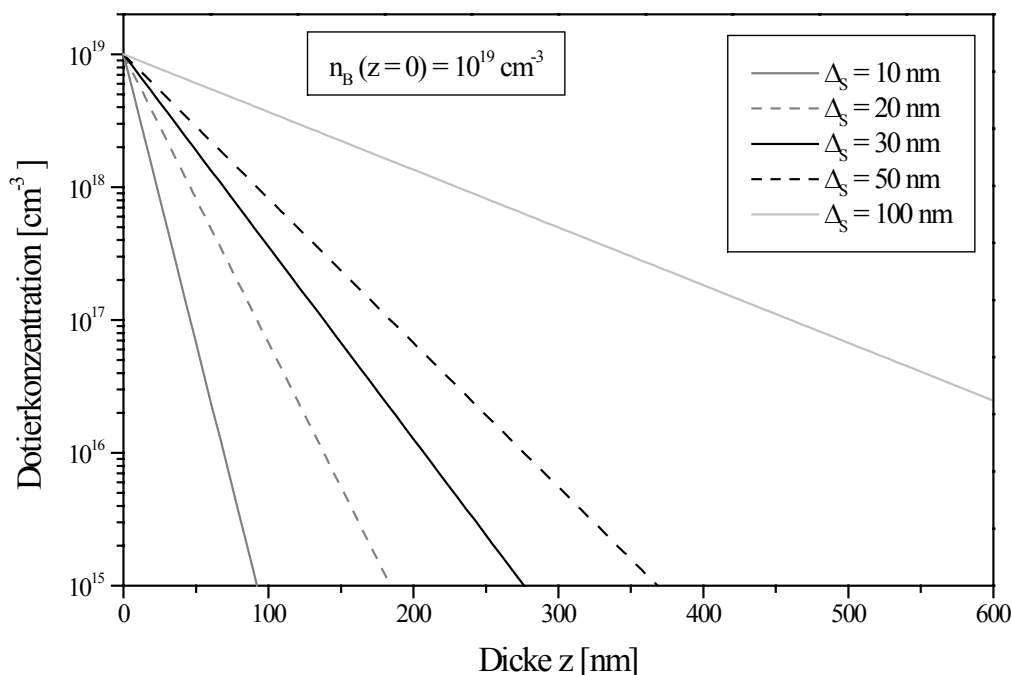


Abb. 4.7: Logarithmische Darstellung des Abklingverhaltens der Dotierkonzentration in Abhängigkeit der Dicke z bei unterschiedlichen Segregationsweiten mit dem Startwert $n_B(z=0) = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

4.4 Verallgemeinerung der Segregationsgleichung

In verschiedenen Experimenten läßt sich bei der Dotierung von Silizium mit Bor [Ka00], Antimon [Ho95] und Kohlenstoff [Oe00b] eine Abhängigkeit der Segregationsweite von der Oberflächenkonzentration der Adatome finden. Aus diesem Grund wird in diesem Abschnitt die Differentialgleichung 4.6 für das einfachste Modell, einer linearen Abhängigkeit, gelöst.

Folgender Ansatz liegt dabei zugrunde

$$\Delta_s(n_s) = c_1 + c_2 \cdot n_s. \quad (4.19)$$

Dieser Ansatz gilt näherungsweise zum Beispiel für Bordotierung unter Ionenbeschuß (siehe Kapitel 6.2).

Wird die Gleichung 4.19 in 4.6 eingesetzt, ergibt sich

$$\frac{dn_s}{dz} = \frac{c_1 \cdot F + n_s \cdot (c_2 \cdot F - R)}{R \cdot (c_1 + c_2 \cdot n_s)}. \quad (4.20)$$

Mit der folgender Substitution

$$S = c_1 \cdot F + n_s \cdot (c_2 \cdot F - R) \quad (4.21)$$

läßt sich die Differentialgleichung 4.20 durch Trennung der Variablen lösen. Es ergibt sich

$$\frac{R}{(c_2 \cdot F - R)^2} \cdot \left(-\frac{c_1 \cdot R}{S} + c_2 \right) \cdot dS = dz. \quad (4.22)$$

Die Gleichung 4.22 kann durch einfaches integrieren berechnet werden und es ergibt sich als allgemeine Lösung der Differentialgleichung

$$\frac{R}{(c_2 \cdot F - R)^2} \cdot (-c_1 \cdot R \cdot \ln|S| + c_2 \cdot S) = z + C \quad (4.23)$$

mit der Integrationskonstanten C . Wie im Abschnitt 4.3 sollen jetzt die zwei Fälle für das Einschalten und Abschalten des Dotierflusses diskutiert werden.

Einschalten des Dotierflusses

Der Startwert für die Oberflächenkonzentration der Adatome beträgt am Punkt $z = 0$ gleich Null. Bei konstanten Wachstumsparametern Rate und Temperatur wird die Dotierstoffzelle mit einem konstantem Fluß $F > 0$ geöffnet. Mit den Gleichungen 4.21 und 4.23 läßt sich zunächst die Integrationskonstante

$$C = \frac{c_1 \cdot R}{(c_2 \cdot F - R)^2} \cdot [-R \cdot \ln|c_1 \cdot F| + c_1 \cdot F] \quad (4.24)$$

berechnen.

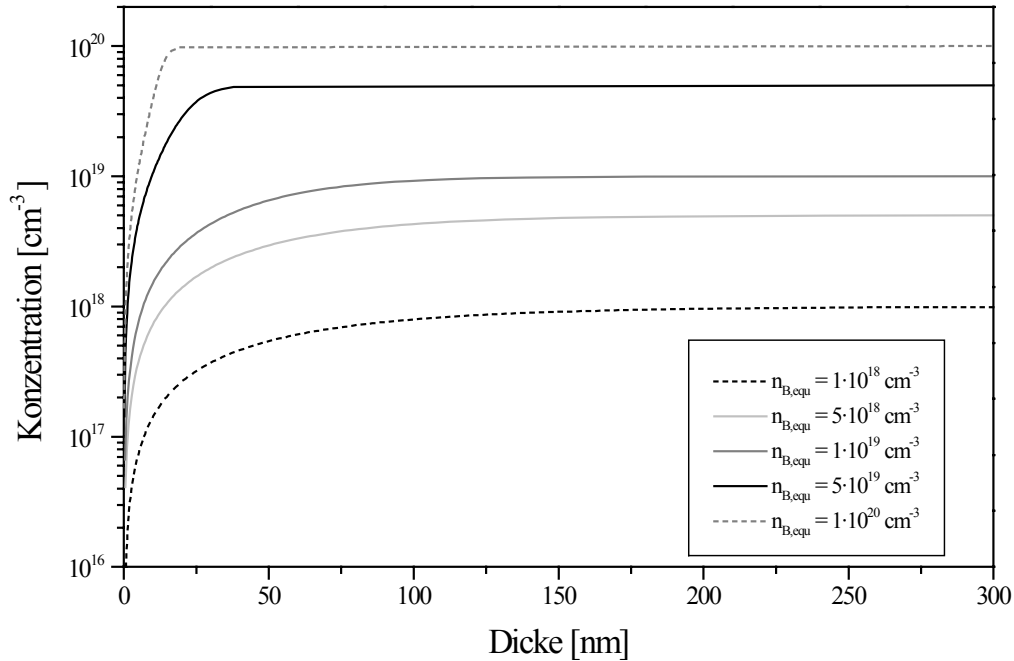


Abb. 4.8: Logarithmische Darstellung des Einschwingverhaltens der Dotierung für unterschiedliche Gleichgewichtsdotierungen bzw. einem jeweils konstantem Verhältnis zwischen Fluß und Rate bei einer linearen Abhängigkeit der Segregationsweite von der Oberflächenkonzentration.

Werden die Gleichungen 4.5, 4.21 und 4.24 in die Formel 4.23 eingesetzt, ergibt sich die Lösung der Differentialgleichung

$$z(n_s) = -\frac{c_1}{(c_2 \cdot n_{B,eq} - 1)^2} \cdot \ln \left| 1 + n_s \cdot \frac{c_2 \cdot n_{B,eq} - 1}{c_1 \cdot n_{B,eq}} \right| + n_s \cdot \left(\frac{c_2}{c_2 \cdot n_{B,eq} - 1} \right). \quad (4.25)$$

Diese implizite Gleichung läßt sich analytisch nicht in $n_s(z)$ umwandeln. Zu jedem Wert der Oberflächenkonzentration zwischen Null und dem Gleichgewichtswert wird mit der Gleichung 4.25 die zugehörige Dicke z berechnet.

Durch das Einsetzen der Gleichung 4.3 in 4.19 folgt für die Abhängigkeit der Volumenkonzentrationen von z

$$n_B(z) = \frac{n_s(z)}{c_1 + c_2 \cdot n_s(z)}. \quad (4.26)$$

Damit lassen sich die theoretischen Dotierkurven vom Start bis zu dem Erreichen der Gleichgewichtsdotierung in einer Schicht berechnen.

An dem folgenden Beispiel wird der Verlauf der Dotierkonzentration simuliert. Dazu werden aus der Veröffentlichung über eine lineare Abhängigkeit der Segregationsweite von der Oberflächenkonzentration [Ka00] die zugehörigen Parameter übernommen. Es sind dies

$$c_1 = 66 \text{ nm und } c_2 = -5,1 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^{-3}. \quad (4.27)$$

Die Abbildung 4.8 zeigt das Ergebnis der simulierten Dotierverläufe für verschiedene Borflüsse. Bei höheren Flüssen wird die Gleichgewichtsdotierung deutlich schneller erreicht.

Abschalten des Dotierflusses

In dem zweiten Fall des Abschaltens des Dotierflusses beträgt $F=0$. Damit vereinfacht sich die Lösung der Differentialgleichung 4.23 und es ergibt sich

$$\ln(n_s) + \frac{c_2}{c_1} \cdot n_s = -\frac{z}{c_1} + C. \quad (4.28)$$

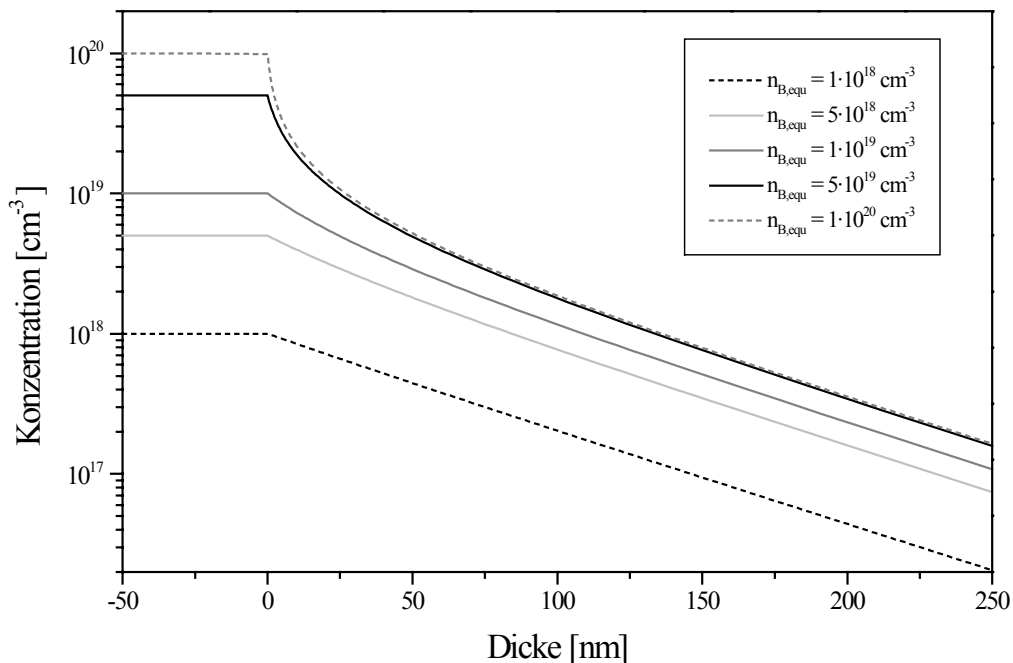


Abb. 4.9: Logarithmische Darstellung des Abklingverhaltens der Dotierkonzentration in Abhängigkeit der Dicke z bei unterschiedlichen Startwerten für die Gleichgewichtsdotierung bzw. der Oberflächenkonzentration.

Der Startwert für die Oberflächenkonzentration der Adatome am Punkt $z = 0$ beträgt n_{s0} . Aus der Gleichung 4.28 läßt sich die Integrationskonstante C

$$C = \ln(n_{s0}) + \frac{c_2}{c_1} \cdot n_{s0} \quad (4.29)$$

berechnen. Die Gleichung 4.29 in 4.28 eingesetzt ergibt die allgemeine Lösung der Differentialgleichung

$$z(n_s) = -c_1 \cdot \ln\left(\frac{n_s}{n_{s0}}\right) - c_2 \cdot (n_s - n_{s0}). \quad (4.30)$$

für den Fall des Abschaltens des Dotierflusses. Dies ist ebenfalls eine implizite Formel und kann analytisch nicht nach $n_s(z)$ aufgelöst werden. Mit Hilfe der Gleichung 4.26 lassen sich die Volumenkonzentrationen aus den Oberflächenkonzentrationen berechnen. Somit kann ein theoretischer Dotierverlauf simuliert werden.

Am gleichen Beispiel wie für das Einschalten der Dotierung mit den Parametern aus Gleichung 4.27 ergeben sich die Dotierverläufe in Abbildung 4.9. Im Gegensatz zu dem Fall mit konstanter Segregationsweite aus Abschnitt 4.3 ist für hohe Gleichgewichtsdotierungen eine exponentielle Abhängigkeit nach dem Schließen der Dotierstoffzelle zunächst nicht zu erkennen. Erst ab größeren z -Werten nähert sich die Kurve einer Geraden an, deren Anstieg im folgenden bestimmt werden soll. Die Steigung der Konzentration in der halblogarithmischen Darstellung $\ln(n_B(z))$ ist gegeben durch

$$\frac{d \ln(n_B)}{dz} = \frac{1}{n_B} \cdot \frac{dn_B}{dz}. \quad (4.31)$$

Mit Hilfe der Gleichungen 4.3, 4.19 und 4.23 folgt allgemein

$$\frac{d \ln(n_B)}{dz} = \frac{1}{n_B} \cdot \left(\frac{F}{R} - n_B \right) \cdot \frac{c_1}{\Delta_S^2}. \quad (4.32)$$

Für das Abklingverhalten, d. h. $F = 0$, vereinfacht sich die Gleichung 4.32 zu

$$\frac{d \ln(n_B)}{dz} = -\frac{c_1}{\Delta_S^2} = -\frac{(1 - c_2 \cdot n_B)^2}{c_1}. \quad (4.33)$$

Für große z verkleinert sich die Volumenkonzentration n_B exponentiell, so daß das Produkt von $c_2 \cdot n_B$ gegen Null geht. Somit entspricht der Abfall für große z der reziproken Konstanten c_1 . Zu beachten sind die Unterschiede zur üblichen Auswertung von exponentiellen Dotierprofilen, bei denen $d \ln(n_B)/dz$ immer $1/\Delta_S$ liefert.

Kapitel 5

Experimentelle Untersuchungen zur Segregation

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der experimentellen Untersuchung der Oberflächensegregation von Dotierstoffen im Materialsystem Silizium. Dazu wird ein neues Experiment zur Bestimmung der Oberflächenkonzentration der Dotieratome bei dem MBE-Wachstum vorgestellt. Mit einer SIMS-Analyse kann die Adatom- und die Volumenkonzentration direkt gemessen werden. Dadurch läßt sich die Segregationsweite berechnen.

5.1 Basisexperiment

Aus den theoretischen Überlegungen des Kapitels 4 wird ein einfaches Experiment zur Bestimmung der Oberflächenkonzentration n_S von Dotieratomen beim Wachstum in einer Siliziummatrix entwickelt [Ka00]. Diese Methode findet besonders Anwendung für Dotierstoffe mit einer Segregationsweite Δ_S von einigen Nanometern, wie beim Element Bor [Jo90].

In Abbildung 5.1 ist ein SIMS-Tiefenprofil einer MBE-Schicht mit dem zugehörigen nominellen Verlauf der Wachstumstemperatur dargestellt. Sowohl die Siliziumrate R_{Si} als auch der Fluß des Dotierstoffs F werden während des gesamten Prozesses konstant gehalten. Einzig der Parameter Wachstumstemperatur wird zu definierten Zeitpunkten von der Referenztemperatur T_{ref} auf die Untersuchungstemperatur T_{seg} bzw. umgekehrt von T_{seg} auf T_{ref} geändert. Obwohl die Siliziumrate mit $R_{Si} = 1 \text{ \AA/s}$ und der Dotierfluß mit $F = 9,6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ konstant sind, zeigt das SIMS-Tiefenprofil keine konstante Dotierkonzentration. Deutliche Abweichungen des Dotierlevels vom Gleichgewichtswert $n_{B,eq}$ werden ab den Punkten der Temperaturerhöhung bzw. Temperaturniedrigung gemessen. Dies läßt sich nur durch die Änderung der Oberflächenkonzentration n_S erklären.

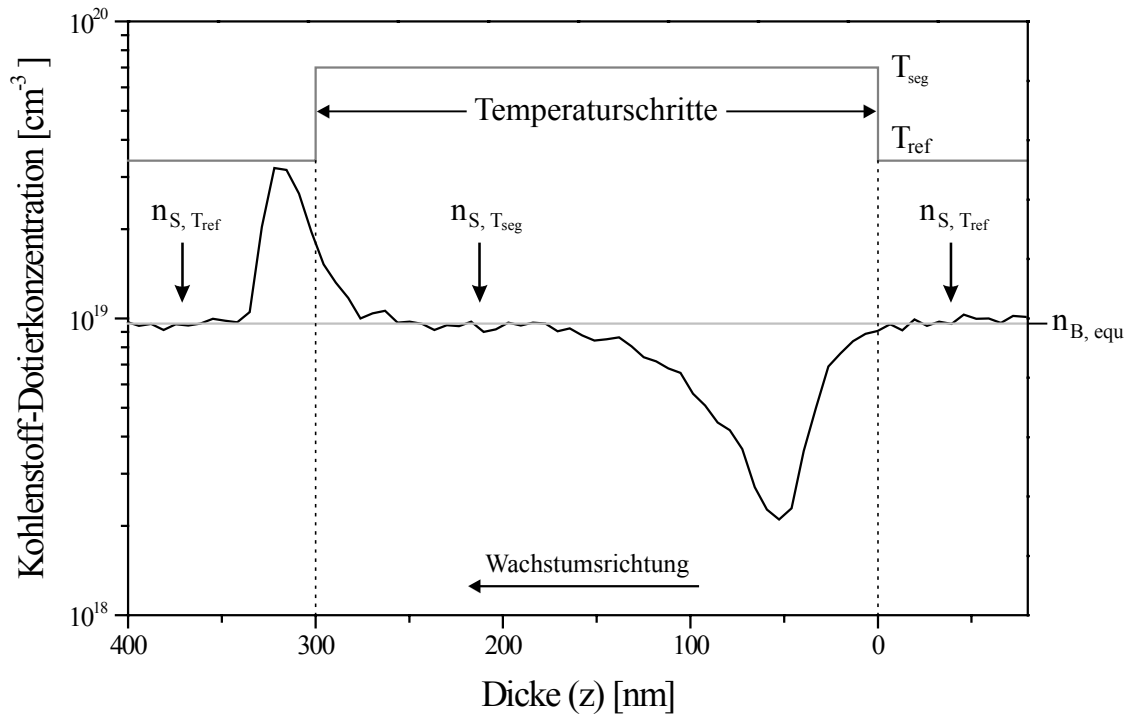


Abb. 5.1: SIMS-Profil einer mit Kohlenstoff dotierten MBE-Schicht, die mit konstanter Siliziumrate und konstantem Dotierfluß gewachsen ist. Eine Änderung der Dotierkonzentration entsteht an den Punkten $z = 0 \text{ nm}$ und $z = 300 \text{ nm}$ durch Sprünge in der Wachstumstemperatur von T_{ref} (300°C) auf T_{seg} (650°C) bzw. T_{seg} auf T_{ref} .

Zu jeder Oberflächenbedeckung n_S stellt sich in Abhängigkeit der Segregationsweite eine Dotierkonzentration n_B ein. Da jedoch Δ_S temperaturabhängig ist [Jo00], besitzt die Gleichgewichtsdotierung $n_{B,\text{equ}}$ in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur T_{seg} bzw. T_{ref} verschiedene Oberflächenkonzentrationen $n_{S,T_{\text{seg}}}$ bzw. $n_{S,T_{\text{ref}}}$. Bei einer sprunghaften Temperaturerhöhung zum Zeitpunkt $t = 0$ (bzw. in die Dickenskala umgerechnet $z = 0$) wird die Segregationsweite von $\Delta_{S,T_{\text{ref}}}$ auf $\Delta_{S,T_{\text{seg}}}$ erhöht. Jedoch kann sich die Oberflächenkonzentration $n_{S,T_{\text{ref}}}$ an dieser Stelle nicht ändern. Die sich einstellende Dotierkonzentration (nach Gleichung 4.3) beträgt vor dem Sprungpunkt

$$n_B = \frac{n_{S,T_{\text{ref}}}}{\Delta_{S,T_{\text{ref}}}} = n_{B,\text{equ}} \quad \text{für } z < 0 \quad (5.1)$$

und am Sprungpunkt

$$n_B = \frac{n_{S,T_{\text{ref}}}}{\Delta_{S,T_{\text{seg}}}} \quad \text{für } z = 0. \quad (5.2)$$

Durch die Temperaturerhöhung erfolgt demzufolge eine sprunghafte Änderung der Dotierkonzentration. Dieser Wachstumsmechanismus wird durch das SIMS-Tiefenprofil (Abb. 5.1) bestätigt, da am Punkt $z = 0$ die Dotierung deutlich abnimmt.

Die Differenz zwischen angebotenen und eingebauten Dotieratomen wird zur Bildung der neuen Oberflächenbedeckung $n_{S,Tseg}$ verwendet. Die mathematische Beschreibung erfolgt über die Kontinuitätsgleichung der Änderung von n_S (Gleichung 4.4)

$$\frac{dn_S}{dt} = F - n_B \cdot R_{Si} . \quad (5.3)$$

Der Desorptionsterm wird in dieser Differentialgleichung vernachlässigt, da die Wachstumstemperaturen bei der Molekularstrahlepitaxie hinreichend tief gewählt werden können. Nach dem Aufbau der Oberflächenkonzentration $n_{S,Tseg}$, d. h. für diesen Fall $dn_S / dt = 0$, stellt sich die Gleichgewichtsdotierung $n_{B,equ}$ in der Schicht wieder ein. Aus dem SIMS-Tiefenprofil läßt sich dafür eine benötigte Dicke von 170 nm ablesen.

Wird nun der umgekehrte Fall der sprunghaften Temperaturabkühlung betrachtet, müssen am Sprungpunkt bei $z = 300$ nm ($n_{S,Tseg} - n_{S,Tref}$) Dotieratome von der Oberfläche in die Schicht eingebaut werden. Dies ist vergleichbar mit einer Vorbelegung. Die SIMS-Analyse in Abbildung 5.1 bestätigt dies durch eine Erhöhung der Dotierkonzentration in der Schicht. Nach einer gewissen Dicke der Schicht stellt sich auch hier wieder die Gleichgewichtsdotierung $n_{B,equ}$ ein.

Mit der Transformation $z = R_{Si} \cdot t$ kann die Gleichung 5.3 in die Dickenskala umgerechnet werden

$$\frac{dn_S}{dz} = n_{B,equ} - n_B . \quad (5.4)$$

Diese Differentialgleichung zeigt, daß die Änderung der Oberflächenkonzentration n_S nur von der Differenz zwischen Gleichgewichtsdotierung und aktueller Dotierkonzentration abhängt. Zur Auswertung des SIMS-Tiefenprofils wird die integrale Form der Gleichung 5.4 verwendet

$$n_S(z_2) - n_S(z_1) = \int_{z_1}^{z_2} (n_{B,equ} - n_B) dz . \quad (5.5)$$

Zur Diskussion dieses Integrals werden die beiden Fälle der Temperaturerhöhung von T_{ref} auf T_{seg} bzw. der Temperaturerniedrigung von T_{seg} auf T_{ref} getrennt behandelt.

Wird die Referenztemperatur so tief gewählt, daß $n_{S,Tref}$ zu vernachlässigen ist, läßt sich die absolute Oberflächenkonzentration $n_{S,Tseg}$ für die Untersuchungstemperatur T_{seg} bestimmen. Für die Temperaturerhöhung folgt damit aus Gleichung 5.5

$$n_S(T_{seg}) = \int_{z=0}^{z=z(T_{seg})} (n_{equ} - n_B) dz \quad (5.6)$$

und für die Temperaturabkühlung

$$n_S(T_{\text{seg}}) = \int_{z=z(T_{\text{seg}})}^{z=z(T_{\text{ref}})} (n_B - n_{\text{equ}}) dz . \quad (5.7)$$

Dabei werden die Integrationsgrenzen in die jeweiligen Gleichgewichtsdotierungen gelegt (siehe Abbildung 5.2).

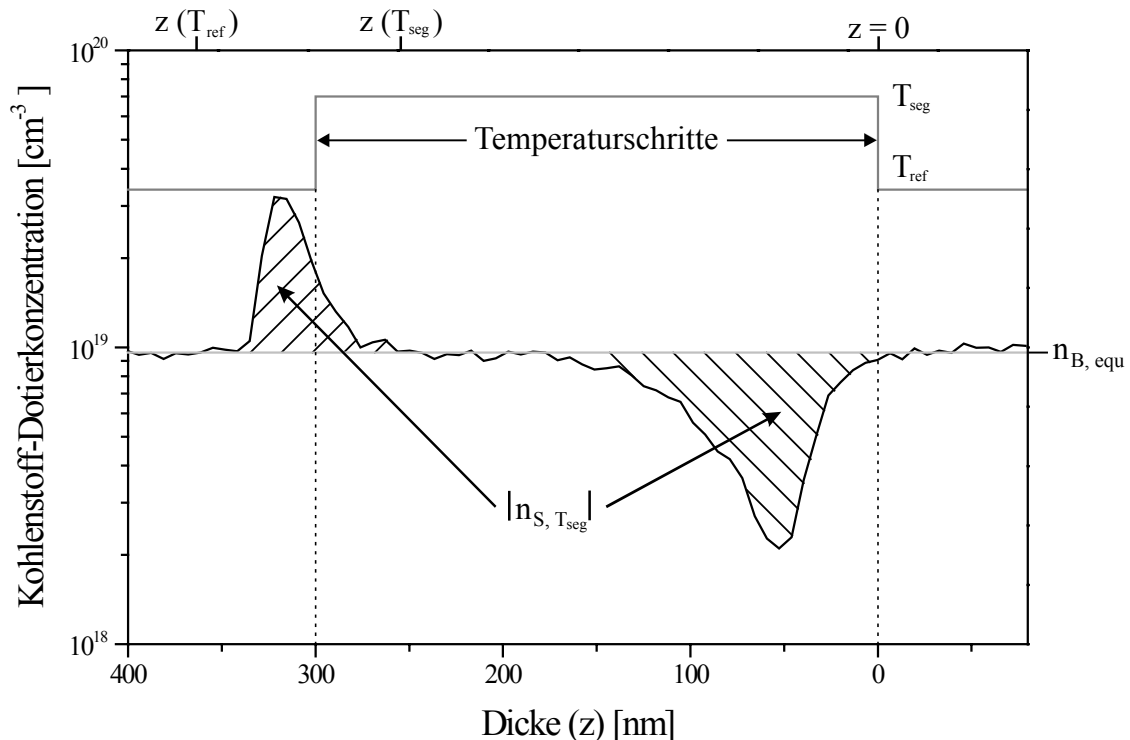


Abb. 5.2: Basisexperiment zur Bestimmung der absoluten Oberflächenkonzentration $n_{S, T_{\text{seg}}}$ der Dotieradatome bei der Wachstumstemperatur T_{seg} . Die schraffierten Flächen entsprechen $n_{S, T_{\text{seg}}}$.

Abbildung 5.2 zeigt ein typisches SIMS-Tiefenprofil des Basisexperiments zur Bestimmung der Oberflächenkonzentration $n_{S, T_{\text{seg}}}$ bei der Wachstumstemperatur T_{seg} . Dies ist ein Beispiel für die Untersuchung der Kohlenstoffsegregation bei $T_{\text{seg}} = 650^\circ\text{C}$. Die Referenztemperatur wird mit $T_{\text{ref}} = 300^\circ\text{C}$ gewählt, die Siliziumrate beträgt $R_{\text{Si}} = 1 \text{ \AA/s}$ und der Kohlenstofffluß $F_C = 9,6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die Größe der schraffierten Flächen entsprechen der absoluten Oberflächenkonzentration $n_{S, T_{\text{seg}}} = 6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ aus den Gleichungen 5.6 und 5.7. Mit Hilfe der Gleichung 4.3 kann somit eine Segregationsweite von $\Delta_S = 62,5 \text{ nm}$ berechnet werden.

Das Beispiel aus Abbildung 5.2 verdeutlicht die prinzipielle Verwendung des Basisexperiments für die Ermittlung der absoluten Oberflächenkonzentration der Dotieradatome und deren Segregationsweite. Die Integrationsgrenzen werden dazu in die

Gleichgewichtsbereiche gelegt. Dadurch besitzen sowohl die genaue Form der Temperaturkurve als auch die Meßfehler der SIMS-Analyse durch Tiefenauflösung und Verschmierung keinen Einfluß auf das Ergebnis von n_S . Alle Experimente sind deshalb prinzipiell so angelegt, daß im Temperaturbereich T_{seg} die Gleichgewichtsdotierung $n_{B,\text{equ}}$ erreicht wird.

Mit diesem Verfahren können Adatomkonzentrationen bis $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ nachgewiesen werden. In Abhängigkeit der Gleichgewichtsdotierung lassen sich damit Segregationsweiten mit kleiner als 1 nm bestimmen.

Für die Untersuchung der Antimon Segregation ist ein ähnliches Verfahren von Markert u. a. vorgestellt [Mr91]. Dieses verwendet die Konzentrationsübergangsanalyse (engl.: concentration transient analysis, CTA) zur Bestimmung der tatsächlichen Oberflächenbedeckung. Jedoch verwendet die CTA nur Informationen aus dem Abkühlbereich. Zusätzlich ist sie in der experimentellen Durchführung durch den Einsatz von modulationsdotierten Schichten und einer benötigten Rekristallisation (engl.: solid phase epitaxy, SPE) deutlich komplizierter.

5.2 Ausführungsvarianten

Die Epitaxiesequenz enthält neben der Bestimmung der absoluten Adatomkonzentration weitere Informationen über die Dotieradome. Dafür werden die beiden Fälle der Temperaturerhöhung und Temperaturerniedrigung getrennt behandelt.

Temperaturerhöhung

Abbildung 5.3 zeigt einen Ausschnitt der Abbildung 5.1, für den Fall der Temperaturerhöhung von T_{ref} auf T_{seg} . Die schraffierte Fläche entspricht in Abhängigkeit von der Integrationsgrenze z_2 dem Integral aus Gleichung 5.5.

Der Startpunkt z_1 für die Integration wird in das Gleichgewicht $n_{B,\text{equ}}$ des Temperaturbereichs T_{ref} gelegt, d.h. $n_S(z_1) = n_{S,T_{\text{ref}}}$. Damit ändert sich die Gleichung 5.5 in

$$n_S(z) - n_{S,T_{\text{ref}}} = \int_{z_1}^z (n_{B,\text{equ}} - n_B) dz. \quad (5.8)$$

Im Bereich zwischen z_1 und dem Temperatursprung bei $z=0$ ändert sich die Oberflächenkonzentration der Dotieradome nicht. Die zweite Integrationsgrenze $z > 0$ ist beliebig im zu untersuchenden Temperaturbereich T_{seg} wählbar. In Abhängigkeit von der Lage von z können aus dem Verlauf der Dotierkonzentration n_B (siehe Abbildung 5.3) zunächst zwei verschiedene Intervalle definiert werden. Diese sind der Nichtgleichgewichtsbereich mit $n_B(z) < n_{B,\text{equ}}$ und der Gleichgewichtsbereich mit $n_B(z) = n_{B,\text{equ}}$. Zusätzlich muß jedoch auch die reale Aufheizkurve der Substratoberfläche berücksichtigt werden. Somit ergeben sich insgesamt drei Bereiche in denen die

Integrationsgrenze z liegen kann. Die berechnete Änderung der Oberflächenkonzentration $\{n_S(z) - n_{S,T_{ref}}\}$ ist dementsprechend unterschiedlich zu bewerten.

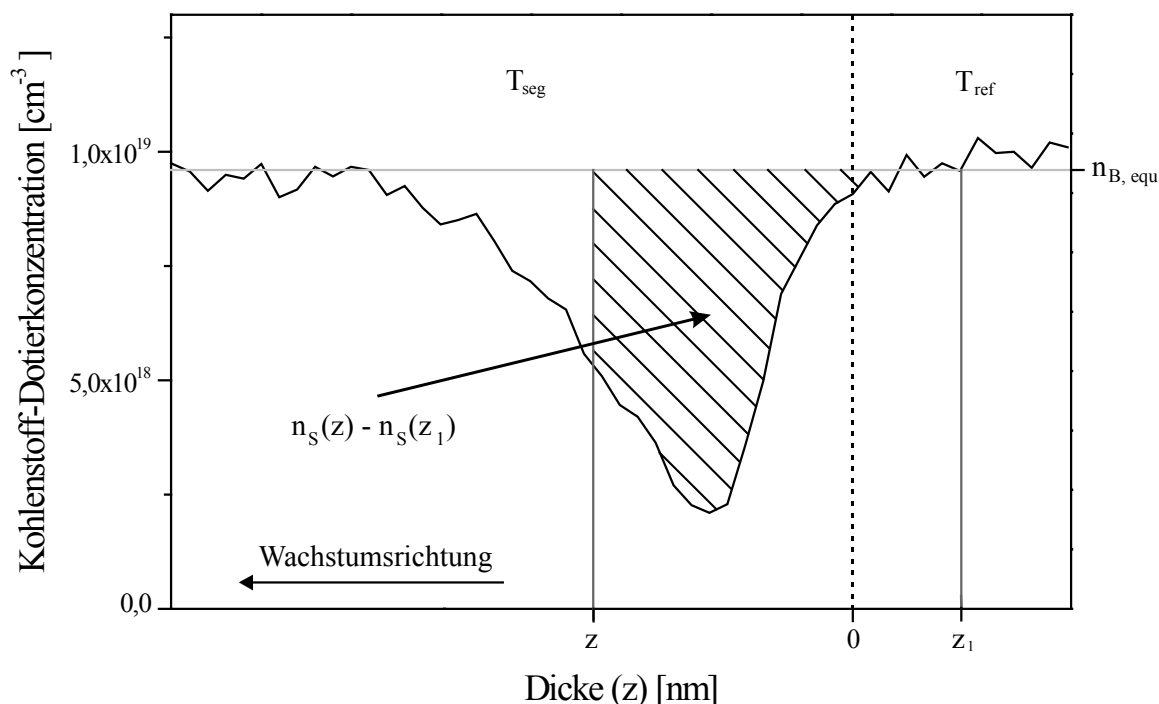


Abb. 5.3: SIMS-Profil der Kohlenstoffkonzentration zur Bestimmung der Änderung der Oberflächenbedeckung der Dotieradatome bei einem Temperatursprung von T_{ref} auf T_{seg} . In Abhängigkeit der Integrationsgrenze z entspricht die schraffierte Fläche dem Integral aus Gleichung 5.5.

Bisher wurde immer von einer sprunghaften Änderung der Wachstumstemperatur ausgegangen. Dies läßt sich in der praktischen Anwendung nicht durchführen. In einer MBE-Anlage wird die Oberflächentemperatur des Substrates über ein kalibriertes Thermoelement, das die Heizertemperatur mißt, bestimmt. Bei einer Änderung der Wachstumstemperatur muß diesem Thermoelement ein neuer Sollwert vorgegeben werden. Der Abgleich des Ist-Wertes erfolgt möglichst schnell über eine PID-Regelstrecke, die die Heizleistung steuert. An der MBE-Anlage am IHT befindet sich zusätzlich ein PYRITTE-System (siehe Kapitel 2.5) für die in-situ Messung der aktuellen Oberflächentemperatur des Substrats.

Abbildung 5.4 zeigt die in-situ Temperaturmessung der Substratoberfläche mit dem PYRITTE-System für die gesamte Epitaxiensequenz aus Abbildung 5.1. Durch die Einstrahlung der teilweise sehr hellen Verdampferquellen, wie zum Beispiel des Silizium-Elektronenstrahlverdampfers, wird die Messung erheblich verfälscht. Für dieses Segregationsexperiment ist eine Referenztemperatur von $T_{ref} = 300^\circ\text{C}$ und eine Untersuchungstemperatur von $T_{seg} = 650^\circ\text{C}$ gewählt. Das PYRITTE mißt dagegen 612°C

bzw. 672°C . Über eine geeignete Temperaturkalibrierung kann diese Meßkurve entfaltet werden. Somit läßt sich zu jedem Zeitpunkt die wahre Wachstumstemperatur bestimmen.

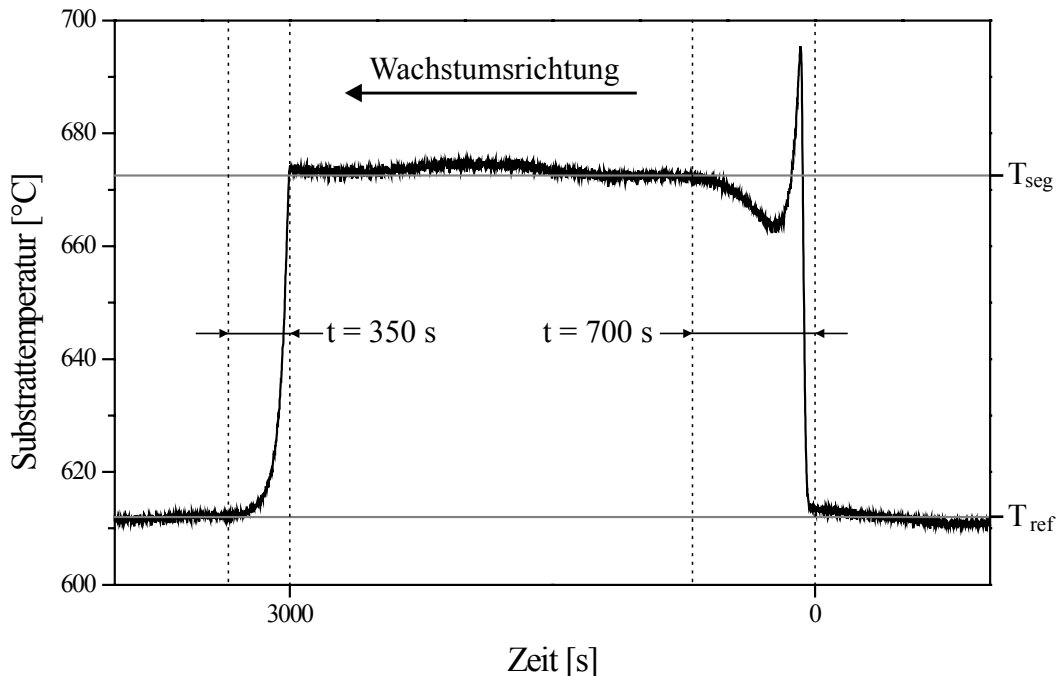


Abb. 5.4: PYRITTE-Messung des Temperaturverlaufs der Substratoberfläche während des Wachstums einer dotierten Siliziumschicht. Zur Zeit $t = 0$ s erfolgt ein nomineller Temperatursprung von T_{ref} auf T_{seg} , mit einer anschließenden Haltezeit von 3000 s bei T_{seg} und einem erneuten Sprung von T_{seg} auf T_{ref} .

In Abbildung 5.5 sind die beiden Meßkurven des SIMS-Tiefenprofils und der PYRITTE-Aufnahme übereinandergelegt. Nach der Temperaturerhöhung bei $t = 0$ bzw. $z = 0$ benötigt das Substrat etwa 700 s bis zum Erreichen der Gleichgewichtstemperatur T_{seg} . Wird die Integrationsgrenze z in dieses Gebiet gelegt, erhält man grundsätzlich eine Aussage über die Temperaturabhängigkeit des Segregationskoeffizienten. Durch die anfänglich sehr schnelle Änderung der Temperatur ist eine Auswertung der SIMS-Analyse nur im Intervall $300 \text{ s} \leq t \leq 700 \text{ s}$ sinnvoll. Im Bereich der Aufheizkurve verfälschen jedoch die Tiefenauflösung und die Verschmierungseffekte der SIMS-Analyse die Ergebnisse der Oberflächenkonzentration $n_{\text{S}}(z)$ bzw. der Dotierkonzentration $n_{\text{B}}(z)$.

Nach dem Erreichen des Temperaturgleichgewichts bei T_{seg} werden weitere 110 nm Schichtdicke zum Aufbau der Adatomkonzentration benötigt. Dies zeigt das langsame Ansteigen der Dotierkonzentration. In diesem Nichtgleichgewichtsbereich kann durch die Wahl von z das entsprechende $n_{\text{B}}(z)$ aus dem SIMS-Tiefenprofil direkt abgelesen und durch die Gleichung 5.8 die zugehörige Änderung $\{n_{\text{S}}(z) - n_{\text{S},T_{\text{ref}}}\}$ berechnet werden. Die Genauigkeit der Resultate ist wie im Bereich der Aufheizkurve auf die SIMS-Analyse zurückzuführen.

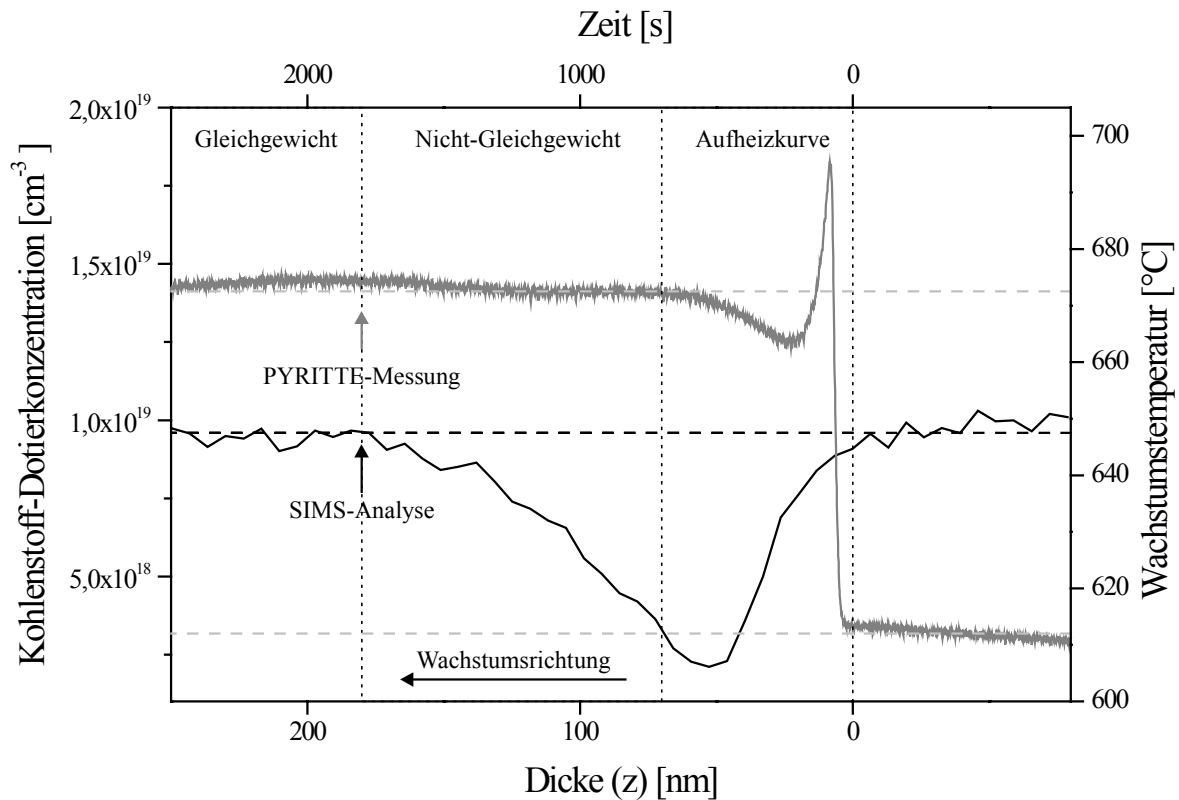


Abb. 5.5: SIMS-Analyse und PYRITTE-Temperaturmessung für einen nominellen Temperatursprung von $T_{ref} = 300^\circ\text{C}$ auf $T_{seg} = 650^\circ\text{C}$. Die drei Bereiche Aufheiz-, Nicht-Gleichgewichts- und Gleichgewichtsphase der Dotierkonzentration n_B sind eingezeichnet.

Im Gleichgewichtsbereich kann die Integrationsgrenze z beliebig gewählt werden, da die Differenz ($n_{B,eq} - n_B$) gleich Null ist. Somit läßt sich die Änderung der Adatomkonzentration ohne den Einfluß der SIMS-Effekte Tiefenauflösung und Verschmierung bestimmen. Der Einfluß der Aufheizkurve entfällt ebenfalls, so daß von einem theoretischen Temperatursprung ausgegangen werden kann.

Temperaturniedrigung

Für die Betrachtung des Falls der Temperaturniedrigung von T_{seg} auf T_{ref} wird die Integrationsgrenze z_1 in das Gleichgewicht $n_{\text{B, equ}}$ des Temperaturbereiches T_{ref} mit $z_1 > 300$ nm (siehe Abb. 5.6) gelegt, d. h. $n_{\text{S}}(z_1) = n_{\text{S}, \text{Tref}}$. Damit muß die Gleichung 5.5 in

$$n_{\text{S}}(z) - n_{\text{S}, \text{Tref}} = \int_z^{z_1} (n_{\text{B}} - n_{\text{B, equ}}) dz \quad (5.9)$$

umgeschrieben werden.

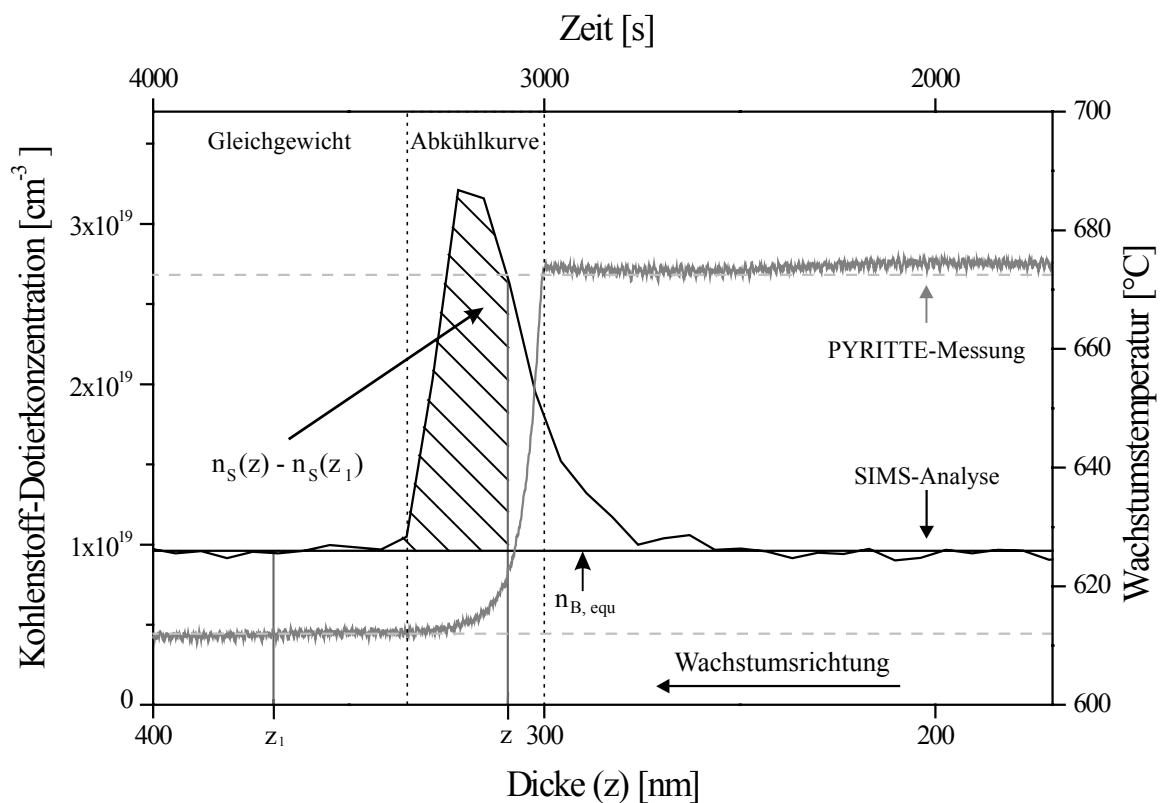


Abb. 5.6: SIMS-Analyse und PYRITTE-Messung für einen nominellen Temperatursprung von $T_{\text{seg}} = 650^\circ\text{C}$ auf $T_{\text{ref}} = 300^\circ\text{C}$ bei $t = 3000$ s. Die zwei Bereiche der Abkühl- und der Gleichgewichtsphase der Dotierkonzentration n_{B} sind eingezeichnet.

Das SIMS-Tiefenprofil und die zugehörige PYRITTE-Messung zeigt die Abbildung 5.6. Zum Zeitpunkt $t = 3000$ s startet die Temperaturänderung von $T_{\text{seg}} = 650^\circ\text{C}$ und nach einer Zeit von 350 s wird $T_{\text{ref}} = 300^\circ\text{C}$ erreicht. Im Gegensatz zum Aufheizexperiment ist in dieser Probe der Nichtgleichgewichtsbereich weitgehend mit dem Abkühlbereich identisch, da bei den niedrigen Temperaturen im Abkühlbereich eine kleine Segregationsweite für eine schnelle Gleichgewichtseinstellung sorgt. Die zweite

Integrationsgrenze z läßt sich unter der Bedingung $z < z_1$ beliebig in die Abkühlkurve oder in den Gleichgewichtsbereich legen.

In Abbildung 5.6 ist zum Beispiel z in den Bereich der Abkühlkurve gelegt. Die schraffierte Fläche entspricht dem Integral aus Gleichung 5.9 bzw. der Änderung der Adatomkonzentration. Durch eine geeignete Entfaltung der PYRITTE-Messung kann dieser Integrationsgrenze eine Temperatur zugeordnet werden. Eine Bestimmung der Dotierkonzentration $n_B(z)$ ist an diesem Punkt z schwierig, da hier der Einfluß der Verschmierung der SIMS-Analyse besonders stark auftritt.

Im Gleichgewichtsbereich kann die Integrationsgrenze z wieder beliebig gewählt werden und es gilt hier das Gleiche wie für den Fall der Temperaturerhöhung. Durch die Integration zwischen den zwei Gleichgewichtswerten wird die Anzahl der Adatome bestimmt, die durch die Änderung der Dotieradatomkonzentration von $n_{S,Tseg}$ auf $n_{S,Tref}$ abgebaut werden müssen. Dabei entfallen sowohl der Einfluß der Abkühlkurve als auch die Effekte der Tiefenauflösung und Verschmierung des SIMS-Tiefenprofils.

Eine Analyse eines Experiments in dem der Nichtgleichgewichtsbereich auftritt, zeigt die Abbildung 5.7. In dieser Probe ist die Schicht bei der Temperatur T_{seg} zu dünn gewachsen. Die Auswertung läßt sich ebenfalls mit Gleichung 5.9 durchführen. Die zugehörige Volumenkonzentration $n_B(z)$ kann aus der SIMS-Analyse abgelesen werden, die jedoch durch die SIMS-Verschmierung beeinflusst wird.

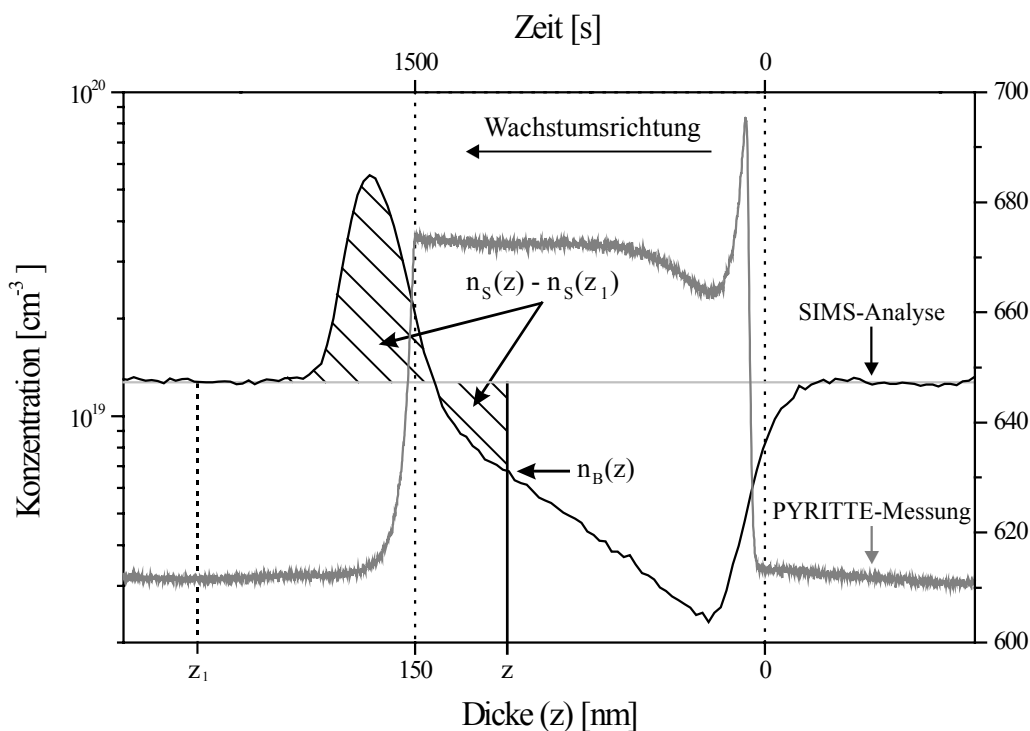


Abb. 5.7: SIMS-Analyse und PYRITTE-Messung für einen Nichtgleichgewichtsfall bei der Temperaturerniedrigung.

Kapitel 6

Segregation von Bor und Kohlenstoff in Silizium und Silizium-Germanium

Für die Überprüfung des im letzten Kapitels entwickelten Basisexperiments wird zunächst die Segregationseigenschaft des Elements Bor im Silizium mit einer (100) Oberfläche mit konstanten Wachstumsparametern Temperatur, Rate und Fluß untersucht. Die erzielten Ergebnisse werden mit den vorliegenden Literaturdaten verglichen. Anschließend wird die Epitaxiesequenz aus Kapitel 5.1 für Untersuchungen der Segregation bei Variation verschiedener Wachstumsparameter eingesetzt.

6.1 Bor Segregation bei der Wachstumstemperatur von 600°C

Elementares Bor wird aufgrund seiner günstigeren Segregationseigenschaften und des hohen Anteils von elektrisch aktiv eingebauten Atomen gegenüber Gallium bevorzugt für die p-Dotierung von Silizium bei dem MBE-Wachstum eingesetzt. Die Segregation ist auch bei diesem Element nicht zu vernachlässigen und wurde bereits von vielen Gruppen intensiv untersucht.

Mit verschiedenen Meßmethoden kann die Oberflächenkonzentration der Adatome bestimmt werden. Die Gruppe von de Fresart ermittelte n_S aus einer in-situ Messung mit Hilfe der Augerspektroskopie [Fr88]. Eine ex-situ Bestimmung der Oberflächenkonzentration kann z. B. mit der Methode der Rutherforddrückstrahlung (engl.: rutherford backscattering RBS) [Jo89] erfolgen. Dagegen wird die Volumenkonzentration n_B hauptsächlich durch eine SIMS-Analyse ermittelt. Aus dem Verhältnis der beiden Meßwerte berechnet sich die Segregationsweite mit $\Delta_S = n_S / n_B$.

Eine direkte Bestimmung der Segregationsweite Δ_S zeigt die Abbildung 6.1. Auf einem Siliziumpuffer wird eine definierte Deltadotierung abgeschieden und anschließend mit einer 100 nm Siliziumschicht bei der Untersuchungstemperatur T_{seg} überwachsen. Als Segregationsweite ist die Dicke definiert, bis die Dotierkonzentration vom Maximum auf das 1/e-fache abfällt. In diesem Beispiel beträgt $\Delta_S = 19$ nm. Die Analyse dieser Schicht kann zum Beispiel mit einem SIMS-Tiefenprofil erfolgen [Ma90]. Durch eine Integration über das gesamte Profil läßt sich die exakte Menge der Atome in der Deltadotierung und

somit die Oberflächenkonzentration der Adatome bestimmen. Jedoch wird die Genauigkeit des Ergebnisses von Δ_S von der SIMS-Tiefenauflösung stark beeinflusst.

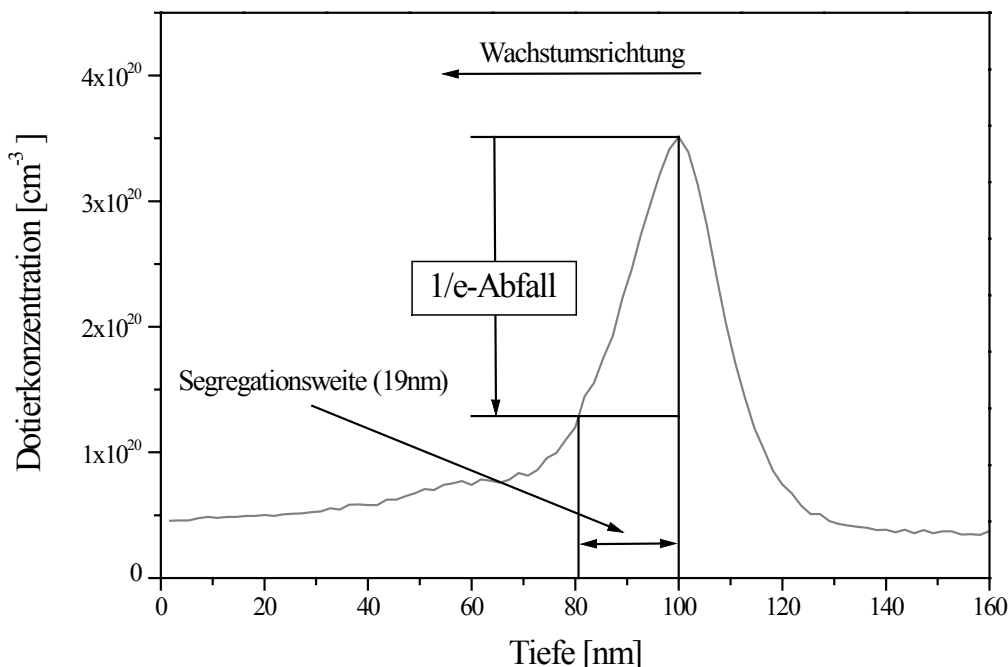


Abb. 6.1: SIMS-Tiefenprofil einer vergrabenen Deltadotierung. Der 1/e-Abfall bestimmt die Segregationsweite.

Intensive Untersuchungen über die Borsegregation im Silizium (100) sind von der Gruppe Jorke an Deltadotierungen mit einer festen Oberflächenkonzentration von $n_S = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ durchgeführt worden. Die Ergebnisse sind in der Abbildung 6.2 zusammengefaßt [Jo90]. Eine deutliche Abhängigkeit der Segregationsweite von der Wachstumstemperatur konnte ermittelt werden. In weiteren Experimenten ist dies auch für die Siliziumrate gefunden worden.

Die Gruppe Parry untersuchte die Segregationseigenschaften des Bors an modulationsdotierten Strukturen [Pa92]. Dabei werden jeweils bei einer Wachstumstemperatur 50 nm dotiertes und darauf 200 nm undotiertes Silizium abgeschieden. Mit Hilfe eines SIMS-Tiefenprofils wird der exponentielle Abfall der Borkonzentration untersucht und an ihm die Segregationsweite bestimmt. Die Ergebnisse für eine Siliziumrate von 1 \AA/s sind ebenfalls in der Abbildung 6.2 dargestellt. Weiterhin weiß Parry darauf hin, daß sich die Segregationseigenschaften von Bor im Silizium (100) bei sehr hohen Dotierungen (größer 10^{20} cm^{-3}) gegenüber tiefdotierten Schichten deutlich ändern.

Ein Vergleich der Ergebnisse zeigt, daß bei einer Erhöhung aller Wachstumstemperaturen von Parry um 75°C beide Kurven sehr gut übereinstimmen. Die Unterschiede könnten also auf verschiedene Kalibrierungen der Substrattemperatur

zurückzuführen sein. Die Daten von Jorke sollen hier als Grundlage dienen, da diese Gruppe eine sehr exakte Temperaturkalibrierung mit Hilfe eines Thermoelements auf der Substratoberfläche durchführte.

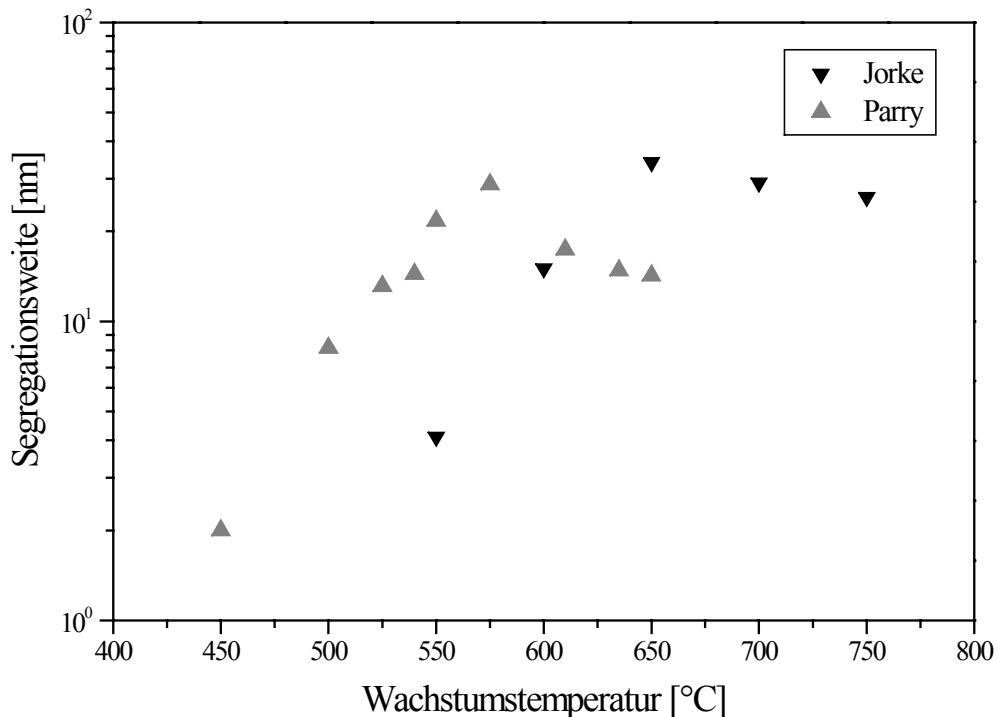


Abb. 6.2: Vergleich der Literaturwerte von Jorke und Parry für die Abhängigkeit der Bor Segregationsweite von der Wachstumstemperatur bei konstanter Siliziumrate von 1 \AA/s auf einer Silizium (100) Oberfläche.

Die Literatur zeigt, daß die Segregationsweite von den Parametern Wachstumstemperatur und Siliziumrate abhängt. Die Überprüfung des Basisexperiments erfolgt daher bei konstanter Temperatur $T_{\text{seg}} = 600^\circ\text{C}$ und Rate $R_{\text{Si}} = 1 \text{ \AA/s}$ auf einer Silizium (100) Oberfläche. Die Segregationsweite soll bei verschiedenen Borflüssen bestimmt werden. Nach Jorke wird ein Wert von $\Delta_S = 15 \pm 2 \text{ nm}$ erwartet.

Für die Bestimmung der absoluten Oberflächenkonzentration (siehe Kapitel 5.1) muß zunächst die Referenztemperatur festgelegt werden, bei der $n_{\text{S,Tref}}$ zu vernachlässigen ist. Aus den Daten von Jorke läßt sich dafür eine Temperatur von kleiner als 450°C ablesen (siehe Abbildung 6.2). Die Segregationsweite ist ab dieser Wachstumstemperatur kleiner als die Dicke einer Monolage Silizium. Bei 400°C sollte damit die Oberflächenkonzentration der Boratome zu vernachlässigen sein. Zur Überprüfung dieser Angaben wird die Epitaxiensequenz aus Kapitel 5.1 mit einer Referenztemperatur von 300°C und einer Untersuchungstemperatur von 400°C bei hohem Borfluß durchgeführt. Im Tiefenprofil sollte sich an den Orten der Temperatursprünge keine Änderung der Borkonzentration ergeben. Dies bestätigt die Abbildung 6.3. Die

Borkonzentration ändert sich in der gesamten Schicht nicht. Es ist nur eine leichte Erhöhung der Siliziumrate zu erkennen. Dies liegt jedoch an Abschattungseffekten zwischen dem System Elektronenstrahlkanone und Quadrupolmassenspektrometer.

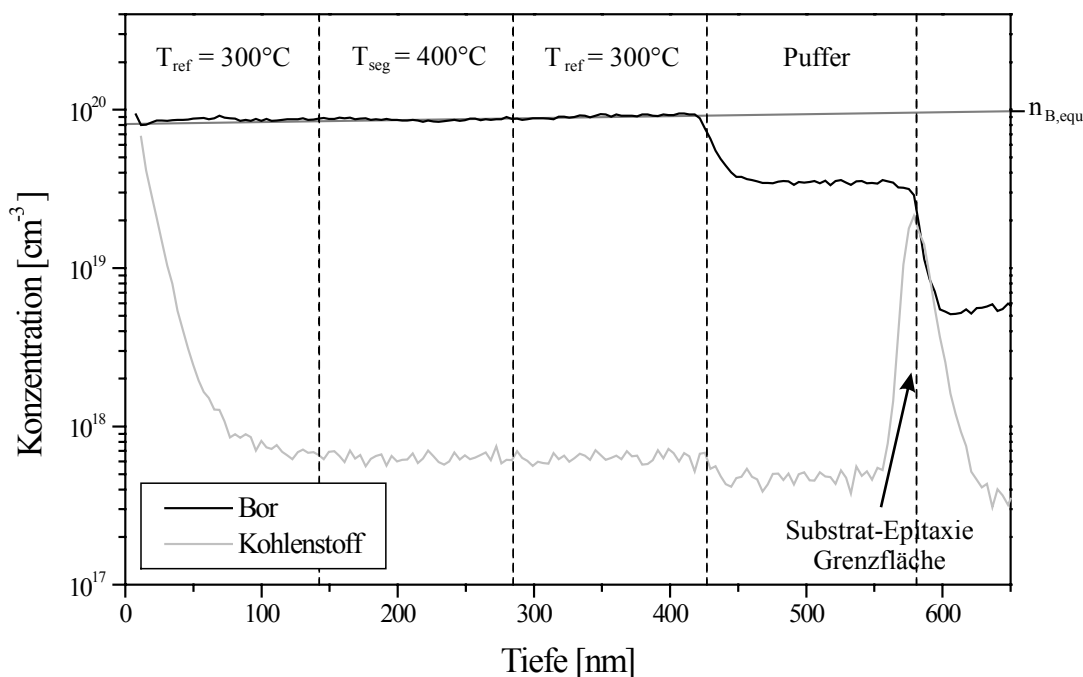


Abb. 6.3: SIMS-Tiefenprofil des Basisexperiments für die Festlegung der Referenztemperatur T_{ref} . Eine Änderung der Oberflächenkonzentration an den Temperatursprüngen kann nicht beobachtet werden.

Aus der SIMS-Analyse in Abbildung 6.3 kann eine weitere Eigenschaft abgelesen werden. Es ist deutlich zu erkennen, daß nach dem Wachstum des Puffers, die Kohlenstoffkonzentration ansteigt. Dies bedeutet, daß die Borzelle neben dem Element Bor auch einen geringen Anteil Kohlenstoff im Verhältnis von etwa 1 zu 100 sublimiert.

In einer MBE-Schicht soll die Segregationsweite zum einen mit dem Basisexperiment und zum anderen über den Abfall bzw. Anstieg der Borkonzentration nach dem Öffnen bzw. Schließen der Dotierzelle bestimmt werden. Dazu ist der in Abbildung 6.4 dargestellte Schichtstapel entwickelt worden. Alle Experimente werden auf $p^+(B)$ Siliziumsubstraten mit einer (100) Oberfläche durchgeführt. Das Oxid der Waferoberfläche wird standardmäßig durch eine thermischen Reinigung bei 900°C entfernt. Danach beginnt das Wachstum mit der in Abbildung 6.5 schematisch dargestellten Strategie. Die Siliziumrate wird über die gesamte Schicht bei $R_{Si} = 1 \text{ \AA/s}$ konstant gehalten. Zum Zeitpunkt t_0 startet das Wachstum mit einem 150 nm dicken Standardpuffer. Damit wird eine möglichst perfekte Ausgangsoberfläche als Voraussetzung für das weitere epitaktische Wachstum geschaffen (siehe Kapitel 2.6). Danach beginnt das Wachstum der eigentlichen Schichtstruktur. Am Punkt t_1 wird

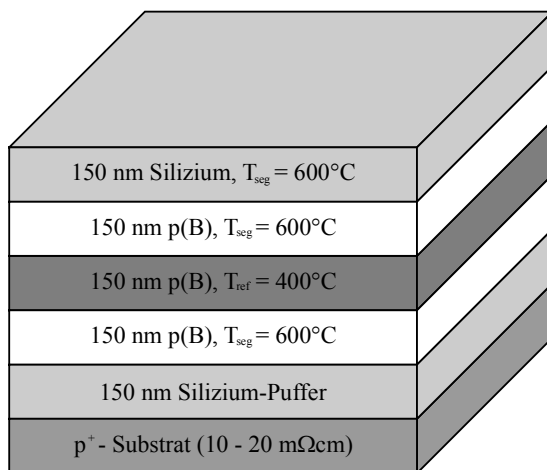


Abb. 6.4: Schichtstruktur für die Bestimmung der Segregationsweiten.

zusätzlich die Borzelle mit dem gewünschten Fluß geöffnet. Bei einer Wachstumstemperatur von 600°C verhindert die Segregation den sofortigen Einbau des insgesamt angebotenen Bors. Nach Jorke beträgt die Segregationsweite bei dieser Temperatur 15 nm. Für das Erreichen der Gleichgewichtskonzentration sollte damit eine Schichtdicke von 150 nm ausreichend sein. Diese Schicht dient zum einen zur Bestimmung der Segregationsweite aus dem Anstieg der Borkonzentration und zum anderen als erster Teilschritt des Basisexperiments.

Im Bereich zwischen t_2 und t_3 erfolgt die Abkühlung der Substrattemperatur auf die Referenztemperatur von 400°C . Dadurch läßt sich die gesamte Oberflächenkonzentration des Dotierstoffs abbauen. Für das Erreichen der Gleichgewichtsdotierung ist hier ebenfalls eine Schichtdicke von 150 nm ausreichend.

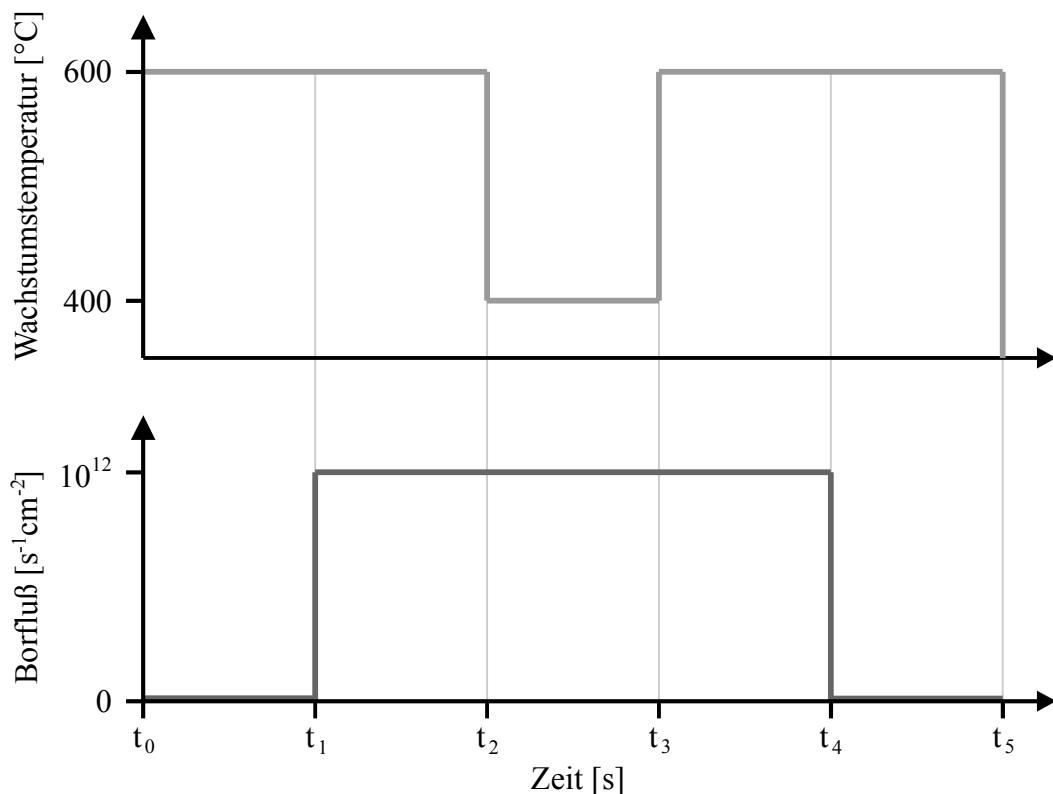


Abb. 6.5: Wachstumsstrategie für die Bestimmung der Segregationsweite mit dem Basisexperiment.

Zum Zeitpunkt t_3 erfolgt die Temperaturerhöhung auf die Untersuchungstemperatur T_{seg} . Bei t_4 ist das Basisexperiment abgeschlossen. Für die Bestimmung der Segregationsweite aus dem Abfall der Borkonzentration wird am Schluß eine 150 nm dicke Siliziumdeckschicht bis zum Punkt t_5 gewachsen.

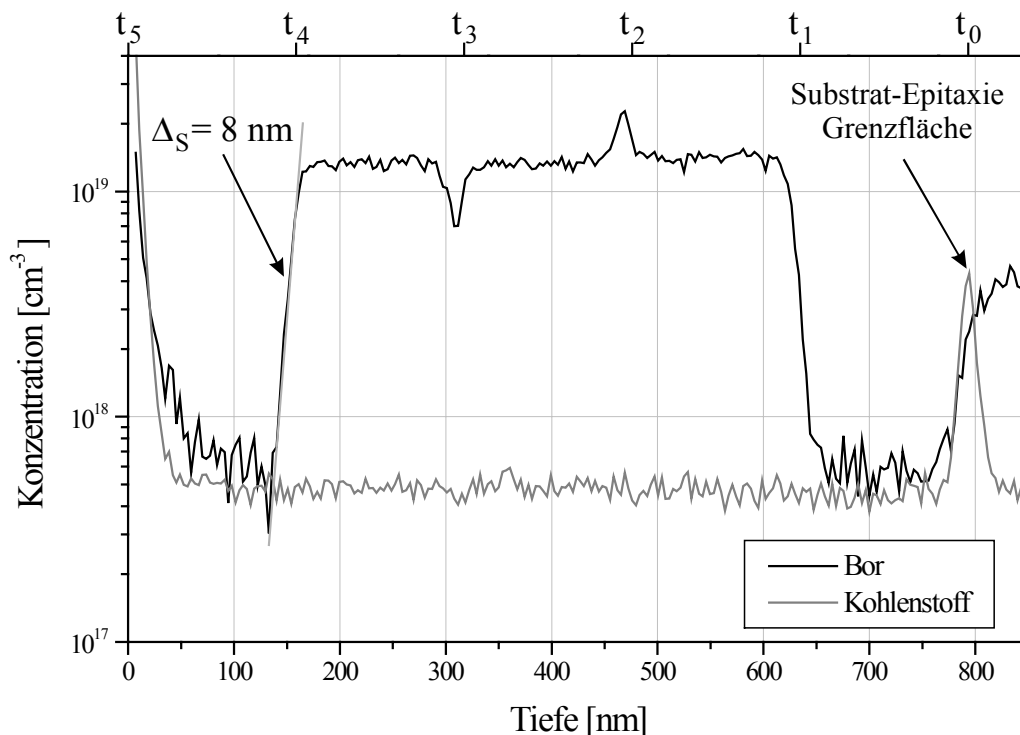


Abb. 6.6: SIMS-Tiefenprofil des Schichtstapels aus den Abbildungen 6.4 bzw. 6.5. mit einem Borfluß von $1,5 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

Abbildung 6.6 zeigt die SIMS-Analyse eines Schichtstapels, der mit der eben beschriebenen Wachstumsstrategie hergestellt ist. Am Kohlenstoffprofil läßt sich die Substrat-Epitaxie-Grenzfläche bestimmen. Die Schichtdicke beträgt 793 nm. Aus der Gesamtwachstumszeit von 7500 s läßt sich somit eine Siliziumrate von $1,06 \text{ Å/s}$ berechnen. Weiterhin können durch die Substrat-Epitaxie-Grenzfläche die einzelnen Zeitpunkte aus der Wachstumsstrategie t_0 bis t_5 der Tiefenachse zugeordnet werden (siehe obere Abszisse). Im Bereich zwischen t_0 und t_1 befindet sich der Siliziumpuffer. Der Hintergrund der Borkonzentration ist bei dieser SIMS-Analyse mit $6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ sehr hoch, d. h. tiefere Dotierungen können nicht gemessen werden. Zum Zeitpunkt t_1 wird die Borzelle geöffnet. Nach der theoretischen Herleitung aus Kapitel 4.3 läßt sich aus dem Verlauf der Borkonzentration ab dieser Stelle die Segregationsweite berechnen (siehe Gleichung 4.14). Jedoch ist durch das Auflösungsvermögen und die Verschmierung der SIMS-Analyse eine Auswertung nicht möglich.

Im Bereich zwischen t_1 und t_4 ist die Epitaxiesequenz aus dem Kapitel 5.1 zu erkennen. Zum Zeitpunkt t_2 findet die Temperaturabkühlung statt, d. h. die Boratome werden zusätzlich in die Schicht eingebaut. Aus dem Integral läßt sich ein n_S von $1,33 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ berechnen. Mit der Gleichgewichtsdotierung von $n_{\text{B, equ}} = 1,41 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

ergibt sich eine Segregationsweite von 9,4 nm. Am Punkt t_3 wird diese Oberflächenkonzentration durch die Temperaturerhöhung wieder aufgebaut. Hier läßt sich zu der Gleichgewichtsdotierung von $n_{B, \text{equ}} = 1,34 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ein n_S mit $1,33 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ bestimmen und daraus eine Segregationsweite von 9,3 nm berechnen. Zum Zeitpunkt t_4 wird die Borzelle geschlossen. Die SIMS-Analyse zeigt in der Deckschicht im Bereich zwischen $7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ einen exponentiellen Abfall der Borkonzentration. Daraus läßt sich die Segregationsweite mit etwa 8 nm berechnen. Aus dem exponentiellen Abfall läßt sich schließen (siehe Kapitel 4.3), daß die Segregation bei konstanten Wachstumsparametern Temperatur und Siliziumrate nicht vom Borfluß abhängt. Durch eine Variation der Bordotierung soll diese Aussage mit der Epitaxiesequenz aus Kapitel 5.1 belegt werden.

Probe	Temperaturabkühlung			Temperaturerhöhung			Abfall Δ_S [nm]
	$n_{B, \text{equ}}$ [cm^{-3}]	n_S [cm^{-2}]	Δ_S [nm]	$n_{B, \text{equ}}$ [cm^{-3}]	n_S [cm^{-2}]	Δ_S [nm]	
1377	$1,43 \cdot 10^{18}$	$1,08 \cdot 10^{12}$	7,6	$1,37 \cdot 10^{18}$	$8,44 \cdot 10^{11}$	6,2	-
1378	$4,81 \cdot 10^{18}$	$2,34 \cdot 10^{12}$	4,9	$4,39 \cdot 10^{18}$	$3,54 \cdot 10^{12}$	8,1	8,5
1379	$6,67 \cdot 10^{18}$	$5,24 \cdot 10^{12}$	7,9	$7,39 \cdot 10^{18}$	$8,44 \cdot 10^{12}$	11,4	7,6
1380	$1,41 \cdot 10^{19}$	$1,33 \cdot 10^{13}$	9,4	$1,34 \cdot 10^{19}$	$1,24 \cdot 10^{13}$	9,3	8,1
1381	$2,97 \cdot 10^{19}$	$2,94 \cdot 10^{13}$	9,9	$2,75 \cdot 10^{19}$	$2,24 \cdot 10^{13}$	8,2	5,9
1382	$5,00 \cdot 10^{19}$	$5,67 \cdot 10^{13}$	11,3	$4,76 \cdot 10^{19}$	$4,94 \cdot 10^{13}$	10,4	7,6
1383	$8,25 \cdot 10^{19}$	$7,33 \cdot 10^{13}$	8,9	$7,60 \cdot 10^{19}$	$7,18 \cdot 10^{13}$	9,4	9,4

Tabelle 6.1: Bestimmung der Segregationsweiten Δ_S aus dem Basisexperiment und dem Abfall der Dotierkonzentration für verschiedene Borflüsse. Die Ergebnisse gelten für ein (100) Siliziumsubstrat bei den konstanten Parametern Siliziumrate (1 \AA/s) und Untersuchungstemperatur (600°C).

In einer Serie für die Untersuchung der Segregationseigenschaften bei $T_{\text{seg}} = 600^\circ\text{C}$ und $R_{\text{Si}} = 1 \text{ \AA/s}$ wird der Schichtstapel bei verschiedenen Borflüssen gewachsen. In der Tabelle 6.1 sind alle Ergebnisse erfaßt. Das Meßverfahren SIMS besitzt einen systematischen Fehler von 10%. Dadurch sind sowohl die Gleichgewichtsdotierung als auch die durch Integrieren gewonnene Oberflächenkonzentration mit dieser Abweichung behaftet. Der relative Fehler bei der Bestimmung der Segregationsweite beträgt somit 20%.

Die graphische Darstellung der Ergebnisse aus dem Basisexperiment für die Abhängigkeit der Segregationsweite von der Oberflächenbedeckung zeigt Abbildung 6.7. Zusätzlich sind die Fehlerintervalle für beide Werte eingetragen. Bei einer Wachstumstemperatur von 600°C und einer Siliziumrate von 1 \AA/s ergibt sich auf einer

(100) Siliziumoberfläche eine Segregationsweite von $(9,6 \pm 1,9)$ nm. Für kleine Borflüsse bzw. kleine Oberflächenkonzentrationen ergeben sich jedoch Abweichungen von diesem berechneten Wert. Die Erklärung hierfür zeigt die Abbildung 6.8. In ihr ist die SIMS-Analyse der Probe 1377, mit dem kleinsten Borfluß, linear dargestellt. Die Borkonzentration befindet sich in der Nähe des SIMS-Hintergrunds (bei $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). Dadurch schwanken die einzelnen Meßpunkte deutlich stärker. Die Gleichgewichtsdotierung vor der Temperaturabkühlung beträgt $(1,4 \cdot 10^{18} \pm 0,4 \cdot 10^{18}) \text{ cm}^{-3}$, d.h. der relative Fehler für die Borkonzentration ist rund 30%. Eine Bestimmung der Segregationsweite mit dem Basisexperiment in der Nähe des SIMS-Hintergrunds ist nicht sinnvoll, da der relative Fehler bei 60% liegt. In der exponentiellen Darstellung der Abbildung 6.8 kann der Abfall der Borkonzentration ebenfalls nicht durch eine Gerade angenähert werden. Damit läßt sich die Segregationsweite aus dem Anstieg ebenfalls nicht berechnen.

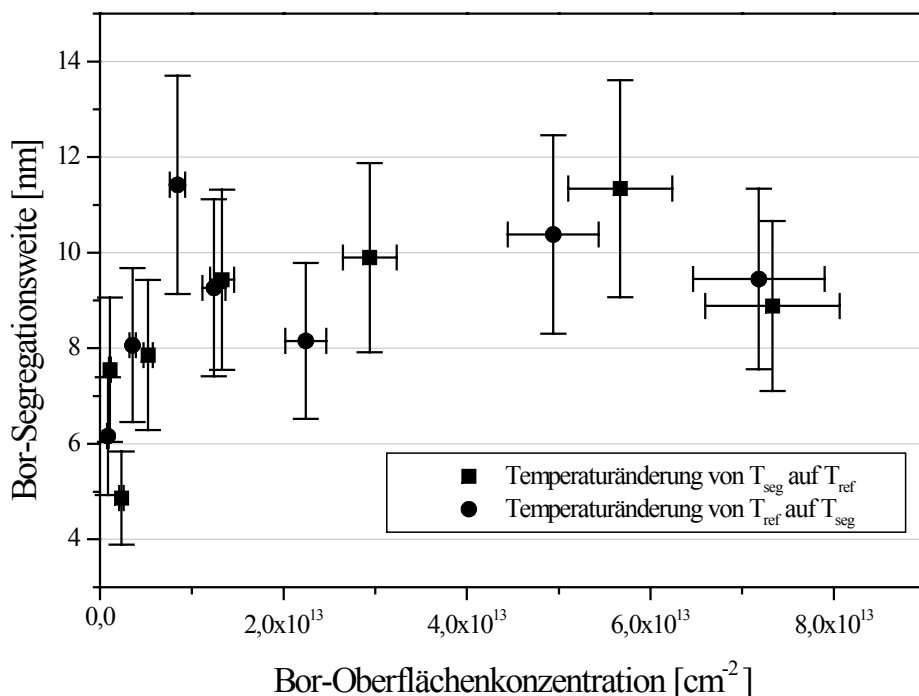


Abb. 6.7: Abhängigkeit der Bor-Segregationsweite von der Bor-Oberflächenbedeckung für unterschiedliche Borflüsse (siehe Tab. 6.1) bei $T = 600^\circ\text{C}$ und $R = 1 \text{ \AA/s}$.

Die Bestimmung der Segregationsweite aus dem exponentiellen Abfall der Borkonzentration ergibt aus den Werten der Tabelle 6.1 einen Durchschnittswert von rund 8 nm. Die Tiefenauflösung der SIMS-Analyse mit 7 nm/Dekade bzw. 2 nm/e beeinflusst jedoch dieses Ergebnis noch zusätzlich. Somit muß die Segregationsweite um den Wert von 2 nm/e nach unten korrigiert werden. Damit ergibt sich ein Δ_S von 6 nm für den Abbau der Oberflächenkonzentration der Boratome. Die Bestimmung über den exponentiellen Abfall bei dieser Größe der Segregationsweite stößt an die Grenzen des Meßverfahrens

SIMS. Somit ist ein direkter Vergleich mit dem Ergebnis aus dem Basisexperiment nicht möglich.

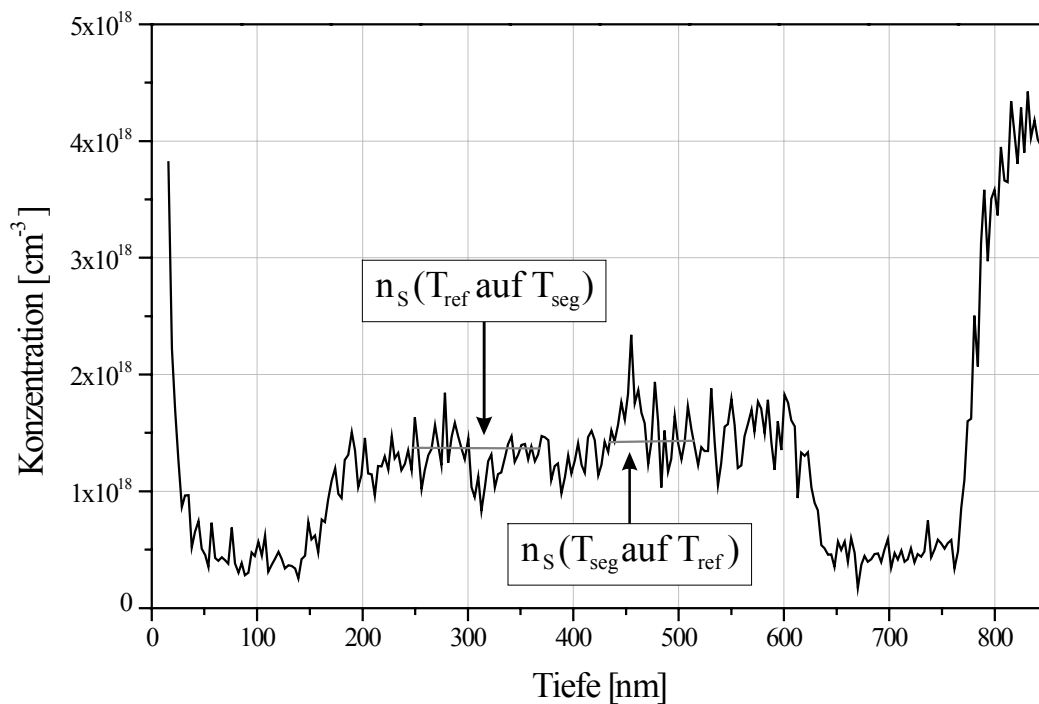


Abb. 6.8: SIMS-Tiefenprofil des Schichtstapels für einen Borfluß von $1,4 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-3}$.

Am Beispiel der Segregation von Bor in Silizium auf einer (100)-Oberfläche bei einer Wachstumstemperatur von 600°C konnte die Methode zur Bestimmung der Adatomkonzentration von Dotierstoffen demonstriert werden. Die Segregationsweite hängt nicht von dem untersuchten Wachstumsparameter Dotierfluß ab. Dies zeigt auch der exponentielle Abfall der Borkonzentration in dem SIMS-Tiefenprofil nach dem Abschalten des Flusses und ist mit den Daten aus der Literatur konsistent. Für eine Wachstumstemperatur von 600°C konnte eine Segregationsweite von $(9,6 \pm 1,9) \text{ nm}$ bestimmt werden. Der exponentielle Abfall der Borkonzentration ergibt eine Segregation von nur 6 nm und stößt damit an die Grenzen des Meßverfahrens SIMS. Ein Vergleich mit den Daten von Jorke, der bei 600°C die Segregationsweite mit $(15 \pm 2) \text{ nm}$ ermittelte, ergibt eine deutliche Abweichung. Dies läßt sich jedoch mit einer Differenz von 17°C (siehe Abbildung 6.2) zwischen den Temperaturkalibrierungen erklären, da die Segregation in diesem Bereich deutlich von der Temperatur abhängt.

6.2 Einfluß von Silizium-Ionen auf die Borsegregation

Die neue Methode zur Bestimmung der Adatomkonzentration von Dotierstoffen soll für die Klärung des Einflusses von Siliziumionen auf die Segregation des Bors im Silizium eingesetzt werden. Die Elektronenstrahlkanone erzeugt neben den Siliziumatomen auch zusätzlich Siliziumionen, die durch Stoßprozesse zwischen dem Elektronenstrahl und dem Si-Molekularstrahl entstehen. Wird ein elektrisches Potential an das Substrat angelegt, werden diese Ionen auf die Substratoberfläche beschleunigt.

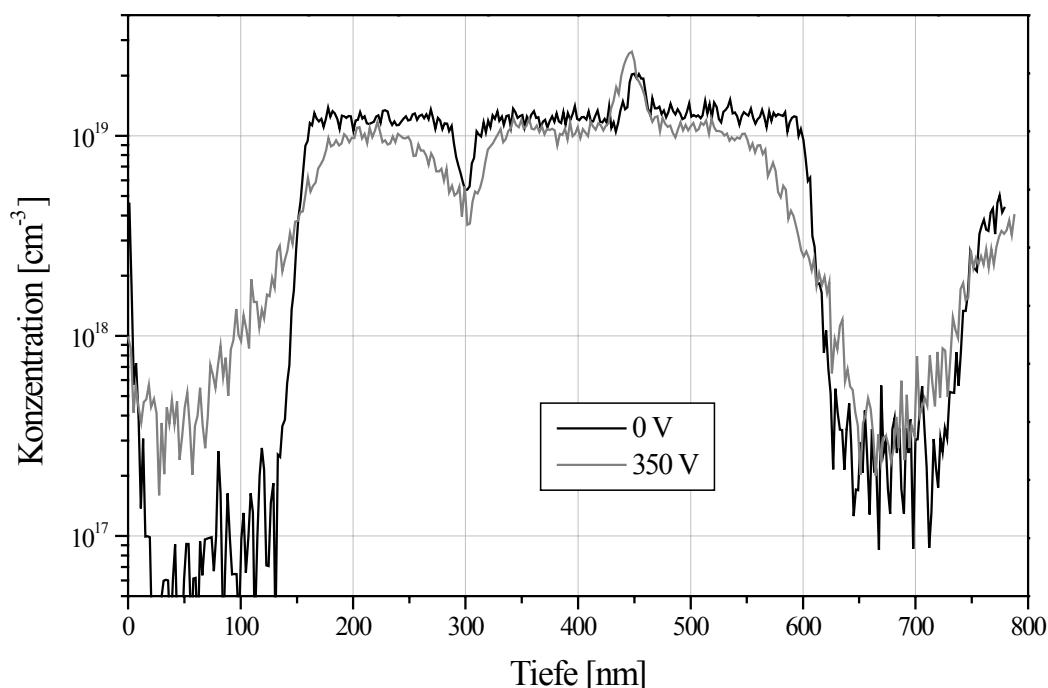


Abb. 6.9: Vergleich der SIMS-Tiefenprofile zweier Schichten des Schichtstapels aus Abbildung 6.4 ohne (schwarze Kurve) und mit Siliziumionen (graue Kurve).

Die Durchführung des Experiments erfolgt analog der Wachstumsstrategie aus Abbildung 6.5. Nur die Deckschicht wird auf eine Schichtdicke von 200 nm erhöht, damit bei einer Vergrößerung der Segregationsweite der exponentielle Abfall der Borkonzentration beobachtet werden kann. Die Abbildung 6.9 zeigt den Vergleich der SIMS-Tiefenprofile einer Schicht mit Siliziumionen (graue Kurve), mit einem Potential von 350 V, und der Referenz ohne Ionenbeschuss (schwarze Kurve). Die Substratspannung wird nach der thermischen Reinigung über den gesamten Wachstumsprozeß angelegt. Bereits im Siliziumpuffer ändert sich der Verlauf der Borkonzentration durch den Einfluß der Ionen. Nach dem Öffnen der Borzelle ist der Einfluß der Ionen in der SIMS-Analyse noch deutlicher zu sehen. Für das Erreichen der Gleichgewichtsdotierung wird hier eine größere Schichtdicke als bei der Referenzschicht benötigt. Dies entspricht einer Erhöhung der Segregationsweite, welche sich mit Hilfe der Gleichung 4.14 zu 26 nm berechnen läßt. Die Referenzkurve besitzt dagegen einen sehr steilen Anstieg. Die Segregationsweite liegt

unterhalb der Nachweisgrenze der SIMS-Messung. Die gleichen Beobachtungen gelten für den Abbau der restlichen Boratome nach dem Schließen der Zelle. Aus dem exponentiellen Abfall läßt sich im Bereich zwischen $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ eine Segregationsweite von 31 nm berechnen. Dagegen ergibt sich für die Referenzkurve aus dem reziproken Anstieg ein Wert von 6 nm. Der SIMS-Hintergrund in diesen Messungen ist kleiner $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

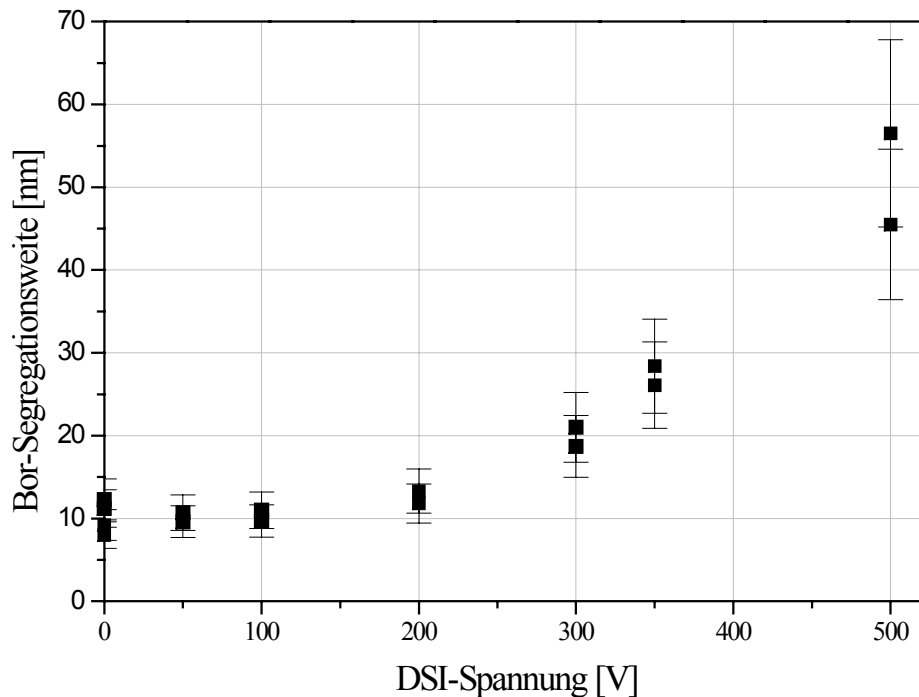


Abb. 6.10: Abhängigkeit der Bor-Segregationsweite von der angelegten Substratspannung bei einer Temperatur von 600°C , einer Siliziumrate von 1 \AA/s und einem Borfluß von $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Die quantitative Analyse der grauen Kurve ergibt für die Temperaturabkühlung von 600°C auf 400°C $n_B = 1,1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und $n_S = 2,9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ bzw. die Temperaturerhöhung von 400°C auf 600°C $n_B = 1,0 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und $n_S = 2,9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Es läßt sich daraus eine Segregationsweite von 26 nm bzw. 28 nm berechnen. Für die Referenzkurve gilt jedoch nach den Ergebnissen des Kapitels 6.1 bei 600°C ein Δ_S von 9,6 nm, d. h. bei einer Volumenkonzentration von $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ läßt sich ein n_S von $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ berechnen. Es zeigt sich ein klarer Einfluß der Siliziumionen auf die Oberflächenkonzentration der Boratome bei einem Substratpotential von 350 V.

Für die weitere Interpretation dieses Effekts wird zunächst die Abhängigkeit der Segregationsweite von der Substratspannung untersucht. Dieser Parameter beeinflusst nicht nur die Energie der Siliziumionen sondern auch deren Anzahl auf der Substratoberfläche [Ei02]. Dazu wird eine Probenserie mit den konstanten Wachstumsparametern Temperatur, Rate und Borfluß gewachsen. Das Ergebnis der Auswertung zeigt die Abbildung 6.10. Ab Spannungen von 200 V vergrößert sich die Segregationsweite und ist nicht mehr konstant

bei $(9,6 \pm 1,9)$ nm. Eine mögliche Erklärung hierfür besteht in der Diffusion der Boratome über Zwischengitterplätze des Siliziums an die Oberfläche, da die Siliziumionen Defekte im Siliziumkristall erzeugen.

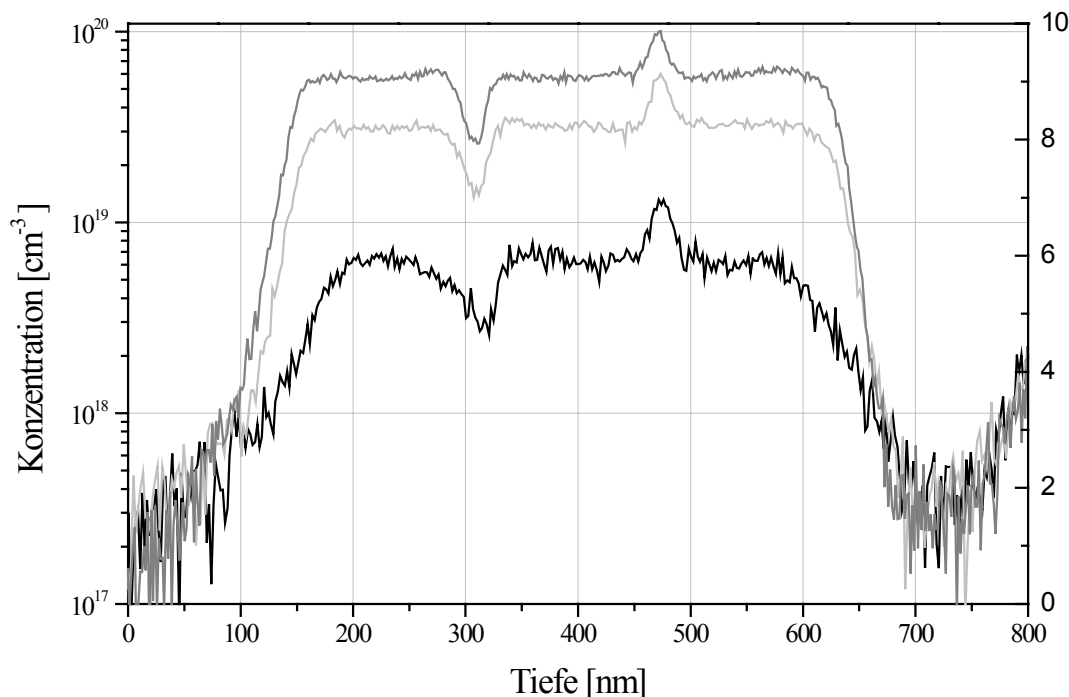


Abb. 6.11: Vergleich der SIMS-Tiefenprofile in Abhängigkeit des Borflusses bei einem konstanten Substratpotential von 300 V.

Als zweiter Parameter wird der Borfluß bei einem festen Substratpotential von 300 V variiert, um die interessanten Abfälle der Borkonzentration nach dem Schließen der Zelle zu untersuchen. Die Abbildung 6.11 zeigt dazu die SIMS-Tiefenprofile von drei Proben. Die Schicht mit der geringsten Bordotierung (schwarze Kurve) benötigt nach dem Öffnen der Borzelle eine deutlich größere Schichtdicke für das Erreichen der Gleichgewichtskonzentration. Das Gleiche gilt für den Abbau der Boratome nach dem Abschalten des Borflusses. Dagegen ist der prinzipielle Verlauf der Borprofile der beiden anderen Schichten gleich. Die Ergebnisse der quantitativen Analyse der einzelnen Basisexperimente zeigt die Abbildung 6.12. Es läßt sich bei einem Substratpotential von 300 V eine klare Abhängigkeit der Segregationsweite von der Oberflächenkonzentration finden.

Im Bereich zwischen $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ und $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ der Bor-Oberflächenkonzentration läßt sich die Borsegregationsweite bei Ionenbeschuß (300 V DSI) etwa durch eine Ausgleichsgerade

$$\Delta_S \text{ (nm)} = 22,6 \text{ nm} - n_S \text{ (cm}^{-2}\text{)} \cdot 1,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$$

beschreiben. Die Ursache für die Konzentrationsabhängigkeit ist nicht bekannt, eine Extrapolation außerhalb des Meßbereichs ist daher nicht zulässig. Für die Berechnung der Konzentrationsprofile siehe Kap. 4.4.

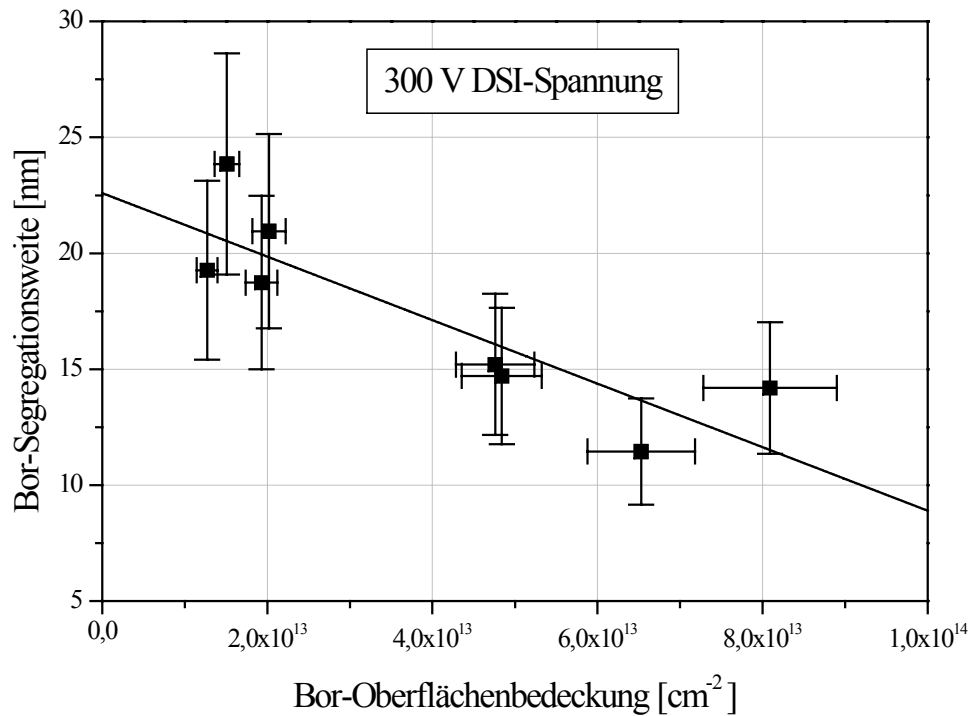


Abb. 6.12: Abhängigkeit der Segregationsweite von der Oberflächenkonzentration der Boradatome bei einem festen Substratpotential von 300 V, bei einer Wachstumstemperatur von 600°C und einer Siliziumrate von 1Å/s.

6.3 Temperaturabhängigkeit der Borsegregation

Die aus der Literatur bekannte Abhängigkeit der Borsegregation im Silizium (100) von der Wachstumstemperatur soll für den MBE relevanten Bereich von 500°C bis 650°C unter den Bedingungen des Kapitels 6.2 mit der Epitaxiensequenz aus Kapitel 5.1 untersucht werden [Oe00a]. Die Siliziumrate wird bei diesen Experimenten mit $R_{\text{Si}} = 1 \text{ \AA/s}$ konstant gehalten.

Der nominelle Aufbau der dafür verwendeten Schichtstruktur zeigt die Abbildung 6.13, in der das Basisexperiment für die verschiedenen Untersuchungstemperaturen mehrmals aneinandergereiht wird. Dadurch lassen sich in einer Probe die Segregationsweiten für vier verschiedene Temperaturen von 500°C, 550°C, 600°C und 650°C bestimmen. Gleichzeitig wird ein Tieftemperaturschritt zwischen den Einzelerperimenten eingespart. Nach den Untersuchungen des Kapitels 6.1 läßt sich bereits ab einer Wachstumstemperatur von 400°C eine Boratomkonzentration nicht mehr nachweisen. Jedoch wird zur Sicherheit bei diesem Experiment eine Referenztemperatur von 300°C gewählt. Nach der thermischen Reinigung des Substrats bei 900°C startet das Wachstum mit einer Referenzschicht bei $T_{\text{ref}} = 300^\circ\text{C}$. Dies besitzt den Vorteil, daß sich die Gleichgewichtsdotierung $n_{\text{B,equ}}$ sofort einstellt. Für die Vergleichbarkeit der Resultate hat es sich jedoch als besser erwiesen, nach der thermischen Reinigung das Schichtwachstum mit einem Siliziumpuffer zu starten.

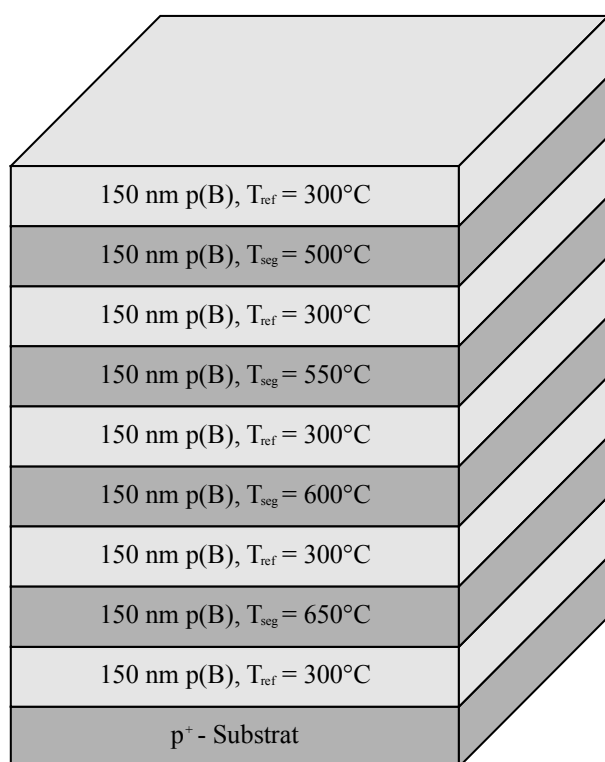


Abb. 6.13: Schichtstruktur für die Untersuchung der Abhängigkeit der Borsegregation von der Wachstumstemperatur.

Die Abbildung 6.14 zeigt das SIMS-Tiefenprofil des eben diskutierten Schichtstapels. Der Borfluß wird in diesem Beispiel bei $F_{\text{B}} = 1,2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ über die gesamte Schicht konstant gehalten. Zur besseren Anschaulichkeit wird die SIMS-Analyse in die einzelnen Experimente zerlegt und für die entsprechenden Untersuchungstemperaturen T_{seg} über der z-Achse linear aufgetragen. Die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenkonzentration der Boradatomkonzentration ist direkt ablesbar, da sich die in der SIMS-Analyse zu bestimmenden Flächen mit steigender Untersuchungstemperatur T_{seg} vergrößern. Weiterhin wird die Gleichgewichtskonzentration von $1,2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bis auf die Schicht bei $T_{\text{seg}} = 650^\circ\text{C}$ immer erreicht. Die Temperatur-

abhängigkeit der Segregationsweite läßt sich damit direkt aus der SIMS-Analyse ablesen. Ab einer Temperatur von 500°C kann eine Boratomkonzentration bestimmt werden. Jedoch ist die Segregationsweite bei 650°C bereits so groß, daß innerhalb einer Schichtdicke von 150 nm die Gleichgewichtsdotierung nicht erreicht werden kann.

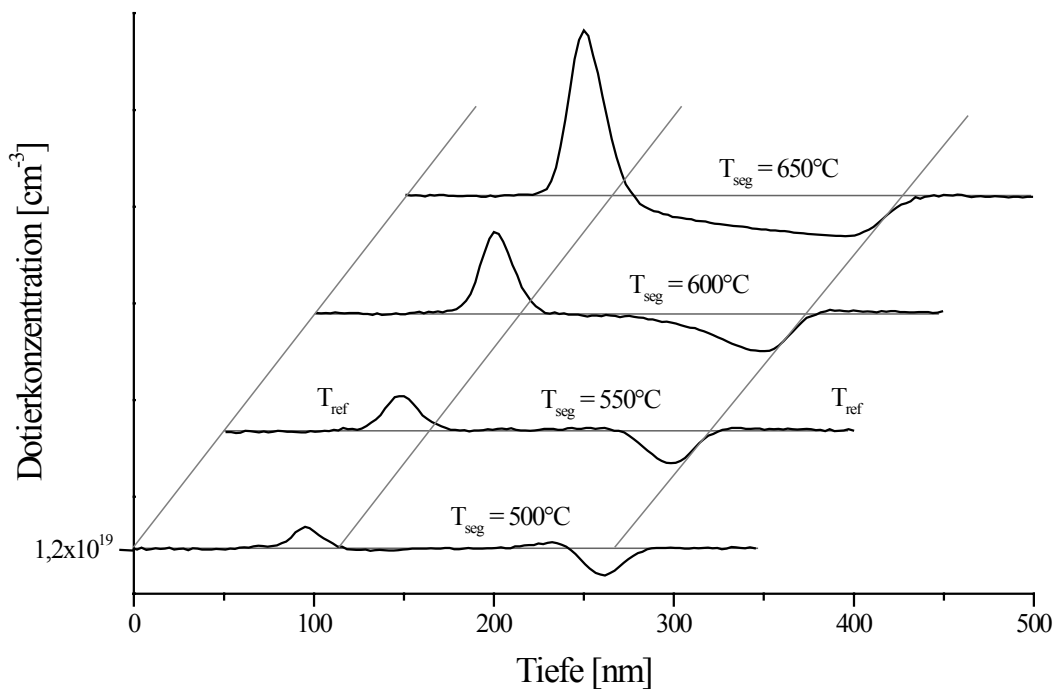


Abb. 6.14: SIMS-Tiefenprofil für die Untersuchung der Abhängigkeit der Borsegregation von der Wachstumstemperatur bei konstanter Siliziumrate von $R_{Si} = 1 \text{ \AA/s}$ und konstantem Borfluß von $F_B = 1,2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

An einer Probe mit einem Borfluß von $F_B = 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ist neben einem SIMS-Tiefenprofil auch eine Querschnitts-TEM-Analyse zur Untersuchung der Schichtqualität durchgeführt worden.

In der TEM-Aufnahme ist die Oberfläche der Probe deutlich zu erkennen. Für eine bessere Auswertung wird die zugehörige SIMS-Analyse herangezogen. Zum direkten Vergleich muß jedoch die Dickenskala vom SIMS-Profil auf den in der TEM-Aufnahme angegebenen Maßstab normiert werden. Den gemeinsamen Nullpunkt bildet dabei die Probenoberfläche. Die Abbildung 6.15 zeigt beide Untersuchungsverfahren mit angepaßter Tiefenskala. Damit können die Orte der Temperaturabkühlungen bzw. der damit verbundene Einbau der Boratome in die Schicht von der SIMS-Analyse auf die TEM-Aufnahme übertragen werden. Jedoch läßt sich auch an diesen Stellen keine Änderung im TEM-Bild beobachten. Die Bordotierungsspitzen besitzen demzufolge keinen Einfluß auf das kristalline Wachstum der Schicht. Andere Wachstumsdefekte, wie zum Beispiel Versetzungen, sind ebenfalls in der TEM-Aufnahme nicht zu beobachten. Damit kann während des gesamten Prozesses von einem epitaktischen Wachstum des Schichtstapels

ausgegangen werden. Die bestimmten Segregationsweiten gelten somit im kristallinen Silizium.

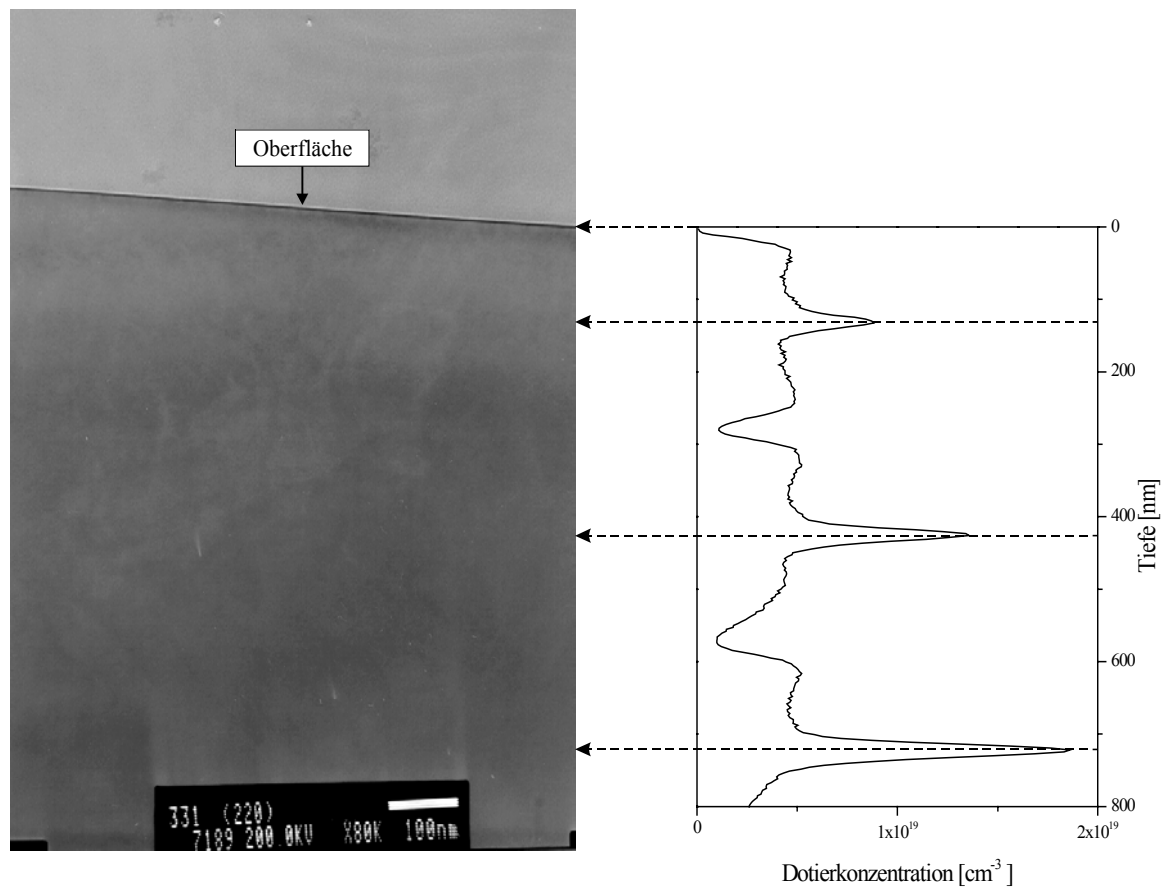


Abb. 6.15: Querschnitts-TEM-Aufnahme und zugehöriges SIMS-Tiefenprofil. Kristalldefekte oder Ausscheidungen von Bor können in der TEM-Aufnahme nicht beobachtet werden.

6.4 Maximale Konzentration von Bor in Silizium bei 700°C Wachstumstemperatur

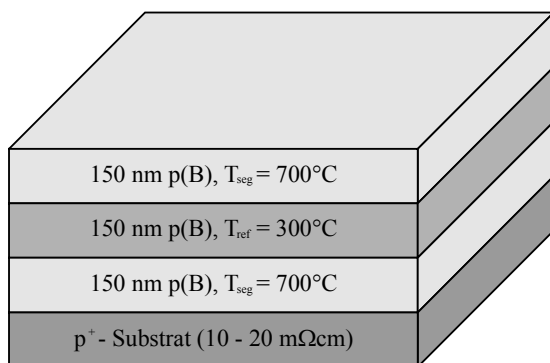


Abb. 6.16: Schichtstruktur für die Untersuchung des maximalen Einbaus von Bor in Silizium.

Ein weiteres interessantes Ergebnis liefert die neue Methode zur Bestimmung der Adatomkonzentration von Dotierstoffen für den maximalen Einbau von Bor in Silizium bei einer Temperatur von 700°C mit den Wachstumsbedingungen des Kapitels 6.2. Die Abbildung 6.16 zeigt den dafür verwendeten nominellen Schichtstapel, der auf einem p⁺-Substrat gewachsen wird. Über die gesamte Probe werden die Siliziumrate mit $R_{Si} = 1 \text{ \AA/s}$ und der Borfluß mit $F_B = 4,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ konstant gehalten. Das Resultat dieses

Experiments zeigt das SIMS-Tiefenprofil in der Abbildung 6.17. Aus der Lage der Substrat-Epitaxie-Grenzfläche läßt sich eine Schichtdicke von 410 nm ablesen. Damit ergibt sich eine effektive Siliziumrate von $R_{Si} = 0,91 \text{ \AA/s}$.

Nach der thermischen Reinigung des Substrates bei 900°C startet das Wachstum bei der Untersuchungstemperatur von $T_{seg} = 700^\circ\text{C}$ mit einer 135 nm dicken Schicht. Die Borkonzentration erreicht bereits nach 60 nm ein Gleichgewicht bei $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Der angebotene Borfluß ist jedoch deutlich höher, so daß eine Gleichgewichtskonzentration von $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ möglich wäre. Dies kann in der anschließenden Referenzschicht bei $T_{ref} = 300^\circ\text{C}$ gut beobachtet werden. Dort stellt sich nach dem Abbau der Boradatomene ein $n_{B, equ}$ von $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ein. In der abschließenden Deckschicht bei $T_{seg} = 700^\circ\text{C}$ fällt die Gleichgewichtskonzentration wieder auf den Wert der ersten Schicht bei $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Die Bordotierung in der Nähe der Probenoberfläche ist ein SIMS-Artefakt.

Das Inset der Abbildung 6.17 zeigt die berechnete Änderung der Oberflächenkonzentration der Boradatomene. Die Gleichgewichtsdotierung beträgt $n_{B, equ} = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und die Integrationsgrenze z_1 ist in den Bereich $T_{ref} = 300^\circ\text{C}$ bei einer Tiefe von 150 nm gelegt. Hier ist die Boradatomdichte gleich Null. Aus der Gleichung 5.9 und der Wahl des Koordinatensystems ($z_1 < z$) folgt damit

$$n_s(z) = \int_{z_1}^z (n_B - n_{B, equ}) dz . \quad (6.1)$$

Es wird zu jedem einzelnen Meßpunkt der SIMS-Analyse mit der Bedingung $z_1 < z$ die zugehörige Oberflächenkonzentration berechnet und über z aufgetragen. Es ergibt sich die Kurve des Insets in Abbildung 6.17. Das Maximum der Oberflächenkonzentration liegt theoretisch am Punkt der Temperaturverringerung. Durch die SIMS-Verschmierung wird dieses jedoch leicht verschoben. Am Ende des Wachstums der Borschicht bei 700°C

befinden sich $3,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ Boratome auf der Oberfläche. In der Nähe der Substrat-Epitaxie Grenzfläche schneidet die Kurve $n_S(z)$ die Abszisse, d. h. die nicht in die Schicht eingebauten Boratome befinden sich auf der Oberfläche.

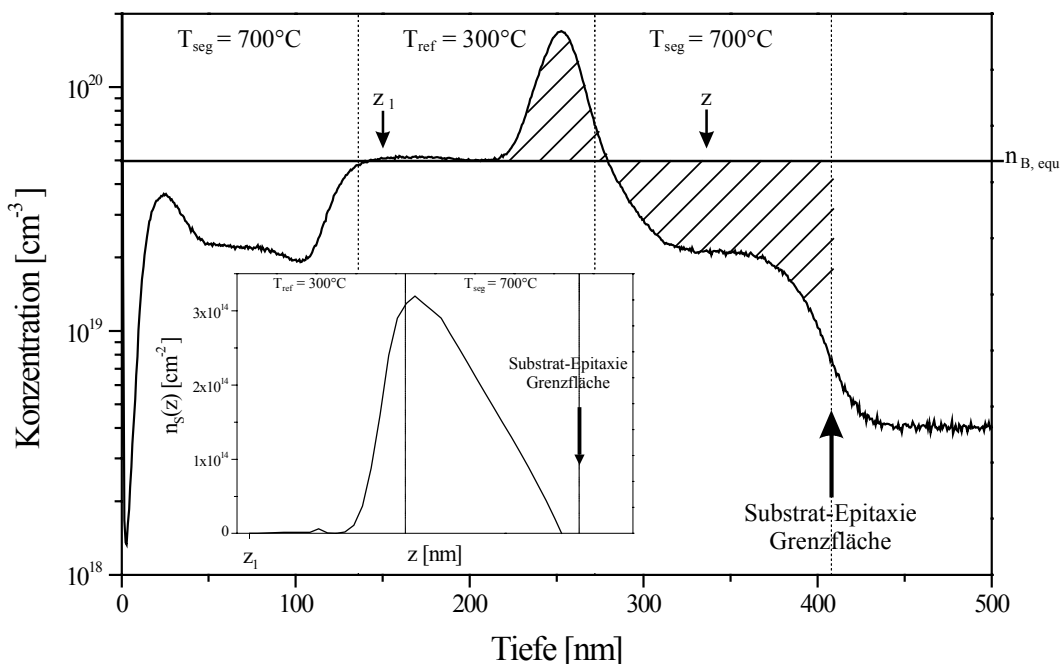


Abb. 6.17: SIMS-Tiefenprofil für die Untersuchung der Abhängigkeit des maximalen Einbaus von Bor in Silizium (100) bei einer Wachstumstemperatur von 700°C . Die Siliziumrate mit $R_{\text{Si}} = 1 \text{ \AA/s}$ und der Borfluß mit $F_{\text{B}} = 4,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ werden über die gesamte Probe konstant gehalten. Das Inset zeigt die Änderung der Adatomkonzentration.

Dieser experimentelle Befund läßt sich nur durch eine Limitierung des Einbaus von Bor erklären, d. h. bei einer Wachstumstemperatur von 700°C kann nur eine maximale Bordotierung von $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ in eine Silizium (100) Schicht eingebaut werden. Es handelt sich vermutlich um die maximale Löslichkeit bei dieser Temperatur. Bei niedrigeren Temperaturen werden Nichtgleichgewichtszustände eingefroren.

6.5 Segregation von Kohlenstoff in Silizium

Das Element Kohlenstoff besitzt sehr interessante Eigenschaften, wenn es in geringen Mengen in Silizium- und Silizium-Germanium Schichten eingebaut wird [Eb00]. Zum Beispiel kann er als Diffusionsbarriere für den Dotierstoff Bor eingesetzt werden [So97]. Eine praktische Anwendung hierfür stellt der hochdotierte SiGe-Heterobipolartransistor dar [Rü97]. Bei ihm wird die aus Silizium-Germanium bestehende Basis mit Bor und Kohlenstoff dotiert. Dies verhindert eine Ausdiffusion des Bors in den Kollektor bzw. Emitter bei Hochtemperaturschritten in der Bauelementprozessierung.

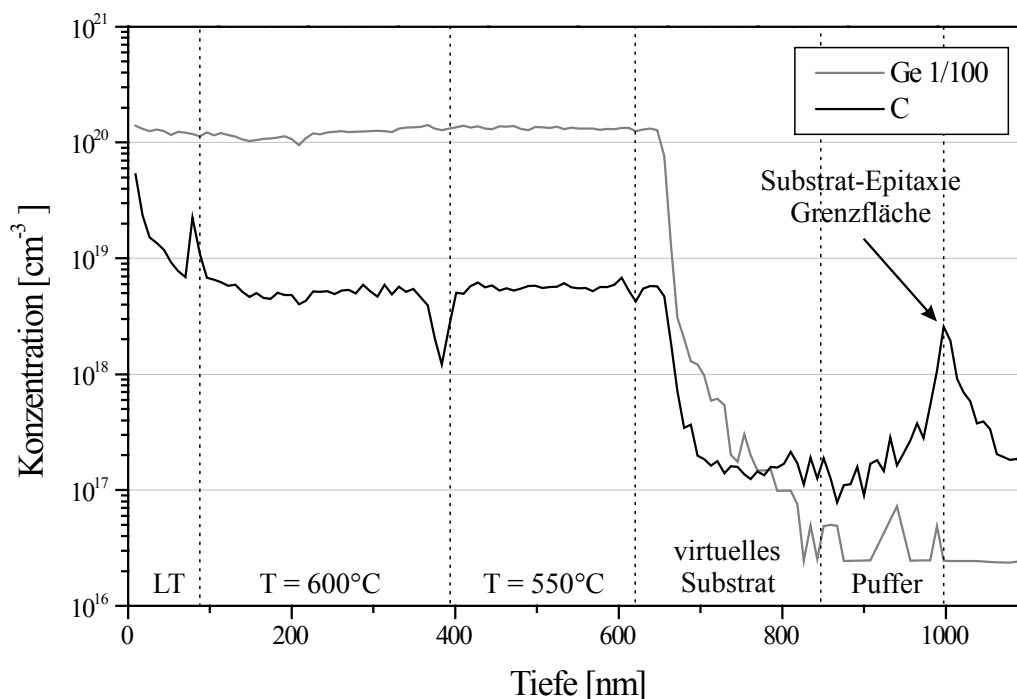


Abb. 6.18: SIMS-Tiefenprofilanalyse einer SiGe-Schicht mit einem Germaniumgehalt von 27 %. Bei einer Änderung der Wachstumstemperatur von 550°C auf 600°C ist der Aufbau bzw. bei der Abkühlung von 600°C auf Tieftemperatur (LT) ein Abbau einer Kohlenstoff-Oberflächenschicht zu erkennen.

Ein Beispiel für die Kohlenstoffsegregation in einer SiGe-Schicht mit einem Germaniumgehalt von 27% zeigt das SIMS-Tiefenprofil in Abbildung 6.18 [Ba01]. Der Kohlenstoffgehalt in dieser Probe wird durch die eingesetzte Germaniumzelle erzeugt, da diese auch einen geringen Anteil an Kohlenstoff verdampft (siehe Kapitel 2.3.2). In diesem Schichtstapel bricht die C-Konzentration bei der Temperaturerhöhung von 550°C auf 600°C ein und erreicht das Gleichgewicht erst nach einer gewissen Schichtdicke wieder. Dies kann nur durch den Aufbau bzw. eine Änderung der Kohlenstoffadatomschicht auf der Oberfläche erklärt werden. Hier findet sich also der Teilschritt der Temperaturerhöhung des Basisexperiments wieder. Umgekehrt ist eine deutliche Erhöhung

in der Kohlenstoffkurve am Startpunkt der Temperaturabkühlung von 600°C auf den Tieftemperaturbereich (LT) zu erkennen. Dafür kann nur ein abrupter Abbau der Kohlenstoffadatomantwort verantwortlich sein. Dies entspricht dem Teilschritt der Temperaturverringerung im Basisexperiment. Aus diesen quantitativen Aussagen kann eine Kohlenstoffsegregation in einer SiGe-Schicht mit einem Ge-Gehalt von 27% bei einer Wachstumstemperatur von 600°C nachgewiesen werden.

Nach diesem Beispiel im Silizium-Germanium wird mit der Epitaxialfolge des Kapitels 5.1 die Segregation von geringen Mengen Kohlenstoff im Silizium untersucht.

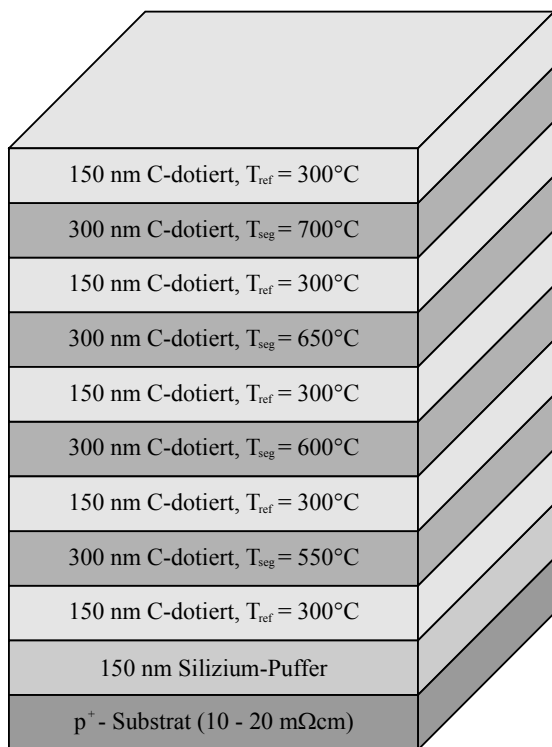


Abb. 6.19: Schichtstruktur für die Untersuchung der Kohlenstoffsegregation.

150 nm aus. Zur Sicherheit wird diese bei den Untersuchungstemperaturen auf 300 nm erhöht.

Die Abbildung 6.20 zeigt das SIMS-Tiefenprofil eines Schichtstapels aus der Abbildung 6.19 bei einem konstanten Kohlenstofffluß von $F_C = 1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Zur besseren Anschaulichkeit wird es in die einzelnen Basisexperimente zerlegt und für die entsprechenden Untersuchungstemperaturen T_{seg} über der z-Achse linear aufgetragen. Aus der Abbildung kann die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenkonzentration der Kohlenstoffadatomantwort bereits ohne eine Integration abgelesen werden, da sich die in der SIMS-Analyse zu bestimmenden Flächen mit steigendem T_{seg} deutlich vergrößern. Bei $T_{\text{seg}} = 550^\circ\text{C}$ ändert sich die Volumenkonzentration im gesamten Experiment nicht. Das bedeutet, daß sich die Änderung der Oberflächenkonzentration des Kohlenstoffs unterhalb der Nachweisgrenze befindet. Somit reicht die Referenztemperatur von 300°C vollständig

Abbildung 6.19 zeigt die nominelle Schichtstruktur für die Untersuchung der Kohlenstoffsegregation in Silizium unter den Wachstumsbedingungen des Kapitels 6.2. Mit diesem Aufbau können in einer Probe vier verschiedene Temperaturen untersucht werden. Die Referenztemperatur wird bei 300°C festgelegt. Dieser Wert ist aus den Experimenten über die Temperaturabhängigkeit der Segregation von Bor übernommen (siehe Kapitel 6.3). Der Kohlenstoff sollte sogar erst bei höheren Wachstumstemperaturen segregieren. Die Siliziumrate wird bei diesen Experimenten mit $R_{\text{Si}} = 1 \text{ \AA/s}$ konstant gehalten. Aus Voruntersuchungen ergibt sich ein interessantes Temperaturintervall für T_{seg} von 550°C bis 700°C. In ihm werden die Untersuchungstemperaturen in 50°C Schritten geändert. Für das Erreichen der Gleichgewichtsdotierung reicht bei der Referenztemperatur eine Schichtdicke von

zur Vernachlässigung von $n_{S,Tref}$ aus. Somit bestimmt dieses Experiment die absoluten Adatomkonzentrationen des Kohlenstoffs.

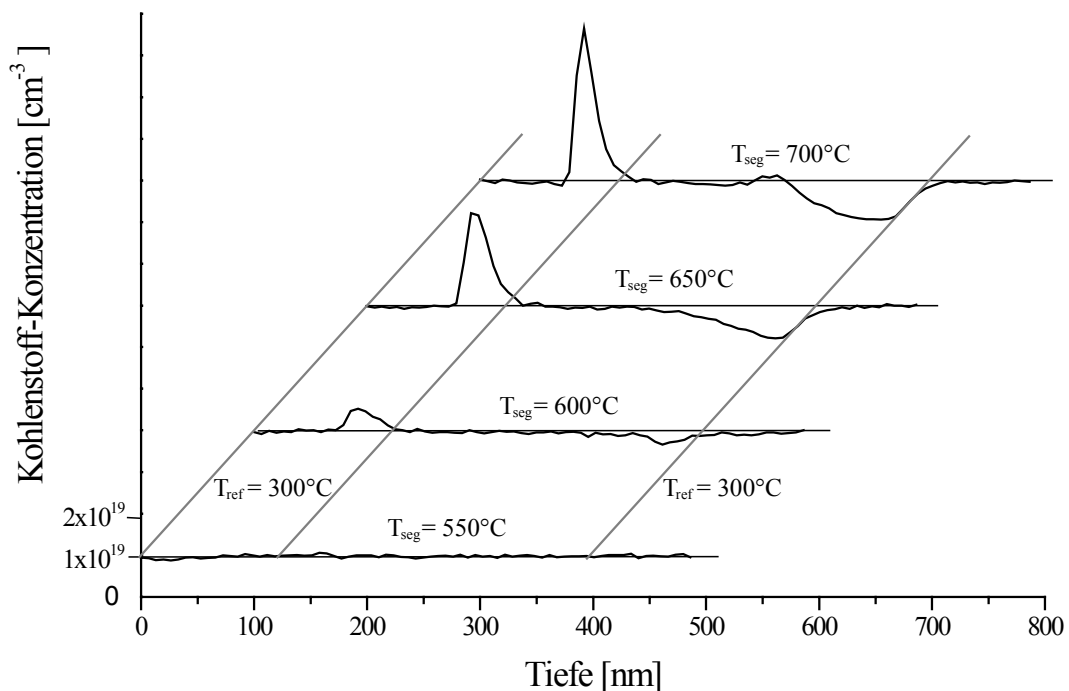


Abb. 6.20: SIMS-Tiefenprofil für die Untersuchung der Abhängigkeit der Kohlenstoffadatomkonzentration von der Wachstumstemperatur bei konstanter Siliziumrate ($R_{Si} = 1 \text{ \AA/s}$) und konstantem Bor-Fluß ($F_B = 1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

Die Abbildungen 6.14 und 6.20 zeigen den direkten Vergleich zwischen den Segregationseigenschaften von Bor und Kohlenstoff im Silizium (100). Beide Elemente werden mit fast dem gleichen Fluß angeboten. Die Kohlenstoffsegregation setzt im Gegensatz zum Bor erst ab Wachstumstemperaturen von 600°C ein.

In der Literatur lassen sich nur wenige Aussagen über die Segregation des Kohlenstoffs in dem Material Silizium finden. Die Gruppe von Aoyama [Ao95] berichtet von der Reduzierung der Konzentration des Kohlenstoffs an der Substrat-Epitaxie-Grenzfläche durch dessen Oberflächensegregation während des epitaxialen Siliziumwachstums. Die Experimente wurden mit einer UHV-CVD-Anlage durchgeführt. Mit Hilfe von SIMS-Tiefenprofilen sind die Kohlenstoffkonzentrationen in drei verschiedenen Schichten bei den Wachstumstemperaturen 625°C, 725°C und 775°C analysiert worden. Dabei konnte nur bei 725°C eine Segregation des Kohlenstoffs beobachtet werden.

Die Gruppe von Zerlauth untersuchte die Segregationseigenschaften des Kohlenstoffs an modulationsdotierten Strukturen [Ze98]. Dazu wurden Si_{1-y}C_y/Si-Schichten mit sechs Perioden 10 nm Si_{1-y}C_y und 50 nm Si mit den Temperaturschritten von 50°C im Bereich zwischen 400°C und 650°C abgeschieden. In den einzelnen Proben variierte der Kohlenstoffgehalt von 0,34 % ($n_B = 1,7 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) bis 1,95 %

($n_B = 9,8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). Aus Analysen eines Hochauflösungs-SIMS wurde für den untersuchten Parameterraum geschlußfolgert, daß die Segregationsweite der Kohlenstoffatome sehr klein und somit zu vernachlässigen sei. Diese Aussage wird durch unsere Experimente nicht bestätigt.

Kim untersuchte diesen Wachstumsmechanismus mit der Methode der Röntgenstrahlenphotoelektronenspektroskopie (engl.: X-ray photoelectron spectroscopy, XPS) [Ki96]. Er beobachtete die Segregation im Temperaturbereich zwischen 350°C und 600°C bei sehr hohen Volumenkonzentrationen des Kohlenstoffs (~ 1 %). Mit dem Basisexperiment läßt sich die Segregation jedoch erst ab einer Wachstumstemperatur von 600°C nachweisen.

Die Methode zur Bestimmung der Adatomkonzentration von Dotierstoffen bietet die Möglichkeit die Segregationseigenschaften des Elements Kohlenstoff im Silizium intensiv zu untersuchen. Es läßt sich eine Segregation auf der Silizium (100) Oberfläche für Kohlenstoffkonzentrationen im Bereich zwischen $n_B = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und $n_B = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ab Wachstumstemperaturen von 600°C nachweisen [Oe00b].

6.6 Segregation in Silizium-Germanium

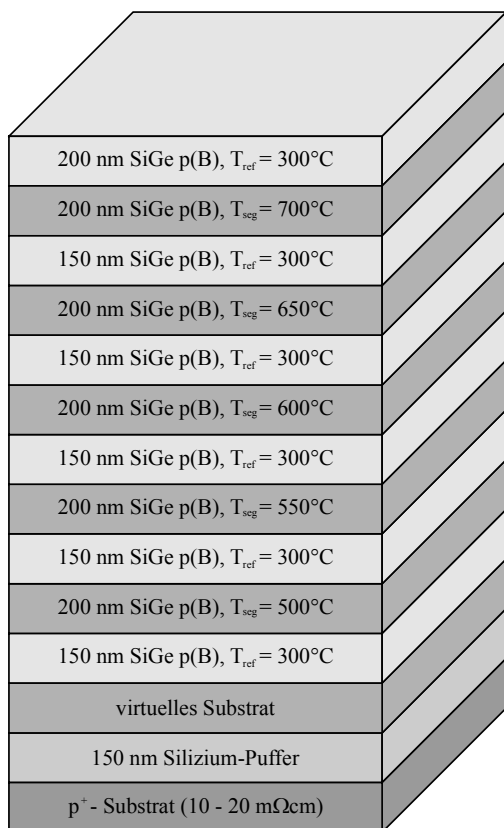


Abb. 6.21: Schichtstruktur für die Untersuchung der Bor- und Kohlenstoff-segregation in SiGe-Schichten.

Nach den intensiven Untersuchungen der Segregationseigenschaften von den Elementen Bor und Kohlenstoff im Materialsystem Silizium soll diese nun ebenfalls im weitaus interessanteren Matrixmaterial Silizium-Germanium durchgeführt werden. Aus der Abbildung 6.18 läßt sich die Segregation von Kohlenstoff in einer SiGe-Schicht mit einem Germaniumgehalt von 27% nachweisen.

Die Abbildung 6.21 zeigt die nominelle Schichtstruktur für die Untersuchung der Segregation. Das Wachstum erfolgt unter den Bedingungen des Kapitels 6.2. Nach der thermischen Reinigung bei 900°C und dem Standardsiliziumpuffer muß zunächst die Gitterfehlpassung zwischen dem Silizium und dem Silizium-Germanium überwunden werden. Dies geschieht durch ein virtuelles Substrat, in dem der Streß durch injizierte Punktdefekte abgebaut wird. Damit läßt sich der Prozeß des

Relaxierens der SiGe-Schicht definiert durchführen und es stellt sich die zugehörige Gitterkonstante ein. Erst ab diesem Punkt beginnen die Untersuchungen der Segregations-eigenschaften, d. h. die Borzelle wird zu diesem Zeitpunkt erst geöffnet.

Aus den Ergebnissen des Matrixmaterials Silizium wird für die Untersuchung ein Temperaturbereich zwischen 500°C und 700°C ausgewählt. Die Referenztemperatur des Basisexperiments kann ebenfalls mit 300°C übernommen werden. Bei dem Materialsystem Silizium-Germanium kommt jedoch ein weiterer Parameter hinzu. Dies ist der Germaniumgehalt der Schicht. Die Untersuchungen sind an den zwei Gehalten $X = 20\%$ und $X = 33\%$ durchgeführt worden.

Die Abbildung 6.22 zeigt das SIMS-Tiefenprofil des Schichtstapels mit einem Germaniumgehalt von 20%. Zusätzlich ist der Verlauf der Wachstumstemperatur auf der rechten Ordinaten aufgetragen. Die verwendete Germaniumzelle liefert nebenbei auch einen Kohlenstoffanteil in Abhängigkeit des Ge-Flusses. In dieser Schicht beträgt der Kohlenstofffluß $F_C = 8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

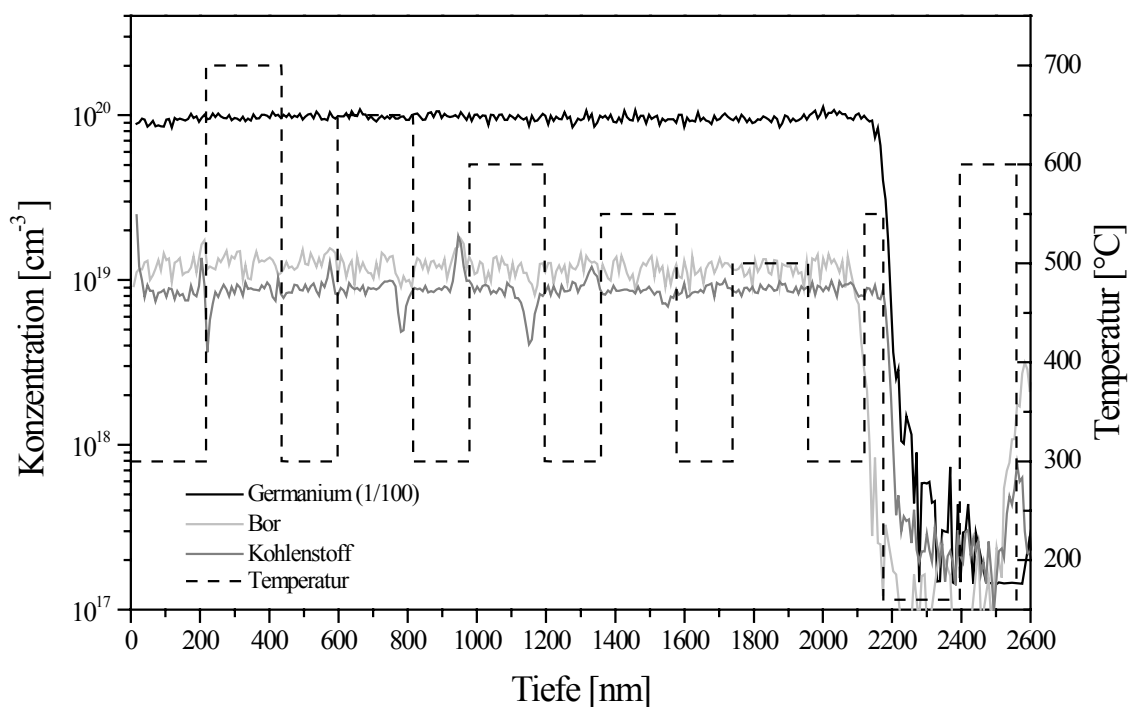


Abb. 6.22: SIMS-Tiefenprofil für die Untersuchung der Abhängigkeit der Bor- und Kohlenstoffsegregation von der Wachstumstemperatur in einer SiGe-Schicht mit einem Germaniumgehalt $X = 20\%$.

Das Germaniumprofil ist über die gesamte SiGe-Schicht konstant. Bei allen Untersuchungstemperaturen von 500°C bis 700°C liefert die Epitaxiensequenz aus Kapitel 5.1 keine Änderung der Boratomkonzentration. Die Segregation des Bors im 20% SiGe ist somit weit kleiner als in Silizium, vergleiche dazu Abbildung 6.14. Das Kohlenstoffprofil zeigt ab 550°C Änderungen der Oberflächenkonzentration der C-

Adatome, im Gegensatz zu den Ergebnissen im Matrixmaterial Silizium, wo die Segregation von C erst ab 600°C Wachstumstemperatur nachgewiesen werden konnte. Die größte Segregation läßt sich hier bei einer Untersuchungstemperatur von 600°C finden.

Das SIMS-Tiefenprofil eines zweiten Schichtstapels mit dem höheren Germaniumgehalt von 33% zeigt die Abbildung 6.23. In ihm ist eine Borsegregation ab 600°C zu beobachten. Der Kohlenstoff segregiert hier bereits ab 500°C. Wie für die SiGe-Schicht mit einem Germaniumgehalt von 20% kann bei einer Untersuchungstemperatur von 600°C die größte Oberflächenkonzentration gefunden werden.

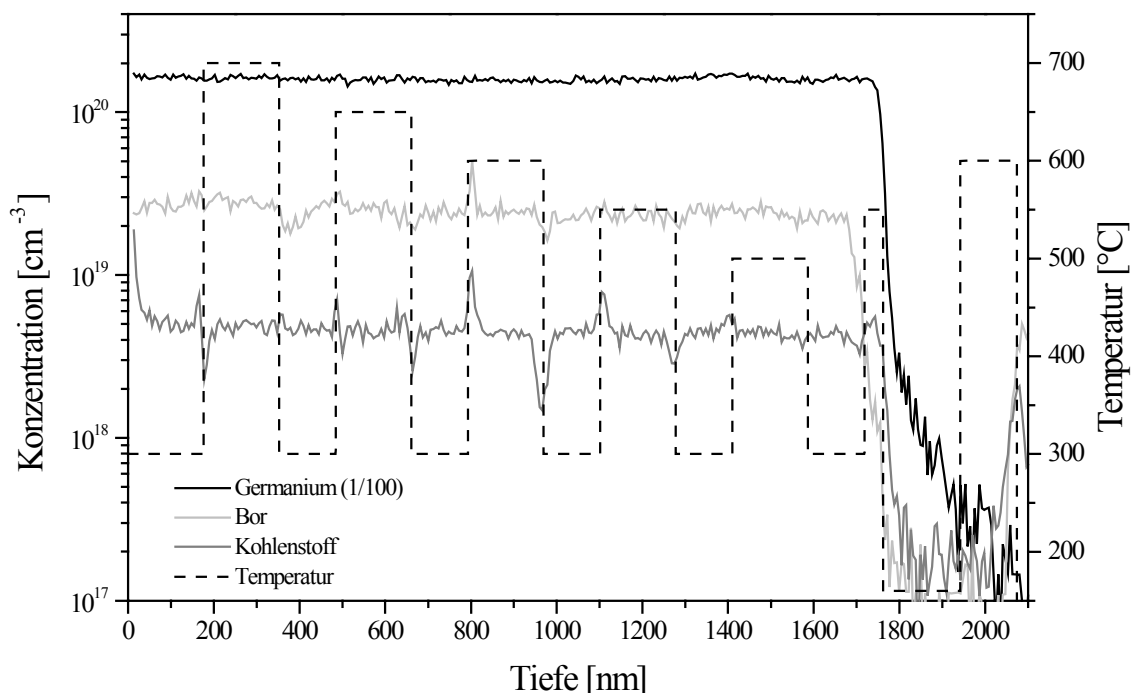


Abb. 6.23: SIMS-Tiefenprofil für die Untersuchung der Abhängigkeit der Bor- und Kohlenstoffsegregation von der Wachstumstemperatur in einer SiGe-Schicht mit einem Germaniumgehalt $X = 33\%$.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Segregation des Elements Bor im Silizium-Germanium für $X=20\%$ und $X=33\%$ deutlich geringer ausfällt als im Matrixmaterial Silizium. Dagegen segregiert der Kohlenstoff deutlich stärker in SiGe.

Kapitel 7

Anwendung auf das Wachstum von Bauelementstrukturen

Die Ergebnisse über die Segregationseigenschaften des Elementes Bor in Silizium werden für das Wachstum zweier spezieller Bauelemente, die besondere Anforderungen an die Dotierung stellen, angewendet. Dies sind die zwei Diodenstrukturen Esaki-Tunnel diode und Impatt-Diode.

7.1 Esaki Tunnel diode

In entarteten p-n-Übergängen entdeckte Esaki den negativ differentiellen Widerstand, als direkte Folge eines ausgeprägten Tunnelstroms [Es58], d. h. das Bauelement weist einen Spannungsbereich auf, in dem bei zunehmender Spannung der Strom abnimmt. Die Wachstumsstrategie und die erzielten Ergebnisse einer solchen diskreten Esaki Tunnel diode werden in diesem Abschnitt diskutiert.

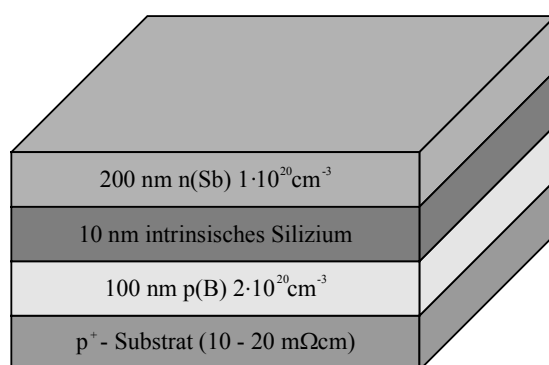


Abb. 7.1: Schichtstruktur einer Esaki Diode.

Siliziumpuffer entfallen muß, da er einen parasitären Serienwiderstand im Bauelement bilden würde. Um ein möglichst perfektes kristallines Wachstum zu erreichen, sollte die erste Schicht auf dem Substrat mit einer Wachstumstemperatur von etwa 600°C abgeschieden werden. Wird jedoch die p dotierte Schicht bei 600°C gewachsen, so ergibt sich bei einer Dotierung von $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ eine Bor Oberflächenkonzentration von

Die Abbildung 7.1 zeigt den Schichtaufbau einer diskreten Esaki-Diode. Jedoch stellen die benötigten hohen Dotierungen sowohl in der p- als auch in der n-Schicht, die für die Entartung des p-n-Übergangs benötigt werden, eine sehr hohe Anforderung an das epitaktische Wachstum. Da die Diode diskret aufgebaut ist, erfolgt die Kontaktierung der p-Schicht über die Rückseite des Substrats. Dies bedeutet für das Wachstum, daß der typische

$2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, d. h. etwa eine viertel Monolage Bor würde am Ende des p-Gebiets auf der Substratoberfläche liegen. Anschließend muß 10 nm dickes intrinsisches Silizium mit einem möglichst scharfen Übergang abgeschieden werden. Mit einer viertel Monolage Bor auf der Oberfläche läßt sich dies jedoch nicht erreichen, so daß dafür eine spezielle Wachstumsstrategie benötigt wird.

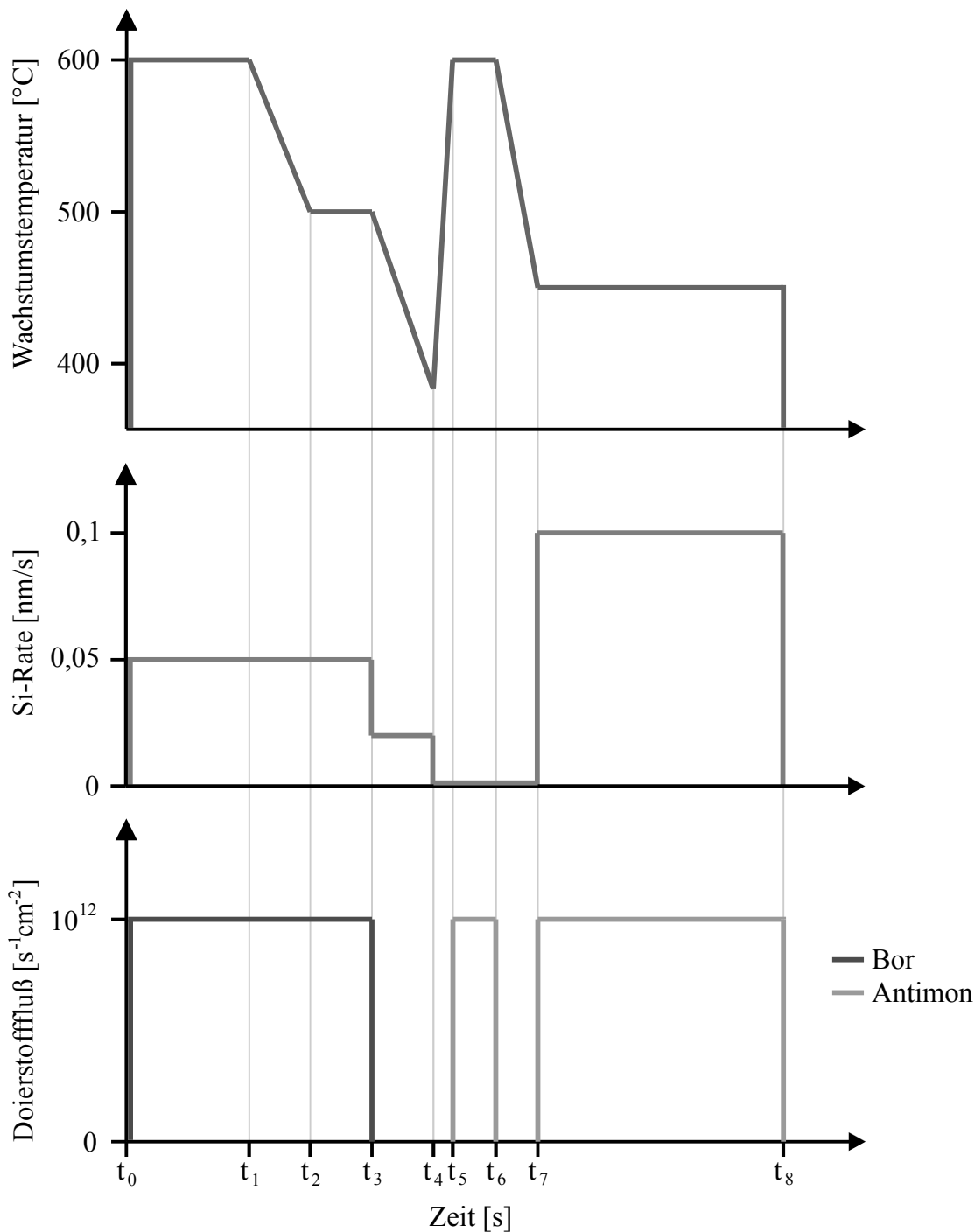


Abb. 7.2: Wachstumsstrategie für eine Esaki Diode mit einer intrinsischen Schichtdicke von 10 nm.

Das natürliche Oxid auf dem Siliziumsubstrat wird standardmäßig durch eine thermische Reinigung bei 900°C entfernt. Danach beginnt das Schichtwachstum mit der in Abbildung 7.2 schematisch dargestellten Strategie. Da die Borzelle nur einen maximalen Fluß von $F_B = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ liefert, wird die p^+ -Schicht mit einer Siliziumrate von $R_{\text{Si}} = 0,5 \text{ \AA/s}$ gewachsen. Der Start am Zeitpunkt t_0 erfolgt standardmäßig bei einer Substrattemperatur von 600°C , um eine möglichst gute Siliziumoberfläche zu generieren. Jedoch beträgt die Bor-Oberflächenkonzentration mehr als eine viertel Monolage, da bei kleinerer Si-Rate die Segregationsweite noch zunimmt. Durch eine Absenkung der Substrattemperatur kann Δ_S deutlich verkleinert werden. Dies geschieht am Punkt t_1 , in dem eine lineare Temperaturrampe bis zum Punkt t_2 gefahren wird. Die Endtemperatur von 500°C ist anschließend bis t_3 konstant. Die Borzelle wird zum Zeitpunkt t_3 geschlossen und heruntergefahren.

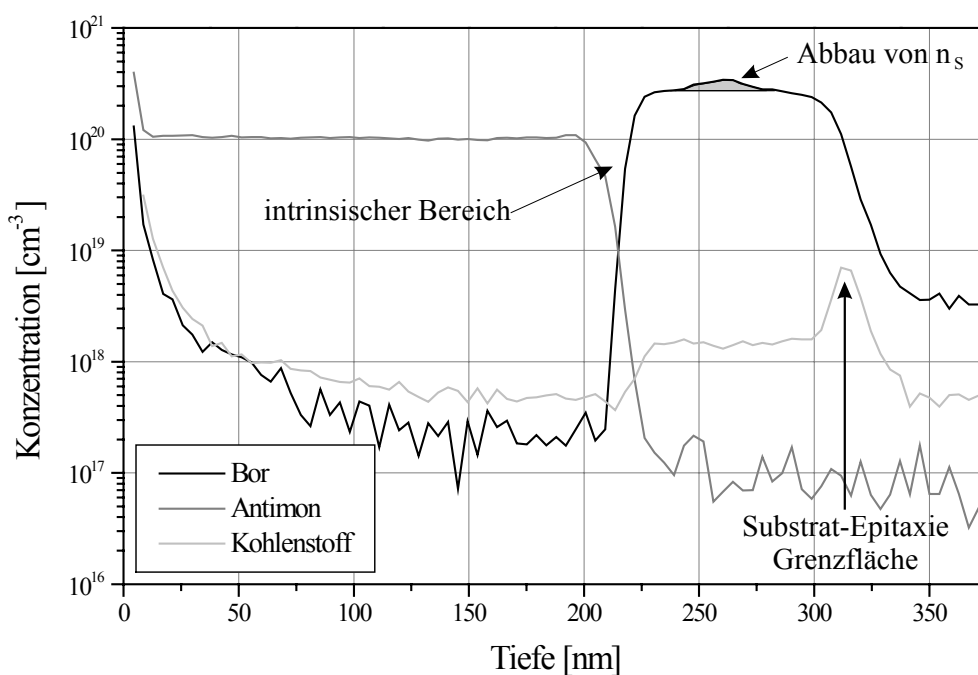


Abb. 7.3: SIMS-Tiefenprofil einer Esaki Diode mit einer intrinsischen Schichtdicke von 10 nm .

In dem Bereich von t_1 bis t_3 findet sich der Teil des Abkühlens des Basisexperiments wieder, siehe auch das SIMS-Tiefenprofil in Abbildung 7.3. Die grau markierte Fläche entspricht der Änderung der Bor-Oberflächenkonzentration zwischen $T = 600^\circ\text{C}$ und $T = 500^\circ\text{C}$, die durch die Änderung der Segregationsweite zustande kommt.

Jedoch liegt bei 500°C immer noch eine kleine Menge Bor auf der Oberfläche. Aus diesem Grund, wird am Punkt t_3 das restliche Bor eingefroren. Dazu muß die Substrattemperatur auf unter 400°C gesenkt werden. Gleichzeitig wird die Siliziumrate auf

die Zeitdifferenz $t_4 - t_3$ angepaßt, so daß die intrinsische Schicht die angestrebte Dicke von 10 nm aufweist.

Für die Erzeugung eines sehr scharfen Übergangs zwischen der intrinsischen und der hochdotierten n-Schicht wird die Dotiermethode pre-build up angewendet [Oe02b]. Dazu muß zunächst die zur Wachstumstemperatur gehörende Oberflächenkonzentration von Antimonatomen vorbelegt werden. Danach startet das normale Schichtwachstum. Antimon sollte bei hohen Substrattemperaturen vorbelegt werden, da es als Sb_4 -Molekül verdampft. Aus diesem Grund wird zwischen t_4 und t_5 die Temperatur auf 600°C erhöht und danach werden bis t_6 die benötigten Antimonatome auf die Oberfläche aufgebracht. Anschließend muß die Substrattemperatur wieder gesenkt werden und ab dem Zeitpunkt t_7 erfolgt das eigentliche Wachstum der n^+ -Schicht.

Die Abbildung 7.3 zeigt das SIMS-Tiefenprofil der Esaki-Tunnelodiode mit einer intrinsischen Schichtdicke von 10 nm. Durch die begrenzte Tiefenauflösung kann jedoch nichts über die Steilheit der Dotierübergänge ausgesagt werden. Jedoch läßt sich der Effekt der Temperaturverkleinerung in der p-Schicht, und der damit verbundene Abbau der Bor-Oberflächenkonzentration sehr gut beobachten bzw. berechnen.

Die elektrischen Messungen dieser Esaki-Tunnelodiode zeigen einen negativ differentiellen Widerstand [Re03].

7.2 Integrierte Impatt-Diode

Die Impatt-Diode (engl. Impact Avalanche Transit Time) ist ein auf Silizium basierendes aktives Halbleiterbauelement, welches im oberen Mikrowellenbereich über 100 GHz Leistungen erzeugen kann. Durch Stoßionisation werden Ladungsträger generiert die anschließend durch den sogenannten Driftraum zur Elektrode driften. Die beim Lawinenprozeß entstehende Phasenverschiebung (90°) ergibt zusammen mit dem

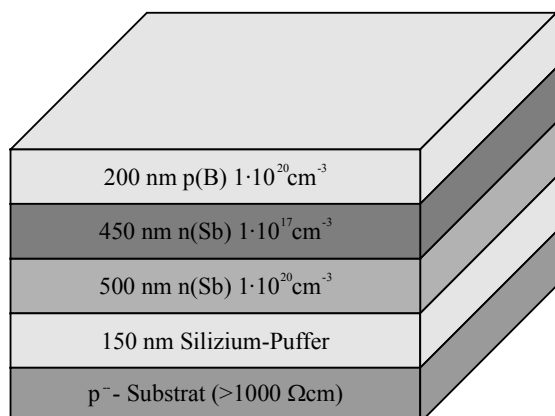


Abb. 7.4: Schichtstruktur einer Impatt-Diode.

Laufzeitwinkel eine Phasenverschiebung zwischen 90 und 180° (abhängig von der Länge der Driftzone) und somit einen negativen differentiellen Widerstand an den äußeren Elektroden. Dies läßt sich zur Leistungsverstärkung oder Entdämpfung resonanter Strukturen einsetzen. Im folgenden wird die Wachstumsstrategie für diese Impatt-Diodenstruktur diskutiert.

Für die Realisierung einer integrierten Impatt-Diode wird der in Abbildung 7.4 gezeigte Schichtstapel benötigt. Dabei sollten die Dotierübergänge von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ auf $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ im n-Gebiet und am p-n-

Übergang von $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ auf $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ sehr scharf ausgeprägt sein. Für den Einsatz in integrierten Hochfrequenzschaltungen muß zusätzlich die Diodenstruktur auf einem hochohmigen Substrat ($> 1000 \Omega\text{cm}$) gewachsen werden. Im Gegensatz zur diskreten Esaki-Tunneldiode startet das Wachstum nach der thermischen Reinigung mit einem 150 nm dicken Siliziumstandardpuffer bei einer Substrattemperatur von 600°C zum Zeitpunkt t_0 . Die gesamte Wachstumsstrategie ist in Abbildung 7.5 dargestellt.

Für die untere vergrabene Kontaktschicht (engl. buried layer) des Bauelements wird die Dotiermethode pre-build up verwendet. Dazu muß zunächst die benötigte Menge Antimon von t_1 bis t_2 auf die Oberfläche aufgelegt werden. Danach erfolgt eine Temperaturabkühlung auf 431°C . Zum Zeitpunkt t_3 startet das eigentliche Wachstum der 500 nm dicken hochdotierten Antimonschicht. Durch die Segregationseigenschaften des Antimons liegt am Ende der Kontaktschicht bei t_4 eine Monolage Sb auf der Substratoberfläche, was für die weitere Wachstumsstrategie berücksichtigt werden muß.

Die Segregationsweite bei 431°C läßt sich aus dem Verhältnis der Oberflächenbedeckung zur Volumenkonzentration zu 70 nm berechnen. Dagegen beträgt Δ_S bei 600°C 0,8 mm. Durch die Wachstumsunterbrechung und Temperaturerhöhung im Bereich zwischen t_4 und t_5 ändert sich die Segregationsweite um etwa den Faktor 10000. Würde nun zum Zeitpunkt t_5 nur Silizium abgeschieden, so wäre die n-Schicht mit $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ dotiert. Zur Erhöhung der Dotierkonzentration wird das Verfahren der Sekundärionenimplantation DSI verwendet. Durch ein definiertes Substratpotential kann die benötigte höhere Dotierung eingestellt werden.

Die obere Bor-dotierte Kontaktschicht wird ebenfalls mit dem Verfahren pre-build up gewachsen. Aus der Segregationsweite von 10 nm für Bor bei einer Substrattemperatur von 600°C bestimmt sich die Vorbelegung zu $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Diese wird ab dem Zeitpunkt t_6 aufgelegt. Danach findet das eigentliche Wachstum der Kontaktschicht zwischen t_7 und t_8 statt.

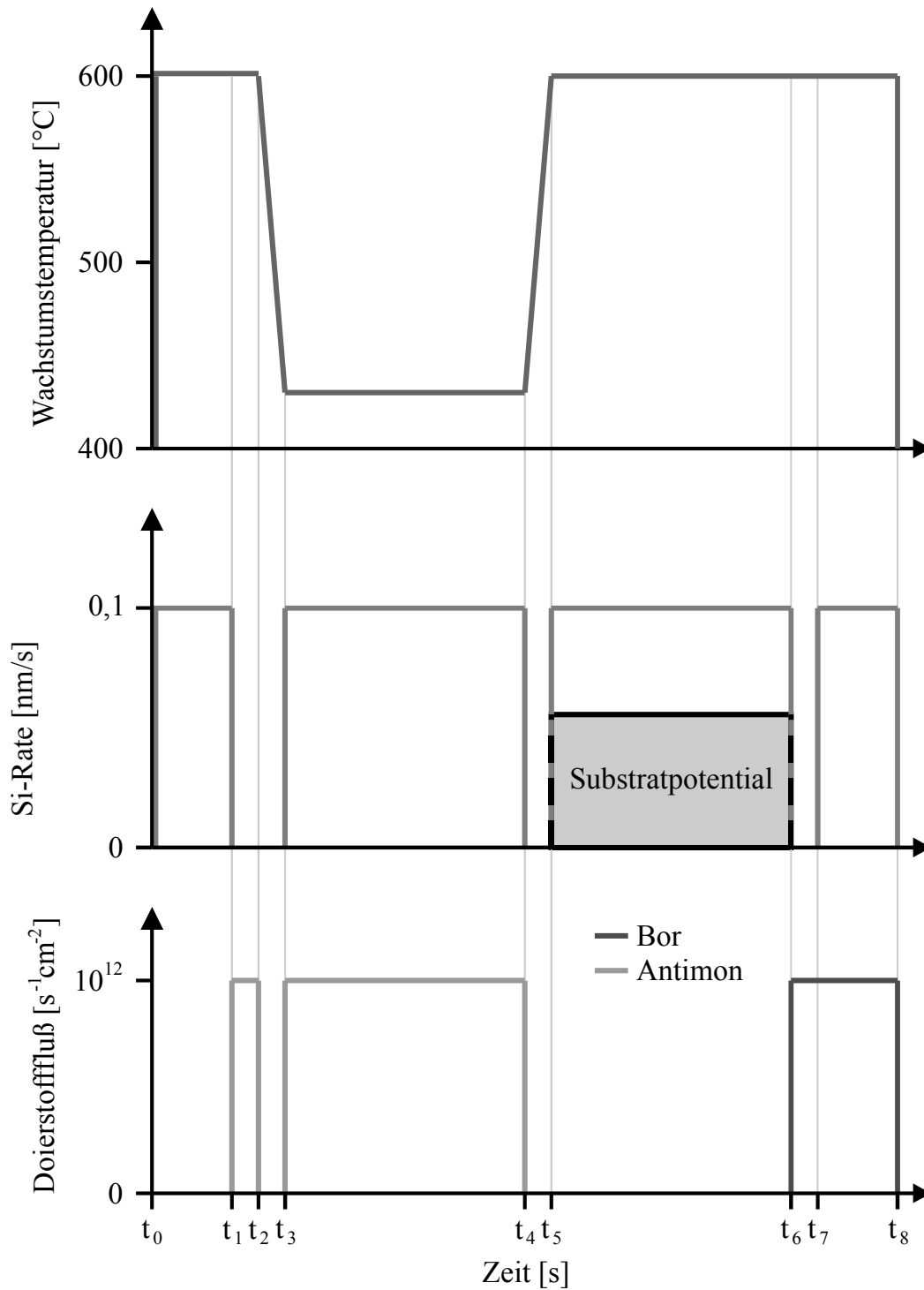


Abb.7.5: Wachstumsstrategie für eine integrierte Impatt-Diode.

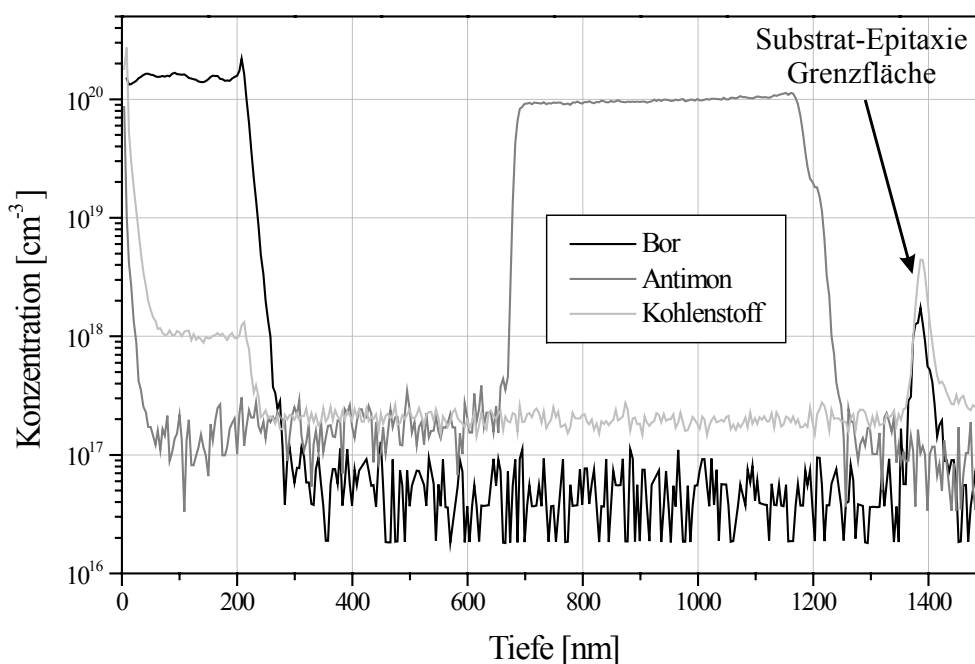


Abb. 7.6: SIMS-Tiefenprofil einer Impatt-Diodenstruktur.

In Abbildung 7.6 ist das SIMS-Tiefenprofil dieser Impatt-Diode dargestellt. Anhand der Substrat-Epitaxie Grenzfläche kann die Gesamtschichtdicke mit 1380 nm abgelesen werden. Dies entspricht einer Wachstumsrate von 1,1 Å/s. Nach dem intrinsischen Puffer startet der n⁺-Kontakt mit einer Vorbelegung. Die SIMS-Analyse zeigt jedoch, daß diese zu klein gewählt ist, da sich zunächst eine Volumenkonzentration von nur $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ einstellt. Erst nach dem Erreichen der Gleichgewichtsatomkonzentration wird die angestrebte Dotierung von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ erreicht. Die Dotierung in der n-Schicht läßt sich nicht bestimmen, da der SIMS-Hintergrund für Antimon etwa $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ beträgt. Die SIMS-Verschmierung limitiert die Auflösung für die Steilheit der Dotierübergänge. Das ist besonders deutlich am p⁺-Kontakt zu sehen. Das Borprofil zeigt am p-n-Übergang einen leichten Überschwinger. Dies wird durch eine hohe Vorbelegung erklärt und der Dotierübergang ist in Wirklichkeit atomar scharf. An dem Anstieg des Profils kann die SIMS-Auflösung mit 20 nm/Dekade bestimmt werden.

Die elektrischen Messungen dieser Impatt-Dioden zeigten Schwingfrequenzen von über 100 GHz [Sc03].

Kapitel 8

Diskussion und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden umfangreiche Untersuchungen zum Verständnis der Oberflächensegregation von Dotierstoffen in den Materialsystemen Silizium und Silizium-Germanium durchgeführt. Hierfür konnte ein einfaches Experiment entwickelt werden, das auf einer definierten Epitaxiesequenz beruht. Mit Hilfe einer ex-situ Tiefenprofilanalyse läßt sich daraus die Oberflächenkonzentration der Dotieratome und die zugehörige Volumenkonzentration bestimmen. Das Verfahren kann besonders für Dotierstoffe mit einer Segregationsweite im Bereich einiger Nanometer angewendet werden.

Am Beispiel der Dotierung des Elements Bor in Silizium auf einer (100) Oberfläche konnte die Methode zur Bestimmung der Adatomkonzentration von Dotierstoffen demonstriert werden. Eine Variation des Borflusses bei konstanten Wachstumsparametern Temperatur und Rate besitzt keinen Einfluß auf die Segregationsweite. Dies zeigt auch der exponentielle Abfall der Borkonzentration in dem SIMS-Tiefenprofil nach dem Abschalten des Flusses und ist mit den Daten aus der Literatur konsistent. Für eine Wachstumstemperatur von 600°C konnte eine Segregationsweite von $(9,6 \pm 1,9)$ nm bestimmt werden. Ein Vergleich mit den Daten von Jorke, der bei 600°C die Segregationsweite mit (15 ± 2) nm ermittelte, ergibt eine deutliche Abweichung. Dies läßt sich jedoch mit einer Temperaturdifferenz von 17°C erklären, da die Segregation in diesem Bereich temperaturabhängig ist. Das Basisexperiment bietet somit die Möglichkeit, die Adatomkonzentration von Dotierstoffen in einem Matrixmaterial absolut zu bestimmen.

Mit dieser neuen Methode wurde der Einfluß von Siliziumionen auf die Segregationseigenschaften bei der Dotierung von Silizium mit Bor untersucht. Der Ionenbeschuß der Substratoberfläche vergrößert ab einem Substratpotential von 200 V die Oberflächenkonzentration der Boratome und damit die Segregationsweite. Dies ist eine sehr wichtige Erkenntnis für Wachstumsstrategien von Bauelementen, da zum Beispiel bei der Antimondotierung die Ionen absichtlich eingesetzt werden. Zusätzlich läßt sich durch eine Variation des Borflusses auch eine Konzentrationsabhängigkeit der Boratome auf der Oberfläche nachweisen. Der Ionenbeschuß bei der Bordotierung bzw. bei dem Abbau der Boratome wirkt sich sehr nachteilig auf die Dotierprofile aus. Eine mögliche Erklärung hierfür besteht in der Diffusion der Boratome über Zwischengitterplätze des Siliziumkristalls an die Oberfläche.

Weitere Experimente bestätigten die Temperaturabhängigkeit der Borsegregation in Silizium. In einem speziellen Basisexperiment konnte bei einer Wachstumstemperatur von 700°C ein maximaler Einbau des Elements Bor mit $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ nachgewiesen werden.

Die Epitaxiesequenz wurde auch zur Untersuchung der Segregationseigenschaften für den Kohlenstoff in Silizium eingesetzt, da es für dieses System in der Literatur nur sehr wenige Aussagen gibt. Ab Wachstumstemperaturen von 600°C können Kohlenstoffadatomate auf der Oberfläche und damit die Kohlenstoffsegregation nachgewiesen werden.

Für das heutzutage sehr interessante Materialsystem Silizium-Germanium wurde ebenfalls mit dem Basisexperiment die Segregation des Elements Bor analysiert. Da der eingesetzte Germaniumverdampfer neben dem Germanium auch einen geringen Anteil an atomarem Kohlenstoff verdampft, können gleichfalls Aussagen über die Kohlenstoffsegregation getroffen werden. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Segregation des Elements Bor im Silizium-Germanium für Gehalte von $X = 20\%$ und $X = 33\%$ deutlich geringer ausfällt als im Matrixmaterial Silizium. Die Ergebnisse liegen in der Nähe der Nachweisgrenze. Dagegen segregiert der Kohlenstoff deutlich stärker als im Silizium und kann bereits bei tieferen Wachstumstemperaturen nachgewiesen werden.

Die Ergebnisse des Basisexperiments über die Segregationseigenschaften des Elementes Bor in Silizium sind für das Wachstum zweier spezieller Bauelemente, die besondere Anforderungen an die Dotierung stellen, angewendet worden. Die erzielten Resultate an den zwei Diodenstrukturen Esaki-Tunneldiode und Impatt-Diode werden ausführlich beschrieben.

Die Methode zur Bestimmung der Oberflächenkonzentration der Dotieradatomate bietet für die Untersuchung des Wachstums von Halbleiterstrukturen eine Vielzahl an neuen Möglichkeiten und Experimenten. Sie läßt sich ohne Probleme auf andere Materialsysteme übertragen, in denen die Segregationsweite im Bereich einiger Nanometer liegt. Zum Beispiel könnten die Segregationsdaten für andere Dotierstoffe, wie Phosphor, bestimmt werden. Eine andere Anwendung besteht in der Untersuchung von Surfactant-Effekten, d. h. bei dem gleichzeitigen Angebot zweier Dotierstoffe.

In der Forschung ergeben sich eine Vielzahl von weiteren möglichen Anwendungen, da in der vorliegenden Arbeit nur der Gleichgewichtsbereich des Basisexperiments für die Auswertung genutzt wurde. Zum Beispiel läßt sich mit Hilfe eines Hochauflösungs-SIMS-Tiefenprofils die Genauigkeit der Messung deutlich verbessern. Somit könnten auch die zwei anderen Bereiche der Temperaturänderung und des Nichtgleichgewichts für die Auswertung genutzt werden, da sich in ihnen noch eine Menge an Informationen befinden.

In neuartigen Halbleiterbauelementen werden immer häufiger definierte Deltadotierungen eingesetzt. Jedoch lassen sich diese hauptsächlich nur durch eine Wachstumsunterbrechung herstellen, was immer mit einer gleichzeitigen Verunreinigung der Oberfläche durch das Restgas verbunden ist. Eine Abhilfe dafür könnte die schnelle Temperaturabkühlung im Basisexperiment bringen, da dabei eine Deltadotierung in der Siliziumschicht erzeugt wird.

Kapitel 9

Literaturverzeichnis

- [Al88] F. Allen, E. Kasper, in Silicon Molecular Beam Epitaxy, Volume 1, edited by E. Kasper and J.C. Bean (CRC Press, Inc., 1988),p. 65
- [Ao95] T. Aoyama, T. Suzuki, K. Arai, T. Tatsumi, J. Crystal Growth **157** (1995) 323
- [Ba98] M. Bauer, M. Oehme, K. Lyutovich, E. Kasper, Thin Solid Films **336** (1998) 104
- [Ba00] M. Bauer, M. Oehme, M. Sauter, G. Eifler, E. Kasper, Thin Solid Films **000** (2000) 228
- [Ba01] M. Bauer, C. Schöllhorn, K. Lyutovich, E. Kasper, M. Jutzi, M. Berroth, Mat. Sci. Eng. B (2001)
- [Bo67] A.F. Bogenschütz, Ätzpraxis für Halbleiter, Carl Hanser Verlag München (1967)
- [Co00] G.A. Cooke, T.J. Ormsby, M.G. Dowsett, C.P. Parry, A. Murell. E.J.H. Collart, J. Vac. Sci. Technol. B **18** (2000) 493
- [Do92] M.G. Dowsett, R.D. Barlow, H.S. Fox, R.A.A. Kubiak, R. Collins, J. Vac. Sci. Technol. B **10** (1992) 336
- [Dü99] H. Düsterhöft, M. Riedel, B.K. Düsterhöft, Einführung in die Sekundärionenmassenspektrometrie -SIMS-, B.G. Teubner Stuttgart Leipzig (1999)
- [Eb00] K. Eberl, O.G. Schmidt, R. Duschl, in Properties of Silicon Germanium and SiGe:Carbon, edited by E. Kasper and K. Lyutovich (INSPEC, Institution of Electrical Engineers, London, 2000), p.75
- [Ei02] G. Eifler, E. Kasper, Kh. Ashurov, S. Morozov, J. Vac. Sci. Technol. A **20** (2002) 945

-
- [Es58] L. Esaki, Phys. Rev. **109** (1958) 603
- [Ep98] Epi MBE Products Group, Produktkatalog (1998)
- [Fa00] R.A. Falk, Proceedings of 26th International Symposium for Testing and Failure Analysis Nov 2000, Bellevue WA USA
- [Fr88] E. de Fresart, K.L. Wang, S.S. Rhee, Appl. Phys. Lett. **53** (1988) 48
- [Go88] P.J. Goodhew, F.J. Humphreys, Microscopy and Analysis³s, Mc Graw-Hill Book Company, UK, (1988)
- [Ha89] J.F. O'Hanlon, A User's Guide to Vacuum Technology, 2nd ed., John Wiley & Sons, Inc., 1989
- [He96] M.A. Herman, H. Sitter, Molecular Beam Epitaxy, Springer Verlag Berlin Heidelberg (1996)
- [Ho95] K.D. Hobart, D.J. Godbey, M.E. Twigg, M. Fatemi, P.E. Thompson, D.S. Simons, Surf. Sci. **334** (1995) 29
- [Hr95] H.J. Herzog, in: E. Kasper (Ed), Properties of Strained and Relaxed Silicon Germanium, INSPEC, Institution of Electrical Engineers, London, 1995, p.49
- [Hu95] J. Humlicek, in: E. Kasper (Ed), Properties of Strained and Relaxed Silicon Germanium, INSPEC, Institution of Electrical Engineers, London, 1995, p.116
- [Jo85] H. Jorke, H.-J. Herzog, H. Kibbel, Appl. Phys. Lett. **47** (1985) 511
- [Jo86] H. Jorke, H. Kibbel, J. Electrochem. Soc. **133** (1986) 774
- [Jo88] H. Jorke, Surf. Sci. **193** (1988) 569
- [Jo89] H.Jorke, H.Kibbel, F.Schäffler, A.Casel, H.-J.Herzog and E.Kasper, Appl.Phys.Lett. **54** (9) (1989)819
- [Jo90] H. Jorke, H. Kibbel, Appl. Phys. Lett. **57** (1990) 1763
- [Jo00] H. Jorke, in Properties of Silicon Germanium and SiGe:Carbon, edited by E. Kasper and K. Lyutovich (INSPEC, Institution of Electrical Engineers, London, 2000), p.287
- [Ka80] E. Kasper, Wiss. Ber. AEG (Allg. Electricitaets. Ges.) Telefunken **53** (1980) 170
- [Ka86] E. Kasper, Surf. Sci. **174** (1986) 630

-
- [Ka98] E. Kasper, M. Bauer, M. Oehme, *Thin Solid Films* **321** (1998) 148
- [Ka00] E. Kasper, M. Oehme, *Appl. Phys. Lett.* **76** (2000) 3573
- [Ke70] W. Kern, D.A. Puotinen, *RCA Rev.* **31** (1970) 187
- [Ki96] M. Kim, G. Lippert, H.J. Osten, *J. Appl. Phys.* **80** (1996) 5748
- [Ma90] N.L. Matthey, M. Hopkinson, R.F. Houghton, M.G. Dowsett, D.S. McPhail, T.E. Whall, E.H.C. Parker, *Thin Solid Films* **184** (1990) 15
- [Mr91] L.C. Markert, J.E. Greene, W.-X. Ni, G.V. Hannson, J.-E. Sundgren, *Thin Solid Films* **206** (1991) 59
- [Mg96] S.N. Magonov, M.H. Whangbo, in *Surface Analysis with STM and AFM* (VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim, 1996)
- [Ni01] W.-X. Ni, K. Lyutovich, J. Alami, C. Tengstedt, M. Bauer, E. Kasper, *J. Cryst. Growth* **227-228** (2001) 756
- [Nü96] J.F. Nützel, G. Abstreiter, *Phys. Rev. B* **53** (1996) 13551
- [Oe98] M. Oehme, M. Bauer, *Thin Solid Films* **336** (1998) 347
- [Oe00a] M. Oehme, M. Bauer, T. Grasby, E. Kasper, *Thin Solid Films*, **369** (2000) 138
- [Oe00b] M. Oehme, M. Bauer, C.P. Parry, G. Eifler, E. Kasper, *Thin Solid Films*, **380** (2000) 75
- [Oe02a] M. Oehme, M. Bauer, E. Kasper, *Mat. Sci. & Eng.* **B89** (2002) 332
- [Oe02b] M. Oehme, E. Kasper, *Int. J. Mod. Phys. B* **16** (2002) 4285
- [Pa92] C.P. Parry, R.A. Kubiak, S.M. Newstead, T.E. Whall, E.H.C. Parker, *J. Appl. Phys.* **71** (1992) 118
- [Pf76] S. Pfüller, *Halbleitermeßtechnik*, VEB Verlag Technik Berlin (1976)
- [Pi94] C. Pickering, R.T. Carline, *J. Appl. Phys.* **75** (1994), 4642
- [Re03] G. Reitemann, Dissertation „Band-Band Tunneldioden auf Silizium/Silizium-Germanium-Basis Herstellung, Charakterisierung und Aufbau von Tunneldiodenschaltungen“(2003)
- [Ri98] L. Reimer, *Scanning Electron Microscopy* 2nd edition, edited by P.W. Hawkes (Springer Series in Optical Sciences Vol. **45**, 1998)
-

-
- [Rü97] H. Rücker, B. Heinemann, W. Röpke, G. Fischer, G. Lippert, H.J. Osten, R. Krups, Technical Digest, International Conference Simulates on Semiconductor Processes and Devices (IEEE, Piscataway, NJ 1997), p.281
- [Sa98] M. Sauter, Diplomarbeit (1998)
- [Sc98] C. Schöllhorn, M. Oehme, M. Bauer, E. Kasper, Thin Solid Films **336** (1998) 109
- [Sc03] C. Schöllhorn, M. Morschbach, M. Oehme, J. Hasch, H. Irion, E. Kasper, proceeding of European Microwave (2003), accepted
- [Se98] B. Sell, C. Gatzke, J.M. Fernandez, Semicond. Sci. Technol. **13** (1998) 423
- [So97] P.A. Stolk, H.-J. Gossmann, D.J. Eaglesham, D.C. Jacobson, C.S. Rafferty, G.H. Gilmer, M. Jaraiz, J.M. Poate, H.S. Luftman, T.E. Haynes, J. Appl. Phys. **81** (1997) 6031
- [St91] F.A. Stevie, R.G. Wilson, J. Vac. Sci. Technol. A **9** (1991) 3064
- [Sz69] S.M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, Wiley-Interscience, (1969), p.28
- [We03] J. Werner, K. Lytovich, C.P. Parry, Europ. J. Appl. Phys., is accepted
- [Ze98] S. Zerlauth, C. Penn, H. Seyringer, J. Stangl, G. Brunthaler, G. Bauer, F. Schäffler, Thin Solid Films **321** (1998) 33

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denjenigen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. phil. E. Kasper für die Übertragung des äußerst interessanten Themas und seine vielfältige Unterstützung, insbesondere seine ständige Bereitschaft aktuelle Fragen und Probleme in vielen anregenden und hilfreichen Diskussionen zu erörtern.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. J. H. Werner möchte ich für die Übernahme des Mitberichts recht herzlich danken.

Meinem Kollegen, Herrn Dipl.-Phys. Matthias Bauer, gilt mein herzlicher Dank für die jahrelange gute Zusammenarbeit. Die vielen Diskussionen zu theoretischen und praktischen Fragen des MBE-Wachstums trugen sehr zum Gelingen dieser Arbeit bei.

Ein besonderer Dank gilt auch meinem Kollegen Herrn Dipl.-Ing. Georg Eifler für die hervorragende Zusammenarbeit in der MBE-Gruppe. Herrn Dr. Carl Parry danke ich für die eCV-Analysen.

Herrn Dr. Bilger vom Institut für physikalische Elektronik danke ich für die vielen zeitaufwendigen SIMS-Messungen und die RBS-Analyse.

Mein Dank gilt auch Herrn Spallek (Firma GeMeTec) für SIMS-Analysen und Herrn Dr. T. Grasby (Universität Warwick) für die Anfertigung der TEM-Aufnahmen.

Meine Dankbarkeit und Anerkennung geht auch an unsere Werkstatt, in der Herr Klein die schwierigsten mechanischen Probleme lösen konnte, ohne die manchmal ein Weiterkommen in technischen Fragen nicht möglich gewesen wäre.

Meinen Kollegen am Institut für Halbleitertechnik der Universität Stuttgart danke ich für die gute Zusammenarbeit und die entspannte Arbeitsatmosphäre.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Michael Oehme
Geburtsdatum	25. Februar 1972
Geburtsort	Jena
Staatsangehörigkeit	deutsch
Familienstand	ledig

Werdegang

Schule:

1978 - 1986	Allgemeinbildende Polytechnische Oberschule
1986 - 1990	Spezialschule mathematisch - naturwissenschaftlicher Richtung
1990	Abitur

Studium:

1990 - 1997	Physik-Studium an der Friedrich Schiller Universität Jena Diplom Physik
-------------	---

seit Februar 1997	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Halbleitertechnik der Universität Stuttgart
-------------------	---