

**Ionenunterstützte Antimon-Dotierung
für die Silizium-Molekularstrahlepitaxie
von Bauelementstrukturen**

Georg Eifler

Dissertation

**Institut für Halbleitertechnik
Universität Stuttgart
2005**

Ionenunterstützte Antimon-Dotierung für die Silizium-Molekularstrahlepitaxie von Bauelementstrukturen

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

vorgelegt von
Georg Eifler
geboren in Kelkheim

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. Erich Kasper
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. habil. Jürgen H. Werner

Tag der mündlichen Prüfung: 13.07.2005

**Institut für Halbleitertechnik
Universität Stuttgart
2005**

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung.....	13
2	Molekularstrahlepitaxie und Schichtanalytik.....	16
2.1	Grundlagen der Molekularstrahlepitaxie (MBE)	16
2.1.1	Siliziumkristall.....	16
2.1.2	Kristallwachstum (Epitaxie)	17
2.1.3	Verdampfung.....	18
2.1.4	Vakuum	20
2.2	MBE-Anlage.....	21
2.2.1	Substrathalterung und -heizung	22
2.2.2	Antimon-Effusionszelle	24
2.2.3	Silizium-Elektronenstrahlverdampfer	26
2.3	MBE-Wachstumsprozess und Schichtanalyse	27
2.3.1	Wachstumsstrategien zur Bestimmung der Segregationsweite	29
2.3.2	Schichtdickenmessung mit dem Profiler.....	29
2.3.3	Vierspitzenmessung.....	30
2.3.4	Elektrochemische Kapazitäts-Spannungsmessung (eCV).....	33
2.3.5	SIMS (secondary ion mass spectroscopy).....	34
3	Erzeugung, Messung und Einfluss von Ionen.....	35
3.1	Ionengeneration im Elektronenstrahlverdampfer.....	35
3.2	Substratkontakt	37
3.3	Ionensonde.....	39
3.4	Ioneneinfluss auf das epitaktische Wachstum.....	41
4	Antimon-Segregation	46
4.1	Definition der Segregationsweite Δ	46
4.2	Einfluss der Wachstumsparameter.....	50
4.2.1	Jorke-Modell.....	50
4.2.2	Dotierprofile bei sich ändernder Oberflächenkonzentration	51
4.3	Berechnung der Segregationsweite Δ aus SIMS-Dotierprofilen	53
4.4	Ergebnisse der Vierspitzenmessung	59
4.4.1	Messung des Schichtleitwerts und der durchschnittlichen Dotierung	59
4.4.2	Berechnung der Segregationsweite Δ	63
4.5	Vergleich der eCV- und der Vierspitzenenergebnisse.....	67
4.6	Zusammenfassung der Segregations-Ergebnisse	68

5	Ionenunterstütztes MBE-Wachstum	72
5.1	Ionenmessung	72
5.1.1	Silizium-Wachstumsrate	72
5.1.2	Auswertung des Substratstroms	73
5.1.3	Ionenflussmessung mit der Ionensonde	76
5.2	Vierspitzenmessung der ionenbedingten Segregationsweite.....	79
5.3	Wirkungsquerschnitt für den Einbau σ	85
5.4	Ionensputtern von Sb-Adatomen	89
5.5	Zusammenfassung der Ionenergebnisse.....	93
5.5.1	Ionenerzeugung und -ausbreitung	93
5.5.2	Dotierung durch Sekundärionen (DSI)	96
6	Heterobipolartransistor (HBT).....	99
6.1	Anforderungen an das HBT-Schichtprofil.....	99
6.2	Dioden-Strukturen	101
6.2.1	Emitter-Basis-Diode	102
6.2.2	Kollektor-Basis-Diode.....	108
6.3	Wachstum des Heterobipolartransistors.....	109
7	Ausblick	115
8	Anhang	116
9	Literatur	120

Zusammenfassung

Die Molekularstrahlepitaxie (MBE) ist eine geeignete Methode zur Herstellung von aktuellen Höchsthäufigkeits-Bauelementstrukturen, wie dem Silizium-Germanium-Heterobipolartransistor (SiGe-HBT) mit einer ultradünnen (< 20 nm), hochdotierten Basis. Die MBE ermöglicht eine starke Reduzierung der Wachstumstemperatur, um Dotier- und Heterostrukturprofile mit Nanometer-Abmessungen zu erzeugen. In diesem Niedrigtemperatur-Bereich mit vernachlässigbarer Volumendiffusion zeigt sich, dass auch die Entmischung der Materialien an der wachsenden Oberfläche durch Segregation zu einer Verschmierung der Profile führt. Die Segregation kann durch eine passende Strategie verhindert werden, wenn das Ausmaß der Segregation in Abhängigkeit der beeinflussenden Parameter bekannt ist.

In dieser Arbeit wird eine Wachstumsstrategie für einen npn-SiGe-HBT vorgestellt. Die Strategie und ihre Umsetzung werden anhand der Profile und elektrischen Ergebnisse diskutiert. Der Schwerpunkt der Untersuchungen wurde auf die exakte Verwirklichung des n-Dotierprofils mit Antimon (Sb) gelegt. Antimon neigt sehr stark zur Segregation, bietet jedoch gegenüber anderen Elementen der V. Hauptgruppe große Vorteile bei der Verdampfung im Ultrahoch-Vakuum (UHV). Als Maß für die Segregation wurde die Segregationsweite Δ in Abhängigkeit der Wachstumsparameter Temperatur T , Wachstumsrate R und Sb-Oberflächenkonzentration n_s bestimmt.

Weiterhin wurde die Möglichkeit aufgezeigt, die Segregation durch den Einfluss niederenergetischer Ionen zu unterdrücken. Bei dieser Dotierung mit Sekundäronen (DSI) werden Sb-Oberflächenatome durch im Substratpotenzial beschleunigte Ionen einige Atomlagen tief in den Kristall gestoßen und durch Umordnung der Atome eingebaut.

Der Silizium-Elektronenstrahlverdampfer (Si-ESV) ist eine geeignete Ionenquelle, die ohne zusätzlichen Aufwand für das ionenunterstützte MBE-Wachstum genutzt werden kann. Die Generation und Ausbreitung von Ionen sowie deren Einfluss auf die Dotierung wurde anhand des Stroms am Substratkontakt und einer im Rahmen einer wissenschaftlichen Zusammenarbeit mit der Akademie der Wissenschaften in Tashkent/Usbekistan entwickelten Ionensonde untersucht.

Des Weiteren wurden zur Untersuchung der Segregation und der ionenbedingten Dotierung MBE-Schichten durch das Wachstum mit Vorbelegung unter Variation der entscheidenden Wachstumsparameter hergestellt. Die Ergebnisse der Vierspitzenmessung, der elektrochemischen Kapazitäts-Spannungsmessung (eCV) und der Sekundäronen-Massenspektroskopie (SIMS) zeigen die Segregationsweite Δ in Abhängigkeit der beeinflussenden Parameter.

Beim Einbau der Sb-Dotieratome während des MBE-Wachstums spielt die Oberflächenkonzentration der Sb-Atome n_S eine entscheidende Rolle. Die vollständige Bedeckung der Oberfläche mit Sb-Atomen wird mit einer Monolage (ML) bezeichnet. Die Segregationsweite Δ , das Verhältnis von aufschwimmenden und eingebauten Sb-Atomen, hängt neben der Sb-Oberflächenkonzentration n_S von der Temperatur T und Wachstumsrate R ab. Die Dotierverteilung auf dem Substrat ist ein Abbild der Homogenität der Wachstumsparameter, insbesondere der Temperatur.

Da die Segregation ein thermisch aktivierter Vorgang ist, zeigt sich im untersuchten Bereich für $T = 420$ bis 600°C unterhalb des thermodynamischen Gleichgewichts, dass eine Erhöhung der Temperatur immer zu einer deutlichen Vergrößerung der Segregationsweite Δ führt, jedoch nicht so stark wie von der Jorke-Theorie vorhergesagt.

Durch den kinetisch limitierten Einbauvorgang führt die Erhöhung der Wachstumsrate in jedem untersuchten Fall ($R = 0,03$ bis $0,3$ nm/s) zu einer kleineren Segregationsweite Δ . Die Ergebnisse der Ratenabhängigkeit für $n_S = 1$ ML wurden mit hyperbolischen Näherungsgleichungen zusammengefasst.

Der Einfluss der Sb-Oberflächenkonzentration n_S auf die Segregationsweite Δ kann auf Wechselwirkungen der eingebauten Sb-Atome mit den Oberflächenatomen zurückgeführt werden. Anhand theoretischer Betrachtungen des Dotierprofils konnte der Einfluss einer sich während des Wachstums ändernden Segregationsweite gezeigt werden. Durch Integration der gemessenen Sb-Dotierprofile wurde die Segregationsweite als Funktion der Oberflächenkonzentration $\Delta(n_S)$ berechnet. Für den untersuchten Bereich der Oberflächenkonzentration ($n_S = 1/100$ bis 1 ML) wurde für verschiedene Raten und Temperaturen ein Maximum der Segregationsweite bei $1/2$ ML und ein Minimum bei 1 ML sowie für sehr geringe Oberflächenkonzentrationen $n_S < 1/50$ ML eine konstante Segregationsweite unabhängig von n_S nachgewiesen.

Auch beim ionenbedingten Einbau durch DSI eignet sich die Segregationsweite als Maß für den Sb-Einbau. Mittels eines negativen Substratpotenzials U_{Sub} (bis -300 V) wurde die ionenbedingte Segregationsweite bzw. Dotierung durch die DSI-Methode um drei Größenordnungen variiert. Die Ionendichte und -verteilung sowie deren Energie können durch die Wahl der Wachstumsrate und der Substratspannung gezielt beeinflusst werden.

Anhand der Ergebnisse der Ionensonde, des Substratstroms und der ionenbedingten Dotierverteilungen wurden die Zusammenhänge der Ionengeneration sowie der Extraktion und der Fokussierung des Ionenstrahls gezeigt. Die Ionengenerationsrate ist proportional zum

Produkt aus ESV-Emissionsstrom und Si-Wachstumsrate. Das elektrische Feld der Substratspannung dringt nur abgeschwächt in die Öffnung der geerdeten Abschirmung des ESV ein. Erst ab -700 V werden alle Ionen extrahiert und auf das Substrat beschleunigt.

Substratspannung und Wachstumsrate beeinflussen auch die Fokussierung des Ionenstrahls. Höhere Spannungen bzw. kleinere Raten führen zu einer stärkeren Fokussierung des Ionenstrahls mit einer inhomogeneren Ionendichteverteilung. Bei der Standardwachstumsrate $R = 0,1 \text{ nm/s}$ ergab sich bei $U_{\text{Sub}} = -300 \text{ V}$ in Kombination mit der Substratrotation eine Dotierungshomogenität von $\pm 10 \%$.

Aus dem Maximum der Ionen- und der Dotierverteilung wurde durch Eliminierung aller anlagenabhängigen Größen der Wirkungsquerschnitt für den Einbau σ berechnet. Der Wirkungsquerschnitt σ beschreibt die Wahrscheinlichkeit für elektrisch aktiven Einbau eines Sb-Oberflächenatoms infolge DSI. Bei ausreichend hoher Temperatur für die Umordnung der Atome nach dem Ionenstoß ($T = 585^\circ\text{C}$) und ausreichend hoher Ionenenergie, um die Sb-Atome mehrere Atomlagen tief in den Kristall zu stoßen, hängt der Querschnitt nur von der Ionenenergie ab und erreicht bei $W_{\text{ion}} = 300\text{eV}$ den maximalen Wert von $\sigma = 1,2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$.

Bei geringeren Ionenenergien ist die Eindringtiefe der Sb-Atome kleiner. Für Ionenenergien unterhalb einer Schwelle von 75 eV zeigt sich ein anderer Einbaumechanismus, bei dem ein großer Teil der getroffenen Sb-Atome nur in die oberste Kristallschicht gelangt und von dort aus wieder auf die Oberfläche segregieren kann. Somit hängt der Querschnitt in diesem Fall auch von der Temperatur und der Oberflächenkonzentration ab. Bei $W_{\text{ion}} = 10 \text{ eV}$ zeigte sich kein Ioneneinfluss auf die Sb-Dotierung. Bei der Ionenenergie $W_{\text{ion}} = 400 \text{ eV}$ geht ein Teil der Sb-Oberflächenatome durch Sputtern verloren oder wird nicht elektrisch aktiv eingebaut. Bei 100 eV gibt es dafür keine Anzeichen.

Mit den Ergebnissen der Segregation und des ionenbedingten Einbaus können exakte Sb-Dotierprofile mit scharfen Übergängen für Bauelementstrukturen verwirklicht werden. Beim Wachstums mit Vorbelegung wird die Dotierung über die Segregationsweite, bzw. durch deren beeinflussende Parameter gesteuert. Am besten eignen sich dazu die Variation der Wachstumstemperatur oder der Ionendichte über die Substratspannung.

Darauf aufbauend wurde ein HBT-Konzept mit einem niedrigdotierten 300 nm- Kollektor, hochdotierter 25 nm-Basis mit 3 nm-Zwischenschichten und einem dreiteiligen Emitter, bestehend aus "low doped"-, "high doped"-Emitter und Emitterkontakt umgesetzt.

Als Vorstufe wurden Emitter-Basis-(EB-)Dioden und Basis-Kollektor-(BC-)Dioden hergestellt und deren SIMS-Profilen und Diodenkennlinien untersucht. In den Dotierprofilen

zeigen sich Abweichungen von den Segregationsergebnissen, wenn sich die Oberflächenkonzentrationen von Sb, Bor und Ge gegenseitig beeinflussen und sogenannte surfactant-Effekte zeigen, die in dieser Arbeit jedoch nicht weiter verfolgt werden.

Die Diodenstromdichten sind annähernd unabhängig von der Diodenfläche, zeigen somit keine Technologieeffekte und können zur Auswertung der Schichtstrukturen verwendet werden. EB-Dioden mit hoher Emittierdotierung $n > 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ zeigen zusammen mit der hohen Basisdotierung $p = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ starke Tunnelströme. Daher wurde ein für HBTs typischer dreiteiliger Emittier mit einem 20 nm dünnen, an die Basis angrenzenden "low doped"-Emittier ($n \leq 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) gewählt. Der "low doped"-Emittier verhindert den unerwünschten Tunnelstrom, der zu einer deutlichen Reduzierung der Stromverstärkung führt. Die Injektionswirkung des "high doped"-Emittiers und der hochdotierten Emittierkontaktschicht trägt maßgeblich zum Strom bei. Dadurch haben die EB-Dioden deutlich höhere Sättigungstromdichten ($j_s = 4,5 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$) als die vergleichbaren BC-Dioden ($j_s = 1,8 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$).

Aus den Ergebnissen der beiden Einzeldioden wurde eine HBT-Wachstumsstrategie entwickelt. Die wesentlichen Merkmale dieser Strategie sind der DSI-Kollektor zu Wachstumsbeginn und die Dotierung des "low doped"-Emittiers. Beim Wachstum des Kollektors und der Basis wird nur ein geringer Teil der ursprünglichen Sb-Vorbelegung verbraucht, so dass diese zu Beginn des "low doped"-Emittiers noch fast vollständig vorhanden ist. Mit dieser Vorbelegung kann die Dotierung des "low doped"-Emittiers über die Wachstumstemperatur gesteuert werden. Im Dotierprofil des "high doped" Emittiers und der Emittierkontaktschicht spiegelt sich die Abhängigkeit der Segregationsweite von der Sb-Oberflächenkonzentration wider.

Mit den hergestellten Strukturen wurde der Nachweis eines funktionierenden npn-SiGe-HBTs erbracht, dessen gesamtes Dotierprofil in einem einzigen Prozessschritt durch MBE-Wachstum erzeugt wurde. Dabei wurden mit technologisch gut beherrschbaren Werten des Germaniumgehalts (16 %) und totaler Basisweite von 31 nm Verstärkungen $\beta_0 > 60$ erreicht.

Summary

The molecular beam epitaxy (MBE) is an appropriate method for the production of recent high frequency electronic devices such as the Silicon Germanium heterobipolar transistor (SiGe-HBT) with an ultra-thin (< 20 nm) highly doped base. MBE enables a strong reduction of the growth temperature to achieve, in principle, doping and hetero structure profiles with nanometer dimensions. In this low temperature region with negligible bulk diffusion, demixing of the materials at the growing crystal surface by segregation also leads to smearing of the profiles. Segregation can be avoided with a suitable growth strategy, when the magnitude of segregation and its dependencies of the influencing parameters are understood.

A growth strategy for an npn-SiGe-HBT has been developed for this work and is presented here. The strategy and its implementation are discussed in terms of the achieved profiles and electrical results. The main focus of the investigations was set on the realisation of an n-type doping profile with antimony (Sb). Antimony has a strong tendency to segregate, but has also relevant advantages over other elements of the V. main group in ultra high vacuum (UHV) due to its low vapour pressure. To measure the magnitude of segregation, the segregation length was determined depending on the growth parameters temperature T , growth rate R and the Sb surface concentration n_s .

Sb segregation can also be suppressed by the influence of low energetic ions impinging on the growing surface. During this doping by secondary ions (DSI) Sb surface atoms are pushed a few atomic layers deep in the crystal by ions, accelerated due to the substrate potential. Afterwards the Sb atoms are incorporated by crystal reconstruction.

The silicon electron beam evaporator (Si e-gun) is a capable ion source, which can be used for the ion assisted MBE growth without additional effort. The ion generation and distribution, as well as their influence on the doping level, were investigated by measuring the current at the substrate contact and with a special ion monitor developed in a cooperation with the Uzbek academy of science in Tashkent.

Furthermore MBE layers were grown with the pre built up method by varying the main growth parameters to investigate segregation and ion induced doping. With the four point probe measurement, secondary ion mass spectrometry (SIMS) and electrochemical capacitance voltage measurement (eCV), the segregation length Δ was determined as function of the influencing growth parameters.

The surface concentration of Sb atoms n_s plays an important role for the incorporation of Sb during MBE growth. The full surface coverage with Sb atoms is called one monolayer (ML).

The segregation length Δ , the ratio of Sb surface and bulk concentration, is a function of the surface concentration n_s , growth temperature T and growth rate R . The doping distribution on the wafer is an image of the growth parameter uniformity, especially the temperature.

As segregation is a thermally activated process, the segregation length Δ increases when the temperature is raised in the considered range below thermodynamical equilibrium (between $T = 420^\circ\text{C}$ and 600°C at typical MBE growth rates), but not as strongly as predicted by the Jorke theory.

Because of the kinetically limited incorporation process, the reduction of the growth rate results in a higher segregation length, shown at any growth rate used ($R = 0.03$ to 0.3 nm/s).

The dependency on the growth rate at $n_s = 1$ ML are described by hyperbolic functions.

The influence of the Sb surface concentration on the segregation length is due to interactions between incorporated and Sb surface atoms. With theoretical considerations the effect of the segregation length changing during growth on the doping profile was shown. By integrating the measured doping profiles the segregation length could be calculated as a function of the surface concentration n_s . In the investigated range of surface concentrations n_s ($1/100$ to 1 ML) the segregation length has a maximum at $1/2$ ML, a minimum at 1 ML and remains constant at low surface concentrations $n_s < 1/50$ ML.

The segregation length is also suitable as a measure for ion induced Sb incorporation with DSI. By applying a negative substrate potential up to -300 V, the ion induced segregation length or doping level, respectively, was varied by three orders of magnitude. The ion density, energy and distribution can be modified by the setting of growth rate and substrate voltage.

Due to the results of the ion monitor, of the substrate current and the ion induced doping, the correlations of ion generation, extraction and focussing have been shown. The generation rate is proportional to the product of e-gun emission current and the Si growth rate. The electrical field of the substrate voltage hardly penetrates the aperture of the grounded e-gun shielding. Not until -700 V are all ions extracted and accelerated towards the substrate.

Substrate voltage and growth rate also affect the focussing of the ion beam, with important consequences for lateral dopant uniformity. Higher voltages or lower growth rates result in a more focussed ion beam with a more inhomogeneous ion flux density. At the standard growth rate $R = 0.1$ nm/s and a substrate voltage of -300 V a doping homogeneity of $\pm 10\%$ was achieved with the substrate rotation.

With the maximum ion and doping concentration the cross section for the incorporation σ was calculated, eliminating all system related parameters. The cross section σ represents the

probability for an Sb atom to be incorporated electrically actively as a result of DSI. When the growth temperature is high enough for reconstruction ($T = 585^{\circ}\text{C}$) and the ion energy is high enough to push the Sb atoms a few atomic layers deep into the crystal, the cross section is a function of the ion energy only, and reaches its maximum value of $\sigma = 1.2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ at $W_{\text{ion}} = 300 \text{ eV}$.

At lower ion energies the Sb penetration is less deep. Below the threshold energy of 75 eV the incorporation mechanism changes. A greater part of the impinged Sb atoms is incorporated in the topmost layer and can segregate back to the surface. Hence in this case the cross section is also a function of temperature and surface concentration. For $W_{\text{ion}} = 10 \text{ eV}$ no ion influence on the doping was found. At $W_{\text{ion}} = 400 \text{ eV}$ a relevant portion of the Sb surface concentration is lost by ion sputtering or electrically inactive incorporation. At 100 eV no indication for sputtering was found.

With the results of segregation and ion induced incorporation, exact Sb doping profiles with steep transitions for electronic devices were realised. During the growth with a pre built up Sb adlayer the doping level is controlled by the segregation length or the parameters effecting the segregation length. The variation of growth temperature or the ion density is most suitable for this purpose.

Based on these principles an npn-SiGe-HBT conception with a 300 nm, low doped collector layer, a 25 nm thick, high doped SiGe base with 3 nm SiGe spacers and a threepart emitter, consisting of a low doped layer next to the base, a high doped emitter and a very high doped contact layer was implemented.

As a pre-stage for the HBT growth strategy, emitter base (EB) diodes and collector base (BC) diodes have been produced. SIMS profiles and diode characteristics were measured. The profiles show deviations from the segregation results when the surface concentrations of Sb, Boron and Ge interact with each other revealing so-called surfactant effects, which are not further pursued in this work.

The diode current densities are almost independent of the diodes' area, which means that they show no technology influence and can be used for the device analysis. EB diodes with a high emitter doping $n > 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ and a high base doping $p = 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ show high tunnelling currents. Therefore a "three part" emitter typically for HBTs with a 20 nm thin low doped layer ($n \leq 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) next to the base was used. This low doped emitter prevents unwanted tunneling currents, which lead to a noticeable reduction of the current amplification.

The charge carrier injection of the high doped emitter and the very high doped contact layer contributes significantly to the diodes' current. Therefore EB diodes have a noticeable higher saturation current density ($j_s = 4.5 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$) than comparable BC diodes ($j_s = 1.8 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$).

Based on the diodes results the HBT growth strategy was developed. The main features of the strategy are the DSI collector at the growth start and the doping of the low doped emitter. During the growth of the collector and the base layer, only a small part of the original Sb pre built up was spent so that the pre built up is nearly completely existing at the beginning of the low doped emitter. With this pre built up the doping of the low doped emitter can be controlled by the growth temperature. The profiles of the high doped emitter and the contact layer show the dependency of segregation length on the Sb surface concentration.

Device structures and electrical data are produced as evidence for a working HBT concept, achieved in one process step, using MBE growth only, and without ion implantation. With a technologically well accomplished germanium content of 16% and a total base thickness of 31 nm an amplification of more than 60 was achieved.

1 Einführung

Auf dem Weg zu immer schnelleren Halbleiter-Bauelementen spielen neben der horizontalen Miniaturisierung auch die Verkleinerung der vertikalen Strukturgrößen sowie die Verwendung von Heterostrukturen eine immer wichtigere Rolle. Aktuelle Höchstfrequenzbauelemente, wie der Silizium-Germanium-Heterobipolartransistor (SiGe-HBT) mit vertikalen Strukturbreiten von wenigen Nanometern (nm) und scharfen Übergängen werden mit Epitaxieverfahren hergestellt. Während mit der Epitaxie durch chemische Abscheidung (chemical vapor deposition, CVD) große Wachstumsraten und Durchsätze erreicht werden können, haben physikalische Abscheideverfahren, wie die Molekularstrahlepitaxie (molecular beam epitaxy, MBE) den Vorteil, dass Wachstumsraten, Dotierkonzentrationen und Temperaturen weitgehend unabhängig voneinander eingestellt werden können. Daher ergibt sich die Möglichkeit des Kristallwachstums bei sehr niedrigen Temperaturen.

Ein wesentliches Problem der Epitaxie ist die Segregation von Dotierstoffen und die dadurch entstehende Profilverschmierung. Obwohl Antimon (Sb) eines der am stärksten segregierenden Elemente bei der Silizium-(Si-)Epitaxie ist, wird es als Dotierstoff bei der MBE verwendet, da es gegenüber den anderen Elementen der V. Hauptgruppe große Vorteile bei der Verdampfung bietet. Um die Profilverschmierung durch Segregation zu verringern, wurde die Sb-Segregation untersucht und in Modellen beschrieben [1]. Es wurden Untersuchungen bei sehr hohen Substrattemperaturen gemacht [2]. Dabei wird jedoch ein großer Teil des Antimons wieder desorbiert, außerdem werden keine sehr hohen Dotierungen erreicht und die starke thermische Belastung der Schicht ermöglicht die Diffusion der Dotierstoffe.

Durch den spontanen Einbau bei sehr niedrigen Temperaturen kann die Segregation ebenfalls unterdrückt werden, außerdem können Dotierstoffkonzentrationen über der maximalen Festkörper-Löslichkeit erreicht werden. Diese Methode bringt jedoch die Gefahr schlechter Kristallqualität mit sich [3], [4] und die Möglichkeit, dass die Dotieratome nicht vollständig elektrisch eingebaut sind [5]. Diesen Gefahren kann durch nachträgliches thermisches Ausheilen teilweise entgegengewirkt werden [6].

In geeigneten Fällen kann die Profilverschmierung durch Aufbringen einer Sb-Vorbelegung verhindert werden [7]. Dazu ist jedoch eine genaue Kenntnis der Segregationsweite, als Maß für die Segregation, unabdinglich. Auch die komplexen Abhängigkeiten der Segregationsweite von den Wachstumsparametern [8], [9] müssen dazu bekannt sein.

Auf der Suche nach Möglichkeiten, die Problematik der Segregation zu umgehen, wurden Dotierprofile mit niederenergetischen Sb-Ionen [10], [11] erzeugt. Des Weiteren konnte

gezeigt werden, dass der Einbau segregierender Dotierstoffe wie Antimon [12], Indium [13] und Gallium [14] durch den Beschuss mit Ionen eines anderen Materials erhöht, d. h. die Segregation verringert werden kann. Der zusätzliche Aufwand einer Ionenquelle kann vermieden werden, wenn das hauptsächliche Schichtmaterial Silizium aus einem geeigneten Elektronenstrahlverdampfer (ESV) verdampft wird [13]. Der Si-ESV produziert ständig Ionen, die durch Anlegen eines negativen Potentials auf das Substrat beschleunigt werden können und somit das Schichtwachstum beeinflussen, z. B. zur Unterdrückung der Segregation (Dotierung durch Sekundärionen, DSI) oder zur gezielten Erzeugung von Punktdefekten [15, 16]. Die Anwendung des Si-Ionenflusses aus dem ESV als weiterer Wachstumsparameter hat weiterhin den Vorteil, dass keine Verunreinigungen der aufwachsenden Schicht durch Fremdatome entstehen können. Bei der Dotierung durch Sekundärionen muss allerdings auf eine ausreichend hohe Wachstumstemperatur geachtet werden, da sich bei niedrigen Temperaturen eine Verschlechterung der elektrischen Eigenschaften durch Ionenschäden zeigt [17].

Obwohl diese Methode der Dotierung durch Sekundärionen bereits Anwendung findet, sind noch einige Fragen ungeklärt, z. B. das Verständnis der Einbaumechanismen für die ionenbedingte Dotierung und eventueller Sputtervorgänge sowie der Ionengeneration und -ausbreitung und die Optimierung der voneinander abhängigen Größen Wachstumsrate, Ionenfluss und dessen Homogenität.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, eine geeignete Wachstumsstrategie für einen npn-SiGe-HBT mit Antimon (Sb) als n-Dotierstoff vorzustellen. Dazu wurde aus Untersuchungen von MBE-gewachsenen Dotierprofilen eine Datensammlung der Segregationsweite mit und ohne Ioneneinfluss, in Abhängigkeit aller entscheidender Wachstumsparameter, erstellt. Des Weiteren wurde der Si-Ionenfluss aus dem ESV in Bezug auf Kontrollierbarkeit und Gleichförmigkeit untersucht. Aus diesen Ergebnissen können Rückschlüsse auf die Mechanismen der Ionengeneration, -extraktion und -fokussierung gezogen werden sowie auf die Frage, in welchem Bereich die Anwendung der Dotierung durch Sekundärionen am sinnvollsten ist. Die Messungen des Ionenflusses und der ionenbedingten Dotierung zusammenfassend, werden die Wechselwirkungen von Si-Ionen und Sb-Oberflächenatomen durch Wirkungsquerschnitte für den Einbau bzw. für Sputtern beschrieben.

Als Grundlage dazu musste vor den Wachstumsexperimenten die Kontaktierung der rotierbaren Substrathalterung umgebaut werden. Des Weiteren wurde eine Methode entwickelt, wie der gesamte Ionenfluss auf das Substrat am Substratkontakt abgelesen werden kann. Außerdem wurde eine im Rahmen eines wissenschaftlichen Austauschprojekts mit der

Universität in Tashkent/Usbekistan entwickelte Sonde für die orts aufgelöste Ionenmessung getestet und in die MBE-Anlage eingebaut [18].

Abschließend wurden Dioden- und HBT-Strukturen mit Hilfe der vorgestellten Wachstumsstrategie und der gewonnenen Erkenntnisse zur Sb-Dotierung hergestellt, die anhand gemessener Dotierprofile und ihrer elektrischen Ergebnisse diskutiert werden.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: *Kapitel 2* beschreibt die Grundlagen des Wachstums von Bauelementstrukturen mit der Molekularstrahlepitaxie sowie den Aufbau der MBE-Anlage mit dem Schwerpunkt der Anwendung des Ionenflusses als zusätzlichem Wachstumsparameter. Des Weiteren werden der MBE-Wachstumsprozess und die verwendeten Methoden zur Schichtanalyse vorgestellt.

In *Kapitel 3* werden bekannte Fakten und grundsätzliche Überlegungen zur Ionenerzeugung und zum Ioneneinfluss auf das epitaktische Wachstum vorgestellt. Außerdem werden Aufbau und Arbeitsweise des Substratkontakts und der Ionensonde erläutert.

Die Sb-Segregation ist Inhalt von *Kapitel 4*. Nach einer theoretischen Beschreibung der Segregation durch die Segregationsweite und deren Berechnung werden Messergebnisse der Segregationsweite in Abhängigkeit der Parameter Wachstumstemperatur, Wachstumsrate und Sb-Oberflächenkonzentration vorgestellt.

Die Ergebnisse der Messungen des Ionenflusses und der ionenbedingten Dotierung sind in *Kapitel 5* zusammengefasst. Neben einem Modell zur Ionengeneration und -ausbreitung, einer Datensammlung der Ionendichte und der ionenbedingten Segregationsweite sowie deren Homogenität werden Wirkungsquerschnitte für Einbau und Sputtern vorgestellt, um die Wechselwirkungen zwischen den Sb-Oberflächenatomen und dem auftreffenden Ionenfluss zu beschreiben.

Kapitel 6 ist dem Heterobipolartransistor gewidmet. Neben Anforderungen und Umsetzung der HBT-Strukturen für das MBE-Wachstum werden gemessene Dotierprofile und elektrische Ergebnisse von Dioden und HBTs diskutiert.

2 Molekularstrahlepitaxie und Schichtanalytik

2.1 Grundlagen der Molekularstrahlepitaxie (MBE)

2.1.1 Siliziumkristall

Silizium (Si) ist nach wie vor das bei weitem wichtigste Material der Halbleitertechnik. Für die Herstellung von Bauelementstrukturen werden Si-Kristalle in hoher Perfektion und Reinheit benötigt. Der perfekte Kristall stellt die energetisch günstigste Anordnung für Atome dar. Silizium kristallisiert wegen seiner tetraedrischen Struktur im Diamantgitter. In Abb. 1 ist die Elementarzelle des Si-Kristallgitters dargestellt. Darin sind die Gitterkonstante a

$$a = 5,43 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \quad (2.1)$$

und der Abstand d zweier gebundener Si-Atome

$$d = \frac{\sqrt{3}}{4} \cdot a = 2,35 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \quad (2.2)$$

eingezeichnet. Die Volumenkonzentration N_B des Si-Kristalls ergibt sich aus

$$N_B = \frac{8}{a^3} = \frac{\rho_{\text{Si}}}{M_{\text{Si}}} \cdot N_A = 4,99 \cdot 10^{22} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3} \quad (2.3)$$

wobei ρ_{Si} die Dichte von Silizium, M_{Si} dessen molare Masse und N_A die Avogadrozahl ist. Die Materialdaten von Si sind in den Tabellen 24 und 25 im Anhang aufgelistet. Das Diamantgitter besitzt anisotrope Eigenschaften, d. h. es gibt charakteristische Kristallrichtungen und -ebenen mit unterschiedlicher Struktur und Dichte. In dieser Arbeit wird ausschließlich das Wachstum auf (100)-Ebenen behandelt, also den Kristallebenen, die parallel zu den Seitenflächen des Elementarwürfels sind.

Zwei benachbarte (100)-Ebenen (helle bzw. dunkle Atome in Abb. 1) haben den Abstand h :

$$h = \frac{a}{4} = 1,36 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \quad (2.4)$$

Dieser Abstand h entspricht auch der Höhe einer Oberflächenstufe auf der (100)-Ebene. Die Oberflächenkonzentration N_S einer (100)-Ebene ergibt sich aus N_B und h :

$$N_S = \frac{2}{a^2} = N_B \cdot h = 6,78 \cdot 10^{14} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2} \quad (2.5)$$

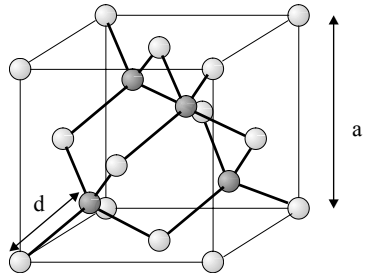


Abb. 1: Elementarzelle des Diamantgitters

Die Kristallatome an der Oberfläche besitzen wegen ihrer ungesättigten Bindungen eine starke Anziehung auf freie Atome. Andererseits versuchen die Oberflächenatome durch leichtes Verschieben ihrer Position eine energetisch günstigere Anordnung zu erreichen (Oberflächenrekonstruktion). Atome, die mit der Oberfläche in Kontakt kommen, sind bestrebt, die Struktur des Kristalls fortzusetzen, daher entspricht N_S auch der Dichte an Oberflächenplätzen einer (100)-Ebene, die Si- oder andere Atome besetzen können.

2.1.2 Kristallwachstum (Epitaxie)

Freie Atome, die auf die Oberfläche des Kristalls gelangen, können sich unter geeigneten Bedingungen auf Gitterplätzen anlagern. Dadurch wächst der Kristall entsprechend der Struktur der kristallinen Unterlage (Substrat) weiter. Die entscheidenden Mechanismen für dieses kristalline Wachstum (Epitaxie) sind in Abb. 2 dargestellt. Ein

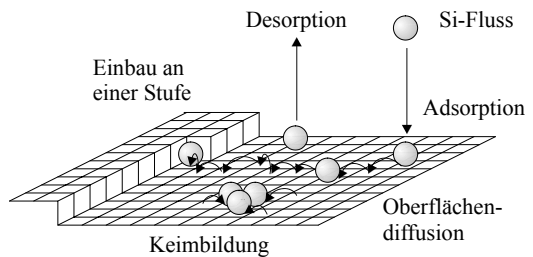


Abb. 2: Epitaktisches Wachstum

freies Atom oder Molekül wird auf der Oberfläche adsorbiert. Es kann sich durch Oberflächendiffusion bewegen oder durch einen thermischen Stoß wieder desorbiert werden. Ein adsorbiertes Atom (Adatom) kann an einer Oberflächenstufe eingebaut werden oder mit anderen Adatomen einen Keim für eine neue Stufe bilden. Dadurch, dass adsorbierte Atome nicht sofort eingebaut werden, gibt es beim Wachstum eine große Zahl quasi-freier Oberflächenatome, deren Dichte mit der Oberflächenkonzentration n_S beschrieben wird.

Für das gezielte Wachstum eines Silizium-Kristalls wird die Oberfläche einem atomaren Si-Fluss F_{Si} ausgesetzt. Da der Kristall die energetisch günstigste Anordnung für Atome ist, ergibt sich ein erheblicher Energiegewinn durch Adsorption und Einbau. Es bildet sich ein perfekter Kristall, wenn das Kristallwachstum bei geeigneter Temperatur und ausreichender Reinheit stattfindet. Ohne diese Voraussetzungen bilden sich Kristalldefekte bis hin zu polykristallinem oder sogar amorphem Material. Die Geschwindigkeit, mit der der Kristall senkrecht zur Oberfläche wächst, wird als Wachstumsrate R bezeichnet:

$$R = \frac{F_{Si}}{N_B} \text{ [nm/s]} \quad (2.6)$$

Fremdatome stören die perfekte Anordnung der Atome und beeinflussen die elektrischen Eigenschaften des Kristalls. Im Allgemeinen wird daher großer Wert auf die Reinheit des Kristalls gelegt, für die Dotierung wird der Si-Kristall jedoch gezielt mit Atomen der III. oder V. Hauptgruppe verunreinigt und bei der Heteroepitaxie entstehen Mischkristalle mit anderen Elementen der VI. Hauptgruppe (z. B. Germanium).

Der Einbau von Fremdatomen erfolgt ebenfalls über die Schritte Adsorption, Diffusion und Anlagerung. Der Einbau ist jedoch wegen der unterschiedlichen Atomgröße und chemischen Eigenschaften energetisch ungünstiger als der Einbau eines Siliziumatoms.

Unter der Annahme, dass alle auftreffenden Atome umgehend eingebaut werden, ergibt sich die Dotierkonzentration n aus dem Verhältnis des Dotierstoffflusses (z. B. für Antimon F_{Sb}) und des Siliziumflusses F_{Si} auf der Oberfläche:

$$n = \frac{F_{Sb}}{R} = \frac{F_{Sb}}{F_{Si}} \cdot N_B \left[\frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3} \right] \quad (2.7)$$

Der sofortige (spontane) Einbau aller Atome im Verhältnis der auftreffenden Flüsse ist jedoch nicht selbstverständlich, wenn sich Atomgröße und chemische Eigenschaften des Dotierstoffes von Silizium unterscheiden. Die Dotieratome können durch Platztausch mit Siliziumatomen aus der wachsenden Oberfläche verdrängt werden (Segregation). Dadurch sammelt sich eine Oberflächenkonzentration der Dotieratome n_s , die für den Einbau bei Segregation entscheidend ist. Die maximale Bedeckung von $n_s = N_s = 6,78 \cdot 10^{14}$ Atome/cm² wird mit einer Monolage (1 ML) bezeichnet [19].

Bei Segregation wird nur ein geringer Teil der Sb-Oberflächenatome eingebaut. Die Anzahl hängt von der Oberflächenkonzentration der Sb-Atome n_s , aber nicht vom auftreffenden Dotierstofffluss F_{Sb} ab. Als Maß der Segregation wird die Segregationsweite Δ als Verhältnis der Oberflächenkonzentration n_s und der Volumenkonzentration n definiert:

$$\Delta = \frac{n_s}{n} \quad [\text{cm}] \quad (2.8)$$

Die Segregationsweite Δ ist ein Maß für die Profilverschmierung und hat die Dimension einer Länge, d. h. die Verschmierung ist umso stärker, je größer die Segregationsweite Δ ist.

2.1.3 Verdampfung

Um die Materialien für das Kristallwachstum (z. B. Silizium, Germanium und die Dotierstoffe Bor und Antimon) auf die Oberfläche zu bringen, werden sie in separat regelbaren Quellen verdampft. Jedes Material erfordert eine spezielle Verdampfungsquelle entsprechend seiner

physikalischen und chemischen Eigenschaften. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Quellen werden in Abschnitt 2.2 genauer beschrieben.

Der Zusammenhang von Verdampfungsfluss, Dampfdruck und Temperatur soll am Beispiel von Silizium erläutert werden. Die Gesamtzahl der von einer Fläche A verdampften Atome wird durch die Verdampfungsrate Γ_e beschrieben [20, 21]:

$$\Gamma_e = A \cdot p \cdot \sqrt{\frac{N_A}{2\pi \cdot M_{Si} \cdot k_B T_{Si}}} = A \cdot n_{Si} \cdot \sqrt{\frac{N_A \cdot k_B T_{Si}}{2\pi \cdot M_{Si}}} \left[\frac{\text{Atome}}{\text{s}} \right] \quad (2.9)$$

Dabei ist p der Dampfdruck bei der Temperatur T_{Si} , n_{Si} die Teilchendichte des verdampften Siliziums, M_{Si} dessen molare Masse, N_A die Avogadrozahl und k_B die Boltzmann-Konstante. Dampfdruckwerte und Materialkonstanten sind in Tab. 24 bis 26 im Anhang aufgelistet. Der Verdampfungsfluss F_e kann somit in Abhängigkeit der Temperatur berechnet werden:

$$F_e = \frac{\Gamma_e}{A} = p \cdot \sqrt{\frac{N_A}{2\pi \cdot M_{Si} \cdot k_B}} \cdot \frac{1}{\sqrt{T_{Si}}} \quad (2.10)$$

Andererseits kann der Verdampfungsfluß von einer kristallinen Oberfläche F_e mit Hilfe der Oberflächendichte N_S , der Frequenz der Gitterschwingungen ν und der Bindungsenergie W [21] ausgedrückt werden:

$$F_e = N_S \cdot \nu \cdot \exp\left(-\frac{W}{k_B T_{Si}}\right) \quad (2.11)$$

Im Ultrahoch-Vakuum (UHV) breiten sich verdampfte Teilchen geradlinig aus (Molekularstrahlen), daher kann eine Verdampfungsquelle im Fernfeld durch eine Punktquelle mit einer Verdampfungscharakteristik beschrieben werden. Bei ungestörter Ausbreitung ergibt sich eine Cosinus-Verteilung des Verdampfungsflusses. Der Fluss F_0 in der Hauptstrahlrichtung der Quelle, senkrecht zur Fläche A (siehe Abb. 3), ist durch die Verdünnung im Raum abhängig vom Abstand r zur Punktquelle:

$$F_0 = \frac{\Gamma_e}{\pi r^2} \quad (2.12)$$

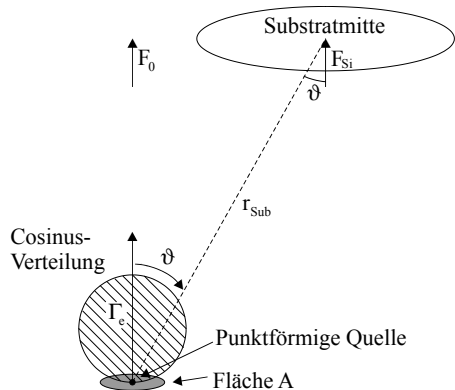


Abb. 3: Die Verdampfungscharakteristik einer Fläche A kann im Fernfeld durch eine punktförmige Quelle mit Cosinus-Verteilung beschrieben werden.

Für den Fluss F_{Si} auf dem Substrat muss der Verdampfungswinkel ϑ in der Cosinus-Verteilung und beim effektiven Fluss senkrecht zur Substratoberfläche berücksichtigt werden:

$$F_{Si} = F_0 \cdot \cos^2 \vartheta \quad (2.13)$$

Aus Gl. 2.6, 2.12 und 2.13 und dem Abstand der Substratmitte zur punktförmigen Quelle r_{Sub} folgt damit, dass der Fluss F_{Si} und die Wachstumsrate R in der Substratmitte, aber auch an jedem anderen Punkt im Raum proportional zur Verdampfungsrate Γ_e sind:

$$\Gamma_e = F_{Si} \cdot \frac{\pi r_{Sub}^2}{\cos^2 \vartheta} = R \cdot N_B \cdot \frac{\pi r_{Sub}^2}{\cos^2 \vartheta} \quad (2.14)$$

2.1.4 Vakuum

Das MBE-Wachstum findet in der Wachstumskammer der MBE-Anlage unter Ultrahoch-Vakuum (UHV) statt. Unter diesen Druckbedingungen ist die mittlere freie Weglänge der Teilchen so groß, dass sich Molekularstrahlen bilden, d. h. die Teilchen bewegen sich

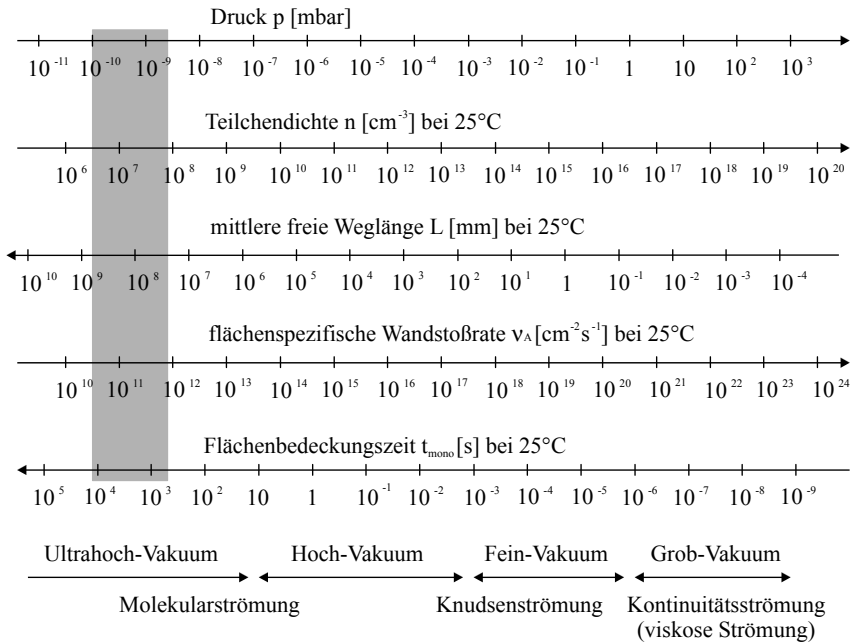


Abb. 4: Vakuumbedingungen und -parameter für das MBE-Wachstum.

Grau eingezeichnet ist der angestrebte Arbeitsbereich.

praktisch stoßfrei in der Wachstumskammer. Dieser niedrige Druck ist erforderlich, da Atome und Moleküle aus dem Restgas als Verunreinigungen in den Kristall eingebaut werden und dadurch die Kristallqualität und die elektrischen Eigenschaften des Materials verändern. In Abb. 4 ist der Zusammenhang der mittleren freien Weglänge L , mit dem Druck p , der Teilchendichte n , der flächenspezifischen Wandstoßrate v_A und der Flächenbedeckungszeit t_{mono} dargestellt. Die Flächenbedeckungszeit entspricht der Dauer, in der eine Fläche im Vakuum vollständig mit Atomen und Molekülen aus dem Restgas bedeckt wird, vorausgesetzt, dass jedes Teilchen haften bleibt. Selbst unter UHV-Bedingungen treten nach wenigen Minuten Oberflächenbedeckungen auf, die das Wachstum empfindlich stören, daher sind Unterbrechungen beim Wachstumsprozess zu vermeiden. Besonders gefürchtet sind Metallkontaminationen, die die Ladungsträgerlebensdauer im Halbleiter drastisch verkürzen, aber auch Fette und Öle.

Der angestrebte Basisdruck der Wachstumskammer $p < 1 \cdot 10^{-10}$ mbar wird durch ein mehrstufiges ölfreies Pumpsystem aus Turbomolekular- und Membranpumpe erreicht, unterstützt durch eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte Titan-Sublimationspumpe. Damit auch während des Wachstumsprozesses mit erhitzten Quellen der Prozessdruck $p \approx 1 \cdot 10^{-9}$ mbar nicht überschreitet (grau gefärbter Bereich in Abb. 4) dürfen in der Kammer nur ausgewählte Materialien mit niedrigem Dampfdruck verwendet werden. Außerdem müssen erhitzte Teile mit Abschirmungen und Kühlungen versehen werden. Des Weiteren ist es notwendig, nach dem Öffnen die Kammer bei 250°C zum Entfernen der Wassermoleküle auszuheizen.

2.2 MBE-Anlage

Die MBE-Anlage der Firma Leonardo am Institut für Halbleitertechnik in Stuttgart besteht aus drei durch Ventile getrennte Kammern (siehe Abb. 5). In der Schleusen- und Zentralkammer können jeweils bis 25 Wafer gelagert werden. Für den Wafertransport zwischen den Kammern ist die Anlage mit einem halbautomatischen Transfersystem ausgestattet. Ein ölfreies Pumpsystem, bestehend aus einer Membranpumpe, einer Turbomolekularpumpe und einer mit flüssigem Stickstoff gekühlten Titan-Sublimationspumpe ermöglicht einen Basisdruck $< 10^{-10}$ mbar in der Wachstumskammer. Während des Wachstums ergibt sich ein Arbeitsdruck $\approx 10^{-9}$ mbar.

Die Anlage ist für die SiGe-Heteroepitaxie von Bauelementstrukturen auf 6"-Substraten oder 4"-Substraten in 6"-Haltringen ausgelegt. Dazu werden Antimon (Sb), Bor (B) und

Germanium (Ge) aus Effusionszellen und Silizium aus einem Elektronenstrahlverdampfer (Si-ESV) verdampft, während Kohlenstoff (C) von einem Graphitfilament sublimiert wird.

Das Substrat wird durch einen Graphitmäander geheizt. Zur Verbesserung der Homogenität der Verdampfungsflüsse wird das Substrat in eine rotierbare Halterung gelegt, an die für Ionenexperimente ein Potenzial angelegt werden kann.

Beim Wachstumsprozess werden Heizung und Materialquellen von einem Regelsystem mit computergesteuertem Ablauf betrieben. Mit Hilfe von in situ-Messgeräten wird der Wachstumsprozess kontrolliert. Materialflüsse und Restgaszusammensetzung werden über zwei Quadrupol-Massenspektrometer (QMS) erfasst. Ein Pyrometer und ein Pyritte, eine Kombination aus Pyrometer und Reflektometer, ermöglichen die exakte Kalibrierung der Substrattemperatur.

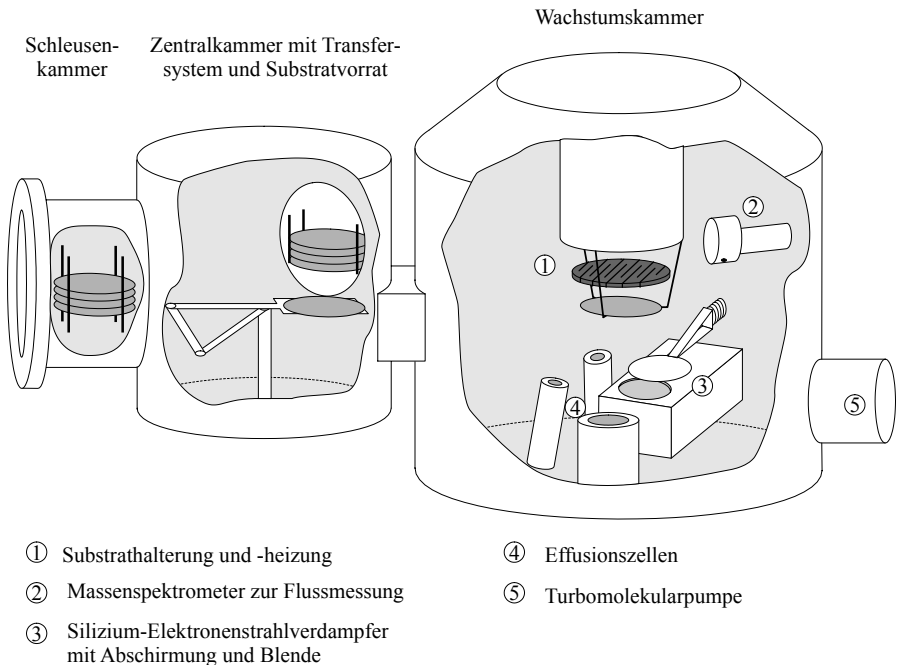


Abb. 5: Aufbau der MBE-Anlage am Institut für Halbleitertechnik

2.2.1 Substrathalterung und -heizung

Die Substrathalterung und -heizung ist eines der komplexesten Teile der MBE-Anlage. Sie hat mehrere Aufgaben zu erfüllen: Zum einen muss die Substratheizung dafür sorgen, dass auf dem Substrat eine reproduzierbare und gleichmäßige Temperatur herrscht, da die Wachstums-

temperatur nahezu alle Mechanismen des epitaktischen Wachstums beeinflusst. Andererseits muss das Substrat vor dem Wachstum mit Hilfe der Substrateheizung einer thermischen Reinigung unterzogen werden. Außerdem wird durch die Rotation des Substrats während des Wachstums die Gleichförmigkeit der Verdampfungsflüsse deutlich verbessert. Darüber hinaus kann über die Substrathalterung ein negatives Potenzial angelegt werden, um das Substrat einem Si-Ionenfluss aus dem Elektronenstrahlverdampfer auszusetzen.

In Abb. 6 ist der Aufbau der Substrateheizung skizziert. Ein stromdurchflossener Graphitmäander heizt das Substrat durch Wärmestrahlung von seiner Rückseite. Der Mäander ist von einer Abschirmung umgeben, um den Wärmeverlust zu verringern. Diesem Zweck dient auch der Reflektorring unterhalb des Substrats. Außerdem verbessert er die Gleichförmigkeit der Temperatur auf dem Substrat. Die Temperatur des Substrats wird über ein Thermoelement hinter dem Heizmäander geregelt. Es gibt damit nur eine Vergleichstemperatur wieder, die über Kalibrierversuche mit einem Substrat mit integriertem Thermoelement bzw. mit einem Pyrometer geeicht werden muss.

Berücksichtigt man nur die Fundamentalabsorption, dann ist Silizium bei MBE-typischen Temperaturen für Wärmestrahlung durchsichtig [21]. Nur aufgrund der Strahlungsabsorption durch freie Ladungsträger kann das Silizium-Substrat geheizt werden. Dadurch ergeben sich bei gleicher Temperatur am Thermoelement T_{TC} unterschiedliche Substrattemperaturen T und Heizleistungen (repräsentiert durch den out-Wert des Reglers) für hochdotierte (+)-Substrate (1 - 4 $m\Omega cm$) bzw. niedrigdotierte (-)-Substrate (3 - 1000 Ωcm) im thermischen Gleichgewicht (siehe Tab. 1). Andererseits erfordert eine bestimmte Substrattemperatur T eine unterschiedliche Temperatur am Thermoelement T_{TC} bzw. eine andere Leistung bei den unterschiedlichen Substratdotierungen (siehe Tab. 2). Auch das zeitliche Aufwärm- und Abkühlverhalten der beiden Substrat-typen ist unterschiedlich.

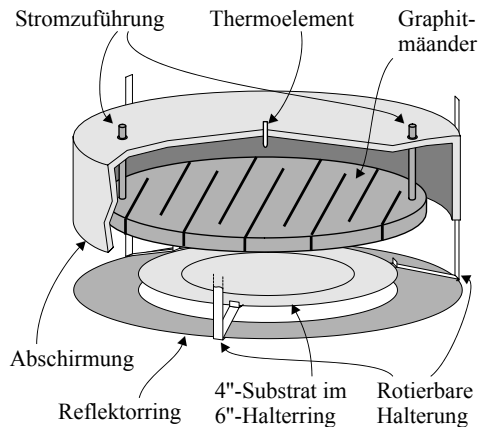


Abb. 6: Aufbau der Substrathalterung und -heizung. Über die rotierbare Halterung kann an das Substrat und den Reflektorring ein Potenzial angelegt werden.

Tab. 1: Puffer- und DSI-Temperaturen

Thermoem. T_{TC}	T (+)-Substrat	out (+)-Substrat	T (-)-Substrat	out (-)-Substrat
658°C	590°C	2,16	585°C	2,19

Tab. 2: Wachstumstemperaturen

Substrattemp. T	T_{TC} (+)-Substrat	out (+)-Substrat	T_{TC} (-)-Substrat	out (-)-Substrat
420°C	461°C	1,47	457°C	1,51
450°C	486°C	1,58	498°C	1,64
480°C	514°C	1,65	535°C	1,78
500°C	536°C	1,72	560°C	1,86
520°C	561°C	1,82	584°C	1,94
540°C	589°C	1,90	608°C	2,01
562°C	618°C	2,03	633°C	2,10

Das Pyrometer kann nur zur Kalibrierung, nicht aber zur Temperaturregelung verwendet werden, da das Messsignal während des Wachstums durch die reflektierte Wärmestrahlung der Verdampferzellen verfälscht wird. In Abb. 7 ist dies am Beispiel des Silizium-Elektronenstrahlverdampfers (Si-ESV) dargestellt.

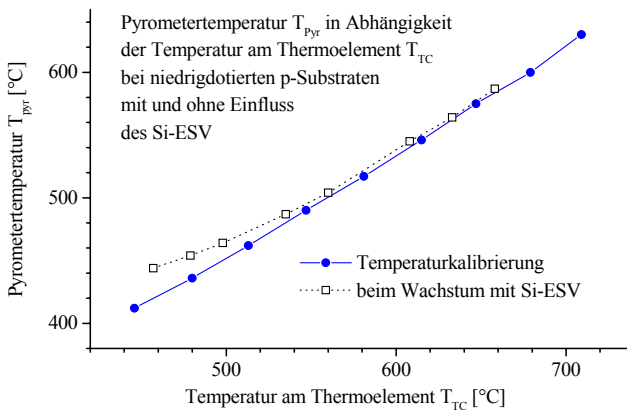


Abb. 7: Die Pyrometer-temperatur T_{Pyr} ist bei gleicher Thermoem. T_{TC} durch den Einfluss des Si-ESV erhöht.

2.2.2 Antimon-Effusionszelle

Der Schmelzpunkt von Antimon (lateinisch Stibium, Sb) liegt bei 631°C, jedoch schon bei niedrigeren Temperaturen (350 bis 450°C, Dampfdruckkurve siehe Tab. 26) ergibt sich ein ausreichender Sb-Fluss durch Sublimation, so dass Sb in einer klassischen Effusionszelle

verdampft werden kann. Der Aufbau der Antimon-Effusionszelle (Sb-Zelle) ist in Abb. 8 skizziert. Das Antimon-Granulat (1 - 3 mm große Stücke) befindet sich in einem Bornitrid-Tiegel, der von einer Tantal-Heizwendel umgeben ist. Ein Thermoelement zur Regelung des Verdampfungsflusses über die Temperatur ist direkt am Tiegel angebracht, um die Temperatur des zu verdampfenden Materials möglichst gut wiederzugeben.

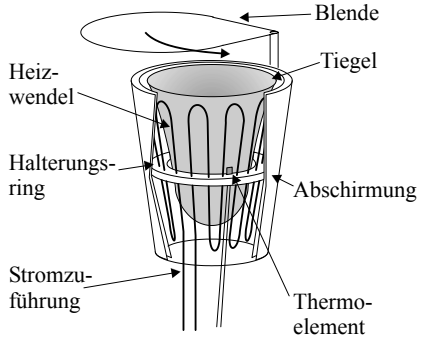


Abb. 8: Aufbau der Antimon-Effusionszelle

Ein Halteringsring aus Bornitrid stabilisiert Heizwendel, Tiegel und Thermoelement. Mehrere Lagen Tantal-Abschirmbleche dienen als Wärmeisolierung für die Zelle. Der Verdampfungsfluss kann durch eine Blende unterbrochen werden. Die gesamte Zelle ist von einer wassergekühlten Kaltwand umgeben.

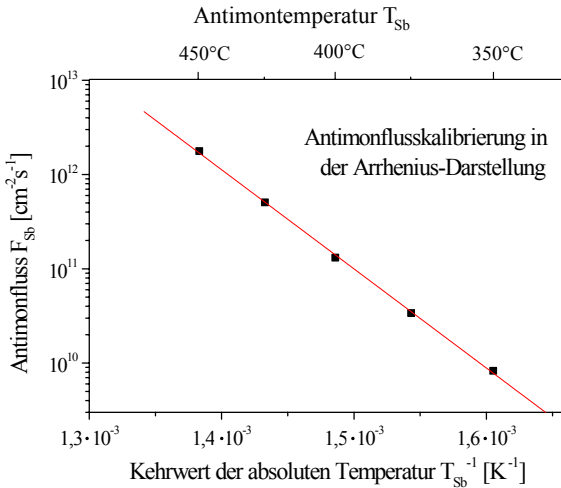


Abb. 9: Kalibrierkurve des Antimon-Verdampfungsflusses F_{Sb} über dem Kehrwert der absoluten Temperatur T_{Sb} (Arrhenius-Darstellung)

In Abb. 9 ist die Kalibrierkurve des Antimonflusses in Abhängigkeit der Thermoelementtemperatur dargestellt. Sie wurde durch SIMS-Messungen der Gleichgewichtsdotierungen bei niedrigen Wachstumstemperaturen erstellt. In der Arrhenius-Darstellung kann mit Hilfe der logarithmierten Gl. 2.11

$$\ln F_c = \ln N_s \cdot v - \frac{W}{k_B} \cdot \frac{1}{T_{Sb}} \quad (2.15)$$

eine Näherungsgerade angelegt werden, aus deren Steigung die Bindungsenergie mit $W = 2,09 \text{ eV}$ berechnet werden kann. Nach demselben Prinzip kann aus der Dampfdruckkurve Tab. 26 und Gl. 2.10 die Bindungsenergie für Antimon bestimmt werden ($W = 2,06 \text{ eV}$). Der höhere Wert bei der Effusionszelle zeigt, dass die Temperatur des Verdampfungsguts höher ist als am Thermoelement. Der geringe Unterschied der Werte lässt auf eine gute thermische Ankopplung schließen.

Für die zuverlässige Nutzung der Zelle wurde außerdem die Flussverteilung auf dem Wafer bestimmt (Gleichförmigkeit bei Rotation beträgt $\pm 2 \%$ [22]) sowie die PID-Regelparameter optimiert.

Die Materialien Germanium (Ge) und Bor (B) werden ebenfalls aus Effusionszellen verdampft, jedoch bei deutlich höheren Temperaturen (Dampfdruck siehe Tab. 26 im Anhang). Bei diesen Zellen muss daher noch mehr Wert auf einen durchdachten Aufbau und hochwertige Materialien gelegt werden (z. B. Heizwendel und Tiegel aus pyrolithischem Graphit, weitere Kühlung und Abschirmungen).

2.2.3 Silizium-Elektronenstrahlverdampfer

Silizium (Si) hat eine Schmelztemperatur von 1414°C (Materialdaten und Dampfdruckkurve im Anhang) und ist im aufgeschmolzenen Zustand so aggressiv, dass es jedes Tiegelmaterialeiner Effusionszelle angreifen und dabei verunreinigt werden würde. In einem Elektronenstrahlverdampfer (ESV) wird der Molekularstrahl erzeugt, in dem Silizium in einem wassergekühlten Kupferblock an der Oberfläche durch Elektronenbeschuss aufgeschmolzen wird. Das unaufgeschmolzene Silizium bildet den eigentlichen Tiegel für die Si-Schmelze (siehe Abb. 10). Die Elektronenquelle (Wolfram-

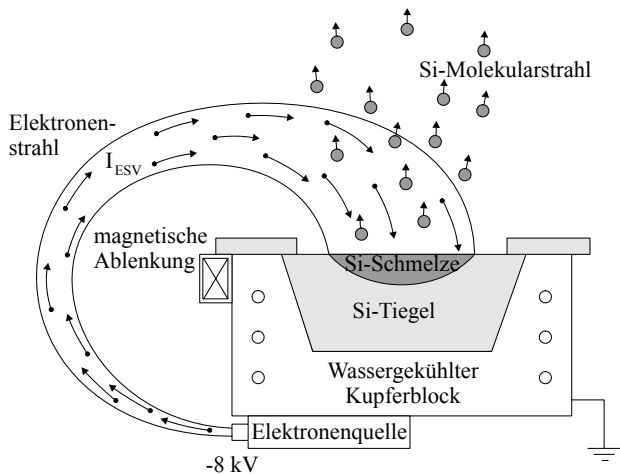


Abb. 10: Aufbau des Si-Elektronenstrahlverdampfers (ESV)

Filament und Fokussierungselektrode) ist unter dem Kupferblock angebracht. Die Elektronen werden mit 8 kV beschleunigt, durch einen Permanentmagneten um 270° abgelenkt und auf das Silizium fokussiert. Der fokussierte Strahl wird zusätzlich elektrisch abgelenkt und rastert einen runden Fleck auf der Oberfläche des Siliziums ab. Die Verdampfungsrate Γ_e und somit die Wachstumsrate R wird über den Emissionsstrom I_{ESV} mit Hilfe des Quadrupol-Massenspektrometers QMS geregelt (siehe Abb. 5).

Beim Auftreffen des Elektronenstrahls auf das Silizium geben die Elektronen ihre kinetische Energie an das Silizium ab. Dadurch schmilzt das Silizium an der Oberfläche auf. Das restliche Silizium bleibt durch die Kühlung des Kupferblocks fest. Die Beschleunigungsspannung des Elektronenstrahls ist konstant, daher ist die Leistung des Elektronenstrahls proportional zum Emissionsstrom I_{ESV} . Ein größerer Emissionsstrom I_{ESV} hat eine größere Schmelzfläche A , eine höhere Temperatur der Si-Schmelze T_{Si} , einen höheren Dampfdruck p und somit eine größere Verdampfungsrate Γ_e (siehe Gl. 2.9) zur Folge. Bei hohen Emissionsströmen bilden sich turbulente Strömungen in der Schmelze (Marangoni-Konvektion), die zu Fluktuationen der Verdampfungsrate führen.

Der Si-ESV ist von einer wassergekühlten Kaltwand mit einer auf das Substrat gerichteten Öffnung umgeben, um in der Wachstumskammer die Belastung durch Strahlung und die Bedampfung mit Silizium zu verringern. Die Öffnung kann zur Unterbrechung des Siliziumflusses mit einer Blende verschlossen werden (siehe Abb. 5 und 14). Die geerdete Abschirmung ist innen vollständig mit Silizium-Platten ausgekleidet, um Metall-Kontaminationen des Siliziumtiegels zu vermeiden.

Infolge der Verdampfung bildet sich allmählich ein Krater im Si-Tiegel, dessen Flanken die Verdampfungscharakteristik beeinflussen. Daher und wegen der besseren Materialausnutzung ist es sinnvoll, die Si-Oberfläche regelmäßig großflächig aufzuschmelzen.

2.3 MBE-Wachstumsprozess und Schichtanalyse

Ziel des epitaktischen Wachstums mit der MBE-Anlage ist es, Bauelementstrukturen mit vorgegebenem Dotierprofil herzustellen, d. h. die geforderten Schichtdicken und Dotierkonzentrationen möglichst genau einzuhalten und dabei scharfe Übergänge und eine gute Kristallqualität zu erreichen. Grundvoraussetzungen dafür sind die exakten Kalibrierungen der Materialflüsse aus den Verdampferquellen sowie der Substrattemperatur und die genaue Kenntnis der Segregationsweiten der verwendeten Materialien.

Eine weitere wichtige Voraussetzung ist die zuverlässige Durchführung des Wachstumsprozesses mit Hilfe eines computergesteuerten Ablaufs sowie die exakte Regelung der

Quellen mit optimierten PID-Reglern und die Kontrolle des Prozesses durch in situ-Messungen.

Vor dem Wachstum werden die vom Hersteller RCA-gereinigten Substrate gewogen und durch die Schleusenkammer ins Vakuum gebracht. Der erste Schritt des Wachstumsprozesses ist die vollständige Entfernung der Oxidschicht durch die thermische Reinigung bei 920°C. Ansonsten ist keine spezielle Vorbehandlung der Substrate notwendig [23].

Da viele Effekte des epitaktischen Wachstums stark von der Temperatur abhängig sind (z. B. Segregation, Erzeugung und Ausheilung von Kristalldefekten, Desorption, Diffusion und die Relaxation verspannter Schichten) ist die Wahl der Wachstumstemperatur entscheidend für die Umsetzung der vorgegebenen Schichtstruktur. Dabei sind je nach Zusammensetzung der Materialien Temperaturen von 150°C bis 800°C erforderlich.

Zur Verwirklichung konstanter Dotierungen und scharfer Übergänge ohne Profilverschmierung muss die Segregation unterdrückt werden oder bei bekannter Segregationsweite mit einer geeigneten Wachstumsstrategie vermieden werden. Die einfachste Möglichkeit, die Segregation zu unterdrücken, ist das Wachstum bei sehr niedrigen Temperaturen $T < 300^\circ\text{C}$ (spontaner Einbau). Dabei treten jedoch zunehmend Defekte bis hin zu amorphem Wachstum auf. Teilweise Abhilfe können thermische Ausheilschritte während oder nach dem Wachstum schaffen, jedoch nur, wenn die Schichtstruktur eine solche thermische Belastung zulässt (Gefahr der nachträglichen Relaxation verspannter Schichten oder der Diffusion von Dotierstoffen). Bei mittleren Temperaturen (400 bis 550°C) kann das Problem der Segregation umgangen werden, wenn die Höhe der Dotierung n über die temperaturabhängige Segregationsweite Δ gesteuert wird (siehe Gl. 2.8). Dazu muss vor der n -dotierten Schicht eine Anfangs-Oberflächenkonzentration (Vorbelegung) $n_s(0)$ aufgebracht werden.

Eine Verbesserung der Kristallqualität zeigt sich, wenn die erste Schicht nach der thermischen Reinigung bei Temperaturen $T \geq 540^\circ\text{C}$ gewachsen wird, bzw. wenn vor der eigentlichen Schichtstruktur zu Beginn des Wachstums eine Si-Pufferschicht bei der Standardtemperatur von 585°C gewachsen wird. Bei dieser Temperatur ist wegen der starken Segregation keine Sb-Dotierung mit $n > 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ möglich, so dass sich bei der Kontaktierung über das Substrat ein hoher Serienwiderstand ergeben würde. Abhilfe schafft die Methode der Dotierung mit Sekundärionen (DSI, siehe Abschnitt 3.4), mit der auch bei $T = 585^\circ\text{C}$ eine Sb-Dotierung bis $n \geq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ erreicht werden kann.

Bei Schichtfolgen sind des Weiteren Temperaturverläufe oder Wachstumsunterbrechungen für Temperaturänderungen nötig. Die Verwirklichung einer Bauelementstruktur soll hier am Beispiel eines Schichtprofils zur Bestimmung der Segregationsweite erläutert werden.

2.3.1 Wachstumsstrategien zur Bestimmung der Segregationsweite

Die Segregationsweite beeinflusst die Dotierung und kann andererseits aus dem Dotierprofil bestimmt werden. Besonders gut eignet sich dazu eine Wachstumsstrategie mit Vorbelegung. Die MBE-Schichten können mit Vierspitzen-, SIMS- und eCV-Messungen untersucht werden, wobei die Vierspitzenmessung die Segregationsweite aus dem Schichtleitwert bestimmt, während sie bei SIMS und eCV aus dem Dotierprofil abgeleitet wird.

Es wurden sogenannte p^- -Substrate (float zone-Material, $\rho > 1000 \Omega\text{cm}$) der Fa. Wacker verwendet. Nach der thermischen Reinigung wird das Substrat auf 585°C abgekühlt. Bei den Schichten, bei denen die spätere Wachstumstemperatur $T < 540^\circ\text{C}$ ist, wird als Wachstumsbeginn eine 150 nm dicke intrinsische Pufferschicht gewachsen. Darauf, oder beim Wachstum ohne Puffer direkt auf das gereinigte Substrat, wird die Sb-Vorbelegung $n_s(0)$ aufgebracht. Dabei wurde immer dieselbe Sb-Temperatur von $T_{\text{Sb}} = 450^\circ\text{C}$ verwendet. Für die verschiedenen Vorbelegungen $n_s(0)$ wurde entsprechend der Flusskalibrierung nach Abb. 9 die jeweilige Dauer der Öffnung der Sb-Zelle berechnet.

Für eine bestmögliche Homogenität wird die Vorbelegung $n_s(0)$ mit Rotation aufgebracht. Nachdem das Substrat auf die eigentliche Wachstumstemperatur abgekühlt worden ist, wird die 300 nm dicke Si-Schicht bei den zu untersuchenden Wachstumsbedingungen ohne Rotation aufgewachsen, um zusätzliche Informationen über die Dotierverteilung zu erhalten. Normalerweise findet das Wachstum von Bauelementstrukturen wegen der besseren Homogenität der Flüsse und Temperaturen immer mit Rotation statt. Mit dem Abschalten der Quellen und dem Abkühlen des Substrats ist der Wachstumsprozess beendet.

2.3.2 Schichtdickenmessung mit dem Profiler

Nach dem Wachstum werden Gewicht und Dicke der aufgewachsenen Schicht bestimmt. Mit dem Tencor P10 Surface Profiler können Oberflächenstrukturen und -rauigkeiten gemessen werden. Eine Nadel tastet die Oberfläche ab, deren Auslenkung wird kapazitiv erfasst. Die vertikale Auflösung des gemessenen Profils ist $< 10 \text{ nm}$, die horizontale Auflösung wird durch den Radius der Messspitze von $2 \mu\text{m}$ begrenzt. In den folgenden Experimenten wurden ausschließlich 4"-Wafer in 6"-Haltringen verwendet. Mit Hilfe der an der Auflage entstehenden Stufe kann die Dicke der aufgewachsenen Schicht gemessen werden. Die Schichtdicke wird zur Kalibrierung der Si-Wachstumsrate R und zur Messung der exakten Dicke für die Auswertung der Vierspitzenmessung bei jeder Probe verwendet.

Das normale Wachstum von Bauelementstrukturen wird mit Rotation durchgeführt, daher ist die Schichtdicke überall nahezu gleich (Abweichung des Si-Flusses zwischen Mitte und Rand beträgt 3,2 %). Bei den Proben, die im Rahmen dieser Arbeit zur Bestimmung der Segregationsweite hergestellt wurden, wurde die Si-Schicht jedoch ohne Rotation erzeugt, um aus der Dotierverteilung zusätzliche Informationen über die Form des Ionenstrahls

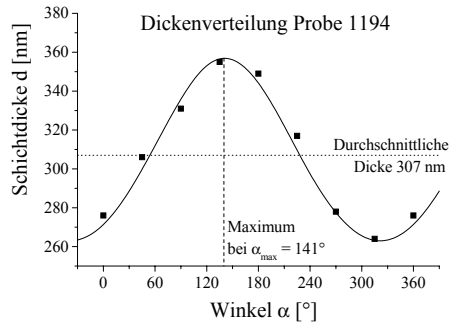


Abb. 11: Gemessene und berechnete Schichtdickenverteilung am Rand eines unrotierten Substrats

bzw. der Temperaturverteilung gewinnen zu können. Die Variation des Si-Flusses und damit der Wachstumsrate R über dem Wafer um ca. $\pm 15\%$ muss bei der Auswertung berücksichtigt werden. In Abb. 11 sind die gemessene und die mit Gl. 2.14 berechnete Dickenverteilung am Wafertrand ohne Rotation dargestellt (geometrische Daten der MBE-Anlage: $r_{\text{Sub}} = 35,4 \text{ mm}$, $\vartheta = 15,9^\circ$). Bei den unrotierten Proben kann anhand des Maximums der Dickenverteilung der Winkel zum ESV α_{max} festgelegt werden, um die Dotierverteilungen vergleichen zu können.

2.3.3 Vierspitzenmessung

Die Vierspitzenmessung ist eine einfache Methode zur Bestimmung der Dotierung über den Schichtwiderstand. Bei bekannter Schichtdicke d kann der spezifische Widerstand ρ der obersten Schicht über einen Messkopf mit vier Spitzen gemessen werden, vorausgesetzt, die Schicht ist von den darunterliegenden und vom Substrat durch einen pn-Übergang elektrisch isoliert.

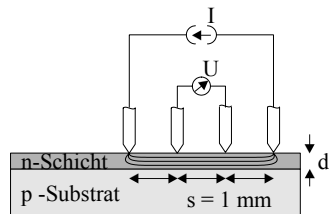


Abb. 12: Prinzip der Vierspitzenmessung

Das Prinzip der Vierspitzenmessung ist in Abb. 12 dargestellt. Die vier Spitzen mit dem Abstand $s = 1 \text{ mm}$ werden auf die Oberfläche der zu messenden Schicht mit definierter Kraft aufgesetzt. Zwischen den äußeren beiden Spitzen wird ein Strom I eingepreßt, dessen Spannungsabfall U in der Schicht an den inneren beiden Spitzen gemessen wird. Wenn die

Schicht dünn genug ist ($d < s/2$) und der Strom ausschließlich durch die Schicht fließt, kann der Leitwert der Schicht G aus dem eingepprägten Strom I , der gemessenen Spannung U und dem Geometriefaktor $\pi / \ln 2 = 4,532$ [24, 25] berechnet werden:

$$G = \frac{I}{U \cdot 4,532} = \int_0^d \frac{1}{\rho(z)} dz = e \cdot \int_0^d \mu(z) \cdot n(z) dz \quad (2.16)$$

Der Schichtleitwert G ist das Integral der spezifischen Leitfähigkeit über der Schichtdicke d und so mit dem spezifischen Widerstand ρ bzw. der Elementarladung e , der Ladungsträgerbeweglichkeit μ und der Dotierung n verknüpft. Da die Beweglichkeit μ eine Funktion der Dotierung n ist, muss sie ebenfalls im Integral über der Schichtdicke berücksichtigt werden. Die Ladungsträgerbeweglichkeit der Elektronen in Silizium μ in Abhängigkeit der Dotierung n kann durch die Näherungsgleichung

$$\mu(n) = \mu_{\min} + \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min}}{1 + (n/N_{\text{ref}})^\alpha} \quad (2.17)$$

mit den Parametern $\mu_{\min} = 52,2 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $\mu_{\max} = 1417 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $\alpha = 0,68$ und $N_{\text{ref}} = 9,68 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ beschrieben werden [26]. Unter der Annahme, dass sich innerhalb der Schicht die Dotierung $n(z)$ nur unwesentlich ändert und die Ladungsträgerbeweglichkeit μ in der Schicht als konstant betrachtet werden kann, vereinfacht sich Gl. 2.16 zu

$$G = e \cdot \mu \cdot n \cdot d = \frac{d}{\rho} \quad (2.18)$$

mit dem durchschnittlichen spezifischen Schichtwiderstand ρ :

$$\rho = 4,532 \cdot \frac{U}{I} \cdot d \quad [\Omega \text{ cm}] \quad (2.19)$$

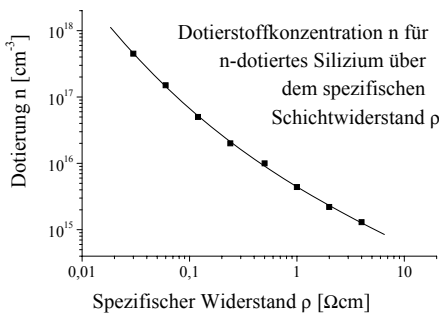


Abb. 13: Dotierung n als Funktion des spezifischen Widerstands ρ

Die Umrechnung des spezifischen Widerstandes ρ in die Dotierkonzentration n wird mit Hilfe einer Näherungsgleichung durchgeführt, die sich auf Tabellenwerte stützt [26]. Die Tabellenwerte sowie das Näherungspolynom 3. Ordnung sind in Abb. 13 dargestellt. Aufgrund der doppelt logarithmischen Darstellung ergibt sich die Näherungsgleichung:

$$n = 10^{(15,647 - 0,9794 \cdot \log \rho + 0,1558 \cdot (\log \rho)^2 - 0,0446 \cdot (\log \rho)^3)} \quad (2.20)$$

Die Vierspitzenmessung hat keine Aussage über das Tiefenprofil der Dotierung $n(z)$, aber wegen der schnellen Messung und einfachen Auswertung kann eine zweidimensionale Dotierverteilung über dem Wafer aufgenommen werden. Zu diesem Zweck wurde eine Vorrichtung gebaut, mit der in acht Richtungen unter 45° jeweils acht Messpunkte erfasst werden (siehe Abb. 14). Um die Dotierverteilung besser grafisch darstellen oder integrieren zu können, wurden bei den untersuchten Proben mit dem Programm MATLAB Näherungsflächen über die gemessenen Punkte gelegt.

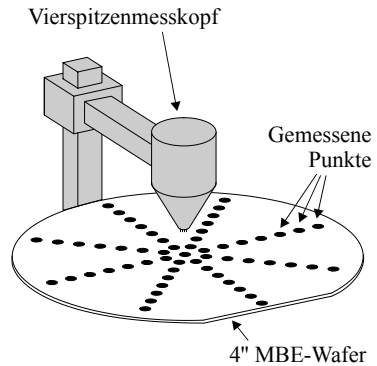


Abb. 14: Messung einer zweidimensionalen Dotierverteilung mit der Vierspitzenmessung

Wenn die Dotierung des Substrats deutlich

geringer als die der zu messenden Schicht ist, dann erstreckt sich die Raumladungszone des pn-Übergangs ins Substrat, d. h. die effektiv leitende Schicht wird nicht durch die Raumladungszone eingeengt (siehe Abb. 15, links).

Wie SIMS-Messungen jedoch gezeigt haben, bleibt bei RCA-gereinigten Substraten nach der thermischen Reinigung eine Bor-Oberflächenbelegung zurück, die als sogenannte δ -Dotierung beim Wachstumsbeginn eingebaut wird. Diese Bor- δ -Dotierung ändert die Ausbreitung der Raumladungszone entscheidend. Die höhere Dotierung sorgt dafür, dass sich die Raumladungszone in die n-Schicht erstreckt und somit den Strompfad einengt (siehe Abb. 15, rechts). Die systematische Verfälschung der Messung kann wie folgt korrigiert werden:

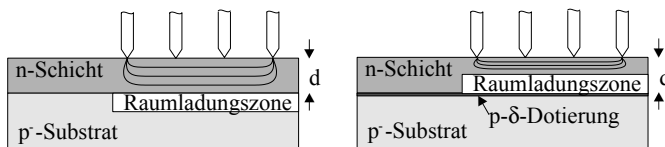


Abb. 15: Die Raumladungszone breitet sich immer ins niedriger dotierte Gebiet aus. Bei einer Bor- δ -Dotierung an der Grenze zum Substrat wird der Strompfad eingeengt und die Messung verfälscht.

Nach [26] ergibt sich beim einseitig abrupten pn-Übergang ($p \gg n$) die Weite der Raumladungszone im n-Gebiet $l_n = 300 \text{ nm}$ bei $N_D = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Bei anderen Dotierungen n kann für die Raumladungsweite l_n somit angenommen werden:

$$l_n = d \cdot \sqrt{\frac{1,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}}{n}} \quad (2.21)$$

Der effektive Schichtleitwert G_{eff} ergibt sich daraus, dass in diesem Fall von der Schicht mit der Leitfähigkeit G und der Dicke d die Raumladungszone l_n abgezogen werden muss.

$$G_{\text{eff}} = G \cdot \left[1 - \frac{l_n}{d} \right] = G \cdot \left[1 - \sqrt{\frac{1,2 \cdot 10^{16}}{n}} \right] = G \cdot \left[1 - \sqrt{\frac{G_0}{G}} \right] \quad (2.22)$$

Mit Gl. 2.21, Gl. 2.18 und der Hilfskonstante

$G_0 = e \cdot \mu \cdot d \cdot 1,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} = 0,066 \text{ mS}$ kann Gl. 2.22 vereinfacht werden. In Abb. 16 ist der effektive Schichtleitwert G_{eff} über dem Schichtleitwert G aufgetragen. Der relative Fehler ist um so geringer, je höher der Schichtleitwert G ist. Mit Hilfe von Abb. 16 kann somit der gemessene effektive Leitwert G_{eff} mit dem Schichtleitwert G in Beziehung gesetzt werden.

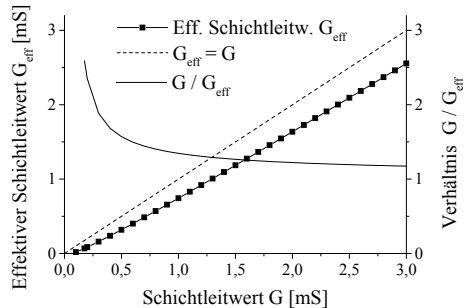


Abb. 16: Effektiver Schichtleitwert G_{eff} infolge der Raumladungszone in Abhängigkeit des Schichtleitwertes G

2.3.4 Elektrochemische Kapazitäts-Spannungsmessung (eCV)

Die elektrochemische Kapazitäts-Spannungsmessung (eCV) ist eine Kombination aus CV- (capacitance voltage)-Messung an einem Elektrolyt-Halbleiter-Kontakt und elektrochemischem Ätzen des Halbleitersmaterials. Das Prinzip der CV-Messung beruht darauf, dass die Weite der Raumladungszone einer in Sperrrichtung betriebenen Schottkydiode von der angelegten Spannung abhängt. Beim Anlegen einer Wechselfspannung mit geringer Amplitude kann durch die Änderung der Kapazität die Ladungsträgerdichte am Rand der Raumladungszone bestimmt werden [27].

Durch abwechselndes elektrochemisches Ätzen und CV-Messungen wird somit ein Tiefenprofil der Ladungsträgerkonzentration erstellt. Ein pn-Übergang in der Schicht sowie hohe Serienwiderstände stören die Messgenauigkeit. Wie alle elektrischen Messungen ist die

eCV-Messung im Bezug auf Störungen der Kristallqualität sehr sensibel. Dadurch ergibt sich eine zusätzliche Aussage für die elektrischen Eigenschaften und die Schichtqualität.

2.3.5 SIMS (secondary ion mass spectroscopy)

Mit SIMS lässt sich die Zusammensetzung der Dotierprofile unabhängig von der Kristallqualität und Schichtfolge messen. Durch Ionenstrahlputtern wird die zu untersuchende Schicht nach und nach abgetragen. Die herausgesputterten Atome aus dem Schichtmaterial werden in einem Massenspektrometer analysiert. Dadurch entsteht ein Tiefenprofil der chemischen Zusammensetzung, unabhängig von der Kristallqualität, von pn-Übergängen oder davon, ob die Dotierstoffe elektrisch aktiv eingebaut sind.

Die Methode ist destruktiver Natur, da auf der Probe ein Krater vom Sputtern zurückbleibt. Durch das Sputtern und durch Unebenheiten des Kraters wird das SIMS-Profil in Richtung der Messung, also gegen die Wachstumsrichtung, verschmiert. Die Verschmierung beim Sputtern ist bei leichten Atomen stärker als bei schweren. SIMS hat eine sehr geringe Auflösung bis zu wenigen nm, die Messung muß jedoch außer Haus gemacht werden.

3 Erzeugung, Messung und Einfluss von Ionen

3.1 Ionengeneration im Elektronenstrahlverdampfer

Der verwendete Silizium-Elektronenstrahlverdampfer (Leybold ESV 18) ist nicht nur eine Quelle für verdampfte Si-Atome, etwa 20 % der Elektronen aus dem Strahl werden an der Si-Schmelze reflektiert oder rückgestreut. Außerdem erzeugt der ESV eine große Zahl von Sekundärelektronen mit geringer Energie ($W_{el} < 100$ eV), positive und negative Si-Ionen sowie thermische Strahlung und Röntgenstrahlung, die das Wachstum, den Druck und die Messgeräte beeinflussen können.

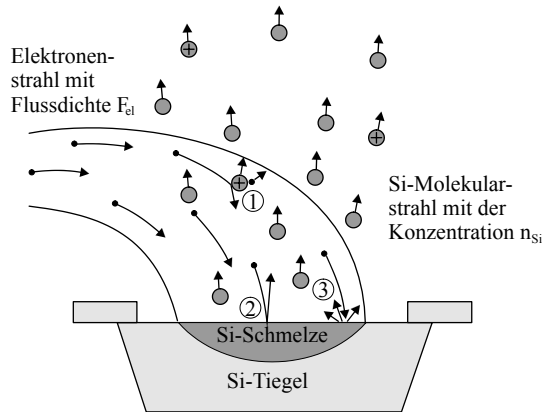


Abb. 17: Auswirkungen des Elektronenstrahls: Stoßionisation (1), Reflexion des Elektronenstrahls (2) und Erzeugung von Sekundärelektronen (3)

Daher ist der gesamte ESV von einer Kaltwand mit einer auf das Substrat gerichteten Öffnung umgeben, um in der Wachstumskammer die Strahlung und Bedampfung mit Silizium zu verringern. Die reflektierten Elektronen mit hoher Energie ($100 \text{ eV} < W_{el} \leq 8 \text{ keV}$) können Aufladungen verursachen, deshalb sollten alle Teile in der Wachstumskammer auf definiertem Potenzial liegen (siehe Abschnitt 3.2). Im Folgenden werden für die Dotierung mit Sekundärionen nur die positiv geladenen Si^+ -Ionen betrachtet.

Ein magnetisch fokussierter Si-ESV kann als Ionenquelle für Si^+ -Ionen genutzt werden, um mit negativem Substratpotenzial einen Ionenfluss auf das Substrat zu erzeugen. Elektrostatisch fokussierte ESV sind dazu ungeeignet [13]. Der ESV hat den Vorteil, dass keine zusätzliche Ionisierungseinheit benötigt wird, da im ESV automatisch Ionen erzeugt werden, und dass die Si-Ionen keine Verunreinigung für die aufwachsende Schicht darstellen. Die Ionen werden durch Stoßionisation des Elektronenstrahls mit verdampften Si-Atomen oberhalb der Schmelze generiert (siehe Abb. 17). Der Raum, in dem die Ionisation stattfindet, ist somit das Schnittvolumen zwischen Elektronenstrahl und Si-Molekularstrahl. Die Wahrscheinlichkeit für ein Si-Atom, ionisiert zu werden, ist proportional zur Elektronenflussdichte F_{ESV} und zu einem Ionisationsquerschnitt σ_i . Die Gesamtzahl der pro Zeit

generierten Ionen, die Generationsrate G_{ion} , ist neben der Ionisationswahrscheinlichkeit auch proportional zur Si-Atomdichte über der Schmelze n_{Si} und zum Ionisationsvolumen V_{ion} :

$$G_{\text{ion}} = F_{\text{ESV}} \cdot n_{\text{Si}} \cdot \sigma_i \cdot V_{\text{ion}} \quad [\text{s}^{-1}] \quad (3.1)$$

wobei F_{ESV} und der Emissionsstrom I_{ESV} über die Elementarladung e und die Fläche A zusammenhängen, die der Elektronenstrahl abstrahlt:

$$I_{\text{ESV}} = A \cdot F_{\text{ESV}} \cdot e \quad (3.2)$$

Mit Hilfe von Gl. 3.1, Gl. 3.2, Gl. 2.9 und Gl. 2.14 kann die Generationsrate G_{ion} als Funktion des Emissionsstroms I_{ESV} und der Wachstumsrate R dargestellt werden:

$$G_{\text{ion}} = I_{\text{ESV}} \cdot R \cdot \frac{\sigma_i \cdot V_{\text{ion}} \cdot N_{\text{B}} \cdot \frac{\pi \cdot r_{\text{Sub}}^2}{\cos^2 \vartheta}}{A^2 \cdot e \cdot \sqrt{\frac{N_{\text{A}} \cdot k_{\text{B}} \cdot T_{\text{Si}}}{2\pi \cdot M_{\text{Si}}}}} \quad [\text{s}^{-1}] \quad (3.3)$$

Somit ist das Produkt aus Emissionsstrom I_{ESV} und Wachstumsrate R die entscheidende Größe für die Ionengenerationsrate G_{ion} , wenn angenommen wird, dass alle anderen Werte annähernd konstant sind. Dabei wird jedoch vereinfachend vorausgesetzt, dass die Fläche des Elektronenstrahls gleich der Fläche der Si-Schmelze ist und dass diese Fläche A , die Temperatur T und das Ionisationsvolumen V_{ion} näherungsweise konstant sind. Zwischen den Größen I_{ESV} und R besteht ein fester Zusammenhang (siehe Abschnitt 5.1.1), der jedoch von der Fokussierung des Elektronenstrahls, bzw. von Kraterform und Füllhöhe des Si-Tiegels abhängig ist.

Für die weiteren Betrachtungen wird angenommen, dass die Ionen nach der Generation eine geringe Anfangsenergie besitzen. Ohne äußeren Einfluss rekombinieren sie mit Sekundärelektronen, treffen auf die Abschirmung oder verlassen die Abschirmung durch deren Öffnung in die Wachstumskammer, wo sie jedoch mangels Energie keine Auswirkungen haben.

Erst durch Anlegen eines negativen Potentials an das Substrat kann ein wesentlicher Teil der Ionen aus der Abschirmung herausgezogen (Extraktion) und im elektrischen Feld des Substrats beschleunigt werden. Das elektrische Feld der Substratspannung dringt jedoch nur abgeschwächt ins Innere der geerdeten ESV-Abschirmung ein. Daher wird nur ein Teil der generierten Ionen extrahiert, der stark vom Substratpotential U_{Sub} abhängt.

Wegen der zu vernachlässigenden Anfangsenergie kann angenommen werden, dass schon bei geringer negativer Spannung alle extrahierten Ionen auf das Substrat treffen, während bei positiver Substratspannung keine Ionen am Substrat ankommen. Beim Auftreffen auf die

Substratoberfläche besitzen alle Ionen dieselbe Energie W_{ion} , die nur von der beschleunigenden Substratspannung U_{Sub} abhängt:

$$W_{\text{ion}} = e \cdot U_{\text{Sub}} \quad (3.4)$$

Außer Generation und Extraktion ist die Fokussierung des Ionenstrahls für die Ionendichte auf der Substratoberfläche entscheidend. Dabei spielen die Anordnung des ESV gegenüber dem Substrat und das elektrische Feld in der Wachstumskammer eine wichtige Rolle. Außerdem haben Simulationen gezeigt, dass die Öffnung der geerdeten ESV-Abschirmung die Fokussierung des Ionenstrahls beeinflusst. Die Vorgänge im ESV werden in Kapitel 5 mit Hilfe der Messergebnisse genauer betrachtet.

3.2 Substratkontakt

Der Substratkontakt spielt im Rahmen dieser Arbeit eine entscheidende Rolle. Über ihn wird einerseits das Substrat-potenzial U_{Sub} angelegt, das die Ionenenergie und die Ionenflussdichte auf dem Substrat bestimmt. Andererseits wird über ihn der Substratstrom I_{Sub} gemessen (siehe Abb. 18), der zur Auswertung der Ionendichte auf das Substrat verwendet werden kann (siehe Abschnitt 5.1.2).

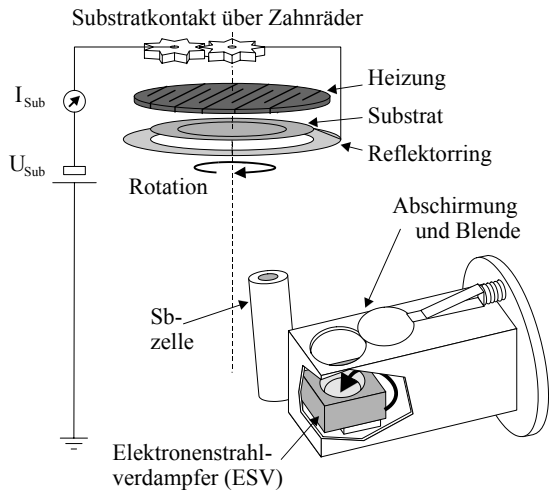


Abb. 18: Substrathalterung mit der ursprünglichen Kontaktierung über die Zahnräder der Substratrotation

Über die rotierbare Halterung wird das Potenzial U_{Sub} an das Substrat und den Reflektorring gelegt (siehe Abb. 6). Der Substratkontakt musste zu Beginn der Untersuchungen umgebaut werden, da sich herausstellte, dass die ursprüngliche Kontaktierung über die Zahnräder der Substratrotation nicht ausreichend war (siehe Abb. 18). Das Substrat wird während des Wachstums von einer großen Zahl von Elektronen aus dem ESV getroffen (siehe Abschnitt 3.1). Wenn der Kontakt des Substrats zur Masse unterbrochen ist, lädt sich das Substrat in

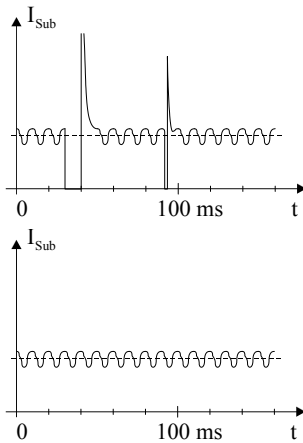


Abb. 19: Zeitaufgelöste Messung des Substratstroms I_{Sub} mit dem ursprünglichen Kontakt (oben) und mit dem zusätzlichen Kontakt (unten)

leicht gewellter Strom I_{Sub} mit einer Frequenz von 100 Hz. Mit dem ursprünglichen Kontakt über die Zahnräder (Abb. 19, oben) zeigen sich Kontaktunterbrechungen, in denen kein Strom fließt. In dieser Zeit kommt es zur Aufladung des Substrats, die nur durch die maximale Energie der reflektierten Elektronen auf 8 kV begrenzt ist. Schließt sich der Kontakt wieder, dann entlädt sich die Substrathalterung in einer Stromspitze, die um so ausgeprägter ist, je länger der Kontakt unterbrochen war. Das Substrat und die geerdete Wachstumskammer bilden wegen des großen Abstands eine sehr kleine Kapazität, d. h. schon bei Unterbrechungen von 10 ms reichen typische Ströme von 20 μA , um Aufladungen über 1000 V zu verursachen.

Das Problem der Kontaktunterbrechung zeigte sich außer durch die Stromspitzen am Substratkontakt auch dadurch, dass die Dotierung bei segregierenden Dotierstoffen (wie Antimon) verglichen mit Literaturwerten viel zu hoch war, dazu einen starken Gradienten über den Wafer aufwies und sich durch die von außen angelegte Spannung U_{Sub} kaum beeinflussen ließ.

kürzester Zeit bis auf mehrere kV auf. Das negativ geladene Substrat zieht beschleunigte Ionen aus dem ESV an, die beim Aufprall das Wachstum beeinflussen (schlechte Schichtqualität bei niedrigen Temperaturen und erhöhte Dotierung bei segregierenden Dotierstoffen). Der Grund für die Kontaktunterbrechungen ist, dass die Zahnräder der Substratrotation im UHV nicht geschmiert und wegen der Gefahr von Metallabrieb nicht eng eingestellt werden dürfen.

Um diesen Effekt zu untersuchen, wurde eine zeitaufgelöste Messung des Substratstroms mit einem Speicheroszilloskop durchgeführt. In Abb. 19 ist der Substratstrom I_{Sub} über der Zeit dargestellt. Bei geschlossenem Kontakt ergibt sich in Folge der Rasterung des Elektronenstrahls ein

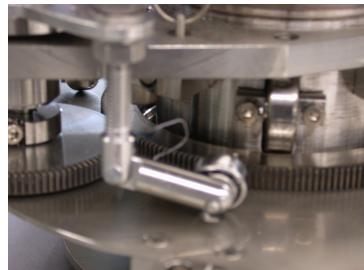


Abb. 20: UHV-taugliche Realisierung des zusätzlichen Kontakts

Um das Problem der Kontaktunterbrechungen zu lösen, wurde ein zusätzlicher Kontakt parallel zu den Zahnrädern konstruiert. Die Möglichkeiten enger eingestellter Zahnräder bzw. eines Schleifkontakts wurden wegen der Gefahr von Metallabrieb verworfen. Der zusätzliche Kontakt besteht aus einem Kugellager, das auf der rotierenden Platte abrollt, an die die Halterungen für Substrat und Reflektorring befestigt sind (siehe Abb. 20). Der Kontakt funktioniert im Vakuum fehlerfrei und zuverlässig (siehe Abb. 19, unten), obwohl sich bei vorausgehenden Tests an der Luft nur ein mäßiger Kontaktwiderstand ergab, der aber wahrscheinlich von einem Wasserfilm auf der Oberfläche der Metallteile herrührte.

3.3 Ionensonde

Zur Untersuchung des Einflusses von Ionen auf das epitaktische Wachstum müssen die Ionenenergie, die Ionenflussdichte und deren Verteilung bekannt sein. Aus dem Substratstrom I_{Sub} kann jedoch nur die gesamte Zahl der auftreffenden Ionen bestimmt werden. Außerdem ist dazu eine aufwändige Prozedur notwendig (siehe Abschnitt 5.1.2).

Zur lokalisierten und getrennten Messung der Ionen- und Elektronenstromdichte wurde im Rahmen dieser Arbeit und des Usbekistan-Projekts eine spezielle Sonde mit einer UHV-tauglichen Halterung entwickelt und in die MBE-Anlage unterhalb des Substrats eingebaut (siehe Abb. 21).

Die Ionensonde besteht aus einem Tantalgehäuse mit einer Öffnung. Im Gehäuse sind zwei Elektrodenplatten so angebracht, dass sie vom Si-Atomfluss nicht getroffen werden (siehe Abb. 22). Diese beiden Platten besitzen das entgegengesetzte Potenzial $\pm U_{\text{pl}}$ gegenüber dem Gehäuse, um Ionen und Elektronen, die durch die Öffnung ins Innere des Gehäuses gelangen, auf die jeweiligen Elektrodenplatten zu ziehen. An den Kontakten der Platten werden die Ströme I_i und I_e für Ionen und Elektronen gemessen. Wenn man davon ausgeht, dass jedes Ion, das die Öffnung durchquert, auf die negative Mess-

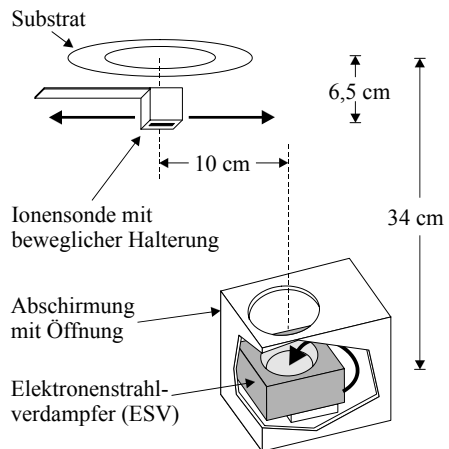


Abb. 21: Messung des im ESV erzeugten Ionenstrahls mit der speziell entwickelten Sonde

elektrode trifft, kann mit Hilfe der Öffnungsfläche $A_{\text{Sonde}} = 1 \text{ cm}^2$ aus dem gemessenen Ionenstrom I_i die Stromdichte j_{ion} am Ort der Sondenöffnung angegeben werden:

$$j_{\text{ion}} = \frac{I_i}{A_{\text{Sonde}}} \quad (3.5)$$

Aus der Stromdichte j_{ion} kann wiederum die Ionenflussdichte F_{ion} berechnet werden:

$$F_{\text{ion}} = \frac{j_{\text{ion}}}{e} \quad (3.6)$$

Dementsprechend können auch Strom- und Flussdichte der Elektronen aus dem Strom I_e berechnet werden.

In einer ersten Reihe von Versuchen wurde die Sonde mit einer unbeweglichen Halterung unterhalb des Substratmittelpunkts angebracht. Der Vergleich dieser Messungen mit den durchschnittlichen Ionenstromdichten aus dem Substratstrom sowie die unsymmetrische Anordnung des ESV gegenüber dem Substrat ließen eine ungleichmäßige Ionenverteilung auf dem Substrat erwarten, die zudem stark durch die Substratspannung U_{Sub} und den Emissionsstrom I_{ESV} beeinflusst wird. Um diese Verteilung bestimmen zu können, wurde die Ionensonde auf eine bewegliche Halterung mit einer Lineardurchführung montiert (siehe Abb. 22), mit deren Hilfe die Sonde auf einer Geraden unter der Substratmitte und senkrecht über der Mitte des Si-Tiegels bewegt werden kann (siehe Abb. 21). Als Nullpunkt der Skala wurde

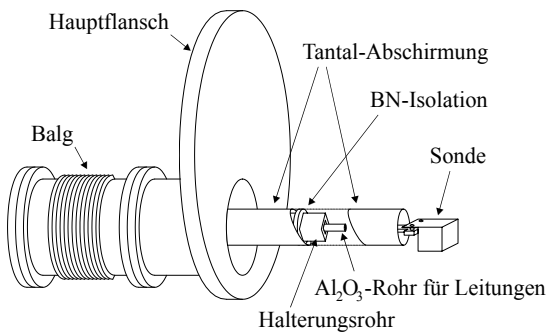


Abb. 23: Technische Umsetzung der UHV-tauglichen beweglichen Halterung durch eine Lineardurchführung

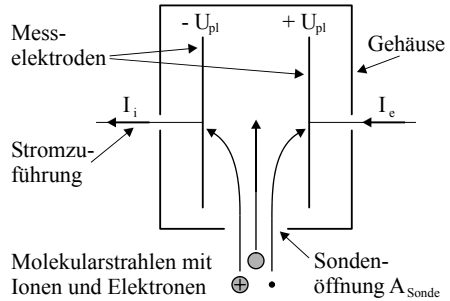


Abb. 22: Prinzipieller Aufbau der Ionensonde

die Substratachse gewählt. Bei der Position $x = 10 \text{ cm}$ befindet sich die Sonde senkrecht über dem Si-Tiegel des ESV. Außerdem kann die Ionensonde mit der beweglichen Halterung für das normale Wachstum aus dem Weg gefahren werden und somit ständig in der Anlage bleiben.

Das Sondengehäuse und die Abschirmung der Halterung sind mit dem Substratpotenzial verbunden, um das elektrische Feld in der Wachstumskammer im Vergleich zum normalen MBE-Wachstum ohne Sonde möglichst wenig zu stören. Die Sonde kann auch zur Ionenmessung bei anderen Materialien verwendet werden [28].

3.4 Ioneneinfluss auf das epitaktische Wachstum

Beschleunigte Ionen, die auf die Oberfläche eines Kristalls auftreffen, geben ihre Energie beim Aufprall ab und können dadurch verschiedene Auswirkungen haben (siehe Abb. 24). Sie können den Kristall an der Oberfläche schädigen oder bei höheren Energien in den Kristall eindringen und Defekte im Inneren erzeugen. Ionen mit geringer Energie liefern der Oberfläche zusätzliche Energie in Form von Stößen, vergleichbar mit hochenergetischen Phononen, ohne den Kristall zu beschädigen [29]. Beim Auftreffen wird das Ion neutralisiert und gibt dabei die Ionisationsenergie von 8,15 eV ebenso an die Oberfläche ab. Ionen mit ausreichender Energie können außerdem Atome durch Sputtern aus der Oberfläche herausschlagen oder Adatome

von der Oberfläche lösen. Trifft ein Si-Ion auf ein Sb-Adatom, so kann dieses einige Atomlagen tief in den Kristall hineingestoßen werden. Diese Sekundärimplantation eines Sb-Atoms hat automatisch eine Schädigung der Kristalloberfläche oder Defekte im Kristallinneren zur Folge. Wird das Sb-Atom danach elektrisch aktiv in den Kristall eingebaut, spricht man von Dotierung durch Sekundärionen (DSI).

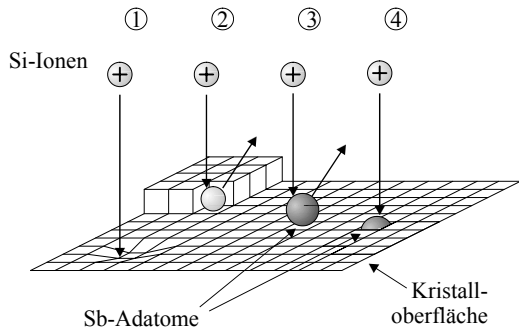


Abb. 24: Wechselwirkungen beschleunigter Ionen mit der Si-Kristalloberfläche: (1) Schädigung des Kristalls, (2) Sputtern von Si-Atomen, (3) Sputtern von Sb-Adatomen, (4) Sekundärimplantation eines Sb-Atoms

In Abb. 25 ist das Prinzip der Dotierung durch Sekundärionen schrittweise dargestellt. Der Prozess vom Auftreffen des Si-Ions bis zum erfolgreichen Einbau des Sb-Atoms ist in folgende Einzelschritte unterteilt:

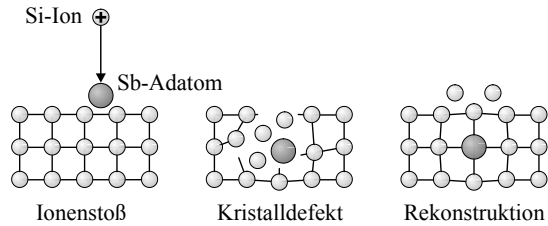


Abb. 25: Dotierung durch Sekundärionen (DSI): ein Sb-Adatom wird durch ein Si-Ion in den Kristall gestoßen und dort beim Ausheilen des Defekts in den Kristall eingebaut.

- Stoß zwischen Si-Ion und Sb-Adatom (Stoßwahrscheinlichkeit hängt von der Ionenenergie ab),
- Energieübertragung vom Si-Ion auf das Sb-Atom durch elastischen Stoß in Abhängigkeit des Massenverhältnisses und des Auftreffwinkels α ,
- Eindringen des Sb-Atoms in den Kristall mit einhergehender Defekterzeugung,
- Einbau des Sb-Atoms durch Neuordnung des Kristalls.

Die Wechselwirkungen beschleunigter Teilchen werden durch Wirkungsquerschnitte beschrieben. Für Abstände $< 10^{-6}$ cm beginnen sich die Teilchen gegenseitig anzuziehen. Diese Streuung ist in diesem Zusammenhang jedoch uninteressant. Die Wahrscheinlichkeit für einen elastischen Stoß mit Energieübertrag beschreibt der Stoßquerschnitt, der von der kinetischen Energie der Teilchen abhängig ist. Das Maximum des Stoßquerschnitts σ_s kann in etwa aus den Radien der stoßenden Teilchen (Sb-Atom $r_{Sb} = 1,35 \cdot 10^{-8}$ cm und Si-Ion $r_{Si^{+}} = 0,65 \cdot 10^{-8}$ cm) berechnet werden:

$$\sigma_s = \pi \cdot (r_{Sb} + r_{Si^{+}})^2 = 1,26 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad (3.7)$$

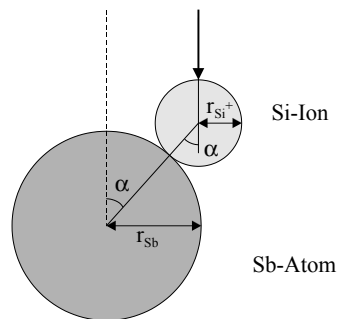


Abb. 26: Der Auftreffwinkel α beeinflusst den Anteil der Energie, die beim Stoß vom Si-Ion auf das Sb-Atom übertragen wird.

Die Energie des Sb-Atoms nach dem Stoß W_{Sb}' beträgt nur einen Teil der Ionenenergie vor dem Stoß W_{ion} . Aus den Gesetzen des elastischen Stoßes folgt, dass neben den Massen der stoßenden Teilchen m_{Si} und m_{Sb} (proportional zu den molaren Massen $M_{Si} = 28,09$ und $M_{Sb} = 121,8$ g/mol) auch der Auftreffwinkel α (siehe Abb. 26) in den Energieübertrag eingeht:

$$\frac{W_{Sb}'}{W_{ion}} = \frac{4 \cdot m_{Si} \cdot m_{Sb}}{(m_{Si} + m_{Sb})^2} \cdot (\cos \alpha)^2 \quad (3.8)$$

Beim zentralen Stoß ($\alpha = 0^\circ$) werden etwa 61 % der Energie übertragen. Beim schiefen Stoß ($\alpha > 0^\circ$) fällt der Anteil nach Gl. 3.8 bei steigendem Winkel α ab (siehe Abb. 27). Je nach Energie und Richtung nach dem Stoß, bewegt sich das Sb-Atom auf der Oberfläche, verlässt die Oberfläche (Sputtern) oder dringt in den Kristall ein (Sekundärimplantation).

Die Sekundärimplantation hat in jedem Fall einen Kristalldefekt zur Folge. Die Eindringtiefe des Ions und die Größe des erzeugten Defekts, d. h. die Anzahl der aus ihrer Position geschlagenen Kristallatome, hängen von der Energie des Ions ab. Die Eindringtiefe bei der Niedrigenergieimplantation mit Sb-Ionen beträgt 0,1 bis 1,1 nm bei Ionenenergien von 50 - 400 eV [10]. Bei der Sekundärimplantation ist die Eindringtiefe, bezogen auf die Energie des Si-Ions, noch geringer, da nur ein Teil der kinetischen Energie auf das Sb-Atom übertragen wird und die Richtung der Sb-Atome durch den Stoß gestreut wird. Bei geringen Ionenenergien dringt das Sb-Atom nur in die erste oder zweite Atomlage des Kristalls ein (z. B. bei der Ionenenergie 10 eV ist die Eindringtiefe $0,05 \text{ nm} < \text{Höhe einer Atomlage } h = 0,136 \text{ nm}$) [29]. Bei dieser Subplantation kann das Sb-Atom weiterhin mit der Oberfläche wechselwirken, bzw. durch Platzwechsel wieder auf die Oberfläche zurückgelangen.

Wird ein Kristallatom aus seiner Position herausgeschlagen, entsteht ein doppelter Punktdefekt (sog. Frenkel-Defekt), bestehend aus einer Leerstelle und einem Zwischengitteratom [30]. Je höher die Energie des eindringenden Teilchens ist, desto größer ist die Anzahl der erzeugten Frenkel-Defekte und desto größer der Abstand der beiden jeweils entstandenen Punktdefekte.

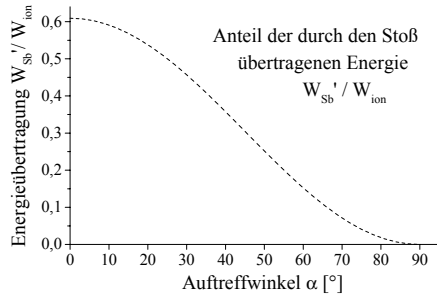


Abb. 27: Anteil der kinetischen Energie W_{Sb}' / W_{ion} , die beim Stoß vom Si-Ion auf das Sb-Atom übertragen wird

Leerstellen und Zwischengitteratome können nur beseitigt werden, indem sie sich gegenseitig neutralisieren (rekombinieren) oder zur Oberfläche diffundieren. Die Wahrscheinlichkeit bzw. Dauer, bis ein Komplex aus mehreren Punktdefekten durch Neuordnen der Atome ausgeheilt ist, hängt stark von der Beweglichkeit der Punktdefekte und somit von der Temperatur ab. Wenn Defekte, die während des Wachstums erzeugt werden, nicht vollständig ausgeheilt sind, dann wird die gesamte aufwachsende Schicht mit Defekten durchsetzt.

Punktdefekte sind auch im unbeschädigten Kristall stets vorhanden, da ihre Erzeugung und Vernichtung im thermischen Gleichgewicht stehen. Ihre Dichte wird jedoch durch Ionenbeschuss stark erhöht und kann auch durch Ausheilen nur teilweise verringert werden. Über Leerstellen des Kristalls können Dotierstoffe (besonders Bor) verstärkt diffundieren (enhanced diffusion [31]). Die gezielte Erzeugung von Punktdefekten durch Ionenbeschuss kann zur Relaxation verspannter Schichten genutzt werden [15, 16].

Beim Prozess der Dotierung durch Sekundärionen sind Defekte unvermeidbar. Der elektrisch aktive Einbau an einer Leerstelle kann nur durch Neuordnung des geschädigten Kristalls geschehen, außerdem hinterläßt das Sb-Atom beim Eindringen eine Spur von Punktdefekten. Für den Einbau des Sb-Atoms und das Ausheilen der Defekte ist daher eine ausreichend hohe Wachstumstemperatur ($T \approx 600^\circ\text{C}$) erforderlich.

Bei der experimentellen Anwendung der Dotierung durch Sekundärionen sind nur der Si-Ionenfluss F_{ion} , die Oberflächenkonzentration der Sb-Adatome n_s und die ionenbedingte Dotierung n messbar. Daher kann nur die Wahrscheinlichkeit, dass ein Sb-Adatom in Folge eines Ionentreffers elektrisch aktiv eingebaut wird, berechnet werden, unabhängig von den Zusammenhängen der einzelnen Zwischenschritte.

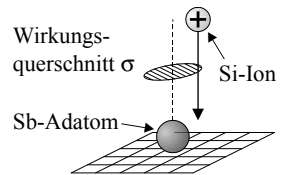


Abb. 28: Definition des Wirkungsquerschnitts σ

In Abb. 28 ist der Wirkungsquerschnitt σ als effektive Fläche für die Wechselwirkung der Teilchen dargestellt. Da nicht jeder Treffer zu einem Einbau führt, ist der Wirkungsquerschnitt für den Einbau σ kleiner als der maximale Stoßquerschnitt σ_s aus Gl. 3.7. Ionentreffer, die nicht genug Energie übertragen oder bei denen das Sb-Atom nur auf der Oberfläche bewegt wird, Treffer, die zu Sputtern führen, Sb-Atome, die wieder an die Oberfläche zurück diffundieren, oder solche, die nicht elektrisch aktiv eingebaut werden, verringern den Anteil der eingebauten Atome und somit den Wirkungsquerschnitt σ .

Die ionenbedingte Sb-Dotierung n mit

$$n = \frac{n_S \cdot F_{\text{ion}} \cdot \sigma}{R} \quad [\text{cm}^{-3}] \quad (3.9)$$

hängt außer vom Wirkungsquerschnitt σ von der Flussdichte der auftreffenden Ionen F_{ion} , der Sb-Oberflächenkonzentration n_S und der Wachstumsrate R ab. Da der Anteil der eingebauten Dotieratome von der Oberflächenkonzentration n_S abhängig ist, kann entsprechend Gl. 2.8 das Verhältnis n_S zu n als Segregationsweite des ionenbedingten Einbaus Δ_{ion} definiert werden:

$$\Delta_{\text{ion}} = \frac{n_S}{n} = \frac{R}{F_{\text{ion}} \cdot \sigma} \quad [\text{cm}] \quad (3.10)$$

Die ionenbedingte Segregationsweite Δ_{ion} ist weder von der Oberflächenkonzentration n_S noch von der Temperatur T abhängig, wenn man davon ausgeht, dass die eingebauten Sb-Atome nicht mehr mit den Sb-Atomen auf der Oberfläche wechselwirken oder dorthin zurückspringen können. Das gilt wiederum nur, wenn die Energie der Ionen groß genug ist, um die Sb-Atome mehrere Atomlagen tief in den Kristall zu stoßen. Außerdem muss die Temperatur groß genug sein, um den Einbau durch Rekristallation zu ermöglichen. Durch die geringe Eindringtiefe ≤ 1 nm können Dotierprofile mit scharfen Übergängen erreicht werden. Damit gibt es neben dem temperaturbedingten Einbau einen zweiten Einbaumechanismus für Sb-Atome. Unter der Annahme, dass sich die Zahl der aus beiden Mechanismen eingebauten Sb-Atome addiert, folgt die gesamte Segregationsweite Δ :

$$\frac{1}{\Delta} = \frac{1}{\Delta_T} + \frac{1}{\Delta_{\text{ion}}} \quad (3.11)$$

die neben der temperaturbedingten Segregationsweite Δ_T auch die ionenbedingten Δ_{ion} beinhaltet. Bei den meisten Anwendungen dominiert jedoch einer der beiden Anteile, da bei niedrigen Temperaturen eine Ionenanwendung wegen mangelnder Ausheilung der Defekte unsinnig ist ($\Delta_{\text{ion}} \rightarrow \infty \Rightarrow \Delta = \Delta_T$), während bei höheren Temperaturen schon geringste Ionendichten den ionenbedingten Einbau überwiegen lassen ($\Delta_T \gg \Delta_{\text{ion}} \Rightarrow \Delta = \Delta_{\text{ion}}$).

Analog zum ionenbedingten Einbau kann der Wirkungsquerschnitt für Sputtern σ_{Sput} definiert werden. σ_{Sput} steht für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Sb-Atom in Folge eines Ionentreffers von der Oberfläche gesputtert wird. Multipliziert mit der Ionenflussdichte F_{ion} und der Sb-Oberflächenkonzentration n_S ergibt sich der Fluss von Sb-Atomen F_{Sput} , der in Folge von Sputtern die Oberfläche verlässt:

$$F_{\text{Sput}} = n_S \cdot F_{\text{ion}} \cdot \sigma_{\text{Sput}} \quad (3.12)$$

4 Antimon-Segregation

4.1 Definition der Segregationsweite Δ

Für die Funktion als elektrisch aktiver Dotierstoff müssen Dotieratome auf Gitterplätzen des Si-Kristalls eingebaut werden. Wegen der unterschiedlichen Atomgrößen und chemischer Bindungseigenschaften ist der Einbau eines Fremdatoms jedoch energetisch ungünstiger als der eines Silizium-(Si-)Atoms. Beim eptiaktischen Wachstum werden daher Fremdatome aus der obersten Kristallschicht

verdrängt und durch Si-Atome ersetzt (siehe Abb. 29). Dieses Aufschwimmen von Fremdatomen auf der wachsenden Oberfläche wird als Segregation bezeichnet. Das Bestreben zur Segregation ist umso stärker, je unterschiedlicher der Atomradius und die chemischen Bindungseigenschaften sind. Antimon (Sb) hat einen um 23 % größeren Atomradius als Si und gehört damit zu den am stärksten segregierenden Dotiermaterialien der Si-Epitaxie. Die

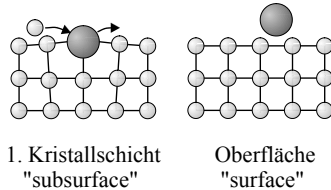


Abb. 29: Segregation: Fremdatome werden aus der obersten Kristallschicht verdrängt und durch Kristallatome ersetzt.

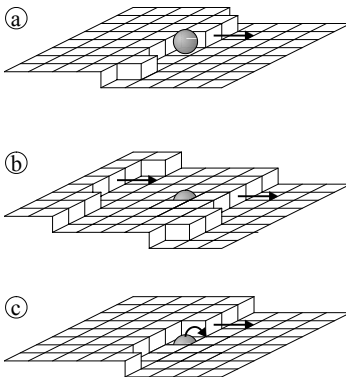


Abb. 30: Schritte der Segregation: Ein Sb-Adatom lagert sich an eine Stufe an (a), wird in die oberste Kristallschicht eingebaut (b) und kann durch Segregation wieder auf die Oberfläche gelangen (c).

Materialdaten für Si und Sb sind in Tab. 24 im Anhang aufgelistet.

In Abb. 30 ist der Prozess der Segregation schrittweise beschrieben. Sb-Atome werden wie Si-Atome auf der Kristalloberfläche adsorbiert, können sich dort ebenso frei bewegen und sich an eine Oberflächenstufe anlagern (siehe Abb. 30a). Durch das Stufenwachstum werden sie automatisch in die oberste Kristallschicht eingebaut (Abb. 30b). Wenn in diesem Zustand das Sb-Atom mit einem Si-Adatom und einem Gitterstoß mit ausreichender

Energie wechselwirkt, ist es aufgrund der unterschiedlichen Bindungsenergie bestrebt, auf die Oberfläche zu springen (Abb. 30c). Schafft das Sb-Atom den Sprung nicht, bis die nächste Oberflächenstufe das Sb-Atom erreicht, dann wird es von der Stufe überdeckt und in den Kristall eingebaut. Die Wahrscheinlichkeit, ob ein Sb-Atom eingebaut wird oder segregiert, hängt von den Parametern Wachstumstemperatur T , Si-Wachstumsrate R und Sb-Oberflächenkonzentration n_s ab. Sie kann außerdem durch Adatome eines dritten Materials (sufactant) und durch auftreffende Ionen (DSI, siehe Abschnitt 3.4) beeinflusst werden.

Bei gleichzeitigem Bedampfen von Si und Sb führt die Segregation zu einer Ansammlung von Sb-Atomen auf der Oberfläche, die mit der Oberflächenkonzentration n_s beschrieben wird. Die Dotierung n , d. h. die Anzahl der trotz Segregation eingebauten Sb-Atome, hängt nicht vom auftreffenden Dotierstofffluss F_{Sb} ab, sondern von der Oberflächenkonzentration der Sb-Atome n_s . Als Maß der Segregation wird die Segregationsweite Δ als Verhältnis der Oberflächenkonzentration n_s und der Volumenkonzentration n definiert:

$$\Delta = \frac{n_s}{n} \quad [\text{cm}] \quad (4.1)$$

Zur mathematischen Betrachtung der Segregation wird die Kontinuitätsgleichung für die Sb-Oberflächenkonzentration n_s aufgestellt:

$$\frac{dn_s}{dt} = F_{Sb} - n \cdot R - \frac{n_s}{\tau_{Des}} = F_{Sb} - \frac{n_s \cdot R}{\Delta} - \frac{n_s}{\tau_{Des}} \quad (4.2)$$

Die zeitliche Änderung der Sb-Oberflächenkonzentration n_s wird durch den auftreffenden Fluss F_{Sb} , den Einbau $n \cdot R$ und den Desorptionsanteil n_s/τ_{Des} beschrieben. Da im Rahmen dieser Arbeit keine Wachstumstemperaturen über 600°C verwendet wurden, kann die Desorption in den folgenden Betrachtungen vernachlässigt werden (Desorptionszeit $\tau_{Des} \rightarrow \infty$). Zur Vereinfachung werden zuerst nur die zwei grundsätzlichen Fälle Koevaporation und Wachstum mit Vorbelegung bei konstanter Segregationsweite betrachtet (siehe Abb. 31).

Bei der Koevaporation wird die Oberfläche gleichzeitig einer konstanten Si-Wachstumsrate R und einem Sb-Fluss F_{Sb} ausgesetzt, ohne dass eine Sb-Anfangskonzentration ($n_s(0) = 0$) vorhanden ist. In Folge der Segregation steigen Oberflächenkonzentration n_s und Dotierung n , bis sich bei den Werten n_{SGW} und n_{GW} ein Gleichgewicht zwischen Fluss und Einbau einstellt. Beim Wachstum mit Vorbelegung wird vor dem Si-Wachstum eine Sb-Anfangsoberflächenkonzentration $n_s(0) > 0$ aufgebracht, die beim anschließenden Wachstum ohne Sb-Nachschub ($F_{Sb} = 0$) entsprechend der Segregationsweite Δ nach und nach in die

Schicht eingebaut wird. Die Dotierung n und die Oberflächenkonzentration n_s fallen somit von den Anfangswerten $n(0)$ und $n_s(0)$ durch den Einbau stetig ab.

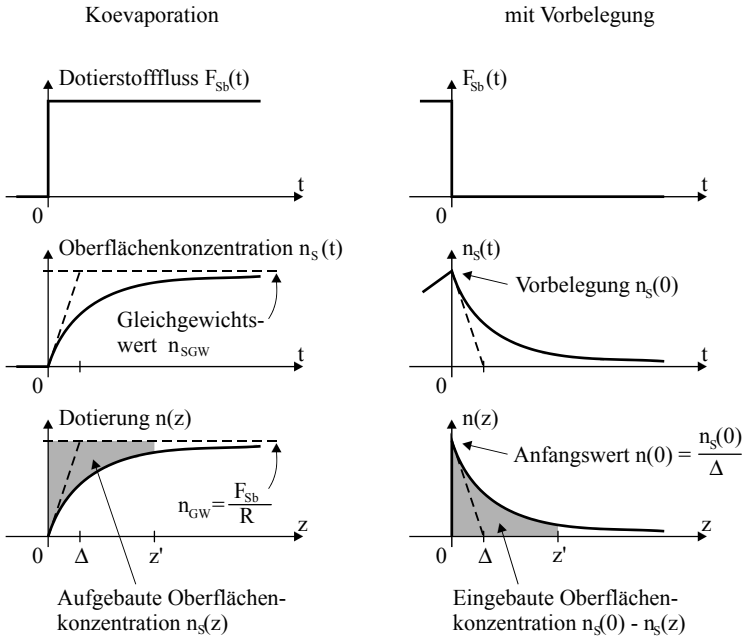


Abb. 31: Dotierstofffluss $F_{sb}(t)$, Oberflächenkonzentration $n_s(t)$ und Dotierprofil $n(z)$ für die prinzipiellen Wachstumsstrategien Koevaporation ($n_s(0) = 0$ und $F_{sb} > 0$) und Wachstum mit Vorbelegung ($n_s(0) > 0$ und $F_{sb} = 0$), wenn das Si-Wachstum bei $t = 0$ beginnt

Die Lösung der Differenzialgleichung Gl. 4.2 für beide Fälle ergibt das Dotierprofil $n(z)$ als eine ansteigende bzw. abfallende Exponentialfunktion mit der charakteristischen Größe Δ :

Koevaporation

$$n(z) = n_{GW} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{z}{\Delta}\right) \right] \quad (4.3)$$

mit $n_{GW} = \frac{F_{sb}}{R}$ (2.7a)

mit Vorbelegung

$$n(z) = n(0) \cdot \exp\left(-\frac{z}{\Delta}\right) \quad (4.4)$$

mit $n(0) = \frac{n_s(0)}{\Delta}$ (4.1a)

Die Segregationsweite Δ hat die Dimension einer Länge und ist somit ein Maß für die Verschmierung des Dotierprofils durch Segregation. Je kleiner die Segregationsweite ist,

desto schneller nähern sich bei der Koevaporation Oberflächenkonzentration n_s und Dotierung n ihren Gleichgewichtswerten, d. h. desto eher folgt das Dotierprofil dem Verlauf des Sb-Flusses. Beim Wachstum mit Vorbelegung entspricht die Segregationsweite Δ der Strecke, während der Oberflächenkonzentration n_s und Dotierung n um den Faktor der Eulerschen Zahl $e = 2,72$ kleiner geworden sind. Daher gilt, dass eine kleinere Segregationsweite Δ einen höheren Anfangswert $n(0)$ und einen stärkeren Abfall der Dotierung n zur Folge hat.

Das Integral zwischen $n(z)$ und dem jeweiligen Gleichgewichtswert (gefärbte Flächen in den Dotierprofilen in Abb. 31) entspricht der Oberflächenkonzentration n_s , die sich bis zur Schichtdicke z' angesammelt hat (Koevaporation), bzw. die bis zur Schichtdicke z' von der Vorbelegung $n_s(0)$ verbraucht wurde. Im Gegensatz zum Dotierprofil $n(z)$ kann die Oberflächenkonzentration n_s mit den zur Verfügung stehenden Verfahren nicht direkt bestimmt werden. Bei bekannter Vorbelegung $n_s(0)$, bzw. Gleichgewichtsdotierung n_{GW} kann der Verlauf der Oberflächenkonzentration n_s aus dem Integral des Dotierprofils $n(z)$ berechnet werden:

Koevaporation	mit Vorbelegung
$n_s(z') = z' \cdot n_{GW} - \int_0^{z'} n(z) dz \quad (4.5)$	$n_s(z') = n_s(0) - \int_0^{z'} n(z) dz \quad (4.6)$

Aus Gl. 4.4 folgt, dass das Dotierprofil $n(z)$ beim Wachstum mit Vorbelegung in halblogarithmischer Darstellung einer abfallenden Gerade mit der Steigung $1/\Delta$ entspricht:

$$\ln n(z) = \ln n(0) - z/\Delta \quad (4.7)$$

Dadurch kann bei gemessenen Dotierprofilen $n(z)$ der Wert von Δ leicht aus der Tangentensteigung abgelesen, bzw. aus zwei Punkten des Profils (z_1, n_1) und (z_2, n_2) berechnet werden:

$$\Delta_{Tan} = \frac{z_2 - z_1}{\ln n_1 - \ln n_2} \quad (4.8)$$

Der Wert aus der Tangentensteigung Δ_{Tan} stimmt nur dann mit der Segregationsweite Δ überein, wenn diese während des Schichtwachstums konstant bleibt. Durch den Einbau von Sb-Atomen ändert sich jedoch die Oberflächenkonzentration n_s . Wenn diese Änderung von n_s die Segregationsweite beeinflusst, ergibt sich eine Abweichung vom exponentiellen Verlauf des Dotierprofils $n(z)$.

4.2 Einfluss der Wachstumsparameter

Die Segregationsweite Δ hängt stark von folgenden Wachstumsparametern ab:

- Temperatur
- Wachstumsrate
- Oberflächenkonzentration

Außerdem wird sie durch Adatome eines dritten Materials (surfactant) und durch auftreffende Ionen (DSI, siehe Abschnitt 3.4) beeinflusst.

4.2.1 Jorke-Modell

Da der Rücksprung auf die Oberfläche ein thermisch aktivierter Prozess ist, ändert sich die Segregationsweite Δ zwischen 300 und 500°C um mehrere Größenordnungen. In diesem (kinetisch limitierten) Bereich wird Δ auch von der Wachstumsrate R beeinflusst, da die Segregationswahrscheinlichkeit eines Sb-Atoms auch von der Geschwindigkeit der wachsenden Stufen abhängt. In Abb. 32 ist die

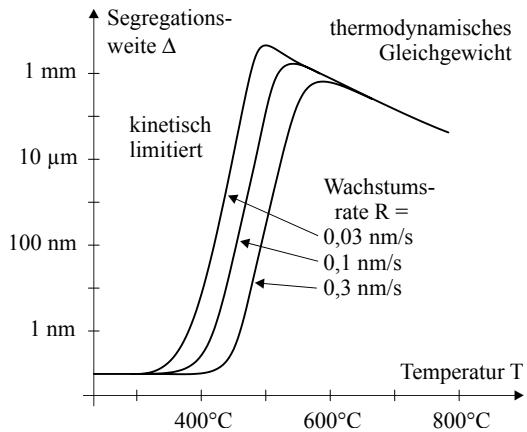


Abb. 32: Theoretische Sb-Segregationsweite Δ nach Jorke als Funktion der Temperatur T und der Wachstumsrate R

berechnete Sb-Segregationsweite Δ nach den Modell von H. Jorke [1] als Funktion der Wachstumstemperatur T und der Wachstumsrate R dargestellt. Bei Temperaturen über 600°C (thermodynamisches Gleichgewicht) wird Δ bei steigender Temperatur wieder kleiner, da der Energiegewinn, verglichen mit der wachsenden Gesamtenergie, an Bedeutung verliert. Bei noch höheren Temperaturen muss auch die Desorption von Sb-Adatomen berücksichtigt werden.

In theoretischen Betrachtungen wird meistens vereinfachend angenommen, dass die Segregationsweite Δ nicht von der Oberflächenkonzentration n_s abhängt, da sonst eine analytische Berechnung der Dotierprofile schwer möglich ist. Messungen der Dotierprofile zeigen jedoch Abweichungen vom exponentiellen Verlauf, die auf eine komplexe

Abhängigkeit der Segregationsweite Δ von n_s hindeuten [8, 9]. Diese Abhängigkeit $\Delta(n_s)$ kann damit erklärt werden, dass die in die oberste Kristallschicht eingebauten Sb-Atome mit den Sb-Adatomen auf der Oberfläche wechselwirken und somit die Rücksprungwahrscheinlichkeit eine Funktion von der Oberflächenkonzentration n_s ist.

4.2.2 Dotierprofile bei sich ändernder Oberflächenkonzentration

Der Einfluss der Oberflächenkonzentration n_s auf die Segregation wurde bisher kaum untersucht. Es sind verschiedene Wechselwirkungen denkbar: Bei großen Oberflächenkonzentrationen nahe der vollständigen Bedeckung von $n_s \leq 1$ ML kann der Rücksprung auf die Oberfläche behindert werden, da dort nicht genügend Plätze vorhanden sind, d. h. bei steigender Oberflächenkonzentration n_s würde die Segregationsweite Δ sinken. Andererseits könnten Verspannungen der Schicht durch den Einbau der größeren Sb-Atome die Segregationsweite beeinflussen, d. h. dass die Segregationsweite Δ bei abnehmender Dotierung n bzw. Oberflächenkonzentration n_s geringer werden. Für sehr kleine Oberflächenkonzentrationen ($n_s < 1/100$ ML) ist zu erwarten, dass die Wechselwirkungen geringer werden und die Segregationsweite auf einen konstanten Wert zustrebt.

Eine weitere Möglichkeit der Wechselwirkung ist, dass die Sb-Adatome bei einer bestimmten Sb-Oberflächenkonzentration n_s in Verbindung mit der Oberflächenrekonstruktion besonders energetisch günstige oder ungünstige Zustände eingehen und dadurch die Segregation erschwert bzw. erleichtert wird.

Da die Segregationsweite Δ über das Verhältnis der Oberflächenkonzentration n_s und der Dotierung n definiert ist (Gl. 4.1) und n_s wiederum das Integral von n ist, ergibt sich ein komplexer und schwer interpretierbarer Zusammenhang zwischen dem Dotierprofil $n(z)$ und

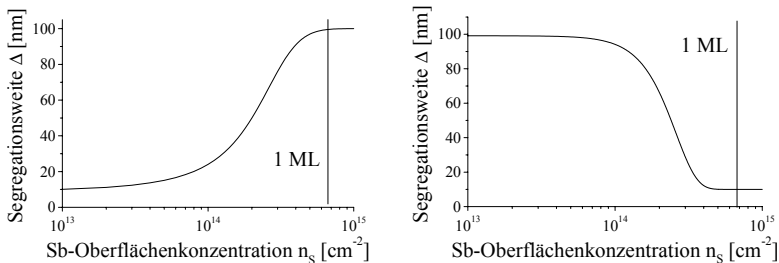


Abb. 33: Exemplarische Abhängigkeiten für $\Delta(n_s)$: die Segregationsweite Δ wird größer (a) bzw. kleiner (b) bei wachsender Oberflächenkonzentration n_s .

der Funktion $\Delta(n_s)$, wobei die Segregationsweite Δ nicht mehr als Weite der Profilverschmierung angesehen werden kann. Zur grundsätzlichen Betrachtung der Zusammenhänge sollen hier exemplarisch zwei Möglichkeiten der Funktion $\Delta(n_s)$ betrachtet werden. In Abb. 33 sind zwei mögliche Abhängigkeiten der Segregationsweite Δ für Werte zwischen $\Delta = 10$ und 100 nm dargestellt: Im Fall (a) wird angenommen, dass die Segregationsweite Δ mit wachsender Oberflächenkonzentration n_s von 10 auf 100 nm ansteigt, während im Fall (b) Δ von 100 auf 10 nm absinkt, wenn n_s größer wird. Mit diesen Funktionen (a) und (b) für $\Delta(n_s)$ wurden mit Hilfe einer numerischen Simulation auf der Basis von Gl. 4.2 die Dotierprofile $n(z)$ für Koevaporation und Wachstum mit Vorbelegung berechnet.

In Abb. 34 sind neben den mit $\Delta(n_s)$ berechneten Dotierprofilen zum Vergleich die Profile für die konstanten Segregationsweiten $\Delta = 10$ bzw. 100 nm in halblogarithmischer Darstellung abgebildet. Für die Koevaporation ergeben sich bei konstantem Δ ansteigende Profile, von denen sich $n(z)$ bei $\Delta = 10$ nm dem Gleichgewichtswert schneller nähert. Beim Wachstum mit Vorbelegung ergeben sich für $n(z)$ mit konstantem Δ fallende Geraden, wobei $n(z)$ mit $\Delta = 10$

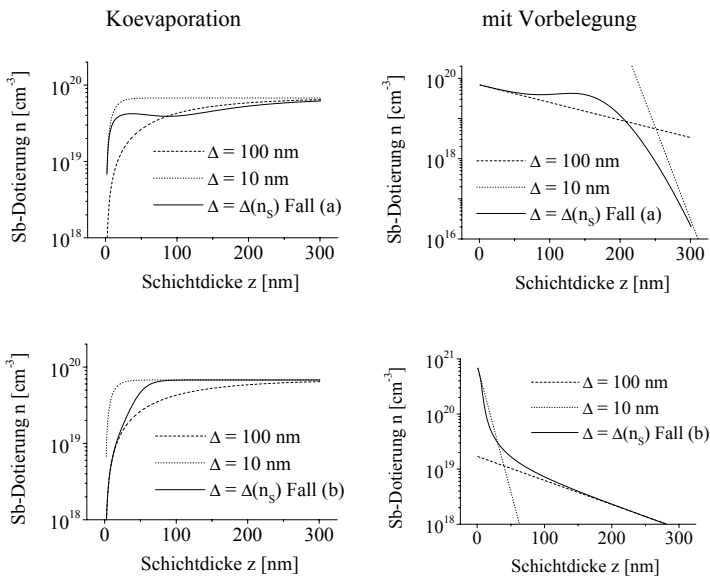


Abb. 34: Halblogarithmische Darstellung der numerisch berechneten Dotierprofile $n(z)$ bei Koevaporation und Wachstum mit Vorbelegung für die Abhängigkeit $\Delta(n_s)$ für die Fälle (a) und (b) aus Abb. 33

nm entsprechend Gl. 4.7 steiler abfällt.

Die berechneten Dotierprofile unter Berücksichtigung der Abhängigkeit $\Delta(n_s)$ folgen am Beginn dem Verlauf von $\Delta = 10$ bzw. 100 nm und am Ende dem jeweils anderen Wert. Dazwischen zeigt sich der Einfluss der Änderung der Segregationsweite Δ als Funktion der Oberflächenkonzentration n_s . Diese Änderung der Segregationsweite führt dazu, dass selbst bei der Koevaporation trotz stetig steigender Oberflächenkonzentration n_s durch den Sb-Fluss die Dotierung ein lokales Minimum besitzen kann, während beim Wachstum mit Vorbelegung trotz stetig abfallender Oberflächenkonzentration n_s durch den Einbau ein lokales Maximum der Dotierung $n(z)$ auftreten kann.

Auch bei diesen nicht exponentiellen Dotierprofilen entspricht die Oberflächenkonzentration n_s dem Integral zwischen $n(z)$ und dem jeweiligen Gleichgewichtswert der Dotierung, also der Oberflächenkonzentration n_s , die sich bis zur Schichtdicke z' angesammelt hat (Koevaporation), bzw. die bis zur Schichtdicke z' von der Vorbelegung verbraucht wurde. Dadurch kann der Verlauf der Oberflächenkonzentration $n_s(z)$ und somit die Segregationsweite als Funktion $\Delta(n_s)$ nach Gl. 4.1, 4.5 und 4.6 berechnet werden.

4.3 Berechnung der Segregationsweite Δ aus SIMS-Dotierprofilen

Die Segregationsweite Δ beschreibt den Anteil der eingebauten Dotieratome von der Oberflächenkonzentration und somit das Dotierprofil. Sie wird durch die Wachstumsparameter Temperatur T , Wachstumsrate R und Oberflächenkonzentration n_s beeinflusst. Umgekehrt kann aus dem gemessenen Dotierprofil bei bekannten Wachstumsparametern die Segregationsweite berechnet werden, bzw. deren Verlauf, wenn sie sich während des Schichtwachstums ändert.

Die MBE-Schichten für die SIMS-Messungen sind nach der Strategie aus Abschnitt 2.3.1 durch Wachstum mit Vorbelegung hergestellt, wie die Proben für die Vierspitzenmessung. Auf eine Pufferschicht wird die Sb-Vorbelegung $n_s(0)$ aufgebracht und nach Abkühlen auf die Wachstumstemperatur T wird die 300 nm dicke Si-Schicht mit einem Dotierprofil entsprechend der Segregationsweite $\Delta(T, R, n_s)$ gewachsen.

In einer ersten Serie wurde mit $R = 0,1$ nm/s und $n_s(0) = 1$ ML die Temperatur T zwischen 420 , 435 und 450°C variiert. Die Dotierprofile dieser Temperaturserie in Abb. 35 (oben), zeigen eine Dotierungsspitze beim Wachstumsbeginn am Ort der Vorbelegung, die um so höher ist, je niedriger die Wachstumstemperatur T war. Während des Wachstums wird n_s durch den Einbau stetig kleiner. Trotzdem weisen die Dotierprofile $n(z)$ keinen gleichmäßigen Abfall auf. Es zeigen sich sogar lokale Maxima, die nur durch eine starke Änderung der

Segregationsweite erklärt werden können (vgl. Abb. 34). Das lokale Maximum ist umso ausgeprägter und weiter vom Wachstumsbeginn entfernt, je höher die Temperatur war.

Eine zweite Serie wurde bei $T = 450^\circ\text{C}$ und $n_s(0) = 1 \text{ ML}$ mit drei verschiedenen Wachstumsraten $R = 0,10, 0,22$ und $0,34 \text{ nm/s}$ gewachsen. Die Dotierprofile dieser Wachstumsratenserie in Abb. 35

(Mitte) weisen ebenso Dotierungsspitzen beim Wachstumsbeginn auf, die um so höher sind, je größer die Wachstumsrate war. Es zeigen sich ebenso lokale Dotierungsmaxima, die um so ausgeprägter und weiter vom Wachstumsbeginn entfernt sind, je kleiner die Wachstumsrate war. Bei der höchsten Rate ist nur eine Andeutung des lokalen Maximums zu erkennen.

Beim Vergleich der Dotierverläufe der Temperaturserie und der Wachstumsratenserie Abb. 35 (oben und Mitte) fällt auf, dass die Verringerung der Temperatur und die Erhöhung der Rate im Prinzip dieselbe Auswirkung auf das Profil haben, beides führt zu einer höheren Anfangsdotierung, zu einem steileren Abfall des Profils und zu einem weniger ausgeprägten lokalen Maximum.

Die Profile der Vorbelegungsserie mit $n_s(0) = 1, 1/4$ und $1/20 \text{ ML}$ bei $T = 450^\circ\text{C}$ und $R = 0,1 \text{ nm/s}$ sind in Abb. 35 (unten) zu sehen. Das Profil mit $n_s(0) = 1 \text{ ML}$ besitzt eine Dotierungsspitze am Wachstumsbeginn und strebt mit wachsender Dicke auf ein lokales

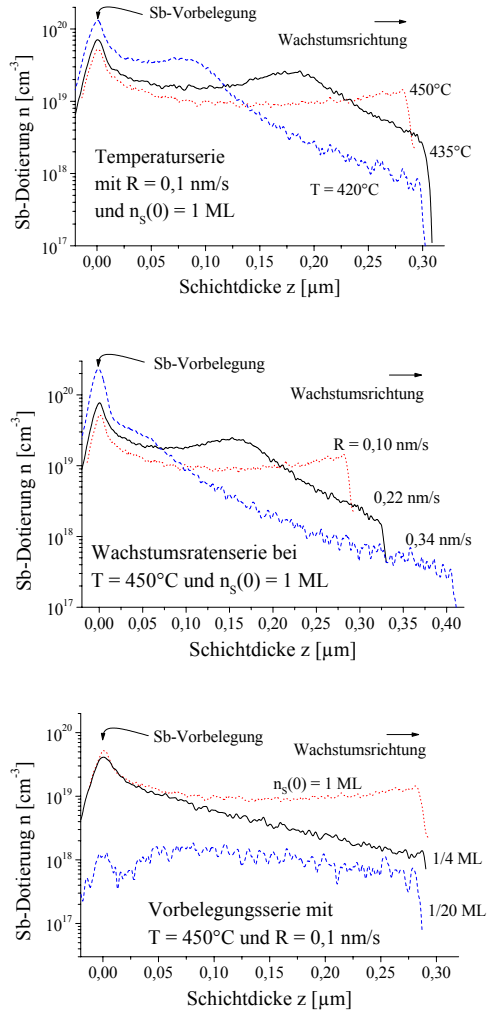


Abb. 35: SIMS-Dotierprofile der Temperaturserie (oben), Wachstumsratenserie (Mitte) und Vorbelegungsserie (unten)

Maximum zu, das aber innerhalb der Schichtdicke von $d = 300$ nm nicht erreicht wird. Bei $n_s(0) = 1/4$ ML zeigt sich ebenfalls eine Spitze am Anfang, die fast ebenso hoch ist wie bei 1 ML. Nach dieser Spitze zeigt sich jedoch ein gleichmäßiger Abfall des Profils, wie er bei konstanter Segregationsweite Δ zu erwarten ist. Auch bei $n_s(0) = 1/20$ ML zeigt sich am Wachstumsbeginn eine Unregelmäßigkeit des Dotierprofils, danach tritt ebenso der erwartete gleichmäßige Abfall ein.

Alle drei Serien zusammenfassend ergibt sich folgendes Bild: Temperatur und Wachstumsrate haben den erwarteten Einfluss. Die Verringerung der Temperatur bzw. die Erhöhung der Wachstumsrate führt zu einer höheren Anfangsdotierung und einem steileren Abfall des Profils. Bei allen Profilen zeigen sich deutliche Anzeichen für eine Abhängigkeit der Segregationsweite von der Oberflächenkonzentration n_s , die anschließend aus den Profilen berechnet wird. Zudem zeigen alle Profile Unregelmäßigkeiten am Ort der Vorbelegung, die entweder durch eine starke Abhängigkeit der Segregationsweite von n_s bei der Vorbelegung $n_s(0)$ oder durch den Wachstumsbeginn hervorgerufen sein können.

Bei Messungen des tiefenaufgelösten Dotierprofils $n(z)$ kann der Verlauf der Oberflächenkonzentration $n_s(z)$ aus $n(z)$ berechnet werden, um damit die Abhängigkeit der Segregationsweite von der Oberflächenkonzentration $\Delta(n_s)$ zu erhalten.

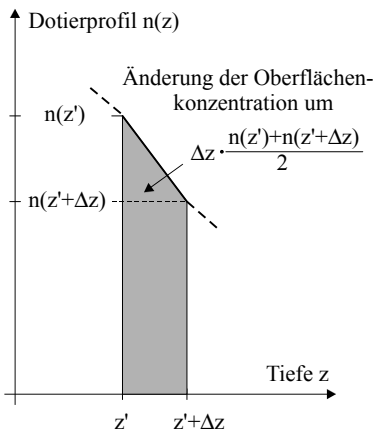


Abb. 36: Zwischen zwei SIMS-Messpunkten ändert sich die Oberflächenkonzentration um den Anteil der eingebauten Atome.

Die gesamte eingebaute Dotierung entspricht dem Anteil an Sb-Atomen, um den sich die Vorbelegung seit dem Wachstumsbeginn verringert hat. Daher kann der Verlauf der Oberflächenkonzentration $n_s(z)$ durch Integration des Dotierprofils berechnet werden (siehe Gl. 4.6). Für ein gemessenes SIMS-Profil mit dem Messpunktabstand Δz bedeutet das, dass sich die Oberflächenkonzentration n_s zwischen zwei Messpunkten um den Anteil der eingebauten Atome verringert, also der Dicke Δz multipliziert mit der durchschnittlichen Dotierung (siehe Abb. 36). Damit kann an einem beliebigen Punkt z' des Profils mit bekannter Oberflächenkonzentration $n_s(z')$ die Änderung von n_s und damit der Nachfolgewert $n_s(z'+\Delta z)$ berechnet werden:

$$n_s(z'+\Delta z) = n_s(z') - \Delta z \cdot \frac{n(z') + n(z'+\Delta z)}{2} \quad (4.9)$$

Am Wachstumsstart mit dem Anfangswert $n_{s,\text{Anf}}$ beginnend durchläuft die Berechnung Schritt für Schritt das Dotierprofil in Wachstumsrichtung. Dadurch ergibt sich der Verlauf der Oberflächenkonzentration $n_s(z)$ aus dem Dotierprofil $n(z)$. Nach Gl. 3.1 kann aus $n_s(z)$ und $n(z)$ die Segregationsweite Δ zu jedem Zeitpunkt des Wachstums berechnet und dem jeweiligen Wert von n_s zugeordnet werden.

Für die Berechnung ist die Wahl des Anfangswertes $n_{s,\text{Anf}}$ bei $z = 0$ entscheidend. Kleinste Abweichungen verfälschen den berechneten Verlauf $n_s(z)$ besonders bei kleinen n_s -Werten. Es gibt drei Fehlerquellen, die dazu führen, daß der Anfangswert $n_{s,\text{Anf}}$ nicht exakt der nominellen Vorbelegung $n_s(0)$ entspricht: Experimentelle Schwankungen der Wachstumsparameter, Messfehler des SIMS-Signals und ein systematischer Fehler aufgrund der SIMS-Verschmierung.

Experimentelle Schwankungen der Vorbelegung $n_s(0)$ müssen im Anfangswert $n_{s,\text{Anf}}$ berücksichtigt werden. Messfehler des SIMS-Signals gehen ebenfalls direkt in die Berechnung ein. Der systematische Fehler aufgrund der SIMS-Verschmierung soll am Beispiel des SIMS-Profiles mit $T = 420^\circ\text{C}$, $R = 0,1 \text{ nm/s}$ und $n_s(0) = 1 \text{ ML}$ (siehe Abb. 37) genauer erläutert

werden. Die komplette aufintegrierte Dotierung $\int_{-\infty}^d n(z) dz = 6,84 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$

entspricht im Rahmen der Messgenauigkeit exakt $n_s(0) = 6,78 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} = 1 \text{ ML}$, da die Vorbelegung am Ende der

Schicht nahezu vollständig ein-gebaut ist. Wie in Abb. 37 zu sehen ist, geht durch die SIMS-Verschmierung die Dotierung für $z < 0$ nicht sprunghaft auf 0 zurück, obwohl sich dort die intrinsische Pufferschicht befindet. Die integrierte SIMS-Verschmierung wird von der Vorbelegung $n_s(0)$ abgezogen:

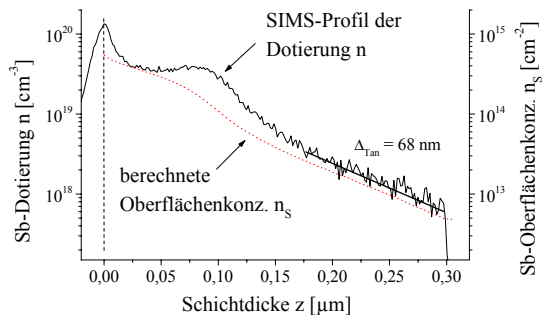


Abb. 37: Gemessenes SIMS-Dotierprofil $n(z)$ bei $T = 420^\circ\text{C}$, $R = 0,1 \text{ nm/s}$ und $n_s(0) = 1 \text{ ML}$ und der daraus berechnete Verlauf der Oberflächenkonzentration $n_s(z)$

$$n_S(0) - \int_{-\infty}^0 n(z) dz = 6,78 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} - 1,33 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} = 5,45 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$$

Die beiden anderen Fehlerquellen sind zufällig und nicht direkt messbar. Daher wurde der Anfangswert $n_{S,\text{Anf}}$ von diesem Wert ausgehend variiert, unter der Annahme, dass für geringe Werte von n_S keine Wechselwirkung der Sb-Atome mehr stattfindet und die Segregationsweite Δ daher für $n_S < 1/50$ ML unabhängig von n_S ist. In Abb. 37 ist neben dem Dotierprofil $n(z)$ der berechnete Verlauf der Oberflächenkonzentration $n_S(z)$ dargestellt, in Abb. 38 die berechneten $\Delta(n_S)$ -Werte. Gestützt wird dieser Ansatz durch die Tatsache, dass die Segregationsweite aus der Endsteigung ($\Delta_{\text{Tan}} = 68$ nm nach Gl. 4.8) mit dem berechneten Δ -Wert in Abb. 38 für $n_S < 1/50$ ML übereinstimmt.

Die Segregationsweite $\Delta(n_S)$ entspricht dem Verhältnis von $n_S(z)$ und $n(z)$. Unterschiedliche Steigungen von $n_S(z)$ und $n(z)$ zeigen eine Änderung der Segregationsweite, bei parallelen Verläufen von $n_S(z)$ und $n(z)$ ist die Segregationsweite Δ konstant. Ohne SIMS-Verschmierung wäre die Dotierspitze bei $z = 0$ noch höher. Daher stimmen zwar die Δ -Werte am Wachstumsbeginn nicht genau, aber nur mit diesem kleineren Anfangswert ist die Berechnung für den Verlauf von $n_S(z)$ sinnvoll.

In Tab. 3 sind die nominellen Wachstumsparameter und die Anfangswerte $n_{S,\text{Anf}}$ zusammengefasst, die der Berechnung der Segregationsweite $\Delta(n_S)$ zugrunde liegen.

Tab. 3: Nominelle Wachstumsparameter der SIMS-Proben, Differenz der Vorbelegung und der integrierten SIMS-Verschmierung sowie der n_S -Anfangswert $n_{S,\text{Anf}}$ für die Berechnung der $\Delta(n_S)$ -Funktion

Probe	Nominelle Wachstumsparameter			$n_S(0) - \int_{-\infty}^0 n(z)$	$n_{S,\text{Anf}}$
	T	R	$n_S(0)$		
1167	450°C	0,1 nm/s	$6,78 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	$6,37 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	$6,37 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
1174	435°C	0,1 nm/s	$6,78 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	$6,13 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	$5,4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
1183	420°C	0,1 nm/s	$6,78 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	$5,45 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	$5,45 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
1203	450°C	0,1 nm/s	$1,7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	$1,44 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
1204	450°C	0,1 nm/s	$3,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$3,25 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$
1205	450°C	0,22 nm/s	$6,78 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	$6,02 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	$5,3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
1206	450°C	0,34 nm/s	$6,78 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	$4,38 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$	$4,38 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$

Abb. 38 zeigt die berechneten Segregationsweiten in Abhängigkeit der Oberflächenkonzentration $\Delta(n_s)$ für die drei Wachstumsserien. Die besprochene Probe mit $T = 420^\circ\text{C}$ und $R = 0,1 \text{ nm/s}$ ist mit den Ergebnissen der Temperaturserie in Abb. 38 (oben) dargestellt. Die Segregationsweite $\Delta(n_s)$ bei $T = 420^\circ\text{C}$ besitzt ein Maximum bei $n_s = 1/2 \text{ ML}$ und fällt für $n_s \rightarrow 1 \text{ ML}$ stark ab. Die Tatsache, dass die Segregationsweite für $n_s < 1/100 \text{ ML}$ konstant ist ($\Delta \approx 70 \text{ nm}$), ergibt sich aus der Annahme für die Wahl des Anfangswerts von n_s . Eine Erhöhung der Temperatur verschiebt die Kurve zu höheren Δ -Werten, wobei das Maximum bei $n_s = 1/2 \text{ ML}$ mit zunehmender Temperatur ausgeprägter ist. Durch die höhere Segregationsweite wird nur noch ein kleinerer Teil von n_s erfasst. Die bei $T = 450^\circ\text{C}$ eingetragene gestrichelte Linie ist aus den Ergebnissen der Vorbelegungsreihe zusammengesetzt. Die Segregationsweiten $\Delta(n_s)$ der Wachstumsratenserie sind in Abb. 38 (Mitte) dargestellt. Bei allen Raten ist ein Maximum bei $n_s = 1/2 \text{ ML}$ und ein starker Abfall von Δ für $n_s \rightarrow 1 \text{ ML}$ zu erkennen. Eine Erhöhung der Rate verschiebt die ganze Kurve zu kleineren Werten, wobei bei großen Oberflächenkonzentrationen zwischen $n_s = 1$ und $1/2 \text{ ML}$ die Ratenabhängigkeit stärker als für geringe n_s ($< 1/4 \text{ ML}$) ist.

Die drei Proben der Vorbelegungsreihe sind bei der nominell selben Temperatur und Wachstumsrate her-

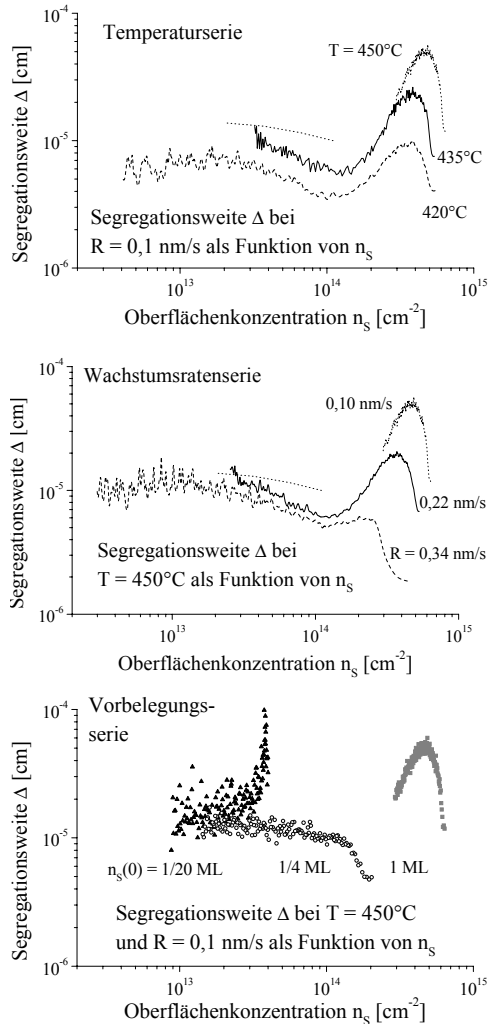


Abb. 38: Segregationsweite in Abhängigkeit der Oberflächenkonzentration als Ergebnis der Berechnung aus den SIMS-Profilen

gestellt. Daher müssen die drei gewonnenen $\Delta(n_s)$ -Ergebnisse aneinander gesetzt einen eindeutigen Verlauf ergeben. Die Ergebnisse der $1/4$ und der $1/20$ ML in Abb. 38 (unten) lassen sich nicht exakt zu Deckung bringen, obwohl sich die Segregationsweite der $1/4$ ML-Probe dem konstanten Wert $\Delta = 140$ nm annähert, der zudem der Tangente des SIMS-Profiles entspricht. Der Grund dafür können die Unregelmäßigkeiten nach der Wachstumsunterbrechung oder nicht exakt gleiche Wachstumsparameter sein.

Insgesamt zeigt sich ein konsistentes Bild der Segregationsweite und ihrer Abhängigkeiten von den Wachstumsparametern Temperatur T , Wachstumsrate R und Oberflächenkonzentration n_s . Unabhängig von den jeweils anderen Parametern gilt, dass die Erhöhung der Temperatur eine größere und die Erhöhung der Wachstumsrate eine kleinere Segregationsweite zur Folge hat. Weiterhin gilt, dass die Segregationsweite bei $n_s = 1/2$ ML ein Maximum besitzt, für $n_s \rightarrow 1$ ML stark abfällt und für $n_s < 1/100$ ML konstant ist.

4.4 Ergebnisse der Vierspitzenmessung

4.4.1 Messung des Schichtleitwerts und der durchschnittlichen Dotierung

Mit der in Abschnitt 2.3.3 vorgestellten Vierspitzenmessung können Leitwert G und durchschnittlicher spezifischer Widerstand ρ der Schicht bestimmt werden, unter der Annahme, dass sich innerhalb der Schicht die Dotierung nur unwesentlich ändert und die Ladungsträgerbeweglichkeit μ in der Schicht konstant ist.

Der Schichtleitwert G wird durch die Dotierung bestimmt, das exakte Dotierprofil $n(z)$ kann aber ohne weitere Annahmen nicht aus dem Leitwert berechnet werden. Nur bei annähernd konstanter Dotierung oder mit der Annahme eines exponentiellen Dotierverlaufs ergibt sich ein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem Dotierprofil und dem Leitwert G .

Zur Untersuchung der Segregation wurden entsprechend der Strategie aus Abschnitt 2.3.1 Siliziumschichten mit einer Vorbelegung $n_s(0)$ und einer Dicke $d = 300$ nm hergestellt. Dabei wurden die Wachstumsparameter Substrattemperatur T (480 bis 600°C), Wachstumsrate R (0,03 bis 0,3 nm/s) und Vorbelegung $n_s(0)$ ($1/20$ bis 1 ML) variiert.

Die untersuchten MBE-Proben wurden ohne Rotation gewachsen, um zusätzliche Informationen über die örtliche Verteilung des Schichtleitwerts zu erhalten. Bei allen Proben wurde der Schichtleitwert auf dem ganzen Substrat gemessen. In Abb. 39 ist exemplarisch der Schichtleitwert bei $T = 540^\circ\text{C}$, $R = 0,1$ nm/s und $n_s(0) = 1$ ML dargestellt. Alle Proben weisen grundsätzlich dieselbe relative Verteilung des Schichtleitwerts auf. Da die Sb-Vorbelegung $n_s(0)$ über dem Wafer als gleichmäßig angesehen werden kann, ist diese Verteilung ein

Abbildung der Temperaturverteilung und der Wachstumsrate auf dem Substrat [22]. Der Ort mit dem höchsten Leitwert entspricht dem Temperaturminimum und der niedrigste Leitwert dem heißesten Punkt auf dem Substrat. Die Temperaturverteilung ist das Resultat der Einbauposition der Substrathalterung zur Heizung und der Randwärmung am Auflagepunkt zwischen Substrat und 6"-Halterungsring und konnte durch Wärmebildaufnahmen belegt werden.

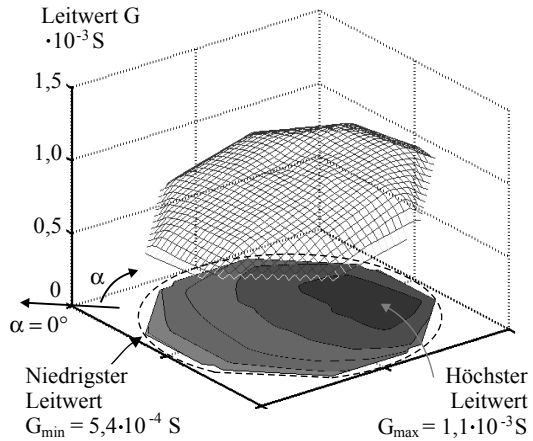


Abb. 39: Leitwertverteilung über dem Wafer bei $T = 540^{\circ}\text{C}$, $R = 0,1 \text{ nm/s}$ und $n_S(0) = 1 \text{ ML}$

Aus dem Schichtleitwert G können unter der Annahme konstanter Ladungsträgerbeweglichkeit μ mit Gl. 2.19 der spezifische Schichtwiderstand ρ und daraus mit Gl. 2.20 bzw. Abb. 13 die durchschnittliche Dotierung n_{ϕ} der epitaktischen Schicht berechnet werden.

Die örtliche Verteilung der durchschnittlichen Dotierung über dem Wafer beim Wachstum ohne Rotation bei $T = 540^{\circ}\text{C}$, $R = 0,1 \text{ nm/s}$ und $n_S(0) = 1 \text{ ML}$ ist in Abb. 40 (links)

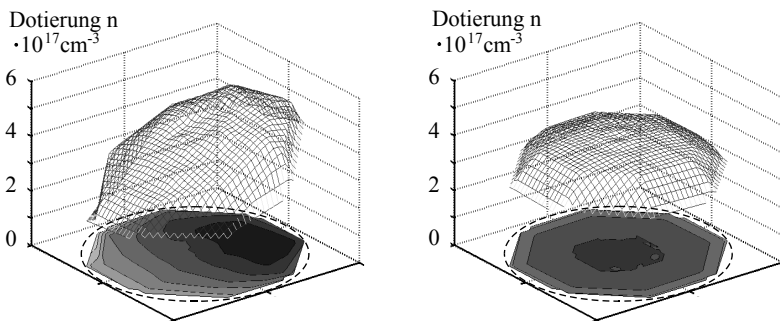


Abb. 40: Dotierverteilung bei $T = 540^{\circ}\text{C}$, $R = 0,1 \text{ nm/s}$ und $n_S(0) = 1 \text{ ML}$ beim Wachstum ohne (links) und mit Rotation (rechts)

dargestellt. Beim normalen Wachstum mit Rotation ergibt sich eine deutlich bessere Temperatur- bzw. Dotierungshomogenität (siehe Abb. 40, rechts).

In Tab. 4 sind die Ergebnisse des Schichtleitwertes G und der durchschnittlichen Dotierung n_ϕ bei der Vorbelegung $n_S(0) = 1 \text{ ML}$ in Abhängigkeit der Substrattemperatur T und der Wachstumsrate R aufgelistet, in Tab. 5 bei der Wachstumsrate $R = 0,1 \text{ nm/s}$ in Abhängigkeit

Tab. 4: Schichtleitwert G und durchschnittliche Dotierung n_ϕ bei der Vorbelegung $n_S(0) = 1 \text{ ML}$ in Abhängigkeit der Substrattemperatur T und der nominellen Wachstumsrate R . In Klammern sind die gemessene Wachstumsraten angegeben.

Leitwert G und durchschnittl. Dotierung n_ϕ	$R = 0,03 \text{ nm/s}$	$R = 0,1 \text{ nm/s}$	$R = 0,3 \text{ nm/s}$
$T = 600^\circ\text{C}$	-	Probe 1344 (0,106 nm/s) n. m.*	Probe 1350 (0,37 nm/s) $G = 0,58 \text{ mS}$ $n_\phi = 1,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
585°C	-	Probe 1179 (0,107 nm/s) $G = 0,16 \text{ mS}$ $n_\phi = 2,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	Probe 1177 (0,30 nm/s) $G = 0,89 \text{ mS}$ $n_\phi = 2,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
562°C	Probe 1336 (0,030 nm/s) n. m.*	Probe 1241 (0,105 nm/s) $G = 0,68 \text{ mS}$ $n_\phi = 2,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	Probe 1243 (0,36 nm/s) $G = 2,03 \text{ mS}$ $n_\phi = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
540°C	Probe 1572 (0,032 nm/s) $G = 0,43 \text{ mS}$ $n_\phi = 1,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	Probe 1194 (0,102 nm/s) $G = 1,25 \text{ mS}$ $n_\phi = 6,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	Probe 1244 (0,29 nm/s) $G = 2,17 \text{ mS}$ $n_\phi = 2,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
520°C	Probe 1339 (0,030 nm/s) $G = 0,97 \text{ mS}$ $n_\phi = 5,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	Probe 1333 (0,092 nm/s) $G = 1,75 \text{ mS}$ $n_\phi = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	Probe 1571 (0,29 nm/s) $G = 2,43 \text{ mS}$ $n_\phi = 2,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
500°C	Probe 1569 (0,032 nm/s) $G = 1,55 \text{ mS}$ $n_\phi = 1,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	Probe 1178 (0,106 nm/s) $G = 2,77 \text{ mS}$ $n_\phi = 2,9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	Probe 1573 (0,28 nm/s) $G = 3,18 \text{ mS}$ $n_\phi = 5,0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
480°C	Probe 1570 (0,033 nm/s) $G = 2,22 \text{ mS}$ $n_\phi = 2,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	Probe 1166 (0,101 nm/s) $G = 3,60 \text{ mS}$ $n_\phi = 5,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	-

* Nicht messbar, Dotierung scheinbar zu gering

der Substrattemperatur T und der Vorbelegung $n_S(0)$. Die Tabellenwerte beziehen sich auf die Mitte des Wafers. Die Wachstumsrate entspricht dort dem Durchschnittswert mit Rotation. Außerdem ist das Pyrometer auf die Substratmitte gerichtet. Für die Berechnung der durchschnittlichen Dotierung n_ϕ wurde die jeweilige exakte Schichtdicke berücksichtigt. Bei den Leitwerten wurde mit Gl. 2.22 bzw. Abb. 16 der Einfluss der Raumladungszone korrigiert. Bei den als "nicht messbar" gekennzeichneten Proben ist die Dotierung so gering, dass die komplette Schicht von der Raumladungszone des pn-Übergangs mit der Bor- δ -Dotierung ausgeräumt ist, der Strom daher durch das gesamte Substrat fließt und somit keine Aussage über die Schichtleitfähigkeit zulässt.

Der Schichtleitwert G und die durchschnittliche Dotierung n_ϕ werden bei geringeren Temperaturen deutlich größer. Eine Erhöhung der Wachstumsrate führt ebenfalls zu höheren Werten für G und n_ϕ . Bei einer Verringerung der Vorbelegung $n_S(0)$ nehmen der Schichtleitwert G und die durchschnittliche Dotierung n_ϕ ab, jedoch nicht im selben Maß wie $n_S(0)$, daher wird im folgenden Abschnitt die Segregationsweite Δ als Verhältnis der Oberflächenkonzentration n_S und der Dotierung n betrachtet.

Tab. 5: Schichtleitwert G und durchschnittliche Dotierung n_ϕ bei der Wachstumsrate $R = 0,1$ nm/s in Abhängigkeit der Substrattemperatur T und der Vorbelegung $n_S(0)$

Leitwert G und durchschnittl. Dotierung n_ϕ	$n_S(0) = 1$ ML	$1/2$ ML	$1/4$ ML	$1/10$ ML	$1/20$ ML
$T = 540^\circ\text{C}$	Probe 1194 $G = 1,25$ mS $n_\phi = 6,5 \cdot 10^{17}$	Probe 1543 $G = 0,17$ mS $n_\phi = 3,1 \cdot 10^{16}$	Probe 1542 n. m. *	-	-
520°C	Probe 1333 $G = 1,75$ mS $n_\phi = 1,5 \cdot 10^{18}$	Probe 1557 $G = 0,42$ mS $n_\phi = 1,1 \cdot 10^{17}$	Probe 1544 $G = 0,35$ mS $n_\phi = 8,4 \cdot 10^{16}$	Probe 1545 n. m. *	-
500°C	Probe 1178 $G = 2,34$ mS $n_\phi = 2,9 \cdot 10^{18}$	Probe 1562 $G = 1,19$ mS $n_\phi = 6,2 \cdot 10^{17}$	Probe 1547 $G = 0,92$ mS $n_\phi = 3,9 \cdot 10^{17}$	Probe 1546 $G = 0,20$ mS $n_\phi = 3,8 \cdot 10^{16}$	-
480°C	Probe 1166 $G = 3,11$ mS $n_\phi = 5,6 \cdot 10^{18}$	Probe 1558 $G = 2,21$ mS $n_\phi = 2,0 \cdot 10^{18}$	Probe 1549 $G = 2,17$ mS $n_\phi = 1,9 \cdot 10^{18}$	Probe 1550 $G = 0,95$ mS $n_\phi = 4,2 \cdot 10^{17}$	Probe 1559 $G = 0,34$ mS $n_\phi = 8,0 \cdot 10^{16}$

* Nicht messbar, Dotierung scheinbar zu gering

4.4.2 Berechnung der Segregationsweite Δ

Die aufwändige SIMS-Messung des Dotierprofils und die Berechnung der Segregationsweite Δ über die Oberflächenkonzentration $n_s(z)$ nach Abschnitt 4.3 können mit Hilfe der Vierspitzenmessung bei großen Segregationsweiten umgangen werden, wenn nur ein kleiner Teil der Vorbelegung $n_s(0)$ in die Schicht eingebaut wird. In diesem Fall ändern sich n_s und die Dotierung n nur geringfügig. Wenn daher eine konstante Ladungsträgerbeweglichkeit μ und ein exponentielles Dotierprofil $n(z)$ mit konstanter Segregationsweite Δ angenommen werden, ergibt sich ein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem Dotierprofil und dem Schichtleitwert G bzw. der durchschnittlichen Dotierung n_ϕ . Die Segregationsweite Δ kann damit aus der durchschnittlichen Dotierung n_ϕ berechnet werden.

Noch einfacher ist der Fall, wenn der eingebaute Teil der Vorbelegung $n_s(0)$ so gering ist, dass die Oberflächenkonzentration n_s und die Dotierung n als konstant angesehen werden können (siehe Abb. 41, oben). Diese Vereinfachung gilt für sehr große Werte der Segregationsweite ($\Delta \gg$ Schichtdicke d).

Mit der durchschnittlichen Dotierung n_ϕ aus der Vierspitzenmessung kann die gemessene Segregationsweite Δ_{mess} berechnet werden:

$$\Delta_{\text{mess}} = \frac{n_s(0)}{n_\phi} \cong \Delta = \frac{n_s(0)}{n(0)} \quad \text{für } \Delta \gg d \quad (4.1b)$$

Da sich die Anfangsdotierung $n(0)$ und die durchschnittliche Dotierung n_ϕ unter der Bedingung $\Delta \gg d$ nicht wesentlich unterscheiden (siehe Abb. 41, oben), können in diesem Fall die gemessene Δ_{mess} und die wahre Segregationsweite Δ als gleich groß angenommen werden.

Je kleiner die Segregationsweite Δ ist, d. h. je stärker der exponentielle Abfall der Dotierung, desto stärker unterscheidet sich die wahre Segregationsweite Δ von der gemessenen Δ_{mess} . Daher soll im Folgenden betrachtet werden, in welchem Bereich die

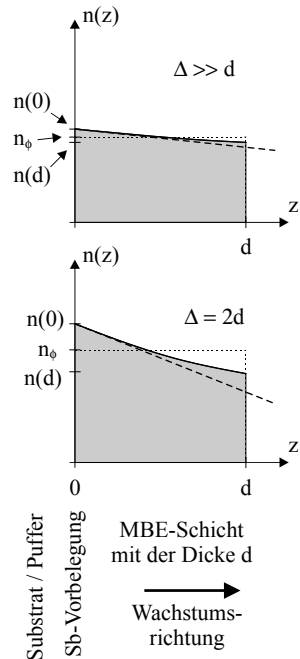


Abb. 41: Dotierprofile $n(z)$ für die Segregationsweite $\Delta \gg$ Schichtdicke d (oben) bzw. für $\Delta = 2 \cdot d$ (unten)

Vierspitzenmessung ein sinnvolles Ergebnis liefert, bzw. wie Δ_{mess} gegebenenfalls korrigiert werden kann.

Unter der Annahme, dass Δ konstant ist, ergibt sich beim Wachstum mit Vorbelegung ein exponentiell abfallendes Dotierprofil:

$$n(z) = n(0) \cdot \exp\left(-\frac{z}{\Delta}\right) \quad (4.4)$$

In Abb. 41 (unten) ist das Dotierprofil für den Fall $\Delta = 2 \cdot d$ dargestellt. In diesem Fall wird ein wesentlicher Teil der Vorbelegung $n_S(0)$ in die Schicht eingebaut. Die Oberflächenkonzentration n_S und die Dotierung n haben während der Schicht deutlich abgenommen. Daher unterscheiden sich Anfangsdotierung $n(0)$ und durchschnittliche Dotierung n_ϕ sichtbar, Δ_{mess} und Δ können nicht gleichgesetzt werden. Aus Gl. 4.1b folgt:

$$n_S(0) = \Delta_{\text{mess}} \cdot n_\phi = \Delta \cdot n(0) \quad (4.1c)$$

$$\Rightarrow \frac{n_\phi}{n(0)} = \frac{\Delta}{\Delta_{\text{mess}}} \quad (4.10)$$

Das Integral über der Dotierung $n(z)$ bis zur Schichtdicke d entspricht dem bis dahin eingebauten Teil der Vorbelegung und spiegelt somit die durchschnittliche Dotierung n_ϕ wider:

$$\int_0^d n(z) dz = n(0) \cdot \Delta \left[1 - \exp\left(-\frac{d}{\Delta}\right)\right] = n_\phi \cdot d \quad (4.11)$$

Bei unendlicher Schichtdicke d oder sehr kleiner Segregationsweite Δ wird die Vorbelegung komplett eingebaut, d. h. das Integral entspricht nach Gl. 4.1b der Vorbelegung $n_S(0)$:

$$\int_0^d n(z) dz \rightarrow n(0) \cdot \Delta = n_S(0) \quad \text{für } \Delta \ll d \quad (4.11a)$$

Mit dem Integral aus Gl. 4.11 folgt die durchschnittliche Dotierung n_ϕ , die über Gl. 4.1b mit der gemessenen Segregationsweite Δ_{mess} zusammenhängt:

$$n_\phi = \frac{\int n(z) dz}{d} = \frac{n(0) \cdot \Delta}{d} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{d}{\Delta}\right)\right] = \frac{n_S(0)}{\Delta_{\text{mess}}} \quad (4.12)$$

Daraus folgt das Verhältnis von n_ϕ und $n(0)$, bzw. von Δ und Δ_{mess} nach Gl. 4.10:

$$\frac{n_\phi}{n(0)} = \frac{\Delta}{d} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{d}{\Delta}\right)\right] = \frac{\Delta}{\Delta_{\text{mess}}} \quad (4.13)$$

Die gemessene Segregationsweite Δ_{mess} kann als Funktion von Δ und d beschrieben werden:

$$\Delta_{\text{mess}} = \frac{d}{1 - \exp\left(-\frac{d}{\Delta}\right)} \quad (4.14)$$

Umgekehrt kann für den praktischen Fall die wahre Segregationsweite Δ in Abhängigkeit der gemessenen Δ_{mess} und der Schichtdicke d angegeben werden:

$$\Delta = \frac{-d}{\ln\left(1 - \frac{d}{\Delta_{\text{mess}}}\right)} \quad (4.15)$$

Mit Gl. 4.13 kann abgeschätzt werden, für welche Werte von d und Δ die Vierspitzenmessung ein sinnvolles Ergebnis liefert. Dazu ist in Tab. 6 das Verhältnis der gemessenen Δ_{mess} und der wahren Segregationsweite Δ in Abhängigkeit des Quotienten von Δ und d aufgelistet.

Tab. 6: Verhältnis der gemessenen Δ_{mess} und der wahren Segregationsweite Δ in Abhängigkeit des Quotienten von Δ und der Schichtdicke d .

$\frac{\Delta}{d}$	0,1	1	2	3	5	10	50	100
$\frac{n_{\phi}}{n(0)} = \frac{\Delta}{\Delta_{\text{mess}}}$	0,10	0,63	0,79	0,85	0,91	0,95	0,99	1,00

Je größer die Segregationsweite Δ im Vergleich zur Schichtdicke d ist, desto geringer ist der systematische Fehler der Vierspitzenmessung ($\Delta_{\text{mess}} \rightarrow \Delta$ für $\Delta \gg d$). Für sehr kleine Segregationsweiten macht die Vierspitzenmessung keinen Sinn, da die gemessene Segregationsweite unabhängig von der wahren Segregationsweite ist ($\Delta_{\text{mess}} \rightarrow d$ für $\Delta < d$, siehe Gl. 4.14). In diesem Fall muss die Segregationsweite Δ mit Hilfe von tiefeaufgelösten Messmethoden aus der Steigung des Dotierprofils berechnet werden.

Für $\Delta > d$ kann der systematische Fehler der gemessenen Segregationsweite mit Gl. 4.15 korrigiert werden. Dabei ist jedoch zu beachten, dass diese Korrektur nur bei konstanter Segregationsweite Δ und konstanter Ladungsträgerbeweglichkeit μ korrekt ist, und dass eventuelle Meßfehler dadurch verstärkt werden. Für $\Delta \gg d$ sind diese Annahmen automatisch erfüllt und die Korrektur beeinflusst das Ergebnis nicht. Die nominelle Schichtdicke bei allen Wachstumsexperimenten betrug $d = 300$ nm.

In Abb. 42 sind die aus Tab. 4 mit Gl. 4.1b berechneten Segregationsweiten Δ bei der Vorbelegung $n_s(0) = 1$ ML in Abhängigkeit der Substrattemperatur T und der Wachstumsrate

R dargestellt. Die Werte wurden mit Gl. 4.15 unter der Annahme konstanter Segregationsweite Δ und konstanter Ladungsträgerbeweglichkeit μ korrigiert. In jedem Fall steigt die Segregationsweite Δ mit der Temperatur stark an.

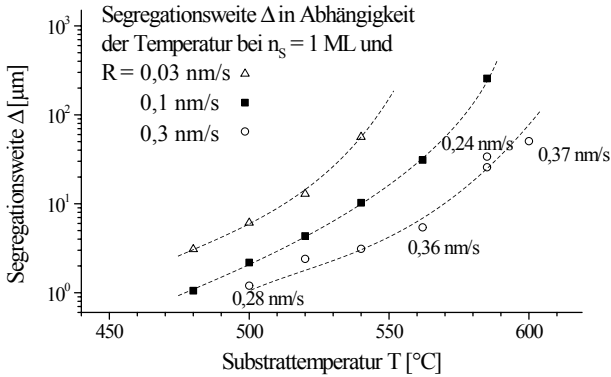


Abb. 42:
Segregationsweite Δ bei der Vorbelegung $n_s(0) = 1 \text{ ML}$ in Abhängigkeit der Substrattemperatur T und der Wachstumsrate R

Die aus Tab. 5 berechneten Werte der Segregationsweite Δ bei der Wachstumsrate $R = 0,1 \text{ nm/s}$ in Abhängigkeit der Substrattemperatur T und der Vorbelegung $n_s(0)$ sind in Abb. 43 dargestellt. Bei allen Vorbelegungen zeigt sich eine starke Temperaturabhängigkeit der Segregationsweite. Die Steigung ist jedoch nicht bei allen Vorbelegungen gleich. Die Abhängigkeit der Segregationsweite Δ von der Oberflächenkonzentration n_s wird in Abschnitt 4.6 mit Hilfe der Ergebnisse aus SIMS- und eCV-Messungen genauer betrachtet.

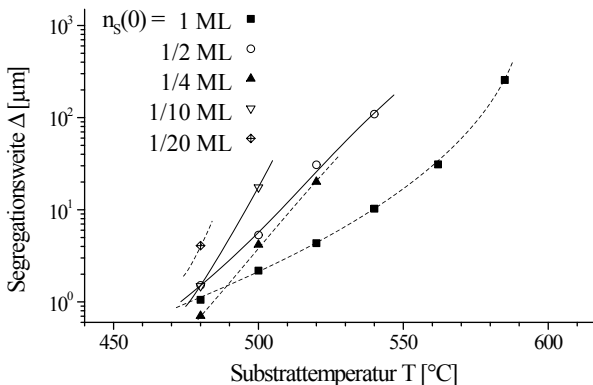


Abb. 43:
Segregationsweite Δ bei der Wachstumsrate $R = 0,1 \text{ nm/s}$ in Abhängigkeit der Substrattemperatur T und der Vorbelegung $n_s(0)$

4.5 Vergleich der eCV- und der Vierspitzenenergebnisse

Analog zur SIMS-Messung (siehe Abschnitt 4.3) kann aus den Dotierprofilen der eCV-Messung der Verlauf der Oberflächenkonzentration $n_S(z)$ und damit die Segregationsweite $\Delta(n_S)$ berechnet werden. Die Ergebnisse der SIMS-Messung haben eine deutliche $\Delta(n_S)$ -Abhängigkeit gezeigt, die dazu führt, dass für Segregationsweiten $\Delta < d$ der Schichtdicke d das Dotierprofil keinen exponentiellen Verlauf aufweist. Für $\Delta \gg d$ kann diese $\Delta(n_S)$ -Abhängigkeit vernachlässigt werden, da die Segregationsweite Δ und die Ladungsträgerbeweglichkeit μ als konstant angenommen werden können. In diesem Fall kann die Segregationsweite mit der Vierspitzenmessung bestimmt werden (siehe Abschnitt 4.4).

Der Übergang zwischen beiden Bereichen ($\Delta \geq d$) soll hier mit Hilfe der eCV-Messung an einem Beispiel der höchstdotierten Schicht der Vierspitzenmessung (Probe 1166: $T = 480^\circ\text{C}$, $R = 0,1 \text{ nm/s}$ und $n_S(0) = 1 \text{ ML}$) betrachtet werden. Das Ergebnis der Vierspitzenmessung ist die durchschnittliche Dotierung $n_\phi = 4,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und die gemessene Segregationsweite $\Delta_{\text{mess}} = 1,63 \text{ }\mu\text{m}$, die nach Gl. 4.17 zu $\Delta = 1,47 \text{ }\mu\text{m}$ korrigiert wird.

Das eCV-Dotierprofil in Abb. 42 zeigt keinen exponentiellen Verlauf (Gerade in der halblogarithmischen Darstellung), wie er bei konstanter Segregationsweite nach Gl. 4.4 bzw. 4.7 zu erwarten wäre. Demzufolge kann die Segregationsweite Δ nicht aus der Tangentensteigung abgelesen werden. Die durchschnittliche Dotierung der eCV-Messung ($n_\phi = 4,3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) stimmt gut mit dem Wert der Vierspitzenmessung überein.

Wie bei den SIMS-Profilen wurde basierend auf Gl. 4.6 aus dem gemessenen eCV-Dotierprofil $n(z)$ der Verlauf der Oberflächenkonzentration $n_S(z)$ und damit die Segregationsweite in Abhängigkeit der Oberflächenkonzentration $\Delta(n_S)$ berechnet (siehe Abb. 44). Die Segregationsweite Δ besitzt bei der Oberflächenkonzentration $n_S = 1 \text{ ML}$ ein Minimum ($\Delta = 0,41 \text{ }\mu\text{m}$) und steigt für kleinere Werte der Oberflächenkonzentration an. Der korrigierte Wert der Vierspitzenmessung ($\Delta = 1,47 \text{ }\mu\text{m}$) stellt einen Mittelwert der $\Delta(n_S)$ -

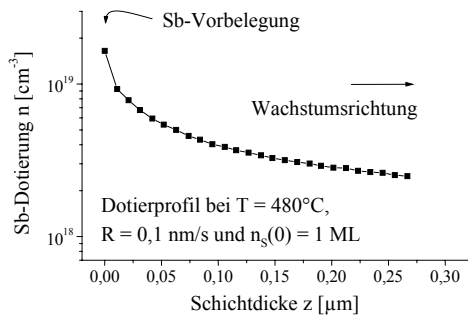


Abb. 44: eCV-Profil der Dotierung $n(z)$ bei $T = 480^\circ\text{C}$, $R = 0,1 \text{ nm/s}$ und $n_S(0) = 1 \text{ ML}$.

Abhängigkeit zwischen $n_s = 5,30$ und $6,78 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ dar.

Die hier dargestellte Probe weist die kleinste mit der Vierspitzenmessung gemessene Segregationsweite und damit dem größten Fehler auf. Bei größeren Segregationsweiten ist der Anteil der verbrauchten Vorbelegung $n_s(0)$ und damit der n_s -Bereich, über den gemittelt wird, geringer.

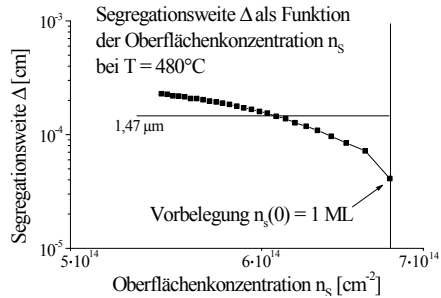


Abb. 45: Segregationsweite Δ in Abhängigkeit der Oberflächenkonzentration n_s durch Integration der Dotierung im eCV-Profil

4.6 Zusammenfassung der Segregations-Ergebnisse

Die Segregation erschwert die exakte Verwirklichung von Dotierprofilen für Bauelementstrukturen. Zur Beschreibung der Segregation wird die Segregationsweite Δ als Verhältnis der Oberflächenkonzentration n_s und der Dotierung n verwendet. Nur wenn die Segregationsweite Δ und ihre Abhängigkeiten von den Wachstumsparametern Temperatur T , Wachstumsrate R und Oberflächenkonzentration n_s bekannt sind, kann die Profilverschmierung mit einer geeigneten Wachstumsstrategie verhindert werden.

Die Segregationsweite Δ wurde durch SIMS-Analysen und eCV-Messung aus dem Dotierprofil bestimmt, außerdem kann sie mit der Vierspitzenmessung aus der durchschnittlichen Dotierung berechnet werden. Dazu wurden MBE-Proben nach der Wachstumsstrategie aus Abschnitt 2.3.1 mit Vorbelegung unter Variation der Wachstumsparameter T , R und n_s hergestellt.

Die Ergebnisse der Messungen im untersuchten Parameterbereich ($T = 420 - 600^\circ\text{C}$, $R = 0,03 - 0,3 \text{ nm/s}$ und $n_s = 1/20 - 1 \text{ ML}$) lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Einfluss der Temperatur

Bei Erhöhung der Wachstumstemperatur zeigt sich immer eine deutliche Abnahme des Schichtleitwerts G und der durchschnittlichen Dotierung n_ϕ , d. h. eine Zunahme der Segregationsweite Δ (siehe auch Tab. 4 und 5 sowie Abb. 42 und 43).

- Einfluss der Wachstumsrate

Eine größere Wachstumsrate R führt in jedem Fall zu einer Erhöhung des Schichtleitwerts G und der durchschnittlichen Dotierung n_0 , bzw. einer Verringerung der Segregationsweite Δ . In Abb. 46 sind die Ergebnisse der Ratenabhängigkeit $\Delta(R)$ mit der Temperatur als Parameter dargestellt. Sie kann durch eine hyperbolische Näherungsgleichung

$$\Delta(R) = x \cdot \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-y} \quad (4.16)$$

mit $R_0 = 1 \text{ nm/s}$ beschrieben werden. In Tab. 7 sind die Parameter x und y der in Abb. 46 eingezeichneten Näherungskurven aufgelistet.

Tab. 7: Näherungsparameter der Wachstumsratenabhängigkeit nach Gl. 4.16 in Abhängigkeit der Temperatur T

Temperatur T	480	500	520	540	562	585	600
Näherungsparameter x [μm]	0,4*	0,45	0,6	0,6	0,9	1,2	1,5*
Näherungsparameter y	0,5*	0,75	0,85	1,3	1,6	2,4	3,5*

* Näherungsparameter nur geschätzt, da nicht genügend Werte vorhanden

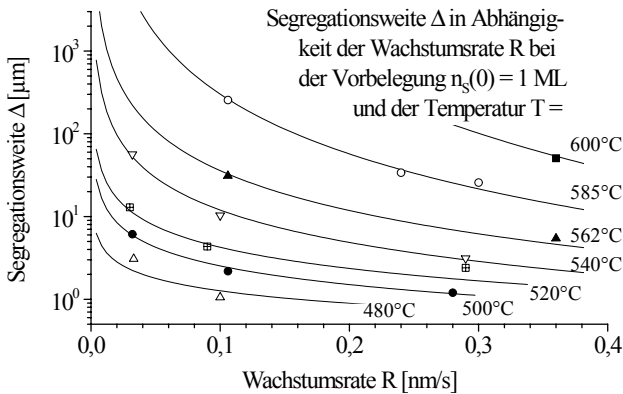
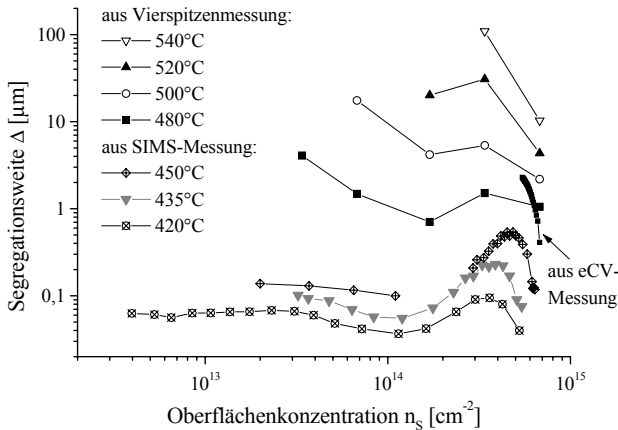


Abb. 46: Segregationsweite Δ in Abhängigkeit der Wachstumsrate R und der Temperatur T mit den hyperbolischen Näherungskurven nach Gl. 4.16 und den Näherungsparametern nach Tab. 7

- Einfluss der Oberflächenkonzentration

Die Ergebnisse für die Abhängigkeit der Segregationsweite Δ von der Oberflächenkonzentration n_s aus Vierspitzen-, eCV- und SIMS-Messung für $R = 0,1 \text{ nm/s}$ sind in Abb. 47 zusammengefasst.

Bei allen untersuchten Temperaturen, aber auch bei anderen Wachstumsraten, besitzt die Segregationsweite ein Maximum bei der Oberflächenkonzentration $n_S = 1/2$ ML und fällt für $n_S \rightarrow 1$ ML deutlich ab. Eine mögliche Erklärung für das Maximum bei $n_S = 1/2$ ML ist, dass sich eine besonders stabile Oberflächenanordnung der Sb-Adatome ergibt, die sich dem Einbau widersetzt und somit die Segregationswahrscheinlichkeit erhöht.



*Abb. 47:
Zusammenfassung der
Segregationsweite in
Abhängigkeit der
Oberflächenkonz. n_S bei
 $R = 0,1$ nm/s aus
Vierspitzenmessung ($T =$
540 bis 480°C), eCV-
Messung ($T = 480^\circ$, $n_S =$
1ML) und SIMS ($T = 420$
bis 450°C)*

Bei einer Erhöhung der Oberflächenkonzentration $n_S > 1/2$ ML wird der Rücksprung für segregierende Sb-Atome bei fast vollständig besetzter Oberfläche zunehmend blockiert, wodurch die Wahrscheinlichkeit für die Segregation verringert wird. Der Unterschied zwischen dem Maximum bei $n_S = 1/2$ ML und dem Wert für $n_S = 1$ ML scheint umso größer zu sein, je höher die Temperatur ist, was mit der höheren Energie und Beweglichkeit der Atome erklärt werden kann.

Für $n_S < 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \approx 1/50$ ML wird der Ansatz, dass bei geringen Oberflächenkonzentrationen keine Wechselwirkungen stattfinden und die Segregationsweite Δ daher konstant ist, durch die gemessenen $\Delta(n_S)$ -Abhängigkeiten bestätigt.

Aufgrund der Mittlung der Vierspitzenmessung sind die Ergebnisse mit den tiefenaufgelösten Verfahren SIMS und eCV jedoch nur bedingt vergleichbar. Dieser Effekt ist in Abb. 47 bei $T = 480^\circ\text{C}$ dargestellt. Bei derselben Probe (Nr. 1166, $T = 480^\circ\text{C}$, $R = 0,1$ nm/s bei $n_S(0) = 1\text{ML}$) wurde die Segregationsweite einerseits aus der Vierspitzenmessung sowie andererseits der $\Delta(n_S)$ -Verlauf aus dem eCV-Profil bestimmt. Dabei zeigt sich, dass die $\Delta(n_S)$ -Abhängigkeit stärker ausgeprägt ist, als es die Ergebnisse der Vierspitzenmessung vermuten lassen.

- Vergleich der experimentellen Daten mit der Jorke-Theorie

In Abb. 48 sind die unterschiedlichen Werte der Segregationsweiten Δ bei $R = 0,1 \text{ nm/s}$ und $n_s = 1 \text{ ML}$ für die verschiedenen Messverfahren im Vergleich zur Theorie nach Jorke aufgetragen. Nach den hier gewonnenen Erkenntnissen tragen die Werte der Vierspitzenmessung einen systematischen Fehler, der umso geringer ist, je kleiner der verbrauchte Teil der Vorbelegung ist, d. h. je größer die Segregationsweite ist.

Die gemessene Abhängigkeit ist nicht so stark, wie von der Jorke-Theorie vorhergesagt (siehe Abb. 48), außerdem hängt sie von den anderen Parametern und dem Temperaturbereich ab.

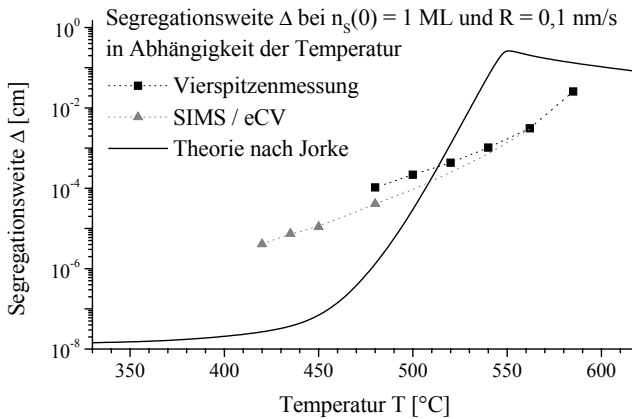


Abb. 48:
Segregationsweite Δ bei $R = 0,1 \text{ nm/s}$ und $n_s = 1 \text{ ML}$ in Abhängigkeit der Temperatur T im Vergleich mit der Theorie nach Jorke

5 Ionenunterstütztes MBE-Wachstum

In Kapitel 3 wurden bereits die Grundlagen der Ionenerzeugung im Elektronenstrahlverdampfer und des Ioneneinflusses auf das epitaktische Wachstum erläutert. Im folgenden Kapitel werden die praktische Anwendung der Dotierung durch Sekundärionen (DSI) und die physikalischen Vorgänge beim Wachstum mit Ionenbeschuss genauer untersucht. Mit Hilfe von Messungen der Ionendichte und der ionenbedingten Dotierung in Abhängigkeit der Wachstumsparameter und der Substratspannung U_{Sub} ergibt sich ein besseres Verständnis der Ionenerzeugung und -ausbreitung sowie des ionenbedingten Einbaus segregierender Sb-Atome.

Dazu wird zunächst die Ionengenerationsrate G_{ion} bestimmt und mit den über den Strom am Substratkontakt und mit der Ionensonde gemessenen Ionendichten verglichen. Die ionenbedingte Dotierverteilung von gewachsenen MBE-Schichten ergänzt das Bild der Ionenausbreitung. Mit der daraus erhaltenen ionenbedingten Segregationsweite Δ_{ion} und der Ionendichte kann der Wirkungsquerschnitt für den ionenbedingten Einbau σ in Abhängigkeit der Ionenenergie berechnet werden. Anschließend wird anhand von eCV-Dotierprofilen untersucht, ob ein Teil der Vorbelegung durch Ionensputtern verloren geht.

5.1 Ionenmessung

5.1.1 Silizium-Wachstumsrate

Bei der Verdampfung des Siliziums (Si) im Elektronenstrahlverdampfer (ESV, siehe Abschnitt 2.2.3) dient das Flusssignal Q , der Messstrom des Quadrupol-Massenspektrometers (QMS), als Eingangsgröße, um die Wachstumsrate R über den Emissionsstrom I_{ESV} zu regeln. Die PID-Regelparameter sind für typische Wachstumsraten zwischen 0,03 und 0,5 nm/s optimiert. Die Wachstumsrate R wird bei jeder Probe mit dem Profiler kontrolliert (siehe Abschnitt 2.3.2).

Grundsätzlich sollten die Größen R und Q proportional sein, da der Siliziumfluss F_{Si} überall linear zur Verdampfungsrate Γ_e ist (Gl. 2.14), wenn sich die Verdampfungscharakteristik nicht ändert. In Abb. 49 sind Wachstumsrate R und Flusssignal Q in Abhängigkeit des Emissionsstroms I_{ESV} dargestellt. Dabei ist jedoch zu sehen, dass dieser lineare Zusammenhang nur bis $I_{\text{ESV}} = 200$ mA bzw. $R = 0,15$ nm/s gilt. Bei höheren Strömen steigt das Flusssignal Q schwächer als die Wachstumsrate R an. Der Grund dafür ist, dass bei kleinen Emissionsströmen I_{ESV} die Si-Schmelze sowohl vom Substrat als auch vom QMS vollständig sichtbar ist. Bei größeren Emissionsströmen wird die größere Schmelzfläche aus

der Sicht des QMS teilweise durch die ESV-Abschirmung verdeckt, da deren Öffnung auf das Substrat gerichtet ist (siehe Abb. 5). Diese teilweise Abschattung stellt jedoch für die Funktion der Si-Flussregelung kein Problem dar, da nach wie vor ein eindeutiger und stetiger Zusammenhang zwischen Eingangss- und Ausgangssignal des Regelkreises vorhanden ist. Die Abweichung der beiden Größen muss jedoch bei der Kalibrierung der Wachstumsrate berücksichtigt werden.

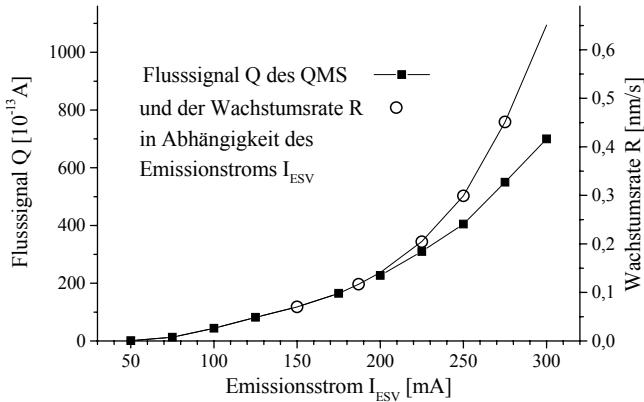


Abb. 49:
Si-Wachstumsrate R
und Flusssignal Q in
Abhängigkeit des
Emissionsstroms I_{ESV}

Mit den in Abb. 49 dargestellten Werten kann das Produkt aus R und I_{ESV} berechnet werden, das nach Gl. 3.3 entscheidend für die Ionengenerationsrate G_{ion} ist. Der Zusammenhang zwischen R bzw. Q und I_{ESV} muss von Zeit zu Zeit neu kalibriert werden, da er durch die Form und Tiefe des entstehenden Kraters im Si-Tiegel beeinflusst wird. Auch eine Änderung der Elektronenstrahlfokussierung beeinflusst sowohl die R -von- I_{ESV} -Abhängigkeit als auch die Ionengenerationsrate G_{ion} .

5.1.2 Auswertung des Substratstroms

Der am Substratkontakt (siehe Abschnitt 3.2) gemessene Strom entspricht der Summe aller auf das Substrat treffenden Ladungsträger, von denen die positiv geladenen Si-Ionen sowie reflektierte und Sekundärelektronen aus dem ESV den größten Anteil haben. Außerdem können Elektronen aus anderen Teilen der MBE-Anlage, z.B. der Ionisierungseinheit des QMS-Massenspektrometers, auf das Substrat treffen. Der gesamte Substratstrom I_{Sub} kann als Summe eines Ionenanteils I_{ion} und eines Elektronenanteils I_{el} beschrieben werden:

$$I_{Sub} = I_{el} + I_{ion} \quad (5.1)$$

In Abb. 50 ist der gemessene Substratstrom I_{Sub} über dem Emissionsstrom I_{ESV} in Abhängigkeit des Substratpotenzials U_{Sub} dargestellt. Für kleine Emissionsströme ($I_{ESV} \leq 100$

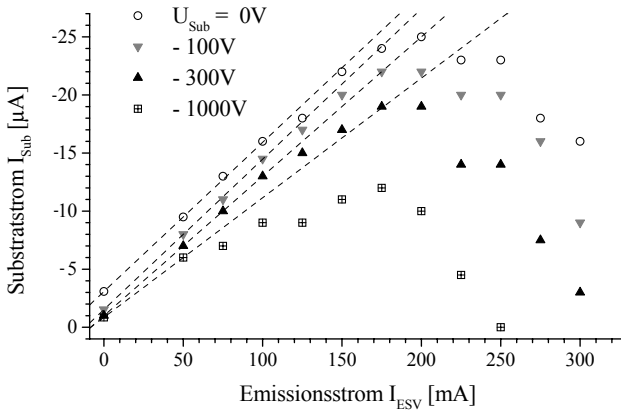


Abb. 50:
 Substratstrom I_{Sub}
 in Abhängigkeit des
 Emissionsstroms I_{ESV}
 und des
 Substratpotentials U_{Sub}

mA) ist der Substratstrom I_{Sub} negativ und steigt linear mit I_{ESV} an, da kaum Ionen vorhanden sind und der Elektronenanteil als direkte Folge des Emissionsstroms proportional zu diesem ist ($I_{el} \sim I_{ESV}$). Bei höheren Emissionsströmen ($I_{ESV} > 200$ mA) steigt der Ionenanteil überproportional an, so dass der Gesamtstrom betragsmäßig kleiner, also positiver wird. Eine negativere Substratspannung U_{Sub} hat einen positiveren Substratstrom I_{Sub} zur Folge, da Elektronen abgestoßen und Ionen angezogen werden. Bei sehr großen Emissionsströmen ($I_{ESV} > 250$ mA) zeigt sich zunehmend ein starkes Rauschen des Substratstroms, infolge starker Fluktuationen des Si-Flusses (Marangoni-Konvektion).

Um den Ionenstrom zu erhalten, muss der Substratstrom I_{Sub} nach Gl. 5.1 in seinen Ionenanteil I_{ion} und Elektronenanteil I_{el} aufgeteilt werden. Die beiden Anteile können voneinander getrennt werden, wenn angenommen wird, dass der Elektronenanteil einen konstanten Anteil I_{el0} durch andere Elemente der MBE-Anlage hat, und einen Teil, der proportional zum Emissionsstrom I_{ESV} ist, und dass der Ionenanteil die Differenz zwischen dem Gesamtstrom und der Näherungsgeraden ist, die den Elektronenanteil darstellt (siehe Abb. 51). Der Elektronenstrom wird durch den Proportionalitätsfaktor k_{el} und I_{el0} , den Substratstrom bei $I_{ESV} = 0$, beschrieben:

$$I_{ion} = I_{Sub} - I_{el0} - k_{el} \cdot I_{ESV} \quad (5.2)$$

Die berechneten Werte für die Werte für I_{sl0} und k_{el} sind in Tab. 8 zusammengefasst.

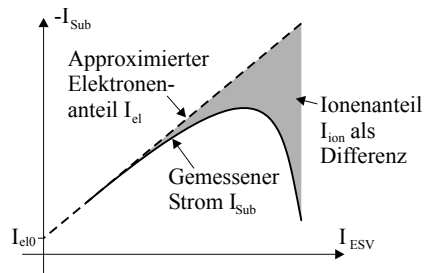


Abb. 51: Der gemessene Substratstrom I_{Sub}
 kann in seinen Elektronen- I_{el} und
 Ionenanteil I_{ion} aufgeteilt werden.

Tab. 8: Parameter der linearen Näherung für den Elektronenstrom zur Berechnung des Ionenanteils am Substratstrom

U_{Sub} [V]	0	-100	-300	-1000
$I_{\text{el}0}$ [μA]	3,08	1,53	1,00	0,85
$k_{\text{el}} \cdot 10^{-4}$	1,28	1,29	1,20	1,03

In Abb. 52 ist der mit Gl. 5.2 und Tab. 8 berechnete Ionenanteil des Substratstroms I_{ion} über dem Produkt aus Emissionsstrom I_{ESV} und Wachstumsrate R aufgetragen. Da die Ionengenerationsrate G_{ion} nach Gl. 3.3 proportional zum diesem Produkt ist, ist ein linearer Verlauf zu erwarten. Eine negativere Substratspannung hat höhere Ionenströme zur Folge, da ein größerer Anteil der generierten Ionen aus der ESV-Abschirmung herausgezogen wird. Das Abknicken der Stromkurven vom linearen Verlauf bei höheren Leistungen kann damit erklärt werden, dass die Werte für die Temperatur T_{Si} , die Fläche A und das Ionisationsvolumen V_{ion} in Gl. 3.3 nicht, wie zunächst angenommen, als konstant angesehen werden können. Bei exakter Betrachtung steigen alle drei Werte bei höheren Emissionsströmen an, wodurch der Term $\frac{V_{\text{ion}}}{A^2 \cdot \sqrt{T_{\text{Si}}}}$ voraussichtlich kleiner wird.

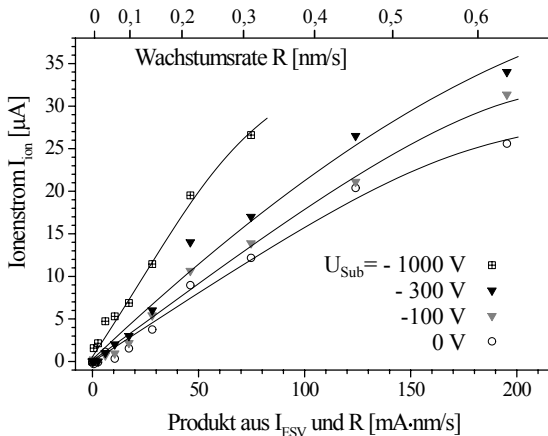


Abb. 52: Aus dem gesamten Substratstrom separierter Ionenstrom I_{ion} in Abhängigkeit des Produkts von Emissionsstrom I_{ESV} und Wachstumsrate R

Der gesamte Substratstrom, der bei kleinen Emissionsströmen durch Elektronen dominiert wird, unterscheidet sich für $U_{\text{Sub}} = 0 \text{ V}$ bzw. -100 V kaum, obwohl eine große Zahl von niederenergetischen Sekundärelektronen zu erwarten ist. Gleichzeitig ist der berechnete Ionenanteil für $U_{\text{Sub}} = 0 \text{ V}$ fast genau so groß wie für -100 V , obwohl die Ionen bei geerdetem Substrat nur zufällig auf das Substrat treffen sollten.

Dieser geringe Unterschied für $U_{\text{Sub}} = 0 \text{ V}$ bzw. -100 V legt den Verdacht nahe, dass am Substrat selbst auch bei geerdetem Substratkontakt kein Potenzial von 0 V herrscht. Das niederohmige Substrat, das nur an drei Punkten der Halterung aufliegt, könnte sich durch die große Zahl von Elektronen in der Anlage lokal negativ aufladen, dadurch weitere Elektronen abstoßen und Ionen anziehen. Erwartungsgemäß wären dafür geringe Spannungen von -10 V ausreichend.

5.1.3 Ionenflussmessung mit der Ionensonde

Die in Abschnitt 3.3 beschriebene Ionensonde ermöglicht die getrennte Messung der Ionen- und Elektronenstromdichte in der Nähe der Substratoberfläche. In zwei Versuchsreihen wurde die Sonde einmal mit fester Halterung unterhalb der Substratmitte montiert und zum anderen mit einer beweglichen Halterung auf einer Linie senkrecht zur Substratachse und zum Si-Tiegel bewegt (siehe Abb. 53), um die Ionenverteilung zu erfassen. Dabei wurden die entscheidenden Parameter der Ionengeneration und -ausbreitung, die Substratspannung U_{Sub} und der Emissionsstrom I_{ESV} variiert. Das Sondengehäuse und die Abschirmung der Halterung sind mit dem Substratpotenzial verbunden, um das elektrische Feld in der Wachstumskammer im Vergleich zum normalen MBE-Wachstum ohne Sonde möglichst wenig zu stören. Bei allen Versuchen betrug das Plattenpotenzial $U_{\text{pl}} = \pm 150 \text{ V}$.

Bei der Messung der Ionenstromdichte j_{ion} mit fester Halterung ist die Sonde unterhalb der Substratmitte angebracht. Die gemessene Ionenstromdichte j_{ion} in Abhängigkeit des Emissionsstroms I_{ESV} und der Substratspannung U_{Sub} ist in Abb. 54 dargestellt, dabei wurde I_{ESV} zwischen 50 und 300 mA (entspricht einer Wachstumsrate $R = 0,0006$ bzw. $0,65 \text{ nm/s}$) und U_{Sub} zwischen 0 und -1000 V variiert. Für Emissionsströme $I_{\text{ESV}} < 200 \text{ mA}$ gibt es fast keine Abhängigkeit von I_{ESV} und von der Substratspannung U_{Sub} und auch der sprunghafte Anstieg der Ionenstromdichte bei $I_{\text{ESV}} > 200 \text{ mA}$ stehen im Widerspruch zu den

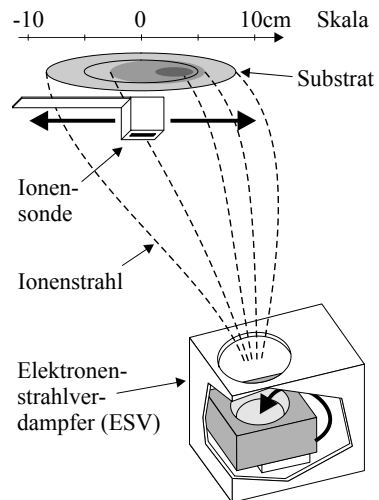


Abb. 53: Anordnung der Ionensonde in der Wachstumskammer und das Prinzip der Ionenausbreitung

Ergebnissen des gesamten Ionenstroms, die in Abb. 52 dargestellt sind. Die unterschiedlichen Ergebnisse lassen sich nur durch eine ungleichmäßige Ionenverteilung auf dem Substrat erklären, die zudem stark durch die Substratspannung U_{Sub} und den Emissionsstrom I_{ESV} sowie durch die unsymmetrische Anordnung des ESV gegenüber dem Substrat beeinflusst wird.

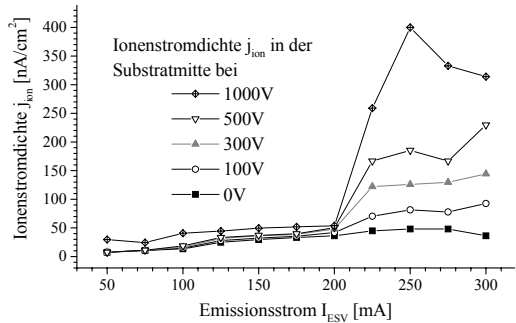


Abb. 54: Ionenstromdichte j_{ion} in Abhängigkeit des Emissionsstroms I_{ESV} und der Substratspannung U_{Sub} bei Sonde mit fester Halterung unterhalb der Substratmitte

Zur Überprüfung der Hypothese wurden Versuche mit beweglicher Halterung gemacht (siehe Abb. 53), um damit die Verteilung der Ionenstromdichte an der Substratoberfläche zu erfassen. Als Nullpunkt der Skala wurde die Substratmitte gewählt. Bei der Position $x = 0$ cm befindet sich die Sonde senkrecht über dem Si-Tiegel des ESV.

Die Ionenstromdichte wurde bei den drei Wachstumsraten $R = 0,08, 0,28$ und $0,60$ nm/s gemessen. Bei jeder Wachstumsrate wurde die Sonde von Position $x = -8$ cm bis $x = 8$ cm in 2 cm-Schritten bewegt und deckt somit den Bereich eines 6"-Substrats ab. An jedem Messpunkt wurde die Substratspannung U_{Sub} zwischen +100 V und -1000 V variiert.

Bei der höchsten Wachstumsrate $R = 0,60$ nm/s (siehe Abb. 55, oben) ist ein Maximum der Ionendichte fast senkrecht über dem ESV bei der Position $x = 6$ und 8 zu finden. Die Ionendichte fällt stetig, je weiter der Messpunkt von der Ionenquelle ESV entfernt ist. Eine negativere Substratspannung führt zu einer Erhöhung der Ionendichte, ohne jedoch die Verteilung wesentlich zu beeinflussen. Auch bei 0 V zeigt sich eine geringe Ionendichte, allerdings mit flacher, fast homogener Verteilung, während bei +100 V praktisch keine Ionen gemessen werden.

Bei der Wachstumsrate $R = 0,28$ nm/s (siehe Abb. 55, Mitte) ist die Ionenstromdichte zwar wegen der geringeren Generationsrate deutlich kleiner, hat aber prinzipiell denselben Verlauf mit maximaler Dichte über dem ESV, mit der Ausnahme bei $U_{\text{Sub}} = -1000$ V. Schon bei kleineren Spannungen U_{Sub} ist ansatzweise eine mit der Spannung zunehmende Fokussierung des Ionenstrahls zu erkennen, bei 1000 V zeigt sich eine schmälere Ionendichteverteilung mit einem deutlich höheren Maximum, das zur Substratmitte verschoben ist.

Die Ionenausbeute bei der Wachstumsrate $R = 0,08 \text{ nm/s}$ (siehe Abb. 53, unten) ist insgesamt sehr gering. Ab $U_{\text{Sub}} = -300 \text{ V}$ bildet sich ein fokussierter Ionenstrahl, der bei -500 V und -1000 V noch stärker konzentriert ist.

Fasst man alle drei Wachstumsraten zusammen, ergibt sich folgendes Bild: Bei positiver Spannung U_{Sub} ist die Ionendichte überall vernachlässigbar. Bei hoher Wachstumsrate oder geringer negativer Spannung besitzt die Ionendichte ein Maximum fast senkrecht über dem ESV. Die Ionendichte fällt stetig, je weiter der Messort vom ESV entfernt ist. Bei einer negativeren Substratspannung lässt sich infolge der Extraktion die Ionendichte deutlich erhöhen, zunächst ohne die Verteilung wesentlich zu beeinflussen. Ab einer gewissen Spannung bildet sich ein schmaler Ionenstrahl, der bei negativerer Spannung noch stärker fokussiert wird. Die Spannung, bei der die Änderung der Fokussierung stattfindet, ist umso höher, je

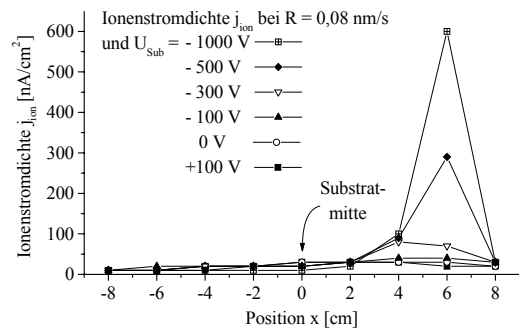
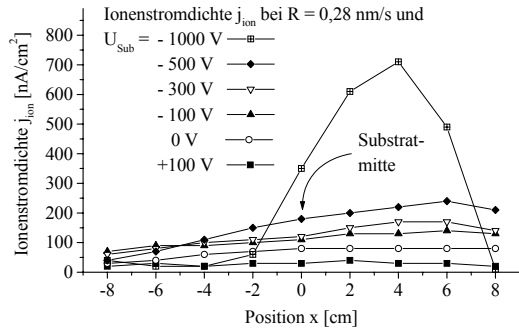
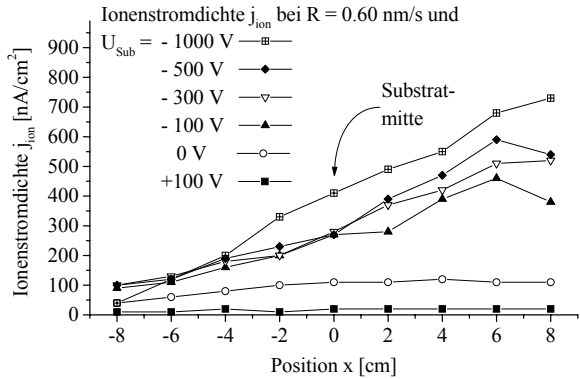


Abb. 55: Ionenstromdichteverteilung bei Variation der Substratspannung U_{Sub} für die Wachstumsraten $R = 0,60 \text{ nm/s}$ (oben), $0,28 \text{ nm/s}$ (mitte) und $0,08 \text{ nm/s}$ (unten)

größer die Wachstumsrate ist.

Die ionenoptische Abbildung der geladenen Teilchen aus dem ESV wird offensichtlich von zwei gegensätzlichen Effekten beeinflusst. Die Erhöhung der Spannung steigert die Fokussierung der Ionen auf dem Substrat, die Erhöhung der Ionendichte verringert die Fokussierung wegen der Abstoßung

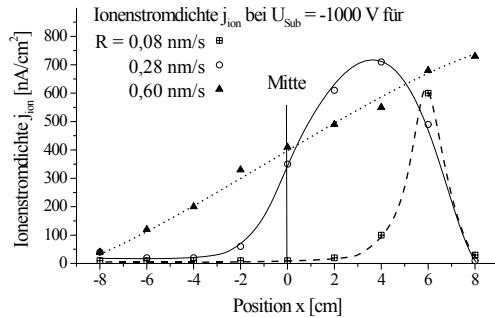


Abb. 56: Ionenstromdichteverteilung bei $U_{\text{Sub}} = 1000 \text{ V}$ für die Wachstumsraten $R = 0,08$, $0,28$ und $0,60 \text{ nm/s}$.

innerhalb der geladenen Teilchenwolke. In Abb. 56 wird die Ionendichteverteilung bei den drei verschiedenen Wachstumsraten und $U_{\text{Sub}} = -1000 \text{ V}$ verglichen. Hier wird erkennbar, warum die Messung der Ionenstromdichte j_{ion} in der Mitte des Substrats (siehe Abb. 54) nicht mit dem gesamten Ionenstrom I_{ion} (siehe Abb. 52) vergleichbar ist. Bei der kleinsten Wachstumsrate $R = 0,08 \text{ nm/s}$ ist der Ionenstrahl so stark außerhalb der Mitte fokussiert, dass die Ionendichte in der Substratmitte sehr gering ist. Bei zunehmender Rate werden mehr Ionen extrahiert, gleichzeitig wird auch die Verteilung breiter, bis die Flanke des Ionenstrahls die Mitte erreicht. Die Ionendichte in der Mitte steigt dadurch sprunghaft an. Danach ergibt sich auch bei weiter zunehmender Wachstumsrate und dadurch ansteigendem Ionengesamtstrom I_{ion} nur eine unwesentliche Änderung der Ionendichte in der Substratmitte.

5.2 Vierspitzenmessung der ionenbedingten Segregationsweite

Zur Untersuchung des Ioneneinflusses auf die Segregationsweite wurden in Wachstumsexperimenten mit Vorbelegung nach der Strategie aus Abschnitt 2.3.1 die Wachstumsrate R und die Substratspannung U_{Sub} variiert, da diese beiden Parameter die Ionenflussdichte, deren Verteilung und die Ionenenergie maßgeblich beeinflussen. Nach der Theorie zur Sekundärimplantation (Gl. 3.10) haben die Temperatur T und die Oberflächenkonzentration n_s beim ionenbedingten Einbau keinen Einfluß auf die Segregationsweite Δ_{ion} . Diese Annahme soll durch die Variation der Wachstumstemperatur T und der Vorbelegung $n_s(0)$ untersucht werden.

Da alle Ionen dieselbe Energie besitzen und die Energie besitzen und die Oberflächenkonzentration n_s als homogen angenommen wird, ist die Dotierverteilung ein Abbild der Ionenflussdichte ($n \sim F_{\text{ion}}$, vgl. Gl. 3.9), vorausgesetzt, der Einfluss der Temperatur T ($\Delta_{\text{ion}} < \Delta_T$) und der Wachstumsrate R auf die Segregationsweite Δ können vernachlässigt werden. Alle Proben wurden ohne Substratrotation hergestellt und mit der Vierspitzenmessung ganzflächig analysiert, um mit Hilfe der

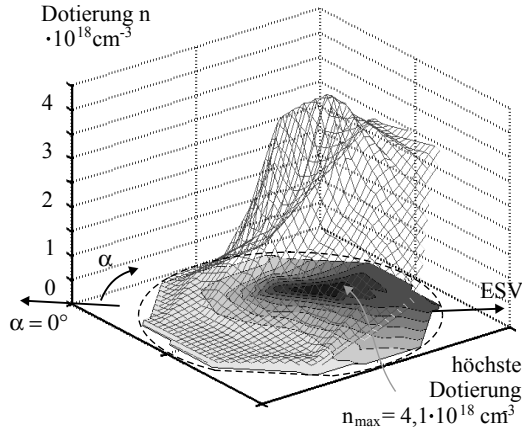


Abb. 57: Dotierverteilung bei $T = 585^\circ\text{C}$, $R = 0,1 \text{ nm/s}$, $n_s(0) = 1 \text{ ML}$ und $U_{\text{Sub}} = -300 \text{ V}$.

Dotierverteilung Rückschlüsse auf die Ionenstrahl-Fokussierung ziehen zu können. In Abb. 57 ist eine typische Dotierverteilung bei $T = 585^\circ\text{C}$, $R = 0,1 \text{ nm/s}$, $n_s = 1 \text{ ML}$ und $U_{\text{Sub}} = -300 \text{ V}$ dargestellt. Die höchste Dotierung im Fokus des Ionenstrahls ist in Richtung des Elektronenstrahlverdampfers (ESV) verschoben. Das Ionenmaximum liegt zufällig etwa an der selben Stelle wie der Punkt der niedrigsten Temperatur in Abb. 39, die Dotierverteilungen bei temperaturbedingten und bei ionenbedingtem Einbau haben jedoch unterschiedliche Verläufe. Beim ionenbedingten Einbau hängt die Verteilung von der Fokussierung des Strahls ab, der durch R und U_{Sub} beeinflusst werden kann. Bei starker Fokussierung ergibt sich eine stark inhomogene Dotierung über dem Wafer, die für das Wachstum von Bauelementstrukturen nicht geeignet ist. Daher wird bei den folgenden Ergebnissen für die Segregationsweite Δ_{ion} neben dem Wert in der Mitte auch die minimale Segregationsweite im Ionenflussmaximum angegeben. Das Verhältnis der beiden Werte dient als Maß für die Homogenität der Dotierung. Die deutlich bessere Homogenität beim normalen Wachstum mit Rotation wird in Abschnitt 5.5.2 diskutiert.

In Tab. 9 sind die Werte für die Segregationsweite Δ_{ion} in der Substratmitte und im Ionenflussmaximum bei $T = 585^\circ\text{C}$, $n_s(0) = 1 \text{ ML}$ und $U_{\text{Sub}} = -300 \text{ V}$ in Abhängigkeit der Wachstumsrate R dargestellt. Obwohl die Ionengenerationsrate mit der Wachstumsrate stark

ansteigt (siehe Gl. 3.3 und Abb. 52), ändern sich Dotierung bzw. Segregationsweite in der Mitte bei Erhöhung der Wachstumsrate nur unwesentlich.

Tab. 9: Segregationsweite Δ_{ion} in der Mitte und im Ionenmaximum bei $T = 585^\circ\text{C}$, $n_S(0) = 1 \text{ ML}$ und $U_{\text{Sub}} = -300 \text{ V}$ in Abhängigkeit der Wachstumsrate R .

Probe	1151	1152	1154
Wachstumsrate R	0,10 nm/s	0,28 nm/s	0,47 nm/s
Δ_{ion} in der Mitte	5,99 μm	4,20 μm	4,47 μm
Δ_{ion} im Ionenmaximum	1,48 μm	2,58 μm	3,30 μm

In Abb. 58 sind die Dotierverteilungen bei den Wachstumsraten $R = 0,28$ und $0,47 \text{ nm/s}$ dargestellt. Im Vergleich zu Abb. 57 mit $R = 0,10 \text{ nm/s}$ zeigt sich, dass eine Erhöhung der Wachstumsrate zu einer breiteren Verteilung der Ionen führt, d. h. es werden zwar mehr Ionen generiert, aber auf eine größere Fläche verteilt, so dass eine Erhöhung der Wachstumsrate keine höhere Dotierung, aber eine bessere Homogenität der Dotierung zur Folge hat.

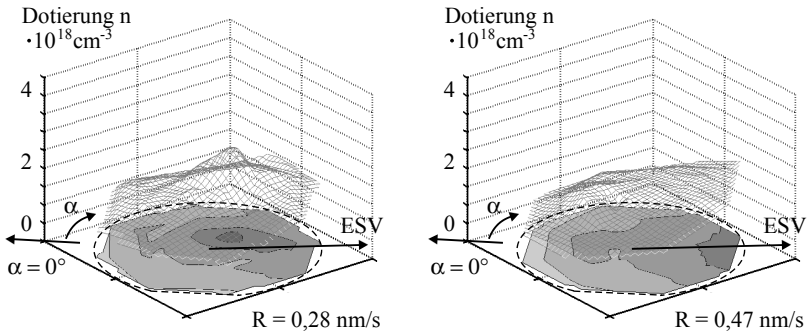


Abb. 58: Dotierverteilung bei $T = 585^\circ\text{C}$, $n_S = 1 \text{ ML}$ und $U_{\text{Sub}} = -300 \text{ V}$ bei Variation der Wachstumsrate $R = 0,28$ und $0,47 \text{ nm/s}$

Die Substratspannung U_{Sub} ist neben der Wachstumsrate der zweite wesentliche Parameter für den Ioneneinfluss. Sie beeinflusst die Ionenflussdichte, deren Verteilung und bestimmt die Ionenenergie (Gl. 3.4). In Tab. 10 sind die gemessenen Segregationsweiten in der Substratmitte und am Ionenmaximum bei $T = 585^\circ\text{C}$, $n_S(0) = 1 \text{ ML}$ und $R = 0,1 \text{ nm/s}$ in Abhängigkeit der Substratspannung U_{Sub} aufgelistet.

Tab. 10: Segregationsweite Δ_{ion} in der Mitte und im Ionenmaximum bei $T = 585^{\circ}\text{C}$, $n_S(0) = 1 \text{ ML}$ und $R = 0,1 \text{ nm/s}$ in Abhängigkeit der Substratspannung U_{Sub}

Probe	1159	1158	1151	1173
Spannung U_{Sub}	- 100 V	- 200 V	- 300 V	- 400 V
Δ_{ion} in der Mitte	17,63 μm	8,01 μm	5,99 μm	1,97 μm
Δ_{ion} im Ionenmaximum	8,65 μm	2,93 μm	1,48 μm	0,73 μm

Wie zu erwarten, hat eine höhere negative Substratspannung eine höhere Dotierung, bzw. eine geringere Segregationsweite zur Folge. Über die Spannung kann die Segregationsweite und damit die Dotierung gesteuert werden. In Abb. 59 ist ein Schnitt durch die Dotierungsverteilungen bei den Substratspannungen U_{Sub} von -100 bis -400 V dargestellt. Dabei zeigt sich, wie der Ionenstrahl bei höheren Spannungen stärker fokussiert wird.

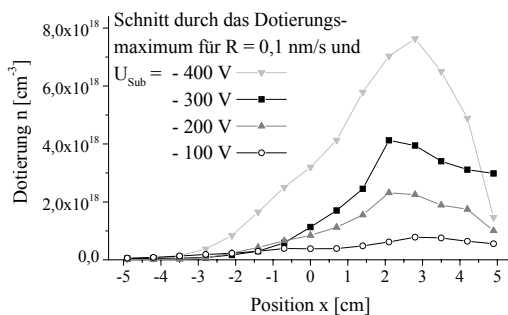


Abb. 59: Dotierungsverteilung bei $T = 585^{\circ}\text{C}$, $n_S(0) = 1 \text{ ML}$ und $R = 0,1 \text{ nm/s}$ in Abhängigkeit der Substratspannung U_{Sub}

In einer weiteren Serie von Proben wurde der Einbau bei geringeren Spannungen $|U_{Sub}| \leq 100 \text{ V}$ untersucht. In Tab. 11 ist die Segregationsweite Δ_{ion} bei $T = 585^{\circ}\text{C}$, $n_S(0) = 1 \text{ ML}$ und $R = 0,1 \text{ nm/s}$ bei Substratspannungen $|U_{Sub}| \leq 100 \text{ V}$ aufgelistet.

Tab. 11: Segregationsweite Δ_{ion} in der Mitte und im Ionenmaximum bei $T = 585^{\circ}\text{C}$, $n_S(0) = 1 \text{ ML}$ und $R = 0,1 \text{ nm/s}$ in Abhängigkeit der Substratspannung U_{Sub}

Probe	1388	1391	1389	1390	1392	1179
Spannung U_{Sub}	- 100 V	- 60 V	- 40 V	- 20 V	- 10 V	0 V
Δ_{ion} in der Mitte	18,9 μm	30,2 μm	91,1 μm	181,3 μm	1322 μm	836,1 μm
Δ_{ion} im Ionenmaximum	14,4 μm	26,5 μm	66,9 μm	111,7 μm	398,2 μm	382,2 μm

Die Wiederholungsprobe 1388 bei $U_{Sub} = -100 \text{ V}$ unterscheidet sich etwas von Probe 1159, was auf einen anderen Tiegel mit unterschiedlicher Kraterform zurückzuführen ist. Der Wert

bei $U_{\text{Sub}} = -10 \text{ V}$ entspricht in etwa dem Temperaturfall ohne Ioneneinfluss (Probe 1179), aber schon bei -20 V zeigt sich eine deutliche Verringerung der Segregationsweite durch den Ioneneinfluss.

Zur Vervollständigung des Bildes wurde mit weiteren Proben untersucht, welchen Einfluss eine Änderung der Temperatur T und der Vorbelegung $n_{\text{S}}(0)$ haben. In Tab. 12 sind die Segregationsweiten Δ_{ion} in der Mitte und im Ionenmaximum bei Variation der Temperatur T und der Vorbelegung $n_{\text{S}}(0)$ bei hohen negativen Spannungen $|U_{\text{Sub}}| \geq 300 \text{ V}$ zusammengefasst.

Tab. 12: Segregationsweite Δ_{ion} in der Mitte und im Ionenmaximum mit $R = 0,1 \text{ nm/s}$ bei Variation der Temperatur T , der Vorbelegung $n_{\text{S}}(0)$ und der Substratspannung U_{Sub}

Probe	1111	1149	1195	1173	1393
Spannung U_{Sub}	-1000 V	-300 V	-400 V	- 400 V	-500 V
Temperatur T	585°C	585°C	540°C	585°C	585°C
Vorbelegung $n_{\text{S}}(0)$	$\frac{1}{20}$ ML	$\frac{1}{20}$ ML	$\frac{1}{20}$ ML	1 ML	1 ML
Δ_{ion} in der Mitte	160 μm	5,18 μm	2,08 μm	1,97 μm	10,3 μm
Δ_{ion} im Ionenmaximum	0,84 μm	1,10 μm	0,69 μm	0,73 μm	0,89 μm

Bei $U_{\text{Sub}} = -500 \text{ V}$ und noch deutlicher bei -1000 V ist der Unterschied zwischen der Segregationsweite in der Mitte und im Ionenmaximum so groß, dass sich eine inakzeptable Homogenität ergibt. Außerdem steigt die Dotierung bei -500 V und -1000 V im Vergleich zu -400 V nicht weiter an, obwohl Ionendichte und -energie zunehmen. Diese hohen Spannungen $|U_{\text{Sub}}| \geq 500 \text{ V}$ sind für das Wachstum nicht geeignet.

Die Verringerung der Vorbelegung $n_{\text{S}}(0)$ auf $\frac{1}{20}$ ML bei $U_{\text{Sub}} = -300 \text{ V}$ hat nur geringen Einfluss auf die Segregationsweite im Vergleich zu Probe 1151 mit $n_{\text{S}}(0) = 1 \text{ ML}$. Auch bei $U_{\text{Sub}} = -400 \text{ V}$ zeigt sich fast keine Änderung verglichen mit Probe 1173, obwohl sich Vorbelegung und Temperatur deutlich unterscheiden. Das bestätigt die ursprüngliche Annahme, dass die Temperatur und die Vorbelegung keinen Einfluss auf die ionenbedingte Segregationsweite Δ_{ion} haben, zumindest für relativ hohe Spannungen von -300 bzw. -400 V .

Aufgrund der Dotierverteilung bei niedrigen Spannungen $|U_{\text{Sub}}| \leq 60 \text{ V}$ ergab sich der Verdacht, dass sich bei geringen Ionenenergien der Einbaumechanismus ändert. Daher wurde in weiteren Experimenten die Temperatur T und die Vorbelegung $n_{\text{S}}(0)$ auch bei diesen niedrigen Spannungen variiert. Die gemessenen Segregationsweiten sind in Tab. 11 aufgelistet. Im Gegensatz zu höheren Substratspannungen zeigt sich bei $|U_{\text{Sub}}| \leq 60 \text{ V}$ eine

Abhängigkeit von der Temperatur und der Vorbelegung. Die Segregationsweite Δ_{ion} bei -40V ist bei der Vorbelegung $n_{\text{S}}(0) = 1/2$ ML deutlich größer als bei Probe 1389 mit 1ML. Dieses Verhalten ist vergleichbar mit dem Temperaturfall (siehe Tab. 4 und Abb. 41).

Auch die Änderung der Temperatur beeinflusst die Segregationsweite bei $|U_{\text{Sub}}| \leq 60$ V. Während für $T = 570^{\circ}\text{C}$ der Unterschied zu Probe 1389 mit 585°C vernachlässigbar ist, erhöht sich die Segregationsweite bei 600°C bei $U_{\text{Sub}} = -20, -40$ und -60 V zu den Vergleichsproben bei 585°C deutlich. Der Anstieg der Segregationsweite ist dabei umso größer, je kleiner die Spannung U_{Sub} ist.

Tab. 13: Segregationsweite Δ_{ion} in der Mitte und im Ionenmaximum mit $R = 0,1$ nm/s bei Variation der Temperatur T , der Vorbelegung $n_{\text{S}}(0)$ und der Substratspannung U_{Sub} .

Probe	1394	1396	1397	1395	1567	1568
Spannung U_{Sub}	-40 V	-40 V	-40 V	-40 V	-20 V	-60 V
Temperatur T	585°C	585°C	570°C	600°C	600°C	600°C
Vorbelegung $n_{\text{S}}(0)$	$1/2$ ML	$1/4$ ML	1 ML	1 ML	1 ML	1 ML
Δ in der Mitte	441,0 μm	n. m.*	87,3 μm	175,4 μm	n. m.*	37,4 μm
Δ im Ionenmaximum	167,8 μm	n. m.*	58,6 μm	128,4 μm	1710 μm	28,3 μm

* Nicht messbar, Dotierung scheinbar zu gering

In Abb. 60 sind die wichtigsten Ergebnisse der ionenbedingten Segregationsweite Δ_{ion} zusammengefasst. Bei der Substratspannung $U_{\text{Sub}} = -10$ V scheint der Ionenfluss keine Auswirkungen auf die Segregationsweite zu haben. Dass die Segregationsweite bei -10 V etwas höher als bei 0 V ist, kann durch einen Temperaturunterschied der Proben von 2°C erklärt werden. Die Segregationsweite kann durch Änderung der Substratspannung U_{Sub} zwischen 0 und -400 V um drei Größenordnungen verändert werden, d. h. die Dotierung kann in Abhängigkeit der Substratspannung gezielt um den Faktor 1000 variiert werden. Bei einer weiteren Erhöhung von U_{Sub} auf -500 oder -1000 V steigt die Segregationsweite wieder an. Der Grund dafür wird in den folgenden Abschnitten genauer betrachtet.

Ein weiteres Ergebnis ist, dass für Spannungen $|U_{\text{Sub}}| \leq 60$ V die Segregationsweite von der Temperatur T und der Vorbelegung $n_{\text{S}}(0)$ abhängig ist, was bei höheren Spannungen nicht der Fall ist.

Die Ergebnisse der Segregationsweite Δ_{ion} und der Ionenflussdichte F_{ion} in Abhängigkeit der Substratspannung U_{Sub} sind stark vom Aufbau der MBE-Anlage und von den Einstellungen des Elektronenstrahlverdampfers (ESV) abhängig. Die Zusammenhänge und Abhängigkeiten

können sich bei Änderung der ESV-Einstellungen ändern und sind nur bedingt auf andere MBE-Anlagen übertragbar. Daher wird im folgenden Abschnitt durch Eliminierung der anlagenabhängigen Größen der Wirkungsquerschnitt für den ionenbedingten Einbau σ berechnet, der den physikalischen Effekt der Dotierung durch Sekundärionen quantitativ beschreibt.

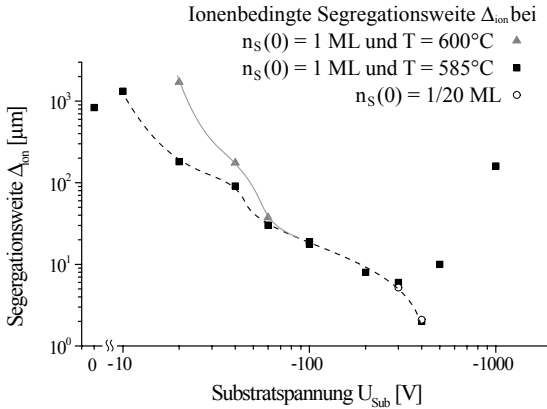


Abb. 60:
 Segregationsweite Δ_{ion}
 in Abhängigkeit der
 Substratspannung U_{Sub}
 bei $T = 585$ und 600°C
 sowie zwei
 Vergleichsproben mit
 $n_S(0) = 1/20 \text{ ML}$

Im darauffolgenden Abschnitt 5.4 werden mit Hilfe von Tiefenprofilen aus eCV-Messungen die bisherigen Erkenntnisse zur Dotierung durch Sekundärionen überprüft. Außerdem wird der Frage nachgegangen, ob ein Teil der Sb-Vorbelegung durch Ionensputtern verloren geht. In Abschnitt 5.5 wird untersucht, in welchem Parameterbereich eine praktische Anwendung der Dotierung mit Sekundärionen (DSI) für das Wachstum von Bauelementstrukturen sinnvoll ist. Außerdem werden in diesem Kapitel die gewonnenen Erkenntnisse zur ionenbedingten Dotierung zusammengefasst und die Frage erläutert, ob sich dieses unterschiedliche Verhalten in Abhängigkeit der Spannungen durch den Einbaumechanismus erklären lässt.

5.3 Wirkungsquerschnitt für den Einbau σ

In diesem Abschnitt sollen die unabhängig gewonnenen Ergebnisse zur Ionenflussdichte und zur ionenbedingten Dotierung miteinander in Beziehung gesetzt werden. Da alle Ionen dieselbe Energie W_{ion} besitzen (Gl. 3.4), ist die Dotierung ein Abbild der Ionenflußverteilung auf dem Wafer, wenn die Oberflächenkonzentration n_S homogen ist und der Einfluss der Temperatur T und der Wachstumsrate R auf die Segregationsweite Δ vernachlässigt werden kann (siehe Gl. 3.9). In Abb. 61 werden die mit der Sonde gemessenen Ionenstromdichten und ionenbedingten Dotierungen bei vergleichbaren Experimenten dargestellt. Beide

Verteilungen sind eindeutig miteinander verwandt, aber nicht exakt deckungsgleich. Der Unterschied ergibt sich daraus, dass die Ionensonde wegen ihrer Größe nicht direkt an der Substratoberfläche angebracht werden kann und die Ionen von der Sondenöffnung bis zum Substrat noch ca. 6,5 cm zurücklegen. Da der Ionenstrahl nicht senkrecht auf die Oberfläche auftrifft, verschiebt sich das Ionenmaximum auf dieser Strecke zum Substratmittelpunkt hin. Dabei ändert sich auch die Fokussierung des Ionenstrahls leicht.

In Abschnitt 3.4 wurde der Wirkungsquerschnitt für den Einbau σ definiert als die Wahrscheinlichkeit eines Sb-Adatoms, infolge eines Ionenstoßes eingebaut zu werden.

Diese Wahrscheinlichkeit hängt nach der Theorie nur von der Ionenenergie W_{ion} ab und ist daher von der Wachstumsrate R , der Temperatur T , der Oberflächenkonzentration n_S und auch von der Ionenflussdichte F_{ion} unabhängig. Um den Wirkungsquerschnitt σ als Beschreibung des physikalischen Effekts berechnen zu können, müssen alle anlagenabhängigen Größen herausgerechnet werden.

Der Wirkungsquerschnitt σ kann nach Gl. 3.10 aus den gemessenen Werten für den Ionenfluss F_{ion} und der daraus resultierenden Segregationsweite Δ_{ion} und der Wachstumsrate R berechnet werden:

$$\sigma = \frac{R \cdot n}{F_{ion} \cdot n_S} = \frac{R}{F_{ion} \cdot \Delta_{ion}} \quad (5.3)$$

Wenn der Wert von σ nur von der Ionenenergie abhängt, müßte er überall auf dem Substrat gleich sein. Am einfachsten kann σ daher aus den Maxima der Dotierung und des Ionenflusses berechnet werden.

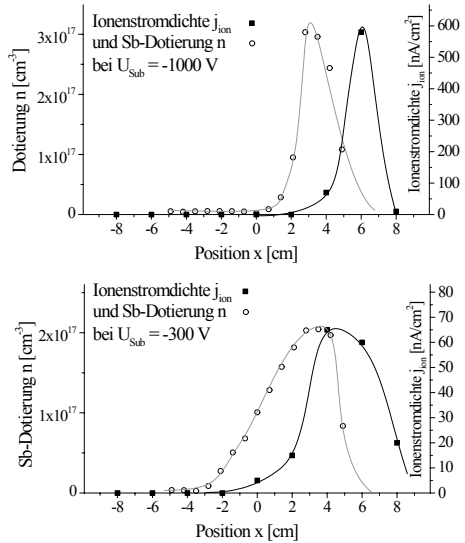


Abb. 61: Vergleich der Ionenstromdichte und der Dotierung bei $T = 585^{\circ}C$, $R = 0,1 \text{ nm/s}$ und $n_S = 1/20 \text{ ML}$ für $U_{Sub} = -300$ bzw. $-1000 V$

Die Ionensonde deckt einen Teil des Substrats von den Verdampfungsflüssen ab. Daher wurden die Wachstumsexperimente und Ionenmessungen in unterschiedlichen Versuchsreihen durchgeführt. Wenn sich bei den zu vergleichenden Experimenten die Wachstumsrate R oder der Emissionsstrom I_{ESV} und damit nach Gl. 3.3 die Ionengenerationsrate G_{ion} unterscheiden, muss die Ionenflussdichte F_{ion} mit Hilfe der Generationsrate korrigiert werden. Diese Korrektur kann nur unter der Voraussetzung gemacht werden, dass die Form des Ionenstrahls in beiden Fällen ungefähr gleich ist und somit der Ionenfluss an jedem Punkt proportional zur Ionengenerationsrate $G_{\text{ion}} \sim I_{\text{ESV}} \cdot R$ ist. Der Ansatz der Korrektur beruht darauf, dass die Wachstumsrate R und der Emissionsstrom I_{ESV} in beiden Fällen bekannt sind und somit die Ionengenerationsraten zueinander ins Verhältnis gesetzt werden können. Damit kann die Ionenflussdichte beim Wachstum $F_{\text{ion,w}}$ berechnet werden, wobei die Indizes w und i für Wachstum und Ionenmessung stehen:

$$F_{\text{ion,w}} = F_{\text{ion,i}} \cdot \frac{I_{\text{ESV,w}} \cdot R_w}{I_{\text{ESV,i}} \cdot R_i} \quad (5.4)$$

Für die exakte Berechnung des Wirkungsquerschnitts σ mit der Korrektur über die Ionengenerationsrate G folgt aus Gl. 5.3 und Gl. 5.4:

$$\sigma = \frac{R_w \cdot n_w}{F_{\text{ion,w}} \cdot n_{\text{S,w}}} = \frac{R_w \cdot n_w}{F_{\text{ion,i}} \cdot n_{\text{S,w}}} \cdot \frac{I_{\text{ESV,i}} \cdot R_i}{I_{\text{ESV,w}} \cdot R_w} \quad (5.5)$$

In Tab. 14 sind die Wirkungsquerschnitte σ bei $U_{\text{Sub}} = -300$ V in Abhängigkeit der Wachstumsrate R aufgelistet. Nach der Theorie zur Implantation durch Sekundärionen ist σ nur von der Ionenenergie W_{ion} , und damit nach Gl. 3.4 vom Substratpotenzial U_{Sub} abhängig, nicht aber von der Wachstumsrate R . Für $R = 1,0$ und $2,8$ nm/s stimmt diese Annahme im Rahmen der Messgenauigkeit. Der σ -Wert für $R = 0,47$ ist etwas kleiner. Das liegt wahrscheinlich daran, dass bei $R = 0,47$ nm/s der Verlauf der Dotierung $n(x)$ ein Randmaximum besitzt (siehe Abb. 58), das nicht automatisch dem absoluten Maximum der Verteilungen entspricht. Wenn es ein absolutes Maximum mit der Dotierung außerhalb des Meßbereichs gibt, dann folgt damit auch ein größerer Wert für den Wirkungsquerschnitt σ .

Tab. 14: Wirkungsquerschnitt σ bei $U_{\text{Sub}} = -300$ V in Abhängigkeit der Wachstumsrate R

R [nm/s]	0,1	0,28	0,47
σ [10^{-16}cm^2]	1,19	1,13	0,99

Tab. 15: Wirkungsquerschnitt für den Einbau σ in Abhängigkeit der Ionenenergie W_{ion} bei $T = 585^\circ\text{C}$

W_{ion} [eV]	20	40	60	100	200	300	400	500	1000
σ [10^{-16} cm 2]	0,068	0,098	0,21	0,45	1,0	1,2	0,87	0,66	0,16

Der Wirkungsquerschnitt für den Einbau σ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Sb-Atom infolge eines Ionentreffers elektrisch aktiv eingebaut wird, unabhängig von den Zusammenhängen der einzelnen Zwischenschritte Stoßwahrscheinlichkeit, Energieübertragung, Sekundärimplantation und Neuordnung des Kristalls (siehe Abschnitt 3.4). In Tab. 15 und Abb. 62 sind die berechneten

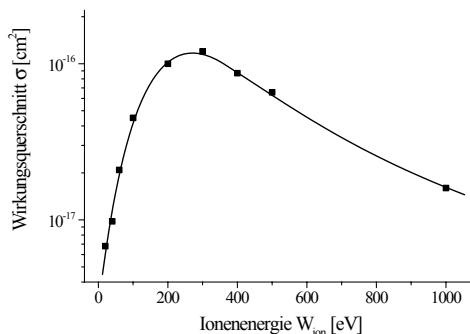


Abb. 62: Wirkungsquerschnitt für den Einbau σ in Abhängigkeit der Ionenenergie W_{ion} bei $T = 585^\circ\text{C}$

Werte für den Wirkungsquerschnitt σ in Abhängigkeit der Ionenenergie W_{ion} bei $T = 585^\circ\text{C}$ dargestellt. Der Verlauf von $\sigma(U_{Sub})$ ist vergleichbar mit Effekten aus der Plasmaphysik, z. B. dem Wirkungsquerschnitt bei der Stoßionisation [32, 33], und ist daher ein Abbild der Energieabhängigkeit des Stoßquerschnitts. Der maximale Wirkungsquerschnitt für den Einbau ($\sigma = 1,2 \cdot 10^{-16}$ cm 2) bei $W_{ion} = 300$ eV ist um einen Faktor 10 kleiner als der theoretische Stoßquerschnitt $\sigma_S = 1,26 \cdot 10^{-15}$ cm 2 (siehe Gl. 3.7). Dieser Unterschied folgt daraus, dass Ionentreffer, die nicht genug Energie übertragen oder bei denen das Sb-Atom nur auf der Oberfläche bewegt wird, Treffer die zu Sputtern führen, Sb-Atome, die wieder an die Oberfläche zurück diffundieren, oder solche, die nicht elektrisch eingebaut werden, den Anteil der eingebauten Atome und somit den Wirkungsquerschnitt σ deutlich verringern. Die benötigte Aktivierungsenergie für den Einbauvorgang beträgt ungefähr ein Viertel der Energie des maximalen Wirkungsquerschnitts [33], d. h. die Ionenenergie $W_{ion} = 75$ eV stellt die Schwelle für den ionenbedingten Einbau dar. Unter Berücksichtigung der Energieübertragung beim elastischen Stoß von maximal 61 % ergibt sich eine deutlich

geringere Schwellenergie bezogen auf die Energie des Sb-Atoms, die außerdem wegen der Gitterschwingungen und der anisotropen Eigenschaften des Kristalls verschmiert ist.

Der ionenbedingte Sb-Einbau auch bei Ionenenergien $W_{\text{ion}} < 75$ eV kann jedoch nur bedingt mit der unscharfen Energieschwelle erklärt werden. Vielmehr deutet die Tatsache, dass die Segregationsweite Δ_{ion} bei kleinen Spannungen $|U_{\text{Sub}}| \leq 60$ V nicht mehr unabhängig von der Temperatur T und der Vorbelegung $n_{\text{S}}(0)$ ist (siehe Tab. 13 und Abb. 60), auf einen anderen Einbaumechanismus hin, der in Abschnitt 5.5.2 genauer betrachtet wird. Dadurch unterscheiden sich auch die Wirkungsquerschnitte σ bei $T = 600^\circ\text{C}$. Diese Werte sind in Tab. 16 in Abhängigkeit der Ionenenergie W_{ion} dargestellt.

Tab. 16: Wirkungsquerschnitt σ in Abhängigkeit der Ionenenergie W_{ion} bei $T = 600^\circ\text{C}$, $R = 0,1$ nm/s und $n_{\text{S}} = 1\text{ML}$

W_{ion} [eV]	20	40	60
σ [10^{-16} cm ²]	0,0044	0,038	0,15

5.4 Ionensputtern von Sb-Adatomen

In diesem Abschnitt soll mit Hilfe von eCV-Messungen untersucht werden, ob die bisherigen Ergebnisse der ionenbedingten Segregationsweiten Δ_{ion} und Wirkungsquerschnitte σ durch die Dotierprofile bestätigt werden. Wird ein Sb-Adatom von einem Si-Ion getroffen, kann es durch Sekundärimplantation in den Kristall hineingestoßen werden, durch Sputtern von der Oberfläche entfernt werden, oder ihm geschieht nichts, wenn die übertragene Energie zu gering ist. Eine Auswertung des Dotierprofils $n(z)$ wie in Abschnitt 4.3 ist in diesem Fall nicht möglich, da der gesputterte Anteil unbekannt ist und somit die Oberflächenkonzentration $n_{\text{S}}(z)$ nicht berechnet werden kann. Im Gegensatz zum temperaturbedingten Einbau hat sich für $|U_{\text{Sub}}| \geq 100$ V gezeigt, dass die Segregationsweiten Δ_{ion} unabhängig von der Oberflächenkonzentration n_{S} sind. Bei konstanter Segregationsweite Δ_{ion} ergibt sich ein exponentieller Verlauf des Dotierprofils $n(z)$, also eine abfallende Gerade in der halblogarithmischen Darstellung, deren Anfangswert $n(0)$

$$n(0) = \frac{n_{\text{S}}(0)}{\Delta_{\text{ion}}} \quad (5.6)$$

und ihre Steigung $1/\Delta_{\text{ion}}$

$$\ln n(z) = \ln n(0) - \frac{z}{\Delta_{\text{ion}}} \quad (5.7)$$

durch die Segregationsweite Δ_{ion} festgelegt sind.

Abb. 63 zeigt das Dotierprofil der Probe 1388 ($T = 585^\circ\text{C}$, $R = 0,1$ nm/s, $n_S(0) = 1$ ML und $U_{\text{Sub}} -100$ V). Aus der Vierspitzenmessung mit der Segregationsweite in der Mitte von $\Delta_{\text{ion}} = 18,9 \mu\text{m} \gg d = 0,3 \mu\text{m}$ ist eine nahezu konstante Dotierung mit $n(0) = 3,58 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ zu erwarten. Die Tatsache, dass der Durchschnittswert der eCV-Messung $n_\phi = 4,53 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ nicht exakt gleich ist, lässt sich damit erklären, dass die eCV-Messung nicht genau in der Mitte

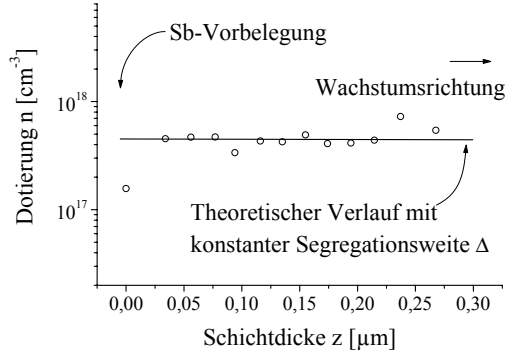


Abb. 63: eCV-Profil der ionenbedingten Dotierung bei $T = 585^\circ\text{C}$, $R = 0,1$ nm/s, $n_S(0) = 1$ ML und $U_{\text{Sub}} -100$ V

durchgeführt wurde und sich durch die Dotierverteilung an einem anderen Ort eine unterschiedliche Dotierung ergibt. Der Dotierverlauf stimmt gut mit dem theoretisch berechneten für eine konstante Segregationsweite Δ_{ion} überein (Linie in Abb. 63), d. h. Anfangswert und Steigung ergeben dieselbe konstante Segregationsweite. Das Rauschen der Messpunkte ist durch die eCV-Messung bedingt.

In Abb. 64 ist das Dotierprofil einer Ionenprobe mit hoher Substratspannung (Probe 1173: $T = 585^\circ\text{C}$, $R = 0,1$ nm/s, $n_S(0) = 1$ ML und $U_{\text{Sub}} = -400$ V) dargestellt. Die Dotierung nimmt während des Wachstums deutlich, aber exponentiell ab. Die durchschnittliche Dotierung aus der Vierspitzenmessung ($n_\phi = 3,20 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) unterscheidet sich vom Durchschnittswert der eCV-Messung ($n_\phi = 5,80 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Der Unterschied kann wieder dadurch erklärt werden, dass beide Messungen nicht exakt an der selben Stelle durchgeführt wurden. Wegen des

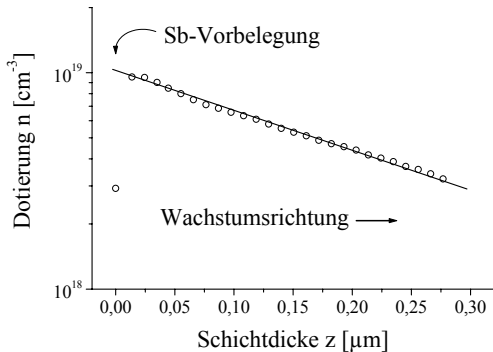


Abb. 64: eCV-Profil der ionenbedingten Dotierung bei $T = 585^\circ\text{C}$, $R = 0,1$ nm/s, $n_S(0) = 1$ ML und $U_{\text{Sub}} -400$ V

fokussierten Ionenstrahls bei $U_{\text{Sub}} = -400$ V weist die Probe einen starken Dotiergradienten auf, so dass schon geringe Abweichungen des Messortes deutlich unterschiedliche Dotierungen ergeben.

Der lineare Abfall in der logarithmischen Darstellung deutet auf eine konstante, von n_S unabhängige Segregationsweite Δ_{ion} hin. Allerdings ergeben sich deutlich unterschiedliche Werte für die Segregationsweite aus der Anfangsdotierung nach Gl. 5.6:

$$\Delta_{\text{Anf}} = \frac{n_S(0)}{n(0)} = \frac{6,78 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}}{1,0 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}} = 0,678 \text{ } \mu\text{m} \quad (5.6a)$$

bzw. aus der Tangentensteigung nach Gl. 5.7:

$$\Delta_{\text{Tan}} = \frac{Z_1 - Z_2}{\ln \frac{n_1}{n_2}} = 0,244 \text{ } \mu\text{m} \quad (5.7a)$$

Da bei den Vierspitzenmessungen bei $U_{\text{Sub}} = -400$ V kein wesentlicher Unterschied der Segregationsweite Δ_{ion} zwischen den Vorbelegungen $n_S(0) = 1$ und $1/20$ ML festgestellt wurde, lässt sich der Unterschied damit erklären, dass ein Teil der Vorbelegung $n_S(0)$ während des Wachstums mit der Spannung $U_{\text{Sub}} = -400$ V durch Ionensputtern verloren geht.

Um das Sputtern genauer zu betrachten, wird die Kontinuitätsgleichung aus Gl. 4.1 beim Wachstum mit Vorbelegung ($n_S(0) \neq 0$, $F_{\text{Sb}} = 0$) und ohne Desorption ($\tau_{\text{Des}} \rightarrow \infty$) herangezogen. Ohne Sputtern gilt:

$$\frac{dn_S}{dt} = -n \cdot R = \frac{-n_S \cdot R}{\Delta} \quad (5.8)$$

Bei Berücksichtigung des Sputterns wird der Verlust an Sb-Atomen durch einen Sputterfluss F_{Sput} beschrieben. Dieser Fluss kann analog zum Einbau (vgl. Gl. 3.9 und 3.10) mit Hilfe eines Wirkungsquerschnitts für das Sputtern σ_{Sput} definiert werden:

$$F_{\text{Sput}} = n_S \cdot F_{\text{ion}} \cdot \sigma_{\text{Sput}} \quad (5.9)$$

Der Sputterquerschnitt σ_{Sput} steht für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Sb-Atom infolge eines Ionentreffers von der Oberfläche gesputtert wird. Damit kann die Kontinuitätsgleichung Gl. 5.8 um den Sputterfluss erweitert werden:

$$\frac{dn_S}{dt} = -n \cdot R - F_{\text{Sput}} = -n_S \cdot F_{\text{ion}} \cdot \sigma - n_S \cdot F_{\text{ion}} \cdot \sigma_{\text{Sput}} = \frac{-n_S \cdot R}{\Delta_{\text{Tan}}} \quad (5.10)$$

Mit Hilfe von Gl. 5.9 wird der Sputterquerschnitt σ_{Sput} mit dem Wirkungsquerschnitt für den Einbau σ und der Segregationsweite Δ_{Tan} nach Gl. 5.7a des gemessenen Dotierprofils in

Beziehung gesetzt. Der Sputtereffekt beeinflusst die Anfangsdotierung $n(0)$ nicht. Der Verlust an Sb-Atomen äußert sich aber in einem stärkeren Abfall des Dotierprofils ($\Delta_{Tan} < \Delta_{Anf}$), da die Oberflächenkonzentration n_s durch Einbau und Sputtern verringert wird. Aus Gl. 5.10 folgt daher:

$$\sigma + \sigma_{Sput} = \frac{R}{F_{ion} \cdot \Delta_{Tan}} \quad (5.11)$$

Die Werte von Δ_{ion} und σ können bei Sputtern somit nicht mehr aus der durchschnittlichen Dotierung berechnet werden. Die ionenbedingte Segregationsweite Δ_{ion} und der Wirkungsquerschnitt für den Einbau σ lassen sich aber in jedem Fall aus der Anfangsdotierung nach Gl. 5.6a berechnen ($\Delta_{ion} = \Delta_{Anf}$). Dabei ergibt sich ein deutlich größerer Wert, als der bisher angenommene aus der durchschnittlichen Dotierung:

$$\sigma = \frac{R}{F_{ion} \cdot \Delta_{Anf}} = 1,42 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

Mit dem Wirkungsquerschnitt für den Einbau σ und der Segregationsweite aus der Tangentensteigung Δ_{Tan} kann aus Gl. 5.11 der Sputter-Wirkungsquerschnitt σ_{Sput} berechnet werden:

$$\sigma_{Sput} = \frac{R}{F_{ion} \cdot \Delta_{Tan}} - \sigma = 2,53 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

Der Sputter-Wirkungsquerschnitt σ_{Sput} ist bei $U_{Sub} = -400 \text{ V}$ sogar größer als der Wirkungsquerschnitt für den Einbau σ . Das bedeutet, dass bei dieser Spannung ein Sb-Atom nach einem Ionentreffer eher gesputtert als eingebaut wird.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Sb-Atom der Vorbelegung eingebaut wird, ergibt sich aus den berechneten Werten der Wirkungsquerschnitte σ und σ_{Sput} :

$$\frac{\sigma}{\sigma + \sigma_{Sput}} = 0,360$$

Das Integral über das exponentiell verlängerte Dotierprofil muss im Verhältnis zur Vorbelegung $n_s(0)$ denselben Quotienten ergeben:

$$\int_0^{\infty} n(z) dz = 2,76 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} = 0,407 \text{ von 1 ML}$$

Im Rahmen der Messgenauigkeit wird diese Annahme und damit die Berechnung der Wirkungsquerschnitte σ und σ_{Sput} bestätigt.

5.5 Zusammenfassung der Ionenergebnisse

5.5.1 Ionenerzeugung und -ausbreitung

Nach Auswertung des Substratstroms, der Sondenergebnisse und der ionenbedingten Dotierverteilungen kann die Ionenerzeugung und -ausbreitung durch die Prozesse der Ionengeneration, -extraktion und -fokussierung beschrieben werden.

Die Ionen werden ständig durch Wechselwirkung verdampfter Si-Atome mit dem Elektronenstrahl im Elektronenstrahlverdampfer (ESV) generiert. Die gesamte Ionengenerationsrate G_{ion} ist nach Gl. 3.3 proportional zum Produkt der Wachstumsrate R und des Emissionsstroms I_{ESV} . Die Ionen besitzen eine vernachlässigbare Anfangsenergie. Ohne äußeren Einfluss rekombinieren sie mit Sekundärelektronen, treffen auf die Abschirmung oder verlassen die Abschirmung durch deren Öffnung in die Wachstumskammer, wo sie jedoch mangels Energie keine Auswirkungen haben.

Erst durch Anlegen eines negativen Potentials an Substrat und Halterung können die Ionen aus der ESV-Abschirmung extrahiert und auf das Substrat beschleunigt werden. Alle Ionen besitzen beim Auftreffen auf die Substratoberfläche die selbe Energie W_{ion} , die durch die Substratspannung U_{Sub} vorgegeben wird (Gl. 3.4). Der gesamte Ionenstrom auf Substrat und Halterung ist proportional zur Generationsrate G_{ion} (siehe Abb. 52). Das bedeutet, dass schon bei geringen negativen Substratpotenzialen alle extrahierten Ionen auf das Substrat treffen. Bei höheren Wachstumsraten weicht der Ionenstrom von dieser Linearität ab, da die Siliziumtemperatur T_{Si} , die Fläche der Schmelze A und das Ionisationsvolumen V_{ion} nicht mehr als konstant angenommen werden können. In Abb. 65 ist der gesamte Ionenstrom I_{ion} auf das Substrat in Abhängigkeit der Substratspannung U_{Sub} mit der Wachstumsrate R als Parameter dargestellt.

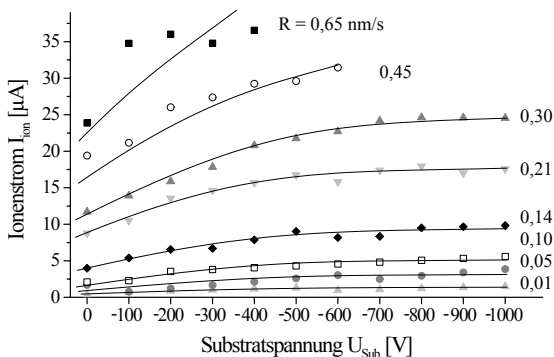


Abb. 65:
Der gesamte Ionenstrom I_{ion}
auf das Substrat in
Abhängigkeit der
Substratspannung U_{Sub} und
der Wachstumsrate R

Die relative Änderung des Ionenstroms in Abhängigkeit der Substratspannung U_{Sub} scheint unabhängig von der Wachstumsrate R . Bei hohen Wachstumsraten $R > 0,3 \text{ nm/s}$ zeigen sich zunehmend Schwankungen des Siliziumflusses und damit auch des Ionenflusses in Folge der Marangoni-Konvektion in der Si-Schmelze.

Abb. 66 zeigt das Prinzip der Ionenextraktion. Das elektrische Feld dringt nur abgeschwächt durch die ESV-Öffnung in das Ionisationsvolumen ein. Je größer der Betrag des elektrischen Feldes ist, desto ist größer die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ion extrahiert wird, bevor es rekombiniert, unabhängig von der Zahl der generierten Ionen. Aus Abb. 65 folgt, dass für $U_{\text{Sub}} \geq 700 \text{ V}$ die elektrische Feldstärke scheinbar im gesamten Ionisationsvolumen groß genug ist, um alle generierten Ionen herauszuziehen, da auch bei weiterer Erhöhung der Spannung der Ionenstrom konstant bleibt. Der Ionenstrom bei $U_{\text{Sub}} = 0 \text{ V}$ ist zu hoch, als dass er nur durch eine zufällige Ausbreitung der Ionen ohne anziehendes Potenzial erklärt werden könnte. Dieser Umstand deutet darauf hin, dass infolge der großen Elektronenströme und des hohen spezifischen Substratwiderstands, bzw. des Kontaktwiderstands an den Auflagepunkten (Substrat im Ring und Ring auf der Halterung) eine negative Aufladung des Substrats auftritt. Erwartungsgemäß würde schon eine geringe Aufladung von $|U_{\text{Sub}}| < 10 \text{ V}$ ausreichen, um diesen Ionenstrom zu verursachen.

Die Fokussierung des Ionenstrahls wird maßgeblich durch das elektrische Feld der Substratspannung in der Wachstumskammer und speziell an der ESV-Öffnung bestimmt. In Abb. 66 ist prinzipiell dargestellt, wie die Öffnung der geerdeten ESV-Abschirmung und das eindringende elektrische Feld als Ionenoptik wirken und somit die Fokussierung des Ionenstrahls und die Verteilung der Ionenflussdichte auf der Substratoberfläche bestimmen. Aus den Ergebnissen der Ionensonde und der ionenbedingten Dotierung folgt, dass bei kleiner Wachstumsrate R oder hoher Substratspannung U_{Sub} ein stark fokussierter Ionen-

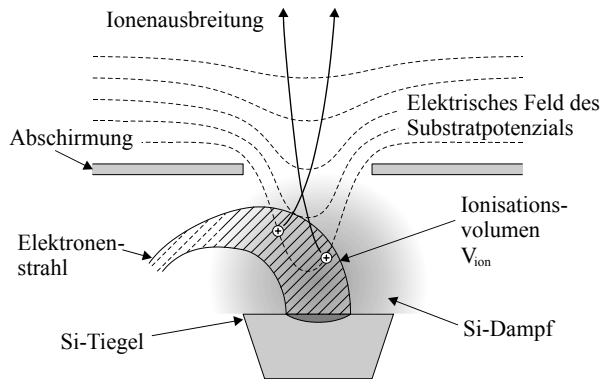


Abb. 66: Das elektrische Feld an der ESV-Öffnung extrahiert die Ionen und fokussiert den Ionenstrahl.

strahl auftritt, während sich bei großer Wachstumsrate R oder geringer Substratspannung U_{Sub} ein breiter, auf die gesamte Fläche der Substrathalterung verteilter Ionenstrahl ergibt. Die Substratspannung, bei der dieser Übergang zum fokussierten Strahl stattfindet, ist um so größer, je höher die Wachstumsrate ist. In Abb. 67 ist die Ionenstrahlfokussierung in zwei Fällen dargestellt. Dabei wird deutlich, wie die räumliche Versetzung der Maxima der Ionendichte und der ionenbedingten Dotierung beim fokussierten Ionenstrahl zustande kommt. Eine ausreichende Homogenität des Ionenflusses für die Anwendung beim Wachstum von Bauelementstrukturen kann nur mit einem schwach fokussierten, bzw. defokussierten Strahl in Kombination mit der Substratrotation erreicht werden.

Für die praktische Anwendung folgt daraus, dass über die Parameter Wachstumsrate R und Substratspannung U_{Sub} die Ionendichte F_{ion} und deren Verteilung sowie die Ionenenergie W_{ion} gezielt variiert werden können, um den Ionenfluss als zusätzlichen Parameter zur Beeinflussung des Wachstums nutzen zu können.

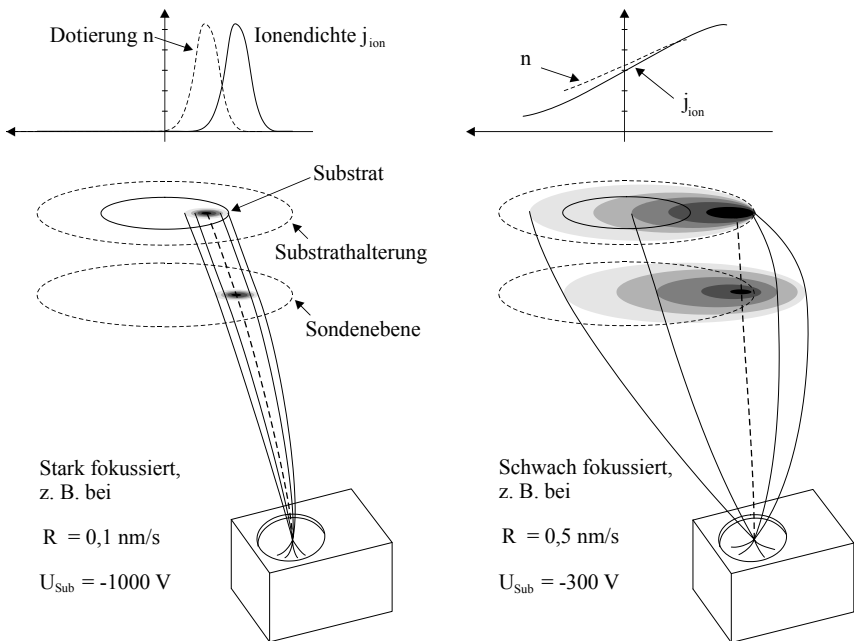


Abb. 67: Schema der Ionenausbreitung sowie der ionenbedingten Dotierung auf dem Substrat und der Ionendichte in der Sondenebene bei starker bzw. schwacher Ionenstrahlfokussierung

5.5.2 Dotierung durch Sekundärionen (DSI)

Mit Hilfe der Dotierung durch Sekundärionen (DSI) ergibt sich eine zusätzliche Möglichkeit, die Verschmierung der Dotierprofile durch Segregation zu verhindern und die Sb-Dotierung über den Ionenfluss aus dem ESV zu kontrollieren. Außerdem können mit DSI auch Sb-Dotierungen von $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bei relativ hohen Temperaturen von $T = 600^\circ\text{C}$ verwirklicht werden, bei denen aufgrund der Segregation sonst keine nennenswerte Sb-Dotierung möglich wäre (z. B. als n-dotierte Pufferschicht zum Wachstumsbeginn). Da die ionenbedingte Dotierung proportional zur Oberflächenkonzentration n_s ist, kann analog zum temperaturbedingten Einbau eine ionenbedingte Segregationsweite Δ_{ion} definiert werden. Mit Hilfe der Wachstumsrate R und der Substratspannung U_{Sub} können die Ionendichte F_{ion} und deren Verteilung sowie die Ionenenergie W_{ion} vorgegeben werden. Dadurch kann bei $T = 585^\circ\text{C}$ und $R = 0,1 \text{ nm/s}$ (siehe Abb. 68) die Segregationsweite Δ und damit die Dotierung um drei Größenordnung gezielt variiert werden.

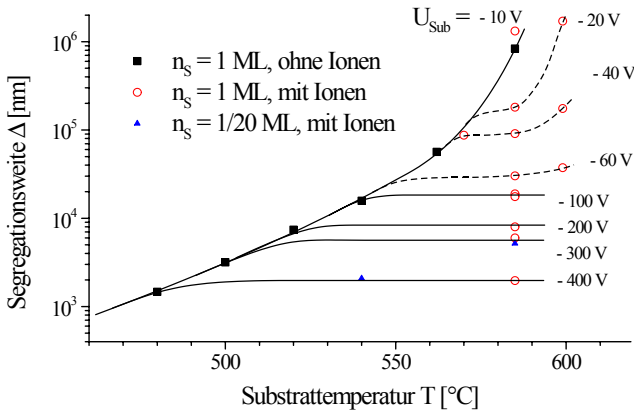


Abb. 68:
Segregationsweite Δ
in der Substratmitte
mit und ohne
Ioneneinfluss bei
 $R = 0,1 \text{ nm/s}$

Die DSI-Methode benötigt eine Sb-Vorbelegung $n_s(0)$ sowie eine ausreichend hohe Wachstumstemperatur, damit die unvermeidlichen Kristalldefekte durch den Ionenbeschuss sofort ausgeheilt werden. Für eine sinnvolle Anwendung des ionenunterstützten MBE-Wachstums ist außerdem eine homogene Ionenflussverteilung notwendig, die bei schwach fokussiertem oder defokussiertem Ionenstrahl in Kombination mit der Substratrotation erreicht werden kann. Die in Abb. 69 dargestellte Dotierverteilung bei $T = 585^\circ\text{C}$, $R = 0,1 \text{ nm/s}$, $n_s(0) = 1 \text{ ML}$ und $U_{\text{Sub}} = -300 \text{ V}$ mit Rotation (vgl. Abb. 57, dieselben Wachstumsparameter, jedoch ohne Rotation) besitzt eine akzeptable Homogenität der Dotierung von

$\pm 10\%$. Bei geringeren Substratspannungen und größeren Wachstumsraten kann die Homogenität noch weiter verbessert werden. Die Einbauwahrscheinlichkeit eines Sb-Atoms durch DSI wird mit dem Wirkungsquerschnitt für den Einbau σ beschrieben. Der Wirkungsquerschnitt σ ist eine Funktion der Ionenenergie und besitzt ein Maximum bei $W_{\text{ion}} = 300\text{ eV}$ (siehe Abb. 62). Nach der Theorie des DSI-Stoßmodells sind die ionenbedingte Segregationsweite Δ_{ion} und der Einbauquerschnitt σ unabhängig von der Temperatur T und der Oberflächenkonzentration n_s (siehe Gl.

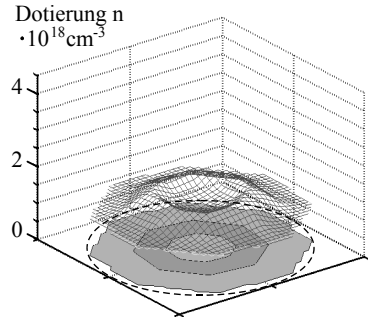


Abb. 69: Dotierverteilung bei $T = 585^\circ\text{C}$, $R = 0,1\text{ nm/s}$, $n_s(0) = 1\text{ ML}$ und $U_{\text{Sub}} = -300\text{ V}$ mit Substratrotation.

3.10). Diese Annahme wurde durch die Messergebnisse für Ionenenergien $W_{\text{ion}} \geq 100\text{ eV}$ bestätigt, wenn die Sb-Atome mehrere Atomlagen tief in den Kristall gestoßen werden und somit nicht mehr mit den Sb-Atomen auf der Oberfläche wechselwirken können.

Analog zu Stoßprozessen der Plasmaphysik [33] kann die Schwellenergie für DSI mit einem Viertel der Energie des maximalen Wirkungsquerschnitts σ abgeschätzt werden. Aber auch Ionen mit einer Energie unterhalb dieser Schwellenergie $W_{\text{ion}} = 75\text{ eV}$ erhöhen den Einbau und verringern die Segregationsweite. Die Messergebnisse zeigen, dass bei kleineren Ionenenergien $W_{\text{ion}} \leq 60\text{ eV}$ die Segregationsweite Δ und der Einbauquerschnitt σ eine Funktion der Oberflächenkonzentration n_s und der Temperatur T sind. Diese Fakten deuten auf einen anderen Einbaumechanismus hin, bei dem die Sb-Atome nur in die oberste Kristallschicht gestoßen werden und von dort aus zurück auf die Oberfläche gelangen können, vergleichbar mit der Segregation. Die Rücksprungwahrscheinlichkeit auf die Oberfläche verringert den Wirkungsquerschnitt für den Einbau σ und hängt von der Oberflächenkonzentration n_s und der Temperatur T ab.

Die Energieschwelle zwischen den beiden Einbaumechanismen ist nicht scharf. Der Einfluss der Temperatur ist umso stärker, je kleiner die Ionenenergie ist (siehe Abb. 66). Bei Ionenenergien $W_{\text{ion}} \leq 10\text{ eV}$ gibt es keine Verringerung der Segregationsweite Δ gegenüber dem temperaturbedingten Einbau. Der im Vergleich zu 0 V etwas höhere Δ -Wert bei 10 V kann durch eine Erhöhung der Oberflächentemperatur infolge der aufprallenden Ionen und ihrer frei werdenden Neutralisationsenergie, aber auch durch geringfügige Abweichungen der Temperatur oder der Wachstumsrate erklärt werden.

Beim Auftreffen der Ionen geht ein Teil der Vorbelegung durch Sputtern verloren. Bei $U_{\text{Sub}} = -400 \text{ V}$ ist der Sputterquerschnitts σ_{Sput} sogar größer als der Einbauquerschnitt σ , d. h. dass ein Sb-Adatom eher von der Oberfläche gesputtert als eingebaut wird. Bei $U_{\text{Sub}} = -100 \text{ V}$ wurden keine Anzeichen für Ionensputtern festgestellt.

Sb-Atome, die durch Sekundärimplantation in den Kristall hineingestoßen, aber nicht elektrisch aktiv eingebaut werden, können mit der Vierspitzen- oder eCV-Messung nicht erfasst werden. Ihre Zahl kann von den gesputterten nicht unterschieden werden, d. h. sie gehen in die Berechnung des Sputterquerschnitts σ_{Sput} mit ein.

In Abb. 70 sind die verschiedenen Wechselwirkungen eines beschleunigten Si-Ions und eines Sb-Adatoms auf der Oberfläche zusammengefasst.

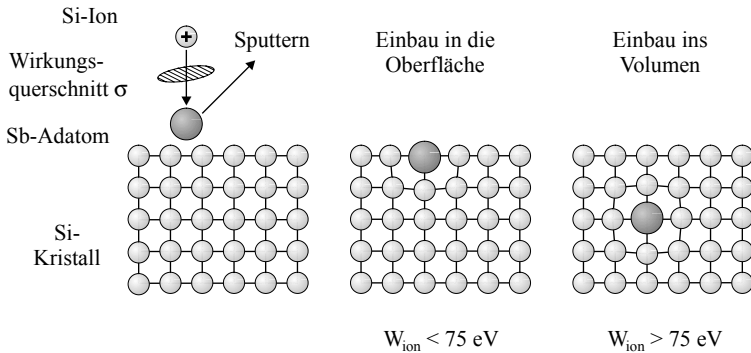


Abb. 70: Beschleunigte Si-Ionen können beim Auftreffen auf Sb-Adatome Sputtern oder den Einbau in die Oberfläche, bzw. ins Volumen verursachen.

6 Heterobipolartransistor (HBT)

Beim Bipolartransistor können die Stromverstärkung und Grenzfrequenz prinzipiell erhöht werden, indem die Basisweite verkleinert oder die Basisdotierung verringert wird. Der resultierende hohe Basisbahnwiderstand limitiert jedoch die Schnelligkeit des Transistors.

Bei einem npn-HBT mit kleinerer Bandlücke in der Basis (z. B. Si-Transistor mit SiGe-Basis) verringert sich die Barriere für injizierte Elektronen, nicht aber für die Rückinjektion der Löcher. Dadurch hat der HBT, im Vergleich zum normalen Bipolartransistor, eine so große Stromverstärkung β_0 , dass diese zugunsten einer höheren Transitfrequenz "eingetauscht" werden kann. Dies geschieht durch die Wahl einer hohen Basisdotierung, die zwar die Emitterwirksamkeit verschlechtert, aber den Basisbahnwiderstand verringert. Dadurch kann die Basisweite deutlich verkleinert werden, die wiederum quadratisch in Basislaufzeit und somit in das Frequenzverhalten eingeht.

Es wurden verschiedene Konzepte für npn-SiGe-HBTs mit dem Ziel einer hohen Transitfrequenz vorgestellt [34]. Für die Umsetzung solcher Konzepte soll hier eine Wachstumsstrategie erläutert werden, bei der neben den exakten Kalibrierungen der Materialflüsse und Temperaturen die Segregationsweiten der verwendeten Materialien und die kritische Schichtdicke für SiGe-Schichten berücksichtigt werden müssen.

6.1 Anforderungen an das HBT-Schichtprofil

Zur Verwirklichung des HBT-Konzepts muss die gewünschte Struktur in eine Folge von MBE-Schichten umgesetzt werden. In Abb. 71 ist der MBE-Schichtaufbau eines Standard-HBTs dargestellt. Dabei werden an die einzelnen Schichten verschiedene Anforderungen gestellt:

- Substrat:

Aufgrund des Kontaktwiderstands werden Standard-HBTs auf Arsen-dotierten n^+ -Substraten (1-4 $m\Omega\text{cm}$) gewachsen, für Hochfrequenz-HBTs werden "buried layer"-Substrate verwendet. Bei den unterschiedlichen Substratdotierungen müssen unterschiedliche Temperaturkalibrierungen berücksichtigt werden (siehe Tab.1 und Tab. 2).

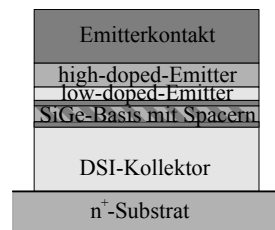


Abb. 71: Schichtaufbau eines Standard-HBTs

- Kollektor:

Dicke und Dotierung des Kollektors sind so gewählt, dass die gesamte Schicht bei entsprechender Vorspannung durch die Raumladungszone von freien Ladungsträgern ausgeräumt wird. Die Kontaktierung des Kollektors erfolgt über das hochdotierte Substrat, bzw. die hochdotierte "buried layer"-Schicht. Außerdem soll der Kollektor am Wachstumsbeginn als Pufferschicht mit hoher Temperatur gewachsen werden, um eine gute Kristallqualität von Anfang an sicherzustellen. Die Forderung, das Wachstum bei hoher Temperatur zu starten und trotz Segregation eine konstante n-Dotierung herzustellen, kann mit der DSI-Methode erreicht werden. Die geforderte Dotierung von $n = 1 \text{ bis } 4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ kann mit DSI bei guter Homogenität hergestellt werden.

- Basis:

Bor segregiert deutlich schwächer als Sb [35], besonders in SiGe ist die Segregationsweite sehr gering, wenn auch nicht 0. Andererseits können die kleinen Bor-Atome einfacher durch den Kristall diffundieren als die größeren Sb-Atome, besonders, wenn Gitterleerstellen vorhanden sind.

Um die erhöhte Stromverstärkung des HBTs durch den SiGe-Heteroübergang zu erhalten, müssen sich beide pn-Übergänge im SiGe-Material befinden, d. h. an der Grenze zwischen SiGe-Schicht und Silizium muß die n-Dotierung höher als die p-Bor-Dotierung sein (siehe Abb. 72). Damit trotz Diffusion von Bor auf der Kollektorseite bzw. Diffusion und Segregation auf der Emitterseite beide pn-Übergänge im SiGe sind, wird die SiGe-Schicht auf beiden Seiten breiter als der nominell Bor-dotierte Bereich gemacht. Die zusätzlichen SiGe-Schichten von wenigen nm Dicke werden als "Spacer" bezeichnet.

Bei der Wahl der Wachstumstemperatur der

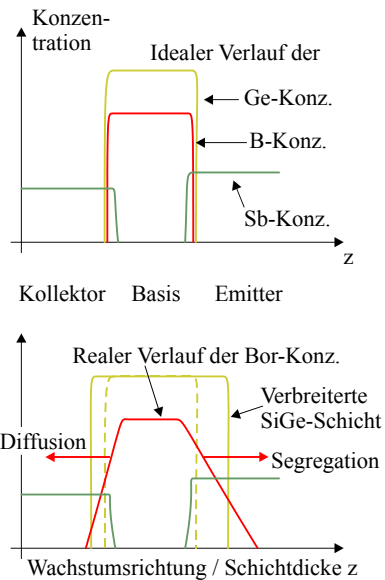


Abb. 72: Konzentrationsverläufe von Ge, Bor und Sb im idealen und im realen Fall. Aufgrund der Diffusion, bzw. Segregation von Bor-Atomen muss die SiGe-Schicht breiter sein als die nominell Bor-dotierte Schicht.

Basis muss die kritische Schichtdicke für pseudomorph gespanntes SiGe beachtet werden [36].

- Emitter:

Der Emitter ist in drei Schichten unterteilt, der "low doped"-(ld-)Emitter an der Grenze zur Basis, der "high doped"-(hd-)Emitter, sowie die Emitter-Kontaktschicht. Die Dotierung des ld-Emitters ist relativ gering gewählt, damit sich infolge der hohen Bor-Dotierung der Basis kein Tunnelstrom am pn-Übergang bildet. Die Injektion von Elektronen in die Basis findet nicht durch den ld-Emitter, sondern durch den hd-Emitter und die Emitter-Kontaktschicht statt.

Die Emitter-Kontaktschicht muss aufgrund des Kontaktwiderstands der Metallisierung möglichst hoch dotiert werden. Trotzdem soll die maximale Dotierkonzentration erst in einem gewissen Abstand vom pn-Übergang erreicht werden, da der Basisstrom durch die Auger-Rekombination infolge der hohen Dotierung erhöht wird. Außerdem ist eine hohe Sb-Dotierkonzentration ($n \approx 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) eine Belastung für das Wachstum und kann zu Kristalldefekten führen, die wiederum den Basisstrom durch Rekombination erhöhen.

Um diese Schichtstruktur mittels MBE-Wachstum zu verwirklichen, wird am Wachstumsbeginn eine Sb-Vorbelegung aufgebracht. Damit wird die n-Dotierung des Kollektors mittels DSI erzeugt. Bei den geforderten Dotierungen von $n = 1$ bis $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ wird nur ein sehr geringer Teil der Vorbelegung verbraucht.

Auch in der SiGe-Basis findet kein wesentlicher Einbau statt, so dass nach der Basis die Sb-Vorbelegung noch annähernd vollständig vorhanden ist und zur Dotierung des ld-Emitters verwendet werden kann. Die Kontrolle dieser Dotierung erfolgt über die Temperatur mit Hilfe der Segregationsdaten aus Kapitel 4. Durch eine Verringerung der Wachstumstemperatur und durch zusätzlichen Sb-Fluss werden anschließend die Dotierungen des hd-Emitters und des Emitterkontakts hergestellt.

Bei Kollektor und Emitter wurde die Standard-Wachstumsrate $R = 0,1 \text{ nm/s}$ verwendet. Für die geringen Schichtdicken der Basis und der Spacer wurde die Gesamtwachstumsrate (Silizium und Germanium) halbiert ($R = 0,05 \text{ nm/s}$).

6.2 Dioden-Strukturen

Zur genaueren Untersuchung der Transistorstruktur wird die HBT-Schicht in die beiden Einzeldioden aufgeteilt. Ausgehend von der HBT-Struktur wird entweder der Emitter oder der Kollektor durch eine Basiskontaktschicht ersetzt, um die elektrischen Eigenschaften der

Emitter-Basis-Diode bzw. der Kollektor-Basis-Diode ohne den Einfluss der jeweils anderen Diode untersuchen zu können. In mehreren Proben wurden die Umsetzungen des Schichtaufbaus getestet. Dabei wurden Dicken, Dotierungen und Wachstumstemperaturen der einzelnen Schichten variiert.

6.2.1 Emitter-Basis-Diode

In Abb. 73 ist die prinzipielle Struktur der Emitter-Basis-Diode dargestellt. Eine p-dotierte Basiskontaktschicht, verbindet die SiGe-Basis mit dem Substrat und dient als Pufferschicht, damit das Wachstum nicht direkt mit der Basis auf dem Substrat begonnen werden muss. Die Kontaktierung der Basis erfolgt über das p-Substrat.

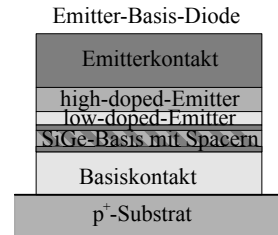


Abb. 73: Schichtstruktur einer Emitter-Basis-Diode

Tab. 17 zeigt die nominellen Strukturdaten der Dioden-Probe 1342 mit 20 % Germanium in der Basis. In Abb.

74 ist das SIMS-Profil dieser Probe dargestellt. Bei der SIMS-Analyse wurden Germanium, die Dotierstoffe Antimon und Bor sowie Kohlenstoff als Indikator des Wachstumsprozesses untersucht. Dabei ist zu beachten, dass bei allen SIMS-Profilen aus Gründen der Darstellung die Germaniumkonzentration um den Faktor 100 verringert dargestellt ist.

Tab. 17: Nominelle Strukturdaten der Emitter-Basis-Diode Nr. 1342 mit 20 % Germanium

Probe 1342	Substrat	Basiskontakt	Basis mit "Spacern"	Sb-Vorbelegung	ld-Emitter	hd-Emitter	Emitterkontakt
Dicke	525 µm	150 nm	3/25/3 nm	-	20 nm	60 nm	220 nm
Dotierung [cm ⁻³]	p: < 20 mΩcm	p: 2,5·10 ¹⁹	p: 5·10 ¹⁹	1/4 ML	n: 2·10 ¹⁷	n: 1·10 ¹⁹	n: 2·10 ²⁰

Entsprechend der Wachstumsreihenfolge können folgende Schlüsse aus dem SIMS-Profil gezogen werden:

- Am Wachstumsbeginn ist eine Kohlenstoff-Spitze zu sehen, die auf die thermische Reinigung zurückzuführen ist. Sie ist ein Grund für die Notwendigkeit einer Pufferschicht mit hoher Temperatur.

- In der Basiskontaktschicht fällt die Bor-Dotierung zu niedrig aus. 50 nm vor der Basis wird die Wachstumstemperatur allmählich von der Puffertemperatur 590°C auf die Basistemperatur von 500°C gesenkt. Bei der niedrigeren Temperatur ergibt sich eine geringere Bor-Oberflächenkonzentration im Wachstumsgleichgewicht, die Differenz wird in die Schicht eingebaut und zeigt sich in einer lokalen Erhöhung der Dotierung (siehe (1) in Abb. 74) [35].
- Die Bor-Basis-Dotierung ist bei gleichem Bor-Fluss aufgrund der halbierten Wachstumsrate doppelt so hoch wie in der Kontaktschicht (siehe (2) in Abb. 74).
- Die Germaniumkonzentration der Basis zeigt das gewünschte Profil. Dabei folgt die Kohlenstoff-Konzentration dem Germanium im Verhältnis 1:2000, da die Germaniumzelle einen Graphittiegel und ein Graphitfilament besitzt. Eine Kohlenstoff-Konzentration in dieser Höhe wird vollständig eingebaut und verringert die Gefahr der Bor-Diffusion.
- Die Sb-Vorbelegung von $\frac{1}{4}$ ML wurde während der Basis aufgetragen. Die Dotierung des ld-Emitters von $2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ (Wachstumstemperatur 500°C) ist im SIMS-Profil aufgrund der Messgrenze nicht zu erkennen.
- Im hd-Emitter wird die Wachstumstemperatur allmählich von 500 auf 480°C gesenkt, dadurch steigt die Dotierung auf $1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Ein weiterer Anstieg der Dotierung für den anschließenden Emitterkontakt wurde durch eine Temperaturrampe der Sb-Zelle erreicht. Der Anstieg ist verzögert, da erst eine ausreichend hohe Sb-Oberflächenkonzentration aufgebaut werden muss, um die maximale Dotierung erst auf den letzten 100 nm der Schicht zu erreichen.

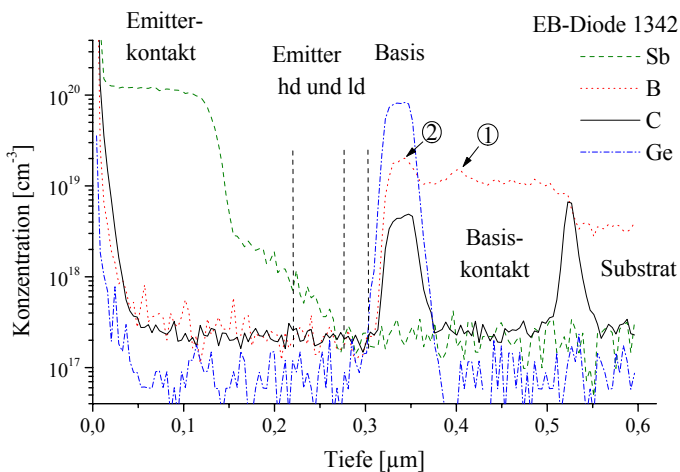


Abb. 74:
SIMS-Profil einer
Emitter-Basis-
Diode Nr. 1342
mit 20 %
Germanium

Abb. 75 zeigt die Kennlinie dieser Diode. Mit Hilfe der Kennliniengleichung

$$I = I_s \cdot \exp\left(\frac{U}{\eta \cdot U_T}\right) \quad (6.1)$$

wurde der Idealitätsfaktor η bestimmt. Ein Idealitätsfaktor $\eta = 2$ im Vorwärtsbereich deutet auf Rekombination hin, die mit Randströmen der Technologie erklärt werden kann. Diese Annahme wird durch die Tatsache gestützt, dass sich die Stromspannungskennlinien verschiedener Diodengrößen durch Flächennormierung nicht zur Deckung bringen lassen.

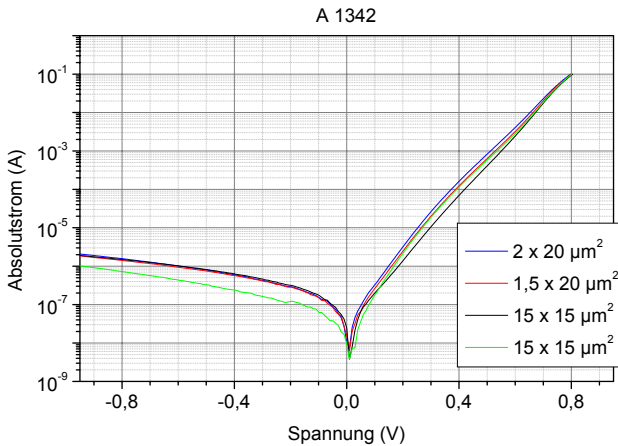


Abb. 75:
Kennlinie der Emitter-Basis-Diode Nr. 1342
in Abhängigkeit der
Dioden-
Strukturgrößen

In Tab. 18 sind die Strukturdaten einer weiteren Emitter-Basis-Diode Nr. 1461 mit 20 % Germanium aufgelistet. Durch die Verwendung eines n-Substrats und einer intrinsischen Pufferschicht sind die einzelnen Dioden voneinander und vom Substrat isoliert. Für die Kontaktierung wurde eine höhere Dotierung der Basiskontaktschicht und der Basis gewählt. Außerdem unterscheidet sich die Probe dadurch, dass eine Vorbelegung von 1 ML verwendet wurde, die am Ende der Basiskontaktschicht bei 590°C aufgebracht wird und dass zwischen Kontaktschicht und Basis eine Unterbrechung für den Temperaturwechsel gemacht wurde.

Tab. 18: Nominelle Strukturdaten der Emitter-Basis-Diode Nr. 1461 mit 20 % Germanium

Probe	Substrat	Puffer-schicht	Basis-kontakt	Basis / Spacer	Sb-Vor-beleg.	ld-Emitter	hd-Emitter	Emitter-kontakt
1461								
Dicke	525 μm	150 nm	150 nm	1/9/2 nm		20 nm	60 nm	220 nm
Dotierung [cm^{-3}]	n: 1-4 $\text{m}\Omega\text{cm}$	intrin-sisch	p: $2 \cdot 10^{20}$	p: $1 \cdot 10^{20}$	1 ML	n: $3 \cdot 10^{18}$	n: $1 \cdot 10^{19}$	n: $2 \cdot 10^{20}$

Des Weiteren ist die Emitterkontaktschicht über die ganze Dicke gleichmäßig hoch dotiert. Daher wurden zwei Ausheilschritte (80 nm vor dem Ende und nach Abschluss des Wachstums) durchgeführt.

Das SIMS-Profil der Probe 1461 in Abb. 76 zeigt folgende Merkmale:

- Die Dotierung des As-dotierten Substrats wurde nicht mitgemessen.
- Neben dem Kohlenstoff zeigt auch Bor eine Konzentrationsspitze an der Grenze zum Substrat als Folge der thermischen Reinigung. Diese Bor- δ -Dotierung muss berücksichtigt werden, wenn sich dadurch ein zusätzlicher Strompfad ergibt oder die Eigenschaften des pn-Übergangs beeinflusst werden (siehe Abschnitt 2.3.3).
- Die hohe Bor-Zelltemperatur, die für eine Dotierung $> 1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ nötig ist, lässt auch die Kohlenstoffkonzentration ansteigen.
- Die Sb-Vorbelegung von 1 ML wurde während der letzten 30 nm der Basiskontaktschicht bei 590°C aufgebracht. Der gleichzeitige Anstieg der Bor-Dotierung an dieser Stelle (siehe (1) in Abb. 76) kann durch einen "surfactant"-Effekt erklärt werden: Die Sb-Oberflächenbelegung verringert die Bor-Oberflächenkonzentration im Wachstums-gleichgewicht. Die übrigen Bor-Atome werden eingebaut und erhöhen die Bor-Dotierung. Im Widerspruch zu den Segregationsdaten aus Kapitel 4 steigt die Sb-Dotierung, während die Sb-Vorbelegung bei 590°C aufgebracht wird, stark an, was umgekehrt auf den Einfluss des Bors auf die Sb-Segregation zurückzuführen ist. Die Oberflächenatome von Bor und Sb konkurrieren um die Oberflächenplätze und verringern dadurch die Segregationsweite des jeweils anderen Materials.

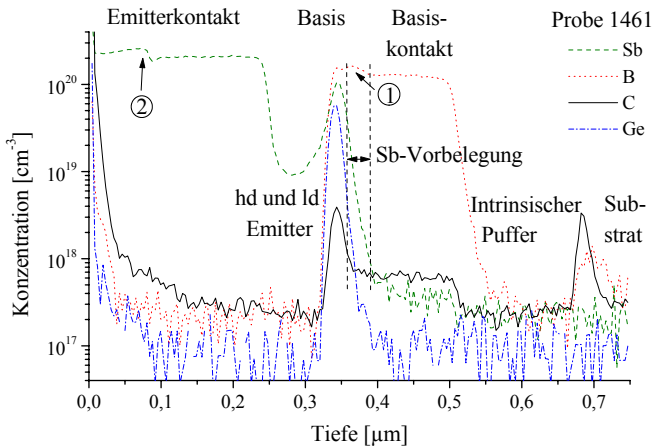


Abb. 76:
SIMS-Profil der
Emitter-Basis-
Diode (Probe
1461)

- Der Germaniumgehalt in der Basis scheint mit 12 % statt 20 % deutlich zu gering. Dabei ist zu beachten, dass die 12 nm dicke SiGe-Schicht nicht ausreichend aufgelöst gemessen wird. Durch Integration der gesamten Germaniumkonzentration ergibt sich ein Germaniumgehalt von 18 % bezogen auf die Dicke der Basis inklusive Spacer.
- Entgegen der Annahme, dass der Einbau von Sb in SiGe deutlich geringer als in Silizium ist [36], wird auch in der Basis bei der Wachstumstemperatur von 450°C Antimon in großem Maße eingebaut. Eine mögliche Erklärung ist die Wirkung von Bor als "surfactant".
- Auch die Dotierung des anschließenden Id-Emitters ist deutlich höher, als nach den Segregationsergebnissen der Vierspitzenmessung bei $T = 490^\circ\text{C}$ zu erwarten. Dieser Umstand kann mit den besonderen Eigenschaften der großen Vorbelegung nach der Wachstumsunterbrechung für den Temperaturwechsel zwischen Basis und Id-Emitter erklärt werden.
- Nach dem Ausheilschritt 80 nm vor Ende des Wachstums ist die Temperatur nicht sofort stabil, daher zeigt sich eine unterschiedliche Dotierung in der Emitterkontaktschicht (siehe (2) in Abb. 76).

Die elektrische Kennlinie dieser Diode gleicht in Vorwärts- und in Rückwärtsrichtung einem Widerstand [37]. Dieses ohmsche Verhalten deutet auf einen starken Tunneleffekt hin, der die Dioden-typischen Eigenschaften überdeckt, wenn sich am pn-Übergang sehr hohe Dotierungen gegenüberstehen. Von der Verwendung einer Vorbelegung von 1 ML ist daher abzuraten.

Tab. 19: Nominelle Strukturdaten der Emitter-Basis-Diode Nr. 1620 mit 20 % Germanium

Probe 1620	Substrat	Puffer-schicht	Basis-kontakt	Basis mit "Spacern"	ld-Emitter	hd-Emitter	Emitter-kontakt
Dicke	525 μm	150 nm	150 nm	3/25/3 nm	20 nm	60 nm	220 nm
Dotierung	n: 1-4 m Ωcm	intrinsisch	p: $3 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$	p: $5 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$	n: $1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$	n: $1 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$	n: $2 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$

Bei der Emitter-Basis-Dioden Nr. 1620 mit 20 % Germanium wurden eine $\frac{1}{4}$ ML Vorbelegung und eine Wachstumstemperatur für Basis und Id-Emitter von 500 bzw. 480°C verwendet, um eine Dotierung des Id-Emitters von $1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ zu erreichen. Außerdem wurde die Diode auf einem n-Substrat mit einem intrinsischen Puffer gewachsen. Die Strukturdaten dieser Emitter-Basis-Dioden Nr. 1620 sind in Tab. 19 zusammengefasst.

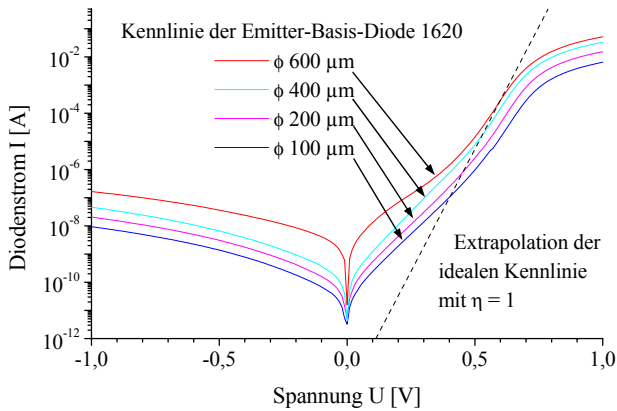


Abb. 77:
Kennlinie der
Emitter-Basis-Diode
Probe 1620 in
Abhängigkeit der
Dioden-
Strukturgrößen

Abb. 77 zeigt die U/I-Kennlinien der Probe 1620 in Abhängigkeit der Dioden-Strukturgrößen. Die Kennlinie der inneren Dioden ist durch Technologieeffekte weitgehend überdeckt. Bei negativen und kleinen positiven Spannungen dominiert ein Parallelleitwert, bei hohen Strömen knicken die Kennlinien infolge des Serienwiderstands ab, da die Dotierung der Basiskontaktschicht zu niedrig gewählt wurde. An der steilsten Stelle der logarithmischen Kennlinie kommt die gemessene Kurve der Diodenkennlinie am nächsten. Durch Extrapolation der idealen Diodenkennliniengleichung mit $\eta = 1$ an dieser Stelle kann der Sättigungsstrom I_s der Diode abgeschätzt werden (siehe gestrichelte Linie in Abb. 77 für die größte Struktur mit $\phi = 600 \mu\text{m}$). Die extrapolierten Sättigungsströme und die daraus berechneten Sättigungsstromdichten j_s sind in Tab. 20 zusammengestellt. Die Sättigungsstromdichte ist bei den verschiedenen Strukturgrößen annähernd konstant.

Tab. 20: Extrapolation des Sättigungsstroms I_s der Emitter-Basis-Diode 1620

Diodendurchmesser ϕ	100 μm	200 μm	400 μm	600 μm
Größte Steigung von $\log(I)$ bei $U =$	0,64 V	0,61 V	0,60 V	0,59 V
I an der steilsten Stelle	$4,77 \cdot 10^{-5} \text{A}$	$6,03 \cdot 10^{-5} \text{A}$	$1,48 \cdot 10^{-4} \text{A}$	$2,11 \cdot 10^{-4} \text{A}$
Sättigungsstrom $I_s = \frac{I}{\exp(U/U_T)}$	$3,63 \cdot 10^{-16} \text{A}$	$1,53 \cdot 10^{-15} \text{A}$	$5,59 \cdot 10^{-15} \text{A}$	$1,19 \cdot 10^{-15} \text{A}$
Sätt.stromdichte $j_s = I_s \cdot \frac{4}{\pi \cdot \phi^2}$	$4,62 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$	$4,87 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$	$4,45 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$	$4,21 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$

6.2.2 Kollektor-Basis-Diode

Bei den Kollektor-Basis-Dioden wird im Vergleich zum HBT, der dreiteilige Emitter durch eine Basiskontaktschicht ersetzt (siehe Abb. 78), um den Kollektor-Basis-Übergang einzeln messen zu können. Die Vorbelegung für den DSI-Kollektor wird zu Beginn der Schicht aufgebracht. Der Kollektor wird bei 590°C gewachsen. 500 s vor Ende des Kollektors wird die Temperatur mit konstanter Heizleistung auf die Basistemperatur von 510°C gesenkt. Nach der Basis mit 20 % Germanium wird die Schicht mit einem Basiskontakt abgeschlossen. Die Strukturdaten der Kollektor-Basis-Diode Nr. 1618 sind in Tab. 21 zusammengefasst.

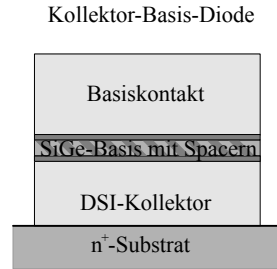


Abb. 78: Schichtstruktur einer Kollektor-Basis-Diode

Tab. 21: Strukturdaten der Kollektor-Basis-Diode Nr. 1618 mit 20 % Germanium

	Substrat	Sb-Vorbelegung	DSI-Kollektor	Basis mit "Spacern"	Basiskontakt
Dicke	525 µm	-	250 nm	3/25/3 nm	300 nm
Dotierung	n: 1-4 mΩcm	¹ / ₄ ML	p: 1·10 ¹⁷ cm ⁻³	p: 5·10 ¹⁹ cm ⁻³	p: 2,5·10 ¹⁹ cm ⁻³

Abb. 79 zeigt die Kennlinie der Kollektor-Basis-Diode Nr. 1618 in Abhängigkeit der Dioden-Strukturgrößen.

Wie bei der Emitter-Basis-Diode 1620 kann durch Anlegen der idealen Diodenkennlinie mit $\eta = 1$ an die gemessene Kurve der Sättigungsstrom I_s extrapoliert werden (siehe gestrichelte Linie in Abb. 80 für die größte Struktur mit $\phi = 600 \mu\text{m}$).

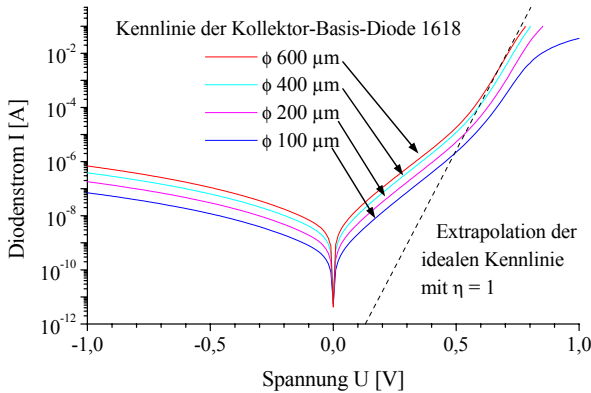


Abb. 79:
Kennlinie der Kollektor-Basis-Diode Nr. 1618 in Abhängigkeit der Dioden-Strukturgrößen

Die Sättigungsströme I_s und Sättigungsstromdichten j_s in Tab. 22 fallen im Vergleich zur Emitter-Basis-Diode 1620 insgesamt deutlich geringer aus. Die Basis-Kollektor-Diode entspricht einem einseitigen p^+n -Übergang, bei dem die injizierten Löcher den Stromtransport dominieren. Bei der Emitter-Basis-Diode mit dem dreiteiligen Emitter tragen die Elektronen durch die Injektionswirkung der hochdotierten Emitterkontaktschicht maßgeblich zum Strom bei. Die Dotierung des Id-Emitters spielt dabei keine Rolle, solange kein Tunneleffekt auftritt.

Tab. 22: Extrapolation des Sättigungsstroms I_s der Kollektor-Basis-Diode 1618

Diodendurchmesser ϕ	100 μm	200 μm	400 μm	600 μm
Größte Steigung von $\log(I)$ bei $U =$	0,72 V	0,72 V	0,72 V	0,70 V
I an der steilsten Stelle	$5,20 \cdot 10^{-4} \text{ A}$	$1,88 \cdot 10^{-3} \text{ A}$	$6,64 \cdot 10^{-3} \text{ A}$	$6,86 \cdot 10^{-3} \text{ A}$
Sättigungsstrom $I_s = \frac{I}{\exp(U/U_T)}$	$1,62 \cdot 10^{-16} \text{ A}$	$5,84 \cdot 10^{-16} \text{ A}$	$2,06 \cdot 10^{-15} \text{ A}$	$4,74 \cdot 10^{-15} \text{ A}$
Sätt.stromdichte $j_s = I_s \cdot \frac{4}{\pi \cdot \phi^2}$	$2,06 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$	$1,86 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$	$1,64 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$	$1,68 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$

6.3 Wachstum des Heterobipolartransistors

Das Konzept des HBT-Schichtprofils ist aus den beiden Teildioden zusammengesetzt. Wesentliche Merkmale dieses Konzepts sind der DSI-Kollektor und die Dotierung des "low doped"-Emitters mit Hilfe der "durchgeschleppten" Vorbelegung. In Tab. 23 sind die Strukturdaten der Standard-HBT-Probe 1552 in der Reihenfolge der Wachstumsschritte dargestellt.

Tab. 23: Strukturdaten der HBT-Probe 1552 mit 16 % Ge

	Dicke	Dotierung	Temperatur
Substrat	525 μm	n: 1-4 $\text{m}\Omega\text{cm}$	-
therm. Reinigung	-	-	920°C
Sb-Vorbelegung	-	$\frac{1}{4}$ ML	590°C
DSI-Kollektor	250 nm	n: $2,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	590°C (*)
Basis (16% Ge)	3 / 25 / 3 nm	p: $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	480°C (**)
"ld"-Emitter	20 nm	n: $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	500°C
"hd"-Emitter	60 nm	n: $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	480°C
Emitter-Kontakt	220 nm	n: $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	480°C

(*) gegen Ende der Kollektorschicht wird die Temperatur allmählich auf Wachstumstemperatur der Basis abgesenkt.

(**) Zwischen Basis und ld-Kollektor wird das Wachstum unterbrochen, um die Wachstumstemperatur des ld-Kollektors exakt einzustellen.

Nach der thermischen Reinigung wird die Vorbelegung $n_s(0) = \frac{1}{4}$ ML aufgebracht. Die Herstellung des Kollektors mit DSI ermöglicht eine konstante Sb-Dotierung bei hoher Temperatur ($T = 590^\circ\text{C}$), so dass der Kollektor als Pufferschicht dient.

Um eine Wachstumsunterbrechung zwischen Kollektor und Basis zu vermeiden, wird die Substrattemperatur 500 s vor dem Ende der Kollektorschicht mit konstanter Heizleistung auf die Basistemperatur $T = 480^\circ\text{C}$ abgesenkt. Da die Gefahr besteht, dass dabei nicht alle Sb-Atome elektrisch aktiv eingebaut werden, wird ein Ausheilschritt nach dem Wachstum durchgeführt werden.

Bei der Wahl der Basistemperatur wird die kritische Schichtdicke für verspanntes SiGe-Wachstum berücksichtigt. Um sicherzustellen, dass sich die beiden pn-Übergänge im SiGe befinden, ist die SiGe-Schicht auf beiden Seiten um 3 nm breiter als die eigentliche Bor-dotierte Basis.

Im SiGe ist der Einbau von Sb bei $n_s = \frac{1}{4}$ ML und $T = 480^\circ\text{C}$ sehr gering, so dass die Vorbelegung nach der Basis noch fast vollständig vorhanden ist. In der folgenden Wachstumsunterbrechung wird die Temperatur des 20 nm dicken, niedrig dotierten ld-Emitters $T = 500^\circ\text{C}$ eingestellt, so dass mit der Sb-Oberflächenkonzentration n_s die Dotierung $n = 2,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ erreicht wird. Zu Beginn des 60 nm dicken hd-Emitters wird in einem optimierten Temperaturschritt ohne Wachstumsunterbrechung die Temperatur schnellstmöglich von 500 auf 480°C gesenkt, um eine Dotierung von $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ zu erreichen, die bei

gleichzeitigem Sb-Flussnachschub von $F_{Sb} = 1,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ weiter ansteigt. Eine hohe Sb-Dotierung von $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, wie sie für die 220 nm dicke Kontaktschicht benötigt wird, ist eine Belastung für die Kristallqualität, daher soll der maximale Wert erst auf den letzten 100 nm der Schicht erreicht werden.

In der SIMS-Analyse des Standard-HBTs Nr. 1552 in Abb. 80 wurden Germanium, die Dotierstoffe Antimon und Bor sowie Kohlenstoff als Indikator des Wachstumsprozesses untersucht. In der Reihenfolge der gewachsenen Schichten zeigen sich folgende Merkmale:

- Die Bor- und Kohlenstoff-Spitzen am Wachstumsbeginn zeigen, dass die nominelle Gesamtdicke von 581 nm annähernd exakt erreicht wurde.
- Die As-Dotierung des n^+ -Substrats von $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ wurde nicht mit gemessen.
- Die gemessene Kollektor-Dotierung von $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ist nahe der Auflösungsgrenze der SIMS-Messung. Daher wurde eine CV-Messung an der Kollektor-Basis-Diode durchgeführt (siehe Abb. 82).
- Die Ge-Konzentration der SiGe-Basis wurde für die Darstellung um den Faktor 100 verkleinert. In der Basis verhält sich die Kohlenstoffkonzentration proportional zum Germanium im Verhältnis 1:1000, da das Germanium aus einem Graphittiegel verdampft wird. Der Kohlenstoff wird in dieser Konzentration vollständig in die SiGe-Schicht eingebaut und verringert die Diffusion des Bors im SiGe.

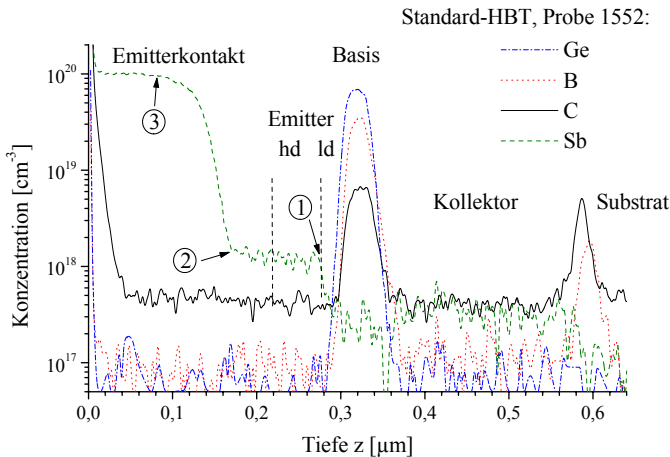


Abb. 80:
SIMS-Profil des
Standard-HBTs
Nr. 1552

- Die Bor-Konzentration der Basis ragt entgegen der Vorgabe auf der Kollektorseite scheinbar über die Ge-Konzentration heraus. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Ge-Konzentration um den Faktor 100 größer als dargestellt ist und dass das SIMS-Profil

leichter Atome wie Bor in der Messrichtung stärker verschmiert ist als bei schwereren Atomen wie Germanium, so dass davon ausgegangen werden kann, dass sich auch der Kollektor-Basis-pn-Übergang im SiGe-Material befindet.

- Die Dotierung des Id-Emitters ist auch wegen der geringen Dicke der Schicht von 20 nm und der SIMS-Verschmierung nur zu erahnen. Die Dotierung scheint im Bereich der Vorgabe von $2,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ zu sein.
- Durch die schnellst mögliche Temperatursenkung von 500 auf 480°C steigt die Dotierung am Beginn des hd-Emitters sprunghaft auf $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ an. In der Emitterkontaktschicht steigt die Dotierung auf $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ an.

Am Beispiel des hd-Emitters und des Emitterkontakts zeigt sich der Effekt der Abhängigkeit der Segregationsweite von der Oberflächenkonzentration $\Delta(n_s)$: Zu Beginn des hd-Emitters ergibt sich die Dotierung aus der Oberflächenkonzentration $n_s = \frac{1}{4} \text{ ML}$ und der Segregationsweite (siehe (1) in Abb. 80). Mit Gl. 4.1 und der Dotierung $n = 1,25 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ aus der SIMS-Analyse ergibt sich eine Segregationsweite $\Delta = 1,36 \text{ }\mu\text{m}$. Der Unterschied zum vergleichbaren Wert aus Abb. 47 ($\Delta = 1,0 \text{ }\mu\text{m}$) kann durch nicht exakt gleiche Temperaturen erklärt werden.

Obwohl ab dem Id-Emitter ein Sb-Fluss von $F_{\text{Sb}} = 1,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ angeboten wird, der bei $R = 0,1 \text{ nm/s}$ einer Gleichgewichtsdotierung $n_{\text{GW}} = 1,3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ entspricht, bleibt die Dotierung annähernd konstant. Das bedeutet, dass die Segregationsweite für $n_s > \frac{1}{4} \text{ ML}$ im selben Maße ansteigt wie die wachsende Oberflächenkonzentration (vgl. Abb. 47). Nach Gl. 4.2 entspricht die zeitliche Änderung der Oberflächenkonzentration der Differenz des auftretenden Flusses und des eingebauten Anteils, dem Produkt aus Dotierung und Wachstumsrate. In Abb. 81 ist die Änderung der Oberflächenkonzentration als Fläche zwischen dem Verlauf des Sb-Flusses und dem Produkt aus Dotierung und Wachstumsrate über der Zeit dargestellt.

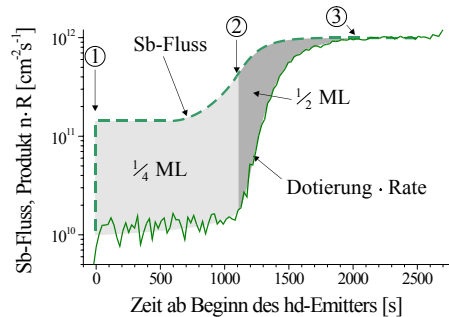


Abb. 81: Die Dotierung des Emitters zeigt die Abhängigkeit der Segregationsweite Δ von der Oberflächenkonzentration n_s . Die Differenz aus Fluss und eingebautem Anteil $n \cdot R$ entspricht der Änderung der Oberflächenkonzentration.

In der Emitterkontaktschicht wird der Sb-Fluss allmählich auf $F_{Sb} = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erhöht, ohne dass die Dotierung dadurch im selben Maße ansteigt. Erst wenn sich die Oberflächenkonzentration n_s um eine weitere $1/4$ ML auf $1/2$ ML erhöht hat (siehe (2) in Abb. 80 und 81) und das dazugehörige Maximum der Segregationsweite überschritten wird, steigt die Dotierung stark an. Danach streben die Dotierung und die Segregationsweite ihren Gleichgewichtswerten für $n_s = 1$ ML entgegen (siehe (3) in Abb. 80 und 81). Beim Vergleich der Flächen für $1/4$ bzw. $1/2$ ML in Abb. 81 muss die logarithmische Darstellung berücksichtigt werden.

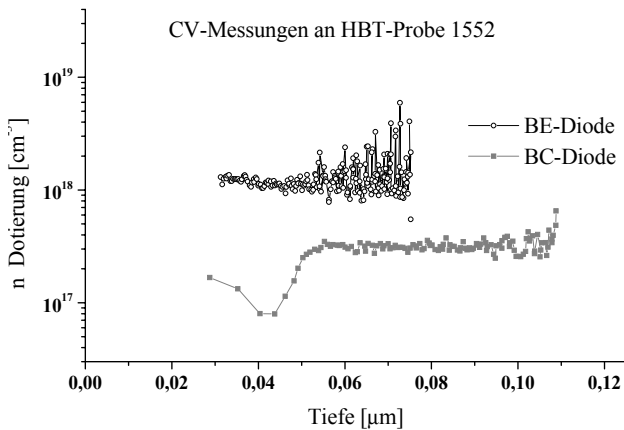


Abb. 82:
CV-Messungen der
beiden Einzeldioden des
HBTs Nr. 1552

Mit Hilfe der CV-Messungen der Emitter-Basis-Diode und der Kollektor-Basis-Diode (siehe Abb. 82) wurden die elektrisch aktiven Dotierungen des Kollektors und des Emitters überprüft. Auf der Emitter-Seite stimmt die Dotierung des hd-Emitters mit $1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ mit der SIMS-Messung überein. Die Dotierung des low doped-Emitters konnte wegen der geringen Dicke und Dotierung der Schicht nicht gemessen werden. Aus der CV-Messung der Kollektor-Basis-Diode folgt eine Kollektordotierung von $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, die mit den Ergebnissen der SIMS-Messung im Einklang steht.

Abb. 83 zeigt das Ausgangskennlinienfeld des HBTs Nr. 1552. Der Kollektorstrom I_C wird durch den Basisstrom I_B gesteuert. Das Verhältnis aus Kollektor und Basisstrom, die Stromverstärkung in Emitterschaltung β_0 , ist als Funktion des Kollektorstroms I_C in Abb. 84 dargestellt.

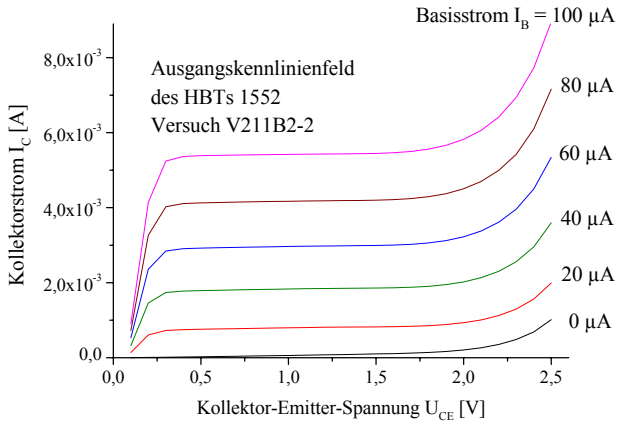


Abb. 83:
Ausgangskenn-
linienfeld der
HBT-Probe 1552

Der Kollektorstrom I_C ist im aktiven Bereich annähernd konstant, d. h. der Early-Effekt, die Verkleinerung der effektiven Basisweite durch die Raumladungszone des Kollektor-Basis-Übergangs, ist wegen der hohen Basisdotierung sehr gering. Für Spannungen $U_{CE} > 2,5 \text{ V}$ bricht der Transistor durch. In der Raumladungszone des Kollektor-Basis-Übergangs wird die kritische Feldstärke für die Generation freier Ladungsträger durch Stoßionisation überschritten. Die erzeugten Löcher driften in die Basis und vergrößern den Kollektorstrom, bzw. verursachen auch bei $I_B = 0$ einen Strom $I_{CE0} > 0$. Bei höheren Spannungen U_{CE} verstärkt sich der Effekt selbst und führt schließlich zum Durchbruch.

Damit wurde der Nachweis eines funktionierenden Heterobipolartransistors erbracht, dessen Schichtstruktur ausschließlich mit MBE-Wachstum, ohne weitere technologische Schritte wie Implantation oder Diffusion, hergestellt wurde.

Die technologische Umsetzung der Transistoren sowie die elektrische Messtechnik waren nicht Gegenstand dieser Arbeit. Hierfür danke ich Dr. Sandra Heim und Dipl. Ing. Michael Morschbach und allen anderen Mitarbeitern des Instituts für Halbleitertechnik.

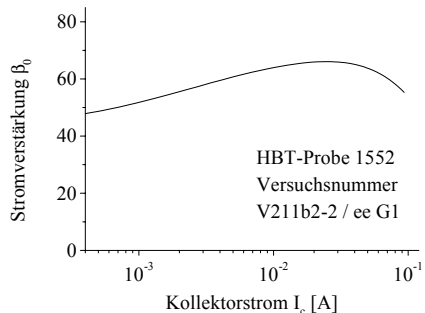


Abb. 84: Stromverstärkung in
Emitterschaltung β_0 als Funktion des
Kollektorstroms I_C

7 Ausblick

Wie die vorgestellten Ergebnisse zeigen, hat sich die Dotierung mit Sekundärionen (DSI) als geeignete Methode zur n-Dotierung mit Antimon trotz Segregation erwiesen. Bei den bisherigen Untersuchungen konnten jedoch mit der Wachstumsrate $R = 0,1 \text{ nm/s}$ Dotierungen $n > 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ nur mit hohen Substratspannungen, d. h. schlechter Homogenität und der Gefahr hoher Punktdefektdichten, erreicht werden. Erstrebenswert wären daher größere Ionenflussdichten, die z. B. durch höhere Wachstumsraten erzielt werden können.

Eine andere denkbare Möglichkeit ist die Anbringung einer zusätzlichen ringförmigen Elektrode über der Öffnung der ESV-Abschirmung, um über deren Potenzial die Extraktion der Ionen bei geringeren Substratspannungen zu erhöhen, bzw. eine homogenere Ionendichteverteilung durch die ionenoptische Wirkung dieser Elektrode zu erhalten.

Für die Herstellung von SiGe-Heterobipolartransistoren wurde ein funktionierendes Konzept vorgestellt. Eine weitere Verbesserung der elektrischen Ergebnisse der HBTs ist durch die Variation der Schichtdicken und Dotierungen nach den folgenden Prinzipien zu erwarten:

- Deutlich höhere Verstärkungen und Grenzfrequenzen sind durch höhere Ge-Gehalte in der Basis zu erreichen. Dabei ist jedoch die Wahl der Basis-Wachstumstemperatur entsprechend der kritischen Schichtdicke für SiGe-Schichten eingeschränkt.
- Eine Verringerung der Basisdicke sollte ebenso eine höhere Verstärkung zur Folge haben. Dazu müssen allerdings die Probleme bei der Kontaktierung sehr dünner Basisschichten beim aktuellen Technologieprozess behoben werden.
- Eine weitere Erhöhung der Verstärkung ist zu erwarten, wenn die Injektionswirkung des dreiteiligen Emitters verbessert wird, indem die Dotierung des "high doped"-Emitters vergrößert wird. Wegen der Abhängigkeit der Segregationsweite von der Oberflächenkonzentration wirkt sich eine Erhöhung des Sb-Flusses bei $T = 480^\circ\text{C}$ nicht direkt auf die Dotierung des hd-Emitters aus, sondern baut die Oberflächenkonzentration schneller auf und verkürzt somit nur die Dicke bis zur hochdotierten Schicht für $n_s > 1/2 \text{ ML}$. Demnach kann eine frei wählbare höhere Dotierung des hd-Emitters am besten über eine Verringerung der Wachstumstemperatur und eine damit verbundene Verringerung der Segregationsweite verwirklicht werden.
- Höhere Durchbruchsspannungen können durch kleinere Kollektordotierungen und größere Kollektordicken erreicht werden, wobei die Frequenzgrenze verringert wird. Bei niedrigeren Kollektor-dotierungen ist prinzipiell eine breitere SiGe-Spacer-Schicht am BC-Übergang nötig.

8 Anhang

Formelzeichen

a	Gitterkonstante
A	Fläche des Elektronenstrahls und der Siliziumschmelze
A_{Sonde}	Fläche der Sondenöffnung
d	Schichtdicke, bzw. Abstand zweier Atome im Kristall
F_0	Siliziumfluss in der Hauptstrahlrichtung der Quelle
F_e	Siliziumfluss über der Schmelze
F_{ESV}	Elektronenflussdichte im Strahl des ESV
F_{ion}	Ionenflussdichte an der Sondenöffnung / auf dem Substrat
F_{Sb}	Antimonfluss auf dem Substrat
F_{Si}	Siliziumfluss auf dem Substrat
F_{Sput}	Fluss gesputterter Sb-Atome
G, G_{eff}, G_0	Schichtleitwert, effektiver Schichtleitwert und Hilfskonstante
G_{ion}	Generationsrate für Si-Ionen im ESV
h	Abstand zweier Gitterebenen
I	Strom
I_e, I_i	Elektronenstrom, bzw. Ionenstrom der Sonde
I_{el}	Elektronenanteil des Substratstroms
I_{el0}	Elektronenanteil des Substratstroms ohne ESV
I_{ESV}	Emissionsstrom des Elektronenstrahlverdampfers
I_{ion}	Ionenanteil des Substratstroms
I_S	Sättigungsstrom
I_{Sub}	Substratstrom
j_{ion}	Ionenstromdichte an der Sondenöffnung / auf dem Substrat
j_S	Sättigungsstromdichte
k_{el}	Proportionalitätskonstante des Elektronenanteils des Substratstroms
L	Mittlere freie Weglänge
l_n	Weite der Raumladungszone im n-Gebiet
$m_{\text{Sb}}, m_{\text{Si}}$	Masse eines Sb-Atoms, bzw. eines Si-Atoms oder -Ions
M_{Si}	Molare Masse von Silizium
n	Sb-Dotierung
$n(z)$	Tiefenaufgelöstes Sb-Dotierprofil
N_{B}	Atomare Volumendichte des Kristalls
n_{GW}	Gleichgewichtsdotierung
n_{S}	Sb-Oberflächenkonzentration
N_{S}	Atomare Dichte der Kristalloberfläche

$n_S(0)$	Sb-Vorbelegung, n_S bei Beginn des Si-Wachstums
n_{Si}	Si-Teilchendichte über der Schmelze
n_ϕ	Durchschnittliche Dotierung
p	Druck, bzw. Dampfdruck
Q	Flussignal des Quadrupol-Massenspektrometers (QMS)
r	Abstand eines Punktes zur Verdampfungsquelle
r_{Sb}, r_{Si}^+	Radius eines Sb-Atoms, bzw. Si-Ions
r_{Sub}	Abstand des Substratmittelpunkts zur Verdampfungsquelle
R, R_0	Si-Wachstumsrate, bzw. Hilfsgröße
s	Abstand der Messspitzen bei der Vierspitzenmessung
t_{mono}	Flächenbedeckungszeit
T	Substrattemperatur
T_{Pyr}, T_{TC}	Temperaturanzeige des Pyrometers, bzw. Thermoelements
T_{Sb}, T_{Si}	Temperatur des Antimons, bzw. der Siliziumschmelze
U	Spannung
U_{pl}	Plattenpotenzial der Ionenprobe
U_{Sub}	Substratspannung
U_T	Temperaturspannung
V_{ion}	Ionisationsvolumen
W	Bindungsenergie
W_{el}	Elektronenenergie
W_{ion}	Energie des Ions vor dem Aufprall auf das Substrat
W_{Sb}'	Energie des Sb-Atoms nach dem Stoß
x, y	Näherungsparameter der Wachstumsratenabhängigkeit
$z, \Delta z$	Tiefenkoordinate, bzw. Messpunktabstand im SIMS- oder eCV-Profil
α, α_{max}	Winkel auf dem Wafer, bzw. Richtung zum ESV
α	Auftreffwinkel beim Ionenstoß
β_0	Stromverstärkung in Emitterschaltung
Γ_e	Gesamte Verdampfungsrate
Δ	Segregationsweite
Δ_{mess}	Gemessene Segregationsweite
Δ_{ion}, Δ_T	Ionen- bzw. Temperatur-bedingte Segregationsweite
Δ_{Tan}	Segregationsweite aus der Tangentensteigung des Dotierprofils
η	Idealitätsfaktor der Diodenkennlinie
ϑ	Verdampfungswinkel
μ	Ladungsträgerbeweglichkeit
ν	Frequenz der Gitterschwingungen

v_A	Flächenspezifische Wandstoßrate
ρ	Spezifischer Schichtwiderstand
ρ_{Si}	Dichte von Silizium
σ	Wirkungsquerschnitt für den Einbau von Sb-Atomen durch DSI
σ_i	Ionisationsquerschnitt für Si-Atome im Elektronenstrahl
σ_S	Geometrischer Stoßquerschnitt
σ_{Sput}	Sputter-Wirkungsquerschnitt
τ_{Des}	Desorptionszeit
ϕ	Durchmesser der Diodenstrukturen

Abkürzungen

BC	Kollektor-Basis-Übergang des HBTs
CV	Kapazitäts-Spannungsmessung (capacitance voltage)
DSI	Dotierung durch Sekundärionen
EB	Emitter-Basis-Übergang des HBTs
eCV	elektrochemische Kapazitäts-Spannungsmessung
ESV	Elektronenstrahl-Verdampfer
Ge	Germanium
hd	"high doped"-Emitter
HBT	Heterobipolartransistor
ld	"low doped"-Emitter
MBE	Molekularstrahlepitaxie
PID	Regelverfahren
QMS	Quadrupol-Massenspektrometer
RCA	Reinigungsverfahren für Siliziumsubstrate
Sb	Antimon
Si	Silizium
SiGe	Silizium-Germanium-Mischkristall
SIMS	Tiefenaufgelöste Massenspektroskopie (secondary ion mass spectroscopy)
UHV	Ultrahoch-Vakuum

Konstanten

N_A	Avogadrozahl	$6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
1 ML	Eine Monolage	$6,78 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
e	Elementarladung	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$
k_B	Boltzmann-Konstante	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$
		$8,617 \cdot 10^{-5} \text{ eVK}^{-1}$

Materialdaten

Tab. 24: Materialeigenschaften von Silizium und Antimon

Eigenschaften	Silizium	Antimon
Ordnungszahl	14	51
Molekulargewicht M	28,09	121,8
Dichte ρ [g/cm ³]	2,328	6,68
Schmelzpunkt [°C]	1415	631
Bindungsenergie in Si [eV]	3,55	3,05
Atomradius [Å]	1,10	1,35
Ionenradius [Å]	0,65	0,89

Tab. 25: Eigenschaften des Silizium-Kristalls

Gitterkonstante a [Å]	5,431
Volumenkonzentration N_B [cm ⁻³]	$4,991 \cdot 10^{22}$
Oberflächenkonzentration N_S in (100)-Richtung [cm ⁻²]	$6,781 \cdot 10^{14}$
Bindungsabstand d [Å]	2,352
Abstand h zweier Ebenen in (100)-Richtung [nm]	0,136
Bandlücke bei 300 K [eV]	1,12
Intrinsische Ladungsträgerkonzentration [cm ⁻³] bei 300K	$1,45 \cdot 10^{10}$
Intrinsischer spezifischer Widerstand [Ω cm]	$3 \cdot 10^5$

Tab. 26: Dampfdrücke und dazugehörige Temperaturen der verwendeten Materialien [38]

Temperaturen [°C] beim Dampfdruck [Torr]	10 ⁻⁸	10 ⁻⁷	10 ⁻⁶	10 ⁻⁵	10 ⁻⁴	10 ⁻³	10 ⁻²	10 ⁻¹	1
Silizium (Si)	992	1067	1147	1237	1337	1472	1632	1817	2057
Antimon (Sb)	279	309	345	383	425	475	533	612	757
Germanium (Ge)	812	877	947	1037	1137	1257	1397	1557	1777
Bor (B)	1282	1367	1467	1582	1707	1867	2027	2247	2507

9 Literatur

- [1] H. Jorke, Surf. Sci. 193, 569 (1988)
- [2] U. König, H. Kibbel und E. Kasper, J. Vac. Sci. Technol., 16(4), Jul/Aug 1979, 985-989
- [3] K. D. Hobart, D. J. Godbey, P. E. Thompson, D. S. Simons, Appl. Phys. Lett. 63 (1993) 1381-1384
- [4] H.-J. Gossmann, E. F. Schubert, D. J. Eaglesham und M. Cerullo, Appl. Phys. Lett. 57 (23), 3 December 1990, 2440-2442
- [5] H. Jorke, H. Kibbel, F. Schäffler, A. Casel, H.-J. Herzog und E. Kasper, Appl. Phys. Lett. 54 (9), Feb 1989, 819-821
- [6] K. D. Hobart, D. J. Godbey and P. E. Thompson, Appl. Phys. Lett. 61 (1), Jul 1992, 76-78
- [7] S. S. Iyer, R. A. Metzger, F. G. Allen, J. Appl. Phys. 52 (9) 1981, 5608-5613
- [8] K. Kimura, Y. Endoh, M. Mannami, H.-J. Gossmann, G. H. Gilmer und L. C. Feldman, Appl. Phys. Lett. 69 (1), 1 July 1996, 67-69
- [9] K. D. Hobart, D. J. Godbey, M. E. Twigg, M. Fatami, P. E. Thompson, D. S. Simons, Surface Science 334 (1995), 29-38
- [10] W.-X. Ni, J. Knall, M. A. Hasan, G. V. Hansson, J.-E. Sundgren, S. A. Barnett, L. C. Markert, J. E. Greene, Phys. Rev. B, Vol. 40, Nr. 15 (1989) 10450
- [11] P. Fons, N. Hirashita, L. C. Markert, Y.-W. Kim, J. E. Greene, W.-X. Ni, J. Knall, G. V. Hansson, J.-E. Sundgren, Appl. Phys. Lett. 53, 1732 (1988)
- [12] H. Jorke, H.-J. Herzog and H. Kibbel, Appl. Phys. Lett. 47 (1985) 511
- [13] J. Knall, J.-E. Sundgren, L. C. Markert, A. Rockett und J. E. Greene, J. Vac. Sci. Technol., B 7 (2), Mar/Apr 1989, 204-209
- [14] F. Schäffler, H. Jorke, Thin Solid Films 184 (1990) 75
- [15] M. Bauer, M. Oehme, K. Lyutovich, E. Kasper, Thin Solid Films 336 (1998) 104-108
- [16] E. Kasper, K. Lyutovich, M. Bauer, M. Oehme, Thin Solid Films 336 (1998) 319-322
- [17] W.-X. Ni, G. V. Hansson, I. A. Buyanova, A. Henry, W. M. Chen and B. Momemarr, Appl. Phys. Lett. 68 (2) (1996)
- [18] G. Eifler, E. Kasper, Kh. Ashurov and S. Morozov, J. Vac. Sci. Technol. A (2002) 945
- [19] S. A. Barnett, H. F. Winters und J. E. Greene, Surface Science 165 (1986), 303-326
- [20] M. A. Herman und H. Sitter, Molecular Beam Epitaxie, Springer Series in Material Science 7 (Springer, Berlin, 1989)

- [21] E. Kasper und G. Eifler, Skriptum der Vorlesung Molekularstrahlepitaxie, Institut für Halbleitertechnik, Universität Stuttgart, 2003
- [22] T. Florian, Untersuchung der Antimon-Segregation während des Silizium-MBE-Wachstums, Diplomarbeit am Institut für Halbleitertechnik, Universität Stuttgart, 2003
- [23] E. Kasper, M. Bauer, M. Oehme, Thin Solid Films 321 (1998), 148-152
- [24] S. Pfüller, Halbleitermeßtechnik, Hüthig Verlag, Heidelberg, 1977
- [25] DIN 50 431, Deutsches Institut für Normung, Beuth Verlag GmbH, Berlin, 1988
- [26] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, Second Edition, A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, New York, 1981
- [27] X. Hongya, eCV-Messungen von hochdotierten Si-Schichten, Studienarbeit am Institut für Halbleitertechnik, Universität Stuttgart, 2003
- [28] A. Lyutovich, K. Maile, A. Gusko, Kh. Ashurov und S. Morozov, Surface and Coatings Technology 151-152 (2002), 105-109
- [29] L. Oberbeck, Ionenassistierte Deposition von Siliciumschichten, Dissertation am Institut für Physikalische Elektronik, Universität Stuttgart, 2001
- [30] K.-H. Hellwege, Einführung in die Festkörperphysik, Springer-Verlag, Berlin, 1976
- [31] Q. Guo, X. Bao, J. Hong, Y. Yan und D. Feng, Appl. Phys. Lett. 54 (15), Apr 1989
- [32] R. Goldston, P. Rutherford, Plasmaphysik, Vieweg Lehrbuch (Vieweg, Braunschweig, 1998)
- [33] H. Neuert, Atomare Stoßprozesse, B. G. Teubner, Stuttgart, 1984
- [34] J. Eberhardt, Silizium/Germanium Hetero-Bipolar-Transistoren für Hochfrequenz, Dissertation am Institut für Halbleitertechnik, Universität Stuttgart, 2002
- [35] M. Oehme, Methode zur Bestimmung der Adatomkonzentration von Dotierstoffen, Dissertation am Institut für Halbleitertechnik, Universität Stuttgart, 2003
- [36] E. Kasper, Properties of strained and relaxed Silicon Germanium, EMIS Datareviews Series No.12, INSPEC Publication, London, 1995
- [37] M. Neher, Charakterisierung der Emitter-Basis- und der Basis-Kollektor-Dioden beim Silizium/Germanium Hetero-Bipolar-Transistor, Studienarbeit am Institut für Halbleitertechnik, Universität Stuttgart, 2004
- [38] Epi MBE Products Group, (Produktkatalog 1998)

Danksagung

In allererster Linie möchte ich Prof. Dr. phil. Erich Kasper für die interessanten Themen in Forschung und Lehre, für die persönliche Betreuung der vorliegenden Arbeit, sowie für die Unterstützung durch sein herausragendes Wissen und seine weitreichende Erfahrung herzlich danken.

Des Weiteren danke ich Prof. Dr. rer. nat. habil. Jürgen H. Werner für die Mitberichterstattung.

Carl Parry danke ich für die gemeinsame Arbeit und die Bereitstellung von Messergebnissen, vielmehr aber für zahllose MBE-Tips & Tricks, seine Hilfsbereitschaft und Freundschaft.

Für ihre Beiträge zur vorliegenden Arbeit in Technologie und Messtechnik danke ich Sandra Heim und Michael Morschbach.

Michael Oehme und Matthias Bauer danke ich für die Unterstützung bei der Bewerbung am IHT, für die langjährige und tatkräftige Zusammenarbeit an der MBE-Anlage, sowie für zahlreiche fruchtbare Diskussionen.

Ein besonderer Dank gilt auch den Zimmerkollegen Günter Reitemann und Klaus Matthies für die angenehme Atmosphäre, sowie Rat und Tat in allen Lebenslagen.

Klaus Klein und Thanh Hai Nguyen danke ich für die kreative und unkomplizierte Unterstützung, sowie das gute Arbeitsklima in der Werkstatt.

Außerdem danke ich Claus Schöllhorn für die sportliche und freundschaftliche Motivation, ebenso Fery Farahani für die gut gelaunte bürokratische Hilfe.

Khatam Ashurov danke ich für die wissenschaftliche Zusammenarbeit, ebenso wie für die unvergessliche Gastfreundschaft in Usbekistan, sowie Abraham Lyutovich für dessen Mithilfe und den Erfahrungsaustausch. Ein spezieller Dank gilt Tim Grasby aus Warwick, für MBE-Erfahrungen und seinen erfrischenden britischen Humor.

Ich danke Hongya Xu und Wanli Sheng für die Unterstützung beim Erringen des ETI-Pokals, sowie allen anderen Mitarbeitern des IHT, Jens Werner, Jochen Eberhardt, Weiwei Zhao, Klara Lyutovich, Gerd Wöhl, Sabine Rohmer, Viktor Stefanie, sowie allen anderen schon Erwähnten oder Vergessenen für die schöne Zeit am Institut.

Des Weiteren danke ich Tobias Florian, Matthias Neher, Meinrad Sauter, sowie allen Studenten und Mitarbeitern anderer Institute an der Universität Stuttgart, mit denen ich zusammengearbeitet habe, für die gegenseitige Hilfe.

Zu guter Letzt danke ich sehr herzlich meinen Eltern, sowie Annette und Hartmut für Unterstützung und Antrieb. Ein ganz besonderes liebes Dankeschön gilt meiner Freundin Katrin für ihr Verständnis und aufbauenden Worten, sowie allen Freunden und Bekannten, die mich in dieser Zeit begleitet haben. Schließlich danke ich Dieter Thomas Kuhn, Jim Henson und Sheryl Crow, ohne die die Welt ein Stückchen ärmer wäre.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name	Georg Eifler
Geburtsdatum	26.02.1971
Geburtsort	Kelkheim

Schulbildung:

1977 - 1981	Grundschule Stuttgart-Botnang
1981 - 1990	Gymnasium Königin Olga Stift in Stuttgart Abschluß allgemeines Abitur

Zivildienst:

11/1990 - 10/1991	Else-Heydlauf-Stiftung in Stuttgart-Rot
-------------------	---

Studium:

10/1991 - 3/1998	Elektrotechnik an der Universität Stuttgart Vertiefungsrichtung: Mikro- und Optoelektronik Diplomarbeit: "Charakterisierung der thermischen Eigenschaften und des Regelverhaltens einer Germaniumeffusionszelle in einer Molekularstrahl-Epitaxieanlage"
------------------	--

Promotion:

4/1998 - 8/2004	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Halbleitertechnik an der Universität Stuttgart bei Prof. Dr. phil. Erich Kasper mit der Möglichkeit zur Promotion auf dem Gebiet Silizium/Germanium Molekularstrahl-Epitaxie.
-----------------	--