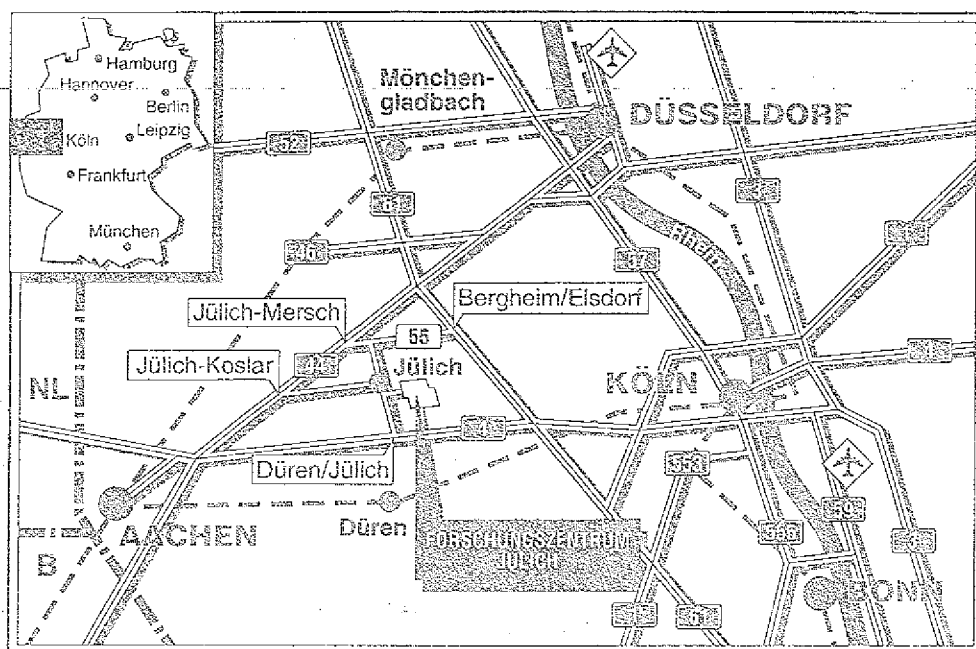


Institut für Schicht- und Ionentechnik

**Untersuchung von Interdiffusion,
elastischer Gitterverzerrung
und Relaxation in epitaktischen
 $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ /Si-Heterostrukturen
mit Ionenstreuung**

Bernhard Holländer



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2498

ISSN 0366-0885

Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-2498

D 38 (Diss. Universität Köln)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

**Untersuchung von Interdiffusion,
elastischer Gitterverzerrung
und Relaxation in epitaktischen
 $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ /Si-Heterostrukturen
mit Ionenstreuung**

Bernhard Holländer

Abstract

Si/Si_{1-x}Ge_x-heterostructures and -superlattices are favourable candidates for new high-speed electronic and optoelectronic devices based on Si-technology. Due to the large lattice mismatch of 4.2% between Si and Ge, epitaxial growth of heterostructures leads to tetragonal elastic strain of the unit cell. Above the critical layer thickness the structures start to relax by the formation of misfit- and threading-dislocations. Thermal annealing, which is frequently required for device fabrication, can result in relaxation and interdiffusion between the individual layers.

The dependence of elastic strain and defect densities on layer thickness and growth temperature has been studied in MBE-grown Si/Si_{1-x}Ge_x-heterostructures using Rutherford backscattering spectroscopy (RBS), ion channeling, transmission electron microscopy and X-ray diffraction. Defect densities in single layers above critical thicknesses have been obtained from planar dechanneling measurements. Rapid thermal annealing at temperatures above 1000°C was used to improve the crystalline quality and resulted in a decrease of the threading dislocation density of about 70%. Pseudomorphic, fully strained Si_{0.67}Ge_{0.33}-layers with thicknesses of 2000 Å have been fabricated at a low growth temperature of only 450°C. The minimum yield value of only 3.2% indicates a very low defect density. Angular scans along (100)-planes through [110]-orientations have been performed to obtain a measurement of the tetragonal lattice distortion.

Thermal interdiffusion between individual layers has been studied using 5-period Si/Si_{1-x}Ge_x-superlattices with periods of 200 Å on both Si (asymmetrically strained superlattices) and Si_{1-y}Ge_y (symmetrically strained superlattices) buffer layers. Interdiffusion coefficients have been obtained from a Fourier analysis of the measured RBS spectra. In both cases the thermal dependence of the interdiffusion coefficients for a fixed Ge concentration, x , follows an Arrhenius law. Interdiffusion is strongly dependent on the Ge concentration in the Si_{1-x}Ge_x layers.

Medium energy ion scattering (MEIS) using a position sensitive, electrostatic analyser was employed to investigate very thin Si/Ge-superlattices with layer thicknesses below 40 Å. The relative energy resolution of 4×10^{-3} corresponds to a depth resolution of about 5 Å, which is more than one order of magnitude better than conventional RBS using a Si surface barrier detector.

INHALT

Seite

1.	EINLEITUNG	1
2.	THEORETISCHE GRUNDLAGEN	5
2.1.	Elektronische Eigenschaften des Si-Ge-Systems	5
2.2.	Heteroepitaxie, elastische Gitterverzerrung und Misfit-Versetzungen	10
2.3.	Interdiffusion in periodischen Strukturen	17
2.4.	Ionenstreuung	20
2.4.1.	Rutherford-Rückstreuung	20
2.4.2.	Channeling	24
3.	EXPERIMENTELLES	28
3.1.	Probenpräparation	28
3.2.	Anlage zur Rutherford-Rückstreuung	28
3.3.	Aufbau der Anlage zur Mittelenergieionenstreuung	29
3.4.	Quarzlampenofen	44
4.	MEßERGEBNISSE UND DISKUSSION	45
4.1.	Untersuchung von $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Einzelschichten mit überkritischen Schichtdicken	45
4.1.1.	$\text{Si}_{.50}\text{Ge}_{.50}$ -Heterostrukturen	45
4.1.2.	$\text{Si}_{.67}\text{Ge}_{.33}$ -Heterostrukturen	52
4.2.	Interdiffusion in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -Übergittern	58
4.2.1.	Asymmetrisch verzerrte $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -Übergitter	59
4.2.2.	Symmetrisch verzerrte $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -Übergitter	67
4.2.3.	Diskussion der Interdiffusionsmessungen	72
4.3.	MEIS-Messungen an $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -Heterostrukturen	75
4.3.1.	$\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -Übergitter	75

	<u>Seite</u>
4.3.2. Elastische Gitterverzerrung in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Einzelschichten	78
5. ZUSAMMENFASSUNG	81
6. LITERATURVERZEICHNIS	84
7. VERÖFFENTLICHUNGEN IM RAHMEN DIESER ARBEIT	91

1. EINLEITUNG

Die Untersuchung von $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierungen begann schon kurz nach der Entwicklung des Transistors in der Hoffnung, die Eigenschaften von Halbleiterbauelementen verbessern zu können [1-5]. Silizium und Germanium sind vollständig mischbar und Legierungen können heute sowohl als Volumenkristall als auch in Form dünner, epitaktischer Schichten hergestellt werden. Silizium und Germanium haben zwar beide die gleiche Kristallstruktur (Diamant), die Gitterparameter unterscheiden sich mit 4.2 % jedoch deutlich [6]. Der Gitterparameter der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierungen folgt in guter Näherung dem Vegardschen Gesetz. Das epitaktische Wachstum von $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierungen auf Silizium- oder Germanium-Substraten ist daher immer mit großen elastischen Gitterverzerrungen und/oder mit dem Auftreten von Gitterfehlانpassungsversetzungen an der Grenzfläche zum Substrat verbunden [7-9]. Die ersten Untersuchungen an $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierungen konnten nur an gezogenen Einkristallen durchgeführt werden, in denen, mit Ausnahme von Konzentrationsfluktuationen, keine Probleme hinsichtlich der Gitterfehlانpassung auftreten. Diese Untersuchungen lieferten erste Erkenntnisse über die elektronische Bandstruktur in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierungen [1-5, 10-11]. Die meisten Arbeiten zwischen 1960 und 1975 befaßten sich mit amorphen Si-Ge-Legierungen, in denen keine Gitterfehlانpassung auftritt.

Der stürmische Fortschritt in der Halbleitertechnologie Ende der siebziger Jahre, insbesondere die Entwicklung der Molekularstrahlepitaxie (MBE), gab dem Interesse an epitaktischen $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierungen einen großen Auftrieb. Im Jahr 1975 gelang die Herstellung von pseudomorphen Si/ $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Übergittern auf Silizium-Substraten mit MBE bei 750°C [12]. Seither konnte die Epitaxietemperatur immer weiter reduziert werden, wodurch die kritischen Schichtdicken für pseudomorphes Wachstum metastabiler Schichten deutlich erhöht wurden.

Durch gezieltes Einstellen der elastischen Gitterverzerrung, durch die Wahl einer geeigneten Zwischenschicht bzw. Variation der Germanium-Konzentration können Änderungen der elektronischen Bandstruktur und der Bandlücke erreicht werden. Diese Möglichkeit hat den Anstoß zur Entwicklung von vielen neuartigen Bauelementen ge-

geben [13]. Im sog. MODFET Transistor (Modulation Doped Field Effect Transistor) wird durch geeignete Banddiskontinuitäten eine räumliche Trennung der Ladungsträger von den Dotieratomen erzielt, wodurch die Störstellenstreuung drastisch vermindert wird. Dies hat eine, insbesondere bei tiefen Temperaturen, wesentliche Erhöhung der Ladungsträgerbeweglichkeit zur Folge [14, 15]. Ein weiteres, sehr aktuelles Bauelement ist der npn-Heterobipolartransistor (HBT), der zwischen Si-Emitter und Si-Kollektor eine $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Basis mit kleinerer Bandlücke verwendet. Durch die Banddiskontinuität zwischen Emitter und Basis wird die Barriere für die Rückinjektion von Löchern aus der Basis erhöht und dadurch der Basisstrom reduziert [16-20]. Daraus ergeben sich gegenüber herkömmlichen Homobipolartransistoren erheblich verbesserte Stromverstärkungen und Hochfrequenzeigenschaften.

Ein entscheidendes Defizit von Silizium ist seine indirekte Bandlücke. Ein optischer Übergang erfolgt nicht direkt, sondern indirekt mit Beteiligung von Phononen. Die emittierte Strahlung ist äußerst schwach. Theoretische Vorhersagen [21] geben Anlaß zu der Hoffnung, in ultradünnen Si/Ge-Übergittern mit Perioden von wenigen Monolagen eine quasi-direkte Bandlücke zu erhalten. In einem Übergitter der Periode L verkleinert sich die Brillouin-Zone um den Faktor $1/L$ zu Minizonen. Eine Brillouin-Zone des Übergitters kann durch sog. Zonenfalten konstruiert werden. Danach ist es zumindest im Prinzip möglich, bei geeigneter Periodenlänge das Leitungsbandminimum zum Valenzbandmaximum am Γ -Punkt zurückzufalten und damit einen direkten Übergang zu schaffen. Erste vielversprechende Hinweise auf einen quasi-direkten Übergang fand man bereits aus Photolumineszenz-Messungen [22].

Im Hinblick auf die Anwendungen in neuen Bauelementen ist die thermische Stabilität dieser Schichtsysteme von großer Bedeutung. Bei Hochtemperaturprozeßschritten, wie sie in der Halbleiterfertigung vielfach verwendet werden, können sowohl eine Interdiffusion zwischen den Schichten [23-30] als auch eine Relaxation durch die Ausbildung von Versetzungen auftreten [31-35]. Beides führt zu einer Änderung des elastischen Verzerrungszustandes der Schichten und kann dadurch Änderungen der elektronischen Eigenschaften bewirken. Bisher lagen in der Literatur kaum quantitative Ergebnisse über die Interdiffusion in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -Heterostrukturen vor. Der

Einfluß der lokalen Germanium-Konzentration und der elastischen Gitterverzerrungen auf die Interdiffusion war bisher ebenfalls weitgehend ungeklärt.

Ein Ziel dieser Arbeit war es, die Interdiffusion in $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Übergittern quantitativ zu bestimmen sowie den Einfluß der elastischen Gitterverzerrung und die Konzentrationsabhängigkeit zu untersuchen. Ionenstrahlmethoden wie Rutherford-Rückstreuung (RBS) in Verbindung mit Ionengitterführung (Channeling) bieten sich aufgrund der großen Massendifferenz zwischen Si und Ge besonders zur Analyse an. Zur quantitativen Auswertung der Interdiffusionskoeffizienten wurde die Dämpfung der Amplituden der Übergitteroszillationen nach dem Tempern bestimmt.

Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Minimierung der Versetzungsdichten in überkritischen, relaxierten $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierungsschichten, die als Puffer für symmetrisch verzerrte Übergitter eingesetzt werden [36]. Ausläufer der bei der Relaxation entstehenden Versetzungen an der Grenzfläche zum Substrat laufen als sog. Threading-Versetzungen durch die Schicht bis zur Oberfläche und führen dadurch zu Kristalldefekten beim Aufwachsen eines Übergitters. Erstmals konnte gezeigt werden, daß sich die Versetzungsdichte in relaxierten, überkritischen $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schichten durch sog. "Rapid Thermal Annealing" (Kurzzeittempern im Quarzlampeofen) wesentlich reduzieren läßt, ohne die Oberflächenmorphologie negativ zu beeinflussen. Die Versetzungsdichte konnte mit Hilfe von planarem und axialem Channeling verglichen werden. Diese Methode wurde an Hand von Transmissions-Elektronenmikroskop-Untersuchungen geeicht. Elastische Gitterverzerrungen konnten mit Hilfe von Channeling entlang gekippter Kristallachsen bestimmt werden und wurden mit theoretischen Werten nach dem biaxialen Spannungsmodell verglichen. Damit konnte die Abhängigkeit der kritischen Schichtdicke von der Wachstumstemperatur untersucht werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Anlage zur Mittelenergieionenstreuung (MEIS) in Betrieb genommen, die durch die Verwendung eines elektrostatischen Detektors eine, im Vergleich zu konventionellem RBS, wesentlich verbesserte Energieauflösung erreicht. Damit wird es möglich, Heterostrukturen mit einer Tiefenauflösung von nur einigen Angström mit Ionenstreuung zu untersuchen. Diese

Möglichkeit ist insbesondere für die Analyse von ultradünnen Über-
gittern bedeutend, die im Hinblick auf einen quasi-direkten Band-
übergang großes Interesse finden.

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2.1. Elektronische Eigenschaften des Si-Ge-Systems

Die vollständige Mischbarkeit von Si und Ge zusammen mit der Verzerrungsabhängigkeit der elektronischen Bandstruktur eröffnet große Möglichkeiten, gezielt die elektronischen Eigenschaften zu beeinflussen, die als Bandgap-Engineering bezeichnet werden.

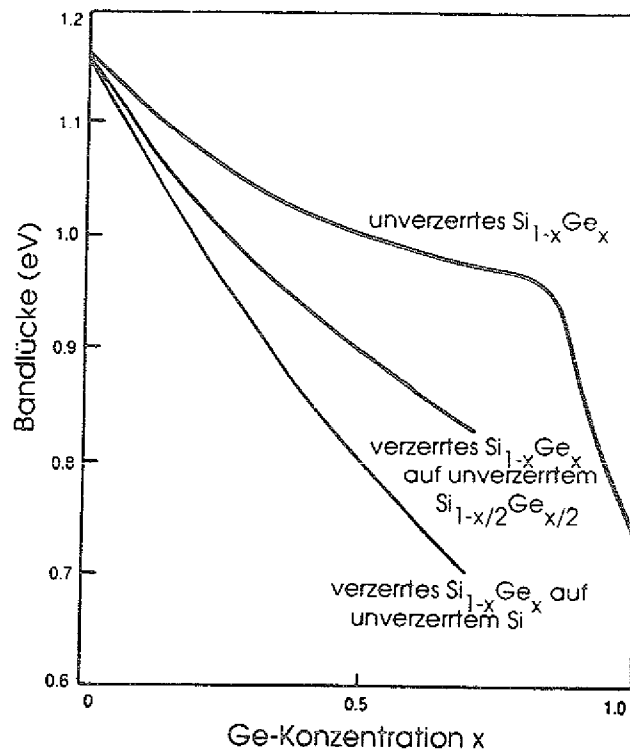


Abb. 2.1: Bandlücke von $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierungen bei verschiedenen Verzerrungszuständen

In Abb. 2.1. ist die Bandlücke als Funktion der Ge-Konzentration für unverzerrte $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierungen und für verzerrte $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schichten auf unterschiedlichen Substraten dargestellt. Bereits im unverzerrten Fall kann durch eine entsprechende Ge-Konzentration die Bandlücke kontinuierlich zwischen 1.17 eV (reines Si) und 0.73 eV (reines Ge) variiert werden [13]. Durch elastische Gitterverzerrung wird die Bandlücke weiterhin reduziert, so daß die Bandlücke bei einer pseudomorphen $\text{Si}_{.60}\text{Ge}_{.40}$ -Schicht auf Si(100) bereits so niedrig wie bei reinem Ge ist. Damit kann die

Bandlücke z.B. gezielt auf etwa 0.8 eV (entsprechend 1.55 μm) eingestellt werden, um Detektoren für optische Datenübertragung in Glasfaserkabeln herzustellen.

Ein wichtiger Punkt im Hinblick auf elektronische Bauelemente ist das Verhalten von Valenz- (VB) und Leitungsband (LB) an einem Heteroübergang. Man unterscheidet dabei zwei mögliche Konfigurationen, die in Abb. 2.2 dargestellt sind.

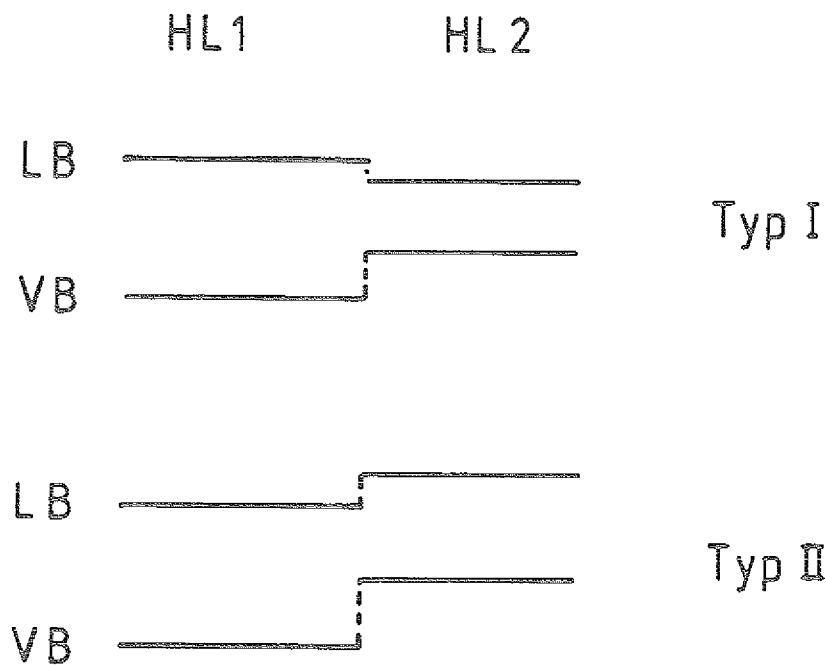


Abb. 2.2: Typ I und Typ II Heteroübergang

Beim sog. Typ I Heteroübergang liegt die Bandlücke des Materials HL2 mit dem geringeren Bandabstand (SiGe oder Ge) vollständig innerhalb der Bandlücke des Materials HL1 mit dem höheren Bandabstand. Dabei liegt der energetisch niedrigste Zustand sowohl für Elektronen als auch für Löcher im Material mit der kleineren Bandlücke. Beim sog. Typ II Heteroübergang liegt sowohl die Valenz- als auch die Leitungsbandkante des einen Materials über den entsprechenden Bandkanten des anderen Materials. Daher sind die energetisch niedrigsten Zustände für Elektronen und Löcher räumlich getrennt. Bei Si/SiGe-Heterostrukturen ist der Typ des Heteroübergangs vom Verzerrungszustand abhängig. Für eine verzerrte $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht auf kubischem Si(100) erhält man einen Typ I

Heteroübergang während symmetrisch verzerrte Si/Si_{1-x}Ge_x-Strukturen einen Typ II Heteroübergang bilden. Dieser Effekt wird beim n-Kanal MODFET ausgenutzt [14]. Dabei wird eine symmetrisch verzerrte Si/Si_{1-x}Ge_x-Struktur verwendet, wobei die Si_{1-x}Ge_x-Schicht n-dotiert wird. Da die Leitungsbandkante in der benachbarten Si-Schicht energetisch niedriger liegt, können die Ladungsträger in die Si-Schicht wandern und sind daher räumlich von den ionisierten Dotieratomen getrennt. Dadurch wird die Störstellenstreuung der Ladungsträger an den Dotieratomen stark reduziert, wobei trotzdem hohe Ladungsträgerkonzentrationen im leitenden Kanal erreicht werden können. Die Ladungsträgerbeweglichkeit in Si wird im wesentlichen durch Störstellenstreuung sowie durch Streuung an Phononen beschränkt. Bei hohen Temperaturen ist der Phononenanteil dominierend. Durch die Modulationsdotierung kann daher insbesondere bei tiefen Temperaturen, wo der Phononenanteil gering ist, eine starke Erhöhung der Ladungsträgerbeweglichkeit erreicht werden. Durch die Banddiskontinuität wird zudem das Ausfrieren der freien Ladungsträger unterhalb etwa 30 K stark reduziert, wodurch sich neue Möglichkeiten für den Tieftemperaturbetrieb von Bauelementen auf Si-Technologie eröffnen.

Ein sehr aktuelles und erfolgversprechendes Bauelement ist der npn-HBT (Heterobipolartransistor) [16-20]. Im Vergleich zum Homobipolartransistor wird dabei eine Basis-Schicht aus Si_{1-x}Ge_x verwendet, die eine kleinere Bandlücke als Si aufweist. Beim herkömmlichen Si-Homobipolartransistor begrenzt die Rückinjektion von Löchern aus der Basis in den Emitter die Stromverstärkung. Das Verhältnis der Elektroneninjektion zur Löcherrückinjektion ist dabei proportional zum Verhältnis der Dotier-Konzentrationen von Emitter und Basis. Bei konventionellen Si-Homobipolartransistoren werden daher sehr geringe Basisdotierungen eingesetzt. Durch die unterschiedliche Bandlücke wird beim HBT die Barriere für die Rückinjektion stark erhöht und der Basisstrom dadurch wesentlich vermindert. Durch die Erniedrigung des Basisstroms ergibt sich eine erheblich verbesserte Stromverstärkung gegenüber konventionellen Si-Homobipolartransistoren. Gleichzeitig erhält man eine größere Flexibilität bei der Wahl der Dotierungen. Eine höhere Basisdotierung ist vorteilhaft, weil dadurch ein geringerer Basiswiderstand erreicht wird. Eine geringere Emitterdotierung verringert die Kapazität des N-P Übergangs. Dadurch kann das Rauschen

vermindert und die Grenzfrequenz deutlich erhöht werden. Experimentell wurden schon Stromverstärkungen bis zu 5000 nachgewiesen, verglichen mit etwa 300 bei Homobipolartransistoren. Die Grenzfrequenz konnte gegenüber konventionellen Homobipolartransistoren (ca. 30 GHz) schon deutlich auf 75 GHz gesteigert werden.

Eine sowohl grundlagenphysikalisch als auch anwendungsorientiert betrachtet besonders reizvolle Idee ist der Versuch, durch Zonenfalten einen quasi-direkten Bandübergang in Si zu schaffen [21,22]. Die Valenzbandstrukturen von Si und Ge sind sehr ähnlich, wobei das Valenzbandmaximum in der Mitte der Brillouin-Zone am Γ -Punkt liegt. Die Strukturen des Leitungsbands unterscheiden sich jedoch. Bei Si liegt das Leitungsbandminimum in der $[100]$ -Richtung zwischen Γ -Punkt und X-Punkt, während bei Ge das Leitungsbandminimum am L-Punkt liegt (Abb. 2.3).

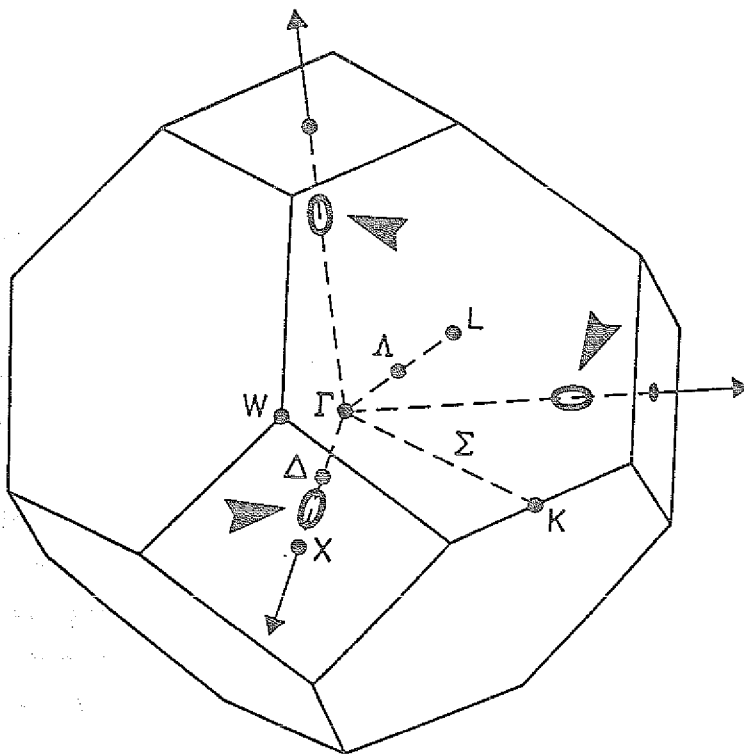


Abb. 2.3: Brillouin-Zone des Si-Gitters. Die Lagen der Leitungsbandminima sind durch Pfeile markiert

Betrachtet man ein Übergitter auf Si(100) mit einer Periode L , so erhält man eine auf $2\pi/L$ reduzierte Brillouin-Zone des Übergitters, die durch sog. Zonenfalten, wie in Abb. 2.4

skizziert, konstruiert werden kann. Bei geeigneter Periodenlänge L sollte es daher möglich sein, das Leitungsbandminimum zum Valenzbandmaximum zurückzufalten und damit einen direkten Übergang zu schaffen.

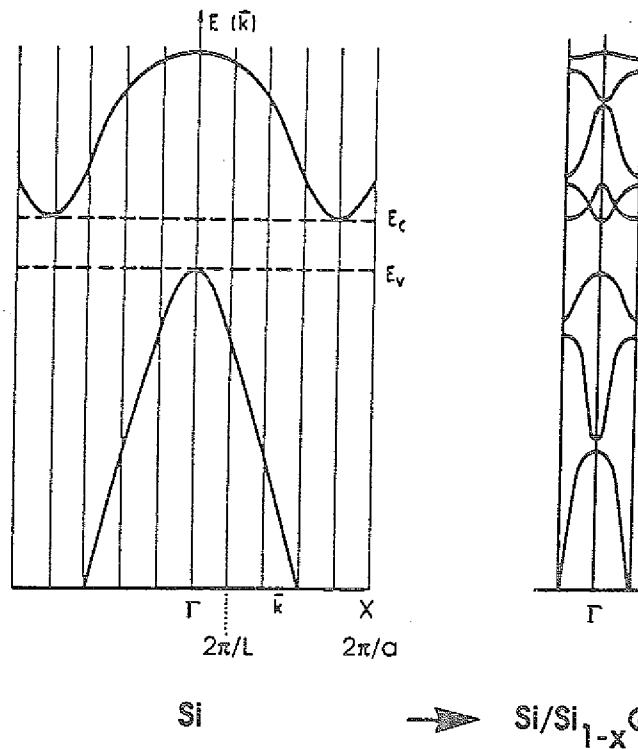


Abb. 2.4: Konstruktion des Bandverlaufs in einem Übergitter durch Falten in eine Minizone. Es entsteht ein direkter Übergang am Γ -Punkt

Im Ge kann wegen der Lage des Leitungsbandminimums in $[111]$ -Richtung auf $[100]$ -orientierten Substraten kein Zurückfalten erreicht werden. Aufgrund der kubischen Symmetrie von Si ist das Leitungsbandminimum 6-fach entartet [13]. Eine tetragonale Gitterverzerrung hebt die Kristallsymmetrie auf, wodurch die 6-fache Entartung in eine 4-fache Entartung in der Wachstumsebene und in eine 2-fache Entartung in der Wachstumsrichtung aufspaltet. Druckspannung hebt das 2-fach entartete Niveau energetisch an und senkt das 4-fach entartete Niveau ab, Zugspannung dagegen senkt das 2-fach entartete Niveau ab und hebt das 4-fach entartete Niveau an. Durch die Periodizität des Übergitters kann nur das 2-fach entartete Niveau zum Γ -Punkt zurückgefaltet werden, das daher zur Schaffung eines direkten Übergangs energetisch tiefer

als das 4-fach entartete Niveau liegen muß und eine Zugspannung in den Si-Schichten erfordert. Photolumineszenz-Messungen gaben bereits erste vielversprechende Hinweise auf einen direkten Bandübergang [22]. Die Vielfalt der Möglichkeiten einer gezielten Veränderung der Bandstruktur in Si/Ge-Heterostrukturen eröffnet eine weite Perspektive für neue Bauelemente auf Basis der etablierten Si-Technologie.

2.2 Heteroepitaxie, elastische Gitterverzerrungen und Misfit-Versetzungen

Betrachtet man die Kristallstrukturen von Silizium und Germanium und das Phasendiagramm [37] der Si-Ge-Legierungen, so erscheint dieses System geradezu prädestiniert für die Heteroepitaxie. Sowohl Silizium als auch Germanium haben Diamantstruktur und bilden Legierungen in beliebigen Konzentrationen. Bei der Heteroepitaxie besteht jedoch eine große Gitterfehlانpassung zwischen Si und Ge. Der Gitterparameter von Silizium beträgt $5.4310 \text{ \AA}$, der von Germanium $5.6575 \text{ \AA}$ [6]. Hieraus ergibt sich eine Fehlanpassung $f = (a_{\text{Ge}} - a_{\text{Si}})/a_{\text{Si}}$ von 4.2 %. Der Gitterparameter von $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierungen läßt sich in guter Näherung linear interpolieren (Vegardsches Gesetz). Röntgen-Messungen des Gitterparameters von Si-Ge-Legierungen verschiedener Konzentrationen zeigen nur geringe Abweichungen von dieser Regel [6]. Daraus resultiert für das Wachstum von $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ auf Si eine Fehlanpassung von $f = 0.042 \cdot x$. Die Theorie von van der Merwe [7] sagt für das Wachstum hinreichend dünner $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schichten auf Si-Substraten eine Anpassung durch elastische Gitterverzerrungen voraus. Erst beim Überschreiten der sog. kritischen Schichtdicke treten Versetzungen an der Grenzfläche (Misfit-Versetzungen) auf. Die Theorie von van der Merwe beruht auf der Minimierung der Gesamtenergie in der Schicht, die aus der Summe von Verzerrungsenergie und Energie der Versetzungen an der Grenzfläche besteht. Für die Energie der Verzerrung pro Einheitsfläche der Schicht gilt:

$$E \sim \epsilon^2 \cdot t_f / 2(1-\nu) \quad (2.1)$$

Dabei ist ϵ die Verzerrung, t_f die Schichtdicke und ν die Poissonzahl. Da die elastische Energie der Gitterverzerrung proportional

zur Schichtdicke wächst, die Energie der Misfit-Versetzungen an der Grenzfläche jedoch unabhängig von der Schichtdicke ist, nimmt die maximal mögliche Verzerrung mit zunehmender Schichtdicke ab. Eine Erhöhung der Schichtdicke über die kritische Schichtdicke hinaus führt also zu einer Verringerung der elastischen Verzerrung durch Bildung von Misfit-Versetzungen. Die experimentell gemessenen kritischen Schichtdicken sind jedoch durchweg größer als nach der Theorie von van der Merwe zu erwarten. Die kritischen Schichtdicken nehmen ebenfalls mit abnehmender Wachstumstemperatur zu.

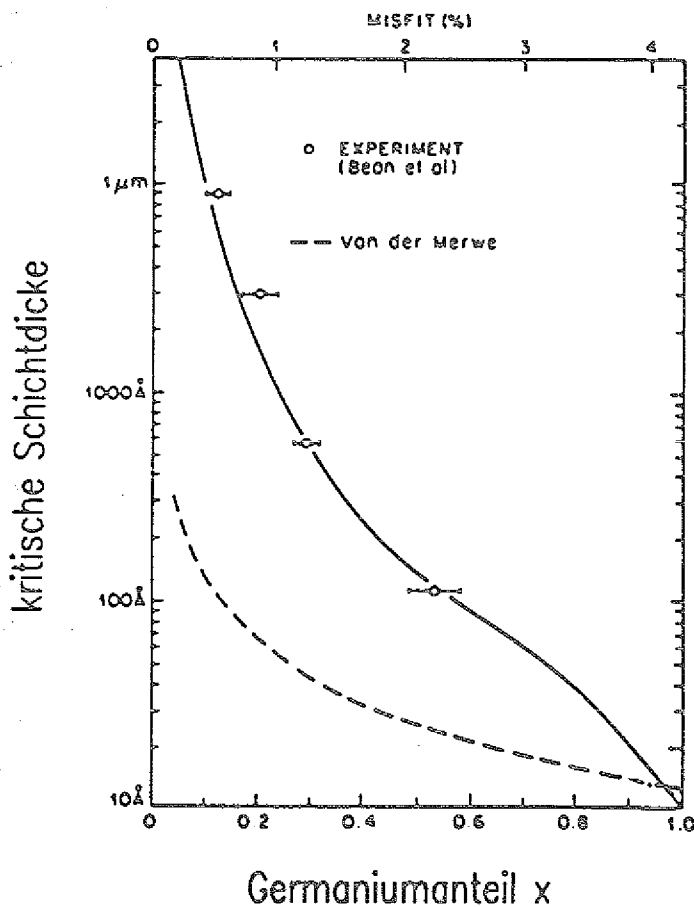


Abb. 2.5: Kritische Schichtdicke für das Wachstum von $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ auf Si(100) bei einer Epitaxietemperatur von 550°C

Der Grund dafür ist darin zu sehen, daß die Schichten beim Wachstum nicht im thermischen Gleichgewicht sind. Zur Relaxation in den versetzungsangepaßten Zustand wäre es nötig, Kristallbindungen entlang der gesamten Grenzfläche aufzubrechen. Die dabei zu überwindende Energiebarriere verhindert insbesondere bei niedrigen Wachstumstemperaturen den Übergang ins Gleichgewicht. Abb. 2.5 zeigt einen Vergleich der nach van der Merwe berechneten kritischen Schichtdicke mit experimentellen Daten von Bean et.al. für MBE bei 550°C [9]. Inzwischen gibt es mehrere, z.T. semiempirische Modelle zur Berechnung der kritischen Schichtdicke sowie eine Vielzahl experimenteller Untersuchungen [7-9, 38-42]. Die Modelle basieren z.T. auf dem Energiegleichgewicht zwischen elastischer Verzerrungsenergie und Energie der Misfitversetzungen und z.T. auf dem mechanischen Gleichgewicht der Linienspannung der Versetzungen. Die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schichtdicke ist jedoch zumindest quantitativ noch weitgehend ungeklärt [43]. Die Vergleiche der gemessenen kritischen Schichtdicken sind oft schwierig, da verschiedene angewendete Untersuchungsmethoden unterschiedliche Nachweisgrenzen bei der Bestimmung von Versetzungsdichten haben.

Die tetragonale Gitterverzerrung läßt sich im Rahmen des biaxialen Spannungsmodells [44] beschreiben. Die Gitterfehlانpassung führt zu einer Spannung in beiden Richtungen der Wachstumsebene. Die Spannungskomponente entlang der Probenormalen ist gleich null.

In Abb. 2.6 ist dieser Spannungszustand schematisch dargestellt. Diese Spannung führt zu einer Verzerrung $\epsilon_{\parallel} = \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy}$ in der Schichtebene und aufgrund des Poisson-Effekts gleichzeitig zu einer Dehnung $\epsilon_{\perp} = \epsilon_{zz}$ senkrecht zur Schichtebene. Die Verzerrungen $\epsilon_{\parallel}$ und $\epsilon_{\perp}$ sind über die Beziehung

$$\epsilon_{\parallel} = \frac{\nu - 1}{2\nu} \epsilon_{\perp} \quad (2.2)$$

verknüpft. Dabei ist ν die Poisson-Zahl ($\nu = 0.280$ für Si, $\nu = 0.273$ für Ge [45]).

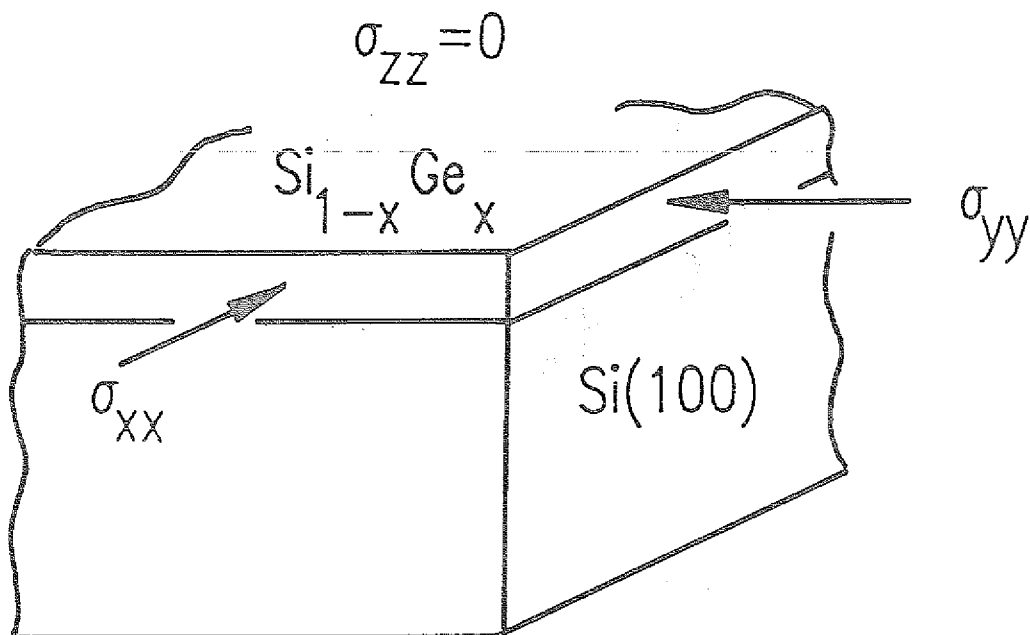


Abb 2.6: Biaxiale Spannung eines Si_{1-x}Ge_x-Films auf Si(100)

Man definiert nun die tetragonale Verzerrung ϵ_T als

$$\epsilon_T = \epsilon_{\perp} - \epsilon_{\parallel} \quad (2.3)$$

Im Fall des pseudomorphen Wachstums gilt $\epsilon_{\parallel} = -f$; damit kann ϵ_T aus Gleichung 2.2 und 2.3 bestimmt werden. Abb. 2.7 zeigt schematisch die Auswirkungen der tetragonalen Gitterverzerrungen bzw. der Relaxation auf die Kristallstruktur. Im pseudomorphen Fall wird dadurch die [110]-Richtung in der Schicht gegenüber dem Substrat verkippt. Diese Winkelverkipfung kann mit Channeling gemessen werden [46-48]. Die Winkelverschiebung $\Delta\Theta$ hängt über eine einfache geometrische Beziehung mit der tetragonalen Gitterverzerrung zusammen. Für die [110]-Richtung gilt

$$\epsilon_T = -2 \Delta\Theta \quad (2.4)$$

Im vollständig relaxierten Fall ist das Gitter der Si_{1-x}Ge_x-Schicht wieder kubisch und damit die [110]-Richtung in der Schicht und im Substrat identisch.

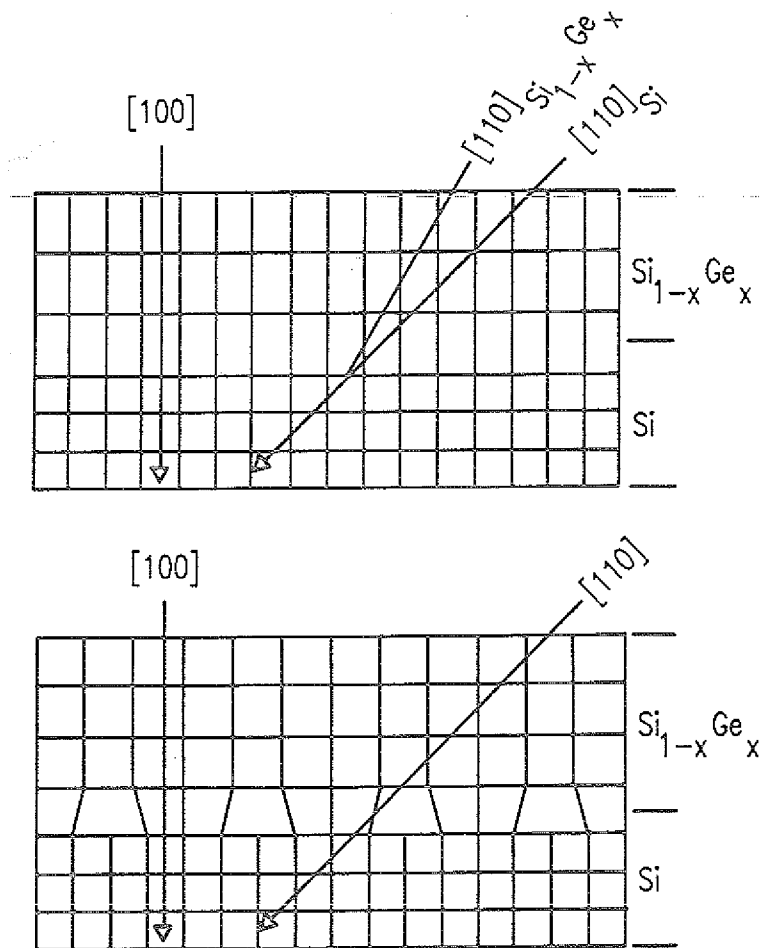


Abb. 2.7: Vergleich der $[110]$ -Kristallrichtungen einer $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht bei pseudomorphen und relaxiertem Wachstum

Der Mechanismus der Versetzungsbildung bei Beginn der Relaxation durch Überschreiten der kritischen Schichtdicke wurde in zahlreichen, insbesondere elektronenmikroskopischen Arbeiten untersucht [49-60]. Danach ergibt sich zumindest für den Bereich $x < 0.5$ folgendes Bild: Die Versetzungen bilden sich ausgehend von der Schichtoberfläche durch homogene Nukleation an Stufen oder durch heterogene Nukleation z.B. an Oxidclustern. Durch Versetzungsgleiten entlang der energetisch begünstigten (111) -Ebene bewegt sich der V-förmige Versetzungshalbring zur Grenzfläche zwischen Epi-Schicht und Substrat. Dieser Prozeß ist in Abb. 2.8 in der Folge $a \rightarrow b \rightarrow c$ schematisch dargestellt.

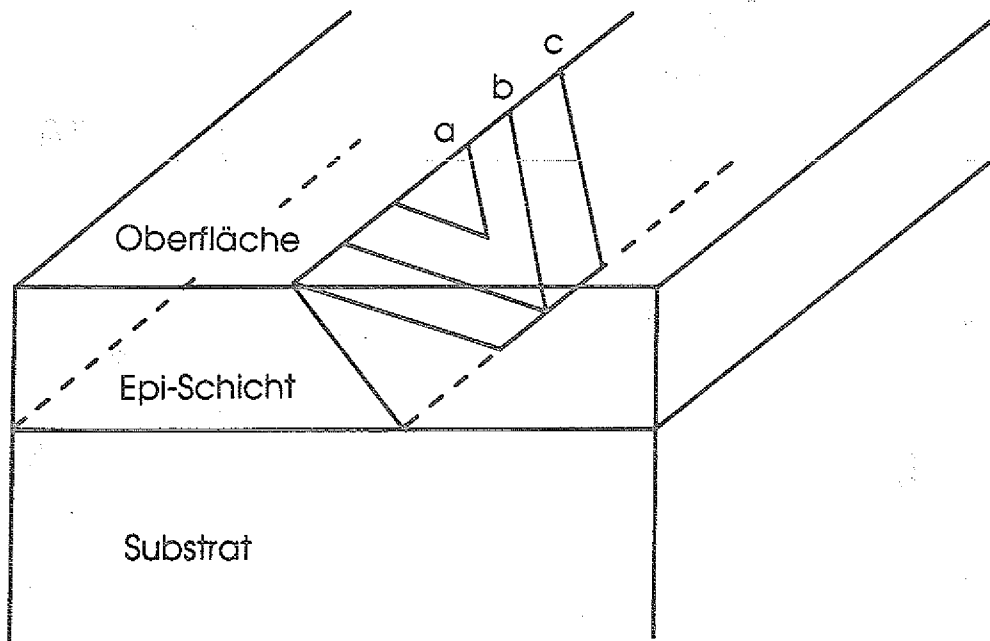


Abb. 2.8: Schematische Darstellung der Entstehung von Misfit-Versetzungen beim Überschreiten der kritischen Schichtdicke

Die dabei entstehende Versetzung besteht aus einem sog. Misfit-Segment, das entlang der $[110]$ -Richtung in der Grenzfläche liegt, sowie aus zwei sog. Threading-Segmenten, die von der Grenzfläche zur Oberfläche verlaufen. Solange ein Misfit-Segment nicht den Rand der Probe erreicht, treten immer Threading-Segmente auf, da Versetzungen nicht innerhalb des Kristalls enden können. Nur wenn das Misfit-Segment von Probenrand zu Probenrand verläuft, treten an der Oberfläche keine Threading-Segmente auf. Die V-förmige Konfiguration ist energetisch günstiger als eine halbkreisförmige Konfiguration [54]. Der Schnittpunkt zweier zueinander senkrecht verlaufender Misfit-Segmente kann durch einen Hagen-Strunk Multiplikationsmechanismus als Quelle neuer Versetzungen dienen [61]. Der Multiplikationsmechanismus der beiden Misfit-Segmente 1 und 2 ist in Abb. 2.9 a-f schematisch dargestellt. Durch Abstoßung der beiden Versetzungen am Schnittpunkt knicken die beiden Teile 1A und 2A zur Oberfläche hin ab. Dieser Zustand ist in Abb. 2.10 räumlich dargestellt. Nachdem der Knickpunkt der Versetzungslinie die Oberfläche durchstoßen hat (d), können sich beide Segmente verlängern (e,f).

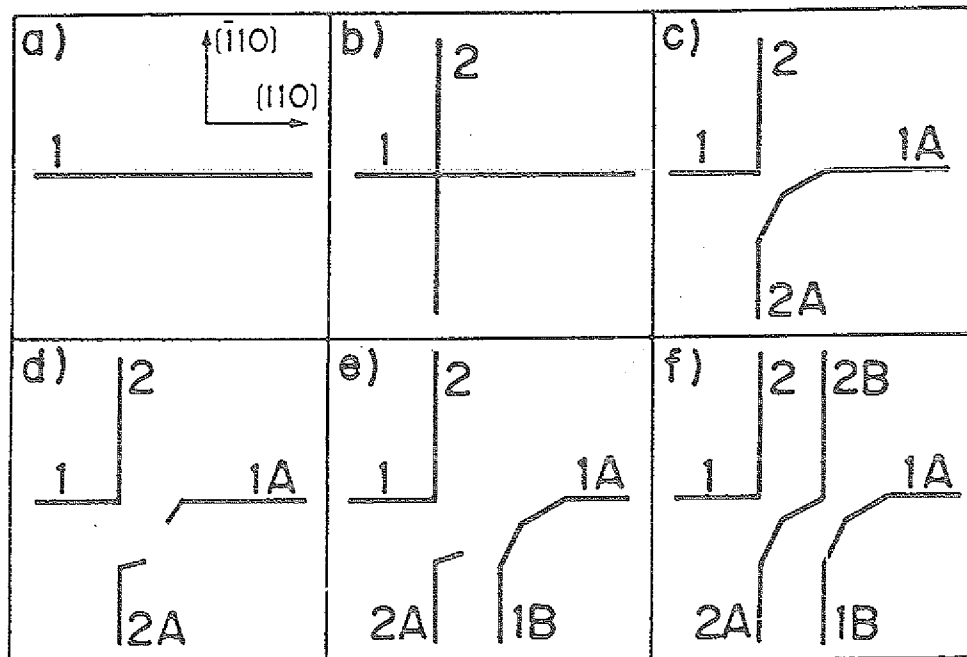


Abb. 2.9: Multiplikation von Misfit-Versetzungen nach dem Hagen-Strunk-Mechanismus

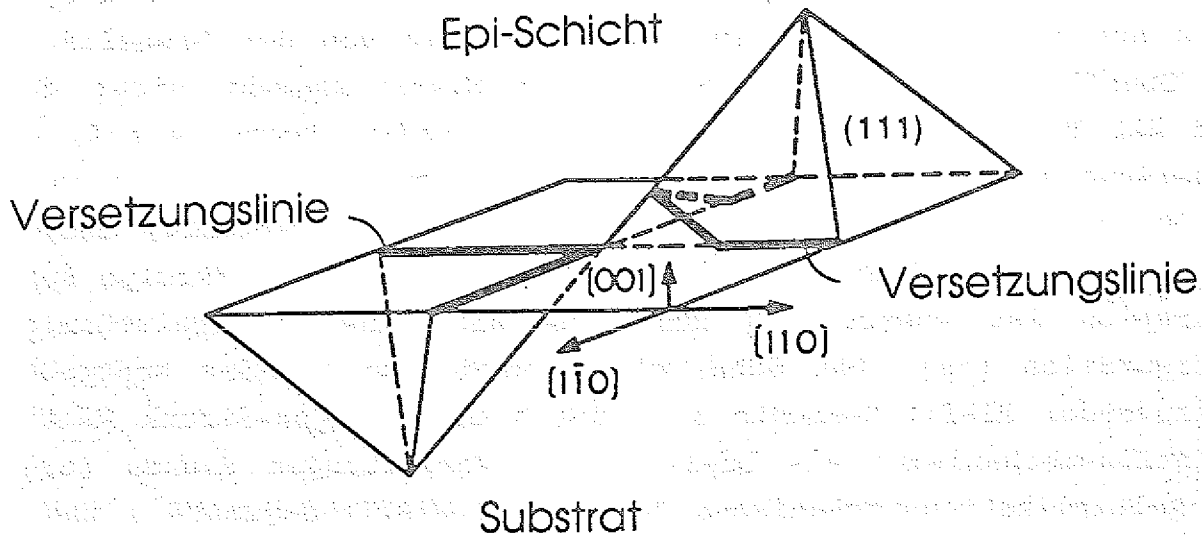


Abb. 2.10: Abknicken von Versetzungssegmenten zur Oberfläche beim Hagen-Strunk-Mechanismus im Stadium c) von Abb. 2.9

Nach dem Überschreiten der kritischen Schichtdicke besteht in der Regel immer noch eine Restverzerrung, so daß die Gitterfehlانpassung teilweise durch Misfit-Versetzungen und teilweise durch elastische Verzerrung kompensiert wird. Es besteht dann der folgende Zusammenhang zwischen der elastischen Verzerrung und dem Abstand der Misfit-Versetzungen:

$$f + \epsilon_{||} = b' / p \quad (2.5)$$

Dabei ist f die Gitterfehlانpassung, p der mittlere Versetzungsabstand und b' der effektive Burgers-Vektor. Da der Burgers-Vektor $b = 1/2 \cdot a_0 \cdot [110]$ mit $|b| = 1/2 \cdot \sqrt{2} a_0$ einen Winkel von 60° mit der Versetzungslinie bildet, hat der effektive Burgers-Vektor b' einen Wert von $1.92 \text{ \AA}$. Damit kann bei bekannter Restverzerrung und Gitterfehlانpassung der mittlere Abstand der Versetzungslinien abgeschätzt werden.

2.3 Interdiffusion in periodischen Strukturen

Die thermische Stabilität von Heterostrukturen ist für praktische Anwendungen von großer Bedeutung. Bei der Herstellung von Bauelementen werden oft Schichtdicken von wenigen Nanometern eingesetzt und häufig sind, beispielsweise zum Ausheilen von Defekten nach Ionenimplantation, Hochtemperaturprozeßschritte notwendig, die eine Interdiffusion und damit eine Verschmierung der Grenzflächen verursachen können. Im Fall der hier untersuchten $\text{Si/Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Heterostrukturen handelt es sich nicht um eine übliche Tracerdiffusion mit geringen Konzentrationen der diffundierenden Spezies, sondern um eine Interdiffusion, bei der sich die Konzentrationen innerhalb des Schichtsystems signifikant ändern. Der Interdiffusionskoeffizient D^* in einem binären System ist durch die Darken-Gleichung

$$D^* = [c_{\text{Ge}} \cdot D_{\text{Si}} + (1 - c_{\text{Ge}}) \cdot D_{\text{Ge}}] \cdot \gamma \quad (2.6)$$

gegeben. Dabei ist c_{Ge} die Germanium-Konzentration, γ der thermodynamische Faktor, und D_{Si} bzw. D_{Ge} steht für die Tracer-Diffusionskoeffizienten von Si und Ge in der Legierung. Für ideale Lösungen, wie im Fall des isomorphen Si-Ge-Systems, gilt $\gamma = 1$ [62,63].

In periodischen Strukturen bietet sich die sehr elegante Lösung der Diffusionsgleichung durch Fourier-Reihen an. Als Anfangsbedingung wird angenommen, daß die Probe bei $t = 0$ abwechselnd aus homogenen Schichten A-B-A-B-A-B-... mit jeweils gleicher Dicke $H/2$ besteht. Aufgrund der Symmetrieeigenschaften muß daher das Konzentrationsprofil $c_A(z)$ nach der Interdiffusion in der Schichtebene homogen und senkrecht dazu in z -Richtung weiterhin periodisch sein. Eine Lösung der Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \nabla^2 c \quad (2.7)$$

ist dann durch eine Fourier-Reihe gegeben. Für die Konzentrationsverteilung nach der Interdiffusion gilt

$$c_A(z,t) = 1/2 + F(z,t) \text{ und } c_B(z,t) = 1 - c_A(z,t) \quad (2.8)$$

Dabei ist die Fourier-Reihe F gegeben durch

$$F = \sum_m \beta_m e^{-(2\pi m/H)^2 Dt} \cdot \sin 2\pi m z/H \quad (2.9)$$

und $\beta_m = \begin{cases} 2/(\pi m) & \text{für } m = 1, 3, 5, \dots \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$

Die Fourier-Amplituden der nach der Interdiffusion resultierenden Konzentrationsverteilung nehmen alle exponentiell mit der Zeit ab. Für $t = 0$ (Ausgangszustand) erhält man eine rechteckförmige Verteilung. Auch im Fall nicht ideal scharfer Grenzflächen läßt sich diese Methode anwenden. In diesem Fall sind in der Fourier-Reihe die β_m durch geeignete andere Koeffizienten zu ersetzen. In Abb. 2.11 ist die Lösung der Diffusionsgleichung für verschiedene Parameter $(2\pi/H)^2 Dt$ gezeigt. Die Lösung der Diffusionsgleichung durch Fourier-Reihen ist zwar in der Literatur schon lange bekannt [64,65], wurde aber bisher wenig angewandt, da die Tiefenauflösung von mechanischen Abtragungsmethoden, wie sie vielfach bei Diffusi-

onsexperimenten eingesetzt werden, für dünne Schichtsysteme nicht ausreicht.

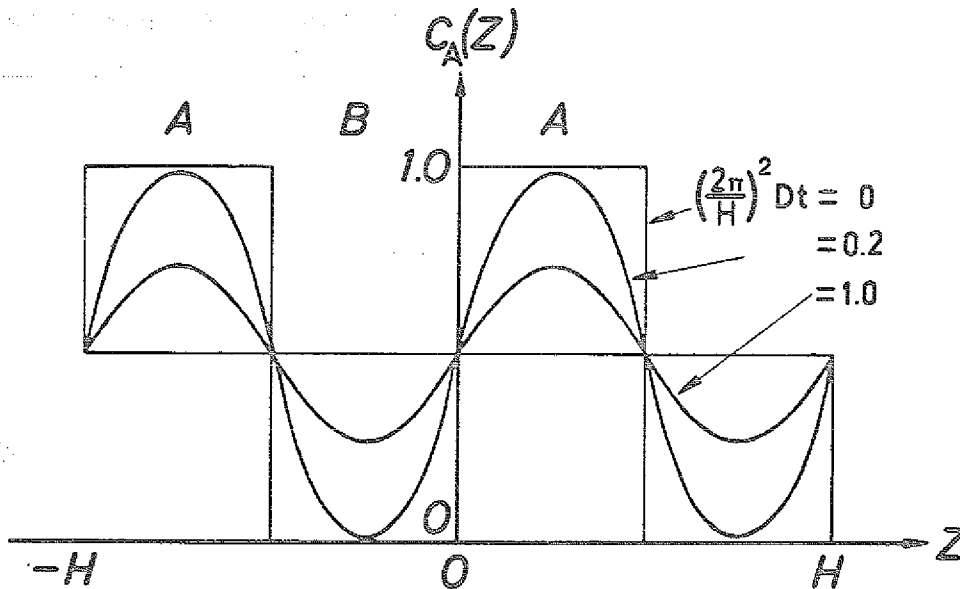


Abb. 2.11: Konzentrationsverteilung bei der Interdiffusion in periodischen Strukturen

Man erkennt aus Abb. 2.11, daß das Tiefenprofil, mit Ausnahme des Beginns der Interdiffusion, gut durch eine Sinus-Funktion beschrieben wird. Die Exponenten der Fourier-Amplituden sind von m^2 abhängig und fallen daher für $m > 1$ sehr schnell mit der Zeit ab. Auch die Vorfaktoren β_m fallen mit $1/m$ ab. In der Praxis ist deshalb die erste Fourier-Komponente oft völlig ausreichend. Approximiert man die Fourier-Reihe durch den Ausdruck

$$F(z,t) \approx \frac{2}{\pi} e^{-(2\pi/H)^2 Dt} \cdot \sin 2\pi z/H \quad (2.10)$$

so erhält man beispielsweise für $(2\pi/H)^2 Dt \geq 0.3$ einen Fehler von unter 3%. Der Wert der Funktion $F(z,t)$ nach der Interdiffusion kann aus dem z.B. mit RBS gemessenen Tiefenprofil abgelesen werden und liefert bei bekannter Periodenlänge H und Temperaturzeit t direkt den jeweiligen Interdiffusionskoeffizienten. Dieses Verfahren ist

daher eine einfache Methode zur Untersuchung der Interdiffusion in dünnen, periodischen Schichtstrukturen.

Ebenso wie der Konzentrationsgradient kann auch der Gradient der elastischen Gitterverzerrung als treibende Kraft für die Interdiffusion wirken, da die Gitterverzerrung durch Interdiffusion im allgemeinen ebenfalls abgebaut wird. Theoretische Arbeiten lassen danach einen zusätzlichen Term zur Bulk-Diffusion erwarten:

$$D = D_{\text{Bulk}} + D_{\text{Strain}}$$

$$D_{\text{Strain}} = 2 M \eta^2 E / (1 - \nu) \quad , \quad \eta = 1/a \cdot da/dc \quad (2.11)$$

Dabei ist E der Elastizitätsmodul, η die relative Änderung des Gitterparameters mit der Konzentration und M die Beweglichkeit [66-68]. Da sich die elastische Gitterverzerrung während der Interdiffusion durch Abbau des Konzentrationsgradienten ständig ändert, ist die Interpretation der Messungen oft schwierig.

2.4. Ionenstreuung

2.4.1 Rutherford-Rückstreuung

Die Rutherford-Rückstreuung (Rutherford-Backscattering, RBS) hat sich in den letzten zwei Jahrzehnten zu einer wichtigen Analysemethode auf dem Gebiet dünner Schichten entwickelt [69]. RBS gibt Informationen über die in der Probe vorhandenen Elemente (Massen), über die Stöchiometrie und über die Tiefenverteilung ohne einen Eichstandard zu benötigen. In Verbindung mit Ionengitterführung (Channeling) können auch strukturelle Eigenschaften, wie z.B. Versetzungen, elastische Gitterverzerrungen oder der substitutionelle bzw. interstitielle Einbau von Fremdatomen untersucht werden [70,71]. RBS ist im wesentlichen zerstörungsfrei und diente in dieser Arbeit als hauptsächliche Analysemethode. Im folgenden Abschnitt wird diese Methode in einem kurzen Abriss dargestellt. Für die genaue mathematische Herleitung wird auf die umfangreiche Literatur verwiesen (siehe z.B. [69-72]).

RBS beruht auf der elastischen Streuung monoenergetischer leichter Ionen (meist H^+ , He^+) mit Energien von 0,1 - 5 MeV am Coulombpotential der Targetatomkerne, wobei die Energie der rückgestreuten Ionen analysiert wird. Eine übliche Streugeometrie mit den Bezeichnungen der Winkel ist in Abb. 2.12 dargestellt.

Unter der Voraussetzung, daß die folgenden drei Bedingungen erfüllt sind, kann RBS als elastische Streuung am Coulombpotential der Targetatomkerne behandelt werden:

- 1) Die Bindungsenergie der Atome im Target (Größenordnung 10 eV) sei vernachlässigbar gegenüber der Projektilenergie E_0
- 2) Die Projektilenergie sei so groß, daß der Abstand nächster Annäherung klein ist im Vergleich zum Bohrschen Radius $a_0 = 0.53 \text{ \AA}$, da sonst Abschirmeffekte durch die Elektronen auftreten
- 3) Die Projektilenergie sei unterhalb der Schwelle für Kernreaktionen oder Resonanzen

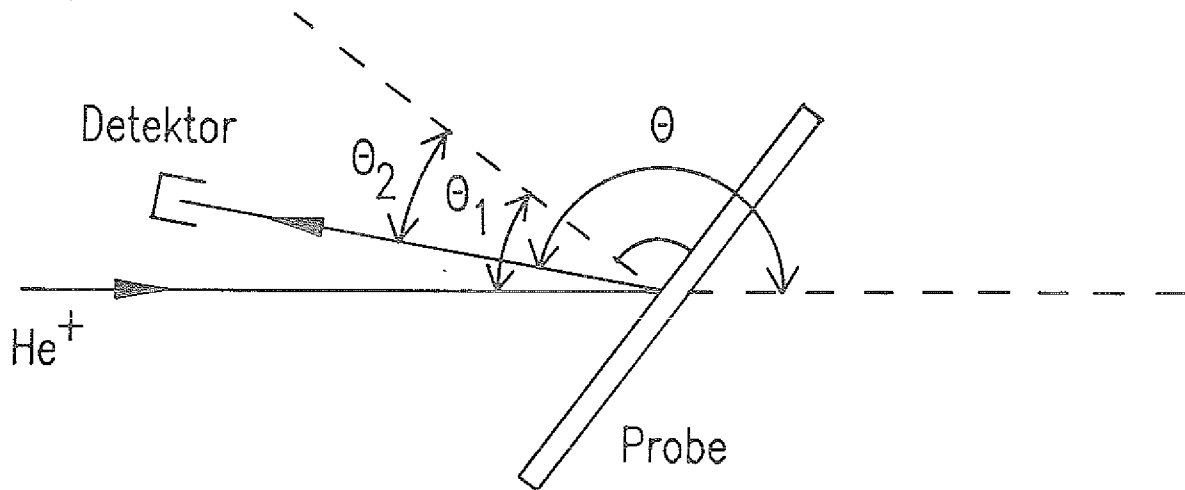


Abb. 2.12: RBS-Streugeometrie

Die Voraussetzungen 1) und 3) sind im Energiebereich von ca. 10 keV - 3 MeV erfüllt. Nukleare Effekte treten je nach Target für He^+ Ionen erst oberhalb von 3 MeV auf. Abschirmeffekte durch die

Targetelektronen werden erst bei Energien unterhalb etwa 50 keV deutlich.

Die Energie der rückgestreuten Ionen kann klassisch als elastischer Stoß zweier Massen M_1 (Projektil) und M_2 (Targetatom) mit Hilfe des Energie- und Impulserhaltungssatzes berechnet werden. Das Verhältnis der Rückstreueenergie E_1 zur Projektilenergie E_0 wird als kinematischer Faktor k bezeichnet.

$$k := E_1/E_0, \quad k_{M2} = \left[\frac{(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \Theta)^{1/2} + M_1 \cos \Theta}{M_1 + M_2} \right]^2 \quad (2.12)$$

Bei gegebener Primärenergie, Streugeometrie und Projektilmasse hängt die Rückstreueenergie nur von der Masse der Targetatome ab. Für eine feste Projektilsorte steigt k monoton mit der Masse M_2 des Targetatoms. Die Abhängigkeit des kinematischen Faktors k von der Masse M_2 ermöglicht die Massenauflösung der RBS-Analyse.

Wird das Ion nicht an der Oberfläche, sondern von einem Targetatom in der Tiefe x zurückgestreut, so erfährt es sowohl auf dem Einfallsweg wie auch auf dem Ausfallsweg einen kontinuierlichen Energieverlust durch Stöße mit Targetatomkernen und -elektronen. Die Differenz der Rückstreueenergie aus der Tiefe x gegenüber $E_1 = k \cdot E_0$ ist in Oberflächennäherung gegeben durch

$$\Delta E = [S] \cdot x$$

Dabei bezeichnet

$$[S] = \frac{k}{\cos \Theta_1} \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{in}} + \frac{1}{\cos \Theta_2} \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{out}} \quad (2.13)$$

den Energieverlustfaktor in Oberflächennäherung. Durch diese Beziehung kann aus dem Energieverlust ΔE die Tiefe x bestimmt werden, in der das Rückstreueignis stattgefunden hat. Hiermit lie-

fert RBS neben der Elementinformation auch das Tiefenprofil eines Elements. Die Bremsquerschnitte $\epsilon = (1/N) (dE/dx)$ für He^+ in allen Elementen liegen als Tabellen vor [73]. Besteht eine Schicht aus mehreren Elementen, so berechnet sich der Bremsquerschnitt nach der Braggschen Regel als gewichtete Summe der einzelnen Bremsquerschnitte.

Der Energieverlust beim Durchgang durch Materie erfolgt durch viele einzelne Prozesse. Als Folge statistischer Fluktuation schwankt der Energieverlust nach Durchlaufen einer Strecke Δx für Teilchen gleicher Energie um eine Breite δE_{strag} . Durch diese Streuung des Energieverlustes wird insbesondere bei dickeren Schichten die Tiefenauflösung begrenzt. Die gesamte Energieauflösung ergibt sich als quadratische Summe von Detektorauflösung und Stragglings. Der Stragglings-Anteil kann nach Bohr [74] abgeschätzt werden:

$$\delta E_{\text{strag}}^2 = 4 \pi \cdot N \cdot Z_2 \cdot Z_1^2 \cdot e^4 \cdot \Delta x \quad (2.14)$$

Das Energie-Stragglings ist danach nicht von der Projektilenergie abhängig. Eine Verbesserung der Energieauflösung des Detektors kommt daher nur im oberflächennahen Bereich zum Tragen, da bei zunehmender Tiefe die Gesamtauflösung mehr und mehr durch den Stragglings-Term bestimmt wird.

Die Wahrscheinlichkeit für ein Rückstreueignis ist unter den zu Beginn geforderten Voraussetzungen proportional zum Rutherford-Streuquerschnitt, woraus einige signifikante Abhängigkeiten folgen:

- a) $\sim Z_1^2$: He^+ ergibt eine vierfache Rückstreuintensität verglichen mit H^+
- b) $\sim Z_2^2$: schwere Elemente streuen erheblich stärker als leichte
- c) $\sim E^{-2}$: niedrige Projektilenergien ergeben wesentlich höhere Rückstreuraten

Die Rückstreuausbeute ist direkt proportional zur Flächenbelegungsdichte des betreffenden Elements, wodurch eine direkte Be-

stimmung der Konzentration ohne einen Eichstandard ermöglicht wird.

2.4.2. Channeling

Bei der bisherigen Betrachtung der Ionenstreuung wurde die kristalline Struktur der Probe noch völlig außer Acht gelassen. Der Channeling-Effekt tritt bei einkristallinen Proben auf, wenn der einfallende Ionenstrahl parallel zu einer niedrig indizierten Kristallrichtung oder -ebene ausgerichtet wird. Die einfallenden Ionen werden dann durch eine Serie von korrelierten Kleinwinkelstößen geführt. Hinsichtlich RBS macht sich dieser Effekt dadurch bemerkbar, daß die Rückstreurrate sehr stark von der Orientierung des Einkristalls relativ zum Ionenstrahl abhängig ist. Entlang einer niedrig indizierten Richtung kann in perfekten Kristallen die Rückstreurrate um den Faktor 100 gegenüber dem sog. Random-Spektrum (unter einer "zufälligen" Richtung gemessen) abfallen. Zur Messung von "Random"-Spektren wird die Probe um 5° aus der Normalenrichtung gekippt und während der Messung kontinuierlich um die Probennormale gedreht.

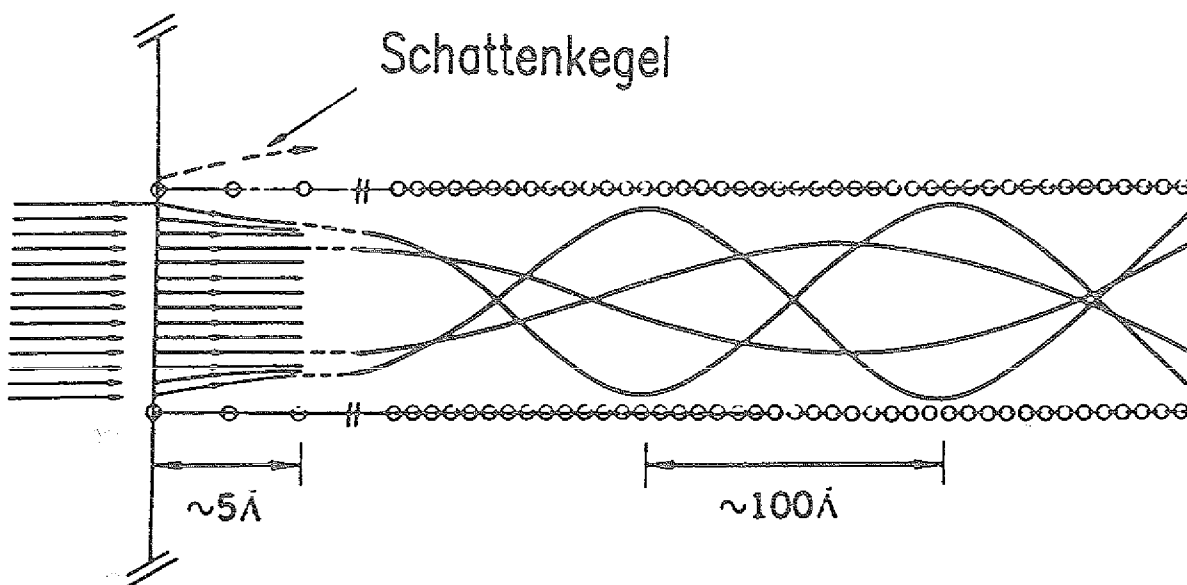


Abb. 2.13: Schematische Darstellung der Trajektorien von Ionen in der Nähe der Oberfläche eines Einkristalls

Abb. 2.13 zeigt die schematische Darstellung der Trajektorien entlang einer Channeling-Richtung in einem Einkristall. Die im Kanal geführten Ionen kommen nicht nahe genug an die tieferliegenden Atomkerne heran, um eine Rückstreuung unter großem Winkel zu erfahren. Die obersten Atome jeder Atomreihe werden niemals abgeschattet und tragen daher voll zur Rückstreuintensität bei. Dies ist die Ursache für den sog. Surface-Peak in einem Channeling-Spektrum.

Abb. 2.14 zeigt ein Random- sowie ein [100]-Channeling-Spektrum eines Si-Einkristalls. Das Verhältnis der Rückstreurate entlang der [100]-Richtung zur Rückstreurate in Random-Richtung, gemessen unmittelbar hinter dem Surface-Peak, wird als Minimum-Yield $\chi_{\min}$ bezeichnet und beträgt bei perfektem Silizium für 2.0 MeV He^+ ca. 3 %. Wichtig für den Channeling-Effekt ist die präzise Ausrichtung der Probe relativ zum Strahl.

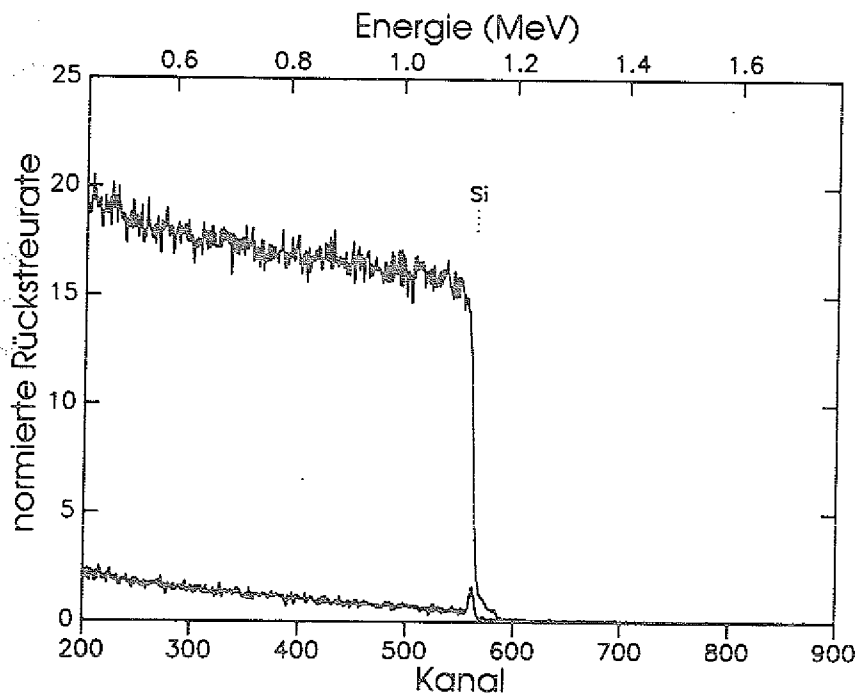


Abb. 2.14: Random- und [100]-Channeling-Spektrum eines Si(100)-Wafers

Je nach Energie, Ionen- und Targetmasse, sowie der jeweiligen Kristallrichtung liegen die sog. kritischen Winkel für Channeling bei ca. 1° . Näherungsweise kann der kritische Winkel durch die Formel

$$\psi_c = \sqrt{\frac{2 z_1 \cdot z_2 \cdot e^2}{E \cdot d}} \quad (2.15)$$

abgeschätzt werden. Dabei bedeuten z_1 und z_2 die Ordnungszahlen von Projektil und Targetatom, E die Projektilenergie und d der Atomabstand im Target entlang der betrachteten Richtung. Aus dieser Formel sind die signifikanten Abhängigkeiten des kritischen Winkels von z_1 , z_2 , E und d erkennbar. Die Temperaturabhängigkeit des kritischen Winkels aufgrund der Gitterschwingungen ist dabei vernachlässigt worden. Für die exakte mathematische Behandlung des Channeling-Effekts, der kritischen Winkel, und der Minimum-Yield-Werte sei auf die Literatur verwiesen [75].

Sind in einem Kristall Defekte wie z.B. Fremdatome, Versetzungen oder Stapelfehler vorhanden, so werden dadurch die Atomreihen verzerrt oder unterbrochen. Das einfallende Ion kann dadurch aus der Channeling-Richtung herausgestreut werden und trägt dann wie im Random-Fall zur Rückstreuintensität bei. Dieser Effekt führt zu einer Erhöhung der Intensität und damit des $\chi_{\min}$ Wertes und gibt ein direktes Maß für die Kristallqualität der Probe. Der Anstieg der Rückstreuintensität mit der Eindringtiefe wird bestimmt durch die sog. Dechanneling-Wahrscheinlichkeit, d. h. die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Ion aus dem Kanal herausgestreut wird. Die Dechanneling-Wahrscheinlichkeit pro Länge dP/dz ist gegeben durch das Produkt aus dem Dechanneling-Querschnitt σ_d und der Defektdichte n_d

$$\frac{dP}{dz} = \frac{d}{dz} \ln \left(\frac{1 - \chi_v(z)}{1 - \chi_d(z)} \right) = n_d \cdot \sigma_d \quad (2.16)$$

Dabei bedeutet χ_v bzw. χ_d das Verhältnis der Channeling- zur Random-Rückstreurate einer defektfreien Vergleichsprobe bzw. der zu untersuchenden Probe. Das Produkt $n_d \cdot \sigma_d$ kann daher direkt aus den jeweiligen Spektren berechnet werden. Für einige wenige Versetzungstypen und Kristallrichtungen liegen Dechanneling-Quer-

schnitte in der Literatur vor [71]. Im allgemeinen muß der De-channeling-Querschnitt für den jeweiligen Typ des Kristalldefekts durch einen Vergleich mit z.B. Transmissionselektronenmikroskopie bestimmt werden. Damit kann dann sogar die Tiefenabhängigkeit der Defektdichte innerhalb einer Probe ermittelt werden.

Channeling kann nicht nur entlang des Einfallswegs des Ions, sondern ebenfalls entlang des Ausfallswegs auftreten. Wird der Detektor parallel zu einer niedrig indizierten Kristallrichtung ausgerichtet, so werden die Ionen, die an einem Targetatom dieser Atomreihe gestreut werden, durch den Schattenkegel der Atomreihe aus dieser Richtung herausgelenkt, wodurch die Rückstreurrate entlang dieser Richtung stark absinkt. Dieser Effekt wird als "Blocking" bezeichnet. Wegen der Zeitumkehrinvarianz ist der Blocking-Effekt mathematisch analog zum Channeling-Effekt zu behandeln. Die Kombination von Channeling und Blocking eignet sich u. a. gut zur Untersuchung von atomaren Grenzflächenstrukturen und Oberflächenphänomenen wie z.B. Oberflächenrelaxation oder -rekonstruktion [76-78]. Besonders effizient ist diese Methode in Verbindung mit einem ortsempfindlichen Detektor, der die gestreuten Ionen simultan über einen Winkelbereich von mehreren Grad detektiert.

3. EXPERIMENTELLES

3.1 Probenpräparation

Alle in dieser Arbeit untersuchten $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -Heterostrukturen wurden mit der Molekularstrahlepitaxie (MBE) hergestellt. Zur Herstellung der $\text{Si}_{1-x}/\text{Ge}_x$ -Übergitter für die Diffusionsexperimente diente eine Vacuum Generators MBE-Anlage vom Typ VG90. Der Basisdruck beträgt etwa $3 \cdot 10^{-11}$ mbar und steigt bei der Epitaxie auf etwa $1 \cdot 10^{-9}$ mbar an. Die Si-Wafer werden durch eine Glühwendel von der Rückseite auf 550°C geheizt und die Temperatur wird mit einem Thermoelement gemessen. Die untersuchten $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -Einzelschichten wurden am Daimler-Benz Forschungsinstitut in Ulm hergestellt. Für Einzelheiten zu dieser Anlage wird auf die Literatur verwiesen [79].

Vor dem Einschleusen wurden die Wafer nach dem Shiraki-Verfahren [80] gereinigt und mit einer Oxidschicht versehen, die die Oberfläche vor Verunreinigung durch die Atmosphäre schützt. Diese Oxidschicht wird dann vor Beginn der Epitaxie im Ultrahochvakuum durch Heizen für 5 min auf 900°C entfernt. Zunächst wird eine $1000 \text{ \AA}$ dicke Si-Schicht aufgewachsen, um gut definierte Wachstumsbedingungen zu erreichen. Erst danach beginnt das Wachstum der Heterostruktur. Die Wachstumsraten der Si und Ge Quellen werden mit einem Sentinel-Schwingquarz überwacht und betragen ca $3 \text{ \AA/s}$.

3.2 Anlage zur Rutherford-Rückstreuung

Die RBS- und Channeling-Messungen wurden an einem Tandem-Beschleuniger des Typs "Tandetron" der Firma General Ionex durchgeführt. Der Beschleuniger hat eine maximale Terminalspannung von 1.7 MV und gestattet daher He^{++} Ionen bis auf eine Energie von 5.1 MeV zu beschleunigen. Die Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurden mit He^+ Ionen mit einer Energie von 1.4 bzw. 2.0 MeV durchgeführt. Der Rückstreuwinkel betrug 170° . Durch Lochblenden kann die Strahldivergenz auf weniger als $\pm 0.015^\circ$ reduziert werden. Der Strahlstrom lag üblicherweise bei ca. 20 nA. Die angeschlossene Streukammer erreicht einen Druck von weniger als $1 \cdot 10^{-7}$ mbar während der

Messungen. Die Positionierung der Probe für die RBS- und Channeling-Messungen erfolgt mit einem Präzisions-Dreiaxsen-Goniometer der Firma High Voltage Engineering Europa B.V. (Amersfoort). Das hier verwendete Goniometer ist baugleich mit dem der MEIS-Anlage. Funktion und Steuerung dieses Goniometers werden in Abschnitt 3.3 beschrieben. Die von der Probe rückgestreuten Ionen werden mit einem Ionenimplantierten Si-Detektor analysiert. Die Signale werden in einem Analog-Digital-Wandler digitalisiert und anschließend abgespeichert. Eine detaillierte Beschreibung der Streukammer sowie der Goniometersteuerung und Messdatenerfassung findet sich in [81].

3.3 Aufbau der Anlage zur Mittelenegieionenstreuung (MEIS)

Die für die konventionelle RBS-Analyse im Energiebereich von 1-4 MeV eingesetzten Halbleiterdetektoren erreichen eine Energieauflösung von bestenfalls 10 keV Halbwertsbreite. Dadurch ist die Tiefenauflösung bei der Analyse von dünnen Schichten auf etwa 100 Å begrenzt. Die Verwendung eines elektrostatischen Detektors kann die Energieauflösung bis unterhalb 1 keV verbessern und ermöglicht damit in günstigen Fällen eine Tiefenauflösung von ca. 3 - 5 Å. Zu diesem Zweck wurde eine Anlage zur Mittelenegieionenstreuung (MEIS) in Betrieb genommen.

Den erforderlichen Ionenstrahl liefert ein Beschleuniger (High Voltage Engineering Europa B.V., Amersfoort) mit einer Terminalspannung von bis zu 500 kV mit einer relativen Spannungsstabilität von besser als $6 \cdot 10^{-5}$. Die Beschleunigungsspannung wird in einem Hochfrequenzspannungsvervielfacher erzeugt. Dieser Beschleuniger besteht aus einem Terminal, das auf dem Potential der Beschleunigungsspannung liegt und die Ionenquelle sowie einen Massenseparator enthält. Nachfolgend durchläuft der Ionenstrahl die eigentliche Beschleunigungsstrecke und einen Schaltmagnet, mit dem der Ionenstrahl in verschiedene Strahlrohre (MEIS, Ionenimplantation) gelenkt werden kann. Die Strahlrohre enthalten Systeme zur Strahldiagnose (Beam Profile Monitor, Faraday-Cup) und zur Strahlfokussierung bzw. -ablenkung (Scanner).

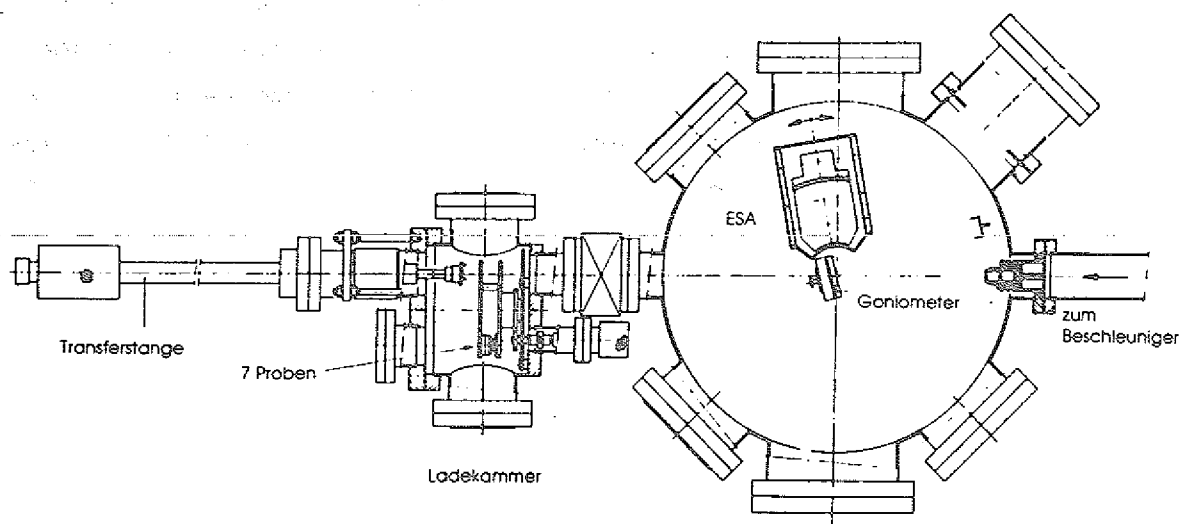


Abb. 3.1: Schematische Darstellung der MEIS-Streukammer und des Schleusensystems

Abb. 3.1 zeigt die schematische Darstellung der Streukammer. Die Streukammer selbst wird durch eine Turbomolekularpumpe vorgepumpt. Nach Erreichen eines Drucks von ca. $1 \cdot 10^{-7}$ mbar wird auf eine Ionengetterpumpe umgeschaltet und die Turbomolekularpumpe durch einen Schieber von der Streukammer getrennt. Zusätzlich stehen eine Titansublimationspumpe sowie eine Kühlfalle für flüssigen Stickstoff zur Verfügung. Nach zweitägigem Ausheizen bei 180°C läßt sich damit ein Druck unter $5 \cdot 10^{-10}$ mbar erreichen. Eine angeflanschte Ladestation ermöglicht einen schnellen Probenwechsel mit Hilfe einer magnetischen Transferstange, ohne das Vakuum in der Streukammer zu brechen. Die Ladekammer wird durch eine Turbomolekularpumpe auf etwa $5 \cdot 10^{-8}$ mbar evakuiert und enthält ein Karussell zur Aufnahme von 7 Probenhaltern.

Der Ionenstrahl tritt durch ein System von Blenden in die Streukammer ein, welches sowohl die Strahldivergenz ($\pm 0.08^\circ$) als auch den Strahlfleck ($0.5 \cdot 1.0 \text{ mm}^2$) bestimmt. Zur Messung des Strahlstroms während des Experiments wird der über die Probe abfließende Strom gemessen. Um dabei einen Meßfehler durch Sekundärelektronenemission von der Probe zu vermeiden, wurde zwischen Probe und Strommeßgerät eine Batterie geschaltet, sodaß die Probe selbst auf einem Potential von $+150 \text{ V}$ gegenüber Masse liegt.

Die Positionierung der Probe erfolgt mit einem Präzisions-Dreiachsengoniometer der Firma High Voltage Engineering Europa B.V., Amersfoort. Die drei Winkel Θ (Rotation um die vertikale Achse), ϕ (Rotation um die Probennormale) und Z (Kippung um die horizontale Achse, senkrecht zur Probennormale) werden vom Computer (VAXstation GPX II) aus über Schrittmotoren verfahren und über Winkeldekoder geprüft. Die Positioniergenauigkeit liegt bei etwa $\pm 0.01^\circ$. Die drei Translationen können manuell über Mikrometerschrauben eingestellt werden, um die Lage des Strahlflecks auf der Probe wählen zu können. Zur Justierung dient ein Laser, der von der Beschleunigerseite des Schaltmagneten durch das Strahlrohr auf die Probe leuchtet und so den Ionenstrahl 'simuliert'. Mit Hilfe des von der Probe reflektierten Laserstrahls ist ebenfalls eine optische Vorjustierung der Winkel Θ und Z mit einer Genauigkeit von $\pm 0.1^\circ$ möglich.

Das Herzstück der Anlage ist der elektrostatische, ortsauflösende Detektor (ESA, ElektroStatischer Analysator) der einen simultanen Nachweis der rückgestreuten Ionen über einen Winkelbereich von 30° ermöglicht. Der ESA ist auf einem drehbaren Tisch montiert, der ebenfalls computergesteuert mit Hilfe eines Schrittmotors verfahren werden kann und dadurch Streuwinkel zwischen 0° und 140° erlaubt. Der schematische Aufbau des ESA ist in Abb. 3.2 dargestellt. Zwei Kugelschalensegmente im Abstand von 6 mm bilden einen Kondensator, wobei an die innere bzw. äußere Elektrode eine Hochspannung von bis zu -20 kV bzw. $+20$ kV angelegt werden kann. Bei einer festgehaltenen Spannung an den Elektroden können nur gestreute Ionen mit einer bestimmten Energie der Krümmung der Kugelschalensegmente folgen und durch den oberhalb befindlichen Schlitz austreten. Durch Variation der Spannung kann somit die Energieverteilung der von der Probe gestreuten Ionen gemessen werden. Bei maximaler Spannung von ± 20 kV an den Elektroden können Ionen bis zu einer maximalen Energie von 333 keV nachgewiesen werden. Die Energie der Ionen, für die der ESA durchlässig ist, steht mit der angelegten Spannung über die Gleichung

$$E = k \cdot U, \quad k = 100/6 \cdot \text{keV/kV} \quad (3.1)$$

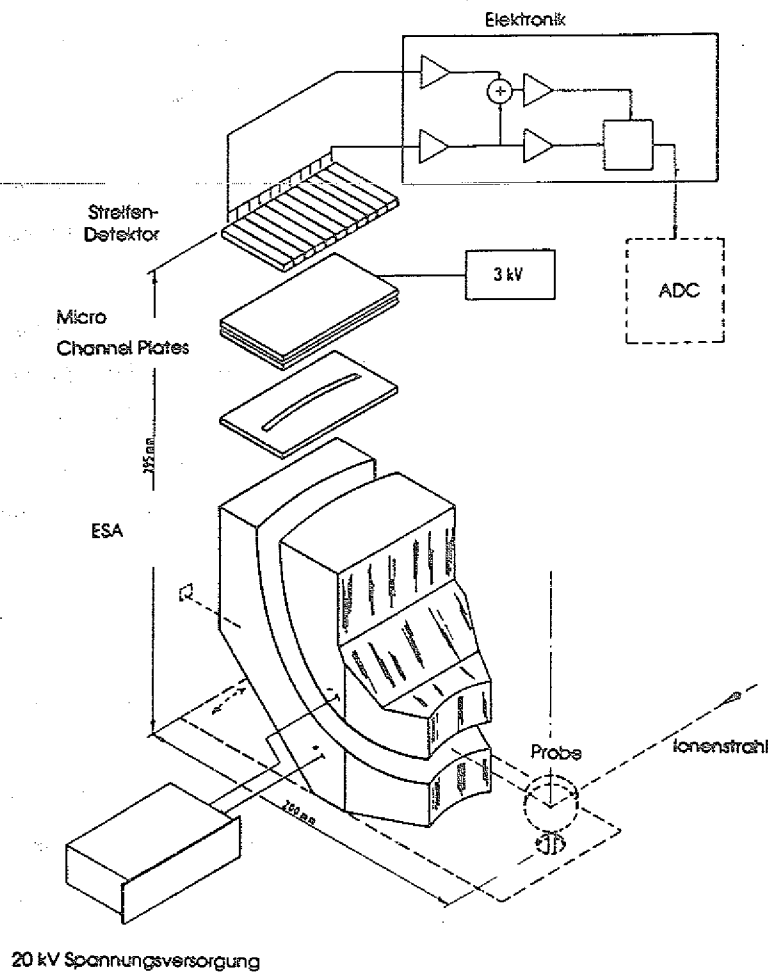


Abb. 3.2: Aufbau des elektrostatischen Analysators ESA

in Verbindung. Die Ladung eines einzelnen Ions ist für den Nachweis in der Meßelektronik jedoch viel zu gering. Man benutzt daher sog. Microchannelplates (MCP) in Chevron-Anordnung zur Sekundärelektronenvervielfachung, die schematisch in Abb. 3.3 dargestellt sind. Ein einfallendes Ion löst in der ersten MCP Sekundärelektronen aus, die aufgrund der Potentialverteilung zwischen den MCPs beschleunigt und in der zweiten MCP vervielfacht werden. Ein einfallendes Ion erzeugt dadurch eine Ladungswolke von ca. 1 pC.

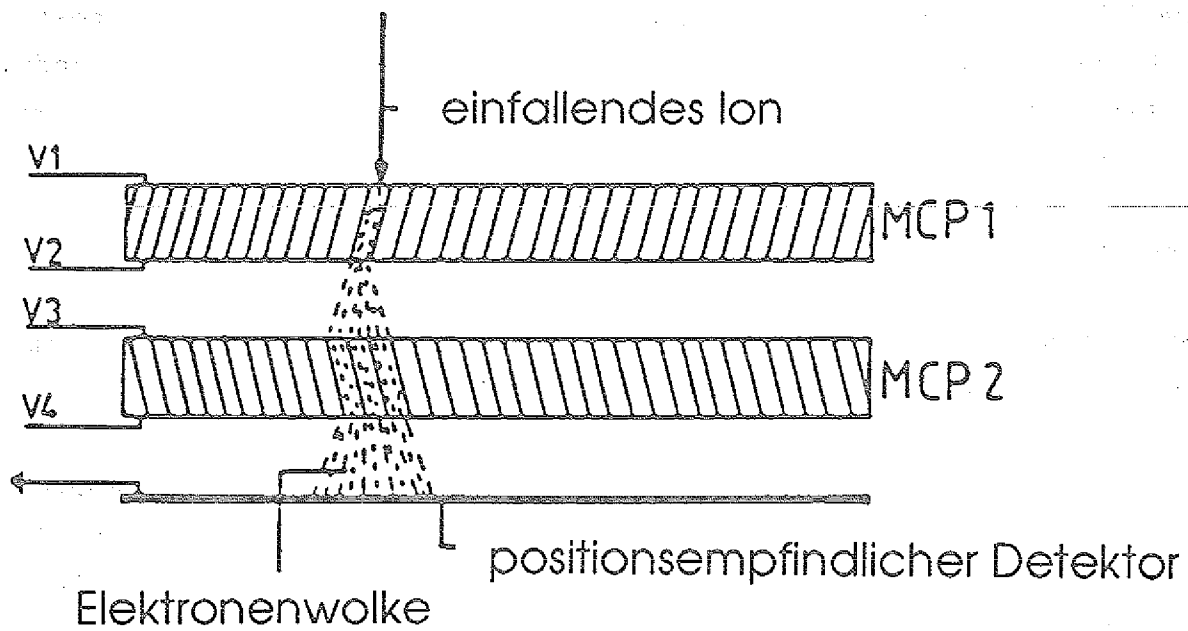


Abb. 3.3: Chevron-Anordnung der Multichannelplates MCP.

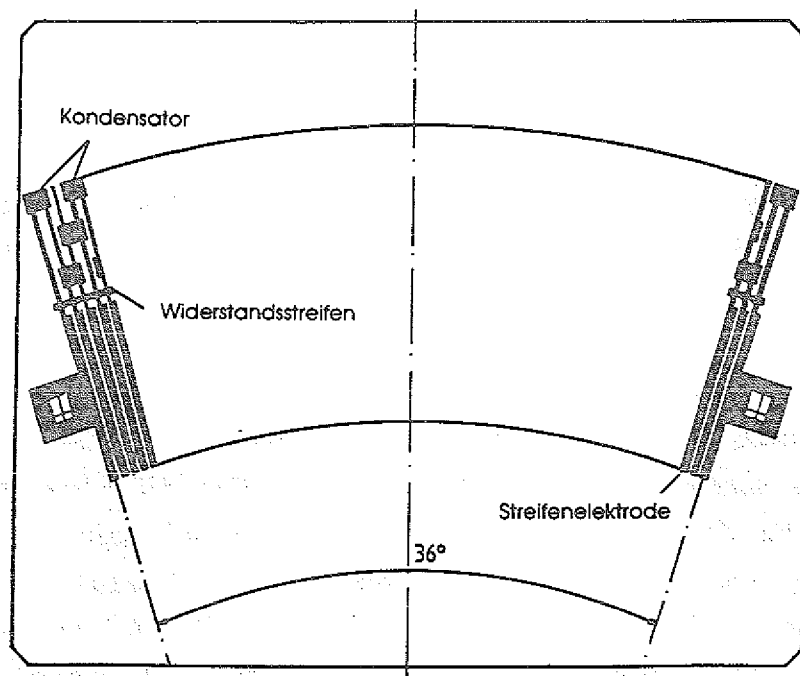


Abb. 3.4: Ortsauflösender Streifendetektor des ESA

Diese Ladungswolke trifft auf einen ortsempfindlichen R-C gekoppelten Streifendetektor, der in Abb. 3.4 gezeigt ist, und fließt dann über beide Enden des Streifendetektors ab.

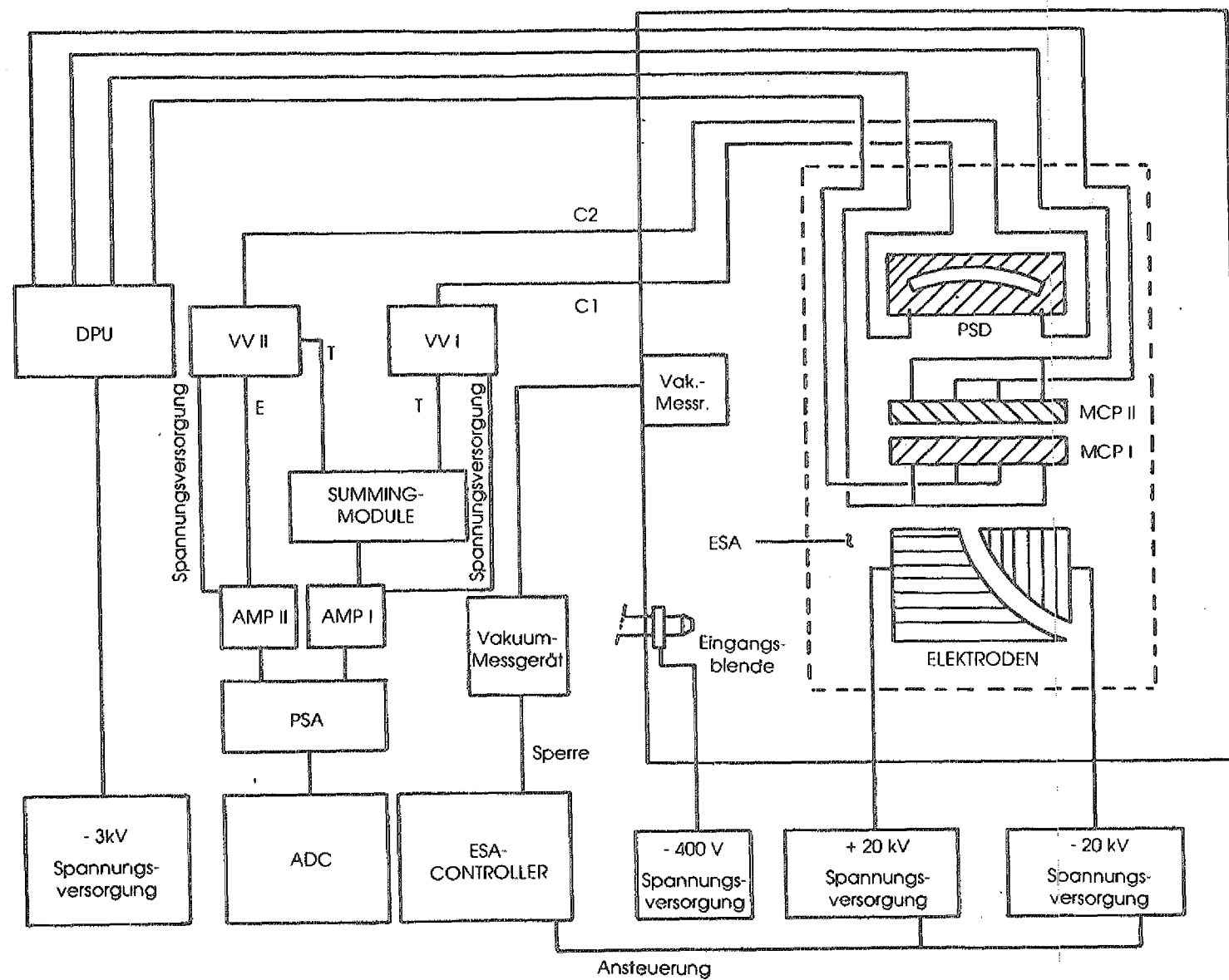
Je nachdem, an welcher Stelle die Ladungswolke auf den Detektor trifft, verteilt sich die abfließende Ladung über die beiden Enden des Streifendetektors. Die Signale an den beiden Enden des Detektors werden dann der Meßelektronik zugeführt.

Aufbau der Meßelektronik

In Abb. 3.5 ist der schematische Aufbau der Meßelektronik und der Spannungsversorgungen für ESA und MCPs dargestellt. Die beiden Ausgangssignale C1 und C2 des Streifendetektors führen in zwei direkt an der Streukammer befindliche ladungsempfindliche Vorverstärker VVI und VVII. Die beiden T Ausgänge der Vorverstärker werden im "Summing Module" addiert und liefern ein Signal, welches proportional zur Gesamtladung der Ladungswolke ist. Das Summensignal sowie das E Signal von VVII führen in die beiden Hauptverstärker AMP I und AMP II (ORTEC 575). Beide Hauptverstärkerausgänge werden in den positionsempfindlichen Verstärker (PSA, ORTEC 464) geführt, der im wesentlichen die Ausgänge von AMP II und AMP I dividiert und ein Signal zwischen 0 V und 8 V liefert. Das Ausgangssignal des PSA ist daher nahe 0 V bzw. nahe 8 V, je nachdem ob die Ladungswolke nahe dem Ende C2 bzw. C1 auf den Detektor trifft. Das Ausgangssignal des PSA, welches daher proportional zum Streuwinkel ist, wird über einen Analog-Digital-Wandler (ADC) in den Speicher des Computers geführt und liefert die Ortsinformation.

Die Spannungsversorgung der MCPs erfolgt über eine "Dividing and Protection Unit" (DPU), die die Versorgungsspannung von maximal 3 kV auf die erforderlichen Potentialstufen für die MCPs verteilt und zum Schutz der MCPs vor Überschlügen die Spannung unterbricht, sobald der Strom über den zulässigen Wert ansteigt. Die Spannungsversorgung des ESA wird über ein Input/Output-Register automatisch per Computer programmiert. Beide Spannungsversorgungen sind über ein Vakuummeßgerät gesichert, welches bei Vakuumeinbruch über $1 \cdot 10^{-7}$ mbar die Spannungen sofort abschaltet.

Abb. 3.5: Schematischer Aufbau der MEIS-Elektronik



Test und Kalibrierung der Meßelektronik und des ESA

Zunächst wird die energieauflösende Funktion des ESA getestet, indem der Ionenstrahl (200 keV He^+) direkt in den ESA gerichtet wird. Für diesen Test müssen zunächst die MCPs sowie der ortsauflösende Streifendetektor ausgebaut und durch eine einfache Kollektorplatte ersetzt werden. Über diese Kollektorplatte wird der Ionenstrom gemessen, der bei einer bestimmten Spannung an den Elektroden des ESA durchgelassen wird. Mißt man den Strom über die Kollektorplatte als Funktion der am ESA angelegten Spannung, erhält man einen Verlauf wie in Abb. 3.6 gezeigt.

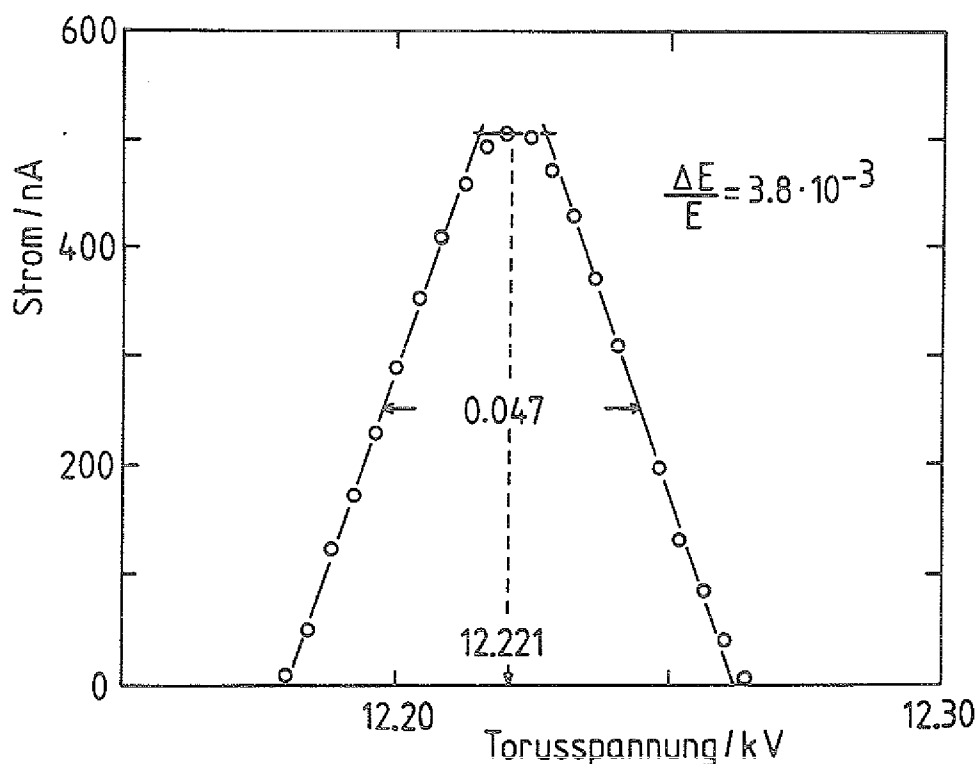
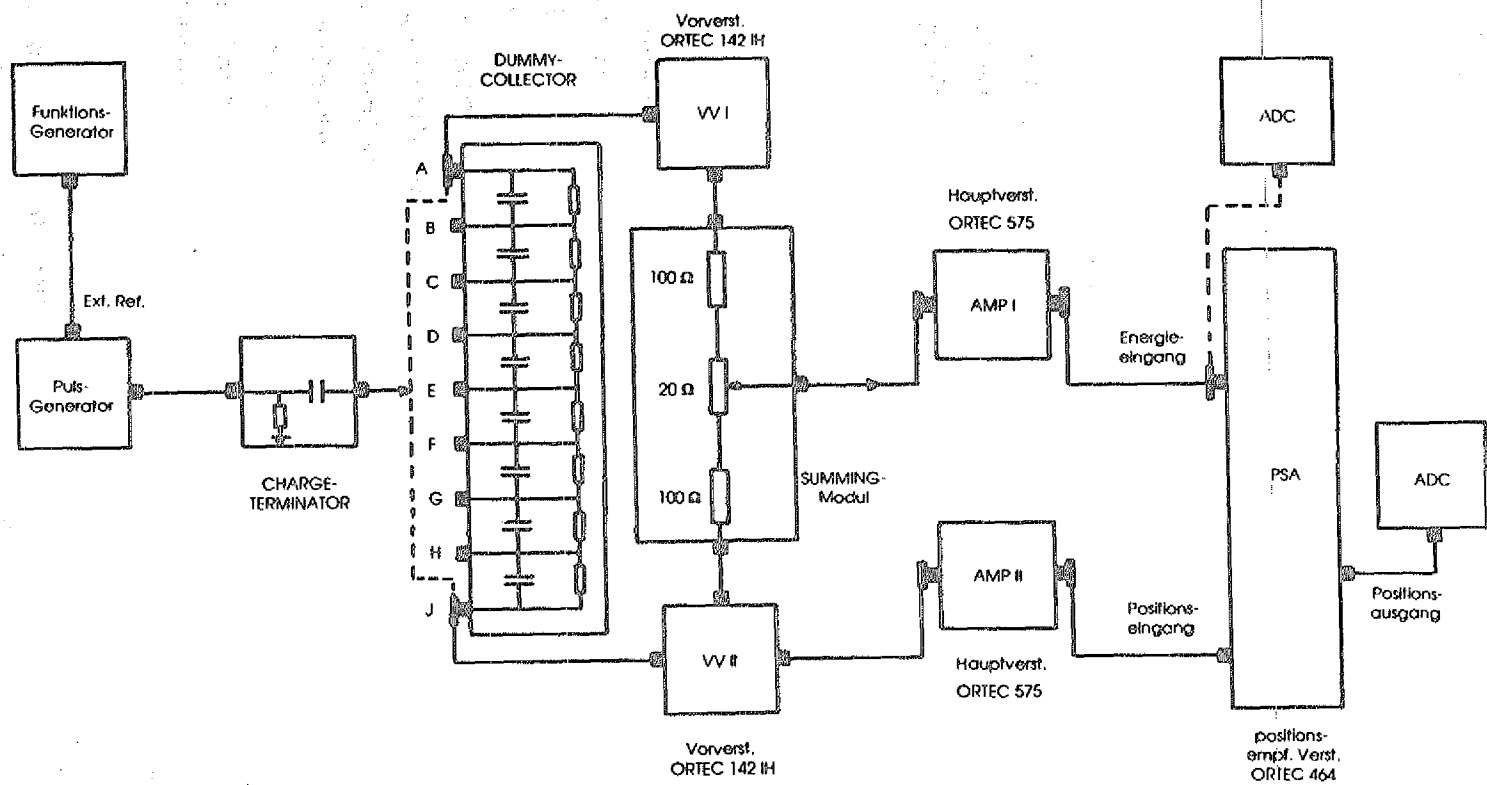


Abb. 3.6: Messung der Energieauflösung des ESA

Aus der Halbwertsbreite wird die relative Energieauflösung $\Delta E/E = \Delta V/V$ bestimmt. Dieser Test wird für den gesamten Winkelbereich des ESA von 30° in Schritten wiederholt. Über den gesamten Winkelbereich ist die relative Auflösung $\leq 3.9 \cdot 10^{-3}$. Aus dieser Messung wird gleichzeitig auch die relative Änderung des Konversionsfaktors $k = 100/6 \text{ keV/kV}$ in Abhängigkeit des Winkels bestimmt, die für sämtliche Winkelpositionen kleiner als $\pm 0.1 \%$ ist.

3.7: Testanordnung zur Kalibrierung des ortsauflösenden Detektors



Die weiteren Tests betreffen die ortsauflösenden Eigenschaften des ESA. Dazu werden die MCPs sowie der ortsauflösende Streifendetektor wieder eingebaut. Zunächst sind umfangreiche Tests sowie die Kalibrierung der Elektronik nötig, die im folgenden kurz beschrieben werden. Für Einzelheiten sei auf die Firmenhandbücher der ORTEC Verstärker 575 und 464 verwiesen. Nach einem Test der Vorverstärker mit einem 1kHz Rechtecksignal sowie einer korrekten Einstellung von Pole-zero der Hauptverstärker wird die Elektronik im Zusammenhang getestet.

Statt des eigentlichen Streifendetektors wird dabei zunächst ein sog. Dummy Collector benutzt, der einen Streifendetektor mit 9 Streifen simuliert, die über ein R-C Netzwerk gekoppelt sind und sich elektrisch genauso verhalten, wie der eigentliche Streifendetektor. Das Blockschaltbild dieser Testanordnung ist in Abb. 3.7 dargestellt.

Mit einem Pulsgenerator kann dann ein Signal direkt auf einen der 9 'Streifen' gegeben werden. Die beiden Ausgänge des Dummy Collectors werden dabei mit den Eingängen der beiden Vorverstärker verbunden. Das Summing Module wird dabei so abgeglichen, daß das Summensignal unabhängig davon ist, an welchen der Eingänge des Dummy Collectors das Testsignal angelegt wird. Die beiden Hauptverstärker werden nun so eingestellt, daß das Ortssignal (Ausgang von AMP II) etwa halb so groß wie das Summensignal (Ausgang von AMP I) ist, wenn das Testsignal am mittleren 'Streifen' des Dummy Collectors anliegt. Schließt man jetzt den Ausgang des PSA an einen Vielkanalanalysator an und legt das Testsignal nacheinander an alle 'Streifen' des Dummy Collectors, so erhält man ein Spektrum wie in Abb. 3.8 gezeigt.

Jeder der 9 Streifen, die jeweils einer bestimmten Ortsposition entsprechen, erzeugt ein scharfes Signal im Ortsspektrum (im Spektrum sind nur 8 Peaks sichtbar, da der erste Peak unterhalb der Diskriminatorschwelle des PSA liegt). Aufgrund von statistischen Schwankungen sowie aufgrund kleiner Inhomogenitäten der MCPs ist im realen Experiment mit Schwankungen der Größe der Ladungswolke zu rechnen, die bei der Sekundärelektronenvervielfachung erzeugt wird.

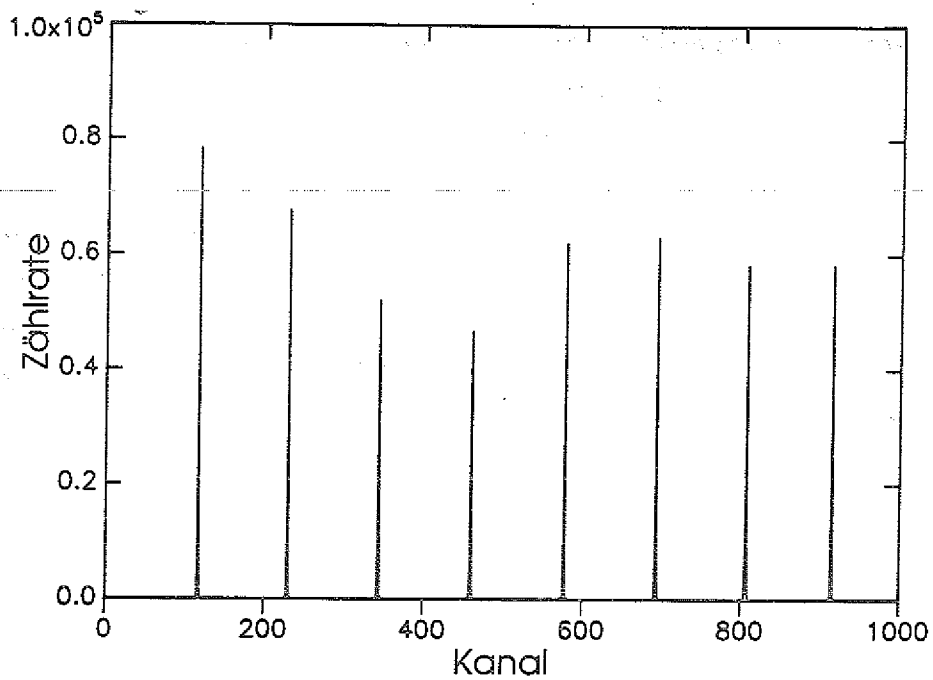


Abb. 3.8: Test-Ortsspektrum bei konstanter Pulshöhe

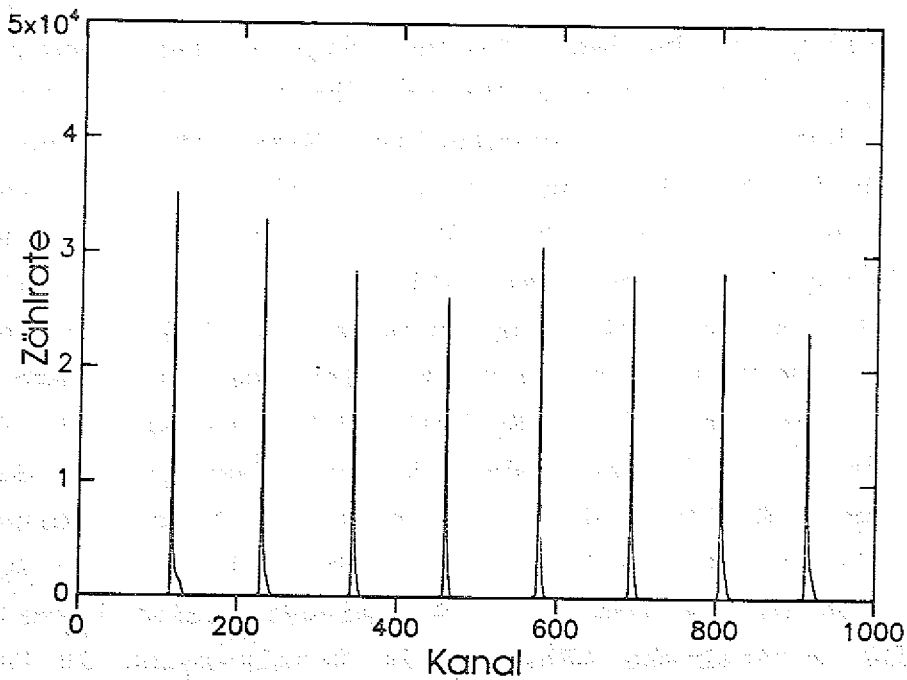


Abb. 3.9: Test-Ortsspektrum bei variabler Pulshöhe

Um diesen Einfluß zu simulieren, wird die Amplitude des Testsignals mit Hilfe eines Dreiecks-Generators variiert und der vorherige Test wiederholt. Auch unter diesem Extremfall stark unterschiedlicher Eingangssignale zeigen die 8 Peaks nur eine minimale Verbreiterung (Abb. 3.9).

Damit sind die Tests der Elektronik selbst abgeschlossen. Die Funktion des ESA sowie der MCPs und des Streifendetektors werden nun unter normalen Experimentbedingungen wie im Schema von Abb. 3.5 geprüft. Um die Winkelauflösung des Detektors testen zu können, wird jedoch der Austrittsschlitz des ESA mit einer Schlitplatte abgedeckt, die 29 Schlitze mit einer Breite von je 0.1° im Abstand von jeweils 1° besitzt.

Zunächst muß die Spannung der MCPs so eingestellt werden, daß eine ausreichende Sekundärelektronenvervielfachung erreicht wird. Dazu wird eine beliebige, polykristalline oder amorphe Probe, ein 200 keV He^+ Strahl sowie ein Einfallswinkel von 45° und ein Streuwinkel von 90° verwendet. Zur Überprüfung des Rauschens sowie der ausreichenden Sekundärelektronenvervielfachung wird der Ausgang des AMP I (Summensignal) mit einem Vielkanalanalysator und einem Oszilloskop verbunden. Dieses Signal repräsentiert die Gesamtladung pro Puls, die vom Streifendetektor aufgenommen wird. Geladene Teilchen, die bei eventuellen Mikroentladungen im ESA oder innerhalb der MCP Anordnung erzeugt werden, werden in diesem Spektrum dann ebenfalls sichtbar. Dies bietet eine gute Möglichkeit zur Prüfung, ob keine Mikroentladungen auftreten; insbesondere beim ersten Anlegen einer Spannung an die MCPs oder den ESA. Die Spannung der MCPs wird nun schrittweise (ca. 100 V pro Minute) bis etwa 1500 V erhöht und das Spektrum dabei beobachtet. Oberhalb von etwa Kanal 100 dürfen dabei keine wesentlichen Zählraten auftreten. Dieses Spektrum darf sich auch bei Anlegen einer Spannung an die Elektroden des ESA nicht ändern; dies würde sonst auf Mikroentladungen im ESA hinweisen. Bei einwandfreiem Verhalten des ESA liegt die zusätzliche Zählrate im Kanalbereich 20-1000 nach Anlegen der maximalen Spannung von 20 kV an die Elektroden des ESA unterhalb 2 cts/sec. Zur Konditionierung ist die Spannung am ESA ebenfalls langsam schrittweise (ab 15 kV mit 1 kV/min) zu erhöhen. Hiernach wird der Ionenstrahl auf die Probe gelenkt und die Spannung am ESA auf einen Wert, niedriger als der Maximalenergie der

rückgestreuten Ionen entsprechend, eingestellt. Das Pulshöhenspektrum am Ausgang von AMP I (Summensignal) hat bei ausreichender Sekundärelektronenvervielfachung dann eine wie in Abb. 3.10 (B) gezeigte Gestalt. Zum Vergleich ist in Abb. 3.10 ebenfalls ein Spektrum bei ungenügender Verstärkung (A) eingezeichnet.

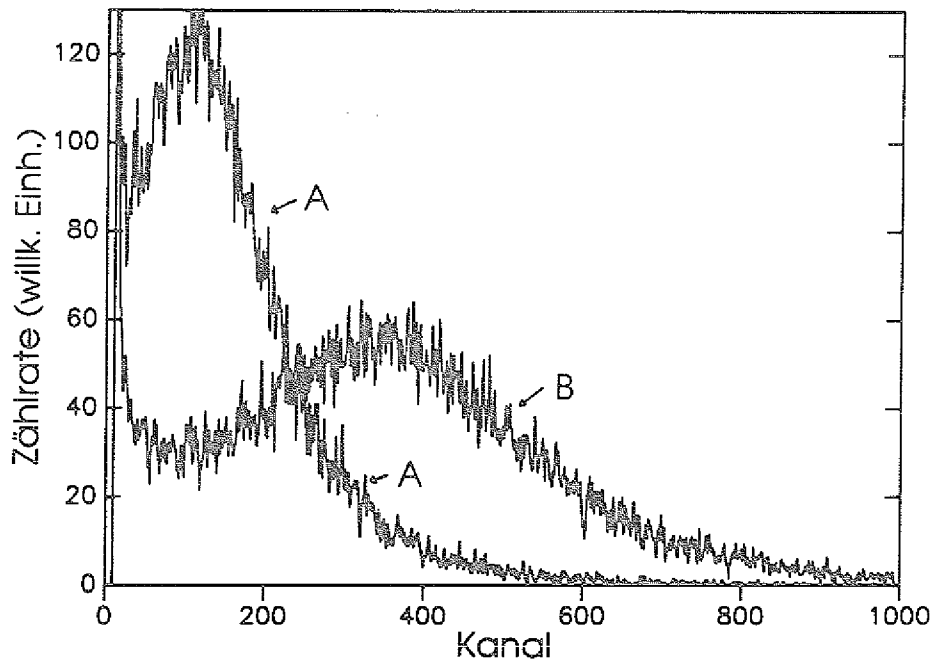


Abb. 3.10: Pulshöhenspektrum der MCPs bei zu geringer (A) und optimaler Verstärkung (B)

Bei korrekter Spannung an den MCPs ist der Peak durch ein deutliches Minimum vom Rauschen getrennt. Da der Summeneingang des PSA einen Diskriminator bei 1.0 V hat, sollte das Minimum etwas unterhalb von Kanal 100 liegen, um einerseits Rauschbeiträge im Ortspektrum möglichst gering zu halten, andererseits aber auch möglichst wenige 'echte' Signale zu verlieren. Ein Maß für die Qualität und insbesondere die Homogenität der MCPs ist die Auflösung, die definiert ist als $a/b \cdot 100 \%$, wobei a die Halbwertsbreite des Peaks (in Kanälen) und b die Mittenposition des Peaks bedeuten. Bei einwandfreien MCPs liegt die Auflösung unter 130 %. Im Hinblick auf die Lebensdauer der MCPs sind unnötig hohe Spannungen zu vermeiden. Je nach Serie und Zustand der MCPs liegt die erforderliche Betriebsspannung etwa im Bereich von 1500 bis 2500 V. Nach Kontamination, insbesondere durch Kohlenwasserstoffe kann sich die

Sekundärelektronenvervielfachung abschwächen, wodurch eine Erhöhung der MCP-Spannung erforderlich wird. Bei einwandfreier Funktion der MCPs wird der Vielkanalanalysator bzw. ADC wie in Abb. 3.5 an den Positionsausgang des PSA angeschlossen und ein Winkelspektrum aufgenommen. Die im Detektor eingelegte Schlitzplatte erlaubt einen Durchgang nur für 29 je 0.1° breite Schlitz im Abstand von jeweils 1° . Ein typisches Winkelspektrum ist in Abb. 3.11 gezeigt.

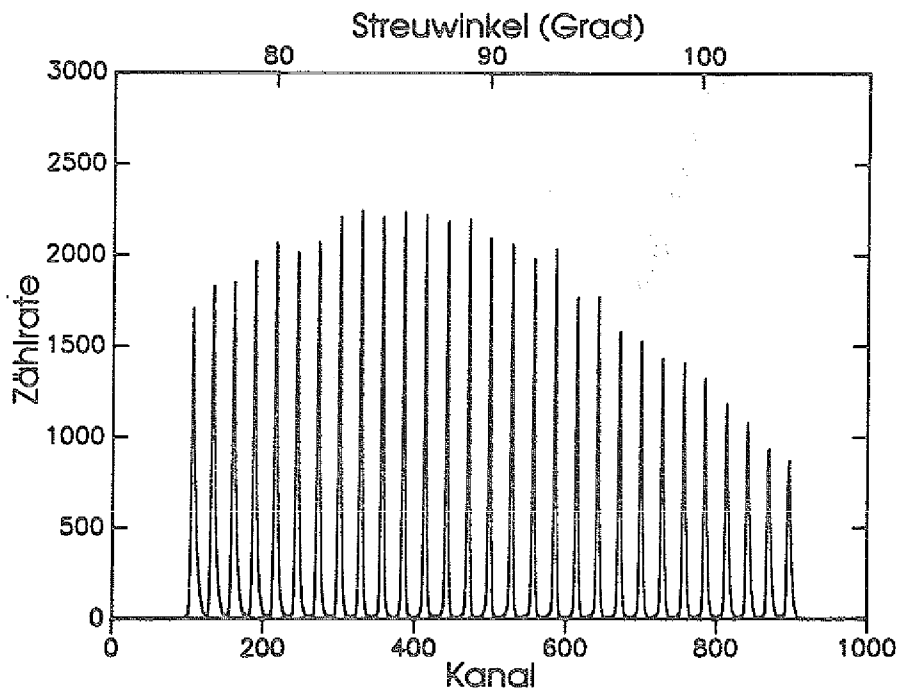


Abb. 3.11: Winkelspektrum einer polykristallinen Probe gemessen mit eingebauter Schlitzplatte

Aus diesem Spektrum wird die Winkeleichung (Zuordnung Winkelposition zu Kanal) sowie die Winkelauflösung (Halbwertsbreite) und Winkelnichtlinearität (Differenz zwischen gemessener Winkelposition und tatsächlicher Winkelposition) bestimmt. Die gemessene Winkelauflösung ist über den gesamten Winkelbereich besser als 0.20° FWHM. Winkelauflösung und Winkelnichtlinearität sind in Abb. 3.12 und Abb. 3.13 dargestellt. Die geforderten Spezifikationen (Winkelauflösung $\leq 0.3^\circ$, Nichtlinearität $\leq \pm 0.3^\circ$) wurden deutlich übertroffen. Die Schlitzplatte kann nun ausgebaut werden und der Detektor ist nun betriebsbereit.

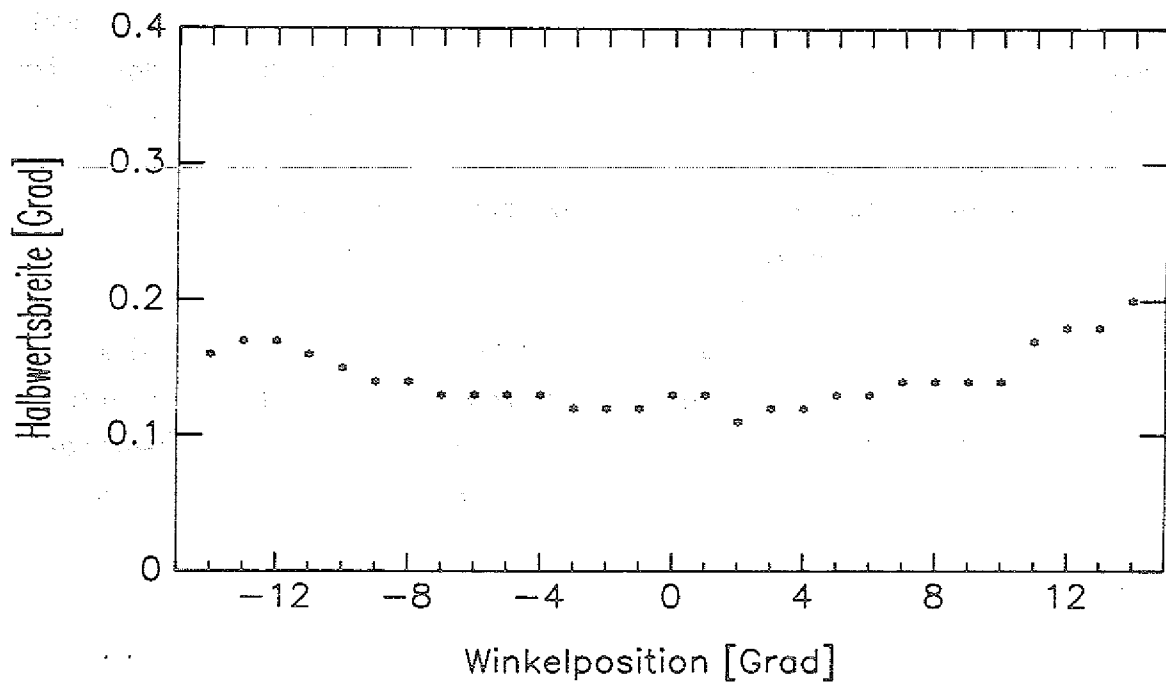


Abb. 3.12: Winkelauflösung des ortsempfindlichen Detektors

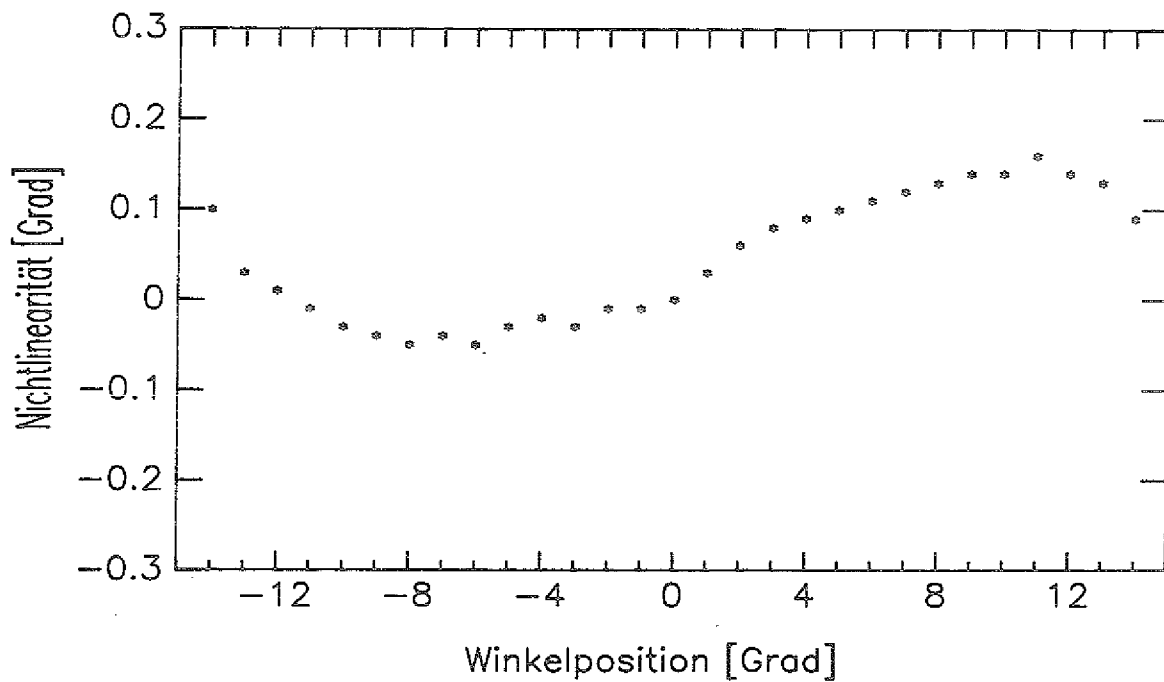


Abb. 3.13: Nichtlinearität als Funktion der Winkelposition

3.4 Quarzlampenofen

Die Experimente zur Interdiffusion sowie zum Ausheilen von Kristalldefekten wurden zum größten Teil in einem Quarzlampenofen (Rapid Thermal Annealer, RTA) vom Typ Siteda RMV4 durchgeführt. Als Prozeßgas wurde Argon mit einer Reinheit von 99.999 % verwendet. Der Wafer befindet sich auf einem Träger aus Quarzglas innerhalb einer Quarzglaskammer und wird durch Wärmestrahlung der außerhalb der Kammer angebrachten Halogenlampen geheizt. Damit sind sehr schnelle Aufheizzeiten von wenigen Sekunden bis auf 1300°C möglich. Um eine unerwünschte Aufheizung der Kammerwände zu vermeiden und die Abkühlung nach dem Tempern zu beschleunigen, wird die Kammer von außen mit Druckluft angeblasen. Die Temperaturkontrolle erfolgt über zwei Thermoelemente, deren Spitzen an der Oberseite oder Unterseite des Wafers anliegen. Die Temperatur- und Gasflußsteuerung erfolgt über einen angeschlossenen PC.

4. MEßERGEBNISSE UND DISKUSSION

4.1 Untersuchung von $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Einzelschichten mit überkritischen Schichtdicken

4.1.1. $\text{Si}_{.50}\text{Ge}_{.50}/\text{Si}$ -Heterostrukturen

Zur Herstellung von symmetrisch verzerrten Übergittern werden Pufferschichten aus $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ benötigt, die bereits die kritische Schichtdicke überschritten haben und durch Einbau von Misfit-Versetzungen relaxiert sind. Sie bilden ein sog. virtuelles Substrat mit einem Gitterparameter, der zwischen dem von Si und dem von Ge liegt. Sog. Threading-Versetzungen, die bis zur Oberfläche der Pufferschicht reichen, sind für das weitere Aufwachsen von Heterostrukturen störend und sollen minimiert werden. Gleichzeitig ist eine möglichst glatte Oberflächenmorphologie der Pufferschicht wünschenswert. Zur Untersuchung dieser Eigenschaften wurde eine Serie von Pufferschichten mit einer Dicke von ca. 4000 Å bei verschiedenen Temperaturen abgeschieden und der Einfluß nachfolgender

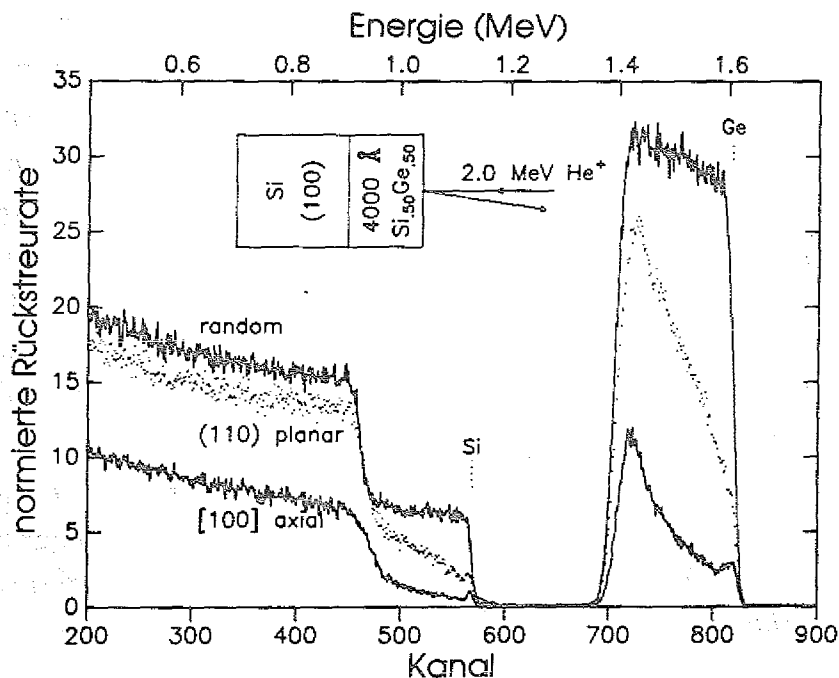


Abb. 4.1: Random-, planares und axiales Channeling-Spektrum, aufgenommen mit 2.0 MeV He^+

Tempereschritte, sowohl im konventionellen Rohrofen als auch im Quarzlampeofen, mit RBS/Channeling, Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) und Nomarski Differential Interferenz Kontrast Mikroskopie (NDIC) [82] beobachtet.

Für diese Untersuchungen wurden $\text{Si}_{.50}\text{Ge}_{.50}$ Schichten mit einer Dicke von ca. 4000 Å auf Si(100)-Wafern bei Substrattemperaturen von 250°C bis 650°C hergestellt. Zur Bestimmung der Defektdichten in den verschiedenen Proben wurden axiale [100]- und planare (110)-Channeling-Spektren gemessen. Abb. 4.1 zeigt das Random-Spektrum sowie das [100]-axiale und (110)-planare Channeling-Spektrum einer Probe, die bei 450°C aufgewachsen wurde.

Bei der Messung des axialen [100]-Spektrums wurde der Ionenstrahl parallel zur [100]-Probennormalen ausgerichtet. Zur Messung des planaren (110)-Spektrums wurde die Probe bezüglich des Ionenstrahls um 8° entlang einer (110)-Ebene gekippt. Die Oberflächenenergien von Si und Ge sind gekennzeichnet. Der relativ hohe Minimum-Yield-Wert von 6.7 %, gemessen im Ge-Signal unmittelbar hinter dem Surface-Peak, deutet auf Kristalldefekte im oberflächennahen Bereich der Schicht. Im axialen Channeling-Spektrum ist ein deutlicher Peak am niederenergetischen Ende des Ge-Signals sichtbar, der einem Netzwerk von Misfit-Versetzungen an der Grenzfläche zum Substrat zugeschrieben werden kann. Abb. 4.2 zeigt ein TEM-Bild des Versetzungsnetzwerks am Interface (weak beam dark field, $g=(004)$, plane-view, nach Rückdünnung von der Substrat-Seite). Die Misfit-Versetzungen laufen parallel zu den [110]-Richtungen. Die deutliche Steigung im Bereich der $\text{Si}_{.50}\text{Ge}_{.50}$ Schicht sowohl im axialen wie auch im planaren Channeling-Spektrum wird durch Dechanneling an Defekten verursacht, die sich über die gesamte Schichtdicke erstrecken. Generell ist das planare im Vergleich zum axialen Channeling empfindlicher auf Versetzungen, da die Dechanneling-Querschnitte σ_d im planaren Fall etwa um eine Größenordnung größer sind als im axialen Fall. TEM Untersuchungen an Querschnittsproben wie in Abb. 4.3 zeigen eine beträchtliche Dichte von Threading-Versetzungen, die sich vom Interface zur Oberfläche der $\text{Si}_{.50}\text{Ge}_{.50}$ Schicht erstrecken.

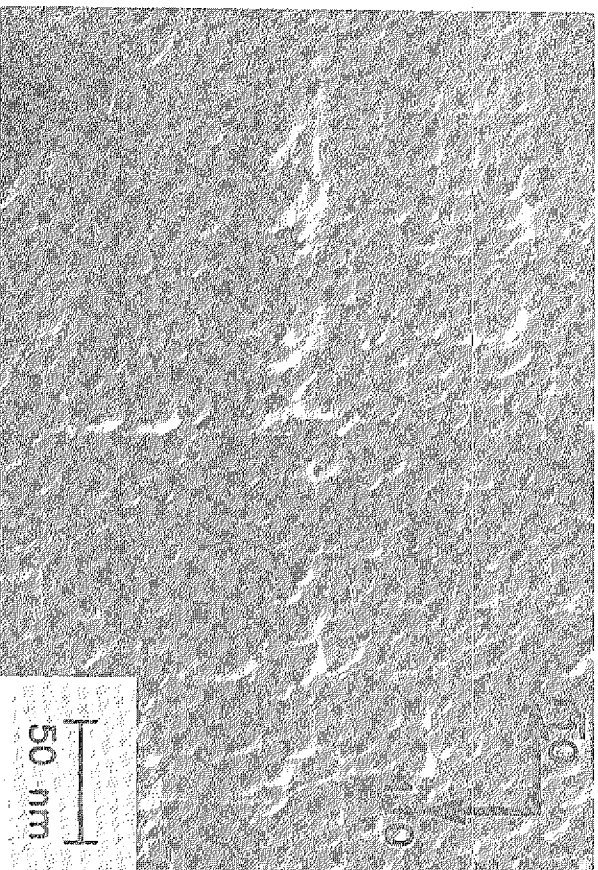


Abb. 4.2: Misfit-Versetzung an der $\text{Si}_{.50}\text{Ge}_{.50}/\text{Si}(100)$ Grenzfläche (weak beam dark field, $g = (004)$, plane view)

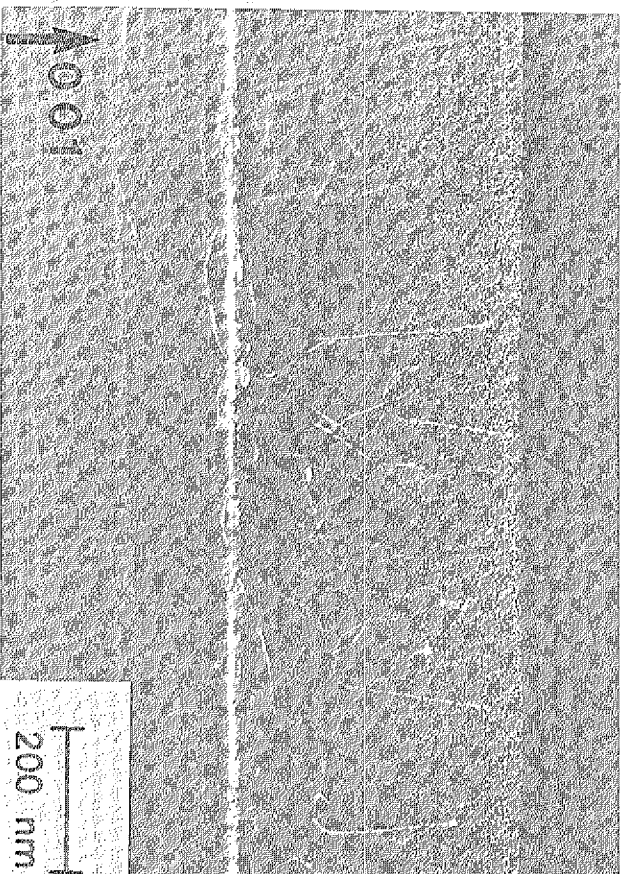


Abb. 4.3: Querschnitts-Elektronenmikroskopaufnahme einer 4000 Å $\text{Si}_{.50}\text{Ge}_{.50}$ -Schicht auf (100) Si (weak beam dark field)

Entsprechende Referenz-Spektren wurden von einem unbehandelten Si-Wafer aufgenommen, um quantitative Aussagen über die Versetzungsdichten machen zu können. Die Auswertung erfolgt daher im Si-Signal der RBS/Channeling-Spektren. Entsprechend Gleichung 2.16 wurde die integrale Dechanneling-Wahrscheinlichkeit

$$P(z) = \ln \left[\frac{1 - \chi_v(z)}{1 - \chi_d(z)} \right] \quad (4.1)$$

direkt aus den entsprechenden Spektren berechnet. Das Produkt $n_d \sigma_d = dP/dz$ wurde aus der Steigung von $P(z)$ bestimmt, indem eine Gerade durch die obersten 1500 Å gezogen wurde. Zur absoluten Bestimmung der Versetzungsdichte ist die Kenntnis des Dechanneling-Querschnitts σ_d erforderlich. Da quantitative Angaben über Dechanneling-Querschnitte in der Literatur [71, 83-90] nur sehr spärlich zu finden sind, wurde der Dechanneling-Querschnitt für Threading-Versetzungen bei planarem (110)-Channeling mit Hilfe der Transmissionselektronenmikroskopie durch Vergleich mit Channeling zu 390 Å bestimmt [91]. Planares (110)-Channeling ergibt damit eine Threading-Versetzungsdichte von $5.7 \cdot 10^9/\text{cm}^2$ für die bei 450°C hergestellte Probe. Bei dieser Substrattemperatur war mit NDIC keine Oberflächenrauigkeit erkennbar.

Höhere Wachstumstemperaturen können offensichtlich die Kristallqualität verbessern. Abb. 4.4 zeigt ein Random-Spektrum, sowie drei [100]-Channeling-Spektren von gleichartigen Proben, die bei 350°C, 450°C und 550°C gewachsen wurden. Bei einer Substrattemperatur von nur 250°C war die Probe amorph. Die geringe Verschiebung der niederenergetischen Kanten des Germanium-Signals rührt von geringfügig unterschiedlichen Schichtdicken der einzelnen Proben her und ist für die folgende Diskussion bedeutungslos. Der Minimum-Yield-Wert beträgt 7.3 %, 6.7 % bzw. 5.1 % bei Wachstumstemperaturen von 350°C, 450°C bzw. 550°C. Die Steigung der [100]-Channeling-Spektren fällt ebenfalls mit zunehmender Substrattemperatur ab und zeigt eine Abnahme der Threading-Versetzungsdichte an. Die aus den zugehörigen planaren (110)-Channeling-Spektren bestimmten Threading-Versetzungsdichten betragen $8.9 \cdot 10^9$, $5.7 \cdot 10^9$ und $5.1 \cdot 10^9/\text{cm}^2$. Im Gegensatz zu den bei tieferen Temperaturen hergestellten Proben zeigt die bei 550°C gewachsene Probe eine mit NDIC-Mikroskopie sichtbare Oberflächenrauigkeit.

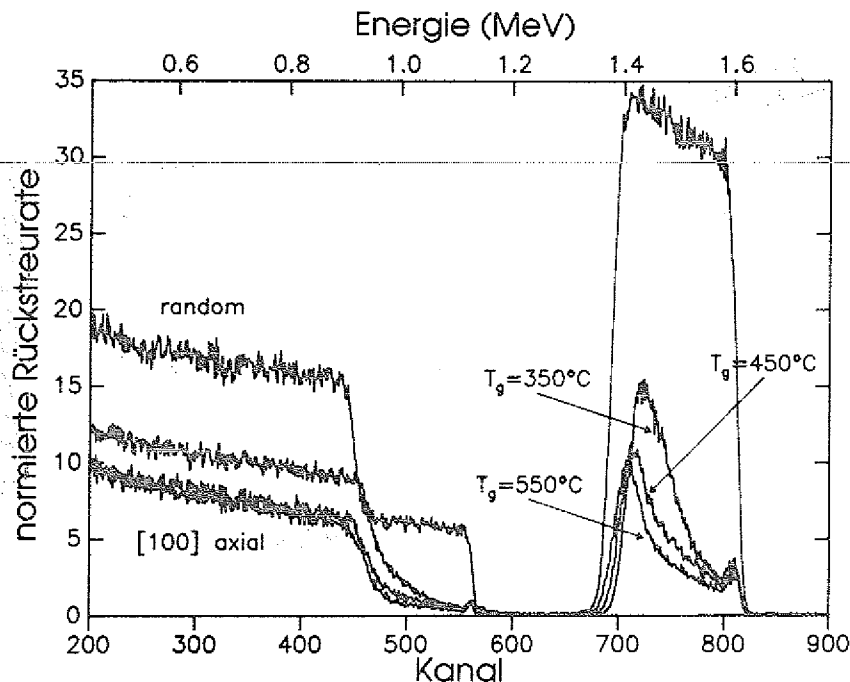


Abb. 4.4: Random- und [100]-Channeling-Spektren von drei Proben, die bei Epitaxietemperaturen von 350°C , 450°C und 550°C hergestellt wurden

In situ Nachtempern in der MBE-Anlage kann die Kristallqualität weiter verbessern. Bei einer Substrattemperatur von 550°C reduziert ein in situ Tempern bei 750°C für 1000 s die Versetzungsdichte auf $2.8 \cdot 10^9/\text{cm}^2$. Ein entscheidender Nachteil ist die dadurch hervorgerufene, in Abb. 4.5 gezeigte Aufrauhung der Oberfläche, die solche Schichten für die Verwendung als Pufferschichten für dünne Übergitter nutzlos macht. Ein nachfolgendes Tempern im Rohrofen zeigt ähnliche Resultate.

Erstmals wurde versucht, die Kristallqualität von $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -Heterostrukturen durch Kurzzeitlempern im Quarzlampeofen (RTA) zu verbessern. RTA wurde bereits zur Ausheilung von Strahlenschäden nach Implantation in Si [92,93] und zur Verbesserung der Kristallqualität in $\text{CaF}_2/\text{Si}(100)$ -Heterostrukturen [94] erfolgreich eingesetzt.

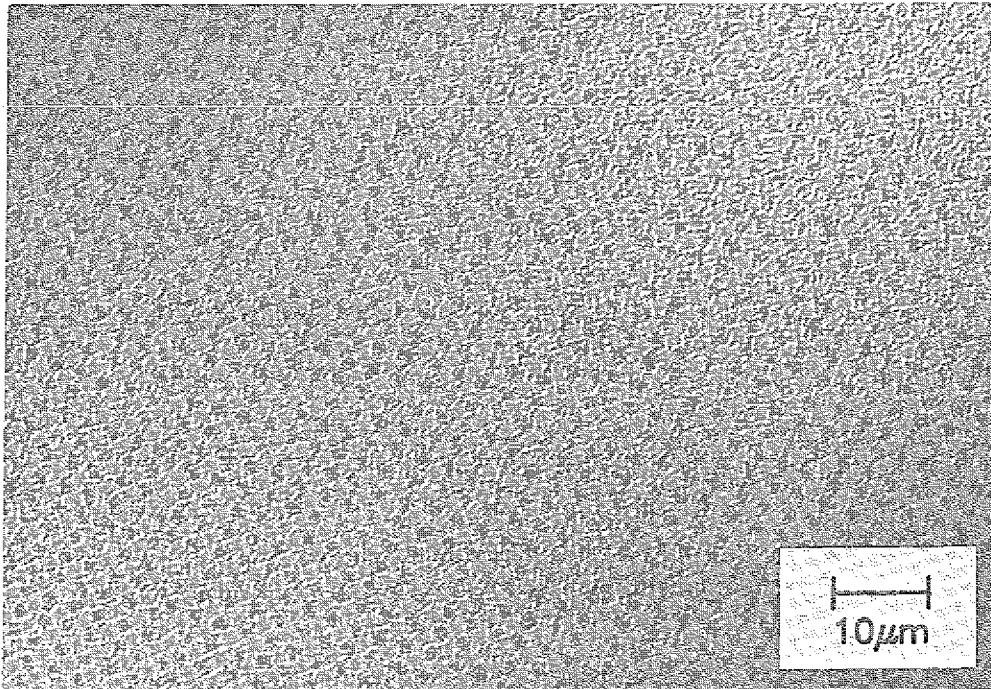


Abb. 4.5: Oberflächenmorphologie einer bei 550°C hergestellten Probe nach in situ Nachtempern bei 750°C für 1000s (NDIC-Mikroskopaufnahme).

Abb. 4.6 zeigt die deutliche Abnahme des $\chi_{\min}$ -Wertes und der Steigung des [100]-Channeling-Spektrums einer bei 450°C hergestellten Probe nach RTA-Tempern bei 1100°C für 30 s in Argon. Der $\chi_{\min}$ -Wert sinkt von 6.7 % auf 3.9 % ab. Die mit planarem (110)-Channeling bestimmte Threading-Versetzungsdichte sinkt deutlich von $5.7 \cdot 10^9$ auf $1.9 \cdot 10^9/\text{cm}^2$. Das Random-Spektrum zeigt nach dem RTA-Tempern keine Veränderungen, insbesondere keine signifikante Diffusion an der Grenzfläche zum Substrat. Eine Untersuchung mit TEM zeigt ebenfalls eine deutliche Reduktion der Versetzungsdichte nach RTA [91]. Im Gegensatz zu konventionellem Tempern zeigt sich nach RTA im NDIC-Mikroskop keine Aufrauhung der Oberfläche. Die Ursache dürfte, neben der kurzen Zeit, in der Verwendung des Schutzgases Argon liegen, das laminar über die Probenoberfläche strömt. Diese Tatsache wird als einer der wichtigsten Vorteile von RTA gegenüber konventionellem Tempern betrachtet.

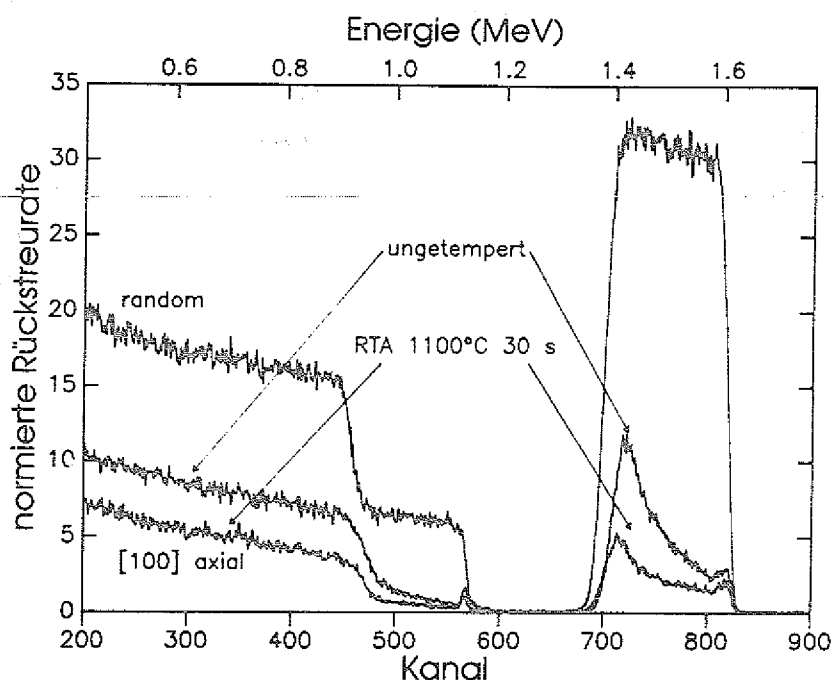


Abb. 4.6: Random- und [100]-Channeling-Spektren einer bei 450°C hergestellten Probe vor und nach RTA bei 1100°C für 30s

Der mikrostrukturelle Mechanismus, der zu der beobachteten Verringerung der Threading-Versetzungsdichte führt, ist noch nicht völlig geklärt. Mögliche Mechanismen sind die Annihilation entsprechend der Gleichung [95]

$$(a/2) [101] + (a/2) [01\bar{1}] + (a/2) [\bar{1}\bar{1}0] = 0 \quad (4.2)$$

oder die Vervollständigung von unvollständigen Versetzungsmultiplikationen nach dem Hagen-Strunk Mechanismus [61].

In der Vergangenheit wurden bereits mehrere Verfahren zur Verbesserung der Kristallqualität von Pufferschichten ausprobiert. Durch eine theoretische Arbeit [96], die ein verbessertes Wachstum auf kleinen strukturierten Flächen oder auf porösem Si erwarten ließen, wurden zahlreiche experimentelle Arbeiten stimuliert. Auf porösem Si konnten dabei keinerlei Verbesserungen erzielt werden [97,98]. Auf strukturierten Flächen konnten Schichten weitgehend versetzungsfrei hergestellt werden, deren Dicke etwa 50 % oberhalb

der kritischen Schichtdicke lag [99-101]. Diese unrelaxierten Schichten sind jedoch nicht als virtuelle Substrate für symmetrisch verspannte Übergitter zu verwenden, da der Gitterparameter in der Wachstumsebene im pseudomorphen Fall mit dem Si-Gitterparameter identisch ist. Verschiedene Arbeiten untersuchten die Wirkung eines Übergitters als Filter für Threading-Versetzungen. Grundlage dafür war die Idee, daß die elastischen Verzerrungen im Übergitter die Threading-Versetzungen in die Grenzfläche zurückbiegen könnten [102-104]. Für das Ge-Si-System konnten experimentell bisher noch keine signifikanten Änderungen der Threading-Versetzungsdichte im oberflächennahen Bereich nachgewiesen werden [105].

4.1.2. $\text{Si}_{.67}\text{Ge}_{.33}$ /Si-Heterostrukturen

Die Dicken der im vorigen Abschnitt untersuchten $\text{Si}_{.50}\text{Ge}_{.50}$ -Schichten lagen deutlich oberhalb der kritischen Schichtdicke von etwa 100 Å und die Proben sind daher weitgehend relaxiert. In diesem Abschnitt werden $\text{Si}_{.67}\text{Ge}_{.33}$ -Schichten untersucht, wie sie z.B. auch für den Bau von Heterobipolartransistoren eingesetzt werden [106,107]. Wegen der niedrigeren Ge-Konzentration und der daraus folgenden höheren kritischen Schichtdicke ist die Restverzerrung in diesen Schichten wesentlich größer. Ziel dieser Untersuchungen waren insbesondere die Bestimmung der Restverzerrung als Funktion der Schichtdicke und Epitaxietemperatur sowie die Möglichkeit, durch niedrige Epitaxietemperaturen die kritische Schichtdicke zu erhöhen. Weiterhin wurde die Defektdichte in relaxierten Schichten als Funktion der Epitaxietemperatur und der Schichtdicke untersucht.

Für diese Untersuchungen wurden zwei Paare von $\text{Si}_{.67}\text{Ge}_{.33}$ -Legierungsschichten auf Si(100) mit MBE hergestellt. Die Wachstumsraten betrugen 2.5 Å/s. Es wurden Schichten mit Dicken von 2000 Å und 5000 Å bei Substrattemperaturen von 450 und 550°C aufgewachsen. Abb. 4.7 zeigt ein RBS-Spektrum sowie die [100]-Channeling-Spektren der beiden 5000 Å dicken Schichten, die bei 450 bzw. 550°C abgeschieden wurden.

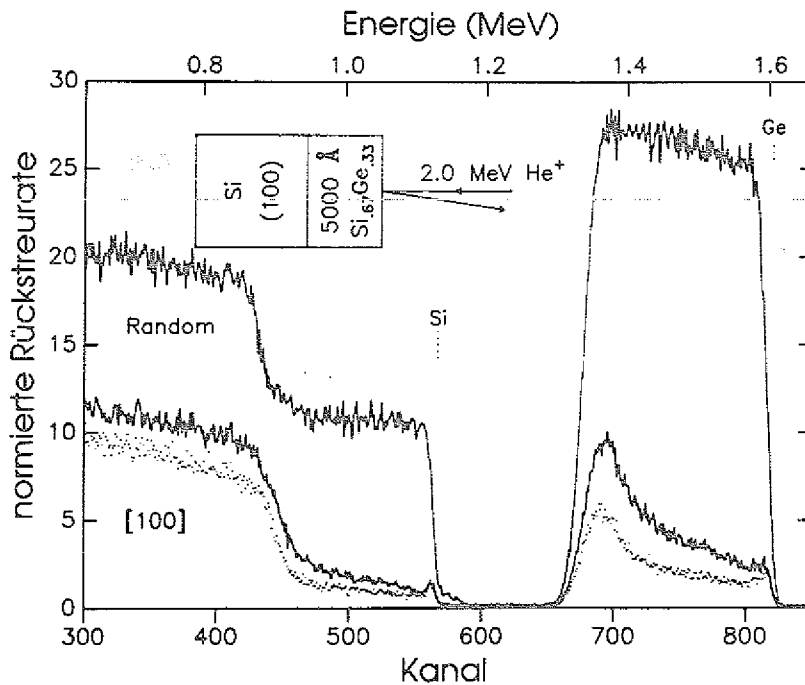


Abb. 4.7: Random- und [100]-Channeling-Spektren von 5000 Å Si_{0.67}Ge_{0.33}/Si(100)-Heterostrukturen bei Epitaxietemperaturen von 450°C (—) und 550°C (...)

Das qualitative Verhalten ist ähnlich wie bei den im vorigen Abschnitt untersuchten Proben; auch hier erzielt man durch eine höhere Epitaxietemperatur geringere Dichten von Threading-Versetzungen. Der Minimum-Yield-Wert $\chi_{\min}$ liegt bei 8.4 % ($T_g = 450^\circ\text{C}$) bzw. 4.7 % ($T_g = 550^\circ\text{C}$). In Abb. 4.8 sind die entsprechenden Spektren der 2000 Å dicken Schichten dargestellt. Überraschenderweise ist das Verhalten als Funktion der Epitaxietemperatur hier genau umgekehrt. Bei $T_g = 450^\circ\text{C}$ erhält man ein Channeling-Spektrum mit einem Minimum Yield von nur 3.2 % und einem scharfen Surface-Peak im Si- und Ge-Signal, während bei $T_g = 550^\circ\text{C}$ der Minimum-Yield-Wert $\chi_{\min} = 8.6$ % beträgt (Anmerkung: Aufgrund der breiten Isotopenverteilung von Germanium ist der Surface-Peak bei Ge breiter als bei Si). Mit planaren Dechanneling-Messungen in (110)-Ebenen wurden, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, die Threading-Versetzungsdichten im oberflächennahen Bereich der Schichten bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tab. 4.1 zusammengestellt. Die Defektdichte der bei 450°C hergestellten Probe liegt unterhalb der Nachweisgrenze von RBS/Channeling.

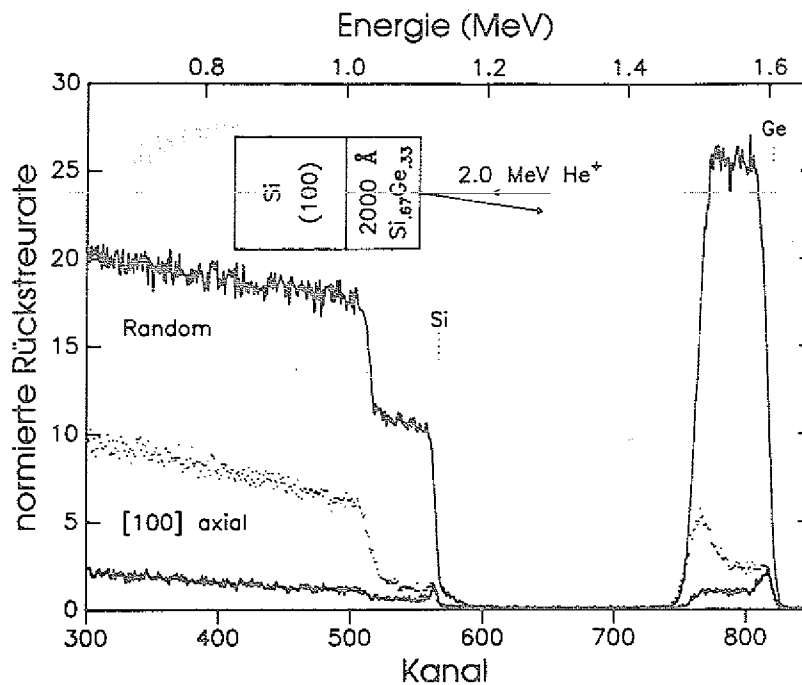


Abb. 4.8: Random- und [100] Channeling-Spektren von 2000 Å Si_{0.67}Ge_{0.33}/Si(100)-Heterostrukturen bei Epitaxietemperaturen von 450°C (—) und 550°C (...)

Die tetragonale Gitterverzerrung in den Proben dieser Serie wurde durch Messung der Winkelabhängigkeit der Rückstreureate als Funktion des Einfallswinkels bestimmt. Abb. 4.9 zeigt die Winkelabhängigkeit der Rückstreureate am Beispiel der 2000 Å dicken, bei $T_g = 450^\circ\text{C}$ hergestellten Probe. Beide [110]-Minima des Ge und Si Signals der Si_{0.67}Ge_{0.33}-Schicht sind um $-0.68 \pm 0.05^\circ$ gegenüber dem [110]-Minimum im Substrat bei 45.00° verschoben. Dieser Wert ist in hervorragender Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert von -0.64° , der nach dem biaxialen Spannungsmodell [44] unter der Annahme pseudomorphen Wachstums berechnet wurde.

Zum Vergleich mit den Ergebnissen der Channelingmessungen wurde die elastische Gitterverzerrung dieser Probe durch Krümmungsmessungen mit Röntgenbeugung ($\text{CuK}\alpha$) in (004)-Reflexion bestimmt. Dazu wurde die Probe relativ zum Strahl linear verschoben und die dabei auftretende Winkelverschiebung des Bragg-Reflexes aufgezeichnet [108,109]. Die Verzerrung ϵ_{11} kann damit über die Gleichung

$$\epsilon_{\parallel} = \frac{k}{6} \cdot \frac{t_s^2}{t_f} \quad (4.3)$$

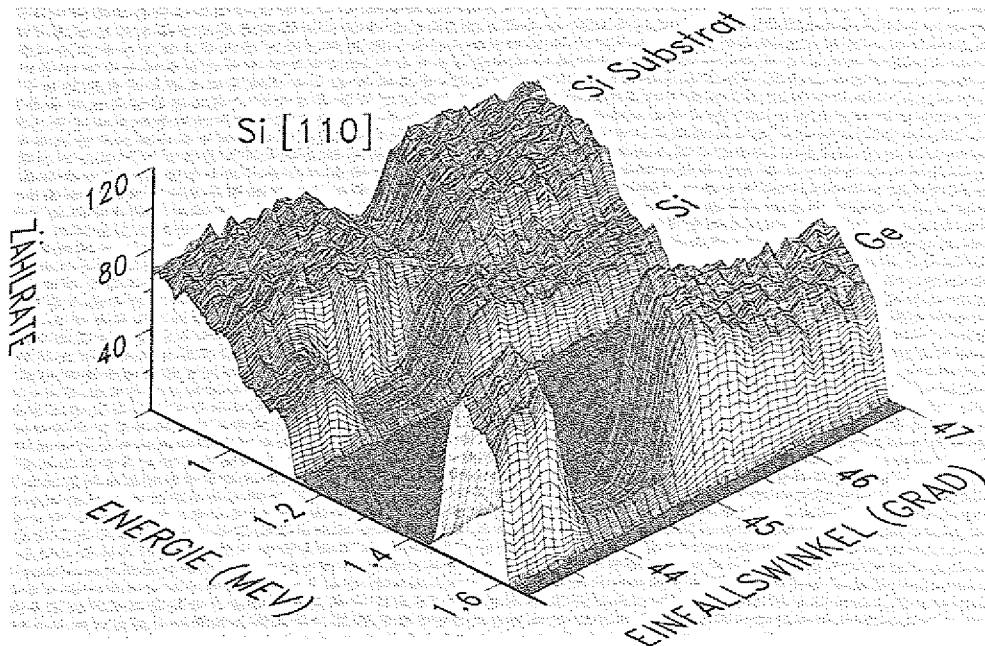


Abb. 4.9: Winkelabhängigkeit der Rückstreurrate einer pseudomorphen $\text{Si}_{.67}\text{Ge}_{.33}/\text{Si}(100)$ -Heterostruktur als Funktion des Einfallswinkels

bestimmt werden, sofern Schichtdicke t_f und Substratdicke t_s bekannt sind. Aus der Krümmungsmessung wurde eine Winkelverschiebung von -0.63° ermittelt.

Abb. 4.10 zeigt die gemessene (a) und simulierte (b) (004)-Rocking-Kurve, der 2000 Å dicken, bei 450°C hergestellten Probe. Zur Simulation diente ein auf dynamischer Streutheorie basierendes Computerprogramm [110]. Der scharfe Peak der $\text{Si}_{.67}\text{Ge}_{.33}$ -Schicht und die gut aufgelösten Dickenoszillationen deuten auf eine gute Kristallqualität. Eine hervorragende Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation wurde mit den Parametern: Ge-Konzentration $x = 32.5\%$, Schichtdicke 2000 Å, pseudomorphes Wachstum erreicht.

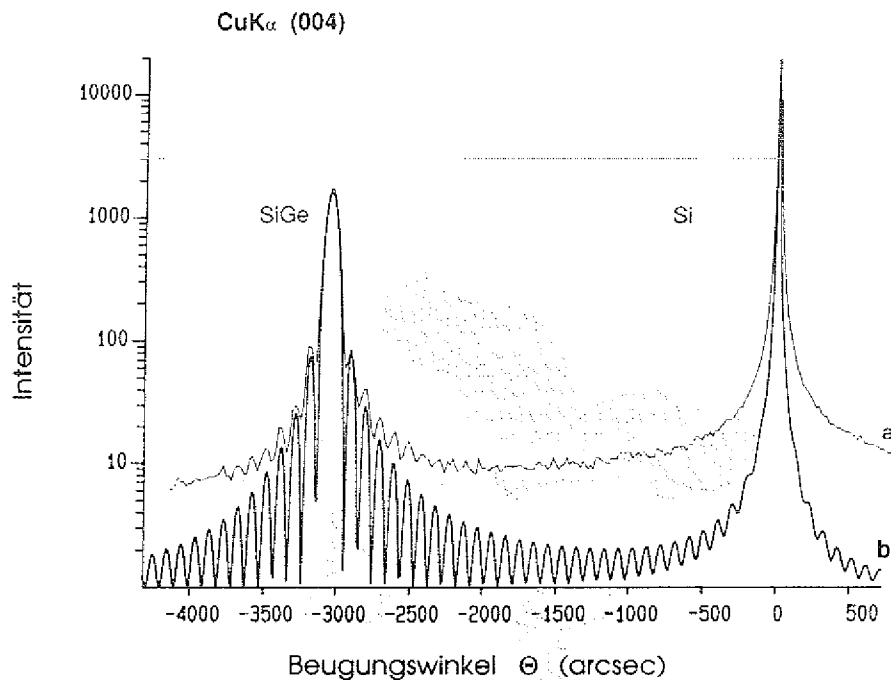


Abb. 4.10: Gemessene (a) und simulierte (b) Röntgen-Rockingkurve einer pseudomorphen Probe

Die bei gleicher Temperatur mit einer Dicke von 5000 Å hergestellte Probe zeigt eine deutliche Verschiebung des $\text{Si}_{.67}\text{Ge}_{.33}$ -Schichtpeaks in Richtung des Si-Substratreflexes, die eine Relaxation der elastischen Gitterverzerrung anzeigt (Abb. 4.11). Aus der Verschiebung wurde eine Relaxation auf eine Restverzerrung von 20 % des pseudomorphen Wertes durch Einbau von Versetzungen berechnet. Der Einbau von Versetzungen zeigt sich auch durch eine erhebliche Verbreiterung des $\text{Si}_{.67}\text{Ge}_{.33}$ -Peaks. Die Defektdichten wurden aus der Verbreiterung des Peaks abgeschätzt. Die experimentelle Linienbreite setzt sich quadratisch aus den Anteilen der natürlichen und apparativen Linienbreite, der Krümmung, der Schichtdicke und der Versetzungen zusammen [111]. Für die Abschätzung des Beitrags durch Versetzungen kann die Beziehung

$$\rho_{\text{vers.}} = \text{FWHM}_{\text{vers.}} / 9b^2 \quad (4.4)$$

benutzt werden. Dabei wurde ein Burgers-Vektor b von 3.84 Å angenommen. Die Ergebnisse der Röntgen-Messungen sind zusammen mit den RBS/Channeling-Resultaten in Tab. 4.1 zusammengefaßt.

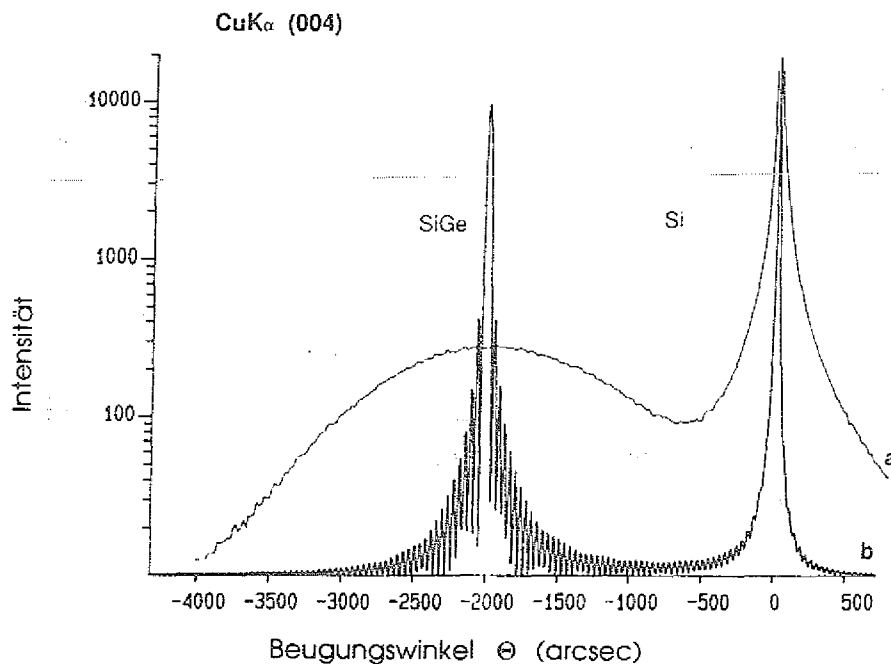


Abb. 4.11: Gemessene (a) und simulierte (b) Röntgen-Rockingkurve einer teilweise relaxierten Probe

Diese Ergebnisse zeigen, daß bei 450°C pseudomorphe, vollständig verzerrte Si_{0.67}Ge_{0.33} Schichten mit einer Dicke von 2000 Å hergestellt werden konnten, die wesentlich oberhalb der kritischen Schichtdicke von etwa 400 Å [9,51,52] bei einer Epitaxietemperatur von 550°C lagen. Die vergleichbare, bei einer Epitaxietemperatur von 550°C hergestellte Probe hat die kritische Schichtdicke bereits überschritten. Vergleicht man die beiden bei 550°C hergestellten Proben, so zeigt sich, daß die Defektdichte bei der 5000 Å dicken Probe in Oberflächennähe deutlich geringer ist, als bei der 2000 Å dicken Probe. Dieser Effekt könnte dadurch erklärt werden, daß bei zunehmender Schichtdicke die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung zwischen verschiedenen Threading-Versetzungen, und damit auch die Wahrscheinlichkeit für eine Annihilation, zunimmt.

Tg/°C	d/Å RBS	Restverzerrung/%		$\chi_{\min}/\%$	Thread.-Vers.-Dichte	
		RBS	Röntgen		RBS	Röntgen
450	2000	100	100	3.2	---	---
450	4950	2	20	8.4	$5.1 \cdot 10^9$	$5.0 \cdot 10^9$
550	2100	35	35	8.6	$6.0 \cdot 10^9$	$3.8 \cdot 10^9$
550	5000	21	10	4.7	$2.5 \cdot 10^9$	$2.2 \cdot 10^9$

Tab. 4.1: Ergebnisse der RBS- und Röntgen-Messungen

Trotz der guten Übereinstimmung zwischen den Resultaten von RBS/Channeling- und Röntgen-Messungen ist zu beachten, daß die Röntgen-Ergebnisse der Defektdichte auf einem recht einfachen Modell beruhen, welches eine isotrope Verteilung der Defekte annimmt. Die Versetzungsdichte der ersten Probe dieser Serie liegt unterhalb der Nachweisgrenze von Channeling- und Röntgen-Messungen.

4.2. Interdiffusion in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -Übergittern

Das Diffusionsverhalten in Si/Ge-Heterostrukturen ist sowohl wissenschaftlich als auch technologisch interessant. Im Hinblick auf neuartige Bauelemente ist die thermische Stabilität während des Herstellungsprozesses besonders wichtig. Die typischen, bei Si/Ge-Bauelementen verwendeten Schichtdicken liegen dabei im Bereich von wenigen hundert Angström. In dieser Arbeit wurde die Interdiffusion in $5 \times (\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)$ -Übergittern untersucht, deren Einzelschichtdicken etwa $100 \text{ \AA}$ betragen. Diese Schichtdicke erlaubt für niedrigere Ge-Konzentrationen noch pseudomorphes Wachstum, während bei höheren Ge-Konzentrationen eine Relaxation durch den Einbau von Versetzungen zu erwarten ist. Damit soll insbesondere der Einfluß der Konzentration, der elastischen Gitterverzerrungen und der Versetzungen auf die Interdiffusion untersucht werden. Die Rutherford-Rückstreuung erlaubt bei geeigneter Wahl der Energie und der Streugeometrie eine einfache und weitgehend zerstörungsfreie Bestimmung der Tiefenprofile und eignet sich wegen des großen Massenunterschieds zwischen Si und Ge besonders gut zur Analyse von Si/Ge-Strukturen.

4.2.1. Asymmetrisch verzerrte $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -Übergitter

Für die Untersuchungen an asymmetrisch verzerrten Übergittern wurde eine Serie von $5 \times (100 \text{ Å Si} / 100 \text{ Å Si}_{1-x}\text{Ge}_x) / \text{Si}(100)$ -Übergittern direkt auf $\text{Si}(100)$ -Wafern mit MBE bei einer Substrattemperatur von 550°C hergestellt. Der schematische Aufbau der Proben ist in Abb. 4.12 gezeigt. Es wurden fünf verschiedene Proben mit Ge-Konzentrationen von jeweils $x = 0.20, 0.27, 0.45, 0.63$, und 0.70 in den $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schichten hergestellt. Ein Blick auf Abb. 2.5 zeigt, daß für eine Schichtdicke von 100 Å die "kritische Konzentration" bei etwa 55% liegt. Danach ist die kritische Einzelschichtdicke bei den Proben mit $x=0.63$ und 0.70 überschritten und eine Relaxation durch Versetzungen zu erwarten.

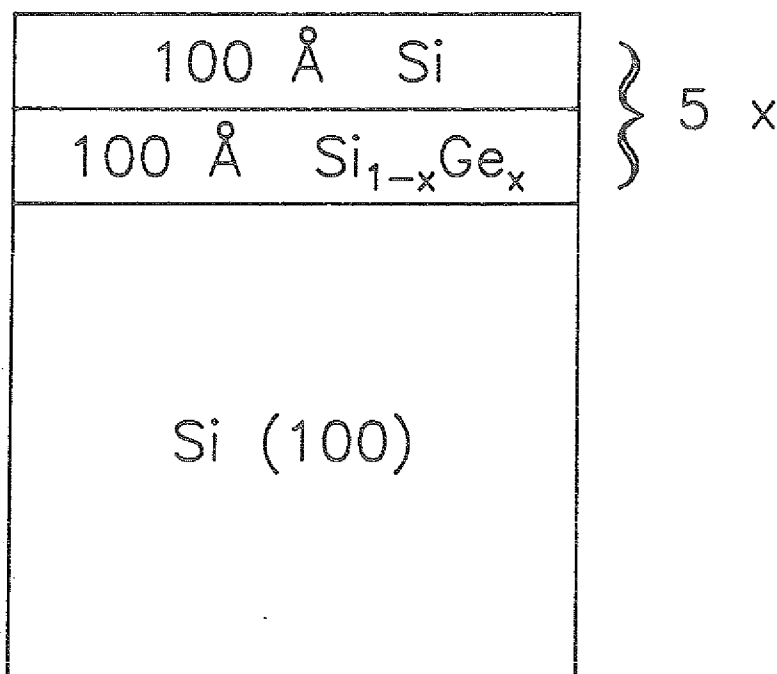


Abb. 4.12: Schichtaufbau der asymmetrisch verzerrten Übergitter

Für die drei unterkritischen Proben sind bei pseudomorphem Wachstum die $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schichten komprimiert und die Si-Schichten unverzerrt. Die maximale Gesamtdicke für pseudomorphes Wachstum in asymmetrisch verzerrten Übergittern ist ebenfalls beschränkt. In guter Näherung ist die kritische Gesamtschichtdicke gegeben durch die kritische Schichtdicke einer Einzelschicht, deren Ge-Konzentration der mittleren Ge-Konzentration im Übergitter entspricht

[131]. Im hier vorliegenden Fall beträgt die mittlere Ge-Konzentration $\bar{x} = 0.10, 0.135, 0.225, 0.315$ sowie 0.35 . Für die beiden höchsten Konzentrationen ist damit auch die kritische Gesamtschichtdicke überschritten. Abb. 4.13 zeigt ein Random- und [100]-Channeling-Spektrum der Probe mit $x = 0.20$.

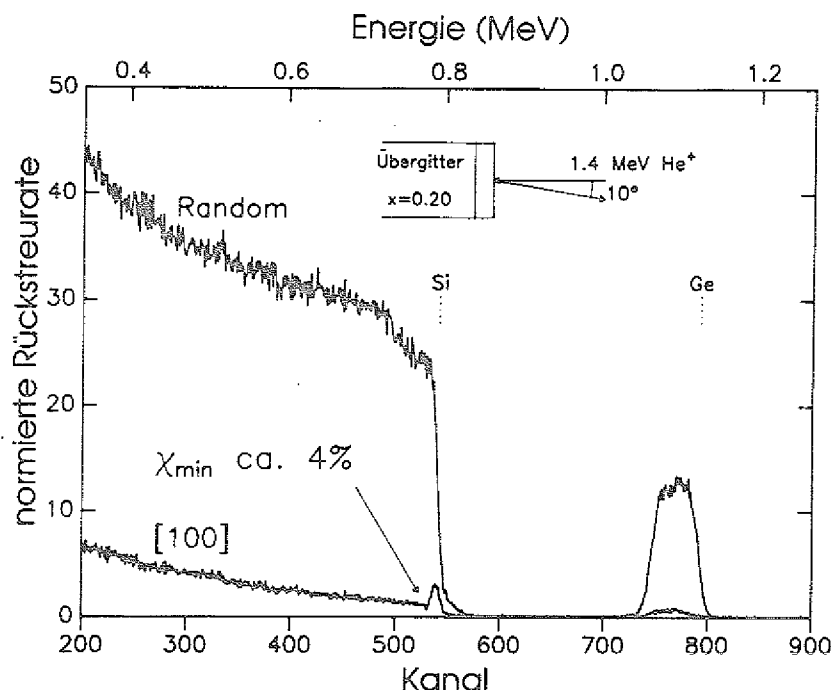


Abb. 4.13: Random- und [100]-Channeling-Spektrum eines pseudomorphen $5 \times (100 \text{ Å Si}/100 \text{ Å Si}_{0.80}\text{Ge}_{0.20})/\text{Si}(100)$ -Übergitters

In dieser Streugeometrie kann die Übergitterstruktur selbst noch nicht aufgelöst werden; das Übergitter erscheint nur wie eine Legierungsschicht auf Silizium. Der Minimum-Yield-Wert von nur 4.0% zeigt die geringe Defektdichte in dieser Probe. Auch die Proben mit $x = 0.27$ und $x = 0.45$ zeigen ein ähnliches Verhalten. Ab $x = 0.63$ steigt der $\chi_{\min}$ Wert deutlich auf ca. 10% an und insbesondere der starke Anstieg der Rückstreuintensität im Bereich des Ge-Signals deutet auf eine deutliche Relaxation durch Einbau von Versetzungen innerhalb des Übergitters (Abb. 4.14).

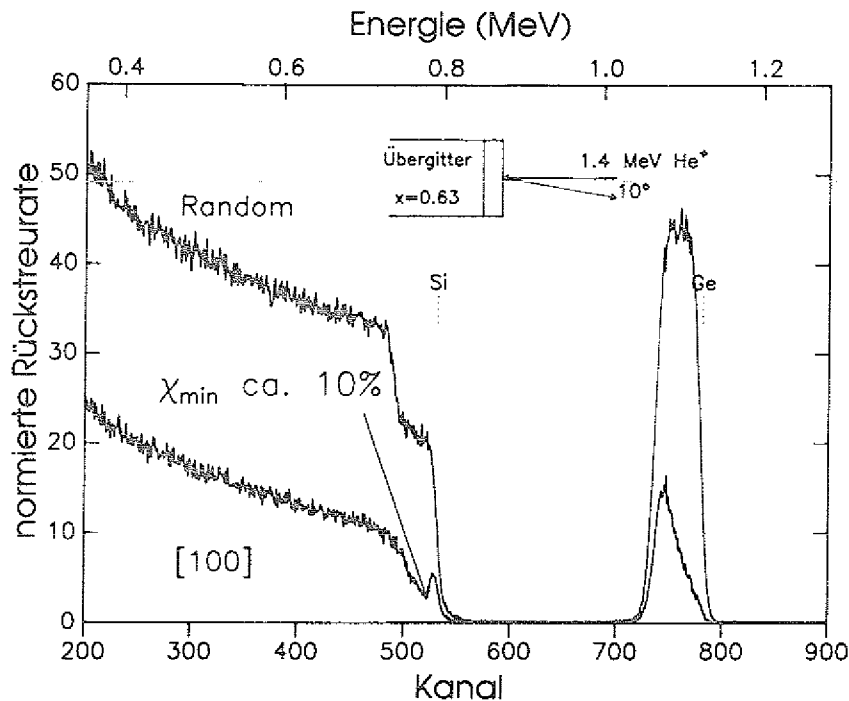


Abb. 4.14: Random- und [100]-Channeling-Spektrum eines teilweise relaxierten $5 \times (100 \text{ \AA Si}/100 \text{ \AA Si}_{0.37}\text{Ge}_{0.63})/\text{Si}(100)$ Übergitters

Die elastische Gitterverzerrung der $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schichten wurde durch Messung der Rückstreurrate als Funktion des Einfallswinkels in der Nähe der [110]-Richtung entlang der (100)-Ebene gemessen, wie für die $x = 0.45$ Probe in Abb. 4.15 dargestellt. Das Minimum an der Vorderkante der Germanium-Intensität, das der obersten $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht entspricht, ist um $-0.75 \pm 0.05^\circ$ gegenüber dem Minimum des Silizium-Substrats bei 45.00° verschoben. Der nach dem biaxialen Spannungsmodell berechnete Wert beträgt 0.85° . Trotz der geringen Differenz, die sich durch einen Beamsteeringeffekt beim Durchgang des Ionenstrahls durch die oberste Si-Schicht erklären läßt, kann daher ein zumindest nahezu pseudomorphes Wachstum angenommen werden. Streng genommen muß der gemessene Wert als untere Schranke für die wahre Winkelverschiebung angesehen werden [112,113]. Ab einer Ge-Konzentration von $x = 0.63$ weicht die gemessene Verschiebung ($\Delta\theta = 0.73^\circ$ für $x = 0.63$) stark von der theoretischen Berechnung ($\Delta\theta = 1.28^\circ$) ab. Im Zusammenhang mit dem ab $x = 0.63$ beobachteten starken Anstieg des $\chi_{\min}$ -Wertes für [100]-Channeling

kann damit auf eine Relaxation der Gitterverzerrung durch den Einbau von Misfit-Versetzungen geschlossen werden.

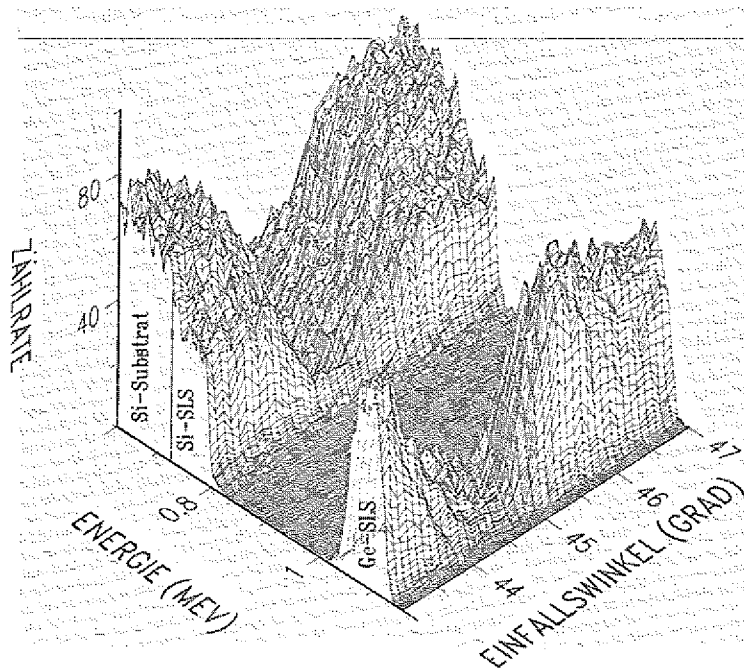


Abb. 4.15: Winkelabhängigkeit der Rückstreuung eines
5 x (100 Å Si/100 Å Si_{0.55}Ge_{0.45})/Si(100)-Übergitters

Die Dicke der einzelnen Übergitterschichten von 100 Å liegt im Grenzbereich der Tiefenauflösung von RBS. Zur Optimierung der Tiefenauflösung im speziellen Fall der hier untersuchten Übergitter wurde eine niedrige Energie der He⁺ Ionen von 1.4 MeV gewählt und bei streifendem Einfall mit einem Einfallswinkel von 81° gemessen. Dieser Winkel wurde so gewählt, daß einerseits eine möglichst effektive Streckung der Übergitterstruktur im Spektrum erreicht werden konnte, andererseits ein Überlappen der Si- und Ge-Signale noch vermieden werden konnte. Abb. 4.16 zeigt ein gemessenes Spektrum der Probe mit $x = 0.63$. Die Si und Ge Oberflächenenergien sind markiert. Sowohl im Ge-Signal als auch im Si-Signal sind die jeweils 5 Peaks der Si_{0.37}Ge_{0.63}- bzw. Si-Schichten klar getrennt. Eine RUMP-Computersimulation mit einer Einzelschichtdicke von je 100 Å und einer Ge-Konzentration von $x = 0.63$ in den Si_{1-x}Ge_x-Schichten zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Spektrum [114].

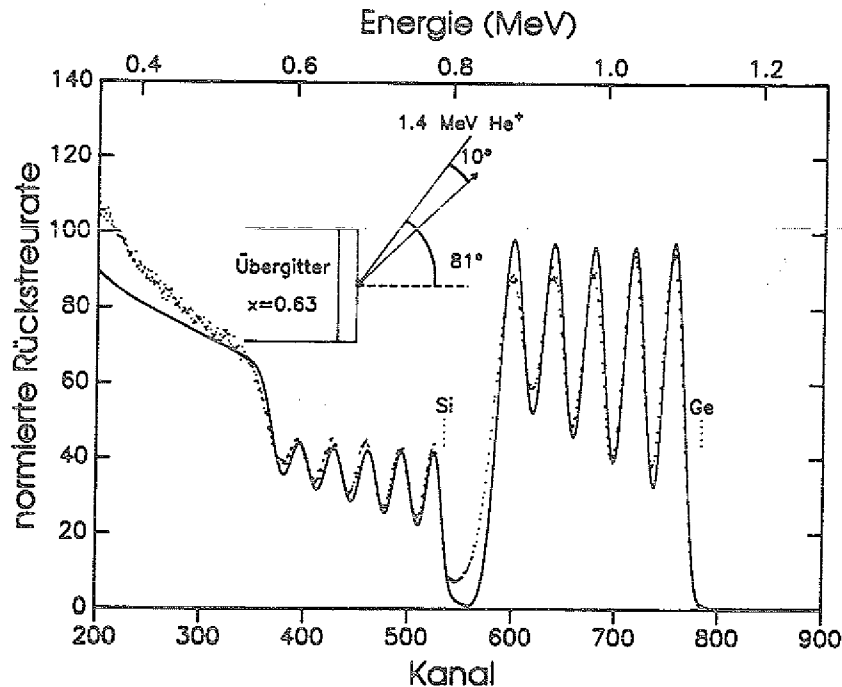


Abb. 4.16: Gemessenes Random-Spektrum und RUMP-Simulation eines $5 \times (100 \text{ Å Si}/100 \text{ Å Si}_{0.37}\text{Ge}_{0.63})/\text{Si}(100)$ -Übergitters. Der Einfallswinkel beträgt 81° .

Nur in den tieferen Schichten ist im gemessenen Spektrum eine etwas geringere Amplitude der Oszillationen zu beobachten. Diese Differenz kann durch geringe Welligkeit bzw. Dickenfluktuationen der Schichten hervorgerufen werden. Dabei ist insbesondere zu beachten, daß durch den streifenden Einfall trotz eines Strahldurchmessers von nur 1 mm der Strahlfleck auf der Probe eine Fläche von ca. $1 \times 6 \text{ mm}^2$ hat und die Analyse daher über eine recht große Fläche mittelt. Dieser Effekt wird besonders deutlich, wenn man das Verhältnis von lateraler Länge ($6 \cdot 10^7 \text{ Å}$) zur Schichtdicke (1000 Å) betrachtet, das einen Wert von $60000 : 1$ hat.

Tempern im Quarzlampeofen (RTA) führt zu einer deutlichen Interdiffusion, die sich durch eine Abnahme der Amplituden der Oszillationen im Spektrum bemerkbar macht. Abb. 4.17 zeigt den Vergleich der RBS-Spektren des $x = 0.63$ Übergitters vor und nach einer RTA-Behandlung bei 975°C für 50 s. Die relative Abnahme der Amplituden ist im Rahmen der Meßgenauigkeit bei allen Schichten gleich, d.h. eine Tiefenabhängigkeit der Interdiffusion ist nicht zu beobachten.

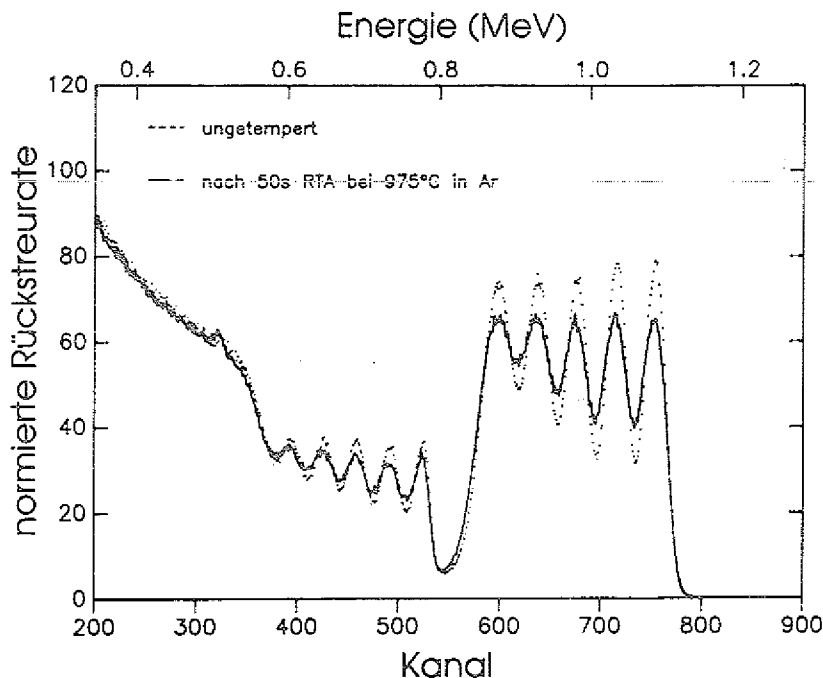


Abb. 4.17: Abnahme der Oszillationsamplituden durch Interdiffusion nach Kurzzeitempern bei 975°C für 50s

Bei den hier vorliegenden Strukturen handelt es sich nicht um eine Tracerdiffusion, bei der die Konzentration der diffundierenden Spezies als klein betrachtet werden kann und sich die Matrix bei der Diffusion nicht wesentlich ändert, sondern um eine Interdiffusion, die eine signifikante Änderung der Si- und Ge-Konzentrationen in den einzelnen Schichten bewirkt, und dadurch ebenfalls die elastische Gitterverzerrung ändert. Sowohl die lokale Konzentration wie auch die Gitterverzerrung ändern sich fortlaufend während der Interdiffusion. Für die Messung der Temperaturabhängigkeit der Interdiffusion und die Bestimmung der Aktivierungsenergie ist es daher sehr wichtig, bei allen Proben die Temperaturen und Temperzeiten so abzugleichen, daß die Diffusionslänge in allen Fällen gleich ist. Nur dadurch ist zu gewährleisten, daß bei allen Proben innerhalb einer Meßreihe der Einfluß der Konzentration und der elastischen Gitterverzerrung identisch ist. Um diese wichtige Forderung zu erfüllen, wurden bei verschiedenen Temperaturen Vorexperimente durchgeführt, um die Temperzeiten so abzugleichen, daß die Amplitude der Übergitteroszillationen nach dem Tempern auf etwa die Hälfte des ursprünglichen Wertes abnahm. Somit kann für alle

Proben innerhalb einer Serie nach dem Tempern der gleiche Konzentrationen- und Verzerrungszustand erreicht werden.

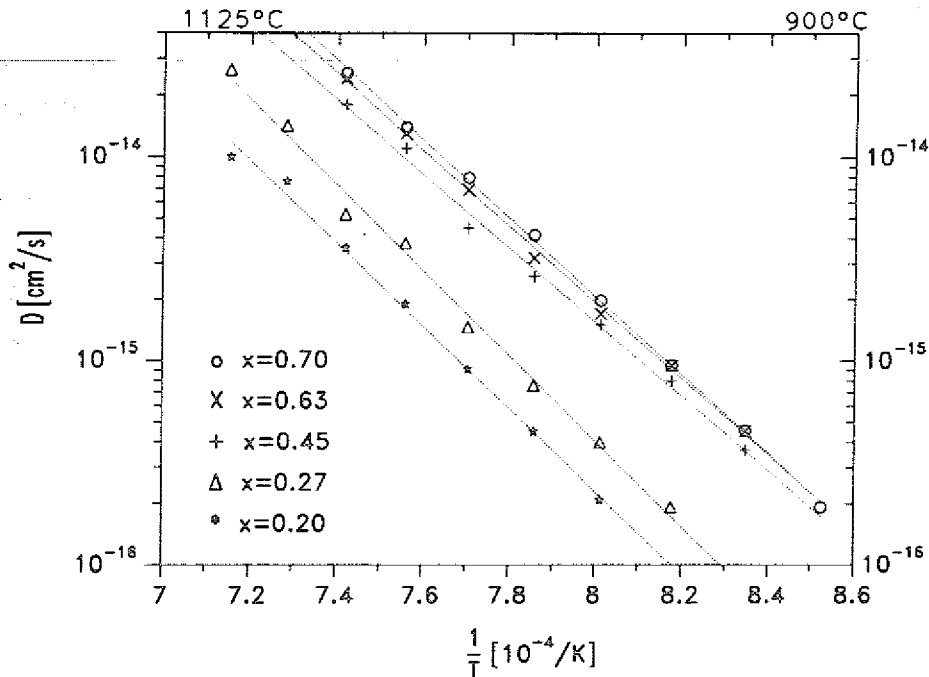


Abb. 4.18: Arrhenius-Darstellung der Interdiffusionskoeffizienten gemessen an verschiedenen asymmetrisch verzerrten $5 \times (100 \text{ \AA Si}/100 \text{ \AA Si}_{1-x}\text{Ge}_x)/\text{Si}(100)$ -Übergittern

In Abb. 4.18 sind die nach Gleichung 2.10 bestimmten Interdiffusionskoeffizienten für die verschiedenen Übergitter in Arrheniusdarstellung gezeigt. Die durch Geradenanpassung bestimmten Werte der Aktivierungsenergie und des Vorfaktors sind in Tab. 4.2 zusammengestellt.

Ge-Konzentration	Vorfaktor D_0 [cm^2/s]	Akt.-Energie E_a [eV]
0.20	3.4	4.0
0.27	20.4	4.1
0.45	0.4	3.6
0.63	1.3	3.7
0.70	4.2	3.8

Tab. 4.2: Vorfaktoren und Aktivierungsenergien der Interdiffusion für asymmetrisch verzerrte Übergitter mit verschiedenen Ge-Konzentrationen.

Eine Relaxation der elastischen Gitterverzerrung durch die Interdiffusion wurde in allen Proben beobachtet. Innerhalb der einzelnen Schichten des Übergitters führt die Interdiffusion durch Abbau des Konzentrationsgradienten zur Relaxation. Die integrale Verzerrung des Übergitters gegenüber dem Substrat wird durch die Interdiffusion jedoch nicht abgebaut. In den Übergittern mit $x = 0.27$ und $x = 0.45$ wurde nach dem Tempern ein deutlicher Anstieg des [100]-Channeling-Spektrums, wie in Abb. 4.19 gezeigt, an der Grenzfläche zwischen Übergitter und Substrat sichtbar. Dort kommt es offenbar zur Ausbildung von Kristalldefekten. Bei den Proben mit $x = 0.20$ sowie 0.63 und 0.70 wurde nach dem Tempern keine Veränderung der Channeling-Spektren beobachtet. Diese Ergebnisse können folgendermaßen interpretiert werden: Bei einer Ge-Konzentration von $x = 0.20$ liegt die Gesamtdicke des Übergitters noch so weit unterhalb der kritischen Schichtdicke [131], daß auch durch Tempern keine Relaxation durch Versetzungen stattfindet.

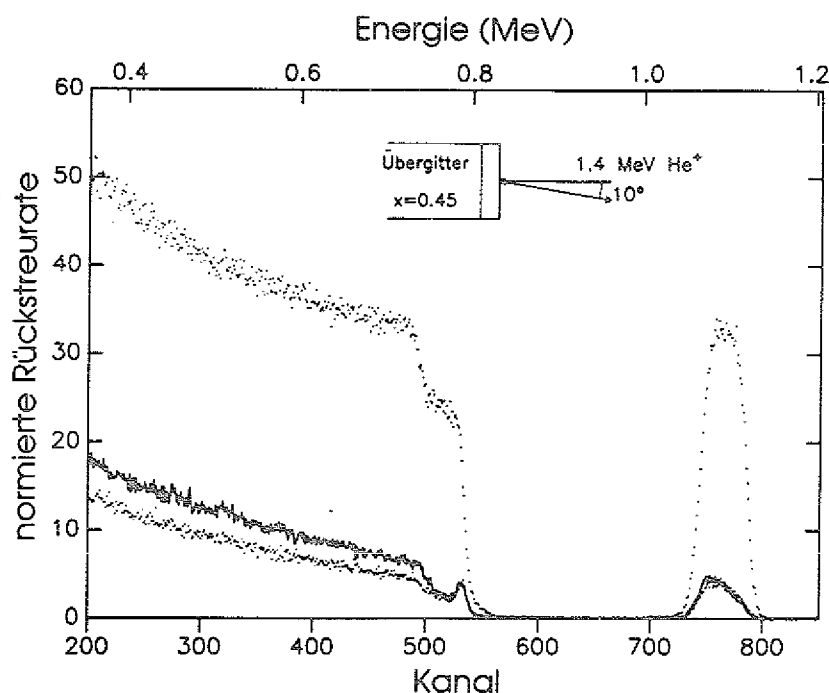


Abb. 4.19: Random- und [100]-Channeling-Spektren eines Si/Si_{0.55}Ge_{0.45} Übergitters vor (...) und nach (—) RTA. Die Zunahme der Rückstreureate zeigt die Bildung von Kristalldefekten an der Grenzfläche zwischen Übergitter und Substrat

Die beiden Proben mit $x = 0.63$ und $x = 0.70$ haben bereits bei der Herstellung die kritische Schichtdicke überschritten und sind infolgedessen durch den Einbau von Misfit-Versetzungen relaxiert. Bei den Proben mit $x = 0.27$ und $x = 0.45$ reicht die thermische Energie beim Tempern aus, um eine Relaxation durch Versetzungen zu ermöglichen. Aufgrund der Lokalisierung der Versetzungen ist anzunehmen, daß das vollständige Übergitter als Einheit gegenüber dem Substrat durch Einbau von Versetzungen relaxiert [132].

4.2.2. Symmetrisch verzerrte $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -Übergitter

Zur weiteren Überprüfung des Einflusses des Verzerrungszustandes auf die Interdiffusion wurden Experimente wie in Abschnitt 4.2.1. an nahezu symmetrisch verzerrten Übergittern durchgeführt. Wächst man auf das Si-Substrat zunächst eine überkritische Schicht aus $\text{Si}_{1-x/2}\text{Ge}_{x/2}$ auf, die vollständig relaxiert ist, so hat diese Schicht einen Gitterparameter, der genau zwischen dem von Si und dem von $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ liegt.

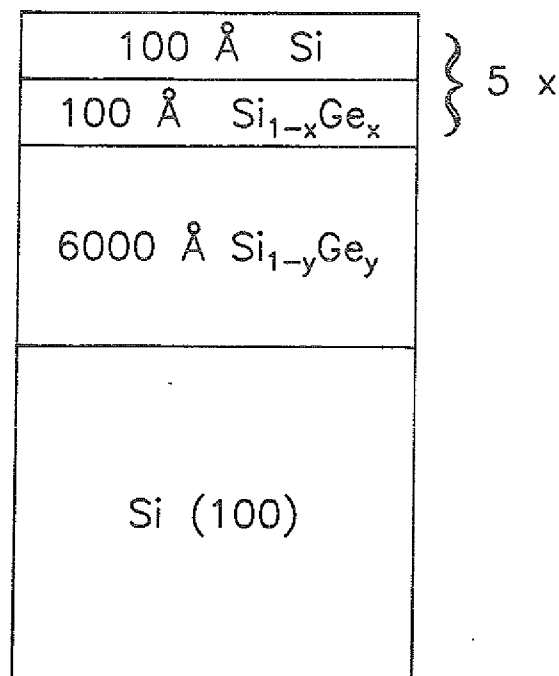


Abb. 4.20: Schichtaufbau der symmetrisch verzerrten Übergitter

Ein Übergitter auf diesem Puffer, das abwechselnd aus Si und $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ besteht, ist dann symmetrisch verzerrt, d.h. die $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schichten sind in der Schichtebene komprimiert und die Si-Schichten sind gedehnt. Die Pufferschichten sind jedoch insbesondere bei niedrigen Ge-Konzentrationen meist nicht völlig relaxiert, sondern besitzen noch eine Restverzerrung. Deshalb muß die Ge-Konzentration y im Puffer größer als $x/2$ sein, damit der Gitterparameter des Puffers in der Wachstumsebene dem einer unverzerrten $\text{Si}_{1-x/2}\text{Ge}_{x/2}$ -Legierung entspricht [36,57,133,134]. Für die Interdiffusionsmessungen wurden, wie in Abb. 4.20 skizziert, vier Übergitter hergestellt. Dabei wurden die Kombinationen $x = 0.20$ $y = 0.18$, $x = 0.28$ $y = 0.23$, $x = 0.46$ $y = 0.24$ sowie $x = 0.68$ $y = 0.37$ verwendet. Abb. 4.21 zeigt ein Random- sowie ein [100]-Channeling-Spektrum des Übergitters mit $x = 0.20$ und $y = 0.18$. Da hier bei nahezu normalem Einfall des Ionenstrahls gemessen wurde, ist die Struktur des Übergitters nicht im einzelnen aufgelöst.

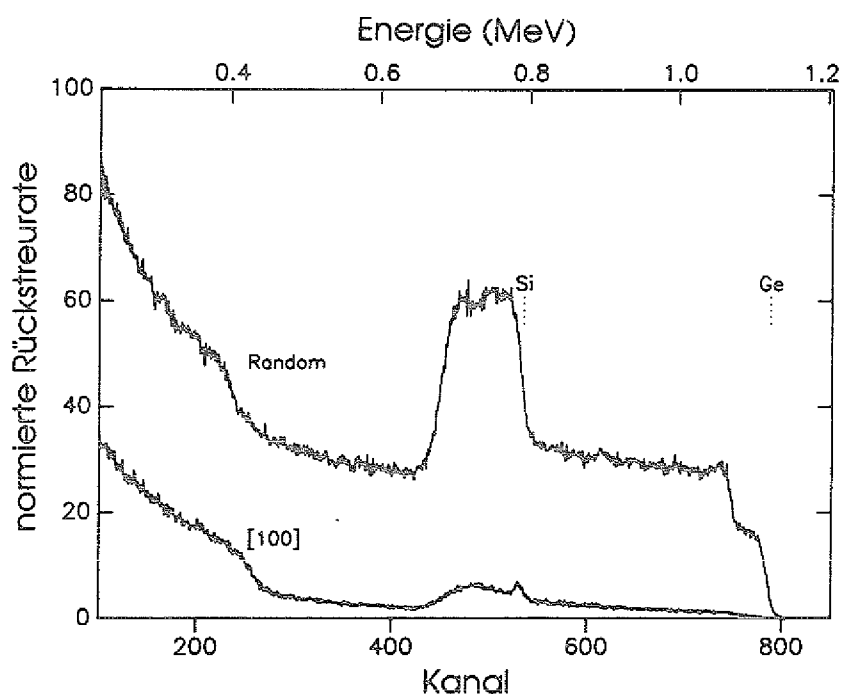


Abb. 4.21: Random- und [100]-Channeling-Spektrum eines $5 \times (100\text{\AA} \text{ Si} / 100\text{\AA} \text{ Si}_{0.80}\text{Ge}_{0.20}) / 6000\text{\AA} \text{ Si}_{0.82}\text{Ge}_{0.18} / \text{Si}(100)$ -Übergitters

Wegen der dicken Pufferschicht kommt es bei diesen Spektren zu einer Überlagerung der Signale von Si und Ge. Unmittelbar hinter der Marke der Oberflächenenergie von Ge beginnt der Beitrag der Germaniums im Übergitter. Die Breite des Plateaus entspricht dabei der Gesamtdicke des Übergitters von $1000 \text{ \AA}$. Danach steigt das Ge-Signal nochmals in einer Stufe an. An dieser Stelle findet der Übergang vom Übergitter zum $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ -Puffer statt, der integral betrachtet eine höhere Ge-Konzentration als das Übergitter besitzt. Unterhalb der Markierung "Si" addiert sich der Beitrag des Siliziums aus dem Übergitter auf das Ge-Signal der Pufferschicht. Etwa bei Kanal 450 fällt das Spektrum stark ab. An dieser Stelle endet der Beitrag des Ge aus der Pufferschicht. Unterhalb dieser Kante ist nur noch der Beitrag des Si aus der Pufferschicht sichtbar. Bei etwa Kanal 250 steigt das Spektrum nochmals sprunghaft an. Dort ändert sich die Si-Konzentration von 82 % im Puffer auf 100 % im Substrat. Der Minimum-Yield-Wert von nur ca. 4 %, gemessen im Ge-Signal des Übergitters, zeigt auch hier eine gute Kristallqualität. Zur Auflösung der Übergitterstruktur wurde bei streifendem Einfall mit einem Einfallswinkel von 81° gemessen.

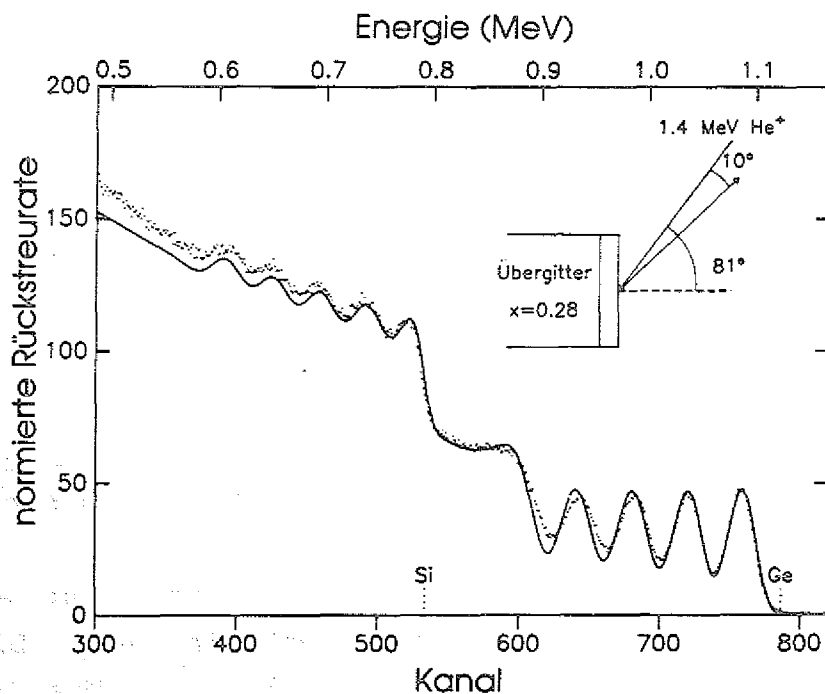


Abb. 4.22: Gemessenes Random-Spektrum und RUMP-Simulation eines $5 \times (100 \text{ \AA} \text{ Si} / 100 \text{ \AA} \text{ Si}_{.72}\text{Ge}_{.28}) / 6000 \text{ \AA} \text{ Si}_{.77}\text{Ge}_{.23} / \text{Si}(100)$ -Übergitters

In Abb. 4.22 ist das Random-Spektrum der Probe mit $x = 0.28$, $y = 0.23$ sowie eine RUMP-Simulation mit den Parametern $x = 0.28$, $y = 0.23$ und einer Einzelschichtdicke von jeweils $105 \text{ \AA}$ dargestellt, die eine gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Spektrum zeigt. Die Modulationen im Si- und Ge-Signal durch das Übergitter sind klar erkennbar. Wegen der dicken Pufferschicht liegt unterhalb des Si-Signals ein Untergrund durch die Rückstreuung vom Ge der Pufferschicht. Wie im vorigen Abschnitt beschrieben, wurden auch an dieser Probenserie Temperexperimente im RTA durchgeführt. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 4.23 für das Übergitter mit $x = 0.28$, $y = 0.23$ vor und nach der RTA-Behandlung bei 1075°C für 12 s dargestellt.

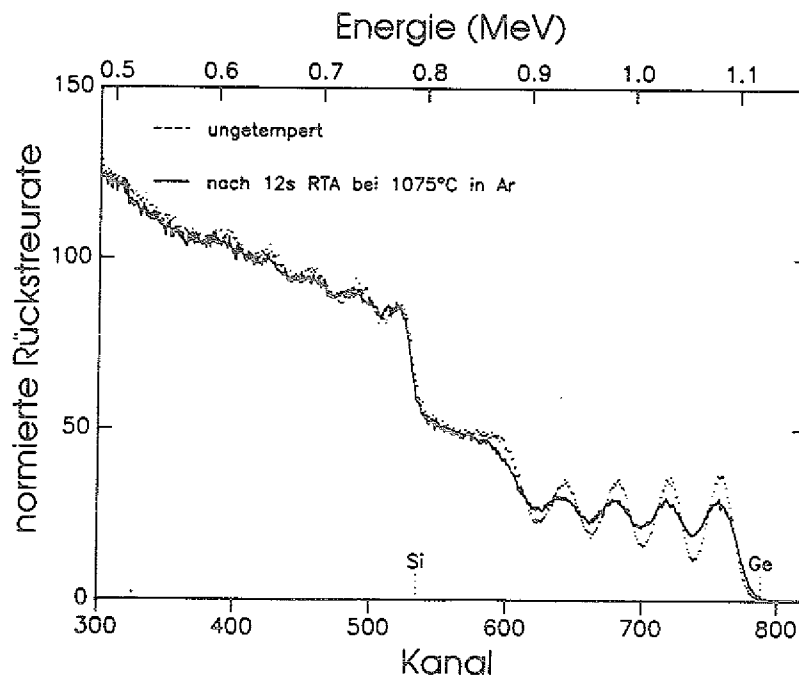


Abb. 4.23: Abnahme der Oszillationsamplituden eines symmetrisch verzerrten Übergitters durch Interdiffusion nach RTA

Wie bei den asymmetrisch verzerrten Übergittern zeigt sich auch hier eine starke Dämpfung der Übergitteroszillationen. Dieser Effekt ist insbesondere im Ge-Signal klar erkennbar. Die Amplituden der Oszillationen im Si-Signal, die wegen der geringeren Modulationen der Si-Konzentration im Übergitter ohnehin kleiner sind, liegen auf einem hohen Untergrund der Pufferschicht und sind wegen der dadurch bedingten schlechteren Statistik nicht so klar aufge-

löst, wie die Amplituden des Ge-Signals. Die Interdiffusionskoeffizienten, die an den symmetrisch verzerrten Übergittern bei verschiedenen Temperaturen gemessen wurden, sind in Abb. 4.24 in Arrhenius-Darstellung gezeigt.

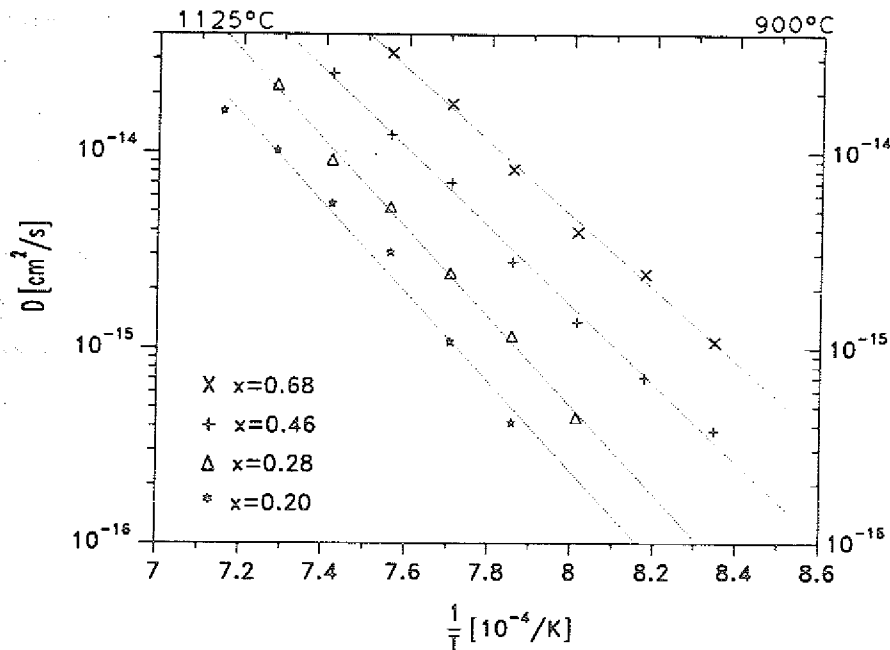


Abb. 4.24: Arrhenius-Darstellung der Interdiffusionskoeffizienten gemessen an verschiedenen symmetrisch verzerrten $5x(100\text{\AA Si}/100\text{\AA Si}_{1-x}\text{Ge}_x)/6000\text{\AA Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(100)$ -Übergittern

Die detaillierten Aktivierungsenergien und Vorfaktoren der einzelnen Übergitter sind in Tab. 4.3 zusammengestellt.

Ge-Konzentration	Vorfaktor D_0 [cm^2/s]	Akt.-Energie E_a [eV]
0.20	350	4.5
0.28	580	4.4
0.46	16	4.0
0.68	4	3.7

Tab. 4.3: Vorfaktoren und Aktivierungsenergien der Interdiffusion für symmetrisch verzerrte Übergitter mit verschiedenen Ge-Konzentrationen

4.2.3. Diskussion der Interdiffusionsmessungen

Ziel der Messungen war insbesondere die Untersuchung des Einflusses der Konzentration und der elastischen Gitterverzerrung auf die Interdiffusion. In früheren Arbeiten wurde hauptsächlich die Tracerdiffusion von Ge in Si und Si in Ge bzw. die Selbstdiffusion untersucht [115-125]. Nur sehr wenige quantitative Messungen der Interdiffusion an amorphen [126,127] und epitaktischen [23,24,26-28,30] Si-Ge-Heterostrukturen wurden bisher veröffentlicht. Betrachtet man die Ergebnisse der Interdiffusionsmessungen an den asymmetrisch verzerrten Übergittern (Abb. 4.18), so zeigt sich, daß für eine feste Ge-Konzentration die gemessenen Werte im Rahmen der Meßgenauigkeit einem Arrheniusgesetz folgen, d.h. im gesamten untersuchten Temperaturbereich ist der gleiche Diffusionsmechanismus wirksam. Die Interdiffusion wird mit zunehmender Germaniumkonzentration deutlich beschleunigt. Vergleicht man die Messungen der Übergitter mit $x = 0.45$ und $x = 0.63$, zwischen denen der Übergang von pseudomorphem zu versetzungsangepaßtem Wachstum stattfindet, so ist kein signifikanter Einfluß durch die Relaxation bzw. durch die Versetzungen festzustellen. Eine starke Abhängigkeit der Germanium-Tracerdiffusion in polykristallinen $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierungen von der Ge-Konzentration x wurde bereits 1974 gefunden [121]. Untersuchungen an pseudomorphen, vergrabenen $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schichten gaben ebenfalls Hinweise dafür, daß die Interdiffusion bei höheren Ge-Konzentrationen beschleunigt wird. Bei diesen Messungen wurde der Unterschied zwischen verschiedenen Auswertungsverfahren untersucht. Im einen Fall wurden die Interdiffusionskoeffizienten aus der Zunahme der Halbwertsbreite bestimmt, die dem Bereich höherer Ge-Konzentration entspricht, während im zweiten Fall die Menge des ins Substrat diffundierten Germaniums ausgewertet wurde, die den Bereich niedriger Ge-Konzentration repräsentiert [26-28]. Die aus den Messungen bestimmten Aktivierungsenergien (Tab. 4.2) lassen einen schwachen Trend zur Abnahme der Aktivierungsenergie mit zunehmender Ge-Konzentration erkennen, der im Grunde jedoch noch innerhalb der Fehlergrenzen liegt. Der beobachtete Trend ist in qualitativer Übereinstimmung mit Arbeiten von van IJzendoorn et al. [26-28] sowie mit Ge-Tracerdiffusionsmessungen in verschiedenen $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierungen [122]. Die in Abb. 4.18 dargestellten Ergebnisse zeigen keine signifikante Änderung der Interdiffusion durch Relaxation durch Einbau von Misfit-Versetzungen. In frühen

Untersuchungen der Ge-Selbstdiffusion zeigte sich überraschenderweise auch kein Einfluß von Korngrenzen in polykristallinen Proben auf die Diffusion [116]. Die Beobachtungen sind in Übereinstimmung mit den Messungen von van IJzendoorn et al. [26-28], die bei 500 Å dicken $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Einzelschichten beim Übergang vom pseudomorphen zum teilrelaxierten Zustand bei Änderung der Ge-Konzentration von $x = 0.17$ zu $x = 0.33$ ebenfalls keinen Einfluß der Versetzungen zeigten. Im Widerspruch dazu stehen Messungen von Iyer et al. [25], die auf eine Verstärkung der Diffusion durch Verzerrungen hindeuten. Die dabei verglichenen Proben hatten jedoch eine sehr unterschiedliche Struktur, die einen direkten Vergleich schwierig gestalten. Quantitative Angaben über Interdiffusionskoeffizienten wurden dort nicht gegeben. Theoretische Abschätzungen für den Beitrag der Gitterverzerrungen zur Interdiffusion liefern selbst bei der höchsten hier betrachteten Ge-Konzentration von $x = 0.7$ eine Beschleunigung von weniger als 5 %, die jedoch im Vergleich zur beobachteten Konzentrationsabhängigkeit, die eine Beschleunigung um bis zum 20-fachen beträgt, vernachlässigbar ist, und weit unterhalb der Meßgenauigkeit liegt [30,129]. Die Tatsache, daß Versetzungen keinen wesentlichen Beitrag zur Interdiffusion ergeben, läßt sich durch folgende Überlegung erklären: Die reinen Misfit-Versetzungen sind in den Ebenen zwischen den einzelnen Schichten des Übergitters bzw. an der Grenzfläche zum Substrat lokalisiert und bieten keinen Weg für einen "Diffusions-Kurzschluß" senkrecht zur Schichtebene. Eine Möglichkeit für einen solchen "Diffusionskurzschluß" könnten lediglich die durch die Misfit-Versetzungen implizierten Threading-Versetzungen ergeben, die eine Verbindung zwischen den verschiedenen Einzelschichten herstellen. Übliche Threading-Versetzungsdichten liegen in der Größenordnung von $10^9/\text{cm}^2$. Damit haben die Threading-Versetzungen einen mittleren Abstand von etwa 3000 Å, der jedoch weitaus größer als die Dicken der einzelnen Schichten und der beim Tempern erzeugten Diffusionslängen ist. Die in den hier durchgeführten Messungen bestimmten Aktivierungsenergien sind vergleichbar mit Untersuchungen von Prokes und Wang [30], die in $60 \times (40 \text{ Å Si}_{.65}\text{Ge}_{.35} / 120 \text{ Å Si})$ -Übergittern eine Aktivierungsenergie von 4.4 eV gemessen hatten. Die "mittlere" Aktivierungsenergie der hier vorliegenden Messungen liegt zwischen den Aktivierungsenergien von 5.1 eV und 3.0 eV für die Tracerdiffusion von Ge in Si bzw. Si in Ge. Messun-

gen an ultradünnen Si/Ge-Übergittern zeigen eine Aktivierungsenergie von 3.1 eV, die nahe dem Wert für die Si-Tracerdiffusion in Ge ist [23,24]. Der Interdiffusionskoeffizient in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ kann nach Gleichung 2.11 aus den beiden Tracer-Diffusionskoeffizienten von Si und Ge in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ berechnet werden. Ein quantitativer Vergleich dieser Berechnungen mit den Meßergebnissen ist jedoch wegen fehlender Tracer-Diffusionsdaten für Si in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierungen nicht möglich. In der Literatur findet sich zwar eine Vielzahl von Messungen der Si- und Ge-Selbstdiffusion [121,125], der Ge-Tracerdiffusion in Si [120,121,122,124,130], der Si-Tracerdiffusion in Ge [123] und der Ge-Tracerdiffusion in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierungen [121], jedoch sind keine Messungen der Si-Tracerdiffusion in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Legierungen bekannt.

Wie im Fall der asymmetrisch verzerrten Übergitter gehorchen auch die Interdiffusionskoeffizienten der symmetrisch verzerrten Übergitter bei fester Ge-Konzentration x einem Arrheniusgesetz. Die Interdiffusion wird mit zunehmender Ge-Konzentration wiederum deutlich beschleunigt. Die absoluten Interdiffusionskoeffizienten zeigen innerhalb der Meßgenauigkeit keine signifikanten Abweichungen gegenüber den vergleichbaren asymmetrisch verzerrten Übergittern. Diese Ergebnisse bestätigen, daß der Einfluß des Verzerrungszustandes auf die Interdiffusion zumindest gegenüber der Konzentrationsabhängigkeit vernachlässigbar ist. Diese Beobachtungen stehen in Übereinstimmung mit Untersuchungen an $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Einzelschichten [25 - 27].

Die Meßergebnisse haben deutlich gezeigt, daß die Interdiffusion stark von der lokalen Ge-Konzentration abhängig ist. Der Vergleich von pseudomorphen und relaxierten, asymmetrisch verzerrten Übergittern läßt keinen signifikanten Einfluß der elastischen Gitterverzerrung und der Misfit-Versetzungen auf die Interdiffusion erkennen. Insbesondere durch den Vergleich von asymmetrisch und symmetrisch verzerrten Übergittern wird bestätigt, daß der Einfluß der elastischen Gitterverzerrung gegenüber dem starken Konzentrationseffekt vernachlässigt werden kann.

4.3. MEIS-Messungen an $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -Heterostrukturen

4.3.1 $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -Übergitter

Für die ersten Tests der Anlage zur Mittelenergieionenstreuung wurden zunächst asymmetrisch verzerrte $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -Übergitter verwendet, die bereits im Rahmen der Diffusionsmessungen mit RBS charakterisiert wurden. Abb. 4.25 zeigt ein MEIS-Random-Spektrum des $5 \times (100 \text{ \AA Si}/100 \text{ \AA Si}_{.55}\text{Ge}_{.45})/\text{Si}(100)$ -Übergitters, aufgenommen mit 300 keV He^+ -Ionen, einem Einfallswinkel von 60° , und einem Streuwinkel von 80° .

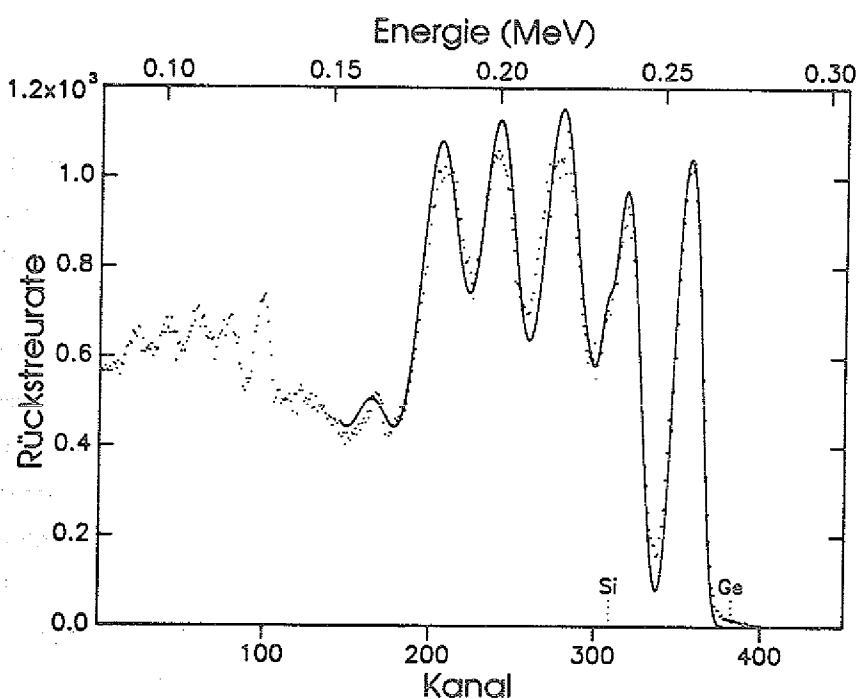


Abb. 4.25: MEIS-Random-Spektrum (...) und RUMP-Simulation eines $5 \times (100 \text{ \AA Si}/100 \text{ \AA Si}_{.55}\text{Ge}_{.45})/\text{Si}(100)$ -Übergitters

Aufgrund der scharfen Energieauflösung des elektrostatischen Detektors ist die Zählrate in der Regel gering (je nach Strahlstrom, Probe und Streugeometrie ca. 500 c/s über die gesamten 30° des Detektors). Wegen der starken $\sin^4$ -Abhängigkeit des Streuquerschnitts vom Streuwinkel ist eine Streugeometrie in leichter Vorwärtsrichtung günstig, da die Streuintensität dann erheblich größer ist und die Meßzeit dadurch wesentlich reduziert werden kann (ca. 2 h). Aufgrund der für MEIS recht großen Einzelschicht-

dicken der Probe tritt bereits bei der zweiten $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schicht eine Überlagerung des Si-Signals mit dem Ge-Signal auf. Eine RUMP-Simulation mit Einzelschichtdicken von 97 Å und einer Ge-Konzentration von $x = 0.45$ in den $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Schichten zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Spektrum. Unterhalb einer Energie von etwa 150 keV zeigt das gemessene Spektrum zusätzliche Strukturen, obwohl dort bereits das Si-Substrat erreicht ist und die Rückstreurrate dort im wesentlichen konstant sein sollte. Eine genauere Betrachtung zeigt, daß die fünf zusätzlichen Peaks jeweils genau bei der Hälfte der Energie der fünf großen Peaks liegen. Das Prinzip des elektrostatischen Detektors erklärt jedoch das Auftreten der zusätzlichen Peaks. He-Ionen, die beim Austritt aus der Probe nicht einfach, sondern doppelt geladen sind, werden entsprechend bei der halben Spannung an den Kondensatorplatten des Analysators durchgelassen und erscheinen daher mit der "halben" Energie im Spektrum. Der Anteil an doppelt geladenen He^{++} -Ionen kann über das Verhältnis der Peak-Flächen bestimmt werden und liegt im hier vorliegenden Fall bei etwa 10 %. Das Erkennen von doppelt geladenen Ionen im Spektrum ist wichtig, um Fehlinterpretationen der Messung zu vermeiden. Im Gegensatz zu Si-Halbleiterdetektoren, die die gestreuten Ionen unabhängig von ihrem Ladungszustand nachweisen, detektiert der elektrostatische Analysator nur geladene Ionen. Bei Energien unterhalb etwa 100 keV steigt der Anteil an neutralen Ionen stark an und führt zu einem Absinken der gemessenen Spektren. Die gemessenen Spektren können korrigiert werden, wenn durch einen zusätzlichen Si-Detektor mit einer Ablenkeinheit der Anteil an Neutralteilchen bestimmt wird. Der Neutralteilchenanteil hängt von der Ionensorte (H^+ , He^+), der Energie und der Zusammensetzung der Probe zusammen, ist jedoch im wesentlichen unabhängig vom Ausfallswinkel.

Im nächsten Schritt wurden Si/Ge-Übergitter mit MEIS untersucht, deren Schichtdicken im Bereich von 40-10 Monolagen [ML] lagen, die mit konventioneller RBS nicht aufgelöst werden konnten. Abb. 4.26 zeigt die Energieabhängigkeit der Streurrate eines $20 \times (30\text{ML Si} / 30\text{ML Ge})$ -Übergitters, aufgenommen mit 300 keV He^+ , einem Einfallswinkel von 60° und einem Streuwinkel von 80° .

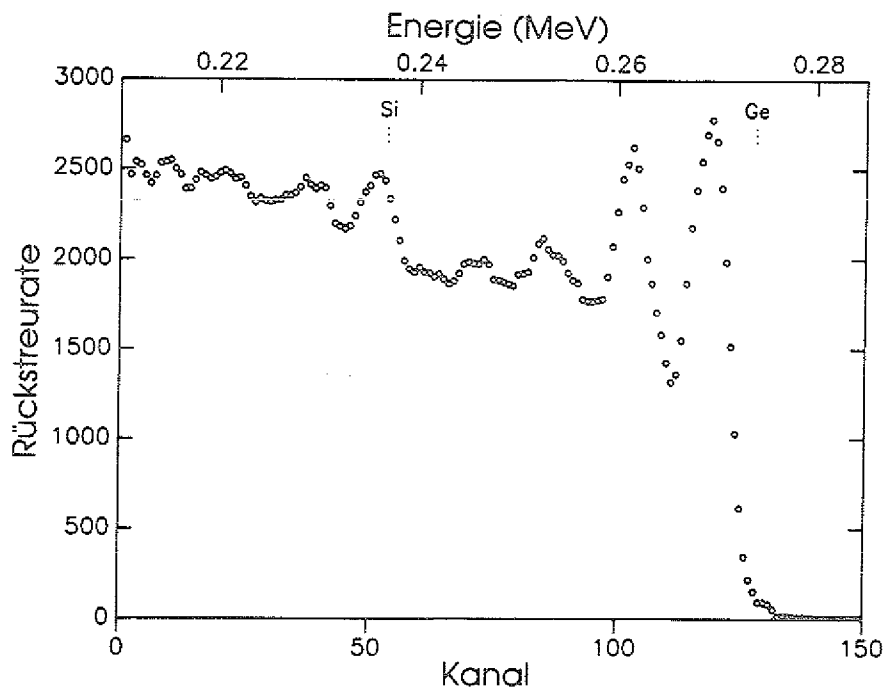


Abb. 4.26: MEIS-Spektrum eines Si/Ge-Übergitters aufgenommen mit 300 keV He^+ . Die Einzelschichtdicke beträgt ca. $37 \text{ \AA}$.

Die Oszillationen der ersten Schichten sind im Ge- und Si-Signal deutlich erkennbar. Der Vergleich mit einer RUMP-Simulation ergibt eine Einzelschichtdicke von $37 \text{ \AA}$. Damit konnten erstmals die einzelnen Schichten von Si/Ge-Übergittern mit Periodenlängen von deutlich unterhalb $200 \text{ \AA}$ mit Ionenstreuung aufgelöst werden. Die Oszillationen werden mit zunehmender Tiefe durch Energiestraggling gedämpft. Zum Vergleich wurde an dieser Probe auch ein SIMS-Tiefenprofil (CAMECA IMS4F) gemessen, das in Abb. 4.27 dargestellt ist. Mit O^{2-} -Ionen einer sehr geringen Primärenergie von 2 keV konnte die Struktur gerade noch aufgelöst werden. Dabei ist jedoch ein starker Versatz der Si- und Ge-Schichten zueinander festzustellen, der auf einen Mixing-Effekt für die unterschiedlichen Massen zurückzuführen ist [135]. Weiterhin ist ein Eichstandard ähnlicher Zusammensetzung für absolute Konzentrationsbestimmungen erforderlich. Die Charakterisierung der ersten Schichten an der Oberfläche wird zudem durch Einschwingvorgänge behindert.

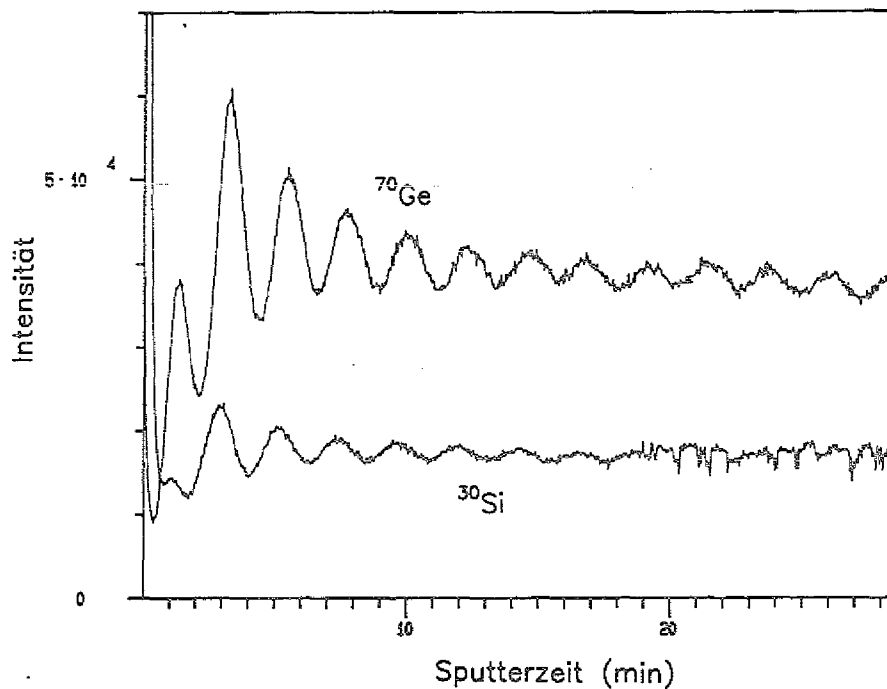


Abb. 4.27: SIMS-Tiefenprofil des 30 ML Si/30 ML Ge-Übergitters

Im Gegensatz zu RBS und MEIS kann SIMS keine Information über strukturelle Eigenschaften wie z.B. Kristalldefekte oder Gitterverzerrungen geben. Dagegen ist der dynamische Bereich für die Konzentrationsbestimmung bei SIMS wesentlich größer, so daß z.B. auch Verunreinigungen bzw. Dotierungen sehr geringer Konzentration nachgewiesen werden können.

4.3.2 Elastische Gitterverzerrung in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Einzelschichten

Die Verwendung eines ortsauflösenden Detektors kann besonders effizient in Verbindung mit einer Blocking-Geometrie ausgenutzt werden. Ähnlich wie beim Channeling sinkt die Streurrate ebenfalls stark ab, wenn die Austrittsrichtung der Ionen aus dem Kristall mit einer niedrig indizierten Kristallrichtung übereinstimmt. In diesem Fall liegt das streuende Atom im Schattenkegel einer Atomreihe, wodurch die Rückstreuung unter diesem Winkel stark vermindert wird. Mit diesem Verfahren kann analog zu den in Abschnitt 4.1.2. beschriebenen Messungen die Gitterverzerrung in pseudomorphen Schichten gemessen werden. Zum Vergleich mit den RBS- und Röntgen-Messungen wurde die bei einer Epitaxietemperatur von 450°C

mit einer Dicke von 2000 Å hergestellte, pseudomorphe $\text{Si}_{.67}\text{Ge}_{.33}$ Schicht mit MEIS untersucht. Der Einfallswinkel beträgt 55° und die Mitte des Detektors befindet sich bei einem Streuwinkel von 80° . Zusätzlich wird die Probe so um die Probennormale gedreht, daß einfallender und ausfallender Strahl koplanar in einer (100)-Ebene der Probe liegen. Ein Streuwinkel von 80° entspricht in dieser Geometrie dann genau der [110]-Achse des kubischen Si-Kristalls. In Abb. 4.28 ist die Rückstreurrate vom Si-Substrat und vom Ge der $\text{Si}_{.67}\text{Ge}_{.33}$ -Schicht als Funktion des Streuwinkels aufgetragen. In beiden Fällen ist ein starker Rückgang der Intensität entlang der [110]-Blocking-Richtung bei 80° sichtbar.

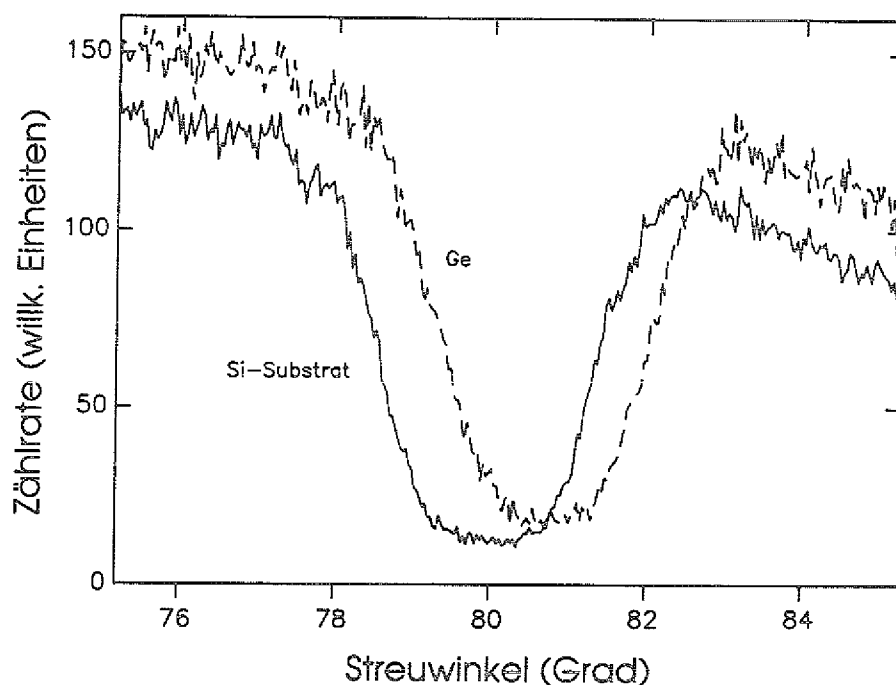


Abb. 4.28: Winkelabhängigkeit der Streurrate in der Umgebung der [110]-Blocking-Richtung einer pseudomorphen 2000 Å $\text{Si}_{.67}\text{Ge}_{.33}/\text{Si}(100)$ Heterostruktur

Übereinstimmend mit der Überlegung liegt das Minimum des Si-Substrats genau bei 80.00° , während das Minimum des Ge-Signals um $+0.67^\circ$ zu größerem Streuwinkel verschoben ist. Diese Verschiebung ist in hervorragender Übereinstimmung mit den in Abschnitt 4.1.2. beschriebenen RBS- und Röntgen-Messungen sowie der Theorie. Die Messung der elastischen Gitterverzerrung mit MEIS in Blocking-Geometrie hat den entscheidenden Vorteil, daß keine Goniometerrota-

tionen während der Messung notwendig sind, da das Winkelspektrum simultan durch den ortsauflösenden Detektor aufgenommen wird, wodurch das Verfahren sehr zuverlässig ist.

5. ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen dieser Arbeit wurden erstmals umfangreiche Messungen der Interdiffusion in epitaktischen $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -Übergittern in Abhängigkeit der Ge-Konzentration sowie bei symmetrischer als auch bei asymmetrischer elastischer Gitterverzerrung durchgeführt. Es wurden verschiedene $5 \times (\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si})$ -Übergitter mit unterschiedlichen Ge-Konzentrationen x sowohl direkt auf $\text{Si}(100)$ (asymmetrisch verzerrte Übergitter) als auch auf einer relaxierten $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ -Zwischenschicht (symmetrisch verzerrte Übergitter) mit Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Kurzzeitempern im Quarzlampeofen (RTA) bei 900°C bis 1125°C führt zu einer deutlichen Interdiffusion zwischen den einzelnen Schichten der Übergitter. Die Interdiffusion konnte mit RBS durch eine Abnahme der Amplituden der Übergitteroszillationen nachgewiesen und mit einem Fourier-Algorithmus quantitativ ausgewertet werden. Während der Interdiffusion ändert sich laufend die lokale Ge-Konzentration und, dadurch bedingt, auch die elastische Gitterverzerrung. Beide Effekte können einen Einfluß auf die Interdiffusion haben. Zur Bestimmung einer Aktivierungsenergie durch Messung der Temperaturabhängigkeit der Interdiffusion ist es daher sehr wichtig, die Temperaturen und Temperzeiten so abzugleichen, daß bei jeder Temperatur die gleiche Diffusionslänge erzielt wird. Dadurch erreicht man nach der thermischen Behandlung in jedem Fall einen nahezu gleichen Konzentrations- und Verzerrungszustand. Weiterhin wurde der Einfluß der Gitter-Relaxation und der damit verbundenen Entstehung von Misfit-Versetzen auf die Interdiffusion untersucht. Die aus den RBS-Spektren bestimmten Interdiffusionskoeffizienten gehorchen für eine feste Ge-Konzentration x einem Arrheniusgesetz mit einer Aktivierungsenergie von ca. 4 eV. Dabei zeigt sich eine starke Beschleunigung der Interdiffusion mit zunehmender Ge-Konzentration. Der Unterschied zwischen $x = 0.20$ und $x = 0.70$ beträgt etwa eine Zehnerpotenz. Asymmetrisch verzerrte Übergitter, deren Gesamtschichtdicke bereits nahe der kritischen Schichtdicke ist, zeigen bei $[100]$ -Channeling-Untersuchungen nach der thermischen Behandlung eine deutliche Ausbildung von Versetzungen an der Grenzfläche zwischen Übergitter und Substrat. Diese Beobachtung kann als Relaxation des gesamten Übergitters gegenüber dem Substrat gedeutet werden, da der Verzerrungsgradient zwischen den

einzelnen Schichten zwar durch die Interdiffusion abgebaut wird, die integrale Verzerrung des gesamten Übergitters gegenüber dem Substrat durch die Interdiffusion jedoch nicht reduziert wird.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Interdiffusionsmessungen haben klar gezeigt, daß die Interdiffusion stark von der lokalen Ge-Konzentration abhängig ist. Ein Vergleich von pseudomorphen und relaxierten, asymmetrisch verzerrten Übergittern zeigt keinen signifikanten Einfluß der elastischen Gitterverzerrung und der Misfit-Versetzungen auf die Interdiffusion. Insbesondere durch den direkten Vergleich von asymmetrisch und symmetrisch verzerrten Übergittern konnte deutlich gezeigt werden, daß der Einfluß der Gitterverzerrung gegenüber der starken Konzentrationsabhängigkeit der Interdiffusion vernachlässigbar ist.

Die untersuchten $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -Heterostrukturen sind je nach Ge-Konzentration bis ca. 900°C thermisch stabil. Bei einer Ge-Konzentration von 20 %, wie sie z.B. beim Heterobipolartransistor verwendet wird, wird eine Diffusionslänge von 10 Monolagen bei einer Temperatur von 800°C erst nach ca. 5 h und selbst bei 900°C erst nach ca. 7 min erreicht.

Die Defektdichten in $\text{Si}_{.50}\text{Ge}_{.50}/\text{Si}$ - und $\text{Si}_{.67}\text{Ge}_{.33}/\text{Si}$ -Heterostrukturen mit überkritischen Schichtdicken wurden in Abhängigkeit der Epitaxietemperatur, der Schichtdicke und möglicher Temperschritte untersucht. Höhere Temperaturen führen zwar in der Regel zu einer besseren Kristallqualität, jedoch auch zu einer Aufrauhung der Oberfläche, die solche Schichten als Pufferschichten für symmetrisch verzerrte, ultradünne Übergitter nutzlos macht. Ein nachfolgendes Tempern im Rohofen kann zwar die Kristallqualität verbessern, führt jedoch ebenfalls zu einer Verschlechterung der Oberflächenmorphologie. Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals der Versuch unternommen, die Defektdichten durch Kurzzeittempern im Quarzlampeofen zu minimieren. Durch Tempern bei 1100°C für 30 s konnte der Minimum-Yield-Wert $\chi_{\min}$ von 6.7 % auf 3.9 % reduziert werden. Planare Dechanneling-Messungen ergaben eine Reduktion der Dichte der Threading-Versetzungen von $5.7 \cdot 10^9$ auf $1.9 \cdot 10^9/\text{cm}^2$. Im Gegensatz zu konventionellem Tempern wurde dabei mit NDIC-Mikroskopie keine Zunahme der Oberflächenrauigkeit beobachtet. Die Restverzerrung in relaxierten $\text{Si}_{.67}\text{Ge}_{.33}/\text{Si}(100)$ -Schichten wurde

mit axialem [110]-Channeling in gekippten Kristallachsen durch Messung der Winkelabhängigkeit der Rückstreurrate entlang einer (100)-Ebene in Abhängigkeit der Schichtdicke und Epitaxietemperatur bestimmt und mit Röntgen-Messungen verglichen. Bei einer sehr niedrigen Epitaxietemperatur von nur 450°C konnten pseudomorphe, vollständig verzerrte $\text{Si}_{.67}\text{Ge}_{.33}$ -Schichten mit einer Dicke von 2000 Å auf Si(100) hergestellt werden, deren Dicke deutlich oberhalb der kritischen Schichtdicke von ca. 400 Å für MBE bei 550°C lag. Die Defektdichten dieser Schichten lagen unterhalb der Nachweisgrenze von RBS- und Röntgen-Messungen. Eine vergleichbare Schicht, die bei 550°C hergestellt wurde, hatte die kritische Schichtdicke bereits überschritten und war durch den Einbau von Misfit-Versetzungen deutlich relaxiert. Die Defektdichte in der Nähe der Schichtoberfläche bei überkritischen Schichten nimmt mit zunehmender Schichtdicke ab. Dieser Effekt kann durch eine mit größerer Schichtdicke zunehmende Wahrscheinlichkeit für die Annihilation von verschiedenen Threading-Segmenten erklärt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Anlage zur Mittelenergieionenstreuung in Betrieb genommen, mit der erstmals die einzelnen Schichten von Si/Ge-Übergittern mit einer Schichtdicke von weniger als 40 Å mit Ionenstreuung aufgelöst werden konnten. Im Gegensatz zur konventionellen RBS werden die gestreuten Ionen hier mit einem ortsauflösenden, elektrostatischen Analysator nachgewiesen, dessen relative Energieauflösung von $4 \cdot 10^{-3}$ einer absoluten Auflösung von 1.0 keV bei einer Energie von 250 keV entspricht. Konventionelle Halbleiterdetektoren mit einer Energieauflösung von ca. 13 keV erlauben eine Tiefenauflösung von ≈ 100 Å. Demgegenüber kann die Tiefenauflösung bei MEIS in günstigen Fällen bis unter 10 Å verbessert werden. Die Verwendung des ortsauflösenden Detektors erlaubt in einer Blocking-Geometrie eine sehr schnelle und zuverlässige Methode zur Messung von elastischen Gitterverzerrungen. Goniometerrotationen werden dabei vermieden, da der Detektor die gestreuten Ionen simultan über einen Winkelbereich von 30° aufnimmt. In Verbindung mit Channeling bzw. Blocking eignet sich MEIS u.a. sehr gut zur Untersuchung der Struktur von Grenz- und Oberflächen. Die Methode der Mittelenergieionenstreuung ermöglicht eine Anwendung der etablierten RBS/Channeling-Analyse auch für sehr dünne Heterostrukturen, die für elektronische Anwendungen zunehmendes Interesse finden.

6. LITERATURVERZEICHNIS

- [1] E.R. Johnson, and S.M. Christian, Phys. Rev. 95, 560 (1954)
- [2] A. Levitas, C.C. Wang, and B.H. Alexander, Phys. Rev. 95, 846 (1954)
- [3] R. Braunstein, A.R. Moore, and F. Herman, Phys. Rev. 109, 695 (1958)
- [4] W. Paul, and D.M. Warschauer, J. Phys. Chem. Solid, 6, 6 (1959)
- [5] J.C. Hensel, and G. Feher, Phys. Rev. 129, 1041 (1963)
- [6] J.P. Dismukes, L. Ekstrom, and R.J. Paff, J. Phys. Chem. 68, 3021 (1964)
- [7] J.H. van der Merwe, Surf. Sci. 31, 198 (1972)
- [8] J.W. Matthews, and A.E. Blakeslee, J. Cryst. Growth 27, 118 (1974)
- [9] R. People, and J.C. Bean, Appl. Phys. Lett. 47, 322 (1985)
und Erratum, Appl. Phys. Lett. 49, 229 (1986)
- [10] I. Goroff, and L. Kleiman, Phys. Rev. 132, 1080 (1963)
- [11] F.H. Pollak, and M. Cardona, Phys. Rev. 172, 816 (1968)
- [12] E. Kasper, H.-J. Herzog, and H. Kibbel, Appl. Phys. 8, 199 (1975)
- [13] T.P. Pearsall, CRC
Critic. Rev. in Sol. State and Mat. Sci., 15, 551 (1989)
- [14] H. Dämbkes, H.-J. Herzog, H. Jorke, H. Kibbel, and
E. Kasper, IEEE Trans. ED-33, 633 (1986)
- [15] T.P. Pearsall, J.C. Bean, R. People, and A.T. Fiory, Proc.
1st. Int. Symp. Si-MBE, Vol. 85-7, 400 (1985) ed. J.C. Bean,
Pennington, NJ, Electrochem. Soc
- [16] P. Narozny, H. Dämbkes, H. Kibbel, and E. Kasper,
IEEE-Trans. ED-36, 2363 (1989)
- [17] D.B. Noble, J.L. Hoyt, J.F. Gibbons, M.P. Scott,
S.S. Ladermann, S.J. Rosner, and T.I. Kamins, Appl. Phys.
Lett. 55, 1978 (1989)
- [18] H. Temkin, J.C. Bean, A. Antreasyan, and R. Leibenguth,
Appl. Phys. Lett. 52, 1089 (1988)
- [19] G.L. Patton, S.S. Iyer, S.L. Delage, S. Tiwari, and
J.M.C. Stork, IEEE Electr. Dev. Lett. 9, 165 (1988)
- [20] C.A. King, J.L. Hoyt, C.M. Gronet, J. Gibbons, M.P. Scott,
and J. Turner, IEEE Electr. Dev. Lett. 10, 52 (1989)
- [21] U. Gnutzmann, and K. Clausecker, Appl. Phys. 3, 9 (1974)

- [22] R. Zachai, K. Eberl, G. Abstreiter, E. Kasper, and H. Kibbel, *Phys. Rev. Lett.* 64, 1055 (1990)
- [23] S.J. Chang, V. Arbet, K.L. Wang, R.C. Bowman, P.M. Adams, D. Nayak, and J.C.S. Woo, *J. Electr. Mat.*, 19, 125 (1990)
- [24] S.J. Chang, K.L. Wang, R.C. Bowman, and P.M. Adams, *Appl. Phys. Lett.* 54, 1253 (1989)
- [25] S.S. Iyer and F.K. LeGoues, *J. Appl. Phys.* 65, 4693 (1989)
- [26] G.F.A. van de Walle, L.J. van IJzendoorn, A.A. van Gorkum, R.A. van den Heuvel, A.M.L. Theunissen, and D.J. Gravesteijn, *Thin Sol. Films*, 183, 183 (1990)
- [27] L.J. van IJzendoorn, G.F.A. van de Walle, A.A. van Gorkum, A.M.L. Theunissen, R.A. van den Heuvel, and J.H. Barrett, *Nucl. Instr. and Meth B50*, 127 (1990)
- [28] G.F.A. van de Walle, L.J. van IJzendoorn, A.A. van Gorkum, R.A. van den Heuvel, and A.M.L. Theunissen, *Semicond. Sci. Technol.* 5, 345 (1990)
- [29] S.M. Prokes, M. Fatemi, K.L. Wang, *J. Vac. Sci. Technol. B8*, 254 (1990)
- [30] S.M. Prokes and K.L. Wang, *Appl. Phys. Lett.* 56, 2628 (1990)
- [31] R. Hull, J.C. Bean, D.J. Werder, and R.E. Leibenguth, *Appl. Phys. Lett.* 52, 1605 (1988)
- [32] R. Hull and J.C. Bean, *Appl. Phys. Lett.* 55, 1900 (1989)
- [33] R. Hull, J.C. Bean, F. Cerdeira, A.T. Fiory, and J.M. Gibson, *Appl. Phys. Lett.* 48, 56 (1986)
- [34] D.B. Noble, J.L. Hoyt, and J.F. Gibbons, *Appl. Phys. Lett.* 55, 1978 (1989)
- [35] R.J. Hauenstein, B.M. Clemens, R.H. Miles, O.J. Marsh, E.T. Croke, and T.C. McGill, *J. Vac. Sci. Technol. B7*, 767 (1989)
- [36] H.-J. Herzog, H. Jorke, E. Kasper, and S. Mantl, *J. Electrochem. Soc.* 136, 3026 (1989)
- [37] "Binary Alloy Phase Diagrams", ed. T.B. Massalski, American Society for Metals, Ohio, 1986
- [38] C.G. Tuppen, C.J. Gibbings, and M. Hockly, *J. Cryst. Growth*, 94, 392 (1989)
- [39] J.P. Hirth and X. Feng, *J. Appl. Phys.* 67, 3343 (1990)
- [40] D.C. Houghton, C.J. Gibbings, C.G. Tuppen, M.H. Lyons, and M.A.G. Halliwell, *Appl. Phys. Lett.* 56, 460 (1990)
- [41] Y. Kohama, Y. Fukuda, and M. Seki, *Appl. Phys. Lett.* 52, 380 (1988)

- [42] R.H.M. van de Leur, A.J.G. Schellingerhout, F. Tuinstra, and J.E. Mooij, J. Appl. Phys. 64, 3043 (1988)
- [43] R.H. Miles, T.C. McGill, P.P. Chow, D.C. Johnson, R.J. Hauenstein, C.W. Nieh, and M.D. Strathman, Appl. Phys. Lett. 52, 916 (1988)
- [44] M. Murakami, CRC Critic. Rev. in Sol. State and Mat. Sci., 11, 317 (1983)
- [45] R. People, Phys. Rev B32, 1405 (1985)
- [46] S.T. Picraux, W.K. Chu, W.R. Allen, and J.A. Ellison, Nucl. Instr. and Meth. B15, 306 (1986)
- [47] S. Mantl, E. Kasper, and H.J. Jorke, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 91, 305 (1987)
- [48] B. Holländer, S. Mantl, B. Stritzker, H. Jorke, and E. Kasper, J. Mat. Res. 4, 163 (1989)
- [49] Y. Fukuda, Y. Kohama, M. Seki, and Y. Ohmachi, Jap. J. of Appl. Phys. 28, L19 (1989)
- [50] Y. Fukuda, Y. Kohama, M. Seki, and Y. Ohmachi, Jap. J. of Appl. Phys. 27, 1593 (1988)
- [51] C.J. Gibbings, C.G. Tuppen, and M. Hockly, Appl. Phys. Lett. 54, 148 (1989)
- [52] W. Wegscheider, K. Eberl, G. Abstreiter, H. Cerva, and H. Oppolzer, Appl. Phys. Lett. 57, 1496 (1990)
- [53] E.P. Kvam, D.M. Maher, and C.J. Humphreys, J. Mater. Res. 5, 1900 (1990)
- [54] Y. Fukuda, J. of Crystal Growth 99, 269 (1990)
- [55] R. Hull, J.C. Bean, D.J. Werder, and R.E. Leibenguth, Phys. Rev. B40, 1681 (1989)
- [56] R. Hull and J.J. Bean, J. of Vac. Sci. & Techn. A7, 2580 (1989)
- [57] D.D. Perovic, G.C. Weatherly, and D.C. Houghton, J. of Vac. Sci. & Techn. A6, 1333 (1988)
- [58] D.J. Eaglesham, D.M. Maher, E.P. Kvam, J.C. Bean, and C.J. Humphreys, Phys. Rev. Lett. 62, 187 (1989)
- [59] B.W. Dodson, Appl. Phys. Lett. 53, 394 (1988)
- [60] R. Hull and J.C. Bean, Appl. Phys. Lett. 54, 925 (1989)
- [61] W. Hagen and H. Strunk, Appl. Phys. 17, 85 (1978)
- [62] A.L. Greer in "Diffusion Phenomena in Thin Films and Microelectronic Materials", eds. D. Gupta and P.S. Ho, noyes publ. Park Ridge, NJ, USA (1988)

- [63] B. Tuck: "Introduction to Diffusion in Semiconductors",
P. Peregrinus Ltd., England (1974)
- [64] J. Crank: "The Mathematics of Diffusion", Oxford University
Press, London (1970)
- [65] K. Röhl and W. Reill, Thin Solid Films 89, 221 (1982)
- [66] F. Spaepen, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 37 (1985)
- [67] A. Antonelli and J. Bernholc, Mat. Res. Soc. Symp. Proc.
Vol. 163 (1990)
- [68] N. Hara and T. Katoda, J. Cryst. Growth 98, 65 (1989)
- [69] "Backscattering Spectrometry", W.K. Chu, J.W. Mayer,
M.A. Nicolet, Acad. Press., N.Y 1978
- [70] "Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis",
L.C. Feldman, J.W. Mayer, Elsevier Sci. Publ., N.Y., 1986
- [71] "Materials Analysis by Ion Channeling", L.C. Feldman,
J.W. Mayer, S.T. Picraux, Acad. Press, N.Y., 1982
- [72] "Ion Beam Handbook for Materials Analysis", J.W. Mayer,
E. Rimini, Acad. Press, N.Y., 1977
- [73] J.F. Ziegler and W.K. Chu, Atomic Data Nuclear Data Tables
13, 481 (1974)
- [74] N. Bohr, Phil. Mag. 30, 581 (1915)
- [75] D.S. Gemmell, Rev Mod. Phys. 46 (1974)
- [76] "Silicon Heteroepitaxy", P.M.J. Maree, Dissertation
Universität Utrecht, 1987
- [77] J.F. van der Veen, Surf. Sci. Rep. 5, 199 (1985)
- [78] R.M. Tromp, H.H. Kersten, E. Granneman, F.W. Saris,
R. Koudijs, and W.J. Kilsdonk, Nucl. Instr. Meth. B4, 155
(1984)
- [79] E. Kasper, H. Kibbel, and F. Schäffler,
J. Electrochem. Soc. 136, 1154 (1989)
- [80] A. Ishizaka and Y. Shiraki, J. Electrochem. Soc. 133, 666
(1986)
- [81] B. Holländer, Diplomarbeit Universität Köln (1988)
- [82] M.G. Nomarski, J. Phys. Radium 16, 9S (1955)
- [83] D. Wielunska, L. Wielunski, and A. Turos, Phys. Stat. Sol.
A67, 413 (1981)
- [84] D. Wielunska, L. Wielunski, and A. Turos, Phys. Stat. Sol.
A68, 45 (1981)
- [85] A. Turos and D. Wielunska, Nucl. Instr. and Meth. 201, 481
(1982)

- [86] L.C. Feldman and J.W. Rodgers, J. Appl. Phys. 41, 3776 (1970)
- [87] W.H. Weisenberger, S.T. Picraux, and F.L. Vook, Rad. Eff. 9, 121 (1971)
- [88] E. Bogh, P. Hogild, and I. Steensgaard, Rad. Eff. 7, 115 (1971)
- [89] E. Bogh, Canad. Journ. Phys. 46, 653 (1968)
- [90] L. Wielunski, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 102, 547 (1988)
- [91] B. Holländer, S. Mantl, W. Jäger, F. Schäffler, and E. Kasper, Thin Sol. Films 183, 157 (1989)
- [92] T.E. Seidel, C.S. Pai, D.J. Lischner, D.M. Maher, R.V. Knoell, J.S. Williams, B.R. Penumalli, and D.C. Jacobson, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 35, 329 (1985)
- [93] A. Feygenson and J.N. Zemel, Thin Sol. Films 165, 109 (1988)
- [94] M. Cerullo, J.M. Phillips, M. Anzlowar, L. Pfeiffer, J.L. Batstone, and M. Galiano, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 102, 355 (1988)
- [95] Y. Fukuda, Y. Kohama, M. Seki, and Y. Omachi, Jap. J. Appl. Phys. 27, L1591 (1988)
- [96] S. Luryi and E. Suhir, Appl. Phys. Lett. 49, 140 (1986)
- [97] Y.H. Xie and J.C. Bean, J. Vac. Sci. Tech. B8, 227 (1990)
- [98] Y.H. Xie and J.C. Bean, J. Appl. Phys. 67, 792 (1990)
- [99] E.A. Fitzgerald, Y.-H. Xie, D. Brasen, M.L. Green, J. Michel, P.E. Freeland, and B.E. Weir, J. Electr. Mat. 19, 949 (1990)
- [100] D.B. Noble, J.L. Hoyt, C.A. King, and J.F. Gibbons, App. Phys. Lett. 56, 51 (1990)
- [101] E. A. Fitzgerald, J. Vac. Sci. Tech. B7, 782 (1989)
- [102] N.A. El-Masry and J.C.L. Tarn, Appl. Phys. Lett. 51, 1608 (1987)
- [103] N.A. El-Masry, J.C.L. Tarn, and N.H. Karam, J. Appl. Phys. 64, 3672 (1988)
- [104] N.A. El-Masry and J.C.L. Tarn, Appl. Phys. Lett. 55, 1442 (1989)
- [105] R. Hull, J.C. Bean, R.E. Leibenguth, and D.J. Weber, J. Appl. Phys. 65, 4723 (1989)
- [106] H.U. Schreiber, Phys. Blätter 47, 121 (1991)
- [107] M.L. Green, D. Brasen, H. Temkin, R.D. Yadvish, T. Boone, L.C. Feldman, M. Geva, and B.E. Spear, Thin Sol. Films 184, 107 (1990)

- [108] E. Kasper and H.J. Herzog, *Thin Sol. Films* 44, 357 (1977)
- [109] G.A. Rozgonyi and D.C. Miller, *Thin Sol. Films* 31, 185 (1976)
- [110] Computer-Programm 'RADS' von Bede Scientific Instruments Ltd.
- [111] P.B. Hirsch, *Progress in Metal Physics*, ed. B. Chalmers and R. King, Pergamon Press, New York 1956
- [112] S. Hashimoto, Y.-Q. Feng, W.M. Gibson, L.J. Schowalter, and B.D. Hunt, *Nucl. Instr. and Meth.* B13, 45 (1986)
- [113] S.T. Picraux, L.R. Dawson, J.Y. Tsao, B.L. Doyle, and S.R. Lee, *Nucl. Instr. and Meth.* B33, 891 (1988)
- [114] L.R. Doolittle, *Nucl. Instr. and Meth.* B9, 344 (1985)
- [115] U. Soedervall, A. Lodding, and H. Odelius, *Surface and Interface Analysis*, 11, 529 (1988)
- [116] H. Widmer and G.R. Gunther-Mohr, *Helv. Phys. Acta* 34, 635 (1961)
- [117] P. Fahey, S.S. Iyer, and G.J. Scilla, *Appl. Phys. Lett.* 54, 843 (1989)
- [118] E. Schibli and A.G. Milnes, *Mat. Sci. and Eng.* 2, 173 (1967)
- [119] A.L. Bouchetout, N. Tabet, and C. Monty, *Mat. Sci. Forum* 10, 127 (1986)
- [120] P. Dorner, W. Gust, B. Predel, and U. Roll, *Phil. Mag.* A49, 557 (1984)
- [121] G. Hettich, H. Mehrer, and K. Maier, *Inst. Phys. Conf. Ser.* No. 46, Chapt. 9 (1979)
- [122] G.L. McVay and A.R. DuCharme, *Phys. Rev.* B9, 627 (1974)
- [123] J. Räisänen, J. Hirvonen, and A. Antilla, *Sol. Stat. Electr.* 24, 333 (1981)
- [124] M. Ogino, Y. Oana, and M. Watanabe, *Phys. Stat. Sol.* A72, 535 (1982)
- [125] N.A. Stolwijk, M. Perret, and H. Mehrer, *Defect and Diffusion Forum* 59, 79 (1988)
- [126] P.D. Persans and A.F. Ruppert, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* 57, 329 (1987)
- [127] B.Y. Pines and I.P. Grebennik, *Soviet Physics-Crystallography* 8, 11 (1963)
- [128] J.C. Bean, A.T. Fiory, R. Hull, and R.T. Lynch, *Proc. 1st. Int. Symp Si-MBE (Electrochem. Soc.)* 385 (1985)
- [129] J.W. Cahn, *Acta Met.* 9, 795 (1961)
- [130] G.L. McVay and A.R. DuCharme, *J. Appl. Phys.* 44, 1409 (1973)

- [131] J.C. Bean, J. Vac. Sci. Technol. B4, 1427 (1986)
- [132] J.C. Bean, Silicon Molecular Beam Epitaxy, ed. E. Kasper and J.C. Bean, CRC Press (1987)
- [133] E. Kasper, H.J. Herzog, H. Jorke, and G. Abstreiter, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 102, 393 (1988)
- [134] E. Kasper, Surf. Sci. 174, 630 (1986)
- [135] W. Speier, private Mitteilung

7. VERÖFFENTLICHUNGEN IM RAHMEN DIESER ARBEIT

Strain measurements and thermal stability of $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ strained layers

B. Holländer, S. Mantl, B. Stritzker, H. Jorke, and E. Kasper
J. Mat. Res. 4, 163 (1989)

Ion implantation in $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ epitaxial layers and superlattices

S. Mantl, B. Holländer, W. Jäger, B. Kabius, H.J. Jorke, and
E. Kasper
Nucl. Inst. and Meth. B39, 405 (1989)

Microstructural characterization of the effect of ion implantation in $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ epitaxial layers and superlattices

W. Jäger, B. Kabius, W. Sybertz, S. Mantl, B. Holländer,
H.J. Jorke, and E. Kasper
Inst. Phys. Conf. Ser. No. 100 Sec. 4, 343 (1989)

Reduction of dislocation density of MBE-grown $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ layers on (100) Si by rapid thermal annealing

B. Holländer, S. Mantl, W. Jäger, F. Schäffler, and E. Kasper
Thin Solid Films 183, 157 (1989)

Ion scattering analysis of ultrathin Si/Ge superlattices

B. Holländer, S. Mantl, B. Stritzker, F. Schäffler, H. Kibbel, and
E. Kasper
ESPRIT Basic Research Action - No. 3174, Proc. Workshop II, Ulm
1990, 51

Ion scattering studies of strained $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ superlattices

B. Holländer, S. Mantl, B. Stritzker, and R. Butz
Superlattices and Microstructures, Proc. ICSM90, Berlin, im Druck

Thermal stability, interdiffusion and strain of $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ superlattices

B. Holländer, S. Mantl, and R. Butz
Mat. Res. Soc., Proc. Intern. Conf. on Elec. Mat., 361, (1990)

Ion scattering studies of diffusion and strain relaxation in
Si/Si_{1-x}Ge_x superlattices

B. Holländer, S. Mantl, B. Stritzker, and R. Butz

Nucl. Instr. and Meth. B, 1991, im Druck

Strain and defect densities in Si/Si_{1-x}Ge_x heterostructures
investigated by ion scattering and X-ray diffraction

B. Holländer, S. Mantl, B. Stritzker, F. Schäffler, H.-J. Herzog,
and E. Kasper

Appl. Surf. Sci., 1991, im Druck

DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich allen herzlich danken, die am Zustandekommen dieser Arbeit mitgewirkt haben. Insbesondere danke ich

Herrn Prof. Dr. B. Stritzker für die Anregung zu dieser Arbeit und die Möglichkeit, diese am ISI der KFA durchführen zu können.

Herrn Dr. S. Mantl für die wissenschaftliche Betreuung, die vielen Ratschläge und seine stetige Diskussionsbereitschaft.

Herrn Dr. F. Schäffler, Herrn Dr. H.-J. Herzog, Herrn Dr. H. Kibbel und Herrn Dr. E. Kasper vom Daimler-Benz Forschungsinstitut Ulm für die Herstellung eines Teils der MBE-Proben und für die gute Zusammenarbeit.

Herrn Dr. R. Butz für die geduldige Erfüllung der Probenwünsche.

Herrn W. Michelsen und Herrn A. Fox für die technische Unterstützung beim Aufbau und Test der MEIS sowie für die zuverlässige Wartung und Bedienung des 500 keV Beschleunigers.

Frau L. Schätzler für die sorgfältige und schnelle Erstellung der Fortran-Programme zur Steuerung der MEIS.

Herrn Dr. W. Jäger und Frau W. Sybertz für die TEM-Untersuchungen.

Der Bedienungsmannschaft des TANDETRON-Beschleunigers für den reibungslosen Betrieb.

Frau S. Mesters für die Anfertigung einiger Zeichnungen.

Frau K. Barthels für die umfangreichen Fotoarbeiten.

Frau A. Fink für die sorgfältige und schnelle Bearbeitung des Manuskriptes.

Schließlich danke ich allen Mitarbeitern der Gruppe "Ionentechnik-Methoden" am ISI für das nette Arbeitsklima.

1. The first part of the document is a letter from the President of the United States to the Congress, dated January 3, 1862. It is a very important document, as it contains the President's views on the state of the Union and the progress of the war.

2. The second part of the document is a report from the Secretary of the War Department, dated January 10, 1862. It contains a detailed account of the military operations of the Army during the year 1861.

3. The third part of the document is a report from the Secretary of the Navy Department, dated January 10, 1862. It contains a detailed account of the naval operations of the Navy during the year 1861.

4. The fourth part of the document is a report from the Secretary of the Department of the Interior, dated January 10, 1862. It contains a detailed account of the operations of the Department during the year 1861.

5. The fifth part of the document is a report from the Secretary of the Department of the Treasury, dated January 10, 1862. It contains a detailed account of the operations of the Department during the year 1861.

6. The sixth part of the document is a report from the Secretary of the Department of the State, dated January 10, 1862. It contains a detailed account of the operations of the Department during the year 1861.

7. The seventh part of the document is a report from the Secretary of the Department of the War, dated January 10, 1862. It contains a detailed account of the operations of the Department during the year 1861.

8. The eighth part of the document is a report from the Secretary of the Department of the Navy, dated January 10, 1862. It contains a detailed account of the operations of the Department during the year 1861.

9. The ninth part of the document is a report from the Secretary of the Department of the Interior, dated January 10, 1862. It contains a detailed account of the operations of the Department during the year 1861.

10. The tenth part of the document is a report from the Secretary of the Department of the Treasury, dated January 10, 1862. It contains a detailed account of the operations of the Department during the year 1861.

11. The eleventh part of the document is a report from the Secretary of the Department of the State, dated January 10, 1862. It contains a detailed account of the operations of the Department during the year 1861.

12. The twelfth part of the document is a report from the Secretary of the Department of the War, dated January 10, 1862. It contains a detailed account of the operations of the Department during the year 1861.

13. The thirteenth part of the document is a report from the Secretary of the Department of the Navy, dated January 10, 1862. It contains a detailed account of the operations of the Department during the year 1861.

14. The fourteenth part of the document is a report from the Secretary of the Department of the Interior, dated January 10, 1862. It contains a detailed account of the operations of the Department during the year 1861.

1944-1945

2

1944-1945

Jll-2498

Juli 1991

ISSN 0366-0885