

WISSENSCHAFTLICH-TECHNISCHE BERICHTE

FZR-313

Januar 2001

ISSN 1437-322X

Archiv-Ex:



Stephan Hausmann

**Die Dynamik von Strahlenschäden durch
fokussierte Ionenstrahlen am Beispiel der
Ionenstrahlsynthese**

Herausgeber:
FORSCHUNGSZENTRUM ROSSENDORF
Postfach 51 01 19
D-01314 Dresden
Telefon +49 351 26 00
Telefax +49 351 2 69 04 61
<http://www.fz-rossendorf.de/>

Als Manuskript gedruckt
Alle Rechte beim Herausgeber

FORSCHUNGSZENTRUM ROSSENDORF

WISSENSCHAFTLICH-TECHNISCHE BERICHTE

FZR-313

Januar 2001



Stephan Hausmann

**Die Dynamik von Strahlenschäden durch
fokussierte Ionenstrahlen am Beispiel der
Ionenstrahlsynthese**

Dissertation

FORSCHUNGSZENTRUM ROSSENDORF
Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung

**Die Dynamik von Strahlenschäden
durch fokussierte Ionenstrahlen
am Beispiel der Ionenstrahlsynthese**

von der
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technische Universität Dresden
genehmigte

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
Doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von
Dipl.-Phys. **STEPHAN HAUSMANN**
geboren am 19. Februar 1971 in Lengerich, Westfalen

Eingereicht am: 14.1.2000
Tag der Verteidigung: 25.10.2000

Vorsitzender der Promotionskommission: Prof. Dr. M. Loewenhaupt

Gutachter:

Prof. Dr. W. Möller TU Dresden
Prof. Dr. W. Heiland Universität Osnabrück
Prof. Dr. W. Wesch FSU Jena

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Ionenimplantation	5
1.1 Reichweite	5
1.1.1 Nuklearer Energieverlust	6
1.1.2 Elektronischer Energieverlust	7
1.1.3 Projizierte Reichweite	8
1.1.4 Channeling	9
1.2 Strahlenschäden	10
1.2.1 Modell nach Morehead und Crowder	11
1.2.2 Modell nach Gibbons für schwere Ionen	12
1.2.3 Modell nach Gibbons für leichte Ionen	14
1.3 Stromdichteeffekte	15
1.4 Zerstäubung	16
2 Fokussierte Ionenstrahlen	17
2.1 Ionenmikrostrahlanlage IMSA-100	17
2.2 Flüssigmetall-Ionenquellen	19
2.3 Strahlprofil	21
2.4 Probenerwärmung durch fokussierte Ionenstrahlen	23
3 Kobaltdisilizid – CoSi₂	25
3.1 Eigenschaften	25
3.2 Ionenstrahlsynthese	26
4 Experimentelle Methoden	29
4.1 Ionenstrommethoden – RBS/C	29
4.1.1 RBS/C-Messungen an kleinen Gebieten mit einem konventionellen Aufbau	31
4.2 Volumenverlustmethode	35
4.3 Reflektivität und modulierte Reflektivität	36
4.4 Raman-Spektroskopie	36

5	CoSi₂-Ionenstrahlsynthese mit FIB in Si(111)	39
5.1	Effekte der Pixelzeit	40
5.2	Ausschluß des geometrischen Pixelzeiteffekts	48
5.3	Dosis	50
5.3.1	TRIDYN-Simulation für lange Pixelzeiten	59
5.3.2	TRIDYN-Simulation für kurze Pixelzeiten – Einfluß der Kanalisierung	62
5.4	Kristallstruktur nach der Temperung	64
5.5	Implantationstemperatur	67
5.5.1	Pixelzeit	68
5.5.2	Pausen	70
5.5.3	Anfangsphase der Schichtbildung	73
5.6	Strahldurchmesser	77
5.7	Schnelle Beurteilung von CoSi ₂ -Schichten	79
6	CoSi₂-Ionenstrahlsynthese mit FIB in Si(100)	81
7	Germanium-FIB-Implantation in Si(111)	87
8	Modellierung der Strahlenschädigung bei FIB-Implantation	93
8.1	Geometrische Überlegungen	93
8.2	Modelldaten aus konventioneller Ionenimplantation	96
8.3	Grundlegende Modelleigenschaften	99
8.4	Simulationsergebnisse	101
8.4.1	Pixelzeit	101
8.4.2	Pausenzeit	104
8.4.3	Strahlstrom	107
8.4.4	Aussagen der Simulation	109
9	Abschließende Diskussion und Ausblick	111
9.1	Vergleichbarkeit von FIB- und konventioneller Implantation	111
9.2	Einordnung der bisherigen FIB-Ergebnisse	113
9.3	Ausblick	116
	Zusammenfassung	123
	A TRIDYN-Simulationen	125
	B Bestimmung der Flächenbelegung aus REM-Aufnahmen	131
	C Dosishomogenität bei FIB-Implantation	133
	D FIB-Implantation in geheizte Proben	135

Literatur	137
Veröffentlichungen	157
Danksagung	159
Erklärung	161
Thesen	163

Einleitung

Fokussierte Ionenstrahlen (FIB¹, *focused ion beams*) bieten die Möglichkeit, Festkörper (insbesondere Halbleiter) auf verschiedene Arten direkt, d.h. ohne den Einsatz von Lithografie, zu strukturieren. Zu den fundamentalen Prozessen der Strukturierung gehören Implantation, das Zerstäuben von Material, Abtrag von Material mit Ätzgasunterstützung, direktes Abscheiden und Defekterzeugung. Modernste FIB-Anlagen ohne Massentrennung besitzen heute eine Auflösung von 5 nm bei einem Ga⁺ Strahlstrom von 0.5 pA [1].

FIB haben sich seit ihrer Entwicklung zu einem leistungsfähigen Analysewerkzeug im Bereich der Probenpräparation für Querschnittsaufnahmen bei Raster- und Transmissions-Elektronenmikroskopie entwickelt, da sie die gezielte Präparation von ausgewählten Bereichen auf einer μm -Skala erlauben [2]. Damit ist z.B. eine gezielte und schnelle Fehleranalyse einer integrierten Schaltung möglich [3, 4, 5, 6, 7]. Zusätzlich bieten FIB die Möglichkeit einer direkten Abbildung auf Basis der Sekundärelektronenemission analog dem Rasterelektronenmikroskop (REM), allerdings mit einem unterschiedlichen Kontrastmechanismus [8]; im Falle von abgeschiedenen Kupferschichten lassen sich z.B. mit dem FIB die Korngrenzen leicht abbilden, während mit dem REM Korngrenzen kaum zu erkennen sind [9]. Mit dem FIB ist auch eine lateral sub- μm aufgelöste Sekundärionen-Massenspektroskopie [10, 11] und somit eine dreidimensionale chemische Analyse der Probe möglich. In integrierten Schaltungen kann so gezielt nach Verunreinigungen gesucht werden. Einen weiteren Abbildungsmechanismus bieten mit dem FIB erzeugte akustische Wellen [12]. Dabei ist es möglich, vergrabene Strukturen weitgehend zerstörungsfrei aufzufinden.

FIB haben sich überall dort bewährt, wo es um die schnelle Bearbeitung bzw. Herstellung von Prototypen bzw. Einzelstücken geht oder wo keine alternative Bearbeitungs-methode existiert. Dazu zählen insbesondere die Inspektion und Reparatur von Lithografie-Masken [13], die Veränderung von integrierten Schaltungen [14, 15] und das damit benötigte direkte Abscheiden von Metallen [16, 17, 18], das Abscheiden von Isolatoren aus der Gasphase [19] und der Materialabtrag [20]. Weiterhin haben sich FIB im Bereich der Lithografie [21, 22, 23], dem Glätten von Oberflächen [20], der Erzeugung von Quantendrähten [24] und der dreidimensionalen Dotierung während der Molekularstrahlepitaxie [25] bewährt. Die Herstellung von mikromechanischen Bauteilen durch Zerstäubung [26, 27, 28], gasunterstütztem Zerstäuben [29, 30] und Abscheiden aus der Gasphase [15] sind weitere Beispiele für die einzigartigen Möglichkeiten von fokussierten Ionenstrahlen. Es existieren noch eine Vielzahl von Beispielen für die Erzeugung von Prototypen bzw. Einzelstücken, z.B. die

¹Die Abkürzung FIB wird im folgenden sowohl im Singular (fokussierter Ionenstrahl) als auch im Plural (fokussierte Ionenstrahlen) verwendet werden.

Verbesserung von Laser-Dioden durch Glättung der Spiegel [31] und die Herstellung von Spitzen für die Rasterkraftmikroskopie [32, 33], sowie Anwendungen im Bereich von optoelektronischen Bauelementen [34], von Lumineszenzcentren [35, 36], von lateralen Feldefekttransistoren [37], von Einzelelektronentransistoren [38], von Josephson-Kontakten [39]

...

Mit zunehmender Verkleinerung von Strukturen im Bereich der Halbleiter und entsprechend kleinerer Dotanzahl nimmt der Einfluß von statistischen Fluktuationen zu. Ein aktuelles Forschungsthema ist deshalb die Entwicklung einer Einzelionenimplantation, also dem Abzählen der eingebrachten Dotanten, auf Basis von FIB-Anlagen [40, 41].

Im Gegensatz zu konventioneller Implantation arbeiten fokussierte Ionenstrahlen in einem Stromdichtebereich von bis zu einigen A/cm², und damit verwenden sie eine bis zu fünf Größenordnungen höhere Stromdichte. Im allgemeinen ist aber sehr wenig über die Ionen-Festkörper-Wechselwirkung bei extremen Stromdichten bekannt, obwohl dies z.B. für die Anwendung von FIB bei der Herstellung von Proben für das Transmissions-Elektronenmikroskop (TEM) wichtig ist [42, 43, 44].

Diese Arbeit behandelt den Einfluß der hohen Stromdichte von FIB auf die Ionenimplantation am Beispiel der Ionenstrahlsynthese von Kobaltdisilizid, also der Hochdosis-Implantation von Kobalt in Silicium und einer nachfolgenden Ausheilung. Dabei muß zuerst folgende Problematik behandelt werden:

- Standard-Untersuchungsmethoden erfordern meist große ($\propto \text{mm}^2$) Analyseflächen. Eine Präparation solch großer Flächen ist im Falle der FIB-Hochdosis-Implantation aufgrund des geringen absoluten Ionenstroms nicht möglich, und deshalb ist die Evaluation geeigneter Meßmethoden eine wichtige Aufgabe.

Sobald die Frage der möglichen und geeigneten Untersuchungsmethoden geklärt ist, müssen folgende Fragestellungen behandelt werden:

- Welchen Einfluß hat die hohe FIB-Stromdichte auf die Schichtherstellung?
- Ist die Herstellung von vergrabenen, einkristallinen CoSi₂ Schichten mit FIB unter Beibehaltung der aus der konventionellen Ionenimplantation bekannten Herstellungsparameter möglich?

Es gibt in der Literatur nur eine geringe Anzahl von Arbeiten, die sich mit grundlegenden Fragen der Ionen-Festkörper-Wechselwirkung, insbesondere der Strahlenschädigung bei extrem hohen Stromdichten, beschäftigen, wobei deren Aussagen teilweise sehr widersprüchlich sind. Arbeiten von Bamba *et al.* [45, 46] zeigen, daß die Strahlenschädigung durch Be- und Si-FIB-Implantation in GaAs geringer ist als die Strahlenschädigung durch konventionelle Ionenimplantation. Hingegen finden Yuba *et al.* [47] und Lezec *et al.* [48], daß Si-FIB-Implantation in GaAs zu einer höheren Strahlenschädigung des Materials führt. Menzel [49] findet bei Ga-Implantation in SiC, GaP und InP keinen Unterschied zwischen FIB und konventioneller Implantation. Für die Ga-Implantation in Si, GaAs und InAs wurde hingegen eine höhere Schädigung durch FIB gemessen. Chu *et al.* [50] und Hart *et al.* [51] wiederum finden keine bzw. wenn, dann nur eine tendentiell leicht

erhöhte Schädigung bei Ga-FIB-Implantation in Si. In einer weiteren Arbeit finden Bamba *et al.* bei Implantation von Si in GaAs eine höhere Reichweite der Si-Ionen bei FIB-Implantation, für die eine strahlungsinduzierte Diffusion als Begründung angegeben wird [52]. Tamura *et al.* finden bei Bor Implantation in Silicium bei kleinen Ausheiltemperaturen eine Abhängigkeit der Bor-Aktivierung von der Schreibgeschwindigkeit des FIB [53]. Für höhere Ausheiltemperaturen wurde kein Unterschied gefunden. Arbeiten von Bischoff *et al.* finden bei der Ionenstrahlsynthese mit FIB keinen Unterschied zu konventioneller Ionenstrahlsynthese [54].

Die Herstellung von einkristallinen CoSi_2 Schichten ist sehr stark abhängig von der Schädigung des Silizium-Substrates durch die Ionenimplantation. Folglich ergibt sich eine weitere, sehr wesentliche Fragestellung:

- Welche neuen Erkenntnisse erhält man aus Experimenten zur Ionen-Festkörper-Wechselwirkung bei extrem hohen Stromdichten? Diese Frage bezieht sich vor allem auf die Problematik der Strahlenschädigung.

Die ersten drei Kapitel dieser Arbeit werden sich mit den Grundlagen zur Ionenimplantation, zu fokussierten Ionenstrahlen und zur Ionenstrahlsynthese von Kobaltdisilizid beschäftigen. Diese drei Kapitel sind stark an das verwendete Materialsystem angelehnt und enthalten bereits viele Modellrechnungen und experimentelle Überlegungen, die in den nachfolgenden Kapiteln zur Diskussion herangezogen werden. Die für die FIB-Implantation geeigneten Analysemethoden werden im vierten Kapitel vorgestellt. Das fünfte Kapitel enthält Untersuchungen zum Einfluß der Stromdichte auf die Implantation von Co in Si(111). Im sechsten Kapitel werden die Ergebnisse aus dem fünften Kapitel auf die Implantation von Co in Si(100) angewandt und überprüft. Der chemische Einfluß des Kobalts auf die Ergebnisse (CoSi_2 -Keimbildung) wird im siebten Kapitel überprüft und deshalb ein Element implantiert, welches in Silicium keine Cluster bildet. Das achte Kapitel beinhaltet ein qualitatives Modell zur Beschreibung der gefundenen Effekte. Im neunten Kapitel werden die Ergebnisse dieser Arbeit mit den bisherigen Erkenntnissen zur Strahlenschädigung mit FIB bzw. mit konventioneller Ionenimplantation in Zusammenhang gebracht. Abschließend werden ein Ausblick gegeben und die Ergebnisse zusammengefaßt.

Kapitel 1

Ionenimplantation

Eine wichtige Methode zur Modifikation von Festkörpern, vor allem von Halbleitern, stellt die Ionenimplantation dar [55, 56]. Mit ihr ist es möglich, bestimmte Ionen einzubringen deren Reichweite und Dosis gezielt eingestellt werden kann. Insbesondere kann Material jenseits der Löslichkeitsgrenze in den Festkörper eingebracht werden. Davon wird in dieser Arbeit bei der Ionenstrahlsynthese Gebrauch gemacht. Gleichzeitig erzeugt man Strahlenschäden in dem modifizierten Festkörper. Dies ist für die Anwendung im Bereich der Halbleiter ein Nachteil; die Strahlenschäden müssen durch eine Temperung ausgeheilt werden. Die Implantation kann auch in ein geheiztes Target erfolgen, um eine weitgehende Annihilation der Defekte während der Implantation zu erzielen.

In den beiden folgenden Abschnitten werden die Grundlagen für die Bestimmung von Reichweite und Strahlenschäden kurz vorgestellt. Ausführliche Darstellungen zu Energieverlust, Reichweite und Strahlenschäden finden sich z.B. in [55, 57, 58, 59, 60, 61].

1.1 Reichweite

Es gibt eine Reihe von Effekten, die ein Ion in einem Festkörper abbremsen. Für den in dieser Arbeit verwendeten Energiebereich sind nur elastische Stöße mit den (abgeschirmten) Atomkernen des Festkörpers (nuklearer Energieverlust) und unelastische Stöße mit den Elektronen des Festkörpers (elektronischer Energieverlust) von Bedeutung. Beide Prozesse werden als unabhängig betrachtet, und deshalb kann der Energieverlust dE pro Wegstrecke dx in einen elektronischen (e) und einen nuklearen Anteil (n) zerlegt werden:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right) = \left(\frac{dE}{dx}\right)_e + \left(\frac{dE}{dx}\right)_n \quad (1.1)$$

Es hängt sowohl von der Energie, Masse und Kernladungszahl des Projektilions als auch von der Masse und Kernladungszahl der Targetatomse ab, welcher der beiden Prozesse dominiert.

Um die Flächenbelegung $N \cdot dx$ zu berücksichtigen (N ist die atomare Dichte), wird ein

totaler Bremsquerschnitt

$$S(E) = -\frac{1}{N} \left(\frac{dE}{dx} \right) = S_e(E) + S_n(E) \quad (1.2)$$

definiert, mit dem elektronischen $S_e(E)$ und dem nuklearen Bremsquerschnitt $S_n(E)$. Sind die Bremsquerschnitte bekannt, kann man die mittlere Reichweite R in einem strukturlosen Target durch Integration von Gleichung (1.2)

$$R = \frac{1}{N} \int_0^{E_0} \frac{dE}{S_e(E) + S_n(E)} \quad (1.3)$$

angeben. E_0 ist die Anfangsenergie des Projektils. Auch für Festkörper, die aus mehr als einer Atomsorte bestehen, können die obigen Gleichungen verwendet werden, wenn der Gesamtbremsquerschnitt additiv aus den einzelnen Bremsquerschnitten S_i , gewichtet nach der Häufigkeit c_i ($\sum_i c_i = 1$) der jeweiligen Atomsorte,

$$S = \sum_i c_i \cdot S_i \quad (1.4)$$

berechnet wird (Braggsche Regel) [62].

1.1.1 Nuklearer Energieverlust

Der nukleare Bremsquerschnitt kann in der Zweierstoß-Näherung (BCA, *binary collision approximation*) für ein Zentralpotential über die vom Projektil auf das Targetatom übertragene Energie $T_n(E, p)$ angegeben werden.

$$S_n(E) = \int_0^\infty T_n(E, p) \cdot 2\pi p \cdot dp \quad (1.5)$$

E ist die Energie des Projektils vor dem Stoß mit dem Stoßparameter p . Die übertragene Energie bei einem Streuwinkel Θ im Schwerpunktsystem beträgt

$$T_n(E, p) = \frac{4M_1M_2E}{(M_1 + M_2)^2} \cdot \sin^2 \left(\frac{\Theta(p)}{2} \right), \quad (1.6)$$

wobei M_1 und M_2 die Massen des Projektil- bzw. Targetatoms sind. Der maximale Energieübertrag entsteht bei einem zentralen Stoß $T_{\max} = T(\Theta = 180^\circ)$. Für die Bestimmung des Streuwinkels im Schwerpunktsystem gemäß

$$\Theta = \pi - 2 \int_0^\infty \frac{p \cdot dr}{\sqrt{1 - \frac{V(r)}{E_{\text{CM}}} - \frac{p^2}{r^2}}} \quad (1.7)$$

mit der Energie des Projektils im Schwerpunktsystem

$$E_{\text{CM}} = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \cdot E, \quad (1.8)$$

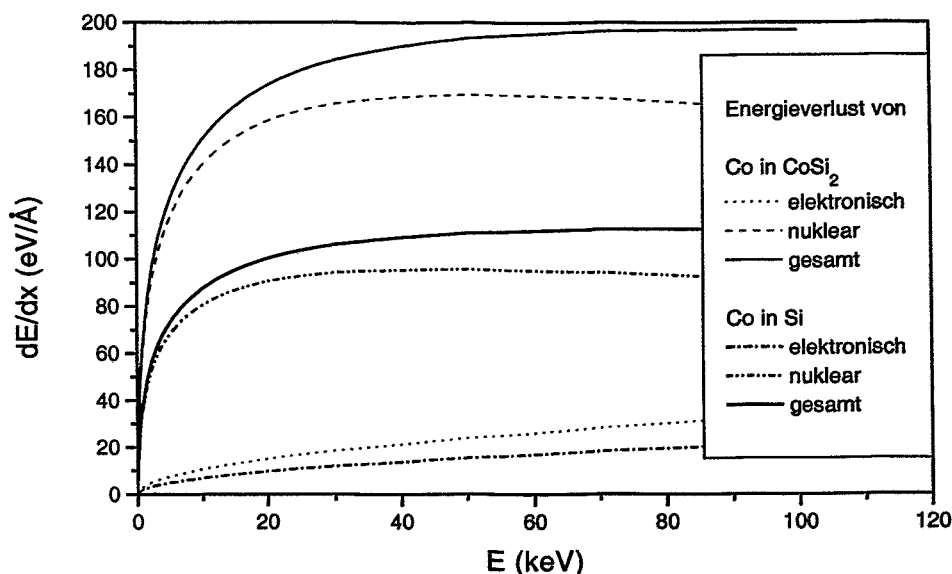


Abbildung 1.1: Energieverlust-Daten von Kobalt-Ionen in Silicium bzw. in CoSi_2 aus TRIM91 [63].

ist die Kenntnis des Wechselwirkungspotentials notwendig. Üblicherweise werden als Wechselwirkungspotentiale abgeschirmte Coulomb-Potentiale

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \Phi\left(\frac{r}{a}\right) \quad (1.9)$$

mit der Kernladung des Projektils Z_1 , der Kernladung des Targetatoms Z_2 , dem Abstand von Projektil und Targetatom r , der Abschirmfunktion Φ und der Abschirmlänge a benutzt. Häufig werden das Ziegler-Biersack-Littmark- [64], Krypton-Carbon- [65] und Thomas-Fermi-Moliere-Potential [66, 67] mit einer Abschirmlänge nach Firsov [68] oder nach Biersack und Ziegler [64] verwendet. Der nukleare Energieverlust ist bei den in dieser Arbeit benutzten Implantationsenergien der dominierende Energieverlust (Abbildung 1.1).

1.1.2 Elektronischer Energieverlust

Für Implantations-Energien, wie sie in dieser Arbeit vorkommen (30 – 100 keV), kann zur Beschreibung des elektronischen Energieverlustes die Lindhard-Scharff-Schiott-Theorie [69] verwendet werden. Der elektronische Energieverlust ist proportional zur Geschwindigkeit des Projektils:

$$S_e(E) = k \cdot E^{1/2} \quad (1.10)$$

Der Proportionalitätsfaktor k beträgt

$$k = Z_1^{1/6} \cdot \frac{0.0793 \cdot Z_1^{1/2} Z_2^{1/2} (M_1 + M_2)^{3/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4} M_1^{3/2} M_2^{1/2}} \quad (1.11)$$

Diese Proportionalität ist für Ionengeschwindigkeiten

$$v < Z_1^{2/3} \cdot \frac{e^2}{\hbar} \quad (1.12)$$

gültig. Für höhere Energien, entsprechend $v \gg Z_1^{2/3} \cdot \frac{e^2}{\hbar}$, müssen die Theorien von Bethe und Bloch [70] herangezogen werden. Im mittleren Energiebereich wird häufig eine Interpolationsformel nach Biersack [71] verwendet.

1.1.3 Projizierte Reichweite

Die mittlere Gesamtreichweite R ist nicht die relevante Größe für die Tiefenverteilung der implantierten Ionen im Festkörper, da der Energieverlust und die Richtungsänderungen durch elastische Stöße statistische Prozesse sind. Man verwendet daher für die Tiefenverteilung der Ionen eine mittlere, auf die Oberflächennormale projizierte Reichweite R_p mit der Streuung σ (*straggling*). Die Tiefenverteilung der Ionen lautet dann unter der Annahme einer Gaußverteilung

$$c(x) = \frac{\Phi}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{(x - R_p)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (1.13)$$

wobei Φ die eingebrachte Dosis ist. Eine Möglichkeit, solche Tiefenverteilungen für amorphe Materialien zu berechnen, bietet das Monte-Carlo-Programm TRIM (*transport of ions*)

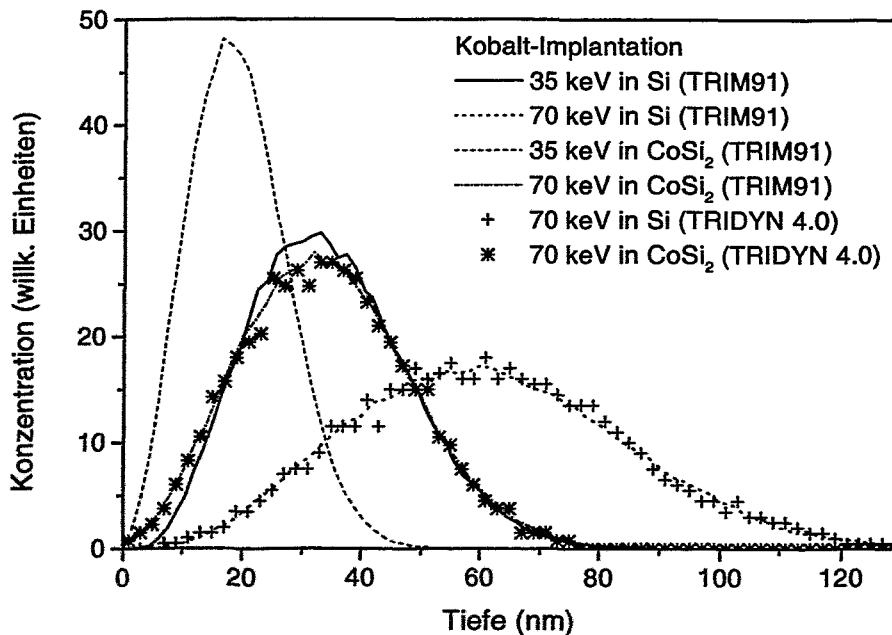


Abbildung 1.2: TRIM91 und TRIDYN 4.0 [72] Simulation einer Kobalt-Implantation in Silicium und in CoSi_2 . Die TRIDYN-Simulationen wurden für den Grenzfall geringer Dosen durchgeführt.

in matter) [63]. Bei einer solchen TRIM-Simulation werden Änderungen der Targetzusammensetzung während der Implantation nicht berücksichtigt. Deshalb können mit TRIM keine Hochdosis-Implantationen, wie sie in dieser Arbeit durchgeführt werden, simuliert werden. Hochdosis-Implantationen können mit dem Monte-Carlo Programm TRIDYN [72, 73] simuliert werden, das im wesentlichen auf TRIM beruht, aber die Änderung der Targetzusammensetzung und Zerstäubung des Targets während der Implantation berücksichtigt. Der Zerstäubung wird dabei durch die Angabe einer Oberflächenbindungsenergie für jedes Element Rechnung getragen. Für die Implantation von Kobalt in Silicium und CoSi_2 mit geringen Dosen liefern TRIM91 und TRIDYN 4.0 die gleichen Tiefenverteilungen (Abbildung 1.2). Im Laufe dieser Arbeit wurden verschiedene TRIM-Versionen (TRIM91, TRIM96 und SRIM-2000 [74]) entsprechend der aktuell verfügbaren Version verwendet. Auf die Version TRIM95 wurde verzichtet, da in dieser Version Abweichungen im elektronischen Energieverlust von Co in Si (verglichen mit den vorgehenden bzw. nachfolgenden Versionen) auftraten.

1.1.4 Channeling

Die bisherigen Darstellungen gehen von einem strukturlosen (amorphen) Festkörper aus. Silicium-Wafer sind aber Einkristalle, und deshalb erscheinen für ein Projektil-Ion je nach Orientierung des Wafers und Einschufrichtung mehr oder weniger offene Kristallstrukturen, die zu einem reduzierten Energieverlust und folglich einer erhöhten Reichweite führen. Derartige Channeling-Effekte wurde erstmals von Robinson und Oen berechnet [75, 76]

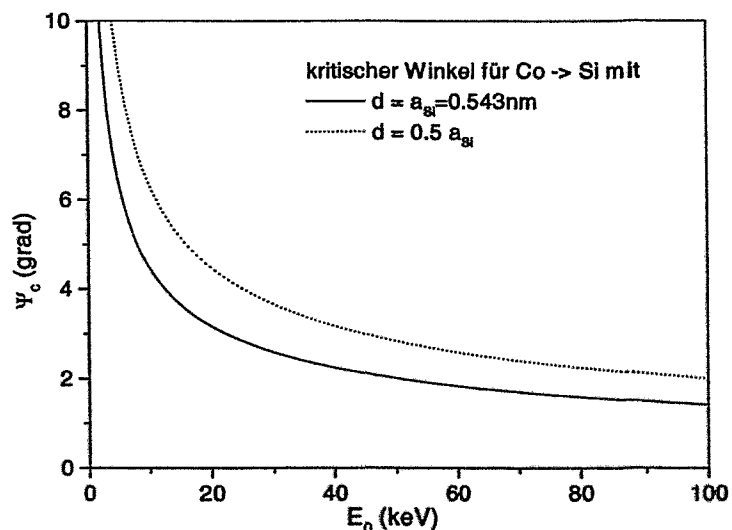


Abbildung 1.3: Kritischer Winkel für Kobalt-Implantation in Silicium. Als Gitterebenenabstand ist die Größe der Silicium-Einheitszelle angenommen worden. Diese Werte sind eine untere Abschätzung des kritischen Winkels für alle relevanten Substratorientierungen.

und von Piercy *et al.* experimentell nachgewiesen [77]. Channeling-Effekte treten auf, wenn der Ionenstrahl parallel zu einer niedrig indizierten Kristallrichtung einer kristallinen Probe ausgerichtet wird. Die Ionen werden dann kanalisiert geführt. Der kritische Winkel beträgt in grober Näherung [78]

$$\Psi_c = \left(\frac{2Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 E d} \right)^{1/2}, \quad (1.14)$$

mit dem Abstand der Atome in einer Atomreihe (axiales Channeling) bzw. dem Abstand der Gitterebenen (planares Channeling) d , und gibt an, mit welcher Präzision die Probe bzgl. des einfallenden Ionenstrahls ausgerichtet werden muß, damit Channeling-Effekte auftreten. In Abbildung (1.3) ist die Energieabhängigkeit des kritischen Winkels für Co-Implantation in Si gezeigt. Der kritische Winkel für die in dieser Arbeit verwendeten Energien beträgt $\Psi_c \simeq 2^\circ$. Ionen, die in einem Kanal geführt werden, spüren variierende Elektronendichten, weshalb der elektronische Energieverlust in Abhängigkeit des Stoßparameters angegeben werden muß [79]. Die Reichweite eines kanalisiert Ions ist unter anderem auch erhöht, da es nur Stöße mit kleinem Ablenkwinkel erfährt.

1.2 Strahlenschäden

Während der Implantation werden nicht nur Fremdatome in den Festkörper eingebracht, sondern auch Defekte erzeugt. Durch den Energieübertrag des eingeschossenen Ions werden Atome des Festkörpergitters verlagert. Besitzt das verlagerte Atom genügend Energie, so kann es weitere Atome verlagern (Stoßkaskade). Es dauert ca. 10^{-13} s, bis das eingeschossene Ion zur Ruhe kommt. Wenn die kinetische Energie nicht mehr ausreicht, weitere Atome zu verlagern, wird die Energie in Form von Phononen an den Festkörper abgegeben, und es kommt zu einer starken lokalen Erwärmung, dem sogenannten *thermal spike* [80, 81]. Dieser Prozeß besitzt Abkühlraten von $\simeq 10^{14} - 10^{15}$ K/s [82, 83].

Kinchin und Pease geben die Zahl der verlagerten Atome $N(E)$ nach einem Modell mit harten Kugeln mit

$$N(E) = \frac{E}{2E_d} \quad (1.15)$$

an [84]. E ist die Ionenenergie und E_d ist die Energie zur Erzeugung eines stabilen Frenkel-paares; für Silicium beträgt $E_d \simeq 25$ eV [85]. Unter Verwendung einer realistischeren Wechselwirkung der Atome berechnete Sigmund [86] die Zahl der verlagerten Atome zu

$$N(E) = \frac{\xi\nu(E)}{2E_d}. \quad (1.16)$$

$\xi < 1$ ist dabei abhängig vom Streupotential, und $\nu(E)$ ist der Anteil der Ionenenergie, der nicht durch elektronische Anregungen verbraucht wurde. Eine tiefenabhängige Angabe der versetzten Atome ist z.B. über TRIM möglich (Abbildung 1.4).

Bei niedrigen Temperaturen sind die Defekte unbeweglich, und deshalb ist die Defektdichte nur eine Funktion der Dosis. Es bildet sich bei einer ausreichend hohen Dosis eine

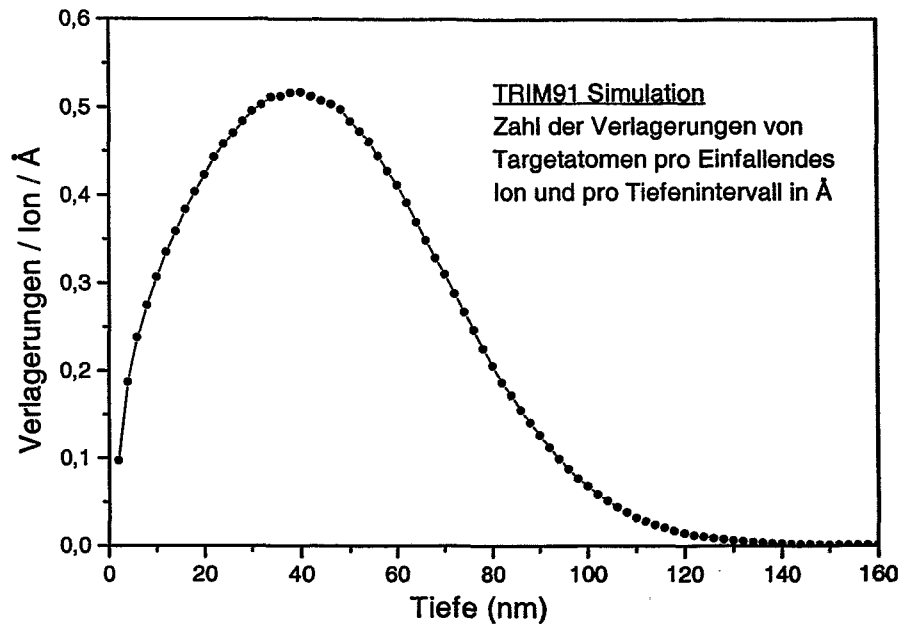


Abbildung 1.4: TRIM91-Simulation einer 70 keV Kobalt-Implantation in Silicium unter Berücksichtigung der vollen Kaskaden. Die mittlere Zahl von Verlagerungen beträgt nach TRIM91 $N(70 \text{ keV Co}) = 687.8$ Atome/Projektile.

amorphe Schicht. Bei höheren Temperaturen werden die einzelnen Defekte beweglich und können rekombinieren bzw. ausheilen. Es wird also eine höhere Dosis zur Amorphisierung benötigt bzw. es ist dann sogar nicht mehr möglich, eine vollständige Amorphisierung zu erzielen. Auf diese Effekte wird in den nachfolgenden Modellen eingegangen. Es sei aber darauf hingewiesen, daß in der Literatur noch eine Vielzahl von Modellen zu finden sind, z.B. [87, 88, 89, 90, 91, 92, 93, 94, 95, 96], auf die hier nicht eingegangen werden soll.

1.2.1 Modell nach Morehead und Crowder

Im Rahmen dieses Modells [97, 98] wird angenommen, daß nach dem *thermal spike* ein Zylinder mit dem Radius R_0 in einem ungeordneten Zustand vorliegt (Abbildung 1.5). Innerhalb einer Zeit von $\tau \propto 10^{-9}$ s diffundieren Vakanz aus dem Zylinder heraus, so daß sich ein stabiler amorpher Zustand mit dem Radius $(R_0 - \delta R)$ bildet. Für den Fall $\delta R = 0$, der bei $T = 0$ K auftritt, beträgt die Dosis Φ_0 zur Erzeugung einer amorphen Schicht

$$\Phi_0 = R_0^{-2} = E_d \cdot N \left(\frac{dE}{dx} \right)_{n,0}^{-1} \quad (1.17)$$

Für eine Implantation von 70 keV Co in Silicium ergibt sich eine Amorphisierungsdosis von $\Phi_0 = 8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ für $T = 0$ K. Bei höheren Implantationstemperaturen gilt nach dem

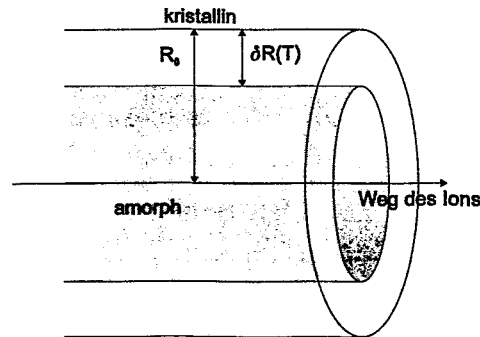


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung eines amorphen Zylinders um den Ionenpfad nach dem Morehead–Crowder–Modell. [97]

Modell von Morehead und Crowder

$$\Phi_0(T) = (R_0 - \delta R)^{-2} \quad (1.18)$$

$$= \Phi_0(T = 0\text{K}) \left[1 - K' \left(\frac{dE}{dx} \right)_{n,0}^{-1/2} \exp \left(-\frac{U}{k_B T} \right) \right]^{-2}, \quad (1.19)$$

mit der Boltzmann–Konstante k_B und den materialabhängigen Parametern K' und U . Für Silicium werden sie mit $K' = 115(\text{keV}/\mu\text{m})^{1/2}$ und $U = 0.06$ eV angegeben. Insbesondere folgt aus diesem Modell, daß es oberhalb der Temperatur

$$T_\infty = -\frac{U}{k_B \cdot \ln \left(K'^{-1} \sqrt{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{n,0}} \right)} \quad (1.20)$$

nicht mehr möglich ist, den Festkörper zu amorphisieren. Diese Temperatur beträgt für 35 keV Co bzw. 70 keV Co in Silicium ungefähr 250 °C unter Verwendung der Energieverlustdaten aus TRIM91. Wenn man das Target bei einer Hochdosis–Implantation nicht amorphisieren möchte, so muß man die Temperatur während der Implantation hoch genug wählen. Eine Schwäche dieses Modells ist es aber, daß eine Stromdichteabhängigkeit nicht eingeht.

1.2.2 Modell nach Gibbons für schwere Ionen

In dem Modell nach Gibbons [59] wird ebenfalls davon ausgegangen, daß das eingeschossene Ion einen zylindrischen amorphen Bereich mit einem Querschnitt $\sigma_0 = \pi R_0^2$ erzeugt. Die Werte für σ_0 werden z.B. über das Morehead–Crowder–Modell [97] gewonnen (Tabelle 1.1). Die Änderung des amorphen Bereiches wird über

$$\frac{df_a}{dt} = (1 - f_a) \cdot j \cdot \sigma_0 \quad (1.21)$$

	σ_0 (\AA^2) in Si	σ_0 (\AA^2) in CoSi_2
35 keV Co	239	243
70 keV Co	236	244

Tabelle 1.1: Wirkungsquerschnitte σ_0 nach Morehead und Crowder [97] mit den Energieverlustdaten aus TRIM91 und $E_d = 25\text{eV}$ [85].

angegeben, wobei f_a der Schädigungsgrad ($f_a = 0 \dots 1$) und j die Stromdichte ist. Der Term $(1 - f_a)$ stellt dabei sicher, daß ein Gebiet, das bereits amorphisiert wurde, bei einem weiteren Treffer durch ein Ion nicht erneut gewertet wird. Als Lösung ergibt sich

$$f_a = 1 - \exp(-j\sigma_0 t). \quad (1.22)$$

In Abbildung (1.6) ist gezeigt, wie schnell eine Amorphisierung bei den in dieser Arbeit verwendeten Strahlparametern auftritt, wenn keine Ausheilung des Strahlenschadens während der Implantation stattfindet. Aus diesem Modell ergibt sich eine Amorphisierungsdosis von $\Phi_0 = 9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ bei $f_a = 0.9$ für eine 70 keV Co-Implantation in Silicium. Unter amorph versteht man dabei den Verlust der Kristallinität bzw. der Fernordnung. Verschiedene Meßmethoden liefern, je nach dem, welche Dimensionen sie untersuchen, unterschiedliche Aussagen über die Kristallinität einer Probe.

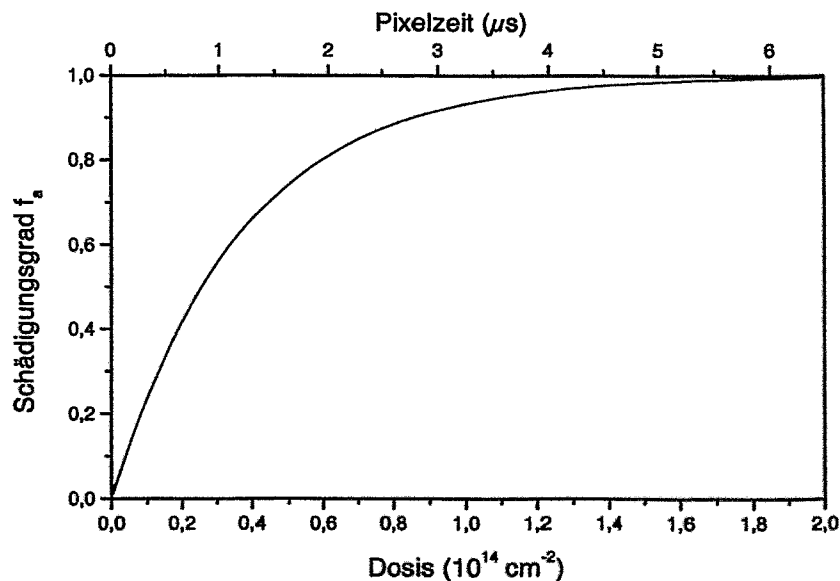


Abbildung 1.6: Schadensakkumulation nach Gibbons für eine 70 keV Co-Implantation in Si ohne ein Ausheilen der Gitterschädigung. Der Begriff der Pixelzeit wird in Kapitel 5 eingeführt. Die Zeiten beziehen sich auf eine Co^{2+} -Implantation mit einem Strahlstrom von 0.6 nA.

Es ist allgemein bekannt, daß der Begriff amorpher Festkörper, nicht-kristalliner Festkörper, ungeordneter Festkörper, Glas oder Flüssigkeit keine genaue Bedeutung im bezug auf Struktur haben, außer der, daß die Struktur "im Großen und Ganzen nicht kristallin" ist.

C. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik [99]

Um ein Ausheilen des Schadens während der Implantation zu beschreiben, wird ein weiterer Term für das Ausheilen des Strahlenschadens in Gleichung (1.21) eingefügt.

$$\frac{df_a}{dt} = (1 - f_a) \cdot j \cdot \sigma_0 - \frac{f_a}{\tau} \quad (1.23)$$

τ ist hierbei eine Zeitkonstante für das Ausheilen der Schädigung mit einer exponentiellen Temperaturabhängigkeit [100].

$$\tau = \tau_0 \cdot \exp\left(\frac{E_A}{k_B T}\right) \quad (1.24)$$

Die Aktivierungsenergie E_A beschreibt die Stabilität der Defekte gegenüber thermischen Ausheilens. Die Lösung ergibt sich zu

$$f_a = j \cdot \sigma_0 \cdot \tau_e \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right) \right] \quad (1.25)$$

mit

$$\frac{1}{\tau_e} = j \cdot \sigma_0 + \frac{1}{\tau} \quad (1.26)$$

Die Beschreibung einer Schadensausheilung durch die Angabe einer einzigen Aktivierungsenergie E_A ist problematisch, da z.B. für Silicium aus der Literatur bekannt ist, daß eine Vielzahl von Defekten existiert [59, 60, 101, 102, 103, 104, 105]. Jeder Defektyp besitzt eine unterschiedliche Aktivierungsenergie zum Ausheilen, und deswegen müßte f_a in unterschiedliche Schadenstypen eingeteilt werden, die dann mit ihrer jeweils eigenen Aktivierungsenergie ausheilen. Dies ist aber z.Z. aufgrund eines nicht ausreichenden Kenntnisstandes über Defekte nicht möglich. Deshalb beschränkt man sich i.a. auf eine Ausheilkonstante τ , die aber sehr spezifisch für ein gegebenes Experiment ist, da τ sowohl die Erzeugung von Defekten (Wirkung des Projektils auf das Substrat) als auch deren Ausheilung beschreibt.

1.2.3 Modell nach Gibbons für leichte Ionen

Um im Rahmen dieses Modells eine amorphe Zone zu erzeugen, muß ein entsprechendes Gebiet mehrfach von einem eingeschossenen Ion getroffen werden. Jedes eingeschossene Ion erzeugt Defekte im Kristallgitter; wenn hinreichend viele Defekte erzeugt wurden, dann kollabiert das Kristallgitter und es bildet sich ein amorpher Bereich. Für den Fall, daß zwei Treffer ausreichen, um ein amorphes Gebiet zu erzeugen, läßt sich das System mit den Anteilen f_a (amorph), f_d (geschädigt, aber nicht amorph) und f_u (ungeschädigt)

durch

$$\frac{df_a}{dt} = j \cdot \sigma_0 \cdot f_d \quad (1.27)$$

$$\frac{df_d}{dt} = j \cdot \sigma_0 (f_u - f_d) \quad (1.28)$$

$$\frac{df_u}{dt} = j - j \cdot \sigma_0 \cdot f_u \quad \text{und} \quad f_u + f_d + f_a = 1 \quad (1.29)$$

beschreiben. Der durch ein Ion geschädigte Bereich wird durch σ_0 angegeben. Als Lösung für den amorphen Bereich ergibt sich

$$f_a = 1 - (1 + \sigma_0 \cdot \Phi) \cdot \exp(-\sigma_0 \cdot \Phi) . \quad (1.30)$$

Diese Modellbeschreibung unterscheidet sich von der Beschreibung durch Gleichung (1.22) dadurch, daß die Schädigung als Funktion der Dosis später einsetzt, aber steiler ansteigt und früher die maximale Schädigung erreicht. Dieser Trend wird auch beibehalten, wenn es noch weiterer Treffer zur Erzeugung einer amorphen Bereichs bedarf. Werden n Treffer zur Erzeugung eines amorphen Bereiches benötigt, so gilt nach Gibbons

$$f_a = 1 - \left(\sum_{k=0}^{n-1} \frac{(\sigma_0 \cdot \Phi)^k}{k!} \cdot \exp(-\sigma_0 \cdot \Phi) \right) . \quad (1.31)$$

Ein allgemeines Modell, das die Berücksichtigung einer Schadensausheilung enthält, ist in der Literatur nicht verfügbar.

1.3 Stromdichteeffekte

Um den Einfluß der Stromdichte j auf das Ergebnis einer Implantation zu verstehen, wird die Stromdichte in eine Größe übersetzt, die den zeitlichen Abstand, mit dem zwei Ionen das "gleiche" Gebiet treffen, angibt. Analog dem Morehead-Crowder Modell wird angenommen, daß das eingeschossene Ion einen zylinderförmigen Bereich mit dem Radius R_0

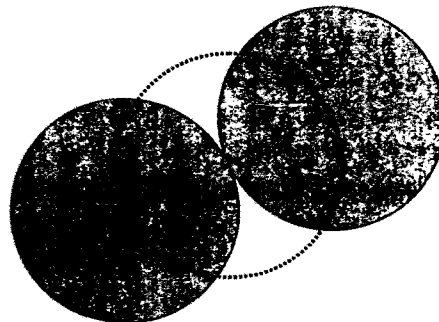


Abbildung 1.7: Größe des Bereichs (gestrichelter Kreis), in den zwei Ionen treffen müssen, damit ihre Wechseiwirkungsgebiete (grau) überlappen.

beeinflusst. Die auf die senkrecht zur Einschubrichtung stehende Ebene projizierte Fläche des Zylinders σ_0 ist durch πR_0^2 gegeben, falls der Einschubwinkel 0° beträgt. Die Fläche, in die zwei Ionen treffen müssen, damit ihre Wechselwirkungsgebiete überlappen, beträgt dann ebenfalls σ_0 (Abbildung 1.7). Unter dieser Modellannahme beträgt die Zahl der Ionen, die pro Zeitintervall das "gleiche" Gebiet treffen:

$$Z_t [\text{Teilchen/s}] \simeq 624.2 \cdot \frac{j [\text{A/cm}^2] \cdot \sigma_0 [\text{\AA}^2]}{q}, \quad (1.32)$$

mit dem Ladungszustand der Ionen q . Ein Einfluß der Stromdichte ist folglich nur zu erwarten, wenn die Dynamik der Stoßkaskade oder der erzeugten Defekte innerhalb eines getroffenen Gebietes so lange dauert, bis ein weiteres Ion das "gleiche" Gebiet trifft. (Bsp.: $I = 1 \text{ nA}$, $d_{\text{FIB}} = 300 \text{ nm} \rightarrow j = 1.41 \text{ A/cm}^2$, $q = 2$ und $\sigma_0 = 236 \text{ \AA}^2$ (Vgl. Tab. 1.1) $\Rightarrow Z_t = 0.1 \text{ Ionen}/\mu\text{s}$) Eine Überlappung zweier Stoßkaskaden ist nach diesen Überlegungen selbst bei diesen extrem hohen Stromdichten ein sehr unwahrscheinlicher Vorgang (Vergleich Kapitel 1.2).

1.4 Zerstäubung

Die in dieser Arbeit verwendeten analytischen Aussagen zur Zerstäubungsausbeute Y (*sputtering yield*), also des Abtrages von Atomen eines Festkörpers pro eingeschossenem Ion beruhen auf der Arbeit von Sigmund [106]. In Sigmunds analytischem Ausdruck für ebene Oberflächen sowie Stoßkaskaden geringer Dichte sind folgende Proportionalitäten enthalten:

$$Y(E) \propto \frac{1}{U_0} \cdot \alpha \left(\frac{M_1}{M_2} \right) \cdot S_n(E) \cdot \frac{1}{\cos^f(\varphi)}. \quad (1.33)$$

Die Zerstäubungsausbeute nimmt solange mit steigender Energie zu, wie der nukleare Energieverlust sein Maximum nicht erreicht hat; danach sinkt die Zerstäubungsausbeute wieder. Die Oberflächenbindungsenergie U_0 ist die Mindestenergie, die auf ein Oberflächenatom übertragen werden muß, damit es aus dem Festkörper herausgelöst wird. Über die Funktion α geht ausschließlich das Massenverhältnis von Projektil-Ion und Targetatom ein. Die Winkelabhängigkeit φ mit dem Fitparameter f ($1 \leq f \leq 2$) gilt nur bis $\varphi \simeq 60^\circ$. In diesem Bereich steigt der Zerstäubungskoeffizient stark mit dem Einfallswinkel an und hat bei 90° eine Polstelle. Im Gegensatz zu diesem analytischen Ausdruck fällt der Zerstäubungskoeffizient bei großen Winkeln wieder ab. Zur Beschreibung dieses Verhaltens wurde der analytische Ausdruck von Yamamura [107] ergänzt. Eine Weiterentwicklung der Zerstäubungstheorie, speziell für leichte Ionen, wird von Bohdansky angegeben [108, 109].

Zur numerischen Bestimmung von Zerstäubungsausbeuten, insbesondere von mehrkomponentigen Targets bzw. bei Hochdosis-Ionenimplantation, wird in dieser Arbeit TRIDYN 4.0 verwendet. Details zu den Simulationen sind im Anhang (A) enthalten.

Kapitel 2

Fokussierte Ionenstrahlen

In diesem Kapitel werden die für diese Arbeit verwendete Ionenfeinstrahlanlage vorgestellt, und einige Besonderheiten im Vergleich zur konventionellen Implantation aufgezeigt. Ein Überblick über fokussierte Ionenstrahlen und deren Anwendungsmöglichkeiten findet sich z.B. in [110, 111, 112, 113, 114].

2.1 Ionenmikrostrahlanlage IMSA–100

Die Ionenfeinstrahlanlage IMSA–100 (Abbildung 2.1) wurde für hohe Stromdichten konzipiert [115]. Dies ermöglicht eine Verkürzung der Implantationszeit bei gegebenem Strahldurchmesser. Die IMSA–100 basiert auf dem kommerziellen Elektronenstrahlmeß- und Kontrollgerät ZRM 20 der Firma Carl Zeiss Jena (heute Leica). Für die Verwendung von Ionen an Stelle von Elektronen wurde eine neue optische Säule konstruiert. Diese besteht aus einer Flüssigmetall-Ionenquelle mit Extraktor- und Steuerelektrode, zwei elektrostatischen Linsen, zwei Stigmatoren, einem ExB Massenfilter [116], einem Ablensystem und einem Austastsystem. Einfach geladene Ionen werden von der Emitterspitze zur Extraktionselektrode der Flüssigmetall-Ionenquelle auf eine Energie von ca. 7 keV beschleunigt. Die obere elektrostatische Linse (Objektiv) beschleunigt die Ionen dann auf die Endenergie von 25 – 50 keV. Der Emissionspunkt der Ionenquelle befindet sich in der objektseitigen Fokalebene der Objektivlinse, und die zu bestrahlende Probe in der bildseitigen Fokalebene der unteren Linse (Projektiv). Der Strahldurchmesser d_{FIB} auf der Probe wird durch

$$d_{\text{FIB}}^2 = (Md_q)^2 + d_s^2 + d_c^2 \quad (2.1)$$

abgeschätzt, mit der Vergrößerung der optischen Säule M , der virtuellen Quellengröße d_q , dem sphärischen Abbildungsfehler d_s und dem chromatischen Abbildungsfehler d_c . Der chromatische Abbildungsfehler dominiert den Strahldurchmesser, da hier die Energiebreite der Quelle linear eingeht und sie für Flüssigmetall-Ionenquellen sehr hoch ist (ca. 20 eV für Co^{2+} bei einem Emissionstrom von 10 μA [117]). Der minimale Strahldurchmesser der IMSA–100 liegt bei ca. 100 nm (FWHM).

Die Probe befindet sich auf einem Tisch, der durch ein Laserinterferrometer gesteuert wird, und kann bis 500 °C geheizt werden. Der Implantationswinkel beträgt immer 0°,

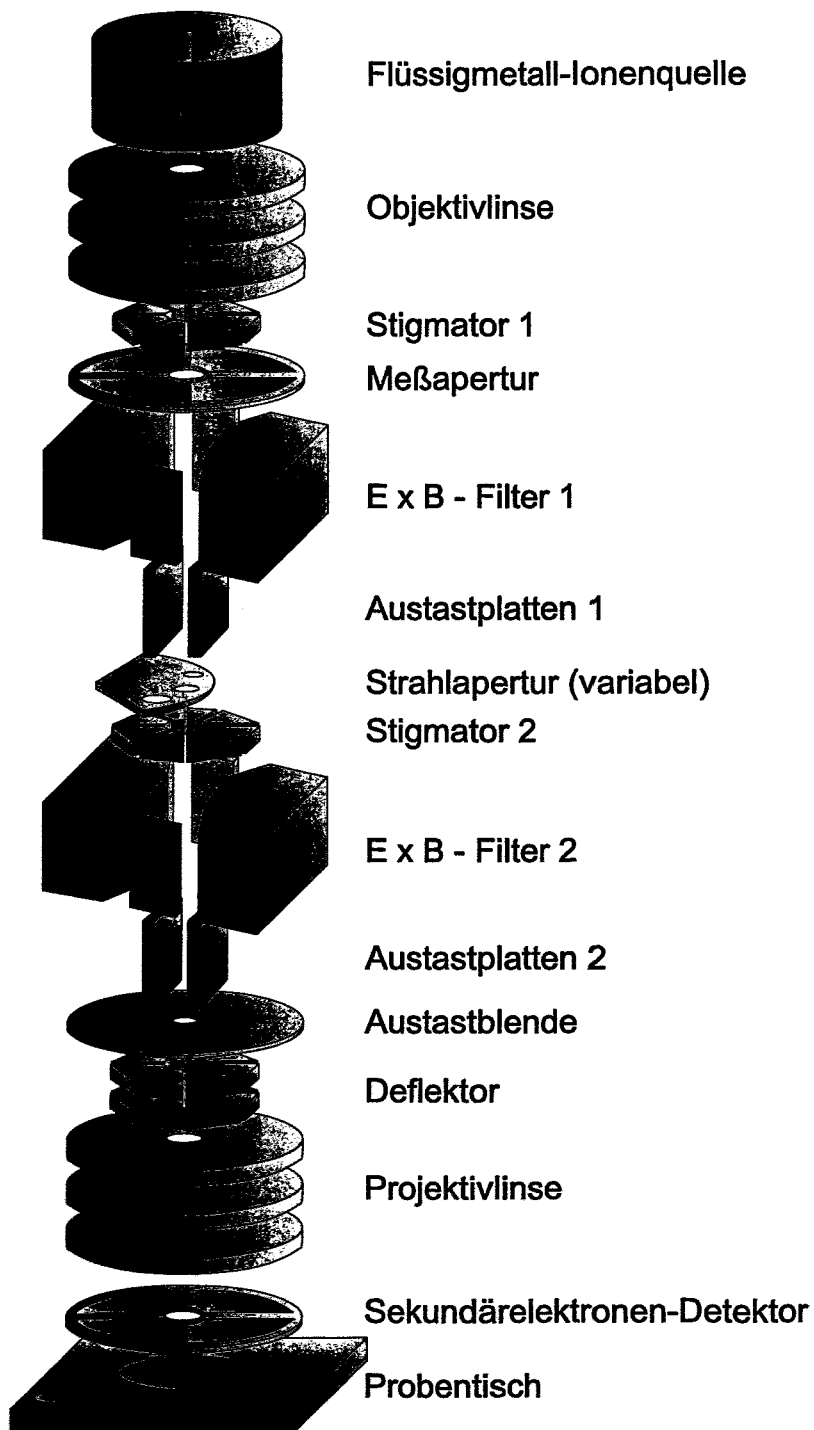


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Ionenfeinstrahlanlage IMSA-100

bei Si(111)- und Si(100)-Proben wird folglich immer in Kanalrichtung implantiert. Mit einem Sekundärelektronen-Detektor kann ein Bild der Oberfläche aufgenommen werden. Dies ist von Bedeutung für die Positionierung von Proben und für das Fokussieren des Ionenstrahls. Des weiteren kann ein Ionenstrahlinduziertes Strombild (*ion beam induced current*, IBIC) aufgenommen werden. Dadurch ist es möglich, sich bei geheiztem Target (der Sekundärelektronen-Detektor kann dann aus technischen Gründen nicht verwendet werden) auf der Probe zu orientieren. Das Bestrahlungsschema wird mit einem PC vorgegeben [118]. Auf dem Probenstisch befindet sich des weiteren ein Faraday-Becher zur Strahlstrommessung. Der Einfluß der entstehenden Sekundärelektronen wird magnetisch unterdrückt. Die Dosis Φ einer Implantation wird bestimmt, indem vor und nach der Implantation der Strahlstrom gemessen wird. Weichen die Stromwerte um weniger als 2% voneinander ab, so wird die Dosis aus dem Mittelwert der gemessenen Strahlströme bestimmt. Bei einer Abweichung von mehr als 2% wird die Implantation nicht weiter verwendet.

2.2 Flüssigmetall-Ionenquellen

In dieser Arbeit kommen zwei Flüssigmetall-Ionenquellen (LMIS, *liquid metal ion source*) zur Anwendung: eine Kobalt-Neodym-LMIS für die Implantationen von Kobalt und eine Gold-Germanium-LMIS für die Implantationen von Germanium. Die Funktionsweise und das Emissionsverhalten einer LMIS ist z.B. in [120, 121, 122, 123] beschrieben.

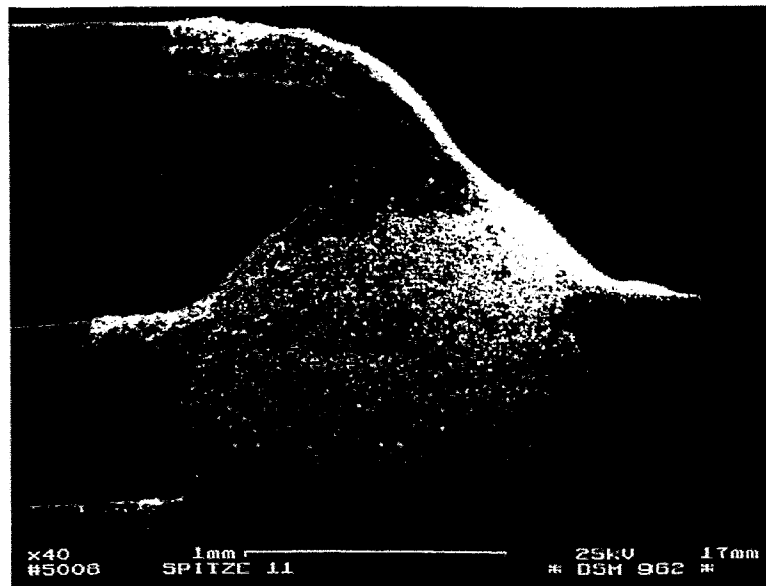


Abbildung 2.2: REM-Aufnahme eines mit einer CoNd-Legierung gefüllten Haarnadelemitters. Die raue Oberfläche der Legierung ist durch eine Oxidation der Oberfläche entstanden.

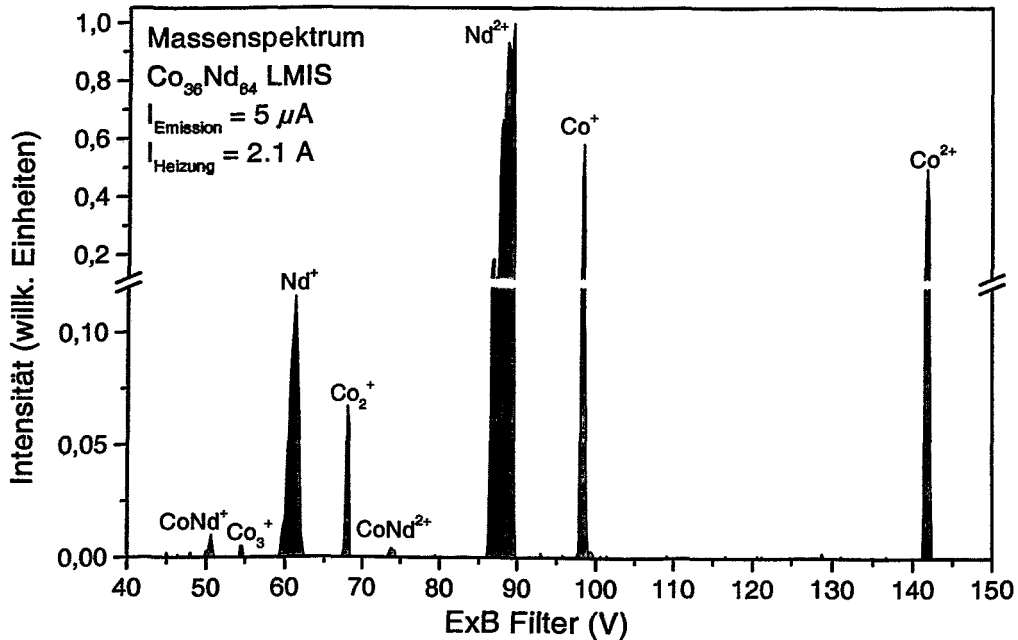


Abbildung 2.3: Ausschnitt aus dem Massenspektrum einer $\text{Co}_{36}\text{Nd}_{64}$ -LMIS. Bei sehr niedrigen Spannungen am ExB-Filter finden sich noch komplexere Moleküle bzw. Cluster [119]. Für die Kobalt-Implantation in dieser Arbeit sind aber nur die Co^+ und Co^{2+} Linie interessant, da nur sie mit ausreichender Intensität zur Verfügung stehen und die notwendige Energie pro Atom besitzen.

Aufgrund der hohen Schmelztemperatur von Kobalt (1495°C [124]) ist es nicht möglich, eine reine Kobalt-LMIS zu betreiben. Man muß eine Legierung mit einem niedrigeren Schmelzpunkt, einem niedrigen Dampfdruck und einem genügend hohen Anteil an Kobalt verwenden. In [125] wird eine Kobalt-Neodym-Legierung ($\text{Co}_{36}\text{Nd}_{64}$) mit einem Schmelzpunkt von 566°C [126] vorgeschlagen, die in dieser Arbeit Verwendung findet. Als Quelle dient ein Haarnadelemittter, hergestellt aus einem Wolframdraht mit $\approx 200 \mu\text{m}$ Durchmesser (Abbildung 2.2). Ein typisches Massenspektrum ist in Abbildung (2.3) gezeigt. Sowohl einfach als auch doppelt geladenen Kobalt-Ionen stehen zur Verfügung. Wichtig für die Funktionsweise der Quelle mit diesem Material ist, daß sie sich zwischen Präparation im Hochvakuum und Einbau in die FIB-Anlage so kurz wie möglich an Luft befindet, um eine Oxidation des Quellenmaterials zu verhindern (Abbildung 2.2).

Für die Hochdosis-Implantation von Kobalt ist es notwendig, das Verhalten des Targetstroms als Funktion des Emissionsstroms zu kennen. Diese Eigenschaft ist abhängig von der LMIS und der FIB-Anlage. Es zeigt sich, daß ein maximaler Targetstrom für $70 \text{ keV } \text{Co}^{2+}$ -Ionen bei etwa $10 \mu\text{A}$ Emissionsstrom zu finden ist (Abbildung 2.4). In dieser Konfiguration war es möglich, einen stabilen Ionenstrom mit einer Lebensdauer der Quelle von mehr als 100 Stunden zu erzeugen. Dabei ist es von extremem Vorteil, daß im Bereich des maximalen Targetstroms die differentielle Änderung des Targetstroms nach

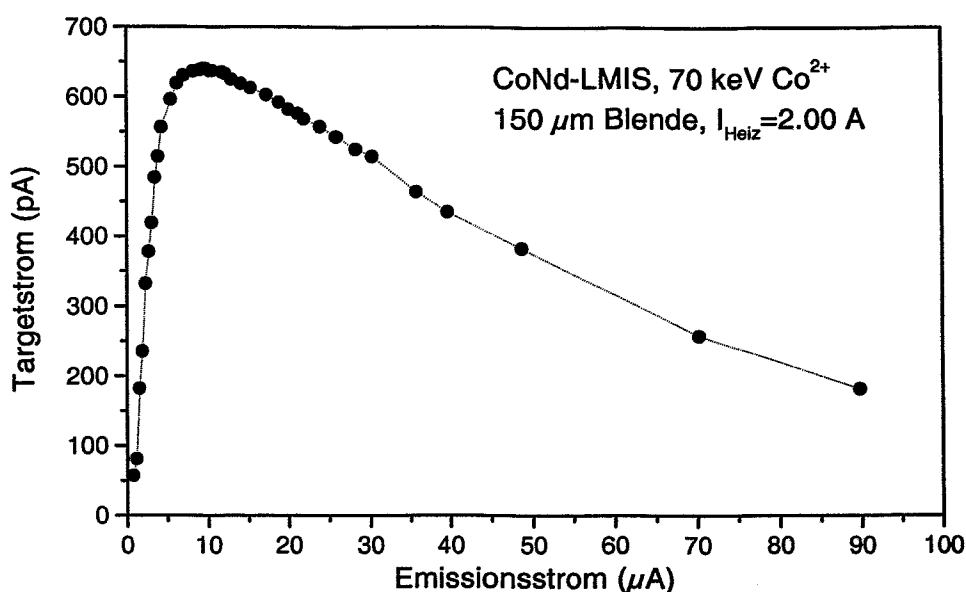


Abbildung 2.4: Targetstrom für einen 70 keV Co^{2+} -Strahl als Funktion des Emissionsstromes einer $\text{Co}_{36}\text{Nd}_{64}$ -LMIS in der IMSA-100. Bei ca. $10 \mu\text{A}$ Emissionsstrom liegt ein Maximum des Targetstroms vor.

dem Emissionsstrom am geringsten und somit die Genauigkeit der implantierten Dosis am höchsten ist. Bei einer Verringerung des Emissionsstroms steigt die Lebensdauer an, da sie i.a. ausschließlich durch das Reservoir der CoNd-Legierung beschränkt ist. Eine Untersuchung des Emissionsverhaltens und eine direkte Abbildung des Emissionsvorganges durch MeV-Elektronenmikroskopie einer $\text{Co}_{36}\text{Nd}_{64}$ -LMIS findet sich in [127].

Der Schmelzpunkt von Germanium liegt bei $937.4 \text{ }^\circ\text{C}$ [124]. Um die notwendige Quellenbetriebstemperatur abzusenken, wird eine Gold-Germanium-Legierung ($\text{Au}_{72}\text{Ge}_{28}$) als Quellenmaterial verwendet. Eine solche AuGe-LMIS besitzt ihren Schmelzpunkt bei $361 \text{ }^\circ\text{C}$ [128]. Maßnahmen bezüglich einer Oxidation des Quellenmaterials sind nicht erforderlich.

2.3 Strahlprofil

Das Strahlprofil des fokussierten Ionenstrahls charakterisiert die Auflösung des Gesamtsystems. In erster Näherung ist das Strahlprofil gaußförmig. Jedoch 2–3 Größenordnungen unterhalb der maximalen Strahlintensität befinden sich Ausläufer, die von der Gaußverteilung abweichen (Abbildung 2.5). Üblicherweise wird der Durchmesser des Strahlprofils bei FWHM als Strahldurchmesser d_{FIB} bezeichnet. Aus d_{FIB} und dem Strom des Ionenstrahls I wird eine Stromdichte j angegeben:

$$j = \frac{I}{\pi (d_{\text{FIB}}/2)^2} \quad (2.2)$$

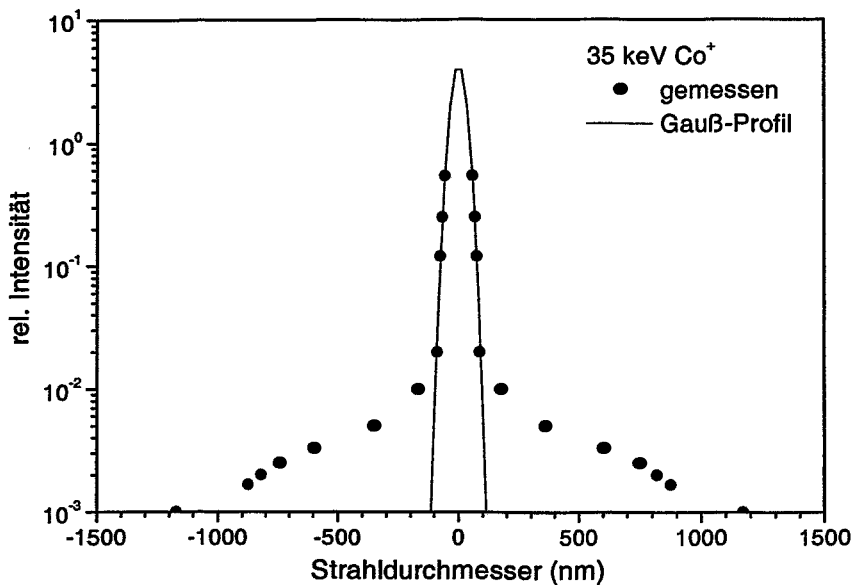


Abbildung 2.5: Typisches Linienbreitenprofil eines Co^+ -Ionenstrahls an der IMSA-100 gemessen mit der Zerstäubungsmethode. Das Strahlprofil ist im Kernbereich gaußförmig, während im Randbereich eine Verbreiterung auftritt.

Das Strahlprofil eines FIB kann beispielsweise durch eine Zerstäubungsmessung oder durch die Kantenmethode bestimmt werden. Bei der Zerstäubungsmessung wird ein dünner Film (z.B. 50 nm Gold auf Silicium) mit Strichen verschiedener Dosis bestrahlt. Aus den mit dem REM gemessenen Strichbreiten kann auf das Strahlprofil geschlossen werden [129, 130]. Diese Methode ist im Routinebetrieb nicht durchführbar, da sie sehr zeitaufwendig ist und eine dünne Schicht direkt auf der Probe benötigt wird, die sich innerhalb der Tiefenschärfe (ca. 28 μm bei der IMSA-100 [131]) befinden muß. Bei der Kantenmethode wird der Strahl über eine Materialkante bewegt und aus dem Sekundärelektronenbild auf den Strahldurchmesser geschlossen. Diese Methode ist schnell und in-situ praktikabel.

Der Strahldurchmesser ist aber bei jeder FIB-Implantation der am ungenauesten bestimmte Parameter und mit einem relativen Fehler von etwa 20 % behaftet. Daraus resultiert nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz von Gauß

$$\frac{\Delta j}{j} = 2 \cdot \frac{\Delta d_{\text{FIB}}}{d_{\text{FIB}}} \quad (2.3)$$

ein Fehler von 40 % für die Stromdichte j . Diese Meßungenauigkeit führt dazu, daß Parametervariationen bei der Implantation mit identischen Strahleinstellungen (also ohne den Ionenstrahl zu verstellen) durchgeführt werden müssen, um den hohen Fehler aus der Strahlprofilmessung für relative Vergleiche zu vermeiden.

2.4 Probenerwärmung durch fokussierte Ionenstrahlen

Eine wichtige Größe für die Ionenstrahlsynthese und das Ausheilen von Defekten ist die Temperatur des Silicium-Wafers während der Implantation. Die eingebrachte Leistung pro Fläche ist bei einem fokussiertem Ionenstrahl aufgrund der hohen Stromdichte deutlich größer als bei konventioneller Implantation. Da aber der Strahldurchmesser klein ist, wird sich die hohe Leistung pro Fläche nicht in einer starken Erwärmung des Silicium-Wafers äußern.

In diesem Abschnitt wird die Probenerwärmung mit einem einfachen Modell nach Melngailis [111] abgeschätzt. Es wird ein zeitlich kontinuierlicher, homogener Strahl mit einem Durchmesser d_{FIB} angenommen, der auf einen halbusendlichen Festkörper trifft (Abbildung 2.6). Im folgenden wird ein sphärisches Koordinatensystem verwendet, dessen Ursprung sich im Zentrum des Ionenstrahls an der Festkörperoberfläche befindet. Alle Wärmeverluste an der Oberfläche, z.B. durch Wärmestrahlung, werden vernachlässigt, da eine obere Grenze für die Temperaturerhöhung gesucht wird. Der Wärmefluß aus einer Halbkugel mit dem Radius ρ in den halbusendlichen Festkörper beträgt dann

$$Q = -K2\pi\rho^2 \frac{dT}{d\rho}, \quad (2.4)$$

mit der Temperatur T und der thermischen Leitfähigkeit K . Für eine Beschleunigungsspannung U und eine Stromdichte j beträgt die eingebrachte Leistung $P = Uj\pi(d_{\text{FIB}}/2)^2$. Entspricht die eingebrachte Leistung der erzeugten Wärmemenge, so beträgt die Erwärmung im stationären Fall

$$\Delta T = T(\rho) - T(\infty) = \frac{Uj}{2K} \cdot \frac{(d_{\text{FIB}}/2)^2}{\rho}, \quad (2.5)$$

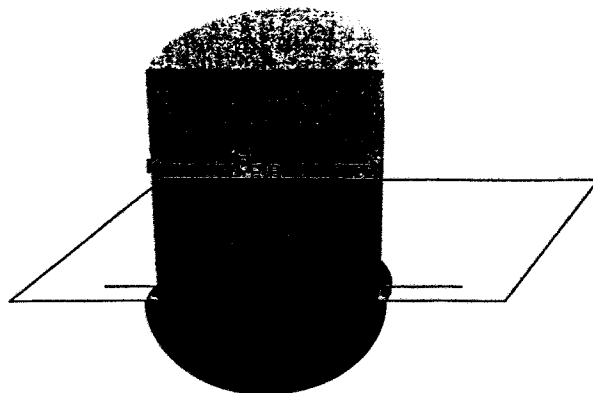


Abbildung 2.6: Modell zur Probenerwärmung mit einem fokussierten Ionenstrahl. Im Bereich der Halbkugel wird die Energie des Ionenstrahls direkt deponiert und in Wärme umgewandelt.

für $\rho \geq d_{\text{FIB}}/2$. Die höchste Erwärmung für eine Silicium Probe ($K_{\text{Si}} = 1.53 \text{ Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [132]) bei einem 35 kV Ionenstrahl mit einem Durchmesser von $0.1 \mu\text{m}$ und einer Stromdichte von 10 A/cm^2 beträgt 0.6 K. Da die in dieser Arbeit verwendeten Strahlparameter diese extremen Werte nicht erreichen, kann für alle folgenden FIB-Implantationen gefolgert werden, daß die Temperaturerhöhung kleiner als 1 K ist und somit vernachlässigt werden kann.

Kapitel 3

Kobaltdisilizid – CoSi_2

3.1 Eigenschaften

Kobaltdisilizid besitzt eine kubische CaF_2 -Struktur (Abbildung 3.1) mit einer Gitterkonstanten von $a_{\text{CoSi}_2} = 0.536 \text{ nm}$ bei Raumtemperatur. Damit beträgt die Fehlanpassung zum Silicium-Diamantgitter $a_{\text{Si}} = 0.5431 \text{ nm}$ nur $\Delta a = (a_{\text{CoSi}_2} - a_{\text{Si}}) / a_{\text{Si}} = -1.2\%$ [133]. Die Si-Atome sind 4-fach koordiniert (4 Co-Atome als nächste Nachbarn), die Co-Atome 8-fach (4 Si- und 4 Co-Atome als nächste Nachbarn). Es gibt für CoSi_2 auf (111)-Silicium zwei Orientierungsmöglichkeiten. Zum einen können alle Kristallrichtungen mit dem Siliciumgitter übereinstimmen (A-Typ), zum anderen kann das CoSi_2 -Gitter, bezogen auf die Oberflächennormale, um 180° gedreht sein (B-Typ). Für (100)-Silicium gibt es ebenfalls zwei mögliche Orientierungen. Die Kristallrichtungen des CoSi_2 -Gitters stimmen mit den

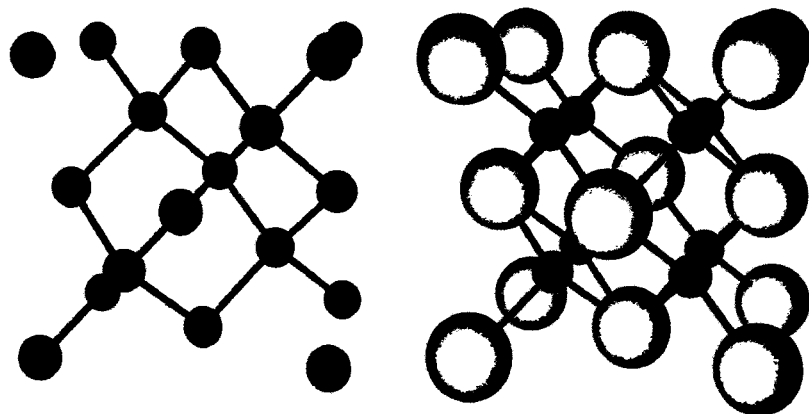


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Einheitszelle des Siliciums (links, Diamantstruktur) und des CoSi_2 -Kristallgitters (rechts, CaF_2 -Struktur). Die großen Kugeln stellen die Kobalt-Atome dar, während die kleinen Kugeln die Silicium-Atome repräsentieren. Man beachte, daß die Zahl der Silicium-Atome pro Einheitszelle für beide Strukturen identisch ist.

Kristallrichtungen des Siliciumgitters überein, oder das CoSi₂-Gitter ist um 90° bezüglich der Oberflächennormalen gedreht. Die Grenzfläche CoSi₂/Si kann sich aber nicht nur durch die Orientierung zueinander unterscheiden, sondern auch über die Art der Bindung an der Grenzfläche [134]. Ausführliche Darstellungen der CoSi₂/Si Grenzfläche finden sich z.B. in [134, 135, 136, 137].

CoSi₂ zeichnet sich durch einen hohen Schmelzpunkt von 1326 °C [138] aus. Es ist metallisch mit einem geringem spezifischen Widerstand von $\rho = 13 \mu\Omega\text{cm}$ [139, 140] und besitzt eine Schottky-Barrierrhöhe (SBH) zu n-Silicium von 0.53 – 0.79 eV, in Abhängigkeit von der Orientierung des CoSi₂-Gitters (bzw. der Koordination der Grenzflächenatome) zum Silicium-Substrat [135].

Die Löslichkeit von Kobalt in Silicium beträgt nach Weber [141]

$$C_{\text{Co}} = 10^{26} \cdot \exp\left(-\frac{2.83 \text{ eV}}{k_{\text{B}}T}\right) \text{ cm}^{-3} \quad (3.1)$$

und ist somit sehr gering. Die Diffusion von Kobalt in Silicium verläuft interstitiell und beträgt nach Weber [141]

$$D_{\text{Co}} = 2 \cdot 10^{-2} \cdot \exp\left(-\frac{0.69 \text{ eV}}{k_{\text{B}}T}\right) \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}. \quad (3.2)$$

Somit ist die Diffusion von Kobalt eine der schnellsten in Silicium. Diese beiden Eigenschaften in Kombination mit der geringen Gitterfehlpassung liefern günstige Bedingungen für die Erzeugung von CoSi₂-Schichten durch eine Hochdosis-Implantation von Kobalt in Silicium und einer nachfolgenden Temperung.

Eine Übersicht über Silicide, deren Eigenschaften und deren Anwendungsmöglichkeiten finden sich z.B. in [142, 143, 144, 145, 146, 147, 148, 149].

3.2 Ionenstrahlsynthese

Die Ionenstrahlsynthese (IBS, *ion beam synthesis*) zur Herstellung einkristalliner, vergrabener CoSi₂-Schichten ist erstmals von A.E. White durchgeführt worden [150]. Das Prinzip der IBS beruht darauf, daß eine Hochdosis-Implantation in ein geheiztes Target durchgeführt wird und sich während einer nachfolgenden Temperung eine vergrabene Schicht bildet. Ausführliche experimentelle und theoretische Ausführungen zur IBS finden sich z.B. in [135, 143, 151, 152, 153, 154]

Um eine Amorphisierung des Silicium-Substrates zu verhindern, muß die Implantation in ein geheiztes Target durchgeführt werden. Zur Verhinderung der Amorphisierung gilt dabei, daß ein Schwellwert der Temperatur in Abhängigkeit der Implantationsbedingungen überschritten werden muß. Eine Grenze nach oben (außer dem Schmelzpunkt) gibt es nicht.

Durch die Hochdosis-Implantation wird eine extreme Übersättigung mit Kobalt-Atomen im Silicium erzeugt. Dadurch wird es thermodynamisch günstig, wenn Kobalt- und Silicium-Atome einen CoSi₂-Keim bilden. Diese instabile Keimbildung führt zu einem Gewinn an freier Energie pro Volumen ΔG_{V} . Gleichzeitig müssen die spezifische Grenzflächenenergie γ und die Verzerrungsenergie pro Einheitsvolumen ΔG_{E} , die ΔG_{V} entgegen

wirken, berücksichtigt werden. Insgesamt ergibt sich die Änderung der freien Energie zu

$$\Delta G = (\Delta G_V + \Delta G_E) V + \gamma A, \quad (3.3)$$

mit dem Volumen V und der Oberfläche A des Keims [155]. Die Verzerrungsenergie hängt nicht nur von den elastischen Eigenschaften des Keims und des Substrats ab, sondern auch von der Form des Keims. Ein kugelförmiger Keim liefert deshalb in einem kristallinen Substrat nicht die geringste freie Energie [156, 157, 158]. Der Verlauf der freien Energie ΔG für einen Keim in einem isotropen Medium ist in Abbildung (3.2) dargestellt. Aus Gleichung (3.3) folgt, daß Keime mit einem Radius r kleiner einem kritischen Radius

$$r_c = \frac{2\gamma}{\Delta G_V + \Delta G_E} \quad (3.4)$$

instabil sind und sich auflösen. Wie in Abbildung (3.2) dargestellt, erhöht sich der kritische Radius r_c mit der Temperatur. Ein Keim kleiner r_c kann im Rahmen dieser Beschreibung folglich nur durch statistische Prozesse wachsen. Im Experiment wurde gezeigt, daß die Nukleation von NiSi_2 -Keimen bevorzugt an Defekten stattfindet [159]. Es scheint so, als ob Defekte für die IBS als Nukleationskeime dienen. Des weiteren muß während der Implantation das Zerstäuben der bereits gewachsenen Präzipitate durch neu eingeschossene Ionen berücksichtigt werden [160, 151].

Während der Implantation ist die Größenverteilung der Keime stark abhängig von der Dosisrate und der Temperatur. Wächst die Dosisrate, so erhält man eine größere Zahl von kleineren Keimen, während man für höhere Implantationstemperaturen eine kleinere Zahl von größeren Keimen erzeugt [162]. Dosisrate und Temperatur haben also die entgegengesetzte Wirkung. Die Größenverteilung der Keime ist des weiteren stark an das Implantationsprofil gekoppelt. Im Bereich von R_p erzeugt man die größten Keime, während am Rand des Profils kleinere Keime entstehen (Abbildung 3.3). Dies ist ein Ergebnis des höheren Materialangebots im Konzentrationsmaximum. In der nachfolgenden Temperung werden große Keime auf Kosten kleiner Keime wachsen (Ostwaldreifen) [163]. Dadurch wird die freie Enthalpie minimiert. Sind die Keime so groß geworden, daß sie sich berühren, dann wachsen sie zusammen, um die Silicium/Silicid-Grenzfläche zu minimieren (Koaleszenz). Schließlich wird aus dem gleichen Grund die Grenzfläche planarisiert.

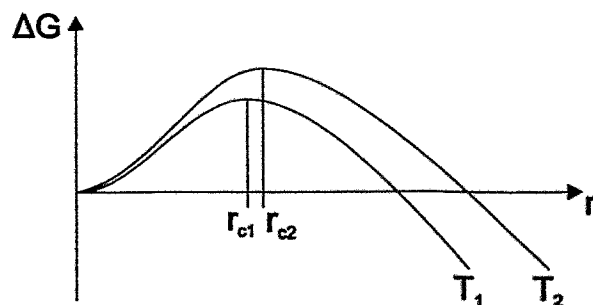


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der freien Energie ΔG als Funktion des Radius r der Keime für $T_1 < T_2$.

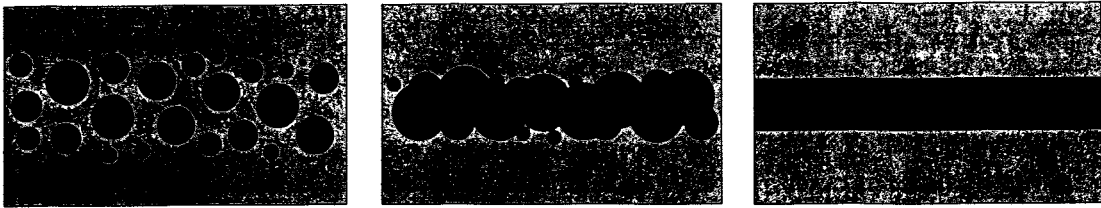


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Schichtwachstums bei der Ionenstrahlsynthese von CoSi_2 nach Trinkaus et. al [161]. Links: Verteilung der CoSi_2 -Keime nach der Implantation. Die großen Keime befinden sich im Bereich von R_p . Mitte: Während der Temperung reifen die Keime und koaleszieren. Rechts: Planarisierte CoSi_2 -Schicht nach der Temperung.

In Bezug auf Keimbildung und Keimwachstum ist zur Herstellung einer Schicht folgendes zu beachten: Die Atomkonzentration der eingebrachten Co-Atome im Maximum muß so hoch sein, daß mehr als 50 % der Si-Atome in CoSi_2 umgewandelt werden können. Folglich muß die Co-Konzentration im Maximum mindestens 16.7 % betragen, damit sich eine geschlossene Schicht bilden kann [149]. Experimentell wurde nachgewiesen, daß die Atomkonzentration $18.5\% \pm 0.5\%$ betragen muß [164]. Die Temperatur während der Implantation darf nicht zu hoch gewählt werden, da sonst die CoSi_2 -Keime zu groß werden und es in der nachfolgenden Temperung nicht mehr gelingt, eine geschlossene Schicht zu erzeugen [165]. Experimentell wurde auch gezeigt, daß für eine vorgegebene Stromdichte eine optimale Implantationstemperatur existiert [166]. Zur Bestimmung der Schichtdicke aus der Implantationsdosis kann das Modell nach Hayashi *et al.* [167] verwendet werden.

Ob eine Implantation in Kanalrichtung, wie es bei der FIB-Implantation üblich ist, von Vorteil oder Nachteil ist, kann nicht vorhergesagt werden, da die zu Verfügung stehende Literatur gering ist. Arbeiten von Jebasinski *et al.* [168] zeigen, daß bei der Co-Implantation die Kanalisierung negative Auswirkungen auf die IBS hat. Bei der Implantation von Er bzw. Gd wird ein sehr positiver Einfluß der Kanalisierung auf die Herstellung von Siliziden durch IBS nachgewiesen [169].

Alternative Methoden zur Herstellung einkristalliner CoSi_2 -Schichten sind Allotaxy [170, 171, 172], Molekularstrahlepitaxie [173, 174] oder Wafer Bonding.

Kapitel 4

Experimentelle Methoden

Obwohl FIB über extrem hohe Stromdichten verfügen, ist der zur Implantation verfügbare Ionenstrom sehr gering. Deshalb ist die Implantation von großen Flächen sehr zeitaufwendig; z.B. dauert die Implantation einer 1 mm^2 großen Fläche mit 70 keV Co^{2+} bei einem Ionenstrom von 1 nA und einer Dosis von $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ etwa 89 Stunden. In der Praxis ist aber zum einen ein Ionenstrom von 1 nA ein oberer Grenzwert, und zum anderen ist die Annahme, einen FIB über mehrere Tage stabil betreiben zu können, unrealistisch. Es müssen folglich Analysemethoden gefunden werden, die in der Lage sind, lateral kleine Strukturen zu untersuchen. Die naheliegenste Untersuchungsmethode ist dabei das Rasterelektronenmikroskop (REM) [175]. Damit ist es möglich, strukturelle Eigenschaften nach der Implantation bzw. nach dem Ausheilen zu untersuchen. Das REM ist in dieser Arbeit eine der Hauptuntersuchungsmethoden. Nachteilig ist, daß es nur qualitativ möglich ist, zu sehen, ob z.B. eine Schichtbildung erfolgreich war.

In den folgenden vier Abschnitten werden Methoden vorgestellt, die eine Analyse der Materialverteilung, des Materialabtrages und der Strahlenschädigung in kleinen lateralen Gebieten erlauben.

4.1 Ionenstremethoden – RBS/C

Bei der Rutherford-Rückstreupektroskopie (RBS, *Rutherford backscattering spectroscopy*) wird die Probe mit monoenergetischen, leichten Ionen (H, He, Li, ...) bestrahlt und die Energie der rückgestreuten Ionen analysiert [176, 177, 178]. Mit RBS kann ohne einen Eichstandard die Elementverteilung, die Tiefenverteilung und die Stöchiometrie auf Basis der in Tabelle (4.1) angegebenen physikalischer Prinzipien bestimmt werden. Im folgenden werden die für diese Arbeit wichtigen physikalischen Prinzipien kurz diskutiert.

Wichtig für das Konzept des kinematischen Faktors k ist, daß die verwendeten Ionenenergien groß gegen die Bindungsenergien der Atome im Festkörper sind und unterhalb der Energien für Kernreaktionen und -resonanzen liegen. Dann läßt sich der kinematische Faktor unter der Annahme, daß die Targetatome in Ruhe sind, aus Energie- und Impulserhaltung angeben. Aus dem Verhältnis von Rückstreuenergie E_1 zu Einschußenergie E_0

Physikalisches Prinzip	Physikalisches Konzept	Analytische Fähigkeit
Elastischer Energieübertrag beim Zweierstoß	kinematischer Faktor	Massenauflösung
Wahrscheinlichkeit für einen Zweierstoß	Streuquerschnitt	Quantifizierung
Energieverlust des Projektils in der Probe	Bremsquerschnitt	tiefenaufgelöste Flächendichte

Tabelle 4.1: Physikalische Prinzipien und Konzepte der Rutherford-Rückstreuungsspektroskopie

ergibt sich

$$k = \frac{E_1}{E_0} = \left[\left(1 - \frac{M_1^2}{M_2^2} \sin^2 \Theta \right)^{1/2} + \frac{M_1}{M_2} \cos \Theta \right]^2 \left(1 + \frac{M_1}{M_2} \right)^{-2} \quad (4.1)$$

mit dem Streuwinkel im Laborsystem Θ und den Massen des Projektils M_1 und der Targetatome M_2 . Für $M_2 > M_1$ und gegebener Einschubenergie, Streugeometrie und Projektilmasse verläuft k monoton mit der Targetmasse und erlaubt deshalb eine Massenauflösung.

Für die Angabe des Streuquerschnittes und damit der Quantifizierung der RBS-Meßergebnisse ist die Kenntnis des Wechselwirkungspotentials nötig. Vernachlässigt man die Abschirmung des Kerns durch die Elektronenhülle und betrachtet ausschließlich die Coulombwechselwirkung der Kerne, so kann der differentielle Streuquerschnitt durch den differentiellen Rutherford-Streuquerschnitt

$$\frac{d\sigma(E, \Theta)}{d\Omega} = \left[\frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{4\pi\epsilon_0 \cdot E} \right]^2 \cdot \sin^{-4} \left(\frac{\Theta}{2} \right) \quad (4.2)$$

genähert werden. Die Kernladungszahlen des Projektils bzw. des Targetatoms werden mit Z_1 und Z_2 bezeichnet. Diese Näherung ist zumindest für die in dieser Arbeit verwendeten Energien und Atomsorten ausreichend.

Für die Tiefenauflösung wird der Energieverlust pro Wegstrecke (siehe Abschnitt 1.1) ausgenutzt und ein Energieverlustfaktor in Oberflächennäherung angegeben:

$$[S] = \frac{k}{\cos \vartheta} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{in}} + \frac{1}{\cos \vartheta'} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{out}} \quad (4.3)$$

ϑ und ϑ' bezeichnen den Eintrittswinkel bzw. den Austrittswinkel des Projektil-Ions, bezogen auf die Oberflächennormale. Aus dem Energieverlust $\Delta E = \text{Tiefe} \cdot [S]$ kann so die Tiefe angegeben werden, in der das Rückstreueignis stattgefunden hat. Aufgrund des statistischen Charakters des Energieverlustes erleiden nicht alle Projektile, die in der gleichen Tiefe gestreut werden, denselben Energieverlust ΔE . Die Energiegenauigkeit durch das Straggling kann nach Bohr [179] durch

$$\delta E_{\text{straggling}}^2 = 4\pi \cdot N \cdot Z_2 \cdot Z_1^2 \cdot \Delta x \quad (4.4)$$

angegeben werden. Die gesamte Energieauflösung ergibt sich als quadratische Summe von Straggling und Detektorauflösung. Es sei noch angemerkt, daß zur Angabe einer absoluten Tiefenskala die Dichte des Targetmaterials bekannt sein muß. RBS mißt die Tiefe inhärent in Einheiten von Atomen/cm², der sogenannten Flächendichte.

Eine Erweiterung der RBS ist die RBS/Channeling-Methode (RBS/C). Sie kann zur Untersuchung der Kristallqualität herangezogen werden. Unter Channeling-Bedingungen (Abschnitt 1.1.4) ist die Rückstreurrate im Vergleich zur Rückstreurrate einer random-Messung, d.h. einer Messung in einer nicht niedrig indizierten Kristallrichtung, deutlich reduziert. Das Verhältnis χ dieser beiden Rückstreuraten wird zur Angabe der Kristallqualität verwendet. Um aus einem RBS/C-Spektrum einen quantitativen Schaden angeben zu können, muß der dekanalisierte Anteil des Spektrums berücksichtigt werden. Dazu kann, falls die genaue Art des Schadens nicht bekannt ist, eine semi-empirische Methode, z.B. nach Walker *et al.* [180] verwendet werden.

In dieser Arbeit wurden die RBS-Untersuchungen entweder mit einem van de Graaff-Beschleuniger (1.7 MeV He⁺) für konventionelle Messungen oder mit einem Tandetron-Beschleuniger (3 MeV Li²⁺) für Messungen mit einer Kernmikrosonde (μ -RBS) durchgeführt.

4.1.1 RBS/C-Messungen an kleinen Gebieten mit einem konventionellen Aufbau

Die Messung kleiner implantierter Gebiete mit einem konventionellen RBS/C-Aufbau beruht auf dem Prinzip, daß das Meßsignal aus dem umgebenden, nicht implantierten Gebiet unterdrückt werden muß, um ausschließlich Informationen aus dem implantierten Gebiet für ein Tiefenintervall zu erhalten. Die Idee, zur Trennung der gewünschten Informationen von den restlichen Informationen, beruht darauf, das nicht implantierte Gebiet unter einer Schicht vor dem Analysestrahl zu verbergen (Abbildung 4.1). Um die Auswertung der Spektren möglichst einfach zu gestalten, sollte diese Schicht so gewählt werden, daß

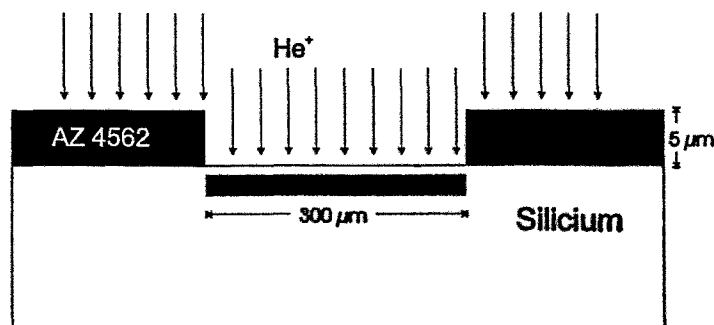


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung einer RBS/C-Messung an kleinen Gebieten durch ausschließlich präparative Maßnahmen. Das nicht mit Kobalt implantierte Gebiet wird durch einen Photoresist (AZ4562) vor dem He⁺-Analysestrahl verborgen.

es dem Analysestrahl nicht gelingt, das nicht implantierte Gebiet zu erreichen. Prinzipiell würde es aber ausreichen, die Schicht nur so dick herzustellen, daß das Signal aus dem nicht implantierten Gebiet in einen Bereich verschoben wird, der nicht für die Interpretation der Meßergebnisse benötigt wird.

An die zu wählende Schicht werden im Rahmen dieser Arbeit vier Anforderungen gestellt:

1. Die Komponenten der Schicht sollen leichter als die untersuchten Materialien (Silicium, Germanium und Kobalt) im implantierten Gebiet sein, damit sie den zu untersuchenden Bereich im RBS/C Spektrum nicht überlagern.
2. Die Schicht muß sich einfach aufbringen und die Öffnung sich im Bereich des implantierten Gebietes mit hinreichender Präzision herstellen lassen. Dadurch wird vermieden, daß man ein größeres Gebiet als die Öffnung implantieren muß, um zu garantieren, daß im Bereich der Öffnung sich ausschließlich implantiertes Material befindet.
3. Die Schicht darf durch den Analysestrahl nicht abgelöst werden.
4. Die Schicht muß sich nach der Messung ablösen lassen, um eine weitere Behandlung der Proben, z.B. eine Temperung, zu ermöglichen.

Als beste Annäherung an diese Anforderungen wurde die Verwendung eines konventionellen Photoresist (AZ4562) gefunden. Eine TRIM91-Simulation (Abbildung 4.2) zeigt, daß die Schichtdicke des Photoresist etwas weniger als $5\ \mu\text{m}$ betragen muß, um das Durchdringen eines $1.7\ \text{MeV He}^+$ -Analysestrahls zu verhindern. Als Schichtdicke des Resist wurden

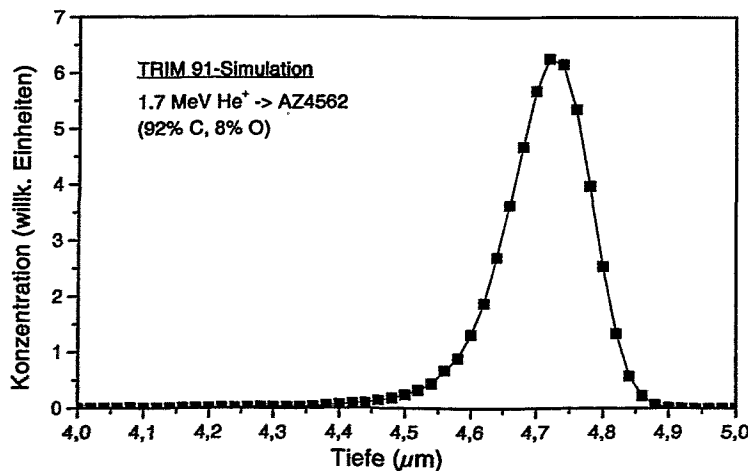


Abbildung 4.2: TRIM91-Simulation der Reichweitenverteilung eines $1.7\ \text{MeV}$ Helium-Analysestrahls in dem Photoresist AZ4562. Die Zusammensetzung des Resists wurde durch 92% Kohlenstoff und 8% Sauerstoff simuliert. Der Schwefel wurde aufgrund der geringen Konzentration für die Simulation vernachlässigt.

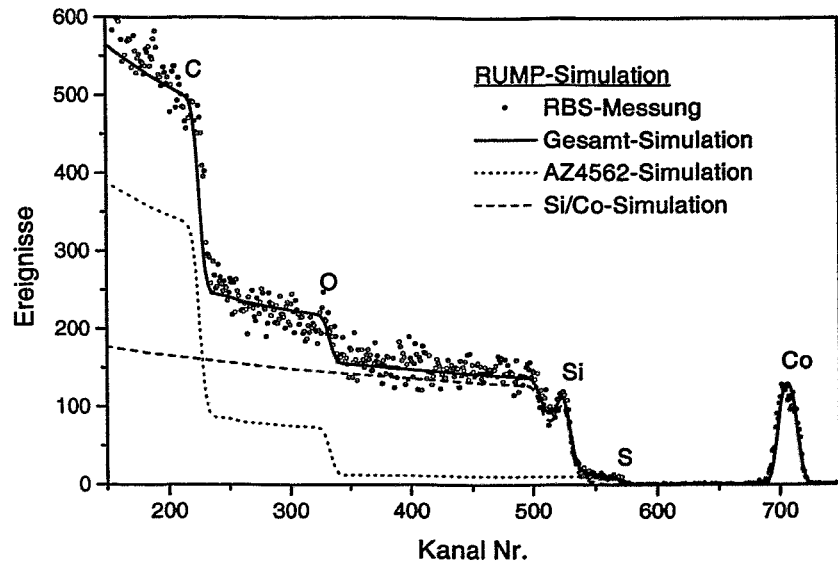


Abbildung 4.3: Random RBS-Spektrum an einer mit Kobalt implantierten Si(111)-Probe mit Resist. Die gepunktete RUMP-Simulation zeigt den Verlauf der Stufenhöhen der Schwefel-, Sauerstoff- und Kohlenstoff-Kante, wie sie für eine Ladungsbestimmung außerhalb des Resist benötigt wird. Mit der resultierenden Ladungsmenge für das geöffnete Gebiet im Resist wurde das Silicium/Kobalt-Spektrum simuliert (gestrichelt),

deshalb $5 \mu\text{m}$ gewählt. Ein typisches RBS-Spektrum einer Probe mit diesem Resist wird in Abbildung (4.3) für eine implantierte Silicium-Probe gezeigt. Die Hauptanteile des AZ4562 sind Kohlenstoff und Sauerstoff; dies erfüllt die erste genannte Anforderung. Es befindet sich aber auch ein kleiner Anteil Schwefel in dem Resist, der den Silicium-Anteil des Spektrums überlagert, da Schwefel schwerer als Silicium ist. Der Schwefel kann, da sein Anteil gering ist ($\approx 0.5\%$), aus dem Spektrum herausgerechnet werden, ohne die Statistik des Silicium-Signals deutlich zu verschlechtern. Die zweite Anforderung an die Schicht ist, da konventionelle optische Lithografie verwendet werden kann, gut erfüllt. Die Anforderung, daß der Analysestrahl den AZ4562 nicht ablösen darf, wird erfüllt, wenn der Resist 45 Minuten bei 180°C getempert wird. Ohne diese Temperung wird der Resist schnell durch den Analysestrahl zerstört. Und letztendlich kann der Resist nach der Messung durch eine chemische Reinigung entfernt werden. Eine Temperung der Probe ist aber nur möglich, wenn das Ausheilen von Defekten oder die Diffusion von Material ausgeschlossen ist bzw. die Probe vorher bei deutlich höheren Temperaturen behandelt wurde. Ist eine Temperaturbehandlung der Probe nicht möglich, so besteht die Möglichkeit, eine Kohlenstoff-Folie, in die vorher ein $300\text{-}\mu\text{m}$ -Loch gebohrt wurde, um das implantierte Gebiet aufzukleben. Eine solche Folie läßt sich nur schwer mit hoher Präzision auf die Probe kleben. Vorteilhaft ist, daß im RBS-Spektrum nur Kohlenstoff auftaucht, was das relevante Meßsignal im Falle dieser Arbeit nicht überlagert. Eine Foliendicke von $5 \mu\text{m}$ ist ebenfalls ausreichend.

Von großer Bedeutung für die Vergleichbarkeit der random und aligned RBS-Spektren,

ist die genaue Kenntnis der Ladungsmenge, die den implantierten Bereich getroffen hat. Diese Ladungsmenge kann bestimmt werden, da der Resist amorph ist und deshalb das RBS-Signal unabhängig von Gitterführungseffekten ist. Im Falle der random Spektren kann die Ladungsmenge im Loch einfach über das Silicium-Signal (abzüglich des Schwefel-Signals) gewonnen werden. Für die aligned Spektren ist dies nicht möglich. Da aber die gesamte Ladungsmenge des Analysestrahls bekannt ist, kann aus der Ladungsmenge, die den Resist getroffen hat, auf den Anteil, der das implantierte Gebiet getroffen hat, zurückgeschlossen werden. Mit dem Computercode RUMP [181] wird die Stufenhöhe der Schwefel-, Sauerstoff- und Kohlenstoff-Kante simuliert, und daraus ergibt sich die Ladungsmenge, die den Resist getroffen hat.

Das laterale Stragglung des 1.7 MeV Helium-Analysestrahls beträgt nach einer TRIM-Simulation ca. $1 \mu\text{m}$. Bei einem Loch von $300 \mu\text{m}$ Durchmesser im Resist folgt daraus ein Fehler im random RBS-Spektrum durch den Resist von weniger als 1 % aus dem Vergleich der Flächenanteile. Für die aligned Spektren kann dieser Flächenvergleich nicht einfach durchgeführt werden. Die Helium-Ionen, die direkt das implantierte Gebiet treffen, werden unter Gitterführungsbedingungen in die Probe eingeschossen. Für Helium-Ionen, die aus dem Resist in das implantierte Gebiet treffen, gilt dies im allgemeinen nicht, und deshalb ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Ion, das den Umweg über den Resist gemacht hat, erhöht. Die meisten Helium-Ionen, die den Resist verlassen, werden dies erst in großer Tiefe tun. Dann haben sie einen großen Anteil Energie verloren und werden im Spektrum bei kleineren Energien auftauchen als Ionen, die direkt in das implantierte Gebiet geschossen wurden. Es ist deshalb zu erwarten, daß der Resist auch im aligned Spektrum die Meßergebnisse nicht wesentlich verfälscht. Dies kann über RBS/C-Analysen an virgin Proben mit und ohne Resist gezeigt werden (Abbildung 4.4). Man sieht, daß im Rahmen der Statistik keine Unterschiede in den Spektren festgestellt werden können.

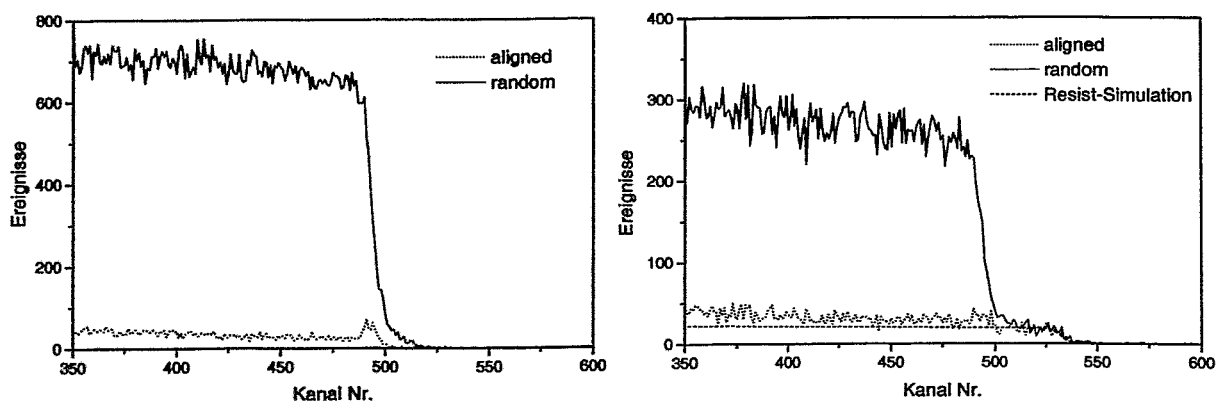


Abbildung 4.4: Links: 1.7 MeV He^+ -RBS/C-Spektren einer virgin Si(111)-Probe bei einer Ladungsmenge von $10 \mu\text{C}$. Rechts: 1.7 MeV He^+ -RBS/C-Spektren einer virgin Si(111)-Probe mit einer $300 \mu\text{m}$ großen Öffnung im Resist bei einer Ladungsmenge von $30 \mu\text{C}$. Die aligned und random Spektren sind noch nicht um das Schwefel-Signal aus der Resist Simulation korrigiert worden.

Aus der Abbildung (4.4) ist leicht ersichtlich, daß die Meßstatistik der Probe ohne Resist deutlich besser als die Statistik der Probe mit Resist ist, obwohl für die Probe mit Resist die dreifache Ladungsmenge verwendet wurde. Aus den Flächenverhältnissen des Analysestrahls mit ca. 1 mm Durchmesser und der Öffnung im Resist mit $300 \mu\text{m}$ Durchmesser ergibt sich, daß bei gleicher Ladungsmenge die Signalausbeute mit Resist um etwa einen Faktor zehn schlechter ist. Dieser Wert ist stark abhängig von dem Durchmesser bzw. von dem Strahlprofil des Analysestrahls. Für die Messungen aus Abbildung (4.4) ergibt sich ein Faktor von ungefähr acht.

4.2 Volumenverlustmethode

Fokussierte Ionenstrahlen bieten die Möglichkeit, den Oberflächenabtrag in Abhängigkeit der Dosis durch die Volumenverlustmethode zu messen [182]. Dazu werden Quadrate fester Größe (in dieser Arbeit $20 \cdot 20 \mu\text{m}^2$) mit unterschiedlichen Dosen Φ bestrahlt und deren Tiefe z ausgemessen (in dieser Arbeit mit einem Veeco Oberflächenprofiler DEKTAK 8000). Die Meßgröße z ist in Abbildung (4.5) gezeigt.

In der Literatur wird häufig ein gemessener Zerstäubungskoeffizient

$$Y_M = z \cdot \frac{N}{\Phi}, \quad (4.5)$$

mit der atomaren Dichte N , angegeben [182, 183]. Im Sättigungsfall, wenn der Materialeintrag aufgrund der Zerstäubung nicht weiter erhöht werden kann, gilt für den Zerstäubungskoeffizienten unter der Annahme, daß keine Ionen reflektiert werden:

$$Y = \frac{N_{\text{out}}}{N_{\text{in}}} \simeq Y_M + 1 = z \cdot \frac{N}{\Phi} + 1. \quad (4.6)$$

N_{out} ist dabei die Zahl der zerstäubten Teilchen und N_{in} die Zahl der eingeschossenen Teilchen. Wobei zu beachten ist, daß man nicht den Zerstäubungskoeffizienten des ursprünglichen Materials, sondern den Zerstäubungskoeffizienten des modifizierten Materials

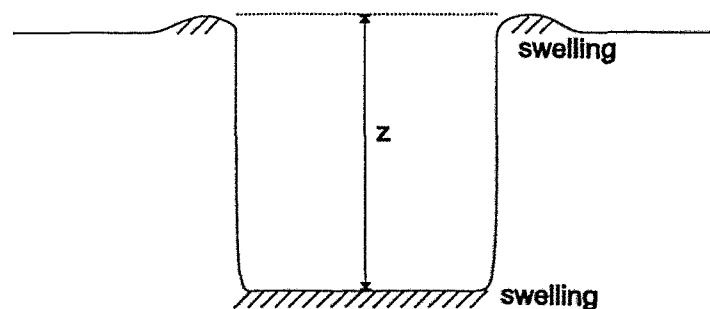


Abbildung 4.5: Volumenverlustmethode zur Bestimmung von Zerstäubungsausbeuten mit fokussierten Ionenstrahlen

in der Sättigung mißt. Gleichung (4.6) wird exakt für $\Phi \rightarrow \infty$ bzw. wenn man die Kratertiefe erst ab der Dosis Φ_S mißt, bei dem die Sättigungskonzentration erreicht ist.

$$Y_{M,\infty} = (z - z_S) \cdot \frac{N}{\Phi - \Phi_S} + 1 \quad \text{für } \Phi > \Phi_S \quad (4.7)$$

z_S ist der Abtrag bei der Dosis Φ_S .

Wird kristallines Material bestrahlt, so kommt es i.a. zu einem Phasenübergang vom kristallinen zum amorphen Zustand. In diesem Fall wird die Dichte i.a. geringer $N_{\text{kristallin}} > N_{\text{amorph}}$ und es werden zuerst negative z -Werte gemessen, da sich das Materialvolumen vergrößert (*swelling*). Dieser Effekt ist z.B. besonders deutlich bei SiC [184]. Materialien wie z.B. Si, GaAs zeigen nur eine geringe Volumenvergrößerung unter dem Ionenbeschuß. Um die Volumenvergrößerung bei der Bestimmung der Kratertiefe zu berücksichtigen wird nicht der Abstand vom Kraterboden zur ursprünglichen Oberfläche, sondern der Abstand vom Kraterboden zur höchsten Erhöhung am Kraterand gemessen (Abbildung 4.5). Die Erhöhung entsteht durch die Ausläufer des Strahlprofils (Abschnitt 2.3), die ebenfalls zu einer Volumenvergrößerung am Rand des bestrahlten Gebietes führen.

4.3 Reflektivität und modulierte Reflektivität

Bei Reflektivitätsmessungen wird im wesentlichen eine Änderung des Brechungsindex gemessen. Kristallines und amorphes Material besitzen unterschiedliche Dichten und so können z.B. bei der Ionenimplantation die optischen Eigenschaften des Materials verändert werden. Bei der modulierten Reflektivität wird mit einem intensitätsmodulierten Lichtstrahl eine zeitlich und örtlich variierende Ladungsträgermodulation erzeugt. Durch strahlungslose Elektron-Loch-Rekombination wird ebenfalls ein zeitlich und örtlich variierendes Temperaturfeld erzeugt. Die Dielektrizitätskonstante ist abhängig von Temperatur und Ladungsträgeranzahl, so daß die Reflektivität moduliert wird. Ausführliche Darstellungen zu (modulierten) Reflektivitätsmessungen lassen sich in [183, 185] finden.

Die Untersuchungen in dieser Arbeit wurden mit dem TWIN-System [186, 187] (Thermal Wave INspection) der Firma JenOptik GmbH Jena bei einer Wellenlänge von 785 nm, einer Leistung von 16 mW und einer Frequenzmodulation von 1 MHz in Kooperation mit Henning Fuhrmann, Paul-Scherrer-Institut, c/o Institut für Teilchenphysik, ETH Zürich, durchgeführt.

4.4 Raman-Spektroskopie

An dieser Stelle soll nur kurz auf die wesentlichen Elemente der Raman-Spektroskopie eingegangen werden. Ausführliche Angaben können z.B. in [188, 189] gefunden werden. Raman-Streuung ist ein unelastischer Prozeß, bei dem ein einfallendes Photon mit Energie $\hbar\omega_i$ und Impuls $\hbar\vec{k}_i$ mit dem Festkörper wechselwirkt und in einem Photon mit Energie $\hbar\omega_s$ und Impuls $\hbar\vec{k}_s$ resultiert. In dieser Arbeit werden als elementare Anregung nur Phononen betrachtet und deshalb ergibt sich als Energieerhaltung

$$\hbar\omega_s = \hbar\omega_i \pm \hbar\Omega, \quad (4.8)$$

mit der Energie $\hbar\Omega$ des Phonons. Das “-“ Zeichen steht hierbei für die Erzeugung eines Phonons, dem sogenannten Stokes-Prozeß. Das “+“ Zeichen bezeichnet den Anti-Stokes-Prozeß, also die Vernichtung eines Phonons. Meistens wird der Stokes-Prozeß untersucht und $\Delta\omega = \omega_i - \omega_s$ als Raman-Shift bezeichnet. Des weiteren muß die Quasi-Impulserhaltung

$$\vec{k}_s = \vec{k}_i \pm \vec{q}, \quad (4.9)$$

mit dem Quasi-Impuls des Phonons \vec{q} , berücksichtigt werden. Die Raman-Spektroskopie funktioniert als lokale Sonde, die empfindlich auf Bindungsabstände reagiert. Für kristallines und amorphes Material existieren typische Linien, die sich als Maß für eine Schädigung des Substrates verwenden lassen.

Die Raman-Untersuchungen in dieser Arbeit wurden an der FSU Jena mit einem dispersiven Spektrometer (T6400, Jobin-Yvon) in einem Bereich von 200 bis 2400 cm^{-1} durchgeführt. Als anregende Lichtquelle diente ein Argon-Laser (514.5 nm, max. 30 mW), dessen Strahl mit einem Mikroskop auf eine Größe von 1 μm Durchmesser fokussiert wurde.

Kapitel 5

CoSi₂-Ionenstrahlsynthese mit FIB in Si(111)

Bei der Implantation mit konventionellen Anlagen betragen die verwendeten Stromdichten ca. 1...10 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$. Mit fokussierten Ionenstrahlen werden 1...10 A/cm^2 erzielt. Deshalb ist zunächst bei der FIB-Implantation mit einem Einfluß der Dosisrate auf die CoSi₂-Schichtbildung zu rechnen. Es hat sich im Rahmen dieser Arbeit gezeigt, daß bei der Verwendung identischer, aus der konventionellen Implantation bekannter Bedingungen (Ionenenergie, Stromdichte, Dosis, Temperatur des Silicium Wafers) drastische Unterschiede in der Qualität der erzielten CoSi₂-Schichten auftraten. Als neuer Parameter konnte die Pixelzeit (Verweilzeit, *dwel-time*) identifiziert werden, die im folgenden vorgestellt und deren Einfluß untersucht wird.

Die Implantation mit fokussierten Ionenstrahlen ist ein serieller Prozeß, d.h., daß ein diskreter Ort (Pixel) mit dem Ionenstrahl angesteuert wird, und dieser dann eine bestimmte Zeit (Pixelzeit, t_d) bestrahlt wird. Danach werden die restlichen Pixel des Implantationsgebietes bestrahlt. Dieser Zyklus wird solange wiederholt, bis die gewünschte Dosis in den Festkörper eingebracht wurde. Es ist also möglich, die gewünschte Dosis mit kurzen Pixelzeiten und vielen Wiederholungen oder mit langen Pixelzeiten und nur wenigen Wiederholungen zu erreichen. Eine schematische Darstellung der seriellen (meanderförmigen) Implantation und der Pixelzeit findet sich in Abbildung (5.1). Für Flächen A größer als der Strahldurchmesser d_{FIB} und d_{FIB} größer als die Pixelgröße d wird die Dosis Φ über

$$\Phi = \frac{I \cdot t_d \cdot N_r}{q \cdot e \cdot d^2} \quad \text{für } (d < d_{\text{FIB}} < A) \quad (5.1)$$

bestimmt, mit dem Strom am Target I , dem Ladungszustand der Ionen q und der Anzahl der Wiederholungen N_r . Speziell für die IMSA-100 mit $d = 78 \text{ nm}$ ergibt sich

$$\Phi = \frac{I(\text{nA}) \cdot t_t(\mu\text{s})}{q \cdot 0.97344} \cdot 10^{14} \text{cm}^{-2} \quad \text{für } (d < d_{\text{FIB}} < A), \quad (5.2)$$

wobei $t_t = N_r \cdot t_d$ die gesamte Bestrahlungszeit pro Pixel ist. Die mittlere Stromdichte

$$\bar{j} = j \cdot \frac{t_d}{t_r}, \quad (5.3)$$

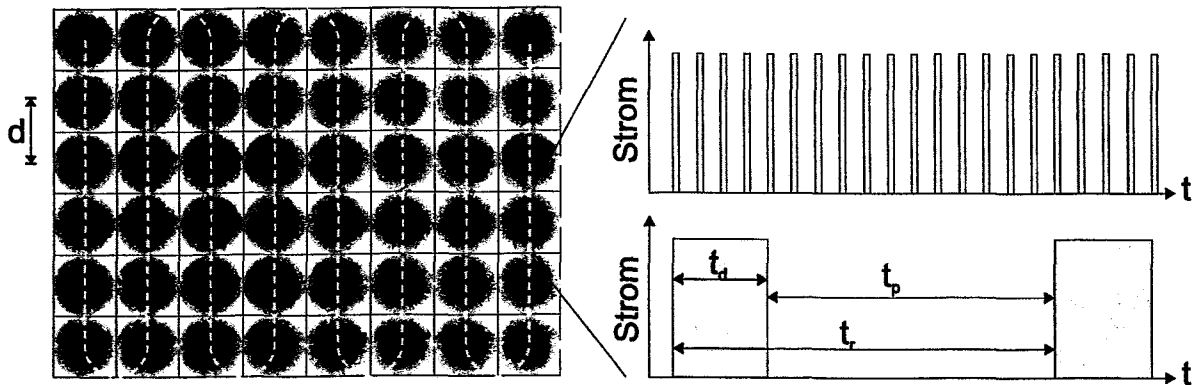


Abbildung 5.1: Links: Schematische Darstellung des Implantationsgebietes. Die zeitliche Abfolge der Implantation verläuft entlang der gestrichelten Linie. Ein Kästchen entspricht einem Pixel mit Abstand d und die Kreise repräsentieren den Strahldurchmesser, wobei der Überlapp des Strahlprofils zwischen benachbarten Pixeln vernachlässigt wurde. Rechts: Zeitlicher Verlauf der Implantation in einem Pixel für kurze (oben) und lange (unten) Pixelzeiten mit der Pixelzeit t_d , der Zeit zwischen zwei Wiederholungen t_r und der Pause zwischen zwei Implantationspulsen $t_p = t_r - t_d$, in der das Pixel nicht bestrahlt wird.

mit der Zeit zwischen zwei Wiederholungen t_r , ist unabhängig von der Pixelzeit, da t_r proportional zu t_d für eine gegebene Implantationsfläche ist.

Der im folgenden auftretende Effekt der Pixelzeit ist nicht zu verwechseln mit dem gleichnamigen Effekt, bei dem durch das Verwenden unterschiedlicher Pixelzeiten sich die Topographie der Oberfläche ändert und so ein unterschiedlicher Zerstäubungskoeffizient gemessen wird [190]. Es wird an bei Raumtemperatur implantierten Proben demonstriert werden, daß die in dieser Arbeit verwendeten Pixelzeiten zu klein sind, um einen Einfluß auf den Zerstäubungskoeffizienten durch eine Änderung der Topographie zu haben (Abschnitt 5.2). Hingegen wird gezeigt werden, daß die Verwendung unterschiedlicher Pixelzeiten einen drastischen Einfluß auf die Strahlenschädigung des Substrates hat.

5.1 Effekte der Pixelzeit

Der Einfluß der Pixelzeit wurde zuerst bei der Herstellung von CoSi_2 -Schichten festgestellt. Wenn es im folgenden nicht anders erwähnt wird, wurden Quadrate der Kantenlänge $512 \cdot 78 \text{ nm} = 40 \mu\text{m}$ bzw. der Kantenlänge $20 \mu\text{m}$ implantiert. Die Pixelzeit t_d wurde variiert, und die Zeit zwischen zwei Wiederholungen beträgt $512^2 \cdot t_d$ bzw. $256^2 \cdot t_d$. Falls die Größe der implantierten Gebiete einen Einfluß auf die Ergebnisse hat, so wird gesondert darauf hingewiesen. Im strengen Sinne spielt nicht nur die Pixelzeit eine Rolle, sondern das gesamte Bstrahlungsschema beeinflusst die Ergebnisse einer FIB-Implantation. Es soll zuerst nur die Pixelzeit betrachtet werden. Die weiteren Einflüsse auf die Ergebnisse werden im Verlauf des Kapitels diskutiert. Die verwendeten Parameter waren 70 keV Co^{2+} -

Ionen, Si(111)-Substrat, 400 °C Substrattemperatur, eine Dosis von $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ und ein Strahldurchmesser von $\approx 300 \text{ nm}$ bei einem Ionenstrom von 0.7 nA. Es wurden zuerst Si(111)-Substrate verwendet, da aus der Literatur bekannt ist, daß die Herstellung von vergrabenen, strukturell perfekten CoSi_2 -Schichten in Si(111) unproblematischer ist als in Si(100) [139]. Nach der Implantation wurden die Proben 60 min bei 600 °C und 30 min bei 1000 °C in einer Stickstoffatmosphäre getempert. Diese Temperung in zwei Stufen wurde bereits von vielen Gruppen erfolgreich angewandt [150, 191, 192, 193, 194, 195, 196] und wird deshalb im Rahmen dieser Arbeit als ein fester Parameter beibehalten. Variationen bei der Herstellung von CoSi_2 -Strukturen konzentrieren sich auf den Implantationsprozeß. Um die im allgemeinen vergrabenen Schichten im Rasterelektronenmikroskop (REM) deutlicher sichtbar zu machen, muß die Silicium-Deckschicht entfernt werden. Dies geschieht durch ein Plasma-Ätzverfahren (RIE, *Reactive Ion Etching*) mit einem CF_4 -Plasma. Da es bei Raumtemperatur keine leicht flüchtige Co-F Verbindung gibt, wird nur das Silicium geätzt, und die CoSi_2 -Strukturen bleiben erhalten [197, 198]. Aufgrund der Selektivität ist es nicht notwendig, die genaue Dicke der Silicium-Deckschicht zu kennen.

Die so hergestellten Schichten zeigen drastische Unterschiede in ihrer Güte in Abhängigkeit der verwendeten Pixelzeit. Bei einer Pixelzeit von 2 μs zeigt die REM-Aufnahme (Abbildung 5.2), daß die hergestellte Schicht geschlossen ist. Wird die Pixelzeit erhöht (Abbildung 5.3), so sind zuerst einzelne Risse/Löcher und eine Zunahme der Rauigkeit sichtbar. Mit weiter erhöhter Pixelzeit ist die Schicht völlig zerstört. (Bei den folgenden Untersuchungen wird immer auf die Abbildung der Schichten ohne Risse/Löcher verzichtet, da sie sich nicht von der geschlossenen Schicht aus Abbildung (5.2) unterscheiden.)

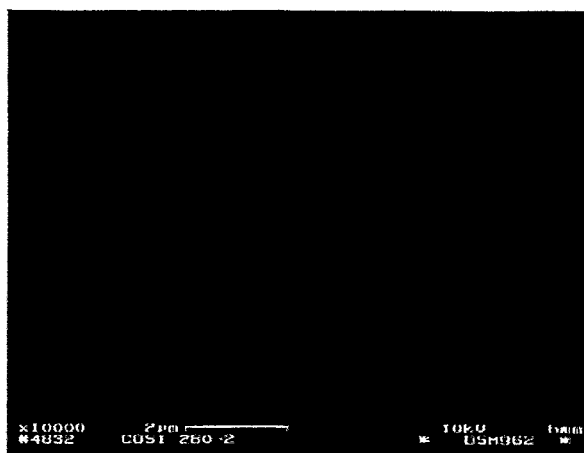


Abbildung 5.2: Herstellung einer CoSi_2 -Schicht mit 70 keV Co^{2+} in Si(111) bei einer Temperatur von 400 °C, einem Strahldurchmesser von $\approx 300 \text{ nm}$, einem Strom von 0.7 nA und einer Dosis von $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Die Probe wurden 60 min bei 600 °C und 30 min bei 1000 °C in einer N_2 -Atmosphäre getempert. Anschließend wurden sie 6 min mit CF_4 geätzt (RIE). Die REM-Aufnahme zeigt eine Schicht, die mit 2 μs Pixelzeit implantiert wurde.

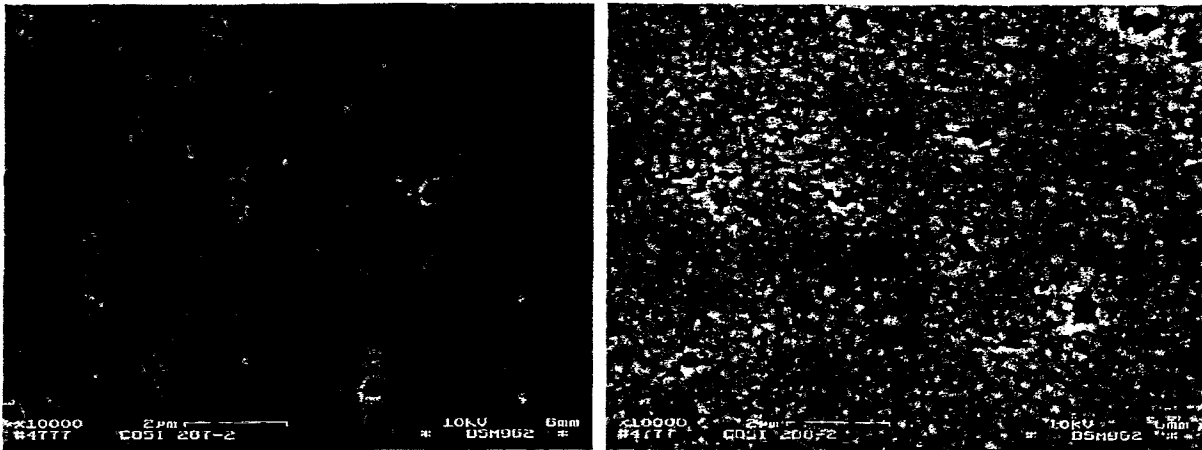


Abbildung 5.3: Herstellung von CoSi_2 -Schichten mit 70 keV Co^{2+} in Si(111) bei einer Temperatur von $400 \text{ }^\circ\text{C}$, einem Strahldurchmesser von $\approx 300 \text{ nm}$, einem Strom von 0.7 nA und einer Dosis von $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Die Proben wurden 60 min bei $600 \text{ }^\circ\text{C}$ und 30 min bei $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ in einer N_2 -Atmosphäre getempert. Anschließend wurden sie 6 min mit CF_4 geätzt (RIE). Die REM-Aufnahme links zeigt eine Schicht, die mit $50 \mu\text{s}$ Pixelzeit implantiert wurde und die Schicht rechts wurde mit $100 \mu\text{s}$ Pixelzeit implantiert. Die schwarzen Bereiche stellen Silicium dar, während die grauen Bereiche Kobaltsilicid sind. Dies wurde durch Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES) geprüft.

Um den Einfluß des Temperprozesses zu klären, wurden die gleichen Untersuchungen für getemperte (Abbildung 5.4) und ungetemperte (Abbildung 5.5) Schichten durchgeführt. Diesmal wurden 35 keV Co^+ -Ionen, ein Si(111)-Substrat, $430 \text{ }^\circ\text{C}$ Targettemperatur, eine Dosis von $8.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$, $\approx 300 \text{ nm}$ Strahldurchmesser und ein Ionenstrom von 0.8 nA verwendet. Bereits die ungetemperten Proben zeigen eine aufgerissene Struktur für hohe Pixelzeiten. Die Ursache für die unterschiedliche Güte der Schichten ist deshalb schon im as-implanted-Zustand zu suchen. Eine nachfolgende Temperung verstärkt nur das Aufreißen der Strukturen. Dieser Effekt ist verständlich, da die Grenzflächenenergie mit zunehmender Lochgröße verkleinert wird, sobald das Loch größer als die Schichtdicke ist.

Die Implantation bei Raumtemperatur zeigt keinen Unterschiede für kurze und lange Pixelzeiten. Im as-implanted Zustand sind mit dem REM keine Risse/Löcher erkennbar, während für getemperte Proben die Schichten aufgerissen sind (Abbildung 5.6). Die aufgerissenen Bereiche sind sogar deutlich größer als im Fall der Implantation mit erhöhter Targettemperatur. Es ist offensichtlich, daß die erhöhte Temperatur während der Implantation erst eine Riß-/Lochbildung in den Schichten erlaubt. Dies scheint mit der starken Temperaturabhängigkeit der Kobalt-Diffusion in Silicium (Gleichung 3.2) korreliert zu sein. Gleichzeitig wird aber bei einer Implantation mit erhöhter Temperatur unter Verwendung kurzer Pixelzeiten die Schädigung der Schicht während der Implantation bzw. Temperung verhindert. Es wurde parallel zur Oberfläche eine deutliche Bewegung der Kobalt-Atome

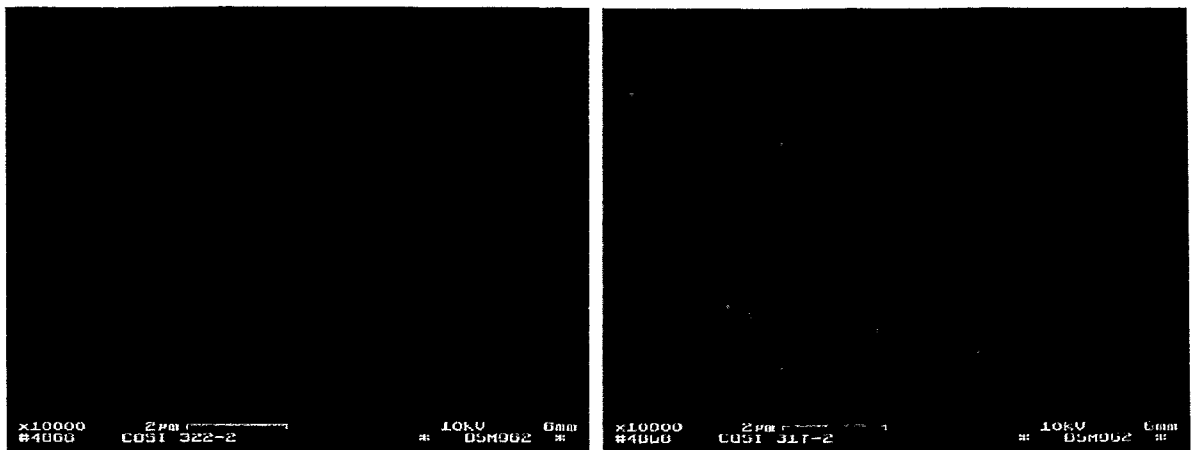


Abbildung 5.4: Herstellung von CoSi_2 -Schichten mit 35 keV Co^+ in $\text{Si}(111)$, bei einer Temperatur von 430°C , einem Strahldurchmesser von $\approx 300\text{ nm}$, einem Ionenstrom von 0.8 nA und einer Dosis von $8.2 \cdot 10^{16}\text{ cm}^{-2}$. Die Probe wurde nicht getempert und die Silicium-Deckschicht mit 4 min CF_4 -RIE entfernt. Die REM-Aufnahme links zeigt eine Schicht, die mit einer Pixelzeit von $5\ \mu\text{s}$ implantiert wurde, und die Schicht rechts wurde mit $200\ \mu\text{s}$ Pixelzeit implantiert.

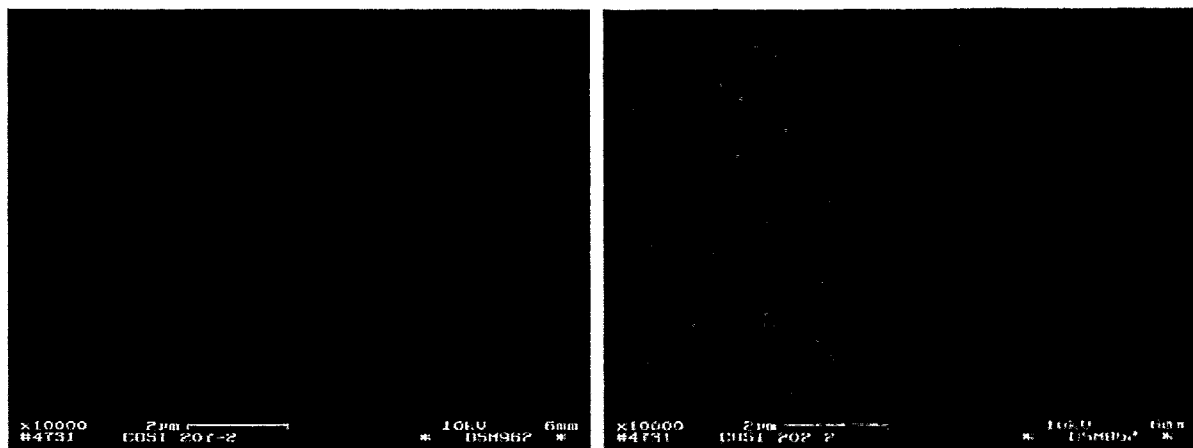


Abbildung 5.5: Herstellung von CoSi_2 -Schichten mit 35 keV Co^+ in $\text{Si}(111)$, bei einer Temperatur von 430°C , einem Strahldurchmesser von $\approx 300\text{ nm}$, einem Ionenstrom von 0.8 nA und einer Dosis von $8.2 \cdot 10^{16}\text{ cm}^{-2}$. Die Probe wurde 60 min bei 600°C und 30 min bei 1000°C in einer N_2 -Atmosphäre getempert und die Silicium-Deckschicht mit 4 min CF_4 -RIE entfernt. Die REM-Aufnahme links zeigt eine Schicht, die mit einer Pixelzeit von $5\ \mu\text{s}$ hergestelt wurde, und die Schicht rechts wurde mit $200\ \mu\text{s}$ Pixelzeit hergestelt.

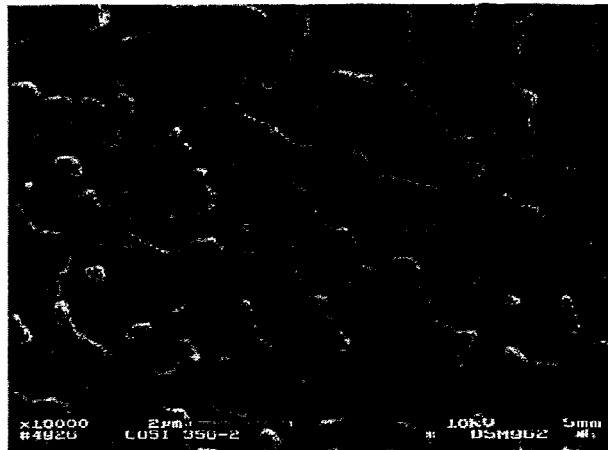


Abbildung 5.6: Herstellung einer CoSi_2 -Schicht mit 35 keV Co^+ in Si(111) bei Raumtemperatur mit einem Strahldurchmesser von ≈ 300 nm, einem Ionenstrom von 0.8 nA, einer Dosis von $8.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ und einer Pixelzeit von 1 μs . (Eine Schicht mit 200 μs sieht ähnlich aus.) Die Probe wurde 60 min bei 600 °C und 30 min bei 1000 °C in einer N_2 -Atmosphäre getempert. Die Silicium Deckschicht wurde mit 4 min CF_4 -RIE entfernt.

durch eine Erhöhung der Pixelzeit mit dem REM nachgewiesen. Die Ursache für diesen Effekt ist noch nicht vollständig geklärt. Wie sich die Kobalt-Atome in der Tiefe verhalten, kann evtl. weitere Informationen liefern, das muß aber mit einer anderen Analyseverfahren untersucht werden.

Deshalb wurden von as-implanted Proben 3 MeV Li^{2+} -RBS Messungen mit einer Kernmikrosonde durchgeführt. Die Rossendorfer Kernmikrosonde [199] verfügt über einen Strahldurchmesser von 5 μm , und somit ist es möglich, kleine Strukturen, wie sie von einem fokussierten Ionenstrahl erzeugt werden, direkt zu untersuchen. Die Messungen für die 70 keV und 35 keV Implantationen (Abbildung 5.7) liefern im wesentlichen das gleiche Ergebnis: Das Kobalt-Profil für kleine Pixelzeiten liegt tiefer im Silicium als für lange Pixelzeiten. Der Transportmechanismus für den lateralen und vertikalen Kobalttransport weist auffällige Unterschiede auf. Zum einen ist die Umverteilung in vertikaler Richtung auf weniger als 10 nm beschränkt, während der laterale Transport bis zu 100 nm betragen kann. Andererseits ist der vertikale Transport für alle Kobalt-Atome gerichtet, während der laterale Transport inhomogen, aber innerhalb der Schicht vor sich geht. Unter Ionenbestrahlung wurden bereits ein lateraler Massentransport gefunden, der aber einen Einschufwinkel $\varphi \neq 0^\circ$ voraussetzt [200].

Prinzipiell können drei Gründe für das Verhalten der Kobalt-Tiefenprofile in Abhängigkeit der Pixelzeit angeführt werden. (1) Zum einen kann die zeitliche geänderte Einbringung von Kobalt-Atomen die Präzipitatbildung beeinflussen und somit unterschiedliche Ausgangsbedingungen für das Ostwaldreifen und die Koaleszenz schaffen. Dagegen spricht, daß sich während der Implantation die großen Präzipitate im Zentrum des Kobalt-Profiles

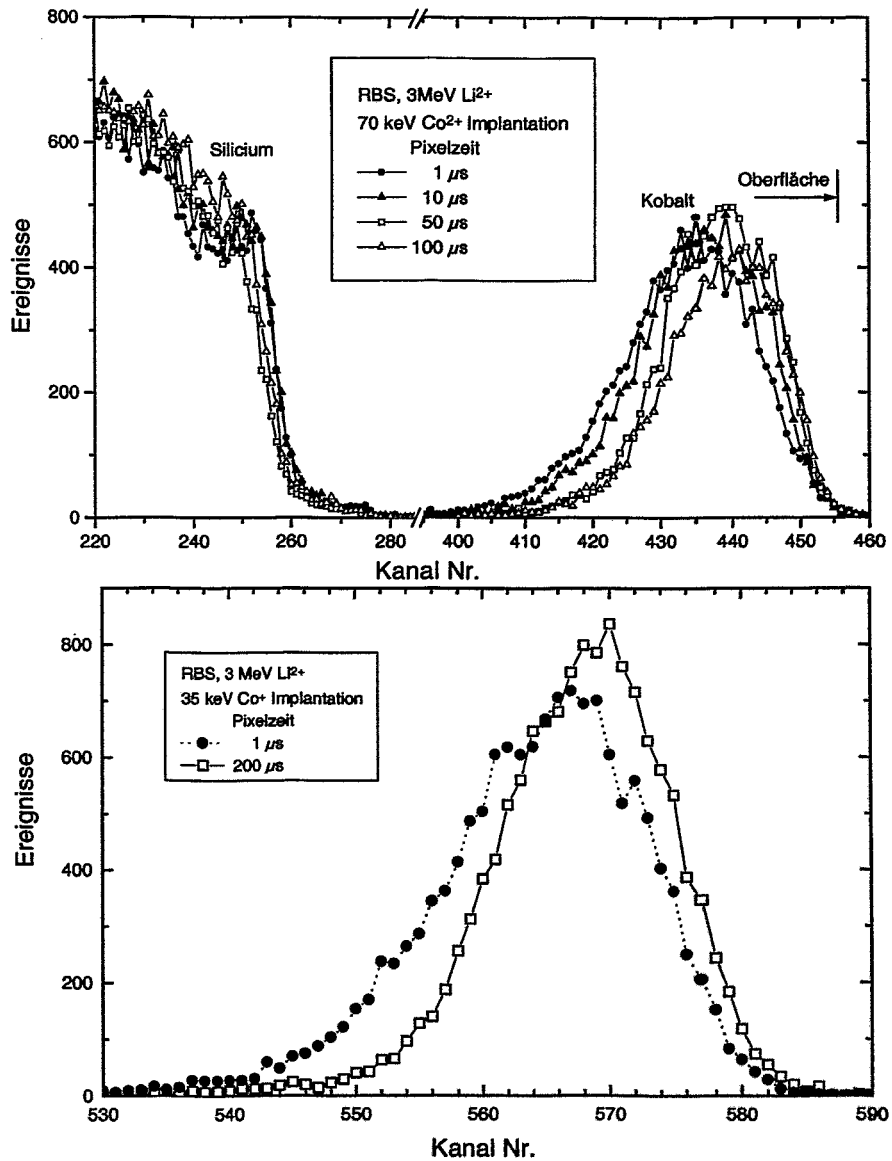


Abbildung 5.7: Oben: RBS-Spektren, gemessen mit einer Kernmikrosonde an 70 keV Co^{2+} implantiertem Si(111) bei 400 °C mit einem Strahldurchmesser von $\simeq 300$ nm und einem Strahlstrom von 0.59 nA. Unten: RBS Messungen mit einer Kernmikrosonde an 35 keV Co^+ implantiertem Si(111) bei 430 °C mit einem Strahldurchmesser von $\simeq 300$ nm und einem Strahlstrom von 0.8 nA.

Die geschlossenen Symbole wurden für Schichten verwendet, die nach der Temperung geschlossen sind, während die offenen Symbole für aufgerissene Schichten verwendet wurden.

bilden [136, 201] und deshalb eine Verschiebung des Profils nicht verständlich ist.

(2) Zum anderen könnten Strahlenschäden für den Effekt verantwortlich sein. Die Temperaturen sind während der Implantation so hoch, daß es mit konventionellen Implantern (Stromdichte $\simeq 10 \mu\text{A}/\text{cm}^2$) nicht mehr möglich ist, das Silicium-Kristallgitter zu amorphisieren [196, 193]. Falls es durch die Verwendung der extrem hohen Stromdichte eines fokussierten Ionenstrahls doch möglich ist, das Silicium-Gitter zu amorphisieren, so kann die Verwendung unterschiedlicher Pixelzeiten einen Einfluß auf die Schädigung des Kristallgitters haben, falls das Ausheilen von Defekten länger als einige μs bei den gegebenen Implantationsbedingungen dauert. Mit einer unterschiedlichen Schädigung kann man die Verschiebung der Kobalt-Profile dadurch erklären, daß für kristalline Proben das Zerstäuben der Oberfläche reduziert ist und das Channeling der Kobalt-Atome möglich ist, da der Einschußwinkel 0° beträgt. (3) Schließlich kann noch Diffusion der Co-Atome zu einer Verschiebung des Profils führen. Eine Diffusion kann aber nicht durch die Verwendung langer Pixelzeiten ausgelöst werden, da das Profil mit langen Pixelzeiten schmaler als mit kurzen Pixelzeiten ist. Das würde bedeuten, daß für kurze Pixelzeiten Diffusion in vertikaler Richtung auftritt und für lange Pixelzeiten eine laterale Diffusion stattfindet.

Aus diesen Überlegungen folgt, daß die wahrscheinlichste Ursache der Einfluß der Pixelzeit auf die Strahlenschädigung des Silicium-Substrates ist. Um eine Aussage über die Kristallschädigung nach der Implantation treffen zu können, wurden RBS-Messungen unter Channeling Bedingungen (RBS/C) durchgeführt. Die Verwendung der Kernmikrosonde war nicht möglich, da zum einen an der Rossendorfer Kernmikrosonde nicht kanalisiert werden kann und zum anderen durch die Fokussierung (hohe Dosis pro Fläche) self-damage Effekte die Meßergebnisse verfälschen könnten [202]. Es wurde deshalb eine Methode entwickelt, die es durch ausschließlich präparative Maßnahmen erlaubt, einen konventionellen RBS-Aufbau für die FIB-implantierten Proben zu verwenden. Eine ausführliche Beschreibung dieser neuen Meßmethode findet sich in Abschnitt (4.1.1). Für die folgenden Messungen werden die ausgewerteten Spektren gezeigt, d.h. die Silicium- und/oder Kobalt-Anteile in den Spektren.

Die ersten RBS/C-Untersuchungen wurden an 35 keV Co^+ bei 430 °C implantierten Proben durchgeführt. Die Dosis betrug $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Dies entsprach einer gesamten Implantationszeit von 250 μs pro Pixel. Eine Probe wurde mit einer Pixelzeit von 1 μs und 250 Wiederholungen hergestellt. Eine weitere Probe wurde mit 250 μs Pixelzeit bei einem Durchlauf hergestellt. Die Ergebnisse (Abbildung 5.8) zeigen einen eindeutigen Zusammenhang zwischen verwendeter Pixelzeit und Schädigung des Silicium-Gitters. Im Falle der kurzen Pixelzeit bleibt die Silicium-Deckschicht kristallin, während für die lange Pixelzeit die Silicium-Oberfläche amorph wird. Folglich ist für kurze Pixelzeiten die Schädigung geringer als für lange Pixelzeiten. Ein Einbau der Kobalt-Atome in das Kristallgitter konnte für keine der verwendeten Pixelzeiten festgestellt werden.

Dieser Unterschied in der Schädigung der Probe kann nicht durch eine unterschiedliche lokale Probenerwärmung begründet sein. Zum einen wurde in Abschnitt (2.4) gezeigt, daß sie selbst bei einer permanenten Bestrahlung maximal 1 K beträgt. Zum anderen wäre im Fall einer starken lokalen Erwärmung damit zu rechnen, daß für lange Pixelzeiten die Erwärmung stärker ist, und somit die Defekte effektiver ausheilen können. Die RBS/C-Messungen zeigen aber deutlich, daß der Schädigungsgrad für lange Pixelzeiten höher ist als für kurze.

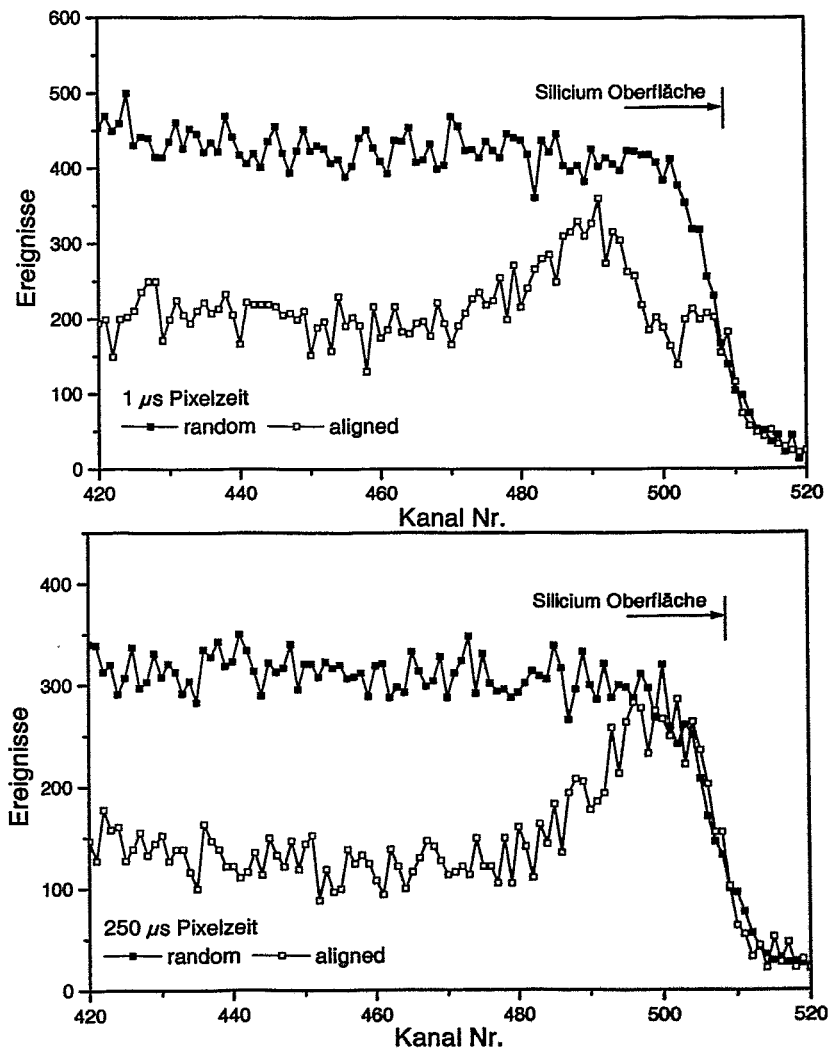


Abbildung 5.8: 1.7 MeV He^+ -RBS/C-Spektren an 35 keV Co^+ implantierten Proben. Die Dosis beträgt $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, die Targettemperatur $430 \text{ }^\circ\text{C}$, der Strahldurchmesser $\approx 300 \text{ nm}$ bei einem Strahlstrom von 0.78 nA. Für die Implantation mit einer Pixelzeit von $1 \text{ } \mu\text{s}$ und 250 Wiederholungen (oben) bleibt die kristalline Si-Deckschicht erhalten, während für die Pixelzeit von $250 \text{ } \mu\text{s}$ und einer Wiederholung die Si-Deckschicht amorph ist.

Aus den ersten erzielten Resultaten kann geschlossen werden, daß ein Modell, wie das von Morehead und Crowder [97], nicht in der Lage ist, den gefundenen Effekt zu beschreiben, da es nicht über eine explizite Zeitabhängigkeit verfügt. Es kann nur ein Modell vergleichbar dem Modell von Gibbons [59] diesen Effekt beschreiben. Dabei muß z.B. in

Gleichung (1.23) explizit die Zeitabhängigkeit des Ionenbeschusses berücksichtigt werden.

$$\frac{df}{dt} = (1 - f) \cdot j(t) \cdot \sigma_0 - \frac{f}{\tau} \quad (5.4)$$

Des weiteren ist ersichtlich, daß für die verwendeten Implantationsbedingungen die Rate der Schadenserzeugung höher ist als die Rate der Schadensausheilung. Deshalb sind nicht beliebig lange Pixelzeiten zur Erzeugung von CoSi₂-Schichten möglich. Verwendet man das obige Modell, so folgt, daß die Ausheilkonstante mindestens die selbe zeitliche Größenordnung wie die verwendeten Pixelzeiten besitzen muß. Beim Einsetzen kleinerer Ausheilkonstanten kann ein Effekt der Pixelzeit, wie er bisher gefunden wurde, nicht erklärt werden.

Eine anschauliche Erklärung für diesen Effekt, auch wenn die experimentellen Bedingungen sehr unterschiedlich sind, bietet die Diskussion von Jackson [203] zu einem Experiment, das von Linnros *et al.* durchgeführt wurde [204]. Linnros *et al.* haben die ionenstrahlinduzierte Kristallisation und Amorphisierung mit gepulsten Ionenstrahlen untersucht und festgestellt, daß die Ergebnisse mit langsamer Pulsfrequenz mit den Ergebnissen für einen konstanten Ionenstrahl mit gleichem Strom übereinstimmen. Hingegen waren die Ergebnisse für eine hohe Pulsfrequenz mit den Experimenten bei konstantem Ionenstrahl identisch, bei denen der Strom dem gemittelten Strom des gepulsten Experiments entsprach. Nach Jackson kann man die Ergebnisse in dieser Arbeit wie folgt verstehen: Für die lange Pixelzeit wird die Defektkonzentration so hoch wie für einen kontinuierlichen Implantationsprozeß mit gleicher Stromdichte. Für eine kurze Pixelzeit bewegt sich der Ionenstrahl zum nächsten Pixel, bevor ein weiteres Ion ein bereits geschädigtes Gebiet trifft. (Vergleich Abschnitt 1.3). Dadurch wird die Stromdichte effektiv abgesenkt, und zwar um einen Faktor A/d^2 , also genau um die Zahl der implantierten Pixel. Mit der Größe des implantierten Gebietes $A = 40 \cdot 40 \mu\text{m}^2$ wird die effektive Stromdichte um $\simeq 10^5$ auf ungefähr den Wert der konventionellen Implantation abgesenkt. Es wird somit verständlich, warum die Schadensakkumulation für kurze und lange Pixelzeiten unterschiedlich hoch ist.

Im folgenden muß geklärt werden, ob diese Erklärung ausreicht, um den Pixelzeiteffekt zu verstehen.

5.2 Ausschluß des geometrischen Pixelzeiteffekts

Zu Anfang dieses Kapitels wurde darauf hingewiesen, daß der Pixelzeiteffekt nicht durch einen Topographieeffekt, wie er bereits in einigen Arbeiten veröffentlicht wurde [5, 190, 205], entsteht, da die hier verwendeten Pixelzeiten dafür zu kurz sind. Deshalb lassen sich die verschobenen Kobalt-Tiefenprofile auch nicht mit dem geometrischen Pixelzeiteffekt erklären.

Geometrischer Pixelzeiteffekt: Wird mit dem FIB ein Probenort bestrahlt, so wird Material abgetragen, und es entsteht eine Vertiefung. Werden nun die entstandenen Schrägen zum höher liegenden, umgebenden Material bestrahlt, so findet der Zerstäubungsprozeß unter einem anderen Winkel statt. Überträgt man dieses Bild auf den seriellen Prozeß der FIB-Implantation, so schafft jede Bestrahlung an einem Pixel eine Schräge für die

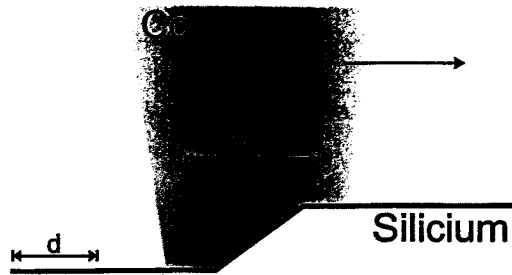


Abbildung 5.9: Einfluß der Pixelzeit auf den Zerstäubungskoeffizienten durch geometrische Einflüsse.

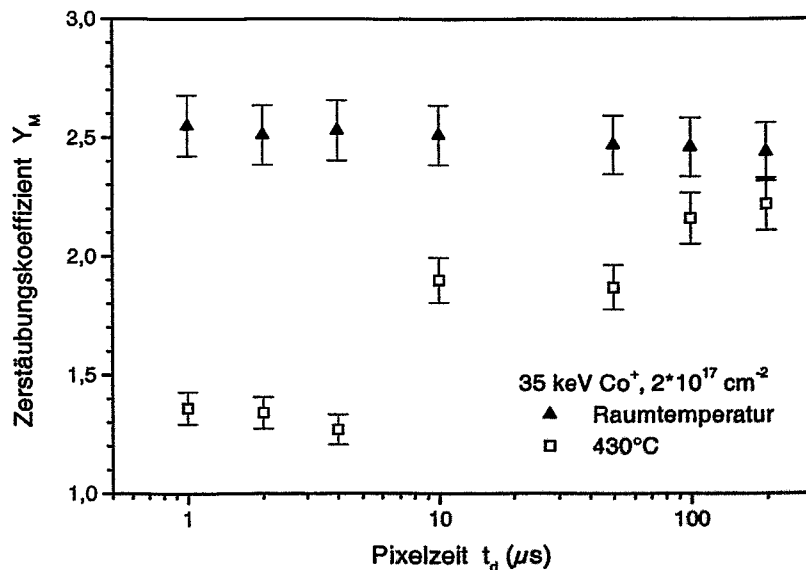


Abbildung 5.10: Abhängigkeit des Zerstäubungskoeffizienten Y_M als Funktion der Pixelzeit für 35 keV Co^+ -Implantation bei Raumtemperatur und 430 °C mit einem Strahldurchmesser von ≈ 300 nm und einem Strahlstrom von 0,7 nA.

Implantation am nächsten Pixel, solange das Strahlprofil größer als ein Pixel ist (Abbildung 5.9). Damit steigt der Implantationswinkel, bezogen auf die Oberflächennormale. Es ist bekannt, daß der Zerstäubungskoeffizient mit dem Implantationswinkel ansteigt [206, 207], und deshalb wird bei der Verwendung großer Pixelzeiten (einige ms oder alternativ ein entsprechend höherer Ionenstrom) der Materialabtrag erhöht.

Der Effekt der Pixelzeit durch geometrische Effekte ist in dieser Arbeit zu vernachlässigen, da Zerstäubungsmessungen mit 35 keV Co^+ bei Raumtemperatur zeigen (Abbildung 5.10), daß keine Abhängigkeiten von der Pixelzeit auftreten. Der Materialabtrag bei den verwendeten Pixelzeiten ist offensichtlich zu gering, um Schrägen mit ausreichender Größe und Winkel zu erzeugen.

Für höhere Temperaturen tritt dennoch eine Abhängigkeit von der Pixelzeit auf. Bei kleinen Pixelzeiten ist eine deutliche Verminderung des Zerstäubungskoeffizienten in Bezug auf die Implantation bei Raumtemperatur erkennbar. Daß mit steigender Temperatur der Zerstäubungskoeffizient von kristallinem Material sinkt, wurde bereits in Untersuchungen mit konventionellen Implantern [208, 209, 210, 211] und mit FIB-Implantation [207] gefunden. Dies wurde auf die erhaltene Kristallinität des Probenmaterials durch dynamisches Ausheilen von Defekten und die chemische Bindung des Kobalts zurückgeführt. Bleibt die Kristallstruktur erhalten, so werden die Ionen kanalisiert und die Zerstäubung der Probe wird vermindert, da der nukleare Energieverlust und damit der Energieübertrag auf die Atome des Festkörpers reduziert ist [211]. Ebenfalls zu einer Reduzierung des Zerstäubungskoeffizienten führt, daß das implantierte Kobalt teilweise in das Gitter eingebaut wird, so daß die Kanäle offen bleiben. Erhöht man die Pixelzeit, so steigt der Zerstäubungskoeffizient an und erreicht den Wert der Implantation bei Raumtemperatur. Dies ist dadurch zu erklären, daß mit steigender Pixelzeit die Kristallinität des Silicium-Substrates sinkt bzw. ein Übergang zur amorphen Phase stattfindet und eine Kanalisierung der Kobalt-Ionen nicht mehr möglich ist. Die Verlängerung der Pixelzeit führt auch bei höheren Temperaturen zur Bildung einer amorphen Phase. Deshalb steigt der Zerstäubungskoeffizient auf den Wert der Implantation bei Raumtemperatur an.

5.3 Dosis

Wie für die 35 keV Co^+ -Implantation bei 430 °C gezeigt wurde, ist bereits nach einer Pixelzeit von 250 μs bei einem Durchlauf die Si-Matrix amorphisiert, während für eine Pixelzeit von 1 μs bei 250 Durchläufen die Deckschicht noch kristallin bleibt. Im folgenden wird die Schichtbildung für diese beiden Extremfälle mittels einer 70 keV Co^{2+} -Implantation bei 400 °C untersucht. Dies dient zum einen dem weiteren Verständnis der Schichtbildung, und zum anderen kann bei der Verwendung von 1 μs Pulsen die minimale Dosis zur Bildung einer geschlossenen Schicht bestimmt werden. Diese kritische Dosis läßt sich nicht mit Computercodes wie TRIDYN [72] oder HDTRIM [208] bestimmen, da in Channeling-Richtung implantiert wird und die Defektbildung bzw. Defektausheilung berücksichtigt werden muß. Derartig komplexe Prozesse können z.Z. nur für kleine Dosen mit phänomenologischen Modellen (z.B. im Crystal-TRIM [212]) simuliert werden.

In Abbildung (5.11) werden ausgewählte REM-Aufnahmen aus einer solchen Serie für Implantationen mit einer Pixelzeit von 1 μs gezeigt. Für eine geringe Dosis sind kleine, teilweise nadelförmige CoSi_2 -Ausscheidungen zu erkennen. Auffallend ist, daß sich die Nadeln an den Kristallrichtungen des Si(111) orientieren. Bei einer Erhöhung der Dosis nimmt die Zahl der Nadeln stark ab, während die Zahl der Ausscheidungen an sich zunimmt. Es gibt viele kleine und wenige größere Ausscheidungen. Bei den größeren Ausscheidungen sind die Si(111)-Kristallrichtungen als Grenze der Ausscheidungen zu erkennen. Die Nadeln sind bei einer Dosis von $2.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ vollständig verschwunden, und vereinzelt Ausscheidungen haben deutlich an Größe gewonnen. Auch hier gilt wieder, daß bei den größeren Ausscheidungen die Si(111)-Kristallrichtungen die Randbegrenzung bilden. Bei einer weiteren Erhöhung der Dosis verschwinden die sehr großen Ausschei-

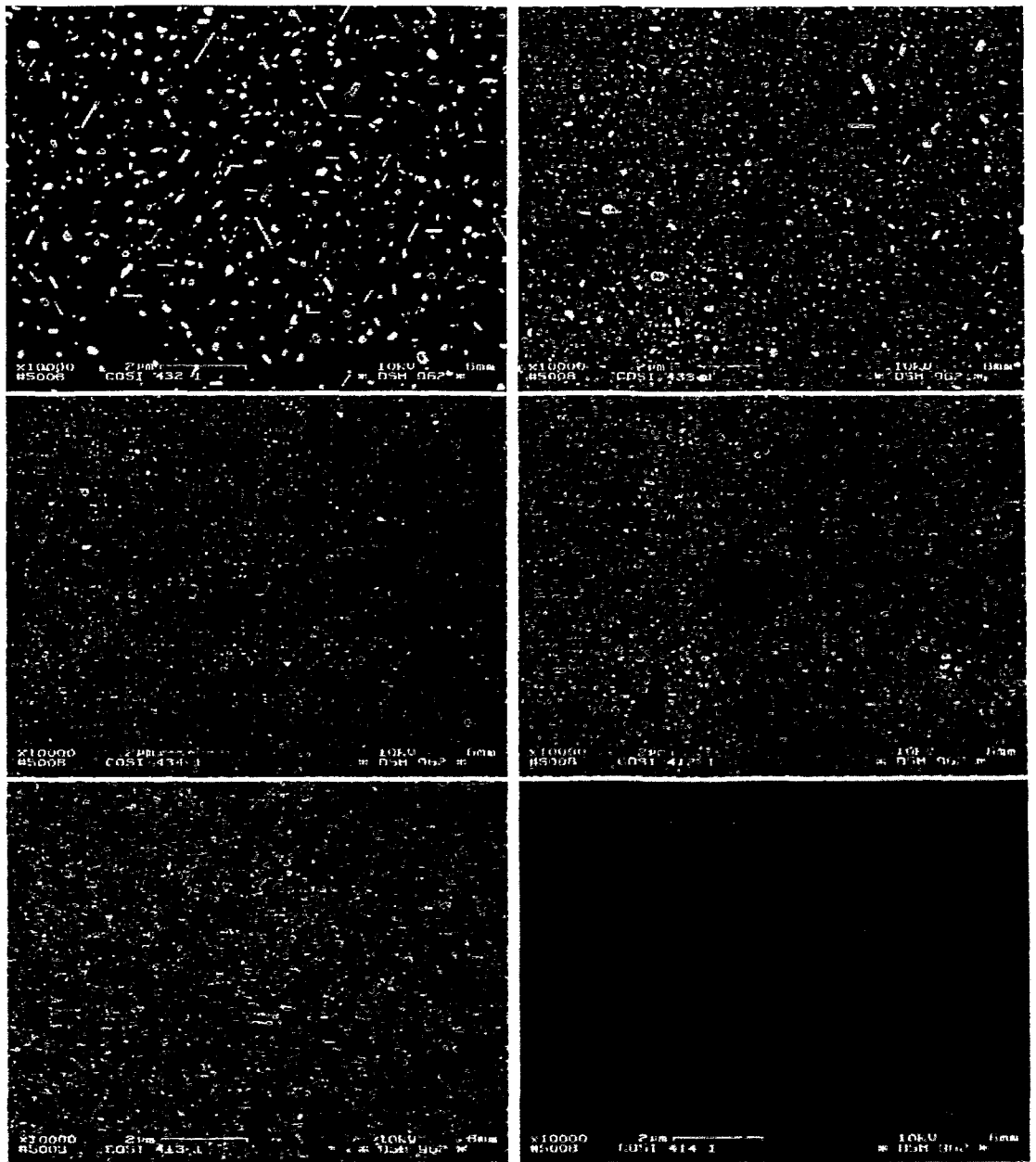


Abbildung 5.11: Dosisvariation bei 70 keV Co^{2+} -Implantation in Si(111) bei 400 °C, einem Strahldurchmesser von ≈ 300 nm, einem Strahlstrom von 0.53 nA und einer Pixelzeit von 1 μs . Die Proben wurden 60 min bei 600 °C und 30 min bei 1000 °C in einer N_2 -Atmosphäre getempert und 6 min mit CF_4 geätzt (RIE). Die verwendeten Dosen waren $1.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (ol), $2.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (or), $3.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (ml), $5.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (mr), $6.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (ul) und $7.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (ur).

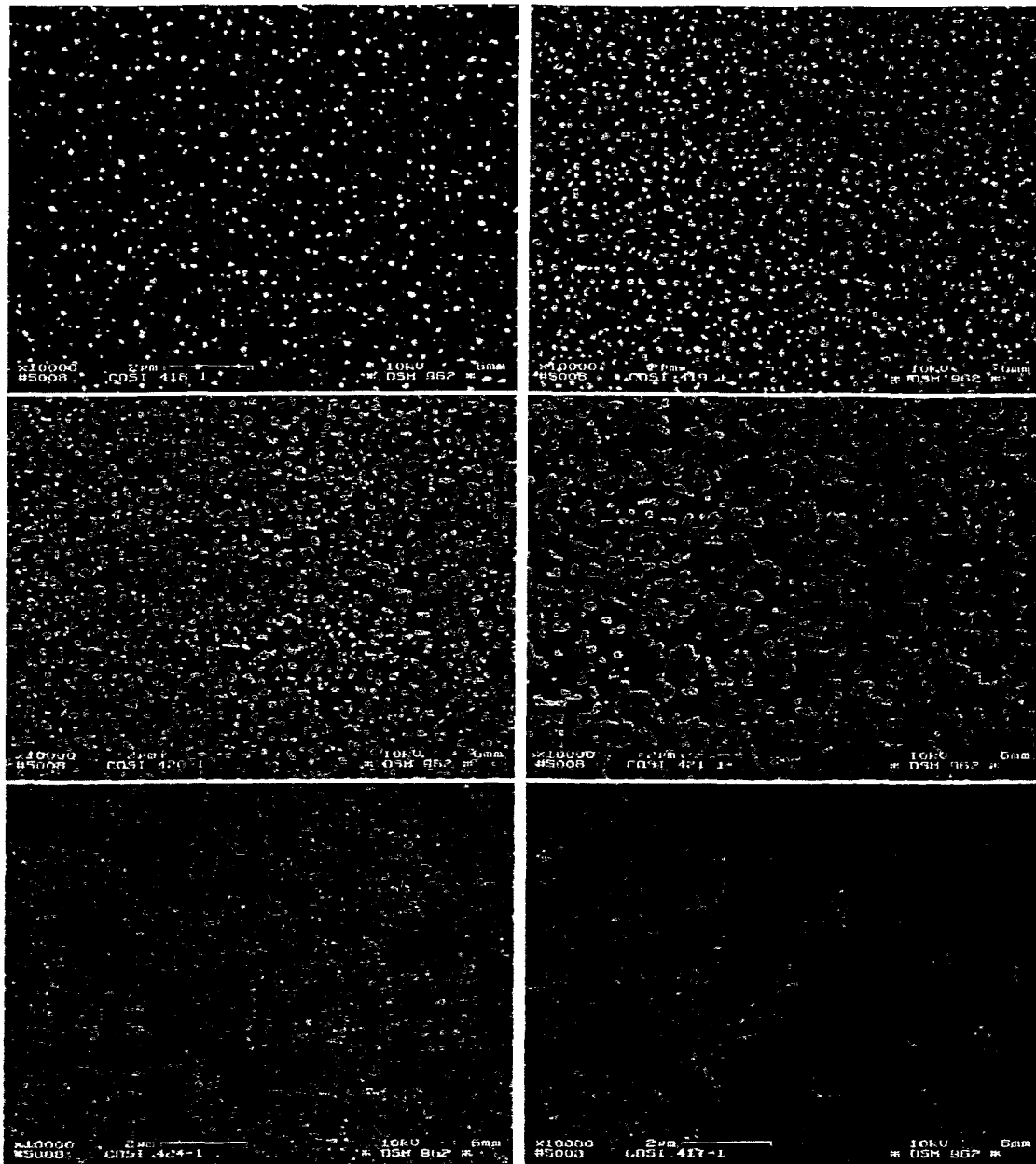


Abbildung 5.12: Dosisvariation bei 70 keV Co^{2+} -Implantation in Si(111) bei 400 °C, einem Strahldurchmesser von ≈ 300 nm, einem Strahlstrom von 0.53 nA und einer Pixelzeit von 250 μs . Die Proben wurden 60 min bei 600 °C und 30 min bei 1000 °C in einer N_2 -Atmosphäre getempert und 6 min mit CF_4 geätzt (RIE). Die verwendeten Dosen waren $1.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (ol), $2.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (or), $3.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (ml), $4.4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (mr), $7.7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (ul) und $9.9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (ur).

dungen wieder. Es bleiben nur kleine Ausscheidungen übrig, und es scheint, als ob viele dieser Ausscheidungen durch Zusammenwachsen noch kleinerer Ausscheidungen entstanden wären, da diese Ausscheidungen nicht konkav¹ sind. Für $\Phi = 6.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ existieren nur noch sehr wenige vereinzelt Ausscheidungen, aber es hat sich ein zusammenhängendes CoSi_2 -Netzwerk gebildet. Bei der letzten gezeigten Dosis gibt es überhaupt keine einzelnen Ausscheidungen mehr, sondern nur noch eine CoSi_2 -Schicht mit Löchern. In diesem Fall orientieren sich die Lochränder ebenfalls an den $\text{Si}(111)$ -Kristallrichtungen. Bei einer weiteren Erhöhung der Dosis schließen sich diese Löcher, und es bildet sich eine geschlossene Schicht. $\Phi_c = (9.0 \pm 0.4) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ wurde als minimale Dosis zur Bildung einer geschlossenen CoSi_2 -Schicht bestimmt.

Ein völlig unterschiedliches Verhalten zeigt sich bei Implantationen mit Pixelzeiten von $250 \mu\text{s}$ in Abbildung (5.12). Bei der kleinsten Dosis zeigen sich ausschließlich kleine isotrope Ausscheidungen, aber keine Nadeln. Mit steigender Dosis nimmt die Größe der Ausscheidungen zu und es bilden sich große, von Ausscheidungen freie Flächen. Dieses Verhalten gilt auch für eine Dosis von $3.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, wobei es hier so scheint, als wenn die ersten Ausscheidungen bereits zusammenwachsen. Bei einer weiteren Erhöhung der Dosis nimmt die Größe der Ausscheidungen drastisch zu. Eine netzwerkartige Struktur bildet sich bei einer Dosis von $7.7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, und für eine Dosis von $9.9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ liegt ein weiter verdichtetes Netzwerk vor. Bei der Implantation mit $1 \mu\text{s}$ hätte man für eine solche Dosis aber bereits eine geschlossene Schicht erzeugt. Weiterhin ist sehr auffällig, daß sich bei der Verwendung von $250\text{-}\mu\text{s}$ -Pixelzeiten die CoSi_2 -Ausscheidungen nie an den $\text{Si}(111)$ -Kristallrichtungen orientieren. Dies ist ein weiterer Beleg für die amorphisierte Silicium-Matrix. Da das Silicium keine einkristalline Struktur mehr aufweist, gibt es keine ausgezeichneten Grenzflächen niedrigster Energie mehr, und die Ausscheidungen wachsen isotrop, solange sie nicht durch die Tiefenverteilung der Kobalt-Ionen bzw. der kristallin-amorphen Grenzfläche begrenzt sind. Schon bei der kleinsten implantierten Dosis sind alle Ausscheidungen isotrop, so daß indirekt gefolgert werden kann, daß die Entscheidung über den Ausgang der Schichtbildung bereits in einem sehr frühen Stadium gefallen ist. Eine detaillierte Untersuchung des Zusammenhanges zwischen der Anfangsphase der Ionenimplantation und der abgeschlossenen Schichtbildung wird in Kapitel (5.5.3) durchgeführt.

Eine Auswertung der Flächenbelegung für die unterschiedlichen Pixelzeiten als Funktion der Dosis (Abbildung 5.13) zeigt ebenfalls sehr deutlich die verschiedene Entwicklung. Eine detaillierte Beschreibung der Auswertungsmethode findet sich in Anhang (B). Für die Pixelzeit von $1 \mu\text{s}$ findet man bei kleinen Dosen einen raschen Anstieg der CoSi_2 -Oberflächenbedeckung, der dann scheinbar in eine Sättigung übergeht. Bei implantierten Dosen kleiner $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ scheint es so, als sei Material verloren gegangen. Dabei ist unklar, ob Co-Diffusion, CF_4 -RIE oder die REM-Auflösung zu der geringen CoSi_2 -Bedeckung bei kleinen Dosen führt. Ab einer Dosis von $6.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ nimmt die Änderung der Oberflächenbedeckung pro eingebrachter Dosis wieder deutlich zu und läuft dann wieder langsam zu einer Bedeckung von eins. Die Zunahme der Steigung bei einer Dosis von $6.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ fällt zusammen mit dem Übergang von einzelnen Präzipitaten zu der

¹Es ist nicht gewährleistet, daß eine Gerade zwischen zwei Punkten innerhalb eines Präzipitates ausschließlich innerhalb eines Präzipitates verläuft.

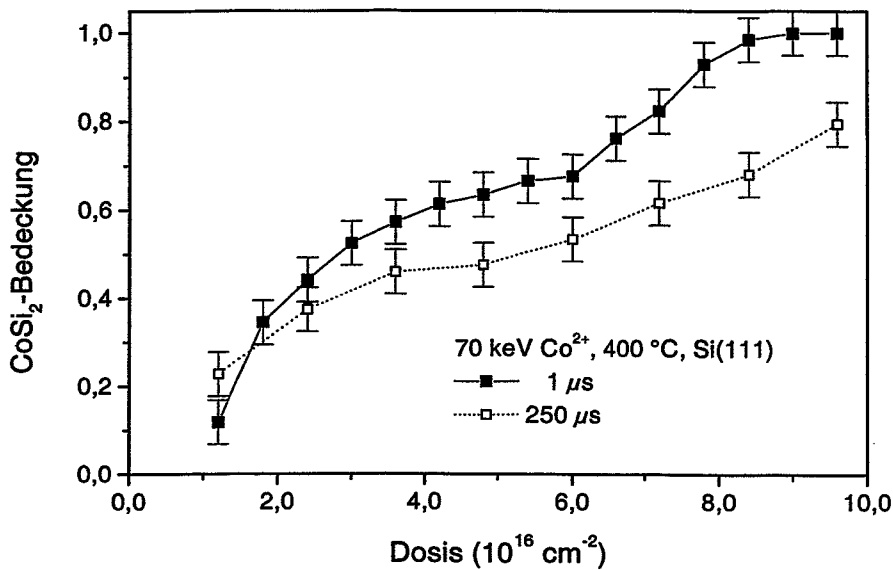


Abbildung 5.13: Bedeckungsgrad als Funktion der Dosis bei 70 keV Co^{2+} , 400 °C Implantationstemperatur, einem Strahldurchmesser von ≈ 300 nm, einem Strahlstrom von 0.53 nA und Pixelzeiten von 1 μs bzw. von 250 μs . Die Proben wurden 60 min bei 600 °C und 30 min bei 1000 °C in einer N_2 Atmosphäre getempert und anschließend 6 min mit CF_4 geätzt (RIE).

netzwerkartigen Struktur. Dies ist ein Indiz dafür, daß die Ausscheidungen nicht nur in der Ebene wachsen, sondern auch in die Tiefe. Als Perkolationsschwelle ergibt sich ein Wert von 0.65. Für unterschiedliche Implantationstemperaturen (370 °C – 415 °C) wurde kein Unterschied im Verhalten der Oberflächenbedeckung in Abhängigkeit der Dosis gefunden. Für eine Pixelzeit von 250 μs verhält sich hingegen die Zunahme der Bedeckung mit der Dosis im gemessenen Bereich nahezu linear. Bei kleinen Dosen entspricht die CoSi_2 -Bedeckung noch den Werten für Implantationen mit 1 μs . Mit zunehmender Dosis liegt die Bedeckung für die hohe Pixelzeit immer deutlicher unter der Bedeckung für die kleine Pixelzeit. Insbesondere gelingt es auch nicht mit einer Dosis von $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ und der hohen Pixelzeit, eine geschlossene Schicht zu erzeugen. Bei einer weiteren Erhöhung der Dosis ist auch nicht damit zu rechnen, daß eine geschlossene Schicht erzeugt werden kann, da im Verlauf dieses Abschnittes noch gezeigt werden wird, daß bereits bei einer Dosis von $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ die Sättigungskonzentration erreicht ist.

Eine RBS-Untersuchung mit der Kernmikrosonde (Abbildung 5.14) an as-implanted-Proben liefert an dieser Stelle weitere Informationen. Es ist wieder eine unterschiedliche Tiefe der Profile bei unterschiedlicher Pixelzeit zu erkennen. Bei den Implantationen mit einer Pixelzeit von 1 μs steigt die maximale Peakkonzentration linear mit der Dosis an, und das Silicium-Signal zeigt, daß sich eine vergrabene Struktur ausbildet. Dieses Verhalten ist identisch mit der Herstellung von CoSi_2 -Schichten durch konventionelle Ionenimplantation [194].

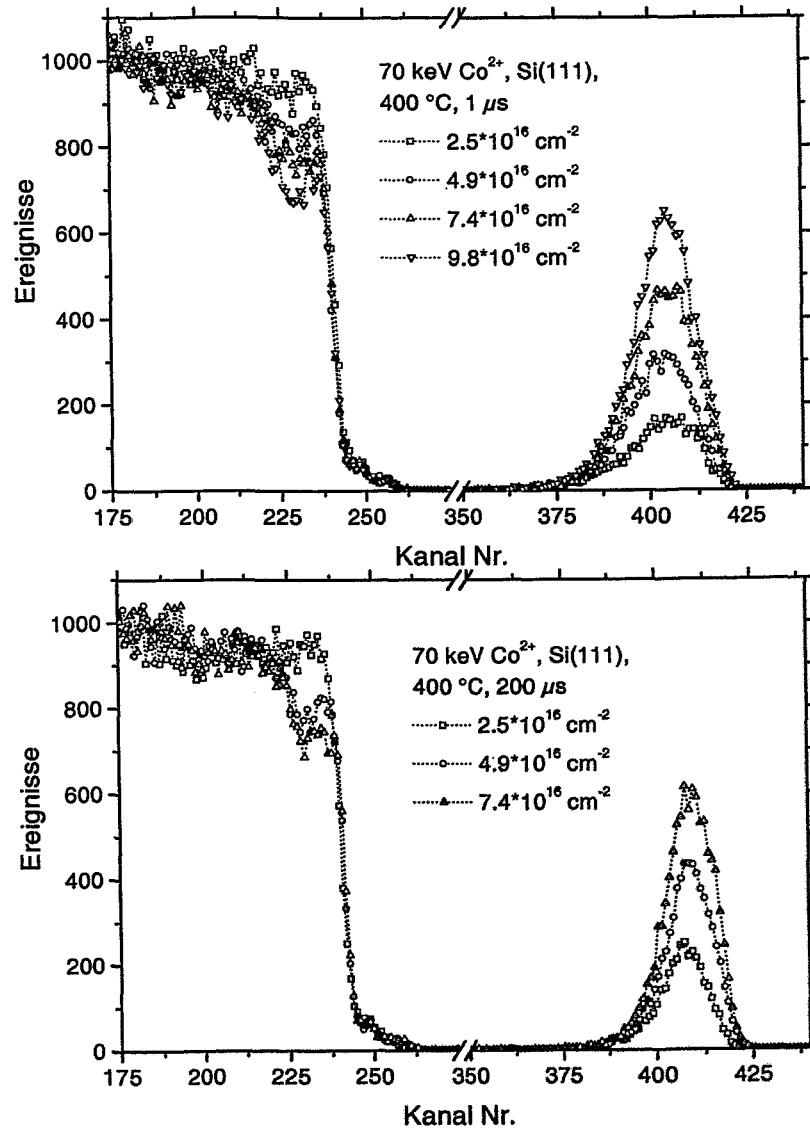


Abbildung 5.14: 3 MeV Li^{2+} -RBS-Spektren, gemessen mit einer Kernmikrosonde an 70 keV Co^{2+} -Implantationen in Si(111) bei 400 °C und unterschiedlichen Dosen. Der verwendete Strahldurchmesser war $\approx 300 \text{ nm}$ bei einem Strahlstrom von 0.48 nA. Oben: 1 μs Pixelzeit Unten: 200 μs Pixelzeit

Anders verhält es sich für die Implantationen mit einer Pixelzeit von 250 μs . Das Co-Profil ist deutlich schmaler, insbesondere für die kleinste Dosis ist ein drastischer Unterschied zur Implantation mit kurzer Pixelzeit zu sehen. Der Peak des Profils verschiebt sich mit steigender Dosis deutlich in Richtung Oberfläche, was auf ein verstärktes Zerstäuben der Oberfläche hindeutet. Das stimmt mit den Ergebnissen aus Kapitel (5.2) überein, die für längere Pixelzeiten einen erhöhten Zerstäubungskoeffizienten zeigen. Aus den Peak-

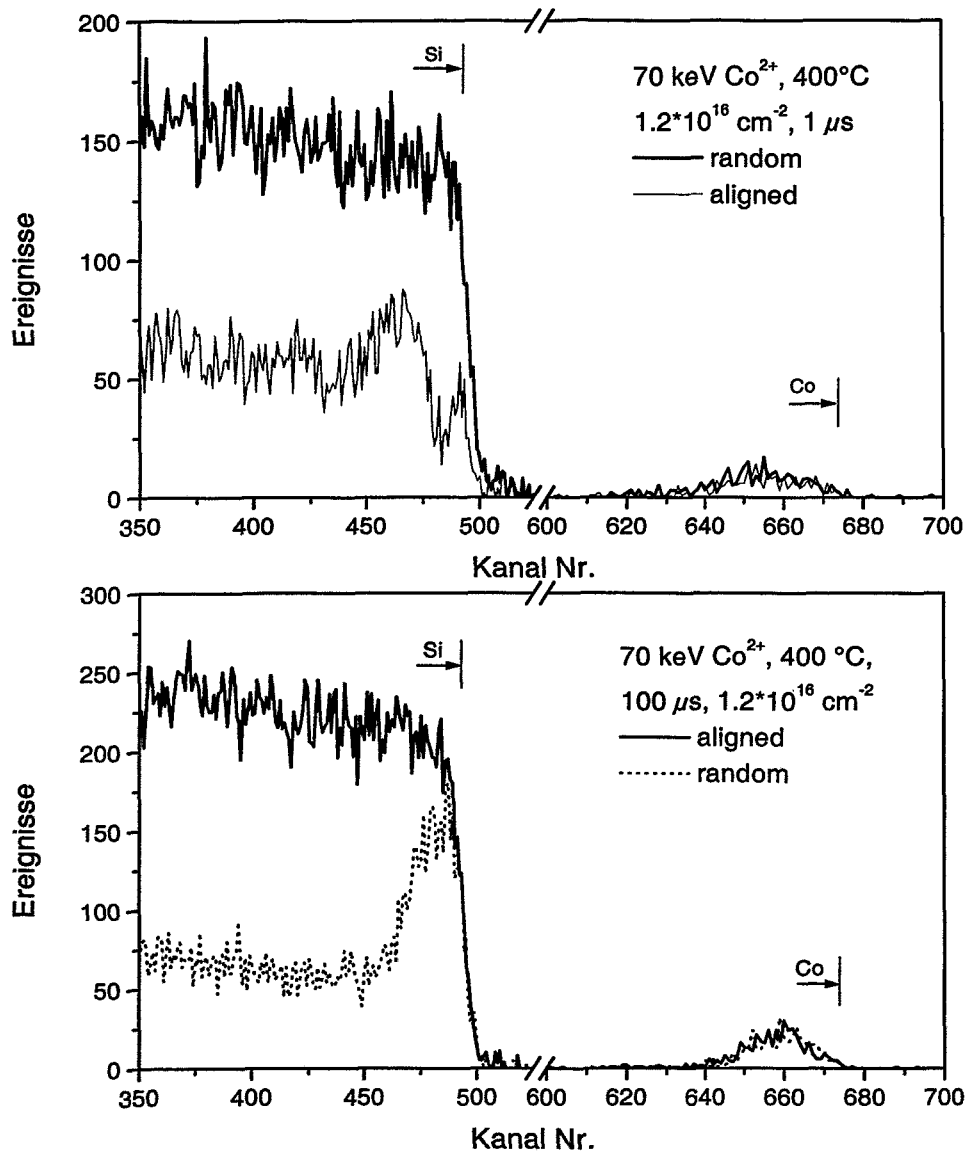


Abbildung 5.15: 1.7 MeV He^+ -RBS/C-Spektren, gemessen 70 keV Co^{2+} -Implantationen in $\text{Si}(111)$ bei 400 °C, einer Dosis von $1.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ und Pixelzeiten von 1 μs (oben) und 100 μs (unten). Der verwendete Strahldurchmesser war $\approx 300 \text{ nm}$ bei einem Strahlstrom von 0.6 nA.

Höhen zeigt sich, daß für die Implantation mit einer Pixelzeit von 250 μs die benötigte minimale Konzentration viel früher erreicht wird als für eine Implantation mit Pixelzeiten von 1 μs . Trotzdem gelingt es nicht, mit Pixelzeiten von 250 μs geschlossene CoSi_2 Schichten zu erzeugen, auch nicht bei einer Erhöhung der Dosis bis auf $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$.

In den bisher geschilderten RBS/C-Untersuchungen für die 35 keV Co^+ -Implantationen

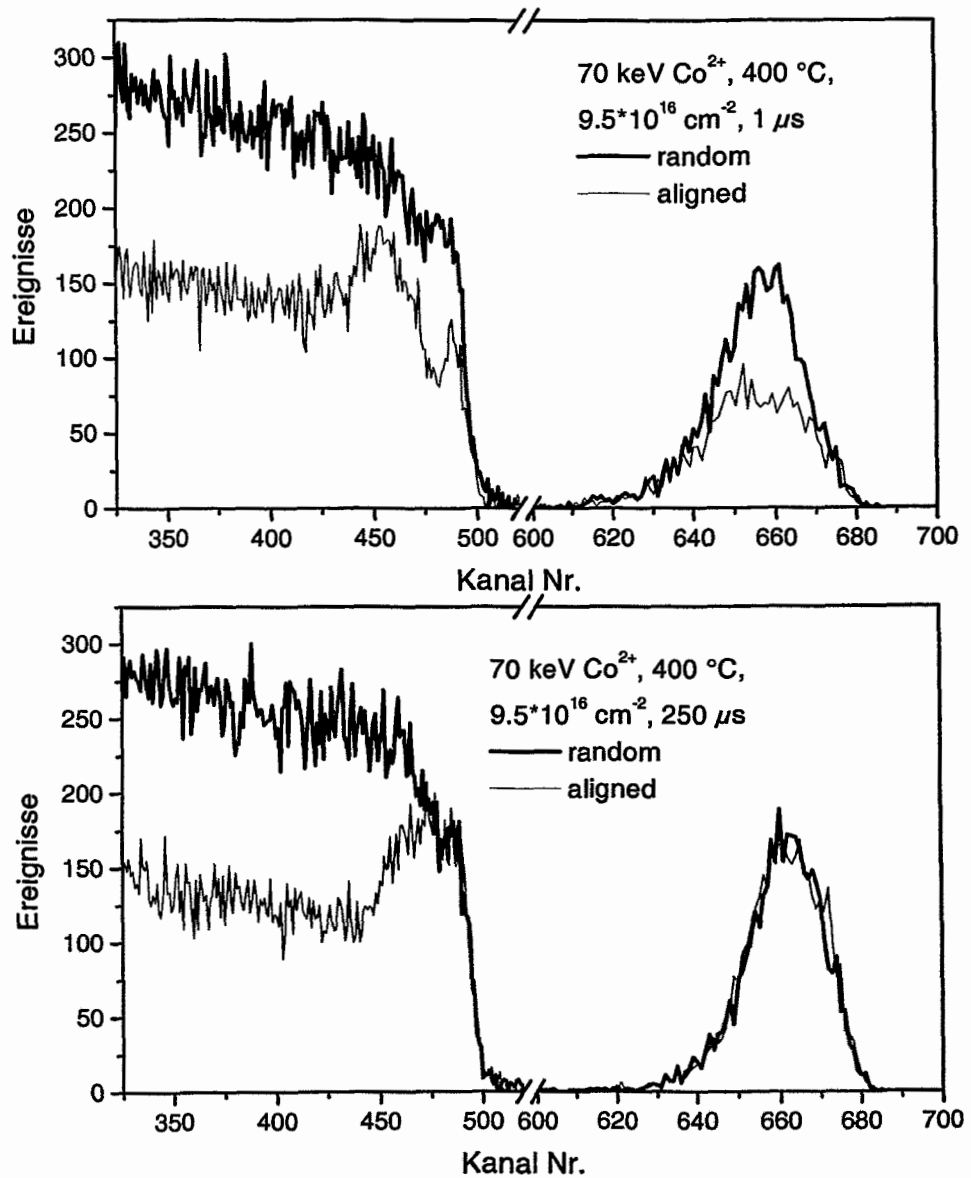


Abbildung 5.16: 1.7 MeV He^+ -RBS/C-Spektren, gemessen an 70 keV Co^{2+} -Implantationen in Si(111) bei 400 °C, einer Dosis von $9.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ und Pixelzeiten von 1 μs (oben) und 250 μs (unten). Der verwendete Strahldurchmesser war $\approx 300 \text{ nm}$ bei einem Strahlstrom von 0.6 nA.

wurde noch nicht gezeigt, daß auch ein kohärenter Einbau der Kobalt-Atome in das Silicium-Gitter während der Implantation stattfindet. Dafür kann es zwei Gründe geben: Zum einen ist aus der Literatur bekannt, daß bei kleineren Implantationsenergien der Einbau der Kobalt-Atome abnimmt [135] und zum anderen ist bekannt, daß der Einbau der Kobalt-Atome in die Silicium-Matrix mit steigender Dosis zunimmt [170, 193, 194]. Aus

diesem Grund wurde zuerst eine 70 keV Co^{2+} -Implantation mit einer kleinen Dosis von $1.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ bei 400°C und einer Pixelzeit von $1 \mu\text{s}$ für RBS/C-Messungen durchgeführt (Abbildung 5.15). Aufgrund der geringen Statistik für einen Meßkanal kann für den Einbau von Kobalt-Atomen nur ein integraler Vergleich herangezogen werden. Es zeigt sich, daß bei 70 keV Co^{2+} -Implantationen bereits ein χ_{min} von 79% erreicht wird. χ_{min} ist dabei definiert als integrale Zählrate des Kobalt-Peaks im aligned-Spektrum geteilt durch die integrale Zählrate des Kobalt-Peaks im random-Spektrum. Die FIB-Implantation verhält sich also wie die konventionelle Implantation: Mit steigender Implantationsenergie nimmt der Einbau von Kobalt Atomen zu. Ebenfalls in Abbildung (5.15) ist das RBS/C Ergebnis für eine Implantation unter identischen Bedingungen, aber mit einer Pixelzeit von $100 \mu\text{s}$, zu finden. Das Ergebnis zeigt das gleiche Verhalten wie im Fall der 35 keV Co-Implantation: Die Silicium-Deckschicht ist im Gegensatz zur Implantation mit der kurzen Pixelzeit amorphisiert, das Kobalt-Profil liegt weniger tief im Substrat und χ_{min} beträgt 100%.

Um einen Vergleich mit einer konventionellen Hochdosis-Implantationen zu ermöglichen, wurden zwei Proben mit einer Pixelzeit von $1 \mu\text{s}$ bzw. $250 \mu\text{s}$ mit 70 keV Co^{2+} bei 400°C und einer Dosis von $9.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ implantiert. Die Ergebnisse der RBS/C-Untersuchungen sind in Abbildung (5.16) dargestellt und zeigen für den Einbau der Kobalt-Atome eine deutliche Differenz für die unterschiedlichen Pixelzeiten. Bei $250 \mu\text{s}$ Pixelzeit sind erneut keine Kobalt-Atome eingebaut, während für eine Pixelzeit von $1 \mu\text{s}$ sich ein χ_{min} von 67% ergibt. Dies entspricht dem Wert des Kobalteinbaus bei konventioneller Implantation für kleine Energien [135, 195]. Auch im Fall der FIB-Implantation gilt, daß χ_{min} mit steigender Dosis sinkt, wie es bereits für konventionelle Implantation gezeigt wurde [193, 194, 209]. Dieser Effekt gilt zumindest für den Dosisbereich, der für die Ionenstrahlsynthese von Relevanz ist. Erst bei Dosen weit jenseits der kritischen Dosis zur Erzeugung geschlossener CoSi_2 -Schichten tritt mit einer Erhöhung der Dosis eine Verschlechterung von χ_{min} auf [193, 194]. Für die Schädigung im Silicium zeigt sich wiederum, daß nur für kurze Pixelzeiten die Deckschicht kristallin bleibt. Bei dieser Messung wird des weiteren deutlich, daß das Schadensprofil für die Implantation mit kurzen Pixelzeiten tiefer in das Silicium-Substrat reicht. Das ist mit der Kenntnis der unterschiedlichen Reichweiten für die Implantation mit verschiedenen Pixelzeiten verständlich, da für kurze Pixelzeiten die Reichweite der Kobalt-Ionen erhöht ist und somit das Substrat in größeren Tiefen geschädigt werden kann. Vergleicht man bei kurzer Pixelzeit die beiden unterschiedlichen

E_0	Φ	T	kurze Pixelzeit		lange Pixelzeit	
			χ_{min}	Si-Oberfläche	χ_{min}	Si-Oberfläche
35 keV	$2.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$	430°C	100 %	kristallin	100 %	amorph
70 keV	$1.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$	400°C	79 %	kristallin	100 %	amorph
	$9.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$	400°C	67 %	kristallin	100 %	amorph

Tabelle 5.1: Kristallinität und Einbau von Kobalt-Atomen in das Gitter für verschiedene Energien, Dosen und Pixelzeiten.

Dosen (Abbildung 5.15 und Abbildung 5.16), so zeigt sich, daß trotz einer achtfach höheren Dosis der Schaden im Silicium-Substrat um weniger als einen Faktor zwei zunimmt. Dabei ist noch nicht berücksichtigt, daß im Falle der hohen Dosis ein großer Anteil des Schadenspeaks im Silicium auf die Dekanalisation durch nicht in das Gitter eingebaute Kobalt-Atome zurückzuführen ist. Der Schaden nimmt also sublinear mit der Dosis zu.

Die Ergebnisse für die unterschiedlichen Implantationsenergien, Dosen und Pixelzeiten sind in Tabelle (5.1) zusammengefaßt.

5.3.1 TRIDYN-Simulation für lange Pixelzeiten

Ausgehend von den bisherigen Erkenntnissen, nach denen die Implantation mit langen Pixelzeiten schnell zu einer Amorphisierung des Silicium-Substrats führt, werden TRIDYN-Simulationen durchgeführt. Es wird eine 70 keV Kobalt-Implantation in Silicium simuliert und mit einer Implantation bei einer Pixelzeit von 250 μs verglichen.

Ein wesentlicher Parameter für die Simulation ist die Oberflächenbindungsenergie des Siliciums bzw. des Kobalts. Die TRIDYN-Resultate hinsichtlich der Zerstäubung sind von spezifischen Modellen (Energieverlust, Wechselwirkungspotential) abhängig [213]. In dieser Arbeit werden nicht die Sublimationsenthalpien für Silicium (4.7 eV) und Kobalt (4.43 eV) als Oberflächenbindungsenergien verwendet, sondern die Oberflächenbindungsenergien aus dem Experiment bestimmt. Mit dem FIB wurden $20 \cdot 20 \mu\text{m}^2$ große Löcher in Si(111)

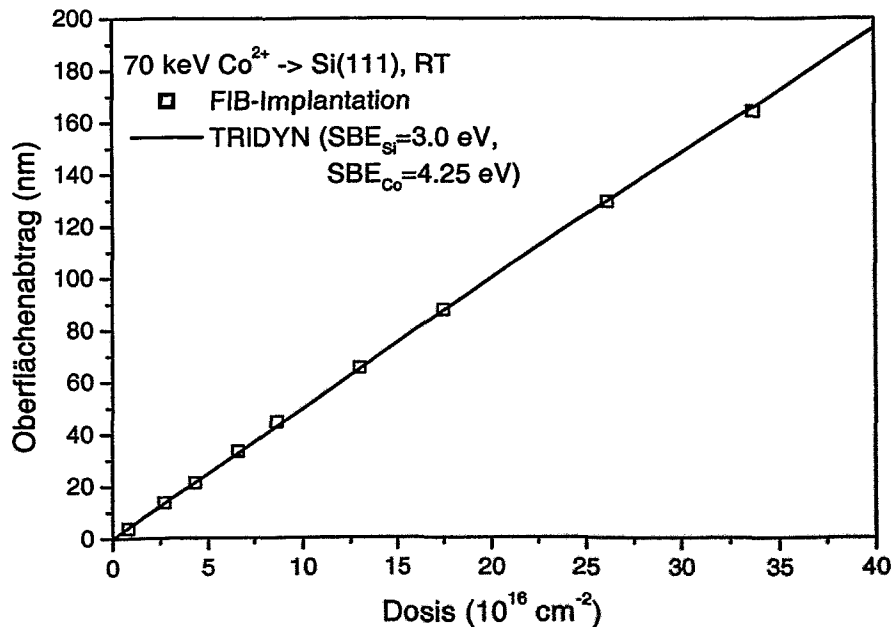


Abbildung 5.17: Vergleich eines 70 keV Co^{2+} -Zerstäubungsexperimentes mit einer TRIDYN-Simulation. Hinter den gezeigten Meßwerten verbirgt sich ein Mittelwert aus sechs Messungen. Als Oberflächenbindungsenergien wurden $\text{SBE}_{\text{Si}} = 3.0 \text{ eV}$ und $\text{SBE}_{\text{Co}} = 4.25 \text{ eV}$ verwendet.

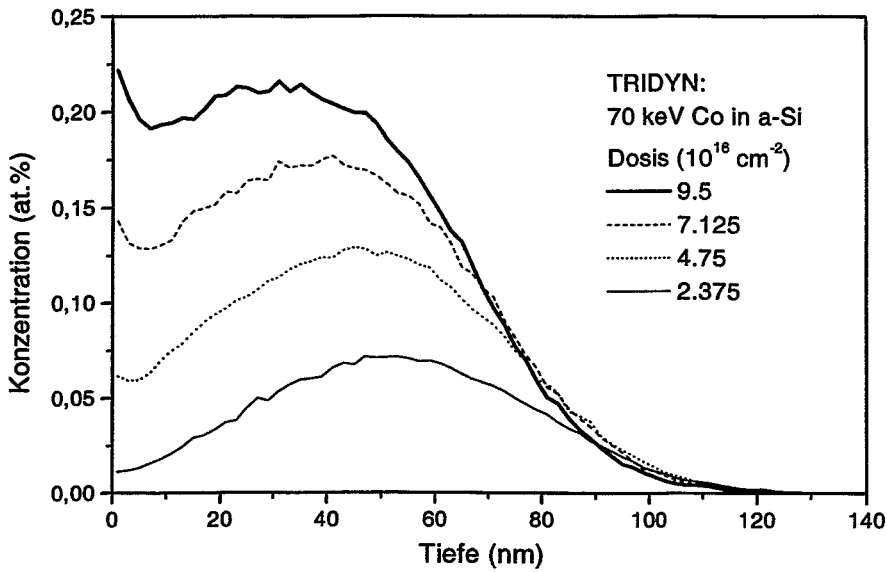


Abbildung 5.18: Tiefenprofile einer 70 keV $\text{Co} \rightarrow \text{a-Si}$ TRIDYN-Simulation mit $\text{SBE}_{\text{Si}} = 3.0 \text{ eV}$ und $\text{SBE}_{\text{Co}} = 4.25 \text{ eV}$.

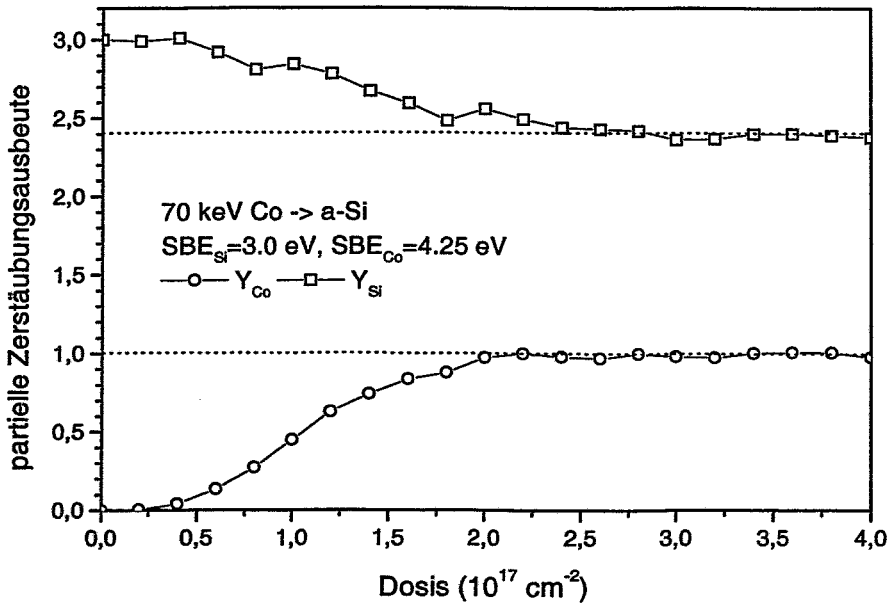


Abbildung 5.19: Partielle Zerstäubungsausbeuten einer 70 keV $\text{Co} \rightarrow \text{a-Si}$ TRIDYN-Simulation mit $\text{SBE}_{\text{Si}} = 3.0 \text{ eV}$ und $\text{SBE}_{\text{Co}} = 4.25 \text{ eV}$.

mit verschiedenen Dosen bei Raumtemperatur erzeugt. Bereits bei kleinen Dosen liegt eine Amorphisierung vor, und deshalb kann man am Verlauf der Kratertiefe über der eingebrachten Dosis die benötigten Oberflächenbindungsenergien anpassen. Als beste Anpassung

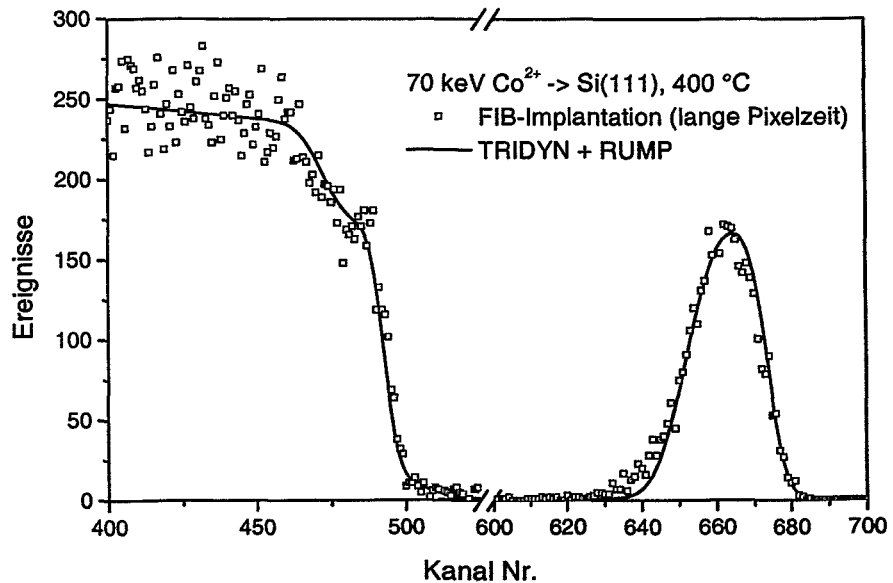


Abbildung 5.20: TRIDYN-Simulation einer $9.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, 70 keV Co-Implantation in a-Si (vgl. Abbildung 5.18) umgerechnet in ein RBS-Spektrum und mit einer Implantation bei einer Pixelzeit von $250 \mu\text{s}$ (Abbildung 5.16) verglichen.

TRIDYN 4.0 [72, 73]	TRIDYN [72, 73]	Sigmund	Bohdansky	SRIM-2000
$\text{SBE}_{\text{Si}} = 3.0 \text{ eV}$	$\text{SBE}_{\text{Si}} = 4.7 \text{ eV}$	[106]	[108]	[74]
$\text{SBE}_{\text{Co}} = 4.25 \text{ eV}$	$\text{SBE}_{\text{Co}} = 4.43 \text{ eV}$			
3.0	2.1	2.7	2.4	2.0

Tabelle 5.2: Vergleich verschiedener theoretischer Vorhersagen für Zerstäubungs- ausbeuten von 70 keV Kobalt-Implantation in Silicium.

wurde für Silicium eine Oberflächenbindungsenergie von $\text{SBE}_{\text{Si}} = (3.0 \pm 0.25) \text{ eV}$ gefunden bzw. für Kobalt $\text{SBE}_{\text{Co}} = (4.25 \pm 0.25) \text{ eV}$. Die Simulationen wurden mit einer "cutoff" Energie von $\text{EF}_{\text{Co,Si}} = 2.0 \text{ eV}$ und einer Volumenbindungsenergie von $\text{BE}_{\text{Co,Si}} = 0 \text{ eV}$ gerechnet. Weitere Details und die restlichen (Standard-) Werte der Simulation finden sich im Anhang (A) und in Referenz [73]. Der Vergleich zwischen Experiment und Simulation ist in Abbildung (5.17) gezeigt. Extrapoliert man den Zerstäubungskoeffizienten für $\Phi \rightarrow 0$, so erhält man $Y = 3.0$. Vergleicht man dies mit anderen theoretischen Vorhersagen (Tabelle 5.2), so stellt man fest, daß der mit TRIDYN bestimmte Wert am höchsten ist. Die Übereinstimmung mit dem Modell nach Sigmund ist aber immer noch ausgezeichnet.

Die Kobalt-Tiefenprofile, die sich aus diesen Oberflächenbindungsenergien ergeben, sind in Abbildung (5.18) gezeigt. Es fällt sofort auf, daß mit diesen Simulationsdaten Silicium preferentiell abgetragen wird und sich deshalb eine Anreicherung von Kobalt an der Oberfläche ergibt. Dies ist in Einklang mit Ergebnissen für konventionelle Implan-

tion [193]. Weiterhin zeigen die berechneten Tiefenprofile, daß eine Sättigung der Kobalt-Konzentration bei einer Dosis von etwa $2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ erreicht ist. Dieser Effekt ist ebenfalls deutlich in Abbildung (5.19) zu sehen. Die partiellen Zerstäubungsausbeuten für Silicium Y_{Si} und Kobalt Y_{Co} gehen etwa bei einer Dosis von $2.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ in einen konstanten Wert über. Der Wert für Kobalt geht gegen eins. Das zeigt, daß die maximal mögliche Konzentration eingebracht wurde, da für jedes eingeschossene Kobalt-Ion auch ein Kobalt-Atom zerstäubt wird. Der Wert für Y_{Si} geht gegen 2.4, was dem Wert entspricht, der üblicherweise bei FIB-Implantationen gemessen wird, also $Y_{\text{Si}} = Y_{\text{M},\infty}$ (vgl. Abschnitt 4.2). Aus dem Tiefenprofil in Abbildung (5.18) wird mit dem RUMP-Computercode [181] ein random RBS-Spektrum berechnet und mit dem gemessenen random Spektrum aus Abbildung (5.16) verglichen (Abbildung 5.20). Es zeigt sich eine hervorragende Übereinstimmung zwischen gemessenem und simuliertem random RBS-Spektrum. Dies ist ein weiterer Hinweis darauf, daß die Amorphisierung des Si(111) in einem sehr frühen Stadium geschieht, und daß die as-implanted Kobalt-Tiefenprofile allein durch ballistische Effekte entstehen. Die Diffusion in Tiefenrichtung spielt nur eine untergeordnete Rolle. Es scheint so, als ob die Diffusion der Kobalt-Atome auf den amorphisierten Bereich beschränkt ist. Falls es durch chemische Reaktionen im amorphen Material zu einer Dichteänderung kommt, so sind die Tiefenangaben in Abbildung (5.18) fehlerhaft. Das berechnete random RBS-Spektrum in Abbildung (5.20) ist von einer solchen Dichteänderung nicht betroffen, da für die RUMP-Simulation nur die Flächendichten verwendet werden.

5.3.2 TRIDYN-Simulation für kurze Pixelzeiten – Einfluß der Kanalisierung

Eine offene Frage ist noch, inwieweit die Kanalisierung der Kobalt-Atome die Verschiebung der Kobalt-Profile für kurze Pixelzeiten im Vergleich zu langen Pixelzeiten beeinflusst. Zu diesem Zweck wurden für eine TRIDYN-Simulation die Oberflächenbindungsenergien für kristallines Silicium² durch Zerstäubungsexperimente mit Implantationen bei erhöhter Temperatur und kurzer Pixelzeit bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abbildung (5.21) für die Implantation von 70 keV Co^{2+} in Si(111) bei 400 °C zusammengefaßt. Als Oberflächenbindungsenergien ergeben sich $\text{SBE}_{\text{Si}} = (5.0 \pm 0.25) \text{ eV}$ und $\text{SBE}_{\text{Co}} = (6.0 \pm 1.0) \text{ eV}$. Die hohe Unsicherheit in SBE_{Co} kommt dadurch zustande, daß die Kobalt-Konzentration an der Oberfläche auch für höhere Dosen sehr gering ist.

Aus diesen Daten und mit Hilfe des RUMP-Computercodes wurde ein random RBS-Spektrum für die in Abbildung (5.16) gezeigte Implantation bei 1 μs berechnet und mit den Meßdaten verglichen (Abbildung 5.22). Eine Dichteänderung wurde, da sie das RBS-Spektrum nicht beeinflusst (siehe oben), nicht berücksichtigt. Wie man leicht erkennt, reicht die Absenkung des Zerstäubungskoeffizienten nicht aus, um die Verschiebung des Profils bei kurzen Pixelzeiten zu erklären. Diffusion kann nicht die Ursache dieses Prozesses sein, da keine Verbreiterung des Profils zu erkennen ist. Vor allem wurde nie Diffusion in diesem starken Maße in Experimenten mit konventioneller Ionenimplantation unter einem Ein-

²Innherhalb dieses Abschnittes wird diskutiert werden, ob dies wegen eventueller Channeling-Effekte überhaupt zulässig ist.

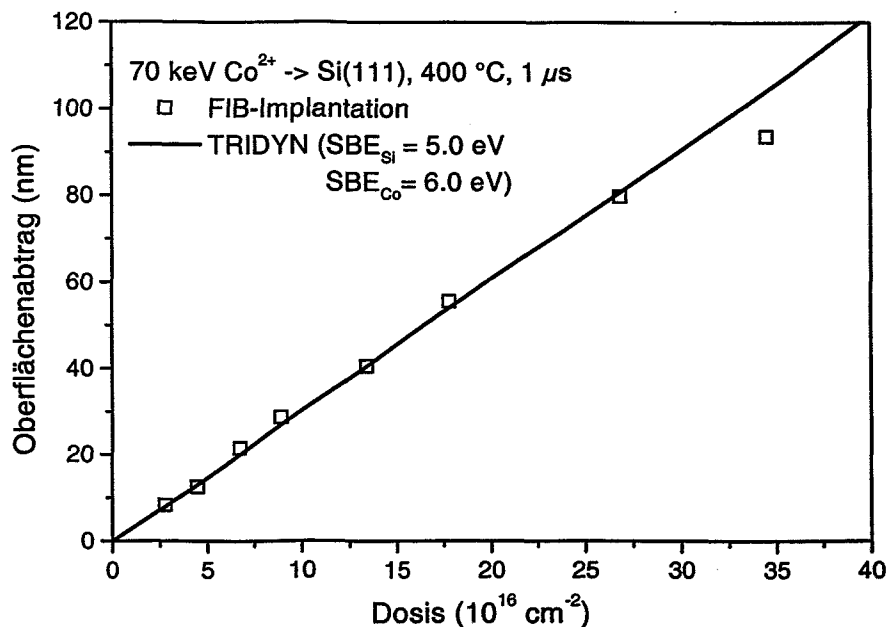


Abbildung 5.21: Vergleich eines 70 keV Co^{2+} -Zerstäubungsexperimentes bei 400 °C und einer Pixelzeit von 1 μs mit einer TRIDYN-Simulation. Als Oberflächenbindungsenergien wurden $\text{SBE}_{\text{Si}} = 5.0 \text{ eV}$ und $\text{SBE}_{\text{Co}} = 6.0 \text{ eV}$ verwendet.

schußwinkel von 7° beobachtet. Und es war immer möglich, die Tiefenprofile mit HDTRIM [214] (BCA, amorphes Material) zu simulieren, solange die Kobalt-Konzentration unterhalb der stöchiometrischen Konzentration von CoSi_2 lag [135, 194, 208]. Es kommt also nur Channeling als Ursache für die Verschiebung des Profils in Frage. Und damit ist auch die Berechnung des Oberflächenabtrags als Funktion der Dosis fehlerhaft: Bei gechannelter Implantation ist die nukleare Energiedeposition pro Tiefenintervall geringer und TRIDYN ist nicht mehr geeignet, um diese Implantationsprozesse zu simulieren.

Eine Simulation der Tiefenprofile unter Berücksichtigung der Kanalisierung ist für eine kurze Pixelzeit nicht möglich, da die aktuelle Kristallinität der Probe während der Implantation unbekannt ist und somit eine Kanalisierung der eingeschossenen Kobalt-Atome nicht richtig wiedergegeben werden kann. Da die Defekte dynamisch ausheilen, müßte eine Simulation die vollständige Defektevolution berücksichtigen, was z.Z. nicht möglich ist. Weiterhin ist unklar, inwieweit die Kobalt-Atome während der Implantation bereits eingebaut sind, bzw. wie lange es dauert bis ein Kobalt-Atom in das Silicium-Gitter eingebaut wird, nachdem es implantiert wurde. Sobald die Nukleation und das Wachstum von CoSi_2 -Präzipitaten berücksichtigt werden soll, treten zwei zusätzliche Probleme auf: Erstens erfordert die Simulation der Präzipitatbildung eine dreidimensionale Betrachtung und zweitens erzeugen die Präzipitate Spannungsfelder [136, 215], die ebenfalls einen Einfluß auf die Kanalisierung der Kobalt-Ionen haben können. Bei der konventionellen Implantation von 50 keV Co mit einer Dosis von $7.8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ gelang es Dekempeneer

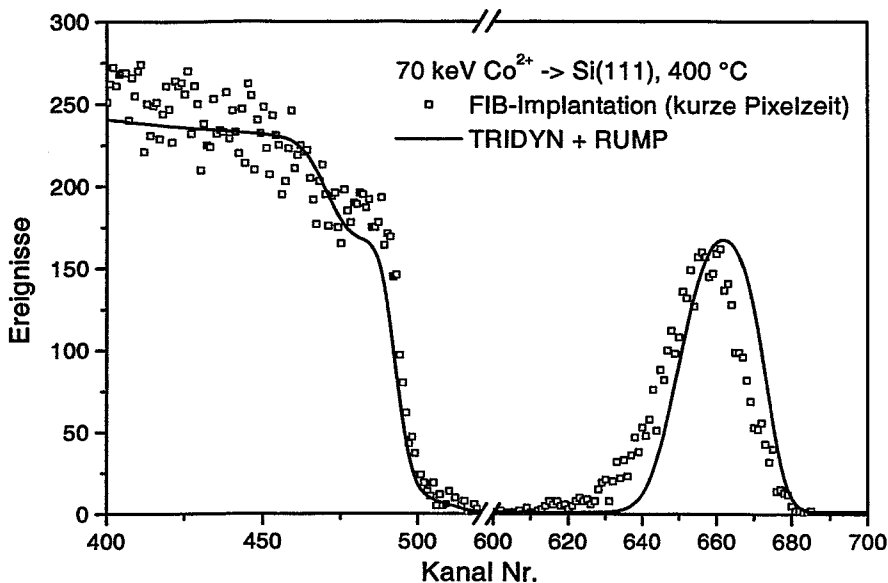


Abbildung 5.22: TRIDYN-Simulation einer $9.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, 70 keV Co-Implantation in a-Si (vgl. Abbildung 5.18) umgerechnet in ein RBS-Spektrum und mit einer Implantation bei einer Pixelzeit von $1 \mu\text{s}$ (Abbildung 5.16) verglichen.

et al. [216] unter Verwendung des Monte-Carlo-Programmes MARLOWE [217], die kanalisierte Kobalt-Implantation zu simulieren. Für höhere Implantationsdosen ist dies nicht gelungen.

Zusammenfassend kann aber dennoch festgestellt werden, daß trotz eines Materialeintrages von $\approx 20 \text{ at.}\%$ im Maximum der Tiefenverteilung die Kristallinität der Silicium-Probe so weit erhalten bleibt, daß die Kanalisierung der Kobalt-Ionen einen Einfluß auf die Reichweite hat. Dies ist um so erstaunlicher, wenn man bedenkt, daß bereits eine Dosis von $8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ bei LN_2 -Temperatur ausreichend ist, um das Silicium-Substrat zu amorphisieren (siehe Kapitel 8.2).

5.4 Kristallstruktur nach der Temperung

Entscheidend für die Güte einer CoSi_2 -Schicht ist die Kristallinität der Schicht nach einer Temperung. Deshalb wurden RBS/C-Untersuchungen an getemperten Proben (60 min bei $600 \text{ }^\circ\text{C}$ und 30 min bei $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ in N_2) durchgeführt. Die Implantation wurde mit 70 keV Co^{2+} bei $400 \text{ }^\circ\text{C}$ für eine Pixelzeit von $1 \mu\text{s}$ bzw. $250 \mu\text{s}$ durchgeführt. Der verwendete Ionenstrom war 0.6 nA , der Strahldurchmesser war $\approx 300 \text{ nm}$ und die Dosis betrug $9.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ für beide Proben (vgl. Kapitel 5.3). Die Ergebnisse sind in Abbildung (5.23) gezeigt.

Für die Implantation mit einer Pixelzeit von $1 \mu\text{s}$ ist im Rahmen der Energieauflösung deutlich ein kastenförmiges Co-Profil zu erkennen, das unter einer kristallinen Silicium-Schicht vergraben ist. Die Kristallinität des Silizids ist mit $\chi_{\text{min}} = 7\%$ vergleichbar mit

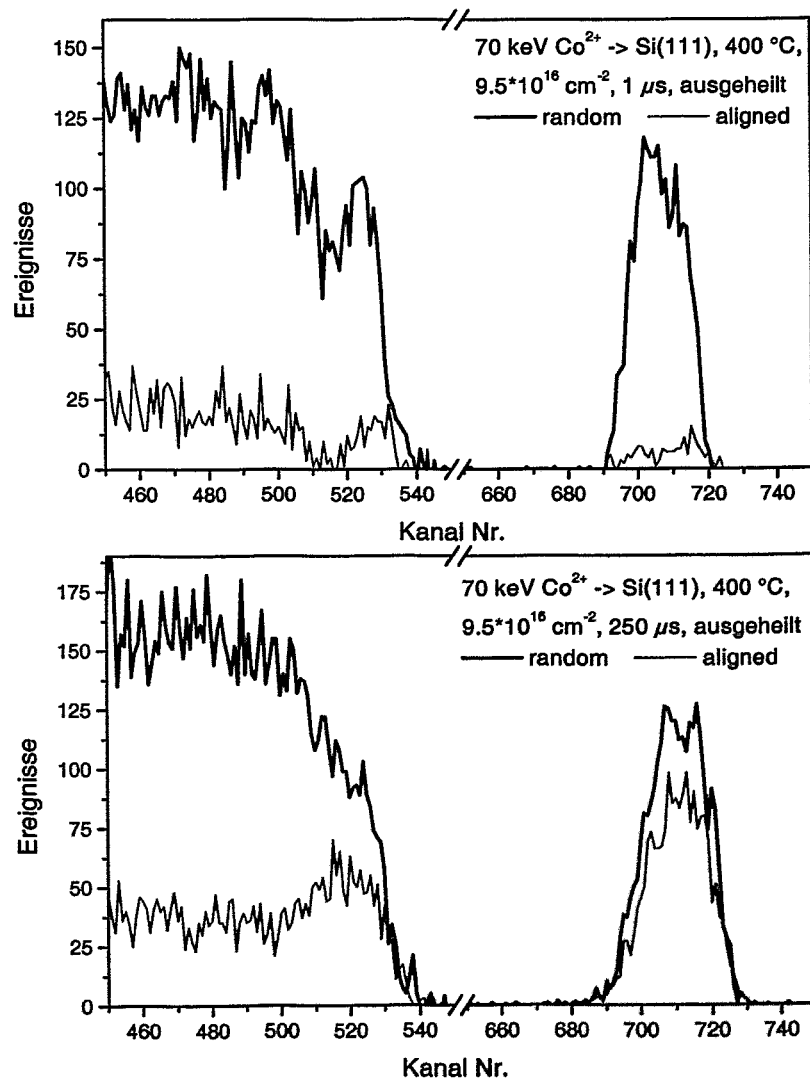


Abbildung 5.23: RBS/C-Spektren von 70 keV Co^{2+} implantierten Si(111)-Proben bei 400 °C und einer Dosis von $9.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Der Ionenstrom war 0.6 nA, der Strahldurchmesser $\approx 300 \text{ nm}$ und die verwendeten Pixelzeiten waren 1 μs (oben) bzw. 250 μs (unten). Die Proben wurden 60 min bei 600 °C und 30 min bei 1000 °C in N_2 getempert.

der Kristallqualität von CoSi_2 -Schichten, die mit konventioneller Implantation bei vergleichbaren Implantationsparametern hergestellt wurden [168, 194]. Im Vergleich zu nicht kanalisierter Implantation bei 70 keV [218] ist die Kristallinität etwas geringer. Eine Verbesserung der Schichtqualität aufgrund der kanalisierten Implantation, wie im Falle von Er- oder Gd-Implantation [169], wurde nicht gefunden. Ebenfalls von hoher Kristallqualität ist die Silicium-Deckschicht. Die Implantation mit einer Pixelzeit von 250 μs zeigt

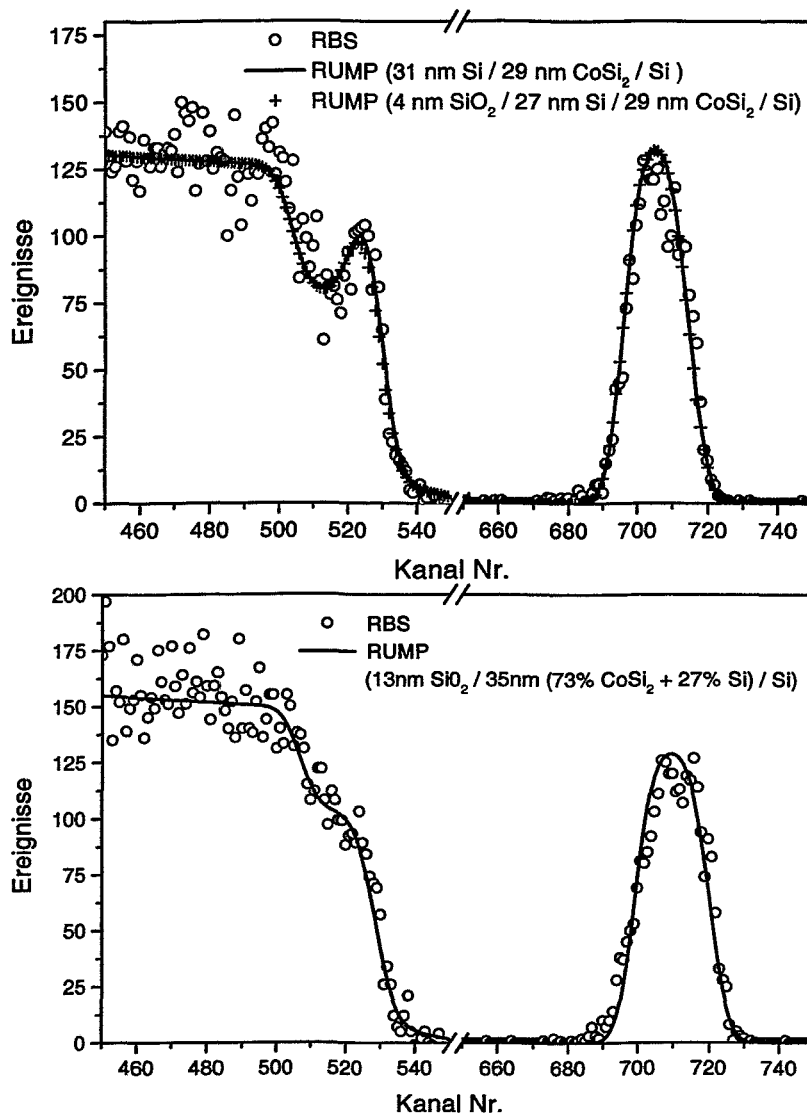


Abbildung 5.24: Random RBS-Spektren und RUMP-Simulation der Schichten aus Abbildung (5.23).

keine vergrabene CoSi_2 -Schicht. Das Kobalt-Profil ist breiter und flacher als im Falle der Implantation mit kurzer Pixelzeit. Die Kristallinität ist mit $\chi_{\min} = 72\%$ schlechter als bei der as-implanted Probe mit kurzer Pixelzeit (Abbildung 5.16, oben). Daher liegt die Vermutung nahe, daß eine polykristalline Schicht erzeugt wurde.

Zur weiteren Analyse wurden die random-RBS-Spektren mit simulierten Spektren verglichen (Abbildung 5.24), d.h. die mit kurzer Pixelzeit mit einem Schichtsystem [31 nm Si/29 nm CoSi_2 /Si-Substrat] bzw. mit einem Schichtsystem [4 nm SiO_2 /27 nm Si/29 nm CoSi_2 /Si-Substrat], bei dem noch eine dünne Oxid-Schicht angenommen wurde. Diese

beiden Simulationen sind durch die Energieauflösung nicht zu unterscheiden. Der direkte Nachweis von Sauerstoff ist im Rahmen dieser RBS/C-Messung nicht möglich, da die im AZ4562 vorhandene Sauerstoffkonzentration (vgl. Kapitel 4.1.1) zu hoch ist, als das sich daneben eine solch geringe Sauerstoffkonzentrationen nachweisen lassen würde. Von einer Oxidation des Siliciums aufgrund der Restfeuchte im Quarzrohr während der Temperung kann aber ausgegangen werden. Die Simulation zeigt, daß eine stöchiometrische CoSi_2 -Schicht erzeugt wurde, und daß sich das Implantationsprofil zu einer geschlossenen Schicht zusammengezogen hat. Die Implantation mit langer Pixelzeit wurde durch ein Schichtsystem [13 nm SiO_2 /35 nm (73% CoSi_2 + 27% Si)/Si-Substrat] simuliert. Die Annahme, daß es sich auch hier um CoSi_2 handelt, ist berechtigt, da bekannt ist, daß CoSi_2 die einzig stabile Co-Si-Phase nach dieser Temperaturbehandlung ist [219, 220, 221]. Es fällt auf, daß eine deutlich dickere Oxidschicht benötigt wird, um das gemessene RBS-Spektrum zu simulieren. Dafür gibt es zwei bekannte Gründe: Zum einen ist bekannt, daß geschädigtes Silicium schneller oxidiert als ungeschädigtes Silicium [222] und zum anderen oxidiert CoSi_2 schneller als Silicium [223, 224]. Die Ursache ist darin zu suchen, daß die Adsorptionswahrscheinlichkeit für Co bzw. Co-Si Verbindungen deutlich höher ist als für reines Silicium [225], und da bereits im as-implanted Zustand Co an der Oberfläche vorliegt, ist eine schnellere Oxidation und damit einer dickere Oxid-Schicht, im Vergleich zur Probe, die mit kurzer Pixelzeit hergestellt wurde, verständlich. Des weiteren ist auffällig, daß in der Silicidschicht nicht die Stöchiometrie von CoSi_2 erreicht wurde. Aus der Literatur ist bekannt, daß oberhalb von 500 °C nach einer längeren Temperung nur CoSi_2 als einzige Co-Si Verbindung übrig bleibt [219, 220, 221], und deshalb wird für die Simulation davon ausgegangen, daß eine amorphe oder polykristalline CoSi_2 -Schicht mit Löchern, wie es die REM-Aufnahmen zeigen, vorliegt. Für amorphes Silicium verläuft die CoSi_2 -Bildung auch schneller als im kristallinen Silicium [226]. Die Simulation zeigt unter dieser Annahme, daß im Vergleich zur Probe mit kurzer Pixelzeit die CoSi_2 -Schicht verbreitert ist und 27% dieser Schicht aus Löchern besteht. Die Verbreiterung der Schicht ist verständlich, da das überschüssige Kobalt (aus den Löchern) am Rand der Schicht angelagert wird. Der prozentuale Anteil der Löcher ist in guter Übereinstimmung mit den gemessenen 79% Oberflächenbedeckung einer CoSi_2 -Schicht für lange Pixelzeiten bei einer Dosis von $9.9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (Abbildung 5.13). Extrapoliert man linear auf den Wert einer Implantation mit einer Dosis von $9.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (gestrichelte Linie in Abbildung 5.13), so erhält man 76% Oberflächenbedeckung. REM- und RBS-Analyse ergeben somit eine sehr gute Übereinstimmung bei nur einen Unterschied von 3% in der Oberflächenbedeckung.

5.5 Implantationstemperatur

Die bisherigen Ergebnisse zeigen, daß die Schadenserzeugung und die dynamische Ausheilung für die Bildung von geschlossenen CoSi_2 -Schichten von großer Bedeutung sind. Die folgenden Abschnitte beschäftigen sich mit dem Ausheilen von Defekten bei verschiedenen Temperaturen. Dabei wird sowohl das Ausheilen in einem Implantationspuls als auch das Ausheilen zwischen zwei Implantationspulsen betrachtet. Besonders aufmerksam wird dabei die Korrelation von Schädigung und CoSi_2 -Schichtbildung beobachtet.

ecke die Schichten zeigen, die bereits aufgerissen sind. Die kritische Pixelzeit

$$t_{d,c} = \frac{t_d^{\max,c} + t_d^{\min,d}}{2} \quad (5.5)$$

wird über die maximal gemessenen Pixelzeit $t_d^{\max,c}$, die zu einer geschlossenen Schicht führt, und die minimal gemessenen Pixelzeit $t_d^{\min,d}$, die zu einer zerstörten Schicht führt, definiert. Die kritische Pixelzeit $t_{d,c}$ hängt wie erwartet von der Implantationstemperatur ab. Dabei ist die Abhängigkeit zwischen $t_{d,c}$ und der Temperatur exponentiell.

$$t_{d,c}(T) \propto \exp(T) \quad (5.6)$$

Es muß noch angemerkt werden, daß durch die Variation von t_d auch die Pause t_p verändert wird (siehe auch Abbildung 5.1). Eventuell muß auch dieser Einfluß berücksichtigt werden. Es kann aber gefolgert werden, daß ein Ausheilen des Kristallschadens während eines Pulses sehr effektiv ist, da sich sonst $t_{d,c}$ nicht mit der Temperatur verschieben dürfte. Folglich ist die Erklärung des Abschnittes (5.1) auf der Basis von Jackson [203] nicht ausreichend zur Erklärung des Pixelzeiteffekts. Es ist also zumindest erforderlich, auf Rattengleichungen zurückzugreifen, um die gefundenen Effekte beschreiben zu können. Die

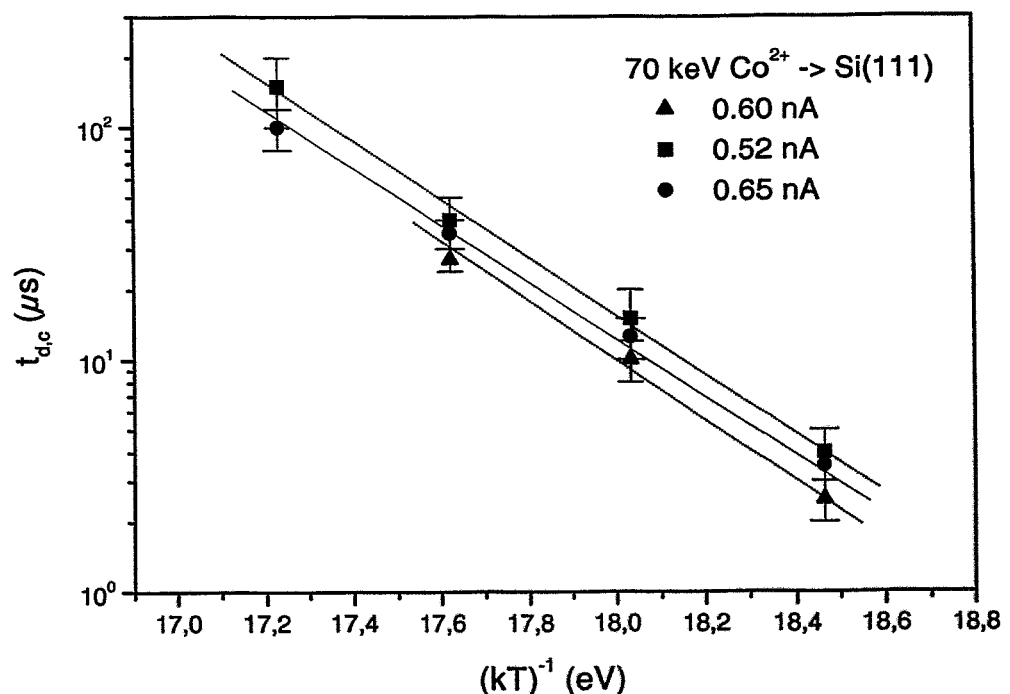


Abbildung 5.26: CoSi₂-Schichtwachstum bei 70 keV Co²⁺-Implantationen in Si(111) bei verschiedenen Temperaturen und Pixelzeiten. Der verwendete Strahldurchmesser betrug ≈ 300 nm bei einem Strahlstrom von 0.52 nA, 0.6 nA und 0.65 nA. Die Proben wurden wie in Abbildung (5.25) ausgewertet und in einem Arrheniusplot dargestellt.

Temperaturabhängigkeit der kritischen Pixelzeit $t_{d,c}$ legt die Vermutung nahe, daß durch Implantation mit FIB indirekt die Möglichkeit besteht, auf Zeitkonstanten für das Ausheilen von Defekten zu schließen.

Werden mehrere Implantationsserien als Arrheniusplot (Abbildung 5.26) aufgetragen und in Form einer Aktivierungsenergie interpretiert, so stellt man fest, daß sich die Anstiege der Geraden, also die Aktivierungsenergie E_A^{td} , nicht unterscheiden. Die kritische Pixelzeit $t_{d,c}$ hingegen ist für eine feste Temperatur verschoben. Insgesamt ergibt sich

$$t_{d,c} = S \cdot \exp\left(-\frac{E_A^{td}}{k_B T}\right) \quad (5.7)$$

als kritische Pixelzeit für die Schichtbildung, mit $E_A^{td} = (2.9 \pm 0.3)$ eV und S als Faktor, der die Strahleigenschaften beschreibt. Unter Strahleigenschaften ist dabei insbesondere der Ionenstrom und das Strahlprofil zu verstehen. Es ist davon auszugehen, daß Energie, Ionensorte und Targetmaterial ebenfalls in S eingehen, aber diese Parameter wurden konstant gehalten und nicht untersucht. Wegen der bereits in Abschnitt (2.3) erläuterten Unsicherheit in der Bestimmung des Strahldurchmessers ist aus Abbildung (5.26) nicht zu erkennen, ob der Strahlstrom linear in den Parameter S eingeht.

Die gemessene Aktivierungsenergie liegt sehr nahe an der Aktivierungsenergie für epitaktische Rekristallisation (SPE, *solid phase epitaxy*) von Silicium mit $E_A^{SPE} = 2.75$ eV [227]. Dies ist verständlich, wenn man davon ausgeht, daß eine Amorphisierung der Probe die Bildung einer geschlossenen CoSi₂-Schicht verhindert. Es muß aber darauf hingewiesen werden, daß der chemische Einfluß des Kobalts dabei nicht berücksichtigt ist, und daß der untersuchte Temperaturbereich nur sehr klein ist.

5.5.2 Pausen

Um den Einfluß der Pause t_p zu bestimmen, kann einfach die Größe des Implantationsgebietes verändert werden. Eine Verkleinerung führt aber auch zu einer Zunahme des Verhältnisses von Rand zu Fläche und kann eventuell ungewünschte Effekte nach sich ziehen. In Abbildung (5.27) ist gezeigt, daß strukturelle Eigenschaften von CoSi₂-Schichten am Rand von denen im Zentrum des implantierten Gebietes abweichen. Um einen Einfluß des Randes zu vermeiden, wird das Implantationsgebiet in kleinere Teilgebiete zerlegt, und diese werden jeweils vollständig implantiert (Abbildung 5.28). Auch bei dieser Vorgehensweise zeigen die Ränder der Teilgebiete strukturelle Unterschiede zum Zentrum des implantierten Teilgebietes. Dieses Verhalten ist in Abbildung (5.29) gezeigt und deutet darauf hin, daß nicht die Grenzflächen, sondern Implantationseffekte Ursache für die Randeffekte sind. Die Ergebnisse der 70 keV Co²⁺-Implantation in Abbildung (5.30) sind aufgetragen wie im Fall der Variation der Pixelzeit als Funktion der Temperatur. Die kritische Pausenzeit

$$t_{p,c} = \frac{t_p^{\min,c} + t_p^{\max,d}}{2} \quad (5.8)$$

wird über die minimale gemessene Pausenzeit $t_p^{\min,c}$, die zu einer geschlossenen Schicht führt, und die maximale gemessene Pausenzeit $t_p^{\max,d}$, die zu einer zerstörten Schicht führt,

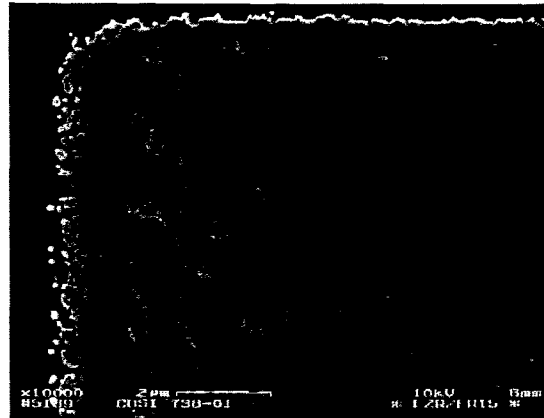


Abbildung 5.27: Die REM-Aufnahme zeigt, daß sich am Rand des implantierten Gebietes strukturelle Unterschiede zum Zentrum des implantierten Gebietes ergeben können.

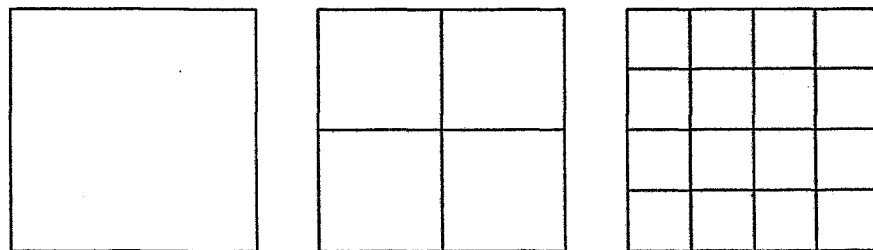


Abbildung 5.28: Implantationen bei verschiedenen Pausenzeiten t_p . Die Fläche mit der größten Pause zwischen zwei Wiederholungen (links) wird in kleiner Felder zerlegt und diese jeweils einzeln vollständig bestrahlt. Die Pausenzeiten für die hier gezeigten Flächen sind t_p (links), $\frac{1}{4}t_p$ (mitte) und $\frac{1}{16}t_p$ (rechts).

definiert. Es zeigt sich ein deutlicher Zusammenhang zwischen Implantationstemperatur und kritischer Pausenzeit $t_{p,c}$. Mit den Ergebnissen aus diesem und dem vorigen Abschnitt ist gezeigt, daß die dynamische Ausheilung des Kristallschadens während und zwischen den Implantationspulsen berücksichtigt werden muß.

Geht man davon aus, daß der Zusammenhang zwischen $t_r = t_p + t_d \simeq t_p$ (hier: $t_d = 1 \mu s$) und Temperatur exponentiell ist, was aufgrund der großen Fehlerbalken dieser Messungen nicht mit absoluter Sicherheit gesagt werden kann, so kann die minimal erlaubte Pausenzeit über

$$t_{p,c}(T) \propto \exp(-T) \quad (5.9)$$

angegeben werden. Werden die Meßdaten ebenfalls in Form einer Aktivierungsenergie interpretiert (analog Abschnitt 5.5.1), so erhält man mit $E_A^{t_p} \simeq 1.5 \text{ eV}$ einen um etwa einen Faktor zwei niedrigeren Wert als für $E_A^{t_p}$. Wird die Strahlüberlappung berücksichtigt, also

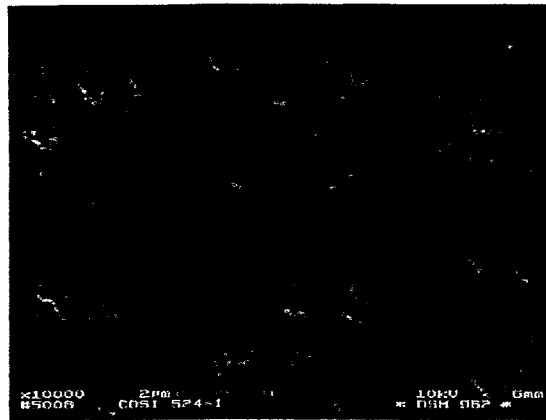


Abbildung 5.29: Die REM-Aufnahme zeigt ein mögliches Ergebnis einer Implantation nach dem Schema in Abbildung (5.28). Die Randeffekte entstehen offensichtlich nicht durch die Grenzflächen, sondern durch die Implantationseffekte am Rand.

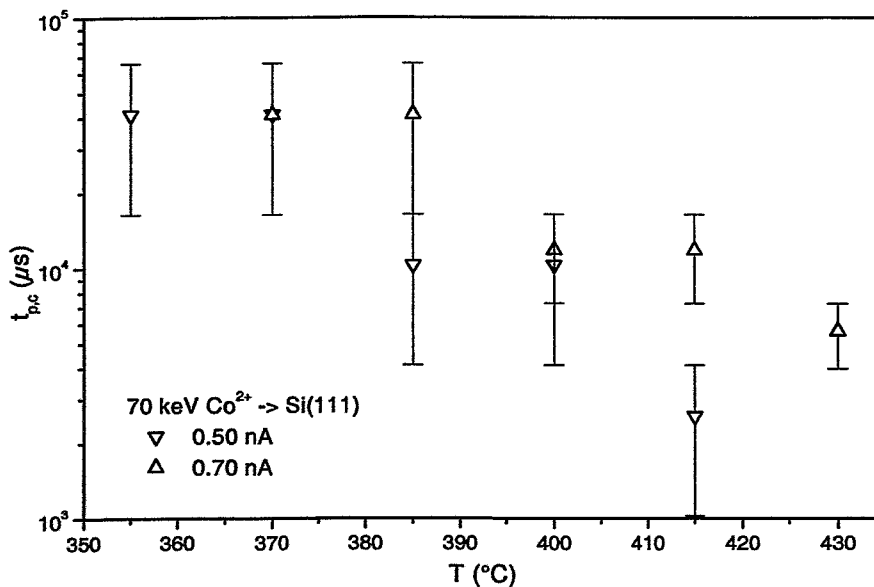


Abbildung 5.30: Abhängigkeit der kritischen Pausenzeit von der Targettemperatur für das CoSi_2 -Schichtwachstum bei 70 keV Co^{2+} -Implantationen in $\text{Si}(111)$ für eine Pixelzeit von 1 μs . Es wurde ein Strahldurchmesser von ≈ 300 nm und ein Strahlstrom von 0.5 nA bzw. 0.7 nA verwendet.

nur der zeitliche Abstand zwischen zwei Implantationszeilen $t_{p,c,z} \propto \sqrt{t_{p,c}}$ betrachtet, so erhält man als Aktivierungsenergie $E_A^{t_{p,z}} = 0.5 \cdot E_A^{t_p}$ was zu einer noch höheren Diskrepanz führt.

Dieser scheinbare Widerspruch wird verständlich, wenn man bedenkt, daß diese zwei verschiedenen Experimente durch unterschiedliche Defekte dominiert werden. Im Fall der Bestimmung der kritischen Pixelzeit $t_{d,c}$ wird eine Stelle der Probe solange bestrahlt, daß sie gerade nicht amorphisiert. Ist die Probe einmal amorph, reichen die Implantationstemperaturen nicht mehr aus, um sie wieder zu rekristallisieren (wird in Abschnitt 5.5.3 gezeigt werden). Man bestimmt folglich die maximal mögliche „Dichte“ an Defekten bzw. die größten Defekte, die bei einer gegebenen Implantationstemperatur ausgeheilt werden können. Werden diese Daten in Form einer Aktivierungsenergie interpretiert, so muß dieser Wert etwas kleiner sein als die Aktivierungsenergie für die Rekristallisation von amorphen Silicium. Dies ist im Rahmen der Fehlerbalken der Fall, wie es in Abschnitt (5.5.1) gezeigt wurde. Hingegen werden für die Bestimmung der kritischen Pausenzeit $t_{p,c}$ nicht die maximal ausheilbaren Defekte gemessen, sondern die Defekte, die nach einer Implantationszeit von $t_d = 1 \mu\text{s}$ gebildet werden und in der vorgegebenen Pausenzeit ausheilen. Dabei handelt es sich offensichtlich um eine geringere „Dichte“ an Defekten bzw. um kleinere Defekte als im Fall der Bestimmung der kritischen Pixelzeit. Daraus folgt, daß sich diese Defekte leichter ausheilen lassen und somit eine geringere Aktivierungsenergie besitzen. Aus diesen Überlegungen wird deutlich, daß im allgemeinen

$$E_A^{t_d} \geq E_A^{t_p} \quad (5.10)$$

gelten muß.

5.5.3 Anfangsphase der Schichtbildung

Die bisherigen Experimente zeigen, daß die unterschiedliche Schichtbildung für verschiedene Pixelzeiten bereits bei kleineren Dosen erkennbar ist. Zu den bisherigen Untersuchungen gehören unter anderem die Vergleiche der REM-Aufnahmen von CoSi_2 -Schichten in Abbildung (5.11) und Abbildung (5.12) und die RBS/C-Untersuchungen in Abbildung (5.15). In diesem Abschnitt geht es darum, in wie weit sich in einer Frühphase der Schichtbildung bzw. der Ionenimplantation das Resultat für den Endzustand der CoSi_2 -Schicht erkennen läßt.

Es wurden Implantationen mit identischen Strahlparametern ($d_{\text{FIB}} = 300 \text{ nm}$, $I = 0.52 \text{ nA}$) für niedrige ($6.7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$) und hohe Dosen ($9.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$), also für eine unterschiedliche Zahl von Wiederholungen, durchgeführt. Die mit niedrigen Dosen implantierten Proben wurden mit Reflektivitäts- und Raman-Messungen untersucht, während die mit hohen Dosen implantierten Proben getempert wurden und anschließend mit dem REM untersucht wurden. Bei den mit REM untersuchten Proben handelt es sich um die in Abbildung (5.25) gezeigte Serie.

Reflektivitätsmessungen

Reflektivitätsmessungen und REM-Untersuchungen sind in Abbildung (5.31) verglichen. Die Reflektivität der unbehandelten n-Si(111)-Wafer ist über die ganze Fläche zwischen 31.08% und 31.14%. Die Reflektivität ist nahezu konstant, solange die resultierenden CoSi_2 -Schichten geschlossen sind und liegt zwischen 32.6% und 36.9%. Dies zeigt, daß der

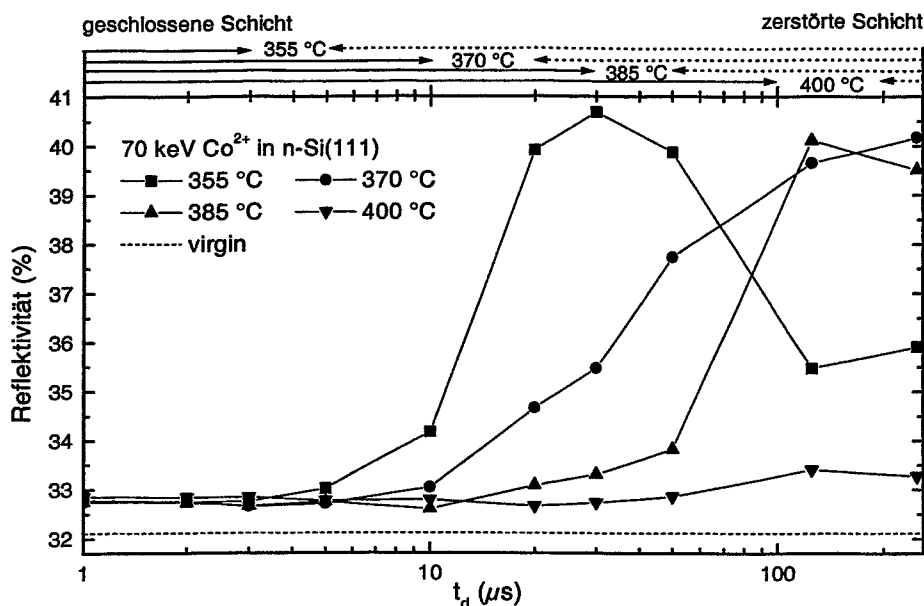


Abbildung 5.31: Reflektivität als Funktion der Pixelzeit, gemessen für kleine Dosen ($6.7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$). Der verwendete Strahldurchmesser war $\approx 300 \text{ nm}$ bei einem Strom von 0.52 nA . Die von links kommenden durchgehenden Pfeile zeigen für welche Pixelzeit und Temperatur geschlossene CoSi_2 -Schichten gefunden wurden (REM-Analyse), nach einer Implantation mit hohen Dosen ($9.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) und einer anschließenden Temperung bei 600 °C für 60 Minuten und bei 1000 °C für 30 Minuten in N_2 . Die von rechts kommenden gestrichelten Pfeile zeigen, bei welcher Pixelzeit und Temperatur zerstörte Schichten gemessen wurden.

erzeugte Schaden bis auf ein bestimmtes Niveau ausgeheilt wird, das aber noch oberhalb der virgin $\text{n-Si}(111)$ -Probe liegt. Dieses Verhalten wurde bereits durch RBS/C-Messungen gezeigt (Kapitel 5.3). Die Ursache für das konstante Schadensniveau ist darin zu suchen, daß alle bei dem gegebenen Temperaturbereich ausheilbaren Defekte aufgrund der langen Pausenzeiten ausheilen und nur sehr stabile Defekte übrig bleiben.

In dem Pixelzeitbereich, in dem keine geschlossenen CoSi_2 -Schichten mehr entstehen, stellt sich kein konstantes Schadensniveau mehr ein. Die Reflektivität steigt mit zunehmender Pixelzeit an bzw. zeigt einen Interferenzeffekt. Die Interferenz läßt sich im Rahmen eines Modelles mit mehreren Schichten erklären [183]. Daß es sich tatsächlich um eine Interferenz und nicht um eine Abnahme des Schadens handelt, läßt sich an dem monotonen Verlauf der Phase der Thermowellen-Analyse³ erkennen. Die Interferenz deutet darauf hin, daß für unterschiedlich lange Pixelzeiten unterschiedlich dicke amorphe Schichten erzeugt werden. Ob es sich aber bereits beim ersten Anstieg der Reflektivität um eine enstande-

³In dieser Arbeit wurden zur Interpretation der Ergebnisse nur die Reflektivitäts-Daten aus Thermowellen-Analysen herangezogen. Details sind in S. Hausmann *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. B (1999), S. 610 ff. zu finden.

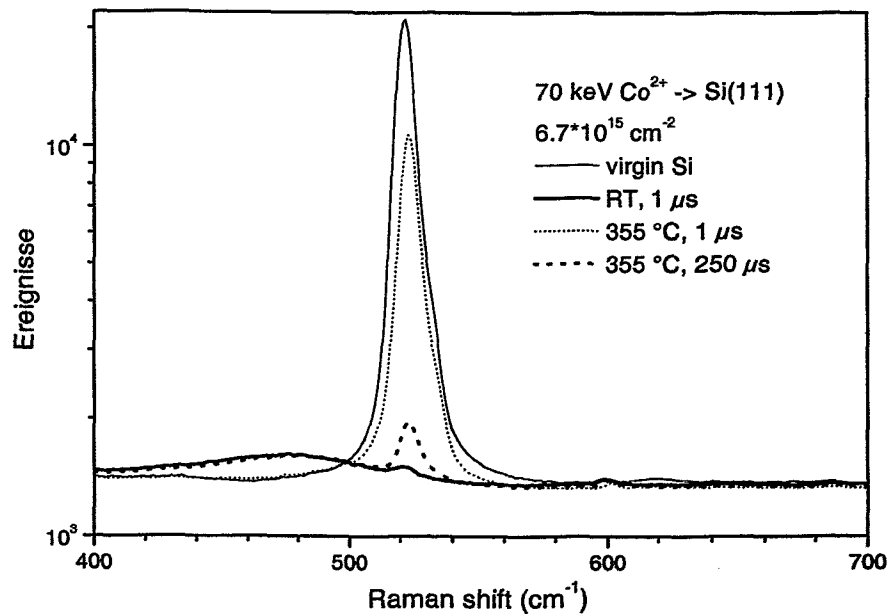


Abbildung 5.32: Raman-Spektren von unterschiedlich behandelten Proben. Der Peak bei 520 cm^{-1} zeigt den kristallinen Si-Anteil und der Peak bei 480 cm^{-1} entspricht dem amorphen Si.

ne amorphe Schicht oder nur um eine höhere Defektdichte handelt, kann nur mit diesen Reflektivitätsmessungen nicht entschieden werden. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß bereits in einem sehr frühen Stadium der Implantation über die endgültige Schichtbildung entschieden wird. Und es wird bestätigt, daß die kritischen Pixel- bzw. Pausenzeiten, die aus REM-Untersuchungen bestimmt wurden, ihre Begründung in der frühzeitigen Amorphisierung der Silicium-Probe findet.

Raman-Messungen

In Abbildung (5.32) sind die beiden untersuchten Peaks nach unterschiedlichen Implantationsbedingungen gezeigt. Bei 520 cm^{-1} befindet sich der kristalline Si-Peak und bei 480 cm^{-1} der amorphe Si-Peak. Bei einer unbehandelten Probe ist ausschließlich der c-Si-Peak zu sehen. Wird die Probe bei RT implantiert, so verschwindet der c-Si-Peak fast vollständig und der a-Si-Peak erscheint. Für Implantation bei 355 °C und einer Pixelzeit von $250\text{ }\mu\text{s}$ ist der c-Si-Peak ebenfalls sehr gering, aber bereits etwas deutlicher. Der a-Si-Peak ist wie im Falle der RT-Implantation vorhanden. Wird die Implantation bei 355 °C und einer Pixelzeit von $1\text{ }\mu\text{s}$ durchgeführt, erscheint kein a-Si-Peak und der c-Si-Peak erreicht ca. 50 % des Wertes der unbehandelten Probe (integraler Wert). Wird im folgenden eine normierte Intensität verwendet, so ist das Verhältnis der c-Si-Peakfläche der implantierten Probe zur c-Si-Peakfläche der unbehandelten Probe gemeint.

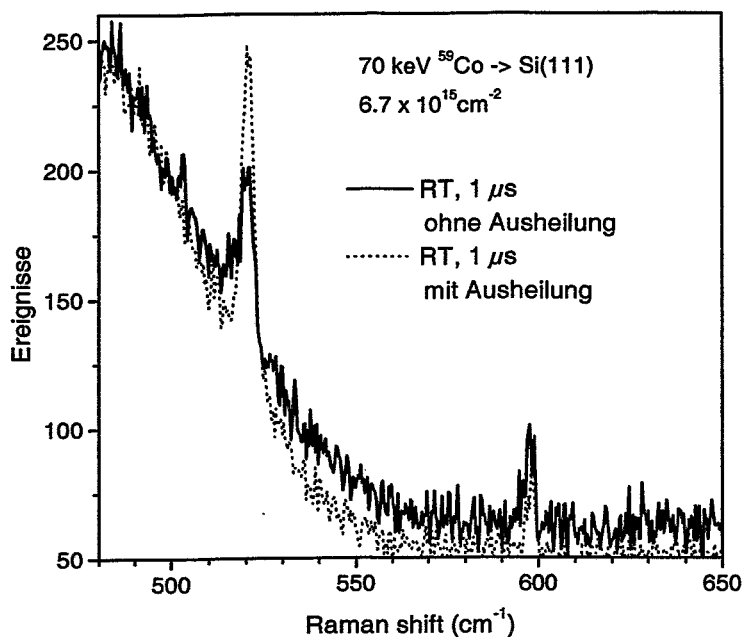


Abbildung 5.33: Raman-Spektren einer bei RT implantierten Probe mit und ohne Ausheilung bei 400 °C für 6 h.

Es ist auffällig, daß der kristalline Anteil der Proben, die bei RT bzw. mit langer Pixelzeit bei hoher Temperatur implantiert wurden, unterschiedlich ist. Die Vermutung liegt nahe, daß die eine Probe nach der Implantation durch die hohe Targettemperatur ausgeheilt wurde, während die andere Probe bei RT nicht ausgeheilt ist. Um dies zu prüfen, wurde eine bei RT implantierte Probe im Hochvakuum bei 400 °C für 6 h getempert. Das Ergebnis in Abbildung (5.33) zeigt, daß das mehrstündige Ausheilen der amorphisierten Probe zu keiner deutlichen Verbesserung führt. Somit scheint auch bei hohen Pixelzeiten

und trotz Amorphisierung der Probe ein dynamisches Ausheilen der Defekte während der Implantation eine wesentliche Rolle zu spielen.

In Analogie zu den Reflektivitäts-Messungen ist in Abbildung (5.34) der Vergleich zwischen REM-Analyse und Raman-Messung gezeigt. Auch hier stellt sich für die Implantationen, die in einer geschlossenen CoSi_2 -Schicht resultieren, ein konstantes Schadensniveau ein. Sobald die CoSi_2 -Schicht nicht mehr geschlossen ist, geht die Kristallinität (normierte Intensität) der Silicium-Probe zurück. (Das Verhalten des Signals bei 400 °C wird auf ein Problem bei der Kalibrierung des eingehenden Lichtes zurückgeführt.) Die Kristallinität der Silicium-Probe sinkt aber nicht auf Null ab. Dafür kann es zwei Gründe geben: Zum einen kann die Reichweite der Ionen geringer sein als die Informationstiefe der Raman-Messung, und zum anderen besteht die Möglichkeit, daß die Nahordnung der Silicium-Atome teilweise erhalten bleibt. Um darüber eine Aussage treffen zu können, müßte eine Tiefeninformation der Defekte und Fremdatome bekannt sein. Das gilt auch für die Reflektivitätsmessungen. Um absolute Aussagen machen zu können, muß eine Tiefenabhängigkeit der Schädigung simuliert werden. Dies ist aber durch die komplexe Problematik kaum möglich, und eine Kalibrierung der Messungen z.B. durch RBS/C-Messungen ist nicht vernünftig, da durch das Channeling und die Dynamik der Defekte ein Schadenssignal der Raman- bzw. Reflektivitätsmessung nicht mit einer eindeutigen Tiefenverteilung von Defekten korreliert sein muß. Deshalb können mit diesen beiden Methoden nur relative Vergleiche durchgeführt werden. Beide Methoden sind aber hervorragend geeignet, um den Übergang von kristallinem zu amorphem Material zu untersuchen, und damit sind sie für das Problem der kritischen Pixelzeit gut geeignet.

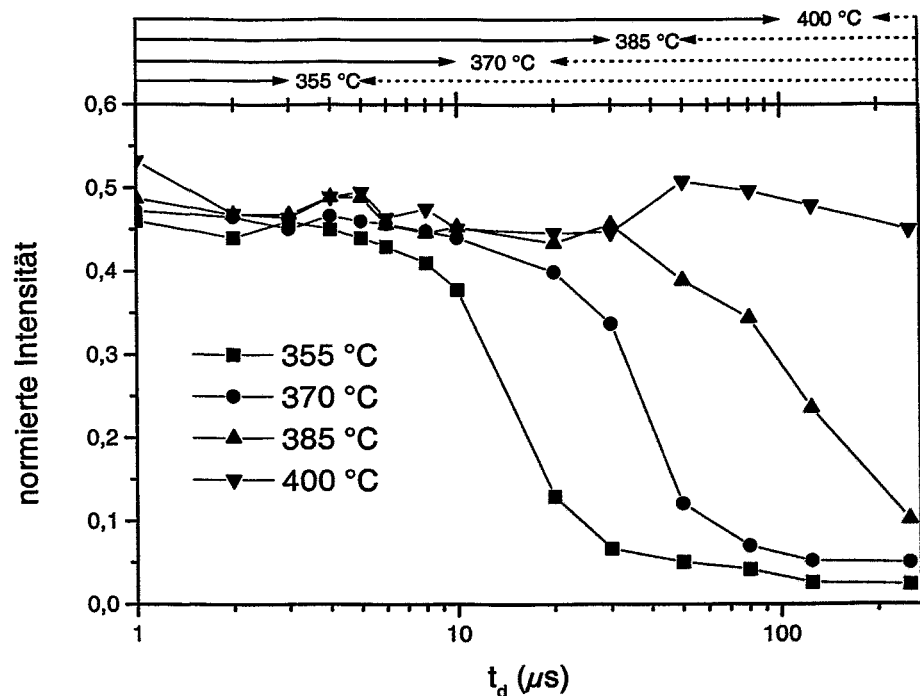


Abbildung 5.34: Normierte Intensität der Raman-Streuung als Funktion der Pixelzeit, gemessen für kleine Dosen ($6.7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$). Der verwendete Strahldurchmesser war $\approx 300 \text{ nm}$ bei einem Strom von 0.52 nA . Die von links kommenden durchgehenden Pfeile zeigen für welche Pixelzeit und Temperatur geschlossene CoSi_2 -Schichten gefunden wurden (REM-Analyse), nach einer Implantation mit hohen Dosen ($9.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) und einer anschließenden Temperung bei 600 °C für 60 Minuten und bei 1000 °C für 30 Minuten in N_2 . Die von rechts kommenden gestrichelten Pfeile zeigen, bei welcher Pixelzeit und Temperatur zerstörte Schichten gemessen wurden.

5.6 Strahldurchmesser

In diesem Abschnitt soll der Einfluß des Strahlprofils und damit der Stromdichte kurz behandelt werden. In den bisherigen Abschnitten wurde der Einfluß des Strahls von einem benachbarten Pixel vernachlässigt. Dies ist im allgemeinen aber nicht zulässig, da sich, sobald der Strahldurchmesser größer als die Kantenlänge eines Pixels ist, die Bestrahlung eines benachbarten Pixels auf das momentan betrachtete Pixel auswirkt. Dieser Einfluß wird um so stärker, je größer der Strahldurchmesser wird (Abbildung 5.35), da immer mehr benachbarte Pixel involviert sind. In Abbildung (5.36) ist die kritische Pixelzeit (siehe Abschnitt 5.5.1) als Funktion des Strahldurchmessers für eine feste Implantationstemperatur aufgetragen. Der Strahldurchmesser wurde insgesamt um etwa einen Faktor 3 variiert (nach der Abschätzung aus [131]), indem die Spannung der Projektivlinse geändert wurde. Es ist deutlich eine starke Abhängigkeit der kritischen Pixelzeit von der Fokussierung des

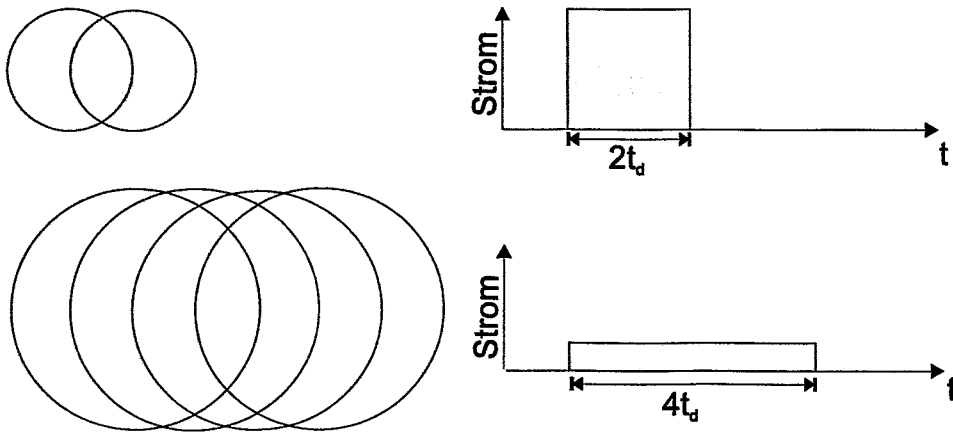


Abbildung 5.35: Einfluß des Strahldurchmessers auf die Implantation eines Pixels bei konstantem Strahlstrom. Bei einem kleinen Strahldurchmesser (oben) wird das Pixel (graues Kästchen) entlang einer Meanderlinie nur relativ wenig von der Implantation benachbarter Pixel beeinflusst. Die effektive Zeit t_d^{eff} , in der das Pixel implantiert wird ist aber größer als die Pixelzeit t_d . Wird der Strahldurchmesser vergrößert, so steigt der Einfluß der benachbarten Pixel innerhalb einer Zeile an und t_d^{eff} wird größer. Gleichzeitig sinkt die Dosisrate, mit der das Pixel implantiert wird. Der Einfluß durch die benachbarten Zeilen wurde vernachlässigt.

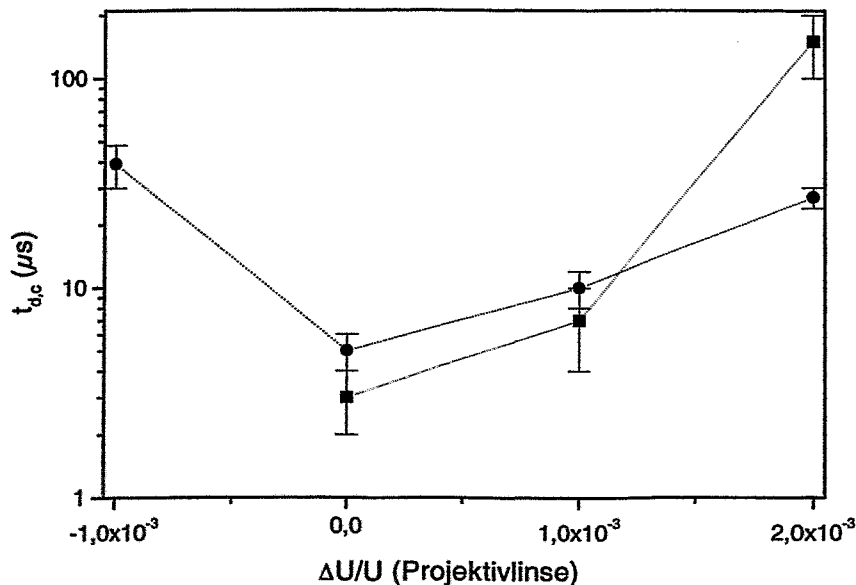


Abbildung 5.36: Kritische Pixelzeit als Funktion der Strahlfokussierung für zwei 70 keV Co^{2+} -Implantationen in Si(111) bei 355 °C.

Strahles zu erkennen. Eine detaillierte Diskussion dieses Zusammenhanges wird im Kapitel 8 (Qualitative Modellbildung) erfolgen, da zur Diskussion nicht nur die benachbarten Pixel einer Implantationszeile, sondern auch die Pixel in benachbarten Implantationszeilen berücksichtigt werden müssen.

5.7 Schnelle Beurteilung von CoSi_2 -Schichten

Ein Problem bei der Untersuchung der Pixelzeiteffekte ist, daß am Anfang (entsprechend der Parameter Substrat, Ion, Energie) unbekannt ist, in welchem Temperatur-Pixelzeit-Fenster sich der physikalisch interessante Bereich befindet. Hierfür ist es sehr hilfreich, daß, z.B. bei der Implantation von Silicium eine Amorphisierung einen sehr starken optischen Kontrast durch die Brechungsindexänderung liefert. Mit dem FIB können sehr schnell kleine Gebiete mit verschiedenen Parametern bestrahlt werden, und mit einem Lichtmikroskop kann der relevante Bereich ausgewählt werden. So kann ohne aufwendige Messungen innerhalb eines Tages entschieden werden, welches Parameterfenster für aufwendigere Messungen herangezogen werden soll. In Abbildung (5.37) ist der optische Unterschied für eine 70 keV Co^{2+} -Implantation bei einer Dosis von $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ und variablen Pixelzeiten gezeigt.

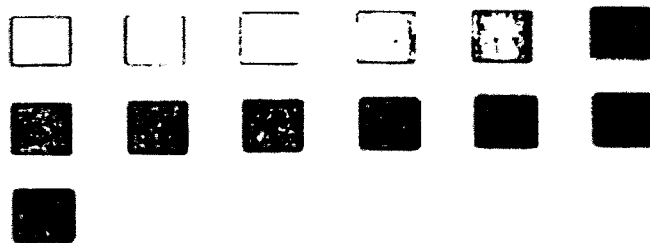


Abbildung 5.37: Untersuchungen mit dem Lichtmikroskop einer Implantation bei fester Temperatur und verschiedenen Pixelzeiten (links oben ist die kleinste Pixelzeit von $1 \mu\text{s}$ und unten ist die größte Pixelzeit von $200 \mu\text{s}$). Die Kantenlänge eines Quadrates beträgt $20 \mu\text{m}$ und das Gebiet oben links ist mit der kürzesten Pixelzeit bestrahlt worden.

Kapitel 6

CoSi₂-Ionenstrahlsynthese mit FIB in Si(100)

In diesem Kapitel wird die IBS mit FIB für Si(100)-Wafer diskutiert. Dabei geht es darum, die Ergebnisse der FIB-Implantation in Si(111) auf eine unterschiedliche Wafer-Orientierung zu übertragen. Es werden folglich keine neuen Erkenntnisse bzgl. der Strahlenschädigung gewonnen, sondern ausschließlich ausgewählte Experimente entsprechend der unterschiedlichen Wafer-Orientierung angewendet. Bei der Kobalt-Implantation in Si(100) wird immer die Energie von 70 keV verwendet, da es bisher auch mit konventioneller Implantation nicht gelungen ist, bei Energien kleiner gleich 50 keV vergrabene CoSi₂-Schichten zu erzeugen [208].

Der Pixelzeiteffekt tritt in Si(100) in gleicher Weise auf wie im Falle von Si(111). Gute Schichten sehen aus wie die in Abbildung (5.2) und schlechte wie die in Abbildung (5.3, rechts). Die Ursache ist erneut die unterschiedliche Schädigung der Silicium-Substrate für unterschiedliche Pixelzeiten. In Abbildung (6.1) sind die Tiefenprofile für kurze und lange Pixelzeiten bei unterschiedlichen Dosen zu sehen. Das Verhalten für die unterschiedlichen Pixelzeiten ist wie im Falle der Implantation in Si(111). Für kurze Pixelzeiten liegen die Kobalt-Profile viel tiefer im Silicium-Substrat als für lange Pixelzeiten.

Die Schichtbildung für kurze Pixelzeiten als Funktion der Dosis ist in Abbildung (6.2) gezeigt. Auch bei Si(100) orientieren sich die Präzipitate entlang der Hauptkristallrichtungen der Silicium-Probe. Für sehr kleine Dosen bilden sich wieder Nadeln neben den Präzipitaten aus (nicht gezeigt). Mit steigender Dosis gibt es neben einer Vielzahl kleiner Präzipitate auch vereinzelte größere, die mit steigender Dosis wieder verschwinden. Es verhält sich also wie im Falle der CoSi₂-Schichtbildung in Si(111), nur daß die Unterschiede zwischen großen und kleinen Präzipitaten nicht so stark sind. Mit weiter steigender Dosis bildet sich ein zusammenhängendes CoSi₂-Netzwerk. Bei einer Dosis von $\approx 8 \cdot 10^{16}$ cm⁻² verändert sich die Struktur des Netzwerkes. Aus dem sehr feinen Netzwerk bildet sich ein Netzwerk mit einer gröberen Struktur. Dieses Netzwerk wird bei einer weiteren Dosiserhöhung geschlossen. Die Umstrukturierung des Netzwerkes wurde für die IBS in Si(111) nicht gefunden. Der Verlauf der Oberflächenbedeckung als Funktion der Dosis ist in Abbildung (6.3) gezeigt. Der Verlauf ist für kleine Dosen identisch mit den Si(111)-Ergebnissen. Mit steigender Dosis geht die Oberflächenbedeckung wie im Falle

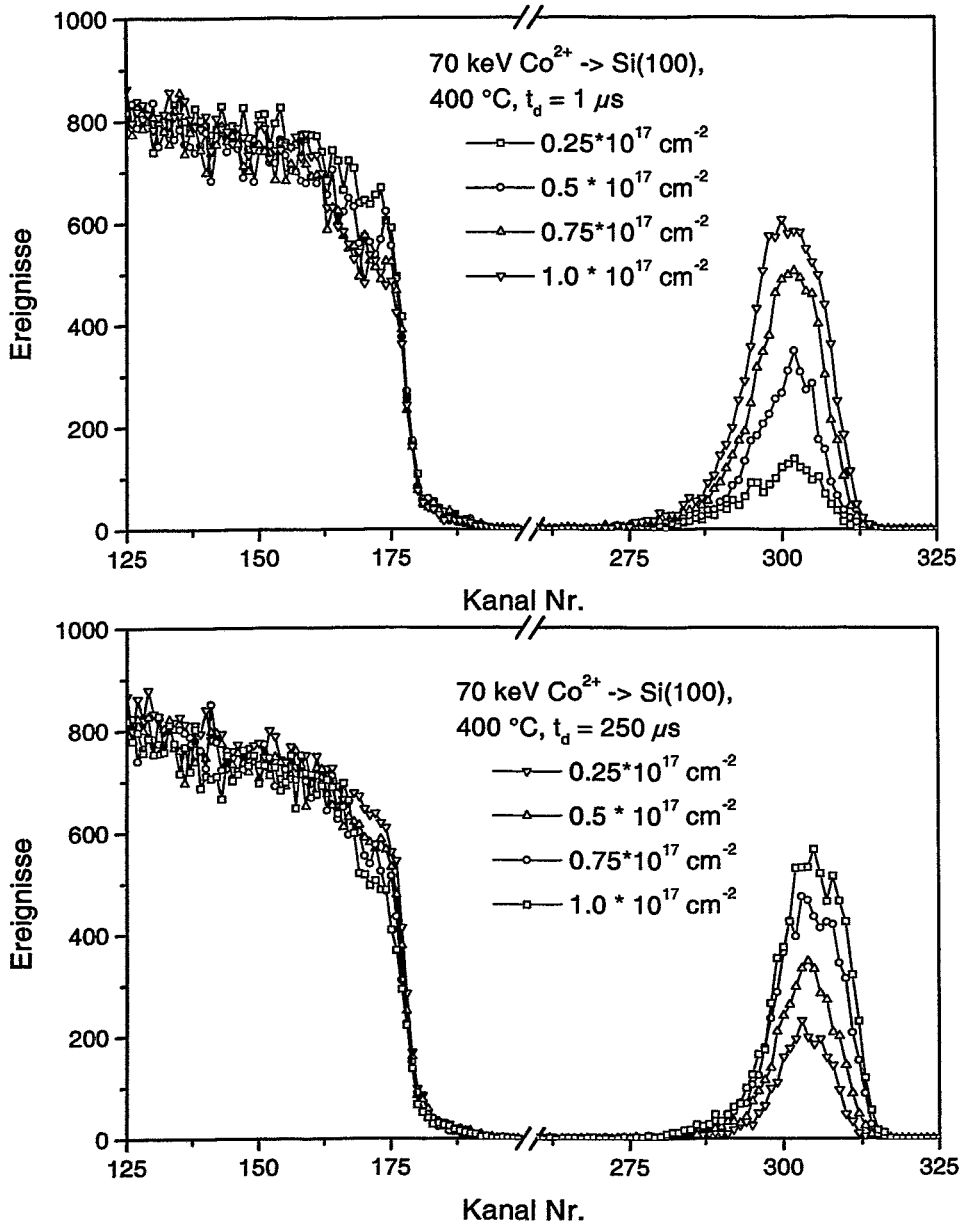


Abbildung 6.1: μ -RBS-Spektren einer Dosisvariation bei 70 keV Co^{2+} -Implantation in Si(100) bei 400 °C, einem Strahldurchmesser von ≈ 300 nm, einem Strahlstrom von 0.52 nA und einer Pixelzeit von 1 μs (oben) bzw. 250 μs (unten).

von Si(111) in eine Sättigung über. Bei Si(100) sinkt die Oberflächenbedeckung nach der Sättigung, um dann bis zur vollständigen Schichtbildung anzusteigen. Dieses Absinken der Oberflächenbedeckung fällt zusammen mit der Änderung des CoSi_2 -Netzwerkes von feinen

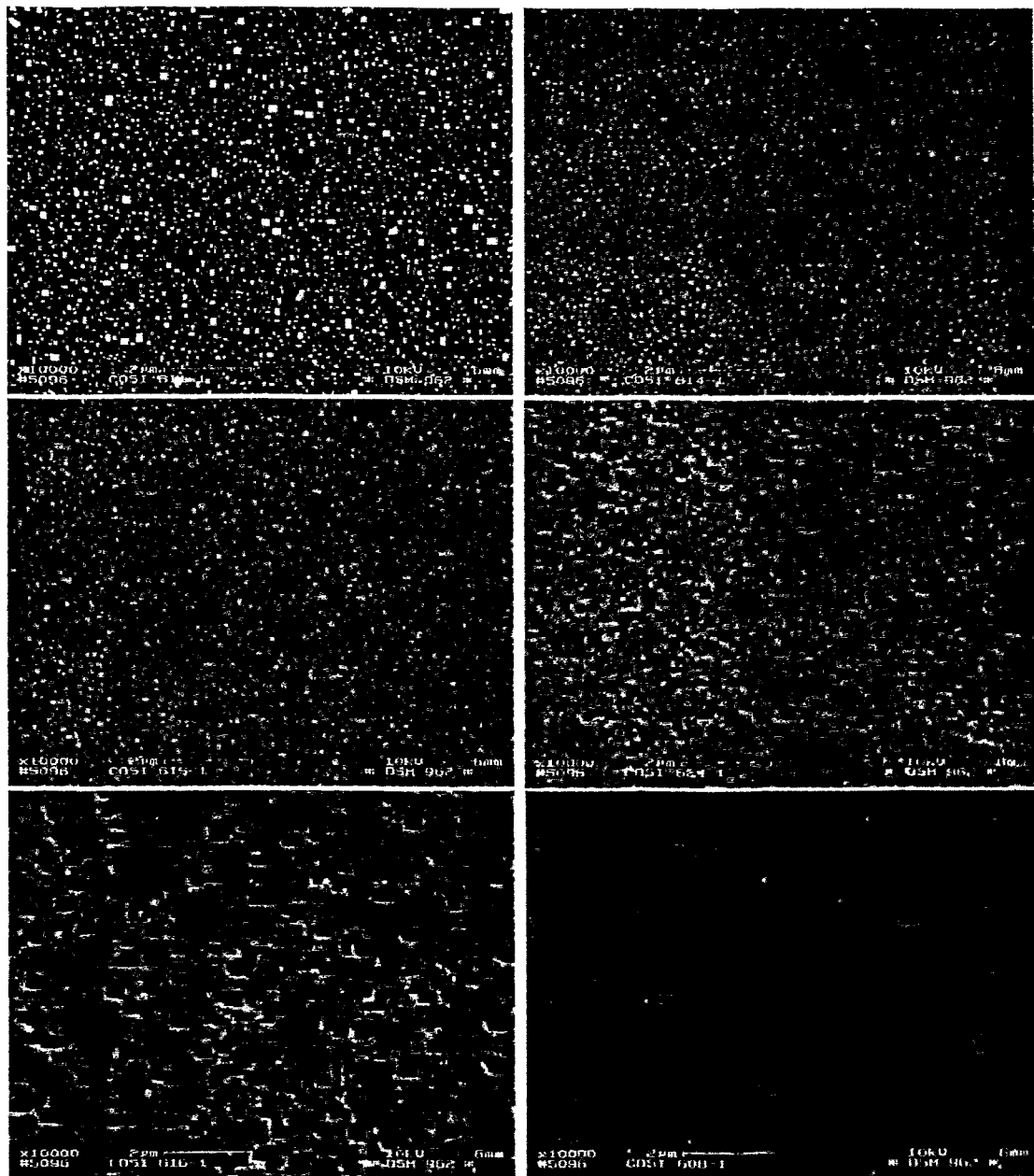


Abbildung 6.2: Dosisvariation bei 70 keV Co^{2+} -Implantation in Si(100) bei 400 °C, einem Strahldurchmesser von ≈ 300 nm, einem Strahlstrom von 0.51 nA und einer Pixelzeit von 1 μs . Die Proben wurden 60 min bei 600 °C und 30 min bei 1000 °C in einer N_2 -Atmosphäre getempert und 6 min mit CF_4 geätzt (RIE). Die verwendeten Dosen waren $2.9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (ol), $6.3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (or), $7.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (ml), $8.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (mr), $8.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ (ul) und $1.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ (ur).

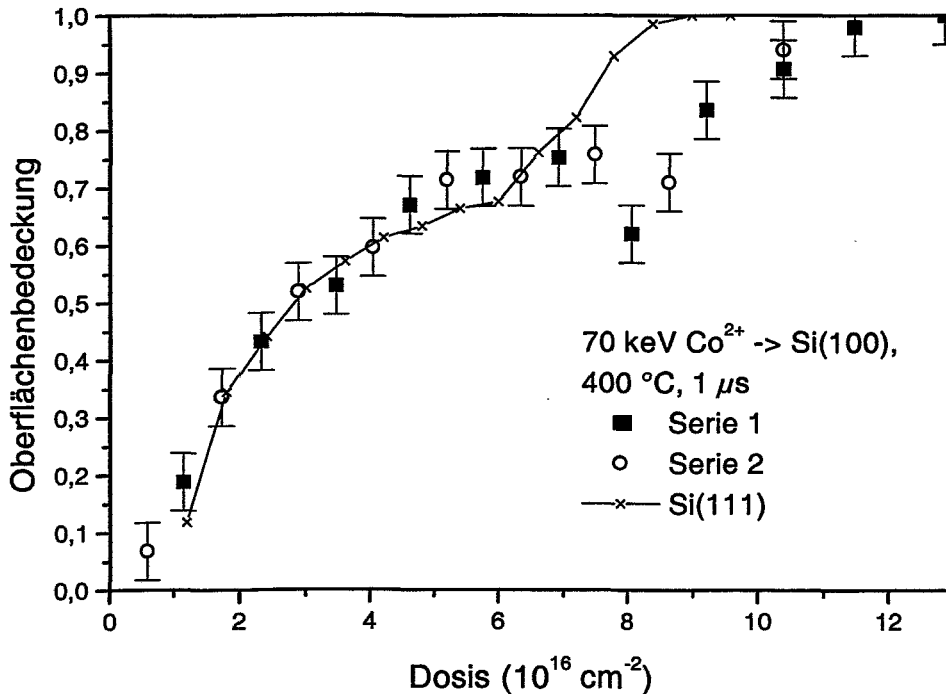


Abbildung 6.3: CoSi_2 -Oberflächenbedeckung als Funktion der Dosis für für 70 keV Co^{2+} in Si(100) bei einer Temperatur von 400 °C, einem Ionenstrom von 0.51 nA, einem Strahldurchmesser von ≈ 300 nm und einer Pixelzeit von 1 μs . Zum Vergleich sind die Si(111)-Ergebnisse aus Abbildung (5.13) eingezeichnet.

Strukturen zu groben Strukturen. Dies scheint darauf hinzudeuten, daß bei der lateralen Strukturänderung auch die Dicke des Netzwerkes verändert wird. Als minimale Dosis zur Erzeugung einer geschlossenen CoSi_2 -Schicht wurde $(12.2 \pm 0.7) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ bestimmt. Dies liegt deutlich höher als im Falle der IBS in Si(111). Die Ursache scheint die Umstrukturierung vom feinen zum groben Netzwerk zu sein. Für lange Pixelzeiten verhält sich Si(100) wie Si(111). Die Abhängigkeit der Schichtbildung als Funktion der Dosis verhält sich, wie es für Si(111) in Abbildung (6.2) gezeigt wurde. Damit sind in Si(100) die Unterschiede zwischen Implantation mit kurzen und langen Pixelzeiten noch ausgeprägter.

Bei der Implantation in Si(100) wurden ebenfalls kritische Pixel- und Pausenzeiten gefunden. Da diese Effekte durch die Strahlenschädigung bestimmt werden, sollten sich keine wesentlichen Unterschiede für die beiden Substratorientierungen ergeben. Deshalb wurde auf eine detaillierte Untersuchung verzichtet.

Bei der IBS in Si(111) hat sich sich nur ganz selten eine Struktur gezeigt, die sich zwischen den guten (Abbildung 5.2) und schlechten (Abbildung 5.3, rechts) CoSi_2 -Schichten einordnen ließ. Ein Bild einer solchen Zwischenstufe wurde für Si(111) bereits in Abbildung (5.3, links) gezeigt. In der Untersuchung der Anfangsphase der Schichtbildung in Abschnitt (5.5.3) wurde durch Raman- und Reflektivitätsmessungen auch gezeigt, daß für unterschiedliche Pixelzeiten, oberhalb der kritischen Pixelzeit, unterschiedliche Schädigungs-

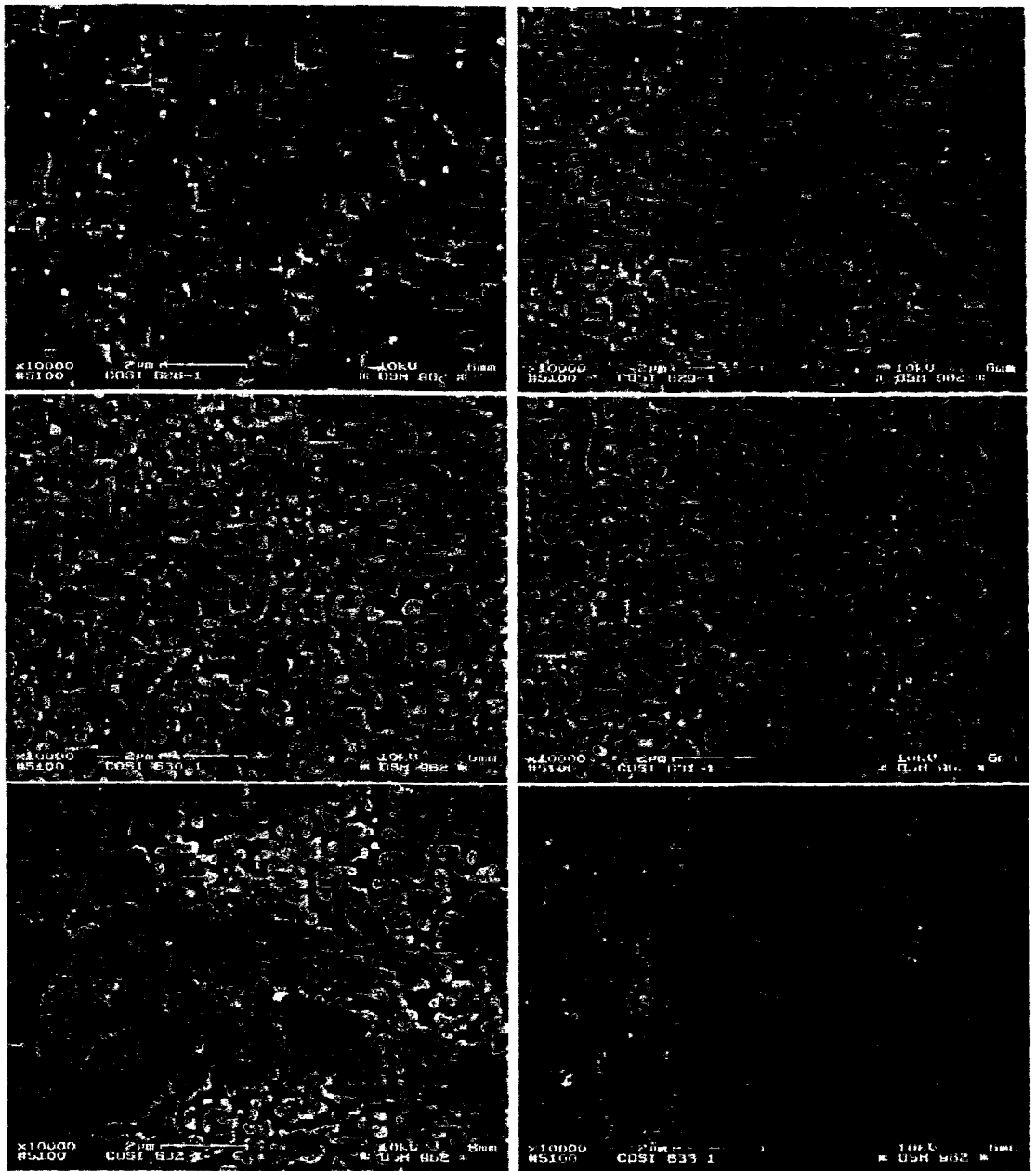


Abbildung 6.4: Pixelzeitvariation bei 70 keV Co^{2+} -Implantation in Si(100) bei 400 °C einem Strahldurchmesser von ≈ 300 nm, einem Strahlstrom von 0.50 nA und einer Dosis von $1.04 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Die Proben wurden 60 min bei 600 °C und 30 min bei 1000 °C in einer N_2 -Atmosphäre getempert und 6 min mit CF_4 geätzt (RIE). Die verwendeten Pixelzeiten waren 1 μs (ol), 4 μs (or), 10 μs (ml), 20 μs (mr), 40 μs (ul) und 100 μs (ur).

ungsgrade existieren. Aus diesen unterschiedlichen Schädigungen der Anfangsphase entstanden aber im allgemeinen gleich schlechte CoSi_2 -Schichten, die sich in ihrer Struktur nicht unterscheiden ließen. Die für die in Si(111) gezeigte Zwischenstruktur war ein erster Hinweis darauf, daß unter geeigneten Bedingungen die unterschiedlichen Anfangsschädigungen auch für hohe Implantationsdosen erhalten bleiben können. Es existiert also eine Zwischenstufe zwischen der erhaltenen Kristallinität und der Amorphisierung. Bei der IBS in Si(100) wurde eine Folge von unterschiedlichen Zwischenstufen gefunden. Die REM-Untersuchungen für die IBS mit einer Dosis unterhalb der kritischen Dosis sind in Abbildung (6.4) gezeigt. Die Serie von REM-Aufnahmen zeigt mit steigender Pixelzeit eine immer mehr von den Hauptkristallrichtungen der Si(100)-Probe abweichende Struktur. Es beginnt mit einer Verrundung der Si/ CoSi_2 -Grenzfläche, wobei die Strukturen noch entlang der Hauptkristallrichtung ausgerichtet sind, und endet mit einer CoSi_2 -Schicht, die für ein amorphisiertes Substrat typisch ist. Diese Serie zeigt, daß neben den beiden Grenzfällen einer kristallin gebliebenen Probe bzw. einer amorphen Probe ein Zwischenbereich existiert, der auf ein kompliziertes Zusammenspiel von CoSi_2 -Wachstum und Defekten hinweist. Eine solche Serie zu reproduzieren war nicht möglich, da der Strahldurchmesser (siehe Abschnitt 2.3) nicht mit hinreichender Genauigkeit reproduziert werden konnte.

Kapitel 7

Germanium–FIB–Implantation in Si(111)

Bei den bisherigen Untersuchungen zum Effekt der Pixelzeit mittels Kobalt–Implantation in Silicium kann der Einfluß des Kobalts nicht vollständig ausgeschlossen werden. Die Präzipitatbildung und deren Stromdichteabhängigkeit könnten eventuell einen Einfluß auf die Resultate haben. Bisherige Ergebnisse [228] zeigen, daß die Präzipitatbildung durch Defekte beeinflusst wird, und nicht anders herum. Um dies unter den Extrembedingungen der hohen Stromdichte zu prüfen, wurden zusätzlich Implantationen mit Germanium in Si(111) durchgeführt. Germanium und Silicium verhalten sich chemisch sehr ähnlich, und deshalb wird nicht mit einer Verfälschung der Ergebnisse gerechnet. Die Experimente wurden mit kleinen Dosen durchgeführt, da aus der Literatur bekannt ist, daß $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ –Verbindungen mit steigendem Germanium–Anteil ein deutlich geringeres dynamisches Ausheilen zeigen [93, 229]. Im Kontrast zu den Experimenten zur CoSi_2 –Schichtherstellung wurde der untersuchte Temperaturbereich weiter ausgedehnt, da der Ge^{2+} –Strahlstrom, bedingt durch die verwendete LMIS, deutlich niedriger als der Co^{2+} –Strahlstrom war und deshalb mit Effekten bei niedrigeren Temperaturen gerechnet wurde.

In Abbildung (7.1) sind Reflektivitätsmessungen im Temperaturbereich von RT bis 400 °C bei Pixelzeiten von 1 bis 250 μs gezeigt. Der Strahldurchmesser war $\simeq 300$ nm bei einem Strahlstrom von 100 pA, und die Dosis betrug $1.3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Ab 150 °C werden leichte Pixelzeiteffekte sichtbar, die ab 200 °C deutlich ausgeprägt sind. Ab 225 °C gelingt es, mit kurzen Pixelzeiten eine Amorphisierung der Silicium–Probe zu verhindern. Mit weiter steigender Temperatur verschiebt sich die kritische Pixelzeit zu höheren Werten. Ab 350 °C gelingt es auch mit langen Pixelzeiten nicht mehr, die Silicium–Probe zu amorphisieren. Damit ist gezeigt, daß der Pixelzeiteffekt nicht durch die hohe chemische Reaktivität des Kobalts in Silicium entsteht, sondern daß er unabhängig von chemischen Einflüssen auftritt.

Ein Ausheilen der erzeugten Defekte setzt bereits bei einer Temperatur von 100 °C ein. Dies ist in Übereinstimmung mit Ergebnissen von Mayer *et al.* [230], die zeigen, daß bei Dosen von $1.1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ durch Sb–Ionen in Silicium erzeugte Schäden zwischen 100 °C und 200 °C beginnen auszuheilen. Die Ergebnisse von Williams *et al.* [231] zeigen ein dynamisches Ausheilen der Defekte bei $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ Sb–Implantation im Temperaturbereich

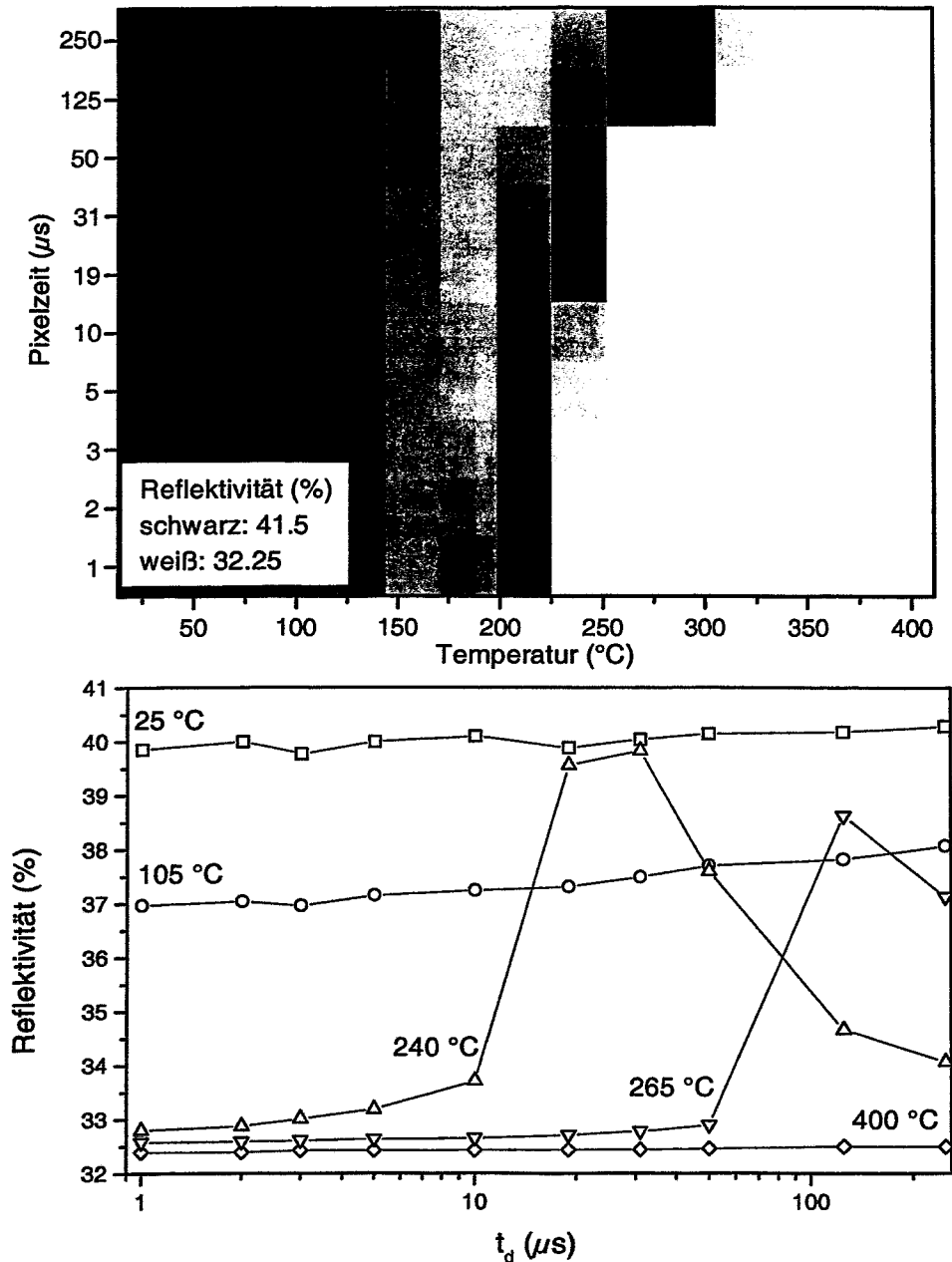


Abbildung 7.1: Reflektivitätsmessungen an 70 keV Ge^{2+} implantierten Si(111)-Proben bei einem Strahlstrom von 100 pA und einem Strahldurchmesser von ≈ 300 nm. **Oben:** Gesamtübersicht aller gemessenen Temperaturen. Die Reflektivität verläuft von 41.5% (schwarz) bis 32.25% (weiß). **Unten:** Abhängigkeiten der Reflektivität von der verwendeten Pixelzeit für ausgewählte Temperaturen.

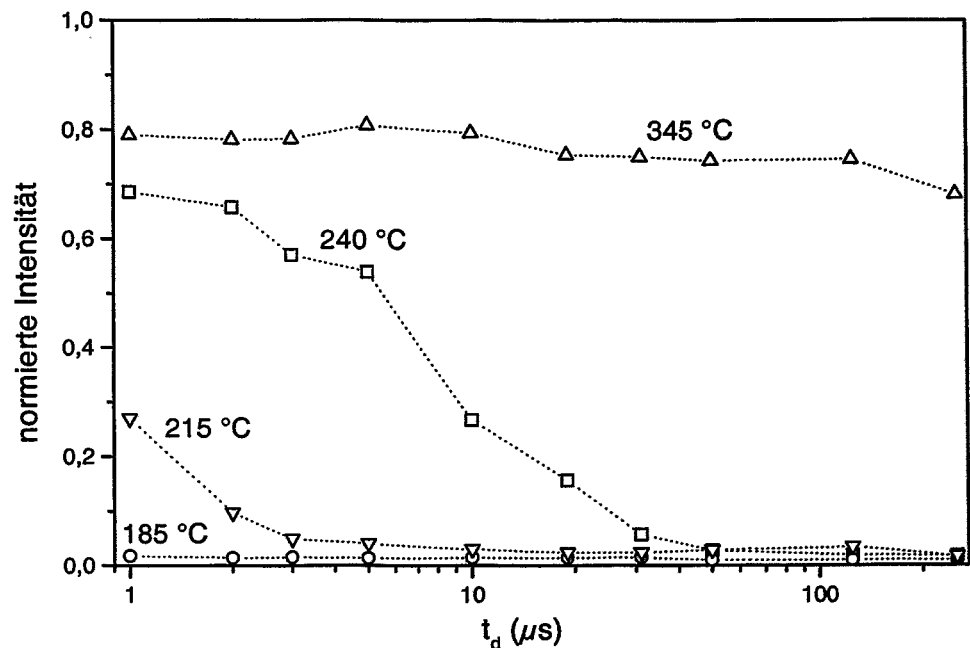


Abbildung 7.2: Raman-Messungen an einer 70 keV Ge^{2+} implantierten Si(111)-Probe bei einem Strahlstrom von 100 pA und einem Strahldurchmesser von ≈ 300 nm. Es ist die Abhängigkeiten der normierten Intensität (siehe Abschnitt 5.5.3) von der verwendeten Pixelzeit für ausgewählte Temperaturen gezeigt (siehe Abbildung 7.1, oben).

von -196 °C bis 200 °C. Ab einer Temperatur von 200 °C gelingt es bei einer Stromdichte von $1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ nicht mehr, die Probe zu amorphisieren. Schultz *et al.* finden bei 1 MeV Si-Implantation in Silicium mit einer Dosis von $1 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}$ ab RT ein dynamisches Ausheilen der Defekte [232]. RBS/C-Messungen von Co-Implantationen in dieser Arbeit zeigen erst oberhalb von RT ein dynamisches Ausheilen der Defekte (Abbildung 8.5). Die Übereinstimmung bei der Amorphisierungstemperatur ist gut. Das dynamische Ausheilen der Defekte bei niedrigen Temperaturen konnte innerhalb dieser Arbeit nicht bestätigt werden.

Ein leicht unterschiedliches Bild ergibt sich für die Ergebnisse der Raman-Messung. In Abbildung (7.2) sind einige ausgewählte Ergebnisse gezeigt. Ein Ausheilen der Defekte beginnt erst ab etwa 200 °C. Der Pixelzeiteffekt ist aber sofort deutlich ausgeprägt. Ab etwa 225 °C unterscheiden sich die Ergebnisse der Reflektivitäts- und Raman-Messungen nicht mehr, soweit ein direkter Vergleich von Raman- und Reflektivitätsmessungen zulässig ist. Eine Möglichkeit für die unterschiedlichen Ergebnisse der Raman- und Reflektivitätsmessungen ist, daß sich die maximale Tiefe, aus der Informationen gewonnen worden sind, unterscheiden kann. Die ersten Effekte durch dynamisches Ausheilen sind am hinteren Ausläufer des Implantationsprofils zu vermuten, da dort die zu erwartenden Verlagerungen am geringsten sind (vgl. Abbildung 1.4). Deshalb würde man mit einer Methode, die wie

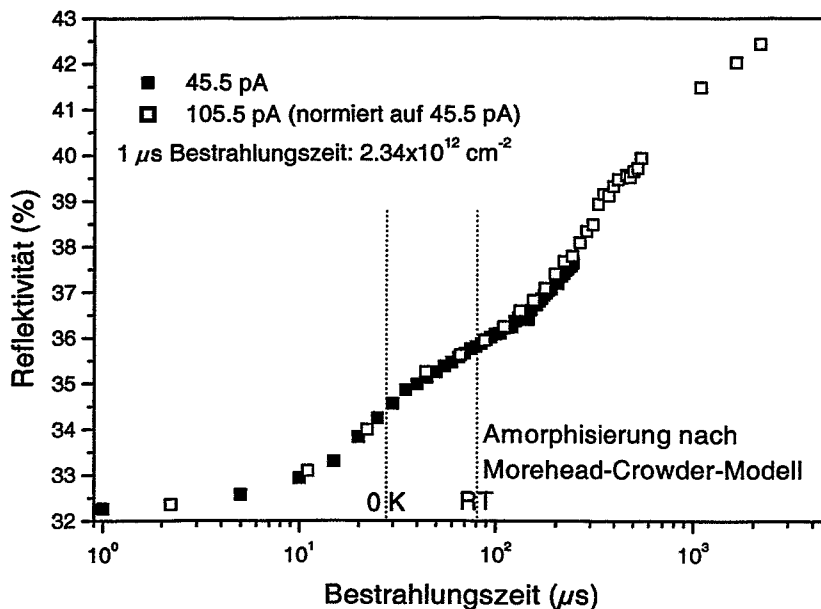


Abbildung 7.3: Reflektivität in Abhängigkeit der Bestrahlungszeit (\propto Dosis) bei Raumtemperatur für 70 keV Ge^{2+} -Implantationen.

die Reflektivitätsmessungen empfindlich auf Schichtdickenänderungen reagiert, zuerst eine Änderung der Schädigung beobachten.

In Abbildung (7.3) ist gezeigt, wie sich die Reflektivität bei RT-Implantation über einen großen Dosisbereich verhält. Zuerst fällt die hohe Meßempfindlichkeit auf, die bereits bei Dosis $\approx 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ eine Schädigung/Veränderung der Probe zeigt. Dies wurde bereits von Nebiker [183] demonstriert und ist ein deutlicher Vorteil dieser Methode. Der Verlauf der Reflektivität in Abhängigkeit der Dosis ist aber nicht ohne die Kenntnis eines Tiefenprofils der Schädigung und nicht ohne begleitende Simulationen zu verstehen. Diese Problematik wurde bereits in Abschnitt (5.5.3) für Raman- und Reflektivitätsmessungen diskutiert. Dieses Ergebnis zeigt aber, daß die Implantationsergebnisse bezüglich der Dosis gut reproduzierbar sind. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Methode der Dosiskontrolle ist folglich ausreichend. Es zeigen sich in den Ergebnissen hier keine Interferenzerscheinungen. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, daß die Interferenzen durch die verstärkte kanalisierte Implantation bei dynamischer Schadensausheilung entstehen.

Für eine Implantationstemperatur von $290 \text{ }^\circ\text{C}$ wurden RBS/C-Messungen durchgeführt. Die Resultate sind in Abbildung (7.4) gezeigt. Eine Auswertung der Germanium-Tiefenprofile war wegen der geringen implantierten Dosis und der schlechten Statistik der RBS-Messungen (vgl. Abschnitt 4.1.1) nicht möglich. Unter Verwendung der nuklearen Energieverlust-Daten aus TRIM91 beträgt $T_\infty = 250 \text{ }^\circ\text{C}$. Da $T_\infty < 290 \text{ }^\circ\text{C}$ gilt, kann nach dem Morehead-Crowder-Modell die Si-Probe nicht mehr amorphisiert werden. Für eine Pixelzeit von $1 \mu\text{s}$ ist im Rahmen der Statistik keine Schädigung des Silicium-Substrates zu erkennen. Die Raman-Messungen in Abbildung (7.2) zeigen z.B. nur eine maximale Kristallinität von 80

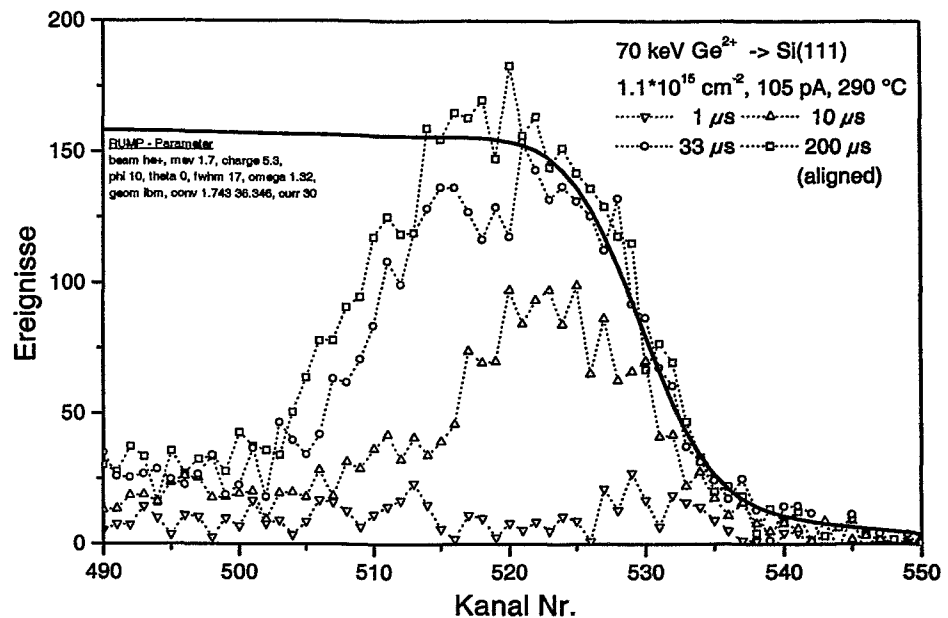


Abbildung 7.4: RBS/C-Messungen an 70 keV Ge²⁺ implantieren Si(111)-Proben bei einem Strahlstrom von 105 pA und einem Strahldurchmesser von ≈ 300 nm bei einer Temperatur von 290 °C. Die dicke Linie ist ein simuliertes random Spektrum für die gegebenen experimentellen Bedingungen.

%. Bei einer Pixelzeit von 10 μ s steigt der Schädigungsgrad an, erreicht aber noch nicht die Amorphisierung. Erst ab einer Pixelzeit von 33 μ s wird die Probe amorphisiert. (Vergleicht man dieses Ergebnis mit den Reflektivitätsmessungen, so erkennt man erneut, wie schwer es ist, aus den Werten für die Reflektivität direkt auf eine Schädigung zu schließen. Hingegen sind die Raman-Messungen leichter mit den RBS-Messungen zu vergleichen.) Das Morehead-Crowder-Modell versagt offensichtlich, wie bei der Co-Implantation, bei den hohen Stromdichten eines FIB. Bei kleinen effektiven Stromdichten treten erneut keine Widersprüche auf. Das Modell nach Morehead und Crowder scheint nur dann mit dem Experiment übereinzustimmen, wenn die Stoßkaskaden und deren thermische Entwicklung als unabhängig voneinander betrachtet werden können. Sobald es zu Wechselwirkung kommt, also genau dann, wenn die Pixelzeiteffekte auftreten, versagt das Modell.

Kapitel 8

Modellierung der Strahlenschädigung bei FIB-Implantation

Dieses Kapitel widmet sich der Modellbeschreibung der Gitterschädigung durch fokussierte Ionenstrahlen auf Basis der in Abschnitt (1.2) vorgestellten Ratengleichung. Ziel dieses Kapitels ist es, einen qualitativen Zugang zu den in den vorherigen Kapiteln vorgestellten experimentellen Erkenntnissen zu liefern.

8.1 Geometrische Überlegungen

Da in diesem Abschnitt geometrische Effekte besprochen werden, wurde auf das einfachste Ratengleichungsmodell mit einer Ausheilkonstanten (Gleichung 1.23) zurückgegriffen. Das qualitative Verhalten ist unabhängig von speziellen Modellen, solange eine Schadensausheilung berücksichtigt wird. Wesentlich für ein Modell zur FIB-Implantation ist die laterale Ausdehnung des fokussierten Ionenstrahls, also die Überlappung des Strahlprofils an benachbarten Strahlpositionen (Pixeln). Zur Darstellung dieses Sachverhaltes wird eine

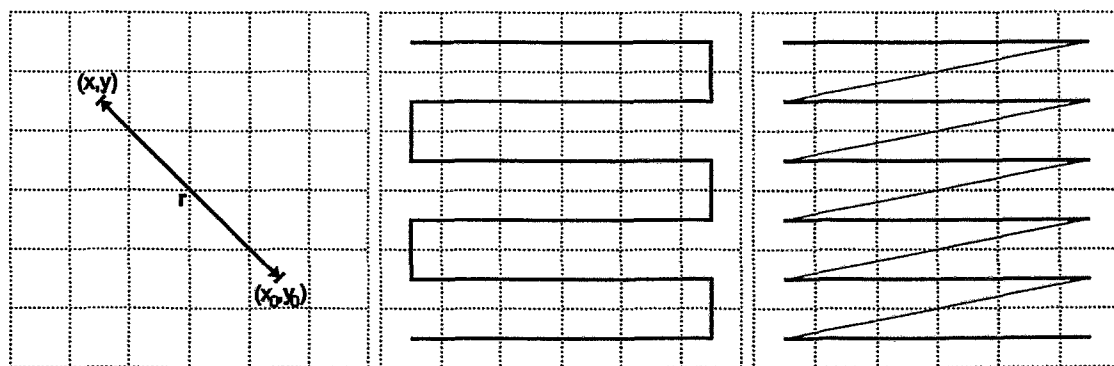


Abbildung 8.1: Links: Position des Ionenstrahls und Ort der Schadensbetrachtung, Mitte: Meanderförmige Implantation, Rechts: Rasterförmige Implantation

zwei dimensionale Gaußfunktion verwendet:

$$I_0(x, y, x_0, y_0) = f(x - x_0) \cdot f(y - y_0), \quad (8.1)$$

mit

$$f(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\text{FIB}}^2}} \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_{\text{FIB}}^2}\right). \quad (8.2)$$

Die Koordinaten (x, y) bezeichnen die aktuelle Position des Ionenstrahls und die Koordinate (x_0, y_0) bezeichnet den Ort, an dem der Schaden berechnet wird. Bei der Diskretisierung wurde immer die Mitte eines Pixels betrachtet. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung (8.1, links) dargestellt. Der Zusammenhang zwischen Streuung σ_{FIB} und Strahldurchmesser (FWHM) d_{FIB} ist durch

$$\sigma_{\text{FIB}} = \frac{d_{\text{FIB}}}{2\sqrt{2\ln 2}} \quad (8.3)$$

gegeben, wenn ein Gaußprofil angenommen wird. Zur Bestimmung des Schadens im ausgewählten Pixel wird der Schaden an der Stelle (x_0, y_0) berechnet und als homogen für das gesamte Pixel angenommen. Die Stromdichte am Ort (x_0, y_0) ergibt sich zu

$$j(x_0, y_0) = I \cdot I_0(x, y), \quad (8.4)$$

mit dem Strahlstrom I und der Pixelfläche d^2 .

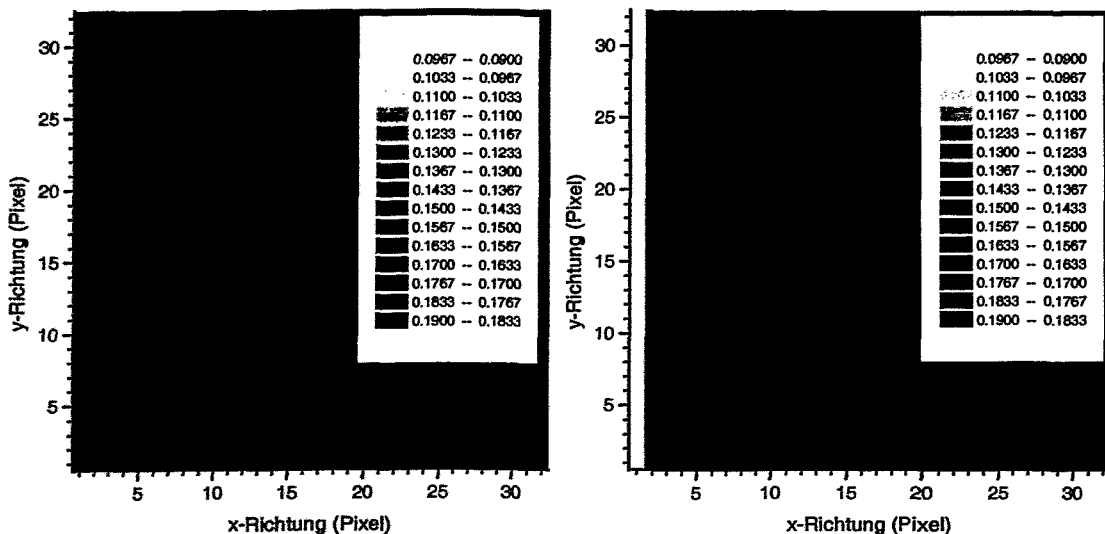


Abbildung 8.2: Maximale Schadenserzeugung durch 70 keV Co^{2+} -Ionen ($\sigma_0 = 2.36 \text{ nm}^2$) bei einem Strahlstrom von 0.5 nA und einem Strahldurchmesser von 300 nm. Gezeigt ist die Ecke unten links (32·32 Pixel) einer gerechneten Feldgröße von $256 \cdot 256$ Pixel, bei einer Pixelgröße von $(78 \text{ nm})^2$. Als Ausheilkonstante wurden $10 \mu\text{s}$ verwendet. Links sind die meanderförmigen Implantationen gezeigt und rechts die rasterförmigen Implantationen. Die Graustufen geben den Schaden f_a an.

Zur weiteren Beschreibung muß die Änderung der Strahlposition als Funktion der Zeit berücksichtigt werden. Die beiden Varianten, die hier besprochen werden sollen, sind eine meanderförmige Implantation (wie an der IMSA-100; Abbildung 8.1, Mitte) und eine rasterförmige Implantation (Abbildung 8.1, rechts). Es wird sich zeigen, daß sich bei bestimmten Ausheilkonstanten ein deutlicher Unterschied zwischen den beiden Varianten ergibt. Dies ist auch ein Hinweis darauf, daß die einzelnen Pixel bzw. Zeilen der Implantation nicht etwa unabhängig voneinander betrachtet werden dürfen, sondern immer der Schaden, der durch die Implantation benachbarter Pixel bzw. Zeilen entsteht, berücksichtigt werden muß. Für die hier gezeigten Abbildungen wird für ein Pixel immer die zeitlich maximale Schädigung über die gesamte Implantationsdauer aufgetragen. Die genaue Begründung dafür wird in Abschnitt (8.4.1) gegeben werden.

In Abbildung (8.2) ist der maximale Schaden für eine 70 keV Co^{2+} -Implantation in Silicium für Implantationsbedingungen aufgetragen, bei denen der Unterschied zwischen meanderförmiger und rasterförmiger Implantation besonders deutlich auftritt (unter Verwendung von Gleichung 1.23). Im Falle der rasterförmigen Implantation ist der Schaden am Rand geringer als im Zentrum des Implantationsgebietes. Hingegen ist für die meanderförmige Implantation der Schaden am Rand höher als im Zentrum, zumindest für die gewählten Parameter. Der Schaden im Zentrum ist für beide Variationen identisch, sofern das Implantationsgebiet hinreichend groß ist. Die Asymmetrie bei der meanderförmigen Implantation kommt daher, daß einmal der Strahl die betrachtete Zeile direkt schädigt,

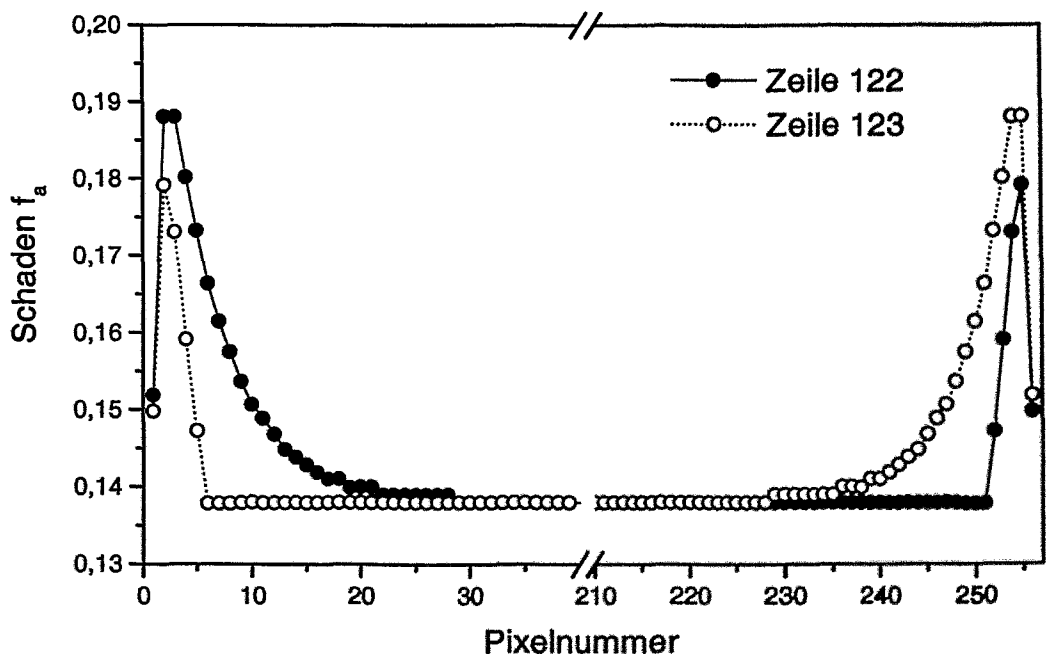


Abbildung 8.3: Schadensprofil zweier benachbarter Zeilen für meanderförmige Implantation mit den Daten aus Abbildung (8.2). Die unterschiedlichen Überhöhungen des Schadens am Rand entstehen durch einen Hin- und Rücklauf-Effekt.

und dann die Schädigung durch Implantation benachbarter Zeilen hinzukommt (niedriger Schaden). Im anderen Fall wird die betrachtete Zeile erst durch die Implantation der benachbarten Zeile vorgeschädigt, und dann erst wird die betrachtete Zeile implantiert (hoher Schaden). Für die Betrachtungen in dieser Arbeit ist es folglich notwendig, immer den Schaden in einer gesamten (zentralen) Zeile zu betrachten, da er räumlich variiert. Für zwei benachbarte Zeilen ist der Schadensverlauf im Falle der meanderförmigen Implantation in Abbildung (8.3) gezeigt. Im folgenden werden immer der örtlich minimale Schaden f_{\min} (im Beispiel Zeilenmitte), der örtlich maximale Schaden f_{\max} (im Beispiel linker oder rechter Rand) oder ein über die gesamte Zeile örtlich gemittelter Schaden f_{med} verwendet, wobei immer vom zeitlich maximalen Schaden ausgegangen wird.

8.2 Modelldaten aus konventioneller Ionenimplantation

Um die in Kapitel (1.2) vorgestellten Modelle zur Strahlenschädigung verwenden zu können, muß zuerst ermittelt werden, welches der Modelle die Schädigung von Silicium durch 70 keV Kobalt-Ionen am besten beschreibt. Weiterhin muß ggf. der theoretisch vorhergesagte Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung eines amorphen oder gestörten Zylinders überprüft werden, sofern er überhaupt vorhanden ist. Deshalb wurden Experimente mit einem konventionellen Implanter (DANFYSIK 1090) durchgeführt. Die Implantation erfolgte bei 120

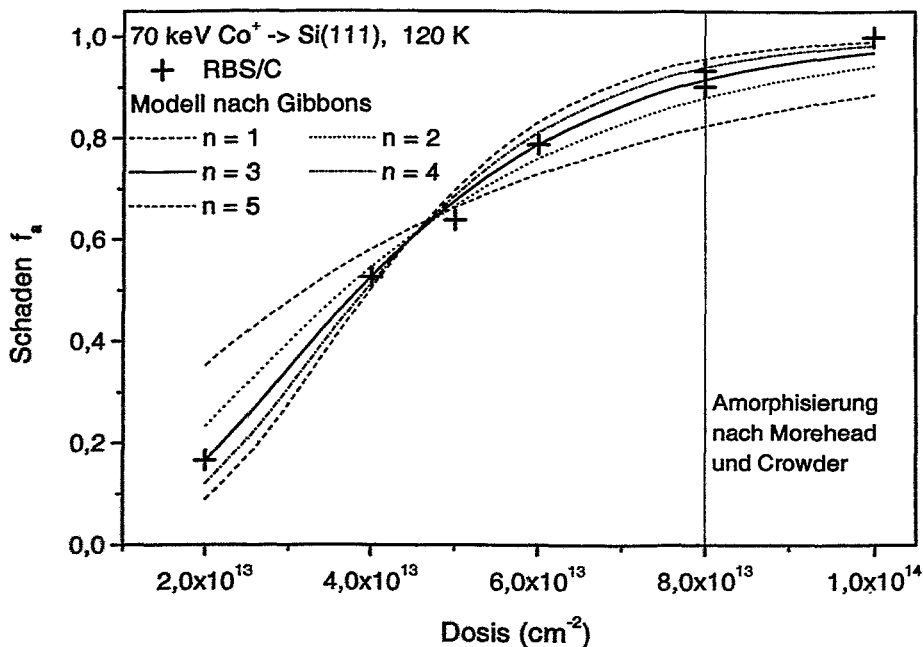


Abbildung 8.4: Schädigung als Funktion der Dosis durch konventionelle Implantation bei 120 K und einer Stromdichte von $0.2 \mu\text{A}/\text{cm}^2$.

n	1	2	3	4	5
$\sigma_0 / \text{\AA}^2$	217	457	696	935	1174
χ^2	0.01505	0.00236	0.00028	0.00113	0.00284

Tabelle 8.1: Anpassung des Parameters n aus dem Modell nach Gibbons. Der χ^2 -Anpassungstest ist jeweils für den am besten angepaßten Wert für σ_0 angegeben.

K, um ein thermisches Ausheilen der Defekte zu verhindern. Eine n-Si(111)-Probe wurde mit unterschiedlichen Dosen bestrahlt. Der Schaden wurde mittels RBS/C bestimmt, wobei f_a als Verhältnis der maximalen Zählrate im aligned-Spektrum zu der Zählrate im random-Spektrum definiert wurde [93, 233]. Die Ergebnisse sind in Abbildung (8.4) zusammengefaßt und zeigen den typischen Verlauf einer Amorphisierung durch Ionenbestrahlung. Nimmt man für die Amorphisierungsdosis Φ_a den Wert, bei dem $f_a = 0.9$ ist, so erhält man $\Phi_a^{\text{exp}} = (8 \pm 1) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Dieses Ergebnis stimmt sehr gut überein mit den Vorhersagen des Morehead-Crowder-Modells (Abschnitt 1.2.1), wenn die Daten für den nuklearen Energieverlust aus SRIM-2000 verwendet werden, und liegt nur wenig unterhalb des Wertes, den das Modell nach Gibbons für schwere Ionen liefert (Abschnitt 1.2.2).

Das Modell nach Gibbons (Kapitel 1.2.2 und 1.2.3) wurde mit dem Parameter $n =$

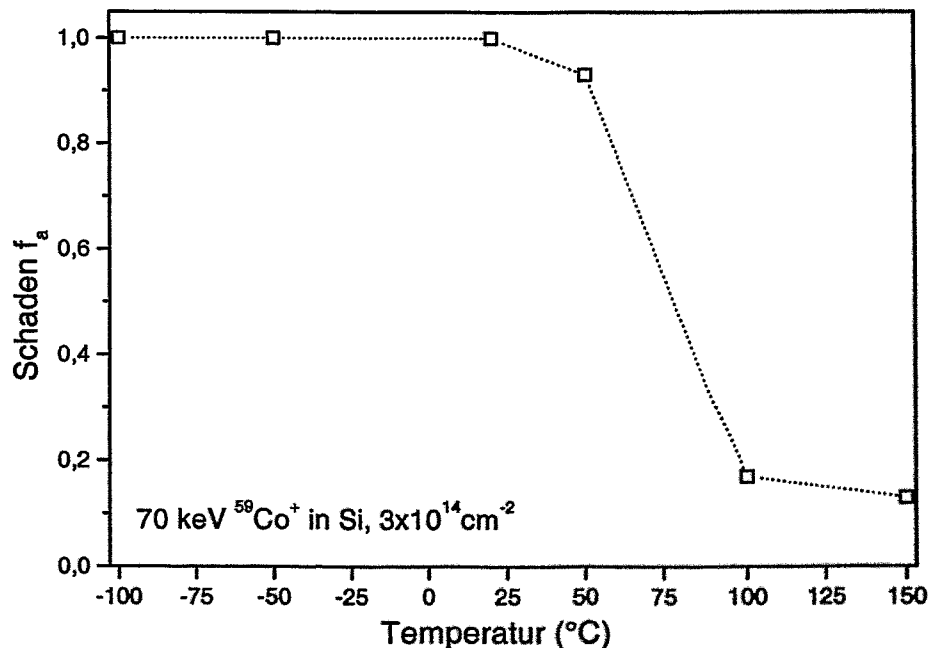


Abbildung 8.5: Abhängigkeit des Schadens von der Implantationstemperatur bei einer Dosis von $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ und einer Stromdichte von $0.2 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ gemessen mit RBS/C.

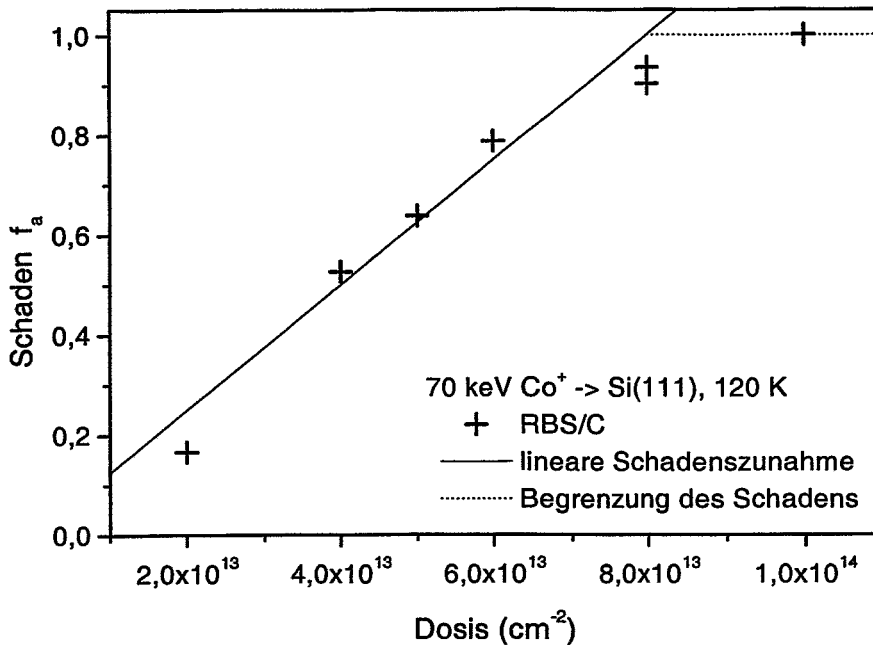


Abbildung 8.6: Anpassung des einfachen Modells aus Gleichung (8.5) an die experimentellen Daten. Der lineare Anstieg wurde mit $\sigma_0 = 125 \text{ \AA}^2$ beschrieben.

1, 2, 3, 4, ... (= Zahl der Treffer, um ein Gebiet zu amorphisieren) an die experimentellen Ergebnisse angepaßt. In Abbildung (8.4) sind die Ergebnisse gezeigt und in Tabelle (8.1) die resultierenden Wirkungsquerschnitte σ_0 zusammengefaßt. Die beste Übereinstimmung ergibt sich für $n = 3$. Dieses Ergebnis ist überraschend, da Kobalt eigentlich ein schweres Ion ist. Somit sollte sich die beste Übereinstimmung für $n = 1$ ergeben. Für Si-Implantation in Silicium wurden aber auch schon Werte von $n = 20$ gefunden [233]. Aus der Literatur ist bekannt, daß bei 120 K das Ausheilen von Defekten nicht oder nur sehr langsam stattfindet [234, 235]. Um die obigen Überlegungen auch für den Beschuß mit Kobalt-Ionen zu verifizieren, wurden n-Si(111)-Proben mit 70 keV Co⁺-Ionen bei einer Dosis von $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ und verschiedenen Temperaturen bestrahlt. Die Ergebnisse der RBS/C-Analysen sind in Abbildung (8.5) zusammengefaßt. Erst bei einer Temperatur von $\simeq 50 \text{ }^\circ\text{C}$ setzt während der Implantation ein merkliches Ausheilen der Defekte ein. Für die Implantation bei 120 K ist somit sichergestellt, daß ein dynamisches Ausheilen von Defekten nur eine untergeordnete Rolle spielt.

Da $n = 3$ als bester Fitparameter ermittelt wurde, müssen für das in Kapitel (1.2.3) besprochene Modell in jedem Zeitschritt vier Differentialgleichungen gelöst werden. Dies ist numerisch nicht aufwendig. Allerdings müssen jetzt drei Ausheilkonstanten τ_i ($i = 1, 2, 3$) behandelt werden, wenn das Ausheilen von Defekten berücksichtigt werden soll. Um die weitere qualitative Darstellung zu vereinfachen, wird die Differentialgleichung

$$\frac{df_a}{dt} = j \cdot \sigma_0 - \frac{f_a}{\tau} \quad (8.5)$$

verwendet, die eine Beschreibung mit nur einer Ausheilkonstanten ermöglicht. Für $\tau \rightarrow \infty$ ($T \rightarrow 0$) werden die experimentellen Daten angepaßt (Abbildung 8.6). Für den Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann $\sigma_0 = 125 \text{ \AA}^2$. Die Übereinstimmung ist bis zu einer Dosis von $8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ sehr gut. Für höhere Dosen liefert die Differentialgleichung (8.5) einen Wert größer eins für f_a . Deshalb wird f_a auf eins begrenzt. Die Abschneidefunktion wird numerisch folgendermaßen realisiert:

$$f_a = \begin{cases} f_a & \text{für } f_a \leq 1 \\ 1 & \text{für } f_a > 1 \end{cases} \quad (8.6)$$

Mit diesem einfachen Modell werden die weiteren Simulationen durchgeführt. Ein quantitativer Vergleich der Ergebnisse mit den Experimenten ist deshalb nicht möglich, da die Experimente zur kritischen Pixel- bzw. Pausenzeit unterschiedliche Aktivierungsenergien geliefert haben. Allein dadurch wären mindestens zwei Ausheilkonstanten notwendig, um die Experimente zu beschreiben.

8.3 Grundlegende Modelleigenschaften

Ein typisches Ergebnis der Modellrechnungen ist in Abbildung (8.7) gezeigt. Dort sind der maximale, mittlere und minimale Schaden als Funktion der Ausheilkonstante τ angegeben. Für kleine Ausheilkonstanten unterscheiden sich f_{\max} , f_{med} und f_{\min} aufgrund der schnellen Defektausheilung nicht. Im Bereich mittlerer Ausheilkonstanten ist der maximale Schaden am Rand des Implantationsgebietes aufgrund der Dynamik der Defekte deutlich überhöht

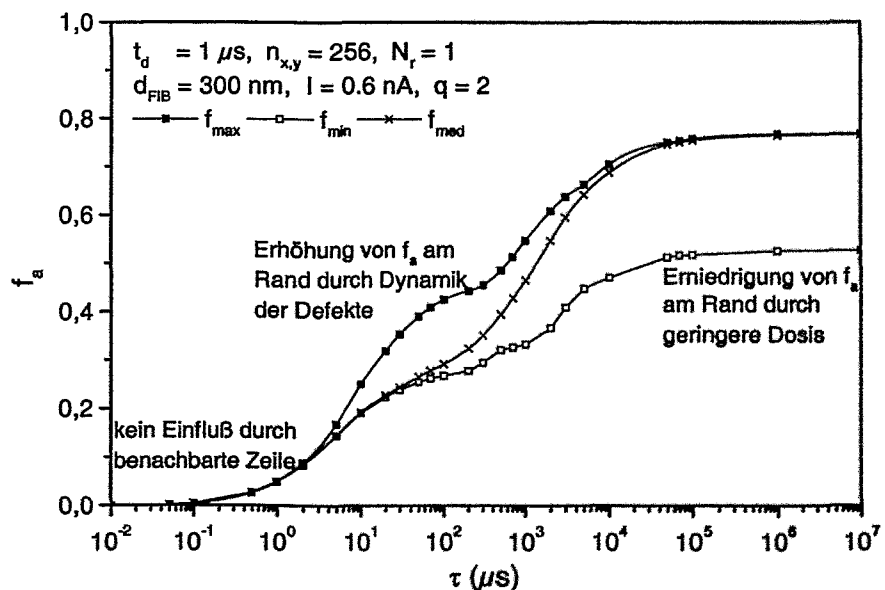


Abbildung 8.7: Verlauf der maximalen, mittleren und minimalen Schädigung als Funktion der Ausheilkonstanten τ aufgrund geometrischer Einflüsse.

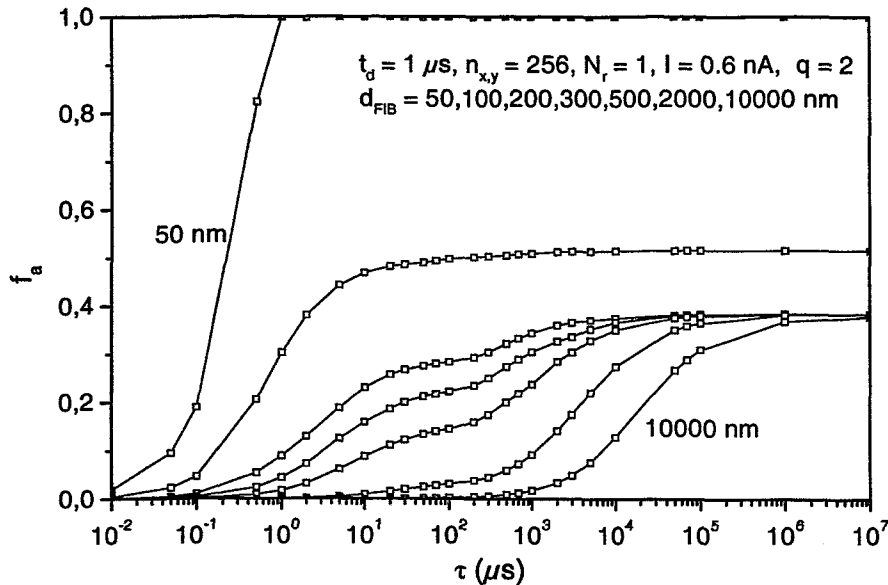


Abbildung 8.8: Schädigung in Abhängigkeit der Ausheilkonstante für unterschiedliche Strahldurchmesser. Der kleinste Strahldurchmesser erzeugt den höchsten Schaden. Die Ursache für die deutlich höheren Schäden für $d_{\text{FIB}} < 200$ nm bei großen Ausheilkonstanten liegt in der inhomogenen Dosisverteilung.

(siehe auch Abbildung 8.2, links). Im Bereich hoher Ausheilkonstanten ist der minimale Schaden wegen der niedrigeren Dosis im Randbereich geringer. Zwischen den beiden letzten genannten Bereichen, wo der mittlere Schaden vom minimalen Schaden ausgehend sich dem maximalen Schaden annähert, wandert die Position des maximalen Schadens vom Rand zum Zentrum des Implantationsgebietes. Der komplizierte Verlauf des Schadens in Abhängigkeit der Ausheilkonstante ergibt sich im wesentlichen aus den geometrischen Gegebenheiten.

Ein Problem der Modellbeschreibung ist, daß ein Pixel immer als homogen implantiert angenommen wird. Dies führt dazu, daß für sehr kleine Strahldurchmesser f_{max} , f_{med} und f_{min} identisch sind, da es keine Strahlüberlappung mehr gibt. In der Realität ist innerhalb eines Pixels eine homogene Dosisverteilung nicht gewährleistet (siehe Anhang C), und es gäbe sehr wohl Unterschiede für f_{max} , f_{med} und f_{min} . Ein Vergleich mit Meßmethoden ist für diesen Fall aber auch nicht möglich, da z.Z. keine Methoden zur Schadensmessung mit hinreichend hoher lateraler Auflösung existieren. In Abbildung (8.8) ist gezeigt, wie sich der maximale Schaden für verschiedene Strahldurchmesser verhält. Die Dosisinhomogenität wird sofort auffällig, wenn man den Schaden bei hohen Ausheilkonstanten betrachtet. Der Schaden wird nicht ausgeheilt und ist folglich nur eine Funktion der Dosis des implantierten Gebietes. Da bei der Diskretisierung die Mitte eines Pixels betrachtet wird, wird durch die inhomogene Dosisverteilung der Schaden höher als bei einer homogenen Dosisverteilung. Der Schaden für Strahldurchmesser < 200 nm ist höher als die Werte bei größeren Strahldurchmessern. Dies zeigt, daß die Simulationen nur ab Strahldurchmessern

≥ 200 nm mit Messungen verglichen werden können.

8.4 Simulationsergebnisse

In den folgenden Abschnitten werden eine Vielzahl von Simulationen mit verschiedenen Parametern durchgeführt. In Tabelle (8.2) sind alle Parameter zusammengefaßt, die variiert werden bzw. als Ergebnis resultieren. Die weiteren Parameter wie die Pixelgröße mit $d^2 = 78 \cdot 78 \text{ nm}^2$, der Ladungszustand der Ionen mit $q = 2$ und der Amorphisierungswirkungsquerschnitt $\sigma_0 = 125 \text{ \AA}^2$ werden konstant gehalten. Die beiden letzteren Werte sind durch die 70 keV Co^{2+} -Implantation gegeben, während der erste Wert eine durch die IMSA-100 gegebene Größe ist. Für alle in den folgenden Abschnitten gezeigten Ergebnisse wird die maximale Schädigung f_{max} verwendet (sofern nicht anders angegeben), da bei den Experimenten zur CoSi_2 -IBS der Übergang kristallin nach amorph untersucht wurde.

Parameter	Bedeutung
f_a	Schädigung des Substrates
τ	Ausheilkonstante der Defekte
I	Ionenstrom
t_d	Pixelzeit
d_{FIB}	Strahldurchmesser (FWHM)
N_r	Zahl der Wiederholungen
$n_{x,y}$	Kantenlänge des Implantationsgebietes für $n_x = n_y$ (in Pixeln)

Tabelle 8.2: Zusammenfassung der Parameter, die bei den Simulationen variiert wurden.

8.4.1 Pixelzeit

Die Abhängigkeit der Schädigung f_a von der Pixelzeit wird in diesem Abschnitt behandelt. In Abbildung (8.9) ist die Schädigung für verschiedene Pixelzeiten gezeigt. Sie steigt mit zunehmender Pixelzeit und Ausheilkonstante an, wobei für lange Ausheilkonstanten ein konstanter Wert erreicht wird. In dieser Simulation wird jedes Pixel genau einmal belichtet ($N_r = 1$). Um einen Einfluß der Zahl der Wiederholungen anzugeben wurden Implantationen mit zehn Wiederholungen simuliert ($N_r = 10$). In Abbildung (8.10) wird gezeigt, daß erst ab $\tau \simeq t_r = n_x \cdot n_y \cdot t_d = n_{x,y}^2 \cdot t_d$ ein Einfluß der Wiederholungen zu sehen ist. n_x und n_y sind die Kantenlängen des Implantationsgebietes in Pixeln. Im Falle $n_x = n_y$ ist $n_{x,y} \equiv n_x$ (gilt für diese Arbeit). Dies entspricht der Zeit, die der Ionenstrahl benötigt, um das Implantationsgebiet einmal zu durchlaufen. Werden solch hohe Ausheilkonstanten benötigt, dann gelingt es mit keiner der experimentell verwendeten Pixelzeiten, eine Amorphisierung der Probe zu verhindern, und ein Vergleich zwischen Simulation und

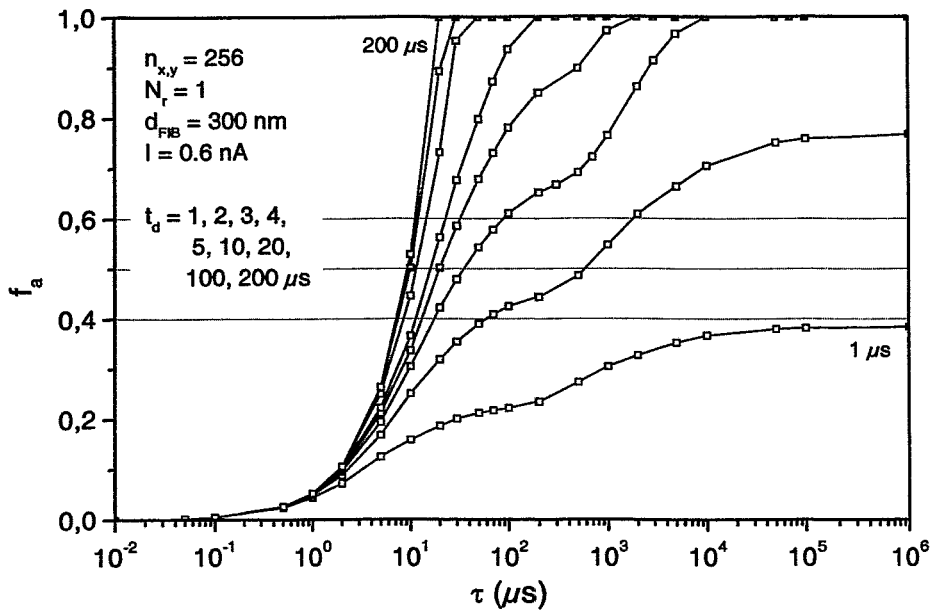


Abbildung 8.9: Schädigung des Substrates f_a für unterschiedliche Pixelzeiten in Abhängigkeit der Ausheilkonstanten τ . Man beachte, daß die Resultate für 100 μs und 200 μs in dieser Abbildung nicht mehr unterschieden werden können.

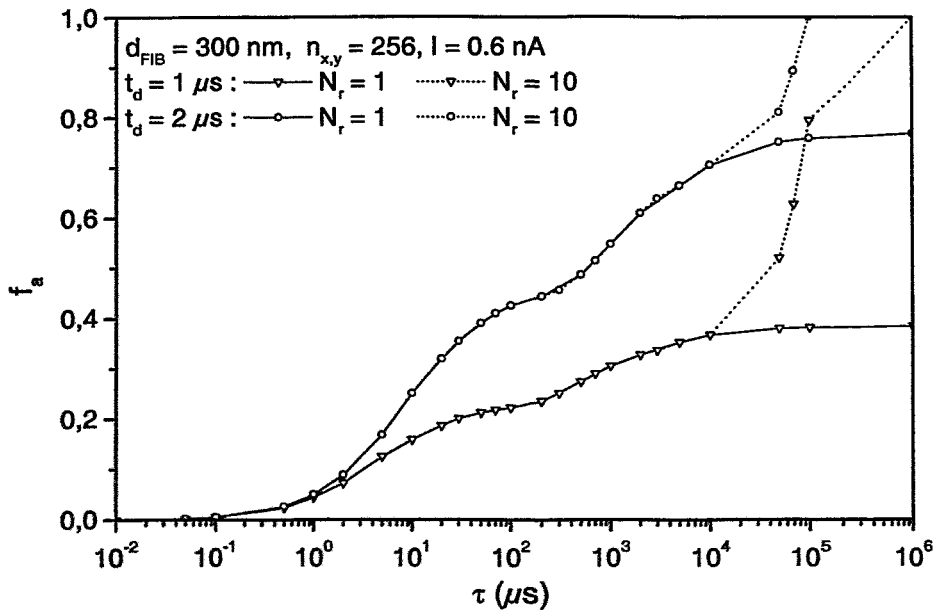


Abbildung 8.10: Die Zahl der Wiederholungen N_r macht sich erst bemerkbar, wenn $\tau \simeq n_{x,y}^2 \cdot t_d$ beträgt.

Experiment ist nicht möglich. Deshalb sind bei den Betrachtungen zur kritischen Pixelzeit Simulationen mit $N_r = 1$ ausreichend.

Um aus Ergebnissen wie in Abbildung (8.9) eine kritische Pixelzeit bei einer bestimmten Ausheilkonstanten zu ermitteln, muß ein Schadenswert angegeben werden, ab dem es nicht mehr gelingen soll, die Schädigung während der Implantation auszuheilen. Dieser Wert ist der sogenannte kritische Schaden, der in Anlehnung an die Ergebnisse der Raman-Messung auf $\simeq 0.5$ gesetzt wird (siehe Abschnitt 5.5.3). Diese Vorgehensweise ist die Begründung dafür, daß immer der zeitlich maximale Schaden betrachtet wird. In Abbildung (8.11) ist der Zusammenhang für τ in Abhängigkeit von $t_{d,c}$ für die örtlich maximale und die örtlich gemittelte Schädigung gezeigt. Als kritischer Schaden wurden dabei die Werte 0.4, 0.5 und 0.6 verwendet. Der funktionelle Verlauf ist unabhängig davon, ob der gemittelte oder der maximale Schaden verwendet wird und er ist unabhängig vom genauen Wert des kritischen Schadens, solange er bei $\simeq 0.5$ liegt. Als typische Ausheilkonstanten erhält man $\tau \simeq 10^1 \dots 10^3 \mu\text{s}$ aus der Simulation, wenn man den experimentellen Bereich der kritischen Pixelzeit zugrunde legt. Dies entspricht den Überlegungen, daß die Ausheilkonstanten in der Größenordnung der verwendeten Pixelzeiten liegen müssen.

Geht man davon aus, daß sich die Ausheilkonstante über $\tau = \tau_0 \cdot \exp(E_A/k_B T)$ beschreiben läßt [100], so müßte eine logarithmische Auftragung von $(\log \tau)^{-1}$ über $t_{d,c}$ eine Gerade ergeben, um das Experiment beschreiben zu können. Dies ist offensichtlich nicht der Fall. Deshalb wurde in Abbildung (8.11) auf diese Art der Darstellung verzichtet. Die Rechnungen sind aber in der Lage, einen temperaturabhängigen Pixelzeiteffekt mit Ausheilkonstanten in der richtigen Größenordnung wiederzugeben. Die Ursachen für die Diskrepanz zwischen Simulation und Experiment sind folglich in dem gewählten Modell zu suchen. Dessen Schwäche ist, daß alle Defekte über eine einzige Ausheilkonstante beschrieben werden. Bei der Simulation der kritischen Pixelzeit wird über den gesamten Schädigungsbereich f_a nur dieser eine Wert τ verwendet. Aus der Literatur ist aber bekannt, daß eine Vielzahl von Defekten mit unterschiedlichem Ausheilverhalten [59, 60, 102, 103, 104, 105, 101] existie-

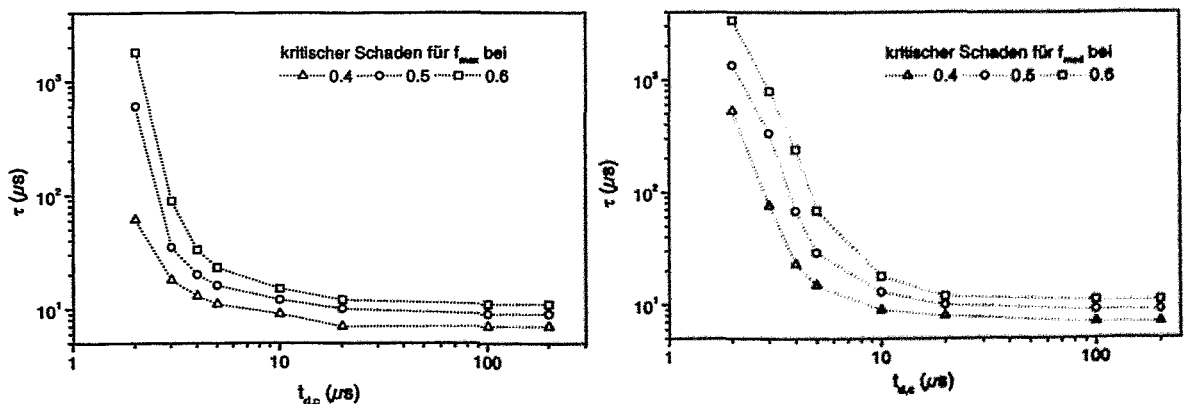


Abbildung 8.11: Ausheilkonstante in Abhängigkeit der kritische Pixelzeit $t_{d,c}$ für verschiedene kritische Schäden bei maximaler Schädigung (links) und mittlerer Schädigung (rechts).

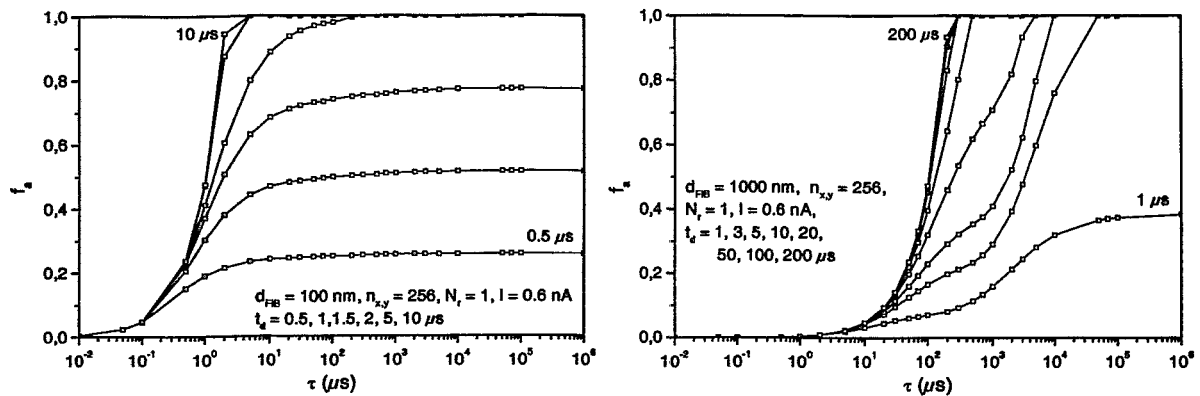


Abbildung 8.12: Einfluß des Strahldurchmessers auf die Schädigung in Abhängigkeit von der Ausheilkonstanten. In der linken Abbildung wurde ein Strahldurchmesser von 100 nm und in der rechten Abbildung ein Strahldurchmesser von 1000 nm verwendet.

ren. Hinzu kommt, daß τ nicht nur eine Funktion von T ist, sondern auch eine Funktion von E_A . Damit ist die Temperatur folglich nicht proportional zu $(\ln \tau)^{-1}$, sondern proportional zu $E_A \cdot (\ln(\tau/\tau_0))^{-1}$. Dieser Zusammenhang müßte berücksichtigt werden, falls eine Modellbeschreibung mit mehreren Ausheilkonstanten in Abhängigkeit der Temperatur angestrebt wird.

Um den Einfluß des Strahldurchmessers zu untersuchen, wurden identische Simulationen mit den zwei Werten $d_{\text{FIB}} = 100 \text{ nm}$ und $d_{\text{FIB}} = 1000 \text{ nm}$ durchgeführt. Die Ergebnisse der Simulationen sind in Abbildung (8.12) zusammengefaßt. Sie zeigen, daß der Strahldurchmesser keinen entscheidenden Einfluß auf den funktionellen Verlauf der kritischen Pixelzeit in Abhängigkeit der Ausheilkonstanten hat. Der Strahldurchmesser hat aber einen drastischen Einfluß auf die absoluten Werte der Schädigung. Für größere Strahldurchmesser ist die zu einer kritischen Pixelzeit gehörende Ausheilkonstante deutlich länger. Das bedeutet, daß für eine gegebene Implantationstemperatur die kritische Pixelzeit mit zunehmendem Strahldurchmesser deutlich ansteigt. Dies ist in Übereinstimmung mit den in Abschnitt (5.6) gezeigten Experimenten.

8.4.2 Pausenzeit

Dieser Abschnitt widmet sich der Simulation der kritischen Pausenzeit. Dazu wird die Implantation in Gebiete der Größe von $n_{x,y}^2 = n_x \cdot n_y = 16^2$ Pixel bis $n_{x,y}^2 = 256^2$ Pixel simuliert. $n_{x,y}$ bezeichnet die Kantenlänge in Pixeln eines quadratischen Implantationsgebietes ($n_x = n_y$). Da der maximale Schaden betrachtet wird, treten Randeffekte nur auf, wenn $d_{\text{FIB}} \simeq n_{x,y} \cdot d$ beträgt. In Abbildung (8.13) ist eine Simulation ohne Wiederholungen ($N_r = 1$) dargestellt. Die Rechnungen liefern ein Aufspalten der Ergebnisse im Bereich von $10^1 \mu\text{s}$ bis $10^4 \mu\text{s}$, wobei die Schädigungen im Bereich von $10^1 \mu\text{s}$ bis $10^2 \mu\text{s}$ auseinanderlaufen und ab $10^4 \mu\text{s}$ wieder den gleichen Wert erreichen. Die Ursache für

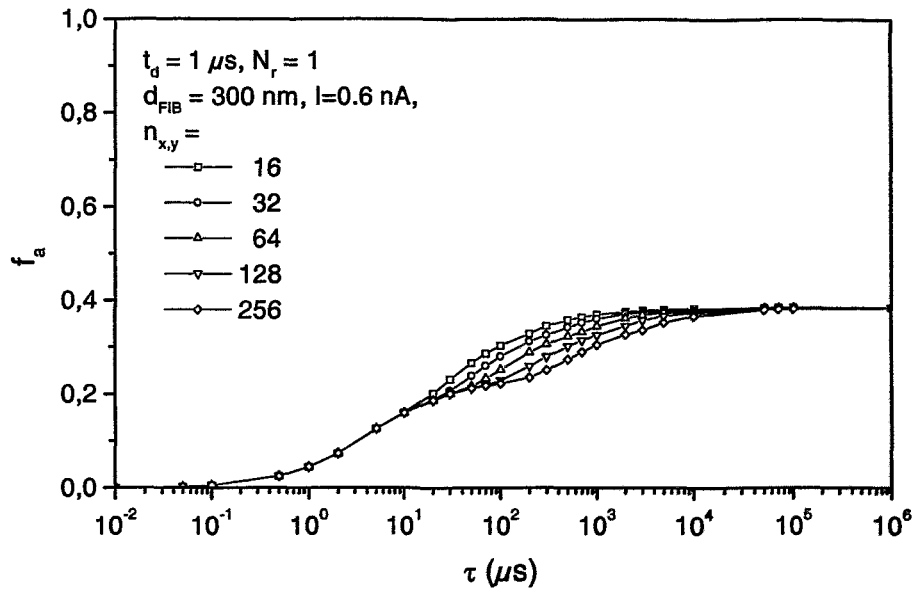


Abbildung 8.13: Simulation der Schädigung bei unterschiedlichen Feldgrößen ohne Wiederholung ($N_r = 1$). Die unterschiedlichen Schädigungen treten bei $\tau \simeq n_{x,y} \cdot t_d$ auf.

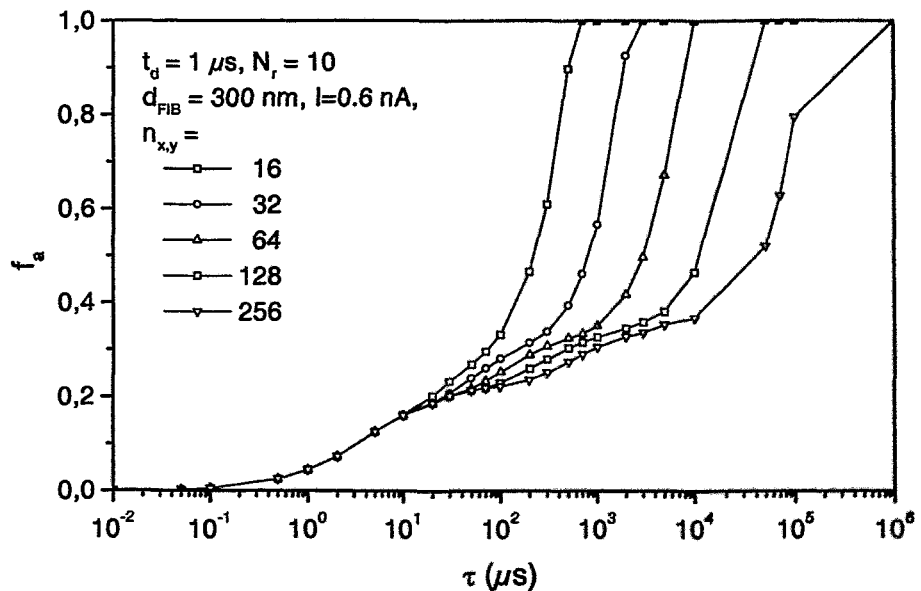


Abbildung 8.14: Simulation der Schädigung bei unterschiedlichen Feldgrößen und $N_r = 10$. Die unterschiedliche Schädigung bei $\tau \simeq n_{x,y} \cdot t_d$ bleibt erhalten, aber ein weiterer Unterschied tritt bei $\tau \simeq n_{x,y}^2 \cdot t_d$ auf.

dieses Verhalten liegt in den unterschiedlichen Zeilenlängen der Implantationsgebiete. Bei Ausheilkonstanten, die in der Größenordnung $n_{x,y} \cdot t_d$ liegen, führt ein Strahldurchmesser $d_{\text{FIB}} > d$ dazu, daß die Schädigung durch die Wechselwirkung benachbarter Zeilen erhöht wird. Die Schädigung wird ab $\tau \simeq 10^4 \mu\text{s}$ für verschiedene $n_{x,y}$ wieder identisch, da dann alle benachbarten Zeilen, die sich durch die Strahlüberlappung gegenseitig beeinflussen, nicht ausheilen können, da die Bestrahlungszeit aller relevanten Zeilen kürzer als die Ausheilkonstante ist ($d_{\text{FIB}}/d \cdot n_{x,y} \cdot t_d < \tau$).

Werden mehrere Wiederholungen betrachtet, so stellt sich bei $N_r \simeq 10$ eine Sättigung der Schädigung ein, die durch weitere Wiederholungen nicht weiter ansteigt. Eine solche Rechnung ist in Abbildung (8.14) gezeigt. Die Aufspaltung für die verschiedenen großen Implantationsgebiete bei $n_{x,y} \cdot t_d$ bleibt erhalten. Zusätzlich spalten die Resultate bei $\tau \simeq n_{x,y}^2 \cdot t_d$ extrem auf. Bei solch langen Ausheilkonstanten wechselwirken die Implantationen der einzelnen Wiederholungen miteinander, und der erzeugte Schaden steigt mit jeder Wiederholung an, bis die Sättigung erreicht ist. Trägt man jetzt die Ausheilkonstante über der kritischen Pausenzeit doppelt-logarithmisch auf, so erhält man eine Gerade. In Abbildung (8.15) ist ebenfalls gezeigt, daß die logarithmische Darstellung von $(\log \tau)^{-1}$ über $t_{p,c}$ einen fast geraden Verlauf nimmt. Dieses Verhalten beruht auf den geometrischen Gegebenheiten und beschreibt das Verhalten des Experiments aus Abschnitt (5.5.2) sehr gut. Es reicht folglich eine Ausheilkonstante, um das Experiment bezüglich der Pausenzeit qualitativ beschreiben zu können.

Der Einfluß des Strahldurchmessers auf die Schädigung für unterschiedliche Pausenzeiten ist in Abbildung (8.16) zusammengefaßt. Bei einem Strahldurchmesser von 100 nm ist kaum eine Wechselwirkung zwischen den benachbarten Zeilen zu erkennen, da $d_{\text{FIB}} \simeq d$ ist. Dies führt zu der in Anhang (C) beschriebenen Dosisinhomogenität innerhalb eines Pixels, und deshalb ist der maximale Schaden für große Ausheilkonstanten größer als im Falle der Simulation mit $d_{\text{FIB}} = 300 \text{ nm}$ (Abbildung 8.14). Die Aufspaltung des Verlaufes der Schädigung in Abhängigkeit der Ausheilkonstanten aufgrund der Größe des Implantations-

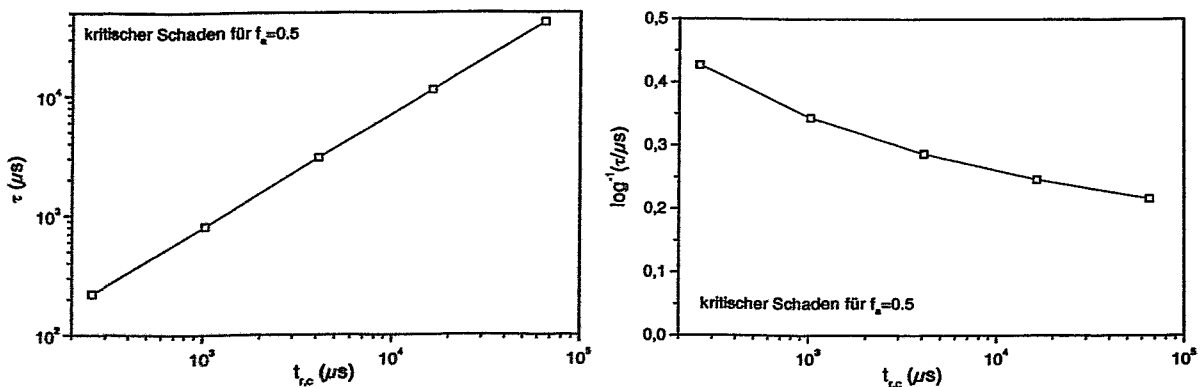


Abbildung 8.15: Kritische Pausenzeit $t_{p,c} \simeq t_{r,c}$ in Abhängigkeit der Ausheilkonstante mit den Ergebnissen aus Abbildung (8.14) für einen kritischen Schaden von 0.5.

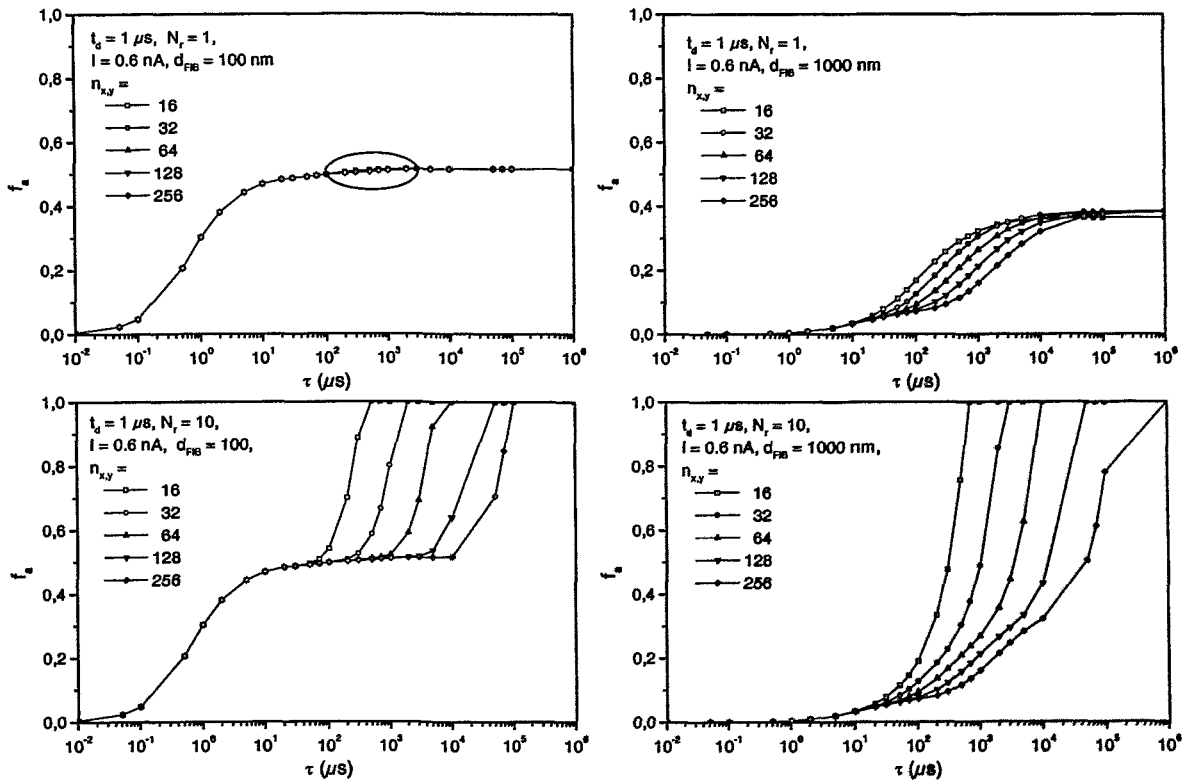


Abbildung 8.16: Schädigung für verschiedenen Pausenzeiten bei den Strahldurchmessern 100 nm und 1000 nm.

gebietes ist durch den Strahldurchmesser nicht wesentlich beeinflusst, da $d_{\text{FIB}} \ll n_{x,y}^2 \cdot d$ gilt. Für die Simulation mit einem Strahldurchmesser von $d_{\text{FIB}} = 1000$ nm ist der Einfluß durch die benachbarten Zeilen am deutlichsten ausgeprägt. Für lange Ausheilkonstanten ist der Schaden bei einer Feldgröße von $n_{x,y}^2 = 16^2$ Pixel geringer als für die größeren Implantationsgebiete. Der Grund dafür ist, daß hier $d_{\text{FIB}} \simeq 16 \cdot d$ ist, und deshalb selbst im Zentrum des Implantationsgebietes die Dosis geringer ist als bei Verwendung eines kleineren Strahldurchmessers bzw. eines größeren Implantationsgebietes. Für mehrere Wiederholungen der Implantation spaltet der Verlauf der Schädigung in Abhängigkeit der Ausheilkonstanten erneut für unterschiedlich große Implantationsgebiete auf. Der Strahldurchmesser beeinflusst das Aufspalten aber nicht wesentlich, da auch hier $d_{\text{FIB}} \ll n_{x,y}^2 \cdot d$ gilt.

8.4.3 Strahlstrom

Die betrachtete Differentialgleichung (8.5) ist eine inhomogene Differentialgleichung, deren inhomogener Teil proportional zur Stromdichte j_{FIB} ist und somit proportional zum Strahlstrom bei festem Strahldurchmesser. Es ist daher nicht verwunderlich, daß die in Abbildung (8.17) gezeigte Simulation $f_a \propto I$ zeigt, solange $f_a < 1$ ist, da sich die Lösung einer inhomogenen Differentialgleichung aus der Lösung des homogenen Anteils und einer

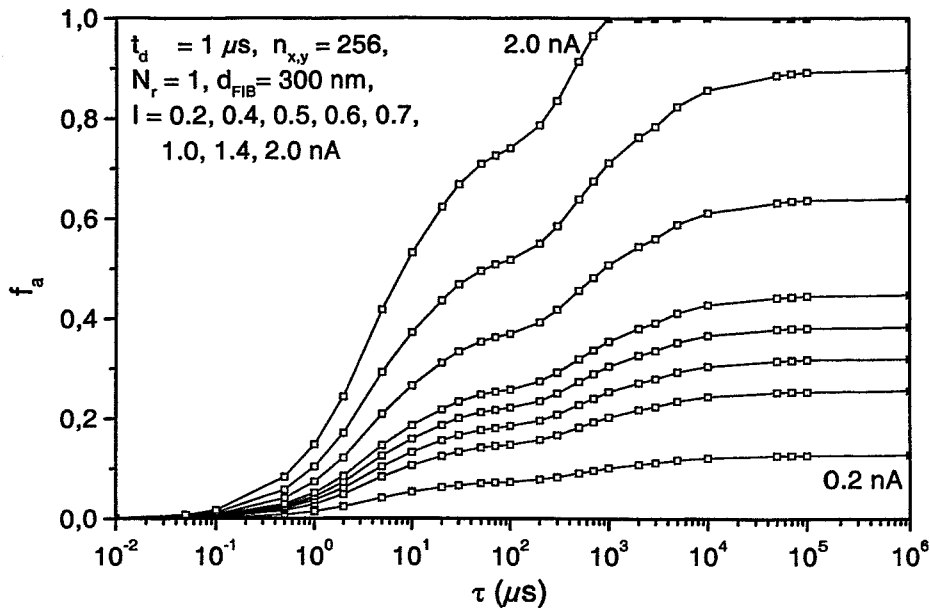


Abbildung 8.17: Abhängigkeit der Schädigung als Funktion der Ausheilkonstante für unterschiedliche Strahlströme und damit für unterschiedliche Stromdichten bei einer Pixelzeit von $1 \mu\text{s}$.

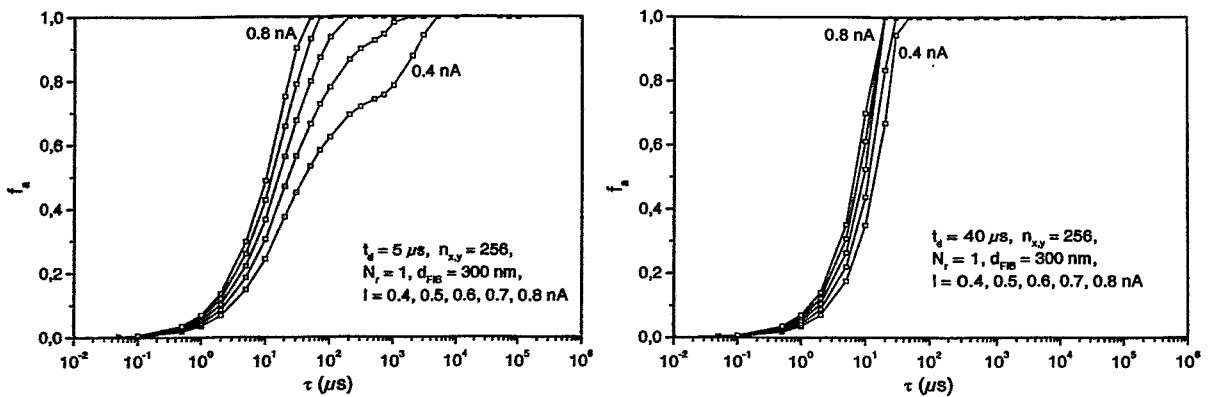


Abbildung 8.18: Einfluß des Strahlstromes auf die Schädigung bei Pixelzeiten von $5 \mu\text{s}$ bzw. $40 \mu\text{s}$.

Lösung der inhomogenen Differentialgleichung zusammensetzt. Für die kritische Pixelzeit zeigen die einzelnen Resultate für unterschiedliche Strahlströme in Abbildung (8.17, 8.18 und 8.19, links) das gleiche Verhalten wie es bereits in Abschnitt (8.4.1) demonstriert wurde. Auch die Ergebnisse für unterschiedliche Strahldurchmesser mit verschiedenen Strahlströmen (Abbildung 8.19) liefern keine neuen Erkenntnisse.

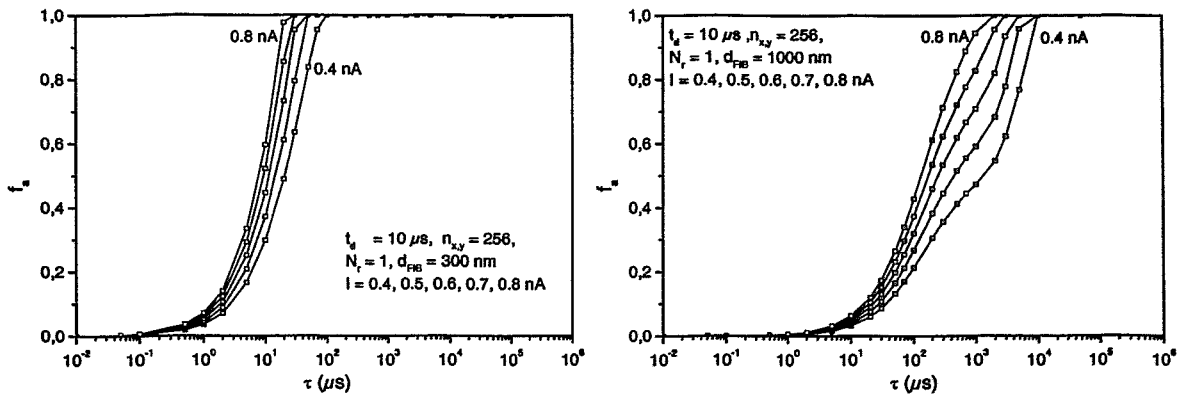


Abbildung 8.19: Einfluß des Strahlstromes auf die Schädigung bei Strahldurchmessern von 300 nm bzw. 1000 nm für eine Pixelzeit von 10 μs .

8.4.4 Aussagen der Simulation

An dieser Stelle sollen die wesentlichen Ergebnisse der Simulationsrechnungen stichpunktartig zusammengefaßt werden.

1. Pixelzeit t_d

- (a) Eine längere Pixelzeit führt zu einem höheren Schaden.
- (b) Die kritische Pixelzeit verlängert sich mit zunehmender Temperatur.

2. Pausenzeit t_p

- (a) Eine längerer Pausenzeit führt zu einem geringeren Schaden.
- (b) Die kritische Pausenzeit verkürzt sich mit zunehmender Temperatur.

3. Strahlstrom I

- (a) Ein höherer Ionenstrom führt zu einem höheren Schaden.

4. Strahldurchmesser d_{FIB}

- (a) Mit zunehmenden Strahldurchmesser verringert sich der Schaden.
- (b) Ein kleiner Strahldurchmesser kann zu inhomogenen Implantationen führen (siehe auch Anhang C).
- (c) Ein größerer Strahldurchmesser äußert sich in größeren Dosisinhomogenitäten am Rand.

All diese Zusammenhänge und auch die funktionellen Abhängigkeiten wurden im Experiment bestätigt. Die einzige Ausnahme bildet Punkt 1(b), wo die im Experiment gefundene Abhängigkeit $T \propto \ln t_{d,c}$ nicht beschrieben werden konnte. Zusammenfassend erfüllt

das Modell den Anspruch die Experimente qualitativ beschreiben zu können. Für einen quantitativen Vergleich müßte mehr über die erzeugten Defekttypen und deren typischen Ausheilkonstanten bekannt sein.

Kapitel 9

Abschließende Diskussion und Ausblick

9.1 Vergleichbarkeit von FIB- und konventioneller Im- plantation

Für ein einzelnes Ion unterscheiden sich FIB- und konventionelle Implantation nicht, da die Eigenschaften Reichweite, Energiedeponierung, Schädigung nur von der Ion-Target-Kombination, der Einschußenergie und der Substrattemperatur abhängen. Der Unterschied ergibt sich nur aus den unterschiedlichen Stromdichten und der insgesamt eingebrachten Leistung. Die eingebrachte Leistung kann zu einer Erwärmung des Substrates führen. Dies ist aber vor allem eine Eigenschaft konventioneller Implanter und soll an dieser Stelle nicht diskutiert werden. Die hohe Stromdichte des FIB hat i.a. einen starken Einfluß auf die Schädigung des Substrates, wobei ein genereller Vergleich zwischen FIB- und konventioneller Implantation sehr kompliziert ist. Wie in den vorherigen Kapiteln gezeigt wurde, ist das Verhalten der Schädigung stark abhängig von einer Vielzahl von Parametern, weshalb nur für drei extreme Fälle ein direkter Vergleich erfolgen kann.

Der erste Fall ist dadurch gekennzeichnet, daß die Defekte während der Implantation nicht thermisch ausheilen. Dann ist die Schädigung allein eine Funktion der Dosis und unabhängig von der Stromdichte. Dies gilt zumindest, solange die Kaskaden und deren athermisches Verhalten nicht durch ein weiteres eingeschossenes Ion und dessen Kaskade gestört wird. Dies tritt auch bei der hohen Stromdichte eines FIB nicht auf. Deshalb unterscheiden sich die Ergebnisse für FIB und konventionelle Implantation nicht. Dieses Verhalten ist für sehr niedrige Temperaturen zu erwarten, da dann i.a. keine Diffusionsprozesse stattfinden und folglich keine Defekte thermisch ausheilen [234]. Gleichfalls ist dies für Materialien zu erwarten, die erst bei sehr hohen Temperaturen ein thermisches Ausheilen von Defekten zeigen; zu dieser Sorte von Materialien zählt z.B. SiC [236]. Die Ergebnisse der FIB-Implantation sind unabhängig von der Pixelzeit, da die Dynamik der Defekte keine Rolle spielt.

Der zweite Fall gilt, wenn die FIB-Implantation mit langen Pixelzeiten durchgeführt wird. Dann wirkt die volle Stromdichte des FIB, die deutlich höher als bei konventioneller

Ionenimplantation liegt. Damit folgt i.a., daß die Strahlenschädigung durch FIB aufgrund der verminderten Ausheilung der Defekte während der Implantation höher ist als die Strahlenschädigung durch konventionelle Implantation. Es gibt aber drei Möglichkeiten, bei denen der durch FIB erzeugte Schaden genau so hoch ist wie im Falle der konventionellen Implantation. (1) Wenn kein Ausheilen der Defekte vorkommt ($\tau \rightarrow \infty$), dann gelten die Aussagen des ersten Falles und die Schädigung ist nur von der Dosis abhängig. (2) Die Defekte heilen so schnell aus, daß auch die hohe Stromdichte des FIB nicht ausreicht, um ein bereits geschädigtes Gebiet erneut zu treffen, bevor es ausheilen kann ($\tau \ll Z_t$, siehe Abschnitt 1.3). Dies wird für viele Materialien bei hohen Temperaturen gelten. (3) Die Implantationstemperatur ist so hoch, daß auch amorphes Material wieder ausheilt (Rekristallisationstemperatur) und überhaupt keine Schädigung des Substrates erreicht wird. Das ist natürlich ein Extremfall der zweiten Möglichkeit.

Der letzte Fall trifft zu, wenn die Pixelzeit t_d so kurz ist, daß innerhalb der Pixelzeit höchstens ein Ion in ein Gebiet entsprechend der Größe eines amorphen Zylinders des Morehead–Crowder–Modells (Abschnitt 1.2.1) treffen kann ($t_d \ll Z_t$). Dabei ist wichtig, daß trotz der Strahlüberlappung innerhalb einer Wiederholung der Implantation diese Aussage erhalten bleibt. Ist diese Voraussetzung erfüllt, dann kann das *Konzept der effektiven Stromdichte* eingeführt werden. Da jetzt nur noch eine über die Pixelzeit im Vergleich zur Wiederholzeit gemittelte Stromdichte wirkt, kann eine effektive Stromdichte

$$j_{\text{eff}} = j_{\text{FIB}} \cdot \frac{t_d}{t_r} = j_{\text{FIB}} \cdot \frac{d^2}{A} = j_{\text{FIB}} \cdot (n_x \cdot n_y)^{-1}, \quad (9.1)$$

mit der Pixelzahl $n_x \cdot n_y$, angegeben werden. Diese effektive Stromdichte kann direkt mit der Stromdichte der konventionellen Implantation verglichen werden. Mit der effektiven Stromdichte ist es möglich, FIB–Experimente bzgl. der Stromdichte so anzupassen, daß die Ergebnisse direkt auf die konventionelle Implantation übertragen werden können. Sind die zu implantierenden Strukturen zu klein, um das notwendige Verhältnis t_d/t_r einhalten zu können, muß ggf. am Ende einer jeden Wiederholung eine zusätzliche Pause dies korrigieren.

Für die konventionelle Implantation ist das Morehead–Crowder–Modell [97] in der Lage, die Amorphisierungsdosis in Abhängigkeit der Implantationstemperatur vorherzusagen (siehe Abschnitt 1.2.1). Verwendet man als nuklearen Energieverlust die Daten aus dem Programm SRIM–2000, so erhält man den in Abbildung (9.1) gezeigten Zusammenhang. Die beiden Datenpunkte der konventionellen Implantation stammen aus folgenden Messungen: Es wurde die Amorphisierungsdosis bei -150°C bestimmt (Abbildung 8.4), und für eine Dosis von $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ wurde die Temperatur ermittelt, bei der keine Amorphisierung mehr auftritt (Abbildung 8.5). Vergleicht man das Morehead–Crowder–Modell mit den experimentellen Ergebnissen, so zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung. Die Amorphisierungsdosen der FIB–Implantation in Abbildung (9.1) wurden aus den Experimenten zur kritischen Pixelzeit (Abschnitt 5.5.1) gewonnen. Als Amorphisierungsdosis ist dabei der Dosiswert angenommen worden, der bei einem Durchlauf mit der kritischen Pixelzeit auftritt. Die Amorphisierungsdosen sind deshalb möglicherweise zu niedrig, da die kritische Pixelzeit eigentlich die Schädigung kennzeichnet, bei der es nicht mehr möglich ist, die erzeugten Defekte auszuheilen. Und somit findet die eigentliche Amorphisierung ggf. erst

in einem weiterem Durchlauf statt (siehe Abschnitt 5.5.3). Die Schädigung durch FIB-Implantation zeigt, daß es möglich ist, jenseits von T_∞ (Temperatur ab der nach Morehead und Crowder keine Amorphisierung mehr auftritt) das Substrat zu amorphisieren. Das Morehead-Crowder-Modell versagt offensichtlich bei hohen Stromdichten. Für geringe Stromdichten sind die Vorhersagen aber ausgezeichnet, wie es auch in vielen anderen Untersuchungen festgestellt wurde [97, 98, 237, 238].

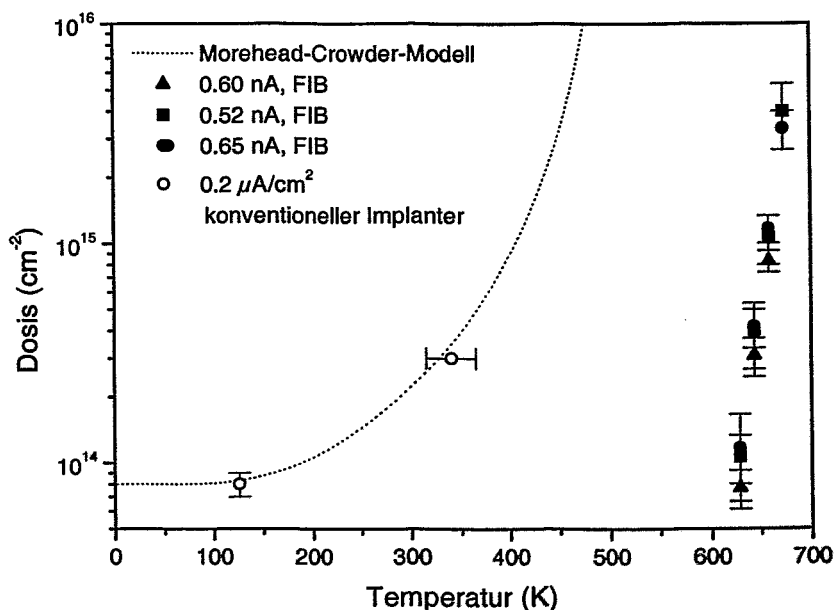


Abbildung 9.1: Vergleich des Morehead-Crowder-Modells für die Amorphisierungsdosis in Abhängigkeit der Temperatur mit experimentellen Daten von FIB- und konventioneller Implantation.

9.2 Einordnung der bisherigen FIB-Ergebnisse

In diesem Abschnitt geht es darum, die aus der Literatur bekannten und teilweise widersprüchlichen Ergebnisse zur Strahlenschädigung mit FIB (siehe Einleitung) auf der Basis der Erkenntnisse dieser Arbeit neu zu beleuchten.

Bei den Untersuchungen von Bischoff *et al.* [54] zur IBS mit FIB wurde kein Unterschied zwischen FIB- und konventioneller Implantation festgestellt. Mit dem Wissen, daß ein Strahldurchmesser von $\simeq 1 \mu\text{m}$ und eine hohe Schreibgeschwindigkeit (kurze Pixelzeit) verwendet wurde [239], läßt sich leicht verstehen, weshalb kein Unterschied gefunden wurde. Sowohl ein großer Strahldurchmesser (Abschnitt 5.6 und 8.4.4) als auch eine kurze Pixelzeit (Abschnitt 5.5.1, 5.5.3 und 8.4.1) reduzieren den Strahlenschaden. Deshalb konnten die Strahlenschäden während der Implantation ausheilen, und die Bildung einer CoSi_2 -Schicht war erfolgreich. Daher schien es, als seien keine Unterschiede zur konventionellen Implantation vorhanden. Dies war mit diesen speziellen Implantationsparametern

auch der Fall, aber wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, ist i.a. sehr wohl ein Unterschied zu erwarten.

Hart *et al.* [51] und Chu *et al.* [50] zeigten, daß der durch Ga-Ionen erzeugte Schaden in Si keinen signifikanten Unterschied zwischen FIB und konventioneller Implantation aufweist. Dieses Ergebnis wird verständlich, wenn man annimmt, daß der durch schwere Ionen in Si erzeugte Schaden nicht bei RT ausgeheilt werden kann. Andererseits zeigen die Resultate von Hart *et al.* mit steigender Dosis (das entspricht in der Arbeit einer zunehmenden Pixelzeit) eine tendentielle Erhöhung des durch FIB erzeugten Schadens gegenüber der konventionellen Implantation. Diese Ergebnisse stehen im leichten Widerspruch zu den Ergebnissen dieser Arbeit. Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse der Ge-Implantation bei RT zeigen keinen Pixelzeiteffekt (Abbildung 7.1), was auf Ausheilkonstanten größer $10^2 \mu\text{s}$ hindeutet. Die bei den Ga-Implantationen verwendeten Pixelzeiten lagen aber zwischen 2 und $200 \mu\text{s}$. Die RBS/C-Analysen der Co-Implantation in dieser Arbeit zeigen erst ab einer Implantationstemperatur von $\simeq 50 \text{ }^\circ\text{C}$ ein signifikantes dynamisches Ausheilen der Defekte (Abbildung 8.5). Es sei aber darauf hingewiesen, daß die von Hart *et al.* gemessenen Unterschiede gering sind, und sie in ihrer Zusammenfassung schreiben, daß FIB und konventionelle Implantation vergleichbare Schädigungen liefern. Die Ergebnisse von Chu *et al.*, die identische Schädigung für FIB und konventionelle Implantation zeigen, passen widerspruchlos zu den Ergebnissen dieser Arbeit. Es ergibt sich allerdings ein starker Widerspruch zu den Ergebnissen von Menzel [49]. Er findet eine deutlich höhere Schädigung durch FIB-Implantation. Verglichen wurde mit bei 77 K konventionell implantierten Proben. Die konventionelle Implantation wurde mit einer höheren Energie durchgeführt und die Schädigung über TRIM87-Simulationen verglichen. Eventuell rührt der Widerspruch der unterschiedlich hohen Schädigung aus diesem indirekten Vergleich her. Mit den Ergebnissen dieser Arbeit läßt sich die höhere Schädigung durch FIB nicht verstehen, insbesondere, da die konventionelle Implantation bei 77 K durchgeführt wurde und die erzeugten Defekte quasi eingefroren sind [234, 240]. Es sei aber weiterhin angemerkt, daß bei der Implantation von Stickstoff [241], Bor [235] und Silicium [234, 242] in Silicium bei RT Stromdichteeffekte gefunden wurden, wobei für Silicium-Implantation in Silicium auch Arbeiten existieren, die keinen Stromdichteeffekt bei RT finden [243]. Nach der Implantation schwerer Ionen in Silicium ist bisher noch kein Stromdichteeffekt bei RT gefunden worden.

Wertet man die Ergebnisse der Be-Implantation [45] bzw. Si-Implantation [46] in GaAs bei RT von Bamba *et al.* aus, so stellt man fest, daß in beiden Arbeiten das Konzept der effektiven Stromdichte angewandt werden kann. Damit ergibt sich für die Si-Implantation $j_{\text{eff}} = 0.1 \mu\text{A}/\text{cm}^{-2}$ im Vergleich zur konventionellen Implantation mit $j_{\text{BBI}} = 10 \mu\text{A}/\text{cm}^{-2}$ [46] bzw. für die Si-Implantation $j_{\text{eff}} = 0.2 \mu\text{A}/\text{cm}^{-2}$ zu $j_{\text{BBI}} = 0.5 \mu\text{A}/\text{cm}^{-2}$ [45]. Dabei hatten die Ionen bei der FIB-Implantation einen doppelten Ladungszustand. Das bedeutet, daß in beiden Fällen die (effektive) Flußdichte bei der FIB-Implantation um einen Faktor 200 bzw. 5 niedriger war. Deshalb ist hier auch die Strahlenschädigung in GaAs geringer, da GaAs eine deutliche Abhängigkeit der Schädigung von der Stromdichte bei RT-Implantation unabhängig von der implantierten Ionensorte aufweist [244, 245, 246, 247]. Die Ergebnisse von Lezec *et al.* [48] und Menzel [49] bzgl. der FIB-Implantation in GaAs zeigten einen höheren Schaden als bei konventioneller Implantation. In beiden Fällen wur-

Ion	Target	T	Quelle	Ergebnis	Erklärung durch
Co	Si	400 °C	[54]	FIB IBS = konventionelle IBS	A
Ga	Si	RT	[51]	$f_{\text{FIB}} = f_{\text{BBI}}$	B
Ga	Si	RT	[50]	$f_{\text{FIB}} = f_{\text{BBI}}$	B
Ga	Si	RT	[49]	$f_{\text{FIB}} > f_{\text{BBI}}$?
Be	GaAs	RT	[45]	$f_{\text{FIB}} < f_{\text{BBI}}$	A
Si	GaAs	RT	[46]	$f_{\text{FIB}} < f_{\text{BBI}}$	A
Si	GaAs	RT	[47]	$f_{\text{FIB}} > f_{\text{BBI}}$	zu wenig Angaben
Ga	GaAs	RT	[49]	$f_{\text{FIB}} > f_{\text{BBI}}$	C
Ga	GaAs	RT	[48]	$f_{\text{FIB}} > f_{\text{BBI}}$	C
Ga	SiC	RT	[49]	$f_{\text{FIB}} = f_{\text{BBI}}$	B
Ga	GaP	RT	[49]	$f_{\text{FIB}} = f_{\text{BBI}}$	B
Ga	InP	RT	[49]	$f_{\text{FIB}} = f_{\text{BBI}}$	B
Ga	InAs	RT	[49]	$f_{\text{FIB}} > f_{\text{BBI}}$	A
B	Si	RT	[53]	Scangeschwindigkeit beeinflusst die elektrische Aktivierung von B	Pixelzeiteffekt

Tabelle 9.1: Zusammenstellung bisheriger FIB-Ergebnisse. f_{FIB} und f_{BBI} bezeichnen den Schaden durch FIB- bzw. konventionelle Implantation. Für die Erklärungen gilt: (A) Die Defekte heilen dynamisch aus, und es kann das Konzept der effektiven Stromdichte angewendet werden. (B) Die Defektausheilung ist sehr langsam, deshalb wird der Schaden ausschließlich durch die Dosis bestimmt. (C) Die Defekte heilen dynamisch aus, und durch die Verwendung langer Pixelzeiten wirkt die hohe Stromdichte des FIB.

den lange Pixelzeiten verwendet. Deshalb wirkt die FIB-Stromdichte, und die Rate der Defekterzeugung ist deutlich höher als die Rate der dynamischen Ausheilung der Defekte während der Implantation. Yuba *et al.* finden bei der Implantation von Si in GaAs bei RT ebenfalls einen höheren Schaden für FIB-Implantation [47]. Die Angaben sind aber nicht ausreichend, um das Experiment nachvollziehen zu können. In Übereinstimmung mit den Erkenntnissen zur Strahlenschädigung von GaAs durch FIB ist die Arbeit von Musil *et al.* [248], die ebenfalls einen Pixelzeiteffekt zeigt.

Bei der FIB-Implantation von SiC, GaP und InP mit 50 keV Ga^+ -Ionen fand Menzel [49] eine identische Schädigung im Vergleich zur konventionellen Implantation. Wendler *et al.* zeigten für den Fall der konventionellen Implantation, daß die Beweglichkeit intrinsischer Defekte in GaP [238], InP [238] und SiC [236] erst oberhalb RT einsetzt. Damit ist das Ausheilen der Defekte bei RT unabhängig von der Stromdichte und die Resultate sind für konventionelle und FIB-Implantation identisch.

Im Falle von InAs sind die intrinsischen Defekte analog der Defekte in GaAs bei RT beweglich [238], weshalb die Ergebnisse von Menzel [49] eine deutliche höhere Schädigung

für FIB-Implantation aufgrund der verwendeten langen Pixelzeiten zeigen.

In der Arbeit von Tamura *et al.* [53] wurde bei unterschiedlicher Scangeschwindigkeit (entspricht unterschiedlichen Pixelzeiten) der FIB-Bor-Implantation bei einer Dosis von $1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ein Einfluß auf die elektrische Aktivierung bzw. den Schichtwiderstand nach geringen Ausheiltemperaturen gefunden. Für lange Pixelzeiten wurde eine bessere Aktivierung der Bor-Ionen nachgewiesen. Bor-Implantation erzeugt nur geringe Schäden in Si, die auch bei RT ausheilen können [235]. Es ist bekannt, daß Bor während einer Ausheilung besser elektrisch aktiviert wird, wenn der Silicium-Wafer amorphisiert wurde. Da bei der Verwendung längerer Pixelzeiten die Si-Probe stärker geschädigt wird, kann das zu einer höheren elektrischen Aktivierung führen.

Insgesamt zeigt sich, daß die Resultate anderer Arbeiten mit den Erkenntnissen dieser Arbeit erklärt werden können. Im Bezug auf die Implantation in Silicium mit Ga-Ionen bei RT gibt es noch leichte Unklarheiten. Die hier gezeigten Vergleiche sind in Tabelle (9.1) zusammengefaßt.

Auf ein Problem der konventionellen Implantation, das bereits von Holland *et al.* [234] diskutiert wurde, soll an dieser Stelle noch eingegangen werden. Wird mit einer hohen Stromdichte implantiert, so kann sich die Probe aufheizen und so die Resultate verfälschen. Ein schönes Beispiel dafür sind Ergebnisse von Tamura *et al.* [249], die bei höheren Implantationsdosen (also bei einer längeren Implantationsdauer) eine geringere Strahlenschädigung finden als bei geringen Dosen: Ein Effekt der allmählichen Erwärmung der Probe.

9.3 Ausblick

Der nächste Schritt in der IBS mit FIB ist die Erzeugung feinsten Strukturen. Bei der konventionellen Implantation werden zur Erzeugung von CoSi_2 -Strukturen Masken verwendet. Wird eine Hochdosis-Implantation mit schweren Ionen durchgeführt, so wird Maskenmaterial zerstäubt und teilweise auf den zu implantierenden Bereich deponiert. Mit abnehmender Größe der CoSi_2 -Strukturen kann die Deponierung des Maskenmaterials zu Problemen bei der IBS führen [250]. Es ist dann schwer zu entscheiden, ob die IBS kleiner Strukturen wegen einer falschen Wahl der Herstellungsparameter oder wegen der Störung durch das Maskenmaterial nicht zum Erfolg führte. FIB sind deshalb eine ideale Möglichkeit, die Erzeugung kleiner CoSi_2 -Strukturen zu studieren, ohne die Ergebnisse durch das Zerstäuben einer Maske zu beeinflussen. In Abbildung (9.2) sind REM-Aufnahmen einiger FIB-Implantationen zur Erzeugung dünner CoSi_2 -Linien gezeigt. In der Aufnahme oben links wurde versucht, eine Linie zu erzeugen, die nicht entlang einer Hauptkristallrichtung von Si(111) verläuft. Das Ergebnis ist, daß die Ränder der Linie nicht gerade verlaufen, sondern entsprechend der Si(111)-Hauptkristallrichtungen strukturiert sind. Es ist daher wichtig, zur Erzeugung feiner CoSi_2 -Strukturen immer die Kristallrichtungen des Silicium-Wafers zu berücksichtigen. Für die weiteren Linien wurden Si(100)-Wafer verwendet. In der Aufnahme oben rechts ist eine Linie mit zu geringer Dosis implantiert worden. Deshalb besteht die Linie aus isolierten Präzipitaten. Erhöht man die Dosis, wie unten links gezeigt, so erkennt man schnell die Problematik bei FIB-Implantation. Neben der Erhöhung der Dosis entlang der Linie, wie bei der konventionellen Implantation durch Masken, wird

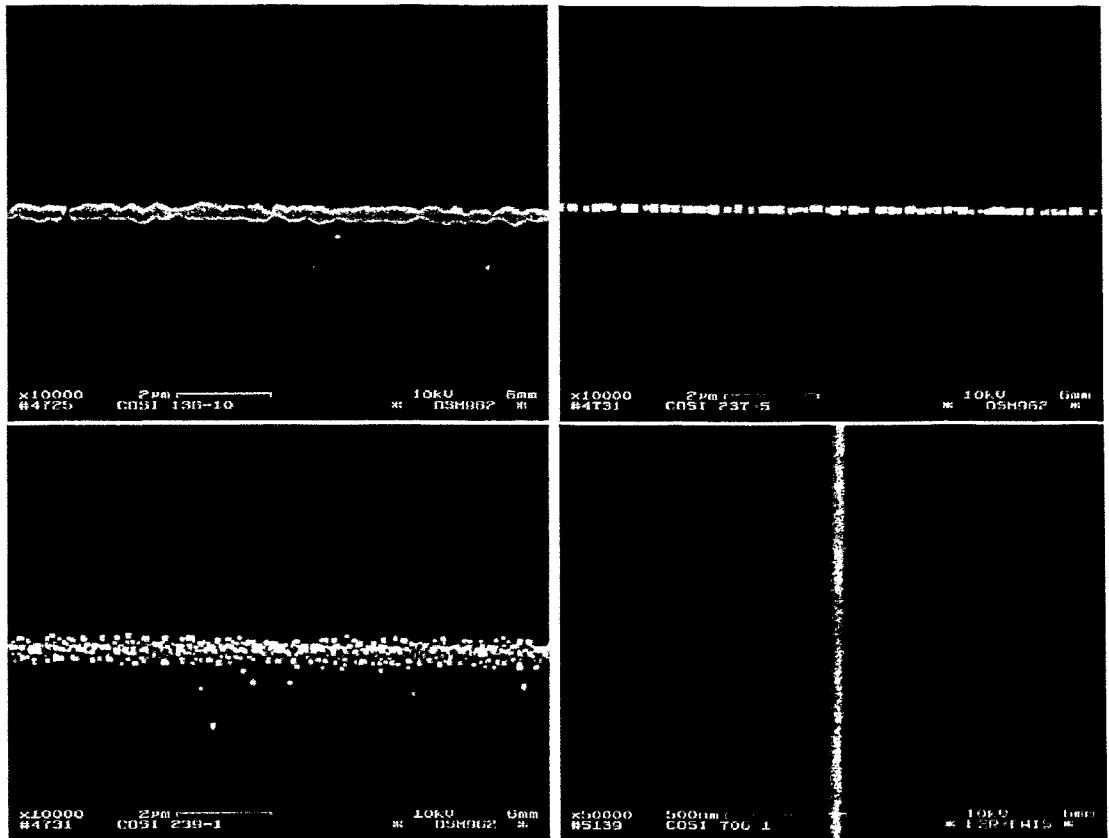


Abbildung 9.2: REM-Aufnahmen von CoSi_2 -Strukturen nach einer 70 keV Co^{2+} -Implantation bei 400 °C und einem Strahldurchmesser von $\simeq 300$ nm mit einer nachfolgenden Temperung (60 min 600 °C und 30 min 1000 °C in N_2). **Oben links:** Die Linie wurde nicht entlang einer Hauptkristallrichtung von Si(111) implantiert. **Oben rechts:** Für die Linie in Si(100) war die Dosis zu gering. **Unten links:** Bei einer weiteren Dosiserhöhung wird nicht die Linie geschlossen, sondern das Strahlprofil eingeprägt. **Unten rechts:** CoSi_2 -Linie mit einer kleineren Abmessung als der Strahldurchmesser.

bei FIB-Implantationen auch das Strahlprofil weiter eingeprägt. Dadurch wird die Linie von isolierten Präzipitaten verbreitert, aber sie wird nicht geschlossen. Dieses Verhalten entspricht dem Prinzip der Zerstäubungsmessung [129] (siehe Abschnitt 2.3), wo dieser Effekt ausgenutzt wird, um das Strahlprofil zu bestimmen. Es wird erst gelingen, die Linie zu schließen, wenn das gesamte Strahlprofil eingeprägt wurde. Eine feine CoSi_2 -Struktur wird sich durch FIB folglich nur erzeugen lassen, wenn das Strahlprofil kleiner als die angestrebte Strukturgröße ist. Daß die Herstellung von CoSi_2 -Linien mit Breiten kleiner 100 nm trotz eines Strahldurchmessers von 300 nm möglich ist wird in der REM-Aufnahme unten rechts gezeigt. Für die Erzeugung einer solchen Linie wurde ausgenutzt, daß sich bei sehr kleinen Dosen spontan nadelförmige Strukturen bilden (siehe Abbildung 5.11). Es ist

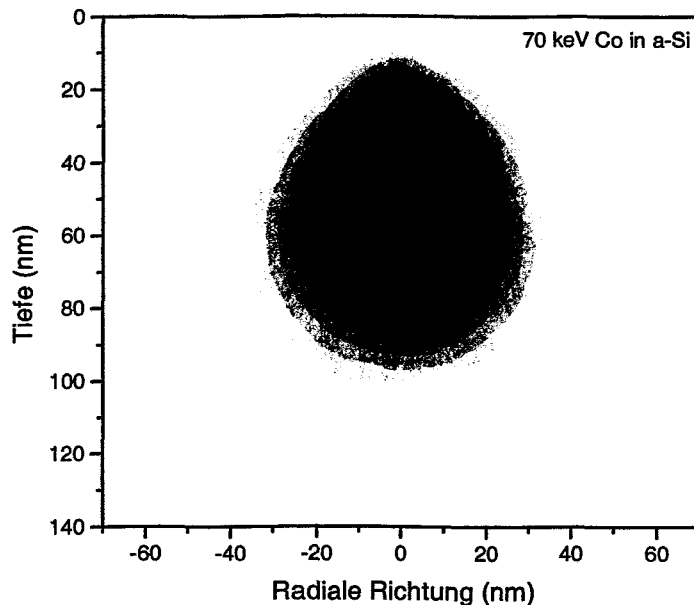


Abbildung 9.3: TRIM91-Simulation des lateralen Stragglings bei der Implantation von 70 keV Co in a-Si. Gezeigt ist die Radialverteilung eines Implantationsprofils einer punktförmigen Implantation. Schwarz entspricht dabei dem Maximum des Profils und weiß entspricht einem nicht implantierten Bereich. Die Breite einer möglichen Struktur beträgt 25 nm bei FWHM. Das Maß ist dabei die kritische Co-Konzentration im Maximum der Verteilung.

aber bisher nicht gelungen, diesen Prozeß zu kontrollieren und insbesondere ist die Länge dieser Strukturen auf wenige μm begrenzt.

Natürlich muß auch das laterale Stragglings bei der Ionenimplantation berücksichtigt werden. In Abbildung (9.3) ist durch eine TRIM91-Simulation gezeigt, daß die Begrenzung minimaler Strukturen durch das laterale Stragglings für eine 70 keV Co-Implantation bei etwa 25 nm liegt. Ist es erst einmal gelungen, feine CoSi_2 -Strukturen zu erzeugen, so ist ein weiteres wichtiges Kriterium die thermische Stabilität der Struktur [251], die in dieser Arbeit nicht betrachtet wurde.

Eine weitere Methode, mit FIB feine CoSi_2 -Strukturen zu erzeugen, wurde von Fuhrmann *et al.* [252] vorgestellt. Sie beruht auf der FIB-Strukturierung eines adsorbierten H-Films auf einer Si-Oberfläche. Diese Methode hat aber den Nachteil, daß sie nicht auf die konventionelle Implantation durch Masken übertragen werden kann. Sie ließe sich aber auf die sogenannte Projektionslithografie [253] übertragen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die elektrischen Eigenschaften der CoSi_2 -Schichten nur insoweit geprüft, um festzustellen, ob sich eine Schottky-Barriere am CoSi_2/Si -Interface ausgebildet hat. Dies war bei den Schichten, die als geschlossen bezeichnet wurden, der Fall. Messungen des spezifischen Widerstandes haben gezeigt, daß Werte im Bereich von $20 \mu\Omega\text{cm}$ für mit FIB erzeugte CoSi_2 -Schichten erzielt werden können [254], was der

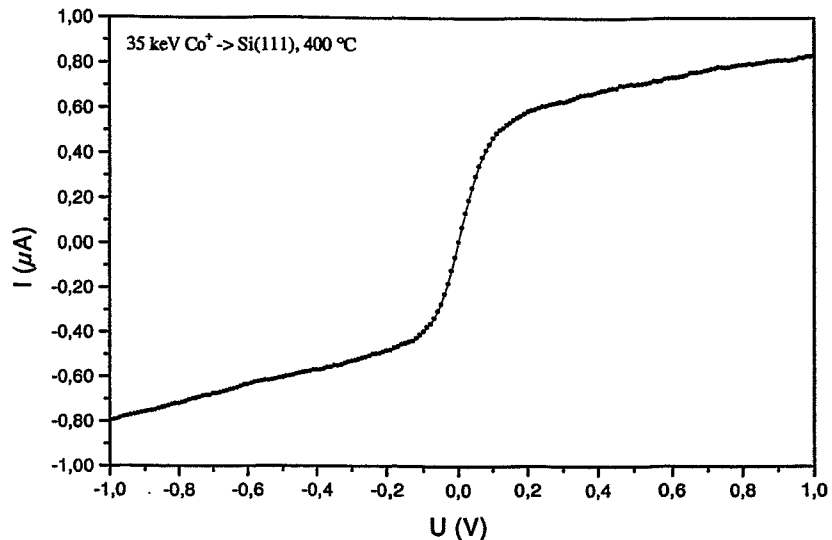


Abbildung 9.4: I-U-Kennlinie einer mit 35 keV Co^+ FIB erzeugten MSM-Struktur. Die beiden Diodenflächen sind $40 \cdot 40 \mu\text{m}^2$ und der Abstand der Diodenflächen beträgt $20 \mu\text{m}$.

konventionellen IBS entspricht. Eine Anwendung der CoSi_2 -Schichten wären sogenannte Metall-Halbleiter-Metall (MSM, *metal-semiconductor-metal*)-Strukturen [255]. In Abbildung (9.4) ist die Strom-Spannungs-Kennlinie einer solchen mit dem FIB erzeugten MSM-Struktur gezeigt. MSM-Strukturen lassen sich z.B. als Photodetektoren [256, 257, 258] einsetzen. Eine weitere Anwendung wären sogenannte Permeable Base Transistoren (PBT), für die man vergrabene CoSi_2 -Strukturen einsetzen kann [259, 260]. Schließlich ist es auch möglich, an einkristallinen CoSi_2 -Linien bei hinreichend niedriger Temperatur Quanteneffekte zu messen [250].

Ein weiterer, sehr interessanter Effekt wurde bei einer Verunreinigung eines Silicium-Wafers mit Kupfer gefunden. Das Kupfer wurde mit EDX (*energy dispersive X-ray spectroscopy*) nachgewiesen. Es ist aus der Literatur bekannt, daß sich Kupfer nach einer Temperaturbehandlung an durch MeV-Ionenimplantation erzeugten Defekten in Silicium sammelt (*gettern*) [261, 262]. Bei der Erzeugung der CoSi_2 -Strukturen in dem verunreinigten Wafer ist ein ähnlicher Effekt aufgetreten. In Abbildung (9.5) ist gezeigt, wie sich das Kupfer an den CoSi_2 -Strukturen sammelt. Die CoSi_2 -Strukturen sind Gebiete, die implantiert wurden, womit vor der Ausheilung eine Vielzahl von Defekten vorhanden war. Der Einfluß des Kobalts sollte aber nicht unterschätzt werden, da bei der rechten REM-Aufnahme gezeigt ist, daß sich das Kupfer bevorzugt an den CoSi_2 -Strukturen sammelt. Zur Erzeugung einer Linie ist nämlich die gesamte Linie homogen implantiert worden. Das Kupfer läßt sich aber nur dort finden, wo sich die CoSi_2 -Strukturen bilden. Es scheint möglich zu sein, Kupfer bzw. Metallverunreinigungen in Silicium durch den in dieser Arbeit verwendeten Prozeß zur CoSi_2 -Herstellung lateral zu *gettern*. Dieser Effekt sollte in Zukunft weiter untersucht werden, da es so eventuell möglich ist, MeV-Implantationen

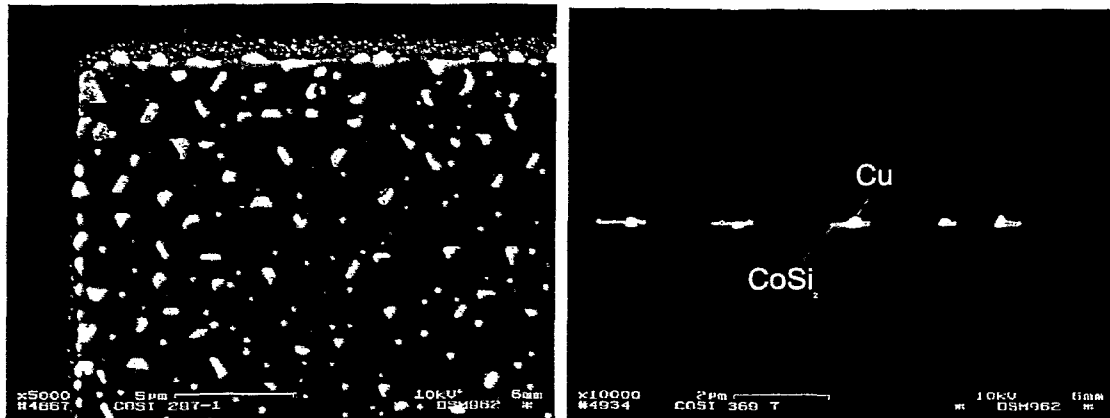


Abbildung 9.5: REM-Aufnahmen von CoSi_2 -Strukturen an denen sich nach der Prozessierung Kupfer (helle Flecke) sammelt. Auf dem Silicium wurde kein Kupfer gefunden. Bei den feinen Strukturen am oberen Rand der linken REM-Aufnahme handelt es sich um das Problem der thermischen Drift der Probe (siehe Anhang D).

durch keV-Implantationen zu ersetzen.

Für zukünftige Untersuchungen zur Strahlenschädigung durch FIB gibt es eine Vielzahl von möglichen Experimenten. Zuerst bieten sich Silicium-Implantationen in Silicium an, da hier widersprüchliche Aussagen darüber existieren, ob die durch Si erzeugten Defekte in Si bei RT ausheilen. Es gibt sowohl Arbeiten, die ein Ausheilen bei RT zeigen [234, 242, 240], als auch Arbeiten, die keine Stromdichteeffekte bei RT zeigen [243]. Da über das Konzept der effektiven Stromdichte die Stromdichte bei FIB-Implantationen leicht über mehrere Größenordnungen variiert werden kann, sollte es mit FIB-Implantationen möglich sein, die Ursache für die unterschiedlichen Ergebnisse bei Si-Implantation zu finden. Ebenfalls sehr interessant erscheint die Implantation leichter Elemente in Silicium, da hier gesichert ist, daß die erzeugten Defekte bei RT ausheilen [235, 241]. Dies wird durch die Aussage bestätigt, daß das dynamische Ausheilen bei geringeren Defektdichten stärker ist [95] und durch die Aussage, daß unterschiedlich große Defektcluster bei unterschiedlich hohen Temperaturen ausheilen [101]. Es sollte also möglich sein, Pixel- bzw. Pausenzeiteffekte bei RT zu finden. Bedenkt man des weiteren, daß molekular-dynamische (MD)-Simulationen existieren, die ein Ausheilen von Defekten mit Zeiten größer 0.5 ns (beschränkt durch die Rechenzeit) zeigen [263], so sollte es mit der Verwendung kürzerer Pixelzeiten (sofern ein Effekt zu beobachten ist) irgendwann möglich sein, Experiment und MD-Simulation direkt zu vergleichen. Z.Z. ist die Begrenzung auf seiten der MD-Simulation durch die noch zu geringe Rechenleistung gegeben. Ein vielversprechender Ansatz zur Reduzierung der Rechenzeit bietet dabei die Kombination von BCA- und MD-Simulation [264, 265]. Die Experimente zur Strahlenschädigung mittels FIB sind aber in jedem Fall eine Methode, existierende Modelle unter Extrembedingungen zu testen. Insbesondere liefert die FIB-Implantation eine experimentelle Methode, die einen neuartigen Einblick in die Dynamik

der Defekterzeugung und Defektausheilung erlaubt.

Aus der konventionellen Implantation ist bekannt, daß die Dotierung des Si-Wafers einen deutlichen Einfluß auf die Schädigung hat [266, 267]. Dies wurde bei der bisherigen FIB-Implantation nicht berücksichtigt und sollte bei zukünftigen Untersuchungen berücksichtigt werden.

Ein weiterer Punkt, der in Zukunft untersucht werden sollte, ist, wie sich eine TEM-Präparation verbessern läßt. Dies bezieht sich speziell auf die Frage, wie die Schädigung der zu untersuchenden Probe verhindert bzw. vermindert werden kann. Es sind bisher vier Methoden zur Reduzierung des Strahlenschadens bekannt, ohne daß die Temperatur der Probe verändert werden muß: Durch eine Reduzierung der Implantationsenergie entstehen weniger bzw. weniger komplexe Defekte [183, 268]. Der physikalische Materialabtrag kann durch chemischen-reaktiven Abtrag unterstützt werden. Dies führt ebenfalls zu einer Reduzierung der Schädigung, da die Dosis verringert werden kann. Die Schädigung nimmt mit geringeren Ionenmassen ab. Damit ist eine weitere Möglichkeit der Reduzierung der Schädigung gegeben. Die Verwendung einer geringen effektiven Stromdichte kann das dynamische Ausheilen von Defekten ermöglichen. Die vier Möglichkeiten zur Reduzierung des Schadens wurden bisher noch nie in Kombination getestet. Wie ein genaues Zusammenspiel aussehen kann, ist noch nicht klar, da z.B. die verwendete Pixelzeit auch einen Einfluß auf den chemischen Abtrag hat [269], aber es bietet die Möglichkeit, FIB gestützte Technologien noch effektiver anwenden zu können.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Ionenstrahlsynthese von CoSi_2 sowie die Strahlenschädigung durch eine 70 keV Co- und Ge-Implantation mittels fokussierter Ionenstrahlen untersucht.

Die Analyse der kleinen FIB-Implantationsgebiete ist eine der wichtigsten Herausforderungen, da Standard-Analysemethoden i.a. mindestens mm^2 große Flächen erfordern. Deshalb wurden existierende Methoden auf ihre Anwendbarkeit evaluiert. Als geeignet erwiesen sich REM für die Untersuchung der strukturellen Eigenschaften von CoSi_2 -Schichten, AES und EDX zur lateralen Elementanalyse, die Volumenverlustmethode zur Bestimmung der Zerstäubung und μ -RBS für die Analyse der Tiefenverteilung. Zur Ermittlung der Strahlenschädigung konnten Reflektivitäts- und Raman-Messungen verwendet werden. Diese beiden Methoden wurden durch RBS/C mit einer neuartigen Präparation, welche die Analyse kleiner Gebiete mit einem konventionellen RBS-Aufbau erlaubt, ergänzt. Durch Anwendung all dieser Verfahren wurde die Problematik der CoSi_2 -Schichtherstellung und Strahlenschädigung erfolgreich untersucht.

Die hohe Stromdichte von $\simeq 1 \text{ A/cm}^2$ des FIB zeigt einen deutlichen Einfluß auf die Güte der hergestellten CoSi_2 -Schichten. Als Ursache wurde die Strahlenschädigung des Silicium-Substrates identifiziert. Diese läßt sich durch die Verwendung kurzer Pixelzeiten reduzieren. Es wurde das Konzept der effektiven Stromdichte entwickelt, das eine direkte Übertragung von FIB-Implantationsparametern auf konventionelle Implantationen erlaubt. Dadurch gelang es, mit dem FIB unter Channeling-Bedingungen einkristalline CoSi_2 -Schichten von vergleichbarer Güte ($\chi_{\text{min}} = 7 \%$) wie bei der konventionellen Implantation zu erzeugen, wobei die weiteren Herstellungsparameter (Substrattemperatur, Ausheilbedingungen) aus der konventionellen Implantation übernommen werden konnten. Damit wurde in dieser Arbeit gezeigt, daß der FIB zur Erzeugung von Prototypen unter Verwendung der Ionenstrahlsynthese eingesetzt werden kann. An zwei Beispielen wurde das Potential eines FIB demonstriert: Zum einen konnten CoSi_2 -Strukturen mit einer Breite unter 100 nm erzeugt werden. Zum anderen konnte die Dosisabhängigkeit des CoSi_2 -Schichtwachstums untersucht werden, was mit konventioneller Implantation sehr zeitaufwendig gewesen wäre. Ein Ergebnis dieser Untersuchung ist die Bestimmung der kritischen Dosen zur Erzeugung einer geschlossenen CoSi_2 -Schicht mit 70 keV Co^{2+} -Ionen bei einem Einschußwinkel von 0° . Für Si(111) wurde eine kritische Dosis von $\Phi_c = (9.0 \pm 0.4) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ und für Si(100) $\Phi_c = (12.2 \pm 0.7) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ermittelt. Weiterhin wurde die energie- und winkelabhängige Zerstäubungsausbeute Y von a-Si durch Co-Ionen aus der Kombination von Volumenverlustmethode und TRIDYN-Simulation bestimmt. Die Co-Tiefenverteilung und die Si-Zerstäubung in Abhängigkeit der Pixelzeit konnten allein durch

die unterschiedliche Strahlenschädigung als Funktion der Pixelzeit erklärt werden.

Die hohe Stromdichte und die laterale Begrenzung eines FIB erlauben einen Einblick in die Dynamik von Defekterzeugung und Ausheilung. Dazu wurde die Schädigung durch 70 keV Co^{2+} - bzw. Ge^{2+} -Ionen in Silicium untersucht. Durch die Verwendung von zwei unterschiedlichen Elementen wurde sichergestellt, daß die gefundenen Effekte unabhängig von der chemischen Reaktivität des implantierten Ions in Silicium sind.

Zum Vergleich wurde die Schädigung durch 70 keV Co^+ -Ionen für konventionelle Implantation untersucht. Dabei wurde eine Amorphisierungsdosis von $\Phi_a = (8 \pm 1) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ bei $T = -150^\circ\text{C}$ gemessen, und für die Temperaturabhängigkeit der Schädigung das Morehead-Crowder-Modell bei geringen Stromdichten bestätigt. Die Dosisabhängigkeit der Schädigung bei tiefen Temperaturen konnte durch das Modell von Gibbons ($n = 3$, $\sigma_0 = 696 \text{ \AA}^2$) beschrieben werden.

Bei der FIB-Implantation konnten Pixel- und Pausenzeiteffekte beobachtet werden. Der Pixelzeiteffekt reflektiert den Konkurrenzprozeß zwischen Defekterzeugung und Defektausheilung. Mit zunehmender Bestrahlungszeit entstehen immer komplexere Defekte, so daß ab einer gewissen Bestrahlungszeit pro Pixel (kritische Pixelzeit) die Defekte nicht mehr ausgeheilt werden können und das Silicium-Substrat amorphisiert wird. Die aus der Temperaturabhängigkeit der kritischen Pixelzeit bestimmte Aktivierungsenergie entspricht der Aktivierungsenergie der epitaktischen Rekristallisation. Aus dem Zusammenhang der kritischen Pixelzeit und der zugehörigen Amorphisierungsdosis konnte gezeigt werden, daß das Morehead-Crowder-Modell bei hohen Stromdichten versagt. Bei dem Pausenzeiteffekt wird die Dynamik von Defekten beobachtet, die durch den Einschuß eines Ions entstehen. Diese Defekte weisen eine deutlich geringere Aktivierungsenergie auf. Aus diesen beiden Experimenten konnte für die durch Co-Implantation erzeugten Defekte auf Ausheilkonstanten von $1 \mu\text{s}$ bis $10^4 \mu\text{s}$ im Temperaturbereich von 355°C bis 415°C geschlossen werden. Des weiteren wurde die Abhängigkeit der kritischen Pixelzeit vom Strahldurchmesser untersucht. Um den Strahlenschaden zu reduzieren (bei einer festen Implantationstemperatur) kann eine kürzere Pixelzeit, eine längere Pausenzeit, ein größerer Strahldurchmesser und/oder ein geringerer Strahlstrom verwendet werden. Besonders wichtig ist dabei die Tatsache, daß bei der Verwendung sehr kurzer Pixelzeiten nur noch eine gemittelte (effektive) Stromdichte wirkt, die durch das Verhältnis von Pixelzeit zu Pausenzeit gezielt eingestellt werden kann. Damit ist es immer möglich, die Ergebnisse einer FIB-Implantation bezüglich der Stromdichte auf die konventionelle Implantation zu übertragen.

Zur Unterstützung der experimentellen Ergebnisse der FIB-Implantation wurde ein einfaches Modell entwickelt, um die Strahlenschädigung qualitativ zu simulieren. Mit diesem Modell auf Basis einer Ratengleichung gelang es, den Einfluß der Parameter Pixelzeit, Pausenzeit, Strahldurchmesser, Strahlstrom und Temperatur auf die Schädigung durch FIB-Implantation zu beschreiben. Verwendet man die kritische Pixel- und Pausenzeit aus den Experimenten zur CoSi_2 -Schichtherstellung, so liefert das Modell Ausheilkonstanten von $1 \mu\text{s}$ bis $10^4 \mu\text{s}$, was sehr gut mit den experimentellen Resultaten übereinstimmt.

Abschließend wurden bisher existierende FIB-Ergebnisse im Licht der Erkenntnisse dieser Arbeit neu beurteilt und konnten dadurch auch überwiegend erklärt werden.

Anhang A

TRIDYN-Simulationen

Reduzierung der CPU-Zeit

Ein Problem dieser Arbeit war es, daß viele rechenzeitaufwendige TRIDYN-Simulationen durchgeführt werden mußten. Deshalb war es notwendig, die CPU-Zeit der Simulation zu reduzieren. Eine dafür geeignete Größe ist die sogenannte *cutoff*-Energie. Sie gibt an, bei welcher Energie die Bewegung eines Teilchens gestoppt wird. Folglich wird mit steigender *cutoff*-Energie die Rechenzeit verkürzt. Der Einfluß der *cutoff*-Energie auf die Simulationsergebnisse soll am Beispiel des Oberflächenabtrags verdeutlicht werden. In Abbildung (A.1) ist gezeigt, daß der simulierte Oberflächenabtrag solange nicht durch die *cutoff*-Energie beeinflusst wird, wie sie größer als die verwendeten Oberflächenbindungsenergien ist. Dies ist verständlich, da dann nur Teilchen gestoppt werden, die keinen Einfluß mehr auf den Oberflächenabtrag haben können. Wird die *cutoff*-Energie größer als die Ober-

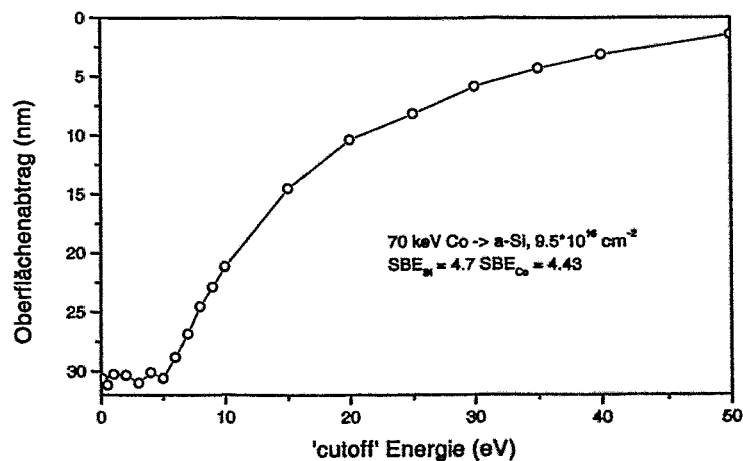


Abbildung A.1: Einfluß der *cutoff*-Energie auf die Zerstäubung der Oberfläche. Solange die *cutoff*-Energie kleiner als die Volumenbindungsenergien SBE ist beeinflusst sie die Zerstäubung nicht.

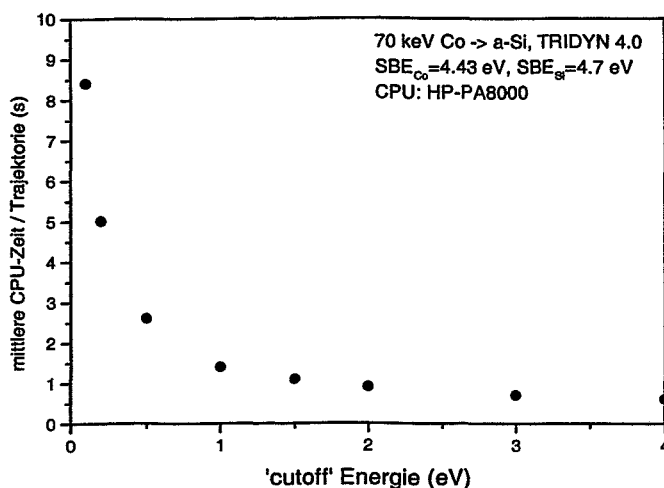


Abbildung A.2: Zusammenhang zwischen CPU-Zeit pro Trajektorie und *cutoff*-Energie (gerechnet auf HP-PA8000 Prozessor). Mit steigender *cutoff*-Energie zeigt die verbrauchte CPU-Zeit ein fast exponentielles Abklingen.

flächenbindungsenergie, so werden die Teilchen gestoppt, obwohl sie eigentlich noch Atome abstäuben könnten. Ein Einfluß auf die Reichweite der Atome ist deutlich unterhalb der Meßgenauigkeit, da laut SRIM-2000 die Reichweite von 10 eV Co bzw. Si in a-Si 0.4 nm beträgt. Es muß aber angemerkt werden, daß bei solch kleinen Energien BCA-Simulationen eigentlich nicht mehr zulässig sind und nur als grobe Abschätzung dienen können.

Der Einfluß auf die verbrauchte CPU-Zeit pro gerechneter Trajektorie ist aber beachtlich, da bis zu einem Faktor 10 an Zeit gespart werden kann (Abbildung A.2). In dieser Arbeit wird immer mit einer *cutoff*-Energie von 2 eV gerechnet, da so zum einen viel an CPU-Zeit gewonnen wird und zum anderen hinreichend energetischer Abstand zu den verwendeten Oberflächenbindungsenergien vorhanden ist.

Oberflächenbindungsenergien

Üblicherweise werden als Oberflächenbindungsenergien (SBE, *surface binding energy*) in TRIDYN-Simulationen die Sublimationsenthalpien der entsprechenden Elemente verwendet, um das Zerstäuben einer Probe zu beschreiben. Dies hat seine Ursache darin, daß häufig keine besseren Werte bekannt sind und dies i.a. eine gute Näherung ist. Für Kobalt und Silicium wären die entsprechenden Werte für die Sublimationsenergie $SBE_{Co} = 4.43$ eV und $SBE_{Si} = 4.7$ eV.

Bei FIB-Implantationen besteht aber die Möglichkeit, relativ einfach eine Anpassung der Oberflächenbindungsenergien an experimentelle Daten durchzuführen, indem man mit unterschiedlichen Dosen Krater erzeugt (siehe Abschnitt 4.2), diese ausmißt und als Kalibrierung für die TRIDYN-Oberflächenbindungsenergien verwendet (Abschnitt 5.3). Die so gewonnenen Werte waren $SBE_{Co} = 4.25 \pm 0.25$ eV und $SBE_{Si} = 3.0 \pm 0.25$ eV. Der an-

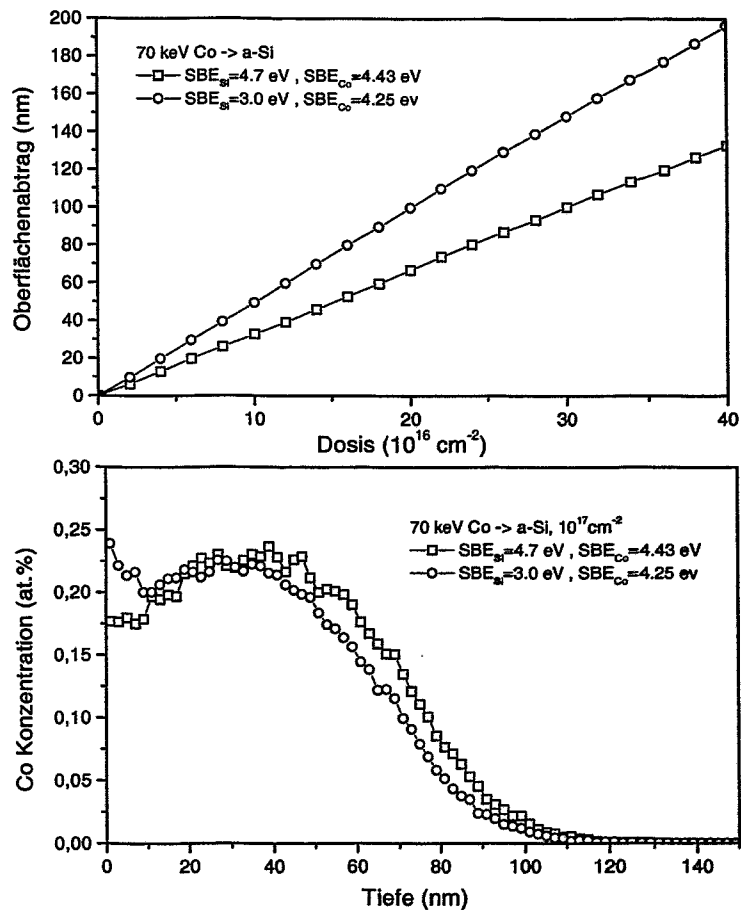


Abbildung A.3: Simulation von Oberflächenabtrag (oben) und Co-Tiefenprofil (unten) auf Basis der durch Experimente angepassten Oberflächenbindungsenergien bzw. der ursprünglichen Oberflächenbindungsenergien auf Basis der Sublimationsenthalpien.

gegebene Fehler entspricht dem Raster, mit dem die Oberflächenbindungsenergie in den TRIDYN-Simulationen variiert wurde. In Abbildung (A.3) sind die Simulationsergebnisse für Oberflächenabtrag und Co-Tiefenprofil für die experimentell angepassten Oberflächenbindungsenergien und für die Oberflächenbindungsenergien auf Basis der Sublimationsenthalpien gezeigt. Der Unterschied in der Oberflächenbindungsenergie für Silicium führt zu einem Unterschied von ca. 30% im Oberflächenabtrag; dementsprechend sind auch die Tiefenprofile gegeneinander verschoben.

Um die Genauigkeit der angepassten Oberflächenbindungsenergien beurteilen zu können, sind in Abbildung (A.4) für verschiedene Oberflächenenergien, entsprechend dem Raster (s.o.), die Oberflächenabträge aufgetragen. Die Variation von SBE_{Co} zeigt, daß dadurch der Oberflächenabtrag erst bei höheren Dosen beeinflusst wird und auch nur in relativ kleinem Maße. Trotzdem kann durch die experimentellen Daten in Abbildung (5.17) eindeutig

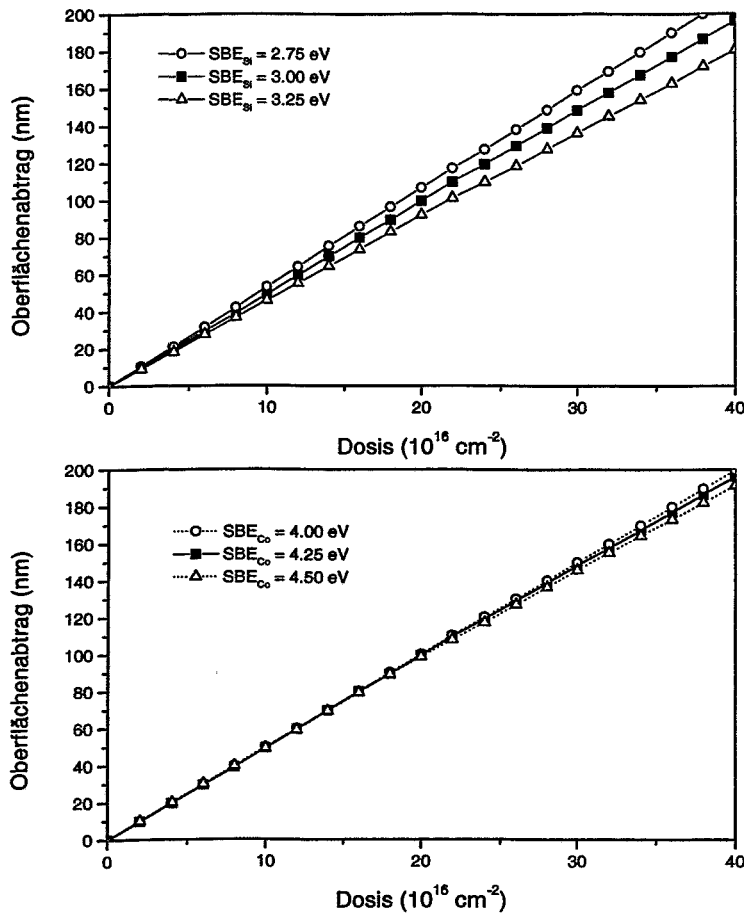


Abbildung A.4: Variation der Oberflächenbindungsenergie SBE_{Si} (oben) bzw. SBE_{Co} (unten) und der Einfluß auf die Zerstäubung der Oberfläche.

aus den drei Fällen eine optimale Lösung ausgewählt werden. Eine noch feinere Unterteilung des Rasters wäre allerdings nur dann sinnvoll, wenn noch höhere Dosen für die Zerstäubungsexperimente verwendet würden. Für Silicium führt die Variation in SBE_{Si} zu einem weitaus stärkeren Effekt auf den Oberflächenabtrag. Dies liegt u.a. auch daran, daß die relative Änderung der Oberflächenbindungsenergie viel höher ist. Hier scheint es prinzipiell möglich, mit einem feineren Raster zu arbeiten, um SBE_{Si} besser beschreiben zu können. Die experimentellen Daten werden aber so gut durch den bereits bestimmten Wert für SBE_{Si} beschrieben, daß darauf verzichtet wurde.

Weitere Simulationsergebnisse

In diesem Abschnitt werden weitere Simulationsergebnisse vorgestellt, die mit den an 70 keV Co-Implantation angepassten Oberflächenbindungsenergien gerechnet wurden.

Winkelabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute

In diesem Abschnitt wurden 35 keV Co-Implantationen in a-Si in Abhängigkeit des Einfallswinkels simuliert. In Abbildung (A.5) sind die Simulationsergebnisse der Zerstäubungsausbeuten für die auf eine Dosis von $\Phi = 0$ extrapolierten Werte bzw. für das Zerstäubungsgleichgewicht gezeigt. Für das Zerstäubungsgleichgewicht liegt Y etwas niedriger als im Falle des reinen a-Si ($\Phi = 0$). Eine Anpassung der Winkelabhängigkeit nach Sigmund [106] gelingt ebenfalls im erlaubten Winkelbereich ($\varphi \leq 60^\circ$) sehr gut mit dem Fitparameter $f = 2.02$. Im Vergleich mit gemessenen Zerstäubungsausbeuten unter Verwendung der Volumenverlustmethode [207] liegen die simulierten Werte etwas niedriger. Die Übereinstimmung ist aber sehr gut. Mit den Sublimationsenthalpien gerechnete Zerstäubungsausbeuten würden auch hier sehr viel niedriger liegen und somit deutlich schlechter mit dem Experiment übereinstimmen.

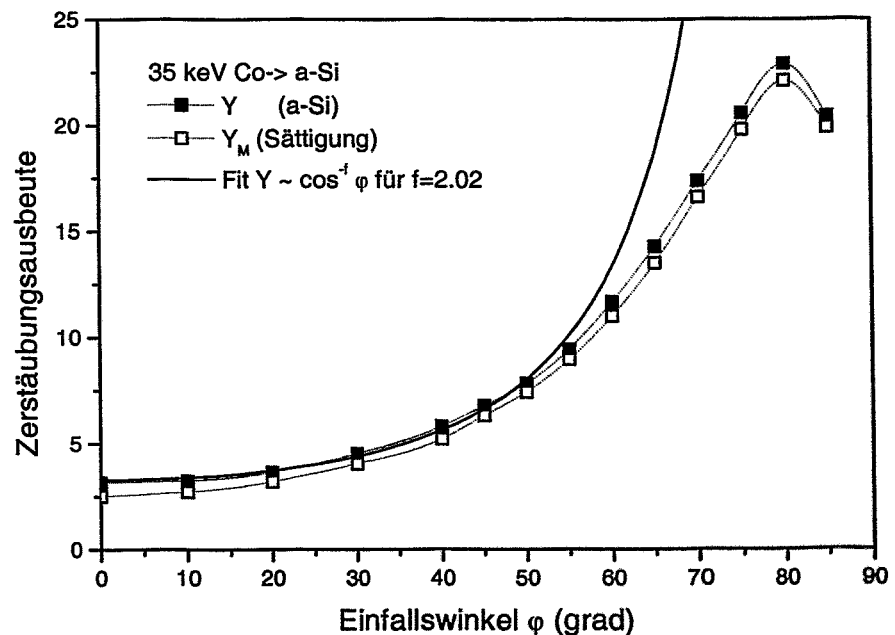


Abbildung A.5: Winkelabhängigkeit des Zerstäubungskoeffizienten bei 35 keV Co-Implantation in a-Si. Gezeigt sind Y für das reine Material und für das Zerstäubungsgleichgewicht, also die Größe, die bei der Volumenverlustmethode gemessen wird. Für das reine Material wurde die Winkelabhängigkeit nach Sigmund [106] angepaßt.

Energieabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute

In diesem Abschnitt wurden für einen Einfallswinkel von 0° und verschiedenen Energien die Zerstäubungsausbeuten von Co in a-Si bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abbildung (A.6) zusammengefaßt. Die Zahl der vorhandenen experimentellen Daten ist gering und

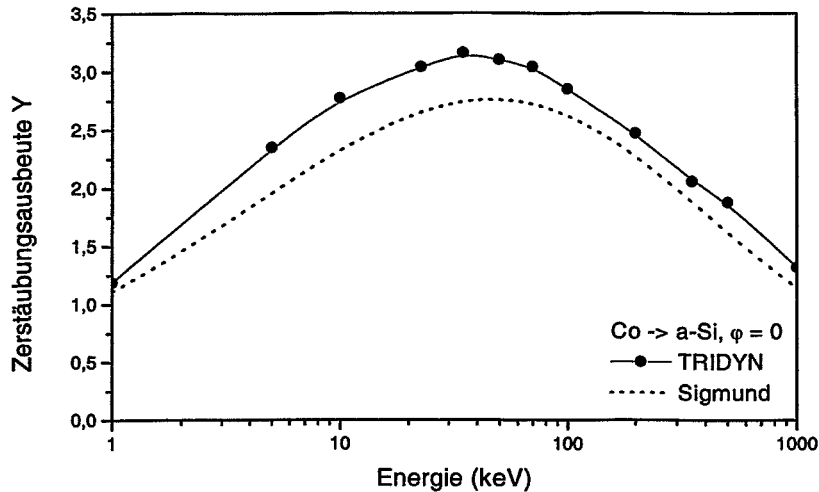


Abbildung A.6: Energieabhängigkeit des Zerstäubungskoeffizienten bei Co Implantation in a-Si. Gezeigt sind die Ergebnisse der TRIDYN-Simulation und die analytische Beschreibung nach Sigmund [106].

auch nicht immer sehr zuverlässig, da die Zerstäubungsausbeuten nicht immer direkt gewonnen wurden. In Tabelle (A.1) sind die aus der Literatur bekannten experimentellen Werte gegen die TRIDYN Ergebnisse verglichen. Unter der Meßmethode *Tiefenprofil* ist zu verstehen, daß aus einer Tiefenprofilmessung und einer Simulation der Implantation ein Zerstäubungskoeffizient bestimmt wurde.

E (keV)	Y_M	Φ (10^{17} cm^{-2})	Meßmethode	Quelle	z (nm)	TRIDYN
35	2.6 ± 0.2	1.0	Volumenverlust	[207]	52 ± 4	51.5
100	1.97	1.0	Tiefenprofil	[208]	39.4	45.8
	1.90	1.3			49.4	59.7
200	2.02	1.0	Tiefenprofil	[208]	40.4	39.5
	2.01	2.0			80.4	79.7
	1.96	3.0			117.6	119.2
350	1.1 ± 0.2	1.0	Tiefenprofil	[210]	22 ± 4	31.8
	1.1 ± 0.2	2.7			59.4 ± 10.8	86.2

Tabelle A.1: Energieabhängigkeit der Zerstäubungsausbeute: Vergleich von Experimenten und Simulation.

Anhang B

Bestimmung der Flächenbelegung aus REM-Aufnahmen

Eine wichtige Voraussetzung für die Auswertung der REM-Aufnahmen bzgl. der Oberflächenbedeckung bzw. des Anteiles der CoSi_2 -Präzipitate an der Oberflächenzusammensetzung ist ein hinreichend hoher Kontrast zwischen CoSi_2 und dem umgebendem Silicium. Dies wird dadurch erzielt, daß die im allgemeinen vergrabenen CoSi_2 -Strukturen durch RIE mit CF_4 freigelegt werden. CoSi_2 wird nicht angegriffen [197], und nur das darüberliegende und das umgebende Silicium bzw. SiO_2 wird geätzt. Da die CoSi_2 -Strukturen danach freiliegen, erhält man in den REM-Aufnahmen einen Materialkontrast (Silicium ist halbleitend und CoSi_2 ist metallisch) und einen Topographiekontrast. Abbildung (B.1) zeigt den deutlichen Kontrast zwischen CoSi_2 und Silicium.

Die REM-Aufnahmen haben eine Größe von $512 \cdot 512$ Pixel, und jeweils ein Pixel kann einen Wert von 0 bis 255 entsprechend den Graustufen annehmen. Die 262144 Pixel wer-

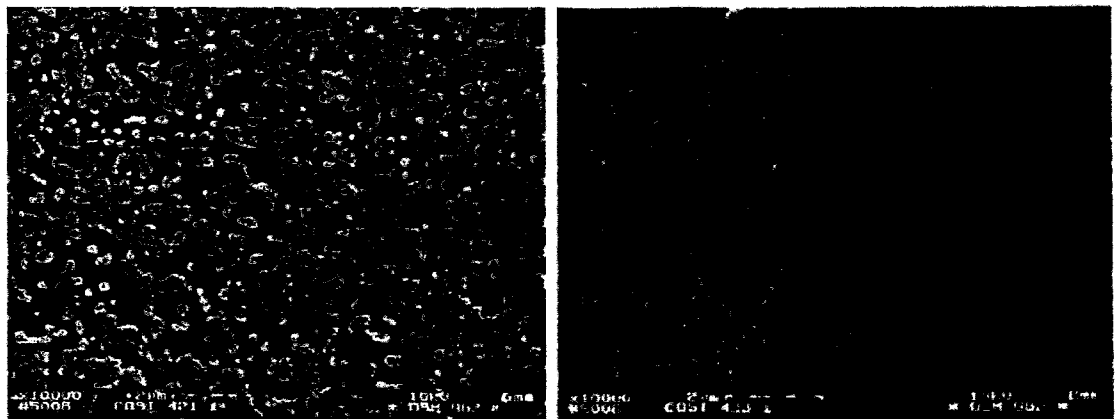


Abbildung B.1: Zwei REM-Aufnahmen mit unterschiedlicher Oberflächenbedeckung. Die jeweils helleren Gebiete sind CoSi_2 und die dunkleren Gebiete sind Silicium.

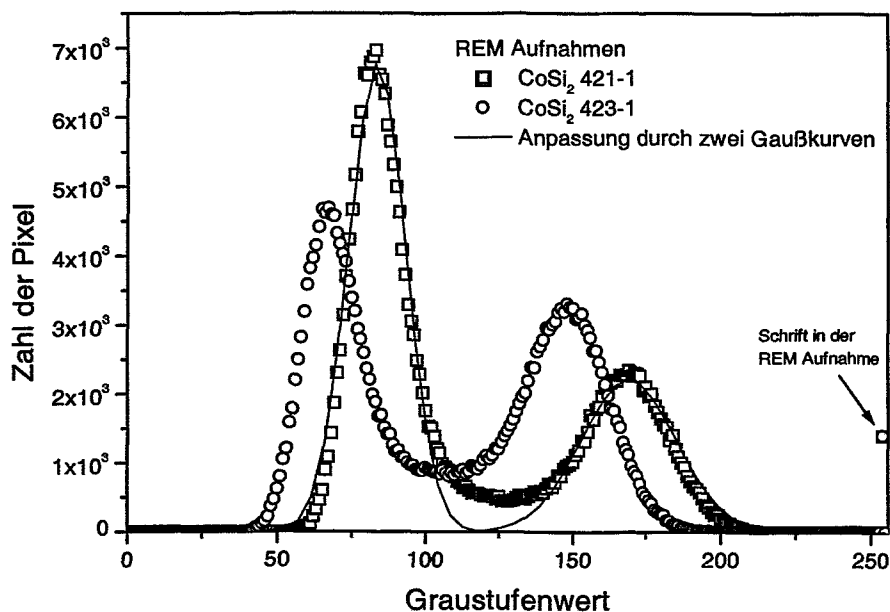


Abbildung B.2: Auswertung der in Abbildung (B.1) gezeigten REM-Aufnahmen bzgl. ihrer Oberflächenbelegung. Die CoSi_2 - und Silicium-Bedeckungen sind in ihren Graustufenwerten deutlich voneinander getrennt und entsprechen ungefähr einer Gaußverteilung. Die unterschiedliche Helligkeit der beiden REM-Aufnahmen äußert sich in einer Verschiebung der Peaks zu unterschiedlichen Graustufenwerten. Ein Graustufenwert von Null entspricht einem schwarzen Pixel und der Wert 255 entspricht einem weißen Pixel.

den in eine Tabelle entsprechend ihrem Graustufenwert eingetragen, wobei einem schwarzen Pixel ein Wert von Null und einem weißen Pixel ein Wert von 255 zugewiesen wird (Abbildung B.2). Für die beiden gezeigten REM-Aufnahmen sind drei Peaks zu erkennen: Der erste bei niedrigen Graustufenwerten entspricht dem Silicium-Anteil, der zweite Peak entspricht dem CoSi_2 -Anteil und der dritte Peak bei einem Graustufenwert von 255 gehört zu der Beschriftung der Aufnahme. Zur Bestimmung des Oberflächenanteils von CoSi_2 bzw. Silicium werden an die beiden Peaks Gaußverteilungen angepasst. Aus dem Verhältnis der integralen Werte kann die Bedeckung der Oberfläche durch CoSi_2 -Präzipitate bestimmt werden. Der Bereich zwischen den beiden Verteilungen, der nicht durch Gaußverteilungen angepasst werden kann, bestimmt den Fehler bei der Bestimmung der Flächenbelegung. Dieser Bereich der Gesamtverteilung entspricht dem Übergang von Silicium zu CoSi_2 , wo nicht unterschieden werden kann, um welches Material es sich handelt.

Anhang C

Dosishomogenität bei FIB-Implantation

Die FIB-Implantation ist ein serieller Prozeß, bei dem der Strahl in diskreten Abständen eingeschaltet wird (im Zentrum eines Pixels) und dort während der Implantationszeit verbleibt. Dies führt zu einer inhomogenen Dosisverteilung innerhalb eines Pixels aufgrund

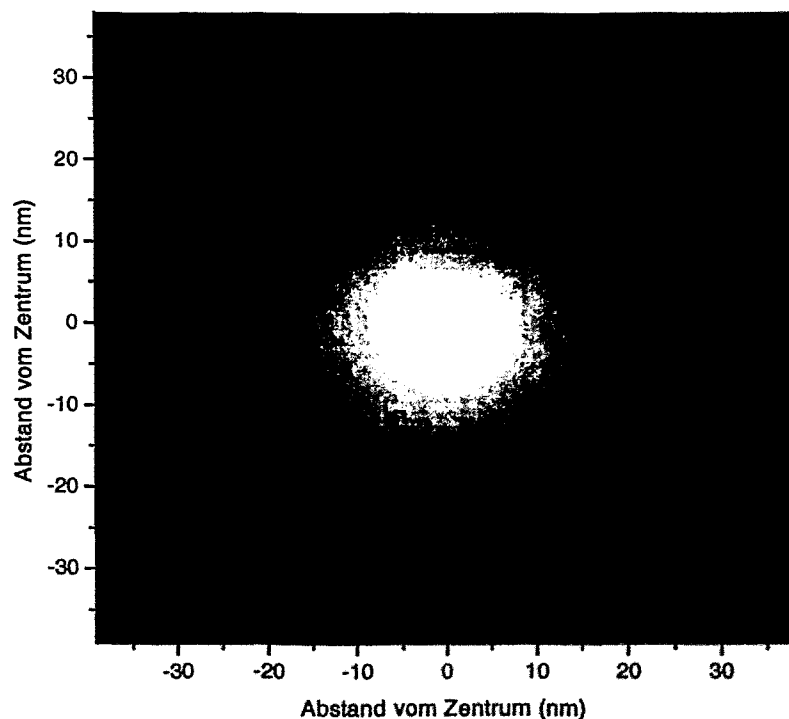


Abbildung C.1: Dosishomogenität innerhalb eines $78 \cdot 78 \text{ nm}^2$ großen Pixels implantiert mit einem Strahldurchmesser von 100 nm. Die maximalen Abweichungen von einer homogenen Dosisverteilung (= 1) sind 1.34 (weiß) bzw. 0.79 (schwarz).

d_{FIB} (nm)	$\Phi_{\text{min}}/\Phi_{\text{homogen}}$	$\Phi_{\text{max}}/\Phi_{\text{homogen}}$
10	0	123.63439
25	$2.53265 \cdot 10^{-12}$	19.7815
50	0.00837	4.94538
75	0.2784	2.20677
100	0.70981	1.34014
125	0.92595	1.07689
150	0.98689	1.01319
175	0.99833	1.00167
200	0.99984	1.00015
225	0.99999	1.00001
250	1.0	1.0
300	1.0	1.0

Tabelle C.1: Minimale und maximale Abweichung von der homogenen Dosisverteilung für verschiedene Strahldurchmesser bei einer Kantenlänge des Pixels von 78 nm.

des Strahlprofils und des endlichen Strahldurchmessers. In Abbildung (C.1) ist die inhomogene Dosisverteilung für einen Strahldurchmesser von 100 nm und einer Kantenlänge eines Pixels von $d = 78$ nm unter Annahme eines gaußförmigen Strahlprofils berechnet worden.

Die Abweichungen von einer homogen implantierten Probe für verschiedene Strahldurchmesser ist in Tabelle (C.1) angegeben. Ab einem Verhältnis $d_{\text{FIB}}/d = 2$ ist die Dosisinhomogenität $\simeq 1\%$. Ab $d_{\text{FIB}}/d = 3$ ist die Inhomogenität bereits kleiner als 10^{-5} und somit mehr als ausreichend gering.

Anhang D

FIB-Implantation in geheizte Proben

Schreibt man mit einem fokussierten Ionenstrahl auf eine geheizte Probe, so tritt ein Problem auf, daß für die konventionellen Implantation durch Masken nicht von Bedeutung ist:

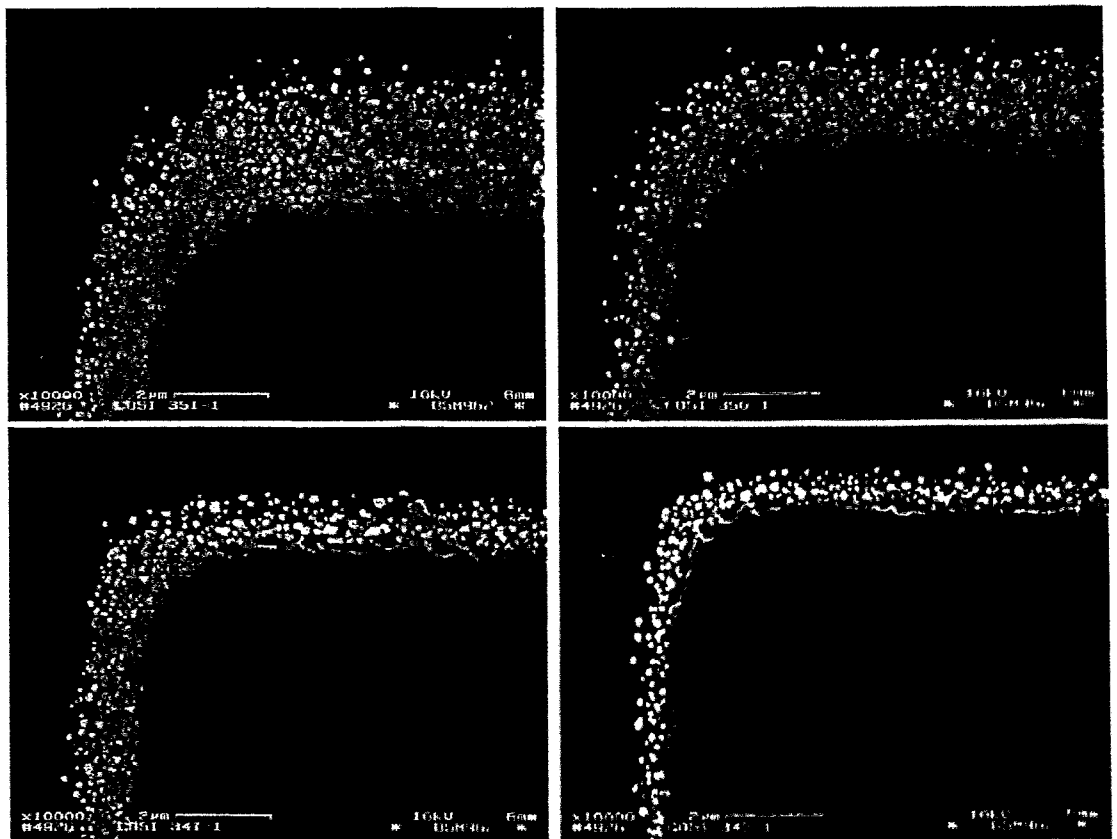


Abbildung D.1: Einfluß der thermischen Drift auf die Randgebiete der Schicht. Die Schichten wurden nacheinander implantiert, wobei mit der Schicht oben links begonnen wurde.

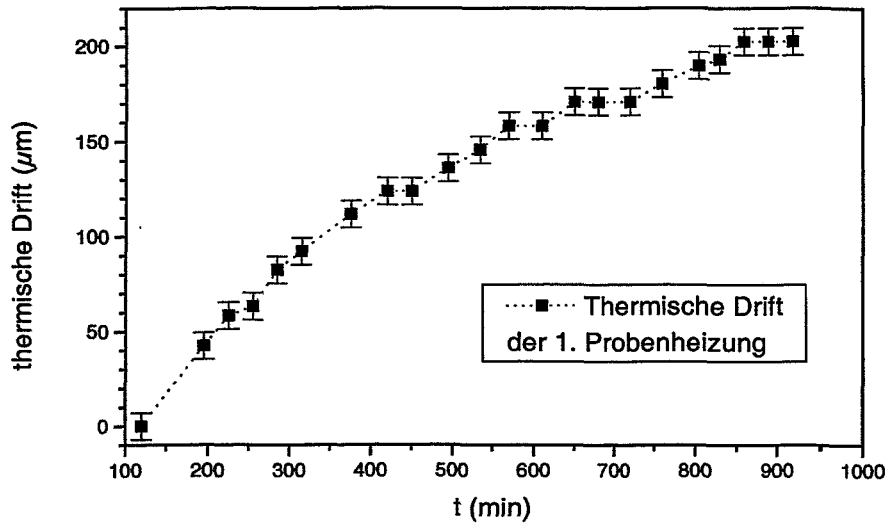


Abbildung D.2: Thermische Drift als Funktion der Zeit bei einer Probentemperatur von 400 °C.

Die Probe bewegt sich. Der Einfluß auf die Randbereiche einer CoSi_2 -Schicht ist in Abbildung (D.1) gezeigt. Es gelingt nicht, einen derart scharfen lateralen CoSi_2/Si Übergang zu schaffen, den man aufgrund des Strahldurchmessers erwarten würde. Selbst nach langem Heizen der Probe gelingt dies nicht, d.h., daß sich für die Probe und ihre Umgebung kein stationärer Zustand einstellt. Um diesen Effekt zu quantifizieren, wurde die thermische Drift der Probe

$$r_{\text{th}} = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2} \quad (\text{D.1})$$

als Funktion der Zeit gemessen (Abbildung D.2). Die Werte x_0 und y_0 wurden zur Zeit $t = 120$ min auf Null gesetzt. Selbst nach einer Zeit von mehr als 10 Stunden bewegt sich die Probe zu schnell, als daß Strukturen mit einer lateralen Auflösung von unter einem Mikrometer geschrieben werden können. Um festzustellen, warum sich kein stationärer Zustand einstellt, wurde die Temperatur des Probenstisches, ein 25 kg schwerer Bronzeblock, auf dem der Probenhalter montiert ist, gemessen. Dieser erwärmt sich langsam, und deshalb driftet die Probe langsam unter dem Ionenstrahl weg, da sich die Probe in der Mitte des Tisches und die Spiegel des Laserinterferometers am Rand des Tisches befinden. Es wird sich deshalb in endlicher Zeit kein stationärer Zustand einstellen, solange ein Wärmetransport von der Probe bzw. dem Heizer zur Umgebung stattfindet. Um dieses Problem weitgehend zu verringern, wurde teilweise ein Heizer mit geringerer Leistung (kleinere Fläche) oder ein in Keramik gekapselter Heizer verwendet.

Literaturverzeichnis

- [1] K. Sakaguchi und T. Sekine, Focused ion beam optical column design and consideration on minimum attainable beam size, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16:2462–2468, 1998.
- [2] N.I. Kato, N. Miura und N. Tsutsui, A plasma-polymerized protective film for transmission electron microscopy specimen preparation by focused ion beam etching, *J. Vac. Sci. Technol. A*, 16:1127–1130, 1998.
- [3] T. Ishitani, Y. Taniguchi, S. Isakozawa, H. Koike, T. Yaguchi, H. Matsumoto und T. Kamino, Proposals for exact-point transmission-electron microscopy using focused ion beam specimen-preparation technique, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16:2532–2537, 1998.
- [4] E.C.G. Kirk, R.A. McMahon, J.R.A. Cleaver und H. Ahmed, Scanning ion microscopy and microsectioning of electron beam recrystallized silicon on insulator devices, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 6:1940–1943, 1988.
- [5] S. Lipp, L. Frey, G. Franz, E. Demm, S. Peterson und H. Ryssel, Local material removal by focused ion beam milling and etching, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 106:630–635, 1995.
- [6] T.T. Sheng, G.P. Goh, C.H. Tung und L.F. Wang, Precision transmission electron microscopy sample preparation using a focused ion beam extraction method, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 15:610–613, 1997.
- [7] C.W. Snyder, M.R. Frei, D. Bahnck, L. Hopkins, R. Hull, L. Harriott, T.Y. Chiu, T. Fullowan und B. Tseng, Combining transmission electron microscopy with focused ion beam sputtering for microstructural investigations of AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 13:1514–1518, 1995.
- [8] Y. Sakai, T. Yamada, T. Suzuki, T. Sato, H. Itoh und T. Ichinokawa, Contrast mechanisms in scanning ion microscope imaging for metals, *Appl. Phys. Lett.*, 73:611–61, 1998.
- [9] J. Gupta, J.M.E. Harper, J.L. Mauer IV, P.G. Blauner und D.A. Smith, Focused ion beam imaging of grain growth in copper thin films, *Appl. Phys. Lett.*, 61:663–665, 1992.

- [10] G.A. Crow, L. Christman und M. Utlaut, A focused ion beam secondary mass spectroscopy system, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 13:2607–2612, 1995.
- [11] B. Tomiyasu, I. Fukuju, H. Komatsubara, M. Owari und Y. Nihei, High spatial resolution 3D analysis of materials using gallium ion beam secondary ion mass spectrometry (FIB SIMS), *Nucl. Instrum. Meth. B*, 136–138:1028–1033, 1998.
- [12] J. Teichert, L. Bischoff und B. Köhler, Evidence for acoustic waves induced by focused ion beams, *Appl. Phys. Lett.*, 69:1544–1546, 1996.
- [13] P.D. Prewett, B. Martin, A.W. Eastwood und J.G. Watson, Effects of focused ion beam reticle repair on optical lithography at i-line and deep ultraviolet wavelengths, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 11:2427–2431, 1993.
- [14] J. Melngailis, C.R. Musil, E.H. Stevens, M. Utlaut, E.M. Kellog, R.T. Post, M.W. Geis und R.W. Mountain, The focused ion beam as an integrated circuit restructuring tool, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 4:176–180, 1986.
- [15] T. Tao, W. Wilkinson und J. Melngailis, Focused ion beam induced deposition of platinum for repair processes, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 9:162–164, 1991.
- [16] S. Nagamachi, Y. Yamakage, H. Maruno, M. Ueda und J. Ishikawa, Focused ion beam direct deposition of gold, *Appl. Phys. Lett.*, 62:2143–2145, 1993.
- [17] S. Nagamachi, M. Ueda und J. Ishikawa, Focused ion beam direct deposition and its applications, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16:2515–2521, 1998.
- [18] G.M. Shedd, H. Lezec, A.D. Dubner und J. Melngailis, Focused ion beam deposition of gold, *Appl. Phys. Lett.*, 49:1564–1566, 1986.
- [19] K. Edinger, J. Melngailis und J. Orloff, Study of precursor gases for focused ion beam insulator deposition, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16:3311–3314, 1998.
- [20] R. Menzel, T. Bachmann, F. Machalett, W. Wesch, U. Lang, M. Wendt, C. Musil und R. Mühle, Surface smoothing and patterning of SiC by focused ion beams, *Appl. Surf. Sci.*, 136:1–7, 1998.
- [21] J. Gierak, C. Vieu, H. Launois, G. Ben Assayag und A. Septier, Focused ion beam nanolithography on AlF₃ at a 10 nm scale, *Appl. Phys. Lett.*, 70:2049–2051, 1997.
- [22] M. Kinokuni, H. Sawaragi, R. Mimura, R. Aihara und A. Forchel, Development of wide range energy focused ion beam lithography system, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16:2484–2488, 1998.
- [23] S. Matsui, Y. Kojima und Y. Ochiai, High-resolution focused ion beam lithography, *Appl. Phys. Lett.*, 53:868–870, 1988.

- [24] J. Ahopelto, M. Sopanen, H. Lisanen, S. Lourdudoss, E. Rodriguez Messner, H. Höfling, J.P. Reithmaier, A. Forchel, A. Petersson und L. Samuelson, Maskless selective growth of InGaAs/InP quantum wires on (100) GaAs, *Appl. Phys. Lett.*, 70:2828–2830, 1997.
- [25] P.J.A. Sazio, J.H. Thompson, G.A.C. Jones, E.H. Linfield, D.A. Ritchie, M. Houlton und G.W. Smith, Use of very low energy in situ focused ion beams for three-dimensional dopant patterning during molecular beam epitaxy growth, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 14:3933–3937, 1996.
- [26] T. Ishitani, T. Ohnishi, Y. Madokoro und Y. Kawanami, Focused-ion-beam cutter and attacher for micromachining and device transplantation, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 9:2633–2637, 1991.
- [27] M.J. Vasile, R. Nassar und J. Xie, Focused ion beam technology applied to microstructure fabrication, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16:2499–2505, 1998.
- [28] G. Thornell und S. Johansson, Microprocessing at the fingertips, *J. Micromech. Microeng.*, 8:251–262, 1998.
- [29] A. Kalburge, A. Konkar, T.R. Ramachandran, P. Chen und A. Madhukar, Focused ion beam assisted chemically etched mesas on GaAs(001) and the nature of subsequent molecular beam epitaxial growth, *J. Appl. Phys.*, 82:859–864, 1997.
- [30] P.E. Russell, T.J. Stark, D.P. Griffis, J.R. Phillips und K.F. Jarausch, Chemically and geometrically enhanced focused ion beam micromachining, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16:2494–2498, 1998.
- [31] M.H.F. Overwijk und J.A. de Poorter, High-quality focused-ion-beam-made mirrors for InGaP/InGaAlP visible-laser diodes, *J. Appl. Phys.*, 74:7048–7053, 1993.
- [32] M.J. Vasile, C. Biddick und H. Huggins, Formation of probe microscope tips in silicon by focused ion beams, *Appl. Phys. Lett.*, 64:575–576, 1994.
- [33] F.P. Stratton, R.L. Kubena, H.H. McNulty, R.J. Joyce und J. Vajo, Microelectromechanical tunneling sensor fabrication and post-processing characterization using focused ion beams, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16:2449–2454, 1998.
- [34] H. König, N. Mais, E. Höfling, J.P. Reithmaier, A. Forchel, H. Müssig und H. Brugger, Focused ion beam implantation for opto- and microelectronic devices, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16:2562–2566, 1998.
- [35] L.E. Erickson, P. Schmuki und D.J. Lockwood, Red luminescence from a focused ion beam modified silicon surface, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16:3301–3304, 1998.
- [36] J. Xu und A.J. Steckl, Fabrication of visibly photoluminescent Si microstructures by focused ion beam implantation and wet etching, *Appl. Phys. Lett.*, 65:2081–2083, 1994.

- [37] C. Crell, S. Friedrich, H.-U. Schreiber und A.D. Wieck, Focused ion-beam implanted lateral field-effect transistors on bulk silicon, *J. Appl. Phys.*, 82:4616-4620, 1997.
- [38] E.M. Ford und H. Ahmed, Fabrication of self-aligned metallic Coulomb blockade devices on Si nanowires, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16:3800-3803, 1998.
- [39] C.-H. Chen, Z. Trajanovic, Z.W. Dong, C.J. Lobb, T. Venkatesan, K. Edinger, J. Orloff und J. Melngailis, Fabrication of high-temperature superconductor Josephson junctions by focused ion beam milling, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 15:2379-2381, 1997.
- [40] T. Shinada, Y. Kumura, J. Okabe, T. Masukawa und I. Ohdomari, Current status of single ion implantation, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16:2489-2493, 1998.
- [41] T. Matsukawa, T. Shinada, T. Fukai und I. Ohdomari, Key technologies of a focused ion beam system for single ion implantation, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16:2479-2483, 1998.
- [42] A. Yamaguchi und T. Nishikawa, Low-damage specimen preparation technique for transmission electron microscopy using iodine gas-assisted focused ion beam milling, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 13:962-966, 1995.
- [43] M. Tanaka, K. Furuya und T. Saito, Radiation effects of focused ion beam microfabrication on Ni silicide thin films by in situ transmission electron microscopy, *Appl. Phys. Lett.*, 68:961-963, 1996.
- [44] N.I. Kato, Y. Kohno und H. Saka, Side-wall damage in a transmission electron microscopy specimen of crystalline Si prepared by focused ion beam etching, *J. Vac. Sci. Technol. A*, 17:1201-1204, 1999.
- [45] Y. Bamba, E. Miyauchi, H. Arimoto, A. Takamori und H. Hashimoto, Reduced damage generation in GaAs implanted with focused Be ions, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 23:L515-L517, 1984.
- [46] Y. Bamba and E. Miyauchi, H. Arimoto, K. Kuramoto, A. Takamori und H. Hashimoto, Focused Si ion implantation in GaAs, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 22:L650-L652, 1983.
- [47] Y. Yuba, T. Yano, T. Ishida, K. Gamo und S. Namba, Deep levels induced by focused ion implantation in GaAs, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 21:151-154, 1987.
- [48] H. Lezec, C.R. Musil, J. Melngailis, L.J. Mahoney und J.D. Woodhouse, Dose-rate effects in focused-ion-beam implantation of Si into GaAs, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 9:2709-2713, 1991.
- [49] R. Menzel, *Materialmodifizierung mit fokussierten Ionenstrahlen*, Dissertation, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 1999.

- [50] C.H. Chu, Y.F. Hsieh, L.R. Harriot und H.H. Wade, Structural damage induced by Ga^+ focused ion beam implantation in (001) Si, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 9:3451–3455, 1991.
- [51] R.R. Hart, C.L. Anderson, H.L. Dunlap, R.L. Seliger und V. Wang, High current density Ga^+ implantation into Si, *Appl. Phys. Lett.*, 35:865–868, 1979.
- [52] Y. Bamba, E. Miyauchi, M. Nakajima, H. Arimoto, A. Takamori und H. Hashimoto, Si depth profiles in focused-ion-beam-implanted GaAs, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 24:L6–L8, 1985.
- [53] M. Tamura, S. Shukuri, S. Tachi, T. Ishitani und H. Tamura, Electrical properties of focused-ion-beam boron-implanted silicon, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 22:L700–L702 (L698–L700), 1983.
- [54] L. Bischoff, J. Teichert, E. Hesse, D. Panknin und W. Skorupa, CoSi_2 microstructures by means of a high current focused ion beam, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 12:3523–3527, 1994.
- [55] H. Ryssel und I. Ruge, *Ionenimplantation*. B.G. Teubner, 1978.
- [56] C. Hill und P. Hunt, Ion implantation in bipolar technology, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 55:1–8, 1991.
- [57] E. Rimini, *Ion implantation: basics to device fabrication*. Kluwer Academic Publishers, 1995.
- [58] J.F. Gibbons, Ion implantation in semiconductors – part I: Range distribution theory and experiments, *Proc. IEEE*, 56:295–319, 1968.
- [59] J.F. Gibbons, Ion implantation in semiconductors – part II: Damage production and annealing, *Proc. IEEE*, 60:1062–1096, 1972.
- [60] J.W. Corbett, J.P. Karins und T.Y. Tan, Ion-induced defects in semiconductors, *Nucl. Instrum. Meth.*, 182/183:457–476, 1981.
- [61] J. Gyulai, Radiation damage and annealing in ion implantation, In J.F. Ziegler, editor, *Ion implantation technology*, pages 69–117. North-Holland, 1992.
- [62] W.H. Bragg und R. Kleeman, On the α particles of radium, and their loss of range in passing through various atoms and molecules, *Phil. Mag.*, 10:318–340, 1905.
- [63] J.F. Ziegler, J.P. Biersack und U. Littmark, *The stopping and ranges of ions in solids*. Pergamon Press, 1985.
- [64] J.P. Biersack und J.F. Ziegler, The stopping and range of ions in solids, In *Springer Series in Electrophysics Vol. 10*, pages 122–156. Springer-Verlag, 1982.

- [65] W.D. Wilson, L.G. Haggmark und J.P. Biersack, Calculation of nuclear stopping, ranges, and straggling in the low-energy region, *Phys. Rev. B*, 15:2458–2468, 1977.
- [66] E. Fermi, Eine statistische Methode zur Bestimmung einiger Eigenschaften des Atoms und ihre Anwendung auf die Theorie des periodischen Systems der Elemente, *Z. Phys.*, 48:73–79, 1928.
- [67] G. Moliere, Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen I: Einzelstreuung am abgeschirmten Coulomb-Feld, *Z. Naturforschg.*, 2a:133–145, 1947.
- [68] O.B. Firsov, Calculation of the interaction potential of atoms, *Sov. Phys. JETP*, 6:534–537, 1958.
- [69] J. Lindhard, M. Scharff und H.E. Schiott, Range concepts and heavy ion ranges, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 33 (14):1–42, 1963.
- [70] F. Bloch, Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie, *Annalen der Physik*, 16:285–320, 1933.
- [71] J.P. Biersack und D. Fink, Implantation of boron and lithium in semiconductors and metals, In S. Namba, editor, *Ion implantation in semiconductors*, pages 211–218. Plenum Press, 1975.
- [72] W. Möller und W. Eckstein, TRIDYN – a TRIM simulation code including dynamic composition changes, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 2:814–818, 1984.
- [73] V. Kharlamov, T. Schwieger und M. Posselt, *TRIDYN (version 4.0) short user manual*.
- [74] J.F. Ziegler. The stopping and range of ions in matter (SRIM). Eine aktuelle Version kann unter <http://www.research.ibm.com/ionbeams> bezogen werden.
- [75] M.T. Robinson und O.S. Oen, The channeling of energetic atoms in crystal lattices, *Appl. Phys. Lett.*, 2:30–32, 1963.
- [76] M.T. Robinson und O.S. Oen, Computer studies of the slowing down of energetic atoms in crystals, *Phys. Rev.*, 132:2385–2398, 1963.
- [77] G.R. Piercy, F. Brown, J.A. Davies und M. McCargo, Experimental evidence for the increase of heavy ion ranges by channeling in crystalline structure, *Phys. Rev. Lett.*, 10:399–400, 1963.
- [78] J. Lindhard, Influence of crystal lattice on motion of energetic charged particles, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 34 (14):1–64, 1965.
- [79] O.S. Oen und M.T. Robinson, Computer studies of the reflection of light ions from solids, *Nucl. Instrum. Meth.*, 132:647–653, 1976.
- [80] D.A. Thompson, High density cascade effects, *Rad. Eff.*, 56:105–150, 1981.

- [81] T. Diaz de la Rubia, R.S. Averback, R. Benedek und W.E. King, Role of thermal spikes in energetic displacement cascades, *Phys. Rev. Lett.*, 59:1930–1933, 1987.
- [82] M.J. Caturla, T. Diaz de la Rubia und G.H. Gilmer, Disordering and defect production in silicon by keV ion irradiation studied by molecular dynamics, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 106:1–8, 1995.
- [83] T. Diaz de la Rubia, Defect production mechanisms in metals and covalent semiconductors, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 120:19–26, 1996.
- [84] G.H. Kinchin und R.S. Pease, The displacement of atoms in solids by radiation, *Rep. Progr. Phys.*, 18:1–51, 1955.
- [85] H.H. Anderson, The depth resolution of sputter profiling, *Appl. Phys.*, 18:131–140, 1979.
- [86] P. Sigmund, On the number of atoms displaced by implanted ions or energetic recoil atoms, *Appl. Phys. Lett.*, 14:114–117, 1969.
- [87] G. Carter, The effects of flux, fluence and temperature on amorphization in ion implanted semiconductors, *J. Appl. Phys.*, 79:8285–8289, 1995.
- [88] J.R. Dennis und E.B. Hale, Crystalline to amorphous transformation in ion-implanted silicon: a composition model, *J. Appl. Phys.*, 49:1119–1127, 1978.
- [89] G. Carter, I.V. Katardjiev und M.J. Nobes, The influence of thermal relaxation on implantation induced disorder accumulation, *Rad. Eff.*, 105:211–223, 1988.
- [90] G. Carter und R. Webb, The accumulation of amorphousness as a function of irradiation fluence in a composite model of disorder production, *Rad. Eff. Lett.*, 43:19–24, 1979.
- [91] G. Carter, M.J. Nobes und R.G. Elliman, Amorphisation during elevated temperature implantation, *Vacuum*, 45:1197–1203, 1994.
- [92] L.T. Chadderton, Nucleation of damage centres during ion implantation of silicon, *Rad. Eff.*, 8:77–86, 1971.
- [93] T.E. Haynes und O.W. Holland, Damage accumulation during ion implantation of unstrained $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ alloy layers, *Appl. Phys. Lett.*, 61:61–63, 1992.
- [94] O.W. Holland und S.J. Pennycook, New model for damage accumulation in Si during self-ion irradiation, *Appl. Phys. Lett.*, 55:2503–2505, 1989.
- [95] W.P. Maszara und G.A. Rosgonyi, Kinetics of damage production in silicon during self-implantation, *J. Appl. Phys.*, 60:2310–2315, 1986.

- [96] N. Hecking, K.F. Heidemann und E. Te Kaat, Model of temperature dependent defect interaction and amorphization in crystalline silicon during ion bombardment, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 15:760–764, 1986.
- [97] F.F. Morehead, Jr. und B.L. Crowder, A model for the formation of amorphous Si by ion bombardment, In F.H. Eisen und L.T. Chadderton, editors, *Ion implantation*, pages 25–30. Gordon and Breach Science Publishers, 1971.
- [98] F.F. Morehead, Jr. und B.L. Crowder, A model for the formation of amorphous Si by ion bombardment, *Rad. Eff.*, 6:27–32, 1970.
- [99] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg, 1991.
- [100] F.L. Vook und H.J. Stein, Relation of neutron to ion damage annealing in Si and Ge, *Rad. Eff.*, 2:23–30, 1969.
- [101] R.S. Nelson, Radiation damage in silicon during ion implantation, In *European conference on ion implantation*, pages 211–218. Peter Peggrenius, England, 1970.
- [102] H.J. Stein, F.L. Vook und J.A. Borders, Direct evidence of divacancy formation in silicon by ion implantation, *Appl. Phys. Lett.*, 14:328–330, 1969.
- [103] L.M. Howe und M.H. Rainville, Features of collision cascades in silicon as determined by transmission electron microscopy, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 182/183:143–151, 1981.
- [104] L.M. Howe, M.H. Rainville, H.K. Haugen und D.A. Thompson, Collision cascades in silicon, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 170:419–425, 1980.
- [105] J. Narayan, D. Fathy, O.S. Oen und O.W. Holland, Atomic structure of ion implantation damage and process of amorphization in semiconductors, *J. Vac. Sci. Technol. A*, 2:1303–1308, 1984.
- [106] P. Sigmund, Theory of sputtering. I. sputtering yield of amorphous polycrystalline targets, *Phys. Rev.*, 184:383–416, 1969.
- [107] Y. Yamamura, N. Matsunami und N. Itoh, A new empirical formula for the sputtering yield, *Rad. Eff. Lett.*, 68:83–, 1982.
- [108] J. Bohdansky, A universal relation for the sputtering yield of monoatomic solids at normal ion incidence, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 2:587–591, 1984.
- [109] C. Garcia-Rosales, W. Eckstein und J. Roth, Revised formulae for sputtering data, *J. Nucl. Mat.*, 218:8–17, 1994.
- [110] P.D. Prewett und G.L.R. Mair, *Focused ion beams from liquid metal ion sources*. Research Studies Press LTD., 1991.
- [111] J. Melngailis, Focused ion beam technology and applications, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 5:469–495, 1987.

- [112] J. Orloff, High-resolution focused ion beams, *Rev. Sci. Instrum.*, 64:1105–1130, 1993.
- [113] J. Orloff, editor, *Handbook of charged particle optics*. CRC Press, 1997.
- [114] L.R. Harriot, The technology of finely focused ion beams, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 55:802–810, 1991.
- [115] L. Bischoff, E. Hesse, G. Hofmann, F.K. Naehring, W. Probst, B. Schmidt und J. Teichert, High current FIB system for micromechanics application, *Microelectron. Eng.*, 21:197–200, 1993.
- [116] J. Teichert und M.A. Tiunov, Achromatic two-stage ExB mass filter for a focused ion beam column with collimated beam, *Meas. Sci. Technol.*, 4:754–763, 1993.
- [117] L. Bischoff, J. Teichert, S. Hausmann und G.L.R. Mair, Investigation and optimization of the emission parameters of alloy liquid metal ion sources, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 1999, accepted.
- [118] E.J. Wagenaar, Beschreibung der Software zur Gewinnung und Bearbeitung von Bilddaten der Mikrostrahlanlage IMSA-100, Technical Report FZR-17, Forschungszentrum Rossendorf, 1993.
- [119] L. Bischoff, J. Teichert, E. Hesse, P.D. Prewett und J.G. Watson, Cluster beams from a Co-Nd liquid alloy ion source, *Microelectron. Eng.*, 30:245–248, 1996.
- [120] L.W. Swanson, Liquid metal ion sources: Mechanism and applications, *Nucl. Instrum. Meth.*, 218:347–353, 1983.
- [121] D.R. Kingham und L.W. Swanson, Shape of a liquid metal ion source, *Appl. Phys. A*, 34:123–132, 1984.
- [122] W. Knauer, Energy broadening in field emitted electron and ion beams, *Optik*, 59:335–354, 1981.
- [123] E. Hesse, *Eine Lithium-Flüssigmetall-Ionenquelle für die Lithographie mit schreibendem Ionenstrahl*, Dissertation, TU Dresden, 1994.
- [124] W. Raith, editor, *Bergmann, Schäfer – Lehrbuch der Experimentalphysik*, volume 6 (Festkörper). Walter de Gruyter, 1992.
- [125] E. Hesse, L. Bischoff und J. Teichert, Development of a cobalt liquid alloy ion source, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 27:427–428, 1994.
- [126] T.B. Massalski, editor, *Binary alloy phase diagrams*, volume 2. ASM International, 1990.
- [127] E. Hesse, W. Driesel, Ch. Dietzsch, L. Bischoff und J. Teichert, Shape of a Co-Nd liquid alloy ion source, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 35:5564–5570, 1996.

- [128] T.B. Massalski, editor, *Binary alloy phase diagrams*, volume 1. ASM International, 1990.
- [129] J. Teichert, L. Bischoff und S. Hausmann, Ion beam synthesis of cobalt disilicide using focused ion beam implantation, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16:2574–2577, 1998.
- [130] R.L. Selinger, J.W. Ward, V. Wang und R.L. Kubena, A high-intensity scanning ion probe with submicrometer spot size, *Appl. Phys. Lett.*, 34:310–312, 1979.
- [131] L. Bischoff, J. Teichert und E. Hesse, Interconnection lines following the surface topography fabricated by writing focused ion beam implantation, *Microelectron. Eng.*, 27:351–354, 1995.
- [132] R.W. Powell und Y.S. Touloukian, Thermal conductivities of the elements, *Science*, 181:999–1008, 1973.
- [133] G. Bai, M.-A. Nicolet und T. Vreeland, Jr., Elastic and thermal properties of mesotaxial CoSi_2 layers on Si, *J. Appl. Phys.*, 69:6451–6455, 1991.
- [134] C.W.T. Bulle-Lieuwma, A.F. de Jong und A.H. van Ommen, Determination of the coordination number of Co atoms at the $\text{CoSi}_2(\text{A,B})/\text{Si}(111)$ interface by transmission electron microscopy, *Appl. Phys. Lett.*, 55:648–650, 1989.
- [135] R. Jebasinski, *Ionenstrahlsynthese einkristalliner CoSi_2 -Schichten in Si und deren elektrische und strukturelle Charakterisierung*, Dissertation, Universität Köln, 1993.
- [136] C.W.T. Bulle-Lieuwma, A.H. van Ommen, D.E.W. Vandenhoudt, J.J.M. Ottenheim und A.F. de Jong, Microstructure of buried CoSi_2 layers formed by high-dose Co implantation into (100) and (111) Si substrates, *J. Appl. Phys.*, 70:3093–3108, 1991.
- [137] D.R. Hamann, New silicide interface model from structural energy calculations, *Phys. Rev. Lett.*, 60:313–316, 1988.
- [138] S.P. Muraka, Silicide thin films and their applications in microelectronics, *Intermetallics*, 3:173–186, 1995.
- [139] J.M. Vandenberg, A.E. White, R. Hull, K.T. Short und S.M. Yalisove, Anisotropic strain relaxation in buried CoSi_2 layers formed by mesotaxy, *J. Appl. Phys.*, 67:787–791, 1990.
- [140] A.H. van Ommen, C.W.T. Bulle-Lieuwma, J.J.M. Ottenheim und A.M.L. Theunissen, Ion beam synthesis of heteroepitaxial $\text{Si}/\text{CoSi}_2/\text{Si}$ structures, *J. Appl. Phys.*, 67:1767–1778, 1989.
- [141] E.R. Weber, *Properties of silicon*, EMIS Datareviews Series No. 4. INSPEC, London, 1988.
- [142] K. Maex, Silicides for integrated circuits: TiSi_2 and CoSi_2 , *Mat. Sci. Eng. R*, 11:53–153, 1993.

- [143] S. Mantl, Ion beam synthesis of epitaxial silicides: fabrication, characterization and applications, *Mat. Sci. Rep.*, 8:1–95, 1992.
- [144] A. Lauwers, R.J. Schreutelkamp, B. Brijs, H. Bender und K. Maex, Technological aspects of epitaxial CoSi_2 layers for CMOS, *Appl. Surf. Sci.*, 73:19–24, 1993.
- [145] J.A. Kittl und Q.Z. Hong, Self-aligned Ti and Co silicides for high performance sub- $0.18\ \mu\text{m}$ CMOS technologies, *Thin Solid Films*, 320:110–121, 1998.
- [146] L.F. Mattheiss und D.R. Hamann, Electronic structure and properties of CoSi_2 , *Phys. Rev. B*, 37:10623–10627, 1988.
- [147] A.A. Naem und L.Y. Chee, Variation of cobalt silicide resistivity with temperature, *J. Appl. Phys.*, 79:9149–9154, 1996.
- [148] F. Nava, K.N. Tu, E. Mazzega, M. Michelini und G. Queirolo, Electrical transport properties of transition-metal disilicide films, *J. Appl. Phys.*, 61:1085–1093, 1987.
- [149] A.H. van Ommen, Ion beam synthesis in silicon, In *Novel Silicon Based Technologies*, pages 25–69. Kluwer Academic Publishers, 1991.
- [150] A.E. White, K.T. Short, R.C. Dynes, J.P. Garno und J.M. Gibson, Mesotaxy: Single-crystal growth of buried CoSi_2 layers, *Appl. Phys. Lett.*, 50:95–97, 1987.
- [151] M. Strobel, *Modeling and Computer Simulation of Ion Beam Synthesis of Nanostructures*, Dissertation, Technische Universität Dresden, 1999.
- [152] S. Reiss und K.-H. Heinig, Computer simulation of mechanisms of the SIMOX process, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 102:256–260, 1995.
- [153] S. Reiss und K.-H. Heinig, Self-structuring of buried SiO_2 precipitate layers during IBS: A computer simulation, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 112:223–227, 1996.
- [154] S. Reiss, R. Weber, K.-H. Heinig und W. Skorupa, Experimental study and modeling of structure formation in buried layers at ion beam synthesis, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 89:337–341, 1994.
- [155] R.D. Doherty, Diffuse phase transformation in the solid state, In R.W. Cahn und P. Haasen, editors, *Physical metallurgy*. North-Holland, 1996.
- [156] F.R.N. Nabarro, The influence of elastic strain on the shape of particles segregating in an alloy, *Proc. Phys. Soc. (London)*, 52:90–93, 1940.
- [157] D.A. Porter und K.E. Easterling, *Phase Transformation in Metals and Alloys*. Van Nostrand Reinhold, 1981.
- [158] D.P. Adams, S.M. Yalisove und D.J. Eaglesham, Interfacial and surface energetics of CoSi_2 , *J. Appl. Phys.*, 76:5190–5194, 1994.

- [159] J.K.N. Linder und E.H. te Kaat, Synthesis of NiSi₂ by 6 MeV Ni implantation into silicon, *J. Mater. Res.*, 3:1238–1246, 1988.
- [160] R.A. Kant, S.M. Myers und S.T. Picraux, AlSb precipitate evolution during Sb implantation in Al: Experiment and theory, In F. Chernow, J.A. Borders und D.K. Brice, editors, *Ion implantation in semiconductors – 1976*. Plenum Press, 1977.
- [161] H. Trinkaus und S. Mantl, Precipitation kinetics in silicon during ion beam synthesis of buried silicide layers, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 80/81:862–866, 1993.
- [162] M. Strobel, K.-H. Heinig, W. Möller, A. Meldrum, D.S. Zhou, C.W. White und R.A. Zuhr, Ion beam synthesis of gold nanoclusters in SiO₂: Computer simulations versus experiments, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 147:343–349, 1999.
- [163] W. Ostwald, Über die vermeintliche Isomerie des roten und gelben Quecksilberoxyds und die Oberflächenspannung fester Körper, *Zeitschr. Phys. Chem.*, 34:495–503, 1900.
- [164] A.E. White, K.T. Short, R.C. Dynes, J.M. Gibson und R. Hull, Synthesis of buried silicon compounds using ion implantation, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 107:3–15, 1988.
- [165] E.H.A. Dekempeneer, J.J.M. Ottenheim, D.E.W. Vandenhoudt, C.W.T. Bulle-Lieuwma und E.G.C. Lathouwers, Ion beam synthesis of cobalt silicide: effect of implantation temperature, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 55:769–772, 1991.
- [166] E.H.A. Dekempeneer, J.J.M. Ottenheim, D.W.E. Vandenhoudt, C.W.T. Bulle-Lieuwma und E.G.C. Lathouwers, Optimum implantation conditions for ion beam synthesis of buried cobalt silicide layers in Si(100), *Appl. Phys. Lett.*, 59:467–469, 1991.
- [167] T. Hayashi, H. Okamoto und Y. Homma, Defects in Si on buried SiO₂ layer formed by very high dose oxygen-implantation, *Inst. Phys. Conf. Ser.*, 59:533–538, 1981.
- [168] R. Jebasinski, S. Mantl, L. Vescan und Ch. Dieken, Formation of buried CoSi₂ layers with ion beam synthesis at low implantation energies, *Appl. Surf. Sci.*, 53:264–272, 1991.
- [169] A. Vantomme, M.F. Wu, U. Wahl, J. De Wachter, S. Degroote, H. Pattyn, G. Langouche und H. Bender, Channeled ion beam synthesis: a new technique for forming high-quality rare-earth silicides, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 120:190–197, 1996.
- [170] S. Mantl und H.L. Bay, New method for epitaxial heterostructure layer growth, *Appl. Phys. Lett.*, 61:267–269, 1992.
- [171] S. Mantl, Molecular beam allotaxy: a new approach to epitaxial heterostructures, *J. Phys. D.*, 31:1–17, 1998.

- [172] M. Hacke, *Aufbau einer Molekularstrahlepitaxie-Anlage zur Herstellung von CoSi_2/Si -Heterostrukturen und in Silizium vergrabener SiO_x -Schichten sowie Charakterisierung dieser Schichtsysteme*, Dissertation, RWTH Aachen, 1997.
- [173] R.T. Tung und F. Schrey, Molecular beam epitaxy growth of CoSi_2 at room temperature, *Appl. Phys. Lett.*, 54:852–854, 1989.
- [174] R.T. Tung, J.C. Bean, J.M. Gibson, J.M. Poate und D.C. Jacobson, Growth of single-crystal CoSi_2 on $\text{Si}(111)$, *Appl. Phys. Lett.*, 40:684–686, 1982.
- [175] L. Reimer, *Scanning Electron Microscopy*, Springer Series in Optical Sciences. Springer, 1998.
- [176] W.-K. Chu, J.W. Mayer und M.-A. Nicolet, *Backscattering Spectrometry*. Academic Press, 1978.
- [177] L.C. Feldmann und J.W. Mayer, *Fundamentals of surface and thin film analysis*. North-Holland, 1986.
- [178] J.R. Tesmer und M. Nastasi, editors, *Handbook of modern ion beam materials analysis*. Materials Research Society, 1995.
- [179] N. Bohr, On the decrease of velocity of swiftly moving electrified particles in passing through matter, *Phil. Mag.*, 30:581–612, 1915.
- [180] R.S. Walker, D.A. Thompson und S.W. Poehlman, A semiempirical method of applying the dechanneling correction in the extraction of disorder distribution, *Rad. Eff.*, 34:157–161, 1977.
- [181] L.R. Doolittle, Algorithms for the rapid simulation of Rutherford backscattering spectra, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 9:344–351, 1985.
- [182] L. Bischoff und J. Teichert, Focused ion beam sputtering of silicon and related materials, Technical Report FZR-217, Forschungszentrum Rossendorf, 1998.
- [183] P.W. Nebiker, *Strukturierung von Silizium mit niederenergetischen fokussierten Ionenstrahlen*, Dissertation, ETH Zürich, 1997.
- [184] A. Höfgen, V. Heera, F. Eichhorn und W. Skorupa, Annealing and recrystallization of amorphous silicon carbide produced by ion implantation, *J. Appl. Phys.*, 84:4769–4774, 1998.
- [185] R.M.A. Azzam und N.M. Bashara, *Ellipsometry and polarized light*. North-Holland, 1977.
- [186] M. Wagner und H.D. Geiler, Single-beam thermowave analysis of ion implanted and laser annealed semiconductors, *Meas. Sci. Technol.*, 2:1088–1093, 1991.

- [187] M. Wagner, H.-D. Geiler und P. Kowalski, Zerörungsfreies Messen und Prüfen mit optisch angeregten thermischen Wellen, *Laser und Optoelektronik*, 26:63–70, 1994.
- [188] T. Werninghaus, *Micro-Raman Spectroscopy Investigation of Hard Coatings*, Dissertation, Universität Chemnitz, 1997.
- [189] G. Bauer und W. Richter, editors, *Optical Characterization of Epitaxial Semiconductor Layers*. Springer, 1996.
- [190] D. Santamore, K. Edinger, J. Orloff und J. Melngailis, Focused ion beam sputter yield change as function of scan speed, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 15:2346–2349, 1997.
- [191] A.E. White, K.T. Short, R.C. Dynes, R. Hull und J.M. Vandenberg, Mesotaxy: Synthesis of buried single-crystal silicide layers by implantation, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 39:253–258, 1989.
- [192] A. Vantomme, M.F. Wu, G. Langouche, K. Maex, H. Vanderstraeten und Y. Bruynseraede, Orientation and strain of single and double CoSi_2 epitaxial layers formed by ion implantation, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 59/60:680–684, 1991.
- [193] K.J. Reeson, R.S. Spraggs, R.M. Gwilliam, R.P. Webb und B.J. Sealy, Ion beam synthesis of epitaxial CoSi_2 layers, *Vacuum*, 42:1163–1171, 1991.
- [194] S. Mantl, R. Jevasinski und D. Hartmann, The effect of dose on the growth of buried CoSi_2 layers in (111) and (100) Si produced by ion implantation, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 59/60:666–670, 1991.
- [195] R. Hull, A.E. White, K.T. Short und J.M. Bonar, Formation of continuous CoSi_2 layers by high Co implantation into Si(110), *J. Appl. Phys.*, 68:1629–1634, 1990.
- [196] Y.-F. Hsieh, R. Hull, A.E. White und K.T. Short, Coalescence of buried CoSi_2 layers formed by mesotaxy in Si(110), *J. Appl. Phys.*, 70:7354–7361, 1991.
- [197] N.M. Zimmerman, J.A. Liddle, A.E. White und K.T. Short, Transport in submicrometer buried mesotaxial cobalt silicide wires, *Appl. Phys. Lett.*, 62:387–389, 1993.
- [198] M.R. Baklanov, S. Vanhaelemeersch, W. Storm, Y.-B. Kim, W. Vandervorst und K. Maex, Surface processes occurring on TiSi_2 and CoSi_2 in fluorine-based plasmas. Reactive ion etching in CF_4/CHF_3 plasmas, *J. Vac. Sci. Technol. A*, 15:3005–3014, 1997.
- [199] F. Herrmann und D. Grambole, The new Rossendorf nuclear microprobe, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 104:26–30, 1995.
- [200] M. Chicoine, S. Roorda, L. Cliche und R.A. Masut, Directional effects during ion implantation: Lateral mass transport and anisotropic growth, *Phys. Rev. B*, 56:1551–1560, 1997.

- [201] K. Kohlhof, S. Mantl, B. Stritzker und W. Jäger, Formation of buried CoSi_2 by ion implantation, *Appl. Surf. Sci.*, 38:207–216, 1989.
- [202] M. Hartmann, Untersuchung des Channelingeffektes an der Bochumer Ionenmikrosonde, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1994.
- [203] K.A. Jackson, A defect model for ion-induced crystallization and amorphization, *J. Mater. Res.*, 3:1218–1226, 1988.
- [204] J. Linnros, W.L. Brown und R.G. Elliman, Pulsed ion beam induced crystallization and amorphization of silicon, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 100:369–374, 1988.
- [205] J.G. Pellerin, D.P. Griffis und P.E. Russel, Focused ion beam machining of Si, GaAs, and InP, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 8:1945–1950, 1990.
- [206] P. Sigmund, Mechanisms and theory of physical sputtering by particle impact, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 27:1–20, 1987.
- [207] P. Schneider, L. Bischoff, J. Teichert und E. Hesse, Focused ion beam sputtering yield measurements for cobalt ions on silicon and related materials, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 117:77–80, 1996.
- [208] K. Radermacher, S. Mantl, K. Kohlhof und W. Jäger, Temperature and energy dependence of ion-beam synthesis of epitaxial Si/CoSi₂/Si heterostructures, *J. Appl. Phys.*, 68:3001–3008, 1990.
- [209] A.H. van Ommen, J.J.M. Ottenheim, A.M.L. Theunissen und A.G. Mouwen, Synthesis of heteroepitaxial Si/CoSi₂/Si structures by Co implantation into Si, *Appl. Phys. Lett.*, 53:669–671, 1988.
- [210] D.K. Brice und J.C. Barbour, Sputtering of (100) Si by 350keV Co implantation, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 36:431–438, 1988.
- [211] S.R. Bhattacharyya, D. Ghose und D. Basu, Temperature dependence of sputtering yield of GaAs under 30 keV Ar⁺ bombardment, *J. Mat. Sci. Lett.*, 13:1192–1194, 1994.
- [212] M. Posselt, B. Schmidt, C.S. Murthy, T. Feudel und K. Suzuki, Modeling of damage accumulation during ion implantation into single-crystalline silicon, *J. Electrochem. Soc.*, 144:1495–1504, 1997.
- [213] J.P. Biersack und W. Eckstein, Sputtering studies with the Monte Carlo program TRIM.SP, *Appl. Phys. A*, 34:73–94, 1984.
- [214] K. Kohlhof, *Herstellung und Wachstum einkristalliner Si/CoSi₂/Si Heterostrukturen nach Hochdosis-Ionenimplantation*, Dissertation, Universität Köln, 1989.
- [215] J.C. Barbour, S.T. Picraux und B.L. Doyle, Buried silicide synthesis and strain in cobalt implanted silicon, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 107:269–274, 1988.

- [216] E.H.A. Dekempeneer, J.J.M. Ottenheim, P.C. Zalm, C.W.T. Bulle-Lieuwma, D.E.W. Vandenhoudt und E.P. Naburgh, Thin buried silicide layers in Si(100) by channeled implantations, *Appl. Phys. Lett.*, 58:2102–2104, 1991.
- [217] M.T. Robinson und I.M. Torrens, Computer simulation of atomic-displacement cascades in solids in the binary-collision approximation, *Phys. Rev. B*, 9:5008–5024, 1974.
- [218] M.F. Wu, A. Vantomme, H. Pattyn, G. Langouche, K. Maex, J. Vanhellefont, J. Vanacken, H. Vloeberghs und Y. Bruynseraede, Formation of buried and surface CoSi₂ layers by ion implantation, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 45:658–663, 1990.
- [219] F.M. D'Heurle und C.S. Petersson, Formation of thin films of CoSi₂: Nucleation and diffusion mechanisms, *Thin Solid Films*, 128:283–297, 1985.
- [220] H. Miura, E. Ma und C.V. Thompson, Initial sequence and kinetics of silicide formation in cobalt/amorphous-silicon multilayer thin films, *J. Appl. Phys.*, 70:4287–4294, 1991.
- [221] C.-D. Lien, M.-A. Nicolet und S.S. Lau, Kinetics of CoSi₂ from evaporated silicon, *Appl. Phys. A*, 34:249–251, 1984.
- [222] S.M. Hu, Thermal oxidation of silicon: Chemisorption and linear rate constant, *J. Appl. Phys.*, 55:4095–4105, 1984.
- [223] R.D. Frampton, E.A. Irene und F.D. d'Heurle, A study of the oxidation of selected metal silicides, *J. Appl. Phys.*, 62:2972–2980, 1987.
- [224] G.J. Huang und L.J. Chen, Investigation of the oxidation kinetics of CoSi₂ on (111)Si by transmission electron microscopy, *J. Appl. Phys.*, 76:865–870, 1994.
- [225] G. Castro, J.E. Hulse, J. Küppers und A. Rodriguez Gonzalez-Elipe, Oxygen interaction with CoSi(100) and CoSi₂(100) surfaces, *Surf. Sci.*, 117:621–628, 1982.
- [226] G. Drozdy, H. Ronkainen und I. Suni, Formation of CoSi₂ on amorphous silicon by RTA, *Appl. Surf. Sci.*, 38:72–79, 1989.
- [227] G.L. Olson und K.A. Roth, Kinetics of solid phase crystallization in amorphous silicon, *Mat. Sci. Rep.*, 3:1–78, 1988.
- [228] S.V. Hutchinson, M.F. Finney, K.J. Reeson, M.A. Harry, R.M. Gwilliam und B.J. Sealy, Comparison for the growth mechanisms of ion beam synthesised CoSi₂ in crystalline & amorphous silicon, In S. Coffa, G. Ferla, F. Priolo und E. Rimini, editors, *Ion Implantation Technology - 94*. Elsevier Science, 1995.
- [229] T.E. Haynes und O.W. Holland, Lattice damage in ion implanted silicon-germanium alloys, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 80/81:901–905, 1993.

- [230] J.W. Mayer, L. Eriksson, S.T. Picraux und J.A. Davies, Ion implantation of silicon and germanium at room temperature. Analysis by means of 1.0-MeV helium ion scattering, *Can. J. Phys.*, 46:663–673, 1968.
- [231] J.S. Williams, K.T. Short, R.G. Elliman, M.C. Ridgway und R. Goldberg, Ion-beam-induced amorphization and dynamic annealing processes in silicon, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 48:431–434, 1990.
- [232] P.J. Schultz, C. Jagadish, M.C. Ridgway, R.G. Elliman und J.S. Williams, Crystalline-to-amorphous transition for Si-ion irradiation of Si(100), *Phys. Rev. B*, 44:9118–9121, 1991.
- [233] G. Bai und M.-A. Nicolet, Defects production and annealing of self-implanted Si, *J. Appl. Phys.*, 70:649–655, 1991.
- [234] O.W. Holland, D. Fathy, J. Narayan und O.S. Oen, Dose rate dependence of damage clustering during heavy ion irradiation in Si, *Rad. Eff.*, 90:127–139, 1985.
- [235] F.H. Eisen und B. Welch, Flux and fluence dependence of disorder produced during implantation of ^{11}B in silicon, *Rad. Eff.*, 7:143–148, 1971.
- [236] E. Wendler, A. Heft und W. Wesch, Ion-beam induced damage and annealing behaviour in SiC, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 141:105–117, 1998.
- [237] F.F. Morehead, B.L. Crowder und R.S. Title, Formation of amorphous silicon by ion bombardment as a function of ion, temperature, and dose, *J. Appl. Phys.*, 43:1112–1118, 1972.
- [238] E. Wendler, B. Breeger, Ch. Schubert und W. Wesch, Comparative study of damage production in ion implanted III-V-compounds at temperatures from 20 to 420 K, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 147:155–165, 1999.
- [239] L. Bischoff und J. Teichert. private Mitteilung.
- [240] M.K. El-Ghor, O.W. Holland, C.W. White und S.J. Pennycook, Structural characterization of damage in Si(100) produced by MeV Si^+ ion implantation and annealing, *J. Mater. Res.*, 5:352–359, 1990.
- [241] S.A.R. Al-Hashmi und G. Carter, The influence of dose rate and implantation temperature on the damage produced by N^+ ion irradiation of silicon, *Rad. Eff.*, 10:83–93, 1987.
- [242] O.W. Holland, J. Narayan und D. Fathy, Ion beam processing in Si, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 7/8:243–250, 1985.
- [243] R.D. Goldberg, J.S. Williams und R.G. Elliman, Amorphization of silicon by elevated temperature implantation, *Nucl. Instrum. Meth.*, 106:242–247, 1995.

- [244] E. Wendler, W. Wesch und G. Götz, Influence of the dose rate on the damage production in ion implanted GaAs, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 52:57–62, 1990.
- [245] R.A. Brown und J.S. Williams, The amorphization kinetics of GaAs irradiated with Si ions, *J. Appl. Phys.*, 83:7533–7536, 1998.
- [246] T.E. Haynes und O.W. Holland, Comparative study of implantation-induced damage in GaAs and Ge: Temperature and flux dependence, *Appl. Phys. Lett.*, 59:452–454, 1991.
- [247] G. Carter, M.J. Nobes und I.S. Tashlykov, The influence of dose rate and analysis procedures on measured damage in P⁺ ion implanted GaAs, *Rad. Eff. Lett.*, 85:37–43, 1984.
- [248] C.R. Musil, J. Melngailis, S. Etchin und T.E. Haynes, Dose-rate in GaAs investigated by discrete pulsed implantaion using a focused ion beam, *J. Appl. Phys.*, 80:3727–3733, 1996.
- [249] M. Tamura, K. Yagi, N. Natsuaki, M. Miyao und T. Tokuyama, Disorders produced during high-current and high-dose phosphorus ion implantation in silicon, *Appl. Phys.* 20, 20:225–229, 1979.
- [250] D. Lensen und S. Mantl, Observation of quantum interference effects in submicron CoSi₂ wires in Si(100), *Appl. Phys. Lett.*, 71:3540–3542, 1997.
- [251] A. Alberti, F. La Via, V. Raineri und E. Rimini, Thermal stability of cobalt silicide stripes on Si(001), *J. Appl. Phys.*, 86:3089–3095, 1999.
- [252] H. Fuhrmann, M. Döbeli, R. Mühle und M. Suter, Focused ion-beam structuring of Si and Si/CoSi₂ heterostructures using adsorbed hydrogen as a resist, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 17:945–948, 1999.
- [253] J. Melngailis, A.A. Modelli, I.L. Berry III und R. Mohondro, A review of ion projection lithography, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16:927–957, 1998.
- [254] J. Teichert, L. Bischoff, E. Hesse, P. Schneider, D. Panknin, T. Gessner, B. Löbner und N. Zichner, Cobalt disilicide interconnects for micromechanical devices, *J. Microtech. Microeng.*, 6:272–278, 1996.
- [255] S.M. Sze, D.J. Coleman, Jr. und A. Loya, Current transport in metal–semiconductor–metal (MSM) structures, *Solid-State Electronics*, 14:1209–1218, 1971.
- [256] F. Rüdgers, *Kurzzeitspektroskopie an Photodektoren aus Si, InP und YBa₂Cu₂O_{7-x}*, Dissertation, Universität Köln, 1996.
- [257] C. Moglestue, J. Rosenzweig, J. Kuhl, M. Klingenstein, M. Lambsdorff, A. Axmann, Jo. Schneider und A. Hülsmann, Picosecond pulse response characteristics of GaAs metal–semiconductor–metal photodetectors, *J. Appl. Phys.*, 70:2435–2448, 1991.

- [258] J.P. Hermanns, F. Rüdgers, E. Stein von Kamienski, H.G. Roskos, H. Kurz, O. Hollricher, C. Buchal und S. Mantl, Vertical silicon metal–semiconductor–metal photo-detectors with buried CoSi_2 contact, *Appl. Phys. Lett.*, 66:866–868, 1995.
- [259] A. Schüppen, *Silizium Permeable Base Transistoren mit vergrabenem CoSi_2 -Gate*, Dissertation, RWTH Aachen, 1993.
- [260] A. Schüppen, L. Vescan, M. Marso, A. v.d. Hart, H. Lüth und H. Beneking, Submicrometre silicon permeable base transistors with buried CoSi_2 gates, *Electron. Lett.*, 29:215–217, 1993.
- [261] W. Skorupa, N. Hatzopoulos, R.A. Yankov und A.B. Danilin, Proximity gettering of transition metals in separation by implanted oxygen structures, *Appl. Phys. Lett.*, 67:2992–2994, 1995.
- [262] R. Kögler, A. Peeva, W. Anwand, G. Brauer, P. Werner und U. Gösele, Interstitial-type defects away from the projected ion range in high energy ion implanted and annealed silicon, *Appl. Phys. Lett.*, 75:1279–1281, 1999.
- [263] M.J. Caturla und T. Diaz de la Rubia, Dose rate effects during damage accumulation in silicon, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, 438:89–93, 1997.
- [264] M. Posselt, A novel method to investigate ion–beam–induced defect evolution in Si, In C.S. Murthy, G.R. Srinivasan und S.T. Duncan, editors, *Process Physics and Modeling in Semiconductor Technology*, volume 99-2, pages 58–74. The Electrochemical Society, Pennington, NJ, 1999.
- [265] M. Posselt, Prediction of the morphology of the as-implanted damage in silicon using a novel combination of BCA and MD simulations, In C. Claeys, editor, *First ENDEASD Workshop*, pages 308–318, 1999.
- [266] A. Battaglia, F. Priolo und E. Rimini, Influence of doping on ion-induced growth and shrinkage of partial damage in silicon, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 59/60:382–385, 1991.
- [267] S.U. Campisano, S. Coffa, V. Raineri, F. Priolo und E. Rimini, Mechanisms of amorphization in ion implanted crystalline silicon, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 80/81:514–518, 1993.
- [268] P.W. Nebiker, M. Döbeli, R. Mühle, M. Suter und D. Vetterli, Low energy ion beam irradiation of silicon, *Nucl. Instrum. Meth. B*, 113:205–208, 1996.
- [269] T.J. Stark, G.M. Shedd, J. Vitarelli, D.P. Griffins und P.E. Russel, H_2O enhanced focused ion beam micromachining, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 13:2565–2569, 1995.

Veröffentlichungen

Veröffentlichungen im Rahmen dieser Arbeit

J. Teichert, L. Bischoff and S. Hausmann

Fabrication of MSM detector structures in silicon by focused ion beam implantation
Microelectronic Engineering, 25:455–458, 1997

S. Hausmann, L. Bischoff, J. Teichert, D. Grambole, F. Herrmann, and W. Möller

Investigation of Dwell-Time Effects on the Cobalt Disilicide Formation Using Focused Ion Beam Implantation
Microelectronic Engineering, 41/42:233–236, 1998

J. Teichert, L. Bischoff, and S. Hausmann

Ion beam synthesis of cobalt disilicide using focused ion beam implantation
J. Vac. Sci. and Technol. B, 16:2574–2577, 1998

S. Hausmann, L. Bischoff, J. Teichert, M. Voelskow, D. Grambole, F. Herrmann, and W. Möller

Dose-rate effects in focused ion beam synthesis of cobalt disilicide
Appl. Phys. Lett. 72:2719–2721, 1998

J. Teichert, M. Voelskow, L. Bischoff and S. Hausmann

RBS and channeling analysis of cobalt disilicide layers produced by focused ion beam implantation
Vacuum 51:261–266, 1998

L. Bischoff, S. Hausmann, M. Voelskow and J. Teichert

Dwell-time dependence of the defect accumulation in focused ion beam synthesis of CoSi_2
Nucl. Instrum. Meth. B 147:327–331, 1999

S. Hausmann, L. Bischoff, J. Teichert, M. Voelskow, W. Möller and H. Fuhrmann

Dwell-time effects in focused ion beam synthesis of cobalt disilicide: Reflectivity measurements
Nucl. Instrum. Meth. B 148 (1999) 610–614

J. Teichert, L. Bischoff, S. Hausmann and H. Hobert

Raman investigation of lattice defects in the CoSi_2 synthesis using focused ion beam implantation
Microelectron. Eng., im Druck

J. Teichert, L. Bischoff, S. Hausmann, M. Voelskow and H. Hobert
Study of crystal damage in Si due to focused ion beam Co implantation by means of micro-Raman-spectroscopy and ion channeling analysis

Appl. Phys. A, eingereicht

S. Hausmann, L. Bischoff, J. Teichert, M. Voelskow and W. Möller
Damage related effects in focused ion beam synthesis of cobalt disilicide

J. Appl. Phys., 87 (2000) 57-62

S. Hausmann, L. Bischoff, J. Teichert, M. Voelskow and W. Möller
Single-crystalline CoSi₂ layer formation by focused ion beam synthesis

Jpn. J. Appl. Phys., im Druck

Weitere Veröffentlichungen

W. Heiland, C. Höfner, N. Hatke, S. Hausmann, A. Närmann, J. Limburg and R. Morgenstern

Surface Channeling and Inelastic Effects

Proc. Workshop on Ions Scattering Spectroscopy for Application on Surface Science Osaka, Japan 1995, ed. T.Koshikawa (1995) 1-12

S. Hausmann, C. Höfner, T. Schlathölter, H. Franke, A. Närmann, and W. Heiland
Energy loss of light ions scattered off Al(110) single crystal surfaces at low energy

Nucl. Instrum. Meth. B 115 (1996) 31-33

J. Limburg, C. Bos, T. Schlathölter, R. Hoekstra, R. Morgenstern, S. Hausmann, W. Heiland, and A. Närmann

Energy loss of keV He²⁺ scattered off an Al(110) surface

Surf. Sci. 409 (1998) 541-552

L. Bischoff, J. Teichert, S. Hausmann, T. Ganetsos and G.L.R. Mair

Investigation and optimization of the emission parameters of alloy liquid metal ion sources

Nucl. Instrum. Meth. B, im Druck

L. Bischoff, J. Teichert, S. Hausmann, T. Ganetsos and G.L.R. Mair

Temperature and energy spread investigations of alloy LMIS

Microelectron. Eng., im Druck

Danksagung

Diese Arbeit wäre nicht möglich gewesen ohne die Hilfe vieler Personen, welche alle auf die eine oder andere Weise etwas zum Gelingen beigetragen haben. Insbesondere danke ich

Herrn Prof. Dr. Wolfhard Möller für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung des FZR durchführen zu können,

Herrn Dr. Jochen Teichert, Herrn Dr. Lothar Bischoff, Frau Heike Felsmann, Herrn Gerolf Hofmann und Herrn Werner Probst für die ausgesprochen gute und angenehme Zusammenarbeit innerhalb der Feinstrahl-Gruppe,

Frau Elfi Christalle für die quasi unendliche Anzahl von zuverlässigen und schnellen REM-Analysen,

Herrn Dr. Bernd Schmidt und seiner Abteilung für alle präparativen Maßnahmen an den Silicium-Wafern,

Herrn Dr. Matthias Voelskow, Herrn Dr. Dieter Grambole und Herrn Folker Herrmann für die RBS-Analysen,

Herrn Henning Fuhrmann, Paul-Scherrer-Institut, c/o Institut für Teilchenphysik, ETH Zürich, für die Gastfreundschaft in Zürich und für die zahlreichen TWA-Analysen,

Herrn Dr. Jan Meijer und Herrn Prof. Dr. Andreas Wiek für die Möglichkeit, einen Einblick in die Architektur der Ruhr-Universität Bochum zu gewinnen,

Herrn Dr. Hartmut Hobert, Friedrich-Schiller-Universität Jena, für die Untersuchungen mittels Raman-Spektroskopie,

Herrn Prof. Dr. Jakob Schelten und seiner Mannschaft für den lehrreichen Aufenthalt am Institut für Schicht- und Ionentechniken des Forschungszentrums Jülich in meiner Anfangszeit,

Frau Christina Borcan, Herrn Dr. Viton Heera, Herrn Dr. Karl-Heinz Heinig, Herrn Dr. Hans-Ulrich Jäger, Frau Irina Mrotchek, Herrn Stefano Parascandola, Herrn Dr. Matthias Posselt, Frau Christina Plettner, Herrn Dr. Christoph Plettner, Herrn Bruno Schmidt und Herrn Dr. Matthias Strobel für die Unterstützung durch wissenschaftliche Erfahrung und Lebensweisheit bei allen Fragen und Problemen, die während eines Doktorandendaseins auftreten

und meinen lieben Eltern.

Erklärung

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit ohne zulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Diese Dissertation wurde im Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung im Forschungszentrum Rossendorf unter der wissenschaftlichen Betreuung von Prof. Dr. Wolfhard Möller und Dr. Jochen Teichert angefertigt.

Die Promotionsordnung der Fakultät für Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität Dresden vom 27.9.1994 erkenne ich an.

Dresden, den 14. Januar 2000

Thesen

- In dieser Arbeit wurde der Einfluß der hohen Stromdichte eines fokussierten Ionenstrahls (FIB) auf die Strahlenschädigung eines Silicium-Substrates am Beispiel der Ionenstrahlsynthese von CoSi_2 -Schichten untersucht. Es hat sich dabei gezeigt, daß der zeitliche Verlauf des Implantationsregimes die Ergebnisse wesentlich beeinflusst.
- Es wurde eine auf optischer Lithografie beruhende Präparationsmethode für RBS/C-Proben vorgestellt. Damit ist eine quantitative RBS/C-Analyse von Strukturen kleiner als der Strahldurchmesser des Analysestrahls möglich. Durch die Evaluation weiterer Meßmethoden wurden Raman-, TWA-, μ -RBS- und Topographie-Messungen als für kleine implantierte Gebiete geeignete Analysemethoden befunden.
- Die Flexibilität eines FIB wurde genutzt, um eine systematische Untersuchung der Strahlenschädigung im Fall extrem hoher Stromdichten durchzuführen. Besonderer Wert wurde dabei auf die Bestimmung der Abhängigkeit der Strahlenschädigung von Pixelzeit, Pausenzeit, Strahldurchmesser und Implantationstemperatur gelegt. Dabei wirkt sich im allgemeinen folgendes positiv auf eine Reduzierung des Strahlenschadens aus: Verkürzung der Pixelzeit, Erhöhung der Pausenzeit, Erhöhung des Strahldurchmessers und Erhöhung der Implantationstemperatur.
- Die Ergebnisse des Systems $\text{Co} \rightarrow \text{Si}(111)$ und des Systems $\text{Ge} \rightarrow \text{Si}(111)$ wurden verglichen. Die CoSi_2 -Präzipitatbildung beeinflusst die gefundenen Pixel- und Pausenzeiteffekte nicht.
- Aus der kritischen Pixelzeit für eine homogene CoSi_2 -Schichtbildung in Abhängigkeit der Implantationstemperatur wurde eine Aktivierungsenergie von (2.9 ± 0.3) eV bestimmt. Dieser Wert stimmt in etwa mit der Aktivierungsenergie für epitaktische Rekristallisation überein.
- Es gibt ein Implantationsschema bei dessen Anwendung FIB- und konventionelle Implantation bezüglich der Schädigung identische Ergebnisse liefern. Dieses Schema, welches sich in Form einer effektiven Stromdichte interpretieren läßt, ist universell und unabhängig von spezifischen Implantationbedingungen, wie Energie, Temperatur und Ionen-Target-Kombination, solange Pixel- und Pausenzeit frei wählbar sind.
- Unter Berücksichtigung des erarbeiteten Implantationsschemas können mit dem FIB einkristalline CoSi_2 -Schichten hergestellt werden, die von vergleichbarer Güte wie

konventionell hergestellte Schichten sind. Damit läßt sich der FIB zur Erzeugung von Prototypen nutzen, auch wenn die Stromdichte eine kritische Prozeßgröße ist.

- Unter Kenntnis der Strahlenschädigungsprozesse wurde die hohe Flexibilität eines FIB eingesetzt, um eine umfangreiche Untersuchung des Schichtwachstums von CoSi_2 -Schichten in Si(111) und Si(100) durchzuführen. Die Kristallorientierung beeinflusst die Morphologie des Schichtwachstums und die kritische Dosis zur Schichtbildung. Weiterhin wurden die Unterschiede zum CoSi_2 -Wachstum in amorphen Silicium aufgezeigt.
- Der Zusammenhang zwischen Strahlenschädigung und den sekundären Effekten, wie Reichweite, Zerstäubung und CoSi_2 -Schichtbildung, wurde experimentell für einen Implantationswinkel von 0° hergestellt. Eine höhere Strahlenschädigung reduziert die Reichweite, erhöht die Zerstäubung und verhindert eine homogene Schichtbildung.
- Für die Implantation von Kobalt in amorphen Silicium gelang es sowohl die Zerstäubung des Substrates als auch die Tiefenverteilung der Kobalt-Ionen in Abhängigkeit von Energie, Winkel und Dosis durch das Monte-Carlo-Programm TRIDYN zu beschreiben.
- Zur Bestimmung einiger Modellparameter wurden Vergleichsimplantationen mit konventionellen Implantern durchgeführt. Daraus konnten für das System $70 \text{ keV Co}^+ \rightarrow \text{Si}(111)$ Amorphisierungs Dosen bestimmt werden, und die Gültigkeit des Morehead-Crowder-Modells für niedrige Stromdichten bestätigt werden.
- Es wurde ein Modell auf Basis von Ratengleichungen entwickelt. Damit kann die Schädigung durch FIB-Implantation in Abhängigkeit von Pixelzeit, Pausenzeit, Strahldurchmesser, Strahlstrom und Implantationstemperatur qualitativ vorherbestimmt werden.
- Ein Zusammenhang zwischen Pixelzeit- und Pausenzeiteffekten und typischen Ausheilkonstanten von Defekten wurde herzustellen. Die in den Experimenten dieser Arbeit dominierenden Defekttypen besitzen Ausheilkonstanten von $1 \mu\text{s}$ bis 10 ms .
- Mit Hilfe der Experimente und deren Modellierung in dieser Arbeit können die bisher publizierten Ergebnisse zur Strahlenschädigung mit FIB im Vergleich zur konventionellen Implantation verstanden werden.