

Klug, Strahlungsinduzierte Zentren in Silizium

Technologie und physikalische Eigenschaften strahlungsinduzierter Zentren in Silizium

von der der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität Chemnitz

genehmigte

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur (Dr.-ing.)

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Jan N. Klug

geboren am 31.05.1977 in Bochum

eingereicht am 28.07.2011

Gutachter: Prof. Dr.-ing. Josef Lutz, Chemnitz
Prof. Dr. rer. nat. Andreas Wieck, Bochum

Tag der Verleihung: 10.01.2012

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	5
1. Vorwort	7
2. Entstehung und Eigenschaften von Defekten	9
2.1. Entstehung von Strahlenschäden	9
2.2. Defektreaktionen	15
2.3. Leerstellenkomplexe	19
2.4. Sauerstoff-Komplexe	23
2.5. Kohlenstoff-Komplexe	26
2.6. Zentren unter Beteiligung von Phosphor und Bor . .	29
2.7. Wasserstoff-(Sauerstoff-)Leerstelle	32
2.8. Thermische Donatoren	34
3. Anwendungen strahlungsinduzierter Zentren	39
3.1. Einstellung der Ladungsträger-Lebensdauer	39
3.2. Dotierung mittels Störstellen	45
3.3. Silicon-On-Insulator (SOI) mittels Smart-Cut	47

4. Physikalische und technologische Grundlagen der Messverfahren	51
4.1. Ladungsträgerdichte	52
4.2. Ladungsträger-Beweglichkeit	56
4.3. Hall-Effekt-Messung	58
5. Experimentelle Verfahren	65
5.1. Ionenimplantation	65
5.2. Ausheilverfahren	73
5.3. Probenpräparation	76
5.4. Hall-Effekt-Messungen	80
5.5. Spreading Resistance-Messungen	83
6. Dotierung durch Wasserstoff	89
6.1. Modellierung des Spreading-Resistance-Profiles	91
6.2. Dosisabhängigkeit	96
6.3. Sauerstoff-Wasserstoff-Koimplantation	100
6.4. Flussabhängigkeit	103
6.5. Temperaturabhängigkeit	107
6.6. Abhängigkeit von der Grunddotierung	111
6.7. Beteiligte Energie-Level und Ladungsträgerdichte	115
6.8. Berechnung des Hall-Koeffizienten	121
6.9. Zusammenfassung	126
7. Heliumbestrahlung und Leitfähigkeit	129
7.1. Widerstand	131
7.2. Ladungsträgerkonzentration	135
7.3. Beweglichkeit	138
7.4. Zusammenfassung	139

8. Zusammenfassung	141
A. Berechnung des Flusses	145
Literaturverzeichnis	147
Abbildungsverzeichnis	175
Tabellenverzeichnis	177
Danksagung	179
Versicherung	181
Thesen	183
Lebenslauf	185

Abkürzungsverzeichnis

Cz-Si	Czochralski (tiegelgezogenes) Silizium
FZ-Si	Float-Zone (zonengeschmolzenes) Silizium
eV	Elektronvolt ($1 \text{ eV} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$)
keV	Kiloelektronvolt ($1 \text{ keV} = 1.602 \cdot 10^{-16} \text{ J}$)
MeV	Megaelektronvolt ($1 \text{ MeV} = 1.602 \cdot 10^{-13} \text{ J}$)
I	Eigenzwischengitteratom
V	(Einfach-)Leerstelle
X_i	Element X auf Zwischengitterplatz
X_s	Element X auf Gitterplatz
TD	thermische Donatoren
STD	flache thermische Donatoren
E_A	therm. Aktivierungsenergie eines Akzeptors
E_D	therm. Aktivierungsenergie eines Donators
E_F	Fermienergie / Fermienergie
E_C	Energie-Niveau des Leitungsbandes
E_V	Energie-Niveau des Valenzbandes
E_g	Bandlücke

σ	Leitfähigkeit
ρ	spezifischer Widerstand
R_S	Spreading-Resistance Widerstand
μ_n, μ_p	Beweglichkeit von Elektronen/Löchern
n, p	Konzentration von Elektronen/Löchern
n_i	intrinsische Ladungsträgerkonzentration
N_A, N_D	Konzentration von Akzeptoren/Donatoren
N_C, N_V	Zustandsdichte im Leitungs-/Valenzband
g	Entartungsfaktor
R_H	Hall-Koeffizient
r	Hall-Faktor
SR	Spreading Resistance
SRP	Spreading Resistance Probe
IGBT	Insulated Gate Bipolar Transistor
HVDC	Hochspannungsgleichstrom

1. Vorwort

Leistungshalbleiter übernehmen in der modernen Welt verschiedenste Aufgaben: sie werden in der Ansteuerung elektrischer Maschinen eingesetzt, aber auch in Stromrichtern bei der Übertragung großer Leistungen.

Gerade bei höchsten Spannungen, Strömen und Frequenzen sind alle Anforderungen und wünschenswerten Eigenschaften kaum gleichzeitig zu erfüllen. In der Regel müssen bei der Optimierung eines Parameters Einschränkungen bei anderen hingenommen werden [Lut11]:

- Eine hohe Spannungsfestigkeit erfordert ein breites, niedrig-dotiertes Gebiet, welches das elektrische Feld aufnehmen kann. Solche Gebiete weisen jedoch einen hohen Widerstand auf, was zu einem großen Spannungsabfall in Vorwärtsrichtung und hoher Verlustleistung führt.
- Für hohe Schaltfrequenzen ist eine niedrige Speicherladung erforderlich, um ein schnelles Freiwerden der Mittelzone zu ermöglichen. Dies lässt sich durch ein Herabsetzen der Ladungsträger-Lebensdauer erreichen, was aber gleichzeitig zu einem höheren Spannungsabfall in Vorwärtsrichtung und damit zu höheren Verlusten im eingeschalteten Zustand.

Zur Optimierung werden in zunehmendem Maße elektrische Eigenschaften von Defekten im Halbleiter ausgenutzt. So lässt sich z.B. durch Rekombinationszentren die Ladungsträger-Lebensdauer einstellen. Die Diffusion von Gold und Platin zu diesem Zweck wurde bereits in den 70er Jahren des vergangenen Jahrhunderts eingesetzt.

Seit den 80er und 90er Jahren des letzten Jahrhunderts wurden durch wanderndes Interesse der Kernphysik Beschleunigerkapazitäten im MeV-Bereich frei, die zunehmend für die Materialforschung eingesetzt werden. Strahlungsinduzierte Zentren nehmen dabei eine wichtige Rolle ein, sie haben verschiedenste Eigenschaften und lassen sich auch zur Absenkung oder Anhebung der Dotierung oder der Veränderung der Ladungsträger-Eigenschaften einsetzen.

Eine besondere Rolle kommt dabei den durch leichte Ionen erzeugten Zentren zu. Hohe Eindringtiefen erlauben auch Modifikationen in Bereichen, die mit klassischer Technologie nur schwierig (und damit in der Regel kostenintensiv) oder gar nicht zu erreichen sind. Gleichzeitig sind die Ergebnisse in hervorragender Weise reproduzierbar.

Sowohl die Eigenschaften als auch die Erzeugung und Entwicklung von Defektzentren sind schon lange vor der Nutzung in Bauelementen ein wichtiger Teil der Forschung gewesen. Trotzdem sind nach wie vor viele Prozesse unverstanden und von verschiedenen Gruppen durchgeführte Versuche in ihren Ergebnissen zum Teil widersprüchlich.

2. Entstehung und Eigenschaften von Defekten

Die Untersuchung der Wechselwirkung von hochenergetischen Teilchen mit Materie blickt auf eine nahezu hundertjährige Geschichte zurück ([Tho12], [Boh13], [Boh15]). Die Grundvorstellung des Mechanismus hat sich seitdem nicht wesentlich verändert.

2.1. Entstehung von Strahlenschäden

Das schnelle Teilchen verliert seine Energie durch Streuung an den Elektronen der Atomhülle (elektronisches Stopping) oder den Atomrümpfen (nukleares Stopping). In der Regel werden beide Komponenten separat betrachtet, ohne Korrelationen zwischen diesen beiden Mechanismen zu berücksichtigen.

2.1.1. Elektronisches Stopping

Für leichte Teilchen und sehr hohe Energien ($E_{kin} > 10 \text{ MeV/u}$) liefert die Bethe-Bloch Gleichung eine gute Beschreibung der Vor-

gänge. Sie basiert auf der Vorstellung eines freien Elektronengases im Festkörper, mit dem die Teilchen interagieren. Der Energieverlust pro Strecke dE/dx ist dabei in erster Näherung umgekehrt proportional zur Teilchenenergie.

Für kleinere Energien, wie sie für Ionenimplantationen und andere Prozesse in der Halbleiterherstellung verwendet werden, ist diese Beschreibung nicht hinreichend. Beginnend mit Fermi und Teller [Fer47] werden die Targetelektronen als Elektronenplasma betrachtet, eine Beschreibung liefert die LSS-Theorie [Lin64], der Energieverlust skaliert hier mit der Wurzel der Teilchenenergie.

Neben diversen Korrekturen für schwere (d.h. nicht H und He) Ionen werden für die praktische Betrachtung häufig auch empirisch ermittelte Daten verwendet [Zie96].

Da das gesamte elektronische Stopping allenfalls Ionisation der Targetatome zur Folge hat, die auf kurzen Zeitskalen rekombiniert, spielt es außer bei sehr hohen Ionisationsraten für die Entstehung von Strahlenschäden keine Rolle.

2.1.2. Nukleares Stopping

Die elastische Streuung an den Atomrümpfen lässt sich im Fall von geladenen Teilchen wie Ionen gut als Zwei-Körper-Coulomb Problem behandeln [Zie96]. Im Falle ungeladener Teilchen (Neutronen) spielt eine Coulomb-Abstoßung keine Rolle [Sny55]. Die Targetatome sind jedoch nicht frei beweglich, sondern in einem Kristallgitter eingebunden. Bei der Betrachtung ist daher die Bindungsenergie zu berücksichtigen. Berücksichtigt werden muss auch, dass bei der Versetzung das Gitter deformiert wird, so dass zusätzliche

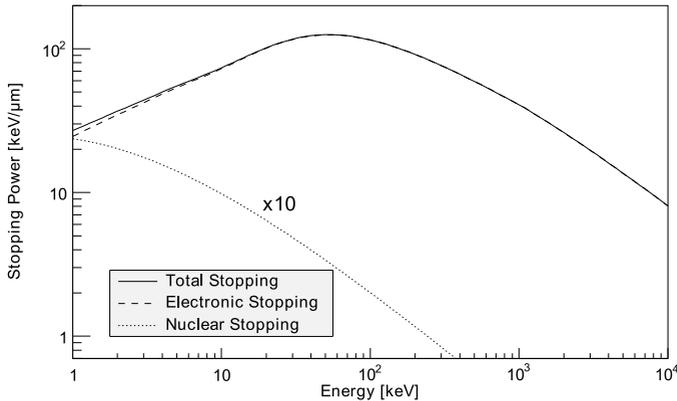


Abbildung 2.1 Stopping Power in Abhängigkeit von der Teilchenenergie. Nur bei sehr niedrigen Energien trägt das nukleare Stopping signifikant zum Gesamt-Stopping bei (SRIM2010-Simulation für Protonen in Silizium).

Energiebeiträge zur Bindungsenergie addiert werden müssen. Die Versetzungsenergie ist dabei nicht nur vom Material und somit der Kristallstruktur abhängig, sondern unterscheidet sich auch nach Richtung, in der der Stoß erfolgt.

Ist der Energieübertrag auf das Targetatom größer als die Versetzungsenergie, so kann es von seinem Gitterplatz entfernt werden und bewegt sich, bis es an einer anderen Stelle zur Ruhe kommt: eine Leerstelle (V) und ein Zwischengitteratom (I) sind entstanden (Frenkel-Paar, Frenkel-Defekt). Wird fast die gesamte kinetische Energie des Teilchens auf das Targetatom übertragen, kann es die-

ses ersetzen und auf dessen Gitterplatz verbleiben (Substitution).

Da auch aus dem Gitter gelöste Atome des Targets über die gleichen Mechanismen abgebremst werden wie die einfallenden Teilchen, können sie auch weitere Defekte erzeugen. Diese Stoßkaskaden sind ein Vielkörperproblem, das sich analytisch nicht mehr lösen lässt.

In Bezug auf die Abhängigkeit vom Teilchenfluss werden zwei gegensätzliche Effekte beobachtet: bei sehr niedrigen Defekterzeugungsraten (Fluß $< 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, leichte Ionen wie Wasserstoff), sinkt die Zahl der erzeugten Defekte mit steigendem Fluss [Hal91]. Dies wird durch schnell diffundierende Eigenzwischengitteratome erklärt, die mit Leerstellen aus anderen Stoßkaskaden rekombinieren. Dieser Effekt verstärkt sich somit bei steigenden Flüssen, weil die Kaskaden räumlich näher beieinander liegen.

Bei sehr hohen Defekterzeugungsraten (Fluß $> 10^{12} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, schwerere Ionen wie Silizium) wird ein gegenteiliger Effekt beobachtet, die Zahl der Defekte steigt mit steigendem Fluss [Hol85]. Für das Ausheilen von Eigenzwischengitter-Atomen bestehen zwei konkurrierende Möglichkeiten, auf der einen Seite die Rekombination mit Leerstellen, auf der anderen Seite das Bilden von Eigenzwischengitteratom-Clustern. Bei steigendem Fluss steigt lokal die Dichte der Primär-Defekte und die Bildung von Clustern wird durch die höhere Mobilität der Eigenzwischengitter-Atome gegenüber den Leerstellen begünstigt.

Nicht in der Literatur behandelt ist die Situation hoher Flüsse bei leichten Ionen. Diese Situation ist jedoch dann vorhanden, wenn mit hohem Durchsatz große Dosen Wasserstoff oder Helium implantiert werden sollen.

2.1.3. Verteilung der Ionen und Defekte

Sowohl das elektronische wie auch das nukleare Stopping sind abhängig von der Ionenenergie. Auf Grund der Natur des Stoppings spielt das nukleare Stopping überwiegend bei kleinen Ionenenergien eine Rolle (Abb. 2.1).

Da der gesamte Abbrems-Prozess aus vielen überwiegend unabhängigen Teilprozessen besteht, haben die Ionen einer bestimmten Energie eine Reichweite (die „projected Range“ R_p), die mit einer gewissen statistischen Streuung, dem Straggling versehen ist. Sowohl Reichweite wie Straggling nehmen mit der Energie zu. Für die Verteilung der Ionen bedeutet dies, dass der Bereich, in dem die Ionen am Ende zu finden sind, breiter ist und die maximale Konzentration (bei gleicher Gesamtmenge) kleiner wird, je grösser die Energie der Ionen ist (Abb. 2.2)

Die Verteilung der erzeugten Primär-Defekte ist der der Ionen ähnlich, jedoch liegt bei hohen Energien das Maximum der Defektkonzentration vor dem Maximum der Ionenkonzentration und die Konzentration fällt zur Oberfläche hin nicht so stark ab. Ursache für das Maximum in der Nähe der Ionenreichweite ist, dass die Ionen besonders effektiv Schäden erzeugen, wenn sie kleine Energien aufweisen. Auch wenn bei höheren Energien der Energieverlust durch elektronisches Stopping höher ist, besteht trotzdem die Möglichkeit, auch nah an der Oberfläche Defekte zu erzeugen, während ein vollständiges Abbremsen in Oberflächennähe sehr unwahrscheinlich ist (Abb. 2.3).

Diese simulierte Verteilung der Primär-Defekte entspricht nicht in jedem Fall auch der Verteilung der Sekundär-Defekte. Hazdra

2. Entstehung und Eigenschaften von Defekten

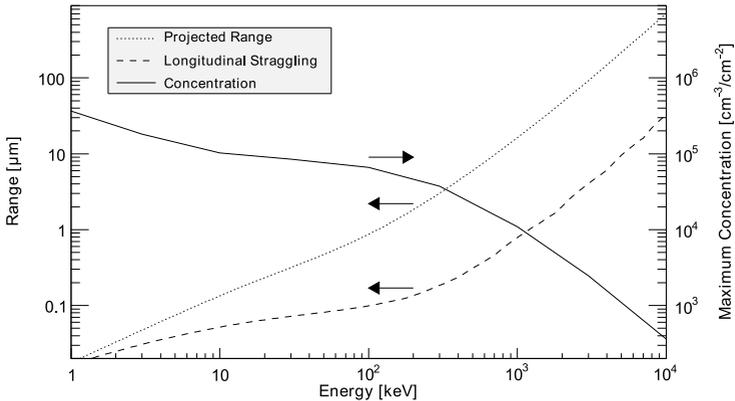


Abbildung 2.2 Reichweite und Straggling abhängig von der Energie. Mit steigender Energie nimmt die Reichweite der Ionen zu, allerdings auch die statistische Streuung um den Endwert (SRIM2010-Simulation für Protonen in Silizium).

et al. [Haz02] haben die Profile von OV-Zentrum und Doppelleerstelle nach Protonen-Bestrahlung untersucht und berichten eine Verbreiterung gegenüber dem simulierten Profil, die für das OV-Zentrum weniger deutlich ist als für die Doppelleerstelle. Pellegrino et al. [Pel01] können nach einer Bestrahlung mit Silizium keine Verbreiterung des Doppelleerstellen-Profiles finden. Kozlov und Kozlovski [Koz01] geben als Grund für unterschiedliche Profilformen die Ladungszustände an, die die Defekte annehmen und die damit verbundene unterschiedlich starke Migration [Bra07a] [Bra07b].

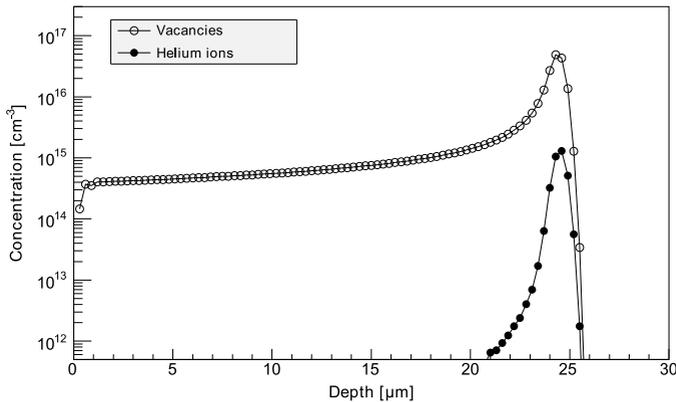


Abbildung 2.3 Verteilung der Ionen und Defekte nach einer Implantation. Das Maximum der Defektverteilung (24.3 μm) liegt vor dem Maximum der Ionenverteilung (24.6 μm) (SRIM2010-Simulation für 5 MeV-Heliumionen in Silizium).

Insgesamt ist hier festzustellen, dass zu wenig gesicherte Daten vorliegen, um ein vollständiges Bild über die Entstehung der Profilformen zu zeichnen.

2.2. Defektreaktionen

Durch Interaktion der Defekte aus verschiedenen Einzelprozessen werden bis zu 98% der ursprünglich erzeugten Defekte schon wäh-

rend der Bestrahlung über die Reaktion



wieder vernichtet [Zie85].

Die nicht sofort rekombinierten Punktdefekte sind nicht ortsfest. Je nach Temperatur und Anordnung können sie sich bewegen und mit verschiedensten Partnern Komplexe bilden.

Diese Partner können Kohlenstoff (C), Sauerstoff (O) oder Stickstoff (N) sein, die im Produktionsprozess des Wafers eingebracht werden, wie auch gezielt eingebrachte Dotierstoffe wie Phosphor (P) oder Bor (B). Nach Protonenbestrahlung oder Wasserstoff-Plasma-Behandlung ist auch Wasserstoff (H) in ausreichendem Maß vorhanden, um Komplexe zu bilden. Helium- und Silizium-Bestrahlungen führen nicht zu weiteren Reaktionspartnern. Helium ist in jedem Fall elektrisch inaktiv und Silizium ist entweder ein Eigenzwischengitteratom oder ein Substitutionsatom.

Die Bewegung der Defekte ist nicht nur von der Temperatur und der Art der Defekte sondern auch von ihrem Ladungszustand abhängig [Bra07a] [Bra07b]. Dieser bestimmt sich aus den jeweiligen Energie-Niveaus des Defekts und aus dem Fermi-Niveau [Bla62].

Der Ladungszustand spielt außer für die Bewegung eines individuellen Defekts auch für die Entstehung von komplexeren Defekten eine Rolle. Sind beide Partner z.B. mit gleicher Polarität geladen, so ist die Reaktion unterdrückt. Sinngemäß das gleiche gilt für das Ausheilen von Defekten [Kim75]. Auch die für das Entstehen erforderliche Energie (Formierungs-Energie) ist vom Fermi-Niveau abhängig [Bar85] [Bar86] [MB05].

Die meisten Komplexe sind nur in einem begrenzten Temperaturbereich stabil. Bei hohen Temperaturen verschwinden sie fast vollständig und das Gitter rekristallisiert (amorphe Schichten in Silizium rekristallisieren ab 600 °C, [Rys82] [Zie96]). Haben sich ausgedehnte Strukturen von Defekten gebildet, sind diese jedoch teilweise bis zu weitaus höheren Temperaturen stabil.

Durch geeignete Wahl der Temperaturbehandlung können einzelne Komplexe genutzt werden um die Materialeigenschaften zu verändern, es kann gezielt die Ladungsträgerlebensdauer eingestellt oder zusätzliche Dotierung in bestimmten Bereichen erreicht werden.

2.2.1. Einfach-Leerstelle

Über die Ladungszustände und Energie-Level der Einfach-Leerstelle (V) herrscht in der Literatur große Uneinigkeit, bei Pichler [Pic04] findet sich eine umfangreiche Zusammenstellung. Einigkeit herrscht jedoch über die Tatsache, dass sie bereits bei Raum-Temperatur eine große Beweglichkeit aufweist, so dass sich schnell Defekte höherer Ordnung bilden oder die Leerstellen mit Eigenzwischengitter-Atomen rekombinieren. Für die praktische Anwendung spielt sie daher keine Rolle. Im Laufe des fortschreitenden Ausheilprozesses entstehen jedoch immer wieder Leerstellen, die aus der Dissoziierung von Komplexen herrühren.

Die dominierenden Reaktionen, über die Leerstellen ausheilen,

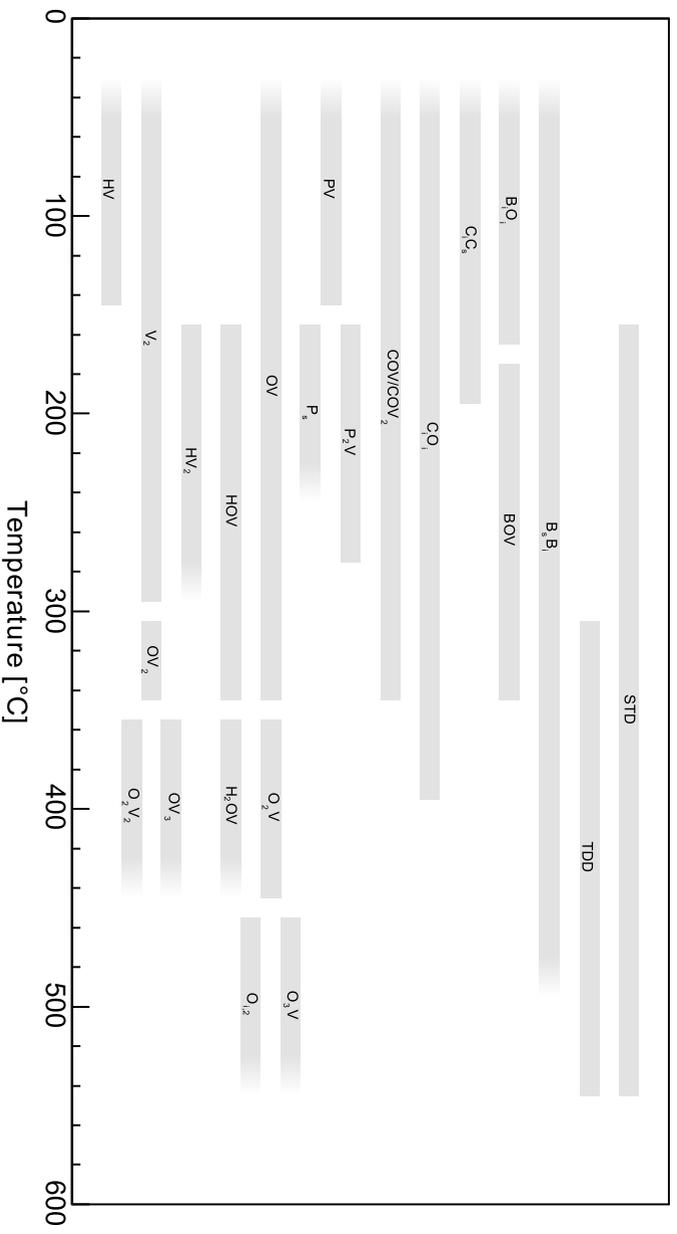
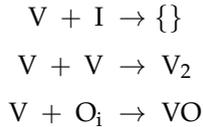


Abbildung 2.4 Übersicht der wichtigsten Defekte in Silizium. Farbverläufe zeigen jeweils an, dass die Defekte in dieser Richtung auch weiter stabil sind. Neben den angegebenen Reaktionen ist auch Dissoziation für das Aushelen eines Defekts möglich. Idee: [Kim89]

sind [Mac96] [Sve97]



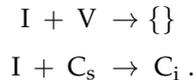
Bei hohen Bestrahlungsdosen können sich auch direkt ohne Ausheilen bei höheren Temperaturen OV_2 -Zentren bilden [Mik07]:



2.2.2. Eigenzwischengitteratom

Das Eigenzwischengitter-Atom ist das Gegenstück zur Leerstelle. Die verfügbaren Daten streuen noch weiter als die der Leerstelle, so wird ein einfach negativ-geladener Zustand $I^{(-)}$ postuliert, dessen Energie-Niveau zwischen $E_C - 0.09$ eV und $E_C - 0.49$ eV variiert [Pic04].

Die dominierenden Reaktionen, über die I ausheilt, sind [Mac96]



2.3. Leerstellenkomplexe

Die Doppelleerstelle gehört zu den häufigsten Defekten nach Bestrahlungen [Wat65] [Evw76] [Won85] [Haz91] [Sve91] [Rei93] [Süd94] [Bar95] [Bar96] [Hal96] [Ben97] [Gil97] [Lal97] [Sch97a]

[Gir98] [Gir00] [Haz99] [Koz01] [Lev01] [Pel01] [Haz02] [Haz04] [Spi04] [Mik05] [Ant06] [Haz06] [Sie06] [Haz07] [Haz09] und findet sich in jeder Form von Silizium, unabhängig von Dotierung oder Herstellungsverfahren.

Eine Besonderheit findet sich bei Spirito et al. [Spi04], die eine Anhäufung von Doppelleerstellen, an der 1.5-fachen Reichweite der Helium-Ionen findet. In keiner der Untersuchungen dieser Arbeit konnten Effekte deutlich jenseits der Ionenreichweite gefunden werden, so dass dies als unwahrscheinlich gelten muss.

Der Doppelleerstelle werden drei Ladungszustände zugeordnet: der einfach negativ geladene $V_2^{(-)}$, der zweifach negativ-geladene $V_2^{(2-)}$ und der einfach positiv-geladene $V_2^{(+)}$.

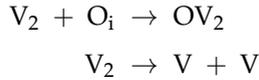
Für den Ladungszustand $V_2^{(-)}$ wird ein Energie-Niveau zwischen $E_C - 0.40$ eV und $E_C - 0.44$ eV angegeben, wobei in neuerer Literatur ein deutlicher Trend zu tieferen Energien deutlich wird, zwischen $E_C - 0.43$ eV und $E_C - 0.44$ eV.

Dem zweifach negativ geladenen Zustand $V_2^{(2-)}$ wird ein deutlich flacheres Niveau zugeordnet, welches zwischen $E_C - 0.21$ eV und $E_C - 0.25$ eV liegt. Dabei variiert die Streuung unabhängig von Alter der Untersuchung, Autor und Methode.

Der dritte Ladungszustand $V_2^{(+)}$ ist bisher nur wenig untersucht [Haz91] [Ben97] [Gil97] [Spi04] [Mik05], das Niveau wird zwischen $E_V + 0.18$ eV und $E_V + 0.25$ eV angegeben. Dieses Niveau wird auch in anderen Arbeiten erwähnt, aber nicht der Doppelleerstelle zugeordnet [Sch74] [Sch97b].

Die Doppelleerstelle heilt bei 300 °C hauptsächlich über die Re-

aktionen



aus. Die dominierende Ausheilreaktion ist dabei von der Sauerstoff-Konzentration abhängig [Mik05]. In Cz-Silizium werden also viele Doppelleerstelle-Sauerstoff-Komplexe gebildet, in FZ-Silizium mit deutlich niedrigerem Sauerstoffgehalt überwiegt die Dissoziation.

In Anwesenheit von Wasserstoff (z.B. nach einer Protonenimplantation) können sich auch Doppelleerstellen-Wasserstoff-Komplexe bilden [Lev01] [Pel01] [Haz02] [Haz07]



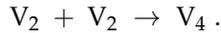
Außer den Eigenschaften als Donator oder Akzeptor ist die Doppelleerstelle das Rekombinationszentrum, dass die Ladungsträger-Lebensdauer bei niedriger Injektion bestimmt [Hal96] [Sie06]. Dies wird auf die im Vergleich zum OV-Zentrum günstigere Lage in der Nähe der Bandmitte zurückgeführt.

2.3.1. Mehrfach-Leerstellen

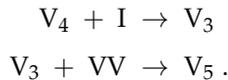
Die Existenz von Mehrfach-Leerstellen (Tri-, Tetra-, Penta-Vakanzen) ist in der Literatur unumstritten. Alle gesicherten experimentellen Hinweise finden sich jedoch in mit hohen Neutronendosen

und -flüssen bestrahlten Proben [Nis62] [Lee74] [Xu95] [Erm02] und erfolgten durch Messung der Elektronenspinresonanz (EPR).

Nach Ermolov et al. [Erm02] bilden sich zunächst Tetra-Vakanzen aus zwei Doppelleerstellen über die Reaktion



Da Doppelleerstellen allerdings fast unbeweglich in Silizium vorliegen, findet diese Reaktion nur dann statt, wenn beide innerhalb eines engen Radius vorliegen. Tri-Vakanzen entstehen dann durch nachfolgenden Einfang eines Eigenzwischengitter-Atoms und Penta-Vakanzen durch Einfang einer weiteren Doppelleestelle:



Diese Prozesse finden bei Temperaturen von 150 – 170 °C statt, wenn das Doppeleigenzwischengitter-Atom (I_2) dissoziiert.

Für mit Ionen bestrahlte Proben liegen keine gesicherten Identifikationen von Mehrfach-Leerstellen vor.

Schmidt et al. [Sch97a] [Sch97b] haben mit DLTS nach Helium- und Protonen-Bestrahlungen hoher Dosis zwei tiefe Energieniveaus bei $E_C - 0.56$ eV und $E_C - 0.64$ eV gefunden, die zunehmend stärker werden, je kleiner das Signal $E_C - 0.43$ eV wird, das der Doppel-Leerstelle zugeordnet wird. Gleichzeitig ist keins der Signale mehr nach Ausheilen bei 300 °C nachweisbar. Hieraus schließen sie, dass es sich dabei um Multivakanzen handeln muss. $E_C - 0.56$ eV wird auch von Antonova et al. [Ant06] und Spirito et al.

[Spi04] einem Defekt unter Beteiligung von Leerstellen zugeordnet. Eine genaue Identifikation liegt jedoch nicht vor.

Wondrak [Won85] und Siemieniec et al. [Sie06] ordnen ein DLTS-Signal bei $E_C - 0.45$ eV und $E_C - 0.42$ eV bzw. $E_C - 0.43$ eV Multivakanzen zu, während sich z.B. in [Hal96] [Haz06] [Sie06] [Haz07] eine Identifikation dieses Niveaus als einfach negativ-geladener Doppelleerstellen-Sauerstoff-Komplex (V_2O) findet (s. Kap. 2.4.3).

2.4. Sauerstoff-Komplexe

Sauerstoff liegt in Silizium auf Zwischengitterplätzen (O_i) vor. In dieser Konfiguration ist er elektrisch inaktiv, es gibt also nur einen neutral geladenen Zustand $O_i^{(0)}$ [Mic94].

2.4.1. Sauerstoff-Leerstelle

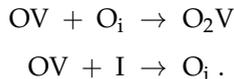
Das OV- oder A-Zentrum gehört zu den wichtigsten und bestuntersuchten strahlungsinduzierten Zentren. Es lässt sich in n- und p-Typ Silizium unabhängig von Herstellungsart und Bestrahlungsverfahren (Ionen, e^- , Neutronen) nachweisen [Wat59] [Won85] [Haz91] [Rei93] [Süd94] [Bar95] [Hal96] [Ben97] [Lal97] [Sch97a] [Sch97b] [Haz99] [Lev01] [Pel01] [Haz02] [Sie02] [Nie03] [Haz04] [Haz06] [Sie06] [Ant06] [Haz07] [Haz09]. Die atomare Struktur ist die Kombination von interstitiellem Sauerstoff und einer Leerstelle.

Die Existenz eines positiv-geladenen Zustands $OV^{(+)}$ wurde von Brosious [Bro76] postuliert, konnte aber in späteren Untersuchun-

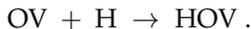
gen nicht bestätigt werden. Seine Existenz ist daher unwahrscheinlich.

Unbestritten hingegen ist der einfach negativ-geladene Zustand $OV^{(-)}$. Das dazugehörige Niveau liegt zwischen $E_C - 0.16$ eV und $E_C - 0.18$ eV, in allen neueren Studien wird jedoch ein Wert zwischen $E_C - 0.167$ eV und $E_C - 0.169$ eV ermittelt. Elektrisch aktiv ist OV somit nur in n-Typ Silizium, da das Fermi-Niveau in p-Typ Silizium deutlich tiefer liegt und das Zentrum somit neutral bleibt.

Die Ausheiltemperatur wird einheitlich mit 350 °C angegeben. Die Ausheilung erfolgt dabei im Allgemeinen über die Reaktionen [Sve97] [Pel01] [Haz09]



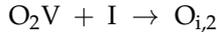
In Anwesenheit von ausreichenden Mengen Wasserstoff findet folgende Reaktion auch bei niedrigeren Temperaturen statt [Pel01] [Hat95]:



Neben der Wirkung als Elektron-Trap spielt OV eine bedeutende Rolle für die Einstellung der Ladungsträger-Lebensdauer. Trotz seiner Lage außerhalb der Bandmitte bestimmt es auf Grund seiner hohen Einfangquerschnitte die Lebensdauer unter Hochinjektionsbedingungen [Hal96] [Sie06].

2.4.2. Komplexe mit mehreren Sauerstoff-Atomen

Der O_2V -Komplex spielt für die elektrischen Eigenschaften von Silizium keine Rolle, er ist inaktiv [Sve86] [Pel01] [Haz09]. Er heilt bei 450 °C über



aus [Lin03]. In Cz-Silizium mit sehr hohen Sauerstoff-Konzentrationen kann eine Ausheilung auch über



erfolgen, der nach Svensson et al. [Sve86] ebenfalls elektrisch nicht aktiv ist.

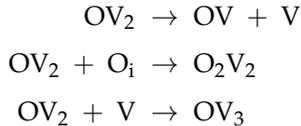
Für die Anwendung sind diese Defekte wegen ihrer fehlenden elektrischen Aktivität nur indirekt von Bedeutung. Sie können Sauerstoff binden und somit eventuell die Entstehung anderer Sauerstoff-assoziiierter Komplexe verhindern.

2.4.3. Komplexe mit mehreren Leerstellen

Der OV_2 -Komplex besitzt zwei Ladungszustände, den einfach negativ-geladenen $OV_2^{(-)}$ und den zweifach negativ-geladenen $OV_2^{(2-)}$, er bildet also einen Doppel-Akzeptor [Mon02] [Nie03] [Haz06] [Sie06] [Haz07] [Haz09]. Die zugeordneten Energie-Niveaus liegen nahe denen der Doppelleerstelle V_2 , für $OV_2^{(-)}$ zwischen $E_C - 0.20$ eV und $E_C - 0.24$ eV und zwischen $E_C - 0.43$ eV und $E_C - 0.45$ eV für $OV_2^{(2-)}$.

Eine Ausheilung findet ähnlich wie bei dem OV-Zentrum bei

350 °C statt. In der Literatur werden für die Ausheilung zwei Reaktionen diskutiert:



Pesola et al. [Pes99] und Mikelsen et al. [Mik07] geben die Dissoziation als den dominanten Prozess an, während Pagava [Pag06] ausschließlich die anderen Reaktionen anführt.

Die Komplexe höherer Ordnung sind nur wenig untersucht. Für O_2V_2 werden von Coutinho et al. [Cou03a] Ladungszustände und Energieniveaus angegeben, die denen von V_2 und OV_2 vergleichbar sind.

2.5. Kohlenstoff-Komplexe

Als reiner Kohlenstoff-Komplex entsteht C_iC_s überwiegend in FZ-Silizium durch das schon bei Raumtemperatur stattfindende Ausheilen von interstitiellem Kohlenstoff C_i [Tro83] [Won85] [Aso87] [Son90] [Süd94] [Pin02] [Haz04] [Haz06] [Haz07] [Haz09].

Ihm wird der Ladungszustand $\text{C}_i\text{C}_s^{(-)}$ zugeordnet, der ein Niveau in der Bandlücke aufweist, das dem des OV-Zentrums entspricht, zwischen $E_C - 0.163$ eV und $E_C - 0.170$ eV. Die Konzentration ist jedoch bei üblichen Bestrahlungsdosen im Vergleich zu diesem gering [Haz07].

Der Donatorzustand $\text{C}_i\text{C}_s^{(+)}$ wurde ursprünglich mit einem Ni-

veau bei $E_V + 0.33$ eV bis $E_V + 0.37$ eV in Verbindung gebracht [Tro83] [Won85] [Haz91]. Die Untersuchungen von Song et al. zeigen jedoch, dass diese Identifikation fehlerhaft ist, tatsächlich liegt es bei $E_V + 0.09$ eV [Son90].

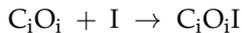
Ein Ausheilen des C_iC_s -Komplexes findet bei relativ niedrigen Temperaturen statt, nach Pinacho et al. [Pin02] bei 200 °C. Die technische Bedeutung ist daher gering.

2.5.1. Kohlenstoff-Sauerstoff-Komplex

Der C_iO_i -Komplex entsteht bereits bei Raumtemperatur, wenn eine ausreichende Konzentration an interstitiellem Kohlenstoff vorhanden ist, unabhängig von Ausgangsmaterial und Bestrahlungsverfahren [Won85] [Aso87] [Tro87] [Hüp89] [Kim89] [Ben97] [Pel01] [Sie02] [Haz04] [Niw08].

Er besitzt nur den Ladungszustand $C_iO_i^{(+)}$, mit einem Energieniveau zwischen $E_V + 0.27$ eV und $E_V + 0.36$ eV, wobei in den neueren Studien eine deutliche Tendenz zu den tieferen Niveaus zwischen $E_V + 0.35$ eV und $E_V + 0.36$ eV festzustellen ist.

Der C_iO_i -Komplex heilt bei 450 °C durch Einfang eines Eigenzwischengitter-Atoms aus



Technisch bedeutend ist der C_iO_i -Komplex, weil er als Loch-Trap wirkt und somit während des Reverse-Recovery-Vorgangs temporär die Dotierung in der Mittelzone erhöht und die Durchbruchspannung reduziert. Wenn die in Vorwärtsrichtung angeleg-

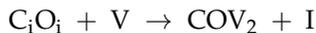
te Spannung über dieser Durchbruchspannung liegt, kommt es zu dynamischen IMPATT-Schwingungen [Lut98] [Niw08].

2.5.2. Kohlenstoff-Sauerstoff-Leerstelle

Mit fast gleichem Energieniveau ($E_C - 0.32$ eV bis $E_C - 0.38$ eV) wie C_iO_i findet sich in der Literatur auch ein Komplex mit einer (COV) oder zwei (COV_2) Leerstellen [Lee77] [Won85] [Hüp89] [Haz91] [Sch97b] [Sie06].

Dieser Komplex wurde sowohl in n- wie auch in p-Typ Silizium nachgewiesen, unabhängig von der Art der Bestrahlung. Trotz des ähnlichen Energie-Niveaus kann es sich jedoch nicht um den gleichen Defekt handeln, da er im Vergleich mit C_iO_i schon bei deutlich niedrigeren Temperaturen (350 °C) ausheilt.

Die Identifikation als COV_2 geht auf Lee et al. [Lee77] zurück, die einer Absorptionslinie bei 790 meV den Produktionsmechanismus



zugeordnet haben. Nach Hazdra et al. [Haz91] ist jedoch nur eine Leerstelle an der Bildung beteiligt. Davies et al. [Dav86] bestreiten die Beteiligung von Leerstellen gänzlich, da sie keinen Zusammenhang zwischen deren Konzentration und der Intensität der Absorptionslinie nachzuweisen konnten.

Über die technische Bedeutung ist die Literatur uneinig. Während in älteren Veröffentlichungen davon ausgegangen wird, dass COV/COV_2 eine bedeutende Rolle spielt, ist die überwiegende Zahl der Autoren heute der Auffassung, dass die ursprünglich diesem Komplex zugewiesenen Eigenschaften tatsächlich zu C_iO_i

gehören [Haz04] [Niw08].

2.6. Zentren unter Beteiligung von Phosphor und Bor

Dotierstoffe wie Phosphor und Bor werden auf substitutionellen Plätzen im Kristall eingebaut, auf denen sie elektrisch aktiv werden. Sie bilden flache Donatoren (z.B. Phosphor mit $E_C - 0.045$ eV) oder Akzeptoren (z.B. Bor mit $E_V + 0.045$ eV), wobei die genaue Position des Levels auch von der Konzentration der Störstellen beeinflusst wird [Alt06]. Sie sind bis zu relativ hohen Temperaturen ortsfest, Daten zur Diffusion finden sich z.B. bei Pichler [Pic04] sowie in der gesamten Fachliteratur.

2.6.1. Phosphor-Komplexe

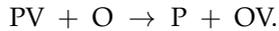
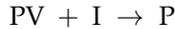
Das E-Zentrum (PV) entsteht direkt nach der Bestrahlung mit Ionen (H, He, B, Si) und Elektronen sowohl in Cz- wie in FZ- Silizium, das mit Phosphor dotiert ist [Wat64] [Kim75] [Won85] [Haz91] [Rei93] [Bar95] [Ben97] [Sch97a] [Sve97] [Pel01] [Lev01] [Haz04] [Ant06] [Haz07].

Als einziger Energielevel wurde $PV^{(-)}$ identifiziert. Allgemein wird in der Literatur angenommen, dass die Energie der von $V_2^{(-)}$ entspricht, die angegebenen Energien variieren entsprechend zwischen $E_C - 0.41$ eV und $E_C - 0.45$ eV, die präzisesten Werte werden von Hazdra et al. [Haz04] [Haz07] mit $E_C - 0.436$ eV angegeben.

Einheitlich findet sich, dass das E-Zentrum bei 150 °C ausheilt.

2. Entstehung und Eigenschaften von Defekten

Die Ausheilung erfolgt dabei hauptsächlich über die beiden Reaktionen [Wat64] [Pri98]

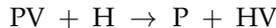


Nylandsted Larsen et al. [NL99] berichten, dass ein Teil jedoch auch über



ausheilt. Das P_2V -Zentrum wirkt als Donator ($P_2V^{(+)}$) mit einem Energielevel bei $E_C - 0.15$ eV [Wat64] [NL99]. Obwohl es als Donator wirkt, trägt es bis zu seiner Ausheilung bei 280 °C zur Deaktivierung einer Phosphor-Dotierung bei, da zwei Phosphor-Atome gebunden werden, aber nur einen Donator bilden.

Reisinger und Palmeshofer [Rei93] haben nach Protonenbestrahlung im Bereich der erhöhten Wasserstoffkonzentration für Ausheilung zusätzlich noch die Reaktion

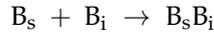
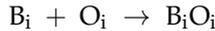


ermittelt.

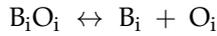
Technisch spielt das PV-Zentrum eine untergeordnete Rolle, da üblicherweise nach Ionenimplantationen Ausheilprozesse verwendet werden, deren Temperatur über seiner Ausheiltemperatur liegen und somit keine PV-Zentren mehr vorhanden sind.

2.6.2. Bor-Komplexe

Nach der Implantation von Bor oder der Bestrahlung mit Ionen oder Elektronen liegen die Bor-Atome unter anderem auf Zwischengitterplätzen vor (B_i). Schon bei Zimmertemperatur bilden sich daraus neue Komplexe [Moo77a] [Kim89] [Yam99] [Ade03]:



Der B_iO_i -Komplex bildet im Zustand $BO^{(+)}$ elektrisch ein Donator-Niveau bei $E_C - 0.27$ eV. Diese Komplexe heilen dann bei 170 °C durch Dissoziation wieder aus



und bilden zusammen mit Sauerstoff-Leerstellen den Komplex BOV oder gelangen auf Gitterplätze:



Der BOV-Komplex wirkt als Loch-Trap mit dem Ladungszustand $BOV^{(+)}$, dessen Energielevel bei $E_V + 0.29$ eV liegt [Moo77a] [Tro83] [Won85] [Haz91] [Yam99]. Er heilt bei 350 °C aus und ist damit vor allem dort relevant, wo nur niedrige Ausheil-Temperaturen verwendet werden und hohe Defektdichten vorliegen.

Der B_sB_i -Komplex wirkt ebenfalls als Loch-Trap [Kim89], mit einem Energie-Niveau bei $E_V + 0.30$ eV und ist bis über 400 °C

stabil. Er ist vorwiegend in hoch-dotierten Gebieten zu finden.

2.7. Wasserstoff-(Sauerstoff-)Leerstelle

Der HOV-Komplex entsteht durch die Anlagerung von Wasserstoff an ein OV-Zentrum, bevorzugt in Sauerstoff-reichem Material, in dem die OV-Konzentration hoch ist [Süd94] [Hat95] [Hat97] [Lal97] [BN99] [Joh00] [Tok00] [Lev01] [Pel01][Haz02] [Nie03] [Haz04] [Haz07]. Dieser Vorgang findet bereits bei niedrigen Temperaturen ab 150 °C statt, es handelt sich also nicht um ein Ausheilen des OV-Zentrums im klassischen Sinn.

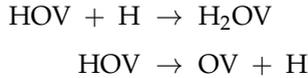
In allen Untersuchungen mit Ausnahme von [Hat95] [Hat97] wird der HOV-Komplex mit einem tiefen Akzeptor-Niveau $\text{HOV}^{(-)}$ zwischen $E_C - 0.30$ eV und $E_C - 0.32$ eV beschrieben.

Irmischer et al. [Irm84] haben aus gleicher Konzentration und gleichzeitigem Ausheilen geschlossen, dass der Defekt, der mit einem Akzeptor-Level für $E_C - 0.3$ eV verantwortlich ist, auch ein Donator-Niveau bei $E_V + 0.28$ eV besitzt, in Übereinstimmung mit [Cou03b]. Es ist also wahrscheinlich, dass ein Donator-Zustand $\text{HOV}^{(+)}$ existiert.

Hatakeyama [Hat95] und Hatakeyama und Suezawa [Hat97] weisen dem HOV-Komplex dagegen die Eigenschaften eines flachen Donators zu, mit einem Energie-Niveau bei $E_C - 0.035$ eV.

Der HOV-Komplex ist wie das OV-Zentrum stabil bis zu einer Temperatur von 350 °C. Das Ausheilen erfolgt dabei entweder durch Anlagerung eines weiteren Wasserstoff-Atoms oder durch

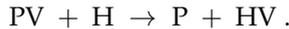
Dissoziierung



Der H_2OV -Komplex ist wie der O_2V -Komplex (zu dem das OV -Zentrum ausheilt) elektrisch inaktiv [BN99] [Pel01].

In früheren Veröffentlichungen [Hüp89] [Rei93] [Bar95] [Hal96] [Sch97b] [Haz99] wird das Niveau $E_C - 0.30$ eV ebenfalls nach Protonen-Bestrahlung gefunden und als Wasserstoff-zugehörig eingeordnet.

Reisinger und Palmethofer [Rei93] postulieren auf Grund des Ausheilverhaltens des PV -Zentrums und der Wasserstoff-Abhängigkeit für das Niveau $E_C - 0.3$ eV ein HV -Zentrum mit gleichen Eigenschaften wie das HOV -Zentrum. Es bildet sich über



Im Gegensatz dazu konnten Leveque et al. [Lev01] keine Korrelation zwischen der Abnahme von PV und der Zunahme des Defekts mit $E_C - 0.3$ eV finden.

Die Existenz des HV -Zentrums nach Protonen-Bestrahlung hingegen wurde von Bech Nielsen et al. [BN97] und Stallinga et al. [Sta98] durch EPR-Messungen bestätigt. Es heilt ähnlich wie der PV -Komplex bei 180°C aus.

Bonde Nielsen et al. [BN99] haben für den Ladungszustand $\text{HV}^{(-)}$ ein Energie-Niveau von $E_C - 0.44$ eV ermittelt, im Widerspruch zu [Rei93], was deren Vorschlag für das Ausheilen des PV -Komplexes

ausschließt.

Komplexe aus einer Leerstelle und mehreren Wasserstoff-Atomen (H_2V , H_3V , H_4V) wurden ebenfalls durch EPR nachgewiesen [BN96] [Sta98]. Die elektrischen Eigenschaften sind weitgehend unbekannt, abgesehen von der Inaktivität von H_4V [Rob94].

Doppelleerstellen-Wasserstoff-Komplexe (HV_2) sind in protonenbestrahltem Silizium mehrfach nachgewiesen worden [Hal96] [BN99] [Lev01] [Haz02] [Haz04] [Haz07] mit einem Ladungszustand $HV_2^{(-)}$ mit einem Energie-Niveau zwischen $E_C - 0.44$ eV und $E_C - 0.463$ eV. Das Ausheilverhalten gleicht dem der Doppelleerstelle V_2 .

Technisch relevant sind diese Zentren in aller Regel nicht. Als Erklärung der flachen thermischen Donatoren wurden Wasserstoff-Leerstellen-Komplexe in neuerer Zeit verworfen (s. 2.8.2). Im Ausheilverhalten und seinen elektrischen Eigenschaften gleicht der Komplexe HV_2 der nicht Wasserstoff-dekoriierten Doppel-Leerstelle und ist deswegen nicht gesondert zu betrachten.

2.8. Thermische Donatoren

Die thermischen Donatoren lassen sich in die thermischen Doppel-Donatoren (thermal double donor, TDD) und flache (shallow thermal donor, STD) unterteilen. Die flachen Donatoren werden überwiegend nach Protonen-Bestrahlung beobachtet und beinhalten daher vermutlich Wasserstoff, während die tiefen Donatoren nach jeder Bestrahlung zu finden sind.

2.8.1. Thermische Doppel-Donatoren

Tiefe thermische Donatoren werden mit Sauerstoff-Komplexen in Verbindung gebracht [Kel83] [Sue84] [Won85] [Sve86] [Wag89] [Lon93] [Vor93] [Emt96] [Sie06] [Vor08], die unterschiedlich drei oder mehr Sauerstoff-Atome enthalten, weswegen ihre Erzeugung und Konzentration in sauerstoffreichem Cz-Silizium wahrscheinlicher ist.

Die genaue Struktur ist unbekannt, Newman [New85] und Siemieniec et al. [Sie06] benennen einen Cluster von Eigenzwischengitter-Atomen um den sich Sauerstoff-Atome gruppieren, während Londos et al. [Lon93] und Hazdra und Komarnitskyy [Haz09] davon ausgehen, dass $O_{i,2}$ den Ausgangspunkt für die Formierung bilden. Deak et al. [Dea91] wiederum schlagen eine Kombination aus beiden Strukturen vor. In jedem Fall ist jedoch zur Erzeugung die Existenz von Leerstellen oder Eigenzwischengitter-Atomen erforderlich.

Die thermischen Donatoren existieren im Temperaturbereich zwischen 300 °C und 550 °C, wobei Entstehungs- und Dissoziierungsprozess weitgehend reversibel sind.

Alle Donatoren dieser Klasse sind Doppel-Donatoren, deren thermische Aktivierungsenergien für den einfach geladenen Zustand $TDD^{(+)}$ zwischen $E_C - 0.50$ eV und $E_C - 0.65$ eV und für den zweifach geladenen Zustand $TDD^{(2+)}$ zwischen $E_C - 0.115$ eV und $E_C - 0.160$ eV liegen. Je nach Autor wurden bis zu 16 verschiedene Donatoren beschrieben.

2.8.2. Flache thermische Donatoren

Flache thermische Donatoren („shallow thermal donors“, STD) wurden schon sehr früh nach Protonenbestrahlung beobachtet [Ohm72] [Ohm73] [Gor74] [Won85] [Gri86] [Nav86] [Har93] [Mar94] [McQ94] [Ewe96] [Nts96] [New98] [Tok98] [Koz01] [Cou01] [Sch02] [Pok05] [Job08] [Job09] [Sim09].

Allen Studien gemeinsam sind Donatoren mit flacheren Energieniveaus als dem von Phosphor. Während Ohmura et al. [Ohm72] [Ohm73] angeben, dass das Niveau bei $E_C - 0.026$ eV liegt, haben die späteren Untersuchungen eine Vielzahl von Leveln zwischen $E_C - 0.030$ eV und $E_C - 0.040$ eV ergeben. Aus der Effective-Mass-Theory ergibt sich nach Korrekturen für Wasserstoff-ähnliche Donatoren ein Wert von $E_C - 0.031$ eV [Koh55] [Fau69].

Über die Struktur der STD gibt es gegenwärtig keine einheitliche Theorie. Die ursprünglich von Ohmura et al. [Ohm72] aufgestellte Theorie eines einzelnen Wasserstoff-Atoms auf einem Gitterplatz lässt sich nach gegenwärtigem Stand der Forschung nicht halten, sie erklärt nicht die Vielzahl beobachteter Niveaus.

Gegen die Vermutung, dass es sich um eine Untergruppe der thermischen Sauerstoff-Donatoren (OTD) handelt, spricht auf der einen Seite, dass für das Erreichen eines Energieniveaus unterhalb von $E_C - 0.040$ eV 16 bis 18 Sauerstoff-Atome um den Kern gruppiert sein müssten und dies nur drei Niveaus erzeugt, während in Messungen eine grössere Anzahl beobachtet wird. Griffin et al. führen ausserdem an, dass nur ein Niveau beobachtet wird, während die thermischen Sauerstoff-Donatoren durchweg Doppel-Donatoren sind [Gri86]. Letzteres Argument ist nach Pokotilo et al.

allerdings nicht haltbar, einige Messungen lassen sich am besten unter der Annahme eines Doppel-Donators mit negativer Korrelationsenergie erklären [Pok05]. Unabhängig von der theoretischen Betrachtung lassen die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit jedoch den Schluss zu, dass die STD nicht aus einer Vielzahl von Sauerstoff-Atomen bestehen.

McQuaid et al. [McQ94] haben vorgeschlagen, dass es sich bei den STD um OTD handelt, die teilweise durch Wasserstoff passiviert wurden, die verschiedenen Energie-Niveaus entstehen dann durch verschiedene Anordnungen. Simoen et al. [Sim09] bestreiten dies, da in Plasma-behandelten Proben STDs nachzuweisen sind, ohne dass vorher OTD in grösserem Umfang vorhanden gewesen wären.

Die von Hatakeyama [Hat95] vorgeschlagene Identifikation von HOV als STD ist ebenfalls nicht zu halten, da sämtliche anderen Untersuchungen HOV als tiefen Akzeptor ermittelt haben und H_2OV keine elektrische Aktivität aufweist [BN99] [Pel01].

Von Coutinho [Cou01] wurden Kohlenstoff-Sauerstoff-Defekte in Silizium untersucht und die Defekte mittels Absorptionsspektroskopie und theoretischen Überlegungen identifiziert. Dabei hat sich für bestimmte Formen der Komplexe $\text{C}_i\text{O}_i\text{H}$ und $\text{C}_i\text{O}_{i,2}\text{H}$ flache Donator-Niveaus ergeben, deren Energien gut zwei Mitglieder der STD-Familie erklären. Dies gilt gegenwärtig als der wahrscheinlichste Kandidat für den Kern der STD [Sim09].

3. Anwendungen strahlungsinduzierter Zentren

Strahlungsinduzierte Zentren haben eine Vielzahl von Anwendungen. In den meisten Fällen kommen die elektrischen Eigenschaften der Defekte zum Einsatz, die durch Ionenbestrahlung in bestimmten Bereichen lokalisiert oder durch Elektronenbestrahlung über das gesamte Bauelement verteilt erzeugt werden.

3.1. Einstellung der Ladungsträger- Lebensdauer

Die Rekombination (und damit die Lebensdauer der Ladungsträger) ist in den niedrig-dotierten Mittelgebieten der Leistungsbau-elemente durch tiefe Störstellen bestimmt, also solche, die in der Bandlücke liegen („Shockley-Read-Hall-Rekombination“ [Lut06]).

Derartige Niveaus können entweder auf Fremdatome, auf Defekte in der Kristallstruktur oder auf eine Kombination davon zurückzuführen sein. Damit ergibt sich die Möglichkeit, die Lebens-

dauer durch zusätzliche Fremdatome (z.B. Gold oder Platin) oder strahlungsinduzierte Defekte einzustellen.

Die Diffusion von Fremdstoffen führt zu einer Reduktion der Trägerlebensdauer („lifetime killing“) im gesamten Bauelement, zudem lässt sich das Einbauprofil kaum beeinflussen. Es stellt sich fast immer ein U- oder wannenförmiges Profil ein, dem die Lebensdauer folgt. Der Einbau der Fremdatome ist dabei auch von der Dotierung abhängig [Lut11].

Eine gute Homogenität der Verteilung der Zentren lässt sich durch Elektronenbestrahlung erreichen. Wegen der starken Durchdringungsfähigkeit der hochenergetischer Elektronen wird die sehr gleichmäßige Einstellung der Lebensdauer ermöglicht.

Ionen geben den Großteil ihrer Energie durch elektronisches Stopping ab, das keine Schäden erzeugt. Erst bei sehr niedrigen Energien wird durch das nukleare Stopping eine eng begrenzte Zone hoher Schädigung erzeugt, deren Position sich innerhalb des Bauelements durch Variation der Teilchenenergie verschieben lässt (s. Kap. 2.1). So ist eine lokal begrenzte Absenkung der Trägerlebensdauer möglich.

Ausser der Trägerlebensdauer werden jedoch durch die zusätzlichen Störstellen auch andere elektrische Eigenschaften der Bauelemente beeinflusst, da die Niveaus nicht nur als Rekombinations-, sondern auch als Generationszentrum wirken. So kann ein erhöhter Sperrstrom oder auch ein höherer Spannungsabfall in Vorwärtsrichtung die Folge sein.

3.1.1. **Reduzierung der Abschaltverluste von IGBTs**

IGBTs sind im Bereich mittlerer Leistungen und Spannungen die bedeutendsten Schalter der Leistungselektronik geworden [Lut06]. Neben den Verlusten im eingeschalteten Zustand, die durch den Spannungsabfall in Vorwärtsrichtung („On-state-Voltage-Drop“) bestimmt werden, sind gerade bei hochfrequenten Anwendungen die Schaltverluste zu berücksichtigen.

Die Schaltverluste lassen sich dabei durch Reduzierung der Ladungsträger-Lebensdauer deutlich reduzieren. Bei allen strahlungsinduzierten Methoden, die wegen der besseren Kontrolle des Profils und der Zahl der Rekombinationszentren in neueren Anwendungen bevorzugt werden, muss ein Kompromiss zwischen höherem Spannungsabfall in Vorwärtsrichtung und reduzierter Abschalt-Verlustleistung getroffen werden.

Bei lokalisierter Lebensdauereinstellung durch Ionenbestrahlung lässt sich dabei ein wesentlich besserer Kompromiss finden als bei Voll-Bestrahlung mit Elektronen [Yua02].

3.1.2. **Verbesserung des Reverse-Recovery-Verhaltens schneller Dioden**

Schnell-schaltende Bauelemente wie IGBTs benötigen in der Anwendung Freilauf-Dioden, die ebenfalls hohe Schaltfrequenzen bewältigen können müssen. Dies stellt insbesondere beim Abschalten des Bauelements eine Herausforderung dar.

Werden Dioden aus der Vorwärts- in die Rückwärtsrichtung kommutiert, so muss die in der Diode gespeicherte Ladung abge-

baut werden. Dies erfolgt durch einen Rückstrom, dessen Verlauf stark von den Eigenschaften der Diode abhängig ist [Lut06].

Dieser Rückstrom steigt dabei zunächst bis zu einem Maximum an und fällt danach wieder ab. Die Ladungsträger in der Diode werden dabei sowohl zur Kathode über einen Elektronenstrom als auch zur Anode über einen Löcherstrom hin abgebaut. Ist der Ladungsträgerberg in der niedrig dotierten Zone der Diode erschöpft, bevor der Rückstrom vollständig abgeklungen ist, kommt es zum Rückstromabriss.

Der sich ändernde Strom induziert dabei an parasitären Induktivitäten eine Spannung, die auch am schaltenden Bauelement anliegt. Bei steilen Flanken des Rückstroms, wie im Fall des Rückstromabrisses, kann die Spannung die Spannungsfestigkeit des Schalters überschreiten und es kommt zur Zerstörung desselben.

Man unterscheidet daher das Reverse-Recovery-Verhalten in „soft“ und „snappy“, wobei folgende Definition verwendet werden kann [Lut06]:

Eine Diode zeigt dann Soft-Recovery-Verhalten, wenn unter allen für die Anwendung relevanten Bedingungen in einer anwendungsnahen Schaltung keine Überspannung auftritt, die durch einen Rückstromabriss der Diode verursacht wird.

Ob eine schnelle Diode also Soft-Recovery-Verhalten erreicht, ist nicht allein von den Eigenschaften der Diode, sondern auch von der Anwendung abhängig. Soft-Recovery lässt sich durch verschiedene Maßnahmen erreichen.

Dimensioniert man einen dreieckförmigen Feldverlauf in der n^- -Zone und verbreitert diese noch weiter, so lässt sich der Rückstromabriss unterdrücken. Die Mindestweite der Sperrzone ist dabei jedoch ungefähr doppelt so gross wie diejenige einer Diode mit trapezförmigem Feldverlauf, was zu einer deutlichen Erhöhung der Durchlass-Spannung führt. Andere Ansätze beruhen auf der Einführung von Stufen in der Dotierung der Mittelzone oder Veränderungen in der Anoden-Struktur [Lut06].

Eine weitere Möglichkeit ist die gezielte Reduzierung der Ladungsträger-Lebensdauer.

Während eine Elektronenbestrahlung auf Grund der hohen Eindringtiefe ein homogenes Schädigungsprofil (und damit auch ein homogenes Einbauprofil der Rekombinationszentren) erzeugt, lässt sich durch die Verwendung von Ionen ein scharfer Peak mit einer hohen Zahl an Rekombinationszentren erzeugen (s. 2.1), der sich durch die Wahl der Ionenenergie fast beliebig platzieren lässt.

Nur wenn das Maximum der strahlungsinduzierten Zentren in die Nähe des p-n-Übergangs gelegt wird, lässt sich Soft-Recovery-Verhalten erreichen.

Wird das Maximum der strahlungsinduzierten Rekombinationszentren kurz vor den p-n-Übergang gelegt, so liegen die gleichzeitig erzeugten Generationszentren ebenfalls außerhalb der Raumladungszone und der Sperrstrom bleibt niedrig, während gleichzeitig die Rückstromspitze niedriger und softes Reverse-Recovery-Verhalten erreicht wird [Lut94][Lut99].

3.1.3. Verringerung der Freierdezeit von Frequenz-Thyristoren

Die maximale Schaltgeschwindigkeit von Thyristoren wird durch die Zeit bestimmt, die benötigt wird, um eine mit Ladungsträgern geflutete Mittelzone von diesen freizuräumen („Freierdezeit“) [Lut06].

Die Freierdezeit typischer Leistungsthyristoren liegt im Bereich von 200 – 300 μs , bei Höchstleistungsthyristoren¹ sogar über 500 μs . Für Netzfrequenz-Anwendungen mit 50 Hz ist dies gerade noch ausreichend.

Für höhere Schaltgeschwindigkeiten werden spezielle Frequenzthyristoren benötigt, die Frequenzen von bis zu 20 kHz bewältigen können. Um dieses Ziel zu erreichen, muss sichergestellt sein, dass die Mittelzone beim Abschalten möglichst schnell freigeräumt ist.

Dies lässt sich sowohl mit Elektronen- als auch Ionenbestrahlung erreichen. Die Möglichkeit, einen Rekombinationszentren-Peak an einer definierten Stelle innerhalb des Bauelements platzieren zu können, erlaubt eine Reduzierung der Ausschaltzeit um einen Faktor drei bis fünf gegenüber einem unbestrahlten und um einen Faktor zwei gegenüber elektronenbestrahlten Bauelementen bei gleichem Spannungsabfall in Vorwärtsrichtung [Bar77].

Schnelle Thyristoren haben heute an Bedeutung verloren. Ihr Einsatzgebiet wird von hoch-sperrfähigen IGBT abgedeckt.

¹z.B. ABB 5STP-Serie oder Infineon T1201N/T2563N

3.2. Dotierung mittels Störstellen

3.2.1. Überspannungsschutz in Thyristoren

Trotz hoher Spannungsfestigkeit (einige kV) müssen für viele Anwendungen (z.B. HVDC-Übertragung) viele Thyristoren kaskadiert werden [Sch01]. Bei nicht synchroner Zündung oder Ausfall eines einzelnen Zündsystems können erhebliche Überspannungen an einzelnen Bauelementen anstehen, die zu einer unkontrollierten („Überkopf“)-Zündung führen.

Höchstleistungsthyristoren sind großflächige (d.h. vollständige Wafer in den Größen 2'' – 6''), vertikale Bauelemente, die ihre spezifizierten Ströme nur dann tragen können, wenn der Gesamtstrom gleichmäßig über die Fläche des Bauelements geführt ist. Bei einer kontrollierten Zündung wird dies über das „Amplifying Gate“ sichergestellt. Erfolgt die Zündung nicht über das Gate, können sich einzelne Strompfade ausbilden, in denen der maximal zulässige Strom pro Fläche überschritten und der Thyristor zerstört wird.

Als Lösung für dieses Problem werden Überspannungsschutzdioden („Breakover diodes, BOD“) eingesetzt, die im Falle von Überspannung den Thyristor kontrolliert über das Gate zünden. Bei geeigneter Struktur lässt sich die BOD neben anderen Schutzfunktionen in den Thyristor integrieren [Sch01], so dass die externe Schutzbeschaltung fast vollständig entfallen kann.

Die Durchbruchspannung der BOD kann dabei durch eine lokale Änderung der Dotierung der n⁻-Zone eingestellt werden. Hierzu bietet sich die Bestrahlung mit Protonen an, die bei entsprechender Energie auch in großen Tiefen Donatoren erzeugen kann.

Durch geeigneter Wahl von Dosis und Ausheilparametern kann damit die Durchbruchspannung über einen Bereich von mehreren kV eingestellt werden [Sch02]. Den entgegengesetzten Effekt einer zunehmenden Durchbruchspannung im Bereich von einigen hundert Volt kann man durch Helium-Bestrahlung erreichen [Sie04].

Auf Grund der großen Reichweite der Protonen und den niedrigen benötigten Temperaturen kann dieser Prozess auch noch am Ende des Fertigungsprozesses nach Charakterisierung des Bauelements durchgeführt werden.

3.2.2. Superjunction Bauelemente

Super-Junction-Bauelemente sind eine Möglichkeit, niedrige Durchlassspannungen und für Silizium-MOSFET vergleichsweise hohe Sperrfestigkeiten von einigen hundert Volt zu kombinieren.

Um derartige Super-Junctions herzustellen wird ein Verfahren benötigt, in dem über die gesamte Tiefe des Bauelements hinweg Strukturen erzeugt werden können. Mit klassischer Diffusion sind Strukturen, die wesentlich tiefer als breit sind, nicht zu realisieren, das Verhältnis von Seiten- zu Tiefendiffusion beträgt $\approx 0.7 : 1$ [Lut06].

Eine Möglichkeit bildet der Aufbau eines derartigen Bauelements mittels vieler aufeinanderfolgender Epitaxie-Schichten und jeweiliger (Niederenergie-)Ionenimplantation. Hier sind jedoch viele Prozess-Schritte erforderlich.

Konventionelle (Hochenergie-)Ionenimplantation ist mit großem Aufwand möglich, erfordert jedoch neben sehr hohen Energien weitreichende Maßnahmen im Strahlenschutz während

des Prozesses, da hier Kernreaktionen eine bedeutende Rolle spielen [Bor05].

Rüb et al. [Rüb04] haben erste Untersuchungen zur Verwendung strahlungsinduzierter Dotierung vorgenommen. Ausgehend von p-dotiertem Basismaterial werden mehrere Bestrahlungen bei unterschiedlichen Energien vorgenommen, so dass eine Verteilung der erzeugten Donatoren im Volumen erfolgt, die die Ausgangsdotierung überkompensiert. Das gute Aspektverhältnis ($\approx 1 : 30$, bei 4 MeV Protonen in Silizium SRIM2010-Simulation) bleibt dabei erhalten. Epitaxie-Schritte sind dann nicht erforderlich.

3.3. Silicon-On-Insulator (SOI) mittels Smart-Cut

Eine weitere Anwendung strahlungsinduzierter Zentren ist der Smart-Cut [Bru97a]. Hierbei werden nicht die elektronischen Eigenschaften der Zentren und ihre Wirkung auf das Verhalten des Bauelements verwendet, sondern die Tatsache, dass in ausreichender Menge eingebrachte Atome gasförmiger Stoffe mikroskopische Bläschen im Targetmaterial bilden.

Für die Herstellung eines SOI-Wafers werden zwei Ausgangswafer (A und B) benötigt. In einem ersten Schritt wird Wafer A mit einer Oxidschicht versehen und anschließend mit einer hohen Dosis ($10^{16} \text{ cm}^{-2} - 10^{17} \text{ cm}^{-2}$) Wasserstoff implantiert. Die Energie wird dabei so gewählt, dass die Reichweite der Protonen der Dicke der gewünschten Si-Schicht über dem Oxid entspricht.

Dieser Wafer wird dann mit der Oxidschicht auf Wafer B aufge-

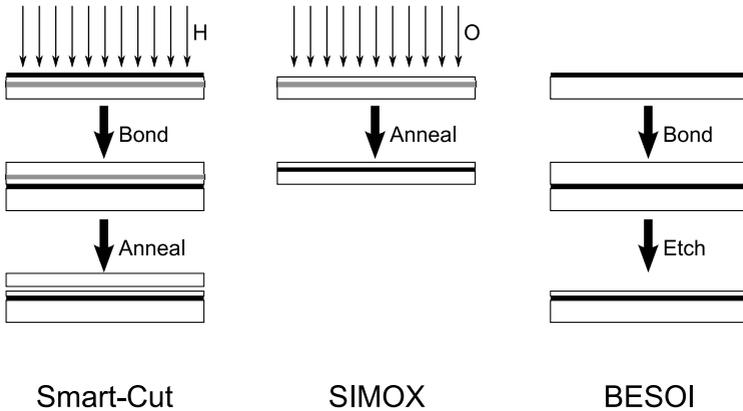


Abbildung 3.1 Schematische Darstellung der verschiedenen Verfahren zur Herstellung von SOI-Wafern (schwarze Balken: Oxid-Schichten, graue Balken: implantierte Layer).

bracht. Wafer B dient im Folgenden einerseits als Materiallieferant für die Si-Schicht unter dem Oxid und außerdem als Aussteifung für den Abtrennprozess. Nach dem Bonden wird der kombinierte Wafer ausgeheilt. Je nach Temperaturbereich (unter oder über 500 °C) in dem die Ausheilung stattfindet, spielen unterschiedliche Prozesse eine Rolle, die jedoch immer dazu führen, dass die nur mikroskopisch vorhandenen Bläschen sich zu einer flachen Gasblase homogener Dicke über den ganzen Wafer hinweg vereinigen [Asp97]. In der Folge platzt der nicht-implantierte Teil von Wafer A ab.

Zurück bleibt die Struktur Wafer B - Oxidschicht von Wafer A - implantiertes Teil von Wafer A, also ein SOI-Wafer der gewünsch-

ten Dicke. Der Rest von Wafer A kann dabei für den nächsten Prozessschritt als Wafer B verwendet werden.

Im Gegensatz zu herkömmlicher SOI-Technologie ist der Smart-Cut leichter mit Standard-Ausrüstung umzusetzen und deutlich kostensparender:

- Für den SIMOX (Separation by IMplanted OXYgen)-Prozess wird eine wesentlich höhere Dosis ($\approx 50x$) bei der Implantation, auf Grund der höheren Masse von Sauerstoff höhere Energien und für die Erzeugung der Oxidschicht eine wesentlich höhere Temperatur ($1320\text{ }^{\circ}\text{C}$) benötigt.
- Für den BESOI (Bonding and Etch-back SOI)-Prozess werden zwei Wafer benötigt, um einen SOI-Wafer zu erzeugen. Diese werden an der Oberfläche mit einer thermischen Oxidschicht versehen und anschliessend gebondet. Einer der Wafer wird danach mit einem selektiven Ätzverfahren bis auf die gewünschte Dicke der SOI-Schicht gedünnt [Las86]. Im Gegensatz hierzu kann beim Smart-Cut-Prozess der „Abfall“ des ersten Wafers für den nächsten verwendet werden.

4. Physikalische und technologische Grundlagen der Messverfahren

Eine der wesentlichen elektrischen Eigenschaften eines Halbleiters ist seine Leitfähigkeit (oder sein spezifischer Widerstand).

Die Leitfähigkeit σ und der spezifische Widerstand ρ eines Halbleiters ist abhängig von Art (Elektronen oder Löcher) und Anzahl (n, p) der freien Ladungsträger sowie ihrer materialabhängigen Beweglichkeit (μ_n, μ_p):

$$\sigma = e(n \mu_n + p \mu_p) = \rho^{-1}. \quad (4.1)$$

Zu berücksichtigen ist, dass sowohl n und p als auch μ_n und μ_p temperaturabhängig sind.

4.1. Ladungsträgerdichte

Bei der Anzahl der Ladungsträger muss der intrinsische und der extrinsische Fall unterschieden werden.

4.1.1. Intrinsischer Fall

Im intrinsischen Fall folgt aus der Ladungsneutralität $n = p = n_i$ und die Zahl der Ladungsträger berechnet sich zu

$$n_i^2 = N_C N_V e^{-E_g/kT}, \quad (4.2)$$

wobei N_C , N_V die Zustandsdichten im Leitungs- und Valenzband und E_g die Höhe der Bandlücke bezeichnet [Sze82].

Jede dieser drei Größen ist material- und temperaturabhängig. Da keine Theorie gegenwärtig in der Lage ist, die experimentellen Daten vollständig zu beschreiben, verwendet man in der Praxis Näherungen, die allerdings nur in begrenzten Temperaturbereichen gültig sind. Die folgenden Darstellungen sind [Gre90] entnommen.

In dem für den Betrieb von Leistungshalbleitern wichtigen Temperaturbereich von 200 – 500 K lassen sich die Zustandsdichten N_C und N_V mit 2% Fehler durch

$$N_C = 2.86 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \left(\frac{T}{300 \text{ K}} \right)^{1.58} \quad (4.3)$$

und

$$N_V = 3.10 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \left(\frac{T}{300 \text{ K}} \right)^{1.85} \quad (4.4)$$

T [K]	n_i [cm^{-3}]	N_C [cm^{-3}]	N_V [cm^{-3}]	E_G [eV]
4.2	$3.14 \cdot 10^{-686}$	$4.55 \cdot 10^{16}$	$1.87 \cdot 10^{16}$	1.1700
50	$1.64 \cdot 10^{-41}$	$1.87 \cdot 10^{18}$	$9.78 \cdot 10^{17}$	1.1690
100	$1.95 \cdot 10^{-11}$	$5.31 \cdot 10^{18}$	$3.66 \cdot 10^{18}$	1.1649
150	$3.16 \cdot 10^{-1}$	$9.81 \cdot 10^{18}$	$8.16 \cdot 10^{18}$	1.1579
200	$5.03 \cdot 10^4$	$1.52 \cdot 10^{19}$	$1.43 \cdot 10^{19}$	1.1483
250	$7.59 \cdot 10^7$	$2.15 \cdot 10^{19}$	$2.20 \cdot 10^{19}$	1.1367

Tabelle 4.1 Die Konstanten zur Bandstruktur bei tiefen Temperaturen wurden [Gre90] entnommen. Zwischenwerte wurde interpoliert.

beschreiben. Oberhalb von 250 K gilt für die Höhe der Bandlücke innerhalb der experimentellen Unsicherheit

$$E_g = 1.206 \text{ eV} - 0.0819 \text{ eV} \left(\frac{T}{300 \text{ K}} \right). \quad (4.5)$$

Mit diesen Daten lässt sich die intrinsische Ladungsträgerdichte berechnen. Bei 300 K beträgt sie nur $1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Diese geringe Zahl führt zu einer schlechten Leitfähigkeit.

Für tiefere Temperaturen bis zu wenigen Kelvin sind ebenfalls von Green [Gre90] entsprechende Werte tabelliert, die in dieser Arbeit verwendet wurden.

4.1.2. Extrinsischer Fall

Der extrinsische Fall ist gekennzeichnet durch von Donatoren oder Akzeptoren zusätzlich eingebrachten Ladungsträgern (Lö-

cher oder Elektronen), die in intrinsischen Halbleiter zu einem extrinsischen p- oder n-Typ-Halbleiter verwandeln.

Im extrinsischen Fall gilt $n = p$ nicht mehr, an seine Stelle tritt das Massenwirkungsgesetz

$$n \cdot p = n_i^2. \quad (4.6)$$

Die Zahl freier Ladungsträger ist von der Zahl der ionisierten Donatoren bzw. Akzeptoren und vom Grad der Kompensation, also der Zahl Donatoren in p-Typ-Silizium bzw. Akzeptoren in n-Typ-Silizium abhängig.

Da weiterhin die Forderung nach Ladungsneutralität besteht, gilt allgemein

$$n + N_a^- = p + N_d^+, \quad (4.7)$$

N_a^- und N_d^+ bezeichnen jeweils die Zahl ionisierter Akzeptoren und Donatoren.

Für n-Typ-Halbleiter lässt sich die Zahl der ionisierten Donatoren für ein einzelnes Niveau mit [Bla62]

$$N_d^+ = N_d \left[g \cdot e^{(E_F - E_C + \Delta E)/kT} + 1 \right]^{-1} \quad (4.8)$$

beschreiben, N_d bezeichnet die Anzahl der Donator-Atome, E_C die Energie des Leitungsbandes, E_F die Fermi-Energie und ΔE die Ionisierungsenergie des Donators. g wird als der Entartungsfaktor des Niveaus bezeichnet und üblicherweise für Donatoren als zwei angenommen.

Sind mehrere Energie-Niveaus für die Dotierung verantwortlich, die jedoch alle unabhängig voneinander sind, können die Einzel-

beiträge addiert werden [Bla62]:

$$N_d^+ = \sum_i N_{d,i}^+ \quad (4.9)$$

Der vollständig ionisierte Teil eines Doppeldonators berechnet sich nach Champness [Cha56] zu

$$N_d^{+/++} = \frac{2N_d(1-f_1)}{f_2 - f_1 + 1}, \quad (4.10)$$

mit

$$f_j = \left[e^{(E_C - E_F - \Delta E_j)/kT} + 1 \right]^{-1}, \quad (4.11)$$

wobei ΔE_j die Ionisierungsenergien für den einfach- und zweifachgeladenen Zustand bezeichnen, es gilt $E_2 > E_1$.

Für die Energiedifferenz zwischen Fermi-Niveau und Leitungsband gilt nach Sze [Sze82]

$$E_C - E_F = kT \ln \left(\frac{N_C}{n} \right). \quad (4.12)$$

Bei ausreichend niedrigem Kompensationsgrad gilt $N_d^+ > N_a$, und die Zahl der ionisierten Akzeptoren entspricht der Gesamtzahl, also $N_a^- = N_a$. Insgesamt lässt sich somit Gl. 4.7 für einen n-Typ Halbleiter unter Berücksichtigung mehrerer Einzel-Donatoren, eines Doppeldonators, der Kompensation und Gl. 4.6

für die Konzentration freier Löcher schreiben

$$\begin{aligned}
 n + N_a - \frac{n_i^2}{n} - \sum_i \frac{N_{d,i}}{g \left(\frac{n}{N_C} \right) e^{E_{d,i}/kT} + 1} \\
 - \frac{2N_{d,DD} \left[\left(\frac{N_C}{n} \right) e^{-E_{DD,1}/kT} + \left(\frac{N_C}{n} \right)^2 e^{-(E_{DD,1}+E_{DD,2})/kT} \right]}{2 \left(\frac{N_C}{n} \right) e^{-E_{DD,1}/kT} + \left(\frac{N_C}{n} \right)^2 e^{-(E_{DD,1}+E_{DD,2})/kT} + 1} = 0
 \end{aligned} \tag{4.13}$$

4.2. Ladungsträger-Beweglichkeit

Die wesentlichen Beiträge zur Begrenzung der mittleren freien Weglänge der Ladungsträger sind Streuung am Gitter und an ionisierten Störstellen. Diese sind unter anderem von der Anzahl Störstellen (der Dotierung) sowie von der Temperatur abhängig.

Weitere Beiträge ergeben sich z.B. aus der Streuung der Ladungsträger untereinander (Elektronen an Elektronen, Elektronen an Löchern etc.). Diese liefern jedoch nur bei sehr hohen Dotierungen oder starker Kompensation einen entscheidenden Beitrag. In geringem Maße ist die Beweglichkeit auch von dem dotierenden Element abhängig [KG98].

Die Beweglichkeiten von Elektronen und Löchern in Silizium lassen sich nach Caughey und Thomas [Cau67] durch

$$\mu = \mu_\infty + \frac{\mu_0 - \mu_\infty}{1 + \left(\frac{N}{N_{\text{ref}}} \right)^\gamma} \tag{4.14}$$

		Elektronen		Löcher	
		C'	α	C'	α
μ_∞	cm^2/Vs	66	-0.90	44	-0.80
μ_0	cm^2/Vs	1412	-2.28	469	-2.10
N_{ref}	cm^{-3}	$9.7 \cdot 10^{16}$	3.51	$2.4 \cdot 10^{17}$	4.13
γ	0.725		-0.27	0.70	0

Tabelle 4.2 Die Konstanten zur Berechnung der Beweglichkeit mit Hilfe der Gln. 4.14 und 4.15 wurden aus [Lut11] entnommen und beschreiben die Beweglichkeit im Temperaturbereich 250 – 450 K

beschreiben. Auch wenn die heute verwendeten Konstanten sich deutlich von den ursprünglich veröffentlichten unterscheiden, bleibt die Formel identisch. Die Temperaturabhängigkeit der verwendeten Parameter lässt sich durch

$$C(T) = C' \cdot \left(\frac{T}{300 \text{ K}} \right)^\alpha \quad (4.15)$$

darstellen. Die benötigten Daten sind in Tab. 4.2 dargestellt [Lut11]. Für Raumtemperatur ist die Abhängigkeit von Beweglichkeit und Ladungsträgerkonzentration in Abb. 4.1 dargestellt.

Liegt ein (teil-)kompensierter Halbleiter vor, so ist die Zahl der Streuzentren grösser, und es muss

$$N = N_A + N_D \quad (4.16)$$

eingesetzt werden [Lut11].

Bei sehr hohen Ladungsträgerkonzentrationen ($> 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) ist die Caughey-Thomas-Formel nicht mehr gültig, da die Annahme

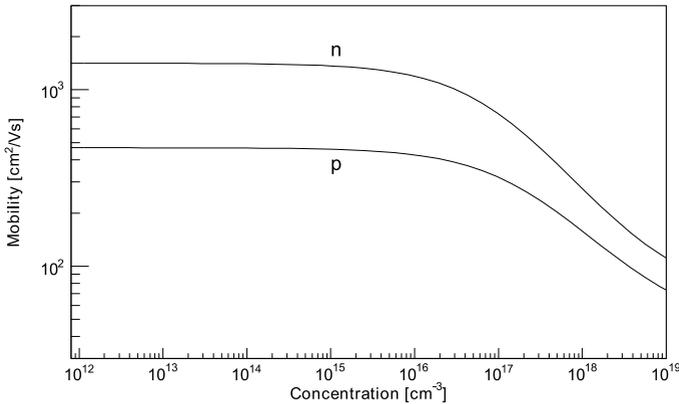


Abbildung 4.1 Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Ladungsträgerkonzentration bei Raumtemperatur. Bis zu einer Konzentration von 10^{16} cm^{-3} Ladungsträgern ist die Beweglichkeit nahezu konstant, danach fällt sie deutlich ab. Generell weisen Elektronen eine höhere Beweglichkeit als Löcher auf.

der Streuung an einfach geladenen Zentren zunehmend ungenauer wird. In diesem Fall muss das oben genannte Modell erweitert werden [Kla92a] [Kla92b].

4.3. Hall-Effekt-Messung

Hall-Effekt-Messungen beruhen auf der Tatsache, dass Ladungsträger im magnetischen Feld senkrecht zu Bewegungs- und magnetischer Feldrichtung abgelenkt werden. Ursache dieser Ablen-

kung ist die Lorentz-Kraft

$$F_L = q \cdot v \times B. \quad (4.17)$$

Sie wird kompensiert durch ein sich aufbauendes elektrisches Feld, welches man als Spannung V_H senkrecht zu Bewegungs- und magnetischer Feldrichtung messen kann (Abb. 4.2 (a)).

Aus den bekannten Größen I , B und der gemessenen Hall-Spannung V_H lässt sich der Hall-Koeffizient

$$R_H = \frac{V_H t}{B I} \quad (4.18)$$

berechnen, t ist dabei die Dicke der Probe. Ist t nicht bekannt, so wird aus R_H der Schicht-Hallkoeffizient R_{Hs} [Sch06].

4.3.1. Ladungsträgerkonzentration

Im allgemeinen Fall gilt für den Hall-Koeffizienten [Sch06]

$$R_H = \frac{r(p - b^2n)}{q(p + bn)^2}, \quad (4.19)$$

wobei $b = \mu_n/\mu_p$ das Verhältnis der Beweglichkeiten der Ladungsträger und r der Streufaktor ist, der von den Streumechanismen im Halbleiter abhängt und eine einheitenlose Zahl der Größenordnung 1 ist. Bei Zimmertemperatur in Silizium gilt für p-Typ in der Regel $r < 1$ und für n-Typ $r > 1$.

Der Streufaktor r ist jedoch auch von weiteren Größen wie Temperatur und Magnetfeld abhängig. Die letzte Abhängigkeit ist

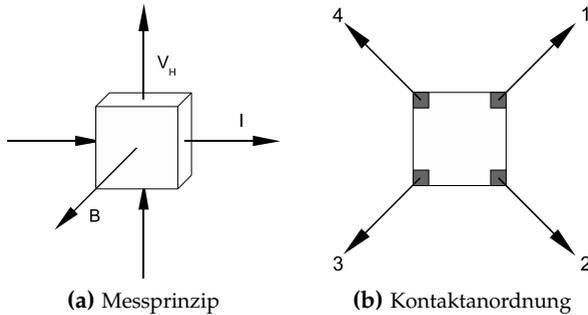


Abbildung 4.2 (a) zeigt das allgemeine Prinzip einer Hall-Effekt-Messung, Magnetfeld B , eingepprägter Strom I und gemessene Hall-Spannung V_H stehen senkrecht zueinander. (b) zeigt die tatsächliche Anordnung der Kontakte, die auch zur Bestimmung des Flächenwiderstands genutzt werden kann.

theoretisch und experimentell gut untersucht und lässt sich in zwei Näherungen betrachten [Sch06]:

- $\mu \cdot B \ll 1$: In der Schwachfeld-Näherung strebt r gegen eine Konstante, aus der man auf den dominierenden Streumechanismus schließen kann, sofern n bekannt ist.
- $\mu \cdot B \gg 1$: In der Hochfeld-Näherung gilt $r = 1$, so dass der Streumechanismus keinen Einfluss auf die Messung hat.

Bei einer für n-Typ Silizium typischen Elektronen-Beweglichkeit von $1400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ sind Felder von mehreren Tesla erforderlich um die Hochfeld-Näherung zu erreichen, was in der Praxis nur schwer zu realisieren ist.

Bei stark extrinsischem Material vereinfacht sich (4.19) für n-Typ Halbleiter zu

$$R_H = \frac{r}{q n}. \quad (4.20)$$

Für p-Typ ist entsprechend n durch p zu ersetzen und die Ladung q im Vorzeichen anzupassen.

Bei bekanntem Hall-Koeffizienten lässt sich so ohne weitere Messungen die Konzentration der Ladungsträger ermitteln. Da n , p und r stets positive Zahlen sind, erlaubt das Vorzeichen des Hall-Koeffizienten, den Typ des Ladungsträgers zu bestimmen.

Aus der Abhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration von der Temperatur lassen sich mit Hilfe von Gl. 4.13 die beteiligten Energie-Level bestimmen. In der Praxis wird dies dadurch behindert, dass der Hall-Streufaktor oft nicht bekannt ist und deswegen zu 1 angenommen wird. Auf die Bestimmung der Aktivierungsenergie hat dies jedoch nur einen geringen Einfluss, da sich die Aktivierungsenergie nicht aus der Absolutzahl der Ladungsträger, sondern nur aus der Temperaturabhängigkeit, d.h. der ersten Ableitung, ergibt.

Auf Grund des exponentiellen Zusammenhangs erfolgt dieser Anstieg in einem relativ kleinen Temperaturbereich, so dass mit hinreichender Genauigkeit davon ausgegangen werden kann, dass r sich allenfalls schwach ändert [Deb54]. Der sich hierdurch ergebende Fehler liegt in der Gegend von max. 15%.

4.3.2. Ladungsträger-Beweglichkeit

Die in Abb. 4.2(b) dargestellte Kontaktanordnung erlaubt, wie in [van58] gezeigt, ohne genaue Kenntnis der Kontaktabstände und Größe die Bestimmung des Flächenwiderstands R_s mit nur zwei Messungen

$$\rho_s = \frac{\pi}{2 \ln 2} \left[\frac{V_{43}}{I_{12}} + \frac{V_{23}}{I_{14}} \right] F(Q) \quad (4.21)$$

$F(Q)$ ist ein Korrekturfaktor für geometrische Anisotropie, der nur vom Symmetriefaktor $Q = R_{43,12}/R_{23,14}$ abhängt und in der Literatur tabelliert ist.

Aus den nun bekannten Größen R_{Hs} und ρ_s lässt sich auch die (Hall-)Beweglichkeit der Ladungsträger bestimmen:

$$\mu_H = \frac{R_{Hs}}{\rho_s} \quad (4.22)$$

Die Beweglichkeit lässt sich somit unabhängig von der Schichtdicke bestimmen. Zu beachten ist hierbei jedoch, dass die Hall-Beweglichkeit und die Driftbeweglichkeit nur in der Hochfeld-Näherung identisch sind. Hall- und Driftbeweglichkeit sind ansonsten über den bereits erwähnten Streufaktor r verknüpft.

Bei der praktischen Anwendung ist zu berücksichtigen, dass folgende Annahmen zutreffen müssen:

- Die Kontaktflächen müssen klein gegen die betrachtete Gesamtfläche sein.
- Die Proben müssen in jeder Richtung homogen sein.

Während die erste Annahme in der Präparation berücksichtigt

werden kann, ist die zweite Annahme für implantierte Proben senkrecht zur Oberfläche, also in der Tiefe, in der Regel nicht zu erfüllen.

4.3.3. Mehrschicht-Systeme

Die bisher aufgeführten Beziehungen gelten nur in vollständig isotropen Proben. Nach Petritz [Pet58] lassen sich zwei Schichten, die senkrecht zum Magnetfeld übereinander liegen, als zwei parallele, unabhängige Spannungsquellen betrachten, deren Innenwiderstand dem Schichtwiderstand entspricht.

Es ergibt sich dann für die Leitfähigkeit des Gesamtsystems:

$$\sigma = \frac{\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2}{d} \quad (4.23)$$

Auch für den Hall-Koeffizienten R_H lässt sich ein entsprechender Zusammenhang angeben:

$$R_H = \frac{R_{H,1} \sigma_1^2 d_1 + R_{H,2} \sigma_2^2 d_2}{d \sigma^2} \quad (4.24)$$

Sind die Schichtdicken sowie die Parameter einer Schicht bekannt, lassen sich hiermit die Parameter der anderen Schicht bestimmen.

Besteht das System aus mehr als zwei Schichten, ist es wegen der wenigen direkt zu messenden Parameter nicht möglich, alle Variablen zu bestimmen. Die Überprüfung eines bestehenden Modells mit experimentellen Resultaten ist dagegen möglich. Gl. 4.23

lässt sich für i Schichten dann zu

$$\sigma = \frac{\sum \sigma_i d_i}{\sum d_i} \quad (4.25)$$

erweitern. Für den Hall-Koeffizienten ergibt sich analog zu Gl. 4.24

$$R_H = \frac{\sum d_i \sum R_{H,i} \sigma_i^2 d_i}{(\sum \sigma_i d_i)^2}. \quad (4.26)$$

Die Hall-Koeffizienten der einzelnen Schichten lassen sich dann aus Gl. 4.19 berechnen. Aus Gl. 4.26 und den Beweglichkeiten μ_i unter Verwendung von Gl. 4.1 und Gl. 4.22 ergibt sich für den Hall-Koeffizienten:

$$R_H = \frac{\sum d_i \sum r_i \mu_{D,i} \sigma_i d_i}{(\sum \sigma_i d_i)^2}. \quad (4.27)$$

5. Experimentelle Verfahren

Die durchgeführten Experimente gliedern sich in ihrer Durchführung im Wesentlichen in drei Teile

- Ionenimplantation,
- Ausheilprozess und
- Charakterisierung.

Auf diese Aspekte wird im Folgenden einzeln eingegangen.

5.1. Ionenimplantation

Implanter zur Ionenimplantation sind in großer Zahl und in den verschiedensten Bauformen verfügbar. Während die weit verbreiteten Niederenergie-Implanter sich meist durch große Kompaktheit auszeichnen und sich dem Benutzer als „Black-Box“ präsentieren, sind die einzelnen Komponenten bei Hochenergie-Implantern deutlich erkennbar: Es gibt einen Teil, in dem die Ionen erzeugt werden (Ionenquelle), einen, in dem sie beschleunigt werden (Beschleuniger) und einen, in dem sie letztendlich in das zu implantierende Material eingebracht werden (Endstation).

Die für diese Arbeit verwendeten Maschinen sind nicht ursprünglich für den Einsatz als Ionenimplanter konstruiert worden, sie weisen daher einige Besonderheiten auf, auf die kurz eingegangen werden soll.

5.1.1. Beschleuniger

4 MV Dynamitron Tandem

Das 4 MV Dynamitron Tandem des RUBION wurde 1973 von der Radiation Dynamics, Inc. erbaut und in Bochum aufgestellt. Der vorgesehene Einsatzbereich lag überwiegend in der Kernphysik.

Dynamitrons gehören zur Gruppe der elektrostatischen Linearbeschleuniger. Zur Beschleunigung wird eine Gleichspannung eingesetzt, deren Höhe sich nach der gewünschten Energie richtet. In einem Tandembeschleuniger wird diese Hochspannung zweimal zur Beschleunigung verwendet: negativ geladene Ionen werden auf das positiv-geladene Terminal der Maschine beschleunigt, wo sie durch einen gasgefüllten Kanal („Stripperkanal“) umgeladen werden. Die nun (je nach Ionensorte auch mehrfach) positiv geladenen Teilchen verlassen das Terminal und werden noch einmal zum Erdpotential hin beschleunigt. So ist es möglich, mit relativ geringen Hochspannungen hohe Energien zu erreichen.

Gleichzeitig werden durch das Tandem-Prinzip jedoch auch Einschränkungen der Maschine deutlich: Da für den ersten Schritt der Beschleunigung negative Ionen benötigt werden, lassen sich nur solche Stoffe verwenden, von denen negative Ionen oder Moleküle mit negativen Ionen erzeugen werden können. Edelgase fallen damit z.B. als Teilchen aus (Helium bildet eine Ausnahme, wegen

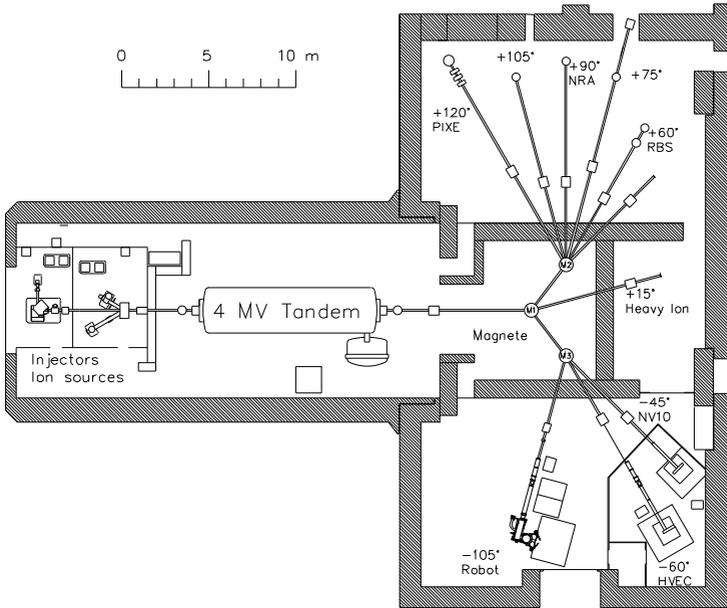


Abbildung 5.1 Grundriss des RUBION Beschleunigerlabors. Der 100kV-Beschleuniger befindet sich in einer Halle unter den Magneten im Mittelfeld der Grafik. Die Implantationen wurden bei $+105^\circ$ durchgeführt (Grafik ähnlich [Apo05]).

eines extrem schwach gebundenen metastabilen Zustands ist die kurzfristige Erzeugung von ${}^3\text{He}^-$ möglich). Außerdem ist die Erzeugung negativer Ionen bedeutend komplexer als die positiver Ionen, so dass die erzielten Teilchenflüsse deutlich kleiner sind. Prinzipbedingt werden aus einer derartigen Ionenquelle viele Teil-

chen extrahiert, die nicht der gewünschten Sorte entsprechen. Vor dem Einschuss in den Beschleuniger werden sie daher mit Hilfe eines Magneten gefiltert.

Das hier verwendete Dynamitron-Prinzip zur Hochspannungserzeugung wurde erstmals 1969 für Tandem-Beschleuniger eingesetzt [Han69]. In einem Oszillator außerhalb des Beschleuniger-Drucktanks wird eine Hochfrequenz-Hochspannung erzeugt, die über zwei halbkreisförmige Elektroden („Dees“) an der Ober- und Unterseite des Tanks kapazitiv in eine Vielzahl von schmaleren halbkreisförmigen Elektroden („Corona-Ringe“) eingekoppelt wird. Die Corona-Ringe sind mit in Reihe geschalteten Gleichrichtern verbunden, so dass sich die Hochspannung summiert (Schenkel-Schaltung [Sch19]). Auf Grund der hohen Frequenz von 120 kHz ergibt sich eine besonders kleine Restwelligkeit und somit eine geringe Unschärfe der Teilchenenergie¹. ($\Delta E \approx 1.29 \text{ keV}$ bei $E_p = 1.2 \text{ MeV}$ [Bec95]).

Die aus dem Beschleuniger kommenden Ionen werden in einem Magneten analysiert, dessen Magnetfeld mittels einer speziellen Sonde über eine Kernspinresonanz-Messung (NMR) bestimmt. Die Hochspannung des Beschleunigers wird über ein Slit-Feedback-System gesteuert, dass den Strahl optimal durch ein am 52.5° -Ausgang des Magneten installiertes horizontales Schlitzsystem leitet, die Energie der Ionen lässt sich so mit einer Toleranz von weniger als 1 keV festlegen². Dies entspricht bei einer Energie von 5 MeV weniger als 1‰ Das benötigte Magnetfeld lässt sich für

¹Die Energieschärfe ist bezogen auf eine vorgegebene Ionenenergie die FWHM der Verteilung der Ionenenergien.

²Im Gegensatz zur Energieschärfe ist hier die Absolutbestimmung der Teilchenenergie gemeint, d.h. der Erwartungswert der Energieverteilung.

einen Ladungszustand q und eine Energie E der Ionen zu [Rol97]

$$B = \frac{K}{q} \cdot \sqrt{2M_p c^2 E + E^2} \quad (5.1)$$

berechnen, wobei K eine gemessene Konstante für den verwendeten Magneten und M_p die Masse des Ions bezeichnet.

An diesen Analysiermagneten schließt sich ein weiterer Magnet („Schaltmagnet“) an, der die Ionen in das verwendete Strahlrohr umlenkt.

Für Bor-, Sauerstoff- und Wasserstoffionen wurde eine Sputterquelle [Mid83] und für Heliumionen eine Plasma-Quelle mit Austauschkanal (TorVIS) [Hau06] verwendet.

100 kV Beschleuniger

Der 100 kV-Beschleuniger, ursprünglich als Ionenquellen-Teststand konzipiert, besteht hauptsächlich aus der Ionenquelle, einem Beschleunigungsrohr und einem 90° -Magneten, der jedoch nur zur Auswahl der Teilchensorte dient und nicht als energiebestimmendes Element.

Die Hochspannung wird hier von einem handelsüblichen 100 kV-Netzteil [FUG91] erzeugt. Die Ionenenergie wird durch die Messung über einen kalibrierten Messwiderstand bestimmt und ist auf ≈ 1 keV genau bekannt. Die Energieschärfe liegt in einer ähnlichen Größenordnung.

Dieser Beschleuniger ist ausschließlich mit einer Sputterquelle ausgestattet.

5.1.2. Endstation

Als Endstation wird der Teil eines Implanters bezeichnet, in dem die Ionen in das Targetmaterial eingebracht werden. Da der Ionenstrahl nur einen geringen Durchmesser (typischerweise wenige mm) hat, muss der Strahl über das Target gerastert werden. Während theoretisch auch eine magnetische Auslenkung möglich wäre, hat sich eine elektrostatische Ablenkung durch horizontal und vertikal montierte Platten, an die eine dreieckförmige Wechselspannung angelegt wird, durchgesetzt. Die Amplitude der Spannung wird dabei so gewählt, dass eine die Implantationsfläche definierende Blende komplett ausgeleuchtet wird.

Zur Bestimmung der Ionendosis wird der elektrische Strom gemessen, der sich aus dem Auftreffen der geladenen Teilchen ergibt. Problematisch ist hierbei häufig, dass beim Auftreffen Sekundärelektronen aus dem Target ausgelöst werden, die als zusätzlicher Strom (bei positiven Ionen) oder als fehlender Strom (bei negativen Ionen) die Messung verfälschen. Um dieses Problem zu umgehen, wird eine zusätzliche Blende vor dem Target eingefügt, die mit einer negativen Spannung beaufschlagt wird, so dass die (relativ niederenergetischen) Sekundärelektronen auf das Target reflektiert werden. Die Höhe der benötigten Spannung muss experimentell bestimmt werden (Abb. 5.2).

Eine weitere Fehlerquelle bei der Bestimmung der Ionendosis sind Neutralteilchen, die durch Rekombination der Ionen mit Restgas im Strahlführungssystem oder der Endstation entstehen. Diese erhöhen die tatsächliche Dosis und verschlechtern die Homogenität der Implantation, weil sie durch die Ablenkeinheiten nicht

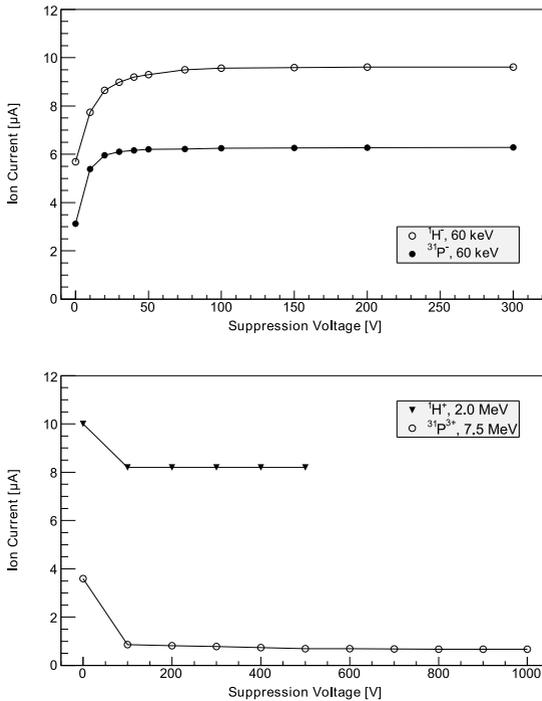


Abbildung 5.2 Effekt der Sekundärelektronenunterdrückung. Bei negativen Ionen wird der gemessene Strom durch Sekundärelektronen-Emission kleiner, bei positiven grösser. Die Höhe der Spannung zur effektiven Sekundärelektronenunterdrückung ist abhängig von Energie und Ionensorte, benötigt wird die Spannung, bei der sich der gemessene Ionenstrom nicht weiter ändert.

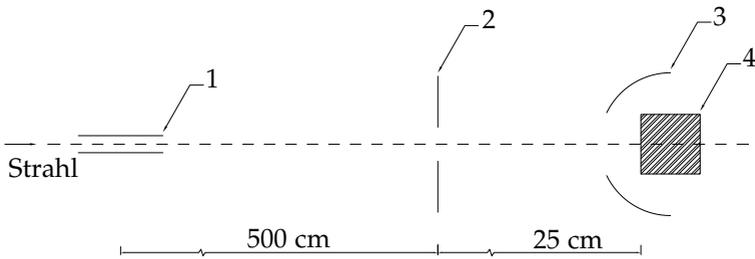


Abbildung 5.3 Skizze der für die Hochenergie-Implantationen konstruierten Endstation: (1) Ablenkeinheiten, (2) definierende Blende \varnothing 20 mm, (3) Gegenspannungsblende, (4) Targethalter. Auf dem Targethalter beträgt die bestrahlte Fläche 3.41 cm².

über das ganze Target verteilt, sondern nur zentral auftreffen. Aus diesem Grund wird das Vakuum im gesamten System besser als 10^{-6} mbar gehalten. Die Inhomogenität der Ionenverteilung über den Wafer, die durch Rekombination entsteht, kann so vernachlässigt werden.

Erfahrungen zeigen, dass der Fehler in der Absolut-Bestimmung der Ionendosis zu 5% abgeschätzt werden kann. Der relative Fehler (d.h. die Abweichung von Wafer/Wafer in einem Los bzw. Los/Los für einen Prozess) innerhalb eines Aufbaus ist jedoch wesentlich kleiner und wird auf unter 3% geschätzt.

Um die Erzeugung des Vakuums in der Endstation in kurzer Zeit zu ermöglichen, werden hohe Pumpleistungen benötigt. Trotzdem hat in den meisten Fällen die Zeit, die zum Erreichen des Vakuums benötigt wird (Größenordnung zehn Minuten), einen beträchtlichen Anteil an der Gesamtprozesszeit. Deswegen werden diese in der Regel so ausgelegt, dass mehrere Implantationen

durchgeführt werden können, ohne das Vakuum zu brechen.

Die für die Versuche dieser Arbeit konstruierte Endstation ermöglicht die Montage von bis zu vier Proben mit einem maximalen Durchmesser von 20 mm. Die Zeit für das Erreichen eines Drucks von 10^{-6} mbar beträgt fünf Minuten.

5.2. Ausheilverfahren

Je nach Temperaturbereich kommen verschiedene Ausheilverfahren zum Einsatz. Bei hohen Temperaturen ist Strahlung für den Wärmetransport ein effizienter Mechanismus. In Rohröfen kommt dies zur kontaktlosen Erhitzung von Proben zum Einsatz.

In niedrigeren Temperaturbereichen ist für eine effiziente Wärmeübertragung direkter Kontakt erforderlich, hier dominiert Wärmeleitung.

In dem zum Defekt-Engineering überwiegend verwendeten Bereich von 300 – 600 °C spielen beide Prozesse eine Rolle. Um den Einfluss der Wärmeabstrahlung zu minimieren, wurden die Proben mit der bestrahlten Seite auf das Heizelement gelegt. Wärmeverluste treten so auf der Unterseite der Probe auf und sind im zu untersuchenden Bereich an der Oberfläche der Probe vernachlässigbar.

5.2.1. Niedertemperaturprozess

Für das Ausheilen wurde ein speziell konstruierter Ofen (Abb. 5.4) mit einem Boralectric Heizelement von tectra verwendet. Derartige Heizelemente können sehr schnell die gewünschte Temperatur er-

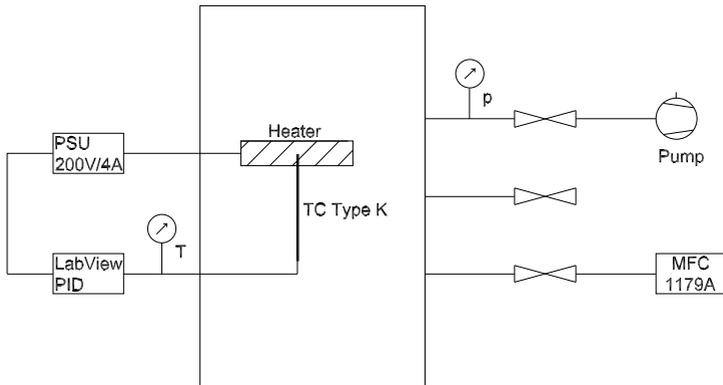


Abbildung 5.4 Aufbau des für die Ausheilprozesse verwendeten Ofens. Die Ventile sind jeweils Hand-betätigt, über den Massenflussregler können verschiedene Gase eingelassen und ein Fluss bis zu 10000 sccm realisiert werden.

reichen (Heizraten > 100 K/s) und auf Grund der geringen Masse auch schnell wieder abkühlen. Die Größe der Heizfläche beträgt 20×45 mm².

Das Heizelement ist in einer Kammer montiert, die mit Hilfe einer Membranpumpe auf ein Vakuum von ungefähr 1 mbar gepumpt werden kann. Für verschiedene Prozessatmosphären kann die Kammer auch mit Gasen geflutet werden.

Die Temperaturkontrolle erfolgt über ein in das Heizelement eingeschobenes Thermoelement. Die Steuerung des Ofens übernimmt ein in LabView [Nat09] erstelltes Programm, das die Heiz-

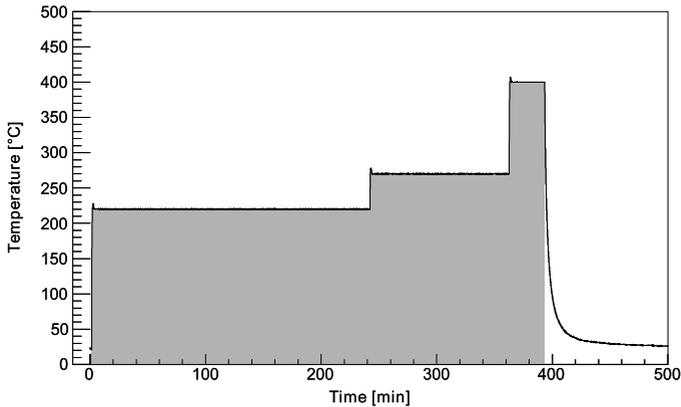


Abbildung 5.5 Typische Temperaturkurve für einen dreistufigen Niedertemperatur-Ausheilprozess mit den Schritten 220 °C/4 h, 270 °C/2 h und 400 °C/30 min (vgl. Kap. 6).

leistung mit Hilfe eines PID-Algorithmus kontrolliert. Die Temperatur der Platte kann so nach Erreichen der Zieltemperatur innerhalb von ± 1 °C konstant gehalten werden. Auf Grund der geringen geometrischen Ausdehnung wird ein thermisches Gleichgewicht zwischen Probe und Heizplatte angenommen, so dass absolut eine maximale Differenz von 3 °C erreicht wird.

Die maximale Temperatur von 700 °C liegt in der Pumpe begründet. Bei Erreichen eines deutlich kleineren Sauerstoff-Partialdrucks in der Prozesskammer wäre das Heizelement selbst in der Lage, Temperaturen bis zu 1800 °C zu erreichen. Dies würde jedoch auch zusätzliche Hitzeschilde erfordern [Mom06].

5.2.2. Hochtemperaturprozess

Für das Ausheilen der Kontaktimplantationen wurde ein Rohrofen des Typs Carbolite CTF 12/65/550 verwendet. Der Rohrdurchmesser beträgt hierbei 65 mm, so dass ein 2"-Wafer ungeteilt behandelt werden kann. Die Temperaturkontrolle erfolgt dabei über einen programmierbaren Controller, der auch die automatische Abfolge mehrerer Schritte mit einer maximalen Temperatur von 1200 °C erlaubt.

Während des Ausheilens wurde der Ofen mit einem Fluss von 6000 sccm N₂ betrieben, um zusätzliche Oxidation zu vermeiden. Die tatsächliche Temperatur des Wafers wurde über ein zusätzliches Thermoelement an der aus Quarzglas bestehenden Waferhalterung ermittelt.

5.3. Probenpräparation

Für alle Messungen dieser Arbeit wurden nur kleine Stücke eines Wafers (max. 14x14 mm²) benötigt. Die Ausgangs-Wafer wurden deshalb vor der Implantation mit Hilfe eines halbautomatischen Diamant-Ritzers Karl Suss RA120 unterteilt und danach gebrochen.

Für die Implantation wurden die Proben mit Hilfe eines Heiss-Waxes auf Halterungen geklebt. Die Oberflächen der Wafer wurden mit Trichlorethylen von eventuellen Wachsrückständen befreit und anschließend mit Azeton und destilliertem Wasser gereinigt.

Nach der Implantation wurden die Proben durch vorsichtiges Erhitzen vom Halter gelöst und erneut von Wachsresten gereinigt,

bevor sie einem Ausheilprozess unterzogen wurden.

5.3.1. Bestimmung der Tiefenprofile

Tiefen-Profile der implantierten Proben wurden mittels Spreading-Resistance-Profilng aufgenommen. Nach der Ausheilung wurden die Proben für den Schrägschliff auf Haltern mit einem Winkel von nominell $5^{\circ}44'$ aufgeklebt, entsprechend einer Tiefenauflösung von $1\ \mu\text{m}$ bei einer Schrittweite von $10\ \mu\text{m}$.

Der Schliff erfolgte auf einer halbautomatischen Poliermaschine Bühler MINIMET. Der Schliff erfolgte in zwei Schritten. Zuerst wurde mit einer $6\ \mu\text{m}$ -Diamantscheibe eine ungefähr $2\ \text{mm}$ breite Schlieffläche erzeugt, die dann auf einer Plexiglasplatte mit $1\ \mu\text{m}$ Diamant-Polierpaste poliert wurde. Diese Breite ermöglicht die Aufnahme von Profilen bis zu $\approx 200\ \mu\text{m}$ Tiefe.

Durch den verwendeten Kleber und nicht exakte Herstellung der Halter kann sich der tatsächliche vom nominellen Schliffwinkel unterscheiden. Um dies zu korrigieren, wurde der Winkel nachträglich bestimmt. Hierzu wurde mit einem Mikroskop mit $20\times$ Vergrößerung jeweils ein Punkt auf dem nicht angeschliffenen Teil der Probe scharfgestellt. Aus dem horizontalen Abstand von der Schlieffkante und der Höhendifferenz zwischen Schlieffläche und zweitem Punkt lässt sich so über den Tangens der Winkel berechnen. Um die entstehenden Unsicherheiten zu reduzieren, wird dieses Verfahren mehrfach angewendet. Nach fünf Messungen ergab sich typischerweise eine Unsicherheit aus der Winkelbestimmung von weniger 2% . Die ermittelten Abweichungen vom nominellen Schliffwinkel betragen bis zu 20% und sind zum Teil auf

Toleranzen in den Haltern und zum Teil auf ungleichmäßig aufgetragenen Kleber zwischen Probe und Halter zurückzuführen. Diese Abweichungen wurden entsprechend korrigiert.

Zusammen mit der Unsicherheit aus der Positionierung des Starts der Messung (halbe Schrittweite) beläuft sich die Gesamt-Unsicherheit der Position bei einem Schliffwinkel von $5^{\circ}44'$ in einer Tiefe von $50\ \mu\text{m}$ nach den beschriebenen Korrekturen auf ca. $2\ \mu\text{m}$.

5.3.2. Bestimmung von Ladungsträger-Konzentration und Beweglichkeit

Die Bestimmung von Ladungsträger-Konzentration und Beweglichkeit wurde mit Hilfe des Hall-Effekts durchgeführt. Die Messung des Hall-Effekts erfordert gute ohmsche Kontakte, um die Kontaktwiderstände klein zu halten und nicht-lineare Effekte auszuschließen. Für derartige Kontakte muss die Dotierung am Metall-Halbleiter-Übergang $\geq 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ sein.

Da dies für die verwendeten Materialien nicht gegeben war, wurde die Dotierung in den Ecken der quadratischen Proben durch eine maskierte Implantation angehoben. Die implantierten Flächen in jeder Ecke betragen $1 \times 1\ \text{mm}^2$. Die Daten der Kontaktimplantation können Tab. 5.1 (n- oder p-Kontakt) entnommen werden.

Im Anschluss an die Kontakt-Implantation wurde zur Aktivierung der implantierten Spezies ein Hochtemperatur-Ausheilprozess vorgenommen. Die Proben wurden auf einem Quarz-Halter liegend in den auf $600\ ^{\circ}\text{C}$ vorgeheizten Ofen geschoben. 30 min

		n-Kontakt	p-Kontakt	p-Layer
Ion		$^{31}\text{P}^-$	$^{11}\text{B}^-$	$^{11}\text{B}^{3+}$
Energie	[keV]	60	40	10000
Dosis	[cm^{-2}]	$5.0 \cdot 10^{14}$	$5.0 \cdot 10^{14}$	$4.77 \cdot 10^{13}$
Dotierung	[cm^{-3}]	$6 \cdot 10^{19}$	$4 \cdot 10^{19}$	$1 \cdot 10^{18}$

Tabelle 5.1 Daten der Präparationsimplantationen.

nachdem die Haltertemperatur das gleiche Niveau erreichte hatte, wurde die Temperatur auf 900 °C erhöht (Rampe: ca. 3 K/min). Nach einer Verweildauer von 30 min und einer Abkühlung auf 600 °C (Rampe: ca. 10 K/min) wurde die Probe wieder aus dem Ofen entfernt. Die Abkühlung bis auf Raumtemperatur erfolgte dann mit durchschnittlich 40 K/min).

Vor der Messung wurden die Proben zur Entfernung der Oxidschicht für 5 min in 2%-iger HF geätzt. Unmittelbar danach wurde das Ga-In-Eutektikum mit Hilfe eines Glas-Stäbchens aufgebracht. Bei sorgfältiger Durchführung dieser Schritte sind so Kontakte mit einem Widerstand von weniger als 2 k Ω zu erreichen, die bis hin zu tiefen Temperaturen ohmsche Charakteristik zeigen (Abb. 5.6).

Für weitere Prozesse wurden Reste des Eutektikums mit 2-Propanol entfernt. Auch nach neuen Ausheilvorgängen war keine erneute Entfernung einer Oxidschicht erforderlich.

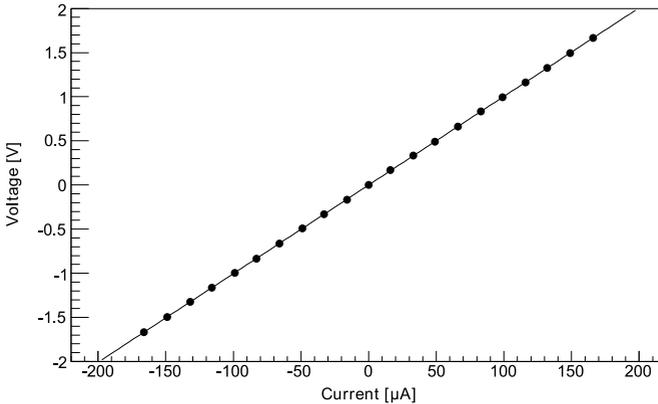


Abbildung 5.6 I-V-Kurve einer p-Typ-Probe mit implantierten Bor-Kontakten. Gemessen wurde ein Kontaktpaar bei einer Temperatur von 300 K. Die Kurve zeigt hervorragend ohmsches Verhalten, die Kontaktwiderstände betragen ca. $1 \text{ k}\Omega$ (Kontaktfläche ca. 1 mm^2).

5.4. Hall-Effekt-Messungen

Durch Hall-Effekt-Messungen lässt sich die Ladungsträger-Konzentration und die Beweglichkeit messen [Smi59] [Put60]. Die Hall-Effekt-Messungen erfolgten mit einem Accent HL5500 Hall-Messplatz. Das Magnetfeld wird von einem Permanentmagneten erzeugt und ist somit nicht variabel. Die Feldstärke beträgt 0.312 T , so dass bei der Verwendung der Messergebnisse die Schwachfeld-Näherung betrachtet werden muss.

Der eingeprägte Strom für die Messung kann zwischen $0.1 \mu\text{A}$

und 20 mA variiert werden. Mit Hilfe eines zusätzlichen Buffer-Amplifiers kann der minimale Strom bis auf 1 pA reduziert werden. Alle Messungen in dieser Arbeit erfolgten jedoch ohne Buffer-Amplifier. Der Messstrom wurde jeweils so eingestellt, dass der Spannungsabfall 20 mV beträgt. Auf diese Weise kann ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis erreicht werden, ohne durch die Messung Einfluss auf die Proben temperatur zu nehmen [BIO94].

Proben können bis zu einem Durchmesser von ca. 25 mm montiert werden.

Durch wiederholte Messung bei gleichen Parametern wurde die Unsicherheit des Hall-Koeffizienten zu 1% bestimmt.

5.4.1. Temperaturabhängige Messungen

Mit temperaturabhängigen Messungen können die thermischen Aktivierungsenergien bestimmt werden [Bra80]. Der Messplatz kann mit einem Helium-Durchfluss-Kryostaten mit Heizer ausgestattet werden (Abb. 5.7), so dass es theoretisch möglich ist, temperaturabhängige Messungen im Bereich von 4 K bis 500 K durchzuführen. Praktisch ist der Temperaturbereich deutlich begrenzter, da die Kontakte bei niedrigen Temperaturen zum Ausfrieren neigen. Die maximal in diesem Setup montierbare Probengröße beträgt $10 \times 10 \text{ mm}^2$.

Die Bestimmung der Temperatur der Probe erfolgt über ein Thermoelement, welches in den Halter der Probe integriert ist. Der Probenhalter selbst besteht aus Edelstahl und ist gegen die Probe nicht isoliert, eine direkt montierte Probe erhält also auf der Rückseite einen flächigen metallischen Kontakt. Über Qualität und

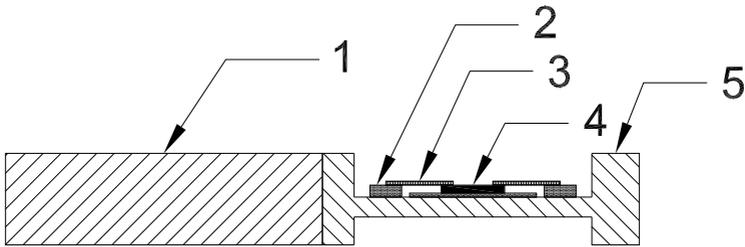


Abbildung 5.7 Skizze des Hall-Kryostaten: (1) Heizer, (2) Isolator für Anschlüsse, (3) Kontaktklammer, (4) Probe, (5) Edelstahl-Probenhalter. Unter der Probe befindet sich Dichtband zur elektrischen Isolierung.

Widerstand dieses Kontakts kann keine gesicherte Aussage getroffen werden, eine zusätzliche elektrische Isolierung der Probe vom Probenhalter ist daher erforderlich.

Nach Schroder [Sch06] kann eine solche Isolierung durch einen pn-Übergang in der Probe realisiert werden. Bei den Wasserstoffbestrahlten Proben aus dieser Arbeit existiert jedoch keine solche in der Probe vorhandene Isolierung. Aus diesem Grund wurde zwischen Probe und Probenhalter jeweils ein ausreichend großes Stück Dichtband³ gelegt, welches sich gut der Oberfläche anpasst und ein hervorragender elektrischer Isolator ist. Die Isolierung stellt jedoch auch eine thermische Barriere dar, so dass nicht per se davon ausgegangen werden darf, dass die mit dem Thermoelement gemessene Temperatur auch exakt der Probentemperatur

³„Teflon-Band“, PTFE Thread Seal Tape, Breite 25.4 mm, Dicke 0.1 mm

entspricht, die Differenz ΔT_{iso} lässt sich nicht theoretisch bestimmen.

Die Messung der Absoluttemperatur ist ebenfalls mit einer Unsicherheit ΔT_{abs} behaftet, die jedoch über den betrachteten Temperaturbereich als konstant angenommen werden kann. Die Bestimmung des gesamten Temperatur-Offset

$$\delta T = \Delta T_{\text{abs}} + \Delta T_{\text{iso}} \quad (5.2)$$

wurde als freier Parameter in den Fit der Ergebnisse aufgenommen.

5.5. Spreading Resistance-Messungen

Spreading Resistance Messungen ermöglichen die Darstellung des Widerstands gegen die Tiefe der Probe. Die grundlegende Technik ist bereits seit den 1960er Jahren bekannt [Maz66]: Die Probe auf einem Halter montiert und unter einem flachen Winkel α (je nach gewünschter Auflösung und Tiefe des Profils zwischen 2° und 10°) angeschliffen. Danach wird senkrecht zur Schliffkante auf der angeschliffenen Oberfläche in kleinen Abständen (einige μm) mit zwei Spitzen der Widerstand R_s der Probe gemessen.

Der so ermittelte Wert für den Widerstand (typischerweise 10^{-1} - $10^8 \Omega$) ist stark abhängig von verschiedenen Parametern, unter anderem dem Abstand der Messspitzen und dem Andruck der Spitzen (und damit der Eindringtiefe). Direkt den spezifischen Widerstand ρ zu bestimmen ist daher sehr kompliziert und wird in der Praxis selten angewendet.

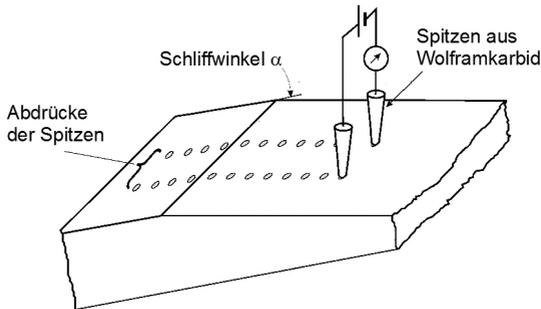


Abbildung 5.8 Prinzip der Spreading Resistance Messung. Bei der SRP-Messung werden zwei Spitzen in gleichen Abständen über eine angeschliffene Oberfläche bewegt und so ein Tiefenprofil des Widerstands erstellt (aus: [rog08]).

Einen Ausweg bietet die Kalibration der gemessenen Werte mit Referenzproben. Für einen Satz Referenzproben wird der Zusammenhang $R_s - \rho$ ermittelt. Empirisch hat sich hierbei eine Funktion der Form

$$\log \rho = a + b \log R_s \quad (5.3)$$

bewährt. Da jedoch auch die Werte der Kalibrierproben mit einer Unsicherheit behaftet sind, ergibt sich hier ein systematischer Fehler.

Während die Ermittlung des spezifischen Widerstands noch ohne Annahme eines weiteren Modells möglich ist, trifft dies auf die Umrechnung in eine Konzentration nicht mehr zu. Da Wider-

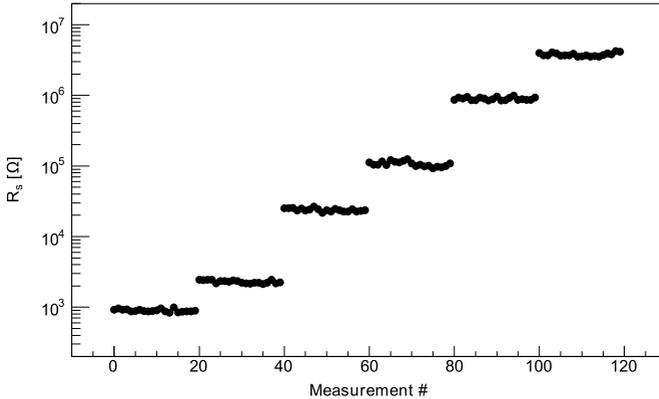


Abbildung 5.9 Typische Rohdaten der Kalibrierung der SRP-Messungen. Für jede Kalibrierprobe wurden 20 Messpunkte aufgenommen, die den Widerstandsbereich der eigentlichen Proben gut abdecken (n-Typ, Proben I-VI)

stand und Ladungsträgerkonzentration über Gl. 4.1 miteinander verknüpft sind, geht bei einer Umrechnung automatisch die Beweglichkeit der Ladungsträger mit ein.

Für die Standard-Dotierstoffe ist dieser Zusammenhang gut untersucht, es zeigen sich auch hier stoffabhängige Unterschiede, die jedoch sehr klein ausfallen. In jedem Fall wird davon ausgegangen, dass der mögliche Einfluss von Kristallgitterfehlern auf die Beweglichkeit im Vergleich zu anderen Unsicherheiten der Messung vernachlässigbar klein ist.

Ist dies nicht der Fall, kann nicht prinzipiell davon ausgegan-

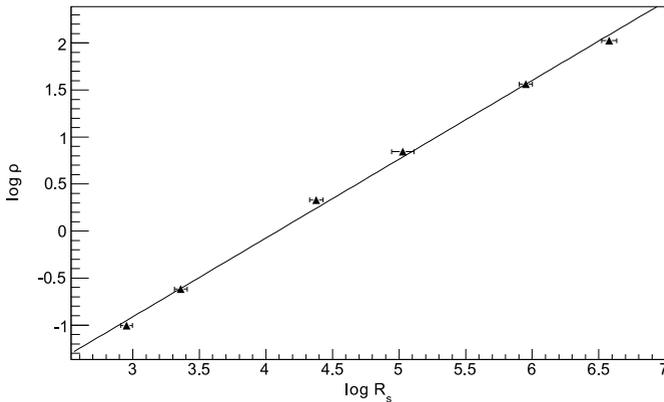


Abbildung 5.10 n-Typ Kalibrierkurve der Spreading-Resistance-Messungen. Die gemessenen Werte für die Proben I-VI (Abb. 5.9) und die Daten der Kalibrierproben (Tab. 5.2) folgen dem Zusammenhang aus Gl. 5.3.

gen werden, dass die Abhängigkeit zwischen Beweglichkeit und Ladungsträgerkonzentration den herkömmlichen Modellen folgt.

Alle Messungen dieser Arbeit erfolgten mit einem Solid State Measurement ASR-100B Messplatz.

Die angeschliffenen Proben werden in der Anlage montiert. Um einen definierten Andruck der Spitzen zu ermöglichen, wird die Probe sodann in der Höhe justiert, bis die Schlieffläche scharf in einem Mikroskop abgebildet wird. Gleichzeitig wird die Schlieffkante mit Hilfe eines Fadenkreuzes senkrecht zur späteren Bewegungsrichtung ausgerichtet. Feintriebe in beiden horizontalen

	n-Typ	p-Typ
I	0.0992	0.006
II	0.241	0.0378
III	2.14	0.152
IV	6.99	0.57
V	36.5	1.13
VI	106	9.17
VII	1140	27.9
VIII		139
IX		275

Tabelle 5.2 Daten der zur Verfügung stehenden Kalibrierproben. Die Widerstände wurden in $\Omega\text{-cm}$ angegeben. Es wurden jeweils die ausgewählt, die den gemessenen Bereich am besten abdecken.

Richtungen ermöglichen die Auswahl einer geeigneten Stelle auf der Probe.

Der eigentliche Messprozess (Absenken der Spitzen, Messung, Anheben der Spitzen, Fortbewegung der Probe um eine Schrittweite) wird manuell gestartet und läuft dann automatisch ab. Entsprechend der zum Herstellungszeitpunkt des Messplatzes aktuellen Technik erfolgt die Datenaufnahme mittels eines mechanischen Plotters, der die Messergebnisse auf speziellem halblogarithmischem Papier aufzeichnet. Die verwendete Anlage des Instituts für Materialphysik der WWU Münster wurde um zwei A/D-Wandler ergänzt, die die Ansteuerdaten des Plotters an ein Computersystem übermitteln. Die Aufzeichnung erfolgt mit Hilfe eines LabView-Programms, welches im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde.

In regelmäßigen Abständen wurden neue Kalibrierkurven aufgenommen (Abb. 5.10). Hierzu wurden jeweils 20 Punkte auf einer Probe mit bekanntem spezifischem Widerstand gemessen und entsprechend eine Kalibrierung erstellt. Es stand je ein Satz von Kalibrierproben für n- und p-Typ Silizium zur Verfügung (Tab. 5.2).

Während eines Tages waren keine grossen Unterschiede in den ermittelten Daten feststellbar. Über mehrere Monate hinweg ergeben sich jedoch deutliche Abweichungen, die vermutlich auf Veränderungen an den Messspitzen zurückzuführen sind.

Trotz sorgfältiger Kalibration besteht eine gewisse Unsicherheit in der Absolutbestimmung des Widerstands. Bei Messung der gleichen Probe zu verschiedenen Zeiten wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Abweichung von maximal 50% ermittelt, über mehrere Jahre hinweg kann diese jedoch auch bis zu einem Faktor zwei betragen [Bra11].

6. Dotierung durch Wasserstoff

Die Spreading-Resistance-Proben wurden mit Ausnahme der Sauerstoff-koimplantierten Proben mit einer Energie von 2 MeV erstellt. Die gemessenen Profile weisen alle eine ähnliche Form auf und sind wie folgt aufgebaut (Abb. 6.1):

- Von der Oberfläche aus erstreckt sich ein Bereich verminderter Leitfähigkeit gegenüber der Grunddotierung. Die Leitfähigkeit bleibt dabei zunächst konstant und nimmt dann schnell bis zu einem Minimum ab.
- Direkt im Anschluss an das Minimum nimmt die Leitfähigkeit schnell zu, erreicht ein Maximum und nimmt dann wieder ab.
- Den Schluss des Profils bildet ein Plateau, das der Leitfähigkeit des Basismaterials entspricht.

Direkt an der Oberfläche wird bei vielen Proben die Grundleitfähigkeit wieder erreicht. Mit steigender Endtemperatur wächst dieser Bereich tiefer in die Probe hinein (Abb. 6.9). Ein ähnliches Verhalten wurde auch nach Wasserstoff-Plasma-Behandlungen wäh-

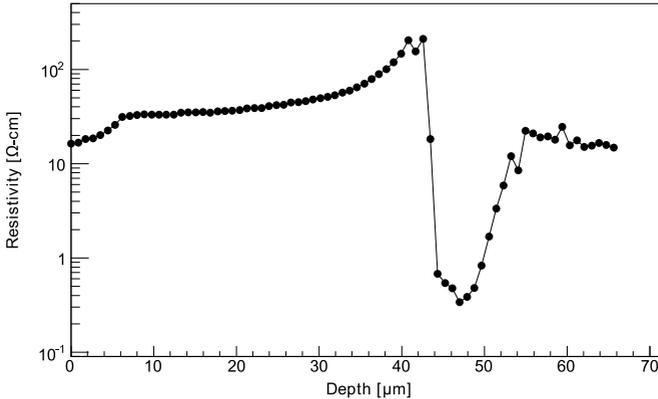


Abbildung 6.1 Widerstandsprofil nach Protonenbestrahlung. Die Profile weisen nach dem Ausheilsprozess eine ähnliche Form auf: Das Minimum des Widerstands entspricht der Eindringtiefe der Protonen von 48 μm (Dosis $1.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$)¹.

rend der Ausheilung dargestellt [Job08]. Die Ursache war mit den vorhandenen Methoden nicht zu erklären, es kommen Wasserstoff-Eindiffusion von der Oberfläche als auch Wanderung der Defekte zur Oberfläche in Frage.

Form, Höhe des Maximums sowie Position und Tiefe des Minimums sind dabei je nach gewählten Bedingungen für Bestrahlung und Ausheilung unterschiedlich. Nahezu unverändert bleibt die Position des Maximums bei $\approx 48.0 \pm 0.5 \text{ μm}$ in guter Übereinstimmung mit der erwarteten Reichweite der Protonen aus der SRIM-Simulation von 47.7 μm.

Der ermittelte spezifische Widerstand des Basismaterials (FZ-Silizium, s.u.) beträgt $19 - 30 \Omega\text{-cm}$ und liegt damit teilweise unterhalb der Herstellerangaben von $20 - 60 \Omega\text{-cm}$. Die Absolutkalibration der SRP-Messung weist jedoch, wie in Kapitel 5.5 dargestellt, Unsicherheiten von bis zu 50% auf, so dass eine Vereinbarkeit gegeben ist. Für die meisten Messungen dieser Arbeit ist die Absolutkalibration jedoch ohne Bedeutung, da lediglich zeitlich nah beieinander durchgeführte Relativ-Messungen verwendet wurden, die wesentlich genauer ausfallen.

6.1. Modellierung des Spreading-Resistance-Profiles

Zum besseren Verständnis der Profilform wurde ein Modell erstellt, das auf den Ergebnissen einer TRIM-Rechnung aufbaut.

Zunächst wurde mit TRIM die Verteilung der erzeugten Defekte und implantierten Protonen berechnet. TRIM bietet mehrere Optionen für die Berechnung der Strahlenschäden an, die sich in Genauigkeit und Rechenverfahren unterscheiden. Da die Defektverteilung in die erstellte Simulation eingeht, müssen die vollständigen Stoßkaskaden ermittelt werden. Bei hochenergetischen, leichten Ionen ist für gute Präzision die Verwendung von Monolayer-Collision-Steps erforderlich, das heißt in jeder Atomlage wird überprüft, ob eine Kollision stattfindet oder nicht, während die Standardberechnung eine mittlere freie Weglänge bestimmt, in diesen Abständen die erzeugten Defekte ermittelt und dann über diese Strecke verteilt. Für 2 MeV Protonen beträgt die

6. Dotierung durch Wasserstoff

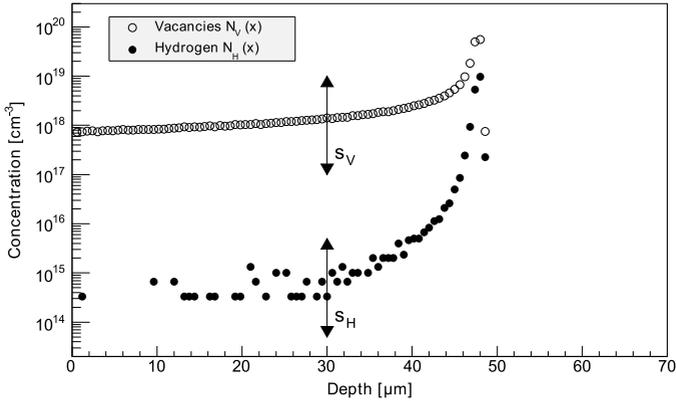


Abbildung 6.2 Profil der Defekt- und Ionenverteilung mittels TRIM-Simulation für 2 MeV Protonen in Silizium. Sowohl die implantierten Ionen als auch die erzeugten Defekte weisen das typische scharfe Maximum am Ende der Reichweite auf, die Ionenverteilung fällt zur Oberfläche hin steiler ab.

mittlere freie Weglänge einige hundert nm [Zie10].

Das Ergebnis dieser Rechnung stellt die Verteilung der Wasserstoff-Atome ($N_H(x)$) und Defekte ($N_V(x)$) direkt nach der Implantation dar (Abb. 6.2). Dabei wird nur die Gesamtzahl der erzeugten Leerstellen errechnet. Eine Aufteilung nach Art der Defekte erfolgt nicht. Ebenso bleibt unberücksichtigt, dass ein Großteil der Defekte bereits während der Implantation rekombiniert [Zie85].

Dies macht die Einführung von Skalierungsfaktoren (s_H für die Wasserstoff-Verteilung und s_V für die Leerstellen-Verteilung) notwendig. Diese Faktoren sind einheitlich für alle Punkte der Verteilung.

lung und gehen als freie Parameter in das Modell ein.

Die Diffusion von Wasserstoff in Silizium ist vielfach untersucht worden, trotzdem gilt der Diffusionsmechanismus als nicht vollständig geklärt. Hier bestehen insbesondere große Differenzen zwischen den ermittelten Werten für hohe ($> 900\text{ °C}$) und niedrige Temperaturen ($< 500\text{ °C}$). Für die Modellierung wurden die in [New91] angegebenen Werte $D_0 = 170\text{ cm}^2/\text{s}$ und $E_a = 1.2\text{ eV}$ als Startwerte verwendet, die im hier zur Ausheilung verwendeten Temperaturbereich ($200 - 400\text{ °C}$) bestimmt wurden. Dabei wurden beide als freie Parameter belassen, da der Einfluss der Konzentration von Störstellen auf die Diffusion nicht bekannt ist. Aus der ursprünglichen Wasserstoff-Verteilung $N_H(x)$ ergibt sich so die diffundierte Wasserstoffverteilung $N'_H(x)$.

Der erhöhte Widerstand im Bereich bis $40\text{ }\mu\text{m}$ ist entweder auf eine Passivierung der Phosphor-Dotierung oder eine Kompensation durch tiefe Zentren zurückzuführen.

Auf Grund des Ausheilschrittes bei 400 °C entfallen V_2 und OV als Kandidaten für die Kompensation, da sie bereits bei geringeren Temperaturen vollständig ausheilen. Der von Siemieniec et al. [Sie06] und Hazdra und Komarnitskyy [Haz06] beschriebene Doppel-Akzeptor OV_2 heilt ebenfalls bei ca. 350 °C aus.

Unabhängig von der Ursache des erhöhten Widerstands ist dieser jedoch in jedem Fall von während der Implantation erzeugten Defekten abhängig. Die Ursache folgt damit der Verteilung der Leerstellen $N_V(x)$ [Haz06].

Die für die Erzeugung zusätzlicher Donatoren benötigten Defekte sind letztendlich nicht bekannt, als wahrscheinlich gilt jedoch, dass ausgedehntere Sauerstoff-Komplexe (O_xX_y), um die sich Was-

Grunddotierung	N_0	$[\text{cm}^{-3}]$	$(2.14 \pm 0.08) \cdot 10^{14}$
Skalierung	s_H		$(6.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$
	s_V		$(9.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$
Diffusion	E_a	$[\text{eV}]$	1.213 ± 0.002
	D_0	$[\text{cm}^2/\text{s}]$	84 ± 2

Tabelle 6.1 Ergebnisse der Anpassung des Modells an die gemessenen Daten. Grunddotierung und Diffusionsparameter entsprechen den Erwartungen.

serstoff-Atome gruppieren, eine entscheidende Rolle spielen. X entspricht dem Stand der Forschung nach wahrscheinlich Kohlenstoff, jedoch können auch Eigenzwischengitter-Atome nicht vollständig ausgeschlossen werden [Sim09].

Insgesamt werden für diese Analyse alle Defekte als ortsfest und ihre „Diffusion“ als vernachlässigbar betrachtet.

Die modellierten Daten ergeben sich aus der Grunddotierung N_0 , den Verteilungen für diffundierten Wasserstoff ($N'_H(x)$) und Defekten ($N_V(x)$) sowie den beschriebenen Skalierungsfaktoren (s_H, s_V) zu

$$N(x) = N_0 + s_H \cdot N'_H(x) - s_V \cdot N_V(x), \quad (6.1)$$

wobei in erster Näherung vernachlässigt wird, dass neben dem Wasserstoff auch Defekte zur Erzeugung der Dotierung verwendet werden. Das Ergebnis für eine Dosis von $1.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ und eine Endausheiltemperatur von $400 \text{ }^\circ\text{C}$ ist in Abb. 6.3 und Tab. 6.1 dargestellt.

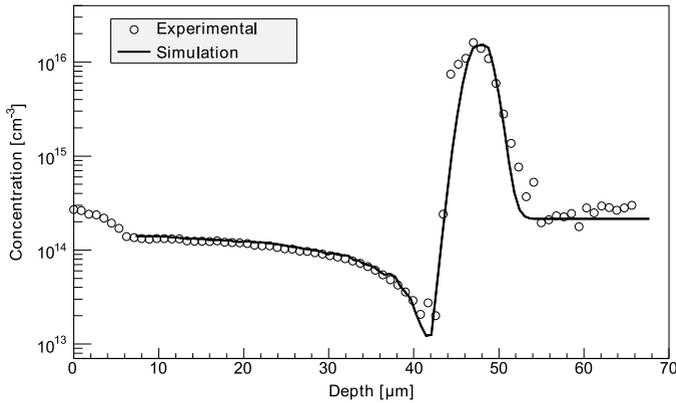


Abbildung 6.3 Modellierung des Konzentrationsprofils. Das Modell zeigt das gleiche Profil wie die gemessenen Daten, sowohl das Minimum bei 42 μm als auch das Maximum bei 48 μm werden gut reproduziert.

Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung, insbesondere werden Maximum und Minimum gut reproduziert. Bei höheren Temperaturen wird das Profil zur Oberfläche hin ähnlich gut wiedergegeben, in die Tiefe hinein jedoch nicht. Der gleichbleibende Abfall des Profils zur Grunddotierung hin lässt sich mit diesem Modell nicht darstellen, stattdessen findet man eine deutliche Verbreiterung auch in die Tiefe der Probe hinein. Das Modell ist in diesem Bereich wegen der Vernachlässigung der erforderlichen Defekte ungültig.

Für die Grunddotierung, die ebenfalls ein freier Parameter in

der Anpassung war, ergibt sich eine Ladungsträger-Konzentration von $N_0 = (2.14 \pm 0.08) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, entsprechend einem Widerstand von $\rho = 20.9 \pm 0.8 \text{ } \Omega\text{-cm}$, in Übereinstimmung mit den Daten der SRP-Messung ($\rho_{SRP} = 19 \pm 2 \text{ } \Omega\text{-cm}$).

Die Diffusionsparameter weichen von den Startwerten ab. Diese Abweichungen sind jedoch bedingt durch die geringe Menge an verfügbaren Daten. Die experimentellen Daten sind die Summe aus drei aufeinanderfolgenden Diffusionsprozessen (bei drei Temperaturen (220 °C, 270 °C, 400 °C), wobei auf Grund der exponentiellen Temperaturabhängigkeit der letzte Schritt mehr als 95% zur Gesamtdiffusion beiträgt. Das gleiche Ergebnis ist somit mit verschiedenen Parametern zu erreichen, wird der Vorfaktor z.B. als Parameter mit $D_0 = 170 \text{ cm}^2/\text{s}$ fixiert, ergibt sich eine Aktivierungsenergie von $E_a = 1.25 \text{ eV}$, die mit dem Literaturwert von 1.2 eV ebenfalls vereinbar ist, während die anderen Parameter unverändert bleiben.

Der Skalierungsfaktor der implantierten Wasserstoffatome beträgt $s_H = (0.65 \pm 0.05)\%$. Dieser Wert ist vergleichbar mit der sich aus der Hall-Messung (s. Kap. 6.7) ergebenden Zahl zusätzlicher Donatoren $n = 5.0 \pm 0.7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, was bei der implantierten Dosis einem Anteil von $(0.50 \pm 0.07)\%$ entspricht.

6.2. Dosisabhängigkeit

Um die Abhängigkeit der erzielten Dotierung von der Dosis der Ionen zu untersuchen, wurden fünf Proben mit Dosen zwischen 10^{14} cm^{-2} und 10^{16} cm^{-2} präpariert. Als Basismaterial diente FZ-

Dosis [cm^{-2}]	Zeit [s]	Ionenstrom [nA]	Maximum [cm^{-3}]
$1.0 \cdot 10^{14}$	172	320	$1.1 \cdot 10^{15}$
$3.0 \cdot 10^{14}$	240	690	$3.5 \cdot 10^{15}$
$1.0 \cdot 10^{15}$	395	1400	$1.6 \cdot 10^{16}$
$3.0 \cdot 10^{15}$	285	5800	$1.4 \cdot 10^{16}$
$1.0 \cdot 10^{16}$	970	5700	$1.6 \cdot 10^{16}$

Tabelle 6.2 Daten der Implantation zur Abhängigkeit der Dotierung von der Ionendosis.

Silizium mit einem Widerstand von 20 - 60 $\Omega\text{-cm}$. Die Teilchenenergie betrug 2 MeV.

Die Flüsse wurden dabei nur in dem Maß angepasst, dass die für die jeweilige Bestrahlung benötigten Zeiten vergleichbar sind. Eine Ausnahme bildet die Probe mit der höchsten Dosis, bei der Ionenstrom durch die Maschine begrenzt war.

Die Ausheilung erfolgte für alle Proben gleichzeitig mit den Schritten 220 °C/2 h, 270 °C/4 h und 400 °C/30 min.

Aus der Spreading-Resistance-Messung wurde das Minimum des Widerstands bestimmt und in die effektive Ladungsträgerkonzentration umgerechnet. Um vergleichbare Daten für die Netto-Donator-Erzeugungsrate zu erhalten, wurde die Grunddotierung in Höhe von $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ von den ermittelten Werten abgezogen (Tab. 6.2).

Abb. 6.4 zeigt deutlich einen linearen Zusammenhang bis zu einer Dosis von 10^{15} cm^{-2} , darüber hinaus wird eine Sättigung erreicht. Im linearen Bereich wurde die Erzeugungsrate zu

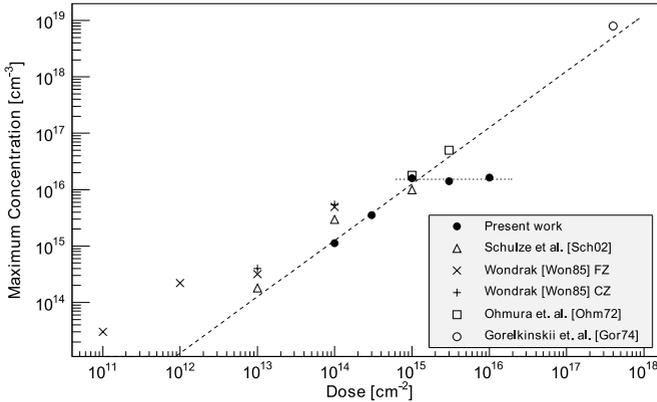


Abbildung 6.4 Dosisabhängigkeit der Dotierung. Dosis und erzeugte Dotierung stehen in einem linearen Zusammenhang. Ab einer bestimmten Dosis steigt die Zahl erzeugter Donatoren im Gegensatz zur Literatur nicht weiter. (Daten aus [Sch02] und [Won85] wurden um die Grunddotierung korrigiert.)

$$N_D [\text{cm}^{-3}] = (12.6 \pm 0.8) \text{ cm}^{-1} \times \Phi [\text{cm}^{-2}] \quad (6.2)$$

bestimmt. Dieser Wert stimmt mit dem von Schulze et al. [Sch02] ermittelten überein, liegt jedoch deutlich unter dem von Wondrak [Won85]. Die Ursache für diese Abweichung lässt sich aus den vorliegenden Daten nicht klären. Die Ergebnisse aus Kapitel 6.5 lassen jedoch vermuten, dass unterschiedliche Ausheilverfahren eine Rolle spielen. Eine Differenz zu Schulze et al. tritt nicht auf, da das gleiche Ausheilverfahren gewählt wurde.

Eine Sättigung der erzielten Dotierung ab einer bestimmten Dosis wird in bisherigen Arbeiten nicht beobachtet. Allerdings sind weder von Schulze et al. noch von Wondrak Dosen über 10^{15} cm^{-2} untersucht worden. Sowohl Ohmura et al. [Ohm72] als auch Gorelkinskii et al. [Gor74] beobachten jedoch eine höhere Dotierung als das hier festgestellte Maximum.

Unter der Annahme, dass Sauerstoff Bestandteil der Zentren ist, die die zusätzliche Dotierung erzeugen, lässt sich die Sättigung durch Erschöpfung des vorhandenen Sauerstoffs erklären. In zonengeschmolzenem Silizium sind Sauerstoff-Konzentrationen von 10^{16} cm^{-3} typisch, ungefähr zwei Größenordnungen niedriger als in tiegelgezogenem [Lin94]. Die Sauerstoff-Konzentration im Basismaterial wurde von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt mittels FTIR zu $(1.2 \pm 0.4) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt [Sch11], in guter Übereinstimmung mit dem erzielten Maximum der Donator-Konzentration.

Von Ohmura et al. wurde zwar ebenfalls zonengeschmolzenes Silizium verwendet, jedoch betrug die Protonen-Energie nur 70 keV, entsprechend einer Eindringtiefe der Protonen von $0.7 \mu\text{m}$. Bereits vor der Implantation wurden die Proben mit einer $2.2 \mu\text{m}$ dicken Oxidschicht versehen (in die später Fenster für die Implantation geätzt wurden), was den Sauerstoff-Gehalt in der Nähe der Oberfläche deutlich erhöht [Fon00].

Aus der Arbeit von Gorelkinskii et al. lässt sich nicht ersehen, ob für den einzigen veröffentlichten Datenpunkt tiegelgezogenes oder zonengeschmolzenes Silizium verwendet wurde, so dass über den Sauerstoff-Gehalt der Probe nichts bekannt ist.

Probe		I - III	II	III
Ion		$^{16}\text{O}^{5+}$	$^1\text{H}^{1+}$	$^1\text{H}^{1+}$
Energie	[MeV]	22.0	0.935	0.935
Dosis	[cm^{-2}]	$5.0 \cdot 10^{13}$	$1.0 \cdot 10^{16}$	$1.0 \cdot 10^{15}$
Zeit	[s]	130	1680	170
Maximum	[cm^{-3}]	-	$3.2 \cdot 10^{16}$	$0.9 \cdot 10^{16}$

Tabelle 6.3 Daten und Ergebnisse der Wasserstoff/Sauerstoff-koimplantierten Proben.

6.3. Sauerstoff-Wasserstoff-Koimplantation

Um die Ursache der beobachteten maximalen Dotier-Konzentration zu untersuchen, wurde in das für die Untersuchung der Dosisabhängigkeit verwendete Material an der Eindringtiefe der Protonen zusätzlicher Sauerstoff durch Implantation platziert. Die dort verwendete Protonen-Energie von 2 MeV würde eine kinetische Energie für die Sauerstoff-Ionen von ≈ 60 MeV erfordern, die mit dem vorhandenen Beschleuniger nicht zu erreichen war.

Es wurden daher die in Tab. 6.3 verwendeten Parameter gewählt, entsprechend einer mit SRIM simulierten Eindringtiefe von $15 \mu\text{m}$. Aus der SRIM-Simulation ergibt sich eine zusätzliche Sauerstoff-Konzentration von $\approx 10^{18} \text{cm}^{-3}$ im Maximum.

Um die bei der Sauerstoff-Implantation erzeugten Schäden auszuheilen wurden, die Proben vor der Wasserstoff-Implantation bei einer Temperatur von $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ für 60 min im Rohröfen ausgeheilt.

Nach der Wasserstoff-Implantation wurden alle drei Proben mit

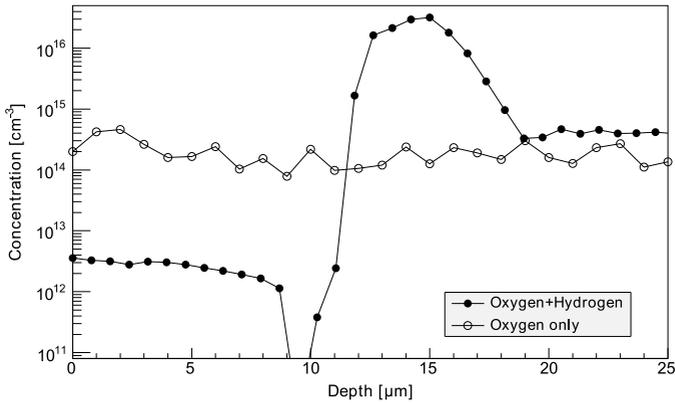


Abbildung 6.5 Konzentrationsprofil der Sauerstoff/Wasserstoff-koimplantierten Probe I und einer Referenzprobe ohne Wasserstoff-Implantation. Sauerstoff-Implantation alleine bewirkt keine zusätzliche Dotierung.

den Schritten 220 °C/2 h, 270 °C/4 h und 400 °C/30 min. gleichzeitig ausgeheilt.

In der Probe I, die nur Sauerstoff-implantiert ist, zeigt sich keine veränderte Dotierung. Sauerstoff allein führt also nicht zu einer höheren Dotierung. Dies steht im Einklang mit den ermittelten Energie-Niveaus, die auf einen nur geringen Einfluss der thermischen Sauerstoff-Donatoren hindeuten. Die starke Streuung der Messwerte ist auf Kratzer entlang der Schliifffläche zurückzuführen, die während des Schleifvorgangs entstanden sind.

Die Profile der Proben II+III mit zusätzlicher Wasserstoff-Im-

6. Dotierung durch Wasserstoff

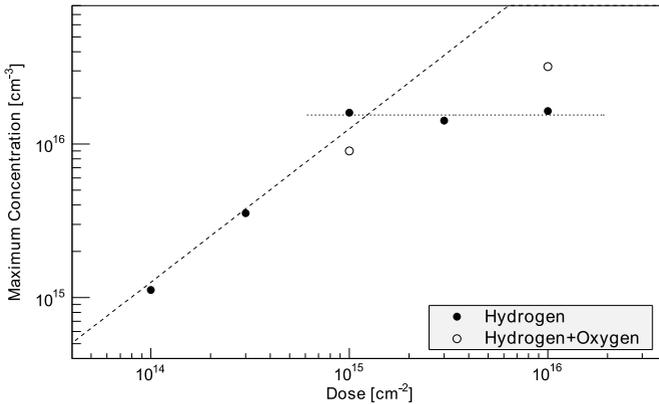


Abbildung 6.6 Sauerstoffabhängigkeit der Dotierung. Im Vergleich zu reiner Wasserstoff-Implantation ist bei zusätzlicher Sauerstoff-Implantation eine höhere Dotierung zu erzeugen, was eine Beteiligung von Sauerstoff an den STD belegt.

plantation entsprechen denen der bei höherer Energie implantierten Proben. Die maximale Konzentration der erzeugten Dotierung am Ende der Reichweite der Protonen ist jedoch nicht mehr identisch. Probe II mit der höheren Dosis ($1.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) weist eine 3.6-fach höhere Ladungsträger-Konzentration auf als Probe III mit der niedrigeren Dosis ($1.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$) (s. Abb 6.6). Die Sauerstoff-Konzentration ist demnach limitierender Faktor für die maximal erreichbare Dotierung.

Trotzdem liegt noch nicht der lineare Zusammenhang vor, der sich für die Dosisabhängigkeit zuvor ergeben hatte. Eine Ursache

hierfür könnte sein, dass während der Ausheilprozesse sich durch Diffusion die Konzentration im Maximum wieder verringert hat und deshalb erneut eine Erschöpfung des Sauerstoffs vorliegt.

Bei hohen Konzentrationen, die sich in diesem Fall jenseits der Löslichkeit von Sauerstoff in Silizium ($8.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) befinden, ist auch bei niedrigen Temperaturen unter $500 \text{ }^\circ\text{C}$ eine sehr hohe Diffusion von molekularem Sauerstoff möglich, deren Diffusionskoeffizient bis zu neun Größenordnungen über dem des atomaren interstitiellen Sauerstoffs liegt [Gös82].

6.4. Flussabhängigkeit

Für die Untersuchung der Abhängigkeit der Dotierung vom Fluss der Ionen wurden drei Proben mit gleicher Dosis ($1.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$) implantiert, die nur unterschiedliche Ionenflüsse während der Implantation aufwiesen. Die Energie betrug 2 MeV . Die Ausheilung erfolgte für alle Proben gleichzeitig mit den Schritten $220 \text{ }^\circ\text{C}/2 \text{ h}$, $270 \text{ }^\circ\text{C}/4 \text{ h}$ und $400 \text{ }^\circ\text{C}/30 \text{ min}$.

Die Ionenflüsse in Tab. 6.4 ergeben sich aus

$$\Phi = \frac{1.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}}{t} = \frac{I}{e \cdot A}. \quad (6.3)$$

Da jedoch die Fläche des Strahlflecks nur wenige Millimeter beträgt und somit deutlich kleiner als die insgesamt bestrahlte Fläche ist, ist dies strenggenommen nicht korrekt. Der so berechnete Fluss stellt lediglich einen Mittelwert über die gesamte Implantationszeit dar, der momentane Fluss ist um das Verhältnis von Strahlfleckgröße zu Probengröße höher (s. Anhang A).

6. Dotierung durch Wasserstoff

		I	II	III
Zeit	[s]	99	345	953
Strom	[nA]	5600	1600	580
Fluss	[cm ⁻² s ⁻¹]	1.03 · 10 ¹³	2.94 · 10 ¹²	1.07 · 10 ¹²

Tabelle 6.4 Daten der Implantation zur Abhängigkeit der Dotierung vom Ionenfluss.

Der Ionenstrom wurde in dieser Messreihe nur durch Veränderung des Gasdrucks im Stripperkanal des Beschleunigers verändert, so dass die Ionenoptik unverändert bleiben konnte. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass die Größe des Strahlflecks eine Konstante ist. Relativ zueinander sind die ermittelten Daten daher gültig, der Absolutwert des Flusses lässt sich mit dem verwendeten Aufbau nur abschätzen (s. Anhang A).

Die Abhängigkeit der Dotierung vom Fluss wurde in zwei Bereichen untersucht: der Mittelwert im Bereich erhöhten Widerstands zwischen 15 µm und 25 µm und das Maximum der erzeugten Dotierung.

Im Bereich der Kompensation wurde die Differenz aus Grunddotierung N_0 und aus der SRP-Messung ermittelter Netto-Dotierung N_{SRP} bestimmt

$$\Delta N = N_0 - N_{SRP}. \quad (6.4)$$

Es ist eine deutliche Abhängigkeit vom Ionenfluss zu erkennen (Abb. 6.7). Dargestellt ist die Verringerung der Anzahl der Ladungsträger, also die Differenz zwischen Grunddotierung und aus

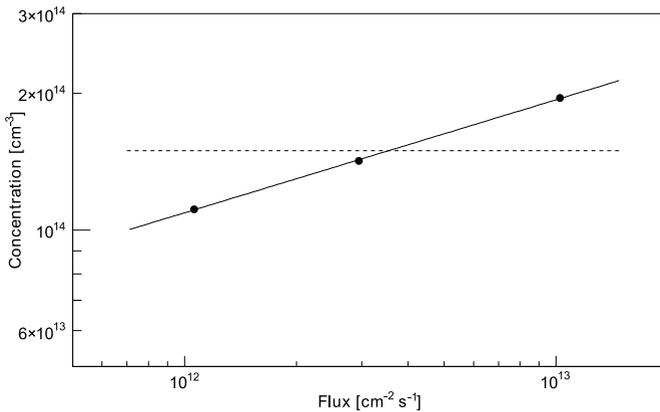


Abbildung 6.7 Konzentration der Traps/Akzeptoren im Bereich zwischen 15 μm und 25 μm in Abhängigkeit vom Fluss. Deutlich ist eine Zunahme der Zentren mit zunehmendem Fluss. Die gestrichelte Linie stellt das Mittel der Messwerte dar.

der SRP-Messung ermittelten Konzentrationen. Der Zusammenhang ergibt sich zu

$$\Delta N \propto \Phi^{(0.25 \pm 0.03)}. \quad (6.5)$$

Holland et al. [Hol85] haben für die Gesamtzahl der erzeugten Schäden in Abhängigkeit vom Fluss den gleichen Zusammenhang ermittelt, jedoch einen Exponenten von 0.201, was durch die unterschiedlichen Parameter (es wurde ein 120 keV- $^{28}\text{Si}^+$ Strahl und eine Dosis von $2.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ verwendet) erklärt werden kann.

Trotz der deutlichen Abhängigkeit der Ladungsträger-Konzen-

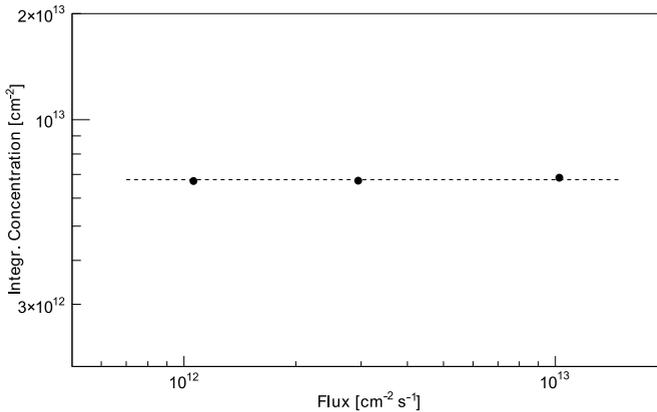


Abbildung 6.8 Abhängigkeit der Ladungsträger-Konzentration (integriert über den gesamten Peak) vom Ionenfluss am Maximum der erzeugten Dotierung. Die gestrichelte Linie stellt das Mittel der Messwerte dar.

tration vom Fluss ist sie für die technische Anwendung in der Regel vernachlässigbar. Die Veränderung im Widerstand ist mit $\Delta\rho/\rho \approx 0.3$ gering, zudem werden sich die für einen vorgegebenen Prozess verwendeten Flüsse nicht um eine Größenordnung variieren.

Für das Maximum der erzeugten Dotierung (Abb. 6.8) wurde, um statistische Unsicherheiten eines einzelnen Messpunktes auszuschließen, das Integral der Ladungsträgerkonzentration vom Minimum bei 40 μm bis zum Anfang der Plateaus bei 52 μm , das aus der Grunddotierung resultiert, verwendet.

Die erzielte Dotierung zeigt keine Abhängigkeit vom Ionenfluss. Da die Zahl erzeugter Defekte über die gesamte Verteilung eine ähnliche Flussabhängigkeit aufweist [Hol85], kann daher ausgeschlossen werden, dass nicht eine Erschöpfung der zur Verfügung stehenden Leerstellen oder Eigenzwischengitteratome für die schlechte Aktivierung (implantierter Wasserstoff/erzeugte Dotierung) ursächlich ist.

Dass sich eine Flussabhängigkeit nur in den weniger geschädigten Bereichen zeigt lässt sich dadurch erklären, dass auf Grund der hohen Anzahl quasi-gleichzeitig erzeugter Defekte am Ende der Reichweite immer eine Situation vorliegt, die einem hohen Fluss gleicht.

6.5. Temperaturabhängigkeit

Da Defektkomplexe temperaturabhängig entstehen und ausheilen, wurden vier Proben mit unterschiedlichen Ausheilverfahren erstellt. Jede dieser Proben wurde mit einer Dosis von $1.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ bestrahlt. Die Energie betrug 2 MeV.

Die Ausheilung erfolgte für alle Proben zunächst mit den Schritten 220 °C/2 h, 270 °C/4 h. Jeweils angeschlossen wurde ein Schritt bei dem die Temperatur zwischen 350 °C und 500 °C variiert wurde. Die Dauer des letzten Schritts betrug auch hier immer 30 min.

Schon bei der Betrachtung der Profile (Abb. 6.9) fällt ein deutlicher Unterschied in der Profilform auf. Mit zunehmender Temperatur verschiebt sich das Minimum des Konzentrationsprofils von

6. Dotierung durch Wasserstoff

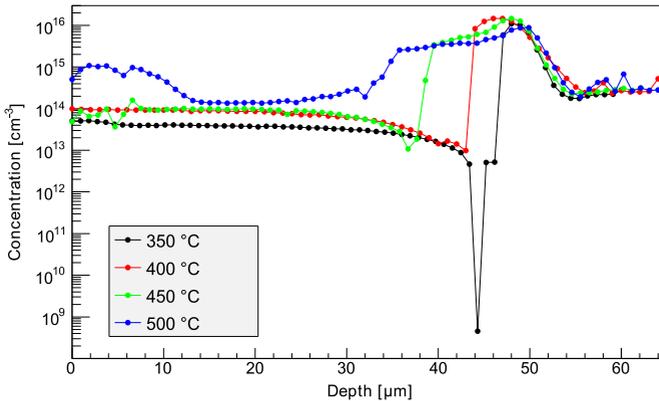


Abbildung 6.9 Konzentrationsprofil in Abhängigkeit von der Ausheiltemperatur. Mit zunehmender Temperatur wird der Bereich erhöhter Dotierung breiter, in die Tiefe erfolgt jedoch keine Ausdehnung.

44 μm zur Oberfläche hin, während keine Verbreiterung in die Tiefe hinein erfolgt. Dies ist durch die stärkere Wasserstoff-Diffusion bei höheren Temperaturen zu erklären, was auch das Modell (s. 6.1) bestätigt.

Ausser in der Form unterscheiden sich die Profile auch in den jeweils in verschiedenen Bereichen angetroffenen Konzentrationen.

Im Bereich erhöhten Widerstands (von der Oberfläche bis zum Maximum) ist mit steigender Temperatur eine Rückkehr zur Ausgangskonzentration zu beobachten (Abb. 6.10). Erkennbar ist eine Halbierung der Zahl kompensierender Zentren im untersuchten

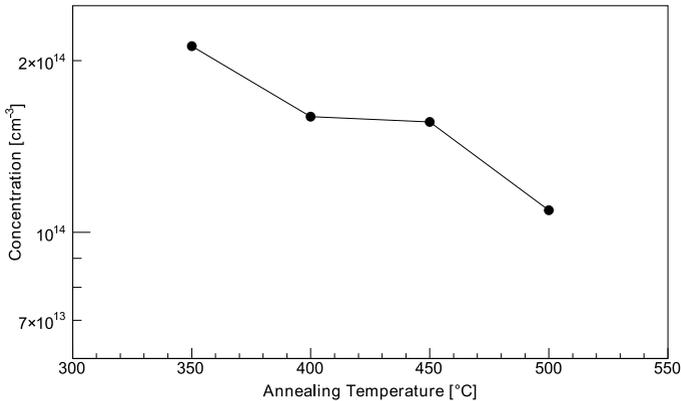


Abbildung 6.10 Abhängigkeit der Zahl kompensierender Zentren von der Ausheiltemperatur. Das Ausheilen einer Störstelle bei Temperaturen zwischen 350 °C und 400 °C und einer weiteren bei Temperaturen zwischen 450 °C und 500 °C ist deutlich zu erkennen. Zwischen 400 °C und 450 °C bleibt die Zahl kompensierter Ladungsträger konstant.

Temperaturbereich, die in zwei Schritten erfolgt: Zwischen 350 °C und 400 °C und zwischen 450 °C und 500 °C.

In Übereinstimmung mit Hazdra und Komarnitsky [Haz06] lässt sich der erste Schritt durch Ausheilung des Doppelakzeptors OV_2 erklären, der aus Reaktion von V_2 mit interstitiellem Sauerstoff entsteht. Für das bei höheren Temperaturen ausheilende Zentrum liegen keine Literaturdaten vor, mittels SRP-Messungen lassen sich auch keine Aussagen über beteiligte Energie-Level treffen.

Bezüglich der Konzentration der erzeugten Dotierung wurde

6. Dotierung durch Wasserstoff

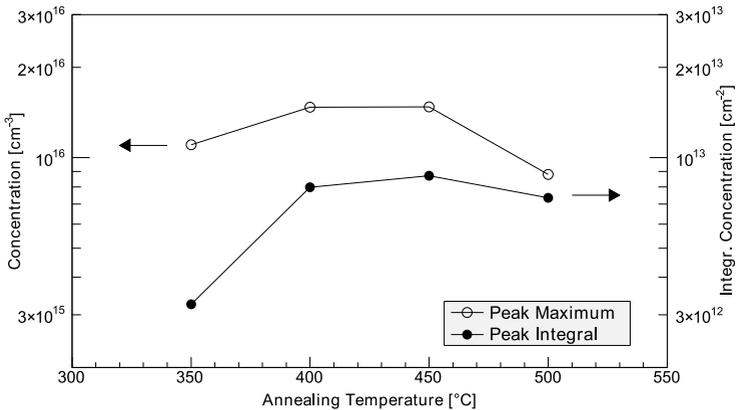


Abbildung 6.11 Abhängigkeit der erzeugten Dotierung von der Ausheiltemperatur. Bis zu einer Temperatur von 450 °C steigt die integrierte Konzentration an, danach fällt sie wieder ab. Das Maximum der Konzentration verändert sich dagegen zwischen 400 °C und 450 °C kaum.

das gleiche Verfahren wie für die Bestimmung der Flussabhängigkeit verwendet, es wird die Konzentration im Maximum der erzeugten Dotierung bei $\approx 48 \mu\text{m}$ und die Gesamtzahl, also das Integral von Minimum der Konzentration bis zum Ende des Peaks bei $\approx 52 \mu\text{m}$ gebildet. Die Grunddotierung wird dabei jeweils abgezogen, um eine Netto-Zusatz-Dotierung zu erhalten.

Bei der maximalen Konzentration zeigt sich zunächst ein Anstieg bis 400 °C. Bis 450 °C ändert sich das Maximum innerhalb der Messunsicherheit nicht, danach ist ein deutlicher Rückgang zu erkennen.

Wegen der Verbreiterung des Profils in Richtung der Oberfläche nimmt die Gesamtzahl der erzeugten Donatoren bis zu einer Temperatur von 450 °C weiter zu, danach sinkt sie trotz weiterer Verbreiterung des Profils leicht ab.

Bezüglich des Maximums zeigt sich ein ähnliches Verhalten wie von Schulze et al. [Sch02]. Die von Hazdra und Komarnitskyy [Haz07] beobachtete Abhängigkeit der Reduzierung der Durchbruchspannung einer Diode von der Ausheiltemperatur nach Protonenbestrahlung zeigt das gleiche Verhalten wie die integrierte Konzentration über den gesamten Peak, mit einem Maximum bei ca. 450 °C.

Das Temperaturverhalten der integralen Konzentration lässt sich durch Diffusion erklären, die zunächst im Maximum vorhandenen Donatoren wandern durch Diffusion zur Oberfläche, so dass das Profil breiter und die Maximal-Konzentration kleiner wird, während sich die Gesamtzahl nur wenig ändert. Das Absenken der Maximal-Konzentration ist somit nicht auf ein Ausheilen der STD zurückzuführen.

Zur Bestimmung der tatsächlichen Ausheiltemperatur sind weitere Untersuchungen mit höheren Temperaturen erforderlich. In der Literatur wird ein vollständiges Ausheilen ab 500 °C beschrieben [Sim09].

6.6. Abhängigkeit von der Grunddotierung

Für die Untersuchung wurden drei verschiedene Typen FZ-Silizium verwendet. Die Daten können Tab. 6.5 entnommen wer-

6. Dotierung durch Wasserstoff

		I	II	III
Typ		FZ/n	FZ/n	FZ/n
Dotierung		normal	Neutronen	normal
Orientierung		1-0-0	1-1-1	1-0-0
Widerstand	$\Omega\text{-cm}$	>5000	481-559	20-60
Dicke	μm	150	850	280
Widerstand	$\Omega\text{-cm}$	2600	620	16
Konzentration	10^{13} cm^{-3}	0.16	0.67	29

Tabelle 6.5 Daten des Basismaterials zur Bestimmung der Abhängigkeit von der Grunddotierung. Die angeführten Werte sind die Herstellerangaben, der gemessene spezifische Widerstand sowie die zugehörige Konzentration sind in der unteren Hälfte der Tabelle angegeben

den. Die Abweichungen in den Angaben des Widerstands sind durch Absolut-Kalibration der Spreading-Resistance-Messung zu erklären.

Die Proben wurden jeweils bei einer Energie von 2 MeV mit einer Protonendosis von $1.0 \cdot 10^{14}\text{ cm}^{-2}$ und $1.0 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-2}$ implantiert. Die Ausheilung erfolgte in den Schritten $220\text{ }^\circ\text{C}/2\text{ h}$, $270\text{ }^\circ\text{C}/4\text{ h}$ und $450\text{ }^\circ\text{C}/30\text{ min}$.

Während die Profile in ihrer Form ähnlich waren, zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit der maximalen Konzentration am Ende der Protonen-Reichweite von der Höhe der Grunddotierung (Abb. 6.12).

Auf Grund der Konzentration der zusätzlichen Dotierung, die bei einer Dosis von $1.0 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-2}$ ungefähr drei Größenordnungen höher ist als die Grunddotierung, kann ein Zusammenhang

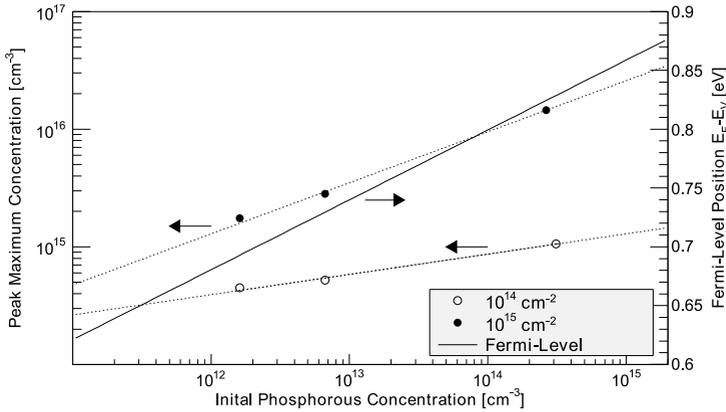


Abbildung 6.12 Abhängigkeit der erzielten Dotierung von der Grunddotierung. Bei steigender Grunddotierung und damit einem Fermi-Niveau näher der Leitungsbandkante nimmt auch die erzielte Dotierung zu.

mit Phosphor als Konstituent ausgeschlossen werden.

Von der Grunddotierung ist jedoch die Position des Fermi-Niveaus abhängig. In n-Typ-Silizium lässt sich die Position relativ zum Valenzband mit

$$E_F = E_g - kT \ln \left(\frac{N_C}{N_D} \right) \quad (6.6)$$

berechnen [Sze82]. Nach Baraff und Schlüter [Bar85] ist die totale Energie eines Defekts im Ladungszustand q

$$\Delta E(q, E_F) = \Delta E(q) - q \cdot E_F, \quad (6.7)$$

mit $\Delta E(q)$ als der Energie für den Defekt referenziert zur Valenzbandkante. Bei geladenen Defekten bestimmt also das Fermi-Niveau die totale Energie des Defekts und damit auch seine Konzentration, da diese bei gegebener Temperatur exponentiell von der zu seiner Formierung benötigten Energie abhängt [Bar85].

Die beobachtete Abhängigkeit weist jedoch für die Dosen unterschiedliche Exponenten auf, bei einer Dosis von $1.0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ wäre $q = 0.43$, bei $1.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ nur $q = 0.18$. Zudem existieren keine ungradzahligen Ladungszustände.

Diese Widersprüche lassen sich jedoch aufheben, wenn man annimmt, dass nicht ein einzelner Defekt beteiligt ist. Sind mehrere Defekte beteiligt, können sich aus der Addition unterschiedlicher Formierungsenergien und Ladungszustände beliebige Exponenten ergeben. Dies trifft insbesondere zu, wenn man den Ergebnissen der Simulation aus Kap. 6.1 folgt, aus dem sich ergibt, dass sich auch im Bereich der erhöhten n-Dotierung Akzeptoren befinden, die kompensierend wirken. Das Vorhandensein verschiedener Defekte, die n-dotierend wirken, ergibt sich auch aus den Ergebnissen in Kap. 6.7.

Theoretisch herleiten lassen sich die Exponenten aus den vorliegenden Daten nicht, da hierzu detaillierte Informationen über die Ladungszustände, Energielevel und Konzentrationen aller beteiligter Defekte benötigt werden.

Die Tatsache, dass sich eine Abhängigkeit auch bei Dosen zeigt, die weit von der Sättigung entfernt sind, lässt den Schluß zu, dass es sich nicht um einen Effekt handelt, der direkt mit der Sauerstoff-Konzentration des Materials verknüpft ist.

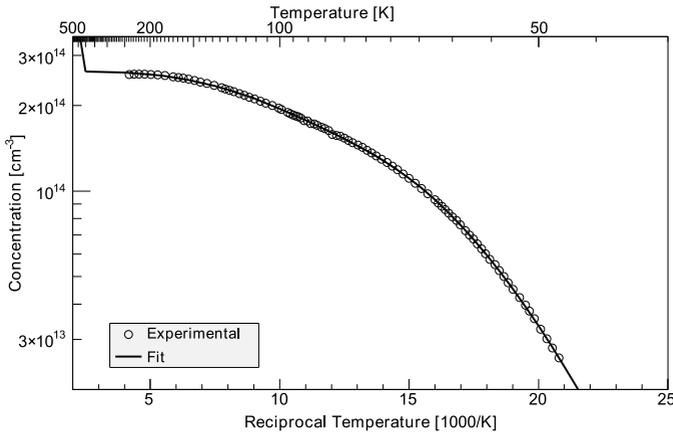


Abbildung 6.13 Temperaturabhängige Ladungsträgerkonzentration. Im Temperaturbereich von 48 K bis 250 K wurde die Konzentration der Ladungsträger mittels Hall-Effekt-Messung ermittelt. Die durchgezogene Linie stellt die Anpassung mit den Parametern aus Tab. 6.6 dar.

6.7. Beteiligte Energie-Level und Ladungsträgerdichte

Zur Bestimmung der beteiligten Energielevel wurde FZ-Silizium ($\rho = 20 - 60 \Omega\text{-cm}$, $d = 280 \mu\text{m}$) mit einer Protonen-Dosis von $1.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bei einer Energie von 2 MeV implantiert und danach in den Schritten $220 \text{ }^\circ\text{C}/2 \text{ h}$, $270 \text{ }^\circ\text{C}/4 \text{ h}$ sowie $400 \text{ }^\circ\text{C}/30 \text{ min}$ ausgeheilt. Die Messung des Hall-Effekts erfolgte im Temperaturbereich von 48 K bis 250 K.

Aus der Abhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration von der Temperatur lassen sich wie in 4.3.1 beschrieben die beteiligten Energie-Level über Gl. 4.13 bestimmen. Analytisch lässt sie sich nicht nach der Ladungsträger-Konzentration auflösen. Für die Anpassung wurde daher

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{\Delta_i}{\Delta n_i} \right)^2 \quad (6.8)$$

definiert, wobei Δ_i das von null abweichende Ergebnis von Gl. 4.13 und Δn_i die Messunsicherheit der Ladungsträgerkonzentration ist.

Da der Mechanismus der Dotierung nicht geklärt ist, ist auch die Zahl der beteiligten Energie-Level und deren Struktur unbekannt. Jedoch lassen sich einige Parameter bereits aus den Spreading-Resistance-Profilen ableiten:

- Im bestrahlten Bereich sind kompensierende und/oder passivierende Zentren vorhanden, daraus folgt $N_A \neq 0$.
- Die Grunddotierung wird durch Phosphor gebildet, der eine thermische Aktivierungsenergie von 45.6 meV [Alt06] besitzt.
- Auf Grund der gewählten Ausheiltemperatur und der durch die Bestrahlung erzeugten Schäden ist die Erzeugung von thermischen Doppeldonatoren (s. 2.8.1) wahrscheinlich. Bei einer Ausheiltemperatur von 400 °C werden hauptsächlich Mitglieder der TDD4-Famile mit Aktivierungsenergien von 62.2 meV und 138.2 meV erzeugt [Wag89].
- Im Bereich der Eindringtiefe der Protonen zeigt sich ei-

ne deutliche Anhebung der Dotierung, die nach Helium-Bestrahlung nicht beobachtet wird. Es ist daher davon auszugehen, dass flache thermische Donatoren unter Beteiligung von Wasserstoff (s. 2.8.2) vorhanden sind. Sie bilden mindestens ein weiteres Niveau.

Wie in Kapitel 5.4 dargestellt, besteht eine Unsicherheit bezüglich der gemessenen Absolut-Temperatur während der Hall-Messung. Sie geht über den Faktor E_d/kT in die Berechnung ein und verfälscht somit die ermittelten Aktivierungsenergien. Da die Aktivierungsenergien einzelner Komponenten ($E_{d,P}$ für Phosphor, $E_{DD,1}$ und $EDD,2$ für TDD) jedoch bekannt sind, lässt sie sich während der Anpassung durch Einfügen eines freien Parameters $\Delta T = T_{real} - T_{mess}$ bei gleichzeitiger Fixierung von $E_{d,P}$, $E_{DD,1}$ und $EDD,2$ bestimmen.

Da der Charakter der STD nicht vollständig geklärt ist, ist auch der Entartungsfaktor g als freier Parameter zu belassen. g und E_d sind jedoch nicht unabhängig voneinander, so dass beide als freie Parameter zu Problemen bei der Minimierung führen. g wurde daher fixiert und Anpassungen für verschiedene Werte durchgeführt. Abb. 6.14 zeigt das χ^2 in Abhängigkeit vom Entartungsfaktor. Nach Ohta [Oht79] entspricht das Minimum dieser Darstellung dem Entartungsfaktor.

Das Ergebnis dieses Verfahrens ist in Tab. 6.6 und Abb. 6.13 dargestellt. Die ermittelte Abweichung der Absolut-Temperatur von 1.0 ± 0.2 K entspricht der Erwartung.

Für die Phosphor-Grunddotierung ergibt sich eine Konzentration von $N_{d,P} = (1.72 \pm 0.01) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, entsprechend einem spezi-

6. Dotierung durch Wasserstoff

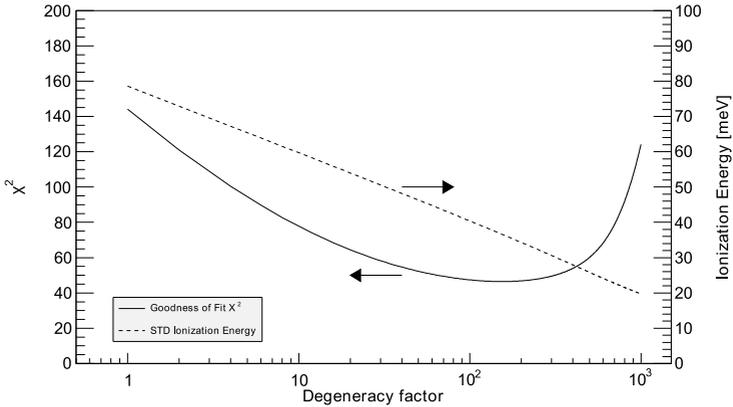


Abbildung 6.14 Zusammenhang E_d , g und χ^2 . Mit steigendem Entartungsfaktor sinkt die thermische Aktivierungsenergie.

	$N [\text{cm}^{-3}]$	$E_d [\text{meV}]$	g
Akzeptoren	$(1.9 \pm 0.3) \cdot 10^{13}$	–	–
Phosphor	$(1.72 \pm 0.01) \cdot 10^{14}$	45.6	2
TDD	$(4.6 \pm 1.7) \cdot 10^{12}$	62.2/138.2	2
STD	$(1.49 \pm 0.02) \cdot 10^{14}$	36.6 ± 0.3	154

Tabelle 6.6 Ergebnis der Anpassung an die Hall-Daten für das minimal erreichbare χ^2 (Gl. 6.8). Die ohne Unsicherheit angegebenen Parameter waren während der Anpassung fixiert. Die Abweichung in der Absolut-Temperatur ergibt sich zu 1.0 ± 0.2 K. Die Konzentrationen ergeben sich aus der Annahme, dass eine homogene Verteilung über die gesamte Tiefe der Probe (280 μm) vorliegt und sind bei anderen Verteilungen entsprechend zu korrigieren.

fischen Widerstand von $\rho_{\text{base}} = (25.9 \pm 0.1) \Omega\text{-cm}$. Aus der Spreading-Resistance-Messung ergab sich ohne Berücksichtigung der systematischen Ungenauigkeiten $(29.8 \pm 0.4) \Omega\text{-cm}$, entsprechend einer Konzentration von $(1.50 \pm 0.02) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Die Abweichung von 13% ist mit den systematischen Ungenauigkeiten bei der Absolut-Kalibration der SRP-Messung gut zu erklären.

Für die Konzentration an kompensierenden Akzeptoren ergibt sich $N_A = (1.9 \pm 0.3) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, im Gegensatz zum Phosphor sind die Akzeptoren jedoch nicht homogen in der Probe verteilt. Als von der Verteilung und der Dicke der Probe unabhängige Schicht-Konzentration erhält man $(5.3 \pm 0.8) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Sie lässt sich mit der Schicht-Konzentration von $(5.2 \pm 0.2) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ aus der Simulation der Profilform (6.1) für gleiche Protonen-Dosis vergleichen

Für die Konzentration thermischer Doppel-Donatoren gilt wie für die Akzeptoren, dass keine homogene Verteilung vorliegt. Die TDD sind überwiegend in den stark geschädigten Bereichen zu finden, da zu ihrer Entstehung Eigenzwischengitter-Atome benötigt werden (2.8.1), so dass der Hauptteil in einem engen Bereich um das Maximum der Eindringtiefe zu finden ist (Abb. 6.15, Bereich II). In diesem Bereich ergibt sich damit eine Konzentration von nur $N_{TDD} = (1.5 \pm 0.6) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, was auf den geringen Sauerstoffgehalt von FZ-Silizium zurückzuführen ist.

Bezüglich der Verteilung gilt für die Konzentration der flachen thermischen Donatoren das gleiche, sie sind ebenfalls in Bereich II konzentriert, so dass sich dort eine durchschnittliche Konzentration von $N_{STD} = (4.91 \pm 0.07) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ergibt.

Die Simulation unterscheidet nicht zwischen STD und TDD, so

dass die Summe der beiden für den Vergleich zu betrachten ist. Es ergibt sich $N_{\text{STD,TDD}} = (5.06 \pm 0.07) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ an, während sich aus der Simulation eine Zahl von $N_H = (7.6 \pm 0.8) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ergibt. Umgerechnet in Widerstände (aus denen sich ja die Datenbasis der Simulation ergibt), entspricht dies einer Abweichung von 30%, die in der Absolutkalibration möglich ist.

Der Entartungsfaktor der STD ist mit $2 \cdot 154 = 308$ ungewöhnlich hoch. In der Literatur finden sich zwei mögliche Erklärungen:

1. Kremen führt an, dass eine (quasi-) kontinuierliche Verteilung von Niveaus einen erhöhten Entartungsfaktor zur Folge hat [Kre68]. Eine solche Verteilung kann entweder die Folge vieler nahe beieinander liegender Energie-Level oder auf tatsächliche Entartung eines diskreten Niveaus zu einem Defektband zurückzuführen sein. In letztem Fall kann insbesondere bei sehr flachen Niveaus zusätzlich eine Überlappung dieses Defektbandes mit dem darüberliegenden Leitungsband auftreten [Con56] [Lee75].
2. Pokotilo et al. führen im Zusammenhang mit Wasserstoff-assoziierten Donatoren einen anderen Mechanismus an: Doppel-Donatoren können bei negativer Korrelations-Energie der Niveaus in der Ladungsträger-Temperatur-Abhängigkeit wie Einzel-Donatoren mit sehr hohen Entartungsfaktoren (bis zu 6000) berechnet werden [Pok05].

Zwar werden den STD viele Energie-Niveaus zugeordnet, jedoch kann nicht von einer quasi-kontinuierlichen Verteilung gesprochen werden, da die Niveaus mehrere meV auseinanderliegen [Har93]. Diese Erklärung kann also ausgeschlossen werden. Nach Lee und

McGill [Lee75] lässt sich die Verbreiterung eines Niveaus als gausförmige Verteilung um das Ursprungsniveau darstellen. Für eine Phosphor-Konzentration von 10^{17} cm^{-3} bei niedriger Kompensation haben sie eine Breite dieser Verteilung von 5.58 meV ermittelt. Auch wenn die Konzentration der STD noch etwa eine Größenordnung niedriger liegt, könnte auf Grund der geringen Abstände der Niveaus eine Überlappung auf Grund der hohen Konzentration vorliegen. Die von Pokotilo et al. [Pok05] vorgeschlagene Erklärung ist mit den vorliegenden Daten vereinbar, kann aber noch nicht als gesichert gelten.

6.8. Berechnung des Hall-Koeffizienten

Wegen der Vielzahl der freien Parameter lässt sich aus einer Hall-Messung die Beweglichkeit der Ladungsträger in einem Mehrschichtsystem nicht ermitteln. Wie in Kap. 4.3.3 diskutiert lässt sich jedoch überprüfen, ob die gemessenen Werte mit der Annahme übereinstimmen, dass die Beweglichkeiten der zusätzlichen Ladungsträger aus den Wasserstoff-assoziierten Donatoren vergleichbar mit den aus der Literatur bekannten für Phosphor sind. Die Verteilung der Ladungsträger in der Tiefe der Probe ergibt sich aus dem Spreading-Resistance-Profil.

Der Hall-Koeffizient wird zweimal berechnet und zwar

- aus der Ladungsträgerdichte, die sich aus der Umrechnung der Spreading-Resistance-Daten in eine Ladungsträger-Konzentration ergeben und
- aus der Ladungsträger-Beweglichkeit, die sich aus dem in

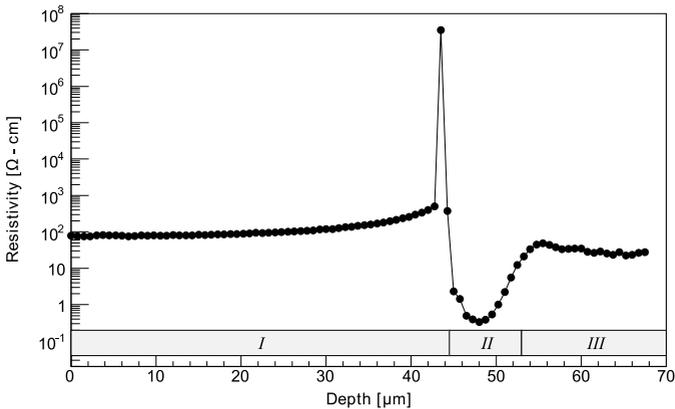


Abbildung 6.15 Spreading Resistance-Profil einer Hall-Probe. Deutlich unterscheidbar sind drei Bereiche: Ein Bereich (I) niedriger Leitfähigkeit an der Oberfläche, gefolgt von einem Bereich (II) hoher Leitfähigkeit um die Eindringtiefe der Protonen und einem Bereich (III) in der Tiefe der Probe, der unbestrahlt blieb.

Kap. 4.2 beschriebenen Beweglichkeitsmodell und der gleichen Ladungsträger-Konzentration ergibt.

Stimmt die Annahme einer ähnlichen Beweglichkeit der Wasserstoff-assoziierten Donatoren und der Phosphor-Donatoren nicht, ergeben sich Abweichungen, die nicht innerhalb der Messunsicherheit liegen.

Bereich	Leitfähigkeit [$(\Omega\text{-cm})^{-1}$]	Widerstand [$\Omega\text{-cm}$]	Dicke [μm]
I	$(9.5 \pm 1.6) \cdot 10^{-3}$	105 ± 0.7	44.5
II	1.39 ± 0.17	0.74 ± 0.02	8.5
III	$(3.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$	30 ± 0.4	227
	Donatoren [10^{14} cm^{-3}]	Akzeptoren [10^{14} cm^{-3}]	Beweglichkeit [$\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$]
I	1.72 ± 0.2	0.8 ± 0.2	1391
II	54 ± 7	-	1264
III	1.72 ± 0.2	-	1398

Tabelle 6.7 Daten der Hall-Probe. Die Widerstände und Leitfähigkeiten ergeben sich direkt aus der Spreading-Resistance-Messung, die Konzentrationen ergeben sich aus der Verteilung der in der Hall-Messung ermittelten Ladungsträger und den Beweglichkeiten aus dem Modell aus Kap. 4.2.

6.8.1. Ladungsträgerdichte

Mit Hilfe einer Spreading-Resistance-Messung lassen sich drei Schichten ausmachen, deren Leitfähigkeiten sich deutlich unterscheiden (s. Abb. 6.15). Für die folgende Betrachtung wurden die Leitfähigkeiten als in den Bereichen konstant zu ihrem Mittelwert angenommen (Tab. 6.7. Mit Hilfe von Gl. 4.25 lässt sich daraus ein Gesamtwiderstand von $(14.6 \pm 2.2) \Omega\text{-cm}$ berechnen. Dies ist innerhalb der Unsicherheit vereinbar mit dem während der Hall-Messung aus der Vier-Punkt-Messung bestimmten Wert von $(16.3 \pm 0.2) \Omega\text{-cm}$.

Die strahlungsinduzierten Donatoren können nur in dem Bereich angesiedelt sein, der sich von der Oberfläche bis zur Reich-

weite der Protonen erstreckt. Dies sind die Bereiche I und II in der gewählten Einteilung. Da die Leitfähigkeit in Bereich II um zwei Größenordnungen höher ist als in Bereich I wird angenommen, dass sich jegliche zusätzliche Dotierung in diesem Bereich befindet. Dies ist auch deswegen plausibel, da sich die Leitfähigkeit des Bereichs I unter der der Leitfähigkeit des Basismaterials befindet. Die verwendeten Ladungsträgerdichten sind in Tab. 6.7 dargestellt.

In den Bereichen II und III kann für die Berechnung des Hallkoeffizienten des jeweiligen Bereichs Gl. 4.20 verwendet werden. Die Konzentration der Akzeptoren ist klein gegen die Zahl der Donatoren.

In Bereich I trifft dies nicht zu. Aus dem ermittelten Widerstand ergibt sich eine Kompensation durch ca. $7.9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ Akzeptorzuständen. Da nun n und p ähnlich sind, ist Gl. 4.19 zu verwenden. Für die Beweglichkeiten wird angenommen, dass sie sich so Verhalten wie Phosphor/Bor. Der hierdurch entstehende Fehler ist klein gegenüber den sonstigen Unsicherheiten des Modells.

Mit diesen Annahmen lässt sich der Hallkoeffizient für das Gesamtsystem berechnen. Nach Gl. 4.26 geht in die Berechnung der Hall-Streufaktor ein. Da der gleiche Faktor jedoch auch in die Berechnung der Ladungsträgerdichten in 6.7 eingeht, können die unkorrigierten Werte verwendet und $r_i = 1$ gesetzt werden.

Eine Übereinstimmung der oben gemachten Annahmen lässt sich ohne Kenntnis des dominierenden Streumechanismus feststellen. Es ergibt sich

$$R_H = (24000 \pm 3300) \text{ cm}^3/\text{C}.$$

Der gemessene Wert von

$$R_H = (22700 \pm 700) \text{ cm}^3/\text{C}$$

liegt innerhalb der Unsicherheit.

6.8.2. Berechnung des Hall-Koeffizienten aus der Beweglichkeit

Das in Kap. 4.2 beschriebene Modell wurde benutzt, um die Beweglichkeiten aus den oben ermittelten Ladungsträgerdichten zu bestimmen. Dies ist in Bereich III am einfachsten, da nur die Grunddotierung vorhanden ist.

Die Beweglichkeit des Bereichs I ist am schwierigsten zu bestimmen, da die genaue Verteilungen von passivierten und kompensierten Donatoren nicht bekannt ist. Es wurde angenommen, dass die Differenz zwischen ermittelter Konzentration und Grunddotierung sämtlich auf Kompensation zurückzuführen ist. Der hierdurch entstehende Fehler sollte hinter den anderen Unsicherheiten zurückstehen.

In Bereich II wurde angenommen, dass die Zahl an Akzeptoren im Vergleich zu den Donatoren keine besondere Rolle spielt. Diese Annahme ist vertretbar, da die Unsicherheit in der Donator-Konzentration bereits größer als 10% ist.

Mit Hilfe von Gl. 4.27 lässt sich nun der Hall-Koeffizient berechnen. Im Gegensatz zur Berechnung im vorhergehenden Abschnitt müssen jedoch die Ladungsträgerdichten korrigiert werden. Es wurde ein Streufaktor von $3\pi/8$ angenommen [Mad02]. Der gleiche

Faktor wurde dann auch in die Berechnung des Hall-Koeffizienten eingebracht.

Es ergibt sich dann

$$R_H = (22800 \pm 900) \text{ cm}^3/\text{C}.$$

Auch dieser Wert stimmt mit dem Messergebnis innerhalb der Unsicherheit überein. Die bessere Übereinstimmung könnte eine Folge der geringeren Empfindlichkeit sein. Die Beweglichkeit ändert sich in den jeweiligen Bereichen langsamer, eine Änderung der Dotierung um einen Faktor 2 ändert z.B. die Beweglichkeit in Bereich II nur um ca. 6%. Dies ist auch die Ursache für die deutlich kleinere Unsicherheit des ermittelten Wertes.

6.9. Zusammenfassung

Es konnte erstmals durch Modellierung des erzeugten Widerstands-/Konzentrations-Profiles gezeigt werden, dass sich Donatoren und Akzeptoren überlagern und so das Gesamtprofil bilden.

Bezüglich Dosis-Abhängigkeit wurde eine Übereinstimmung mit der Literatur erzielt. In einem weiteren Bereich besteht eine lineare Abhängigkeit zwischen erzielter Dotierung am Ende der Reichweite und der implantierten Wasserstoff-Dosis.

Durch Variation des Sauerstoff-Gehalts im gleichen Basismaterial konnte erstmalig gezeigt werden, dass die Maximal-Konzentration durch den Sauerstoff-Gehalt begrenzt ist.

Außerdem konnte gezeigt werden, dass eine Abhängigkeit vom Teilchenfluss nur für den wenig-geschädigten Bereich besteht,

während am Ende der Ionen-Reichweite kein Einfluss festzustellen ist.

Die beobachtete Temperaturabhängigkeit der erzielten Dotierung ist in guter Übereinstimmung mit der Literatur. Ein Maximum der erzeugten Dotierung ergibt sich zwischen 400 °C und 450 °C.

Zuvor nicht beobachtet wurde eine Abhängigkeit von der Grunddotierung. Ob diese auf unterschiedliche Erzeugung von Primärdefekten, Migrationsverhalten während der Ausheilung oder ladungszustandsabhängige Defektreaktionen zurückzuführen ist, liess sich mit den in dieser Arbeit verwendeten Methoden nicht klären. Hier besteht weiterer Forschungsbedarf.

Die Natur der Donator-Zentren liess sich nicht endgültig klären. Sicher ist jedoch, dass bei den verwendeten Proben klassische thermische Doppel-Donatoren keine entscheidende Rolle spielen und fast ausschließlich sehr flache Zustände erzeugt werden.

Aus der schichtweisen Berechnung des Hall-Koeffizienten unter Verwendung eines Standard-Beweglichkeitsmodells für Elektronen in Silizium und der Übereinstimmung mit dem für das Gesamtsystem gemessenen Hall-Koeffizienten konnte erstmals gezeigt werden, dass das übliche Verfahren zur Umrechnung von Widerstand in Konzentration auch für Wasserstoff-assoziierte Donatoren zulässig ist.

7. Heliumbestrahlung und Leitfähigkeit

Durch Ionen-Implantation werden, wie in Kapitel 2 dargestellt, Kristallgitterdefekte erzeugt. Je nach Ionenart und Dosis kann dies bis zur Amorphisierung des Materials führen.

In Silizium ist bekannt, dass sich die Ladungsträger-Beweglichkeit zwischen kristallinem Silizium und amorphen Silizium um mehr als einen Faktor 10^4 unterscheidet [Moo77b]. Der Übergang von einem Zustand in den anderen ist jedoch nicht hinreichend untersucht. Es ist also zu erwarten, dass z.B. eine Helium-Bestrahlung neben den Auswirkungen auf die Ladungsträger-Lebensdauer (s. Kap. 3) sich auf Grund der vorhandenen Defekte auch auf die Beweglichkeit und damit auch den Widerstand auswirkt. Dies soll im Folgenden untersucht werden.

Die Defektdichte ist am Ende der Reichweite der Ionen am größten, hier sollte also auch ein maximaler Einfluss auf die Beweglichkeit sichtbar werden. Die Beweglichkeit lässt sich über eine Hall-Messung ermitteln, im Vergleich zur Dicke des Materials, das verwendet wird (typischerweise mehr als $100\ \mu\text{m}$), ist jedoch die Schicht hoher Defekt-Konzentration sehr dünn (typischerweise wenige μm), so dass eine präzise Messung nur schwer durch-

zuführen ist.

Durch eine vergrabene Schicht hoher Dotierung lässt sich eine Struktur erstellen, die die Leitfähigkeit auf einen engen Raum begrenzt. Eine solche Schicht wurde durch eine Hochenergie-Bor-Implantation in einer Tiefe von $11.7\ \mu\text{m}$ realisiert. Vor der Ausheilung wurde ebenfalls noch eine Kontaktimplantation vorgenommen (Tab. 5.1). Das Ausheilen erfolgte entsprechend den Kontaktimplantationen (s. Kap. 5.3.2).

Das verwendete Basis-Material entspricht dem Typ I aus Tab. 6.5, im Vergleich zur eingebrachten p-Dotierung kann die n-Dotierung daher vernachlässigt werden. Die Verwendung von ursprünglich n-dotiertem Material hat zudem den Vorteil, dass in der Tiefe das Substrat durch den p-n-Übergang abgeschirmt wird und deswegen weder zur Leitfähigkeit noch zum Hall-Koeffizienten beiträgt [Sch06]. Die Leitung findet also ausschließlich in der implantierten p-Schicht statt. Die Daten der erstellten Proben können Tab. 7.1 entnommen werden.

Die angegebenen Konzentrationen ergeben sich aus der Annahme einer homogen verteilten Schicht mit der gemessenen Beweglichkeit.

Für die Untersuchung des Widerstands und der Ladungsträger-Beweglichkeit in Abhängigkeit von Dosis und Ausheilprozess wurden die so erstellten Proben mit Helium bestrahlt. Dabei wurde die Energie der Helium-Ionen so eingestellt, dass das Maximum der Schäden im Maximum der implantierten Bor-Konzentration liegt. Der Effekt sollte somit maximal sein. Der Dosisbereich wurde so gewählt, dass die zur Ladungsträger-Lebensdauer-Einstellung verwendeten Parameter abgedeckt sind und nach oben erweitert. Die

	Widerstand [$\Omega\text{-}\square$]	Beweglichkeit [cm^2/Vs]	Konzentration [10^{17} cm^{-3}]
I	493	304	1.2
II	476	312	1.1
III	557	285	1.6
IV	507	304	1.3
V	482	308	1.2
VI	556	285	1.6
VII	527	293	1.5
VIII	472	315	1.1

Tabelle 7.1 Daten der Proben zur Untersuchung des Widerstands und der Ladungsträgerbeweglichkeit vor der Helium-Bestrahlung. Die Beweglichkeit ergibt sich direkt aus der Hall-Messung, die Konzentration wurde unter Verwendung des Beweglichkeitsmodells ermittelt.

Daten können Tab. 7.2 entnommen werden.

7.1. Widerstand

Abb. 7.1 zeigt die Abhängigkeit des gemessenen Widerstands direkt nach der Bestrahlung und am Ende des Ausheilprozesses. Wegen der leicht unterschiedlichen Widerstände des Ausgangsmaterials (von $475 \Omega\text{-}\square$ bis $557 \Omega\text{-}\square$) wurden alle Daten auf den Widerstand der Probe vor der Bestrahlung normalisiert.

Bei einer Dosis von $1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ist keine Auswirkung auf den gemessenen Widerstand festzustellen. Im Dosis-Bereich zwischen $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ und $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ist ein starker, linearer Anstieg des

	α -Dosis [10^{13} cm^{-2}]	Ionenstrom [nA]	Implantationszeit [s]
I	-	-	-
II	0.01	5.8	27
III	0.1	46	33
IV	0.5	87	91
V	1.0	570	28
VI	5.0	1200	66
VII	10	1300	118
VIII	100	1300	1200

Tabelle 7.2 Daten der Helium-Bestrahlungen. Die Proben entsprechen denen aus Tab. 7.1. Die Energie betrug einheitlich 2.95 MeV, die Ionensorte $^4\text{He}^{2+}$.

Widerstands mit steigender Dosis zu beobachten, danach ist die Dosisabhängigkeit erneut schwach.

Borchi et. al. [Bor99] haben bei der Untersuchung von n-Typ Silizium nach Neutronen-Bestrahlung beobachtet, dass der Widerstand bei ausreichend hoher Dosis über $150 \text{ k}\Omega\text{-cm}$ ansteigt. Dies entspricht Silizium mit einer Dotier-Konzentration von $3.0 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Das Verhalten in Abhängigkeit von der Dosis ist qualitativ vergleichbar.

In der aktuellen Untersuchung steigt der Widerstand nicht so stark an, da Helium-Bestrahlung im Gegensatz zu Neutronenbestrahlung keine gleichmäßige Defektverteilung (s. Kap. 2.1) erzeugt und somit weite Teile des Materials auch bei hohen Dosen nur gering geschädigt werden. Mit zunehmendem Widerstand in der hochdotierten Schicht am Ende der Reichweite beginnt somit

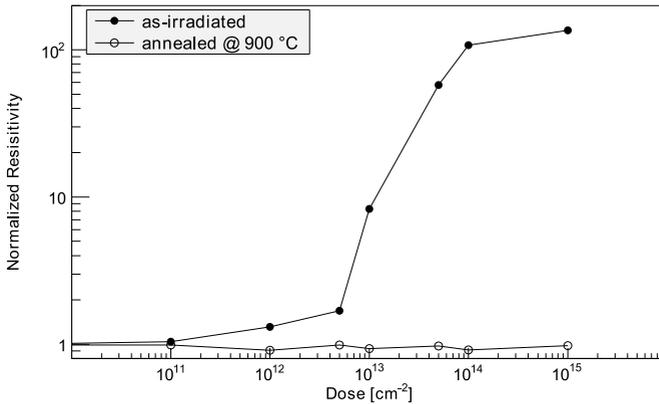


Abbildung 7.1 Abhängigkeit des Widerstands von der Dosis der Helium-Bestrahlung. Bei Dosen bis $5.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ besteht nur eine schwache Abhängigkeit, bis $1.0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ besteht danach ein linearer Zusammenhang, darüber ist die Dosisabhängigkeit erneut gering.

auch die deutlich niedriger dotierte Schicht an der Oberfläche eine größere Rolle zu spielen.

Nach Ausheilung bei 700 °C haben alle Proben ihre ursprüngliche Leitfähigkeit fast vollständig zurückerlangt, die verbleibende Abweichung ist nur schwach dosisabhängig.

In der Abhängigkeit des Widerstands von der Ausheiltemperatur zeigen alle Proben außer derjenigen mit der höchsten Dosis $1.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ein ähnliches Verhalten (Abb. 7.2): Bei einer Ausheiltemperatur von 200 °C ändert sich der Widerstand nur wenig, danach erfolgt ein starker exponentieller Abfall bis zu einer Tem-

7. Heliumbestrahlung und Leitfähigkeit

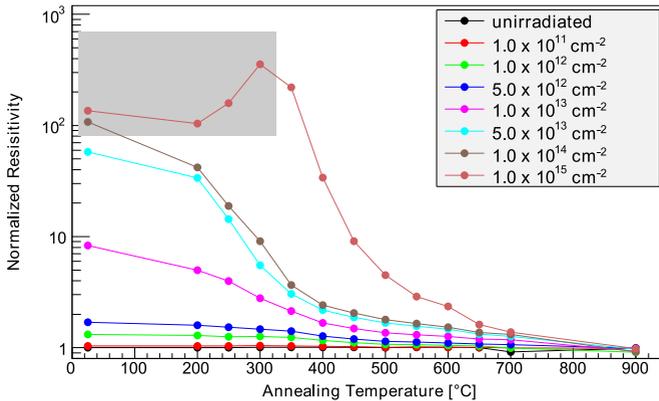


Abbildung 7.2 Mit zunehmender Temperatur fällt der Widerstand zu seinem Ursprungswert ab, wird jedoch bei Dosen von mehr als $5.0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ nicht wieder erreicht. Die Abweichung ist dosisabhängig. (Grau unterlegte Datenpunkte: Hall-Koeffizient negativ)

peratur von 350 °C, wobei der Betrag der Steigung mit zunehmender Dosis ebenfalls steigt. Das Ausheilen einzelner Defektgruppen ist nicht zu erkennen. Bei höheren Temperaturen bleibt die exponentielle Abhängigkeit bestehen, jedoch erfolgt der Abfall deutlich langsamer.

Die Probe mit der höchsten Helium-Dosis zeigt bis zu einer Temperatur von 300 °C einen ansteigenden Widerstand, erst danach beginnt ein exponentieller Abfall, der Abstand zu den restlichen Proben bleibt jedoch groß und verschwindet erst nach Ausheilung bei 650 °C. Da amorphe Silizium-Schichten jenseits von 630 °C re-

kristallisieren, liegt die Vermutung nahe, dass durch die Implantation eine amorphe Schicht erzeugt wurde, die dann in dem 650 °C-Schritt rekristallisiert.

Die verwendete Dosis ist hierfür jedoch mindestens um einen Faktor 50 zu niedrig, Buravlyov et al. [Bur91] beschreiben eine Amorphisierung bei niedrigeren Energien ab einer Dosis von $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, für hohe Energien sind noch höhere Dosen erforderlich. Ausserdem liegen die gemessenen Beweglichkeiten noch deutlich über denen von amorphem Silizium, die für Löcher nur $5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{Vs}$ beträgt [Moo77b].

Der Übergang zwischen einem ungeschädigten Kristallgitter und einer amorphen Schicht erfolgt jedoch nicht plötzlich. Mit zunehmender Dosis werden mehr Schäden erzeugt, und es bilden sich Zonen, in denen bereits eine Materialstruktur vorliegt, die mit einem amorphen Bereich vergleichbar ist, während andere Stellen nur Defekte höherer Ordnung aufweisen (Linien- oder Volumen-Defekte). Derartige Defekte heilen teilweise erst bei deutlich höheren Temperaturen aus [Sze82].

Als Hypothese lässt sich daher annehmen, dass der Bereich der höchsten verwendeten Dosen in diesem Übergangsbereich zwischen kristalliner und amorpher Struktur liegt.

7.2. Ladungsträgerkonzentration

An allen Proben wurde neben Widerstand auch der Hall-Koeffizient bestimmt. Liegt nur ein Typ Ladungsträger vor, ist das Inverse des Hall-Koeffizienten proportional zur Zahl der Ladungs-

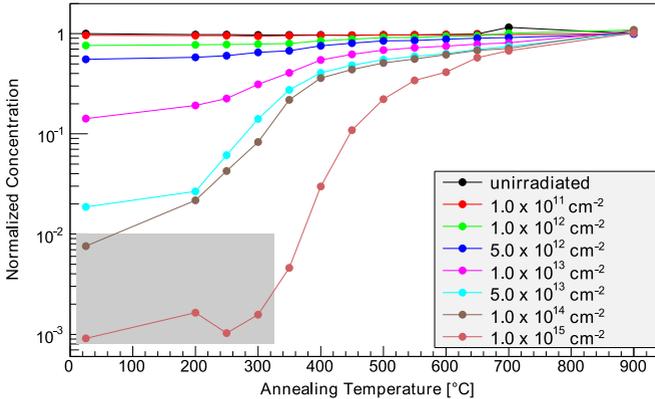


Abbildung 7.3 Abhängigkeit der Ladungsträger-Konzentration von der Ausheiltemperatur. Die Zahl der Ladungsträger nimmt mit zunehmender Helium-Dosis ab, was auf Löcher-Traps zurückzuführen ist. Deutlich zu erkennen ist das Ausheilen dieser Traps mit zunehmender Temperatur. (Grau unterlegte Datenpunkte: Hall-Koeffizient negativ)

träger pro Fläche, sofern eine homogene Verteilung vorliegt. Dies kann für die vergrabene Schicht angenommen werden. Abb. 7.3 zeigt für die einzelnen Proben die Abhängigkeit der ermittelten Konzentration vom Ausheilfortschritt. Es zeigt sich ein ähnliches Bild wie für den Schichtwiderstand, bei kleinen Dosen ist die Abweichung klein, zwischen 200 °C und 350 °C ein starker exponentieller Anstieg der Konzentration, der danach wesentlich langsamer verläuft. Das Verhalten der Probe mit der höchsten Dosis zeigt auch hier ein abweichendes Verhalten, das dem beim Widerstand

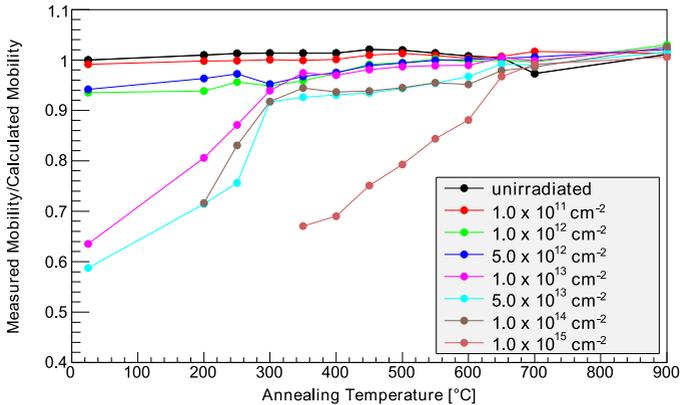


Abbildung 7.4 Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Ausheiltemperatur. Das Verhältnis der aus der Konzentration berechneten und der gemessenen Beweglichkeit ist bei kleinen Dosen nahezu eins. Bei höheren Dosen stimmen berechnete und gemessene Werte erst nach mehreren Ausheilschritten überein.

diskutierten gleicht.

Ursache der verringerten Konzentration sind Defekte, die die Majoritätsladungsträger einfangen („Traps“). Als effektive Loch-Traps kommen vor allem das BOV- und COV-Zentrum in Frage, die von allen in der Literatur beschriebenen den höchsten Einfangsquerschnitt ($\approx 3 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$) aufweisen [Haz91]. Die erklärt in hervorragender Weise die ermittelten Kurven für das Ausheilverhalten der Konzentration, da diese Zentren bei 300 °C bzw. 350 °C ausheilen und bei 400 °C nicht mehr nachweisbar sind.

7.3. Beweglichkeit

Aus Schicht-Hall-Koeffizient und Schicht-Widerstand lässt sich auch die Beweglichkeit der Ladungsträger berechnen. Absolut liegt diese bei den unbestrahlten Proben bei ca. $300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, was bei einer homogenen Verteilung für eine Ladungsträger-Konzentration von ca. 10^{17} cm^{-3} typisch ist. In Verbindung mit dem ermittelten Widerstand ergibt sich dann eine Schichtdicke von ca. $3.5 \text{ }\mu\text{m}$.

Die tatsächliche Probe weist jedoch ein Konzentrationsprofil auf, in dem ein scharfes Konzentrationsmaximum vorliegt, das zu einer Seite hin abfällt. Die gleichen gemessenen Werte erreicht man auch durch eine Konzentrationsverteilung in zwei Schichten, eine hochdotierte Schicht mit $2 \text{ }\mu\text{m}$ und eine niedrigdotierte Schicht mit $10 \text{ }\mu\text{m}$ Breite. Dies entspricht bei einer Verteilung der Ladungsträger von ca. $9 : 1$ in guter Näherung dem simulierten Profil. Auf Grund der höheren Konzentration (im Vergleich zu dem homogenen Modell) im hoch-dotierten Bereich ergibt sich dort eine kleinere, im niedrig-dotierten eine höhere Beweglichkeit, die Abweichung ist jedoch kleiner als 10% . Im folgenden wurde das homogene Modell verwendet.

Abb. 7.4 zeigt das Verhältnis von berechneter Beweglichkeit (aus der über den Hall-Koeffizienten und die Schichtdicke bestimmter Ladungsträgerkonzentration) und der gemessenen Beweglichkeit (aus Schicht-Hall-Koeffizient und Schicht-Widerstand). Die Schichtdicke wurde dabei für jede Probe individuell so bestimmt, dass sich für die unbestrahlten Proben ein Verhältnis von eins ergibt.

Während die Proben mit Dosen kleiner als $1.0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ keine Abweichungen zeigen, ist bei den Proben höherer Dosis deutlich eine kleine Beweglichkeit zu beobachten als zu erwarten wäre. Die fehlenden Datenpunkte bei den Proben mit $1.0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ und $1.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ wurden ausgelassen, da der Hall-Koeffizient bei diesen Punkten negativ ist und somit keine Löcher-, sondern Elektronenleitung vorliegt.

Obwohl sich noch erhebliche Abweichungen in der gemessenen Konzentration zeigen, stimmen die berechneten und gemessenen Werte für die Beweglichkeit bei allen Proben ab einer Ausheiltemperatur von $300 \text{ }^\circ\text{C}$ gut überein.

Dies deutet auf einen deutlichen Einfluss der Doppelleerstelle V_2 auf die Beweglichkeit hin, die als einzige der in hoher Konzentration erzeugten Defekte unterhalb von $300 \text{ }^\circ\text{C}$ ausheilt [Haz91] [Sie06].

7.4. Zusammenfassung

Es konnte gezeigt werden, dass Helium-Dosen unter $5.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ keinen deutlichen Einfluss auf den Widerstand einer bestrahlten p-Schicht zeigen. Darüber hinaus nimmt der Widerstand stark zu. Erst bei Ausheilprozesse bei Temperaturen über $400 \text{ }^\circ\text{C}$ lässt sich eine Rückkehr der ursprünglichen Leitfähigkeit beobachten. Für die Beseitigung aller Einflüsse ist ein Ausheilen bei $900 \text{ }^\circ\text{C}$ erforderlich.

Die Zunahme des Widerstands ist hauptsächlich auf eine Abnahme der Zahl der freien Ladungsträger zurückzuführen. Das

Verhalten der Zahl freier Ladungsträger und des Widerstands ist gleich.

Neben der Zahl der Ladungsträger wurde auch die Beweglichkeit derselben untersucht. Unterhalb einer Dosis von $1.0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ zeigt sich keine Abweichung zwischen den gemessenen und erwarteten/berechneten Beweglichkeiten. Bei höheren Dosen stimmen diese erst nach Ausheilen bei $300 \text{ }^\circ\text{C}$ innerhalb der Messunsicherheit überein (Ausnahme: Dosen $\geq 1.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$). Hieraus kann geschlossen werden, dass eine große Anzahl Doppel-Leerstellen die Beweglichkeit negativ beeinflusst.

Auf Grund des verwendeten Verfahrens zur Probenpräparation sind die Ergebnisse qualitativ aussagekräftig. Quantitative Aussagen über die Beweglichkeiten zu treffen würde jedoch Proben erfordern, bei denen der Einfluss der Deckschichten ausgeschlossen werden kann. Derartige Proben lassen sich möglicherweise durch Epitaxie oder durch Wafer-Bonding herstellen. Hier besteht noch weiterer Forschungsbedarf.

8. Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Untersuchung der Auswirkung von Bestrahlung mit leichten Ionen im MeV-Bereich und die Abhängigkeit von verschiedenen Prozessparametern.

Hierzu wurden Proben erstellt und mittels Spreading-Resistance-Profilung und Hall-Messungen untersucht. Dabei wurde, soweit technisch möglich, jeweils nur ein Parameter des Implantations-/Bestrahlungs- sowie des Ausheilprozesses variiert, um Abhängigkeiten der Wirkung möglichst detailliert zu ermitteln.

Es konnte dabei erstmalig nachgewiesen werden, dass die aus der Literatur bekannte lineare Abhängigkeit zwischen Protonendosis und erzeugter n-Dotierung [Won85] [Sch02] durch den Sauerstoff-Gehalt des verwendeten Basismaterials begrenzt wird. Die ermittelte maximale Konzentration der erzeugten Donatoren liegt dabei in der gleichen Größenordnung wie der vorhandene Sauerstoff, so dass Theorien, die eine starke Sauerstoff-Agglomeration zur Erklärung der n-dotierenden Wirkung von Protonenbestrahlung benötigen verworfen werden müssen.

Gleichzeitig konnte gezeigt werden, dass eine Erhöhung der Sauerstoff-Konzentration auch eine höhere Dotierung ermöglicht. Dies ist insofern relevant, als dass in der Bauelement-Fertigung häufig Hochtemperatur-Prozesse unter Sauerstoff-Atmo-

sphäre durchgeführt werden, was zur Erhöhung des Sauerstoff-Gehalts beiträgt [Fon00].

Die beobachteten Profilformen lassen sich unter der Annahme der gleichzeitigen Erzeugung von Akzeptoren und Donatoren gut erklären. Offen bleibt allerdings, warum die Profilform trotz vergleichbaren Ausheilprozesses von der von Schulze et al. [Sch02] veröffentlichten abweicht, während sie mit der von Job et al. [Job08] vergleichbar ist. Möglicherweise ist dies auf die Vorgeschichte des Materials zurückzuführen. Hier sind weitere Untersuchungen notwendig, die verschiedene Fabrikationsprozesse vor der Protonen-Implantation beinhalten.

Erstmalig wurde systematisch die Auswirkung der Dotierung des Basismaterials und des Ionenflusses untersucht. Während der Fluss auf die erzielte n-Dotierung keinen Einfluss zeigt und sich lediglich auf die Erzeugung der Akzeptoren auswirkt, besitzt die Grunddotierung auch eine Abhängigkeit in Bezug auf die erzielte n-Dotierung. Da das Basismaterial und damit die Grunddotierung bei einem bestimmten Bauelement immer gleich ist und somit nur bei der Auslegung des Bauelements berücksichtigt werden muss, sind gleiche Bedingungen während der Implantation (Temperatur des Wafers, Ionenfluss, etc.) auch während der Fertigung kontinuierlich sicherzustellen.

Die durchgeführten Hall-Messungen an Protonen-implantierten Proben zeigen, dass wasserstoff-assoziierte flache Donatoren bezüglich der Beweglichkeit vergleichbar sind mit Phosphor und Arsen. Die Verwendung der typischen Umrechnungen von Widerstand in Ladungsträger-Konzentration ist also zulässig und vereinfacht die Modellierung der Protonen-Dotierung. Die beteiligten

Energie-Niveaus der Donatoren sind erwartungsgemäss sehr flach. Im anwendungsrelevanten Temperaturbereich kann daher davon ausgegangen werden, dass sie vollständig ionisiert sind.

Für Helium-Bestrahlungen zeigt sich ein deutlicher Einfluss auf Ladungsträger-Beweglichkeit und Widerstand erst bei hohen Dosen über $1.0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Für die Anwendung zur Ladungsträger-Lebensdauer-Einstellung, bei der üblicherweise Dosen verwendet werden, die deutlich geringer sind ($\approx 1.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), ist dies demzufolge nicht relevant. In Anwendungen, die höhere Dosen erfordern, ist dies entsprechend zu berücksichtigen oder durch geeignete Wahl des Ausheil-Prozesses zu kompensieren.

Zur Quantifizierung der Auswirkung von Helium-Hochdosis-Bestrahlungen sind weitere Untersuchungen erforderlich.

A. Berechnung des Flusses

Die Bestimmung des tatsächlichen Flusses erfordert die Kenntnis des Durchmessers des Strahlflecks. Die Bestimmung dieses Durchmessers ist schwierig, da er stark von der jeweiligen Fokussierung abhängt.

In guter Näherung kann jedoch angenommen werden, dass er dem Durchmesser entspricht, den die zum fokussieren benutzte Blende hat, da durch diese ca. 80% des Strahls gelangen.

Abb. A.1 verdeutlicht die geometrischen Verhältnisse. Der gemessene Ionenstrom stellt einen zeitlichen Mittelwert des tatsächlichen Stroms dar. Er ergibt sich aus dem Verhältnis der insgesamt vom Ionenstrahl getroffenen Gesamtfläche A_{gesamt} zur Öffnungs-

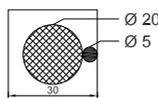


Abbildung A.1 Die Öffnung in der strahlbegrenzenden Blende (schraffierter Kreis) nimmt nur einen Teil der gesamten durch die Scanner abgerasterten Fläche (äußeres Quadrat) ein. Der Strahlfleck (gefüllter Kreis, in maximaler horizontaler Auslenkung), also die Fläche in dem zu einem gegebenen Zeitpunkt tatsächlich Ionen auftreffen, ist deutlich kleiner.

fläche der Blende A_{mess} :

$$I_{\text{mess}} = \frac{A_{\text{mess}}}{A_{\text{gesamt}}} \cdot I_0 = \frac{\pi(1.0 \text{ cm})^2}{(3.0 \text{ cm})^2} \cdot I_0. \quad (\text{A.1})$$

In der Praxis wurde regelmässig ein Verhältnis von gescanntem zu ungescanntem Strom von 1 : 3 ermittelt, in guter Übereinstimmung mit dem errechneten Verhältnis von 1 : 2.86.

Die Größe der Gesamtfläche ergibt sich aus den Durchmessern von strahlbegrenzender Blende (20 mm) und Strahl (5 mm), da die Scanner genau so eingestellt wurden, dass der Strahl vollständig die Öffnung verlässt.

Der tatsächliche Fluss Φ_0 ergibt sich nun unter Verwendung von Gl. 6.3 und der Fläche des Strahlflecks A_{Strahl} zu

$$\Phi_0 = \frac{A_{\text{gesamt}}}{A_{\text{Strahl}}} \cdot \Phi = \frac{(3.0 \text{ cm})^2}{\pi(0.25 \text{ cm})^2} \cdot \Phi \approx 46 \cdot \Phi. \quad (\text{A.2})$$

Literaturverzeichnis

- [Ade03] ADEY, J., JONES, R., BRIDDON, P.R.: Formation of B_iO_i , B_iC_s , and $B_iB_sH_i$ defects in e-irradiated or ion-implanted silicon containing boron. *Applied Physics Letters*, 83: 665, 2003
- [Alt06] ALTERMATT, P.P., SCHENK, A., HEISER, G.: A simulation model for the density of states and for incomplete ionization in crystalline silicon. I. Establishing the model in Si:P. *Journal of Applied Physics*, 100: 113714, 2006
- [Ant06] ANTONOVA, I.V., SHAIMEEV, S.S., SMAGULOVA, S.A.: Transformation of electrically active defects as a result of annealing of silicon implanted with high-energy ions. *Semiconductors*, 40: 543–548, 2006
- [Apo05] APOOL, A.: Grundriss des Dynamitron-Tandem-Labors: Persönliche Mitteilung, 2005
- [Aso87] ASOM, M.T., BENTON, J.L., SAUER, R., KIMERLING, L.C.: Interstitial defect reactions in silicon. *Applied Physics Letters*, 51: 256, 1987
- [Asp97] ASPAR, B., BRUEL, M., MORICEAU, H., MALEVILLE, C., POU-MEYROL, T., AM PAPON, CLAVERIE, A., BENASSAYAG, G.,

- AUBERTON-HERVE, A.J., BARGE, T.: Basic mechanisms involved in the Smart-Cut[®]) process. *Microelectronic Engineering*, 36: 233–240, 1997
- [Bar77] BARTKO, J., SUN, K.H.: Reducing the switching time of semiconductor devices by nuclear irradiation. *U.S. Patent*, 4056408, 1977
- [Bar85] BARAFF, G., SCHLÜTER, M.: Electronic Structure, Total Energies, and Abundances of the Elementary Point Defects in GaAs. *Physical Review Letters*, 55: 1327–1330, 1985
- [Bar86] BARAFF, G., SCHLÜTER, M.: Binding and formation energies of native defect pairs in GaAs. *Physical Review B*, 33: 7346–7348, 1986
- [Bar95] BARBOT, J.F., NTSOENZOK, E., BLANCHARD, C., VERNOIS, J., ISABELLE, D.B.: Defect levels of proton-irradiated silicon with doses ranging from 10^{12}cm^{-2} to 10^{13}cm^{-2} . *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 95: 213–218, 1995
- [Bar96] BARBOT, J.F., BLANCHARD, C., NTSOENZOK, E., VERNOIS, J.: Defect levels in n-silicon after high energy and high dose implantation of proton. *Materials Science & Engineering: B (Advanced Functional Solid-State Materials)*, 36: 81–84, 1996
- [Bec95] BECKER, H.W., BAHR, M., BERHEIDE, M., BORUCKI, L., BUSCHMANN, M., ROLFS, C., ROTERS, G., SCHMIDT, S., SCHULTE, W.H., MITCHELL, G.E., SCHWEITZER, J.S.: Hydro-

- gen depth profiling using ^{18}O ions. *Zeitschrift für Physik A: Hadrons and Nuclei*, 351: 453–465, 1995
- [Ben97] BENTON, J.L., LIBERTINO, S., KRINGHOJ, P., EAGLESHAM, D.J., POATE, J.M., COFFA, S.: Evolution from point to extended defects in ion implanted silicon. *Journal of Applied Physics*, 82: 120–125, 1997
- [BIO94] BIO-RAD SEMICONDUCTOR DIVISON: HL5500PC Operators Manual, 1994
- [Bla62] BLAKEMORE, J.S.: *Semiconductor Statistics*. Pergamon Press, 1962
- [BN96] BECH NIELSEN, B., HOFFMANN, L., BUDDE, M.: Si-H stretch modes of hydrogen – vacancy defects in silicon: European Materials Research Society 1995 Spring Meeting, Symposium N: Carbon, Hydrogen, Nitrogen, and Oxygen in Silicon and in Other Elemental Semiconductors. *Materials Science & Engineering: B (Advanced Functional Solid-State Materials)*, 36: 259–263, 1996
- [BN97] BECH NIELSEN, B., JOHANNESSEN, P., STALLINGA, P., NIELSEN, K., BYBERG, J.: Identification of the Silicon Vacancy Containing a Single Hydrogen Atom by EPR. *Physical Review Letters*, 79: 1507–1510, 1997
- [BN99] BONDE NIELSEN, K., DOBACZEWSKI, L., GOSCINSKI, K., BENDESEN, R., ANDERSEN, O., BECH NIELSEN, B.: Deep levels of vacancy-hydrogen centers in silicon studied by La-

- place DLTS. *Physica B: Condensed Matter*, 273-274: 167–170, 1999
- [Boh13] BOHR, N.: On the theory of the decrease of velocity of moving electrified particles on passing through matter. *Philosophical Magazine*, 25: 10, 1913
- [Boh15] BOHR, N.: On the decrease in velocity of swiftly moving electrified particles passing through matter. *Philosophical Magazine*, 30: 581–612, 1915
- [Bor99] BORCHI, E., BRUZZI, M., DEZILLIE, B., LAZANU, S., LI, Z., PIROLLO, S.: Hall effect analysis in irradiated silicon samples with different resistivities. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 46: 834–838, 1999
- [Bor05] BORANY, J.V., FRIEDRICH, M., RÜB, M., DEBOY, G., BUTSCHKE, J., LETZKUS, F.: Application of ultra-high energy boron implantation for superjunction power (CoolMOS(TM)) devices. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 237: 62–67, 2005
- [Bra80] BRAGGINS, T., HOBGOOD, H., SWARTZ, J., THOMAS, R.: High infrared responsivity Indium-doped silicon detector material compensated by neutron transmutation. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 27: 2–10, 1980
- [Bra07a] BRACHT, H.: Self- and foreign-atom diffusion in semiconductor isotope heterostructures. I. Continuum theoretical calculations. *Physical Review B*, 75, 2007

- [Bra07b] BRACHT, H., SILVESTRI, H., SHARP, I., HALLER, E.: Self- and foreign-atom diffusion in semiconductor isotope heterostructures. II. Experimental results for silicon. *Physical Review B*, 75, 2007
- [Bra11] BRACHT, H.: Absolut-Kalibration SRP: Persönliche Mitteilung, 2011
- [Bro76] BROSIUS, P.R.: EPR evidence for a positively charged vacancy-oxygen defect in silicon. *Applied Physics Letters*, 29: 265, 1976
- [Bru97a] BRUEL, M., ASPAR, B., AUBERTON-HERVE, A.J.: Smart-Cut: a new silicon on insulator material technology based on hydrogen implantation and wafer bonding: Publication Office,. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 (Regular Papers, Short Notes & Review Papers)*, 36: 1636–1641, 1997
- [Bru97b] BRUN, R., RADEMAKERS, F.: ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 389: 81–86, 1997
- [Bur91] BURAVLYOV, A.V., VYATKIN, A.F., EGOROV, V.K., KIREIKO, V.V., ZUEV, A.P.: Some properties of amorphous silicon produced by helium ion implantation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 55: 642–646, 1991
- [Cau67] CAUGHEY, D.M., THOMAS, R.E.: Carrier mobilities in sili-

con empirically related to doping and field. *Proceedings of the IEEE*, 55: 2192–2193, 1967

[Cha56] CHAMPNESS, C.H.: The Statistics of Divalent Impurity Centers in a Semiconductor. *Proceedings of the Physical Society of London, Section B*, 69: 1335–1339, 1956

[Con56] CONWELL, E.: Impurity Band Conduction in Germanium and Silicon. *Physical Review*, 103: 51–61, 1956

[Cou01] COUTINHO, J., JONES, R., BRIDDON, P., ÖBERG, S., MURIN, L., MARKEVICH, V., LINDSTRÖM, J.: Interstitial carbon-oxygen center and hydrogen related shallow thermal donors in Si. *Physical Review B*, 65: 014109, 2001

[Cou03a] COUTINHO, J., JONES, R., ÖBERG, S., BRIDDON, P.R.: The formation, dissociation and electrical activity of divacancy-oxygen complexes in Si: Proceedings of the 22nd International Conference on Defects in Semiconductors. *Physica B: Condensed Matter*, 340-342: 523–527, 2003

[Cou03b] COUTINHO, J., TORRES, V.J.B., JONES, R., ÖBERG, S., BRIDDON, P.R.: Electronic structure of divacancy-hydrogen complexes in silicon. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 15: S2809, 2003

[Dav86] DAVIES, G., OATES, A.S., NEWMAN, R.C., WOOLLEY, R., LIGHTOWLERS, E.C., BINNS, M.J., WILKES, J.G.: Carbon-related radiation damage centres in Czochralski silicon. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 19: 841, 1986

- [Dea91] DEAK, P., SNYDER, L.C., CORBETT, J.W.: Silicon-interstitial-oxygen-interstitial complex as a model of the 450°C oxygen thermal donor in silicon. *Physical Review Letters*, 66: 747, 1991
- [Deb54] DEBYE, P., CONWELL, E.: Electrical Properties of N-Type Germanium. *Physical Review*, 93: 693–706, 1954
- [Emt96] EMTSEV, V.V., OGANESYAN, G.A., SCHMALZ, K.: Formation of deep thermal donors in heat-treated Czochralski silicon. *Applied Physics Letters*, 68: 2375–2377, 1996
- [Erm02] ERMOLOV, P.F., KARMANOV, D.E., LEFLAT, A.K., MANANKOV, V.M., MERKIN, M.M., SHABALINA, E.K.: Neutron-Irradiation-Induced Effects Caused by Divacancy Clusters with a Tetravacancy Core in Float-Zone Silicon. *Semiconductors*, 36: 1114, 2002
- [Evv76] EVWARAYE, A.O.: Electron-irradiation-induced divacancy in lightly doped silicon. *Journal of Applied Physics*, 47: 3776, 1976
- [Ewe96] EWELS, C.P., JONES, R., ÖBERG, S., MIRO, J., DEAK, P.: Shallow Thermal Donor Defects in Silicon. *Phys. Rev. Lett.*, 77: 865, 1996
- [Fau69] FAULKNER, R.: Higher Donor Excited States for Prolate-Spheroid Conduction Bands: A Reevaluation of Silicon and Germanium. *Physical Review*, 184: 713–721, 1969
- [Fer47] FERMI, E., TELLER, E.: The capture of negative mesotrons in matter. *Physical Review*, 72: 399–408, 1947

- [Fon00] FONSECA, L., LOZANO, M., CAMPABADAL, F., MARTÍNEZ, C., ULLÁN, M., AVSET, B.S., RUZIN, A., LEMEILLEUR, F., NOSSARZEWSKA-ORLOWSKA, E.: Silicon wafer oxygenation from SiO₂ layers for radiation hard detectors. *Microelectronics Reliability*, 40: 791–794, 2000
- [FUG91] FUG ELEKTRONIK GMBH: Bedienungsanleitung HCN 700-100000, 1991
- [Gil97] GILL, K., HALL, G., MACEVOY, B.: Bulk damage effects in irradiated silicon detectors due to clustered divacancies. *Journal of Applied Physics*, 82: 126, 1997
- [Gir98] GIRI, P.K., MOHAPATRA, Y.N.: Electrical characterization of MeV heavy-ion-induced damage in silicon: Evidence for defect migration and clustering. *Journal of Applied Physics*, 84: 1901–1912, 1998
- [Gir00] GIRI, P.K., MOHAPATRA, Y.N.: Unusual features in trap emission characteristics of heavily damaged silicon induced by MeV ion implantation. *Semiconductor Science and Technology*, 15: 985–991, 2000
- [Gor74] GORELKINSKII, Y., SIGIE, V.O., TAKIBAEV, Z.: EPR of conduction electrons produced in silicon by hydrogen ion implantation. *physica status solidi (a)*, 22: K55–7, 1974
- [Gre90] GREEN, M.A.: Intrinsic concentration, effective densities of states, and effective mass in silicon. *Journal of Applied Physics*, 67: 2944–2954, 1990

- [Gri86] GRIFFIN, J.A., NAVARRO, H., WEBER, J., GENZEL, L., BORENSTEIN, J.T., CORBETT, J.W., SNYDER, L.C.: The new shallow thermal donor series in silicon. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 19: L579, 1986
- [Gös82] GÖSELE, U., TAN, T.Y.: Oxygen diffusion and thermal donor formation in silicon. *Applied Physics A (Materials Science Processing)*, 28: 79–92, 1982
- [Hal91] HALLEN, A., FENYO, D., SUNDQVIST, B.U.R., JOHNSON, R.E., SVENSSON, B.G.: The influence of ion flux on defect production in MeV proton-irradiated silicon. *Journal of Applied Physics*, 70: 3025, 1991
- [Hal96] HALLEN, A., KESKITALO, N., MASSZI, F., NAGL, V.: Lifetime in proton irradiated silicon. *Journal of Applied Physics*, 79: 3906–3914, 1996
- [Han69] HANLEY, P.R., CLELAND, M.R., MASON, C.F., MORGANSTERN, K.H., THOMPSON, C.C.: The Tandem Dynamitron. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 16: 90–95, 1969
- [Har93] HARTUNG, J., WEBER, J.: Shallow hydrogen-related donors in silicon. *Physical Review B*, 48: 14161–14166, 1993
- [Hat95] HATAKEYAMA, H.: Formation of hydrogen-oxygen-vacancy complexes in silicon. *Materials Science Forum*, 196-: 939–944, 1995
- [Hat97] HATAKEYAMA, H., SUEZAWA, M.: Hydrogen-oxygen-vacancy complexes in Czochralski-grown silicon crystal. *Journal of Applied Physics*, 82: 4945–4951, 1997

- [Hau06] HAUSER, T.M., ET AL.: High Current He⁻ injector for tandem accelerators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, B249: 932–934, 2006
- [Haz91] HAZDRA, P., HASLAR, V., BARTOS, M.: The influence of implantation temperature and subsequent annealing on residual implantation defects in silicon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 55: 637–641, 1991
- [Haz99] HAZDRA, P., VOBECKY, J.: Nondestructive defect characterization and engineering in contemporary silicon power devices. *Solid State Phenomena*, 69-70: 545–550, 1999
- [Haz02] HAZDRA, P., BRAND, K., VOBECKY, J.: Defect distribution in MeV proton irradiated silicon measured by high-voltage current transient spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 192: 291–300, 2002
- [Haz04] HAZDRA, P., KOMARNITSKY, V.V.: Accurate identification of radiation defect profiles in silicon after irradiation with protons and alpha-particles in the MeV range. *Solid State Phenomena*, 95-96: 387–392, 2004
- [Haz06] HAZDRA, P., KOMARNITSKY, V.: Thermal donor formation in silicon enhanced by high-energy helium irradiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 253: 187–191, 2006

- [Haz07] HAZDRA, P., KOMARNITSKY, V.: Local lifetime control in silicon power diode by ion irradiation: introduction and stability of shallow donors. *IET Circuits, Devices & Systems*, 1: 321–326, 2007
- [Haz09] HAZDRA, P., KOMARNITSKY, V.: Influence of radiation defects on formation of thermal donors in silicon irradiated with high-energy helium ions. *Materials Science & Engineering: B (Advanced Functional Solid-State Materials)*, 159-160: 346–349, 2009
- [Hol85] HOLLAND, O.W., FATHY, D., NARAYAN, J., OEN, O.S.: Dose rate dependence of damage clustering during heavy ion irradiation in Si. *Radiation Effects*, 70: 127–139, 1985
- [Hüp89] HÜPPI, M.W.: Proton-irradiated silicon. Complete electrical characterization of the induced dominant deep defects after long-term annealing. *Materials Science & Engineering: B (Advanced Functional Solid-State Materials)*, 2: 87–90, 1989
- [Irm84] IRMSCHER, K., KLOSE, H., MAASS, K.: Hydrogen-related deep levels in proton-bombarded silicon. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 17: 6317, 1984
- [Job08] JOB, R., NIEDERNOSTHEIDE, F.J., SCHULZE, H.J., SCHULZE, H., C. CLAEYS, R. FALSTER, P. STALLHOFER, M. WATANABE: Formation and Annihilation of Hydrogen Related Donor States in Proton Implanted and Subsequently Plasma Hydrogenated N-Type Float Zone Silicon. *ECS Transactions*, 16: 151–161, 2008

- [Job09] JOB, R., NIEDERNOSTHEIDE, F.J., SCHULZE, H.J., SCHULZE, H.: Formation of Doping Profiles in Float-Zone Silicon by Helium Implantation and Plasma Hydrogenation. *Materials Research Society Symposium Proceedings*, 1108: 1108–A12–03, 2009
- [Joh00] JOHANNESSEN, P., NIELSEN, B.B., BYBERG, J.R.: Identification of the oxygen-vacancy defect containing a single hydrogen atom in crystalline silicon. *Physical Review B*, 61: 4659, 2000
- [Kel83] KELLER, W., WÜNSTEL, K.: Thermal donors in silicon: Consistent interpretation of Hall-effect and capacitance transient spectroscopy. *Applied Physics A (Materials Science Processing)*, 31: 9–12, 1983
- [KG98] KAIBLINGER-GRUJIN, G., KOSINA, H., SELBERHERR, S.: Influence of the doping element on the electron mobility in n-silicon. *Journal of Applied Physics*, 83: 3096, 1998
- [Kim75] KIMERLING, L.C., DEANGELIS, H.M., DIEBOLD, J.W.: On the role of defect charge state in the stability of point defects in silicon. *Solid State Communications*, 16: 171–174, 1975
- [Kim89] KIMERLING, L.C., ASOM, M., BENTON, J., DREVINSKY, P., CAEFER, C.: Interstitial Defect Reactions in Silicon. *Materials Science Forum*, 38-41: 141–150, 1989
- [Kla92a] KLAASSEN, D.B.M.: A unified mobility model for device

- simulation-I. Model equations and concentration dependence. *Solid-State Electronics*, 35: 953–959, 1992
- [Kla92b] KLAASSEN, D.B.: A unified mobility model for device simulation-II: Temperature dependence of carrier mobility and lifetime. *Solid-State Electronics*, 35: 961–967, 1992
- [Koh55] KOHN, W., LUTTINGER, J.: Theory of Donor States in Silicon. *Physical Review*, 98: 915–922, 1955
- [Koz01] KOZLOV, V.A., KOZLOVSKI, V.V.: Doping of semiconductors using radiation defects produced by irradiation with protons and alpha particles. *Semiconductors*, 35: 735–761, 2001
- [Kre68] KREMEN, A.: Copper Donors in Silicon. *Czechoslovak Journal of Physics*, 18: 937–950, 1968
- [Lal97] LALITA, J., SVENSSON, B.G., JAGADISH, C., HALLEN, A.: Annealing studies of point defects in low dose MeV ion implanted silicon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 127-128: 69–73, 1997
- [Las86] LASKY, J.B.: Wafer bonding for silicon on insulator technologies. *Applied Physics Letters*, 48: 78–80, 1986
- [Lee74] LEE, Y.H., CORBETT, J.: EPR study of defects in neutron-irradiated silicon: Quenched-in alignment under $\langle 110 \rangle$ -uniaxial stress. *Physical Review B*, 9: 4351–4361, 1974
- [Lee75] LEE, T.F., MCGILL, T.C.: Variation of impurity-to-band activation energies with impurity density. *Journal of Applied Physics*, 46: 373, 1975

- [Lee77] LEE, Y.H., CORBETT, J.W., BROWER, K.L.: EPR of a carbon-oxygen-divacancy complex in irradiated silicon. *physica status solidi (b)*, 41: 637–647, 1977
- [Lev01] LEVEQUE, P., PELLEGRINO, P., HALLEN, A., SVENSSON, B.G., PRIVITERA, V.: Hydrogen-related defect centers in float-zone and epitaxial n-type proton implanted silicon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 174: 297–303, 2001
- [Lin64] LINDHARD, J., SCHARFF, M., SCHIOTT, H.E.: Range concepts and heavy ion ranges. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 33-14, 1964
- [Lin94] LIN, W. The Incorporation of Oxygen into Silicon Crystals. In F. SHIMURA (ed.), *Oxygen in silicon, Semiconductors and Semimetals*, vol. 42, 9–52. Acad. Press, Boston, 1994
- [Lin03] LINDSTRÖM, J.L., MURIN, L.I., SVENSSON, B.G., MARKEVICH, V.P., HALLBERG, T.: The VO₂* defect in silicon: Proceedings of the 22nd International Conference on Defects in Semiconductors. *Physica B: Condensed Matter*, 340-342: 509–513, 2003
- [Lon93] LONDOS, C.A., BINNS, M.J., BROWN, A.R., MCQUAID, S.A., NEWMAN, R.C.: Effect of oxygen concentration on the kinetics of thermal donor formation in silicon at temperatures between 350 and 500°C. *Applied Physics Letters*, 62: 1525, 1993

- [Lut94] LUTZ, J., SCHEUERMANN, U.: Advantages of the New Controlled Acial Lifetime Diode. *PCIM '94. Proceedings of the International Conference on Power Electronics, Intelligent Motion and Power Quality*, 28, 1994
- [Lut98] LUTZ, J., SÜDKAMP, W., GERLACH, W.: IMPATT oscillations in fast recovery diodes due to temporarily charged radiation-induced deep levels. *Solid-State Electronics*, 42: 931–938, 1998
- [Lut99] LUTZ, J.: *Freilaufdioden für schnell schaltende Leistungsbauelemente*. Dissertation, TU Ilmenau, 1999
- [Lut06] LUTZ, J.: *Halbleiter-Leistungsbauelemente*. Springer Berlin-Heidelberg-New York, 2006
- [Lut11] LUTZ, J., SCHLANGENOTTO, H., SCHEUERMANN, U., DONCKER, R.D.: *Semiconductor Power Devices: Physics, Characteristics, Reliability*, 2011
- [Mac96] MACÉVOY, B.C., HALL, G., GILL, K.: Defect evolution in irradiated silicon detector material. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 374: 12–26, 1996
- [Mad02] MADELUNG, O., RÖSSLER, U., SCHULZ, M.: *Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter, vol. b*. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, 2002
- [Mar94] MARKEVICH, V.P., SUEZAWA, M., SUMINO, K., MURIN, L.I.: Radiation-induced shallow donors in Czochralski-grown

- silicon crystals saturated with hydrogen. *Journal of Applied Physics*, 76: 7347, 1994
- [Maz66] MAZUR, R.G., DICKEY, D.H.: A Spreading Resistance Technique for Resistivity Measurements on Silicon. *Journal of The Electrochemical Society*, 113: 255–259, 1966
- [MB05] MARTIN-BRAGADO, I., CASTRILLO, P., JARAIZ, M., PINACHO, R., RUBIO, J., BARBOLLA, J.: Physical atomistic kinetic Monte Carlo modeling of Fermi-level effects of species diffusing in silicon. *Physical Review B*, 72, 2005
- [McQ94] MCQUAID, S.A., NEWMAN, R.C., LIGHTOWLERS, E.C.: Hydrogen-related shallow thermal donors in Czochralski silicon. *Semiconductor Science and Technology*, 9: 1736, 1994
- [Mic94] MICHEL, J., KIMERLING, L.C. Electrical Properties of Oxygen in Silicon. In F. SHIMURA (ed.), *Oxygen in silicon, Semiconductors and Semimetals*, vol. 42, 251–287. Acad. Press, Boston, 1994
- [Mid83] MIDDLETON, R.: A versatile high intensity negative ion source. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 214: 139–150, 1983
- [Mik05] MIKELSEN, M., MONAKHOV, E., ALFIERI, G., AVSET, B., SVENSSON, B.: Kinetics of divacancy annealing and divacancy-oxygen formation in oxygen-enriched high-purity silicon. *Physical Review B*, 72, 2005
- [Mik07] MIKELSEN, M., BLEKA, J., CHRISTENSEN, J., MONAKHOV, E., SVENSSON, B., HÄRKÖNEN, J., AVSET, B.: Annealing of the

divacancy-oxygen and vacancy-oxygen complexes in silicon. *Physical Review B*, 75, 2007

[Mom06] MOMENTIVE PERFORMANCE MATERIALS: Pyrolytic Boron Nitride Heater Data Sheet, 2006

[Mon02] MONAKHOV, E.V., AVSET, B.S., HALLEN, A., SVENSSON, B.G.: Formation of a double acceptor centre during divacancy annealing in low doped high-purity oxygenated Si. *Physical Review B*, 65: 233207, 2002

[Moo77a] MOONEY, P., CHENG, L., SÜLI, M., GERSON, J., CORBETT, J.: Defect energy levels in boron-doped silicon irradiated with 1-MeV electrons. *Physical Review B*, 15: 3836–3843, 1977

[Moo77b] MOORE, A.R.: Electron and hole drift mobility in amorphous silicon: Applied Physics Letters. *Applied Physics Letters*, 31: 762–764, 1977

[Nat09] NATIONAL INSTRUMENTS: Labview, 1986-2009

[Nav86] NAVARRO, H., GRIFFIN, J., WEBER, J., GENZEL, L.: New oxygen related shallow thermal donor centres in Czochralski-grown silicon. *Solid State Communications*, 58: 151–155, 1986

[New85] NEWMAN, R.C.: Thermal donors in silicon: oxygen clusters or self-interstitial aggregates. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 18: L967, 1985

- [New91] NEWMAN, R.C., TUCKER, J.H., BROWN, A.R., MCQUAID, S.A.: Hydrogen diffusion and the catalysis of enhanced oxygen diffusion in silicon at temperatures below 500 °C. *Journal of Applied Physics*, 70: 3061–3070, 1991
- [New98] NEWMAN, R.C.: Shallow thermal donors in silicon: The roles of Al, H, N, and point defects. *physica status solidi (b)*, 210: 519–525, 1998
- [Nie03] NIEDERNOSTHEIDE, F.J., SCHMITT, M., SCHULZE, H.J., KELLNER-WERDEHAUSEN, U., FROHNMEYER, A., WACHUTKA, G.: Analysis of radiation-induced defects and performance conditioning in high-power devices. *Journal of the Electrochemical Society*, 150: G15–21, 2003
- [Nis62] NISENOFF, M., FAN, H.: Electron Spin Resonance in Neutron-Irradiated Silicon. *Physical Review*, 128: 1605–1613, 1962
- [Niw08] NIWA, F., MISUMI, T., YAMAZAKI, S., SUGIYAMA, T., KANATA, T., NISHIWAKI, K.: A study of correlation between CiOi defects and dynamic avalanche phenomenon of PiN diode using He ion irradiation. *Power Electronics Specialists Conference, 2008*, 82–84, 2008
- [NL99] NYLANDSTED LARSEN, A., CHRISTENSEN, C., PETERSEN, J.W.: Room-temperature vacancy migration in crystalline Si from an ion-implanted surface layer. *Journal of Applied Physics*, 86: 4861, 1999

- [Nts96] NTSOENZOK, E., DESGARDIN, P., BARBOT, J.F., VERNOIS, J., ISABELLE, D.B.: Shallow and deep donors induced by light ions in N-type silicon. *RADECS 95. Third European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems*, 85–88, 1996
- [Ohm72] OHMURA, Y., ZOHTA, Y., KANAZAWA, M.: Electrical properties of n-type Si layers doped with proton bombardment induced shallow donors. *Solid State Communications*, 11: 263–266, 1972
- [Ohm73] OHMURA, Y., ZOHTA, Y., KANAZAWA, M.: Shallow donor formation in Si produced by proton bombardment. *physica status solidi (a)*, 15: 93–98, 1973
- [Oht79] OHTA, E.: Energy-Levels and Degeneracy Ratios for Magnesium in n-Type Silicon. *Solid-State Electronics*, 22: 677–682, 1979
- [Pag06] PAGAVA, T.: Effect of irradiation temperature on the efficiency of introduction of multivacancy defects into n-Si crystals. *Semiconductors*, 40: 890–892, 2006
- [Pel01] PELLEGRINO, P., LEVEQUE, P., LALITA, J., HALLEN, A., JAGADISH, C., SVENSSON, B.G.: Annealing kinetics of vacancy-related defects in low-dose MeV self-ion-implanted n-type silicon. *Physical Review B*, 64: 195211/1–10, 2001
- [Pes99] PESOLA, M., BOEHM, J.v., MATTILA, T., NIEMINEN, R.: Computational study of interstitial oxygen and vacancy-

- oxygen complexes in silicon. *Physical Review B*, 60: 11449–11463, 1999
- [Pet58] PETRITZ, R.L.: Theory of an Experiment for Measuring the Mobility and Density of Carriers in the Space-Charge-Region of a Semiconductor Surface. *Physical Review*, 110: 1254–1262, 1958
- [Pic04] PICHLER, P.: *Intrinsic Point Defects, Impurities, And Their Diffusion In Silicon*. Springer Vienna, 2004
- [Pin02] PINACHO, R., CASTRILLO, P., JARAIZ, M., MARTIN-BRAGADO, I., BARBOLLA, J., GOSSMANN, H.J., GILMER, G.H., BENTON, J.L.: Carbon in silicon: Modeling of diffusion and clustering mechanisms. *Journal of Applied Physics*, 92: 1582, 2002
- [Pok05] POKOTILO, J., PETUKH, A., LITVINOV, V., TSVIRKO, B.: Hydrogen-Related Donors in Silicon: Centers with Negative Electronic Correlation Energy. *Solid State Phenomena*, 108-109: 229–234, 2005
- [Pri98] PRIVITERA, V.: Migration and interaction of point defects at room temperature in crystalline silicon. *Rivista Del Nuovo Cimento*, 21: 1–52, 1998
- [Put60] PUTLEY, E.H.: *The Hall Effect and Related Phenomena*. Butterworth, London, 1960
- [Rüb04] RÜB, M., BAR, M., NIEDERNOSTHEIDE, F.J., SCHMITT, M., SCHULZE, H.J., WILLMEROOTH, A.: First study on superjunction high-voltage transistors with n-columns formed by

proton implantation and annealing. *ISPSD '04. Proceedings of the 16th International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs*, 181–184, 2004

- [Rei93] REISINGER, J., PALMETSHOFER, L.: Defect level in silicon bombarded with light ions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 80-81: 573–577, 1993
- [Rob94] ROBERSON, M., ESTREICHER, S.: Vacancy and vacancy-hydrogen complexes in silicon. *Physical Review B*, 49: 17040–17049, 1994
- [rog08] ROGERPROCESSENGINEER: Illustration of the probing of a beveled piece of silicon, 2008. URL commons.wikimedia.org/wiki/File:Probes_on_bevel.jpg
- [Rol97] ROLFS, C.E., RODNEY, W.S.: *Cauldrons in the cosmos: Nuclear astrophysics*. Univ. of Chicago Press, Chicago, 1997
- [Rys82] RYSEL, H., GLAWISCHNIG, H.: *Ion implantation techniques*. Springer, Berlin, 1982
- [Sch19] SCHENKEL, M.: Eine neue Schaltung zur Erzeugung hoher Gleichspannungen. *Elektrotechnische Zeitschrift*, 40: 333, 1919
- [Sch74] SCHULZ, M.: Determination of deep trap levels in silicon using ion-implantation and CV-measurements. *Applied Physics*, 4: 225–236, 1974

- [Sch97a] SCHMIDT, D.C., BARBOT, J.F., BLANCHARD, C., DESGARDIN, P., NTSOENZOK, E., BLONDIAUX, G.: Studies of deep levels in He⁺-irradiated silicon. *Applied Physics A (Materials Science Processing)*, 65: 403–406, 1997
- [Sch97b] SCHMIDT, D.C., BARBOT, J.F., BLANCHARD, C., NTSOENZOK, E.: Defect levels of proton-irradiated silicon with a dose of $3.6 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 132: 439–446, 1997
- [Sch01] SCHULZE, H.J., NIEDERNOSTHEIDE, F.J., KELLNER-WERDEHAUSEN, U.: Thyristor with integrated forward recovery protection function. *ISPSD '01. Proceedings of the 13th International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs*, 199–202, 2001
- [Sch02] SCHULZE, H.J., NIEDERNOSTHEIDE, F.J., SCHMITT, M., KELLNER-WERDEHAUSEN, U., WACHUTKA, G.: Influence of irradiation-induced defects on the electrical performance of power devices. *ECS Proceedings*, 2002-20: 320–335, 2002
- [Sch06] SCHRODER, D.K.: *Semiconductor material and device characterization*. Wiley-Interscience, Hoboken, NJ, 3. ed. edn., 2006
- [Sch11] SCHIEL, D., ZAKEL, S.: Bestimmung des Sauerstoff-Gehalts einer Silizium-Probe: Persönliche Mitteilung, 2011
- [Süd94] SÜDKAMP, W.: *DLTS-Untersuchung an tiefen Stöstellen zur Einstellung der Trägerlebensdauer in Si*

Leistungshalbleiterbauelementen. Dissertation, Technische Universität Berlin, Berlin, Heidelberg, 1994

- [Sie02] SIEMIENIEC, R., SÜDKAMP, W., LUTZ, J.: Determination of parameters of radiation induced traps in silicon. *Solid-State Electronics*, 46: 891–901, 2002
- [Sie04] SIEMIENIEC, R., NIEDERNOSTHEIDE, F.J., SCHULZE, H.J., SÜDKAMP, W., KELLNER-WERDEHAUSEN, U., LUTZ, J.: Irradiation-induced deep levels in silicon. *ECS Proceedings*, 2004-05: 369–384, 2004
- [Sie06] SIEMIENIEC, R., NIEDERNOSTHEIDE, F.J., SCHULZE, H.J., SÜDKAMP, W., KELLNER-WERDEHAUSEN, U., LUTZ, J.: Irradiation-induced deep levels in silicon for power device tailoring. *Journal of the Electrochemical Society*, 153: G108–18, 2006
- [Sim09] SIMOEN, E., HUANG, Y.L., MA, Y., LAUWAERT, J., CLAUWS, P., RAFI, J.M., ULYASHIN, A., CLAEYS, C.: What Do We Know about Hydrogen-Induced Thermal Donors in Silicon? *Journal of the Electrochemical Society*, 156: H434–H442, 2009
- [Smi59] SMITH, R.A.: *Semiconductors*. Cambridge University Press, Cambridge, 1959
- [Sny55] SNYDER, W., NEUFELD, J.: Disordering of Solids by Neutron Radiation. *Physical Review*, 97: 1636–1646, 1955

- [Son90] SONG, L., ZHAN, X., BENSON, B., WATKINS, G.: Bistable interstitial-carbon-substitutional-carbon pair in silicon. *Physical Review B*, 42: 5765–5783, 1990
- [Spi04] SPIRITO, P., DALIENTO, S., SANSEVERINO, A., GIALANELLA, L., ROMANO, M., LIMATA, B.N., CARTA, R., BELLEMO, L.: Characterization of recombination centers in Si epilayers after He implantation by direct measurement of local lifetime distribution with the AC lifetime profiling technique. *IEEE Electron Device Letters*, 25: 602–604, 2004
- [Sta98] STALLINGA, P., JOHANNESSEN, P., HERSTRØM, S., BONDE NIELSEN, K., BECH NIELSEN, B., BYBERG, J.: Electron paramagnetic resonance study of hydrogen-vacancy defects in crystalline silicon. *Physical Review B*, 58: 3842–3852, 1998
- [Sue84] SUEZAWA, M., SUMINO, K.: Nature of thermal donors in silicon crystals. *Physica Status Solidi (a)*, 82: 235–242, 1984
- [Sve86] SVENSSON, J., SVENSSON, B.G., LINDSTRÖM, J.L.: Thermal donor formation in electron-irradiated Czochralski silicon. *Applied Physics Letters*, 49: 1435, 1986
- [Sve91] SVENSSON, B., MOHADJERI, B., HALLÉN, A., SVENSSON, J., CORBETT, J.: Divacancy acceptor levels in ion-irradiated silicon. *Physical Review B*, 43: 2292–2298, 1991
- [Sve97] SVENSSON, B.G., JAGADISH, C., HALLÉN, A., LALITA, J.: Generation of vacancy-type point defects in single collision

- cascades during swift-ion bombardment of silicon. *Physical Review B*, 55: 10498–10507, 1997
- [Sze82] SZE, S.M.: *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley & Sons, 1982
- [Tho12] THOMSON, J.J.: Ionization by moving electrified particles. *Philosophical Magazine*, 23: 449–457, 1912
- [Tok98] TOKUDA, Y., ITO, A., OHSHIMA, H.: Study of shallow donor formation in hydrogen-implanted n-type silicon. *Semiconductor Science and Technology*, 13: 194, 1998
- [Tok00] TOKUDA, Y., SEKI, T.: Interaction of hydrogen with the vacancy-oxygen pair produced in n-type silicon by electron irradiation. *Semiconductor Science and Technology*, 15: 126, 2000
- [Tro83] TROXELL, J.R.: Ion-implantation associated defect production in silicon. *Solid-State Electronics*, 26: 539–548, 1983
- [Tro87] TROMBETTA, J.M., WATKINS, G.D.: Identification of an interstitial carbon-interstitial oxygen complex in silicon. *Applied Physics Letters*, 51: 1103, 1987
- [van58] VAN DER PAUW, L.J.: A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape. *Philips Research Reports*, 13-1: 1–9, 1958
- [Vor93] VORONKOV, V.V.: Generation of thermal donors in silicon: oxygen aggregation controlled by self-interstitials. *Semiconductor Science and Technology*, 8: 2037, 1993

- [Vor08] VORONKOV, V.V., VORONKOVA, G.I., BATUNINA, A.V., FALSTER, R.J., GOLOVINA, V.N., GULIAEVA, A.S., TIURINA, N.B., MILVIDSKI, M.G.: Evolution of Thermal Donors in Silicon Enhanced by Self-Interstitials. *Solid State Phenomena*, 131-133: 387–392, 2008
- [Wag89] WAGNER, P., HAGE, J.: Thermal double donors in silicon. *Applied Physics A (Materials Science Processing)*, 49: 123–138, 1989
- [Wat59] WATKINS, G.D., CORBETT, J.W., WALKER, R.M.: Spin Resonance in Electron Irradiated Silicon. *Journal of Applied Physics*, 30: 1198, 1959
- [Wat64] WATKINS, G., CORBETT, J.: Defects in Irradiated Silicon: Electron Paramagnetic Resonance and Electron-Nuclear Double Resonance of the Si-E Center. *Physical Review*, 134: A1359–A1377, 1964
- [Wat65] WATKINS, G., CORBETT, J.: Defects in Irradiated Silicon: Electron Paramagnetic Resonance of the Divacancy. *Physical Review*, 138: A543–A555, 1965
- [Won85] WONDRAK, W.: *Erzeugung von Strahlenschäden in Silizium durch hochenergetische Elektronen und Protonen*. Dissertation, Johann-Wolfgang Göthe Universität Frankfurt, Frankfurt, 1985
- [Xu95] XU, Y., LIU, C., LI, Y., WANG, H.: Multivacancy clusters in neutron-irradiated silicon. *Journal of Applied Physics*, 78: 6458, 1995

- [Yam99] YAMAGUCHI, M., KHAN, A., TAYLOR, S.J., ANDO, K., YAMAGUCHI, T., MATSUDA, S., ABURAYA, T.: Deep level analysis of radiation-induced defects in Si crystals and solar cells. *Journal of Applied Physics*, 86: 217, 1999
- [Yua02] YUAN, X., UDREA, F., COULBECK, L., WAIND, P.R., AMARATUNGA, G.A.: Analysis of lifetime control in high-voltage IGBTs. *Solid-State Electronics*, 46: 75–81, 2002
- [Zie85] ZIEGLER, J.F.: High energy ion implantation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 6: 270–282, 1985
- [Zie96] ZIEGLER, J.F. (ed.): *Ion implantation - science and technology*. Ion Implantation Technology Co., 1996
- [Zie10] ZIEGLER, J.F., BIRSACK, J.P.: SRIM 2008.04 Code & Handbook, 2010. URL www.srim.org

Abbildungsverzeichnis

2.1. Stopping Power	11
2.2. Reichweite und Straggling	14
2.3. Verteilung der Ionen und Defekte	15
2.4. Defektübersicht	18
3.1. Silicon-On-Insulator	48
4.1. Beweglichkeit	58
4.2. Hall-Effekt	60
5.1. Laborgrundriss	67
5.2. Sekundärelektronenunterdrückung	71
5.3. Skizze der Endstation	72
5.4. Schema NT-Ofen	74
5.5. Temperaturkurve	75
5.6. I-V-Kurve der Hall-Kontakte	80
5.7. Skizze des Hall-Kryostaten	82
5.8. Spreading Resistance Probe	84
5.9. SRP Kalibrierdaten	85
5.10. SRP Kalibrierkurve	86

6.1. Widerstandsprofil	90
6.2. TRIM Simulation von 2MeV Protonen in Silizium . . .	92
6.3. Modellierung des SRP-Profiles	95
6.4. Dosisabhängigkeit	98
6.5. Sauerstoff-Koimplantation	101
6.6. Sauerstoff-Abhängigkeit	102
6.7. Flussabhängigkeit des erhöhten Widerstands	105
6.8. Flussabhängigkeit des Maximums	106
6.9. Temperaturabhängigkeit des Profils	108
6.10. Temperaturabhängigkeit der Kompensation	109
6.11. Temperaturabhängigkeit der n-Typ-Konzentration . .	110
6.12. Abhängigkeit von der Grunddotierung	113
6.13. Ladungsträger-Konzentration aus Hall-Effekt	115
6.14. Zusammenhang E_d , g und χ^2	118
6.15. Tiefenprofil Hall-Probe	122
7.1. Abhängigkeit Dosis/Widerstands nach Helium-Be- strahlung	133
7.2. Abhängigkeit T_{anneal} /Widerstand nach Helium-Be- strahlung	134
7.3. Abhängigkeit T_{anneal} /Konzentration nach Helium- Bestrahlung	136
7.4. Abhängigkeit T_{anneal} /Beweglichkeit nach Helium- Bestrahlung	137
A.1. Flussberechnung	145

Tabellenverzeichnis

4.1. Konstanten für die Bandstruktur	53
4.2. Konstanten für die Beweglichkeit	57
5.1. Präparationsimplantationen	79
5.2. Kalibrierproben	87
6.1. Dotierung - Modell	94
6.2. Dotierung - Dosisabhängigkeit	97
6.3. Sauerstoff-Koimplantation	100
6.4. Dotierung - Flussabhängigkeit	104
6.5. Basismaterial	112
6.6. Ergebnis der Hall-Messung	118
6.7. Daten zur Hall-Probe	123
7.1. Proben für Helium-Bestrahlung	131
7.2. Daten der Helium-Bestrahlung	132

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die die Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben. Mein Dank gilt

- J. Lutz für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Lehrstuhl durchführen zu können und Anregungen zur Anfertigung des Manuskripts,
- J.B. Meijer für unzählige Gespräche und Tipps auch bei der Gestaltung des Manuskripts, sowie die Anstellung bei RUBION und die Bereitstellung der finanziellen Mittel für diese Arbeit,
- K. Brand, für die Anregung zu dieser Arbeit und die Knüpfung des Kontakts nach Chemnitz,
- H. Bracht, R. Kube, S. Schneider und K. Sunder für die freundliche Aufnahme und Betreuung bei den Messungen am Institut für Materialphysik der WWU Münster,
- H.W. Becker, für Hilfe aus seinem reichen experimentellen Erfahrungsschatz,
- A. Apool, T. Brandner, R. Genschur, M. Korbel und T. Wegener für die technische Unterstützung im DTL,

- H.-G. Schäfer und dem Team der Feinmechanischen Werkstatt für die schnelle und kompetente Lösung aller mechanischen Probleme,
- M. Kalthoff und dem Team der Elektronik-Werkstatt für die schnelle und kompetente Lösung aller elektronischen Probleme,
- meiner Frau Vanessa für liebevolle Unterstützung in allen Lebenslagen.

Diese Arbeit wurde mit Hilfe von KOMA-Script und L^AT_EX gesetzt.

Die zur Auswertung erstellte Software verwendet das ROOT-Toolkit [Bru97b].

Versicherung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige 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.

Bei der Auswahl und Auswertung des Materials sowie bei der Herstellung des Manuskripts habe ich Unterstützungsleistungen von folgenden Personen erhalten:

Prof. Dr.-ing. Josef Lutz
PD Dr. Jan Meijer

Weitere Personen waren an der Abfassung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Die Hilfe eines Promotionsberaters habe ich nicht in Anspruch genommen. Weitere Personen haben von mir keine geldwerten Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Bochum, den 28.07.2011

Jan N. Klug

Thesen

1. Bei der Bestrahlung mit Protonen entstehen in Silizium sowohl Akzeptoren als auch Donatoren. Das Profil der effektiven Ladungsträger lässt sich als Überlagerung der Profile der Akzeptoren, Donatoren und der Grunddotierung modellieren.
2. Das Maximum der erzeugten Dotierung ist linear abhängig von der Ionendosis. Es ist begrenzt durch den Sauerstoff-Gehalt des Ausgangsmaterials. Durch Erhöhung der Sauerstoff-Konzentration lässt sich diese Grenze anheben.
3. Die Zahl der erzeugten Donatoren ist nicht abhängig vom Ionenfluss, die Konzentration der entstehenden Akzeptoren dagegen schon. Der Unterschied ist auf die verschiedene Erzeugungsrate Schäden pro Volumen und Zeit zurückzuführen, die sich in Bereich der Reichweite der Protonen deutlich höher ist.
4. Ein Maximum der erzeugten Dotierung wird durch Ausheilen bei 450 °C erreicht. Mit zunehmender Temperatur breitet sich der Bereich erhöhter Dotierung zur Oberfläche hin aus.
5. Die erzielte Dotierung ist abhängig von der Grunddotierung. Dabei führt eine höhere Grunddotierung zu einer höheren Konzentration erzeugter Donatoren. Dies wird auf den Einfluss des Fermi-Niveaus auf die Bildung von Defektkomplexen zurückgeführt.

6. Der Einfluss von thermischen Sauerstoff-Donatoren ist vernachlässigbar, sie sind nur in sehr geringer Konzentration nachweisbar. Die Dotierung ist hauptsächlich auf flache Donatoren mit thermischen Aktivierungs-Energien von ≈ 35 meV zurückzuführen.
7. Durch Vergleich von Spreading-Resistance- und Hall-Messungen lässt sich zeigen, dass die Beweglichkeit der wasserstoff-assoziierten Donatoren der von Phosphor vergleichbar ist. Die Umrechnung von Widerstands- in Konzentrationsprofile ist daher zulässig.
8. Bei Bestrahlung mit hochenergetischen Helium-Ionen ist ein Einfluss auf Widerstand und Beweglichkeit in p-Silizium erst bei Dosen über $5.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ zu beobachten.
9. Höhere Dosen führen zu herabgesetzter Beweglichkeit bei gleichzeitiger Abnahme der Zahl effektiver Ladungsträger. Dieser Prozess ist unter Temperaturbehandlung reversibel.
10. Für die Anwendung von Helium-Ionen zur Lebensdauer-Einstellung ergeben sich keine Einschränkungen im Bereich des Widerstands oder der Beweglichkeit.

Lebenslauf

Jan N. Klug, geb. 31.05.1977

08/1983 - 07/1987 Besuch der Gemeinschafts-Grundschule Westenfeld in Bochum

08/1987 - 06/1996 Besuch der Hellweg-Schule in Bochum
Abschluss : Abitur

WS 1997/98 - WS 2005/06 Studium der Physik an der Ruhr-Universität Bochum
Diplomarbeit: Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ oberhalb der 259-keV Resonanz
Abschluss : Dipl.-Physiker

seit 01/2006 wissenschaftlicher Mitarbeiter bei RUBION - Zentrale Einrichtung für Ionenstrahlen und Radionuklide (Ruhr-Universität Bochum)

seit 05/2006 Doktorand an der Technischen Universität Chemnitz
Arbeitsgebiet: Strahlenschäden in Silizium