Der ATLAS Pixelsensor

Der state-of-the-art Pixelsensor für teilchenphysikalische Anwendungen mit extrem hohen Strahlungsfeldern

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
der Abteilung Physik
an der Universität Dortmund

vorgelegt von

Fabian Georg Hügging
aus Laatzen

Dortmund,
Juni 2001

Erstgutachter:	Prof. Dr. C. Gößling, Universität Dortmund
Zweitgutachter:	Prof. Dr. N. Wermes, Universität Bonn
Tag der mündlichen Prüfung:	29. Juni 2001

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Ziel der modernen Hochenergiephysik ist die Erforschung der kleinsten Bausteine der Materie und ihrer fundamentalen Wechselwirkungen. Das zugrunde liegende Meßprinzip beruht auf der Kollision hochenergetischer Teilchen wie zum Beispiel Protonen und Elektronen, die bei der Kollision eine Vielzahl neuer, meist kurzlebige Teilchen erzeugen. Aus der genauen Vermessung der Eigenschaften aller Stoßpartner lassen sich Rückschlüsse auf die Struktur der Elementarteilchen und die Art ihrer Wechselwirkungen gewinnen, deren heutiger Kenntnisstand im Standardmodell zusammengefaßt ist. Das Erforschen neuer Bereiche der subatomaren Welt verlangt deshalb immer höhere Energie der kollidierenden Teilchen und größere Ereignisraten, um die interessanten seltenen Reaktionen beobachten zu können.

Dementsprechend gehört zu einem modernen Hochenergiephysikexperiment ein Beschleuniger, der die primären Stoßpartner auf die geforderte Energie beschleunigt und ein Detektorsystem, das die so resultierenden Ereignisse zu vermessen vermag. Ein solches Detektorsystem besteht aus einer Vielzahl von Einzelkomponenten, von Trackingsytemen zur hochauflösenden Vermessung der Teilchentrajektorien über Kalorimeter zur Messung der Teilchenenergien bis hin zu Triggersystemen, die die seltenen interessanten Ereignisse von den Untergrundereignissen filtern sollen.

Eines der ehrgeizigsten Projekte dieser Art stellt der LHC[1] am europäischen Zentrum für Teilchenphysik CERN in Genf dar, der sich zur Zeit im Aufbau befindet. Es handelt sich um einen Proton-Proton-Speicherring, der in der Lage sein wird, Protonen mit einer Energie von je 7 TeV und einer Taktrate von 40 MHz zur Kollision zu bringen, um Energiebereiche und Ereignisraten in der Teilchenphysik zu erschließen, die bislang noch nicht erreicht werden konnten. Das ATLAS[2]-Experiment stellt neben dem CMS[3]-Experiment einen von zwei zur Zeit im Aufbau befindlichen Vielzweckdetektoren dar, die die Reaktionen am LHC im Hinblick auf die teilchenphysikalischen Fragestellungen analysieren sollen.

[1] **L**arge **H**adron **C**ollider
[2] **A** **T**orodial **L**HC **A**pparatu**s**
[3] **C**ompact **M**uon **S**olenoid

Im Zentrum beider Experimente werden Siliziumdetektoren zum Einsatz kommen, um den Anforderungen nach einer hochauflösenden Spurmessung der Teilchenbahnen gerecht zu werden. Gerade Siliziumdetektoren mit ihren Strukturierungsmöglichkeiten im Mikrometerbereich und ihren schnellen Signalanstiegszeiten von einigen Nanosekunden sind hierfür allen anderen Systemen wie beispielsweise Gas-Ionisationsdetektoren überlegen. Die bei der Herstellung von Siliziumdetektoren eingesetzten Methoden sind die gleichen, die in der Herstellung von Mikroelektronik zum Einsatz kommen und sind deshalb in den letzten dreißig Jahren technisch weit fortgeschritten und industriell stark verbreitet. Allerdings erfordert der Einsatz in einer Umgebung mit einer sehr hohen Anzahl von hochenergetischen Teilchen eine Untersuchung der Strahlenhärte aller eingesetzten Bauelemente. Für Silizium sind die strahleninduzierten Veränderungen der Kristall- und Grenzflächeneigenschaften seit den späten achtziger Jahren systematisch untersucht worden. Als Ergebnis hiervon sind die Veränderungen gut bekannt und zum Teil parametrisiert, so daß sie sich in der Konzeption eines Siliziumsensors, der in einer Umgebung mit hohen Strahlungsfeldern arbeiten soll, berücksichtigen lassen. Parallel dazu sind Anstrengungen unternommen worden, die Bauelementeeigenschaften auf mikroskopische Kristalldefekte zurückzuführen und durch Beeinflussung der Verunreinigungen des Siliziums so zu verändern, daß das Grundmaterial strahlungstoleranter wird.

Die teilchenphysikalische Anforderung, Sekundärzerfallspunkte in der Nähe des primären Wechselwirkungspunktes auflösen zu können, erfordert die innersten Spurdetektoren sehr dicht am Strahlrohr zu positionieren. Wegen der hohen Spurdichte in diesem Bereich, lassen sich hier nur echt zweidimensional auflösende Detektoren sinnvoll einsetzen, die einen kombinatorischen Untergrund unterdrücken. Deshalb werden die innersten Lagen des Tracking-Systems des ATLAS-Experimentes aus einem Pixeldetektor bestehen. Es handelt sich um einen hybriden Pixeldetektor, bei dem die Ausleseelektronik getrennt vom Sensorbaustein ist. Der Sensor besteht aus einer Matrix kleiner Dioden, die ein elektrisches Signal liefern, wenn sie von einem Teilchen getroffen werden. Jede Diode ist Kanal für Kanal mit einer Auslesezelle auf dem Elektronikchip verbunden. Alle Komponenten des Pixeldetektors müssen wegen ihrer exponierten Lage im Stande sein, der enormen Strahlenbelastung von 10^{15} 1-MeV-Neutronen pro Quadratzentimeter innerhalb der zehnjährigen Betriebsdauer des Experimentes zu widerstehen.

Zweidimensionale Bauelementesimulationen auf Grundlage von Finite-Elemente-Methoden sind schon seit längeren eine erfolgreiche Methode beim Entwurf und Verständnis neuartiger Siliziumsensoren. Da aber bei Pixelsensoren die Geometrie teilweise eine dreidmensionale Behandlung erfordert, sind für die Entwicklung des ATLAS-Pixelsensors erstmalig dreidimensionale Bauelementesimulation eingesetzt worden. Solche Simulationspakete kommen aus der Elektronikentwicklung und müssen erst für die Simulation der deutlich größeren Sensorstrukturen adaptiert werden. Dazu ist es notwendig, die Grundlagen der Simulation elektrischer Eigenschaften von Siliziumsensoren durch FE-Bauelementesimulationen zu behandeln, wobei zum einen besonderes Gewicht auf die Auswahl und den Test der Simulationsparameter für Sensorsimulationen vor und nach Strahlenschädigung gelegt wird. Zum anderen steht der Test dreidimensionaler Simulation von Sensorstrukturen im Vordergrund. Erst derartige Vorarbeiten erlauben einen Einsatz von Simulationen zum Verständnis und zur Erklärung von Testergebnissen, die an feinsegmentierten Sensoren erzielt wurden.

Gegenstand der hier vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung des Sensorbausteins des Pixeldetektors für den Einsatz im ATLAS-Experiment. Primäres Ziel ist der Entwurf und Test eines Silizium-Pixelsensors bis zur Produktionsreife, der den hohen Anforderungen der Strahlentoleranz und Zuverlässigkeit gewachsen ist. Zur Zuverlässigkeit eines Pixelsensors, der in einer Stückzahl von etwa 2000 produziert werden soll, gehört die Integration von Testmöglichkeiten in das Design und die Qualitätssicherung innerhalb der mehrjährigen Produktionsphase zum Beispiel durch den Entwurf geeigneter Teststrukturen. Grundlegende Strategie beim Entwurf des ATLAS Pixelsensor war die Entwicklung eines strahlentolerantes Pixeldesign, das nicht zuletzt durch Simulationstudien optimiert worden ist. Gleichzeitig wurden die von der ROSE-Kollaboration[ROS 96] erzielten Fortschritte bei der Verbesserung der Strahlentoleranz des Siliziummaterials direkt auf dem Pixeldesign untersucht, um einen optimierten Sensor zu erhalten.

Zunächst werden in Kapitel 2 die Ziele des ATLAS-Experimentes skizziert und die sich daraus ergebenden Anforderungen für den Pixeldetektor herausgearbeitet. Die für das Design eines Siliziumsensors notwendigen Grundlagen der Halbleiterphysik werden in Kapitel 3 unter besonderer Berücksichtigung der strahleninduzierten Veränderungen des Siliziums diskutiert. In Kapitel 4 werden verschiedene Möglichkeiten und Anwendungen ortsauflösender Siliziumsensoren vorgestellt sowie die relevanten Kenngrößen von feinsegmentierten Siliziumsensoren und ihre strahleninduzierten Veränderungen erläutert. Kapitel 5 widmet sich ausführlich der FE-Bauelementesimulation von Siliziumsensoren im Hinblick auf die Auswahl und den Test von geeigneten Simulationsparametern sowie der Erweiterung auf dreidimensionale Simulationen. Die aus all diesen Überlegungen resultierende Konzeption des ATLAS Pixelsensors sowie der Entwurf und die Ziele der verschiedenen Prototypsensoren werden in Kapitel 6 erläutert. In Kapitel 7 sind die Ergebnisse an den Prototypen des Pixelsensors dargestellt und erklärt. In Kapitel 8 schließlich werden die während der Entwicklung des ATLAS Pixelsensors gemachten Erfahrungen zusammengefaßt und ihre Übertragung auf andere Entwicklungsprojekte von Pixelsensoren diskutiert.

Kapitel 2

Der Pixeldetektor des ATLAS-Experimentes

2.1 Physik am LHC

Der Proton-Proton-Speicherring **L**arge **H**adron **C**ollider, der zur Zeit am CERN in Genf entsteht, wird der Teilchenphysik neue Dimensionen eröffnen. Mit der Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV bei einer Wechselwirkungsrate von 40 MHz und einer Luminosität von 10^{34} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, die er zur Verfügung stellt, werden ab 2005 für die geplante Betriebsdauer von 10 Jahren eine ganze Reihe von Fragestellungen untersucht werden können, angefangen bei Präzisionsmessungen von bereits bekannten Phänomenen bis hin zur möglichen Entdeckung und Untersuchung neuer Physik bei höchsten Energien. In den ersten drei Jahren seines Betriebes wird die Luminosität kontinuierlich gesteigert, so daß in der Anfangsphase spezielle Physikziele bei kleinerer Luminosität verfolgt werden können. Insgesamt werden zwei Vielzweckdetektoren, der CMS- und der ATLAS-Detektor gebaut, sowie zwei weitere Detektoren, LHC-b und ALICE, für speziellere Fragestellungen. Zu den wichtigsten teilchenphysikalischen Fragen, die mit den LHC-Experimenten untersucht werden sollen, gehören [ATL 99]:

- Suche nach den verschiedenen, möglichen Higgs-Bosonen, sei es als SU(2)-Dublett, wie es im Standardmodell vorhergesagt wird, oder als Zwei-Dublett-Modell, wie es die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodell fordert.
- Test der verschiedenen supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells bis hin zur Supergravitation.
- Untersuchung der CP-Verletzung im System der B-Mesonen mit hoher Statistik.
- Präzisionsmessung der Top-Quarkmasse und der W-Bosonen sowie die Untersuchung der Drei-Bosonen-Kopplung und die Bestimmung der Cabbibo-Kobayashi-Maskawa Matrixelemente.

- Suche nach neuen Teilchen, wie zum Beispiel Teilchen einer möglichen vierten Quark- oder Leptongeneration, neue Eichbosonen oder zusammengesetzte Quarkzustände.
- Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas, indem man statt Protonen Schwerionen beschleunigt und ihre Kollisionen analysiert. Dafür ist mit dem ALICE ein spezieller Detektor in Bau, aber auch CMS und ATLAS sind an dieser Analyse interessiert.

All diese anspruchsvollen Physikziele stellen hohe Anforderungen an die LHC-Experimente. Als wichtigste sind hier zu nennen: Hochaufgelöste Messungen von Elektronen-, Photonen- und Muonenspuren, exzellente Sekundärvertexauflösung für τ-Leptonen und b-Quarks, hochauflösende Kalorimetrie für Jets zur exakten Bestimmung der fehlenden Transversalimpulse und Markierung schwerer Quarks bei hohen Luminositäten. Ferner sind natürlich vollständige Abdeckung des Raumwinkels und die Möglichkeit, in einem großen Bereich des Transversalimpluses bis hin zu einigen TeV/c Teilchen zu messen, für das Erreichen der ehrgeizigen Ziele notwendig.

2.2 Das ATLAS-Experiment

Eines der beiden Vielzweckexperimente am LHC, das sich dieser Herausforderung stellt, wird das ATLAS-Experiment sein, das ab 2006 für 10 Jahre in Betrieb genommen werden soll. Ein Bild seines Aufbaus ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Seine Dimensionen sind mit 11 m Radius und 25 m Länge im Barrelbereich, sowie einem Abstand von 23 m der äußersten Muonkammer vom primären Wechselwirkungspunkt und einem Gesamtgewicht von 7000 t gewaltig. Das Konzept des Detektors beruht auf zwei Magnetsystemen, dem inneren Solenoiden, der den Innendetektor umschließt und dem äußeren toroidialen Magneten, der für den Muondetektor das Magnetfeld zu Verfügung stellt.

Im Zentrum des Detektors um den Wechselwirkungspunkt herum ist der Innendetektor plaziert. Dieser Subdetektor hat eine Länge von 7 m bei einem Radius von 1.15 m. Er besteht von innen nach außen aus dem Pixeldetektor, der im nächsten Abschnitt näher beschrieben wird. Danach folgt der Semiconductor Tracker (SCT), eine aus vier Lagen bestehende Komponente bestückt mit rund 40 m^2 Siliziumstreifendetektoren [ATL 97a], die eine wesentliche Subkomponente für die hochauflösende Spurmessung ist. Komplettiert wird der Innendetektor von einem in axialen Straw-Tubes angeordneten Gas-Ionisationszähler, dem sogenannten Transition Radiation Tracker (TRT), der unter anderem auch Übergangsstrahlung detektiert und deshalb für die Trennung von Elektronen und Photonen wichtig ist. Der ganze Innendetektor ist von einem sehr dünnen Solenoidmagnet umschlossen, der ein 2 T starkes Magnetfeld erzeugt und so die notwendige Impulsauflösung im Innendetektor erlaubt.

Außen um den Solenoidmagneten herum ist das Kalorimetersystem zu finden. Es besteht aus einem feingranuliertem Liquid-Argon elektromagnetischen Kalorime-

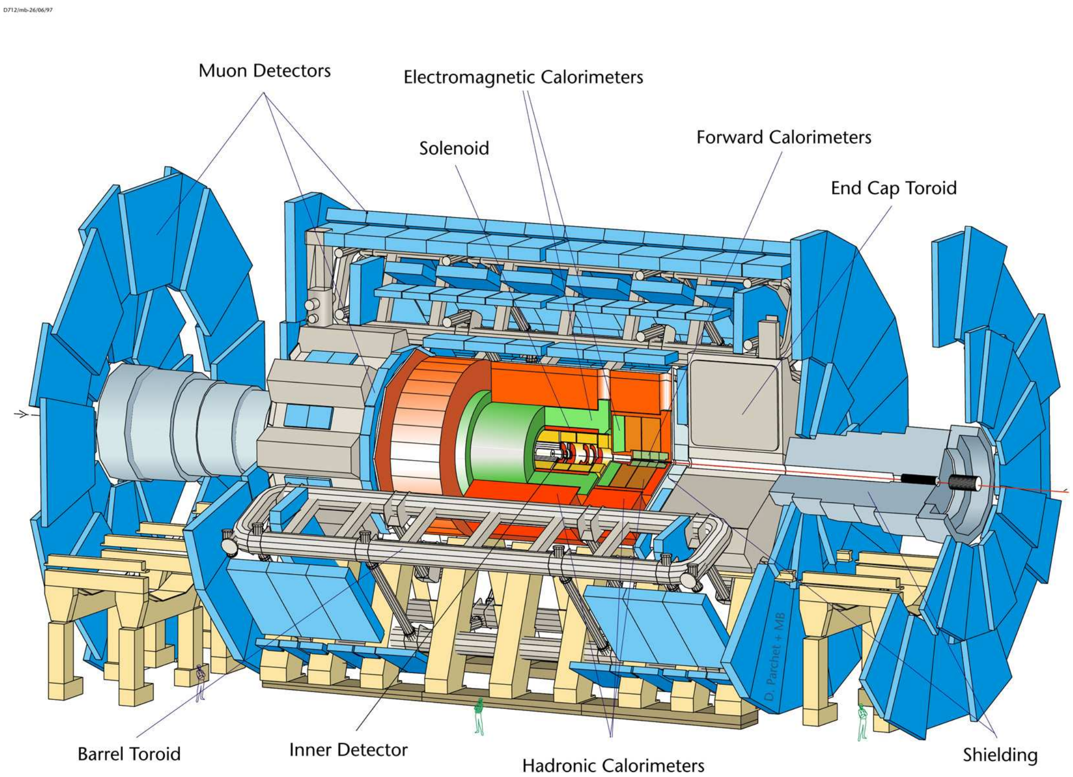


Abbildung 2.1: Ansicht des ATLAS-Experimentes [ATL 99].

ter [ATL 96a], das eine ausgezeichnete Energie- und Positionsmessung bis zu Pseudorapiditäten von $|\eta| = 3.2$ gestattet. Das hadronische Kalorimeter benutzt in den Endkappen ebenfalls die Liquid-Argon-Technologie. Im inneren Barrelbereich kommt hingegen ein neuartiges Szintillator-Tile-Kalorimeter [ATL 96b] zum Einsatz.

Ganz außen schließlich befindet sich das Muonsystem [ATL 97a]. Der supraleitende Luftkern-Toroid Magnet, bestehend aus einen langen Zylinder und zwei Endkappen, erzeugt ein großes magnetischen Volumen mit starker Ablenkwirkung in einer leichten Struktur. So werden Vielfachstreuungseffekte minimiert und exzellente Impuls- und Ortsauflösungen mit drei Lagen Muonkammern erreichbar. Dies macht das Muonsystem insbesondere auch mit seinen zusätzlichen integrierten schnellen Triggerzählern zur Schlüsselkomponente des ATLAS Triggers.

Das wesentliche Ziel des ATLAS-Experimentes ist bei extrem hohen Luminositäten bis hin zu 10^{34} cm^{-2}s^{-1} möglichst viele Ereignissignaturen zu messen. Insbesondere eine große Anzahl unterschiedlicher Signaturen zu erhalten, ist essentiell für robuste und redundante Physik-Messungen mit der Möglichkeit zur internen Überprüfung.

2.3 Das Pixelsystems des ATLAS-Experimentes

2.3.1 Anforderungen an den ATLAS Pixeldetektor

Im Zentrum des Innendetektors befindet sich als erste Detektorkomponente der Pixeldetektor, der entscheidende Informationen für die Spurrekonstruktion in nächster Nähe des Kollisionspunkt liefern soll. Eine detaillierte Beschreibung seines Aufbau findet sich in [ATL 98]. Im Gegensatz zu den Siliziumstreifendetektoren des SCT kann ein Pixeldetektor echt zweidimensionale Informationen liefern. Dies ist besonders für die Spurtrennung in hadronischen Jets mit hoher Energie nahe des Wechselwirkungspunktes wesentlich, da ein Pixeldetektor gegenüber doppelseitigen Streifendetektoren durch seine deutlich kleinere sensitive Fläche pro Kanal noch in der Lage ist, die einzelnen Spuren aufzulösen. Insofern bestimmt er maßgeblich die Möglichkeit sogenannte sekundäre Vertices zu finden, die zum Beispiel beim Zerfall schwerer Quarks entstehen, und ist wesentlich für das Erkennen von b-Jets. Zusammenfassend ergeben sich folgende teilchenphysikalische Anforderungen an den Pixeldetektor:

- eine Ortsauflösung von 12 μm senkrecht zur Strahlachse und 100 μm längs der Strahlachse, um das Spurauflösungsvermögen in dem Bereich höchster Spurdichte zu gewährleisten.
- mindestens drei gemessene Punkte pro Spur im gesamten Akzeptanzbereichs des Innendetektors von $|\eta| \leq 2.5$, um eine sinnvolle Spurrekonstruktion durchführen zu können.
- eine Gesamteffizienz von mehr als 97%.
- der Abstand der innersten Pixellage vom Wechselwirkungspunkt soll so klein wie möglich sein, um Anforderungen der B-Physik zu genügen.
- minimaler Materialeinsatz im gesamten System, um Vielfachstreueffekte zu minimieren, die die Leistung weiter außen liegender Detektorkomponenten beeinträchtigten.

Durch seine exponierte Lage muß der Pixeldetektor aber auch extremen nicht teilchenphysikalischen Anforderungen gewachsen sein. Als erstes ist das enorm hohe Strahlungsfeld zu nennen, das so nahe der Wechselwirkungszone herrscht. Das Strahlungsfeld im Bereich des Pixeldetektor ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Es zeigt die zu erwartenden jährlichen Fluenzen während des Betriebes mit voller Luminosität in Abhängigkeit vom Radius r und dem lateralen Abstand z vom Wechselwirkungspunkt. Die Strahlenbelastung pro Jahr beträgt $8 \cdot 10^{13}$ n_{eq} cm^{-2} (zur Erläuterung der Einheit siehe Abschnitt 3.3, Seite 34ff.) bei einem Radius von 10 cm. Deshalb müssen alle Komponenten des Pixeldetektors Strahlenschäden bis zu einer integrierten Fluenz von $1 \cdot 10^{15}$ n_{eq} cm^{-2} und bis zur einer Dosis von 500 kGy (bezogen auf Siliziumdioxid) widerstehen können, um die zehnjährige Laufzeit von ATLAS zu garantieren. Insbesondere die innerste Lage des Pixeldetektors, die sogenannte B-Lage, wird einer so hohen Strahlenbelastung von jährlich $3.5 \cdot 10^{14}$ n_{eq} cm^{-2} ausgesetzt sein, daß nur eine Betriebsdauer innerhalb der ersten drei Jahre mit niedriger Luminosität geplant ist. Sie soll aber auch bei hoher Luminosität so lange wie möglich in Betrieb bleiben können und danach eventuell ausgetauscht werden.

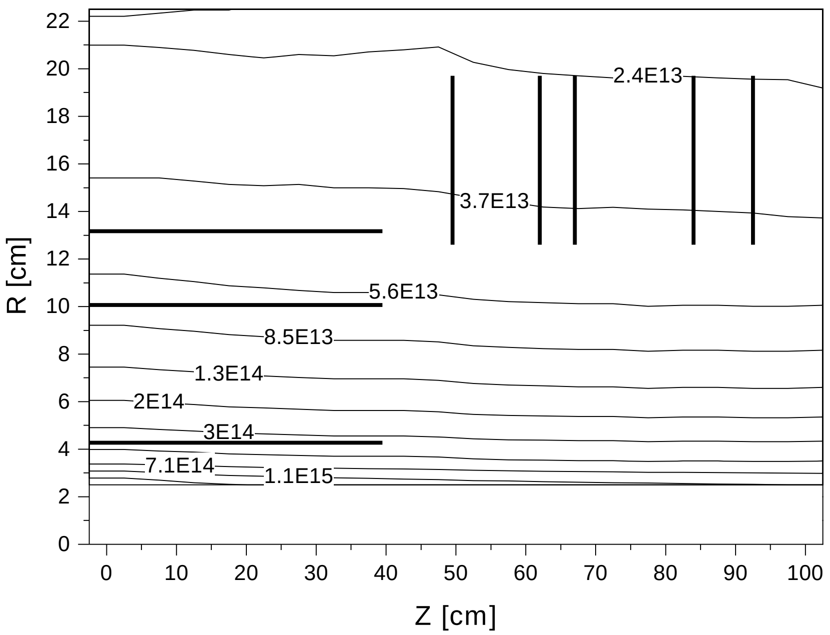


Abbildung 2.2: Verteilung der Jahresfluenzen in 1 MeV-Neutronen im Bereich des Pixeldetektors bei voller Luminosität [ATL 98].

Das gesamte Volumen des Innendetektors muß während des Betriebs auf eine Temperatur kleiner $-6°\mathrm{C}$ gehalten werden, um die Funktionalität des Siliziums zu erhalten. Deshalb ist ein Kühlsystem erforderlich, das die Abwärme aller Detektorkomponenten abführen kann, und alle Teile des Detektors müssen auch bei dieser Temperatur einsatzfähig sein.

Außerdem ist der gesamte Pixeldetektor nach seinem Einbau nur noch sehr eingeschränkt zugänglich. Es ist geplant, lediglich einmal im Jahr eine zweiwöchige Wartungsphase an dem ATLAS-Detektor zu gestatten. Dies setzt sehr hohe Maßstäbe an die Langzeitstabilität aller eingebauten Einzelteile. Deshalb ist die Testbarkeit und Robustheit aller Komponenten vor dem Einbau eine nicht zu vernachlässigende Anforderung.

Da insgesamt ungefähr 150 Millionen Kanäle benötigt werden, die auf etwa 2200 Module verteilt sind, ist eine hohe Ausbeute während der Produktion der Einzelteile und des Zusammenbaus des Detektors entscheidend, um die Kosten in einem vernünftigen Rahmen zu halten. Dies erfordert ein auf größtmögliche Fehlertoleranz optimiertes Design.

2.3.2 Konzept des ATLAS Pixeldetektors

Die oben erläuterten Anforderungen an den Pixeldetektor führen zu einigen grundsätzlichen Designentscheidungen, wie zum Beispiel die Mischung von zylinderförmigen Lagen (*Zylinderlagen*) und senkrecht dazu stehenden scheibenförmige Endkappen (*Scheiben*), um die geforderte Abdeckung für alle Raumwinkel zu erhalten. Ebenso bestimmt die benötigte Ortsauflösung die Pixelgröße, welche $50 \cdot 400\ \mu\mathrm{m}^2$ für die äußeren Lagen und die Räder und $50 \cdot 300\ \mu\mathrm{m}^2$ für die B-Lage, die wegen ihrer entscheidenden Bedeutung für die sekundäre Vertexbestimmung und das Erkennen von b-Jets eine höhere Auflösung in z-Richtung braucht.

Geometrie

Der gesamte Pixeldetektor besteht aus insgesamt 3 Zylinderlagen, die um den primären Vertex angeordnet sind und je 5 Endkappen in beiden Vorwärtsrichtungen[1]. Eine Skizze hiervon ist in Abbildung 2.3 zu sehen.

Jede Zylinderlage besteht aus einer Anzahl von sogenannten *Staves*, die parallel zur z-Achse sind und in $R - \phi$ einen Kreis bilden. Die kleinsten Detektoreinheiten, die *Module* sind dann in z-Richtung auf dem Stave befestigt. Damit eine vollständige Abdeckung des Raumwinkels gewährleistet ist, sind die Module wie Dachziegel angeordnet, insgesamt sind es 13 Module pro Stave. Die Module auf den Scheiben sind ringförmig verteilt. Damit eine komplette Abdeckung in ϕ erzielt wird, sind auf der Vorder- und Rückseite der Scheiben jeweils zwei Module versetzt zueinander befestigt. Insgesamt sind auf jeder Endkappe 36 Module in zwei Ringen befestigt. Die Dimensionen der verschiedenen Lagen sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt. Dadurch wird eine hermetische Abdeckung des Raumwinkels für alle Teilchen mit einem Transversalimpuls größer als 500 MeV erreicht.

Trägerstruktur

Die Trägerstruktur erfüllt zwei wichtige Aufgaben, zum einen stellt sie die notwendigen Träger für die Befestigung der Module bereit. Zum anderen muß sie aber auch die Möglichkeiten einer effizienten Kühlung des gesamten Volumen auf Temperaturen unter dem Gefrierpunkt erlauben. Dabei muß sie natürlich eine hohe Positionsstabilität gewährleisten, um hochpräzise Spurmessungen im Pixeldetektor mit einer Genauigkeit

[1] Im Augenblick wird in der Kollaboration eine modifizierte Geometrie diskutiert, über die aber noch nicht endgültig entschieden wurde.

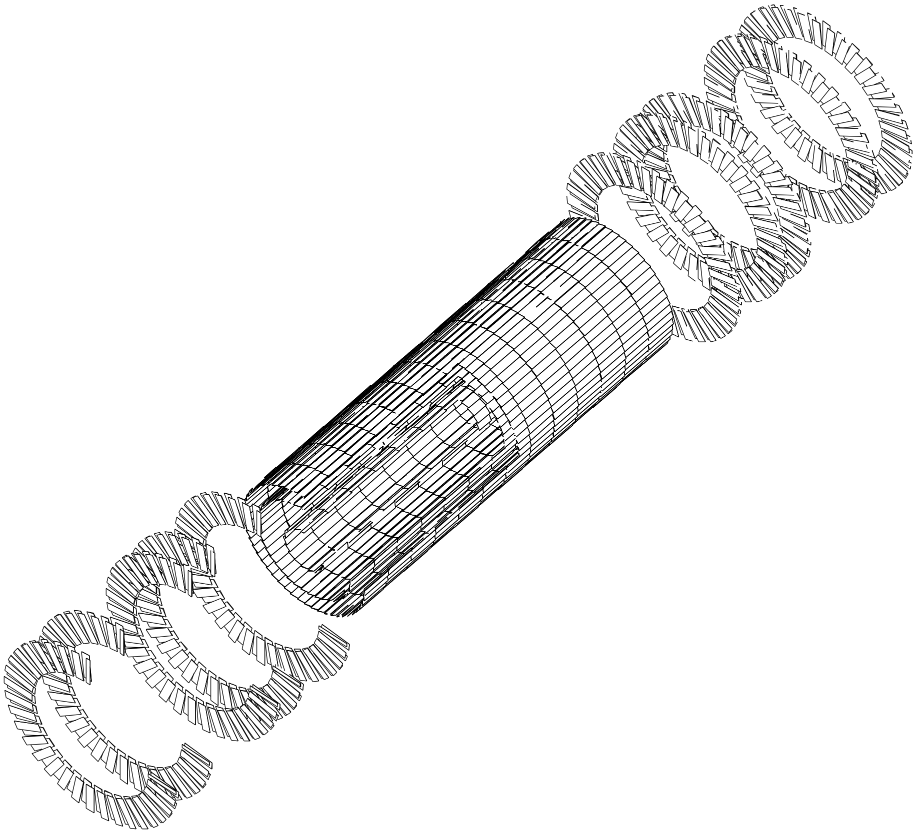


Abbildung 2.3: Skizze des ATLAS Pixeldetektors [ATL 98].

von einigen 10 μm nicht zu gefährden. Schließlich soll dies bei möglichst wenig Materialeinsatz realisiert werden, um Vielfachstreuungseffekte zu minimieren.

Für die Zylinderlagen sind als Staves Karbon-Karbon Strukturen mit einem integrierten Kühlrohr in einer sogenannten Ω-Form vorgesehen, auf denen dann die einzelnen Module aufgeklebt werden. Karbon-Karbon Strukturen weisen eine hohe Stabilität bei leichtem Gewicht und kleinem Ausdehnungskoeffizienten auf und sind deshalb geradezu ideal für diese Anwendung. Die Staves werden durch eine weitere Trägerstruktur zu einem Zylinder zusammengesetzt, wobei die Module der verschiedenen Staves einander überlappen, um vollständige Abdeckung zu garantieren.

Die Scheiben-Trägerstrukturen bestehen aus 12 gleich großen Segmenten. Jedes Segment ist ebenfalls aus Karbon-Karbon gefertigt, im Inneren befindet sich eine Kühlschlange. Auf beiden Seiten eines Segments werden jeweils drei Module aufgeklebt.

Neben diesen lokalen Trägerstrukturen gibt es noch globale Trägerstrukturen, die die Abstände der Zylinder und Scheiben definieren und in das Mechanikkonzept des Innendetektors integriert sind.

	r [mm]	L [mm]	z [mm]	R_{min} [mm]	R_{max} [mm]	A_{aktiv} [m^2]	Module #
1. Endkappe			±495.2	126.3	186.7	0.15	144
2. Endkappe			±611.8	126.3	186.7	0.15	144
3. Endkappe			±669.5	126.3	186.7	0.15	144
4. Endkappe			±841.2	126.3	186.7	0.15	144
5. Endkappe			±926.1	126.3	186.7	0.15	144
B-Lage	43	778				0.25	234
1. Zylinderlage	101	778				0.55	546
2. Zylinderlage	132	778				0.75	728
total						2.3	2228

Tabelle 2.1: Dimensionen des Pixelsystems für den ATLAS Innendetektor nach [ATL 98], mit r : radialer Abstand zur Strahlachse, L : aktive Länge der Zylinderlagen, z : Position entlang der Strahlachse, $R_{\mathrm{min,max}}$: minimaler und maximaler Radius der Endkappen, A_{aktiv} : aktive Fläche.

Anders ist die Trägerstruktur für die B-Lage, die aufgrund ihrer geplanten Lebensdauer von lediglich fünf Jahren und ihrem sehr kleinen Abstand zum Vakuumrohr demontierbar sein muß, um unerwünschte Effekte während des Ausbackens des Vakuumrohrs zu vermeiden. Es ist geplant, die B-Lage in zwei Halbschalen zu konstruieren, so daß sie entlang des Vakuumrohres aus dem Detektor gezogen werden kann.

Weitere Details zu den Trägerstrukturen des Pixeldetektors und des gesamten Innnendetektors sind in [ATL 98][ATL 97a] vorgestellt.

Module

Die Module sind die kleinste Einheit des Pixeldetektors und sollen sowohl für die Endkappen wie auch für die Zylinderlagen gleich sein. Sie bestehen aus einem Sensorbaustein mit 46080 Pixeln[2], 16 identischen Auslesechips, einem Modulkontrolchip (MCC) für die Koordination der Auslesechips, einem Optokoppler für die Datenübertragung mittels Glasfaserkabel sowie passiven Bauteilen, wie zum Beispiel Koppelkondensatoren und Abschlußwiderstände. Die Auslesechips werden dabei Kanal für Kanal mit dem Sensorbaustein durch kleine Metallkugeln, den sogenannten *Bump Bonds*, verbunden. Diese Art des Pixeldetektors wird deshalb auch *hybrider Pixeldetektor* genannt. Für den ATLAS Pixeldetektor gibt es zwei Modularten, das Flex-Hybrid Modul für die äußeren Zylinderlagen und die Endkappen und das MCM-D Modul für den Einsatz in der B-Lage.

[2]Da für die B-Lage zwar die Modulgröße gleich ist, aber die Pixelgröße nur $50 \cdot 300$ μm^2 beträgt, besitzt das Modul für die B-Lage 61440 Pixeln

Das Flex-Hybrid Modul

Beim Flex-Hybrid Modul wird auf die Rückseite des Sensors ein flexibles Kapton mit zwei Leiterbahnenebenen aufgeklebt, das die notwendigen Signal- und Versorgungsleitungen enthält. Auf dem Kapton selbst wird der Modulkontrolchip befestigt. Die Ausgänge der Auslesechips und des Modulkontrolchip werden auf die zugehörigen Pads des Kaptons mittels kleiner Drahtverbindungen (*Wire-Bonds*) elektrisch verbunden. Zusätzlich wird ein weiteres Kaptonkabel, das den Optokoppler enthält seitlich an dem Hybrid befestigt. In Abbildung 2.4 ist dieses Modulkonzeptes dargestellt.

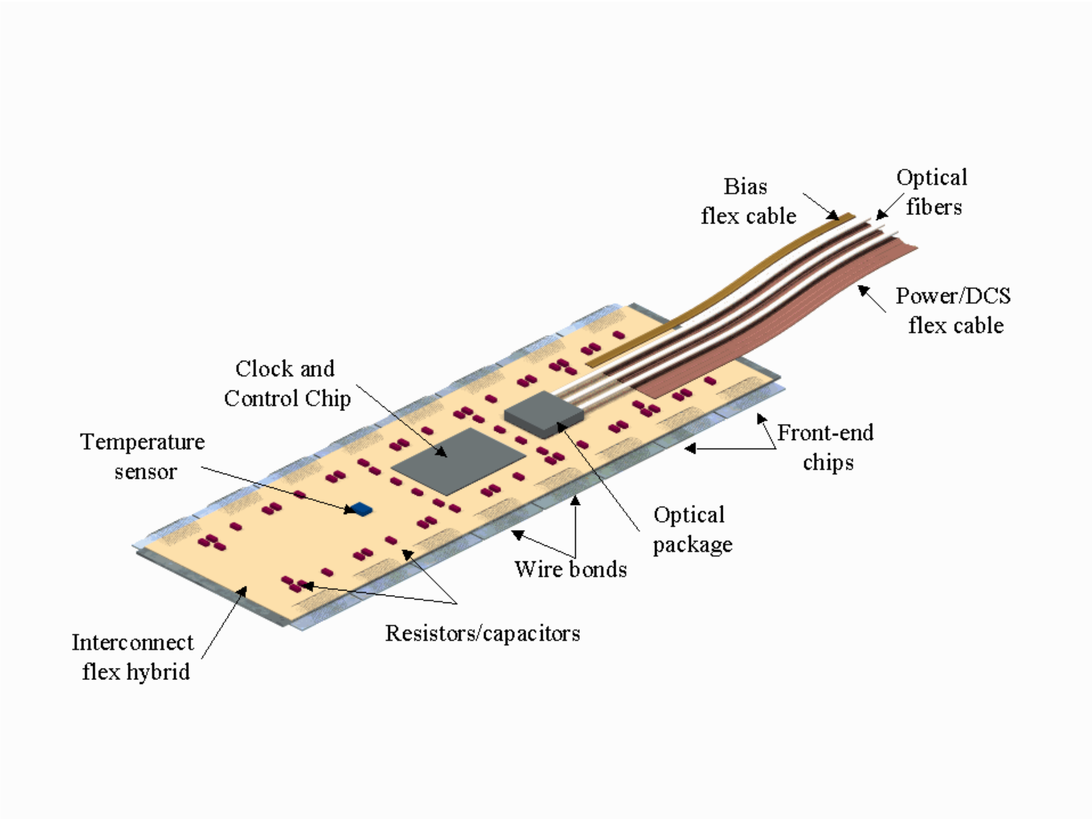
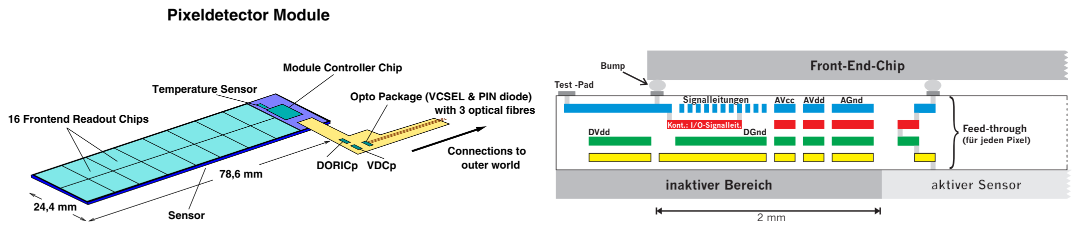


Abbildung 2.4: Das Flex-Hybrid Modul [ATL 98].

Die Vielzahl der Wire-Bonds gerade am Rande des Moduls und das flexible Material des Flex-Hybrids an sich machen das ganze Modul sehr empfindlich, dafür sind aber wesentliche Elemente des Moduls erreichbar und erlauben Reparaturschritte während des Zusammenbaus.

Das MCM-D Modul

Beim MCM-D Modulansatz hingegen werden die Versorgungs- und Signalleitungen direkt auf dem Sensor implementiert. Dazu werden in einen speziellen Prozeß vier weitere Metallagen auf den Sensor aufgebracht, die jeweils durch eine Schicht aus BCB (Benzozyklobuten) elektrisch voneinander isoliert sind. Im Randbereich des Siliziumsensors können damit alle Verbindungen realisiert werden, während im sensitiven Bereich jeder Pixelkontakt durch alle vier Metallagen nach oben geführt werden muß. Im anschließenden Bump-Bond-Verfahren werden nicht nur die Sensorpixel mit den zugehörigen Auslesezellen verbunden, sondern auch die Ausgangspads der Auslesechips mit den Signal- und Versorgungsleitungen. Auch der Modulkontrolchip und der Optokoppler befinden sich direkt auf dem Sensorbaustein am Rande des Moduls. Abbildung 2.5 zeigt das Prinzip dieses Modulkonzeptes und seine Realisierung für den ATLAS Pixeldetektor.



(a) Bild des MCM-D Moduls.

(b) Querschnitt durch das MCM-D Modul.

Abbildung 2.5: Konzept des MCM-D Moduls für den ATLAS Pixeldetektor [Bäs 00].

Diese neue Technologie ist erstmals für das ATLAS Projekt entwickelt worden, und es wurde ein voll funktionsfähiges Prototypmodul gebaut [Bäs 00]. Der Vorteil dieses Konzeptes besteht darin, daß ein sehr kompaktes und daher robustes Modul entsteht, das praktisch ohne Wire-Bond Verbindungen auskommt, es ist lediglich eine Verbindung für die Spannungszuführung des Sensors notwendig. Deshalb wird dieses Modulkonzept bei der B-Lage zum Einsatz kommen, da hier die mechanischen Belastungen durch den jährlichen Ein- und Ausbau am größten sein werden. Ein Nachteil dieses Modulansatzes ist aber, daß eine nachträgliche Reparatur durch seine hohe Integrationsdichte nahezu unmöglich ist.

Ausleseelektronik

Die Ausleseelektronik ist eine entscheidende Komponente des hybriden Pixeldetektors, da sie sowohl eine ausreichende Verstärkung als auch die notwendige Weiterverarbeitung und Zwischenspeicherung des Signals liefern muß. Dabei muß sie zum Teil zuwiderlaufende Anforderungen erfüllen, die ausführlich in [ATL 98] diskutiert werden. Die analoge Verstärkerzelle muß in der Lage sein, ein Signal am Eingang von ungefähr 6000 Elektronen in einer Anstiegszeit von 25 ns bei einer kapazitiven Eingangslast in der Größenordnung von 200 fF und einer Leckstromkompensation bis zu 50 nA pro Pixel zu verstärken, um den Teilchendurchgang zeitlich der richtigen Wechselwirkung zuordnen zu können. Die weiterverarbeitende digitale Elektronik hingegen hat die Aufgabe, die Position und den Zeitpunkt der getroffenen Pixel festzuhalten und solange zwischenzuspeichern bis der Trigger nach etwa 2.5 μs entscheidet, ob der Treffer ausgelesen oder verworfen wird. Jeder Auslesechip hat 2880 Auslesekanäle und wird bei einer durchschnittlichen Belegung von $10^{-3} - 10^{-4}$ etwa einmal pro Bunchcrossing getroffen, so daß er mehr als 200 Treffer zwischenspeichern muß, wenn man in Rechnung stellt, daß bei den meisten Teilchendurchgängen zwei Pixel ansprechen. Gleichzeitig sollte die Totzeit der getroffenen Pixel so klein wie möglich bleiben, um Ineffizienzen zu vermeiden. Der Auslesechip muß natürlich strahlenhart sein und so wenig Leistung wie möglich verbrauchen, da jedwede Abwärme durch das Kühlsystem abtransportiert werden muß und deshalb ein größerer Leistungsverbrauch der Elektronik ein Kühlsystem mit mehr Kapazität und Materialeinsatz erfordern würde.

In Abbildung 2.6 ist ein Blockschaltbild der Analogzelle zu sehen, wie sie bei dem ATLAS Pixeldetektor Auslesechip verwendet wird. Die Signalladung, die ein minimal ionisierendes Teilchen im Silizium des Sensors hinterläßt, wird hierbei über die Bump-Verbindung (*Bump Pad*) an die Eingangskapazität des Vorverstärker geleitet, wo sie in einen Spannungspuls transformiert und bis zur einer Signalhöhe von 1 V verstärkt wird. Danach gelangt das Signal in einen Komparator, wo seine Höhe mit einem eingestellten Schwellenwert verglichen und nur wenn diese Schwelle übertroffen worden ist zur weiterverarbeitenden digitalen Elektronik durchgelassen wird.

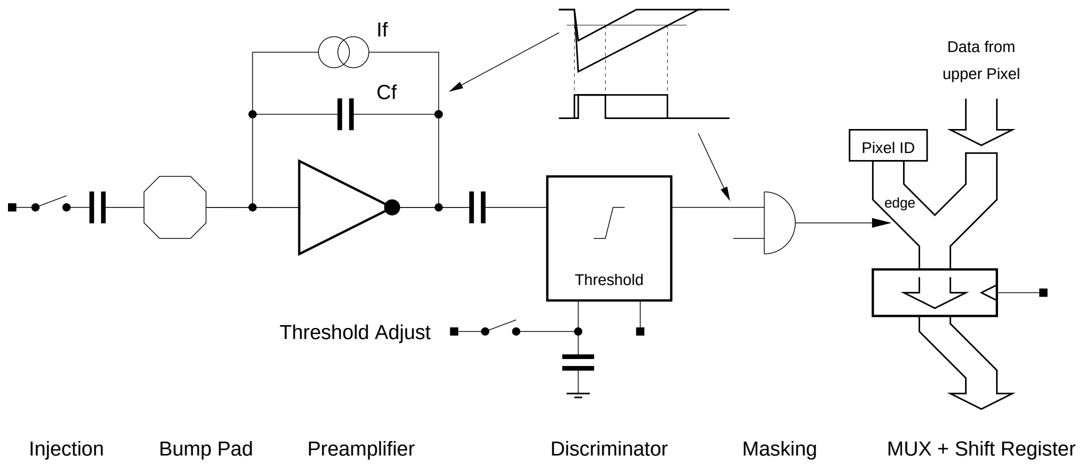


Abbildung 2.6: Blockschaltbild des Analogteils einer Pixelzelle nach [ATL 98].

Neben dieser binären Information, ob ein Pixel getroffen wurde, erlaubt diese Schaltung auch noch die Möglichkeit eine Information über die Signalhöhe weiterzugeben. Denn der Vorverstärker ist mit einer aktiven Rückkopplung durch eine integrierte Stromquelle versehen, die neben ihrer Bedeutung für die Leckstromkompensation auch die fallende Flanke des Vorverstärkersignals zu einer linear abfallenden Geraden formt. Die Länge dieser Flanken ist dabei proportional zu Ladungshöhe am Eingang des Vorverstärkers. Deshalb wird nicht nur der Zeitpunkt der steigenden Flanke durch den Komparator markiert und weiterverarbeitet, sondern auch der Zeitpunkt, wenn das Signal aus dem Vorverstärker wieder unter der im Komparator eingestellten Schwelle fällt, um so eine Information über die Höhe des primären Signals zu erhalten. Da aber die interne Clock des Auslesechips synchron mit der Wechselwirkungsrate des LHC bei 40 MHz liegt, ist diese sogenannte Time-over-Threshold Information (ToT) nur in ganzzahligen Vielfachen von 25 ns zu messen. Die Länge und damit die Genauigkeit des ToT ist mittels des Rückkoppelstromes einstellbar, darf aber wegen der dann steigenden Totzeit nicht zu groß gewählt werden.

Weiterhin darf die Schwellenvariation über den gesamten Chip und das gesamte Modul mit 16 Auslesechips nicht zu groß sein, da diese Variation direkt die minimal einstellbare Schwelle beeinflußt. Denn eine Vielzahl aufgrund von Rauscheffekten ansprechende Pixel schreiben die Zwischenspeicher auf dem Chip voll und führen so letztlich zum Verlust von echten Treffern. Die Schwelle sollte auf einen Wert unter 2000 Elektronen eingestellt werden können, um kleine Signale sicher und rauschfrei nachweisen zu können. Deshalb ist jede Pixelzelle mit einem Schaltkreis versehen, der eine Feinjustierung der Komparatorschwelle in einem Rahmen von 3 Bit erlaubt. Zusätzlich kann jeder defekte Pixel komplett ausmaskiert werden, um zu verhindern, daß er die Datenaquisition belastet.

Für die weitere digitale Datenaquisition bestehen zwei verschiedene Konzepte, die auch in [ATL 98] ausführlich beschrieben werden. Bei dem einen Konzept werden die Daten in Form einer Zeitmarkierung direkt in jedem Pixel gespeichert, um den Treffer später der richtigen Wechselwirkung zuordnen zu können. Zur weiteren Auslese läßt man permanent einen hochfrequenten sogenannten *Sparse Scan* über die Matrix laufen, der nach getroffenen Pixel sucht, um die zugehörigen Information in Speicherzellen am Rande des Auslesechips zu schreiben.

Beim zweiten Konzept schreibt jeder getroffene Pixel seine Nummer in ein Schieberegister, daß mit der Clockfrequenz von 40 MHz die Informationen zum Rande des Chips zu den dortigen Speicherzellen transportiert (siehe Abb. 2.6). Aus der Anzahl der Schiebeschritte zusammen mit der Nummer des getroffenen Pixel läßt sich in den Zwischenspeichern am Rande des Auslesechips die richtige Zeitmarkierung der Treffers rekonstruieren. Beide Auslesearchitekturen sind erfolgreich realisiert worden und im endgültigen Auslesechip wird das erste Konzept der Architektur verwendet werden.

Kapitel 3

Silizium als Sensormaterial

3.1 Grundlagen

3.1.1 Energieverlust in Silizium

Grundlage für die Verwendung von Silizium als Sensormaterial ist die Erzeugung von Ladungsträgern beim Durchgang von geladenen Teilchen durch Ionisation. Beim Durchgang durch Materie verliert jedes Teilchen einen Teil seiner Energie aufgrund der Coulombwechselwirkung mit dem Silizium durch eine Reihe von Prozessen wie Bremsstrahlung, inelastische Stöße mit Elektronen, elastische Streuung an Kernen, Cerenkov- und Übergangsstrahlung. Alle ionisierenden Effekte können in ein mittleres Ionisationspotential I zusammengefaßt werden, damit die Gesamtwirkung der Ionisation für den Energieverlust quantitativ beschrieben werden kann. Der mittlere Energieverlust eines Teilchen wird durch die Bethe-Bloch-Formel ausgedrückt [Leo 94]:

$$-\left\langle \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \right\rangle = 2\pi N_0 r_\mathrm{e}^2 m_\mathrm{e} c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_\mathrm{e}\gamma^2 v^2 W_\mathrm{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \tag{3.1}$$

mit

N_0	:	Avogadrokonstante,
r_0	:	klassischer Elektronenradius,
m_0	:	Ruhemasse des Elektrons,
c	:	Lichtgeschwindigkeit,
ρ	:	Massendichte des Mediums,
Z	:	Kernladungszahl des Mediums,
A	:	Massenzahl des Mediums,
z	:	Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung e,
β	$=$	v/c Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens in Einheiten von c,
M	:	Masse des einfallenden Teilchen,
γ	$=$	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$,
I	:	effektives, mittleres Ionisationspotential ($I = 173$ eV für Silizium),
δ	:	Dichteeffekt-Korrektur,
C	:	Schaleneffekt-Korrektur und
$W_{\max}$	$\approx$	$2m_\mathrm{e}c^2\beta^2\gamma^2$ für $M \gg m_\mathrm{e}$, maximaler Energieübertrag in einem Stoß.

Eine genauere Behandlung der Dichtekorrektur δ, die bei relativistischen Energien wichtig wird, und der Schalenkorrektur C, die bei kleinen Teilchengeschwindigkeiten ihre Bedeutung hat, findet sich in [Leo 94, Gru 94].

Der mittlere Energieverlust nach Gleichung 3.1 durchläuft bei etwa dem 3.5-fachen der Ruheenergie des einfallenden Teilchens ein Minimum und steigt darauf wieder leicht an. Deshalb faßt man Teilchen mit $E \geq 3.5 \cdot m_0c^2$ als sogenannte minimal ionisierende Teilchen[1], kurz MIP zusammen. In einem 300 μm dicken Siliziumdetektor verliert ein MIP im Mittel 117 keV Energie und erzeugt damit etwa 32500 Elektron-Loch-Paare, da für die Anregung eines Elektron-Loch-Paares im Silizium im Mittel 3.6 eV benötigt werden. Da bei der primären Ionisation auch Elektronen mit hohen Energien erzeugt werden können (δ-Elektronen), die ihrerseits wieder zu Ionisation beitragen, sind die erzeugten Ladungsmengen um den Mittelwert nicht normalverteilt, sondern werden durch eine Landauverteilung beschrieben. Der wahrscheinlichste Energieverlust ist etwas höher als der mittlere Energieverlust. So beträgt für den oben betrachteten 300 μm dicken Siliziumdetektor der wahrscheinlichste Energieverlust nur 84 keV oder etwa 23300 Elektron-Loch-Paare.

Da für hochenergetische Teilchen die Geschwindigkeit beim Durchqueren der dünnen Siliziumschicht nahezu konstant bleibt, ist der dabei erfahrene Energieverlust gleichmäßig entlang des Weges und damit proportional zur Weglänge durch den Siliziumsensor. Insbesondere ist der Energieverlust unabhängig von der Teilchenenergie und ihr gegenüber vergleichsweise klein, so daß hochenergetische Teilchen quasi ungestört den Sensor durchdringen. Deshalb eignen sich Siliziumsensoren sehr gut zur Spurmessung im Zentrum eines Hochenergiephysikexperimentes.

Elektromagnetische Strahlung wechselwirkt auf verschiedene Arten mit Silizium, je nach Energie der Photonen. Photonen im sichtbaren oder infraroten Bereich regen

[1] engl. **m**inimum **i**onizing **p**article

direkt ein Valenzelektron an und heben es in das Leitungsband, sobald ihre Energie die Bandlücke im Silizium mit $E_g = 1.12$ eV überschreitet. Photonen mit deutlich höherer Energie (≥ 100 eV) wie Röntgen- oder γ-Strahlung wechselwirken durch die drei folgenden Prozesse mit dem Siliziummaterial:

- Photoeffekt
- Comptoneffekt
- Paarbildung

Bis auf den Comptoneffekt, der eine elastische Streuung des Photons an einem Hüllenelektron beschreibt, haben diese Effekte eine vollständige Absorption des Photons zu Folge. Das heißt, daß die energieabhängige Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der einzelnen Prozesse wesentlich sind für den Energieverlust von elektromagnetischer Strahlung im Silizium. Im Mittel kann aber die Intensität $I(x)$ der nicht absorbierten und gestreuten Photonen im Vergleich zur einfallenden Intensität I_0 in Abhängigkeit der Absorberdicke x durch das exponentielle Absorptionsgesetz beschrieben werden:

$$I(x) = e^{-\mu \cdot \rho \cdot x} \tag{3.2}$$

wobei μ der von der Photonenenergie abhängige, spezifische Massenabsorptionskoeffient ist, und ρ die Dichte des Absorbermaterials ($\rho = 2.33$ g/cm^3 für Silizium) bezeichnet. Häufig wird statt μ auch die Eindringtiefe λ verwendet, die als die Dicke des Absorbers definiert ist, bei dem die Ausgangsintensität auf 1/e-tel abgefallenen ist. Die Eindringtiefe ist material- und energieabhängig und hängt mit dem Massenabsorptionskoeffizienten über $\lambda = (\mu \cdot \rho)^{-1}$ zusammen. Eine weiterführende Diskussion der Wechselwirkung von Photonen mit Materie findet sich zum Beispiel in [Gru 94, Leo 94].

3.1.2 pn-Übergang

Aufgabe eines Siliziumdetektors ist es, die im Material deponierten Elektron-Loch-Paare zu trennen, um diese Ladung in einen Strompuls zu verwandeln, der an den äußeren Elektroden meßbar ist. Deshalb ist ein Siliziumdetektor zumeist eine in Sperrichtung betriebene Diode, die durch den abrupten Übergang von p-dotiertem zu n-dotiertem Silizium charakterisiert ist. In dem p-dotierten Teil herrscht ein Konzentrationsüberschuß von Löchern als freie Ladungsträger, während im n-dotierten Teil die Elektronen als Ladungsträger dominieren. An der Grenzschicht zwischen den beiden Zonen diffundieren aufgrund der Konzentrationsdifferenz die jeweiligen Majoritätsladungsträger in die entgegengesetzt dotierte Zone und rekombinieren mit den dort vorhandenen Majoritätsladungsträgern. Das durch die Verschiebung der Ladungsträgerkonzentration entstehende elektrische Feld kompensiert den Diffusionstrom. So entsteht eine an freien Ladungsträgern verarmte Schicht, über die Ladungsträgertransport kaum noch möglich ist. Durch das so entstandene Konzentrationsunterschied stellt sich eine Diffusions- oder Kontaktspannung U_{diff} der n-dotierten und p-dotierten Zone der Diode ein.Die Zusammenhänge zwischen Tiefe der Raumladungszone, der Sperrspannung und dem elektrischen Feldverlauf ergeben sich aus der Poissongleichung, die in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt ist.

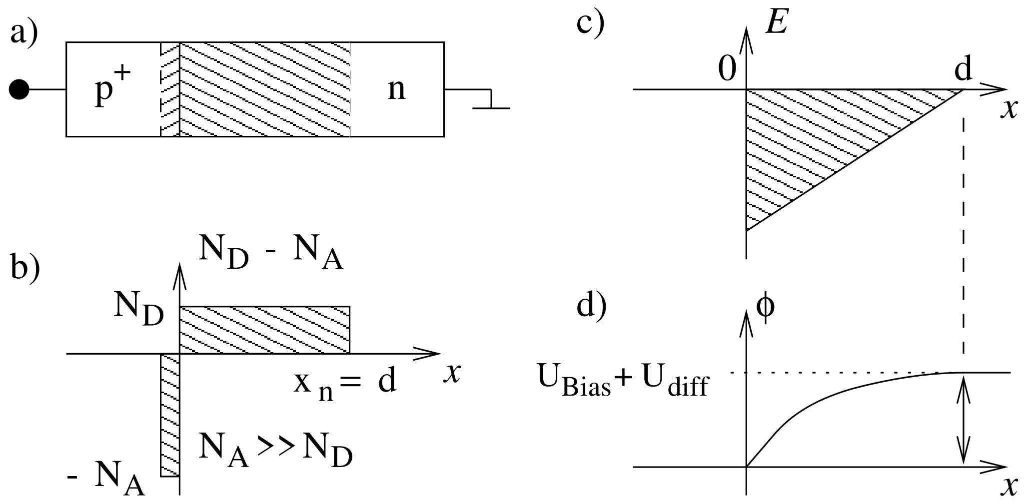


Abbildung 3.1: Raumladung, elektrische Feldstärke und Potential für einen asymmetrischen p$^+$n Übergang ($N_{\mathrm{A}} \gg N_{\mathrm{D}}$) nach [Sze 85].

Für einen abrupten, asymmetrischen, eindimensionalen p$^+$n-Übergang, bei dem die Konzentration der Akzeptoren viel höher als die Konzentration der Donatoren ist, ergibt sich

$$\frac{\mathrm{d}^2\varphi(x)}{\mathrm{d}x^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_{\mathrm{Si}}\epsilon_0} \quad \text{mit} \quad \rho(x) = \begin{cases} eN_{\mathrm{D}} & \text{für } \quad 0 < x < x_{\mathrm{n}} \\ -eN_{\mathrm{A}} & \text{für } -x_{\mathrm{p}} < x < 0 \end{cases} \tag{3.3}$$

mit

φ	:	Potentialverteilung,
ρ	:	Verteilung der Ladungsträgerdichte,
$x_{n/p}$	:	Tiefe des depletierten Bereichs auf der n-bzw. p-Seite,
ε_0	=	$8.854 \cdot 10^{-12}\,\frac{\mathrm{As}}{\mathrm{V}m}$ elektrische Feldkonstante,
$\varepsilon_{\mathrm{Si}}$	=	11.75 Dielektrizitätskonstante für Silizium,
e	=	$1.602 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{C}$ Elementarladung,
N_{D}	:	Konzentration der Donatoren auf der n-Seite und
N_{A}	:	Konzentration der Akzeptoren auf der p-Seite.

Durch Integration der Poissongleichung erhält man den Feldstärkeverlauf

$$E(x) = \frac{\mathrm{d}\varphi(x)}{\mathrm{d}x} = \begin{cases} \frac{eN_\mathrm{D}}{\varepsilon_0\varepsilon_\mathrm{Si}}(x - x_\mathrm{n}) & \text{für} \quad 0 < x < x_\mathrm{n} \\ \\ -\frac{eN_\mathrm{A}}{\varepsilon_0\varepsilon_\mathrm{Si}}(x + x_\mathrm{p}) & \text{für} \ -x_\mathrm{p} < x < 0 \end{cases} \tag{3.4}$$

und schließlich den Potentialverlauf

$$\varphi(x) = \begin{cases} -\frac{eN_\mathrm{D}}{\varepsilon_0\varepsilon_\mathrm{Si}}(\frac{x^2}{2} - x_\mathrm{n}x) + C_1 & \text{für} \quad 0 < x < x_\mathrm{n} \\ \\ \frac{eN_\mathrm{A}}{\varepsilon_0\varepsilon_\mathrm{Si}}(\frac{x^2}{2} + x_\mathrm{p}x) + C_2 & \text{für} \ -x_\mathrm{p} < x < 0 \end{cases} \tag{3.5}$$

Aus der Neutralitätsbedingung für das gesamte Bauelement $N_\mathrm{A}x_\mathrm{p} = N_\mathrm{D}x_\mathrm{n}$ und der Gleichung 3.5 folgt, daß die depletierte Zone sehr viel weiter in den schwächer dotierten Bereich reicht, so daß man zur Bestimmung der Sperrschichtdicke für den asymmetrischen $\mathrm{p}^+\mathrm{n}$-Übergang nur den Anteil der n-Seite x_n zu berücksichtigen braucht. Gleichung 3.5 stellt also für $x = x_\mathrm{n}$ den gesuchten Zusammenhang zwischen Kontaktspannung U_diff und Verarmungstiefe dar.

Wird von außen eine Spannung U_bias in Richtung der Diffusionsspannung U_diff an den Kristall gelegt, vergrößert sich die verarmte Schicht soweit, bis sich wieder ein thermisches Gleichgewicht eingestellt hat und die zugehörige Verarmungstiefe ergibt sich zu

$$x_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_\mathrm{Si}(U_\mathrm{bias} + U_\mathrm{diff})}{eN_\mathrm{D}}} \tag{3.6}$$

Ist der Kristall nicht zu dick (einige hundert μm) und das Siliziummaterial hochohmig genug ($\gtrsim 2\,\mathrm{k\Omega cm}$), kann man erreichen, den gesamten Kristall an freien Ladungsträgern zu verarmen und so das gesamte Detektorvolumen zum Nachweis von Teilchenspuren zu verwenden. Diesen Zustand nennt man auch Zustand der vollständigen Depletierung. Die dafür notwendige angelegte Sperrspannung heißt Depletions- oder Verarmungsspannung.

Da in realen Halbleitern durch Verunreinigungen immer sowohl Donatoren als auch Akzeptoren enthalten sind, ersetzt man die Donatorkonzentration N_D und die Akzeptorkonzentration N_A durch die effektive Dotierungskonzentration N_eff, die durch $N_\mathrm{eff} \equiv N_\mathrm{D} - N_\mathrm{A}$ definiert ist. Diese effektive Dotierungskonzentration nimmt für n-leitendes Material positive Werte an und für p-leitendes Material negative Werte.

Weil die prinzipiellen Zusammenhänge auch für den umgekehrten Fall eines asymmetrischen $\mathrm{n}^+\mathrm{p}$-Überganges erhalten bleiben, kann man durch Ersetzen von x_n durch x und N_eff durch $|N_\mathrm{eff}|$ die Gleichung 3.6 verallgemeinern zu

$$x = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_\mathrm{Si}(U_\mathrm{bias} + U_\mathrm{diff})}{e|N_\mathrm{eff}|}}. \tag{3.7}$$

3.1.3 MOS-Übergang

Die zweite wesentliche Grundstruktur, die in praktisch jedem Sensordesign zu finden ist, ist die MOS-Struktur. Damit wird der Metall-Oxid-Halbleiterübergang[2] bezeichnet. Eine solche Metallelektrode wird auch häufig Gateelektrode oder Gatekontakt genannt. MOS-Strukturen kommen im Design segmentierter Siliziumsensoren zum Beispiel als Koppelkondensatoren vor oder sind im Bereich zwischen zwei Ausleseelektroden zu finden, da hier der Metallkontakt zur Diode über das angrenzende Oxid gezogen wird. Ferner kommt der MOS-Struktur eine große Bedeutung als Teststruktur zu, da sie eine Charakterisierung der Oberfläche oder präziser der $Si\text{-}Si0_2$-Grenzfläche des Siliziumkristalls erlaubt, die das Verhalten eines segmentierten Siliziumsensors wesentlich beeinflussen kann.

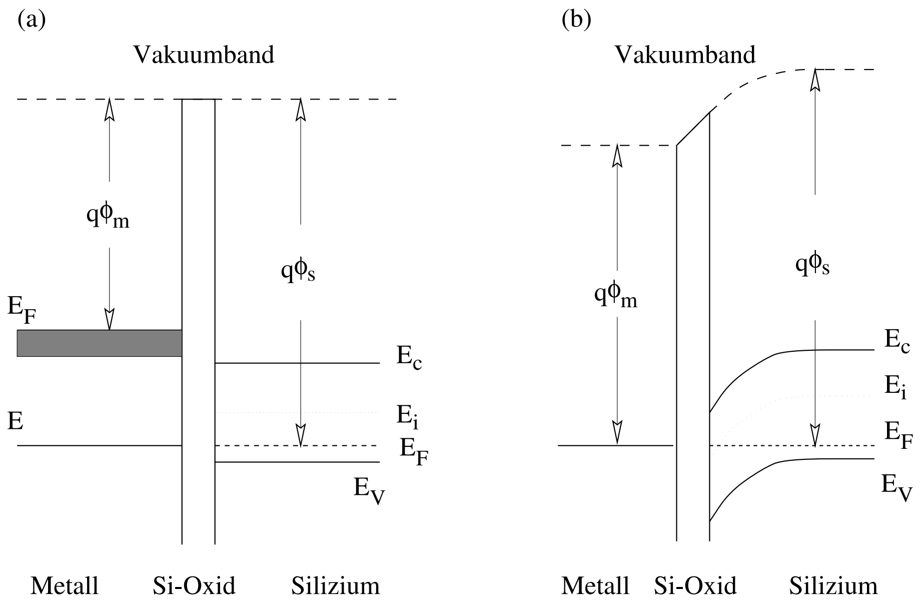


Abbildung 3.2: (a) Bänderdiagramm einer isolierten Metall- und einer isolierten p-Siliziumschicht. (b) Bänderdiagramm im thermischen Gleichgewicht [Sze 85].

In Abbildung 3.2 ist das Bänderdiagramm einer MOS-Struktur auf p-Silizium dargestellt. Wenn die einzelnen Schichten gegeneinander getrennt sind, so sind alle Energiebänder flach. Im thermischen Gleichgewicht müssen die Ferminiveaus im Metall und im Silizium gleich sein und das Vakuumband stetig, so daß sich die anderen Bänder, wie in Abbildung 3.2 (b) dargestellt, verbiegen. Durch Anlegen einer äußeren Spannung kann man erreichen, daß die Bänder ähnlich wie in Abb. 3.2 (a) wieder flach sind. Dieser Zustand heißt Flachbandfall und die dafür notwendige Spannung Flachbandspannung

[2] engl. **M**etal **O**xide **S**emiconductor

U_{fb}. Ihr Wert entspricht im stark idealisierten Fall der Differenz der Austrittsarbeiten im Silizium ϕ_{S} und im Metall ϕ_{m}:

$$U_{\mathrm{fb}} = \phi_{\mathrm{m}} - \phi_{\mathrm{S}} \tag{3.8}$$

Diese Differenz hat etwa die Größenordnung $0.8 - 1.1\,\mathrm{eV}$ für p-Silizium und $0.2 - 0.4\,\mathrm{eV}$ für n-Silizium [Sze 81]. Da die Austrittsarbeit im Silizium stets höher ist als im Metall, hat die Flachbandspannung immer ein negatives Vorzeichen. Es muß also am Metall ein gegenüber dem Silizium negatives Potential anliegen, damit der Flachbandfall eintritt.

Wie zum Beispiel in [Nic 82, Sze 85] beschrieben, ist der Übergang von Silizium zu Siliziumdioxid niemals vollkommen abrupt, es ist vielmehr so, daß eine mehrere Nanometer dicke Schicht vorliegt, in der es zu einer Umstrukturierung des Gitters vom einkristallinem Silizium zum Siliziumdioxid kommt. Es liegt quasi $\mathrm{Si}_x\mathrm{O}_y$ vor, wobei x alle Werte zwischen Null und Eins und y alle Werte zwischen Null und Zwei annehmen kann. In dieser Übergangsschicht, die auch Grenzschicht genannt wird, sind verstärkt Kristallfehler, die eine Erhöhung der Konzentration der Energieniveaus in der Bandlücke verursachen, festzustellen. Diese sogenannten Traps befinden sich nahe des Leitungsbandes (Elektronentraps) oder des Valenzbandes (Löchertraps), so daß sie die entsprechenden Ladungsträger bei Raumtemperatur festhalten (trappen) können. Die folgende Diskussion dieser zusätzliche Ladungen bezieht sich auf die gebräuchlichste Form des Aufwachsens von Siliziumoxid auf einkristallinem Silizium, nämlich dem thermischen Oxidiationsprozeß, wie er beispielsweise in [Sze 85] beschrieben ist.

- Da sind zunächst unbewegliche positive Oxidladungen, die bis etwa 30Å oberhalb der Grenzschicht zu finden sind. Sie entstehen vermutlich direkt nach Beendigung des Oxidationsprozesses durch Siliziumionen, die mit an der Oberfläche vorhandenen Si-O und Si-Si Komplexen zu ortsfesten Oxidladungen reagieren. Für den Detektorbau stellen sie die wichtigste Quelle von Oxidladungen dar und werden zumeist als an der Grenzschicht lokalisierte Oxidfestladungsdichte N_{f} berücksichtigt.

- Dazu kommen ortsfeste Ladungen, die durch nicht richtig abgesättigte Bindungen des Typs SiO_x während des Oxidationsprozeß nahe der Grenzfläche entstehen. Sie können aber auch durch Ionenstrahlen während Ionenimplantationsschritte, durch Röntgenstrahlen oder andere ionisierende Strahlung entstehen und sind dann über das ganze Oxid verteilt. In Abschnitt 3.3 wird hierauf noch genauer eingegangen. Obwohl die Defekte an sich nicht elektrisch geladenen sind, können freie Ladungsträger, die durch Ionisation im Oxid entstehen, in den Zwischenniveaus eingefangen werden. Man bezeichnet diese Ladungen auch als an der Grenzfläche getrappte Ladungen.

- Als Drittes können bewegliche Ionen in der Si-SiO_2-Grenzschicht existieren. Hierbei handelt es sich um Natrium- und Kaliumionen, die durch Verunreinigungen mit Alkaliatomen in der Oxidschicht entstehen. Da sie erst bei hohen Spannungen und hohen Temperaturen beweglich werden, tragen auch sie zu den festen Ladungen bei.

- Es entstehen direkt an der Grenzfläche festgehaltene Ladungen, die von Kristallfehlern an der Grenzschicht verursacht werden. Vermutlich sind dies durch geöffnete, kovalente Bindungen erzeugte Störstellen, die der Siliziumseite der Grenzfläche zuzuordnen sind. Sie können Energiezuände in der Bandlücke des Silizium verursachen, die je nach Lage geladen werden können. Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Ladungen besteht also bei diesen Grenzflächenladungen eine Wechselwirkung mit dem darunterliegenden Silizium. Ihr Ladungszustand hängt nämlich von der Art und Dichte der zur Verfügung stehenden freien Ladungsträger und damit von der anliegenden Gatespannung ab.

Im folgenden werden alle diese Ladungen zusammenfassend berücksichtigt, in dem vereinfachend die gesamte Oxidladung als eine an der Grenzfläche lokalisierte Flächenladungsdichte eN_{ox} ähnlich der Oxidfestladung betrachtet wird. Die Wirkung der Oxidladung besteht in einer Veränderung des Verlaufs der elektrischen Feldstärke an der Si-$\mathrm{SiO_2}$-Grenzschicht. Die Konsequenz hiervon ist eine Erhöhung der Flachbandspannung zu

$$U_{\mathrm{fb}} = \phi_{\mathrm{m}} - \phi_{\mathrm{S}} + \frac{ed_{\mathrm{ox}}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\mathrm{ox}}} \cdot N_{\mathrm{ox}} \tag{3.9}$$

mit

U_{FB}	:	Flachbandspannung,
ϕ_{m}	:	Austrittsarbeit des Metalls,
ϕ_{S}	:	Austrittsarbeit des Siliziums,
e	:	Elementarladung,
d_{ox}	:	Dicke der Oxidschicht,
ε_0	:	elektrische Feldkonstante,
$\varepsilon_{\mathrm{ox}}$	:	Dielektrizitätskonstante des Oxides und
N_{ox}	:	an der Grenzfläche lokalisierte Summe aller positiven Oxidladungen.

Legt man eine Spannung an den Metallkontakt gegenüber dem Siliziumbulk, so kann man die Bandverbiegung an der Grenzfläche verändern; diese Zustände sind in Abbildung 3.3 für eine MOS-Struktur auf n-Silizium dargestellt.

In Abb. 3.3 (a) ist der Flachbandfall dargestellt, bei dem die angelegte Spannung U an der Gateelektrode gerade die Bandverbiegung kompensiert, so daß alle Bänder wieder flach sind. Erhöht man die Spannung über die Flachbandspannung hinaus, so verbiegt man die Bänder nach unten mit der Konsequenz, daß das Leitungsband an der Grenzfläche in die Nähe des Ferminiveaus gelangt und vermehrt Elektronen durch thermische

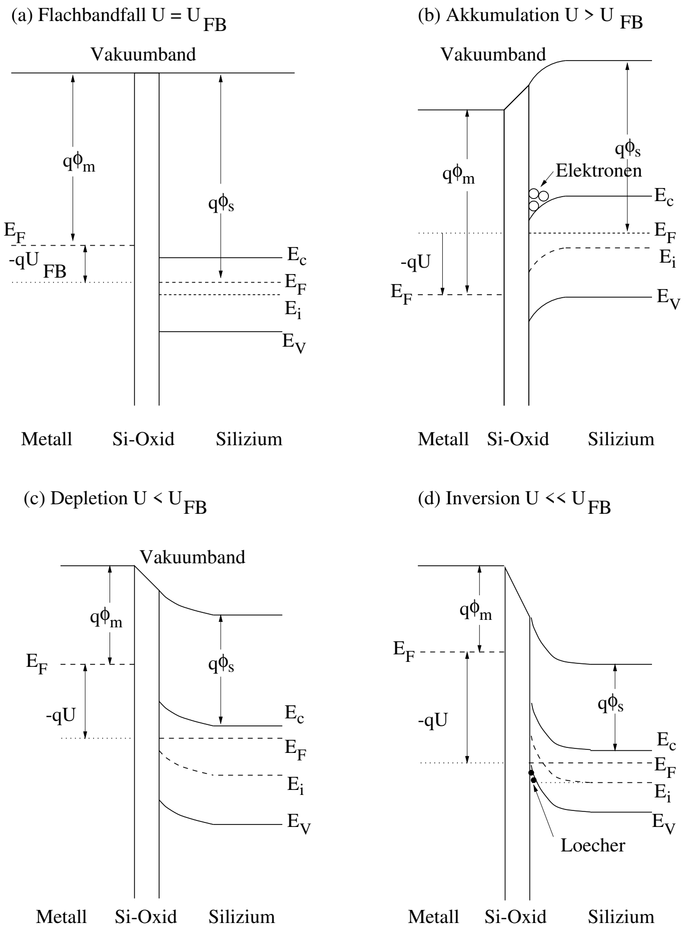


Abbildung 3.3: Bänderdiagramme einer MOS-Struktur auf n-Silizium. (a) Flachbandfall $U = U_{\mathrm{fb}}$, (b) Akkumulationsfall $U > U_{\mathrm{fb}}$, (c) Depletionsfall $U < U_{\mathrm{fb}}$ und (d) Inversionsfall $U << U_{\mathrm{fb}}$, nach [Lut 99].

Anregung in das Leitungsband gelangen. Es bildet sich also eine Schicht mit hoher Elektronenkonzentration an der Si-Si0_2-Grenzfläche aus, die auch als Akkumulationslage bezeichnet wird (siehe (b) in Abb. 3.3).

Verkleinert man die angelegte Spannung gegenüber der Flachbandspannung, so werden die Bänder an der Grenzfläche nach oben gebogen und damit wird das Ferminiveau in Richtung des intrinsischen Niveau gebogen (Abb. 3.3 (c)). Dies bedeutet daß die Majoritätsladungsträger von der Grenzfläche weggedrängt werden und es ensteht eine an freien Ladungsträgern verarmte Zone ähnlich der Verarmungszone am pn-Übergang. Erniedrigt man die Spannung noch weiter unterhalb U_{fb}, so schneidet das Ferminiveau das intrinsische Energieniveau und der effektive Leitungstyp wechselt von n-leitend auf p-leitend an der Si-Si0_2-Grenzfläche (siehe (d) in Abb. 3.3). Als Folge hiervon lagern sich nun Löcher an die Grenzfläche an, die die darunterliegende Depletionszone von dem Gatekontakt abschirmen, so daß eine weitere Erniedrigung der angelegten Spannung kein weiteres Wachsen der Verarmungszone verursacht. Die sogenannte starke Inversion ist erreicht, wenn das Ferminiveau an der Si-Si0$_2$-Grenzfläche um genau den gleichen Betrag oberhalb dem intrinsischen Niveau liegt wie im Siliziumbulk darunter. Die gesamte Bandverbiegung muß also vom Flachbandfall aus gesehen doppelt so groß sein wie der Abstand ϕ_f des Ferminiveaus vom intrinsischen Niveau. Dazu kommt noch ein weiterer Term, der den Potentialabfall über das Oxid beschreibt. Dieser ist allerdings für hochohmiges Silizium meist vernachlässigbar klein. Die Inversionsspannung U_inv errechnet sich also zu

$$U_\mathrm{inv} = U_\mathrm{fb} - 2\phi_\mathrm{f} - \frac{Q_\mathrm{B}}{C_\mathrm{ox}} \tag{3.10}$$

mit

ϕ_f	$\equiv$	$\frac{E_\mathrm{F}-E_\mathrm{i}}{e}$,
E_F	:	Fermienergie,
E_i	:	Intrinsische Energie,
Q_B	:	Flächenladung der Depletionszone unter dem Oxid und
C_ox	:	Flächenkapazität des Oxides.

Da es sich bei einem MOS-Übergang um einen isolierenden Kontakt handelt, ist die Standarduntersuchungsmethode eine C-V-Messung. Die Meßgröße ist hierbei die dynamische Kapazität $C \equiv \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}U}$, deren Änderung bei variierender Gatespannung U_g gemessen wird. Das Meßprinzip beruht dabei auf der Einkopplung eines hochfrequenten Wechselstromsignals auf der Gateelektrode und der Auswertung der dadurch induzierten Umladungsprozesse. Abbildung 3.4 zeigt die Form einer solchen C-V-Messung für eine MOS-Struktur auf n-Silizium.

Solange der MOS-Übergang in Akkumulation ist, trägt zur MOS-Kapazität nur die Kapazität des Silziumdioxids C_ox bei, die sich wie folgt berechnet

$$C_\mathrm{ox} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_\mathrm{ox} A_\mathrm{g}}{d_\mathrm{ox}} \tag{3.11}$$

mit A_g als Fläche der Gateelektrode. Erreicht die Gatespannung die Flachbandspannung, kommt es zu einem abrupten Abfall der MOS-Kapazität, da zu der Oxidkapazität die in Reihe geschaltete Kapazität des depletierten Siliziums C_si hinzukommt. Die gemessene Kapazität an der MOS-Struktur ergibt sich also wie für zwei in Reihe geschaltete Kapazitäten

$$C_\mathrm{ges} = \frac{C_\mathrm{ox} \cdot C_\mathrm{si}}{C_\mathrm{ox} + C_\mathrm{si}} \tag{3.12}$$

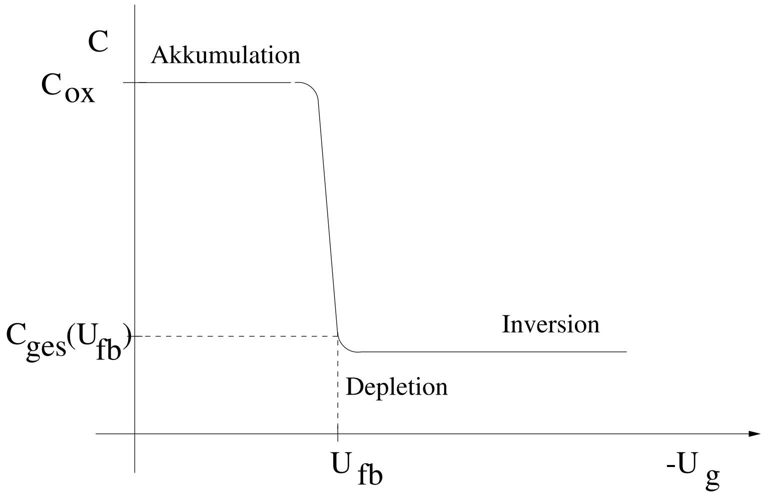


Abbildung 3.4: Form einer C-V Kennlinie einer MOS-Struktur auf n-Silizium.

und fällt solange weiter wie sich die Verarmungszone unter dem Oxid ausdehnt. Wenn die Inversion erreicht ist und die Verarmungszone nicht weiter wächst, bleibt auch die MOS-Kapazität auf einem konstanten Wert.

Die Kapazität im Flachbandfall $C_{\mathrm{ges}}(U_{\mathrm{fb}})$ setzt sich also aus der Oxidkapzität und der Siliziumkapazität $C_{\mathrm{si}}(U_{\mathrm{fb}})$ zusammen. Letztere bestimmt sich nach [Nic 82] zu

$$C_{\mathrm{ges}}(U_{\mathrm{fb}}) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\mathrm{si}} A_{\mathrm{g}}}{\lambda_{\mathrm{D}}} \quad \text{mit} \quad \lambda_{\mathrm{D}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\mathrm{si}} kT}{e^2 |N_{\mathrm{eff}}|}} \tag{3.13}$$

wobei λ_{D} extrinsische Debyelänge heißt, k die Boltzmannkonstante bezeichnet und T die Temperatur der MOS-Struktur ist. Die so bestimmte Kapazität erlaubt nun eine genaue Auswertung der Flachbandspannung, da in realen MOS-Strukturen der Abfall der Kapazität manchmal über einen größeren Spannungsbereich auftritt. Dies kann zum Beispiel durch Grenzflächenzustände verursacht werden, die zeitlich verzögert auf das hochfrequente Meßsignal reagieren [Sze 85].

3.1.4 Punch-Through-Effekt

Neben dem beschriebenen Ausdehnen der Depletionszone in Richtung des angelegten Feldes ist auch eine Ausbreitung der Depletionszone in lateraler Richtung zu beobachten. Diesen an sich unerwünschten Effekt kann man sich zunutze machen, um Strukturen, die nicht direkt mit einer Spannungsversorgung verbunden sind, trotzdem zu depletieren. Als Beispiel für solche Strukturen seien hier AC-gekoppelte Streifendetektoren genannt. Das Prinzip dieser Punch-Through-Spannungszuführung wird in Abbildung 3.5 dargestellt [Kem 88].

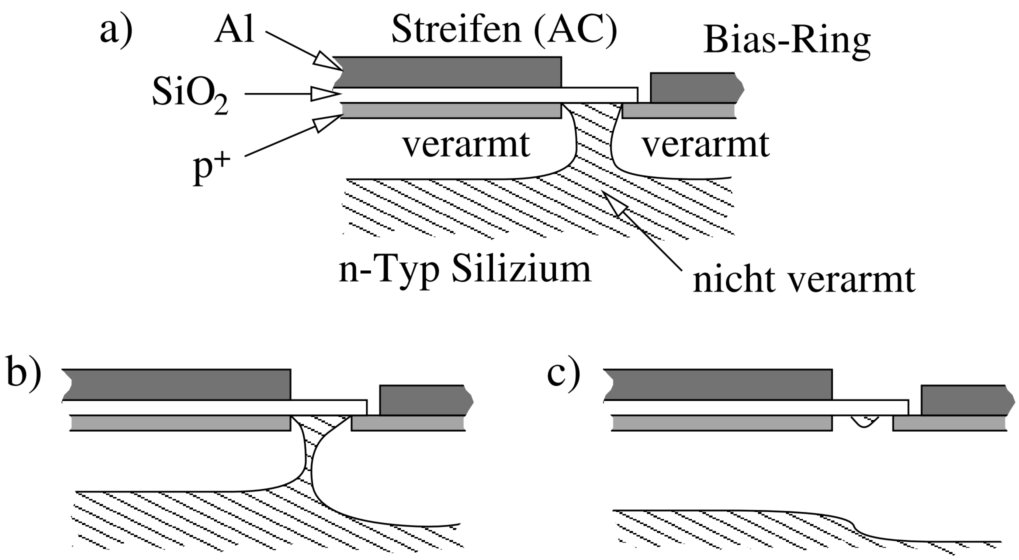


Abbildung 3.5: Darstellung des Punch-Through-Effektes. a) Detektor ohne angelegte Sperrspannung, b) Sperrspannung erreicht fast die Punch-Through Spannung, c) Sperrspannung größer als die Punch-Through Spannung.

Solange keine Spannung an dem Detektor anliegt, bildet sich sowohl unter der kontaktierten Detektorstruktur (Pixel, Streifen oder Biasgrid) als auch unter der nicht kontaktierten Struktur (AC-gekoppelter Streifen oder unkontaktierter Pixel) eine Verarmungszone gemäß des Diffusionspotentials aus (Abb. 3.5 (a)). Wird nun eine Sperrspannung an die kontaktierte Struktur gelegt, vergrößert sich die Depletionszone auch in lateraler Richtung (Abb. 3.5 (b)), bis schließlich bei einer Spannung U_{PT}, der Punch-Through Spannung, die depletierte Zone der kontaktierten Struktur die depletierte Zone der unkontaktierten Zone erreicht. Danach breitet sich die Verarmungszone auch unter der unkontaktierten Struktur bei einer weiteren Erhöhung der Sperrspannung nach unten aus (Abb. 3.5 (c)). Das Potential an der Oberfläche der unkontaktierten Struktur folgt nach dem Erreichen der Punch-Through Spannung dem Potential an der kontaktierten Struktur mit einer konstanten Spannungsdifferenz von U_{PT}.

Die Größe der Punch-Through Spannung hängt im wesentlichen von der Entfernung der Strukturen ab, je kleiner die Entfernung desto kleiner U_{PT}, und den vorliegenden Potentialverhältnissen im Detektor. Wenn man sich also den Effekt bei dem Verarmen von feinsegmentierten Detektorstrukturen zunutze machen will, sollte die kontaktierte Struktur so nah wie möglich an der unkontaktierten Struktur plaziert werden, um ein schnelles Verarmen zu garantieren und die Potentialdifferenz an der Oberfläche nicht zu groß werden zu lassen.

Ein weiterer Nebeneffekt ist, daß auch der gesamte Sperrstrom der Punch-Through gebiasten Struktur dem Potentialgefälle folgend durch den unter Spannung gesetzten Kontakt abfließt. Dies erlaubt nämlich die Messung des Sperrstromes einer ganzen Matrix von Pixelimplantationen, sofern ein Gitter mit Punch-Through Spannungszuführungen zu jedem Pixel in das Design implementiert ist.

3.2 Halbleiterstrukturen zur Messung einiger Bauelementeparameter

3.2.1 Gatekontrollierte Diode

Im folgenden sollen spezielle Strukturen vorgestellt werden, die für die Messung oberflächenrelevanter Parameter im Rahmen dieser Arbeit benutzt wurden. Da ist zum einen die *Gatekontrollierte Diode* (GCD[3]) [Bec 00], die aus einer kreisförmigen pn-Diode mit fünf umliegenden, einzeln kontaktierbaren MOS-Strukturen aufgebaut ist. Diese Struktur ist in ein an der Universität Dortmund entwickeltes Testfeld integriert, wo neben zwei identischen GCD-Strukturen auch zwei einfache, kreisförmige MOS-Strukturen realisiert sind, so daß alle Parameter der Si-$\mathrm{Si0_2}$-Grenzfläche auf einer Teststruktur gemessen werden können.

Abbildung 3.6 zeigt einen Aufriß des gesamten Testfeldes zusammen mit einem Querschnitt einer GCD. Man erkennt deutlich die zwei MOS-Kapazitäten mit einem Durchmesser von 1.5 mm neben den zwei GCDs. Im Querschnittbild wird die kreisförmige Diode der GCD mit einem Durchmesser von 1 mm sichbar. Darumherum sind fünf einzelne MOS-Ringe angeordnet, die jeweils 50 μm breit und durch eine 5 μm breite Lücke voneinander getrennt sind.

Die primäre Funktion einer Gatekontrolierten Diode ist die Untersuchung des Grenzflächengenerationsstromes, der durch Generations-und Rekombinationszentren in der Bandlücke des Siliziums direkt an der Si-$\mathrm{Si0_2}$-Grenzfläche (vgl. 3.1.3) induziert wird. Dieser Stromanteil I_{ox} kann bei gleichmäßiger Verteilung der Grenzflächenzustände über die Bandlücke durch eine Rekombinationsgeschwindigkeit S_0 ausgedrückt werden [Nic 82]:

$$I_{\mathrm{ox}} = e n_{\mathrm{i}} S_0 A_{\mathrm{g}} \tag{3.14}$$

wobei n_{i} die intrinsische Ladungsträgerkonzentration des Halbleiters bezeichnet und A_{g} die Fläche des Gatekontaktes. Die Rekombinationsgeschwindigkeit ist mit der Grenzflächenzustandsdichte D_{it} der zusätzlichen Rekombinations- und Generationszentren über

$$S_0 = \sigma v_{\mathrm{th}} \pi k T D_{\mathrm{it}} \tag{3.15}$$

[3] **G**ate **C**ontroled **D**iode

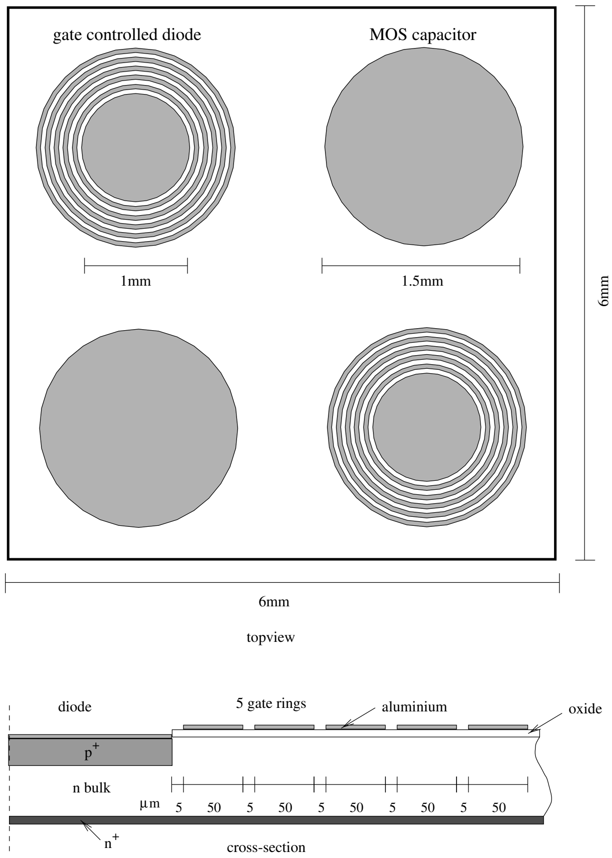


Abbildung 3.6: Aufriß eines Testfeldes und Querschnitt durch eine GCD mit fünf Gateringen [Bec 00].

verknüpft. Hierbei ist v_{th} die thermische Geschwindigkeit der Minoritätsladungsträger und $\sigma = \frac{1}{2}\sqrt{\sigma_{\mathrm{n}}\sigma_{\mathrm{p}}}$ der effektive Einfangwirkungsquerschnitt für Elektronen und Löcher. Die Grenzflächenzustandsdichte D_{it} kann auch unabhängig von dem Grenzflächengenerationsstrom durch den Vergleich von hochfrequenter und quasistatischer C-V-Messung an einer MOS-Struktur ermittelt werden [Nic 82].

Der Grenzflächengenerationsstrom kann aber nicht durch eine MOS-Struktur gemessen werden, da sie ein isolierendes Bauelement ist. Deshalb verwendet man eine in direkter Nachbarschaft gelegene Diode, um diesen Stromanteil messen zu können. Diese Methode wurde erstmals von [Gro 66] beschrieben und ist in Abbildung 3.7 graphisch dargestellt.

Unten in der Abbildung 3.7 ist der Diodenstrom in Abhängigkeit der Spannung an dem Gatekontakt bei einer festen Diodenspannung dargestellt, während oben das Verhalten der Verarmungszone im Bauelement schematisch abgebildet ist. Wie bei einer MOS-Kapazität durchläuft der Si-SiO_2-Übergangsbereich drei Phasen: Solange der MOS-Übergang in Akkumulation gehalten wird, bleibt der Strom konstant und ist einzig

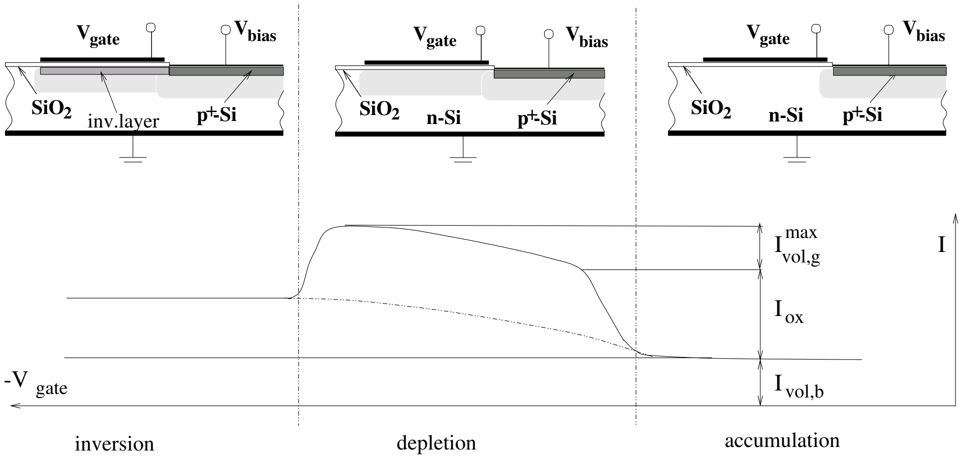


Abbildung 3.7: Illustration zur Erklärung der Methode zur Messung des Grenzflächengenerationsstromes durch eine Gatekontrollierte Diode [Gro 66].

durch die Größe der Verarmungszone der Diode gegeben. Sobald aber die Flachbandspannung erreicht wird, beginnt auch die Zone unter dem Oxid an Majoritätsladungsträgern zu verarmen und die direkt an der Grenzfläche gelegenen Generationszentren können zum Diodenstrom beitragen. Die direkt benachbarte Verarmungszone der Diode verbindet sich nämlich mit der MOS-Depletionszone und die zusätzlichen Ladungsträger fließen gemäß dem Feldstärkeverlauf über die Diode ab. Dies führt zu einem abrupten Stromanstieg um den Wert von I_{ox} bei U_{fb} im Diodenstrom. Erniedrigt man die Spannung am Gate weiter, so daß die Depletion unter dem Gatekontakt weiter wächst, erhöht sich der Strom durch die Diode, da die Verarmungszone größer wird. Da es sich dabei um einen zusätzlichen Volumenstrom ähnlich dem normalen Volumenstrom einer Diode handelt, ist dieser Stromanstieg proportional zur Wurzel der Gatespannung; er wird manchmal auch als I_{gate} bezeichnet. Erreicht der MOS-Übergang die Inversionsspannung, so fällt der an der Diode gemessene Strom wieder um den Betrag des Oberflächenstroms I_{ox} und bleibt auch bei weiterer Erniedrigung der Gatespannung konstant. Denn die Si-Si0_2-Grenzschicht wird von der Verarmungszone abgekoppelt, da die dort akkumulierten Minoritätsladungsträger das elektrische Feld kompensieren und so eine weiteres Wachstum der Verarmungszone verhindern.

Da nach dem Zusammenwachsen der Verarmungszonen der Diode und der MOS-Struktur auch die Verarmungsspannung der Diode zur Bandverbiegung unter dem Oxid beiträgt, verändert sich die Inversionsspannung aus Gleichung 3.10 für eine Gatekontrollierte Diode zu

$$U_{\mathrm{inv}} = U_{\mathrm{fb}} + U_{\mathrm{bias}} - 2\phi_{\mathrm{f}} - \frac{Q_{\mathrm{B}}}{C_{\mathrm{ox}}} \tag{3.16}$$

wobei U_{bias} die Verarmungsspannung an der Diode bezeichnet. Dies hat zum Beispiel zur Folge, daß die Grenzfläche eines Oxides, das durch den Überlapp einer Diodenelektrode über den oxidierten Rand unter Spannung gesetzt wird, niemals invertieren kann und deshalb der Grenzflächengenerationstrom immer zum Gesamtsperrstrom der Diode beiträgt.

Der Vorteil einer GCD mit mehreren Ringen gegenüber einer mit nur einem Ring liegt in der größeren Flexibilität und exakteren Definition der beitragenden MOS-Fläche. So können beispielsweise zwei oder mehrere Ringe zusammengefaßt werden, um detailiert die Flächenabhängigkeit an ein und derselben Struktur zu testen. Oder die relevante Fläche des Oxides kann exakt definiert werden, in dem die weiteren Ringe in Akkumulation gehalten werden. Nichtzuletzt ist es möglich, an exakt der gleichen Si-$Si0_2$-Grenzfläche sowohl den Grenzflächengenerationsstrom als auch die Grenzflächenzustandsdichte direkt über kapazitive Methoden zu bestimmen. Das ist bei GCDs mit nur einem Ring nicht möglich, da die direkt benachbarte Diode sich störend auf die Kapazitätsmessung am Gate auswirkt. Bei einer Fünf-Ring-GCD hingegen kann auch am dritten Gatering der Oberflächenstrom bestimmt werden, indem die inneren Ringe depletiert oder invertiert werden. Zugleich ist der dritte Ring aber weit genug von der Diode entfernt, so daß Kapazitätsmessungen störungsfrei möglich sind, wenn alle weiteren Ringe in Akkumulation gehalten werden.

3.2.2 MOSFET Transistor

Als weitere Teststruktur für die Messung wichtiger Oberflächenparameter von Siliziumsensoren wird ein MOSFET[4] verwendet, der im folgenden kurz vorgestellt wird. Der MOSFET ist die grundlegende Struktur der VLSI[5]-Mikroelektronik und daher findet sich eine detailierte Beschreibung seiner Funktionsweise in vielen Standardwerken über Halbleiterbauelemente [Sze 85, Tya 91, And 00]. Hier soll aber die Relevanz als Teststruktur für die Bestimmung grenzflächenspezifischer Größen, wie zum Beispiel der Mobilität von Minoritätsladungsträgern im Vordergrund stehen.

Ein MOSFET besteht aus *Source* und *Drain*, die über einen Kanal verbunden werden, der von einem *Gate* gesteuert wird. Grundsätzlich unterscheidet man n-Kanal und p-Kanal MOS-Transistoren; bei einem n-Kanal Transistor bestehen Source und Drain aus n^+-Implantationen auf einem p-Substrat, während dies bei p-Kanal Transistoren genau umgekehrt ist. Im Folgenden wird aber nur die Funktion von n-Kanal MOS-Transistoren erläutert, doch gelten die gleichen Überlegungen auch für p-Kanal Strukturen, wenn man die Polaritäten der Gate- und Drainspannung umdreht.

Der leitende Kanal eines n-Kanal MOSFET wird von einer Inversionsschicht einer MOS-Struktur gebildet. Man unterscheidet einen MOSFET vom Depletionstyp und vom Anreicherungstyp; bei dem Depletionstyp besteht auch ohne angelegte Gatespannung schon ein leitender Kanal, da die Dotierung des p-Siliziums klein genug gegenüber

[4]**M**etal **O**xide **S**emiconductor **F**ield **E**ffect **T**ransistor
[5]**V**ery **L**arge **S**cale **I**ntegration

der festen Oxidladung ist, so daß sich auch ohne zusätzliche Gatespannung eine leitende Inversionsschicht unter dem Oxid ausbildet. Bei einem MOS-Transistor vom Anreicherungstyp hingegen muß erst durch Anlegen einer Gatespannung U_g größer als die Schwellenspannung U_th eine Inversionsschicht an der Si-Si0_2-Grenzfläche erzeugt werden, um eine leitende Verbindung zwischen Source und Drain herzustellen. Die Schwellenspannung U_th, bei der ein solcher Transistor anfängt einen leitenden Kanal auszubilden, ist also im wesentlichen die Spannung bei der die starke Inversion des MOS-Überganges einsetzt (Gleichung 3.10). Wenn auch das p-Substrat selbst unter eine Spannung $U_\mathrm{sub} < 0$ V gegenüber dem Sourcekontakt gesetzt wird, so wird die Verarmungszone unter dem Gate zusätzlich vergrößert und damit wächst auch die Spannung, die am Gate anliegen muß, um starke Inversion zu erreichen. Berücksichtigt man diesen Effekt, so wird die Schwellenspannung eines n-Kanal MOS-Feldeffekttransistor vom Anreicherungstyp zu[6]:

$$U_\mathrm{th} = U_\mathrm{fb} + 2\phi_\mathrm{f} - \frac{Q_\mathrm{B}}{C_\mathrm{ox}}\sqrt{1 - \frac{U_\mathrm{sub}}{2\phi_\mathrm{f}}} \tag{3.17}$$

Q_B bezeichnet die gesamte Flächenladung aller Ionenrümpfe der Depletionszone unter dem Oxid. Abbildung 3.8 zeigt einen solchen n-Kanal MOSFET vom Anreicherungstyp mit den charakteristischen Ausgangskennlinien I_d gegen U_d.

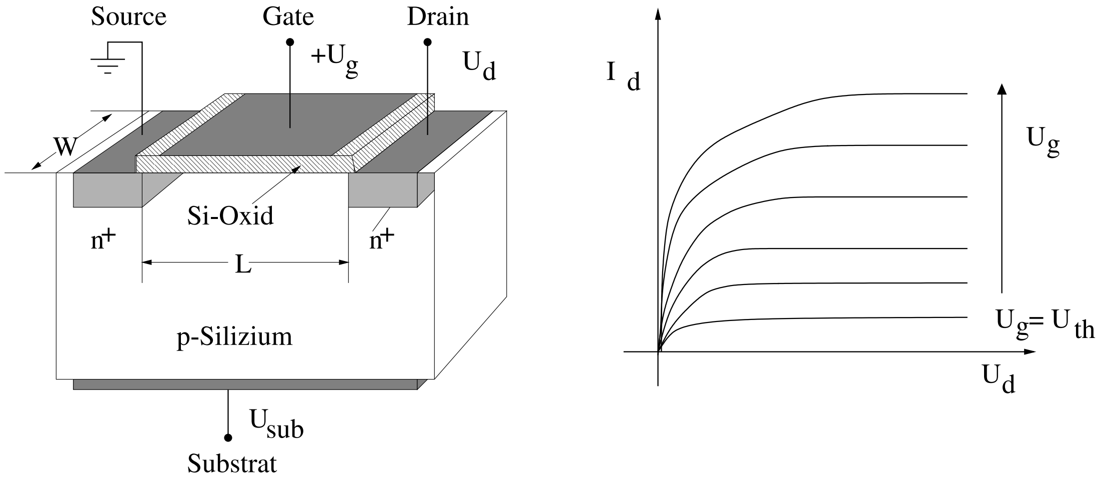


Abbildung 3.8: Darstellung eines n-Kanal MOSFET vom Anreicherungstyp sowie seiner Ausgangskennlinien nach[Tya 91].

An den Ausgangskennlinien erkennt man die zwei typischen Bereiche eines MOS-Transistors, zum einen den linearen Bereich, in dem der Drainstrom linear mit der

[6]Das im Verhältnis zu Gleichung 3.10 unterschiedlichen Vorzeichen von $2\phi_\mathrm{f}$ erklärt sich aus der hier notwendigen Betrachtung eines MOS-Übergangs auf p-Silizium.

Drainspannung wächst und den Sättigungsbereich, in dem der Drainstrom ab einer Sättigungspannung $U_{\mathrm{d,sat}}$ konstant bleibt. Zur Erklärung dieses Verhaltens, sind in Abbildung 3.9 die verschiedenen Betriebsmodi des Transistors dargestellt.

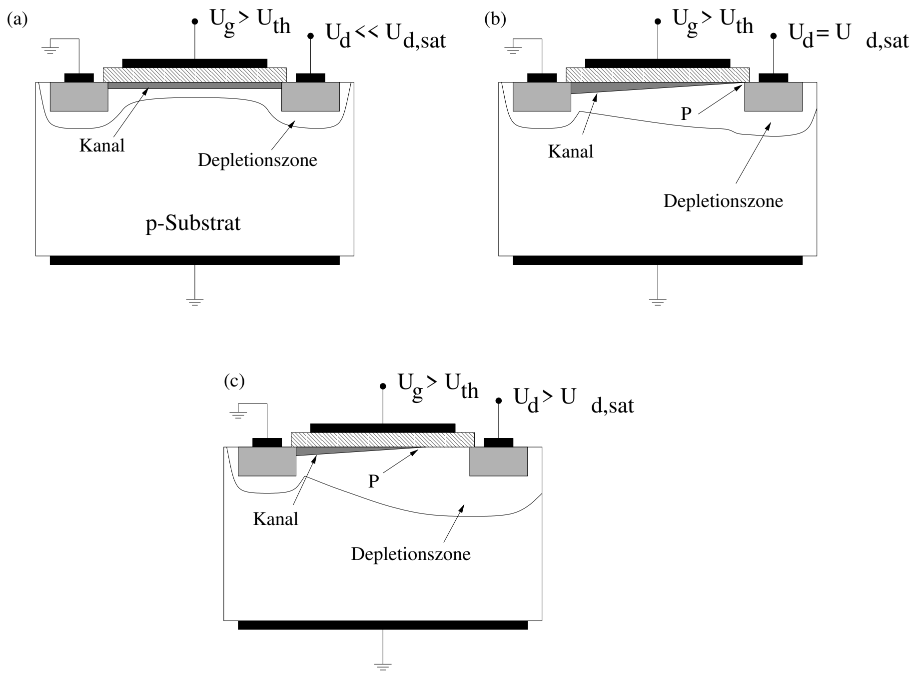


Abbildung 3.9: Querschnitte durch einen n-Kanal MOSFET zur Erklärung der verschiedenen Kanaldicken oberhalb der Schwellenspannung $U_{\mathrm{g}} > U_{\mathrm{th}}$, (a) bei $U_{\mathrm{d}} \ll U_{\mathrm{d,sat}}$, (b) $U_{\mathrm{d}} = U_{\mathrm{d,sat}}$ und (c) $U_{\mathrm{d}} > U_{\mathrm{d,sat}}$.

In Abb. 3.9 (a) ist der MOSFET im linearen Bereich, das heißt die Drainspannung ist viel kleiner als die Gatespannung und beeinflußt deshalb auch das Potential an der Si-Si0_2-Grenzfläche des Kanals praktisch nicht. Die Elektronenkonzentration der Inversionsschicht ist dementsprechend im gesamten Kanal konstant und der Kanal wirkt wie ein ohmscher Widerstand zwischen Source und Drain, der sich wie folgt berechnet:

$$R = -\frac{L}{W \mu_{\mathrm{n}} e q_{\mathrm{s}}} \tag{3.18}$$

wobei L, W die Länge bzw. Breite des Kanals gemäß Abbildung 3.8 ist, μ_{n} die Beweglichkeit der Elektronen an der Si-Si0_2-Grenzschicht bezeichnet und q_{s} die Flächenladungsdichte in der Inversionsschicht ist.

Erhöht man die Drainspannung gegenüber dem Source-Potential in Richtung der Sättigungspannung $U_{\mathrm{d,sat}}$, so fängt der Potentialabfall zwischen Source und Drain an, die

Elektronen von der Grenzfläche wegzudrücken, so daß die Elektronenkonzentration nahe der Drainimplantation abnimmt und der Strom langsamer als linear ansteigt. Bei $U_\mathrm{d} = U_\mathrm{d,sat}$ kann die starke Inversion am Punkt P direkt neben der Drainimplantation nicht mehr aufrecht erhalten werden und die Elektronenkonzentration dort ist gleich Null, der Kanal ist abgeschnürt (Abbildung 3.9 (b)) und der Drainstrom erreicht seinen Sättigungswert.

Erhöht man die Drainspannung noch weiter, so nimmt das Potentialgefälle zwischen Source und Drain weiter zu und der Punkt P, an dem die starke Inversion noch aufrecht erhalten werden kann, wandert in Richtung Source (siehe Abbildung 3.9 (c)), während die Region zwischen P und Drain depletiert. Der Stromfluß bleibt aber konstant, da die Feldstärke am Punkt P während einer weiteren Spannungserhöhung konstant bleibt, denn die zusätzliche Spannung fällt komplett über die wachsende Verarmungszone ab. Somit werden genauso viele Elektronen in die Depletionszone injiziert wie zum Zeitpunkt des Abschnürens des Kanals direkt in die Drainimplantation injiziert werden [Tya 91].

Für den Gebrauch des MOSFET als Teststruktur zur Bestimmung der Flächenladungsdichte und der Ladungsträgerbeweglichkeit an der Oberfläche ist der lineare Bereich der Ausgangskennlinie von besonderem Interesse, denn hier ist die Flächenladungsdichte konstant über den gesamten Kanal, wie für Gleichung 3.18 angenommen. Drückt man diese Flächenladungsdichte durch makroskopisch zugängliche Größen aus, so wird der Drainstrom für $U_\mathrm{d} \ll (U_\mathrm{g} - U_\mathrm{th})$ nach [Tya 91] zu

$$I_\mathrm{d} = \frac{W\mu_\mathrm{n}}{L} C_\mathrm{ox} \cdot (U_\mathrm{g} - U_\mathrm{th}) U_\mathrm{d}. \tag{3.19}$$

Dies stellt das ohmsche Gesetz für den linearen Bereich des MOSFET dar und der Faktor $C_\mathrm{ox} \cdot (U_\mathrm{g} - U_\mathrm{th})$ beschreibt die als konstant angenomme Flächenladungsdichte des Kanals.

3.3 Strahleninduzierte Schädigung im Silizium

Eine wesentliche Herausforderung, der sich alle Detektorkomponenten der LHC-Experimente stellen müssen, ist die Strahlenbelastung durch ionisierende und nicht ionisierende Strahlung gerade im Inneren des Experimentes nahe des Wechselwirkungspunktes. Für das Sensordesign muß man dabei unterscheiden zwischen Implikationen, die durch das Design beeinflußt werden können und Effekten, die Materialeigenschaften des Siliziums verändern und deshalb nur durch Veränderung des Bulkmaterials angegangen werden können. Darum soll zunächst die Entstehung von Strahlenschäden und ihre Auswirkungen auf die Eigenschaften der grundlegenden Siliziumstrukturen pn-Diode und MOS-Übergang diskutiert werden. Folgen speziell für feinsegmentierte Siliziumsensoren werden im Kapitel 4 erläutert.

3.3.1 Kristallschädigung

Prinzipiell kann man Strahlenschädigung in zwei Bereiche unterteilen: Mit Kristall- oder Bulkschädigung eines Siliziumdetektors werden die strukturellen Veränderungen des Kristalls bezeichnet, die durch nichtionisierende Wechselwirkungen der einfallenden Teilchen mit dem Kristall verursacht werden. Die Schädigung der Oxid- und Si-$Si0_2$-Grenzschicht wird meist unter dem Begriff Oberflächenschädigung zusammengefaßt.

Defektentstehung

Das einfallende Teilchen kann neben der voll reversiblen Anregung von Elektron-Loch-Paaren (Ionisation) auch mit den Kristallatomen wechselwirken und auf diese Weise Energie und Impuls auf das Atom übertragen. Als Folge hiervon können Versetzungen im Kristall entstehen, die nicht vollständig reversibel sind und so den Kristall dauerhaft schädigen.

Die mittlere Energie, die auf ein Gitteratom mindestens übertragen werden muß, um es aus dem Kristallverband herauszulösen, beträgt 25 eV [vLin 80]. Die Mindestenergie, die eine Teilchensorte abhängig von ihrer Masse mitbringen muß, um genau diese mittlere Energie auf ein Gitteratom zu übertragen, ist in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Teilchen	Masse [MeV]	$E_{\min}$ [eV]
Elektronen	0.511	270000
Protonen,Neutronen	938	188
Pionen	140	1188
Siliziumionen	26300	25

Tabelle 3.1: Mindestenergien einiger Teilchensorten, die zum Herauslösen eines Atoms aus dem Gitterverband durch den zentralen Stoß nötig sind, nach [Wun 92].

Das erste so aus dem Gitter entfernte Atom wird PKA[7] genannt. Wenn das PKA nach dem Herauslösen noch über genügend Energie verfügt, kann es im Gitter wandern und solange mit anderen Gitteratomen wechselwirken und weitere Atome aus dem Gitter entfernen, bis es seine Energie verbraucht hat und zur Ruhe kommt. Die in zweiter Linie herausgeschlagenen Atome können ihrerseits natürlich wieder Atome aus dem Gitter schlagen, so daß ein ursprünglich einfallendes hochernergetisches Teilchen eine Kaskade von Gitterversetzungen auslösen kann. Deshalb ist neben der Mindestenergie auch die Wahrscheinlichkeit für einen bestimmten Energieübertrag von Bedeutung. Sie ist von der Teilchenenergie und der Art der Wechselwirkung abhängig. In Tabelle 3.2 sind die mittleren und maximalen Energieüberträge sowie die Wirkungsquerschnitte

[7] *Primary Knock on Atom*

und Wechselwirkungsarten für die wichtigsten Teilchensorten bei einer Einschußenergie von 1 MeV aufgelistet.

Teilchenart	Elektron	Proton	Neutron	Siliziumion
Wechsel-wirkung	Coulomb-streuung	Coulomb-streuung	elastische Kernstreuung	Coulomb-streuung
$E_{\max}$ [eV]	155	133700	133900	1000000
$< E >$ [eV]	46	210	50000	265
σ [b]	44	17950	3.7	502500

Tabelle 3.2: Maximale und mittlere Energieüberträge auf ein Siliziumatom von Teilchen mit einer Energie von 1 MeV, nach [Wun 92].

Die Defekte, die so im Kristall entstehen, unterteilt man in Punktdefekte und in Clusterdefekte. Unter Punktdefekten versteht man vereinzelt im Kristall auftretende Defekte. Es gibt zwei primäre Punktdefekte, das Zwischengitteratom (*interstital*), bei dem es sich um ein zur Ruhe gekommenes herausgeschlagenes Siliziumion handelt, das nicht wieder auf einen regulären Gitterplatz zurückgekehrt ist, und die Gitterleerstelle (*vacancy*). Diese Störstellen sind abhängig von ihrer Entfernung und Beweglichkeit in der Lage wieder zu rekombinieren. Die beweglichen primären Gitterdefekte können aber auch mit im Kristall vorhandenen Fremdatomen wie beispielsweise Bor, Phosphor und Sauerstoff stabile Defektkomplexe bilden. Einige der so entstehenden Störstellen im Siliziumgitter sind in Abbildung 3.10 schematisch dargestellt.

Sind viele Defekte in einem lokal begrenztem Raum, so daß die einzelnen Punktdefekte ineinander übergehen, spricht man von Clusterdefekten. Ein Cluster besteht nach dem Modell von [Gos 59] zumeist aus einem Kernbereich von $5-10\,$nm Ausdehnung mit hauptsächlich Doppelleerstellen und einem 200 nm großen Randbereich, in dem Zwischengitteratome und Fremdatome auf Zwischengitterplätzen überwiegen. Ein PKA mit einer Energie von 50 keV erzeugt etwa zwei bis drei Cluster mit jeweils ungefähr 100 Punktdefekten.

Die gesamte Energie, die auf diese Weise durch nicht-ionisierende Wechselwirkungen im Kristall deponiert wird, wird als *Non-Ionising Energie Loss* (NIEL) bezeichnet. Der nicht-ionisierende Energieverlust läßt sich aus der Schädigungsfunktion $D(E)$ berechnen, bei der als Parameter die einzelnen Wirkungsquerschnitte der Wechselwirkungen sowie der Energieanteil, der durch Ionisationsprozesse abgegeben wurde, eingehen [Lin 00a].

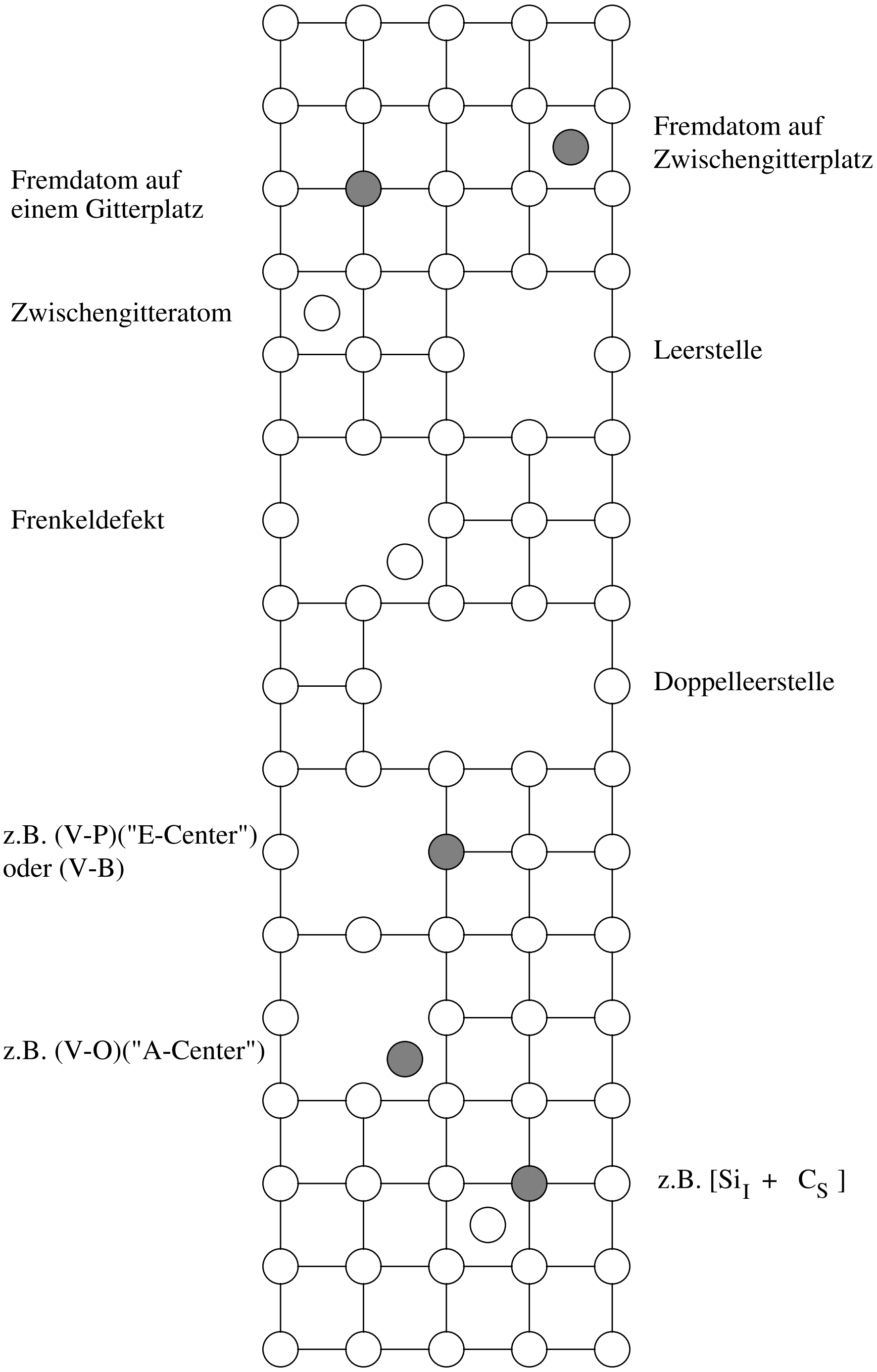


Abbildung 3.10: Störstellen im Siliziumkristallgitter, die gefärbten Atome stellen Fremdatome dar, nach [Wun 92].

$$D(E) = \sum_i \sigma_i(E) \int_{E_\mathrm{d}}^{E_\mathrm{R}^\mathrm{max}} f_i(E, E_\mathrm{R}) P(E_\mathrm{R})\, dE_\mathrm{R} \tag{3.20}$$

mit

$\sum_i$	:	Summe über alle Wechselwirkungen
E	:	Teilchenenergie
$\sigma_i(E)$	:	Wirkungsquerschnitt der Teilchen mit der Energie E bezüglich der Wechselwirkung i
$f_i(E, E_\mathrm{R})$	:	Wahrscheinlichkeit für ein Teilchen der Energie E ein PKA der Energie E_R durch die Wechselwirkung i zu erzeugen
$P(E_\mathrm{R})$	:	Anteil des Gesamtenergieverlustes, der nicht durch Ionisation abgegeben wird

Es zeigt sich, daß das Verhältnis der Defektcluster und Punktdefekte von der Teilchenart und der Einschußenergie unabhängig ist, wenn überwiegend PKAs mit einer Energie $E_\mathrm{R} \geq 2\,\mathrm{keV}$ erzeugt werden. Der nicht-ionisierende Energieverlust ist proportional zu der Schädigungsfunktion $D(E)$:

$$\frac{dE_\mathrm{NIEL}}{dx}(E) = \frac{N_\mathrm{A}}{A} D(E) \tag{3.21}$$

mit N_A = Avogadrokonstante und A = Massenzahl des Materials. Da die Schädigung mit dem nichtionisierenden Energieverlust der einzelnen Teilchen skaliert (NIEL-Hypothese), kann man einen auf 1 MeV Neutronen normierten Härtefaktor κ definieren, um die Schädigung, die verschiedene Teilchen mit ihren jeweiligen Energiespektren verursachen, vergleichen zu können:

$$\kappa = \frac{\int_{E_\mathrm{min}}^{E_\mathrm{max}} \Phi(E) D(E)\, dE}{D_\mathrm{n}(1\mathrm{MeV}) \int_{E_\mathrm{min}}^{E_\mathrm{max}} \Phi(E)\, dE} \tag{3.22}$$

Φ bezeichnet die Teilchenfluenz, $D_\mathrm{n}(1\mathrm{MeV})$ ist die Schädigungsfunktion für 1 MeV Neutronen. Als Einheit für die Schädigungsfluenz erhält man somit eine Fluenz normiert auf 1 MeV Neutronen($n_\mathrm{eq}\ \mathrm{cm}^{-2}$).

Eigenschaften der Kristalldefekte

Die durch Strahlung induzierten Störstellen sind ebenso wie die durch Dotierung bedingten Störstellen erst elektrisch wirksam, wenn sie Energieniveaus in der Bandlücke des Siliziums erzeugen. Je nach der Lage des Niveaus haben sie unterschiedliche Konsequenzen auf das elektrische Verhalten des Siliziums. In Abbildung 3.11 sind schematisch verschiedene Wirkungen von Niveaus durch Punktdefekte im Bandmodell dargestellt.

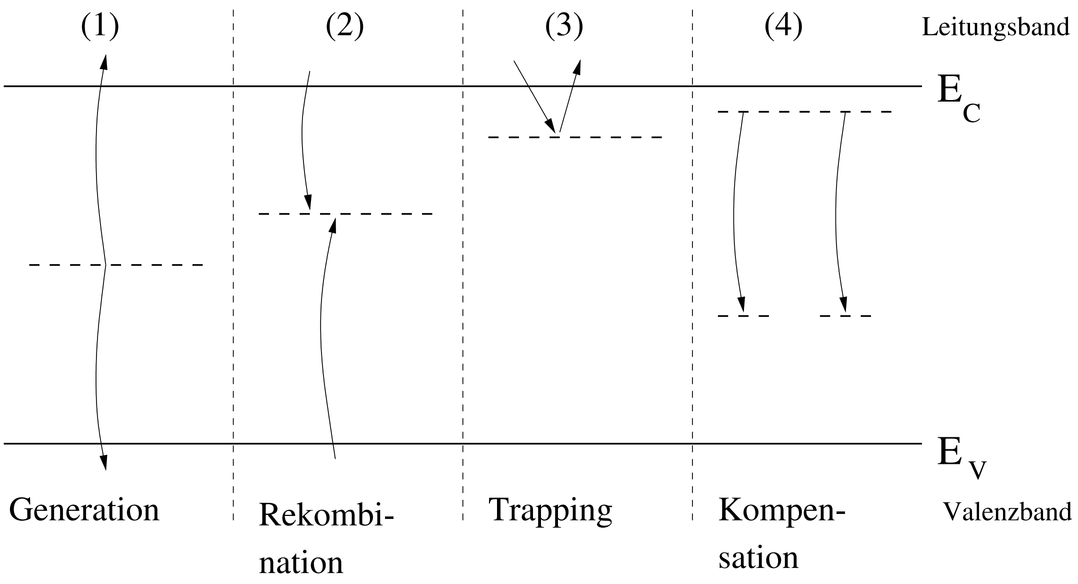


Abbildung 3.11: Verschiedene Wirkungen von durch Punktdefekte erzeugte Energieniveaus in der Bandlücke des Siliziums, nach [Gov 85, Brä 89].

Die Energieniveaus in der Mitte der Bandlücke wirken als Generations- und Rekombinationszentren, da hier die gleichzeitige Emission (oder Absorption) eines Elektrons aus dem Leitungsband mit der Absorption (Emission) eines Loches aus dem Valenzband sehr viel wahrscheinlicher ist als bei flachen Niveaus dicht an einem der Energiebänder. Diese zusätzliche Generation oder Rekombination von freien Ladungsträgern wirkt also direkt auf die Ladungsträgerkonzentration im Silizium und beeinflußt somit zum Beispiel den Sperrstrom einer Diode.

Die flachen Energieniveaus hingegen wirken zumeist, indem sie Elektronen oder Löcher aus dem jeweiligen Band einfangen (*trapping*) und verzögert wieder freigeben (*detrapping*). Dies kann dazu führen, falls es sich um einen Signalladungsträger handelt, daß sich die gemessene Signalladung verringert, wenn das Detrapping des Ladungsträgers erst nach Ende der Ladungssammlungszeit der Ausleseelektronik auftritt.

Eine weitere Wirkung solcher Defektniveaus ist Kompensation von Donatoren und Akzeptoren. Dabei wird ein freies Elektron (Loch) von einem tiefer (höher) liegenden Niveau aufgenommen und steht nicht mehr als freier Ladungsträger zur Verfügung. Ebenso ist es auch möglich, daß ein Donator- oder Akzeptoratom direkt in ein Komplexdefekt eingebaut wird. Beide Effekte führen zu einer Veränderung der Majoritätsladungsträger im thermischen Gleichgewicht und lassen sich durch eine Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration N_{eff} des Siliziums beschreiben. Eine Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration wirkt sich auf das Verarmungsverhalten des Sensors aus (siehe Gleichung 3.7), denn die Verarmungstiefe und damit die Größe des sensitiven Volumens bei einer gegebenen Spannung ist abhängig von N_{eff}.

Defektcluster hingegen sind aufgrund der hohen Defektdichte in ihrer Wirkung nicht mehr nur isoliert als einzelne zusätzliche Energieniveaus in der Bandlücke zu betrachten. Vielmehr führt das Zusammenspiel der vielen Defekte in einem lokal begrenztem Raum zu einer Verbiegung der gesamten Bänder. Die einzelnen Übergänge der Energieniveaus in einem Cluster sind vielfach nicht mehr zu unterscheiden und es können sogar wie bei einem degenerierten Kristall eigene Energiebänder der Defektniveaus entstehen. Da aber die Cluster meßtechnisch nur schwer zu erfassen sind, sind auch die Modellvorstellungen noch ungenügend und genauere Kenntnisse notwendig.

Die wesentlichen makroskopisch meßbaren Veränderungen im elektrischen Verhalten des Siliziumkristalls, die durch Volumenschädigung induziert werden, sind also im Sperrstrom, in der Ladungssammlung und in der effektiven Dotierungskonzentration zu suchen und sollen im folgenden näher erläutert werden.

Sperrstrom

Eine der signifikantesten makroskopischen Veränderungen eines geschädigten Sensors ist der starke Anstieg des Sperrstromes. Dieser Anstieg ΔI ist proportional zur Fluenz der schädigenden Teilchen Φ und dem depletierten Volumen V des Sensors. Insbesondere ist der Anstieg im wesentlichen unabhängig von der Teilchensorte und es ist keine Abhängigkeit des strahleninduzierten Stromanstiegs von dem verwendeten Ausgangsmaterial festgestellt worden [Mol 99]. Der Stromanstieg läßt sich also wie folgt parametrisieren:

$$\Delta I = \alpha \cdot \Phi_{\text{eq}} \cdot V \tag{3.23}$$

wobei der Proportionalitätsfaktor α die Schädigungskonstante bezeichnet und ohne Berücksichtigung der Defektausheilung mit $\approx 8 \cdot 10^{-17}\text{Acm}^{-1}$ angenommen werden kann [Wun 92].

Dieser Stromanstieg bleibt nicht konstant, da es mit der Zeit zu einer Ausheilung durch Veränderung des induzierenden Kristalldefekt (*'Annealing'*) kommt. Das Verhalten ist von der Ausheilungstemperatur T_{a} abhängig und kann durch eine Summe von Exponentialfunktionen beschrieben werden. Für Ausheiltemperaturen im Bereich der Raumtemperatur gilt [Wun 92].

$$\alpha(t, T_{\text{a}}) = \frac{\Delta I \cdot (t, T_{\text{a}})}{\Phi_{\text{eq}} \cdot V} = \alpha_\infty \sum_i \frac{b_i}{b_\infty} \exp\left(- \frac{t}{\tau_i(T_{\text{a}})} \right) \tag{3.24}$$

Hierbei sind die b_i und τ_i die relativen Amplituden und die Zeitkonstanten, wobei der höchste Index mit b_∞ bzw. $\tau_\infty = \infty$ bezeichnet wird; Werte für diese Parameter sind in Tabelle 3.3 aufgelistet. α_∞ gibt den Anteil des Sperrstromes an, der auch nach vollständigem Ausheilen noch bleibt und kann mit $3 \cdot 10^{-17}\mathrm{Acm}^{-1}$ angegeben werden [Wun 97a].

i	Zeitkonstante τ_i [min]	Amplitude b_i
1	$(1.78 \pm 0.17) \cdot 10^1$	0.156 ± 0.038
2	$(1.19 \pm 0.03) \cdot 10^2$	0.116 ± 0.003
3	$(1.09 \pm 0.01) \cdot 10^3$	0.131 ± 0.003
4	$(1.48 \pm 0.01) \cdot 10^4$	0.201 ± 0.002
5	$(8.92 \pm 0.59) \cdot 10^4$	0.093 ± 0.007
∞	∞	0.303 ± 0.006

Tabelle 3.3: Koeffizienten zur Parametrisierung des Ausheilverhalten des strahleninduzierten Sperrstromanteils, nach [Wun 92].

Die Temperaturabhängigkeit ist implizit in der Zeitkonstanten enthalten und kann durch eine Reskalierung der Zeitachse auf eine Referenztemperatur T durch $\tau = \Theta(T_\mathrm{a}) \cdot t$ mit

$$\Theta(T_\mathrm{a}) = \exp\left(\frac{1.21\mathrm{eV}}{k}\left[\frac{1}{T} - \frac{1}{T_\mathrm{a}}\right]\right) \tag{3.25}$$

berücksichtigt werden. Eine Erhöhung der Ausheiltemperatur beschleunigt also das Ausheilen, während eine Erniedrigung eine Verlangsamung zur Folge hat.

Weiteren Untersuchungen zu Folge ist bei hohen Ausheiltemperaturen (50°C und mehr) immer noch eine weitere, allerdings nur noch logarithmisch mit der Zeit gehende Abnahme des Sperrstromes zu beobachten [Mol 99]. Dieser Effekt kann zwar auch parametrisiert werden, spielt aber bei Ausheiltemperaturen im Bereich der Raumtemperatur nur bedingt eine Rolle, da die zugehörige Zeitkonstante sehr groß wird. Sie entspricht bei Raumtemperatur (20°C) einer Ausheilzeit von 1 Jahr und mehr.

Abschließend sei noch einmal betont, daß sich bislang noch keinerlei Abhängigkeit des Volumenstromanstiegs von dem verwendeten Ausgangsmaterial gezeigt hat, obwohl eine Vielzahl verschiedener Siliziummaterialien, angefangen bei hochohmigen n-Silizium über niederohmiges n-Silizium bis hin zu niederohmigen p-Silizium getestet wurden. Ebenso wurden Sauerstoff- und Kohlenstoffkonzentrationen, die ein Spektrum von mehr als 4 Größenordnungen abdecken, mit dem gleichen Ergebnis untersucht [Mol 99]. Insofern liegt es nahe zu vermuten, daß für den Stromanstieg hauptsächlich strahleninduzierte Defektcluster aus Leerstellen und Zwischengitteratomen verantwortlich sind und weniger Punktdefekte, die mit Fremdatomen gebildet werden. Deshalb ist man auch in der Lage, die sehr exakte Parametrisierung des strahleninduzierten Stromanstiegs zur experimentellen Bestimmung des Härtefaktors oder der Fluenz verschiedener Teilchenquellen zu verwenden. Insbesondere für Teilchenquellen, bei denen aufgrund sich verändernder Bedingungen (z.B. bei Kernreaktoren als Neutronenquellen) eine Fluenzbestimmung nur mit großen Unsicherheiten möglich ist, hat sich dieses Verfahren bewährt [Mol 99].

Ladungssammlungseffizienz

Die Abnahme der Ladungssammlungseffizienz durch die strahleninduzierte Generation von flachen Störstellen ist ein weiterer makroskopisch meßbarer Effekt der Schädigung eines Siliziumdetektors. Sie wird beschrieben durch die Trappingzeitkonstante τ^+, die den Anteil der kurzzeitig gefangenen Ladungsträger angibt. Die Trappingzeitkonstante ist direkt verknüpft mit der Anzahl von Defekten N_t nahe den Energiebändern.

$$\frac{1}{\tau^+} = \sigma v_\mathrm{th} N_\mathrm{t} \tag{3.26}$$

wobei σ der Einfangwirkungsquerschnitt und v_th die thermische Geschwindigkeit der Ladungsträger ist. Damit kann man den Ladungssammlungsverlust berechnen. Für ein minimal ionisierendes Teilchen, also für die homogene Verteilung von primär erzeugten Elektron-Loch-Paaren im gesamtem Detektor, ergibt sich [Wun 92]:

$$\left.\frac{\Delta Q}{Q}\right|_\mathrm{mip} = \frac{1}{3}\left(\frac{t_\mathrm{e,mip}}{\tau_\mathrm{e}^+} + \frac{t_\mathrm{h,mip}}{\tau_\mathrm{h}^+}\right) \tag{3.27}$$

In Gleichung 3.27 werden die Löcher und Elektronen getrennt behandelt und $t_\mathrm{e/h}$ gibt die Ladungssammlungszeit für die Löcher bzw. Elektronen an. Für den Fall eines MIPs und unter der Annahme, daß das elektrische Feld homogen verteilt ist, wird die Ladungssammlungszeit zu:

$$t_\mathrm{e/h,mip} = \frac{d}{2\mu_\mathrm{e/h} E} \tag{3.28}$$

mit d Dicke des Sensors und $\mu_\mathrm{e/h}$ Beweglichkeit der Elektronen bzw. Löcher.

Durch Strahlung generierte Trappingzentren erhöhen die Anzahl von Energieniveaus in der Bandlücke nahe des Valenz- und Leitungsbands und erniedrigen somit die Trappingzeitkonstante nach Gleichung 3.26. Es zeigt sich eine konstante Defektgenerationsrate γ_h mit der Fluenz für die Löchertraps:

$$\frac{1}{\tau_\mathrm{h}^+(\Phi)} = \frac{1}{\tau_\mathrm{h,0}^+} + \gamma_\mathrm{h}\Phi. \tag{3.29}$$

$\tau_\mathrm{h,0}^+$ bezeichnet die Trappingkonstante im ungeschädigten Silizium; experimentelle Werte für die Parametrisierung finden sich in Tabelle 3.4. Ebenso läßt sich die Trappingkonstante der Elektronen darstellen,

$$\frac{1}{\tau_e^+(\Phi)} = \frac{1}{\tau_{e,0}^+} + \gamma_e \Phi + \gamma_e^* (\Phi - \Phi^*) \tag{3.30}$$

mit dem Unterschied, daß es zwei Fluenzbereiche mit jeweils konstanter Generationsrate gibt. Die Übergangsfluenz liegt bei $\phi^* = 8.8 \cdot 10^{12}\ n_{\mathrm{eq}}\ \mathrm{cm}^{-2}$ und darunter ist die Generationsrate γ_e für Elektronen gleich der für Löcher, während sie darüber (γ_e^*) deutlich größer ist (siehe Tabelle 3.4).

$(\tau_{h,0}^+)^{-1}$	$0.51 \cdot 10^6\ \mathrm{s}^{-1}$
$(\tau_{e,0}^+)^{-1}$	$0.51 \cdot 10^6\ \mathrm{s}^{-1}$
γ_h	$0.24 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{cm}^2\ \mathrm{s}^{-1}$
γ_e	$0.24 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{cm}^2\ \mathrm{s}^{-1}$
γ_e^*	$1.01 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{cm}^2\ \mathrm{s}^{-1}$

Tabelle 3.4: Experimentelle Werte für die Parametrisierung von Ladungssammlungsverlusten durch strahlungsinduzierte Trappingdefekte, nach [Wun 92].

Damit ist man nun in der Lage den Ladungssammlungsverlust durch Elektronen- und Löchertrapping in Abhängigkeit von der Schädigungsfluenz vorherzusagen. Typischerweise bleibt der Verlust an gesammelten Ladungen mit $10-20\%$ für einen 300 μm dicken Sensor nach einer Fluenz bis zu $10^{15}\ n_{\mathrm{eq}}\ \mathrm{cm}^{-2}$ durchaus im akzeptablen Bereich. Für weitere Details bezüglich der Modellierung und Parametrisierung von Ladungssammlungsverlusten sei hier auf [Wun 92, Bat 93] verwiesen.

Wichtig ist, daß ein hochbestrahlter Siliziumsensor prinzipiell in Funktion bleibt, solange eine ausreichende Ladungsmenge zur Detektion durch den Teilchendurchgang erzeugt wird. Allerdings muß dafür der Sensor immer noch vollständig verarmt sein, denn die Ladungssammlungseffizienz ist indirekt von der Stärke des elektrischen Feldes abhängig. Zum einen kann durch das Anlegen einer höheren Verarmungsspannung und einer damit einhergehenden Erhöhung der Feldstärke ein Teil des Trappingverlusts wieder wettgemacht werden (vgl.Gleichung 3.28). Zum anderen kann aber die strahleninduzierte Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration dazu führen, daß hochbestrahlte Sensoren nur noch teilweise depletiert betrieben werden können, so daß wegen der kleineren sensitiven Dicke des Sensors weniger Ladungsträger pro MIP zur Verfügung stehen. Dieser indirekte Ladungssammlungsverlust, der proportional zur Dicke des nicht depletierten Bereiches des Sensors ist, hat keine prinzipielle untere Schranke und überwiegt bei hochgeschädigten Sensoren den Ladungssammlungsverlust durch Trapping. Deshalb kann man sagen, daß die strahlungsinduzierten Ladungssammlungsverluste durch Trapping gegenüber den anderen strahlungsinduzierten Degenerationen des Siliziums, wie Anstieg des Volumensperrstroms und Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration zurücktreten.

Effektive Dotierungskonzentration

Neben der Erhöhung des Sperrstromes und der Erniedrigung der Ladungssammlungseffizienz zeigen sich strahleninduzierte Veränderungen im Silizium hauptsächlich in einer fluenz- und zeitabhängigen Änderung in der effektiven Dotierungskonzentration. Hierbei kommt es zu zwei unterschiedlichen Effekten. Zum einen werden Störstellen, sowohl Donatoren als auch Akzeptoren deaktiviert, indem entweder Dotierungsatome direkt aus dem Gitter entfernt werden oder mit beweglichen Defekten zu einem elektrisch inaktiven Defekt reagieren. Zum anderen werden akzeptorartige Zustände proportional mit der Fluenz erzeugt. Diese beiden Effekte führen zu dem typischen Fluenzverhalten, welches in Abbildung 3.12 dargestellt ist.

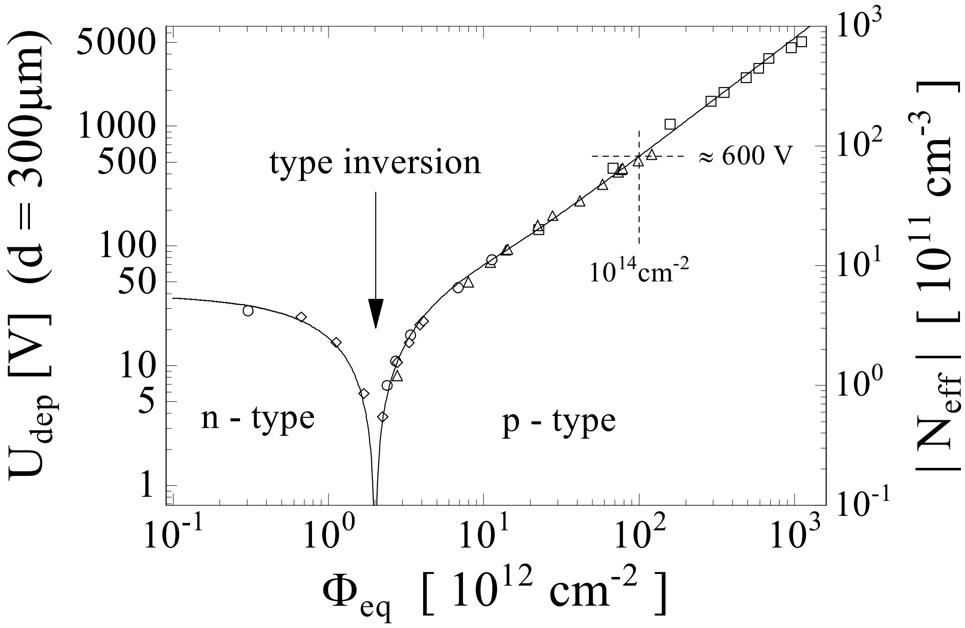


Abbildung 3.12: Änderung des Betrages der effektiven Dotierungskonzentration in Abhängigkeit von der auf 1 MeV-Neutronen normierten Fluenz [Wun 92].

Bei kleinen Fluenzen führen beide Effekte bei einem n-leitendem Ausgangsmaterial zu einer Reduktion der effektiven Dotierungskonzentration bis praktisch intrinsisches Verhalten erreicht ist. Bei höheren Fluenzen dominiert der lineare Anstieg der strahleninduzierten Erzeugung von Akzeptoren und das Material verhält sich nun effektiv p-leitend. Diese sogenannte Typinversion stellt eine bedeutsame Änderung der elektrischen Eigenschaften aller Bauelemente dar, die hohen Teilchenfluenzen ausgesetzt sind. Insbesondere für Siliziumsensoren bedeutet dies, daß sich der Feldstärkeverlauf im Sensor umkehrt und damit auch die Ausbreitungsrichtung der Verarmungszone des pn-Überganges. Dieses Verhalten wurde durch den Vergleich von Vorder- und Rückseiteneinschuß von kurzreichweitigen α-Strahlen verifiziert [Wun 92].

Die weiter proportional mit der Fluenz wachsende effektive Dotierungskonzentration führt außerdem dazu, daß bei sehr hohen Fluenzen betragsmäßig sehr viel höhere Dotierungskonzentrationen erreicht werden können als beim Ausgangsmaterial vorhanden sind. Deshalb müssen sehr viel höhere Spannungen an den Detektor angelegt werden, um eine vollständige Verarmung zu erreichen.

Desweiteren haben Vierpolmessungen am geschädigtem Silizium gezeigt, daß die für den linearen Anstieg der Akzeptoren verantwortlichen Defekte offenbar so tief in der Bandlücke liegen, daß diese Störstellen nicht thermisch ionisiert sind und somit auch nicht zur intrinsischen Leitfähigkeit des Siliziums beitragen [Tsv 92]. Das bedeutet, daß hoch geschädigte Siliziumdetektoren trotz der hohen Konzentration akzeptorartiger Störstellen nur die niedrige, praktisch intrinsische Leitfähigkeit von schwach p-artigem Silizium aufweisen [Wun 96b].

Um Vorhersagen für den Betrieb von Siliziumsensoren machen zu können, muß auch hier das Ausheilverhalten der Defekte zeit- und temperaturabhängig berücksichtigt werden. Die komplexe Struktur der Ausheilung läßt sich durch drei voneinander unabhängige Anteile parametrisieren:

$$\Delta N_{\mathrm{eff}}(\Phi_{\mathrm{eq}},t) = N_{\mathrm{eff},0} - N_{\mathrm{eff}}(\Phi_{\mathrm{eq}},t) = N_{\mathrm{A}}(\Phi_{\mathrm{eq}},t) + N_{\mathrm{C}}(\Phi_{\mathrm{eq}},t) + N_{\mathrm{Y}}(\Phi_{\mathrm{eq}},t) \tag{3.31}$$

Hierbei beschreibt N_{A} den Ausheilungsanteil für kurze Zeiträume (engl. *short term annealing*), N_{C} den stabilen, also nicht vom Ausheilen betroffenen Anteil und N_{Y} den Langzeitausheilungsterm (engl. *longterm* oder *reverse annealing*), der einen Wiederanstieg der Dotierungskonzentration mit der Zeit beschreibt. Die beiden Ausheilungsterme N_{A} und N_{Y} sind ähnlich wie beim Stromausheilen von der Temperatur T_{A}, bei der das Ausheilen stattfindet, abhängig. Da bei höheren Temperaturen die Defekte im Kristall beweglicher sind, wird der Ausheilungsvorgang beschleunigt, während bei niedrigen Temperaturen die Ausheilung stark verlangsamt wird. Abbildung 3.13 zeigt das Ausheilungsverhalten in Abhängigkeit von der Zeit bei einer Ausheilungstemperatur von 60°C.

Zunächst erkennt man eine Erniedrigung der effektiven Dotierungskonzentration, die nach etwa 2 Wochen bei Raumtemperatur ein Minimum erreicht. Dieser Kurzzeit-Ausheilungsanteil wird deshalb auch als *beneficial annealing* bezeichnet. Danach zeigt sich wieder ein starker Anstieg der effektiven Dotierung, der durch den Langzeitausheilungsterm beschrieben wird. Aber auch ohne diese Langzeitausheilung, fiele die effektive Dotierung nicht unter das Niveau der stabilen Schädigung N_{C}. Für jeden dieser drei Terme existiert eine Parametrisierung auf der Grundlage experimenteller Daten [Mol 99], die eine Vorhersage der effektiven Dotierungskonzentration eines Sensors bei genauer Kenntnis des Temperaturverlauf erlaubt. Danach ergibt sich für den stabilen Anteil

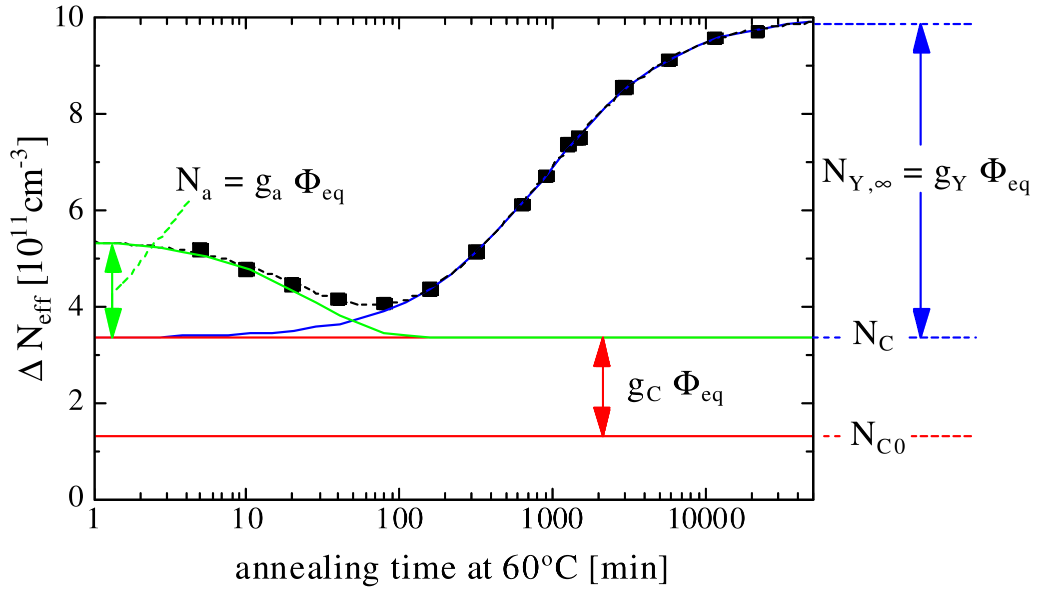


Abbildung 3.13: Ausheilungsverhalten der effektiven Dotierungskonzentration bei einer Temperatur von 60°C. Das gezeigte Beispiel ist an einer Diode mit 25 kΩcm Siliziummaterial nach einer Fluenz von $1.4 \cdot 10^{13}$ cm^{-2} gemessen worden [Mol 99].

$$N_{\mathrm{C}}(\Phi_{\mathrm{eq}}) = N_{\mathrm{C},0}(1 - \exp(-c\Phi_{\mathrm{eq}})) + g_{\mathrm{c}}\Phi_{\mathrm{eq}}. \tag{3.32}$$

Der erste Term beschreibt ein exponentielles Verschwinden von Donatoren bis zu einem bestimmten Niveau $N_{\mathrm{C},0}$, während der zweite Term die Erzeugung von Akzeptoren mit einer konstanten Generationsrate g_{c} repräsentiert. Untersuchungen haben gezeigt, daß die unvollständige Deaktivierung von Donatoren durchaus von dem Ausgangsmaterial und der Teilchensorte abhängt, die Erzeugungsrate der akzeptorartigen Zustände g_{c} aber bei allen untersuchten Materialien nahezu gleich ist [Mol 99, ROS 99]. Da für hohe Fluenzen jedoch die Generation dieser akzeptorartigen Defekte die Deaktivierung von Donatoren überwiegt, fällt in diesem Fall der erste Term in Gl. 3.32 weg und die Abhängigkeit vom Ausgangsmaterial ist vernachlässigbar.

Die Kurzzeitausheilung kann analog der Stromausheilung mit einer Summe von Exponentialfunktionen mit verschiedenen Amplituden und Zeitkonstanten beschrieben werden. Da die Zeitkonstanten alle im Bereich von Minuten und Stunden liegen, reicht es aus für eine Vorhersage der Betriebsparameter, die einige Jahre umfassen soll, nur die Komponente mit der längsten Zeitkonstante τ_{a} und der zugehörigen Amplitude g_{a} zu betrachten:

$$N_{\mathrm{A}}(\Phi_{\mathrm{eq}},t) = g_{\mathrm{a}}\Phi_{\mathrm{eq}}\,\exp\left(-\frac{t}{\tau_{\mathrm{a}}}\right) \tag{3.33}$$

Empirisch ergibt sich eine gleich große Amplitude für alle betrachteten Materialien und für die Zeitkonstante die charakteristische Arrhenius-Beziehung:

$$\frac{1}{\tau_{\mathrm{a}}} = k_{0,\mathrm{a}}\,\exp\left(-\frac{E_{\mathrm{aa}}}{kT_{\mathrm{A}}}\right) \tag{3.34}$$

mit einer Aktivierungsenergie E_{aa} und dem Frequenzfaktor $k_{0,\mathrm{a}}$.

Der Langzeitausheilungsterm schließlich beschreibt einen Defekt, der erst durch eine Ausheilungsreaktion entsteht und so elektrisch wirksam wird. Neben einem einfachen Zerfall eines Defektes (Prozeß erster Ordnung) kann es aber auch sein, daß zwei Defekte miteinander reagieren, um so den elektrisch wirksamen Defekt zu erzeugen (Prozeß zweiter Ordnung). Während die Strom- und die Kurzzeitausheilung auf Prozesse erster Ordnung zurückzuführen sind, ist für die Langzeitausheilung der Fall nicht so eindeutig [Mol 99]. Die beste Parametrisierung erhält man jedoch mit folgendem Ansatz, der im wesentlichen einen Prozeß erster Ordnung darstellt, bei dem ein zweiter deutlich kleinerer Annealingeffekt überlagert ist:

$$N_{\mathrm{Y}}(\Phi_{\mathrm{eq}},t) = N_{\mathrm{Y},\infty}\left(1 - \frac{1}{k_{\mathrm{y}}t}\right) \tag{3.35}$$

$N_{\mathrm{Y},\infty}$ ist der nach vollständiger Langzeitausheilung erreichte Anteil an zusätzlich aktivierten akzeptorartigen Zuständen, der nur von der Fluenz und der Generationsrate g_{Y} abhängt: $N_{\mathrm{Y},\infty} = g_{\mathrm{y}}\Phi_{\mathrm{eq}}$. Die Zeitkonstante $1/\tau_{\mathrm{y}} = k_{\mathrm{y}}$ kann wiederum durch eine Arrheniusbeziehung mit einer Aktivierungsenergie E_{y} und einem Frequenzfaktor $k_{0,\mathrm{y}}$ beschrieben werden:

$$k_{\mathrm{y}} = k_{0,\mathrm{y}}\,\exp\left(-\frac{E_{\mathrm{y}}}{kT_{\mathrm{A}}}\right) \tag{3.36}$$

Die strahleninduzierte Änderung der effektiven Dotierungskonzentration ist sicherlich die schwerwiegendste Beeinträchtigung von Siliziumsensoren, die einer hohen Fluenz von Teilchenstrahlen ausgesetzt sind. Denn bei dem für LHC relevanten Fluenzbereich von einigen 10^{14} Teilchen pro cm^2 können leicht Verarmungsspannungen von 1000 V und mehr (siehe Abb. 3.12) notwendig werden, um den Sensor vollständig zu verarmen und so eine hohe Ladungsausbeute zu garantieren. Eine Verbesserung dieser Situation soll durch Suche nach strahlentoleranterem Silizium erreicht werden, dies hat beispielsweise die ROSE-Kollaboration [ROS 96] durch gezieltes Einbringen von zusätzlichen Fremdatomkonzentrationen in das Ausgangsmaterial getan. Siliziummaterial, das mit hohen Konzentrationen an Sauerstoff versehen ist, zeigt gerade im Hinblick auf die strahleninduzierte Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration ein wesentlich günstigeres und homogeneres Verhalten als Standardsilizium. Näheres hierzu sowie Ergebnisse dieser Untersuchungen im Hinblick auf den ATLAS Pixelsensor werden in Abschnitt 6.2, Seite 107ff. diskutiert.

3.3.2 Oberflächenschädigung

Unter dem Begriff der Oberflächenschäden faßt man alle Schäden zusammen, die in den Passivierungsschichten, seien sie aus Oxid oder anderen Isolatoren, entstehen. Diese Passivierungsschicht, die eine Schutzfunktion für den Sensor erfüllt, besteht zumeist aus einer Siliziumdioxidschicht, die auf dem Siliziumkristall aufwächst. Diese thermische Oxidation, die immer der erste Prozeßschritt bei der Herstellung von Sensoren ist, bestimmt maßgeblich die Güte der Si-$Si0_2$-Grenzschicht nicht nur im Hinblick auf ihre elektrischen Eigenschaften (siehe Abschnitt 3.1.3) sondern auch in Bezug auf Strahlenschäden, da die strahleninduzierte Veränderung der Grenzschicht natürlich von den dort vorliegenden mikroskopischen Gegebenheiten abhängt. So unterscheidet man beispielsweise zwischen nassem und trockenem Oxid. Bei nassem Oxid wächst das Material unter Zugabe von Wasserdampf auf, weswegen der gesamte Prozeß schneller als beim trockenen Oxid abläuft. Als Folge hiervon ist die Kristallstruktur des nassen Oxides im Übergangsbereich lockerer und insgesamt die Dichte des Oxides kleiner als für trockenes Oxid.

Defektentstehung

Beim Durchflug eines Teilchens durch die Oxidschicht eines Sensors kommt es, wie im Bulk, zu einer Ionisation und zu Versetzungsdefekten. Da die Versetzungsdefekte in einer ohnehin amorphen Struktur, wie es das Oxid darstellt, nicht elektrisch aktiv sind, erzeugen sie keine meßbaren Veränderungen. Anders die Ionisationseffekte, denn die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares im Oxid ist nicht vollständig reversibel. Abbildung 3.14 stellt den zeitlichen Ablauf während und nach einer solchen Ionisation in einer MOS-Struktur dar.

Die zunächst ungeschädigte MOS-Struktur (a), an der eine Gatespannung anliegt, wird von einem ionisierenden Teilchen durchquert, das Elektron-Loch-Paare generiert (b). Durch das anliegende elektrische Feld beginnen sich die Ladungsträger zu bewegen. Die Driftgeschwindigkeit hängt von der Beweglichkeit im Oxid ab. Für SiO_2 ist die Beweglichkeit der Elektronen $\mu^{\mathrm{e}}_{\mathrm{SiO_2}} \approx 20\,\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}}$ und die der Löcher $\mu^{\mathrm{h}}_{\mathrm{SiO_2}} \approx 2\cdot 10^{-5}\,\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}}$ [Brä 89]. Da die Beweglichkeit der Elektronen viel höher als die der Löcher ist, werden die Elektronen sofort abgesaugt, während die Löcher als positive Raumladung zurückbleiben ((c) und (d)). Langsam bewegen sich die Löcher in Richtung des elektrischen Feldes zur Si-SiO_2-Grenzschicht (e), wo sie schließlich in tiefen Traps gefangen werden und so zu den ortsfesten positiven Oxidladungen N_{ox} (siehe Abschnitt 3.1.3) beitragen (f). Der Grund für die viel kleinere Beweglichkeit der Löcher liegt darin, daß sie immer wieder

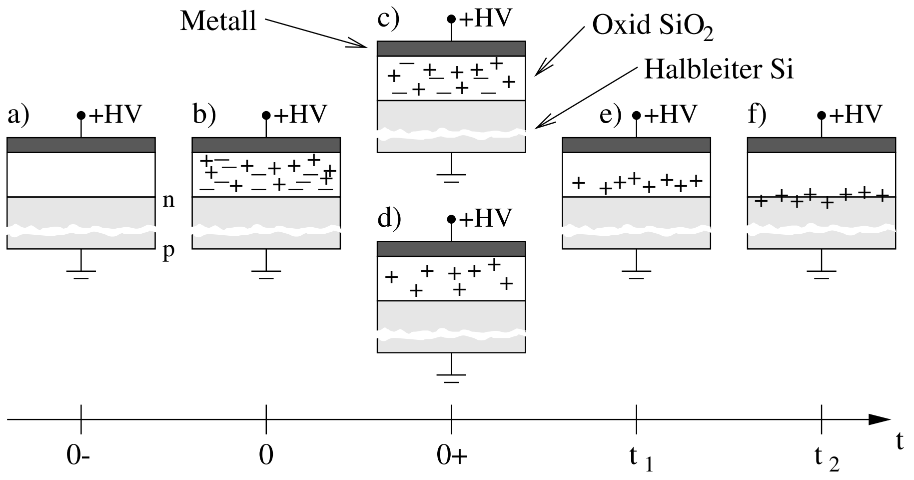


Abbildung 3.14: Zeitlicher Verlauf der Ladungsbewegungen in einer MOS-Struktur nach einer plötzlichen Ionisation, nach [Brä 89].

in flachen Traps gefangen und verzögert wieder freigegeben werden. Beschrieben wird dies mit dem sogenannten *Hopping Modell* [McG 89].

Dieser ganze Prozeß ist stark von dem elektrischen Feld und damit von der am MOS-Übergang angelegten Spannung abhängig. Liegt keine Spannung an und herrscht deshalb kein Feld im Oxid, so ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß die Elektron-Loch-Paare wieder rekombinieren. Nur die direkt an der Grenzschicht erzeugten Löcher der Elektron-Loch-Paare können von den tiefen Traps eingefangen werden, so daß nur eine geringe Schädigung zu beobachten ist. Liegt eine negative Spannung an, ist der Feldverlauf so, daß die Löcher von der Grenzschicht weg beschleunigt werden. Wenn eine positive Spannung anliegt, kommt es zu einer Anreicherung von positiven Ladungen an der Si-SiO_2-Grenzschicht, da der Feldverlauf die Löcher zur Grenzschicht hin beschleunigt.

Darüberhinaus können auch Defekte durch ionisierende Strahlung erzeugt werden, die keinen festen Ladungszustand haben, sondern vielmehr in der Bandlücke des Siliziums nahe der Grenzfläche liegen. Dort wirken sie dann beispielsweise als zusätzliche Rekombinations- und Generationszentren.

Eigenschaften der Oberflächendefekte

Die wesentliche, makroskopisch sichtbare Veränderung der Si-$Si0_2$-Grenzfläche ist die Erhöhung der festen Oxidladungen N_{ox} und der Grenzflächenzustandsdichte D_{it}. Ersteres bewirkt nach Gleichung 3.9 eine Erhöhung der Flachbandspannung, während zweiteres den Grenzflächengenerationsstrom beeinflußt (Gleichung 3.14 und 3.15) und zu einer Streckung der C-V-Charakteristiken einer MOS-Struktur führt (vgl. Abschnitt 3.1.3).

Man kann diese Eigenschaften der Oberflächendefekte ähnlich den Kristalldefekten hinsichtlich ihrer Dosisabhängigkeiten und Ausheilungsverhalten charakterisieren. Zusätzlich muß aber noch berücksichtigt werden, daß die Schädigung ebenso von den Feldverläufen während der Bestrahlung abhängig ist, so daß zumindestens die anliegende Gatespannung als weiterer Parameter betrachtet werden muß.

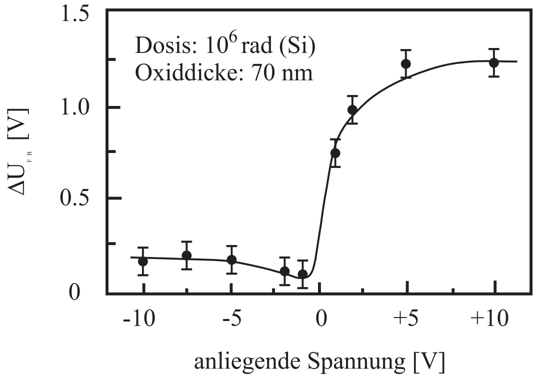


Abbildung 3.15: Änderung der Flachbandspannung als Funktion der angelegten Gate-spannung bei einer Bestrahlungsdosis von 1Mrad = 10 kGy , nach [Der 75].

Abbildung 3.15 zeigt die Abhängigkeit der Flachbandverschiebung einer bestrahlten MOS-Struktur von der anliegenden Gatespannung. Die Bestrahlungsdosis lag bei 1 Mrad = 10 kGy; für die Schädigung im Oxid ist nicht die Fluenz, also die Anzahl der einfallenden Teilchen pro Fläche entscheidend, sondern da es sich um einen Ionisationseffekt handelt, die im Si-Oxid deponierte Energie, also die Dosis. Man erkennt das deutlich unterschiedliche Verhalten bezüglich des Vorzeichens der Gatespannung, was den Einfluß der Feldrichtung auf die Stärke der Schädigung wiederspiegelt. Bei positiver Spannung werden die Löcher zur Grenzfläche hin beschleunigt, so daß insgesamt eine größere Flachbandverschiebung beobachtet wird als bei der entgegengesetzten Feldrichtung, wenn die Löcher von der Grenzfläche weg beschleunigt werden. Aber eine betragsmäßige Erhöhung der Gatespannung während der Bestrahlung führt immer zu einer relativen Erhöhung der Schädigung, da durch das größere elektrische Feld mehr primär erzeugte Elektron-Loch-Paare im Oxid getrennt werden können bevor sie wieder rekombinieren.

Abbildung 3.16 zeigt die Dosisabhängigkeit des Anstiegs der festen Oxidladungen gemessen über die Verschiebung der Flachbandspannung für mehrere Detektoren mit MOS-Rand unter verschiedenen Biasspannungen in Sperrichtung. Bei dieser Konfiguration ist die Feldrichtung im Oxid immer so, daß die Löcher von der Grenzfläche weg beschleunigt werden, man befindet sich im Bereich des kleineren Anstiegs aus Abbildung 3.15. Es sind zwei unterschiedliche Gruppen erkennbar, die eine die die Meßwerte der Detektoren ohne anliegende Biasspannung umfassen und die andere, zu der die

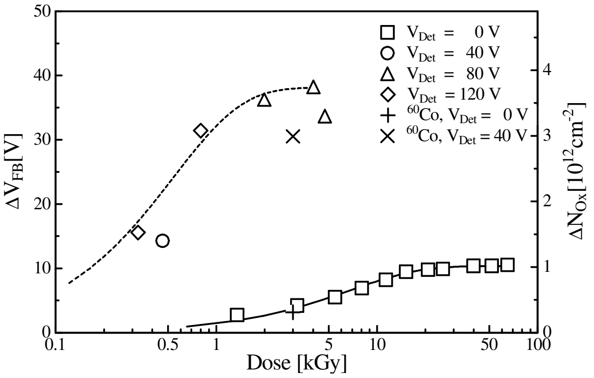


Abbildung 3.16: Änderung der Flachbandspannung bzw. der Oxidladung $\Delta N_{\rm ox}$ als Funktion der Bestrahlungsdosis, nach [Wun 96a].

Meßwerte für die Strukturen mit anliegender Biasspannung gehören. In beiden Fällen sättigt die Oxidladung zu hohen Dosen hin, nur für eine anliegende Spannung ist der Sättigungswert knapp einen Faktor 4 höher. Im allgemeinen ist immer eine Sättigung der strahleninduzierten Oxidladungskonzentration zu beobachten [Nic 82, McG 89], ihre Werte liegen bei unterschiedlichem Ausgangsmaterial und verschiedener Oxidationstechnologie immer im Bereich von einigen 10^{12} cm^{-2}.

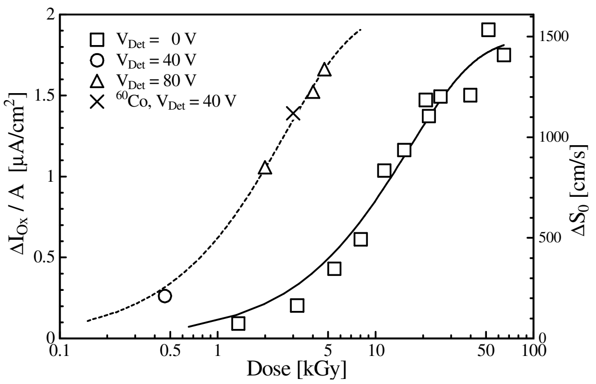


Abbildung 3.17: Änderung der Grenzflächengenerationsstromes bzw. der Rekombinationsgeschwindigkeit S_0 als Funktion der Bestrahlungsdosis, nach [Wun 96a].

In Abbildung 3.17 ist die Änderung des Oberflächengenerationsstromes mit der Bestrahlungsdosis dargestellt, ebenfalls mit und ohne anliegender Spannung während der Bestrahlung. Auch hier ist der Anstieg des Oxidstromes stärker, wenn eine Spannung anliegt. Eine Sättigung ist für den Fall ohne Gatespannung ab etwa 50 kGy mit einem

Sättigungswert von $S_0 \approx 1500$ cm/s beobachtet worden; für den Fall mit anliegender Spannung ist der Sättigigungsbereich in dieser Untersuchung noch nicht erreicht worden, scheint aber im Bereich von 2000 cm/s zu liegen [Wun 96a]. Anderen Untersuchungen zur Folge sättigt die Rekombinationsgeschwindigkeit erst bei deutlich höheren Dosen von 1000 kGy [Nic 82].

Ebenso wie die Kristalldefekte im Silizium unterliegen die Oberflächeneffekte einer Ausheilung. Die Ausheilung der getrapten Löcher, die für die Erhöhung der festen Oxidladung verantwortlich sind, wird auf die Rekombination mit Elektronen aus dem Silizium zurückgeführt. Diese Elektronen müssen die Strecke durch das Oxid tunneln. Da die Tunnelwahrscheinlichkeit exponentiell mit der zurückzulegenden Strecke im Oxid abnimmt, ist grob eine logarithmische Zeitabhängigkeit für diese Ausheilung zu beobachten. Weiterhin verschiebt sich auch der Schwerpunkt der Flächenladung von der Grenzfläche weg, da die Löcher nahe der Grenzschicht zuerst rekombinieren [McG 89].

Der Mechanismus der Ausheilung der Defekte, die für eine Erhöhung der Grenzflächenzustandsdichte verantwortlich sind, ist nicht genau bekannt, aber diese Ausheilung ist stark temperaturabhängig und setzt erst bei Temperaturen oberhalb 150°C ein. Nach einem mehrstündigen Tempern ist aber praktisch eine vollständige Ausheilung dieser Effekte erreichbar, wie Untersuchungen der Form von C-V-Kurven von MOS-Strukturen nach Bestrahlung in Abhängigkeit von Zeit und Temperatur gezeigt haben [Wun 92].

Weitere Auswirkungen von Oberflächenschäden auf Eigenschaften von feinsegmentierten Sensoren, werden im nächsten Kapitel nach einer Einführung in Sensorgeometrien diskutiert.

Insgesamt bleibt festzuhalten, daß bislang noch keine komplette Parametrisierung der Oberflächenschäden hinsichtlich ihrer Dosis-, Zeit- und Spannungsabhängigkeit existiert, da diese im Gegensatz zu der Kristallschädigung nicht unabhängig von der Herstellungstechnologie und dem Ausgangsmaterial sind. Es existieren hierzu grundlegende systematische Untersuchungen [Wüs 00], die noch weitergeführt werden. Dennoch zeigen die meisten Effekte, daß ein Sättigungswert erreicht wird, der zumindestens als obere Abschätzung (engl. *worst case*) der Degeneration der Materialeigenschaften durch Oberflächenschäden dienen kann.

Kapitel 4

Siliziumdetektoren

Während im letzten Kapitel die prinzipielle Funktionsweise von Siliziumdetektoren im Vordergrund stand, sollen im folgenden die Anwendungsmöglichkeiten von segmentierten Sensoren insbesondere in der Teilchenphysik vorgestellt werden. Die Anforderungen der Anwendungen bestimmen nämlich die Geometrie und damit das Design des Detektors. Zum Schluß werden dann die aus den Funktionsprinzipien und Anwendungen resultierenden Kenngrößen von segmentierten Siliziumsensoren sowie ihre Veränderungen nach Strahlenschädigung diskutiert.

4.1 Siliziumdetektoren in der Teilchenphysik

4.1.1 Pad- und Streifendetektoren

Hauptsächliches Anwendungsgebiet von Siliziumdetektoren in der Teilchenphysik ist die Spurmessung geladener Elementarteilchen, da sie eine kompakte Bauweise mit einer schnellen Signalerzeugung und hohen Granularitäten verbinden. Zu diesem Zweck werden die Siliziumdetektoren segmentiert, das heißt eine oder beide Elektroden des Sensors werden in kleinere Strukturen aufgeteilt. Durchdringt nun ein geladenes Teilchen den Sensor und deponiert Ladung in ihm, wird nur bei einigen Teilelektroden ein Ladungspuls erzeugt, so daß man eine genaue Kenntnis des Ortes der Teilchenflugbahn erhält. Je nach Art der Strukturierung der Elektrode unterscheidet man verschiedene Formen von Siliziumdetektoren; es gibt Pad-, Streifen,- und Pixeldetektoren.

Bei einem Paddetekor sind nur wenige, eher großflächige Elektroden auf einer Seite des Sensors verteilt, so daß man nur eine vergleichsweise grobe Ortsinformtion erhält. Er unterscheidet sich nur wenig von rein energiemessenden Detektoren ohne Elektrodenstrukturierung, die in der Spektroskopie zur Anwendungen kommen. Ein Paddetektor besteht also zum Beispiel, wie in Abbildung 4.1 aus einer großflächigen, in Sperrichtung gebiasten pn-Diode, auf deren einer Elektrode ein ladungsempfindlicher Vorverstärker

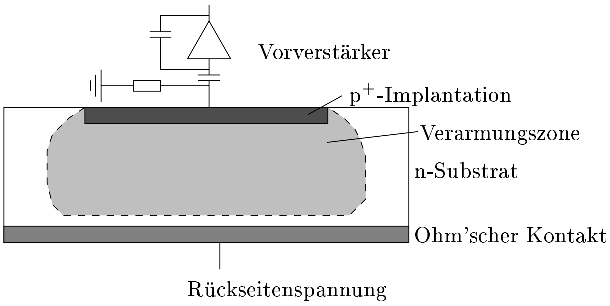


Abbildung 4.1: Schematischer Querschnitt durch einen Paddetektor.

angeschlossen ist, der die durch den Teilchendurchgang erzeugten Ladungspulse registriert. Eine Elektrode ist direkt mit der flachen, hochdotierten p-Schicht des pn-Überganges verbunden, während die andere Elektrode auf der Rückseite eine hochdotierte n-Schicht ist, die einen ohmschen Kontakt zum n-Substrat der Diode herstellt. Um ein möglichst großes Signal zu erhalten, sollte die ganze Tiefe des Detektors depletiert sein; damit die dafür notwendige Spannung bei einer typischen Detektordicke von 300 μm in einem Bereich von einigen 10 Volt bleibt, verwendet man hochohmiges Siliziumsubstrat mit einem spezifischen Widerstand von $> 2\text{k}\Omega\text{cm}$.

Damit am Rand des Sensors nicht die felderfüllte Zone die Schnittkante des Siliziums erreicht und es aufgrund der dort zerstörten Kristallstruktur zu einer vermehrten Ladungsträgerinjektion kommt, die den Betrieb des Detektors behindert, muß es einen genügend großen inaktiven Randbereich geben. Häufig wird er noch durch Schutzringe (engl. *gaurd ring*) unterstützt, die für einen kontrollierten, schnellen Potentialabbau zur Schnittkante hin sorgen, und damit eine hohe Spannungsfestigkeit des Sensors garantieren. Gerade für Anwendungen mit intensiver Strahlenschädigung ist diese Schutzstruktur sehr wichtig, denn es müssen nach strahleninduzierter Kristallschädigung während der Betriebsdauer immer höhere Betriebspannungen an den Detektor angelegt werden, um die gesamte Tiefe des Sensors verarmen zu können.

Die einfachste Form der Strukturierung eines Sensors ist das Aufteilen einer Seite des Detektors in Streifen über die gesamte Länge des Sensors. Die Ausleseelektronik ist dabei an der Seite des Detektors angebracht und die Streifen werden zumeist mit dünnen Drähten (engl. *Wire-Bonds*) mit der Ausleseelektronik verbunden. Das Funktionsprinzip des Detektors bleibt dasselbe wie beim Paddetektor, nur wird das Signal auf einer begrenzten Anzahl von Streifen gesammelt. Auf diese Weise erhält man eine eindimensionale Ortsinformation, die wesentlich von der Strukturgröße der Streifen bestimmt ist. Mit den Methoden der Planartechnologie, die erstmals Anfang der achtziger Jahre für den Siliziumdetektorbau eingesetzt wurde [Kem 84], sind Streifenbreiten von einigen zehn Mikrometern erzielbar, so daß sehr gute Ortsauflösungen mit diesen Detektoren erreichbar sind.

Um eine zweidimensionale Ortsinformation zu erhalten, kann man nun entweder beide Seiten des Sensors in Streifen segmentieren, wobei die Streifen um einen Winkel zueinander gedreht sind. Oder man verklebt zwei einseitige Streifendetektoren mit ihren Rückseiten und erhält so einen Detektor mit Streifen auf beiden Seiten. Nun liefert jede Seite eine eindimensionale Ortsinformation und wenn die Lage des Detektors im Raum fest ist, ist man in der Lage, den Raumpunkt des durchfliegenden Elementarteilchen zu bestimmen. Sind weitere Detektorlagen im Raum angeordnet, werden weitere Raumpunkte des Teilchen gemessen und seine Trajektorie kann rekonstruiert werden.

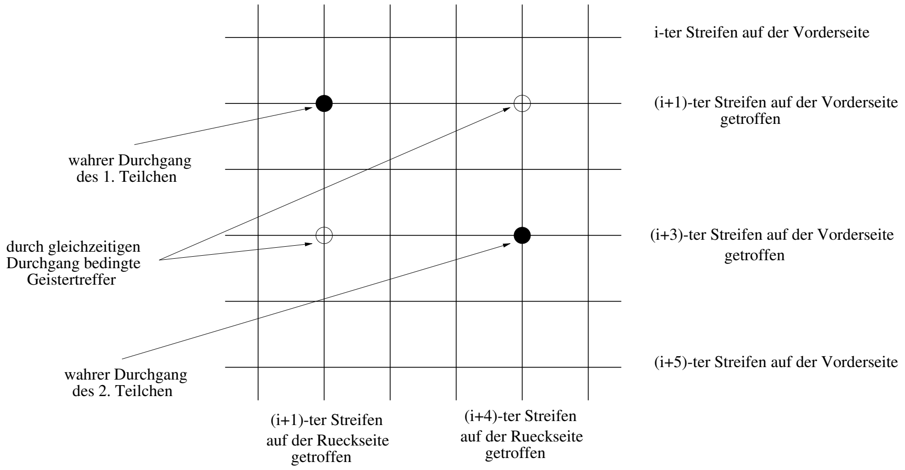


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Ambiguitätsproblems von Streifendetektoren bei hohen Spurdichten. Zwei gleichzeitig einfallende Teilchen lösen je ein Signal auf der Vorder- und auf der Rückseite auf. Insgesamt ergeben sich vier mögliche Ortsbestimmungen, bei drei einfallenden Teilchen sind schon neun mögliche Orte zu berücksichtigen.

Bei hohen Dichten von Teilchenspuren kommt es allerdings zu Problemen bei der eindeutigen Bestimmung der Raumpunkte. Werden wie in Abbildung 4.2 schematisch dargestellt, eine Detektoreinheit gleichzeitig von mehreren Teilchen getroffen, so ist die korrekte Zuordnung der zusammengehörenden Vorderseiten- und Rückseitensignale nicht mehr möglich. Es kommt zu Mehrdeutigkeiten, die sich nur durch kombinatorisches Durchprobieren aller Möglichkeiten einigermaßen kompensieren lassen. Dieser kombinatorische Untergrund begrenzt die Einsatzfähigkeiten von doppelseitigen Streifendetektoren bei hohen Trefferdichten.

4.1.2 Hybride Pixeldetektoren

Man kann einen Siliziumsensor auf einer Seite auch zweidimensional in sogenannte Pixel[1] segmentieren. Dadurch erhält man echt zweidimensionale Ortsinformationen auch

[1]Abkürzung für das englische *picture element*

bei sehr hohen Spurdichten. Die Herausforderung liegt daher in der Auslese der einzelnen Kanäle, weil bei einem Pixeldetektor nicht mehr jeder Pixel bis zum Rand des Sensors reicht und dort mit einfachen Wire-Bond-Techniken mit einem Auslesekanal verbunden werden kann. Die Form der Pixelzelle kann der Anwendung angepaßt werden, so ist beispielsweise für teilchenphysikalische Aspekte nicht immer eine quadratische Geometrie die günstigste, da eine hohe Ortsauflösung oft nur in einer Richtung erforderlich ist, während in der anderen Richtung eine schlechtere Auflösung ausreichend ist. So kann die Gesamtanzahl der Kanäle beschränkt werden.

Die Auslese kann seriell erfolgen, das heißt die Signale jedes Pixels werden auf der Sensormatrix von Pixel zu Pixel transportiert bis schließlich ein oder mehrere Pixel erreicht sind, die mit Ausleseelektronik verbunden sind. Bei der parallelen Auslese verbindet man jedes Pixel der Matrix direkt mit einem Auslesekanal und die irgendwann notwendige Seriellisierung des Datenflusses geschieht zu einem späteren Zeitpunkt in der weiterverarbeitenden Elektronik.

Das serielle Ausleseprinzip ist beispielsweise in der CCD (*charge coupled device*) realisiert, die in praktisch allen modernen Videokameras als bildgebender Detektor zum Einsatz kommt. In ihr wird durch das Anlegen geeigneter, getakteter Steuerspannungen die Signalladung jedes Pixels zu einem Pixel mit Ausleseelektronik transportiert. Aus den unterschiedlichen Ankunftszeiten der Signale kann der ursprüngliche Ort des Signals rekonstruiert werden. Nachteil dieser Methode ist die relativ lange Zeit von typisch einigen Millisekunden, bis der komplette Detektor ausgelesen ist und in der der Detektor insensitiv ist, so daß Anwendungen mit hohen Daten- bzw. Bildraten ausgeschlossen sind.

Sogenannte monolithische Pixeldetektoren, die erstmals Anfang der neunziger Jahre untersucht wurden [Sno 92], integrieren Teile oder auch die gesamte Ausleseelektronik direkt auf den Sensor. Der DEPFET [Kle 96, Nee 00] hat die erste Verstärkerstufe bereits in jedem Sensorpixel integriert, so daß ein sehr rauscharmer Detektor entsteht. Andere monolithische Pixeldetektoren verwenden einen normalen CMOS-Elektronikchip (ASIC[2]), auf dem zusätzlich in jedem Pixel kleine Diodenstrukturen implementiert sind, die einen Teilchennachweis ermöglichen sollen [Dep 00].

Bei dem hybriden Pixeldetektor hingegen wird jeder Pixel mit einem externen Auslesekanal verbunden; dazu wird ein etwa gleichgroßer Auslesechip mit der gleichen pixelartigen Strukturierung über dem Sensor angebracht und jeder Sensorpixel mit dem zugehörigen Auslesepixel mittels kleiner Metallkugeln (Bump-Bonds) elektrisch verbunden, wie in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Auslese eines solchen Detektors kann also in den ersten Schritten, Verstärkung des Sensorsignal und Diskriminierung gegenüber einem Schwellenwert, vollständig parallel ablaufen. Dies ist vor allem für die Anwendung in der Teilchenphysik wichtig, da hier mit Wechselwirkungsraten von zum Beispiel 40 MHz im LHC zu rechnen ist. Nichtsdestotrotz muß in der weiteren Datenverarbeitung eine Datenreduktion und Seriellisierung geschehen, wobei ein getroffener Pixel nicht die gesamte Matrix für die nächsten Wechselwirkungen insensitiv machen sollte.

[2] Application Specific Integrated Circuit

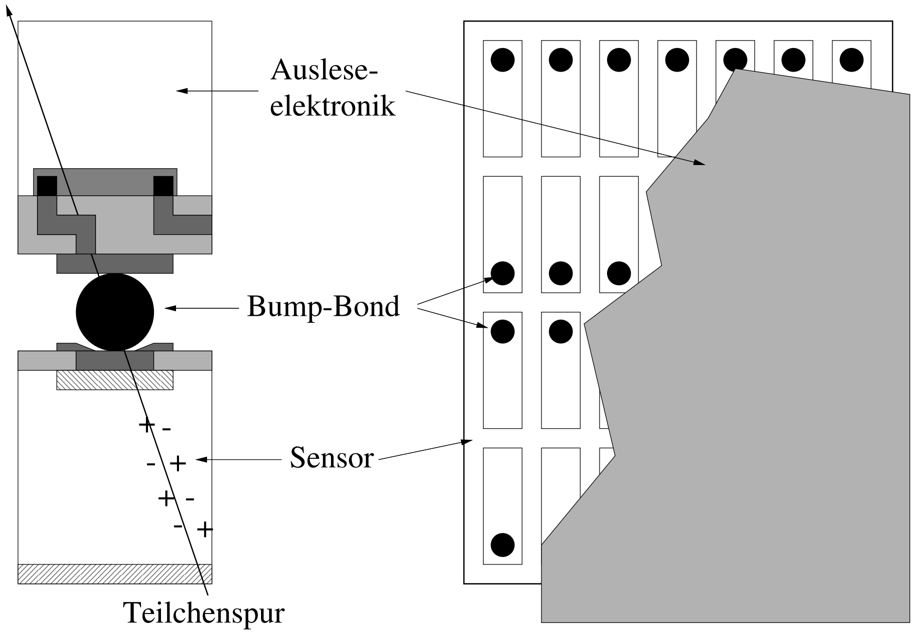


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung eines hybriden Pixeldetektors; links ist ein Querschnitt und rechts eine Aufsicht abgebildet. Sensor und Ausleseelektronik befinden sich jeweils auf unterschiedlichem Substrat und sind Pixel für Pixel durch Metallkugeln (Bump-Bonds) miteinander verbunden.

4.2 Biomedizinische Anwendungen von segmentierten Siliziumdetektoren

Neben Anwendungen in der Teilchenphysik gibt es noch eine Reihe weiterer Anwendungsgebiete von segmentierten Siliziumdetektoren. Insbesondere die Anwendungen im biomedizinischen Bereich hat in den letzten Jahren an Bedeutung gewonnen. Unsegmentierte Halbleiterdetektoren zur Energiemessung von Gammastrahlung beispielsweise sind schon lange Standard, da sie eine unerreicht gute Energieauflösung bieten. Demgegenüber sind orts- und zeitauflösende Detektorsysteme in biologischen und medizinischen Anwendungen noch durch Röntgenfilme dominiert. Als typische Anwendungen seien hier das diagnostische Röntgen und die Autoradiographie genannt.

Beim Röntgen wird menschliches Gewebe mit Röntgenstrahlung durchleuchtet und die Transmissionsintensität ortsaufgelöst gemessen. Autoradiographie bezeichnet die ortsaufgelöste Messung von Verteilungen radioaktiver Isotope in einer medizinischen und biologischen Probe. Das Prinzip der filmbasierenden Methoden ist eine chemische Umwandlung einer speziellen sensitiven Emulsion auf dem Filmmaterial. Es handelt sich also um ein integrierendes Detektorsystem, dessen Ergebnis nicht sofort zugänglich ist, da der Film erst entwickelt werden muß. Dafür sind relativ leicht großflächige Bilder zu realisieren und mittels spezieller Methoden sind Ortsauflösungen von kleiner 1 μm zu erreichen.

Die Möglichkeit in Echtzeit Bilder mit einem großen dynamischen Bereich aufzunehmen, ist ein klarer Vorteile von Detektorsystemen, die Silizium- allgemein Halbleiterdetektoren verwenden. Weiterhin können Halbleiterdetektoren noch eine Energieauflösung zur Diskriminierung verschiedener Isotope zur Verfügung stellen. Die erreichbare Ortsauflösung im Bereich von einigen zehn μm ist zwar schlechter als bei Filmverfahren aber für viele Anwendungen akzeptabel. Aus diesen Gründen ist die Entwicklung solcher Detektorsysteme in den letzten Jahren ein schnell wachsendes Forschungsgebiet. Es sind zum Beispiel Systeme entwickelt worden, die doppelseitige Siliziumstreifendetektoren zur Autoradiographie verwenden [Ove 98], einen CCD-Pixeldetektor benutzen [Mac 97] oder den DEPFET-Pixeldetektor einsetzen [Nee 00].

Auch das hybride Pixeldetektorkonzept ist für biomedizinische Anwendungen adaptiert worden. Gerade hier haben die Fortschritte der letzten Jahre auf dem Gebiet der Entwicklung schneller Ausleseelektronik für Pixeldetektoren zum Einsatz in der Teilchenphysik eine Übertragung erst möglich gemacht [Fis 98]. Kernstück dieser angepaßten Ausleseelektronik ist ein einfaches Ereigniszählen jedes einzelnen Auslesepixel, gefolgt von einem regelmäßigen Auslesen des gesamten Bildes. Die Schnelligkeit und die Möglichkeit auch kleine Signale zu detektieren, erlauben Zugang zu biomedizinischen Abbildungen zeitaufgelöst und in Echtzeit.

Natürlich muß das Design der Sensoren eines hybriden Pixeldetektors den veränderten Anforderungen angepaßt werden wie das Design der Ausleseelektronik. So muß zum Beispiel für bildgebende Detektoren die Pixelzelle quadratisch sein, da nur so unverzerrte Bilder entstehen können. Dafür spielt bei biomedizinischen Anwendungen die Strahlentoleranz des Systems keine Rolle, da hier die verabreichten Strahlendosen so klein wie möglich sein sollten. Bei Materialuntersuchungen durch Röntgen-, Synchrotron- oder Gammastrahlung hingegen ist wegen der hohen Dichte der untersuchten Objekte die Intensität und damit die verabreichte Dosis sehr hoch, so daß für diese Anwendungen strahlentolerante Systeme gefordert werden. Bei allen bildgebenden Systemen gleich wichtig, wenn nicht sogar noch wichtiger als in der Teilchenphysik ist eine gleichbleibende, möglichst nahe eins liegende Effizienz des Sensors über die gesamte aktive Fläche sowie eine perfekte und schnelle Sammlung aller erzeugten Ladungsträger im Sensor.

Hauptprobleme der segmentierten Siliziumdetektoren für biomedizinische Anwendungen liegen zum einen in der geringen Größe der Detektorsysteme und zum anderen in der schlechten Quanteneffizienz. Um vergleichbar mit filmbasierenden Systemen zu sein, müßten Bildgrößen von etwa $40 \cdot 40$ cm^2 wie zum Beispiel für eine Thoraxaufnahme üblich erreicht werden. Deshalb werden im Augenblick Detektorsysteme, die aus amorphem Silizium mit einem Szintillator zur Umwandlung der Röntgenquanten in Licht aufgebaut sind, favorisiert. Mit amorphem Silizium läßt sich leichter ein großflächiger Detektor bauen als mit dem teureren und aufwendig produzierten einkristallinem Silizium, das sonst für Sensoren und Elektronik verwendet wird. Solche Detektorsysteme sind kurz vor der Markteinführung für das medizinische Röntgen. Für kleinflächige Detektorsysteme sind spezielle Anwendungsgebiete wie die Dentalradiographie interessant, da hier nur die relativ kleinen Bereiche der Zähne abgebildet werden.

Das zweite Problem der schlechten Quanteneffizienz von Silizium für Röntgen- bzw. Gammstrahlung wiegt schwerer, da es sich um ein intrinsisches Problem des Materials an sich handelt. Aufgrund seiner kleinen Massenzahl $Z = 14$ ist die Absorptionswahrscheinlichkeit für hochenergetische Photonen relativ klein (vgl. Kapitel 3.1). Ein Material mit höheren Z, wie Galliumarsenid oder Cadmiumtellurid ist hier prinzipiell besser geeignet. Leider sind bei diesen Materialien die Technologien der Herstellung, Segmentierung der Sensoren und der Verbindungsprozesse durch Bonden nicht so weit fortgeschritten wie beim gebräuchlicherem Silizium.

Ein hybrider Pixeldetektor besteht also am besten aus einem Sensor aus GaAs oder CdTe und einem üblichen Auslesechip, um die Anforderungen der Autoradiographie zu erfüllen. Dennoch macht es Sinn in der Entwicklungsphase einen Siliziumsensor zu verwenden, da ein solches Detektorsystem gestützt auf die Siliziumindustrie verhältnismäßig einfach zu realisieren ist und im Hinblick auf Homogenität, Effizienz und Ortsauflösung, den anderen Materialien überlegen ist. So kann man den Auslesechip testen und optimieren ohne die Probleme, die die Verwendung neuer Materialien mit sich bringen, gleich angehen zu müssen.

Ein solcher Siliziumsensor für den Gebrauch mit einem zählenden Auslesechip für radiographische Anwendungen [Fis 00] ist auf Grundlage des Sensordesign für den ATLAS Pixeldetektor im Rahmen des NRW-Verbundes Mikrosensorik [NRW] entwickelt und erfolgreich produziert worden. Hierbei handelt es sich um einen p-auf-n Pixeldetektor mit quadratischen Pixeln in verschiedener Größe ($75 - 200\ \mu\mathrm{m}^2$). Alle Sensoren verwenden ein Punch-Through-Biasnetzwerk zu Test- und Sicherheitszwecken (siehe Abschnitt 6.4.5) und einer Schutzstruktur für eine hohe Spannungsstabilität (siehe Abschnitt 6.4.3). In Abbildung 4.4 ist das Design eines dieser Sensoren dargestellt; man erkennt die quadratischen Pixel mit den sogenannten Bump-Pads, von denen je vier durch eine runde Implantationen über Punch-Through auf Potential gehalten werden können. So wird die insensitive Fläche aufgrund zusätzlicher nicht ausgelesener Implantationen minimiert. Alle diese runden Implantationen werden durch Leiterbahnen mit dem Inneren der beiden Abschlußimplantationen verbunden, die als Ring die aktive Fläche umschließen, so daß durch Kontaktierung dieses Ringes alle Pixel gleichzeitig auf Potential gehalten werden können. Die zweite Ringimplantation soll eventuelle Ströme vom Randbereich des Sensors von dem Biasnetzwerk und der aktiven Fläche trennen. Schließlich sorgt die Schutzstruktur aus 17 Ringen für einen kontrollierten Potentialabbau zum Rand hin, damit die felderfüllte Verarmungszone nicht die Schnittkante des Sensors erreicht und es dort zu einer starken Ladungsträgerinjektion kommt. Die hier verwendete Struktur ist in der Lage, Potentialdifferenzen von bis zu 1000 V abzubauen.

Um eine große Flexibilität für zukünftige Chipentwicklungen zu gewährleisten, sind mehrere Bump-Pads auf jedem Pixel realisiert. So können verschiedene Bump-Prozesse verwendet werden, um den Sensor mit dem Auslesechip zu verbinden. Ebenso wurden potentielle Bump-Verbindungen mit der Schnittkante des Sensors implementiert, um in

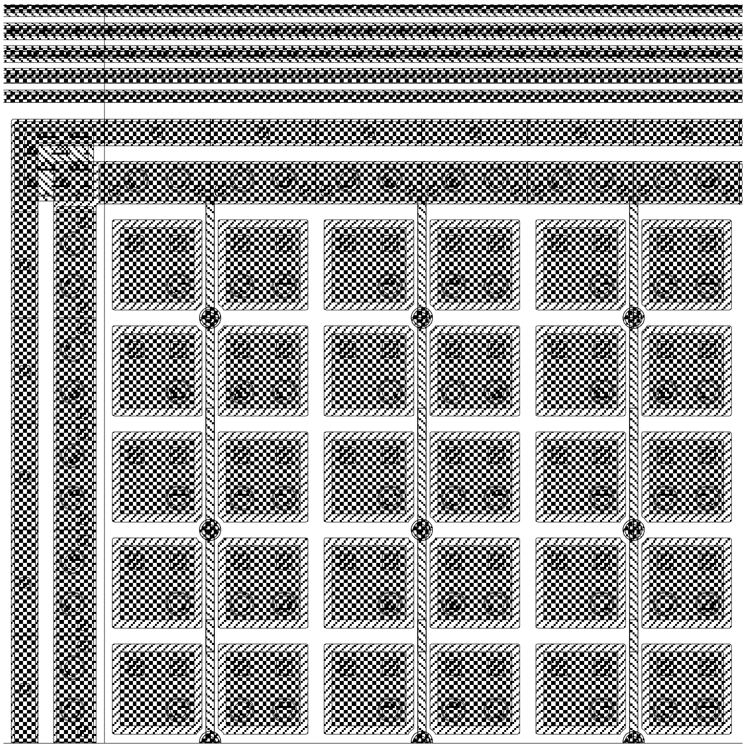


Abbildung 4.4: Ausschnitt des Designs eines quadratischen Pixelsensor aus Silizium für die Anwendung mit zählenden Auslesechips. Oben erkennt man noch die beginnende Schutzstruktur aus insgesamt 17 Ringen und unten die Pixelmatrix mit dem Punch-Through-Biasnetzwerk.

einer späteren Entwicklungstufe eventuell sogar die Hochspannungszuführung des Sensors über den Auslesechip zu realisieren. Dafür könnte man zum Beispiel die MCM-D Technologie (vgl. Kapitel 2.3.2) benutzen. Dies würde ein sehr kompaktes und robustes Detektorsystem ohne empfindliche Wire-Bonds und mit vollständig zugänglicher Rückseite ergeben.

4.3 Kenngrößen von segmentierten Siliziumdetektoren

4.3.1 Depletionsspannung und Abschnürspannung

Eine der wichtigsten Kenngrößen für einen Siliziumdetektor ist die Spannung, die angelegt werden muß, um den Sensor vollständig zu verarmen und damit den gesamten Kristall als sensitives Volumen zu verwenden. Diese Spannung wird Depletions- oder Verarmungsspannung U_{depl} genannt und läßt sich aus Gleichung 3.7 für den Fall $x = d$

ableiten, wobei die Diffusionsspannung vernachlässigt werden kann, da für typische Detektordicken von $200 - 300\ \mu$m die Depletionsspannung viel größer ist.

$$U_{\text{depl}} = \frac{eN_{\text{eff}}}{2\varepsilon_0\varepsilon_{\text{Si}}} \cdot d^2 \tag{4.1}$$

Die Spannung für eine vollständige Verarmung ist proportional zur effektiven Dotierungskonzentration N_{eff}, die die Anzahl der beweglichen Ladungsträger pro Volumen beschreibt; sie hängt also ausschließlich von dem verwendeten Siliziummaterial und der Dotierung ab. Dazu kommen manchmal noch Abhängigkeiten vom Design des segmentierten Sensors, so ist zum Beispiel die Depletionsspannung eines pn-Streifendetektors um die Flachbandspannung der parallelen MOS-Struktur zwischen zwei Streifen erhöht.

Um einen optimalen Betrieb des Detektors zu gewährleisten, sollte die Betriebsspannung deutlich größer als die Depletionsspannung sein, damit die elektrische Feldstärke im gesamten Bauelement deutlich von Null verschieden ist. Damit wird gewährleistet, daß die Feldstärke im ganzen Bauelement groß genug ist, um die primär erzeugten Elektron-Loch-Paare zu trennen. Außerden wird die Drift der Ladungträger beschleunigt und damit Ladungssammlungszeiten verkürzt, um Trappingeffekte der Signalladungsträger zu minimieren. Sowohl für die Ladungsträgerdrift als auch für die Ladungstrennung im Sensor ist die absolute Größe der Feldstärke der Parameter und nicht die Differenz zwischen Verarmungsspannung und der angelegten Sperrspannung, so daß die Sperrspannung so groß wie möglich gewählt werden sollte.

Die Messung der Depletionsspannung von segmentierten Siliziumsensoren kann statisch mit Hilfe kapazitiver Methoden geschehen, wie sie in Abschnitt 4.3.3 diskutiert werden oder dynamisch durch Ladungssammlungsmessungen (siehe Abschnitt 4.3.5).

Neben der Depletionsspannung existiert bei segmentierten Sensoren, die auf der ohmschen Seite des Sensors segmentiert sind, eine weitere charakteristische Spannung, die sogenannte Abschnürspannung U_{abs}. In Abbildung 4.5 ist das Prinzip ihrer Messung dargestellt. Hierbei wird zwischen zwei n^+-Implantationen (z.B. Pixel oder Streifen) auf der ohmschen Seite eine kleine Spannung angelegt und der so durch das n-Substrat fließende Strom in Abhängigkeit der Sperrspannung gemessen. Mit wachsender Verarmungszone wird der leitende Kanal immer weiter abgeschnürt bis bei voller Abschnürung die beiden Implantationen komplett isoliert sind und kein Strom mehr zwischen ihnen fließt. Diese Spannung ist eng mit der Verarmungsspannung verknüpft, muß aber nicht notwendigerweise mit ihr identisch sein (siehe Abschnitt 6.6.2, Seite 137). Diese Methode ist bei strahlungsinduziert typkonvertierten Sensoren nicht mehr anwendbar, denn hierbei wächst die Verarmungszone von der segmentierten Seite und es bildet sich von Anfang an kein leitender Kanal aus.

4.3.2 Sperrstrom

Der Sperrstrom eines Detektors ist der Strom, der bei angelegter Sperrspannung fließt. Die Bedeutung des Sperrstromes liegt zum einem in seinem Beitrag zum Rauschen, dem

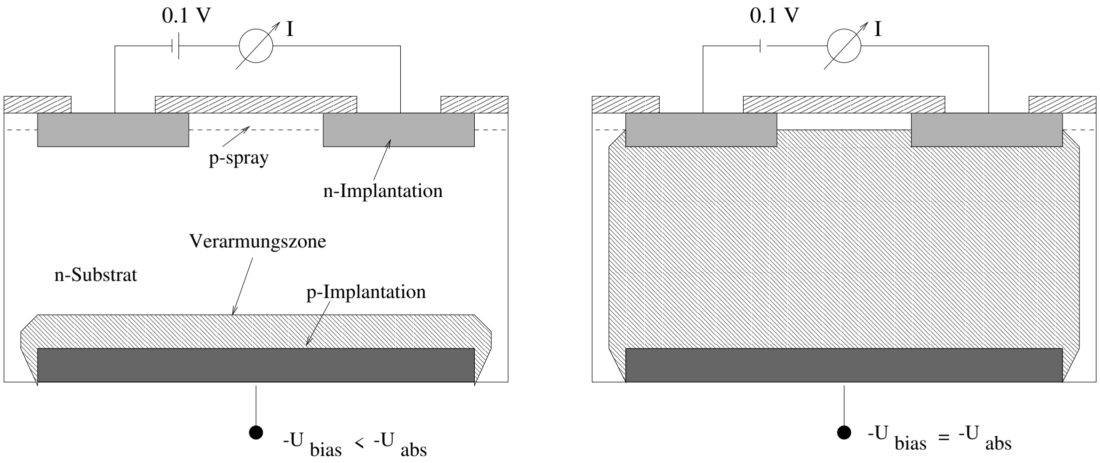


Abbildung 4.5: Prinzip der Messung der Abschnürspannung.

sogenannten *Stromrauschen*, zum anderen in der Leistungsaufnahme, die er verursacht. Im Langzeitbetrieb nach intensiver Strahlenschädigung sollte die gesamte Leistungsaufnahme eines Bauelementes nicht zu groß werden, um den Detektor nicht zu zerstören. Er setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen, die im folgenden kurz beschrieben werden.

Volumenstrom: Der Volumenstrom setzt sich aus allen freien Ladungsträgern zusammen, die in der Raumladungszone entstehen. Als Generationszentren sind dabei Störstellen wirksam, die Energieniveaus in der Bandlücke des Siliziums haben. Thermische Anregungen generieren durch diese zusätzlichen Energieniveaus freie Ladungsträger. Der Volumenstrom ist deshalb stark von der Temperatur abhängig und proportional zum Volumen der Verarmungszone.

Es gilt für den Volumenstrom einer Raumladungszone mit der Tiefe x und der Sperrschichtfläche A

$$I_{\mathrm{Vol}} = \frac{en_i x A}{2\tau}, \tag{4.2}$$

wobei τ die Lebensdauer der Minoritätsladungsträger und n_i die intrinsische Ladungsträgerkonzentration ist, die sich nach [Mor 54] wie folgt ergibt:

$$n_i \sim (k_b T)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{\frac{-1.21\,\mathrm{eV}}{2k_b T}} \tag{4.3}$$

Hieraus folgt mit der Gleichung 3.7 für den Fall $U_{\mathrm{bias}} < U_{\mathrm{depl}}$:

$$I_{\mathrm{Vol}} = \frac{en_{\mathrm{i}} A}{2\tau} \cdot \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_{\mathrm{Si}}}{e|N_{\mathrm{eff}}|} U_{\mathrm{bias}}} \tag{4.4}$$

Der Volumenstrom ist proportional zur Wurzel der Sperrspannung $\sqrt{U}$ und dominiert im Spannungsbereich $U_{\mathrm{fb}} < U < U_{\mathrm{depl}}$ den Stromzuwachs eines Detektors.

Grenzflächengenerationsstrom: Desweiteren können Störstellen und Kristallfehler in der Silizium-Siliziumdioxidgrenzschicht, wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben wurde, zusätzliche Generationszentren bilden, die Ladungsträger generieren. Diese Ladungsträger gelangen, sobald sich die Feldzone unterhalb der MOS-Schicht ausbreitet und sich mit der Feldzone des pn-Überganges verbindet, in die Feldzone des Pixels und tragen so zum Sperrstrom bei.

Diffusionsstrom: Der Diffusionsstrom stammt von Minoritätsladungsträgern, die knapp außerhalb der Raumladungszone generiert werden, in diese hineindiffundieren und dort von der Sperrspannung abgesaugt werden. Zu diesem Stromanteil tragen nur solche Ladungsträger bei, deren Entfernung zur Feldzone kleiner als die mittlere freie Weglänge des Ladungsträgers ist. Deshalb kann der Beitrag des Diffusionsstroms zum Sperrstrom vernachlässigt werden.

Durchbruchstrom: Die durch Stoßionisation und Tunneleffekte verursachte starke Erhöhung des Sperrstromes, der Durchbruchstrom, wird im Zusammenhang mit den elektrischen Feldstärken diskutiert (Abschnitt 4.3.4). Sobald es zu solchen Durchbrüchen kommt, ist die Strom-Spannungscharakteristik eines Detektors durch einen exponentiellen Anstieg des Sperrstromes gekennzeichnet.

Im allgemeinen sollten im Betrieb eines Sensors der Volumenstrom und der Oberflächengenerationsstrom die dominierenden Anteile des Sperrstromes sein, denn sobald der Sperrstrom vom deutlich höheren Durchbruchstrom dominiert wird, ist ein Betrieb des Sensors nicht mehr möglich.

4.3.3 Sperrschichtkapazität, Zwischenstreifenkapazität und Gesamtkapazität

Ein weitere wichtige Kenngröße für Siliziumdetektoren ist die Kapazität eines Detektors, die für unsegmentierte Detektoren aus der Sperrschichtkapazität besteht. Sie bestimmt maßgeblich das Rauschverhalten und die Ladungsteilung eines Detektors. Für segmentierte Siliziumdetektoren, wie sie im nächsten Abschnitt beschrieben werden, setzt sich die Gesamtkapazität aus den kapazitiven Beiträgen der Sperrschichtkapazität und der Zwischenstreifenkapazität zusammen.

Die Sperrschichtkapazität, die auch Kapazität gegenüber der Rückseite genannt wird, bezeichnet die Kapazität der Raumladungszone zwischen den Vorder- und den Rückseitenkontakten und eignet sich zur Bestimmung der Depletionsspannung. Die eigentliche Meßgröße ist die dynamische Kapazität als Funktion der angelegten äußeren Spannung:

$$C \equiv \frac{dQ}{dU}. \tag{4.5}$$

Eine Änderung der Spannung ΔU führt nach Gleichung 3.7 zu einer Änderung der Tiefe der Raumladungszone Δx und damit auch zu einer Änderung der Ladung Q um den

Betrag $\Delta Q = e|N_{\text{eff}}|A \cdot \Delta x$, wobei A die Fläche der Raumladungszone senkrecht zur Ausbreitungsrichtung x bezeichnet. Sobald die Sperrschicht die Rückseite des Detektors erreicht hat, tritt keine weitere Änderung der Ladung auf und die Kapazität bleibt konstant. Es folgt für die Sperrschichtkapazität

$$C_{\text{Sperr}} = A \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{Si}} |N_{\text{eff}}|}{2U_{\text{bias}}}} \qquad \text{für} \qquad U_{\text{bias}} < U_{\text{depl}} \tag{4.6}$$

und

$$C_{\text{Sperr}} = \frac{A \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{Si}}}{d} \qquad \text{für} \qquad U_{\text{bias}} > U_{\text{depl}} \tag{4.7}$$

Bei der Aufnahme einer solchen Kapazitätskennlinie für segmentierte Siliziumdetektoren zeigt sich, daß es neben der Sperrschichtkapazität auch noch einen zusätzlichen Beitrag gibt. Diese kapazitiven Beiträge sind die Kapazitäten bezüglich der benachbarten Strukturen, wie zum Beispiel bei Pixeldetektoren die Kapazitäten zwischen den einzelnen Pixeln und bei Streifendetektoren die Kapazitäten zwischen den Streifen. Aus historischen Gründen faßt man sie häufig unter dem Namen Zwischenstreifenkapazitäten zusammen. Abbildung 4.6 zeigt einen Ausschnitt einer Pixelmatrix mit den zugehörigen kapazitiven Kopplungen zwischen ihnen.

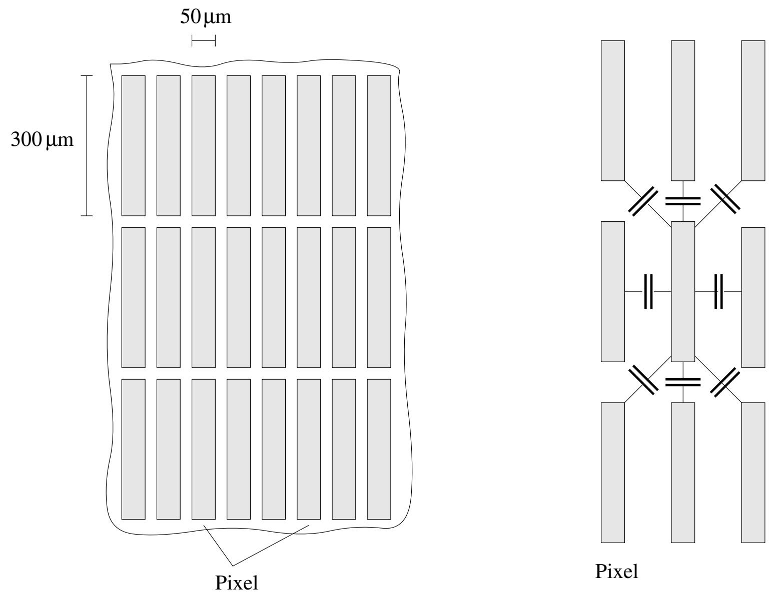


Abbildung 4.6: Ausschnitt einer Pixelmatrix und Darstellung der kapazitiven Kopplungen an die Nachbarpixel [Wüs 97].

Diese einzelnen kapazitiven Beiträge durch Kopplungen an die Nachbarpixel bilden ein paralleles Kapazitätsnetzwerk, so daß ihre resultierende Kapazität die Summe aller Koppelkapazitäten ist. Die Koppelkapazitäten der Pixel bestimmen das Übersprechen von Signalen zwischen den Pixeln. Im allgemeinen ist die Kopplung zwischen zwei Pixeln durch eine Kapazität und einen parallel geschalteten Widerstand charakterisiert wie in Abbildung 4.7 dargestellt.

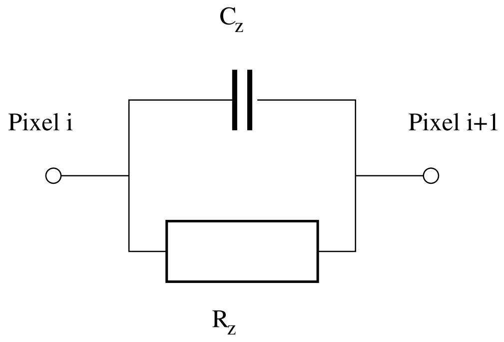


Abbildung 4.7: Ersatzschaltbild für die Kopplung zweier benachbarter Pixel.

Ist der Kopplungswiderstand zu klein oder die Kopplungskapazität im Verhältnis zur Gesamtkapazität eines Pixels zu groß, so streut das Signal eines Pixels auf seine Umgebung. Da der Kopplungswiderstand zumeist groß genug ist, ist das Signalübersprechen durch das Verhältnis von Kopplungskapazität zu Gesamtkapazität bestimmt.

Die Gesamtkapazität eines Pixels $C_{i,\mathrm{ges}}$ setzt sich aus der Sperrschichtkapazität C_{Sperr} und der Summe aller Kopplungskapazitäten C_{ij} zusammen.

$$C_{i,\mathrm{ges}} = C_{\mathrm{Sperr}} + \sum_{j=1,j\neq i}^{n} C_{ij} \tag{4.8}$$

Diese Gesamtkapazität ist für einen wesentlichen Teil des Rauschens des Detektors neben dem Stromrauschen verantwortlich. Dieses kapazitive Rauschen dominiert das Rauschverhalten eines Pixeldetektors, da für kurze Ladungssammlungszeiten das Stromrauschen wegen des kleinen Leckstromes durch einen Pixel klein bleibt. Für Pixeldetektoren wird die Gesamtkapazität eines Pixels genau wie bei Streifendetektoren von der Kopplungskapazität zu den nächsten Nachbarn dominiert. Die Gesamtkapazität eines Pixeldetektorkanals ist aber im Vergleich zum Streifendetektor viel kleiner, da die Fläche und damit die Sperrschichtkapazität eines Pixels viel kleiner als bei einem Streifen ist.

4.3.4 Elektrische Feldverteilungen

Die elektrische Feldstärkenverteilung im Bauelement ist, obwohl nicht direkt meßbar eine wichtige Kenngröße eines Sensors, da es bei Detektoren lokal zu Gebieten kommt, in denen die Feldstärke sehr viel höher ist als im Rest des Sensors. Dies hängt mit den starken Änderungen der Dotierungskonzentrationen auf sehr kurzen Distanzen zusammen, wie sie beispielsweise im Randbereich eines Detektors oder einer Implantation vorkommen. In diesen Gebieten mit lokalen Feldspitzen kann es durch Stoßionisation und Tunnelprozesse zu einer lawinenartigen Vermehrung der freien Ladungsträger, *Avalanche-Effekt*, zu sogenannten *Durchbrüchen* kommen, die für einen starken Anstieg des Sperrstromes sorgen und den Betrieb des Detektors schließlich unmöglich machen.

Um die Spannungsstabilität eines Detektors abschätzen zu können, ist also die Kenntnis der Feldstärkenverteilung, insbesondere der Maxima der Feldstärke von Bedeutung. Natürlich ist die Feldstärkenverteilung keine meßbare Kenngröße, aber mit Hilfe einer detaillierten Bauelementesimulation ist die Feldverteilung berechenbar und somit für eine Analyse zugänglich [Ric 96, Roh 97]. Die Maxima in der Feldstärke treten an Stellen im Detektor auf, an denen die Dotierungskonzentrationen der einzelnen verschieden dotierten Gebiete abrupt ineinander übergehen, denn diese abrupte Änderung der Dotierungskonzentration in lateraler Richtung verursacht hohe laterale elektrische Feldstärken. Hierbei gilt: je schärfer der Übergang von n auf p oder umgekehrt desto höher die elektrische Feldstärke.

4.3.5 Ladungssammlungsverhalten

Unter dem Ladungssammlungsverhalten eines segmentierten Siliziumsensor versteht man, die zeitlich und räumlich aufgelöste Ladungsmenge, die der Sensor nach einem Durchgang eines ionisierenden Teilchens registriert. Ein idealer Sensor sollte homogen über die ganze aktive Fläche die gesamte erzeugte Ladung sammeln und verlustfrei innerhalb eines kurzen Zeitraums der weiterverarbeitenden Elektronik zur Verfügung stellen. Die Ladungssammlung muß von der Effizienz eines Detektors unterschieden werden, denn die Effizienz stellt nur die binäre Information eines Teilchendurchgangs an einer bestimmten Elektrode dar und braucht deswegen keine ideale Ladungssammlung.

Die gesamt zur Verfügung stehende Ladungsmenge ist dabei von der Depletionstiefe des Sensors abhängig. Erst wenn der Sensor vollständig verarmt ist, steigt die primär erzeugte Ladung nicht weiter an und die gemessene Ladung bleibt konstant. Dies kann zur Bestimmung der Depletionsspannung genutzt werden, indem man die Ladungshöhe eines Teilchendurchganges oder Laserpulses in Abhängigkeit der Verarmungsspannung mißt.

Da es sich bei der Ladungssammlung um einen dynamischen Vorgang handelt, ist er konsequenterweise am besten an dem kompletten Detektorsystem zu beurteilen, da beispielsweise die zusätzlichen kapazitiven Koppelungen der Ausleseelektronik einen Einfluß auf die gemessene Ladungsmenge haben. Ebenso bestimmt natürlich die Art der Auslese die Genauigkeit der Ladungsmessung; es gibt Systeme, die auf eine Messung der Ladungsmenge verzichten und nur die binäre Information einer Ladungsdeposition oberhalb eines Schwellenwertes registrieren. Für eine reine Spurmessung wie in der Teilchenphysik üblich ist dieses Vorgehen durchaus ausreichend, da nur der Ort des Teilchendurchganges, aber nicht seine deponierte Ladungsmenge von Interesse ist. Für den

ATLAS Pixeldetektor ist ein im wesentlichen binäres Auslesekonzept gewählt worden, das aber eine Ladungsmengeninformation mittels ToT (vgl. Abschnitt 2.3.2) liefert, so daß eine Testbarkeit der Ladungssammlung mit dem kompletten Detektorsystem möglich ist.

Für einen segmentierten Siliziumsensor ist insbesondere die Homogenität entscheidend, da durch die hohe Segmentierung kleine Bereiche entstehen können, die einen Verlust an gesammelter Ladung erzeugen oder im schlimmsten Fall sogar insensitiv sind. Gerade die Übergangsbereiche zwischen zwei Elektroden sind hier besonders anfällig, da sie elektrisch voneinander getrennt sein müssen, um als eigenständige Ausleseeinheit funktionieren zu können. Deshalb ist eine Unterbrechung der Implantation und, je nachdem ob die n- oder p-Seite segmentiert ist, eine weitere Implantation zur Isolation notwendig, die die Feldverläufe im Sensor deformiert und so die Ladungstrennung und -sammlung beeinflussen kann.

Weiterhin verteilt sich häufig die erzeugte Ladung über mehrere Elektroden des Sensors, so daß man mit Hilfe der Ladungshöheninformation pro getroffenem Pixel oder Streifen die Ortsauflösung verbessern kann. Hierbei stören große Inhomogenitäten der Ladungssammlung die Rekonstruktion des Ladungsschwerpunktes und damit die Messung des Teilchendurchgangs.

4.3.6 Ortsauflösung

Da der ATLAS Pixeldetektor die Spuren der Elementarteilchen vermessen soll, ist der Fehler der Ortsbestimmung, also die Ortsauflösung eine wichtige Kenngröße des Detektors. Üblicherweise benutzt man die Standardabweichung des Rekonstruktionsfehlers, um die eindimensionale Auflösung eines Detektors zu charakterisieren:

$$\sigma_{\mathrm{x}} = \sqrt{\langle (x_{\mathrm{meas}} - x)^2 \rangle}. \tag{4.9}$$

Hierbei bezeichnet x_{meas} den gemessenen Ortspunkt (normalerweise die Mitte des getroffenen Sensorelementes) und x den wahren Ortspunkt. Die eindimensionale Ortsauflösung eines segmentierten Sensors ist hauptsächlich vom Strukturmaß p (engl. *pitch*) der Streifen oder Pixel eines Sensors in dieser Dimension abhängig. Für einen idealen, rauschfreien, binär ausgelesenen Detektor[3] ergibt sich ein Auflösungsvermögen σ_{id}:

$$\sigma_{\mathrm{id}} = \sqrt{\frac{1}{p} \int_0^p \left(\frac{p}{2} - x \right)^2 \mathrm{d}x} = \frac{p}{\sqrt{12}} \tag{4.10}$$

Für ein binär ausgelesenes Detektorsystem ohne Positionsinterpolation stellt σ_{id} also die theoretische Grenze der erreichbaren Ortsauflösung dar. In realen Detektorsystemen ist die binäre Ortsauflösung ein wenig schlechter, da sowohl Rauscheffekte als auch die

[3]Ideal bedeutet hier, daß immer nur genau ein Kanal getroffen wird.

endliche räumliche Ausdehnung der Ladungswolke das Auflösungsvermögen verschlechtern. Wenn zum Beispiel der Sensor im Grenzbereich zwischen zwei Pixeln getroffen wird, so kann es in Kombination mit Rauscheffekten dazu kommen, daß der Treffer dem falschen Pixel zugeordnet wird oder auch komplett verschwindet, da die Ladungsmenge in beiden Kanälen unterhalb der Ansprechschwelle liegt.

Auf der anderen Seite kann man sich diese Ladungsteilung zwischen mehreren Kanälen auch zunutze machen, falls das Signal-Rausch-Verhältnis gut genug ist, um auch nur Teile einer MIP-Ladung sicher registrieren zu können. Wenn zwei benachbarte Pixel einen Treffer registrieren, ordnet man den Treffer der Mitte zwischen den beiden Pixeln zu und hat so den einfachsten Fall der Positionsinterpolation. Hat man nun noch eine Ladungshöheninformation für beide Pixel, so kann man die Interpolation mit der Ladungsmenge der getroffenen Pixel gewichten und erhält so Auflösungen die deutlich unterhalb σ_{id} liegen können. Insbesondere hochauflösende Detektorsysteme verwenden diese Technik und sorgen dementsprechend dafür, daß sich Signale über mehrere Kanäle verteilen, in dem sie beispielsweise die kapazitive Kopplung zwischen ihnen verstärken. Im ATLAS-Pixeldetektor ist geplant, die Ladungshöheninformation, die durch das ToT zur Verfügung steht, so weit möglich, zur Verbesserung der Ortsauflösung zu verwenden.

Die Ortsauflösung ist weiterhin abhängig vom Einfallswinkel der Teilchen relativ zum Sensor, da ein schräger Einfall die Ladungsteilung zwischen den Pixeln begünstigt und somit eine präzisere Ortsbestimmung erlaubt. Ebenso lenkt das im Innendetektor anliegende Magnetfeld die Ladungsträgerwolke lateral ab und verstärkt so die Ladungsteilung.

Bislang ist die Ortsauflösung nur für den eindimensionalen Fall diskutiert worden; die Aussagen lassen sich aber leicht auf zweidimensionale Systeme erweitern, in dem die Standardabweichung quadratisch zueinander addiert wird. Im Falle des ATLAS-Pixeldetektors ist die Ortsauflösung in den beiden Dimensionen unterschiedlich, da die Pixel nicht quadratisch sondern rechteckig sind. In der $r\phi$- Richtung des ATLAS-Experimentes ist das Strukturmaß 50 μm und in z-Richtung 400 μm. Deshalb wird im folgenden die Ortsauflösung für beide Dimensionen einzeln diskutiert.

4.4 Einfluß von Strahlenschäden auf die Eigenschaften von segmentierten Siliziumsensoren

Die zusätzlichen Auswirkungen strahleninduzierter Schädigung auf segmentierte Sensoren sind hauptsächlich im Oberflächenbereich zu finden, da sich hier MOS-Strukturen mit pn- oder ohmschen Übergängen periodisch auf kleinem Raum abwechseln. Dies führt zu einer inhomogen Oberflächenstruktur und bei einer feinen Segmentation zu großen Anteilen von MOS-Flächen an der Gesamtoberfläche des Sensors. Wie in Abschnitt 3.3.2 dargelegt, ist die Oberflächenschädigung eine Schädigung der Si-SiO_2-Grenzschicht, so daß der deutlich höhere Anteil von MOS-Strukturen bei feinsegmentierten Sensoren viel stärkeres Gewicht hat als bei Sensoren ohne oder nur mit grober Strukturierung.

Anders die Kristallschädigung, deren Ursachen und Auswirkungen praktisch unbeeinflußt von der Strukturierung der Oberfläche des Sensors ist. Somit ist auch kein weiterer direkter Einfluß auf die Betriebseigenschaften von Siliziumsensoren zu erwarten, außer den bereits in Abschnitt 3.3.1 diskutierten. Diese wirken sich natürlich auf die Kenngrößen der segmentierten Sensoren aus, sind aber für alle Arten der Segmentation gleich und können nicht durch das Design der Detektoren verändert werden.

Im folgenden werden daher die besonderen Auswirkungen der Designabhängigkeiten von Oberflächenschädigung auf die Eigenschaften von fein segmentierten Siliziumsensoren erläutert. Die wesentlichen Designparameter sind hierbei die Breite der Implantation und die Lücke zwischen den Implantationen (engl. *gap*), da sie zum einem im Verhältnis zu dem Strukturmaß ein Maß für die Si-$Si0_2$-Grenzschicht bilden, in der Oberflächenschäden auftreten. Zum anderen werden sowohl kapazitive Kopplungen als auch elektrische Feldverläufe nahe der Oberfläche maßgeblich von der Implantations- und Gapweite bestimmt. Für zweidimensionale Strukturierungen liegen die Dinge noch komplizierter, da zum Beispiel bei Pixeldetektoren Gebiete entstehen, wo vier Pixel aneinanderstoßen und so eine einfache Betrachtung der Gapweite zwischen zwei Pixeln nicht mehr ausreicht. Aber wenn, wie beim ATLAS Pixelsensor die eine Pixelseite deutlich länger als die andere ist, kann man sich zunächst auf eine eindimensionale Betrachtung beschränken.

Alle strahleninduzierten Oberflächeneffekte hängen mit dem direkt benachbarten, parallelen MOS-Übergang zusammen, der in aller Regel nicht kontaktiert ist und damit auch kein wohldefiniertes Potential hat. Zum Verständnis seines Einflusses auf den Sensor ist aber das dort anliegende Potential essentiell. Deshalb wird angenommen, daß nach einer gewissen Zeit durch Verschmutzung, kondensierende Feuchtigkeit und weitere Umwelteinflüsse sich eine hochohmig leitende Schicht ausbildet, die das Potential der nahe gelegenen Kontakte durchstellt und so für einheitliche Potentialbedingungen auf der gesamten Detektoroberfläche sorgt. Da die Einflüsse sehr vielfältig sind, fällt es schwer hier exakte Zahlen für diese Einstellzeit zu geben; sie kann je nach Struktur und Umgebung von einigen Minuten bis Stunden oder Tage reichen. In einigen Technologien wird das Erreichen dieses Zustandes durch eine weitere Passivierungsschicht direkt auf dem Siliziumdioxid aus Siliziumnitrid verbessert, da diese Schicht einen hochohmigen Leiter darstellt.

Der strahleninduzierte Anstieg der festen Oxidladung N_{ox} hat bei Strukturen, die auf der p-Seite strukturiert sind, einen Anstieg der Depletionsspannung zur Folge. Eine vollständige Verarmung tritt erst bei Spannungen größer derjenigen ein, die aufgrund des p^+n-Überganges erwartet wird. Wie zweidimensionale FE-Bauelementesimulationen an p-seitigen Streifenstrukturen gezeigt haben [Ric 96], hängt dies mit dem Verarmungsverhalten der zwischen zwei Streifen liegenden MOS-Struktur zusammen. Diese ist nämlich noch von der Flachbandspannung abhängig. Steigt nun die feste Oxidladung und damit auch die Flachbandspannung nach Strahlenschädigung an, so muß eine höhere Spannung zur Verarmung des MOS-Überganges und somit auch für die Verarmung des Streifendetektors angelegt werden. Bei Streifenstrukturen mit einem Strukturmaß von 50μm und einer Oxiddicke von 220 nm kann die zusätzliche Spannung, die zur vollständigen Verarmung im Sättigungsbereich der Oberflächenschädigung aufgebracht werden muß, bis zu 30 V der reinen pn-Dioden-Depletionsspannung betragen. Der Einfluß der parallel geschalteten MOS-Struktur ist dabei umso größer, je größer der Anteil der MOS-Struktur an der Detektorfläche ist; also je breiter der Abstand zwischen zwei p^+-Streifenimplantationen ist. Das heißt also, daß zur Unterdrückung dieses Effektes die Streifen- oder Pixelimplantation möglichst breit sein sollte.

Neben dieser Problematik ist auch ein Anstieg des Sperrstromes durch Oberflächengenerationsanteile mit der Bestrahlungsdosis beobachtbar. Der Stromanstieg ist hierbei nicht allein von der Dosis abhängig, sondern auch von den Potentialbedingungen an der Oxidoberfläche und der Breite des Gaps. Denn durch die mit der Oberflächenschädigung einhergehenden Erhöhung der festen Oxidladungen, werden auch mehr Elektronen an der Si-SiO_2-Grenzfläche akkumuliert. Nur wenn es gelingt diese Elektronenakkumulation ebenfalls zu verarmen, trägt die Grenzschicht zum Oberflächenstrom bei. Wie in Abbildung 4.8 dargestellt, ist bei kleinen Lücken zwischen den Implantationen von 10 μm, diese Akkumulation nach Schädigung trotz eines definierten Potential der Oxidfläche nicht zu verarmen, denn die Verarmungszonen der beiden benachbarten Pixel verbinden sich, bevor die Flachbandspannung des MOS-Überganges erreicht ist und die Elektronen bleiben an der Grenzfläche gefangen [Wüs 99].

Ist das Gap jedoch weiter, so ist das Potential auf der Oxidfläche entscheidend; liegt sie auf gleichen Potential wie die benachbarten Pixel, beobachtet man bei Erreichen der Flachbandspannung einen plötzlichen Sperrstromanstieg, der der komplett beitragenden Grenzfläche zugeschrieben werden kann, da die Elektronen der Akkumulationsschicht gemäß der Potentialdifferenz zur Diode vollständig abfließen können, bevor die Verarmungszonen der benachbarten Pixel sich verbinden.(siehe auch Abb. 4.8). Stellt sich das Potential aber nicht oder nur sehr langsam auf die Oxidfläche durch, so bleibt der Stromanstieg aus und die Elektronen an der Grenzfläche werden wieder von der Verarmungszone umschlossen. Diese beiden Fälle einer oberflächengeschädigten pn-Pixelstruktur mit 200 μm Pitch und 100 μm Gap sind in Abbildung 4.9 dargestellt.

Es fällt auf, daß die Stromkennlinie ohne wohldefiniertes Oxidpotential einen weiteren Stromanteil zeigt, der bei etwa 100 V einsetzt und den typischen exponentiellen Charakter eines Durchbruchstromes hat. Dies läßt sich ebenfalls auf die Elektronenakkumulation an der Si-SiO_2-Grenzfläche zurückführen, da am Rande dieser Akkumulation neben den Feldspitzen am Rande der p^+-Implantationen weitere charakteristische Feldstärkemaxima auftreten, die lokal begrenzte Durchbruchströme induzieren (Abb. 4.8). Sobald die Elektronenakkumulation durch den Gatekontakt oder durch einen langsamen Einstellvorgang des Potentials an der Oxidoberfläche verschwinden, verschwindet auch der durchbruchartige Stromanteil. Dieses Verhalten wird mit wachsenden Implantationsabstand intensiviert, da eine größere Lücke zwischen zwei Implantationen einen höheren lateralen Potentialabfall zur Folge hat und somit zu einem höheren Feld im

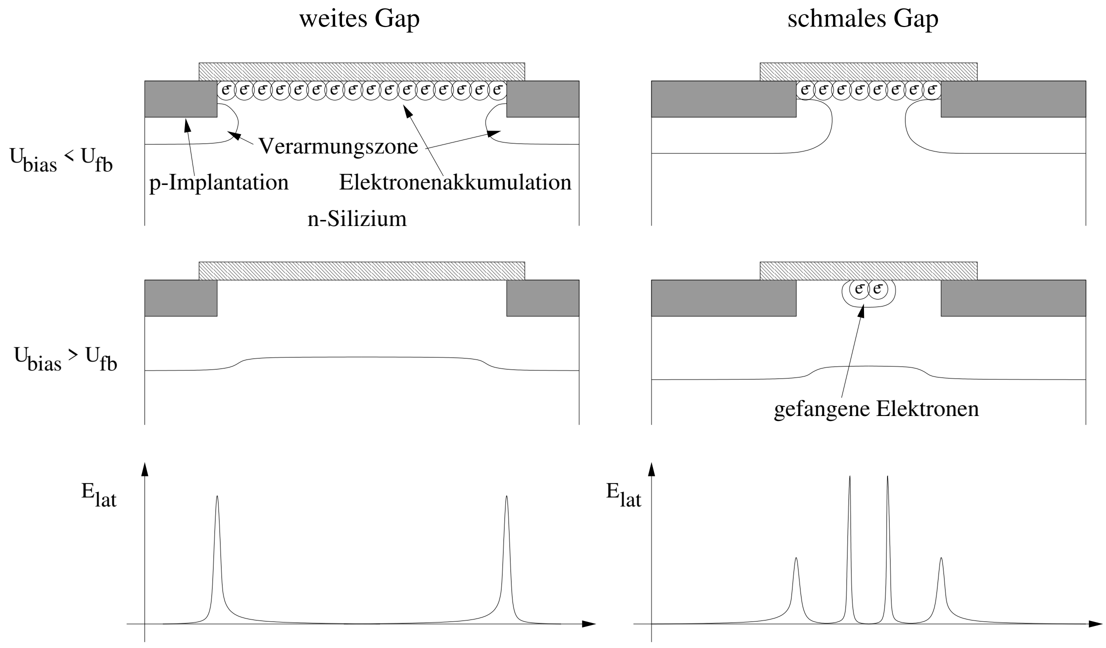


Abbildung 4.8: Einfluß der Gapweite auf die nach Schädigung gewachsene Elektronenakkumulation sowie prinzipielle laterale Feldstärkeverteilungen bei auf die Oxidoberfläche durchgestelltem Potential.

Bereich der Si-Si0_2-Grenzschicht führt [Ric 96]. Andererseits gestattet nur eine große Implantationslücke durch Potentialeinstellung an der Oxidfläche die Verhinderung eines Elektroneneinschlusses, während bei kleinen Gapweiten, dieser Einschluß nicht zu verhindern ist, da die Verarmungszonen der Pixel zusammenwachsen, bevor die durch Strahlenschäden erhöhte Flachbandspannung erreicht ist.

Ebenso führt die mit starker Kristallschädigung einhergehende wachsende Depletionsspannung dazu, daß immer höhere Betriebspannungen an den Detektor gelegt werden müssen. Dies erhöht natürlich die Feldstärken im gesamten Sensor. Die Feldstärken an der Oberfläche eines p-seitig segmentierten Sensors sind davon aber nur bedingt betroffen, da nach einer Typkonvertierung die Seite des Feldmaximums von der p-Seite auf die n-Seite wandert und so eine relative Erniedrigung der Feldspitze an der Si-Si0_2-Grenzfläche die Folge ist .

Einerseits sollte also der Implantationsabstand eines segmentierten Sensors klein gewählt werden, um möglichst kleine laterale Feldstärken zu erreichen, andererseits führen kleine Abstände eher zu einem Elektroneneinschluß nach Oberflächenschäden, die ihrerseits wieder die Gefahr eines Durchbruchs verstärken. Es muß hier also ein Kompromiß gefunden werden; dabei mag eine hochohmig leitende Schicht auf dem Oxid helfen, da diese den Potentialabgleich an der Oberseite des Sensors beschleunigt und somit die Gefahr eines Elektroneneinschlusses verringert.

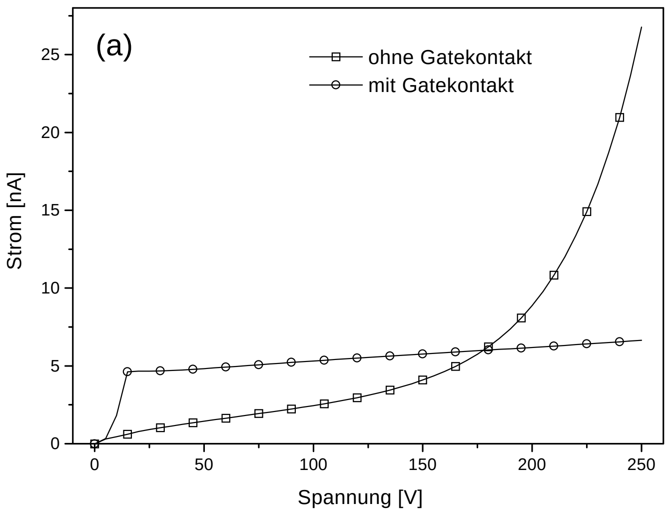


Abbildung 4.9: Stromkennlinie von zwei Pixeln mit einem Implantationsabstand von 100 μm nach Oberflächenschädigung mit niederenergetischen Elektronen und einer Dosis von 10.6 kGy. Bei der Kurve mit Gatekontakt liegt das Potential zwischen den Pixel auf 0 V, während bei der Kurve ohne Gatekontakt das Potential der MOS-Struktur nicht definiert ist, nach [Wüs 99].

Weiterhin muß festgestellt werden, daß der durch Strahlenschädigung an der Oberfläche induzierte Stromanstieg gegenüber dem Anstieg des Volumenstromes nach Kristallschädigung klein bleibt. Insbesondere für die Anwendung am LHC mit intensiver Schädigung durch geladene Hadronen ist der Anteil des Oberflächenstromes vernachlässigbar. Allerdings gilt dies nicht für Stromanteile, die durch lokale Durchbrüche an der Si-Si0_2-Grenzschicht induziert werden, denn diese beeinträchtigten die notwendige Spannungsfestigkeit des Sensors für hohe Betriebspannungen bis zu einigen Hundert Volt.

Ein Einfluß von Strahlenschädigung auf die kapazitiven Verhältnisse ist denkbar, da zusätzlich festgehaltene Elektronen an der Grenzschicht die Kapazität zwischen zwei Pixeln oder Streifen beeinflussen könnte. Untersuchung an p-seitigen Pixelstrukturen [Wüs 99] sowie 2D-Simulationsrechnungen, z.B. [Hüg 97, Roh 97] haben gezeigt, daß dieser Einfluß klein ist. Er kommt hauptsächlich bei sehr kleinen Implantationsabständen zum Tragen, wenn die Kapazität zwischen den beiden Implantationen aufgrund ihres geringen Abstands erhöht ist. Die Kapazitäten innerhalb eines Sensors sind demnach von der Geometrie des Design dominiert und Strahlenschäden spielen hier nur eine untergeordnete Rolle.

Die durch Oberflächenschäden bedingten Gebiete mit hohen Elektronendichten sind für die Ladungssammlung Totzonen, da sie feldfrei sind und deshalb die dort erzeugten Elektron-Loch-Paare nicht effizient genug getrennt werden können. Sie erstrecken sich bis zu einer Tiefe von 10 μm [Wun 97b] und stellen für den Nachweis hochenergetischer Teilchen nur eine geringes Problem dar, da hier eine homogene Ladungsträgergeneration über die gesamte Detektortiefe von 200-300 μm geschieht. Anders ist dies für Teilchen mit nur einer geringen Eindringtiefe (z. B. α-Teilchen, Photonen), wo eine deutlich herabgesetzte Nachweiswahrscheinlichkeit beobachtet wurde. Ebenso kann die Energieauflösung des Sensors beeinträchtigt sein, da die Energiedeposition nun ortsabhängig verschieden ist.

Bislang wurde davon ausgegangen, daß die Schädigung der Si-Si0_2-Grenzschicht homogen über den gesamten Sensor ist. Da aber die Oberflächenschädigung von den Feldverhältnissen im Oxid während der Bestrahlung abhängig ist (siehe Abschnitt 3.3.2), ist zu erwarten, daß inhomogene Schädigungen an der Si-Si0_2-Grenzfläche auftreten. Gerade die feinsegmentierte Struktur der Implantationen eines Sensors bewirken eine inhomogene Feldverteilung im teilweise darüberliegenden Oxid. So haben beispielsweise Simulationsuntersuchungen, die eine inhomogene Grenzflächenschädigung an Oberflächensperrschichtzählern berücksichtigt haben, das Auftreten von lokal begrenzten Totzonen nahe der Oberfläche erklären können [Wun 97b]. Hierbei wurden zunächst die Feldverhältnisse im Oxid berechnet, die dann mit Hilfe von gemessenen Schädigungsparametern in eine ortsabhängige Schädigung der Grenzfläche umgerechnet wurde.

Weiterhin muß für den Einfluß von Oberflächenschäden die Seite der Segmentation des Sensors berücksichtigt werden. Die meisten der oben gemachten Aussagen sind uneingeschränkt für die übliche p-seitige Segmentierungen gültig (p-auf-n Detektor, vgl. Abschnitt 6.4.2), während bei einer n-seitigen Segmentation dies nur zum Teil der Fall ist, da immer ein weiterer intrinsischer Effekt eine Rolle spielt. Bei n-seitigen Segmentierungen führt die immer an der Grenzfläche vorhandene Elektronenlage zu einem leitenden Kanal, der durch eine weitere p-Implantationen unterbrochen werden muß. Für die Strahlentoleranz ist gerade dieser Wechsel von n^+-Implantationen mit undotierten n-Silizium und p-Implantationen auf kleinen Raum direkt an der Si-Si0_2-Grenzschicht essentiell, denn er kompensiert je nach Technik beispielsweise die Elektronenakkumulation an der Grenzfläche nur in einigen Gebieten oder auf der gesamten n-Seite. Da der ATLAS Pixelsensor eine solcher n-auf-n Detektor ist, werden die Details bezüglich der Strahlentoleranz der verschiedenen Isolationtechniken bei der Konzeption des Sensors in Kapitel 6.4.4 diskutiert.

Kapitel 5

Finite Elemente Simulationen von Halbleiterbauelementen

5.1 Motivation und Ziele von Detektorsimulationen

Neben dem Bau und Test von Halbleiterstrukturen gibt es eine weitere Entwicklungsmethode, die zunehmend an Bedeutung gewinnt, die Simulation. Ihr größter Vorteil ist die Schnelligkeit und Flexibilität mit der man neue Ideen und Ansätze testen kann, ohne aufwendig und langwierig eine Vielzahl von Prototypen planen, bauen und testen zu müssen. Letztlich kann die Simulation nicht den Bau und Test von Bauelementen ersetzen, aber durch gezielte Überlegungen und Simulationen können eine Reihe von Fragestellungen direkt angegangen werden.

Weiterhin sind Simulationen sehr hilfreich für ein tieferes Verständnis von Halbleiterbauelementen, denn sie erlauben neben der einfachen und direkten Überprüfung der Messung auch den Zugriff auf unmeßbare Größen wie elektrische Feldstärke und Ladungsträgerdichten innerhalb des Bauelementes. Voraussetzung für sinnvolle Simulationen sind immer klar definierte Problemstellungen; nur eine genaue und detailierte Fragestellung führt zu brauchbaren Ergebnissen.

Es gibt eine ganze Reihe von Simulationstechniken, die jede für eine Klasse von Problemen anwendbar sind. Dazu gehören:

- Monte-Carlo Methoden
- Schaltungssimulationen
- Prozeßsimulationen
- Bauelementesimulationen, insbesondere das sogenannte **T**echnology **C**omputer **A**ided **D**esign, kurz TCAD.

- Molekular-Dynamik-Simulationen

Ziel der Monte-Carlo Methoden ist die Simulation einer ganzen Signatur eines teilchenphysikalischen Ereignisses in einem Hochenergiephysikexperiment. Dabei wird die Wechselwirkung der beteiligten Teilchen mit dem Detektor modelliert. Im Falle der Halbleiterspurdetektoren werden Ladungspulse errechnet, die Parametrisierungen der Bethe-Bloch-Kurve verwenden, um den Durchgang eines Teilchen durch die Detektorkomponente zu simulieren. Dabei werden auch statistische Effekte, wie Vielfachstreuung und vollständiges Stoppen der Teilchen im Halbleiter berücksichtigt.

Für Schaltungssimulationen werden mathematische Modelle für eine Vielzahl von Halbleiterbauelementen erstellt, die dann in der eigentlichen Simulationen zusammengeschaltet werden, um zum Beispiel die Transferfunktion zu bestimmen. Wesentlich hierbei sind die genaue elektrische Modellierung der gesamten Schaltung der Bauelemente.

Prozeßsimulationen sind meist ein Bestandteil der Bauelementesimulation, die die Prozessierung von Bauteilen in allen Einzelheiten, beginnend mit Oxidationsschritten über Ionenimplantationsschritte hin zu Diffusionschritten. Ziel hierbei ist, den ganzen Ablauf des komplexen Herstellungsprozeß eines Bauelementes rechnerisch nachzuvollziehen, um eine Optimierung seiner Parameter erreichen zu können. Zusammen mit einer Simulation der elektrischen oder auch thermischen Eigenschaften eines Bauelementes kann so der komplette Entwicklungszyklus nachvollzogen werden. Beide Simulationsmethoden benutzen die sogenannte **F**inite-**E**lemente-**M**ethode; dabei werden die relevanten Differentialgleichungen auf einem Gitter diskretisiert und darauf numerisch gelöst. Mehr Details zu dieser Methode in Bezug auf die Simulation elektrischer Eigenschaften von Halbleiterbauelementen finden sich in den nächsten beiden Abschnitten.

Neben diesen Methoden, die eher darauf ausgerichtet sind makroskopische Eigenschaften ganzer Systeme zu simulieren, gibt es auch Methoden auf der Kristallebene des Halbleiters. Dazu gehört zum Beispiel die Molekulardynamik Simulation, bei der mit Hilfe empirischer Gitterpotentiale ein kleiner Bereich des Festkörpergitters simuliert wird. So können zum Beispiel Strahlenschäden im Silizium durch direkten Energieübertrag auf ein Atom des Gitters modelliert werden. Danach wird die zeitliche Entwicklung des Kristalls nach Anregung eines PKA verfolgt [Hut 98]. Leider sind diese Rechnungen sehr aufwendig und es können nur Zeiträume von einigen Pikosekunden berechnet werden und nicht die nachfolgende Relaxation der Defekte.

5.2 Simulationsprinzip

5.2.1 Elektrische Grundgleichungen der Halbleiter

Grundlage für die Simulation von Halbleiterbauelementen sind die elektrischen Grundgleichungen der Halbleiter, die sich aus den Maxwellschen Gleichungen ableiten lassen und *van-Roosbroeck-Gleichungen* genannt werden. Es sind im statischen Fall drei Differentialgleichungen, und zwar die Poissongleichung, sowie die Kontinuitätsgleichnungen für Elektronen und Löcher, die sich wie folgt darstellen lassen [Gaj 92, Sel 84]:

$$\Delta\varphi = \frac{e}{\varepsilon_0\varepsilon_{\mathrm{Mat}}} \cdot (n - p + C) \qquad \text{Poissongleichung} \tag{5.1}$$

$$\left.\begin{array}{l} \vec{\nabla}\vec{J}_n - e\frac{\partial n}{\partial t} = e \cdot (R - G) \\ \vec{\nabla}\vec{J}_p - e\frac{\partial p}{\partial t} = e \cdot (R - G) \end{array}\right\} \quad \text{Kontinuitätsgleichungen} \tag{5.2}$$

Die Ströme berechnen sich gemäß den Ladungsträgertransportgleichungen:

$$\begin{array}{l} \vec{J}_n = -e\mu_n n \cdot \vec{\nabla}\phi_n \\ \vec{J}_p = -e\mu_p p \cdot \vec{\nabla}\phi_p \end{array} \tag{5.3}$$

Die Symbole bedeuten dabei folgendes:

φ	:	elektrisches Potential
n	:	Elektronenkonzentration
p	:	Löcherkonzentration
$\vec{J}_n$	:	Elektronenstrom
$\vec{J}_p$	:	Löcherstrom
ε_0	:	elektrische Feldkonstante
$\varepsilon_{\mathrm{Mat}}$	:	Dielektrizitätskonstante (11.75 für Silizium, 3.4 für SiO_2)
e	:	Elementarladung
$\mu_{n/p}$	:	Beweglichkeit der Elektronen/Löcher
C	:	Dichte der ionisierten Atomrümpfe
R/G	:	Rekombinations- und Generationsrate
$\phi_{n/p}$	:	Quasi-Fermi-Potentiale der Elektronen und Löcher

In aller Regel reicht es aus für die Quasi-Fermi-Potentiale der Ladungsträger die Boltzmann Statistik zu verwenden; bei sehr hohen Ladungsträgerkonzentrationen ($n > 1 \cdot 10^{19}$ cm^{-3} in aktiven Siliziumbereichen) jedoch kann es notwendig werden, die allgemeinere Fermi-Dirac Statistik zu verwenden [ISE 99b].

Neben diesen grundlegenden Gleichungen, müssen noch weitere Eigenschaften des Halbleiters berücksichtigt werden, um das Bauelement korrekt zu simulieren. Je nach Programmpaket stehen eine Reihe von Modellen zu Verfügung, zum Beispiel verschiedene Rekombinations-Generationsmodelle, die direkt in die Kontinuitätsgleichung eingehen und Modelle, die die Feldstärkenabhängigkeit der Mobilitäten beschreiben. Gerade hier muß sorgfältig vorgegangen werden, um die für die jeweilige Problemstellung richtigen Modelle auszuwählen. Details hierzu im Hinblick auf die Simulation von segmentierten Siliziumsensoren sind in Abschnitt 5.4 ausgeführt.

Entscheidend für eine Simulation sind die Randbedingungen, die die physikalischen Grenzen des Bauelementes zu der Umgebung definieren. Insbesondere die Wahl der Randbedingungen für Gebiete, die nicht mit einem elektrischen Kontakt versehen sind und somit kein klar definiertes Potential haben, sind wesentlich für eine richtige Simulation des Bauelementes.

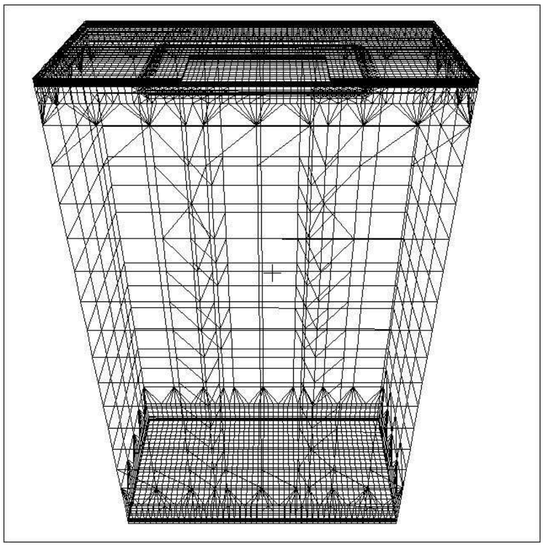
5.2.2 Finite Elemente Ansatz

Die oben beschriebenen Differentialgleichungen bilden mathematisch gesehen ein Randwertproblem. Da diese Art von Problemen in vielen Bereichen der Technik auftreten, gibt es eine erprobte Näherungsmethode zur Lösung, nämlich die Methode der finiten Elemente. Bei dieser Methode wird das zugrundeliegende Gebiet in einfach zusammenhängende Gebiete sog. finite Elemente aufgeteilt, die in Knotenpunkten miteinander verbunden sind. Über jedem Element werden die zu berechnenden Feldfunktionen durch lineare Interpolationsansätze dargestellt, die mit Funktionswerten in den Knotenpunkten als Parameter die Funktion über das finite Element beschreiben. Somit genügt es die Funktionswerte in den Knotenpunkten zu berechnen, um eine Näherungslösung für das Randwertproblem zu erhalten. Da die Ableitung der so dargestellten Feldfunktion konstant über jedes finite Element ist, zerfällt die zu lösende Differentialgleichung in einen Satz von Differenzengleichungen, die sich als lineares Gleichungssystem darstellen lassen und mit üblichen numerischen Methoden zu lösen sind.

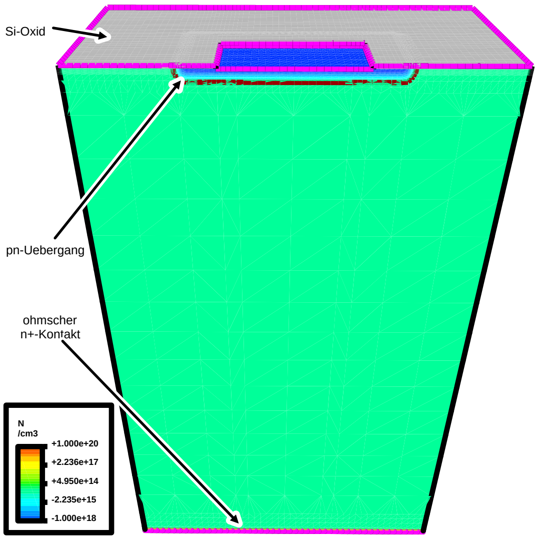
Das Verfahren ist demnach stark abhängig von der gewählten Diskretisierung in finite Elemente. Zum einen muß gewährleistet sein, daß die Elemente klein genug sind, um die Bereiche eines Gebietes, in denen starke Gradienten der Feldfunktionen zu erwarten sind, hinreichend gut zu beschreiben, damit der Fehler, der durch die lineare Interpolation gemacht wird, klein bleibt. Zum anderen muß immer versucht werden die Gesamtanzahl der finiten Elementen zu minimieren, um die Rechenzeit und den Speicherbedarf möglichst klein zu halten. Deshalb werden nur solche Bereiche eines Halbleiterbauelementes feiner diskretisiert, die beispielsweise starke Änderungen von Dotierungskonzentrationen und Grenzflächen zwischen verschieden Materialien aufweisen, während Bereiche im Inneren des Kristall, in denen die Dotierung konstant bleibt, verhältnismäßig grob diskretisiert werden.

Eine Simulation, die im Rahmen einer systematischen Untersuchung der Abhängigkeit der errechneten Lösung von dem zugrundeliegenden Gitter mit dem Programmpaket ISE-TCAD durchgeführt wurde (siehe Abschnitt 5.4), soll die Diskretisierung eines Halbleiterbauelementes illustrieren. In Abbildung 5.1 ist das Gitter für dieser dreidimensionalen p^+n-Diode, die auf der p^+-Seite mit Siliziumoxid passiviert ist, dargestellt; daneben ist die totale Dotierungskonzentration des Bauelementes zu sehen.

Das dargestellte Gitter enthält insgesamt 57777 Gitterpunkte, die zu 4250 2D-Elementen (Rechtecke und Dreiecke) und 130111 3D-Elemente (Tetraeder, Pyramiden und Quader) zusammengefügt sind. Das gesamte Gitter umschließt ein Volumen von $15 \cdot 30 \cdot 50\ \mu m^3$, wobei noch eine 200 nm dünne Siliziumoxidschicht auf der Oberseite



(a) FE-Gitter einer dreidimensionalen pn-Diode.



(b) Totale Dotierungkonzentration der pn-Diode; zur besseren Unterscheidung ist ein relatives Vorzeichen zwischen n- und p-Dotierung eingeführt.

Abbildung 5.1: Beispiel für eine Aufteilung einer pn-Diode in finite Elemente zur Simulation ihrer elektrischen Eigenschaften.

des Quaders mit einer $5 \cdot 10\ \mu\mathrm{m}^2$ großen Öffnung im Bereich der p-Dotierung plaziert ist. Nur die Ober- und Unterseite des Bauelementes sind mit Kontakten zur Festlegung äußerer Spannungen versehen, so daß das Simulationsgebiet in lateraler Richtung durch die von-Neumann Randbedingungen effektiv periodisch fortgesetzt wird.

Zu erkennen sind drei Bereiche, die sich durch eine höhere Dichte an Knotenpunkten auszeichnen. Zum einen ist eine hohe Knotenpunktdichte in der Region des pn-Übergangs des Bauelementes gewählt worden, weiterhin ist der Übergang von dem niedrig dotierten Siliziumbulk zu dem n^+-Bereich des ohmschen Kontaktes des Bauelements feiner diskretisiert worden. Zuletzt ist noch die Grenzregion zwischen dem Silizium und dem Silziumoxid an der p-Seite mit einer hohen Knotenpunktsdichte versehen worden, um den Einfluß der Grenzfläche richtig zu berücksichtigen.

5.3 Programmpakete für Bauelementesimulationen

5.3.1 Überblick

Da die Möglichkeit das Verhalten von Halbleiterbauelementen zu simulieren insbesondere in der Mikroelektronik sehr interessant ist, gibt es kommerzielle Anbieter für Bauelemente-Simulatoren. Dies sind die Firmen Integrated Systems Engineering (ISE, Zürich), Silvaco International (Santa Clara, Kalifornien) und Avant! Corporation[1] (Fremont, Kalifornien) mit ihren jeweiligen Produkten für TCAD-Anwendungen. All diesen Anbietern ist gemein, daß sie nicht nur ein Programm zur Bauelementesimulation anbieten, sondern ein gesamtes Programmpaket, das den Herstellungszyklus eines Halbleiterbauelementes nachvollziehen kann[2]. So finden sich Programme zur Prozeßsimulation zusammen in einem Paket mit Simulationsprogrammen für die Berechnung der elektrischen Eigenschaften. Darüberhinaus umfassen die Programmpakete Programme, die die Erstellung und Gittergenerierung der studierten Bauelemente übernehmen sowie Programme zur Auswertung und Extraktion der errechneten Ergebnisse.

Diese Programmpakete sind für den Einsatz in der Elektronikentwicklung ausgelegt, so daß die Anforderungen, die die Simulationen von Siliziumsensoren an die Programme stellen, nicht unbedingt berücksichtigt sind. So sind zum Beispiel die Bauelemente, die in der Elektronikentwicklung simuliert werden meist nur einige Mikrometer groß und werden eher noch kleiner, da die Verkleinerung von Bauelementen eine wichtige Entwicklungsschiene darstellt. Demgegenüber ist man bei Sensoren bestrebt möglichst große Teile eines Sensors zu simulieren, um beispielsweise die Ladungsteilung zwischen mehreren Pixeln oder Streifen nachzuvollziehen. Daneben benutzen Sensoren in der Regel hochreines Silizium während in der Elektronikindustrie zumeist auf um einige Größenordnungen unreinerem Silizium prozessiert wird, so daß die in den Programmen eingestellten Grundeinstellungen angepaßt werden müssen.

Neben diesen kommerziellen Produkten gibt es auch andere Programme, die nicht eine so komplette Simulationsumgebung liefern, sondern eher auf eine Anwendung bezogen sind. Stellvertretend für diese Gruppe von Programmen sei hier ToSCA[3] genannt, ein Simulationsprogramm, das am Karl-Weierstrass-Institut für Mathematik, Berlin entwickelt wurde und von dem auch eine Version speziell für die Simulation von Siliziumsensoren existiert.

Im Rahmen dieser Arbeit sind alle kommerziellen Anbieter im Hinblick auf ihre Anwendbarkeit für die Simulation von Siliziumsensoren evaluiert worden. Besondere Auf-

[1] Der TCAD Bereich des Unternehmens ist aus einer Fusion mit Technology Modeling Associates (TMA) hervorgegangen, so daß diese Produkte auch häufig noch unter der alten Firmenbezeichnung TMA bekannt sind

[2] So vertreibt Silvaco sein TCAD Produkt beispielsweise unter dem bezeichnenden Namen *Virtual Wafer Fab*, VWF

[3] **T**wo **S**emi-**C**onductor **A**nalysis Package, neuerdings wird das Programm unter Namen TeSCA vertrieben, da es urheberrechtliche Bedenken bzgl. des Namens ToSCA gibt. In dieser Arbeit wird aber weiterhin der Name ToSCA verwendet.

merksamkeit wurde dabei auf die Fähigkeit gelegt, dreidimensionale Simulationen durchführen zu können, da das bereits vorhandene Programm ToSCA leider nur zweidimensionale Berechnungen erlaubt[4]. Schließlich wurde das Programmpaket ISE-TCAD der Firma Integrated Systems Engineering angeschafft, da es als einziges von allen Programmen eine Gittergenerierung bot, die mit mehreren dreidimensionalen geometrischen Objekten arbeitet und somit besser geeignet ist, große 3D-Bauelemente mit relativ wenigen Gitterpunkten zu diskretisieren.

5.3.2 Angewendete Programmpakete

ToSCA

Das zweidimensionale Simulationspaket ToSCA besteht aus insgesamt vier einzelnen Programmen, die verschiedene Aufgaben erfüllen. Abbildung 5.2 gibt einen Überblick über die Programme und ihre Bedeutung innerhalb einer Simulationsrechnung.

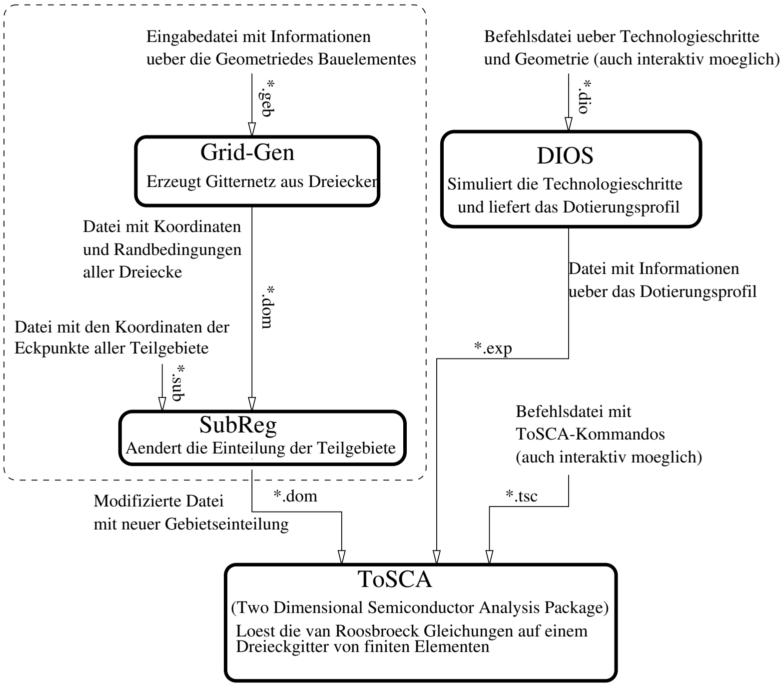


Abbildung 5.2: Blockdiagramm der einzelnen Programme bei der Durchführung einer Simulationsrechnung nach [Roh 96].

Für eine Simulationsrechnung wird zunächst ein Querschnitt des zu simulierenden Bauelementes in einer Eingabedatei für das Programm *GridGen* definiert. GridGen erzeugt

[4]Eine dreidimensionale Version des Programms ist zur Zeit in Vorbereitung.

für diesen Querschnitt ein Gitternetz, das noch im Hinblick auf eine physikalische Gebietseinteilung durch das Programm *SubReg* modifiziert wird. Mit Hilfe des Programmes *DIOS* werden durch Simulation von Prozeßschritten Dotierungsprofile berechnet, die anderweitig nicht zugänglich sind. Schließlich werden das Gitternetz und die berechneten Dotierungsprofile zusammen mit einer Eingabedatei, die die Details der Simulation festlegen, in das eigentliche Simulationsprogramm *ToSCA* eingegeben, das mit der Methode der finiten Elemente auf der Grundlage des Gitternetzes die elektrischen Grundgleichungen in zwei Dimensionen des Bauelementes löst und die gewünschten Meßgrößen, wie Ströme oder elektrische Felder, liefert. Für eine detailierte Einführung in das Programmpaket im Hinblick auf die Simulation von Siliziumdetektoren siehe [Roh 95], für eine ausführliche Beschreibung des Programms ToSCA siehe [Gaj 92] beziehungsweise für DIOS siehe [Str 93].

ISE-TCAD

Im Vergleich zu ToSCA bietet ISE-TCAD zusätzlich zu ein- und zweidimensionalen Simulationen auch die Möglichkeit, dreidimensionale Simulationen durchzuführen. Das Programmpaket selbst ist ebenfalls modular aufgebaut (Abbildung 5.3). Es gibt Programme für die Bauelementeeditierung und Erzeugung des finite Elemente Gitters, Programme für die Technologiesimulation und für die Simulation der elektrischen Eigenschaften und schließlich Programme zur Visualisierung und Extraktion der errechneten Ergebnisse. Ferner gibt es noch ein Programm *GENESISe*, das eine Simulationsumgebung zur Verfügung stellt, in der alle anderen Module in einer bestimmten Abfolge aufgerufen werden können und die jeweiligen Zwischenergebnisse weitergegeben werden.

Das Programmpaket ist für eine Vielzahl von Anwendungen ausgelegt, es werden für eine Simulation aber immer nur einige der Module benötigt. Mit dem Programm *MDRAW* kann das zu simulierende Bauelement erstellt werden; seine Größe und seine Kontakte werden definiert, die Materialien werden festgelegt und analytische Dotierungsprofile können eingeben werden. Das Programm *MESH* erzeugt für dieses Bauelement ein finites Elemente Gitter. Hierbei müssen die oben erläuterten Überlegung zur Aufteilung in finite Elemente Berücksichtung finden. Neben der direkten Eingabe von analytischen Dotierungsprofilen, ist natürlich auch die Simulation des Halbleiterfertigungsprozesses mit Hilfe der Programme *DIOS*, *TESIM* oder *PROSIT* möglich. Hierbei gibt es verschiedene Schnittstellen zur Bauelementeeditierung und darauffolgenden Gittererzeugung, angefangen bei der Verwendung von errechneten Dotierungsprofilen bis hin zur kompletten Übernahme des Bauelementes. Da die Technologiesimulatoren zumeist auch die Methode der finiten Elemente verwenden, kann das hier benutzte Gitter ganz oder teilweise weiterverwendet werden.

Die eigentliche Bauelementesimulation, die Berechnung der elektrischen Eigenschaften unter verschiedenen Bedingungen, wie Spannungsrampen an einzelnen Kontakten oder die zeitliche Entwicklung nach einem Durchgang ionisierender Strahlung, wird von den Modulen *DESSIS*, *DEGAS* und *SOLIDIS* übernommen. DESSIS ist der zentrale Simulator für ein-, zwei- und dreidimensionale Bauelementesimulationen der elektrischen,

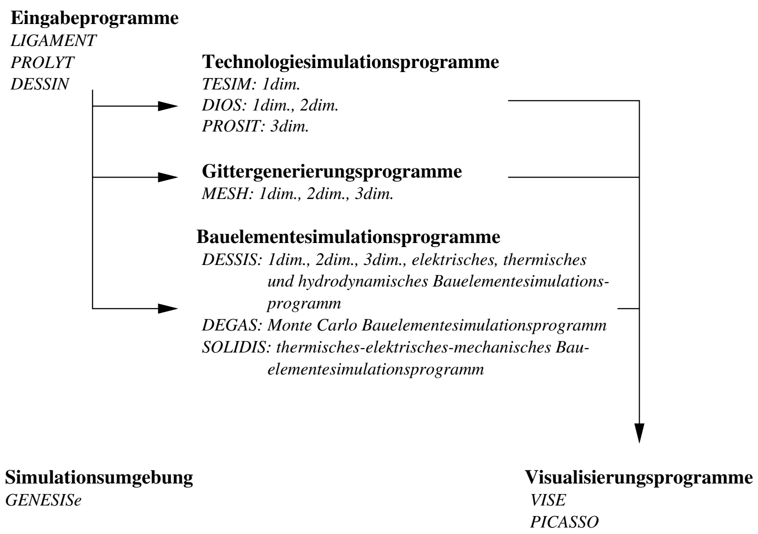


Abbildung 5.3: Das Programmpaket ISE-TCAD in seinen einzelnen Modulen nach [ISE 99a].

thermischen und hydrodynamischen Eigenschaften. DEGAS ist ein spezielles Modul, das den Ladungstransport durch Monte-Carlo Methoden simuliert, indem es einzelne Teilchen im multidimensionalen Phasenraum verfolgt und dabei auch die quantenmechanischen Effekte berücksichtigt. SOLIDIS hingegen berechnet den Einfluß, den elektrische und thermische Veränderungen auf die mechanischen Eigenschaften des Bauelementes haben.

Nach der Simulation des Bauelementes mit diesen Modulen, werden die Ergebnisse mit den Programmen *PICASSO*, *VISE* und *INSPECT* visualisiert und die relevanten Werte extrahiert. Neben diesen beschriebenen Modulen existieren noch weitere Programme, die zum Beispiel bei Erstellung der Eingabedateien helfen, indem sie die Syntax überprüfen oder Konversionen zwischen verschiedenen Dateiformaten übenehmen.

Den typischen Simulationfluß einer pn-Diode simuliert mit ISE-TCAD, ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Die Simulation zerfällt dabei in zwei Teile. Zunächst wird die Diode in seiner Geometrie, Materialien und Dotierungseigenschaften beschrieben und daraus ein Gitter mit den notwendigen Dotierungsprofilen berechnet. Im zweiten Teil dient dieses Gitter als Eingabe für die eigentliche Bauelementesimulation, die zusätzlich notwendigen elektrischen Randbedingungen der Kontakte sowie die physikalischen und mathematischen Modelle werden in einer weiteren Datei (**_des.cmd*) festgelegt. Die Ergebnisse der Simulationen können mittels der Visualisierungsprogramme anschließend ausgewertet werden.

Insgesamt zeigten alle getesteten Programmpakete eine große Ähnlichkeit in Hinblick auf Handhabung und Durchführung der Simulation. Die Unterschiede liegen zumeist

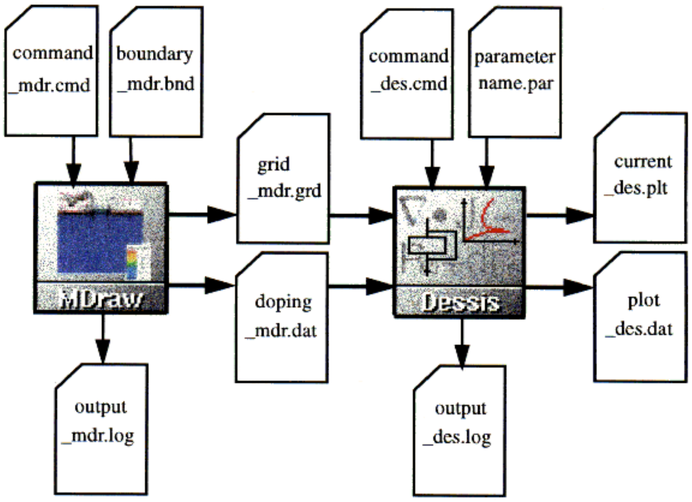


Abbildung 5.4: Flußdiagramm zum Ablauf einer Simulation mit dem Programmpaket ISE-TCAD. Oben rechts sind die Kommandodateien zur Bauelementebeschreibung dargestellt. MDRAW bzw. MESH, das von MDRAW aufgerufen wird, ist das Programm zur Gittergenerierung und legt das errechnete Gitter mit dem zugehörigen Dotierungsprofil in den Dateien **_mdr.grd* und **_mdr.dat* ab. Der eigentliche Simulator DESSIS wird wiederum von einer Kommandodatei **_des.cmd* gesteuert und legt seine Ergebnisse in den Dateien **_des.plt* und **_des.dat* ab. Beide Programme legen die Textausgabe während des Durchlaufens zur Kontrolle und Überwachung in einer Log-Datei (**_mdr.log*, **_des.log*) ab.

in technischen Aspekten, wie z.B. der Leistungsfähigkeit und Stabilität der Gittergenerierung. Auch waren die verschiedenen Programmpakete unterschiedlich weit in der Implementierung der Erweiterung auf dreidimensionale Simulationen. Zwar sind alle in der Lage 3D-Simulationen eines Halbleiterbauelementes durchzuführen, aber nur ISE-TCAD hat einen Gittergenerator, der auch echt dreidimensionale Gitter erzeugen kann, die insbesondere für die Simulation großer Gebiete notwendig sind, um den Arbeitsspeicherbedarf in Grenzen zu halten. Die anderen Programmpakete hingegen erlaubten nur eine zweidimensionale Gittergeneration, die einfach in vorgegeben Abständen in die dritte Raumrichtung erweitert wurde.

5.4 Verifikationstests im Hinblick auf segmentierte Siliziumsensoren

Da die Erfahrungen für Simulationen von Siliziumsensoren mit dem Programmpaket ISE-TCAD noch nicht so groß sind wie bei ToSCA [Ric 96, Roh 96], sind zunächst einige

Tests mit ISE-TCAD durchgeführt worden, um ein Fundament für zukünftige Simulationen von segmentierten Siliziumsensoren zu schaffen. Die wesentliche Funktion dabei ist die Qualität und Genauigkeit der Simulationsergebnisse für segmentierte Siliziumsensoren einschätzen zu können. Dazu sind zweidimensionalen Simulationen einer GCD und dreidimensionalen Simulationen einer einfachen pn-Diode durchgeführt worden. Insbesondere die Abhängigkeit der Ergebnisse vom Gitter ist mit dieser dreidimensionalen Simulationen geschehen. Hierbei wurde besonderes Gewicht auf eine Verringerung der Gitterpunkte gelegt, um die Simulation großer Strukturen in drei Dimensionen, wie sie bei der Simulation feinsegmentierter Sensoren auftreten, erst möglich zu machen.

5.4.1 Zweidimensionale Simulationen der GCD

Die Gatekontrollierte Diode wie sie in Abschnitt 3.2.1 erläutert wurde, ist eine ideale Struktur zum Test der Leistungsfähigkeit eines Simulationsprogramms, da sie zum einen alle wesentlichen Elemente eines segmentierten Siliziumsensors wie pn-Übergang und MOS-Strukturen miteinander vereint, zum anderen ist die GCD theoretisch sehr gut verstanden, so daß sowohl ein Abgleich zwischen Simulation und Theorie wie auch zwischen Simulation und Experiment möglich ist. Ihre Rotationsymmetrie erlaubt zudem noch einen direkten Vergleich zwischen zwei- und dreidimensionaler Betrachtung.

Sowohl Vorstudien mittels Bauelementesimulation [Küs 97, Wun 97b] als auch experimentell an Vorstudien [Wüs 97, Wüs 99, Pet 99] haben gezeigt, welch großen Einfluß die Si-Si0_2-Grenzfläche auf den Betrieb eines feinsegmentierten Detektors hat. Insbesondere die Auswirkungen strahleninduzierter Schädigung dieser Grenzfläche müssen korrekt in der Simulation berücksichtigt werden, damit für das Design strahlentoleranter Sensoren bereits im Vorfeld neue Ideen schnell und kostengünstig getestet werden können. ISE-TCAD erlaubt im Gegensatz zu ToSCA neben der Implementierung fester Oxidladungen an der Grenzfäche auch die Implementierung von Grenzflächengenerations- und Rekombinationszentren an der Si-SiO_2-Grenzfläche.

GCD mit einem Gatering

Eine vereinfachte Version der Gatekontrollierten Diode ist zweidimensional simuliert worden, ein Querschnitt des Simulationgebietes ist in Abbildung 5.5 zu sehen. Als Vereinfachung ist nur der erste von fünf Gatering berücksichtigt worden. Da die GCD eine rotationssymmetrische Struktur ist, wird bei einer zweidimensionale Betrachtung kein systematischer Fehler gemacht. Zur direkten Vergleichbarkeit der quantitativen Ergebnisse, wurde bei der Simulation ein Schalter *Zylindersymmetrie* gesetzt, der alle Resultate auf ein Volumen skaliert, das durch Rotation des Simulationsgebietes um die y-Achse zustande kommt.

In der Simulation selber wurde das Hauptaugenmerk auf die Reproduktion einer I-U_{gate}-Messung gelegt. Dazu wurde eine feste Oxidladung von $N_{\text{ox}} = 2 \cdot 10^{11}$ cm^{-2}

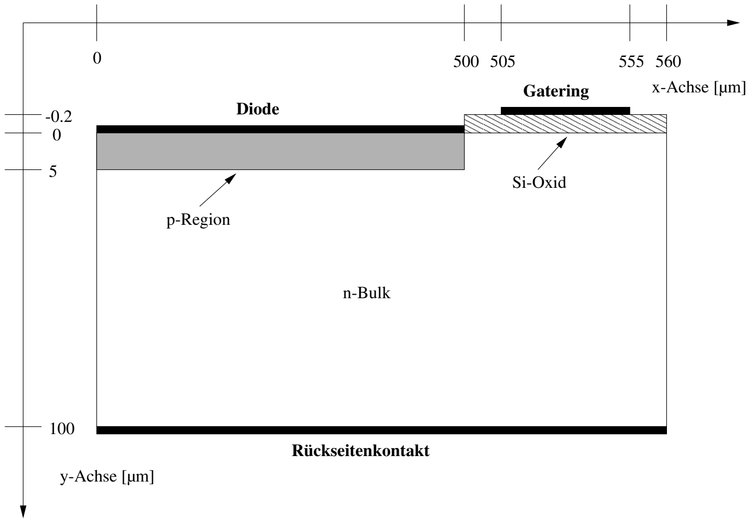
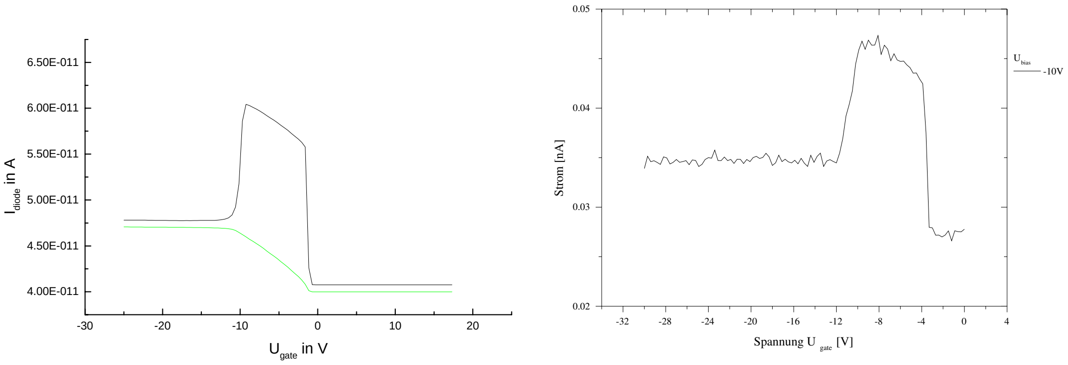


Abbildung 5.5: Simulierter Querschnitt der GCD mit einem Gatering.

und eine Grenzflächenrekombinationsgeschwindigkeit von $S_0 = 10$ cms^{-1} zur Charakterisierung der Silizium-Silziumdioxidgrenzfläche angesetzt. Weiterhin wurde die Simulation mit verschwindender Grenzflächenrekombinationsgeschwindigkeit wiederholt. In Abbildung 5.6 ist die errechnete Abhängigkeit des Diodenstromes von der Gatespannung bei einer Verarmungsspannung der Diode von $U_{\mathrm{bias}} = -10$ V sowohl mit als ohne Grenzflächenzustände dargestellt. Daneben ist die an einer GCD gemessenen I-U_{gate}-Charakteristik abgebildet. Man erkennt eine qualitativ gute Übereinstimmung der errechneten Kurve mit der theoretisch erwarteten (siehe Kapitel 3.2.1) sowie mit der gemessenen Kurve. Die drei Fälle der Silizium-Siliziumoxid-Grenzfläche sind deutlich zu erkennen: Zunächst der Akkumulationsfall, in dem die Strombeitrag der Grenzschicht von der Diode abgekoppelt ist, dann mit zunehmend negativ werdender Gatespannung der Depletionsfall, indem nach einem abrupten Stromanstieg durch den I_{ox}-Strom ein weiteres Anwachsen des Stromes durch das Wachstum der Depletionszone unterhalb des Oxids sichtbar ist. Zuletzt der Inversionsfall bei dem der I_{ox}-Anteil wieder verschwunden ist und der Strom im weiteren konstant bleibt.

Beim Vergleich der simulierten Kurve mit und ohne Grenzflächengenerationszentren fällt auf, daß das Stromniveau im Akkumulations und Inversionsfall nicht wie zunächst erwartet identisch ist, da kein Grenzflächengenerationstrom sichtbar sein sollte. Aber die Depletionszone der Diode breitet sich auch lateral unter die Si-SiO_2-Grenzschicht bis zum Gatekontakt aus, so daß dieser Anteil des Grenzflächengenerationsstromes immer sichtbar ist. Dies wurde sowohl durch eine quantitative Analyse des Strombeitrages bei verschiedenen Grenzflächenrekombinationsgeschwindigkeiten als auch durch eine direkte Untersuchung der Majoritätsladungsträgerdichte im fraglichen Bereich, wie sie nur bei einer Simulation möglich ist, bestätigt [Bar 99].



(a) Simulierte I-U_{gate}-Charakteristiken bei $U_{\text{bias}} = -10$ V mit Grenzflächengenerationszentren (obere Kurve) und ohne (untere Kurve) [Bar 00].

(b) Gemessene I-U_{gate}-Charakteristik bei $U_{\text{bias}} = -10$ V an Struktur P10-C-TF-01, U_{gate} am ersten Ring, alle weiteren Ringe auf 0 V [Lic 99].

Abbildung 5.6: Vergleich zwischen simulierter und einer gemessener I-U_{gate}-Charakteristik.

Drei Kenngrößen wurden für eine quantitative Analyse ausgewählt, nämlich die Flachbandspannung U_{fb}, die Inversionsspannung U_{inv} und der durch Grenzflächengenerationszentren induzierte Stromanteil I_{ox}. Für eine quantitative Auswertung muß berücksichtigt werden, daß die relevanten Simulationsparameter, die in der Simulation eingestellt waren und in Tabelle 5.1 zusammengefaßt sind, nicht identisch sind mit denen der realen GCD-Struktur, die hier zum Vergleich angeführt wird. Deshalb werden die quantitativen Resultate der Simulation mit theoretischen verglichen, die unter Verwendung der in Kapitel 3.2.1 dargestellten Formeln errechnet wurden. In Tabelle 5.2 sind diese Resultate zusammengefaßt.

Insgesamt zeigt sich eine hervorragende quantitative Übereinstimmung zwischen den simulierten und theoretisch erwarteten Ergebnissen der Flachband- und Inversionsspannung sowie der durch die Grenzflächengenerationszentren induzierten Strombeitrag I_{ox}. Die Fehler der simulierten Werte sind auf die Extraktion der Ergebnisse zurückzuführen, da sie an den beiden steilen Flanken der Kurve abgelesen wurden. Da nur zwei oder drei Punkte diese Flanken bilden sind, wurde als Fehler für U_{fb} und U_{inv} der Abstand zweier Punkte in diesem Bereich genommen. Der I_{ox}-Wert bei einsetzender Inversion wurde abgelesen und der Fehler entspricht der Ungenauigkeit am oberen Abknickpunkt.

Da sich auch bei der Messung einer GCD eine in Bezug auf die zugrundelegende Theorie zufriedenstellende Übereinstimmung ergibt [Lic 99], kann man daraus folgern, daß bei einer an die Messung angepaßten Auswahl der Eingabeparameter in die Simulation eine nahezu komplette Reproduktion der Messung möglich ist. Diese Nachsimulation

N_{ox}	$2.0 \cdot 10^{11}$ cm^{-2}
S_0	10 cms^{-1}
d_{ox}	200 nm
T	300 K
τ_e	$1 \cdot 10^{-3}$ s
τ_p	$3 \cdot 10^{-3}$ s
E_{gap}	1.17 eV
ϵ_{ox}	3.9
ϵ_{Si}	11.7

Tabelle 5.1: Relevante Eingabeparameter der Simulation, die auch für die theoretische Vergleichberechnung benutzt wurden.

	Simulation	Theorie
U_{fb} [V]	-1.3 ± 0.3	-1.31
U_{inv} [V]	-12.1 ± 0.3	-11.7
I_{ox} [pA]	12.9 ± 1.0	14.8

Tabelle 5.2: Vergleich der simulierten und errechneten Resultate einer I_{ox}-Simulation.

der realen Verhältnisse kann nun bei der Interpretation komplexer Messungen oder Strukturen (z.B. GCD-Messungen mit mehreren, unterschiedlich kontaktierten Gateringen) eingesetzt werden, da die Simulation auch Zugriff auf sonst verborgene Größen wie Feldstärken und Ladungsträgerdichten erlaubt.

Es bleiben immer einige Unterschiede zwischen Simulationen und Messungen bestehen, die zu Schwierigkeiten führen können, aber bei sorgfältiger Berücksichtigung nicht die Qualität der erzielten Ergebnisse beeinflussen. Auf einen dieser Unterschiede sei hier hingewiesen, der eng mit der Frage der Randbedingungen verknüpft ist. In der Simulation sind die Bereich zwischen den Gatekontakten standardmäßig mit von-Neumann-Randbedingungen versehen, welches einer im Akkumulationfall befindlicher Siliziumsiliziumdioxid-Grenzschicht entspricht. Dies hat zu Folge das die relevante Gatefläche nur die eigentlichen Kontaktfläche ist. Im realen Fall werden sich die kleinen Bereiche zwischen den Gatekontakten aber immer auf ein Potential in der Nähe des Gatepotentials einstellen, so daß auch die Bereich der relevanten Gatefläche hinzuzurechnen ist. Dem wird dadurch Rechnung getragen, daß zu Gatekontaktfläche immer noch das halbe Gap rechts und links des Kontakts addiert wird [Lic 99].

GCD mit drei Gateringen

Der Vorteil des Designs der GCD mit fünf individuell kontaktierbaren Gateringen gegenüber anderen Designs liegt in der Möglichkeit durch Wahl der Gatespannungen, den Einfluß der benachbarten Diode zu minimieren und die Größe der untersuchten Grenzfläche exakt zu definieren. Dazu kann man beispielsweise den dritten Gatering verwenden, um sowohl eine Messung des Grenzflächengenerationsstromes wie oben beschrieben als auch eine Messung der Grenzflächenzustandsdichte D_{it} mittels Kapazitätsmessungen durchzuführen. Insbesondere bei Kapazitätsmessungen wirkt sich die direkt benachbarte Diode sehr störend aus, während es kaum Probleme gibt, wenn die Gateringe auf beiden Seiten in Akkumulation gehalten werden. Nur so ist es möglich an exakt der gleichen Grenzfläche beide Meßmethoden zur vollständigen Charakterisierung derselben durchzuführen [Bec 00].

Für die Messung des Grenzflächengenerationsstromes bedeutet dies aber, daß die zwei inneren Ringe zumindestens in Depletion gebracht werden müssen, damit der zusätzliche Stromanteil des dritten Ringes in die Feldzone der Diode gelangen kann. Untersuchungen dieser Methode haben aber gezeigt, daß zwar ein den theoretischen Erwartungen entsprechender I_{ox}-Wert ermittelt werden kann, jedoch die Inversion früher als erwartet eintritt [Gro 00]. Auf der anderen Seite kann eine I_{ox}-Messung am dritten Ring auch bei invertierten inneren Ringen durchgeführt werden; hierbei ist zwar die Grenzfäche der inneren Ringe ausgeblendet, die darunter liegende konstant tiefe Depletionszone reicht aber weiterhin bis ans dritte Gate, so daß der Grenzflächenanteil dieses Gates zum Diodenstrom beitragen kann. Bei dieser Methode sind gleiche I_{ox}-Werte gemessen worden und die Inversionsspannung entsprach den theoretischen Erwartungen nach Gleichung 3.16.

In Tabelle 5.3 sind die gemessenen Inversionsspannungen sowie die theoretisch errechneten zusammen mit den Flachbandspannungen bei verschiedenen Diodenspannungen aufgelistet. In der letzten Spalte schließlich ist die Differenz zwischen Meßwert und Theorie zu finden. Die gemessenen Inversionsspannungen sind durchgehend kleiner als die theoretisch errechneten und zwar um einen Wert von kleiner oder gleich -4 V, der relativ gut der gemessenen Flachbandspannung entspricht. Deshalb liegt die Vermutung nahe, daß die größere laterale Entfernung des dritten Ringes von der Diode zu einem Spannungsabfall längs der verarmten Region unter den inneren Gateringen führt. Das dieser Spannungsabfall in der Nähe der Flachbandspannung liegt überrascht nicht, da bei gleicher Spannung an den depletierten Gates zunächst der Flachbandfall erreicht werden muß, bevor die Verarmung einsetzt, während an der Diode sofort verarmt werden kann.

Zur weiteren Untersuchung dieses Effektes wurde eine I-U_{gate}-Kurve am dritten Ring sowohl mit depletierten und invertierten inneren Ringen simuliert; der Querschnitt des Simulationgebiets ist in Abbildung 5.7 zu sehen. Hier wurden wie bereits vorher die äußeren Ringe weggelassen, da sie in den Messungen in Akkumulation gehalten werden und dies simulationtechnisch einer von-Neumann-Randbedingung entspricht.

U_{bias} [V]	U_{fb} [V]	$U_{\text{inv,exp}}$ [V]	$U_{\text{inv,theo}}$ [V]	$U_{\text{inv,exp}} - U_{\text{inv,theo}}$ [V]
-8	-4.1	-7.9	-12.1	4.2
-14	-4.1	-15.4	-18.1	2.7
-20	-4.2	-21.3	-24.3	3.0
-26	-4.0	-27.4	-30.0	2.6

Tabelle 5.3: Vergleich zwischen gemessenen und theoretisch erwarteten Inversionsspannungen am dritten Gatering der Struktur C1b-14M-TEP-02 bei depletierten inneren Gates, nach [Gro 00].

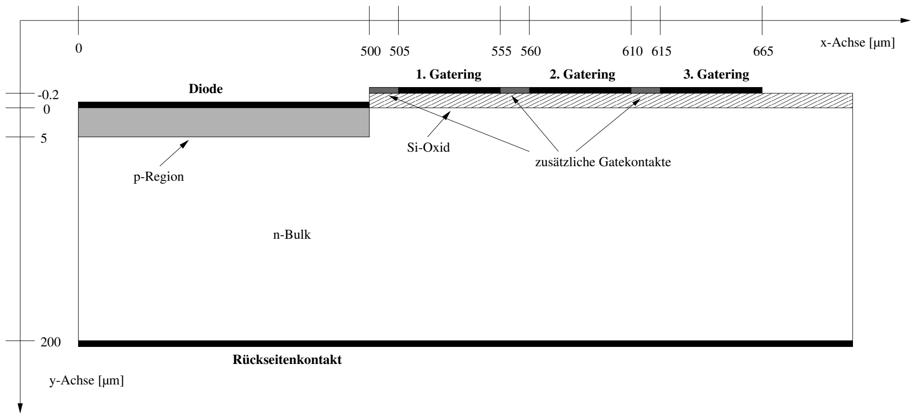


Abbildung 5.7: Simulierter Querschnitt der GCD mit drei Gateringen.

Für die Simulationen mit depletierten inneren Gates sind die Diodenspannungen -2, -8, -14, -20 und -26 V simuliert worden, das Potential der inneren Ringe ist mit dem Diodenpotential identisch, während das Potential des dritten Ringes variiert wurde. Alle Parameter bezüglich der Grenzfläche und der Diode sind identisch mit den Daten der simulierten GCD mit nur einem Ring (siehe Tabelle 5.1). Abbildung 5.8 zeigt die errechneten I-U_{gate}-Kurven, wobei die Bereiche zwischen den drei Gateringen mit Gaterandbedingungen versehen wurden. Das heißt, sie liegen auf dem gleichen Potential wie die inneren Ringe, um den Bedingungen einer Messung in einer normalen Atmosphäre Rechnung zu tragen. Dies ist für die Simulation wesentlich, da die Bereiche zwischen den einzelnen Ringen beim Weglassen dieser zusätzlichen Kontakte standardmäßig mit von-Neumann-Randbedingungen behandelt würden. Dies führt aber effektiv zu akkumulierten Si-SiO_2-Gebieten zwischen den Ringen, die zu stark inhomogenen Verhalten der Grenzfläche bezüglich von Potentialverteilungen und Ladungsträgerdichten führt. Da aber in der realen Messung immer durch Feuchtigkeit und Verschmutzung an der Oberfläche eine hochohmig leitende Schicht entsteht, stellt sich auch auf den unkontaktierten Oxidoberflächenbereichen ein Potential nahe der Spannung ein, die an den

Gateringen anliegt.

In Abb. 5.8 erkennt man die typischen I-U_{gate}-Kurven für verschiedene Diodenspannungen; alle haben den abrupten Stromanstieg bei der Flachbandspannung von -1.3 V und den erwarteten Grenzflächengenerationsstrom in der Höhe von $I_{\mathrm{ox}} = (15 \pm 1.5)$ pA. Dieser Strom wurde jeweils bei der einsetzenden Inversion abgelesen und ist ein wenig größer als der simulierte I_{ox}-Strom bei der GCD mit nur einem Ring, da die Gatefläche des dritten Ringes etwa 21% größer ist als die des ersten Ringes.

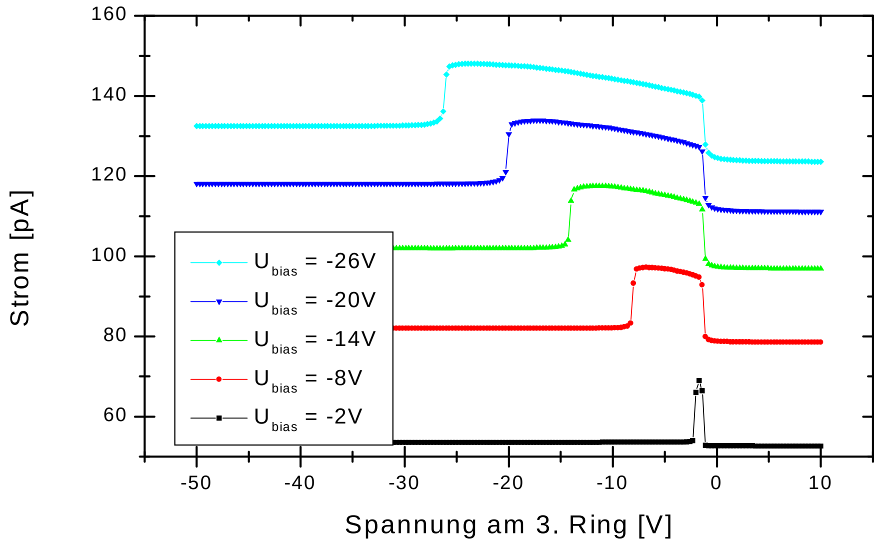


Abbildung 5.8: Simulierte I-U_{gate}-Kurven am dritten Ring bei verschiedenen Diodenspannungen mit depletierten inneren Gates.

Das Hauptaugenmerk wurde auf den Wert der Inversionsspannung gelegt, um den Effekt in der Messung zu verstehen. Die simulierten Inversionsspannungen sind in der zweiten Spalte von Tabelle 5.4 aufgelistet, während in der dritten Spalte die nach Gleichung 3.16 errechnete Inversionsspannung unter Berücksichtigung der simulierten Flachbandspannung $U_{\mathrm{fb}} = -1.3$ V und des Abstandes des Ferminiveaus vom intrinsischen Niveau $\phi_{\mathrm{f}} = 0.2$ V. Es ist auffällig, daß auch die simulierten Inversionsspannungen eine deutliche Abweichung nach unten von der theoretisch erwarteten zeigen. Diese Abweichung liegt im Mittel bei 1.3 ± 0.5 V und ist wiederum gut vergleichbar mit der Flachbandspannung.

Der Grund für diese Abweichung liegt in der weiteren Entfernung des betrachteten Gateringes zu Diode, denn die zusätzlich zu den normalen MOS-Übergang auftretende Bandverbiegung der Diode ist offenbar kleiner als in direkter Nachbarschaft. Dies wird besonders deutlich, wenn man das Potential direkt an der Si-SiO_2-Grenzschicht in Abhängigkeit vom Abstand der Diode betrachtet. In Abbildung 5.9 ist dieser Potentialverlauf für eine Diodenspannung von -20 V und verschiedene Gatespannungen

U_{bias} [V]	$U_{\text{inv,sim}}$ [V]	$U_{\text{inv,theo}}$ [V]	$U_{\text{inv,sim}} - U_{\text{inv,theo}}$ [V]
-2	-2.5 ± 0.5	-3.7	1.2 ± 0.5
-8	-8.0 ± 0.5	-9.7	1.7 ± 0.5
-14	-14.5 ± 0.5	-15.7	1.2 ± 0.5
-20	-20.3 ± 0.5	-21.7	1.4 ± 0.5
-26	-26.6 ± 0.5	-27.7	1.1 ± 0.5

Tabelle 5.4: Vergleich zwischen simulierter und errechneter Inversionsspannung am dritten Gatering bei depletierten inneren Gates.

dargestellt. Man erkennt einen abrupten Abfall des Potential an der Grenzschicht von etwa 1.5 V sobald die Diode ungefähr 5 μm entfernt ist; danach bleibt dieses Potential konstant bis der Einflußbereich des dritten Gateringes erreicht ist. Hier ändert sich dann das Grenzfächenpotential über einen Bereich von knapp 10 μm gemäß dem auf dem Gatering eingestellten Potential. Für die Gatespannungen -14, -16.4 und -18.8 V ist die Region unter dem dritten Ring in wachsender Verarmung, so daß das Potential der Si-SiO_2-Grenzschicht schrittweise abfällt. Bei den Gatespannungen -23.6 und -26 V ist die Fläche unter dem Gate in Inversion und das Potential ist auf einen festen Wert von -18.9 V unter dem Potential der inneren Gates gefallen. Noch weiter außen schließlich ist die Grenzfläche in Akkumulation und das Potential ist dementsprechend nahe 0 V.

Benutzt man statt der Diodenspannung das Potential an der Siliziumoxidgrenzschicht, um die zusätzliche Bandverbiegung durch die Diode zu berücksichtigen, so erhält man eine Inversionsspannung, die genau um den Abfall von 1.5 V kleiner ist als die nach Gleichung 3.16 erwartete, und befindet sich wieder in guter Übereinstimmung mit der direkt aus der Simulation erhaltenen Inversionsspannung. Ebenso ist in den Simulationen für die weiteren Diodenspannungen ein solcher Abfall des Potential an der Grenzfläche zu sehen; in Tabelle 5.5 sind die abgelesenen Potentiale $U_{\text{ring,dep}}$ und ihre Differenz zum Diodenpotential zsammengefaßt.

U_{bias} [V]	$U_{\text{ring,dep}}$ [V]	$U_{\text{bias}} - U_{\text{ring,dep}}$ [V]
-2	-0.6 ± 0.2	1.4 ± 0.2
-8	-6.5 ± 0.3	1.5 ± 0.3
-14	-12.4 ± 0.3	1.6 ± 0.3
-20	-18.5 ± 0.3	1.5 ± 0.3
-26	-24.3 ± 0.3	1.7 ± 0.3

Tabelle 5.5: Simuliertes Potential an der Si-SiO_2-Grenzschicht unter den inneren depletierten Gates sowie die Differenz zu der Diodenspannung.

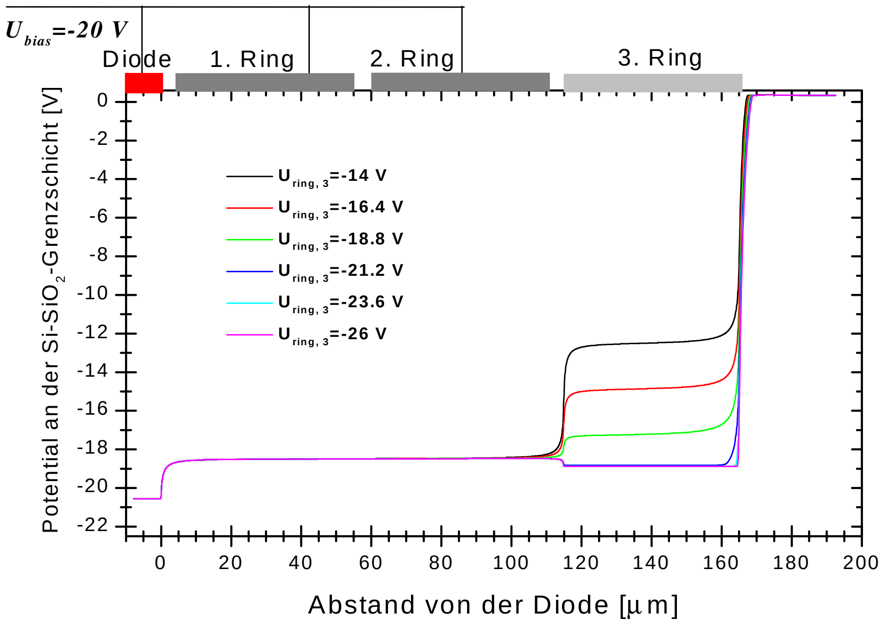


Abbildung 5.9: Potential an der Si-SiO_2 bei -20 V Diodenspannung mit depletierten inneren Gateringen und verschiedenen Spannungen an dem dritten Gatering.

Eine Simulation der I-U_{gate}-Kurven mit invertierten inneren Gateringen bestätigt das Verhalten, denn sie ergibt ebenso wie in der Messung die korrekten Inversionsspannungen. Exemplarisch sind in Abbildung 5.10 die so erhaltenen I-U_{gate}-Kurven mit depletierten und invertierten Gates bei einer Biasspannung von -14 V dargestellt. Die Höhe des Grenzflächengenerationsstromes bleibt mit 15.5 ± 1.0 pA im Rahmen des Fehler gleich zu dem Wert, der bei der Simulation mit depletierten inneren Gates bestimmte wurde. Auffällig ist noch, daß das Ausgangs- bzw. Endniveau des Stromes bei den beiden Kurven deutlich unterschiedlich ist. Dies ist darauf zurückzuführen, daß im Fall der invertierten inneren Gates der Grenzflächenanteil der ersten beiden Ringe nicht beiträgt, während im Fall der depletierten inneren Gates dieser Stromanteil die ganze Zeit sichtbar ist.

Deutlich ist, daß die Inversion bei der invertierten inneren Gates später einsetzt; in diesem Fall setzt sie bei einer Inversionsspannung von $U_{\text{inv}} = -15.8 \pm 0.5$ V ein, im Gegensatz zu $U_{\text{inv}} = -14.5 \pm 0.5$ V im Falle der verarmten inneren Gateringe. Die so ermittelte Inversionsspannung entspricht aber genau der theoretisch erwarteten Inversionsspannung, wenn man das Diodenpotential als zusätzliche Bandverbiegung zugrunde legt (siehe Tabelle 5.4). Bei invertierten inneren Gates bildet sich nämlich eine gut leitende p-Schicht an der Grenzfläche der inneren Ringe aus, die das Potential der Diode

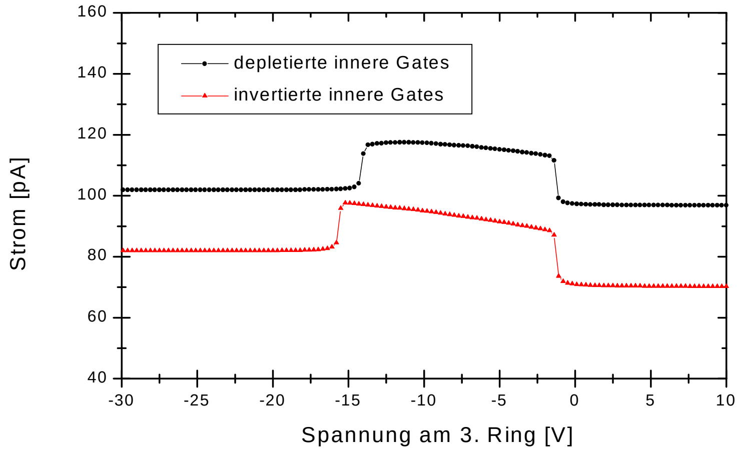


Abbildung 5.10: Simulierte I-U_{gate}-Kurven am dritten Gatering mit depletierten und invertierten inneren Gateringen bei einer Diodenspannung von -14 V.

bis zum dritten Ring durchstellt, so daß das komplette Diodenpotential zu Bandverbiegung unter dem dritten Ring beiträgt.

Insbesondere bei dieser Simulation wird die Relevanz der zusätzlichen Gatekontakte zwischen den Gateringen deutlich, denn selbst kleinste Bereiche der Grenzfläche, die durch von-Neumann-Randbedingungen in Akkumulation gehalten wurden, zerstören diesen Leitungsmechanismus und führen zu einem lateralen Potentialabfall zu weiter außen liegenden Gateringen hin [Bar 00].

Insgesamt zeigt sich also eine gute Übereinstimmung der Simulationen mit den Meßergenissen und den theoretischen Erwartungen auch bei einer komplexeren Struktur, wie sie eine GCD mit drei Ringen darstellt. Insbesondere vermag die Simulation nicht nur die gemessenen Verhältnisse korrekt wiederzugeben, man ist sogar in der Lage, Hypothesen zur Erklärung unerwarteter Meßresultate mit Hilfe der Simulation zu überprüfen und so zu einem tieferen Verständnis des Bauelementes zu gelangen. Insofern ist die Simulation ein wichtiges Hilfsmittel nicht nur im Vorfeld des Designs von noch nicht gefertigten Bauelementen, sondern auch für das Verständnis der Funktion bereits vorhandener Strukturen.

5.4.2 Dreidimensionale Simulationen einer pn-Diode

Es gibt Sensorgeometrien, die eine echt dreidimensionale Behandlung in der Simulation notwendig machen. Sensoren mit einer zweidimensionalen Segmentierung an der Oberfläche wie Pixelsensoren gehören klarerweise zu diesen Geometrien. Aber auch Geometrien mit einem Punch-Through-Biasnetzwerk zur Spannungszuführung an AC-gekoppelten Streifensensoren brechen die Symmetrie auf und machen eine dreidimensionale Behandlung wünschenswert. Zwar kann man sich häufig mit einer zweidimensionalen Betrachtung begnügen, geht aber damit das Risiko ein, geometrische Einflüsse zu vernachlässigen, die das reale Verhalten des Bauelementes signifikant verändern.

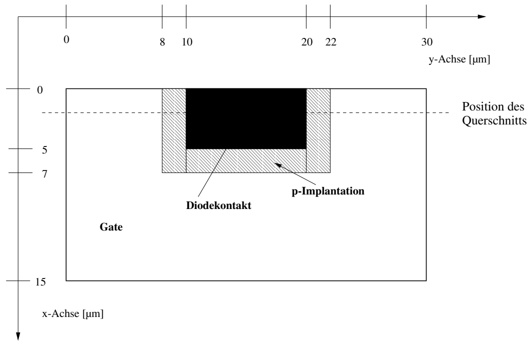
Neben diesen geometrischen Notwendigkeiten gibt es aber auch physikalische Vorgänge, die eine dreidimensionale Behandlung erfordern. Die Generation und Sammlung von Ladungsträgern, die beim Durchgang eines minimal ionisierenden Teilchen erzeugt werden, ist beispielsweise ein solcher Vorgang, da die Transportmechanismen Diffusion und Drift einer Ladungsträgerwolke in einem Halbleiter nur dreidimensional korrekt behandelt werden. Ein zweidimensionale Behandlung führt hierbei zu einer erhöhten Ladungsträgerdichte in der Wolke, da die Gesamtladung auf zwei Dimensionen projeziert wird.

Andererseits sind dreidimensionale Simulationen sehr aufwendig, denn sowohl der Arbeitsspeicherbedarf als auch die Rechenzeit wächst stark an. So ist es bislang leider nur möglich, relativ kleine Volumina eines Quaders mit Kantenlängen im Bereich von einigen zehn μm zu simulieren. Deshalb ist eine Vorstudie gemacht worden, die zum einen systematisch untersucht, welche Anzahl und Dichte von Gitterpunkten für eine sinnvolle dreidimensionale Simulation notwendig ist, und zum anderen möglichst alle relevanten Eigenschaften eines Siliziumsensors aufweist.

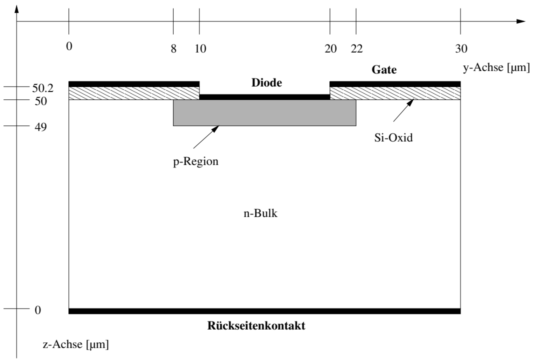
Eine pn-Diode mit einer Oxidpassivierung an der Seite des abrupten pn-Überganges erfüllte diese Anforderungen gut, denn ein Sensor ist nichts anderes als eine Diode auf hochohmigen n-Silizium mit segmentierter Kontaktfläche. Um die Segmentierung der Kontaktfläche zu berücksichtigen ist der Bereich des hochdotierten p-Bereiches kleiner als die Oberseite des simulierten Gebietes. Abbildung 5.11 zeigt eine Aufsicht der simulierten Diode auf der Seite des p-Kontaktes und einen Querschnitt der Diode durch den Bereich des p-Bereichs.

Man erkennt innerhalb der $15 \cdot 30$ μm^2 großen p-Seite der Diode den nur $7 \cdot 14$ μm^2 großen p-dotierten Bereich. Die Kontaktfläche dieses Diodenbereichs ist aber um 2 μm pro Kante kleiner und die gesamte Fläche außerhalb des Diodenkontaktes ist mit einer 200 nm dicken Oxidschicht passiviert und mit einem Gatekontakt versehen. Die Diode ist nur 50 μm tief und hat an der Unterseite einen die gesamte Stirnfläche umfassenden n^+-Rückkontakt. Die periodischen Randbedingungen, die immer an Flächen ohne Kontakt angenommen werden, bewirken, daß das so gewählte Simulationsgebiet identisch zu einer Diode ist, die an allen vier Seiten von undotierten n-Silizium umgeben ist. Im Prinzip hätte es sogar gereicht, das Gebiet in der Mitte der y-Achse zu schneiden, um die komplette geometrische Information zu bewahren. Aber um diese Symmetrie in Abhängigkeit des gewählten Gitters zu testen, wurde nur in einer Achse das Gebiet geteilt.

Insgesamt wurden sieben verschiedene Gitter simuliert mit verschieden dichten Gittern von 30157 bis 99102 Gitterpunkten. Die Veränderung der Gitter wurde über zwei Parameter des Gittergenerators MESH gesteuert. Zum einen wurde die Obergrenze für den Abstand zweier benachbarter Gitterpunkte im Bereich des Überganges vom Silizium



(a) Drausicht auf das Simulationsgebiet einer dreimdimensionalen pn-Diode.



(b) Querschnitt durch das Simulationsgebiet der pn-Diode.

Abbildung 5.11: Das Simulationsgebiet einer dreidimensionalen pn-Diode mit oxidpassivierten p-Seite.

zum Siliziumdioxid längs der z-Achse verändert. Zum anderen wurde der maximale Abstand zweier Gitterpunkte für den Bereich des abrupten pn-Übergangs an der p-Seite und des Überganges vom ohmschen n^+-Gebiet zum hochohmigen n-Silizium an der Rückseite variiert. Der maximale Abstand zweier Gitterpunkte für alle übrigen Bereiche der Diode betrug bei allen Gittern 5 μm. Die Daten der verschiedenen Gitter sind in Tabelle 5.6 zusammengestellt. Die Dotierungen der einzelen Gebiete sowie die Parameter, die am der Si-Si0_2-Grenzfläche eingestellt wurden, sind in Tabelle 5.7 dargestellt. Die Dotierungsprofile sind analytisch mit einer Gaussfunktion modelliert worden, in lateraler Richtung ist eine Verbreiterung des Profiles durch Diffusionsschritte um 0.8 μm in der zugehörigen Gaussfunktion berücksichtigt worden. Die gewählten Werte entsprechen einer typischen Prozessierung von Sensoren auf hochohmigen n-Silizium.

Für jedes Gitter wurde eine stationäre Simulation mit steigender Spannung am Rückseitenkontakt bis zu einer Biasspannung von $U_{\mathrm{bias}} = 30$ V bei einer maximalen Schrittweite von $\Delta U = 1.5$ V durchgeführt. Die Spannung an dem Dioden- und dem Gatekontakt lag dabei auf 0 V. Die theoretisch erwartete Spannung für vollständige Verarmung nach 4.1 liegt bei 6.6 V, so daß 30 V schon einer Überdepletion von mehr als 20 V entspricht. Die so erhaltenen Strom-Spannungskennlinien sind in Abbildung 5.12 zu sehen. Alle I-V-Kennlinien der Gitter B bis F liegen nahezu übereinander sowohl im Verlauf als auch im Strom der in der Sättigung fließt. Die Form der Kurven ist mit guter Näherung wurzelförmig bis zum Erreichen der vollen Depletion bei knapp 7 V; danach steigt der Strom nochmals um etwa 1.5 fA an bis er bei 10 V einen Sättigungswert erreicht. Dieser zweite Anstieg hängt damit zusammen, daß erst bei einer gewissen Überdepletion die Feldstärke an der n-Seite hoch genug ist, um alle Ladungsträger abfließen zu lassen. Darüberhinaus existiert an der n-Seite eine 0.5 μm dünne,

	max. Gitterpunktabstand im Si-Si0$_2$-Grenzbereich [nm]	max. Gitterpunktabstand im p$^+$n- und n$^+$n-Bereich [nm]	Anzahle der Gitterpunkte
Gitter A	300	1000	30157
Gitter B	200	900	32188
Gitter C	200	500	42641
Gitter D	100	500	50406
Gitter E	50	900	57770
Gitter F	50	500	66840
Gitter G	30	500	99102

Tabelle 5.6: Eigenschaften der sieben simulierten Gitter.

Grunddotierung des Siliziums	$1.7 \cdot 10^{12}$ cm^{-3}	Phosphor
Dotierung des p$^+$-Gebietes	$1.0 \cdot 10^{18}$ cm^{-2}	Bor
Dotierung des n$^+$-Gebietes	$1.0 \cdot 10^{20}$ cm^{-2}	Phosphor
feste Oxidladungen N_{ox}	$2.0 \cdot 10^{11}$ cm^{-2}	
Rekombinationsgeschwindigkeit S_0	0 cms^{-1}	

Tabelle 5.7: Dotierungswerte und Oberflächenparameter für alle sieben Gitter der simulierten pn-Diode.

hochdotierte n$^+$-Schicht, die nicht verarmt, aber bei steigenden elektrischen Feld zunehmend Ladungsträger in die Feldzone driften läßt. Der abgelesene Sperrstrom im Sättigungsbereich beträgt 13.8 ± 0.1 fA und entspricht den theoretischen Erwartungen für diese Diode, wenn man das gesamte Volumen zugrunde legt. Der angegebene Fehler resultiert nur aus der Variation über die verschiedenen Gittern.

Um die Depletionsspannungen zu gewinnen, kann man in Simulationen die Majoritätsladungsträgerdichte im Bauelement auswerten, denn diese nimmt am Rand der Depletionszone stark zu. Eine Auswertung dieser Größe bei der betrachteten Diode lieferte gut mit der erwarteten Verarmungsspannung von knapp 7 V verträgliche Werte.

Einzig Gitter A zeigt über den gesamten Spannungsbereich eine deutliche, konstante Abweichung im Strom um 1.5 fA nach unten, obwohl der qualitative Kurvenverlauf mit den anderen Gittern identisch ist. Dies erstaunt um so mehr, da der Unterschied von Gitter A zu Gitter B mit 2000 Gitterpunkten relativ klein ist. Der Grund für dieses Verhalten kann nur im Bereich des pn-Überganges liegen, da die Simulation einer identischen Diode, jedoch ohne Oxidpassivierung die gleiche Abweichung zeigte, sobald der maximale Gitterpunktabstand im pn-Bereich auf 1 μm hochgesetzt wird. Eine Erklärung könnte sein, daß durch die schlechte Triangulierung im pn-Bereich der effektive

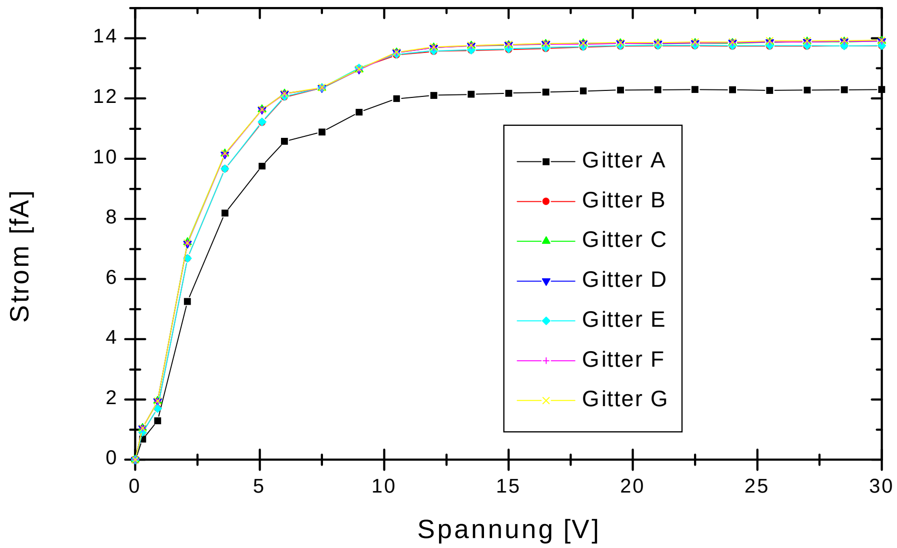


Abbildung 5.12: Dreidimensional simulierte Strom-Spannungskennlinien einer pn-Diode in Abhängigkeit vom Gitter.

Übergang von p-leitendem zu n-leitendem Gebiet ein Stück weit ins Bauelement verschoben wird, so daß sich das Volumen, das zu Stromgeneration zu Verfügung steht, verkleinert. Dies zeigt aber auch, daß es eine untere Grenze des maximalen Gitterabstand in diesem Bereich von 900 nm gibt, die nicht unterschritten werden sollte.

Als weiterer, diesmal nur durch Simulation zugänglichen Parameter, wurde die maximale elektrische Feldstärke im Silizium ausgewertet. Dieser Wert ist deshalb interessant, da er als Maß der Spannungsfestigkeit eines Bauelementes benutzt werden kann, denn Gebiete mit lokal hoher Feldstärke sind Vorraussetzung für die typischen Lawinendurchbrüche von in Sperrichtung betriebenen Diodenstrukturen bei hohen Spannungen. Die Auswertung der maximalen Feldstärke wurde mittels verschiedener Schnitte durch die pn-Diode durchgeführt. Die maximale Feldstärke ist an der Oberseite der Diode an der Grenzfläche zwischen Silizium und Silziumoxid zu erwarten, denn zum einen wächst das Feld von der p-Seite aus und zum anderen erhöht die an der Grenzfläche befindliche feste Oxidladung die Feldstärke noch. Abbildung 5.13 zeigt das errechnete elektrische Feld des Gitters D bei einer Spannung von $U_{\text{bias}} = 30$ V in einem Schnitt parallel zur xy-Ebene der Diode in der Tiefe $z = 50\ \mu$m, also an der Si-Si0_2-Grenzfläche.

Man erkennt deutlich die Regionen mit konstanter Feldstärke im Bereich der p-Dotierung und im Bereich des n-Siliziums am Rand. Hier dominiert das Feld in z-Richtung, das gut durch die eindimensionale Betrachtung des asymmetrischen pn-Überganges beschrieben wird. Aber im Bereich des lateralen pn-Überganges kommen noch weitere Feldkompononeten in x- und y-Richtung hinzu, die zu einer Region mit deut-

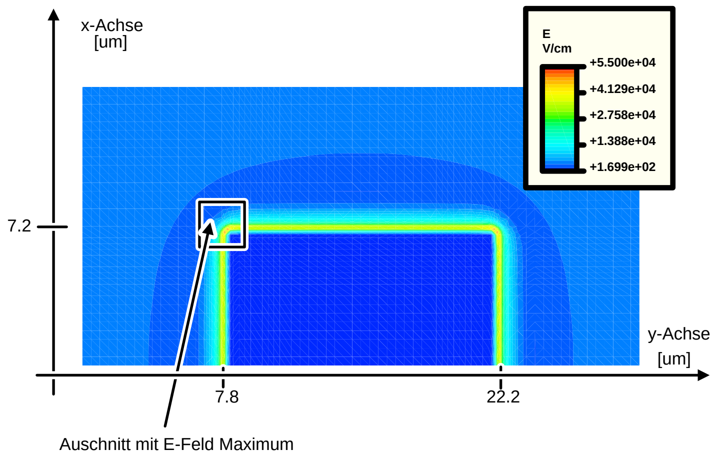


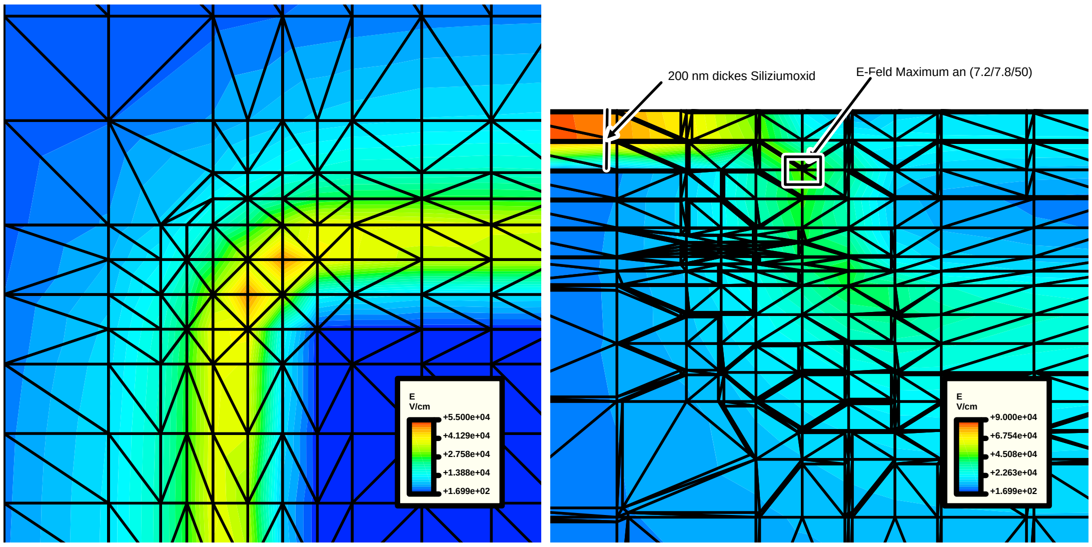
Abbildung 5.13: Elektrische Feldstärke an der Si-Si0_2-Grenzfläche bei einer Diodenspannung von $U_{\mathrm{bias}} = 30$ V.

lich erhöhter Feldstärke führt. Das Maximum in dieser Region tritt klarerweise an der Ecke des p-Gebietes bei etwa (7.2/7.8) und (7.2/22.2) μm auf, wo eine starke x- und y-Komponente des elektrisches Feldes auftritt.

Um diese Feldspitzen besser ablesen zu können, ist das Gebiet des lateralen pn-Überganges vergrößert dargestellt worden; diese Vergrößerung ist in Abbildung 5.14 (a) zusehen, zusätzlich zum elektrischen Feld ist auch das FE-Gitter dargestellt. Daneben in Abbildung 5.14 (b) ist ein Schnitt parallel zur yz-Ebene bei $x = 7.2$ μm durch das Feldstärkemaximum vergrößert dargestellt.

Im xy-Schnitt erkennt man zwei Punkte mit der maximalen elektrische Feldstärke von $5.4 \cdot 10^4$ V/cm. Zwei Punkte deshalb, weil an der eigentlichen Ecke des pn-Überganges kein Gitterpunkt liegt, so daß die beiden nächstgelegenen Gitterpunkte im Übergang das Maximum aufweisen. Im yz-Schnitt ist einer dieser beiden Punkte markiert; in diesem Bild erkennt man die Feldspitze nicht so deutlich, da auch das Feld im Oxid dargestellt ist, welches den Wert der Feldspitze im Silizium übertrifft, für die Spannungfestigkeit des Bauelementes aber irrelevant ist. Dafür ist hier die Entwicklung der Feldstärke in die Tiefe der Diode dargestellt: Zuächst setzt sich das Feldmaximum senkrecht nach unten fort, wobei die Feldstärke leicht abfällt bis bei einer Tiefe von etwa 1 μm auch der pn-Übergang in z-Richtung auftritt und das Feldmaximum nach innen wandert, bevor es komplett in den Bereich der linear mit des Tiefe abfallenden

[6] Der dichte Abstand zwischen zwei Gitterpunkten in einigen Bereichen dieses Ausschnittes liegt daran, daß das Visualisierungsprogramm Picasso bei fehlenden Gitterpunkten in der betrachteten Schnittebene die nächst gelegenen Gitterpunkte darüber und darunter auf die Schnittebene projeziert.



(a) Vergrößerung des xy-Schnittes bei $z = 50$ der elektrischen Feldstärke im Bereich des Maximums.

(b) Vergrößerter Auschnitt eines yz-Schnittes bei $x = 7.2\mu$m der elektrischen Feldstärke im Bereich des Maximums.

Abbildung 5.14: Auschnittsvergrößerung zweier Schnitte durch die elektrische Feldstärke im Bereich des Maximums an der Si-Si0_2-Grenzfläche für die pn-Diode simuliert auf dem Gitter D. In beiden Abbildungen ist auch das zugrundeliegende FE-Gitter dargestellt[6].

Bereiches des eindimensionalen pn-Überganges aufgeht. Der Abfall der Feldstärke bei wachsender Entfernung von der Si-Si0_2-Schicht liegt an dem schwindenden Einfluß der festen Oxidladungen. Insgesamt zeigt sich ein konsistentes Bild der simulierten elektrischen Feldstärke mit einer Feldspitze direkt an der Si-Si0_2-Grenzfläche in der Ecke des p-Gebietes. Um dieser Feldspitze vorzubeugen, wird in realen Implantationsmasken meist eine rechteckige Implantation, wie sie in der Simulation angenommen wurde, vermieden, indem die Ecken abgerundet werden.

In Tabelle 5.8 sind die so bestimmten Feldstärkenmaxima für alle Gitter aufgelistet, als Ablesefehler wurde hierbei der Unterschied zwischen den Maxima in der xy- und yz-Darstellung angenommen. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der simulierten Feldstärkenmaxima für Gitter mit mehr als 50000 Gitterpunkten. Bei den Gittern mit niedrigerer Gitterpunktanzahl zeigt sich eine kleine Abweichung von maximal $0.4 \cdot 10^4$ V/cm nach unten. Eine genauere Analyse der Einzelkomponenten des Feldstärkenvektors ergibt, daß nur die z-Komponente von dieser Abweichung betroffen ist. Sie sinkt abrupt zwischen Gitter D und C um mehr als eine Größenordnung, während die lateralen Komponenten praktisch gleich bleiben. Da zwischen Gitter D und

	Anzahl der Gitterpunkt	$E_{\max}$ [$\cdot 10^4$ V/cm]
Gitter A	30157	5.0 ± 0.1
Gitter B	32188	5.1 ± 0.1
Gitter C	42641	5.2 ± 0.1
Gitter D	50406	5.4 ± 0.1
Gitter E	57770	5.4 ± 0.1
Gitter F	66840	5.5 ± 0.1
Gitter G	99102	5.4 ± 0.1

Tabelle 5.8: Maximale Betrag der elektrischen Feldstärke für die verschiedenen betrachteten Gitter an der Si-$Si0_2$-Grenzfläche.

C der maximale Abstand von Gitterpunkten im Si-$Si0_2$-Bereich von 100 auf 200 nm ansteigt, also genau so groß wird wie die Dicke der Siliziumoxidschicht, liegt die Vermutung nahe, daß bei diesen Gittern der Einfluß der Grenzfläche aufgrund ungenügender Diskretisierung unterschätzt wird. Tatsächlich ist der Wert der in diesen Gittern ermittelten z-Komponenten $E_{max,z} = (0.3 \pm 0.1) \cdot 10^4$ V/cm nahezu identisch mit der Feldstärke, die man für die Feldstärke eines vergleichbaren eindimensionalen, asymmetrischen pn-Überganges an der p-Seite ohne Berücksichtigung von Grenzflächeneffekten erwartet würde. Nach Gleichung 3.4 errechnet sich diese Feldstärke an der p-Seite zu $0.26 \cdot 10^4$ V/cm. Da aber der Anteil der z-Komponente auf den Gesamtbetrag der Feldstärke deutlich gegenüber den lateralen Komponenten zurücktritt, wirkt sich dieser Effekt nur sehr schwach auf das Ergebnis aus.

Eine Reduktion des Gitterpunktabstandes an der Si-$Si0_2$-Region auf einen Wert, der vergleichbar ist mit der Dicke des Oxids, ist daher nicht sinnvoll, da offenbar die an der Grenzfläche eingebrachten festen Oxidladungen nur schlecht diskretisiert werden können, zumindestens was die Auswirkungen direkt an der Grenzfläche anbelangt. Insgesamt bleibt aber festzuhalten, daß alle Gitter für die Fragestellung der Spannungsfestigkeit brauchbare Ergebnisse liefern, denn der Betrag des Feldmaximums wird klar von den lateralen Komponenten dominiert, die von allen Gittern in guter Übereinstimmung errechnet werden.

Desweiteren wurden noch die Kapazitäten der simulierten Diode betrachtet. Dazu waren weitergehende Simulationsschritte notwendig. Man kann die im Programm vorgesehene AC-Kleinsignalanalyse verwenden, die an jedem gewünschten Spannungswert, eine frequenzabhängige Berechnung der kompletten Kapazitäts- und Leitwertmatrix zwischen allen definierten Kontakten durchführt, indem sie ein kleines Wechselspannungssignal an einen Kontakt einkoppelt und die Antwort der anderen Kontakte auswertet [ISE 99a]. Diese an sich sehr zuverlässige Methode funktioniert aber nur bei Gittern mit kleiner Gitterpunktanzahl, da sie sehr viel Arbeitsspeicher braucht. Alle hier betrachten Gitter waren bereits zu groß, um mit dem maximal zu Verfügung stehenden Arbeitsspeicher von 2 GByte simuliert werden zu können[7]. Deshalb wurde die Methode der Kleinsignalanalyse kopiert und auf eine normale transiente, also zeitabhängige Simulation übertragen. Der Vorteil hierbei ist, daß jeweils nur ein Kontakt in Bezug auf alle weiteren Kontakte betrachtet wird, so daß der Speicherbedarf in Grenzen bleibt, obwohl auch transiente Simulationen mehr Speicher als stationäre Simulationen brauchen. In diesem Fall versagte diese Methode lediglich bei dem mit knapp 100000 Punkten größten Gitter G, während alle anderen Gitter problemlos bearbeitet werden konnten. Nachteil dieser Methode ist aber, daß die Simulationszeit deutlich ansteigt.

Bei der letztgenannten Methode wird auf einen Kontakt eine zeitabhängige Spannungsrampe $U_{\mathrm{R}}(t)$ gegeben und die Stromantwort der anderen Kontakte ausgewertet. Wenn eine zeitlich lineare Spannungsrampe an den Zentralkontakt gegeben wird, so ergibt sich aufgrund der kapazitiven Kopplung ein zeitlich konstanter Strom auf allen weitern Kontakten, der solange fließt wie die Spannung auf dem ersten Kontakt erhöht wird. Die Kapazität zwischen den beiden Kontakten ergibt sich nun aus dem Quotienten des Stromes des zweiten Kontaktes und der Spannungsänderung pro Zeiteinheit des ersten Kontaktes wie folgt:

$$Q = C \cdot U \Rightarrow \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} = C \cdot \frac{\mathrm{d}U_{\mathrm{R}}(t)}{\mathrm{d}t} \Leftrightarrow C = \frac{I}{\frac{\mathrm{d}U_{\mathrm{R}}(t)}{\mathrm{d}t}} \tag{5.4}$$

Im einzelen ist das in Abbildung 5.15 illustriert. Oben im Bild ist das Spannungssignal, das auf den Diodenkontakt gegeben wird, zeitlich dargestellt. Nach einer kurzen Zeit von 0.1 ns wird die Spannung auf der Diode in 5 ns auf 0.1 V erhöht, bevor dann die Spannung für 0.9 ns konstant auf diesen Wert gehalten wird. Die Spannungsänderung innerhalb 5 ns entspricht dabei einer Erregerfrequenz von 200 MHz bei einer vergleichbaren AC-Kleinsignalanalyse. Diese Zeitspanne wurde gewählt, um die Simulationszeit nicht zu lang werden zu lassen, aber gleichzeitig zumindestens noch einen kompletten Rechteckpuls im Strom zu sehen.

Die weiteren Bilder in Abb. 5.15 zeigen von oben nach unten die Ströme, die durch die drei Kontakte, *Diode*, *Gate* und *Back* während des Betrachtungszeitraum fließen. Alle drei Ströme zeigen ein deutliches Rechtecksignal und sind mit einer Amplitude von einigen Nanoampere bis zu einigen hundert Nanoampere um mehrere Größenordnungen höher als die Leckströme, die im stationären Fall fließen. Lediglich zu Beginn des Pulses ist ein leichter Überschwinger erkennbar, der auf beginnende numerische Konvergenzprobleme hindeutet, da die zeitliche Schrittweite mit 1 ps vielleicht noch etwas zu grob gewählt war. Der induzierte Diodenstrom ist positiv, während die anderen beiden Ströme negativ sind. Aufgrund der Ladungserhaltung muß die Summe aller Ströme zu jedem Zeitpunkt 0 ergeben. Dies ist in dem gezeigten Beispiel gut erfüllt und kann grundsätzlich bei all diesen Simulation als Kontrollgröße für die Zuverlässigkeit dienen.

[7] Die Grenze von 2 GByte Arbeitsspeicher ist ein Limit das bislang von ISE-TCAD vorgegeben ist, da das Programm nur in 32 Bit kompiliert ist und deshalb nur maximal $2^{32} = 2$ GByte Speichereinheiten adressieren kann.

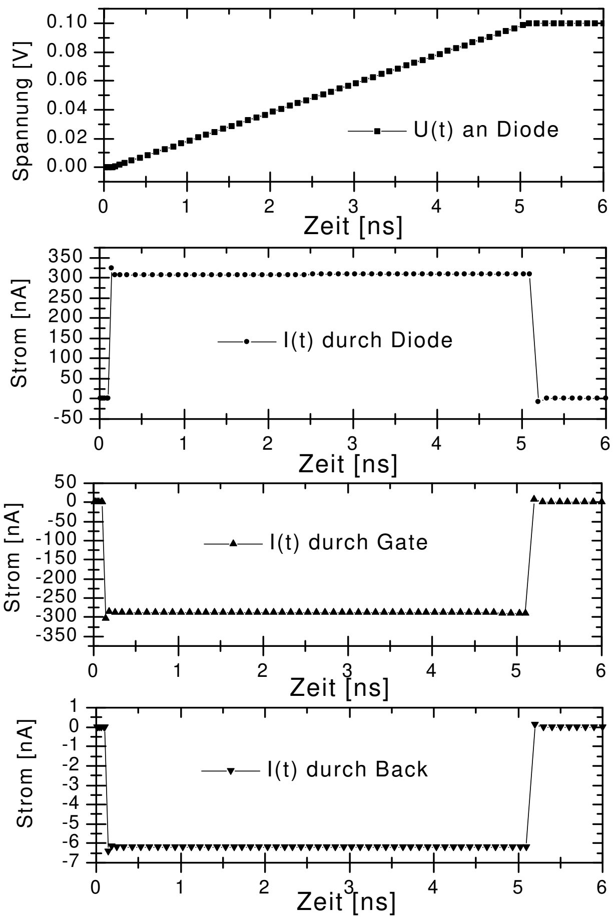


Abbildung 5.15: Methode der Kapazitätsanalyse mit einer transienten Simulation einer Spannungsrampe an einem Kontakt. Oben ist die Spannungspuls an dem Diodenkontakt dargestellt, darunter die resultierenden Strompulse an den drei Kontakten Diode, Gate und Back. Diode bezeichnet den Diodenkontakt auf der p-Seite, Gate den Kontakt auf dem Silziumdioxid an der Oberseite und Back den Rückseitenkontakt. Die dargestellte Simulation wurde an Gitter D bei einer Rückseitenspannung $U_{\mathrm{bias}} = 30$ V durchgeführt.

Mit den so bestimmten Werten können die Kapaziäten Diode-Gate C_{DG} und Diode-Back C_{DB} berechnet werden. Um aber alle Kapazitäten bestimmen zu können, muß noch eine weitere Simulation durchgeführt werden, bei der der Spannungspuls auf den Back- oder Gatekontakt gelegt werden kann. Nur so kann die fehlende Kapazität Back-Gate C_{BG} bestimmt werden. Bei den folgenden Simulationen wurde deshalb immer auch eine Simulation durchgeführt, bei dem der Spannungspuls auf den Rückseitenkontakt gelegt wurde und gleichzeitig die feste Biasspannung auf den Diodenkontakt gelegt wurde. Dies hat zusätzlich den Vorteil, daß die Kapazität C_{DG} doppelt bestimmt wird, um die Reproduzierbarkeit des Simulationsergebnisses zu testen.

Die Kapazitätsanalyse nach der beschriebenen Methode ist für die Gitter A bis F durchgeführt worden. Bei allen Simulationen ist die pn-Diode mit einer Biasspannung von $U_{bias} = 30$ V vollständig verarmt worden. In der Tabelle 5.9 sind die errechneten Kapazitäten für beide Simulationen aufgelistet. In der jeweils letzten Spalte ist die Summe aller drei Ströme umgerechnet auf eine Kapazität aufgeführt, der als absoluter Fehler der Gesamtkapazität des angeregten Kontaktes aufgefasst werden kann. Der Fehler der Teilkapazitäten wurde gemäß seines Anteils an der Gesamtkapazität hieraus errechnet, wobei immer bis zur letzten Stelle des Simulationsergebnisses aufgerundet wurde.

	$U_{\mathrm{R}}(t)$ an Diode			$U_{\mathrm{R}}(t)$ an Back		
Gitter	C_{DB} [fF]	C_{DG} [fF]	ΔC [fF]	C_{BD} [fF]	C_{BG} [fF]	ΔC [fF]
A	0.31 ± 0.02	14.4 ± 1.1	1.14	0.41 ± 0.04	0.63 ± 0.06	-0.10
B	0.31 ± 0.02	14.4 ± 0.8	0.84	0.37 ± 0.02	0.63 ± 0.04	-0.06
C	0.31 ± 0.01	14.4 ± 0.4	0.44	0.31 ± 0.01	0.63 ± 0.01	-0.01
D	0.31 ± 0.01	14.5 ± 0.1	0.04	0.32 ± 0.01	0.62 ± 0.01	0.01
E	0.31 ± 0.02	14.4 ± 0.7	0.74	0.38 ± 0.03	0.63 ± 0.04	-0.07
F	0.31 ± 0.01	14.5 ± 0.1	0.04	0.31 ± 0.01	0.63 ± 0.01	-0.01

Tabelle 5.9: Ergebnisse der Kapazitätsanalyse in Abhängigkeit der verschiedenen Gitter.

Insgesamt zeigt sich keine große Variation der errechneten Kapazitäten mit den verschiedenen Gittern, außer für die Kapazität C_{BD}, die für Gitter mit kleinerer Gitterpunktzahl eine Erhöhung der Kapazität zeigt. Sie bleibt aber im Rahmen der Fehler noch verträglich. Ein Grund für dieses Verhalten könnte die schlechtere Diskretisierung des pn-Übergangsbereichs sein, der eine Vergrößerung der effektiven Diodenkontaktfläche zu Folge hat. Außerdem fällt auf, daß der absolute Fehler der Simulation bei kleineren Gittern ansteigt, ein Zeichen, daß die Güte der Simulation schlechter wird.

Versucht man die simulierten Kapazitäten theoretisch nachzuvollziehen, so muß man mehrere Dinge berücksichtigen. Die Kapazität zwischen Diode und Rückseite wird einzig durch die Depletionskapazität des Silizium gebildet, während die Kapazität Diode-Gate die Oxidkapazität des Siliziumoxids ist, da der p-Bereich unter das Oxid reicht.

Die Kapazität der Rückseite zum Gate hingegen ist eine Serienschaltung des gesamten verarmten Siliziums und der Oxidschicht und ergibt sich zu:

$$\frac{1}{C_{\mathrm{BG}}} = \frac{1}{C_{\mathrm{Si}}} + \frac{1}{C_{\mathrm{ox}}} \Rightarrow C_{\mathrm{BG}} = \frac{C_{\mathrm{Si}} \cdot C_{\mathrm{ox}}}{C_{\mathrm{Si}} + C_{\mathrm{ox}}} \approx C_{\mathrm{Si}} \quad \text{für} \quad C_{\mathrm{ox}} \gg C_{\mathrm{Si}} \tag{5.5}$$

Nach Gleichung 4.7 und 3.11 sind sowohl die Oxidkapazität als auch die Kapazität von der wirksamen Fläche A abhängig. Deshalb müssen diese Flächen sorgfältig bestimmt werden. Für die Kapazität Diode-Rückseite gilt die gesamte Ausdehnung der p-dotierten Region $A_{\mathrm{D}} = 7 \cdot 14\ \mu\mathrm{m}^2$. Aber durch die laterale Ausdehnung des p-Gebietes, die bei der Erstellung des Dotierungsprofil der pn-Diode verwendet wurde, muß diese Fläche mindestens um 1 μm pro Kante größer angenommen werden.

Um die Fläche für die Kapazität Diode-Gate zu erhalten, muß von dieser effektiven Diodenfläche $A_{\mathrm{D,eff}}$ noch die Kontaktöffnung der Diode $A_{\mathrm{D,k}} = 5 \cdot 10\ \mu\mathrm{m}^2$ abgezogen werden, da hier das Oxid für einen direkten Kontakt geöffnet ist. Die Fläche für die Kapazität zwischen Rückseite und Gate hingegen ist die gesamte Fläche des Bauelementes außerhalb der effektiven Diodenfläche und errechnet sich zu $A_{\mathrm{ges}} - A_{\mathrm{D,eff}}$.

Setzt man die in der Simulation verwendeten Parameter in die obigen Gleichungen ein, so erhält man die theoretisch erwarteten Kapazitäten für die betrachtete pn-Diode. Da aber die effektiv wirksame laterale Ausdehnung nur schwierig zu bestimmen ist, wurde diese laterale Ausdehnung pro Kante zwischen 0.5 und 1.5 μm pro Kante variert und nach der besten Übereinstimmung mit den simulierten Kapazitäten gesucht. Diese ergab sich für 1.2 μm und die so errechneten Kapazitäten sind zusammen den Mittelwerten der simulierten Kapazitäten in Tabelle 5.10 aufgelistet.

	Theorie	Simulation
C_{DB} [fF]	0.28	0.32 ± 0.03
C_{DG} [fF]	14.6	14.4 ± 0.4
C_{BG} [fF]	0.65	0.63 ± 0.03

Tabelle 5.10: Vergleich zwischen simulierten und errechneten Kapazitäten. die simulierten Kapazitäten sind Mittelwerte der Ergebnisse aus Tabelle 5.9 und die theoretischen Werte sind mit einer lateralen Diodenausdehneung von 1.2 μm pro Kante berechnet.

Im Rahmen der Fehler stimmen die simulierten Kapazitäten mit den errechneten Kapazitäten gut überein. Die Bestimmung von Kapazitäten ist also mit der beschriebenen Methode auch für relativ große Bauelemente mit vielen Gitterpunkten gut durchführbar. Da nur für die radikal reduzierten Gitter A und B eine Abweichung der simulierten Kapazität C_{DB} mit der theoretisch errechneten ermittelt worden ist, ist auch noch die Möglichkeit einer Simulation noch größerer und komplexerer Bauelemente gegeben.

Dennoch bleibt beispielsweise die dreidimensionale Kapazitätsanalyse eines Pixelsensors mit einer Pixelgröße von $50 \cdot 400\ \mu\text{m}^2$ mit allen seinen nächsten Nachbarn unerreichbar, solange nicht die maximal verfügbarer Größe des Arbeitsspeicher von 2 GByte bei ISE-TCAD heraufgesetzt wird.

Weiterhin bleibt noch festzuhalten, daß die simulierten Kapazitäten Diode-Gate und Back-Gate zwar durchaus der Theorie entsprechen, in der Realität aber keine Rolle spielen, da dort meist kein realer Kontakt auf den Oxid liegt und folglich auch nicht zur Kapazität des Gesamtsystems beiträgt. Diesem Umstand kann durch die Definition eines sogenannten *Floatenden Kontaktes* im Programm Rechnung getragen werden. Hierbei wird eine kleine, zeitlich konstante Ladung auf dem Kontakt festgelegt, so daß dynamische Ladungsänderungen an anderen Kontakten kapazitiv keine Auswirkungen auf den Gate-Kontakt haben. Führt man eine solche Simulation mit der pn-Diode durch, so erhält man nur eine von Null verschiedene Kapazität zwischen Diode und Rückseite, die den Wert $C_{\mathrm{DB}} = 0.92 \pm 0.02$ fF annimmt. Dies entspricht sehr gut der Kapazität des verarmten Siliziums, wenn man die komplette Fläche des Bauelementes zugrundelegt, nämlich $C_{\mathrm{Si,ges}} = 0.93$ fF. In diesem Fall ist also das gesamte Volumen des Bauelementes für die Sperrschichtkapazität zwischen Diode und Rückseite sichtbar, wie man es auch aus den Messungen kennt.

Insgesamt zeigt diese dreidimensionale Simulationsstudie, daß physikalisch sinnvolle Ergebnisse auch für Bauelemente erzielt werden können, die sowohl in der Größe als in der Komplexität des Aufbaus mit Siliziumsensoren vergleichbar sind. Innerhalb der Grenzen, in der das der Simulation zugrundeliegende Gitter variiert wurde, zeigte sich praktisch keine Abhängigkeit der Ergebnisse vom gewählten Gitter. Im Hinblick auf die dreidimensionale Simulation von interessanten Eigenschaften feinsegmentierter Siliziumsensoren bleibt aber festzuhalten, daß diese zwar im Prinzip möglich ist, in der Praxis aber häufig noch an dem zu großen Arbeitsspeicherbedarf scheitern.

Kapitel 6

Konzeption des Pixelsensors für ATLAS

6.1 Designstrategie

Gemäß Abschnitt 2.3.1 sind die entscheidenden Anforderungen des ATLAS-Experimentes an den Pixelsensor zum einen die extrem hohe Strahlenbelastung von $1 \cdot 10^{15}$ $\mathrm{n_{eq}cm^{-2}}$, die in neue Bereiche für die Strahlentoleranz von Siliziumdetektoren vorstoßen. Zum anderen erfordert die hohe Stückzahl von 2000 Modulen eine hohe Fehlertoleranz von dem Sensor, und Qualitätsicherungsprozeduren müssen eine gleichbleibend hohe Qualität während der mehrjährigen Produktionsphase garantieren. Dazu ist die Testbarkeit des Sensors zu jedem Zeitpunkt der Produktion eine wesentliche Designanforderung.

Einige Anforderung an den Pixelsensor betreffen nur das Design des Pixelsensors. So gibt die geforderte Ortsauflösung von 12 μm in $r\phi$-Richtung bzw. 100 μm in z-Richtung in Verbindung mit der minimal erreichbaren Größe der Pixelzelle des Auslesechips die Größe des Sensorpixel mit $50 \cdot 400$ $\mu\mathrm{m}^2$ vor. Andere Anforderungen, wie die geforderte Strahlentoleranz betreffen sowohl das verwendete Material als auch das Design des Sensors. Deshalb war die Strategie während der Entwicklung des ATLAS Pixelsensor, die Aufgaben hinsichtlich des Materials und des Designs separat zu betrachten.

Während die Aufgabe der Entwicklung eines strahlentoleranten Sensordesigns innerhalb der ATLAS Pixelkollaboration behandelt wurde, ist die Entwicklung strahlenresistenteren Siliziummaterials von der ROSE-Kollaboration (RD48) [ROS 96] bearbeitet worden. Die ROSE-Kollaboration ist eine eigens dafür vom CERN finanzierte R&D-Gruppe, die diese Aufgabe in enger Kooperation mit den LHC-Experimenten geleistet hat. Im folgenden werden zunächst die relevanten Ergebnisse dieser Materialuntersuchungen dargelegt, bevor das Design in seinen verschiedenen getesteten Optionen diskutiert wird.

6.2 Materialüberlegungen

6.2.1 Standardsilizium

Ausgangspunkt für die Untersuchungen der ROSE-Kollaboration war die bekannte Veränderung der makroskopischen Eigenschaften des Siliziums, welches üblicherweise für Detektoranwendungen benutzt wird und im folgenden Standardsilizium genannt wird. Diese Veränderungen sind der Anstieg des Volumensperrstromes, die Erhöhung von Trappingstörstellen, die zu einer Verminderung der gesammelten Ladung führen und eine Erhöhung von akzeptorartigen Störstellen, die einen drastischen Anstieg der Depletionsspannung bewirken. Wie schon in Abschnitt 3.3.1 erklärt, führt insbesondere der letzte Punkt zu großen Problemen, da wegen der ständig steigenden Schädigung die Sensoren ab einem Zeitpunkt des Experimentes nur noch unterdepletiert betrieben werden können. Dies hat eine drastische Einbuße an der gesammelten Ladungsmenge zur Folge und führt schlimmstenfalls zum völligen Ausfall des Detektors, falls die für die Ausleseelektronik erforderliche Mindestmenge an Ladungsträgern nicht mehr zur Verfügung gestellt werden kann.

Abbildung 6.1 zeigt eine Hochrechnung der Verarmungsspannung für die verschiedenen Positionen innerhalb des ATLAS Pixeldetektors. Diese Hochrechnung basiert auf der Parametrisierung der Effekte der Kritallschädigung (siehe Gleichungen in Abschnitt 3.3.1) und berücksichtigt neben der zeitlich wachsenden Schädigung auch Ausheileffekte, da es im Betrieb des Experimentes immer wieder zu Aufwärmphasen kommen wird. In Tabelle 6.1 sind die Parameter, die in der Parametrisierung verwendet wurden, getrennt nach Bestrahlung mit Neutronen und Protonen zusammengefaßt.

	Neutronen	Protonen
g_{a}	$1.8 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1}	-
$\tau_{\mathrm{a}}(20°\mathrm{C})$	55 h	-
g_{c}	$1.5 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1}	$1.9 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1}
$N_{\mathrm{C},0}/N_{\mathrm{eff},0}$	0.70	-
g_{y}	$5.2 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1}	$6.6 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1}
$\tau_{\mathrm{y}}(20°\mathrm{C})$	480 d	-

Tabelle 6.1: Experimentell bestimmte Parameter für die Parametrisierung gemäß den Gleichungen 3.31-3.36 bei Standardsilizium zur Vorhersage der Depletionsspannung von Siliziumsensoren nach Strahlenschädigung [ROS 99]. Falls nicht anders angegeben sind die Werte für Neutron- und Protonbestrahlung identisch.

Jeweils zu Beginn eines Jahres ist der starke Anstieg während der hunderttägigen Strahlperiode erkennbar, der im weiteren Verlauf des Jahres durch Kühlung nahezu konstant gehalten wird. Insgesamt werden Depletionsspannungen von einigen 100 V

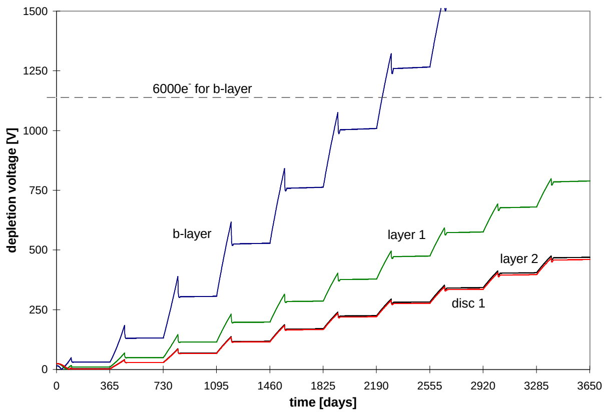


Abbildung 6.1: Zeitliche Entwicklung der Depletionsspannung eines Pixelsensors aus Standardsilizium in der B-, 1. und 2.Lage sowie der ersten Scheibe des ATLAS Pixeldetektors. Als Dicke des Sensors wurde 250 μm (200 μm für die B-Lage) angenommen, und als Aufwärmszenario sind pro Jahr 2 Tage bei 20°C 14 Tage bei 17°C angenommen [ATL 98].

erreicht; aber für die B-Lage werden sogar Werte von weit mehr als 1000 V erwartet, so daß bei einer maximalen Operationspannung von 600 V nur noch eine Verarmungstiefe von etwa 100 μm erreicht wird, unterhalb derer nicht mehr genügend Signalladungen generiert werden. Deshalb ist geplant, die B-Lage nach etwa fünf Betriebsjahren auszutauschen.

Insofern ist der Betrieb eines Sensors aus Standardsilizium im ATLAS-Detektor machbar, es ist aber nur wenig Sicherheitsmarge vorhanden. Berücksichtigt man die Unsicherheiten in der Fluenzbestimmung von bis zu 50%, längere Aufwärmzeiten sowie höhere Aufwärmtemperaturen, so ist eine Verbesserung der Strahlentoleranz des Grundmaterial im Hinblick auf die Depletionsspannung sehr wünschenswert.

6.2.2 Sauerstoffangereichertes Silizium

Da für die Strahlenschäden im Silizium Defekte im Kristallgitter verantwortlich sind, liegt die Vermutung nahe, durch die gezielte An- bzw Abreicherung von verschiedenen Fremdatomen die Defektkinetik und somit auch das Verhalten gegenüber strahleninduzierte Schädigung zu verändern. Dazu wurden kontrolliert verschiedene Verunreinigung wie Kohlenstoff und Sauerstoff in das Silizium eingebracht und auf dem so erhaltenen Material Dioden hergestellt, die im Hinblick auf ihre Toleranz gegenüber Proton-, Neutron,- und Pionbestrahlung getestet wurden [ROS 99].

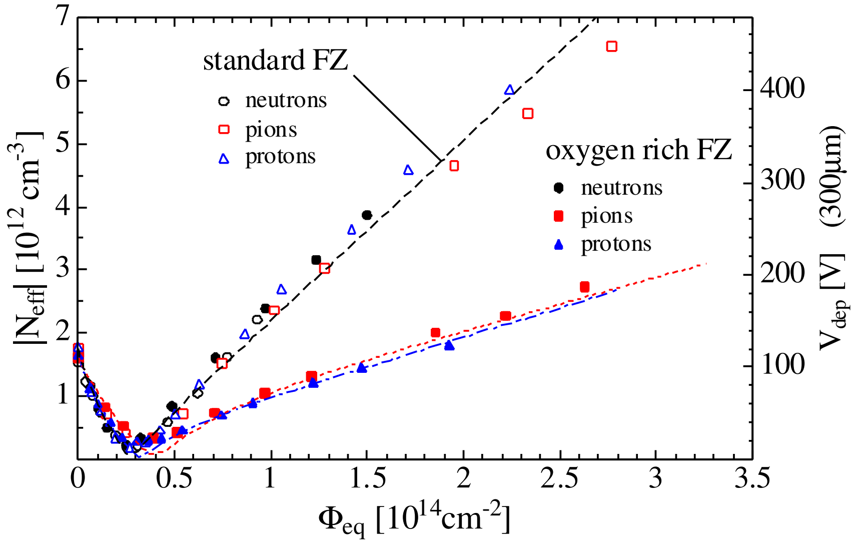


Abbildung 6.2: Vergleich zwischen Standardsilizium und sauerstoffangereichertem Material im Hinblick strahleninduzierter Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration nach Bestrahlung mit Neutronen, Protonen und Pionen [Lin 00b].

Siliziummaterial, das mit Sauerstoffkonzentrationen im Bereich von einigen 10^{17} cm^{-3} angereichert ist, zeigte dabei eine deutlichere Verbesserung gegenüber Standardsilizium, sofern sie mit geladenen Hadronen bestrahlt wurden; bei einer Bestrahlung mit Neutronen hingegen war das Verhalten gleich. Ebenso bezieht sich die Verbesserung nur auf die Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration, während der Anstieg des Volumenstromes unverändert bleibt. In Abbildung 6.2 ist die Fluenzbhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration für sauerstoffangereichertes im Vergleich zu Standardsilizium dargestellt. Die Generationsrate g_c der Erzeugung stabiler akzeptorartiger Zustände ist für sauerstoffangereichertes Silizium unter Bestrahlung mit Pionen und Protonen deutlich kleiner als für Standardsilizium. Darüberhinaus zeigte das Material ein verspätetes Einsetzen der Langzeitausheilung sowie eine Reduktion in der Höhe der Ausheilungkomponente im Vergleich zum normalen Silizium. Aufgrund dieser Daten ist man in der Lage, die Schädigung im sauerstoffangereichertem Silizium genauso zu parametrisieren wie man es für Standardmaterial getan hat; die zugehörigen Parameter sind in Tabelle 6.2 aufgelistet.

Der Effekt, den die Verwendung sauerstoffangereichertes Silizium für die B-Lage hat, ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Dabei ist eine jährliche Fluenz von $\Phi = 3.5 \cdot 10^{14}\ n_{\mathrm{eq}}\ \mathrm{cm}^{-2}$ innerhalb 100 Tage bei voller Luminosität berücksichtigt worden, die zu 85% aus geladenen Hadronen besteht. Es sind jeweils drei verschiedene Aufwärmszenarien berechnet

	Neutronen	Protonen
g_{a}	$1.4 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1}	-
$\tau_{\mathrm{a}}(20°\mathrm{C})$	70 h	-
g_{c}	$2.0 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1}	$0.53 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1}
$N_{\mathrm{C},0}/N_{\mathrm{eff},0}$	0.45	1.0
g_{y}	$4.8 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1}	$2.3 \cdot 10^{-2}$ cm^{-1}
$\tau_{\mathrm{y}}(20°\mathrm{C})$	800 d	950 d

Tabelle 6.2: Experimentell bestimmte Parameter für die Parametrisierung gemäß den Gleichungen 3.31-3.36 bei sauerstoffangereichertem Silizium zur Vorhersage der Depletionsspannung von Siliziumsensoren nach Strahlenschädigung mit geladenen Hadronen und Neutronen. Für die Langzeitausheilungskomponente nach Bestrahlung mit geladenen Hadronen ist eine Sättigung nach einer Fluenz von $\Phi = 6 \cdot 10^{14}$ n_{eq} cm^{-2} bestimmt worden [ROS 99].

worden; von unten nach oben gesehen entsprechen die drei Kurven einer Aufwärmzeit von 3, 30 und 60 Tagen bei 20°C sowie 14 Tage bei 17°C, für die restliche Zeit ist eine Temperatur von -7°C angenommen worden.

Während für Standardsilizium schon nach sechs oder sieben Jahren Spannungen deutlich größer 1000 V erreicht werden, die einen weiteren Betrieb des Sensors ausschließen, bleibt für sauerstoffangereichertes Silizium die Depletionsspannung für alle Szenarien immer unterhalb 1000 V nach der kompletten Betriebszeit von zehn Jahren. Erst im achten Betriebsjahr wird die maximale Operationspannung von 600 V erreicht, so daß bis dahin der Sensor sogar vollständig verarmt werden kann. Insbesondere die frühzeitigere Sättigung und die Retardierung der Langzeitausheilung macht sich beim sauerstoffangereichertem Material positiv bemerkbar, da so die Sensitivität von längeren Aufwärmzeiten deutlich abnimmt. Denn die drei Szenarien in Abbildung 6.3 zeigen nur einen geringen Unterschied von 150 V, während für Standardsilizium die drei Kurven stark auseinanderlaufen. Somit erscheint bezgl. der Sensoren ein Betrieb der B-Lage für die komplette geplante Betriebszeit des Experimentes möglich. Für die weiter innen liegenden Lagen mit geringerer Strahlenbelastung bedeutet die Verwendung von sauerstoffangereichertem Silizium einen Betrieb mit vollständiger Verarmung für die gesamte Lebensdauer in weiten Bereichen unabhängig vom Aufwärmszenario. Dabei muß allerdings berücksichtigt werden, daß der positive Effekt von sauerstoffangereichertem Material kleiner wird je weiter man im Pixeldetektor nach außen kommt, da der Anteil an geladenen Hadronen mit wachsendem Abstand vom Strahlrohr abnimmt und die Strahlenbelastung zunehmend mehr von den aus den Kalorimetern zurückgestreuten niederenergetischen Neutronen dominiert wird.

Durch die Verwendung von Silizium mit hohen Sauerstoffkonzentrationen kann die Strahlentoleranz der Sensoren deutlich erhöht werden. Ein weiterer Vorteil ist, daß das gleiche, qualitativ hochwertige Ausgangsmaterial verwendet werden kann, so daß ein ne-

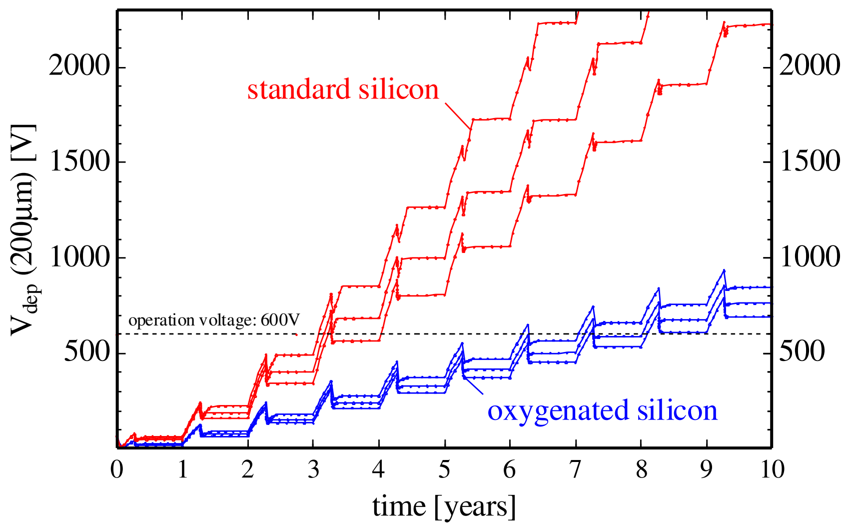


Abbildung 6.3: Zeitliche Entwicklung der Depletionsspannung eines 200 μm dicken Sensors der B-Lage des ATLAS Pixeldetektors mit verschiedenen Aufwärmszenarien für Standardsilizium und sauerstoffangereichertes Material, siehe Text.

gativer Einfluß bei der Prozessierung komplexer Sensorstrukturen nicht zu erwarten ist. Denn der einfachste Weg zur Erlangung von solch hohen Sauerstoffkonzentrationen ist eine Diffusion des Sauerstoffs aus der Oxidschicht in den Siliziumbulk. Dies kann durch einen mehrstündigen Hochtemperaturschritt im Anschluß an die ohnehin als erster Prozeßschritt stattfindenden thermische Oxidation erreicht werden. Allerdings bleibt zu überprüfen, ob dieser zusätzliche Hochtemperaturschritt nicht die Eigenschaften der Grenzfläche verändert. Dies kann sich eventuell auch erst nach strahleninduzierter Oberflächenschädigung bemerkbar machen. Untersuchungen der oberflächenrelevanten Parameter vor und nach Oberflächenchädigung haben aber bislang keinen nennenswerten Unterschied zwischen Standardsilizium und sauerstoffangereichertem Silizium gezeigt [Wüs 00].

6.3 Herstellungstechnologie

Zur Herstellung von Siliziumsensoren kann auf die industrielle Prozeßtechnologie der modernen Mikroelektronik zurückgegriffen werden. Allerdings sind einige spezielle Anforderungen bei der Herstellung zu beachten:

- Größe des Bauelementes

- Reinheit des Siliziummaterials während der Prozessierung
- doppelseitige Prozessierung

Die Größe eines Siliziumsensors in der Teilchenphysik übersteigt die typische Größe eines Mikroelektronikchips (1 cm^2) um ein Vielfaches. So ist ein typischer Streifendetektor zum Beispiel über 30 cm^2 groß und der ATLAS Pixelsensor hat eine Fläche von 10 cm^2. Dies stellt hohe Anforderungen an die Fehleranfälligkeit des Prozesses, um trotzdem eine hohe Ausbeute zu gewährleisten. Sowohl die Prozeßfolge als auch das Design müssen eine hohe Fehlertoleranz besitzen, damit lokale Prozessierungsfehler nicht zum Verlust des gesamten Bauelementes führen.

1	thermische Oxidation (beidseitig)
2	Aufbringen von Photolack auf der n-Seite und Strukturierung mit der n^+-Implantationsmaske durch Photolithografie
3	Ätzen einer Stufe zur Justage der folgenden Maskenschritte
4	Phosphorimplantation auf der n-Seite
5	Aufbringen von Photolack auf der p-Seite und Strukturierung mit der p^+-Implantationsmaske durch Photolithografie
6	Ätzen einer Stufe zur Justage der folgenden Maskenschritte
7	Borimplantation auf der p-Seite
8	Aktivierung der Implantationen durch Tempern unter Schutzgas
9	Aufbringen der Nitridschicht (beidseitig)
10	Niederdosige Borimplantation auf n-Seite (P-Spray Implantation)
11	Aktivierung der Implantation durch Tempern unter Schutzgas
12, 13	Öffnen der Kontaktlöcher im Nitrid (beidseitig)
14, 15	Öffnen der Kontaktlöcher im Oxid (beidseitig)
16, 17	Aufbringen und Strukturieren des Aluminiums (beidseitig)
18	Legieren des Aluminiums
19	Aufbringen und Strukturieren der Passivierung (beidseitig)

Tabelle 6.3: Abfolge der Prozeßschritte zur Herstellung eines Pixelsensors mit p-Spray Isolation auf der n-Seite.

Damit ein Sensor vollständig verarmt werden kann, muß er auf hochreinen Silizium prozessiert werden; typisch sind Materialien mit 2 bis 5 kΩcm. Um diese hohe Reinheit und damit die Funktion des Sensors während des Herstellungsprozeß nicht zu gefährden, muß ein Eindringen von Fremdatomen unbedingt vermieden werden. Insbesondere bei den Hochtemperaturschritten muß deshalb auf höchste Reinheit geachtet werden, damit keine Fremdatome in das Silizium eindiffundieren können.

In der Mikroelektronik dient das Siliziumsubstrat lediglich als Träger für die relevante Struktur an der Oberfläche. Bei Sensoren hingegen ist das gesamte Substrat wesentlich für die Funktion des Bauelementes und damit auch die Rückseite. Selbst bei einseitigen Sensoren muß auf der Rückseite eine ohmsche Verbindung zum Siliziumsubstrat hergestellt werden, um die Verarmungsspannung anlegen zu können. Deshalb muß im gesamten Herstellungsprozeß die Rückseite geschützt werden; dies gilt natürlich um so mehr für doppelseitige Sensoren, bei denen auf beiden Seiten strukturierte Elemente implementiert werden.

Der Herstellungsprozeß beginnt immer mit einer thermischen Oxidation, die maßgeblich die Qualität der Si-Si0_2-Grenzfläche und damit des gesamten Sensors bestimmt. Weiterhin besteht der Prozeß aus einer Abfolge von Lithographie-, Implantations-, Aufdampf- und Ätzschritten, um die notwendigen Implantationen und Schichten auf das Siliziumsubstrat aufzubringen. Eine typische Folge, wie sie die Firma CiS für die Produktions eines doppelseitigen Pixelsensor Prototypen mit P-Spray Isolation für den ATLAS Pixeldetektor verwendet hat, ist vereinfacht in der Tabelle 6.3 dargestellt.

Eine Besonderheit dieses Prozesses ist die Verwendung nur eines Oxidationschrittes, denn das zu Beginn aufgebrachte thermische Oxid ist von so guter Qualität, daß es nicht mehr entfernt wird und alle Implantationschritte durch das Oxid hindurch mit entsprechend höherer Energie durchgeführt werden. Die zusätzliche Nitridschicht auf dem Oxid dient dem mechanischen Schutz und stellt zudem eine hochohmige leitende Schicht dar, die die Potentialeinstellung auf dem Oxid beschleunigt. Außerdem kann sie zur Moderierung der P-Spray Isolationsimplantation auf der n-Seite verwendet werden (vgl. Abschnitt 6.4.4). Die aus diesen Prozeß resultierende Schichtfolge ist in Abbildung 6.4 für die n-Seite des Sensors dargestellt. Die Schichtfolge für die p-Seite ist bis auf die Implantationen identisch.

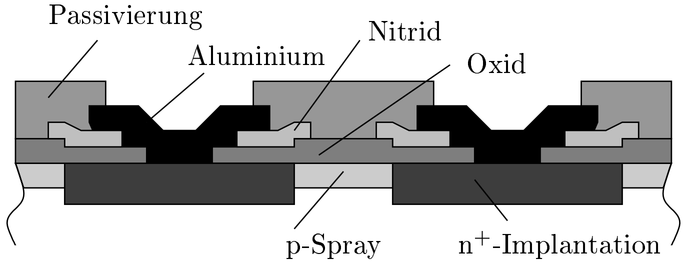


Abbildung 6.4: Resultierende Schichtfolge auf der n-Seite eines Sensors, der nach den Schritten in der Tabelle 6.3 prozessiert wurde.

6.4 Globales Design

6.4.1 Geometrie des Sensors

Die Anforderungen an die Geometrie des Sensors ergeben sich aus den Rahmenbedingungen wie Modulbau, Ausleseelektronik und Aufbau der Trägerstruktur. So muß beispielsweise die Dicke des Sensors groß genug sein, um ein ausreichendes Signal nach Strahlenschädigung zur Verfügung zu stellen. Andererseits bedeutet ein dickerer Sensor mehr Material und damit eine höhere Vielfachstreuung der Teilchen, die weiter außen liegende Detektorsysteme beeinträchtigen. Deshalb wurde die Dicke des ATLAS Pixelsensors auf 250 μm (bzw. 200 μm für die B-Lage) festgelegt. Die Größe des Moduls wiederum muß so gewählt sein, daß es auf der Trägerstruktur befestigt werden kann, ohne daß freie Stellen im Pixeldetektor entstehen. Die Fläche eines Moduls und damit auch des Sensors beträgt $18.6 \cdot 63$ mm^2, wovon lediglich 85% aktive Sensorfläche sind. Diese aktive Fläche ist in sechzehn gleichgröße Rechtecke in zwei Spalten aufgeteilt, die jeweils von einem Auslesechip bedeckt werden. Der äußere Fläche des Sensors bis hin zur Schnittkante ist inaktiv, damit genügend Abstand zwischen der Feldzone des Sensors zur Schnittkante herrscht und wird für Justiermarken und Numerierungstrukturen verwendet. Abbildung 6.5 zeigt eine Skizze des Sensors mit den wesentlichen Abmessungen.

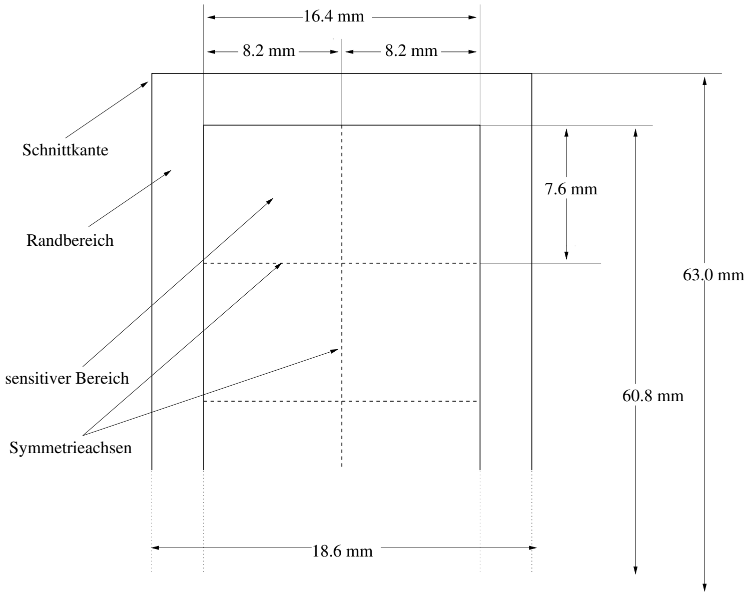


Abbildung 6.5: Skizze des Sensorbaustein des ATLAS Pixelmoduls, die Rechtecke innerhalb der sensitiven Fläche entsprechen je einem Auslesechip und setzen sich nach unten fort.

Die $50 \cdot 400$ μm^2 großen Pixelzellen sind in einer Matrix mit 18 Zeilen und 164 Spalten angeordnet[1], die über eine Bumpverbindung mit einem Auslesepixel verbunden sind. Damit auf der Elektronikseite je zwei Analogteile der Pixel auf der gleichen Seite liegen sind diese Bumpverbindungen in Doppelreihen mit je 50 μm Abstand angeordnet.

Zwischen zwei Auslesechips kommt es zu einem 400 μm großen Bereich, der nicht von Auslesezellen bedeckt werden kann. Um diese Fläche nicht komplett zu verlieren, sind die Pixelzellen am Rande eines Chips in Richtung der langen Pixelseite auf 600 μm verlängert worden. In Richtung der kurzen Pixelseite bedeutet dies 4 unkontaktierte Pixel pro Zeile und Auslesechip, die durch zusätzliche Metallbahnen mit kontaktierten Pixelzellen verbunden sind. Ein solcher Zwischenchipbereich ist in Abbildung 6.6 dargestellt; man sieht die 4 Pixel pro Zeile ohne Bumppad, die jeder mit einem ausgelesenen Pixel verbunden sind. Zwei benachbarte, nicht ausgelesene Pixel sind dabei nicht mit zwei benachbarten ausgelesenen Pixeln verbunden, sondern mit den jeweils übernächsten Nachbarn. Damit werden die Ambiguitäten bei der Spurrekonstruktion minimiert, denn wenn zwei benachbarte nichtausgelesene Pixel getroffen, so sprechen zwei nicht direkt benachbarte ausgelesene Pixel an und man kann die Spur eindeutig zuordnen.

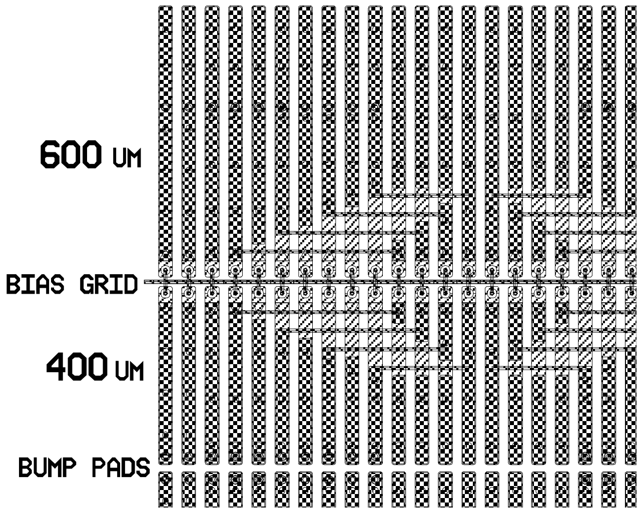


Abbildung 6.6: Detail aus dem Maskenentwurfes des Sensors im Bereich zwischen den Auslesechips. Oben erkennt man die 600μm langen Pixel, die das Bumppad nahezu in der Mitte des Pixel haben. Rechts ist der Bereich der unkontaktierten Pixel sichtbar, die mittels zusätzlicher Leiterbahnen mit kontaktierten Pixeln verbunden sind.

Nachteil dieser Lösung sind zum einen die unterschiedlichen Klassen von Pixel, die die Spurrekonstruktion erschweren und zum anderen die höheren Kapazitäten bei den

[1]Für die B-Lage ist eine Zellengröße von $50 \cdot 300$ μm^2 vorgesehen, so daß es 24 Zeilen pro Auslesechip geben wird.

verlängerten Pixeln sowie bei den Pixel im Bereich der verbundenen Pixel. Dies führt zu größerem Rauschen und mehr Übersprechen der Signale in diesen Bereich und kann die Homogenität der Schwellenverteilung über den Auslesechip beeinträchtigen.

Beide Probleme können durch den alternativen Modulansatz mit MCM-D vermieden werden (vgl Abs. 2.3.2), denn dort sind die Sensorzellen nicht direkt mit den Auslesezellen verbunden, sondern es existieren vier weitere Metallagen auf der Sensorseite. Diese Lagen können dazu benutzt werden, die Bumpverbindung zur einer Auslesezelle räumlich von der Sensorzelle zu trennen. Das heißt aber auch das die Sensorpixel nicht unbedingt die gleiche Größe wie die Auslesepixel haben müssen. So ist man in der Lage, nur eine Klasse von Pixel auf der Sensorseite zu verwirklichen, von denen jeder mit genau einem Auslesepixel verbunden ist. Für das ATLAS Pixelmodul bedeutet dies, daß die $18 \cdot 160$ Pixel pro Auslesechip mit $18 \cdot 160$ Sensorpixel der Größe $51.25 \cdot 422.2\ \mu\text{m}^2$ verbunden werden, um die gesamte aktive Fläche des Sensors zu bedecken.

Neben der matrixartigen Anordnung der Pixelzellen, kann man jede zweite Pixelspalte um 200 μm gegeneinander verschieben, so daß eine ziegelartige Struktur ensteht, die manchmal auch *Bricked-Struktur* genannt wird. Dadurch wird der effektive Pitch in der langen Pixelrichtung zumindestens in dem Bereich zwischen zwei Pixel herabgesetzt. Somit wir eine bessere Ortsauflösung in der langen Pixelrichtung erzielt. In der Prototypphase sind Teststrukturen mit solchen Bricked-Designs produziert und getestet worden (siehe Abschnitt 7.4.2). Allerdings wird die Anordnung der Bumppads auf der Sensorseite problematischer, da die Pixelzellen auf dem Auslesechip nicht ziegelartig angeordnet werden können.

6.4.2 Detektortyp

Pixelsensoren sind anders als doppelseitige Streifendetektoren einseitige Sensoren, da lediglich eine Seite strukturiert werden muß, um eine zweidimensionale Ortsinformation zu messen. Deshalb kann man wählen, ob die n- oder p-Seite eines Siliziumdetektors strukturiert werden soll. Bei einseitigen Detektoren wird üblicherweise die p-Seite gewählt, da in diesem Fall auf eine aufwendige und kostspielige Strukturierung der n-Seite durch photolithographische Maskenprozesse verzichtet werden kann. Es reicht aus, die gesamte n-Seite mit einer hochohmigen n^+-Implantation und einer durchgehenden Aluminisierung zu versehen. Auch ist die Strukturierung der p-Seite eines p^+n-Detektor einfacher, da die p^+-Pixel durch das n-Substrat elektrisch voneinander isoliert sind und somit auf eine zusätzliche Isolationsimplantation verzichtet werden kann. Ein n^+n-Detektor demgegenüber erfordert immer eine doppelseitige Prozessierung, da hier der pn-Übergang auf der unstrukturierten Seite des Sensors liegt. Die dafür notwendige p^+-Implantation darf aber nicht bis zum Rand des Sensors reichen, da ansonsten die dortigen Kristallfehler an der Schnittkante einen Kurzschluß des pn-Überganges verursachen. Deswegen muß eine Schutzstruktur auf der p-Seite implementiert werden, die für einen kontrollierten Potentialabbau zum Rand sorgt (siehe Abschnitt 6.4.3, Seite 119).

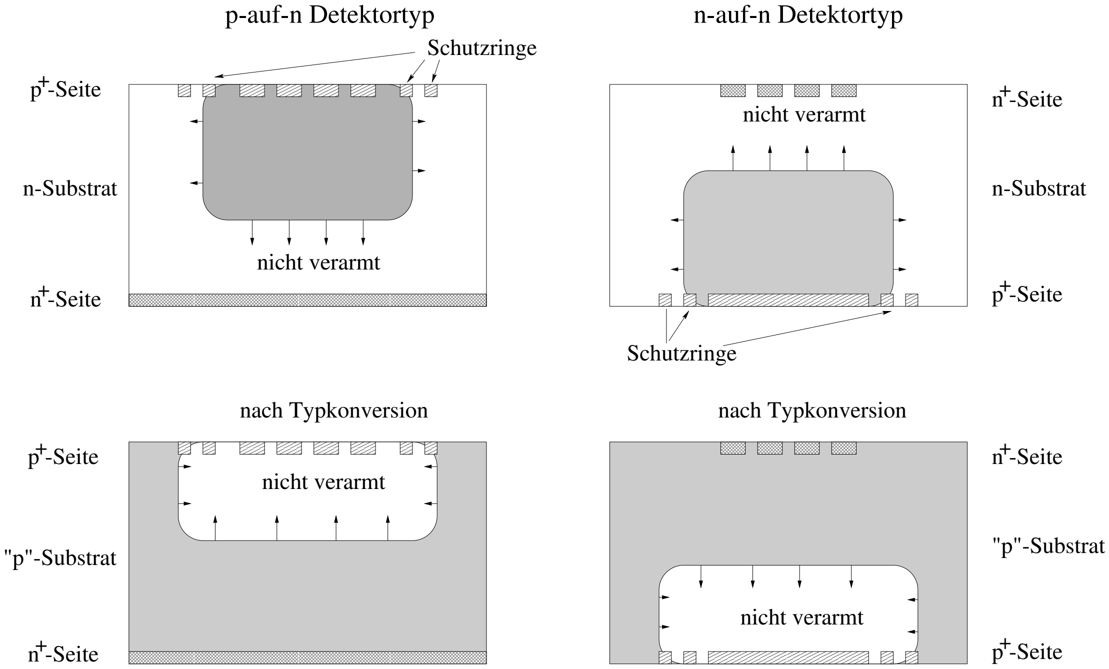


Abbildung 6.7: Vergleich zwischen p^+n und n^+n Detektortyp hinsichtlich der Ausbreitung der Verarmungszone vor und nach strahleninduzierter Typkonversion des n-Substrats. Eine Schutzstruktur für den kontrollierten Potentialabbau zum Rand hin ist nur auf der p-Seite implementiert.

Für den ATLAS-Pixelsensor ist ein solches n^+n-Konzept gewählt worden, da dieser Detektortyp im Hinblick auf die hohe Strahlenbelastung und für den hybriden Pixeldetektor Vorteile bietet. In Abbildung 6.7 ist ein Vergleich zwischen n^+n- und p^+n-Detektortyp vor und nach strahleninduzierter Typkonversion dargestellt. Im unbestrahlten Zustand wächst die Verarmungszone für den p-auf-n Detektor von der strukturierten Pixelseite, das heißt also die Pixel sind auch bei Spannungen unterhalb der vollständigen Verarmung elektrisch voneinander getrennt und damit sensitiv. Nach einer Typkonversion des Substrats von n auf p hingegen, wächst die Verarmungszone von der unstrukturierten n-Seite und volle Sensitivität des Detektors wird erst bei Erreichen der Verarmungszone an der p-Seite erreicht. Zwar bleiben die p^+ -Pixel auch im unterdepletierten Zustand weiterhin durch eine Elektronenakkumulationsschicht in dem oberflächennahen, nicht konvertierten Bereich elektrisch isoliert, so daß auch jetzt noch Teilchendurchgänge ortsaufgelöst registriert werden können. Dieser Umstand wird dadurch noch unterstützt, daß das hochbestrahlte, typkonvertierte Substrat an sich sehr hochohmig ist. Es verhält sich demzufolge für schnelle Signale eher wie ein schlechter Isolator und somit können auch für typkonvertierte und unterdepletierte p^+n-Detektoren noch Signale ortsaufgelöst gemessen werden, sofern der undepletierte Bereich nicht so groß ist [And 98].

Bei dem n^+n-Detektortyp wächst die Verarmungszone vor Bestrahlung von der unstrukturierten Diodenseite und der Detektor wird erst brauchbar, sobald die Verarmungszone die strukturierte n-Seite erreicht hat. Dafür muß aber eine Isolationsimplantation eine elektrisch Trennung der einzelnen Pixel garantieren, da ansonsten durch die von festen Oxidladungen induzierte Elektronenakkumulation an der Si-$Si0_2$-Grenzschicht immer eine niederohmig leitende Verbindung zwischen den Pixeln zustande käme. Nach der Typkonversion hingegen wandert der pn-Übergang zu strukturierten n-Seite, die Verarmungszone reicht auch im unterdepletierten Zustand immer an die Pixel heran und der Detektor kann unterhalb der Depletionsspannung betrieben werden. Da aber im oberflächennahen Bereich immer eine nicht konvertierte Schicht des Sensors zurückbleibt, muß auch nach intensiver Strahlenbelastung darauf geachtet werden, das die elektrische Isolation zwischen den n^+-Pixeln gewährleistet bleibt (vgl. Abschnitt 6.4.4).

Bei der bisherigen Betrachtung wurde der Einfluß der Schnittkante und der Schutzstruktur nicht berücksichtigt. Wandert nach Typkonvertierung die Diodenseite zur n-Seite, wo keine solche Schutzstruktur implementiert ist, so ist über die leitende Schnittkante auch der Rand der p-Seite felderfüllt und die Verarmungszone wächst sowohl von der n-Seite und dem Rand der p-Seite aus. Lediglich die durch die Schutzstruktur abgeschirmte ursprüngliche Diodenseite ist feldfrei (siehe Abbildung 6.7 unten). Um diesen Zustand zu vermeiden, müßte eine weitere Schutzstruktur auf der n-Seite angebracht werden, die die Verarmungszone auch nach Typkonversion von der Schnittkante fernzuhalten vermag. Dies ist aber nicht nötig, denn die starke Ladungträgerinjektion an der Schnittkante durch die dort degenerierte Kristallstruktur wird nach der strahleninduzierten Typkonversion begrenzt durch den hohen intrinsischen Widerstand des geschädigten Siliziums (vgl.Abschnitt 3.3.1). Es ensteht ein Potentialminimum an der Schnittkante, das stark mit Löchern geflutet ist und die Verarmungszone von der Schnittkante wegdrängt. Ist also der Abstand der Schnittkante von dem sensitiven Volumen groß genug, so stellt dies kein Problem für den Betrieb eines hochgeschädigten Sensors mit nur einer Schutzstruktur auf der p-Seite dar [And 98].

Ein weiterer Vorteil dieser Konfiguration ist, daß die gesamte n-Seite des Detektors immer auf identischen Potential liegt, da der gesamte Spannungsabfall über die Schutzstruktur auf der p-Seite geschieht. Dies erlaubt für einen hybriden Pixeldetektor, die Möglichkeit bei einem n-auf-n Detektortyp die strukturierte n-Seite des Sensors auf 0 V zu legen ohne das Risiko, daß die Hochspannung über die Schnittkante auf dieselbe Seite wie die Elektronik gelangt. Denn dies könnte ein Funkenüberschlag auf die Ausleseelektronik bedeuten, da Teile des Auslesechips über die sensitive Fläche des Sensors ragen und der Abstand zwischen Sensor und Auslesechip je nach Höhe der Bumpverbindungen nur etwa $10 - 20\ \mu$m beträgt. Damit könnte die für Luft kritische Durchbruchspannung von $1.2\ V\mu\text{m}^{-1}$ [HCP 73] schon bei kleinen Potentialunterschieden erreicht werden. In dem Konzept für den ATLAS Pixelsensor (Abbildung 6.8) wurde deswegen zusätzlich noch der gesamte insensitive Randbereichs des Sensors auf der n-Seite mit einer n^+-Implantation versehen, die durch einige zusätzliche Bump-Verbindungen zum Auslesechip immer auf Erdpotential gehalten wird. Die gesamte Hochspannung von maximal 600 V wird auf der p-Seite über die Schutzstruktur abgebaut.

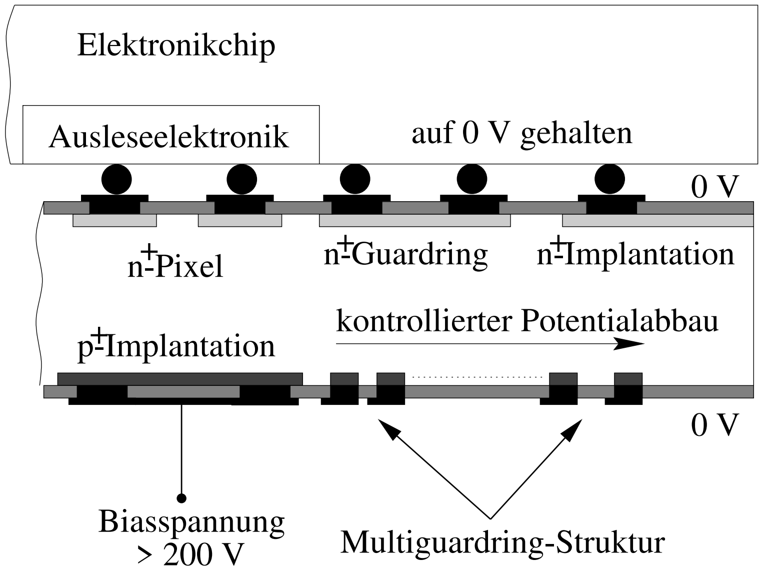


Abbildung 6.8: Schematische Darstellung des n-auf-n Sensorkonzepts für den ATLAS Pixeldetektor. Die Schutzstruktur bestehend aus einer Multiguardring-Struktur liegt nur auf der rückwärtigen p-Seite, damit die gesamte n-Seite auf 0 V liegt.

6.4.3 Multiguardring-Struktur

Wie schon im letzten Abschnitt erwähnt, ist es unbedingt notwendig, den pn-Übergang auf der p-Seite des Sensors von der Schnittkante fernzuhalten, um einen Kurzschluß über die Schnittkante und damit einen kompletten Ausfall des Sensors zu verhindern. Auch darf die Verarmungszone diese Schnittkante nicht erreichen, da ansonsten die dortigen Kristallschäden eine hohe Anzahl an Ladungsträgern in die Feldzone injizierten und somit einen starken Anstieg des Sperrstromes verursachten. Deswegen muß die p-Seite eines Siliziumsensors immer strukturiert werden, und um hohe Spannungen von einigen 100 V an den Sensor legen zu können, wird eine Schutzstruktur auf dem Sensor integriert, die das Potential an der p^+-Implantation kontrolliert abbaut.

Eine solche Schutzstruktur ist die sogenannte *Multiguardring-Struktur*, die aus mehreren floatenden, ringförmigen p^+-Implantationen besteht, die um die eigentliche Diodenimplantationen herum liegen. Hierbei wird das Potential stufenweise von Ring zu Ring abgebaut, das Design der Struktur ist darauf optimiert, einen maximalen Spannungsabfall zwischen zwei Ringen zu erreichen, um möglichst wenig Fläche für die Schutzstruktur zu verwenden. Abbildung 6.9 zeigt einen Querschnitt zwischen zwei Schutzringen einer p-seitigen Multiguardring-Struktur nach [Bis 93]. Die Metallisierung des äußeren Ringes ist bis zur Mitte der Lücke zum nächsten Ring gezogen, um einen stärkeren Potentialabfall zu erzeugen. Die Funktion dieser Struktur ist die einer Punch-Through-Struktur;

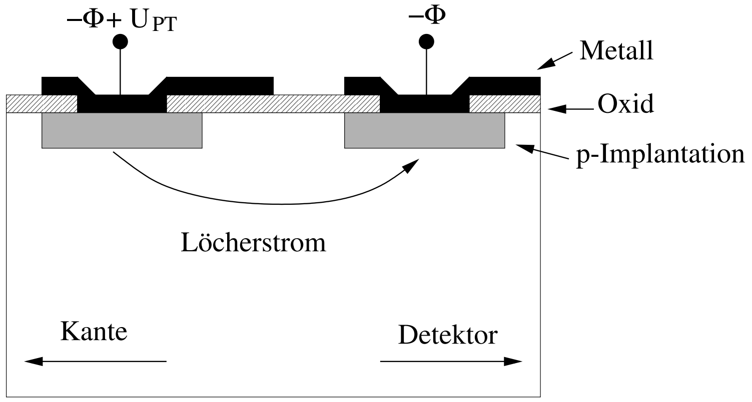


Abbildung 6.9: Schematischer Querschnitt zweier Schutzringe sowie ihre potentialabbauende Funktion mittels Punch-Through-Effekt, nach [Bis 93].

die Diode wird in Sperrichtung betrieben und ihr Potential liegt tiefer als für den ersten floatenden Guardring und falls diese Potentialbarriere groß genug, fließt eine Löcherstrom vom Guardring zur Diode. Das Potential (also die Punch-Through-Spannung) auf dem Ring stellt sich so ein, daß dieser Löcherstrom gerade den Sperrstrom, den der Streifen sammelt, ausgleicht. Durch den MOS-Überlapp wird das Potential an der Si-Si0_2-Grenzfläche positiver und damit der Löcherstrom weiter in den Siliziumbulk gedrückt, so daß die Potentialbarriere zwischen den Ringen wächst. Dieser Mechanismus setzt sich von Ring zu Ring nach außen fort bis das Potential vollständig abgebaut ist. Für typische Geometrien dieser Guardring liegen die erreichbaren Potentialstufen zwischen 2 Ringen bei etwa 40 V [Bis 93].

Tests solcher Schutzstrukturen an Streifendetektoren nach Strahlenschädigung haben gezeigt, daß die inneren Ringe eine höheren Spannungsabfall als die weiter außen liegenden Ringe haben [And 00]. Dem kann dadurch Rechnung getragen werden, daß der Pitch der Ringe von innen nach außen zunimmt, um einen homogenen Potentialabbau über die Struktur zu erreichen und damit die Spannungsfestigkeit der Struktur zu erhöhen. Insbesondere für p-auf-n Sensoren bestimmt die Spannungsfestigkeit der Schutzstruktur die des gesamten Bauelementes, da hier zumeist die höchsten Feldstärken auftreten. Die für den ATLAS Pixelsensor verwendete Multiguardring-Struktur wurde am Halbleiterlabor des MPI München entwickelt und enthält 17 Ringe mit einem wachsenden Pitch von $20 - 50$ μm und kommt mit einer Gesamtbreite von knapp 0.5 mm aus. Sie zeigt auch nach einer Bestrahlung bis zu einer Fluenz von 10^{15} $n_{\rm eq}$ cm^{-2} eine Spannungsfestigkeit bis über 1000 V.

6.4.4 Isolationstechniken

Eine Schwierigkeit, die man mit dem n-auf-n Detektorkonzept auf sich nimmt, ist die Isolation zwischen den Pixelimplantationen. Durch die positiven Oxidladungen entsteht im Normalbetrieb immer eine Elektronenakkumulationsschicht an der Si-$Si0_2$-Grenzfläche, die eine gut leitende Verbindung zwischen allen Pixeln herstellt. Deshalb muß durch eine Isolation dieser Kanal unterbrochen werden. Da aber mit Strahlenschädigung diese feste Oxidladung zunimmt und damit auch die Konzentration der Elektronenakkumulation, muß diese Isolation gut genug sein, um auch nach intensiver Schädigung eine Isolation zwischen den Pixeln zu garantieren. Gleichzeitig darf sie an der Si-$Si0_2$-Grenzfläche nicht zu lokal erhöhten, lateralen Feldmaxima führen, die die Spannungsfestigkeit des Sensors beeinträchtigen könnte.

Im Prinzip stehen zwei Möglichkeiten für diese Isolation zur Verfügung. Zum einen kann eine p-Implantation zwischen je zwei Pixeln eingebracht werden, die die Elektronenakkumulation überkompensiert und somit den leitenden Kanal unterbricht. Zum anderen kann eine MOS-artige Feldelektrode auf das Oxid zwischen zwei Pixel aufgebracht werden, die extern auf einem Potential gehalten wird, das den MOS-Übergang in Depletion oder Inversion hält, um den Elektronenkanal zu unterbrechen. Dies hätte zwar den Vorteil, daß man die Spannung dafür nachregulieren könnte, und somit auf die durch Strahlung wachsenden Oxidladungen reagieren könnte. Andererseits muß man dafür weitere große Streukapazitäten zu diesen Feldplatten in Kauf nehmen, und die Fehlertoleranz des Sensors sinkt, da nun weite Teile der Oxidfläche mit einem Metallkontakt versehen sind und somit die Anfälligkeit gegen Fehler im Oxid (sog. *Pinholes*) ansteigt.

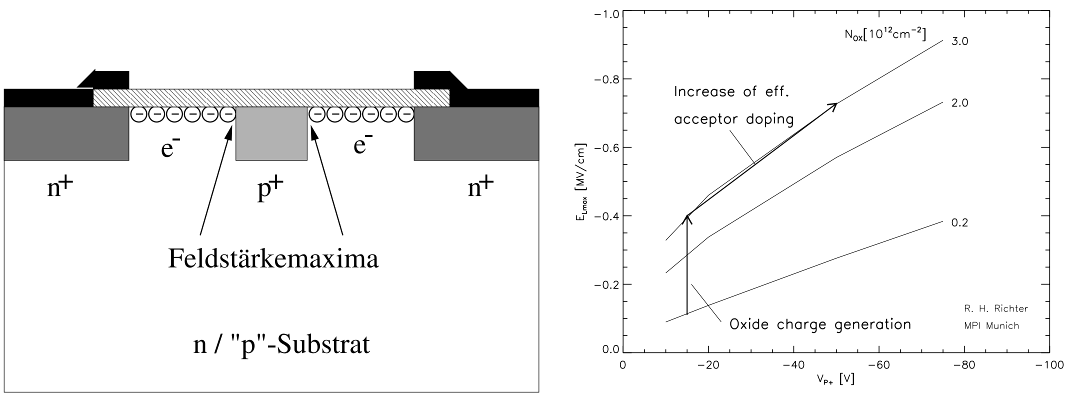
Im folgenden werden die unterschiedlichen Isolationstechniken, die eine weitere p-Implantation verwenden im Hinblick auf ihre Anwendung beim ATLAS Pixelsensor diskutiert. Die wesentliche Anforderung an die Isolationstechnik ist dabei neben der Garantie der Isolation auch nach intensiver Strahlenschädigung die Spannungsfestigkeit des Sensors. Denn anders als bei p-auf-n Detektoren wird diese durch die zusätzlichen p-Implantationen an der n-Seite bestimmt. Die so entstehenden lateralen pn-Übergänge weisen Maxima der elektrischen Feldstärke auf und können zu lokalen und globalen Durchbrüchen des Sensors führen. Aber gerade die Spannungsfestigkeit des Sensor ist wichtig für seinen Einsatz, da nach Strahlenschädigung Spannungen bis zu 700 V an den Detektor gelegt werden sollen, um noch eine ausreichende Verarmung zu gewährleisten. Deshalb muß die Isolationstechnik auf die Verringerung der Feldmaxima hin optimiert werden.

p-Stop

Die gebräuchlichste Art der Implantationisolierung ist die p-Stop Technik; hierbei wird eine p^+-Implantation zwischen zwei benachbarte Pixel eingebracht, die die Elektronenakkumulationsschicht unterbricht. Dazu ist ein eigener Photolithographieschritt notwendig, der die Produktionskosten erhöht und das Risiko der Disjustage in sich birgt.

Falls durch schlechte Justage der Masken die p^+- und die n^+-Implantation zu nahe beieinanderliegen bzw. sich überlappen, kommt es durch die hohen Dotierungskonzentrationen in diesem Bereich zu Zenerdurchbrüchen. Deshalb muß der minimale Abstand zwischen zwei n^+- und p^+-Implantation groß genug sein, um eventuelle Justageungenauigkeiten auszugleichen.

Die Dosis dieser p-Stop Implantation entspricht der einer normalen p^+-Implantation auf der p-Seite und ist mit mehreren 10^{14} Borionen pro cm^2 sicher groß genug, die Elektronenakkumulation auch nach maximaler Strahlenschädigung zu unterbrechen. Ein Nachteil dieser hohen Implantationsdosis ist aber das elektrische Feldstärkenmaximum, das am Rand der p-Stop Implantation lateral zu der Elektronenakkumulationsschicht hin entsteht (siehe Abbildung 6.10 (a)). Die Elektronenakkumulation an der Si-SiO_2-Grenzfläche wirkt effektiv wie n^+-Gebiet und der so entstehende hohe Gradient in der Dotierungskonzentration führt zu einem Maximum der Feldstärke. Da mit der Bestrahlungsdosis die festen Oxidladungen bis zu einem Sättigungswert von etwa $3 \cdot 10^{12}\ cm^{-2}$ ansteigen, wird dieser Gradient mit zunehmender Schädigung größer und das Feldmaximum sowie das Durchbruchrisiko nehmen zu.



(a) Lage des lateralen Feldmaximums bei p-Stop Isolation.

(b) Mit ToSCA simulierte Entwicklung des lateralen Feldmaximums nach Strahlenschädigung in Abhängigkeit der Potentialdifferenz zwischen p-Stop und n^+-Implantation.

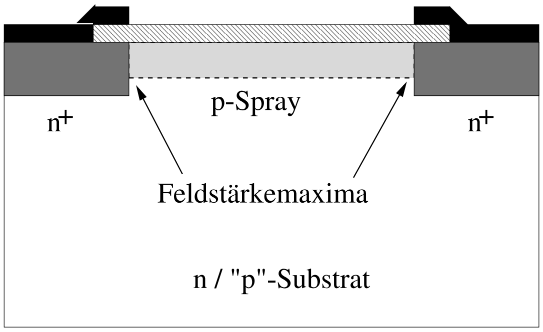
Abbildung 6.10: Lage und Entwicklung des Maximums der lateralen elektrischen Feldstärke bei einem Detektor mit p-Stop Isolation mit wachsender Schädigung der Oberfläche (Ansteigen der festen Oxidladungen) und des Substrats (Ansteigen der effektiven Dotierungskonzentration). Die Entwicklung der Feldstärke während der Bestrahlung ist mit Pfeilen angedeutet [Ric 96].

Dieser Effekt ist in Abbildung 6.10 (b) dargestellt. Hier wurde zweidimensional für einen n-auf-n Detektor mit p-Stop Isolationsimplantation bei verschiedenen Stadien der Strahlenschädigung das Feldstärkemaxima mit dem Bauelementesimulator ToSCA berechnet [Ric 96]. Zu Beginn ist die feste Oxidladung mit $2 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} angenommen, die nach Bestrahlung mit Dosen von einigen 10 kGy den Sättigungswert von $3 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} erreicht. Die zunehmende Kristallschädigung wird durch eine Anstieg der akzeptorartigen Zustände im Grundmaterial berücksichtigt, die zuerst eine Wechsel der Leitungsmechanismus von n auf p verursachen und im weiteren zu immer höheren effektiven Dotierungskonzentration des Grundmaterials führen. Das errechnete Feldmaximum steigt wie erwartet mit zunehmender Oberflächenschädigung. Es steigt aber auch mit zunehmender Kristallschädigung, wenn gleich auch nicht so stark. Dies hängt mit der veränderten Potentialdifferenz zwischen n$^+$- und p-Stop-Implantation zusammen, denn das Potential des p-Stop ist nicht fest, sondern es stellt sich nur aufgrund der Geometrie, der anliegenden Verarmungsspannung und der Substratdotierung ein. Nach Typinversion wechselt die Hochfeldregion des pn-Überganges von der p- auf die n-Seite und eine weitere Erhöhung der effektiven Dotierungskonzentration muß durch höhere Verarmungsspannungen ausgeglichen werden, die wiederum die Feldstärke erhöhen. Insgesamt bedeutet dies, das für p-Stop Isolation die Spannungsfestigkeit mit zunehmender Bestrahlung abnimmt.

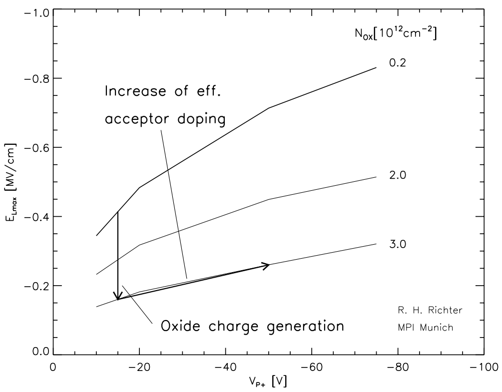
p-Spray

Eine andere Technik eine Isolation zwischen zwei n$^+$-Implantationen herbeizuführen, ist eine maskenlose Borimplantation, das sog. p-Spray, mit einer Dosis von nur einigen 10^{12} cm^{-2} auf die gesamte n-Seite einzubringen. Die n$^+$-Implantationen werden mit einer deutlich höheren Dosis ($> 10^{14}$ cm^{-2}) implantiert und kompensieren die niederdosige p-Spray Schicht über. Der Vorteil hierbei ist zum einen, daß dieser Schritt ohne einen Photolithographieschritt auskommt und damit die Produktionskosten senkt. Dadurch können die Abstände zwischen zwei n$^+$-Implantationen kleiner als bei der p-Stop Variante gewählt werden, da die Sicherheitsreserve wegen Justageungenauigekeiten der Photolithographieschritte entfällt. Zum anderen wird die gesamte Si-SiO_2-Grenzschicht außerhalb der Pixel durch diese p-Implantation abgeschattet und die Elektronenakkumulation wird überall durch die Löcher der p-Spray Schicht kompensiert. Auch kann über den lateralen pn-Übergang kein Oberflächenstrom I_{ox} in den n$^+$Pixel gelangen.

Nachteil ist, daß die Dosis der p-Spray Schicht sorgfältig gewählt werden muß; sie muß groß genug sein, um bei maximalen festen Oxidladungen, die dadurch induzierte Elektronenschicht an der Grenzfläche zum Oxid zu kompensieren. Andererseits sollte sie nicht zu hoch sein, da ansonsten die Spannungsfestigkeit des Sensors sinkt. Die Feldstärkenmaxima befinden sich nämlich beim lateralen pn-Übergang zwischen dem p-Spray und der n$^+$-Implantation der Pixel, wie in Abbildung 6.11 (a) dargestellt ist. Eine zu hohe Dosis erhöht den Gradienten der Dotierungskonzentration und damit die maximale laterale Feldstärke. Deshalb wird die Dosis knapp oberhalb der zu erwartenden Sättigung der strahlungsinduzierten Oxidladung gewählt; üblich sind Werte von $3 - 4 \cdot 10^{12}$ cm^{-2}.



(a) Lage des lateralen Feldmaximums bei p-Spray Isolation.



(b) Mit ToSCA simulierte Entwicklung des lateralen Feldmaximums nach Strahlenschädigung in Abhängigkeit der Potentialdifferenz zwischen p-Spray und n^+-Implantation.

Abbildung 6.11: Lage und Entwicklung des Maximums der lateralen elektrischen Feldstärke bei einem Detektor mit p-Spray Isolation. Mit wachsender Schädigung der Oberfläche steigen die festen Oxidladungen an und die Volumeneffekte bewirken nach anfänglicher Typkonversion ein Ansteigen der effektiven Dotierungskonzentration des Substrat. Die Entwicklung der Feldstärke während der Bestrahlung ist mit Pfeilen angedeutet [Ric 96].

Die Stärke dieser Isolationstechnik für Sensoren, die einem hohen Strahlungsfeld ausgesetzt sind, liegt in ihrem Verhalten nach Strahlenschädigung. Anders als bei der p-Stop Technik nimmt die Spannungsfestigkeit solcher Strukturen mit zunehmender Schädigung zu. Denn eine Erhöhung der festen Oxidladung an der Si-SiO_2-Grenzfläche durch ionisierende Teilchen zieht weitere Elektronen an die Grenzfläche, so daß dort zunehmend mehr Löcher der p-Spray-Schicht kompensiert werden. Die effektive Dotierung fällt und damit nimmt auch das Feldmaximum ab (Abbildung 6.11 (b)). Das Verhalten gegenüber Kristallschädigung ist zwar wie bei der p-Stop Technik, eine Erhöhung der Potentialdifferenz zwischen n^+-Pixel und p-Spray durch Typkonversion sowie durch Anwachsen der Substratdotierung bewirkt ein höheres laterales Feldmaximum. Aber der Anstieg der lateralen Feldstärke, der durch die Kristallschädigung verursacht wird, beträgt bei der p-Spray-Technik weniger als 0.1 kV/cm, während dieser Anstieg bei der p-Stop-Technik etwa 0.5 kV/cm beträgt. Die absolute Höhe der lateralen Feldspitzen nach kompletter Schädigung ist für die p-Spray-Technik mit knapp 0.3 kV/cm um den Faktor drei geringer als die 0.9 kV/cm der p-Stop-Isolation.

Auch viele weitere Beeinträchtigungen von segmentierten Siliziumsensoren nach Oberflächenschädigung hängen, wie in Abschnitt 4.4 dargelegt, von der Elektronenakkumulationsschicht bzw. von ihrem Anwachsen mit Strahlenschädigung ab. Da aber mit der p-Spray-Isolationstechnik die gesamte Elektronenakkumulation an der segmentierten Seite abgeschattet wird, verschwindet weitesgehend ihr Einfluß auf das Verhalten des Sensors. Ein mit p-Spray isolierter n-auf-n Sensor ist also ein weitestgehend von Oberflächeneffekten unabhängiger Sensor und somit auch, wenn man mal von Kristalleffekten absieht, intrinsisch strahlentoleranter. Zur Beurteilung dieser Strahlentoleranz ist demzufolge die Höhe der Implantationsdosis sowie ihre effektive Abnahme nach Oberflächenschädigung von entscheidender Bedeutung, denn die Kompensation der wachsenden Elektronenakkumulation muß zu jedem Zeitpunkt des Betriebs gewährleistet sein.

Ein Sensor mit p-Spray Isolation zeigt also sein schlechtestes Verhalten, z. B. im Hinblick auf Durchbrüche, vor Bestrahlung und wird durch Schädigung mit geladenen Teilchen nur noch spannungsfester. Dies ist eine gute Voraussetzung für die Qualitätskontrolle der Sensoren, denn ein einmal vor Einbau getesteter Sensor, der die geforderten Kriterien erfüllte, wird diese durch Bestrahlung nicht einbüßen, sondern vermutlich noch verbessern. Weiterhin erlaubt die mit der p-Spray Technologie einhergehende Möglichkeit, kleinere Abstände zwischen den n^+-Implantationen zu verwenden, die Implementierung einer Spannungszuführung an jeden einzelnen Pixel auf dem Sensor. Diese ermöglicht ein einfaches und unkompliziertes Testen und Bewerten der Sensoren bevor der Sensor in die weiteren Schritte des Modulaufbaus gelangt (siehe Abschnitt 6.4.5).

Moderiertes p-Spray

Da für die p-Spray Isolationstechnik die Spannungsfestigkeit ungeschädigt begrenzt ist und somit die Ausbeute der Sensoren negativ beeinflußt, wurde im Rahmen der Prototypentwicklung für den ATLAS Pixelsensor eine Variante der p-Spray Technik, die sogenannte *moderierte p-Spray* Isolationstechnik, getestet [Lut 97a]. Ziel dieser Technologie ist die Erniedrigung der maximalem elektrischen Feldstärke im ungeschädigten Sensor. Dazu wird die Dosis im Übergangsbereich zur n^+-Implantation moderiert, das heißt eine niedrigere Dosis implantiert. Das führt zu einem niedrigeren Dotierungsgradienten und damit zu kleineren maximalen Feldstärken. Die Isolation ist aber dadurch nicht beeinflußt, da in der Mitte der Lücke nach wie vor die gesamte p-Spray Dosis implantiert wird. Selbst wenn die moderierten Bereiche der p-Spray Schicht durch die mit der Dosis wachsende Elektronenakkumulation kompensiert werden, so bleibt der leitende Kanal spätestens in dem nicht moderierten Gebiet unterbrochen. Auch bleibt die Abschwächung des Feldmaximums mit zunehmender Schädigung erhalten; sie fängt nur gleich auf einem niedrigeren Niveau an.

Eine einfache Methode ein solches Dotierungsprofil innerhalb der p-Spray Schicht zu erhalten, ist in der Abbildung 6.12 dargestellt. Sie verwendet die Nitridschicht auf dem Oxid als Abschattungsmaske; die p-Spray Implantation wird in dem Herstellungsprozeß verschoben, bis die Nitridschicht strukturiert wurde. An den Stellen, an denen die

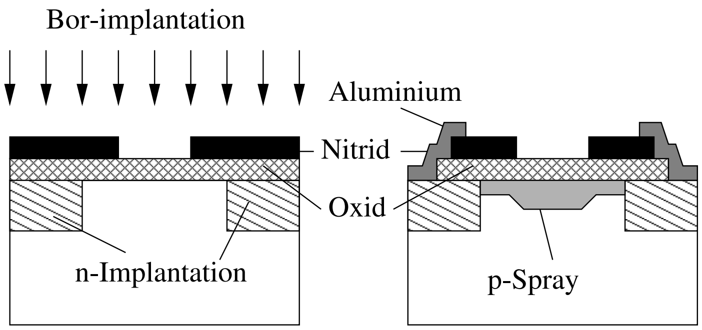


Abbildung 6.12: Moderierte p-Spray Implantation mittels strukturierter Nitridschicht. Links: Schichtsystem während der Implantation. Rechts: Daraus resultierendes Dotierungsprofil (nach [Lut 97a]).

Nitridschicht geöffnet ist, wird die volle Dosis implantiert und an den Stellen, wo das Nitrid geschlossen ist, wird eine der Dicke des Nitrids entsprechend geringere Dosis eingebracht. Ist also die Nitridschicht in der Mitte des Gaps zwischen zwei Pixeln geöffnet, so erhält man das gewünschte Dotierungsprofil. Auf diese Weise erspart man sich auch weiterhin einen zusätzlichen Photolithgraphieschritt. Natürlich kann die Moderierung des p-Spray auch dadurch erfolgen, daß eine maskenlose Borimplantation mit der moderierten Dosis implantiert und anschließend in einem Maskenschritt in den dafür vorgesehenen Bereichen die restliche Dosis bis zur Erreichung der kompletten p-Spray Dosis implantiert.

Die Höhe der Dosis im moderierten p-Spray-Bereich bestimmt den Charakter der moderierten p-Spray-Schicht; je nach relativer Höhe der Dosis in Bezug auf den Hochdosisbereich der p-Implantation verhält sich die Schicht eher wie eine p-Stop-Isolation (sehr schwache Dotierung im moderierten Bereich) oder wie eine normale p-Spray-Isolation (fast gleiche Dotierung im moderierten Bereich). Zur Optimierung der Dosis im moderierten p-Spray Bereich sind deshalb Simulationstudien mit ToSCA durchgeführt worden, die den Einfluß dieser Dosis in Hinblick auf strahleninduzierte Veränderungen der maximalen Feldstärke und der Zwischenpixelkapazitäten untersuchten [Roh 99]. Als Ergebnis ist festzuhalten, daß die optimierte Dosis im moderierten Bereich ungefähr dem Sättigungwert der festen Oxidladungen entspricht, während die Dosis im normalen p-Spray Bereich um den Faktor 2-3 höher liegt. Auf diese Weise minimiert man nicht nur die Feldspitzen vor sondern auch nach Bestrahlung, da die effektive Dotierung der p-Spray-Schicht im geschädigten Fall nahezu verschwunden ist; gleichzeitig hat sich aber noch kein leitender Elektronenkanal bis zum Hochdosisbereich des p-Sprays ausgebildet, der dann wie eine, wenn auch niederdosige, p-Stop-Implantation wirken würde. Ebenso verringert diese Konfiguration die Zwischenpixelkapazität, da für die p-Spray Strukturen die dominierende Kapazität zwischen n^+-Implantation und p-Spray-Schicht durch eine Abnahme der effektiven Dotierung kleiner wird.

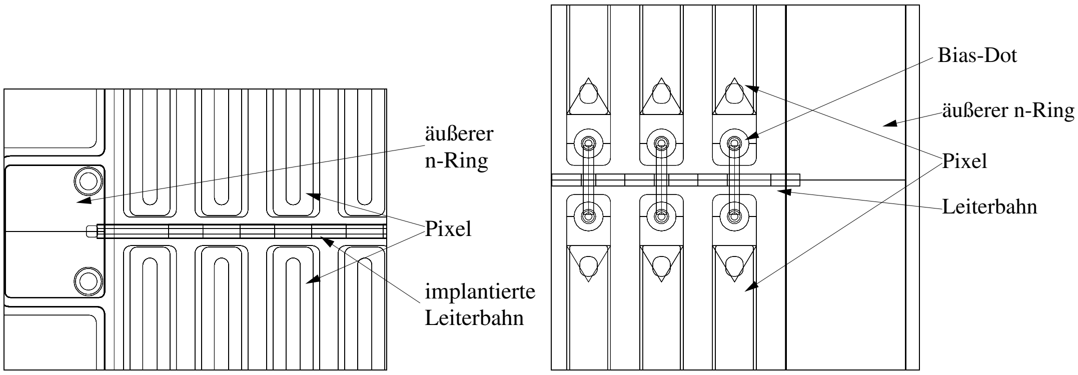
6.4.5 Punch-Through-Biasnetzwerk

Da insgesamt etwa 2000 Sensoren benötigt werden, sollte die Möglichkeit, Sensoren auch vor dem Verbinden mit der Elektronik unter Betriebsbedingungen testen zu können, bestehen. Um einen segmentierten Sensor richtig testen zu können, müssen in der Regel alle Elektroden der segmentierten Seite wie im Betrieb kontaktiert sein, da nur so homogene Feldverläufe garantiert sind und realistische Tests möglich sind. Für direkt gekoppelte Pixelsensoren bedeutet dies, daß alle Pixel gleichzeitig kontaktiert werden müssen. Bei etwa 50.000 Pixel, die auf dem ATLAS Pixelsensor sind, ist eine direkte Kontaktierung jedes einzelnen Pixel mit herkömmlichen Methoden wie Probernadeln ausgeschlossen.

Bei der p-Spray Isolationstechnik bot sich die Möglichkeit, ein Punch-Through-Biasnetzwerk in das Design zu implementieren, das jeden Pixel über eine eigens konzipierte Spannungszuführung kontaktiert. Damit ist es möglich die gesamte Pixelmatrix mit nur einer Nadel zu kontaktieren. Bei p-Stop-Sensoren ist die Integration eines solchen Biasnetzwerkes nicht möglich, da der Abstand zwischen einer solchen Struktur und den Pixeln wegen der höheren Anforderung an die Positioniergenauigkeit der p-Stop-Maske zu groß wird. Dies hat zur Folge, daß die Punch-Through-Spannung relativ hoch wird und damit die Potentialverhältnisse an der n-Seite des Sensors stark inhomogen werden und zu systematisch bedingten Durchbrüchen führen. Deshalb sind aussagefähige Leckstrommessungen an p-Stop Sensoren nur nach Aufbringen der Elektronik möglich, so daß die Qualität eines Sensors erst nach dem Modulaufbau beurteilt werden kann. Dies ist nicht wünschenswert, da so die Gesamtausbeute des Moduls deutlich verschlechtert wird, denn die Ausbeute der Sensoren muß noch mit der Ausbeute des Verbindungsprozesses multipliziert werden.

Die Idee bei einem Biasnetzwerk ist, eine weitere n^+-Implantation in die Nähe jedes Pixel zu bringen, die über eine Gitterstruktur miteinander verbunden sind und so jeden Pixel durch den Punch-Through-Effekt auf Potential halten. Die Größe der Potentialstufe ist dabei vom minimalen Abstand zwischen der Spannungszuführung zur Pixelimplantation und der Dotierung der p-Spray-Schicht abhängig. In der Prototypphase sind verschiedene Designs dieser Spannungszuführung getestet worden; allen Designs gemein ist, daß sie in einer 90 μm breiten n^+-Implantation münden, die als Ring um die gesamte aktive Fläche des Sensors läuft. Kontaktiert man diesen äußeren Ring, so werden mit einem Punch-Through alle Pixel des Sensors auf ein Potential eingestellt, wodurch realistische Messungen möglich werden.

Im Betrieb des Sensors ist dieses Biasnetzwerk inaktiv, da jeder Pixel nun über die Ausleseelektronik nahe dem Erdpotential gehalten wird. Deshalb trägt dieses Netzwerk auch nicht zum Rauschen bei, wie dies zum Beispiel bei stark strahlengeschädigten AC-gekoppelten Streifendetektoren, die über eine vergleichbare Punch-Through-Struktur während des Betriebes gebiast wurden, beobachtet wurde [And 98, Azz 96]. Es wirkt vielmehr noch als Potentialabfallsicherung an der n-Seite, denn Bereiche mit durch Bumpfehler unkontaktierten Pixel können nicht auf eine beliebig tiefes Potential fallen,



(a) Spannungszuführung über eine implantierte Leiterbahn.

(b) Spannungszuführung über im Pixel integrierte Bias-Dots.

Abbildung 6.13: Zwei Möglichkeiten, die Punch-Through Spannungszuführung in das Design eines p-Spray-Pixelsensors zu integrieren.

ohne vom Punch-Through-Biasnetzwerk auf ein Potential dicht am Erdpotential eingestellt zu werden. Dies stellt eine weitere Schutzfunktion dar, um Überschläge auf die Elektronik zu vermeiden.

In Abbildung 6.13 sind zwei Beispiele für eine Realisierung der Spannungszuführung innerhalb der Pixel dargestellt. Im einem Fall (a) läuft eine n^+-Implantation parallel zu den kurzen Pixelseiten zwischen je zwei Pixelzeilen entlang, so daß jeder Pixel einen Abstand von 5 μm zu Spannungszuführung hat. Im anderen Fall (b) ist eine kleine, runde Implantation am Ende jedes Pixels realisiert, die komplett von der eigentlichen Pixelimplantation umgeben ist. Die einzelnen sogenannten *Bias-Dots* sind durch Leiterbahnen verbunden, die die Verbindung zu der Ringimplantation bilden. Diese Leiterbahnen liegen dabei auf dem Oxid, sind also nicht mit einer darunterliegenden Implantation verbunden, so daß ein gewisses Risiko gegen Pin-Holes besteht. Da aber die Fläche der Leiterbahnen relativ klein ist, sollte das Risiko gering sein.

6.5 Design der Pixelzelle

6.5.1 Allgemeines

In der Entwicklungsphase der ATLAS Pixelsensoren sind eine ganze Reihe von verschiedenen Designs der Pixelzelle konzipiert, realisiert und getestet worden. Es lassen sich zwei aufeinanderfolgenden Prototypentwicklungen unterscheiden. Im ersten Prototypen [Ala 97] sind auf einem 4"-Wafer gleichzeitig p-Spray- und p-Stop-Sensoren produziert worden. Das vollständige Masken-Layout im GDS-II Format ist dabei von der ATLAS-Pixelkollaboration den Herstellern zur Verfügung gestellt worden. Neben zwei kompletten Sensortiles, eins in p-Spray Technologie und eins mit p-Stop Technologie, sind weitere funktionsfähige Pixelsensoren und Teststrukturen darauf zu finden. Die zusätzlichen sogenannten Einzelchipsensoren oder SC-Strukturen weisen nur 1/16-tel der sensitiven Fläche des Sensortiles passend zu einem Auslesechip auf, besitzen aber ansonsten die Funktionalität eines Sensortiles. Dies erleichtert den Aufwand beim Testen der Funktionalität des Sensor und der Elektronik unter realistischen Anwendungsbedingungen zum Beispiel im Teststrahl. Die Teststrukturen erlauben die Bestimmung prozessrelevanter Oberflächen- und Substratparameter und entsprechen im wesentlichen denen im Kapitel 3.2 vorgestellten. Ein vollständige Beschreibung aller Pixelstrukturen des ersten Prototypentwurfs findet sich in [Hüg 97].

Dieser erste Prototyp ist von den Herstellern CiS[2] und Seiko[3] prozessiert und im Dezember 1997 geliefert worden. Im folgenden hat CiS noch zwei Nachlieferungen des ersten Prototypen geliefert, die sog. Prototypen 1b und 1c. Sie weisen im wesentlichen das gleiche Layout auf wie der erste Prototyp, lediglich einige p-Spray Pixelsensoren sind im Design modifiziert und angepaßt worden. Insbesondere ist das Design der Pixelzelle des p-Spray Sensortiles geändert worden. Teile dieser Lieferung sind auf nur 200 μm dickem Silizium herstellt worden, um die Möglichkeit dünnerer Sensoren zur Materialreduktion im Innendetektor zu evaluieren. Auch ist hier zum ersten Mal die moderierte p-Spray-Technologie zum Einsatz gekommen, was eine Anpassung der Nitrid-Maske erforderlich machte. Die Hälfte der 1b- sowie die ganze 1c Produktion sind mit moderierter p-Spray-Technik prozessiert worden, während zum Vergleich die andere Hälfte der 1b-Produktion in normaler p-Spray-Technik mit dem gleichen Maskensatz gefertigt wurde.

Dem im Herbst 1999 produzierten zweiten Prototypen lag ein komplett neues Wafer-Layout zugrunde. Es hat drei Sensortiles und ist komplett in moderierter p-Spray-Isolationstechnik gefertigt worden. Er diente hauptsächlich zur Optimierung der Biasnetzwerk-Spannungszuführung insbesondere im Hinblick auf die Ausbeute. Wiederum sind eine Reihe von SC-Pixelstrukturen auf dem Wafer, die zum Teil auch die besonderen Anforderungen und Möglichkeiten eines MCM-D Modulkonzeptes berücksichtigen. Neben CiS ist der zweite Prototyp von der Firma IRST[4] produziert worden. Im folgenden werden die wesentlichen Optionen für das Design der Pixelzelle, die in der mehrjährigen Prototypphase detailliert getestet worden sind, vorgestellt und erläutert. Dabei werden nur die Designs berücksichtigt, die auch in weiteren Aufbaustufen der Detektorproduktion, sei es als Modul oder als Einzelchipdetektor zum Beispiel im Teststrahl, getestet wurden. Die Ausbeuteanalysen der Prototypen umfassen hingegen alle p-Spray-Pixelstrukturen, auch solche die hier nicht im Detail vorgestellt werden, da keine Designabhängigkeit in der Ausbeute beobachtet wurden (vgl. Abschnitt 7.1).

[2]CiS Institut für Mikrosensorik gGmbH, Erfurt, Deutschland
[3]Seiko Instruments Inc., Matsudo, Chiba 271, Japan
[4]ITC Istituto Trentino di Cultura, Trento, Italien

6.5.2 Designoptionen

Dem Design der Pixelzelle sind intensive Simulationstudien mit dem Bauelementesimulator ToSCA vorausgegangen. Als Optimierungsparameter sind Zwischenpixelkapazitäten, Übersprechen zwischen benachbarten Pixeln sowie die maximale elektrische Feldstärke als Maß für die Spannungsfestigkeit des Sensors gewählt worden. Alle Optimierungsparameter sind sowohl vor als auch nach Strahlenschädigung betrachtet worden [Roh 97, Roh 99].

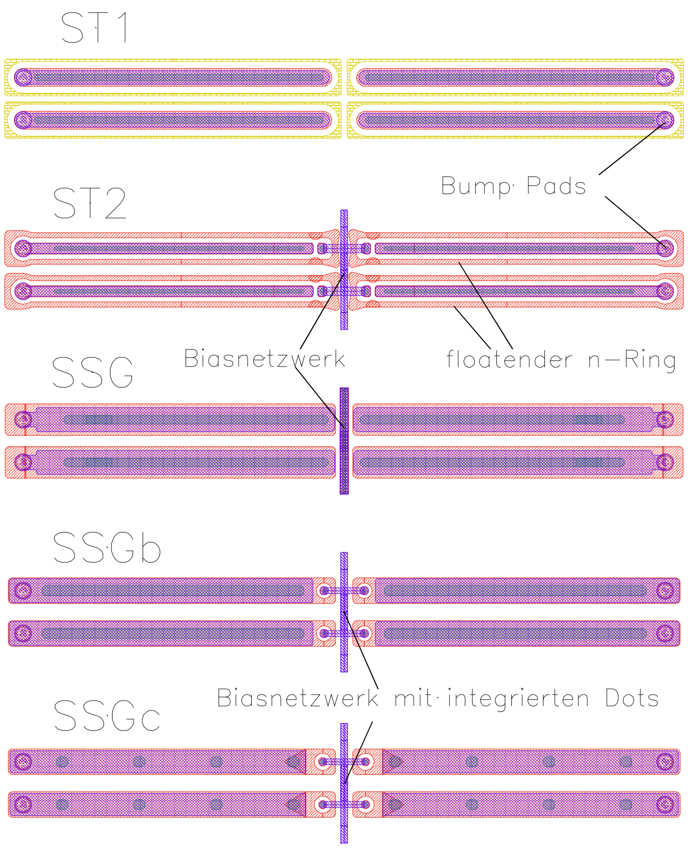


Abbildung 6.14: Maskenentwürfe der wesentlichen Designs, die im ersten Prototypen und seinen Modifikationen realisiert wurden. Der Übersicht halber wurde die Nitridmaske nicht mit dargestellt.

In Abbildung 6.14 sind die Maskenentwürfe der Pixeldesigns zu sehen, die im Prototyp 1, 1b und 1c produziert und getestet worden sind. Das sog. ST1-Design ist ein Sensor mit p-Stop-Isolation, dessen Design dem kompletten p-Stop-Sensor entspricht; alle weiteren sind mit p-Spray-Technologie bzw. moderierter p-Spray-Isolation: Das ST2-Design, das das komplette p-Spray Sensormodul auf dem ersten Prototypen bildete, das SSG-,

SSGb- und SSGc-Design, die einfachere Geometrien aufweisen und ab dem Prototypen 1b dem Design des p-Spray Sensortiles entsprachen.

Für das p-Stop-Sensortile ist eine Variante mit sogenannten individuellen p-Stop-Ringen realisiert worden. Hierbei ist jede n^+-Implantation von einer ringförmigen p^+-Implantation umschlossen, so daß zwischen zwei benachbarten Pixel zwei p-Stop-Implantationen liegen. Dies soll selbst beim Versagen einer p-Stop Implantation einen Kurzschluß zwischen den Nachbarpixel verhindern. Ein weiterer Vorteil ist, daß so die p-Stop Implantationen alle isoliert voneinander sind und kein Netzwerk über den gesamten Sensor bilden, so daß Defekte lokal begrenzt bleiben. Die Maskenmaße ergeben sich bei diesem Design hauptsächlich aus der Anforderung der Positioniergenauigkeit, denn eine Überlappung der n^+-Implantation mit der p-Stop-Implantation muß unbedingt vermieden werden.

Bei den p-Spray Designs hat man größeren Spielraum im Design, andererseits sollte noch ein Punch-Through-Biasnetzwerk implementiert werden. In der Simulation sind deshalb verschiedene Ansätze des Designs zweidimensional getestet worden, wobei die Biasnetzwerkstruktur nicht berücksichtigt wurde, denn hierbei handelt es sich um eine echt dreidimensionale Struktur. Neben einfachen Designs mit einer großen oder kleinen Lücke zwischen den Pixelimplantationen ist ein Design mit einem nicht kontaktierten n^+-Ring, der um den Pixel ähnlich einem p-Stop-Ring liegt, untersucht worden. Alle simulierten Strukturen sind mit einer Periodizität von 50 μm und einer Dicke von 280 μm simuliert worden. Die wesentlichen Ergebnisse sind in Tabelle 6.4 zusammengestellt. Das Übersprechen wurde durch Betrachtung der kapazitiven Kopplung zweier benachbarten Pixel im Verhältnis zur Gesamtkapazität des Auslesekanals bewertet.

Kapazität [fF]	großes Gap	SSG (kleines Gap)	ST2	ST1
total C_{tot}	95	151	68	86.4
1. Nachbar C_1	37	65	25	33
Rückseite C_{b}	7.2	7.5	7.4	7.4
Übersprechen (Cross-Talk)				
$\frac{C_1}{C_{\mathrm{tot}}+C_{\mathrm{Vorverst}}+C_{\mathrm{Bump}}}$ [5]	0.19	0.26	0.15	0.18
max. laterales el. Feld $[\frac{kV}{cm}]$				
vor Bestrahlung	380	197	197	120
nur Oberflächenschäden	172	115	145	140
Oberflächen- und Kristallschäden	192	169	164	480

Tabelle 6.4: Zusammenfassung der simulierten Kapazitäten und maximalen lateralen Feldstärken; großes Gap mit 40 μm Lücke zwischen den Pixeln, SSG mit 13 μm Lücke; ST2 ist die Option mit floatenden Zwischenpixelimplantation und ST1 die mit individuellen p-Stop-Ringen [Roh 99, Roh 97].

[5] Die Angaben für die Kapazitäten des Vorverstärker und des Bump-Bonds sind Schätzwerte, wobei

Das p-Spray Design mit großer Lücke zeigt wie erwartet im Vergleich zum Design mit kleiner Lücke eine kleinere Zwischenpixelkapazität und demzufolge auch eine niedrige Gesamtkapazität. Diese Abhängigkeit von der Implantationslücke ist dabei kleiner als der umgekehrt proportionale Zusammenhang, den man bei p-auf-n Pixelstrukturen beobachtet [Wüs 97]. Das hängt damit zusammen, daß ein zusätzlicher Beitrag zur Zwischenpixelkapazität von einer gapunabhängigen Kopplung der Pixel zur p-Spray-Schicht herkommt und damit die Änderung der direkten Kopplung über das depletierte Substrat abschwächt [Roh 99]. Diese zusätzliche Kopplung ist auch der Grund für die niedrigere Kapazität des p-Stop-Designs, obwohl die Lücke mit 28 μm noch kleiner ist als beim p-Spray Design mit großer Lücke.

Das p-Spray Design mit großem Gap hat im Vergleich zum SSG-Design eine hohe elektrische Feldstärke vor Bestrahlung, die keine gute Spannungsstabilität des Sensors verspricht. Dies hängt mit dem Potential der p-Spray-Schicht zusammen, denn bei einer großen Lücke fällt das Potential auf Werte näher der p-Seite mit der Konsequenz, daß die elektrische Feldstärke an der Grenze zwischen Pixel und p-Spray steigt. Deshalb wurde trotz der schlechteren Kapazitäten die Variante mit dem kleinem Gap auf den Prototypen verwirklicht (SSG-Design).

Das ST2-Design ist der Versuch die kleineren Zwischenpixelkapazitäten eines Designs mit großer Lücke mit den Vorteilen der kleinen Feldstärken bei den Designs mit kleiner Lücke zu verbinden. Dazu liegt ein 6 μm breiter, floatender n^+-Ring um die 12μm breite Pixelimplantation in einem Abstand von ebenfalls 6μm, der die leitende p-Spray-Schicht unterbricht und so die Zwischenpixelkapazität erniedrigt. Gleichzeitig bleibt das Gap zwischen Pixelimplantation und dem n^+-Ring relativ klein, so daß ein starker Potentialabfall zum p-Spray vermieden wird. Dies führt insgesamt sowohl zu kleinen Feldspitzen als auch zu niedrigen Kapazitäten. Um insbesondere das p-Spray Potential zwischen den Ringen möglichst dicht am Erdpotential zu halten, sind die Ecken der n^+-Ringe verbreitert und in den Zwischenraum der vier dort angrenzenden Pixel gezogen, um den potentialbestimmenden Abstand zwischen zwei n^+-Ringen zu minimieren (vgl Abb. 6.14). Der Abstand zwischen dem n^+-Ring und dem Pixel sollte so gewählt sein, daß die daraus resultierende Potentialstufe groß genug ist, um eine Fokussierung der erzeugten Ladungen auf den auf Erdpotential liegenden Pixel zu gewährleisten. Diese Anforderung läuft aber der Forderung nach einer kleinen Potentialdifferenz zur p-Spray-Schicht zuwider und kann dazu führen, daß tatsächlich der floatende n-Ring Signalladungen zu sammeln vermag, die nur über kapazitive Kopplungen zur ausgelesenen Pixelimplantation gelangen können.

Der zweite wesentliche Punkt beim Design der Pixelzelle ist die Art der Spannungszuführung. Bei dem ersten Prototypen ist für das ST2-Design ein n^+-implantierter Punkt (engl. *Dot*) innerhalb des n-Ringes gelegt worden, der möglichst dicht an der Pixelimplantation liegt (siehe Abb. 6.14). Diese Dots sind mit einer auf dem Oxid liegenden Leiterbahn mit dem äußeren, breiten n-Ring verbunden, der die gesamte

diese Schätzung für den Vorstärker mit der pessimistischen Annahme arbeitet, daß die viel größere Millerkapzität des Vorverstärker nicht beiträgt.

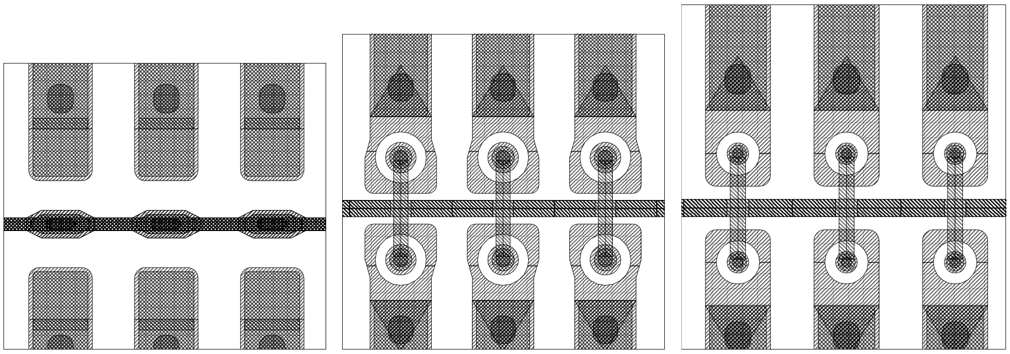
aktive Fläche des Sensors umschließt und somit das Biasnetzwerk zusammenschließt. Das SSG-Design hingegen hat eine n^+-implantierte, direkt gekoppelte Leiterbahn, die senkrecht zur langen Pixelseite zwischen den Pixelzeilen entlang führt und somit die Spannung zu jedem Pixel bringt. Der minimale Abstand zwischen der Pixelimplantation und der Biasnetzwerk-Implantation, die die Potentialdifferenz bestimmt, beträgt bei beiden Designs 5 μm.

Ein Nachteil der Spannungszuführung über eine implantierte Leiterbahn ist, daß sie nicht gut mit der moderierten p-Spray-Isolation vereinbar ist, da für die Stufe in der Borkonzentration einen Abstand von ungefähr $10-15$ μm benötigt wird. Dies hätte aber eine zu hohe Punch-Through-Spannung zu Folge. Andererseits kann man genausowenig den Abstand unverändert lassen und auf die Moderierung des p-Sprays verzichten, da immer in dem Bereich, wo vier Pixel aneinanderstossen, größere Abstände entstehen, die potentiell zu Feldspitzen und damit zu geringerer Spannungsfestigkeit führen. Umschließt man aber die Biasnetzwerk-Implantation komplett mit der Pixelimplantation und trennt damit diesen p-Spray-Bereich von dem restlichen p-Gebiet an der n-Seite, so kann hier gefahrlos auf die Moderierung der Borimplantation verzichtet werden, ohne weitere Feldmaxima befürchten zu müssen.

In der Prototyp 1b Produktion ist das SSG-Design leicht modifiziert worden (SS-Gb); zum einen wurde die Implantationslücke von 13 auf 20 μm erhöht, um die Kapazitäten zu erniedrigen. Zum anderen wurde das Design der Spannungszuführung geändert. Die implantierte Leiterbahn wurde unter Beibehaltung des minimalen Abstandes durch Punch-Through-Dots ersetzt, die von der Pixelimplantation umschlossen sind, hauptsächlich um Ladungsverluste an den zusätzlichen, nicht ausgelesenen n^+-Implantationen zu unterbinden. Direkt auf den Bias-Dots gesammelte Ladungen koppeln nämlich hauptsächlich auf die umschließende Pixelimplantation. Die einzelnen Dots sind dann genauso wie beim ST2-Design mit auf den Oxid liegenden Leiterbahnen verbunden. Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, daß bei der 1c Produktion das SSGc-Design ein weiteres mal modifiziert wurde, in dem die Öffnung des Oxides an den Pixeln von einer großen, rechteckigen zu vier kleinen, ovalen Öffnungen geändert wurde, um die darunterliegende n^+-Implantation besser zu schützen.

Der Bias-Dot Bereich stellt hohe Anforderung an die Genauigkeit der photolithographischen Prozeßschritte, da hier auf engsten Raum eine direkt kontaktierte Implantation verwirklicht werden muß und zeigt so eine erhöhte Anfälligkeit für lokale Defekte [Roh 99]. Desweiteren sind die Leiterbahnen auf dem Oxid Gebiete, die gegen Fehler in der Oxidation anfällig sein können. Deshalb ist im zweiten Prototypen auf jedem Sensortile eine andere Variante der Spannungszuführung gewählt worden, wobei ansonsten das Design des Pixel dem SSGc-Design entspricht, um die Spannungszuführung hinsichtlich ihres Einflusses auf die Ausbeute beurteilen zu können. In Abbildung 6.15 sind Detailbilder der zugehörigen Maskenentwürfe dargestellt.

Das sogenannte SMD-Design entspricht dabei exakt dem SSGc-Design des ersten Prototypen; der Bias-Dot hat einen Durchmesser von 8 μm und der Abstand zur Pixelimplantation ist 5 μm. Diese Maße entsprechen ungefähr der Grenze des technologisch



(a) NOD (b) LAD (c) SMD

Abbildung 6.15: Die drei Möglichkeiten der Punch-Through Spannungszuführung, die im Layout des zweiten Prototypen des ATLAS Pixelsensors realisiert wurden.

Machbaren. Das LAD-Design ist im wesentlich gleich, nur die Größe des Dots ist mit 15 μm entspannter, da so mehr Platz für die Oxidöffnung bleibt. Das NOD-Design hingegen ist wieder dichter an dem ursprünglichem SSG-Design orientiert; es handelt sich hierbei um eine implantierte Leiterbahn. Der minimale Abstand zwischen ihr und dem Pixel beträgt 14 μm und ist deutlich größer als beim SMD- und LAD-Design, damit noch die notwendige Moderierung der p-Spray-Schicht Platz hat. Um die Ladungsverluste an der Implantation zu minimieren ist weiterhin die Implantation im Bereich des Gaps deutlich schmaler als im Bereich der Pixelimplantation. Trotzdem bleibt die gesamte Leiterbahn des Biasnetzwerkes über der n^+-Implantation, so daß auf dem gesamten Sensor keinerlei Empfindlichkeit gegen Oxidationsfehler zu erwarten ist. Dafür müssen aber Ladungsverluste am Biasnetzwerk sowie eine erhöhte Potentialdifferenz zwischen Pixel und Biasnetzwerk in Kauf genommen werden.

6.6 Testbarkeit von Pixelsensoren

6.6.1 Akzeptanztests

Die Messung einer Strom-Spannungskennlinie ist ein einfacher und sensitiver Test der Qualität des ATLAS Pixelsensors, denn schon einzelne Defekte an der p- oder n-Seite führen zu einem starken Anstieg im Strom, die deutlich vom idealen wurzelförmigen Verhalten abweichen. Deshalb ist die IV-Messung eines Sensors immer der wichtigste Eingangstest zur Auswahl guter Sensoren. Mit Hilfe des Biasnetzwerk ist nun dieser wichtige Test auch für die feinsegmentierten Pixelsensoren möglich. Tests an p-seitigen

Pixelstrukturen mit einem Biasnetzwerk haben nämlich gezeigt, daß schon einzelne defekte Pixel den über das Biasnetzwerk gemessenen Gesamtstrom des Sensors stark ansteigen lassen [Wüs 97]. Ist also der Gesamtstrom bis zur einer definierten Spannung stabil, so ist auch jeder Pixel bei direkter Kontaktierung über die Elektronik bis zur dieser Spannung stabil.

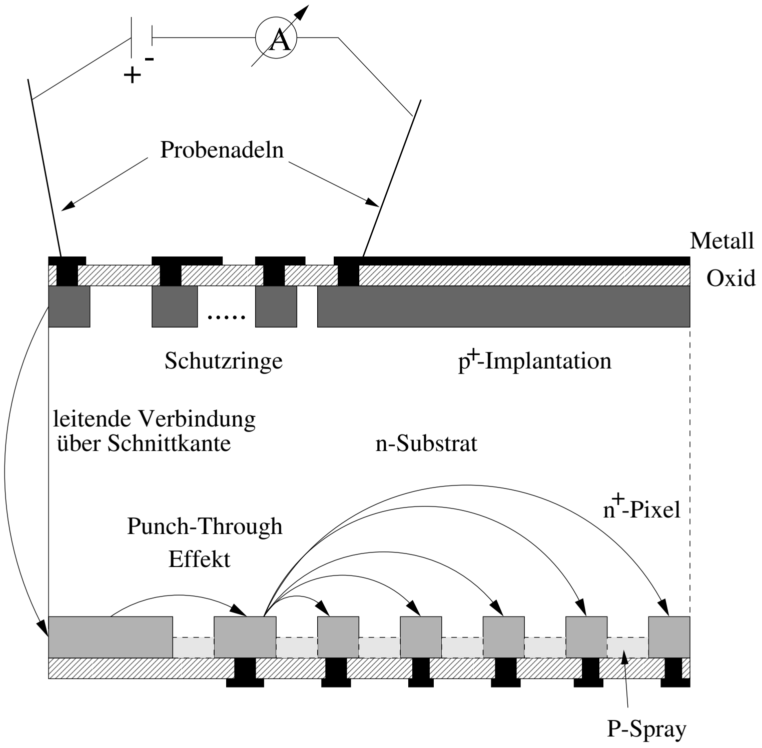


Abbildung 6.16: Schematischer Aufbau und Funktionsweise einer IV-Messung durch einseitiges Antasten bei einem Pixelsensor mit Punch-Through-Biasnetz.

Während der Prototypphase sind deshalb alle Sensoren mit einem Biasnetzwerk getestet und beurteilt worden. Dies betraf allerdings nur die Sensoren mit p-Spray-Isolation, da bei Sensoren mit p-Stop-Isolation kein Biasnetzwerk integriert werden kann. Die Messung als solche kann mit zwei Nadeln, die beide auf der p-Seite kontaktiert werden, durchgeführt werden (siehe Abbildung 6.16). Eine Nadel schließt die Implantation der Diode auf der p-Seite an, die andere Nadel kontaktiert die Schnittkante mit leitender Verbindung zur n-Seite. Von da wird das Potential durch Punch-Through auf die äußere Ringimplantation durchgestellt und durch das Biasnetzwerk mit einem weiteren Punch-Through zu jedem einzelnen Pixel. Messungen haben gezeigt, daß diese einseitige Antastung der Sensoren nahezu identisch zu einer doppelseitigen Antastung ist, bei der anstatt den n-Seiten Kontakt über die Schnittkante herzustellen direkt die außen liegende n^+-Implantation oder die Ringimplantation um die sensitive Fläche kontaktiert wird. Für den ersten Fall zeigt sich eine systematische Spannungsverschiebung um 2 V, die auf den höheren seriellen Widerstand der Schnittkante zurückzuführen ist [Roh 99].

Auf die gleiche Art sind auch Eingangstests mit Sensoren mit p-Stop-Isolation durchgeführt worden. Aber wegen des fehlenden Biasnetzwerks sind diese Messungen nicht aussagefähig. Bei Erreichen der vollständigen Verarmung muß das Potential durch Punch-Through von den außen liegenden Pixeln zu den innenliegenden Pixeln weitergegeben werden. Aber schon bei der dritten oder vierten Pixelreihe ist kaum noch eine weitere Erhöhung des Potentials mit der Biasspannung meßbar, so daß die meisten Pixel der Matrix nicht getestet werden. Vielmehr führt der starke Potentialabbau über wenige Pixel zu einem Feldmaximum, das einen durchbruchartigen Stromanstieg einheitlich in einem Spannungsbereich von etwa (200 ± 10) V für alle getesteten p-Stop Sensoren eines Herstellers erzeugt [Ala 01].

Um die Ergebnisse der Messungen sinnvoll beurteilen zu können, müssen Kriterien aufgestellt werden. Für die ATLAS Pixelsensoren soll die anfängliche Betriebspannung mindestens 150 V betragen, wobei aber eine Überdepletion von 50 V beinhaltet sein soll. Das heißt, der Sensor muß spannungsstabil bis zu dieser Spannung sein, sofern die Depletionsspannung nicht höher als 100 V ist, andernfalls muß die Spannungsstabilität dementsprechend höher sein. Als Stromgrenze, die für einen gesamten Sensor noch toleriert wird, wurde 2 μA[6] festgesetzt. Um zu gewährleisten, daß man sich nicht schon in einem beginnenden Durchbruch befindet, wird als zusätzliche Bedingung $I(150\text{ V}) - I(100\text{ V}) \leq I(100\text{ V})$ gefordert. Die Stromgrenze entspricht etwa dem 20-fachen Volumenstrom, den man für ein Sensortile auf typischen, hochohmigen Silizium bei Zimmertemperatur nach Gleichung 4.2 erwartet. Sie wurde nicht schärfer gesetzt, da der anfängliche Stromwert kein wesentliches Kriterium darstellt, denn durch Strahlenschädigung steigt der Strom trotz Kühlung auf unter 0°C um mehrere Größenordnung an.

In Abbildung 6.17 sind die drei IV-Kennlinien der Sensortiles von einen Prototyp 2 Wafer abgebildet. Nur einer von Ihnen erfüllt das Akzeptanzkriterium (markiert durch „+“ oder „+1“), während die anderen beiden deutlich vor 150 V in den Durchbruch gehen. Zur weiteren Analyse der Fehler kann man die Gruppe der schlechten Sensoren noch weiter unterteilen, exemplarisch erkennt man in Abb. 6.17 einen Sensor mit einem sofortigen steilen Stromanstieg und den anderen, bei dem der Stromanstieg erst bei einer Spannung von 40 V einsetzt. Man unterscheidet also eine Gruppe von Sensoren, die bereits vor Erreichen der vollständigen Verarmung durchbruchartiges Verhalten zeigen. Das heißt, der diesen Anstieg verursachenden Fehler kann nur auf der p-Seite liegen, da das elektrische Feld noch nicht die segmentierte n-Seite erreicht hat. Ein solcher Sensor ist unter keinen Umständen zur Weiterverarbeitung geeignet.

Etwas anders verhält es sich mit Sensoren, die erst nach Erreichen der vollen Verarmung aber vor dem Akzeptanzkriterium durchbrechen. Für diese Durchbrüche sind vermutlich einzelne defekte Pixel auf der n-Seite verantwortlich, denn diese können

[6] Für die kleineren SC-Strukturen ist die Stromgrenze dem ungefähren Flächenverhältnis entsprechend 100 nA.

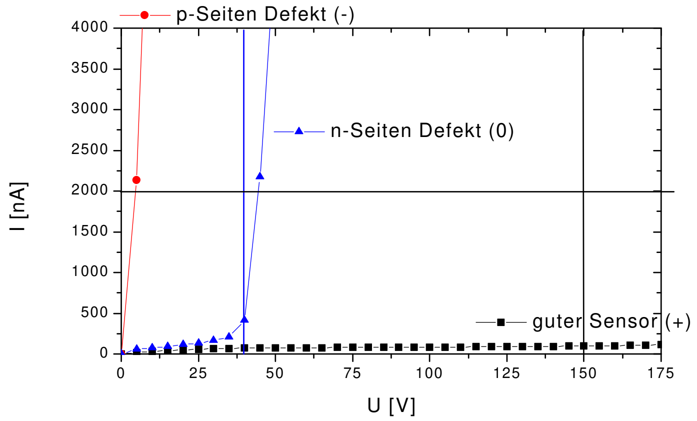


Abbildung 6.17: IV-Kennlinien der drei Sensortiles vom CiS Wafer 3696-11 aus der Lieferung des zweiten Prototyp zur Illustration der angewendeten Akzeptanz- und Qualitätskriterien.

erst wirksam werden, wenn die Feldzone den defekten Bereich erreicht und die dortige erhöhte Ladungsträgerinjektion durch das anliegende Feld abfließen kann [Roh 99]. Solche Sensoren können unter Einschränkung für Tests verwendet werden, da vermutlich nur wenige Pixel tatsächlich den hohen Strom verursachen und nicht sensitiv sind. Im Verlauf des Experimentes kann es sogar durch den positiven Einfluß der p-Spray-Isolation gegenüber Strahlenschäden dazu kommen, daß dieser Durchbruch verschwindet. Trotzdem sollten sie nur im Notfall verwendet werden, da zu Beginn nicht die erforderliche Überdepletion für eine optimale Ladungssammlung erreicht werden kann.

Für die später dargestellten Ausbeuteanalysen wurde die Grenze zwischen der schlechten Gruppe (markiert durch „-“ oder „-1“) und der mittleren Gruppe (markiert durch „0“) auf 40 V festgelegt, da die je nach Lieferung aufgrund von Herstellerangaben erwartete Depletionsspannung im Bereich zwischen 40-70 V lag.

6.6.2 Bestimmung der Depletionsspannung

Durch das Punch-Through-Biasnetzwerk ist es ebenfalls möglich, die Depletionsspannung durch eine Sperrschichtkapazitätsmessung oder durch Ladungssammlungsmessungen vor Aufbringen des Auslesechips zu bestimmen. In beiden Fällen sind lediglich zwei Kontakte notwendig, einer an der p-Seite für die Diode und einer auf der n-Seite am Biasnetzwerk. Wichtig ist hierbei aber die beidseitige Kontaktierung, sei es durch Wire-Bonds oder durch Probernadeln auf einem doppelseitigen Meßplatz, um den erhöhten seriellen Widerstand bei Kontaktierung über die Schnittkante auszuschließen.

Alle drei Methoden sind an insgesamt 5 Einzelchipsensoren aus der zweiten Prototypproduktion vom Hersteller CiS untersucht worden [Wun 01, Bor 01]. In Abbildung 6.18 ist das Ergebnis einer Ladungssammlungsmessung mit einer α-Quelle und einer Kapazitätsmessung in Abhängigkeit der angelegten Verarmungsspannung dargestellt. Da die α-Teilchen nur eine geringe Reichweite in Silizium haben, eignen sie sich bei Einschuß über die n-Seite gut zur Bestimmung der Depletionsspannung, denn die Ladungssammlung fängt erst bei Verarmungsspannungen knapp unterhalb der vollständigen Depletion an und wächst dann bis zur Sättigung. Da die Ladungsdeposition im Silizium nicht homogen ist und durch unterschiedliche Absorption an der Oberflächenstruktur des Sensors die tatsächlich im sensitiven Volumen deponierte Ladungsmenge differiert, ist als Meßgröße nicht die gemessene Ladungsmenge gewählt worden, sondern die Ereignisrate, die das Integral über die gemessene Ladungsmengenverteilung darstellt. Bei der Kapazitätsmessung ist als Ordinate C^{-2} aufgetragen, da die Verarmungsspannung nach 4.6 proportional zum Kehrwert des Quadrates der Sperrschichtkapazität ist und somit eine Gerade erwartet wird.

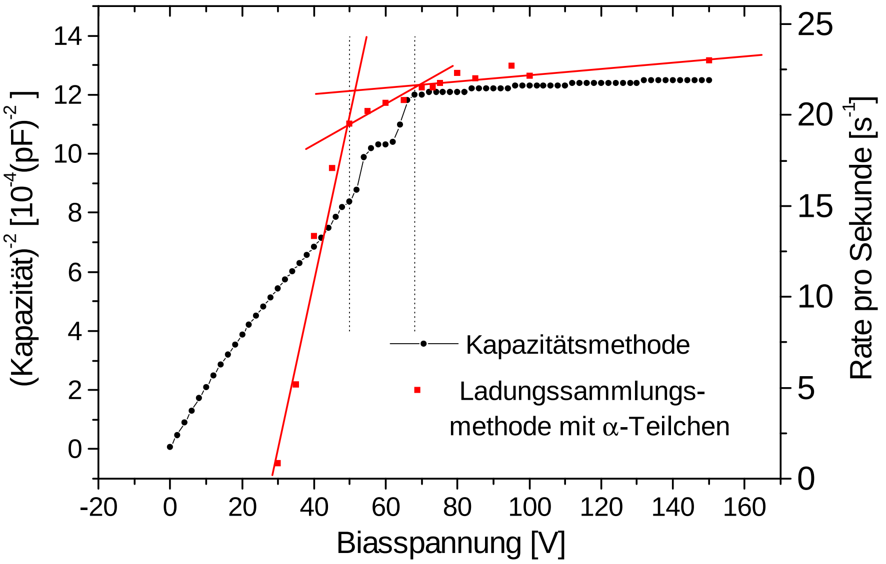


Abbildung 6.18: Kapazitäts- und Ladungssammlungsmessung eines α-Präparats über das Biasnetzwerk an einem CiS Prototyp 2 LAD-Sensor in Abhängigkeit der angelegten Biasspannung.

An den beiden Meßkurven sind aber im Gegensatz zu Messungen an unsegmentierten Siliziumsensoren je zwei charakteristische Abknickpunkte erkennbar, die im Rahmen der Meßgenauigkeit gut übereinstimmen. Da aber in der Ladungssammlungsmessung im Bereich zwischen den Abknickpunkten ein weiterer Anstieg erkennbar ist, und erst oberhalb des zweiten Abknickens die gemessene Rate konstant bleibt, ist zu vermuten, daß der Sensor erst beim zweiten Abknicken komplett verarmt ist. Diese Hypothese wird gestützt durch die Tatsache , daß im Bereich vor dem zweiten Abknicken die Steigung der Kapazitätskurve nahezu identisch ist wie im Bereich vor dem ersten Abknicken. Da diese Steigung aber nur von Materialkonstanten des Siliziums und der effektiven Dotierung des Substrats abhängig ist, deutet dies auf einen weiteren Abfall der Kapazität durch ein Anwachsen einer Verarmungszone hin. Weiterhin ist auffällig, daß am ersten Abknickpunkt ein deutlicher Abfall in der Kapazität über einige Volt einsetzt, bevor ein kleines Plateau erreicht wird.

Allerdings zeigen Messungen der Abschnürspannung (vgl.Abschnitt 4.3.1) Werte, die gut mit dem ersten Abknickpunkten kompatibel sind. Dies ist zusammenfassend in Abbildung 6.19 dargestellt, wo für die 5 verschiedenen SC-Sensoren die Abknickpunkte aus der Kapazitäts- und α-Messung sowie die Abschnürspannungen des Interpixelstromes eingetragen sind. Zusätzlich sind noch zwei an einfachen Dioden mittels Kapazitätsmessung bestimmte Depletionsspannungen eingetragen, die auf demselben Substrat wie der zugehörige Pixelsensor prozessiert wurden. Die Ergebnisse lassen sich in den bereits erwähnten zwei Gruppen unterteilen. Zum einen gruppieren sich die ersten Abknickpunkte sowie die Abschürspannungen auf einen Wert um 45 ± 5 V für alle Strukturen. Die zweiten Abknickpunkte und die an den Dioden bestimmten Depletionsspannungen liegen alle in einem Bereich von 65 ± 7 V. Eine Abhängigkeit von dem gewählten Design des Biasnetzwerk konnte hingegen nicht festgestellt werden, so daß dieses Verhalten einen prinzipiellen Charakter hat. Die n-seitige Segmentierung zusammen mit der p-Spray-Isolation hat also einen Einfluß auf das Verarmungsverhalten des Sensors, der zu einer Art vorzeitigen Depletion des Sensors führt.

Zum besseren Verständnis dieses Effektes sind dreidimensionale Bauelementesimulationen mit ISE-TCAD durchgeführt worden [Wun 01, Bor 01]. Da das Design des Biasnetzwerkes offenbar keine Auswirkungen auf diesen Effekt hat, ist ein Bereich zwischen zwei Pixeln simuliert worden, der auf der dem Biasnetzwerk gegenüberliegenden Seite liegt. Insgesamt ist ein Bereich von $50 \cdot 27.5 \cdot 250\ \mu\text{m}^3$ simuliert worden, so daß entlang der kurzen 50 μm langen Pixelseite zwei halbe Pixel realisiert wurden. In der langen Pixelrichtung liegt in der Mitte des Gaps die Grenze des Simulationsgebiet und die effektive Pixellänge ist gegenüber der realen Länge von 400 μm stark reduziert; die Dicke des Sensors entspricht hingegen mit 250 μm der tatsächlichen Dicke der Prototyp 2 Sensoren. Als Isolationsimplantation ist eine moderierte p-Spray-Schicht angenommen worden und die effektive Dotierungskonzentration des Substrats liegt mit $N_{\text{eff}} = 1 \cdot 10^{12}\ \text{cm}^{-3}$ bei dem Wert der einer Depletionsspannung von 48 V entspricht, also kompatibel zu der Abschnürspannung der Pixelsensoren ist. Alle weiteren Abmessungen orientieren sich soweit wie möglich an den tatsächlichen Abmessungen des realen Prototyp 2 Sensors im SMD-Design.

In einer Simulation ist nach der unter Abschnitt 5.4.2 vorgestellten Methode die Sperrschichtkapazität eines Pixel gegenüber der p-Seite errechnet worden, bei der beide Pixel

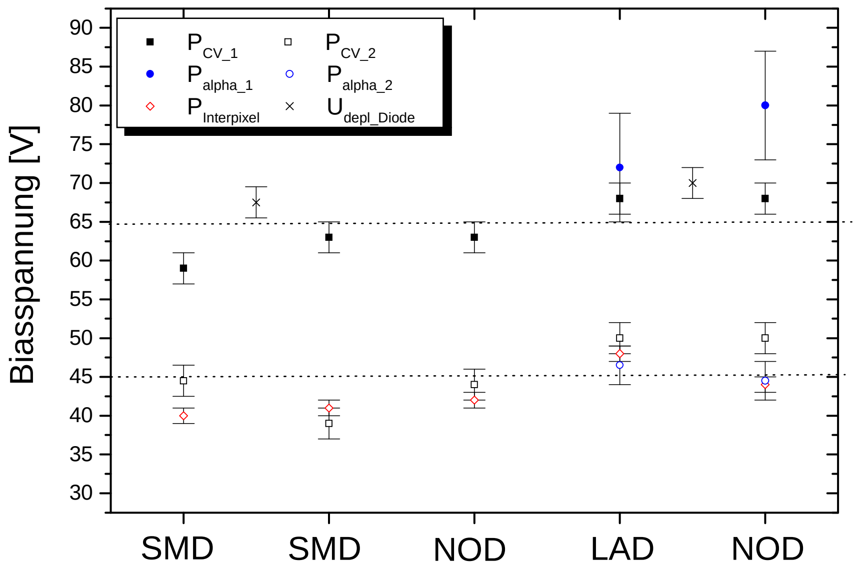


Abbildung 6.19: Durch drei verschiedene Meßmethoden bestimmte Depletionsspannungen an 5 verschiedenen SC-Pixelsensoren. Die ersten drei und die letzten beiden Sensoren stammen jeweils vom selben Substratwafer. Für beide Substratwafer ist je eine an einer unsegmentierten Diode bestimmte mittels CV-Messung bestimmte Depletionsspannung mit aufgeführt.

auf Erdpotential lagen sowie das dazwischenliegende Oxid auf Gaterandbedingungen lag; in einer weiteren Simulation ist genau wie bei der Messung der Abschnürspannung eine Potentialdifferenz von 100 mV zwischen den Pixel angelegt und der Stromfluß in Abhängigkeit der Biasspannung simuliert worden. Diese beiden Kurven in Abbildung 6.20 zeigen einen deutlichen Abfall bzw. Anstieg vor dem Erreichen der nominellen Depletionsspannung bei etwa 42 ± 2 V, der qualitativ vergleichbar mit dem ersten Abknickpunkt in der CV-Messung bzw. mit Abschnürungspunkt in der Interpixelmessung ist. Bei genauer Analyse des Bereiches um die Depletionsspannung wird auch ein zweiter Abknickpunkt in der simulierten CV-Messung sichtbar, der aber von einem weiteren Abfall der Kapazität oberhalb der Depletionsspannung überlagert wird. Die Ursache dieses weiteren Abfalls, der weit weniger stark ausgeprägt auch in den Messungen beobachtet wurde, ist bislang noch nicht vollständig geklärt, könnte aber mit der im Vergleich zum realen Sensor sehr viel kleineren simulierten Fläche zusammenhängen.

Eine Untersuchung der simulierten Elektronen- und Elektronenstromdichteverteilun-

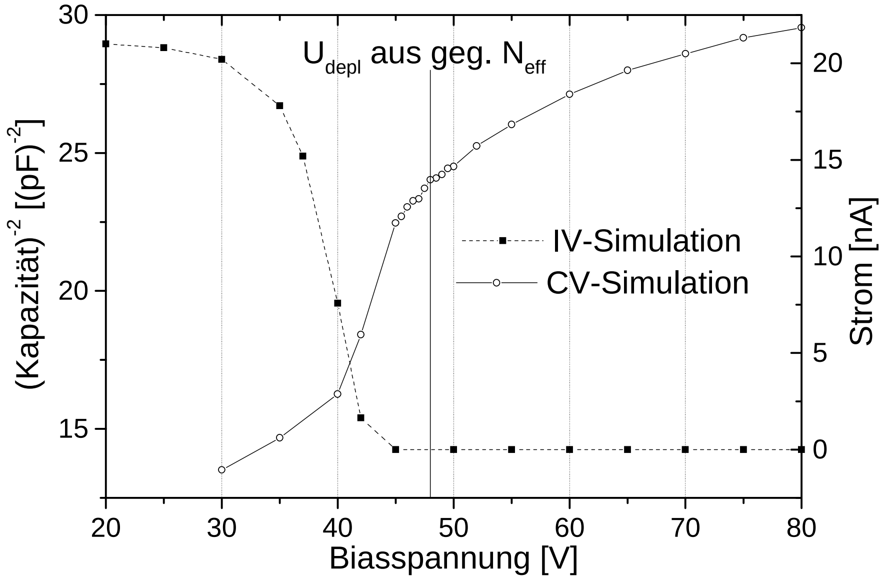


Abbildung 6.20: Simulation der Sperrschichtkapazität und des Interpixelstromes eines Pixelsensor in Abhängigkeit der angelegten Verarmungsspannung. Die theoretische erwartete Depletionsspannung von 48 V aufgrund der Dicke und der eingestellten effektiven Dotierungskonzentration ist eingezeichnet.

gen an den beiden charakteristischen Punkten erklärt, was im Bauelement geschieht. In Abbildung 6.21 sind diese Verteilungen für verschiedene Spannung unterhalb und oberhalb des ersten Abknickpunktes sowie bei hoher Überdepletion dargestellt. Die Pixelkontakte sind jeweils oben, rechts und links vorne erkennbar, die graue Fläche dazwischen stellt die Oxidschicht dar, das Bauelement ist nur bis zur einer Tiefe von etwa 50 μm von der n-Seite dargestellt. Die Abbildungen der Elektronendichte (a)-(d) sind der Kapazitätssimulation und die Abbildungen der Stromdichte (e) und (f) sind der Simulation des Stromflusses zwischen den benachbarten Pixeln entnommen.

In der Elektronendichte sind bei 37 V zwei an Ladungsträgern verarmte Gebiete erkennbar; zum einen die Verarmungszone der p-seitigen Diode, die von unten her wächst. Zum anderen entsteht eine Verarmungszone, die sich von der p-Spray-Schicht von oben her ausbreitet. Bei 42 V in Bild (b) fangen diese beiden Verarmungszonen an, sich in einer Tiefe von etwa 12 μm zu verbinden und zwischen den Pixel entsteht ein Gebiet, das an Elektronen verarmt ist, bevor die eigentliche Depletionsspannung erreicht ist. Spätestens jetzt sind die Pixel elektrisch voneinander getrennt. Dies ist auch in den beiden Bildern der Elektronenstromdichten (e) und (f) sichtbar: Bei 42 V ist noch ein

Kanal mit einer hohen Stromdichte unterhalb der p-Spray-Schicht sichtbar, der den Stromfluß zwischen den Pixeln aufrechterhält. Bei 45 V hingegen ist die Stromdichte in diesem Kanal um den Faktor 1000 reduziert, so daß kein nennenswerter Strom mehr fließt (vgl. Abb. 6.20). In dem Sensor verbleibt aber noch eine nicht verarmte Schicht unterhalb der n^+-Implantationen, die erst bei der normalen Depletionsspannung verarmt wie in Bild (d) erkennbar ist. Erst bei Spannung oberhalb davon ist auch diese Gebiet depletiert und der gesamte Sensor ist an freien Ladungsträgern verarmt.

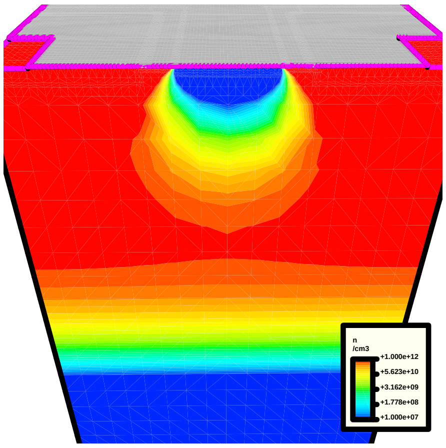
Der erste Abknickpunkt in der CV-Messung und der α-Methode ist also auf das Zusammenwachsen der beiden Verarmungszonen zurückzuführen und korreliert mit dem Abschnüren des Interpixelstromes. Zwischen den Pixeln entsteht eine Depletionszone, die die gesamte Dicke des Sensors umfaßt und somit dort alle generierten Ladungen sammelt. Da die α-Quelle Ladungen über eine Fläche von mehreren Pixel deponiert, hat eine weitere Erhöhung der Spannung nur noch eine geringere Erhöhung der deponierten Ladung zur Folge. Die Kapazität fällt ab, da nach dem Zusammenwachsen die Pixel nun elektrisch isoliert sind und so in erster Linie nur die Fläche der Implantationen zu der Sperrschichtkapazität beitragen. Vorher waren alle Pixel über das Substrat hochohmig kurzgeschlossen, so daß die gesamte n-Seite effektiv wie eine große Elektrode wirkte. Die zweiten Abknickpunkte markieren das Erreichen der vollständigen Depletion, ab jetzt treten mit wachsender Biasspannung keine weiteren Veränderungen im Verarmungsverhalten des Sensors auf, ausgenommen die erwartete Erhöhung der elektrischen Feldstärke.

Quantitativ paßt die Simulationstudie weniger gut zu den gemessen Verhältnissen; die Differenz zwischen den charakteristischen Punkten ist in der Simulation nur knapp 8 V, im Gegensatz zu den gemessenen 20 V. Auch lag die Depletionsspannung in der Simulation zu niedrig, da sie an dem ersten Abknickpunkt der Messung angepaßt wurde. Der Grund für die geringere Spannungsdifferenz in der Simulation ist in der analytisch definierten p-Spray-Schicht zu finden. Offensichtlich ist ihre Dotierung unterschätzt worden, denn eine höhere Dotierung der p-Spray-Schicht hat eine tiefere Verarmung von der n-Seite zu Folge, so daß die beiden Depletionszonen sich früher verbinden. Ein erster Vergleich mit einem an Hand der Prozeßdaten mittels DIOS simulierten Profils bestätigte diese Vermutung. Eine Verwendung von gemessenen Dotierungsprofilen oder mittels eines Technologiesimulators errechneten Profilen, sollte also eine wesentliche Verbesserung der quantitativen Ergebnisse bringen.

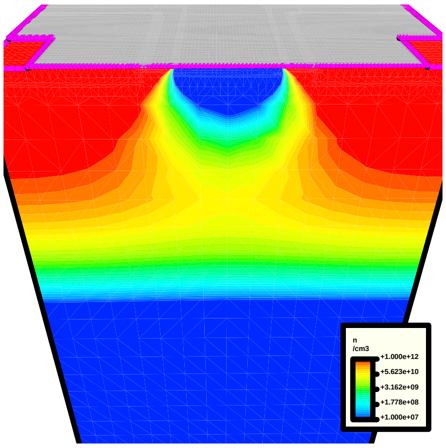
Zusammenfassend bleibt festzuhalten, daß n-seitig segmentierte Sensoren mit p-Spray-Technik schon vor der vollen Depletion fast komplett sensitiv sind. Insbesondere die wichtige Isolation der einzelnen Kanäle tritt deutlich vor der eigentlichen Depletionsspannung ein. Dieser positive Effekt der p-Spray-Isolation ist gegenteilig aber nicht im Widerspruch zu den Verhältnissen bei p-seitig segmentierten Sensoren. Dort bewirkt die Elektronenakkumulationsschicht zwischen zwei p^+-Implantationen eine effektiv höhere Depletionsspannung, da zusätzlich zur eigentlichen Verarmungsspannung noch die Flachbandspannung aufgewendet werden muß, um auch den MOS-artigen Zwischenbereich komplett zu verarmen [Ric 96]. Dieser Effekt wird durch Schädigung sogar noch größer, da dies eine Erhöhung der Flachbandspannung zur Folge hat. Bei den hier betrachteten n-seitigen Strukturen sollte der positive Einfluß der p-Spray-Schicht solange erhalten bleiben, bis die p-Spray-Schicht komplett verarmt ist.

Insgesamt bleibt festzuhalten, daß die Bestimmung der Depletionsspannung von n-seitigen Pixelsensoren durch einfache Messungen über ein Punch-Through-Biasnetzwerk möglich sind. Dabei konnte nachgewiesen werden, daß die p-Spray-Schicht einen günstigen Einfluß auf das Depletionsverhalten des Sensors hat, der zu einer teilweise früheren vollständigen Verarmung führt. Die Abschnürspannung stellt dabei die untere Schranke der Betriebsbereitschaft des Sensors dar. Eine an einer Diode bestimmte Depletionsspannung hingegen stellt die obere Grenze dar, so daß sie gut zur Qualitätskontrolle dieses Betriebsparameters geeignet ist. Insofern ist eine direkte Messung der Depletionsspannung an den echten Sensoren während der Produktion nicht zwingend erforderlich.

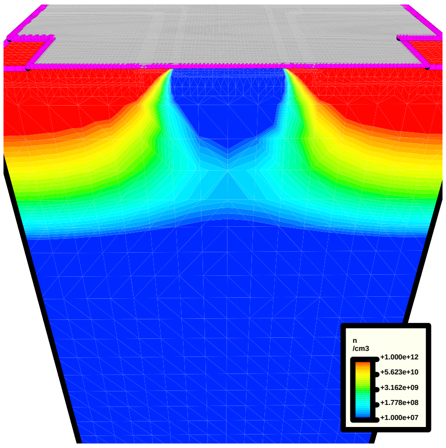
Das Verarmungsverhalten der n^+n-Sensoren mit p-Spray Isolation ist in gewisser Weise ähnlich zu dem Verhalten von strahlungsinduziert typkonvertierten p^+n-Sensoren. Da das Grundmaterial dieser Sensoren effektiv p-Silizium entspricht, wächst die Verarmungszone von der n-Seite her. Aber trotzdem zeigen die Sensoren noch eine zweite, an der p-Seite liegende Verarmungszone, die Ladungen sammelt, obwohl die Spannung für vollständige Verarmung noch nicht erreicht ist [Wun 92]. Dieses Verhalten wird auf eine nahe der Oberfläche liegende, nicht konvertierte Schicht zurückgeführt, deren Ursache noch nicht eindeutig geklärt ist. In beiden Fällen bildet sich also beidseitig im Sensor eine Verarmungszone aus, von denen aber jeweils nur eine durch die Biasspannung ausgedehnt wird. Insofern könnten unbestrahlte n^+n-Sensoren mit p-Spray Isolation zukünftig als Modell für typkonvertierte p^+n-Sensoren dienen.



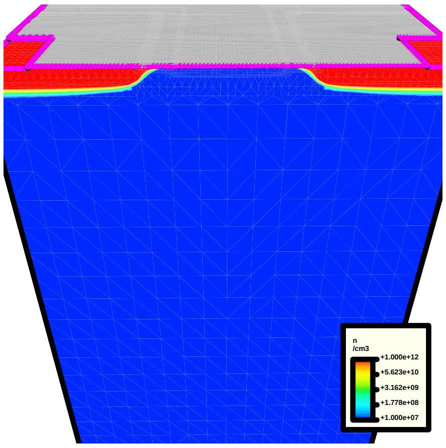
(a) Elektrondichte bei $U_{\mathrm{bias}} = 37$ V



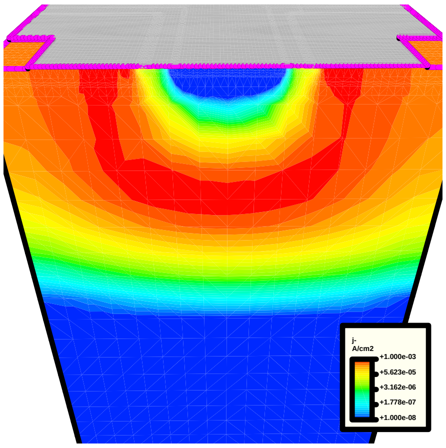
(b) Elektrondichte bei $U_{\mathrm{bias}} = 42$ V



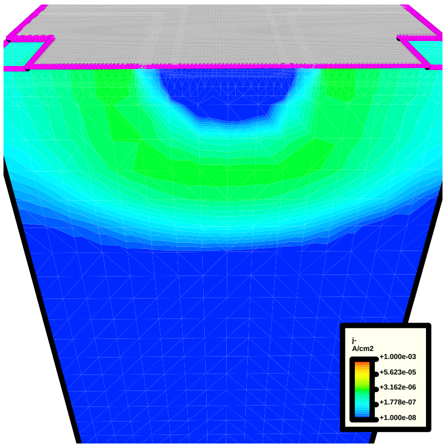
(c) Elektrondichte bei $U_{\mathrm{bias}} = 45$ V



(d) Elektrondichte bei $U_{\mathrm{bias}} = 100$ V



(e) Stromdichte bei $U_{\mathrm{bias}} = 42$ V



(f) Stromdichte bei $U_{\mathrm{bias}} = 45$ V

Abbildung 6.21: Elektronen- und Elektronenstromdichteverteilungen eines simulierten Pixelsensors bei verschiedenen Verarmungsspannungen, siehe Text.

Kapitel 7

Ergebnisse der Prototypsensoren

7.1 Ausbeuteanalysen

Nach Lieferung der Sensorwafer ist als erster Akzeptanztest noch vor dem Schneiden eine Strom-Spannung-Charakteristik an jeder Pixelstruktur, die mit einem Punch-Through-Biassnetzwerk ausgestattet ist, durchgeführt worden. Dabei ist in der Regel eine einseitige Kontaktierung auf der p-Seite wie in Abschnitt 6.6.1 beschrieben, verwendet worden. Die für den Betrieb und damit für die Akzeptanz wichtige Voraussetzung ist, daß die Durchbruchspannung größer als die anfängliche Betriebsspannung von 150 V liegt. Für die nachfolgenden Ausbeuteanalysen ist deshalb zumeist die Einteilung in die drei Qualitätsmerkmale $(-1, 0, +1)$ verwendet worden, die eine einfache Beurteilung der Güte und der Art des Fehlers erlauben (vgl. Abschnitt 6.6.1).

Eine komplette Analyse der Ausbeute des ersten Prototypen findet sich in [Ala 01, Roh 99]; hier wird auf die Ausbeute der beiden Nachlieferung des ersten Prototypen (1b, 1c) sowie auf den zweiten Prototypen eingegangen. Insbesondere mit diesen Prototypen sind Vergleichsproduktionen durchgeführt worden, die im Hinblick auf ihre Auswirkungen auf die Sensorausbeute beurteilt werden sollten. Im einzelnen sind dies folgende:

- Vergleich zwischen p-Spray- und moderierter p-Spray-Isolationstechnik.
- Einfluß der Dicke der Siliziumscheiben auf die Produktionsausbeute.
- Vergleich zwischen Standard- und sauerstoffangereichertem Silizium.
- Auswirkungen des Designs der Spannungszuführung auf die Ausbeute.

Aus diesem Grund sind jeweils Teile der gleichen Produktion mit diesen unterschiedlichen Merkmalen ausgestattet worden. In der Produktion 1b ist die Hälfte der Sensoren mit normaler p-Spray-Technik versehen worden, während die andere Hälfte mit moderierter p-Spray Technik versehen wurde. Dabei ist aber derselbe Maskensatz verwendet worden, um einen direkten Vergleich zwischen den Technologien zu ermöglichen. Ebenso sind Teile der 1b und 1c Produktion anstatt auf 280 μm auf 200 μm dicken Substrat prozessiert worden; diese sind im Prozeß in der gleichen Charge wie die dickeren Wafer verarbeitet worden. Auf die gleiche Art ist das sauerstoffangereicherte Silizium im zweiten Prototypen getestet worden, die Hälfte einer Produktioncharge ist auf sauerstoffangereichertem Siliziummaterial produziert worden.

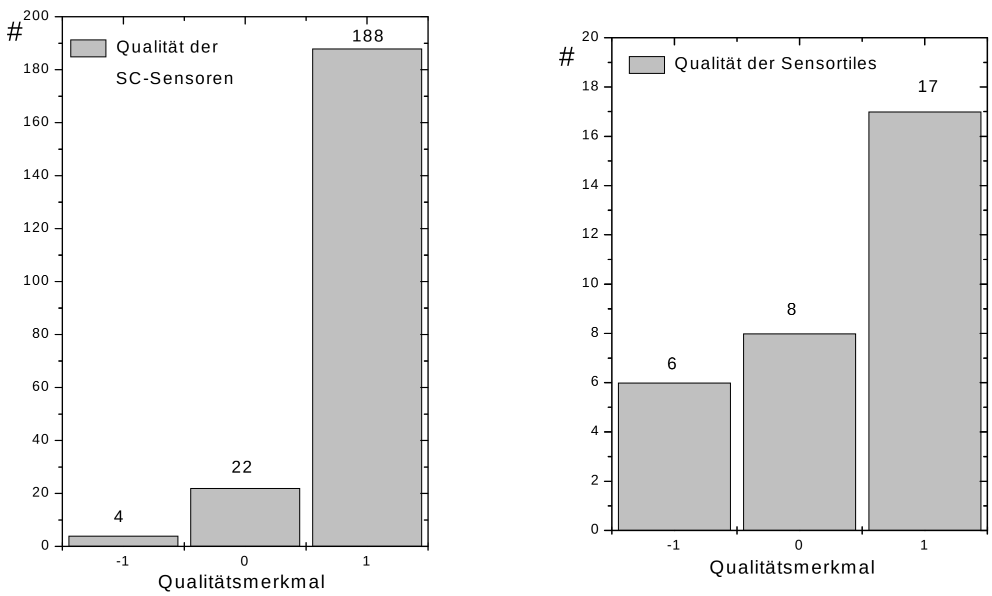
7.1.1 Flächenabhängigkeit der Ausbeute

Jeder Wafer enthält sowohl Pixelsensoren für ein komplettes Modul mit 16 Auslesechips (Sensortiles) als auch nur für einen Auslesechip (SC-Sensoren), wobei die kleinen Strukturen die gleiche Funktionalität und Merkmale wie das Sensortile aufweisen: die gleiche Schutzringstruktur, den gleichen Abstand der aktiven Fläche von der Schnittkante und eine identische Pixelmatrix mit verlängerten und nur durch zusätzliche Leiterbahnen angeschlossene Pixel im Randbereich. Dies erlaubt eine Beurteilung der Fehlerhäufigkeit in Abhängigkeit von der Sensorfläche.

In Abbildung 7.1 (a) und (b) ist die Ausbeute aller Pixelsensoren mit moderierter p-Spray-Technik für Sensortiles und SC-Sensoren getrennt dargestellt. Wie erwartet ist das Verhältnis von akzeptablen Sensoren (Gruppe „+1“) zu defekten Sensoren (Gruppe „-1“ und „0“) bei den SC-Pixelsensoren deutlich größer als bei den großflächigen Sensortiles. Detailierte Untersuchungen an defekten Pixelsensoren des ersten Prototypen legen nahe, daß wahrscheinlich die Defekte lokal begrenzt und singulär sind, sei es auf der p- oder auf der n-Seite. Deshalb kann man die Fehlerhäufigkeit auf die prozessierte Gesamtfläche normieren. Benutzt man als relevante Fläche die aktive Sensorfläche, so erhält man für die Sensortiles mit einer Fläche von 10 cm^2 eine Defektdichte von 0.05 cm^{-2}. Für die SC-Sensoren (A = 0.62 cm^2) hingegen erhält man 0.2 cm^{-2} als Defektdichte, also viermal so viel wie bei den Sensortiles. Allerdings läßt diese Überlegung unberücksichtigt, daß die SC-Sensoren weiter außen auf dem Wafer liegen und somit einer höheren Fehlerwahrscheinlichkeit unterliegen. Auch können die Defekte im Randbereich des Sensors lokalisiert sein und das Verhältnis Rand zu Fläche bei den SC-Sensoren ist mehr als drei mal groß im Vergleich zu den Sensortiles.

Die Sensortileausbeute dieser Produktion ist nahezu gleich gut wie bei den Prototyp 1 Sensoren, die ebenfalls von CiS gefertigt wurden [Roh 99]. Dies ist insbesondere bemerkenswert, da bei der 1b und 1c Produktion das Design des Sensortiles von dem komplexeren ST2-Design mit floatenden Zwischenpixelimplantation zu den einfacheren SSGb-Design geändert wurde. Das zeigt eine weitesgehende Designunabhängigkeit der Ausbeute.

In Abbildung 7.2 sind die Statistiken für den zweiten Prototypen nach den beiden Herstellern getrennt dargestellt. Dieser rein in moderierter p-Spray-Technologie angefertigte Wafer hat drei vollständige Sensortiles, von denen aber nur zwei in der Statistik



(a) Ausbeute der SC-Sensoren

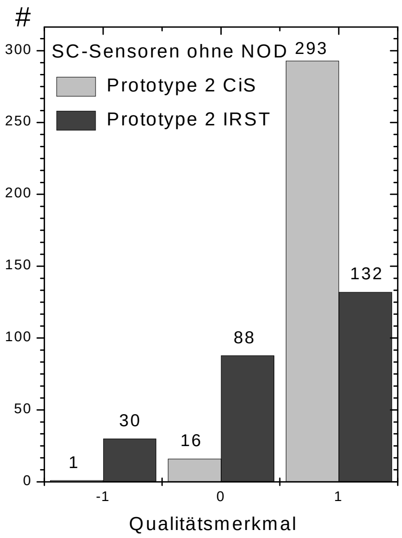
(b) Ausbeute der Sensortiles

Abbildung 7.1: Produktionsausbeute der Pixelsensoren mit moderierter p-Spray-Technik in der 1b und 1c Produktion. „-1“ bezeichnet Sensoren mit einem Durchbruch vor 40 V, „0“ Sensoren mit einem Durchbruch zwischen 40 V und 150 V und „+1“ markiert akzeptierte Sensoren mit einem Durchbruch jenseits von 150 V (vgl.Abschnitt 6.6.1).

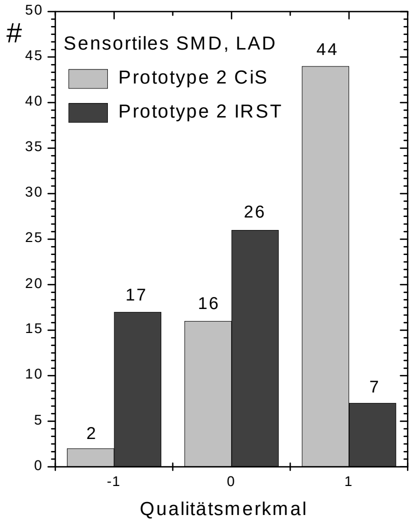
berücksichtigt wurden (SMD und LAD). Die Gründe dafür werden im nächsten Abschnitt erläutert. Während die Ausbeute der Sensortiles bei CiS von 50% auf 71% gestiegen ist, ist die Ausbeute bei IRST nur etwa 14%. Bezogen auf die Defektdichte sind das 0.029 cm^{-2} für CiS bzw. 0.086 cm^{-2} für IRST.

Bei den SC-Sensoren ist die Ausbeute insgesamt besser, aber für IRST ergibt sich eine Defektdichte von 0.76 cm^{-2}, die fast um den Faktor 10 höher liegt als für die Sensortiles. Bei CiS liegt die Ausbeute der SC-Sensoren bei fast 95 % und die Defektdichte ist nunmehr mit 0.088 cm^{-2} nur noch einen Faktor 3 höher als bei den Sensortiles, obwohl die Lage der SC-Sensoren durch die drei Sensortiles auf dem Wafer noch weiter außen ist als beim ersten Prototypen.

Insgesamt zeigt die CiS-Produktion zufriedenstellende Ausbeuten, während die IRST-Produktion deutlich zu niedrige Ausbeuten hat, um eine kosteneffektive Massenproduktion zu erlauben. Dabei sind insbesondere die hohe Anzahl von Sensoren mit Durchbrüchen vor 40 V beachtenswert. Von den 43 Sensortiles außerhalb der Spezifikationen sind immerhin 40% dieser schlechten Gruppe zugehörig, die auf Defekte auf der p-Seite



(a) SC-Sensoren Prototyp 2



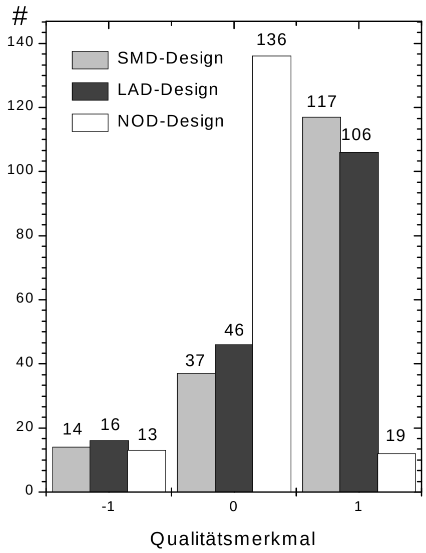
(b) Sensortiles Prototyp 2

Abbildung 7.2: Ausbeutestatistiken der Pixelsensoren des zweiten Prototypen, hergestellt von CiS und IRST.

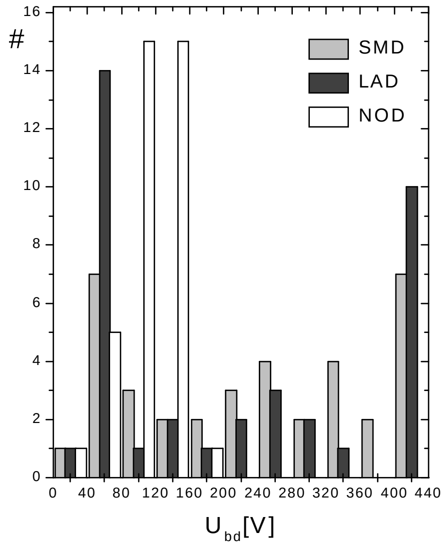
hindeuten. Dies könnte auf eine Handhabungsproblem hinweisen, denn eigentlich sollte die weitestgehende Unstrukturiertheit der p-Seite eine geringere Fehleranfälligkeit gegenüber der feinsegmentierten n-Seite mit sich bringen.

7.1.2 Designabhängigkeit der Ausbeute

Während für den ersten Prototypen und alle seine Nachlieferungen keine signifikante Abhängigkeit der Produktionsausbeute vom Sensordesign beobachtet wurde, sollte mit dem zweiten Prototypen bei höherer Statistik eine spezielle, mögliche Designabhängigkeit untersucht werden. Die drei verschiedenen Designs SMD, LAD und NOD unterscheiden sich in Spannungszuführung des Biasnetzwerks innerhalb der Pixelmatrix, da hier aufgrund der kleinsten Abstände im Layout die Gefahr für Prozeßfehler am höchsten ist. Genauere Untersuchungen an einem defekten Sensor mittels einer IR-Emissions-Aufnahme zeigten gerade hier einen lokalen Defekt, der vermutlich auf einen Aluminiumspike zurückzuführen ist [Roh 99]. Auf jeder produzierten Siliziumscheibe sind deshalb von jeder Designoption je ein Sensortile und zwei identische SC-Sensoren. Die restlichen sechs SC-Sensoren haben eine Spannungszuführung wie das SMD-Design, sind aber in anderer Hinsicht unterschiedlich (z.B. Bricked-Design mit größerer Pixelzelle für MCM-D), so daß sie für die folgende Untersuchung nicht berücksichtigt wurden.



(a) Ausbeute aller Sensoren (CiS und IRST)



(b) Verteilung U_{bd} der Sensortiles (nur CiS)

Abbildung 7.3: Ausbeutestatistik und Verteilung der Durchbruchspannungen der Pixelsensoren des zweiten Prototypen in Abhängigkeit des Designs der Spannungszuführung. Im letzten Bin der Durchbruchstatistik sind alle Sensoren aufgeführt, die einen Durchbruch oberhalb 400 V haben. Auf eine weitere Aufschlüsselung ist verzichtet worden, da zum Teil die Messung schon bei 400 V abgebrochen wurden und deshalb die wirklich Durchbruchspannung nicht bestimmt worden ist.

In Abbildung 7.3 (a) ist die Ausbeute dieser Sensoren für die drei verschiedenen Designoptionen dargestellt. Die Designs SMD und LAD verhalten sich praktisch identisch und haben eine Ausbeute von 70% bzw. 63%, die im Rahmen des statischen Fehlers gut übereinstimmen. Dies gilt auch unabhängig von dem Hersteller, nur daß die Ausbeute von IRST insgesamt schlechter ist als von CiS. Eine genauere Analyse der Durchbruchspannungen aller Sensortiles des Herstellers CiS, die in Abb. 7.3 (b) zu sehen ist, zeigt eine ebenso homogene Verteilung für die Designoptionen SMD und LAD bis 400 V. Bei der Depletionsspannung um 60 V ist die relativ große Gruppe der Sensoren mit Defekten an der n-Seite angesiedelt, während jeweils nur ein Sensor einen offensichtlichen p-Seiten-Defekt zeigt und schon unterhalb 40 V durchbricht. Dieses Ergebnis bedeutet, daß die Vergrößerung des Bias-Dots in der Spannungszuführung von 8 μm im SMD-Design auf 15 μm im LAD-Design keinerlei Auswirkung auf die Ausbeute der Sensoren hat. Deshalb ist das SMD-Design zu bevorzugen, da es wegen der kleineren Bias-Dot Implantation weniger Ladungsverluste durch das Biasnetzwerk zeigt als das LAD-Design.

Ganz anders verhält sich das NOD-Design; hier liegen die meisten Sensoren in der Gruppe der mittleren Sensoren (81%) und nur 11% erreichen das Akzeptanzkriterium. Nur in Hinblick auf die Gruppe der p-Seiten Defekte verhält sich das NOD-Design genauso wie die anderen beiden Designs. Die genauere Analyse der Durchbruchspannungen zeigt aber, daß sich dieses Verhalten nicht mit Defekten an der n-Seite erklären läßt, denn nahezu alle Strukturen zeigen den Durchbruch im Spannungsbereich von $100 - 140$ V, also klar über der Depletionsspannung von 65 V, aber noch vor den geforderten 150 V. Sensoren die eine Spannungsfestigkeit über 200 V haben, finden sich hingegen gar nicht mehr. Aber im Spannungsbereich um die Depletionsspannung weist das NOD-Design eine ähnlich niedrige, eher sogar noch bessere Durchbruchquote auf als das SMD-und LAD-Design. Dies entspricht insofern der Erwartung, da das NOD-Design durch die direkt kontaktierte Biasnetzwerk-Implantationen fehlertoleranter sein sollte.

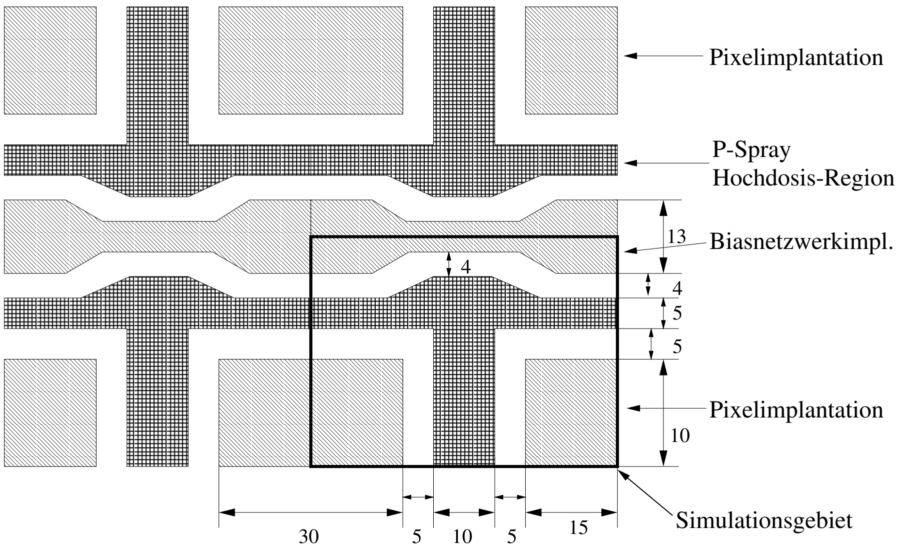


Abbildung 7.4: Skizze der Implantationen bei dem NOD-Design im Bereich des Biasnetzwerks, die n^+-Implantationen der Pixel und des Biasnetzwerk sowie der Hochdosisbereich des moderierten p-Spray sind abgebildet. In den Zwischenräumen ist noch der Niedrigdosisbereich der p-Spray-Schicht. Alle Maße in μm.

All dies legt die Vermutung nahe, daß die schlechte Ausbeute an NOD-Sensoren nicht auf eine erhöhte Defektdichte, sondern auf eine Designschwäche oder auf die Meßmethode mittels Punch-Through zurückzuführen ist. Insbesondere die klare Häufung der Durchbruchspannungen in einem engen Spannungsbereich zeigt, daß beim Erreichen dieser Spannung irgendwo im Sensor ein Feldmaximum erreicht wird, das einen Lawinendurchbruch verursacht. Dies kann entweder durch eine Designschwäche, etwa eine spitz zulaufende Implantationsecke, oder aber durch das Anlegen der Spannung über den Punch-Through-Mechanismus erzeugt werden. Wird nämlich der Potentialabfall über der Punch-Through-Struktur zu groß, so kommt es bei einer festen Biasspannung zu einem künstlichen Feldmaximun, das den Durchbruch verursacht.

Für den Ort einer Designschwäche kommt der Bereich der Spannungszuführung zu den Pixeln in Frage, da hier die einzigen Implantationen zu finden sind, die von den SMD- und LAD-Designs abweichen. In Abbildung 7.4 ist dieser Bereich zwischen sechs Pixeln skizziert. Zur Klärung des Verhaltens sind dreidimensionale FE-Simulationsrechnungen mit ISE-TCAD durchgeführt worden. Das Simulationsgebiet ist in der Abb. 7.4 eingezeichnet und umfaßt zwei halbe Pixel sowie die Hälfte der zugehörigen Biasnetzwerk-Implantation; die Dicke entspricht mit 250 μm dem der realen Sensoren. Das Kantenverhältnis der Pixel stimmt nicht mit den ATLAS Pixelsensoren überein, die kurze Pixelseite ist korrekt modelliert, während die lange Pixelseite der Pixelimplantation nur mit 10 μm, bzw. wenn man die effektive Spiegelung berücksichtigt mit 20 μm angenommen wurde, anstatt mit den realen 370 μm. Die Dotierungprofile auf der n-Seite sind mit DIOS nach der Technologie von CiS berechnet und analytisch in die Simulation eingebracht worden.

In Abbildung 7.5 ist das Ergebnis dieser Simulation dargestellt; es zeigt einen Ausschnitt direkt an der n-Seite zwischen Silizium und dem Siliziumdioxid, in dem die maximale Feldstärke zu finden ist. In dieser Simulation ist auf allen n-Seiten Kontakten, d.h. auf das Biasnetzwerk sowie auf die beiden Pixelkontakte 0 V gelegt worden, während die Biasspannung auf dem Rückseitenkontakt liegt. Dies entspricht den Bedingungen beim Betrieb des Sensors mit Elektronik, wenn über den Auslesechip sowohl alle Pixel als auch die Biasnetzwerkimplantation auf Erdpotential liegen.

Das Feldstärkemaximum ist an dem lateralen pn-Übergang von der n^+-Implantation und der p-Spray-Schicht zu finden, und zwar in der Ecke der Pixelimplantation und im Knick der Biasnetzwerk-Implantation mit einem Wert von 250 $kVcm^{-1}$. Dieses Feldmaximum ist von der Geometrie der Implantation und den Potentialverhältnissen der p-Spray-Schicht bestimmt. Der minimale Abstand zwischen zwei benachbarten n^+-Implantation legt das Potential der p-Spray-Schicht fest; in dieser Simulation ist der minimale Abstand 13 μm und das Potential des p-Sprays stellt sich auf -7.2 V ein. Eine Vergleichssimulation des SMD- bzw. LAD-Design zeigt eine gleich hohe elektrische Feldstärke an der Ecke der Pixelimplantation, obwohl sich das Potential der p-Spray-Schicht wegen des größeren Implantationsabstand von 20 μm zwischen zwei Pixeln auf -8.6 V einstellt. Das heißt, das Feldmaximum ist hauptsächlich durch die geometrische Form der Implantationen bestimmt und deshalb kann keine Designschwäche für die geringere Spannungsfestigkeit verantwortlich gemacht werden, da die Form der Pixelimplantation bei allen Designs identisch ist.

Das Verhalten des NOD-Designs ist also vermutlich auf den zu hohen Potentialabfall zwischen Biasnetzwerk und Pixelimplantation zurückzuführen. Von allen in der

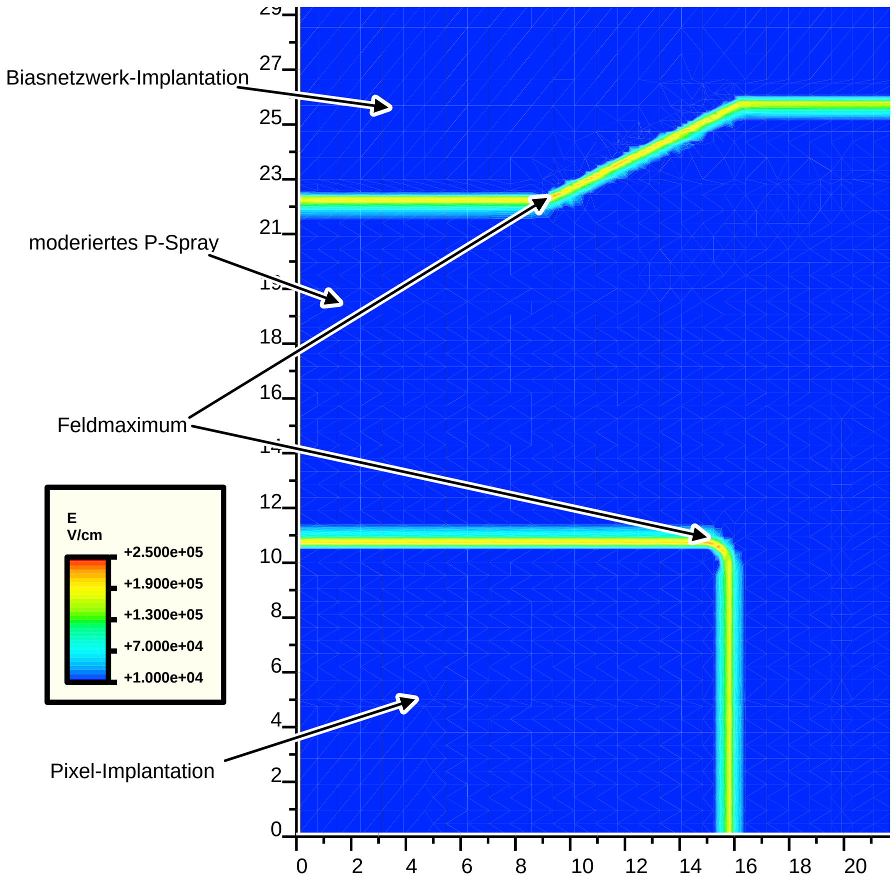


Abbildung 7.5: Elektrische Feldstärke an der n-Seite des NOD-Design direkt an der Si-Si0_2-Grenzfläche bei einer Verarmungsspannung von -100 V. Maßstab in μm.

Protoypphase getesteten Designs hatte nur das NOD-Design den relativ großen Abstand von 13 μm, während die anderen 5 μm aufweisen. Dieses Potentialgefälle erniedrigt natürlich auch das Potential der p-Spray-Schicht und erhöht somit die maximale Feldstärke in der Ecke der Pixelimplantation. Zwar bleibt die Potentialdifferenz zwischen Biasnetzwerk und Pixel mit steigender Verarmungsspannung konstant, aber die Feldkomponente in Richtung der p-Seite wächst mit der Biasspannung und dieser, wenn auch kleine Effekt, könnte ausreichen die kritische Feldstärke an der n-Seite zu erreichen. Eine Simulation des NOD-Designs mit floatenden Pixelkontakten untermauert diese Vermutung. In dieser Simulation ist das gleiche Gebiet, das in in Abb. 7.4 dargestellt ist, simuliert worden, aber ohne elektrische Kontakte auf den beiden Pixelimplantationen. Auf diese Weise wird die Punch-Through-Meßmethode nachvollzogen, da lediglich die Biasimplantation auf Erdpotential gehalten wird, während sich die Pixel mittels

Punch-Through auf ein festes, aber niedrigeres Potential einstellen werden. Das so errechnete Feldmaximum bleibt an derselben Stelle in der Ecke der Pixelimplantation, fällt aber mit 300 $kVcm^{-1}$ um 50 $kVcm^{-1}$ höher aus als in der Simulation mit identischen Potentialbedingen an der n-Seite. Diese Differenz ist dabei schon größer als die Steigerung der Feldstärke, die durch eine Erhöhung der Biasspannung nach Erreichen der Depletionsspannung erzielt wird. Diese beträgt nämlich nur etwa $10 - 20$ $kVcm^{-1}$ bei einer Spannungserhöhung von 100 V.

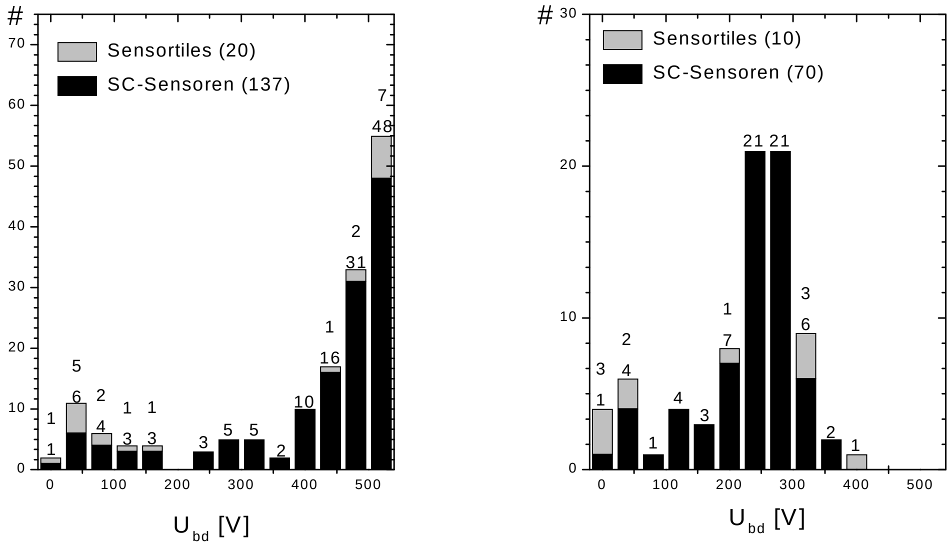
Diese Effekt wird noch verstärkt durch die Tatsache, daß bei der realen Messung sogar zwei Punch-Through-Schritte notwendig sind. Einer von dem äußeren n-Gebiet zum n-Ring, der die aktive Fläche umschließt, und vom Biasnetzwerk zu jedem einzelnen Pixel. Der erste Punch-Through-Schritt hat die höhere Potentialstufe, da hier der Abstand wie zwischen zwei benachbarten Pixel 20 μm beträgt, so daß der durch die Punch-Through-Meßmethode induzierte Durchbruch an dieser Stelle lokalisiert sein sollte.

Eine endgültige Aufklärung ist aber erst durch weitere Messungen, insbesondere nach Aufbringen der Ausleseelektronik zu erwarten. Sollte sich diese Vermutung dabei bestätigen, so bleibt das NOD-Design trotzdem anfällig für vorzeitige Durchbrüche, denn bei einem Verlust des Biasnetzwerkkontaktes würde derselbe hohe Spannungsabfall diesmal vom Pixel zum Biasnetzwerk geschehen und so eventuell den Betrieb des Sensors stören. Deshalb ist das NOD-Design in dieser Form nicht optimal und sollte dahingehend verändert werden, den Punch-Through-Abstand auf 5 μm zu verringern. Dies steht aber technologisch in Konflikt zur moderierten p-Spray-Technologie und erscheint deshalb aussichtslos.

7.1.3 Abhängigkeit von der Dicke des Substrats

Die exponierte Stellung im Zentrum des ATLAS-Experimentes macht es für den Pixeldetektor zwingend, möglichst wenig Material zu verwenden, um die nachfolgenden Detektorsysteme so wenig wie möglich zu beeinträchtigen. Deshalb ist für den Pixelsensor die Möglichkeit getestet worden, dünnere Sensoren zu produzieren. Die Standarddicke eines 4-Zoll Wafers beträgt zwischen 280 und 300 μm; die 200 μm dicken Sensoren, die gleichzeitig mit den dickeren Sensoren produziert wurden, sind vorher von der normalen Dicke herunterpoliert worden.

In Abbildung 7.6 ist jeweils die Verteilung der Durchbruchspannungen für die Sensoren auf 280 μm und 200 μm dicken Material dargestellt. Die Ausbeute der dünnen Sensoren ist mit 81% ebenso gut wie die der dicken Sensoren mit 85%, so daß die Prozessierung des doppelseitigen ATLAS-Pixelsensordesign auf dünnen Siliziummaterial kein Problem hinsichtlich der erzielbaren Ausbeute darstellt. Dennoch gibt es einen auffälligen Unterschied der dünneren Sensoren. Während die meisten 280 μm dicken Sensoren ihren Durchbruch erst jenseits von 400 V aufweisen, liegt das Maximum der dünnen Sensoren zwischen 250 und 300 V und oberhalb 400 V findet sich nur noch ein Sensor. Das Fehlen von Sensoren mit höheren Durchbruchspannungen weist auf einen systematischen Effekt hin. Eine erhöhte Fehleranfälligkeit scheint ausgeschlossen, da zum einen Fehler



(a) 280 μm dicke Substratwafer

(b) 200 μm dicke Substratwafer

Abbildung 7.6: Durchbruchstatistiken der aller Sensoren mit moderierter p-Spray-Technik aus der 1b- und 1c-Produktion getrennt nach der Dicke des Siliziummaterial auf dem sie prozessiert worden sind. In (a) liegen im letzten Bin wiederum alle Sensoren mit einen $U_{\mathrm{bd}} > 500$ V, da einige Messungen bei dieser Spannung abgebrochen wurden.

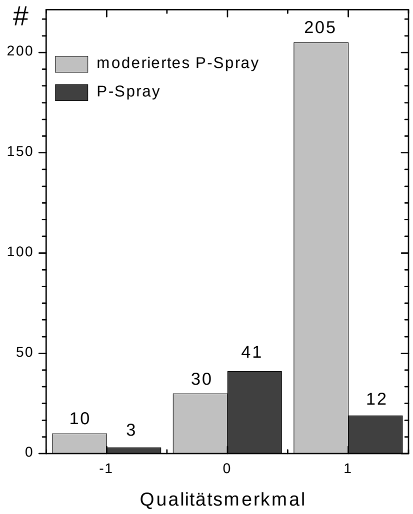
bei deutlich niedrigeren Spannung zu Durchbrüchen führen sollten und zum anderen zumindestens einige Sensoren sich wie die dickeren verhalten sollten.

Folgender Vergleich zeigt, daß der Effekt einer höheren Feldstärke an der strukturierten n-Seite bei den dünneren Sensoren bei gleicher anliegenden Operationspannung allein diese Verhalten nicht erklären kann. Die Feldstärke an der n-Seite ergibt sich aus der Überdepletion und der Dicke d des Sensors $E = (U_{\mathrm{bias}} - U_{\mathrm{depl}})/d$, die Depletionsspannung der Sensoren liegt bei etwa 80 V für die dicken bzw. 40 V für die dünnen Sensoren. Daraus folgt eine elektrische Feldstärke an der n-Seite für die dünnen Sensoren bei einer Biasspannung von 300 V von 13 kVcm^{-1}. Eine gleich hohe n-Seiten Feldstärke wird aber bei den dickeren Sensoren erst bei einer Biasspannung von 440 V erreicht. Bei 300 V aber zeigen die meisten dünneren Sensoren schon einen Durchbruch, die dickeren Sensoren hingegen sind erst bei Spannungen über 500 V nicht mehr spannungsstabil. Es muß also noch einen weiteren Effekt für die systematisch niedrigere Spannungsfestigkeit der dünneren Sensoren geben, der bislang noch nicht gefunden ist.

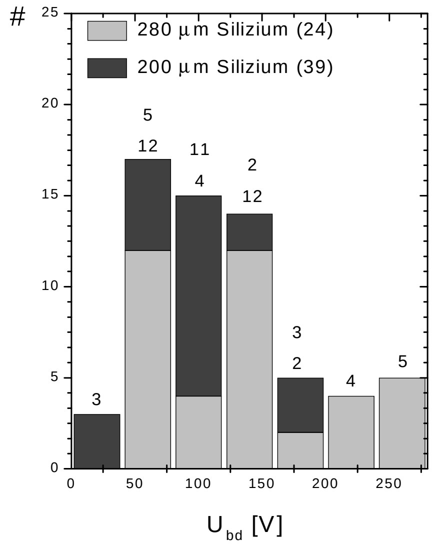
Dennoch stellt die Produktion des ATLAS Pixelsensor Designs auf dünneren Siliziummaterial kein prinzipielles Problem dar. Die anfänglich reduzierte Spannungsfestigkeit stellt dabei kein ernsthaftes Problem dar, da die geforderten 150 V Betriebsspannung problemlos angelegt werden können, und dabei wird wegen der geringeren Dicke sogar noch eine höhere Feldstärke im Sensor erreicht als für die Sensoren mit Standarddicke.

7.1.4 Vergleich zwischen moderierter und Standard p-Spray-Isolation

Der Vorteil der moderierten p-Spray Technologie liegt in seiner höheren Spannungsfestigkeit vor Strahlenschädigung. In der 1b Produktion sind deshalb die Hälfte der Sensoren mit herkömmliche p-Spray und die andere Hälfte mit moderierter p-Spray Technologie gefertigt worden. In Abbildung 7.7 (a) ist die Ausbeute dieser Produktion aufgeschlüsselt nach Isolationstechnik dargestellt. Da die 1c-Produktion nahezu identisch ist, ist sie zu Vergrößerung der Statistik der moderierten Sensoren mit einbezogen.



(a) Ausbeutevergleich



(b) Durchbruchverteilung der Standard p-Spray Sensoren

Abbildung 7.7: Vergleich der Produktionsausbeuten zwischen Sensoren mit moderiertem und Standard p-Spray-Technik sowie die Verteilung der Durchbruchspannungen für die Standard p-Spray Sensortiles aus der Produktion 1b und 1c.

Man erkennt deutlich die bessere Ausbeute der Sensoren mit moderiertem p-Spray von 84% gegenüber den nicht moderierten mit 22%. Die schlechte Ausbeute der p-

Spray Sensoren ohne Moderierung ist dabei verwunderlich, denn in der Produktion der ersten Prototypen, die nur herkömmliches p-Spray verwendete, lag die Ausbeute bei CiS immerhin bei 50% [Roh 99], so daß hier eine deutliche Verschlechterung sichtbar ist. Allerdings muß berücksichtigt werden, daß in dieser Statistik sowohl 200 als 280 μm dicke Sensoren zusammengefaßt sind und das die Depletionsspannung der Sensoren des ersten Prototypen bei 110 V liegt.

Die limitierende Überdepletion der p-Spray-Isolation liegt bei den Prototyp 1 Sensoren bei etwa $80 - 100$ V bezogen auf die Depletionsspannung von $110 - 130$ V[1] , da die meisten Sensoren einen Durchbruch bei knapp über 200 V aufweisen [Roh 01]. Diese knapp $80 - 100$ V Überdepletion ist dabei praktisch gleich derjenigen, der hier gezeigten Sensoren, wie in Abbildung 7.7 (b) erkennbar ist. Die dünneren Sensoren zeigen ihren Durchbruch im Bereich zwischen 100 und 140 V, also etwa 80-100 V über ihrer Depletionsspannung, aber gerade noch unterhalb des Akzeptanzkriterium, so daß sie der mittleren Gruppe der Sensorqualität zugerechnet werden. Die dickeren Sensoren zeigen hingegen ihren Durchbruch etwa 40 V später, also genau um den Unterschied der Depletionsspannung verschoben und somit auch noch teilweise unterhalb des Akzeptanzkriteriums. Dies führt dazu, daß bei diesen Sensoren die Einteilung in die drei Gruppen verschwimmt und zumindestens die dünneren Sensoren nicht akzeptiert werden.

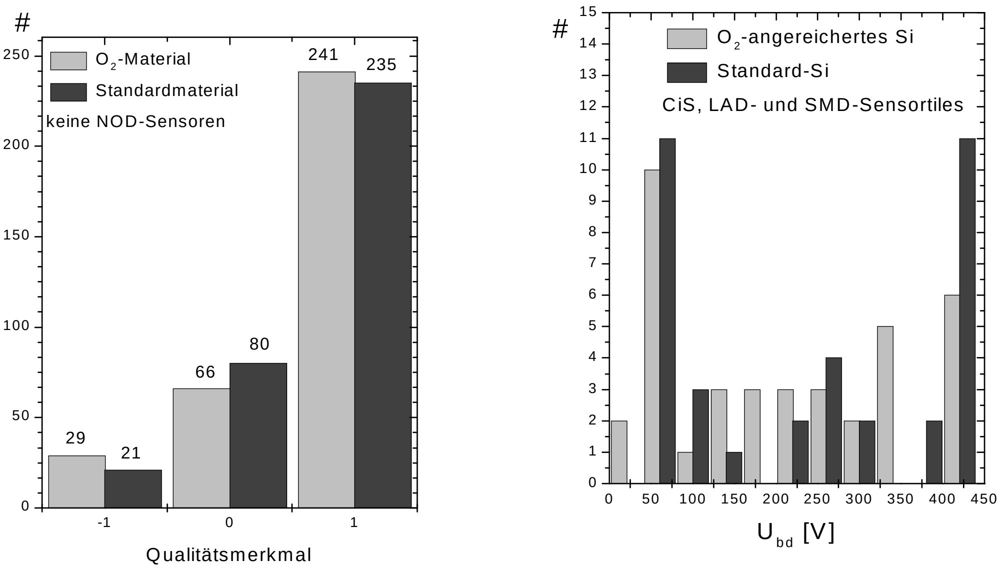
Sensoren mit herkömmlicher p-Spray-Technologie sind aber mit ihrem Limit in der Spannungsstabilität von $80 - 100$ V oberhalb der Depletionsspannung nur knapp über der minimal geforderten Überdepletion von 50 V. Eine geringfügig höhere p-Spray Dosis könnte leicht zu einer Reduzierung dieses Limits unterhalb 50 V führen und damit den Sensor fast unbrauchbar machen. Für Sensoren mit moderiertem p-Spray ist dieses Spannungsstabilitätslimit deutlich höher, denn ihren konstruktiv bedingten Durchbruch zeigen die 200 μm dicken Sensoren erst bei 300 V sowie die 280 μm Sensoren erst oberhalb 500 V (vgl. Abb. 7.6). Eine Überdepletion von einigen hundert Volt vor Bestrahlung stellt also kein Problem für diese Sensoren dar und insofern wird der Vorteil der moderierten p-Spray-Technologie offenbar.

7.1.5 Abhängigkeit vom Substratmaterial

Um die positiven Eigenschaften im Hinblick auf Strahlentoleranz testen zu können, die sauerstoffangereichertes Silizium bietet, ist der zweite Prototyp zur Hälfte auf sauerstoffangereichertem Silizium produziert worden. Die Anreicherung mit Sauerstoff ist dabei in den Fertigungsprozeß integriert; der anfänglichen thermischen Oxidation im Hochtemperaturofen folgt ein 24 bis 48 Stunden langer Diffusionsschritt. Innerhalb dieser Zeitspanne gelangt durch Diffusion eine hohe Sauerstoffkonzentration von einigen

[1]Hierbei muß berücksichtigt werden, daß die Depletionsspannung im ersten Prototypen nur über die Abschnürung der Pixel bestimmt wurde, so daß eine gewisse Unterschätzung vorliegt. Aufgrund der bei den zweiten Prototypen gemachten Erfahrungen, erscheint die Annahme einer bis 20 V höheren Depletionsspannung gerechtfertigt (vgl. Abschnitt 6.6.2).

10^{17} cm^{-3} in das Siliziumsubstrat, ausreichend um die in Abschnitt 6.2 positiven Effekte zu erzielen. Da bei diesem Prozeßschritt der Sauerstoff durch die Si-Si0_2-Grenzschicht in das Silizium gelangt, ist es denkbar, daß sich die elektrischen Eigenschaften der Grenzschicht ändern. Dies könnte sich beispielsweise auch negativ auf die Fehleranfälligkeit des Sensors an der strukturierten n-Seite auswirken, so daß die Produktionsausbeute abnimmt.



(a) Ausbeutevergleich

(b) Durchbruchverteilung von CiS Sensoren, 2. Prototyp

Abbildung 7.8: Vergleich der Produktionsausbeuten und der Durchbruchspannungsverteilung zwischen Prototyp 2 Sensoren, die auf Standardsilizium und auf sauerstoffangereichertem Silizium prozessiert wurden.

In Abbildung 7.8 (a) ist der Vergleich zwischen den Produktionsausbeuten aller Sensoren des zweiten Prototypen von CiS und IRST auf Standardsilizium und sauerstoffangereichertem Silizium dargestellt. Man erkennt keinen Unterschied in der Ausbeute, auch die Verteilung der Durchbruchspannungen in Abb. 7.8 (b) zeigt keinen signifikanten Unterschied zwischen herkömmlichem Silizium und sauerstoffangereichertem Material. Lediglich die Anzahl der Sensoren mit Durchbruchspannungen größer als 450 V scheinen für die Sensoren auf Standardsilizium leicht erhöht zu sein.

Die Verwendung des strahlentoleranten sauerstoffangereicherten Materials für die Produktion dieses komplexen Pixelsensor-Designs stellt also kein Problem dar. Deshalb ist entschieden worden, daß die Pixelsensoren, die im ATLAS Pixeldetektor zum Einsatz kommen, auf sauerstoffangereichertem Siliziummaterial gefertigt werden.

7.1.6 Fazit der Ausbeuteanalysen

Das Punch-Through-Biasnetzwerk hat sich als nützliches Instrument erwiesen, das eine einfache und schnelle Charakterisierung der Pixelsensoren zur Beurteilung ihrer Qualität in der Prototypphase erlaubte. Mit Hilfe eines einfachen Modells zur Kategorisierung der Kennlinien der getesteten Sensoren, können Aussagen über die Art der prozeßbedingten Fehler getroffen werden. Diese Fehler sind wahrscheinlich singulär und lokal begrenzt und können nach p- und n-Seiten-Defekten differenziert werden. Insofern hat das Konzept und das Design des Pixelsensors gezeigt, daß es zur Massenproduktion für den Einsatz im ATLAS-Experiment geeignet ist.

Zusätzlich konnten offene Fragen des Designs und des Konzeptes der Pixelsenoren erfolgreich geklärt werden. Die Verbesserung der Spannungsstabilität der Sensoren durch den Einsatz der moderierten p-Spray-Isolationstechnik ist eindrucksvoll gezeigt worden. Bedenken hinsichtlich der Verwendung von sauerstoffangereichertem Silizium oder dünneren Sensoren sind erfolgreich ausgeräumt worden.

Die hier gezeigten Methoden und Testverfahren werden in der Produktion des Pixelsensors eine Schlüsselstellung in der Qualitätskontrolle und -sicherung spielen. Jeder gelieferte Sensor wird als wichtigsten Eingangs- und Akzeptanztest eine IV-Messung durchlaufen. Durch die in der Prototypphase gewonnenen Erkenntnisse und Beurteilungsmaßstäbe ist ein schnelles Eingreifen möglich, falls es zur prozeßbedingten Abweichung in der Produktionsqualität kommt. Diese erlauben nicht nur eine einfache Annahme bzw. Ablehnung des einzelnen Sensors, sondern auch tiefergehende Analysen des Problems, die als Rückkoppelung zu den Herstellern gelangt, um dort zur Verbesserung der Ausbeute benutzt zu werden. Dies kann natürlich nicht nur aufgrund der IV-Kennlinien der Sensoren geschehen, sondern dazu sind auch eine Reihe von Test-und Monitorstrukturen zur Bestimmung wichtiger Sensorgrößen nötig, wie zum Beispiel die GCD zur Messung oberflächenrelevanter Parameter. Deshalb umfaßt das Design des ATLAS Pixelsensors nicht nur das eigentliche Design des Sensors, sondern auch das Design der zugehörigen Test- und Monitorstrukturen, die für eine erfolgreich und kosteneffektive Produktion von 2000 und mehr Sensoren mindestens ebenso wichtig sind.

7.2 Strahlentoleranz der p-Spray-Isolation

Die Strahlentoleranz des ATLAS Pixelsensor Designs ist maßgeblich von der p-Spray-Schicht abhängig. Zum einen gewährleistet sie die notwendige elektrische Isolation der einzelnen Pixelimplantationen, die einen Betrieb als Sensor erst ermöglichen. Zum anderen neutralisiert sie die Elektronenakkumulation an der segmentierten n-Seite vollständig ab und macht das Design so weitestgehend unabhängig von Einflüssen an der Si-Si0_2-Grenzfläche. Deshalb ist es entscheidend die Veränderung dieser p-Spray-Schicht nach hoher Strahlenschädigung zu untersuchen. Insbesondere ist die effektiv wirksame Dosis nach Oberflächenschädigung wichtig, da sie zu jedem Zeitpunkt des Betriebes zumindestens hoch genug sein muß, um die notwendige elektrische Isolation der Kanäle zu leisten. Dies kann zunächst unabhängig vom gewählten Pixeldesign mittels eigens dafür konzipierter Teststrukturen geschehen. Ein n-Kanal MOSFET, der die p-Spray-Schicht als Substratimplantation benutzt, kann zur Bestimmung der effektiven p-Spray-Dosis und der Elektronenbeweglichkeit an der Grenzfläche herangezogen werden. Weiterhin sind Strukturen zur Bestimmung von Schichtwiderständen der Implantationen verwendet worden, um die Veränderung der implantierten p-Spray-Dosis nach Oberflächenschäden zu bestimmen.

Beide Strukturen sind auf der gleichen übergeordneten Teststruktur implementiert, so daß sie gleichzeitig mit niederenergetischen 20 keV Elektronen in Dortmund bestrahlt werden konnten (**D**ortmunder **E**lektronen **B**estrahlungs **E**inrichtung) [DEBE]. Damit kann der Schädigungsanteil an der Si-Si0_2-Grenzfläche unabhängig von Kristalleffekten nachvollzogen werden, da Elektronen in diesem niedrigen Energiebereich keine Kristallschädigung verursachen, sondern nur Ionisationseffekte in der Siliziumdioxidschicht bewirken. So erzielt man das für die p-Spray-Schicht entscheidende Anwachsen der festen Oxidladung sowie der Grenzflächenzustände, ohne daß Effekte der Kristallschädigung, wie Anstieg des Leckstromes und Konversion des Leitungstyp, die Auswirkungen der Oberflächenschädigung überdecken.

7.2.1 Bestimmung der Oberflächenparameter mit MOSFET-Strukturen

Der verwendete MOSFET Transistor ist zylindersymmetrisch und hat eine kreisförmige n^+-Implantation als Source-Kontakt mit einem Radius von $r_{\mathrm{s}} = 38.5\ \mu$m und einen ringförmigen Drainkontakt mit einem Innenradius von $r_{\mathrm{d}} = 54.5\ \mu$m. Das eigentliche Substrat stellt die p-Spray-Schicht dar, so daß ein n-Kanal MOSFET entsteht, denn der Kanal entsteht an der Oberfläche der p-Spray-Schicht. Die zylinderförmige Geometrie gewährleistet dabei einen Kanal, der wohldefiniert und insbesondere von der restlichen p-Spray-Schicht elektrisch isoliert ist. Da bei der moderierten p-Spray-Technologie zwei verschiedene Bereiche der p-Spray-Schicht existieren, ein Hochdosisbereich mit der vollen p-Spray Dosis sowie ein Niederdosisbereich mit erniedrigter p-Spray-Dosis, sind je ein MOSFET im Hochdosisbereich und einer im Niederdosisbereich auf der Teststruktur implementiert. Auf diese Weise können beide relevanten p-Spray-Dosen und Elektronenbeweglichkeiten bestimmt werden.

Dosis der p-Spray-Schicht

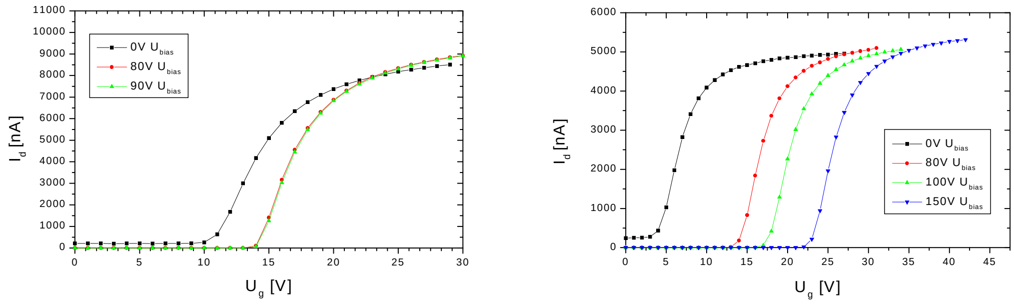
Im Gegensatz zu einem üblichen n-Kanal MOSFET, der auf niederohmigen p-Silizium gefertigt ist, hat dieser MOSFET unterhalb des p-Sprays einen hochohmigen n-

Siliziumbulk der auch ohne anliegende Gatespannung einen leitenden Kanal unterhalb der p-Spray-Schicht zwischen Source und Drain herstellt. Die Bestimmung der p-Spray-Dosis erfolgt indirekt über eine Messung der Flächenladungsdichte im Kanal. Bei Öffnung des Kanals, also wenn $U_{\mathrm{g}} = U_{\mathrm{th}}$ gilt, kompensiert die jetzt ausgebildete Inversionsschicht die Flächenladungsdichte des verarmten Substrats, also den an freien Ladungsträgern verarmten Bereich der p-Spray-Schicht. Die gesuchte Flächenladungsdichte, die der effektiv wirksamen, implantierten Bordosis entspricht, ergibt sich gemäß 3.17 zu

$$N_{\mathrm{B}} = \frac{1}{e} \cdot C_{\mathrm{ox}} \cdot (U_{\mathrm{th}} - U_{\mathrm{fb}} - 2\phi_{\mathrm{f}}) \approx \frac{1}{e} \cdot C_{\mathrm{ox}} \cdot (U_{\mathrm{th}} - U_{\mathrm{fb}}) \tag{7.1}$$

da zumeist die Schwellenspannung $U_{\mathrm{th}} \gg 2\phi_{\mathrm{f}}$ ist. Da die p-Spray-Schicht relativ hoch dotiert ist ($10^{16} - 10^{17}$ cm^{-3}), wird durch die Verarmungszone des MOS-Übergangs nur ein kleiner Teil der Schicht verarmt und somit die implantierte Dosis unterschätzt. Durch den Substrateffekt des MOSFET-Transistors kann dies verbessert werden, denn bei Anlegen eines gegenüber dem Source-Kontakt negativen Potential verarmt nun eine größerer Teil der p-Spray-Schicht und die Schwellenspannung steigt. Erst wenn die komplette p-Spray-Schicht verarmt ist, wird die Schwellenspannung unabhängig von der Substratspannung. In der hier benutzten MOSFET-Struktur kann zwar nicht direkt an das Substrat, also das p-Spray, Spannung angelegt werden, aber durch das Verarmen der Diode von der p-Seite her, kann indirekt das Potential der p-Spray-Schicht beeinflußt werden. Erreicht die Verarmungszone von der p-Seite die n-Seite, so fällt das Potential der p-Spray-Schicht auf einen negativen Wert gegenüber der Source und kann stärker verarmt werden. Eine weitere Erhöhung der p-Seiten Spannung verschiebt das Potential des p-Spray und somit auch die Schwellenspannung weiter. Solange keine Sättigung der Schwellenspannung mit der p-Seiten Spannung eintritt, ist die so bestimmte maximale Schwellenspannung immer nur eine untere Abschätzung der Bordosis, da nicht davon ausgegangen werden kann, daß die p-Schicht schon vollständig verarmt ist.

Insgesamt sind vier Teststrukturen von zwei verschieden Substratwafern des zweiten Prototypen des Herstellers CiS untersucht worden. Jede Teststruktur hat je einen MOSFET mit dem Hochdosis- und dem Niederdosisbereich der moderierten p-Spray-Technologie. In Abbildung 7.9 sind die I_{d}-U_{g}-Kennlinien von je einem solchen MOSFET bei verschiedenen Biasspannungen der p-Diode abgebildet. Die Source-Drain-Spannung ist mit 0.1 V so klein gewählt worden, daß die Annahme einer homogen und konstanten Flächenladungsdichte über dem Kanal gerechtfertigt ist. Man erkennt deutlich den Einfluß des Substrateffektes auf die Kennlinie; mit wachsender Biasspannung verschiebt sich die Schwelle des Transistors zur höheren Gatespannungen. Während in Niederdosisbereich schon ab etwa 80 V eine Sättigung der Schwelle erkennbar ist, ist für den Hochdosisbereich bis 150 V noch keine Sättigung sichtbar. Da aber die anfängliche Betriebspannung der Pixelsensoren 150 V beträgt, sind keine höheren Spannungen angelegt worden, um die effektiv wirksame Dosis unter realistischen Betriebsbedingungen bestimmen zu können.



(a) Niederdosisbereich (b) Hochdosisbereich

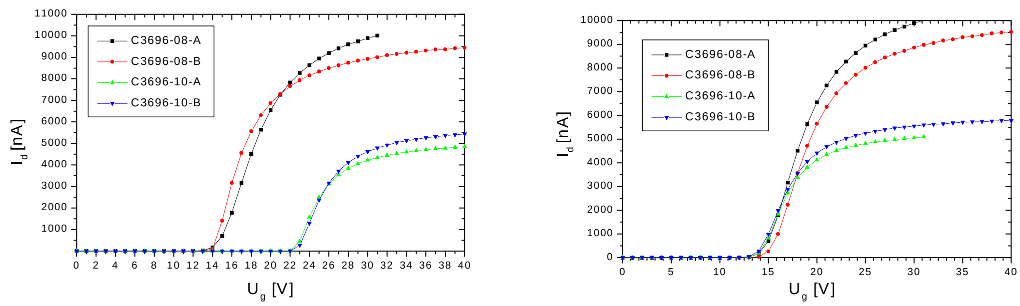
Abbildung 7.9: Source-Drain-Strom in Abhängigkeit der Gatespannung bei verschiedenen Biasspannungen der p-Diode für je einen MOSFET auf dem Niederdosisbereich und dem Hochdosisbereich der p-Spray-Schicht.

Zur Bestimmung der jeweiligen p-Spray-Dosis wird außerdem noch die Kapazität der Oxidschicht C_{ox} und die Flachbandspannung U_{fb} benötigt. Beide sind an einer MOS-Struktur mit der jeweiligen p-Spray-Schicht als Substratimplantation mittels einer 10 kHz CV-Kennlinie bestimmt worden, die auf demselben Substratwafer prozessiert wurde. An denselben MOS-Strukturen sind ebenso mit einer quasistatischen CV-Messung die Inversionspannungen des MOS-Überganges bestimmt worden, die mit den gemessenen Schwellenspannungen gut übereinstimmten [Wun 01]. Zu beachten ist noch, daß bei der MOS-Struktur auf dem Niederdosisbereich der p-Spray-Schicht über der Oxidschicht eine Nitridschicht liegt, da die Moderierung des p-Sprays durch die Implantation des Nitrids erzielt wird. In Tabelle 7.1 sind die Werte, die maximalen Schwellenspannungen sowie die daraus nach Gleichung 7.1 resultierenden p-Spray-Dosen aufgelistet.

	Niederdosisbereich	Hochdosisbereich
C_{ox} [nFcm^{-2}]	(11.6 ± 0.6)	(16.0 ± 0.8)
U_{fb} [V]	(0.0 ± 1.0)	(-6.5 ± 1.0)
$U_{\text{th,max}}$ [V]	(14.0 ± 0.5)	(23.0 ± 0.5)
N_{B} [cm^{-2}]	$(1.0 \pm 0.1) \cdot 10^{12}$	$(2.9 \pm 0.2) \cdot 10^{12}$

Tabelle 7.1: Oberflächenparameter und effektive Dosen der moderierten p-Spray-Schicht vom CiS Prototyp 2.

Die gemessenen p-Spray-Dosen liegen nur knapp unterhalb der spezifizierten Werte, die bei $3.0 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} für den Hochdosisbereich bzw. etwa $1 - 1.5 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} für den Niederdosisbereich liegen. Allerdings muß berücksichtigt werden, daß es hierbei um untere Abschätzungen der Dosen handelt, da zumindest im Hochdosisbereich nicht davon ausgegangen werden kann, daß die gesamte p-Spray-Schicht verarmt ist. Ein Vergleich zwischen allen vier gemessenen MOSFET-Transistoren von zwei Substratwafern ist in Abbildung 7.10 dargestellt.



(a) Niederdosisbereich (b) Hochdosisbereich

Abbildung 7.10: Vergleich aller I_d-U_g-Kennlinien bei $U_\mathrm{bias} = 80$ V.

Während die Schwellenspannungen aller MOSFET-Transistoren auf dem Hochdosis p-Spray bei der gleichen Spannung liegen, fällt auf, daß im Niederdosisbereich die Schwellenspannungen stark differieren. Die beiden Strukturen vom Substratwafer 3696-08 zeigen eine Schwellenspannung von 14 V aber die vom Wafer 3696-10 erst bei 22 V. Dies entspricht einer p-Spray-Dosis im Niederdosisbereich von $1.6 {\cdot} 10^{12}$ cm^{-2} bei diesem Substratwafer, die ein wenig über dem spezifizierten Bereich liegt. Das Ergebnis zeigt aber, daß die implantierte Bordosis selbst keine nennenswerte Schwankung von Substratwafer zu Substratwafer aufweist, da die gemessen Dosis im Hochdosisbereich nahezu unverändert ist. Die um 50% unterschiedliche Dosis im Niederdosisbereich kann demzufolge nur auf Schwankungen der Dicke der Nitridschicht zurückgeführt werden, mit der die Moderierung der p-Spray-Schicht erreicht wird. Nach Herstellerangaben kann diese bis zu 10% schwanken und da die Energie der p-Spray-Implantation so gewählt ist, daß das Maximum der effektiven Dotierung direkt an der Grenzfläche des Siliziums liegt, haben schon kleine Veränderungen der Dicke des Nitrids relativ große Schwankungen der p-Spray-Dosis im Niederdosisbereich zur Folge. Dies stellt aber kein Problem dar, da die für die Strahlentoleranz wichtigere Dosis im Hochdosisbereich keinen Schwankungen unterworfen ist; es zeigt dafür aber die Möglichkeit, mit dieser Teststruktur die implantierte Dosis genau genug bestimmt werden kann, um prozeßabhängige Abweichungen festzustellen. Dies ist für die Qualitätskontrolle während der Produktion essentiell, damit dieser wichtige Parameter überwacht werden kann.

Elektronenmobilität an der Grenzfläche

Aus den gleichen Messungen kann zusätzlich noch die Ladungsträgermobilität im Kanal bestimmt werden. Für kleine Source-Drain-Spannungen wenn eine homogene Flächendichte im Kanal angenommen werden kann, gilt nach Gleichung 3.19 im linearen Teil der Kennlinie:

$$\mu_\mathrm{n} = \frac{L}{W} \cdot \frac{1}{C_\mathrm{ox} \cdot U_\mathrm{d}} \cdot \frac{\mathrm{d}I_\mathrm{d}}{\mathrm{d}U_\mathrm{g}}. \tag{7.2}$$

Aus der Steigung im linearen Teil der Kennlinie kann also die Elektronenmobilität an der Si-Si0_2-Grenzfläche bestimmt werden. Im Niederdosisbereich bestimmt sich die Steigung zu $(1.1 \pm 0.15)\ \frac{\mu\mathrm{A}}{\mathrm{V}}$ und Hochdosisbereich zu $(1.0 \pm 0.15)\ \frac{\mu\mathrm{A}}{\mathrm{V}}$. Daraus errechnen sich die jeweiligen Elektronenmobilitäten unter Berücksichtigung des Geometriefaktors des Transistors $\frac{L}{W} = \frac{1}{2\pi} \cdot \ln\frac{r_\mathrm{d}}{r_\mathrm{s}}$ zu $(53 \pm 7)\ \frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}}$ im Niederdosisbereich und zu $(35 \pm 5)\ \frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}}$ im Hochdosisbereich. Beide Mobilitäten sind sehr klein im Vergleich zu der im Siliziumsubstrat herrschenden Mobilität von etwa 1500 $\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}}$, sind aber im Rahmen der an früheren ATLAS Prototypen gemessenen Mobilitäten [Roh 99]. Dies ist zum einen auf die hohe Dotierung des p-Sprays zurückzuführen; das mag auch der Grund sein, warum die Mobilität im Hochdosisbereich noch etwas geringer ist als im Niederdosisbereich. Zum anderen streuen die Ladungsträger an akustischen Obeflächenphononen sowie an Kristalldefekten der Grenzfläche. Beides verursacht eine starke Verminderung der Mobilität an der Grenzfläche. Gerade dieser zweite Effekt ist für Silizium mit der Kristallrichtung <111> ausgeprägter, denn für das in der Elektronikindustrie übliche <100>-Material ist die Elektronenbeweglichkeit deutlich höher. Messungen an gleichen MOSFET-Strukturen des ersten Prototypen vom Hersteller Seiko, die auf solchen <100>-Material produziert wurden, zeigten eine Mobilität von 840 $\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}}$ [Roh 99]. Für den Sensorbau sind aber im Gegensatz zu Elektronikchips kleine Mobilitäten günstig, denn die Sensoren werden dadurch weniger empfindlich für Lawinendurchbrüche, die ihre Spannungsfestigkeit begrenzen.

7.2.2 p-Spray-Dosis und Elektronenbeweglichkeit nach Oberflächenschädigung

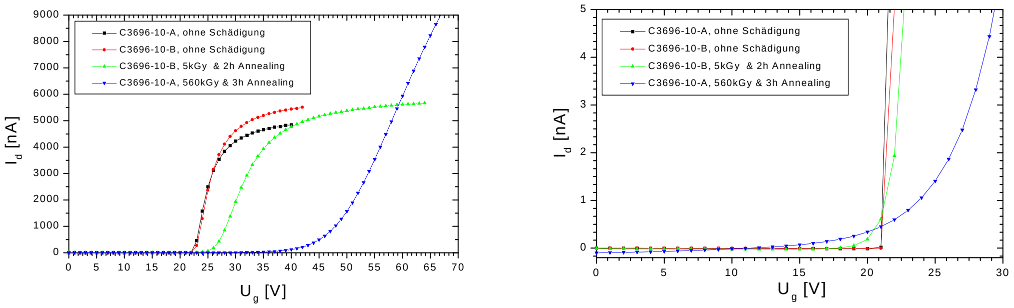
Von den vier Teststrukturen sind zwei mit 20 keV Elektronen bestrahlt worden, eine bis zur einer Dosis von 5 kGy und eine bis 560 kGy, einer Dosis die über der Designdosis des ATLAS-Pixeldetektors von 500 kGy liegt. Während der Bestrahlung lag keine Spannung an den Strukturen, so daß nicht unbedingt die maximale Oberflächenschädigung erreicht wurde, die im Experiment bei den Pixelsensoren zu erwarten ist. Für das strahleninduzierte Ansteigen der festen Oxidladungen N_{ox} bedeutet dies eine maximale Unterschätzung der Schädigung von 50%. Andererseits unterliegen die Oberflächenschäden einer starken Zeitabhängigkeit direkt nach Beendigung der Bestrahlung, die etwa 30-40% der festen Oxidladungen nach 2-3h wieder ausheilen läßt. Vergleicht man dies mit der Strahlenexposition im ATLAS-Experiment, wo die gesamte Designdosis in Raten von 50 kGy pro 100 Tage mit langen Ausheilphasen von mehr als 200 Tagen verabreicht wird, so ist die Schädigung mit 560 kGy innerhalb einiger Stunden gefolgt von einer 2- oder 3-stündigen Ausheilzeit wahrscheinlich immer noch höher.

Nach Beendigung der Bestrahlung und der Ausheilzeit von 2 bzw. 3 Stunden sind an den MOSFET-Strukturen die gleichen Messungen wie vor Bestrahlung durchgeführt worden, um die jetzt noch effektiv wirksame Dosis der p-Spray-Schicht zu bestimmen. Während die MOSFET Transistoren im Niederdosisbereich tadellos funktionierten, zeigten die Transistoren im Hochdosisbereich dabei einen bislang noch ungeklärten Defekt der Oxidschicht des Gatekontaktes, so daß eine Messung unmöglich war. Der Grund lag nicht in einer statischen Aufladung der Gateelektrode durch die schädigenden Elektronen, denn der Gatekontakt war während der Bestrahlung geerdet, so daß gesammelte Elektronen abfließen konnten. Offenbar schützte die über dem Oxid liegende Nitridschicht die Transistoren im Niederdosisbereich vor diesem Effekt.

Dosis der p-Spray-Schicht

In Abbildung 7.11 (a) und (b) sind die gemessenen I_{d}-U_{g}-Kennlinien bei 80 V Biasspannung in Abhängigkeit der Dosis bei zwei Skalierungen der x-Achse dargestellt. Man erkennt ein Ansteigen der Schwellenspannung mit wachsender Bestrahlungsdosis von anfänglich 22 V auf 25 V nach 5 kGy und auf etwa 45 V nach 560 kGy. Dies entspräche einem Anwachsen der effektiven p-Spray-Dosis nach Bestrahlung und widerspricht damit den Erwartungen, denn die größere Anzahl von festen Oxidladungen sollte eine höhere Elektronenakkumulation zur Folge haben, die von den Löchern der p-Spray-Schicht kompensiert werden sollte, so daß die effektiv wirksame Dosis des p-Sprays abnimmt.

Diese Erwartung wird gestützt von CV-Messungen an einer MOS-Struktur auf dem Niederdosisbereich des p-Spray vor und nach Bestrahlung mit 5 kGy, die in Abbildung 7.12 dargestellt ist. Dort erkennt man, daß sich die Flachbandspannung von 0 V auf etwa -4.4 V nach 5 kGy verschiebt. Wie quasistatische Messungen an der gleichen Struktur gezeigt haben, verschiebt sich wie erwartet die Inversionsspannung der geschädigten MOS-Struktur um den gleichen Wert [Wun 01]. Falls nur ein Anwachsen der festen Oxidladungen angenommen wird, sollte sich deshalb auch die Schwellenspannung des MOSFET nach 5 kGy zumindestens um den gleichen Beitrag verringern, da die Schwellenspannung des Transistors identisch mit der Inversionsspannung des MOS-Übergangs sein sollte.



(a) Lineare Darstellung

(b) Lineare Darstellung mit anderer Skalierung

Abbildung 7.11: I_d-U_g-Kennlinien bei $U_\mathrm{bias} = 80$ V im Niederdosisbereich der p-Spray-Schicht vor und nach Dosen von 5 und 560 kGy bestrahlt mit 20 keV-Elektronen.

Schon in Abbildung 7.11 (b) fällt aber auf, daß der Bereich unmittelbar vor dem linearen Teil der Kennlinie der bestrahlten Transistoren viel ausgeprägter ist als bei den ungeschädigten Transistoren. Dieser sogenannte *Subthreshold-Bereich* liegt im Bändermodell gesehen zwischen schwacher und starker Inversion des MOS-Überganges. In diesem Zustand wächst die Anzahl der Ladungsträger im Kanal exponentiell mit der Gatespannung, da in der Verarmungszone thermisch generierte Elektronen zur Grenzfläche wandern. Erst bei Einsetzen der starken Inversion dominieren Drifteffekte den Ladungsträgertransport und der Drainstrom steigt linear mit der Gatespannung an. Insofern ist es gerechtfertigt, schon von einer Öffnung des Kanals unterhalb der starker Inversion zu sprechen, die üblicherweise als Schwellenspannung angesehen wird. Im ungeschädigten Fall ist dieser Unterschied meist nicht relevant, da dieser Subthresholdbereich klein ist. Nach [Sze 85] beträgt er beispielsweise etwa 0.5 V und der Drainstrom genügt der Abhängigkeit:

$$I_\mathrm{d} \sim \exp\left\{\frac{e \cdot (U_\mathrm{g} - U_\mathrm{th})}{kT}\right\} \tag{7.3}$$

Trägt man demzufolge die Kennlinien wie in Abbildung 7.13 mit einer logarithmischen Stromachse auf, so wird der Subthresholdbereich sichtbar und man erkennt, daß er mit der Bestrahlungsdosis größer wird. Nach 5 kGy beträgt er schon 8 V, während er sich nach 560 kGy über knapp 40 V erstreckt. Selbst unterhalb von 12 V Gatespannung ist der Subthresholdbereich für den hoch bestrahlten MOSFET noch nicht verlassen, denn der Drainstrom ist hier so klein, daß er von dem Leckstrom der p-Diode kompensiert

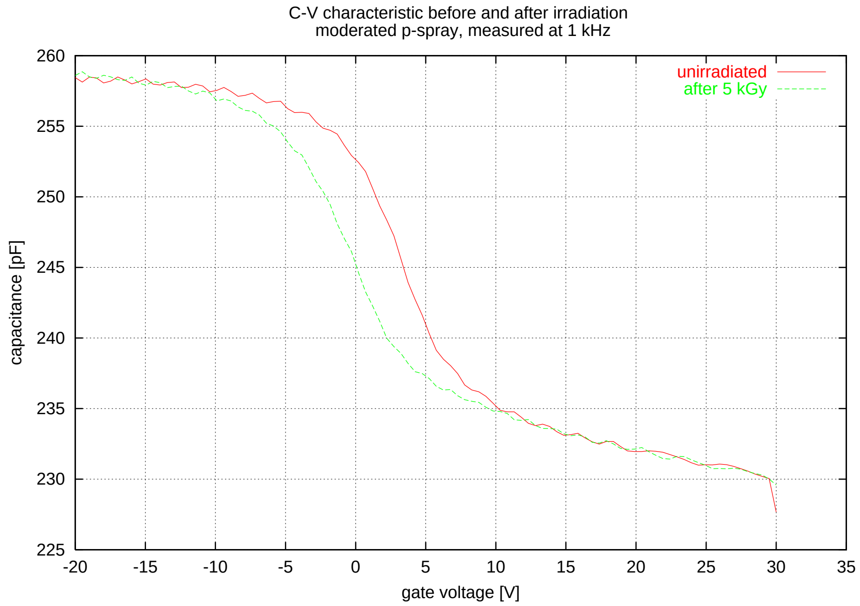


Abbildung 7.12: CV-Kennlinien (Meßfrequenz 1 kHz) an MOS-Strukturen auf p-Spray im Niederdosisbereich vor und nach 5 kGy bestrahlt mit 20 keV-Elektronen [Wun 01].

wird und in den negativen Bereich rutscht (siehe Abb. 7.11 (b)). Deshalb ist es praktisch unmöglich, eine aussagefähige Schwellenspannung nach Bestrahlung zu bestimmen.

Es ist aber möglich, die an der MOS-Struktur gemessene Flachbandverschiebung nach 5 kGy zu verwenden, um die Zunahme der festen Oxidladungen an der Grenzfläche im Niederdosisbereich zu bestimmen. Sie beträgt bei (4.4 ± 1.0) V Flachbandverschiebung etwa $(3.2 \pm 0.7) \cdot 10^{11}$ cm^{-2} und sollte dort der Abnahme der effektiven p-Spray-Dosis entsprechen.

Der Grund für den großen Subthresholdbereich des MOSFET nach Bestrahlung ist zum einen das starke Anwachsen der Grenzflächenzustandsdichte an der Si-Si0_2-Grenzfläche. Denn diese umladbaren Zustände verschmieren die Abhängigkeit zwischen anliegender Gatespannung und effektiver Bandverbiegung derart, daß eine viel höhere Spannung erforderlich ist, um vergleichbare Bandverbiegungen an der Grenzfläche zu erhalten. Damit wird natürlich auch der Bereich zwischen schwacher und starker Inversion größer, also gerade der Subthresholdbereich. Zum anderen können durch Strahlung induzierte Elektronentraps an der Grenzfläche zwischen dem Oxid und dem Nitrid verantwortlich sein, die die effektiv an dem MOS-Übergang wirksame Bandverbiegung erniedrigen. Das wird zum Beispiel noch durch eine Hysteresemessung der I_{d}-U_{g}-Kennlinie untersucht, da bei einem Durchlauf der Gatespannung in umgekehrter Richtung diese zusätzlichen negativ geladenen Traps nicht erst gefüllt werden müssen [Wüs 01].

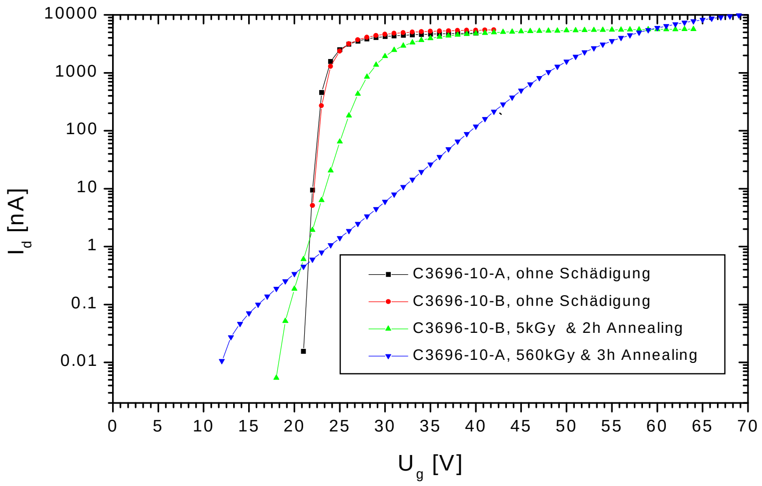


Abbildung 7.13: Gleiche I_{d}-U_{g}-Kennlinien bei $U_{\mathrm{bias}} = 80$ V wie in Abbildung 7.11 aber in logarithmischer Auftragung.

Trotz starker Oberflächenschädigung bis über die Designdosis hinaus ist im Niederdosisbereich des p-Sprays eine Isolation zwischen Source und Drain zumindest bei Gatespannungen unterhalb 20 V erhalten geblieben. Das dort gemessene Stromniveau entspricht einem Isolationwiderstand von 100 MΩ und ist sicherlich ausreichend für eine elektrische Trennung von Source und Drain. Zwar mag das p-Spray an der Grenzschicht schon kompensiert sein, aber die Ladungsträgerkonzentration der Inversionsschicht ist noch zu klein, um von einer leitenden Verbindung zwischen Source und Drain zu sprechen. Diese Anordnung von Source und Drain mit dazwischenliegender p-Spray-Isolation ist der Anordnung auf dem Pixelsensor zwischen zwei Pixeln ähnlich. Insofern ist auch für den Pixelsensor eine ausreichende Isolation nach starker Oberflächenschädigung selbst im Niederdosisbereich zu erwarten.

Elektronenmobilität an der Grenzschicht

Im Gegensatz zu der p-Spray-Dosis nach Bestrahlung lassen sich die Elektronenbeweglichkeiten problemlos bestimmen. Aus der Abbildung 7.11 (a) dargestellten Messungen bestimmt man die Steigungen der Kennlinien im linearen Teil zu (480 ± 20) nAV^{-1} nach 5 kGy und (450 ± 20) nAV^{-1} nach 560 kGy. Daraus ergeben sich folgende Elektronenmobilitäten an der Grenzschicht: $(23 \pm 2)\ \frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}}$ nach 5 kGy und $(21 \pm 2)\ \frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}}$ nach 560 kGy. Die Elektronenmobilität hat also um den Faktor zwei gegenüber der Mobilität vor Schädigung abgenommen. Eine Erhöhung der Streuzentren an der Grenzfläche durch strahlungsinduzierte Kristalldefekte, die die Mobilität erniedrigen könnte, kann ausgeschlossen werden, da 20 keV Elektronen nicht in der Lage sind, die Siliziumkristallstruktur zu schädigen. Deshalb hängt die Abnahme der Mobilität vermutlich mit der durch Schädigung steigenden Grenzflächenzustandsdichte zusammen, die Ladungsträger kurzzeitig trappen können und somit die Mobilität erniedrigen. Auffällig ist allerdings, daß der größere Teil der Schädigung nach der relativ kleinen Dosis von 5 kGy geschehen ist und die weitere Bestrahlung bis zur Designdosis nur noch einen sehr kleinen Effekt hat. Es scheint sich also eine frühe Sättigung der Degeneration der Mobilität einzustellen.

Insgesamt bleibt festzuhalten, daß die verhältnismäßig kleine Abnahme der Mobilität an der Si-$Si0_2$-Grenzschicht für den Sensorbetrieb, wenn überhaupt, positiv zu beurteilen ist, da eine niedrigere Mobilität an der Grenzfläche die Isolation zwischen zwei Pixeln eher erhöht. Zum anderen ist eine weitere Erniedrigung der Mobilität zu bevorzugen, da dadurch auch die Anfälligkeit gegenüber Lawinendurchbrüchen an den wegen der hohen Feldstärken prädestinierten lateralen pn-Übergängen zwischen Pixelimplantation und p-Spray weiter abnimmt. Dies unterstützt also das prinzipielle Verhalten von Pixelsensoren mit p-Spray-Isolation, welche ihre minimale Spannungsfestigkeit vor Schädigung zeigen und mit zunehmender Oberflächenschädigung spannungsfester werden.

7.2.3 Bestimmung der p-Spray-Dosis mit Schichtwiderständen

Eine unabhängige Methode zur Bestimmung der strahlungsinduzierten Abnahme der effektiven p-Spray Dosis benutzt die Messung des Schichtwiderstandes der p-Spray-Schicht. Eine solche Struktur mit insgesamt 5 verschieden breiten p-Spray-Implantationen im Hochdosisbereich ist ebenfalls in der bestrahlten Teststruktur implementiert. Schichtwiderstände R_s, die als Widerstände pro Flächeneinheit einer Implantation definiert sind, sind ähnlich einem Kanalwiderstand eines MOSFET (vgl. Gleichung 3.18) mit der implantierten Ionendosis verknüpft.

$$N_\mathrm{B} = \frac{1}{e\mu_\mathrm{h} \cdot R_\mathrm{s}} \tag{7.4}$$

Allerdings läßt sich die implantierte Dosis nur bestimmen, falls die Mobilität der Löcher μ_h in der p-Spray-Implantation bekannt ist. Diese ist aber im Bereich der relativ hochdotierten Implantationen wegen der Streueffekte der Ladungsträger an Fremdatomen stark von der effektiven Dotierungskonzentration abhängig [Sze 85, Tya 91]. Dies gilt insbesondere für die p-Spray-Implantation, die mit effektiven Dotierungskonzentration zwischen $10^{16} - 10^{18}$ cm^{-3} gerade im Bereich zwischen dem Maximalwert der Löchermobilität limitiert durch Streueffekte am Siliziumkristall und dem Minimalwert liegt. Deshalb kann nicht nur aufgrund der Schichtwiderstandsbestimmung auf die p-Spray-Dosis geschlossen werden, aber unter der Voraussetzung, daß sich die Mobilität unter Bestrahlung nur wenig ändert, kann zumindestens eine Abnahme der effektiven p-Spray-Dosis bestimmt werden. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da durch Bestrahlung nicht die Anzahl der Fremdatome verändert wird, sondern nur mehr Löcher durch die erhöhte Elektronenakkumulation kompensiert werden. Effekte, die direkt mit der Si-SiO_2-Grenzfläche zusammenhängen, spielen kaum eine Rolle, da hier nicht die Mobilität der Ladungsträger einer Inversionsschicht eines n-Kanal-MOSFET wie im letzten Abschnitt bestimmt wird, sondern die der Majoritätsladungsträger der Implantation selbst, die aufgrund ihrer viel größeren Tiefe von der Substratmobilität dominiert wird.

Insgesamt sind 5 Widerstandsstrukturen des Herstellers CiS mit einer Länge von 350 μm und einer Breite, die zwischen 4 bis 40 μm variiert, vor und nach Schädigung durch 20 keV Elektronen mit einer Dosis von 560 kGy und anschließender Ausheilzeit von einer Woche, gemessen worden. Da aus technologischen Gründen kein direkter Kontakt zwischen der p-Spray-Schicht und der Aluminiumlage besteht, mußte zunächst das Restoxid durch Anlegen einer Spannung von etwa 50 V zerstört werden, um Kontakt zur Implantation herzustellen. Dies führte insbesondere bei kleinen Spannungen zum Teil zu störenden zusätzlichen Widerstandsanteilen. In Abbildung 7.14 sind die resultierenden Strom-Spannungs-Kennlinien von drei der fünf Strukturen vor und nach Bestrahlung abgebildet. Man erkannt klar den ohmschen Charakter der drei abgebildeten Kennlinien sowohl vor als auch nach Bestrahlung. Nach Bestrahlung steigt der Widerstand an, da die Anzahl der Löcher, die zum Ladungstransport zur Verfügung stehen, abgenommen haben.

In Tabelle 7.2 sind die gemessen Widerstände sowie die geometrischen Abmessungen der einzelnen Widerstände laut Maskenlayout aufgelistet. Diese Abmessungen entsprechen jedoch nicht den realen Breiten und Längen der Implantationen, da durch die Diffusionsschritte die Implantationen im allgemeinen breiter als im Layout werden. Dies bedeutet allerdings für p-Spray-Implantationen, daß sie schmaler werden, da sie zur ihrer Trennung von einer n^+-Implantation umgeben sind. Da aber die Konzentration der n^+-Implantation viel höher ist, diffundieren gemäß dem Konzentrationsgradienten Phosphoratome ins p-Spray-Gebiet und nur im geringen Maße Boratome ins n^+-Gebiet. Für die hier verwendete Technologie kann man etwa eine Verbreiterung von 1 μm pro Kante der n^+-Implantation gegenüber dem Layoutmaß annehmen, so daß insgesamt die Breite bzw. Länge der p-Spray-Implantation etwa 2 μm kleiner ist als im Layout angeführt.

Um die geometrieunabhängigen Schichtwiderstände zu erhalten, muß durch die reale Länge geteilt und mit der realen Breite multipliziert werden. Während die Änderung der Länge um 2 μm praktisch keine Rolle spielt, so ergeben sich bei Berücksichtigung der realen Breite doch erhebliche Korrekturen. So können beispielsweise bei R_1 nur kleine Asymmetrien in der Breite aufgrund ungleichmäßiger Diffusion einen großen Einfluß auf den Schichtwiderstand haben. Deshalb wurde der Schichtwiderstand aus allen fünf Widerstandsmessungen als gewichtetes arithmetisches Mittel bestimmt, wobei als Wichtungsfaktor das Verhältnis zwischen Breitenkorrektur und realer Breite verwendet wurde. So ergeben sich für die Schichtwiderstände $R_\mathrm{s} = (15 \pm 1.5)\ \mathrm{k}\Omega/\Box$ vor Bestrahlung und $R_\mathrm{s} = (28 \pm 3)\ \mathrm{k}\Omega/\Box$ nach Bestrahlung mit 560 kGy.

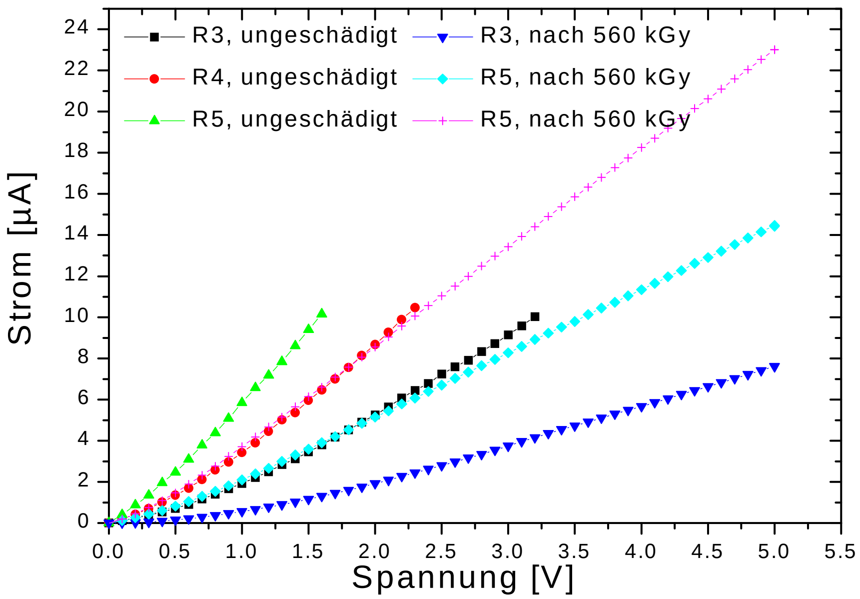


Abbildung 7.14: I-U-Kennlinien von drei der fünf p-Spray Widerstandstrukturen im Hochdosisbereich auf den untersuchten Teststrukturen vor und nach Bestrahlung mit einer Dosis von 560 kGy mit 20 keV Elektronen.

Verwendet man die mittels der MOSFET-Transistoren auf derselben Teststruktur bestimmte implantierte Bordosis im Hochdosisbereich von $(2.9 \pm 0.2) \cdot 10^{12}$ cm^{-2}, so erhält man nach Gleichung 7.4 eine effektive Abnahme der p-Spray-Dosis von $\Delta N_{\mathrm{B}} = (1.4 \pm 0.1) \cdot 10^{12}$ cm^{-2}. Umgekehrt betrachtet liegt dieser Rechnung eine mittlere Mobilität der Löcher von etwa 140 $\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{Vs}}$ zugrunde, die gut mit einer mittleren Dotierungskonzentration von einigen 10^{17} cm^{-3} bei Raumtemperatur verträglich ist [Sze 85]. Die gemessene Abnahme der p-Spray-Dosis ist dabei durchaus in Übereinstimmung mit dem gemessenen Anstieg der festen Oxidladungen bei identischen Oxiden, die an Teststrukturen, die ebenfalls in der Dortmunder Elektronenbestrahlungseinrichtung geschädigt wurden, erzielt wurden. Zwar beträgt der Anstieg etwa $\Delta N_{\mathrm{ox}} = 3 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} nach 500 kGy [Wüs 00], ist aber nach einer ähnlichen langen Ausheilzeit, wie bei den hier betrachteten Widerstandsstrukturen mit einer Woche, ebenfalls bis auf 50% der primären Schädigung zurückgegangen [Wüs 01]. Darüberhinaus stellt die Messung des Anstiegs der festen Oxidladungen mit Kapazitätsmessungen an MOS-Strukturen immer eine leichte Überschätzung dar, denn bei der Bestimmung werden frequenzabhängig auch immer Anteile der umladbaren Grenzflächenzustände als feste Oxidladungen interpretiert.

Die so bestimmte effektive Abnahme der p-Spray-Dosis nach einer Woche Ausheilung

	Breite [μm]	Länge [μm]	R_{vor} [kΩ]	R_{nach} [kΩ]
R_1	4	350	(2200 ± 30)	(6200 ± 230)
R_2	10	350	(510 ± 1)	(1800 ± 20)
R_3	20	350	(280 ± 3)	(610 ± 12)
R_4	30	350	(190 ± 2)	(330 ± 2)
R_5	40	350	(150 ± 2)	(210 ± 1)

Tabelle 7.2: Gemessene Widerstände der fünf p-Spray-Strukturen im Hochdosisbereich vor und nach Bestrahlung mit 560 kGy sowie ihre jeweiligen Längen und Breiten nach Maskenlayout.

beträgt also etwa 50% der Gesamtdosis und bietet genügend Sicherheitsreserve für eine feldabhängig höhere Schädigung. Sie entspricht etwas mehr als der p-Spray-Dosis im Niederdosisbereich, so daß eine vollständige Kompensation dieses Bereichs der p-Spray-Schicht erwartet werden kann. Sie muß aber nicht unbedingt auch im Experiment eintreten, da dort die Ausheilzeiten im Vergleich zu der hier durchgeführten Untersuchung noch deutlich länger sein werden. Aber selbst eine komplette Kompensation dieses Bereiches würde kein Problem für das Pixeldesign darstellen, da zum einen der Hochdosisbereich höher dotiert ist als die strahlungsinduzierte effektive p-Spray-Dosisabnahme. Zum anderen ist selbst bei den hochbestrahlten MOSFET-Strukturen nach kurzer Ausheilzeit im Niederdosisbereich immer noch eine elektrische Isolation mit einem ausreichendem Isolationswiderstand vorhanden.

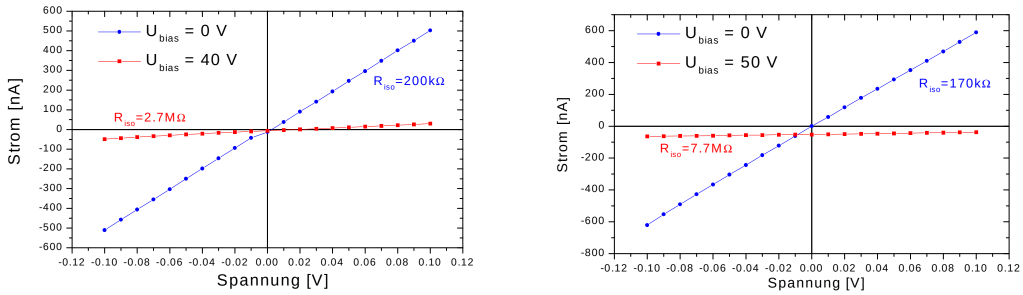
7.3 Strahlentoleranz des Pixelsensordesigns

Zum Test der Strahlentoleranz des Sensordesigns sind umfangreiche Bestrahlungen an Einzelchipsensoren mit geladenen Hadronen sowie niederenergetischen Elektronen durchgeführt worden. Dazu gehörten Bestrahlungen mit 24 GeV Protonen am PS im CERN und mit 55 MeV Protonen am Zyklotron im LBNL in Berkeley. Darüberhinaus wurden Bestrahlungstests mit 300 MeV Pionen am Paul-Scherrer-Institut in Villigen durchgeführt. Alle diese Bestrahlungseinrichtungen sind kalibriert und die Härtefaktoren zur Umrechnung auf 1 MeV-Neutronen sind bekannt [Lin 00a], um die erwartete Schädigung im Experiment korrekt umrechnen zu können. Zur Untersuchung der Strahlentoleranz allein gegenüber Oberflächenschäden sind Bestrahlungen mit 20 keV Elektronen in Dortmund [DEBE] durchgeführt worden. Eine solche Schädigung entspricht dabei für das Design der ATLAS Pixelsensoren einem Worst-Case-Szenario, denn positive Effekte der Kristallschädigung werden nicht berücksichtigt. Dazu gehört vor allem die Typinversion des Bulkmaterials, die die Isolation der Kanäle unterstützt, da das durch Kristalldefekte sehr hochohmig und p-artig gewordene Material die n^+-Pixel nicht mehr über den Bulk kurzschließt, so daß ein Betrieb im unterdepletierten Zustand möglich wird. Insofern wird ein n-auf-n Sensordesign, das nach reiner Oberflächenschädigung funktionstüchtig bleibt, auch nach kombinierter Kristall- und Oberflächenschädigung weiterhin funktionieren.

7.3.1 Elektrische Isolation der Pixel

Neben der Spannungsfestigkeit des Sensors ist der für die Strahlentoleranz gegenüber Oberflächenschäden relevante Punkt die elektrische Isolation zwischen den einzelnen Kanälen des Pixelsensors. In Ergänzung zu den Untersuchungen der p-Spray-Schicht unabhängig vom Pixeldesign im letzten Abschnitt, sind die folgenden Untersuchungen an realen SC-Sensoren des zweiten Prototypen durchgeführt worden. Für je einen SMD-Sensor der Hersteller CiS und IRST sind die Interpixelwiderstände zwischen direkt benachbarten Pixel gemessen worden. In Abbildung 7.15 (a) ist die Interpixelwiderstandsmessung an dem CiS-Sensor C2-3696-11-SMD-02 vor Bestrahlung dargestellt. Die Messung ist einmal ohne Biasspannung und einmal bei $U_{\text{bias}} = 40$ V durchgeführt worden, wobei die Biasspannung über das Punch-Through-Biasnetzwerk zugeführt wurde. Man erkennt deutlich das ohmsche Verhalten zwischen den Pixeln sowohl ohne als auch mit angelegter Biasspannung. Der Widerstand bei anliegender Biasspannung ist jedoch mit 2.7 MΩ mehr als das zehnfache höher als ohne anliegende Spannung (200 kΩ). Der Grund hierfür liegt an dem parasitären Leitungskanal über den hochohmigen n-Siliziumbulk, der die beiden n^+-Implantationen der Pixel solange miteinander verbindet, bis die Abschnürspannung erreicht ist. Sobald aber die elektrische Trennung der einzelnen Pixel hergestellt ist, wird der im Betrieb des Sensors relevante Widerstand wirksam. Bei der in Abb. 7.15 (a) gezeigten Messung ist die Biasspannung knapp unterhalb der Abschnürspannung von etwa 45 V (vgl. Abschnitt 6.6.2), so daß es sich um eine untere Abschätzung handelt. Ein Widerstand von 2.7 MΩ ist aber bereits ausreichend für eine elektrische Isolation der einzelnen Kanäle.

Die SC-Sensoren sind mit 20 keV bis zur einer Dosis von 570 kGy bestrahlt worden. Während der Bestrahlung waren an die Sensoren 70 V Spannung angelegt, um ein realistische Schädigung der Siliziumoxides zu erhalten, da ein Feld über der Oxidschicht die Oberflächenschädigung intensiviert. In Abbildung 7.15 (b) sind die Interpixelwiderstandsmessung nach Schädigung und einer etwa 12-stündigen Ausheilzeit dargestellt; wiederum einmal ohne anliegende Biasspannung und einmal mit einer Spannung von 50 V gemessen. Der Isolationswiderstand ohne anliegende Spannung hat sich mit 170 kΩ nur wenig gegenüber dem Fall ohne Schädigung verändert, da hierbei die leitende Schicht der Siliziumkristall selbst ist, der durch die Bestrahlung nicht verändert worden ist. Dennoch zeigt schon dieses Ergebnis, daß die p-Spray-Schicht immer noch isolierend wirkt, denn ein Versagen dieser Isolation hätte ein niederohmigen Kurzschluß der beiden Pixel an der Si-SiO_2-Grenzfläche zur Folge. Die Messung bei einer Biasspannung von 50 V zeigt ebenfalls ein ohmsches Verhalten, diesmal mit einem Widerstand von 7.7 MΩ, der sogar höher als vor Bestrahlung ist. Dies ist auf die höhere Spannung während der Messung zurückzuführen, die eine weitere Verarmung und damit eine bessere Isolation der Pixel zur Folge hat. Allerdings fällt auf, daß bei der Messung mit anliegender Spannung, die gesamte Kurve im negativen Strombereich liegt. Sobald die



(a) vor Oberflächenschädigung

(b) nach Oberflächenschädigung

Abbildung 7.15: Interpixelwiderstand zwischen zwei benachbarten Pixel am SC-Sensor C2-3696-11-SMD-02 bei verschiedenen Biasspannung vor und nach Bestrahlung mit einer Dosis $D = 570$ kGy. Während der Bestrahlung lagen 70 V Biasspannung am Detektor an.

Verarmungzone die n-Seite des Sensors erreicht fließt ein Teil des Sperrstromes durch die beiden Pixelkontakte und führt zu einer konstanten Verschiebung der Kurve.

Insgesamt zeigt sich keine signifikante Verschlechterung der Interpixelisolation nach intensiver Oberflächenschädigung unter Sensorbetriebsbedingungen. Das gleiche Verhalten zeigte der getestete IRST-Sensor, wie in Abbildung 7.16 dargestellt. Dort ist jeweils die Interpixelwiderstandsmessung ohne Biasspannung vor und nach derselben Bestrahlung mit 570 kGy dargestellt. Der Isolationswiderstand beträgt vor Bestrahlung 630 kΩ und steigt nach Schädigung auf 950 kΩ an, so daß in beiden Fällen eine ausreichende Isolation gewährleistet ist, da kein Kurzschluß zwischen den Pixel beobachtet wurde. Der Anstieg nach Bestrahlung mag damit zusammenhängen, daß nicht die gleichen Pixel vor und nach Bestrahlung gemessen wurden. Eine weitere Messung mit anliegende Biasspannung konnte bei diesem Sensor leider nicht sinnvoll durchgeführt werden, da der Sensor wegen eines mechanischen Defektes beim Aufkleben auf die Trägerplatine einen so hohen Sperrstrom zog, daß Messungen in der Nähe der Verarmungszone den relativ kleinen Meßstrom überdeckte.

Eine weitere Methode, die Funktionalität des n-auf-n Pixelsensors nach Oberflächenschädigung zu testen, ist die Messung der Abschnürspannung. Solange immer noch eine ausreichende Isolation zwischen den Pixeln von der p-Spray-Schicht geleistet wird, läßt sich eine Abschnürspannung bestimmen, die kleiner oder gleich der Deplettionsspannung ist. Abbildung 7.17 zeigt diese Messung bei zwei SC-Sensoren von CiS, jeweils vor und nach Bestrahlung mit 500 kGy. Bei dem einen Sensor lag während der Bestrahlung eine Biasspannung von 150 V an, die der anfänglichen Biasspannung im

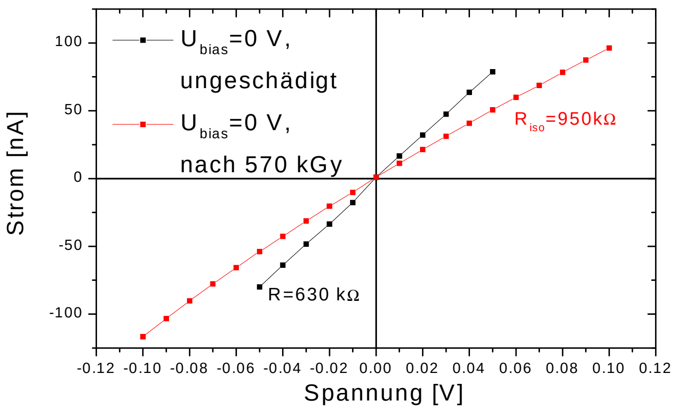
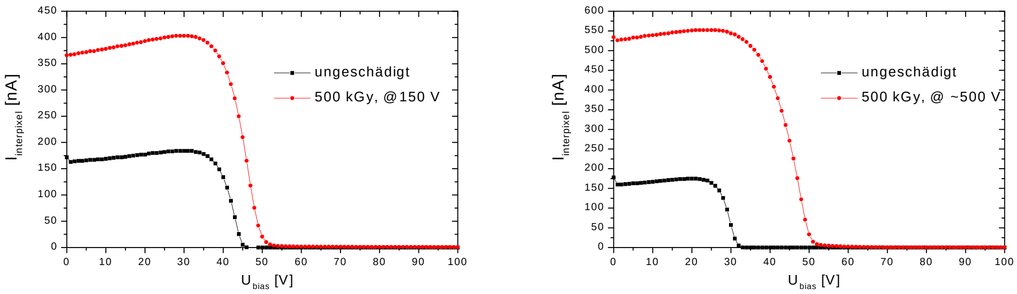


Abbildung 7.16: Interpixelwiderstand zwischen zwei benachbarten Pixeln am SC-Sensor IRST-03-SMD-02 ohne Biasspannung vor und nach Bestrahlung mit 570 kGy gemessen. Während der Bestrahlung lagen 70 V Biasspannung an.

ATLAS-Experiment entspricht. Der andere Sensor wurde auf eine nominelle Spannung von 600 V während der Bestrahlung gelegt. Da es aber zu einigen temperaturbedingten Spannungseinbrüchen kam, lag diese Spannung nicht die ganze Zeit am Sensor an, aber die Biasspannung betrug nahezu immer 500 V und mehr.

In beiden Fällen ist nach wie vor eine Abschnürung zwischen den beiden Pixel zu beobachten, so daß bei einer Betriebspannung von 150 V und mehr eine ausreichende Isolierung der Kanäle gewährleistet ist. Nach Bestrahlung allerdings ist die Abschnürspannung höher als im ungeschädigten Fall. Für den Sensor C2-3696-09-LAD erhöht sie sich von 45 V um 7 V auf etwa 52 V; für den Sensor C-4457-04-SC dagegen ist die Erhöhung noch deutlicher von 32 V auf 50 V. Sie liegt mit 50 V nur noch knapp unter der Depletionsspannung von 52 V , die an vom gleichen Substratwafer stammenden Dioden durch CV-Messung bestimmt wurde. Der Grund hierfür liegt in der moderierten p-Spray-Schicht. Durch die hohe strahlungsinduzierte Oxidladung wird der Niederdosisbereich der p-Spray-Schicht nahezu komplett kompensiert, dieser Bereich des p-Sprays verarmt und das Potential der Pixel stellt sich bis zum Hochdosisbereich der p-Spray-Schicht durch. Dadurch wird die effektiv wirksame Lücke zwischen zwei benachbarten Pixel kleiner, und das Potential der restlichen p-Spray-Isolation liegt dichter am Erdpotential. Deshalb muß eine höhere Biasspannung angelegt werden, um den Zusammenschluß der beiden Verarmungszonen zu erzielen. Dieser in erster Linie rein geometrische Effekt konnte zumindestens qualitativ mit FE-Bauelementesimulationen nachvollzogen werden [Bor 01]. Er stellt ein Charakteristikum der moderierten p-Spray-Technik dar und sollte bei einer reinen p-Spray-Isolation nicht auftreten, da hier nach wie vor die gesam-



(a) C2-3696-09-ST-LAD

(b) SC-Sensor vom 1. Produktionswafer SMD-Design

Abbildung 7.17: Bestimmung der Abschnürspannung vor und nach Oberflächenschädigung mit 500 kGy bei unterschiedlichen Betriebsspannungen während der Bestrahlung. In (b) handelt es sich um einen SC-Sensor vom ersten Produktionswafer C-4457-04-SC mit dem SMD-Design. Die Spannungdifferenz zwischen den beiden Pixel betrug 0.1 V.

te p-Spray-Schicht nicht verarmt werden kann. Festzuhalten bleibt aber, daß in beiden Fällen eine Abschnürspannung bestimmt werden konnte. Dies belegt, daß auch nach Oberflächenschädigung bis zur Designdosis unter Betriebsbedingungen immer noch eine wirksame p-Spray-Schicht bestehen bleibt.

Die Widerstände zwischen den beiden Pixeln bei 0 V und 100 V Biasspannung sind in Tabelle 7.3 aufgelistet. Sie liegen für 0 V mit einigen 100 kΩ im Bereich der Widerstände, die bei den vorigen Messungen bestimmt wurden. Ab der Abschnürspannung bleibt der Interpixelstrom vor Bestrahlung konstant und liegt für beide Sensoren im Bereich des erwarteten Sperrstrom der Diode, so daß nicht mehr von einer elektrischen Leitung zwischen den Pixel gesprochen werden kann. Der Widerstand vor Bestrahlung ergibt sich zu einigen 10 GΩ und ist deutlich höher als bei den Messungen in Abbildung 7.15 und 7.16. Dies weist daraufhin, daß bei diesen Messungen die angelegte Biasspannung nicht im Bereich der kompletten Abschnürung lag, so daß noch nicht die bestmöglichste Isolation erzielt wurde. Nach Bestrahlung fällt der Interpixelstrom auch nach Erreichen der Abschnürspannung mit wachsende Biasspannung noch leicht ab. Der Isolationswiderstand bleibt aber mit einigen 100 MΩ groß genug, um eine elektrische Isolation der Pixel zu gewährleisten.

Bislang ist Oberflächenschädigung isoliert von der Kristallschädigung betrachtet worden. Dies ist im Hinblick auf die Interpixelisolation auch hinreichend, da durch Bulkschädigung eine Erhöhung des spezifischen Widerstandes der Grundmaterials zu

R_{iso} [MΩ]	C2-3696-09-LAD		C-4457-05-SC	
	$D = 0$ kGy	$D = 500$ kGy	$D = 0$ kGy	$D = 500$ kGy
$U_{\mathrm{bias}} = 0$ V	0.58	0.27	0.56	0.19
$U_{\mathrm{bias}} = 100$ V	14000	130	80000	750

Tabelle 7.3: Interpixelwiderstände bei 0 und 100 V für die beiden in Abb. 7.17 dargestellten SC-Sensoren vor und nach Bestrahlung mit 500 kGy.

erwarten ist, die aber keinen zusätzlichen Einfluß auf die Si-Si0_2-Grenzfläche hat. Um aber auszuschließen, daß die gleichzeitige Schädigung der Oberfläche und des Siliziumsubstrats durch geladene Hadronen einen Einfluß auf die Oberflächenschädigung haben, sind auch Interpixelwiderstandsmessungen an mit 300 MeV Pionen bestrahlten SC-Sensoren durchgeführt worden. Für einen Sensor des ersten Prototypen mit dem ST2-Design und einer Standard p-Spray-Isolation ist das Ergebnis dieser Messung in Abbildung 7.18 dargestellt. Dieser Sensor ist mit einer Fluenz von $1.1 \cdot 10^{15}$ $n_{\mathrm{eq}}\mathrm{cm}^{-2}$ bestrahlt und bei Raumtemperatur ohne anliegende Biasspannung gemessen worden. Um 0 V herum ergibt sich ein Interpixelwiderstand von etwa 9 MΩ, die eine hinreichende Isolation zwischen den Pixeln leistet und deutlich größer ist als alle Widerstände, die an nur oberflächengeschädigten Sensoren bestimmt wurden. Dies liegt hauptsächlich daran, daß durch die strahleninduzierte Typinversion der Leitungskanal über den Siliziumbulk sperrend wirkt. Der so bestimmte Isolationswiderstand stellt also eine untere Schranke der elektrischen Isolation zwischen zwei Pixel nach der kompletten im ATLAS-Experiment zu erwartenden Schädigung dar. Eine Verarmung des Sensors sollte den Widerstand ähnlich wie im Falle der oberflächengeschädigten Sensoren nur noch erhöhen. Eine solche Messung bei anliegender Biasspannung war leider aus technischen Gründen nicht möglich, denn sie erforderte eine Kühlung des Sensors an dem Nadelmeßplatz.

7.3.2 Spannungsstabilität

Zum Test der Spannungsstabilität nach Kristallschädigung sind eine Reihe von Pixelsensoren mit geladenen Hadronen bestrahlt worden und anschließend mittels des Punch-Through-Biasnetzwerkes statisch vermessen worden. Aufgrund des strahleninduzierten Anstiegs des Leckstroms kann diese Messung nur bei gekühlten Sensoren durchgeführt werden, da es ansonsten zu Selbstaufheizungseffekten kommt. Für den SC-Sensor C2-3696-11-ST-LAD-01 ist beispielsweise die IV-Messung nach einer Fluenz von $8.8 \cdot 10^{14}$ $n_{\mathrm{eq}}\mathrm{cm}^{-2}$ in Abbildung 7.19 dargestellt. Der auf sauerstoffangereichertem Material mit moderierter p-Spray-Technik gefertigte Sensor, ist mit 55 MeV Protonen bestrahlt worden und bei einer Temperatur von $-20°$C gemessen worden. Zum Vergleich ist die Messung vor Bestrahlung ebenfalls dargestellt.

Obwohl der Sensor vor Bestrahlung nur bis etwa 350 V spannungsfest war, zeigt er nach

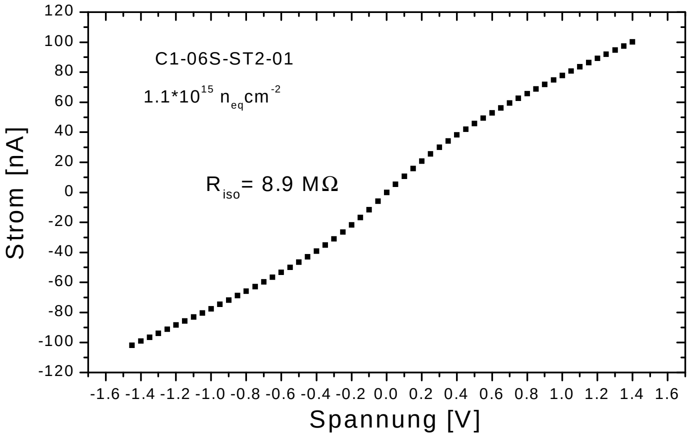


Abbildung 7.18: Interpixelwiderstand zwischen zwei benachbarten Pixel am SC-Sensor C1-03-St2-02 ohne Biasspannung nach einer Fluenz $1.1 \cdot 10^{15}$ $n_{\mathrm{eq}}\mathrm{cm}^{-2}$. Während der Bestrahlung lag keine Biasspannung am Detektor an.

Schädigung keinerlei Anzeichen eines Durchbruches bis 1000 V und mehr. Der leichte Anstieg ab etwa 800 V ist auf eine Selbstaufheizung des Sensors zurückzuführen, da die Kühlung über die Luft hier nicht mehr ausreichend war. Genauere Untersuchungen des Temperaturverhaltens nach Strahlenschädigung verschiedener Strommessungen haben gezeigt, daß die Temperaturabhängigkeit des Stromes gut mit der für Volumenströme erwarteten Shockley-Read-Hall-Generation (siehe Abschnitt 4.3.2) übereinstimmt [Hüg 00]. Der gemessene Sperrstrom nach Bestrahlung zeigt den erwarteten wurzelförmigen Verlauf eines Volumenstromes und keinerlei Anzeichen von Strombeiträgen, die von Stoßionisation oder Lawinenbildung in oberflächennahen Bereichen generiert werden.

Eine Abschätzung der Stromschädigungskonstanten aus der obigen Meßkurve nach Gleichung 3.23 liefert einen Wert von $\alpha \approx 6 \cdot 10^{-17}$ Acm^{-1}. Legt man eine etwa 24-stündige Ausheilung bei Raumtemperatur zugrunde, so erhält man für den vollständig ausgeheilten Zustand ($t = \infty$) nach der in Abschnitt 3.3.1 vorgestellten Parametrisierung eine Schädigungskonstante $\alpha_\infty \approx 4 \cdot 10^{-17}$ Acm^{-1}. Hierbei handelt es sich aber nur um eine grobe Abschätzung, da sowohl die Fluenzbestimmung der Bestrahlung als auch die Ausheilzeit große Unsicherheiten beinhalten. Dennoch entspricht der Wert größenordnungsmäßig den in der Literatur genannten Werten [Wun 92]. Der einzig relevante Anteil des Sperrstromes nach Bestrahlung ist also der Volumenstrom, während alle weiteren Stromanteile bis über 1000 V keine Rolle spielen.

In Tabelle 7.4 ist eine Zusammenstellung aller während der Prototypphase bestrahlten

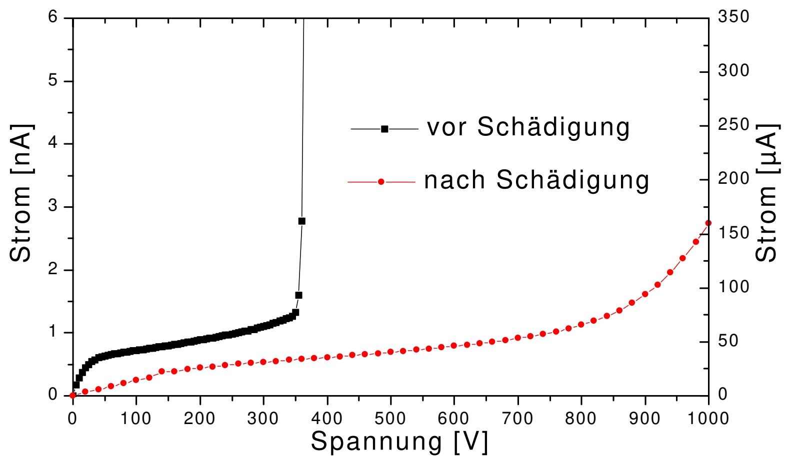


Abbildung 7.19: IV-Charakteristiken des Sensors C2-3696-11-ST-LAD-01 vor und nach Bestrahlung mit einer Fluenz von $8.8 \cdot 10^{14}$ $n_{\text{eq}}\text{cm}^{-2}$. Die linke y-Achse (in nA) gilt für die Messung vor Bestrahlung und die rechte (in μA) für die Messung nach Bestrahlung; der Strom ist jeweils auf eine Temperatur von $-10°$C normiert.

und statisch vermessen Pixelsensoren zu sehen. Hierbei handelt es sich ausschließlich um Sensoren mit p-Spray bzw. moderierter p-Spray-Isolation, da nur an ihnen eine sinnvolle Strommessung durchgeführt werden konnte. Darunter sind auch 4 Sensoren, die auf sauerstoffangereichertem Silizium produziert wurden. Die verabreichte Fluenz lag immer zwischen $1 \cdot 10^{14}$ und $1.1 \cdot 10^{15}$ n_{eq} cm^{-2}, also im Bereich der für den Pixeldetektor erwarteten Fluenz und immer oberhalb der für Typinversion nötigen Fluenz.

Bis auf einen Sensor sind alle Sensoren mit p-Spray Isolation spannungsstabil bis zur maximal angelegten Spannung, die mindestens 500 V betrug. Im Experiment ist die geplante maximale Operationspannung 600 V und alle bestrahlten Sensoren weisen darauf hin, daß ein p-Spray-Sensor diese Spannungfestigkeit nach Bestrahlung erreichen wird, da von 29 getesteten Sensoren 28 Sensoren den erwarteten Stromverlauf eines reinen Volumenstromes bis zur Maximalspannung zeigten. 15 dieser Sensoren sind sogar bis weit über diese 600 V getestet worden und zeigten auch bei Spannungen von 1000 V und mehr noch keinen Durchbruch. Der einzige Sensor mit mangelhafter Spannungsfestigkeit zeigte einen Durchbruch bei 30 V, der vermutlich auf einen mechanischen Defekt während des Transports oder der Handhabung zurückzuführen ist.

Sensor	Φ [10^{14} n_{eq} cm^{-2}]	gemessen bis [V]	Durchbruch ?
C1-06S-ST2-01	11.0	500	nein
C1-06S-ST2-02	2.4	600	nein
C1-06S-ST2-03	1.3	500	nein
C1-06S-SXT-01	3.2	500	nein
C1-06S-BT2-01	6.4	500	nein
C1-06S-BXT-01	3.9	500	nein
C1-01S-ST2-01	5.0	500	nein
C1-01S-ST2-02	5.0	500	nein
C1-01S-ST2-03	10.0	1000	nein
C1-11D-ST2-02	10.0	500	nein
C1-11D-ST2-03	5.0	500	nein
S1-21S-ST2-02	5.0	500	ja bei 30 V
C1b-04S-ST2b-01	2.8	1000	nein
C1b-04S-ST2b-02	2.8	1000	nein
C1b-04S-SSGb-01	1.5	1000	nein
C1b-07S-SSGb-02	1.6	1000	nein
C1b-13M-ST2b-01	5.0	1000	nein
C1b-13M-ST2b-02	5.0	1000	nein
C1b-14M-ST2b-01	2.4	1000	nein
C1b-14M-ST2b-02	4.9	1000	nein
C1b-14M-SSGb-01	2.4	1000	nein
C1b-14M-SSGb-02	4.9	1000	nein
C2-96-11-ST-SMD-01	8.8	1000	nein
C2-96-11-ST-LAD-02	8.8	1000	nein
C2-96-15-ST-LAD-xx	10.4	500	nein
C2-96-19-ST-SMD-xx	5.6	500	nein
C2-96-19-ST-LAD-xx	3.2	500	nein
IRST-03-ST-SMD-01	9.3	1000	nein
IRST-03-ST-LAD-02	9.3	1000	nein

Tabelle 7.4: Liste aller mit geladenen Hadronen bestrahlten SC-Pixelsensoren, an denen eine IV-Messung vorgenommen wurde. Die maximale Biasspannung ist lediglich von der Spannungsversorgung abhängig.

Insbesondere ist keinerlei Abhängigkeit vom Design des Sensors, vom Material, vom Hersteller oder von der Art des p-Sprays (moderiert oder nicht) festgestellt worden. Das heißt, daß für die Spannungsfestigkeit des Sensors nach Schädigung einzig und allein die p-Spray Isolation verantwortlich ist; alle weiteren getesteten Designdetails haben keinen Einfluß.

Die Sensoren mit p-Stop Isolationtechnik konnten nach Bestrahlung wegen des fehlenden Biasnetzwerks nicht getestet werden. Dennoch sind einige bestrahlte p-Stop Pixelsensoren auch nach Schädigung getestet worden, in dem sie nach Bestrahlung mit einem Auslesechip verbunden wurden. IV-Messungen an diesen Sensoren zeigten immer einen Stromdurchbruch weit unterhalb der geforderten Spannung von 600 V, der vermutlich auf oberflächennahe Gebiete mit Stoßionisationseffekten zurückgeführt werden kann. Insofern ist ein Betrieb von p-Stop-Sensoren nach hoher Schädigung mit geladenen Hadronen wegen dieser Oberflächeneffekte nahezu unmöglich [D'Au 99, Hüg 00, Roh 01].

7.3.3 Rauschen

Das Rauschen des Pixeldetektors ist ein weiteres wichtiges Kriterium für den Einsatz des Detektors insbesondere nach Bestrahlung. Um auch durch Schädigung reduzierte Signalladungen mit hoher Effizienz nachweisen zu können, sollte das Rauschen um 200 e^- ENC[2] bleiben. Vor Bestrahlung ist das Rauschen durch die kapazitive Last des Sensors am Vorverstärkereingang der Auslesezelle dominiert. Dazu kommen aber noch eine Vielzahl von Parametern, die von dem Auslesechip und der Verbindungstechnologie abhängen, wie beispielsweise die Höhe der Bumpverbindungen und die Einstellungen des Analogteils des Auslesechips.

Bestimmt werden kann das Rauschen durch eine Schwellenmessung jedes einzelnen Kanals des hybriden Pixeldetektors an einem SC-Sensor mit verbundenem Auslesechip. Dabei wird durch eine Kapazität eine Testladung in den Analogteil des Auslesezelle injiziert und der Anteil der registrierten Treffer in Abhängigkeit der Testladung bestimmt. Die dabei entstehende s-Kurve läßt sich durch eine Fehlerfunktion (engl. *error function*) beschreiben. Der Wendepunkt dieser Funktion, bei der 50% aller Testpulse registriert werden, ist die Schwelle des Kanals und die Steigung bei diesem Wendepunkt ist ein Maß für das Rauschen des Kanals [Bla 00]. Typische Werte für das mittlere Rauschen eines ungeschädigten Detektors mit 2880 Pixeln liegen für das ST1- und ST2-Design bei 110 e^- und für SSG-Design bei 170 e^- [Roh 99, Tro 01]. Dies entspricht in etwa der Erwartung aufgrund von Kapazitätssimulationen der einzelnen Designs (siehe Abschnitt 6.5.2), obgleich eine genaue Skalierung der errechneten Kapazitäten mit dem gemessenen Rauschwerten wegen der Vielzahl weiterer Einflußparameter nicht möglich ist.

Nach Strahlenschädigung hingegen kommt zu der kapazitiven Last noch der stark gestiegene Sperrstrom des Sensors, der das Rauschen des Detektors vergrößert. Ergebnisse

[2] **E**quivalent **N**oise **C**harge

von Rauschuntersuchungen an bestrahlten ST1- und ST2-Sensoren bis zu einer Fluenz von $1 \cdot 10^{15}$ n_{eq} cm^{-2} in Abhängigkeit der Verarmungsspannung sind in Abbildung 7.20 dargestellt [Roh 01].

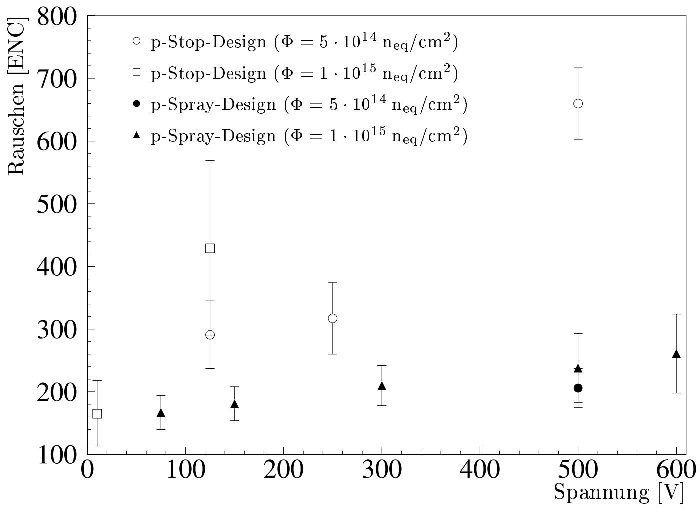


Abbildung 7.20: Rauschen von bestrahlten SC-Pixelsensoren in Abhängigkeit der Operationspannung bei $-10°$C mit dem Auslesechip FE-B [ATL 98]. Das p-Stop-Design ist das ST1-Design und das p-Spray-Design ist das ST2-Design. Der Meßwert des höher bestrahlten ST1-Sensors (□) bei 250 V liegt mit (7450 ± 202) ENC weit außerhalb des dargestellten Bereichs und ist deshalb nicht mehr zu sehen. Die angegebenen Fehler zeigen die Variation des Rauschens über den gesamten Auslesechip [Roh 01].

Die p-Spray Sensoren zeigen eine Verdopplung des mittleren Rauschens gegenüber den unbestrahlten Sensoren. Die Variation des Rauschens ist über den Detektor relativ gering und kaum von der angelegten Verarmungsspannung abhängig. Beides weist darauf hin, daß der Leckstrom homogen über den Sensor verteilt ist und es keine Gebiete gibt, die durch lokale Durchbrüche einen lokal erhöhten Leckstrom liefern. Der bis zur Designfluenz bestrahlte Sensor hat bei 600 V Betriebsspannung ein Rauschen von unter 300 e^- und bleibt damit fast innerhalb der Spezifikationen.

Anders ist das Verhalten der bestrahlten p-Stop Sensoren, die ab 125 V einen drastischen Anstieg des mittleren Rauschen sowie der Variation des Rauschen zeigen. IV-Messungen, die an diesen Sensoren durchgeführt werden konnten, weil alle Pixel der Matrix über die Elektronik gleichzeitig auf Potential gehalten werden, zeigten ab derselben Spannung eine deutliche Abweichung von dem wurzelförmigen Anstieg und im weiteren Verlauf einen starken Anstieg des Sperrstromes [D'Au 99, Hüg 00, Roh 01]. Das Rauschen des mit $0.5 \cdot 10^{15}$ n_{eq} cm^{-2} bestrahlte Sensors erreicht bei 500 V mit etwa 700 e^- einen dreimal so hohen Wert wie die p-Spray Sensoren. Der voll bestrahlte Sensor hat sogar einen Rauschwert bei 250 V mit etwa 7500 e^-, der deutlich oberhalb der für einen sicheren Nachweis von MIPs im bestrahlten ATLAS Pixeldetektor notwendigen Schwelle von $2000 - 3000$ e^- liegt. Insofern ist der Betrieb von Sensoren mit p-Stop-Isolation im Experiment praktisch unmöglich. Die ebenfalls vergleichsweise große Variation der ermittelten Rauschwerte deutet darauf hin, daß es bei den beiden Sensoren Gebiete gibt, die lokal einen höheren oder stark fluktuierenden Leckstrom zeigen und deswegen zu einem lokal erhöhten Rauschen führen. Dies ist auf die Fluktuation der Lawinenprozesse zurückzuführen, die typisch sind für lokal begrenzte Durchbrüche. Gebiete, in denen solche lokalen Durchbrüche auftreten können, sind die Bereiche mit hohen elektrischen Feldstärken an den Rändern der p-Stop-Implantationen. Ein ähnliches Verhalten mit lokal stark erhöhten Rauschwerten ist auch an Streifendetektoren mit p-Stop-Isolation nach einer Fluenz von $2 \cdot 10^{14}$ n_{eq} cm^{-2} beobachtet worden [Rob 99].

7.3.4 Verarmungsspannung und -tiefe

Eine wichtige Kenngröße eines strahlengeschädigten Sensors ist die Verarmungsspannung bzw. die Verarmungsstiefe bei anliegender Betriebsspannung. Eine Methode zur Messung der Verarmungstiefe besteht bei Teststrahlexperimenten; das Prinzip ist in Abbildung 7.21 dargestellt. Ein Teilchenstrahl trifft schräg auf den Detektor, so daß mehrere Pixel nebeneinander den Treffer registrieren, ein sogenannter Cluster entsteht. Da die im Sensor deponierte Ladungsmenge proportional zu der im depletierten Volumen des Sensors zurückgelegten Weglänge ist, ist die Größe des Clusters von der Verarmungstiefe abhängig. Unter Kenntnis des Auftreffpunktes x_0 und des Einfallswinkels α, kann die Tiefe, in der das Teilchen den Pixel passiert, für alle getroffenen Pixel eines Clusters bestimmt werden. Da die Auftreffpunkte der Teilchen gleichmäßig über den Sensor verteilt sind, ist die größte so bestimmte Tiefe die Depletionstiefe des Sensors.

Je flacher dabei der Einfallswinkel ist, desto größer wird der Cluster der getroffenen Pixel und damit wird auch im Prinzip die Meßgenauigkeit erhöht. Bei den ATLAS Pixelsensoren beträgt die Breite der Pixel nur 50 μm, so daß bei einem zu flachen Einfallswinkel ($> 40°$ zur Detektorsenkrechten) besonders bei bestrahlten Sensoren die Ladungsmenge pro Pixel zu klein wird, damit jeder getroffene Pixel sicher anspricht. Der Cluster bekommt Lücken und die Bestimmung der Verarmungstiefe wird ungenau. Deshalb sind im Rahmen der ATLAS-Kollaboration Messungen der Verarmungsspannung bei 20° oder 30° durchgeführt worden. Dabei ist die Ladungsmengeninformation, die durch das ToT für jeden getroffenen Pixel des Auslesechips zur Verfügung steht, verwendet worden, um die Genauigkeit der Messung zu verbessern. Weitere Details zur verwendeten Meßmethode und ihrer Auswertung finden sich in [Tro 01].

Zwei bestrahlte SC-Sensoren mit ST2-Design, die auf Standard Silizium produziert wurden, sind mit dieser Methode bei verschiedenen Betriebspannungen am CERN SPS-Teststrahl untersucht worden. Die nicht strahlungstoleranten Auslesechips sind erst nach der Bestrahlung mit den Sensoren verbunden worden. Die 280μm dicken Detektoren waren während der Messung auf -9°C gekühlt. In Abbildung 7.22 ist die Verteilung

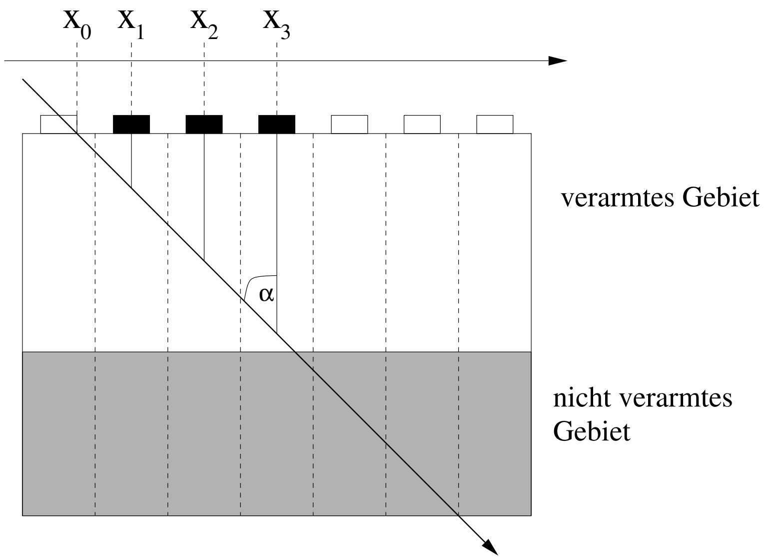


Abbildung 7.21: Prinzip der Messung der Verarmungstiefe durch im Teststrahl schräg einfallende Teilchen.

der Tiefen dieser Messung für den mit $0.5 \cdot 10^{15}$ n_{eq} cm^{-2} bestrahlten Sensor bei vier verschiedenen Biasspannungen dargestellt. Bei 600 V Betriebsspannung ist der Sensor mit einer Verarmungstiefe von (261 ± 8) μm noch nahezu vollständig verarmt, während bei 100 V immerhin noch eine Verarmungstiefe von (100 ± 7) μm bestimmt werden konnte. Dies zeigt zum einen die Robustheit der Methode und zum anderen ist bemerkenswert, daß der Detektor bei dieser starken Unterdepletion überhaupt noch sinnvoll betrieben werden konnte, denn bei dieser Verarmungstiefe entspricht die deponierte Ladungsmenge nur noch etwa 8000 e^-.

In Tabelle 7.5 sind alle so bestimmten Depletionstiefen für die beiden bestrahlten Sensoren aufgelistet. Der mit $1 \cdot 10^{15}$ n_{eq} cm^{-2} voll bestrahlte Sensor zeigt eine Verarmungstiefe von etwa 200 μ bei der maximalen Betriebspannung von 600 V, sowie bei 300 V immer noch 110 μm. Dies demonstriert die Einsatzfähigkeit eines bis zur Designfluenz geschädigten p-Spray Sensor auf Standardsilizium im ATLAS-Experiment: Berücksichtigt man, daß ein Treffer im Experiment in der Regel auf zwei Pixel aufgeteilt wird, so benötigt die Ausleseelektronik bei einer Schwelle von 2000 e^- etwa 6000 e^- als minimale Ladungsmenge, die der Sensor pro Treffer zur Verfügung stellen muß. Dies entspricht für einen geschädigten Siliziumsensor etwa einer Verarmungstiefe von 150 μm und wird von beiden hier gezeigten Sensoren erreicht. Allerdings bleibt kaum noch Raum für Sicherheitsreserven, falls zum Beispiel die Elektronik weniger gut funktioniert oder durch längere Aufwärmzeiten, eine stärkere, negative Langzeitausheilung als erwartet zu berücksichtigen ist.

Der hoch bestrahlte Sensor ist mit dem zeitlichen Abstand von einem Jahr zweimal

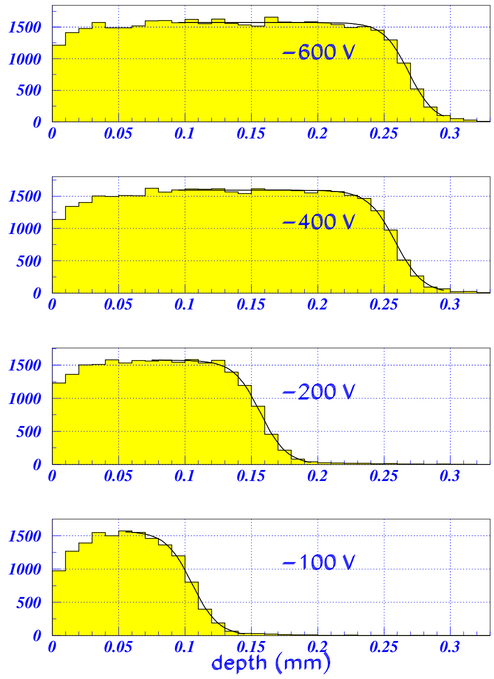


Abbildung 7.22: Bestimmung der Verarmungsspannung eines mit $0.5 \cdot 10^{15}\ n_{\mathrm{eq}}\ \mathrm{cm}^{-2}$ bestrahlten Sensors bei vier verschiedenen Biasspannungen mittels der Methode der schräg einfallenden Teilchen [Tro 01].

vermessen worden, während er in der Zwischenzeit gekühlt aufbewahrt wurde. Leider reicht die Genauigkeit der Messung nicht aus, um eine Änderung der gemessen Depletionstiefe zu bestimmen (siehe Abb. 7.23). Da aber eine gewisse Aufwärmung bei der Installation und Deinstallation des Detektors sowie bei Transporten unumgänglich ist, könnte die Tendenz einer höheren Verarmungstiefe bei der zweiten Messung auf eine noch nicht ganz abgeschlossene Kurzzeitausheilung hindeuten. Denn diese hat eine Erniedrigung der effektiven Dotierungskonzentration zur Folge, so daß die Verarmungstiefe bei gleicher Betriebsspannung steigt.

Für den mit $0.5 \cdot 10^{15}\ n_{\mathrm{eq}}\ \mathrm{cm}^{-2}$ bestrahlten Sensor ist die gemessene Verarmungstiefe in Abbildung 7.23 gegen die Wurzel der Biasspannung aufgetragen. In guter Näherung ergibt sich wie für einen ungeschädigten Sensor eine Proportionalität zwischen der Verarmungstiefe und $\sqrt{U_{\mathrm{bias}}}$ (vgl. Gleichung 3.7); lediglich der Wert bei 400 V weicht deutlich nach oben hin ab. Daß für einen typinvertierten, stark geschädigten Siliziumsensor immer noch die gleichen Zusammenhänge zwischen Spannung und Tiefe der Verarmungszone gelten, weist darauf hin, daß die Kristallschädigung homogen im Siliziumbulk ist und global durch eine Änderung der Siliziumbulkparameter beschrieben werden kann. Deshalb erscheint es gerechtfertigt im Hinblick auf die Voraussage

Sensor	Φ [10^{14} n_{eq} cm^{-2}]	U_{bias} [V]	Verarmungstiefe [μm]
C1-01S-ST2-01	5.0	100	100 ± 7
C1-01S-ST2-01	5.0	150	123 ± 11
C1-01S-ST2-01	5.0	200	147 ± 7
C1-01S-ST2-01	5.0	400	252 ± 10
C1-01S-ST2-01	5.0	600	261 ± 8
C1-06S-ST2-03	10.0	300	111 ± 10
C1-06S-ST2-03	10.0	600	189 ± 12
C1-06S-ST2-03*	10.0	600	217 ± 13

Tabelle 7.5: Ergebnisse der Depletionstiefenmessung an bestrahlten, 280 μm dicken p-Spray Sensoren bei verschiedenen Betriebspannungen [Tro 01]. Die mit * markierte Messung ist am selben Sensor ein Jahr durchgeführt worden. In der Zeit zwischen den beiden Messungen ist der Sensor bei Temperaturen unter 0°C gelagert worden.

von Depletionseigenschaften geschädigter Sensoren in erster Linie nur die (gut parametrisierte) Änderung der effektiven Dotierungskonzentration zu berücksichtigen; dies ist insbesondere auch für Bauelementesimulation interessant, da hier die Siliziumbulkparameter wesentliche Eingabeparameter ist, die einfach geändert werden können.

Bestrahlte Sensoren von späteren Prototypen, die insbesondere auf sauerstoffangereichertem Material produziert wurden, sind ebenfalls hinsichtlich ihrer Depletionsspannung untersucht worden. SC-Sensoren auf nicht strahlentoleranten Auslesechips sind von der p-Seite her mit 20 keV und 60 keV γ-Quanten einer intensiven radioaktiven Quelle (Cd^{109} und Am^{241}) bestrahlt und die Ereignisrate in Abhängigkeit der Biasspannung gemessen worden [Gem 01]. Bei γ-Quanten dieser Energien ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit in der gesamten Dicke des Pixelsensors nahezu gleich, so daß von einer homogenen Energiedeposition im gesamten Sensor ausgegangen werden kann. Da nach Typinversion die Verarmungszone von der n-Seite her wächst, ist bei Erreichen der Verarmungszone an der p-Seite, also bei der Depletionsspannung, keine weitere Erhöhung der Ereignisrate zu beobachten. Zur Kontrolle ist diese Messung an verschiedenen Pixeln des Detektors durchgeführt worden, es sind aber keine Unterschiede festgestellt worden. In Tabelle 7.6 sind die Ergebnisse für verschiedene bestrahlte Sensoren zusammengefaßt. In der letzten Spalte sind die mit der Parametrisierung der strahleninduzierten Änderung der effektiven Dotierungskonzentration nach Abschnitt 6.2 erwarteten Depletionsspannungen aufgelistet. Das dafür notwendige Temperaturszenario ist soweit es möglich war, einschließlich der Aufheizung beim nach der Bestrahlung durchgeführten Flippen des Sensors mit dem Auslesechip, berücksichtigt worden.

Die Sensoren auf sauerstoffangereichertem Material zeigen alle Depletionsspannungen die deutlich kleiner als die maximale Betriebspannungen von 600 V sind. Selbst die

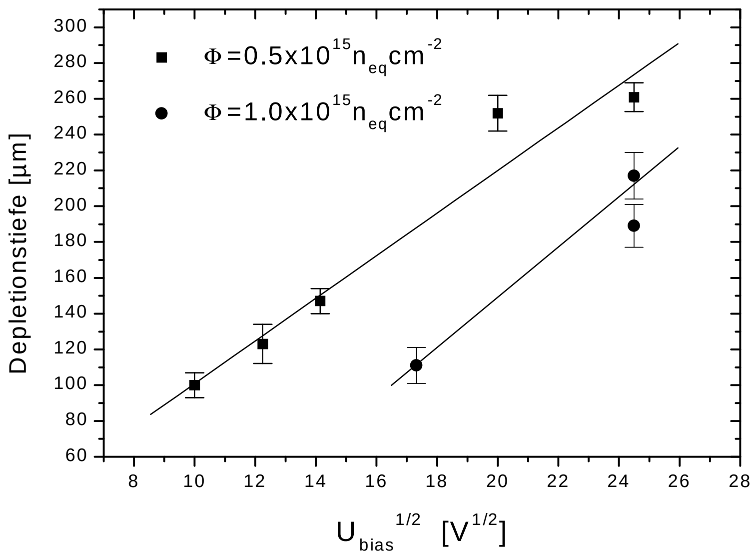


Abbildung 7.23: Im Teststrahl bestimmte Verarmungstiefe in Abhängigkeit von $\sqrt{U_{\mathrm{bias}}}$ für die bestrahlten ST2-Sensor.

bis zu $1 \cdot 10^{15}$ n_{eq} cm^{-2} bestrahlten Sensoren bleiben mit etwa 300 V Depletionsspannung deutlich unter diesem Wert. Besonders im Vergleich zu dem hoch bestrahlten, auf Standardsilizium produzierten Sensor, der im Teststrahl vermessen wurde, wird der Gewinn durch sauerstoffangereichertem Silizium deutlich. Extrapoliert man die Verarmungstiefe so erhält man eine Depletionsspannung über 1000 V gegenüber unter 300 V bei Sensoren auf sauerstoffangereichertem Silizium. Ein solcher Sensor ist also nur unterdepletiert betreibbar, während die Sensoren auf sauerstoffangereichertem Material noch vollständig verarmt werden können. Zu berücksichtigen ist dabei allerdings, daß dieser Effekt nur bei Schädigung mit geladenen Hadronen und nicht bei ungeladenen Teilchen wie Neutronen auftritt. Deshalb ist der reale Gewinn im Experiment kleiner, da beispielsweise die B-Lage des Pixeldetektor etwa zu 85% mit geladenen Hadronen geschädigt wird.

Die an sauerstoffangereicherten Sensoren gemessenen Verarmungsspannungen stimmen relativ gut mit den erwarteten überein, so daß die positive Wirkung dieses Material, die in einer höheren Strahlentoleranz durch verbessertes Depletionsverhalten besteht, auch bei realen Sensoren bestätigt werden konnte. Abweichungen kommen hauptsächlich durch die Unkenntnis der exakten Aufwärmzeiten und -temperaturen zu Stande. Insofern zeigt dies die Zuverlässigkeit der Parametrisierung, die aufgrund von Messungen an Dioden gewonnen wurde. Dies ist insbesondere deshalb interessant, weil der erwartete Wert für den Sensor auf Standardmaterial deutlich zu hoch gegenüber dem Meßwert ist, sich dieses Standardmaterial also zu gut verhält. Dies ist häufiger beobachtet worden, da beispielsweise die Streuung des Standardmaterials bezüglich der Stärke der Lang-

Sensor	O_2-Si	Φ [10^{14} n_{eq} cm^{-2}]	U_{depl} [V]	$U_{\mathrm{depl,sim}}$ [V]
C2-95-02-ST-SMD	nein	3.2	160	300
C2-96-15-ST-NOD	ja	3.2	100	80
C2-96-15-ST-SMD	ja	3.2	100	80
C2-96-15-ST-SMD	ja	5.6	150	160
C2-95-11-ST-SMD	ja	10.0	290	280
C2-95-19-ST-LAD	ja	3.2	140	95
C2-95-19-ST-SMD	ja	5.6	180	160
C2-95-19-ST-SMD	ja	10.7	310	290

Tabelle 7.6: Gemessene und simulierte Depletionsspannungen an bestrahlten, 250 μm dicken p-Spray Sensoren des zweiten Prototypen. Die ersten 5 Sensoren sind mit 24 GeV Protonen am CERN, die letzten 3 mit 300 MeV Pionen am PSI bestrahlt worden. Meßergebnisse nach [Gem 01], Simulationsergebnisse nach [Kra 01].

zeitausheilung relativ groß ist. Demgegenüber ist eine so drastische prozeßabhängige Variation bei durch Diffusion mit Sauerstoff angereichertem Material bisher nicht festgestellt worden [ROS 99].Dies könnte insbesondere für die Vorhersagbarkeit von Depletionsspannungen der Sensoren während des Experimentes ein wichtiger Punkt werden. Allerdings sind in letzter Zeit auch beim sauerstoffangereichertem Fall vergleichsweise geringe Prozeßabhängigkeiten bezügliche der Langzeitausheilung festgestellt worden, die zur Zeit noch untersucht werden.

Zum Schluß sei nochmal unterstrichen, daß die Verarmungsspannung bzw. -tiefe nach intensiver Schädigung mit geladenen Hadronen bei allen untersuchten Pixelsensoren nicht vom Design abhängig ist, sondern einzig von den veränderten Siliziumbulkparametern. Einflüsse der gleichzeitig geschädigten Oberfläche, die als einzige prinzipiell eine solche Designabhängigkeit verursachen könnten, sind aufgrund der p-Spray Isolation der n-auf-n Pixelsensoren unterdrückt. Dabei spielt auch die laterale Moderierung der p-Spray-Schicht keine Rolle, so daß die p-Spray-Isolationstechnik sich im Hinblick auf Strahlentoleranz als sehr robust erwiesen hat.

7.4 Ladungssammlungsverhalten und Ortsauflösung

7.4.1 Ladungssammlung im Sensor

Eine wichtige Eigenschaft eines Sensors für Spurmessungen ist die Fähigkeit, homogen über die gesamte aktive Fläche die im Sensor generierte Ladung zu sammeln und damit den Teilchendurchgang zu registrieren. Die Homogenität der Ladungssammlung beeinflußt neben der Effizienz auch die Energie- und Ortsauflösung. Zum Test dieser

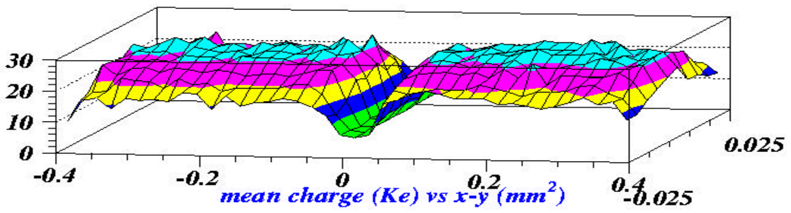
Eigenschaft sind mit Ausleseelektronik versehene Prototypsensoren mit verschiedenen Designs im CERN Teststrahl untersucht worden. Die durchschnittliche gemessene Ladungsmenge, die im Auslesechip mittels ToT bestimmt wird (siehe Abschnitt 2.3.2), wird in Abhängigkeit der Position des Teilchendurchgang ausgewertet. Die vom Auslesechip gemessenen ToT-Werte sind durch Labormessungen kalibriert worden. Die gesamte aktive Sensorfläche des SC-Sensors wird auf die Fläche zweier Pixel projeziert, um genügend Statistik zu haben. Für Treffer, bei denen mehrere Pixel ansprechen, ist die gesamte Ladung des Clusters der Position zugeordnet worden, die durch das Teleskop bestimmt wurde. In Abbildung 7.24 sind die Verteilung der durchschnittlichen gemessenen Signalladungen für unbestrahlte SC-Sensoren mit p-Spray-Isolation dargestellt. Die angelegte Verarmungsspannung betrug jeweils 150 V, die Dicke der Sensoren variierte, so daß die maximal gemessene Ladung erwartungsgemäß knapp 27000 e^- für die 280 μm dicken Sensoren und etwa 20000 e^- für die 200 μm dicken Sensoren betrug. Es ist jeweils die Fläche zweier Pixel, die mit der kurzen, 50 μm langen Seite aneinanderstoßen dargestellt; zwischen den beiden Pixel bei $x = 0$ ist das Punch-Through-Biasnetzwerk lokalisiert und bei $y = 0$ liegt die Mitte der kurzen Pixelseite.

Alle Designs zeigen große Bereiche, in denen die komplette Signalladung gesammelt wird und selbst in den Bereichen mit unvollständiger Ladungssammlung fällt die Signalladung nicht unter minimal 30%, so daß die Effizienz für alle Designs nahe 100% bleibt [Tro 00, Rag 00a]. Insofern erfüllen alle Designs das minimale Kriterium, um einen Treffer zumindest binär zu registrieren. Da aber die Designs der Sensoren nach unterschiedlichen Maßstäben optimiert wurden, zum Beispiel zur Minimierung des Übersprechen bei kleiner Gesamtkapazität (ST2) oder für eine möglichst optimale Ladungssammlung (SNB) und darüberhinaus im endgültigen Design ein Biasnetzwerk implantiert sein soll, ist die ortsabhängige Ladungssammlung der Designs im einzelnen durchaus sehr unterschiedlich.

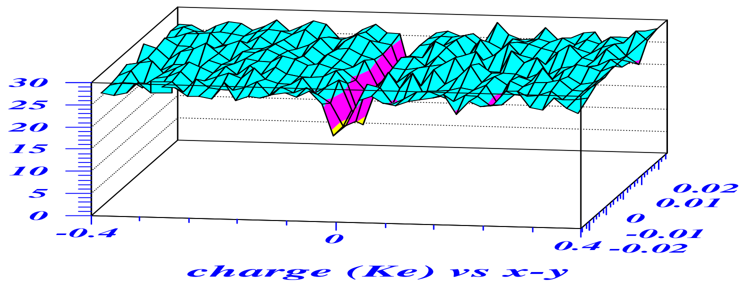
Das ST2-Design in Abb. 7.24 (a) zeigt eine deutliche Abhängigkeit der registrierten Ladung von der Position des Teilchendurchganges auf dem Pixel. Die volle Ladung wird lediglich in einem etwa 20 μm breiten Streifen im Zentrum des Pixel gesammelt, während zu allen vier Seiten des Pixels die gesammelte Ladung um knapp 40% absinkt. In dem Bereich, in dem das Biasnetzwerk liegt, geht die gesammelte Ladung sogar noch stärker um etwa 70% zurück. Der Grund für dieses Verhalten sind die unkontaktierten n^+-Ringe um die Pixelimplantationen, die durch ihre Form (siehe Abb. 6.14 auf Seite 130) so dicht am Erdpotential liegen, daß sie selbst Ladung sammeln können, anstatt sie auf die Pixelimplantationen zu fokussieren. Dort gesammelte Ladungen koppeln zu 40% zu der (nicht sehr gut leitenden) p-Spray-Schicht und gelangen weiterhin wegen der hohen kapazitiven Kopplung über die Oxidschicht zu den dort liegenden Biasnetzwerkleitungen, die alle Bias-Dots mit Spannung versorgen. So kommt es zu einem echten Ladungsverlust, der im Bereich des Biasnetzwerks durch die Bias-Dots noch verstärkt wird. Diese Erklärung konnte mit Hilfe von Bauelementsimulationen der kapazitiven Verhältnisse gestützt werden [Roh 99]; da dieser Effekt aber auf eine Kombination zwischen dem Pixeldesign mit der als Leiter fungierenden p-Spray-Schicht zurückzuführen ist, ist er bei den zweidimensionalen Bauelementensimulationen im Vorfeld nicht in Erscheinung getreten. Zum einen konnte in 2D die Form der unkontaktierten n^+-Ringe nicht korrekt berücksichtigt werden, zum anderen ist die p-Spray-Implantation in 2 Dimensionen immer isoliert zwischen zwei Pixeln und nicht wie in der Realität über die dritte, in der Simulation fehlende Raumrichtung kurzgeschlossen.

Das SSG-Design zeigt ein weitaus besseres Verhalten; auf dem gesamten Pixel wird fast überall die komplette Signalladung von 27000 e^- nachgewiesen. Es sind an den Rändern des Pixel und in den Ecken keine Ladungsverluste beobachtbar, so daß die Ladungsteilung zwischen den einzelnen Pixeln verlustfrei funktioniert. Die einzige Ausnahme stellt die Region des Biasnetzwerks dar, in der es zu einem etwa 40%-tigen Ladungsverlust aufgrund des implantierten Biasimplantation kommt, die orthogonal zu den Pixeln verläuft (vgl. Abb. 6.14). Daß es dennoch nicht zu einem kompletten Ladungsverlust kommt, liegt zum einen an der relativ starken kapazitiven Kopplung dieser Implantation zu der Pixelimplantation, da der Abstand nur 5 μm beträgt. Zum anderen liegt diese Biasimplantationen nicht auf Erdpotential sondern je nach Betriebsspannung des Sensors etwa 5-10 V darunter, denn zwischen dem äußeren, alle Biasimplantationen kurzschließenden Abschlußring der aktiven Fläche und den einzelnen Biasimplantationen besteht nochmal eine Punch-Through-Stufe. Damit fällt das Potential noch weiter in Richtung p-Seite und die Ladungen werden stärker auf den Pixel fokussiert.

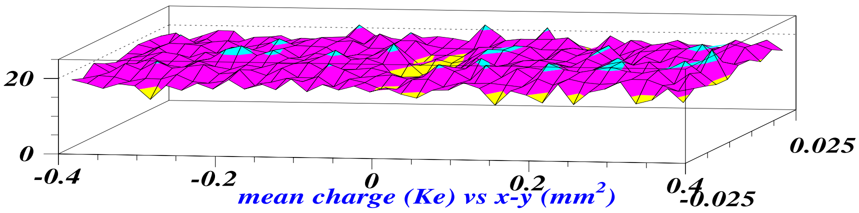
Dieser Ladungssammlungsverlust durch die implantierte Biasimplantation war der Hauptgrund für die Designmodifikation vom SSG-Design hin zum SSGb bzw. SMD-Design. In diesem Design ist die implantierte Leiterbahn durch runde Bias-Dots innerhalb der n^+-Implantation des Pixels ersetzt worden, die durch Aluminiumbahnen auf dem Oxid verbunden werden (siehe Abb. 6.14). Dadurch wird der Ladungsverlust zwischen den beiden Pixel vermieden, wie in Abbildung 7.24 (c) zu sehen. Die Ladungssammlung ist damit nahezu perfekt. Praktisch überall wird die gesamte Signalladung von 20000 e^- gesammelt. Dies wird besonders durch einen Vergleich mit dem idealen Design ohne Biasnetzwerk augenfällig, das in Abbildung 7.24 (d) zu sehen ist. Es ist praktisch kein Unterschied hinsichtlich der Homogenität der Ladungssammlung existent, bis auf einen kleinen, lokal begrenzten Berich, wo die Bias-Dot-Implantation des Pixels liegen. Dort ist auf einen Durchmesser von unter 20 μm ein maximale Ladungssammlung von mindestens 80% sichtbar. Im Bereich zwischen den beiden beiden aneinanderliegenden Bias-Dots der zwei Pixel, in die Leiterbahnen auf den Oxid liegen, ist ebenfalls noch ein kleinerer Ladungsverlust auf knapp 90% lokalisiert. Der stärkere Verlust kommt durch direkte Sammlung auf die Bias-Dot-Implantation zu Stande; er ist aber durch die hohe kapazitive Kopplung der kleinen, runden Implantation mit der Pixelimplantation begrenzt. Der zweite Verlust ist ähnlich dem Ladungsverlust beim ST2-Design auf eine indirekte Kopplung des Pixels über die p-Spray-Schicht auf die Leiterbahn zurückzuführen, er ist aber nur auf die Fläche zwischen den beiden Pixel unterhalb der Leiterbahn in unmittelbare Nähe der Bias-Dot-Implantation begrenzt. Insgesamt ist der Ladungssammlungsverlust, der durch die Integration dieser Biasnetzwerkstruktur in Kauf genommen wird, so klein, daß er durch die Vorteile der Testbarkeit des Pixeldesign und der zusätzlichen gewonnen Sicherheitsmerkmale aufgewogen wird.



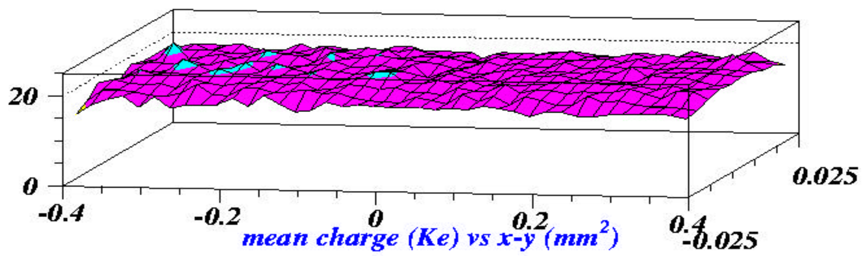
(a) ST2-Design, 280 μm dick



(b) SSG-Design, 280 μm dick



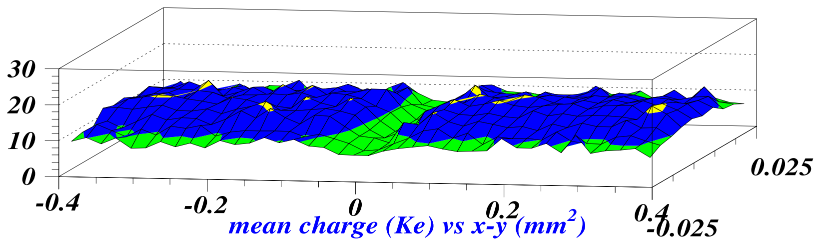
(c) SSGb-Design, 200 μm dick



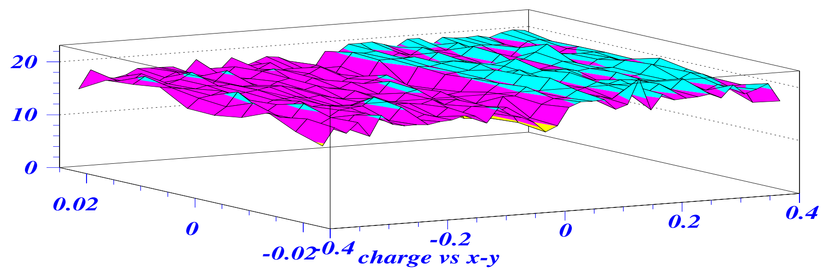
(d) SSGb-Design ohne Biasnetzwerk, 200 μm dick

Abbildung 7.24: Die im Teststrahl gemessene durchschnittliche Signalladung in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt des Teilchen auf den Sensor. Die x-Achse [mm] ist längs der langen Pixelseite und umfaßt zwei Pixel, in deren Mitte das Punch-Through-Biasnetzwerk liegt. Die y-Achse [mm] ist längs der kurzen Seite eines Pixels, siehe Text [Rag 00a].

Die Homogenität der Ladungsammelung der Sensoren ändert sich auch nicht signifikant nach Bestrahlung der Sensoren mit geladenen Hadronen. Die gemessene durchschnittliche Ladung in Abhängigkeit der Position für bestrahlte Sensoren mit $1 \cdot 10^{15}$ bzw $5.6 \cdot 10^{14}$ n_{eq} cm^{-2} ist in Abbildung 7.25 dargestellt. Dort ist ein hochbestrahlter ST2-Sensor auf 280 μm dicken Silizium bei 600 V Betriebspannung sowie ein bis zur halben Designfluenz bestrahlter SMD-Sensor auf sauerstoffangereichertem, 250μ dicken Material bei einer Spannung von 400 V zu sehen.



(a) ST2-Design, 280 μm dick, $\Phi = 1 \cdot 10^{15}$ n_{eq} cm^{-2}



(b) SMD-Design, 250 μm dick, $\Phi = 5.6 \cdot 10^{14}$ n_{eq} cm^{-2}, nicht kalibriert

Abbildung 7.25: Die im Teststrahl gemessene durchschnittliche Signalladung in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt des Teilchen für zwei bestrahlte SC-Sensoren [Rag 00a, Rag 00b].

Bei beiden Designs ist die Homogenität der Ladungssammlung gleich geblieben im Vergleich zu dem Verhalten vor Bestrahlung. Lediglich die durchschnittlich nachgewiesene Ladungsmenge hat sich verändert. Für den hochbestrahlten ST2-Sensor werden in Bereichen der maximalen Ladungsammelung nur noch etwa 15000 e^{-} gemessen und in nahezu allen Bereichen immer noch knapp 10000 e^{-}. Es werden also fast überall auf dem Sensor deutlich mehr als die minimal von der Elektronik geforderten 6000 e^{-} dem

Vorverstärker des Auslesekanals zugeführt. Die Abnahme der Ladungmenge kommt hauptsächlich durch die geringere Verarmungtiefe des Sensors von 190 μm zu Stande (vgl.Tabelle 7.5); eine weitere etwa 20%-tige Abnahme in Bezug auf die maximale Ladungsmenge im unbestrahlten Fall ist kompatibel mit den erwarteten Ladungsverlusten durch strahlungsinduzierte Trappingzentren. Obwohl eigentlich überall eine ausreichende Menge an Ladungen gesammelt werden, kommt es bei diesem Sensor schon zu Effizienzeinbußen, da die Bereiche mit geringerer Ladungssammlung am Rande des Pixels liegen, in denen es vermehrt zur Ladungsteilung über mehrere Pixel kommt. Beides zusammen bewirkt einen Effizienzverlust, da die Ladungsmenge von 10000 e^- aufgeteilt auf zwei oder drei Pixel in der Bereich der Schwelle von 3000 e^- pro Pixel rutscht. Berücksichtigt man aber nur die Bereiche mit hoher Ladungssammlung bei der Berechnung der Effizienz, so erreicht man wieder Werte über 98% [Rag 00a].

Beim weniger hoch bestrahlten Sensor mit SMD-Design hingegen werden nahezu überall auf dem Sensor gleich hohe Werte gemessen. Da diese Daten aber wegen eines Problems der Ausleseelektronik[3] nicht auf eine echte Ladungsmenge kalibriert werden konnten, ist ein Vergleich mit der erwarteten Ladungsmenge nicht möglich. Wie aber andere Messungen (siehe Abschnitt 7.3.4) gezeigt haben, ist der Sensor bei der Betriebsspannung schon vollständig verarmt. Lediglich im Bereich des Biasnetzwerkes kommt es zu den erwarteten, kleinen Ladungsverlusten, die eine geringfügig größere Fläche als im unbestrahlten Fall betreffen. Die etwas niedrigere Ladungsmenge auf dem rechten Pixel ist auf die Ausleseelektronik zurückzuführen und rührt nicht vom Sensor her. Insgesamt bleibt festzuhalten, daß das Ladungssammlungsverhalten hinsichtlich ihrer Homogenität über dem Sensor nicht von Strahlenschäden beeinflußt wird. Dies ist ein weiterer Hinweis darauf, daß durch die p-Spray-Isolation potentiell schädliche Einflüsse der Oberflächenschäden auf das Design abgeschirmt werden.

7.4.2 Ortsauflösung

Die Ortsauflösung ist hauptsächlich abhängig von der Pixelgröße, der Wahl zwischen analoger und digitaler Auslese und der Ausdehnung des Bereiches, in dem Ladungsteilung stattfindet. Die Ausdehnung des Ladungsteilungbereiches ist von einer Vielzahl von Parametern abhängig; dazu gehören intrinsische Sensorparameter wie Zwischenpixelkapazitäten und Design der Pixelzelle, Betriebsbedingungen des Detektors wie die Betriebsspannung, die die Ladungsdrift und -diffusion beeinflussen und Elektronikparameter, wie die Schwellenhöhe, das Übersprechen und das Auflösungsvermögen der Ladungsmessung.

Im Rahmen der Teststrahlmessungen am CERN sind SC-Sensoren mit verschiedenen Designs und Schädigungsgraden hinsichtlich ihres Ortsauflösungsvermögens unter verschiedenen Einfallswinkel untersucht worden. Die Methodik der Messung sowie ihre

[3]Da Messungen an bestrahlten Sensoren nur gekühlt durchgeführt werden können, mußte der Auslesechip außerhalb der Spezifikationen betrieben werden. Dies hatte systematische Deformationen der ToT-Spektren zu Folge, die eine Kalibration unmöglich machten.

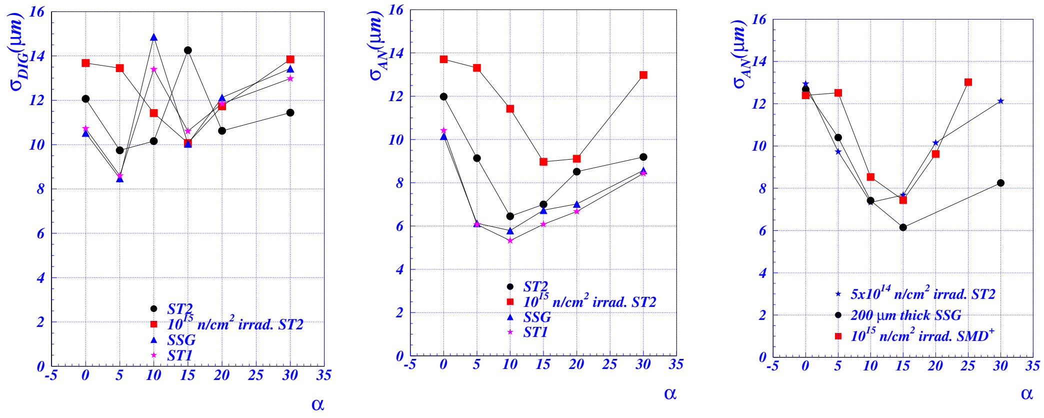
Ergebnisse sind ausführlich in [Tro 01] dargestellt. Die Meßgröße ist die Abweichung des vom Teleskop bestimmten Auftreffpunkt des Teilchens vom durch den Pixeldetektor bestimmten Punkt. Bei der binären Auslese wird der Auftreffpunkt im Pixeldetektor bestimmt, in dem man das Zentrum des getroffenen Pixels wählt, falls nur ein Pixel anspricht bzw. die Mitte zwischen zwei Pixel, falls zwei Pixel ansprechen. Die analoge Auslese verwendet die gemessenen Ladungsmengen auf den beiden Pixel, um den digital bestimmten Ort zu korrigieren. Dazu wird aus der Ladung Q_{r} und Q_{l}, die auf dem rechten und linken Pixel gesammelt wird, die unter der Annahme, daß N_0 Teilchen gleichmäßig über einem Intervall Δ verteilt sind, eine ortsabhängige Verteilung bestimmt, die sog. η-Funktion: $\eta = Q_{\mathrm{r}}/(Q_{\mathrm{r}} + Q_{\mathrm{l}})$. Diese ortsabhängige Verteilung kann zur Interpolation des Teilchendurchganges herangezogen werden:

$$x_{\mathrm{an}} = x_{\mathrm{dig}} + \frac{\Delta}{N_0} \int_0^{\eta} \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\eta} \mathrm{d}\eta \tag{7.5}$$

x_{an} und x_{dig} bezeichnen die analog bzw. binär bestimmten Orte des Teilchendurchganges; mit Δ ist die Ausdehnung des Bereiches der Ladungsteilung zwischen zwei Pixeln bezeichnet. Für Treffer mit mehr als zwei ansprechenden Pixel wird ein ähnliches Verfahren verwendet, bei dem aber nur der erste und der letzte getroffene Pixel des Cluster verwendet wird, da nur sie tatsächlich die Ortsinformation tragen. Die Größe von Δ ist vom Einfallswinkel, Sensordesign und der Multiplizität der Treffercluster abhängig und wird für jede Konfiguration aus den Daten bestimmt; sie variert je nach Sensor im Bereich von $4 - 14$ μm. Die Teleskopauflösung variierte zwischen 3 und 5 μm bei senkrechtem Einfall, hauptsächlich abhängig von den verschiedenen Materialmengen im Teilchenstrahl. Trotzdem sind für die im folgenden angebenen Ortsauflösungen keine Korrekturen der Teleskopungenauigkeit eingearbeitet worden, da systematische Unsicherheiten bei der Berechnung für die Teleskopungenauigkeit schwierig für alle Konfigurationen zu berücksichtigen sind. Die angegebenen Ortsauflösungen sind Standardabweichungen, die durch einen Fit der Residuenverteilungen aller Treffercluster mit einer Gaussfunktion zu Stande kommen. Insofern stellen die angegebenen Ortsauflösungen zwar nicht die wirklich erzielbaren dar, die bis zu 2 μm besser sein können, reichen aber für einen Vergleich der Designs untereinander aus.

In Abbildung 7.26 sind die gemessenen, digitalen und analogen Ortsauflösungen entlang der kurzen 50 μm langen Pixelseite für die verschiedenen SC-Sensoren in Abhängigkeit des Einfallswinkel α, der relativ zur Orthogonalen der Sensoroberfläche genommen wird, dargestellt. Die digitalen Ortsauflösungen in Abb. 7.26 (a) zeigen eine Struktur mit je zwei Minima und einem dazwischenliegenden Maximum bei ansteigendem Winkel. Bei senkrechtem Einfall ist die Ortsauflösung für alle Design besser als die nach Gleichung 4.10 erwartete von $50/\sqrt{12}$ μm$= 14.4$ μm. Dies liegt daran, daß auch bei senkrechten Einfall einer gewisser Prozentsatz mit Treffern zu finden ist, bei denen mehrere Pixel ansprechen. Je höher dieser Anteil ist, desto besser wird die digitale Auflösung. Dies ist auch der Grund für das schlechtere Verhalten der Sensoren mit ST2-Design, denn hier ist dieser Anteil wegen der Ladungssammlungsverluste im

Randbereich der Pixel deutlich reduziert. Bei dem hochbestrahlten ST2-Design kommt noch hinzu, daß insgesamt weniger Ladung zur Verfügung steht, so daß der Anteil von größeren Trefferclustern nochmals reduziert ist. Erhöht man den Einfallswinkel, nimmt der Anteil von 2-Trefferclustern zu und die digitale Ortsauflösung wird besser. Das Minimum ist erreicht, wenn gleich viele 1-Treffer- und 2-Treffercluster vorhanden sind und ist von der Größenordnung $1/2 \cdot 50/\sqrt{12}\ \mu$m, da alle 2-Treffercluster der Mitte zwischen den Pixel zugeordnet werden und somit den Pitch effektiv halbieren. Erhöht man den Winkel weiter, so nimmt die Anzahl der 2-Treffercluster weiter zu bis es praktisch keine 1-Treffercluster mehr gibt, und die Ortsauflösung fällt wieder auf den Wert von 14.4 μm. So kommt die alternierende Struktur von Maxima und Minima der digitalen Auflösungen zu Stande.



(a) Digitale Ortsauflösungen

(b) Analoge Ortsauflösungen (1998)

(c) Analoge Ortsauflösungen (1999 und 2000)

Abbildung 7.26: Im Teststrahl gemessenen, digitale und analoge Ortsauflösungen in Abhängigkeit des Einfallswinkels verschiedener SC-Sensoren ohne Berücksichtigung der Teleskopungenauigkeiten [Tro 01]. Der mit (+) markierte SMD-Sensor ist mit sauerstoffangereichertem Silizium produziert.

Die mittels Ladungsinterpolation erhaltenen analogen Auflösungen sind alle besser als die digitalen Auflösungen, aber das Verhältnis der Designs untereinander bleibt erhalten. Bei der analogen Auslese (Abb. 7.26 (b) (c)) kommt die alternierende Struktur mit wachsendem Einfallswinkel durch die Berücksichtigung der Ladungsinterpolation nicht zum tragen. Die Kurven durchlaufen mit steigendem Winkel ein Minimum und steigen danach wieder an. Das Minimum ist erreicht, wenn die Anzahl von 1-Trefferclustern vernachlässigbar wird. Der Wiederanstieg bei großen Winkeln hängt mit der geringeren Ladungsmenge zusammen, die die einzelnen Pixel sammeln, wenn die Treffercluster größer werden. Fluktuation und Ineffizienzen spielen eine größere Rolle und verschlechtern somit die Ortsauflösung.

Insgesamt verhalten sich alle Designs ungeschädigt sehr ähnlich. Die Unterschiede sind, wie im Falle des ST2-Designs, auf die Ladungssammlungsverluste im Pixelrandbereich oder auf die unterschiedliche Ladungsmenge aufgrund von geringerer Sensordicke bzw. unvollständiger Depletion zurückzuführen. Die besten Ortsauflösung zeigen dementsprechend die unbestrahlten SSG- und ST1-Sensoren, da sie aufgrund ihrer Dicke von 280 μm die höchste Ladungsmenge zur Verfügung stellen. Etwas schlechter (maximal 2 μm je nach Winkel) schneidet der 200 μm dünne SSG-Sensor und der ST2-Sensor ab, da sie im Mittel weniger Ladung pro Treffer sammeln. Da der ST2-Sensor Ladungssammlungsverluste nur im Randbereich der Pixel zeigt, in der auch die Ladungsteilung geschieht, ist das Minimum der analogen um 5° gegenüber den anderen Designs verschoben.

Das prinzipielle Verhalten ändert sich auch nach Schädigung nicht, zu den eventuellen designbedingten Ladungsverlusten kommen nur noch die verminderte Ladungsmenge durch unvollständige Depletion und durch erhöhtes Trapping. Deshalb sind die erzielten Ortsauflösungen um maximal 2 μm geringfügig schlechter als für vergleichbare ungeschädigte Sensoren. Bemerkenswert ist jedoch das der mit $1 \cdot 10^{15}$ n_{eq} cm^{-2} bestrahlte SMD-Sensor eine nahezu gleich gute Ortsauflösung wie der unbestrahlte, 200 μm dicke SSGb-Sensor zeigt. Die bestehenden Unterschiede zwischen den bestrahlten und unbestrahlten Sensor lassen sich komplett auf die Unterschiede in der Ladungsmenge zurückführen. Das Pixelsensordesign zeigt also auch nach Bestrahlung keine Inhomogenitäten, die den Betrieb beeinträchtigen könnten.

Da Ladungsteilung für die lange Pixelrichtung (400 μm) keine wesentliche Rolle spielt, ist die Residuenverteilung in dieser Richtung flach über die gesamte Pixellänge, und es ergibt sich die ideale digitale Ortsauflösung von $400/\sqrt{12}$ μm= 115 μm. Um diese Ortsauflösung zu verbessern, sind auch Designoptionen getestet worden, deren Pixel in der langen Richtung jeweils um 200 μm versetzt angeordnet sind (Bricked-Designs, siehe Abschnitt 6.4.1). Das Ergebnis dieser Messung in Abhängigkeit vom Einfallswinkel ist in Abbildung 7.27 dargestellt. Die gemessene Ortsauflösung in der langen Richtung eines Bricked-Sensors ist immer mindestens 20 μm besser als die eines Sensors ohne Bricked-Design. Die Auflösung bei senkrechten Einfall beträgt 94 μm und sie fällt bei einem Einfallswinkel von 30° auf 62 μm. Der Abfall ist auf das Verhältnis von 1-Treffercluster zu 2-Treffercluster zurückzuführen, welches bei 0° etwa 46% beträgt und auf 98% bei 30° ansteigt. Da für die Ladungsteilung in der langen Pixelrichtung 3-Treffercluster nur eine untergeordnete Rolle spielen, entspricht der Fall, in dem praktisch nur noch 2-Treffercluster auftreten, effektiv einem Sensor mit einer Pixellänge von 200 μm. Deshalb erwartet man als bestmöglichste Ortauflösung für dieses Bricked-Design $200/\sqrt{12}$ μm= 58 μm, die auch erwartungsgemäß bei 30° fast erreicht wird. Die Ortsauflösung in der kurzen, 50 μm langen Pixelrichtung wird dabei durch die verschobene Anordnung der Pixelzellen in der langen Richtung nicht verschlechtert, so daß das Bricked-Design eines Pixelsensors hinsichtlich Ortsauflösung immer eine Verbesserung darstellt.

Diese Möglichkeit ist insbesondere für die B-Lage des ATLAS-Pixeldetektors interes-

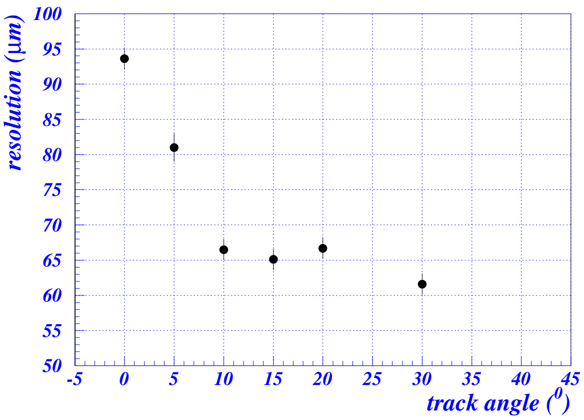


Abbildung 7.27: Die im Teststrahl gemessenen Ortsauflösungen in der langen Pixelrichtung eines Pixelsensor mit Bricked-Design in Abhängigkeit des Einfallswinkels ohne Berücksichtigung der Teleskopungenauigkeiten [Tro 01].

sant, denn hier ist eine vergleichsweise hohe Ortsauflösung in der langen Pixelrichtung von unter 100 μm für die Trennung der Spuren von dem B-Zerfallsvertex von Spuren vom primären Vertex erforderlich. Deshalb ist die Pixellänge in der B-Lage auf 300 μm reduziert. Ein Bricked-Design des Pixelsensor für die B-Lage könnte hier eine weitere Verbesserung des Ortsauflösungsvermögen bedeuten. Auch ist die Verbindung eines Bricked-Designs mit der MCM-D Modultechnologie, die für die B-Lage zum Einsatz kommen soll, geradezu ideal, da ein kompliziertes Routing der ziegelsteinartig angeordneten Pixelzellen auf dem Sensor entfällt. Dieses könnte nämlich in das MCM-D Design implementiert werden, denn beim MCM-D Modul muß die Sensorzelle nicht eins zu eins unter der Auslesezelle liegen (vgl. Abschnitt 2.3.2).

Kapitel 8

Schlußfolgerungen für das Design von Silizium Pixelsensoren

8.1 Designkomponenten

Für das Design zukünftiger Pixelsensoren stehen jetzt eine Reihe von Designkomponenten zur Verfügung, die im Hinblick auf verschiedene Anforderungen hin entworfen worden sind. Deshalb können bei der Entwicklung von zukünftigen Pixelsensoren anwendungsspezifisch diese Komponenten zusammengesetzt werden, um einen jeweils optimierten Sensor zur erhalten. Im folgenden werden einige wichtige Designkomponenten von Silizium Pixelsensoren, die bereits im vorigen beschrieben und analysiert worden sind, mit ihrer Funktion kurz usammengefaßt.

Schutzringstrukturen

In Zusammenarbeit mit MPI Halbleiterlabor, München, sind verschiedene Schutzringkonzepte und -designs entwickelt und getestet worden, die einen kontrollierten Spannungsabbau zum Rande des Sensors leisten. Eine Schutzringstruktur mit 17 Ringen benötigt etwa 0.5 mm Platz und ist in der Lage, Spannungen von 1000 V und mehr abzubauen. Auch nach starker Strahlenschädigung, wenn die strahlungsinduzierten Veränderungen des Siliziumskristalls hohe Betriebsspannungen erforderlich machen, verliert diese Schutzringstruktur nicht ihre Funktion. Für doppelseitig prozessierte Strukturen ist darüberhinaus gezeigt worden, daß eine Schutzringstruktur, die nur auf der p-Seite des Sensors integriert ist, sowohl ungeschädigt als auch nach strahlungsinduzierter Typinversion des Siliziumbulks, die Funktion des Spannungsabbaus erfüllt.

Biasnetzwerk-Integration

Eine wesentliche Entwicklungsschiene beim Design des ATLAS-Pixelsensors, war die Integration und Optimierung des Punch-Through-Biasnetzwerkes, das zu Test- und Sicherheitszwecken im ATLAS Pixelsensor zum Einsatz kommen wird. Es stehen nun eine Reihe von möglichen Realisierungen eines solchen Netzwerkes zur Verfügung; dazu gehören Designs, die im Hinblick auf eine homogene Ladungssammlungseffizienz optimiert wurden, wie das Design mit den integrierten, minimalen Bias-Dots (SMD-Design). Es gibt auch fehlertolerante Designs, wie das NOD-Design, das ohne Leiterbahnen auf dem Oxid des Sensors auskommt. Ebenso existieren Designs von Spannungszuführungen für komplexere Pixelzellendesigns, wie zum Beispiel für das Design mit unkontaktierten Zwischenimplantationen (ST2). Zwar sind alle diese Designs für n-seitig segmentierte Siliziumsensoren entwickelt worden, können aber ohne große Mühe auch auf p-seitige Sensoren übertragen werden.

Pixelzelle

Für das zentrale Element eines Silizium Pixelsensors, die Pixelzelle selber, gibt es eine größere Anzahl von getesteten Designoptionen, die unterschiedlichsten Anforderungen genügen. Dazu gehören Designs, die ein geringes Übersprechen mit kleinen Gesamtkapazitäten verbinden, genauso wie Designs, die eine hohe Spannungsstabilität mit einer homogenen Ladungssammlung verbinden. Weiterhin existieren Designs, die das Übersprechen zwischen den Pixeln nahezu komplett unterdrücken, dafür aber eine höhere Gesamtkapazität mit erhöhten Rauschen besitzen. Ebenso gibt es Designs, die im Hinblick auf niedrige Gesamtkapazitäten und damit niedriges Rauschen hin optimiert sind.

All diese Designs sind ebenfalls für n-seitig strukturierte Sensoren entwickelt worden, aber ihre Übertragbarkeit auf p-seitige Sensoren ist gegeben, da sich die prinzipiellen Überlegungen ihrer Optimierung, wie Kapazität und Ladungssammlung nur wenig ändern. Allerdings gibt es eine Ausnahme, die durch die notwendige Isolationstechnik der der n-seitig strukturierten Sensoren gegeben ist. Diese ist nämlich von entscheidender Bedeutung für die Strahlentoleranz von n-auf-n Sensoren, so daß eine Übertragung einer strahlentoleranten n-Pixelzelle auf eine p-Pixelzelle nicht ohne weiteres gegeben ist. Aber die Einflüsse von Strahlenschäden auf feinsegmentierte pn-Sensoren sind weitestgehend bekannt (vgl. Abschnitt 4.4) und können bei einem Pixelzellendesign z.B. simulationstechnisch berücksichtigt werden.

Isolationstechniken für n-auf-n Sensoren

Zuletzt stehen drei verschiedene Isolationstechniken für n-auf-n Sensoren zur Verfügung, die hinsichtlich iheres Einflusses auf die Sensoreigenschaften vor und nach Strahlenschädigung untersucht sind. Die p-Stop-Technik bietet Vorteile bei den Gesamtkapazitäten und damit beim Rauschen eines Pixelsensors im ungeschädigten Fall. Dafür ist ein Betrieb nach strahlungsinduzierter Änderung der Oberflächeneigenschaften des Sensors nicht mehr möglich, da die Spannungsstabilität des Sensors stark begrenzt ist und es zu lokalen Durchbrüchen kommt. Ein Einsatz der p-Stop-Technologie kommt also nur für Anwendungen mit geringer Strahlenbelastung in Frage. Weiterhin ist eine Verbindung der p-Stop-Technik mit der Integration eines Punch-Through-Biasnetzwerk nicht möglich, so daß auf die Vorteile dieser Designkomponente verzichtet werden muß.

Die p-Spray Technologie ist für einen strahlungstoleranten Sensor gut geeignet, da Spannungsstabilität und Homogenität des Sensors nach starker Schädigung der Grenzfläche sehr gut sind. Ebenso zeigen Sensoren mit dieser Isolationstechnik Vorteile beim Verarmungsverhalten, da die p-Spray-Schicht eine eigene Verarmungszone ausbildet, die sich vor Erreichen der Depletionsspannung mit der Verarmungszone des Sensors verbindet. Ein weiterer Vorteil dieser Technik ist, daß der Worst-Case-Fall dieser Sensoren im ungeschädigten Fall vorliegt, so daß eine Qualitätskontrolle der Sensoren bei einer Massenproduktion verhältnismäßig einfach ist. Nachteile liegen dafür in den Eigenschaften vor Bestrahlung, da eine verminderte Spannungsstabilität und erhöhte Zwischenpixelkapazitäten in Kauf genommen werden müssen. Diese Effekte lassen sich aber durch das Design der Pixelzelle vermindern.

Zur Verbesserung der Spannungstabilität der p-Spray Sensoren vor Schädigung steht mit der moderierten p-Spray-Technik eine Isolationstechnik zur Verfügung, die nahezu alle Vorteile der p-Spray-Isolation mit einer hohen Spannungsstabilität der ungeschädigten Sensoren verbindet.

Alle diese Designkomponenten sind weitestgehend unabhängig voneinander einsatzfähig, so daß für einen anwendungsspezifisch optimierten Sensor im wesentlichen nur noch die richtigen Komponenten zusammengefügt werden müssen, um ein einsatzbereites Silizium-Pixelsensordesign zu erhalten.

8.2 Bauelementeoptimierung durch Simulation

Die zweite wesentliche Ebene bei der Entwicklung des ATLAS Pixelsensor waren zwei- und dreidimensionale FE-Bauelementesimulation, die bei der Konzeption, Optimierung und dem Verständnis des Sensordesigns zum Einsatz kamen. Echt dreidimensionale Simulationen mit dem Programmpaket ISE-TCAD sind dabei erstmalig und erfolgreich zur Simulation elektrischer Eigenschaften von Siliziumsensoren angewendet worden. Die für die Simulation von segmentierten Siliziumsensoren notwendigen Simulationsparameter sind herausgearbeitet und erfolgreich angewandt worden. Wesentliche Vorteile von Bauelementsimulationen liegen dabei in der Designanalyse sowie in der Berücksichtigung von Prozeßabhängigkeiten und Bestrahlungsszenarien.

Designanalyse

Mit Hilfe von FE-Bauelementesimulationen können unverstandene und unerwartete Phänomene, die an realen Sensoren gemessen wurden, direkt angegangen und auf Grundlage der bekannten Theorien für Halbleiter analysiert werden. So können beispielsweise auch meßtechnisch nicht zugängliche Größen wie elektrische Feldstärken im Substrat mit in die Analyse einbezogen werden. Ebenso ist man in der Lage, einen viel größeren Parameterraum, als er je in der Realität verwirklicht werden könnte, in der Simulation zu Testzwecken abzudecken. Dies führt letztlich zu einem tieferen Verständnis der Bauelemente bzw. Baulementekomponenten. Für Pixelsensoren hat sich gerade die Möglichkeit einer echt dreidimensionalen Betrachtung als wichtig erwiesen, da einige Strukturen (z.B. Punch-Through-Biasnetzwerk, quadratische Pixel) nur so korrekt analysiert werden konnten.

Mit solchen Methoden konnten zum Beispiel die Ladungsverluste des ST2-Designs erklärt und das Verarmungssverhalten von mit p-Spray isolierten n-auf-n Sensoren nachvollzogen werden. Auch konnte das Verhalten einer uniformen Durchbruchspannungsverteilung der statisch, über das Biasnetzwerk gemessenen NOD-Sensoren mit Simulationen geklärt werden. Erst das dadurch erlangte Verständnis der verschiedenen Halbleiterstrukturen, erlaubt die Differenzierung einzelner Designkomponenten von dem Gesamtdesign eines Sensors.

Prozeßabhängigkeit

Ein weiterer Vorteil von FE-Bauelementesimulationen liegt in der Möglichkeit, von Beginn der Entwicklung neuer Sensoren an, Prozeßabhängigkeiten für die Designoptimierung zu berücksichtigen. Falls die Sensoreigenschaften betreffenden Parameter der verschiedenen Herstellungsprozesse, wie zum Beispiel die festen Oxidladungen N_{ox} oder die Rekombinationsgeschwindigkeit S_0, bekannt sind, können sie für im Vorfeld durchzuführende Simulationsstudien berücksichtigt werden. Daten für solche prozeßabhängigen Parameter von verschiedenen Sensorherstellern existieren bereits [Wüs 00] bzw. werden noch weiter untersucht. Somit ist es möglich, Optimierungsvorschläge des Sensordesigns direkt für den jeweiligen Herstellungsprozeß zu erarbeiten und bereits am Anfang der Prototypproduktion einzusetzen.

Bestrahlungsszenarien

Auf die gleiche Art und Weise können auch Effekte von strahleninduzierter Schädigung in realen Sensorgeometrien mit Hilfe von Simulationen untersucht werden, in dem die Veränderungen der makroskopischen Eigenschaften in Form von Parametersätzen der verschiedenen Bestrahlungsszenarien verwendet werden. Für die Veränderung der Siliziumkristalleigenschaften können die von ROSE entwickelten und im Rahmen der Entwicklung des ATLAS Pixelsensors zum Einsatz gekommenen Parametrisierungen verwendet werden. Diese stehen sowohl für herkömmliches Silizium als auch für das strahlungstolerantere sauerstoffangereicherte Silizium zur Verfügung (siehe Abschnitt 6.2). In der Simulation kann beispielsweise das strahlungsinduziert veränderte Depletionsverhalten durch die Anpassung der effektiven Dotierungskonzentration N_{eff} gemäß der entsprechenden Bestrahlungsfluenz und Ausheilungszeit mit der bekannten Parametrisierung berücksichtigt werden.

Ähnlich verhält es sich mit der Berücksichtung von strahlungsinduzierten Oberflächenschäden, da auch die wesentlichen Einflußparameter je nach Bestrahlungsdosis angepaßt werden können. Allerdings bestehen hier noch nicht so detaillierte Parametrisierungen für die strahlungsinduzierten Veränderungen der makroskopisch meßbaren Einflußgrößen N_{ox} und S_0, da anders als bei den Kristallschäden verstärkt Prozeßabhängigkeiten zu beachten sind. Die Schädigung der Si-Si0_2-Grenzfläche ist nämlich durchaus von den anfänglichen Gegebenheiten an der Grenzfläche abhängig, so daß verschiedene Prozesse eine Rolle bei der Schädigung spielen. Deshalb ist es notwendig, diese Oberflächenschäden prozeßabhängig zu charakterisieren, um eine korrekte Berücksichtigung von allen Bestrahlungsszenarien zur Optimierung des Sensordesigns mittels Bauelementesimulaton zur Verfügung zu haben. Erste systematische Untersuchungen, die solche Oberflächenschädigung prozeßabhängig behandeln, existieren bereits [Wüs 00, Wüs 01], die auch noch fortgeführt werden.

Insgesamt steht also mit den verschiedenen, erprobten Designkomponenten des ATLAS Pixelsensors sowie mit der Möglichkeit, Sensoren prozeßabhängig in verschiedenen Bestrahlungsszenarien simulieren zu können, eine weitreichende Entwicklungsumgebung für zukünftige Einsatzgebiete von Silizium Pixelsensoren zur Verfügung.

8.3 Verschiedene Anwendungen

Mit dieser Entwicklungsumgebung können nun Pixelsensoren entwickelt und entworfen werden, die für die Anforderungen der jeweiligen Anwendungen optimiert sind. Spezielle Zielsetzung der in dieser Arbeit dargestellten Entwicklung eines Silizium Pixelsensors war der Einsatz in der Teilchenphysik, als Spurdetektor im Zentrum des ATLAS-Experimentes unter den extremen Strahlenbelastungen des LHC. Obwohl dementsprechend viele Designdetails auf die spezielle Anwendung in der Teilchenphysik hin bezogen sind, ist eine Übertragung der Entwicklungsstrategie und der gewonnenen Ergebnisse auch auf andere Anwendungsgebiete gegeben.

Teilchenphysik

Für den ATLAS Pixelsensor ist die Entwicklungsarbeit nunmehr abgeschlossen, und der endgültige Sensor ist bereits in der Produktionsphase. Die Maskenentwürfe für den doppelseitigen 4-Zoll Produktionswafer, die im Rahmen dieser Arbeit erstellt wurden, sind im Spätsommer 2000 an zwei Hersteller submittiert worden. In Abbildung 8.1 ist eine Skizze dieses Maskenentwurfes mit allen auf ihm enthaltenen Strukturen zu sehen. Neben jeweils drei kompletten Sensorbausteinen im SMD-Design für den Modulbau des ATLAS Pixeldetektors, sind sechs Einzelchipsensoren darauf zu finden, die zusammen mit der Ausleseelektronik als Test- und Monitorsensor für die Qualitätskontrolle während der mehrjährigen Produktionsphase dienen werden.

Daneben sind eine Reihe von weiteren, auf Sensoreigenschaften bezogene Test- und Monitorstrukturen auf dem Produktionswafer zu finden, die zum Teil neu entworfen worden sind. Dazu gehören unter anderem eine modifizierte, den Bedürfnissen der Qualitätskontrolle angepaßte GCD-Struktur zur Überwachung der relevanten Oberflächenparameter. Eine MOSFET-Struktur zur Messung der p-Spray-Dosis im moderierten und nicht moderierten Bereich. Diodenstrukturen zur Untersuchung und Überwachung von Bulkparametern vor und nach Strahlenschäden, zu denen beispielsweise die für die Strahlentoleranz des Materials wichtige Sauerstoffkonzentration gehört, sind ebenso berücksichtigt wie weitere reale Sensorstrukturen, die zu Bestrahlungszwecken dienen sollen und neben ihrer üblichen Funktion auch eine vereinfachte Messung von Zwischenpixelwiderständen und -kapazitäten erlauben. Die ersten, Anfang diesen Jahres gelieferten Sensoren der Vorserie zeigten zufriedenstellende Ergebnisse.

Weitergehende Anpassungen des Sensorentwurfs, zum Beispiel für das MCM-D Modulkonzept, das in der B-Lage zum Einsatz kommen soll, sind bereits vorhanden und müssen lediglich bei Bedarf auf dem zugehörigen Maskenentwurf realisiert werden. Dazu gehören unter anderem mehrere Möglichkeiten eines Bricked-Designs auf Grundlage des endgültigen Designs der Pixelzelle und ein spezieller Passivierungsmaskenentwurf, der den Anforderungen der weiteren Dünnfilmprozessierung entspricht.

Darüberhinaus wird das Design des ATLAS Pixelsensor auch bei weiteren Teilchenphysikexperimenten, die ein vergleichbares Anforderungsprofil insbesondere hinsichtlich der Strahlenbelastung aufweisen, zum Einsatz kommen. Dafür sind die wesentlichen Designkomponenten dieses Pixelsensors den jeweiligen Kollaborationen zur Verfügung gestellt worden und müssen nur noch an die geometrischen Anforderungen wie Modul- und Pixelgröße angepaßt werden.

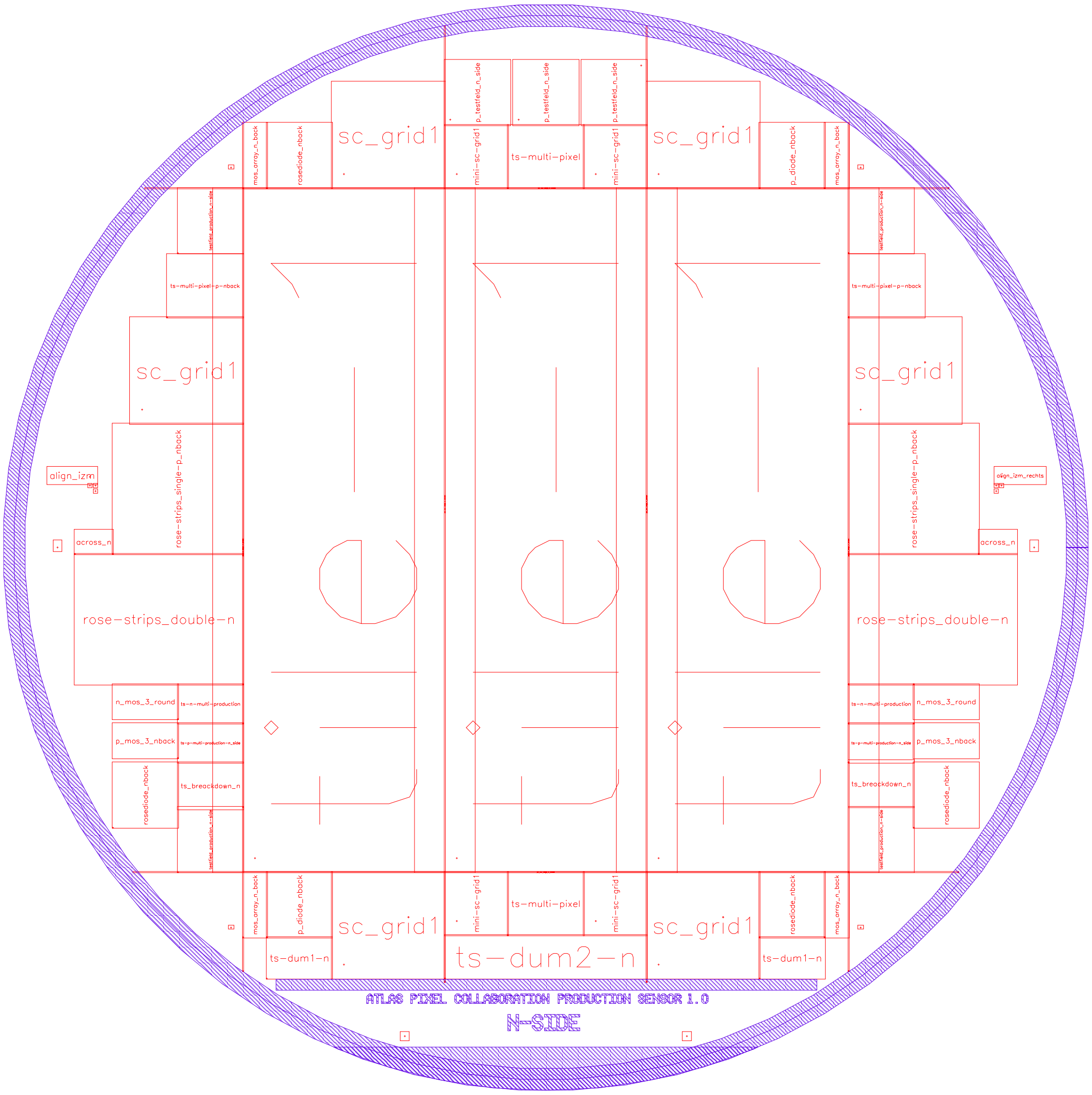


Abbildung 8.1: Skizze der n-Seite des Maskenentwurfes für den Produktionswafer des ATLAS Pixelsensors. In der Mitte sind die drei kompletten Sensorbausteine für die Module zu sehen; außen liegen die SC-Sensoren sowie die verschiedenen Test- und Monitorstrukturen zur Qualitätskontrolle.

Weitere Anwendungen

Durch eine jeweilige Berücksichtigung des spezifischen Anforderungenprofils ist auch eine Übertragung auf andere Anwendungsgebiete gegeben, denn durch die Vielzahl der verfügbaren Designkomponenten bieten sich hierfür weitreichende Möglichkeiten. Als vielversprechende Anwendungsgebiete, in denen schnelle und hochauflösende Detektorsysteme wie ein hybrider Pixeldetektor gefragt sind, sind hier Materialuntersuchungen, biologische sowie medizinische Anwendungen zu nennen. Erste Übertragungen auf einen quadratischen pn-Pixelsensor aus Silizium für den MPEC [Fis 00] für Anwendung in der Autoradiographie sind bereits erfolgreich durchgeführt worden (siehe Abschnitt 4.2). Darüberhinaus sind weitere biologische und medizinische Anwendungen, wie digitales Röntgen und die Entwicklung einer Comptonkamera mit hybriden Pixeldetektoren durchaus interessant. Zwar ist Silizium wegen seiner vergleichsweise geringen Dichte für die Detektion von Röntgen- bzw. Gammastrahlung sicher nicht das optimale Material, setzt aber in Vergleich zu anderen Materialien wie CdTe und GaAs immer noch Standards bezüglich Homogenität, Energie-, Ortsauflösung und Weiterverarbeitbarkeit, die für großflächige Detektorsysteme zwingend sind.

Auf ein mögliches Anwendungsgebiet für einen hybriden Pixeldetektor sein hier extra hingewiesen, da es in Bezug auf Strahlungstoleranz ähnlich hohe Anforderungen stellt wie die Teilchenphysik. Bei Materialuntersuchungen mittels Röntgenstrahlung, ist nämlich neben der hohen Ortsauflösung und schnellen Verfügbarkeit der Bilder, ebenfalls ein sehr strahlungstolerantes System gefragt, da aufgrund der hohen Dichte der zu untersuchenden Materialien sehr hohe Dosen verwendet werden. Gerade das robuste und strahlungstolerante Pixelsensordesign des ATLAS-Experimentes bietet hier gute Vorraussetzung für eine Entwicklung eines solches Sensors. Erste Überlegungen in diese Richtung werden zur Zeit unternommen.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Die vom ATLAS-Experiment gestellten Anforderungen an alle Subsysteme, insbesondere für den Pixeldetektor sind groß. Vor allem anderen ist die mit einer Fluenz von bis zu 10^{15} n_{eq} cm^{-2} extreme Strahlenbelastung die entscheidende Herausforderung bei der Entwicklung des gesamten Pixeldetektors. Für die Anwendung von hybriden Pixeldetektoren in der Teilchenphysik stößt auch die Größe des Systems mit einer aktiven Fläche von etwa 2 m^2 in neue Dimensionen vor. Das macht Testbarkeit, Fehlertoleranz und Stabilität zu wichtigen und neuen Anforderungen für alle Komponenten des ATLAS Pixeldetektor.

Der ATLAS Pixelsystem besitzt ungefähr 2000 Modulen, die jeweils aus einem Sensor, 16 Auslesechips und weiteren Bauteilen bestehen und je Modul insgesamt 46080 Pixel der Größe $50 \cdot 400$ $\mu\mathrm{m}^2$ aufweisen. Die Entwicklung des Sensorbausteins für diesen hybriden Pixeldetektor war Gegenstand dieser Arbeit. Die Strategie bei der Entwicklung war, die Erstellung eines strahlentoleranten Pixelsensordesigns von der Optimierung der Strahlentoleranz des Siliziummaterials zu trennen. So wurden verschiedene Designoptionen entworfen, produziert und getestet, wobei zugleich auch die Verwendung von strahlungstoleranterem Siliziummaterial berücksichtigt wurde.

Der Sensor selbst besteht aus einem n-seitig segmentierten Siliziumsensor, das heißt die eigentlichen Pixel sind durch n^+-Implantationen auf hochohmigem n-Silizium realisiert. Der für die Ausbildung der Verarmungszone notwendige pn-Übergang befindet sich dabei auf der rückwärtigen Seite. Zwar führt dieses Konzept wegen der doppelseitigen Prozessierung zu höheren Herstellungskosten, erlaubt dafür aber nach strahlungsinduzierter Typinversion des n-Substrats einen Betrieb bei nur teilweiser Verarmung. Da die Verarmungsspannung in späteren Phasen des Experiments bis zur maximalen Betriebsspannung von 600 V erhöht werden muß, um noch eine genügende Verarmung von mindestens 100 μm zu erzielen, ist darauf zu achten, daß die nur einige 10 μm entfernte Ausleseelektronik nicht durch Spannungsüberschläge vom Sensor gefährdet wird. Deshalb soll die gesamte segmentierte n-Seite des Sensors nahe Erdpotential gehalten werden. Dazu ist erstmalig nur auf der p-Seite eine Schutzringstruktur eingesetzt worden, die den Hochspannungsbereich von der Schnittkante des Sensors trennt und in der

Lage ist, Spannungsdifferenzen von 1000 V und mehr auch nach Strahlenschädigung standzuhalten.

Ein weiteres Detail des ATLAS Pixelsensors ist die Integration eines Punch-Through-Biasnetzwerkes, um den Sensor auch ohne Ausleseelektronik sinnvoll testen zu können. Mit Hilfe dieser Spannungszuführung ist es möglich, sowohl statische Messungen wie IV- und CV-Charakterisierung als auch dynamische Messungen wie Ladungssammlung mit Hilfe der Signalerzeugung durch α-Teilchen oder Lasereinschuß sinnvoll durchzuführen. Im späterem Einsatz als Sensor eines hybriden Pixeldetektors verliert das Biasnetz seine Funktion der Spannungszuführung, hält aber weiterhin versehentlich unkontaktierte Pixel nahe dem Erdpotential und schützt somit deren Umgebung.

Zur Verbesserung der Strahlentoleranz des Siliziummaterials wird der ATLAS Pixelsensor mit sauerstoffangereichertem Silizium produziert, da dieses Material gegenüber geladenen Hadronen deutliche Vorteile hinsichtlich der strahleninduzierten Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration hat. Mit diesem Material ist es möglich, einen Sensor auch nach einer Strahlenschädigung von mehr als 10^{15} n_{eq} cm^{-2} bei 600 V komplett zu verarmen. Es konnten keine nachteiligen Effekte dieses Materials hinsichtlich der Produktion von Siliziumpixelsensoren festgestellt werden.

Um die n$^+$-Pixel auf n-Substrat elektrisch voneinander zu isolieren sind verschiedene Isolationstechniken getestet worden. Die Isolationstechnik bestimmt dabei maßgeblich die Strahlentoleranz des Pixeldesign, insbesondere hinsichtlich der Spannungsstabilität nach Bestrahlung. Während die p-Stop-Technologie nach Bestrahlung zu einer schlechten Spannungsstabilität mit hohen Rauschwerten führt, zeigen Sensoren mit p-Spray-Isolationstechnik nach Bestrahlung durchweg Spannungsstabilitäten von 1000 V und mehr. Um auch die Spannungsstabilität vor Bestrahlung zu erhöhen, kommt beim ATLAS Pixelsensor eine lateral moderierte p-Spray-Isolationtechnologie zum Einsatz, die die kritischen Feldmaxima an den Grenzen der n$^+$-Implantation minimiert. Sensoren mit einer solchen Isolationtechnik zeigten ein ebenso gutes Verhalten nach Bestrahlung wie Sensoren mit Standard p-Spray Technologie, sind aber vor Bestrahlung um einige hundert Volt spannungsfester. Tests an speziellen Teststrukturen, die mit niederenergetischen Elektronen bis über die Designdosis von 500 kGy hinaus bestrahlt wurden, zeigten eine maximale effektive Abnahme der p-Spray-Schicht von $1.4 \cdot 10^{12}$ cm^{-2}, also kompatibel mit der erwarteten strahlungsinduzierten Erhöhung der festen Oxidladungen an der Si-Si0_2-Grenzschicht. Unter Spannung bestrahlte SC-Sensoren des endgültigen Designs mit moderierter p-Spray-Technik zeigten auch nach ebenso starker Oberflächenschädigung eine ausreichende elektrische Funktionalität ohne Verlust der Isolation zwischen den Pixeln. Eine Borimplantationsdosis von $3.0 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} im Hochdosisbereich garantiert also eine ausreichende Isolation vor und nach Strahlenschädigung.

Es konnte nachgewiesen werden, daß n-auf-n Sensoren mit p-Spray-Technologie aufgrund des zusätzlichen pn-Überganges vom p-Spray zum n-Substrat eine Abschnürung der Kanäle vor Erreichen der Depletionsspannung zeigen. Damit ist ein solcher Sensor anders als vergleichbare p$^+$n-Detektoren schon unterhalb der Spannung für vollständige Verarmung nahezu komplett sensitiv. Je nach Konfiguration der p-Spray-Schicht beträgt der Unterschied zwischen Abschnürspannung und Depletionsspannung 20 V.

Das Design der Pixelzelle ist ein Ergebnis intensiver Designstudien sowie zweier Prototypiterationen. Das ursprünglich favorisierte Design mit einer unkontaktierten n^+-Ringimplantation zur gleichzeitigen Minimierung des Übersprechens und der Gesamtkapazität, zeigte inakzeptable Ladungsverluste im Randbereich des Pixel, die auf diese n^+-Ringe zurückgeführt wurden. Ein Design ohne solche zusätzlichen Implantationen, sondern mit einer einfachen 20 μm breiten Implantationslücke zeigte keine Ladungssammlungsverluste im Randbereich. Ein Ladungssammlungsverlust im Bereich des Biasnetzwerkes konnte durch Integration des Bias-Dots innerhalb der n^+-Pixelimplantation lokal eingegrenzt und minimiert werden, so daß auch in diesem Bereich von knapp 20 μm Durchmesser noch mehr als 80% der Signalladung in die Ausleseelektronik gelangen. Mit Auslesechips verbundene Prototypsensoren zeigten sowohl vor als nach Bestrahlung Ortsauflösungen, die im Bereich der vom Experiment geforderten Anforderungen liegen. Eine ziegelsteinartige Anordnung der Pixelzellen verbessert das Auflösungsvermögen in der langen Pixelrichtung deutlich.

Zur Untersuchung der Ausbeute sind drei verschiedene Konfigurationen der Spannungszuführung im zweiten Prototypen über das Biasnetzwerk getestet worden. Die Designs mit dem Biasnetzwerk durch integrierte Bias-Dots zeigten eine deutlich höhere Ausbeute als das Design mit einer implantierten Biasimplantation außerhalb der Pixelimplantationen, die alle einen Durchbruch in einem engen Spannungsbereich zeigten. Dieses Verhalten konnte mit Hilfe von 3D-Bauelementesimulationen auf die zu große Entfernung der Biasimplantation zur Pixelimplantation zurückgeführt werden, so daß das Biasnetzwerk nicht korrekt funktionierte.

Durch die kombinierte Entwicklungsstrategie des ATLAS Pixelsensors getrennt nach Design und Material steht ein für die Anwendung unter extremen Strahlenbelastungen geeigneter Pixelsensor zur Verfügung. Dieser Pixelsensor ist in der Lage alle Anforderungen, die der Einsatz im ATLAS Pixeldetektor am LHC erfordert, zu erfüllen und kann ohne größere Anpassungen ebenso in anderen Teilchenphysikexperimenten mit hoher Strahlenbelastung eingesetzt werden. Darüberhinaus stehen nun auch eine Reihe von weiteren Design- und Entwicklungselementen zur Verfügung, die zukünftig eine Übertragung dieser Sensorentwicklung auf andere Anwendungen zum Beispiel in der Materialforschung und Medizin eröffnen. Zum einen gehören dazu die verschiedenen Designkomponenten von Pixelsensoren, die aus der Entwicklung des ATLAS Pixelsensors stammen. Zum anderen erlauben FE-Bauelementesimulationen eine weitreichende Analyse und Optimierung von bereits vorhandenen oder noch in der Entwicklung befindlichen Sensordesigns in verschiedenen Betriebsmodi, die Prozeßabhängigkeiten ebenso umfassen können wie Strahlenschädigung innerhalb eines Bestrahlungsszenarios.

Literaturverzeichnis

[Ala 97] M. S. Alam et al., *Technical Spezification of the First Prototype Pixel Sensors for ATLAS*, ATLAS Inner Detektor Note, No. 180, 1997.

[Ala 01] M. S. Alam et al., *The ATLAS silicon pixel sensors.* Nucl. Instr. and Meth. **A 456**(2001), 217-232.

[And 98] L. Andricek et al., *Single sided* p^+n *and double sided slicon strip detektors exposed up to* $2 \cdot 1014\ \mathrm{cm}^{-2}$ *24 GeV protons.* Nucl. Instr. and Meth. **A 409**(1998), 184-193.

[And 00] L. Andricek et al., *Design and Test of Radiation Hard* p^+n *Silicon Strip Detectors for the ATLAS SCT.* Nucl. Instr. and Meth. **A 439**(2000), 427-441.

[ATL 97a] ATLAS Collaboration, *Inner Detector Technical Design Report 4,5*, CERN / LHCC /97-17 und CERN / LHCC / 97-17, Genf, 1997.

[ATL 96a] ATLAS Collaboration, *Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report 11*, CERN / LHCC /96-41, Genf, 1996.

[ATL 96b] ATLAS Collaboration, *Tile Calorimeter Technical Design Report 11*, CERN / LHCC /96-42, Genf, 1996.

[ATL 97a] ATLAS Collaboration, *Muon Spectrometer Technical Design Report 11*, CERN / LHCC /97-22, Genf, 1997.

[ATL 98] ATLAS Collaboration, *Pixel Detektor Technical Design Report 11*, CERN / LHCC /98-11, Genf, 1998.

[ATL 99] ATLAS Collaboration, *Detektor and Physics Performance Technical Design Report 14,15*, CERN / LHCC /99-14 und CERN / LHCC / 97-15, Genf, 1999.

[Azz 96] P. Azzi et al., *Radiation damage experience at CDF with SVX.* Nucl. Instr. and Meth., **A 383**(1996), 155-158.

[Bar 00] V. Bartsch *Dreidimensionale Bauelementesimulation verschiedener Prototyp-Designs für den ATLAS-Pixelsensor*. Diplomarbeit, Universität Dortmund, Experimentelle Physik IV, Dortmund, 2000.

[Bar 99] V. Bartsch, *Bauelementesimulation von GCD-Strukturen mit dem Programmpaket ISE-TCAD ATLAS-Pixelsensor*. Hauptpraktikumsbericht, Universität Dortmund, Experimentelle Physik IV, Dortmund, 1999.

[Bäs 00] O. Bäsken et al., *First MCM-D Modules for the B-Physics Layer of the ATLAS Pixel Detector*. IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol.47, No.3, Juni 2000, 745-750.

[Bat 93] S. Bates et al., *Study of neutron induced irradiated silicon counters with a fast amplifier*. Nucl. Instr. and Meth. **A 337**(1993), 934.

[Bec 00] C. Becker et al. *Gate-controlled Diodes for characterization of the Si-*Si_2 *interface with respect to surface effects of silicon detectors.* Nucl. Instr. and Meth. **A 444**(2000), 605-613.

[Bis 93] A. Bischoff et al., *Breakdown protection and long-term stabilitation for Si-detectors*. Nucl. Instr. and Meth. **A 326**(1993), 27-37.

[Bla 00] L. Blanquart et al., *Pixel readout electronics for LHC and biomedical applications*. Nucl. Instr. and Meth. **A 439**(2000), 403-412.

[Bor 01] A. Borowski *Untersuchung zur Bestimmung der Verarmungsspannung an ATLAS Pixeldetektoren*. Diplomarbeit, Universität Dortmund, Experimentelle Physik IV, Dortmund, in Vorbereitung.

[Brä 89] D. Bräuning, *Wirkung hochenergetischer Strahlung auf Halbleiterbauelemente*. Springer Verlag, Berlin, 1989.

[DEBE] *Homepage der Dortmund Irradiation Facility*. http://www.Physik.Uni-Dortmund.DE/E4/english/debe/
Dortmund, 1999.

[D'Au 99] S. D'Auria et al., *Radiation resistance of ATLAS pixel sensors*. Nuclear Physics **B 78** (1999), 639-644.

[Der 75] G. F. Derbenwick and B. L. Gregory, *IEEE Trans. Sci. NS-22 (1975), 2151.*

[Dep 00] G. Deputch et al., *Simulation and Measurements of Monolithic Active Pixel Sensors*. Vorgetragen auf der PIXEL 2000 Konferenz, Genua, Juni 2000, zu veröffentlichen in NIM A.

[Fei 97] H. Feick, *Radiation Tolerance of Silicon Particle Detectors for High-Energy Particle Physics Experimens* Dissertation im Fachbereich Physik der Universität Hamburg, Hamburg, 1997.

[Fis 98] P. Fischer et al., *A counting pixel readout chip for imaging application*, Nucl. Instr. and Meth. **A 405**(1998), 53-59.

[Fis 00] P. Fischer et al., *A photon counting pixel chip with energy windowing*, IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol.47, No.3, Juni 2000, 881-884.

[Gaj 92] H. Gajewski et al., *ToSCA Handbuch*, Berlin, 1992.

[Gem 01] C. Gemme, private Mitteilung, Genf, 2001.

[Göß 96] C. Gößling et al. *Irradiation tests of double sided silicon detectors optimized for the ATLAS-inner-detector-region*, Nucl. Instr. and Meth. **A 377**(1996), 284.

[Gos 59] B. R. Gossick, *Disordered regions in semiconductors bombarded by fast neutrons.* Journal of Applied Physics, 30(6), 1959.

[Gov 85] J. E. Gover and J. R. Strour, *Basic radiation effects in nuclear power electronics technology.* Technical Report SAND85-0776, Sandia National Laboratories, May 1985.

[Gro 00] S. Groß, *Untersuchung der Eigenschaften der GCD Struktur anhand verschiedener Meßmethoden zur Vorbereitung einer vergleichenden Analyse prozeßabhängiger Oberflächenparameter von Silizium Detektoren.* Hauptpraktikumsbericht, Universität Dortmund, Experimentelle Physik IV, Dortmund, 2000.

[Gro 66] A. S. Grove, D. J. Fitzgerald *Surface effects on p-n-junctions: characteristics of surface space-charge regions under non-equilibrium conditions.* Solid State Electronics 9, 1966, 783-806.

[Gru 94] C. Grupen, *Teilchendetektoren.* BI-Wiss.-Verlag, Mannheim, Leipzig, Wien, Zürich, 1993.

[HCP 73] *Handbook of Chemistry and Physics,* 54^{th} *Edition.* CRC Press, Cleveland, Ohio,1973.

[Hüg 97] F Hügging, *Der erste ATLAS Pixelsensor Prototyp - Vorstellung und Analyse des Designs.*Diplomarbeit, Universität Dortmund, Experimentelle Physik IV, Dortmund, 1997.

[Hüg 00] F Hügging et al. *Design and test of pixel sensors for operation in severe radiation enviroments.* Nucl. Instr. and Meth. **A 439** (200) 529-535.

[Hut 98] H. Hutter, *Molekular-Dynamik-Simulationen zu Strahlenschäden in Silizium.* Dissertation, Universität Dortmund, Dortmund, 1998.

[ISE 99a] ISE Integrated Systems Engineering *ISE TCAD Manuals, Release 6.0* Handbuch, Zürich, 1999.

[ISE 99b] ISE Integrated Systems Engineering, *ISE TCAD Manuals, Dessis, Release 6.0, Volume 5* Handbuch, Zürich, 1999, Seite 16 · 118.

[Kem 84] J. Kemmer, *Improvements of detektor fabrication by the planar process.* Nucl. Instr. and Meth. **A 226** (1984) 86.

[Kem 88] J. Kemmer und G. Lutz., *New Strutures for Position Sensitive Detektors.* Nucl. Instr. and Meth. **A 273** (1988) 588.

[Kle 96] P. Klein, *Entwicklung, Bau und Test eines Halbleiter-Bildzellendetektors für den Einsatz in der Teilchenphysik.* Dissertation an der Fakultät Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, München, 1996. MPI-PhE/96-09.

[Kra 01] O. Krasel, private Mitteilung, Dortmund, 2001.

[Küs 97] S. Küstermann, *Untersuchungen zu strukturabhängigen Strahlenschädigungseffekten bei Siliziumdetektoren.* Diplomarbeit, Universität Dortmund, Experimentelle Physik IV, 1997.

[Leo 94] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments - A How-to Approach.* Springer, Berlin, New York, 2nd revised edition, 1994.

[Lic 99] C. Lichau, *Untersuchung von ionisationsinduzierten Oberflächeneffekten bei Siliziumstrukturen in Abhängigkeit verschiedener Bestrahlungsparameter.* Diplomarbeit, Universität Dortmund, Experimentelle Physik IV, Dortmund, 1999.

[Lin 00a] G. Lindström, A. Vasilescu, *Notes of fluence normalisation based on NIEL scaling hypothesis.* ROSE Technical Note, 2000-02, Genf, Juni 2000.

[Lin 00b] G. Lindström et al., *Radition Hard Silicon Detectors - Developments by the RD48 (ROSE) Collaboration* -. submitted to the 4^{th} International Symposium on Developments and Application of Semiconductor Tracking Detectors, Hiroshima, März 2000, in Druck bei Nucl. Instr. and Meth. A.

[vLin 80] V. A. J. van Lint et al., *Mechanisms of Radiation Effects in Electronic Materials, Vol. 1.* John Wiley & Sons, Chichester, 1980.

[Lud 56] G. W. Ludwig and R. L. Watters, *Drift and Conductivity Mobility in Silicon.* Physical Review, **101(6)**, 1956.

[Lut 97a] G. Lutz et al., *Streifendetektor.* Patentoffenlegungschrift OS 19620081A121.11.97., München, 1997.

[Lut 99] G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors.* Springer, Berlin, New York, 1999.

[Mac 97] J. H. MacDonald et al., *A CCD-based tissue imaging system.* Nucl. Instr & Meth. **A 392** (1997) 220-226.

[McG 89] J. M. McGarrity, F. B. McLean, T. R. Oldham, and H. E. Boesch jr., *Ionizing Radiation Effects in MOS-Devices* aus *Semiconductor Silicon – Material Science and Technologie* herausgegeben von G. Harbecke und M. Schulz; Springer Verlag, Berlin, New York, 1989.

[Mol 99] M. Moll, *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors - Mikroscopic Defects and Macroskopic Properties.* Dissertation im Fachbereich Physik der Universität Hamburg, Hamburg, 1999.

[Mor 54] F. J. Morin et al., *Electrical Properties of Silicon containing arsenic and boron Impurities.* Phys. Ref. 96, 1954.

[Nee 00] W. Neeser, *Entwicklung eines Bioscope Systems aus DEPFET-Matrizen.* Dissertation an der der Rheinschen Friederich-Wilhelms-Universität Bonn, BONN-IR-2000-06, Bonn, 2000.

[Nic 82] E. H. Nicollian and J. R. Brews, *MOS Physics and Technology.* John Wiley & Sons, New York, 1982.

[Ove 98] M. Overdick, *Digital autoradiophy using silicon strip detectors.* Dissertation an der der Rheinschen Friederich-Wilhelms-Universität Bonn, Bonn 2000.

[NRW] *Forschungsverbund Halbleiter-Mikrosensorik NRW.* Ministerium für Forschung und Wissenschaft des Landes Nordrhein-Westfalens, IV A5 106 001 98.

[Pet 99] M. Peters, *Untersuchungen zum Einfluß der Si-*SiO_2*-Grenzfläche bei feinsegmentierten Siliziumdetektoren nach Strahlenschädigung.* Diplomarbeit, Universität Dortmund, Experimentelle Physik IV, Dortmund, 1999.

[Rag 00a] F. Ragusa et al., *Recent developments in the ATLAS pixel detector.* Nucl. Instr & Meth. **A 447** (2000) 184-193.

[Rag 00b] F. Ragusa, *The ATLAS pixel detector*, vorgetragen auf dem 237. WE-Heraeus-Seminar *Semiconductor Radiation Detectors in Particle Physics and Biomedical Imaging* im Physikzentrum Bad-Honnef, Juni 2000.

[Ric 96] R. H. Richter et al., *Strip Detector Design for ATLAS and HERA-B Using Two-Dimensional Device Simulation.* Nucl. Instr & Meth. **A 377** (1996) 412-421.

[Rob 99] F. Robinson et al., *Noise studies of n-strip on n-bulk silicon microstrip detectors using fast binary readout electronics after irradiation to* $3 \cdot 10^{14} p\ cm^{-2}$. Nucl. Instr & Meth. **A 426** (1999) 28-33.

[Roh 95] T. Rohe, *Simulation statischer Eigenschaften von Halbleiterdetektoren mit dem Programmpaket ToSCA*. Hauptpraktikum, Universität Dortmund, Experimentelle Physik IV, Dortmund, 1995.

[Roh 96] T. Rohe, *Charakterisierung von Oberflächeneffekten an Siliziumdetektoren durch Bauelementesimulation und Vergleich mit Messung*. Diplomarbeit, Universität Dortmund, Experimentelle Physik IV, Dortmund, 1996.

[Roh 97] T. Rohe et al., *Sensor Design for the ATLAS-Pixel Detektor*, Nucl. Instr and Meth. **A 409** (1998), 224-228.

[Roh 99] T. Rohe, *Planung, Konzeption und Bau eines Pixel-Sensors für die Einsatz unter extremen Strahlenbelastungen am LHC*. Dissertation an der Fakultät für Physik der Ludwigs-Maximilians-Universität München, München, 1999.

[Roh 01] T. Rohe et al. *Design and test of pixel sensors for the ATLAS pixel detector*. Nucl. Instr and Meth. **A 460** (2001), 55-66.

[ROS 96] THE ROSE Collaboration, RD48, CERN / LHCC /96-23, Genf, 1996.

[ROS 99] ROSE Collaboration 3rd *Status Report*. CERN / LHCC /2000-09, LEB Status Report/RD48, Genf, 1999.

[Sel 84] S. Selberherr, *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices*. Springer-Verlag, Wien, 1984.

[Sno 67] E. H. Snow, A. S. Grove und D. J. Fitzgerald *Proc. IEEE,* **55** (1967), 1168.

[Sno 92] W. Snoeys et al., *A new interated pixel detector for high-energy physics*. IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol.39, 1992, 1263-1269.

[Str 93] N. Strecker, *Der 2D–Technologiesimulator DIOS Version 3.3, Sun–Sparc; Nutzerhandbuch,* Zürich,1993.

[Sze 81] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1981.

[Sze 85] S. M. Sze, *Semiconductor Devices, Physics and Technology*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1985.

[Tro 00] C. Troncon et al., *Detailed Studies of the ATLAS Pixel Detectors*.IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol.47, No.3, Juni 2000, 737-744.

[Tro 01] C. Troncon et al., *A measurement of lorentz angle and spatial resolution of radiation hard silicon pixel sensors*. Akzeptiert zur Veröffentlichung bei Nucl. Instr. and Meth..

[Tsv 92] I. Tsveybak et al., *Fast Neutron-Induced Changes in Net Impurity Concentration of High-Resistivity Silicon*.IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol.39, No.6, 1992, 1720.

[Tya 91] M. S. Tyagi, *Introduction to Semiconductor Materials and Devices.* John Wiley & Sons, Inc., New York, 1991.

[Win 76] P. S. Winokur and W. M. Sokoloski, *1976 Appl. Phys. Lett.* **28**, 627.

[Wun 92] R. Wunstorf, *Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Siliziumdetektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten.* Dissertation im Fachbereich Physik der Universität Hamburg, Hamburg, 1992.

[Wun 96a] R. Wunstorf et al., *Damage-Induced Surface Effects in Silicon Detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **A 377**(1996), 290.

[Wun 96b] R. Wunstorf et al., *Investigations of Donor and Acceptor Removal and long Term Annealing in Silicon with Different Boran/Phosphorus Ratios*, Nucl. Instr. and Meth. **A 377**(1996), 228.

[Wun 97a] R. Wunstorf, *Radiation Hardness of Silicon Detektors: Current Status.* IEEE Trans. on Nucl. Sci., Vol.44, No.3, June 1997, 806.

[Wun 97b] R. Wunstorf, T. Rohe, A. Rolf, *Simulation of irradiation-induced surface effects in silicon detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **A 388**(1997), 308.

[Wun 01] R. Wunstorf, A. Borowski, F. Hügging, G. Lutz, R. H. Richter, T. Rohe, J. Wüstenfeld, *Radiation tolerance of p-spray isolation*, zu veröffentlichen.

[Wüs 99] J. Wüstenfeld et al., *Influence of surface damage on highly segmented silicon detectors.* Il Nuovo Cimento, Vol. 112 A, N.11, November 1999.

[Wüs 97] J. Wüstenfeld *Untersuchung zur Designabhängigkeit charakteristischer Parameter bei Silizium-Detektoren.* Diplomarbeit, Universität Dortmund, Experimentelle Physik IV, Dortmund, 1997.

[Wüs 00] J. Wüstenfeld et al., *Surface Effects of different Oxides before and after Ionisation Induced Surface Damage.* Proceedings zu dem RADECS Workshop Radiation Effects on Components and Systems, Louvain-la-Neuve, Belgien, September 2000, Seite 199-204.

[Wüs 01] J. Wüstenfeld, *Characterisation of Ionisation-Induced Surface Effects for the Optimisation of Silicon-Detectors for Particle Physics Applications.* Dissertation am Fachbereich Physik der Universität Dortmund, Dortmund, in Vorbereitung.

Danksagung

Ich möchte die Gelegenheit nutzen, mich bei allen zu bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Claus Gößling für das Vertrauen und die Unterstützung während der letzten Jahre bedanken. Ebenso danke ich für die interessante Aufgabenstellung und die Bereitstellung der für diese Arbeit benötigten Mittel.

Bei Herrn Prof. Dr. Norbert Wermes möchte ich mich für die Übernahme des Zweitgutachtens bedanken.

Besonderen Dank schulde ich Frau Dr. Renate Wunstorf für Ihre intensive Betreuung und ständige Diskussionsbereitschaft während der letzten Jahre sowie für die sorgfältige Durchsicht des Manuskripts. Ohne Ihre ständigen Ermunterungen und Ihre Freundschaft wäre sicherlich vieles schwieriger gewesen.

Eine wichtige Vorraussetzung für das Gelingen dieser Arbeit war das hervorragende Klima in der Arbeitgruppe Experimentelle Physik IV. Allen, die in den letzten Jahren dazu beigetragen haben, sei an dieser Stelle herzlich gedankt. Besonders zu erwähnen sind Jens Wüstenfeld, Olaf Krasel und Theo Villett, deren Gespräche zu allen Dingen des Lebens mir stets viel Freude gemacht haben. Es war eine schöne Zeit, die mir sicherlich immer im Gedächtnis bleiben wird.

Zum Erfolg dieser Arbeit hat nicht zuletzt auch die gute Atmosphäre in der ATLAS-Pixelkollaboration beigetragen. Allen daran beteiligten Personen sei an dieser Stelle gedankt, auch wenn sie aus Platzgründen nicht namentlich erwähnt werden können. Insbesondere sei an dieser Stelle Herrn Tilman Rohe und Herrn Rainer Richter vom MPI-Halbleiterlabor in München für die vielen fruchtbaren Diskussionen gedankt.

Zum Schluß will ich ganz besonders meinen Eltern und meinen Geschwistern mit ihren Familien danken, ohne deren fortwährende Unterstützung ich niemals soweit gekommen wäre. Es ist schön zu wissen, daß es so viele Menschen gibt, die immer für mich da sind. Deshalb möchte ich diese Arbeit Ihnen allen widmen.