

Ladungsträgerverlust  
in strahlengeschädigten  
Siliziumsensoren

Jens Weber



# Ladungsträgerverlust in strahlengeschädigten Siliziumsensoren

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

vorgelegt von  
Dipl.-Phys. Jens Weber  
aus Castrop-Rauxel

## ***II***

---

Erstgutachter: Prof. Dr. C. Gößling, Technische Universität Dortmund

Zweitgutachter: Prof. Dr. Dr. W. Rhode, Technische Universität Dortmund

Tag der mündlichen Prüfung: 14. 03. 2008

Im Rahmen dieser Dissertation entstanden folgende Publikationen:

- Jens Weber, Reiner Klingenberg, *Measurement of Trapping Time Constants in Neutron-Irradiated Silicon Pad Detectors*, Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec. 1 (2006) 143 – 147
- Jens Weber, Reiner Klingenberg, *Free Charge Carriers Trapping Properties in Neutron-Irradiated DOFZ Silicon Pad Detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 54 (2007) 2701 – 2705

Desweiteren befinden sich Publikationen zu folgenden Themen in Vorbereitung:

- Effects of Radiation Damage on Charge Sharing Tracking Methods



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das ATLAS Experiment</b>	<b>5</b>
2.1	Physikalische Fragestellungen . . . . .	5
2.2	Der Large Hadron Collider . . . . .	7
2.3	Das ATLAS Experiment . . . . .	8
2.4	Der Pixeldetektor . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Silizium-Halbleiterdetektoren</b>	<b>19</b>
3.1	Ionisierender Energieverlust in Materie . . . . .	19
3.2	Halbleiterstrukturen . . . . .	22
3.3	Ladungssammlung . . . . .	28
<b>4</b>	<b>Strahlenschäden</b>	<b>33</b>
4.1	Mikroskopische Schäden . . . . .	33
4.2	Makroskopische Auswirkungen . . . . .	37
<b>5</b>	<b>Experimentelle Vorgehensweisen</b>	<b>53</b>
5.1	Teststrukturen und Bestrahlung . . . . .	53
5.2	Messaufbau . . . . .	55
5.3	Bestimmung von Messgrößen . . . . .	61
<b>6</b>	<b>Simulationswerkzeuge</b>	<b>69</b>
6.1	Programmpaket EDCALC . . . . .	69
6.2	Programmpaket CDCALC . . . . .	70
6.3	Programmpaket RACALC . . . . .	72
6.4	Validierung der Simulation . . . . .	73
<b>7</b>	<b>Ergebnisse der Messungen</b>	<b>75</b>
7.1	IV- und CV-Messungen . . . . .	75
7.2	Trappingzeiten . . . . .	80

---

<b>8</b>	<b>Trappingzeit dünner Sensoren</b>	<b>91</b>
8.1	Allgemeines zu epitaktischem Silizium . . . . .	91
8.2	Problematik dünner Sensoren . . . . .	92
8.3	Methode zur Bestimmung von Trappingzeiten . . . . .	93
8.4	Ergebnisse bei Anwendung der Methode . . . . .	97
8.5	Diskussion . . . . .	100
<b>9</b>	<b>Auswirkungen des Trappings</b>	<b>101</b>
9.1	Einfluss auf die Spurpunktbestimmung . . . . .	101
9.2	Austausch der b-Lage . . . . .	109
9.3	Vorhersagen für SuperLHC . . . . .	114
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>117</b>
<b>A</b>	<b>Konstanten</b>	<b>121</b>
A.1	Naturkonstanten . . . . .	121
A.2	Materialeigenschaften von Silizium . . . . .	122
<b>B</b>	<b>ATLAS Standardszenario</b>	<b>123</b>
B.1	Temperaturprofil . . . . .	123
B.2	Bestrahlungsprofil . . . . .	124
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>126</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Teilchenphysik versucht ein tiefes Verständnis der mikroskopischen Strukturen der Materie zu erhalten. So sucht sie nach den fundamentalen Bausteinen - den Elementarteilchen. Zum heutigen Zeitpunkt konnten alle gefundenen Elementarteilchen und ihre Kräfte mit den jeweiligen Austauschpartikeln untereinander in einem Modell zusammengebracht werden. Dieses Modell wird das **Standardmodell** der Teilchenphysik genannt. Jedoch fehlt in diesem Modell bis zum jetzigen Tag noch ein Teilchen, das sogenannte Higgs-Teilchen. Dieses Teilchen ist für die Zuteilung der Masse aller anderen Teilchen verantwortlich und noch nicht experimentell nachgewiesen. Um dieses Teilchen zu finden wird ein neuer Teilchenbeschleuniger errichtet. Durch diesen Teilchenbeschleuniger, der Protonen zur Kollision bringen wird, wird eine Kollisionsenergie erreicht, die bis jetzt durch Menschenhand nicht erreicht worden ist. Dieser neue Teilchenbeschleuniger wird der **Large Hadron Collider** am CERN<sup>1</sup> sein. Die mit dem LHC erreichbare Schwerpunktsenergie wird 14 TeV bei einer Luminosität von  $10^{34}$  cm/s betragen.

Um die aus den Protonenkollisionen entstandenen Teilchen nachweisen zu können, bedarf es eines Detektors. Einer von vier dieser Detektoren am LHC wird der ATLAS<sup>2</sup> Detektor sein. Im Innersten dieses Detektors befindet sich der ATLAS Pixeldetektor, der aus Siliziumsensoren besteht. Seine Aufgabe ist es in Zusammenarbeit mit zwei weiteren Detektorkomponenten die Spur der erzeugten Teilchen im Detektor zu rekonstruieren. Da dies für den Pixeldetektor ganz nah am eigentlichen Wechselwirkungspunkt möglich ist, liefert er Spurpunkte in unmittelbarer Nähe zum Erzeugungsort und zeichnet sich daher durch eine gute Vertexunterscheidung aus, das heißt mit ihm kann zwischen Teilchenursprüngen aus den direkten Kollisionen und aus späteren Zerfällen unterschieden werden. Der Nachweis der Teilchenspur ist möglich, da die erzeugten Teilchen auf ihrem Flug durch den Detektor Energie in den Pixeln durch Ionisation verlieren. Diese Energie in Form von erzeugten Ladungsträgern (Löcher und Elektronen) kann von der Elektronik ausgelesen werden und schlussendlich zu einer Teilchenspur rekonstruiert werden.

---

<sup>1</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>2</sup>A Toroidal LHC Apparatus

Da der Pixeldetektor jedoch sehr nah an der Strahlachse gelegen ist, wird er durch die hohen Wechselwirkungsraten ständig von Teilchen durchflogen. Diese können neben der gewünschten Ionisation, die reversibel ist, auch nicht reversible Schäden an der Kristallstruktur des Siliziumsensors hinterlassen. Die nicht reversiblen Schäden beeinflussen die wichtigste Eigenschaft des Sensors, die deponierte Energie in Form von Ladung zu sammeln. Somit ist, um den Betrieb des Pixeldetektors ausreichend gut gewährleisten zu können, eine genaue Kenntnis über die Effekte der Strahlenschäden und deren Auswirkung auf den Betrieb des Sensors nötig.

Der Effekt mit dem größten Einfluss auf das Ladungssammelverhalten ist das Einfangen (eng.: Trapping) der auf die Ausleseelektrode zudriftenden Ladungsträger. Je höher die Strahlenschäden, umso kleiner ist die Trappingzeit, die prinzipiell mit der Driftgeschwindigkeit kombiniert einer freien Weglänge der Ladungsträger entspricht. Im Gegensatz zur Verarmungsspannung, die sich ebenfalls mit der Bestrahlung ändert, konnte keine Materialabhängigkeit gefunden werden. So konnte durch eine Sauerstoffanreicherung der Anstieg der Verarmungsspannung bei Bestrahlung mit geladenen Hadronen niedriger gehalten werden. Bei Bestrahlung mit neutralen Teilchen (Neutronen) konnte keine Verbesserung erzielt werden. Da für das Trappingzeitverhalten keine Möglichkeit gefunden werden konnte, dies positiv zu beeinflussen, bleibt nur die Charakterisierung ihrer Eigenschaften und eine Vorhersage ihrer Einflüsse auf den Betrieb eines Halbleiterdetektors.

Die klassische Methode, um Einfangzeiten bestimmen zu können, ist die Transient Current Technique (TCT). Diese Methode liefert eine zeitaufgelöste Wiedergabe des Signalverlaufs. Dabei wird Ladung durch Laserbeschuss in den Sensor eingebracht. Bei Verwendung eines Laser, dessen Licht nur knapp in den Sensor eindringt (wenige  $\mu\text{m}$ ) kann zwischen einem Loch- und einem Elektronensignal unterschieden werden. Die Schwierigkeit dieser Methode liegt in der kurzen Signaldauer (wenige ns) und der damit verbundenen schwierigen elektronischen Aufnahme des Signals mit Anstiegszeiten unterhalb 1 ns.

Mit Hilfe der gewonnenen Werte über die Trappingzeiten in Abhängigkeit von der Fluenz können unter weiteren Annahmen, Vorhersagen über die Entwicklung des Pixelsensors gegeben werden. Hierzu zählen Annahmen zur Feldbeschaffenheit, zum Verhalten der Trappingzeiten mit der Temperatur und der Zeit nach der Bestrahlung (Ausheilen der Schäden) sowie das Verhalten der Verarmungsspannung. So können durch Simulationen Vorhersagen über die Spurrekonstruktion der Kernaufgabe des Pixeldetektor gemacht werden. Desweiteren können so Prognosen über die Lebenserwartung unter verschiedenen Szenarien der Sensoren gemacht werden. In der hier vorliegenden Arbeit werden die oben beschriebenen Aspekte erläutert und ihre Resultate dargestellt. In Kapitel 2 wird der physikalische Zusammenhang des Standardmodells näher erläutert. Ebenso wird ein Überblick über den ATLAS Detektor gegeben und insbesondere der Pixeldetektor betrachtet. Die wichtigen Eigenschaften des Siliziums als Halbleiter werden in Kapitel 3 erläutert. Auch wird die Ladungsträgerentstehung im Silizium durch ionisierende Teilchen beschrieben. Nicht reversible Energiedepositionsvorgänge werden in Kapitel 4 geschildert. Dabei handelt es sich um die Vorgänge, die den Sensor schädigen. Zunächst wird eine kur-

---

ze Erläuterung zu den Vorgängen der Strahlenschädigung gegeben. Im Anschluss daran werden die wichtigsten Veränderungen in Bezug auf den Betrieb als Sensor dargestellt. Dies umfasst den Anstieg des Leckstroms, die Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration und damit auch der Verarmungsspannung und dem Trapping, was einem Einfangen von freien driftenden Ladungsträgern entspricht. In Kapitel 5 werden die verwendeten Teststrukturen (Dioden) vorgestellt. Desweiteren werden die Messmethoden zur Bestimmung des Leckstroms, der Verarmungsspannung und der Trappingzeiten beschrieben. Anschließend wird die Vorgehensweise zur Extraktion der gewünschten Parameter aus den gewonnenen Messdaten erläutert. Im folgenden Kapitel 6 werden Programmpakete erläutert, mit denen Prognosen einiger für den Betrieb wichtigen Parameter wie Verarmungsspannung und Ladungssammlung vorhergesagt werden können. Außerdem werden sie für die Analyse einiger Daten benötigt.

Die Analyse der Daten beginnt mit Kapitel 7, wobei hier die Ergebnisse der Leckstrom-, der Verarmungsspannungs- und der Trappingzeitmessungen dargestellt werden. Bei den Ergebnissen der Trappingzeitmessungen werden noch zwei Aspekte getrennt untersucht. Dies sind zum einen das Verhalten in Abhängigkeit von der Fluenz und zum anderen das Verhalten bei unterschiedlicher Temperatur. Die Problematik Trappingzeiten aus dünnen Sensoren zu gewinnen wird in Kapitel 8 diskutiert. Um aus dünnen Sensoren Trappingzeiten ermitteln zu können, ist eine neue Methode entwickelt worden, die hier vorgestellt wird. Die Ergebnisse der neuen Methode, eine Kombination aus Simulation und Messung, werden präsentiert. Die Auswirkungen der Strahlenschäden werden in Kapitel 9 diskutiert. Es werden die Aspekte der Spurrekonstruktion beleuchtet sowie die Lebenserwartung der jetzigen Sensortechnologie unter verschiedenen Szenarien. Im letzten Kapitel (Kapitel 10) werden die Ergebnisse noch einmal zusammengefasst und in ihrer Gesamtheit betrachtet und diskutiert.



## Kapitel 2

# Das ATLAS Experiment

In diesem Kapitel wird ein Überblick über das ATLAS Experiment am LHC gegeben. Im ersten Abschnitt wird das heutige Standardmodell der Hochenergiephysik betrachtet. Das Standardmodell kann jedoch nicht alle Fragen der Hochenergiephysik beantworten. Einige dieser Fragestellungen werden mit dem ATLAS Experiment neben anderen Experimenten am LHC untersucht.

In den darauf folgenden Abschnitten wird zunächst der LHC betrachtet und im Anschluss das ATLAS Experiment. Da der Pixeldetektor des ATLAS Experiments für diese Arbeit von höherem Interesse ist, wird er detaillierter betrachtet.

### 2.1 Physikalische Fragestellungen

Das heutige Verständnis der Teilchenphysik lässt sich in dem sogenannten Standardmodell zusammenfassen [Pe91, Po97]. In ihm werden alle bisher bekannten elementaren Bestandteile der Materie und ihre Wechselwirkung untereinander beschrieben. Im Wesentlichen besteht nach diesem Modell Materie aus sogenannten Fermionen, das heißt aus Teilchen mit halbzahligem Spin. Diese Fermionen lassen sich wiederum in zwei Gruppen, die Quarks und die Leptonen, unterteilen. Beide Gruppen treten dabei in drei sogenannten Generationen auf.

Die eigentlich stabile Materie besteht prinzipiell nur aus Teilchen der ersten Generation. Die Teilchen der ersten Generation sind das up- und das down-Quark, das Elektron und das Elektronneutrino. Die Bausteine der zweiten und dritten Generation sind alle schwerer, instabil und zerfallen in Teilchen der ersten Generation. Die zweite Generation besteht aus dem strange-Quark, dem charm-Quark, dem Myon und dem Myonneutrino; die dritte Generation besteht aus dem bottom- und dem top-Quark, dem tau und dem Tauneutrino. Lediglich die Neutrinos aller Generationen sind stabil. Sie können jedoch zwischen ihren drei Zuständen oszillieren (Neutrinooszillation). Dazu existiert zu jedem elementaren Baustein noch ein entsprechendes Antiteilchen.

Die Massenskala für alle Fermionengenerationen reicht dabei von wenigen eV [PB06]

für das Elektroneneutrino, als das leichteste Elementarteilchen, bis zu ca. 175 GeV für das top Quark, als schwerstes Teilchen, über 11 Größenordnungen. Im Gegensatz zu den Leptonen, die ungebunden und einzeln auftreten können, sind die Quarks<sup>1</sup> nicht frei, sondern können nur als gebundenes System (Hadronen) auftreten.

Innerhalb des Standardmodells können die Teilchen über bis zu drei Kräfte wechselwirken. Dies ist zum einen die elektromagnetische Kraft, beschrieben durch die Quantenelektrodynamik (QED) mit ihrem Austauschteilchen dem Photon  $\gamma$ . Alle geladenen Teilchen können elektromagnetisch wechselwirken. Neutrinos unterliegen damit, aufgrund ihrer fehlenden Ladung, nicht der elektromagnetischen Kraft. Sie können aber wie auch alle anderen Fermionen über die schwache Kraft wechselwirken. Austauschteilchen sind das  $Z^0$  mit einer Masse von 91.1 GeV und die geladenen W-Bosonen ( $m_W = 80.4$  GeV) [PB06]. Bedingt durch die relativ große Masse ihrer Austauschteilchen ist die Reichweite der schwachen Wechselwirkung stark eingeschränkt. Es konnte gezeigt werden, dass sich die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung in einer elektroschwachen Theorie zusammenfassen lassen. Als dritte Kraft existiert noch die starke Kraft. Sie koppelt mit ihrem Austauschteilchen, dem Gluon  $g$ , an die Farbladung der Quarks. Nur Quarks und das Gluon können stark wechselwirken und daher wird ihnen, als Quantenzahl, eine Farbladung zugeteilt. Die starke Wechselwirkung kann durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben werden. Eine charakteristische Eigenschaft ist das sogenannte „confinement“. Es besagt, dass die Kraft zwischen zwei stark gebundenen Teilchen mit zunehmendem Abstand anwächst, so dass Quarks immer aneinander gebunden sind und nicht einzeln auftreten. Dies erklärt auch, warum Quarks nicht frei auftreten können. Sollte das Feld zwischen zwei gebundenen Quarks genug Energie enthalten, so entstehen aus der Energie des Feldes neue Quarks.

Neben diesen drei Wechselwirkungen existiert noch eine weitere Kraft, die aber bis heute nicht erfolgreich in das Standardmodell integriert werden konnte. Dabei handelt es sich um die Gravitation. Trotz ihrer sehr kleinen Kopplung sollten alle Teilchen der Gravitation unterliegen. Das dazugehörige Austauschteilchen mit unendlicher Reichweite ist das bis heute noch nicht nachgewiesene Graviton.

Bei allen Austauschteilchen handelt es sich um Bosonen, also Teilchen mit ganzzahligem Spin.

Obwohl das Standardmodell eine sehr gute Beschreibung der Teilchenphysik darstellt, kann es einige beobachteten Phänomene nicht erklären. Eine Erklärung der unterschiedlichen Massen der Teilchen sowie eine quantenmechanische Betrachtung der Gravitation sind in ihm nicht enthalten. Ebenso erscheint eine vereinheitlichte Theorie in eine sogenannte *Grand Unified Theory* für alle Wechselwirkungen bzw. zumindest für die starke und elektroschwache wünschenswert.

Weitere Punkte, neben den bereits angedeuteten offenen Fragen, sind [AT99]:

---

<sup>1</sup>Eine Ausnahme stellt das top-Quark dar, da es bevor es einen gebundenen Zustand einnehmen kann wieder zerfällt

**Suche nach dem Higgs** Die Masse aller Teilchen lässt sich theoretisch durch das Higgsfeld erklären. Das dazugehörige Teilchen, das Higgsboson, ist bis heute nicht entdeckt worden.

**Präzisionsmessungen** Neue Experimente sollen eine genauere Kenntnis der Eigenschaften bekannter Teilchen wie des W-Bosons und des top Quarks liefern. Besonders erwähnenswert ist hierbei das top-Quark, da es durch seine sehr große Masse ein Fenster zu neuer Physik sein könnte.

**CP Verletzung** Um ein tieferes Verständnis über die CP-Verletzung zu erhalten sind weitere Messungen mit Mesonen und Baryonen, die b-Quarks enthalten, notwendig.

**Supersymmetrie** Um alle Kräfte vereinigen zu können, werden weitere Teilchen vorhergesagt, so dass zu jedem bekannten Teilchen noch ein weiteres supersymmetrisches Teilchen existiert. Die hier zugrundeliegende Theorie, die Supersymmetrie, kann durch neue Experimente nachgewiesen oder widerlegt werden.

**Neue Teilchen** Neben dem Higgs und den supersymmetrischen Teilchen kann es noch weitere unbekannte Teilchen geben, die bisher aufgrund ihrer hohen Masse oder ihres geringen Wirkungsquerschnitts nicht gefunden worden sind. Durch die Erhöhung der Schwerpunktenenergie bzw. der Luminosität ist eine Entdeckung möglich. Vorstellbare Beispiele wären eine vierte schwere Teilchengeneration, neue Eichbosonen oder neue gebundene Zustände.

**Schwere Ionen** Ein weiterer Schwerpunkt ist die Physik, die durch die Kollision schwerer Ionen beschrieben wird. Ein Ziel ist die Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas um offene Fragen zu klären.

Alle diese offenen Fragestellungen der Hochenergiephysik soll das ATLAS Experiment am *Large Hadron Collider*, das in den nächsten Abschnitten näher beschrieben wird, versuchen zu beantworten.

## 2.2 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein Teilchenbeschleuniger und Teilchenkollider am CERN, der sich in der letzten Phase seines Aufbaus befindet, mit einem Ringumfang von annähernd 27 km. Der LHC wird Protonen, mit einer Energie von 450 GeV, durch das SPS injiziert bekommen. Diese Protonen werden in zwei Strahlröhren, bedingt durch dasselbe Ladungsvorzeichen, auf eine Energie von 7 TeV beschleunigt. Eine Strahlröhre wird dabei mit 2835 Bunchen zu je  $10^{11}$  Protonen gefüllt sein. Mittels supraleitender Dipolmagnete wird der Protonenstrahl im Ring gehalten und mit ebenfalls supraleitenden Quadrupolmagneten wird der Strahldurchmesser beeinflusst. Die Dipolmagnete erzeugen hierfür ein Magnetfeld

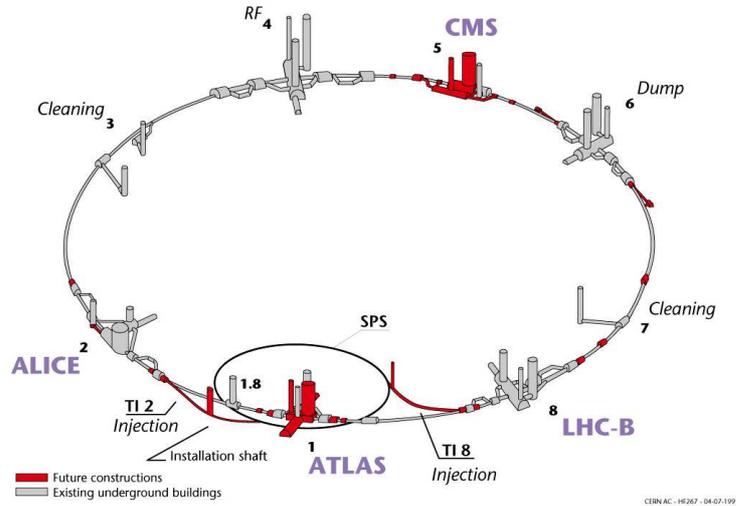


Abbildung 2.1: Layout des LHC mit seinen vier Experimenten.

von 8.4 T. Die so erreichbare Luminosität wird  $10^{34} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  betragen, bei einer Bunchcrossing-Rate von 40 MHz. Alternativ zur Protonkollision ist die Speicherung und Beschleunigung von schweren Ionen möglich, zum Beispiel können Bleiionen auf eine Energie von 2.76 GeV pro Nukleon beschleunigt und gespeichert werden. Vier Experimente befinden sich an unterschiedlichen Kollisionspunkten am LHC. Zwei davon, das ATLAS und CMS<sup>2</sup> Experiment, sind sogenannte Allzweckdetektoren, die das ganze Spektrum der oben genannten Fragen der Hochenergiephysik abzudecken versuchen. Beide Detektoren stellen auch die beiden größten am LHC dar. Ein weiteres Experiment, LHCb, beschäftigt sich als Schwerpunkt mit der Frage der CP-Verletzung von b-Quarkhadronen. Als viertes Experiment am LHC gibt es noch ein auf Schwerionenkollisionen ausgelegtes Experiment, namens ALICE<sup>3</sup>. Es ist geplant, dass die Experimente für etwa 10 Jahre im Betrieb sind. Eine Übersicht über den LHC samt seiner Experimente gibt Abbildung 2.1.

## 2.3 Das ATLAS Experiment

### 2.3.1 Überblick

Das ATLAS Experiment ist einer von zwei Vielzweckdetektoren, die viele interessante Felder der Hochenergiephysik abdecken. Abbildung 2.2 gibt einen Überblick über das Experiment. Bei seiner Fertigstellung wird der Detektor eine Ausdehnung von 22 m im Durchmesser und von 25 m in der Länge haben. Rechnet man noch die

<sup>2</sup>Compact Muon Solenoid

<sup>3</sup>A Large Ion Collider Experiment

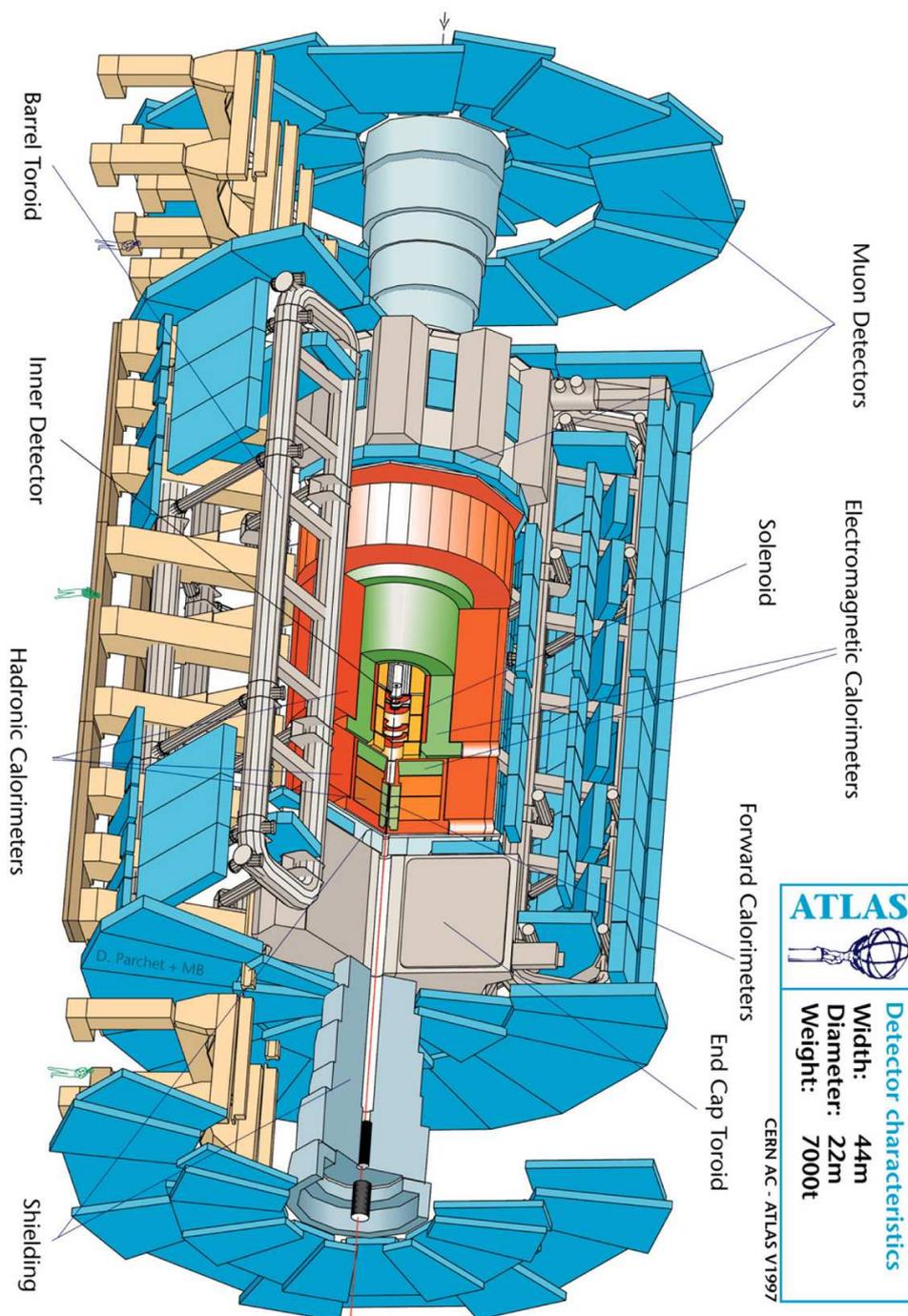


Abbildung 2.2: Layout des ATLAS Detektors [AT99].

äußeren Myonkammern hinzu erhöht sich die Länge auf 44 m. Das Gesamtgewicht wird rund 7000 t betragen. Wie alle Kolliderdetektoren ist ATLAS zwiebelschalenförmig aufgebaut und besteht aus mehreren Subdetektoren, die sich von innen nach außen umschließen, wobei jede Subdetektorkomponente eine andere Aufgabe hat. Die Subdetektoren lassen sich grob an Hand ihrer Aufgabenbereiche in drei Subdetektorsysteme unterteilen: den Innendetektor, das Kalorimeter und das Myonspektrometer. Diese drei Komponenten wiederum sind in weitere Subdetektoren unterteilt.

Die Aufgabe des Innendetektors ist die Spurrekonstruktion und Bestimmung des Impulses von durch den Detektor geflogenen Teilchen. Zur Impulsbestimmung werden die Bahnen der Teilchen durch ein 2 T starkes Solenoidmagnetfeld gekrümmt. Zur Spurrekonstruktion unterteilt sich der Innendetektor in den Pixeldetektor, den **S**emiconductor **T**racker (SCT) und den **T**ransition **R**adiation **T**racker. Die Bestimmung der Energie erfolgt im Kalorimeter. Auch hier werden wieder Einzelkomponenten unterschieden, und zwar das elektromagnetische Kalorimeter sowie das hadronische Kalorimeter. Die Bestimmung des Impulses der Myonen, die alle anderen Detektorkomponenten fast ungebremst durchfliegen, geschieht im Myonspektrometer. Das dazu nötige Magnetfeld wird mittels eines Luftkerntoroids erzeugt. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Komponenten näher beschrieben.

### 2.3.2 Myonspektrometer

Als äußerste Detektorkomponente detektiert das Myonspektrometer in der Regel nur Myonen. Alle anderen erzeugten Teilchen sind bereits in den anderen Detektorsystemen gestoppt worden. Somit ist seine Aufgabe das Bestimmen der Impulse erzeugter Myonen. Dazu wird, mittels eines supraleitenden Luftkerntoroidmagneten, das Myon auf seiner Flugbahn abgelenkt. Das Myonspektrometer kann dabei Myonen im Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| \leq 2.7$  nachweisen. Im Barrelbereich sowie im Endkappenbereich besteht das Myonsystem aus drei Lagen. Einen Überblick über das Myonsystem gibt Abbildung 2.3.

Zur genauen Bestimmung der Spur des Myons werden dabei zwei unterschiedliche Detektortypen genutzt. Dies sind die monitored drift tubes (MDT) und die cathode strip chambers (CSC). Die Verwendung der einzelnen Technologien hängt von der Rate an Teilchendurchgängen und vom Untergrund ab. Eine weitere Aufgabe, die dem Myonspektrometer zukommt, ist das Triggern von Ereignissen. Hierfür werden wieder zwei unterschiedliche Detektorarten verwendet und zwar resistive plate chambers (RPC) und thin gap chambers (TGC).

### 2.3.3 Kalorimeter

Zur Bestimmung der Energie der erzeugten Teilchen werden Kalorimeter benutzt, welche sich in ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter unterteilen. Beim hadronischen Kalorimeter unterscheidet man zwischen Barrel- und

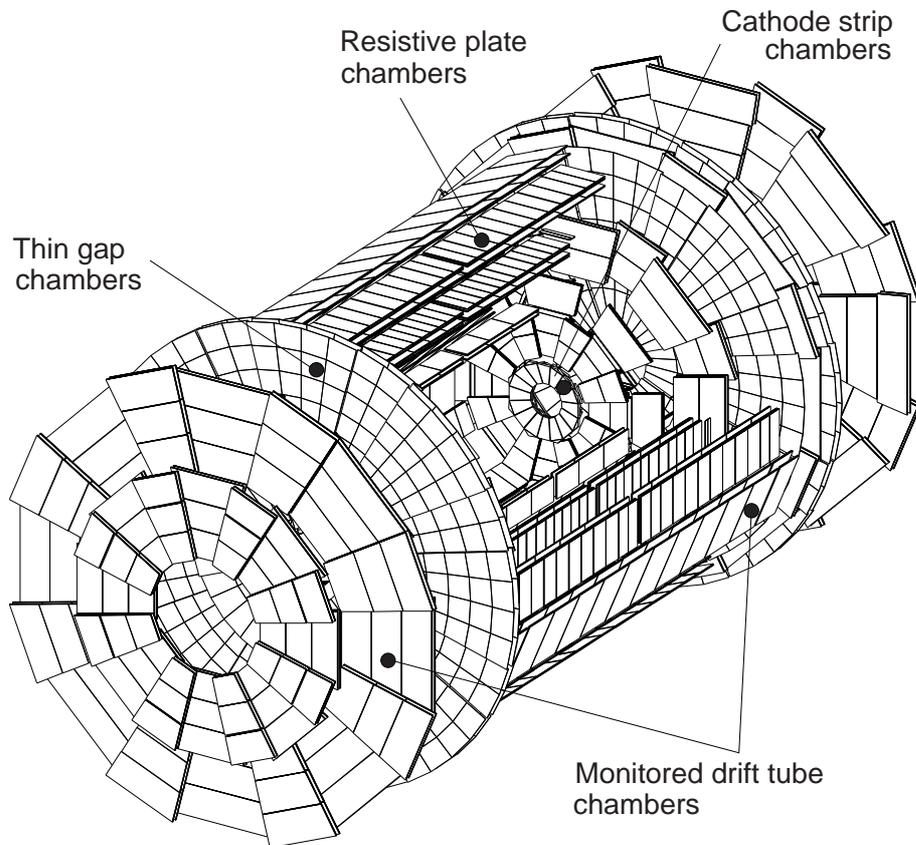


Abbildung 2.3: Überblick über das Myonspektrometer mit den vier unterschiedlichen Detektortypen [AT99].

Endkappenbereich. Beide Systeme benutzen ein Kalorimetersystem der *Sampling*-Technologie, welche abwechselnd aus einem passiven Absorbermaterial und einem Auslesesystem besteht.

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus einer Blei/flüssig Argon Kombination. Der Großteil des elektromagnetischen Kalorimeters (Barrel) befindet sich im Barrelkyrostaten und beheimatet den Solenoidmagneten, der den Innendetektor mit einem 2 T starken Magnetfeld versorgt. Die Dicke des elektromagnetischen Kalorimeters beträgt im Zentralbereich mehr als 24 Strahlungslängen und mehr als 26 Strahlungslängen im Endkappenbereich.

Das hadronische Kalorimeter misst die Energie hadronischer Schauer, die nicht im elektromagnetischen Kalorimeter vollständig gestoppt werden können. Die Absorption der Teilchen geschieht im Eisen und die Detektion der Schauerenergien wird über Plastiksintillatoren gewährleistet. Lediglich in den stark strahlenbelasteten Bereichen wird flüssiges Argon verwendet, da es sich strahlenresistenter zeigt. Im Zentralbereich ist das hadronische Kalorimeter 11 Wechselwirkungslängen dick.

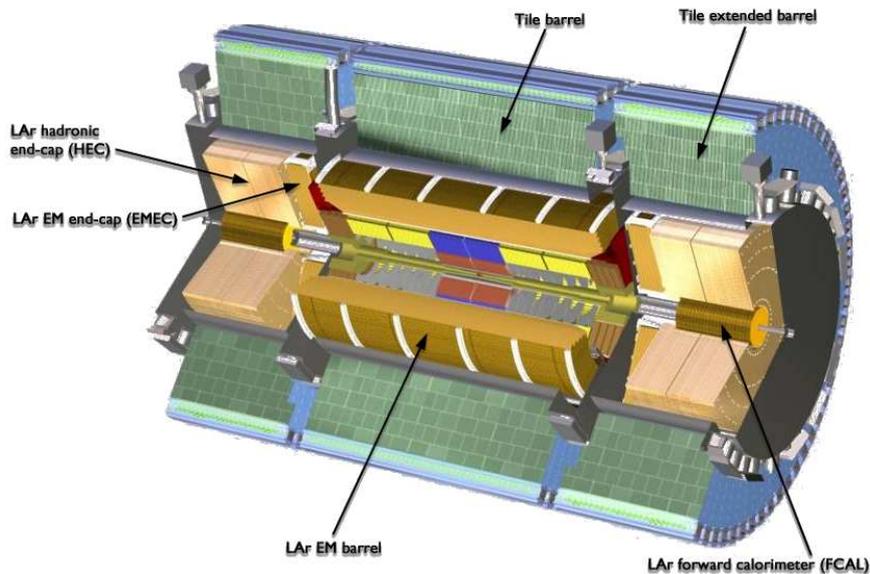


Abbildung 2.4: Überblick über das Kalorimetersystem [ATLAS].

### 2.3.4 Innendetektor

Der Ursprung (Wechselwirkungspunkt) der Flugbahn der Teilchen, deren Energie im Kalorimeter bestimmt worden ist, muss bestimmt werden. Dies ist die Aufgabe des Innendetektors. Durch das Magnetfeld ist die Flugbahn der Teilchen gekrümmt, so dass neben der eigentlichen Flugbahn, auch noch die Ladung und der Impuls der produzierten Teilchen bestimmt werden kann. Durch seine Einteilung in kleine Untereinheiten (Pixel, Streifen) können nahe beieinanderliegende Spuren bis zu einem bestimmtem Maß getrennt werden. Dies ermöglicht z.B. die Trennung von einzelnen Jets bzw. die Trennung von Vertices.

Bedingt durch seine unmittelbare Nähe zum Wechselwirkungspunkt muss der gesamte Innendetektor einer sehr hohen Strahlenbelastung widerstehen können. Ein weiterer Punkt im Design ist, dass der gesamte Innendetektor nur aus so wenig Material bestehen darf, wie es eben möglich ist, da Material zu Wechselwirkungen, wie z.B. Vielfachstreuung, der Teilchen führt.

Abbildung 2.5 zeigt eine schematische Darstellung des Innendetektors. Der Innendetektor besteht aus drei Subkomponenten. Das innerste Detektorsystem ist der Pixeldetektor, der in Abschnitt 2.4 näher beschrieben wird. Der Pixeldetektor ist durch den Semiconductor Tracker umschlossen. Der SCT soll mindestens vier Spurpunkte pro Teilchenbahn liefern. Dazu ist er, im Gegensatz zum Pixeldetektor, nicht durch Pixel, sondern durch Streifen segmentiert, wodurch eine Auflösung von  $16 \mu\text{m}$  in  $r$ - $\phi$ -Ebene und  $580 \mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung erreicht werden kann. Der SCT besteht aus vier Barrellagen und je neun Ringen an den Endkappen und überdeckt

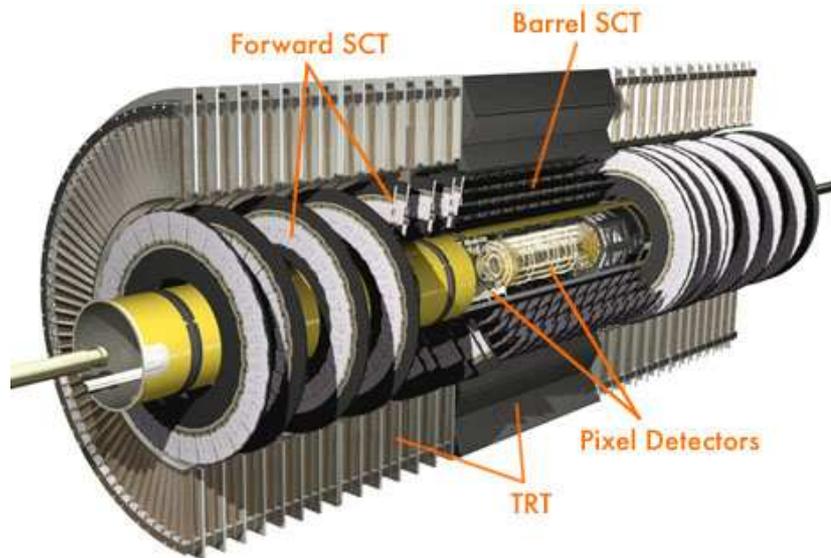


Abbildung 2.5: Ansicht des Innendetektors. Er besteht von innen nach außen aus dem Pixel Detektor, dem Semiconductor Tracker (SCT) und dem Transition Radiation Tracker (TRT) [ATLAS].

dabei  $61 \text{ m}^2$  mit 6.2 Millionen Auslesekanälen.

Die äußerste Detektorkomponente ist der Transition Radiation Tracker (TRT). Er besteht aus, mit Xenon gefüllten, 4 mm dicken Röhrcen mit einem sensitiven Draht in der Mitte, um erzeugte Ladung zu sammeln und zu detektieren. Mit Hilfe der Übergangsstrahlung kann zusätzlich zur Spurrekonstruktion noch zwischen Elektronen und anderen geladenen Teilchen unterschieden werden, da das Signal von schnellen Elektronen bedingt durch Übergangsphtonen deutlich größer ist. Somit kann mit Hilfe des TRT auch eine Teilchenidentifizierung durchgeführt werden.

## 2.4 Der Pixeldetektor

Der Pixeldetektor ist der innerste Subdetektor des ATLAS Detektors. Er ist darauf ausgelegt, mindestens drei Spurpunkte im Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 2.5$  zu liefern. Somit kann der Pixeldetektor einen wichtigen Teil der Spurrekonstruktion übernehmen, und darüber hinaus erlaubt er es zwischen primären und sekundären Vertices zu unterscheiden [AT97]. Um dies erreichen zu können, ist der Pixeldetektor mit einer Mindestauflösung von  $\sigma_{r\phi} = 12 \mu\text{m}$  und  $\sigma_z = 115 \mu\text{m}$  ausgelegt.

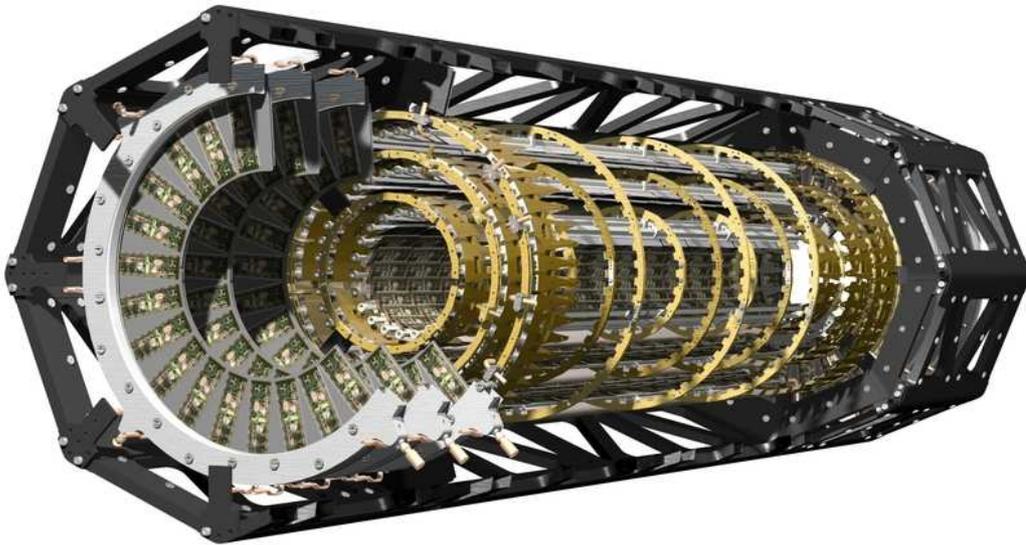


Abbildung 2.6: Zeichnung des Pixeldetektors mit den drei Barrellagen und den 6 Scheiben (disks) innerhalb der Trägerstruktur.

#### 2.4.1 Layout des Pixeldetektors

Der Pixeldetektor besteht aus drei Lagen im Zentralbereich und an jeder Seite aus drei Ringen (Disks). Die drei Lagen befinden sich dabei in einem radialen Abstand von 5.05 cm (b-Lage), 8.85 cm (Lage 1) und 12.25 cm (Lage 2) zum Wechselwirkungspunkt. Die Disks befinden sich an den Positionen der Strahlachse von  $z = 49.5$  cm,  $z = 58.0$  cm und  $z = 65.0$  cm ( $z = 0$  cm = Kollisionsspunkt). Eine schematische Darstellung des Pixeldetektors ist in Abbildung 2.6 zu sehen.

Die nächst kleinere Einheit des Pixeldetektors ist der Stave im Zentralbereich und der Sektor im Endkappenbereich. Es gibt pro Disk 8 Sektoren, 22 Staves auf der B-Lage, 38 Staves auf Lage 1 und 52 Staves in der zweiten Lage. Ein Stave ist um einen Azimutalwinkel von  $20^\circ$  gedreht. Die Staves bzw. die Sektoren sind die Einheit, die die kleinste Komponente des Detektors, die Module, tragen. Auf einem Stave befinden sich 13 Module, auf einem Sektor sechs. Somit besteht der ATLAS Pixeldetektor aus 1744 Modulen. Ein Modul wiederum besteht aus einer Flexhybrid mit einigen kleineren elektrischen Komponenten, einem Sensor und 16 Front End Chips. Es besitzt eine aktive Fläche von 16.4 mm mal 60.8 mm. Die

Pixellage	$r$ [cm]	$z$ [cm]	Gesamtfluenz [ $10^{14} n_{\text{eq}} \text{cm}^{-2}$ ]
b-Lage (5 a)	5.05	0	8.76
Lage 1	8.85	0	7.76
Lage 2	12.25	0	4.76

Tabelle 2.1: Gesamtteilchenfluenz der einzelnen Pixellagen nach zehn Jahren Betrieb.

meisten Pixel haben eine Größe von  $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ . Ein einzelnes Modul besitzt 46080 Auslesekanäle. Das Modul wird in Abschnitt 2.4.2 näher beschrieben.

Bedingt durch seine direkte Lage am Wechselwirkungspunkt wird der Pixeldetektor einer sehr hohen Strahlenbelastung ausgesetzt sein. Dies beeinflusst die Gesamtkonzeption des Pixeldetektors, da jede einzelne Komponente dieser hohen Strahlenbelastung widerstehen muss. Die zu erwartende Strahlenbelastung ist in Tabelle 2.1 wiedergegeben.

Dieser Strahlenbelastung muss sowohl der Sensor wie auch alle anderen Komponenten des Detektors widerstehen können. Aufgrund dieser Annahmen wurde eine Fluenz von  $10^{15} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  (äquivalent zu 1 MeV Neutronen) bzw. 500 kGy, auf das Oxid bezogen als Spezifikation für alle Komponenten, bis zu der sie mit ausreichend guter Effizienz arbeiten, festgelegt.

### 2.4.2 Sensor- und Moduldesign

Das Modul ist die kleinste Einheit des Pixeldetektors. Es besteht aus einem Sensor, 16 Elektronikchips (FE chips) und einem Flexhybriden. Auf dem Flexhybriden befinden sich neben einigen kleineren elektronischen Teilen noch der sogenannte *Module Control Chip* (MCC), der für die Datenverarbeitung und die externe sowie interne Kommunikation zuständig ist. Die Kommunikation nach außen sowie die Versorgung des Moduls mit Spannung wird über das sogenannte Pigtail verwirklicht. Das Flexhybrid mit Pigtail ist auf die p-Seite des Sensors aufgeklebt (siehe Kapitel 3 für die Halbleiterbezeichnungen). Durch ein Loch im Flexhybrid wird der Sensor mit Hochspannung versorgt.

Das Flexhybrid ist durch Bonddrähte mit den Elektronikchips verbunden. Der Frontendchip ist die eigentliche Auslezelle des Moduls und beinhaltet neben der eigentlichen Ausleseelektronik mit Verstärker und Analog-Digital-Wandler auch noch einen kleinen Speicher und einige Funktionen zur Feineinstellung wie zum Beispiel der Elektronikschwelle. Das Signal, hervorgerufen durch eine bestimmte gesammelte Ladung, wird in sogenannte *time-over-threshold*-Werten (TOT) ausgegeben. Dies bedeutet, dass das Signal eine bestimmte Zeitdauer über einer gewissen festgelegten Schwelle gelegen hat. Bei der hier verwendeten Pixelelektronik liegt sie bei 4000 Elektronen. Die Frontendchips sind über Bumpbonds, kleine Löt Kügelchen, mit den einzelnen Pixeln auf der n-Seite des Sensors verbunden. Dadurch

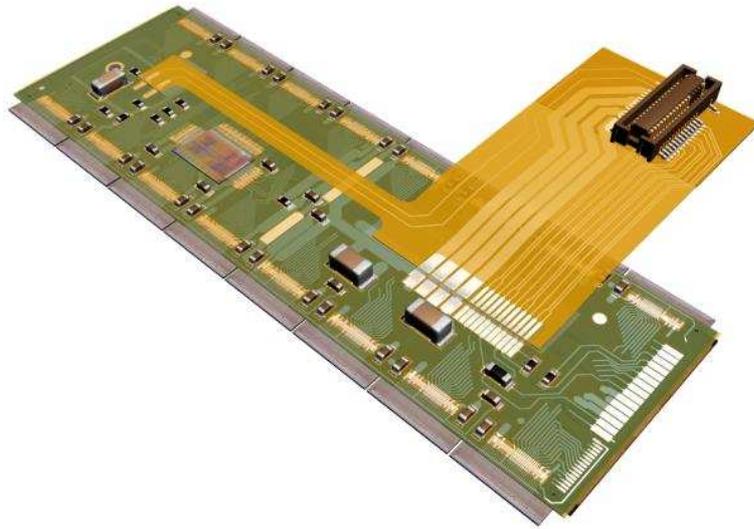


Abbildung 2.7: Zeichnung eines ATLAS Pixelmoduls.

ist der einzelne Pixel via Elektronik auf Erdpotential gelegt.

Der Sensor ist das sensitive Material des Pixeldetektors. Er besteht aus n-Typ Silizium mit  $n^+$  (hoch n-dotiert) Pixelimplantationen, der Größe  $30\ \mu\text{m} \cdot 380\ \mu\text{m}$  bei einem Abstand von  $20\ \mu\text{m}$  zwischen zwei Pixelimplantationen. Somit ergibt sich eine Pixelgröße von  $50\ \mu\text{m} \cdot 400\ \mu\text{m}$ . Auf dem Sensor befinden sich 47232 Pixel, die sich in Reihen und Spalten anordnen. Ein Frontendchip liest 18 Spalten mal 164 Reihen aus. Die meisten dieser Pixel haben die Größe von  $50\ \mu\text{m} \cdot 400\ \mu\text{m}$ , lediglich an den Rändern des Frontendchips müssen die Pixel eine andere Größe haben, um nicht sensitive Bereiche auszuschließen. So gibt es mit  $600\ \mu\text{m}$  längere Pixel und Pixel die sich ineinander anordnen, so dass zwei Pixel über eine Ausleseinheit ausgelesen werden. Somit sind 47232 Pixel mit 46080 Auslesekanälen verbunden. Da der Sensor aus n-Typ Silizium besteht, wächst die Verarmungszone von der p-Seite zur n-Seite, so dass der Sensor nur voll verarmt sinnvoll betrieben werden kann. Dies ist aber aufgrund einer niedrigen Verarmungsspannung ohne Schwierigkeiten möglich. Nach Bestrahlung und der damit zusammenhängenden Typinversion (siehe Kapitel 4) wächst die Verarmungszone bei den Pixelimplantationen beginnend an. Da, es nach sehr hohen Strahlenbelastungen nicht mehr möglich sein wird, den Sensor vollständig zu verarmen, befindet sich, durch diese Wahl des Materials, die Pixelimplantation immer im sensitiven, verarmten Sensormaterial. Abbildung 2.8 zeigt ein Array von Pixelzellen (n-Seite). Sichtbar sind die  $n^+$ -Implantation, die durch ein Oxid ( $\text{SiO}_2$ ) passiviert sind. Jede diese Implantationen ist mit einer Metalllage überzogen, die mittels Öffnungen durch das Oxid mit der  $n^+$ -Implantation elektrisch verbunden ist. Ebenso ist die sogenannte Bumpbondöffnung sichtbar, durch die der elektrische Kontakt via Bumpbond mit dem FE-Chip

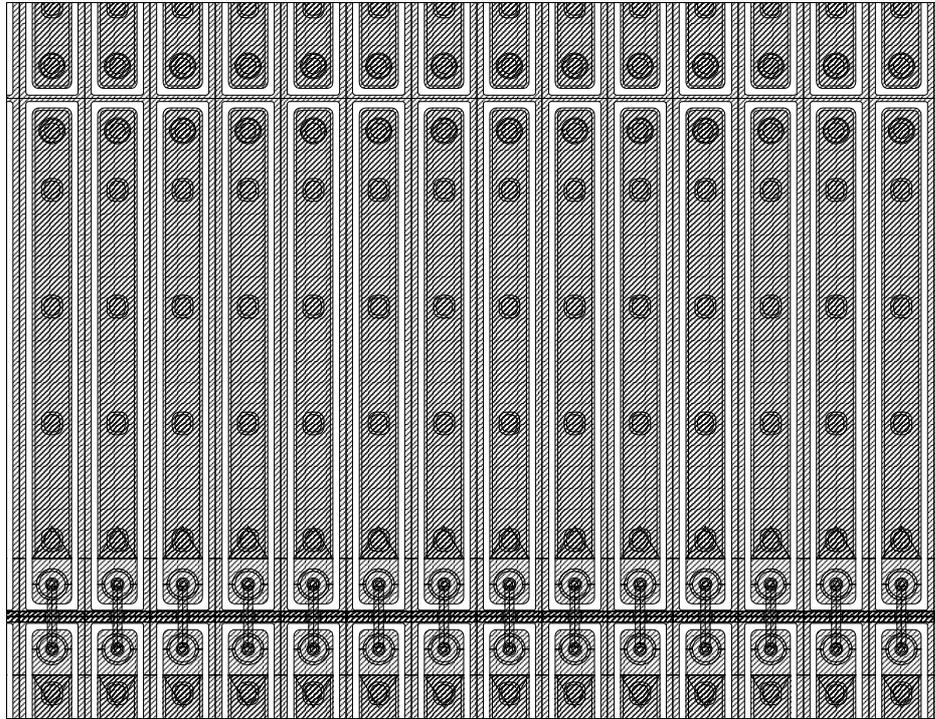


Abbildung 2.8: Ausschnitt aus dem Sensorpixelarray. Dunkle Fläche entsprechen einer n-Implantation. Die vier dunklen Kreise sind Öffnungen im Nitride um einen elektrischen Kontakt zwischen n-Implantation und Metalllage zu ermöglichen. Der oberste Kreis ist die Bumpbondöffnung, die benötigt wird um den Sensor mittels Bumpbond mit der Elektronik zu verbinden. Am unteren Ende des Pixel ist das sogenannte Biasgrid sichtbar.

ermöglicht wird. Um Übersprechen zwischen den Pixel zu verhindern, sind die Pixel elektrisch voneinander getrennt. Dies ist durch ein sogenanntes moderiertes *p-spray* realisiert worden. Das *p-spray* ist eine zusätzliche p-Implantation zwischen den Pixelimplantationen mit einem Konzentrationsprofil. Die niedrigste Konzentration befindet sich genau an der Pixelimplantation, die höchste im halben Abstand zwischen den Pixeln. Eine genauere Beschreibung des ATLAS Pixelsensors findet sich in [AT98, Hü01].



## Kapitel 3

# Silizium-Halbleiterdetektoren

In diesem Kapitel wird eine kurze Einführung über die Eigenschaften von Silizium-halbleiterdetektoren gegeben. Es wird allgemein der Energieverlust von ionisierenden Teilchen dargestellt. Die Methode der Detektion der durch die ionisierenden Teilchen deponierten Energie wird näher beschrieben. Dies geschieht nur für den Fall unbestrahlter Detektoren. Die Auswirkungen von Strahlung auf einen Siliziumhalbleiterdetektor wird in Kapitel 4 dargestellt. Materialeigenschaften und physikalische Konstanten befinden sich in Tabelle A.1 und A.2 im Anhang A. Die hier gezeigten Zusammenhänge entstammen größtenteils [Le94, Lu96].

### 3.1 Ionisierender Energieverlust in Materie

Ionisierende Strahlung erzeugt bei ihrem Eindringen in Silizium freie Ladungsträger. Dies sind Löcher und Elektronen, die durch Aufsammeln an einer Elektrode als Signal detektierbar sind. Die Entstehung der freien Ladungsträger ist reversibel und schädigt den Kristall nicht. Wie und wo die freien Ladungsträger entstehen hängt von dem einzelnen ionisierenden Teilchen ab. Neben der ionisierenden Deposition von Ladung ist auch nicht ionisierende Ladungsdeposition möglich. Diese führt aber zu Schäden an der Kristallstruktur. Diese Vorgänge werden später in Kapitel 4 diskutiert.

Ein in Materie eintretendes Teilchen kann seine Energie auf viele unterschiedliche Weisen verlieren, so sind Bremsstrahlung, Čerenkov-Strahlung, elastische und inelastische Streuungen mit dem Kern oder Elektronen möglich. Der mittlere Energieverlust  $dE$  pro Wegstrecke  $dx$  eines schweren Teilchens (Masse größer als die Masse eines Elektrons) lässt sich mit Hilfe der Bethe-Bloch-Gleichung [Le94] zusammenfassen. Es ergibt sich:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 E_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (3.1)$$

mit

$\rho$	:	Dichte des Materials,
$Z$	:	Ladungszahl des Materials,
$A$	:	Atomgewicht des Materials,
$z$	:	Ladung des ionisierenden Teilchens,
$\beta$	=	$v/c$ , Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten von $c$ ,
$\gamma$	=	$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ,
$I$	:	Effektives Ionisierungspotential ( $I = 137 \text{ eV}$ für Silizium),
$E_{\text{max}}$	$\approx$	$2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ , falls $M \gg m_e$ , maximal möglicher Energieübertrag,
$M$	:	Masse des ionisierenden Teilchens.

Ein Teilchen, das sich in der Region des Minimums des differentiellen Energieverlusts befindet, wird minimal ionisierendes Teilchen (eng.: **minimum ionising particle**) genannt. Der ATLAS Pixeldetektor wird während seines Betriebs größtenteils minimal ionisierende Teilchen detektieren. Diese verlieren bei ihrem Durchgang durch Materie nur sehr wenig Energie pro Wegstück. Der Energieverlust pro Wegstrecke beträgt [Lu99]

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{min}} = 3.8 \text{ MeV/cm} . \quad (3.2)$$

Somit gibt ein mip im Mittel 95 keV an einen 250  $\mu\text{m}$  dicken Sensor ab und erzeugt ungefähr 26500 Elektron-Loch-Paare, die sich homogen auf dem gesamten Detektor entlang der Teilchenspur verteilen. Bedingt durch die Energieabgabe an den Sensor folgt die Energiedeposition nicht einer Gaußverteilung, sondern einer Landauverteilung mit einem Schwanz zu höheren Energieverlusten. Dies führt dazu, dass sich der wahrscheinlichste Energieverlust bei rund 70 keV befindet. Dies entspricht ungefähr 19000 Elektron-Loch-Paaren (siehe [Lu99, Le94] für Details). Ein mip lässt sich für dünne Materialien durch  $\beta$ -Strahlung im Labor nachbilden, da die Elektronen ähnlich zu einem mip das gesamte Detektormaterial durchqueren und eine homogene Ladungserzeugung im Detektor hinterlassen. Eine andere Art der Strahlung wäre die  $\alpha$ -Strahlung. Die  $\alpha$ -Teilchen durchfliegen aufgrund ihrer niedrigen Energie nicht das gesamte Sensormaterial, sondern deponieren ihre Energie bereits kurz nach dem Eintreten in das Material. Zum Beispiel würde ein  $\alpha$ -Teilchen der Energie von 5.4 MeV aus einer  $^{241}\text{Am}$ -Quelle eine mittlere Eindringtiefe basierend auf Simulationen [Zi85] von rund 28  $\mu\text{m}$  besitzen.

Das Verhalten von Photonen und deren Energieabgabe an Materie unterscheidet sich deutlich von den oben beschriebenen Vorgängen. Im Wesentlichen können Photonen auf drei Arten mit Materie wechselwirken, dies sind

- der Photoeffekt,
- die Comptonstreuung und
- die Paarbildung.

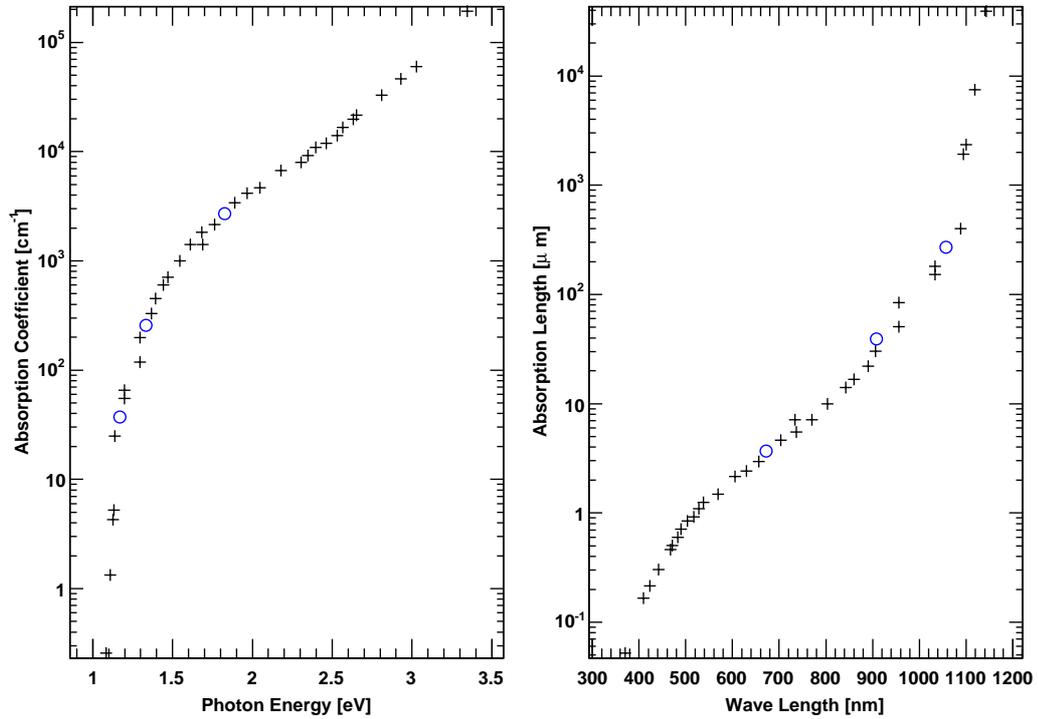


Abbildung 3.1: Absorptionskoeffizient gegen Photonenergie und Absorptionslänge gegen Wellenlänge. Die Daten (+) entstammen [Da55] bei einer Temperatur von  $T = 300$  K. Die Wellenlängen, der in dieser Arbeit verwendbaren Laser, sind mit einem Kreis (o) markiert und sind eine Interpolation der Daten [Kr04b].

Beim Photoeffekt und der Paarbildung wird das ursprüngliche einlaufende Photon im Prinzip vernichtet. Bei der Comptonstreuung wird das Photon an einem Elektron des Kristalls gestreut. Dies bedeutet, dass sich ein einfallender Photonenstrahl in seiner Intensität  $I(x)$  reduziert, das einzelne Photon aber meist vernichtet wird. Diese Tatsache kann durch

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}, \quad (3.3)$$

beschrieben werden. In Gleichung 3.3 entspricht  $I_0$  der Ausgangsintensität des Photonenstrahls,  $x$  der Dicke des Absorbers und  $\mu$  dem Absorptionskoeffizienten. Der Absorptionskoeffizient hängt stark von der Energie des Photons ab. In Abbildung 3.1 ist der Koeffizient für den hier wichtigen Bereich von wenigen eV dargestellt.

Bei den hier wichtigen Wellenlängen handelt es sich um Photonen im sichtbaren oder infraroten Bereich. Die Photonen in diesem Wellenlängenbereich können im Labor mittels eines Lasers zur Verfügung gestellt werden. Die Absorptionslänge

$\lambda$ [nm]	$E_{\text{phot}}$ [eV]	$1/\mu$ [ $\mu\text{m}$ ]
672	1.85	3.7
908	1.37	39.1
1057	1.17	270

Tabelle 3.1: Wellenlänge  $\lambda$  und Photonenergien der hier verwendbaren Laser.

verschiedener Wellenlängen ist in Tabelle 3.1 angegeben. Die relativ energiearmen Photonen werden in Materie nur über den Photoeffekt wechselwirken. Bedingt durch seine exponentielle Abschwächung (siehe Gleichung 3.3) lässt sich die deponierte Energie  $E(x)$  bis zu einer Dicke  $x$  wie folgt angeben:

$$E(x) = A \cdot \int_0^x I_0 e^{-\mu x} dx = A \cdot \frac{I_0}{\mu} (1 - e^{-\mu x}), \quad (3.4)$$

wobei  $A$  der beleuchteten Fläche entspricht.

## 3.2 Halbleiterstrukturen

Das Silizium, ein Element der 4.Hauptgruppe und Halbleiter, ordnet sich in einer Diamantkristallstruktur an [Ki96]. Jedes Siliziumatom ist dabei von vier nächsten Nachbarn umgeben, mit denen es sich seine vier Valenzelektronen teilt und eine Valenzverbindung eingeht. Die elektrischen Eigenschaften eines Halbleiters lassen sich mit der Bandtheorie erklären. In diesem Modell liegen alle Elektronenzustände entweder im Valenzband oder im energetisch höheren Leitungsband. Dies veranschaulicht Abbildung 3.2. Die größte Energie im Valenzband wird mit  $E_V$  und die niedrigste Energie im Leitungsband mit  $E_C$  bezeichnet. Den Zwischenraum zwischen beiden Energiebänder nennt man Bandlücke. Die Differenz  $E_G = E_C - E_V$  beträgt bei Silizium 1.12 eV. Die Bandlücke ist für die Elektronen energetisch verboten.

Bei niedrigen Temperaturen ist nur das Valenzband mit Elektronen gefüllt und das Leitungsband ist leer. Durch thermische Anregung bei höheren Temperaturen können Elektronen in das Leitungsband gehoben werden und der Halbleiter wird elektrisch leitend. Im Valenzband bleibt ein Loch zurück, das genau wie das Elektron als freier Ladungsträger fungiert.

### 3.2.1 Intrinsische Halbleiter

Im Idealfall besitzt ein intrinsischer Halbleiter keine Verunreinigungen des Kristalls. Elektronen und Löcher entstehen nur thermisch und ihre Anzahl kann im Gleichgewichtszustand bestimmt werden. Die Besetzungswahrscheinlichkeit ist gegeben durch die Fermi-Dirac-Verteilung:

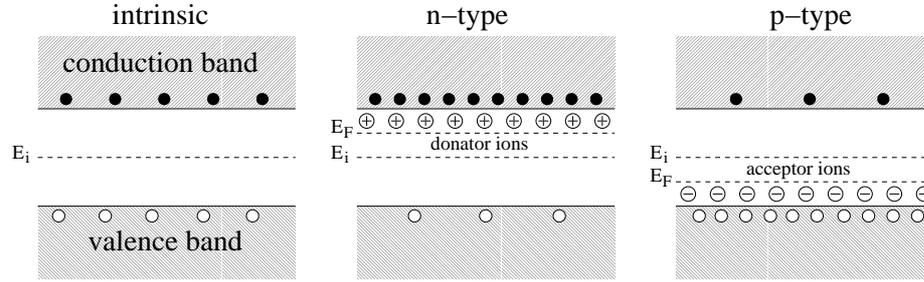


Abbildung 3.2: Bandstruktur eines Halbleiters. Links ein intrinsischer Halbleiter, in der Mitte ein extrinsischer Halbleiter der mit Donatoren dotiert ist (n-Typ) und rechts ein extrinsischer p-Typ-Halbleiter [Kr04b].

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}, \quad (3.5)$$

wobei  $E_F$  die Fermienergie ist, bei der die Besetzungswahrscheinlichkeit genau 0.5 beträgt, und  $T$  bezeichnet die absolute Temperatur. Falls die Fermienergie  $E_F$  sich nicht zu nah bei den Energien  $E_V$  und  $E_C$  und sich innerhalb der Bandlücke befindet, kann Gleichung (3.5) für Elektronen (n) und Löchern (p) getrennt dargestellt werden. Dies führt zu:

$$F_n(E) \simeq \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) \quad (3.6)$$

und

$$F_p(E) = 1 - F_n(E) \simeq \exp\left(\frac{E_F - E}{kT}\right). \quad (3.7)$$

Für die Zustandsdichte der Elektronen mit der kinetischen Energie  $E_{\text{kin}}$  ergibt sich:

$$N(E_{\text{kin}}) dE_{\text{kin}} = 4\pi \cdot \left(\frac{2m_i}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} E_{\text{kin}}^{\frac{1}{2}} dE_{\text{kin}}, \quad (3.8)$$

wobei  $m_i$  die effektive Masse für Elektronen ( $i = n$ ) und Löcher ( $i = p$ ) ist. Die kinetische Energie der Elektronen ist bestimmt durch ihren Abstand zum unteren Ende des Leitungsbandes und für die Löcher zum oberen Rand des Valenzbandes. Durch Integration über die Ladungsträgerdichte und die Besetzungswahrscheinlichkeit folgt für die Dichte der freien Elektronen

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{\left(\frac{E_C - E_F}{kT}\right)} = N_C \cdot e^{\left(\frac{E_C - E_F}{kT}\right)}, \quad (3.9)$$

bzw. für die Löcher

$$p = 2 \left( \frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{\left( \frac{E_F - E_V}{kT} \right)} = N_V \cdot e^{\left( \frac{E_F - E_V}{kT} \right)}. \quad (3.10)$$

$N_C$  und  $N_V$  sind die Zustandsdichten des Valenz- bzw. des Leitungsbandes. Das Produkt von

$$n_e \cdot n_h = N_C N_V e^{-\frac{E_C - E_V}{kT}} = N_C N_V e^{-\frac{E_G}{kT}} \quad (3.11)$$

ist unabhängig von der Fermienergie  $E_F$ . Als weitere Bedingung gilt, dass die Anzahl der Elektronen gleich der Anzahl der Löcher sein muss. Somit ergibt sich für das Fermilevel  $E_i$  für intrinsische Halbleiter:

$$E_i = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{3kT}{4} \ln \left( \frac{m_p}{m_n} \right). \quad (3.12)$$

Die Fermienergie  $E_F$  ist somit sehr nah an der Mitte der Bandlücke, die Abweichung resultiert aus den effektiven Massen der Ladungsträger. Das intrinsische Energielevel  $E_i$ , definiert durch die Gleichung (3.12), ist auch für extrinsische Halbleiter wichtig, die im nächsten Abschnitt beschrieben werden. Durch die intrinsische Ladungsträgerdichte  $n_i$  können die Gleichungen (3.9) und (3.10) zu

$$n = n_i \cdot \exp \left\{ \frac{E_F - E_i}{kT} \right\} \quad (3.13)$$

und

$$p = n_i \cdot \exp \left\{ \frac{E_i - E_F}{kT} \right\}. \quad (3.14)$$

umgeschrieben werden.

### 3.2.2 Extrinsische Halbleiter

Extrinsische Halbleiter kann man durch die gezielte Verunreinigung eines intrinsischen Halbleiteres erhalten. Dazu wird im Falle von Silizium ein weiteres Element in den Kristall eingebracht. Dieses Einbringen ist entweder gleich während des Kristallwachstums möglich, oder kann später gezielt in die Oberfläche aufgebracht werden. Dieses Verfahren nennt sich Dotierung eines Halbleiters. Um einen Überschuss an Elektronen im Siliziumkristall zu erhalten, wird der Kristall mit einem Element der 5.Hauptgruppe, wie zum Beispiel Arsen oder Phosphor, dotiert. Der so erhaltene Kristall wird n-Typ Halbleiter genannt. Der Überschuss an Elektronen lässt sich dadurch erklären, dass ein Element der 5.Hauptgruppe 5 Valenzelektronen besitzt, aber für die Bindung in das Siliziumgitter nur vier benötigt. Das fünfte Valenzelektron bleibt damit frei. Das eingebrachte Atom wird als Donator bezeichnet. Ein Überschuss an Löchern erhält man durch Dotierung mit Elementen der 3.Hauptgruppe (z.B. Bor). Der daraus resultierende Halbleiter ist p-dotiert und die eingebrachten Atome fungieren als Akzeptoren, da ihnen für die Bindung im Kristall ein Elektron fehlt.

Durch die Dotierung entsteht je nach eingebrachtem Atom ein neuer Energiezustand. Bei einer n-Dotierung entsteht ein Energiezustand  $E_D$  in der Nähe des Leitungsbandes. Bereits bei niedrigen Temperaturen können Elektronen durch Anregung diesen Zustand erreichen. Entsprechend führt eine p-Dotierung zu einem Energiezustand  $E_V$  in der Nähe des Valenzbandes, welches Elektronen aufnehmen kann und im Valenzband freie Löcher zurücklässt. In Abbildung 3.2 wird das Auftreten der neuen Energiezustände veranschaulicht.

Diese zusätzlichen Energiezustände führen zu einer Verschiebung des Fermieenergieniveaus  $E_F$ . Im Fall der n-Dotierung verschiebt sich  $E_F$  in Richtung des Leitungsbandes und in Richtung des Valenzbandes im Fall der p-Dotierung. Unter der Annahme, dass die Elektronenkonzentration im Leitungsband genauso groß ist wie die Donatorenkonzentration, lässt sich der Wert  $E_F$  im n-dotierten Halbleiter bis zu hohen Dotierungskonzentrationen bestimmen. Es ist

$$E_C - E_F = kT \ln \frac{N_C}{N_D} . \quad (3.15)$$

Analog folgt für den p-dotierten Halbleiter:

$$E_F - E_V = kT \ln \frac{N_V}{N_A} . \quad (3.16)$$

Elektronen sind in einem n-Typ Halbleiter die Majoritätsladungsträger und die deutliche kleinere Anzahl an Löcher sind die Minoritätsladungsträger. Im Fall eines n-Halbleiters ist dieses entsprechend vertauscht.

### 3.2.3 Ladungsträgertransport

Bewegliche Ladungsträger können im Kristall als frei aufgefasst werden und können sich auf zwei Arten fortbewegen. Dies sind die *Diffusion* und die *Drift*. Im Gegensatz zur Drift, die nur bei einem äußeren elektrischen Feld auftritt, ist die Diffusion von Ladungsträgern in jedem Kristall aufgrund von Inhomogenitäten möglich. Die Ladungsträger haben dabei eine Energie von  $\frac{3}{2}kT$  mit einer mittleren Geschwindigkeit in der Größenordnung von  $10^7$  cm/s. Die typische freie Weglänge beträgt  $10^{-5}$  cm.

Da die Diffusion auf Inhomogenitäten im Kristall beruht, ist sie proportional zum Gradienten der Ladungsträgerdichte:

$$\vec{F}_e = -D_e \cdot \vec{\nabla} n_e , \quad (3.17)$$

$$\vec{F}_h = -D_h \cdot \vec{\nabla} n_h . \quad (3.18)$$

$\vec{F}_e$  und  $\vec{F}_h$  sind die Flüsse von Elektronen bzw. Löchern. Die Stärke der Diffusion hängt von den Diffusionskonstanten  $D_e$  und  $D_h$  ab. In einem elektrischen Feld beginnen die Ladungsträger zu driften, wobei die Driftgeschwindigkeit der Elektronen  $v_{dr,e}$  und der Löcher  $v_{dr,h}$  von der Feldstärke sowie ihrer jeweiligen effektiven Masse abhängt. Es ergibt sich für die Driftgeschwindigkeit:

$$\vec{v}_{\text{dr},e} = -\frac{e_0 \cdot \tau_f}{m_e} \vec{E} = -\mu_e \vec{E}, \quad (3.19)$$

$$\vec{v}_{\text{dr},h} = \frac{e_0 \cdot \tau_f}{m_h} \vec{E} = \mu_h \vec{E}. \quad (3.20)$$

In diesen Gleichungen (3.19 und 3.20) wird die *Mobilität* der Ladungsträger eingeführt. Der Strom an Ladungsträgern setzt sich aus Anteilen der Diffusion und im Fall eines äußeren elektrischen Feldes aus der Drift zusammen, so dass

$$\vec{J}_e = e_0 \mu_e n_e \vec{E} + e_0 D_e \vec{\nabla} n_e \quad \text{und} \quad (3.21)$$

$$\vec{J}_h = e_0 \mu_h n_h \vec{E} + e_0 D_h \vec{\nabla} n_h. \quad (3.22)$$

für den Ladungsträgerstrom gilt. Mobilitäten und Diffusionskonstanten sind wie folgt über die Einstein-Gleichung mit einander verknüpft:

$$D_e = \frac{kT}{e_0} \mu_e \quad \text{und} \quad D_h = \frac{kT}{e_0} \mu_h. \quad (3.23)$$

### 3.2.4 pn-Übergang

Ein pn-Übergang besteht aus der Verbindung von einem p-dotierten und einem n-dotierten Halbleiter. Durch die Verbindung der beiden Halbleiter kommt es zu einer Diffusion der Ladungsträger aufgrund eines Konzentrationsgefälles. So diffundieren die Elektronen von der n-Seite in die p-Seite und rekombinieren dort mit den vorhandenen Löchern. Analog bewegen sich Löcher in den n-dotierten Bereich und rekombinieren dort. Durch die Rekombination entsteht an der Verbindungsstelle ein an Ladungsträgern verarmter Bereich. Aufgrund der Diffusion entsteht ein elektrisches Feld, dass zu einer Drift entgegengesetzt der Diffusion der Ladungsträger führt. Die Verarmungszone wächst also so weit an, bis es zu einem Gleichgewicht von Drift und Diffusion kommt. Dadurch ist die Größe der Verarmungszone begrenzt.

Im Bändermodell betrachtet entspricht ein pn-Übergang dem Verbiegen der Bänder der beiden unterschiedlich dotierten Halbleiter. Das Verbiegen beruht auf der Tatsache, dass das Fermi-niveau im thermischen Gleichgewicht in beiden unterschiedlich dotierten Bereichen gleich sein muss. Bedingt dadurch entsteht eine Spannung, die sogenannte *built in voltage*  $V_{\text{bi}}$ , die den Energielevel in der p-Zone um  $e_0 V_{\text{bi}}$  anhebt bzw. in der n-Zone senkt.

Die Spannung  $V_{\text{bi}}$  ergibt sich aus den intrinsischen Energielevels in den neutralen p- und n-Zonen. Die Konzentration der Majoritätsladungsträger ergibt sich nach Gleichungen (3.13) und (3.14):

$$\left. \begin{aligned} n_e = N_D = n_i e^{\frac{E_F - E_i^n}{kT}} \\ n_h = N_A = n_i e^{\frac{E_i^p - E_F}{kT}} \end{aligned} \right\} \Rightarrow N_A \cdot N_D = n_i^2 e^{\frac{E_i^p - E_i^n}{kT}} \quad (3.24)$$

mit  $N_A$  der Akzeptorkonzentration in der p-Typ Region und  $N_D$  der Donatorkonzentration im n-dotierten Bereich. Somit folgt für die Spannung  $V_{\text{bi}}$ :

$$V_{\text{bi}} = \frac{1}{e_0}(E_i^p - E_i^n) = \frac{kT}{e_0} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}. \quad (3.25)$$

Am Rande der verarmten Zone muss das elektrische Feld wieder verschwinden, so dass:

$$N_D d_n = N_A d_p \quad (3.26)$$

gilt, wobei  $d_n$  und  $d_p$  die jeweiligen Tiefen der verarmten Zone im jeweiligen dotierten Bereich sind. Das elektrische Feld am pn-Übergang lässt sich mit Hilfe des Gaußschen Gesetz als Integral der Ladungsdichte  $\rho$  bestimmen. Somit folgt für das Feld  $E_{\text{max}}$  am pn-Übergang ( $x = 0$ ):

$$E_{\text{max}} = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} e_0 N_D d_n = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} e_0 N_A d_p. \quad (3.27)$$

Die Spannung, die durch das elektrische Feld aufgebaut wird, fällt zu den Rändern der verarmten Zone hin auf null ab. Unter der Annahme, dass die Spannung von einem zum anderen Rand genau gleich der Spannung  $V_{\text{bi}}$  ist, erhält man für Dicke  $d = d_n + d_p$  der verarmten Zone:

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(N_A + N_D)}{e_0 N_A N_D}} V_{\text{bi}}. \quad (3.28)$$

Im Fall asymmetrischer Dotierung, wie für den Fall des ATLAS Pixelsensors, bei dem eine stark dotierte Lage ("p<sup>+</sup>") auf einem schwach dotierten (n) Material aufgetragen ist, gilt in Näherung

$$d \approx \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e_0 N_D}} V_{\text{bi}} \quad \text{und} \quad (3.29)$$

$$E_{\text{max}} \approx \sqrt{\frac{2e_0}{\epsilon\epsilon_0}} N_D V_{\text{bi}}. \quad (3.30)$$

da  $N_A \gg N_D$ . Durch Anlegen einer äußeren Spannung lässt sich die Verarmungszone vergrößern. Dazu muss je nach Dotierungskonzentration entweder eine positive oder negative Spannung, die Sperrspannung genannt wird, angelegt werden. Im Fall des p<sup>+</sup>n-Übergangs ist dies eine negative Spannung. Die Spannung die notwendig ist, um den gesamten Sensor zu verarmen, nennt man Verarmungsspannung  $V_{\text{dep}}$ . Sie ist durch

$$V_{\text{dep}} = \frac{e_0 N_D}{\epsilon\epsilon_0} \frac{d^2}{2} \quad (3.31)$$

für den asymmetrischen Fall gegeben. Da die Verarmungsspannung deutlich größer als die Spannung  $V_{bi}$  ist, lässt sie sich vernachlässigen und die Dicke der verarmten Zone lässt sich durch

$$x := \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{eN_D}} \cdot \sqrt{U} \quad (3.32)$$

bestimmen.

### 3.3 Ladungssammlung

Die ionisierenden Teilchendurchgänge durch einen Siliziumkristall erzeugen Elektron-Loch-Paare. Aufgrund der kleinen Bandlücke ( $E_g = 1.12 \text{ eV}$ ) werden relativ viele Paare erzeugt. Pro Erzeugung eines Paares wird im Mittel 3.6 eV benötigt [Lu99].

Die erzeugten Ladungsträger müssen mittels elektrischem Feld getrennt werden, da sie sonst relativ schnell wieder rekombinieren würden. Im elektrischen Feld driften Elektronen und Löcher zu ihrer entsprechenden Elektrode. Dabei ist zu beachten, dass nur die Elektron-Loch-Paare getrennt werden können, die in der verarmten Zone des Detektors entstanden sind. Der nicht verarmte Teil eines Sensors ist nicht sensitiv auf einen Teilchendurchgang. Daher ist es notwendig, um ein möglichst großes Signal aus der driftenden Ladung zu erhalten, die Verarmungszone so groß wie möglich zu erzeugen. Mittels metallischer Kontakte auf der Oberfläche lässt sich das Signal auslesen. Die Länge des auszulesenden Signals hängt von der Geschwindigkeit  $v$  der Ladungsträger ab. Diese wiederum ist von der Feldstärke  $E(x)$  und der Mobilität  $\mu$  abhängig. Da das Feld von  $x$  abhängt und die Mobilität von der Temperatur sowie dem Feld, ergibt sich für die Geschwindigkeit auch noch die implizite Abhängigkeit von Ort und Temperatur. Die Ladungssammlungszeit, die faktisch der Signallänge entspricht, ergibt sich aus der Summe aller entstandenen Ladungen, die von ihrem Entstehungsort  $x_0$  bis zur Ausleselektrode driften. Die Ladungssammlungszeit lässt sich als

$$t_c = \int_{x_0}^{x_z} \frac{1}{v_{dr}(x)} dx = \int_{x_0}^{x_z} \frac{1}{\mu(E(x))E(x)} dx \quad (3.33)$$

formulieren.

#### 3.3.1 Signalbildung

Sobald die Ladungsträger im Kristall beginnen, auf ihre Zielelektrode hinzu zu driften, entsteht auf dieser bereits das Signal. Dies lässt sich recht einfach an Hand der Induktion von Ladung auf Elektroden und dem Konzept der Spiegelladung erklären. Etwas genauer lässt sich dieser Vorgang über das Ramo-Theorem [Ra39]

erklären. Das Ramo Theorem besagt, dass die induzierte Ladung  $dQ$  proportional zur driftenden Ladung  $q$  ist:

$$dQ = q \vec{E}_R(\vec{r}) \cdot \vec{v}_{dr}(\vec{r}) dt. \quad (3.34)$$

$\vec{E}_R$  ist das sogenannte Ramofeld, welches die elektrostatische Kopplung der driftenden Ladung mit der Elektrode beschreibt. Um die Gleichung (3.34) abzuleiten, wird eine punktförmige Ladung in Anwesenheit von mehreren geerdeten Elektroden angenommen. Für eine dieser Elektroden ist die Kenntnis des induzierten Ladungsverlaufs (Strom) erwünscht. Um nun den induzierten Strom bestimmen zu können, muss das Ramopotential  $\Phi_R$  bestimmt werden. Es wird unter den Bedingungen bestimmt, dass das Potential zwischen den Elektroden und an allen nicht gemessenen Elektroden gleich null ist und auf der Ausleseelektrode gleich eins ist. Somit kann das Problem analog zu einem elektrostatischen Problem mit Randbedingungen gelöst werden. Zusammengefasst muss das Ramopotential  $\Phi_R$  folgende Bedingungen erfüllen:

$$\Delta\Phi_R = 0 \quad \text{zwischen den Elektroden,} \quad (3.35)$$

$$\Phi_R = 1 \quad \text{auf der Elektrode, mit der das Signal gemessen wird,} \quad (3.36)$$

$$\Phi_R = 0 \quad \text{auf allen anderen Elektroden.} \quad (3.37)$$

Über  $\Phi_R$  ergibt sich das Ramofeld zu:

$$\vec{E}_R = -\vec{\nabla}\Phi_R. \quad (3.38)$$

Für den einfachsten Fall einer planaren Diode der Dicke  $d$  und unter der Annahme unendlicher Elektroden, um Randeffekte vernachlässigen zu können, ergibt sich für das Ramopotential und das Ramofeld:

$$\Phi_R = -\frac{x}{d} \quad \Rightarrow \quad \vec{E}_R = \frac{1}{d}\vec{e}_x. \quad (3.39)$$

Komplizierte Strukturen, wie Streifen- oder Pixelsegmentierungen, lassen sich nicht mehr analytisch, sondern nur noch numerisch lösen.

Somit ist der induzierte Strom proportional zur Anzahl der bewegten Ladungsträger und ihrer Geschwindigkeit. Jedoch können einige Ladungsträger auf ihrem Weg zur Ausleseelektrode durch Kristalldefekte eingefangen werden. Dieser Vorgang des Einfangens sich bewegender Ladung wird *Trapping*<sup>1</sup> genannt. Als Konsequenz des Trappings wird die Bewegung der Ladung gestoppt und somit kann der gestoppte Ladungsträger nicht mehr zur Signalbildung beitragen. Da das Freigeben der Ladung im Vergleich zur Integrationszeit der Ausleseelektronik länger ist, ist die eingefangene Ladung für den induzierten Signalstrom verloren. Damit reduziert sich die Signalthöhe um die Anzahl eingefangener Ladungsträger. Die Mechanismen des Trappings und ihre Abhängigkeit zur ausgesetzten Hadronenfluenz wird

<sup>1</sup>engl: Einfangen

in Abschnitt 4.2.3 näher betrachtet. In diesem Abschnitt werden nur die Auswirkungen auf das messbare Signal diskutiert.

Die Wahrscheinlichkeit, dass eine sich bewegende Ladung eingefangen wird, ist abhängig von der zurückgelegten Wegstrecke  $dl$ . Somit fällt die Anzahl  $N$  der freien Ladungsträger gemäß:

$$dN = -N \frac{1}{\lambda_{\text{eff}}} dl. \quad (3.40)$$

Der Faktor  $\lambda_{\text{eff}}$  ist die effektive Trappinglänge. Falls die thermische Geschwindigkeit  $v_{\text{th}}$  groß gegenüber der Driftgeschwindigkeit  $v_{\text{dr}}$  ist, hängt die zurückgelegte Strecke fast nur von der thermischen Geschwindigkeit und der Zeit ab:

$$v_{\text{th}} \gg v_{\text{dr}} \Rightarrow dl = v_{\text{th}} dt. \quad (3.41)$$

Mit dieser Näherung<sup>2</sup> läßt sich die Gleichung (3.40) zu

$$dN = -N \frac{1}{\tau_{\text{eff}}} dt \quad \text{mit} \quad \tau_{\text{eff}} = \frac{\lambda_{\text{eff}}}{v_{\text{th}}} \quad (3.42)$$

umschreiben. Damit ist die Anzahl der eingefangenen Ladungsträger pro Zeiteinheit unabhängig zur Driftgeschwindigkeit. Die Lösung der Gleichung (3.42) führt zu von der deponierten Ladungsmenge  $q_0$  übrig gebliebenen, nicht eingefangenen Ladung nach der Zeit  $t$ . Es gilt:

$$q(t) = qN_0 e^{-t/\tau_{\text{eff}}} = q_0 e^{-t/\tau_{\text{eff}}}. \quad (3.43)$$

Damit folgt für den Signalstrom in einer planaren Diode unter Ausnutzung von den Gleichungen (3.39) und (3.34):

$$\begin{aligned} i(t) &= \frac{dQ}{dt} = \frac{q_0}{d} e^{-t/\tau_{\text{eff}}} v_{\text{dr}}(t) \\ &= i_0(t) e^{-t/\tau_{\text{eff}}} \end{aligned} \quad (3.44)$$

wobei  $i_0(t)$  dem Signalstrom ohne Ladungsverlust durch Trapping entspricht.

### 3.3.2 Oberflächennahe Ladungsinjektion

Ein interessanter Spezialfall um die Mechanismen der Signalbildung zu untersuchen, ist die Injektion von Ladung direkt unterhalb der Oberfläche. Wie gezeigt (Abschnitt 3.1) kann dies durch die Nutzung eines entsprechenden Lasers erreicht werden. Durch einen kurzen Laser-Puls wird eine Ladungsträgerwolke platziert. Da die Ladungsdeposition direkt unterhalb der Oberfläche realisiert wird, driftet eine Ladungsträgerart quer durch den gesamten Detektor während die andere sehr nahe ihrer Elektrode injiziert worden ist (siehe Abbildung 3.3).

<sup>2</sup>Dazu müssen die thermischen Geschwindigkeiten mit der Driftgeschwindigkeit bei unterschiedlichen Temperaturen und elektrischen Feldstärken verglichen werden. Für die kinetische Energie aufgrund von thermischer Energie gilt für punktförmige Teilchen:  $\frac{1}{2} m_{e,h} v_{\text{th}}^2 = \frac{3}{2} k_{\text{B}} T$ .

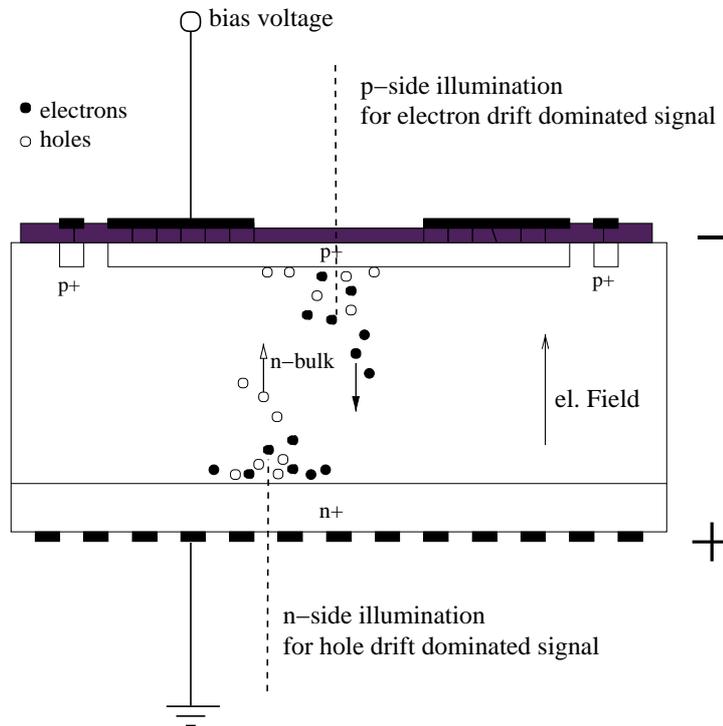


Abbildung 3.3: Ladungsinjektion direkt unterhalb der Oberfläche. Lediglich eine Ladungsträgerart dominiert das Signal durch seine Drift zur Ausleselektrode, da sie den gesamten Detektor durchqueren muss. Die Ladungsträger, die in unmittelbarer Nähe ihrer Elektrode erzeugt werden, tragen nur mit einem verschwindenden und vernachlässigbaren Anteil zum Signalstrom bei. Die Abbildung ist [Rj03] entnommen.

Wie die Gleichung (3.44) zeigt, ist der Signalstrom proportional zur Anzahl driftender Ladungsträger. Da eine Ladungsträgerart direkt in der Nähe ihrer Ausleselektrode erzeugt wird, ist ihre Driftstrecke sehr kurz im Vergleich zu der Dicke des Detektors. Dieser Signalteil kann vernachlässigt werden, da das Signal zeitlich viel zu kurz ist, um es mit der Elektronik aufzeichnen zu können. Daher wird das Signal dominiert von den durch den Detektor driftenden Ladungsträgern. Somit ist es möglich die Eigenschaften der beiden Ladungsträgerarten, Löcher und Elektronen, getrennt zu untersuchen. Für den Fall einer planaren Diode vom ATLAS Pixelsensortyp führt eine Injektion auf der p-Seite zu einem von Elektronen dominierten Signal, während eine Injektion mit einem Laser-Puls auf der n-Seite zu einem Loch dominierten Signal führt.



# Kapitel 4

## Strahlenschäden

In diesem Kapitel werden, im Gegensatz zu Abschnitt 3.1, die nicht reversiblen Energiedepositionen im Siliziumkristall diskutiert. Die hier betrachteten Prozesse schädigen den Kristall, ändern dessen Eigenschaften und sind zum größten Teil irreversibel. Diese, durch Strahlung ausgelösten Vorgänge, werden unter dem Begriff Strahlenschäden zusammengefasst. Die Strahlenschäden lassen sich dann noch in zwei Gruppen unterteilen. Zum einen können Schäden im Kristall oder an der Oberflächenstruktur des Kristalls auftreten.

Im ersten Abschnitt werden diese Prozesse auf mikroskopischer Ebene betrachtet und im zweiten Abschnitt werden die makroskopischen Auswirkungen näher erläutert.

### 4.1 Mikroskopische Schäden

#### 4.1.1 Kristallschäden

Die Teilchen, die einen Siliziumkristall durchqueren, können Energie auf diesen übertragen. Diese Übertragung kann auf viele unterschiedliche Arten passieren. Wie bereits in Abschnitt 3.1 beschrieben, kann das durch Ionisation des Kristalls geschehen. Der Vorgang der Ionisation wird genutzt, um den Teilchendurchgang zu detektieren. Da die Ionisation reversibel ist, schädigt sie den Kristall nicht, der nach einiger Zeit faktisch wieder in seinen Anfangszustand zurückkehrt. Jedoch gibt es auch Vorgänge der Energiedeposition, die nicht reversibel sind und den Kristall schädigen. Bei dieser Energiedeposition handelt es sich um nicht ionisierende Wechselwirkungen mit den Kristallatomen. Dabei treten drei für den Kristall wichtige Prozesse auf:

1. ein Siliziumgitteratom kann aus seinem Gitterplatz entfernt werden, so dass Zwischengitteratome (interstitials) und Leerstellen (vacancies) entstehen. Bei diesen Schäden handelt es sich um sogenannte primäre Punktdefekte.
2. Durch die Wechselwirkung zwischen den eindringenden Teilchen und den Kernen kann es zur Kernumwandlung kommen.

Strahlung	Elektronen	Protonen	Neutronen	Si <sup>+</sup>
Wechselwirkung	Coulomb-streuung	Coulomb und Kern-streuung	Kernstreuung	Coulomb-streuung
$T_{\max}$ [eV]	155	133 700	133 900	1 000 000
$T_m$ [eV]	46	210	50 000	265
$E_{\min}$ [eV]				
Punktdefekte	260 000	190	190	25
Defektcluster	4 600 000	15 000	15 000	2 000

Tabelle 4.1: Eigenschaften der unterschiedlichen Bestrahlungen.  $T_{\max}$  ist die maximale Rückstreuenergie, die übertragen werden kann,  $T_m$  ist die mittlere übertragbare Rückstreuenergie für Teilchen mit einer kinetischen Energie von 1 MeV.  $E_{\min}$  ist die minimale Energie um einen Punktdefekt zu erzeugen. Die Tabelle ist [Lu99] entnommen.

3. Wenn ein getroffenes Atom genug Energie erhält, kann es selbst weitere Schäden verursachen, bis es seine Energie verloren hat. Dies führt oft zu Defektclustern.

In Abbildung 4.1 sind einige Punktdefekte dargestellt. Bei einer Ansammlung von Punktdefekten auf kleinem Raum handelt es sich um Defektcluster.

Um ein Siliziumatom aus seinem Gitterplatz zu entfernen, ist je nach Rückstoßrichtung eine minimale Energie von 15 eV nötig. Bei einem Energietransfer von 25 eV beträgt die Wahrscheinlichkeit 1/2, dass das Siliziumatom aus dem Gitter entfernt wird [Lu99]. Dies zuerst getroffene Atom wird *primary knock-on atom* (PKA) genannt. Die Wahrscheinlichkeit ein PKA zu erzeugen, hängt von der Energie und vom Typ des auftreffenden Teilchens ab. Die elektrisch neutralen Hadronen wie z.B. Neutronen wechselwirken stark mit dem Kern; geladene Hadronen wie Protonen und Pionen können zusätzlich noch elektromagnetisch interagieren. Die Werte für die minimal nötige Energie für die unterschiedlichen Teilchen sind in Tabelle 4.1 zu finden.

Da die Effekte der Strahlung sich stark von Teilchenart zu Teilchenart unterscheiden, ist es zweckmäßig, die einzelnen Bestrahlungen in einer *Standardbestrahlung* zu normieren. Dies ist möglich, da nur die Wechselwirkung mit dem PKA von der eintreffenden Strahlung abhängt, und alle weiteren Schäden durch das PKA verursacht werden. Die ionisierende Strahlung verursacht keine dauerhaften Schäden, so ist bei der Normierung nur der *non ionising energy loss* (NIEL) in Betracht zuziehen. Diese sogenannte NIEL-Hypothese beruht aber darauf, dass nur Punkt- und Clusterdefekte entstehen.

Der nicht ionisierende Energieverlust wird auf Neutronen mit der kinetischen Energie von 1 MeV normiert. Die äquivalente Strahlflussdichte wird somit als  $n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  angegeben:

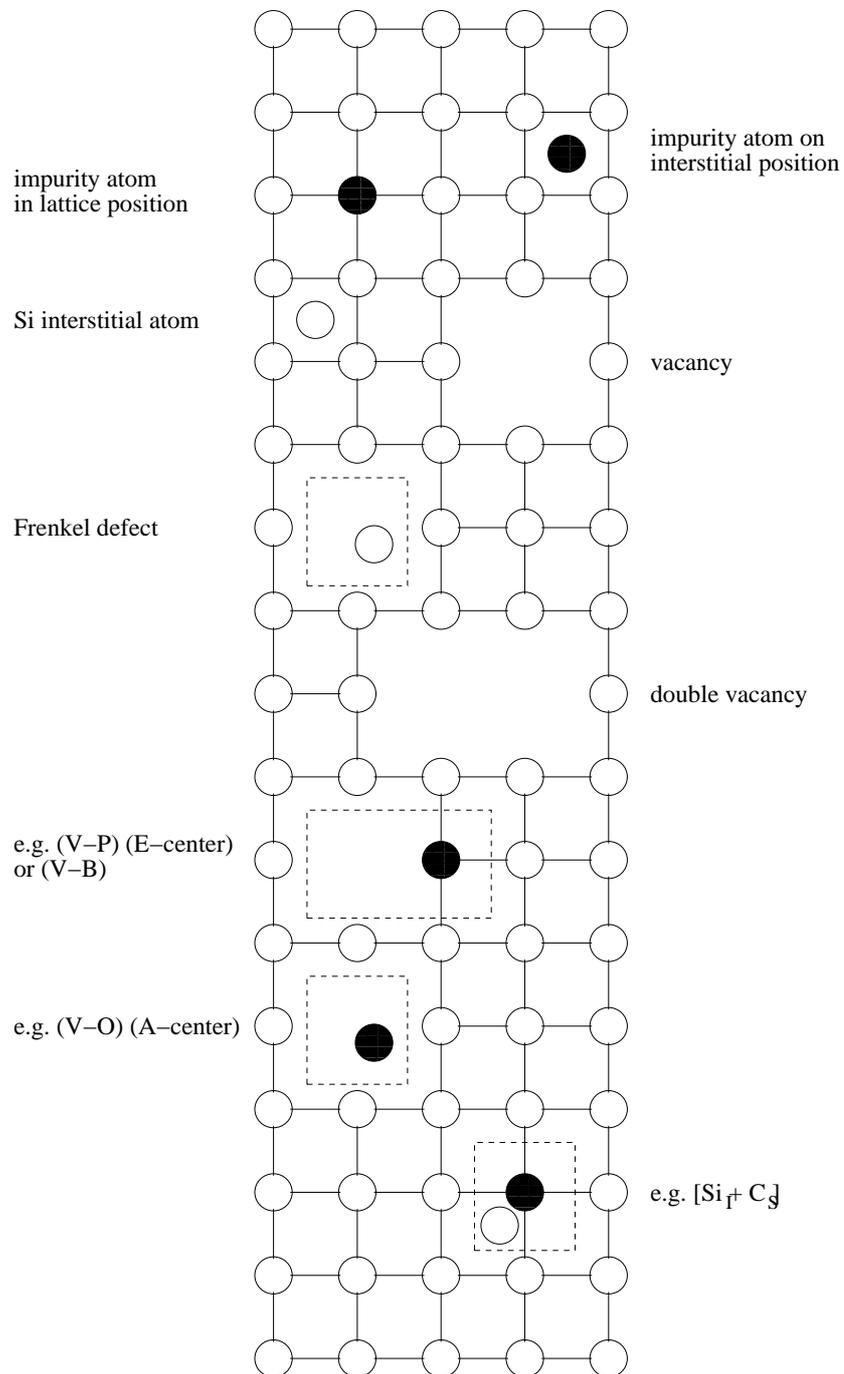


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung unterschiedlicher Punktdefekte in einem Siliziumkristall in einer vereinfachten zweidimensionalen Darstellung [Wu92].

$$1 \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2 = 1 \text{ Neutron mit der kin. Energie von } 1 \text{ MeV pro cm}^2. \quad (4.1)$$

Mittels des Härtefaktors  $\kappa$  können Bestrahlungsfluenzen  $\Phi_{\text{irr}}$  (z.B. Protonen einer bestimmten Energie) in die korrespondierende äquivalente Fluenz  $\Phi_{\text{eq}}$  umgerechnet werden:

$$\Phi_{\text{eq}} = \kappa \cdot \Phi_{\text{irr}}. \quad (4.2)$$

Der Härtefaktor ist für jeden Teilchenstrahl und die jeweilige Energie individuell. Einige experimentell bestimmte Faktoren, die über den Zuwachs an Leckstrom bei Bestrahlung unterschiedlichster Teilchenarten und dem Vergleich mit 1 MeV Neutronenbestrahlung bestimmt worden sind, sind in [Mo99] zu finden. Der Härtefaktor für der hier verwendeten Reaktorneutronen wird mit  $\kappa = 0.91 \pm 0.05$  angegeben<sup>1</sup>.

Bei Raumtemperatur sind die Punktdefekte (Siliziumzwischengitteratome und Leerstellen) beweglich und können an einer Gitterstelle rekombinieren. Das zu einem Ausheilen (*Annealing*), siehe Abschnitt 4.2, der Kristallschäden führen kann. Jedoch kann es auch zu einer Kombination mit anderen Defekten kommen. Dies ist mit „Defekten“ möglich, die bereits beim Kristallwachstum (z.B. Sauerstoff oder Kohlenstoff) entstanden sind oder mit den Dotierungsatomen (z.B. Phosphor oder Bor). Ebenso ist aber auch eine Kombination mit der durch die Bestrahlung verursachten Schäden möglich. In Abbildung 4.1 sind einige Beispiele von sekundären Punktdefekten dargestellt. So kann zum Beispiel eine Leerstelle mit einem Phosphoratom ein sogenanntes E-Center (siehe Abbildung 4.1) bilden. Ein weiteres Beispiel wäre das A-Center, welches aus einem Zwischengitteratom, einem Sauerstoffatom auf einem Zwischengitterplatz und einer Leerstelle besteht. Das vorher neutrale Sauerstoffatom wird durch diesen Prozess der Defektbildung in einen Akzeptor umgewandelt und kann Elektronen einfangen. Ein Beispiel für die Wechselwirkung von zwei primären Punktdefekten untereinander ist das Entstehen einer Doppelleerstelle. Weitere Beispiele sind in [Wu92] nachzulesen.

#### 4.1.2 Oberflächenschäden

Im Gegensatz zum Kristallgitter kann die Oberfläche auch durch ionisierende Strahlung geschädigt werden. Die Oberfläche eines Siliziumkristalls zeichnet sich durch das abrupte Ende der periodischen Gitterstruktur aus, so dass die Atome an der Oberfläche freie Bindungsmöglichkeiten haben. Diese Atome sind deshalb chemisch und elektrisch sehr aktiv. Um dieses Problem einzugrenzen, wird die Oberfläche, durch thermische Oxidation, passiviert. Durch die Passivierung wird ebenfalls ein Eindringen von Verschmutzungen in den Kristall verhindert. Trotzdem beheimatet die Si/SiO<sub>2</sub> Grenzschicht Zustände, deren Eigenschaften und Anzahl durch Strahlung verändert werden kann. Weitere Informationen zu den Ober-

<sup>1</sup>Für Protonen am CERN PS [IRR] mit einer Energie von 24 GeV/c beträgt der Härtefaktor  $\kappa = 0.51 \pm 0.01$ .

flächeneigenschaften finden sich in [Wü01]. Die aktivierten Grenzschichtzustände führen zu einer Erhöhung des Leckstroms, der sich zu dem Leckstrom addiert der durch Kristallschäden erzeugt wird. Die Größe des an der Grenzschicht erzeugten Leckstroms lässt sich durch die Strukturierung der Oberflächen beeinflussen. Für eine wenig segmentierte Diode (Pad-Detektor) ist der Anteil des an der Grenzfläche erzeugten Leckstroms im Vergleich zum Gesamtleckstrom jedoch vernachlässigbar gering. Ebenso wurde gezeigt, dass dieser Leckstromanteil beim strahlentoleranten ATLAS-Pixelsensordesign einen Detektorbetrieb nicht gefährdet [Wü01].

## 4.2 Makroskopische Auswirkungen

Die elektrischen Eigenschaften der durch die Bestrahlung verursachten Defekte sind komplex und haben deutliche makroskopische Auswirkungen, die den Betrieb eines Siliziumsensors stark beeinflussen:

- Defekte können als Generations- und Rekombinationszentren wirken, das heißt sie können Elektronen und Löcher einfangen bzw. emittieren. Dies führt zu einem Anwachsen des Leckstroms.
- Donatoren und Akzeptoren können durch die Bestrahlung entstehen oder inaktiv werden, wodurch sich die effektive Dotierungskonzentration des Kristalls verändert, was zu einer Veränderung der Verarmungsspannung  $V_{\text{dep}}$  führt.
- Durch die Bestrahlung können sogenannte *trapping*-Zentren entstehen, die driftende Elektronen oder Löcher im Raumladungsbereich einfangen. Die eingefangenen Ladungsträger werden erst wieder nach einiger Zeit, die grösser als die Ladungssammlungszeit sein kann, freigeben. Dies führt zu einer Reduzierung des Signals.
- Defekte können als sogenannte *deep level* Zustände wirken. Deep-Level-Zustände sind Akzeptoren bzw. Donatoren ähnliche Zustände in der Bandlücke. Diese Zustände werden von Löchern und Elektronen besetzt, so dass sich ihr Ladungszustand ändert. Die Besetzungswahrscheinlichkeit hängt von der Dichte der Ladungsträger im Leckstrom ab, der nicht homogen über den Kristall verteilt ist. Somit ist die Dichte besetzter Deep-Level-Zustände und die Raumladung ebenfalls nicht homogen über den Kristall verteilt. Dies wiederum führt zu einer Veränderung der Feldkonfiguration, die nicht länger linear ansteigend ist.

Jede dieser Auswirkungen wird in den folgenden Abschnitten ausführlich betrachtet. Hinzukommt, dass durch die Mobilität der primären Punktdefekte, ein Ausheilen der meisten Effekte bis zu einem bestimmten Grad möglich ist. Die Grundlagen zu den makroskopischen Auswirkung von Strahlenschäden sind [Kr04b, RD48] entnommen.

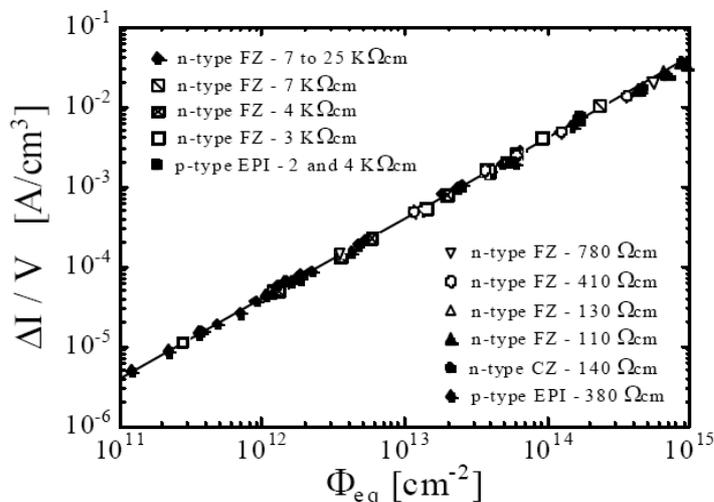


Abbildung 4.2: Entwicklung des Leckstroms in Abhängigkeit von der Bestrahlungsfluenz  $\Phi_{\text{eq}}$  für unterschiedliche Siliziumkristalltypen [RD48].

#### 4.2.1 Leckstrom

Durch Strahlung werden Generations- und Rekombinationzentren erzeugt, durch die der Leckstrom des Substrates ansteigt. Bisherige Untersuchungen haben gezeigt, dass der Anstieg des Leckstroms unabhängig vom verwendetem Material ist [Mo99, RD48]<sup>2</sup>. Der Leckstrom  $I_{\text{leak}}$  ist für fast alle untersuchten Materialien proportional zum verarmten Volumen und zur ausgesetzten Fluenz  $\Phi_{\text{eq}}$ :

$$I_{\text{leak}} = \alpha \cdot \Phi_{\text{eq}} \cdot V. \quad (4.3)$$

In Abbildung 4.2 ist das Anwachsen des Stroms pro Volumenelement gegenüber der Fluenz aufgetragen. Es ist das lineare Anwachsen sowie die Materialunabhängigkeit des Zusammenhanges ersichtlich.

Der Leckstrom ändert sich, aufgrund der Mobilität der Defekte, wieder mit der Zeit. Dieses Verhalten des Ausheilens (Annealing) ist wieder unabhängig vom verwendeten Siliziummaterial und lässt sich wie folgt parametrisieren [Mo99]:

$$\alpha(t) = \alpha_I \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_I}\right) + \alpha_0 - \beta \cdot \ln(t/t_0) \quad (4.4)$$

wobei  $t_0$  auf 1 min gesetzt ist. In Gleichung 4.4 wird deutlich, dass das Ausheilen auf zwei Zeitskalen abläuft. So gibt es ein schnelles Ausheilen (exponentieller Teil der Summe) sowie ein zeitlich langsames Ausheilen. Der Faktor  $\alpha_I$  des schnellen Ausheilens besitzt den Wert [Mo99]:

<sup>2</sup>Sehr niederohmiges mit Neutronen bestrahltes epitaktisches Silizium zeigte in Untersuchungen eine Abweichung [RD50].

$$\alpha_I = (1.23 \pm 0.06) 10^{-17} \text{ A/cm} . \quad (4.5)$$

Die Abhängigkeit mit der Temperatur ist durch die Variable  $\tau_I$  beschrieben, die sich wie folgt ergibt:

$$\frac{1}{\tau_I} = k_{0I} \cdot \exp\left(-\frac{E_I}{k_B T_a}\right) \quad (4.6)$$

mit den Parametern:

$$k_{0I} = (1.2^{+5.3}_{-1.0}) \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1} \quad \text{und} \quad (4.7)$$

$$E_I = (1.11 \pm 0.05) \text{ eV} . \quad (4.8)$$

Somit beträgt  $\tau_i$  bei Raumtemperatur ungefähr 10 Tage. Die Parameter des zweiten Teils der Gleichung (4.4) haben folgende Werte:

$$\beta = (3.07 \pm 0.18) \cdot 10^{-18} \text{ A/cm} \quad \text{und} \quad (4.9)$$

$$\alpha_0 = -(8.9 \pm 1.3) \cdot 10^{-17} \text{ A/cm} + (4.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-14} \text{ A K/cm} \cdot \frac{1}{T_a} . \quad (4.10)$$

Der Parameter  $\alpha_0$  stellt eine Temperaturabhängigkeit  $T_a$  dar, die jedoch nur für eine konstante Ausheiltemperatur gültig ist. Mit einigen Annahmen [Mo99] lässt sich die Zeitachse durch den Zusammenhang

$$\Theta(T_a) = \exp\left[-\frac{E_I^*}{k_B} \left(\frac{1}{T_a} - \frac{1}{T_{\text{ref}}}\right)\right] \quad (4.11)$$

für unterschiedliche Temperaturen auf eine Referenztemperatur  $T_{\text{ref}}$  skalieren. Damit ändert sich Gleichung (4.4) zu

$$\alpha(t) = \alpha_I \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_I}\right) + \alpha_0^* - \beta \cdot \ln(\Theta(T_a)t/t_0) , \quad (4.12)$$

wobei  $\alpha_0^*$  aus Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen bestimmt wurde und nicht nach Gleichung (4.10) berechnet wurde. Für Berechnungen hier wurden folgende Werte im Gültigkeitsbereich

$$1 \cdot 10^{-17} \text{ A/cm} < \alpha < 6 \cdot 10^{-17} \text{ A/cm} \quad (4.13)$$

verwendet:

$$\alpha_I = 1.23 \cdot 10^{-17} \text{ A/cm} \quad (4.14)$$

$$\alpha_0^* = 7.07 \cdot 10^{-17} \text{ A/cm} \quad (4.15)$$

$$\beta = 3.29 \cdot 10^{-18} \text{ A/cm} \quad (4.16)$$

$$E_I^* = 1.30 \text{ eV} \quad (4.17)$$

Die Erhöhung des Leckstroms und sein Ausheilverhalten haben Einfluss auf die Betriebsparameter eines Sensors. So erhöht das Anwachsen des Leckstroms das Rauschen des Sensors. Das Leckstromverhalten ist jedoch sehr stark von der Temperatur abhängig und der Einfluss des Leckstroms lässt sich durch Kühlung des Sensors reduzieren. Der Leckstrom bei einer Temperatur  $T$  lässt sich auf eine Referenztemperatur  $T_{\text{ref}}$  (hier: 20°C) durch [Wb04]

$$I_{\text{ref}} = I \cdot \left( \frac{T}{T_{\text{ref}}} \right)^2 \cdot \exp \left\{ \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{ref}}} \right) \cdot \frac{E_1}{k} \right\}, \quad (4.18)$$

umrechnen, wobei  $k$  die Boltzmannkonstante ist und der Parameter  $E_1 = 0.605 \text{ eV}$  beträgt. Als Faustregel lässt sich der Leckstrom durch eine Temperatursenkung von 8°C um die Hälfte reduzieren. Durch Ausheilen bei hohen Temperaturen sinkt ebenfalls der Leckstrom, so dass aus Sicht der Leckstromproblematik diese Ausheilzeit so lang wie möglich andauern sollte.

#### 4.2.2 Verarmungsspannung

Die Bestrahlung eines Siliziumkristalls führt zu einer Reduzierung der Donatorkonzentration  $N_D$  und zu einer Erhöhung der Akzeptorkonzentration  $N_A$  im Kristall. Somit ändert sich die Dotierungskonzentration, die durch die *effektive Dotierungskonzentration*  $N_{\text{eff}}$  in der Form

$$N_{\text{eff}} = N_D - N_A \quad (4.19)$$

beschrieben wird. Somit folgt für Gleichung (3.31):

$$V_{\text{dep}} = \frac{e_0 |N_{\text{eff}}| d^2}{\epsilon \epsilon_0 2}. \quad (4.20)$$

Für einen n-dotierten Siliziumkristall (wie im Fall des ATLAS Pixelsensors) führt die stetige Reduzierung der Donatoren bei gleichzeitigem Anwachsen der Akzeptorkonzentration durch Bestrahlung zu einer Inversion des Kristall, d.h. die effektive Dotierungskonzentration fällt ab. Ab einer bestimmten Bestrahlungsfluenz ist der Kristall dann nicht mehr n-dotiert, sondern verhält sich wie ein p-dotierter Kristall. Nach der Inversion hat die effektive Dotierungskonzentration ihr Vorzeichen gewechselt, bzw. ihr Betrag steigt wieder an. Dies ist in Abbildung 4.3 für unterschiedliche Bestrahlungsarten veranschaulicht. In dieser Abbildung wird auch ersichtlich, dass die Anreicherung des Siliziums mit Sauerstoff einen deutlich positiven Effekt auf die Entwicklung der effektiven Dotierungskonzentration gegenüber normalem float-zone (FZ) Silizium hat. Die Oxidation ist durch ein Aufheizen des Materials nach dem Oxidationsprozess erreichbar. Dabei treten Sauerstoffatome in den Kristall ein. Durch das sogenannte DOFZ<sup>3</sup> Silizium mit der Sauerstoffkonzentration  $[O_i]$  konnte ein deutlich langsames Anwachsen der Verarmungsspannung erzielt werden, so dass eine deutlich längere Nutzung der Sensoren möglich ist.

<sup>3</sup>Diffusion Oxygenated Float Zone

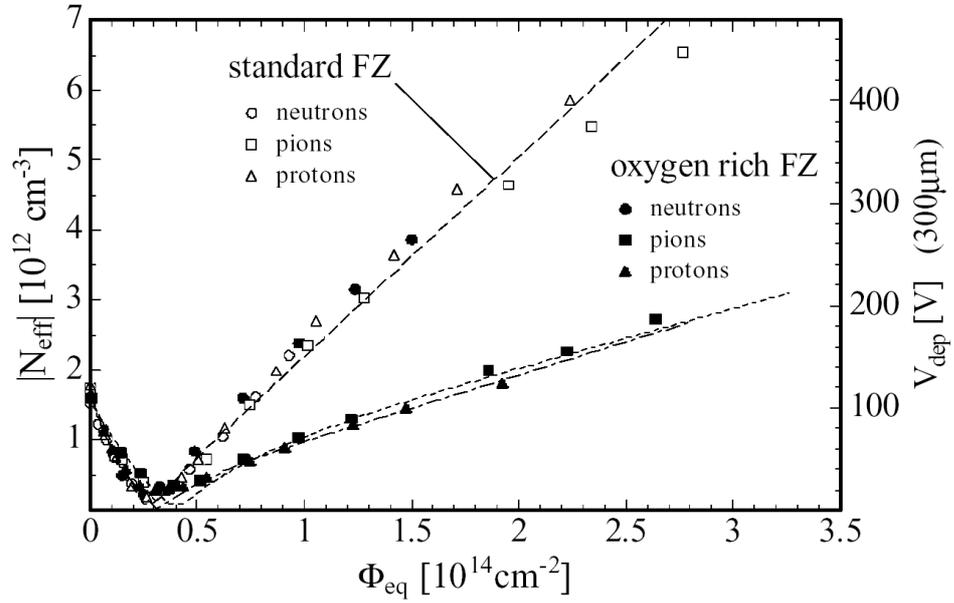


Abbildung 4.3: Verlauf der effektiven Dotierungskonzentration  $N_{\text{eff}}$  im Bezug auf die akkumulierte 1 MeV Neutronen äquivalente Fluenz für Standard und mit Sauerstoff angereicherten FZ Silizium [RD48].

Durch die Typinversion ändert sich ebenfalls die Feldverteilung im Sensor. Während die Verarmungszone vor der Typinversion noch von der p-Seite des Sensor auf die n-Seite hinzu wuchs, hat sich die Richtung des Anwachsens der Verarmungszone nach Typinversion gedreht. Das Feldmaximum ist nach ausreichend hoher Bestrahlungsfluenz an der n-Seite zu finden. Effekte höherer Ordnung werden in Abschnitt 4.2.4 erläutert.

Die Veränderung der Dotierungskonzentration  $\Delta N_{\text{eff}}$  von der ursprünglichen Dotierungskonzentration  $N_{\text{eff},0}$  lässt sich über

$$\Delta N_{\text{eff}}(\Phi_{\text{eq}}, t(T_a)) = N_{\text{eff},0} - N_{\text{eff}}(\Phi_{\text{eq}}, t(T_a)) \quad (4.21)$$

ausdrücken. Die Gleichung berücksichtigt sowohl Veränderungen aufgrund der ausgesetzten Fluenz ( $\Phi_{\text{eq}}$ ) sowie die Veränderung durch den Ausheilprozess der entstandenen Strahlenschäden im Kristall nach der eigentlichen Bestrahlung. Der Ausdruck  $T_a$  berücksichtigt, wie bei dem Ausheilprozess des Leckstroms, das Verhalten bei unterschiedlichen Temperaturen. Die Temperaturabhängigkeit lässt sich einfach über die thermische Beweglichkeit der Defekte im Kristall erklären.

Das Ausheilen von  $N_{\text{eff}}$  lässt sich auf Grundlage des *Hamburg Modells* [RD48] in drei Komponenten, die jeweils ein unterschiedliches Verhalten beschreiben, aufteilen. Es gilt

$$\Delta N_{\text{eff}}(\Phi_{\text{eq}}, t(T_a)) = N_a(\Phi_{\text{eq}}, t(T_a)) + N_c(\Phi_{\text{eq}}) + N_y(\Phi_{\text{eq}}, t(T_a)). \quad (4.22)$$

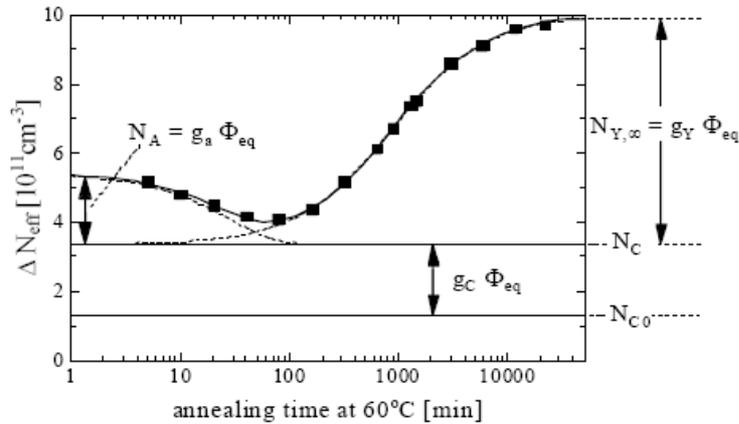


Abbildung 4.4: Ausheilverhalten der effektiven Dotierungskonzentration  $N_{\text{eff}}$  der durch Bestrahlung entstandenen Veränderungen [RD48].

Die drei Ausheilkomponenten sind im Wesentlichen:

- Ein Prozess, der auf einer kurzen Zeitskala geschieht und der zu einer Erhöhung der effektiven Dotierungskonzentration führt. Dadurch wird die Verarmungsspannung herabgesetzt. Dieser Ausheilprozess wird als *beneficial annealing* bezeichnet und ist in Gleichung 4.22 durch den Summanden  $N_a$  beschrieben.
- $N_c$  beschreibt den Anteil der Schädigung, der nur durch die Bestrahlungsmenge erfolgt und über die Zeit konstant ist. Er zeigt kein Ausheilverhalten. Dieser Teil wird *stable damage* genannt.
- Der letzte Summand  $N_y$  beschreibt einen zum Ausheilen umgekehrten Prozess, *reverse annealing* genannt. Es wirkt dem beneficial annealing entgegen und führt zu einer Reduzierung der effektiven Dotierungskonzentration. Jedoch ist das reverse annealing erst auf längeren Zeitskalen in Bezug auf das beneficial annealing relevant.

In Abbildung 4.4 ist das Ausheilverhalten von  $N_{\text{eff}}$  illustriert. Ebenso ist das unterschiedliche Zeitverhalten des beneficial und reverse annealing durch die Reduzierung und den Wiederanstieg von  $N_{\text{eff}}$  ersichtlich. Somit ist es möglich, durch Wahl der Ausheilparameter (Temperatur) den Detektor möglichst lange nahe dem Minimum von  $N_{\text{eff}}$  zu betreiben.

In den nächsten Abschnitten wird das Verhalten der einzelnen Ausheilprozesse sowie die Auswirkungen auf einen Detektorbetrieb dargestellt.

### Beneficial Annealing

Das beneficial annealing führt zu einer Erhöhung der effektiven Dotierungskonzentration. Dies bedeutet, dass die Verarmungsspannung eines Sensors vor der Typkonvertierung mit einer positiven effektiven Dotierungskonzentration ansteigt und nach der Typkonvertierung sinkt. Auf mikroskopischer Ebene lässt sich dies durch das Ausheilen von Akzeptorniveaus erklären. Der Summand  $N_a$  in Gleichung (4.22) besteht aus einer Reihe Summanden der Form  $e^{-t/\tau_{a,i}}$ , jedoch wird  $N_a$  nach einiger Zeit durch den Beitrag mit der höchsten Zeitkonstanten dominiert. Summanden mit kleineren Zeitkonstanten können, für die hier diskutierten Ergebnisse, vernachlässigt werden. Somit ergibt sich für  $N_a$ :

$$N_a = g_a \Phi_{\text{eq}} e^{-t/\tau_a}. \quad (4.23)$$

Die Rate  $g_a$  beträgt im Mittel:

$$g_a = 1.4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}, \quad (4.24)$$

mit einer Temperaturabhängigkeit von  $\tau_a$  durch

$$\frac{1}{\tau_a} = k_a = k_{0a} \cdot \exp\left(-\frac{E_{aa}}{k_B T_a}\right). \quad (4.25)$$

parametrisiert. Die Werte für die Aktivierungsenergie  $E_{aa}$  und den Frequenzfaktor  $k_{0a}$  betragen:

$$E_{aa} = (1.09 \pm 0.03) \text{ eV} \quad \text{und} \quad (4.26)$$

$$k_{0a} = (2.4_{-0.8}^{+1.2}) \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}. \quad (4.27)$$

### Reverse Annealing

Reverse Annealing führt nach längerer Ausheilzeit zu einem weiteren Absinken der effektiven Dotierungskonzentration und lässt sich durch einen ersten Ordnungsprozess der Form

$$N_y = N_{y0} \cdot (1 - \exp(-t/\tau_y)) \quad (4.28)$$

ausdrücken. Für Standardsilizium ist  $N_{y0}$  proportional zur Fluenz und der Proportionalfaktor  $g_y$  hängt nur von der Art der Bestrahlung ab. Für den Fall des Sauerstoff angereicherten Siliziums ändert sich das Verhalten mit dem Bestrahlungsteilchen. Für Neutronenbestrahlung ist der Proportionalfaktor ein konstanter Wert mit:

$$N_{y0,n} = g_{y,n} \cdot \Phi_{\text{eq}} \quad \text{with} \quad g_{y,n} = 4.80 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}. \quad (4.29)$$

Für eine Protonenbestrahlung lässt sich eine Sättigung wie folgt beobachten:

	DOFZ Silizium		FZ Silizium	
	Neutronen	Protonen	Neutronen	Protonen
$g_a$	$1.4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$	$1.4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$	$1.8 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$	$1.8 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$
$\tau_a(20^\circ\text{C})$	70 h	70 h	55 h	55 h
$g_c$	$2.0 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$	$5.3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$	$1.5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$	$1.9 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$
$N_{c0}/N_{\text{eff},0}$	0.45	1.0	0.70	0.70
$g_y$	$4.8 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$	$2.3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$	$5.2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$	$6.6 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$
$\tau_y(20^\circ\text{C})$	800 d	950 d	480 d	480 d

Tabelle 4.2: Schädigungsparameter für DOFZ und FZ Silizium nach [RD48].

$$N_{y0,p} = g_{y,p} \cdot \phi_0 (1 - \exp(-\Phi_{\text{eq},p}/\phi_0)) \quad \text{mit} \quad (4.30)$$

$$g_{y,p} = 7.40 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \quad \text{und} \quad (4.31)$$

$$\phi_0 = 2.1 \cdot 10^{14} n_{\text{eq}} / \text{cm}^2. \quad (4.32)$$

Die Temperaturabhängigkeit der Ausheilkonstante lässt sich analog zum beneficial annealing beschreiben [Mo99]. Es gilt:

$$\frac{1}{\tau_y} = k_y = k_{0y} \exp\left(-\frac{E_{yy}}{k_B T_a}\right) \quad \text{mit} \quad (4.33)$$

$$k_{0y} = 7.4 \cdot 10^{14} \text{ sec}^{-1} \quad \text{und} \quad (4.34)$$

$$E_{yy} = 1.325 \text{ eV}. \quad (4.35)$$

Werte für die Parameter für DOFZ Silizium und FZ Silizium zum Vergleich sind in Tabelle 4.2 wiedergegeben.

### Stable Damage

Der konstante Schaden (stable damage) beruht auf zwei Säulen. Zum einen auf einer Reduzierung der Donatoren mit der Amplitude  $N_{c0}$ , was wiederum exponentiell von der Fluenz abhängt. Zum anderen wird durch die Bestrahlung die Anzahl der Akzeptorniveaus, proportional zur Fluenz mit dem Faktor  $g_c$  erhöht. Somit ergibt sich für  $N_c$ :

$$N_c = N_{c0} (1 - \exp(-c \Phi_{\text{eq}})) + g_c \Phi_{\text{eq}}. \quad (4.36)$$

Lediglich der Anteil  $N_{c0}/N_{\text{eff},0}$  der Donatoren der ursprünglichen Dotierungskonzentration wird durch Bestrahlung vernichtet. Die Amplitude  $N_{c0}$  dieses Rückgangs hängt wiederum von der Bestrahlungsart ab. Für eine Neutronenbestrahlung eines sauerstoffangereicherten Siliziums hängt dies von der effektiven Dotierungskonzentration  $N_{\text{eff}}$  und der Sauerstoffkonzentration  $[O_i]$  ab. Es gilt:

$$N_{c0,n} = N_{\text{eff},0} \cdot 0.8 \cdot \exp\left(-[O_i]/\left(4.3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}\right)\right). \quad (4.37)$$

Durch Protonenbestrahlung werden alle Donatorzustände vernichtet und es gilt:

$$N_{c0,p} = N_{\text{eff},0}. \quad (4.38)$$

Das unterschiedliche Verhalten lässt sich durch die Anwesenheit zweier unterschiedlicher Donatorstypen erklären, von denen die Protonenbestrahlung beide vernichtet und die Neutronenbestrahlung nur einen. Für die übrigen Parameter in Gleichung (4.36) gelten folgende Werte:

$$c = 0.109/N_{\text{eff},0} \quad (4.39)$$

$$g_c = \begin{cases} 2.0 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1} & \text{für Neutronen} \\ 5.3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1} & \text{für Protonen} \end{cases}. \quad (4.40)$$

### Auswirkungen auf den Betrieb

Um die bestmögliche Ladungssammlung zu erhalten, sollte ein Sensor oberhalb seiner Verarmungsspannung betrieben werden, da ein Betrieb unter der Verarmungsspannung zu nicht sensitivem Volumen führt. Aufgrund der Feldverteilungen im Sensor selbst ist ein Betrieb oberhalb der Verarmungsspannung besser als ein Betrieb bei genau der Verarmungsspannung, somit ist es erstrebenswert die Verarmungsspannung klein zu halten.

Durch die Strahlenbelastung des Sensors während des Betriebs erhöht sich die Verarmungsspannung des Sensors kontinuierlich. Dies wird durch  $N_c(\Phi_{\text{eq}})$  in Gleichung (4.22) beschrieben. Dies lässt sich nur durch die geeignete Wahl des Sensormaterials steuern (ATLAS: DOFZ Silizium anstelle von normalen FZ Silizium). Ein Teil der durch Strahlenschäden erzeugten Erhöhung der Verarmungsspannung lässt sich aber durch die Wahl bestimmter Temperaturen während eines Betriebszyklusses beeinflussen, da diese Einfluss auf das Ausheilverhalten haben. Der positive Effekt des Beneficial Annealing lässt sich ausnutzen, in dem man für kurze Zeit den Detektor einer höheren Temperatur aussetzt. Eine Möglichkeit ergibt sich durch mögliche Unterbrechungen des Detektorbetriebs für Wartungszugänge. Jedoch darf die Dauer der erhöhten Temperatur nicht allzulange andauern, da sonst, bedingt durch das Reverse Annealing, die Verarmungsspannung wieder ansteigt. Somit ist es durch die Wahl der Temperaturperiodendauer möglich, sehr nah an das Minimum der Ausheilkurve zu gelangen und anschließend den Detektor so kalt wie möglich zu halten.

In Abbildung 4.5 ist die Entwicklung der Verarmungsspannung mit Hilfe von Simulationen der drei Sensorlagen des ATLAS Detektors dargestellt. Die notwendigen Parameter, wie Temperaturprofil, Dauer und Art der Bestrahlung werden im sogenannten ATLAS Standardszenario zusammengefasst (siehe Anhang B). Während der 100 Tage Betrieb bei einer Temperatur von 0°C steigt wie beschrieben

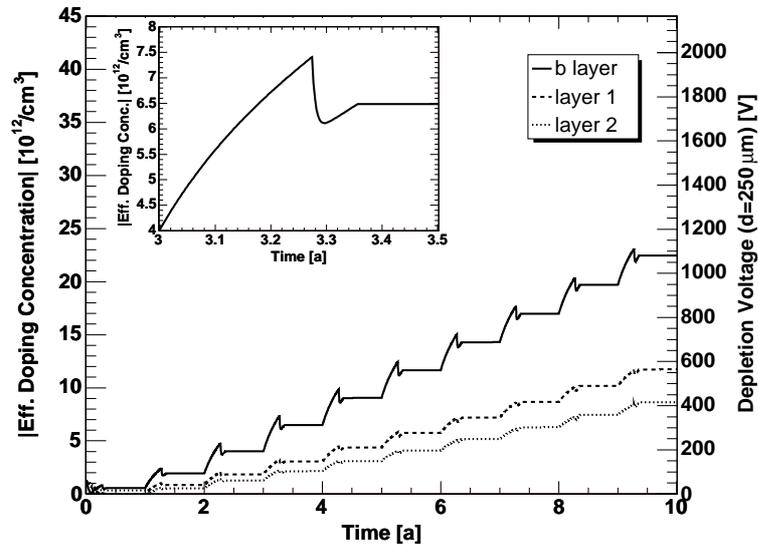


Abbildung 4.5: Entwicklung der Verarmungsspannung für die drei Pixellagen unter Berücksichtigung des Ausheilverhaltens nach [Kr04b]. Dauer und Höhe der Bestrahlung sowie das Temperaturprofil sind durch das ATLAS Standardszenario gegeben.

die Verarmungsspannung durch die Bestrahlung an. Anschließend wird durch das Ausnutzen des Beneficial Annealing die Verarmungsspannung durch erhöhte Temperatur (Raumtemperatur) gesenkt. Mit dem Einsetzen des Reverse Annealings wird der Detektor auf  $-10^{\circ}\text{C}$  heruntergekühlt.

Für das ATLAS Experiment wird ein Sensorbetrieb bei einer Spannung von 50 V über der Verarmungsspannung angestrebt. Jedoch ist durch technische Limitierungen (Verkabelung, Spannungsversorgungen) die maximal verfügbare Spannung auf 600 V begrenzt, so dass zumindest die Sensoren der innersten Lagen nach fünf Jahren nicht mehr vollständig verarmt betrieben werden können, was zu Einbußen in der Effizienz des Detektors führen wird.

### 4.2.3 Trappingverhalten

Wie bereits in Abschnitt 3.3 angedeutet, können driftende Ladungsträger auf ihrem Weg zur Elektrode durch Kristalldefekte eingefangen werden. Da sich die Anzahl der Kristalldefekte mit der Bestrahlungsfluenz ändert, kommt es auch zu einer Veränderung des Trappings. Ebenso ist das Einfangen von Ladungsträgern auch abhängig von der Temperatur. Beide Aspekte werden hier erläutert.

### Strahlungsabhängigkeit

Unter der Annahme (3.41) lässt sich die Einfangwahrscheinlichkeit durch

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i N_i (1 - P_i) \sigma_i v_{\text{th}} \quad (4.41)$$

ausdrücken, wobei  $N_i$  die Konzentration der Trappingzentren  $i$  beschreibt. Die Besetzungswahrscheinlichkeit für die Trappingzentren wird durch  $P_i$  ( $P_i^h$  für Löcher und  $P_i^e$  für Elektronen) ausgedrückt mit dem Einfangwirkungsquerschnitt  $\sigma_i$ . In der ersten Ordnung kann die Fluenzabhängigkeit durch

$$N_i = g_i \Phi_{\text{eq}} f_i(t) \quad (4.42)$$

beschrieben werden. Die Parameter in Gleichung (4.42) bedeuten dabei:  $g_i$  ist die Einführungsrate,  $\Phi_{\text{eq}}$  die äquivalenten Fluenz und  $f_i(t)$  gibt das Ausheilverhalten mit der Zeit wieder. Effekte zweiter Ordnung, wie Reaktionen zwischen Defekten, können im untersuchten Fluenzbereich vernachlässigt werden. Damit lässt sich die inverse Trappingzeit  $1/\tau_0$  durch

$$\frac{1}{\tau_0} = \beta \cdot \Phi_{\text{eq}} \quad (4.43)$$

mit

$$\beta = \left( \sum_i g_i f_i(t) (1 - P_i) \sigma_t \right) v_{\text{th}} \quad (4.44)$$

parametrisieren.

### Temperaturabhängigkeit

Der Parameter  $\beta$  aus Gleichung (4.43) für eine bestimmte Fluenz ist nicht unabhängig gegenüber Temperaturänderungen. Drei Parameter in Gleichung (4.44) sind von der Temperatur abhängig, dies sind die thermische Geschwindigkeit  $v_{\text{th}}$ , der Einfangwirkungsquerschnitt  $\sigma_t$  und die Besetzungswahrscheinlichkeit der Einfangstellen  $P_i$ . Für den Parameter  $m$  des Wirkungsquerschnitts, der mit  $\sigma(T)/\sigma(T_0) = (T/T_0)^m$  skaliert, ist in [Ha96] ein Wert zwischen  $-2$  und  $+2$  angenommen worden. Unter der Annahme, dass nur ein Defekt das Trapping in der verarmten Zone dominiert, lässt sich die Besetzungswahrscheinlichkeit für eine Einfangstelle, durch ihr Energielevel  $E_i$  beschrieben, mit Hilfe der Shockley-Read-Hall-Statistik berechnen [Lu96]:

$$P_i^e = \left( \frac{c_e}{c_h} \chi_i^2 + 1 \right)^{-1}, \quad P_i^h = 1 - P_i^e \quad (4.45)$$

mit

$$\chi_i = \exp\left(\frac{E_i - E_{\text{in}}}{k_B T}\right), \quad c_{e,h} = \sigma_{e,h} v_{\text{th}}$$

und

$$E_{\text{in}} = \frac{E_g}{2} + \frac{3}{4} k_B T \ln\left(\frac{P_v}{N_c}\right),$$

$$\frac{P_v}{N_c} = 0.371, \quad E_g = 1.12 \text{ eV}$$

wobei  $E_{\text{in}}$  das Fermilevel eines intrinsischen Halbleiters ist,  $E_g$  die Bandlückenenergie bezeichnet und es sich bei  $P_v$  und  $N_c$  um die effektiven Zustandsdichten des Valenz- bzw. des Leitungsbandes handelt. Daher lässt sich die Temperaturabhängigkeit von  $\beta$ , dominiert durch nur einen Einfangtyp, schreiben als

$$\beta(T) = \frac{1}{\tau_0 \Phi_{\text{eq}}} = \beta(T_0) \frac{1 - P_t(T)}{1 - P_t(T_0)} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{m + \frac{1}{2}}. \quad (4.46)$$

In [Km02] sind Studien im Temperaturbereich von 223 K bis 293 K durchgeführt worden. Ein negativer Parameter  $m$  im Einfangquerschnitt oder ein nahe bei der Mitte der Bandlücke sitzendes Trappingzentrum oder eine Kombination beider Möglichkeiten wurde durch die Ergebnisse in [Km02] nahegelegt. Dies führt zu einer effektiven Parametrisierung der Form

$$\beta(T) = \beta(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^\kappa \quad (4.47)$$

mit  $\kappa$  und  $\beta(T_0)$  als Fitparametern.

Prinzipiell lässt sich eine Reduzierung der Trappingwahrscheinlichkeit mit steigender Temperatur feststellen.

#### 4.2.4 Feldveränderung durch Deep-Level-Zustände

Bei höher bestrahlten Sensoren ändert sich die Feldverteilung vom einfachen linearen Modell zu einem Feld, das aus zwei Maxima besteht, einer sogenannten Doppelpeakstruktur [Er95, Me99]. Dies steht im Gegensatz zu einer homogenen Dotierungskonzentration, somit ist die Raumladungsverteilung im Sensor nach hoher Bestrahlung inhomogen und weist ein Vorzeichenwechsel von einer Seite zur anderen auf. In [Er02] wird ein Modell zur Beschreibung der Doppelpeakstruktur gegeben. Im folgenden Abschnitt wird das Modell aus [Er02] dargestellt. Es wird lediglich durch die Modifikationen aus [Kr04b] erweitert, da hier ebenfalls das Modell aus [Kr04b] verwendet wird. Alle angegebenen Gleichungen beziehen sich immer auf den Gleichgewichtszustand.

Die Rate  $G$ , mit dem der Leckstrom erzeugt wird, ist im gesamten Detektor gleich. Für die Leckstromdichte gilt:

$$j_{\text{leak}} = G \cdot d. \quad (4.48)$$

Die Anteile für Löcher und Elektronen ist linear abhängig von Ort  $x$ :

$$j_e = Gx \quad \text{und} \quad (4.49)$$

$$j_h = G(d - x). \quad (4.50)$$

Dies ergibt sich aus den Randbedingungen und Kontinuitätsbedingungen:

$$\vec{\nabla} j_e = G \quad (4.51)$$

$$j_e = 0 \text{ an der p-Seite } (x = 0) \quad (4.52)$$

$$\vec{\nabla} j_h = G \quad (4.53)$$

$$j_h = 0 \text{ an der n-Seite } (x = d) . \quad (4.54)$$

Daraus resultiert die Dichte an freien Ladungsträgern:

$$n_e(x) = \frac{j_e(x)}{e_0 v_{\text{dr},e}(E(x))} \quad (4.55)$$

$$n_h(x) = \frac{j_h(x)}{e_0 v_{\text{dr},h}(E(x))} \quad (4.56)$$

die inhomogen ist, da die Driftgeschwindigkeit von der elektrischen Feldstärke abhängt. Die freien Ladungsträger können durch Deep-Level-Zustände eingefangen werden, wodurch diese ihren Ladungszustand ändern. Die Besetzungswahrscheinlichkeit dieser Zustände hängt von der Dichte der freien Ladungsträger ab. Daher sind diese ebenfalls inhomogen verteilt und es kommt zu einer Ansammlung von negativer Ladung an der n-Seite und zu einer mehr positiv geladenen p-Seite. Dies kann zu einem Wechsel des Vorzeichens der Raumladung führen und somit die beobachtete Doppelpeakstruktur herbeiführen. Um nun ein numerisches Modell für Berechnungen abzuleiten, werden die Ladungsträgergenerationsraten  $U_e$  und  $U_h$  betrachtet. Die Ladungsträgergenerationsraten ergeben sich aus der Differenz von Generations-  $G_{e,h}$  und Rekombinationsrate  $R_{e,h}$ :

$$U_e = G_e - R_e , \quad (4.57)$$

$$U_h = G_h - R_h . \quad (4.58)$$

Unter der Annahme nur eines Typs eines Deep-Level-Defekts lässt sich die Erzeugungsrate  $G_e$  für Elektronen als proportional zur Anzahl eingefangener Elektronen  $n_t$  und der Emissionsrate  $\varepsilon_e$  schreiben:

$$G_e = n_t \varepsilon_e . \quad (4.59)$$

Für  $G_h$  gilt die Proportionalität zur Dichte der unbesetzten Einfangzentren  $N_t - n_t$  mit  $N_t$  der totalen Dichte an Einfangzentren:

$$G_h = (N_t - n_t) \varepsilon_h . \quad (4.60)$$

Die Emission ist gegeben durch:

$$\varepsilon_e = v_{\text{th},e} \sigma_e N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_t}{kT}\right) \quad \text{und} \quad (4.61)$$

$$\varepsilon_h = v_{\text{th},h} \sigma_h N_V \exp\left(-\frac{E_t - E_V}{kT}\right) . \quad (4.62)$$

$N_C$  und  $N_V$  sind die effektiven Zustandsdichten im Valenz- bzw. Leitungsband nach Gleichungen (3.9) und (3.10).  $E_C - E_t$  und  $E_t - E_V$  sind die Aktivierungsenergien für den Ladungsträgertransport zwischen den Deep-Level-Zuständen mit der Energie  $E_t$  und den jeweiligen Energien des Valenz- und Leitungsbandes. Die Rekombinationsrate hängt von  $N_t$ ,  $n_t$ ,  $n_{e,h}(x)$  und der Einfangrate  $c_{e,h}$  durch den Zusammenhang

$$R_e = (N_t - n_t) c_e n_e(x) \quad \text{und} \quad (4.63)$$

$$R_h = n_t c_h n_h(x) \quad (4.64)$$

ab. Die Einfangrate wiederum ist das Produkt der thermischen Geschwindigkeiten  $v_{\text{th},e,h}$  und dem Einfangwirkungsquerschnitt  $\sigma_{e,h}$ , so dass

$$c_e = v_{\text{th},e} \cdot \sigma_e \quad (4.65)$$

$$c_h = v_{\text{th},h} \cdot \sigma_h \quad (4.66)$$

gilt. Unter dem thermischem Gleichgewichtszustand ( $U_e = U_h$ ) ist die Rate mit der Löcher und Elektronen entstehen gleich. Es ergibt sich für den Füllfaktor  $F$  der Deep-Level-Zustände:

$$F = \frac{n_t}{N_t - n_t} \quad (4.67)$$

$$= \frac{c_e n_e + v_{\text{th},h} \sigma_h N_V \exp(-(E_t - E_V)/kT)}{c_h n_h + v_{\text{th},e} \sigma_e N_C \exp(-(E_C - E_t)/kT)}. \quad (4.68)$$

Im Normalfall wird eine Einfangstelle als „besetzt“ bezeichnet, wenn sie elektrisch negativer ist. So ist ein Deep-Level-Donator (deep donor) elektrisch neutral und positiv falls er unbesetzt ist. Analog gilt für Deep-Level-Akzeptor (deep acceptor), dass er negativ im besetzten Zustand ist und neutral im unbesetzten Fall. Somit gilt für die *geladenen* Anteile an Donatoren und Akzeptoren

$$F^- = \frac{F}{1 + F} \quad \text{für Akzeptoren} \quad \text{und} \quad (4.69)$$

$$F^+ = \frac{1}{1 + F} \quad \text{für Donatoren.} \quad (4.70)$$

Daraus ergibt sich für den Fall (wie in den Simulationen verwendet) nur eines Deep-Level-Typs für

$$N_{\text{eff}}(x) = N_{\text{sh}} + F^+(x)N_{\text{DD}} - F^-(x)N_{\text{DA}}. \quad (4.71)$$

Bei  $N_{\text{DD}}$  und  $N_{\text{DA}}$  handelt es sich um die jeweiligen Dichten an Deep-Level-Donatoren und Akzeptoren.  $N_{\text{sh}}$  ist der Anteil, der als *shallow level* bezeichnet

wird, und das Vorzeichen der Raumladung beinhaltet. Für den Fall mehrerer Deep-Level-Zustände [Er02] ergibt sich

$$N_{\text{eff}}(x) = N_{\text{sh}} + \sum_i F_i^+(x) N_{\text{DD},i} - \sum_i F_i^-(x) N_{\text{DA},i}. \quad (4.72)$$

Das elektrische Feld kann aus  $N_{\text{eff}}$  mit Hilfe von Ramos Theorem bestimmt werden. Jedoch ist eine Herleitung nur iterativ möglich, da die einzelnen Parameter stark voneinander abhängen. So sind Informationen über die Feldverteilung notwendig, um die Driftgeschwindigkeiten zu bestimmen. Die Driftgeschwindigkeiten beeinflussen wiederum das elektrische Feld  $E(x)$ , das notwendig für die Bestimmung der Ladungsträgerdichte ist. Deshalb wird ein Feld  $E(x)$  angenommen und an Hand dessen die Geschwindigkeiten bestimmt, um dann wieder das neu berechnete Feld für den nächsten Schritt der Iteration zu verwenden.



# Kapitel 5

## Experimentelle Vorgehensweisen

### 5.1 Teststrukturen und Bestrahlung

In diesem Abschnitt werden neben dem Bestrahlungsvorgang von Proben kurz die verwendeten Teststrukturen (Dioden) und einige wichtige Eigenschaften dieser Proben beschrieben.

#### 5.1.1 Diodenstruktur

Alle hier verwendeten Teststrukturen sind planare Dioden unterschiedlicher Größe, Herkunft (Hersteller) und unterschiedlichen Materials. Eine Übersicht über die einzelnen Dioden ist in Tabelle 5.1 zu finden. Grob lassen sich die Teststrukturen an Hand ihrer Eigenschaften in drei Gruppen einteilen. Dies sind die Gruppe A der Dioden mit dem Namen R, S, T und V, und die Gruppe B, bestehend aus den Dioden n0 – n17. Die letzte Gruppe (C) umfasst die Dioden EN1 bis EN8.

Die Gruppe A ist bereits in [Kr04b] untersucht worden, wird hier aber mit aufgeführt, da die mit diesen Dioden erzielten Werte relevant für die Ergebnisse der anderen Dioden sind. Die Dioden dieser Gruppe haben eine Dicke von rund  $300\ \mu\text{m}$  mit einer Fläche von  $7 \times 7\ \text{mm}^2$ . Die Dioden stammen von einem Projekt der Universität Hamburg [HH] und dem Hersteller der Dioden<sup>1</sup>. Alle Dioden dieser Gruppe sind einem einzigen Wafer entnommen.

Die Dioden der Gruppe B entstammen von Wafern der ATLAS-Pixel-Sensor-Serienproduktion [Kb05] mit zwei unterschiedlichen Herstellern. Da sich nur jeweils zwei Dioden auf einem Wafer befinden, sind die Dioden mehreren Wafern entnommen (siehe Tabelle 5.1). Die Dioden haben eine Fläche von  $6 \times 6\ \text{mm}^2$  bei einer Dicke von  $250\ \mu\text{m}$ .

Alle Dioden der Gruppen A und B bestehen aus mit Sauerstoff angereichertem (24 Stunden bei  $1200^\circ\text{C}$ ) floatzone-Silizium (DOFZ) bei einer Kristallorientierung von  $\langle 111 \rangle$ .

---

<sup>1</sup>Näheres siehe [Kr04b]

Dioden- name	Herkunft (Struktur ID)	Material -	Dicke [ $\mu\text{m}$ ]	Fluenz $\Phi_{\text{eq}}$ [ $10^{15} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ ]
R	4914-01-35	DOFZ	297	0.1
S	4914-01-36	DOFZ	297	0.6
T	4914-01-34	DOFZ	297	0.4
V	4914-01-30	DOFZ	297	0.2
n0	6973-05-19	DOFZ	250	0.9
n1	6148-07-18	DOFZ	250	0.9
n2	6140-23-19	DOFZ	250	0.3
n3	7969-28-18	DOFZ	250	0.6
n4	6138-21-19	DOFZ	250	1.0
n5	6145-21-19	DOFZ	250	1.0
n6	6145-08-18	DOFZ	250	2.0
n7	6144-22-19	DOFZ	250	2.0
n8	6140-03-19	DOFZ	250	0.6
n9	5431-08-19	DOFZ	250	3.0
n10	6151-08-19	DOFZ	250	3.0
n11	17-07-19	DOFZ	250	4.0
n12	6137-11-19	DOFZ	250	0.8
n13	7971-27-19	DOFZ	250	0.8
n14	6142-03-19	DOFZ	250	4.0
n15	6145-08-19	DOFZ	250	0.6
n16	7971-26-19	DOFZ	250	0.3
n17	7971-26-18	DOFZ	250	0.3
EN1	8364-01-16	EPI	75	0.5
EN2	8364-05-07	EPI	75	0.5
EN3	8364-01-19	EPI	75	1.0
EN4	8364-05-08	EPI	75	1.0
EN5	8364-05-09	EPI	75	2.0
EN6	8364-01-22	EPI	75	2.0
EN7	8364-01-24	EPI	75	3.0
EN8	8364-05-10	EPI	75	3.0

Tabelle 5.1: Überblick über alle Teststrukturen, die hier verwendet wurden. Alle Dioden sind mit Neutronen bestrahlt worden. Die Dicke der Dioden ist mit einer Unsicherheit von  $\pm 5\mu\text{m}$  bekannt.

Die Dioden der Gruppe C bestehen im Gegensatz dazu aus epitaktischem Silizium (EPI), das auf einer Trägerstruktur aufgewachsen ist. Die epitaktische Schicht hat eine Dicke von  $75 \mu\text{m}$  die nicht sensitive Trägerschicht von rund  $0,5 \text{ mm}$ . Die Fläche der gesamten Struktur beträgt  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ , die der eigentlichen Diode  $7 \times 7 \text{ mm}^2$ . Die Dioden stammen von zwei Wafern und sind durch [JSI] zur Verfügung gestellt worden.

Alle Dioden haben auf ihrer p-Seite eine kreisförmige Öffnung (Durchmesser  $2 \text{ mm}$ ) der Metallisierung, durch die ein Einschuss von Laserlicht möglich ist. Die DOFZ-Dioden haben auf ihrer Rückseite noch eine  $1.7 \times 1.7 \text{ mm}^2$  große quadratische Öffnung, so dass auch ein Beschuss der n-Seite möglich ist. Im Gegensatz zu den Dioden der Gruppe B, die einen einfachen Schutzring<sup>2</sup> an der Diodenaußenseite haben, besitzen die Dioden der Gruppen A und C einen mehrlagigen Schutzring mit einer Breite von  $1 \text{ mm}$ , so dass sich eine effektive Größe der Dioden analog zu den Dioden der Gruppe B von  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  ergibt.

### 5.1.2 Bestrahlung von Teststrukturen

Die Bestrahlung von Teststrukturen ist durch verschiedene Teilchen möglich. Dies sind im Normalfall Protonen, Pionen als geladene Hadronen und Neutronen als neutrale Hadronen. Hier wird nur die Bestrahlung durch Neutronen näher beschrieben, da nur sie für diese Arbeit relevant ist.

Die Bestrahlung mit Neutronen wurde mit Hilfe von [JSI] am TRIGA Mark II Nuklearreaktor durchgeführt. Der Anteil von schnellen Neutronen ( $> 0.1 \text{ MeV}$ ) beträgt gut ein Drittel der Gesamtfluenz [Kt98]. Der Härtefaktor dieses Bestrahlungsvorganges beträgt nach [Mo99]  $\kappa = 0.90 \pm 0.05$ . Die Teststrukturen werden in spezielle Bestrahlungskapseln in einen Bestrahlungsplatz (F19) gegeben. Während der Bestrahlung werden die Teststrukturen nicht speziell gekühlt und nicht mit Spannung versorgt. Die erhaltene Fluenz wird über den Leckstrom von Dosimeterdioden bestimmt. Sie werden zeitgleich mit den Proben bestrahlt. Mittels Messungen [Kt98] und Simulationen [Žo98] wurde dieses Verfahren der Dosimetrie bestätigt. Der Fehler dieser Messungen wird mit  $10\%$  angegeben [Kr04b, Km01]. Die Neutronenbestrahlung umfasst Fluenzen, die bereits andere Studien [Kr04b, Km02] abdecken, geht aber deutlich darüber hinaus. So wird der gesamte Fluenzbereich untersucht, der für ATLAS und darüber hinaus wichtig ist. Bei vielen Fluenzen sind meist zwei Testdioden mit derselben Fluenz bestrahlt worden. Dies ermöglicht einen Vergleich bei gleicher Fluenz, um die Unsicherheiten der Messung besser einschätzen zu können.

## 5.2 Messaufbau

Für alle nachfolgend beschriebene Messungen müssen die Teststrukturen auf einer metallischen Oberflächen fixiert und über eine Kupferblechklammer kontaktiert

---

<sup>2</sup>engl. guard ring

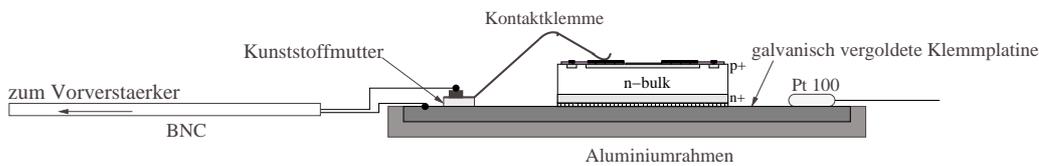


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Diodenhalterung nach [Rj03].

werden. Somit ist ein elektrischer Kontakt über die metallische Oberfläche (vergoldete Kupferplatine) und die Klammer möglich, die elektrisch von der Platine getrennt ist. Die Diode liegt mit der n-Seite auf der Platine. Die p-Seite ist durch die Kupferklemme verbunden. Für einen Betrieb der Diode in Sperrrichtung muss die Kupferplatine geerdet sein und über die Klemme die negative Spannung anliegen. Die Versorgungsspannung wird über ein BNC-Kabel eingespeist. In Abbildung 5.1 ist die Platine mit eingebauter Diode schematisch dargestellt.

Die gesamte Platine samt Diode befindet sich in einer Aluminiumbox, die für die nötige Abschirmung sorgt. Die Box wird, falls die Probe gekühlt wird, mit Stickstoff bzw. trockener Luft gespült, um die Probe in einer trockenen Atmosphäre zu halten. Durch eine Öffnung in der Box kann Laserlicht auf die Diode geschossen werden. Die Aluminiumbox wiederum ist auf ein Peltierelement montiert, um die Diode zu kühlen. Die Temperatur an der Diode wird über einen PT100-Messfühler monitoriert. Durch ein computergesteuertes Programm (LabView) kann die Temperatur zwischen  $-20^{\circ}\text{C}$  und  $+20^{\circ}\text{C}$  eingeregelt werden. Die Genauigkeit, mit der die Temperatur eingestellt werden kann, beträgt  $\pm 0,2^{\circ}\text{C}$ . Die Kühlung des Peltierelements ist durch ein Eiswasserreservoir realisiert.

Der Gesamtaufbau befindet sich in einer weiteren Box, die wiederum für eine weitere notwendige elektrische Abschirmung sorgt. Andererseits befindet sich die Diode dadurch in einer dunklen Umgebung, die durch die Generierung von Photostrom bei Licht und der dadurch möglichen Zerstörung der Diode bei Betrieb notwendig ist. Außerhalb der Box befinden sich die notwendigen Messgeräte für die jeweiligen Messungen, die in den nächsten Abschnitten beschrieben werden.

### 5.2.1 Strom-Spannungs-Messungen

Die Bestimmung der Strom-Spannungs-Charakteristika (IV-Kennlinie) ist eine einfache Messung zur Bestimmung der Qualität einer unbestrahlten Diode. So sind alle Dioden vor der Bestrahlung auf ihre Durchbruchspannung hin untersucht worden. Die Durchbruchspannung ist die Spannung, bei der der Leckstrom der Diode exponentiell ansteigt. Eine Verwendung der Diode oberhalb der Durchbruchspannung ist nicht möglich. Bereits vor der Bestrahlung, konnten so Dioden mit zu niedriger Durchbruchspannung aussortiert werden.

Auch die Bestimmung der IV-Kennlinien bei bestrahlten Dioden ist von Bedeutung. Da eine Analyse der Messungen der Trappingzeiten nur dann möglich ist,

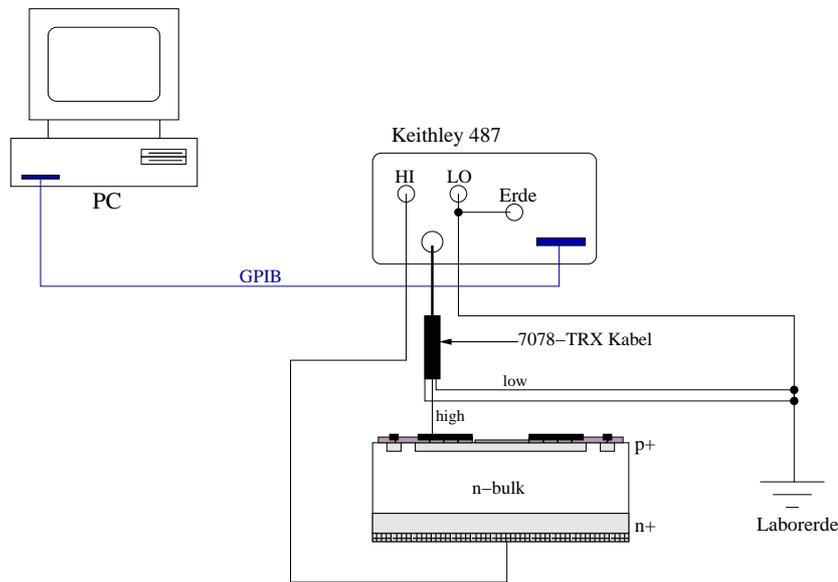


Abbildung 5.2: Darstellung des Messaufbaus zur Bestimmung der IV-Kennlinien von Dioden [Rj03].

wenn die Diode verarmt ist und die Durchbruchspannung noch nicht erreicht hat. Durch die IV-Messungen kann der Spannungsbereich für diese Messungen festgelegt werden. Ebenso wird die Entwicklung der Diode bezüglich des Leckstromverhaltens untersucht.

Die Messung wird mit dem oben beschriebenen Messaufbau durchgeführt. Im Gegensatz zu oben wird die Kontaktierung nicht mit einem BNC-Kabel durchgeführt, sondern mit zwei Lemokabeln, bei denen nur der Innenleiter verwendet wird. Diese Verkabelung zeigte sich für die Strommessung praktikabler. Die Spannung wird von einem Keithly K487 (0 – 500 V) bzw. einem Keithly K248 (40 – 2500 V<sup>3</sup>) bereitgestellt. Der Strom wird mit Hilfe eines Picoamperemeters (Keithly K487) gemessen. In Abbildung 5.2 ist der Messaufbau schematisch dargestellt.

### 5.2.2 Kapazitätsmessungen

Die Kapazitäts-Spannungs-Messung ist eine weitere Messung zur Charakterisierung einer Diode. Dazu wird der in Abbildung 5.3 gezeigte Aufbau verwendet. Die Diode wird für diese Messung auf eine PCB-Platine geklemmt, aus der entsprechende Leiterbahnen herausgeätzt worden sind. Da die Messung der Kapazität einer Vierpolmessung entspricht, werden pro Spannungsseite (low/high) je zwei Lemokabel (nur der Innenleiter findet Verwendung) an die Platine angebracht. Die

<sup>3</sup>Der Messstand ist durch die Verkabelung und anderen Baukomponenten jedoch nur auf rund 1500 V begrenzt.

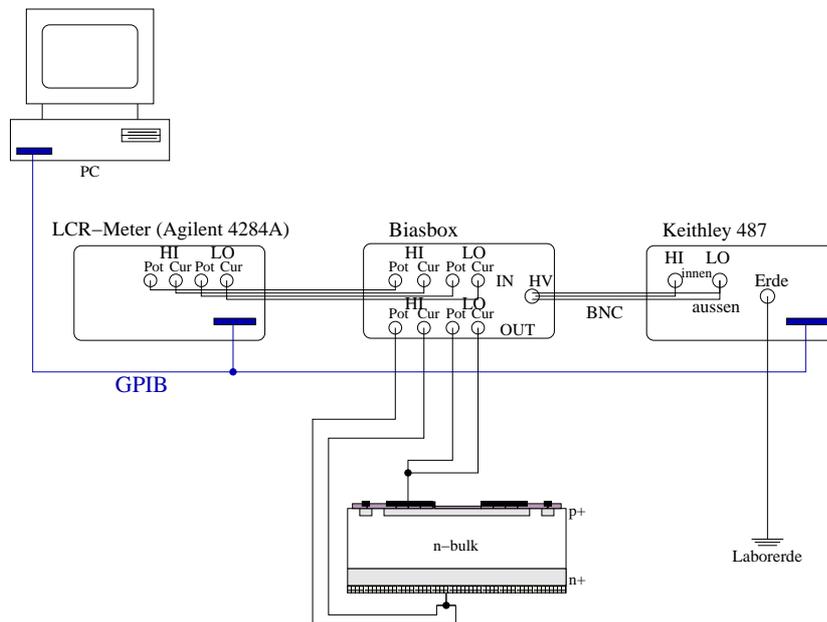


Abbildung 5.3: Aufbau für die Messung von Kapazitätsmessungen nach [Rj03].

Spannung wird wiederum von einem Keithley K487 bzw. einem Keithley K248 bereitgestellt. Zur Messung der Kapazität wird ein Agilent 4284A als LCR-Meter eingesetzt.

Die Kapazität der Teststruktur wird aus der komplexen Impedanz mittels eines Modells bestimmt, in dem die Kapazität parallel zu einem Widerstand geschaltet ist<sup>4</sup>. Die Impedanz wird durch Anlegen eines sinusförmigen Wechselstroms (10 kHz,  $50\text{ mV}_{\text{eff}}$ ) bestimmt. Dabei werden Amplitude und Phasenverschiebung des resultierenden Stroms gemessen.

Mittels der Kapazitätsmessungen bei ansteigender angelegter Versorgungsspannung kann die Verarmungsspannung bestimmt werden. Die Kenntnis der Verarmungsspannung ist notwendig, da sie den Punkt kennzeichnet ab dem die Ladungssammlung nicht mehr durch das Anwachsen des sensitiven Volumens ansteigt, sondern nur noch bei bestrahlten Dioden mit nicht zu vernachlässigendem Trapping durch die Erhöhung des elektrischen Feldes. Demzufolge können die effektiven Trappingzeiten nur oberhalb der Verarmungsspannung bestimmt werden.

<sup>4</sup>Als weiteres Modell ist die Wahl einer Reihenschaltung einer Kapazität und eines Widerstandes möglich. Jedoch beschreiben beide Modell die Situation einer verarmten Diode nur ungenau, siehe [Kr04b].

### 5.2.3 Transient Current Technique

Mit der *Transient Current Technique* [Er96] (kurz TCT) wird der Signalstrom aus einem Detektor zeitaufgelöst bestimmt. Da der gemessene Strom durch driftende Ladungsträger erzeugt wird, kann aus diesem, bei Variation der angelegten Versorgungsspannung, die Trappingzeit bestimmt werden<sup>5</sup>.

Die Injektion von Ladung in eine Testdiode kann mit  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Teilchen sowie mit Photonenbeschuss durchgeführt werden. Da sowohl  $\alpha$ - und  $\beta$ -Teilchen einige Nachteile bezüglich des Triggerns des Signals ( $\alpha$ -Beschuss) bzw. bei der Trennung von Loch- und Elektronensignal ( $\beta$ -Teilchen) haben, ist die Verwendung von Laser-Photonen am sinnvollsten. Das Triggern des Signals bei Verwendung eines Lasers ist recht einfach, da sowohl der Laser als auch das Oszilloskop gleichzeitig getriggert werden können. Die Wiederholungsfrequenz des Beschusses ist frei wählbar. Durch die Wahl der Wellenlänge des Lasers kann die Eindringtiefe in das Silizium bestimmt werden. Eine Injektion direkt unterhalb der Oberfläche (Eindringtiefe: wenige  $\mu\text{m}$ ) kann durch einen roten Laser erreicht werden. Einen mip-ähnlichen Beschuss erhält man bei einem Laser mit der Wellenlänge im infraroten Bereich des Spektrums. Der hier verwendete rote Laser hat eine Wellenlänge von 672 nm. Im Folgenden wird der zur Durchführung der Transient Current Technique notwendige Aufbau beschrieben. Sie unterteilt sich in eine Darstellung des optischen und des elektrischen Aufbaus.

#### Optischer Messaufbau

Zur Signalerzeugung dienen Laserpulse mit regelbarer Wiederholrate. Es wurde extern mit Hilfe eines Pulsgenerators mit einer Frequenz von 500 Hz getriggert. Der Laser besteht aus einem Lasertreibermodul des Herstellers Picoquant (Pulsed Diode Laser PDL800), an dem drei verschiedene Laserdioden der Wellenlänge 672 nm, 908 nm und 1057 nm angeschlossen werden können. Die Eindringtiefen finden sich in Tabelle 3.1 auf Seite 22. Das entstandene Laserlicht wird mittels eines 20 m langen Lichtleiters zur Teststruktur transportiert. Durch die Verzögerung durch den Lichtleiter erfolgt die Ladungsinjektion erst nach dem Abklingen des Rauschens des Pulsgenerators und nach dem der Laser vollständig erloschen ist. Der Pulsgenerator triggert ebenfalls das Oszilloskop (Tektronix T784D). Die Verzögerung durch den Lichtleiter kann durch eine interne Verzögerung des Oszilloskops ausgeglichen werden.

Der Lichtleiter endet ca. 1,5 – 3 cm vor der Diode. Der ungenaue Abstand ergibt sich durch eine manuelle Ausrichtung und variiert zusätzlich noch um die Platinendicke, je nachdem welche Seite der Diode bestrahlt wird. Bei einer p-Seitenbestrahlung (Elektronensignal) trifft der Laser unmittelbar auf die Diode, bei einer n-Seitenbestrahlung (Löchersignal) muss der Laserstrahl noch durch ein Loch in der Platine. Durch den Abstand erreicht der Laserstrahl einen Durchmesser

<sup>5</sup>Es können durch diese Methode auch Driftgeschwindigkeit und Feldkonfigurationen bestimmt werden.

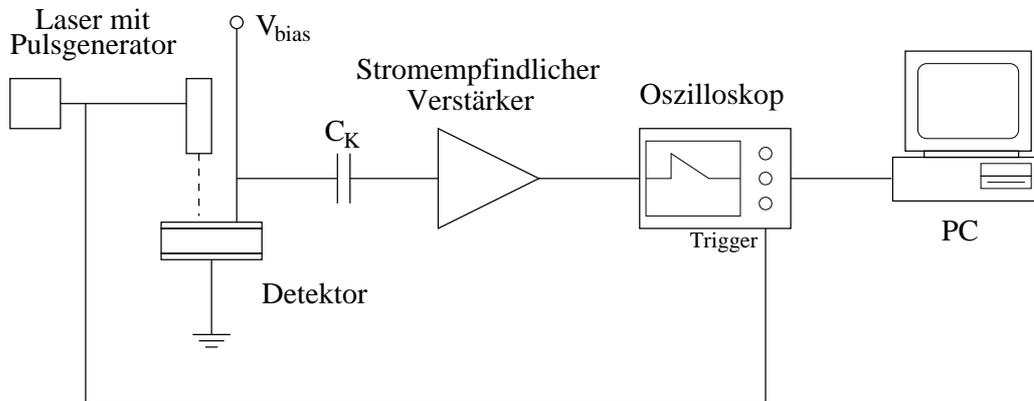


Abbildung 5.4: Darstellung des TCT-Aufbaus [Kr04a].

von einigen mm.

### Elektrischer Messaufbau

Der elektrische Aufbau besteht aus der Verkabelung, die die einzelnen Komponenten miteinander verbindet sowie aus den Bauteilen des Schaltkreises, die das Signal verstärken und in das Auslesegerät geben. Die Teststruktur befindet sich, wie beschrieben, auf einer geerdeten Platine, so dass die negative Spannung über die Kupferklemme eingespeist wird. In Abbildung 5.4 ist eine schematische Darstellung des Schaltkreises dargestellt.

Das Signal wird über ein BNC-Kabel ( $50 \Omega$ ) in die sogenannte *Biasbox* gegeben. Die Biasbox erfüllt durch ihren RC-Schaltkreis zwei wichtige Aufgaben. Eine Funktion ist die Glättung der Versorgungsspannung. Des weiteren wird der Wechselstromanteil und damit das Signal von der Versorgungsspannung mittels Koppelkondensator ( $10 \text{ nF}$ ) ausgekoppelt und nur das Signal zum Verstärker weitergeleitet. Der Leckstromanteil wird als Gleichstrom vom Signal mittels des Kondensators getrennt, dadurch wird nur die eigentliche Antwort des Detektors zur Auslese gegeben. Ein Teil des Signals wird jedoch vom RC-Kreis reflektiert und zur Diode zurückgesandt, die die Reflektion wiederum reflektiert und ein zweites mal in das RC-Glied eingibt. Dies lässt sich zwar nicht verhindern, jedoch lassen sich Überlagerungen mit dem Signal durch eine genügend große Laufzeit (langes Kabel) verhindern.

Das ausgekoppelte Signal wird in einen Breitbandverstärker (Phillips Scientific 6954,  $10\times$  Verstärkung) gegeben. Die Bandbreite von  $3 \text{ dB}$  des Verstärkers erstreckt sich von  $100 \text{ kHz}$  bis  $1.8 \text{ GHz}$ . Der Signalstrom wird durch eine  $50 \Omega$  Eingangsimpedanz in ein Spannungssignal umgewandelt.

Ein schnelles Oszilloskop (Tektronix TDS784D, Bandbreite  $1 \text{ GHz}$ ) misst das Spannungssignal. Es wird, wie bereits erwähnt, durch denselben Pulsgenerator getriggert wie der Lasertreiber. Eine interne Verzögerung gleicht die zeitliche Ver-

schiebung bedingt durch den Lichtleiter aus. Um das Rauschen und statistische Fluktuation zu minimieren, werden 250 einzelne Signale gemittelt. Das Oszilloskop wird wie die anderen Bauteile durch eine LabView-Software gesteuert und ausgelesen.

Je nach der benötigten Spannung wird entweder ein Keithley K487 oder ein Keithley K248 verwendet, wobei das K487 aufgrund der höheren Spannungsstabilität dem K248 ( $\pm 1\text{ V}$ ) vorzuziehen ist. Neben der Steuerung der Spannungsquelle und des Oszilloskops steuert die LabView-Software auch das Schreiben der gewonnenen Datenmenge auf ein Speichermedium. Dabei wird neben der Signalspannung und der angelegten Spannung noch die Zeit und die Aufnahmelänge des Oszilloskop-samples gespeichert, um durch die Temperaturlogfiles auf die Temperatur während der Messung schließen zu können.

Verschiedene Tests, inwieweit ein Signal (z.B. von der Diode) durch den elektrischen Aufbau verändert wird, sind in [Kr04b] durchgeführt worden. Es konnte gezeigt werden, dass ein eingegebenes Signal kaum Veränderungen erfahren hat.

### 5.3 Bestimmung von Durchbruchs-, Verarmungsspannung und Trappingzeit

In diesem Abschnitt werden die Methoden, die zur Bestimmung der Parameter aus den gemessenen Daten nötig sind, dargestellt.

#### 5.3.1 Durchbruchspannung und Verarmungsspannung

Die Durchbruchspannung lässt sich recht einfach aus der Stromspannungskennlinie bestimmen. Es wird hier der Spannungspunkt gewählt, ab dem der Leckstrom exponentiell ansteigt. Dadurch lässt sich die Durchbruchspannung mit einer Genauigkeit von  $\pm 10\text{ V}$  festlegen. Eine genauere Angabe ist nicht notwendig, da sie nur den Betriebsbereich des Sensors vorgibt. Da sie ebenfalls keine Auswirkungen auf die anderen Messgrößen hat, wird die Durchbruchspannung nur monitoriert. Für weitere Details bezüglich Durchbruchspannungsmessungen sei an [Wb04] verwiesen.

Die Verarmungsspannung einer Teststruktur lässt sich durch die Bestimmung ihrer Kapazität bei sich ändernder Spannung ermitteln. Da die Verarmungszone mit steigender Spannung anwächst, sinkt konsequenter Weise die Kapazität, da sich eine Diode ähnlich zu einem Plattenkondensator verhält. Sobald die Verarmungsspannung erreicht ist, bleibt die Kapazität bei steigender Spannung konstant.

Da die Dicke der Verarmungszone proportional zu  $1/\sqrt{V_{\text{bias}}}$  ist, lässt sich die Verarmungsspannung durch die Darstellung der Messwerte der Form  $1/C^2$  gegen  $V_{\text{bias}}$  bestimmen. Nun kann mit Hilfe zweier Geradenfits an die beiden Teilbereiche und deren Schnittpunkt miteinander die Verarmungsspannung bestimmt werden. Dies Verfahren ist graphisch in Abbildung 5.5 dargestellt.

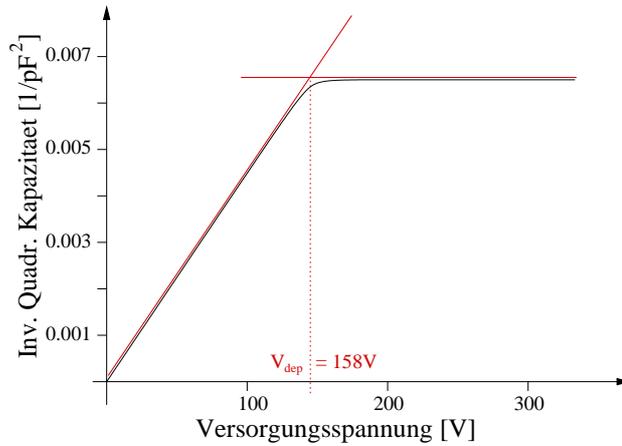


Abbildung 5.5: Darstellung der verwendeten Methode zur Bestimmung der Verarmungsspannung mittels CV-Messung. Die Verarmungsspannung lässt sich durch den Schnittpunkt und dessen  $x$ -Werts von zwei Geradenfits vor und nach dem Abknicken der gemessenen Kurve bestimmen.

### 5.3.2 Bestimmung der Trappingzeit

Aus den durch TCT-Messungen gewonnenen Daten lässt sich nicht ohne weiteres die Trappingzeit bestimmen. Zur Bestimmung der Trappingzeit ist eine möglichst genaue Kenntnis des zeitlichen Signalverlaufs notwendig, jedoch verändert der Aufbau an sich das Signal.

Eine Limitierung ist die Bandbreite des Setups. Die Überlegungen in [Kr04b] zeigten, dass die Diode der limitierende Faktor ist. Für typische Werte von Widerstand ( $50 \Omega$ ) und Kapazität ( $10 \text{ pF} < C_{\text{Diode}} < 40 \text{ pF}$ ) der Diode bewegen sich die Grenzfrequenzen zwischen 320 MHz und 80 MHz, was deutlich unterhalb der Grenzfrequenzen von Verstärker (1.8 GHz) und Oszilloskop (1 GHz) liegt.

Um nun die Bandbreitenlimitierung herauszurechnen, muss ein Zusammenhang zwischen gemessener Spannung  $u_m(t)$  am Oszilloskop und anliegendem Strom  $i_s(t)$  gefunden werden. Nach [Kr04b] ergibt sich der Zusammenhang:

$$i_s(t) = \frac{u_m(t)}{AR} + \frac{\tau_{\text{RC}}}{AR} \dot{u}_m(t), \quad (5.1)$$

mit dem Faktor  $A$ , durch den der Strom verstärkt wird und dem Widerstand  $R$  des Verstärkers. Da für die spätere Analyse der Daten die Höhe des Signals bei unveränderter Kalibration irrelevant ist, lässt sich der Ausdruck (5.1) vereinfachen. Es gilt für den Strom  $i(t)$ , der dann in willkürlichen Einheiten<sup>6</sup> angegeben wird:

$$i(t) = u_m(t) + \tau_{\text{RC}} \dot{u}_m(t), \quad [i] = \text{arbitrary units} \quad . \quad (5.2)$$

<sup>6</sup>im Englischen: arbitrary units

Eine weitere Schwierigkeit ergibt sich durch die Analyse der Daten, da wie sich später zeigt, der gemessene Strom mit dem Faktor  $\exp(t/\tau_{\text{eff}})$  per Multiplikation korrigiert wird. Dadurch zeigt sich die spätere Analyse anfällig selbst auf kleine Reflexionen oder Oszillationen im abfallenden Ast des Signals, da diese durch die Multiplikation übermäßig stark verstärkt werden.

Auch ist das Ende des Signals nicht genau bestimmbar, da das Signal nicht schnell genug wieder auf null zurückfällt. Um dieses Problem zu bewältigen, wird die in [Kr04b] durchgeführte Methode angewendet.

Dabei wird die abfallende Flanke des bereits korrigierten Signals durch eine abfallende Exponentialfunktion ab dem Zeitpunkt  $t_2$  ersetzt, wobei  $t_2$  den Wendepunkt der Stromkurve darstellt. Es gilt für den Strom:

$$i(t) \rightarrow \begin{cases} i(t) & \text{für } t < t_2 \\ i_2 e^{-t/\tau_f} & \text{für } t \geq t_2 \end{cases} . \quad (5.3)$$

In der Funktion  $i_2 e^{-t/\tau_f}$  sind  $i_2$  und  $\tau_f$  freie Fitparameter, die sich aus der Beschreibung der Kurvenform zwischen  $t_2$  und  $t_3$  ergeben. Letzteres ist der Punkt an dem der Signalstrom  $i(t)$  auf 50% abgefallen ist.

Für die spätere Analyse werden nur Signalformen  $i(t)$  betrachtet, die bereits Bandbreiten korrigiert sind und bei denen oben beschriebene Methoden zur Oszillations- und Reflexionsunterdrückung angewendet worden sind. Daher wird weiterhin nur das Symbol  $i(t)$  verwendet.

Zur Extraktion der Trappingzeit können bei TCT-Messungen zwei Methoden angewendet werden. Dies sind die *charge correction method*<sup>7</sup> [Km01] und die *exponentiated charge crossing*<sup>8</sup>-Methode [Ch00]. Bei beiden Methoden muss der Signalverlauf bekannt sein, da dieser durch eine zeitabhängige Funktion korrigiert wird. Nach der Korrektur wird über das Signal in den Grenzen der ansteigenden und absteigenden Flanke integriert.

Zur Bestimmung der Trappingzeit wird für jede Diode mindestens eine Messreihe durchgeführt. Eine Messreihe kennzeichnet sich durch eine feste Kalibration für genau diese eine Messreihe, d.h. die Messreihe wird ohne Unterbrechung und Verschiebung der Diode im System vorgenommen. Die Signalströme werden während einer Messreihe bei unterschiedlichen Spannungen aufgenommen. Je nach verwendeter Spannungsversorgung werden sie von 0 V oder 40 V bis mindestens 200 V über der Verarmungsspannung aufgezeichnet. In den beiden folgenden Abschnitten werden beide Methoden näher beschrieben.

### Charge Correction Method

Bei der Verwendung der Ladungskorrekturmethode werden alle gemessenen Signalströme  $i(t)$  einer Messreihe mit einem ausgleichendem Faktor  $\exp(t/\tau)$  multipliziert. Es gilt für den korrigierten Strom  $i_c(t)$ :

<sup>7</sup>Ladungskorrekturmethode

<sup>8</sup>Korrektur mit exponentierten Ladungen

$$i_c(t) = i(t) \cdot \exp(t/\tau). \quad (5.4)$$

Für den Fall, dass nun das gewählte  $\tau$  genau dem wahren Wert  $\tau_0$  entspricht, wird durch die Multiplikation genau der Strom, der durch Trapping verloren geht, ausgeglichen. Der wahre Wert  $\tau_0$  ist jedoch unbekannt. Um diesen nun zu erhalten, wird das Stromsignal integriert, so dass man die korrigierte Ladungsmenge  $Q_c$  erhält. Diese Ladungsmenge wird gegen die Versorgungsspannung  $V_{\text{bias}}$  aufgetragen, wodurch man die sogenannten korrigierten Ladungssammlungskurven erhält. Führt man dies nun für eine Anzahl diskreter Werte für  $\tau$  durch, erhält man eine dementsprechende Anzahl an Ladungssammlungskurven (siehe Abbildung 5.6). Bei Verwendung des korrekten Werts für  $\tau = \tau_0$  beträgt die Steigung der Ladungssammlungskurve nach Erreichen der vollständigen Verarmung null. Daher wird die Steigung aller Kurven in einem Bereich oberhalb der Verarmungsspannung ( $V_{\text{dep}} + 50 \text{ V}$  bis  $V_{\text{dep}} + 200 \text{ V}$ ) bei bestimmten Spannungen (30 V Schritte) bestimmt und gegen den angenommenen Wert von  $\tau$  entsprechend aufgetragen (siehe Abbildung 5.7). Die Schnittpunkte mit der  $x$ -Achse, die einer Steigung von

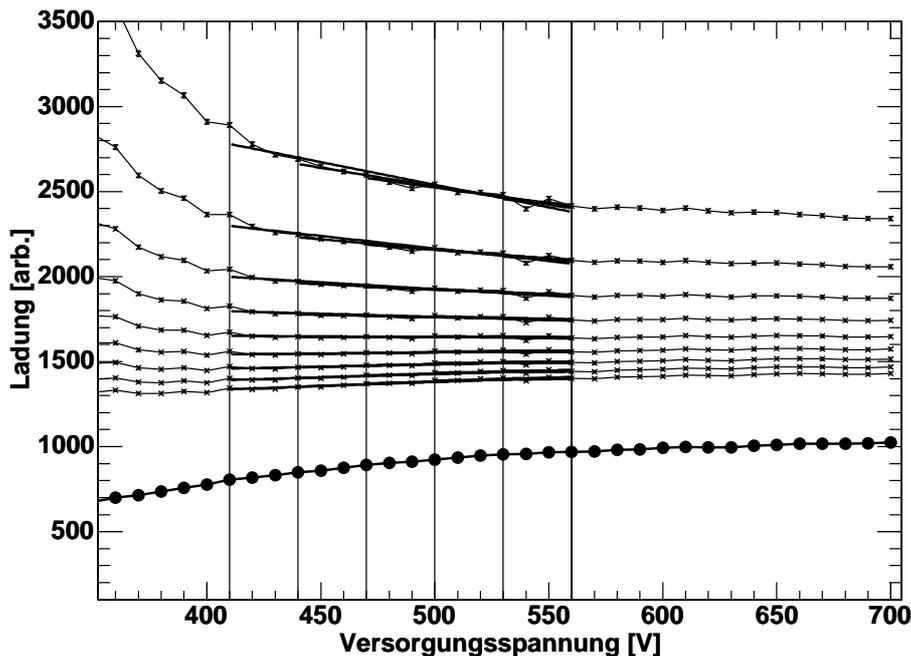


Abbildung 5.6: Korrigierte Ladungssammlungskurven für verschiedene Werte für  $\tau$ . Die Werte reichen dabei von 3 ns (obere Kurve) bis 7 ns (untere Kurve). Die unterste Kurve gibt die unkorrigierte Ladungssammlungskurve wieder. Die Geradenfits sind ebenso eingetragen wie die unterschiedlichen Fitpunkte (vertikale Linien). Die Darstellung stammt von der Auswertung des Elektronensignals von Sample n3.

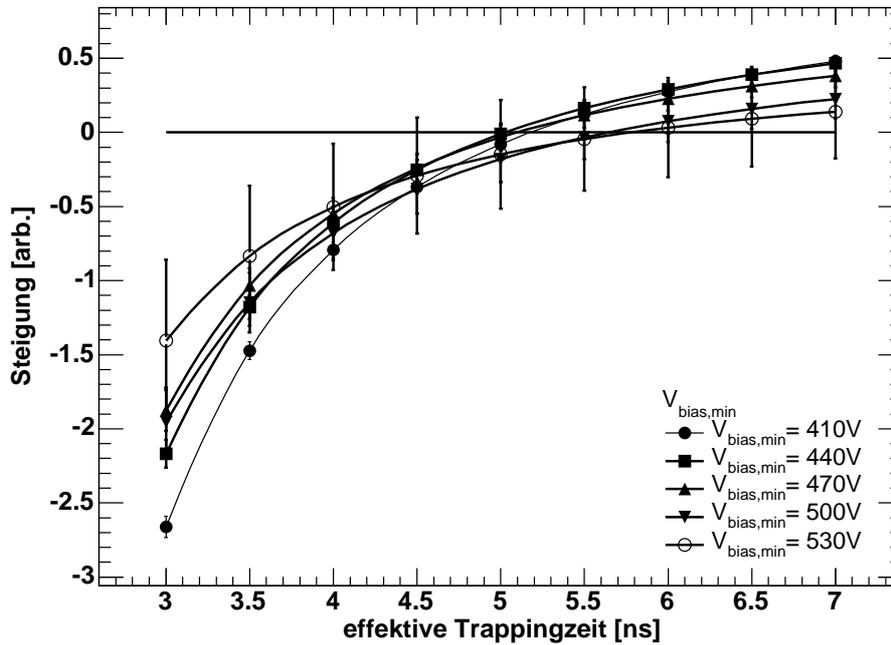


Abbildung 5.7: Steigung der angenäherten Geraden aus Abbildung 5.6. Der Schnittpunkt mit der  $x$ -Achse entspricht dem wahren Wert für  $\tau_0$ . Die Kurven ergeben sich wieder aus der Analyse der Messung von Sample n3. (Die durchgezogenen Linien stellen nur eine einfache Verbindung der Punkte dar, um den Schnittpunkt mit der  $x$ -Achse besser zu erkennen zu können.)

null entspricht, ergibt dann den gesuchten Wert  $\tau$ .

Die Unsicherheit der Trappingzeit lässt sich durch Variation der unteren Grenze des Fitbereichs bestimmen. Die unterschiedlichen Fitbereiche sind in Abbildung 5.6 durch vertikale Linien gekennzeichnet und entsprechen in Abbildung 5.7 den entsprechenden Wertepaaren. Die Veränderung des Schnittpunkts mit der unteren Fitbereichsgrenze lässt sich als Genauigkeit der Trappingzeit verwenden.

### Exponentiated Charge Crossing

Die Trappingzeit wird durch die Korrektur mittels exponierter Ladungen auf eine ähnliche Weise wie bei der Ladungskorrekturmethode bestimmt. Jedoch ist die Darstellung und die explizite Vorgehensweise unterschiedlich. Das gemessene Signal wird auch mit dem Faktor aus Gleichung (5.4) multipliziert und integriert. Das Integral über die korrigierten Ladungen wird wiederum gegen  $1/\tau$  aufgetragen. Für  $1/\tau$  wird ein Intervall zwischen null<sup>9</sup> und einem entsprechend großen Wert

<sup>9</sup>Dies entspricht somit dem unkorrigierten Signal.

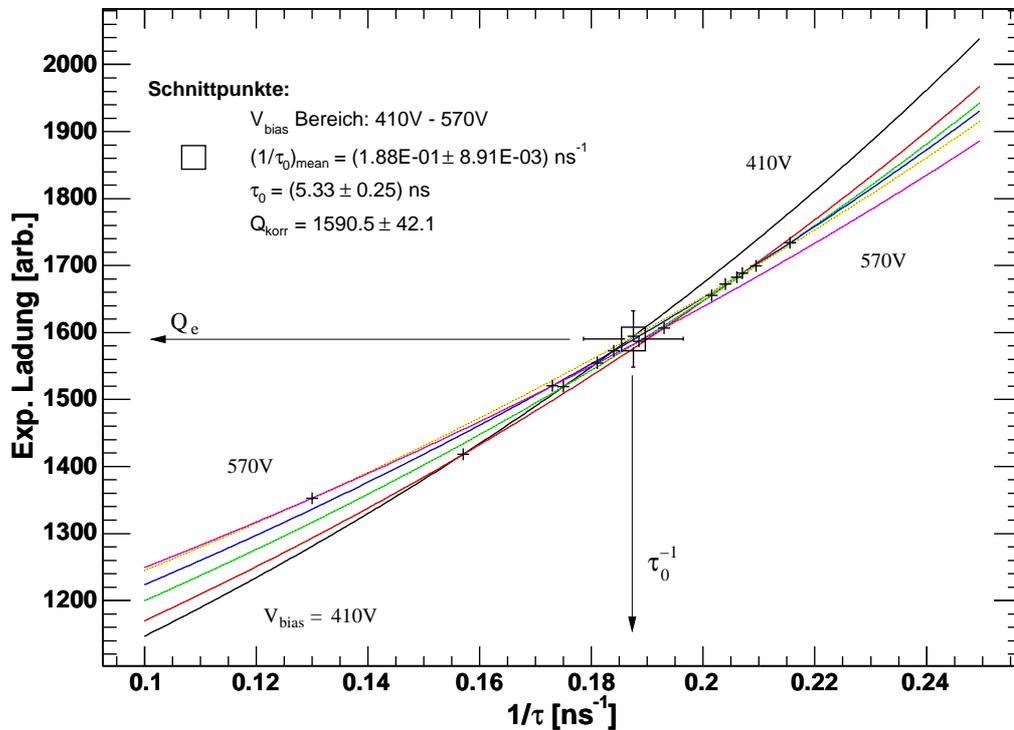


Abbildung 5.8: Beispiel der Anwendung der ECC-Methode an einem Elektronensignal einer Diode mit der Fluenz  $6 \times 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  bestrahlt. Die kleinen Kreuze geben den Schnittpunkt zweier Kurven an. Das große Kreuz entspricht dem Mittelwert aller kleinen Kreuze. Der Wert der Abzisse an dieser Stelle entspricht, wie eingezeichnet,  $1/\tau_0$ . Die Ordinate entspricht der ursprünglich deponierten Ladung.

gewählt<sup>10</sup>, in dem sich der wahre Wert  $1/\tau_0$  befindet. Dies wird noch für mehrere unterschiedliche Versorgungsspannungen oberhalb der Verarmungsspannung durchgeführt, und man erhält die in Abbildung 5.8 resultierende Darstellung.

Hier ergeben sich im Gegensatz zur CCM, bei der korrigierte Ladungssammlungskurven bei festem  $\tau$  aufgetragen sind, Kurven bei konstanter Versorgungsspannung. Da sich bei Wahl des korrekten Werts  $\tau$  kein Unterschied der Ladungssammlung zeigen darf, ist der Schnittpunkt aller Kurven der gesuchte Wert  $\tau$ . Da sich jedoch nicht alle Kurven in einem Punkt schneiden, wie es idealerweise sein müsste, wird der Schnittpunkt aller Punkte untereinander bestimmt und der Mittelwert dieser Werte gibt dann die beste Annahme über  $\tau$  wieder. Wie in Abbildung 5.8 ersichtlich ergibt der Wert auf der Abzisse die gesuchte Größe  $\tau$ . Der  $y$ -Achsenabschnitt entspricht der korrigierten Ladung.

Der Fehler ergibt sich aus der quadratischen Summe zweier Komponenten:

<sup>10</sup>Es sind auch Intervalle möglich die nicht bei null beginnen, um eine bessere Übersichtlichkeit zu gewähren.

$$\sigma_{\tau}^2 = \sigma_{\text{cp}}^2 + \sigma_{\text{shift}}^2 . \quad (5.5)$$

Der erste Beitrag  $\sigma_{\text{cp}}$  ergibt sich aus der Varianz der Schnittpunkte in der  $Q_e$  gegen  $1/\tau$  Darstellung. Dazu wird das RMS durch die Anzahl der Messkurven geteilt. Er berechnet sich aus dem RMS dividiert durch die Anzahl der genutzten Messungen. Der zweite Summand ergibt sich aus der Wahl des gewählten Spannungsbereichs. Dieser ist bei der Wahl des Spannungsintervall von  $V_{\text{dep}} + 50 \text{ V}$  und  $V_{\text{dep}} + 200 \text{ V}$  in 30 V-Schritten um 10 V verschiebbar. Dadurch werden Unsicherheiten der Verarmungsspannung berücksichtigt. Durch die Verschiebung kommt es zu einer Änderung des Werts  $\tau$ , der in die Genauigkeit von  $\tau$  einfließt.



# Kapitel 6

## Simulationswerkzeuge

Zur Simulation des Ladungssammlungsverhaltens und der Entwicklung der effektiven Dotierungskonzentration werden Simulationspakete verwendet, die in [Kr04b] vorgestellt und für die dort beschriebenen Teststrukturen entwickelt worden sind. Einige der nachfolgenden Fragestellungen basierten auf den in [Kr04b] beschriebenen Teststrukturen. Dies war immer dann der Fall, wenn Studien über ATLAS Sensoren gemacht worden sind, so dass das Programmpaket im Wesentlichen unverändert bleiben konnte in Bezug auf die Beschreibung der Materialparameter. Für die Verwendung des Programmpakets für epitaktisches Sensormaterial musste die Sensormaterialbeschreibung angepasst werden.

Das gesamte Simulationsprogramm besteht aus mehreren Programmpaketen. Dies sind im einzelnen ein Programmpaket namens EDCALC<sup>1</sup> zur Berechnung der effektiven Dotierungskonzentration und des Leckstroms nach Bestrahlung. Das Programmpaket CDCALC<sup>2</sup> dient der Berechnung der Signalströme durch driftende Ladungen. Ein drittes Programmpaket (RACLAC<sup>3</sup>) dient zur numerischen Berechnung des Ramofeldes bzw. des Ramopotentials im Sensor bei unterschiedlichen Sensorgeometrien. Im Falle einfacher geometrischer Strukturen, wie zum Beispiel eines Paddetektors, konnte das Ramofeld analytisch bestimmt werden.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Programmpakete kurz dargestellt und erläutert. Für eine genauere Betrachtung der einzelnen Pakete sei auf [Kr04b] verwiesen.

### 6.1 Programmpaket EDCALC

Mit dem Programmpaket EDCALC lassen sich Vorhersagen für die effektive Dotierungskonzentration und den Leckstrom unter Berücksichtigung des Ausheilens beider Größen bestimmen. Es besteht im Wesentlichen aus drei Teilen, dies sind

---

<sup>1</sup>Effective Doping Concentration And Leakage Current

<sup>2</sup>Charge Drift CALCulation

<sup>3</sup>RAMo potential CALCulation

der zeitlichen Ablauf, die Berechnung der effektiven Dotierungskonzentration und die Entwicklung des Leckstroms. Der zeitliche Ablauf gibt für die Berechnung der beiden anderen Größen den zeitlich Rahmen vor, der wiederum in eine beliebige Anzahl von Bins  $b_i$  aufgeteilt ist. Jeder Zeitbin enthält Informationen über Temperatur und Bestrahlungsfluenz im jeweiligen Zeitbin.

Die Berechnung der effektiven Dotierungskonzentration ist durch die Implementierung des Hamburg Modells, wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, in die Simulation realisiert. Da das Hamburg Modell aus Messungen an Strukturen mit relativ kurzen Bestrahlungsdauern, im Gegensatz zu einem späteren Detektor, gewonnen worden ist, mussten für die Simulation einige Annahmen gemacht werden, die eine ungenauere Beschreibung der Wirklichkeit darstellen. So sind Wechselwirkungen unter den entstandenen Schäden nicht enthalten. Die effektive Dotierungskonzentration wird aus einer Superposition einzelner Bestrahlungen bestimmt, und es sind keine Effekte höherer Ordnung enthalten. Auch werden im späteren Betrieb beide Bestrahlungsarten (geladen und neutral) gleichzeitig auftreten.

Die Änderung der effektiven Dotierungskonzentration wird für jedes Bin  $b_i$  analog zu Gleichung (4.22) durch

$$\Delta N_{\text{eff},i} = N_{a,i} + N_{c,i} + N_{y,i} \quad (6.1)$$

berechnet.

Die beiden Annealingtypen, beneficial und reverse Annealing, sind nach den Gleichungen aus Abschnitt 4.2.2 in das Programm implementiert worden. Hinzu kommen noch die beiden Anteile zur Beschreibung der Entwicklung der effektiven Dotierungskonzentration, die das Einbringen von stabilen Akzeptoren und das Vernichten von stabilen Donatoren beschreiben. Hier ist besonders die Beschreibung der Vernichtung der stabilen Donatoren schwierig, da Protonen alle Donatoren vernichten können, Neutronen aber nicht. Dies führte zur Einführung zweier Donatorenarten, dass nicht unbedingt den wahren physikalischen mikroskopischen Prozessen entsprechen muss. Für Vorhersagen bei hohen Bestrahlungsfluenzen ist dies jedoch nicht mehr von so großer Bedeutung, da dann alle Donatoren durch Protonenbestrahlung vernichtet worden sind, so dass diese Annahme keinen großen Einfluss auf die Beschreibung eines ATLAS Pixelsensors hat.

Die Berechnung des Leckstroms basiert auf Gleichung 4.12, da sich diese Gleichung mit der Zeit skalieren lässt. Die Leckstomerzeugungsdichtenrate  $G_i$  (in  $\text{A}/\text{cm}^3$ ) wird dann ebenfalls für jedes Bin  $b_i$  bestimmt.

## 6.2 Programmpaket CDCALC

Das Paket CDCALC dient der Berechnung der Drift von freien Ladungsträgern. Dafür enthält es Routinen zur Bestimmung der Ladungsdeposition, der Ladungsdrift, der Diffusion, des Einfangs von freien Ladungsträgern und zu elektrischen Feldänderungen. Das für die Bestimmung der Ladungsdrift und Erzeugung des Signals wichtige Ramofeld wird als Parametertabelle in das Programm gegeben.

Es wird eine eindimensionale Drift von Ladungsträgern entlang der x-Achse simuliert. Die Dicke  $d$  der simulierten Struktur unterteilt sich in vom Benutzer vorgegebene Anzahl Bins  $N_x$ . Jedes Bin hat die Dicke  $\Delta x = d/N_x$ . Die zeitliche Schrittweite beträgt  $\Delta t = 0.025$  ns.

Zu Beginn der Simulation wird Ladung in den Detektor injiziert, indem Bins Ladungen zugewiesen werden. Dies kann nach unterschiedlichen Prinzipien gemacht werden. So kann ein Laserbeschuss durch

$$q = Q_0 \int_{x_1}^{x_2} e^{-\mu x} dx \quad (6.2)$$

im Intervall  $[x_1, x_2]$  dargestellt werden. Ebenso kann Ladung in bestimmte Binbereiche eingebracht werden. So wird, wie z.B. für mip-Teilchen, die gesamte Ladungsmenge  $Q_0$  auf alle betroffenen Bins die gleiche Ladungsmenge  $q_i$  in der Form

$$q_i = \frac{Q_0}{N_x} \quad (6.3)$$

verteilt.

Die Ladungsdrift wird von der Position  $x_j$  in die Position  $x_{j+1}$  für jeden Zeitschritt  $j$  berechnet:

$$x_{j+1} = x_j + v_{\text{dr},j} \cdot \Delta t \quad (6.4)$$

$v_{\text{dr},j}$  entspricht der vom elektrischem Feld abhängigen Driftgeschwindigkeit,

$$v_{\text{dr},j} = v_{\text{dr}}(E_j) \quad (6.5)$$

mit  $E_j$  der Feldstärke an Position  $x_j$ . Die Drift für jede Ladung  $q_i$  wird solange berechnet bis sie die Zielelektrode erreicht. Für Details bezüglich der Parameterisierung der Drift wird auf [Kr04b] verwiesen.

Eine weitere Komponente im Programmpaket CDCALC ist die Beschreibung der Diffusion. Dies wird durch eine weitere Komponente in Gleichung 6.4 realisiert, so dass sich

$$x_{j+1} = x_j + v_{\text{dr},i} \cdot \Delta t + x_{\text{diff},j} \quad (6.6)$$

ergibt.  $x_{\text{diff},j}$  wird zufällig, einer Gaussverteilung folgend, ermittelt.

Das elektrische Feld im Sensor kann für wenig geschädigte Sensoren als linear angenommen werden. Jedoch gewinnen mit höherer Bestrahlung Deep-Level-Zustände (siehe Abschnitt 4.2.4) mehr an Bedeutung, so dass das lineare Modell die Daten nur noch unzureichend beschreibt. Deshalb ist für höher bestrahlte Strukturen eine Beschreibung des elektrischen Feldes durch Deep-Level-Zustände nötig. Die Bestimmung eines solchen Feldes ist nur iterativ möglich. Die genaue Vorgehensweise wird in [Kr04b] näher erläutert.

Das Einfangen der freien Ladungsträger wird durch die exponentielle Abnahme der Ladung  $q_i$  mit jedem Zeitschritt realisiert. Es ergibt sich somit

$$q_{i,j} = q_{i,0} \exp(-j \Delta t / \tau_{e,h}) \quad (6.7)$$

mit  $q_{i,0}$  der anfänglich deponierten Ladung  $q_i$ .

Der letzte Punkt, der in dem Programmpaket CDCALC implementiert ist, ist die Erzeugung des Signals. Jede bewegte Ladung  $q_i$  trägt zu dem Signal zum Zeitpunkt  $t_j = j \cdot \Delta t$  durch Addition von

$$q_{i,j} \cdot (v_{dr,j} \Delta t + x_{diff}) \cdot E_R \quad (6.8)$$

bei.  $E_R$  entspricht dem Ramofeld der simulierten Struktur. Für die Simulation von Paddetektoren ergibt sich:

$$E_R = \frac{1}{d}. \quad (6.9)$$

Komplizierte Strukturen werden numerisch bestimmt (siehe Abschnitt 6.3).

### 6.3 Programmpaket RACALC

Lediglich für einfache geometrische Strukturen (Paddetektor) lässt sich das Ramopotential analytisch bestimmen, für komplizierte Strukturen bedarf es numerischer Methoden. Eine dieser Methode, die das Ramopotential numerisch berechnet, ist das Programmpaket RACALC.

Hierbei wird das Ramopotential  $\Phi_R = \Phi_R(x, y)$ <sup>4</sup> auf einer Gitterstruktur  $\{x_i, y_j\}$  mit  $x_i = i \cdot a$ ,  $1 \leq i \leq n_x$  und  $y_j = j \cdot a$ ,  $1 \leq j \leq n_y$  berechnet. Es wird angenommen, dass das Strukturlayout unabhängig von  $z$  ist, wie es z.B. für den Fall von Streifendetektoren mit unendlich langen Streifen der Fall wäre. Für den Laplacian wird die zweite Ableitung benötigt. Die erste und zweite Ableitung in Bezug auf die Variable  $x$  können wie folgt ausgedrückt werden.

$$\partial_x \Phi_R(x, y) = \frac{\Phi_R(x - \frac{a}{2}, y) - \Phi_R(x + \frac{a}{2}, y)}{a} \quad \text{and} \quad (6.10)$$

$$\begin{aligned} \partial_x^2 \Phi_R(x, y) &= \frac{\partial_x \Phi_R(x - \frac{a}{2}, y) - \partial_x \Phi_R(x + \frac{a}{2}, y)}{a} \\ &= \frac{\Phi_R(x - a, y) + \Phi_R(x + a, y) - 2\Phi_R(x, y)}{a^2}. \end{aligned} \quad (6.11)$$

Analog ergibt sich für  $y$ :

$$\partial_y^2 \Phi_R(x, y) = \frac{\Phi_R(x, y - a) + \Phi_R(x, y + a) - 2\Phi_R(x, y)}{a^2}. \quad (6.12)$$

Im betrachteten Volumen muss  $\Phi_R$  die Bedingung  $\Delta \Phi_R = 0$  erfüllen. Somit ergibt sich unter Berücksichtigung von

$$\Phi_R(x, y) \rightarrow \Phi_R(x_i, y_j) =: \Phi_{ij} \quad (6.13)$$

<sup>4</sup>Zur Berechnung des Ramofeldes sind  $x = 51$  und  $y = 71$  gewählt worden.

und den Gleichungen (6.11) und (6.12):

$$\begin{aligned}\Delta\Phi_{ij} &= \partial_x^2\Phi_{ij} + \partial_y^2\Phi_{ij} \\ &= \frac{1}{a^2}(\Phi_{i-1,j} - 2\Phi_{ij} + \Phi_{i+1,j} + \Phi_{i,j-1} - 2\Phi_{ij} + \Phi_{i,j+1}) .\end{aligned}\quad (6.14)$$

Diese Gleichungen werden durch die Randbedingungen vervollständigt. In  $y$ -Richtung wird eine periodische Randbedingung der Form

$$\Phi_R(x_i, y_1) = \Phi_R(x_i, y_{n_y}) \Leftrightarrow \Phi_{i,1} = \Phi_{i,n_y} \quad (6.15)$$

gewählt. Die Randbedingungen in  $x$ -Richtung sind dem gewählten Problem angepasst, wobei entweder die Werte 0 (nicht Ladungsträger sammelnde Elektrode) oder 1 (Ladungsträger sammelnde Elektrode) angenommen werden können.

Die resultierenden Gleichungen werden in Matrixform gebracht und mit einem Gaußalgorithmus gelöst.

In [Kr04b] werden Ramopotentiale für Paddetektoren und Streifendetektoren berechnet und gezeigt. Die Pixelstrukturen, da sie nicht unabhängig von  $z$  sind, werden in späteren Betrachtung durch Streifendetektoren angenähert.

Die Ergebnisse der Berechnungen fließen als Wertetabellen in die Berechnung der Drift der Ladungsträger ein.

## 6.4 Validierung der Simulation

Alle entwickelten Programmpakete müssen auf ihre Verwendbarkeit hin validiert werden. Da die beiden Programmpakete EDCALC und RACALC im Grunde nur strikte Anwendungen von Gleichungen sind, bedarf es hier nur einer Überprüfung der Rechnung. Lediglich das Programmpaket CDCALC stellt eine kompliziertere Berechnung der Größen dar. In diesem Programmpaket wird ein elektrisches Feld berechnet, für das einige Parameter nötig sind. Ebenfalls werden Ladungsbewegung und Ladungsverluste (Trapping) simuliert.

Die simulierten Signalformen und Ladungssammlungseffizienzen müssen mit Resultaten aus Messungen im Labor verglichen werden. Dies wurde in [Kr04b] durchgeführt. Dort konnte gezeigt werden, dass die Simulation der Signalform nur unter Verwendung von Deep-Level-Störungen des elektrischen Feldes korrekt beschrieben werden konnte. Lediglich bei niedrigen Fluenzen (kleiner  $5 \times 10^{14} n_{eq}/cm^2$ ) war eine Beschreibung des elektrischen Feldes als linear noch ausreichend gut. Für die Beschreibung der Ladungssammlung reicht die Annahme eines linearen Feldes bis über eine Fluenz von  $10 \times 10^{14} n_{eq}/cm^2$  noch aus. Die Abweichungen zum Deep-Level-Modell bei höheren Fluenzen ist nur gering.

Als Beispiel der Validierung der Simulationen soll die Ladungssammlung bestrahlter Testsensoren in Form von Modulen im Teststrahl dienen. So sind einige Module im Teststrahl am CERN auf ihre Ladungssammlung nach Bestrahlung hin untersucht worden. Die Resultate der Messung an zwei Module sind in [Ma05] beschrieben. Mit Hilfe der hier vorgestellten Simulationswerkzeuge ist die Ladungssammlung auch simuliert worden. Die Resultate der Messung an realen Modulen und die

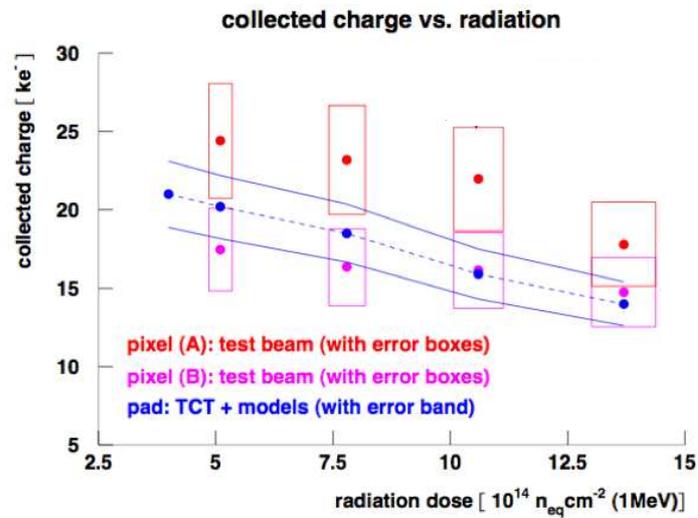


Abbildung 6.1: Vergleich der Ladungssammlung bestrahlter Pixelsensoren im Teststrahl und den Resultaten der Simulation der Ladungssammlung. Die Fehler der Daten ergeben sich aus der Ungenauigkeit der Fluenz und der Kalibration der Ladungssammlung. Die Abbildung ist [K106] entnommen.

an Hand dieser Module durchgeführten Simulation sind im Vergleich dargestellt worden. Dieser Vergleich ist graphisch in Abbildung 6.1 wiedergegeben. Es wird ersichtlich, dass die Simulation die Messdaten hinreichend gut beschreibt [K106]. Ebenfalls sind auch andere Aspekte wie die z.B. die Signalform der Simulation ausgiebig in [Kr04b] geprüft worden. Für die hier verwendeten Teststrukturen sind die angewendeten Simulationen ebenfalls noch einmal getestet worden. So wird wie in Kapitel 8 gezeigt wird mit Hilfe der hier beschriebenen Simulationswerkzeugen die Trappingzeit bestimmt. Die Bestimmung der Trappingzeit durch die Simulation wurde an bereits gemessenen Dioden getestet. Es stellte sich eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung heraus.

# Kapitel 7

## Ergebnisse der Messungen

### 7.1 IV- und CV-Messungen

In diesem Abschnitt werden die Resultate der Bestimmung der Strom-Spannungs-Charakteristik und der Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien dargestellt. Im Gegensatz zur Stromspannungskennlinie, die nur der Qualitätssicherung der Messungen an den Teststrukturen dient, lassen sich anhand der Bestimmung des Kapazitätsverhaltens bei Erhöhung der Spannung schon wichtige Parameter zur Bestimmung der Einfangzeiten des geschädigten Siliziums bestimmen.

#### 7.1.1 IV-Kennlinien

Da die Bestimmung nur der Qualitätssicherung anderer Messungen dient, besitzt sie keine weitere physikalische Relevanz bezogen auf die anderen Messungen. Zwar steigt mit der Temperatur und der ausgesetzten Fluenz der Leckstrom und hat somit in Form von z.B. Rauschen Einfluss auf andere Messungen, diese ist jedoch nicht Gegenstand der Untersuchung. Jedoch war die Bestimmung der IV-Kennlinie und somit der Durchbruchspannung  $U_{bd}$  wichtig, da ein Betrieb einer Teststruktur oberhalb der Durchbruchspannung diese schädigen kann. Somit ist durch die Bestimmung der IV-Kennlinie der Spannungsbereich begrenzt, in dem andere Messungen durchgeführt werden können. Eine Bestimmung der Durchbruchspannung  $U_{bd}$  ist aber nicht erforderlich, falls der Spannungsbereich bereits vor Erreichen der Durchbruchspannung groß genug ist. So sind die Teststrukturen vor der Bestrahlung nur bis 500 V gemessen worden, auch wenn die Durchbruchspannung so teilweise nicht bestimmbar war. Bei Verarmungsspannungen unterhalb von 100 V bei unbestrahlten Dioden war aber auch der Spannungsbereich für weiterfolgende Messungen groß genug.

An einigen Dioden konnten aufgrund ihres Strom-Spannungs-Verhalten keine weiteren Messungen erfolgreich durchgeführt werden. Dies war entweder durch einen Durchbruch bereits vor Erreichen der Verarmungsspannung oder kurz nach Erreichen der Verarmungsspannung gegeben. In Tabelle 7.1 wird eine Übersicht über

Dioden- name	Fluenz $\Phi_{\text{eq}}$ [ $10^{15} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ ]	$U_{\text{bd}}$ [V]	$U_{\text{dep}}$ [V]
n6	2.0	430	>500
n7	2.0	470	>500
n9	3.0	350	>500
n10	3.0	350	>500
n11	4.0	340	>500
n14	4.0	390	>500
EN5	2.0	140	~45

Tabelle 7.1: Überblick über die Teststrukturen, bei denen eine Bestimmung der Trappingzeit aufgrund einer zu niedrigen Durchbruchspannung  $U_{\text{bd}}$  gegenüber der Verarmungsspannung  $U_{\text{dep}}$  nicht möglich war.

diese Teststrukturen gegeben. Ebenfalls ist die bestimmte bzw. aus anderen Teststrukturen angenommene Verarmungsspannung  $U_{\text{dep}}$  angegeben.

### 7.1.2 CV-Kennlinien

Die Bestimmung der Verarmungsspannung der Teststrukturen erfolgt über die Kapazität-Spannungs-Messung. Diese Messung ist essentiell für die Bestimmung der Trappingzeit, da sie nur bei vollständig verarmten Dioden sinnvoll ist. Ein weiterer Grund liegt in dem Verfahren der Bestrahlung der Dioden begründet, da sich die Verarmungsspannung erhöht. Zusätzlich kommt es durch das Ausheilen der Schäden nach der Bestrahlung zu einer Veränderung der Verarmungsspannung. Da das Temperaturprofil, welchem die Strukturen während des Transports nach Dortmund ausgesetzt worden sind, nicht bekannt ist, müssen alle Dioden bis zu einem bestimmtem Punkt ausgeheilt werden. Es wird der Punkt gewählt, an dem die Verarmungsspannung ihr Minimum im Ausheilprozess erreicht. Das Ausheilen der Schäden wird bei einer Temperatur von  $60^\circ\text{C}$  in Schritten zu 20 Minuten durchgeführt.

### Parameter vor der Bestrahlung

Vor der Bestrahlung wird die effektive Ausgangsdotierungskonzentration  $N_{\text{eff},0}$  bestimmt. Dieses wird durch Messen der Verarmungsspannung aus der CV-Charakteristik erreicht. In Tabelle 7.2 sind die Werte für  $N_{\text{eff},0}$  wiedergegeben. Die effektive Dotierungskonzentration ist nach Gleichung (4.20) aus der Verarmungsspannung berechnet worden. Ebenfalls ist der spezifische Ausgangswiderstand  $\rho_0$  angegeben. Dieser lässt sich durch

$$\rho_0 = \frac{1}{e_0 N_{\text{eff}} \mu_e} = \frac{d^2}{2 V_{\text{dep}} \cdot \mu_e \cdot \epsilon_0 \epsilon_{\text{Si}}} \quad (7.1)$$

Dioden-name	Dicke [ $\mu\text{m}$ ]	$V_{\text{dep},0}$ [V]	$N_{\text{eff},0}$ [ $10^{12}\text{cm}^{-3}$ ]	$\rho_0$ [ $\text{k}\Omega\text{cm}$ ]
R – V	297	—	$0.728 \pm 0.006$	$5.92 \pm 0.05$
n0	250	$46.4 \pm 2.4$	$0.964 \pm 0.058$	$4.54 \pm 0.27$
n1	250	$50.7 \pm 2.9$	$1.053 \pm 0.063$	$4.15 \pm 0.24$
n2	250	$50.7 \pm 2.2$	$1.053 \pm 0.063$	$4.15 \pm 0.18$
n3	250	$45.4 \pm 3.8$	$0.943 \pm 0.079$	$4.64 \pm 0.39$
n4	250	$40.8 \pm 0.8$	$0.848 \pm 0.016$	$5.16 \pm 0.10$
n5	250	$52.8 \pm 1.7$	$1.097 \pm 0.035$	$3.99 \pm 0.13$
n6	250	$51.7 \pm 1.3$	$1.074 \pm 0.027$	$4.07 \pm 0.10$
n7	250	$54.3 \pm 2.7$	$1.128 \pm 0.056$	$3.88 \pm 0.19$
n8	250	$39.4 \pm 1.5$	$0.819 \pm 0.031$	$5.35 \pm 0.20$
n9	250	$58.4 \pm 2.6$	$1.213 \pm 0.054$	$3.61 \pm 0.16$
n10	250	$41.3 \pm 1.4$	$0.858 \pm 0.029$	$5.10 \pm 0.17$
n11	250	$52.1 \pm 1.2$	$1.083 \pm 0.025$	$4.04 \pm 0.09$
n12	250	$41.6 \pm 1.5$	$0.864 \pm 0.031$	$5.06 \pm 0.18$
n13	250	$46.4 \pm 1.8$	$0.964 \pm 0.037$	$4.54 \pm 0.18$
n14	250	$53.5 \pm 2.4$	$1.112 \pm 0.050$	$3.94 \pm 0.18$
n15	250	$46.9 \pm 1.5$	$0.975 \pm 0.031$	$4.49 \pm 0.14$
n16	250	$46.2 \pm 1.3$	$0.960 \pm 0.027$	$4.56 \pm 0.13$
n17	250	$46.7 \pm 2.9$	$0.970 \pm 0.060$	$4.51 \pm 0.28$
EN1 – EN8	75	—	$\sim 25$	$\sim 0.15$

Tabelle 7.2: Ergebnisse der CV-Messung an den Testdioden vor der Bestrahlung. Für die Dioden EN1 – EN8 sind die Werte [Fr07] entnommen. Die Verarmungsspannung vor der Bestrahlung der Dioden R – V und EN1 – EN8 sind nicht bekannt.

berechnen (Größen siehe Anhang A). Für die Dioden R bis V und die Dioden EN1 bis EN8 sind nur die Mittelwerte für alle Dioden angegeben. Für die Dioden n0 bis n17 sind die Werte für jede Diode einzeln bestimmt worden.

### Veränderungen durch die Bestrahlung

Nach der Bestrahlung sind alle Dioden bei  $60^\circ\text{C}$  ausgeheilt worden, bis das Minimum der Verarmungsspannung erreicht worden ist. Dies konnte bei fast allen Dioden nach 20 bis 40 min erreicht werden. Nach dem Ausheilverfahren und während Messpausen sind die Dioden bei einer Temperatur von  $-20^\circ\text{C}$  im Gefrierschrank gelagert worden, um ein unkontrolliertes Ausheilen zu verhindern.

In Tabelle 7.3 ist die nach dem Ausheilverfahren minimale Verarmungsspannung  $V_{\text{dep},\text{min}}$  angegeben. Ebenso wird die nach der Bestrahlung veränderte effektive Dotierungskonzentration  $|N_{\text{eff}}|$  angegeben und die Veränderung gegenüber dem unbestrahlten Zustand.

Die starken Abweichungen der Verarmungsspannungen bei Dioden (Set n0 – n17),

Dioden- name	Fluenz [ $10^{15} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ ]	$V_{\text{dep,min}}$ [V]	$ N_{\text{eff}} $ [ $10^{12} \text{cm}^{-3}$ ]	$\Delta N_{\text{eff}}$ [ $10^{12} \text{cm}^{-3}$ ]
R	0.1	$139.8 \pm 5.9$	$2.06 \pm 0.16$	$2.79 \pm 0.16$
S	0.6	$620 \pm 12$	$9.12 \pm 0.64$	$9.85 \pm 0.64$
T	0.4	$479.7 \pm 2.2$	$7.06 \pm 0.48$	$7.79 \pm 0.48$
V	0.2	$249.0 \pm 2.1$	$3.67 \pm 0.25$	$4.39 \pm 0.25$
n0	0.9	$388.8 \pm 3.6$	$8.08 \pm 0.07$	$9.04 \pm 0.09$
n2	0.3	$194.4 \pm 6.5$	$4.04 \pm 0.14$	$5.09 \pm 0.14$
n3	0.6	$361.4 \pm 8.5$	$7.51 \pm 0.17$	$8.45 \pm 0.19$
n5	1.0	$479.1 \pm 9.3$	$9.96 \pm 0.19$	$11.1 \pm 0.2$
n8	0.6	$376.2 \pm 2.6$	$7.82 \pm 0.05$	$8.64 \pm 0.1$
n12	0.8	$439.9 \pm 2.4$	$9.14 \pm 0.05$	$10.0 \pm 0.06$
n13	0.8	$369.7 \pm 8.5$	$7.68 \pm 0.17$	$8.65 \pm 0.18$
n16	0.3	$205.1 \pm 3.5$	$4.26 \pm 0.07$	$5.22 \pm 0.08$
EN1	0.5	$24.5 \pm 2.9$	$0.59 \pm 0.06$	—
EN2	0.5	$14.6 \pm 1.6$	$0.30 \pm 0.03$	—
EN3	1.0	$31.2 \pm 2.3$	$0.44 \pm 0.05$	—
EN4	1.0	$18.0 \pm 1.3$	$0.37 \pm 0.03$	—
EN5	2.0	$45.1 \pm 2.1$	$0.94 \pm 0.04$	—
EN6	2.0	$30.8 \pm 2.1$	$0.64 \pm 0.04$	—
EN7	3.0	$59.8 \pm 2.5$	$1.24 \pm 0.05$	—
EN8	3.0	$62.0 \pm 0.7$	$1.29 \pm 0.01$	—

Tabelle 7.3: Verarmungsspannung  $V_{\text{dep,min}}$ , effektive Dotierkonzentration  $|N_{\text{eff}}|$  und Veränderung  $\Delta N_{\text{eff}}$  in Bezug auf die Anfangsdotierkonzentration  $N_{\text{eff},0}$ . Alle Strukturen sind bis zum Minimum in der Verarmungsspannung bei  $60^\circ\text{C}$  ausgeheilt. Für die epitaktischen Strukturen (EN1 – EN8) ist die Veränderung  $\Delta N_{\text{eff}}$  nicht angegeben, da keine genauen Werte für  $N_{\text{eff},0}$  vorliegen.

die dieselbe Bestrahlungsfluenz erhalten haben, lässt sich durch die unterschiedlichen Startparameter, wie spezifischer Widerstand bzw. effektive Anfangsdotierkonzentration erklären. Dieses Phänomen ist auch bei den Dioden EN1 bis EN8 erkennbar. Auch hier lässt es sich durch die unterschiedlichen Ausgangsparameter erklären. So stammen die Dioden EN1, EN3, EN6 und EN8 vom selben Ursprungswafer und die anderen Dioden von einem anderen Wafer. Studien in [Kr04b] zeigen, dass sich die Verarmungsspannung bei gleichen Startparametern durch Bestrahlung gleich verändern. Dies kann hier bedingt durch die große Auswahl an Dioden von unterschiedlichen Wafer nicht gezeigt werden.

In Abbildung 7.1 ist exemplarisch die Entwicklung der Verarmungsspannung durch Annealing bei  $60^\circ\text{C}$  von vier Dioden aufgetragen. Die vier dort abgebildeten Dioden entstammen alle einem Bestrahlungsdurchlauf, d.h. sie sind zusammen bestrahlt und nach Dortmund versandt worden. Die Zeit, die zwischen Ende der Bestrahlung

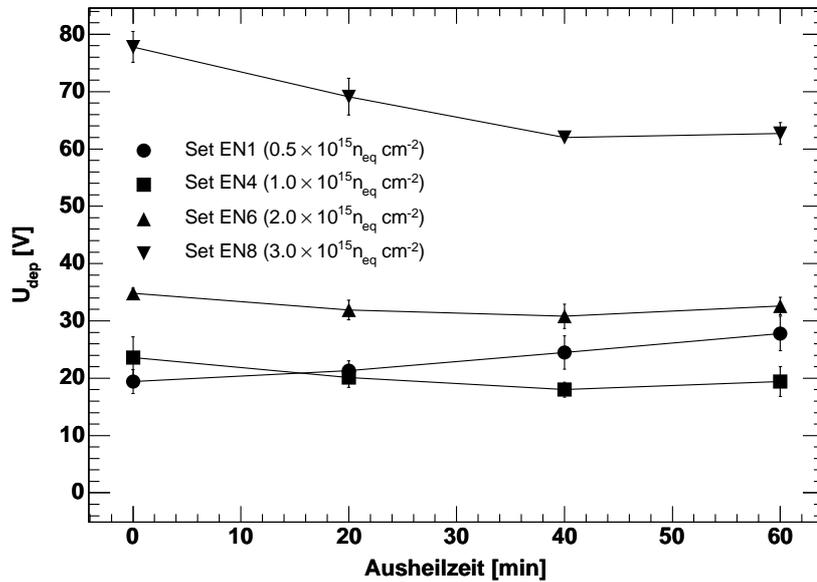


Abbildung 7.1: Entwicklung der Verarmungsspannung durch Annealing von vier Dioden mit unterschiedlicher Bestrahlungsfluenz. Das Ausheilen wurde durch Ausheiltemperaturen von 60°C beschleunigt. Bei drei Strukturen ist das Beneficial Annealing sichtbar. Die einzelnen Punkte einer Struktur sind aus Übersichtlichkeitsgründen miteinander verbunden.

und Beginn der Messungen in Dortmund verstrichen ist, ist nicht bekannt. Sie wird aber mit mehreren Tagen abgeschätzt. Das Temperaturprofil während dieser Zeit ist nur schwer zu protokollieren und ebenfalls unbekannt. Da der Transport aber im Winter bzw. im Frühjahr durchgeführt worden ist, kann angenommen werden, dass die Temperatur während des Transports zwischen 0°C und 15°C gelegen hat.

Bei drei Dioden ist der zeitliche Verlauf des beneficial Annealings sichtbar. Die Zeit  $t=0$  min versteht sich nicht als Ende der Bestrahlung, sondern als Zeitpunkt, an dem mit dem Messen in Dortmund begonnen wurde. Alle Dioden sind auf ihre Trappingzeit im Minimum der Verarmungsspannung hin untersucht worden.

## 7.2 Trappingzeiten

Die Hauptmethode zur Bestimmung von Trappingzeiten ist die TCT-Methode, da sie ein im Detektor erzeugtes Signals zeitaufgelöst wiedergibt. Neben der Bestimmung von Trappingzeiten eignet sie sich auch zur Bestimmung der Ladungssammlung eines Detektors. Weitere hier nicht betrachtete Aspekte sind, wieder bedingt durch die zeitaufgelöste Wiedergabe des Signals, die Ableitung der Feldverteilungen im Detektor und die Möglichkeit zur Bestimmung der Ladungsträgerdriftgeschwindigkeit.

Einige Punkte werden bereits bei Betrachten eines Signal einer ungeschädigten Diode deutlich. In Abbildung 7.2 ist das Löcher- bzw. Elektronensignal einer unbestrahlten Diode dargestellt, welches durch den Beschuss mit Laserlicht der Wellenlänge 672 nm erzeugt worden ist.

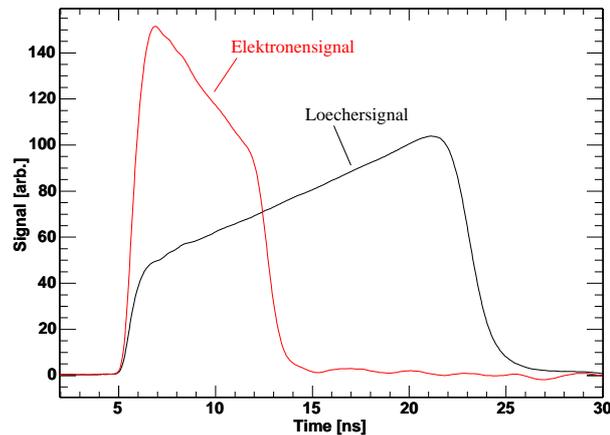


Abbildung 7.2: Löcher- und Elektronensignal einer unbestrahlten Diode nach Beschuss mit Laserlicht der Wellenlänge 672 nm. Das Elektronensignal ist zeitlich deutlich kürzer als das Löchersignal. Aus der Steigung des Signals lassen sich Rückschlüsse auf die Feldverteilung ziehen.

So ist eine unterschiedliche Dauer von Löcher- und Elektronensignal deutlich sichtbar. Dies lässt sich durch die unterschiedlichen Driftgeschwindigkeiten beider Ladungsträger (siehe Anhang A) erklären. Ebenfalls fällt das unterschiedliche Vorzeichen der zeitlichen Entwicklung des Signals auf, das sich durch die Bewegungsrichtung der Ladungsträger erklären lässt, die sich nach der Erzeugung in entgegengesetzten Richtungen durch das elektrische Feld bewegen.

In dieser Arbeit beschränkt sich die Analyse des Signals nur auf die Extraktion der Trappingzeit der beiden Ladungsträger. Dazu werden im nächsten Abschnitt noch einige Aspekte der Analyse näher betrachtet, um anschließend Ergebnisse der

Messungen zu betrachten und zu diskutieren.

### 7.2.1 Allgemeines zur Bestimmung der Trappingzeiten

Bei der Bestimmung der Trappingzeit treten einige experimentelle Schwierigkeiten aufgrund der Multiplikation des exponentiellen Faktors  $\exp(t/\tau)$  an das gemessene Signal, auf. Da die Korrektur mit der Zeit immer stärker wird, ist eine genaue Bestimmung des Endpunktes des Signals sehr wichtig. Dies ist bei einem Elektronen dominierten Signals meist noch recht gut zu bestimmen. Bei Beschuss der n-Seite und somit bei einem Löchersignal sinkt die Qualität des zu analysierenden Signals. Damit wird die Bestimmung der Trappingzeit erschwert. Dies lässt sich durch Entstehung eines Löcher dominierten Signals erklären. Zum einem ist das Signal, wie an dem Beispiel einer unbestrahlten Diode (siehe Abbildung 7.2), deutlich länger und damit die Korrektur mit dem Faktor  $\exp(t/\tau)$  auf Grund der Signallänge schwieriger. So kommt es bei ähnlicher Trappingzeit aber längerem Signal zu einem deutlich höheren Einfangen an Ladungsträgern als beim Elektronensignal. Zum anderen ist durch das Hinbewegen der Ladungsträger auf den feldschwachen Raum, die abfallende Flanke schwächer ausgeprägt. Damit ist durch Nachsignaloszillationen und Rauschen, die Bestimmung der Trappingzeiten deutlich schwieriger. In einigen Fällen war die Bestimmung der Trappingzeit für Löcher daher auch nicht möglich.

Alle Messungen der Trappingzeit sind bei einer Temperatur von  $0^\circ\text{C}$  durchgeführt worden. Die Ladung ist mit einem roten Laser in die Dioden injiziert worden. Zur Analyse der Messreihen ist die ECC-Methode in einem Spannungsintervall nach [Kr04b] angewandt worden. Das Spannungsintervall ist durch die untere Grenze  $V_{\text{ecc,min}}$  und die obere Grenze  $V_{\text{ecc,max}}$  gegeben. Die minimal mögliche Spannung  $V_{\text{ecc,min}}$  ist durch die Verarmungsspannung gegeben, jedoch wird um deutliche abfallende Flanken zu haben,

$$V_{\text{ecc,min}} = V_{\text{dep}} + 50 \text{ V} \quad (7.2)$$

gewählt. Die obere Grenze ist durch die Durchbruchspannung gegeben. Jedoch erscheint die Wahl von

$$V_{\text{ecc,max}} = V_{\text{dep}} + 200 \text{ V} \quad (7.3)$$

sinnvoll, um für alle Teststrukturen dasselbe Spannungsintervall vorzugeben und nicht zu nah an die eigentliche Durchbruchspannung zu gelangen. Dadurch ist das Intervall groß genug, um genügend viele Messpunkte bei unterschiedlichen Versorgungsspannungen zur Bestimmung der Trappingzeit zu erhalten. Als Abstand zwischen zwei Messpunkten in der ECC-Analyse ist

$$V_{\text{ecc,step}} = 30 \text{ V} \quad (7.4)$$

gewählt worden. Es stehen folglich sechs Messungen zur Verfügung, die genügend viele Schnittpunkte untereinander haben, um daraus die Trappingzeit bestimmen zu können.

Die TCT-Messungen sind in 10 V-Schritten durchgeführt worden, so dass die Verarmungsspannung auf volle 10 V gerundet worden ist. Die gerundete Verarmungsspannung wird durch  $V'_{\text{dep}}$  angegeben.

### 7.2.2 Signal einer Diode

Da die Analyse der dünnen Sensoren sich als schwieriger herausstellt (siehe Kapitel 8), werden in diesem Abschnitt nur die Signale der dicken ( $250\text{--}300\ \mu\text{m}$ ) Dioden betrachtet und diskutiert.

In Abbildung 7.3 sind von einer Diode (Diode n13), die mit  $3 \times 10^{14}\ n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  Neutronen bestrahlt worden ist, bei unterschiedlichen Spannungen die Elektronensignale wiedergegeben. Wie bei dem Signal einer unbestrahlten Diode, lassen sich bereits einige Aussagen über das Rohsignal machen.

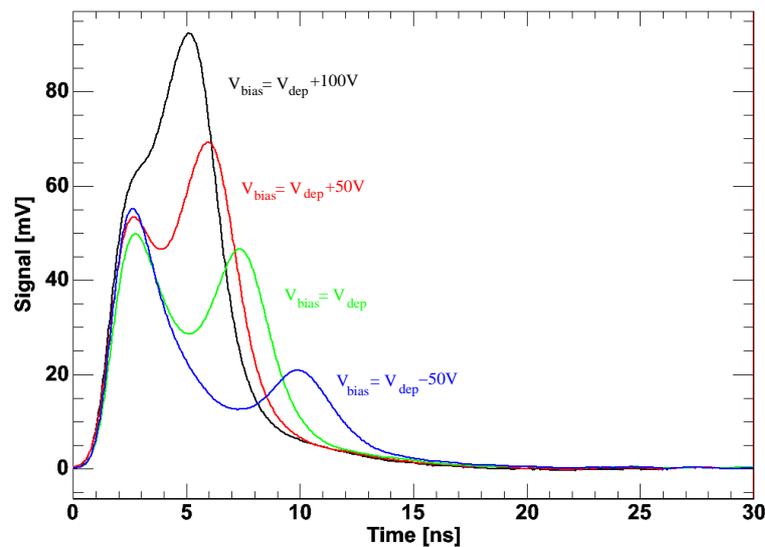


Abbildung 7.3: Beispiel eines Elektronensignals einer dicken Dioden (Diode n13) bei unterschiedlichen Versorgungsspannungen.

So wächst, wie erwartet, die Signallänge mit dem Anwachsen der Versorgungsspannung. Aber auch durch die Form des Signals lassen sich einige Rückschlüsse auf die Feldverteilung ohne genauere Analyse ziehen. Die Doppelpeakstruktur deutet zum Beispiel auf eine nicht lineare Feldverteilung im Sensor hin. So gibt es Feldmaxima an den Rändern und ein Minimum der Feldverteilung in der Mitte. Dies

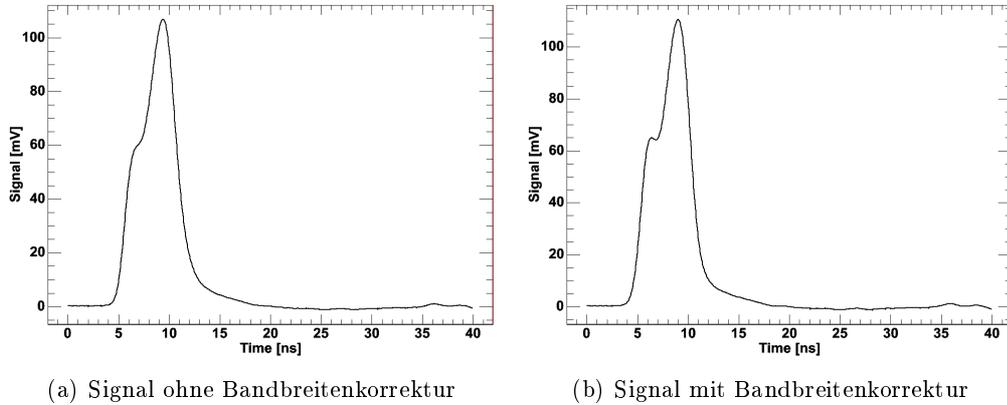


Abbildung 7.4: Signal einer dicken Diode (Diode n12) ohne und mit ( $C_{bw} = 10\text{pF}$ ) Bandbreitenkorrektur. Die Bestrahlungsfluenz ist gleich zu der in Abbildung 7.3 gezeigten Diode.

deutet auf Feldstörungen im Sensor durch sogenannte Deep-Level-Zustände (siehe Abschnitt 4.2.4) hin.

Zur weiteren Analyse wird versucht, die Bandbreite der Teststruktur, die das Signal „verfälscht“, wieder herauszurechnen. Dazu muss die Kapazität der Diode bei vollständiger Verarmung bekannt sein, was durch die Messungen der CV-Kurven erreicht wird und das Signal kann nach Gleichung (5.2) korrigiert werden.

In Abbildung 7.4 ist die Korrektur beispielhaft dargestellt. Abbildung 7.4(a) zeigt das unkorrigierte Signal und Abbildung 7.4(b) zeigt das Signal nach der Bandbreitenkorrektur mit der Kapazität  $C = 10\text{pF}$ , die der Kapazität der Diode entspricht. Bei der Anwendung einer der beiden Methoden zur Bestimmung der Trappingzeit wird das korrigierte Signal mit dem Faktor  $\exp(t/\tau)$  multipliziert. Hierfür werden zunächst durch Ableiten des Signals die Grenzen desselben gesucht. Die obere und untere Grenze sind dabei als Wendepunkte der Steigungen gewählt. In Abbildung 7.5 ist beispielhaft ein Signal vor und nach Multiplikation des oben genannten Faktors dargestellt.

### 7.2.3 Fluenzabhängigkeit

Für jede Diode befinden sich die gemessenen Trappingzeiten in Tabelle 7.4. Für die Dioden EN1 bis EN8 war die Bestimmung der Trappingzeit mit der ECC-Methode nicht möglich (siehe Kapitel 8).

Die Fehler der Trappingzeiten ergeben sich aus der Summe der statischen Fluktuation der Schnittpunkte und der Variation der Verarmungsspannung um 10 V. Eine wichtige Eigenschaft der Datenqualität ist die Vergleichbarkeit der Resultate, die von Dioden stammen, die dieselbe Bestrahlungsfluenz erhalten haben. Trotz unterschiedlicher Bestrahlungsserien, unterschiedlicher Hersteller und Ungenauig-

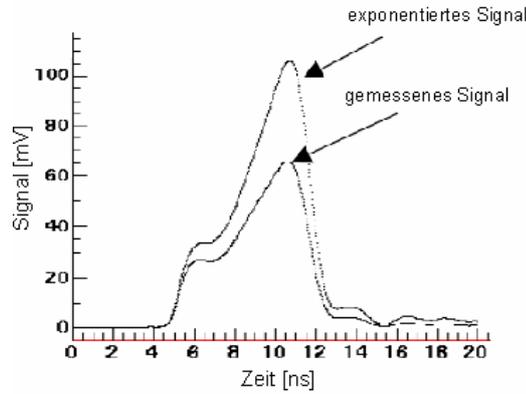


Abbildung 7.5: Veranschaulichung eines Signals vor und nach Multiplikation mit dem Faktor  $\exp(t/\tau)$  zur Bestimmung der Trappingzeit.

keit der Bestrahlungsfluenz sind die Ergebnisse ähnlich. Besonders sind hier die Dioden S, n3 und n8 zu erwähnen, die aus unterschiedlichen Bestrahlungsserien und von unterschiedlichen Herstellern stammen.

In Abbildung 7.6 ist die inverse Trappingzeit  $1/\tau$  für jede der Dioden aus Tabelle 7.4 gegen die Bestrahlungsfluenz aufgetragen. Da ein linearer Zusammenhang zwischen inverser Trappingzeit und Fluenz angenommen wird (siehe Gleichung (4.43)), ist ein Geradenfit, durch null gehend an die Daten angepasst worden. Der Geradenfit, für beide Ladungsträger getrennt betrachtet, führt zu folgenden Werten:

$$\begin{aligned}\beta_e &= (2.98 \pm 0.13) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns} \quad \text{und} \\ \beta_h &= (3.57 \pm 0.53) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}.\end{aligned}$$

Zumindest die Elektronendaten werden durch dieses Modell recht gut beschrieben. Bei den Löcherdatenpunkten weicht der Punkt bei der Fluenz von  $4 \times 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  sehr signifikant ab. Deshalb wird er für die weiter führende Diskussion nicht betrachtet. Die Herausnahme dieses Datenpunkts führt zu:

$$\beta_{h,\text{ohne}} = (3.26 \pm 0.44) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}.$$

Diode	Fluenz [ $10^{14}n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ ]	$V'_{\text{dep}}$ [V]	$\tau_e$ [ns]	$\tau_h$ [ns]
R	$1.0 \pm 0.1$	140	$22.59 \pm 1.88$	$25.99 \pm 2.19$
S	$6.0 \pm 0.6$	620	$5.77 \pm 0.25$	—
T	$4.0 \pm 0.4$	480	$7.56 \pm 0.78$	$4.15 \pm 0.33$
V	$2.0 \pm 0.2$	250	$13.41 \pm 1.29$	$9.23 \pm 0.69$
n0	$9.0 \pm 0.9$	390	$3.67 \pm 0.20$	$4.65 \pm 0.44$
n2	$3.0 \pm 0.3$	200	$12.04 \pm 0.15$	$10.28 \pm 0.92$
n3	$6.0 \pm 0.6$	360	$5.33 \pm 0.29$	—
n5	$10.0 \pm 1.0$	480	$3.44 \pm 0.04$	—
n8	$6.0 \pm 0.6$	380	$6.00 \pm 0.16$	—
n12	$8.0 \pm 0.8$	440	$4.40 \pm 0.37$	$5.75 \pm 0.55$
n13	$8.0 \pm 0.8$	370	$4.68 \pm 0.20$	$5.76 \pm 0.51$
n16	$3.0 \pm 0.3$	210	$13.95 \pm 0.18$	$9.20 \pm 0.29$

Tabelle 7.4: Effektive Trappingzeit für Löcher  $\tau_h$  und Elektronen  $\tau_e$  der untersuchten Testdioden.

Die Fehler des Fits sind durch den  $\chi^2$ -Wert des Fits skaliert. Dies war besonders bei den Fits an die Löcherdaten sinnvoll, da hier das Verhältnis von  $\chi^2$  zu den Freiheitsgraden (ndf) deutlich größer 1 ist. Im einzelnen ergeben sich folgende  $\chi^2/\text{ndf}$ -Verhältnisse:

- $\beta_e$ :  $\chi^2/\text{ndf} = 18.35/11$
- $\beta_h$ :  $\chi^2/\text{ndf} = 61.26/7$
- $\beta_{h,\text{ohne}}$ :  $\chi^2/\text{ndf} = 40.94/6$ .

### 7.2.4 Temperaturabhängigkeit

Drei Dioden sind zur Untersuchung ausgewählt worden, um die Temperaturabhängigkeit der Trappingzeiten und einer möglichen Abhängigkeit von der Fluenz zu untersuchen. Ein Ziel bei der Auswahl war es, einen möglichst großen Fluenzbereich abzudecken. Daher fiel die Wahl auf die Dioden n2, n12 und n8. Diese Dioden sind mit Fluenzen von 3, 8 und  $10 \times 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  bestrahlt worden. Es sind nur Messungen der Elektroneinfangzeit durchgeführt worden, da die Bestimmung des Löchersignals schwieriger ist und für den eigentlichen Detektorbetrieb das Elektronsignal dominant ist. Die Messungen wurden in einem Temperaturbereich von 258 K bis 291 K vorgenommen. Ein größeres Temperaturintervall konnte nicht gewählt werden, da mit dem Messaufbau nur Temperaturen von  $-20^\circ\text{C}$  bis  $20^\circ\text{C}$  erreicht werden konnten.

Die bestimmten Trappingzeiten der drei Dioden werden in Tabelle 7.5 dargestellt. Ebenfalls angegeben sind die sich aus der Trappingzeit ergebenden Werte für  $\beta_e$

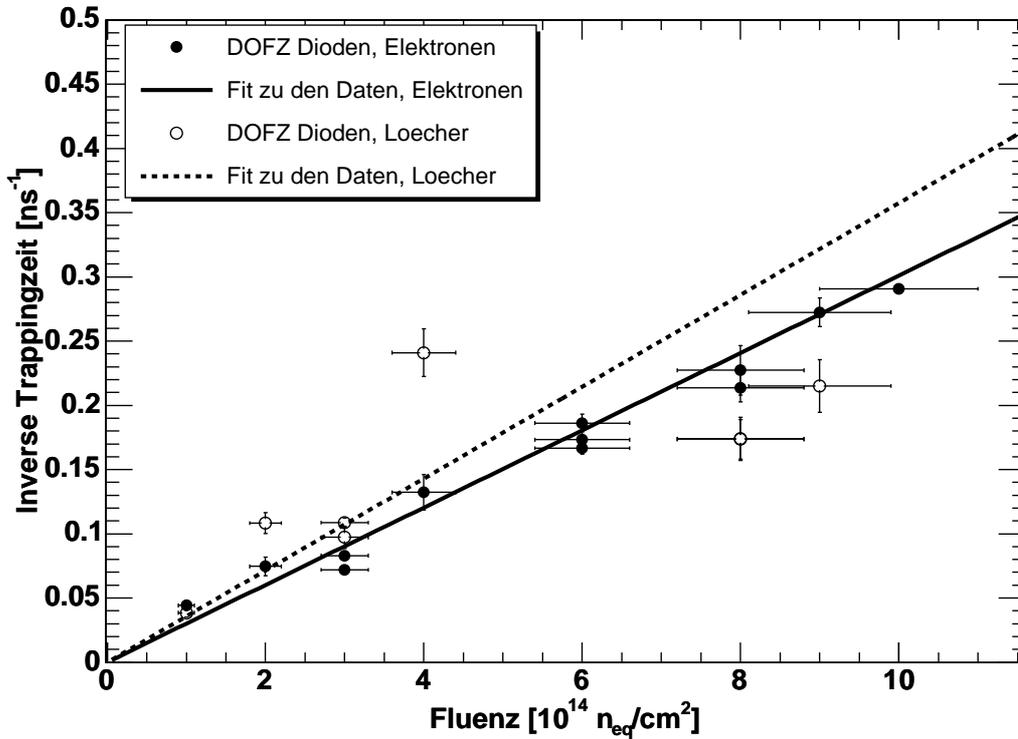


Abbildung 7.6: Fluenzabhängigkeit der inversen Trappingzeit nach Neutronenbestrahlung der hier gezeigten Messungen. Die Gerade, durch null gehend, stellt den besten Fit an die Datenpunkte dar. Die Daten sind durch Messungen bei der Temperatur von  $0^\circ\text{C}$  ermittelt worden.

(siehe Gleichung (4.43)). Die ermittelten Werte samt nachfolgend erklärter Ausgleichsgerade finden sich in Abbildung 7.7. Der Ungenauigkeit für  $\beta_e$  ergibt sich aus dem Fehler der bestimmten Trappingzeitkonstanten  $\tau_0$ . Der Fehler auf die Fluenz wird nicht berücksichtigt, da er bei jedem Messpunkt gleich ist und für die Betrachtung hier nicht relevant ist. Ein Ansteigen der Trappingzeit im gegebenen Temperaturintervall von rund 10% ist ersichtlich.

Die Ausgleichsrechnung basiert auf Gleichung (4.47), die als Modell für die Temperaturabhängigkeit dient. Das Modell lautet:

$$\beta(T) = \beta(T_0) \left( \frac{T}{T_0} \right)^\kappa. \quad (7.5)$$

Die Temperatur  $T = 263\text{ K}$  ist als Referenztemperatur gewählt worden. Dies steht zwar im Gegensatz zur sonstigen Wahl der Temperatur  $T = 273\text{ K}$  als Referenzwert für alle anderen Messungen, ist aber darin begründet, dass dies in Übereinstimmung zu [Km02] steht. Ein Vergleich ist mit den Resultaten in [Km02] einfacher möglich. Zweiter Fitparameter ist der Wert  $\beta_e(T = 263\text{ K})$ . Ein Fit mit beschrie-

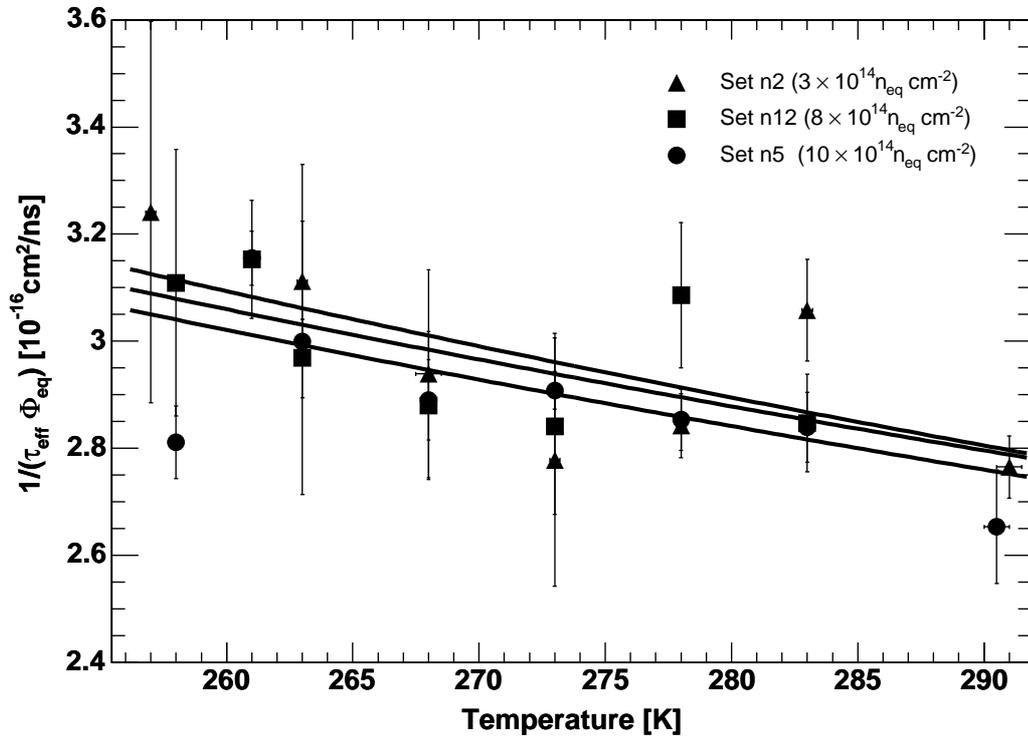


Abbildung 7.7: Temperaturabhängigkeit der Trappingzeit der drei gemessenen Dioden. Die dargestellten Kurven entsprechen der besten Anpassung an das in Gleichung (7.5) beschriebene Modell.

benem Modell liefert folgende Ergebnisse:

$$\begin{aligned} \text{Diode n2, } 3 \times 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2 : \kappa &= -(0.83 \pm 0.44) , \\ \text{Diode n12, } 8 \times 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2 : \kappa &= -(0.90 \pm 0.51) , \\ \text{Diode n5, } 10 \times 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2 : \kappa &= -(0.83 \pm 0.21) . \end{aligned}$$

An Hand der Ergebnisse des Fits lässt sich keine signifikante Änderung der Trappingzeit mit Erhöhung der Fluenz feststellen. Die Temperaturabhängigkeit der Trappingzeiten scheint nicht von der Fluenz abzuhängen. Desweiteren sind die hier erzielten Resultate mit den in [Km02] gezeigten Daten verträglich. Dort konnte für die Temperaturabhängigkeit in einem größeren Temperaturintervall ein Wert von  $\kappa = 0.88 \pm 0.06$  bestimmt werden.

(a) Diode n2 ( $\Phi_{\text{eq}} = 3 \times 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ )		
T (K)	$\tau_e$ (ns)	$\beta_e$ ( $10^{-16}\text{cm}^2/\text{ns}$ )
257.0 $\pm$ 0.2	10.29 $\pm$ 1.13	3.241 $\pm$ 0.356
263.0 $\pm$ 0.2	11.43 $\pm$ 0.80	2.917 $\pm$ 0.203
268.0 $\pm$ 0.5	11.34 $\pm$ 0.75	2.939 $\pm$ 0.194
273.0 $\pm$ 0.2	12.00 $\pm$ 1.02	2.788 $\pm$ 0.236
278.0 $\pm$ 0.2	11.73 $\pm$ 0.25	2.842 $\pm$ 0.060
283.0 $\pm$ 0.2	10.90 $\pm$ 0.34	3.058 $\pm$ 0.094
291.0 $\pm$ 0.5	12.06 $\pm$ 0.26	2.765 $\pm$ 0.059
(b) Diode n12 ( $\Phi_{\text{eq}} = 8 \times 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ )		
T (K)	$\tau_e$ (ns)	$\beta_e$ ( $10^{-16}\text{cm}^2/\text{ns}$ )
258.0 $\pm$ 0.2	4.02 $\pm$ 0.32	2.969 $\pm$ 0.248
261.0 $\pm$ 0.2	3.96 $\pm$ 0.14	3.157 $\pm$ 0.112
263.0 $\pm$ 0.2	4.21 $\pm$ 0.36	2.841 $\pm$ 0.254
268.0 $\pm$ 0.2	4.43 $\pm$ 0.21	2.880 $\pm$ 0.139
273.0 $\pm$ 0.2	4.40 $\pm$ 0.37	2.841 $\pm$ 0.239
278.0 $\pm$ 0.2	4.05 $\pm$ 0.18	3.086 $\pm$ 0.137
283.0 $\pm$ 0.2	4.39 $\pm$ 0.14	2.847 $\pm$ 0.091
(c) Diode n5 ( $\Phi_{\text{eq}} = 10 \times 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ )		
T (K)	$\tau_e$ (ns)	$\beta_e$ ( $10^{-16}\text{cm}^2/\text{ns}$ )
258.0 $\pm$ 0.2	3.56 $\pm$ 0.09	2.811 $\pm$ 0.069
261.0 $\pm$ 0.2	3.17 $\pm$ 0.05	3.155 $\pm$ 0.050
263.0 $\pm$ 0.2	3.33 $\pm$ 0.05	2.999 $\pm$ 0.042
268.0 $\pm$ 0.2	3.46 $\pm$ 0.09	2.890 $\pm$ 0.075
273.0 $\pm$ 0.2	3.44 $\pm$ 0.04	2.908 $\pm$ 0.036
278.0 $\pm$ 0.2	3.51 $\pm$ 0.07	2.853 $\pm$ 0.058
283.0 $\pm$ 0.2	3.52 $\pm$ 0.08	2.839 $\pm$ 0.064
290.5 $\pm$ 0.5	3.77 $\pm$ 0.15	2.653 $\pm$ 0.106

Tabelle 7.5: Überblick über die Teststrukturen, die für die Temperaturabhängigkeitsstudie verwendet worden sind, sowie die daraus resultierenden Ergebnisse für die Trappingzeit und  $\beta_e$  für Elektronen.

### 7.2.5 Diskussion

Die in diesem Abschnitt präsentierten Werte entstammen Messungen mit Neutronenfluenzen bis zu  $10^{15} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ . Die Werte für  $\beta_{e,h}$  zeigen nur eine kleine Abweichung zwischen Löcher- und Elektronendaten. Ähnliche Werte für beide Ladungsträger werden durch Messungen an Dioden in einem ähnlichen Fluenzbereich angedeutet [Kr04a]. Jedoch sollte der signifikant niedrigere Anstieg von  $1/\tau_0$  gegen  $\Phi_{\text{eq}}$  mit  $\beta_n \sim 3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}$  in Neutronen bestrahlten gegenüber Protonen bestrahlten Paddetektoren ( $\beta_p \sim 5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}$ ) nicht unerwähnt bleiben.

Wenn die hier gezeigten Ergebnisse auf einen Fluenzbereich bis  $2 \times 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  reduziert werden, ist ein direkter Vergleich mit den Werten aus [Km02] möglich. Somit erhöht sich der hier bestimmte Wert für  $\beta_e$  von  $(3.0 \pm 0.1) \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}$  auf  $(4.1 \pm 0.4) \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}$  und ist dann vergleichbar mit dem Wert von  $\beta_e = (4.1 \pm 0.1) \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}$  [Km02]. Ähnliches kann auch für die Löcherdaten durchgeführt werden und der Wert für  $\beta_h$  erhöht sich von  $(3.6 \pm 0.5) \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}$  auf  $(4.7 \pm 0.8) \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}$ , bleibt aber signifikant kleiner als der Wert von  $\beta_e = (6.0 \pm 0.2) \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}$  [Km02]. Diese signifikante Abweichung bei der Bestimmung des Werts  $\beta_h$  ist auch bei Proton bestrahlten Paddetektoren, die in [Kr04a] und [Km02] publiziert worden sind, aufgetreten. Diese Abweichung zwischen zwei Messaufbauten ist nicht vollständig verstanden. Man sollte jedoch erwähnen, dass die Bestimmung der Trappingzeit für Löcher größeren systematischen Unsicherheiten ausgesetzt ist, die nicht Teil der angegebenen Fehler sind.

Durch die Betrachtung der hier gemessenen Daten in unterschiedlichen Fluenzintervallen wird eine Abweichung vom linearen Modell angedeutet. Diese Möglichkeit der Abweichung vom linearen Modell wird auch in [RD50] diskutiert. Jedoch erscheint das lineare Modell die beste Annahme um den Anstieg der inversen Trappingzeit  $1/\tau_0$  gegen  $\Phi_{\text{eq}}$  zu erklären. Eine Kombination unterschiedlicher Messungen [RD50] für  $\beta$ , die auch Teile der hier gezeigten Messung enthalten, ergeben Werte von  $\beta_e = (3.7 \pm 0.6) \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}$  und  $\beta_h = (5.7 \pm 1.0) \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}$ . Die Messungen der Temperaturabhängigkeit der Trappingzeiten sind mit Messungen aus [Km02] vergleichbar. Eine Änderung der Temperaturabhängigkeit mit steigender der Fluenz ist nicht beobachtbar.



# Kapitel 8

## Trappingzeit dünner Sensoren

In diesem Kapitel werden die in dem Kapitel 7 außer acht gelassenen epitaktischen Strukturen EN1 bis EN8 betrachtet. Zunächst wird in Abschnitt 8.1 allgemein auf die Eigenschaften epitaktischen Siliziums eingegangen, um in den folgenden Abschnitten, die Problematik der Bestimmung von Trappingzeiten in dünnen Sensoren und deren Lösung zu erläutern.

### 8.1 Allgemeines zu epitaktischem Silizium

Die Herstellung von epitaktischem Silizium unterscheidet sich deutlich von der Herstellung von floatzone Silizium<sup>1</sup>. So wächst epitaktisches Silizium auf einer Trägerstruktur (Czochralskisilizium) auf. Durch diesen Umstand ist epitaktisches Silizium nur relativ dünn (bis  $150\ \mu\text{m}$ ) verfügbar. Durch das Aufwachsen diffundieren Verunreinigungen des Czochralskimaterials in die aufwachsende Siliziumschicht, das zu einer inhomogenen Konzentration der eindiffundierenden Verunreinigungen führt [Li06]. Diese Verunreinigungen können sich positiv in Bezug auf die Strahlentoleranz auswirken, wie zum Beispiel eine im ATLAS Pixelsensor durchgeführte absichtliche „Verunreinigung“ mit Sauerstoff. So zeigt epitaktisches Silizium in seiner Verarmungsspannung eine höhere Toleranz gegenüber Bestrahlung [Km03] als sauerstoffangereichertes Silizium. Die Erhöhung des Leckstroms bleibt aber auch bei epitaktischem Silizium unverändert und steht im Einklang zu allen anderen untersuchten Siliziumarten [Cr07]. Die Ladungssammlung für  $75\ \mu\text{m}$  dicke epitaktische Padsensoren liegt bei rund 7000 Elektronen ohne Bestrahlung und fällt auf unter 5000 Elektronen nach einer Bestrahlung von  $2 \times 10^{15}\ n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  (Protonbestrahlung) ab [Km05]. Das Ladungssammelungsverhalten ist damit nicht besser als bei Verwendung von floatzone-Silizium [Mo07]. Die Vorteile sind aber die Entwicklung der Verarmungsspannung der epitaktischen Sensoren, die es ermöglichen die Sensoren relativ warm zu betreiben. Dies wäre wiederum gut für das Trappingverhalten, da die Trappingzeiten zum einen größer bei höherer Temperatur

---

<sup>1</sup>Dies gilt auch für den Czochralski-Herstellungsprozess.

sind und zum anderen das Ausheilen der Strahlenschäden die Trappingzeiten von Elektronen ebenfalls positiv beeinflusst.

Für die später hier erforderliche Simulation mussten einige Parameter, die in Kapitel 4 für DOFZ Silizium vorgestellt worden sind, angepasst werden. Dies betrifft vor allem Parameter, die für die Beschreibung des Feldes bzw. die Beschreibung des Verhaltens der Verarmungsspannung, notwendig sind. Es sind im einzelnen:

- Das Verhältnis  $N_{c0}/N_{\text{eff},0}$  ist gleich eins.
- Für dem Parameter  $c$  aus Gleichung (4.39) gilt:  $c = 0.056N_{\text{eff},0}$ .
- Für  $g_c$  gilt:  $g_c = 4.6 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ .

Die Parameter für die hier verwendeten Sensoren sind [Fr07]entnommen worden.

## 8.2 Problematik dünner Sensoren

Durch die Reduzierung der Dicke eines Sensors wird die Analyse eines Signals durch einige experimentelle Schwierigkeiten erschwert. Zum einen erhöht man die Kapazität der Struktur, was sich negativ auf die Bandbreite auswirkt. Eine Diode der Dicke  $250 \mu\text{m}$  besitzt bei den hier untersuchten Strukturen eine Kapazität von rund 10 pF. Bei dünnen epitaktischen Dioden (Dicke:  $75 \mu\text{m}$ ) erhöht sich die Kapazität auf 40 pF. Durch diesen Umstand verschlechtert sich die Möglichkeit des Messaufbaus, ein zeitlich aufgelöstes Signal zu messen. Die Verschlechterung durch die Bandbreite lässt sich zwar herausrechnen (siehe Abschnitt 5.3.2), jedoch ist ein deutlich grösserer Korrekturwert notwendig, so dass die Anwendung der Korrektur fehleranfälliger wird. In Abbildung 8.1 ist der Vorgang an einer Diode (EN1), die mit  $0.5 \times 10^{15} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  bestrahlt worden ist, verdeutlicht.

Deutlich sichtbar ist das lange Abfallen des Signals, so dass es eine zeitliche Länge von rund 15 ns erhält. Durch die Korrektur des Signals um die Bandbreite mit der Kapazität von 40 pF wird die zeitliche Länge des Signals deutlich gekürzt, jedoch bleibt eine für ein Elektronensignal deutlich zu lange abfallende Flanke erhalten. Als weiteres Problem verstärkt man durch die Korrektur Oszillationen am Ende des Signals, die ebenfalls in Abbildung 8.1(b) deutlich sichtbar sind. Zwar kann das Signal im Anstieg verbessert werden, jedoch scheint die Korrektur um die Bandbreite nicht erfolgreich zu sein, da zum einem das Ende der abfallenden Flanke nicht deutlich bestimmbar ist und Probleme (Oszillation) verstärkt werden. Desweiteren wird die Signallänge durch eine viel kürzere Driftstrecke ebenfalls kürzer. Dies führt neben der oben beschriebenen Problematik der Bandbreite dazu, dass das eigentliche Signal nicht mehr im zeitlichen Ablauf aufgelöst werden kann. Dies wird deutlich, wenn man die Anstiegszeit des Messaufbaus, der bei rund 1 ns liegt, mit der angenommenen Signallänge eines vollständig verarmten dünnen Sensors, die ebenfalls rund 1 ns andauert, vergleicht.

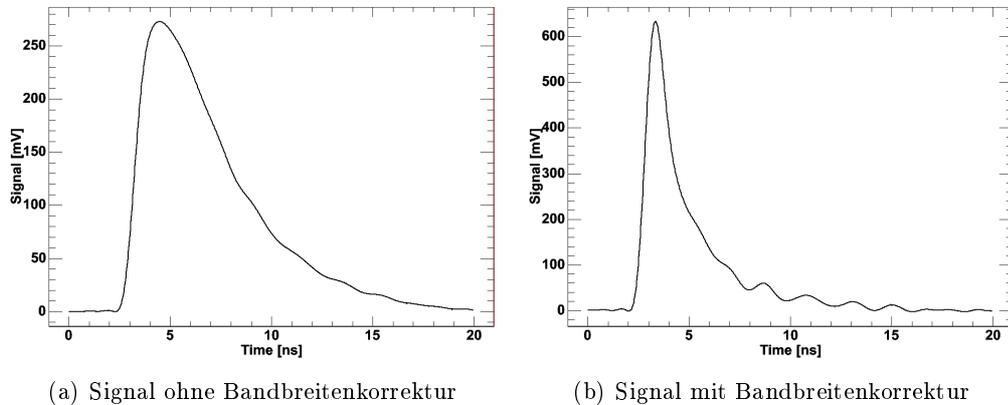


Abbildung 8.1: Signal einer dünnen Diode (Diode EN1) ohne und mit ( $C_{bw} = 40\text{pF}$ ) Bandbreitenkorrektur.

Da beide „klassischen“ Methoden, sowohl die Exponentiated Charge Crossing Methode (siehe Abschnitt 5.3.2) als auch die Charge Correction Methode (siehe Abschnitt 5.3.2), ein zeitlich aufgelöstes Signal zur Bestimmung der Trappingzeit benötigen, kann mit beiden Methoden und dem jetzigen Messaufbau<sup>2</sup> die Trappingzeit nicht bestimmt werden.

Eine Messgröße, die aus dem Signal noch bestimmbar ist, ist die gesammelte Ladung als Integral über die gesamte Signaldauer. Sie ist auch ein Maß für die Schädigung einer Diode und ergibt die Effizienz der Ladungssammlung für eine bestimmte Bestrahlungsfluenz.

### 8.3 Methode zur Bestimmung von Trappingzeiten

Hier soll nun eine neue Methode vorgestellt werden, die es ermöglicht, nur aus der Ladungssammlung ohne Kenntnis des zeitlichen Ablaufs des Signals, die Trappingzeit einer Teststruktur zu bestimmen. Die Grundlage bildet die Annahme, dass der Anstieg der Ladungssammlung bei einer Diode mit ansteigender Spannung charakteristisch für eine bestimmte Fluenz und die dazugehörige Trappingzeit ist.

#### 8.3.1 Grundlagen

Die Annahme, dass die Ladungssammlung einer Diode bei unterschiedlichen Spannungen charakteristisch ist, stellt sich unter Benutzung der Charge Correction Methode (CCM) als richtig heraus. So wird bei der CCM die Ladungssammlung an unterschiedlichen Spannungspunkten bestimmt, und es ergibt sich die unterste

<sup>2</sup>Ein Aufrüsten des Messaufbaus wäre zwar technisch möglich, jedoch könnte die Anstiegszeit nicht ausreichend reduziert werden, zumal die Bandbreite, gegeben durch die Teststruktur, weiterhin ein nicht zu vernachlässigendes Problem darstellen würde.

Kurve in Abbildung 5.7. Dies entspricht im Wesentlichen einer einfachen Integration über des gesamte Signal. Dies ist, wie in Abschnitt 8.2 gesagt, auch für ein nicht zeitaufgelöstes Signal und damit auch für dünne Sensoren möglich. Bei der CCM wird nun der Faktor  $\exp(t/\tau)$  mit einem beliebigen Wert für  $\tau$  an den Signalverlauf multipliziert, bis durch Variation von  $\tau$  ein Zustand gefunden wird, bei dem die Ladungssammlung unabhängig von der angelegten Spannung ist. Wenn dieser Zustand gefunden ist, ist auch die Trappingzeit  $\tau_0$  bestimmt. Dies bedeutet aber im Umkehrschluss, dass die CCM nur funktionieren kann, wenn die Ladungssammlung bei nicht zu vernachlässigenden Trappingzeiten charakteristisch für die angelegte Spannung ist. Die gemachte Annahme über die Ladungssammlung ist damit bestätigt.

### 8.3.2 Prinzip der Methode

Das Ziel ist es nun, aus dem charakteristischen Anstieg der Ladungssammlung die Trappingzeit  $\tau_0$  zu extrahieren. Hierfür wird eine Methode gewählt, die zu einem Teil aus der Messung der Ladungssammlung mit Hilfe des vorgestellten TCT-Setups besteht, und zum anderen durch die Anwendung der in Kapitel 6 beschriebenen Simulationswerkzeuge zur Bestimmung der Ladungssammlung bei unterschiedlichen Trappingzeiten ergänzt wird. So kann aus den Simulationsdaten im Vergleich zum gemessenen Ergebnis, die Trappingzeit  $\tau_0$  bestimmt werden.

Die Ladung wird durch Beschuss der geschädigten Dioden mit rotem Laserlicht injiziert. Das Signal wird wie bei der Bestimmung der Trappingzeit mit den beiden Methoden ECC und CCM aufgezeichnet. Da sich aber kein zeitlich aufgelöstes Signal ergibt, wird nun die deponierte Ladung durch Integration über die Signaldauer bestimmt. Die gemessene Ladung bei der höchsten Spannung wird mit dem Wert der Simulation auf eins normiert. Durch Auftragen der normierten Ladungssammlung gegen die Spannung kann ihre Entwicklung in Form einer Steigung bestimmt werden

Die Bestimmung der Ladungssammlung einer Diode durch Simulation geschieht analog zu den TCT-Messungen. Jedoch sind die Parameter in der Simulation frei wählbar. Einer dieser Parameter ist die Trappingzeit. Der freie Parameter der Trappingzeit ist in der Simulation durch  $\beta$  wiedergegeben. Es gilt nach Gleichung (4.43) die Beziehung

$$\beta = \frac{1}{\tau_0 \cdot \Phi_{\text{eq}}}. \quad (8.1)$$

Der Parameter  $\beta$  wird nun zur Bestimmung der Trappingzeit der realen Dioden variiert. Nach jeder Simulation mit einer fixen Trappingzeit der untersuchten Ladungsträgersorte, erhält man die Ladungssammlung der simulierten Dioden. Auch hier wird wieder die Ladungssammlung gegen die Spannung aufgetragen. In Abbildung 8.2 ist dies exemplarisch für eine Diode dargestellt. Man erkennt, dass die simulierte Ladungssammlung erst bei ca. 100 V über der Verarmungsspannung

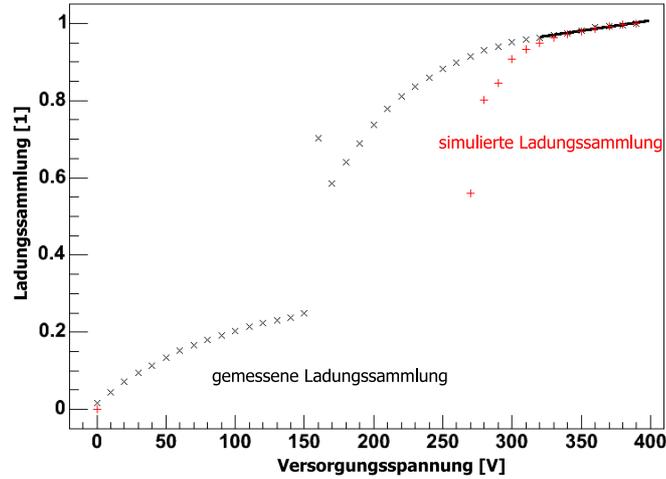


Abbildung 8.2: Beispielhafte Darstellung der Ladungssammlung einer gemessenen Diode im Vergleich zur Simulation. Die Diode besitzt eine Verarmungsspannung von  $V_{\text{dep}} = 250 \text{ V}$ . Es wird deutlich, dass die Simulation erst bei der Spannung von  $V_{\text{dep}} + 100 \text{ V}$  mit der Messung übereinstimmt. Dies lässt sich durch die Schwierigkeit begründen, das elektrische Feld in der Nähe der Verarmungsspannung zu bestimmen. Die Steigung wird durch eine lineare Annäherung, wie eingezeichnet, bestimmt.

mit der gemessenen übereinstimmt. Dies ist in der Schwierigkeit begründet, ein elektrisches Feld zu berechnen, das knapp über der Vollverarmung liegt.

Die simulierten Steigungen der Ladungssammlung werden gegen den Parameter  $\beta$  aufgetragen. Dies ist in Abbildung 8.3 exemplarisch dargestellt.

Ein linearer Fit durch die einzelnen Steigungen der simulierten Ladungssammlungen ergibt einen Zusammenhang zwischen der Änderung der Ladungssammlung und der Trappingzeit bzw.  $\beta$ . Für den hier beispielhaft dargestellten Fall ergibt sich:

$$\beta = (4.01 \pm 0.01) \times 10^{-13} \cdot x \frac{\text{V ns}}{\text{cm}^2} - (0.01 \pm 0.01) \times 10^{-16} \frac{\text{ns}}{\text{cm}^2}. \quad (8.2)$$

Mit der experimentell bestimmten Steigung der Diode mit dem Wert  $x = (1,252 \pm 0.176) \times 10^{-3} \text{ V}^{-1}$  folgt die Trappingzeit der untersuchten Diode. Der Fehler der Trappingzeit folgt aus den Fehlern der einzelnen Größen nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung. Es ergibt sich für diese Diode:

$$\beta = (5.00 \pm 0.71) \times 10^{-16} \frac{\text{ns}}{\text{cm}^2} \quad \text{bzw.} \quad \tau_0 = (20.00 \pm 2.84) \text{ ns}. \quad (8.3)$$

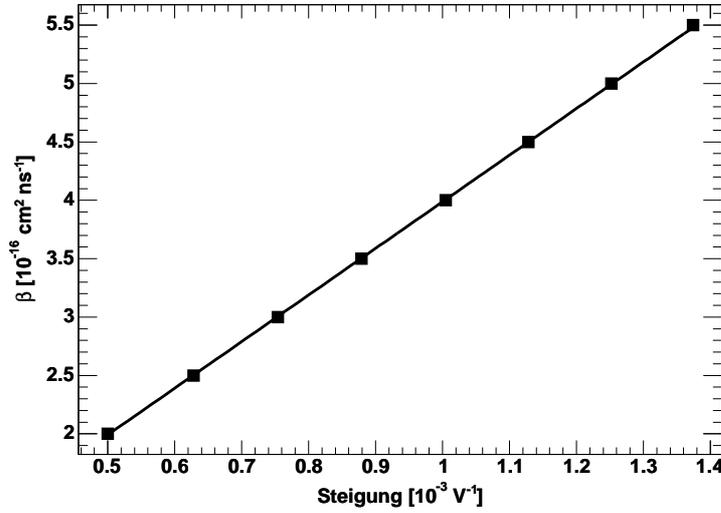


Abbildung 8.3: Simulierte Steigungen der Ladungssammlung für unterschiedliche Werte von  $\beta$ . Ein linearer Fit durch die Punkte ergibt eine Abhängigkeit der Steigung der Ladungssammlung von der Trappingzeit.

### 8.3.3 Überprüfung der Methode

Die oben beschriebene Methode kann durch den Vergleich mit Ergebnissen der klassischen Methoden validiert werden. Dazu ist an drei Dioden (R, V, n16) die neue Methode angewendet worden. Die aus der simulationsbasierten Methode gewonnenen Trappingzeiten  $\tau_{\text{sim}}$  sind neben den aus der klassischen Methode (ECC) gewonnenen Trappingzeiten  $\tau_{\text{ECC}}$  in Tabelle 8.1 dargestellt.

Diode	$\Phi_{\text{eq}}$ [ $10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ ]	$\tau_{\text{ECC}}$ [ns]	$\tau_{\text{sim}}$ [ns]
R	$1.0 \pm 0.1$	$22.6 \pm 1.9$	$20.0 \pm 2.8$
V	$2.0 \pm 0.2$	$13.4 \pm 1.3$	$13.2 \pm 0.8$
n16	$3.0 \pm 0.3$	$13.9 \pm 0.2$	$13.9 \pm 1.9$

Tabelle 8.1: Vergleich der Trappingzeiten  $\tau_{\text{sim}}$ , die durch die neue Methode mit Hilfe der Simulation gewonnen worden sind, und der Trappingzeiten  $\tau_{\text{ECC}}$ , die mit der klassischen Methode ermittelt worden sind.

Es wird deutlich, dass die mit der neuen Methode gewonnenen Trappingzeiten innerhalb der Fehler gut mit den Trappingzeiten der klassischen Methode übereinstimmen. Die neue simulationsunterstützte Methode kann als verwendbar zur

Dioden- name	$\Phi_{\text{eq}}$ [ $10^{15} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ ]	$\beta_{\text{sim}}$ [ $10^{-16} \text{cm}^2 \text{ns}$ ]	$\tau_{\text{sim}}$ [ns]
EN1	0.5	$3.80 \pm 1.19$	$5.26 \pm 1.65$
EN2	0.5	$3.43 \pm 0.62$	$5.83 \pm 1.05$
EN3	1.0	$3.39 \pm 0.48$	$2.95 \pm 0.42$
EN4	1.0	$3.27 \pm 0.19$	$3.06 \pm 0.18$
EN6	2.0	$3.00 \pm 0.19$	$1.67 \pm 0.11$
EN7	3.0	$2.66 \pm 0.29$	$1.25 \pm 0.14$
EN8	3.0	$2.92 \pm 0.29$	$1.14 \pm 0.11$

Tabelle 8.2: Mit der simulationsunterstützten Methode gewonnene Trappingzeiten für Elektronen, sowie die sich aus der Analyse ergebenden Werte für  $\beta$ .

Bestimmung von Trappingzeiten angesehen werden.

## 8.4 Ergebnisse bei Anwendung der Methode

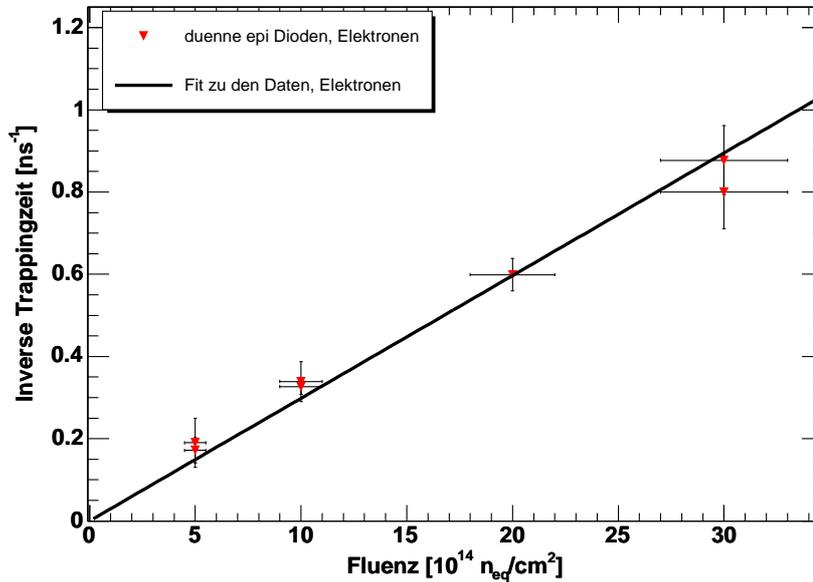


Abbildung 8.4: Fluenzabhängigkeit der effektiven inversen Trappingzeit der epitaktischen Strukturen nach Neutronenbestrahlung. Die durch den Nullpunkt gehende Gerade stellt den Fit durch die gemessenen Datenpunkte dar.

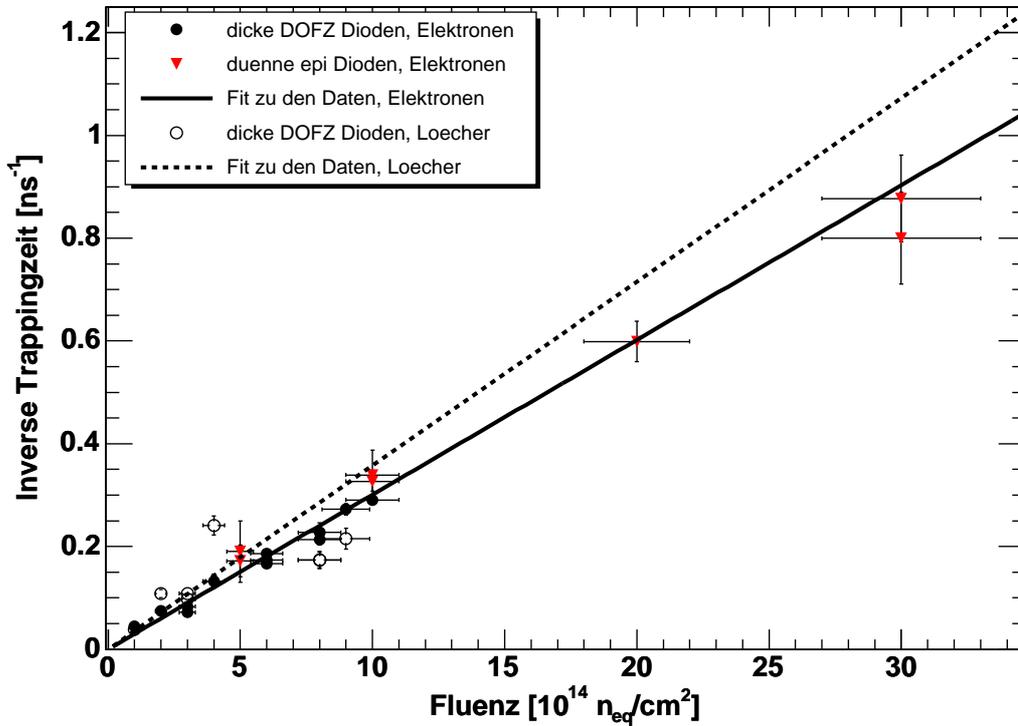


Abbildung 8.5: Fluenzabhängigkeit der effektiven inversen Trappingzeit der dünnen epitaktischen Strukturen und dicken DOFZ Sensoren nach Neutronbestrahlung. Die durch den Nullpunkt gehende Gerade stellt den Fit durch die gemessenen Datenpunkte dar.

Die Methode wird auf die mit Neutronen bestrahlten dünne Dioden (EN1 – EN8) angewandt. Die Messungen wurden im Einklang zu den in Abschnitt 7.2.3 erzielten Ergebnisse bei einer Temperatur von  $0^\circ C$  durchgeführt. Die Trappingzeiten sowie der Wert  $\beta$  sind in Tabelle 8.2 als Resultate der Analyse angegeben. Es konnte aufgrund der Diodenstruktur nur Daten für die Trappingzeiten der Elektronen gewonnen werden, da die für die Messung der Trappingzeiten für Löcher notwendige Rückseite (n-Seite) durch das Trägersubstrat versperrt ist.

Die inversen Trappingzeiten  $1/\tau$  sind in Abbildung 8.4 graphisch aufgetragen. Ein Geradenfit durch die ermittelten Werte liefert folgenden Wert für  $\beta$ :

$$\beta_{e,epi} = (3.08 \pm 0.11) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}.$$

Die Fehler des Fits sind auch hier durch den  $\chi^2$ -Wert (siehe unten) des Fits skaliert, um die Ungenauigkeit mit den Resultaten aus Abschnitt 7.2.3 vergleichen zu können.

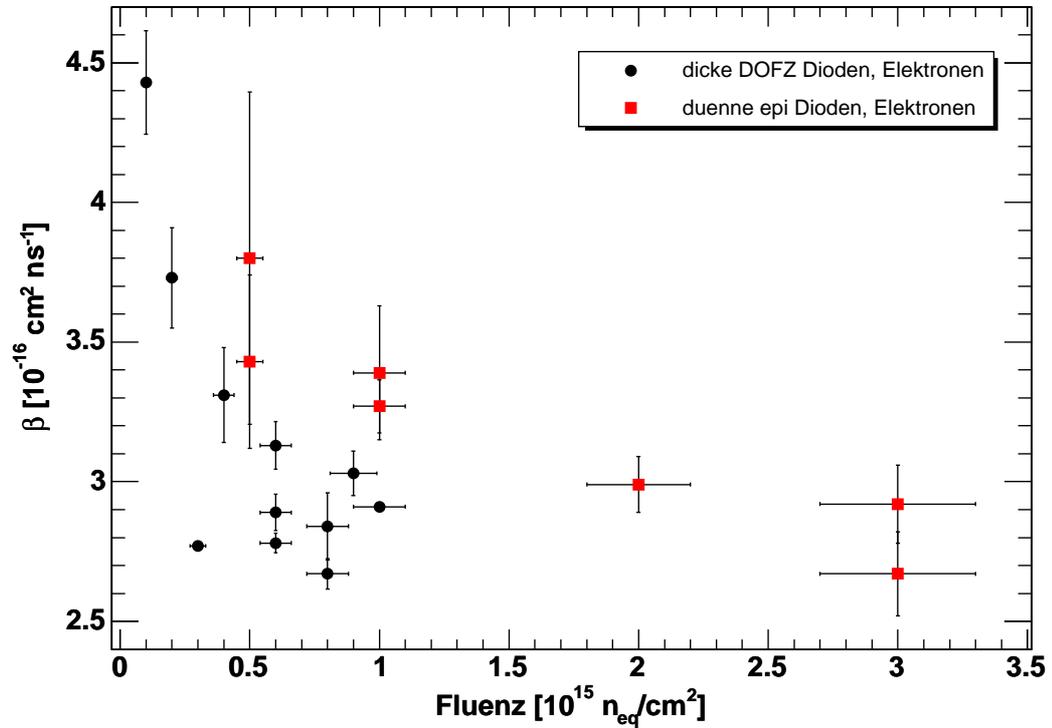


Abbildung 8.6: Darstellung des Faktors  $\beta$  gegen die Fluenz für Elektronen dominierte Signale.

In Abbildung 8.5 sind die hier gewonnenen Trappingzeiten der epitaktischen Siliziumstrukturen und die Trappingzeiten aus Abschnitt 7.2.3 in einem Diagramm zusammen dargestellt. Eine Ausgleichsrechnung liefert folgendes Ergebnis:

$$\beta_{e,all} = (3.01 \pm 0.10) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}.$$

Auch hier skaliert wieder der Fehler mit dem  $\chi^2$ -Wert. Für die Anpassung ergeben sich folgende  $\chi^2/\text{ndf}$ -Verhältnisse:

- $\beta_{e,epi}$ :  $\chi^2/\text{ndf} = 2.28/6$
- $\beta_{e,all}$ :  $\chi^2/\text{ndf} = 20.87/18$ .

Da in [RD50] eine Abweichung vom einfachen linearen Zusammenhang zwischen Fluenz und inverser Trappingzeit angedeutet wird, wird diese Möglichkeit hier noch einmal mit allen gewonnenen Trappingzeiten überprüft. Hierzu wird jedoch eine andere Darstellung der Problematik gewählt. Dazu wird der individuelle Faktor  $\beta$  für jeden Messpunkt und nicht die Trappingzeit gegen die Fluenz  $\Phi_{eq}$  aufgetragen. Dies ist in Abbildung 8.6 dargestellt.

Eine Abnahme des Faktors  $\beta$  mit der Fluenz ist ersichtlich, das auf ein nicht lineares Modell zur Beschreibung der Daten hinweisen würde. Da die Fehler der einzelnen Messungen teilweise recht groß bzw. sogar recht klein sind, kann diese Aussage jedoch nicht bestätigt werden. Aus diesem Grund bleibt das lineare Modell die beste Beschreibung der Abhängigkeiten von  $1/\tau_0$  zur Fluenz  $\Phi_{\text{eq}}$ .

## 8.5 Diskussion

Das Prinzip der neu entwickelten Methode zur Bestimmung der Trappingzeit beruht auf der Annahme, dass die gesammelte Ladung sich nach Erreichen der Verarmungsspannung weiter erhöht, falls gleichzeitig die Versorgungsspannung erhöht wird. So kann die Trappingzeit aus einem Vergleich des Ladungssammlungsverhaltens von Messungen und Simulation bestimmt werden. Die Annahme der Spannungsabhängigkeit der Ladungssammlung wird auch bei der Bestimmung von Trappingzeiten mittels der CCM-Methode verwendet.

Die neu entwickelte Methode konnte durch den Vergleich mit ermittelten Werten bekannter Methoden (ECC-Methode) validiert werden. So waren die ermittelten Trappingzeiten mittels ECC-Methode und neuer Methode im Rahmen ihrer Ungenauigkeiten vergleichbar. Jedoch ist die hier vorgestellte Methode keine direkte Bestimmung der Trappingzeiten, da die Simulation von Parametern abhängt, die durch andere Messungen bestimmt werden müssen. Die Simulation kann nur so gut wie die Kenntnis dieser Parameter und ihrer Beschreibung (z.B. Dotierkonzentration, elektrisches Feld) sein. Es konnte aber gezeigt werden, dass die neue Methode zur Bestimmung der Trappingzeiten Verwendung finden kann. Die Simulation kann durch genauere Kenntnis der abhängigen Parameter verbessert werden. Diese Parameter lassen sich meist durch bekannte Messmethoden bestimmen. Der Vorteil der simulationsgestützten Methode ist, dass keine Kenntnis über den zeitlichen Verlauf des Signals nötig ist, sondern die Ladungssammlung allein genügt. Diese ist einfacher zu bestimmen als die zeitliche Form des Signals. Dadurch kann auch die Ermittlung der Trappingzeiten in kleineren Strukturen (Fläche der Struktur) ermöglicht werden. So kann allein an Hand der Ladungssammlung von Pixel bzw. Streifensensoren eine effektive, für die Struktur abgestimmte Trappingzeit bestimmt werden, da es bei solchen Sensoren durch das Ramopotential zu einer ortsabhängigen Gewichtung der Signalerzeugung kommt.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass durch die hier dargestellte neu entwickelte Methode, Trappingzeiten unabhängig von der zeitlichen Form des Signal bestimmt werden können.

## Kapitel 9

# Auswirkungen des Trappings auf den Sensorbetrieb

In diesem Kapitel werden die Auswirkungen der Strahlenschäden, besonders des Trappings, auf den Betrieb eines Siliziumdetektors beleuchtet. Eine wichtige Größe für den Betrieb ist die Ladungssammlungseffizienz des Sensors bzw. in Kombination mit der elektronischen Schwelle, die Nachweiswahrscheinlichkeit. In den folgenden Abschnitten werden Prognosen für das Ortsauflösungsverhalten des Detektors gegeben. Weitere Aspekte sind eine Lebenserwartungsabschätzung der inneren Lage (b-Lage) des Detektors. Desweiteren wird an Hand der gewonnenen Informationen über das Trapping eine Vorhersage für die jetzige Sensorgeneration bei noch höheren Strahlenbelastungen (SuperLHC) gegeben.

### 9.1 Einfluss von Trapping auf die Spurpunktbestimmung des ATLAS Pixeldetektor

Ein Hauptmerkmale des ATLAS Pixeldetektors ist die Fähigkeit, Spurpunkte mit hoher Genauigkeit im innersten Bereich des Detektors zu bestimmen. Im folgenden wird dargelegt, wie die Genauigkeit durch Strahlenschäden reduziert wird.

#### 9.1.1 Prinzip der Ortsbestimmung mittels Gewichtung durch die gesammelte Ladung

Die intrinsische Auflösung des Pixelsensors ist durch seine Geometrie gegeben. Es gilt, dass sich die Auflösung als Pixelbreite bzw. Länge durch  $\sqrt{12}$  bestimmen lässt. Somit ergibt sich für eine Pixelbreite von  $50\ \mu\text{m}$  in  $r\phi$ -Richtung eine intrinsische Auflösung von  $\sim 14\ \mu\text{m}$ .

Da die Module im Detektor aber unter einem Winkel von  $20^\circ$  gedreht sind, durchqueren Teilchen den Sensor unter einem Winkel von rund  $10^\circ$  und passieren dabei

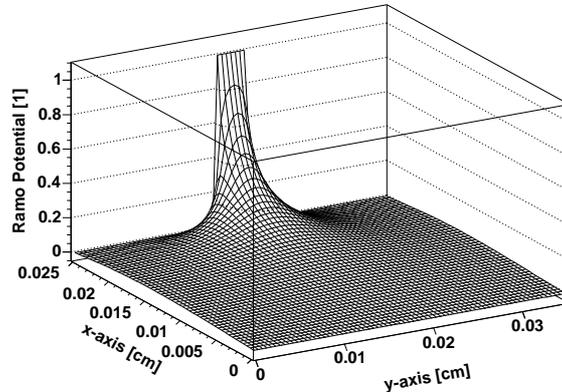


Abbildung 9.1: Beispiel einer numerische Bestimmung des Ramopotentials für einen pixelähnlichen Sensor mit einer Dicke von  $250\ \mu\text{m}$  und einer Implantationsbreite von  $30\ \mu\text{m}$ . Die Berechnungen sind auf einem  $51 \times 71$  Gitter bestimmt worden [Kr04b].

meist mehr als eine Pixelzelle<sup>1</sup>. Mehrere durch einen Teilchendurchgang getroffene Pixel werden Pixelcluster genannt. Durch diesen Umstand ist es möglich die Ortsauflösung durch rein digitale Gewichtung zu verbessern, wobei digitale Gewichtung jegliche Ladungsinformation des Sensors außer acht lässt und nur den Schwerpunkt aller getroffenen Pixeleinheiten bildet. Die verbesserte Auflösung lässt sich durch eine analoge Gewichtung noch weiter verbessern. Hierbei wird die gesammelte Ladung der einzelnen Pixel des Clusters zur Berechnung des Spurpunkts herangezogen. Dadurch kann der Spurpunkt durch den Pixelcluster noch einmal genauer bestimmt werden. Studien [La01b] in einem sogenannten Teststrahl<sup>2</sup> konnten unter optimalen Bedingungen (bester Eintrittswinkel) eine Verbesserung von bis zu  $4\ \mu\text{m}$  aufzeigen.

### 9.1.2 Auswirkung der Strahlenschäden

Die Methode die Ortsbestimmung über die gesammelte Ladung zu bestimmen, erfordert eine hohe Effizienz die deponierte Ladung nachzuweisen. Diese kann sich über mehrere Pixel verteilt. Jedoch ist die Nachweisschwelle durch die Elektronik auf 4000 Elektronen begrenzt. Diese Schwelle ist nötig um dem Rauschen der Elektronik sowie des Sensors entgegen zu wirken. Im unbestrahlten Fall kann die gesammelte Ladung eines minimal ionisierenden Teilchens nachgewiesen werden. Die nachweisbare Menge der deponierten Ladung fällt aber auf 0.96 der ursprüng-

<sup>1</sup>Der Winkel von  $20^\circ$  reduziert sich durch den Lorentzeffekt auf  $\sim 10^\circ$  [La01a].

<sup>2</sup>Es befinden sich nur Pixelmodule und zur Strahlbestimmung verwendete Monitorkomponenten im Teststrahl [Do04].

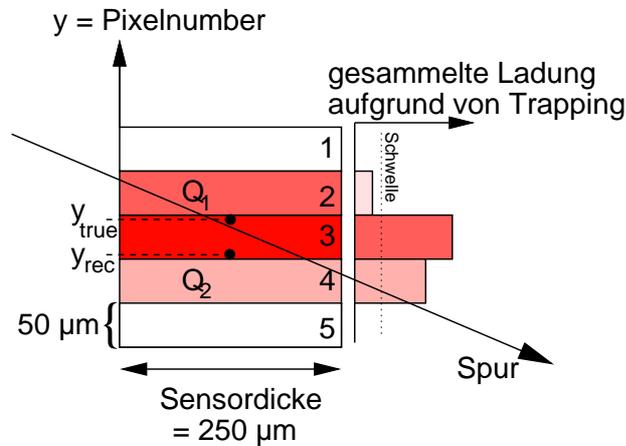


Abbildung 9.2: Das Einfangen der driftenden Ladungsträger führt zu einem inhomogenen Gewicht bei der Signalerzeugung. In dem illustrierten Fall ist deutlich mehr Ladung in Pixel 2 deponiert worden, jedoch wird durch Trapping die an der Elektrode gesammelte Ladung so stark reduziert, dass sie unter die Schwelle fällt. So kommt es zu dem Fall, dass der rekonstruierte Spurpunkt  $y_{\text{rec}}$  in Richtung Pixel 4 verschoben ist und deutlich vom wahren Wert  $y_{\text{true}}$  abweicht, obwohl in Pixel 4 viel weniger Ladung deponiert worden ist.

lichen Menge nach einem Jahr, auf 0.67 nach fünf Jahren und 0.36 nach zehn Jahren Betrieb für die innerste Pixellage ab [K106]. Die Betriebsjahre entsprechen nach dem Standardszenario (siehe Anhang B) einer Fluenz von 0.6, 8.7 und  $20.7 \times 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ . Die mittlere Lage wird innerhalb von zehn Jahren einer Fluenz ausgesetzt sein, die vergleichbar der Fluenz von vier bis fünf Betriebsjahren der innersten Lage ist.

Im Prinzip ist nur das Einfangen der driftenden Ladungsträger verantwortlich für den Rückgang in der Ladungssammlungseffizienz. Effekte wie die Entwicklung der Verarmungsspannung und des elektrischen Feldes haben nur geringe Auswirkungen auf die Ladungssammlung. Hinzu kommt jedoch für den Fall einer Pixelgeometrie noch das Ramopotential. In Abbildung 9.1 ist beispielhaft ein Ramopotential einer pixelähnlichen Struktur dargestellt. Durch das Ramopotential trägt nicht jede driftende Ladung mit dem selben Anteil zum Signal bei, sondern nur driftende Ladungsträger nahe der Ausleselektrode, wo das Ramopotential am höchsten ist. Dies führt zu einer inhomogenen Gewichtung der driftenden Ladung im gesamten Sensor, das wiederum effektiv reduziertem Sensormaterial entspricht.

Trifft ein Teilchendurchgang die Pixel wie es in Abbildung 9.2 dargestellt ist, kommt es zu einer möglichen Reduzierung der Clustergröße und zu einer Verschiebung des rekonstruierten Spurpunktes im Bezug auf den wahren Schwerpunkt des Teilchendurchgangs.

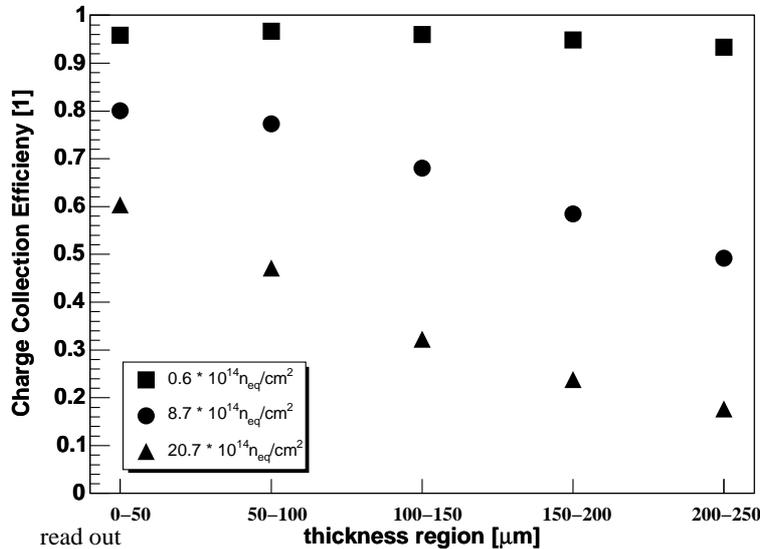


Abbildung 9.3: Ladungssammlungseffizienz eines Signals durch die Energiedeposition eines minimal ionisierenden Teilchens im jeweiligen angegebenen Sensorbereich. Die Fluenzen entsprechen einem, fünf und zehn Jahren Betrieb der b-Lage.

### 9.1.3 Simulationsstudien

Es sind mehrere Simulationsstudien durchgeführt worden, um nun die Konsequenzen der Strahlenschäden auf die Spurpunktreakonstruktion abschätzen zu können. Dazu sind Daten aus dem *Combined Testbeam* [Go06] verwendet worden, um an ihnen Strahlenschäden zu simulieren.

#### Auswirkungen des Ramopotentials

Die Ladungssammlungseffizienz ist, bedingt durch das Ramopotential, nicht homogen über die gesamte Sensordicke. Daher ist eine Kenntniss der Ladungssammlung in Abhängigkeit von Ort wichtig, um die Auswirkungen auf eine ladungsgewichtete Spurpunktbestimmung bestimmen zu können.

Die durchgeführte Simulation basiert auf den in Kapitel 6 vorgestellten Programmpaketen. Der Sensor wird in fünf  $50 \mu\text{m}$  dicke Bereiche unterteilt, um die Abhängigkeit der Ladungssammlungseffizienz vom Ort der Drift bestimmen zu können. In mehreren Simulationsschritten wird die Ladungssammlungseffizienz für die unterschiedlichen Bereiche berechnet, indem in jeden Bereich eine definierte Menge Ladung deponiert wird. Anschließend wird die Ladungssammlungseffizienz bestimmt. In Abbildung 9.3 sind die Resultate dieser Simulation für drei verschiedene Fluenzen dargestellt. Die Fluenzen entsprechen wieder einem, fünf und zehn Jahren Betriebsdauer der innersten Pixellage. Wie zu erwarten ist die Ladungssammlungs-

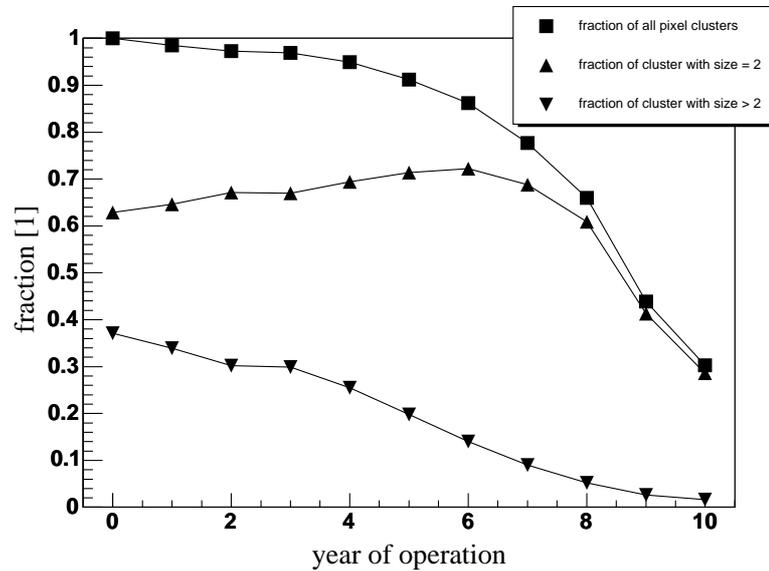


Abbildung 9.4: Entwicklung aller Pixelcluster aufgrund von Strahlenschäden.

effizienz reduziert. Es ergibt sich eine Abhängigkeit der Effizienz von dem Ort der driftenden Ladung. Für die Fluenz  $\sim 2 \times 10^{15} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  als Beispiel folgt, dass nur ein Drittel der Ladung gesammelt werden kann, wenn die Drift in der von der Elektrode abgewandten Seite erfolgt, im Vergleich zur Drift nahe der Ausleselektrode.

### Entwicklung der Pixelcluster

Diese ermittelten Werte können genutzt werden, um eine Strahlenbelastung an ungeschädigten Sensoren nachzubilden. Um dieses durchzuführen, werden Daten des ATLAS Combined Testbeam [Go06] verwendet. Bei dem Datensatz handelt es sich um eine Pionenteststrahl (160 GeV) ohne äußeres Magnetfeld (nähere Informationen siehe [Re06]). Da keine eigentliche Ladungskalibration in den Daten durchgeführt worden ist, liegen die Ladungen nur in Einheiten von TOT vor. Da aber die TOT-Werte unmittelbar von der deponierten Ladung abhängig sind [Ma05], können sie wie die Ladung verwendet werden.

Durch die Trackinginformationen des gesamten Detektoraufbaus (Pixel, SCT und TRT) kann die Spur durch die Pixelebenen bestimmt werden und an Hand dieser der Durchgang eines einzelnen Teilchens durch einen Pixel. Da die Module unbestrahlt waren, kann sämtliche deponierte Ladung nachgewiesen werden. Die deponierte und nachgewiesene Ladung eines Pixels kann mit Hilfe der ermittelten Faktoren im jeweiligen Sensorbereich reduziert werden. Durch diese Vorgehensweise kann eine Strahlenbelastung mit unbestrahlten Sensoren simuliert werden.

Die Grundlage der Methode der Ladungsgewichtung ist die Anwesenheit von Pi-

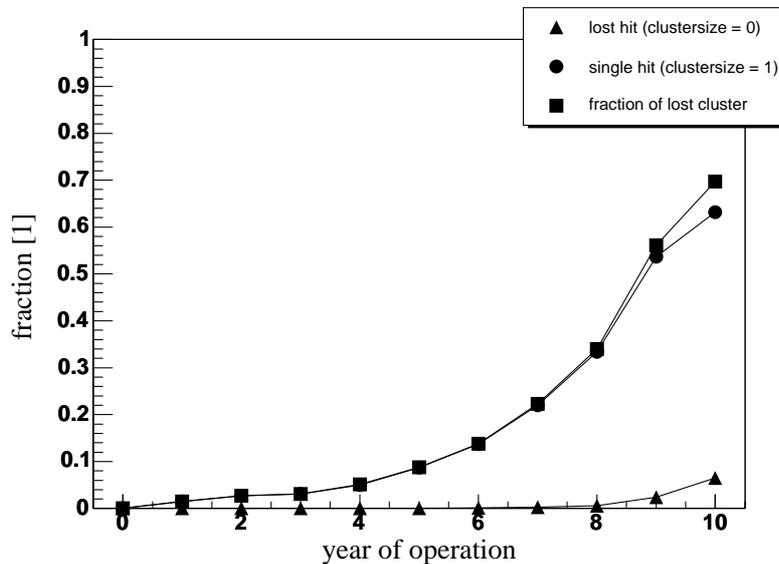


Abbildung 9.5: Anwachsen der Einzeltreffercluster aufgrund von Strahlenschäden. Ebenso ist das Anwachsen der Ineffizienz, das einem Verlust sämtlicher Trefferinformationen (Clustergröße null) entspricht, ersichtlich. Zu beachten ist aber, dass dieser Effizienzverlust nur auf Mehrtreffercluster beruht, da in der Studie keine Einzeltreffer zum Startpunkt (Jahr 0) verwendet worden sind. Er trifft keine Aussage über die Ineffizienz des Sensors im Allgemeinen.

xelclustern. Durch die simulierte Strahlenbelastung kann nun die zeitliche Entwicklung der Pixelclustergröße während des Betriebes berechnet werden. Zur Analyse wurden alle Treffer entfernt, die kein Pixelcluster bildeten, d.h. Treffer die nur aus einem Pixel bestanden, da keine Ladungsgewichtung mit diesen möglich war. Da die b-Lage die höchste Bestrahlungsbelastung aufweist, ist nur die Entwicklung dieser untersucht worden. Anhand dieser Daten kann aber auf das Verhalten der beiden anderen Lagen zurück geschlossen werden. In Abbildung 9.4 ist die Entwicklung der Pixelclustergrößen größer gleich zwei dargestellt. Wie erwartet nimmt die Clustergröße mit der Bestrahlungsfluenz ab. So fällt die Anzahl der Pixelcluster mit einem Anteil von 1 zu Beginn auf einen Anteil von 0.8 nach sechs Jahren und erreicht einen Anteil von nur 0.3 nach zehn Betriebsjahren. Das zeitgleiche Anwachsen der Pixelcluster der Größe 2 zu Beginn des Betriebs lässt sich durch das Absinken aller größeren Pixelcluster erklären. Dies ist auch logisch, da meist zu Beginn nur ein Randpixel eines Clusters wegfällt. So wird ein Dreitreffercluster zu einem Zweitreffercluster, aber meist nicht zu zwei Einzeltreffern.

In Abbildung 9.5 ist das Anwachsen der Einzeltreffer ersichtlich. Diese sind aber, da zu Beginn keine Einzeltreffer vorhanden sind, aus Mehrtrefferclustern entstanden. Ebenfalls kann nach sechs bis sieben Jahren das Verschwinden der

Trefferinformation eines ganzen Clusters beobachtet werden. Beide Werte stellen eine Ineffizienz der Methode zur ladungsgewichteten Spurpunktbestimmung dar. Die Clusterineffizienz summiert sich auf rund 8.8% nach fünf Jahren Betrieb der Sensoren auf der innersten Lage und erreicht fast 70% nach 10 Betriebsjahren. Die Effizienz der beiden äußeren Lagen liegt bei über 80%, da sie deutlich niedrigeren Fluenzen während ihrer Lebensdauer ausgesetzt werden. Der Verlust sämtlicher Trefferinformationen ist ebenfalls ein Teil der Ineffizienz des Gesamtdetektors ( $\sim 6.5\%$ ). Jedoch sollte angemerkt werden, dass diese Ineffizienz nicht als Ineffizienz des gesamten Pixeldetektors zu sehen ist, da in der Simulation nur Pixelcluster als Ausgangspunkt verwendet worden sind. Pixel, die in der gesamten Pixeltiefe Ladung eines Teilchendurchganges deponiert bekommen, können deutlich länger die erforderliche Ladung sammeln. Die Gesamteffizienz des ATLAS Pixeldetektors wird mit  $\geq 95\%$  [AT98] abgeschätzt und ist nicht durch Clusterbetrachtungen beeinträchtigt.

### Auswirkungen auf die Spurpunktauflösung

Eine einfache Simulation ist durchgeführt worden, um die Auswirkungen der Strahlenschäden auf die Spurrekonstruktion abschätzen zu können. Mit ihr wird die Entwicklung der Breite der Residualverteilung und deren Verschiebung untersucht. Dazu werden drei nebeneinander liegende Pixel simuliert, die von einem Teilchen in einem Eintrittswinkel von  $10^\circ$  durchquert werden. Entlang der Teilchenspur wird im jeweiligen Pixel Ladung entsprechend eines minimal ionisierenden Teilchens deponiert. Hier beruht die Ladungsdeposition auf der Landauverteilung, d.h. die deponierte Ladung variiert dementsprechend. Die deponierte Ladung wird durch die in Abschnitt 9.1.2 ermittelten Faktoren reduziert, um einen strahlengeschädigten Sensor zu simulieren. Die daraus resultierende neue Ladungsverteilung über die drei Pixel führt zu einer ebenfalls neuen Spurberechnung. Der Schwerpunkt der neuen Spur kann gegenüber dem wahren Schwerpunkt verschoben sein. In der Simulation ergab sich eine Verschiebung des Schwerpunkts von  $(0.87 \pm 0.06) \mu\text{m}/10^{14} \text{n}_{\text{eq}} \text{cm}^{-2}$ . Ebenso verbreitert sich die Residualverteilung mit steigender Fluenz. Dies ist für die hier durchgeführte Simulation in Abbildung 9.6 dargestellt. Es ist, in der hier durchgeführten Untersuchung, eine Verdopplung der Breite nach  $3 \times 10^{14} \text{n}_{\text{eq}} \text{cm}^{-2}$  zu beobachten und eine Vervierfachung nach rund  $10 \times 10^{14} \text{n}_{\text{eq}} \text{cm}^{-2}$ . Anzumerken bleibt, dass nur die Entwicklung der Breite untersucht worden ist und die angegebene Breite die wahre Breite im Experiment deutlich unterschätzt. Dies liegt an der vereinfachten Darstellung der Problemstellung. So ist je nach Bedingung eine Breite von  $8 \mu\text{m}$  bis  $14 \mu\text{m}$  realistisch [Re06, La01b].

#### 9.1.4 Diskussion

Durch die ladungsgewichtete Spurpunktbestimmung kann die Ortsauflösung des Detektors verbessert werden. Jedoch wird die Methode durch Strahlenschäden weniger effektiv, besonders für die innerste Lage des Pixeldetektors, da sich die Cluster-

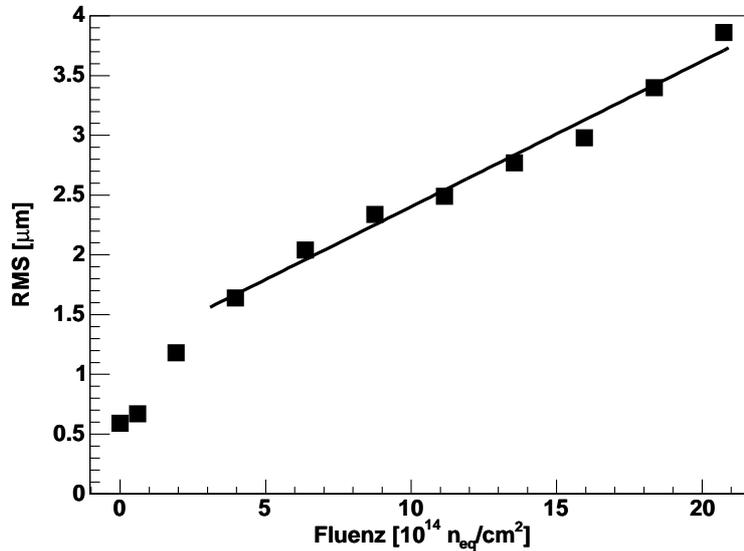


Abbildung 9.6: Entwicklung der Residualbreite im hier simulierten, vereinfachten Modell.

größen reduzieren. Da die effektive Fluenz für die beiden äußeren Lagen deutlich niedriger sein wird, bleibt die Methode zumindest für diese Lagen mit einer abgeschätzten Effizienz von größer 80% weiterhin recht sinnvoll.

Durch die Verschlechterung der Residualbreite und der Verschiebung des Schwerpunkts der Spur reduziert sich die Anwendbarkeit der Methode, da sie kaum bessere Ergebnisse als eine digitale Bestimmung mehr liefern kann. Jedoch kann durch die alleinige Kenntnis dieser Effekte auf die wahre deponierte Energie zurück geschlossen werden, so dass die Methode anwendbar bleiben könnte.

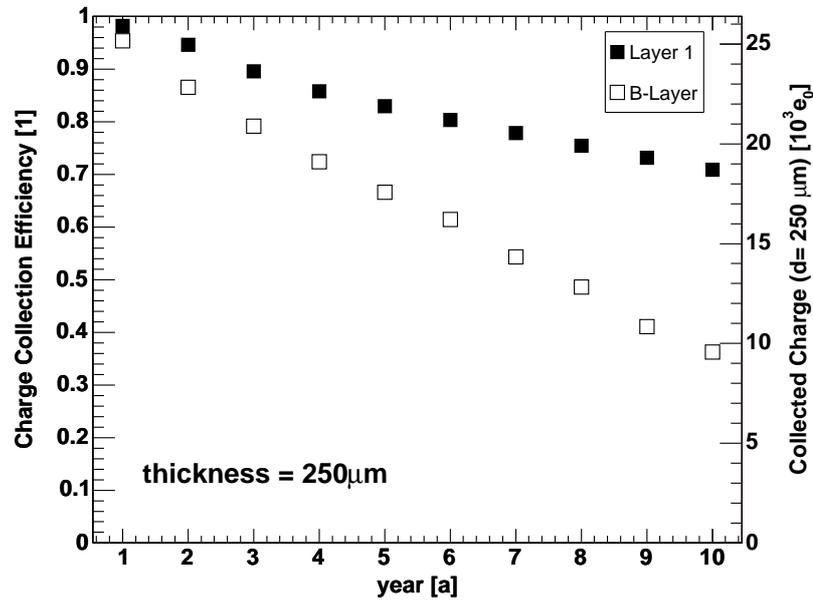


Abbildung 9.7: Ladungssammlungseffizienz für die beiden innersten Lagen des ATLAS Pixeldetektors nach [Kr04b, Kl06]. Die Elektronikschwelle liegt bei 4000 Elektronen.

## 9.2 Austausch der b-Lage

Die im ATLAS Pixeldetektor verbauten Sensoren sind darauf ausgelegt worden, bis zu einer Fluenz von  $1 \times 10^{15} n_{eq}/cm^2$  betrieben werden zu können. Die Pixelsensoren der innersten Lage werden aber während der zehn Betriebsjahre einer doppelt so hohen Fluenz ausgesetzt sein. Daher ist bereits zu Beginn des Baus des Pixeldetektors ein Austausch dieser Lage nach fünf Jahren vorgesehen worden. Für die hier durchgeführten Betrachtungen wird angenommen, dass die Elektronikschwelle unverändert bei 4000 Elektronen liegen wird.

Einer der angeführten Gründe für einen Austausch der b-Lage nach fünf Jahren ist die Entwicklung der Verarmungsspannung. Dies ist bereits in Abschnitt 4.2.2 in Abbildung 4.5 dargestellt worden. In dieser Abbildung wird ersichtlich, dass bei einer festen maximalen Versorgungsspannung von 600 V die Sensoren der b-Lage nach fünf Jahren nicht mehr vollverarmbar sind. Dies fällt aber für die gewählte Sensortechnologie (n-in-n) und der Kenntnis der Typinversion nicht weiter ins Gewicht, da der Sensor auch bei nicht vollständiger Verarmung sensitiv bleibt [Hü01] und lediglich sensitives Volumen verliert. Somit scheidet die Anführung der Entwicklung der Verarmungsspannung im Grunde als Argument für einen Austausch aus. Betrachtet man aber die Ladungssammlungseffizienz der Sensoren (Abbildung 9.7), so erkennt man, dass die Ladungssammlungseffizienz für die innerste Lage deutlich abfällt und zum Ende der Betriebszeit auf rund 10000 Elektronen

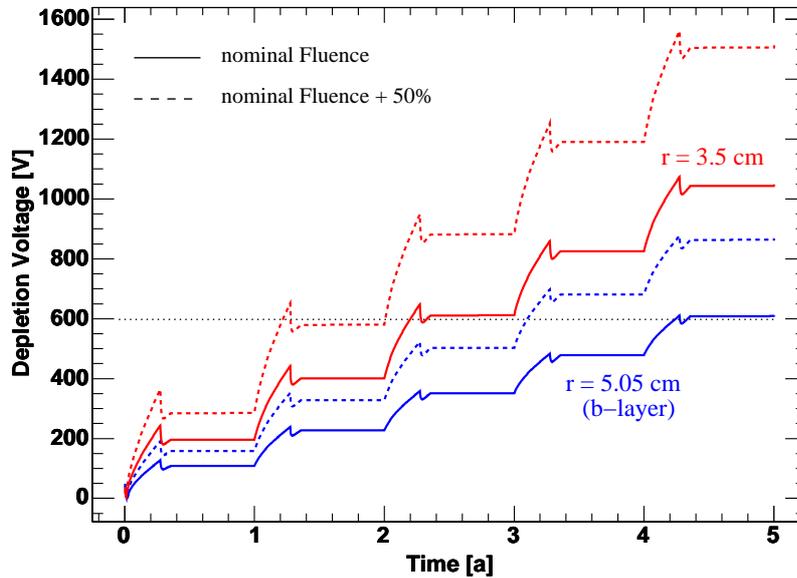


Abbildung 9.8: Entwicklung der Verarmungsspannung der Sensoren für zwei mögliche Abstände zum Wechselwirkungspunkt, sowie jeweils jedes Abstandsszenario mit der nominellen Fluenz (siehe Text) und einer um 50% erhöhten Fluenz.

abfällt. Das Nicht-Erreichen der Verarmungsspannung hat in Bezug auf die Ladungssammlung nur eine untergeordnete Rolle, den wesentlichen Anteil trägt das Auftreten des Trappings. Auch bei der Ladungssammlungseffizienz erkennt man, dass die gesammelte Ladung damit immer noch deutlich über der Schwelle liegt. Lediglich die Tatsache, dass es zur Ladungsteilung über mehrere Pixel kommt, macht einen Austausch der innersten Lage sinnvoll (siehe Abschnitt 9.1).

### 9.2.1 Austausch mit 250 $\mu\text{m}$ dicken Sensoren

Der einfachste mögliche Fall wäre ein Austausch der innersten Lage auf demselben Radius wie ihn die alte innerste Lage hat. Dann läge der Radius der ausgetauschten Lage bei 5,05 cm. In diesem Abstand zum Wechselwirkungspunkt sind die Pixelsensoren einer jährliche Strahlenfluenz von  $2.4 \times 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  mit einem Anteil von geladenen Teilchen von 83.4% ausgesetzt.

Eine weitere Option wäre es, die innerste Lage näher an das Strahlrohr heranzuführen, um Spurpunkte näher am Wechselwirkungspunkt zu haben. Hier wird ein Radius von 3.5 cm angenommen. Bei diesem Abstand würde die jährliche Fluenz  $4.8 \times 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  betragen. Der Anteil der geladenen Teilchen beträgt dort 86.5%. In Abbildung 9.8 ist die Entwicklung der Verarmungsspannung der beiden möglichen Szenarien dargestellt und zwar jeweils für die nominelle Fluenz und eine um den Faktor 1.5 erhöhte Fluenz. Die Verarmungsspannung könnte im Fall des

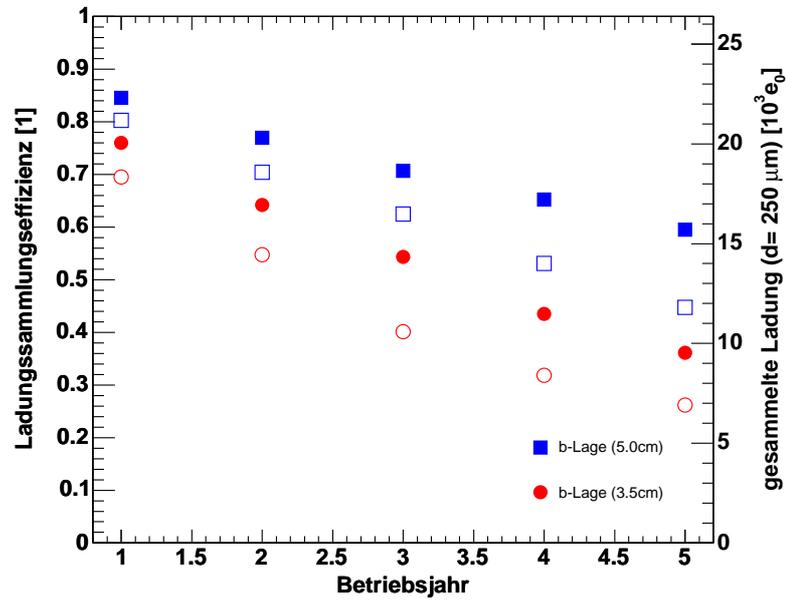


Abbildung 9.9: Ladungssammlung und Effizienz für die beiden diskutierten Radien jeweils wieder mit nomineller Fluenz (gefüllte Symbole) und um den Faktor 1.5 erhöhter Fluenz (offene Symbole). Die Sensoren haben eine Dicke von 250  $\mu\text{m}$ . Die Schwelle liegt weiterhin unverändert bei 4000 Elektronen.

großen Radius bei nomineller Fluenz immer erreicht werden. Lediglich im Fall des kleinen Radius würde die Verarmungsspannung oberhalb von 1000 V liegen.

Aber auch hier ist die Ladungssammlung das Maß für eine realistische Betrachtung beider Szenarien. Diese ist in Abbildung 9.9 dargestellt. Die Simulation beruht wieder auf den in Kapitel 6 vorgestellten Programmpaketen. Anzumerken bleibt, dass das elektrische Feld linear interpoliert worden ist. Für den Fall eines Auswechslens auf den Radius 5.0 cm wäre bei einer nominellen Fluenz die Ladungssammlung mit 15k Elektronen deutlich über der Elektronenschwelle und dürfte auch bei Ladungsteilung über mehrere Pixel ausreichend hoch sein. Dies gilt mit einer Ladungssammlung von  $\sim 12\text{k}$  Elektronen auch in dem Szenario erhöhter Fluenz. Das Einbauen der neuen Lage auf den kleineren Radius würde zu Ladungssammlungswerten (7 bis 9.5k Elektronen) führen, die ähnlich zu denen sind, die eine b-Lage auf dem nominellen Radius nach 10 Betriebsjahren auch erreichen würde.

Somit lässt sich sagen, dass ein Austausch der b-Lage mit der jetzigen Sensortechnologie nur auf dem größeren Radius von 5.0 cm sinnvoll wäre. Ein Einbau auf 3.5 cm würde zwar auch noch funktionieren, jedoch müsste man sich dann die Frage nach dem Sinn des Austausches stellen, da zumindest von dem Standpunkt der Ladungssammlung nach kurzer Zeit keine Verbesserung gegenüber dem Verbleib der b-Lage ergeben würde.

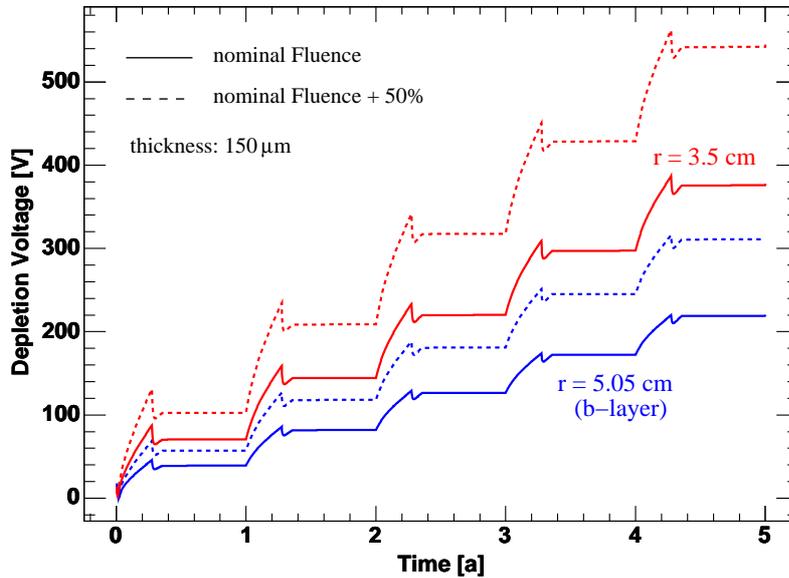


Abbildung 9.10: Entwicklung der Verarmungsspannung der Sensoren mit einer Dicke von  $150 \mu\text{m}$  für zwei mögliche Abstände zum Wechselwirkungspunkt, sowie jeweils jedes Abstandsszenario mit der nominellen Fluenz (siehe Text) und einer um 50% erhöhten Fluenz.

### 9.2.2 Austausch mit $150 \mu\text{m}$ dicken Sensoren

Eine Möglichkeit, die Verarmungsspannungsentwicklung und die Ladungssammleffizienz bei Verwendung derselben Sensortechnologie zu ändern, wäre die Dicke des Sensoren zu variieren. Dünne Sensoren lassen sich allein aufgrund ihrer Dicke bei deutlich niedrigeren Spannungen vollständig verarmen. Da bei Pixelsensoren das Ramopotential eine wichtige Rolle in der Signalbildung spielt, kann ein dünnerer Sensor auch von Vorteil sein, da bei dicken Sensoren, die der Ausleselektrode abgewandten Seite für die Signalbildung kaum eine Rolle spielt und effektiv nicht sensitivem Volumen entspricht. Dies wirkt der weniger deponierten Ladung entgegen.

In Abbildung 9.10 ist die Entwicklung der Verarmungsspannung für die fünf Jahre nach dem Austausch dargestellt. Wie zu erwarten ist die Verarmungsspannung  $V_{\text{dep}}$  aufgrund der Beziehung  $V_{\text{dep}} \propto \sqrt{\text{Dicke}}$  niedriger als bei den dickeren (hier:  $250 \mu\text{m}$ ) Sensoren. Durch die Reduzierung der Dicke liegt nun in allen wiedergegebenen Szenarien die Verarmungsspannung unterhalb von 600 V.

Aber auch in dem Fall dünner Sensoren ist die Ladungssammlung die Größe, die von Bedeutung zur Beurteilung der Nutzbarkeit der Sensoren ist. Die Ladungssammlung der  $150 \mu\text{m}$  dicken Sensoren, der ATLAS Pixelsensortechnologie, ist in Abbildung 9.11 zu sehen. Nach fünf Jahren beträgt die gesammelte Ladung je nach

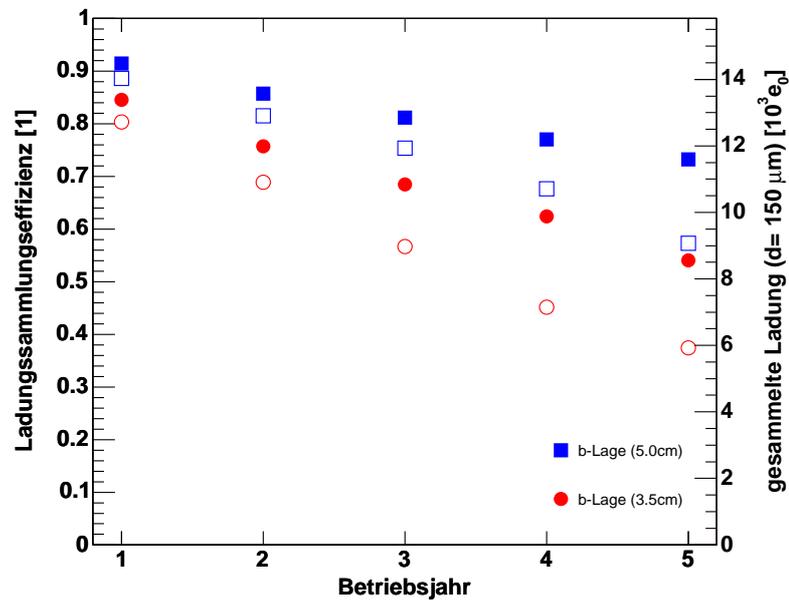


Abbildung 9.11: Ladungssammlung und Effizienz für die beiden diskutierten Radien jeweils wieder mit nomineller Fluenz (gefüllte Symbole) und um den Faktor 1.5 erhöhten Fluenz (offene Symbole). Die Sensoren haben eine Dicke von  $150 \mu\text{m}$ . Die Schwelle liegt weiterhin unverändert bei 4000 Elektronen.

Szenario zwischen 6 und 12k Elektronen. Die gesammelte Ladung ist unabhängig vom Szenario bei dünnen Sensoren kleiner als bei dickeren Sensoren. Dies ist durch die weniger deponierte Energie auch verständlich. Es wird ersichtlich, dass trotz des Ramopotentials die dicken Sensoren vom Standpunkt der Ladungssammlung her besser sind. Ein Vorteil dünner Sensoren ist, dass sie aus weniger Material bestehen, was wiederum Vorteile für die Spurrekonstruktion bedeuten kann. Dies ist jedoch nur dann von Vorteil, wenn in der gesamten Pixeldetektorlage Material eingespart werden könnte, da der Sensor nur einen kleinen Anteil im Materialbudget darstellt.

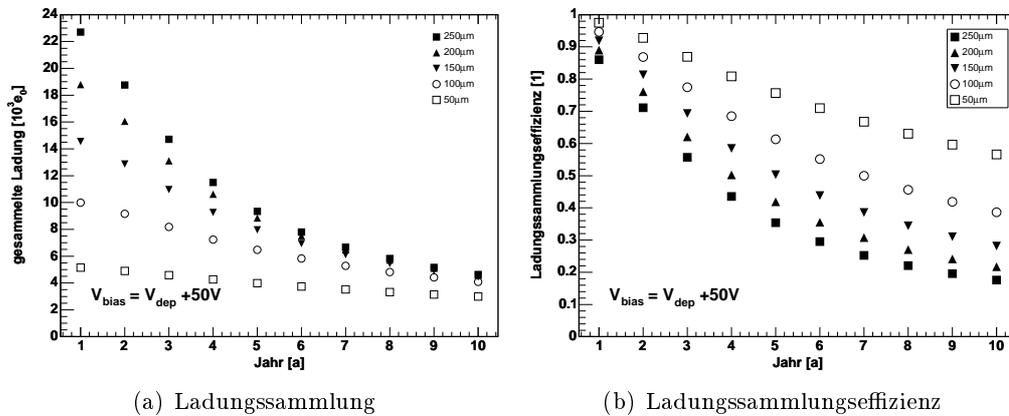


Abbildung 9.12: Ladungssammlung und Effizienz eines SuperLHC-Szenarios auf dem Radius der jetzigen Lage 1 ( $r=8,85$  cm). Die Fluenz entspricht dem zehnfachen der nominellen ATLAS Fluenz (siehe Anhang B). Die Betriebsspannung liegt immer 50 V über der Verarmungsspannung.

### 9.3 Vorhersagen für SuperLHC

Einen Schritt weiter als der Austausch der b-Lage gehen die Überlegungen zu einer Verbesserung des gesamten Beschleunigers von LHC zu SuperLHC [Gi05]. Das Ziel des Umrüstens des LHC ist eine noch höhere Luminosität (Faktor 10) für eine bessere Physikanalyse. Bedingt durch das Upgrade würde sich die Fluenz ebenfalls um den Faktor zehn erhöhen, welches wiederum zu mehr Strahlenschäden im Sensor führen wird.

Um die Ladungssammlung und ihre Effizienz zu vorherzusagen, ist ein Szenario gewählt worden, welches der Lage 1 (ATLAS Standardszenario) im jetzigen Pixel-detektor entspricht, lediglich die Fluenzen sind um den Faktor zehn erhöht worden. Die Trappingzeiten, als wesentlicher Urheber des Ladungsverlustes, werden bis zu Fluenzen von  $1 \times 10^{16} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  aus den gemessenen Daten unter der Annahme eines linearen Anwachsens der inversen Trappingzeit extrapoliert. Das elektrische Feld wird als linear angenähert.

Die Berechnungen der Ladungssammlung sind für fünf verschiedene Dicken der Sensoren (50, 100, 150, 200 und 250  $\mu\text{m}$ ) durchgeführt worden. Die Resultate der Simulationen sind in Abbildung 9.12 graphisch wiedergegeben. Es ist anzumerken, dass die Versorgungsspannung 50 V über der Verarmungsspannung liegt. Wie zu erwarten steigt die Effizienz mit fallender Dicke der Sensoren (Abbildung 9.12(b)), jedoch bleibt die gesammelte Ladung bei den dickeren Sensoren höher als bei dünneren Sensoren. Dies wiederum ist selbstverständlich, da in dickeren Sensoren mehr Energie deponiert werden kann. Als ein möglicher Kompromiss, um Material einzusparen, wäre eine Sensordicke von 100 – 150  $\mu\text{m}$  anzusehen, da die gesammelte Ladung zu Beginn noch ausreichend hoch ist und sich zu Ende kaum von der ge-

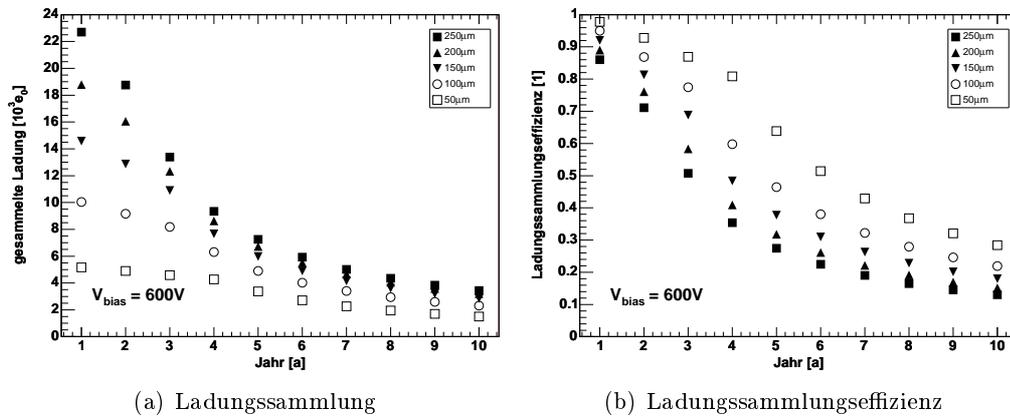


Abbildung 9.13: Ladungssammlung und Effizienz eines SuperLHC-Szenarios auf dem Radius der jetzigen Lage 1 ( $r=8,85$  cm). Die Fluenz entspricht dem zehnfachen der nominellen ATLAS Fluenz (siehe Anhang B). Die Betriebsspannung liegt maximal bei 600 V.

sammelten Ladung dickerer Sensoren unterscheidet. Jedoch fällt die gesammelte Ladung recht schnell unterhalb von 10k Elektronen und erreicht am Ende nur noch rund 6000 gesammelte Elektronen, nah an der jetzigen Schwelle.

In Abbildung 9.13 ist die Versorgungsspannung auf 600 V begrenzt, die restlichen Parameter entsprechen dem oben beschriebenen Szenario. Deutlich ist ein noch schnelleres Absinken der Ladungssammlungseffizienz zu beobachten und somit sind die gesammelten Ladungen niedriger als im Fall vollständiger Verarmung.

Unter der Annahme, dass sich die Elektronikschwelle (4000 Elektronen) nicht ändert, ist eine Verwendung der jetzigen Sensortechnologie nicht mehr möglich. Zwar könnten Einzelpixeltreffer noch detektiert werden, aber sollte sich die deponierte Ladung eines einzelnen Teilchendurchgang über mehrere Pixel verteilen, so wird dieser Teilchendurchgang nicht mehr detektierbar sein.



# Kapitel 10

## Zusammenfassung

Die Hauptaufgabe des Pixeldetektors ist die Spurpunkterkennung sehr nah am eigentlichen Wechselwirkungspunkt. Dies wird durch Nachweis der im Sensor durch Ionisation entstandenen Ladungsträgern ermöglicht. Jedoch verschlechtert sich die Ladungssammlung durch Strahlenschäden. Der größte Einfluss auf die Ladungssammlung stellt die Trappingzeit dar. Um die Auswirkungen auf den Betrieb des Detektors einschätzen zu können, wurden Trappingzeiten mit Dioden der ATLAS Serienproduktion bis zu einer Fluenz von  $1 \cdot 10^{15} n_{eq}/cm^2$  bestimmt. Die Fluenz entspricht der vorgegebenen Designfluenz. Es ist jedoch zu beachten, dass die Bestrahlung nur aus Neutronen bestand und dass der Anteil der ungeladenen Teilchen im späteren Detektor an der Gesamtfluenz nur 15% für die b-Lage und rund 40% für die Lage 2 betragen wird. Da die Fluenz der b-Lage jedoch um einiges größer sein wird, wird sie auch mit einer Gesamtneutronenfluenz von  $\sim 3.5 \cdot 10^{14} n_{eq}/cm^2$  der höchsten Neutronenbelastung ausgesetzt sein. Deshalb überschreitet der untersuchte Fluenzbereich deutlich den Bereich, der für den ATLAS-Detektor wichtig ist. Der untersuchte Bereich deckt bereits rund 30 bis 50% der Neutronenfluenz einer möglichen SuperLHC Lage je nach Abstand zur Strahlachse ab. Für die Abhängigkeit der Trappingzeit von der Fluenz konnten für das lineare Modell ein Anstieg der inversen Trappingzeit folgende Werte, für Löcher ( $\beta_h$ ) und Elektronen ( $\beta_e$ ) getrennt, bestimmt werden:

$$\begin{aligned}\beta_e &= (2.98 \pm 0.13) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns} \quad \text{und} \\ \beta_h &= (3.57 \pm 0.53) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns} .\end{aligned}$$

Das lineare Modell kann, bei Betrachtung der Datenpunkten und im Vergleich mit Daten anderer Gruppen, nicht mehr vollständig belegt werden, eine mögliche andere Annahme konnte jedoch nicht gefunden werden. Es kann jedoch eine Abnahme der Steigung mit steigender Fluenz beobachtet werden. Trotzdem wurde das lineare Modell weiterhin als beste Annäherung an die Daten angenommen. Auf einen linearen Zusammenhang zwischen Trappingzeit und Fluenz deutet indirekt die Messung der Temperaturabhängigkeit der Trappingzeiten hin, da die

Werte für  $\beta$  keine signifikante Abweichung voneinander haben. Bei der Untersuchung konnte zudem keine Änderung der Temperaturabhängigkeit mit steigender Fluenz beobachtet werden. Desweiteren sind die hier gewonnenen Resultate in guter Übereinstimmung mit [Km02]. Es konnte ein Absinken von  $\beta$  um rund 10% im Temperaturintervall von  $-20^\circ\text{C}$  bis  $20^\circ\text{C}$  beobachtet werden. Dies bedeutet, dass das Einfangen der Ladungsträger bei höheren Temperaturen geringer ausfällt.

Die Trappingzeiten der dünnen epitaktischen Sensoren konnten bei Anwendung bekannter Methoden nicht bestimmt werden, da die Signallänge zu kurz und die Kapazität der Diode zu groß waren. So wurde eine neue Methode entwickelt, die es ermöglicht die Trappingzeiten ohne die Kenntnis der Signalform zu bestimmen. Die Methode beruht auf der Bestimmung des Ladungssammlungsverhalten mit steigender Spannung. Dieses Verhalten wird zum einem aus der Messung bestimmt und zum anderen mit der Trappingzeit als Parameter simuliert. Durch den Vergleich des Ladungssammlungsverhaltens der zwei Methoden kann auf die Trappingzeit der bestrahlten Dioden geschlossen werden.

Eine Analyse der Daten, ergab unter der Annahme des linearen Modells, folgenden Anstieg der inversen Trappingzeit mit der Fluenz für dünne epitaktische Dioden:

$$\beta_{e,\text{epi}} = (3.08 \pm 0.11) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}.$$

Es konnten aufgrund der Beschaffenheit der Dioden nur Trappingzeiten für Elektronen bestimmt werden. Die ermittelten Daten stehen im Einklang mit den Daten der direkten Analyse der Trappingzeiten der dicken Paddektoren. Eine Kombination aller Daten führt zu einem Anstieg von

$$\beta_{e,\text{all}} = (3.01 \pm 0.10) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}.$$

Die untersuchte Fluenz reicht von  $0.1 \cdot 10^{15} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  bis  $3 \cdot 10^{15} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ . Sie deckt damit den für den ATLAS Detektor interessanten Bereich der Fluenz der ungeladenen Hadronen ab und kann sogar fast den gesamten interessanten Bereich für einen SuperLHC Detektor abdecken.

Mit den gewonnenen Daten über die Trappingzeiten lassen sich Vorhersagen über den Detektor treffen. Einige Aspekte sind in dieser Arbeit beleuchtet worden. So wurde gezeigt, dass die Spurauflösung sich mit steigender Fluenz verschlechtert. Eine Schwierigkeit die sich ergibt ist, dass der Detektor auf eine Ladungsteilung über mehrere Pixel ausgelegt ist. Dadurch, und durch Anwendung einer ladungsgewichteten Spurpunktfindung, kommt es zu einer Reduzierung der Clustergröße nach Bestrahlung.

Dies kann zu Verschiebung der Spurpunkten führen. Diese Effekte treten aber erst signifikant nach fünf Jahren Betrieb in der b-Lage auf. Die beiden anderen Lagen sind bei Designfluenz nicht wesentlich von diesem Problem betroffen und die Clustereffizienz, d.h. den Cluster als Cluster zu erkennen, liegt bei deutlich über 80% nach zehn Jahren. Für die b-Lage würde aber der Wert unter 30% liegen.

Hinzu kommt sogar noch eine totale Ineffizienz von fast 10%. Dieser Verlust ist zum einen in der reduzierten Ladungssammlung begründet, zum anderen wird sie noch durch die Geometrie des Sensors verstärkt. Dies ergibt sich aus dem Ramofeld, da durch dieses die Ladungssammlung nicht homogen über den gesamten Sensor verläuft, sondern sich im Wesentlichen auf die ersten 50 bis 100  $\mu\text{m}$  beschränkt. Die reduzierte Ladungssammlung, besonders unter Berücksichtigung der Ladungsteilung über mehrere Pixel, könnte einen Austausch der b-Lage nach fünf Betriebsjahren erforderlich machen. Hier wurden mehrere mögliche Szenarien (unterschiedlicher Abstand zur Strahlachse, Dicke der Sensoren) simuliert. Die Simulation führte zu der Aussage, dass im Grunde nur ein Austausch der b-Lage mit der jetzigen Sensortechnologie in seiner jetzigen Position sinnvoll ist. Bei allen anderen Szenarien ist die Ladungssammlung zu niedrig, um einen entsprechend großen Vorteil von einem Austausch zu erhalten. Als weiteres Szenario ist die Verwendung von ATLAS Pixelsensoren für SuperLHC simuliert worden. Hier zeigte sich, dass eine Verwendung der jetzigen Pixeltechnologie auf dem Radius des Pixeldetektors eine deutlich zu niedrige Ladungssammlung zeigt und daher keine Verwendung mehr finden kann.

In der Zusammenfassung aller Resultate ergibt sich die Aussage, dass die jetzige Pixelsensortechnologie für die Verwendung im jetzigen Detektor eine gute Ladungssammlungseffizienz und eine ausreichende Effizienz bei Verdopplung der Designfluenz zeigt. Der Sensor bleibt noch ausreichend sensitiv für den Betrieb bei Verdoppelung der Designfluenz, lediglich die Spurauflösung verschlechtert sich. Bei weiterer Erhöhung der Fluenz zeigt der Sensor eine nicht mehr ausreichende Ladungssammlung, so dass die jetzige Technologie keine Verwendung bei so hohen Fluenzen finden kann.

Desweiteren wurden die Trappingzeiten für Neutronenbestrahlung bestimmt, die weit über den für ATLAS relevanten Bereich bis zu einer Fluenz von  $3 \cdot 10^{15} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  hinausgeht. Dazu wurde die Entwicklung einer neuen Methode zur Bestimmung von Trappingzeiten notwendig und hier vorgestellt. Es konnte gezeigt werden, dass diese Methode anwendbar ist und für die Bestimmung von Trappingzeiten Verwendung finden kann.



# Anhang A

## Konstanten und Materialeigenschaften

Anhang A enthält Tabellen mit Naturkonstanten sowie Materialkonstanten von Silizium.

### A.1 Naturkonstanten

Symbol	Bedeutung	Wert
$c$	Lichtgeschwindigkeit	$299\,792\,458\text{ ms}^{-1}$
$e_0$	Elementarladung	$1.602 \cdot 10^{-19}\text{ C}$
$\epsilon_0$	Dielektrizitätskonstante	$8.854 \cdot 10^{-12}\text{ F/m}$
$\hbar$	Plancksches Quantum	$1.054 \cdot 10^{-34}\text{ Js}$ $= 6.582 \cdot 10^{-16}\text{ eV s}$
$k$	Boltzmann Konstante	$1.381 \cdot 10^{-23}\text{ J/K}$ $= 8.617 \cdot 10^{-5}\text{ eV/K}$
$N_0$	Avogadro Konstante	$6.022 \cdot 10^{23}\text{ mol}^{-1}$
$m_0$	Elektronenmasse	$511\text{ keV}$ $= 9.109 \cdot 10^{-31}\text{ kg}$
$r_0$	klassischer Elektronenradius	$2.817 \cdot 10^{-13}\text{ cm}$

Tabelle A.1: Naturkonstanten, die in dieser Arbeit verwendet wurden, nach [Gr93].

## A.2 Materialeigenschaften von Silizium

Symbol	Bedeutung	Wert
$Z$	Ordnungszahl	14
$A$	Atommasse	28.09 g/mol
$\rho_m$	Dichte	2.33 g/cm <sup>3</sup>
$\varepsilon_{Si}$	Dielektrische Konstante	11.75
$E_G$	Bandlücke ( $T = 300$ K)	1.12 eV
	Effektive Massen	
$m_e$	Elektronen	1.18 $m_0$
$m_h$	Löcher	0.81 $m_0$
	effektive Zustandsdichte	
$N_C$	Leitungsband	$3.22 \cdot 10^{19}$ cm <sup>-3</sup>
$N_V$	Valenzband	$1.83 \cdot 10^{19}$ cm <sup>-3</sup>
	therm. Geschwindigkeit ( $T = 300$ K)	
$v_{th,e}$	Elektronen	$2.3 \cdot 10^7$ cm/s
$v_{th,h}$	Löcher	$1.65 \cdot 10^7$ cm/s
	Mobilitäten ( $T = 300$ K)	
$\mu_e$	Elektronen	1450 cm <sup>2</sup> /V s
$\mu_h$	Löcher	505 cm <sup>2</sup> /V s

Tabelle A.2: Materialkonstanten und Eigenschaften von Silizium nach [Lu99].

# Anhang B

## ATLAS Standardszenario

Das ATLAS Standardszenario fasst die Parameter, wie Bestrahlungsprofil und Temperatur, für den Betrieb des ATLAS Detektors über 10 Jahre Betriebszeit zusammen. Diese Parameter sind Grundlage für Prognosen wie sich die Sensoren des Detektor innerhalb dieser Zeit entwickeln werden. Die für Simulationen wichtigen Parameter für die unterschiedlichen Lagen des Detektors werden hier kurz wiedergegeben. Die hier verwendeten Parameter für das Standardszenario sind [Kr04b] entnommen.

### B.1 Temperaturprofil

In dem Standardszenario wird der Detektor für die 100 Tage des Betriebes auf 0°C gekühlt. Anschließend wird für 30 Tage die Temperatur  $T$  auf 20°C (Raumtemperatur) erhöht. Dies ist die sogenannte *Access-Zeit*, die für die Wartung des Gesamtdetektors notwendig ist. Die Temperatur müsste, trotz nicht erforderlichem Zugang auf eine erhöhte Temperatur gebracht werden, um den positiven Effekt des Beneficial Annealings auszunutzen. Die Zeit der erhöhten Temperatur muss bedingt durch das Reverse Annealing beschränkt bleiben. Daher wird der Detektor auf  $-10^{\circ}\text{C}$  heruntergekühlt. Tabelle B.1 gibt einen Überblick über das Temperaturprofil des Standardszenarios, das sich so jedes Jahr wiederholt.

Tage	$T$ [°C]
1 – 100	0
101 – 130	20
131 – 365	-10

Tabelle B.1: Temperaturprofil des ATLAS Standardszenario

## B.2 Bestrahlungsprofil

Um die zu erwartende Bestrahlungsfluenz vorhersagen zu können, werden folgende Annahmen gemacht:

- Geladene Hadronen treten aus dem Wechselwirkungspunkt aus, der als punktförmig angenommen wird, somit kann der Anteil geladener Teilchen durch eine  $1/r^2$  Abhängigkeit beschrieben werden:

$$\Phi_{\text{eq},c} = \frac{a}{r^2}. \quad (\text{B.1})$$

- Der Anteil neutraler Teilchen an der Fluenz kann durch

$$\Phi_{\text{eq},n} = \frac{b}{r^2} + c \quad (\text{B.2})$$

beschrieben werden. Die Gleichung lässt sich dadurch erklären, dass neutrale Teilchen aus Wechselwirkungen entstehen, aber auch dadurch, dass zurückgestreute Neutronen einen konstanten Untergrund im gesamten Detektor darstellen.

Die Parameter  $a$ ,  $b$  und  $c$  in Gleichung (B.1) und (B.2) sind zu

$$\begin{aligned} a &= 4.41 \cdot 10^{16} n_{\text{eq}} \\ b &= 5.0 \cdot 10^{15} n_{\text{eq}} \\ c &= 1.5 \cdot 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2 \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

bestimmt [Kr04b] worden. Die resultierende Gesamtbestrahlungsfluenz für die drei ATLAS Pixeldetektorlagen sind in Tabelle B.2 angegeben. Die verwendeten Radien sind ebenfalls angegeben.

Pixellage	Radius	Gesamtfluenz	Anteil gel. Hadronen
b-Lage	5.05 cm	$20.75 \cdot 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$	83.4%
Lage 1	8.85 cm	$7.76 \cdot 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$	72.6%
Lage 2	12.25 cm	$4.76 \cdot 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$	61.7%

Tabelle B.2: Äquivalente Bestrahlungsfluenz für die drei ATLAS Pixeldetektorlagen bei einer radialen Position  $z = 0$  [Kr04b].

Jahr	b-Lage	Lage 1	Lage 2
	$\Phi_{\text{eq}}$ [ $10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ ]	$\Phi_{\text{eq}}$ [ $10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ ]	$\Phi_{\text{eq}}$ [ $10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ ]
1	0,60	0,22	0,14
2	1,92	0,72	0,44
3	3,69	1,48	0,91
4	6,36	2,38	1,46
5	8,76	3,27	2,01
6	11,15	4,17	2,56
7	13,55	5,07	3,12
8	15,95	5,97	3,67
9	18,35	6,86	4,22
10	20,75	7,76	4,76

Tabelle B.3: Akkumulierte Fluenz für die einzelnen Lagen nach dem jeweilig angegebenen Jahr.

In Tabelle B.3 werden die akkumulierten Fluenzen nach dem jeweiligen Betriebsjahr dargestellt. Die hier angegebenen Fluenzen besitzen aufgrund der recht ungenau bekannten Proton-Proton Wechselwirkungsrate eine Ungenauigkeit von 50%. Hierbei ist weiter zu beachten, dass die Fluenz in den ersten vier Jahren bis zur maximalen Fluenz erhöht wird. So entfallen 2.89% der Gesamtfluenz auf das erste Jahr, 6.36% auf das zweite und 9.83% auf das dritte Jahre. Auf die letzten sieben Jahren entfallen somit jeweils 11.56%.



# Literaturverzeichnis

- [ATLAS] Webseite des ATLAS Experiments, <http://atlasexperiment.org>
- [AT97] ATLAS Inner Detector Community, *Inner Detector Technical Design Report, Vol. I and II*, TDR 4 und 5, CERN/LHCC 97-16, Geneva (1997)
- [AT98] ATLAS Pixel Detector Community, *Pixel Detector Technical Design Report*, TDR 11, CERN/LHCC 98-13, Geneva (1998)
- [AT99] ATLAS Collaboration, *Detector and Physics Performance Technical Design Report, Vol. I and II* TDR 14 und 15, CERN/LHCC/99-14 und CERN/LHCC/97-15, Geneva (1999)
- [Ch00] T.J. Brodbeck, A. Chilingarov, T. Solan, E. Fretwurst, M. Kuhnke and G. Lindström, *A new method of carrier trapping time measurement*, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. **A455** (2000) 645-655
- [Cr07] D. Creanza *Comparison of the radiation hardness of Magnetic Czochralski and Epitaxial silicon substrates after 26 MeV proton and reactor neutron irradiation*, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. **A579** (2007) 608-613
- [Da55] W.C. Dash, R. Newman, *Intrinsic optical absorption in single-crystal germanium and silicon at 77 K and 300 K*, Phys.Rev. **99** (1955) 1151-1155
- [Do04] D.A. Dobos, *Production accompanying testing of the ATLAS pixel module*, CERN-THESIS-2007-016, ATL-COM-INDET-2005-005 (2004)
- [Er95] V. Eremin, Z. Li, I. Ilyashenko, *Trapping induced  $N_{rmeff}$  and electric field transformation at different temperatures in neutron irradiated high resistivity silicon detectors*, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. **A360**, (1995) 458-462
- [Er96] V. Eremin, N. Storka, E. Verbitskaya and Z. Li, *Development of transient current and charge techniques for the measurement of effective net concentration of ionized charges ( $N_{eff}$ ) in the space charge region of p-n junction detectors*, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A **372**, (1996) 388-398

- [Er02] V. Eremin, E. Verbitskaya, Z. Li, *The origin of double peak electric field distribution in heavily irradiated silicon detectors*, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. **A476**, (2002) 556–564
- [Gi05] F. Gianotti et. al., *Physics potential and experimental challenges of the LHC luminosity upgrade*, Eur.Phys.J. **C39** (2005) 293-333
- [Fr07] E. Fretwurst et.al., *Comparison of neutron damage in thin FZ, MCz and epitaxial silicon detectors*, 10th RD50 workshop, Wilnus, (2007)
- [Go06] G. Gorfine on behalf of the ATLAS Inner Detector Software Group, *Tracking performance of the ATLAS pixel detector in the 2004 Combined Test Beam*, Nucl. Instrum. & Meth. A **565** (2006) 43
- [Gr93] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, BI Wissenschaftsverlag (1993)
- [Ha96] A. Hallen, N. Keskitalo, F. Masszi, V. Nagl, *Lifetime in proton irradiated silicon*, J. Appl. Phys. **79** (8) (1996) 3906-3914
- [HH] Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, Hamburg, <http://sesam.desy.de/>
- [Hü01] F. Hügging, *Der ATLAS Pixelsensor, Der state-of-the-art Pixelsensor für teilchenphysikalische Anwendungen mit extrem hohen Strahlungsfeldern*, Dissertation, Universität Dortmund (2001), UniDO PH-E4 01-05
- [IRR] Webpage der CERN irradiation facilities (East Hall), <http://irradiation.web.cern.ch/irradiation/>
- [JSI] University of Ljubljana, Jožef Stefan Institute and Department of Physics, Ljubljana, Slowenien, <http://www-f9.ijs.si/webgui/>
- [Kb05] J.M. Klaiber-Lodewigs, *The ATLAS Pixel Sensor – properties, characterization and quality control*, Dissertation, Universität Dortmund (2005)
- [Ki96] Charles Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore (1996)
- [Kl06] R. Klingenberg et.al., *Trapping, Charge Collection and Efficiency in Hadron-Irradiated Pad and Pixel Silicon Detectors*, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A. **568**, (2006) 34-40
- [Kr04a] O. Krasel, C. Gößling, R. Klingenberg, S. Rajek and R. Wunstorf, *Measurement of Trapping Time Constants in Proton-Irradiated Silicon Pad Detectors*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **51** (2004) 3055-3062
- [Kr04b] O. Krasel, *Charge Collection in Irradiated Silicon-Detectors*, Dissertation, Universität Dortmund (2004)

- 
- [Km01] G. Kramberger, *Signal Development in irradiated silicon detectors*, Dissertation, University of Ljubljana, Ljubljana 2001
- [Km02] G, V. Cindro, I. Mandic, M. Mikuz and M. Zavrtanik, *Effective trapping time of electrons and holes in different silicon materials irradiated with neutrons, protons and pions*, Nucl. Instrum. and Meth.in Phys. Res. A **481** (2002) 100-108
- [Km03] G. Kramberger et.al., *Superior radiation tolerance of thin epitaxial silicon sensors*, Nucl. Instrum. and Meth.in Phys. Res. A **515** (2003) 665-670
- [Km05] G. Kramberger et.al. *Charge collection properties of heavily irradiated epitaxial silicon sensors*, Nucl. Instrum. and Meth.in Phys. Res. A **554** (2005) 212-219
- [Kt98] E.S. Krištof, *Characterization of Neutron Flux in the Exposure Channel F19 of the TRIGA Mark II Reactor in Ljubljana*, Proceedings of Nuclear Energy in Central Europe 98, Terme Čatež, Slovenia, September 7–10, (1998) 43.
- [La01a] T. Lari, *Study of silicon pixel sensors for the ATLAS Pixel Detector*, Dissertation, Universität Mailand, 2001
- [La01b] T. Lari, *Measurements of spatial resolution of ATLAS pixel detectors*, Nucl. Instr. & Meth. A **465** (2001) 112-114
- [Le94] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 2. Auflage, Springer-Verlag (1994)
- [Li06] G. Lindström et.al., *Epitaxial silicon detectors for particle tracking — Radiation tolerance at extreme hadron fluences*, Nucl. Instr. & Meth. A **568** (2006) 66-71
- [Lu96] G. Lutz, *Effects of deep level defects in semiconductor detectors*, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res.A **377** (1996) 234-243
- [Lu99] G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors*, Springer (1999)
- [Ma05] M. Maß, *ATLAS Pixel Module – der Aufbau und deren Tests im Labor und im Pionenstrahl*, Dissertation, Universität Dortmund (2005)
- [Me99] D. Menichelli, M. Bruzzi, Z. Li and V. Eremin, *Modeling of Observed Double Junction Effect*, Nucl. Instrum. and Meth.in Phys. Res. **A426**, (199) 135-139
- [Mo99] M. Moll, *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors*, Dissertation, DESY-THESIS-1999-040 (1999)

- [Mo07] M. Moll, *Some recent developments on Silicon Sensors*, b-layer replacement workshop (2007), CERN, <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=21107>
- [PB06] Particle Data Group *Particle Physics Booklet*, Institute of Physics Publishing (2006)
- [Pe91] D. H. Perkins, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley, (1991)
- [Po97] Povh, Rith, Scholz, Zetsche, *Teilchen und Kerne*, Springer-Verlag, (1997)
- [Ra39] S. Ramo, *Currents Induced by Electron Motion*, Proc. IRE 27 (1939) 584.
- [RD48] The ROSE Collaboration; RD48 (R&D On Silicon for future Experiments), *3rd RD48 Status Report*, CERN/LHCC 2000-09 (1999)
- [RD50] The RD50 Collaboration *RD50 Status Report 2006*, CERN/LHCC 2007-005 und LHCC-RD-013 (2007)
- [Re06] I. Reisinger *Spatial and vertex resolution studies on the ATLAS Pixel Detector based on Combined Testbeam 2004 data*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (2006)
- [Rj03] S. Rajek, *Charakterisierung des Ladungssammlungsverhaltens von strahlungsgeschädigten Siliziumsensoren für teilchenphysikalische Anwendungen am LHC*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (2003)
- [Wb04] J. Weber, *Production Accompanying Measurements on the ATLAS Pixel Sensor*, Diplomarbeit, Universität Dortmund (2004)
- [Wu92] R. Wunstorf, *Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten*, Dissertation, Universität Hamburg, DESY FHIK-92-01 (1992)
- [Wü01] J. Wüstenfeld, *Characterisation of Ionisation-Induced Surface Effects for the Optimisation of Silicon-Detectors for Particle Physics Applications*, Dissertation, Internal Report UniDo PH-E4 01-06, Universität Dortmund, Dortmund (2001)
- [Zi85] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Pergamon Press, New York (1985)
- [Žo98] D. Žontar, *Study of Radiation Damage in Silicon Detectors for High Luminosity Experiments at LHC*, Ph.D. Thesis, Ljubljana (1998)

# Danksagung

An dieser Stelle gebührt denen Dank, die diese Arbeit auf die eine oder andere Weise ermöglicht haben und mich unterstützt haben.

Der erste Dank gilt Prof. Dr. Claus Gößling, der es mir ermöglicht hat in seiner Arbeitsgruppe diese interessante Aufgabenstellung zu bearbeiten. Ebenso möchte ich Prof. Dr. Dr. Wolfgang Rhode danken, da er sich Zweitgutachter für diese Arbeit zur Verfügung gestellt hat.

Besonderer Dank gebührt Priv-Doz. Dr. Reiner Klingenberg für seine Anregungen, seine Hilfe, die Diskussionen, die man mit ihm führen konnte, seine Fragen und besonders seine Vorschläge.

Für die Hilfe und Durchführung der Bestrahlung bin ich Dr. Gregor Kramberger zu Dank verpflichtet.

Meinen Dank geht auch an den gesamten Lehrstuhl für experimentelle Physik IV für die schöne Zeit während meiner Promotion.

Dank für das Korrekturlesen dieser Arbeit gebührt Reiner, Marion, Gundula, Daniel, Jens und Andrea.

Für ein Leben außerhalb der Physik und nette Stunden danke ich Marion, Daniel, Stefan, Ingo und Ines. Nette und lustige Momente während der Arbeit haben mir meine Büromitglieder Silke (Danke für die Bonbons) und Daniel ermöglicht, dafür möchte ich ihnen herzlich danken.

Meinen Eltern Edeltraud und Norbert gehört, wie der ganzen Familie besonderer Dank, da ohne sie und ihre Unterstützung diese Arbeit nicht hätte entstehen können.

Ganz besonders möchte ich auch meiner Frau Gundula für ihre Liebe, ihr Verständnis, ihre Geduld und dafür, mich ein wenig zu Vollendung dieser Arbeit gedrängt zu haben, danken.

Dank auch den tierischen Freunden Junior und Cita.