

UNTERSUCHUNGEN AN
MAGNETIC-CZOCHELSKI-
DIODEN NACH GEMISCHTER
BESTRAHLUNG MIT NEUTRONEN
UND PROTONEN MITTELS DER
TRANSIENT CURRENT
TECHNIQUE

ROBERT EBER

Diplomarbeit

Institut für experimentelle Kernphysik
Fakultät für Physik
Universität Karlsruhe (TH)

Referent: Prof. Dr. Thomas Müller
Korreferent: Prof. Dr. Wim De Boer

29. Oktober 2009

Robert Eber:

Untersuchungen an Magnetic-Czochralski-Dioden nach gemischter Bestrahlung mit Neutronen und Protonen mittels der Transient Current Technique

Oktober 2009

INHALTSVERZEICHNIS

I	EINLEITUNG UND GRUNDLAGEN	1
1	EINLEITUNG	2
1.1	Der Large Hadron Collider am CERN	4
1.1.1	CMS	5
1.2	Upgrade	7
1.2.1	sLHC	7
1.2.2	CMS-Upgrade	9
1.3	Motivation	11
2	GRUNDLAGEN	12
2.1	Das Bändermodell	12
2.1.1	Halbleiter - Intrinsische Leitung	13
2.1.2	Extrinsische Leitung - Dotierung	15
2.1.3	Der pn-Übergang	15
2.1.4	Halbleiter als Teilchendetektor	19
2.2	Silizium	20
2.2.1	Herstellungsverfahren von reinem Silizium	20
2.2.2	Strahlenschäden an Silizium	22
2.2.3	NIEL-Hypothese	24
2.2.4	Annealing	26
2.3	Die Transient Current Technique	27
2.3.1	Eindringtiefe des Laserlichts	27
2.3.2	Ladungstransport	28
2.3.3	Signalverlauf einer unbestrahlten Diode	29
2.3.4	Signalverlauf in einer bestrahlten Diode	30
2.3.5	Trapping-Zeit	31
2.3.6	Ladungssammlungseffizienz	32
II	VORBEREITUNGEN UND AUFBAU	35
3	PRÄPARIEREN DER DIODEN	36
3.1	Die Bestrahlung der Siliziumdioden	36
3.1.1	Bestrahlung mit Neutronen	36
3.1.2	Bestrahlung mit Protonen	38
3.2	Qualitätskontrolle	40
3.2.1	Die Karlsruher Teststation	40
3.2.2	IV-/CV-Messungen an der Teststation	41
3.2.3	Nutzung einer Datenbank für die Teststation und zur Auswertung	42
4	EXPERIMENTELLER AUFBAU	46
4.1	Die TCT-Anlage am IEKP in Karlsruhe	46
4.1.1	Aufbau	46
4.1.2	Software zur Datennahme	52
4.1.3	Messablauf	53
4.2	Verstärkertest	55
4.2.1	Abschätzung der Ladung im TCT-Puls	56
III	AUSWERTUNG, ERGEBNISSE UND DISKUSSION	61
5	METHODE UND DATENVERARBEITUNG	62
5.1	Bestimmung der Trappingzeit	62
5.1.1	Methode	62

5.1.2	Alternative Methode	63
5.2	Datenverarbeitung	63
6	ERGEBNISSE	64
6.1	Ergebnisse der IV-/CV-Messungen	64
6.1.1	n-Typ-Dioden	64
6.1.2	p-Typ-Dioden	67
6.1.3	Abschätzung der Fluenz über den Leckstrom	69
6.2	TCT-Analyse n-Typ Dioden	71
6.2.1	R = 139cm	71
6.2.2	R = 127cm	72
6.2.3	R = 54cm	74
6.2.4	R = 18cm	75
6.2.5	R = 5cm	75
6.2.6	Übersicht und Vergleich der n-Typ-Dioden	75
6.3	TCT-Analyse p-Typ-Dioden	76
6.3.1	R = 139cm	76
6.3.2	R = 127cm	77
6.3.3	R = 54cm	78
6.3.4	R = 18cm	79
6.3.5	R = 5cm	80
6.3.6	Übersicht und Vergleich der p-Typ-Dioden	80
6.4	Diskussion der Ergebnisse	81
7	SIMULATIONEN	83
7.1	Simulationen	83
7.1.1	Puls in unbestrahlter Diode	83
7.1.2	Puls in bestrahlter Diode - mit Trapping	85
7.1.3	Puls in bestrahlter Diode - verändertes E-Feld	87
7.2	Rekonstruktion des E-Felds in der Diode	87
7.2.1	MCz-n_4-A, 200V	88
7.2.2	MCz-n_4-A, 400V	89
8	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	91
IV	ANHANG	93
A	DIE ROHDATENDATEI	94
B	SOFTWARE ZUR BESTIMMUNG DER TRAPPINGZEIT	95
	TABELLENVERZEICHNIS	100
	ABBILDUNGSVERZEICHNIS	102
	LITERATURVERZEICHNIS	105

Teil I

EINLEITUNG UND GRUNDLAGEN

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen miteinander durch die vier fundamentalen Kräfte. Es bildet die Grundlage für unser Verständnis vom Aufbau der Materie. Die Vorhersagen des Standardmodells wurden bis heute immer wieder bestätigt, alleine die Entdeckung des Higgs-Bosons steht noch aus. Teilchen, die sich im skalaren Higgs-Feld bewegen, sollen so durch dieses Austauschteilchen ihre Masse erhalten.

Das Standardmodell kann aber nicht alle physikalischen Sachverhalte erklären. Die Vereinheitlichung der vier fundamentalen Kräfte ist noch nicht erreicht worden. Sie ist bisher nur mit zwei der vier Grundkräfte (schwache und elektromagnetische Wechselwirkung) gelungen. Die starke Kraft und die Gravitationskraft sind noch nicht in ein einheitliches Standardmodell einbezogen, besonders die Schwäche der Gravitationskraft stellt ein Problem dar.

Das Wissen über die Teilchen und die Entdeckung neuer Teilchen verdanken wir Experimenten mit und an Teilchenbeschleunigern, an denen Kollisionen bekannter Teilchen durchgeführt werden. Es entsteht eine Vielzahl an neuen Teilchen, die detektiert und deren Eigenschaften analysiert werden. Die Energien und Impulse der erzeugten Sekundärteilchen lassen Rückschlüsse auf ihre Wechselwirkung zu.

Der LHC am CERN ist einer dieser Teilchenbeschleuniger. Als Teilchenbeschleuniger der neuesten Generation beschleunigt er in einem 27km langen unterirdischem Ring Protonen, die an verschiedenen Stellen aufeinander treffen und mit einer Schwerpunktsenergie von 14TeV kollidieren. Damit kann er Teilchen auf die höchste Energie beschleunigen, die ein Ringbeschleuniger je erreicht hat. Die sehr hohe Anzahl (10^{11}) an Protonen, die in sehr kurzen Abständen (25ns) an vier Wechselwirkungspunkten am LHC aufeinandertreffen, garantiert eine hohe Wechselwirkungsrate und damit eine hohe Luminosität von $L = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Die hohe Energie des LHC ist einerseits notwendig, neue Teilchen mit großer Masse zu erzeugen, andererseits müssen diese Teilchen mit einer bestimmten Statistik produziert werden, um sie nachzuweisen. Letzteres wird durch die hohe Luminosität erreicht.

Mit diesen Eigenschaften des LHC verspricht man sich die Entdeckung des Higgs-Bosons, dessen Masse etwa zwischen $114 \text{GeV}/c^2$ und $150 \text{GeV}/c^2$ liegen soll. Weiterhin erhofft man sich die Entdeckung neuartiger Teilchen, sogenannter supersymmetrischer Teilchen, die eine mögliche Erweiterung des Standardmodells darstellen. Auch soll der LHC weiteren Aufschluss für die Vereinheitlichung der vier fundamentalen Kräfte liefern [Müo8].

Vier große Experimente befinden sich an den Wechselwirkungspunkten des LHC, unter ihnen das CMS-Experiment. Mit seinem Spurdetektor, der nur aus Silizium-Streifen- und Silizium-Pixel-Sensoren besteht, kann die Bahn geladener Teilchen rekonstruiert werden. Ein Teil der Silizium-Streifen-Sensor-Module wurde am Institut für experimentelle Kernphysik an der Universität Karlsruhe gefertigt und deren Qualität an einer Teststation überprüft. Da die Silizium-Sensoren nahe dem Wechselwirkungspunkt angebracht sind, um eine gute Spurauflösung zu erreichen, sind die Sensoren einer starken Strahlenschädigung ausgesetzt. Die hohe Kollisionsrate bedingt einen starken Teilchenfluss durch die Sensoren. Die Teilchen wechselwirken mit dem Silizium und führen zu einer verminderten Funktionsfähigkeit. Teilchenspuren können dann nicht mehr gut aufgelöst werden.

Es ist vorgesehen, die Sensoren nach einer Laufzeit von zehn Jahren auf Grund der Strahlenschädigung auszutauschen. Dies fällt zusammen mit der Weiterentwicklung des LHC, welcher bei gleicher Energie die zehnfache Luminosität $L = 10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ erreichen soll. Der Nachfolger wird sLHC genannt. Die erhöhte Luminosität bedingt eine stärkere Schädigung der Sensoren. Die jetzigen Sensoren wären nach einem Jahr so geschädigt, wie es am Ende der

Laufzeit des LHC der Fall sein wird. Es werden neuartige Sensoren aus strahlenhärterem Material benötigt.

Das bisher verwendete Floatzone-Silizium besitzt nicht die gewünschten Eigenschaften. Modifizierte Versionen des Floatzone-Siliziums sowie das Magnetic-Czochralski-Silizium werden als potentielle Nachfolger gehandelt. Untersuchungen zur Strahlenhärte und den Eigenschaften dieser Sensoren wurden angestellt und werden noch durchgeführt.

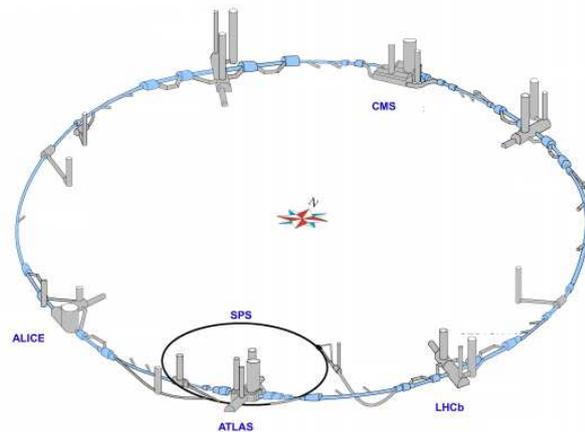
Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Charakterisierung von Magnetic-Czochralski-Silizium. Dioden aus diesem Silizium wurden einer gemischten Bestrahlung mit Protonen und Neutronen unterzogen, um die Verhältnisse im CMS-Spurdetektor nachzustellen. Sie wurden sowohl vor als auch nach der Bestrahlung einer Qualitätskontrolle unterzogen. Mit Hilfe der Transient Current Technique wurde der Strom durch die Dioden untersucht, um daraus auf das Verhalten der Ladungsträger in Silizium nach der Bestrahlung zu schließen. Die Trappingzeiten für Elektronen und Löcher wurden, soweit möglich, bestimmt. Mit einer Simulation wurde das elektrische Feld in der Diode, welches die Signalform bestimmt, rekonstruiert.

Im ersten Kapitel dieser Arbeit werden der LHC und die dortigen Experimente, insbesondere das CMS-Experiment, vorgestellt. Der geplante Nachfolger des LHC, der sLHC wird anschließend erläutert und die Auswirkungen auf das CMS-Experiment dargelegt. Die Motivation dieser Diplomarbeit erschließt sich aus den Anforderungen, die an den Nachfolger des Spurdetektors des CMS gestellt werden. Kapitel 2 erläutert die Grundlagen der Halbleiterphysik, die für das Verständnis dieser Arbeit notwendig sind. Die Eigenschaften eines Halbleiters, der pn-Übergang und die Eigenschaften von Silizium als Teilchendetektor werden vorgestellt. Charakterisierende Größen vor und nach der Bestrahlung von Silizium bilden den Abschluss des Grundlagenkapitels. Die Vorbereitungen der Dioden zur Bestrahlung, die Bestrahlung mit Protonen und Neutronen sowie die Qualitätskontrolle sind Thema in Kapitel 3. In Kapitel 4 werden die Transient Current Technique und der Versuchsaufbau näher betrachtet. Die Methodik und Software zur Auswertung werden in Kapitel 5 vorgestellt. Die Ergebnisse zur Qualitätskontrolle und der Auswertung der TCT-Daten werden in Kapitel 6 präsentiert. Kapitel 7 erläutert detailliert die Simulationen, die zur Transient Current Technique angestellt wurden. Die Rekonstruktion des elektrischen Feldes in der Diode mit Hilfe einer Simulation ist ebenfalls Teil dieses Kapitels. Im Anschluss werden die Ergebnisse zusammengefasst und diskutiert.

1.1 DER LARGE HADRON COLLIDER AM CERN

Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein ringförmiger Teilchenbeschleuniger, der Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von 14TeV zusammenprallen lässt. Dazu wird Wasserstoffgas ionisiert und die entstehenden Protonen werden in einem Linearbeschleuniger beschleunigt. Weiter geht es im PS-Booster, welcher die Protonen auf Energie von $1,4\text{GeV}$ bringt. Von dort kommen sie in das Protonen-Synchrotron (PS), in dem sie eine Energie von 25GeV erreichen. Mit dieser Energie werden sie in das Super Proton Synchrotron (SPS) eingespeist, in dem sie ihre maximale Vorbeschleunigungsenergie von 450GeV erreichen. Mit dieser Energie gelangen sie schließlich in den LHC. Der LHC wird sowohl im Uhrzeigersinn als auch gegen den Uhrzeigersinn mit Protonen gefüttert. Hier werden sie innerhalb von 20 Minuten auf ihre nominelle Energie von 7TeV beschleunigt. Die Lebensdauer des Strahls¹ beträgt ungefähr zehn Stunden [CER].

An vier Punkten kreuzen sich die beiden entgegenlaufenden Strahlen des ca. 27km langen Beschleunigers. Protonen treffen dort alle 25ns aufeinander und erzeugen eine Vielzahl an neuen Teilchen, die im Interesse der vier Experimente an diesen Punkten stehen: ATLAS, CMS, Alice und LHC-b. Da der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung neuer Teilchen mit der Energie abnimmt, ist eine Luminosität des LHC von $L = 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ angestrebt. Die Luminosität L multipliziert mit dem Wirkungsquerschnitt σ ergibt die Wechselwirkungsrate $dN/dt = \sigma \cdot L$. Eine Einführung in wichtige Beschleunigergrößen wie die Luminosität findet man zusammengefasst in [Y⁺06].



(a) Der LHC mit den vier Experimenten



(b) Blick in den Tunnel

Abbildung 1: Der LHC am CERN:

Der LHC verläuft unterirdisch auf dem Grenzgebiet zwischen Frankreich und der Schweiz bei Genf. An den Wechselwirkungspunkten sind die Experimente eingezeichnet.[CER]

ATLAS²:

ATLAS ist einer der beiden großen "Allzweckdetektoren" am LHC. An ATLAS werden viele Untersuchungen angestellt, unter anderem die Suche nach dem Higg-Boson, zusätzlichen Dimensionen und dunkler Materie. Bei der Konstruktion wurde ein neuartiges Design gewählt: Ein riesiger Toroid-Magnet bestehend aus acht 25m langen supraleitenden Magnetspulen umgibt den gesamten Detektor. Mit einer Länge von 46m , einer Höhe und Breite von 25m ist er der weltweit größte Teilchendetektor, der je konstruiert wurde.

¹ beam lifetime

² A Toroidal LHC Apparatus, [Atl]

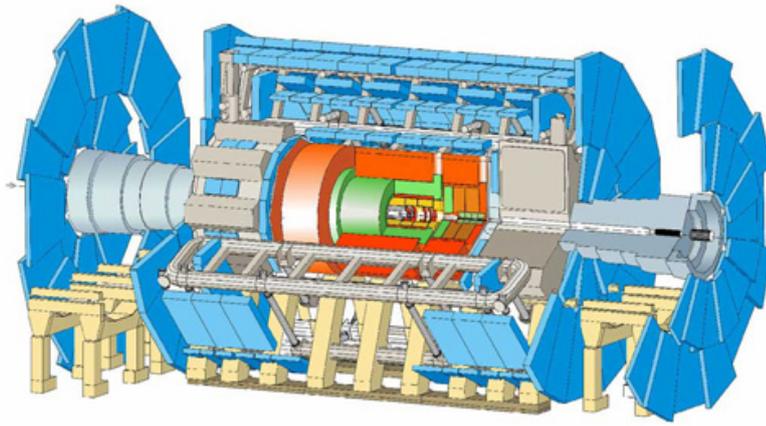


Abbildung 2: Der ATLAS-Detektor

LHC-b³:

Das LHC-b-Experiment ist spezialisiert auf die Physik von b -Quarks. Bei diesem lässt sich die CP-Verletzung⁴ untersuchen, die für das Ungleichgewicht von Materie und Antimaterie im Universum mit verantwortlich ist.

ALICE⁵:

Werden im LHC nicht Protonen sondern Blei-Ionen beschleunigt, so kommt das ALICE-Experiment zum Zuge. Es wird versucht, die Bedingungen nachzustellen, wie sie kurz nach dem Urknall im Universum geherrscht haben. Die aufeinandertreffenden Blei-Ionen sollen diesen Zustand – ein Quark-Gluon-Plasma – erzeugen.

CMS⁶:

Wie ATLAS versucht auch das CMS-Experiment das Higgs-Boson, zusätzliche Dimensionen und dunkle Materie zu finden. Es ist aber wesentlich kompakter aufgebaut. Das Magnetfeld mit 4 Tesla ist durch ein Eisenjoch eingeschlossen, alle Detektoren befinden sich innerhalb dieser Konstruktion. Der gesamte Detektor wiegt damit 12500 Tonnen, ist aber nur 21,6m lang und 15m breit sowie hoch. Die Funktionsweise wird im nächsten Kapitel näher betrachtet.

1.1.1 CMS

Abbildung 3 zeigt den CMS-Detektor. Teilchen, die im Zentrum des Detektors durch die kollidierenden Protonen erzeugt werden, werden durch die einzelnen CMS-Detektoren nachgewiesen. Unter ihnen wird auch das Higgs-Boson vermutet, das eine Masse zwischen $114\text{GeV}/c^2$ und $150\text{GeV}/c^2$ haben soll [Müo8]. Die Komponenten aus Spurdetektor⁷, elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter sowie Myonenkammern müssen in der Lage sein, etwa 10^9 Ereignisse pro Sekunde mit einer Rate von 40MHz aufzulösen. Durch ein Triggersystem werden bekannte und unerwünschte Ereignisse herausgefiltert. Durch das 4 Tesla starke Magnetfeld werden geladene Teilchen abgelenkt und es kann der Impuls hinreichend genau analysiert werden. Um ein so starkes Magnetfeld zu erreichen, ist die Magnetfeldspule supraleitend und muss auf Temperaturen knapp über dem absoluten Nullpunkt gekühlt werden. Der Spurdetektor und die beiden Kalorimeter liegen innerhalb der Spule. Die Myonenkammern liegen

³ Large Hadron Collider beauty [LHC]

⁴ Es wird beobachtet, dass die Invarianz der Gesetzmäßigkeiten unter der Paritätsoperation (P) zusammen mit der Ladungskonjugation (C) verletzt ist.

⁵ A Large Ion Collider Experiment [Ali]

⁶ Compact Muon Solenoid [CMS]

⁷ engl. Tracker

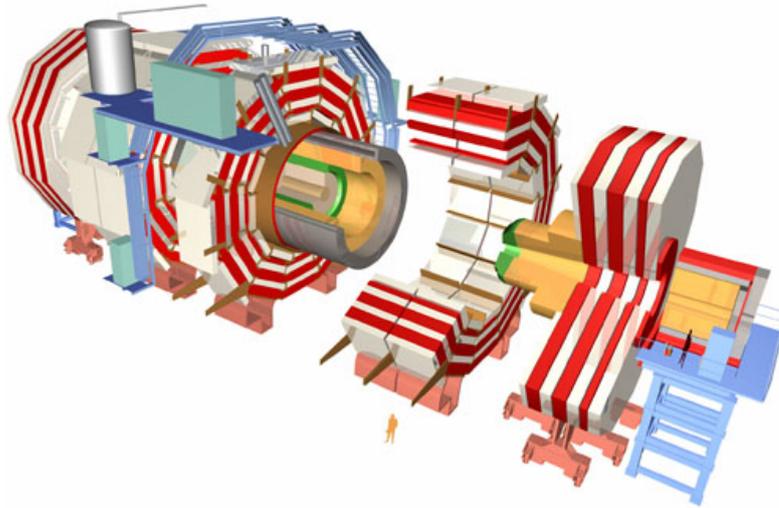


Abbildung 3: Der CMS-Detektor:

Die 15 einzelnen Sektionen, aus denen der Detektor besteht, wurden an Oberfläche fertiggestellt, bevor sie in der unterirdischen Versuchshalle zusammengesetzt wurden. [CMS]

im eisernen Rückführjoch außerhalb, der magnetische Fluss beträgt hier nur noch 2 Tesla und zeigt in die entgegengesetzte Richtung.

Um die Teilchen eindeutig zu identifizieren, werden die Informationen aus allen vier Subdetektoren gebraucht. Im einzelnen funktionieren diese folgendermaßen:

Die Aufgabe der Myonkammern ist es, wie der Name schon sagt, Myonen zu detektieren. Myonen durchdringen Materie sehr leicht und lassen sich, im Gegensatz zu den meisten anderen Teilchen, durch die Kalorimeter und das Eisenjoch nicht aufhalten. Die Myonkammern befinden sich deswegen ganz außen in vier Lagen im Eisenjoch verteilt. Es werden Driftröhrenkammern, Kathodenstreifenkammern und Widerstandsplattenkammern eingesetzt.

Das hadronische Kalorimeter ist für die Energiemessung der Hadronen wie z.B. Protonen oder Pionen zuständig. Es gibt ebenfalls indirekten Aufschluss darüber, ob ein ungeladenes, nicht stark oder elektromagnetisch wechselwirkendes Teilchen erzeugt wurde. Es ist als Sampling-Kalorimeter gebaut worden, das abwechselnd aus Messing, das als Absorber dient, und einem Kunststoffszintillator besteht. Ankommende Hadronen werden durch diese Schichten vollständig absorbiert. Die freiwerdende Energie wird durch den Szintillator bestimmt.

Das elektromagnetische Kalorimeter übernimmt die Energiemessung vor allem der Elektronen, Positronen und auch Photonen. Bleiwolframatkristalle (PbWO_4) dienen als Szintillatormaterial. Die durchfliegenden Teilchen erzeugen darin elektromagnetische Schauer. Die proportional zur Teilchenenergie erzeugten Photonen erlauben eine schnelle und präzise Energiemessung in den Photodetektoren, die hinter jedem Kristall angebracht sind.

Die Ermittlung der Teilchenspur ist Aufgabe des Spurdetektors. Der CMS-Spurdetektor wurde aus Silizium-Pixel-Sensoren und Silizium-Streifen-Sensoren aufgebaut und ist damit ein reiner Siliziumspurdetektor. Geladene Teilchen erzeugen beim Durchgang durch die Sensoren Signale, die Rückschluss auf einen Teilchendurchgang zulassen. Die Genauigkeit bei der Auflösung des Teilchendurchgangs beträgt nur etwa $10\mu\text{m}$. Durch die Rekonstruktion einer durch das Magnetfeld gekrümmten Bahn durch den Spurdetektor lassen sich die Impulse der Teilchen berechnen.

Die innersten Lagen um den Teilchenstrahl werden von den Pixeln abgedeckt. Sie besitzen die größte Genauigkeit und können im Abstand von 4cm vom Wechselwirkungspunkt auch noch die Zerfallsprodukte kurzlebiger Teilchen wahrnehmen. Insgesamt befinden sich 65 Millionen $100\mu\text{m} \cdot 150\mu\text{m}$ große Pixel in drei zylindrischen Lagen um die Strahlachse. Somit kann ein dreidimensionales Bild der Teilchenspur erzeugt werden. Die Elektronik zur Auslese der Pi-

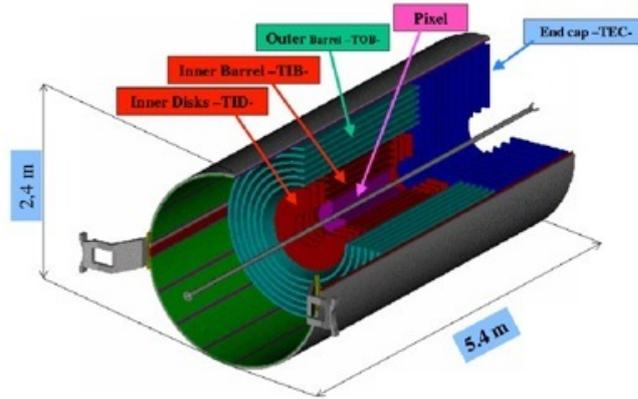


Abbildung 4: Der CMS-Tracker mit den verschiedenen Lagen der Silizium-Sensoren [CMS].

xel ist durch Bump-Bonds⁸ mit den Pixeln verbunden. Die Nähe zum Wechselwirkungspunkt hat aber auch zur Folge, dass die Sensoren einer sehr hohen Strahlenbelastung standhalten müssen. Noch im Abstand von 8cm vom Strahl beträgt die Teilchenrate $\sim 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die Sensoren wurden so gewählt, dass sie den Strahlenschäden während des zehnjährigen Betriebs standhalten [CMS].

Weiter außen übernehmen Streifensensoren die Spurdetektion bis zu einem Radius von 130cm. In zehn konzentrischen Lagen und den beiden Endkappen wurden 15200 Sensoren verbaut, die je nach Lage anders unterschiedlich gefertigt wurden. Insgesamt sind so 10 Millionen Streifen im Einsatz, die durch 80000 Elektronik-Chips ausgelesen werden. Die Streifensensoren erfahren auf Grund ihrer Lage weiter außen im Spurdetektor eine geringere Teilchenrate. Die Teilchenfluenz der inneren Streifen beträgt am Ende der LHC-Betriebszeit etwa $1,6 \cdot 10^{14} \frac{\text{n}_{\text{eq}}}{\text{cm}^2}$. Nach außen hin sinkt die Teilchenfluenz auf einen Wert von $0,5 \cdot 10^{14} \frac{\text{n}_{\text{eq}}}{\text{cm}^2}$ [Freo4].

Der gesamte Spurdetektor wird gekühlt, um eine Überhitzung zu vermeiden. Durch eine niedrigere Temperatur sinkt der Stromverbrauch der Sensoren und damit die abzuführende Wärme. Außerdem kann bei niedrigen Temperaturen ungewollten Effekten durch die Strahlenschädigung vorgebeugt werden. Der Detektor wird bei $T = -10^\circ\text{C}$ betrieben [CMS98].

Der Querschnitt durch das CMS-Experiment ist in der Darstellung 5 abgebildet. Am Wechselwirkungspunkt (ganz links im Bild) werden Teilchen erzeugt, die, wenn sie geladen sind, Spuren im Siliziumtracker hinterlassen. Photonen und Elektronen geben ihre Energie im elektromagnetischen Kalorimeter ab. Hadronen wie Protonen und Pionen werden im hadronischen Kalorimeter absorbiert. Nur Myonen durchdringen die Magnetspule und das Eisenjoch, in dem die Myonenkammern zu Detektion dieser sitzen.

1.2 UPGRADE

1.2.1 SLHC

Der sLHC⁹ ist der geplante Nachfolger des LHC. Er soll die Luminosität des LHC um einen Faktor Zehn auf $L = 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ steigern. Damit steigt die Statistik für Ereignisse mit hoher Masse an, die für die Entdeckung neuer Teilchen die Präzision bei der Bestimmung der Masse wichtig ist, an.

Alle nötigen Arbeiten finden parallel zum Betrieb des LHC statt, so dass der Start des sLHC für 2019 vorgesehen ist. Um die nötigen Teilchen in den LHC zu injizieren, muss das System

⁸ Bump Bonds sind kleine Kügelchen, die durch Erhitzen die leitende Verbindung zwischen Pixel und Elektronik herstellen.

⁹ Super-LHC [SLH]

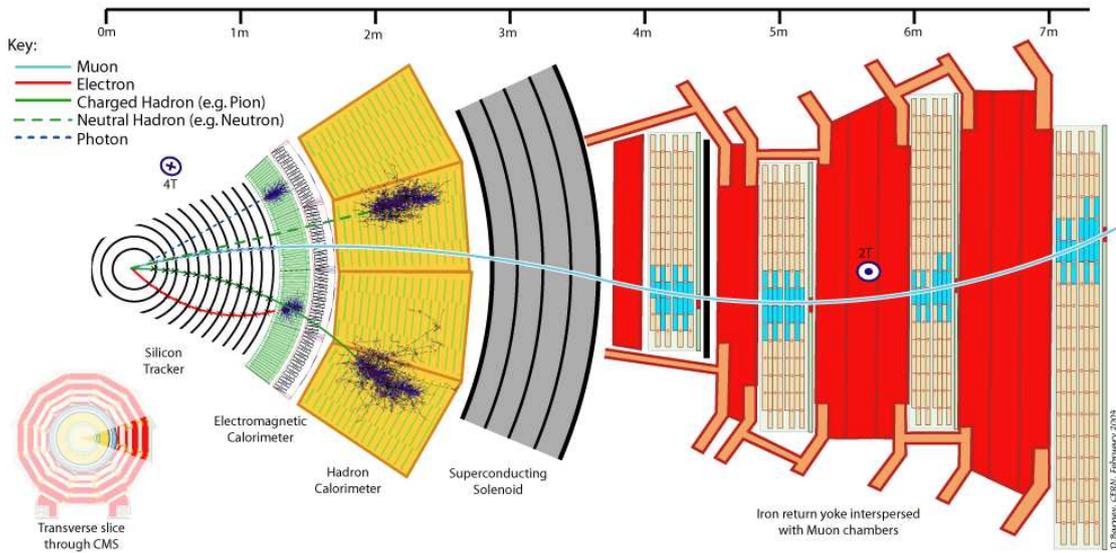


Abbildung 5: Querschnitt durch den CMS-Detektor. Die Spuren unterschiedlicher Teilchen sind schematisch eingezeichnet. [CMS]

aus Vorbeschleunigern umgebaut werden. Drei neue Vorbeschleuniger sollen gebaut werden: LINAC₄¹⁰, LPSPL¹¹ und ein neues Proton-Synchrotron (PS2) ersetzen die jetzigen Vorbeschleuniger LINAC2, Booster und PS. Mit der Installation des LINAC₄ wird 2012-2013 gerechnet, der restliche Bau der Vorbeschleuniger wird voraussichtlich 2016-2017 abgeschlossen sein [SLH]. Das neue System der Vorbeschleuniger ist in Abbildung 6 dargestellt.

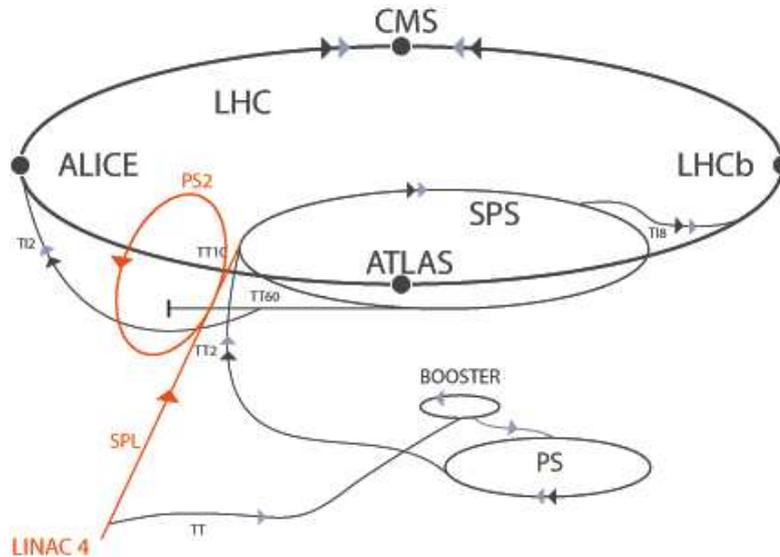


Abbildung 6: Geplante Vorbeschleuniger für den SLHC:
Die jetzigen Vorbeschleuniger LINAC₂, Booster und PS sollen durch LINAC₄, (LP)SPL und PS₂ ersetzt werden, das Super-Proton-Synchrotron (SPS) soll bestehen bleiben [SLH].

Am LHC selbst müssen die Quadrupolmagnete erneuert werden, um die Fokussierung des Protonenstrahls mit einer erhöhten Anzahl an Protonen zu gewährleisten.

¹⁰ LINear ACcelerator
¹¹ Low-Power Super Proton Linac

Für die Steigerung der Luminosität gibt es mehrere Szenarien: Entweder wird die Anzahl der Protonen in einem Bunch¹² verdoppelt und die Zeit zwischen zwei Bunchen wird bei 25ns, wie in der aktuellen Konfiguration des LHC, belassen. Die andere Möglichkeit sieht vor, die Zeit zwischen zwei Bunchen auf 50ns zu erhöhen und dafür $4,9 \cdot 10^{11}$ anstatt nur $1,7 \cdot 10^{11}$ Protonen in einem Bunch zusammenzufassen. Diese Variante ist einfacher zu implementieren und erfordert keine tiefgreifenden Änderungen in den Trackingsystemen der Experimente [Trio8].

1.2.2 CMS-UPGRADE

Eine Erhöhung der Luminosität am sLHC bedeutet auch für die Sensoren im Spurdetektor eine höhere Strahlenschädigung. Nach der geplanten Laufzeit des jetzigen Spurdetektors muss dieser gegen strahlenhärtere Siliziumsensoren ausgetauscht werden. Die Menge an zusätzlichen Teilchenkollisionen bedeutet weiterhin, dass deutlich mehr Spuren aufgelöst werden müssen und damit die Granularität zunehmen muss, bei gleichzeitig höherer Ereignisrate. Das Auslesesystem muss an die höhere Ereignisrate angepasst werden. Die Granularität könnte durch weitere Schichten von Pixel-Sensoren in weiter außen liegenden Bereichen erhöht werden. Auch eine Mischung aus Pixel-Sensoren und Streifensensoren, sogenannte Strixel-Sensoren werden diskutiert. Der Vorteil der Pixel-Sensoren durch die bessere Ortsauflösung birgt gleichzeitig Nachteile. Es wird mehr Ausleseelektronik benötigt, die das Material-Budget in die Höhe treibt. Je mehr Pixel vorhanden sind, desto mehr Kanäle müssen ausgelesen werden. Die Verarbeitung der großen Datenmengen stellt hierbei nicht so ein großes Problem dar wie der erhöhte Strombedarf [Naso7]. Eine Simulation zur erhöhten Ereignisrate ist in Abbildung 7 dargestellt.

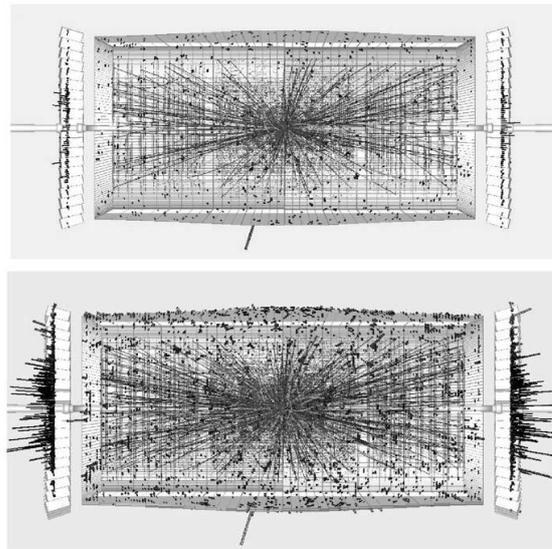


Abbildung 7: Simulation eines Ereignis im CMS-Tracker am LHC und sLHC.

Das Ereignis am LHC (oberes Bild) weist deutlich weniger Spuren auf als das Ereignis am sLHC. Es ist ersichtlich, dass eine hohe Granularität wichtig ist für eine exakte Spurrekonstruktion.[Dieo9]

Die zehnfache Erhöhung der Luminosität am sLHC hat eine zehnfache Schädigung der Siliziumsensoren zur Folge. Die erwartete Fluenz beträgt bei einem radialen Abstand zur Strahlachse von 10cm $F_{eq} = 3,07 \cdot 10^{15} n_{eq}/cm^2$, in einem Abstand von 50cm $F_{eq} = 6,73 \cdot 10^{14} n_{eq}/cm^2$ und bei 100cm $F_{eq} = 4,68 \cdot 10^{14} n_{eq}/cm^2$ [Müo9]. Sie sind in Abbildung 8 für $z=0cm$ eingetragen, ebenso wie die Fluenzen bei $z=250cm$. Die Fluenzen nahe der Strahlachse werden von geladenen Hadronen dominiert, ab einem Radius von 30cm sind die Fluenzen der ungeladenen Hadronen größer.

¹² Protonenpaket

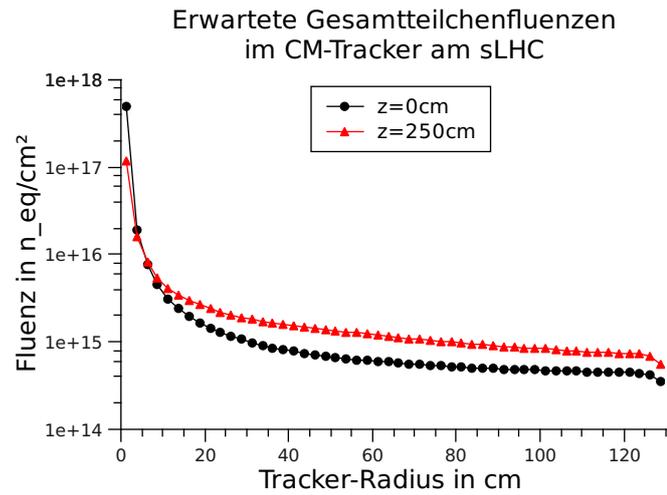


Abbildung 8: Fluenzen im CMS-Tracker am sLHC bei $\int L dt = 3000 \text{fb}^{-1}$ [Mü09]

Wie sich die erhöhte Strahlung auf die Siliziumsensoren auswirkt und welche Forschungen dazu betrieben werden, wird im Laufe dieser Diplomarbeit ausgiebig erläutert.

Während der Tracker des CMS-Experiments komplett ausgetauscht werden muss, sind in den übrigen Detektoren von CMS nur kleine oder keine Änderungen notwendig. Eine ausführliche Beschreibung der Pläne zum Aufrüsten des CMS-Experiments für die Gegebenheiten am sLHC ist in [Nas07] zu finden.

1.3 MOTIVATION

Die Problematik der erhöhten Strahlung im Inneren des Spurdetektors stellt Forschungsgruppen vor eine Herausforderung. Die Forschungsgruppe RD50 [RD5] hat sich auf die Charakterisierung von Material und Sensoren, die Analyse von Defekten durch Strahlung, die Entwicklung neuer Sensoren und die Konzeption neuer Sensorsysteme als Ganzes spezialisiert. Verschiedene Ansätze, dieses Problem anzugehen finden sich in [MAAA⁺05].

Erste Studien zeigen, dass Magnetic-Czochralski-Silizium dem Floatzone-Silizium, welches für die Module im CMS-Spurdetektor verwendet wurde, überlegen ist [Har09b]. Besonders in Hinsicht auf die Verhältnisse der Fluenzen von geladenen Teilchen zu ungeladenen Teilchen im Spurdetektor zeigt sich eine höhere Strahlenhärte, Protonen verursachen eine geringere Schädigung als Neutronen. Magnetic-Czochralski-Silizium besitzt im Vergleich zu normalem Floatzone-Silizium durch den Fertigungsprozess eine höhere Konzentration an Sauerstoff, welcher sich positiv auf die Eigenschaften nach Bestrahlung auswirkt. Es wurde deshalb als strahlenhartes Material zur Fertigung von Sensoren vorgeschlagen [HTT⁺03].

p-Typ-Silizium zeigt einigen Studien zufolge, dass mit der Auslese des Elektronensignals ein höheres Signal und eine bessere Ladungssammlung stattfinden kann im Gegensatz zur Löcherauslese am n-Typ-Silizium. Elektronen haben im Vergleich zu Löchern eine geringere Trappingzeit, die Ladungssammlung fällt höher aus. Das Annealingverhalten dieses Materials verbessert das Verhalten der Sensoren, wenn sie Elektronen auslesen, dagegen verschlechtert es sich für Löcher [AAC09].

Es wurde außerdem beobachtet, dass p-Typ-Silizium bei hohen Fluenzen kein Annealingverhalten bei der Ladungssammlung zeigt. Dagegen zeigt n-Magnetic-Czochralski-Silizium keine Typ-Inversion bei reiner Protonenbestrahlung [Har09b].

Diese Arbeit greift die Untersuchung des Magnetic-Czochralski-Silizium als vorgeschlagenes Sensormaterial auf. Es wird sowohl n-Typ-Silizium (p-in-n¹³) als auch p-Typ-Silizium (n-in-p) untersucht. Da eine reine Bestrahlung mit Protonen oder Neutronen im zukünftigen Spurdetektor nicht realistisch ist, wurden die Dioden einer gemischten Bestrahlung unterzogen, welche die Verhältnisse von geladenen Hadronen zu neutralen Hadronen berücksichtigt. Fünf Fluenzen entsprechend fünf Radian im Spurdetektor wurden ausgewählt. Da die Trappingzeit die entscheidende Rolle bei der Ladungssammlung in solch hochbestrahlten Dioden spielt, wurde versucht, diese mit Hilfe der TCT zu bestimmen. Da man über das elektrische Feld in der Diode Rückschlüsse auf die effektive Dotierkonzentration und deren Veränderung nach Bestrahlung schließen kann, wurde eine Simulation zur Rekonstruktion des elektrischen Feldes angestellt.

Weiteres Annealing mit anschließender Untersuchung mit der TCT der bestrahlten Magnetic-Czochralski-Silizium-Dioden ist geplant, aber im zeitlichen Rahmen dieser Diplomarbeit nicht mehr möglich.

¹³ Der Bulk der Diode besteht aus n-dotiertem Silizium, auf dem eine dünne Schicht stark p-dotiertes Silizium aufgebracht ist.

Die Verwendung von Halbleitern in der modereren Elektronik und in Anwendungen der Physik ist heute kaum wegzudenken. Fast alle Geräte greifen auf die Vorteile der kompakten Fertigung von Halbleiterstrukturen und deren Schnelligkeit zurück. Besonders in der Teilchenphysik profitieren Experimente wie der CMS-Detektor von Halbleiterstrukturen als Teilchendetektoren, Verstärker, Triggerstufen oder bei der Auslese am PC. Die Anwendung von Halbleitern, insbesondere Silizium als Teilchendetektor bietet viele Vorteile: Nicht nur der recht große Energieverlust in den sehr dünnen Halbleiterstrukturen (50-500 μm) sondern auch die geringe Ionisationsenergie von nur einigen eV, die hohe Ortsauflösung aufgrund kleiner Strukturen und die recht geringen Fertigungskosten im Vergleich zu anderen in Frage kommenden Materialien machen Silizium zu einem idealen Material für Teilchendetektoren an Hochenergiephysikexperimenten. Diese Arbeit beschäftigt sich hauptsächlich mit der Charakterisierung von Magnetic-Czochralski-Silizium-Dioden und deren Eigenschaften vor und nach Bestrahlung. In diesem Kapitel werden nun die allgemeinen Halbleiter-Eigenschaften von Silizium, die Herstellungsverfahren und die Auswirkungen von Strahlenschäden beschrieben.

Die Darlegung der Grundlagen stützt sich, sofern nicht anders angegeben, auf die Werke [Luto7], [AMo5], [Sze85] und [Kito6]. Zusätzliche Werke werden gesondert zitiert.

2.1 DAS BÄNDERMODELL

Durch die Wechselwirkungen der Elektronenhüllen der Atome in einem Festkörper entstehen Bindungen zwischen den Atomen, die den Festkörper zusammenhalten. Das Zusammenspiel der Elektronen zwischen den Atomen hat aber Einfluss auf die möglichen Zustände, die ein Elektron im Festkörper einnehmen kann. Die erlaubten Zustände und Energiewerte können mit der Schrödingergleichung ausgerechnet werden.

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\vec{r})\right)\Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r}) \quad (2.1)$$

Mit der zusätzlichen Bedingung der Periodizität des Gitters

$$\Psi(\vec{r}) = \Psi(\vec{r} + \vec{a}) \quad (2.2)$$

ergeben sich als Lösungen der Schrödingergleichung Blochwellenfunktionen. a entspricht hier der Gitterkonstanten, die für Silizium 5,43 \AA beträgt. Die Blochwellenfunktionen weisen zwischen den Atomen im Kristallgitter eine Entartung auf, welche schließlich auf eine Bandstruktur führt. Hierfür betrachtet man die Potentiale im Impulsraum und führt eine Transformation der benachbarten Potentialkurven in die erste Brillouin-Zone durch. Es ergibt sich das reduzierte Zonenschema, welches die Bandstruktur verdeutlicht. Elektronen in den Bändern können, im Gegensatz zu Elektronen bei freien Atomen, ein Kontinuum an Zuständen einnehmen. Es bildet sich ein Valenz- und ein Leitungsband aus, die durch eine Energielücke, also einen für Elektronen verbotenen Bereich voneinander getrennt sind.

Das höchstliegende, vollständig mit Elektronen besetzte Band bezeichnet man als Valenzband, das darüberliegende Band ist das Leitungsband. Die Verteilung der Elektronen bei $T = 0\text{K}$ charakterisiert die Eigenschaften des Festkörpers:

Metall

In einem leitenden Festkörper ist zumindest ein Band nur teilweise mit Elektronen gefüllt. Dies

ermöglicht es den Elektronen, sich innerhalb des Bandes zu bewegen und damit zum elektrischen Strom beizutragen.

Isolator

Im Isolator sind Valenz- und Leitungsband durch eine Energielücke voneinander getrennt. Das Valenzband und alle darunter liegenden Bänder sind vollständig gefüllt, im Leitungsband befinden sich keine Elektronen. Die Elektronen können ihren Platz nicht verlassen, da sie durch die Energielücke daran gehindert werden, auf einen freien Platz auszuweichen. Die Leitung eines elektrischen Stroms ist damit, außer bei einem Durchschlag, unmöglich.

Halbleiter

Bei einem Halbleiter sind die Energiebänder wie beim Isolator verteilt. Das höchste Energieband ist besetzt, das nächsthöherliegende Energieband leer. Ist die Energielücke aber nicht allzu groß, so gibt es eine Wahrscheinlichkeit dafür, dass Elektronen bei $T > 0\text{K}$ thermisch angeregt werden und über die Energielücke hinweg ins Leitungsband kommen. Im Leitungsband ist dann die Leitung über Elektronen, im Valenzband Fehlstellenleitung (im Folgenden: Löcherleitung) möglich. Der Unterschied zwischen Isolatoren und Halbleitern ist nicht scharf definiert, jedoch ist die Breite der Energielücke bei den meisten Halbleitern kleiner als 3eV . Die Bandlücke für Silizium beträgt bei $T = 0\text{K}$ $E_g = 1,1700\text{eV}$ und bei $T = 300\text{K}$ $E_g = 1,1242\text{eV}$ [Dan97].

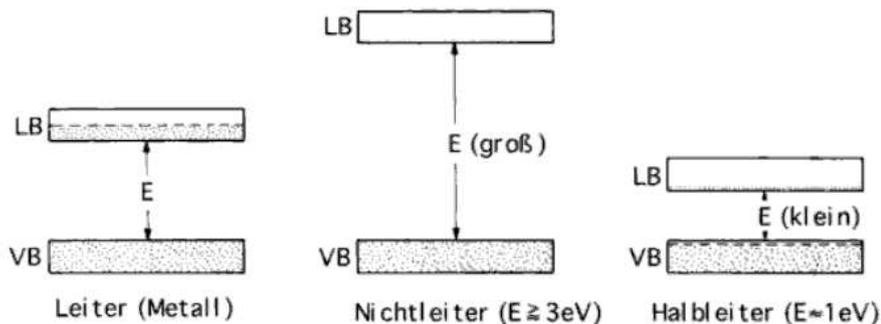


Abbildung 9: Einteilung der Festkörper nach der Breite der Energielücke in Metall(Leiter), Halbleiter und Isolator [Dan97]. VB: Valenzband, LB: Leitungsband.

2.1.1 HALBLEITER - INTRINSISCHE LEITUNG

Die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron in einem Zustand mit der Energie E zu finden, ist gegeben durch die Fermi-Dirac-Statistik, auch als Fermi-Funktion bezeichnet:

$$f(E) = \frac{1}{e^{\left(\frac{E-E_F}{k_B \cdot T}\right)} + 1} \quad (2.3)$$

E_F ist die Fermienergie, k_B die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur. Am absoluten Nullpunkt der Temperatur sind alle Zustände unterhalb der Fermienergie besetzt ($f(E_F) = 1$), alle Zustände oberhalb bleiben leer ($f(E_F) = 0$). Bei der Fermienergie selbst beträgt also die Besetzungswahrscheinlichkeit $f(E_F) = 1/2$. Für Temperaturen oberhalb des absoluten Nullpunkts verändert sich die Verteilung, es gibt Zustände oberhalb der Fermienergie. Diese können von Elektronen besetzt werden, folglich sind im tieferen Band einige Zustände unbesetzt.

Dieses Verhalten bezeichnet man als Eigenleitung (intrinsische Leitung): Je nach Temperatur ist ein Teil der Elektronen in der Lage, durch Anregung in ein höheres Band zu gelangen und zur Leitung beizutragen. Fehlt dieses Elektron im Valenzband, so kann es dort Löcherleitung

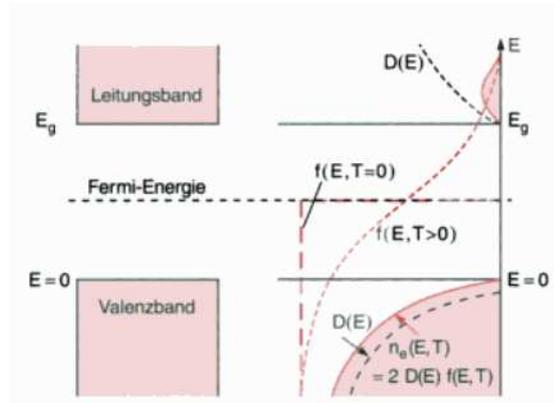


Abbildung 10: Darstellung der Fermifunktion bei $T=0\text{K}$ und bei $T>0\text{K}$.

Bei $T=0\text{K}$ sind nur Zustände bis zur Fermienergie besetzt. Bei $T>0\text{K}$ werden auch höhere Zustände mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit besetzt, lassen aber ein Loch im Valenzband zurück.[Demos]

geben. Die Konzentration der Ladungsträger (Elektron und Loch) kann mit der Besetzungswahrscheinlichkeit $f(E)$ und der Zustandsdichte $N(E)$ der Ladungsträger angegeben werden. Die Integration erfolgt über den entsprechenden Bereich der Bänder, für Elektronen:

$$n = \int_{E_L}^{\infty} f(E) \cdot N_e(E) dE \quad (2.4)$$

und für Löcher¹

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} f(E) \cdot N_h(E) dE \quad (2.5)$$

Die Energien E_L, E_V sind die Energien an der Unterkante des Leitungsbandes, bzw. an der Oberkante des Valenzbandes. Im Gleichgewicht gilt für die intrinsische Ladungsträgerdichte n_i

$$n = p \rightarrow n_i^2 = n \cdot p \quad (2.6)$$

Für die Fermienergie ergibt sich nach Gleichsetzen von 2.4 und 2.5 bei einer Temperatur von 0K $E_F = \frac{E_g}{2}$, die Fermienergie befindet sich also in der Mitte der Bandlücke E_g .

Bei Raumtemperatur kann in erster Näherung davon ausgegangen werden, dass $|E - E_F| \gg k_B T$ ist, und damit

$$f(E) = \frac{1}{e^{\left(\frac{E-E_F}{k_B T}\right)} + 1} \approx e^{\left(-\frac{E-E_F}{k_B T}\right)} \quad (2.7)$$

Die Fermienergie liegt dann nicht mehr in der Mitte der Bandlücke sondern bei

$$E_i = E_V + \frac{1}{2} E_g + \frac{1}{2} k_B T \cdot \ln\left(\frac{P}{N}\right) \quad (2.8)$$

mit $N = \int_{E_L}^{\infty} N_e(E) e^{-(E-E_L)/k_B T} dE$ und $P = \int_{-\infty}^{E_V} N_h(E) e^{-(E_V-E)/k_B T} dE$.

In reinem Silizium beträgt die Ladungsträgerkonzentration $n_i \approx 1,5 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-3}$ bei $T=300\text{K}$.

Die Leitfähigkeit setzt sich zusammen aus den eben errechneten Ladungsträgerkonzentrationen und den Beweglichkeiten μ der einzelnen Ladungsträger.

$$\sigma = |e| \cdot (n\mu_e + p\mu_h) \quad (2.9)$$

¹ Loch - engl. hole

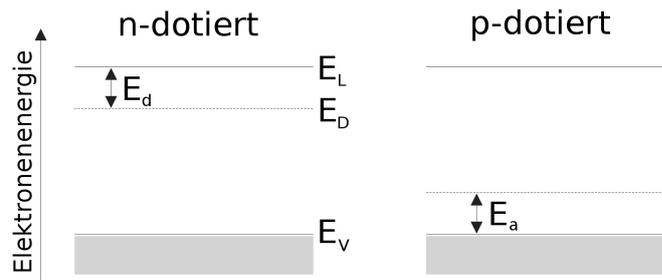


Abbildung 11: Lage der Energieniveaus bei einem dotierten Halbleiter. Das Donatorniveau E_D liegt knapp unterhalb des Leitungsbandes bei E_L . Das Akzeptorniveau E_A nur wenig oberhalb des Valenzbandes E_V .

2.1.2 EXTRINSISCHE LEITUNG - DOTIERUNG

Im letzten Kapitel tragen Elektronen und Löcher gleichermaßen zum Strom bei. Steuern aber Verunreinigungsatome einen großen Teil der Elektronen oder Löcher im Leitungs- bzw. Valenzband bei, so spricht man von extrinsischen Halbleitern. Die Konzentration von Löchern und Elektronen ist nicht mehr notwendig gleich.

Erreicht wird diese Verunreinigung in Silizium durch gezieltes Einbringen von Atomen mit drei oder fünf Valenzelektronen. Am häufigsten werden die Elemente Bor (III. Hauptgruppe) oder Phosphor (V. Hauptgruppe) verwendet. Das überschüssige Elektron des Phosphoratoms kann leicht in das Leitungsband angeregt werden und erhöht dort die Ladungsträgerdichte. Werden durch den Prozess der Dotierung zusätzliche Elektronen zur Verfügung gestellt, so sind die eingebrachten Atome Donatoren (Elektronenspender). Man spricht von einer n-Dotierung, das Silizium wird zu n-Typ-Silizium.

Bor dagegen verhält sich genau umgekehrt. Das fehlende Elektron des Bor wirkt wie eine Fehlstelle. Sie kann aber leicht durch ein angeregtes Elektron aus dem Valenzband besetzt werden. Im Valenzband bleibt dann eine Fehlstelle zurück, die zum elektrischen Strom beitragen kann. Da die Elemente der III. Hauptgruppe ein Elektron weniger als Silizium haben, heißen diese Akzeptoren, da sie gerne ein Elektron aufnehmen. Das Silizium wird durch diese Dotierung zu p-Typ-Silizium.

Die Akzeptor- und Donatorniveaus liegen nur knapp oberhalb bzw. unterhalb des Valenz- bzw. Leitungsbandes. Da nun jeweils eine Sorte Ladungsträger wesentlich mehr zum Strom beiträgt als die andere, sind die häufiger vorkommenden Ladungsträger die Majoritätsladungsträger, im Gegensatz zu den Minoritätsladungsträgern.

Das Fermienergielevel verschiebt sich durch das Einbringen von Verunreinigungsatomen. Bei p-dotierten Halbleitern liegt es zwischen Valenzband und Akzeptorniveau, bei n-dotierten Halbleitern zwischen Donatorniveau und Leitungsband (Abb. 11). Da die Fermienergie temperaturabhängig ist, verschiebt sie sich bei zunehmender Temperatur. Steigt sie, so tragen immer mehr thermisch angeregte Elektron-Loch-Paare zur Leitung bei, das Fermienergielevel wandert in die Mitte der Bandlücke. Die Leitungseigenschaften gehen dann vom extrinsischen in den intrinsischen Fall über.

2.1.3 DER PN-ÜBERGANG

Zwei Halbleiter unterschiedlichen Typs bilden, wenn man sie zusammenbringt, einen pn-Übergang. Dieser wird auch als Diode bezeichnet. Zunächst wird der pn-Übergang im thermodynamischen Gleichgewicht, also ohne externe Spannung, behandelt. Später folgt dann die

Betrachtung unter Spannung. pn-Übergänge sind besonders für die Halbleiterelektronik interessant.

Auf Grund der unterschiedlichen Dotierungen der beiden Halbleiterteile, befindet sich das Fermienergielevel auf unterschiedlichen Energien. Bringt man einen n-dotierten und einen p-dotierten Halbleiter zusammen, müssen sich die Niveaus einander angleichen. Außerdem gibt es einen Konzentrationsunterschied der verschiedenen Ladungsträger zwischen den beiden Halbleitertypen. Elektronen diffundieren vom n-dotierten Halbleiter in das Gebiet des p-dotierten Halbleiters und rekombinieren dort mit Löchern. Entsprechend fließen Löcher in den n-Bereich und rekombinieren dort. Dieser Diffusionsstrom wird auch Rekombinationsstrom I_R genannt. Die Formierung eines pn-Übergangs zeigt Abbildung 12.

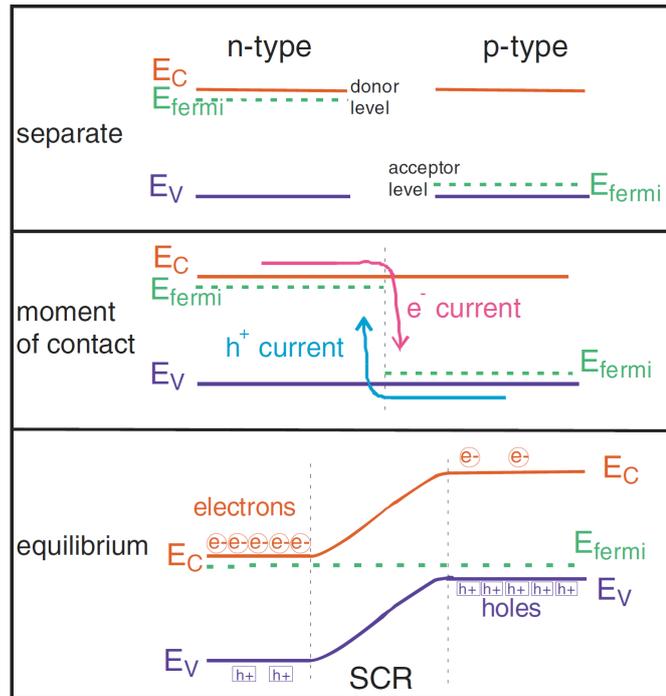


Abbildung 12: Ausbildung eines pn-Übergangs:

Die Fermienergien der unterschiedlich dotierten Halbleiter unterscheiden sich (Bild oben). Es bildet sich ein Diffusionsstrom auf Grund unterschiedlicher Ladungsträgerkonzentrationen aus (Bild Mitte). Im Gleichgewicht haben sich die Fermienergien angepasst, es kommt zu einer Bandverbiegung. Diffusionsstrom und Feldstrom gleichen sich aus. (Bild unten). [Haroga]

Beide Gebiete des Halbleiters waren vor dem Rekombinationsstrom neutral. Da die Ladungsträger aber in das jeweils andere Gebiet diffundiert sind, bildet sich ein elektrisches Feld \vec{E} aus. Die Spannung an diesem elektrischen Feld wird "built-in"-Spannung V_{bi} genannt. Auf beiden Seite befinden sich noch Minoritätsladungsträger, die in das elektrische Feld gelangen und dort beschleunigt werden können. Dieser Feldstrom I_F oder Generationsstrom wirkt dem Rekombinationsstrom entgegen.

Im Gleichgewicht gleichen sich diese beiden Ströme gerade aus:

$$I_R + I_F = 0 \quad (2.10)$$

Durch das Abwandern der Ladungsträger bildet sich am Übergangsbereich eine an Ladungsträgern verarmte Zone aus, die "Depletionszone". Die oben erwähnte Bandverbiegung sorgt nun dafür, dass das n-dotierte Gebiet um eine Energie $\Delta E = e \cdot V_{bi}$ abgesenkt wird.

Die genaue Bestimmung der Depletionszone erfolgt mit Hilfe der Schottky-Näherung, welche einen abrupten Übergang annimmt. Für eine genau Berechnung sei auf [AM05] verwiesen. Durch die Poisson-Gleichung

$$\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.11)$$

kann auf den Potentialverlauf geschlossen werden. ϵ ist die Dielektrizitätskonstante, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante. Mit den Randbedingungen der Stetigkeit von Φ und der ersten Ableitung an den Stellen $x = -d_p$ und $x = -d_n$ sowie die Gültigkeit an der Stelle $x = 0$ folgt:

$$N_D \cdot d_n = N_A \cdot d_p \quad (2.12)$$

wobei N_D und N_A die Dotierkonzentrationen von Donatoren und Akzeptoren sind, d_n und d_p die Dicken der Depletionszonen im jeweiligen Material sind. Diese Gleichung drückt die Bedingung aus, dass der Überschuss an negativer Ladung auf der einen Seite gleich dem Überschuss an positiver Ladung auf der anderen Seite ist. Für die Ladungsdichte gelten nun folgende Annahmen [Luto7]:

$$\rho(x) = \begin{cases} e \cdot N_D & \text{für } 0 \leq x \leq d_n \\ -e \cdot N_A & \text{für } -d_p \leq x \leq 0 \\ 0 & \text{für } x < -d_p \text{ und } x > d_n \end{cases} \quad (2.13)$$

Die built-in-Spannung ergibt sich dann zu

$$V_{bi} = \frac{e}{2\epsilon_0\epsilon} d_p d_n \cdot (N_A + N_D) \quad (2.14)$$

Und daraus mittels der Bedingung der Ladungsgleichheit (Gl. 2.12)

$$d_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon}{2} \frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} V_{bi}} \quad (2.15)$$

$$d_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon}{2} \frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} V_{bi}} \quad (2.16)$$

Diese Berechnungen gelten wie schon erwähnt im thermodynamischen Gleichgewicht. Legt man eine elektrische Spannung V_{bias} an den pn-Übergang an, so verändern sich die Potentiale und damit auch die Verbiegung der Bandstruktur. Die angelegte Spannung fällt fast ganz über der Depletionszone ab, hier ist die Leitfähigkeit deutlich kleiner aufgrund der fehlenden Ladungsträger.

Die Depletionsdicke mit angelegter externer Spannung ist

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon}{2} \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D} (V_{bi} - V_{bias})} \quad (2.17)$$

In dieser Gleichung sind beide Depletionsdicken d_n und d_p addiert. Ist V_{bias} positiv, liegt also eine positive Spannung an der p-Seite und eine negative Spannung an der n-Seite, so verkleinert sich die Depletionszone, die Potentialschwelle am pn-Übergang wird herabgesetzt. Legt man genügend Spannung an, so wird der pn-Übergang leitend, man bezeichnet diese Polung der Diode als Durchlassrichtung.

Dagegen führt eine Spannung mit entgegengesetzter Polung, also eine negative Spannung an der p-Seite und eine positive an der n-Seite, zu einer Erhöhung der Potentialschwelle um $|V_{bias}|$. Die Diode befindet sich in Sperrichtung. V_{bias} ist in diesem Fall negativ. Die Dicke der

Depletionszone wird größer. Erreicht die Depletionszone die Ränder der Diode, so bezeichnet man die zugehörige Spannung als volle *Depletionsspannung* U_{dep} oder V_{dep} . Nimmt man eine effektive Dotierkonzentration N_{eff} über die gesamte Diode an

$$N_{\text{eff}} = |N_{\text{D}} - N_{\text{A}}| \quad (2.18)$$

so gilt für die Depletionsspannung

$$V_{\text{dep}} = \frac{e}{2\epsilon_0\epsilon} |N_{\text{eff}}| d^2 \quad (2.19)$$

Die Depletionsspannung kann mit dem spezifischen Widerstand des Halbleiters ausgedrückt werden, welcher von der inversen effektiven Dotierkonzentration abhängig ist.

$$V_{\text{dep}} = \frac{1}{2\epsilon_0\epsilon\rho\mu} d^2 \quad (2.20)$$

Der spezifische Widerstand sinkt mit einer hohen Dotierkonzentration:

$$\rho = \frac{1}{eN_{\text{eff}}\mu} \quad (2.21)$$

μ beschreibt hier die Mobilität der Ladungsträger, die für Elektronen und Löcher unterschiedlich ist.

Betrachtet man die Stromcharakteristik eines pn-Übergangs, so gelten folgende Überlegungen: Der Rekombinationsstrom ist proportional zum Boltzmannfaktor

$$I_{\text{R}}(V_{\text{bias}}) = I_{\text{R}}(0) \cdot e^{-e|V_{\text{bias}}|/k_{\text{B}}T} \quad (2.22)$$

Der Feldstrom ist praktisch unabhängig von der angelegten Spannung $I_{\text{F}}(V_{\text{bias}}) = I_{\text{F}}$. Für den gesamten Strom ergibt sich je nach Vorzeichen der angelegten Spannung

$$I = (I_{\text{e,F}} + I_{\text{h,F}}) \cdot \left(1 - e^{-e|V_{\text{bias}}|/k_{\text{B}}T}\right) \quad , V_{\text{bias}} < 0 \quad (2.23)$$

$$I = -(I_{\text{e,F}} + I_{\text{h,F}}) \cdot \left(e^{e|V_{\text{bias}}|/k_{\text{B}}T} - 1\right) \quad , V_{\text{bias}} > 0 \quad (2.24)$$

Hier sind die Überlegungen für die einzelnen Ströme von Elektronen und Löchern als Gesamtstrom zusammengefasst. Der Strom in Durchlassrichtung der Diode kann offensichtlich um einiges größer sein als der Sperrstrom. Die Strom-Spannungscharakteristik, auch als IV-Kurve oder Kennlinie bezeichnet, ist in Abbildung 13 dargestellt.

Wird zu viel Gleichspannung in Sperrichtung an die Diode angelegt, so kommt es zu einem Durchbruch der Diode.

Durch die fehlenden Ladungsträger in der Depletionszone und das anliegende elektrische Feld verhält sich die Diode wie ein Plattenkondensator mit der Kapazität

$$C(V) = \epsilon\epsilon_0 \frac{A}{d} \quad (2.25)$$

A ist die Oberfläche der Diode, d die Dicke der Depletionszone.

Setzt man die Dicke d der Depletionszone aus Gleichung 2.17 und die Raumladung $Q = eN_{\text{eff}} \cdot Ad$ in die allgemeine Gleichung für die Kapazität ein

$$C(V) = \frac{dQ}{dV} \quad (2.26)$$

so erhält man zwei Lösungen für das Verhalten der Kapazität unterhalb und oberhalb der Depletionsspannung:

$$C(V) = A \sqrt{\frac{e \cdot \epsilon\epsilon_0 N_{\text{eff}}}{2(V_{\text{bi}} - V_{\text{bias}})}} \quad \text{für } |V_{\text{bias}}| \leq V_{\text{dep}} \quad (2.27)$$

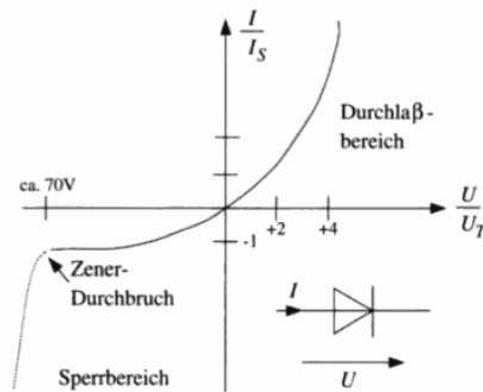


Abbildung 13: Diodenkennlinie:

Der Strom steigt im Durchlassbereich mit der Spannung an. Fließt mehr Strom, so erhöht sich die Temperatur des Halbleiters, der Strom nimmt weiter zu. Im Sperrbereich bleibt der Strom auf einem konstant niedrigen Niveau, bis die Spannung zu groß wird und ein Lawinendurchbruch, auch Zenerdurchbruch genannt, erfolgt. Unten rechts im Bild sind Strom- und Spannungsrichtung gekennzeichnet.

Darstellung aus [SS02].

$$C(V) = \epsilon\epsilon_0 \frac{A}{D} \text{ für } |V_{\text{bias}}| > V_{\text{dep}} \quad (2.28)$$

D ist die volle Dicke der Diode, die Dicke der Depletionszone d erstreckt sich also über die gesamte Diode. Mit steigender Spannung sinkt die Kapazität der Diode, bis sie über der Depletionsspannung in Sättigung geht. Die Depletionsspannung kann mit der Messung einer CV-Kurve bestimmt werden. Die Messung wird in Kapitel 3.2.2 beschrieben.

2.1.4 HALBLEITER ALS TEILCHENDETEKTOR

Die Funktionsweise eines Halbleiters als Teilchendetektor beruht auf der Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie. Durchqueren diese geladenen Teilchen Materie, so geben sie durch Stöße, die zum einem großen Teil mit den Hüllenelektronen erfolgen, Energie ab. Die Atome werden angeregt oder ionisiert. In einem pn-Übergang werden also Elektron-Loch-Paare erzeugt. Diese werden durch das elektrische Feld im Übergang getrennt und abgezogen. Der dabei entstehende Strom kann als Signal ausgelesen werden.

Der Energieverlust durch Ionisation in Materie wird dabei allgemein durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Der Energieverlust $-dE$ pro Strecke dx lässt sich näherungsweise angeben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{nz^2}{\beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (2.29)$$

mit $\beta = \frac{v}{c}$; c ist die Lichtgeschwindigkeit, v und ze sind Geschwindigkeit und Ladung des Teilchens, n ist die Elektronendichte und I das mittlere Anregungspotential der Atome. Die Energiedeposition im Material hängt hier nicht von der Masse des Teilchens, sondern von seiner Geschwindigkeit ab [PRSZ06].

Der in Bild 14 aufgetragene Energieverlust der Elektronen in Silizium fällt anfangs mit $1/v^2$ ab. Bei relativistischen Teilchenenergien steigt er wieder logarithmisch an. Bei etwa $p/m_0 c \approx 4$ erreicht der Energieverlust ein Minimum, der für Elektronen bei 1,5MeV erreicht ist und ca. 350eV/ μm beträgt wie aus Abb. 14 ersichtlich ist. Um ein Ladungsträgerpaar zu erzeugen

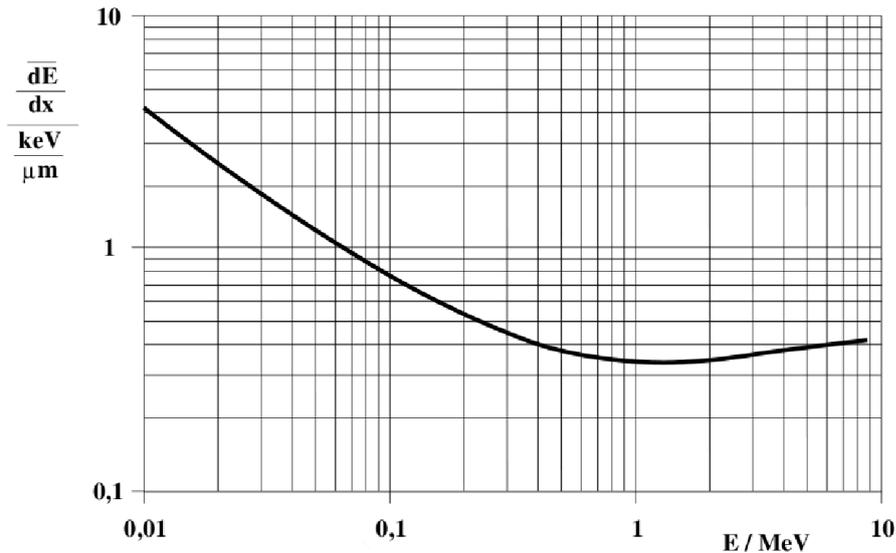


Abbildung 14: Der mittlere Energieverlust von Elektronen in Silizium [Furo6].

müssen 3,6eV aufgewendet werden, somit werden pro Mikrometer etwa 100 Ladungsträgerpaare frei.

Das Elektron hat von allen geladenen Teilchen auf Grund seiner Masse den geringsten Energieverlust. Liegt der Energieverlust genau im Minimum, so bezeichnet man es auch als Minimum-Ionizing-Particle, MIP. Kann ein Teilchendetektor ein MIP noch auflösen, so kann er alle stärker ionisierenden Teilchen ebenfalls wahrnehmen.

2.2 SILIZIUM

Silizium ist der bedeutendste und am meisten genutzte Halbleiter. Silizium hat die Ordnungszahl 14 und steht in der vierten Hauptgruppe im Periodensystem. Sein großes natürliches Vorkommen in der Natur (ca. 15% Massenanteil an der Erde) vor allem als Silizium-Dioxid in Sand macht es zu einem fast unerschöpflichen Rohstoff der Halbleiterindustrie. In diesem Kapitel werden zuerst die Herstellungsverfahren für reines Halbleitersilizium vorgestellt, bevor es zu den Strahlenschäden und deren Effekte an Silizium geht. Es werden die unterschiedlichen Defekte näher betrachtet, die NIEL-Hypothese erläutert und das Ausheilen der Strahlenschäden diskutiert.

Eine gute Zusammenfassung der Charakterisierung der Strahlenschäden an Silizium und des Annealings gibt Lindström in seiner Veröffentlichung von 2003 [Lino3]. Auch die Typ-Inversion und Ladungssammlungseffizienz (siehe Kapitel 2.3) werden dort betrachtet.

2.2.1 HERSTELLUNGSVERFAHREN VON REINEM SILIZIUM

Silizium kommt in der Natur nicht in elementarer Form sondern nur in Verbindung mit anderen Elementen vor, insbesondere als Silizium-Dioxid, in Form von Silikaten oder als Kieselsäure. Um Silizium als Halbleiter (in der Elektronik) verwenden zu können, muss es in entsprechender Reinheit vorliegen. Die nun beschriebenen Herstellungsprozesse stellen die heutigen Standard-Verfahren zur Herstellung von monokristallinem Silizium, wie es zur Herstellung von Halbleitersensoren verwendet wird, dar.

Zuerst aber muss das Silizium in hochgradiger Reinheit vorliegen. Ausgehend von Quarzsand, welcher aus SiO_2 besteht, wird das Silizium in einer Serie von Schmelzprozessen gereinigt, wodurch eine Reinheit von 95-99% entsteht. In die Schmelzprozesse wird bei einer Tem-

peratur zwischen 1500 und 2000°C Kohlenstoff zugegeben, der mit dem Sauerstoff aus dem Quarzsand Kohlenmonoxid bildet.

Im nächsten Schritt werden viele Verunreinigungen durch die Reaktion mit Salzsäure (HCl) beseitigt. Es entsteht SiHCl_3 , welches anschließend destilliert wird.

Im letzten Schritt folgt die "Chemical Vapour Deposition", das SiHCl_3 wird verdampft und bildet reines Silizium nach der Reaktion



Bei ca. 1000°C wächst das Silizium in mehreren Tagen bei einer Reinheit von 99,99999999%. Nach der Reinigung des Siliziums können dann gezielt Verunreinigungen zum Dotieren eingebracht werden.

Danach findet einer der zwei folgenden Prozesse statt, um aus hochreinem Silizium Material für Wafer zu gewinnen, die anschließend an diese Prozesse aus den fertigen Siliziumzylindern geschnitten und poliert werden [Haroga].

2.2.1.1 Floatzone-Verfahren

Das Floatzone- oder Zonenschmelzverfahren wurde verwendet, um die Halbleiterdetektoren des CMS-Experiments herzustellen. Ein polykristalliner Siliziumzylinder wird in Kontakt mit einem Impfkristall gebracht, der eine feste Gitter-Orientierung besitzt. Der Siliziumzylinder wird lokal durch eine Induktionsheizung erhitzt, die Heizung bewegt sich dabei entlang dem Zylinder nach oben. Das geschmolzene Silizium erstarrt dann langsam wieder in der vorgegebenen Orientierung des Impfkristalls. Verunreinigungen haben die Tendenz, in der geschmolzenen Zone zu bleiben. Durch diesen Umstand ist es möglich die Reinheit durch mehrmaligen Durchlauf der Prozedur zu erhöhen. Die Verunreinigungen werden am Ende des Prozesses abgetrennt.

Der Prozess geschieht in einer Schutzgasatmosphäre aus Argon. Sauerstoff, der eine höhere Strahlenhärte des Materials zur Folge hat, kann durch thermische Diffusion eingebracht werden. Das Verfahren ist schematisch in Abbildung 15a dargestellt.

Im Vergleich zu der im nächsten Kapitel beschriebenen Czochralski-Methode war das Floatzone-Verfahren führend in der Reinheit des Siliziums. Typische Sauerstoff- und Kohlenstoffkonzentrationen im Silizium sind meist unter $c_{\text{O/C}} \approx 5 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ [Mol99].

2.2.1.2 Czochralski- und Magnetic-Czochralski-Methode

Beim Czochralski-Verfahren wird eine Siliziumschmelze knapp über dem Schmelzpunkt von Silizium (1420°C) gehalten. Ein sich drehender Impfkristall wird in die Schmelze getaucht und während des Kristallwachstums nach oben gezogen. Das Silizium wächst in der vorgegebenen monokristallinen Ordnung am Impfkristall. Der entstehende Siliziumzylinder wird auch Ingot genannt. Das Verfahren ist in Abbildung 15b gezeigt. In die Schmelze können zum hochreinen Silizium noch Dotieratome zugegeben werden, um die gewünschte Resistivität zu erreichen [Mol99].

Während des Prozesses gelangt Sauerstoff in die Schmelze, das zum Großteil vom Argongas weggespült wird [HTT⁺03]. Ein Teil verteilt sich aber im gezogenen Ingot. Der Anteil des Sauerstoffs kann durch die Rotationsgeschwindigkeit angepasst werden. Durch den Produktionsprozess selbst gelangt auch Kohlenstoff in die Schmelze. Der stützende Graphit-Suszeptor reagiert mit dem entstandenen Siliziummonoxid und bildet Kohlenmonoxid, das wiederum zurück in die Schmelze gelangt. Typische Verunreinigungskonzentration für Sauerstoff sind $c_{\text{O}} \approx 5 - 10 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ und für Kohlenstoff $c_{\text{N}} \approx 5 - 50 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$.

Der hohe Sauerstoffanteil wirkt sich einerseits negativ auf die Eigenschaften des Siliziums aus: Es entstehen Defekte ("thermal double donors" und "shallow thermal donors"), die die Resistivität stark verändern können. Andererseits verhindert Sauerstoff Stapelfehler im Silizium,

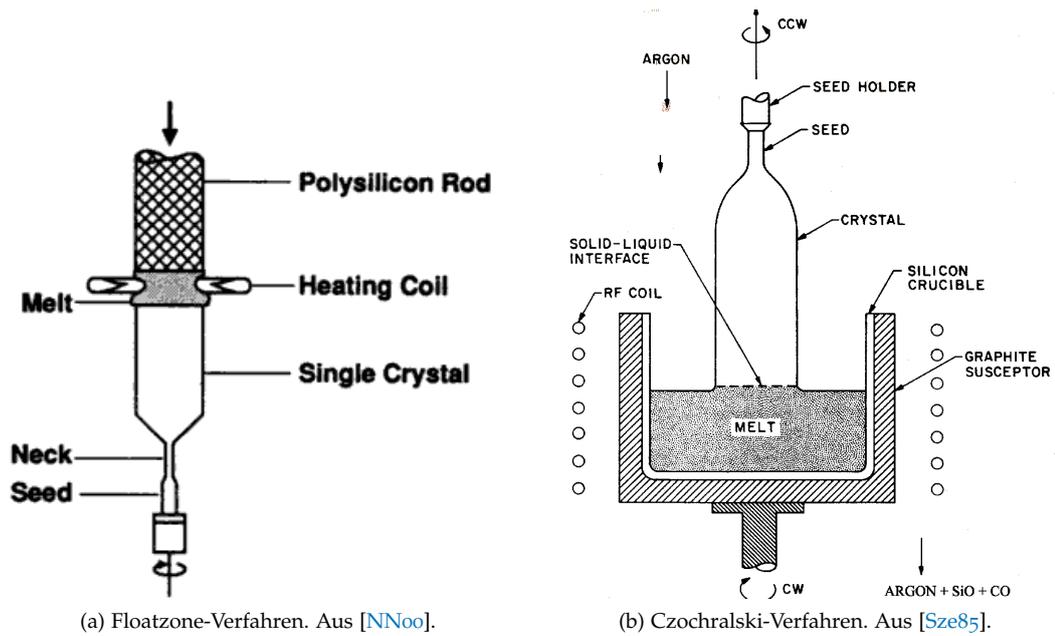


Abbildung 15: Herstellungsverfahren von monokristallinem Silizium.

- (a) Durch eine Induktionsheizung wird der Siliziumzylinder von unten her aufgeschmolzen und kristallisiert wieder in der Ordnung des Impfkristalls.
- (b) Der Impfkristall wird drehend aus der Schmelze gezogen. Dabei entsteht ein monokristalliner Ingot. Die Schmelze wird durch die Induktionsheizung (RF) geheizt. Beim Magnetic-Czochralski-Prozess befindet sich die Apparatur zusätzlich in einem starken Magnetfeld.

der Instabilität von Versetzungen wird entgegengewirkt und das Material wird widerstandsfähiger gegen thermische Spannungen. Der große Vorteil von sauerstoffreichem Silizium ist aber die höhere Strahlenhärte [L⁺01] und der positive Einfluss auf die Ladungsträgerlebenszeiten ("carrier lifetime") [HTT⁺03].

Die Czochralski-Methode weist jedoch einige Mängel auf: Konvektionen und turbulente Strömungen stören das homogene Kristallwachstum und verursachen Gitterdefekte und eine inhomogene Verteilung der Verunreinigungen. Durch das Anlegen eines starken vertikalen oder horizontalen Magnetfelds kann das verhindert werden. Das anliegende Magnetfeld induziert ein elektrisches Feld an turbulenten Stellen.

$$\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.31)$$

In der Folge fließt ein elektrischer Strom zwischen Stellen mit unterschiedlicher elektrischer Feldstärke. Die Dämpfung der unerwünschten Oszillationen in der Schmelze wird also durch die Wirkung der Lorentzkraft entgegengewirkt, die wiederum ihrer Ursache – dem Strom durch die turbulente Schmelze – entgegenwirkt.

$$\vec{F}_{\text{Lorentz}} = \vec{j} \times \vec{B} \quad (2.32)$$

Durch die Magnetic-Czochralski-Methode kann so auch der Sauerstofffluss in den Kristall reduziert und die Homogenität der Verunreinigungen gefördert werden.

2.2.2 STRAHLENSCHÄDEN AN SILIZIUM

Silizium, welches als Halbleitermaterial in Teilchendetektoren eingesetzt wird, ist einer großen Strahlenbelastung ausgesetzt. Es entstehen Defekte an den Sensoren, die ungewünschte Effekte mit sich bringen wie einen erhöhten Leckstrom oder eine kleinere Signalhöhe. Die Strahlenschäden lassen sich grob einteilen in Oberflächenschäden und Volumenschäden (Bulk-Schäden).

Diese Kapitel gibt eine Übersicht über Strahlenschäden und ihre Auswirkung. Der Einfluss der Defekte auf die Ladungssammlung und auf das Verhalten der Ladungsträger wird in Kapitel 2.3 beschrieben.

2.2.2.1 Bulk-Schäden

Bulk-Schäden werden in erster Linie durch nichtionisierende Strahlung erzeugt. Durchfliegende Teilchen interagieren mit den Atomen über elektromagnetische und starke Kräfte. Sie hinterlassen dabei Zwischengitteratome, Leerstellen und komplexere Strukturen. Die Analyse und den Einfluss der Defekte werden von der RD50-Gruppe [RD5] untersucht. Geladene Teilchen erzeugen meist lokale Defekte, während ungeladene Teilchen wie Neutronen über die starke Wechselwirkung große Defektcluster erzeugen. Das getroffene Atom wird als "primary knock on Atom" (PKA) bezeichnet.

Die Energie, die nötig ist, ein Atom von seinem Platz zu bewegen hängt von der Struktur und Bindungsenergie des Materials ab. Bei Silizium sind ungefähr 25eV nötig, um einen Punktdefekt zu erzeugen [Mol99]. Ist nicht mehr Energie vorhanden, so wird die Energie in Phononen im Kristall umgewandelt.

Wird mehr Energie auf das PKA übertragen, so hat es Einfluss auf eine ganze Reihe benachbarter Atome und es wird ein Defekt-Cluster erzeugt. Es ist dazu eine Energie $E_{\text{Cluster}} \approx 5\text{keV}$ nötig [Haroga]. Cluster-Defekte werden hauptsächlich durch schwere Teilchen erzeugt im Gegensatz zu den Punktdefekten, die meist nur von leichten Teilchen hervorgerufen werden.

Defekte können sich im Kristall bewegen, sofern sie dazu nötige Energie vorhanden ist (siehe Kap. 2.2.4). Treffen sie auf andere Defekte oder Verunreinigungen, so bilden sich Defekte zweiter Ordnung. Diese wiederum sind kaum im Kristall beweglich.

Abbildung 16 zeigt die Verteilung der Defekte, die durch unterschiedliche Bestrahlung hervorgerufen werden. Die niederenergetischen, geladenen Protonen verursachen eine homogene Verteilung der Defekte, während höherenergetischen Protonen weniger Defekte aber zusammenhängendere Cluster produzieren. Die nur durch die starke Wechselwirkung interagierenden Neutronen hinterlassen Clusterdefekte, die sehr isoliert sind [Haroga].

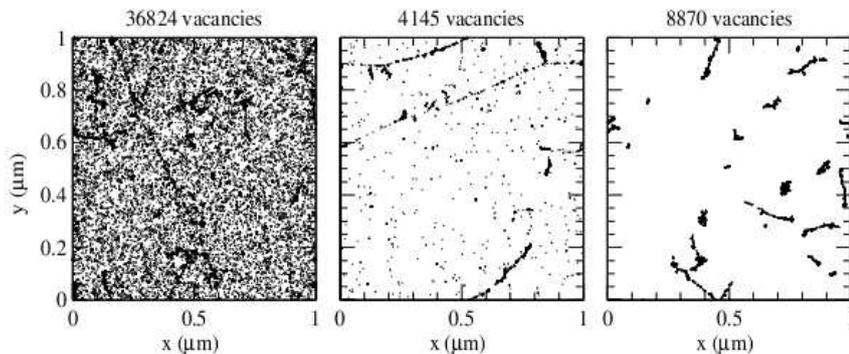


Abbildung 16: Erzeugte Defekte und deren Verteilung in Silizium (Simulation).

Die Bestrahlung mit einer Fluenz von $F_{\text{eq}} = 10^{14} \frac{\text{n}_{\text{eq}}}{\text{cm}^2}$ erfolgte im linken Bild mit 10MeV-Protonen, im mittleren Bild mit 24GeV-Protonen und im rechten Bild mit 1MeV-Neutronen. [Huhoz]

Die unterschiedlichen Defekte werden charakterisiert nach ihrer Wirkung. Je nachdem, welche Energien sie in der Bandlücke des Kristalls bereitstellen, verhalten sie sich donator- oder akzeptorartig. Energieniveaus in der Mitte der Bandlücke wirken nicht nur wie Donator oder Akzeptor, sie tragen auch zum Leckstrom einer Diode bei, da über das Energieniveau leichter Elektronen aus dem Valenz- in das Leitungsband kommen und umgekehrt. Energieniveaus, die nahe der Mitte liegen, wirken wie Ladungsträgerfallen. Ladungsträger können für kurze Zeit eingefangen werden und tragen nicht mehr zum Strom bei. Die Ladung ist innerhalb der kur-

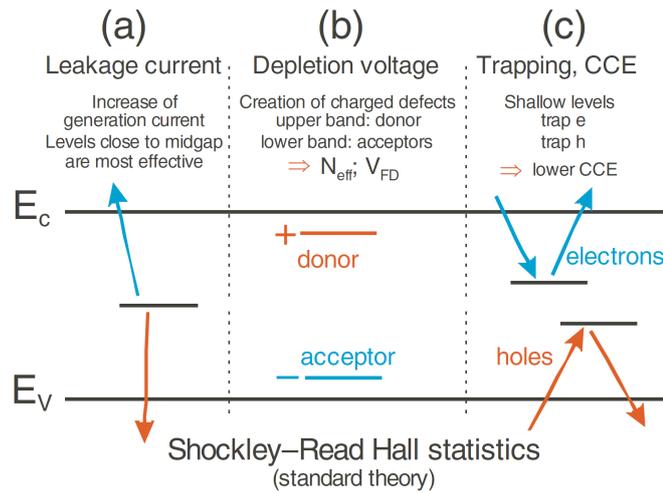


Abbildung 17: Einfluss der Defektenergieniveaus auf die Eigenschaften der Diode [Haroga]:

- (a) Energieniveaus in der Mitte der bandlücke tragen hauptsächlich zum Leckstrom bei.
 (b) Bildung von Energieniveaus in der Nähe des Valenz- oder Leitungsbandes verändern die effektive Dotierkonzentration und haben damit Einfluss auf die Depletionsspannung.
 (c) Defektenergieniveaus nahe der Mitte der Bandlücke führen zu Ladungsträgererfang (Trapping) und haben eine niedrigere Ladungssammlungseffizienz zur Folge.

zen Integrationszeit für ein erzeugtes Signal verloren, die Ladungssammlungseffizienz nimmt ab. In Abbildung 17 sind die einzelnen Beiträge schematisch dargestellt. Sauerstoff, welcher Leerstellen einfängt und Komplexe mit Energieniveaus am Rand der Bandlücke erzeugt, wirkt sich positiv auf das Materialverhalten aus.

2.2.2.2 Oberflächenschäden

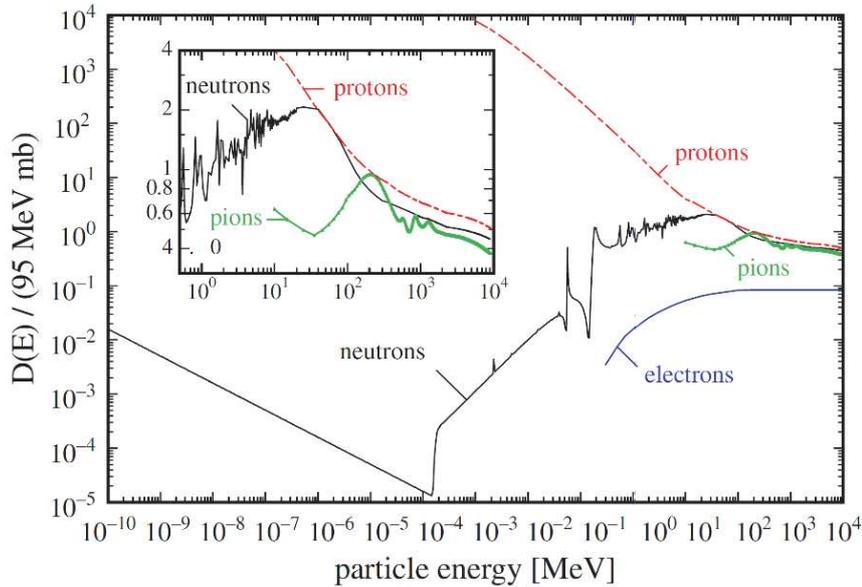
Oberflächenschäden werden, im Gegensatz zu den Schäden im Bulk der Diode, durch Ionisation und nicht durch Defekte verursacht. Die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren ist in einem Isolator, wie SiO_2 diesen an der Oberfläche der Diode darstellt, nicht reversibel. Da die Elektronen viel beweglicher als die Löcher sind, werden diese schnell abgezogen und die Löcher bleiben zurück. Die positiv aufgeladenen Defekte ziehen Elektronen an, welche die Polarisierbarkeit und damit die Kapazität erhöhen. Zusätzlich sind Ladungsträgerfallen an der Schnittstelle zwischen Halbleiter und Isolator, sogenannte "interface traps", Versetzungen und Fehlstellen im Kristallgitter, vorhanden. Diese Schäden beeinflussen vor allem strukturierte Sensoren, wie Silizium-Streifensensoren oder Pixel-Sensoren, in negativer Weise. Dioden sind mit ihrer unstrukturierten Oberfläche weniger betroffen. Auf nähere Betrachtungen wird deswegen hier verzichtet, sie sind unter anderem in [Haroga] zu finden.

2.2.3 NIEL-HYPOTHESE

Die NIEL-Hypothese (NIEL: Non-Ionizing Energy Loss) erlaubt es in erster Näherung eine Abschätzung der Strahlenschäden von verschiedenen Teilchen bei verschiedenen Energien zu machen. Sie beruht auf der Annahme, dass die Gitterschäden linear mit der im Gitter deponierten Energie zusammenhängen. Die Schädigungsfunktion $D(E)$ wird definiert als

$$D(E) = \sum_i \sigma_i(E) \int_0^{E_{R,\max}} f_i(E, E_R) P(E_R) dE_R \quad (2.33)$$

Es wird über alle möglichen Reaktionen i summiert. σ_i ist der Wirkungsquerschnitt des Prozesses und f_i die Wahrscheinlichkeit dafür, dass eine Kollision mit einem Teilchen der

Abbildung 18: NIEL-Schädigungsfunktion $D(E)$. [Lino3]

Energie E stattfindet. Dabei wird eine Rückstoßenergie E_R auf das getroffene Atom übertragen. $E_{R,max}$ ist damit die maximale Energie, die auf das Atom übertragen werden kann.

$P(E_R)$ stellt die "Lindhard partition function" dar. Sie gibt an, wieviel Prozent der Teilchenenergie zur Erzeugung einer Strahlenschädigung zur Verfügung steht [Mol99].

Niederenergetische Protonen mit 10 MeV schädigen den Kristall dabei mit einem Anteil der Teilchenenergie von 50% am stärksten. Protonen mit 24 GeV fügen mit einem $P(E_R) \approx 42\%$ dem Kristall wesentlich weniger Schaden zu. Dazwischen liegen Neutronen mit 1 MeV ($P(E_R) = 43\%$).

Abbildung 18 zeigt die Schädigungsfunktion normiert auf den NIEL-Faktor von 1 MeV-Neutronen in Abhängigkeit der Teilchenenergie. Bei hohen Energien nehmen die Schädigungswerte von Protonen und Neutronen vergleichbare Werte an. Bei höheren Energien wechselwirken die Protonen nicht mehr so viel über Coulombwechselwirkung, sondern viel mehr mit den Atomkernen.

Um die Schädigung verschiedener Teilchen und Energien miteinander vergleichen zu können, wählt man als Referenzpunkt 1 MeV-Neutronen. Sie wird als Neutronenäquivalentfluenz bezeichnet und mit F_{eq} oder Φ_{eq} abgekürzt. Der Schädigungsfaktor beträgt $D_{neutron}(E) = 95 \text{ MeV mb}$.

Die Normierung auf diese Äquivalentfluenz geschieht mit dem Härtefaktor κ .

$$\kappa = \frac{D(E)}{D_{neutron}(E = 1 \text{ MeV})} \quad (2.34)$$

Den äquivalenten Teilchenfluss skaliert auf die Neutronenäquivalentfluenz kann man dann berechnen zu

$$F_{eq} = \kappa \cdot F = \kappa \int F(E) dE \quad (2.35)$$

Sie wird angegeben in n_{eq}/cm^2 .

2.2.4 ANNEALING

Strahlenschäden im Kristall können ausheilen. Defekte können sich im Kristall bewegen, an die Oberfläche wandern oder mit anderen Defekten rekombinieren. Dies ist nur mit einem gewissen Energieaufwand möglich, der durch thermische Energie zugeführt wird. Oberhalb einer Aktivierungsenergie, die für jeden Defekt anders ist, können die Defekte verschwinden.

Der Zusammenhang zwischen einer Konzentration der Defekte N_D , der Temperatur T und der Ausheilzeit t ist gegeben durch

$$N_D(t) = N_D(t=0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau(T)}} \quad (2.36)$$

$\tau(T)$ ist dabei proportional zu $e^{E_A/k_B T}$. E_A steht für die Aktivierungsenergie eines Defektes. Die Temperaturabhängigkeit ist bedeutend: Während bei -20°C fast kein Ausheilen stattfindet, entsprechen vier Minuten bei 80°C etwa 10 Tagen bei 20°C .

Mehrere Arten des Annealing beeinflussen sich gegenseitig. Man unterscheidet zwischen "short term annealing", "reverse annealing" und "stable damage". Ersteres findet hauptsächlich kurz nach dem Bestrahlen statt und wirkt sich eher positiv auf den Eigenschaften eines Siliziumsensors aus. Das umgekehrte Annealing findet erst nach einer langen Zeit statt. Es hat anders als das *short term annealing* negative Effekte auf das Silizium. Der konstante Schaden stellt eine Verschiebung des Niveaus der effektiven Ladungsträgerkonzentration dar, die nach Bestrahlung nicht mehr verändert werden kann.

Die effektive Dotierkonzentration verändert sich mit den Annealingarten:

$$\Delta N_{\text{eff}} = N_{\text{eff},0} - N_{\text{eff}} = N_C(F_{\text{eq}}) + N_A(F_{\text{eq}}, t) + N_Y(F_{\text{eq}}, t) \quad (2.37)$$

Diese Parametrisierung, die die effektive Defektkonzentration beschreibt und damit Einfluss auf die Depletionsspannung hat, wird als *Hamburg-Modell* bezeichnet.

Der konstante Schaden (*stable damage*) wird mit N_C bezeichnet:

$$N_C(F_{\text{eq}}) = N_{C,0}(1 - e^{-cF_{\text{eq}}}) + g_c F_{\text{eq}} \quad (2.38)$$

Er ist unabhängig von der Temperatur. Die anfängliche effektive Ladungsträgerkonzentration nimmt dabei exponentiell mit der Fluenz ab. Hohe Sauerstoffkonzentrationen bremsen diesen Effekt. Der zweite Term beschreibt eine lineare Zunahme mit der Fluenz. g_c wurde z.B. in [Mol99] bestimmt.

Das *short term annealing* wird durch N_A beschrieben:

$$N_A(F_{\text{eq}}, t) = F_{\text{eq}} \sum_i g_{a,i} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{a,i}}} \quad (2.39)$$

Direkt nach der Bestrahlung steigt N_{eff} mit der Zeit an. Ist N_{eff} zuvor negativ, so bedeutet dies eine Abnahme der effektiven Dotierkonzentration und damit eine Erniedrigung der Depletionsspannung.

Das *reverse annealing* wirkt dem nach längerer Zeit entgegen:

$$N_Y(F_{\text{eq}}, t) = N_{Y,\infty} \left(1 - \frac{1}{1 + k_y N_{Y,\infty} \cdot t} \right) \quad (2.40)$$

In diesem Prozess zweiter Ordnung werden akzeptorartige Defekte erzeugt, die in bei einer maximalen Defektkonzentration $N_{Y,\infty}$ in Sättigung übergehen.

Durch das Annealing verändern sich die Größen im Sensor, die durch Strahlenschäden beeinflusst werden – Leckstrom und Depletionsspannung. Der Leckstrom verändert sich, wie viele Experimente gezeigt haben, nur mit einem Parameter:

$$\Delta I = \alpha F_{\text{eq}} \bar{V} \quad (2.41)$$

Es ist \bar{V} das Volumen des Sensors, F_{eq} die 1MeV-Neutronenäquivalentfluenz. α wird als "current related damage rate" bezeichnet. Es wurde gezeigt, dass α unabhängig vom jeweiligen Material ist [Mol99].

Es wurde beobachtet, dass der Leckstrom mit der Zeit sinkt und folglich auch α . Dieses Verhalten wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\alpha(t) = \alpha_I \cdot e^{-t/\tau_I} + \alpha_0 - \beta \cdot \ln(t/t_0) \tag{2.42}$$

α_I , α_0 , β und t_0 wurden experimentell in [Mol99] bestimmt und können dort nachgelesen werden.

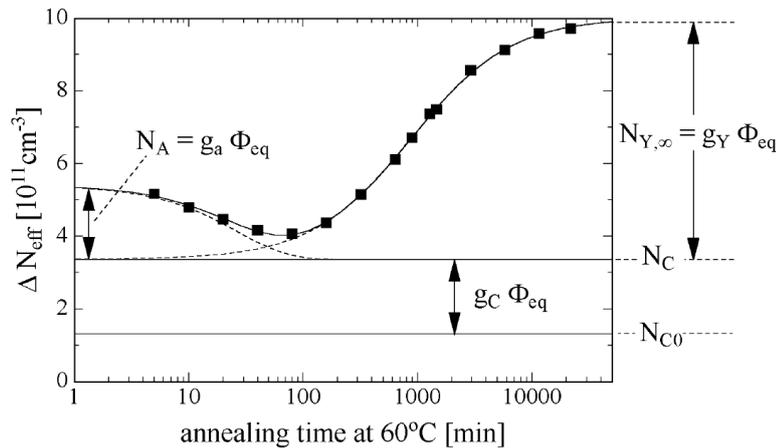


Abbildung 19: Änderung der Defektkonzentration beim Annealing. $\Phi_{eq} = F_{eq}$. [Mol99]

2.3 DIE TRANSIENT CURRENT TECHNIQUE

Die Transient Current Technique, kurz TCT, ist eine Technik zum Betrachten des zeitlichen Stromverlaufs in einem Sensor, den ein Teilchen durchquert hat. Das Teilchen erzeugt beim Durchgang durch die Diode Ladungsträgerpaare, die von der angelegten Spannung getrennt werden und einen Strom verursachen. Dieser kann zeitlich aufgelöst dargestellt werden. Das eigentliche Teilchen kann auch durch Laserlicht, welches ähnlich viele Ladungsträgerpaare erzeugt, ersetzt werden. Je nach Wellenlänge kann man die Eindringtiefe variieren. Ein MIP kann mit dem Strahlengang eines infraroten Lasers verglichen werden, ein roter Laser erzeugt nur Ladungsträgerpaare in der Nähe der Oberfläche. Die Beobachtung der Ladungsträger, die durch die volle Dicke der Diode driften ist für die Bestimmung der Trappingzeit und des elektrischen Feldes in der Diode von besonderem Interesse.

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zum Verständnis dieser Technik dargelegt, der experimentelle Aufbau ist in Kapitel 4.1 zu finden.

2.3.1 EINDRINGTIEFE DES LASERLICHTS

Licht unterschiedlicher Wellenlänge dringt unterschiedlich tief in das Silizium ein. Das Licht kann, wenn es auf Silizium auftrifft, transmittiert, reflektiert oder absorbiert werden. Wieviel Prozent des Lichts in Silizium absorbiert wird, gibt A an:

$$A \approx 1 - (R + T) \tag{2.43}$$

R ist der prozentuale Anteil des reflektierten Lichts, T der Anteil des transmittierten Lichts. Für R und T gelten folgende Entwicklungen:

$$R \approx R_1 + (1 - R_1)R_1 e^{-\alpha 2t} - (1 - R_1)R_1^2 e^{-\alpha 2t} + (1 - R_1)R_1^3 e^{-\alpha 4t} - (1 - R_1)R_1^4 e^{-\alpha 4t} + \dots \tag{2.44}$$

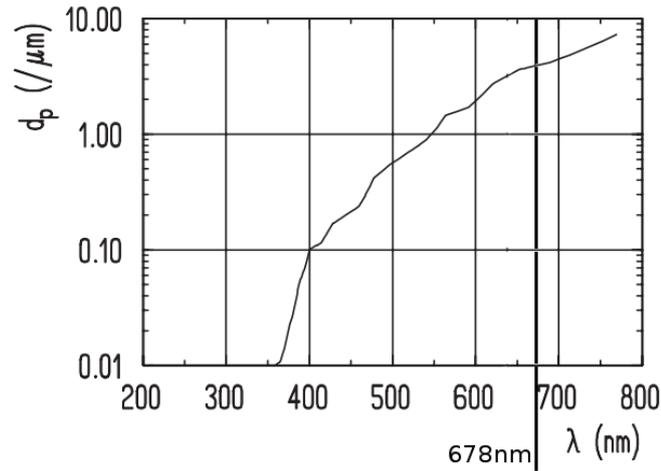


Abbildung 20: Eindringtiefe d_p von Licht in Silizium bei verschiedenen Wellenlängen.

$$T \approx (1 - R_1)e^{-\alpha t} - (1 - R_1)R_1e^{-\alpha t} + (1 - R_1)R_1^2e^{-\alpha 3t} - (1 - R_1)R_1^3e^{-\alpha 3t} + \dots \quad (2.45)$$

Jeder Term dieser unendlichen Reihe gehört zu einem Übergang zwischen den einzelnen Kristallebenen im Silizium. R_1 beschreibt den Übergang zwischen einem unendlich dünnen Luft- und Siliziumstück.

$$R_1 = \frac{(n - 1)^2 + \kappa^2}{(n + 1)^2 + \kappa^2} \quad (2.46)$$

n ist der Realteil des Brechungsindex, κ der Imaginärteil. $\alpha(\text{cm}^{-1})$ ist der Absorptionskoeffizient. Gleichungen 2.44 und 2.45 gelten nur, wenn der Absorptionskoeffizient größer Null ist.

Für einen Laser mit der Wellenlänge von 679 nm bedeutet dies, dass nach 600 μm Silizium ~34% des Lichts reflektiert und ~66% des Lichts absorbiert wurden. Die Transmission in dieser Tiefe ist Null. Der Absorptionskoeffizient beträgt zwischen $\alpha(681 \text{ nm}) = 1,91 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ und $\alpha(674 \text{ nm}) = 2,04 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$.

In Abbildung 20 ist der Verlauf der Eindringtiefe über der Wellenlänge dargestellt. Bei einer Wellenlänge 679 nm kann man davon ausgehen, dass das Licht bei ~4 μm komplett absorbiert wurde.

2.3.2 LADUNGSTRANSPORT

Der Ladungstransport in der Diode ist von grundlegender Bedeutung bei der TCT. Liegt an Halbleitern ein elektrisches Feld an, so driften die Ladungsträger auf Grund des elektrischen Feldes durch die Diode. Diffusion findet ebenso statt, um Konzentrationsunterschiede auszugleichen.

Drift:

Die Driftgeschwindigkeit im elektrischen Feld kann durch

$$v_{\text{Drift}} = \frac{\mu_0 E}{\left(1 + \left(\frac{\mu_0 E}{v_{\text{sat}}}\right)^\beta\right)^{1/\beta}} \quad (2.47)$$

parametrisiert werden. μ_0 ist die Ladungsträgerbeweglichkeit im schwachen elektrischen Feld, v_{sat} ist die Sättigungsdriftgeschwindigkeit, β parametrisiert den Übergang vom schwachen

zum starken elektrischen Feld. Durch Streuung an Phononen und Verunreinigungen werden die Ladungsträger gebremst, so dass sie eine maximal die Sättigungsgeschwindigkeit v_{sat} erreichen.

Diffusion:

Eine ungleiche Ladungsverteilung und eine statistische Verteilung der Teilchenimpulse führen unweigerlich zur Diffusion der Ladungsträger. Der Ladungsträgerfluss \vec{F} der Ladungsträger n wird beschrieben durch die Diffusionsgleichung

$$\vec{F} = -D\vec{\nabla}n \quad (2.48)$$

D ist die Diffusionskonstante. Die Diffusionskonstante und die Mobilität hängen über die Einstein-Gleichung zusammen:

$$D = \frac{k_B T}{Q} \cdot \mu \quad (2.49)$$

Gesamtstromdichte:

Als Gesamtstromdichte erhält man aus Drift und Diffusion

$$\vec{J} = -Q \cdot \mu \cdot n \cdot \vec{E} - Q \cdot D \cdot \vec{\nabla}n \quad (2.50)$$

2.3.3 SIGNALVERLAUF EINER UNBESTRAHLTEN DIODE

Ist die Diode noch unbestrahlt, so ist der Stromverlauf in der Diode einfach zu beschreiben. Es gibt zwei wichtige Fälle zu unterscheiden: Im ersten Fall ist die Diode voll depletiert, im zweiten nur teilweise. Die Unterscheidung dieser Fälle beruht allein auf dem Verhalten des elektrischen Feldes in der Diode, welches für die beiden Fälle unterschiedliche ist.

Voll depletierte Diode

In der voll depletierten Diode fällt die an die Diode angelegte Spannung über dem gesamten Bulk der Diode linear ab. Der Strom durch die Diode wird allgemein beschrieben durch

$$I(t) = Q\vec{E}_W(\vec{r}(t)) \cdot \vec{v}_{Drift}(\vec{r}(t)) \quad (2.51)$$

In der Diode ist das Gewichtungsfeld $\vec{E}_W = -\frac{1}{d}$, wobei d die Dicke der Diode ist. $\vec{r}(t)$ ist die Lösung der Bewegungsgleichung im elektrischen Feld. Gleichung 2.51 vereinfacht sich damit zu

$$I(t) = -Q \cdot \frac{1}{d} \cdot v_{Drift}(t) \quad (2.52)$$

Eine erste Näherung des Signals in einer unbestrahlten Diode erhält man, wenn man eine konstante mittlere Mobilität $\bar{\mu} = \mu \frac{V_{bias}}{d}$ annimmt. Die Driftgeschwindigkeit lässt sich nun schreiben als

$$v_{Drift} = \frac{dx}{dt} = \bar{\mu}E(x=0) \cdot e^{-\frac{\bar{\mu}E_0}{d} \cdot t} \quad (2.53)$$

Setzt man diese Driftgeschwindigkeit in Gleichung 2.52 ein, so erhält man für den Strom

$$I(t) = -\frac{Q}{d} \cdot \bar{\mu}E(x=0) \cdot e^{-\frac{\bar{\mu}E_0}{d} \cdot t} \quad (2.54)$$

Den Signalverlauf einer voll depletierten Diode sieht man in Abbildung 21. Wurden die Ladungsträger in der Diode erzeugt, laufen sie los. Der Strom folgt dann einem zeitlich exponentiellen Abfall. Nach dem Durchqueren der Diode fällt das elektrische Feld schlagartig

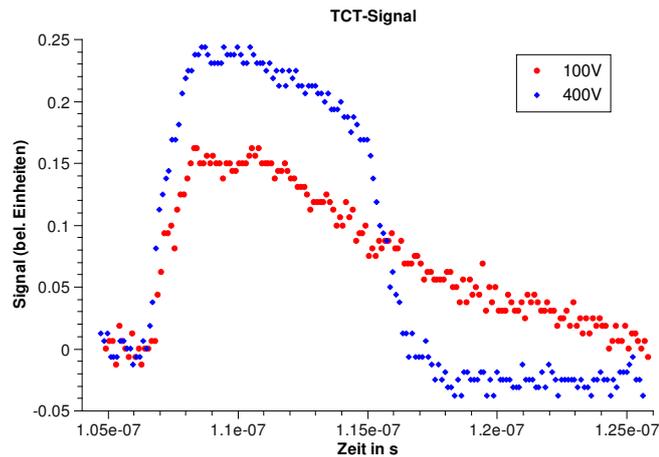


Abbildung 21: TCT-Signal einer Diode ober- und unterhalb der Depletionsspannung von 150V.

ab und damit auch das Signal. Der steile Abfall des Signals kann herangezogen werden, die Depletionsspannung über die TCT zu bestimmen.

Nicht voll depletierte Diode

Das elektrische Feld einer Diode unterhalb der Depletionsspannung erstreckt sich nicht über das gesamte Volumen der Diode. Es fällt von der Seite der anliegenden Spannung linear ab, bis es auf einem konstant niedrigen Wert angekommen ist, der sich über den restlichen Teil der Diode erstreckt.

Das TCT-Signal (Abbildung 21) verhält sich entsprechend: Das anfängliche Signal nimmt mit der Zeit exponentiell ab. Es ist kein steiler Abfall des Signals zu finden.

2.3.4 SIGNALVERLAUF IN EINER BESTRAHLTEN DIODE

Der Stromverlauf in einer bestrahlten Diode stellt sich vollkommen anders dar, als in einer unbestrahlten Diode. Alle Defekte, die durch die schon ausgeführten Strahlenschäden entstanden sind, spielen für den Signalverlauf eine Rolle. Die effektive Dotierkonzentration im Bulk der Diode ändert sich. n-Typ-Dioden sind im Bulk anfänglich n-dotiert. Durch Defekte, die Akzeptor-Charakter haben, sinkt die effektive Dotierkonzentration N_{eff} ab. Dies wirkt sich positiv auf die Depletionsspannung aus, sie sinkt ebenfalls. Nach weiterer Bestrahlung entstehen weitere Defekte, die sich wie eine p-Dotierung verhalten. Die effektive Dotierkonzentration steigt wieder an. Die Depletionsspannung steigt nach einem Minimum bei niedrigster N_{eff} ebenfalls wieder an. Der Änderungsprozess von n-dotiertem Silizium zu solchem, das sich p-dotiert verhält, nennt man Typ-Inversion oder "space charge sign inversion". Das Verhalten einer Diode mit ansteigender Fluenz ist in Abbildung 22 dargestellt.

Auch das elektrische Feld der Diode unterliegt einer Änderung auf Grund der Änderung der Dotierkonzentration. Nach Bestrahlung mit einer hohen Fluenz ($> 10^{14} \frac{n_{eq}}{cm^2}$) erscheinen zwei Peaks im Signalverlauf der TCT. Die effektive Dotierkonzentration hat sich offensichtlich so verändert, dass auf der Seite des n^+ -Kontaktes die effektive Dotierkonzentration noch negativ ist und im Bulk der Diode abfällt. Danach ändert sie ihr Vorzeichen und steigt zum Rand der Diode mit p^+ -Kontakt an (Abb. 24a). Das elektrische Feld fällt entsprechend von den Rändern zur Mitte hin ab (Abb. 24b). Die Modellierung des Effektes beschreiben Eremin et al. in ihrer Veröffentlichung von 2002 [EVL02]. Ein Beispiel einer TCT-Kurve mit Doppel-Peak ist in Abbildung 23 zu sehen.

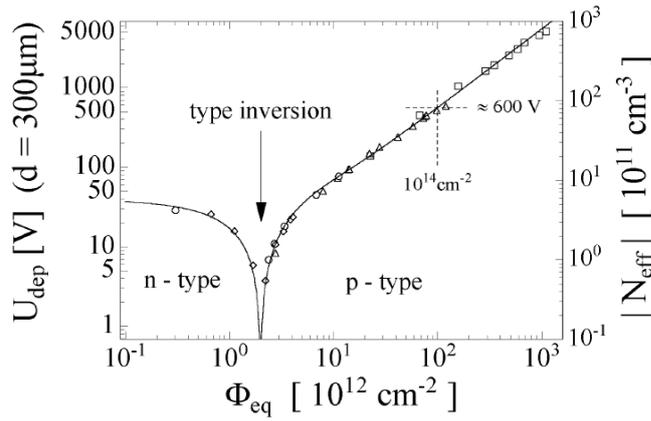


Abbildung 22: Typ-Inversion in Silizium.
 Die effektive Dotierkonzentration sinkt zuerst mit ansteigender Fluenz und steigt danach wieder an.
 Dies hat auch Auswirkungen auf die Depletionsspannung, die sich entsprechend verhält. [Mol99]

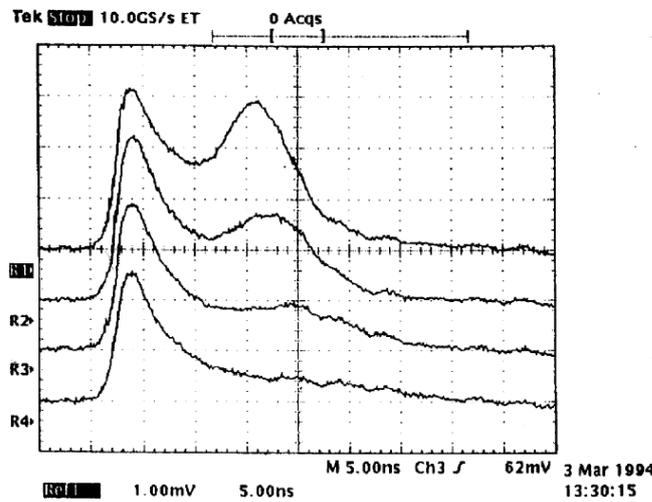


Abbildung 23: TCT-Signal mit einem Doppel-Peak bei unterschiedlichen Temperaturen. Die Diode wurde mit Neutronen zu $F_{eq} = 3,29 \cdot 10^{13} n_{eq}/cm^2$ bestrahlt. [EVL02]

Die Parameter zum Anpassen des elektrischen Feldes können verändert werden und zur Rekonstruktion des E-Feldes in einer bestrahlten Diode herangezogen werden. Dies wird in Kapitel 7.1.3 näher erläutert.

2.3.5 TRAPPING-ZEIT

Nicht nur die effektive Dotierkonzentration und das elektrische Feld unterliegen Änderungen nach Bestrahlung. Durch Defekte können Ladungsträger kurzzeitig eingefangen werden. Sind sie länger gefangen, als die Signallaufzeit, so sind sie für das Signal verloren. Das Einfangen

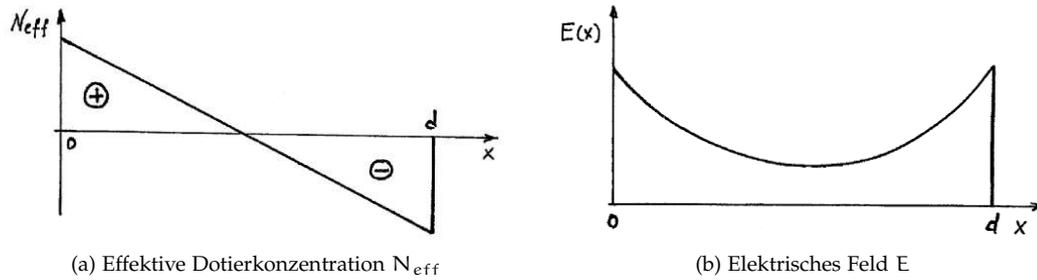


Abbildung 24: Modell zur Erklärung des Doppel-Peaks in bestrahlten Dioden [EVL02].
 Der n^+ -Kontakt befindet sich auf der rechten Seite, der p^+ -Kontakt auf der linken Seite.

der Ladungsträger durch Defekte nennt man Trapping². Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ladungsträger eingefangen wird steigt mit der Anzahl der Defekte. Sie ist parametrisiert durch

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \sum_i N_i (1 - p_i^{e,h}) \sigma_{i,e,h} v_{\text{Drift},e,h} \quad (2.55)$$

N_i ist die Konzentration der Defekte, die für den Einfang eines Ladungsträger verantwortlich sind. p_i ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass der Defekt schon besetzt ist. v_{Drift} ist Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger und σ_i der Wirkungsquerschnitt für den Einfang eines Elektrons oder Lochs. Die Summe läuft über alle Defekte i .

Wie in Kapitel 2.3.3 beschrieben ist nach Ramos Theorem der Strom durch die Diode

$$I(t) = e \cdot N_{e,h}(t) \frac{1}{d} v_{\text{Drift},e,h} \quad (2.56)$$

Q wurde durch $e \cdot N_{e,h}(t)$ ersetzt, wobei e die Elementarladung ist und $N_{e,h}(t)$ die Anzahl an driftenden Ladungsträgern widerspiegelt. Durch das Trapping nimmt die Anzahl der Ladungsträger, die zum Strom beitragen, ab:

$$N_{e,h}(t) = N_{e,h}(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{\text{eff},e,h}}} \quad (2.57)$$

Mit der Zeit nimmt also der Strom durch die Diode ab.

$$I = I(t=0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{\text{eff},e,h}}} \quad (2.58)$$

Durch diesen Umstand ist die Trappingzeit einer der wichtigsten Parameter, die für das Signal eine Rolle spielen. Sie charakterisiert die Qualität der Dioden und hängt unmittelbar mit der Ladungssammlungseffizienz zusammen, die im nächsten Kapitel behandelt wird.

Auf Methoden, die Trappingzeit aus Messdaten zu ermitteln, wird in den Kapiteln 5.1.1 und 5.1.2 näher eingegangen.

2.3.6 LADUNGSSAMMLUNGSEFFIZIENZ

Die Ladungssammlungseffizienz ist ein weiterer Parameter, der die Güte einer Diode nach Bestrahlung wiedergibt. Sie gibt an, wieviel Prozent der Ladung, die in einer unbestrahlten Diode oberhalb der Depletionsspannung gesammelt wurde, in der bestrahlten noch wahrgenommen wird:

$$\text{CCE} = \frac{\int I_{\text{bestrahlt}}}{\int I_{\text{unbestrahlt}}} \quad (2.59)$$

² Trap: engl. Falle

CCE steht für *Charge Collection Efficiency*, zu deutsch Ladungssammlungseffizienz. Die Ladungssammlungseffizienz wird im Normalfall mit MIPs bestimmt, ebenso kann man einen infraroten Laser verwenden, der das Silizium durchdringen kann. Die Ladungssammlungseffizienz nimmt bis zur Depletionsspannung der Diode kontinuierlich zu. Oberhalb der Depletionsspannung geht die gesammelte Ladung für unbestrahlte Diode in Sättigung. Bei bestrahlten Dioden steigt sie hingegen weiter an, da ein höheres elektrisches Feld eine größere Driftgeschwindigkeit zur Folge hat und die Ladungsträger nicht mehr so schnell eingefangen werden können. Das Trapping wird also mit höherer Spannung verringert. Bestrahlte Sensoren werden deshalb auch bei einer höheren Spannung betrieben, soweit es der Leckstrom zulässt.

Die Ladungssammlungseffizienz bei bestrahlten Dioden und Sensoren nimmt im Vergleich zu unbestrahlten ab. Da die Ladungsträger auf ihrem Weg durch die Diode eingefangen werden (Trappingzeit, siehe vorheriges Kapitel), liegt es nahe, dass dünnere Dioden einen prozentual höheren Anteil der Ladung sammeln können als dicke. Dies wird in einer Studie und einigen Simulation von Petasecca et al. [PMP05] bestätigt.

Hoch bestrahlte Dioden verhalten sich je nach Sauerstoffanteil und Fertigung anders. Eine Abschätzung, wie viel Ladung bei sehr hohen Fluenzen ($\approx 1 \cdot 10^{16} \frac{\text{n.e.g.}}{\text{cm}^2}$) noch gesammelt werden kann geben Casse et al. für p-Typ-Sensoren [CAG⁺04]. Da die Ladungssammlung bei p-Typ-Sensoren gut ausfällt, ist das p-Typ-Material für die Sensoren im Upgrade des CMS-Trackers vorgesehen. p-Typ Magnetic-Czochralski-Dioden werden auch in dieser Arbeit untersucht.

Teil II

VORBEREITUNGEN UND AUFBAU

3.1 DIE BESTRAHLUNG DER SILIZIUMDIODEN

In dieser Arbeit wurden zwanzig Magnetic-Czochralski-Dioden einer gemischten Bestrahlung unterzogen. Die Dioden wurden am HIP (Helsinki Institute of Physics) gefertigt. Zehn dieser Dioden sind im Bulk n-dotiert, die anderen zehn p-dotiert. Nach der Bestrahlung erwartet man ein unterschiedliches Verhalten der beiden Typen. Die p-Typ-Dioden sind weiter untergliedert in zwei Arten, die auf verschiedene Weise gefertigt wurden.

Fünf Dioden wurden mit der p-spray-Technik hergestellt: Eine mittlere Dotierkonzentration an Akzeptoratomen wird gleichmäßig über dem gesamten Bulk des Sensors verteilt. Die n^+ -Auslese wird auf dem Substrat aufgebracht. Diese Dioden werden im Folgenden mit MCz-p_XXX_spray gekennzeichnet. Die Dotierkonzentration beträgt $c_{\text{spray}} = 3 \cdot 10^{12}/\text{cm}^2$.

Die anderen fünf Dioden wurden mit einer Kombination aus der p-spray- und p-stop-Technik hergestellt, der moderierten p-spray-Technik. Zwischen Schutzring und Auslesefläche der Diode wird zusätzlich zur gleichmäßig verteilten Dotierkonzentration (p-spray) eine hohe Konzentration an Akzeptoratomen eingebracht. Die Dotierkonzentration der beiden Implantate beträgt $c_{\text{stop}} = 1 \cdot 10^{15}/\text{cm}^2$ und $c_{\text{spray}} = 5 \cdot 10^{12}/\text{cm}^2$ [Har]. Es wird auf diese Dioden mit MCz-p_XXX_stop verwiesen.

Die p-spray-Technologie ist recht einfach anzuwenden. Bestrahlte Sensoren aus dieser Fertigung zeigen ein besseres Verhalten als Sensoren, die nur p-stop-Implantate haben. Allerdings muss die Dotierkonzentration sehr genau abgestimmt werden. Abweichungen wirken sich nachteilig bei der Fertigung von Wafern aus. Verwendet man aber p-spray zusammen mit p-stop, so wirkt die Schicht p-spray den Feldspitzen des p-stop-Implantats entgegen. Die p-stop-Schicht zwischen der aktiven Fläche und dem Schutzring ist aber ein besserer Isolator als die p-spray-Fläche. Dies äußert sich in einer höheren Durchbruchspannung des Sensors [PFC⁺07].

Durch die Bezeichnung der Dioden im Format <Material>-<Typ>-<Fluenz>-<Merkmal> ist sofort ersichtlich, aus welchem Material die Dioden hergestellt wurden, ob sie p- oder n-Typ sind und mit welcher Fluenz sie bestrahlt wurden. Ein "N" hinter der Fluenz zeigt an, dass diese Diode nur mit Neutronen bestrahlt wurde. Zur Unterscheidung gleichartiger Dioden wird ein Merkmal der Diode angehängt, im Fall der p-Typ-Dioden die Fertigungsart. Bei den n-Typ-Dioden unterscheidet nur der Buchstabe A oder B zwischen zwei gleichartigen Dioden.

Da insgesamt fünf unterschiedliche Fluenzen ausgewählt wurden, werden zum Vergleich immer zwei Dioden des gleichen Typs mit der gleichen Fluenz bestrahlt. Das Mischungsverhältnis von Protonen zu Neutronen wurde zuvor berechnet. Die erwarteten Teilchenfluenzen und das Verhältnis von geladenen Hadronen zu Neutronen im zukünftigen CMS-Tracker nach dem Upgrade findet man in Abbildung 25. Die Einordnung der Dioden zu verschiedenen Radien auf Grund der bestrahlten Fluenz ist in Abbildung 26 zu sehen.

Die Bestrahlung erfolgte in zwei Schritten: zuerst wurden die Dioden mit Neutronen bestrahlt. Danach wurde entsprechend die Protonen-Fluenz angepasst, da die Protonenbestrahlung genauer regelbar ist. Auf alle angegebenen Werte ist ein Fehler von mindestens 10% anzurechnen, da keine Methode zur genaueren Bestimmung der Fluenz zu Verfügung stand.

3.1.1 BESTRAHLUNG MIT NEUTRONEN

Die Bestrahlung der Sensoren und Dioden mit Neutronen fand am Zyklotron in Louvain-La-Neuve statt. Dazu werden im dortigen Zyklotron Deuteronen beschleunigt, die bei Beschuss eines Targets Neutronen erzeugen. Der Deuteronen-Strahl wird dabei aus dem Zyklotron um-

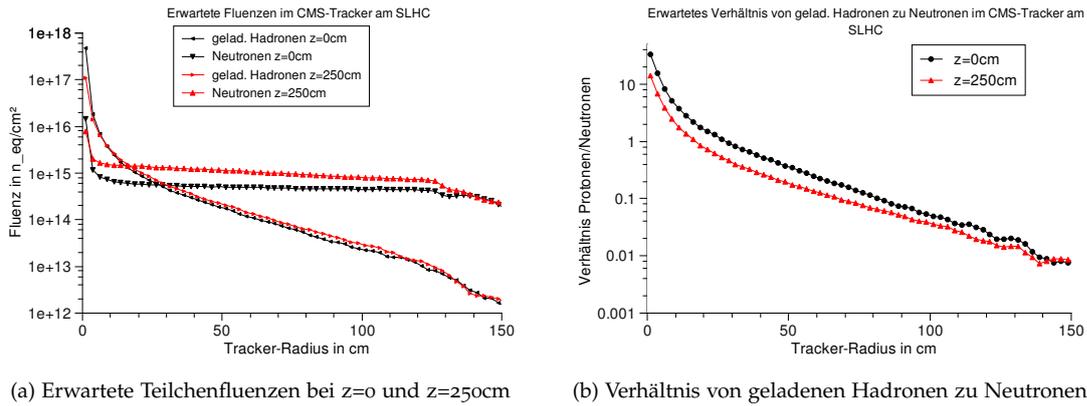


Abbildung 25: Erwartete Fluenzen nach dem Upgrade des LHC im CMS-Tracker.

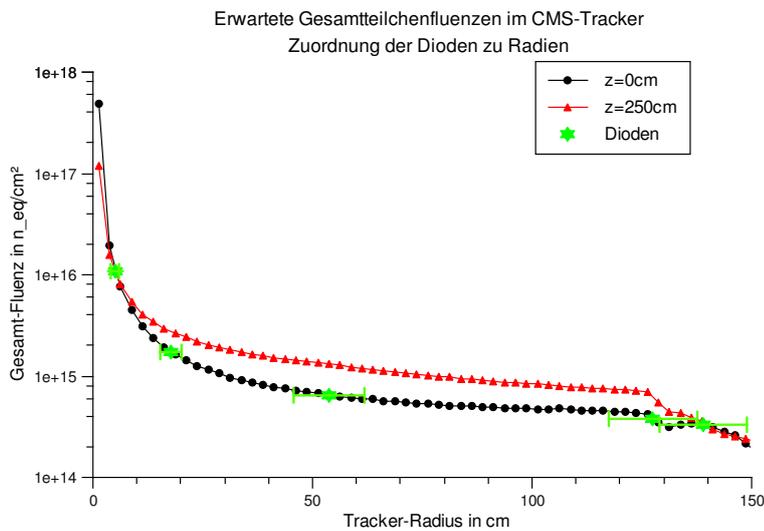
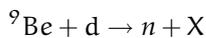


Abbildung 26: Einordnung der Dioden zu Radien im zukünftigen CMS-Tracker nach Fluenzen

gelenkt in ein Strahlrohr, an dessen Ende der Strahl einen Titan-Kollimator durchquert und dann auf ein Edelstahlfenster trifft bevor er auf das Beryllium-Target auftrifft. Es entstehen dabei Neutronen mit der Energie von 20-80 MeV nach der Reaktion



Der Wirkungsquerschnitt mit dem Beryllium-Target bei 0°C ist $20,5 \pm 0,5 \frac{\text{mb}}{\text{sr}}$ [BLL+78].

Je nachdem, welche Fluenzen man erreichen möchte, kann man nun die Sensoren im passenden Abstand zum Target anbringen. Ein Verschieben oder Auswechseln der Sensoren ist aus Gründen des Strahlenschutzes und der langen Bestrahlungszeit von ca. 24 Stunden nicht möglich.

3.1.1.1 Bestimmung der Fluenz über Dosimeter und Strahlbeschaffenheit

Um die bestrahlte Dosis ungefähr beobachten zu können, werden auf den Bestrahlungsstrukturen an vier Punkten Alaninproben (Alanin-Dosimeter von Bruker) angebracht. Durch Bestrahlung bildet die Aminosäure Alanin ein freies Radikal, welches mittels Elektronenspin-Resonanz nachgewiesen wird. Je nach Konzentration, d.h. Ausschlag der Amplitude des Radikals in der

Diode	Fluenz(n) $\frac{n_{eq}}{cm^2}$	Fluenz(p) $\frac{n_{eq}}{cm^2}$	F _{gesamt} $\frac{n_{eq}}{cm^2}$
MCz-n_108-A	$8,1 \cdot 10^{14}$	$1,0 \cdot 10^{16}$	$1,08 \cdot 10^{16}$
MCz-n_108-B	$8,9 \cdot 10^{14}$	$1,0 \cdot 10^{16}$	$1,09 \cdot 10^{16}$
MCz-n_17-A	$4,4 \cdot 10^{14}$	$1,3 \cdot 10^{15}$	$1,74 \cdot 10^{15}$
MCz-n_17-B	$4,7 \cdot 10^{14}$	$1,3 \cdot 10^{15}$	$1,77 \cdot 10^{15}$
MCz-n_6-A	$3,6 \cdot 10^{14}$	$2,9 \cdot 10^{14}$	$6,5 \cdot 10^{14}$
MCz-n_6-B	$3,9 \cdot 10^{14}$	$2,9 \cdot 10^{14}$	$6,8 \cdot 10^{14}$
MCz-n_4-A	$3,3 \cdot 10^{14}$	$6,8 \cdot 10^{13}$	$3,9 \cdot 10^{14}$
MCz-n_4-B	$3,0 \cdot 10^{14}$	$6,8 \cdot 10^{13}$	$3,7 \cdot 10^{14}$
MCz-n_3N-A	$3,2 \cdot 10^{14}$	-	$3,2 \cdot 10^{14}$
MCz-n_3N-B	$3,5 \cdot 10^{14}$	-	$3,5 \cdot 10^{14}$
MCz-p_108_stop	$7,4 \cdot 10^{14}$	$1,0 \cdot 10^{16}$	$1,08 \cdot 10^{16}$
MCz-p_108_spray	$8,4 \cdot 10^{14}$	$1,0 \cdot 10^{16}$	$1,08 \cdot 10^{16}$
MCz-p_17_stop	$4,5 \cdot 10^{14}$	$1,3 \cdot 10^{15}$	$1,75 \cdot 10^{15}$
MCz-p_17_spray	$4,4 \cdot 10^{14}$	$1,3 \cdot 10^{15}$	$1,74 \cdot 10^{15}$
MCz-p_6_stop	$3,4 \cdot 10^{14}$	$2,9 \cdot 10^{14}$	$6,3 \cdot 10^{14}$
MCz-p_6_spray	$3,7 \cdot 10^{14}$	$2,9 \cdot 10^{14}$	$6,6 \cdot 10^{14}$
MCz-p_4_stop	$3,2 \cdot 10^{14}$	$6,8 \cdot 10^{13}$	$3,9 \cdot 10^{14}$
MCz-p_4_spray	$3,1 \cdot 10^{14}$	$6,8 \cdot 10^{13}$	$3,7 \cdot 10^{14}$
MCz-p_3N_stop	$3,4 \cdot 10^{14}$	-	$3,4 \cdot 10^{14}$
MCz-p_3N_spray	$3,2 \cdot 10^{14}$	-	$3,2 \cdot 10^{14}$

Tabelle 1: Übersicht über die bestrahlten Dioden.

Elektronenspinresonanzmessung, kann man dann auf die eingestrahlte Dosis und somit auf die Fluenz an diesem Punkt schließen.

Die Fluenzen der gemischten Bestrahlungsstudie orientieren sich an den erwarteten Fluenzen im CMS-Tracker nach dem Upgrade des LHC. Die gewünschten Fluenzen wurden dann für die Neutronenquelle in Louvain-La-Neuve über den Strom im Zyklotron bestimmt. Der Neutronenstrahl ist allerdings nur in einem beschränkten Ortsraum homogen. Bei der Bestrahlung von größeren Flächen muss man sich deswegen weiter vom Target entfernen. Die Fluenz sinkt aber natürlich mit größerem Abstand vom Target, eine längere Bestrahlungszeit wäre nötig.

Vom Zentrum der Strahlachse fällt die Intensität immer weiter ab. In Abbildung 28a ist schematisch das 3D-Strahlprofil dargestellt, das zweidimensionale Profil in Abbildung 28b kann herangezogen werden, um aus den Fluenzen der Alanin-Dosimeter die Fluenzen in der Mitte des Strahls zu errechnen. Die Dosimeter waren bei der Bestrahlung jeweils zwei Zentimeter in x- bzw. y-Richtung vom Mittelpunkt des Strahls entfernt. Für die Dioden selbst gelten die Fluenzen, die aus den Dosimetern bestimmt wurden, da diese direkt auf den Dioden angebracht waren.

3.1.2 BESTRAHLUNG MIT PROTONEN

Der zweite Schritt der Bestrahlung, die Protonenbestrahlung, fand am Zyklotron der ZAG (Zyklotron AG) am Forschungszentrum Karlsruhe statt.

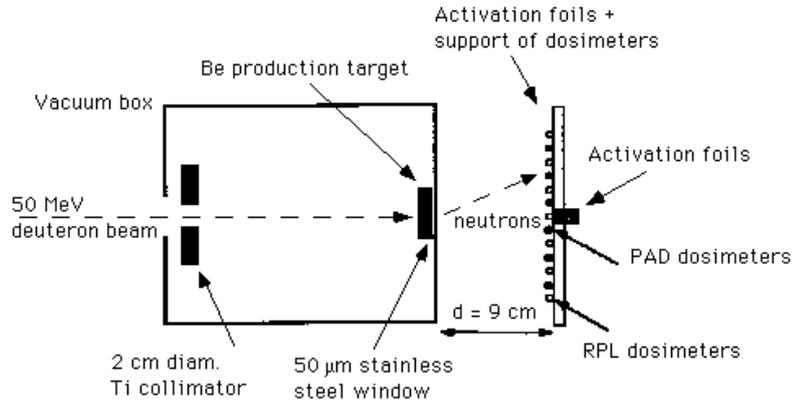
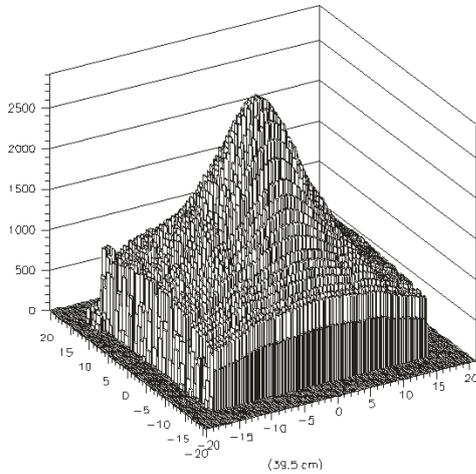
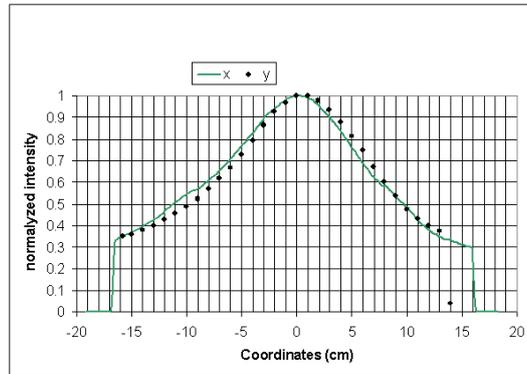


Abbildung 27: Neutronenproduktion am Zyklotron in Louvain-La-Neuve mit einem Beryllium-Target [BBD⁺o2].

Mit den Folien und Dosimetern auf der rechten Seite wurde die Strahlbeschaffenheit ausgemessen, waren bei dieser Bestrahlung aber nicht im Strahlverlauf.



(a) 3D-Darstellung der Intensität des Neutronenstrahls



(b) 2D-Strahlquerschnitt

Abbildung 28: Intensität des Neutronenstrahls am Zyklotron in LLN in 39cm Entfernung vom Target in Abhängigkeit vom Abstand von der Strahlachse [BBD⁺o2]

Dieses beschleunigt negative Wasserstoffionen auf einer Spiralbahn im Magnetfeld. Durch die größere Geschwindigkeit wird der Radius der Bahn immer größer. Besitzen die Ionen genug Energie, werden die Elektronen an einer Folie abgestreift. Die nun positiv geladenen Ionen bewegen sich im Magnetfeld in die entgegengesetzte Richtung und treten aus dem Zyklotron aus.

Nach der Austrittsöffnung befindet sich in 50cm Entfernung eine Kühlbox mit Eintrittsfenster, in der die zu bestrahlenden Strukturen auf einem Aluminiumrahmen befestigt werden. Der Protonenstrahl des Zyklotrons hat nur einen Durchmesser von ca. 8mm. Um die gesamte Fläche der Strukturen zu bestrahlen, wird die Kühlbox mit den Strukturen so verfahren, dass diese zeilenweise bestrahlt werden.

Das Zyklotron liefert 25MeV-Protonen mit einem Härtefaktor von 1,85. Die Fluenz wird nachträglich mit Hilfe von Nickelfolien überprüft. Wird Nickel (⁵⁸Ni) von einem Proton getroffen so entsteht das Nickelisotop ⁵⁷Ni. Dieses zerfällt mit einer Halbwertszeit von ~36h und emittiert ein Photon, welches mittels Szintillator detektiert werden kann.

3.2 QUALITÄTSKONTROLLE

Einen ersten Einblick in die Qualität der Dioden vor und nach der Bestrahlung liefern die Strom-Spannungs-Kurven(IV) sowie die Kapazitäts-Spannungs-Kurven (CV). Diese Diodenkennlinien wurden vor der Bestrahlung, nach der Bestrahlung mit Neutronen und nach der weiteren Bestrahlung mit Protonen an der Teststation in Karlsruhe aufgenommen und für die weitere Verarbeitung und schnellen Zugriff in einer Datenbank gespeichert.

3.2.1 DIE KARLSRUHER TESTSTATION

Der Aufbau der Teststation gliedert sich in zwei Teile:

In einem Metallgehäuse sind alle empfindlichen Messvorrichtungen untergebracht. Das Gehäuse dient als Schutz vor elektromagnetischer Einwirkung von außen und verhindert die Einstrahlung von Licht. Es ist von innen schwarz ausgekleidet und verhindert somit störende Lichtreflexe auf der Probe. Eine Trockenluftzufuhr ermöglicht das Arbeiten bei einer konstanten Luftfeuchte von ca. 5% und damit das Kühlen der Probe auch unter 0°C ohne Eisbildung. Ein Plexiglasschott verhindert beim Öffnen des Gehäuses das Einströmen von Raumluft und hält damit die Luftfeuchte auch beim Tätigen von Einstellungen in der Box auf einem niedrigen Niveau. Im Gehäuse befindet sich ein Verfahrtsch mit einem montierten Jig¹, auf den die Probe gelegt wird. Die Probe wird mit einer Vakuum-Ansaugvorrichtung auf dem Jig festgehalten und kann dann mit Hilfe von Peltierelementen auf einer konstanten Temperatur zwischen -30°C und $+60^{\circ}\text{C}$ gehalten werden. Über dem Verfahrtsch befindet sich ein Mikroskop mit Kamera, um die Kontaktnadeln auf die Probe zu setzen, deren Strukturen in der Größenordnung von $100\mu\text{m}$ liegen. Diese *Probenadeln* zur Messung von IV- und CV-Kurven sind an Mikromanipulatoren angebracht, welche ebenfalls durch eine Vakuum-Ansaugvorrichtung auf einer am Jig angebrachten Aluminiumplatte festgehalten werden. Durch eine Relais-Box werden die Nadeln mit dem jeweils aktiven Messgerät verschaltet.

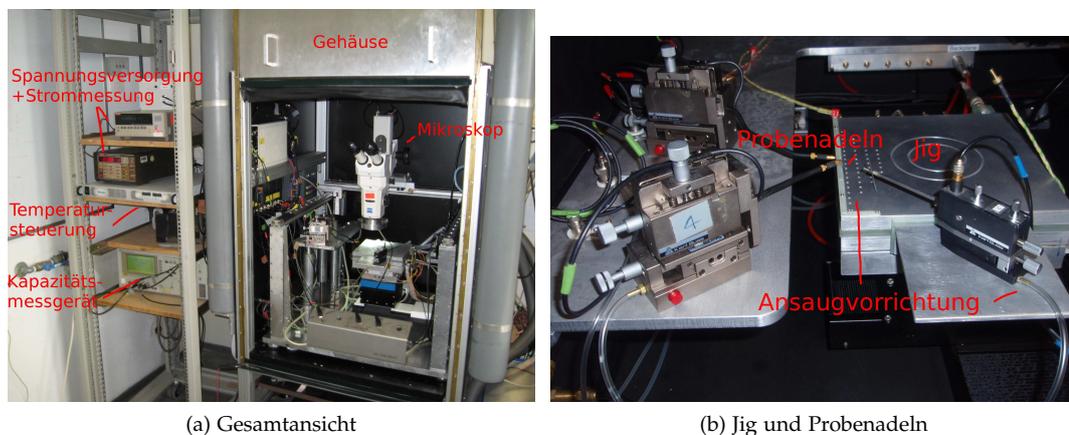


Abbildung 29: Die Teststation am IEKP in Karlsruhe

Alle Versorgungs- und Messgeräte befinden sich außerhalb des Metallgehäuses. Ein Auslesecomputer übernimmt die Steuerung des Verfahrtsch, die Temperaturkontrolle des Jigs und das Auslesen der Messwerte von den Messinstrumenten. Die Software zur Steuerung und zur Aufnahme von Messdaten an der Teststation ist in *LabView* geschrieben. Als Geräte kommen ein Keithley 6517A als Spannungsversorgung und gleichzeitig als Strommessgerät, ein TDK-Lambda Gen20-38 zur steuerbaren Stromversorgung der Peltierelemente und ein LCR4284A zur Messung der Kapazität zum Einsatz. Abbildung 29 zeigt eine Gesamtansicht der Teststation sowie einen genaueren Blick auf den Jig und die Probenadeln.

1

3.2.2 IV-/CV-MESSUNGEN AN DER TESTSTATION

Der Leckstrom der Dioden wird mit einer Strom-Spannungs-Kennlinie(IV) in der Teststation gemessen. Dafür liegt die Diode mit ihrer Rückseite auf dem Jig an Hochspannung. Die Bias-Nadel wird auf den Diodenkontakt auf der Oberseite gesetzt und führt über das Keithley 6517A nach Ground. Die Diode wird gegen einen frühen Durchbruch gesichert, indem der Schutzring der Diode ebenfalls mit einer Kontaktnadel auf Ground gelegt wird.

Die Kapazitäts-Spannungs-Messung(CV) wird mit dem LCR4284A durchgeführt. Dieses registriert Phasenverschiebungen zwischen angelegter Wechselspannung und induziertem Strom in der Diode durch eine Vierpolmessung [Fre04]. Eine Relaisstation sorgt dafür, dass IV- und CV-Messungen in einer Sperrspannungsrampe aufgenommen werden können.

Alle im Rahmen dieser Arbeit geprüften Dioden sind passiviert, d.h. auf der Oberseite der Diode befindet sich eine Schutzschicht. Für eine erfolgreiche Messung müssen die Probenadeln auf die dafür vorgesehenen Kontakte positioniert werden. Die p-Typ-Dioden haben zwei Schutzringe um den Diodenkontakt, von denen der erste p^+ -implantiert ist und deswegen auf fast dem gleichen Potential liegt wie die Rückseite der Diode. Um keinen Kurzschluss zu produzieren wird also der äußere der beiden Schutzringe (n^+ -Implantat) kontaktiert (siehe Abbildung 30).

Die Messungen an den unbestrahlten Dioden wurde bei Raumtemperatur (21-22°C) durchgeführt. Um die bestrahlten Dioden vollständig messen zu können, wurden diese auf Grund des höheren Leckstroms auf -20°C gekühlt.

Als Frequenz zur Messung der CV-Kurve wurde 1kHz verwendet. Mit dieser Frequenz aufgenommene Messdaten lieferten wesentlich bessere Ergebnisse als die von der RD-50-Gruppe [RD5] festgesetzte Standard-Frequenz zur CV-Messung von 10kHz [RD503]. Auch andere Messungen [CCS01][CCS02] zeigen, dass die Frequenz der Temperatur bei der Messung angepasst werden sollte, um stimmige Ergebnisse zu erzielen. Mit Hilfe der Anpassung der Frequenz zusammen mit der Betrachtung der mittleren Ladungssammlung lassen sich realistische Abschätzungen allein auf Basis der CV-Daten machen [PSB⁺07].

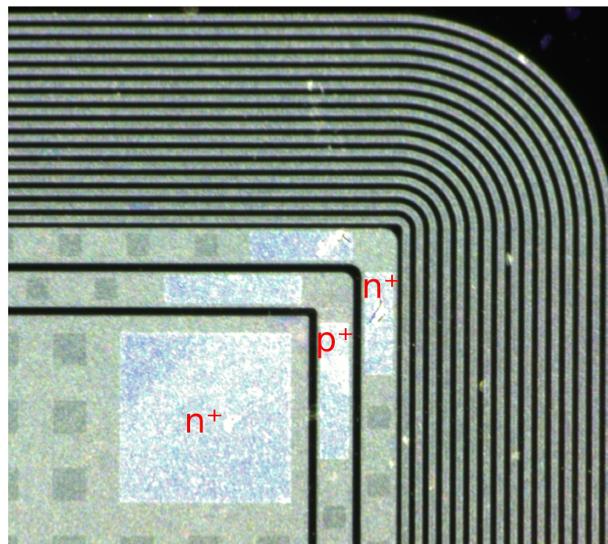


Abbildung 30: Ausschnitt einer Ecker einer p-Typ-Diode:

Es sind außer dem Kontakt an der Diode selbst noch die Kontakte auf den zwei Schutzringen zu sehen; nur der äußere Ring wird als zusätzlicher Durchbruchschutz kontaktiert. Die kleineren Ringe weiter außen bleiben unkontaktiert.

3.2.2.1 Bestimmung der Depletionsspannung

Die Depletionsspannung² der Dioden, die im weiteren auch wichtig für die Auswertung des TCT-Pulses ist, wurde mittels der CV-Kurven bestimmt. Erhöht man die an der Diode anliegende Spannung, so sinkt die Kapazität der Diode so lange, bis sie in Sättigung übergeht, da keine Ladungsträger mehr im pn-Übergang abgezogen werden können. Dieses Verhalten ist näherungsweise vergleichbar mit einem Plattenkondensator (siehe Kapitel 2.1.3). Trägt man $\frac{1}{C^2}$ über der Spannung auf, ergeben sich zwei lineare Bereiche: der Bereich der Sättigung und zweiter Bereich, der sich unterhalb der Depletionsspannung im Anstieg der Kurve befindet. Legt man jeweils eine Gerade durch diese beiden Bereiche, so kann man die Depletionsspannung am Schnittpunkt der beiden Geraden ablesen. Dieses Vorgehen ist in Abbildung 31 demonstriert. Die Depletionsspannungen für die Schritte vor und nach der Bestrahlung sind bei den Ergebnissen in Tabelle 2 und 4 zu finden. Die Bestimmung der Depletionsspannung auf diese Weise zieht einen üblichen Fehler von etwa $\pm 10\text{V}$ nach sich, der auf alle angegebenen Werte gilt.

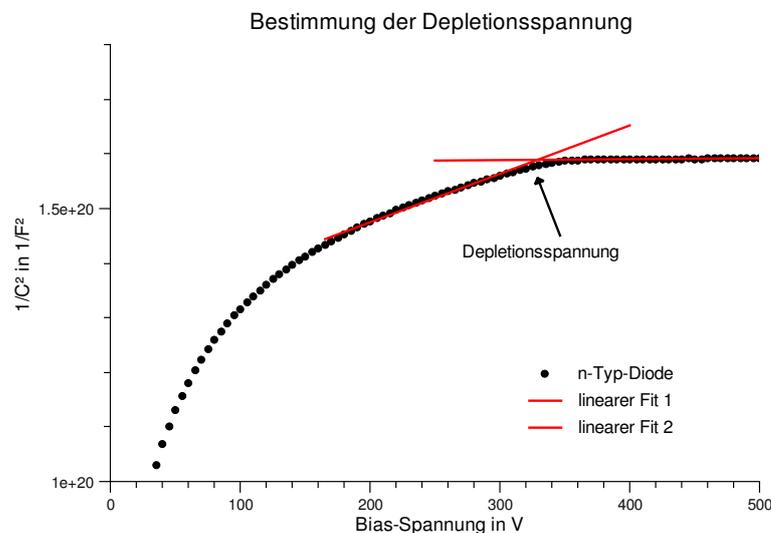


Abbildung 31: CV-Kurve in der Auftragung $1/C^2$ über U .

An die sich linear verhaltenden Bereiche wurde jeweils eine Gerade angepasst. Der Schnittpunkt dieser Geraden ergibt die Depletionsspannung der Diode an.

3.2.3 NUTZUNG EINER DATENBANK FÜR DIE TESTSTATION UND ZUR AUSWERTUNG

Im Zuge der Entwicklung einer neuen Teststation [Hof08] [Erf09] wurde die Anbindung der Auslesesoftware an eine Datenbank entwickelt. Die Datenbankanbindung wurde zur Software der aktuellen Messstation nicht hinzugefügt, wird jedoch in der neuen Software zur neuen Teststation integriert sein. Ziel im Zusammenhang mit der Nutzung einer Datenbank ist die zentrale, platzsparende Speicherung, ein einfaches Backup-Management und der Zugriff über eine einfach zu bedienende Web-Oberfläche zur einfachen Auswertung der gemessenen Daten.

3.2.3.1 Die Datenbank

Als Datenbank kommt eine auf dem Server des IEKP installierte MySQL-Datenbank v5.0.18 zum Einsatz. Die Verwaltung geschieht über *phpMyAdmin*, eine webbasierte Oberfläche, über

² Die Spannung, die nötig ist, die Diode komplett an Ladungsträgern zu verarmen

die sich alle nötigen Einstellungen tätigen lassen. In der Datenbank "probe" wurden nach dem Normalisierungsverfahren drei Tabellen zum Speichern der Daten angelegt. Das Normalisierungsverfahren beschreibt eine Methode, die abzuspeichernden Informationen so zu zerlegen, dass möglichst wenige Daten doppelt gespeichert werden müssen, die eindeutigen Relationen der Daten zueinander aber erhalten werden [Schoo]. Die aufgeteilten Informationen werden dann in Tabellen gegliedert.

Die erste der drei Tabellen ("name") enthält die Zuordnung von Proben zu ihren Projekten. Die zweite Tabelle ("parameter") enthält alle Informationen zu einer bestimmten Messung. Als Daten werden hierin abgespeichert:

- Name der Probe ("name")
- Eindeutige Identifikationsnummer der Messung("meas_id"). Diese wird beim Abspeichern der Daten von der Datenbank automatisch inkrementell vergeben.
- X- und Y-Parameter ("paraX","paraY"). Diese werden je nach Messung vergeben.
- Datum der Messung ("date")
- Nummer des Messstation ("station")
- Durchschnittstemperatur dieser Messung ("temperature")
- Relative Luftfeuchte ("RH")
- Strom durch die LED-Beleuchtung während der Messung ("LEDcurrent")
- Der durchführende Benutzer ("author")
- Informationen über die Probe:
 - Bestrahlungsart ("irradiated"): Wurde die Probe bestrahlt? Wenn ja, mit welchen Teilchen (Protonen, Neutronen, beides)?
 - Bestrahlte Fluenz ("fluence"): Mit dieser Fluenz wurde die Probe bestrahlt.
 - Annealingzeit ("annealingtime"): So lange ließ man die Probe bei Raumtemperatur die Strahlenschäden ausheilen.

In der dritten Tabelle ("data") werden dann die eigentlichen Messdaten in zwei Spalten gesichert. In einer dritten und vierten Spalte können zusätzlich Luftfeuchte und Temperatur zu jedem Messwert abgespeichert werden. Die Zuordnung der Messwerte zu den Einstellungen erfolgt über die Spalte "meas_id".

3.2.3.2 Speicher-VI

Das Programm zum Speichern der Messwerte in der Datenbank wurde, wie die Software der Teststation, in LabView geschrieben. Somit lässt sie sich einfach in die Software für die neue Teststation integrieren und als Unterprogramm aufrufen. LabView unterstützt die Kommunikation mit einer SQL-Datenbank nicht von sich aus. Da die Software auf einem Windows-Computer läuft, wurde die frei zugängliche *LabView SQL Collection* [JEF09] verwendet. Diese benutzt die *ADO Object Collection* von Microsoft, welche eine Active-X-Klasse darstellt und in Windows XP standardmäßig installiert ist. Diese Active-X-Klasse benötigt zur Kommunikation mit der Datenbank zusätzlich die *Open Database Connectivity*(ODBC). Hier wird MySQL

Connector/ODBC 3.51 [ODB] verwendet. Dieses Programm sendet und empfängt alle Informationen der Datenbank und leitet sie auf Anfrage an die entsprechenden Programme weiter. Mit dem *MySQL Connector* können mehrere Tabellen der Datenbank angesprochen werden. Für eine eindeutige Identifizierung werden individuelle Zugriffsnamen vergeben. Diese werden beim Initialisieren des Datenbankzugriffs in LabView als "DSN=<Zugriffsname>"-Zeichenfolge übergeben.

3.2.3.3 Web-Oberfläche

Die Oberfläche zum Abruf der Daten liegt auf dem internen Server des IEKP und basiert auf AJAX³. Bei der Konzeption ging es um eine übersichtliche Darstellung der Projekte und Proben, eine einfache Suche und eine schnelle Vorschau der Messergebnisse direkt im Browser. Ein Abspeichern der Daten in Dateien ist ebenfalls möglich.

Der Vorteil in der Nutzung einer AJAX-basierten Oberfläche besteht darin, dass nicht wie bei üblichen HTML-Seiten über Links navigiert werden muss. Vielmehr hat man eine statische HTML-Oberfläche mit dynamischen Elementen zur Anzeige und zur Auswahl. Diese Bereiche werden je nach Aktion aktualisiert.

Das Grundgerüst des Projekts besteht aus der vom Nutzer aufgerufenen HTML-Seite "probe.html", einer Javascript-Datei ("project.js"), in der alle nutzbaren Funktionen abgebildet sind und mehreren PHP-Dateien, die je nach auszuführender Funktion aufgerufen werden.

Im ersten dynamischen Bereich werden sofort nach Aufruf der HTML-Seite die Projekte mit ihren zugehörigen Proben geladen. Hier erfolgt die weitere Auswahl für den Benutzer. Wird eine Probe ausgewählt, erscheinen alle Messungen, die zu dieser Probe gemacht wurden, in einer Tabelle in einem zweiten dynamischen Bereich. Weitere Proben können durch Auswahl hinzugefügt werden.

Ähnliche Funktionalität bietet die Suche: Der Benutzer kann in allen zur Verfügung stehenden Proben suchen. Die Suchfunktion berücksichtigt dabei die Felder Probenname, Datum der Messung, Operator, X- und Y-Parameter der jeweiligen Messung. Die Ergebnisse werden nach jeder Eingabe für eine schnelle Übersicht sofort aktualisiert und angezeigt. Die Suchfunktion berücksichtigt nur die richtige Schreibweise, ist aber nicht case-sensitive⁴.

In der Ansicht der Probe kann der Benutzer schließlich die gewünschten Informationen ablesen, graphisch darstellen lassen oder als Datei exportieren. Mittels Auswahlhäkchen können alle gewünschten Messungen markiert werden. Diese werden dann mit der Schaltfläche "Export" in einzelne Dateien in den temporären Ordner auf dem Server geschrieben und stehen dort zum Download bereit. Der Link zum Download steht dem Benutzer unter der Probenauswahl zur Verfügung.

Die Visualisierung der Messdaten geschieht mit einem PHP-Zusatzpaket: JpGraph [Adio9]. Die Werte für die markierten Messungen werden aus der Datenbank ausgelesen und je nach Messung (IV, CV, Kopplungskapazität etc.) formatiert. Die Darstellung der CV-Kurve beispielsweise geschieht in der Auftragung $1/C^2$ über U . JpGraph erzeugt aus den Messdaten einen Graphen, indem mehrere Kurven der gleichen Messung angezeigt werden können. In der Legende werden Probenname, Temperatur und Fluenz der Probe angegeben. Der Graph steht als PNG-Bild zur Verfügung und kann als solches vom Benutzer gespeichert werden. Die Oberfläche mit einer Probenansicht zeigt Abbildung 32.

³ Asynchronous Javascript and XML

⁴ sensitiv auf Groß- und Kleinbuchstaben in einer Zeichenfolge

Project	Sensor
Lorentzwinkel	30221251802122
TCT	2328-5-2

Search (do NOT press ENTER! Fields: Name,Date,Operator,ParaX,ParaY):

Plot Export

<input type="checkbox"/>	MCz209n04	ParaX	ParaY	Temp.	RH	Operator	Date	Irrad.	Fluence	T _{Ameal}	Station	Comment
<input type="checkbox"/>	195	Voltage	ltot	21	11	Eber	2009-04-09	0	0.000e+0		1	
<input type="checkbox"/>	196	Voltage	Ctot	21	11	Eber	2009-04-09	0	0.000e+0		1	
<input type="checkbox"/>	118	Voltage	ltot	-20	9	Eber	2009-04-03	n	0.000e+0		1	10kHz
<input type="checkbox"/>	117	Voltage	Ctot	-20	9	Eber	2009-04-03	n	0.000e+0		1	10kHz
<input type="checkbox"/>	116	Voltage	Ctot	-20	9	Eber	2009-04-03	n	0.000e+0		1	1. Messung am Anfang kein Kontakt der Nadeln, 10kHz
<input type="checkbox"/>	115	Voltage	ltot	-20	9	Eber	2009-04-03	n	0.000e+0		1	1. Messung am Anfang kein Kontakt der Nadeln, 10kHz
<input type="checkbox"/>	398	Voltage	ltot	-20	7	Eber	2009-04-30	n	4.510e+14	44	1	
<input type="checkbox"/>	399	Voltage	Ctot	-20	7	Eber	2009-04-30	n	4.510e+14	44	1	
<input type="checkbox"/>	479	Voltage	ltot	-20	6	Eber	2009-06-15	p+n	1.741e+15	44.5	1	
<input type="checkbox"/>	480	Voltage	Ctot	-20	6	Eber	2009-06-15	p+n	1.741e+15	44.5	1	

MCz209n04#10

Abbildung 32: Webseite zur Anzeige von Messungen an der Teststation:

Oben sind die Projekte und die zugehörigen Proben gelistet. Darunter befindet sich das Suchfeld. Die Anzeige der Messdaten erfolgt in der Tabelle unter den Schaltflächen Plot und Export. Der besseren Übersicht wegen sind die Spalten farblich alternierend dargestellt.

4.1 DIE TCT-ANLAGE AM IEKP IN KARLSRUHE

Die Detektionseigenschaften eines Silizium-Halbleiterdetektors verschlechtern sich mit der bestrahlten Fluenz. Wie in den Grundlagen beschrieben, bietet die Transient Current Technique eine gute Möglichkeit, diese Eigenschaften zu bestimmen. In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau und die dazugehörigen Komponenten beschrieben. Die Transient Current Technique (TCT) wird in Karlsruhe schon länger erfolgreich angewendet. Ein funktionaler Aufbau war deswegen schon vorhanden. Für eine erfolgreiche Versuchsdurchführung wurden jedoch einige Modifikationen am bestehenden Aufbau angebracht.

4.1.1 AUFBAU

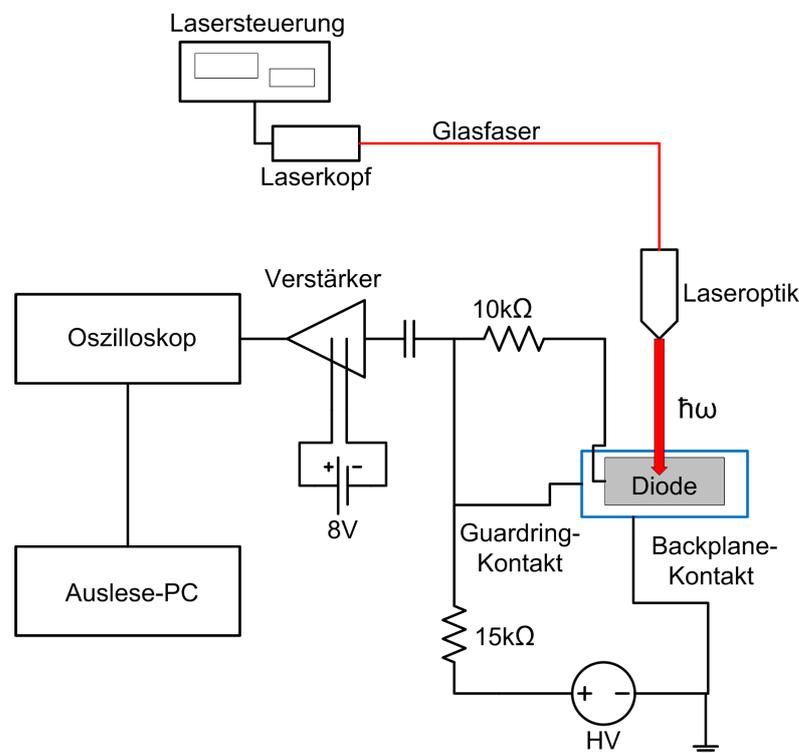


Abbildung 33: Schema zur Funktionsweise des TCT-Aufbaus:

Laserlicht wird auf die Diode eingestrahlt. Hochspannung wird an die Diode und den Schutzring angelegt. Der Kontakt auf der Rückseite der Diode liegt auf Ground. Das durch den Laser erzeugte Signal wird über ein Bias-T bestehend aus einem $10\text{k}\Omega$ -Widerstand und einen Kondensator ausgelesen. Das Signal wird von einem Verstärker verstärkt und von einem Oszilloskop aufgenommen. Ein PC übernimmt die Datennahmen und Ansteuerung. Der $15\text{k}\Omega$ -Widerstand ist zum Schutz des Verstärkers und zum Filtern von Störsignalen der Spannungsversorgung in den Stromkreis eingebaut.

In Abbildung 33 ist der schematische Aufbau der TCT zu sehen. Auf die Diode wird ein kurzer Laserpuls eingestrahlt. Dieser erzeugt in der Diode Ladungsträgerpaare, die durch die

anliegende Hochspannung getrennt werden und sich durch die Diode bewegen. Dieser Strom wird vom Verstärker verstärkt und am Oszilloskop detektiert. Um die Steuerung der Hochspannung und die Speicherung der Signale kümmert sich ein PC mittels einer LabView-Software. Die Diode ist mit Gehäuse auf einer Kühlplatte in einem Kryostaten verschraubt, welcher für die Kühlung und das nötige Vakuum sorgt.

4.1.1.1 Die Komponenten im Einzelnen

Der Laser:

In diesem Aufbau wird ein roter Laser zum Erzeugen von Ladungsträgerpaaren in der Diode verwendet. Dieser hat eine Wellenlänge von $\lambda = 678,7\text{nm}$. Der Laser von der Firma *Advanced Laser Systems*, ehemals *Advanced Photonics Systems* besteht aus einer Ansteuerungsbox, dem Ansteuerungskabel und dem eigentlichen Laserkopf, auch "PiLas" genannt.

An der Ansteuerungsbox können die Wiederholfrequenz, die Ausgangstriggerspannung, die Polarität der Ausgangstriggerspannung und der Tune eingestellt werden. Die Wiederholfrequenz lässt sich zwischen 10Hz und 1MHz variieren. Die Einstellung des Tunes verändert die vom Laser erzeugte Intensität sowie die Breite des Lichtpeaks, der typischerweise ein FWHM¹ von 100ps hat.

Am Laserkopf ist ein Anschluss für die Glasfaserkabel angebracht, welche vom Laserkopf aus zuerst zu einem Abschwächer führen, bevor sie in die im Kryostaten angebrachte Optik münden. Der in dieser Arbeit neu angebrachte Abschwächer hat die Funktion, die Intensität soweit herunterzuregulieren, dass das Signal vergleichbar mit einem echten Teilchen (MIP) wird. Da der Abschwächer nicht exakt auf die Wellenlänge von 678nm sondern auf 633nm angepasst ist, wird auch bei vollem Lichtdurchgang die Intensität schon reduziert.



(a) Laserkopf



(b) Ansteuerungsgerät

Abbildung 34: Ansteuerungsgerät und der Laserkopf PiLo67SM

¹ Full Width Half Maximum, Halbwertsbreite

Die Optik:

Innen im Kryostaten ist an der Glasfaser eine Optik angebracht, die zur Wellenlänge passend eingesetzt werden muss. Diese fokussiert den Laserstrahl auf einen Bereich von einem Mikrometer Durchmesser in einem Abstand von 1,2cm. Die Optik gewährt eine bessere Reproduzierbarkeit der eingestrahnten Intensität als die früher verwendete abgeschnittene Glasfaser, bei der es je nach Schnitt zu unterschiedlichen Intensitäten und Fokussierungen auf der Diode kommt. Angebracht ist die Optik an einer Verfahrsschiene, die auch in der Höhe variiert werden kann.

Der Kryostat:

Der Kryostat übernimmt in diesem Aufbau zweierlei Funktion: zum einen dient er als Kühlvorrichtung für die in ihm angebrachten Teststrukturen und zum anderen kann er mittels angebrachter Vakuumvorrichtung evakuiert werden. Dies dient dem Schutz vor Luftfeuchte und dem daraus resultierenden Eis auf der Teststruktur. Fällt die Temperatur unter den Taupunkt, so bildet sich Niederschlag auf den kalten Objekten. Befindet sich die Temperatur unter Null Grad Celsius, so gefriert das Wasser auf der Oberfläche und führt zu Kurzschlüssen und anderen ungewollten Einflüssen auf die zu testende Struktur. Durch die ebenfalls fehlende Wärmeleitung isoliert der Kryostat gut gegen die Raumtemperatur und erwärmt sich nur langsam. Somit können sehr tiefe Temperaturen erreicht werden.

Die Kühlung:

Um auf entsprechend tiefe Temperaturen kühlen zu können, ist eine Kühlung mit Stickstoff eingebaut. Eine Pumpe saugt flüssigen Stickstoff über ein regelbares Ventil am Stickstoffbehälter durch die kupferne Kühlplatte im Kryostaten. Somit können Temperaturen bis zur Verdampfungstemperatur von Stickstoff (77K) erreicht werden. Um von Raumtemperatur (25°C) auf -40°C zu kommen muss ungefähr eine Stunde gekühlt werden.

Das Vakuumsystem:

Um wie oben erwähnt den Kryostaten zu evakuieren, ist dieser über ein Druckventil mit einem Vakuumsystem von Leybold verbunden. Dieses besteht aus einer Vorpumpe und einer Turbopumpe. Die Vorpumpe sorgt für einen Druck von etwa 10^{-4} bar, die Turbopumpe sorgt dann für das Erreichen eines Hochvakuums [Chao5] von durchschnittlich 10^{-4} mbar, jedoch maximal 10^{-6} mbar.

Der Verstärker:

Das beim Beschuss der Teststruktur erzeugte Signal wird zuerst verstärkt, bevor es weitergeleitet wird. Für alle aktuellen Messungen kam ein am Institut für experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe selbst entwickelter Verstärker zum Tragen [Rüog]. Dieser hat einen Verstärkungsfaktor von ca. 45dB und ein niedriges Rauschen. Die Versorgungsspannung von 8V liefert ein externes regelbares Netzteil.

Das Oszilloskop:

Um das Signal des "Transient Current" zeitaufgelöst betrachten zu können, kommt das Oszilloskop LC684DXL von LeCroy zum Einsatz. Dieses bietet 8GS/s (das entspricht einem Datenpunkt alle 125 Pikosekunden) und kann somit das im Nanosekunden-Bereich liegende Signal ausreichend auflösen. Um die Daten zu akquirieren und zu speichern ist das Oszilloskop mittels GPIB² mit dem Auslese-Computer verbunden.

Die Spannungsquelle:

Als Spannungsquelle für die benötigte Hochspannung dient ein Keithley 2410 von *Keithley Instruments Inc.*. Dieses liefert eine maximale Spannung von 1100Volt und lässt sich über die GPIB-Schnittstelle des Ausleserechners ansteuern. Es ist über einen 15kΩ-Widerstand auf der HV-Leitung mit dem Verstärker und der Diode verbunden. Dieser eingefügte Widerstand sorgt

² General Purpose Interface Bus; externer paralleler Datenbus, vorrangig eingesetzt für Messinstrumente

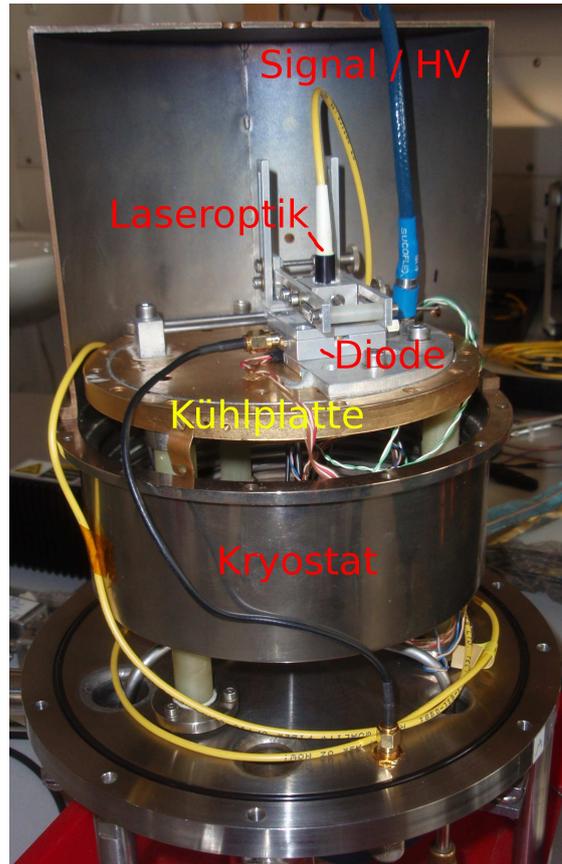


Abbildung 35: Der offene Kryostat:

Auf einer Kühlplatte, durch die flüssiger Stickstoff gesaugt werden kann, ist das Gehäuse der Diode verschraubt. Laserlicht wird über eine fokussierende Optik auf die Diode gestrahlt. Am Gehäuse der Diode sind die Anschlüsse für die Hochspannung die Signalführung zu sehen.

dafür, dass das Keithley beim Wechseln der angelegten Spannung nicht in den Compliance-Modus³ wechselt. Außerdem verhindert er beim Durchbruch der Diode, dass die gesamte Last am Bias-T⁴ anliegt und der Verstärker dadurch Schaden nimmt.

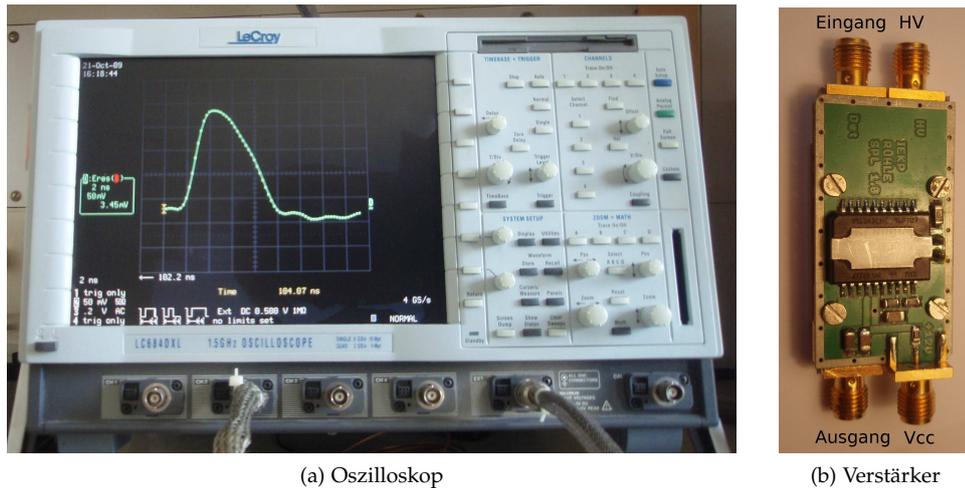
Die Temperaturmessvorrichtung:

Für die Messung der Temperatur wurde eine Platine eingesetzt, die ebenfalls am IEKP entworfen wurde. Die Ansteuerung dieser im Folgenden als Temperaturplatine bezeichneten Messvorrichtung wird über eine USB-Schnittstelle realisiert, die über einen virtuellen COM-Port mit dem Auslese-Rechner kommuniziert. Die Temperaturplatine hat insgesamt vier Anschlüsse, von denen zwei zur Temperaturmessung im Kryostaten auf und neben der Kühlplatte verwendet werden.

Die eigentliche Temperaturermittlung übernimmt ein *PT-100*, welcher über ein vier-adriges Kabel mit der Temperaturplatine verbunden ist. Ändert sich die Temperatur, so ändert sich der Innenwiderstand des Platin-Temperaturensors. Der Analog-Digital-Wandler auf der Platine vergleicht diesen Widerstand mit einem möglichst genau bekannten Referenzwiderstand. Ein Mikrocontroller errechnet dann aus dem Widerstand die Temperatur und gibt die Informatio-

³ Wenn im Stromkreis zu viel Strom fließt, regelt das Keithley die Spannung soweit herunter, dass maximal ein zuvor eingestellter Strom fließt. Man spricht von Compliance (dt. Einhaltung eines maximalen Stroms).

⁴ Signalauskopplungsknoten am Verstärker bestehend aus einem Widerstand und einem Kondensator, über den das Signal vom Primärstromkreis ausgekoppelt wird.



(a) Oszilloskop

(b) Verstärker

Abbildung 36: Verwendetes Oszilloskop und Verstärker:

(a) Das Oszilloskop von LeCroy. Werden alle Kanäle zusammenschaltet, erreicht es eine Auflösung von 8 GS/s.

(b) Der Verstärker Rühle. Die vier Anschlüsse sind Hochspannungsversorgung r.o., Signaleingang l.o., Signalausgang l.u. und Stromversorgung des Verstärkers r.u.



Abbildung 37: Keithley 2410. Das Keithley 2410 liefert maximal 20mA bei einer maximalen Ausgangsspannung von 1100V.

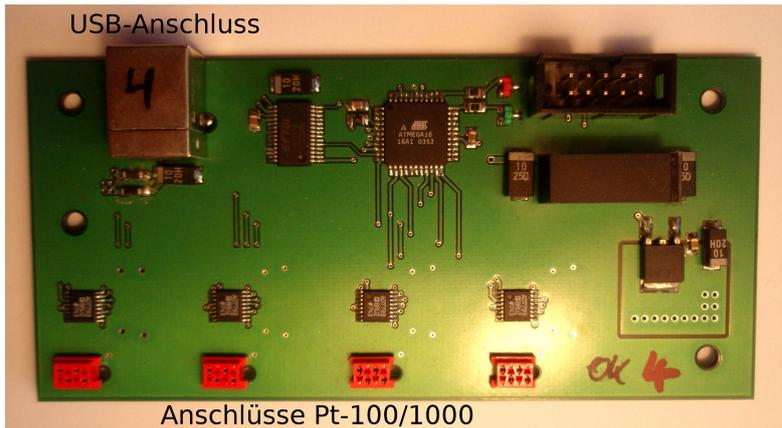
nen der vier Kanäle an den Seriell-zu-USB-Wandler weiter. Durch das vieradrige Kabel werden zusätzliche Widerstände, die durch lange Kabel und Kontakte entstehen, eliminiert.

Die relativ hohe Ungenauigkeit des Widerstandes des PT-100 und die Unsicherheit am Referenzwiderstand beschränkt die Genauigkeit der Auslese auf $\pm 3K$.

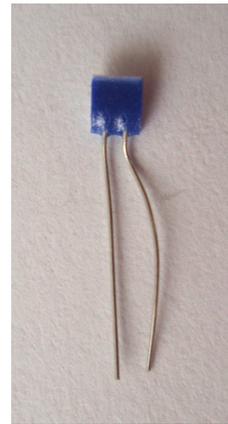
Das Diodengehäuse:

Für die Auslese des Signals muss die Diode mit dem Stromkreis verbunden werden. Die Kontaktierung der Diode über Probenadeln, wie an der Teststation, kommt am TCT nicht in Frage. Das Kühlen und Erwärmen der Diode und des Kryostaten ließe die Nadeln auf der Diode verrutschen.

Die Dioden werden deshalb in ein Gehäuse eingebaut (Abbildung 39). Das Aluminiumgehäuse selbst bietet eine gute elektrische Abschirmung nach außen aber auch einen guten Wärmekontakt zum Kryostaten. Es besteht aus einer Bodenplatte und einem anschraubbaren Deckel. Ein Loch in beiden Teilen dient zum Einlass des Laserstrahls. Die Diode ist auf einem Steg in der Bodenplatte des Gehäuses festgeklemmt. Somit ist der Kontakt für die Versorgungsspannung an der Rückseite der Diode und der Wärmekontakt gesichert, sie kann aber ebenso einfach wieder herausgenommen werden. Der Kontakt auf der Oberseite der Diode und am



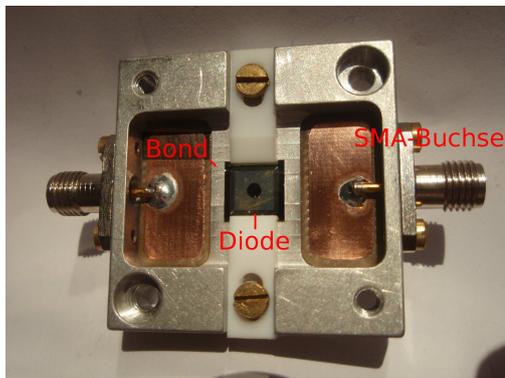
(a) Temperaturplatine: Gefertigt am IEKP, entworfen von S.Heier



(b) PT-100 in SMD-Bauform, wie im Aufbau verwendet

Abbildung 38: Verwendete Bauteile und Ausleselektronik zur Temperaturmessung

Schutzring⁵ wird über Bonddrähte⁶ hergestellt. Diese verbinden die Diode mit Leiterplatten, die zu beiden Seiten des Stegs in der Bodenplatte angebracht sind. Die Leiterplatten sind selbst wiederum mit dem Innenleiter der am Gehäuse befestigten SMA-Buchsen verbunden. Die Anschlüsse für den Diodenkontakt und den Schutzring erfolgen getrennt voneinander, damit das Einkoppeln eines Störsignals vom Schutzring kommend verhindert wird. Das Gehäuse mit Kontakt zur Rückseite der Diode liegt auf Ground und ist mit dem Außenleiter der SMA-Buchse verbunden.



(a) Inneres des Diodengehäuses



(b) Vorderansicht

Abbildung 39: Gehäuse einer Diode.

Die Diode ist von beiden Seiten auf dem Steg festgeklemmt. Der elektrische Kontakt wird über die Bonddrähte zu den Leiterplatten und SMA-Buchsen hergestellt.

⁵ engl. Guardring

⁶ Sehr dünner elastischer Draht, welcher durch punktuelle Erwärmung verschweißt wird

4.1.2 SOFTWARE ZUR DATENNAHME

Die Datennahme am TCT-Setup geschieht über eine LabView-Software. Diese wurde im Zuge dieser Arbeit in LabView 8.5.1 neu geschrieben. Einige Elemente der alten Software, die in LabView 6.0 geschrieben war, wurden in abgeänderter Form wieder verwendet.

Kernpunkte der neuen Software sind die neue Temperatúrauslese, der automatische Messablauf und die ressourcenschonende Ereignisstruktur. Einzelne Programmteile sind in Unterprogrammen mit eventuell weiteren Unterprogrammen realisiert, um eine übersichtliche Struktur zu wahren. Dies ermöglicht außerdem einen einfachen Austausch bestimmter Programmteile, die gerätespezifisch arbeiten und beim Auswechseln eines Gerätes ebenfalls getauscht werden müssen. Ziel bei der Erstellung war, den Messablauf komplett zu automatisieren.

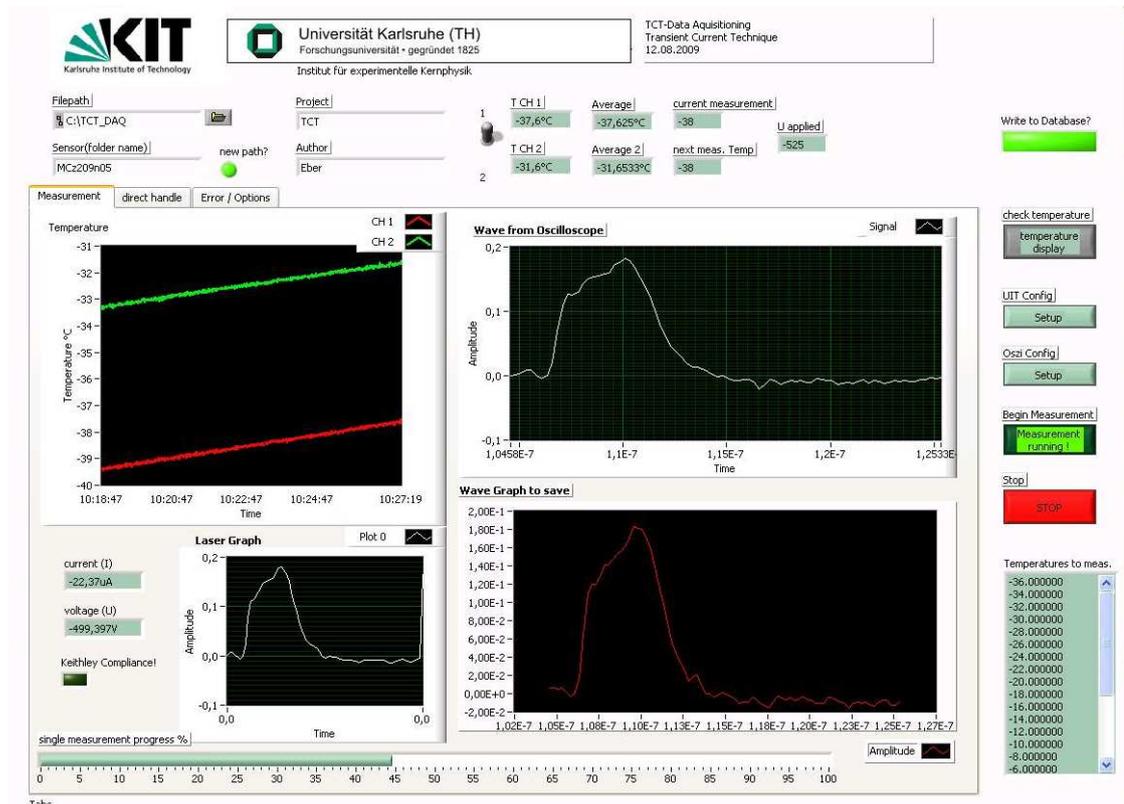


Abbildung 40: Bedienoberfläche der TCT-Software. Hier ist die Anzeige mit dem ersten Reiter für die Messdaten abgebildet. Dauerhaft wichtige Informationen werden am oberen Rand angezeigt, alle Schaltflächen befinden sich auf der rechten Seite. Laserlicht kann durch eine Öffnung im Deckel und im Boden des Gehäuses auf die Diode gelangen.

Die Bedienoberfläche wurde komplett neu gestaltet. Alle wichtigen Informationen befinden sich immer im Vordergrund in der oberen Hälfte des Fensters. Dazu gehören die Anzeigen für

- Name des Sensors
- Projekt
- Benutzer
- Speicherpfad
- Temperaturmesswerte und -Mittelwerte über zehn Werte
- Anzeige der noch zu messenden Temperaturwerte.

Auf der rechten Seite sind alle Schaltflächen für die Konfiguration von Spannungsquelle, Temperaturplatine und Oszilloskop angebracht. Eine umschaltbare Anzeige informiert darüber, ob die gemessenen Daten auch in der Datenbank gespeichert werden und nicht nur in Dateien auf der lokalen Festplatte. Ebenso finden sich dort die Schaltflächen zum Starten und Unterbrechen der Messung und zum Beenden des Programms bzw. zum Abbrechen aller Aktionen.

Die Hauptansicht des Programms ist untergliedert in drei verschiedene Ansichten. Unter dem ersten Reiter, der sich beim Starten der Software öffnet, finden sich die Ansichten für die Temperatur und die Messkurven, die vom Oszilloskop aufgenommen wurden. Numerisch werden die von der Spannungsquelle gemessenen Strom- und Spannungswerte angezeigt. Der Status einer Spannungsrampe kann am Statusbalken ganz unten abgelesen werden. Sollte sich die Spannungsquelle in Compliance befinden, weist eine Anzeige auf den Abbruch der Spannungsrampe hin.

Im zweiten Reiter befindet sich die Ansicht zur manuellen Kontrolle der Spannung. Hier kann die Elektronik von Hand ferngesteuert werden. Das Oszilloskop nimmt nach jeder Änderung automatisch eine Messkurve auf.

Im dritten Reiter befinden sich weitere nützliche Optionen, die für den Programmablauf nicht essentiell sind, sowie Fehlermeldungen, die von den Geräten zurückgeliefert werden. Hier können die Widerstände im Stromkreis eingegeben werden, so dass die Spannungswerte an der Diode automatisch korrigiert und schon richtig abgespeichert werden. Informationen zur aktuellen Diode (wie bestrahlte Fluenz, Teilchentyp und Annealingzeit) werden in der Datenbank nachgeschlagen und angezeigt.

In den Einstellungen der Spannungsquelle kann man den maximalen Strom ("Compliance-Level"), die maximale Spannung, die Anschlussart an der Spannungsquelle (4-wire, vorder- oder rückseitiger Anschluss) und die Kommunikationsschnittstelle angeben. Für die Messung wird angegeben, ab welcher Spannung die Spannungsrampe gefahren wird, in welchen Spannungsschritten dies geschehen soll und bis zu welcher Spannung gemessen wird. Außerdem kann die Zeit zwischen zwei Spannungsschritten und vor der eigentlichen Messung verändert werden, um die Messung zu beschleunigen oder bei einer langsameren Messung die Genauigkeit zu erhöhen.

In den Optionen der Temperaturmessung werden die aktiven Anschlüsse der Temperaturplatine (zwei Stück werden im TCT-Setup benötigt) festgelegt. Die Geräteschnittstelle kann verändert werden, sollte sich das Gerät an einem anderen USB-Anschluss befinden. Es können wie bei der Spannung Start- und Endwerte für die Temperaturrampe sowie die Temperaturschritte festgelegt werden. Diese Werte werden dann gespeichert und als Liste abgearbeitet. Eine Einzelmessung lässt sich über das Ausschalten der Temperaturrampe ermöglichen.

Die Optionen für das Oszilloskop sind weitestgehend identisch mit den Einstellungen am Oszilloskop selbst. Für die einzelnen Kanäle lassen sich die Auflösungen sowie Offsets einstellen. Mehrere Kanäle lassen sich für eine zeitoptimierte Auflösung zusammenschalten. Die Mittelung über mehrere Kurven übernimmt der Mathematik-Modus des Oszilloskops. Welche Kurven letztendlich ausgelesen und gespeichert werden, stellt man im Speicher-Fenster ein.

Eine Übersicht über die Softwarestruktur gibt das Diagramm in [Abbildung 41](#).

4.1.3 MESSABLAUF

Die gesamte Messung einer Diode läuft folgendermaßen ab:

1. Die Diode wird mit Gehäuse von ihrer Lagertemperatur (-20°C) auf Raumtemperatur erwärmt. Dies verhindert die Eisbildung oder das Kondensieren von Luftfeuchtigkeit auf der Diode.
2. Das Gehäuse der Diode wird mit den Anschlüssen für Schutzring und Diodenkontakt verbunden und auf die Kühlplatte im Kryostaten geschraubt.

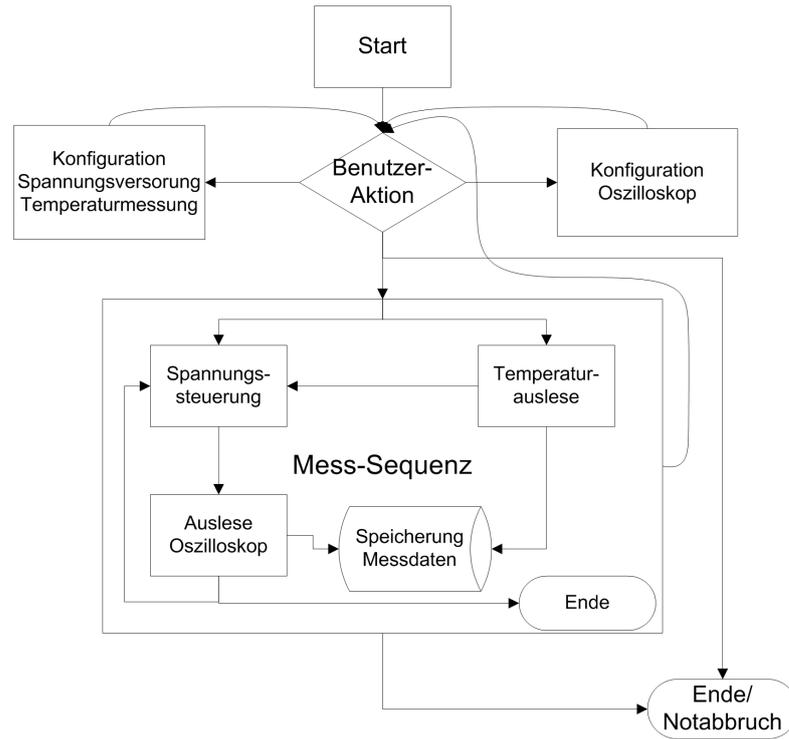


Abbildung 41: Softwarestruktur des Ausleseprogramms.

Die Konfigurationsmenüs sind eigenständige Unterprogramme, die bei einem Tausch der Komponenten schnell ausgetauscht werden können.

Die Mess-Sequenz besteht aus Ansteuerung der Komponenten, Auslese der Komponenten und Speicherung der Messdaten.

3. Die Laseroptik wird so ausgerichtet, dass der Laserspot voll das freigeätzte Loch auf der Oberseite oder direkt auf die Gitterstruktur auf der Unterseite der Diode trifft und ein einwandfreies Signal erzeugt.
4. Der Deckel des Kryostaten wird nach erfolgter Reinigung der Kontaktflächen und des Dichtungsrings aufgesetzt und das Vakuum angelegt.
5. Ist das Vakuum ausreichend gut, kann mit der Kühlung begonnen werden. Die Temperatur wird durch die Software überwacht.
6. Ist die gewünschte Temperatur erreicht, wird die Kühlung wieder abgeschaltet und eine Spannungsrampe von Hand gefahren, um die nötigen Einstellungen für das Oszilloskop zu tätigen.
7. Nachdem alle Einstellungen richtig gesetzt sind, wird die eigentliche Messung gestartet. Der Kryostat erwärmt sich dabei langsam auf Raumtemperatur. Bei den eingestellten Temperaturen wird automatisch eine Spannungsrampe gefahren und das TCT-Signal, das vom Laser verursacht wird, zu jeder Spannung aufgenommen. Das Oszilloskop mittelt über 25 Signale bei gleicher Spannung. In dieser Phase ist ein manuelles Eingreifen nicht nötig.
8. Sind alle Temperaturschritte durchfahren worden, setzt sich die Software auf Standby und zeigt an, dass die Messung beendet ist.
9. Die Abschaltung aller Instrumente und des Vakuums erfolgt wieder von Hand. Die Diode wird ausgebaut und bei -20°C im Kühlschranks gelagert, damit keine Ausheilung⁷ von Strahlenschäden stattfindet.

4.2 VERSTÄRKERTEST

Zu Beginn des Experiments standen zwei Verstärker zur Auswahl. Der Verstärker *Rühle* und der DBA-IV vom *Ing.-Büro für Elektronik H. Walter, Saulheim*. Beide weisen die Eigenschaften eines schnellen Breitbandverstärkers auf, die nötig sind, um das TCT-Signal, welches nur einige Nanosekunden lang ist, möglichst verzerrungsfrei zu verstärken. Liegt an ihnen jedoch ein zu hohes Eingangssignal an, d.h. fällt zu viel Spannung am Widerstand des Bias-T ab, übersteuert der Verstärker und liefert einen rechteckigen Puls mit maximalem Ausgangspegel zurück. Werden in der Diode, auf welche der Laserpuls gerichtet ist, also zu viele Ladungsträgerpaare erzeugt – dies ist bei zu hoher Intensität des Lasers der Fall – so ist das Signal für weitere Auswertungen unbrauchbar. Um nun die maximale Spannung zu bestimmen, bei der der Verstärker noch richtig arbeitet, wurde ein Rechtecksignal an die beiden Verstärker gelegt. Das Signal wurde auf den Eingang des jeweiligen Verstärkers angelegt, der Eingang für die Hochspannungsversorgung wurde mit 50Ω abgeschlossen. Über die regelbare Ausgangsspannung zwischen 1-5V des Signalgenerators (Pulse Generator 8082A von Hewlett Packard) und über zusätzliche BNC-Dämpfer mit jeweils 20dB Abschwächung konnte die maximale Spannung bestimmt werden.

Bei diesem Test wurde außerdem die maximale Verstärkung des Verstärkers bestimmt. Der *Rühle* liefert dabei übereinstimmend mit [Rü09] eine Verstärkung von ca. 45dB. Der DBA-IV kommt auf eine Verstärkung von ca. 51dB. Trotzdem wurde der Verstärker *Rühle* für das Experiment benutzt, da er ein wesentlich geringeres Rauschen aufweist und somit Signale von ein paar hundert MIPs (zwischen 84 [Luu06] und 108 [Fre04] Elektron-Loch-Paare werden von einem MIP pro Mikrometer erzeugt, das sind in $300\mu\text{m}$ -Silizium 25000-33000) noch darstellen kann.

Zu beachten ist, dass der Verstärker *Rühle* nicht exakt auf die Impedanz im TCT-Setup angepasst ist. Dies äußert sich in einer Reflexion des Signals am Verstärker, welches nach erneuter

⁷ engl. Annealing

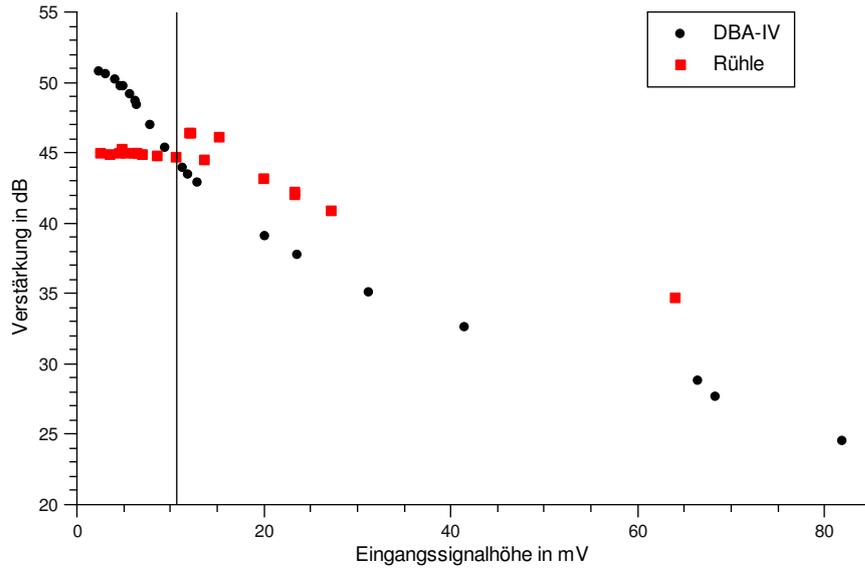


Abbildung 42: Verstärkung beider Verstärker über der Eingangssignalhöhe. Liegt zu viel Spannung an, wird das Signal verzerrt, anstatt linear verstärkt zu werden. Bis zu einem Eingangssignal von 10mV arbeitet der Verstärker Rühle gut.

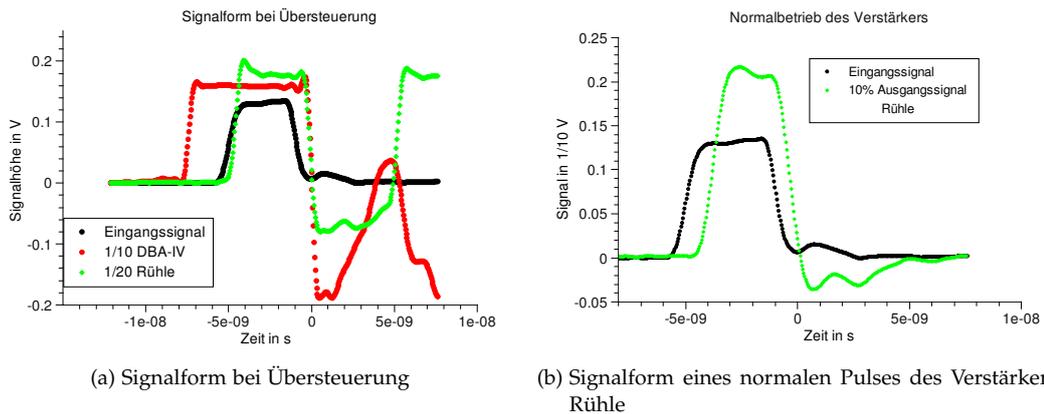


Abbildung 43: Signalformen der Verstärker bei unterschiedlicher Eingangsspannung

Reflexion je nach Kabellänge einige Nanosekunden später zu sehen ist. Da die Anpassungsschaltung direkt im Verstärker verbaut ist, wurde hieran nichts geändert, sondern die Reflexion mit einem längeren Kabel soweit hinausgezögert, dass sie das erste Signal nicht überlagert. Bei einer guten Abschirmung der Kabel hat dies keinen weiteren Einfluss auf die Messung insgesamt.

Im Bias-T des Verstärkers ist außerdem ein 27MΩ-Widerstand verbaut, der die Hochspannung mit dem Nulleiter verbindet und als zusätzlicher Filter dient. Er trägt jedoch auch zum gemessenen Gesamtstrom bei und muss in der Auswertung abgezogen werden.

4.2.1 ABSCHÄTZUNG DER LADUNG IM TCT-PULS

Mit dem Verstärker Rühle wurde an einer unbestrahlten Diode ein TCT-Puls aufgenommen, um die vom Laser in der Diode erzeugte Ladung zu bestimmen. Diese Abschätzung gibt einen

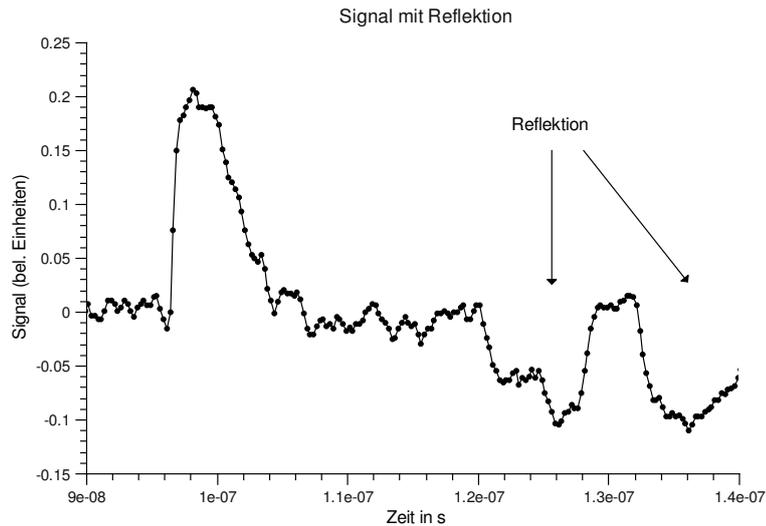


Abbildung 44: TCT-Puls mit Reflexion des Signals im Kabel. Mit einem längeren Kabel lässt sich die Reflexion um einige Nanosekunden hinausschieben.

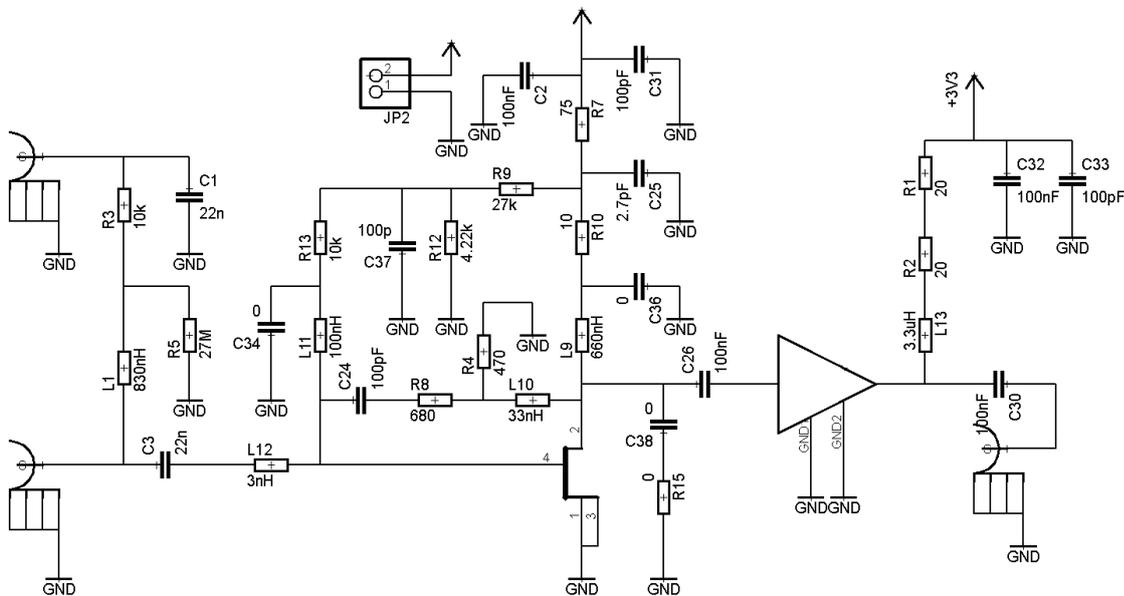


Abbildung 45: Schaltbild des Verstärkers Rühle.

Das Bias-T befindet sich zwischen den beiden Anschlüssen auf der linken Seite. Über den 10kΩ-Widerstand R_3 fällt eine Spannung ab, die über den Kondensator C_3 ausgekoppelt wird und an die beiden folgenden Verstärkerstufen gegeben wird. [Rü09]

ersten Ausblick darauf, welches Signal ein MIP erzeugen würde und ob dieses noch auflösbar wäre. Für die Ladungsbestimmung wurde eine unbestrahlte aus der gleichen Produktionsreihe verwendet. Der Laser strahlt von der Vorderseite auf die Diode ein, so dass Elektronen hauptsächlich zum Strom beitragen. Es wurde eine Spannung von 600V gewählt. Das ist deutlich mehr als die Depletionsspannung von 340V, es sollte also die gesamte Ladung detektiert werden.

Das Oszilloskop gibt eigentlich einen Spannungspuls aus, der vom Verstärker verstärkt am Bias-T anliegt. Die Eingangsspannung am Verstärker wird mit 45dB verstärkt. Die am Oszillo-

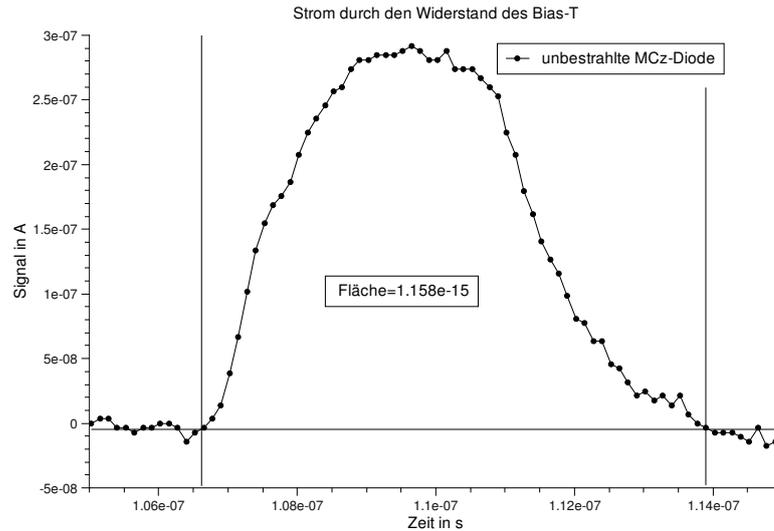


Abbildung 46: Strompuls durch den Widerstand am Bias-T des Verstärkers. Um die gesamte Ladung zu ermitteln, wird über den Puls integriert.

skap anliegende Spannung wird deshalb auf die Eingangsspannung am Verstärker umgerechnet. Die Einheit Bel beschreibt dabei das dekadische Verhältnis zweier Größen.

$$L = \log\left(\frac{G_1}{G_2}\right) B = 10 \cdot \log\left(\frac{G_1}{G_2}\right) \text{ dB} \quad (4.1)$$

Leistungsgrößen gehen hierbei quadratisch in die Gleichung ein. Die anliegende Eingangsspannung berechnet sich dann zu

$$U_{\text{in}} = \frac{U_{\text{out}}}{10^{(45 \text{ dB}/20 \text{ dB})}} \quad (4.2)$$

Die Relation zwischen Strom und Spannung am Bias-T wird in erster Näherung durch den Widerstand am Bias-T ($10 \text{ k}\Omega$) bestimmt, an dem die Spannung abgegriffen wird.

$$U_{\text{in}} = R \cdot I_{\text{in}} \quad \rightarrow \quad I_{\text{in}} = \frac{U_{\text{in}}}{R} \quad (4.3)$$

Der so transformierte TCT-Puls (Abbildung 46) wird nun zur Bestimmung der Ladung integriert.

$$Q = \int I_{\text{in}} dt = 1,158 \cdot 10^{-15} \text{ C} = 1,85 \cdot 10^4 e^- \quad (4.4)$$

Nimmt man wie in Kapitel 4.2 an, dass in $300 \mu\text{m}$ dickem Silizium 25000 Ladungsträgerpaare von einem MIP erzeugt werden, so entspricht die obige Ladung einem Signal, das von einem $\sim 3/4$ MIP erzeugt wird.

4.2.1.1 Vergleich des Laser-Signal mit einem MIP

Um zu verifizieren, dass das TCT-Signal, welches mit dem roten Laser erzeugt wurde, vergleichbar mit einem MIP-Signal ist, wurde eine radioaktive Strontium-Quelle verwendet. Erzeugt der rote Laser zu viel Ladungsträger, wird das elektrische Feld in der Diode durch die große Ladungsdeposition stark beeinflusst und das TCT-Signal verformt sich. Die Strontiumquelle sendet MIPs aus, die minimalen Energieverlust in Silizium haben.

Die Strontium-Quelle wurde über einer unbestrahlten Magentic-Czochralski-Diode angebracht. Unter der eigentlichen Diode wurde eine zweite Diode angebracht, die bei Teilchendurchflug triggert. Somit wurde sichergestellt, dass die durchfliegenden Teilchen tatsächlich die Energie eines MIPs haben und nicht zu viel Ladung in der zu untersuchenden Diode deponieren.

Die gesammelte Ladung wurde direkt am Oszilloskop abgelesen und entspricht deswegen nicht der eigentlichen Ladungsdeposition in der Diode. Da aber nur das Verhältnis der gesammelten Ladungen eine Rolle spielt, muss die tatsächliche Ladung nicht errechnet werden.

Die Ladung die von einem MIP deponiert wurde, beträgt

$$Q_{\text{MIP}} \approx 250\text{pVs} \quad (4.5)$$

Im Vergleich dazu deponiert der Laser nach Verstärkung des Signals eine Ladung von

$$Q_{\text{Laser}} \approx 1700\text{pVs} \quad (4.6)$$

Der Laser erzeugt etwa 7 mal mehr Ladungsträgerpaare als ein MIP. Dies ist eine hervorragende Annäherung an die tatsächlichen Verhältnisse. Mit zusätzlichen Effekten an der Diode durch eine große Ladungsdeposition ist nicht zu rechnen.

Der Vergleich der Ladungsdeposition eines MIPs mit dem verwendeten roten Laser zeigt jedoch, dass die Abschätzung der Ladung über den Verstärker (Kapitel 4.2.1) nicht richtig ist. Für eine präzise Abschätzung sollten die Impedanzen und der Ausgangswiderstand des Verstärkers in die Rechnung mit einbezogen werden. Da man die Möglichkeit des direkten Vergleichs hat, ist dies aber nicht nötig.

Teil III

AUSWERTUNG, ERGEBNISSE UND DISKUSSION

5.1 BESTIMMUNG DER TRAPPINGZEIT

Die Transient Current Technique ist eine hervorragende Methode, das Signal in einer Diode zeitlich aufgelöst zu betrachten. Sie liefert aber nur direkte Informationen über den Stromverlauf. Weitere Parameter, die diesen Verlauf bestimmen müssen, werden durch weitere Verfahren aus dem Kurvenverlauf extrahiert. In diesem Kapitel werden zwei Methoden vorgestellt, um aus der TCT-Kurve die Trappingzeit zu bestimmen. Die folgenden Methoden greifen im Gegensatz zu den später vorgestellten Simulationen nicht auf Parameter aus der Festkörperphysik zurück. Dadurch ist die Ermittlung der Trappingzeit unabhängig vom elektrischen Feld in der Diode oder der Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger.

5.1.1 METHODE

Die gemessene Ladung bei unbestrahlten Detektoren erreicht eine Sättigung bei Spannungen oberhalb der Depletionsspannung U_{dep} , wenn die zeitliche Integration über den gemessenen Strom durch die Diode länger ist als die Driftzeit der Ladungsträger. Bei bestrahlten Detektoren hingegen wird ein Teil der Ladungsträger auf dem Weg durch den Detektor in Fehlstellen gefangen ("Trapping"). Eine höhere Spannung, also ein höheres elektrisches Feld im Detektor, erhöht die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger. Bei höherer Driftgeschwindigkeit ist die Wahrscheinlichkeit eines Ladungsträgers, eingefangen zu werden, geringer. Da die Zeit, in der die Ladungsträger wieder aus ihren Fallen freikommen, viel größer ist als die Zeit, in der sie eingefangen werden, nimmt man in der üblicherweise kurzen Messzeit von nur einigen Nanosekunden einen geringeren Strom wahr. Die einmal eingefangene Ladung ist also für die Messung verloren. Wie in [KCM⁺02a] beschrieben, nimmt die Anzahl der Ladungsträger ab:

$$N_{e,h}(t) = N_{e,h}(0) \cdot e^{\left(\frac{-t}{\tau_{eff,e,h}}\right)} \quad (5.1)$$

$N_{e,h}(0)$ stellt die erzeugten Ladungsträger des jeweiligen Typs dar, $\frac{1}{\tau_{eff,e,h}}$ steht für die Einfangwahrscheinlichkeit. Die effektive Trappingzeit, also die mittlere Zeit, in der Ladungsträger eingefangen werden, kann aus dem Verhalten der Ladung oberhalb der Depletionsspannung bestimmt werden. Faltet man die Gleichung 5.1 mit einer Exponentialfunktion, so wird die verlorengegangene Ladung kompensiert, man erhält die ursprünglich im Detektor erzeugte Ladung.

$$I_{corr.}(t) = I(t) \cdot e^{\left(\frac{t-t_0}{\tau_{tr}}\right)} \quad (5.2)$$

Bei t_0 werden die Ladungsträger im Detektor erzeugt. Wählt man für τ_{tr} den richtigen Wert, so sollten alle Integrale über den Strom für alle Spannungen oberhalb der Depletionsspannung gleich sein. Für Spannungen unterhalb dieser kann diese einfache Betrachtung nicht mehr stimmen.

Ziel ist es nun, die korrekte Trappingzeit τ_{tr} herauszufinden. Die Messwerte werden dazu mit unterschiedlichen τ_{tr} korrigiert. Anschließend wird durch die Ladungspunkte oberhalb der Depletionsspannung eine Gerade gelegt. Ist $\tau_{tr} < \tau_{eff}$ so wird bei niedrigen Spannungen zu wenig Ladung hinzugefügt. Die Steigung des Geradenfits ist positiv. Ist $\tau_{tr} > \tau_{eff}$ so wird die Ladung bei kleinen Spannungen zu stark berücksichtigt und die Steigung der Geradenanpassung ist negativ. Die Steigung ist gerade Null, wenn

$$\tau_{tr} = \tau_{eff} \quad (5.3)$$

ist. Die Ladung

$$Q = \int I_{\text{corr.}} dt \quad (5.4)$$

ist in diesem Fall unabhängig von der angelegten Spannung U ($U > U_{\text{dep}}$). Trägt man die Steigung der angepassten Geraden bei verschiedenen Trappingzeiten über der angelegten Spannung auf, so kann man am Schnittpunkt mit der x-Achse die gesuchte Trappingzeit ablesen.

5.1.2 ALTERNATIVE METHODE

Eine weitere Methode [BCS⁺oo], die Trappingzeit zu bestimmen, ist die Methode der “Exponentiated Charge Crossing”. Hier wird, genau wie bei der Methode in 5.1.1, der Strom durch die Diode mit verschiedenen angenommenen Trappingzeiten korrigiert (Gl. 5.2). Anschließend wird das zeitliche Integral gebildet, welches die Ladungssammlung darstellt (Gl. 5.4). Für jeden Spannungsschritt erhält man so eine Kurve, wenn man Q über $1/\tau_{\text{tr}}$ aufträgt. Trägt man die Kurven von verschiedenen Spannungen in ein Diagramm ein, so schneiden sich die Kurven in einem Punkt. Eventuelle Abweichungen stammen aus Messfehlern. Genau wie die obige Methode basiert diese auf der Annahme, dass die Ladung aus dem korrigierten Integral des Stroms oberhalb der Depletionsspannung einen konstanten Wert annimmt.

Diese Methode wurde in dieser Arbeit nicht angewandt. Bei größeren Messfehlern ist die automatische Schnittpunktsuche schwierig. Bei einer Temperatur ergeben sich bei vielen Spannungsschritten entsprechend viele Kurven und damit viele Schnittpunkte bzw. Trappingzeiten. Der Fehler auf die Trappingzeit ließe sich jedoch einfach aus der Variation der Schnittpunkte ablesen.

5.2 DATENVERARBEITUNG

Zur Bestimmung der Trappingzeiten aus den Messdaten wurde eine Auswertungssoftware in C++ geschrieben, die auf Routinen der ROOT-Umgebung [Roo] zurückgreift. Verwendet wird die Methode aus 5.1.1, da diese bessere Möglichkeiten für die automatische Auswertung mit Hilfe einer Geradenanpassung bietet.

Den wichtigsten Schritten stehen eigene Klassen zur Verfügung:

Die Klasse “daten_class” ist zuständig für das Einlesen der Daten aus einer Datei. Eine Datei enthält die Messwerte einer TCT-Kurve bei einer bestimmten Spannung. “daten_class” stellt ebenso das Integral über die Messwerte bereit. Alle Messwerte nach dem TCT-Signal werden abgeschnitten, um eine Verfälschung des Integrals zu verhindern. Das mit verschiedenen Trappingzeiten korrigierte Stromintegral wird ebenso zur weiteren Verarbeitung bereitgestellt.

Die Klasse “auswertung_class” ist für die komplette Auswertung einer Spannungsrampe zuständig. Die eingelesenen Daten aus “daten_class” werden dieser Klasse übergeben. Durch die Punkte der korrigierten Ladung passend zu einer bestimmten Trappingzeit wird dann eine Gerade gelegt. Diese Anpassung geschieht mit ROOT. Zu den verschiedenen Trappingzeiten wird so die Steigung der angepassten Geraden ermittelt. Danach wird die Gerade mit kleinsten Steigung ausgewählt und die passende Trappingzeit ausgegeben.

Dieser Vorgang bei der Auswertung wird dann für alle weiteren Spannungsrampen bei verschiedenen Temperaturen wiederholt.

Zur graphischen Darstellung des TCT-Signals, des korrigierten Signals, des korrigierten und unkorrigierten Integrals stellt die Klasse “draw_class” Funktionen bereit. Entsprechende Aufrufe müssen von Hand getätigt werden.

6.1 ERGEBNISSE DER IV-/CV-MESSUNGEN

In Tabelle 2 und 4 sind die Depletionsspannungen aller Dioden aus den CV-Messungen dargestellt. Ein Fehler von $\pm 10\text{V}$ gilt auf alle angegebenen Spannungen. Eine Veranschaulichung des Verhaltens der Depletionsspannung bei den einzelnen Bestrahlungsschritten findet man für n-Typ-Dioden in Abbildung 48 und für p-Typ-Dioden in Abbildung 52.

6.1.1 N-TYP-DIODEN

6.1.1.1 Depletionsspannung

Die Bestimmung der Depletionsspannung wurde, wie in Kapitel 3.2.2.1 erläutert, über die CV-Kurve durchgeführt.

Die CV-Kurven der unbestrahlten n-typ-Dioden hatten wie erwartet alle einen ähnlichen Verlauf. Die Depletionsspannung war gut abzulesen.

Nach der Bestrahlung mit Neutronen und Protonen ändert sich der Verlauf der CV-Kurve vor allem bei niedrigen Spannungen. Bei drei von vier hochbestrahlten Dioden MCz-n_108-A und MCz-n_17-A/B konnte die Depletionsspannung nach Protonenbestrahlung nicht mehr bestimmt werden, da die Sättigungskapazität der Dioden in der CV-Kurve nicht sichtbar war. Abbildung 47 zeigt beispielhaft den Verlauf der CV-Kurven der Dioden MCz-n_17-A und MCz-n_6-B vor Bestrahlung, nach Bestrahlung mit Neutronen und nach der vollständigen Bestrahlung mit Protonen.

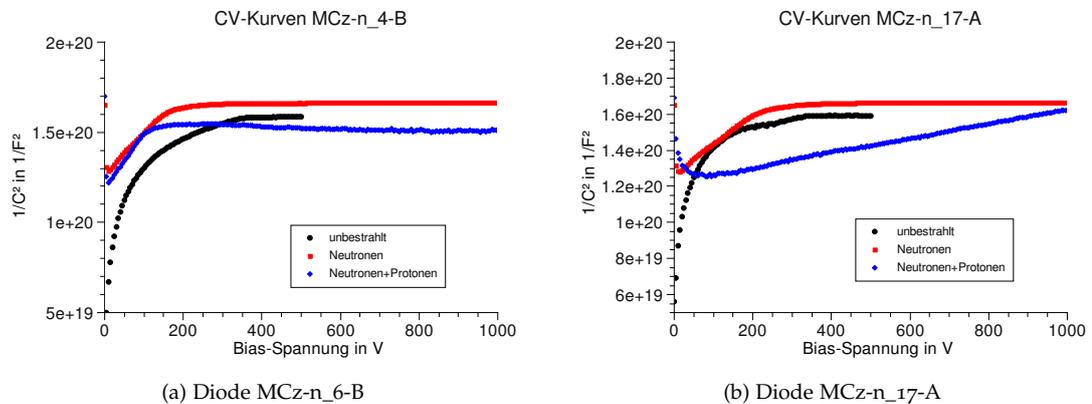


Abbildung 47: Verlauf der CV-Kurven zweier n-Typ-Dioden vor und nach Bestrahlung.

Auffällig bei den n-Typ-Dioden ist ein anfängliches Sinken der Depletionsspannung mit der Fluenz (Abb. 48). Hat die Depletionsspannung ihr Minimum erreicht, verändert sich die effektive Ladungsträgerkonzentration von anfänglicher n-Dotierung zu einer p-Typ-ähnlichen Dotierung. Dies nennt man Typ-Inversion. Das Minimum der Depletionsspannung liegt zwischen $3 - 4 \cdot 10^{14} \frac{n_{eq}}{cm^2}$. Eine gemischte Bestrahlung hat augenscheinlich keinen positiven Einfluss auf die Depletionsspannung.

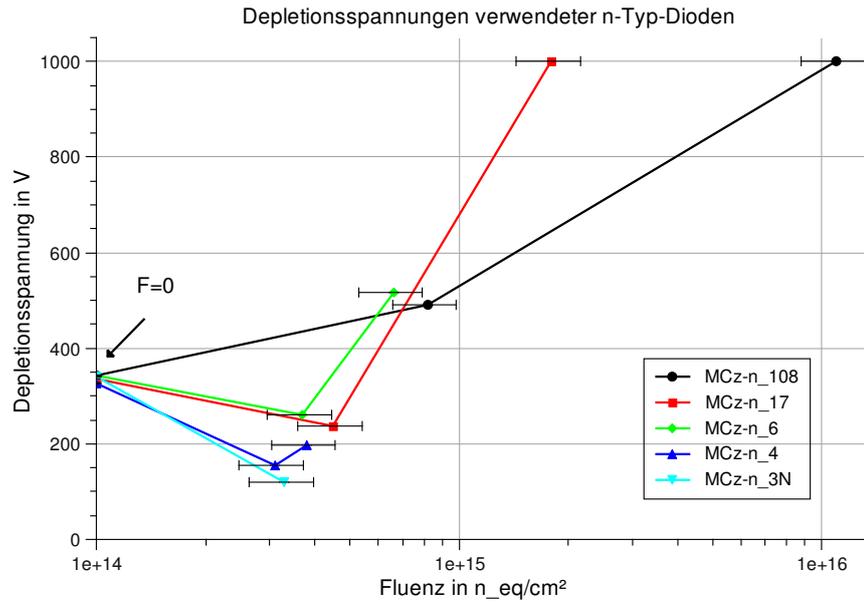


Abbildung 48: Depletionsspannung der n-Typ-Dioden. Die Messpunkte einer Kurve entsprechen den Messungen vor Bestrahlung, nach Bestrahlung mit Neutronen und nach zusätzlicher Bestrahlung mit Protonen.

Diode	U_{dep} [V] unbestrahlt	U_{dep} [V] n-bestrahlt	U_{dep} [V] p+n-bestrahlt
MCz-n_108-A	344	492	>1000
MCz-n_108-B	343	562	785
MCz-n_17-A	335	238	>1000
MCz-n_17-B	344	261	>1000
MCz-n_6-A	343	153	517
MCz-n_6-B	346	174	797
MCz-n_4-A	326	154	197
MCz-n_4-B	329	162	257
MCz-n_3N-A	341	119	-
MCz-n_3N-B	346	138	-

Tabelle 2: Depletionsspannungen n-Typ-Dioden

6.1.1.2 Leckstrom

Alle n-Typ-Dioden ließen sich im unbestrahlten Zustand bis 500V problemlos messen. Sämtliche Sperrströme liegen unterhalb von 15nA. Das charakteristische Verhalten ist in Abbildung 49 gut zu sehen: Der Strom wächst am Anfang recht schnell an, knickt bei Depletion der Diode ab und steigt von da an ungefähr linear mit der Spannung. Bei einigen Dioden konnte die Temperatur nicht exakt konstant gehalten werden, der Strom steigt dann zusätzlich durch die höhere Temperatur an.

Die bei -20°C gemessenen Leckströme nach Bestrahlung mit Neutronen und Protonen findet man in Abbildung 50. Ein starker Anstieg des Leckstroms im Vergleich zu unbestrahlten Dioden ist erkennbar. Während sie im unbestrahlten Zustand nur einige Nanoampere zeigen, so brauchen sie nach der Bestrahlung schon bei -20°C mehrere Mikroampere. Die Leistung

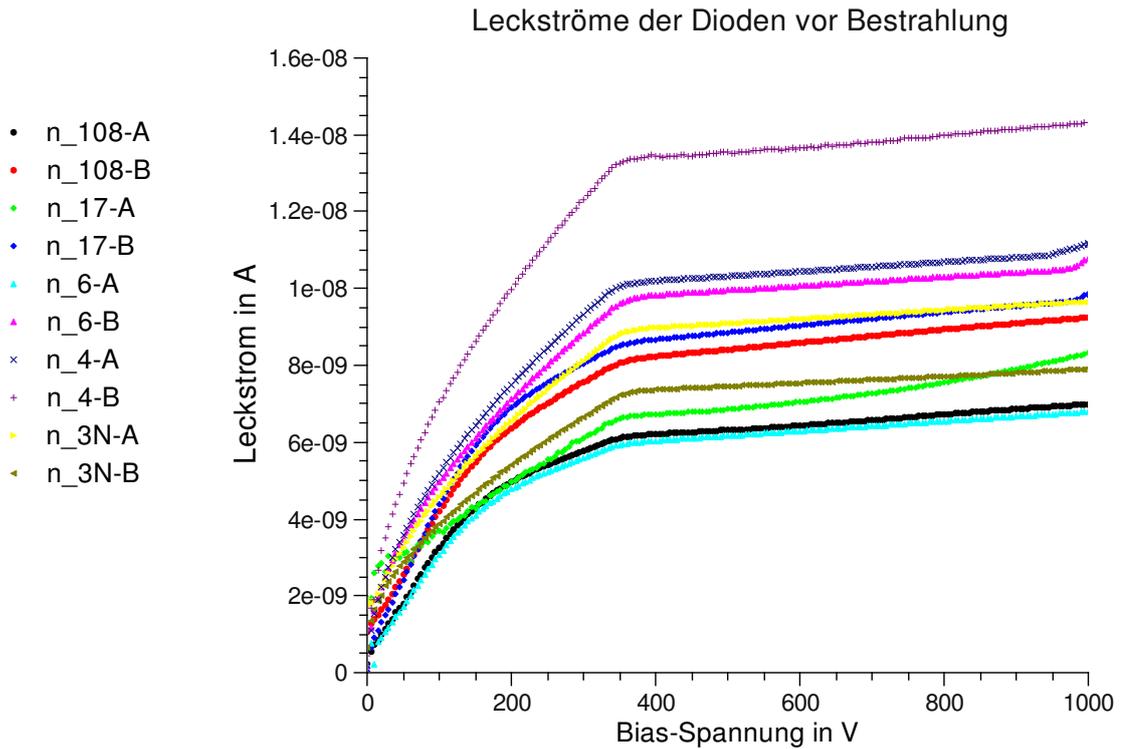


Abbildung 49: IV-Kurven der n-Typ-Dioden vor der Bestrahlung. Die Temperatur lag zwischen 20°C und 22°C.

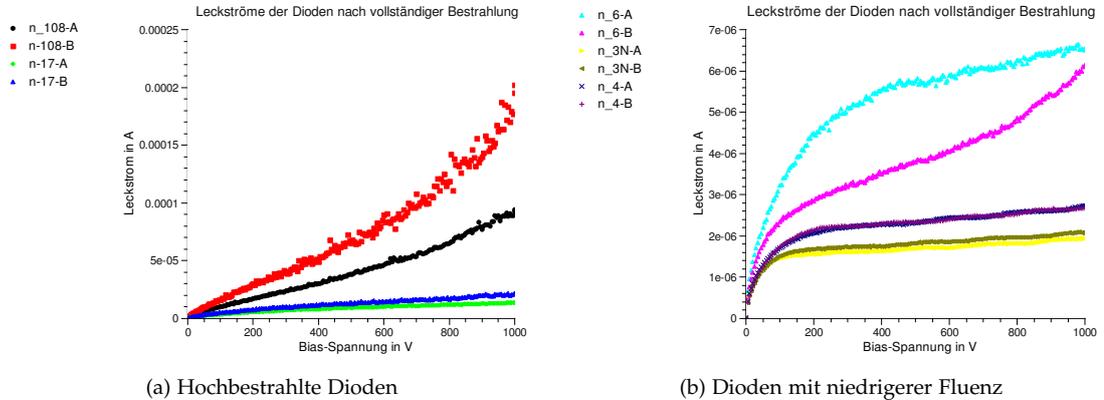


Abbildung 50: IV-Kurven der n-Typ-Dioden nach vollständiger Bestrahlung. T=-20°C .

$P = U \cdot I$ beträgt bei einer Betriebsspannung von 1000V zwischen 1mW bei den niedrigen Fluenzen und über 100mW bei der höchsten Fluenz bei einer Fläche von nur $6,4\text{mm}^2$ (die Dicke der Dioden beträgt $300\mu\text{m}$, das bedeutet ein aktives Volumen von $1,92\text{nm}^3$). Bei solch hohen Fluenzen wäre also ein enormer Kühlaufwand im Tracker erforderlich, will man die Sensoren depletiert betreiben.

In Tabelle 3 sind zum Vergleich die Leckströme vor und nach Bestrahlung eingetragen. Gerade bei den hochbestrahlten Dioden, die in etwa die gleiche Fluenz erfahren haben, ist die Abweichung deutlich. Eine Betrachtung zur Abschätzung der Fluenz mit dem Leckstrom ist in Kapitel 6.1.3 zu finden.

Diode	$I_{\text{vor}}[\text{nA}]$	$I_{\text{nach}}[\mu\text{A}]$
MCz-n_108-A	6,1	92,6
MCz-n_108-B	8,0	125
MCz-n_17-A	6,5	13,5
MCz-n_17-B	8,5	21,5
MCz-n_6-A	5,9	5,7
MCz-n_6-B	9,6	4,9
MCz-n_4-A	9,7	2,1
MCz-n_4-B	12,9	2,2
MCz-n_3N-A	8,7	1,5
MCz-n_3N-B	7,1	1,6

Tabelle 3: Leckströme der n-Typ-Dioden bei Depletionsspannung.

6.1.2 P-TYP-DIODEN

Die Betrachtung der p-Typ-Dioden erfolgt getrennt in p-stop- und p-spray-Dioden. Aufgrund des unterschiedlichen Fertigungsprozesses verhalten sich diese teilweise unterschiedlich.

6.1.2.1 Depletionsspannung

Die Depletionsspannung konnte trotz dem frühzeitigen Durchbruch der Dioden bzw. Abbruch der Messung für die p-Typ-Dioden bestimmt werden. Sie liegt bei $100\text{V} \pm 10\text{V}$.

Die CV-Kurven der bestrahlten Dioden zeigten ein merkwürdiges Verhalten. Nach dem Ansteigen der Werte in der Auftragung $1/C^2$ über U sinkt die reziproke Kapazität wieder. Es wurde angenommen, dass die Sättigungskapazität erreicht ist und andere Effekte hier eine Rolle spielen. Das Maximum des Kurvenverlaufs stellt hier die Depletionsspannung dar. Dies ist gut in Abbildung 51a zu sehen: nach Neutronenbestrahlung ist die Depletionsspannung als Maximum der roten Kurve abzulesen.

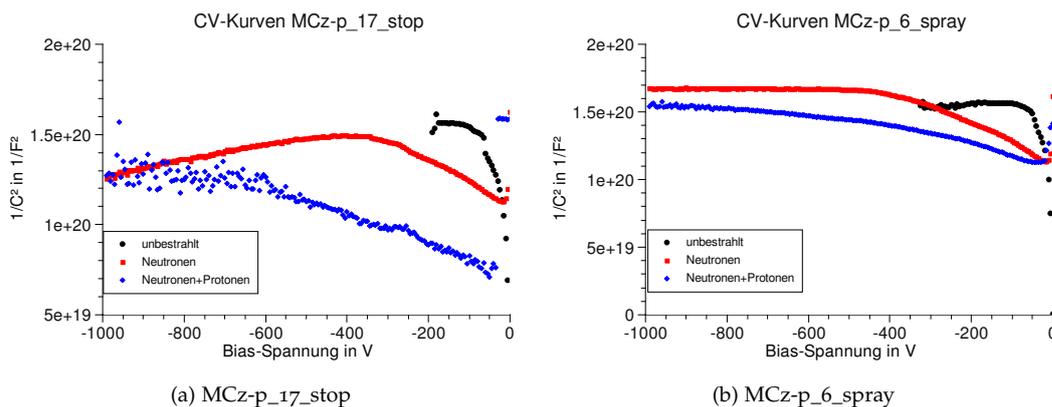


Abbildung 51: CV-Kurven zweier p-Typ-Dioden.

Für jeden Tracker-Radius und der damit entsprechenden Fluenz wurde die Depletionsspannung aufgetragen. In Abbildung 52 sieht man, dass im Gegensatz zu den n-Typ-Dioden die Bestrahlung keine positiven Effekte auf die Depletionsspannung hat. Sie steigt nach jedem Bestrahlungsschritt an.

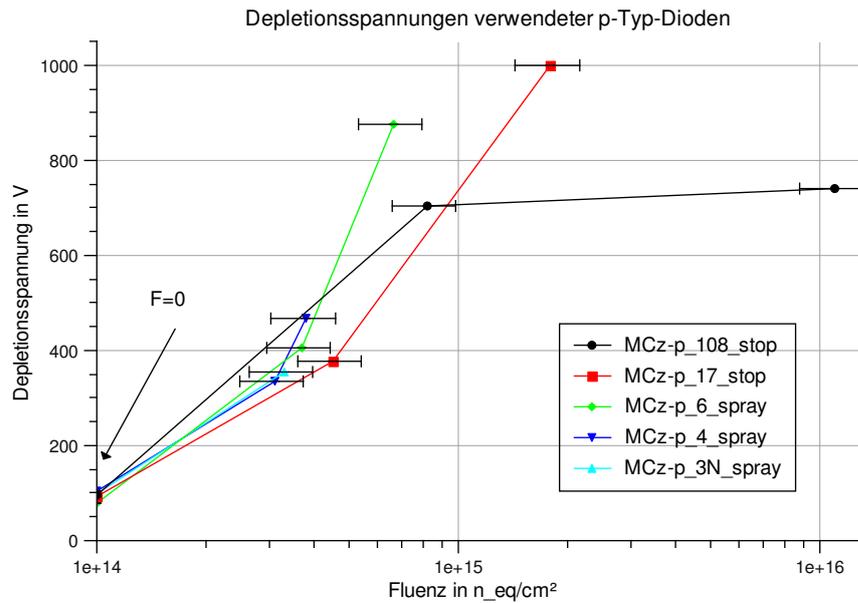


Abbildung 52: Depletionsspannungen der p-Typ-Dioden. Wieder ist die Depletionsspannung in drei Schritten zu verfolgen: vor, nach n- und nach p-Bestrahlung.

Diode	U_{dep} [V] unbestrahlt	U_{dep} [V] n-bestrahlt	U_{dep} [V] p+n-bestrahlt
MCz-p_108_stop	97	705	739
MCz-p_108_spray	99	~1000	750
MCz-p_17_stop	92	378	>1000
MCz-p_17_spray	89	437	>1000
MCz-p_6_stop	*	343	650
MCz-p_6_spray	80	405	875
MCz-p_4_stop	110	298	411
MCz-p_4_spray	80	405	875
MCz-p_3N_stop	94	220	-
MCz-p_3N_spray	98	356	-

Tabelle 4: Depletionsspannungen p-Typ-Dioden. Die Diode MCz-p_6_stop zeigte keine Sättigungskapazität, es konnte keine Depletionsspannung bestimmt werden.

6.1.2.2 Leckstrom

Insgesamt nur zwei der zehn Dioden ließen sich vor Bestrahlung bis 500V testen. Die p-stop-Dioden brachen alle recht früh trotz kontaktierten Guardrings durch (Abb. 53a). Anders die p-spray-Dioden: Die Leckströme zeigen einen exponentiellen Anstieg und konnten dann wegen der hohen Ströme nicht weiter gemessen werden. Ein Durchbruch zeigte sich nur bei einer dieser Dioden (Abb. 54a). Eine Aussage über ein unterschiedliches Verhalten im Stromverlauf der beiden Fertigungsarten lässt sich im unbestrahlten Zustand aufgrund fehlender Messpunkte oberhalb der Depletionsspannung nicht treffen.

Nach Bestrahlung "verbesserten" sich die Dioden in der Hinsicht, dass zu allen Dioden bis auf MCz-p_108_spray bis 1000V der Strom gemessen werden konnte. Wie erwartet zeigt sich eine starke Abhängigkeit des Leckstroms von der Fluenz. Die p-spray-Dioden zeigen bis auf

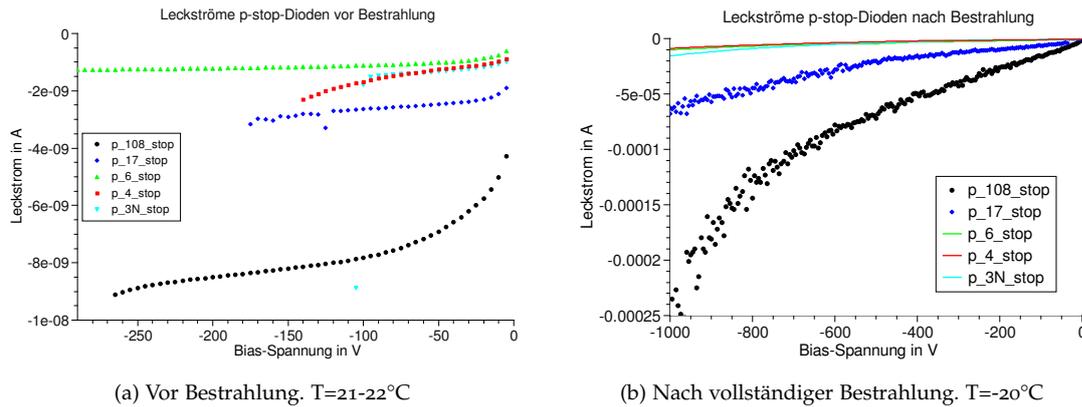


Abbildung 53: Leckströme der p-stop-Dioden.

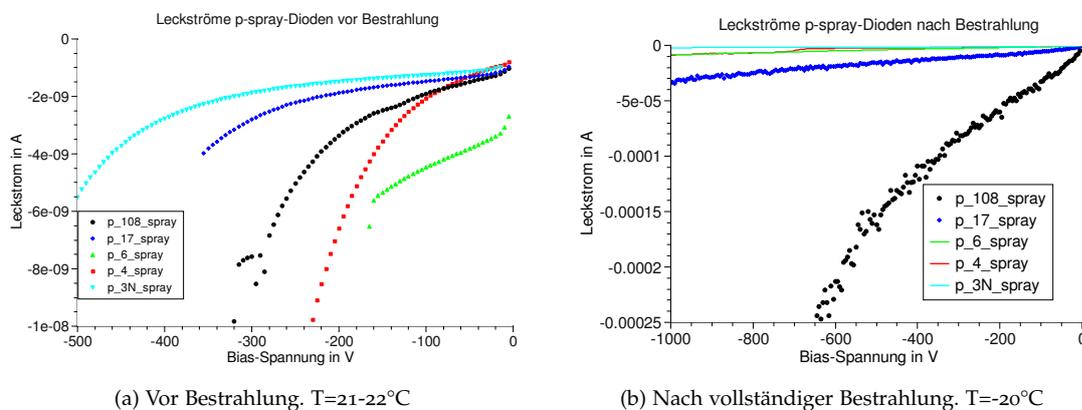


Abbildung 54: Leckströme der p-spray-Dioden.

MCz-p_17_spray einen höheren Strom als die p-stop-Dioden. Generell lässt sich hier, auch wegen fehlender Statistik, keine Aussage über ein unterschiedliches Verhalten der beiden Diodypentypen treffen (Abb. 53b und 54b).

Trotz des hohen Stroms der Dioden und folglich der hohen Wärmeentwicklung der Dioden (1mW bis 500mW) ist nicht von einem thermal Runaway auszugehen. Die Dioden lagen bei der Messung mit ihrer kompletten Rückseite auf dem gekühlten Aluminium-Jig. Die entstehende Wärme kann also schnell genug abgeführt werden.

In Tabelle 5 sind für die unterschiedlichen p-Diodentypen die Leckströme vor und nach Bestrahlung aufgeführt. Einen Zusammenhang zwischen dem Strom vor und nach Bestrahlung ist nicht anzunehmen, da der durch die Strahlenschädigung generierte Anteil des Stroms deutlich überwiegt.

6.1.3 ABSCHÄTZUNG DER FLUENZ ÜBER DEN LECKSTROM

Bestrahlte Dioden weisen einen erhöhten Leckstrom auf, wie die Ergebnisse aus den IV-Messungen zeigen. Die unbestrahlten Dioden weisen nur einen Leckstrom von maximal 10nA auf. Zusätzlich mehrere hundert Nanoampere werden durch Bestrahlungsdefekte generiert. Der zusätzliche Strom verhält sich annähernd linear mit der Fluenz [Mol99]:

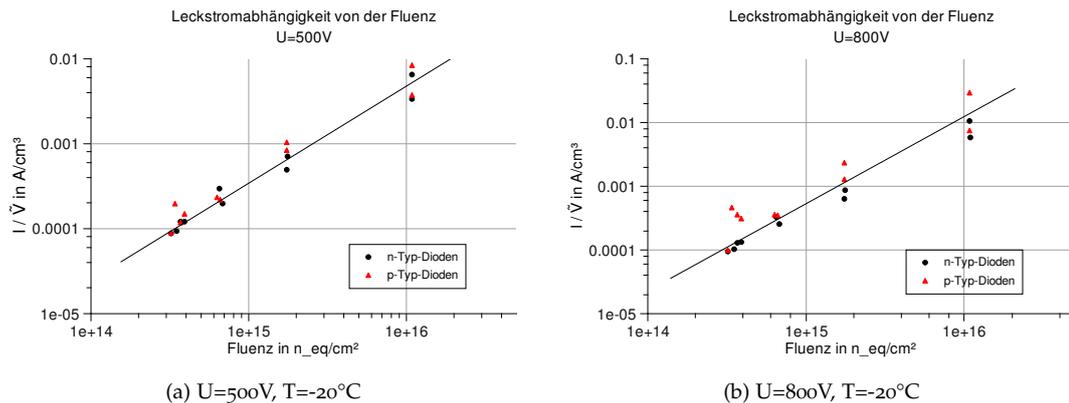
$$\Delta I = \alpha \cdot F_{eq} \bar{V} \quad (6.1)$$

p-stop-Diode	$I_{\text{vor}}[\text{nA}]$	$I_{\text{nach}}[\mu\text{A}]$	p-spray-Diode	$I_{\text{vor}}[\text{nA}]$	$I_{\text{nach}}[\mu\text{A}]$
p_108_stop	7,8	116	p_108_spray	1,9	446
p_17_stop	2,6	68,9	p_17_spray	1,4	33,6
p_6_stop	1,5	5,0	p_6_spray	4,2	7,3
p_4_stop	1,8	2,1	p_4_spray	2,2	2,2
p_3N_stop	1,5	1,3	p_3N_spray	1,3	1,6

Tabelle 5: Leckströme p-Typ-Dioden bei Depletionsspannung.

\bar{V} bezeichnet das aktive Volumen der Diode, ΔI ist die Differenz zwischen dem Leckstrom der Diode vor und nach Bestrahlung. Da der Strom durch die Diode vor der Bestrahlung im Vergleich zum Strom nach der Bestrahlung klein ist, darf er vernachlässigt werden. Dennoch wurde er für die n-Typ-Dioden berücksichtigt, die p-Typ-Dioden konnten im unbestrahlten Zustand nicht zu solch hohen Spannungen gemessen werden (siehe 6.1.2).

Trägt man ΔI über F_{eq} logarithmisch auf, so sollten alle Messpunkte auf einer Geraden liegen. Liegen die Leckströme über einer angepassten Geraden, so ist die angenommene Fluenz zu klein, es wurde eine höhere Fluenz bestrahlt. Ist $\frac{\Delta I}{V}$ dagegen zu klein, so wurde die Fluenz überschätzt. In Abbildung 55 sind die auf das Volumen normierten Strommesswerte über der aus den Dosimetern berechneten Fluenz aufgetragen.

Abbildung 55: Doppellogarithmischer Plot $\Delta I/\bar{V}$ über F_{eq} .

In dieser Auftragung sollten die Punkte eine Gerade ergeben. Über die Lage der Punkte kann eine Aussage über die bestrahlte Fluenz getroffen werden.

Die Steigung ergibt den sogenannten α -Parameter, welcher auch als "current related damage rate" bezeichnet wird. Mit eintretendem Annealing verändert sich dieser Parameter, da die Strahlenschäden, die zum Leckstrom beitragen, ausheilen.

Es ist zu erkennen, dass bei 500V eine der p-Typ-Dioden weit oberhalb der Gerade liegt. Bei 800V fallen gleich drei p-Typ-Dioden auf. Die aus den Dosimetern ermittelten Fluenzen sind offenbar zu niedrig. Die von der Geraden abweichenden Dioden konnten als MCz-p_3N_stop, MCz-p_4_stop und MCz-p_4_spray identifiziert werden. Diode MCz-p_3N_stop zeigte die größte Abweichung.

Die n-Typ-Dioden zeigen prinzipiell eher eine Abweichung von $\Delta I/\bar{V}$ nach unten, während die p-Typ-Dioden meist darüber liegen. Dies bedeutet, dass die p-Typ-Dioden eine leicht erhöhte Fluenz gesehen haben. Das Auseinanderdriften der höher bestrahlten Dioden ist auf die Ungenauigkeit der Dosimeter zurückzuführen.

6.2 TCT-ANALYSE N-TYP DIODEN

Mit Hilfe der zuvor ausgeführten Methoden wurden die Dioden hinsichtlich ihrer Trappingzeit untersucht. Die Signalform der Diode wurde außerdem herangezogen, die Depletionsspannung zu verifizieren und das elektrische Feld in der Diode zu rekonstruieren. Die Ergebnisse werden in diesem Abschnitt ausführlich präsentiert. Es werden zunächst die n-Typ-Dioden bei verschiedenen Fluenzen betrachtet, die p-Typ-Dioden folgen in einem weiteren Abschnitt.

Die Trappingzeit hängt bei der Bestimmung mit der Methode aus Kapitel 5.1.1 maßgeblich von der Depletionsspannung ab. Eine Variation der Depletionsspannung lässt so auf den Fehler bei der Bestimmung der Trappingzeit schließen. Das Verändern der Depletionsspannung führte bei einigen Messwerten allerdings dazu, dass überhaupt keine Trappingzeit mehr bestimmt werden konnte. Die Genauigkeit der Messwerte findet sich ebenfalls in diesem Fehler wieder, da die Anpassung der Geraden durch die Punkte der Ladung sensitiv auf Abweichungen ist. Diese sollten aber vernachlässigbar sein, da das Oszilloskop bereits über 25 TCT-Signale mittelt.

Alle Dioden wurden ~ 44 h annealt, bevor die Messung durchgeführt wurde.

6.2.1 $R = 139\text{CM}$

Die Dioden MCz-n₃N-A und MCz-n₃N-B wurden nur mit Neutronen bestrahlt. Der angegebene Radius von 139cm im Tracker ist passend zur Neutronenfluenz gewählt. Die Protonenfluenz an dieser Stelle ist aber im Vergleich zur Neutronenfluenz von $3,2 - 3,5 \cdot 10^{14} \frac{\text{n}_{\text{eq}}}{\text{cm}^2}$ vernachlässigbar.

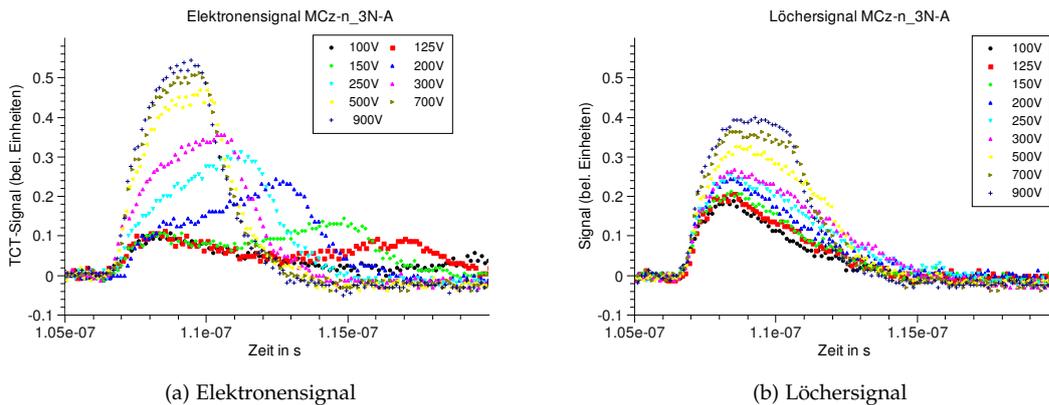


Abbildung 56: TCT-Signal der Diode MCz-n₃N-A bei -20°C.

In Abbildung 56 sind die TCT-Pulse bei -20°C der Diode MCz-n₃N-A dargestellt. Der zweite Peak im Signal der Elektronen ist bereits ab 100V sichtbar. Die Depletionsspannung aus der CV-Messung beträgt 119V. Die Diode MCz-n₃N-B zeigt erst bei 125V einen zweiten Peak im Signal. Diese Spannung passt gut mit der in der CV-Messung ermittelten Depletionsspannung von 138V zusammen. Dies zeigt die Konsistenz der Messungen. Der Ladungsverlauf ist bei Elektronen unter 200V klein und breit. Erst über dieser Spannung ist der Puls schmäler als 10ns.

Es genügt eine maximale Spannung von 600V bei der TCT-Messung, um den Verlauf der Ladungssammlung zu beobachten und die Trappingzeit zu extrahieren. Die aus den TCT-Kurven bei verschiedenen Temperaturen gewonnenen Trappingzeiten sind in den Graphen 58a und 58b für Elektronen und Löcher eingetragen.

Die bei Diode MCz-n₃N-B im Vergleich zur MCz-n₃N-A um $0,3 \cdot 10^{14} \frac{\text{n}_{\text{eq}}}{\text{cm}^2}$ erhöhte Fluenz spiegelt sich in den Trappingzeiten wieder: Sowohl Elektronen als auch Löcher weisen eine erniedrigte Trappingzeit auf. Dies deutet auf eine größere Strahlenschädigung, die bei den Löchern mit 1,5ns größer ausfällt als bei den Elektronen mit maximal 1ns. Der Unterschied in

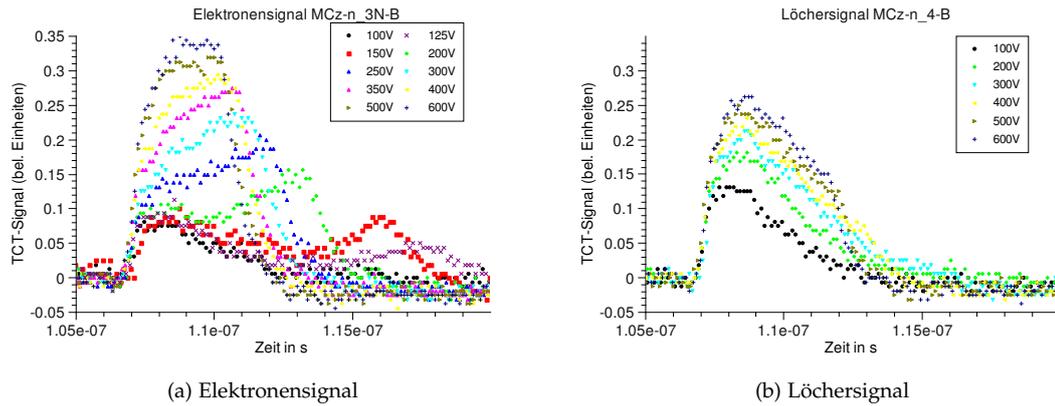


Abbildung 57: TCT-Signal der Diode MCz-n_3N-B bei -20°C.

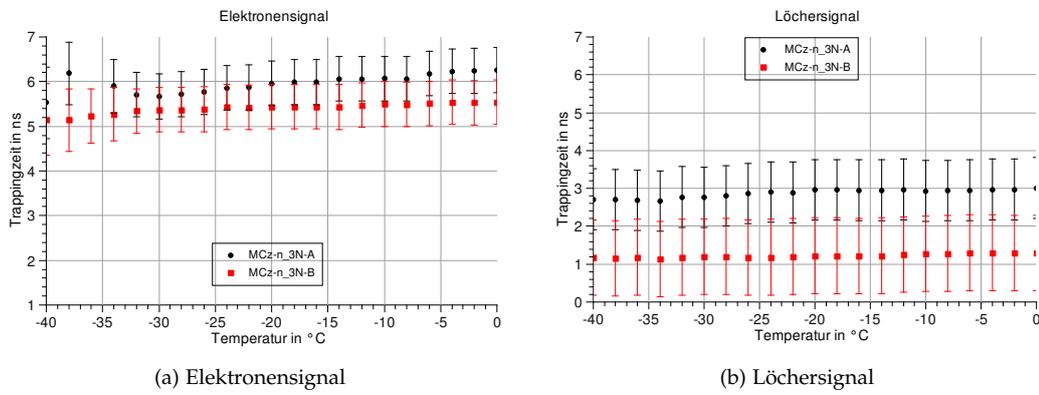


Abbildung 58: Trappingzeit Dioden MCz-n_3N-A, MCz-n_3N-B. Es ist ein leichter Anstieg mit zunehmender Temperatur erkennbar.

der Trappingzeit passt zusammen mit einer Abweichung der Fluenz von $0,4 \cdot 10^{14} \frac{n_{eq}}{cm^2}$, wenn man für β'_e den in Wert aus Tabelle 6 nimmt.

6.2.2 R = 127CM

Die Dioden MCz-n_4-A und MCz-n_4-B wurden zusätzlich mit Protonen bestrahlt. Die gesamte Fluenz dieser beiden Dioden ist $3,9 \cdot 10^{14} \frac{n_{eq}}{cm^2}$ und $3,7 \cdot 10^{14} \frac{n_{eq}}{cm^2}$. Die aus der CV-Messung bestimmte Depletionsspannung liegt nur wenig höher als bei den Dioden, die nur mit Neutronen bestrahlt wurden. Sie beträgt für MCz-n_4-A 197V und 257V für MCz-n_4-B.

Betrachtet man die TCT-Kurven für MCz-n_4-A bei -20°C in Abbildung 59, so zeigt das Elektronensignal den zweiten Peak ab 150V.

Die TCT-Kurven (Abbildung 60) für die Diode MCz-n_4-B zeigen ein sehr ähnliches Verhalten. Auch hier ist der zweite Peak schon ab 150V zu sehen. Dies deutet darauf hin, dass so viel Spannung anliegt, dass das elektrische Feld zum Rand hin ansteigt und die Diode depletiert ist. Die beiden Dioden liegen mit ihrer Depletionsspannung also näher zusammen, als durch die CV-Messung ermittelt wurde.

Die Trappingzeiten für die beiden Dioden findet man in Abbildung 61a für Elektronen und in 61b für Löcher.

Wie bei den beiden Dioden, die nur mit Neutronen bestrahlt wurden, sind hier die Trappingzeiten der beiden Dioden wegen unterschiedlicher Fluenz nicht gleich. Die Diode MCz-n_4-A

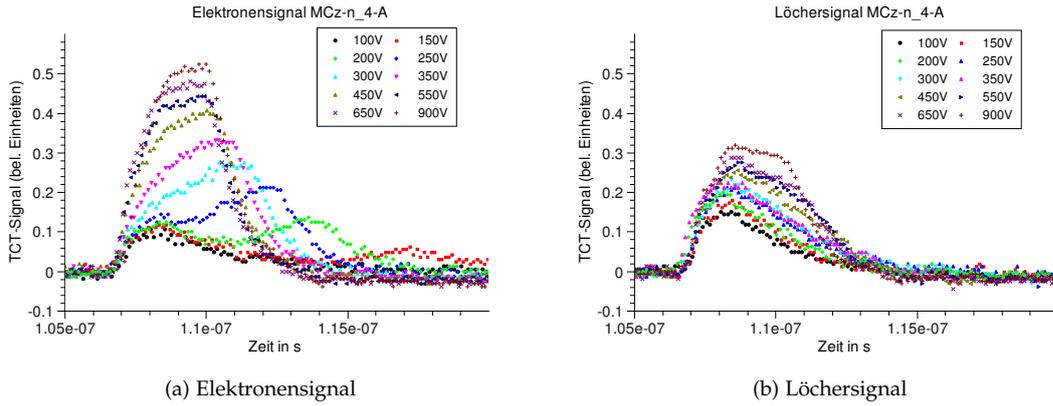


Abbildung 59: TCT-Signal der Diode MCz-n_4-A bei -20°C.

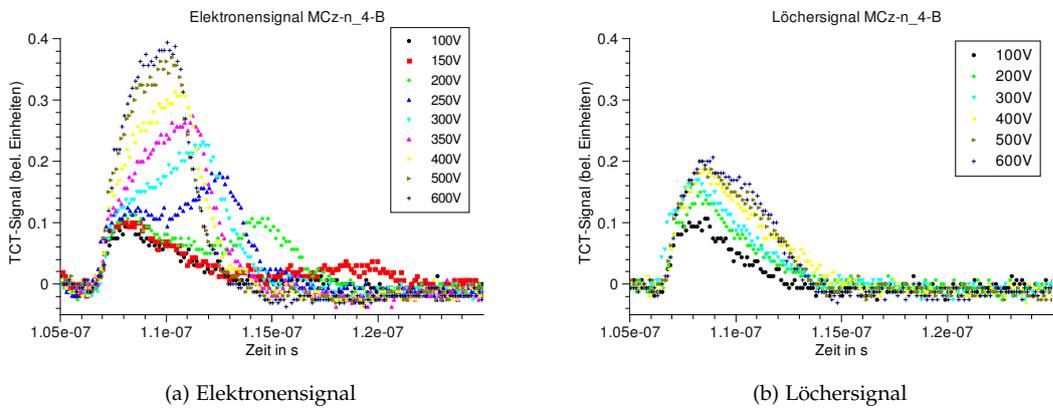


Abbildung 60: TCT-Signal der Diode MCz-n_4-B bei -20°C.

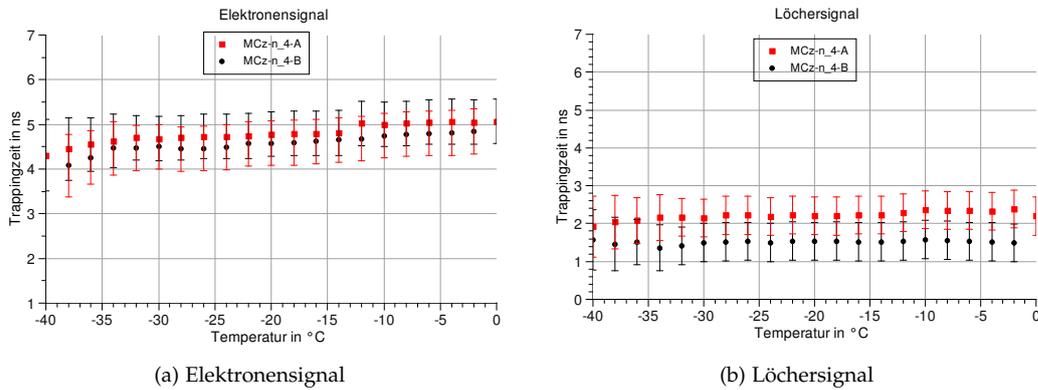
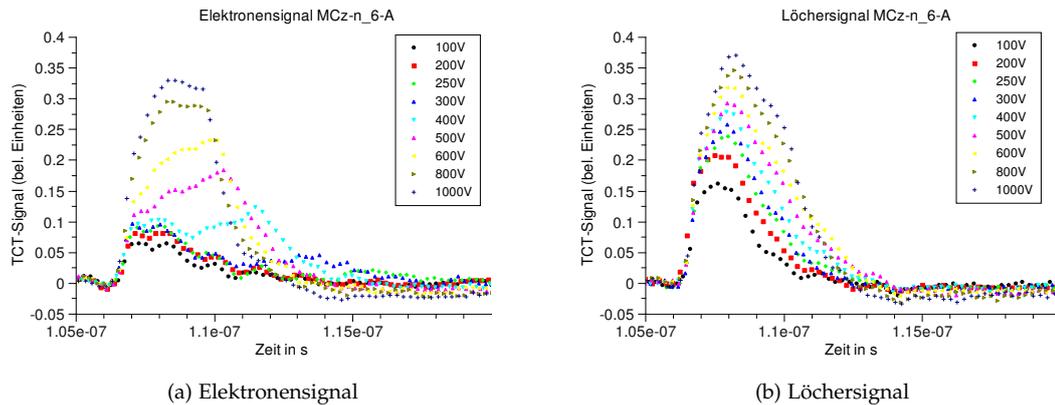


Abbildung 61: Trappingzeit Dioden MCz-n_4-A und MCz-n_4-B. Auch hier ist ein leichter Anstieg über der Temperatur erkennbar.

zeigt etwas höhere Trappingzeiten als B. Dies würde auf eine niedrigere Fluenz hindeuten obwohl die Messung durch die Dosimeter gegenteiliges aussagt. Im Rahmen der Fehler und der Messungengenauigkeit darf man aber davon ausgehen, dass die beiden Dioden recht identisch sind und nur minimal unterschiedlich bestrahlt wurden. Dies entspricht auch der Aussage der gezeigten TCT-Signale.

6.2.3 $R = 54\text{CM}$

Die Diode MCz-n_6-A wurde mit einer Protonenfluenz bestrahlt, die nur wenig unter der Neutronenfluenz lag. Die Gesamtfluenz beträgt $F = 6,5 \cdot 10^{14} \frac{n_{eq}}{cm^2}$. Die Depletionsspannung aus der CV-Messung beträgt $U_{dep} = 517V \pm 10V$. Im TCT zeigt sich wie bei den Dioden zuvor ein recht stimmiges Bild: Im Elektronensignal ist der zweite Peak erstmals zwischen 250V und 300V zu sehen. Ab 400V wird das Elektronensignal wieder deutlich schmaler, ab 500V sind beide Peaks nicht mehr voneinander zu trennen. Dies zeigt, dass die aus der CV-Messung ermittelte Depletionsspannung zu hoch liegt.

Abbildung 62: TCT-Signal der Diode MCz-n_6-A bei -20°C .

Die Signalhöhe liegt hingegen auf dem etwa dem gleichen Niveau wie bei den weniger bestrahlten Dioden. Das Löchersignal hat sich sogar vergrößert.

Die ermittelten Trappingzeiten für diese Diode in Abbildung 63a und 63b zeigen kleinere Werte als bei den Dioden zuvor. Die Trappingzeit der Löcher bleibt im Bereich von $1 - 2\text{ns}$. Auch die Fehler auf die Trappingzeit ist recht groß, da das Signal wegen der starken Korrektur mit der Exponentialfunktion schwankt. Für kleinere Trappingzeiten wird die Methode immer ungenauer. Es ist anzunehmen, dass kleinere Trappingzeiten nur mit einer genaueren Messung und einer neuen Methode für sehr hohe Fluenzen ermittelt werden kann.

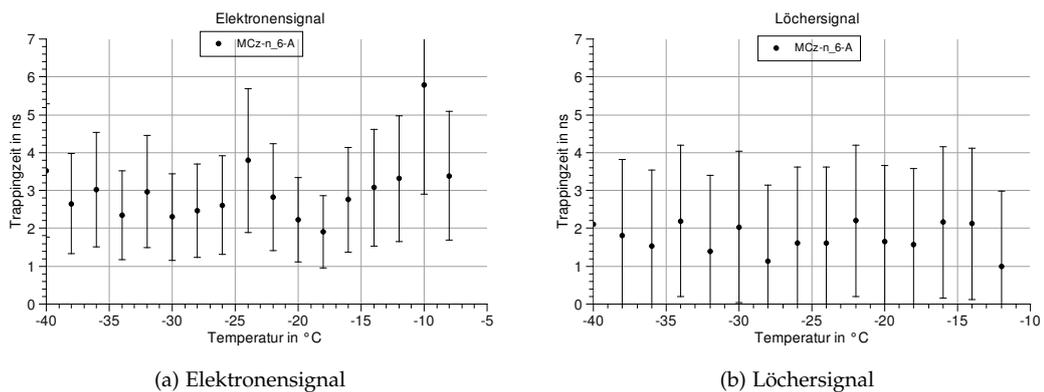


Abbildung 63: Trappingzeit der Diode MCz-n_6-A. Die Trappingzeiten variieren zu stark, um eine Aussage über die Temperaturabhängigkeit zu machen.

6.2.4 R = 18CM

Die Diode MCz-n_17-A wurde mit einer Gesamtfluenz von $F = 1,74 \cdot 10^{15}$ bestrahlt. Die Depletionsspannung aus der CV-Messung lag über 1000V und konnte nicht bestimmt werden. Durch die große Depletionsspannung war es nicht möglich, die Diode voll zu depletieren und die Ladungssammlung oberhalb der Depletion zu beobachten. Da dies für die beschriebenen Methoden, eine Trappingzeit zu ermitteln, unerlässlich ist, konnte keine Trappingzeit bestimmt werden.

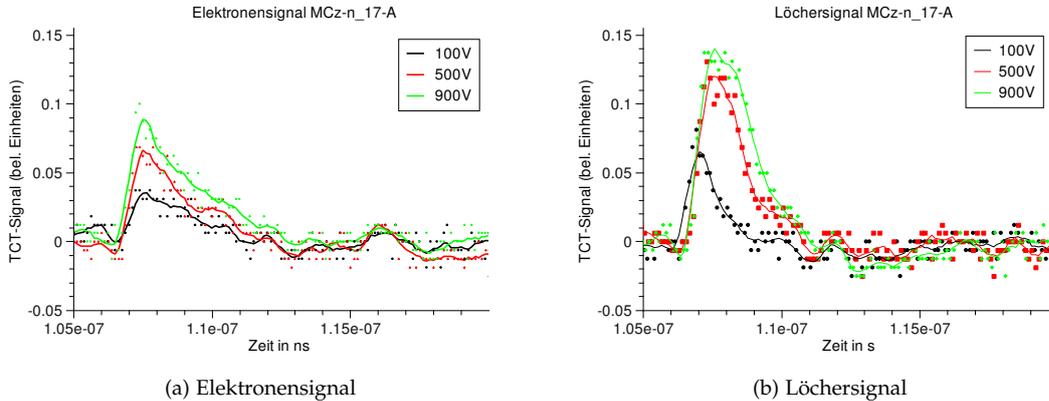


Abbildung 64: TCT-Signal der Diode MCz-n_17-A bei -20°C.

Die Interpretation der TCT-Kurven (Abb. 64) bei -20°C liefert übereinstimmend mit der CV-Messung, dass die Diode unter 900V nicht depletiert ist. Die Signalhöhe ist im Vergleich zur Diode MCz-n_6-A, die nur mit $1/3$ der Fluenz bestrahlt wurde, auf etwa $1/3$ geschrumpft und liegt jetzt nur noch das zeh- bis fünfzehnfache über dem Rauschen des Verstärkers.

6.2.5 R = 5CM

Ein ähnliches Bild zeigt sich bei der höchstbestrahlten Diode MCz-n_108-A. Die gesamte Fluenz beträgt $F = 1,08 \cdot 10^{16}$, Die Neutronenbestrahlung fällt hier kaum noch ins Gewicht. Dennoch zeigt die Diode beim Betrachten der TCT-Signale (Abb. 65) ein Signal, das in etwa so hoch ist, wie das der Diode MCz-n_17-A, obwohl etwa das fünffache bestrahlt wurde.

Die Depletionsspannung konnte auch hier nicht mehr bestimmt werden, da sie deutlich über 1000V liegt. Das wird auch durch die TCT bestätigt. Eine Bestimmung der Trappingzeit war deswegen ebenfalls nicht möglich.

6.2.6 ÜBERSICHT UND VERGLEICH DER N-TYP-DIODEN

In Tabelle 6 sind die ermittelten Trappingzeiten für n-Typ-Dioden zusammengefasst.

Wie erwartet sinken die Trappingzeiten mit größerer Fluenz. Die Ermittlung der Trappingzeiten für n-Typ-Dioden war problemlos möglich. Lediglich bei der Trappingzeit der Löcher bei Diode MCz-n_6-A stieß die Methode an ihre Grenzen. Die Abweichung der Trappingzeiten der Löcher ist dennoch enorm. Die kleine Ladungsmenge, die der Laser in der Diode deponiert und das dadurch kleine Signal am Oszilloskop könnten die Abweichung erklären. Durch das Zusammenschalten aller vier Kanäle wurde die bessere zeitliche Auflösung der größeren Auflösung des Signals vorgezogen. Warum die Trappingzeiten der Dioden MCz-n_3N-A und -B im Elektronensignal im Rahmen der Bestrahlungsgenauigkeit übereinstimmen, diejenigen der Löcher aber nicht, lässt darauf schließen, dass der Fehler bei der Ermittlung der Trappingzeit der Löcher größer ist. Die β' -Werte der Diode MCz-n_4-B sind sowohl für Elektronen

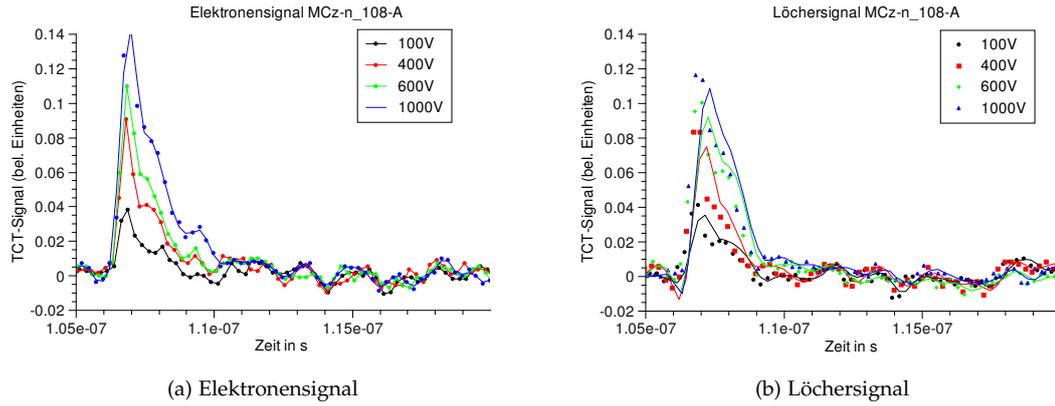


Abbildung 65: TCT-Signal der Diode MCz-n_108-A bei -20°C

Diode	τ_e [ns]	τ_h [ns]
MCz-n_3N-A	$5,96 \pm 0,7$	$2,87 \pm 0,8$
MCz-n_3N-B	$5,40 \pm 0,6$	$1,21 \pm 1,0$
MCz-n_4-A	$4,92 \pm 0,5$	$2,2 \pm 0,5$
MCz-n_4-B	$4,44 \pm 0,5$	$1,51 \pm 0,6$
MCz-n_6-A	$3,00 \pm 1,5$	$1,74 \pm 2,0$
MCz-n_17-A	-	-
MCz-n_108-A	-	-

Tabelle 6: Ermittelte Trappingzeiten der n-Typ-Dioden.

als auch für Löcher im Vergleich zu den anderen Dioden zu groß. Die angegebene Fluenz ist anscheinend zu klein. Mit einem $\beta'_e = 5,2 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2/\text{ns}$ ist die bestrahlte Fluenz der Diode MCz-n_4-B $F_{eq}(\text{gesamt}) = 4,4 \cdot 10^{14} \text{neq}/\text{cm}^2$.

6.3 TCT-ANALYSE P-TYP-DIODEN

6.3.1 R = 139CM

Die Diode MCz-p_3N_spray wurde wie ihr n-Typ-Pendant nur mit Neutronen bestrahlt. Die Depletionsspannung, die aus der CV-Kurven nach Bestrahlung ermittelt wurde ist $U_{dep} = 356\text{V}$. Betrachtet man die mit der TCT aufgenommenen Pulse (Abb. 66), so sieht man im Elektronensignal den zweiten bei ungefähr 300V. Im Löchersignal erkennt man keine scharf abfallende Kurve, alle dargestellten Kurven sinken exponentiell ab. Bei den n-Typ-Dioden hat sich gezeigt, dass die Depletionsspannung nach dem Ansteigen des zweiten Peaks zu finden ist. Ab etwa 350V – 400V wird das Signal deutlich schmaler. Die Depletion findet also schon ab 300V statt, 50V vor der Depletionsspannung aus der CV-Messung.

Es kann davon ausgegangen werden, dass eine Messung bis 600V den nötigen Einblick in die Ladungssammlung und damit zum extrahieren der Trappingzeiten gibt. Die Ergebnisse für die Trappingzeiten von Elektronen und Löchern sind in den Abbildungen 67a und 67b dargestellt. Die Fluenz wurde zu $3,2 \cdot 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$ gemessen.

Bei der Bestimmung der Trappingzeit dieser Diode ergab sich das Problem, dass die gesammelte Ladung oberhalb der Depletionsspannung recht stark variierte. Die Korrektur mit der Exponentialfunktion verstärkt dieses Problem zusätzlich. Die gefundenen Trappingzeiten wei-

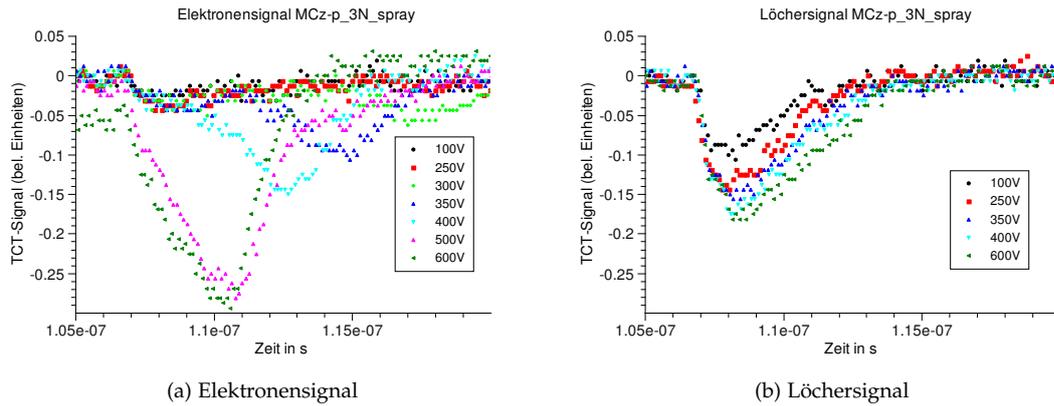


Abbildung 66: TCT-Signal der Diode MCz-p_3N_spray bei -20°C.

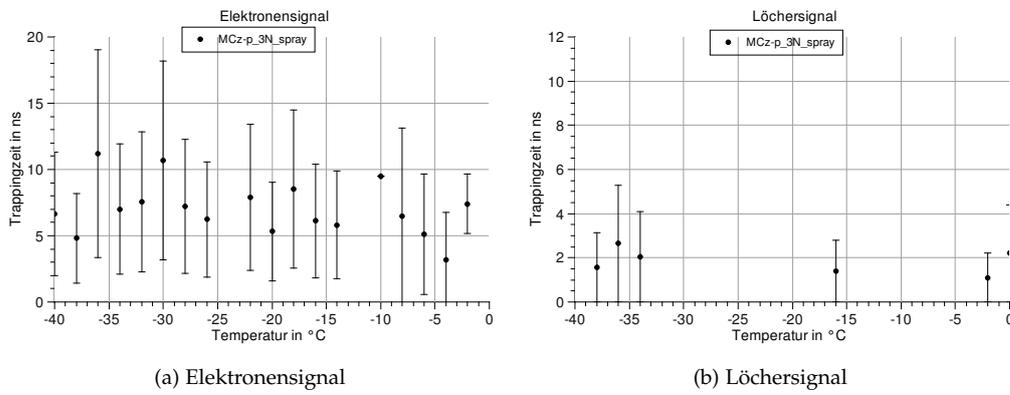


Abbildung 67: Trappingzeiten über der Temperatur der Diode MCz-p_3N_spray

sen deshalb eine starke Variation auf. Für die Löcher konnte nur bei wenigen Messungen eine Trappingzeit bestimmt werden.

6.3.2 $R = 127\text{CM}$

Die Diode MCz-p_4_spray wurde gemischt bestrahlt und ist mit einer Fluenz von $F = 3,1 \cdot 10^{14} \frac{n_{eq}}{cm^2}$ bei einem Radius von 127cm im CMS-Tracker einzuordnen. Die Depletionsspannung bestimmt aus der CV-Messung beträgt $U_{dep} = 467\text{V}$.

In Abbildung 68 ist das TCT-Signal im Fall der Elektronen- und Löcherleitung bei verschiedenen Spannungen dargestellt. Bei 300V ist bei Elektronenleitung ein zweiter Peak zu erahnen, der bei 350V richtig hervortritt. Ab 400V ist die Breite des Pulses wieder unter 10ns. Damit liegt die bei der TCT gesehene Depletionsspannung sogar über 100V niedriger.

Die Trappingzeiten für die Elektronen- und Löcherleitung sind in Graphen 69b und 69a abgebildet. Auch hier war das Problem, dass die Ladungssammlung oberhalb der Depletionsspannung nicht so konstant war wie gewünscht. Der Fehler fällt deshalb auch sehr groß aus. Interessant ist, dass Elektronen und Löcher innerhalb der Fehler eine ähnliche Trappingzeit besitzen.

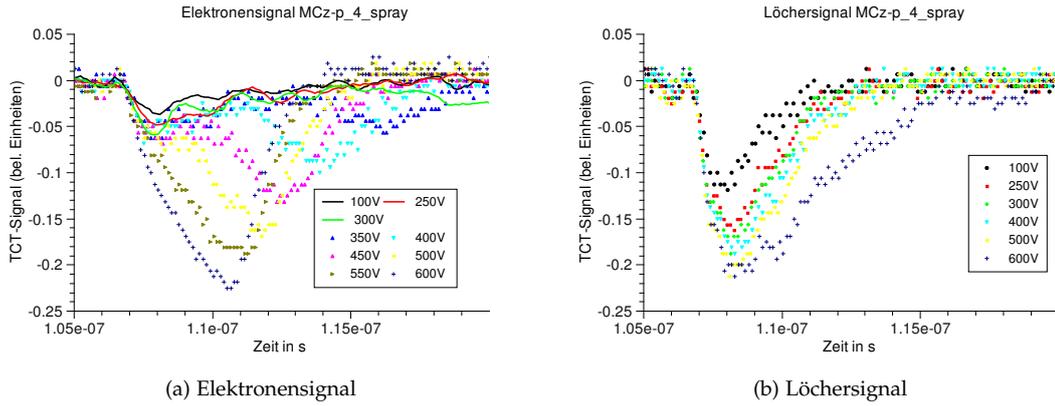


Abbildung 68: TCT-Signal der Diode MCz-p_4_spray bei -20°C.

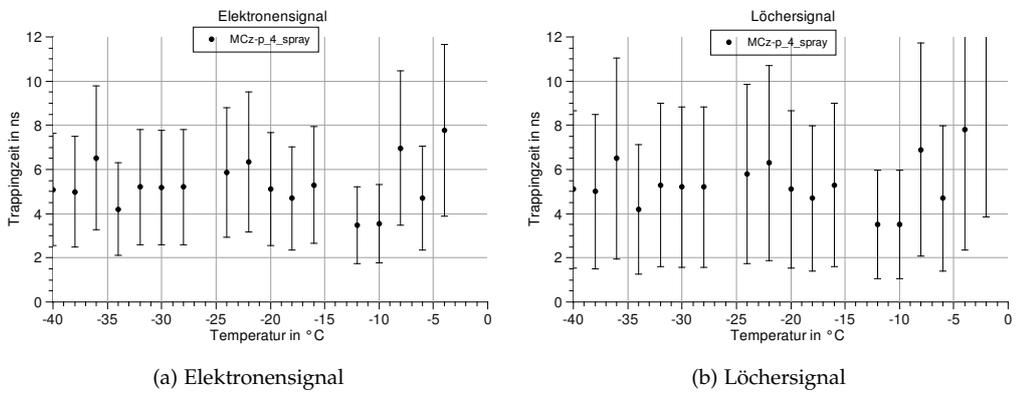


Abbildung 69: Trappingzeiten über der Temperatur der Diode MCz-p_4_spray

6.3.3 R = 54CM

Die Diode MCz-p_6_spray wurde mit einer mittleren Fluenz von $F = 6,61 \frac{n_{eq}}{cm^2}$ bestrahlt. Die Depletionsspannung aus der CV-Messung beträgt bereits 875V. Für die Ermittlung der Trappingzeiten ist daher die maximale Spannung von 1000V nötig.

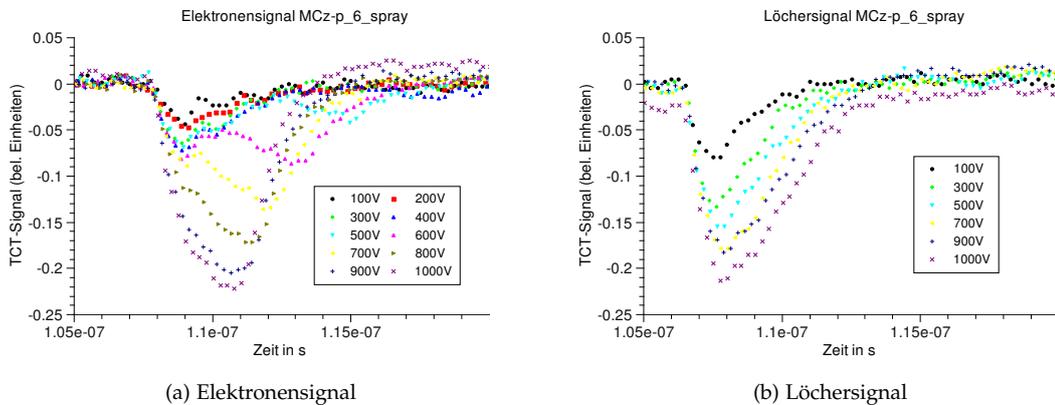


Abbildung 70: TCT-Signal der Diode MCz-p_6_spray bei -20°C.

Der Löcherstrom verrät bei dieser Diode nichts über die Depletionsspannung, die Signalhöhe steigt kontinuierlich mit der Spannung und die Signale fallen alle gleichmäßig ab. Der zweite Puls im Signal der Elektronen ist ab 500V anzutreffen. Ab 600V nimmt die Breite des Signal deutlich ab, bei 700V schieben sich die zwei Peaks ineinander. Eine Depletion ist bei diesen Spannungen zu erwarten, so dass die Depletionsspannung aus der CV-Messung zu hoch angesetzt war.

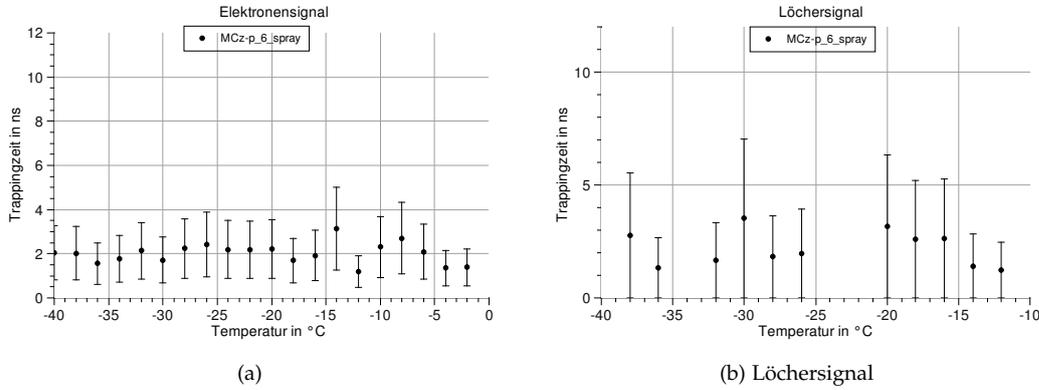


Abbildung 71: Trappingzeiten über der Temperatur der Diode MCz-p_6_spray

Die Trappingzeitbestimmung war für die Elektronen problemlos möglich und liegt um die zns. Die Löcher zeigten wieder eine Schwankung in der Ladungssammlung. Die Trappingzeit ließ sich dadurch nur für einige Temperaturen durchführen. Dennoch ist eine starke Variation der Trappingzeit zu sehen. Wieder sind die Trappingzeiten für Elektronen und Löcher recht nahe beieinander.

6.3.4 $R = 18\text{CM}$

Die Diode bei einem Radius von 18cm im zukünftigen CMS-Tracker wurde mit $F = 1,75 \cdot 10^{15} \frac{n_{eq}}{cm^2}$ bestrahlt. Aus der CV-Messung konnte die Depletionsspannung nicht mehr bestimmt werden: Sie lag über 1000V. In Abbildung 72 sind die TCT-Pulse bei -20°C für einen Vergleich der Depletionsspannung mit dem Verhalten bei der TCT dargestellt. Die für diese Fluenz niedrige Depletionsspannung aus der CV-Messung von 739V konnte im TCT nicht gesehen werden.

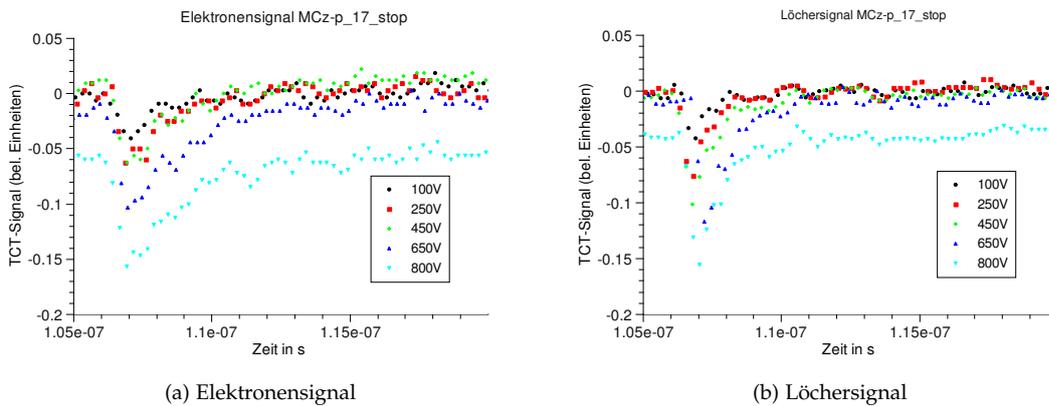


Abbildung 72: TCT-Signal der Diode MCz-p_17_stop bei -20°C.

Beim Betrachten der TCT-Signale fällt auf, dass das Signal mit 800V nicht bei Null anfängt. Die Signale dieser Diode waren starken Schwankungen unterlegen, die nicht eliminiert wer-

den konnten und sich auch in der Mittelung der Messdaten niederschlugen. Eine sinnvolle Messung oberhalb von 600V war nicht möglich.

Durch die hohe Depletionsspannung konnte die Ladungssammlung nicht verfolgt werden und deswegen auch keine Trappingzeit bestimmt werden.

6.3.5 $R = 5\text{CM}$

Die höchstbestrahlte Diode MCz-p_108_stop mit einer Fluenz von $F = 1,08 \cdot 10^{16} \frac{\text{n}_{\text{eq}}}{\text{cm}^2}$ zeigte bei der Messung starke Abweichungen im Signal. Bei hoher Spannung wurden die Schankungen so stark, dass nur teilweise sinnvolle Kurven aufgezeichnet werden konnten. Da auch die Diode MCz-p_17_stop dieses Verhalten aufweist, ist davon auszugehen, dass die Unregelmäßigkeiten auf Störungen in der Diode selbst zurückzuführen sind. Der Leckstrom dieser Dioden wurde ebenso wie bei anderen Messung begrenzt, um einen Durchbruch zu verhindern. Das Signal schwankt also nicht allein auf Grund des erhöhten Leckstroms, den andere Dioden bei höherer Temperatur ebenfalls zeigten und ohne Probleme gemessen werden konnten.

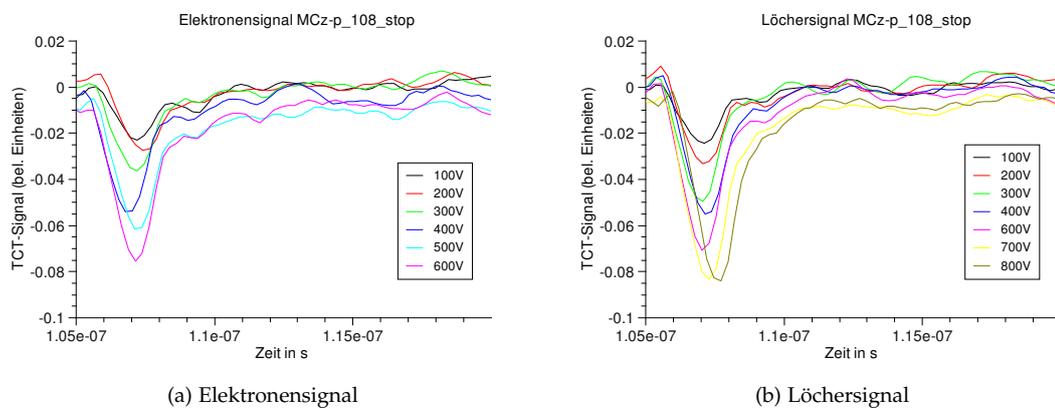


Abbildung 73: TCT-Signal der Diode MCz-p_108_stop bei -20°C.

Sowohl Elektronen- als auch Löchersignal in Abbildung 73 steigen kontinuierlich mit der Spannung. Messtechnisch bedingt konnte aber nur bis 600V für die Elektronen bzw. 800V für die Löcher Messwerte aufgezeichnet werden. Ein Vergleich mit der Depletionsspannung aus der CV-Messung, die nur 739V beträgt, kann dadurch nicht gezogen werden.

6.3.6 ÜBERSICHT UND VERGLEICH DER P-TYP-DIODEN

In Tabelle 7 sind die Trappingzeiten der p-Typ-Dioden aufgelistet. Da die Trappingzeiten der p-Typ-Dioden bei unterschiedlichen Temperaturen große Abweichungen zeigten, wurden die Mittelwerte der Trappingzeiten gebildet.

Die Ermittlung der Trappingzeit aus den Messdaten war für die p-Typ-Dioden schwieriger, da die Signale klein waren. Die gewünschte Auflösung der Signalhöhe konnte beim Zusammenschalten aller Kanäle des Oszilloskops nicht erreicht werden, die bessere zeitliche Auflösung von 8GS/s anstatt 4GS/s wurde der besseren Signalauflösung vorgezogen.

Wie erwartet nehmen die Trappingzeiten der Elektronen mit der Fluenz ab. Die Trappingzeit der Löcher bei MCz-p_3N_spray kann nur ein Messfehler sein. Auch eine nochmalige Messung brachte keine Verbesserung der Messdaten. Die Trappingzeit der Löcher bei MCz-p_4_spray ist recht hoch, liegt innerhalb der Messfehler aber im erwarteten Rahmen. Eine deutliche Abnahme der Trappingzeiten zur Diode MCz-p_6_spray passt ebenfalls ins Bild. Erstaunlich ist, dass bei den zwei gemischt bestrahlten Dioden die Trappingzeit der Elektronen ungefähr so hoch ist, wie die Trappingzeit der Löcher.

Diode	τ_e [ns]	τ_h [ns]
MCz-p_3N_spray	$6,7 \pm 2,6$	$1,8 \pm 1,9$
MCz-p_4_spray	$5,3 \pm 4,9$	$5,7 \pm 4,0$
MCz-p_6_spray	$2,3 \pm 1,2$	$2,2 \pm 2,2$
MCz-p_17_stop	-	-
MCz-p_108_stop	-	-

Tabelle 7: Ermittelte Trappingzeiten der p-Typ-Dioden.

Wie auch in [PCP⁺09] beschrieben, konnten für die hochbestrahlten Dioden keine Trappingzeiten bestimmt werden, da keine Methode über eine ausreichende Genauigkeit verfügt.

6.4 DISKUSSION DER ERGEBNISSE

Alle Trappingzeiten sind noch einmal in Tabelle 9 zusammengestellt. Zur Überprüfung der Ergebnisse und zum Vergleich mit anderen Studien wurde β' nach der Formel $\beta' = 1/(\tau_{eff}F_{eq})$ berechnet. Die Trappingzeiten der n-Typ-Dioden lagen für Elektronen im erwarteten Rahmen. Die Löcher wiesen eine sehr geringe Trappingzeit auf. Dies kann auf Verunreinigungen im Material zurückgeführt werden, welche in Hamburg ermittelt wurden. Es scheint, dass Verunreinigungen durch Gold die Trappingzeit negativ beeinflussen [Jun09].

Die Trappingzeiten der p-Typ-Dioden dagegen sind, bis auf die Diode, die nur mit Neutronen bestrahlt wurde, für Elektronen und Löcher gleich groß.

Der aus den Trappingzeiten und Fluenzen errechnete Beta-Faktor β' ist für Elektronen bei n-Typ-Dioden vergleichbar mit den Werten aus anderen Veröffentlichungen. β'_e liegt für die n-Typ-Dioden zwischen $(5,1 - 5,3) \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{ns}}$ mit einer Ausnahme bei $6,1 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{ns}}$. Dieses Ergebnis ist vergleichbar mit anderen Messungen an Floatzone-Silizium, die bei Neutronenbestrahlung β'_e zu $4,1 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{ns}}$ [KCM⁺02a] und $4,2 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{ns}}$ [KCM⁺02b] erhalten. Wird dagegen mit Protonen bestrahlt, so nimmt β'_e den Wert $5,6 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{ns}}$ an, bei Pionen liegt dieser Wert sogar noch höher ($\beta'_e = 5,7 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{ns}}$) [KCM⁺02b]. Die Werte für β'_e der p-Typ-Dioden liegen ebenfalls innerhalb der Fehler in diesem Bereich.

Wie schon erwähnt ist die Abweichung bei den Löchern wesentlich größer. Die n-Typ-Dioden zeigen hier Werte zwischen $8,8 - 11,6 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{ns}}$, mit zwei Ausreißern bei $17,9 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{ns}}$ und $23,6 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{ns}}$. Die Werte für β'_h aus den schon zitierten Veröffentlichungen liegen deutlich unter diesen Werten. Sie betragen $\beta'_h = 6,0 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{ns}}$ [KCM⁺02a] und $6,1 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{ns}}$ [KCM⁺02b] bei Neutronenbestrahlung. Bei Bestrahlung mit Protonen und Pionen liegt der Wert etwas höher: $\beta'_h = 7,7 \cdot 10^{-16} \frac{\text{cm}^2}{\text{ns}}$ [KCM⁺02a]. Die Diode MCz-p_6_spray liegt als einzige in diesem Bereich, die Diode MCz-p_4_spray liegt etwas darunter, bei Diode MCz-p_3N_spray ist der Wert viel zu hoch.

Schön zu sehen ist, dass die Werte für β'_e zwischen den beiden Werten für β'_e aus den angegebenen Referenzen liegen. Dies ließe auf eine gemischte Bestrahlung schließen, zeigten die beiden nur mit Neutronen bestrahlten Dioden nicht einen vergleichbaren Wert. Die Werte für β'_h aus dieser Messung sind im Vergleich mit den Referenzen fast alle zu hoch. Hier lässt sich keine Aussage treffen.

Anzumerken ist, dass die Trappingzeiten nach einer Annealingzeit von nur 44h bei Raumtemperatur ermittelt wurden. Weiteres Annealing kann die Trappingzeit der Dioden verbessern oder auch verschlechtern. Eine Messung bei nur einer Annealingzeit ist daher alleine nicht aussagekräftig oder mit anderen Ergebnissen vergleichbar.

Diode	$F_{eq}(n) \left[\frac{N_{eq}}{cm^2} \right]$	$F_{eq}(p) \left[\frac{N_{eq}}{cm^2} \right]$	$\tau_e [ns]$	$\tau_h [ns]$	$\beta'_e \left[\frac{cm^2}{ns} \right]$	$\beta'_h \left[\frac{cm^2}{ns} \right]$
MCz-n_3N-A	$3,2 \cdot 10^{14}$	-	$5,96 \pm 0,7$	$2,87 \pm 0,8$	$5,2 \cdot 10^{-16}$	$10,8 \cdot 10^{-16}$
MCz-n_3N-B	$3,5 \cdot 10^{14}$	-	$5,40 \pm 0,6$	$1,21 \pm 1,0$	$5,3 \cdot 10^{-16}$	$23,6 \cdot 10^{-16}$
MCz-n_4-A	$3,3 \cdot 10^{14}$	$6,8 \cdot 10^{13}$	$4,92 \pm 0,5$	$2,2 \pm 0,5$	$5,2 \cdot 10^{-16}$	$11,6 \cdot 10^{-16}$
MCz-n_4-B	$3,0 \cdot 10^{14}$	$6,8 \cdot 10^{13}$	$4,44 \pm 0,5$	$1,51 \pm 0,6$	$6,1 \cdot 10^{-16}$	$17,9 \cdot 10^{-16}$
MCz-n_6-A	$3,6 \cdot 10^{14}$	$2,9 \cdot 10^{14}$	$3,00 \pm 1,5$	$1,74 \pm 2,0$	$5,1 \cdot 10^{-16}$	$8,84 \cdot 10^{-16}$
MCz-n_17-A	$4,4 \cdot 10^{14}$	$1,3 \cdot 10^{15}$	-	-	-	-
MCz-n_108-A	$8,1 \cdot 10^{14}$	$1,0 \cdot 10^{16}$	-	-	-	-
Diode	$F_{eq}(n) \left[\frac{N_{eq}}{cm^2} \right]$	$F_{eq}(p) \left[\frac{N_{eq}}{cm^2} \right]$	$\tau_e [ns]$	$\tau_h [ns]$	$\beta'_e \left[\frac{cm^2}{ns} \right]$	$\beta'_h \left[\frac{cm^2}{ns} \right]$
MCz-p_3N_spray	$3,2 \cdot 10^{14}$	-	$6,7 \pm 2,6$	$1,8 \pm 1,9$	$4,7 \cdot 10^{-16}$	$17,4 \cdot 10^{-16}$
MCz-p_4_spray	$3,1 \cdot 10^{14}$	$6,8 \cdot 10^{13}$	$5,3 \pm 4,9$	$5,7 \pm 4,0$	$5,1 \cdot 10^{-16}$	$4,7 \cdot 10^{-16}$
MCz-p_6_spray	$3,7 \cdot 10^{14}$	$2,9 \cdot 10^{14}$	$2,3 \pm 1,2$	$2,2 \pm 2,2$	$6,6 \cdot 10^{-16}$	$6,9 \cdot 10^{-16}$
MCz-p_17_stop	$4,5 \cdot 10^{14}$	$1,3 \cdot 10^{15}$	-	-	-	-
MCz-p_108_stop	$7,4 \cdot 10^{14}$	$1,0 \cdot 10^{16}$	-	-	-	-

Tabelle 9: Übersicht über die Trappingzeiten aller gemessenen Dioden und das aus Fluenz und Trappingzeit bestimmte β' .

7.1 SIMULATIONEN

Für ein gutes Verständnis der Messungen ist ein vernünftiges physikalisches Modell der Vorgänge in der Diode nötig. Unbestrahlte Halbleiter sind in den letzten Jahrzehnten gründlich erforscht worden und bieten heute gute Modelle zur Vorhersage. Ziel sollte es deshalb sein, Vorhersage und Messung zu vereinen. In diesem Kapitel werden Simulationen und Messungen an entsprechenden Dioden gegenübergestellt.

7.1.1 PULS IN UNBESTRAHLTER DIODE

Das Signal einer Diode, in der Ladungsträgerpaare erzeugt werden, lässt sich mit Größen aus der Festkörperphysik simulieren [Die03]. Der Strom durch die Diode lässt sich parametrisieren durch

$$I(t) = q \cdot E_w \cdot v_{dr} \quad (7.1)$$

E_w beschreibt dabei das Gewichtungsfeld, welches für Dioden auf Grund ihrer homogenen Oberfläche, welche bei der Ladungssammlung eine Rolle spielt, konstant ist. Bei einer Diode mit der Dicke d wird es beschrieben durch

$$E_w = -\frac{1}{d} \quad (7.2)$$

Gleichung 7.1 wird in ihrer ausführlichen Form auch als Ramos Theorem bezeichnet.

Die Pulsform des Stromes hängt außerdem vom elektrischen Feld in der Diode und von der Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger in der Diode ab. Das elektrische Feld in einer unbestrahlten Diode lässt sich je nach angelegter Spannung linear parametrisieren:

$$E(x) = \frac{eN_{eff} \cdot d}{\epsilon \epsilon_0} \left(1 - \frac{x}{d}\right) + \frac{U - U_{dep}}{d} \quad (7.3)$$

Der rechte Term in Gl. 7.3 sorgt dafür, dass oberhalb der Depletionsspannung ein linearer Abfall des E-Feldes vorliegt, wohingegen unterhalb der Depletionsspannung das E-Feld von seinem höchsten Wert linear auf Null abfällt und auf diesem Niveau bleibt.

Die Ladungsträgerpaare von einem roten Laserpuls werden in der Diode in einer maximalen Eindringtiefe von 26(vorab) μm deponiert. Die eine Art der Ladungsträger hat von dort aus nur einen sehr kurzen Weg durch die Diode, nämlich 26 μm , die anderen Ladungsträger tragen bedeutend länger zum gesamten Strom bei, da sie zum anderen Ende der Diode driften müssen. Der gesamte Strompuls in der Diode ergibt sich deshalb in der Simulation aus der Summe der beiden Ströme der unterschiedlichen Ladungsträger.

In der Praxis beobachtet man aber nur eine Art Ladungsträger, da die anderen wegen ihres kurzen Weges sofort ankommen und dieser Strom vom RC-Glied des Stromkreises bzw. des Verstärkers nicht mehr wahrgenommen werden können.

In der Simulation ergibt sich die Driftzeit der Ladungsträger dann zu

$$t_{dr} = \int_x^d \frac{dx}{v_{dr}(x)} \quad (7.4)$$

Schrittweise wird also von der Eindringtiefe ausgehend der Strom der Ladungsträger mit der entsprechenden Driftgeschwindigkeit $v_{dr}(x)$ berechnet. Die Driftgeschwindigkeit ihrerseits

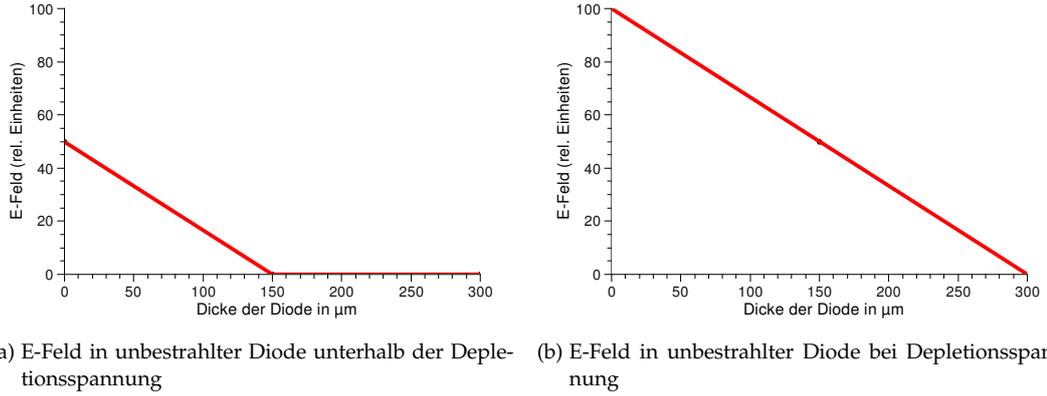


Abbildung 74: Darstellung des elektrischen Feldes in einer unbestrahlten Diode.

hängt vom elektrischen Feld ab, welches wiederum von der angelegten Spannung abhängt. Die Driftgeschwindigkeit wird mit folgender Gleichung parametrisiert:

$$v_{dr}(x) = \frac{\mu_0 \cdot E}{\left(1 + \left(\mu_0 \cdot E \frac{1}{v_{sat}}\right)^{1/\beta}\right)^\beta} \quad (7.5)$$

v_{sat} beschreibt dabei die Sättigungsdriftgeschwindigkeit, welche die Ladungsträger maximal in einem elektrischen Feld in Silizium erreichen können. β ist ein experimenteller Parameter, der angepasst werden muss. Für μ_0 , v_{sat} und β gelten folgende Parametrisierungen für Elektronen (e) und Löcher (h) [COQ77]:

$$\mu_{0,h}(T) = 470,5 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \left(\frac{T}{300\text{K}}\right)^{-2,42} \quad (7.6)$$

$$\mu_{0,e}(T) = 1417 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}} \left(\frac{T}{300\text{K}}\right)^{-2,2} \quad (7.7)$$

$$\beta_h(T) = 1,213 \cdot \left(\frac{T}{300\text{K}}\right)^{0,17} \quad (7.8)$$

$$\beta_e(T) = 1,109 \cdot \left(\frac{T}{300\text{K}}\right)^{0,66} \quad (7.9)$$

$$v_{sat,h}(T) = 8,37 \cdot 10^6 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \cdot \left(\frac{T}{300\text{K}}\right)^{0,52} \quad (7.10)$$

$$v_{sat,e}(T) = 10,7 \cdot 10^6 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \cdot \left(\frac{T}{300\text{K}}\right)^{0,87} \quad (7.11)$$

Für die Simulation wurden die Parameterwerte aus Tabelle 10 eingesetzt.

Im ersten Schritt werden die einzelnen Ströme der Elektronen und Löcher mittels der aufgeführten Gleichungen errechnet. Die Ergebnisse sind für eine n-Typ-Diode, die auf der Seite

Parameter Löcher	Wert	Parameter Elektronen	Wert
$\mu_{0,h}$	$486,3 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	$\mu_{0,e}$	$1605,4 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$
β_h	1,23	β_e	1,09
$v_{\text{sat},h}$	$8,4 \cdot 10^6 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$	$v_{\text{sat},e}$	$10,9 \cdot 10^6 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$

Tabelle 10: In der Simulation verwendete Parameter

des n-Implantats mit einem roten Laser beschossen wird, in den Abbildungen 75a und 76a zu sehen. Der durch die Elektronik wahrgenommene Strom wird aber durch ein RC-Glied an der Auslese verzerrt. Dieser verzerrte Strompuls, der bei den Messungen aufgenommen wird, ist in den Abbildungen 75b und 76b für die Impedanzen von $Z = 1 \cdot 10^{-10} \Omega$, $Z = 5 \cdot 10^{-10} \Omega$ und $Z = 1 \cdot 10^{-9} \Omega$ zu sehen. Je größer die Impedanz ist, desto mehr wird das ursprüngliche Signal verändert.

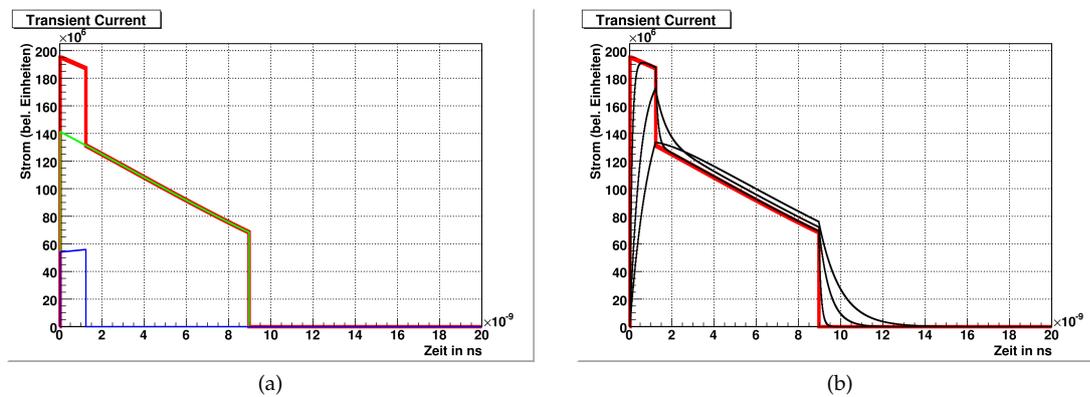


Abbildung 75: Schritte zur Simulation eines TCT-Pulses:

(a) Simulation der einzelnen Ströme von Elektronen, Löcher und Gesamtstrom durch eine Diode mit $300\mu\text{m}$ Dicke. Die blaue Linie stellt die Löcher dar, die grüne die Elektronen. Die rote Kurve ergibt addiert aus den beiden Kurven den Gesamtstrom.

(b) Simulation eines TCT-Pulses. $U = 100\text{V}$, $U_{\text{dep}} = 50\text{V}$. Der Gesamtstrom aus den beiden einzelnen Strömen wird durch ein RC-Glied mit verschiedenen Impedanzen geschickt. Die drei schwarzen Kurven sind den Zeitkonstanten $1 \cdot 10^{-10}\text{s}^{-1}$, $5 \cdot 10^{-10}\text{s}^{-1}$ und $1 \cdot 10^{-9}\text{s}^{-1}$ zuzuordnen. Je größer die Impedanz desto weniger ist der Peak durch die Löcher sichtbar.

7.1.2 PULS IN BESTRAHLTER DIODE - MIT TRAPPING

Um einen Eindruck zu bekommen, wie sich der TCT-Puls in einer bestrahlten Diode ändert, kann eine Trappingzeit in das Modell von Kapitel 7.1.1 eingefügt werden. Wie in Kapitel 5.1.1 beschrieben, wird der Strom mit einer Exponentialfunktion (GL. 5.2) auf das ursprüngliche Signal rücktransformiert. Wendet man die Umkehrfunktion

$$I_{\text{trap}} = I \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{\text{eff}}}} \quad (7.12)$$

auf das simulierte Signal an, so kann man eine Trappingzeit einführen. Mit der Methode aus 5.1.1 kann man die bekannte Trappingzeit wiederum bestimmen. Dies ist eine Überprüfung der Genauigkeit der Methode. Ein linearer Zusammenhang zwischen effektiver Trappingzeit und

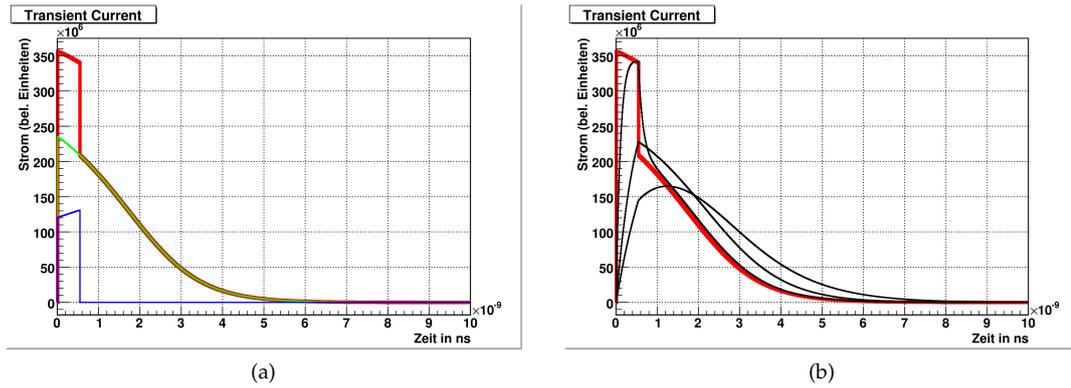


Abbildung 76: Simulation der Ströme und des Signals einer nicht voll depletierten Diode.

(a) Elektronenstrom(grün), Lochstrom(blau) und Gesamtstrom(rot)

(b) Simulierter TCT-Puls unterhalb der Depletionsspannung der Diode. Nach dem Anstieg ist ein exponentieller Abfall des Stroms zu sehen. Die drei schwarzen Kurven sind entsprechend den drei Zeitkonstanten $1 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}$, $5 \cdot 10^{-10} \text{ s}^{-1}$ und $1 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ des RC-Glieds zuzuordnen.

Fluenz wird beobachtet. Hieraus lassen mit den für die Simulation verwendeten Parametern theoretische Trappingzeiten errechnen:

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \beta'_{e,h} \cdot \Phi_{eq} \tag{7.13}$$

In Tabelle 11 sind die errechneten Trappingzeiten für die angegebenen Fluenzen und den Werten für β aus [KCM⁺o2a] aufgeführt.

$$\beta'_e = 4,2 \cdot 10^{16} \frac{\text{cm}^2}{\text{ns}} \tag{7.14}$$

$$\beta'_h = 6,1 \cdot 10^{16} \frac{\text{cm}^2}{\text{ns}} \tag{7.15}$$

Fluenz $\left[\frac{n_{eq}}{\text{cm}^2} \right]$	$\tau_{\text{eff},e}[\text{ns}]$	$\tau_{\text{eff},h}[\text{ns}]$
$1 \cdot 10^{14}$	23,81	16,39
$3 \cdot 10^{14}$	7,94	5,46
$1 \cdot 10^{15}$	2,38	1,64
$4 \cdot 10^{15}$	0,60	0,41
$7 \cdot 10^{15}$	0,34	0,23
$1 \cdot 10^{16}$	0,24	0,16

Tabelle 11: Trappingzeiten einer bestrahlten Diode mit den Werten aus Gl. 7.14 und 7.15

Die verwendete Methode konnte die Trappingzeiten bis zu einer Fluenz $4 \cdot 10^{15} \frac{n_{eq}}{\text{cm}^2}$ aus den Daten bestimmen. Darüber hinaus wird die Methode ungenau. Die Schrittweite sollte nicht zu grob gewählt werden, bei einer Trappingzeit von 1 – 10ns sollte die Schrittweite nicht größer als 100ps gewählt werden, befindet sich die Trappingzeit darunter sollte man 10ps nicht überschreiten.

7.1.3 PULS IN BESTRAHLTER DIODE - VERÄNDERTES E-FELD

Die Annahme, das Signal verändere sich nur aufgrund der Trappingzeit bei bestrahlten Dioden, spiegelt die Messergebnisse nicht wider. Vielmehr führt die Änderung der Konzentration und Art der Dotierungen zu einem veränderten elektrischen Feld in der Diode. Das elektrische Feld ist für den Verlauf des Stroms maßgeblich. Das einfache Modell in 7.1.2 muss durch die Anpassung des elektrischen Feldes erweitert werden.

Einen guten Ansatz liefert [VEL⁺07]. Es wird angenommen, das E-Feld sei in drei Bereiche eingeteilt. In der Mitte der Diode bildet sich ein konstant niedriges E-Feld aus, welches zu den Rändern der Diode stark anwächst. Durch diese Form des elektrischen Feldes entstehen zwei Peaks im Signal, die je nach Feldstärke an den Rändern in der Höhe variieren. Die Breite der beiden Peaks ergibt sich unmittelbar aus der Dicke der Diode und der Breite des E-Feldes im Bulk (Abb. 77).

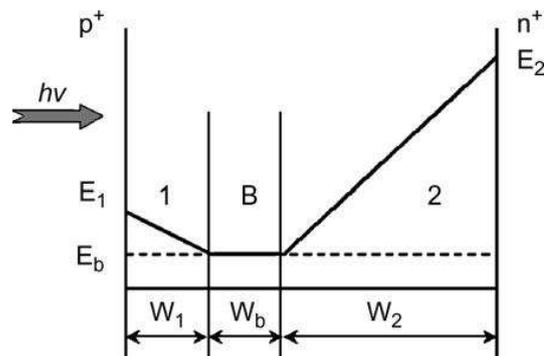


Abbildung 77: Parametrisierung des elektrischen Feldes in einer bestrahlten Diode, [VEL⁺07]

Die Simulation eines Double-Peaks läuft ähnlich ab, wie die Simulation des *einfachen* TCT-Pulses im letzten Kapitel. Da bei einem roten Laser die Eindringtiefe in das Silizium recht gering ist, wird auf die Simulation des Ladungsträgers, der den kürzeren Weg durch die Diode hat, verzichtet. Die Auswirkungen auf das sichtbare Signal sind vernachlässigbar. Im nächsten Kapitel wird mit der erweiterten Simulation versucht, aus dem Signalverlauf des TCT-Pulses, welcher schon mit der passenden Trappingzeit korrigiert wurde, das elektrische Feld zu rekonstruieren.

Die in 5.1.1 beschriebene Methode zur Bestimmung der Trappingzeit kann erfolgreich auf Kurven mit zwei Peaks angewandt werden. Voraussetzung dafür ist, dass die Trappingzeit nicht so klein ist, dass der zweite Peak auch oberhalb der Depletionsspannung ganz verschwindet. Ist die Trappingzeit kleiner als 1ns, werden Teile des zweiten Peaks verschluckt. Auch eine anschließende Trappingzeitkorrektur kann verlorene Anteile des Peaks nicht wiederherstellen.

7.2 REKONSTRUKTION DES E-FELDS IN DER DIODE

Für die Rekonstruktion des elektrischen Feldes in der Diode wurde die Simulation in Kapitel 7.1.3 verwendet. Um zu verifizieren, dass das simulierte elektrische Feld tatsächlich demjenigen in der Diode entspricht, wurden die Informationen aus den Pulsen bei Bestrahlung von der Vorder- und Rückseite verwendet. Bei Dioden, die im Bulk n-dotiert sind, hat man bei Einstrahlung von der Oberseite hauptsächlich Elektronen, die zum Signal beitragen. Strahlt man dagegen von der Unterseite ein, so nehmen die Löcher den langen Weg durch die Diode und bilden das Signal.

Die Parameter in dieser Simulation, die Größe des E-Feldes an beiden Rändern der Diode, die Breite und Position des Bulks, wurden von Hand angepasst, bis das simulierte Signal dem gemessenen Signal entspricht. Es wurde darauf geachtet, dass die Signale der Löcher und Elektronen als auch das Signal mit und ohne Trapping übereinstimmen.

7.2.1 MCZ-N_4-A, 200V

Abbildung 78a zeigt das gemessene TCT-Signal der Diode MCz-n_4-A. Es ist die Signalhöhe über der Zeit aufgetragen. Das Signal wurde mit der passenden Trappingzeit korrigiert, um Effekte bei der Ladungssammlung zu berücksichtigen. In Abbildung 78b findet sich der angepasste simulierte TCT-Puls, wie ihn das elektrische Feld im Graphen 79 erzeugt. Die Elektronen werden sich in dieser Darstellung von links nach rechts bewegen, während die Löcher das elektrische Feld von rechts nach links wahrnehmen.

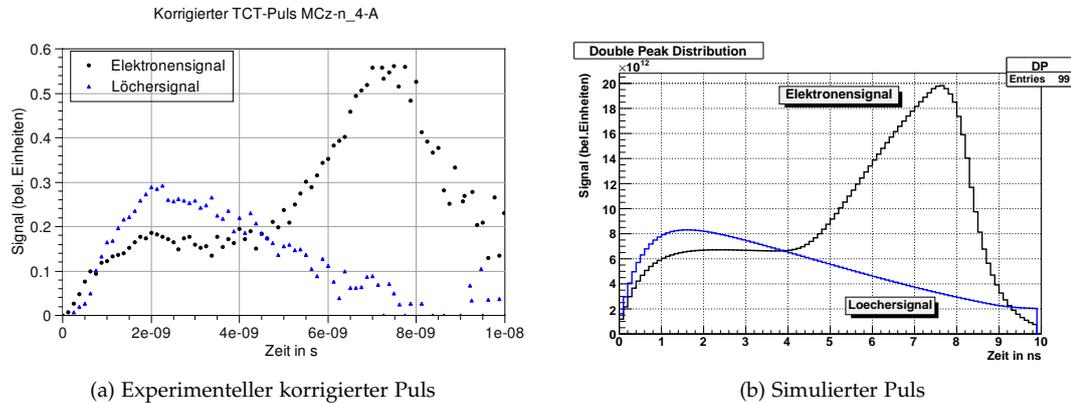


Abbildung 78: Anpassung des simulierten Pulses an den experimentell ermittelten TCT-Puls an der Diode MCz-n_4-A bei 200V.

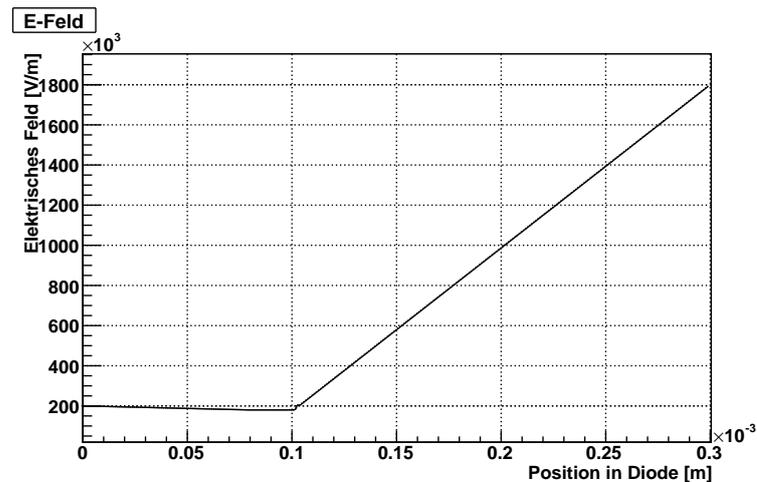


Abbildung 79: Rekonstruiertes elektrisches Feld zu Abb.78b

Im Vergleich zwischen der Simulation und dem experimentell ermittelten Puls sieht man einige Unterschiede. Der Anstieg des Elektronensignals in der Simulation ist sehr viel schneller als im Experiment. Außerdem steigt der zweite Peak recht langsam und annähernd linear an. Dieses Verhalten entsteht als direkte Folge aus dem idealisierten elektrischen Feld, welches aus nur drei Geradenstücken zusammengesetzt ist und an den Übergangsstellen zwar stetig, aber nicht differenzierbar ist. Ebenso ist ein exakt lineares Verhalten des E-Feldes in den drei Bereichen der Diode unwahrscheinlich.

Dennoch wird das Verhalten des Pulses gut wiedergegeben: Die Elektronen sehen zunächst ein elektrisches Feld und werden beschleunigt. Das E-Feld fällt auf einen niedrigen Wert ab um dann zum Rand der Diode hin wieder stark anzusteigen. Dementsprechend sinkt nach einem

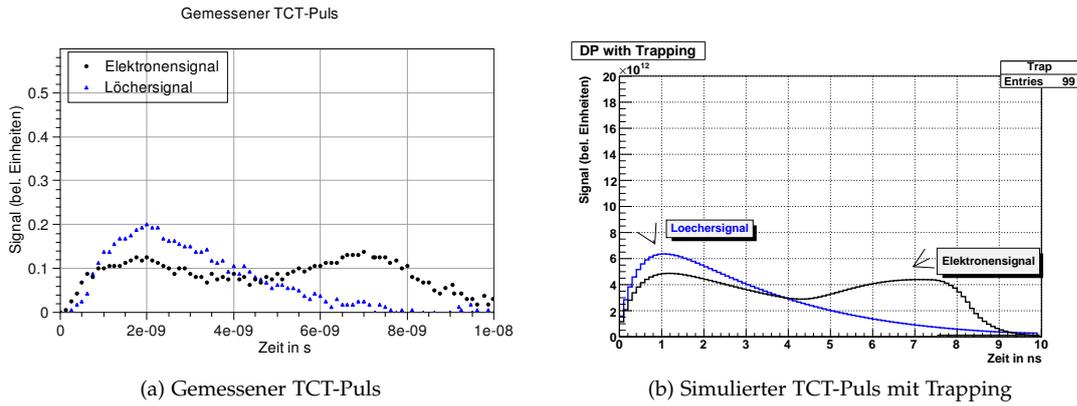


Abbildung 80: Experimenteller und simulierter TCT-Puls mit Trapping bei 200V der Diode MCz-n_4-A.

ersten Anstieg der Elektronenstrom wieder ab. Durch die starke Beschleunigung am zum Rand der Diode hin wird der zweite Peak erzeugt.

Die Löcher dagegen sehen anfangs das starke elektrische Feld auf der rechten Seite. Der Strom fällt auf Grund des fallenden elektrischen Feldes ab. Da die Löcher eine kleinere Mobilität besitzen als die Elektronen, werden weitere Felder in der Diode weiter links gar nicht mehr wahrgenommen innerhalb der simulierten zehn Nanosekunden. Vielmehr verschluckt das Trapping alle Effekte nach $t > 8\text{ns}$.

Fügt man in das simulierte Löchersignal eine Trappingzeit an (Abb.80), so sieht man, dass bei $\sim 8\text{ns}$ das Signal so klein wird, dass es bei einer experimentellen Messung im Rauschen untergeht. Auch eine anschließende Trappingzeitkorrektur kann ein so verlorenes Signal nicht wiederherstellen. Wie auch im gemessenen Kurvenverlauf ist zu sehen, dass das Signal der Löcher anfangs höher ist als das der Elektronen.

7.2.2 MCZ-N_4-A, 400V

Für die gleiche Diode wurde weiterhin das elektrische Feld weit über der Depletionsspannung bei 400V bestimmt. Wieder wurden die TCT-Signale aus den Messungen bei Bestrahlung der Vorder- und Rückseite verwendet. Das an die mit der Trappingzeit korrigierten Messdaten angepasste simulierte TCT-Signal ist in Abbildung 81 zu sehen.

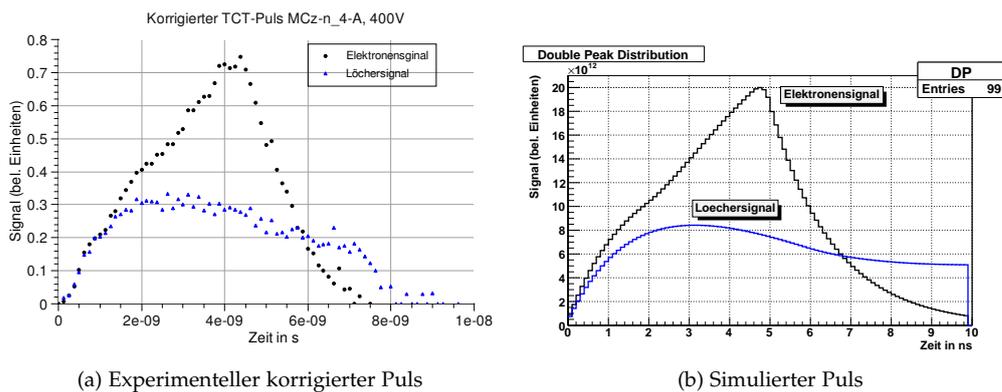


Abbildung 81: Anpassung des simulierten Pulses an den experimentell ermittelten TCT-Puls an der Diode MCz-n_4-A bei 400V.

Das elektrische Feld, welches auf diese Verteilung führt sieht man in Abbildung 82. Ähnlich wie beim vorherigen E-Feld fällt es vom linken Rand der Diode nur sehr leicht zur Mitte hin ab

und besitzt eine ähnliche Form. Das niedrige Feld im Bulk der Diode befindet sich zwischen 60 und 100 μm .

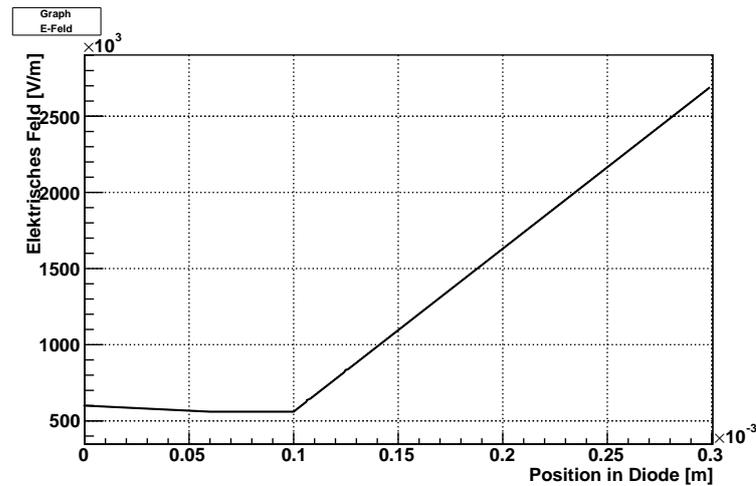
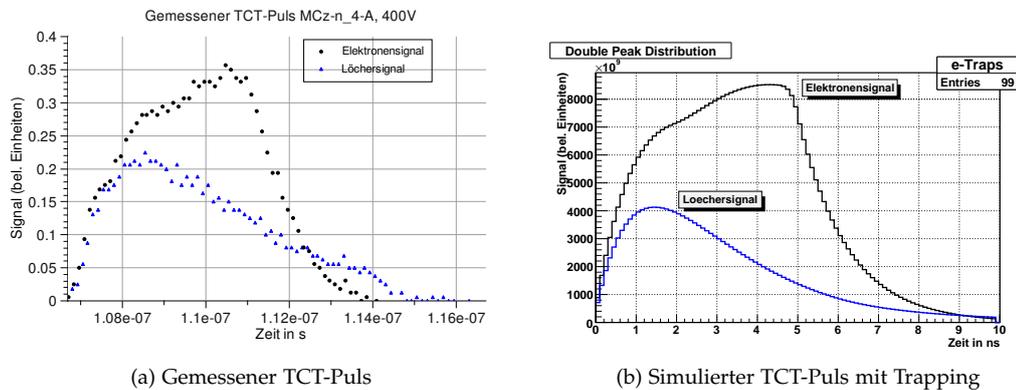


Abbildung 82: Rekonstruiertes elektrisches Feld zu Abb. 81

Der Abfall des Signals der Löcher zwischen 7ns und 8ns im gemessenen Signal hängt wieder mit der Trappingzeit zusammen. In Abbildung 83 ist zu sehen, dass das gemessene Signal bei 8ns schon sehr nahe bei Null ist. Die nachträgliche Korrektur kann dieses Signal nicht wieder hervorbringen. Das simulierte Signal mit einer passenden Trappingzeit verhält sich ähnlich wie das Signal der echten Messdaten.

Um diese Simulation anzupassen, wurde die Zeitkonstante des simulierten RC-Glied mit $1,5 \cdot 10^{-9} \text{s}^{-1}$ angenommen. Dies liefert den flachen Anstieg der TCT-Signale, wie sie bei den Messdaten zu sehen sind. Das Löchersignal des simulierten Pulses fällt niedriger aus als das gemessene. Die könnte darauf hindeuten, dass die ermittelte Trappingzeit aus Kapitel 6.2.2 für die Diode MCz-n_4-A bei der Löcherleitung zu klein ist.



(a) Gemessener TCT-Puls

(b) Simulierter TCT-Puls mit Trapping

Abbildung 83: Experimentelles und simuliertes TCT-Signal mit Trapping der Diode MCz-n_4-A bei 400V

Das simulierte Signal fällt etwas zu breit aus. Da das Integral über das elektrische Feld korrekt mit 400V rekonstruiert wurde, lässt sich der Fehler nur in der Form des elektrischen Feldes oder in den verwendeten Werten für die Beweglichkeit der Elektronen und Löcher suchen. Ein verändertes E-Feld hat allerdings gravierende Auswirkungen auf die Signalforn, als eine größere Beweglichkeit, die die Ladungsträger schneller im elektrischen Feld driften lässt. Eine Variation dieser Parameter und die Auswirkungen wurde nicht untersucht und sprengt den Rahmen dieser Arbeit.

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Nach dem Upgrade des LHC sind die Sensoren im CMS-Tracker einer sehr hohen Strahlenbelastung ausgesetzt. Die Silizium-Sensoren des aktuellen Spurdetektors wären bereits nach einem Jahr so geschädigt, dass eine Teilchendetektion und Spurrekonstruktion nur eingeschränkt möglich wäre. Es wird nach Sensoren geforscht, die eine höhere Strahlenbelastung ertragen. Als geeigneter Kandidat für strahlenhartes Material hat sich Magnetic-Czochralski-Silizium herausgestellt.

In dieser Arbeit wurden Dioden aus Magnetic-Czochralski-Silizium einer gemischten Bestrahlung mit Protonen und Neutronen, wie sie im zukünftigen Tracker des CMS-Experiments nach dem Upgrade des LHC zu finden sein werden, unterzogen. Die Dioden wurden vor und nach Bestrahlung charakterisiert. Der bestehende TCT-Aufbau wurde modifiziert und die Auslesesoftware neu entwickelt. Die Dioden wurden im TCT-Experiment hinsichtlich ihrer Trappingzeit und dem Signalverhalten nach Bestrahlung untersucht. Simulationen zum Signalverhalten und dem elektrischen Feld in der Diode wurden durchgeführt und konnten diese recht gut wiedergeben.

Die Bestrahlung der Dioden fand in Louvain-la-Neuve und in Karlsruhe statt. Fünf Fluenzen, wie sie nach der Laufzeit des sLHC im CMS-Tracker zu erwarten sind, wurden ausgewählt. Die fünf Fluenzschritte $1,08 \cdot 10^{16} n_{eq}/cm^2$, $1,7 \cdot 10^{15} n_{eq}/cm^2$, $6,6 \cdot 10^{14} n_{eq}/cm^2$, $3,8 \cdot 10^{14} n_{eq}/cm^2$ und $3,3 \cdot 10^{14} n_{eq}/cm^2$ korrespondieren mit fünf Radien im CMS-Tracker am sLHC: 5cm, 18cm, 54cm, 127cm und 139cm. Die Dioden wurden zuerst mit Neutronen, danach mit Protonen bestrahlt.

Die Charakterisierung der Dioden vor und nach Bestrahlung zeigte das erwartete Verhalten für n-Typ-Dioden. Die volle Depletionsspannung sank nach der Bestrahlung mit Neutronen, da sich Defekte bilden, die sich wie Akzeptoren verhalten. Nach weiterer Bestrahlung mit Protonen stieg sie wieder mit der Fluenz an. Die p-Typ-Dioden wiesen keine Verringerung der Depletionsspannung mit ansteigender Fluenz auf, die Depletionsspannung wuchs in zwei Bestrahlungsschritten stetig an. Der Leckstrom aller Dioden erhöhte sich in Abhängigkeit von der Fluenz.

Aus den aufgenommenen TCT-Signalen wurde die Depletionsspannung bestimmt. Diese wurde mit der Depletionsspannung verglichen, die in der CV-Messung ermittelt wurde. Es stellte sich heraus, dass die Depletionsspannungen der niedriger bestrahlten Dioden aus der TCT- bzw. CV-Messung mit einigen Abweichungen grob übereinstimmten. Bei höheren Fluenzen lag die Depletionsspannung aus der CV-Messung meist über der Depletionsspannung, die aus der TCT hervorging. Die höchstbestrahlten Dioden hatten eine Depletionsspannung über 1000V. Diese konnte weder in der CV-Messung, noch bei der TCT ermittelt werden.

Für die Dioden zu den Radien 139cm, 127cm und 54cm wurden die Trappingzeiten aus den TCT-Signalen bestimmt. Die verwendete Methode funktionierte gut bei n-Typ-Dioden. Bei p-Typ-Dioden war die Abweichung zwischen einzelnen Messungen deutlich größer. Die Trappingzeiten der Elektronen waren bei n-Typ-Dioden wie erwartet deutlich größer als die Trappingzeiten der Löcher. Bei p-Typ-Dioden war dies nicht der Fall, die Trappingzeiten der Elektronen und Löcher bewegten sich auf dem gleichen Niveau. Sie lag zwischen den Trappingzeiten für Elektronen und Löcher, die aus anderen Veröffentlichungen bekannt sind, die Trappingzeiten für Elektronen im n-Typ-Material waren aber nur wenig höher.

Das Signal, das von einem roten Laser erzeugt wurde und in etwa der zehnfachen Energiedeposition eines MIPs entspricht, konnte, trotz der immensen Strahlenschäden bei solch hohen Fluenzen, noch von allen Dioden wahrgenommen werden. Weiterhin war zu beobachten, dass der Schritt von Radius 18cm auf 5cm keine wesentliche Beeinträchtigung des TCT-Signals zur

Folge hatte. Ein Einfluss der gemischten Bestrahlung auf das Verhalten des TCT-Signals konnte in dieser Arbeit nicht festgestellt werden. Eine Untersuchung der Dioden mit der DLTS¹ ergab, dass das Silizium schon viele Verunreinigungen aufweist, die einen großen Einfluss auf die Trappingzeiten haben können.

Alle TCT-Messungen wurden nach einer Annealingzeit von nur 44h bei Raumtemperatur durchgeführt. Weiterführende Untersuchungen nach weiterem Annealing sind notwendig, um das Verhalten des Magnetic-Czochralski-Siliziums zu charakterisieren. Dies war im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich.

Mit einer Simulation wurde das elektrische Feld in einer Diode bestimmt. Die Anpassung des simulierten Pulses an das experimentelle Signal erfolgte von Hand. Wie sich herausstellte, gab die verwendete Methode mit den passenden Parametern für das elektrische Feld die richtige Pulsform aus. Das bestimmte elektrische Feld kann in zukünftigen Simulationen als Eingabeparameter benutzt werden, um Trapping-Modelle zu verifizieren und um das Signal an segmentierten Sensoren zu verstehen.

Die Ermittlung der Trappingzeit mit der Methode der konstanten Ladungssammlung oberhalb der Depletionsspannung konnte für die höchstbestrahlten Dioden nicht mehr angewandt werden. Eine Methode, die Trappingzeit für hochbestrahlte Dioden unterhalb der Depletionsspannung zu bestimmen, muss erst entwickelt werden.

Die Trappingzeit konnte für Dioden bis zu einem Radius von 54cm bestimmt werden. Diese hochbestrahlten Magnetic-Czochralski-Dioden zeigen bis zu einer Fluenz von $F_{eq} \approx 6,5 \cdot 10^{14} n_{eq}/cm^2$ auch unterhalb der Depletionsspannung noch ein akzeptables Signal für ein MIP. Magnetic-Czochralski-Sensoren können dementsprechend bis zu einem Radius von 50cm und näher zur Strahlachse eingesetzt werden.

¹ Deep Level Transient Spectroscopy

Teil IV
ANHANG



DIE ROHDATENDATEI

Jede Messung eines TCT-Signals wird in einer eigenen Datei gespeichert. Der Dateiname setzt sich zusammen aus Eventnummer, Temperatur und angelegter Spannung:
<Nummer>#T<Temperatur>_U<Spannung>V.txt

Im Kopf der Datei sind noch einmal alle wichtigen Informationen zur Messung gespeichert. Die Trennung der einzelnen Daten erfolgt mit einem Tabulator.

Dateikopf:

<Eventnummer> <Spannung> <Strom> <Temperatur Sensor1> <Temperatur Sensor2> <Standardabweichung Temperatur1> <Standardabweichung Temperatur 2>

Die Daten folgen danach in zwei Spalten als <Signalhöhe> <Zeitpunkt>.

Beispieldatei:

Der Dateiname "100#T-20_U-500V.txt" bezieht sich auf die Messung Nr.100 bei einer Temperatur von -20°C und einer Spannung von -500V.

1e+002	-500	20.0e-006	-20.0	-20.0	0.1	0.2
0.01	0					
0.02	1.25e-010					
0.4	2.5e-010					
...	...					

```
struct datei_struct{
int counter;
int temp;
int volt;
};
struct daten_struct{
vector<double> tct;
vector<double> time;
double voltage;
double current;
double temperature1;
double temperature2;
};
struct faltung_struct{
vector<double> expo[1000];
};
struct integral_struct{
vector<double> integral;
double ohne;
};
struct auswertung_struct
{
vector<double> steigung;
vector<double> tau;
};
class datei_class{
private:
char counter_string[6];
char temp_string[4];
char volt_string[5];
void print(datei_struct bezeichnung){
printf(counter_string, %sprintf(temp_string, %sprintf(volt_string, ")
public:
string name(datei_struct bezeichnung){
print(bezeichnung);
string buffer = counter_string;
buffer += "#T";
buffer += temp_string;
buffer += "C_U";
buffer += volt_string;
buffer += ".V.txt";
return buffer;
}
};
class tau_class{
public:
double* tau;
```

```

int count;
tau_class(int potenzen){
tau = new double[500];
for(int i=0;i<500;i++)
{
tau[i] = 3e-10+ i*1e-12; //bei Tune 35
}
count = 500;
}
tau_class(){
delete tau;
}
};

class daten_class{

private:
double dt;
int schnittpunkt;
bool fileOK;
public:
int zeilen;
void integration(tau_class*);
void exponentiation(tau_class*);
void signal();
void nurintegral();
bool isOK(){return fileOK;}
daten_struct daten;
faltung_struct faltung;
integral_struct integral;
daten_class(string dateipfad, datei_struct bezeichnung):fileOK(false)
{
float trash;
datei_class *datei = new datei_class();
ifstream filein;
dateipfad += datei->name(bezeichnung);
filein.open(dateipfad.c_str());
if(!filein) {
cout << "Cannot open file!<< endl;
return;
}

zeilen = 0;
while(filein.good()){
filein >> trash >> trash;
if(filein.good()){
zeilen++;
}
}
zeilen -= 3;
filein.clear();
filein.seekg(0);
double tct,time;

```

```

filein » trash » daten.voltage » daten.current » daten.temperature1 » daten.temperature2 » trash
» trash;
for(int i=0;i<zeilen;i++){
filein » tct » time;
tct *= -1;
daten.tct.push_back(tct);
daten.time.push_back(time);
}
filein.close();

```

```

// schnittpunkt mit der x-Achse finden:
for(int i=20; i<zeilen; i++){
if(daten.tct[i] < 0){
schnittpunkt = i;
break;
}
}
for(int i=schnittpunkt;i<zeilen;i++)
{
daten.tct[i] = 0;
}
if(zeilen > 2){
dt = daten.time[1] - daten.time[0];
}
nurintegral();

```

```

// Exponentialfaltung und Integration
tau_class *tau = new tau_class(5);
exponentiation(tau);
integration(tau);
delete tau;
this->fileOK = true;
}
daten_class(){
}
};

```

```

class draw_class{
friend class daten_class;
private:
vector<integral_struct> integrale;
vector<daten_struct> datenvectoren;
vector<faltung_struct> faltungsvectoren;
//daten_class* daten;
public:
void signal(int, int);
void signal_corrected(int);
void integralvsvoltage(int);
void nurintegral();
draw_class(vector<daten_class*> dc){
for(int i=0;i<int(dc.size());i++)
{
integrale.push_back(dc[i]->integral);
}
}
}

```

```
    datenvectoren.push_back(dc[i]->daten);
    faltungsvectoren.push_back(dc[i]->faltung);
}

}
draw_class(){
}
};

class auswertung_class
{
private:
vector<integral_struct> integrale;
vector<daten_struct> datenvectoren;
void smallestslope();
int Udep;
int Ufit;
long double besteslope;
public:
auswertung_class()
{
};
auswertung_class({});
void steigung();
void storedata(vector<daten_class*>);
void storeparameter(int, int);
vector<double> slope;
double trappingzeit;
int taucount;
};
```

DANKSAGUNG

Allen, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben, sei herzlich gedankt.

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Prof. Thomas Müller, der mir diese Diplomarbeit am IEKP und die damit verbundenen interessanten Aufgaben und Untersuchungen ermöglicht hat.

Herrn Prof. Wim de Boer danke ich für die Übernahme des Korreferats und die fachlichen Ratschläge.

Bei meinem Betreuer Dr. Alexander Dierlamm danke ich ganz herzlich für die gute Zusammenarbeit, die vielen Diskussionen und die zahlreichen Antworten auf schwierige und leichtere Fragen sowie für die fachliche Korrektur meiner Arbeit.

Bedanken möchte ich mich auch bei Dr. Martin Frey für die nützlichen Vor- und Ratschläge zu meiner Arbeit.

Mein Dank gebührt allen Mitarbeitern und ehemaligen Mitarbeitern am IEKP, besonders bei Dr. Hans-Jürgen Simonis alle Computer- und Serverfragen betreffend und Dr. Peter Blüm, der mir bei der Entscheidung zu dieser Diplomarbeit behilflich war. Bei diesen und Karl-Heinz Hoffmann, Dr. Mike Schmanau, Dr. Andreas Sabellek und Dr. Thomas Weiler möchte ich mich für das entspannte Arbeitsklima, die fruchtbaren Gespräche und eine gute Zusammenarbeit danken.

Für die Klärung spannender technischer und elektrotechnischer Aufgaben, insbesondere das Bonden der Dioden und reparieren der Verstärker bedanke ich mich bei Pia Steck und Tobias Barvich.

Diese Arbeit wurde unterstützt vom Impuls- und Vernetzungsfonds der Helmholtz-Allianz, Vertrag HA-101 ("Physics at the Terascale").

Bei der RD50-Kollaboration möchte ich mich für die Bereitstellung der Teststrukturen, die vom Helsinki Institute of Physics kamen, bedanken.

Herrn Bernd Atz und Felix Boegelspacher danke ich für alle unterstützenden Tätigkeiten an der Elektronik.

Alle bürokratischen Angelegenheiten wurden schnell und zuverlässig von Frau Diana Fellner-Thedens, Frau Brigitte Schulz und Frau Marie-Christine Kauffmann erledigt. Auch dafür sei gedankt.

Meinen Zimmerkollegen Melanie Heil, Christoph Rühle, Jochen Ebert, Andreas Nürnberg und Moritz Guthoff möchte ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre, die vielen Diskussionen und Aktivitäten danken.

Bei allen Teilnehmern der Kaffeerrunde bedanke ich mich für die vielen physikalischen und nichtphysikalischen Gespräche.

Allen meinen Freunden danke ich für die vielen Jahre der Freundschaft vor und während meines Studiums.

Zum Schluss möchte ich noch ganz herzlich meinen Eltern Adeltraud und Dr. Gerhard Eber danken, die mir dieses Studium ermöglicht haben. Meiner ganzen Familie, besonders auch meiner Schwester Isabelle, möchte ich mich für die fortwährende Unterstützung danken.

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1	Übersicht über die bestrahlten Dioden	38
Tabelle 2	Depletionsspannungen n-Typ-Dioden	65
Tabelle 3	Leckströme n-Typ-Dioden bei Depletionsspannung	67
Tabelle 4	Depletionsspannungen p-Typ-Dioden	68
Tabelle 5	Leckströme p-Typ-Dioden bei Depletionsspannung	70
Tabelle 6	Trappingzeiten der n-Typ-Dioden	76
Tabelle 7	Trappingzeiten der n-Typ-Dioden	81
Tabelle 9	Gesamtübersicht Trappingzeiten und β'	82
Tabelle 10	Simulationsparameter	85
Tabelle 11	Simulierte Trappingzeiten	86

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1	Der LHC am CERN [CER]	4
Abbildung 2	Der ATLAS-Detektor [Atl]	5
Abbildung 3	Der Compact Muon Solenoid [CMS]	6
Abbildung 4	Der CMS-Tracker [CMS]	7
Abbildung 5	Querschnitt durch den CMS-Detektor [CMS]	8
Abbildung 6	Geplante Vorbeschleuniger am SLHC [SLH]	8
Abbildung 7	Simulation eines Ereignis im CMS-Tracker am sLHC [Die09]	9
Abbildung 8	Fluenzen im CMS-Tracker am sLHC [Mü09]	10
Abbildung 9	Energielücke in Metall, Halbleiter und Isolator [Dang7]	13
Abbildung 10	Darstellung der Fermifunktion [Demo5]	14
Abbildung 11	Lage der Energieniveaus in dotierten Halbleitern	15
Abbildung 12	Bildung des pn-Übergangs [Har09a]	16
Abbildung 13	Diodenkennlinie [SS02]	19
Abbildung 14	Energieverlust von Elektronen in Silizium [Furo6]	20
Abbildung 15	FZ- und MCz-Verfahren zur Herstellung von reinem Silizium. [NN00], [Sze85]	22
Abbildung 16	Simulation der Defekte in Silizium [Huh02]	23
Abbildung 17	Beiträge der Defektenergieniveaus [Har09a]	24
Abbildung 18	NIEL-Schädigungsfunktion [Lino3]	25
Abbildung 19	Defektkonzentration bei Annealing [Mol99]	27
Abbildung 20	Eindringtiefe von Licht in Silizium	28
Abbildung 21	TCT-Signal	30
Abbildung 22	Typ-Inverion in bestrahltem Silizium [Mol99]	31
Abbildung 23	TCT-Signal mit Doppel-Peak [EVL02]	31
Abbildung 24	Modellierung eines Doppel-Peak [EVL02]	32
Abbildung 25	Fluenzen im CMS-Tracker-Upgrade	37
Abbildung 26	Einordnung der Dioden in den CMS-Tracker	37
Abbildung 27	Neutronenproduktion am Zyklotron LLN [BBD ⁺ 02]	39
Abbildung 28	Strahlprofil des Neutronenstrahls in LLN [BBD ⁺ 02]	39
Abbildung 29	Die Teststation in Karlsruhe	40
Abbildung 30	Ausschnitt einer p-typ-Diode	41
Abbildung 31	Bestimmung der Depletionsspannung über CV-Kurve	42
Abbildung 32	Webseite für Teststationsmessungen	45
Abbildung 33	Schema des TCT-Aufbaus	46
Abbildung 34	Laser	47
Abbildung 35	Kryostat und Kühlung	49
Abbildung 36	Oszilloskop und Verstärker	50
Abbildung 37	Spannungsversorgung	50
Abbildung 38	Temperaturplatine und PT-100-Sensor	51
Abbildung 39	Diodengehäuse	51
Abbildung 40	Bedienoberfläche TCT-Auslesesoftware	52
Abbildung 41	Softwarestruktur des Ausleseprogramms	54
Abbildung 42	Vergleich der Verstärkung Rühle - DBA-IV	56
Abbildung 43	Signalformen der Verstärker bei unterschiedlicher Eingangsspannung	56
Abbildung 44	TCT-Puls mit Reflexion	57
Abbildung 45	Schaltbild Verstärker Rühle [Rü09]	57
Abbildung 46	Strompuls zur Integration der Ladung	58
Abbildung 47	CV-Kurven n-Typ-Dioden	64

Abbildung 48	Depletionsspannungen n-Typ-Dioden	65
Abbildung 49	IV-Kurven n-Typ-Dioden unbestrahlt	66
Abbildung 50	IV-Kurven n-Typ-Dioden bestrahlt	66
Abbildung 51	CV-Kurven zweier p-Typ-Dioden	67
Abbildung 52	Depletionsspannungen p-Typ-Dioden	68
Abbildung 53	Leckströme der p-stop-Dioden	69
Abbildung 54	Leckströme der p-spray-Dioden	69
Abbildung 56	TCT-Signal der Diode MCz-n_3N-A bei -20°C	71
Abbildung 57	TCT-Signal der Diode MCz-n_3N-B bei -20°C	72
Abbildung 58	Trappingzeit Dioden MCz-n_3N-A, MCz-n_3N-B	72
Abbildung 59	TCT-Signal der Diode MCz-n_4-A bei -20°C	73
Abbildung 60	TCT-Signal der Diode MCz-n_4-B bei -20°C	73
Abbildung 61	Trappingzeit Dioden MCz-n_4-A, MCz-n_4-B	73
Abbildung 62	TCT-Signal der Diode MCz-n_6-A bei -20°C	74
Abbildung 63	Trappingzeit Diode MCz-n_6-A	74
Abbildung 64	TCT-Signal der Diode MCz-n_17-A bei -20°C	75
Abbildung 65	TCT-Signal der Diode MCz-n_108-A bei -20°C	76
Abbildung 66	TCT-Signal der Diode MCz-p_3N_spray bei -20°C	77
Abbildung 67	Trappingzeit Diode MCz-p_3N_spray	77
Abbildung 68	TCT-Signal der Diode MCz-p_4_spray bei -20°C	78
Abbildung 69	Trappingzeit Diode MCz-p_4_spray	78
Abbildung 70	TCT-Signal der Diode MCz-p_6_spray bei -20°C	78
Abbildung 71	Trappingzeit Diode MCz-p_6_spray	79
Abbildung 72	TCT-Signal der Diode MCz-p_17_stop bei -20°C	79
Abbildung 73	TCT-Signal der Diode MCz-p_108_stop bei -20°C	80
Abbildung 74	Elektr. Feld in unbestrahlter Diode	84
Abbildung 75	Simulation der TCT-Ströme	85
Abbildung 76	Simulation TCT-Ströme unter Depletionsspannung	86
Abbildung 77	E-Feld in bestrahlter Diode [VEL ⁺ 07]	87
Abbildung 78	Signalanpassung der Diode MCz-n_4-A bei 200V	88
Abbildung 79	Rekonstruiertes elektrisches Feld zu Abb.78b	88
Abbildung 80	Signale mit Trapping aus rekonstruiertem E-Feld MCz-n_4-A bei 200V	89
Abbildung 81	Signalanpassung der Diode MCz-n_4-A bei 400V	89
Abbildung 82	Rekonstruiertes elektrisches Feld zu Abb. 81	90
Abbildung 83	Signale mit Trapping aus rekonstruiertem E-Feld MCz-n_4-A bei 400V	90

PRÜFUNGSERKLÄRUNG

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, sie noch nicht anderweitig zu Prüfungszwecken vorgelegt, keine anderen als die angegebenen Quellen oder erlaubten Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate als solche gekennzeichnet habe.

Karlsruhe, Oktober 2009

Robert Eber

- [AAC09] AFFOLDER, Anthony ; ALLPORT, Phil ; CASSE, Gianluigi: Studies of charge collection efficiencies of planar silicon detectors after doses up to and the effect of varying diode configurations and substrate types. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 604 (2009), Nr. 1-2, 250 - 253. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.01.072>. – DOI 10.1016/j.nima.2009.01.072. – ISSN 0168–9002. – PSD8 - Proceedings of the 8th International Conference on Position Sensitive Detectors (Zitiert auf Seite 11.)
- [Adio9] ADITUS CONSULTING: *JpGraph Version 1.27.1*. Version: Juli 2009. <http://www.aditus.nu/jpgraph> (Zitiert auf Seite 44.)
- [Ali] *Alice – A Large Collider Experiment*. <http://aliceinfo.cern.ch> (Zitiert auf Seite 5.)
- [AM05] ASHCROFT, N.W. ; MERMIN, N.D.: *Festkörperphysik*. Oldenbourg, 2005. – ISBN 3-486-57720-4 (Zitiert auf den Seiten 12, 17.)
- [Atl] *ATLAS – The Atlas Experiment*. <http://atlas.web.cern.ch> (Zitiert auf den Seiten 4, 101.)
- [BBD⁺02] BERNIER, K. ; BOUKHAL, H. ; DENIS, J.-M. ; BARDOUNI2, T. E. ; GRÉGOIRE, Gh. ; GRÉGOIRE, O. ; TRAN, V.: An intense fast neutron beam in Louvain-la-Neuve / Nuclear Physics Institute, Université Catholique de Louvain. Version: 2002. http://www.fynu.ucl.ac.be/themes/he/cms/neutron_beam/neutrons-beam.html. 2002. – Forschungsbericht. – http://www.fynu.ucl.ac.be/themes/he/cms/neutron_beam/neutrons-beam.html (Zitiert auf den Seiten 39, 101.)
- [BCS⁺00] BRODBECK, T. J. ; CHILINGAROV, A. ; SLOAN, T. ; FRETWURST, E. ; KUHNKE, M. ; LINDSTROEM, G.: A new method of carrier trapping time measurement. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 455 (2000), Nr. 3, 645 - 655. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)00573-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00573-8). – DOI 10.1016/S0168–9002(00)00573–8. – ISSN 0168–9002 (Zitiert auf Seite 63.)
- [BLL⁺78] BOSMAN, M. ; LELEUX, P. ; LIPNIK, P. ; MACQ, P. ; MEULDERS, J.P. ; PETIT, R. ; PIRART, C. ; VALENDUC, G.: Neutron beam facility at the Louvain-La-Neuve isochronous cyclotron; cross sections for fast neutron production. In: *Nuclear Instruments and Methods* 148 (1978), Nr. 2, 363 - 367. [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(70\)90190-4](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(70)90190-4). – DOI 10.1016/0029–554X(70)90190–4. – ISSN 0029–554X (Zitiert auf Seite 37.)
- [CAG⁺04] CASSE, G. ; ALLPORT, P. P. ; GARCIA, S. M. ; LOZANO, M. ; TURNER, P. R.: First results on charge collection efficiency of heavily irradiated microstrip sensors fabricated on oxygenated p-type silicon. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 518 (2004), Nr. 1-2, 340 - 342. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2003.11.015>. – DOI 10.1016/j.nima.2003.11.015. – ISSN 0168–9002. – Frontier Detectors for Frontier Physics: Proceedin (Zitiert auf Seite 33.)
- [CCS01] CAMPBELL, D. ; CHILINGAROV, A. ; SLOAN, T.: Frequency-temperature scaling of the CV characteristics for irradiated Si detectors. In: *Nuclear Instruments and*

Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 466 (2001), Nr. 3, 456 - 463. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00261-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00261-3). – DOI 10.1016/S0168-9002(01)00261-3. – ISSN 0168-9002 (Zitiert auf Seite 41.)

- [CCS02] CAMPBELL, D. ; CHILINGAROV, A. ; SLOAN, T.: Frequency and temperature dependence of the depletion voltage from CV measurements for irradiated Si detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 492 (2002), Nr. 3, 402 - 410. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01353-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01353-0). – DOI 10.1016/S0168-9002(02)01353-0. – ISSN 0168-9002 (Zitiert auf Seite 41.)
- [CER] CERN – *The European Organization for Nuclear Research*. <http://www.cern.ch> (Zitiert auf den Seiten 4, 101.)
- [Chao5] CHAMBERS, Austin: *Modern Vacuum Physics*. Chapman & Hall/CRC, 2005. – ISBN 0-8493-2438-6 (Zitiert auf Seite 48.)
- [CMS] CMS – *The Compact Muon Solenoid Experiment*. <http://cms.web.cern.ch> (Zitiert auf den Seiten 5, 6, 7, 8 und 101.)
- [CMS98] CMS COLLABORATION: *The Tracker Project / CERN/LHCC 98-6*. 1998. – Technical Design Report. – CMS TDR 5 (Zitiert auf Seite 7.)
- [Dan97] DANIEL, H.: *Physik 2, Elektrodynamik, Relativistische Physik*. de Gruyter, 1997 (Zitiert auf den Seiten 13, 101.)
- [Demo5] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer, 2005. – ISBN 3-540-21473-9 (Zitiert auf den Seiten 14, 101.)
- [Die03] DIERLAMM, A.: *Studies on the Radiation Hardness of Silicon Sensors*, Universität Karlsruhe (TH), Doktorarbeit, 2003. – IEKP-KA/2003-23 (Zitiert auf Seite 83.)
- [Die09] DIERLAMM, Alexander: CMS Tracker upgrade issues and plans. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* (2009). <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.01.196>. – DOI 10.1016/j.nima.2009.01.196 (Zitiert auf den Seiten 9, 101.)
- [Erf09] ERFLE, J.: *Entwicklungen für neue Siliziumstreifensensoren und deren Qualitätskontrolle*, Universität Karlsruhe (TH), Diplomarbeit, 2009. – IEKP-KA/2009-27 (Zitiert auf Seite 42.)
- [EVL02] EREMIN, V. ; VERBITSKAYA, E. ; LI, Z.: The origin of double peak electric field distribution in heavily irradiated silicon detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 476 (2002), Nr. 3, 556 - 564. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)01642-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01642-4). – DOI 10.1016/S0168-9002(01)01642-4. – ISSN 0168-9002 (Zitiert auf den Seiten 30, 31, 32 und 101.)
- [Freo4] FREY, M.: *Studien zur Langzeitstabilität und Qualität von Siliziumstreifensensoren für das CMS-Experiment*, Universität Karlsruhe(TH), Diplomarbeit, 2004 (Zitiert auf den Seiten 7, 41 und 55.)
- [Furo6] FURGERI, A.: *Qualitätskontrolle und Bestrahlungsstudien an CMS Siliziumstreifensensoren*, Universität Karlsruhe (TH), Doktorarbeit, Juli 2006. – IEKP-KA/2005-1 (Zitiert auf den Seiten 20, 101.)
- [Har] HARKONEN, J.: *Private Kommunikation* (Zitiert auf Seite 36.)

- [Harog_a] HARTMANN, F.: *Evolution of Silicon Sensor Technology in Particle Physics*. Springer, 2009 (Zitiert auf den Seiten 16, 21, 23, 24 und 101.)
- [Harog_b] HARTMANN, Frank: Recent advances in the development of semiconductor detectors for very high luminosity colliders. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* In Press, Accepted Manuscript (2009), -. <http://dx.doi.org/DOI:10.1016/j.nima.2009.10.028>. – DOI DOI: 10.1016/j.nima.2009.10.028. – ISSN 0168–9002 (Zitiert auf Seite 11.)
- [Hof₀₈] HOFFMANN, Karl-Heinz: *Vorbereitende Arbeiten zur Qualitätskontrolle zukünftiger Halbleiterdetektoren in Hochenergieexperimenten*, Universität Karlsruhe (TH), Diplomarbeit, 2008. – IEKP-KA/2008-9 (Zitiert auf Seite 42.)
- [HTT⁺₀₃] HÄRKÖNEN, J. ; TUOMINEN, E. ; TUOVINEN, E. ; MEHTÄLÄ, P. ; LASSILA-PERINI, K. ; OVCHINNIKOV, V. ; HEIKKILÄ, P. ; YLI-KOSKI, M. ; PALMU, L. ; KALLIJÄRVI, S. ; NIKKILÄ, H. ; ANTTILA, O. ; NIINIKOSKI, T. ; EREMIN, V. ; IVANOV, A. ; VERBITSKAYA, E.: Processing of microstrip detectors on Czochralski grown high resistivity silicon substrates. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 514 (2003), Nr. 1-3, 173 - 179. <http://dx.doi.org/DOI:10.1016/j.nima.2003.08.102>. – DOI DOI: 10.1016/j.nima.2003.08.102. – ISSN 0168–9002. – Proceedings of the 4th International Conference on Radiation Effects on Semiconductor Materials, Detectors and Devices (Zitiert auf den Seiten 11, 21 und 22.)
- [Huh₀₂] HUHTINEN, M.: Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 491 (2002), Nr. 1-2, 194 - 215. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01227-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01227-5). – DOI 10.1016/S0168–9002(02)01227–5. – ISSN 0168–9002 (Zitiert auf den Seiten 23, 101.)
- [JCOQ₇₇] JACOBONI, C. ; CANALI, C. ; OTTAVIANI, G. ; QUARANTA, A. A.: A review of some charge transport properties of silicon. In: *Solid-State Electronics* 20 (1977), Nr. 2, 77 - 89. [http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101\(77\)90054-5](http://dx.doi.org/10.1016/0038-1101(77)90054-5). – DOI 10.1016/0038–1101(77)90054–5. – ISSN 0038–1101 (Zitiert auf Seite 84.)
- [JEF₀₉] JEFFREY TRAVIS STUDIOS: *LabVIEW Open Source Tools (L.O.S.T.), LabSQL*. Version: Mai 2009. <http://jeffreytravis.com/lost/labsql.html> (Zitiert auf Seite 43.)
- [Jun₀₉] JUNKES, A.: *Private Kommunikation, Universität Hamburg*. 2009 (Zitiert auf Seite 81.)
- [KCM⁺_{02a}] KRAMBERGER, G. ; CINDRO, V. ; MANDIC, I. ; MIKUZ, M. ; ZAVRTANIK, M.: Determination of effective trapping times for electrons and holes in irradiated silicon. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 476 (2002), Nr. 3, 645 - 651. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)01653-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01653-9). – DOI 10.1016/S0168–9002(01)01653–9. – ISSN 0168–9002 (Zitiert auf den Seiten 62, 81 und 86.)
- [KCM⁺_{02b}] KRAMBERGER, G. ; CINDRO, V. ; MANDIC, I. ; MIKUZ, M. ; ZAVRTANIK, M.: Effective trapping time of electrons and holes in different silicon materials irradiated with neutrons, protons and pions. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 481 (2002), Nr. 1-3, 297 - 305. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)01263-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01263-3). – DOI 10.1016/S0168–9002(01)01263–3. – ISSN 0168–9002 (Zitiert auf Seite 81.)
- [Kit₀₆] KITTEL, Ch.: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg, 2006. – ISBN 978-3-486-57723-5 (Zitiert auf Seite 12.)

- [L⁺01] LINDSTRÖM, G. et al.: Developments for radiation hard silicon detectors by defect engineering—results by the CERN RD48 (ROSE) Collaboration. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 465 (2001), Nr. 1, 60 - 69. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00347-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00347-3). – DOI 10.1016/S0168-9002(01)00347-3. – ISSN 0168-9002 (Zitiert auf Seite 22.)
- [LHC] LHC-b – *The Large Hadron Collider beauty experiment*. <http://lhcb.web.cern.ch> (Zitiert auf Seite 5.)
- [Lin03] LINDSTRÖM, Gunnar: Radiation damage in silicon detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 512 (2003), Nr. 1-2, 30 - 43. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01874-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01874-6). – DOI 10.1016/S0168-9002(03)01874-6. – ISSN 0168-9002. – Proceedings of the 9th European Symposium on Semiconductor Detectors: New Developments on Radiation Detectors (Zitiert auf den Seiten 20, 25 und 101.)
- [Luto7] LUTZ, G.: *Semiconductor Radiation Devices*. Springer, 2007. – ISBN 978-3-540-71678-5 (Zitiert auf den Seiten 12, 17.)
- [Luu06] LUUKKA, P.: *Characterization of Czochralski Silicon Detectors*, HIP, Universität Helsinki, Finland, Doktorarbeit, 2006 (Zitiert auf Seite 55.)
- [MAAA⁺05] MOLL, M. ; ADEY, J. ; AL-AJILI, A. ; ALFIERI, G. ; ALLPORT, P.P. ; ARTUSO, M. ; ASSOIAK, S. ; AVSET, B.S. ; BARABASH, L. ; BARCZ, A. et al.: Development of radiation tolerant semiconductor detectors for the Super-LHC. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 546 (2005), Nr. 1-2, 99 - 107. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2005.03.044>. – DOI 10.1016/j.nima.2005.03.044. – ISSN 0168-9002. – Proceedings of the 6th International Workshop on Radiation Imaging Detectors - Radiation Imaging Detectors 2004 (Zitiert auf Seite 11.)
- [Mol99] MOLL, M.: *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors*, Universität Hamburg, Doktorarbeit, 1999 (Zitiert auf den Seiten 21, 23, 25, 26, 27, 31, 69 und 101.)
- [Müo8] MÜLLER, Thomas: Der Large Hadron Collider - die Entdeckungsmaschine. Teilchenphysik. In: *Physik in unserer Zeit* 39 (2008), 78-85. <http://dx.doi.org/10.1002/piuz.200801158>. – DOI 10.1002/piuz.200801158 (Zitiert auf den Seiten 2, 5.)
- [Müo9] MÜLLER, Steffen: *private Kommunikation*. 2009 (Zitiert auf den Seiten 9, 10 und 101.)
- [Nas07] NASH, J.: CMS – Expression of Interest in the SLHC. In: *CERN/LHCC* 014 (2007) (Zitiert auf den Seiten 9, 10.)
- [NN00] NISHI, Y. ; NISHI, N. ; DOERING (Hrsg.): *Handbook of Semiconductor Manufacturing Technology*. Marcel Dekker Inc, 2000 (Zitiert auf den Seiten 22, 101.)
- [ODB] *MySQL Connector/ODBC 3.51*. <http://dev.mysql.com/downloads/connector/odbc/3.51.html> (Zitiert auf Seite 44.)
- [PCP⁺09] PACIFICO, Nicola ; CREANZA, Donato ; PALMA, Mauro de ; MANNA, Norman ; KRAMBERGER, Gregor ; MOLL, Michael: A TCT and annealing study on Magnetic Czochralski silicon detectors irradiated with neutrons and 24 GeV/c protons. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* In Press, Corrected Proof (2009), -. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.08.019>. – DOI 10.1016/j.nima.2009.08.019. – ISSN 0168-9002 (Zitiert auf Seite 81.)

- [PFC⁺07] PELLEGRINI, G. ; FLETA, C. ; CAMPABADAL, F. ; MIÑANO, M. ; LOZANO, M. ; RAFÍ, J.M. ; ULLÁN, M.: Technology of p-type microstrip detectors with radiation hard p-spray, p-stop and moderated p-spray insulations. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 579 (2007), Nr. 2, 599 - 603. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2007.05.253>. – DOI 10.1016/j.nima.2007.05.253. – ISSN 0168–9002. – Proceedings of the 6th Symposium on the Development and Application of Semiconductor Detectors (Zitiert auf Seite 36.)
- [PMP05] PETASECCA, M. ; MOSCATELLI, F. ; PIGNATEL, G.U.: Analysis and simulation of charge collection efficiency in silicon thin detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 546 (2005), Nr. 1-2, 291 - 295. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2005.03.051>. – DOI 10.1016/j.nima.2005.03.051. – ISSN 0168–9002. – Proceedings of the 6th International Workshop on Radiation Imaging Detectors - Radiation Imaging Detectors 2004 (Zitiert auf Seite 33.)
- [PRSZ06] POVH ; RITH ; SCHOLZ ; ZETSCHKE: *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer, 2006. – ISBN 978-3-540-36686-7 (Zitiert auf Seite 19.)
- [PSB⁺07] PETERSON, M.K. ; SADROZINSKI, H.F.-W. ; BETANCOURT, C. ; BRUZZI, M. ; SCARINGELLA, M. ; TOSI, C. ; MACCHIOLO, A. ; MANNA, N. ; CREANZA, D. ; BOSCARDIN, M. ; PIEMONTE, C. ; ZORZI, N. ; BORRELLO, L. ; MESSINEO, A. ; BETTA, G.F. D.: Charge collection and capacitance-voltage analysis in irradiated n-type magnetic Czochralski silicon detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 583 (2007), Nr. 1, 189 - 194. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2007.08.222>. – DOI 10.1016/j.nima.2007.08.222. – ISSN 0168–9002. – Proceedings of the 6th International Conference on Radiation Effects on Semiconductor Materials, Detectors and Devices - RESMDD 2006 (Zitiert auf Seite 41.)
- [RD5] *RD 50 – Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders*. <http://rd50.web.cern.ch> (Zitiert auf den Seiten 11, 23 und 41.)
- [RD503] *Recommendations towards a standardisation of the macroscopic parameter measurements. Part I: IV and CV measurements in Si diodes*. Version: März 2003. http://rd50.web.cern.ch/rd50/doc/Internal/rd50_2003_003_version_15-10-2004.doc (Zitiert auf Seite 41.)
- [Roo] *Root | A Data Analysis Framework*. <http://root.cern.ch> (Zitiert auf Seite 63.)
- [Rü09] RÜHLE, C.: *Entwicklung eines schnellen Auslesesystems für Diamantstrahlmonitore am CMS-Experiment*, Universität Karlsruhe (TH), Diplomarbeit, 2009. – IEKP-KA/2009-11 (Zitiert auf den Seiten 48, 55, 57 und 101.)
- [Schoo] SCHICKER, E.: *Datenbanken und SQL*. Teubner, 2000. – ISBN 3-519-22991-9 (Zitiert auf Seite 43.)
- [SLH] *SLHC – The Preparatory Phase of the Large Hadron Collider upgrade (SLHC-PP)*. <http://info-slhc-pp.web.cern.ch> (Zitiert auf den Seiten 7, 8 und 101.)
- [SS02] SCHIFFMANN, Wolfram ; SCHMITZ, Robert: *Technische Informatik 1. Grundlagen der digitalen Elektronik*. Springer, 2002. – ISBN 3-540-40418-X (Zitiert auf den Seiten 19, 101.)
- [Sze85] SZE, Simon M.: *Semiconductor Devices : Physics and Technology*. John Wiley & Sons, 1985. – 978-0-471-83704-6 (Zitiert auf den Seiten 12, 22 und 101.)

- [Trio8] TRICOMI, Alessia: SLHC: The LHC luminosity upgrade. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 596 (2008), Nr. 1, 43 - 47. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2008.07.118>. – DOI 10.1016/j.nima.2008.07.118. – ISSN 0168–9002. – Proceedings of the 8th International Conference on Large Scale Applications and Radiation Hardness of Semiconductor Detectors (Zitiert auf Seite 9.)
- [VEL⁺07] VERBITSKAYA, E. ; EREMIN, V. ; LI, Z. ; HARKÖNEN, J. ; BRUZZI, M.: Concept of Double Peak electric field distribution in the development of radiation hard silicon detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 583 (2007), Nr. 1, 77 - 86. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2007.08.228>. – DOI 10.1016/j.nima.2007.08.228. – ISSN 0168–9002. – Proceedings of the 6th International Conference on Radiation Effects on Semiconductor Materials, Detectors and Devices - RESMDD 2006 (Zitiert auf den Seiten 87, 102.)
- [Y⁺06] YAO, W-M et al.: Accelerator Physics of Colliders. In: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 33 1 (2006), S. 252 (Zitiert auf Seite 4.)