

Einfluss von Strahlenschäden auf Siliziumstreifensensoren aus unterschiedlichen Grundmaterialien

Sabine Frech

Diplomarbeit

An der Fakultät für Physik
Institut für Experimentelle Kernphysik (IEKP)

Referent:	Prof. Dr. Thomas Müller
Koreferent:	Prof. Dr. Wim De Boer
Betreuender Mitarbeiter:	Dr. Alexander Dierlamm

Datum der Abgabe: 14. Dezember 2012

Eigenständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Prüfungsleistung selbstständig verfasst habe und noch nicht anderweitig zu Prüfungszwecken vorgelegt und keine anderen, als die angegebenen Quellen und erlaubten Hilfsmittel verwendet und Zitate als solche kenntlich gemacht habe.

Karlsruhe, Dezember 2012

(Sabine Frech)

Inhaltsverzeichnis

I. Einleitung und theoretische Grundlagen	1
1. Einleitung	3
2. Upgrade des CMS-Spurdetektors	5
2.1. Large Hadron Collider (LHC)	5
2.1.1. Der CMS-Detektor	7
2.2. Upgrade-Pläne	9
2.2.1. HL-LHC	10
2.2.2. CMS-Tracker Upgrade	10
2.2.3. Materialstudie	11
3. Silizium-Streifensensoren	15
3.1. Eigenschaften von Silizium	15
3.2. pn-Übergang	20
3.2.1. pn-Übergang im Gleichgewicht	20
3.2.2. pn-Übergang unter Einfluss äußerer Spannung	21
3.3. Silizium als Halbleiterdetektor	22
3.3.1. Wechselwirkung eines Teilchens mit Materie	22
3.3.2. Aufbau und Funktion eines Streifensensors	24
3.4. Charakteristische Größen eines Streifensensors	27
3.4.1. Sensorparameter	27
3.4.1.1. Leckstrom	27
3.4.1.2. Signal-zu-Rauschen-Verhältnis	28
3.4.1.3. Depletionsspannung	28
3.4.2. Streifenparameter	29
3.4.2.1. Kapazitäten	29
3.4.2.2. Zwischenstreifenwiderstand	30
3.4.2.3. Biaswiderstand	31
3.5. Strahlenschäden	31
3.5.1. Defekt-Mechanismen	31
3.5.1.1. Bulkdefekte	32
3.5.1.2. Oberflächendefekte	34
3.5.2. Auswirkung der Bestrahlung auf die Sensoreigenschaften	35
3.5.2.1. Leckstrom	35

3.5.2.2.	Depletionsspannung	36
3.5.2.3.	Ladungssammlung	36
3.5.3.	Annealing	37
3.6.	Herstellungs- und Dotierungsverfahren	38
3.6.1.	Zonen-Schmelz-Verfahren (float zone)	39
3.6.2.	Magnetic Czochralski	39
3.6.3.	Epitaxie	40
3.6.4.	Deep-Diffusion	40
II.	Messaufbau und Analyseverfahren	41
4.	Messtationen	43
4.1.	Probestation	43
4.2.	ALiBaVa-Station	44
4.2.1.	Aufbau der Messtation	44
4.2.2.	Analyse	46
4.2.2.1.	Pedestal	46
4.2.2.2.	Rauschen	47
4.2.2.3.	Common-Mode-Korrektur	47
4.2.2.4.	Cluster	47
4.2.2.5.	Signal	47
4.2.2.6.	Signal-zu-Rauschen-Verhältnis	48
III.	Durchführung, Auswertung und Diskussion	49
5.	Durchführung der Messkampagne	51
5.1.	Verwendete Sensortypen	51
5.2.	Bestrahlungsschritte	52
5.3.	Annealing	53
5.4.	Messgrößen	54
6.	Auswertung	57
6.1.	Depletionsspannung und Kapazitätsmessungen	57
6.2.	Leckströme	59
6.3.	Streifenparameter	61
6.3.1.	Koppelkapazität	61
6.3.2.	Zwischenstreifenkapazität	63
6.3.3.	Biaswiderstand	63
6.3.4.	Zwischenstreifenwiderstand	65
6.4.	Ladungssammlung	66
6.5.	Annealingstudie	73
6.6.	Diskussion	80
7.	Zusammenfassung und Ausblick	83

Literaturverzeichnis	85
Anhang	91
A. Bestimmung der Dicke des aktiven Sensormaterials	91
B. Kalibration des Ladungssignals	92
C. Temperaturabhängigkeit des Biaswiderstands	98
D. alpha Parameter für einzelne Sensoren bestimmen	99

Teil I.

Einleitung und theoretische Grundlagen

1. Einleitung

Die Frage nach der Beschaffenheit der Materie beschäftigt die Physik schon von jeher. Die Teilchenphysik ist der Antwort auf diese Frage schon ein ganzes Stück näher gekommen. Durch immer leistungsfähigere Teilchenbeschleuniger und den damit verbundenen höheren Teilchenenergien ist es während der letzten Jahrzehnte gelungen, ein Modell zu entwickeln, das die einzelnen Theorien der fundamentalen Kräfte zusammenfasst. Dieses *Standardmodell* der Elementarteilchenphysik beinhaltet die Theorien der elektroschwachen Wechselwirkung und der Quantenchromodynamik. Allerdings lässt das Modell auch Fragen unbeantwortet, wie zum Beispiel die Frage, woher die Masse der Bosonen kommt, die in der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung masselos sind [Pov09].

Unter anderem um das Standardmodell bestätigen oder widerlegen, Kandidaten für dunkle Materie und Hinweise auf Supersymmetrie finden zu können, wurde am CERN in Genf der bisher leistungsfähigste Beschleuniger, der *Large Hadron Collider*, gebaut. Bereits nach einer Laufzeit von nur zweieinhalb Jahren konnten am 4. Juli 2012 die beiden größten Experimente des LHC (ATLAS und CMS) die Entdeckung eines neuen Bosons mit einer Masse von ungefähr 125 GeV verkünden [CKS12] [AAA⁺12]. Dieses Teilchen ist ein vielversprechender Kandidat für das bereits in den 1960ern postulierte und nach Peter Higgs benannte Higgs-Boson [Hig64], dessen Existenz eine wichtige Bestätigung der Theorie der elektroschwachen Vereinheitlichung darstellt und eine Erklärung für die Masse der Eichbosonen liefert.

Um auch seltene Ereignisse bei immer höheren Energien zweifelsfrei nachweisen zu können, ist ein kleiner statistischer Fehler unabdingbar. Durch eine verlängerte Laufzeit alleine, wäre der Zugewinn an Statistik jedoch nicht groß genug, um seltene Ereignisse zu beobachten und neue Fragestellungen zu beantworten. Deshalb wird der LHC in mehreren Phasen einem Upgrade unterzogen, um Luminosität weiter zu steigern.

Nicht zu unterschätzen ist dabei der technische Aufwand, der betrieben werden muss, um solche Entdeckungen möglich zu machen. Um die hohen Anforderun-

gen an die Materialien zu erfüllen und das schnelle Auslesen riesiger Datenmengen sicherzustellen, ist eine ständige Verbesserung der Detektoren und Ausleseelektronik nötig. Dafür wird oft technologisches Neuland betreten, wodurch die Physik zu einem Motor der Hightechnentwicklung wird.

Die vorliegende Diplomarbeit wurde im Rahmen einer Kampagne durchgeführt, deren Ziel es ist, verschiedene Materialien, Herstellungsverfahren und Sensordesigns im Hinblick auf ihre Eignung für das geplante Upgrade des CMS-Spurdetektors zu untersuchen. Schwerpunkt bildet dabei die benötigte Strahlenhärte, da die Strahlenbelastung der Sensoren durch die steigende Luminosität massiv zunimmt. Für diese Untersuchungen wurden von einem Hersteller unterschiedliche Sensorstrukturen mit verschiedenen Technologien gefertigt, wobei mehrere Basismaterialien sowie Waferdicken zum Einsatz kamen. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung von Siliziumstreifensensoren, wie sie im äußeren Bereich des Spurdetektors zum Einsatz kommen. Diese Streifensensoren werden zum einen umfassend elektrisch charakterisiert, zum anderen werden Signalmessungen bei Teilchendurchgängen durchgeführt. Nach dieser Vorqualifizierung werden die Sensoren mit Protonen und Neutronen bestrahlt. Dabei wurde die Stärke der Strahlenbelastung entsprechend den Werten gewählt, wie sie im CMS-Spurdetektor nach dem Upgrade erwartet werden. Durch Messung der charakteristischen Größen kann beurteilt werden, welcher Sensortyp sich unter Bestrahlung in welchem Maß verschlechtert. Abschließend wurde eine Annealingstudie an den bestrahlten Sensoren durchgeführt. Diese untersucht, wie sich ein teilweises Ausheilen der Strahlenschäden auf die Sensoreigenschaften auswirkt.

Nach dem im ersten Teil dieser Arbeit auf die notwendigen Grundlagen zur Funktionsweise von Siliziumstreifensensoren sowie den verwendeten Materialien eingegangen wird, widmet sich der zweite Teil der Vorstellung der zum Einsatz kommenden Messstationen. Im Anschluss an die Vorstellung der Messkampagne werden im dritten Teil die Messergebnisse vorgestellt und diskutiert.

2. Upgrade des CMS-Spurdetektors

Im folgenden Kapitel werden der Large Hadron Collider¹ (LHC) am CERN² und dessen Experimente vorgestellt. Der Schwerpunkt hierbei liegt auf dem Spurdetektor des CMS-Experiments. Dieser besteht im äußeren Bereich aus Silizium-Streifensensoren.

2.1. Large Hadron Collider (LHC)

Der LHC ist Bestandteil eines ganzen Beschleunigerkomplexes. Die einzelnen Beschleuniger dienen jeweils als Vorstufe für den nächstgrößeren Beschleuniger, besitzen jedoch auch ihre eigenen Experimente (Abbildung 2.1). Beim LHC handelt es sich um ein Synchrotron für Protonen und Bleikerne. Diese werden jeweils in separaten Strahlrohren gegenläufig auf Energien von bis zu 7 TeV im Fall von Protonen beschleunigt und dann in einem von vier Kollisionspunkten zur Kollision gebracht. Das entspricht einer Schwerpunktennergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV. Die Schwerpunktennergie ist die Summe aller an einem Prozess beteiligter Teilchen bezogen auf ihren gemeinsamen Schwerpunkt. Die Experimente in den vier Kollisionspunkten werden im Folgenden kurz beschrieben.

ALICE: Das *A Large Ion Collider Experiment* ist speziell für die Analyse von Blei-Blei Kollisionen entwickelt worden. In diesen wird das kurzzeitig entstehende Quark-Gluon Plasma untersucht, ein Materiezustand, wie er vermutlich kurz nach dem Urknall vorlag [Lef09].

ATLAS: Bei ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) handelt es sich um einen Detektor, der von seinem Aufbau so allgemein gehalten ist, dass er ein größtmögliches Feld physikalischer Fragestellungen abdecken kann. Diese

¹Large Hadron Collider (engl.) = großer Hadronenbeschleuniger

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

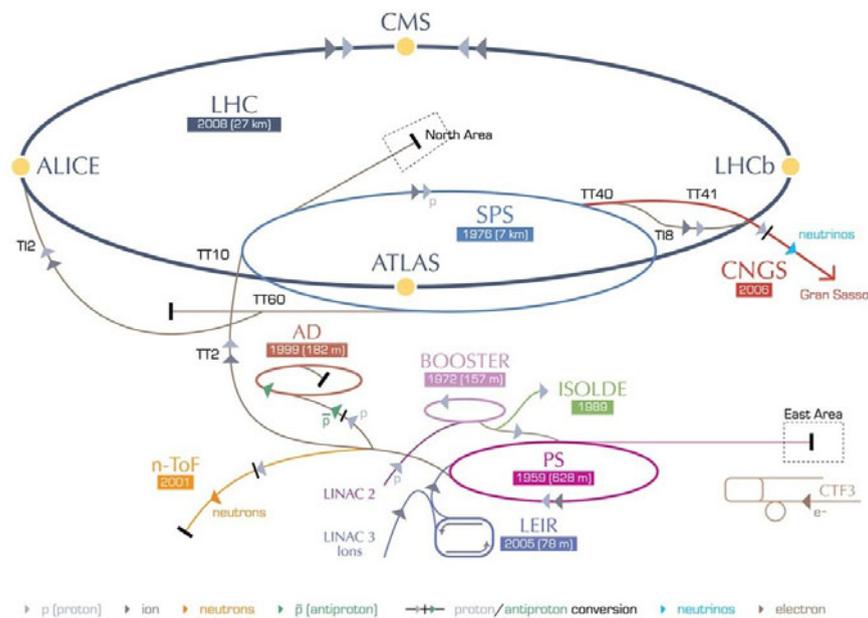


Abbildung 2.1.: Aufbau des Beschleunigerkomplexes am CERN. Die Protonen, die im *Large Hadron Collider* (LHC) auf höchste Energien beschleunigt werden, starten im LINAC2 und durchlaufen den BOOSTER, wo sie auf eine Energie von 1,4 GeV beschleunigt werden. Von dort aus werden die Protonen in das *proton synchrotron* (PS) injiziert und mit einer Energie von 25 GeV an das *super proton synchrotron* (SPS) weitergeleitet. Dieses bildet die letzte Vorstufe des LHC und bringt die Protonen auf eine Energie von 450 GeV [Col12a].

reichen von der Frage nach dem Higgs-Boson, über die Supersymmetrie, bis hin zur Suche nach Extradimensionen. Mit einer Höhe von 25 m und einer Länge von 46 m ist er der größte Detektor, der je an einem Beschleunigerexperiment gebaut wurde [Lef09].

LHCb: Der LHCb ist speziell dafür ausgelegt, die Materie-Antimaterie Asymmetrie zu untersuchen. Dies geschieht durch Analyse der CP-Verletzung in Ereignissen mit B-Hadronen. Da die zu untersuchenden Teilchen größtenteils entlang des Strahls weiterfliegen, ist LHCb als Vorwärtsspektrometer aufgebaut. Er besteht aus einer Reihe von Teildetektoren, die hintereinander auf einer Seite des Kollisionspunktes angeordnet sind [Lef09].

LHCf: Dieses kleine Experiment detektiert die in den Proton-Proton Kollisionen erzeugten Teilchen, die in Strahlrichtung fliegen. Die Studie dieser in Vorwärtsrichtung stattfindender Prozesse soll zu einem besseren Verständnis von durch kosmische Strahlung ausgelösten Luftschauern führen [Lef09].

TOTEM: Mit TOTEM (*Total Elastic and Diffractive Cross Section Measurement*) wird der Wirkungsquerschnitt der Hadronen am LHC gemessen. Der Detektor befindet sich in der Nähe des CMS Experiments und besteht aus mehreren Detektorelementen, die im LHC Tunnel nahe des Strahlrohrs

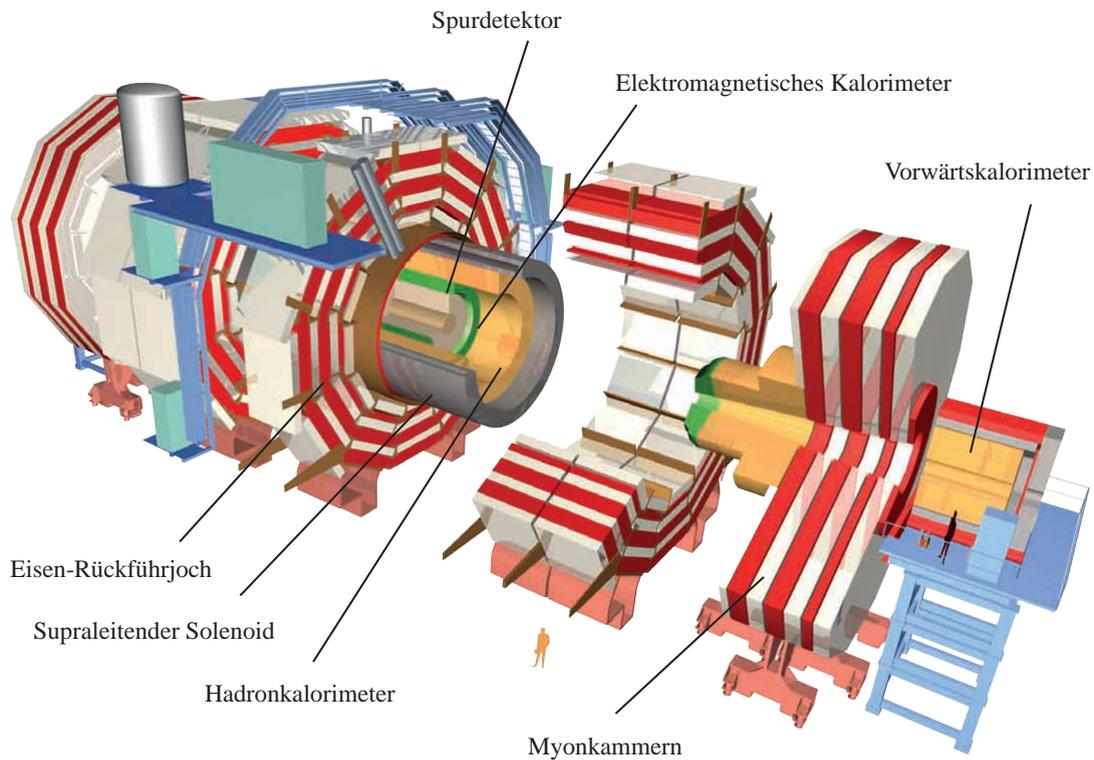


Abbildung 2.2.: Explosionszeichnung des *compact muon solenoid* (CMS). Der zylinderförmige Aufbau um das Strahlrohr herum setzt sich von Innen nach Außen aus folgenden Detektorkomponenten zusammen: Pixeldetektor - Siliziumstreifendetektor - Elektromagnetisches Kalorimeter - Hadronkalorimeter - Supraleitender Solenoid - Eisenjoch und Myondetektoren [Bar11]

angeordnet sind [Lef09].

CMS: Genau wie mit ATLAS wird auch mit dem *Compact Muon Solenoid* (CMS) allgemein nach neuen Teilchen, insbesondere dem Higgsteilchen, und nach Hinweisen auf eine mögliche Supersymmetrie (SUSY) gesucht [Lef09]. Die Experimente unterscheiden sich jedoch grundlegend durch Technik und Design. So können sich beide Experimente sehr gut bestätigen oder widerlegen. Da diese Diplomarbeit im Rahmen einer Kampagne für CMS stattfindet, wird dieser Detektor im folgenden Kapitel genauer vorgestellt.

2.1.1. Der CMS-Detektor

Beim CMS-Detektor handelt es sich um einen Universaldetektor zur Suche nach neuen Teilchen. Er ist mit einer Länge von 21 m und einem Durchmesser von 15 m wesentlich kleiner, aber mit seinem Gewicht von 12 500 t trotzdem schwerer als ATLAS (7000 t). CMS ist zylinderförmig um das Strahlrohr (Abbildung 2.2) aufgebaut und lässt sich von Innen nach Außen in verschiedene Bereiche einteilen (Abbildung 2.3).

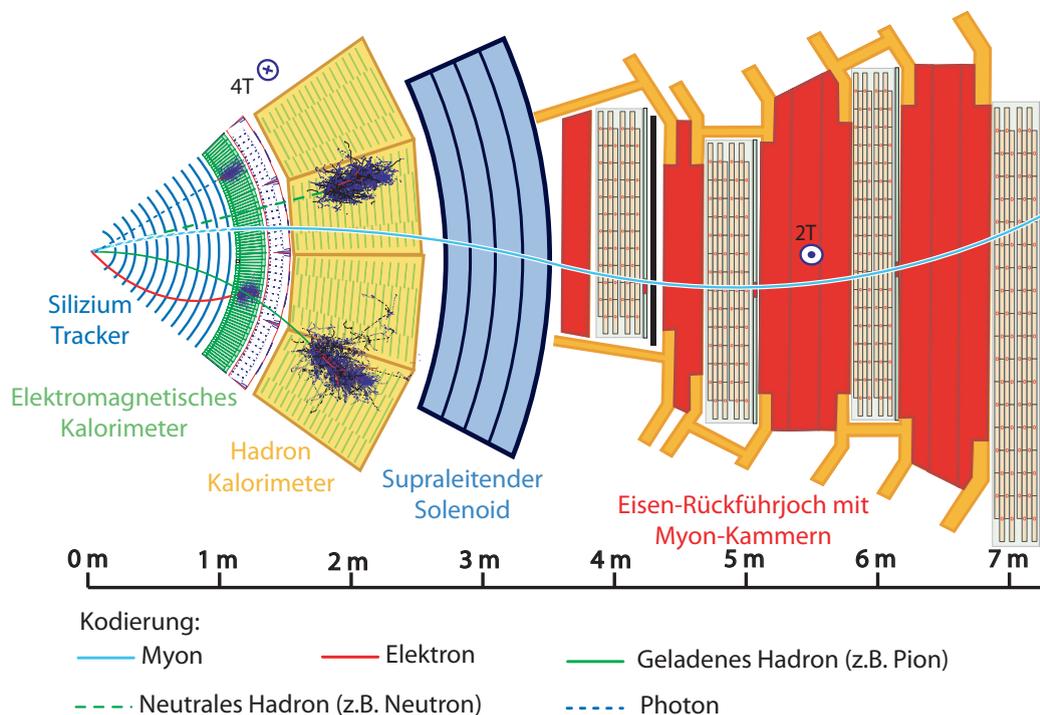


Abbildung 2.3.: Schnittansicht durch ein Detektorsegment senkrecht zur Strahlachse. Es ist dargestellt, in welchen Detektorbereichen die einzelnen Teilchen detektiert werden [Bar12].

Im Zentrum des Detektors, nahe des Wechselwirkungspunktes, befindet sich der Spurdetektor (*Tracker*). Er hat die Aufgabe, die Spuren der erzeugten Teilchen mit hoher Präzision zu vermessen. So können die Teilchenbahnen rekonstruiert und dank des hochauflösenden Pixelvertexdetektors sekundäre Wechselwirkungspunkte gefunden werden, die sich nahe am primären Wechselwirkungspunkt befinden und auf kurzlebige Teilchen hindeuten. Neben den Siliziumpixelsensoren im Inneren besteht der Tracker auch aus Siliziumstreifensensoren. Die detaillierte Anordnung ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Der Siliziumstreifentracker ist zylinderförmig um den Pixeldetektor angeordnet (*tracker inner barrel*, TIB), wobei der innere Zylinder an den Stirnseiten von zwei ringförmigen Scheiben (*tracker inner disc*, TID) abgeschlossen wird. Dieser innere Teil ist von einem weiteren zylinderförmigen Modul umgeben (*tracker outer barrel*, TOB), das von den beiden Endkappendetektoren (*tracker end cap*, TEC- und TEC+) abgeschlossen wird [Kra13].

Der Spurdetektor ist vom Kalorimeter umgeben, das sich wiederum unterteilt in das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter. Mit ihnen werden Photonen, geladene Teilchen und neutrale Hadronen detektiert und ihre Energiedeposition gemessen.

Als nächste Schicht folgt der supraleitende Solenoid. Diese zylinderförmige Spule erzeugt im Inneren ein sehr homogenes Magnetfeld von bis zu 3,8 T. Im Außen-

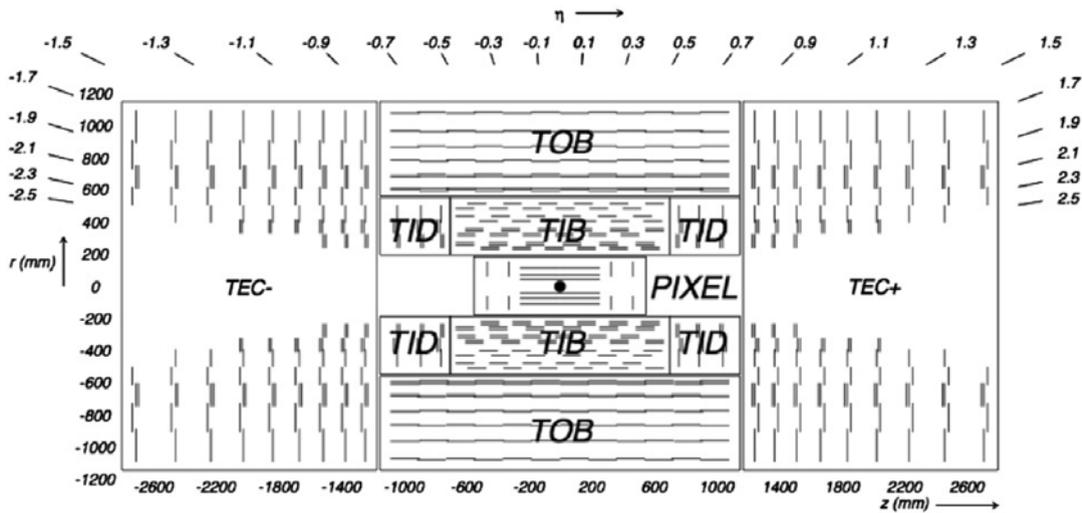


Abbildung 2.4.: Schematischer Aufbau des zentralen Spurdetektors des CMS. Im innersten Segment befinden sich die Siliziumpixeldetektoren, umgeben von Siliziumstreifensensoren im *inner barrel* (TIB), der *inner disc* (TID), dem *outer barrel* (TOB) und den beiden *end caps* (TEC+ und TEC-) [Kra13].

bereich ist das Magnetfeld schwächer und besitzt entgegengesetzte Polarität.

Im Eisenjoch, das den Solenoiden umgibt, befinden sich der Myondetektor, der aus fünf zylinderförmigen Schichten, sowie dreischichtigen Endkappen besteht. Jedes Segment besteht dabei aus Widerstandsplattenkammern (*resistive plate chambers*, RPC), aus Kathodenstreifenkammern (*cathode strip chambers*, CSC) und Driftröhren (*drift tubes*, DT). Da Myonen die einzigen geladenen Teilchen sind, die die Schichten des Rückführjochs durchdringen können, können alle gemessenen Signale Myonen zugeschrieben werden. Durch das Magnetfeld im Außenbereich des Solenoiden werden die Myonen auch im Myondetektor abgelenkt, wodurch zusammen mit den gekrümmten Bahnen im Tracker auch eine sehr genaue Impulsbestimmung der Myonen möglich wird [Bon06]. Die besondere Bauform des Magneten, das kompakte Design und die besondere Eignung zum Myon-Nachweis finden sich in der Detektorbezeichnung wieder (Compact Myon Solenoid).

2.2. Upgrade-Pläne

Um das Entdeckungspotential des Beschleunigers für neue, seltene Prozesse weiter zu steigern und die Genauigkeit gemessener Größen zu verbessern, ist eine höhere Zahl an Ereignissen erforderlich. Um diese höheren Luminositäten zu erzielen sind Upgrades des Beschleunigers und der Detektoren notwendig. Dabei ist die Luminosität definiert über

$$L = \frac{n \cdot N_1 \cdot N_2 \cdot f}{A} \quad (2.1)$$

wobei n die Zahl der Teilchenpakete ist, die mit der Frequenz f in einem Querschnitt A zur Kollision gebracht werden. N_1 und N_2 sind dabei die Teilchenzahlen in den kollidierenden Paketen. Im Folgenden wird auf das LHC Upgrade und das Trackerupgrade des CMS eingegangen.

2.2.1. HL-LHC

Nach dem Start des LHC im März 2012 wurde der für Ende 2011 angesetzte erste Meilenstein einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} bereits im Juni 2011 erreicht. Nach dem Erreichen der maximalen Schwerpunktsenergie von 14 TeV Ende 2014 wird der LHC seine geplante Luminosität von $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 2015 erzielen. Daraus resultiert innerhalb eines Jahres eine integrierte Luminosität von ungefähr 40 fb^{-1} .

Ab 2019 ist der prozentuale Gewinn an Statistik durch eine längere Laufzeit nur noch minimal. Um den statistischen Fehler um die Hälfte zu reduzieren wäre eine zusätzliche Laufzeit von 10 Jahren erforderlich. Damit das Entdeckungspotential des LHC voll ausgeschöpft wird, muss die Luminosität also weiter gesteigert werden. Dies soll in zwei Phasen geschehen.

In der ersten Phase soll die nominelle Luminosität von $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ um mindestens einen Faktor zwei gesteigert werden. In dieser Phase soll zum einen die Injektionskette des LHC verbessert werden, um eine höhere Strahlintensität und -qualität zu erreichen. Zusätzlich werden die Quadrupolmagnete durch eine verbesserte Version mit einer größeren Apertur ersetzt. Außerdem werden die beiden Vielzweckdetektoren ATLAS und CMS einem ersten Upgrade unterzogen [Col12b].

Die zweite Upgradephase um 2020 sieht den Ausbau zum *high luminosity* LHC (HL-LHC) vor. Dadurch soll der LHC nach weiteren zehn bis zwölf Jahren eine gesamte integrierte Luminosität von 3000 fb^{-1} erreichen. Damit übertrifft er die gemeinsame integrierte Luminosität von 10 fb^{-1} aller bisher gebauten Hadron-Beschleuniger um ein Vielfaches [Col12b].

Neben den Vorteilen des erhöhten Entdeckungspotentials sowie der höheren Präzision in der Parameterbestimmung bringt eine Luminositätssteigerung auch Probleme mit sich. Die Bedeutung einer Luminositätserhöhung für den CMS-Tracker wird im nächsten Abschnitt näher betrachtet.

2.2.2. CMS-Tracker Upgrade

Durch die gesteigerte Luminosität müssen die Detektoren mit einer wesentlich höheren Spurdichte zurecht kommen, sowie einer gesteigerten Strahlenbelastung widerstehen. Für den CMS-Detektor bedeutet das ein Upgrade des Spurdetektors sowie eine Verbesserung seiner Triggerfähigkeit, damit die CMS-Triggerrate bei 100 kHz bleibt.

In der ersten Upgradephase wird bereits der aus Pixelsensoren bestehende innere Teil des CMS-Trackers ausgetauscht. Durch die im zweiten Schritt massiv gesteigerte Luminosität muss der gesamte Tracker des CMS weiter verbessert werden.

Wichtige Eigenschaften für den neuen Tracker sind eine erhöhte Strahlenhärte, eine verbesserte Ortsauflösung (Granularität) um mit der höheren Dichte der Teilchenspuren fertig zu werden, sowie die Fähigkeit, direkt zum Level-1 Trigger beizutragen [Abb11]. Eine neue und gut in den Detektoraufbau zu integrierende Technik ist das 2S-Modul [RH08][Hal11]. Dabei handelt es sich um ein Modul aus zwei übereinanderliegenden Streifensensoren. Weist ein Teilchen einen geringen transversalen Impuls p_T auf, so wird es im Magnetfeld stark abgelenkt. Die Orte des Teilchendurchgangs im inneren Sensor und im äußeren Sensor liegen dann nicht mehr übereinander, wodurch eine Diskriminierung niederenergetischer Ereignisse möglich wird. Neben den gesteigerten Anforderungen an die Ortsauflösung der Sensoren und an die Ausleseelektronik ist die erhöhte Strahlenbelastung der Sensoren während ihrer Betriebszeit ein weiterer Punkt. Daher ist es besonders wichtig, ein möglichst strahlenhartes Material für die Herstellung der Sensoren zu finden. Mit der Suche nach dem am besten geeignete Material befasst sich eine Studie zur Untersuchung in Frage kommender Materialien für zukünftige Siliziumsensoren (Abschnitt 2.2.3), innerhalb derer diese Diplomarbeit entstanden ist.

2.2.3. Materialstudie

Die Kampagne *R&D for Thin Single-Sided Sensors with HPK³*, kurz HPK-Kampagne, wird von der CMS-Trackerupgrade-Gruppe durchgeführt. Dabei werden verschiedene Grundmaterialien untersucht, die alle von einem Hersteller (Hamamatsu Photonics KK) produziert wurden, um die Vergleichbarkeit der Sensoren zu gewährleisten.

Dazu werden einseitig segmentierte Sensoren mit einer Dicke bis zu 320 μm charakterisiert und bezüglich ihrer Strahlenhärte untersucht. Die Wafer, die die Sensoren enthalten, wurden mit dem selben Maskendesign und unter gleichen Bedingungen hergestellt. Auf den 6 Zoll Wafern befinden sich viele verschiedene Strukturen (Dioden, Pixelsensoren, Streifensensoren,...), wobei fast alle Elemente in doppelter Ausführung enthalten sind (siehe Abbildung 2.5). Die nachfolgende Liste stellt einige Strukturen und die daran durchgeführten Untersuchungen vor [Hof11]:

Geometrie der Segmentierung

- Streifensensoren mit zwölf Bereichen verschiedener Streifenabstände (Pitch), verschiedener Streifenbreiten (Width) und verschiedener Verhältnisse der Streifenbreite zum Streifenabstand (w/p).
- Pixelsensoren mit ebenfalls zwölf Bereichen unterschiedlicher Pixel-längen (1,2 mm und 2,4 mm), Abstände und verschiedener Verbindungstechniken zum Biasring.

³Hamamatsu Photonics KK

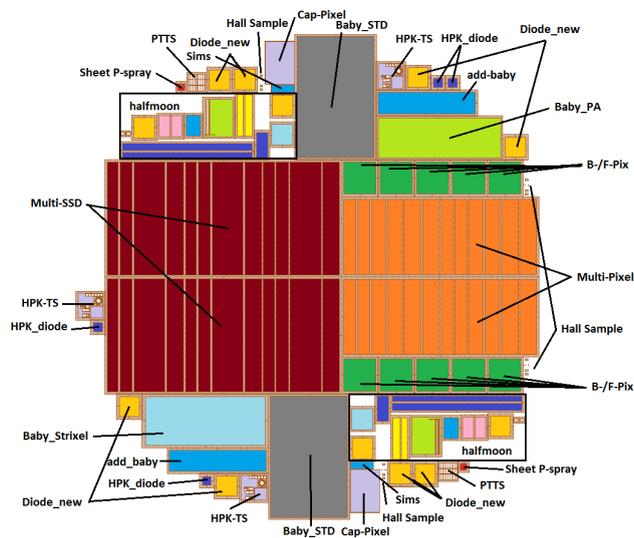


Abbildung 2.5.: Wafer-Layout für die Fertigung der Teststrukturen im Rahmen der HPK-Kampagne [Hof13].

Materialeigenschaften in Bezug auf Strahlenschäden und Annealing

- Streifensensoren mit 256 Streifen und einem Streifenabstand von $80\ \mu\text{m}$.
- Standard-Dioden mit Guardring.

Designstudie

- Streifensensoren mit 128 Streifen und einem integrierten Pitchadapter, um den Streifenabstand von $80\ \mu\text{m}$ an den Pitch des APV Auslesechips von $44\ \mu\text{m}$ anzupassen.
- Ein neues Sensordesign (*four-fold segmented strip sensor with edge readout*, FOSTER), ein kurzer Streifensensor dessen an gegenüberliegenden Seiten ausgelesenen Hälften aus je zwei Reihen gegeneinander verschobener Streifen bestehen.

Prozessqualität und Sensorcharakterisierung

- Standardisierte Teststrukturen, um die Prozessqualität und die Sensorparameter zu überwachen.

Lorentzwinkel

- Ein Streifensensor mit 64 Streifen um Messungen des Lorentzwinkels vor und nach Bestrahlung sowie nach dem Annealing durchzuführen.

Als Basismaterialien kommen mittels Floatzone, Magnetic Czochralski und Epitaxie hergestellte Wafer unterschiedlicher Dicke zum Einsatz. Außerdem liegt jeder Sensor sowohl mit n-dotiertem als auch mit p-dotiertem (sowohl mit p-spray als auch p-stop Isolation) Basismaterial vor.

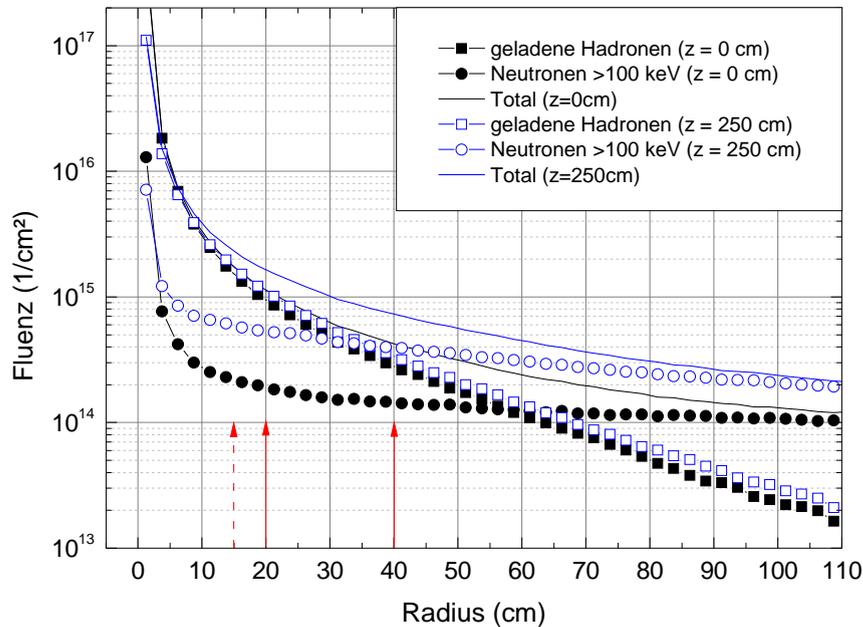


Abbildung 2.6.: Simulierter radialer Verlauf der erwarteten Fluenzen von geladenen Hadronen, Neutronen mit einer Energie über 100 keV sowie die kombinierte Fluenz. Dabei wurde eine integrierte Luminosität von 3000 fb^{-1} angenommen. Die Bestrahlungsfluenzen im Rahmen der HPK-Kampagne entsprechen den durch Pfeile markierten Abständen [Mü11].

Die Fluenzen für die Bestrahlungsstudie wurden entsprechend den im inneren Tracker des HL-LHC erwarteten Fluenzen gewählt (Abbildung 2.6). Sie entsprechen Abständen vom Wechselwirkungspunkt von 5, 10, 15, 20 und 40 cm. Dabei verschiebt sich das Verhältnis zwischen geladenen und neutralen Hadronen, wobei für Abstände unter 25 cm die geladenen Hadronen dominieren. Die für die Bestrahlung mit Protonen und Neutronen gewählten Werte sind auch in Tabelle 2.1 aufgeführt.

Nach der Bestrahlung folgt für einen Teil der Sensoren eine Annealingstudie. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Mini-Streifensensoren (BabyStd) untersucht. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den Auswirkungen von Strahlenschäden auf die Sensoreigenschaften sowie das Annealingverhalten der verschiedenen Sensormaterialien. Details zum Ablauf der Untersuchungen werden in Kapitel 5 erläutert.

Tabelle 2.1.: Auflistung der im Rahmen der HPK-Kampagne verwendeten Fluenzen für die Proton- und Neutronbestrahlungen, sowie den entsprechenden Abständen vom Wechselwirkungspunkt. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Bestrahlungsfluenzen sind hervorgehoben.

Radius (cm)	p-Fluenz (n_{eq}/cm^2)	n-Fluenz (n_{eq}/cm^2)	Gesamtfluenz (n_{eq}/cm^2)	p/n Verhältnis
40	3	4	7	0,75
20	10	5	15	2,0
15	15	6	21	2,5
10	30	7	37	4,3
5	130	10	140	13

3. Silizium-Streifensensoren

Silizium ist heutzutage nicht mehr aus der modernen Halbleitertechnik wegzudenken. Es ist in großen Mengen verfügbar, in der Herstellung relativ preiswert und in großen Wafern und großer Reinheit herstellbar, was Silizium zu dem bestgeeigneten Kandidaten für den CMS-Tracker macht. Im folgenden Kapitel werden sowohl die Eigenschaften von Silizium und dessen Herstellungsverfahren aufgezeigt, sowie die Funktionsweise eines Silizium-Streifen-Sensors und dessen charakteristische Größen erläutert. Außerdem werden Strahlenschäden und deren Auswirkung beschrieben, die für diese Arbeit von Bedeutung sind. Dieses Kapitel basiert hauptsächlich auf den Quellen [Die03], [Har09], [Hun07] und [Mol99]

3.1. Eigenschaften von Silizium

Silizium ist ein Element der 4. Hauptgruppe, das im kristallinen Zustand eine Diamantstruktur aufweist. Jedes Siliziumatom hat vier kovalent gebundene Nachbarn. Silizium gehört zur Gruppe der Halbleiter. Diese zeichnen sich dadurch aus, dass beim absoluten Nullpunkt (bei einer Temperatur von $T = 0 \text{ K} = -273,15 \text{ °C}$) alle Energiebänder mit einer Energie kleiner als die Fermienergie E_F vollständig gefüllt sind. Alle Energiebänder mit einer Energie größer als die Fermienergie bleiben dabei unbesetzt. Das letzte vollständig besetzte Band nennt man *Valenzband* und das darüberliegende *Leitungsband* (Abbildung 3.1a). Führt man dem System Energie zu (z.B. in Form von thermischer Energie), so können die Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband gelangen, sofern deren Energie ausreicht um die Bandlücke zwischen den Niveaus des Valenzbandes und des Leitungsbandes zu überwinden (Abbildung 3.1b). Das fehlende Elektron im Valenzband wird als Loch bezeichnet und steht als beweglicher Ladungsträger zur Verfügung. So findet die Leitung mittels Elektronen im Leitungsband und durch Löcher im Valenzband statt. Die Leitung ist hierbei stark abhängig von der Ladungsträgerkonzentration und somit auch von der Temperatur. Dies wird als *intrinsischer Fall* bezeichnet.

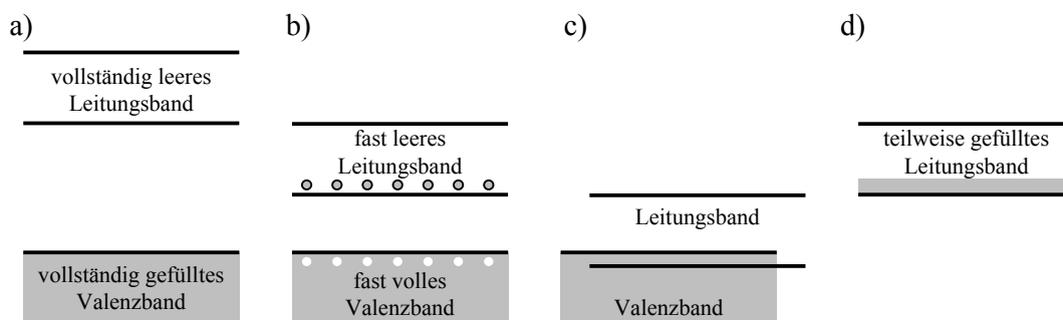


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung von Lage und Besetzung der Bänder in a) einem Isolator, b) einem Halbleiter und c,d) einem Leiter (nach [Lut07])

Wie Halbleiter besitzen auch Isolatoren eine Bandlücke. Typische Werte für die Größe der Bandlücken bei Halbleitern sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Der Übergang zwischen Halbleitern und Isolatoren ist fließend, in der Literatur wird aber meistens Diamant mit einer Bandlücke von ca. $E_{gap} = 5,5 \text{ eV}^1$ noch als Halbleiter bezeichnet ([Hun07],[Ger02]).

Im Gegensatz zu Isolatoren und Halbleitern sind die sogenannten Leitern auch beim absoluten Nullpunkt schon elektrisch leitend. Dies ist möglich, da entweder Valenz- und Leitungsband überlappen (Abbildung 3.1c) oder das Leitungsband schon teilweise gefüllt ist (Abbildung 3.1d). In beiden Fällen stehen ohne zusätzliche thermische Anregung bewegliche Ladungsträger zur Verfügung.

Weiterhin werden Halbleiter noch in *indirekte* und *direkte* Halbleiter unterteilt.

Direkte Halbleiter zeichnen sich dadurch aus, dass das Maximum des Valenzbands im Impulsraum direkt über dem Minimum des Leitungsbands liegt. Somit kann ein Elektron mit der Energie \geq der Bandlücke E_{gap} sofort in das Leitungsband gelangen, ohne dass ein zusätzlicher Impulsaustausch

Tabelle 3.1.: Auflistung einiger reiner Halbleiter und einiger Verbindungshalbleiter mit den dazugehörigen Größen der Bandlücke bei 300 K und bei 0 K. Zusätzlich ist angegeben, ob es sich um einen direkten oder indirekten Halbleiter handelt [Hun07].

	$E_g (T = 300 \text{ K}) / \text{eV}$	$E_g (T = 0 \text{ K}) / \text{eV}$	Natur der Lücke
Diamant	5,47	5,48	indirekt
Si	1,12	1,17	indirekt
Ge	0,66	0,75	indirekt
GaP	2,26	2,32	indirekt
GaAs	1,43	1,52	direkt
InSb	0,18	0,24	direkt
InP	1,35	1,42	direkt
CdS	2,42	2,58	direkt

¹Gap (engl) = Lücke

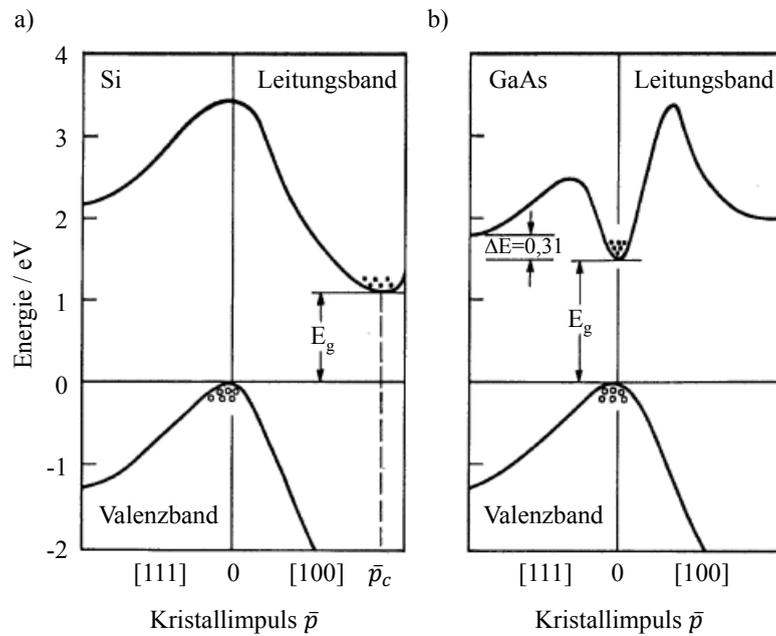


Abbildung 3.2.: Vergleicht man die Bandstruktur verschiedener Halbleiter im Impulsraum, sieht man die Lage des Minimums des Leitungsbandes und des Maximums des Valenzbandes. Liegen diese wie im Fall von Silizium (a) nicht direkt übereinander so spricht man von einem *indirekten* Halbleiter. Liegen beide direkt übereinander (b) so handelt es sich um einen *direkten* Halbleiter. (nach [Lut07])

mit einem Phonon stattfinden muss. (Abbildung 3.2b)

Indirekte Halbleiter hingegen weisen eine andere Bandstruktur auf. Um ein Elektron vom Valenzband ins Leitungsband anzuheben, reicht die Energie der Bandlücke alleine nicht aus. Entweder muss zusätzlich ein Impulsübertrag mittels Phonon stattfinden oder die Energie muss groß genug sein, um auf direktem Weg ins Leitungsband zu gelangen. (Abbildung 3.2a)

Bei Silizium handelt es sich um einen indirekten Halbleiter, weswegen die Energie der Bandlücke $E_{gap} = 1,12 \text{ eV}$ alleine nicht ausreicht. Man braucht eine mittlere Energie von $E = 3,6 \text{ eV}$ um ein Elektron direkt ins Leitungsband anzuheben. In Tabelle 3.1 ist die Natur der Bandlücke einiger Halbleiter aufgelistet.

Die bisherigen Betrachtungen bezogen sich auf reines Silizium. Man spricht dabei vom *intrinsischen Fall*. Dieser zeichnet sich dadurch aus, dass die Ladungsträgerkonzentrationen von negativen (Elektronen) und positiven Ladungsträgern (Löchern) identisch sind (Abbildung 3.3d). Die Ladungsträgerdichte n

$$n = \int_0^{\infty} N(E) \cdot f(E, T) \cdot dE \quad (3.1)$$

wird dabei bestimmt durch die Zustandsdichte $N(E)$ sowie die Besetzungswahrscheinlichkeit, die im Fall von Fermionen durch die Fermifunktion $f(E, T)$ (Gleichung 3.2) beschrieben wird (siehe Abbildung 3.3b,c).

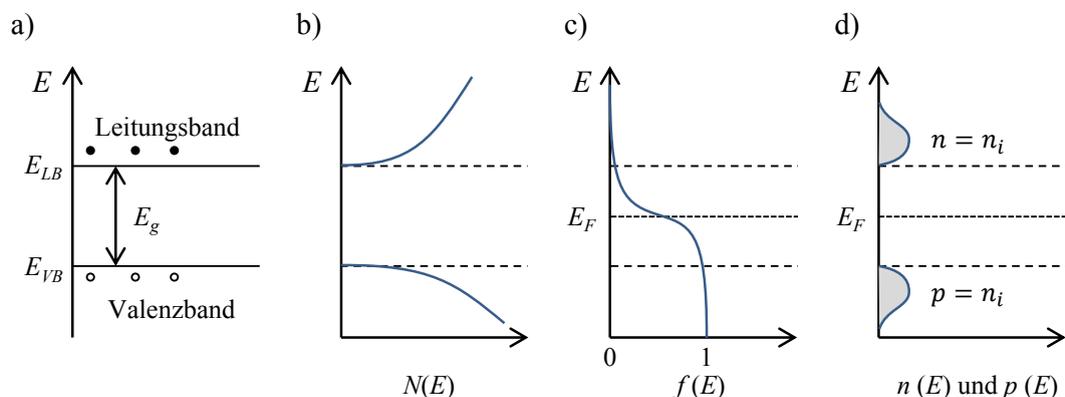


Abbildung 3.3.: Darstellung eines intrinsischen Halbleiters. Die Anregung der Elektronen ins Leitungsband hängt ab von der Zustandsdichte $N(E)$ (b) und der Besetzungswahrscheinlichkeit $f(E)$ (c). Aus beiden ergeben sich die Ladungsträgerdichten (d) für Löcher und Elektronen $p(E), n(E)$ (nach [Ros06])

$$f(E, T) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/k_B T} + 1} \quad (3.2)$$

Somit ergeben sich die Elektronendichte n und die Löcherdichte p zu

$$n = N_L \cdot e^{-\frac{E_{LB}-E_F}{k_B T}} \quad \text{mit } N_L = 2 \cdot \left(\frac{2\pi m_e^* k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (3.3)$$

$$p = N_V \cdot e^{-\frac{E_F-E_{VB}}{k_B T}} \quad \text{mit } N_V = 2 \cdot \left(\frac{2\pi m_L^* k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (3.4)$$

wobei N_L bzw. N_V die effektiven Zustandsdichten im Leitungs- beziehungsweise Valenzband darstellen. m_e^* und m_L^* bezeichnen dabei die effektiven Massen der Elektronen bzw. der Löcher.

Werden dem Silizium noch andere Elemente hinzugefügt, so spricht man von *Dotierung*. Dafür werden Elemente verwendet, die ein Valenzelektron mehr (*Donator*) oder weniger (*Akzeptor*) als Silizium haben (III. oder IV. Hauptgruppe). Dadurch werden zusätzliche Energieniveaus innerhalb der Bandlücke hinzugefügt (Abbildung 3.4). Je nach Element sind diese Energieniveaus bereits von

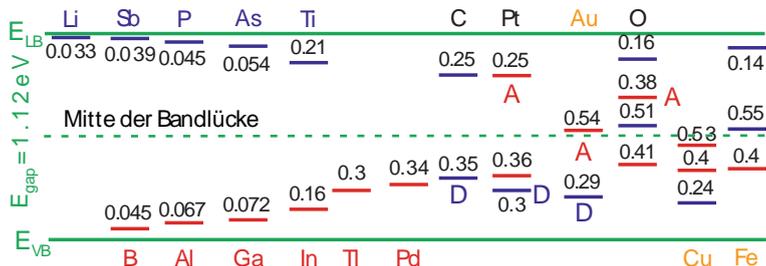


Abbildung 3.4.: Vergleich der Lage der Donator- und Akzeptorniveaus für verschiedene Dotierelemente in Silizium (nach [Har09])

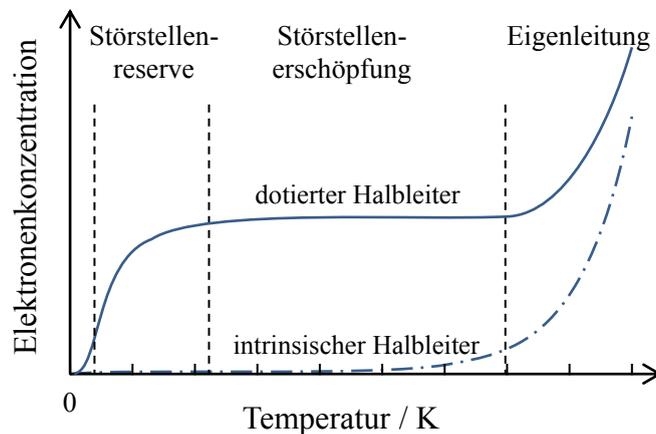


Abbildung 3.5.: Elektronenkonzentration in Abhängigkeit der Temperatur: Bei einem extrinsischen Halbleiter (n-dotiert) können schon bei niedrigen Temperaturen Donatoren angeregt werden (Störstellenreserve). Sind alle Donatoren angeregt, so wird die Elektronenkonzentration über einen großen Temperaturbereich annähernd konstant (Störstellenerschöpfung). Erst bei höheren Temperaturen können auch Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband gelangen (Eigenleitung) (nach [Sze85]).

einem Elektron besetzt (Donatorniveau) oder unbesetzt und können somit ein weiteres Elektron aufnehmen (Akzeptorniveau). Um freie Ladungsträger zu erzeugen, muss nun nicht mehr die komplette Bandlücke überwunden werden. Im Fall eines Donators müssen die Elektronen nur noch die Energielücke zwischen Donatorniveau und Leitungsband überwinden (für Phosphor nur noch 0,045 eV anstatt 1,12 eV). Entsprechend muss bei einem Akzeptor ein Elektron eine kleinere Bandlücke zwischen dem Valenzband und dem Akzeptorniveau überwinden, um so ein Loch im Valenzband zu erzeugen (für Bor 0,045 eV anstatt 1,12 eV). Die dadurch im Valenzband erzeugten Löcher stehen als zusätzliche positive Ladungsträger zur Verfügung (*p-Dotierung*). Zu diesen Löchern existiert kein zugehöriges Elektron im Leitungsband. Somit gibt es mehr positive als negative Ladungsträger, weshalb sie in diesem Fall als Majoritätsladungsträger bezeichnet werden. Hat man anstatt eines Akzeptorniveaus ein Donatorniveau, gelangen zusätzliche negative Ladungsträger ins Leitungsband, ohne dass im Valenzband zugehörige Löcher entstehen. Dadurch stehen mehr negative als positive Ladungsträger zur Leitung zur Verfügung und man spricht von *n-Dotierung*. Da die elektrische Leitung nun überwiegend mittels der Majoritätsladungsträger stattfindet, spricht man von *extrinsischer* Leitung. Durch den kleineren Energieunterschied zwischen Donatorniveau und Leitungsband sind schon bei niedriger Temperatur alle zusätzlichen Elektronen der Donatoren angeregt. Damit bleibt auch bei höheren Temperaturen die Ladungsträgerkonzentration so lange konstant (Störstellenerschöpfung) bis die Energie ausreicht, um auch die Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband anheben zu können. Bei sehr hohen Temperaturen überwiegt dann die intrinsische Leitung (Abbildung 3.5).

3.2. pn-Übergang

Führt man nun einen n-dotierten und einen p-dotierten Halbleiter zusammen, so spricht man von einem *pn-Übergang*². Im Folgenden wird zuerst auf den Gleichgewichtsfall eingegangen. Anschließend werden die Effekte unter Einfluss einer äußeren Spannung betrachtet, was der für den Einsatz im Detektor relevante Fall ist.

3.2.1. pn-Übergang im Gleichgewicht

Betrachtet man den p-dotierten und den n-dotierten Bereich getrennt voneinander, so liegt, wie in Abbildung 3.6a schematisch dargestellt, die Fermienergie

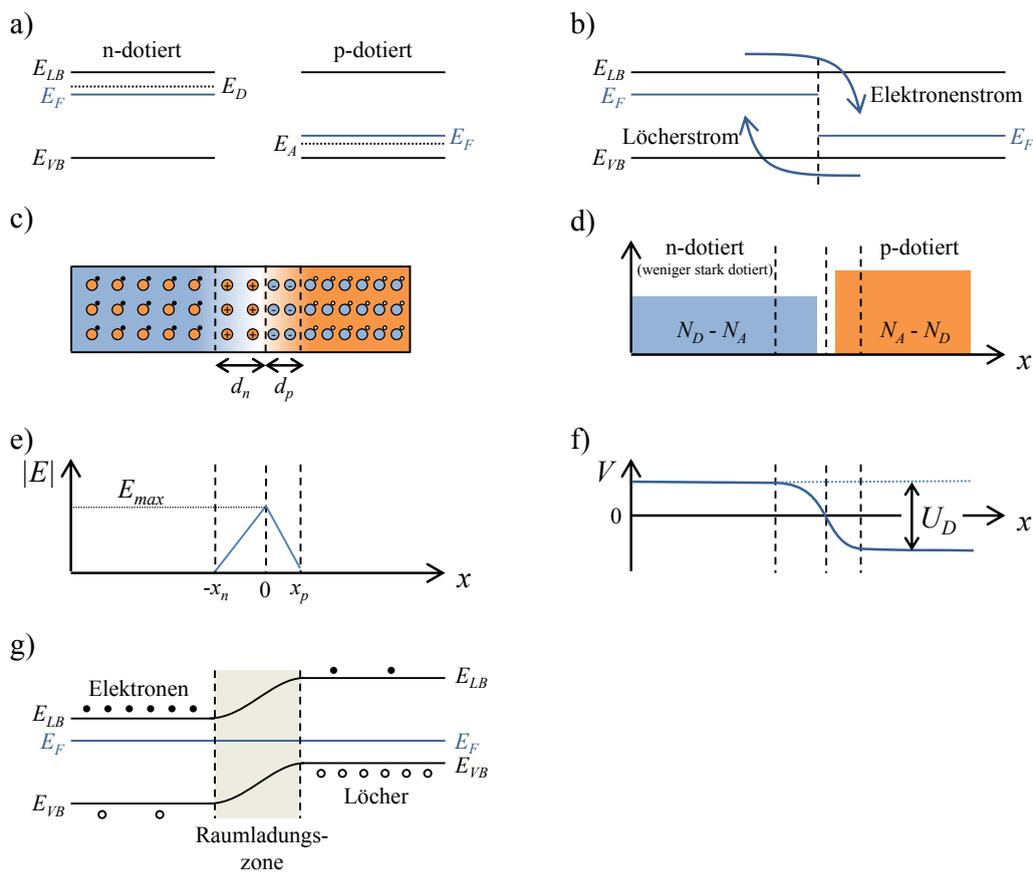


Abbildung 3.6.: Betrachtet man einen n- und einen p-dotierten Halbleiter getrennt voneinander (a), so unterscheiden sie sich in der Lage ihrer Fermienergie. Bringt man beide Bereiche nun in Kontakt (b), so bilden sich Diffusionsströme aus, bis die Fermienergie angeglichen sind. Daraus resultiert eine Raumladungszone (c). Durch unterschiedliche Donator- bzw. Akzeptorkonzentrationen (d) sind die Raumladungszonen über unterschiedlich große Bereiche ausgedehnt. Entsprechend ist auch der Feldverlauf (e) und der Potentialverlauf (f) nicht in beiden Bereichen identisch. Durch die sich ausbildende Diffusionsspannung U_D kommt es zu einer Verbiegung des Valenz- und des Leitungsbandes (g) (nach [Har09]).

²pn für positiv-negativ

bei Raumtemperatur knapp unter dem Donatorniveau (n-dotiert) bzw. knapp oberhalb dem Akzeptorniveau (p-dotiert). Bringt man nun beide Halbleiter in Kontakt, so fließen Diffusionsströme von Bereichen höherer Ladungsträgerkonzentration in Bereiche niedrigerer Ladungsträgerkonzentration. Also fließen Elektronen vom n-dotierten Bereich in den p-dotierten Bereich, wo sie mit den durch die Akzeptoren eingebrachten Löchern rekombinieren. Die ionisierten Donatoren und Akzeptoren bilden eine Raumladungszone aus. Dadurch wird eine Spannung V_D aufgebaut, die den Diffusionsströmen entgegenwirkt. Die Bänder werden somit gegeneinander verschoben bis sich ein Gleichgewichtszustand eingestellt hat. In diesem Gleichgewichtszustand ist die Fermienergie in beiden Halbleitern identisch. Nimmt man an, dass die Ladungsträgerkonzentration innerhalb der Raumladungszone im p- und im n-Bereich jeweils konstant sind (Schottky-Modell), dann können über stückweise Integration der Poissongleichung

$$\frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \quad (3.5)$$

die Potentialverläufe $V(x)$ in den beiden Bereichen berechnet werden. Als Diffusionsspannung V_D erhält man somit:

$$V_D = \frac{e}{2\varepsilon_r \varepsilon_0} (n_D d_n^2 + n_A d_p^2) \quad (3.6)$$

wobei n_A und n_D die Akzeptor- und Donatorkonzentrationen sind und d_n und d_p die Dicken der Raumladungszone in den beiden Bereichen darstellen. Zieht man nun noch die Neutralitätsbedingung $n_D \cdot d_n = n_A \cdot d_p$ in Betracht, so lassen sich die Dicken der Raumladungszone wie folgt berechnen:

$$d_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r \varepsilon_0 V_D}{e} \frac{n_A/n_D}{n_A + n_D}} \quad (3.7)$$

$$d_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r \varepsilon_0 V_D}{e} \frac{n_D/n_A}{n_A + n_D}} \quad (3.8)$$

Durch Verwendung unterschiedlicher Dotierkonzentrationen kann die Dicke beider Raumladungszone stark variiert werden.

3.2.2. pn-Übergang unter Einfluss äußerer Spannung

Legt man eine äußere Spannung U_{Bias} ³ an, so fällt diese zusätzlich zur Diffusionsspannung V_D über der Raumladungszone ab. Dabei ist die Vorzeichenkonvention so gewählt, dass eine positive Spannung $+U_{Bias}$ der Diffusionsspannung entgegenwirkt und somit die Raumladungszone verkleinert (Abbildung 3.7a), während eine negative äußere Spannung $-U_{Bias}$ die Raumladungszone vergrößert (Abbildung 3.7b). Somit werden auch die Fermienergien gegeneinander um die Energie $E = e \cdot U_{Bias}$ verschoben. Der Strom durch den pn-Übergang ist gegeben durch:

$$I = I_S \left(e^{\frac{e \cdot U_{Bias}}{k_B T}} - 1 \right) \quad (3.9)$$

³bias voltage (engl.) = Vorspannung

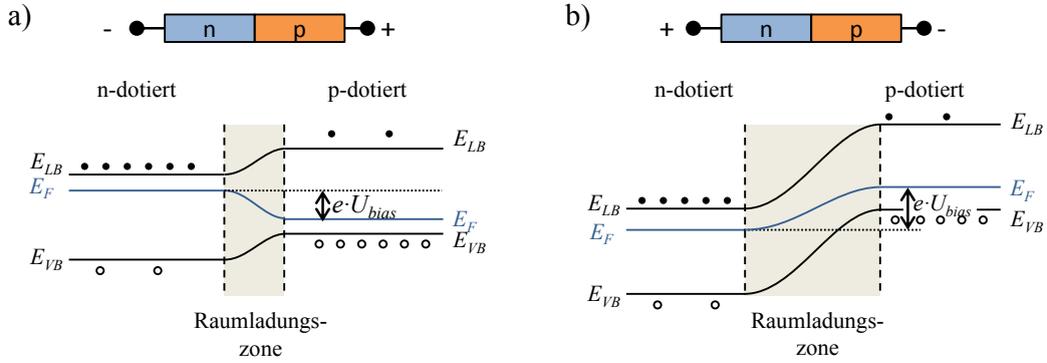


Abbildung 3.7.: schematische Darstellung der Energieniveaus im pn-Übergang unter äußerer Spannung in Durchlassrichtung (a) und in Sperrrichtung (b). Dabei wird die Raumladungszone verkleinert bzw. vergrößert (nach [Har09]).

wobei der Sättigungsstrom I_S unter der Annahme, dass keine Ladungsträger in der Raumladungszone erzeugt werden, beschrieben wird durch:

$$I_S = e \cdot \left(\frac{n_{p0} D_n}{\sqrt{D_n \tau_{r,n}}} + \frac{p_{n0} D_p}{\sqrt{D_p \tau_{r,p}}} \right) \quad (3.10)$$

Dabei sind n_{p0} und p_{n0} die Minoritätsladungsträger am Rand der neutralen Bereiche, D_n und D_p die Diffusionskoeffizienten der Minoritätsladungsträger und τ die jeweilige Lebensdauer der Ladungsträger [Lut07]. Ist die äußere Spannung U_{Bias} positiv gewählt, so steigt der Strom I exponentiell an. Man spricht hierbei von der *Durchlassrichtung* des pn-Übergangs. Legt man allerdings eine negative äußere Spannung an (*Sperrrichtung*), so geht der exponentielle Teil der Gleichung 3.10 für hohe Spannungen gegen Null. Der gesamte Strom I nähert sich somit asymptotisch dem Sättigungsstrom an.

3.3. Silizium als Halbleiterdetektor

Um Silizium als Detektor nutzen zu können, muss man zuerst verstehen, wie sich ein geladenes Teilchen verhält, wenn es einen Halbleiter durchdringt. Anschließend werden in diesem Abschnitt noch Aufbau und Funktionsweise eines Siliziumstreifensensors diskutiert.

3.3.1. Wechselwirkung eines Teilchens mit Materie

Ein elektrisch geladenes Teilchen verliert beim Durchqueren eines Halbleiters Energie. Diese Energie ermöglicht es, Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband anzuheben (Ionisation) und erzeugt so Elektron-Loch-Paare, die als freie Ladungsträger zur Verfügung stehen. Diese können in einem Halbleitersensor als Signal registriert werden. Der Energieverlust pro Weglänge eines geladenen Teilchens wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi N_L r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Zz^2}{A\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_3 \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3.11)$$

wobei x die vom durchquerenden Teilchen im Material zurückgelegte Weglänge ($[x] = \text{g}/\text{cm}^2$), $2\pi N_L r_e^2 m_e c^2 = 0,1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$, $r_e = q_{el}^2/4\pi m_e c^2 = 2,817 \times 10^{-13} \text{ cm}$ der klassische Elektronenradius und ρ die Dichte der Materie darstellen. Z und A sind Kernladungszahl und Massenzahl der Atome im Material und z die Ladung des durchquerenden Teilchens. $\beta = v/c$ und $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ sind die relativistischen Faktoren. I stellt das über alle Elektronen gemittelte effektive Ionisierungspotential dar. Bei δ handelt es sich um eine Dichtekorrektur, die den Anstieg zu relativistischen Energien abschwächt. C ist eine Niederenergiekorrektur, die die Elektronenhülle berücksichtigt und W_{max} der maximale Energieübertrag einer einzelnen Kollision.

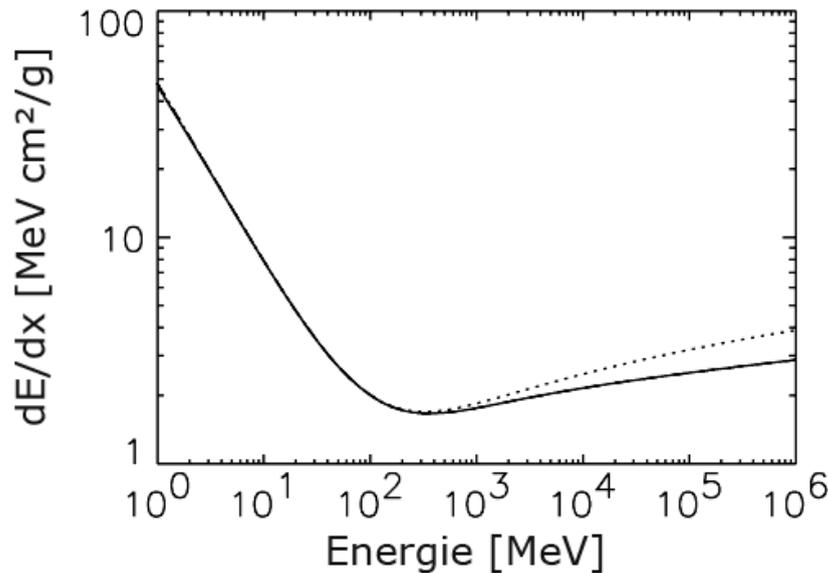


Abbildung 3.8.: Differentieller Energieverlust eines geladenen Pions in Silizium als Funktion der kinetischen Energie (effektives Ionisationspotential $I = 173 \text{ eV}$) mit (durchgezogene Linie) und ohne (gestrichelte Linie) Dichte- und Schalenkorrektur. [Lut07]

In Abbildung 3.8 ist der Energieverlust dE/dx über der Energie des durchdringenden Teilchens (Pion) aufgetragen. Der Verlauf dieser Kurve weist ein globales Minimum auf. Ein Teilchen mit der zu dem Minimum gehörenden Energie deponiert also die geringste Energiemenge beim Durchqueren eines Halbleiters. Diese Teilchen nennt man deshalb *minimal-ionisierende Teilchen (MIP)*⁴. Um also alle Teilchen detektieren zu können, muss sichergestellt sein, dass auch diese MIPs ein ausreichend hohes Signal erzeugen.

Neben geladenen Teilchen können auch Photonen Elektron-Loch-Paare erzeugen. Da der Impulsübertrag eines Photons vernachlässigbar ist, kann ein direkter Übergang nur angeregt werden, wenn die Energie dieses Photons ausreichend groß ist. Im Fall von Silizium werden dafür im Mittel $3,6 \text{ eV}$ benötigt. Zusätzlich

⁴minimal ionising particle (engl.) = minimal-ionisierendes Teilchen

gibt es aber auch indirekte Übergänge, die aber gerade für Energien $< 3\text{ eV}$ sehr unwahrscheinlich sind. Da dazu eine Wechselwirkung mit einem Phonon nötig ist, spricht man hierbei von einem Prozess zweiter Ordnung.

3.3.2. Aufbau und Funktion eines Streifensensors

Der einfachste Aufbau eines Halbleitersensors ist ein einzelner pn-Übergang (Diode). Dieser wird in Sperrichtung betrieben, wobei die Spannung möglichst so hoch gewählt wird, dass sich die Raumladungszone über den gesamten Sensor ausbreitet. Bei einem Teilchendurchgang entstehen Elektron-Loch-Paare, die separiert werden und deshalb nicht sofort wieder rekombinieren. Durch das im Inneren des Sensors ausgeprägte elektrische Feld (E-Feld) driften die Elektronen und Löcher zu den jeweiligen Kontakten. Um eine gute Ortsauflösung zu bekommen, werden im inneren Bereich des CMS-Trackers Pixelsensoren und im äußeren Bereich Streifensensoren eingesetzt. Im Fall des Streifensensors werden in einem n-dotierten Basismaterial (Bulk⁵) mehrere p-dotierte Streifen eingelassen. Je nachdem, wo sich das Teilchen durch das Material bewegt, werden nun die Ladungsträger an dem entsprechenden Streifen ausgelesen (Abbildung 3.9).

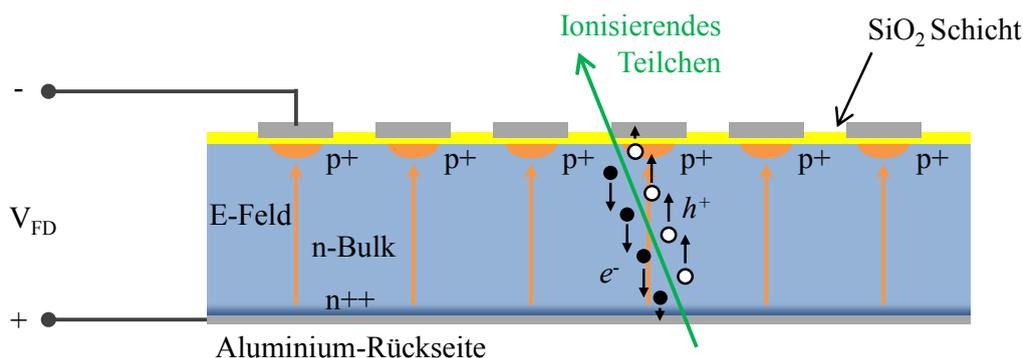


Abbildung 3.9.: Prinzipieller Aufbau eines Streifensensors sowie der schematischen Funktionsweise bei einem Teilchendurchgang (nach [Har09])

In Abbildung 3.10 sieht man den detaillierten Aufbau eines Silizium-Streifensensors. Die in den n-bulk implantierten p-dotierten Streifen werden von einem p-dotierten Ring umgeben, dem sogenannten Biasring⁶. Mit diesem sind sie über hochohmige Widerstände verbunden (Bias-Widerstand). Um den Biasring herum befindet sich noch der ebenfalls p-dotierte Guardring, welcher jedoch nur für Testzwecke verwendet wird und im eigentlichen Tracker nicht kontaktiert wird. Er sorgt für eine höhere Durchbruchspannung des Sensors. Über allen implantierten p-dotierten Streifen sind, getrennt durch eine Siliziumdioxid-Schicht, Aluminiumbahnen aufgebracht. Die trennende Siliziumdioxid-Schicht wirkt dabei als Dielektrikum zwischen den Implantaten und den Aluminiumstreifen. Zusätzlich wird eine weitere schützende Oxidschicht auf den Sensor aufgebracht,

⁵bulk (engl.) = Hauptteil, Basismaterial

⁶bias voltage (engl.) = Vorspannung

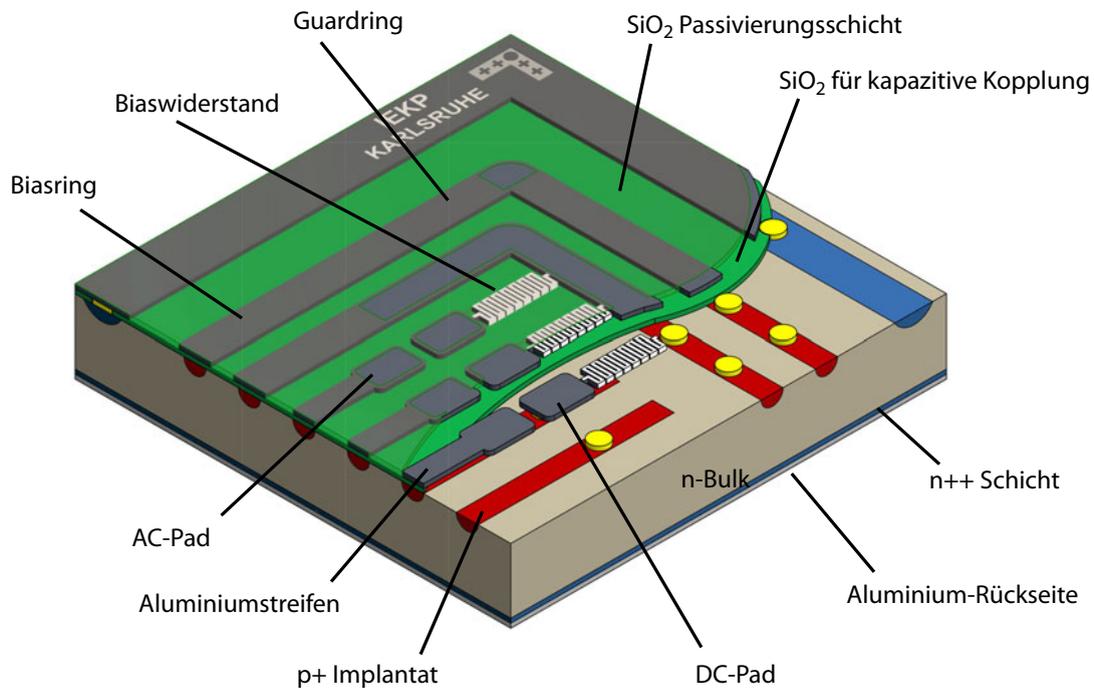


Abbildung 3.10.: Detaillierte 3D-Darstellung des tatsächlichen Aufbaus eines Streifensensors inklusive zusätzlicher Komponenten wie dem Bias- und dem Guardring. (3D Darstellung von Tobias Barvich).

wobei diese an einigen Stellen offen bleiben muss, damit man den Sensor kontaktieren kann. Die zum Kontaktieren freigelassenen Stellen sind zum einen das DC-Pad⁷, das mittels *via*⁸ direkt mit dem p-Implantat verbunden ist. Auch die Aluminiumbahnen über Bias- und Guardring stehen mit den Implantaten durch vias in direktem Kontakt. Die AC-Pads⁹ bleiben jedoch durch das Oxid von den darunterliegenden Implantaten getrennt, was eine Auslese über kapazitive Kopplung ermöglicht. Über Biasring und Backplane wird der Sensor mit Spannung versorgt. Die Backplane besteht aus einer Aluminiumschicht, welche durch eine höher n-dotierte Schicht mit dem n-bulk verbunden ist. Dadurch wird an dem Halbleiter-Metall-Übergang ein Schottky-Kontakt vermieden und stattdessen ein ohmscher Kontakt realisiert. Über den Biasring werden auch die Streifen selbst auf das Nullpotential (*Ground*) gelegt, das Hochspannungspotential (*HV*¹⁰) wird an der Backplane angelegt.

Das Auslesen findet im Detektor über die AC-Pads, also mittels kapazitiver Kopplung statt. Lsäe man direkt die Implantate aus, so würde man nicht nur das Signal, sondern auch die Leckströme (Abschnitt 3.4) der einzelnen Streifen sehen. Das Signal wäre also auf die viel größeren Leckströme aufmoduliert und wegen des damit größeren Messbereichs der Ausleseelektronik schwerer zu

⁷direct current (engl.) = Gleichstrom

⁸via (engl.) = Durchkontaktierung

⁹alternating current (engl.) = Wechselstrom

¹⁰high voltage (engl.) = Hochspannung

detektieren.

Fliegt ein Teilchen nicht senkrecht durch den Sensor, sondern unter einem beliebigen Winkel $\alpha \neq 0$, so driften die Ladungsträger nicht nur zu einem Streifen (Abbildung 3.11a). Die getroffenen Streifen bilden nun ein Cluster. Dadurch wird die Auflösung des Detektors verbessert, da nun der Ort des Teilchendurchgangs durch die *Schwerpunktmethod*e bestimmt werden kann. Für ein Zwei-Streifen-Cluster wird der Schwerpunkt wie folgt berechnet:

$$x = x_1 + \eta \cdot (x_2 - x_1) = x_1 + \frac{PH_2}{PH_1 + PH_2} \cdot (x_2 - x_1) = \frac{PH_1 \cdot x_1 + PH_2 \cdot x_2}{PH_1 + PH_2} \quad (3.12)$$

Dabei sind x_1 und x_2 die Positionen zweier benachbarter Streifen und PH_1 , PH_2 die dazugehörigen Pulshöhen. Der Faktor η gibt hierbei den Bruchteil des Streifenabstands an, an dem das Teilchen tatsächlich durchgeflogen ist.

Nicht nur die durchdringenden Teilchen, sondern auch die im Halbleiter erzeugten Ladungsträger werden durch das im realen Detektoreinsatz vorhandene Magnetfeld abgelenkt. Diese Drift der Ladungsträger (Abbildung 3.11b) muss zur Bestimmung des Schwerpunkts mit eingerechnet werden. In Karlsruhe durchgeführte Messungen zum Lorentzshift werden in [Nü12] beschrieben.

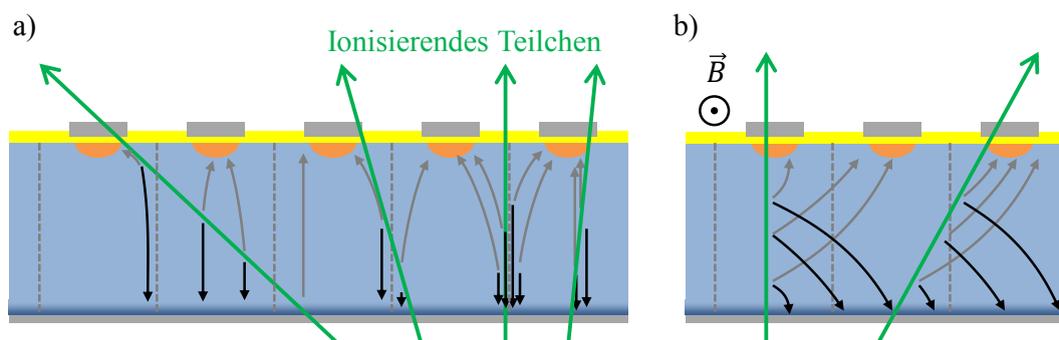


Abbildung 3.11.: Abhängig davon, wo und unter welchem Winkel ein Teilchen den Sensor durchquert, wird die Ladung an einem oder auf mehrere Streifen verteilt ausgelesen (a). Liegt zusätzlich noch ein magnetisches Feld wie im realen Detektoreinsatz vor(b), so beeinflusst dieses den Drift der erzeugten Ladungsträger und somit unter Umständen auch die Ortsrekonstruktion des Teilchendurchgangs (nach [Ros06]).

Alle bisherigen Betrachtungen beziehen sich auf p-dotierte Streifen in einem n-dotierten bulk. (*n-Typ-Sensor*). Allerdings ist auch der umgekehrte Aufbau möglich, also n-dotierte Streifen in einem p-dotierten bulk (*p-Typ-Sensor*). Hier muss jedoch beachtet werden, dass sich durch fixierte positive Ladungen an Grenzfläche zwischen Silizium und Siliziumdioxid eine Ansammlung mobiler Elektronen ausbildet. Diese können dann zum Kurzschluss zwischen zwei Streifen führen. Daher benötigt man noch eine zusätzliche Isolierung zwischen den einzelnen Streifenimplantaten (Abbildung 3.12). Im Folgenden werden zwei mögliche Isolationstechniken beschrieben:

p-Stop-Technik Hier werden zusätzliche höher dotierten p-Implantate (p^+) zwischen die n-dotierten Streifen eingebracht. Durch Elektroneneinfang entsteht so ein negatives Potential, das negative Ladungsträger abstößt.

p-Spray-Technik Bei dieser Technik wird eine durchgängige p^+ -Schicht über den gesamten p-bulk aufgebracht, indem entsprechende Dotierelemente eindiffundiert werden.

Weitere Möglichkeiten, die im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht untersucht wurden, sind eine Kombination aus p-Stop und p-Spray, oder die Verwendung der Al-Streifen als *field plates* (siehe auch [Har09]).

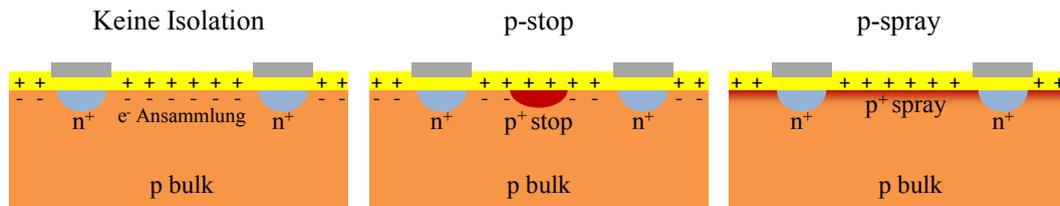


Abbildung 3.12.: Darstellung der verschiedenen Techniken zur Isolation benachbarter n-dotierter Streifen bei Einsatz eines p-dotierten bulk-Materials (nach [Har09])

3.4. Charakteristische Größen eines Streifensensors

Es existieren einige charakteristische Größen eines Streifensensors, anhand derer seine Funktionalität und Qualität beurteilt werden kann. Diese Größen werden im folgenden Kapitel vorgestellt. Zum einen sind diese *sensorspezifisch*, werden also global über den Sensor gemessen. Zum anderen gibt es noch *streifenspezifische* Größen, die charakteristisch für jeden einzelnen Streifen sind und prinzipiell an jedem Streifen gemessen werden können [Har09][Mol99].

3.4.1. Sensorparameter

Zu den globalen Parametern gehören Leckstrom, Depletionsspannung und Signal-zu-Rauschen-Verhältnis, die im Folgenden vorgestellt werden.

3.4.1.1. Leckstrom

Unter dem Leckstrom I_{tot} eines Streifensensors versteht man den gesamten Strom, der über die Streifen und somit auch über den Biasring abfließt. Er stellt ein wichtiges Qualitätskriterium eines Halbleitersensors dar, da er zum einen zum Rauschen beiträgt und zum anderen stark temperaturabhängig ist. Ursache des Leckstroms ist die thermische Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren. Da nur die in der Raumladungszone erzeugten Ladungsträger zum Leckstrom beitragen, korreliert dieser direkt mit der Dicke der Raumladungszone. Dies führt

zu einer wurzelförmigen Abhängigkeit des Leckstroms von der Biasspannung, bis die Depletionsspannung erreicht ist. Der Leckstrom nimmt mit steigender Temperatur zu. Ein hoher Leckstrom führt zu hoher Verlustleistung. Kann diese zusätzliche Energie durch das Kühlsystem nicht vollständig abgeführt werden, so erwärmt sich der Sensor immer weiter und der Leckstrom steigt weiter an (*thermal runaway*). [Mol99]

3.4.1.2. Signal-zu-Rauschen-Verhältnis

Ein weiterer wichtiger Parameter für den Betrieb eines Sensors ist das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis. Nur wenn das gemessene Signal eines Teilchendurchgangs deutlich größer als das Untergrundsignal des Rauschens ist, kann dieser zweifelsfrei detektiert werden. Die Stärke des Rauschens wird üblicherweise in *equivalent noise charge (ENC)* angegeben, also die äquivalente Anzahl an Ladungsträger, die das Rauschen verursachen würde. Den größten Beitrag des Rauschens liefert die Streifenkapazität C_{strip} mit

$$\text{ENC}_{C_{strip}} = a + b \cdot C_{strip} \quad (3.13)$$

wobei a und b Parameter der Ausleseelektronik sind. Ein weiterer Beitrag ist durch den Leckstrom gegeben, der über das Schrotrauschen (*shot noise*) wurzelförmig eingeht:

$$\text{ENC}_{I_L} = \frac{e}{2} \sqrt{\frac{I_{leak} \cdot t_p}{q_e}} \quad (3.14)$$

Dabei ist e die Eulersche Zahl, q_e die Elementarladung, t_p die *peaking time* der Ausleseelektronik und I_{leak} der Leckstrom. Außerdem gehen noch das thermische Rauschen der Biaswiderstände und das der Auslesetreifen mit ein. Alle Rauschbeiträge werden quadratisch zum Gesamtrauschen addiert, da sie unkorreliert sind [Har09].

Natürlich hat auch die Größe des Signals selbst einen Einfluss auf das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis. Speziell im bestrahlten Fall, wenn der Sensor unter Umständen nicht mehr vollständig depletiert ist, kann die Verringerung des Signals einen signifikanten Beitrag zur Verringerung des Signal-zu-Rauschen-Verhältnis leisten [Mol99].

3.4.1.3. Depletionsspannung

Die Raumladungszone (RLZ) kann als Plattenkondensator angesehen werden. Entsprechend kann analog zum Plattenkondensator eine Kapazität berechnet werden.

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot A}{d} \quad (3.15)$$

Dabei ist d die Dicke der Raumladungszone. Umgekehrt kann über eine Kapazitätsmessung die Dicke der Raumladungszone beziehungsweise das Dotierprofil

bestimmt werden. Damit alle bei einem Teilchendurchgang erzeugten Ladungsträger detektiert werden können, muss die Raumladungszone über den kompletten Sensor ausgedehnt sein. Man sagt, der Sensor ist vollständig *depletiert*¹¹. Die minimale Spannung, bei der das der Fall ist nennt man *Depletionsspannung*.

Bestimmt werden kann die Depletionsspannung aus der in Abhängigkeit der Biasspannung U_{bias} gemessenen flächenspezifischen Bulk-Kapazität mittels

$$C_{bulk} = \frac{\varepsilon S_i}{d} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2\mu\rho U_{bias}}} \quad (3.16)$$

Dabei sind μ die Mobilität der Majoritätsladungsträger und ρ der spezifische Widerstand des bulk-Materials. Die Auftragung von $1/C^2$ gegen die Biasspannung zeigt also ein lineares Verhalten, bis die Dicke der Raumladungszone d vollständig über den Sensor mit der Dicke D ausgedehnt ist. Danach zeigt diese Auftragung einen konstanten Verlauf. Der "Knick" der Kurve gibt die Depletionsspannung U_{depl} an. Die Kapazität der Raumladungszone ist nur so lange von der Biasspannung abhängig, bis der Sensor vollständig depletiert ist.

Um einen Teilchendetektor bestmöglich zu betreiben, muss die Versorgungsspannung U_{bias} über der Depletionsspannung U_{depl} liegen, jedoch nicht zu hoch gewählt werden, da sonst das Rauschen zunimmt. Die Depletionsspannungen der Sensoren in einem Modul sollten deshalb auf ähnlichem Niveau liegen und nicht zu hoch sein, da sonst die Gefahr von sogenannten *micro-discharges* (elektrische Durchbrüche) besteht.

3.4.2. Streifenparameter

Die streifenspezifischen Größen können an jedem Streifen gemessen werden und sollten über den Sensor verteilt kaum variieren, was auch ein Qualitätsmerkmal des Sensors darstellt. Im Folgenden werden Kapazitäten und Widerstände der einzelnen Streifen beschrieben.

3.4.2.1. Kapazitäten

Bei Streifensensoren treten mehrere Kapazitäten auf. Diese werden im Folgenden kurz vorgestellt:

Koppelkapazität Sie wird zwischen dem implantierten Streifen und den Al-Streifen gemessen. Die Koppelkapazität C_C soll möglichst groß sein, da das auszulesende Signal direkt proportional zur Koppelkapazität ist. Deshalb sollte die Isolationsschicht, die als Dielektrikum für die kapazitive Kopplung dient, möglichst dünn sein. Allerdings birgt eine dünne Oxidschicht ein höheres Risiko für einen Kurzschluss (*pinhole*). In diesem Fall besteht eine direkte Verbindung zwischen dem implantierten Streifen und der Ausseelektronik. Man hätte dann also eine DC-Kopplung anstatt der gewünschten kapazitiven Kopplung.

¹¹depletion (engl.) = Verarmung

Zwischenstreifenkapazität Die Zwischenstreifenkapazität C_{int} wird zwischen zwei benachbarten Streifen gemessen und trägt maßgeblich zur kapazitiven Belastung der Ausleseelektronik bei. Sie sollte deshalb möglichst klein sein. Allerdings ist ein moderater Wert wünschenswert, da das Signal eines Streifens über die Zwischenstreifenkapazität auch auf die benachbarten Streifen verteilt wird. Dies verbessert die Auflösung, reduziert allerdings gleichzeitig das Signal des Streifens. Für den Tracker des CMS Detektors wurde ein Verhältnis von Zwischenstreifenkapazität zu Koppelkapazität von $C_{int}/C_C = 1/30$ bis $1/60$ angestrebt [Har09].

Backplane-Kapazität Gemessen wird die Backplane-Kapazität C_{back} vom Streifen zur Backplane. Dabei muss die Biasspannung angelegt sein, damit die endgültige Feldkonfiguration im Sensor vorliegt. Näherungsweise kann die Backplane-Kapazität über $C_{tot}/N_{Streifen}$ bestimmt werden. Die tatsächliche Messung an einzelnen Streifen kann zur Identifikation von Streifendefekten (Unterbrechungen und Kurzschlüssen) und somit zur Qualitätskontrolle eingesetzt werden. Da C_{back} stark frequenzabhängig ist, muss die Messung immer bei der gleichen Frequenz des verwendeten Anregungssignals durchgeführt werden.

Streifenkapazität Die gesamte Kapazität eines Streifens C_{strip} setzt sich aus der Zwischenstreifen- und der Backplane-Kapazität zusammen.

$$C_{strip} = C_{back} + 2 \cdot C_{int} \quad (3.17)$$

Sie stellt die gesamte kapazitive Belastung der angeschlossenen Ausleseelektronik dar und bildet damit eine Hauptquelle des Rauschens in Siliziumstreifendetektoren.

3.4.2.2. Zwischenstreifenwiderstand

Der Zwischenstreifenwiderstand R_{int} wird zwischen zwei benachbarten Streifen gemessen. Er sollte möglichst groß sein ($\sim \text{G}\Omega$), da sonst die Gefahr besteht, dass die Streifen untereinander nicht mehr vollständig isoliert sind. Der Zwischenstreifenwiderstand hängt stark von Bulkeffekten wie Typinversion und Oberflächeneffekten wie Ladungsansammlung oder *oxide charge* ab.

Die Messung der Zwischenstreifenwiderstände R_{int} ist auf Grund der kleineren Biaswiderständen kompliziert. Man fährt hierzu eine Spannungsrampe V_{strip} zwischen dem DC-Pad des einen Streifens und Biasring, der auf *ground* gelegt wird. Dann misst man den resultierenden Strom zwischen dem benachbarten Streifen und dem Biasring. Die an den ersten Streifen angelegte Spannung V_{strip} darf allerdings eine Spannung von 1 V nicht überschreiten, da sonst die elektrischen Felder im Innern des Sensors gestört werden können. Im Fall einer guten Zwischenstreifenisolation sind die resultierenden Ströme deshalb sehr klein und können nicht mehr aufgelöst werden. So ist also nur eine Untergrenze für den Zwischenstreifenwiderstand R_{int} bestimmbar.

3.4.2.3. Biaswiderstand

Biaswiderstände R_{bias} verbinden die implantierten n^+/p^+ -Streifen mit dem Biasring. Im Detektorbetrieb wird zwischen Biasring und der Rückseite des Sensors (*backplane*) eine Spannung (Biasspannung U_{bias}) angelegt. Dabei liegt der Biasring auf *ground*. Unterschiede in den Biaswiderständen R_{bias} führen zu Potentialunterschieden der Streifen. Somit kann es zu ungleichmäßigen Feldverteilungen kommen. Will man den Biaswiderstand messen, muss der Sensor mindestens teilweise depletiert sein, damit die endgültige Feldverteilung erreicht ist.

Gemessen wird er durch das Anlegen einer (kleinen) Spannung V_{set} zwischen Biasring und DC-Pad und dem dabei fließenden Strom I_{bias} . Dabei muss vor allem bei bestrahlten Sensoren auch der Streifenleckstrom I_{leak} berücksichtigt und abgezogen werden:

$$R_{bias} = \frac{V_{set}}{I_{bias} - I_{leak}}$$

Der Biaswiderstand sollte möglichst groß sein, damit das Rauschen gering bleibt. Gerade bei bestrahlten Sensoren besteht das Problem, dass der Widerstand des Basismaterials sinkt und somit ein nicht zu vernachlässigender Anteil der angelegten Spannung U_{bias} an den Biaswiderständen abfällt. Er sollte also auch nicht zu hoch gewählt werden. Außerdem hat der Biaswiderstand R_{bias} Einfluss auf die Zeitkonstante $\tau = R \cdot C$, was beim Design der Ausleseelektronik berücksichtigt werden muss. Spezifikation für CMS sind Biaswiderstände von $1 - 2 \text{ M}\Omega$ mit einer Abweichung von $\pm 0,3 \text{ M}\Omega$ innerhalb des Sensors [Har09].

3.5. Strahlenschäden

Die Sensoren im Tracker unterliegen einer großen Strahlenbelastung. Um sicher zu stellen, dass sie trotz allem jahrelang funktionieren, muss man die Strahlenschäden und deren Auswirkung auf die charakteristischen Größen der Sensoren verstehen. In folgendem Abschnitt werden sowohl unterschiedliche Strahlenschäden, so wie deren Auswirkung auf die Sensorgrößen beschrieben. Zuletzt wird noch auf das Ausheilen (*annealing*) der Strahlenschäden eingegangen, das besonders wichtig im Hinblick auf Wartungsarbeiten im CMS-Detektor ist. Es bestimmt, wie lange der Detektor ungekühlt bleiben kann, ohne dass sich die Eigenschaften der Sensoren verschlechtern. Hauptsächliche Quelle war hierbei [Mol99].

3.5.1. Defekt-Mechanismen

Es kann zwischen zwei verschiedenen Defektarten unterschieden werden: Zum einen die Defekte im Innern des Siliziumgitters (Bulkdefekte), zum anderen die Schäden, die an der Grenze zur Oxidschicht auftreten (Oberflächendefekte).

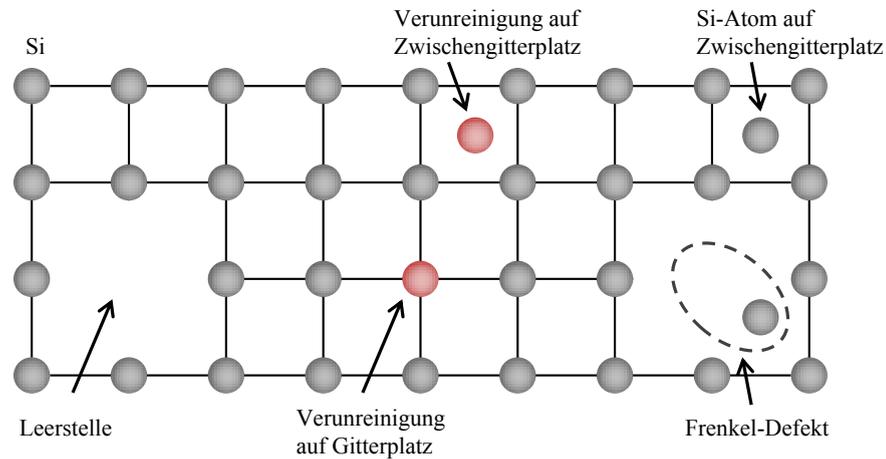


Abbildung 3.13.: Schematische Darstellung verschiedener Punktdefekte im Silizium-Gitter. Diese können zu Fehlordnungen von Si-Atomen sein (Leerstelle, Si auf Zwischengitterplatz, Frenkel-Defekt) oder Fremdatome auf Gitter- oder Zwischengitterplätzen (nach [Lut07]).

3.5.1.1. Bulkdefekte

Durchdringt ein Teilchen den Sensor, so kann es nicht nur mit der Elektronenhülle der Siliziumatome wechselwirken und somit Elektron-Loch-Paare erzeugen, sondern auch mit dem Kristallgitter. Wird bei einem solchen elastischen Stoß eine Energie von mehr als 25 eV übertragen, so wird ein Gitteratom heraus-

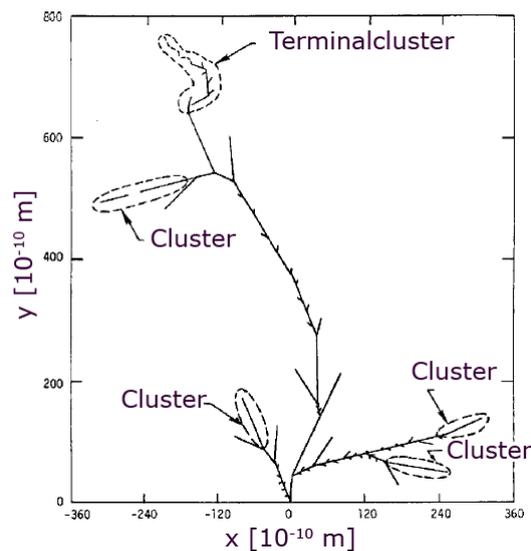


Abbildung 3.14.: Monte Carlo Simulation der Spur und der Defekte, die ein herausgeschlagenes Siliziumatom mit einer anfänglichen Energie von 50 keV hinterlässt. Die 50 keV entsprechen der durchschnittlichen Energie, die ein Neutron von 1 MeV an das *primary knock-on atom* überträgt [Mol99].

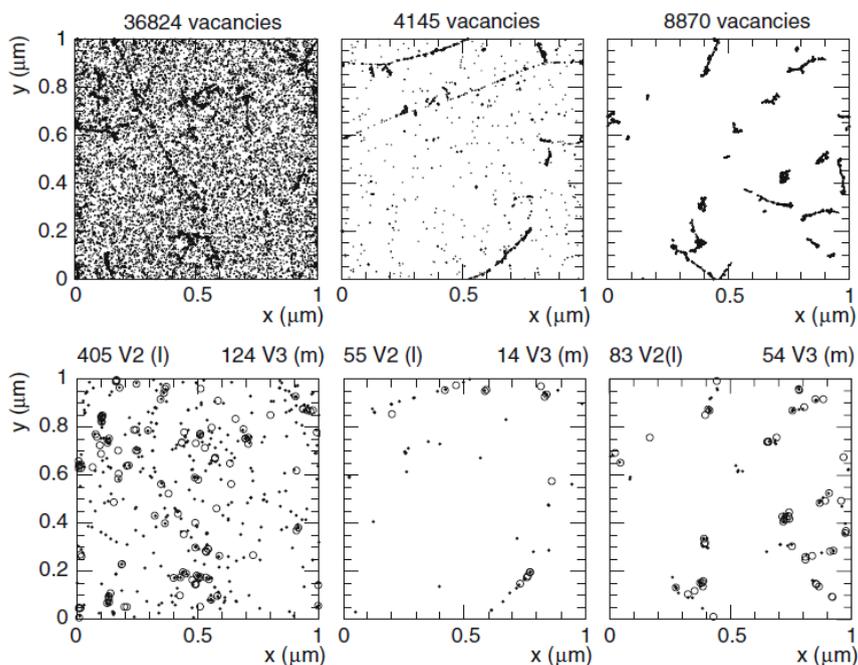


Abbildung 3.15.: Simulation der Defektverteilung (obere Reihe) nach Bestrahlung. Dargestellt ist die z-Projektion der Fehlstellenverteilung in einem Volumen von $1 \times 1 \times 1 \mu\text{m}^3$. Die Bestrahlung mit 10 MeV Protonen (links) verursacht sehr viel mehr isolierte Defekte als die höherenergetischen 24 GeV Protonen (Mitte), die eher zu Defektclustern führen. Die Bestrahlung mit 1 MeV Neutronen (rechts) führt auf Grund der fehlenden Coulomb-Wechselwirkung überwiegend zu Defektclustern. Annealing (untere Reihe) führt in allen Fällen zum Ausheilen eines Großteils der Defekte [Huh02].

geschlagen, ein sogenanntes *primary knock-on atom (PKA)*. Wie in Abbildung 3.13 zu sehen ist, können diese herausgelösten Siliziumatome dann Leerstellen im Gitter hinterlassen (*vacancy*) und als zusätzliches Atom auf einem Zwischengitterplatz verharren (*interstitial*). Das paarweise Auftreten dieser Punktdefekte nennt man *Frenkel-Defekt*.

Hat das PKA ausreichend Energie, so kann es seinerseits weitere Defekte verursachen. Abbildung 3.14 zeigt eine simulierte Verteilung solcher durch das PKA erzeugten Defekte. Entlang der Trajektorie des ausgelösten Teilchens entstehen weitere Punktdefekte. Überwiegend am Ende dieser Bahnen, wenn die Energie des Teilchens klein genug ist, entstehen Defektcluster.

Die Verteilung dieser Punktdefekte hängt stark von der Energie und Teilchenart des zu detektierenden Teilchens ab. Abbildung 3.15 zeigt eine Simulation solcher Verteilungen für Protonen mit Energien von 10 MeV und 24 GeV, sowie für Neutronen mit einer Energie von 1 MeV, vor und nach Annealing (siehe auch Abschnitt 3.5.3).

Die Strahlenschäden, die durch geladene Teilchen verursacht werden, unterscheiden sich von denen, die durch Neutronen bewirkt werden. Während geladene

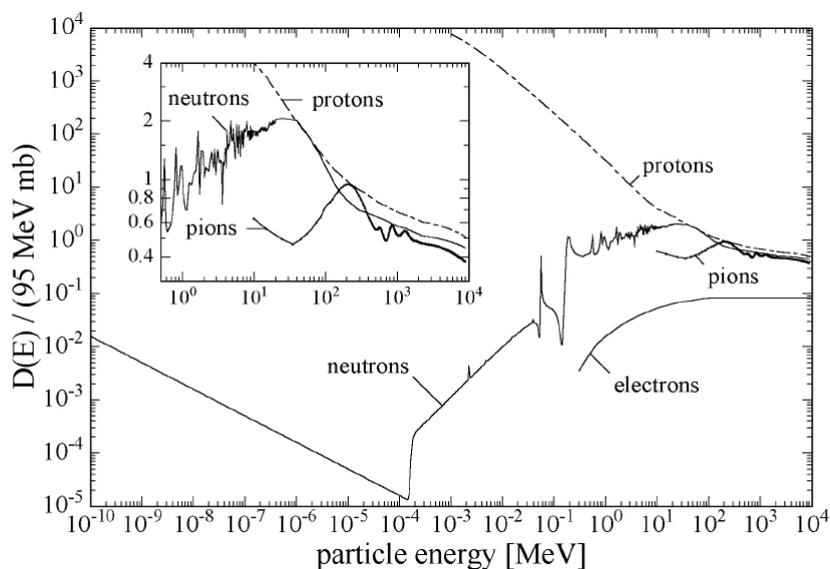


Abbildung 3.16.: Dargestellt ist die *displacement damage function* $D(E)$ für verschiedene Teilchen. Sie gibt die Stärke der Schädigung eines Teilchens mit Energie E an, bezogen auf den Schaden von 1 MeV Neutronen [Mol99].

Teilchen über Coulomb-Wechselwirkung sowohl mit Elektronen (Ionisation) als auch mit den Siliziumkernen wechselwirken können, findet die Wechselwirkung der Neutronen hauptsächlich mit Siliziumkernen statt. Oberhalb einer Energie von 1,8 MeV können sogar Kernreaktionen stattfinden. Trotzdem kann der Zusammenhang zwischen den verursachten Strahlenschäden durch unterschiedliche Teilchenarten und Teilchenenergien durch die NIEL-Hypothese (*non ionizing energy loss*)¹² beschrieben werden. Damit ist es z.B. möglich, die Fluenz einer Protonenbestrahlung mit einer gewissen Energie auf die Fluenz einer Neutronenbestrahlung mit einer Energie von 1 MeV umzurechnen, die die gleichen Strahlenschäden verursachen würde. Der relative Verlauf der Strahlenschäden unterschiedlicher Teilchen ist in Abbildung 3.16 dargestellt, wobei auf Schäden eines Neutrons der Energie 1 MeV normiert wurde. Die Fluenz ϕ wird deshalb in der Einheit n_{eq}/cm^2 angegeben, also auf die äquivalente Neutronen-Fluenz ϕ_{eq} umgerechnet.

3.5.1.2. Oberflächendefekte

Oberflächendefekte unterscheiden sich stark von Bulkdefekten. Die isolierende Oxidschicht (z.B. SiO_2) auf dem Halbleiter weist schon ab der Herstellung Defekte auf, die jedoch keinen Einfluss auf die Funktion des Sensors haben. Deshalb haben auch zusätzliche strahlungsinduzierte Gitterdefekte keine Auswirkung. Ein Problem stellt allerdings der Ionisationsprozess dar. Die erzeugten Ladungsträger können auch im Oxid von Defekten eingefangen werden, ihr Entweichen ist jedoch durch die größere Bandlücke unterdrückt. Auf Grund der

¹²non ionizing energy loss (engl.) = nicht ionisierender Energieverlust

stark unterschiedlichen Mobilitäten von Elektronen und Löcher kommt es zu einer Akkumulation positiver Ladungsträger am Interface zwischen dem Oxid und dem Silizium. Diese Ladungsträger beeinflussen die Feldverteilung und damit auch den Zwischenstreifenwiderstand und die Zwischenstreifenkapazität.

3.5.2. Auswirkung der Bestrahlung auf die Sensoreigenschaften

Die durch die Bestrahlung erzeugten Gitterdefekte führen zu zusätzlichen Energieniveaus innerhalb der Bandlücke. Diese können sowohl als Zwischenzustände beim Anregen von Elektronen ins Leitungsband dienen, als auch die Relaxation von Elektron-Loch-Paaren begünstigen, was zu einer verringerten Lebensdauer dieser Paare führt. Zusätzlich können auch driftende Ladungsträger eingefangen werden und verzögert wieder freigelassen werden (*trapping*¹³). Ein weiterer Effekt ist, dass die Defekte die effektive Dotierkonzentration ändern. Im Folgenden wird näher auf den Einfluss der Bestrahlung auf einige Sensoreigenschaften eingegangen.

3.5.2.1. Leckstrom

Die zusätzlichen Energieniveaus in der Bandlücke führen dazu, dass die Ladungsträger leichter thermisch angeregt werden können und somit zum Leckstrom beitragen. Dadurch steigt der Volumenleckstrom (Leckstrom skaliert auf Sensorvolumen) zunehmender Bestrahlungsfluenz linear an:

$$\frac{\Delta I}{V} = \alpha \cdot \phi_{eq} \quad (3.18)$$

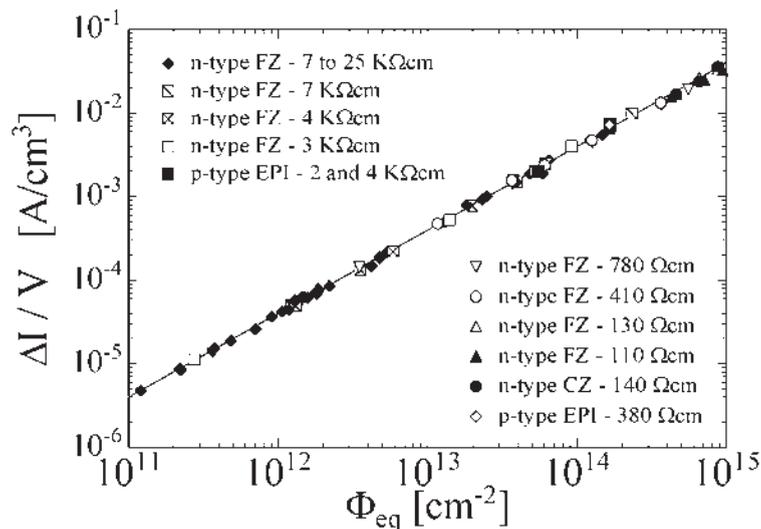


Abbildung 3.17.: Auftragung der Änderung des auf das Sensorvolumen bezogenen Leckstroms über der äquivalenten Neutronen-Fluenz. Auffällig ist, dass der lineare Zusammenhang unabhängig vom Sensormaterial gilt [Mol99].

¹³trap (engl.) = Falle

Betrachtet man Abbildung 3.17, so fällt auf, dass die gemessenen Werte für verschiedene Materialien auf derselben Geraden liegen. Die Proportionalitätskonstante α ist materialunabhängig [Mol99].

Allerdings ist dieser α -Parameter dabei sehr wohl abhängig von der Annealingzeit und -temperatur (siehe Abschnitt 3.5.3).

3.5.2.2. Depletionsspannung

Wie bereits zuvor beschrieben, hängt die Depletionsspannung über

$$V_{dep} = \frac{e}{2\epsilon\epsilon_0} N_{eff} D^2 \quad (3.19)$$

von der effektiven Dotierkonzentration $N_{eff} = |N_D - N_A|$ ab. Durch Gitterdefekte entstehen zusätzliche Energieniveaus, die sich auf die effektive Dotierkonzentration auswirken können. Handelt es sich bei diesen zusätzlichen Energieniveaus um Akzeptorniveaus, so steigt die Akzeptorkonzentration N_A an. Bei n-Typ-Sensoren (n-dotierter bulk, p⁺-dotierte Streifen) ist die Donatorkonzentration N_D im unbestrahlten Fall größer als die Akzeptorkonzentration N_A . Die effektive Dotierkonzentration sinkt hier zuerst, bis die Akzeptorkonzentration N_A überwiegt. Diesen Effekt bezeichnet man auch als Typinversion des Halbleiters. Entsprechend des Verhaltens von N_{eff} ändert sich auch V_{dep} (Abbildung 3.18).

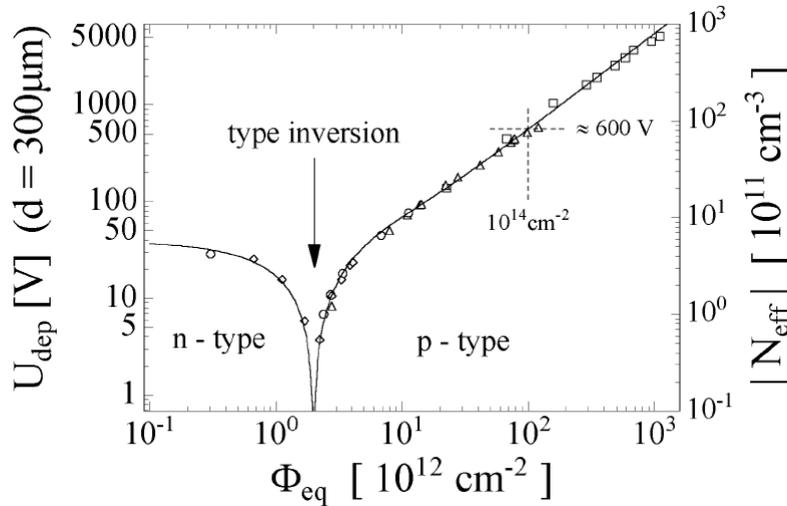


Abbildung 3.18.: Änderung der Depletionsspannung sowie der effektiven Dotierkonzentration von n-Typ Sensoren in Abhängigkeit der Fluenz [Mol99].

3.5.2.3. Ladungssammlung

Mit Bestrahlung nimmt die Ladungssammlung im Sensor ab. Der Hauptgrund hierfür ist *trapping*. Somit brauchen diese gefangenen Ladungsträger länger, um

zu den Streifen zu driften, und können die Streifen nicht mehr innerhalb der 50 ns Auslesezeit erreichen. Außerdem können die Defekte das Rekombinieren von Elektron-Loch-Paaren begünstigen was ebenfalls zu einer Verringerung des Signals führt. Auch eine erhöhte Depletionsspannung kann zu einer Verminderung des Ladungssignals führen, da der Sensor bei gleicher Betriebsspannung unter Umständen nicht mehr vollständig depletiert ist.

3.5.3. Annealing

Unter *Annealing* versteht man in der Materialwissenschaft das Ausheilen von Defekten bei erhöhten Temperaturen. Im Fall von Silizium findet das aber auch schon bei niederen Temperaturen statt, was an der nicht zu vernachlässigenden Mobilität von den durch Bestrahlung ausgelösten Punktdefekten (vacancies und interstitials) oberhalb von 150 K liegt [Har09].

Der Einfluss von Annealing auf die effektive Dotierkonzentration N_{eff} wird durch das Hamburg-Modell beschrieben (Abbildung 3.19). Nach diesem Modell setzt sich die Änderung der effektiven Ladungskonzentration aus drei Beiträgen zusammen [Mol99]:

- einem konstanten Beitrag, der von Defekten herrührt, die nicht ausheilen können,
- einem mit der Annealingzeit abnehmenden Beitrag, der von ausheilenden Defekten kommt. Diesen nennt man *beneficial annealing*¹⁴.
- Und einem langsamer ansteigenden Beitrag, der zusätzliche akzeptorartige Defekte hervorbringt (*reverse annealing*¹⁵).

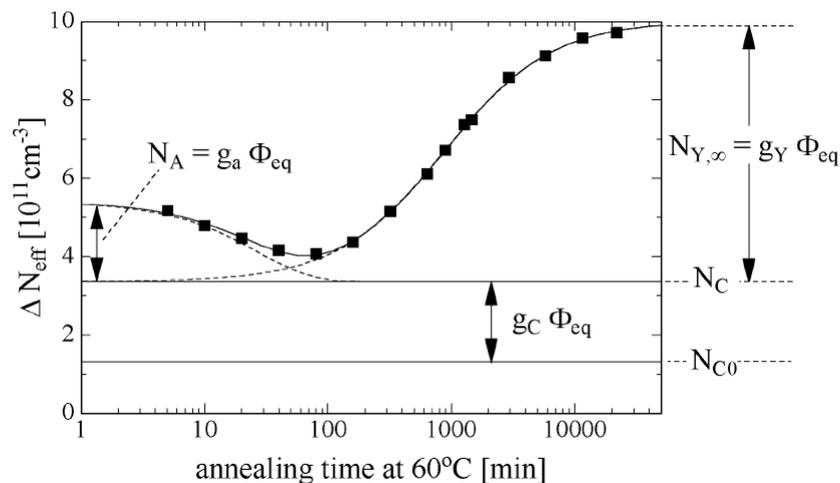


Abbildung 3.19.: Auswirkung der Annealingzeit auf die effektive Dotierkonzentration. Bis zu einer gewissen Annealingdauer verringert sich ΔN_{eff} (*beneficial annealing*), bevor es zu einem erneuten Anstieg kommt (*reverse annealing*) [Mol99].

¹⁴beneficial (engl.) = vorteilhaft, günstig, heilsam

¹⁵reverse (engl.) = entgegengesetzt, in umgekehrter Form

Addiert man alle drei Effekte, so kommt es zuerst zu einem beneficial annealing. Ab einer gewissen Annealingzeit überwiegt dann das reverse annealing und die effektive Ladungsträgerkonzentration nimmt wieder zu.

Während des beneficial annealings verringert sich mit der effektiven Ladungsträgerkonzentration auch die Depletionsspannung. Gleichzeitig sinkt der Leckstrom mit zunehmender Annealingzeit, da die Anzahl zusätzlicher Energieniveaus nahe der Bandmitte ebenfalls abnimmt. Überwiegt aber das reverse annealing, so steigen effektive Ladungsträgerkonzentration und Depletionsspannung wieder an. Allerdings ist das reverse annealing auf den Leckstrom vernachlässigbar, da die Defekte, die zu einer Zunahme der Ladungsträgerkonzentration führen, hauptsächlich Defekte an den Rändern der Bandlücke erzeugen. Die thermische Anregung, die den Leckstrom erhöht, ist aber durch Energieniveaus in der Bandmitte begünstigt.

Wie bereits zuvor erwähnt, hängt der Volumenleckstrom linear von der Fluenz ab. Der Proportionalitätsfaktor α ändert sich nach Bestrahlung mit Annealingdauer und Annealingtemperatur. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 3.20 dargestellt.

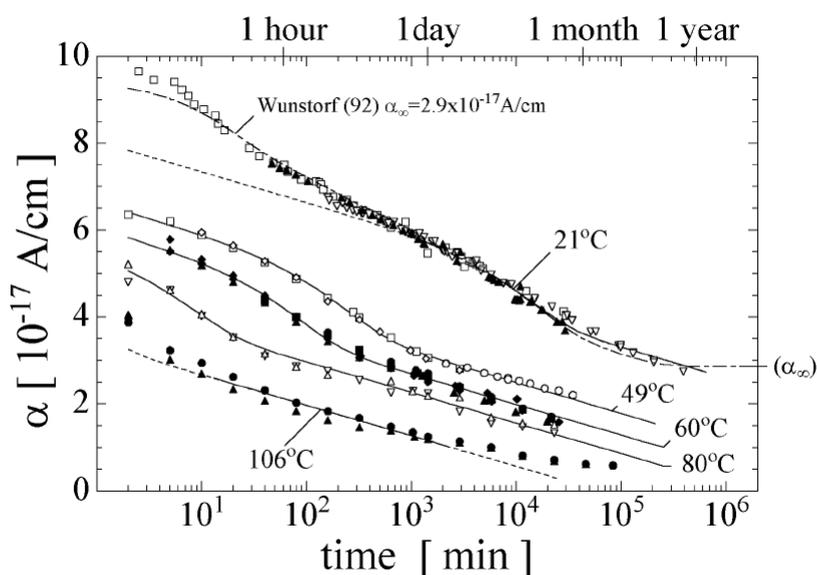


Abbildung 3.20.: Auftragung des α -Parameters als Funktion der Annealingdauer für verschiedene Temperaturen, sowie die dazugehörigen Fits an die Messdaten [Mol99].

3.6. Herstellungs- und Dotierungsverfahren

Zur Herstellung hochreiner Siliziumwafer für Halbleiterdetektoren kommen verschiedene Herstellungsverfahren in Frage. Ausgangspunkt ist meist polykristallines Silizium, das bereits eine hohe Reinheit aufweisen muss. Im Folgenden werden drei verschiedene Herstellungsverfahren [Mol99] erläutert, sowie kurz auf das Dotierverfahren *deep diffusion* eingegangen.

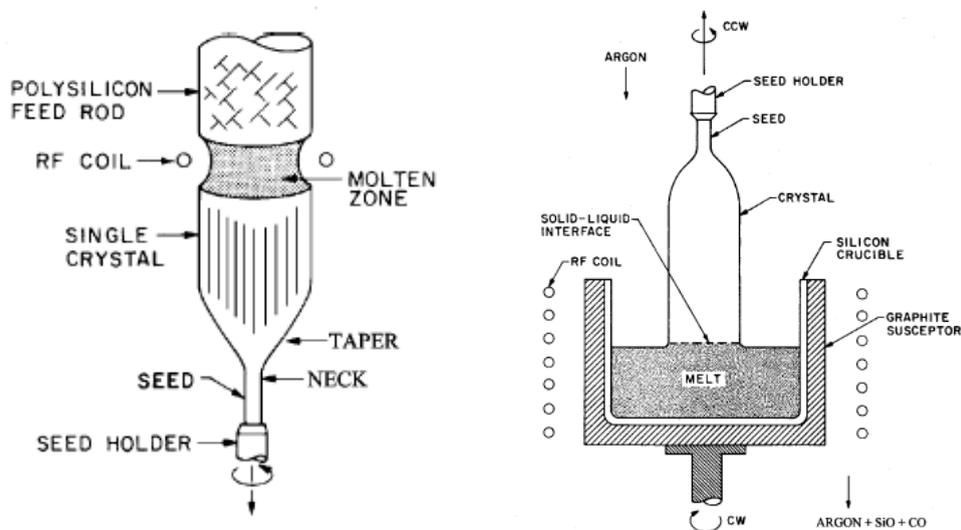


Abbildung 3.21.: Schematische Darstellung des Floatzone Verfahrens (links) und des Czochralski Verfahrens (rechts) zur Herstellung von Silizium-Einkristallen [Sze85].

3.6.1. Zonen-Schmelz-Verfahren (float zone)

Ausgangsbasis beim sogenannten *float zone*-Verfahren bilden ein polykristalliner Siliziumstab sowie ein einkristalliner Kristallkeim (*crystal seed*). Nach dem induktiven Anschmelzen des Siliziumrohrlings am unteren Ende bringt man den Kristallkeim in Kontakt mit der Schmelze, wobei beide rotieren (Abbildung 3.21 links). Das zonenweise Aufschmelzen führt, neben dem einkristallinen Wachstum, gleichzeitig auch zu einer weiteren Reinigung des Siliziums, da Verunreinigungen bevorzugt in der Schmelze bleiben. Um zusätzliche Verunreinigungen zu vermeiden wird der gesamte Prozess entweder im Vakuum oder unter Schutzgasatmosphäre durchgeführt. Um das Silizium zu dotieren, werden die Dotierstoffe entweder vor dem Prozess auf den Kristallkeim aufgebracht oder währenddessen dem Schutzgas zugesetzt [Mol99].

3.6.2. Magnetic Czochralski

Beim ursprünglichen Czochralski Verfahren wird ein Einkristall langsam aus der Schmelze gezogen, wobei die Schmelze und der Kristallkeim gegenläufig rotieren (siehe Abbildung 3.21 rechts). Dabei werden die Dotierstoffe bereits der Siliziumschmelze zugesetzt. Verglichen mit Wafern aus dem Zonen-Schmelz-Verfahren weisen mit dem Czochralski Verfahren hergestellte Wafern einen höheren Sauerstoffgehalt auf, was sich positiv auf die Strahlenhärte der Sensoren auswirken kann [Cas09].

Wird diese Methode unter Einfluss eines starken Magnetfelds durchgeführt, so spricht man vom *magnetic Czochralski*-Verfahren. Das Magnetfeld kontrolliert hierbei den konvektiven Fluss in der Schmelze und verhindert so das Durchmischen der Schmelze aus dem Randbereich des Gefäßes mit der aus dem Zentralbereich. Das führt zu einer homogeneren Verteilung der Verunreinigungen

im Einkristall und auch zu einem geringeren Sauerstoffgehalt im Wafer als die herkömmliche Czochralski-Methode.

3.6.3. Epitaxie

Bei *Epitaxie* handelt es sich um ein Verfahren, bei dem das Silizium bei hohen Temperaturen direkt aus der Gasphase (z.B. SiCl_4) auf einem Basismaterial aufwächst. Als Substrat wird beispielsweise ein hochreiner float zone-Wafer verwendet. Da der Prozess langsam abläuft und sehr aufwendig ist, ist er nicht für die Herstellung von Sensormaterialien in großen Mengen geeignet. Da man jedoch eine gute Kontrolle über die Verunreinigungen hat, ist diese Form des Wachstums für Materialstudien sehr interessant.

3.6.4. Deep-Diffusion

Deep-Diffusion ist ein neueres Verfahren um Sensoren herzustellen, die eine geringere aktive als physikalische Dicke aufweisen. Hierfür bringt man auf der Rückseite eine hohe Dotierkonzentration auf und lässt diese in den Sensor eindiffundieren. Genaue Herstellerangaben liegen nicht vor, eine kurze Beschreibung des Verfahrens gibt [Erf11]. Die Einflüsse auf die Defektkonzentration sind in [Jun11] beschrieben.

Teil II.

Messaufbau und Analyseverfahren

4. Messstationen

In diesem Kapitel werden die während dieser Diplomarbeit verwendeten Messstationen vorgestellt. Messungen zu den elektrischen Sensor- und Streifenparametern wurden an der *Probestation* durchgeführt, die Messungen zur Ladungssammlung und zum Signal-zu-Rauschen-Verhältnis an der *ALiBaVa-Station*.

4.1. Probestation

Bei der Probestation handelt es sich um eine automatisierte Messstation zur Untersuchung der elektrischen Eigenschaften von Testsensoren. Durch die flexible Kontaktierung der Sensoren mit Nadeln können die Sensoren in verschiedenen Beschaltungen betrieben werden, wodurch unterschiedliche Messungen möglich sind. Der genaue Aufbau und die Messschaltungen werden in [Erf09] beschrieben.

Der Sensor liegt auf einem *jig*¹, auf dem er durch Unterdruck fixiert wird. Dieser *jig* wird durch Peltierelemente gekühlt. Dadurch werden reale Betriebsbedingungen nachgestellt, unter denen der Sensor dann vermessen werden kann. Außerdem können die Ströme zum einen klein gehalten werden, zum anderen wird ein ungewolltes Annealing während der Messung verhindert.

Die Pads der Sensoren werden mit positionierbaren Nadeln kontaktiert. Dies geschieht manuell unter Zuhilfenahme eines Mikroskops, das mit einer Kamera ausgestattet ist. Je nach Messung werden die Nadeln automatisch mit den erforderlichen Messgeräten über Relais verbunden. Auf die elektrischen Größen, die mit der Probestation gemessen werden können, wird in Kapitel 5.4 genauer eingegangen.

Der *jig* ist auf einem mikrometergenauen Positioniertisch montiert. Sind die Nadeln für die Messung eines Streifens positioniert, kann der Tisch automatisch so verfahren werden, dass die gleiche Messung an einer Serie von Streifen automatisch hintereinander ausgeführt wird.

¹*jig* (engl.) = Aufspannvorrichtung

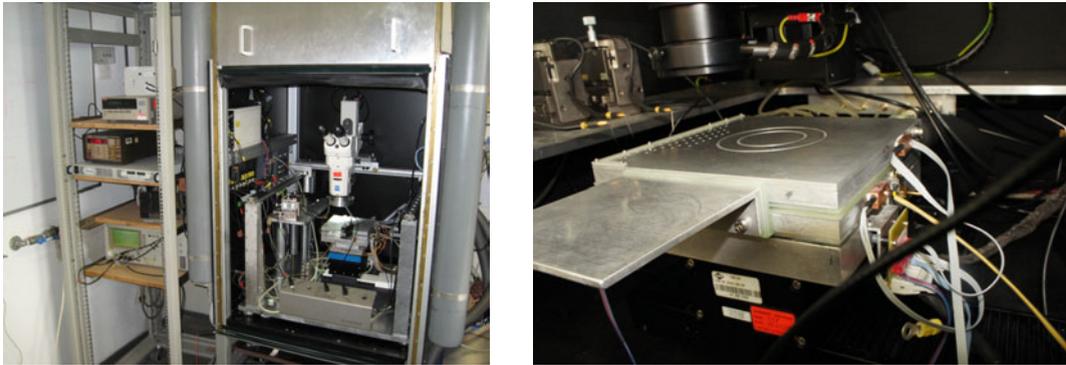


Abbildung 4.1.: Foto der Probestation bei geöffnetem Gehäuse (links). Die Position der Nadeln zum Kontaktieren des Sensors kann mit dem Mikroskop beobachtet werden, während der Sensor auf dem positionierbaren jig (rechts) durch Unterdruck fixiert ist.

Der gesamte Aufbau ist in einer möglichst luft- und lichtdichten Umhausung untergebracht, die mit Trockenluft geflutet wird. So können zum einen Tau- und Eisbildung vermieden werden, zum anderen findet keine ungewollte Ladungsträgerzeugung durch Photonen statt. Unter dem Aufbau befindet sich ein massiver Tisch sowie passive Schwingungsdämpfer zur Entkopplung des Messsystems von mechanischen Schwingungen.

4.2. ALiBaVa-Station

Die zweite in Karlsruhe entwickelte Teststation, die während dieser Diplomarbeit zum Einsatz kam, basiert auf einem Auslesesystem, das den Namen "ALiBaVa" (kurz für *A Liverpool Barcelona Valencia Readout System*²) trägt. Dabei sind die Städte deswegen im Namen enthalten, weil das System dort entwickelt wurde. Dieses System ermöglicht es, einzelne Streifen eines Sensors bei einem Teilchendurchgang mittels eines "Beetlechips" auszulesen [MH10]. Im Folgenden werden sowohl Aufbau und Betrieb, als auch einige wichtige Größen und Analysemethoden beschrieben.

4.2.1. Aufbau der Messtation

Die Messstation besteht aus dem Auslesesystem, das sich wiederum in das Motherboard und das Daughterboard gliedert. Das Motherboard, das den Großteil der Elektronik enthält, befindet sich außerhalb des eigentlichen Experimentaufbaus und übermittelt die Daten per USB an den Rechner. Das Daughterboard ist mit dem Motherboard über ein Flachbandkabel verbunden (Abbildung 4.2). Auf dem Daughterboard befinden sich zwei Beetle Chips zur Auslese der Sensoren, wie sie auch im LHCb Experiment eingesetzt werden. An diese Auslesechips mit jeweils 128 Kanälen werden die zu untersuchenden Streifensensoren über

²Readout System (engl.)= Auslesesystem

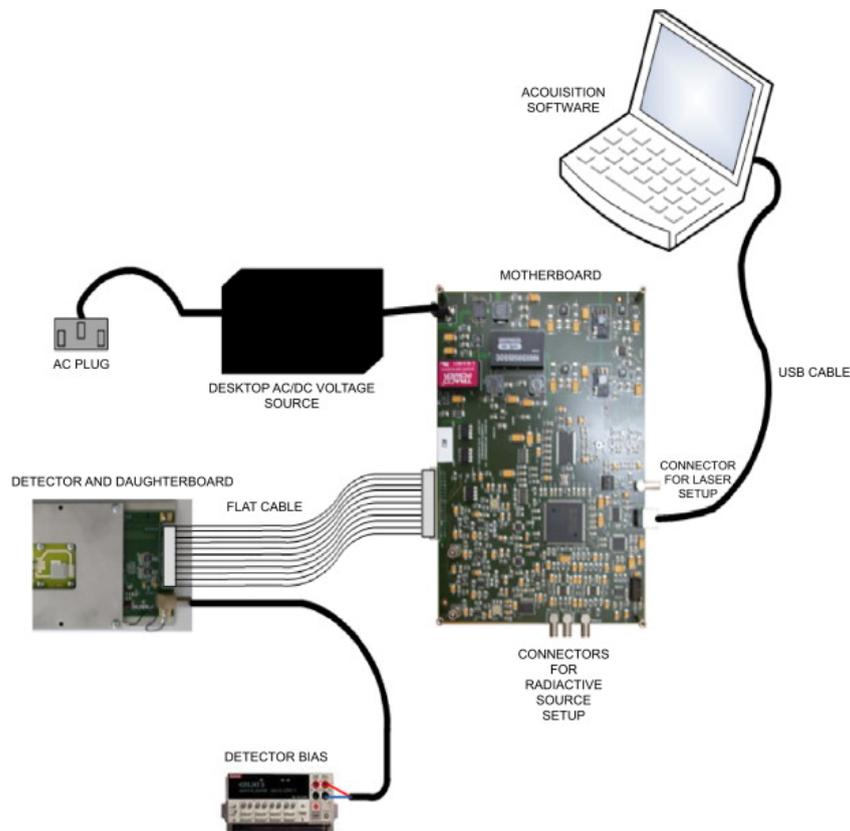


Abbildung 4.2.: Schematischer Aufbau der ALiBaVa-Station, bestehend aus dem Motherboard, dem Daughterboard, auf das der Sensor gebondet wird, sowie entsprechender Strom- und Hochspannungsversorgung [MH10].

einen Pitchadapter gebondet. Untergebracht ist der ganze Aufbau in einer Metallbox, die das System vor elektrischen Störungen abschirmt (Abbildung 4.3). Außerdem wird der Aufbau unter Trockenluft betrieben, um Taubildung auf dem Sensor und der Elektronik zu vermeiden.

Zur Temperaturregelung befinden sich unter dem Sensor zwei wassergekühlte Peltierelemente. Damit kann der Sensor wie auch im realen Einsatz gekühlt betrieben werden, um den Leckstrom und ungewolltes Annealing bei bestrahlten Sensoren in Grenzen zu halten. Die Temperatur wird über eine PID Regelung gesteuert. Außerdem ermöglicht das Peltierelement auch ein Heizen bis 80°C und damit das gezielte Annealing des Sensors.

Um einen Teilchendurchgang zu simulieren, wird eine Sr-90 Quelle auf einem Kreuztisch über dem Sensor positioniert. Um den Sensor zu den richtigen Zeitpunkten auszulesen, kommt das Triggersignal eines Szintillators zum Einsatz. Dieser ist unter dem Streifensensor angebracht. Alternativ können auch zufällige Trigger verwendet werden, um das Rauschen in einem sogenannten *pedestal run* aufzunehmen. Zusätzlich besteht auch die Möglichkeit, das Ladungssignal mit einem Laser zu erzeugen. Dies wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit aber nicht verwendet. Neben der Messung der Ladungssammlung können

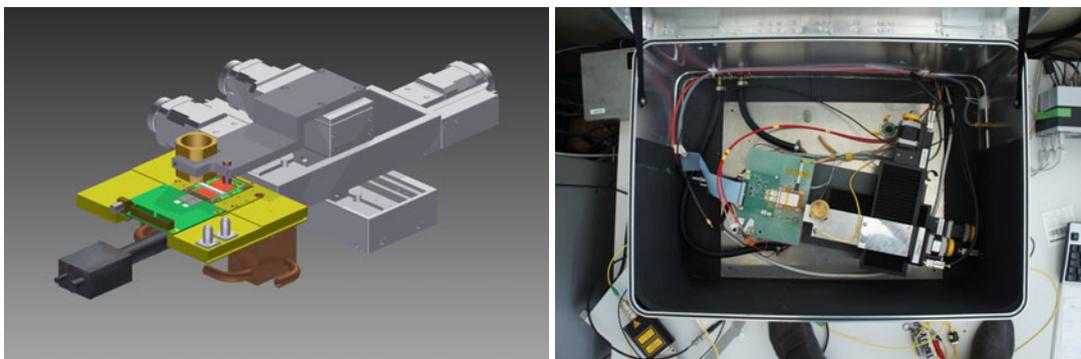


Abbildung 4.3.: Dreidimensionale Zeichnung der zentralen Bestandteile des ALiBaVa-Systems (links) sowie der tatsächliche Aufbau in einer abschirmenden und vor Lichteinfall schützenden Alubox (rechts).

auch elektrische Messungen zur Aufnahme von Strom-Spannungs-Kurven und Kapazitäts-Spannungs-Kurven durchgeführt werden. Das ist besonders für die Annealingstudie von Bedeutung, da der Sensor somit nach jedem Annealingsschritt vermessen werden kann.

Angesteuert wird die Messstation entweder über die GUI³ der mitgelieferten Software, per Linux-Konsole oder über ein Labview-Frontend. Weitere Details des Aufbaus sind in [Pfi10] beschrieben.

4.2.2. Analyse

Die Analyse der genommenen Rohdaten findet mit der mitgelieferten Software statt, die auf dem Programmpaket ROOT⁴ basiert. Im Folgenden wird auf einige für die Analyse wichtige Begriffe und Größen eingegangen.

4.2.2.1. Pedestal

Unter dem Pedestal versteht man den Rauschuntergrund. Im sogenannten *pedestal run* werden die Streifen deshalb nach einem zufälligen Trigger ausgelesen, ohne dass ein Signal eines Teilchens vorliegt. Aus diesem Datensatz wird dann das mittlere Untergrundsignal P zu jedem Streifen s berechnet.

$$P_s = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N ADC_{s,i} \quad (4.1)$$

Dabei ist N die Anzahl der zufälligen Trigger und $ADC_{s,i}$ das Signal des jeweiligen Streifens in ADC⁵.

³Graphical User Interface (engl.) = graphische Benuteroberfläche

⁴<http://root.cern.ch>

⁵ADC: analog digital counts

4.2.2.2. Rauschen

Das Rauschen N_s eines Streifens ist definiert über die Schwankung der Messung des Untergrunds vom Pedestal. Nach Berechnung des Pedestals kann nun auch das Rauschen berechnet werden:

$$N_s = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (ADC_{s,i} - P_s)^2} \quad (4.2)$$

4.2.2.3. Common-Mode-Korrektur

Durch äußere Einflüsse kann es zu einem gleichzeitigen Springen aller Streifen bezüglich des Pedestalwerts kommen. Dieser Anstieg kann fälschlicherweise als Signal detektiert werden. Um das zu vermeiden wird die Common-Mode-Korrektur durchgeführt. Dazu wird zunächst der Mittelwert der Abweichungen der Streifensignale vom Pedestal berechnet:

$$CM_i = \frac{1}{N} \sum_{s=1}^S (ADC_{s,i} - P_s) \quad (4.3)$$

Dieser Wert ist normalerweise gaußverteilt um Null herum. Im Fall des gemeinsamen Springens der Streifen ist die Größe CM_i ungleich Null. Um ein fehlerhaftes Detektieren von Ereignissen zu verhindern, kann dieser Wert vom gemessenen Signal abgezogen werden.

4.2.2.4. Cluster

Nach der Berechnung der vorangegangenen Größen und der Korrektur des Signals kann nun die Auswertung echter Signale erfolgen. Ein ausgelesenes Signal eines einzelnen Streifens wird als Teilchendurchgang gewertet, wenn es mindestens das fünffache des Rauschens beträgt. Dieser Streifen wird im Folgenden als Seed-Streifen bezeichnet. Durch die Kopplung der Streifen untereinander sowie bei schrägem Teilchendurchgang kann sich das Signal eines Teilchendurchgangs auf mehrere Streifen verteilen. Deshalb wird der Seed-Streifen mit den Nachbarstreifen zu einem Cluster zusammengefasst, sofern die Nachbarstreifen noch ein Signal-zu-Rauschen von mindestens zwei aufweisen.

4.2.2.5. Signal

Das Signal ist die gesamte gesammelte Ladung eines Clusters. Die Clustersignale vieler Ereignisse sind Landau-Gauß-verteilt (Abbildung 4.4). Da es sich bei der Landau-Gauß-Verteilung um eine asymmetrische Verteilung handelt, ist der wahrscheinlichste Wert (MPV⁶) nicht mit dem Mittelwert identisch. Als Signal einer Messung mit der ALiBaVa-Station wird der wahrscheinlichste Wert der Verteilung angegeben. Es wird in ADC ausgegeben und in ein entsprechendes Elektronensignal umgerechnet (siehe Anhang B).

⁶Most probable value (engl.) = wahrscheinlichster Wert

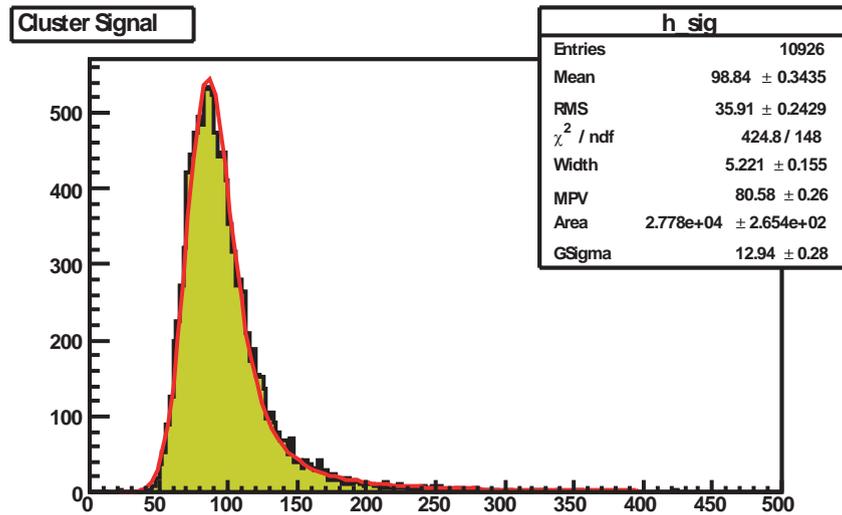


Abbildung 4.4.: Histogramm des Clustersignals mit einer angefitzten Landau-Gauß-Verteilung.

4.2.2.6. Signal-zu-Rauschen-Verhältnis

Eine weitere wichtige Größe, ist das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis (SNR). Um ein Signal eindeutig vom Rauschen unterscheiden zu können, sollte es möglichst groß sein. Das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis eines Clusters SNR_i ist dabei wie folgt definiert:

$$SNR_i = \frac{ADC_{Cluster}}{N_{Cluster}} \quad (4.4)$$

Dabei ist $ADC_{Cluster}$ das Clustersignal, das als Summe der Signale aller Streifen im Cluster berechnet wird. $N_{Cluster}$ ist das Clusterrauschen. Dieses wird über

$$N_{Cluster} = \sqrt{\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K N_{s=k}^2} \quad (4.5)$$

berechnet, wobei $N_{s=k}$ das Rauschen des k-ten Streifens des aus K Streifen bestehenden Clusters ist [Pfi10].

Teil III.

Durchführung, Auswertung und Diskussion

5. Durchführung der Messkampagne

Die Messungen zu den in dieser Arbeit verwendeten Daten wurden fast ausschließlich am IEKP¹ durchgeführt. Im Folgenden wird genauer erläutert, welche Sensortypen und welche charakteristischen Größen gemessen wurden. Auch auf die Bestrahlung und das Annealing der Sensoren wird eingegangen.

5.1. Verwendete Sensortypen

Diese Arbeit beruht hauptsächlich auf Messungen an Mini-Streifensensoren, im Folgenden Baby-Standardensoren (*Bstd*) genannt. Diese haben 256 Streifen, einen Streifenabstand (*pitch*) von $80\ \mu\text{m}$ und eine Implantatstreifenbreite von $18\ \mu\text{m}$. Damit ergibt sich ein Verhältnis zwischen der Streifenbreite und dem Streifenabstand (*width-to-pitch*-Verhältnis, w/p) von $0,225$. Alle Streifen sind

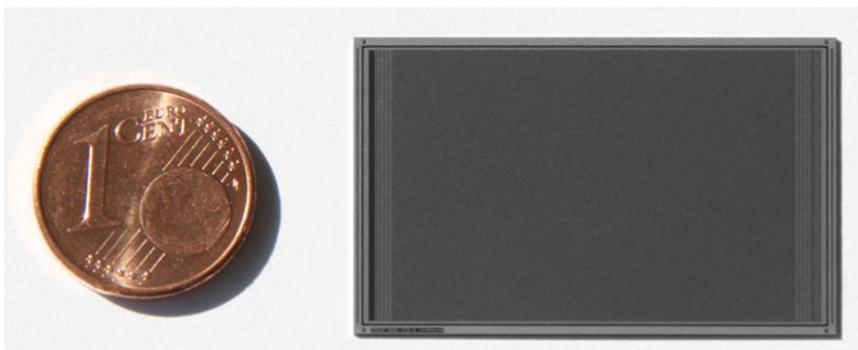


Abbildung 5.1.: Mini-Streifensensor im Größenvergleich mit einem 1 Cent Stück (Durchmesser $16,25\ \text{mm}$) (Foto: Reinhard Randoll)

¹Institut für experimentelle Kernphysik am Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

Tabelle 5.1.: Übersicht über die geometrischen Eigenschaften der Mini-Streifensensoren.

Länge	35,12 mm
Breite	22,62 mm
Aktive Fläche (von Guardringmitte bis Guardringmitte)	6,9231 cm ²
Streifenzahl	256
Streifenabstand (<i>pitch</i>)	80 μm
Implantatbreite	18 μm
<i>width-to-pitch</i> -Verhältnis	0,225
Aluminium Streifenbreite	31 μm

über einen Biaswiderstand mit dem Biasring verbunden. Außerdem kann jeder Streifen sowohl über vier AC-Pads, als auch über ein DC-Pad kontaktiert werden. In Tabelle 5.1 sind die geometrischen Eigenschaften des Baby-Standarddesigns aufgeführt.

Die Sensoren liegen in unterschiedlichen Siliziummaterialien vor. Diese wurden mit dem Floatzone Verfahren oder dem Magnetic Czochralski Verfahren (MCZ) hergestellt (siehe Abschnitt 3.6). Die aktiven Dicken der Floatzone Sensoren wurden einerseits durch das Deep Diffusion Verfahren gedünnt (FZ). Alternativ dazu kann auch die tatsächliche Dicke des Sensors verringert werden (FTH).

Die Sensoren der verschiedenen Herstellungsarten liegen jeweils als n-Typ (N) und als p-Typ Substrat vor. Wie in Kapitel 3.3.2 beschrieben, müssen für einen p-Typ Streifensensor zwischen den n-dotierten Streifen zusätzliche Vorkehrungen zur Isolation getroffen werden. Da zwei Isolationstechniken (p-spray (Y) und p-stop (P)) untersucht werden, liegen die Sensoren jeder Herstellungsart in drei verschiedenen Typen vor.

Die Bezeichnung der Sensoren setzt sich aus den Angaben der Herstellungsart, der aktiven Dicke und des Typs zusammen:

MCZ 200 Y

Dies ist die beispielhafte Bezeichnung eines nach dem Magnetic Czochralski Verfahrens hergestellten p-Typ Sensors mit einer aktiven Dicke von 200 μm und einer Isolation durch die p-spray-Technik. Die tatsächlichen Dicken der aktiven Bereiche im Sensor kann unter Umständen von den geometrischen Dicken abweichen. Deshalb wurden die aktiven Dicken der Sensoren aus Kapazitätsmessungen von Dioden vom selben Typ abgeschätzt (siehe Anhang A).

5.2. Bestrahlungsschritte

Um das Verhalten der Sensoren unter dem Einfluss einer Bestrahlung zu untersuchen, wie sie am HL-LHC erwartet wird, werden die Sensoren mit unterschiedlichen Fluenzen bestrahlt. Wie bereits in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, wurden

Tabelle 5.2.: Übersicht der in dieser Arbeit verwendeten Sensoren, ihrer aktiven und physikalischen Dicken sowie gegebenenfalls der Dünnungsmethode.

Bezeichnung	Physikalische Dicke (μm)	Aktive Dicke (μm)	Dünnungsmethode
FZ320 N/P/Y	320	300	-
FZ200 N/P/Y	320	200	deep diffusion
FTH200 N/P/Y	200	200	polieren/schleifen
MCZ200 N/P/Y	200	200	polieren/schleifen

die Fluenzen entsprechend den Erwartungen der Teilchenflüsse in Abständen von 5, 10, 15, 20 und 40 cm vom Kollisionspunkt gewählt.

Da die Siliziumstreifensensoren erst ab einem Abstand von 20 cm eingesetzt werden, wurden für diese Arbeit zuerst die Messungen für die Bestrahlungen für 20 cm und 40 cm durchgeführt. Die entsprechenden Fluenzen werden im Folgenden immer in der Einheit $n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ angegeben. Das ist die zur Bestrahlung äquivalente Dosis von Neutronen mit einer Energie von 1 MeV. Somit ergeben sich für die Abstände entsprechende Fluenzen von $1,5 \times 10^{15} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ und $7 \times 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. Dabei handelt es sich um gemischte Bestrahlungen. Da auf jedem Wafer zwei Baby-Standardsensoren vorhanden sind, kann der eine Sensor zuerst mit Protonen und anschließend mit Neutronen bestrahlt werden, und der andere Sensor genau umgekehrt. Nach jedem Bestrahlungsschritt werden die Sensoren sowohl in der Probestation als auch in der ALiBaVa-Station vermessen. Zusätzlich wurden von den unbestrahlten Sensoren mindestens einer je Typ in der Probestation und in der ALiBaVa-Station vorqualifiziert.

Die Bestrahlung mit Protonen wird am KAZ, dem Karlsruher Kompaktzyklotron, bei einer Energie von 24 MeV durchgeführt [Die12]. Bei den Neutronen handelt es sich um Reaktorneutronen mit einer mittleren Energie von etwa 1 MeV, wobei die Bestrahlung am JSI in Ljubljana vorgenommen wird. Die angegebenen Fluenzen haben eine Unsicherheit von 20 % im Fall der Protonenbestrahlung und 10 % im Fall der Neutronenbestrahlung.

An die Bestrahlungsstudie schließt sich eine Annealingstudie an, die im Folgenden kurz beschrieben wird.

5.3. Annealing

Damit ungeplantes Annealing (z.B. beim Transport oder beim Bonden der Sensoren auf die ALiBaVa-Daughterboards) von ein paar Stunden nicht zu sehr ins Gewicht fällt, werden alle Sensoren nach jeder Bestrahlung für 10 Minuten auf einer Temperatur von 60 °C gehalten. Das entspricht einem Annealing bei Raumtemperatur (21 °C) von ungefähr 50,2 Stunden.

Nach dem letzten Bestrahlungsschritt werden die nun gemischt bestrahlten Sensoren einer Annealingstudie unterzogen. Dabei wird der Sensor in mehreren

Tabelle 5.3.: Im Rahmen dieser Arbeit verwendete Bestrahlungsfluenzen.

Fluenz (n_{eq}/cm^2)	n-bestrahlt	p-bestrahlt	gemischtbestrahlt
3×10^{14}	-	×	-
4×10^{14}	×	-	-
5×10^{14}	×	-	-
7×10^{14}	-	-	×
1×10^{15}	-	×	-
$1,5 \times 10^{15}$	-	-	×

Schritten auf 60 bzw. 80 °C erhitzt und für unterschiedlich lange Dauern gehalten. Nach jedem Schritt wird der Sensor in der ALiBaVa-Station untersucht. Damit werden sowohl Signal-zu-Rauschen und Signalsammlung bestimmt, als auch Leckströme und Kapazitätskurven (IV/CV Messungen) aufgenommen. Die genauen Zeiten und Temperaturen der durchgeführten Annealingstudie sind in Tabelle 5.4 aufgeführt. Zusätzlich ist auch die Summe des bereits durchgeführten Annealings (umgerechnet auf Raumtemperatur) angegeben. Alle Umrechnungen in Raumtemperatur basieren auf der Leckstromskalierung von M. Moll [Mol99].

Tabelle 5.4.: Ablauf der Annealingstudie nach Bestrahlung. Nach jedem Annealing-schritt werden sowohl IV/CV Messungen, als auch Messungen der Ladungssammlung durchgeführt.

Schritt	Temperatur (°C)	Dauer (min)	äquivalente Gesamtdauer bei 21 °C (Tage)
0	60	10	2,1
1	60	20	5,4
2	60	20	8,5
3	60	40	14,9
4	60	76	29,2
5	80	15	82,0
6	80	30	207,4
7	80	60	420,2

5.4. Messgrößen

Im folgenden werden die gemessenen Größen kurz vorgestellt, beziehungsweise die verwendeten Parameter beschrieben. Die Definitionen der Größen wurden bereits in 3.4 erläutert.

Mit der Probestation (Abschnitt 4.1) können zum einen sensorspezifische Größen gemessen werden, zum anderen auch streifenspezifische Größen, um die Fer-

tigungstoleranzen zu untersuchen, eventuelle Herstellungsfehler innerhalb eines Sensors zu finden und lokale Schäden auf Grund der Bestrahlung zu entdecken.

Bei den sensorspezifischen Größen handelt es sich um:

- die **Kapazität** des Sensors. Dazu wird mit der Biasspannung eine Rampe durchfahren. Bei jeder Spannung wird die Kapazität bei 1 kHz mit einem LCR-Meter gemessen. Der Biasring sowie eventuell der Guardring werden dazu auf *ground* gelegt.
- den **Leckstrom** des Sensors. Auch hier wird mit der Biasspannung eine Rampe durchfahren. Zu jedem Spannungswert wird der durch den Sensor fließende Strom gemessen.

Werden Messungen an einzelnen Streifen durchgeführt, so können folgende Größen gemessen werden:

- die **Koppelkapazität**, die für die kapazitive Kopplung zwischen den Aluminiumstreifen und den implantierten Streifen verantwortlich ist. Sie wird zwischen dem DC-Pad und dem AC-Pad eines Streifens bei einer Frequenz von 100 Hz gemessen und ist ein Maß für die Qualität der aufgetragenen Oxidschicht.
- die **Zwischenstreifenkapazität**, die für die Kopplung benachbarter Streifen verantwortlich ist, was für eine analoge Auslese der Streifen wünschenswert ist. Sie wird zwischen zwei benachbarten AC-Pads bei einer Frequenz von 1 MHz gemessen.
- der **Biaswiderstand**, der für die Verbindung der einzelnen Streifen zum Biasring sorgt. Um ihn zu messen wird eine Spannung von 0 bis 2 V zwischen dem DC-Pad und dem Biasring angelegt und die Stromdifferenz gemessen. Der Biaswiderstände eines Sensors sollten möglichst gleich groß sein, um eine gleichmäßige Feldverteilung im Silizium zu erhalten.
- der **Zwischenstreifenwiderstand** bestimmt, wie gut die Isolation benachbarter Streifen ist. Zur Messung wird zwischen dem Biasring und dem DC-Pad eines Streifens eine Spannungsrampe in 0,2 V-Schritten bis zu einer Spannung von 1 V gefahren und der über einen benachbarten Streifen abfließende Strom gemessen.
- der **Streifenleckstrom** gibt den über die einzelnen Streifen abfließende Leckstrom an und wird direkt über das DC-Pad des entsprechenden Streifens gemessen. Auch er sollte innerhalb eines Sensors möglichst konstant sein. Abweichende Werte weisen auf Fehler in den entsprechenden Streifen hin.

Außerdem werden an der ALiBaVa-Station (Abschnitt 4.2) Messungen zu den Ladungssammlungseigenschaften der Sensoren durchgeführt. Dazu wird die Hälfte der 256 Streifen des Sensors an einen der beiden Auslesechips auf dem Daughterboard gebondet. Eine Messung besteht aus einer Biasspannungsrampe in 50 V Schritten bis 1000 V. Für jede Spannung werden mit der Sr-90 Quelle 100 000

Ereignisse bei $T = -20^\circ\text{C}$ aufgenommen. Vor jeder Messung wird ein Pedestalrun durchgeführt, wobei 5000 zufällige Trigger verwendet werden. Wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben wird aus dem Pedestalrun das Pedestal und das Rauschen der einzelnen Streifen berechnet. Für die Suche von Clustern wird für die Seedstreifen ein Signal-zu-Rauschen-Verhältnis von mindestens 5 vorausgesetzt, für die Nachbarstreifen gilt eine Untergrenze von 2.

Neben den Messungen zur Ladungssammlung wird auch der Leckstrom des Sensors gemessen, der über den Biasring abfließt. Mittels eines LCR-Meters ist auch die Messung der Sensorkapazität möglich. Diese Messungen wurden innerhalb der Annealingstudie in der ALiBaVa-Station durchgeführt.

6. Auswertung

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen an den verschiedenen Sensortypen in Abhängigkeit der Biasspannung, der Bestrahlungsfluenz und der Annealingdauer vorgestellt.

6.1. Depletionsspannung und Kapazitätsmessungen

Die Depletionsspannung der Sensoren kann, wie in Kapitel 3.4.1.3 beschrieben, über die inverse quadratische Kapazität des Sensors ($1/C^2$) bestimmt werden. Im unbestrahlten Fall ist das durch das Anfitzen zweier Geraden einfach möglich, wobei der Schnittpunkt der beiden Geraden die Depletionsspannung definiert (wie in Anhang A für eine Diode durchgeführt). Sind die Sensoren jedoch bestrahlt worden, so weisen sie keinen linearen Anstieg, beziehungsweise kein lineares Plateau mehr auf, an . Diese Veränderung im Verlauf der $1/C^2$ -Kurve ist in Abbildung 6.1 dargestellt.

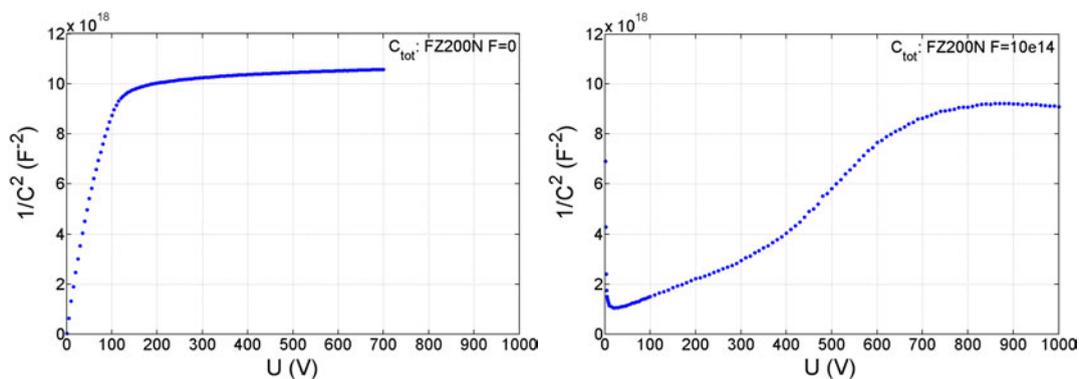


Abbildung 6.1.: Vergleich der $1/C^2$ -Kurven eines unbestrahlten und eines mit einer Fluenz von $1 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlten Sensors des Typs FZ200N.

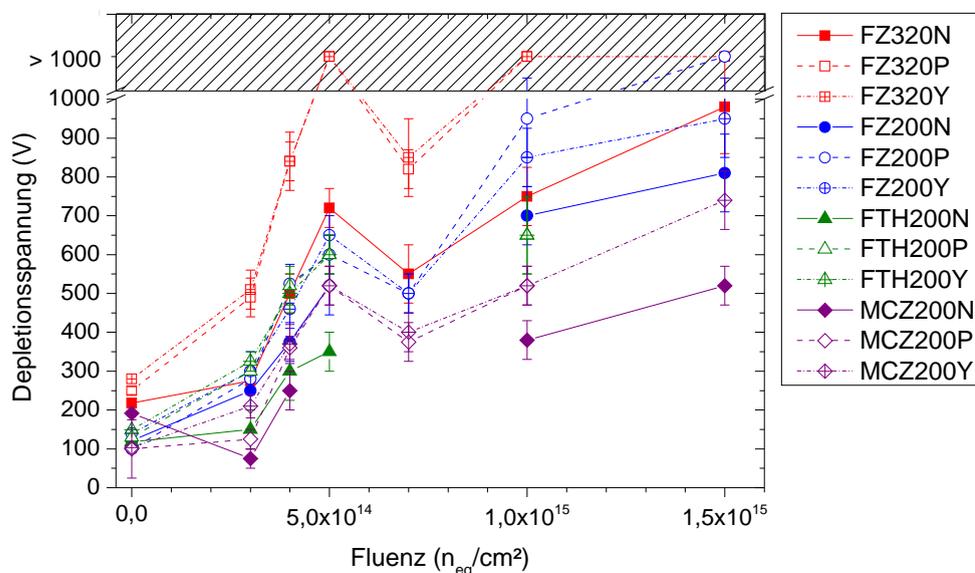


Abbildung 6.2.: Auftragung der Depletionsspannungen der verschiedenen Baby-Standard-Sensortypen über der Fluenz.

Dadurch ist die Bestimmung der Depletionsspannung nicht mehr automatisiert möglich, sondern muss manuell für jede Messung durchgeführt werden. In Abbildung 6.2 ist der Verlauf der ermittelten Depletionsspannungen über der Fluenz aufgetragen. Da die verwendeten Kapazitäts-Spannungskurven nur bis 1000 V aufgenommen wurden, können nur Depletionsspannungen kleiner als 1000 V bestimmt werden. Deshalb kann für einige Sensoren bei hohen Fluenzen nur die Untergrenze von 1000 V bestimmt werden (dargestellt durch den schraffierten Bereich).

Im unbestrahlten Zustand weisen die Sensoren der FZ320-Reihe erwartungsgemäß eine höhere Depletionsspannung auf, da sie eine größere aktive Dicke besitzen als der Rest der untersuchten Sensoren. Eine Ausnahme bildet der Sensor MCZ200N. Auch er weist eine höhere Depletionsspannung als die anderen dünnen Sensoren auf, was auf eine höhere Dotierkonzentration schließen lässt.

Mit zunehmender Bestrahlungsfluenz steigt die Depletionsspannung an, wobei die Sensoren vom Typ FZ320 jeweils eine höhere Depletionsspannung als die dünneren Varianten aufweisen. Ausnahme bildet der Sensor MCZ200N, der für die niedrigste Fluenz von $3 \times 10^{14} n_{eq}/cm^2$ zunächst eine Abnahme in der Depletionsspannung zeigt. Dieses Verhalten ist durch die Typinversion der n-dotierten Sensoren bei Bestrahlung zu erklären (siehe Kapitel 3.5.2). Der Grund dafür, dass nur dieser eine Sensor ein solches Verhalten zeigt, lässt sich durch eine höhere Dotierkonzentration N_{eff} im unbestrahlten Zustand erklären, was sich in der bereits angesprochenen höheren Depletionsspannung zeigt. Da durch die

Gitterdefekte mehr Donatoren kompensiert werden müssen als bei den anderen n-Typ Sensoren, tritt die Typinversion erst bei höheren Fluenzen auf. Die Typinversion, und die damit verbundene niedrigere Dotierkonzentration in den n-Typ Sensoren nach Bestrahlung, ist auch der Grund dafür, dass die Depletionsspannungen der n-Typ Sensoren stets unter den Depletionsspannungen der entsprechenden p-Typ Sensoren liegen.

Der offensichtliche Einbruch der Depletionsspannung bei einer Fluenz von $\phi = 7 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ rührt von einem längeren unbeabsichtigten Annealing (90 h bei Raumtemperatur) während des Transports der Sensoren her.

Zieht man in Betracht, dass die aktuelle Spannungsversorgung des CMS-Trackers maximal 600 V liefern kann, so sieht man, dass bei einer Fluenz von $\phi = 1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ fast alle bisher gemessenen Sensoren nicht mehr vollständig depletiert sind. Eine Ausnahme bildet lediglich der Sensor vom Typ MCZ200N, dessen Depletionsspannung bei ungefähr 520 V liegt.

6.2. Leckströme

Im Folgenden soll untersucht werden, wie sich die Leckströme unter Einfluss von Bestrahlung entwickeln. Wie in den theoretischen Grundlagen beschrieben,

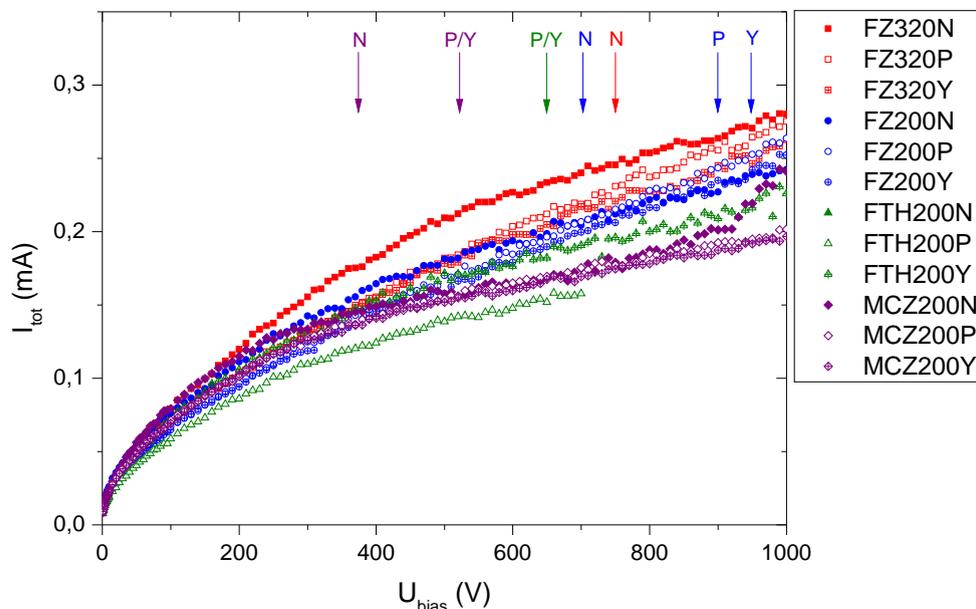


Abbildung 6.3.: Auftragung der gemessenen Leckströme verschiedener Mini-Streifensensor-Typen über der Biasspannung. Die Sensoren wurden mit einer Fluenz von $1 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlt und bei einer Temperatur von -20°C gemessen. Dabei lag der Guardring auf Masse. Die Lage der Depletionsspannungen der jeweiligen Sensoren ist durch die Pfeile angedeutet.

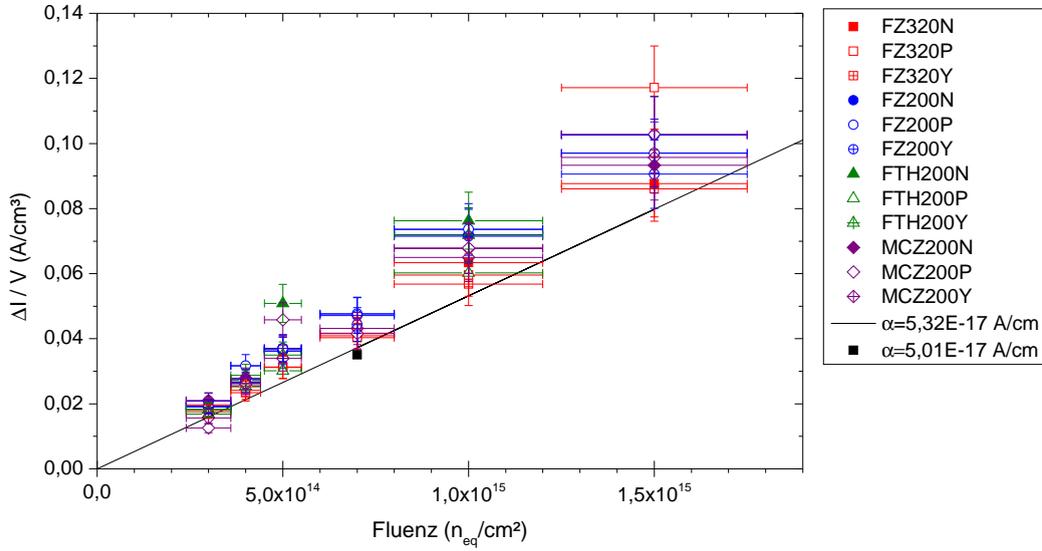


Abbildung 6.4.: Volumenbezogene Leckströme über der äquivalenten Fluenz ϕ_{eq} bei einer Biasspannung von 600 V. Die Ströme wurden bei -20°C gemessen und zum Vergleich mit der Vorhersage von M. Moll auf 20°C skaliert. Die Y-Fehlerbalken entsprechen einer Unsicherheit von 1 K in der gemessenen Temperatur des Sensors. Die durchgezogene Linie stellt den Leckstrom dar, der für Dioden nach einem Annealing von 10 min bei 60°C erwartet wird.

geht man bei Erhöhung der Biasspannung von einem wurzelförmigen Anstieg des Leckstroms aus, bis der Sensor vollständig depletiert ist. Im überdepletierten Fall erwartet man einen konstanten Leckstrom. In Abbildung 6.3 sieht man die Leckströme verschiedener Sensortypen aufgetragen über der Biasspannung im Fall einer Protonenbestrahlung der Fluenz $\phi = 1 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. Wie in diesem Plot deutlich zu erkennen ist, nimmt der Strom keinen konstanten Wert an, obwohl, wie in Abbildung 6.2 zu sehen ist, die meisten Sensoren eine Depletionsspannung kleiner als 1000 V aufweisen. Zusätzlich ist in Abbildung 6.3 die Lage der Depletionsspannungen der einzelnen Sensoren durch Pfeile angedeutet.

Um die Ströme trotzdem vergleichen zu können, werden im Folgenden die Leckströme (auf das aktive Sensorvolumen bezogen), die bei 600 V Biasspannung gemessen wurden, über der Fluenz aufgetragen (Abbildung 6.4). Diese wurden gewählt, da die Spannungsversorgung des CMS-Trackers momentan auf 600 V begrenzt ist.

Die Leckströme wurden bei -20°C mit einer Unsicherheit von $\pm 1^\circ\text{C}$ gemessen und unter Ausnutzung des Zusammenhangs

$$I(T) \propto T^2 \cdot e\left(-\frac{1,21\text{eV}}{2k_B T}\right) \quad (6.1)$$

auf 20°C skaliert [Chi11]. Wie in Kapitel 3.5.2.1 beschrieben, erwartet man nach [Mol99] eine lineare Zunahme des Leckstroms mit der Fluenz, und zwar unabhängig vom Sensormaterial und von der Teilchenart der Bestrahlung. Die

Steigung der Geraden ist dabei abhängig von der Dauer des Annealings. Die X-Fehlerbalken der Messwerte geben die Unsicherheit in der Bestimmung der Bestrahlungsfluenz, die Y-Fehlerbalken die Unsicherheit in der Sensortemperatur an, die als 1 K angenommen wurde. Die durchgezogene Linie im Schaubild zeigt das erwartete Verhalten für Dioden nach einem Annealing von 10 min bei 60 °C, also einem α -Parameter von $\alpha = 5,32 \times 10^{-17}$ A/cm. Dies trifft für alle Fluenzen bis auf $\phi = 7 \times 10^{14}$ n_{eq}/cm² zu. Bei dieser Fluenz ist ein unbeabsichtigtes Annealing von ungefähr 90 Stunden bei Raumtemperatur während des Transports aufgetreten, was einem α -Parameter von $5,01 \times 10^{-17}$ A/cm entspricht. Dieser Wert des α -Parameters ist durch das schwarze Quadrat gekennzeichnet.

Wie erwartet zeigen auch die Leckströme der Streifensensoren ein lineares Verhalten. Allerdings fällt auf, dass die Messwerte meist oberhalb der Modellvorhersage liegen. Dabei sollte beachtet werden, dass sich die Vorhersage von [Mol99] auf Dioden bezieht. Durch die Segmentierung bei Streifensensoren muss zusätzlich mit Oberflächenströmen gerechnet werden. Einen weiteren möglichen Grund für die Abweichung stellt eine systematisch falsch gemessene Temperatur dar, die sich auf alle Sensoren gleichermaßen auswirken würde. Dies würde zu einer scheinbar anderen Steigung führen. Der Sensor befindet sich während der Messung auf dem peltiergekühlten Jig. An diesem wird auch die Temperatur gemessen. Durch eine höhere Umgebungstemperatur kann die Sensortemperatur etwas über der Jigtemperatur liegen. Außerdem ist auch eine absolute Temperaturbestimmung schwierig, da die Temperatursensoren eine Toleranz von mindestens ± 1 °C aufweisen.

Um die Abweichungen von der Erwartung für die einzelnen Sensortypen genauer zu untersuchen, wurde für alle Sensoren eine lineare Regression der Messwerte durchgeführt, welche in Anhang D zu finden sind. Die resultierenden α -Parameter sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Die einzeln berechneten α -Parameter liegen alle höher als der eigentlich erwartete Wert. Es ist jedoch kein systematischer Unterschied zwischen den einzelnen Sensortypen erkennbar. Für den Einsatz im Detektor bedeutet das, dass die tatsächlichen Leckströme höher sein werden, als die mit dem Modell nach [Mol99] abgeschätzten Erwartungen.

6.3. Streifenparameter

Um einen stabilen Betrieb des Detektors auch für stark bestrahlte Sensoren zu gewährleisten, muss die Änderung der elektrischen Eigenschaften der Sensoren untersucht werden. Dazu wurden nach jedem Bestrahlungsschritt Messungen an der Probestation durchgeführt, die im Folgenden vorgestellt werden.

6.3.1. Koppelkapazität

Abbildung 6.5 zeigt den Verlauf der Koppelkapazitäten (normiert auf eine Implantatlänge von $l=3,16$ cm und einer Implantatbreite von $b=18$ μ m) bei einer Biasspannung von 600 V mit zunehmender Bestrahlung. Die Koppelkapazität

der n-Typ Sensoren ist stets kleiner als die der p-Typ-Sensoren, eine systematische Abhängigkeit von der Fluenz ist nicht erkennbar. Die Streuung um den Mittelwert der Koppelkapazitäten eines Sensortyps liegt bei maximal 1,6 %.

Tabelle 6.1.: Die aus linearer Regression berechneten α -Parameter und deren Abweichung von dem erwarteten Wert von $\alpha = 5,32 \times 10^{-17}$ A/cm

Sensortyp	α -Parameter (10^{-17} A/cm)	Fehler (10^{-17} A/cm)	Abweichung von Erwartung (%)
FZ320N	6,10	($\pm 0,20$)	14,7
FZ320P	7,10	($\pm 0,44$)	33,5
FZ320Y	5,78	($\pm 0,08$)	8,6
FZ200N	6,96	($\pm 0,01$)	30,8
FZ200P	6,83	($\pm 0,24$)	28,4
FZ200Y	6,47	($\pm 0,27$)	21,6
FTH200N	7,87	($\pm 0,09$)	47,9
FTH200P	6,03	($\pm 0,08$)	13,3
FTH200Y	7,09	($\pm 0,15$)	33,3
MCZ200N	6,43	($\pm 0,17$)	20,9
MCZ200P	6,91	($\pm 0,36$)	29,9
MCZ200Y	6,42	($\pm 0,11$)	20,7
Gesamt	6,57	($\pm 0,09$)	23,5

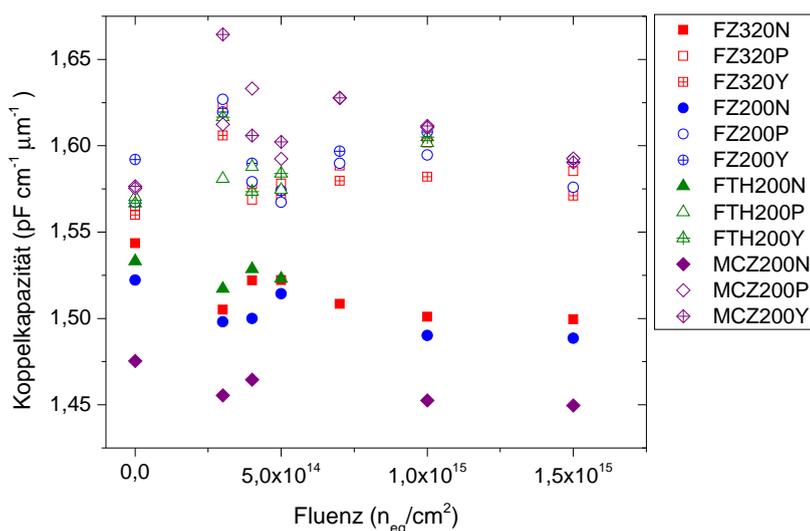


Abbildung 6.5.: Die auf Breite und Länge des Implantats normierte Koppelkapazitäten der verschiedenen Sensortypen, aufgetragen über der Fluenz. Die Messungen wurden bei einer Biasspannung von 600 V und einer Temperatur von -20 °C im bestrahlten Fall bzw. 20 °C im unbestrahlten Fall durchgeführt.

6.3.2. Zwischenstreifenkapazität

In Abbildung 6.6 sind die bei einer Versorgungsspannung von 600 V gemessenen Zwischenstreifenkapazitäten (normiert auf die Länge des Streifenimplantats) über der Fluenz aufgetragen. Wie bereits in Kapitel 5.4 erwähnt, wird die Zwischenstreifenkapazität am IEKP nur zu einem Nachbarstreifen gemessen. Es ist keine große Änderung in der Zwischenstreifenkapazität mit zunehmender Fluenz erkennbar. Geringfügige Streuungen sind durch die relativ hohe Messungenauigkeit von ungefähr 5 % bedingt. Die Zwischenstreifenkapazitäten der 320 μm FZ-Sensoren sind etwas höher als die der 200 μm dünnen Sensoren. Weiterhin sind keine Unterschiede zwischen n-dotierten und p-dotiertem Material, sowie zwischen den Isolationstechniken p-stop und p-spray erkennbar. Die Streuung um den Mittelwert der Zwischenstreifenkapazitäten für einzelne Sensortypen liegt bei maximal 4,6 % (MCZ200Y), ansonsten unter 2,8 %. Die Zwischenstreifenkapazität ändert sich durch Bestrahlung nicht. Für den Einsatz im Detektor bedeutet das, dass der Einfluss der Zwischenstreifenkapazität auf das Rauschen mit zunehmender Bestrahlungskonstant bleibt und auch für die verschiedenen Isolationstechniken sehr ähnlich ist.

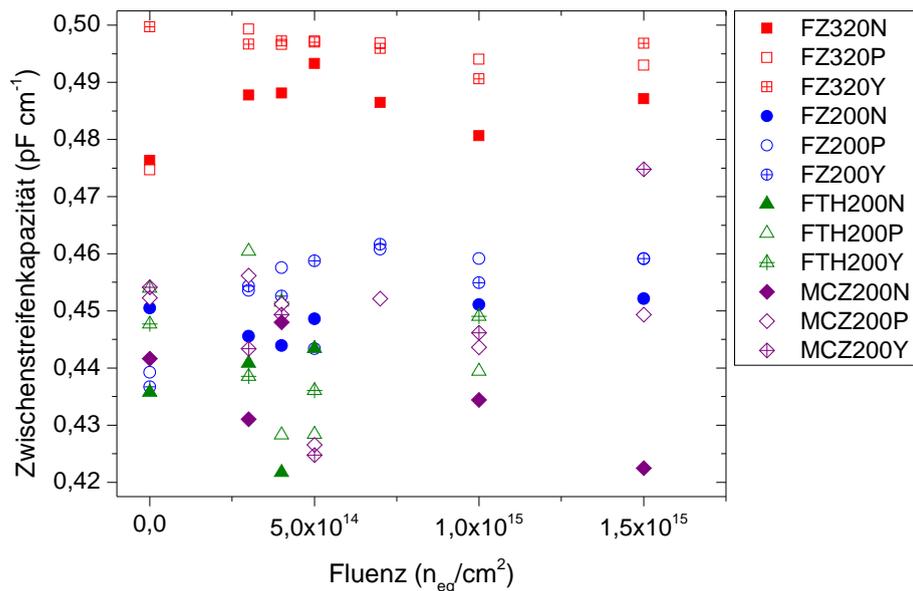


Abbildung 6.6.: Auf die Länge der Streifen normierte Zwischenstreifenkapazitäten der verschiedenen Sensortypen, aufgetragen über der Fluenz. Die Messungen wurden bei einer bei einer Biasspannung von 600 V und einer Temperatur von -20°C im bestrahlten und 20°C im unbestrahlten Fall durchgeführt.

6.3.3. Biaswiderstand

Der Biaswiderstand weist eine ausgeprägte Temperaturabhängigkeit auf. Da die Sensoren im unbestrahlten Zustand bei einer Temperatur von 20°C , im bestrahl-

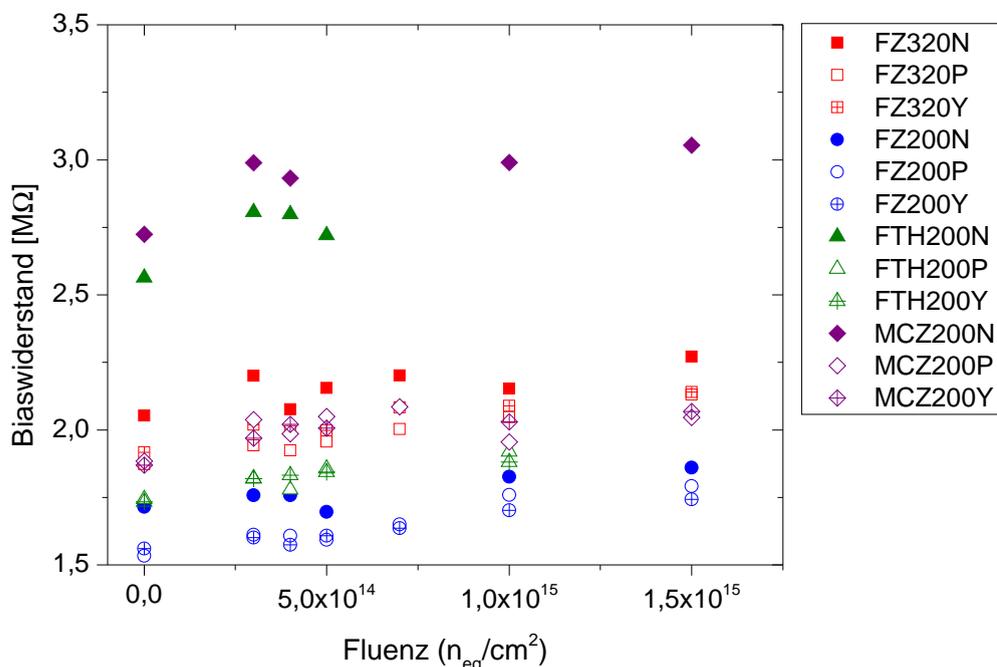


Abbildung 6.7.: Messungen der Biaswiderstände der einzelnen Sensortypen, aufgetragen über der Bestrahlungsfluenz. Die Messungen wurden bei einer Biasspannung von 600 V und für die bestrahlten Sensoren bei einer Temperatur von -20°C durchgeführt. Die Werte der unbestrahlten Sensoren wurden bei 20°C gemessen und auf den entsprechenden Wert bei -20°C skaliert.

ten Zustand allerdings bei -20°C gemessen wurden, mussten die Widerstände im unbestrahlten Zustand entsprechend skaliert werden. Die hierfür notwendige Parametrisierung der Temperaturabhängigkeit wurde aus Kalibrationsmessungen an den verschiedenen Sensortypen ermittelt. Dazu wurde der Biaswiderstand bei verschiedenen Sensortemperaturen gemessen und durch eine lineare Funktion beschrieben. Die Messungen sowie die ermittelten Parameter sind in Anhang C aufgeführt. Die prozentuale Widerstandsänderung je Kelvin ist bei den verschiedenen Sensortypen vergleichbar, so dass die Biaswiderstände für alle Sensortypen bei der Korrektur von 20°C auf -20°C um $+15,1\%$ steigen.

Betrachtet man die Biaswiderstände eines Sensortyps mit zunehmender Fluenz (Abbildung 6.7), so weisen diese keine systematische Abhängigkeit von der Fluenz auf. Lediglich die Biaswiderstände der Sensoren des Typs MCZ200N und FTH200N, bei denen es sich um Sensoren mit einer physikalischen Dicke von ungefähr $200\ \mu\text{m}$ handelt, weisen nach dem ersten Bestrahlungsschritt einen Anstieg von ungefähr 10% auf und liegen auch generell über den Werten anderen Sensoren. Allgemein liegen die Biaswiderstände der N-Sensoren über denen der entsprechenden P- und Y-Sensoren. Die Streuung um den Mittelwert über alle Fluenzen für einen Sensortyp liegt bei maximal $5,1\%$ für den Sensor FZ200P.

6.3.4. Zwischenstreifenwiderstand

Abbildung 6.8 zeigt den auf die Länge des Streifenimplantats normierten Zwischenstreifenwiderstand, aufgetragen über der Fluenz. Wie in Abschnitt 3.4.2 beschrieben, dürfen für die Messung nur kleine Spannungen zum Einsatz kommen, um die Feldkonfiguration im Sensor nicht zu stören. Auf Grund der daraus resultierenden kleinen Messströme ist eine genaue Messung sehr schwierig. Daher sind die Messwerte als Untergrenze des Zwischenstreifenwiderstands zu interpretieren. Vor Bestrahlung weisen die sie Werte zwischen $300 \text{ G}\Omega \cdot \text{cm}$ und $10 \text{ T}\Omega \cdot \text{cm}$ auf. Bereits nach der ersten Bestrahlung werden die Zwischenstreifenwiderstände deutlich niedriger, liegen jedoch auch nach einer Bestrahlung mit einer Fluenz von $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bei mindestens $200 \text{ M}\Omega \cdot \text{cm}$. Somit sind die Zwischenstreifenwiderstände bei den in dieser Arbeit untersuchten kleinen Streifensensoren, auch nach Bestrahlung noch deutlich größer als die Biaswiderstände der Sensoren. Der Sensor FZ200N, der bei einer Bestrahlung mit $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ einen Zwischenstreifenwiderstand von $200 \text{ M}\Omega \cdot \text{cm}$ aufweist, würde bei einer Streifenlänge von 5 cm nur noch ungefähr einen Faktor 20 über den Biaswiderständen liegen.

Auch bei den Sensoren mit p-spray Technik bleibt der Zwischenstreifenwiderstand oberhalb von $300 \text{ M}\Omega \cdot \text{cm}$. Die Implantate sind bei Einsatz der p-spray Technik also auch nach Bestrahlung gut voneinander isoliert.

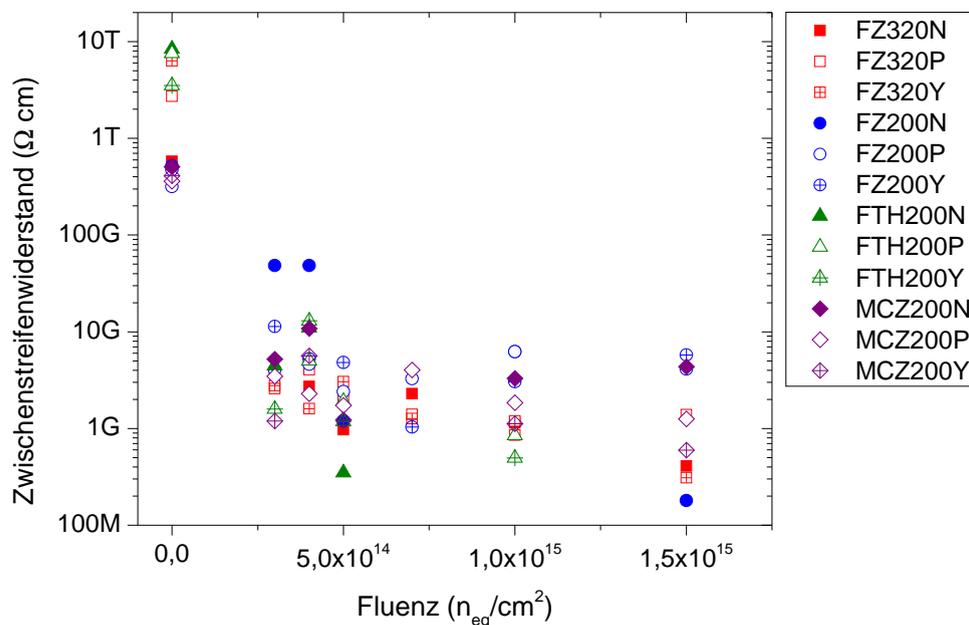


Abbildung 6.8.: Auf die Streifenlänge bezogene Zwischenstreifenwiderstände der verschiedenen Sensortypen bei einer Biasspannung von 600 V , aufgetragen über der Fluenz. Die Messungen wurden bei einer Temperatur von -20°C im bestrahlten und 20°C im unbestrahlten Fall durchgeführt.

6.4. Ladungssammlung

In diesem Kapitel werden die Messungen, die an der ALiBaVa-Station durchgeführt wurden, vorgestellt. Es wird auf die Ladungssammlung, die Ladungssammlungseffizienz und das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis eingegangen.

Die Messungen des Elektronensignals mit verschiedenen ALiBaVa-Daughterboards zeigen untereinander eine relativ große Streuung. Deshalb wurde zur Kalibrierung der Auslese-Chips der gleiche Testsensor nacheinander auf alle Boards gebonded und bei verschiedenen Daughterboardtemperaturen vermessen. Die resultierende Ladungssammlung zeigt eine lineare Abhängigkeit von der Temperatur der Daughterboards T_{DB} , die ebenfalls gemessen wird. Um das ADC-Signal in ein Ladungssignal umzurechnen, wurde die Dicke des verwendeten Testsensors aus Kapazitätsmessungen von Dioden desselben Wafers bestimmt und die theoretisch erwartete Anzahl $N_{e^-}^{theo.}$ der erzeugten Elektronen berechnet. Aus den Einheiten des AD-Wandlers (ADC) wird über die Formel

$$S = \frac{ADC}{a \cdot T_{DB} + b} \cdot N_{e^-}^{theo.} \quad (6.2)$$

das Elektronensignal S bestimmt. Dabei sind a und b die Koeffizienten des linearen Fits an die Daten der Kalibrationsmessungen und müssen entsprechend des verwendeten Chips gewählt werden. Die für die Kalibration durchgeführten Messungen sowie die ermittelten Kalibrationsparameter sind in Anhang B aufgelistet. Die Fehler im Elektronensignal wurden zu 5 % abgeschätzt. Abbildung 6.9 zeigt den Verlauf der Ladungssammlung über der Fluenz bei einer Biasspannung von 600 V. Im Hinblick auf die bessere Unterscheidbarkeit der einzelnen Sensortypen in den Diagrammen wird im Folgenden auf die Darstellung der Fehlerbalken verzichtet.

Betrachtet man nun das Elektronensignal in Abhängigkeit der Fluenz für eine Biasspannung von 600 V und 900 V (Abbildung 6.10), so fällt auf, dass das Elektronensignal mit steigender Fluenz abnimmt. Das liegt zum einen an den strahlungsinduzierten Trappingzentren. Diese fangen die Ladungsträger zeitweise ein, so dass sie nicht innerhalb der Auslesezeit detektiert werden können. Zum anderen steigen auch die Depletionsspannungen mit zunehmender Bestrahlung an. Sind die Sensoren bei der angelegten Biasspannung nicht mehr vollständig depletiert, so nimmt das Elektronensignal proportional zur aktiven Sensordicke ab. Die Abnahme lässt sich über die Formel

$$d = \sqrt{2\mu\rho\varepsilon_{SI} \cdot U_{bias}} \quad (6.3)$$

abschätzen (vgl. Formel 3.16). Für $U_{bias} = U_{depl}$ ist d gerade die gesamte Dicke des Sensors. Im Fall einer unvollständigen Depletion lässt sich die aktive Dicke des Sensors über

$$d_{aktiv} = D \cdot \sqrt{\frac{U_{bias}}{U_{depl}}} \quad (6.4)$$

berechnen. Dabei ist D die aktive Dicke des Sensors im überdepletierten Fall.

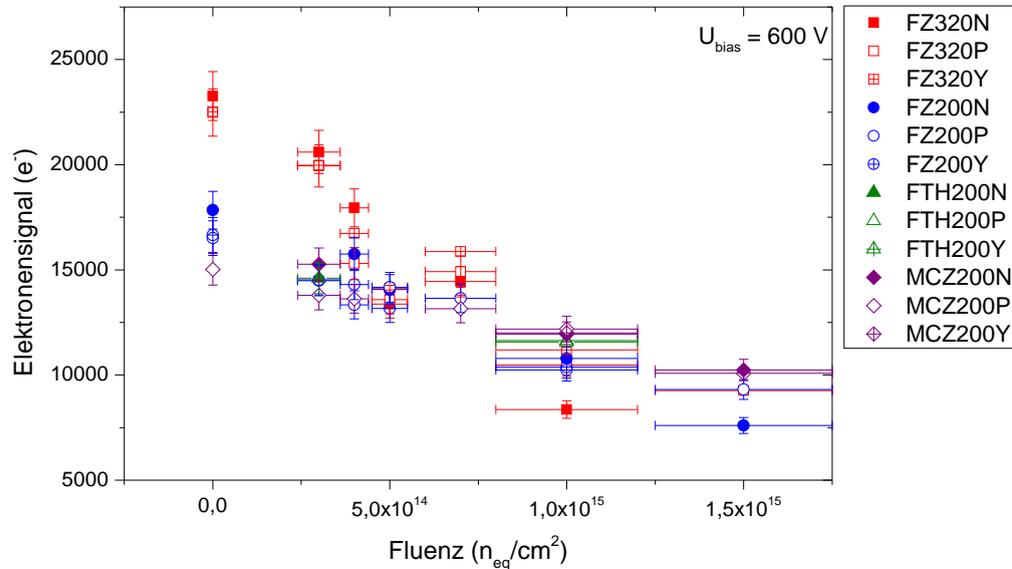
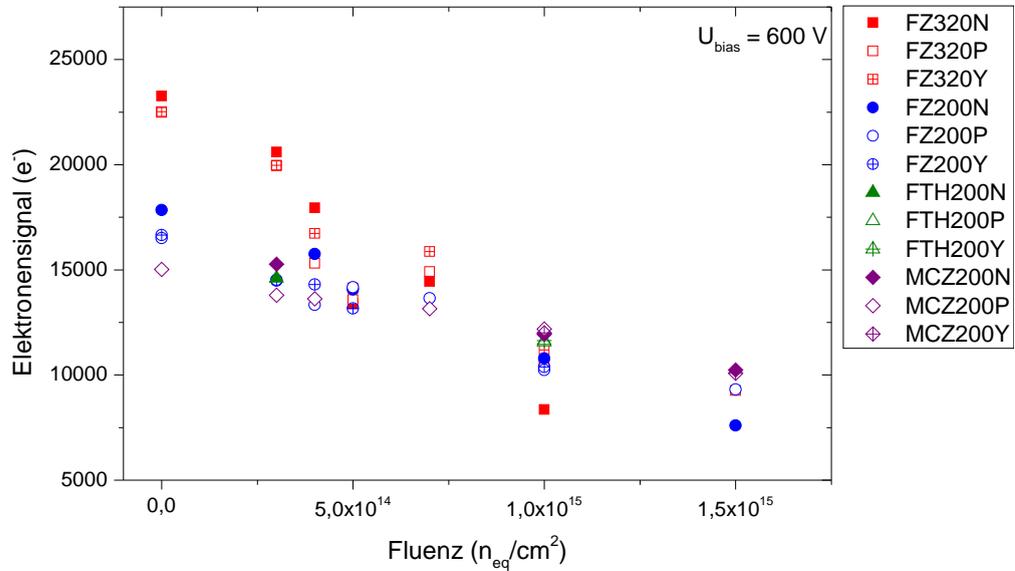


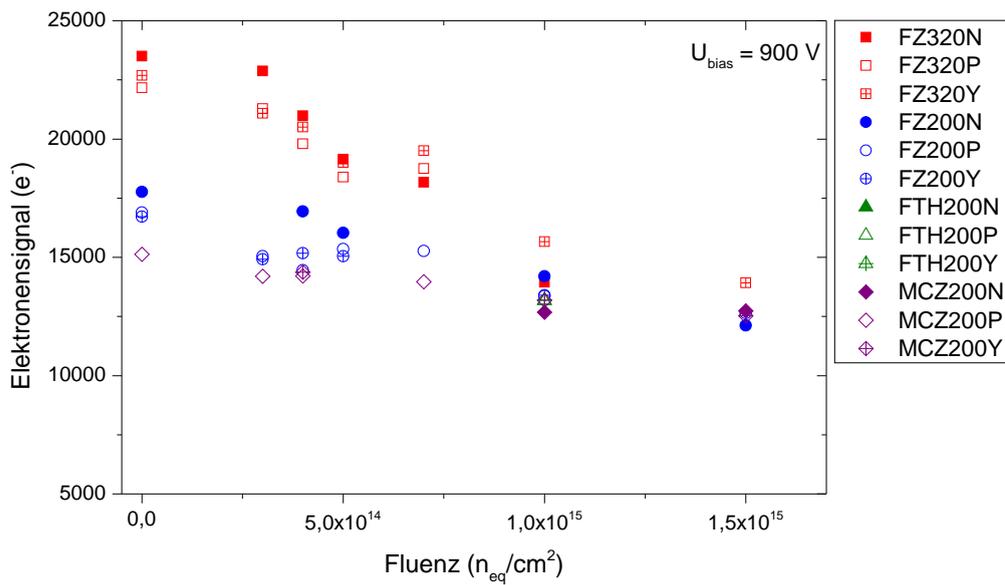
Abbildung 6.9.: Abhängigkeit der Ladungssammlung für die verschiedenen Sensoren von der Bestrahlungsfluenz bei einer Biasspannung von 600 V. Für die Fehler in der Fluenz wurden für die Protonenbestrahlungen 20 % und für die Neutronenbestrahlungen 10 % angenommen.

Vergleicht man die Elektronensignale der unterschiedlichen Sensortypen so fallen die 320 μm dicken Sensoren auf, die im unbestrahlten Zustand ein deutlich höheres Elektronensignal aufweisen als die 200 μm dünnen Sensoren. Dieser anfängliche Vorteil relativiert sich jedoch ab einer Fluenz von $1 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. Die Abnahme des Signals tritt bei einer Biasspannung von 600 V wesentlich stärker in Erscheinung als bei einer Biasspannung von 900 V. Dieser Unterschied deutet darauf hin, dass zumindest ein Teil des Signalverlusts durch den nicht mehr vollständig depletierten Betrieb des Sensors zu erklären ist. Wie aus Abbildung 6.2 deutlich wird, liegt die Depletionsspannung beim FZ320P und beim FZ320Y ab einer Fluenz von $1 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ über 1000 V und beim FZ320N über 700 V. Eine quantitative Abschätzung, wie groß die Auswirkung der unvollständigen Depletion ist, kann nur für die Sensortypen mit einer Depletionsspannung kleiner als 1000 V erfolgen. Für die Sensoren FZ200Y und FZ320N mit der höchsten noch messbaren Depletionsspannung von ungefähr 950 V ergibt sich, dass bei einer Biasspannung von 600 V eine Abnahme des Signals von 20,5 % durch die Depletionsspannung erklärt werden kann. Wie in Abbildung 6.12 zu sehen ist, beträgt die Abnahme der Signalstärke selbst bei $1 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ schon deutlich mehr als 20 %.

Auch die dünneren Sensoren zeigen mit zunehmender Fluenz einen Abfall im Elektronensignal. Dies ist nicht nur durch die steigende Depletionsspannung zu erklären, da die Sensoren bei den niedrigeren Fluenzen zumindest bei 900 V noch vollständig depletiert sind. Sowohl bei den 320 μm als auch bei den 200 μm di-



(a) Elektronensignal bei 600 V



(b) Elektronensignal bei 900 V

Abbildung 6.10.: Abhängigkeit der Ladungssammlung für die verschiedenen Sensoren von der Bestrahlungsfluenz bei einer Biasspannung von (a) 600 V und (b) 900 V, wobei für die unbestrahlten Sensoren im zweiten Fall der Wert bei 700 V verwendet wurde.

cken Sensoren muss der Einfluss strahlungsinduzierter Trappingzentren zu einer weiteren Reduktion der Signalstärke führen.

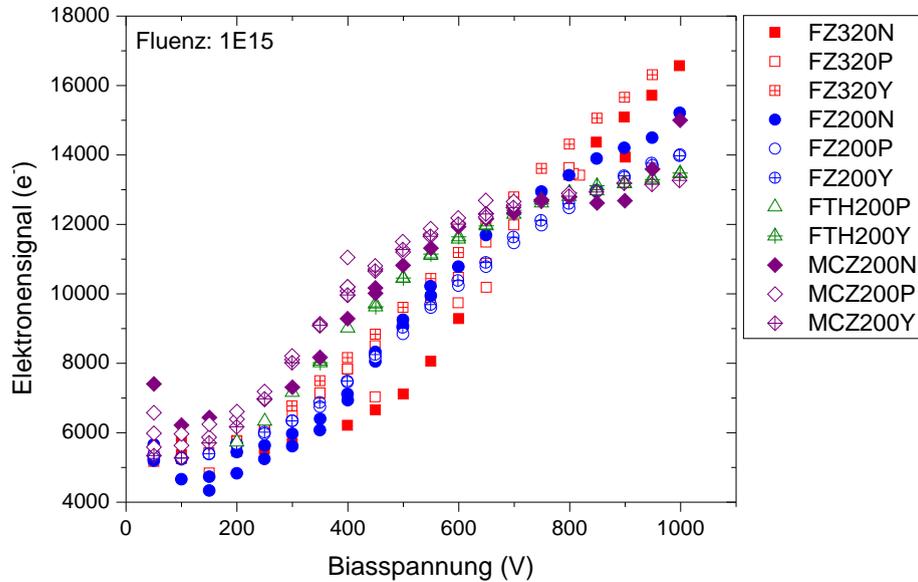
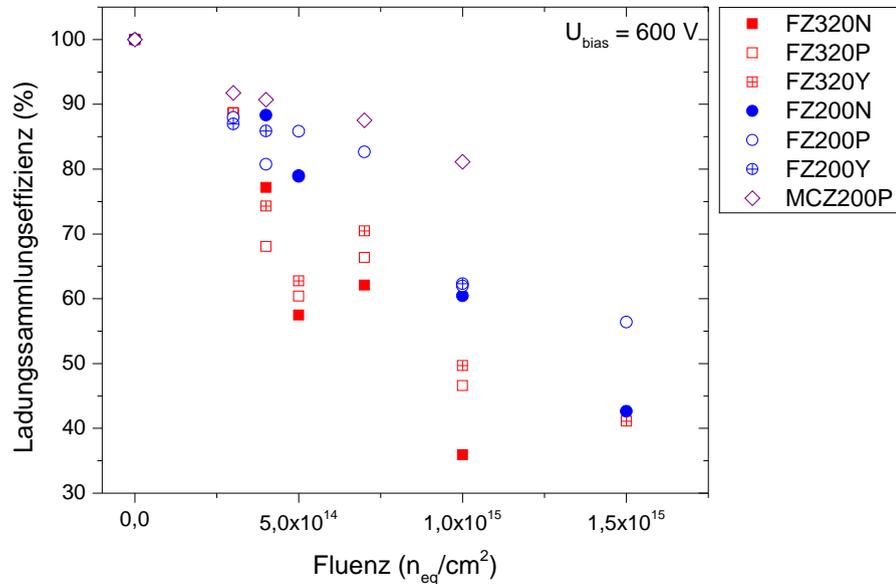


Abbildung 6.11.: Ladungssammlung der verschiedenen Sensoren, aufgetragen über der Biasspannung für eine Fluenz von $1 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$

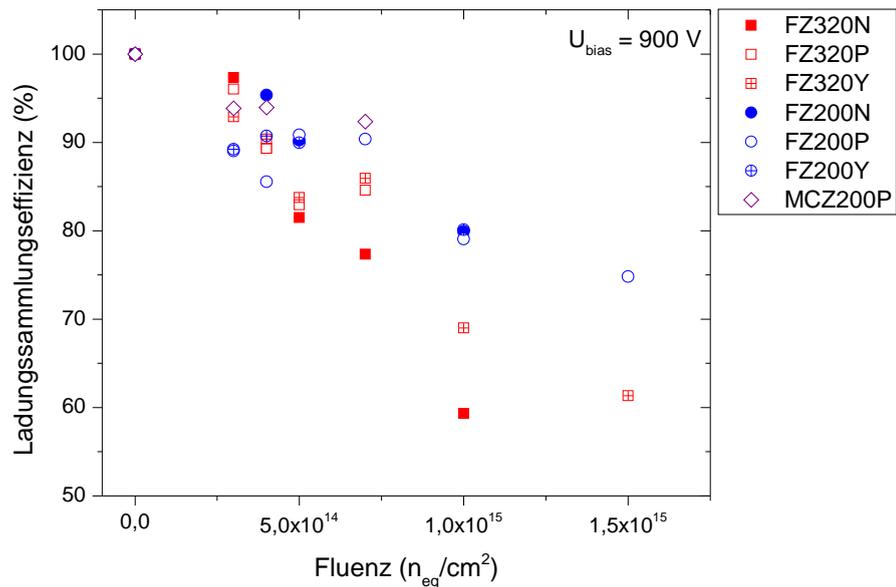
Das Verhalten der Ladungssammlung als Funktion der Biasspannung ist in Abbildung 6.11 zu sehen. Für eine Fluenz von $1 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ ist der frühere Übergang in das Sättigungsplateau für die dünneren Sensoren gut zu erkennen. Die dickeren Sensoren zeigen einen längeren Anstieg im Elektronensignal und haben auch für eine Biasspannung von 1000 V ihren Sättigungswert noch nicht erreicht. Betrachtet man nur die Werte bei der momentan im CMS-Spurdetektor maximal möglichen Versorgungsspannung von 600 V, so zeigen die tatsächlich 200 μm dünnen Sensoren (MCZ200 und FTH200) eine höhere Ladungssammlung als die FZ320- und FZ200-Sensoren. Ab einer Spannung von ungefähr 700 V übersteigt das Elektronensignal der dickeren Sensoren das der dünneren aber wieder.

Der relative Abfall des Signals mit steigender Fluenz wird durch die Ladungssammlungseffizienz beschrieben, die in Abbildung 6.12 zu sehen ist. Wie zu erwarten, fällt das Signal der dickeren Sensoren, auf Grund des stärkeren Einflusses der Depletionsspannung, schneller ab als das der dünneren.

Neben dem Signal ist auch das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis von großer Bedeutung. Es ist ein Indiz dafür, ob sich das Signal eines Teilchendurchgangs noch deutlich vom Rauschuntergrund abhebt und somit zweifelsfrei nachweisbar ist. Betrachtet man die Messungen des Signal-zu-Rauschen-Verhältnisses (Abbildung 6.13), so weisen die 320 μm dicken Sensoren im unbestrahlten Zustand sowie bei geringeren Fluenzen einen höheren Wert auf als die 200 μm dicken Sensoren. Dieser anfängliche Vorteil relativiert sich jedoch ab einer Fluenz von $1 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. Für diese höheren Fluenzen weisen die dickeren und die dünneren Sensoren vergleichbare Werte im Signal-zu-Rauschen-Verhältnis auf. Das



(a) $U_{bias} = 600\text{ V}$



(b) $U_{bias} = 900\text{ V}$

Abbildung 6.12.: Ladungssammlungseffizienz der verschiedenen Sensoren, aufgetragen über der Fluenzen für Biasspannungen von (a) 600 V und (b) 900 V.

liegt vor allem an der stärkeren Abnahme des Signals der dickeren Sensoren verglichen mit den dünneren, so dass alle ein ähnlich großes Signal aufweisen. Das Rauschen hingegen nimmt nur leicht zu und weist im Mittel einen ENC-Wert

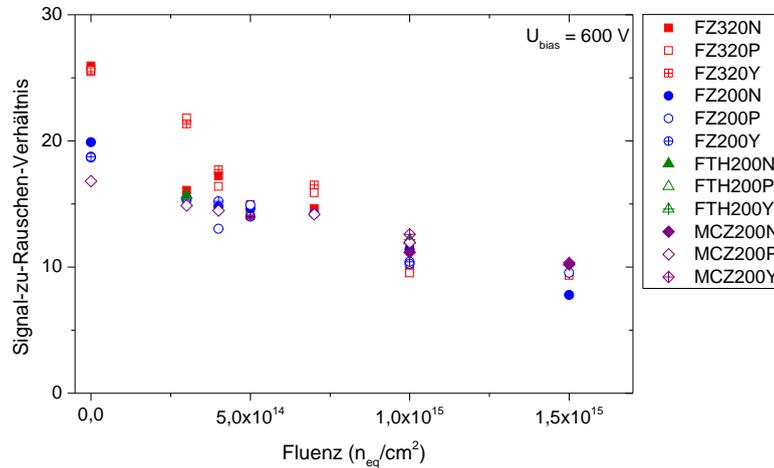
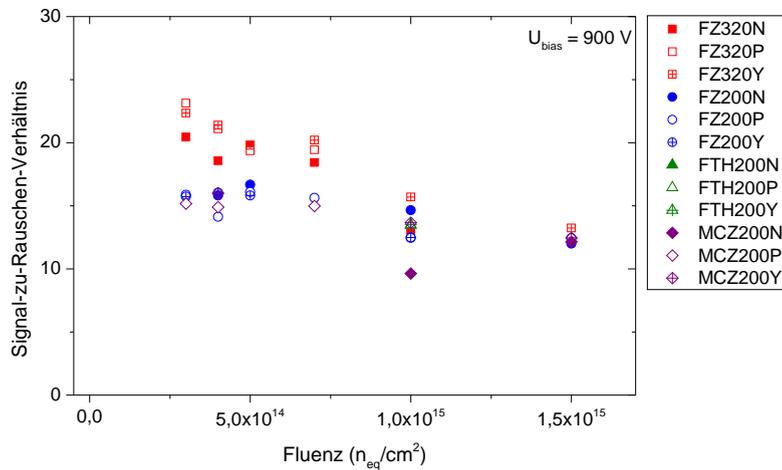
(a) $U_{bias} = 600 \text{ V}$ (b) $U_{bias} = 900 \text{ V}$

Abbildung 6.13.: Signal-zu-Rauschen-Verhältnis der verschiedenen Sensortypen in Abhängigkeit der Fluenz bei einer Biasspannung von (a) 600 V und (b) 900 V.

von ungefähr 1000 Elektronen auf. Dieser Wert entspricht ungefähr dem erwarteten Rauschen des zukünftigen binären Auslesesystems im CMS-Spurdetektor mit CBC-Chips [RBF⁺12]. Somit ist die Studie repräsentativ für die Erwartungswerte im Experiment. Der Unterschied im Rauschen zwischen dem unbestrahlten Zustand und einer Fluenz von $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ liegt bei ungefähr 10% (Abbildung 6.14). Alle Sensoren weisen auch bei der höchsten Fluenz von $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ noch ein Signal-zu-Rauschen-Verhältnis von mindestens 10 auf.

Sowohl in den Abbildungen zur Ladungssammlung als auch in denen zum Signal-zu-Rauschen-Verhältnis sind die n-Typ Sensoren für die hohen Fluenzen teilweise nicht mit dargestellt. Grund hierfür sind *micro-discharges*, die zu einem zu-

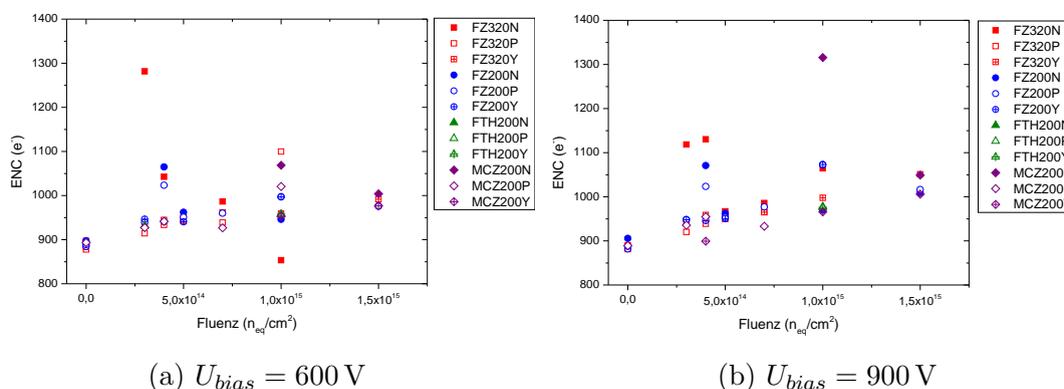


Abbildung 6.14.: Cluster-Rauschen der verschiedenen Sensortypen, aufgetragen als Funktion der Fluenz für eine Biasspannung von 600 V und 900 V.

fälligen Ladungssignal ohne Teilchendurchgang führen. Erkennbar ist dies zum Beispiel an der räumlichen Verteilung der Seedstreifen. Diese streut im Normalfall durch die leicht unterschiedlichen Auftreffpunkte der Teilchen und weist eine gaussähnliche Verteilung auf (Abbildung 6.15). Im Fall von *micro-discharges* weist die Ortsverteilung der Seedstreifen einen breiten, nahezu konstanten Untergrund auf. Bei diesem Untergrund handelt es sich um die erwähnten zufälligen Ereignisse.

Eine andere Möglichkeit die aus den Microdischarges resultierenden Ereignisse nachzuweisen ist die Analyse des Pedestalruns. Wird von diesen zufällig getriggerten Ereignissen das Pedestal abgezogen, so sollte das verbleibende Signal gaußförmig um Null verteilt sein. Im Fall der *micro-discharges* existieren jedoch mehr Ereignisse, die ein höheres Signal als den durchschnittlichen Untergrund aufweisen. Diese sind im Histogramm der Signale nach Abzug des Pedestals als Ausläufer in den positiven Bereich zu sehen (Abbildung 6.16). Für den Einsatz

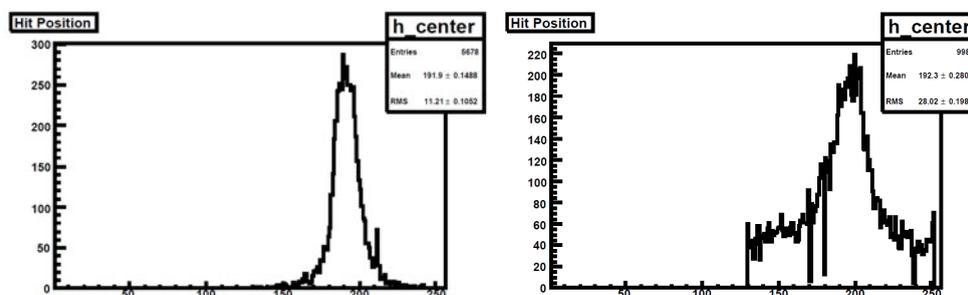


Abbildung 6.15.: Vergleich der *hit positions*, also der Position der Seedstreifen für einen Sensor des Typs FZ320N im unbestrahlten Zustand (links) und für einen FZ320N mit einer Bestrahlung von $1,5 \times 10^{15} n_{eq}/cm^2$ und einem anschließenden Annealing von ungefähr 750 h bei 21 °C (rechts) für eine Biasspannung von 600 V. Die *micro-discharges* bewirken einen konstanten Untergrund und können das Signal komplett überdecken.

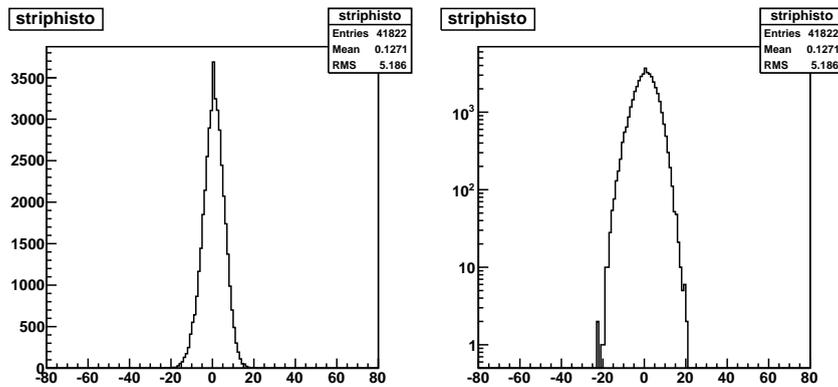
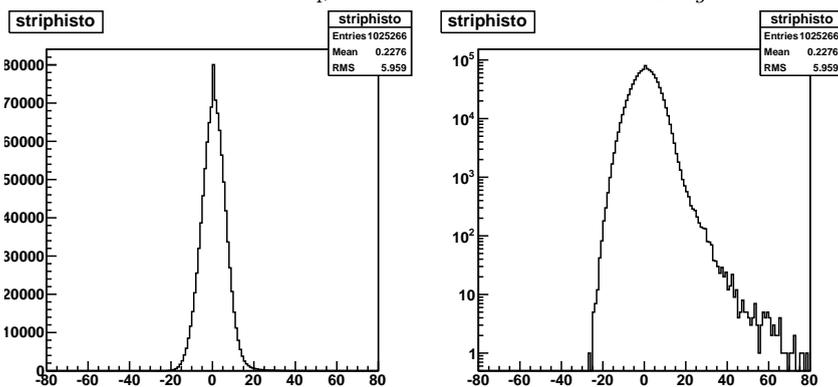
(a) FZ320N, $\phi = 1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$, $U_{\text{bias}} = 350 \text{ V}$, $t_{\text{annealing}} = 10 \text{ min}@60^\circ\text{C}$.(b) FZ320N, $\phi = 1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$, $U_{\text{bias}} = 500 \text{ V}$, $t_{\text{annealing}} = 10 \text{ min}@60^\circ\text{C}$.

Abbildung 6.16.: Signal des Pedelstlruns nach Abzug des Pedestals. Erwartet wird eine gaußförmige Verteilung, wie sie für (a) zu sehen ist. Überlagert sich dem reinen Rauschen ein Signal durch *micro-discharges*, so ist ein Ausläufer im Histogramm zu sehen, das besonders deutlich in der logarithmischen Darstellung in Erscheinung tritt.

im Detektor würde das Auftreten von *micro-discharges* den Ausfall des Sensors bedeuten, da die zufälligen Ereignisse zu einer fehlerhaften Interpretation führen.

6.5. Annealingstudie

Bisher wurde der Einfluss der Bestrahlungsfluenz auf die Sensoreigenschaften untersucht. Die Ladungssammlung und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis nehmen mit steigender Fluenz ab, der Leckstrom steigt an. Ursache für die beobachteten Veränderungen sind Gitterdefekte auf Grund der Wechselwirkung der durchdringenden Teilchen mit dem Kristallgitter des Siliziums. Ein Teil der Schäden kann durch ein *beneficial* Annealing geheilt werden. Dieses Ausheilen von Defekten wirkt sich zum Teil positiv auf die Sensoreigenschaften aus. Für die Depletionsspannung gibt es neben diesem Annealing für längere Annealingzeiten einen negativen Effekt, das *reverse* Annealing. Aus diesem Grund

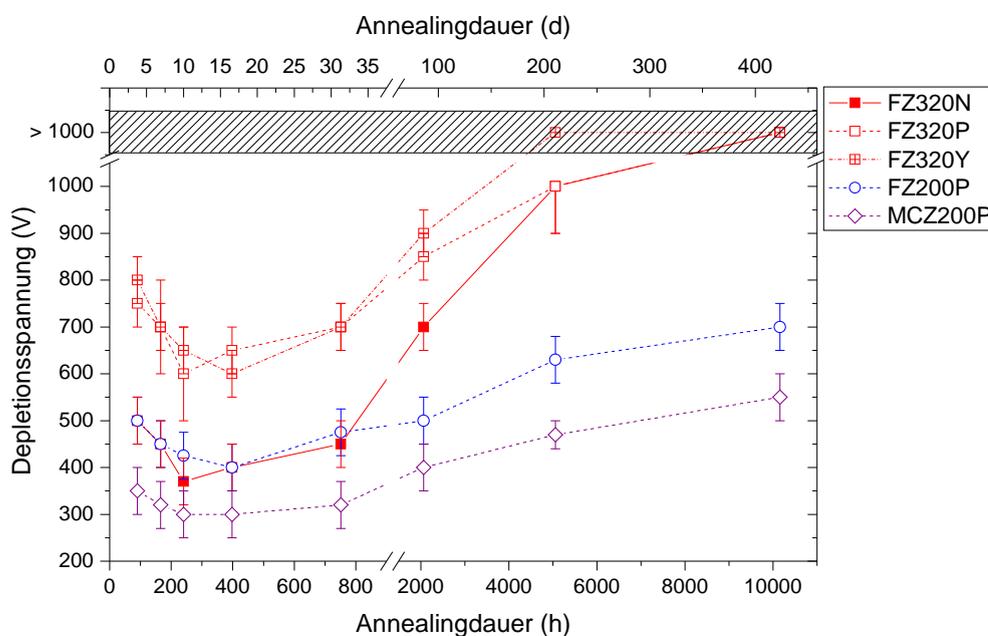


Abbildung 6.17.: Depletionsspannung aufgetragen über der äquivalenten Annealingdauer bei 21 °C, für eine Fluenz von $7 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$.

wird im Folgenden die Veränderung der Sensoreigenschaften in Abhängigkeit der Annealingdauer nach einer Bestrahlung von $\Phi = 7 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ sowie von $\Phi = 1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ betrachtet. Dabei sind die Annealingzeiten als äquivalente Zeiten bei einer Temperatur von 21 °C zu verstehen.

Betrachtet man die Depletionsspannungen der Sensoren, so sinken diese sowohl für eine Fluenz von $7 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ als auch für $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ zunächst mit steigender Annealingdauer und erreichen ein Minimum nach etwa 15 Tagen (Abbildung 6.17 und 6.18). Danach steigen die Depletionsspannungen wieder an, wobei sie erst nach über 200 Tagen die entsprechenden Werte von vor dem Annealing erreichen. Außerdem fällt auf, dass der Verlauf der Depletionsspannung bei den n-Typ Sensoren unter dem der jeweiligen p-Typ Sensoren liegt. Das lässt sich dadurch verstehen, dass der Anfangswert der Depletionsspannungen bereits geringer ist (siehe Abbildung 6.2). Die entstandenen akzeptorartigen Defekte kompensieren die anfänglichen Donatoren, was zu einer geringeren effektiven Dotierkonzentration, und damit auch zu einer geringeren Depletionsspannung führt. Die dickeren Sensoren weisen höhere Depletionsspannungen auf als die dünneren, wodurch sie sowohl vor dem Annealing als auch nach einem Annealing von mindestens 100 Tagen eine Depletionsspannung von über 600 V aufweisen. Da aus den Messungen bis 1000 V zum Teil keine Depletionsspannungen bestimmt werden konnten, kann für manche Sensoren nur eine Untergrenze von 1000 V angegeben werden. Diese Messpunkte sind in den Abbildungen 6.17 und 6.18 schraffiert hinterlegt.

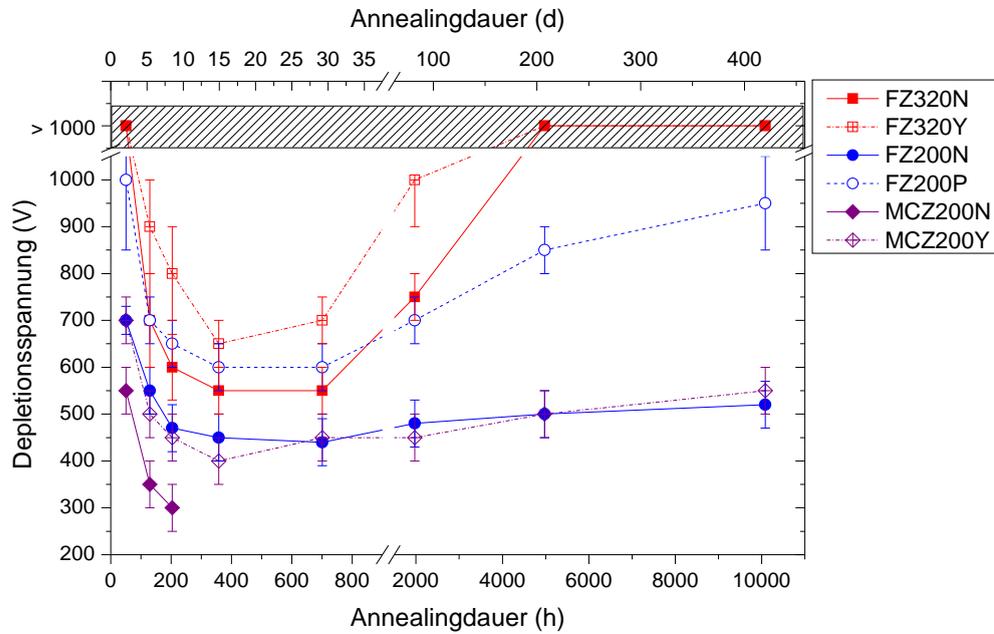
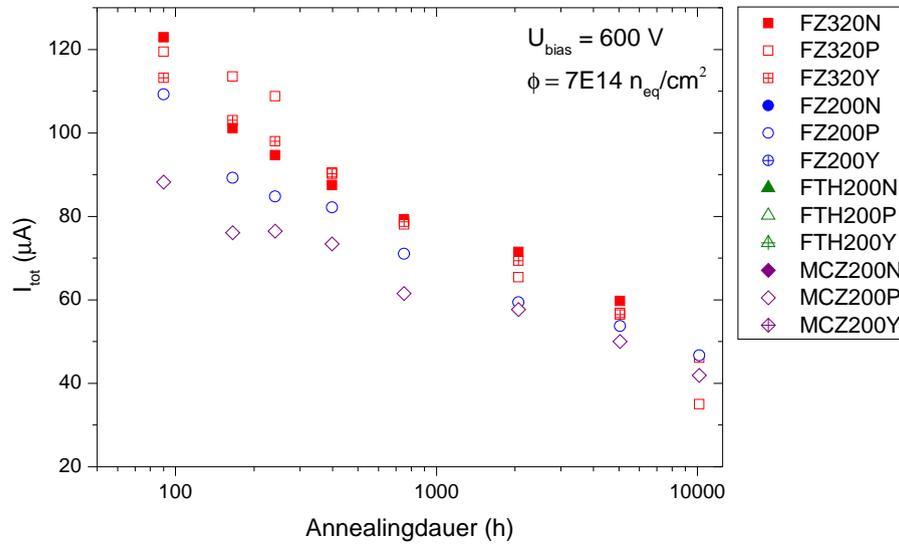


Abbildung 6.18.: Depletionsspannung über äquivalenten Annealingdauer bei 21 °C, für eine Fluenz von $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$.

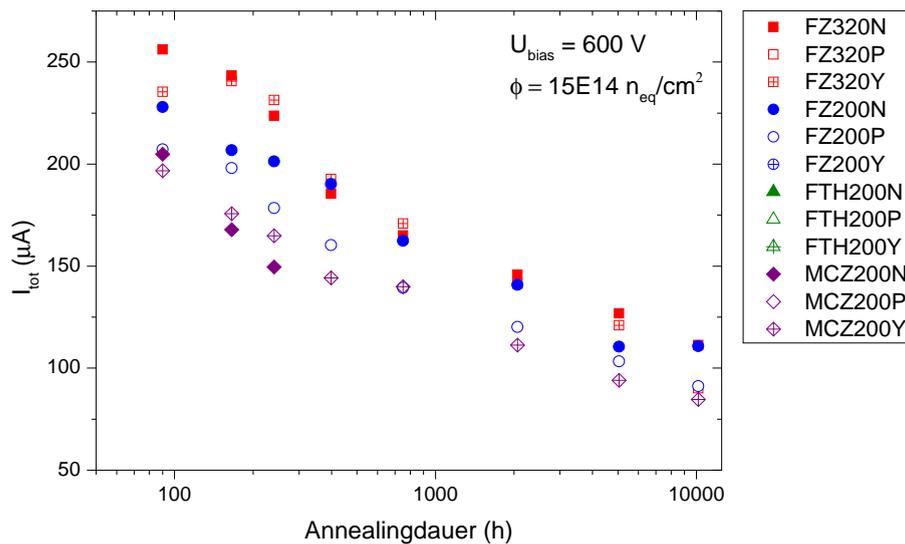
Der Leckstrom hingegen zeigt ein grundsätzlich anderes Verhalten während des Annealings. Nach der linearen Zunahme mit der Bestrahlungsfluenz nehmen die Leckströme während des Annealings wie erwartet kontinuierlich ab, was in Abbildung 6.19 zu sehen ist.

Der Einfluss der Depletionsspannung macht sich im Elektronensignal deutlich bemerkbar. In den bei $U_{\text{bias}} = 600 \text{ V}$ für eine Fluenz von $7 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ durchgeführten Messungen zeigen die 200 μm dünnen Sensoren ein weitgehend konstantes Verhalten (Abbildung 6.20a). Dieses Verhalten ist konsistent mit der Depletionsspannung, die für den Sensor MCZ200P immer unterhalb von 600 V liegt, für den Sensor FZ200P nur für die letzten beiden Messpunkte leicht über 600 V. Diese beiden Punkte weisen ein geringfügig niedrigeres Elektronensignal auf. Die Messungen an den Sensoren FZ320N, FZ320P und FZ320Y zeigen hingegen für kurze Annealingzeiten bis 15 Tage einen Anstieg im Elektronensignal. Für längere Annealingzeiten kommt es zu einer Abnahme des Elektronensignals. Der Anstieg während des *beneficial* Annealings ist nicht alleine durch eine Abnahme der Depletionsspannung zu erklären, da diese bei allen drei Sensoren zu Beginn der Annealingstudie unter 900 V lag, und für den FZ320N sogar bei ungefähr 500 V. Die Abnahme des Signals für lange Annealingzeiten ist wieder durch die ansteigende Depletionsspannung zu erklären. Sie steigt für die Fluenz $7 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ schon ab ungefähr 100 Tagen auf einen Wert von über 600 V an und erreicht nach spätestens 200 Tagen Werte von über 900 V.

Die Messungen des Elektronensignals bei der höheren Bestrahlungsfluenz von $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ ergeben ein ähnliches Bild (Abbildung 6.21 a und b). Wäh-



(a) $\phi = 7 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$



(b) $\phi = 1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$

Abbildung 6.19.: Leckstrom aufgetragen über der äquivalenten Annealingdauer bei 21°C , für eine Fluenz von (a) $7 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ und (b) $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. Die Messungen wurden bei -20°C durchgeführt und die Biasspannung betrug 600 V.

rend der ersten 10 bis 15 Tage des Annealings steigen die Elektronensignale aller Sensoren bei einer Biasspannung von 600 V zunächst an. Danach bleibt das Elektronensignal der $200 \mu\text{m}$ dünnen Sensoren wieder nahezu konstant, wohingegen das Signal der dickeren $300 \mu\text{m}$ Sensoren stark abnimmt. Dieses abnehmende

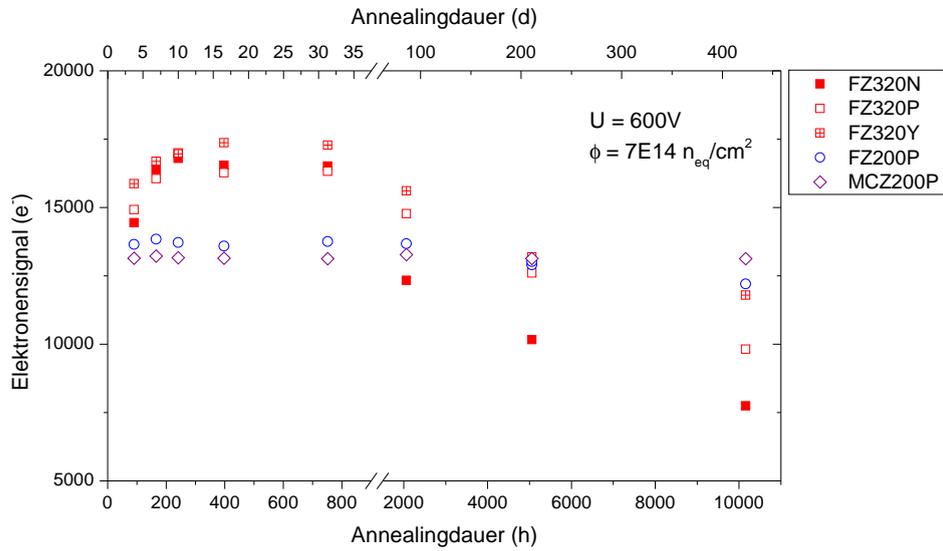
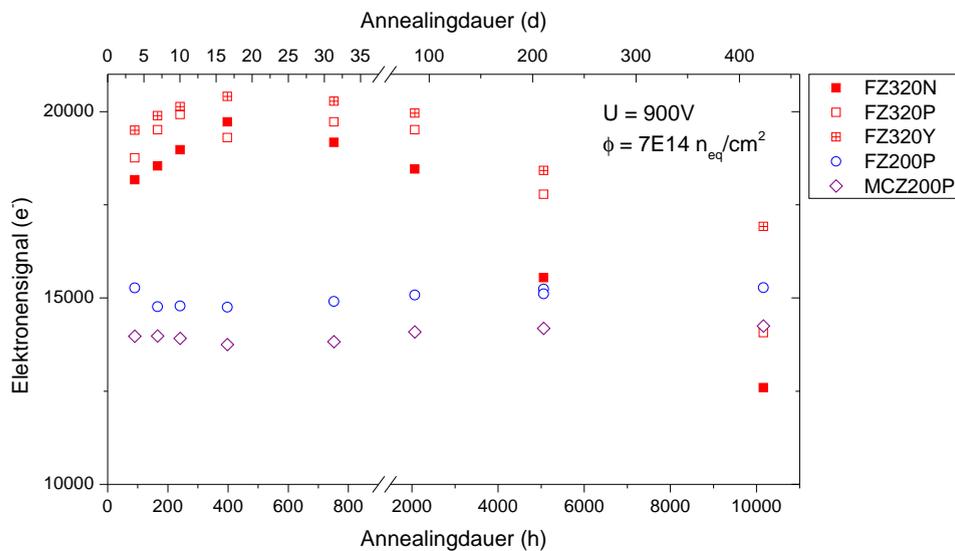
(a) $U_{bias} = 600 \text{ V}$ (b) $U_{bias} = 900 \text{ V}$

Abbildung 6.20.: Ladungssammlung über Annealingdauer bei 21°C , bei einer Biasspannung von (a) 600 V und (b) 900 V , für eine Fluenz von $7 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. Die Messungen wurden bei -20°C durchgeführt.

Signal ist wieder als Folge des nicht mehr vollständig depletierten Sensors interpretierbar. Die Messung bei einer Biasspannungen von 900 V bestätigen dieses Bild.

Ein geringeres Elektronensignal wirkt sich direkt auf das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis aus. Dieses ist für die gemischten Fluenzen von $7 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ und $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ für Biasspannungen von jeweils 600 V und 900 V in Abbildung 6.22 dargestellt. Erwartungsgemäß weisen die Messungen bei ei-

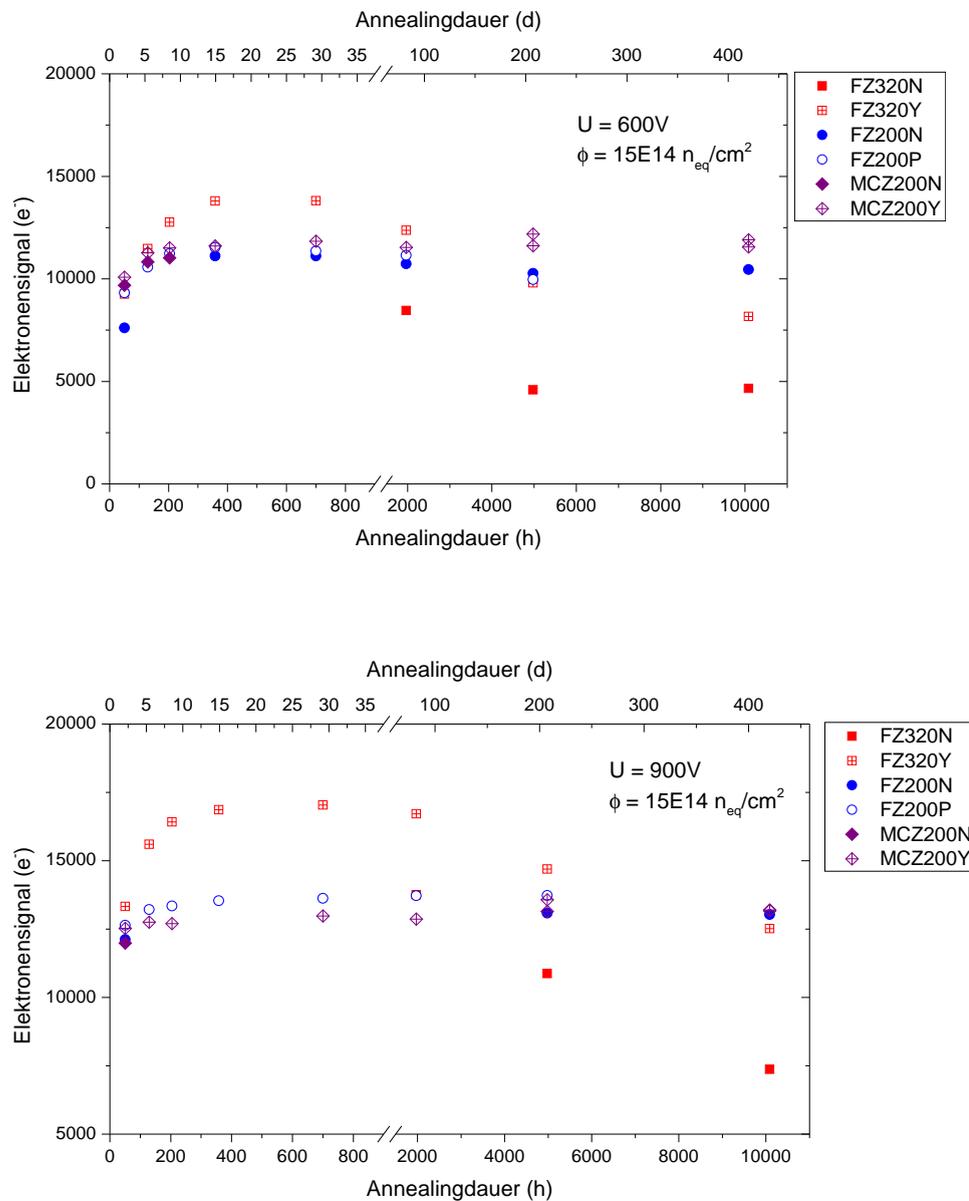


Abbildung 6.21.: Ladungssammlung über Annealingdauer bei 21 °C, bei 900 V für eine Fluenz von $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$.

ner Biasspannung von 900 V ein größeres Signal-zu-Rauschen-Verhältnis auf, als die Messungen bei 600 V. Weiterhin ist das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis bei einer Fluenz von $7 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ noch größer als bei einer Fluenz von $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. Das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis weist eine sehr ähnliche Abhängigkeit von der Annealingdauer auf, wie das Elektronensignal. Das lässt darauf schließen, dass die während des Annealings auftretenden Veränderungen im Elektronensignal deutlich größer sind, als die Änderungen im Rauschen. Diese Vermutung wird durch eine Analyse des Rauschsignals aus den Pedestals bestätigt. Abbildung 6.23 zeigt das Clusterrauschen, aufgetragen über

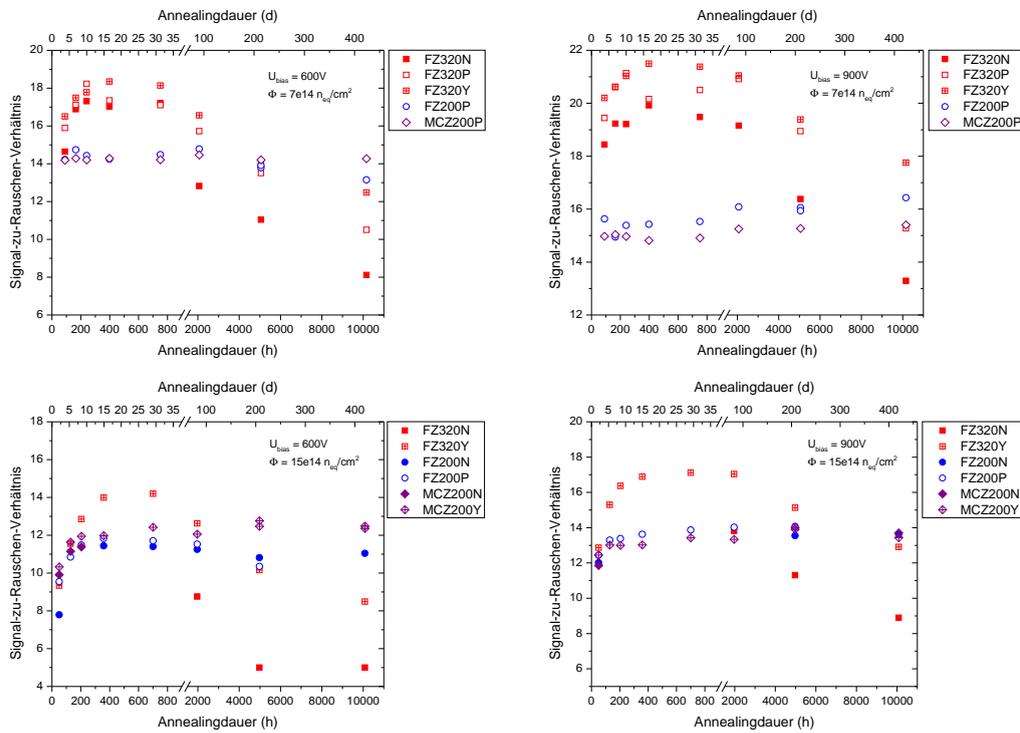


Abbildung 6.22.: Auftragung des Signal-zu-Rauschen-Verhältnisses über der Annealingzeit für die Fluenzen $7 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ und $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$, sowie jeweils für die Biasspannungen 600 und 900 V.

der Annealingzeit für die Fluenzen $7 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ und $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. Dieses ist für $7 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ unabhängig von der Annealingdauer, weist für $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ aber eine leichte Abnahme in der Größenordnung von 5% auf. Dieses geringfügig kleiner werdende Rauschen reicht jedoch aus, um den ebenfalls geringfügigen Anstieg im Signal-zu-Rauschen-Verhältnis bei langen Annealingzeiten zu verstehen.

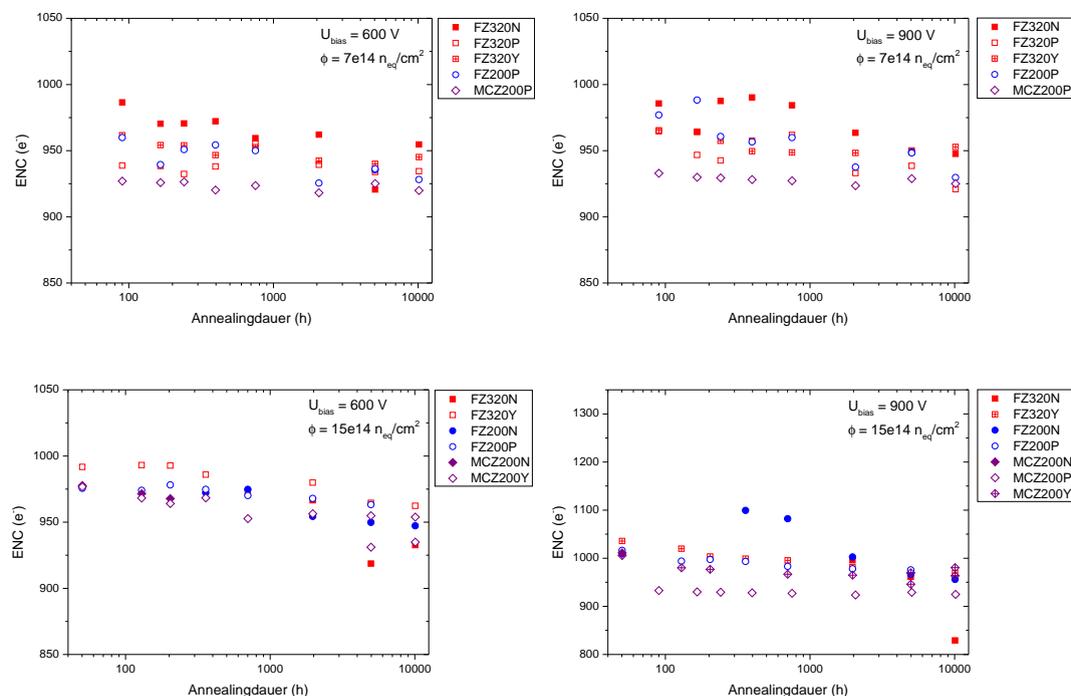


Abbildung 6.23.: Auftragung des Clusterrauschens über der Anheilungzeit für die Fluenzen $7 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ und $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$, sowie jeweils für die Biasspannungen 600 V und 900 V.

6.6. Diskussion

Betrachtet man die Ergebnisse nun zusammenfassend, so ist festzustellen, dass die 320 μm dicken FZ-Sensoren gegenüber den dünneren nach der Bestrahlung eine höhere Depletionsspannung haben. In Verbindung mit der momentanen Grenze der Versorgungsspannung für den CMS-Tracker von 600 V, können diese Sensoren für steigende Fluenzen nicht mehr vollständig depletiert betrieben werden. Trotzdem ist auch für die höchste betrachtete Fluenz von $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ sowohl das Signal als auch das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis der FZ320P/Y Sensoren nicht schlechter als das der dünneren Sensoren. Eine Ausnahme bildet lediglich der Sensor FZ320N, der ein deutlich geringeres Signal-zu-Rauschen-Verhältnis aufweist.

Alle n-Typ Sensoren weisen bei höheren Fluenzen (ab $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$) ein Problem mit micro-discharges auf, allerdings tritt das Problem bei den FZ200N und MCZ200N-Typ erst ab einer Spannung größer als 600 V auf. Diese würden durch die fehlerhaften Signale zu einem Ausfall der Sensoren bei höheren Strahlenbelastungen führen.

Als nächstes werden die Sensortypen FZ320P/Y, FZ200P/Y, FTH200P/Y und MCZ200P/Y betrachtet. Da sich sowohl in den elektrischen Eigenschaften als auch in der Ladungssammlung keiner dieser Sensoren besonders hervorhebt, müssen weitere Entscheidungskriterien für die Auswahl der geeigneten Sensortypen herangezogen werden.

Die dickeren FZ320-Sensoren weisen für Abstände bis 40 cm und einer damit verbundenen Fluenz von $7 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ noch deutlich höhere Signale als die 200 μm dicken Sensoren auf, wobei auch der n-Typ Sensor bei dieser Fluenz noch keine Probleme mit micro-discharges aufweist.

Erst für höhere Fluenzen haben die 320 μm dicken Sensoren keine entscheidenden Vorteile mehr gegenüber den dünneren Sensoren, bringen jedoch deutlich mehr Material in das Innere des Detektors ein. Im Gegensatz dazu haben die FZ200-Sensoren nicht den Vorteil des höheren Signals, bringen jedoch genauso viel Material in den Detektor ein, da diese auch eine physikalische Dicke von ungefähr 320 μm aufweisen und nur der aktive Bereich ungefähr 200 μm dünn ist.

Für eine Fluenz von $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ wären somit also die FTH200- und MCZ200-Sensoren favorisiert, deren physikalische Dicke ungefähr 200 μm beträgt. Durch sie kann Material gespart werden, ohne deutlich an Signal zu verlieren.

Außerdem konnte gezeigt werden, dass sich sowohl die p-spray als auch die p-stop Technik bis zu einer Fluenz von $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ zur notwendigen Isolation der Streifen bei einem p-Bulk Sensor eignen.

Weiterhin ist zu bedenken, dass die Dünnung der Sensoren auf eine Dicke von 200 μm zusätzlichen Herstellungsaufwand bedeutet, der mit Kosten verbunden ist. Außerdem sind die 200 μm dicken Sensoren mechanisch deutlich empfindlicher und brechen leichter als die 320 μm dicken Sensoren. Das müsste für die Produktion von 17 000 Modulen berücksichtigt werden.

7. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden Mini-Streifensensoren unterschiedlicher Dicken, basierend auf verschiedenen Wafer-Herstellungsarten, Dotierungen und Isolationsmechanismen, untersucht. Die Arbeit wurde innerhalb einer Materialstudie der CMS-Kollaboration durchgeführt. Das Ziel dieser Kampagne besteht in der Identifikation geeigneter Materialien und Technologien zur Herstellung strahlenharter Siliziumsensoren für das geplante Upgrade des CMS-Trackers.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwölf verschiedene Typen von Mini-Streifensensoren untersucht. Nach einer Vorqualifizierung der unbestrahlten Sensoren durch elektrische Messungen sowie Messungen von Teilchendurchgängen, wurden die Sensoren mit Protonen der Energie 24 MeV sowie Neutronen der Energie 1 MeV bestrahlt. Die Fluenzen wurden dabei entsprechend der zu erwartenden Fluenzen nach dem HL-LHC Upgrade für verschiedene Abstände vom Wechselwirkungspunkt gewählt. Nach jedem Bestrahlungsschritt wurden die Sensoren elektrisch vermessen, sowie Signale von Teilchendurchgängen aufgenommen, wobei eine Sr90-Quelle zum Einsatz kam.

Die elektrischen Messungen wurden an der Probestation durchgeführt, in der die Streifensensoren gekühlt, und mit Nadeln kontaktiert wurden. So war eine flexible Messung aller wichtigen elektrischen Eigenschaften möglich. Die Messungen zur Ladungssammlung wurden an der ALiBaVa-Station durchgeführt. Durch Bonden des Streifensensors an den Auslesechip konnten unter realitätsnahen Bedingungen Signale von Teilchendurchgängen aufgenommen werden. Außerdem wurden Messungen der Sensorkapazität sowie des Leckstroms durchgeführt.

Nach der Bestrahlung wurden die gemischtbestrahlten Sensoren einer Annelingstudie unterzogen. Dazu wurden sie in mehreren Etappen bei 60 °C beziehungsweise 80 °C für unterschiedliche Zeiten gehalten. Dabei heilen Gitterdefekte teilweise aus oder ordnen sich um, was die elektrischen Eigenschaften des

Sensoren sowie das bei einem Teilchendurchgang detektierte Ladungssignal verändert. Der Einfluss des Annealings wurde durch Messungen mit dem ALiBaVa-System untersucht. Durch die Strahlenschäden nach einer Bestrahlung mit einer Fluenz von $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ (was einem Abstand vom Wechselwirkungspunkt von 20 cm entspricht) hat das Elektronensignal der 320 μm dicken Sensoren stark abgenommen und ist vergleichbar mit den 200 μm dünnen Sensoren. Neben den Gitterdefekten die als Trappingzentren wirken, wird das unter anderem durch die stark gestiegene Depletionsspannung verursacht. Dadurch waren die dickeren Sensoren bei den verwendeten Biasspannungen von 600 V und 900 V nicht mehr vollständig depletiert, wodurch die aktive Dicke des Sensors abnimmt. Ihr Signal-zu-Rauschen-Verhältnis war immer noch vergleichbar gut wie das der dünneren Sensoren. Diese erreichen bei 900 V noch ein Signal-zu-Rauschen-Verhältnis von ungefähr 13, jedoch mit einem geringeren Materialaufwand als die 320 μm dicken Sensoren.

Bei den Streifensensoren mit n-dotiertem Bulkmaterial traten bei Bestrahlungsfluenzen ab $7 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ vermehrt Micro-Discharges auf. Diese erzeugen ein Signal, ohne dass ein Teilchen den Sensor durchquert hat. Durch diese falschen Signale wird die Rekonstruktion von Teilchenbahnen im Tracker erschwert und führt schließlich zum Ausfall des Sensors.

Neben den verschiedenen Materialien wurden zwei verschiedene Techniken zur Isolation benachbarter, n-dotierter Streifen im Fall von p-Bulk Sensoren untersucht. Sowohl die p-spray als auch die p-stop Technik können die Zwischenstreifenisolation bis zu einer Fluenz von $1,5 \times 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ gewährleisten.

Die Kampagne ist noch nicht abgeschlossen, sondern endet voraussichtlich im Frühjahr 2013. In der verbleibenden Zeit werden für die Mini-Streifensensoren weitere Bestrahlungen mit höheren Fluenzen durchgeführt, die einem Abstand bis hin zu 15 cm vom Wechselwirkungspunkt entsprechen. Außerdem werden für diese höheren Bestrahlungen auch die Sensoren mit einer aktiven Dicke von 100 μm untersucht.

Das von der RD50 Kollaboration gesehene vorteilhafte Verhalten von Sensoren aus n-dotierten MCZ-Wafern unter gemischter Bestrahlung [Cas09] konnte in dieser Untersuchung nicht bestätigt werden. Da die Art der Strahlenschäden und damit auch das Verhalten der Sensoren von der Energie der durchdringenden Teilchen abhängen kann, werden noch weitere Bestrahlungen mit Protonen der Energien 800 MeV und 24 GeV durchgeführt. Dabei kommen zusätzlich zu den bisherigen Sensoren auch mittels Epitaxie hergestellte Sensoren zum Einsatz.

Neben der Eignung des Materials müssen noch weitere Aspekte berücksichtigt werden, wie Herstellungskosten und mechanische Empfindlichkeit der Sensoren. Durch den zusätzlichen Dünnungsschritt sind die Sensoren mit einer physikalischen Dicke von 200 μm teurer in der Herstellung. Außerdem ist die mechanische Stabilität dieser Sensoren wesentlich geringer. Eine endgültige Entscheidung, welches das bestgeeignete Material ist, kann erst nach Abschluss der noch laufenden Untersuchungen gefällt werden.

Literaturverzeichnis

- [AAA⁺12] G. Aad, T. Abajyan, B. Abbott, J. Abdallah und S. Abdel Khalek: *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*. Physics Letters B, 716(1):1 – 29, 2012, ISSN 0370-2693. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931200857X>.
- [Abb11] D. Abbaneo: *Upgrade of the CMS Tracker with tracking trigger*. Journal of Instrumentation, 6(12):C12065, 2011. <http://stacks.iop.org/1748-0221/6/i=12/a=C12065>.
- [Bar11] David Barney: *CMS 3D image, CMS-DOC-2715-v6*, April 2011. <https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/ShowDocument?docid=5581>.
- [Bar12] David Barney: *CMS Slice, CMS-DOC-5581-v1*, November 2012. <https://cms-docdb.cern.ch/cgi-bin/PublicDocDB/ShowDocument?docid=5581>.
- [Bon06] Michael Bontenackels: *The CMS Muon Spectrometer*. Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 156(1):124 – 128, 2006, ISSN 0920-5632. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563206003653>, Proceedings of the 10th International Conference on B-physics at Hadron Machines.
- [Cas09] Gianluigi Casse: *Overview of the recent activities of the RD50 collaboration on radiation hardening of semiconductor detectors for the sLHC*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 598(1):54 – 60, 2009. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900208011893>.
- [Chi11] Alexander Chilingarov: *Generation current temperature scaling*. RD50 Technical Note RD50-2011-01, Lancaster University, 2011.
- [CKS12] S. Chatrchyan, V. Khachatryan und A.M. Sirunyan: *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*. Physics Letters B, 716(1):30 – 61, 2012, ISSN 0370-2693. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>.

- [Col12a] LHC Collaboration: *The CERN document server*, November 2012. <https://cdsweb.cern.ch/>.
- [Col12b] LHC Collaboration: *High Luminosity LHC*, November 2012. <http://hilumilhc.web.cern.ch/>.
- [Die03] Alexander Dierlamm: *Untersuchungen zur Strahlenhärte von Siliziumsensoren*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), Oktober 2003. IEKP-KA/2003-23.
- [Die12] Alexander Dierlamm: *CMS HPK sensor characterisation*. In: *The 21st International Workshop on Vertex Detectors, Jeju, Korea*. Proceedings of Science, 2012.
- [Erf09] Joachim Erfle: *Entwicklungen für neue Siliziumstreifensensoren und deren Qualitätskontrolle*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH), September 2009. IEKP-KA/2009-27.
- [Erf11] Joachim Erfle: *Silicon Sensor Developments for the CMS Tracker Upgrade*. In: *Proceedings of Science (RD11) 020*, Juli 2011. 10th International Conference on Large Scale Applications and Radiation Hardness of Semiconductor Detectors.
- [Ger02] Christian Gerthsen: *Gerthsen Physik*. Springer-Lehrbuch. Springer, Berlin, 21., völlig neu bearb. Aufl. Auflage, 2002, ISBN 3-540-42024-X.
- [Hal11] *Conceptual study of a trigger module for the CMS Tracker at SLHC*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 636(1, Supplement):S201 – S207, 2011. 7th International.
- [Har09] Frank Hartmann: *Evolution of silicon sensor technology in particle physics*. Springer tracts in modern physics ; 231 : Elementary particle physics. Springer, Berlin, 2009, ISBN 978-3-540-25094-4.
- [Hig64] Peter W. Higgs: *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*. Phys. Rev. Lett., 13:508–509, Oct 1964. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>.
- [Hof11] K. H. Hoffmann: *Campaign to identify the future CMS tracker baseline*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 658(1):30 – 35, 2011, ISSN 0168-9002. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890021100920X>, RESMDD 2010.
- [Hof13] Karl Heinz Hoffmann: *Entwicklung von neuen Sensor Designs und Untersuchungen an Strahlensensoren für den CMS Tracker Upgrade am High Luminosity Large Hadron Collider*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2013. IEKP-KA/2013-1.

- [Huh02] M. Huhtinen: *Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 491(1–2):194 – 215, 2002, ISSN 0168-9002. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900202012275>.
- [Hun07] Siegfried Hunklinger: *Festkörperphysik*. Oldenbourg, München, 2007, ISBN 978-3-486-57562-0.
- [Jun11] Alexandra Junkes: *Influence of radiation induced defect clusters on silicon particle detectors*. Dissertation, Universität Hamburg, Juli 2011. DESY-THESIS-2011-031.
- [Kra13] Manfred Krammer: *Instrumentation at the LHC - The silicon tracking systems*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 699(0):134 – 138, 2013, ISSN 0168-9002. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900212005657>, Proceedings of the 8th International “Hiroshima” Symposium on the Development and Application of Semiconductor Tracking Detectors, Academia Sinica, Taipei, Taiwan, December 5 – 8, 2011.
- [Lef09] Christiane Lefevre: *LHC: the guide (German version). Guide du LHC (version allemande)*. CERN-Brochure-2009-03-Ger, Oct 2009.
- [Lut07] Gerhard Lutz: *Semiconductor radiation detectors : device physics*. Springer, Berlin, 2. print. of the 1. ed. Auflage, 2007, ISBN 978-3-540-71678-5 ; 3-540-71678-5.
- [Mü11] Steffen Müller: *The Beam Condition Monitor 2 and the Radiation Environment of the CMS Detector at the LHC*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, Institut für Experimentelle Kernphysik, 2011.
- [MH10] Ricardo Marco-Hernández: *A portable readout system for silicon microstrip sensors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 623(1):207 – 209, 2010, ISSN 0168-9002. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210004821>.
- [Mol99] Michael Moll: *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors*. Dissertation, Universität Hamburg, 1999.
- [Nü12] Andreas Nürnberg: *Lorentz angle measurements as part of the sensor R and D for the CMS Tracker upgrade*. In: *Journal of Instrumentation (JINST)*, September 2012. Proceedings of iWoRID2012, accepted for publication.

- [Pfi10] Tanja Pfister: *Aufbau einer vollautomatischen Messstation zur Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz hochbestrahlter Silizium Streifensensoren*. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), September 2010. IEKP-KA/2010-20.
- [Pov09] Klaus ; Scholz Christoph ; Zetsche Frank Povh, Bogdan ; Rith (Herausgeber): *Teilchen und Kerne : Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 8. Auflage, 2009, ISBN 978-3-540-68080-2. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-68080-2>, In: Springer-Online.
- [RBF⁺12] M Raymond, D Braga, W Ferguson, J Fulcher, G Hall, J Jacob, L Jones, M Pesaresi und M Prydderch: *The CMS binary chip for microstrip tracker readout at the SLHC*. Journal of Instrumentation, 7(01):C01033, 2012. <http://stacks.iop.org/1748-0221/7/i=01/a=C01033>.
- [RH08] M Raymond und G Hall: *CMS Microstrip Tracker Readout at the SLHC*. In: *Topical Workshop on Electronics for Particle Physics, Naxos, Greece*, Seiten 354–358, 2008.
- [Ros06] Leonardo [Bearb.] Rossi (Herausgeber): *Pixel Detectors : from fundamentals to applications; with 177 Figures*. Particle Acceleration and Detection. Springer, Berlin, 2006, ISBN 3-540-28332-3 ; 978-3-540-28332-4.
- [Sze85] Simon M. Sze: *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley and Sons, 1985.

Danksagung

Zu aller erst möchte ich Herrn Prof. Dr. Thomas Müller danken, der mir diese Arbeit überhaupt erst ermöglicht hat. Für die Übernahme des Koreferats danke ich Herrn Prof. Wim de Boer.

Meinem Betreuer Alexander Dierlamm danke ich für die zahlreichen Diskussionen, Anregungen, Korrekturen und die Unterstützung im letzten Jahr.

Bei Robert Eber, Andreas Nürnberg, Karl-Heinz Hoffmann und Stefan Heindl bedanke ich mich für die Hilfsbereitschaft, die zahlreichen Tipps, Korrekturen und die tolle Arbeitsatmosphäre.

Für das Setzen tausender kleiner Bonds und für die Hilfe beim Messen danke ich Pia Steck.

Hans-Jürgen Simonis danke ich für die Hilfe in IT-Fragen und die vielen unterhaltsamen (Musik-)Gespräche in den letzten Jahren.

Tobias Barvich und Felix Bögelspacher danke ich dafür, dass sie immer zeitnah alle technischen Probleme beseitigt haben und auch für sonstige Fragen immer ein offenes Ohr hatten.

Für die Bewältigung der ganzen bürokratischen Angelegenheiten danke ich Diana Fellner und Brigitte Gering.

Frank Hartmann und Thomas Weiler danke ich vor allem für die Unterstützung in Zeuthen.

Meinen Mitdiplomanden und Zimmerkollegen Martin Strelzyk, Reinhard Randoll, Christoph Rennebaum, Julius Kraus und Lokman Altan danke ich für das schöne, lustige Jahr.

Allen Mitgliedern der Sensor- und Analyse-Gruppe danke ich für die unterhaltsamen Kafferunden und Dienstreisen.

Für zusätzliches Korrekturlesen danke ich Klaus Ender und Frank Hartmann.

Ewa Holt danke ich für das zuverlässige Messen der zahlreichen Sensoren.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinem Freund Moses Ender, meinem Bruder Florian Frech und meinen Eltern Friedrich und Irene Frech, die mich schon während meines ganzen Studiums unterstützt haben.

Auch allen anderen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, sei hier herzlich gedankt.

This work is supported by the Initiative and Networking Fund of the Helmholtz Association, contract HA-101 ("Physics at the Terascale").

The research leading to these results has received funding from the European Commission under the FP7 Research Infrastructures project AIDA, grant agreement no. 262025.

Anhang

A. Bestimmung der Dicke des aktiven Sensor-materials

Um die Dicke D des aktiven Sensormaterials abzuschätzen, kann die Kapazitäts-Spannungs-Messung von Dioden genommen werden, da diese sich auf den selben Wafern befinden wie die in dieser Arbeit verwendeten Sensoren. Die Raumladungszone einer Diode kann als Plattenkondensator angenommen werden kann:

$$C_{OD} = \frac{A \cdot \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0}{D}$$

wobei C_{OD} die Kapazität der Diode im überdepletierten Fall, die elektrische Feldkonstante $\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-14}$ As/Vcm und $\varepsilon_r = 11,68$ die Dielektrizitätszahl von Silizium sind.

Um die Fläche der Diode genau bestimmen zu können, werden ausschließlich Kapazitätskurven verwendet, die mit angeschlossenem Guardring (Guardring auf ground) aufgenommen wurden. Die Flächen A der Dioden, jeweils von Guardringmitte zu Guardringmitte gemessen, betragen $A = 0,258\,064$ cm².

Bei N- und Y-Typ Sensoren wurde jeweils die Depletionsspannung bestimmt. Anschließend wurde über alle Kapazitätswerte gemittelt, die für Biasspannungen größer als das 1,2-fache der Depletionsspannung gemessen wurden. Bei P-Typ Sensoren wurde die Kapazität aus den Messungen oberhalb von 150 V bestimmt, da der Verlauf von $1/C^2$ unterhalb der Depletionsspannung nicht linear ist und die Auswertemethode über die zwei angefütteten Geraden deshalb nicht funktioniert. Die Ergebnisse der Analyse sind in Tabelle A.1 aufgeführt.

Tabelle A.1.: Auflistung der mittleren Dicken der einzelnen Sensortypen und das daraus bestimmte Ladungssignal ($80 \text{ e}^-/\mu\text{m}$). Die Berechnung erfolgte aus der mittleren Kapazität im überdepletierten Fall von Dioden vom selben Typ, die ebenfalls aufgeführt sind. Für den Sensortyp FTH200P lag keine entsprechende Messung vor, sodass für diesen die Dicke des Sensortyps FTH200Y angenommen wurde, da sich diese nur in der Zwischenstreifenisolation unterscheiden.

Sensortyp	$\langle C_{tot} \rangle$ (10^{-11} F)	D (μm)	Ladungssignal (e^-)
FZ320N	0,89	305	24400
FZ320P	0,93	291	23280
FZ320Y	0,91	297	23760
FZ200N	1,18	229	18320
FZ200P	1,27	214	17120
FZ200Y	1,27	213	17040
FTH200N	1,30	208	16640
FTH200P	-	209	16720
FTH200Y	1,30	209	16720
MCZ200N	1,31	207	16560
MCZ200P	1,31	207	16560
MCZ200Y	1,29	209	16720

B. Kalibration des Ladungssignals

Zur Kalibration des Ladungssignals wird die genaue aktive Dicke des verwendeten Testsensors (FZ320N_08_Bstd_2) benötigt. Diese wurde aus Kapazitätsmessungen mehrerer Dioden vom gleichen Wafer berechnet. Dazu wurden alle Kapazitäten, die oberhalb des 1,2-fachen der Depletionsspannung ($U_{FD} = 193,2 \text{ V}$) lagen, gemittelt: $C = 8,81 \times 10^{-12} \text{ F}$.

Die verwendeten Kapazitätskurven wurden mit angeschlossenem Guardring gemessen, da so das Volumen genauer bestimmbar ist. Die Fläche der Diode (gemessen von Guardringmitte bis Guardringmitte) beträgt $A = 25,8064 \text{ mm}^2$. Somit kann die aktive Dicke D der Diode und damit auch des Sensors bestimmt werden durch:

$$D = \frac{A \cdot \epsilon_r \cdot \epsilon_0}{C} = \frac{25,8064 \text{ cm}^2 \cdot 11,68 \cdot 8,85 \times 10^{-14} \text{ As/Vcm}}{2,33 \times 10^{-10} \text{ F}} = 307,5 \mu\text{m}$$

Nimmt man nun an, dass ein den Sensor durchdringendes Teilchen pro μm Materie 80 Ladungsträger erzeugt, so sollte dieser Sensor im unbestrahlten Zustand $24\,600 \text{ e}^-$ sammeln.

Der Sensor wurde für verschiedene Temperaturen im unbestrahlten Zustand mit allen Boards gemessen und das resultierende Signal in ADC über der Daughterboardtemperatur aufgetragen (Abbildungen B.2, B.3, B.4 und B.5) Der Verlauf zeigt ein lineares Verhalten. Deshalb wurden die Boards untereinander mittels

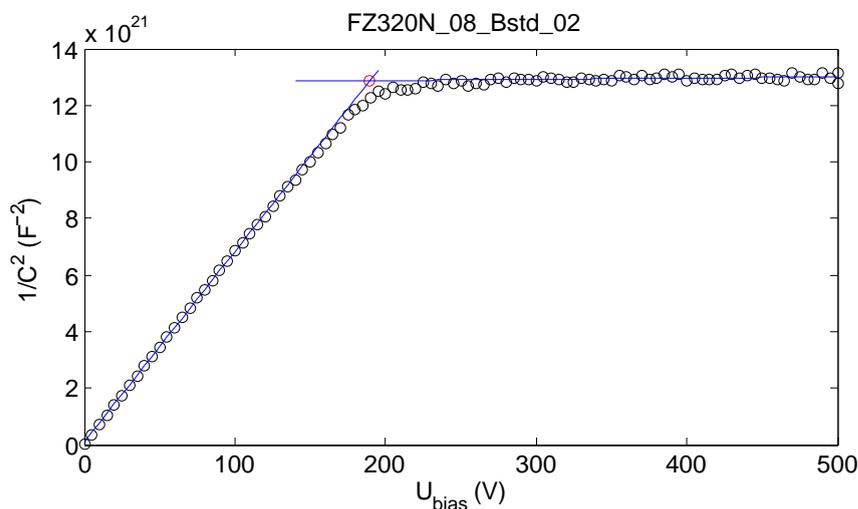


Abbildung B.1.: Bestimmung der Depletionsspannung eines FZ320N-Typ-Sensors

linearem Fit auf $24\,600\,e^-$ kalibriert und auf alle in dieser Diplomarbeit gezeigten Ladungssammlungsdaten angewandt. In Tabelle B.2 sind die Ergebnisse der Linearen Fits (mit Origin durchgeführt) aufgelistet.

Tabelle B.2.

Chipnummer	Y-Achsenabschnitt (Fehler)	Steigung (Fehler)
10	131,41 ($\pm 2,53$)	-1,15 ($\pm 0,14$)
11	126,90 ($\pm 1,98$)	-1,05 ($\pm 0,11$)
30	135,16 ($\pm 3,83$)	-0,99 ($\pm 0,21$)
31	128,23 ($\pm 2,46$)	-1,17 ($\pm 0,13$)
40	148,49 ($\pm 5,91$)	-1,40 ($\pm 0,27$)
41	114,27 ($\pm 3,54$)	-1,01 ($\pm 0,16$)
50	135,25 ($\pm 4,41$)	-1,25 ($\pm 0,21$)
51	127,83 ($\pm 2,60$)	-1,65 ($\pm 0,12$)

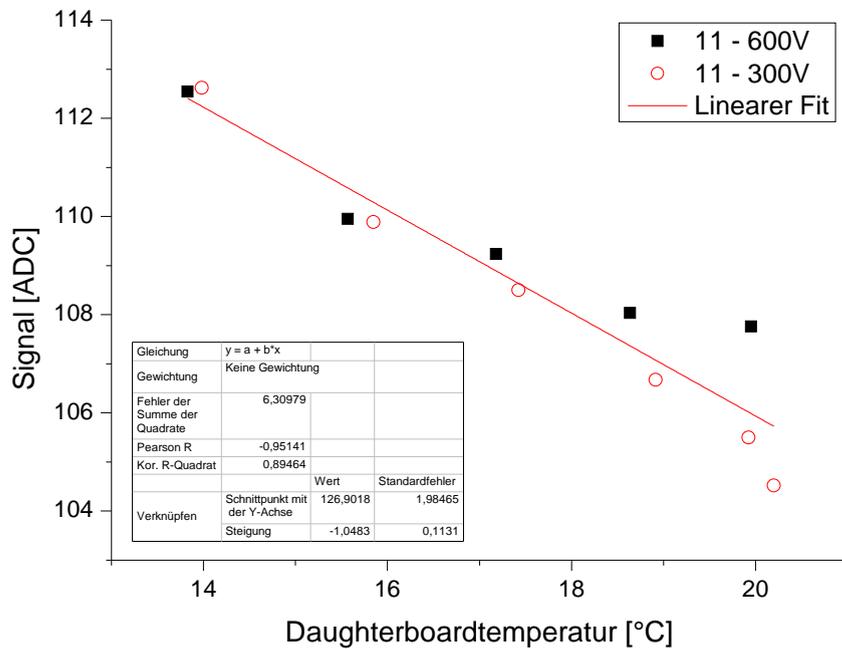
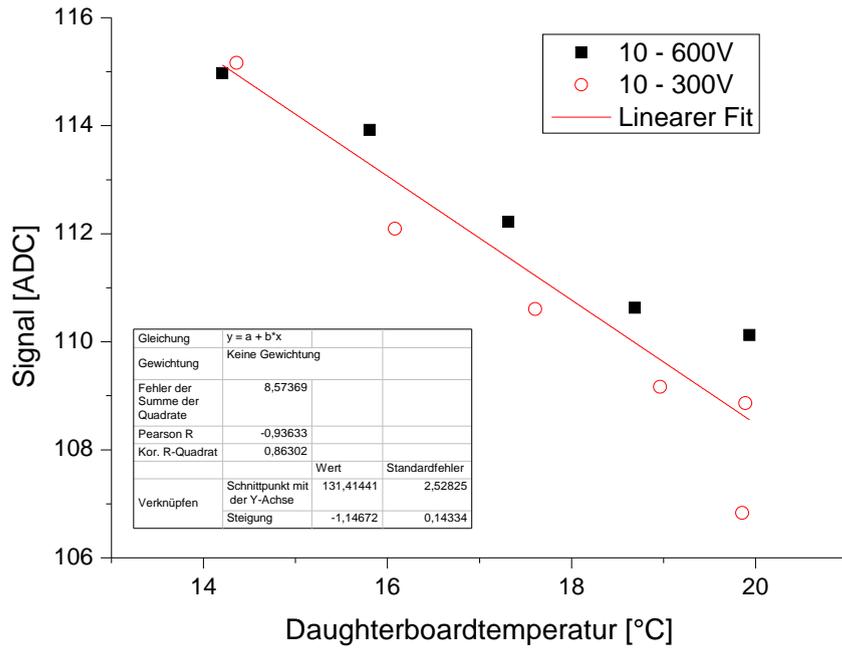


Abbildung B.2.: Kalibration des Board1

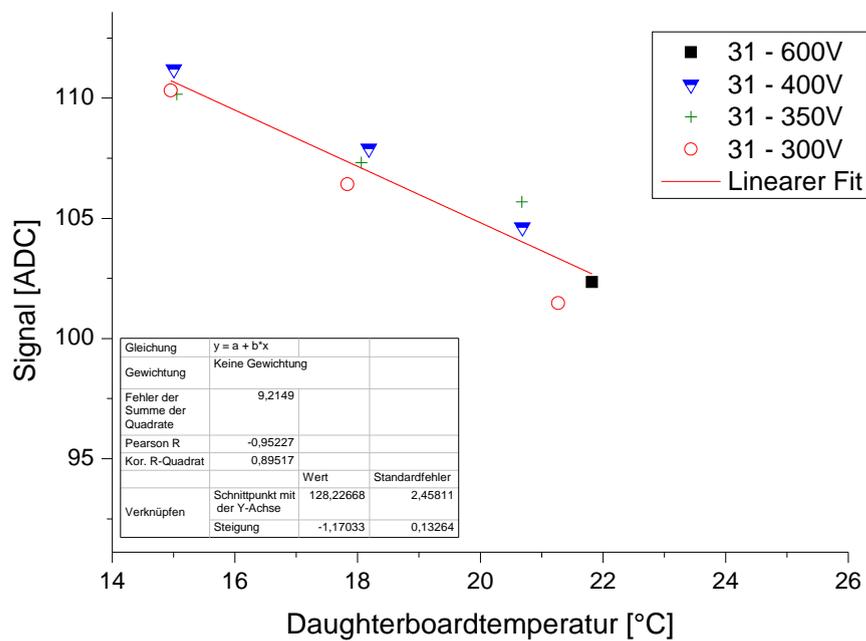
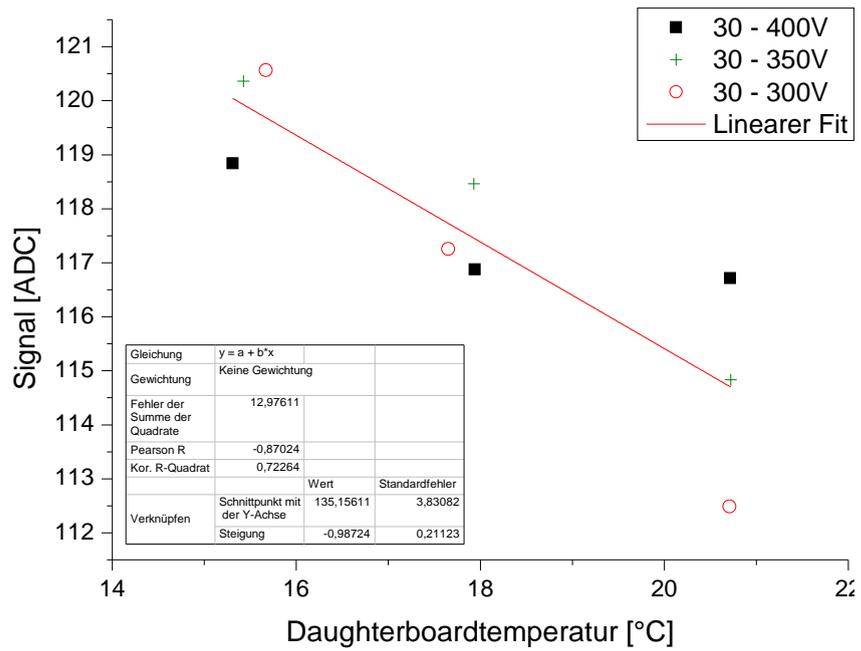


Abbildung B.3.: Kalibration des Board3

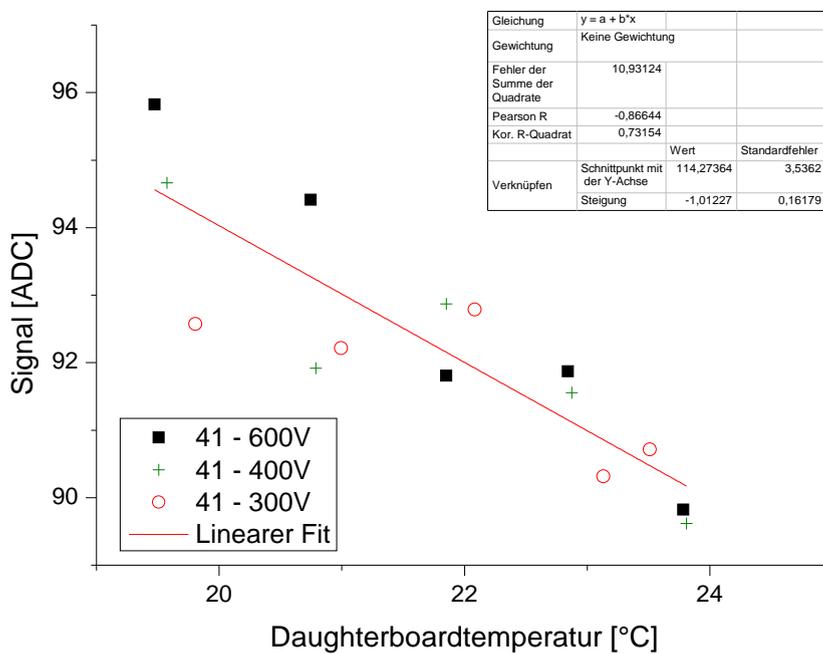
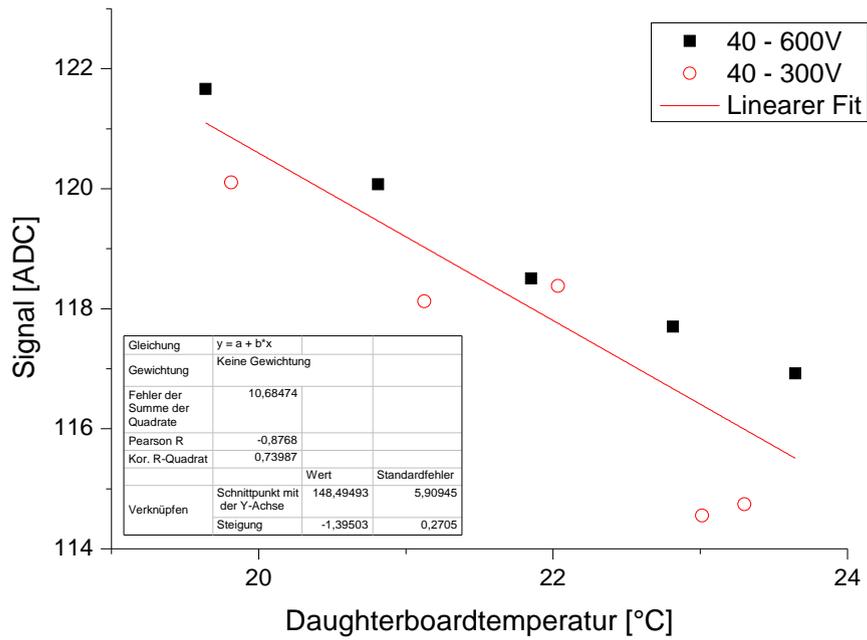


Abbildung B.4.: Kalibration des Board4

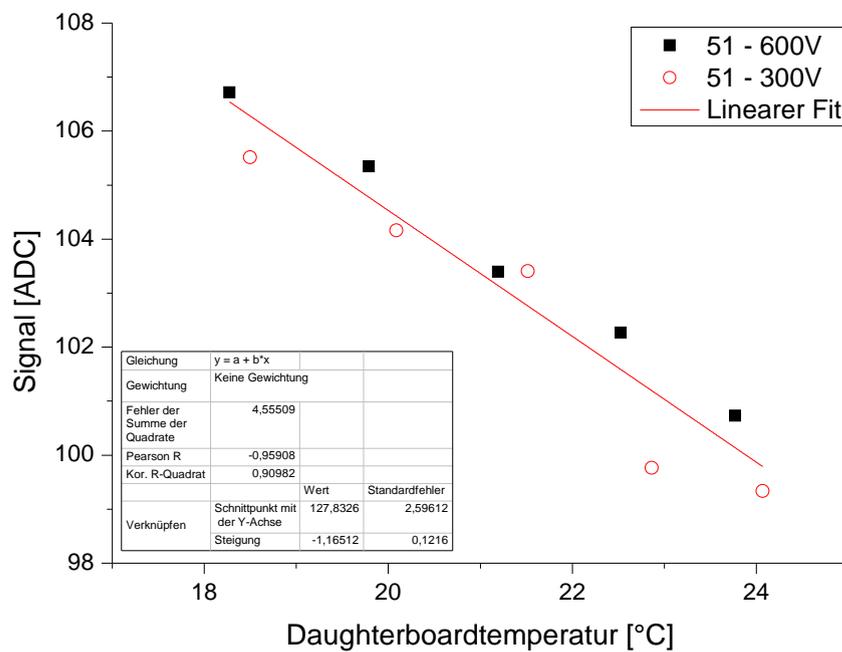
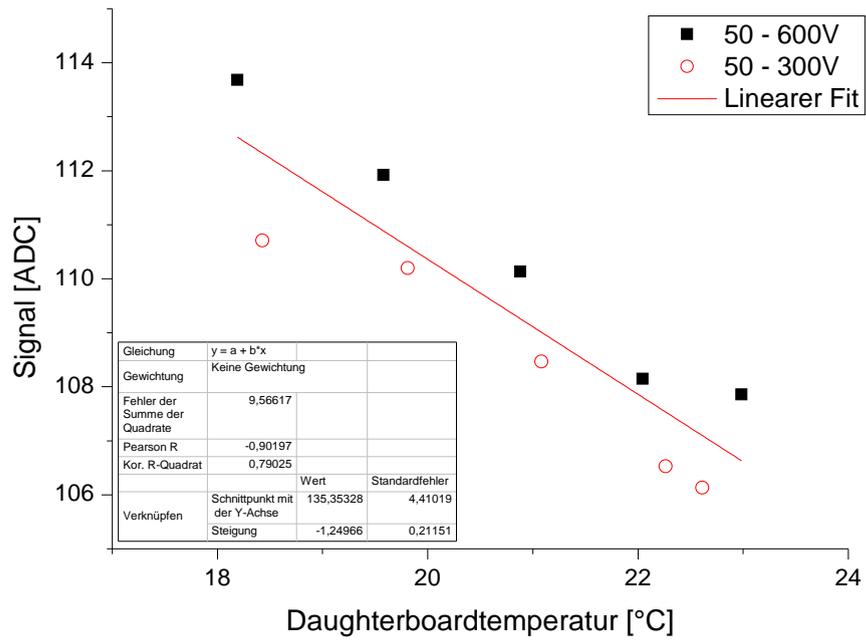


Abbildung B.5.: Kalibration des Board5

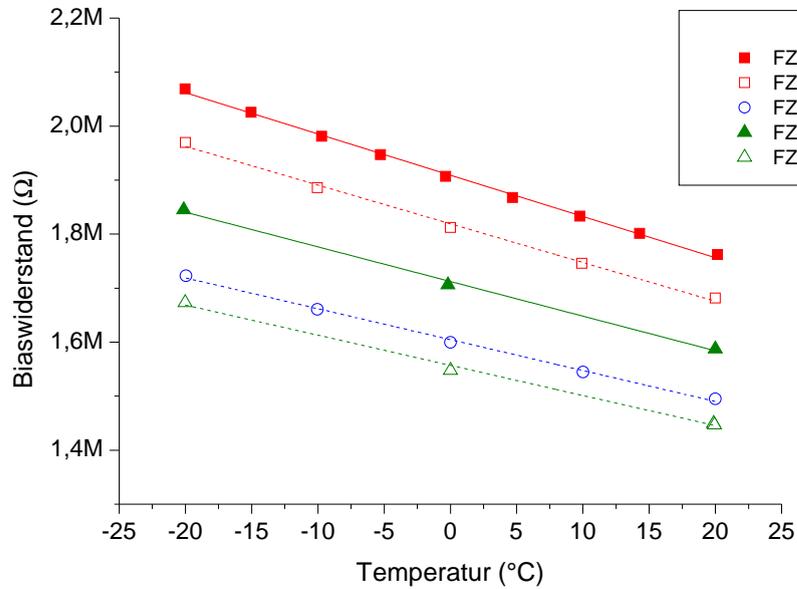


Abbildung C.6.: Biaswiderstände über der Temperatur aufgetragen.

C. Temperaturabhängigkeit des Biaswiderstands

Die Temperaturabhängigkeit des Biaswiderstands eines Sensors zeigt einen linearen Verlauf. In Abbildung C.6 sind die Biaswiderstände über der Temperatur aufgetragen und deren jeweilige Regressionsgerade. Die Parameter dieser linearen Fits werden in Tabelle C.3 aufgeführt. Die mittlere Steigung beträgt $(-6505,25 \pm 894,15) \Omega/K$.

Tabelle C.3.

Sensortyp	Y-Achsenabschnitt (Fehler) Ω	Steigung (Fehler) Ω/K	rel. Änderung %/40 K
FZ320N	$1,909\,12 \times 10^6 (\pm 1659)$	$-7639 (\pm 129)$	16,1
FZ320Y	$1,818\,97 \times 10^6 (\pm 3285)$	$-7168 (\pm 232)$	15,8
FZ200P	$1,604\,51 \times 10^6 (\pm 2184)$	$-5722 (\pm 154)$	14,3
FZ120N	$1,712\,30 \times 10^6 (\pm 5175)$	$-6414 (\pm 316)$	15,0
FZ120P	$1,556\,96 \times 10^6 (\pm 4019)$	$-5582 (\pm 233)$	14,3
		Mittelwert:	15,1

D. alpha Parameter für einzelne Sensoren bestimmen

Basierend auf den Messungen des Leckstroms als Funktion der Bestrahlungsfluenz wurden für die Sensoren jeweils ein linearer Fit durchgeführt. Daraus lässt sich jeweils separat der α -Parameter bestimmen. Die Werte sind in Tabelle D.4 aufgeführt, die Fit-Ergebnisse sind in den Abbildungen D.7 und D.8 zu finden.

Tabelle D.4.: Die aus linearer Regression berechneten α -Parameter und deren Abweichung von dem erwarteten Wert von $\alpha = 5,32 \times 10^{-17}$ A/cm

Sensortyp	α -Parameter (10^{-17} A/cm)	Fehler (10^{-17} A/cm)	Abweichung von Erwartung (%)
FZ320N	6,10	($\pm 0,20$)	14,7
FZ320P	7,10	($\pm 0,44$)	33,5
FZ320Y	5,78	($\pm 0,08$)	8,6
FZ200N	6,96	($\pm 0,01$)	30,8
FZ200P	6,83	($\pm 0,24$)	28,4
FZ200Y	6,47	($\pm 0,27$)	21,6
FTH200N	7,87	($\pm 0,09$)	47,9
FTH200P	6,03	($\pm 0,08$)	13,3
FTH200Y	7,09	($\pm 0,15$)	33,3
MCZ200N	6,43	($\pm 0,17$)	20,9
MCZ200P	6,91	($\pm 0,36$)	29,9
MCZ200Y	6,42	($\pm 0,11$)	20,7
Gesamt	6,57	($\pm 0,09$)	23,5

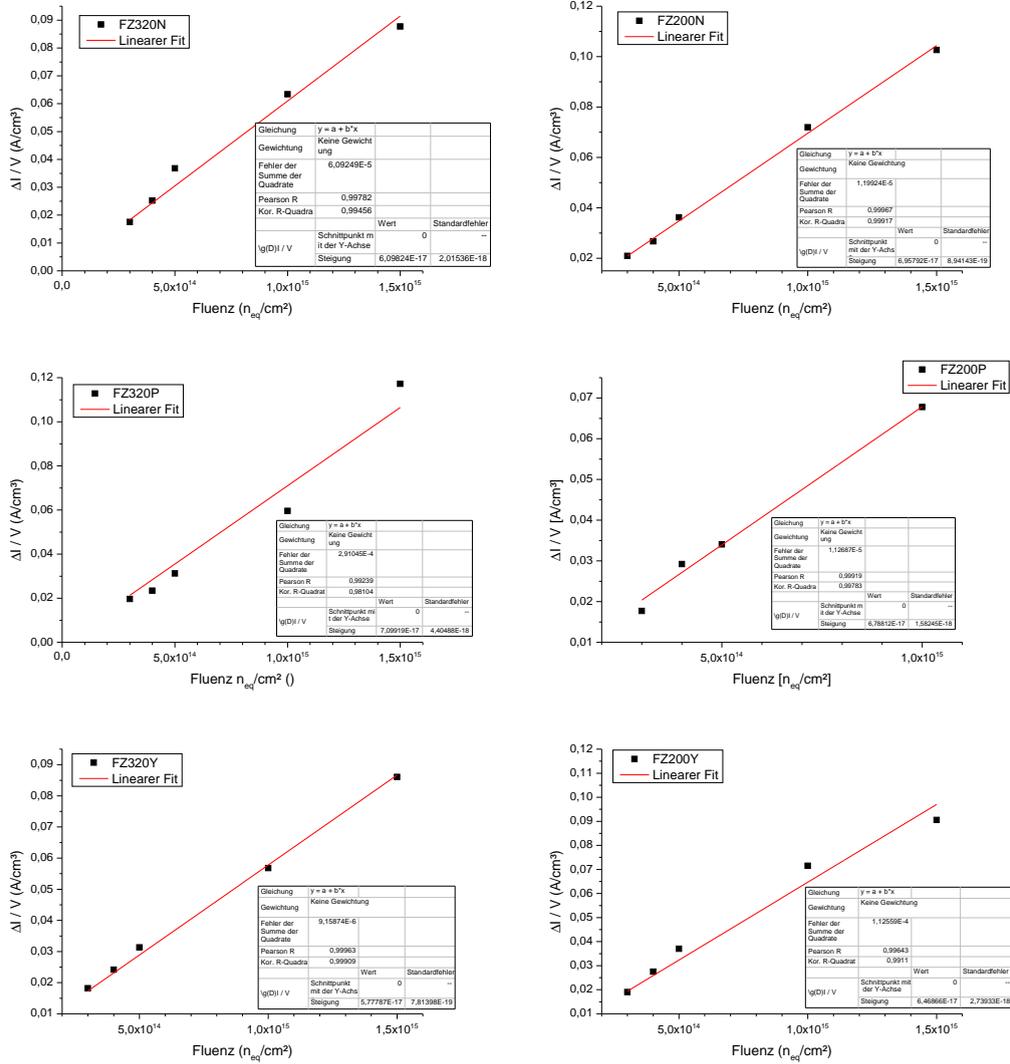


Abbildung D.7.: Bestimmung der α -Parameter für die Sensoren FZ320N/P/Y und FZ200N/P/Y.

D. α Parameter für einzelne Sensoren bestimmen

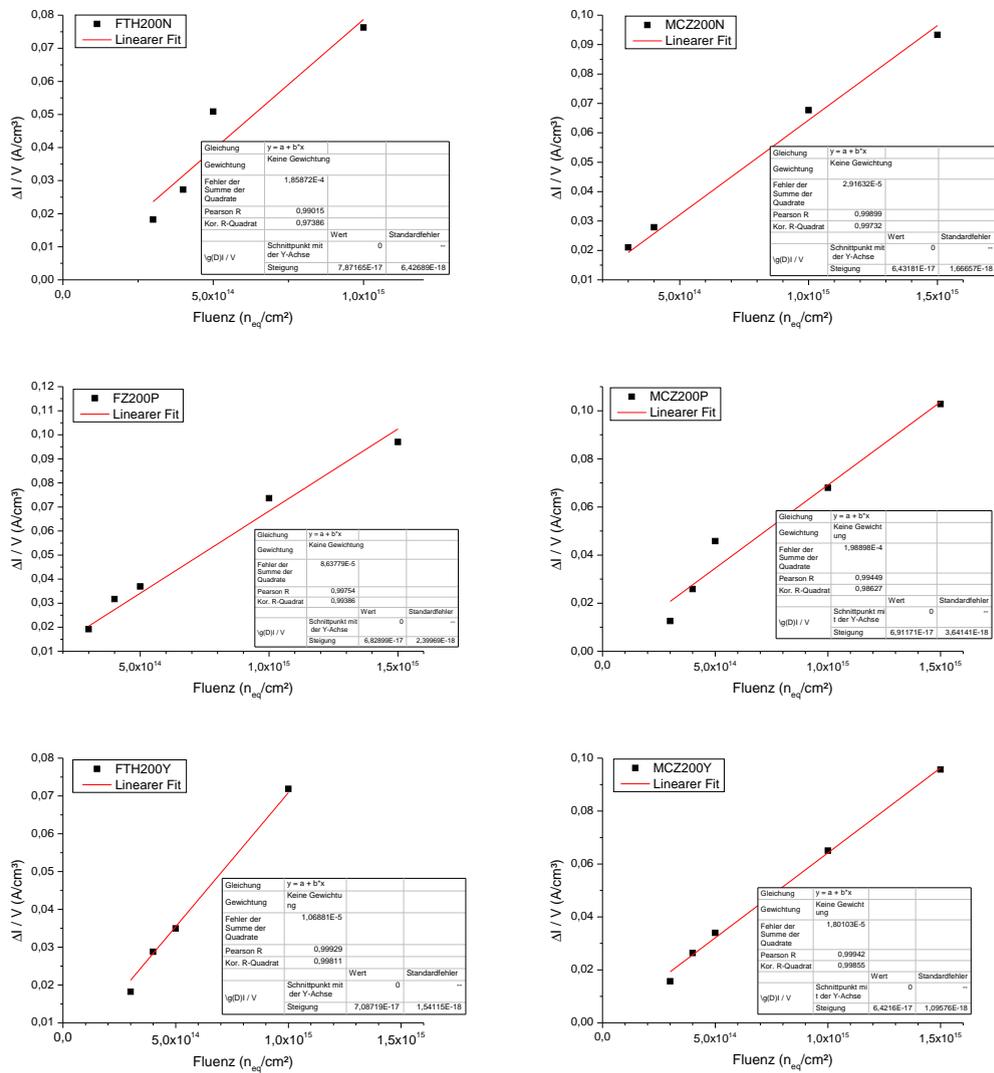


Abbildung D.8.: Bestimmung der α -Parameter für die Sensoren FTH200N/P/Y und MCZ200N/P/Y.