

Johann Wolfgang Goethe Universität  
Frankfurt am Main

**Entwicklung von Messverfahren  
zur Ermittlung der Verarmungstiefe  
von Photodioden von  
CMOS Pixel Sensoren**

Masterarbeit  
im Fachbereich Physik  
am Institut für Kernphysik

vorgelegt von: Tobias Bus  
Matrikelnummer: 5011434  
Gutachter: Prof. Dr. J. Stroth  
Abgabetermin: 02.01.2020

## Abstract

CMOS Monolithic Active Pixel Sensoren (CPS) werden in der Kern- und Teilchenphysik mit zunehmendem Erfolg in Vertexdetektoren zum Nachweis von Open-Charm Mesonen eingesetzt. Da Vertexdetektoren nahe des primären Wechselwirkungspunktes stehen, werden sie hohen Strahlendosen ausgesetzt. Um trotz hoher Strahlendosen Signalteilchen präzise nachweisen zu können, ist eine hohe Strahlentoleranz notwendig. Hierfür spielt die Größe des verarmten Volumens einer Photodiode von CPS Sensoren eine zentrale Rolle. Die Bestimmung dieser Größe erweist sich als schwierig, da die Eigenschaften der Pixel nicht mit den üblichen Messverfahren ermittelt werden können. Deswegen liegt der Fokus dieser Arbeit auf der Ausarbeitung von Methoden zur Messung dieser Größe. Hierfür werden drei Ansätze vorgestellt und mit Hilfe eines Sensor Prototypen getestet. Dabei erweist sich insbesondere ein Ansatz auf Basis einer Analyse von Hitclustern als zielführend. Auf dieser Basis wurde die Größe der verarmten Zone des Pipper-2 Prototyps festgestellt, der mit einer Zugspannung von über 10 Volt betrieben werden kann. Mit hinreichender Kühlung erreicht der getestete Sensor eine nicht-ionisierende Strahlenhärte von  $5 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ , welche eine Größenordnung über derjenigen von vergleichbaren Sensoren mit konventionellem Design liegt. Hierdurch werden die Einsatzmöglichkeiten für CPS-Sensoren in zukünftigen Experimenten der Kern- und Teilchenphysik potentiell erheblich erweitert.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
1.1	Nicht-ionisierende Strahlenschäden . . . . .	4
1.2	MAPS . . . . .	6
1.3	Ziel der Arbeit . . . . .	12
<b>2</b>	<b>Experimenteller Aufbau und Messmethoden</b>	<b>13</b>
2.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	13
2.1.1	Strahlenhärteuntersuchung . . . . .	13
2.1.2	Leckstromuntersuchung . . . . .	14
2.2	Strahlungsquellen . . . . .	14
2.2.1	Röntgenstrahler . . . . .	14
2.2.2	Betastrahler . . . . .	15
2.3	Signalverarbeitung . . . . .	16
2.3.1	Ladungsverteilung . . . . .	16
2.3.2	Signal to Noise . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Methoden zur Bestimmung der Depletionstiefe</b>	<b>18</b>
3.1	Kapazität . . . . .	18
3.2	Charge-Sharing . . . . .	20
3.3	Leckstrom . . . . .	24
3.4	Diskussion . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Strahlenhärteuntersuchung Pipper-2</b>	<b>33</b>
4.1	Bestrahlungsdosis . . . . .	33
4.2	Spannung . . . . .	34
4.3	Temperatur . . . . .	36
4.4	S/N . . . . .	42
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>45</b>
<b>A</b>	<b>Messwerte</b>	<b>48</b>

# 1 Einleitung

Das Standardmodell der Physik geht davon aus, dass vier fundamentale Wechselwirkungen existieren. Eine davon ist die starke Wechselwirkung, welche unter anderem Interaktionen zwischen Quarks beschreibt. Die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt diese Wechselwirkung theoretisch. Um die QCD zu testen, werden Schwerionenexperimente durchgeführt. Dabei werden Atomkerne auf hohe Energien beschleunigt und in Detektoren zur Kollision gebracht. Im Rahmen der Energieerhaltung können so exotische Teilchen entstehen. Durch ihren Nachweis versucht man die theoretischen Vorhersagen der QCD auf die Probe zu stellen.

Ein Teil der produzierten Teilchen sind sogenannte Open-Charm-Mesonen, deren Valenzquarks in Summe eine Nettocharmness ungleich null aufweisen. Sie besitzen eine kurze Lebensdauer, weshalb sie nahe des primären Vertex zerfallen. Daher gelingt ihr Nachweis vor dem Hintergrund nur dann, wenn der sekundäre Vertex eindeutig erkannt werden kann. Mit Hilfe von Vertexdetektoren soll die Position von Vertices mit einer Genauigkeit von  $50\,\mu m$  vermessen werden, sodass die Unterscheidung von primären und sekundären Vertices möglich ist. Um eine präzise Vertexauflösung zu erreichen, sollen dünne Sensoren mit hoher Ortsauflösung verwendet werden.

Zur Entwicklung eines Mikrovertexdetektors arbeiten das IKF Frankfurt und IPHC Straßburg für die Compressed Baryonic Matter (CBM) Kollaboration zusammen. Für das zukünftige Schwerionenexperiment an der Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) sollen CMOS Monolithic Active Pixel Sensoren (CPS) als Vertexdetektoren eingesetzt werden. Diese werden aufgrund ihrer genauen Ortsauflösung von 1 bis  $5\,\mu m$  und ihrem niedrigen Materialbudget von  $0,5\% X_0$  in Betracht gezogen [3].

Die im Schwerionenexperiment entstehenden Teilchen besitzen relativistische Energien und sind elektrisch geladen. Wenn diese den Detektor durchqueren, ionisieren sie das Sensormaterial entlang ihrer Trajektorie. Die im Leitungsband befindliche Signalladung sammeln CPS traditionell mit langsamer thermischer Diffusion. Durch Partikelstrahlung ausgelöste Volumenschäden im Sensor verkürzen die Lebensdauer der zu sammelnden Signalelektronik. Daher rekombinieren teile der Signalelektronen im geschädigten Silizium bereits

bevor sie gesammelt werden, bis schließlich keine Teilchen mehr nachgewiesen werden können.

Um diesen Effekt zu unterdrücken, wird gegenwärtig versucht Zugfelder innerhalb des aktiven Volumens einzusetzen. Diese können nur erzeugt werden, indem das verarmte Volumen der Photodiode über das komplette aktive Sensorvolumen ausgedehnt wird.

Die dazu notwendigen Spannungen können im normalen Sensordesign nicht eingesetzt werden, weil der darunterliegende CMOS-Prozess die notwendigen elektrischen Spannungen nicht toleriert. Der PIPPER-2 Prototyp Sensor ermöglicht das Anlegen dieser Spannungen durch eine galvanische Entkopplung zwischen der Hochspannung der Photodiode und der spannungsempfindlichen Elektronik. So kann theoretisch erstmals eine volle Verarmung des Sensormaterials erreicht werden.

Um den Erfolg der konstruktiven Maßnahmen zu beurteilen, muss die Verarmungstiefe der Photodioden messtechnisch erfasst werden. Die hierfür üblicherweise verwendeten Verfahren sind jedoch auf planare Dioden optimiert und können nicht ohne Weiteres auf die beinahe punktförmigen Dioden der CPS übertragen werden.

Deshalb werden zur Ermittlung der Verarmungstiefe in dieser Arbeit verschiedene Methoden vorgestellt und experimentell erprobt. Im Zuge dieser Messungen soll zusätzlich die Strahlenhärte der Prototypsensoren festgestellt werden.

## **1.1 Nicht-ionisierende Strahlenschäden**

Da die Verarmung von CPS die Eigenschaften von Sensoren mit ionisierenden Strahlenschäden in erster Ordnung nicht verbessert, liegt der Fokus dieser Arbeit auf den Auswirkungen von nicht-ionisierenden Strahlenschäden. CPS bestehen aus unterschiedlich stark dotierten Schichten Siliziums. Für das Halbleitermaterial existiert ein Modell zur Dosimetrie von nicht-ionisierenden Strahlenschäden. Das sogenannte NIEL-Modell geht davon aus, dass die Strahlenschäden mit der im Halbleiter deponierten Energie korrelieren [8]. Diese Schäden können entstehen, wenn sich hochenergetische Teilchen durch Materie bewegen und dort mit den Atomkernen des Materials

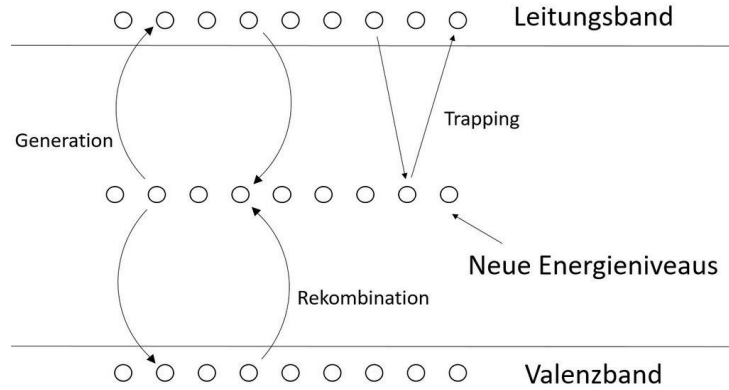


Abbildung 1: Effekte von zusätzlichen Energieniveaus aufgrund nicht-ionisierender Strahlenschäden.

wechselwirken. Dadurch verschieben sich Atome im Kristallgitter und hinterlassen Störstellen. Diese produzieren im Halbleiter Defektzustände in der Bandstruktur, wodurch unerwünschte Effekte (Abbildung 1, Seite 5) auftreten können. Diese Defektzustände erleichtern die thermische Anregung von Minoritätsladungsträgern, die sich in der Photodiode als Leckströme manifestieren. Hieraus resultiert ein höherer Leckstrom, der linear von der nicht-ionisierenden Bestrahlungsdosis abhängt.

$$\Delta I = \alpha \cdot \Phi_{\text{eq}} \cdot V \quad (1)$$

Hier ist  $\alpha$  eine temperaturabhängige Materialkonstante und  $\Phi_{\text{eq}}$  die nicht-ionisierende Strahlendosis.  $V$  ist das verarmte Volumen des Sensors [8].

Durch die neuen Energieniveaus kann der oben genannte Effekt auch umgekehrt auftreten. Die Störstellen im Kristallgitter wirken als Rekombinationszentren, sodass Signalelektronen mit Defektelektronen im Valenzband leichter rekombinieren können. Zusätzlich ist es möglich, dass Signalelektronen in den Defektzuständen eingefangen und später emittiert werden.

Auf Basis der oben erläuterten Effekte erhöht sich mit steigender Bestrahlungsdosis sowohl der Signalverlust als auch der Leckstrom. Im Zuge dessen verschlechtert sich die Ladungssammlung und es wird schwieriger zwischen Signal und Rauschen zu differenzieren.

## 1.2 MAPS

CMOS Monolithic Active Pixel Sensoren (MAPS bzw. CPS) sind Pixelsensoren, die zur Vermessung von Teilchenspuren genutzt werden können. Aufgrund ihrer geringen Dicke von ca.  $50\text{ }\mu\text{m}$  verringern sie die Vielfachstreuung, sodass die zu detektierenden Teilchen nur geringfügig mit dem Detektormaterial wechselwirken. Dies resultiert in einem Materialbudget von  $0,5\% X_0$ . Zudem besitzen die Sensoren eine geringe Pixelgröße von  $10 - 30\text{ }\mu\text{m}$ , wodurch eine genaue Ortsauflösung der Vertices von bis zu  $1\text{ }\mu\text{m}$  möglich ist. Die Zeitauflösung wurde kontinuierlich verbessert und betrug zuletzt  $5\text{ }\mu\text{s}$  [3]. MAPS bestehen aus drei Schichten p-dotiertem Silizium. Das aktive Volumen des Sensors bildet die niedrig dotierte Epitaxialschicht. Diese wird von Substrat und P-Well umgeben, die höher dotiert sind (siehe Abbildung 2, Seite 8). An der Grenze zwischen den hoch und niedrig dotierten Schichten entsteht eine Diffusionsspannung, die Signalelektronen zurück in die Epitaxialschicht drückt. Signalelektronen, die im aktivem Volumen angeregt werden, können folglich in dieser Schicht frei diffundieren. Sie können diese jedoch nicht verlassen, sofern sie nicht die verarmte Zone der Sammeldiode erreichen.

In der obersten Schicht des Sensors sind N-Well eingelassen, sodass ein PN-Übergang zwischen Epitaxieschicht und N-Well entsteht. In diesem Prozess tauschen sich Majoritätsladungsträger aus und rekombinieren im Übergangsbereich. Die überschüssigen Ladungsträger erzeugen eine Raumladungszone mit einem gerichteten elektrischen Feld. Durch Anlegen einer äußeren Spannung in Sperrrichtung kann die verarmte Zone vergrößert und somit als Photodiode genutzt werden [9].

Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch das aktive Volumen des Sensors, so ionisiert es Atome entlang der Trajektorie. Die übertragene Energie entspricht nach Bethe-Bloch im Durchschnitt etwa 80 Elektronen pro Mikrometer Trajektorie [11]. Diese Signalelektronen diffundieren im aktivem Medium, bis sie die verarmte Zone einer Sammeldiode erreichen. Durch das in ihr befindliche elektrische Feld werden die Elektronen zur Auslese geführt. Dort entladen sie die Kapazität des Pixels, wodurch das Potential am Knotenpunkt K (siehe Abbildung 6, Seite 11) reduziert wird. Um das Dunkelsignal des Detektors zu subtrahieren, wird für die Generation des Signals das Cor-

related Double Sampling (CDS) verwendet. Das daraus entstehende Signal ist wie folgt definiert:

$$U_{\text{CDS}} = U_{t(F_0)} - U_{t(F_1)} \quad (2)$$

Wobei man den äquidistanten Zeitabstand  $t(F_n) - t(F_{n+1})$  zwischen zwei Auslesen auch Integrationszeit nennt.

Nach der Entladung der Kapazität wird diese von der Versorgungsdiode wieder aufgeladen. Außerdem gleicht sie den Leckstrom aus, sodass eine fortlaufende Auslese möglich ist. Wegen des kontinuierlichen Nachladestroms kann die Information eines Treffers verloren gehen, wenn die Kapazität bereits vor der Auslese nachgeladen wurde. Die sichtbare Ladung zur Zeit  $t$  ist definiert als

$$Q_s(t) = Q_{\text{Phy}} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3)$$

Wobei  $Q_{\text{Phy}}$  die Signalladung darstellt, welche die Potentialdifferenz hervorruft und  $\tau$  die Zeitkonstante des Clearing-Prozesses ist. Letztere ist wie folgt definiert:

$$\tau = \frac{k_B \cdot T \cdot C}{e \cdot I_{\text{Leak}}(T)} \quad (4)$$

Hier ist  $C$  die Kapazität der Diode und  $U$  die extern angelegte Spannung in Sperrrichtung [2]. Der Leckstrom  $I_{\text{Leak}}$  ist zudem noch abhängig von der Temperatur und steigt mit der Strahlendosis. Der exponentielle Zusammenhang hat zur Folge, dass hohe Leckströme die Nachladezeit verkürzen. Eine Veranschaulichung ist in Abbildung 4 dargestellt. Während in der oberen Hälfte die Signalauslese mit moderatem Leckstrom illustriert wird, kann man unterhalb den Prozess für hohe Leckströme beobachten. Im unteren Bild wird die Potentialdifferenz der Signalladung  $Q_{\text{Phy}}$  aufgrund des höheren Nachladestroms rapide ausgeglichen. Zum Zeitpunkt der Auslese, gekennzeichnet durch blaue Kreise, ist nur noch ein Bruchteil der ursprünglichen Potentialdifferenz vorhanden.

Das sichtbare Signal ist dann davon abhängig, zu welchem Zeitpunkt  $t$  die Auslese stattfindet. Im Falle, dass das Potential direkt nach einem Treffer aus-

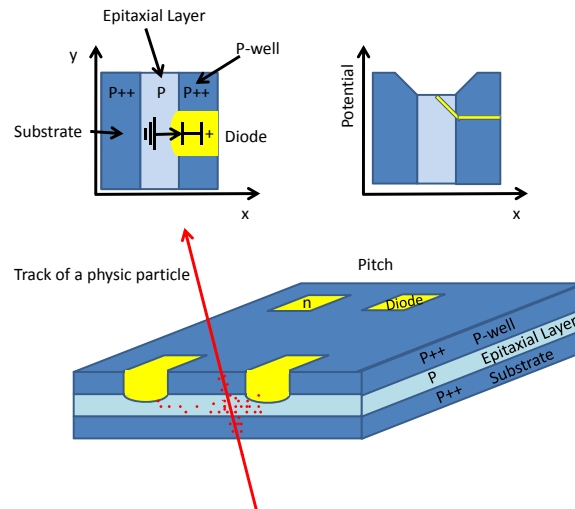


Abbildung 2: Aufbau von MAPS: Die unterschiedlichen Dotierungskonzentrationen in den drei p-dotierten Siliziumschichten resultieren in einem Potentialgefälle. Dadurch werden Elektronen an den Enden der Epitaxialschicht reflektiert. Infolgedessen diffundieren sie, bis sie die verarmte Zone einer Diode (gelb) erreichen. Entnommen aus [1].

gelesen wird, existiert kaum ein Unterschied zwischen eigentlicher Signalladung und dem sichtbaren Signal. Findet der Treffer direkt nach einer Auslese statt, so wird die Potentialdifferenz bis zur nächsten Auslese vom Nachladestrom reduziert. Abbildung 5, Seite 10 stellt dies schematisch dar. So können zwei identische Signalladungen ein unterschiedliches, sichtbares Signal besitzen, wenn ihre Potentialdifferenz zu verschiedenen Zeitpunkten ausgelesen wird.

Nicht-ionisierende Strahlenschäden erhöhen nicht nur den Leckstrom und beeinträchtigen somit die Signalauslese, sondern erzeugen auch Defektzustände in der Bandstruktur. Diese erschweren die Detektion, da sie als Rekombinationszentren für Signalelektronen wirken. Daher sinkt die durchschnittliche Lebenserwartung eines Elektrons und skaliert mit der nicht-ionisierenden

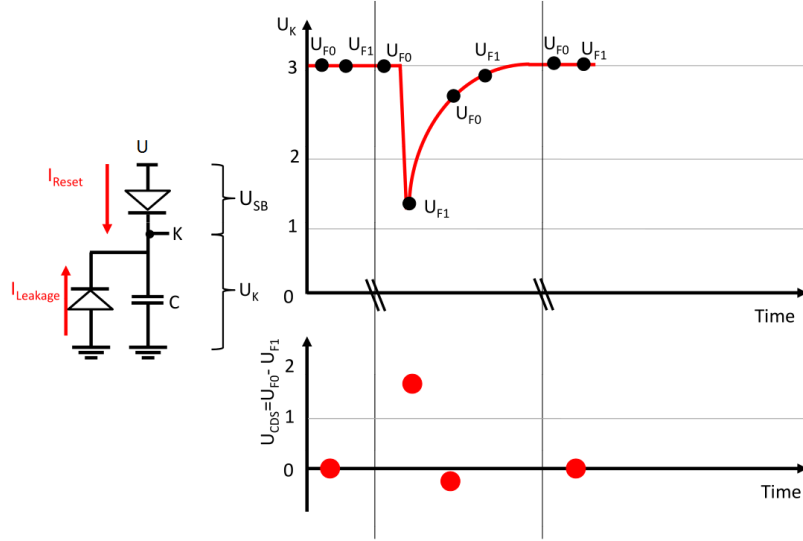


Abbildung 3: Das Potential am Knotenpunkt K wird in äquidistanten Zeitabständen ausgelesen. Das CDS Signal entspricht der Differenz zweier aufeinanderfolgenden Auslesen. Entnommen aus [5].

Strahlendosis  $\Phi$ :

$$t_{\text{life}} \sim \frac{1}{\Phi} \quad (5)$$

Da der Signalverlust größer wird, je länger die Elektronen im aktiven Medium diffundieren, ist eine schnellere Ladungssammlung für die Strahlendosis förderlich. In der Vergangenheit wurde dies durch die Verwendung von high-resistivity (HR-) Sensoren in einer Größenordnung von  $1k\Omega \cdot cm$  und niedrigem pixel pitch erzielt [6]. Beides hat zur Folge, dass ein größerer Teil des Sensors verarmt ist, wodurch die Diffusionsdauer verringert wird. Um die Ladungssammlung ferner zu beschleunigen, ist eine höhere Verarmungsspannung notwendig.

Hierfür wurde der Pipper-2 Prototyp Sensor am IPHC Strasbourg entwickelt und im  $0,18\mu m$  Tower Jazz Prozess gefertigt [7]. Durch ein Kondensator zwischen Auslekette und Hochspannung der Photodiode werden die sensiblen Transistoren von der Versorgungsspannung separiert, siehe Abbildung 6. Da der Innenwiderstand des Kondensators für hohe Frequenzen vernachlässig-

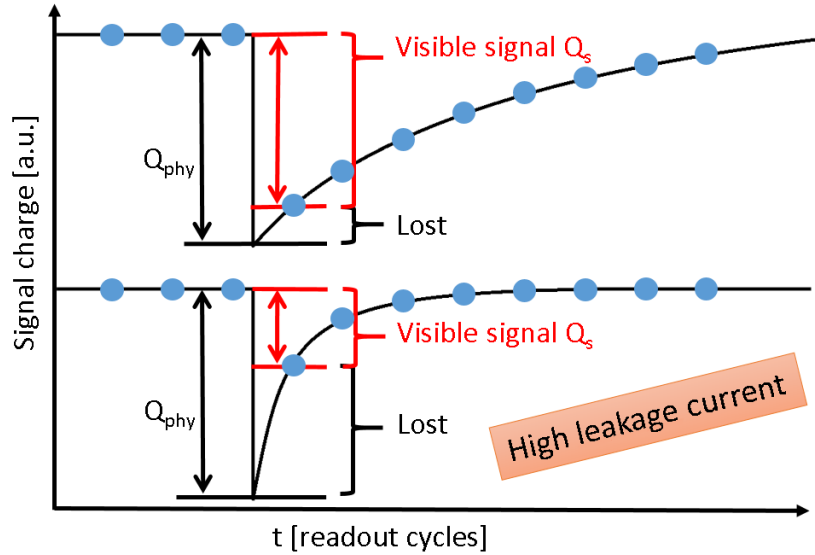


Abbildung 4: Auswirkung eines hohen Leckstroms auf die Signalauslese: Der höhere Nachladestrom aufgrund von steigendem Leckstrom gleicht das auszulesene Signal schneller aus. Ist die Auslese zu langsam bzw. der Nachladestrom zu groß, ist das sichtbare Signal ( $Q_s$ ) nur noch ein Bruchteil von der eigentlichen Signalladung ( $Q_{phy}$ ).

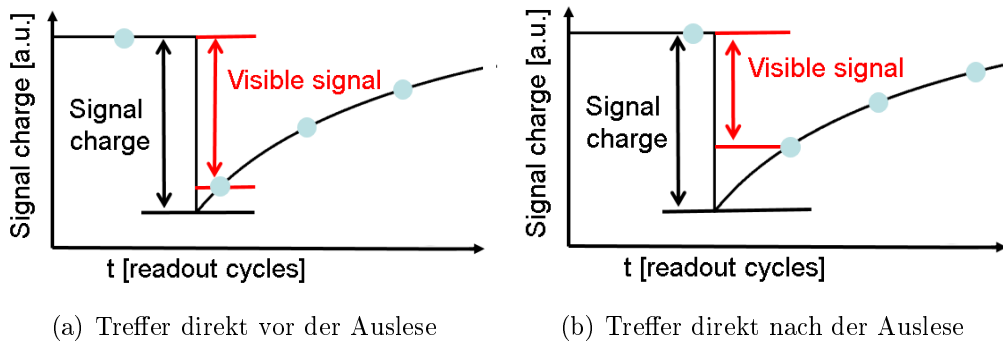


Abbildung 5: Unter hohen Nachladeströmen kann die gleiche Potentialdifferenz zwei unterschiedliche sichtbare Signal bewirken, wenn sie zu verschiedenen Zeiten ausgelesen wird.

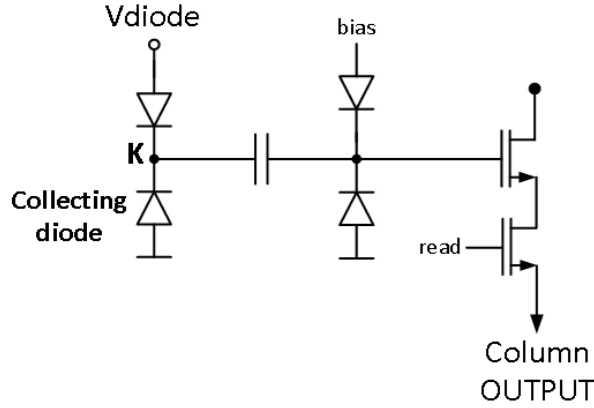


Abbildung 6: AC-Coupling des Pipper-2 Sensors: Durch Einsetzen eines Kondensators zwischen Sammeldiode und Transistor ist das Anlegen einer höheren Verarmungsspannung ohne Beschädigung der empfindlichen Ausleseelektronik möglich. Entnommen aus [7].

bar klein ist, kann das hochfrequente Signal ungehindert ausgelesen werden. Durch das AC-Coupling ist so das Anlegen einer Spannung von bis zu 40 V möglich. Zusätzlich besitzt der Sensor eine HR-Epitaxialschicht. Beides soll zu einer größeren Verarmungstiefe führen, da diese sowohl von der angelegten Spannung in Sperrrichtung als auch von der Dotierungskonzentration des aktiven Mediums abhängt (siehe Gleichung 6).

$$W = \sqrt[n]{\frac{2\epsilon_r\epsilon_0}{e} \cdot (U_0 - U) \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)} \quad (6)$$

Mit Hilfe der Gleichung kann die Dicke  $W$  der verarmten Zone für ideal planare PN-Übergänge ( $n = 2$ ) berechnen werden.  $U_0$  ist die Diffusionsspannung der verarmten Zone und  $U$  die angelegte Spannung in Sperrrichtung.  $N_A$  bzw.  $N_D$  geben die Dotierungskonzentrationen der P- bzw. N-Schicht an [9]. Im Falle der nahezu punktförmigen Photodiode eines CPS ist  $n$  aufgrund der Ausbreitungsgeometrie nicht trivial zu bestimmen. Ein theoretischer Ansatz hierzu kommt auf ein Ergebnis von  $n = 6$  [7].

### 1.3 Ziel der Arbeit

Für die nicht-ionisierende Strahlenhärte von CPS sind Sensoren mit einer großen verarmten Zone von Vorteil. Da die Größe der verarmten Zone für CPS Photodioden nicht mit der Formel für ideal planare Dioden bestimmt werden kann, steht die Entwicklung neuer Messverfahren zur Bestimmung der Verarmungstiefe im Vordergrund der Arbeit.

Hierfür werden drei verschiedene Ansätze vorgestellt, die mit dem stark verarmten Pipper-2 Sensor getestet werden. Zusätzlich soll die Strahlenhärte der Prototypsensoren bis zu einer nicht-ionisierenden Strahlendosis von  $5 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  analysiert werden.

## 2 Experimenteller Aufbau und Messmethoden

### 2.1 Experimenteller Aufbau

Die für die Arbeit notwendigen Messungen werden anhand von CPS Prototypsensoren durchgeführt. Aufgrund ihrer Empfindlichkeit bezüglich Temperatur und Licht werden die Sensoren in einer klimatisierten Dunkelkammer vermessen. Die Prototypsensoren sind auf einer PCB-Karte befestigt, die auf einen Metallblock mit Aussparung geschraubt werden kann. Auf der Vorderseite der PCB-Karte wird diese mit dem Auslesesystem und einer externen Spannungsquelle verbunden. Auf der Rückseite befindet sich der Prototypsensor in Höhe der Aussparung. Dieses Konstrukt wird verkehrt herum auf einen weiteren Metallblock in der Dunkelkammer positioniert, sodass der Sensor nach oben zeigt und frei liegt. Durch Platzieren einer bekannten radioaktiven Quelle oberhalb der Aussparung kann so der Sensor beleuchtet und vermessen werden.

Der untere, in der Dunkelkammer eingebaute, Metallblock besitzt eine integrierte Kühlleitung, deren isolierte Rohre mit dem Kühlsystem HUBER CC 805 verbunden ist. Zur aktiven Kühlung des Aufbaus wird als Kühlflüssigkeit Silikonöl verwendet, welches bis zu  $-70^{\circ}\text{C}$  gekühlt werden kann. Die Temperatur innerhalb der Dunkelkammer wird mit Hilfe eines PT-100 Sensors gemessen. Infolge von Wärmeproduktion des Sensors und Kühlverlusten weicht die Temperatur am Sensor von der gemessenen Temperatur ab. Unabhängig von der Temperatur beträgt die Abweichung etwa  $5^{\circ}\text{C}$  [5].

#### 2.1.1 Strahlenhärteuntersuchung

Für die Strahlenhärteuntersuchung ist die Dunkelkammer mit einer weiteren PCB-Hilfskarte außerhalb verbunden, die den Aufbau mit den nötigen Spannungen versorgt. Des Weiteren verbindet sie die Dunkelkammer mit den weiteren Komponenten, siehe Abbildung 7. Die parallelen USB-2 Schnittstellen (imager boards) erzeugen Kontrollsignale mit Hilfe von FPGAs und fungieren als AD-Wandler. Zur Steuerung der Sensoren wird ein JTAG Board verwendet. Die Adjustierung der Sensorparameter und die Speicherung der

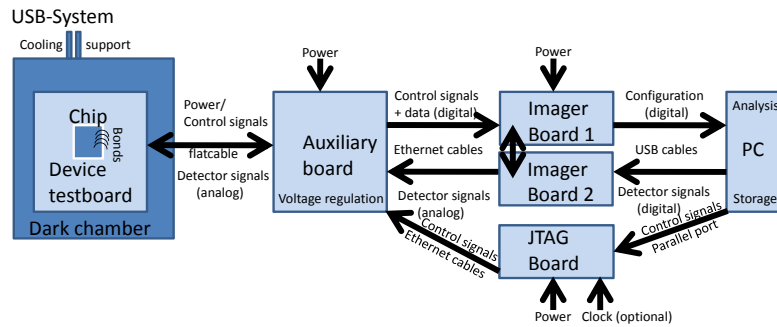


Abbildung 7: Experimenteller Aufbau zur Strahlenhärteuntersuchung. Entnommen aus [5].

Messdaten geschieht mit einer Software auf dem Laborrechner [5].

### 2.1.2 Leckstromuntersuchung

Zur Leckstromuntersuchung ist der Sensor mit der externen Spannungsquelle, einem Amperemeter und einem Schutzwiderstand in Reihe geschaltet. Der Schaltplan ist in Abbildung 8 skizziert. Mit Hilfe des Amperemeters kann der Leckstrom des Sensors so für variierende Spannungen gemessen werden.

## 2.2 Strahlungsquellen

Zur Strahlenhärteuntersuchung ist es hilfreich, wenn im Detektormaterial eine wohldefinierte Ladungsmenge erzeugt wird. Dies kann mit Hilfe einer Röntgenquelle erreicht werden. Für das Signal zu Rauschen Verhältnis wird hingegen ein Betastrahler mit einer kontinuierlichen Energieverteilung benötigt.

### 2.2.1 Röntgenstrahler

Über einen Elektroneneinfang können sich Eisenisotope  $^{55}\text{Fe}$  zu Mangan  $^{55}\text{Mn}$  umwandeln. Während dem Prozess entsteht eine charakteristische Strahlung: Primär erzeugt werden  $K_\alpha$ -Photonen mit einer Energie von 5,9 keV,

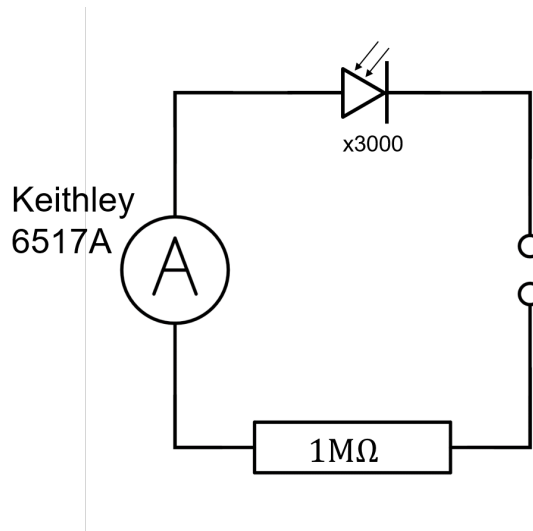


Abbildung 8: Schaltskizze des experimentellen Aufbaus zur Leckstrommessung.

welche aus einem Elektronenübergang der nächsthöheren Schale resultieren. Ebenfalls entstehen  $K_\beta$ -Photonen mit einer Energie von 6,4 keV, jedoch in geringerer Anzahl. Wenn ein  $K_\alpha$ -Photon in Silizium absorbiert wird, generiert es 1640 Elektronen-Loch Paare. Im Vergleich zum  $\beta$ -Strahler wird somit eine wohldefinierte Ladungsmenge erzeugt.

### 2.2.2 Betastrahler

Das radioaktive Strontiumisotop  $^{90}\text{Sr}$  zerfällt über den Beta- Zerfall und emittiert Elektronen sowie Antineutrinos. Letztere können das Sensormaterial nahezu ungehindert durchdringen, da sie weder stark noch magnetisch wechselwirken. Die freiwerdende Energie des Zerfalls wird auf die Teilchen aufgeteilt, sodass für Elektronen ein kontinuierliches Energiespektrum entsteht. Im Vergleich zum Röntgenstrahler sind die zu messenden Teilchen zum einen geladen und zum anderen besitzen sie unterschiedliche Energien. Außerdem werden die Elektronen nicht absorbiert, sondern ionisieren das Material entlang ihrer Trajektorie. Die deponierte Energie ist dabei abhängig vom zurückgelegten Weg im aktiven Volumen sowie der Energie des Teilchens [11]. Da die Elektronen relativistisch und einfach geladen sind, ähneln sie den

Teilchen, die in Schwerionenexperimenten auf die Sensoren treffen. Durch Messung der Elektronen kann so die Signalausbeute abgeschätzt werden.

## 2.3 Signalverarbeitung

### 2.3.1 Ladungsverteilung

Wird in einer Sammeldiode der Ladungsschwellenwert des fünffachen Rauschens erreicht, wird das Signal als Treffer identifiziert. Durch Eintragen aller Signalamplituden in einem Histogramm erhält man die sogenannte Ladungsverteilung bzw. das Ladungsspektrum. In Abbildung 9 ist ein Spektrum einer älteren Sensorgeneration dargestellt. Die Bestrahlung erfolgte mit einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle, weswegen die Einträge aus Konversionen von  $K_\alpha$ - bzw.  $K_\alpha$ -Photonen bestehen. Konvertieren solche Photonen in einer verarmten Zone, sammelt das Pixel alle Signalelektronen. Illustriert wird dies durch die Kalibrationspeaks am Ende des Spektrums.

Findet die Konversion nicht in der verarmten Zone einer Diode statt, diffundieren die Ladungsträger willkürlich, bis sie das Zugfeld einer verarmten Zone erreichen. Aufgrund des Diffusionsprozesses verteilen sich die Signalelektronen auf mehrere Dioden, sodass ein Pixel nicht die gesamte Ladung misst. Dies erzeugt die Einträge vor dem Kalibrationspeak, welche zum Ladungssammlungspeak zusammengefasst werden.

Diffundieren Signalelektronen zu mehreren Dioden, meldet jede dieser Dioden einen Treffer, sobald der Schwellenwert erreicht ist. Damit nicht mehrere Einträge im Ladungsspektrum für ein initiiierendes Teilchen existieren, werden Cluster gebildet. Wenn eine Sammeldiode einen Treffer feststellt, wird die gesammelte Ladung mit der von umliegenden Dioden verglichen. Das Pixel mit dem höchsten Ladungseintrag wird als Seed-Pixel festgelegt. Für das Ladungsspektrum eines Pixels, im Folgenden Seed-Spektrum genannt, wird sodann nur das Signal des Seed-Pixels verwendet. Wenn im Folgenden nicht anders beschrieben, wird das Seed-Spektrum verwendet.

Sensoren mit kleiner verarmter Zone sammeln nur einen Bruchteil der Ladung. Daher kann es schwer sein das Signal vom Rauschen zu abstrahieren. Hierfür kann das sogenannte Summen-Spektrum mit Hilfe von Clustern verwendet werden. Nach der Ermittlung des Seed-Pixels werden alle Dioden in

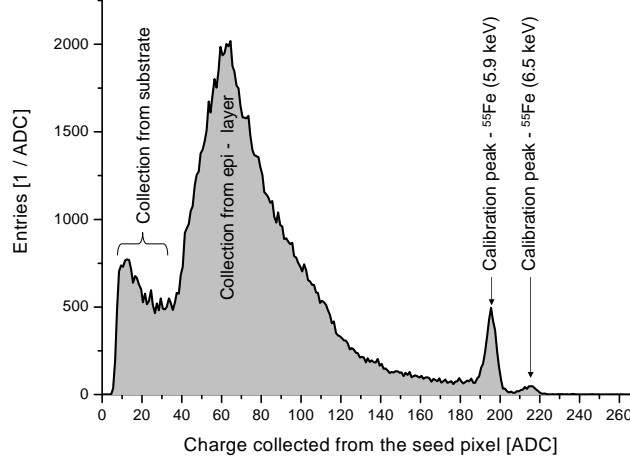


Abbildung 9: Ladungsverteilung eines MAPS, der mit einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle beleuchtet wurde. Entnommen aus [1]

einer  $5 \times 5$  Umgebung ausgelesen. Für den Eintrag im Spektrum werden alle Ladungseinträge addiert, sodass trotz Ladungsträgerdiffusion die meisten Signalelektronen berücksichtigt werden [5]. Im Vergleich zum Seed-Spektrum wird hier das Spektrum aus den Ladungseinträgen von 25 Dioden gebildet.

### 2.3.2 Signal to Noise

Das Rauschen ist definiert als die Standardabweichung des CDS Signals. Es ist größer, je mehr Elektronen im aktiven Volumen thermisch angeregt werden. Dies wird durch nicht-ionisierende Strahlenschäden und hohe Temperaturen begünstigt. Steigt das Rauschen, können Signale mit niedriger Amplitude übersehen werden, da sie den noiseabhängigen Ladungsschwellenwert nicht erreichen. Je größer daher der Unterschied zwischen Signal und Rauschen, desto besser. Das Signal zu Rauschen Verhältnis, kurz S/N spiegelt dies wider. Zur Bestimmung nimmt man die Ladungsverteilung eines Betastrahlers auf und teilt den wahrscheinlichsten Wert des Spektrums durch die Peakposition des Rauschens. Ist das Verhältnis niedriger als 15, kann keine hinreichende Detektionseffizienz erreicht werden [6].

### 3 Methoden zur Bestimmung der Depletionstiefe

Die Verarmungstiefe von CPS kann wegen der Geometrie des PN-Übergangs nicht auf herkömmliche Art und Weise bestimmt werden. Zur alternativen Vermessung werden im Folgenden drei unterschiedliche Methoden vorgestellt. Für die Untersuchung ihrer Tauglichkeit werden Messungen an CPS Prototypensensoren erprobt.

#### 3.1 Kapazität

Aufgrund des PN-Übergangs zwischen aktivem Medium und N-Implantation breitet sich im aktiven Medium eine verarmte Zone aus. Die Kapazität eines Pixels kann wie folgt dargestellt werden:

$$g \cdot Q = C \cdot U_{\text{Signal}} \quad (7)$$

$Q$  ist die gesammelte Ladung und  $U$  das dazugehörige gemessene Signal der Ladungsverteilung.  $g$  ist der Verstärkungsfaktor der Ausleseelektronik, der konstant ist. Für wohldefinierte Ladungsmengen ist  $Q$  ebenfalls konstant. Im Falle einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle kann der Kalibrationspeak der  $K_\alpha$ -Photonen benutzt werden. Demnach ist  $Q = 1640$  Elektronen und das gemessene Signal entspricht der Peakposition des Kalibrationspeaks. Aus der Konstanz von  $g$  und  $Q$  folgt, dass das gemessene Signal proportional zum Inversen der Kapazität ist:

$$U_{\text{Signal}} \propto \frac{1}{C} \quad (8)$$

Für planare PN-Übergänge hängt das Inverse der Kapazität linear von der Depletionstiefe  $d$  ab [9]:

$$\frac{1}{C} = \frac{d}{\epsilon\epsilon_0} \quad (9)$$

Kombiniert mit Gleichung 6 für den Fall ideal planarer PN-Übergänge ( $n=2$ ) erhält man:

$$\frac{1}{C} \propto \sqrt{U_{\text{Depletion}}} \quad (10)$$

Da die verarmte Zone des Pipper-2 Sensors eine komplexe Geometrie aufweist, ist der PN-Übergang nicht planar. Aus diesem Grund gilt der obige Spezialfall nicht.

Anstatt der zweiten Wurzel kann man analog zu Gleichung 6 versuchsweise eine beliebige Wurzel ansetzen:

$$\frac{1}{C} \propto \sqrt[m]{U_{\text{Depletion}}} \quad (11)$$

Hier ist zu beachten, dass  $m$  aus Gleichung 11 nicht mit  $n$  aus Gleichung 6 identisch ist. Dies gälte nur für ideal planare PN-Übergänge.

Zur Prüfung der Annahme, dass zwischen Kapazität und Verarmungsspannung ein Zusammenhang besteht, werden Messungen mit Hilfe des Pipper-2 Prototypsensors durchgeführt. Hierfür wird der experimentelle Aufbau zur Strahlenhärteuntersuchung aus Abschnitt 2.1.1 verwendet.

Für stark bestrahlte Sensoren und niedrige Spannung können die Spektren der Ladungsverteilungen hohe Unsicherheiten besitzen, sodass sich die Ermittlung des Kalibrationspeaks als schwierig erweist. Über diese Unsicherheit hinaus kann durch Charge-Clearing die Peakposition zu niedrigeren Werten verschoben werden. Zur Abschätzung der Auswirkungen des Charge-Clearings kann der exponentielle Faktor aus Gleichung 3 verwendet werden: Für  $t$  wird als worst-case Szenario die Integrationszeit des Sensors angenommen. Dies spiegelt ein Treffer direkt nach der Auslese wider, sodass die Kapazität in der Zeit bis zur nächsten Auslese nachgeladen werden kann.  $\tau$  hängt von der Temperatur, der Kapazität und dem Leckstrom ab. Für den Leckstrom wird erneut als worst-case der höchste Wert der Leckstrommessung aus Tabelle 5 bzw. 6 verwendet. Mit  $T = -60^\circ\text{C}$  und  $C \approx 10\text{ fF}$  ergeben sich exponentielle Abschwächungsfaktoren von:

$$\exp\left(\frac{12,8\text{ }\mu\text{s}}{8,45 \cdot 10^{-2}\text{ s}}\right)_1 = 99,9 \quad (12)$$

$$\exp\left(\frac{12,8\,\mu s}{4,78 \cdot 10^{-3}\,s}\right)_5 = 99,7 \quad (13)$$

Eine detaillierte Berechnung hierzu ist in Abschnitt 4.3 zu finden. Auf Basis dieser Abschätzung kann man davon ausgehen, dass das Charge-Clearing eine untergeordnete Rolle spielt. Daher werden für die Fehlerbalken nur 5% der gemessenen Peakposition angenommen.

In Abbildung 10 ist die experimentelle Untersuchung des Zusammenhangs für zwei unterschiedlich stark bestrahlte Sensoren dargestellt. Chip 1 besitzt eine niedrige Bestrahlungsdosis von  $1 \times 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  und Chip 5 eine hohe Dosis von  $5 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ . Auf der x-Achse ist die Depletionsspannung und auf der y-Achse ist die gemessene Position des Kalibrationspeaks in ADU dargestellt. Aufgrund von Limitationen des stark bestrahlten Sensors können nur Messungen bis zu einer Spannung von 20 V durchgeführt werden.

Durch die doppelt logarithmische Darstellung kann m per linearer Regression bestimmt werden. Zur Ermittlung der Steigung werden für den leicht bestrahlten Sensor nur die Messwerte bis 10 V verwendet, da der Sensor mit höherer Spannung voll verarmt zu sein scheint. Mehr dazu in Kapitel 4.

Für sowohl den niedrig als auch den stark bestrahlten Sensor ergibt sich  $m \simeq 5$ . Im Vergleich zum ideal planaren PN-Übergang ( $m = n = 2$ ) existiert somit ein deutlicher Unterschied. Diese Diskrepanz verdeutlicht, dass die Depletionstiefe nicht mit der herkömmlichen Gleichung 6 bestimmt werden kann.

Das ermittelte Ergebnis legt nahe, dass ein analytisch darstellbarer Zusammenhang zwischen Verarmungsspannung und Kapazität des Pixels existiert. Die Herleitung des Zusammenhangs erwies sich jedoch als komplex und konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht umgesetzt werden.

## 3.2 Charge-Sharing

Der Charge-Sharing Ansatz verwendet ebenfalls die Pipper-2 Messungen des Kapazitätsansatzes mit der Röntgenquelle. Wenn man von einer homogenen Belichtung des aktiven Mediums mit Röntgenphotonen ausgeht, kann man folgende Relation aufstellen: Das Verhältnis von Konversionen im verarmten Volumen und Konversionen im aktiven Medium gleicht dem Verhältnis von

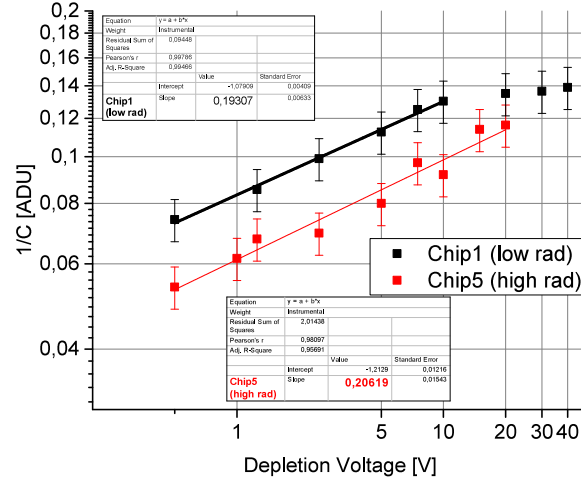


Abbildung 10: Überprüfung des Zusammenhangs von reziproker Kapazität und angelegter Spannung in Sperrrichtung.

der Größe des verarmten Volumens und der Größe des aktiven Sensorvolumens. Letzteres Verhältnis entspricht dem prozentual verarmten Anteil vom Sensor, welcher im Folgenden als  $k$  abgekürzt wird:

$$\frac{N_{\text{Dep}}}{N_{\text{Epi}}} \equiv \frac{V_{\text{Dep}}}{V_{\text{Epi}}} = k \quad (14)$$

$N_{\text{Dep}}$  steht für die Anzahl an Konversionen im depletierten Volumen und  $N_{\text{Epi}}$  in der Epitaxialschicht, dem aktiven Volumen.  $V_{\text{Dep}}$  gibt das depletierte Volumen an, während  $V_{\text{Epi}}$  das Volumen der Epitaxialschicht beschreibt.

Um  $k$  bestimmen zu können, benötigt man demnach die Anzahl an Konversionen im verarmten Volumen und der Epitaxialschicht. Ersteres kann man durch Integration des Kalibrationspeaks vom Seed-Spektrum erhalten:

Findet eine Konversion innerhalb einer verarmten Zone statt, werden die Signalelektronen durch das Zugfeld zur Sammeldiode geführt. Daraufhin werden alle Signalelektronen von einem Pixel registriert, sodass dies zum Kalibrationspeak des Ladungsspektrum beiträgt. Hingegen existiert kein Zugfeld außerhalb der verarmten Zonen. Deshalb diffundieren die Signalteilchen im aktiven Medium, wenn die Konversion außerhalb einer verarmten Zone statt-

findet. Daraufhin teilen sich die Ladungsträger auf mehrere Dioden auf, weswegen ein Pixel nur ein Teil der initiierten Signalladung misst. Die Konversion außerhalb des verarmten Volumens trägt daher nicht zum Kalibrationspeak bei.

Dem zugrundeliegend stellt jeder Eintrag im Kalibrationspeak eine Konversion im verarmten Volumen dar. Durch Integration des Peaks kann diese Zahl bestimmt werden.

Für die Bestimmung der Konversionen in der Epitaxialschicht kann man naiv von der Gesamtheit an Einträgen im Ladungsspektrum ausgehen. In diesem Fall sind jedoch Rauschen und der Untergrund des gesamten Spektrums inkludiert. Zur genaueren Bestimmung kann das Summen-Spektrum verwendet werden: Durch die Aufsummierung der Ladung eines Clusters werden alle detektierten Signalteilchen in einer 5x5 Matrix beachtet. Als Folge dessen wird das aufsummierte Ladungsspektrum zu einem Peak zusammengestaucht und lässt sich einfacher vom Rauschen separieren. Per Integration des Peaks kann so die Anzahl von Konversionen im aktiven Volumen ermittelt werden.

Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 11 die unterschiedlichen Vorgehensweisen dargestellt.

Damit über diese Weise das prozentual depletierte Volumen bestimmt werden kann, muss die anfängliche Annahme der homogenen Verteilung von Photonenkonversionen im aktiven Medium überprüft werden. Da die Röntgenquelle im 90° Winkel über den Sensoren platziert ist, kann man von einer homogenen Verteilung von Photonen in der x-y-Ebene ausgehen. Die Intensität der Röntgenstrahlung nimmt jedoch mit der Eindringtiefe exponentiell ab, weshalb man eine homogene Beleuchtung der Probe nur näherungsweise annehmen kann. Um die durch diese Annahme entstandene Unsicherheit abzuschätzen, werden im Folgenden Korrekturfaktoren berechnet, die diese Abschwächung berücksichtigen.

Die Intensität in der Tiefe  $x$  beträgt:

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \quad (15)$$

$\lambda$  ist die Absorptionslänge von  $K_\alpha$ -Photonen mit einer Energie von 5,9 keV in Silizium und beträgt 28,8725  $\mu m$  [13].

Durch Integration von Gleichung 15 kann die durchschnittliche Intensität berechnet werden. Auf Basis von Abbildung 12 wird die Depletionstiefe für niedrige Spannungen auf  $5\text{ }\mu\text{m}$  abgeschätzt. Die durchschnittliche Intensität beträgt dann

$$\int_0^{5\text{ }\mu\text{m}} I(x)dx = 84,2\% . \quad (16)$$

Für die Epitaxialschicht wird die durchschnittliche Intensität von 0 bis  $16\text{ }\mu\text{m}$  berechnet, da die Wells ungefähr  $2\text{ }\mu\text{m}$  in die Epitaxialschicht eingeschoben sind:

$$\int_0^{16\text{ }\mu\text{m}} P(x)dx = 57,8\% \quad (17)$$

Indem man die gemessenen Einträge  $N_{\text{Epi}}$  bzw.  $N_{\text{Dep}}$  durch die durchschnittliche Intensität teilt, erhält man die korrigierten Werte. Der Korrekturfaktor entspricht demnach

$$\frac{57,8}{84,2} = 0,69 \quad (18)$$

Im worst-case ergibt sich somit eine systematische Abweichung von ungefähr 45%. Die Verarmung wird daher für niedrige Spannungen überschätzt. Eine präzise Berechnung konnte im Rahmen der Arbeit nicht durchgeführt werden, da hierfür die Depletionstiefe benötigt wird, welche ursprünglich bestimmt werden soll. Um dieses Problem zu umgehen, kann in Zukunft eine Cd-109-Quelle zur Beleuchtung benutzt werden. Diese besitzt aufgrund der höheren Energie der Photonen eine größere Absorptionslänge, sodass die Sensortiefe im Vergleich vernachlässigbar klein ist.

Weitere Unsicherheiten ergeben sich während der Ermittlung von  $N_{\text{Dep}}$  bzw.  $N_{\text{Epi}}$ . Für niedrige Spannungen und hohe Bestrahlungsdosen ist ähnlich wie zuvor der Kalibrationspeak des Seed-Spektrums nur schwer ermittelbar und geht nahezu fließend in das restliche Spektrum über. Zusätzlich wird in Abbildung 11 deutlich, dass der Peak des Seed-Spektrums schmaler ist als der des Summen-Spektrums. Deshalb involviert das Integral des Summen-Spektrums, welches im Nenner von  $k$  steht, mehr Untergrund. Daraus resul-

tiert potentiell ein geringeres Verhältnis. Die Fehler müssen darum separat berechnet werden.

Für die Berechnung der unteren Fehlerbalken werden 10% der Integrale angenommen. Hingegen wird für die positiven Fehlerbalken der Fehler des Summen-Integrals auf 20% erhöht. Die Fehlerbalken werden dann mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung wie folgt berechnet:

$$\Delta k = \sqrt{\left(\frac{\partial k}{\partial N_{\text{Dep}}} \cdot \Delta N_{\text{Dep}}\right)^2 + \left(\frac{\partial k}{\partial N_{\text{Epi}}} \cdot \Delta N_{\text{Epi}}\right)^2} \quad (19)$$

In Abbildung 13, Seite 28 ist das prozentual verarmte Volumen für die zwei unterschiedlich stark bestrahlten Sensoren in Abhängigkeit der Spannung dargestellt.

### 3.3 Leckstrom

Der dritte Ansatz zur Bestimmung der Depletionstiefe knüpft an Gleichung 1, Seite 5 an. Sie beschreibt den Zusammenhang zwischen Leckstromänderung und Volumen des Sensors, wobei  $\alpha$  eine temperaturabhängige Materialkonstante und  $\Phi_{\text{eq}}$  die nicht-ionisierende Strahlendosis ist [8]. Da Lindström diese Gleichung in Zusammenhang mit voll verarmten Sensoren benutzt, macht es keinen Unterschied, ob es sich um das aktive Sensorvolumen oder das verarmte Volumen des Sensors handelt. Hingegen wird dies für MAPS relevant, da sie bisher nicht voll verarmt sind.

Im Zuge einer Bachelorarbeit überprüfte Ali Yazgili diesen Zusammenhang mit MIMOSA-19 Sensoren und konnte feststellen, dass in obiger Formel das verarmte Volumen verwendet wird [12]. Daher ist es möglich die Größe der verarmten Zone durch Leckstrommessungen zu bestimmen.

Um das verarmte Volumen berechnen zu können, benötigt man den Leckstrom einer einzelnen Diode. Dazu teilt man den gemessenen Leckstrom des gesamten Sensors durch die Anzahl der Dioden:

$$I = \frac{I_{\text{ges}}}{N_D} \quad (20)$$

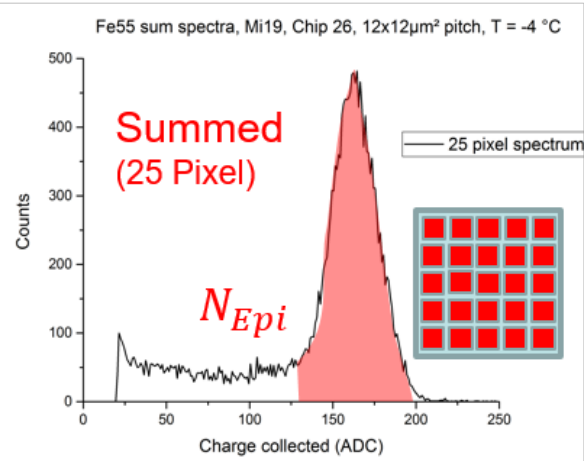
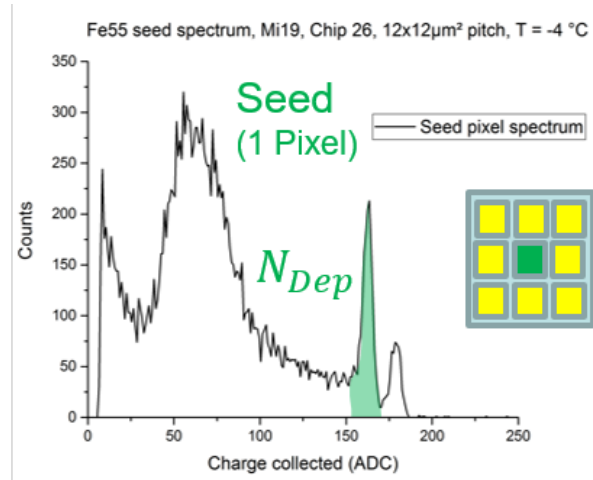


Abbildung 11: Veranschaulichung des Charge-Sharing Ansatzes: Das prozentual depletierte Volumen kann durch das Verhältnis vom grünen zum roten Integral berechnet werden. Detaillierte Informationen dazu im Text.

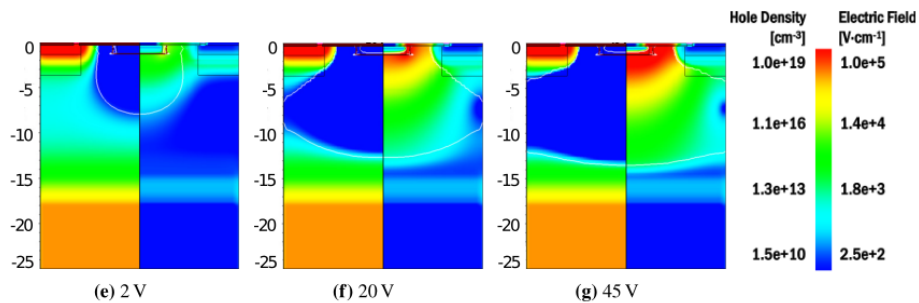


Abbildung 12: Simulation zur Verarmungstiefe der Pipper-2 Sensoren [7]

Die Materialkonstante  $\alpha$  muss ebenfalls angepasst werden, da der Referenzwert von  $\alpha_{\text{Ref}} = 4 \cdot 10^{-17} \frac{\text{A}}{\text{cm}}$  nur für  $T = 20^\circ\text{C}$  gilt. Mit abweichender Temperatur wird  $\alpha$  mit einem Faktor multipliziert, der die Leckstromänderung aufgrund variierender Temperatur ausgleicht [10]:

$$\alpha = \alpha_{\text{Ref}} \cdot R \quad (21)$$

$$R = \left( \frac{T}{T_R} \right)^2 \cdot e^{\frac{E_{\text{Gap}}}{2k_B} \cdot \left( \frac{1}{T_R} - \frac{1}{T} \right)} \quad (22)$$

$T_R$  stellt die Referenztemperatur von  $20^\circ\text{C}$  und  $E_{\text{Gap}} = 1,12\text{eV}$  die Bandlückenenergie von Silizium dar.

Somit lässt sich aus Gleichung 1 das verarmte Volumen wie folgt berechnen:

$$V_{\text{Depletiert}} = \frac{\frac{I_{\text{ges}}}{N_D}}{\alpha_{\text{Ref}} \cdot R \cdot \Phi_{\text{eq}}} \quad (23)$$

Analog zum Charge-Sharing Ansatz kann hier der prozentual verarmte Anteil des Sensors berechnet werden. Dieser entspricht dem Verhältnis von verarmtem Volumen zu aktivem Sensorvolumen.

$$k = \frac{V_{\text{Dep}}}{V_{\text{Epi}}} \quad (24)$$

Wobei  $V_{\text{Epi}}$  aus Pixelpitch und Tiefe der Epitaxialschicht des Pipper-2 Sensors berechnet werden kann:

$$V_{\text{Epi}} = 22\mu\text{m} \cdot 22\mu\text{m} \cdot 18\mu\text{m} \quad (25)$$

In Abhängigkeit der Spannung kann der Leckstrom mit Hilfe des Aufbaus in Abbildung 8, Seite 15 gemessen werden. Zur Einfachheit werden die Leckstrommessungen unter  $20^\circ\text{C}$  durchgeführt, damit der Temperaturkorrekturfaktor aus Gleichung 22 entfällt. Die Messwerte sind in den Tabellen 5 und 6 im Anhang aufgelistet. Durch Einsetzen der Leckströme in obige Gleichungen kann man das prozentual verarmte Sensorvolumen  $k$  berechnen.

Da keine automatische Leckstromauslese mit den Pipper-2 Prototypsensoren möglich ist, muss dieser manuell gemessen werden. Für die Messungenauigkeit wird 10% des Messwertes angenommen. Die Ungenauigkeit der Temperaturmessung beträgt nach Abschnitt 2.1  $5\text{ K}$ . Zusätzlich ist die Anzahl der Dioden ebenfalls fehlerbehaftet.

Die Pipper-2 Sensoren besitzen drei Matrizen mit je 128 Pixeln in acht parallelen Reihen. Die dritte Matrix besitzt vier Dioden, sodass die Zahl der Dioden  $N_D = 6144$  beträgt. Jedoch existiert eine unbekannte Submatrix für Testzwecke, weshalb mehr Dioden zum Leckstrom beitragen. Des Weiteren messen die vier Dioden der dritten Matrix unter voller Verarmung den gesamten Leckstrom des Pixels. Dieser Leckstrom sollte sich nicht sonderlich von dem eines anderen voll verarmten Pixels mit nur einer Diode unterscheiden. Folglich ist für voll verarmte Sensoren die Anzahl an Dioden, die zum Leckstrom beitragen, potentiell geringer. Da sich die beiden Unsicherheiten komplementieren, werden die Fehler der Diodenzahl auf 10% abgeschätzt.

Die Fehlerbalken ergeben sich durch Fehlerfortpflanzung wie folgt:

$$\Delta V = \sqrt{\left(\frac{\partial V}{\partial I} \cdot \Delta I\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial T} \cdot \Delta T\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial N_D} \cdot \Delta N_D\right)^2} \quad (26)$$

Die Auswertung des Ansatzes für die beiden Sensoren ist in Abbildung 14, Seite 28 dargestellt.

### 3.4 Diskussion

Die experimentellen Ergebnisse der drei Methoden zur Bestimmung der Depletionstiefe sind in den Abbildungen 10, 13 und 14 dargestellt. Da jede Methode Unsicherheiten besitzt, die die quantitative Auswertung erschweren, werden diese zuerst diskutiert.

Aufgrund des nicht trivialen und noch nicht analytisch bekannten Zusammenhangs zwischen der Kapazität und der Depletionstiefe kann der Kapazitätsansatz nicht zur quantitativen Bestimmung des verarmten Volumens benutzt werden. Hinzu kommen weitere Leitungskapazitäten, die die Bestimmung der Depletionstiefe ferner erschweren. Dennoch kann der Ansatz durch qualitative Auswertung Hinweise für eine volle Verarmung liefern.

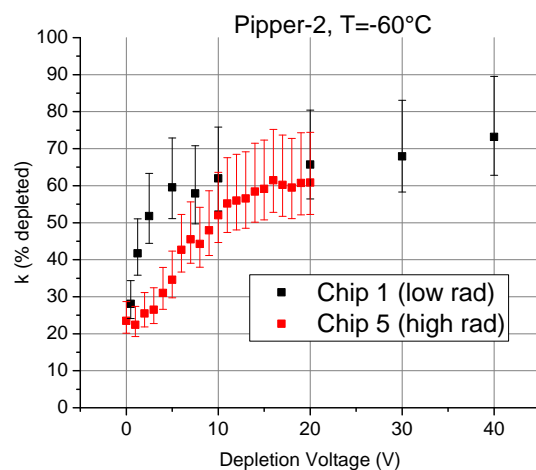


Abbildung 13: Charge-Sharing Ansatz: Prozentual depletiertes Sensorvolumen in Abhängigkeit der Spannung.

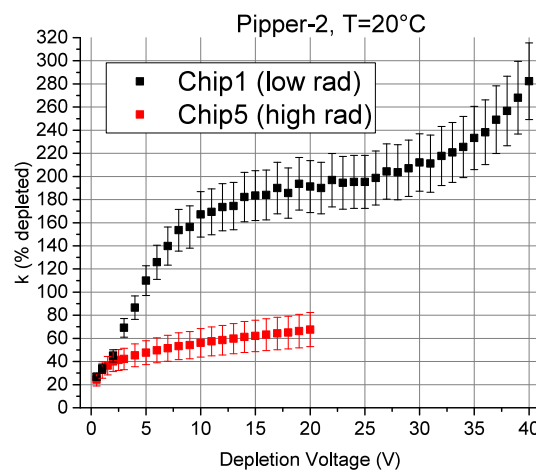


Abbildung 14: Leckstromansatz: Prozentual depletiertes Sensorvolumen in Abhängigkeit der Spannung.

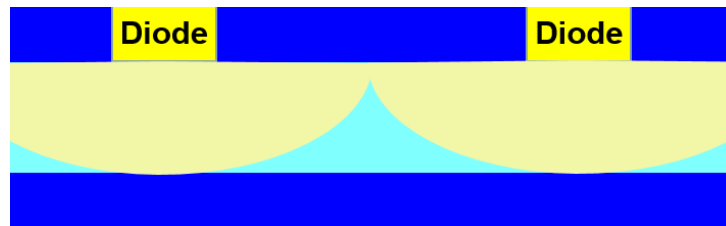


Abbildung 15: Die verarmten Zonen eines Sensors überlappen sich und die Enden des aktiven Mediums werden erreicht. Dennoch existieren Stellen im aktiven Medium die noch nicht verarmt sind.

Der Charge-Sharing Ansatz beruht auf dem Prinzip der Ladungsträgerdiffusion. Man geht davon aus, dass eine Konversion nicht im verarmten Volumen stattgefunden hat, wenn die Signalladung infolge von Diffusion auf mehrere Dioden aufgeteilt wird. Trotz Konversion im verarmten Volumen kann dies geschehen, wenn sich die horizontalen Anteile der Zugfelder zweier Dioden an einem Punkt aufheben. Darum kann man nicht unterscheiden, ob sich die elektrischen Felder aufheben oder das Volumen nicht verarmt ist.

Wird zudem eine  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle benutzt, kommt die Unsicherheit wegen des Abschwächungsfaktors hinzu. Durch Verwendung einer  $^{109}\text{Cd}$ -Quelle kann dies jedoch in zukünftigen Studien umgangen werden, da die Photonen eine höhere Energie besitzen.

Der dritte Ansatz verwendet Leckstrommessungen der Sensoren, um die Depletionstiefe zu bestimmen. Aus Abbildung 14 wird deutlich, dass der leicht bestrahlte Sensor zusätzlich Leckstromquellen besitzt. Diese verschieben die Ergebnisse, sodass keine quantitative Auswertung möglich ist. Da der Ursprung der zusätzlichen Leckstromquellen unbekannt ist, können die Unsicherheiten des Ansatzes nicht ermittelt werden.

Unter Betrachtung der oben genannten Punkte kann keiner der Ansätze die Depletionstiefe exakt bestimmen. Die Größe des verarmten Volumens kann im Rahmen von gewissen Unsicherheiten trotzdem abgeschätzt werden:

Der Kapazitätsansatz kann zwar nicht zur quantitativen Auswertung benutzt werden, jedoch korreliert die Peakposition des Kalibrationspeaks trotzdem mit der Depletionstiefe. Deshalb kann der Ansatz zur qualitativen Analyse verwendet werden. Z.B. kann man auf Basis von abrupten Steigungsände-

rungen Anzeichen einer vollen Verarmung erkennen. Dies ist in Abbildung 10 für den Sensor mit der niedrigen Bestrahlungsdosis (Chip 1) ab 10 V erkennbar. Zuerst steigen die Messwerte schnell an und flachen dann ab. Dies deutet daraufhin, dass sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der verarmten Zone verlangsamt. Das gleiche Verhalten ist auch mit den anderen beiden Ansätzen erkennbar. Sowohl der Charge-Sharing- als auch der Leckstromansatz weisen schnell zunehmende Werte bis 7,5 V auf, woraufhin ein Knick in der Steigung folgt. Da die Werte aber weiterhin steigen, scheint die verarmte Zone weiterhin zu wachsen. Dies lässt sich folgendermaßen erklären:

1. Die verarmte Zone erreicht die untere, hochdotierte Schicht des Sensors. Das hat zur Folge, dass sich die verarmte Zone, wenn überhaupt, nur sehr langsam weiter in diese Richtung ausbreitet.
2. Die verarmten Zonen mehrerer Dioden überlappen sich. Beispielhaft ist der Effekt in Abbildung 16, Seite 32 dargestellt. Obwohl sich die verarmten Zonen größtenteils überlappen, existieren Stellen, die noch nicht verarmt sind.

Für den stark bestrahlten Sensor zeigen die drei Ansätze jeweils, dass bis zu einer Spannung von 20 V keine volle Verarmung erreicht wird. Im Kapazitätsansatz steigen die Werte des stark bestrahlten Sensors bis 0,12 ADU, während die Abflachung des leicht bestrahlten Sensors erst ab 0,13 ADU eintritt. Ebenso werden im Charge-Sharing Ansatz die Werte, ab denen eine Abflachung für Chip 1 eintritt, nicht erreicht. Im Leckstromansatz kann dies nicht mit den Werten des leicht bestrahlten Sensors verglichen werden. Trotzdem kann man anhand des kontinuierlichen Anstiegs von  $k$  folgern, dass keine volle Verarmung für den stark bestrahlten Sensor erreicht wird.

Auf Basis der qualitativen Analyse kann man demnach argumentieren, dass der Sensor mit der niedrigen Bestrahlungsdosis ab ca. 7,5 V nahezu voll verarmt ist. Der stark bestrahlte Sensor erzielt hingegen keine volle Verarmung.

Die Werte für das prozentual verarmte Sensorvolumen des Charge-Sharing und Leckstrom Ansatzes stimmen für den stark bestrahlten Sensor weitestgehend überein. Beide erreichen unter einer Spannung von 20 V knapp mehr als 60 % verarmtes Sensorvolumen. Im Gegensatz dazu sind die Werte für den leicht bestrahlten Sensor nicht vergleichbar. Der Charge-Sharing Ansatz

legt ein verarmtes Sensorvolumen von etwa 70% dar, während die Werte des Leckstromansatzes weit darüber hinaus ragen. Eine mögliche Erklärung könnten zusätzliche Leckstromquellen sein, die durch ionisierende Strahlenschäden entstehen. Der stark bestrahlte Sensor besitzt nach Gleichung 1 durch seine höhere nicht-ionisierende Bestrahlungsdosis einen höheren Leckstrom. Unter der Annahme, dass die zusätzlichen Leckstromquellen mit steigender Bestrahlungsdosis in Sättigung gehen, sind diese im Vergleich zum Leckstrom des stark bestrahlten Sensors vernachlässigbar klein und gehen deshalb unter. Ob diese Spekulation eintritt, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden.

Je nach Bestrahlungsstärke zeigt der Charge-Sharing Ansatz ein prozentual verarmtes Sensorvolumen von 60-70 %. Ähnliche Werte liefert der Leckstromansatz für den stark bestrahlten Sensor. Dies deutet drauf hin, dass die Sensoren stark, aber nicht voll verarmt sind. Diese Ergebnisse decken sich mit der Simulation aus 12. Hier beträgt die Depletionstiefe trotz einer Spannung von 45 V nur etwa  $13\text{ }\mu\text{m}$ , was einem prozentual verarmten Volumen von etwa 70% entspricht. Dies kann am Dotierungsprofil des aktiven Volumens liegen. Abbildung 17 zeigt, dass die Dotierungskonzentration mit zunehmender Sensortiefe steigt. Hierdurch ist die tiefe Schicht des aktiven Sensorvolumens schwer zu verarmen. In der Simulation ist dies zu erkennen, da zwischen 20 V und 45 V nur geringe Unterschiede bestehen.

Auf dieser Basis kann man argumentieren, dass Erwartung durch das Dotierungsprofil, Simulation und Ergebnis von sowohl Charge-Sharing- als auch Leckstromansatz übereinstimmen.

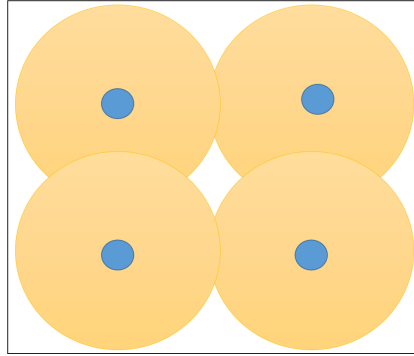


Abbildung 16: Vereinfachte Darstellung der Ausbreitungsgeometrie: Obwohl sich bereits Teile der verarmten Zonen überlappen, existieren noch Stellen zwischen den Dioden, die nicht verarmt sind.

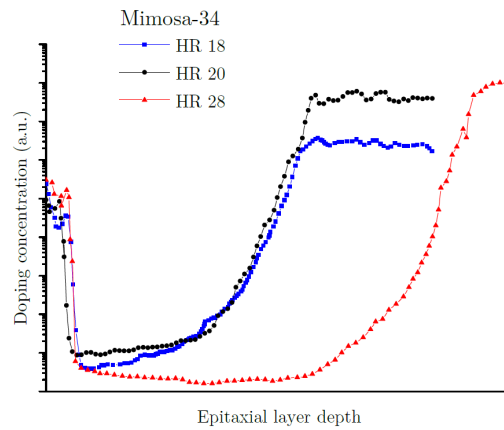


Abbildung 17: Dotierungskonzentration für die Pipper-2 Sensoren in Abhängigkeit der Tiefe des aktiven Volumens. Entnommen aus [4].

## 4 Strahlenhärteuntersuchung Pipper-2

Für den Einsatz in der vordersten Station eines Schwerionenexperiments benötigen CPS eine hohe nicht-ionisierende Strahlenhärte. Für das CBM-Experiment wird eine Strahlentoleranz von  $3 \times 10^{13} \frac{n_{eq}}{cm^2}$  gefordert.

Die CPS-Prototypsensoren verfügen über ein stark verarmtes Volumen und sollten daher eine hohe Toleranz gegenüber nicht-ionisierender Strahlung besitzen. Um ihre Strahlenhärte zu analysieren, werden zwei unterschiedlich stark bestrahlte Sensoren verwendet: Chip 1 besitzt eine niedrige Bestrahlungsdosis von  $\Phi = 1 \times 10^{13} \text{ n}_{eq}/cm^2$  und Chip 5 eine hohe Dosis von  $5 \times 10^{14} \text{ n}_{eq}/cm^2$ .

### 4.1 Bestrahlungsdosis

Zuerst werden die beiden Sensoren unter optionalen Parametern, d.h. niedrige Temperatur und hohe Spannung charakterisiert. Die Ladungsverteilung des Seed-Pixels der beiden Sensoren ist in Abbildung 18 dargestellt. Das Spektrum des leicht bestrahlten Sensors (Chip 1) besitzt einen gut erkennbaren Doppelpeak der  $K_\alpha$  bzw.  $K_\beta$  Photonen, welches auf eine sehr gute Energieauflösung hindeutet. Wie in Abschnitt 2.3.1 erläutert, wird diese Signatur erwartet, wenn das aktive Volumen voll bzw. weitestgehend voll verarmt ist. Im Vergleich zum leicht bestrahlten Sensor zeigt der stark bestrahlte Sensor einen abweichenden Kalibrationspeak. Die Differenz der Peakhöhe kann man teilweise auf die Verbreiterung des Peaks zurückführen. Des Weiteren existieren mehr Einträge außerhalb des Peaks, wodurch die Anzahl an Einträgen im Peak reduziert wird. Beides kann darauf hinweisen, dass der stark bestrahlte Sensor ein geringeres verarmtes Volumen besitzt.

Die Verschiebung des Peaks auf der x-Achse kann ebenfalls der Effekt einer kleineren verarmten Zone sein. Wie bereits in Kapitel 3.1, Seite 18 erläutert, korreliert die Position des Kalibrationspeaks mit der Größe des verarmten Volumens. Daher kann man annehmen, dass der stark bestrahlte Sensor eine kleinere verarmte Zone besitzt.

Eine mögliche Erklärung für die kleinere verarmte Zone kann eine Änderung der Dotierung sein. In Abbildung 19, Seite 35 ist die effektive Dotierungskonzentration in Abhängigkeit der nicht-ionisierenden Bestrahlungsdosis darge-

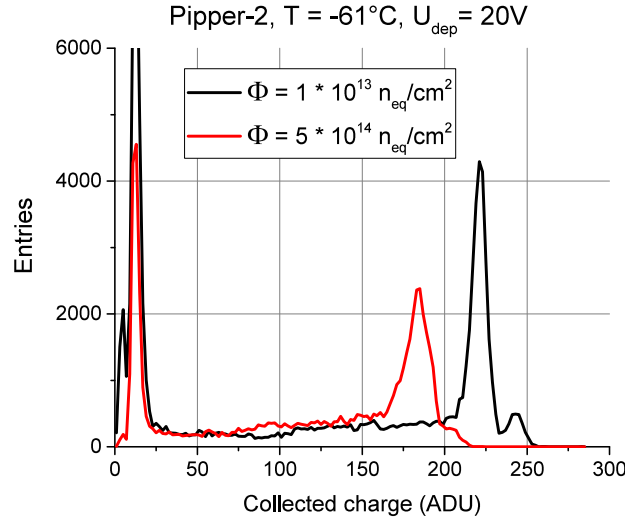


Abbildung 18: Vergleich von leicht und stark bestrahltem Sensor.

stellt. Die Messwerte des LF - 2kOhm cm Prozesses können näherungsweise für den im PIPPER-2 verwendeten CMOS Prozess verwendet werden. Diese zeigen, dass die effektive Dotierungskonzentration ab einer Bestrahlungsdosis von  $5 \times 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  zunimmt. Aus diesem Grund ist die effektive Dotierungskonzentration von Chip 5 ( $5 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ ) etwa um einen Faktor 5 größer als die von Chip 1 ( $1 \times 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ ). Nach Gleichung 6, Seite 11 hängt die Depletionstiefe sowohl vom Inversen der Dotierung als auch von der Zugspannung ab. Demnach müsste man theoretisch die Verarmungsspannung des stark bestrahlten Sensors verfünffachen, um die Depletionstiefe des leicht bestrahlten Sensors zu erreichen.

## 4.2 Spannung

Um die Aussagen zur Verarmung der beiden Sensoren genauer zu analysieren, werden diese mit variierender Spannung untersucht. Zusätzlich soll überprüft werden, ob der stark bestrahlte Sensor mit fünffacher Spannung eine vergleichbare Depletionstiefe wie der leicht bestrahlte Sensor erreicht. Für den niedrig bestrahlten Sensor sind Messungen in Abbildung 20, Seite 37 dargestellt. Schon für niedrige Spannungen besitzen die Messungen einen kla-

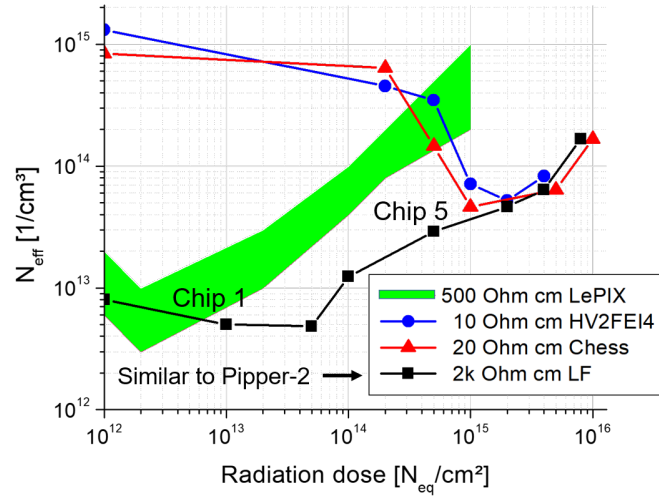


Abbildung 19: Effektive Dotierungsänderung von Sensoren unterschiedlicher Herstellungsprozesse in Abhängigkeit der nicht-ionisierenden Bestrahlungsdosis [2].

ren Peak. Dennoch existieren für die Spektren bis 2,5 V Einträge außerhalb des Peaks, welche für eine Ladungsträgerdiffusion sprechen. Diese Einträge sind der Hauptunterschied zu den restlichen Spektren. Abgesehen vom Untergrund besitzen die Messungen ab 7,5 V vermutlich keine Einträge außerhalb des Peaks. Sie unterscheiden sich nur geringfügig voneinander durch größer werdende Peaks und leicht abweichende Peakpositionen.

Daher scheint das verarmte Volumen auch für höhere Spannungen noch geringfügig zu wachsen. Wie bereits in den Methoden zur Bestimmung der Depletionstiefe erwähnt, überlappen sich die verarmten Zonen ab einer gewissen Spannung und können höher dotierte Schichten erreichen. Als Folge dessen steigt das verarmte Volumen langsamer an. Darum kann man davon ausgehen, dass der Sensor ab einer Spannung von 7,5 V nahezu voll verarmt ist.

Aufgrund von Abbildung 18 gibt es Anlass zur Annahme, dass der stark bestrahlte Sensor nicht voll verarmt ist. Zur Verifizierung werden ebenfalls Messungen mit variierender Spannung durchgeführt. Diese sind in Abbildung 21, Seite 37 dargestellt. Im Vergleich zum niedrig bestrahlten Sensor besteht

hier keine Akkumulation von Spektren ab einer gewissen Spannung. Sowohl die Peakposition als auch die Höhe des Peaks nehmen mit steigender Spannung kontinuierlich zu. Aus diesen Gründen kann man vermuten, dass keine Vollverarmung des Sensors erreicht wird.

Eine mögliche Erklärung für die voneinander abweichenden Depletionstiefen besteht in der Annahme, dass durch die höhere Strahlendosis die Dotierung des aktiven Volumens zunimmt. Demzufolge sollte die Dotierung des stark bestrahlten Sensors um etwa einen Faktor 5 ansteigen. Aus Gleichung 6 geht hervor, dass dieser Dotierungsanstieg mit einer um einen Faktor 5 erhöhten Depletionsspannung ausgeglichen werden kann. Deshalb sollte der stark bestrahlte Sensor bei einer angepassten Spannung ein ähnliches Spektrum wie der niedrig bestrahlte Sensor besitzen.

Um diese Hypothese zu prüfen, wurden die Spektren der 2,5 V Messung (Chip 1) und der 10 V (Chip 5) verglichen (siehe Abbildung 22). Man kann erkennen, dass beide Spektren im Wesentlichen übereinstimmen. Geringe Abweichungen entstehen in der Position der Kalibrationspeaks, der für den stark bestrahlten Sensor etwas niedriger ist. Dies kann an der Diskrepanz zwischen den verwendeten Faktoren liegen. Während die Spannung nur um einen Faktor 4 erhöht wird, wäre nach der Dotierungsänderung ein Faktor 5 nötig. Die Peakverbreiterung kann mit zusätzlichem Rauschen bzw. moderatem Charge-Clearing erklärt werden.

Das Ergebnis liefert somit einen Hinweis darauf, dass die Strahleneffekte durch eine Erhöhung der Dotierung des aktiven Mediums erklärt werden können.

### 4.3 Temperatur

Mit steigender Temperatur erhöht sich die thermische Energie der Elektronen im Halbleiter. Daraus resultiert ein höherer Leckstrom, welcher stark temperaturabhängig ist. Wie in Abschnitt 1.2, Seite 7 beschrieben, können große Leckströme die Signalverarbeitung in Form von Charge-Clearing beeinträchtigen. Ob und ab welcher Temperatur Effekte des Charge-Clearings relevant werden, soll im Folgenden untersucht werden.

Die Temperaturmessungen für den Sensor mit niedriger Bestrahlungsdosis

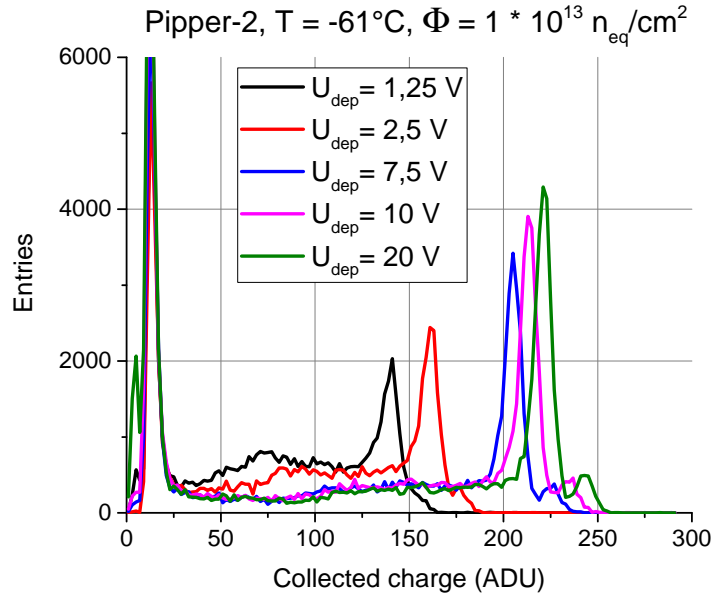


Abbildung 20: Variieren der Spannung für den leicht bestrahlten Sensor.

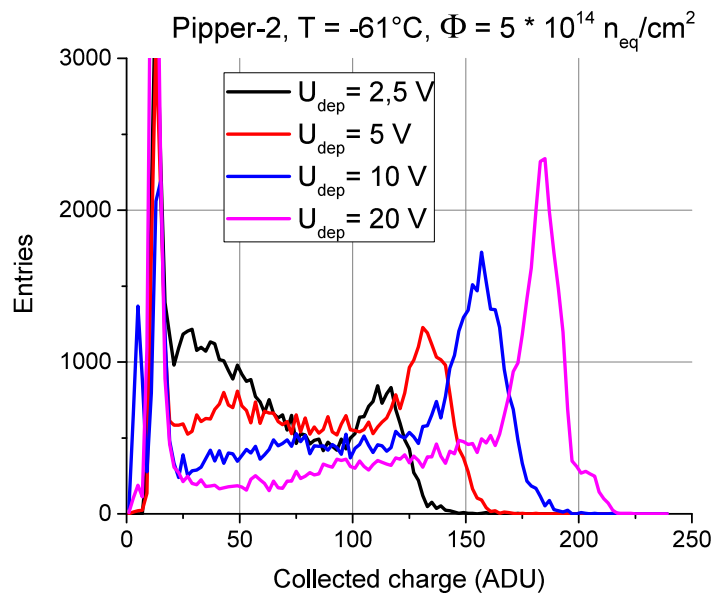


Abbildung 21: Variieren der Spannung für den stark bestrahlten Sensor.

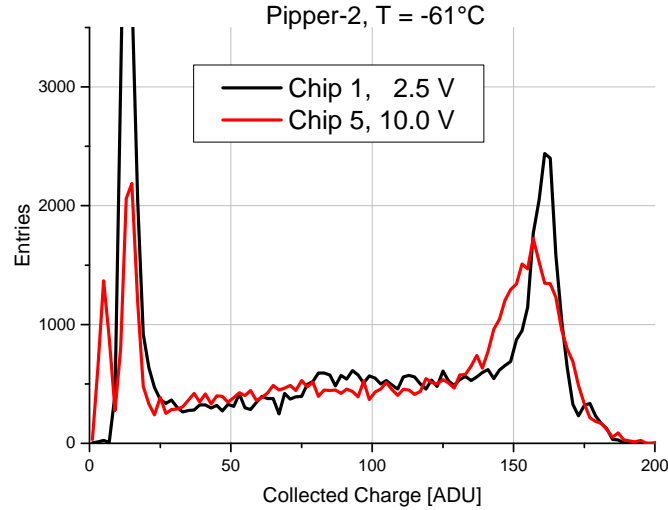


Abbildung 22: Vergleich der 2,5 V Messung von Chip 1 mit der 10 V von Chip 5.

sind in Abbildung 23, Seite 39 dargestellt. Die Peaks der  $-20^{\circ}\text{C}$  und  $-60^{\circ}\text{C}$  Messungen sind sehr scharf und nahezu identisch. Mit steigender Temperatur wird der Peak etwas breiter und die Peakposition verschiebt sich geringfügig. Beides sind charakteristische Effekte des Charge-Clearings. Daher besteht die Annahme, dass für den leicht bestrahlten Sensor die Auswirkungen des Charge-Clearings ab Temperaturen von  $T \geq -20^{\circ}\text{C}$  eintreten.

Für den stark bestrahlten Sensor sind die Temperaturmessungen in Abbildung 25, Seite 40 dargestellt. Im Vergleich zum Sensor mit niedriger Bestrahlungsdosis unterscheiden sich die Spektren alle voneinander. Bereits unter einer Temperatur von  $-38^{\circ}\text{C}$  findet sowohl eine Verbreiterung des Peaks, als auch eine Verschiebung der Peakposition statt. Wird die Temperatur weiter erhöht, setzt sich die Verbreiterung soweit fort, dass kein Peak mehr erkennbar ist. Dies kann ebenfalls an den Auswirkungen des Charge-Clearings liegen. Dass diese bereits früher eintreten, kann an der höheren Bestrahlungsdosis liegen. Da der Leckstrom linear von der nicht-ionisierenden Strahlungsdosis abhängt, erreicht der stark bestrahlte Sensor schon mit niedrigeren Temperaturen einen kritischen Leckstromwert.

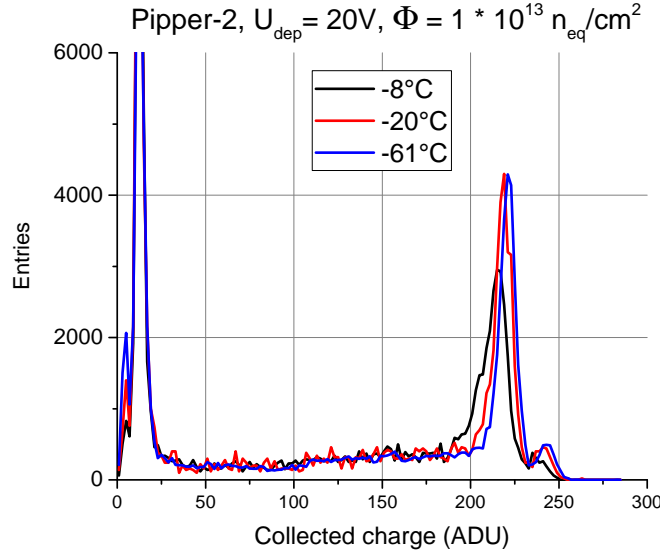


Abbildung 23: Änderung des Spektrums des leicht bestrahlten Sensors mit steigender Temperatur.

Zur fernerer Analyse können die Auswirkungen des Charge-Clearings simuliert werden:

Hierfür wird die Charge-Clearing Konstante  $\tau$  benötigt. Diese kann nach Gleichung 4, 7 mit Hilfe der durchgeführten Leckstrommessungen aus Abschnitt 3.2 berechnet werden. Der exponentielle Faktor aus Gleichung 3, 7, kann sodann in Abhängigkeit des Auslesezeitpunktes  $t$  bestimmt werden. Indem man  $t$  zufällig auf dem Intervall  $[0, t_{\text{int}} = 12,8 \mu\text{m}]$  verteilt, kann die exponentielle Abschwächung reproduziert werden. Durch Faltung mit der Ladungsverteilung eines Doppelpeaks kann man so das Spektrum eines sonst idealen Sensors simulieren.

Die Berechnung von  $\tau$  wird im Folgenden für die  $-22^\circ\text{C}$  Messung des stark bestrahlten Sensors explizit gezeigt:

$$\tau = \frac{k_B \cdot T \cdot C}{e \cdot I_{\text{Leak}}(T)} \quad (27)$$

Die Kapazität  $C$  ist nicht genau bekannt. Sie wird für die Rechnung auf 10 fF mit einer kleinen Unsicherheit abgeschätzt. Der Leckstrom kann von den

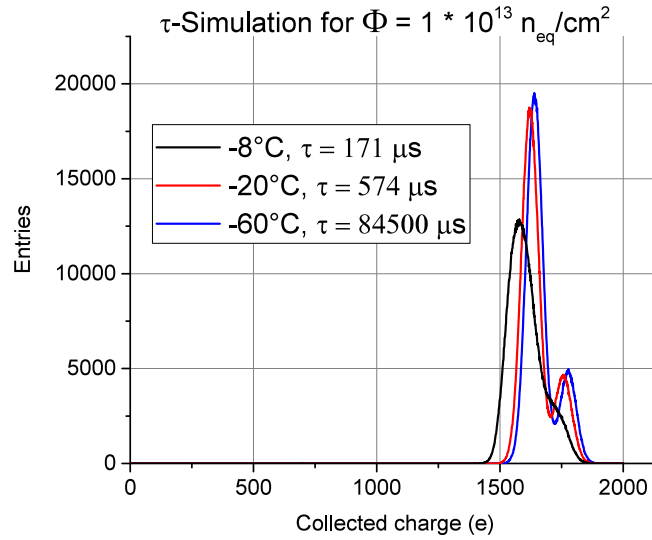


Abbildung 24: Simuliertes Spektrum des leicht bestrahlten Sensors auf Basis der berechneten Werte für  $\tau$ .

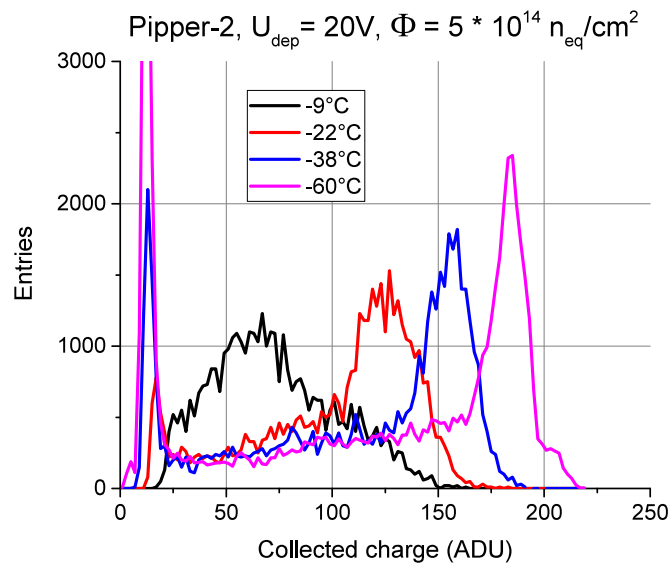


Abbildung 25: Änderung des Spektrums vom stark bestrahlten Sensor mit steigender Temperatur.

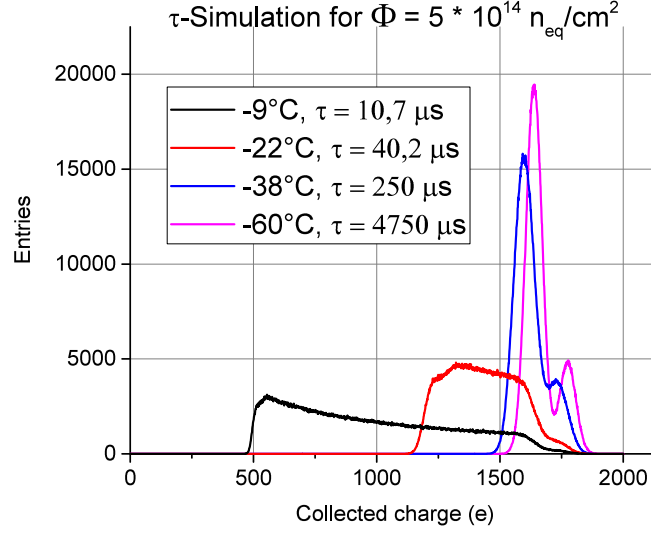


Abbildung 26: Simuliertes Spektrum des stark bestrahlten Sensors auf Basis der berechneten Werte für  $\tau$ .

Messungen aus Tabelle 5 und 6 entnommen werden. Dieser muss jedoch mit dem Temperaturkorrekturfaktor  $R$  aus Gleichung 22, Seite 26 multipliziert werden, da die Leckstrommessungen unter der Referenztemperatur von  $T = 20^\circ\text{C}$  stattgefunden haben. Zusätzlich wird der Leckstrom durch die Anzahl der Dioden  $N_D = 6144$  geteilt:

$$I = \frac{3,62 \cdot 10^{-7} \text{ A}}{6144} \cdot \left( \frac{251 \text{ K}}{293 \text{ K}} \right)^2 \cdot \exp \left( \frac{1,12 \text{ eV}}{2k_B} \left( \frac{1}{293 \text{ K}} - \frac{1}{251 \text{ K}} \right) \right) \quad (28)$$

$$= 2,45 \cdot 10^{-11} \text{ A}$$

Durch Einsetzen der übrigen Werte erhält man für  $\tau$

$$\tau = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}} \cdot 251 \text{ K} \cdot 10 \text{ fF}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 2,45 \cdot 10^{-11} \text{ A}} = 40,19 \mu\text{s}. \quad (29)$$

Die berechneten Werte für  $\tau$  der Temperaturmessungen sind in den Tabellen 1 und 2 aufgelistet. Mit Hilfe von Root können die Spektren der Temperaturmessungen simuliert werden. Diese sind in den Abbildungen 24 und 26

Temperatur [K]	$\tau[\mu s]$
213	8,45E-02
253	5,74E-04
265	1,71E-04

Tabelle 1: Charge-Clearing Konstante  $\tau$  für die Temperaturmessungen des leicht bestrahlten Sensors.

dargestellt.

Die simulierte Ladungsverteilung des leicht bestrahlten Sensors besitzt große Ähnlichkeiten mit der Temperaturmessung. Auch hier zeigt das äquivalente -20°C Spektrum keine Beeinträchtigung aufgrund des Charge-Clearings. Mit steigender Temperatur wird der Peak verbreitert und verschiebt sich in Richtung niedrigerer Werte wie in der originalen Temperaturmessung. Dagegen weist die simulierte Ladungsverteilung des stark bestrahlten Sensors einige Unterschiede auf.

Während das originale -60°C Spektrum keinen klaren  $K_\beta$ -Peak und einen geringfügig breiteren  $K_\alpha$ -Peak besitzt, ist der Doppelpeak im simulierten Spektrum unbeeinträchtigt. Auch das simulierte -38°C Spektrum ist kaum beeinträchtigt. Der Ansatz des Doppelpeak ist zum einen noch erkennbar und zum anderen ist er kaum verbreitert oder verschoben. Im Kontrast dazu ist der Peak der originalen -38°C Messung verbreitert und deutlich verschoben.

Die restlichen simulierten Spektren besitzen eine ähnliche Tendenz wie die Originalspektren. Die erhebliche Verbreiterung und Verschiebung des Peaks findet auch in den Temperaturmessungen statt. Ein wesentlicher Unterschied besteht jedoch in der Peakhöhe. Dies kann man aber auf die simulierten Spektren mit niedriger Temperatur zurückführen, welche nahezu unverändert sind und deswegen deutlich höhere Peaks besitzen.

Aus dem Vergleich zwischen Temperaturmessung und Simulation kann man folgern, dass die Veränderung der Spektren mit steigender Temperatur durch das Charge-Clearing bedingt sein kann. Zwar stimmen die simulierten und gemessenen Spektren weitestgehend überein, jedoch beinhaltet die Berechnung von  $\tau$  einige Unsicherheiten, weswegen dies nur als Abschätzung benutzt werden kann.

Temperatur [K]	$\tau[\mu s]$
213	4,78E-03
235	2,49E-04
251	4,02E-05
264	1,07E-05

Tabelle 2: Charge-Clearing Konstante  $\tau$  für die Temperaturmessungen des stark bestrahlten Sensors.

#### 4.4 S/N

Ein wichtiger Parameter für die Strahlenhärte eines Sensors ist das Signal zu Rauschen Verhältnis. Mit einem Betastrahler kann das Verhältnis für die beiden Sensoren gemessen werden. Das S/N für sowohl den niedrig als auch den stark bestrahlten Sensor ist in Abbildung 27, Seite 44 gezeigt.

Der leicht bestrahlte Sensor weist ein sehr gutes Signal zu Rauschen Verhältnis von 55,6 auf. Der stark bestrahlte Sensor besitzt infolge der vielen Defekte im Kristallgitter ein höheres Rauschen. Auch der wahrscheinlichste Signalwert wird aufgrund der höheren Bestrahlungsdosis beeinflusst. Wegen der Defekte steigt die Wahrscheinlichkeit einer Rekombination für Signalelektronen. Daher sammelt die Diode im Durchschnitt weniger Ladung und das Spektrum verlagert sich in Richtung niedriger x-Werte.

Mit höherem Rauschen und geringerem Signal ist das S/N für den stark bestrahlten Sensor folglich kleiner. Unter einer Spannung von 20 V und einer Temperatur von -60°C beträgt das Verhältnis trotzdem noch 31,3 und ist somit hinreichend gut. Eine weiterführende Analyse zur Detektionseffizienz kann in einer Strahlzeit überprüft werden.

Seed spectrum, Sr90, Pipper-2, P1,  $U_{\text{depl}} = 20\text{V}$ , Pitch:  $22 \times 22 \mu\text{m}^2$ ,  $T = -55^\circ \text{C}$

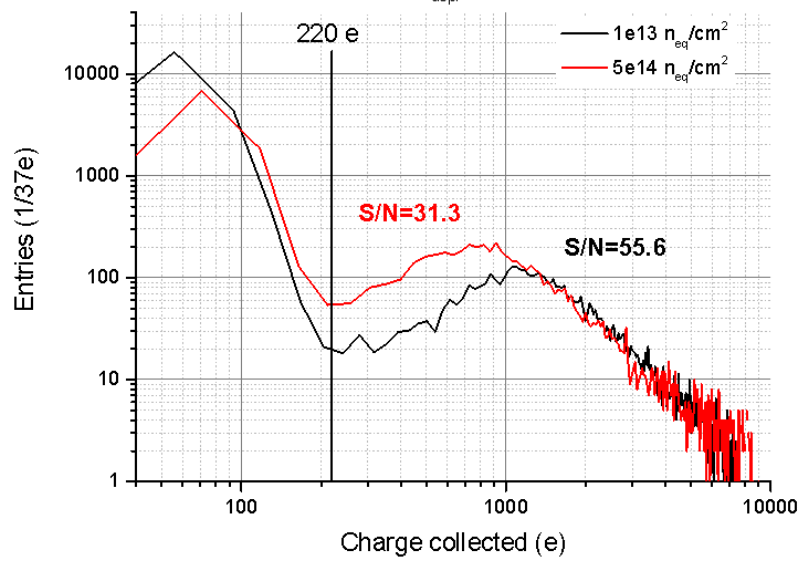


Abbildung 27: S/N des Pipper-2 Sensors

## 5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Methoden zur Bestimmung der Depletionstiefe von CMOS Sensoren erarbeitet. Zur Prüfung der verschiedenen Ansätze dient der sogenannte Pipper-2 Sensor, der über ein hochohmiges aktives Medium sowie der Möglichkeit zum Anlegen einer Hochspannung verfügt. Hierdurch ist es erstmals möglich, einen bedeutenden Teil des aktiven Mediums zu verarmen.

Der erste Ansatz zur Messung der Depletionstiefe, der Kapazitätsansatz nutzt die Proportionalität zwischen der Peakposition des Kalibrationspeaks und der reziproken Kapazität. Im Zuge einer Messung mit dem Pipper-2 Prototypsensor konnte festgestellt werden, dass bis zur vollen Verarmung die reziproke Kapazität von der fünften Wurzel der Verarmungsspannung abhängt. Da der Zusammenhang zwischen Kapazität und Depletionstiefe nicht trivial und analytisch unbekannt ist, kann der Ansatz nicht für die quantitative Auswertung genutzt werden.

Der Charge-Sharing Ansatz beruht auf der Annahme, dass die entstehende Signalladung einer Photonenkonversion im verarmten Volumen in einem Pixel konzentriert wird, während sie ansonsten über mehrere Pixel verteilt wird. Ferner geht man davon aus, dass das aktive Sensorvolumen uniform beleuchtet wird. Sodann kann man durch den Vergleich vom Kalibrationspeak des Seed-Spektrums und Ladungssammlungspeak des Summen-Spektrums auf das prozentual verarmte Sensorvolumen schließen. Unsicherheiten resultieren dadurch, dass sich im verarmten Volumen die horizontale Komponente der Zugfelder zweier Dioden aufheben können, wodurch ebenfalls ein Charge-Sharing entstehen kann. Zusätzlich gilt die Annahme der uniformen Beleuchtung nur, wenn die emittierten Photonen der Röntgenquelle eine hinreichende Absorptionslänge besitzen.

Der Leckstromansatz verwendet die lineare Abhängigkeit von Leckstrom und verarmtem Volumen. Durch Messung des Leckstroms kann mit bekannter Strahlendosis so das verarmte Volumen bestimmt werden. Teilt man dies durch das aktive Sensorvolumen, erhält man analog zum Charge-Sharing Ansatz das prozentual verarmte Sensorvolumen. Während der Erprobung des Ansatzes wurde eine zusätzliche, bisher nicht identifizierte Leckstromquelle

aufgefunden. Da der Anteil dieser Quelle am gesamten Leckstrom unbekannt ist, entsteht eine nicht abschätzbare Messunsicherheit.

Die drei Methoden zur Bestimmung der Depletionstiefe wurden anhand von zwei unterschiedlich stark bestrahlten Sensoren getestet. Die nicht-ionisierenden Strahlendosen betragen  $1 \times 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  und  $5 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ .

Alle drei Ansätze zeigen übereinstimmend, dass der leicht bestrahlte Sensor ab einer Spannung von  $7,5 - 10 \text{ V}$  einen Zustand maximaler Verarmung erreicht. Dagegen erreicht der stark bestrahlte Sensor dieses Maximum nicht. Quantitativ kann mit Hilfe des Charge-Sharing Ansatzes ein prozentual depletiertes Sensorvolumen von 60% für den stark bestrahlten Sensor und 70% für den leicht bestrahlten Sensor ermittelt werden. Auch mit dem Leckstromansatz wird ein Ergebnis von 60% für den stark bestrahlten Sensor erreicht. Hingegen beträgt das angezeigte verarmte Sensorvolumen des leicht bestrahlten Sensors über 200%, was wie erwähnt auf eine zusätzliche Leckstromquelle hinweist. Die quantitativen Ergebnisse der Messungen legen es nahe, dass bis zu 70% des aktiven Sensorvolumens verarmt werden können. Diese Messergebnisse stimmen gut mit dem Ergebnis entsprechender, in der Literatur verfügbarer TCAD-Simulationen überein. Demnach ergibt sich die Diskrepanz zwischen dem verarmten und vollen aktiven Volumen aus der Tatsache, dass ein Teil des aktiven Volumens relativ hoch dotiert und daher schwer zu verarmen ist.

Aus den vorliegenden Ergebnissen wird geschlossen, dass die geprüften Verfahren grundsätzlich zur Ermittlung der Verarmungstiefe von Sammeldioden von MAPS geeignet sind.

Zur Beurteilung der Strahlenhärte der Sensoren wurden bestrahlte Sensoren mit verschiedenen Spannungen sowie unter verschiedenen Temperaturen betrieben. Für den mit  $5 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  bestrahlten Sensor wurde festgestellt, dass sowohl mit reduzierter Verarmungsspannung wie auch unter erhöhter Temperatur der sogenannte Kalibrationspeak der Ladungsverteilung zu niedrigeren Werten verschoben und verbreitert wurde. Im Falle der reduzierten Verarmungsspannung wurde als Ursache eine durch die Strahlung generierte Erhöhung der effektiven Dotierungskonzentration festgestellt. Die-

se erschwert die Verarmung des aktiven Mediums, allerdings kann der Effekt in begrenztem Maße durch eine Erhöhung der Verarmungsspannung kompensiert werden. Die notwendige Erhöhung der Spannung skaliert ersten Messungen zu Folge erwartungsgemäß linear mit der Erhöhung der Dotierungskonzentration.

Im Falle der Erhöhung der Temperatur wurde als Ursache der beobachteten Effekte ein beschleunigtes Charge-Clearing auf Grund von erhöhten thermischen Leckströmen vermutet. Die entsprechende Zeitkonstante wurde auf Basis von gemessenen Leckströmen berechnet und der Effekt des Charge-Clearings mittels Simulation abgeschätzt. Die beobachteten Strahleneffekte konnten so qualitativ nachvollzogen werden.

Auf Basis der Messungen wird geschlossen, dass der mit  $5 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  bestrahlte Sensor noch nahezu voll verarmt werden kann. Bei hinreichender Kühlung erreicht der stark bestrahlte Sensor ein S/N von 31 für Beta-Strahlen aus einer  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle. Dieses S/N ist erfahrungsgemäß für eine gute Detektion von MIPs hinreichend. Ob diese für klassische MAPS ermittelte Faustregel auch für Sensoren mit stark verarmtem Sensorvolumen gilt, muss jedoch noch mit Hilfe eines Beamtests ermittelt werden.

## A Messwerte

Spannung [V]	Integral Seed-Peak	Integral Sum-Peak
0,5	2046	7285
1,25	3182	7630
2,5	3607	6968
5	4566	7667
7,5	4250	7344
10	4732	7635
20	5203	7917
30	5619	8277
40	5583	7629

Tabelle 3: Integrale des Kalibrationspeaks vom Seed-Spektrum bzw. dem Ladungssammlungspeak des Summen-Spektrums des leicht bestrahlten Sensors.

Spannung [V]	Integral Seed-Peak	Integral Sum-Peak
0	237	1010
1	477	2129
2	648	2546
3	742	2800
4	929	2996
5	1052	3040
6	1362	3191
7	1436	3157
8	1494	3376
9	1557	3250
10	1662	3196
11	1783	3230
12	1814	3242
13	1848	3270
14	1861	3187
15	1904	3221
16	1962	3192
17	1919	3187
18	1924	3234
19	2048	3372
20	2005	3297

Tabelle 4: Integrale des Kalibrationspeaks vom Seed-Spektrum bzw. dem Ladungssammlungspeak des Summen-Spektrums des stark bestrahlten Sensors.

Spannung [V]	Leckstrom Chip 1 [A]
0	3,00E-09
1	3,63E-09
2	4,80E-09
3	7,40E-09
4	9,27E-09
5	1,18E-08
6	1,35E-08
7	1,50E-08
8	1,64E-08
9	1,67E-08
10	1,79E-08
11	1,81E-08
12	1,86E-08
13	1,87E-08
14	1,95E-08
15	1,96E-08
16	1,97E-08
17	2,03E-08
18	1,99E-08
19	2,07E-08
20	2,05E-08
21	2,03E-08
22	2,11E-08
23	2,08E-08
24	2,09E-08
25	2,09E-08
26	2,13E-08
27	2,19E-08
28	2,18E-08
29	2,22E-08
30	2,27E-08
31	2,26E-08
32	2,33E-08
33	2,36E-08
34	2,41E-08
35	2,50E-08
36	2,55E-08
37	2,67E-08
38	2,75E-08
39	2,87E-08
40	3,02E-08

Spannung [V]	Leckstrom Chip 5 [A]
0,5	1,30E-07
1	1,75E-07
1,5	1,95E-07
2	2,14E-07
2,5	2,21E-07
3	2,26E-07
4	2,43E-07
5	2,55E-07
6	2,66E-07
7	2,75E-07
8	2,85E-07
9	2,90E-07
10	3,01E-07
11	3,08E-07
12	3,13E-07
13	3,20E-07
14	3,28E-07
15	3,33E-07
16	3,38E-07
17	3,44E-07
18	3,48E-07
19	3,55E-07
20	3,62E-07

Tabelle 6: Leckstrommessung des stark bestrahlten Sensors.

## Literatur

- [1] M. Deveaux. Development of fast and radiation hard Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) optimized for open charm meson detection with the CBM - vertex detector. Dissertation, Goethe Universität Frankfurt, 2007.
- [2] M. Deveaux. Progress on the radiation tolerance of CMOS Monolithic Active Pixel Sensors. Submitted to JINST.
- [3] M. Deveaux et al. Observations on MIMOSIS-0, the first dedicated CPS prototype for the CBM MVD. arXiv:1909.05614 [physics.ins-det] 12 Sep 2019
- [4] M. Deveaux. Monolithic active pixel sensors. In: Proceedings of 24th International Workshop on Vertex Detectors PoS(VERTEX:0452015). Sissa Medialab, 2015. doi:10.22323/1.254.0049.
- [5] D. Doering. Untersuchungen zur Verbesserung der Strahlenhärte von CMOS-Sensoren zum Einsatz in Vertexdetektoren von Schwerionenexperimenten. Dissertation, Goethe Universität Frankfurt, 2014.
- [6] D. Doering. Pitch dependence of the tolerance of CMOS monolithic active pixel sensors to non-ionizing radiation. Nuclear Instruments and Methods A, 730: (2013) 111–114.
- [7] J. Heymes et al. Study of the depletion depth in a frontside biased CMOS pixel sensors. 2019 JINST 14 P01018.

- [8] G. Lindström, Nuclear Instruments and Methods A 512.1: (2004) 30-43.
- [9] G. Lutz. Semiconductor Radiation Detectors. Springer, 1999, ISBN 3-540-64859-3.
- [10] M. Moll. Radiation damage in silicon particle detectors. Dissertation, Universität Hamburg, 1999.
- [11] C. Patrignani *et al.* [Particle Data Group], Chin. Phys. C **40** (2016) no.10, 100001. doi:10.1088/1674-1137/40/10/100001
- [12] A. Yazgili. Personal communication.
- [13] B.L. Henke, E.M. Gullikson, and J.C. Davis. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E=50-30000 eV, Z=1-92, Atomic Data and Nuclear Data Tables Vol. 54 (no.2), 181-342 (July 1993).