



Toleranz von MAPS gegenüber thermischen Neutronen

Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Bachelorarbeit

Im Studiengang Physik
am Institut für Kernphysik

Betreuer

Prof. Dr. Joachim Stroth

vorgelegt von
Ali Yazgili

Frankfurt am Main, den 16.Juli 2019

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
1.1	Einführung in das Thema	4
1.2	Ziele der Bachelorarbeit	4
2	Grundlagen der Halbleiterphysik	6
2.1	Bandstruktur	6
2.2	Dotierung und Halbleitertypen	6
2.3	PN- Übergang	7
2.4	Strahlschäden	10
2.4.1	Ionisierende Schäden (Oberflächenschäden)	10
2.4.2	Nicht-ionisierende Schäden (Volumenschäden)	10
2.5	Leckstrom	13
3	Monolithic Active Pixel Sensoren	14
3.1	Aufbau und Funktionsweise	14
3.2	Funktionsweise von 3T Pixel	16
3.3	Signalverarbeitung von 3T Pixel	17
3.4	Rauschen	19
4	Messgrößen	20
4.1	Leckstrom	20
4.2	Proportionalitätsfaktor α	23
5	Experiment und Aufbau	25
6	Auswertung	27
6.1	Leckstrom	27
6.2	Proportionalitätsfaktor α	31
6.2.1	Proportionalitätsfaktor α für Messsensoren mit schneller Neutronenbestrahlung und ^{55}Fe - Quelle	31
6.2.2	Proportionalitätsfaktor α für Messsensoren mit kalte Neutronenbestrahlung und ^{55}Fe - und ^{109}Cd -Quelle	34
6.3	CCE - Ladungssammlungseffizienz	38
6.4	Rauschen	40
7	Zusammenfassung	42

8	Anhang	44
8.1	Leckstrom	45
8.2	Proportionalitätsfaktor α	47

1 Einleitung

1.1 Einführung in das Thema

Die Teilchenbeschleuniger verwenden Teilchenstrahlen mit sehr hoher Energie und bestehen aus mehreren Subsystemen, unter anderem mit Vertexdetektoren zur Rekonstruktion der Partikeltrajektorie, welche nach Zusammenprall der Teilchen entsteht. Die Vertexdetektoren basieren auf Siliziumsensoren. Diese werden Monolithic Active Pixel Sensoren, kurz MAPS genannt. Die Vertexdetektoren haben eine besonders hohe Ortsauflösung. Mithilfe solcher Detektoren kann die Teilchenbahn bereits nahe des Kollisionspunktes sehr präzise rekonstruiert werden. MAPS wurden vom Institut Hubert Curien in Straßburg (IPHC¹) entwickelt und wurden bereits in mehreren Experimenten wie Star [13], NA61/SCHEIN, ALICE [1] eingesetzt. Im Versuchsalldag sind die Detektoren jährlich unterschiedlich hoher Strahlungsdosis ausgesetzt. Beim CBM Experiment², z.B. welches bei Projekt FAIR [5] aufgebaut werden soll, sind die Detektoren 3 MRad ionisierender und $3 \cdot 10^{13} \frac{n_{eq}}{cm^2}$ nicht-ionisierender Strahlung ausgesetzt. Ionisierende Strahlen sind geladene Teilchen wie z.B. Photonen, α -Strahlen oder elektromagnetische Strahlungen, die in der Lage sind, Elektronen aus der Atomhülle durch Stoßprozesse zu entfernen. Durch ionisierende Strahlen entstehen ionisierte Atome oder Moleküle. Nicht-ionisierende Strahlungen sind Neutronen oder hoch-energetische Teilchen, die durch Stoßprozesse Atome von ihrem Platz stoßen können. Durch diese Strahlschäden entstehen Störstellen im Kristallgitter. Diese Störstellen produzieren neue Energieniveaus im Halbleiter. [4].

1.2 Ziele der Bachelorarbeit

In dieser Arbeit werden die Mimosa-19-Detektoren mit unterschiedlich starkem Volumenschaden nach ihrem Anstieg der Leckströme untersucht. Diese Detektoren wurden jeweils mit schnellen Neutronen oder kalten Neutronen in verschiedenen Stärken vorbestrahlt. Die Mimosa-19-Detektoren (MAPS-³) bestehen unter anderem aus mehreren Dioden (CMOS⁴). Entsprechend der Literatur [15] erwartet man einen Anstieg des Leckstroms von Dioden mit Volumenschaden folgendermaßen:

$$\Delta I = \alpha(T) \cdot \Phi_{eq} \cdot V_{Depl} \quad (1.1)$$

¹ IPHC – Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien, Strasbourg, France.

² CBM – Compressed Baryonic Matter.

³ Monolithic Active Pixel Sensors.

⁴ CMOS - Complementary - metal-oxide-semiconductor

Leckstrom ist eine Diodengröße und entsteht durch kontinuierliche Entladung einer realen Diode. α ist der temperaturabhängige Proportionalitätsfaktor, V das Volumen der Verarmungszone der Diode, Φ die Strahlendosis, welche mit dem Sensor bestrahlt wurde. Für die Silizium-Sensoren, welche mit schnellen Neutronen bestrahlt worden sind, wurde bereits ein Literaturwert für α bei Zimmertemperatur bestimmt [15].

$$\alpha(T = 20^\circ\text{C}) = 4.0 \cdot 10^{-17} \left[\frac{\text{A}}{\text{cm}^3} \right] \quad (1.2)$$

In dieser Arbeit soll der α Wert für diesen Fall bestätigt und bei Sensoren mit Kalten Neutronenbestrahlungen experimentell bestimmt werden.

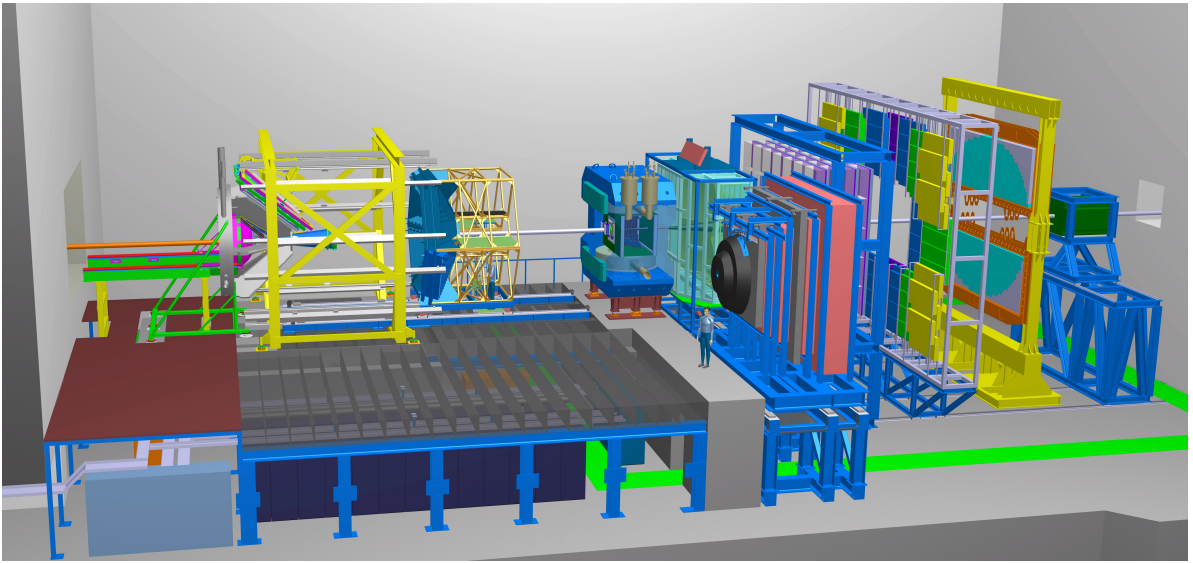


Abbildung 1.1: Aufbau des CBM-Experiments mit HADES-Detektoren. [7]

2 Grundlagen der Halbleiterphysik

2.1 Bandstruktur

Durch das Wechselwirken der benachbarten Atome in einem Kristallgitter, spalten sich die Energieniveaus auf; so entsteht die Bandstruktur, wie in Abbildung 2.1 dargestellt.

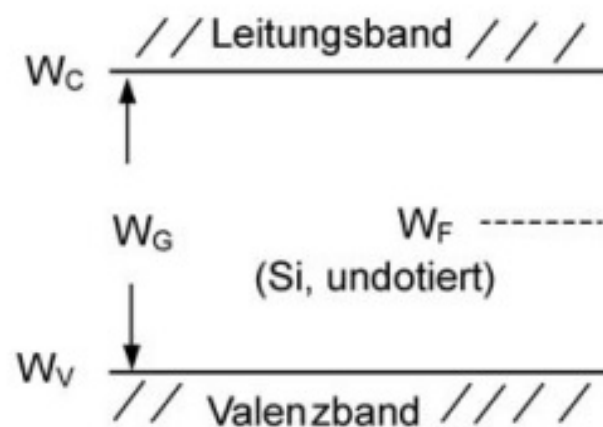


Abbildung 2.1: Bändermodell [16]

Die Abbildung 2.1 ist eine schematische Darstellung. Hierbei ist W_v die Grenze des Valenzbands, V_c die Unterkante des Leitungsbands und dazwischen befindet sich die Energielücke W_g , welche notwendig ist, um ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband zu befördern. Im Valenzband verbleibt das sogenannte „Loch“, welches gegenüber dem Ladungsträger eine entgegengesetzte Polarität aufweist. [16]

2.2 Dotierung und Halbleitertypen

Dotierung ist das Einbringen von Fremdatomen in einen Eigenhalbleiterkristall. Dadurch wird dessen spezifische Leitfähigkeit verändert. Silizium ist mit vier Valenz-Elektronen (vierwertig) ein beliebtes Eigenhalbleiterelement. Die Leitfähigkeit eines Halbleiters hängt von der Anzahl der Ladungsträger ab. Mit einer Dotierung bekommt das reine Silizium mehr Ladungsträger und dadurch eine bessere Leitfähigkeit. Aufgrund dieser Vierwertigkeit ist das Leitungsband eines reinen Siliziumkristalls bei Raumtemperatur praktisch leer und somit ein schlechter Leiter (Valenzband ist voll, keine freien Ladungsträger). Meistens wird Silizium mit dreiwertigem Bor, Aluminium und Indium oder mit fünfwertigem Phosphor,

Arsen, Antimon dotiert. Die Dotierungselemente werden gezielt in die Kristallstruktur des Siliziums eingebracht. Bei Dotierung mit Arsen oder anderem Dotierungselement mit 5 Valenzelektronen an der Oberfläche, gehen vier der fünf Valenzelektronen zu einer kovalenten Bindung mit den benachbarten Siliciumatomen über. Hierbei bleibt ein Elektron sehr leicht an Arsen gebunden und kann leicht ins Leitungsband angeregt werden. Bei dieser Verbindung besteht der größte Teil der Ladungsträger aus Elektronen und wird damit N-Halbleiter genannt (siehe Abbildung 2.2). Die Elektronendichte der N-Halbleiter entspricht hierbei der Dichte des Donators (Dotierungselement, z.B. Phosphor). Die Verunreinigung (Dotierung) des Siliziums mit Donatoren liegt typischerweise im Bereich von 10^{12} bis 10^{18} cm^{-3} .

Bei Dotierung mit einem 3-wertigen Element wie Bor, kann jedes Bor-Atom ein Außenelektron von seinem Nachbaratom aufnehmen. Hierdurch entstehen im Valenzband freie Zustände (Löcher), die eine elektronische Leitung ermöglichen.

Elektronen können sehr leicht von Löchern aufgenommen werden. Durch diese Aufnahme verlieren die Löcher ihre positive Ladung, wodurch anschließend Elektronen zur Nachbarverbindung fehlen. Diese Art von Halbleitern nennt man P-Halbleiter (siehe Abbildung 2.3). Die Löcherdichte eines P-Halbleiters wird durch die Dichte der Akzeptoren im Silizium-Kristallgitter bestimmt [19] [12] [14].

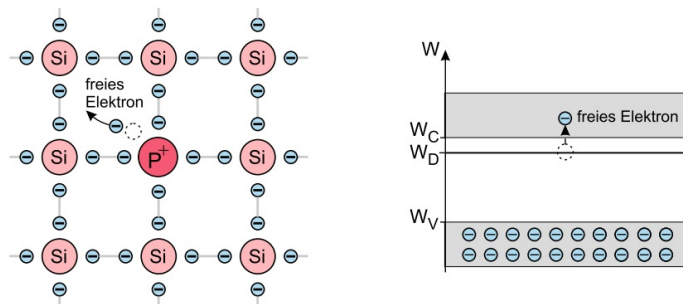


Abbildung 2.2: Bei N-dotierten Halbleitern wurden die Silizium-Halbleiter durch ein Element mit fünf Außenelektronen verunreinigt. So bleibt auch nach der kovalenten Bindung mit dem Siliziumatom ein zusätzliches Elektron, das sehr leicht in das Leitungsband angeregt werden kann. [12].

2.3 PN- Übergang

Wenn man einen P-Halbleiter und einen N-Halbleiter zusammenfügt, sind beide Halbleiter nicht mehr elektrisch neutral, wie in Abbildung 2.4 und 2.5 dargestellt. Es entsteht in dem Übergang zwischen den beiden Halbleiterteilen der sogenannte PN-Übergang. Nach der physikalischen Verbindung sind alle beweglichen Ladungsträger innerhalb der Verarmungs- oder Sperrschicht an der Grenze zum N- und P- Gebiet ausgeräumt. In der Verarmungsschicht ¹ ist

¹engl. depletion layer

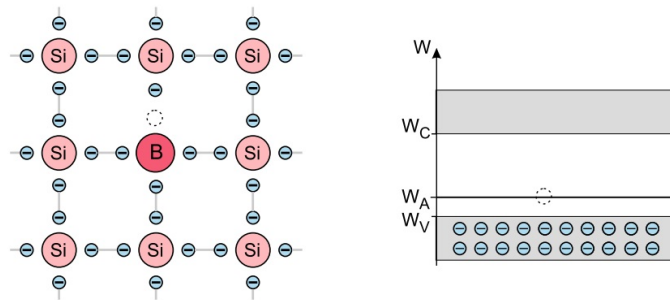


Abbildung 2.3: Bei P-dotierten Halbleitern wurden die Silizium-Halbleiter durch ein Element mit drei Außenelektronen verunreinigt. So bleibt eine kovalente Bindung halbleer und es entstehen Löcher, die sehr leicht Elektronen aufnehmen können. [12]

entweder negative (bzw. positive) Raumladung der Störstellenrümpfe vorhanden (Raumladungszone). Es befinden sich dadurch in der Verarmungsschicht praktisch keine beweglichen Ladungsträger mehr [18].

Die diffundierenden Elektronen aus dem N-Halbleiter rekombinieren sich in der Nähe des PN-Übergangs mit den freien Löchern der P-Halbleiter. So erhöht sich die Elektronenzahl in der P-Zone. Es entsteht eine Potentialdifferenz zwischen dem N- und P-Übergang, welche entgegen des Diffusionsstroms des PN-Gebiets stört. Diese Gegenspannung wirkt einer weiteren Diffusion der Ladungsträger entgegen und die Entstehung weiterer Diffusionsladungsträger wird verhindert. Der PN-Übergang befindet sich im Gleichgewicht, wenn sich der Diffusionsstrom von diffundierten Ladungsträgern und der von Diffusionsspannung erzeugte Driftstrom gegenseitig kompensieren. Im idealen Fall befinden sich im Gleichgewichtszustand keine Ladungsträger im PN-Übergang. Dieser Zustand wird als Verarmungszone bezeichnet, wobei bei realen PN-Übergängen durch thermische Einwirkungen weitere Elektronen-Loch-Paare entstehen. Durch angelegte äußere Spannungsquellen können diese Elektronen aus dem Valenzband leichter ins Leitungsband befördert werden. Dieser Ladungsfluss wird als Leckstrom bezeichnet.

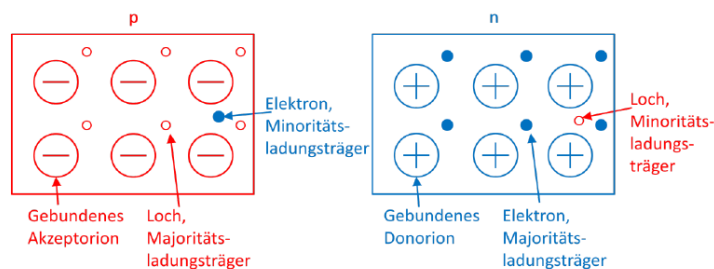


Abbildung 2.4: P- und N- dotierte Bereiche vor der Zusammenführung [21].

Bei angelegter äußerer Spannung in Durchlassrichtung wird das Diffusionspotential am PN-Übergang reduziert, so können Majoritätsladungsträger über den PN-Übergang diffun-

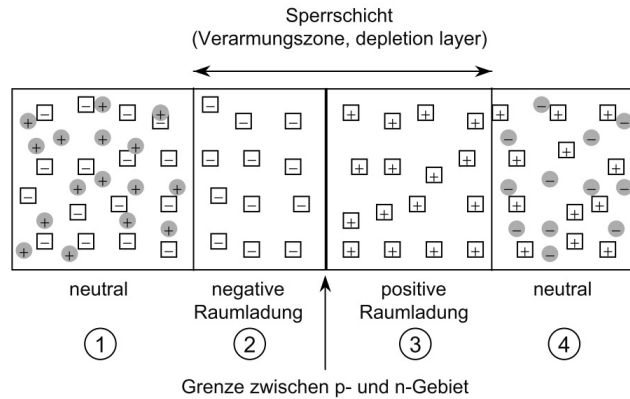


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines Halbleiters mit PN-Übergang. Rechtecke: unbewegliche Rumpfe der Donatoren bzw. Akzeptoren; Kreise: bewegliche Ladungsträger (Elektronen und Löcher) [18].

dieren. Wenn die äußere Spannungsquelle in Sperrrichtung (positive Spannung auf der N-Seite und negative Spannung auf der P-Seite) gerichtet ist, erhöht sich die innere Potentialbarriere des PN-Übergangs, die Verarmungszone vergrößert sich und der Diffusionsstrom wird unterbrochen. In Sperrrichtung fließt nur der Leckstrom, der aus Minoritätsladungsträgern besteht. Die Größe des Leckstroms ist im Vergleich zu Betriebsstrom sehr gering. Bei unseren Messungen mit den Mimosa-19-Sensoren wurden auch Ströme im fA-Bereich gemessen, daher war Leckstrom für uns nicht mehr vernachlässigbar.

Eine Diode ist nichts anderes als ein PN-Übergang. In MAPS-Detektoren werden in der Epitaxieschicht umherdiffundierende Ladungen mit Hilfe von Dioden in den Vorverstärker weitergeleitet. Daher spielen die Dioden für das Verständnis der MAPS eine wichtige Rolle [4].

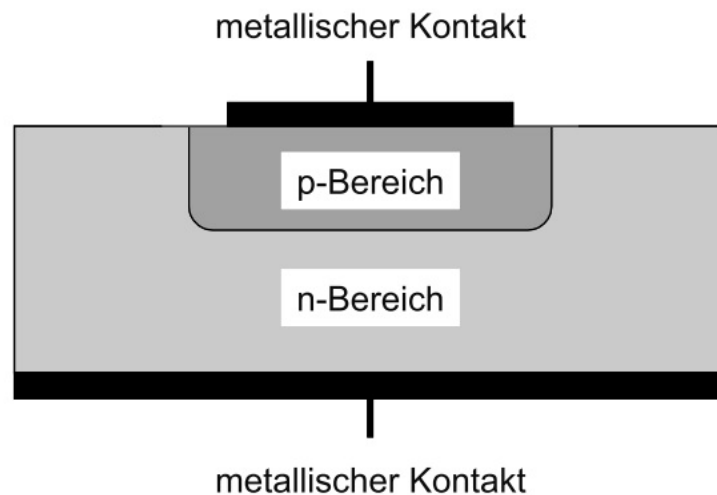


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung einer Halbleiterdiode [18].

2.4 Strahlschäden

Durch Wechselwirken der Strahlung mit der Materie entstehen Strahlschäden. In einem Siliziumgitter werden die Strahlschäden durch die Eigenschaften des Projektils und des Targets in zwei Arten geteilt. Bei Strahlung mit elektrisch geladenen Teilchen ohne Ruhemasse (ionisierend), wie zum Beispiel Photonen, entstehen Oberflächenschäden. Hierbei entfernen die ionisierenden Teilchen Elektronen aus der Oberfläche der Kristallgitter oder des Moleküls. Bei Strahlung mit elektrisch neutralen Teilchen, z.B. Neutronen oder elektrisch geladenen Teilchen mit Ruhemasse, z.B. Protonen, können Atome aus dem Kristallgitter verschoben oder entfernt werden. So entsteht ein Volumenschaden² [4]. Da Neutronen keine Ladung haben, können sie keine Elektronen aus der Elektronenhülle treffen. Andererseits haben Elektronen zu wenig Impuls um Kerne aus dem Kristallgitter zu entfernen.

2.4.1 Ionisierende Schäden (Oberflächenschäden)

In Abbildung 2.7 wird die Wechselwirkung zwischen einem Halbleiter und ionisierenden Teilchen dargestellt. Hierbei werden die Elektronen mit ' - ' und Elektron-Loch-Paare mit einem ' + ' dargestellt. Die Energie, die für die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren in einem Siliziumgitter benötigt wird, beträgt etwa 3,6 eV. Die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare hängt von dem Partikeltyp, der Partikelenergie und von der Dicke des Mediums ab. Die erzeugten Elektronen oder Elektron-Loch-Paare in der Oxidschicht rekombinieren untereinander oder entgehen der Rekombination durch eine angelegte Spannung an der Oxidschicht. Je höher die Trennspannung, desto höher ist die Ausbeute an Elektron-Loch-Paaren. Je höher die Dichte der Elektron-Loch-Paare, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit der Rekombination (siehe Abbildung 2.7 -b und -c). Aufgrund der hohen Beweglichkeit der Elektronen werden die Elektronen sehr schnell aus der Oxidschicht herausgelöst [13]. Die verbliebenen Elektron-Loch-Paare bewegen sich durch die Oxidschicht. Der Transport der Ladungsträger wird neben dem Elektrischen Feld auch durch Temperaturerhöhung zusätzlich erleichtert. Bei der Ausbreitung zwischen Erzeugungspunkt und der $Si-SiO_2$ -Grenzschicht können die Löcher auch von Oxiddefekten eingefangen werden und behalten ihre Ladung.

Die Standardeinheit für ionisierende Strahlendosen ist das Gy $\left[\frac{J}{kg}\right]$. Sie gibt die Strahlungsmenge an, die erforderlich ist, um 1 Joule Energie in 1 Kilogramm jeglicher Art von Materie anzulagern [3] [13] [2].

$$1rd = 0.01Gy = 0.01 \frac{J}{kg} \quad (2.1)$$

2.4.2 Nicht-ionisierende Schäden (Volumenschäden)

Die nicht-ionisierenden Schäden entstehen durch die Wechselwirkung von Neutronen oder hochenergetisch geladenen Teilchen mit dem Kristallgitter. Die Wahrscheinlichkeit, dass bei einem elastischen Zusammenstoß Atome aus dem Kristallgitter herausgelöst werden, hängt

²bulk damage

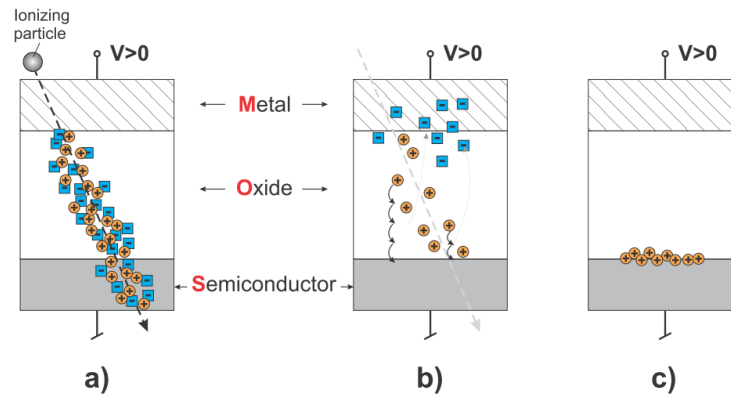


Abbildung 2.7: Entstehung von Ionisationsschäden (a) Entstehung von Elektron-Loch-Paare im Siliziumdioxid. (b) Elektronen und Löcher bewegen sich unter Einfluss des elektrischen Feldes im Siliziumdioxid (c). Löcher werden zwischen der Silizium- und der Siliziumdioxidoberfläche gefangen [13].

vom Typ und der Stärke der Strahlung ab. Um ein Atom aus dem Silizium-Gitter zu entfernen, wird eine Energie von etwa 25 eV benötigt. Aufgrund der Impulserhaltung brauchen die Neutronen und Protonen hierbei eine Energie von 190 eV.

Da Elektronen eine kleinere Masse haben als Neutronen und Protonen, müssen sie für den gleichen Effekt eine höhere Energie von 260 keV aufweisen. Falls Photonen über eine Energie von mehr als 260 keV verfügen, können sie auch durch Compton-Streuung Gitterschäden verursachen mit der Bedingung, dass die Energie der Compton Elektronen 260 keV ist. Das herausgeschlagene Atom kann, falls seine kinetische Energie ausreicht, weitere Atome aus dem Gitter herausschlagen und Sekundärschädigungen verursachen, die Defekt-Cluster genannt werden (siehe Abbildung 2.8). Die Defekt-Cluster entstehen überwiegend durch Neutronen und Protonen. Bei Elektronen entstehen meistens Punktdefekte. Durch die Volumenschäden brauchen Elektronen weniger thermische Energie um vom Valenzband ins Leitungsband zu gelangen; so entstehen Leckströme.

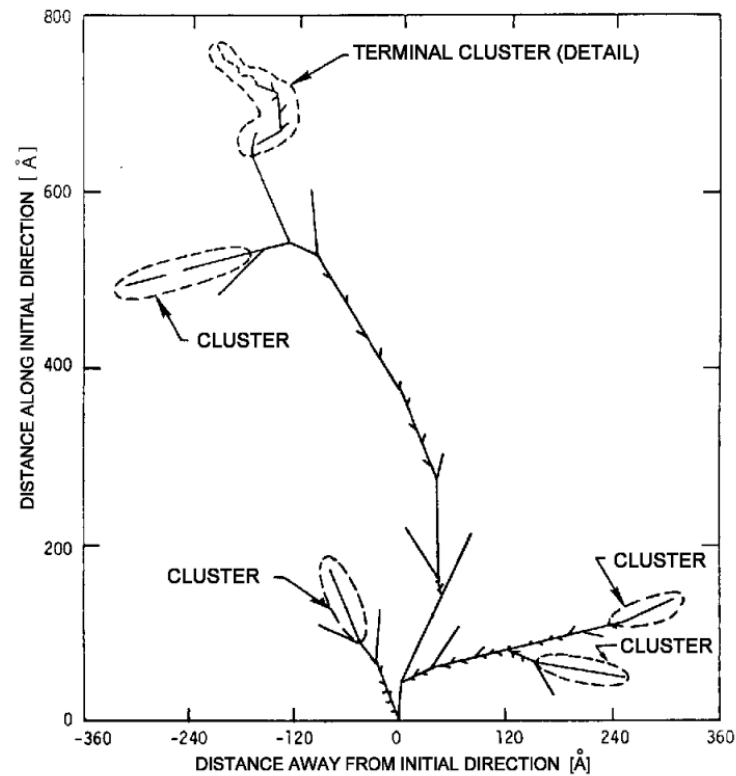


Abbildung 2.8: Ein Teilchen stößt ein Silizium-Atom in eine Gitterstruktur. Dieses Silizium-Atom stößt wiederum andere Silizium-Atome; dieser Prozess geht so lange weiter bis letztlich das Ganze durch Stoßprozesse gestoppt wird. An der Stelle des abgestoßenen Silizium-Atoms bilden sich Punktdefekte. Diese häufen sich in der Nähe des gestoppten Prozesses, zu lokalen Defekt-Cluster [10]

2.5 Leckstrom

Bei realen Dioden fließt, im Gegenteil zu den idealen Dioden, immer ein geringer Strom-Anteil in Sperrrichtung. Dieser Strom wird Sperrstrom oder Leckstrom genannt. Einige Ursachen für Leckströme sind neben der thermischen Einwirkung auch die Strahlenschäden der jeweiligen Sensoren. Je höher die Strahlenschäden oder die Sensortemperaturen, desto größer sind die Leckströme. Der Leckstrom wächst annähernd exponentiell mit steigender Temperatur [17].

$$I(T) = I(T_R) \cdot \left(\frac{T}{T_R}\right)^2 \cdot e^{\frac{E_g}{2k_B} \left(\frac{1}{T_R} - \frac{1}{T}\right)} \quad (2.2)$$

Hier bedeutet T_R die Raumtemperatur bei $T = 20^\circ\text{C}$, E_g der energetische Abstand zwischen Valenzband und Leitungsband im Siliziumkristall.

3 Monolithic Active Pixel Sensoren

Die aus Silizium im sogenannten CMOS-Verfahren ¹ hergestellten, MAPS (Monolithic Active Pixel Sensoren) Halbleiter-Sensoren wurden ursprünglich für Digitalkameras entwickelt. Nach einigen Prüfungen stellte man fest, dass MAPS auch für den Nachweis von geladenen Teilchen gut geeignet sind. Diese eignen sich mit einer Auflösung von wenigen μm , einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit von mehr als 99,9%, geringer Dicke und guter Strahlenhärte sehr gut für die Spurkonstruktion von geladenen Teilchen [9].

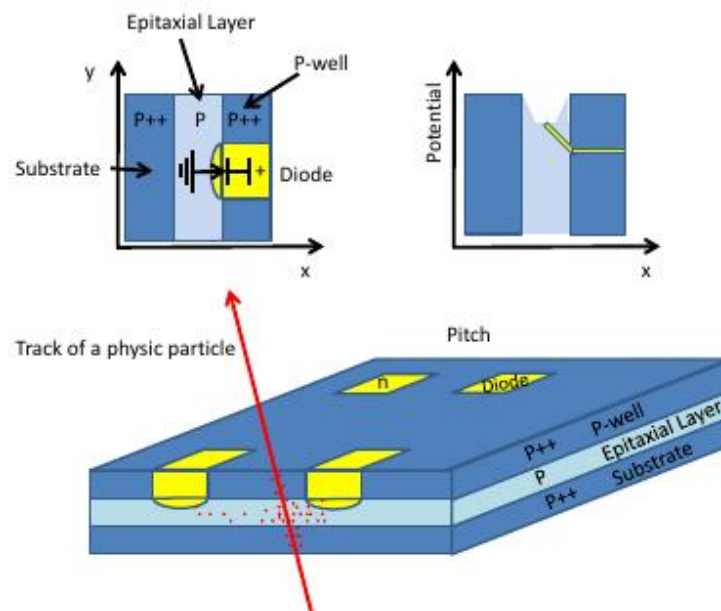


Abbildung 3.1: Aufbau einer MAPS Pixel. **Links Oben:** Verschiedene Dotierungsbereiche, N-Dotierte Sammeldiode ist gelb markiert. **Rechts Oben:** Die Unterbrechung von P-Well und des Potentials des Leitungsbandes des Siliziums. **Unten:** Funktionsweise des Sensors beim Treffen einer Ladung. Hierbei werden Elektronen mit roten Punkten dargestellt [9].

3.1 Aufbau und Funktionsweise

Der MAPS-Detektor besteht aus drei jeweils unterschiedlich dotierten P-Schichten. Wie in Abbildung 3.1 ersichtlich, besteht z. B. ein Mimosa19-Sensor aus einer P-dotierten Epita-

¹ Complementary Metal Oxid Semiconductor

xieschicht², mit $n_p \approx 10^{15} \left(\frac{1}{\text{cm}^3}\right)$ und zwei hoch dotierten Schichten mit einer Dotierung von $n_p \approx 10^{19} \left(\frac{1}{\text{cm}^3}\right)$. Die untere P-dotierte Schicht wird Substrat und die obere P-dotierte Schicht P-Well genannt. Die unterschiedliche Dotierung der Ränder mit der Epitaxieschicht verursacht eine Potentialdifferenz. Durch eine Implantation in der P-Senke und der Epitaxieschicht entsteht die Sammeldiode des Sensors, wie in Abbildung 3.1 dargestellt. Wenn ein ionisierendes Teilchen die Epitaxieschicht trifft, entstehen auf dem Weg Elektron-Loch-Paare (siehe Abbildung 3.1). Wegen der Potentialdifferenz der mittleren Epitaxieschicht und des äußeren Substrates diffundieren die freien Elektronen in der Epitaxieschicht wie in einem Potentialtopf, bis sie nach einiger Zeit die Sammeldiode erreichen. Um im Siliziumkristall ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen, wird eine Energie von 3,6 eV benötigt. Beim Bestrahlen mit einer ^{55}Fe -Quelle wird nach dem K_α -Linie der ^{55}Fe -Quelle eine Energie 5,9 keV [11] an den Detektor abgegeben. So entstehen im Mittel 1640 Elektronen. Beim Strahlen mit einer Cadmium-Quelle wird nach K_α -Linie der ^{109}Cd eine Energie von 22,2 keV [11] abgegeben. So entstehen bei dieser Art von Strahlung 6160 Elektronen. Diese Elektronen diffundieren solange ungerichtet in die Epitaxialschicht, bis sie an einer Sammeldiode ankommen. Hierbei werden ungefähr 40% aller erzeugten Ladungen von den naheliegenden Sammeldioden, den sogenannten Seedpixel gesammelt. Die restlichen 55% der Ladungen werden von den acht, den Seedpixel umkreisenden, Nachbarpixeln gesammelt. Als Letztes werden die restlichen 5% von den zwölf Pixel gesammelt, welche wiederum die acht Nachbarpixeln umkreisen [7].

Nach einem Treffer mit einem Teilchen gelangen insgesamt einige hundert (100-300) Elektronen an den Sammeldioden; deshalb werden diese Elektronen, bevor aus ihnen ein Signal erzeugt werden kann, zuerst zum Vorverstärker weitergeleitet. Durch die Detektion von verschiedenen Pixeln kann der MAPS eine bessere Auflösung der Trajektorie von Teilchen ermitteln. Bei den Mimosa-19-Sensoren ist jede Sammeldiode ein Pixel. Auf dem MAPS sind quadratisch $192 \cdot 192$ Pixel angeordnet, also insgesamt 36864 Pixel.

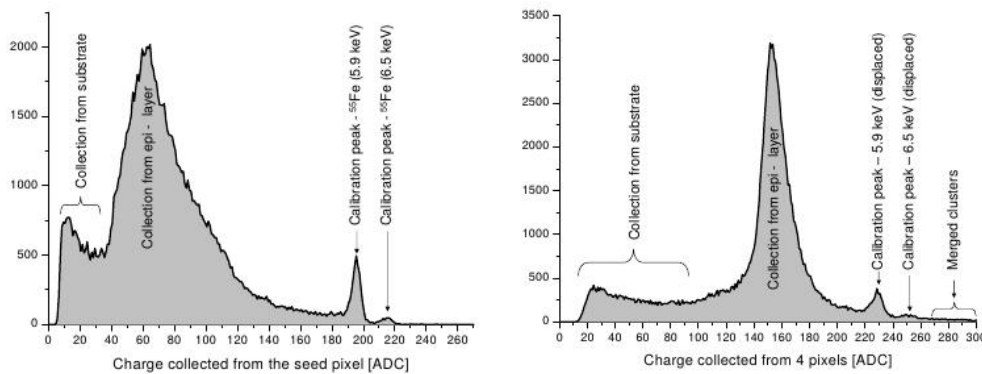


Abbildung 3.2: Das Amplitudenspektrum von ^{55}Fe von jeweils dem Seedpixel (links) und die Summe von vier benachbarten Pixel (rechts) [7].

In Abbildung 3.2 ist ein Amplitudenspektrum von verschiedenen AD-Einheiten dargestellt.

²epitaxial layer

Es wird im Allg. ein großer und ein kleiner Peak beobachtet. Der größte Peak ist hierbei der Sammlungspeak, welcher alle erzeugten Elektronen in der Epitaxieschicht sammelt. Offenbar wandert der Sammlungspeak bei einigen Pixeln nach rechts. Die Ursache für diese Verschiebung kommt aus den Rauschbeiträgen der Nachbapixel. Der Kalibrationspeak wird dagegen kleiner und breiter. Beim Kalibrationspeak betrachtet man die Elektronen, die direkt an der Verarmungsschicht gesammelt wurden. Der Kalibrationspeak wurde von Röntgenphotonen der K_α -Linie des Eisens mit 5,9 keV Energie verursacht. Der vierte und kleinste Peak kommt von der K_β Linie des Eisens. Die dazugehörigen Photonen haben eine Energie von 6,5 keV [2] [11].

3.2 Funktionsweise von 3T Pixel

Die für die Bachelorarbeit verwendeten Mimosa-19-Sensoren haben einen Vorverstärker aus 3T-Pixeln. Wie in Abbildung 3.3 dargestellt, besteht ein 3T-Pixel aus einer Einfangsdiode D_{coll} , die zwischen dem Transistor M_1 und der Erde in Sperrrichtung aufgebaut ist. Parallel zu dem D_{Coll} steht ein Kondensator $C_{Parasitic}$.

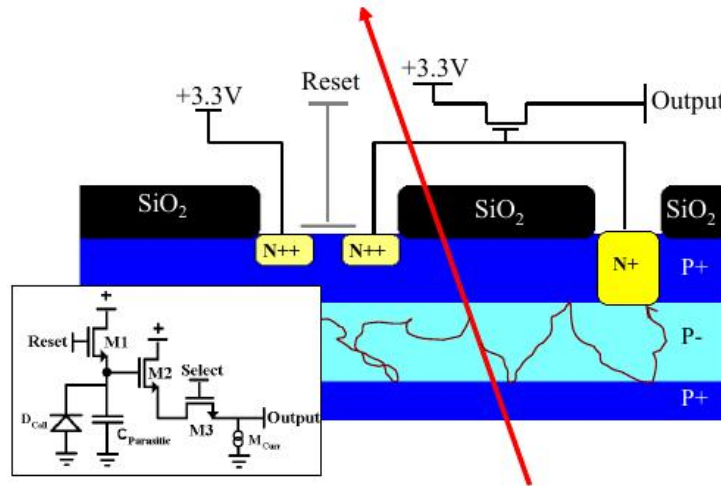


Abbildung 3.3: Aufbau von 3T [7].

Vor einer Messung wird der Kondensator durch ein Reset aufgeladen. Der Reset hat hier die Aufgabe, den während der Messung oder durch den Leckstrom entladenen Kondensator zu Anfang eines jeden Frames wieder aufzuladen. Am Anfang einer Messung ist die Diode durch die äußere Spannungsquelle mit ungefähr 3,3 V aufgeladen. Die aus der Epitaxieschicht ankommenden Elektronen entladen den Kondensator. Die Entladung Q_e ist proportional zu der Anzahl der gesammelten Elektronen N und der Ladung eines Elektrons e . Die Änderung der Spannung ist nach der Entladung umgekehrt proportional zu der Ladung der gesammelten Elektronen und der Kapazität des Kondensators.

$$\Delta U = \frac{Q_e}{C} = \frac{N \cdot e}{C} \quad (3.1)$$

Die Differenz zwischen der Anfangsspannung U_1 und dem Spannungsabfall nach der Entladung U_2 beträgt dann:

$$U_2 = U_1 - \Delta U \quad (3.2)$$

Beim zyklischen Nachladen der Diode können keine Teilchen detektiert werden, so entsteht eine Totzeit [7].

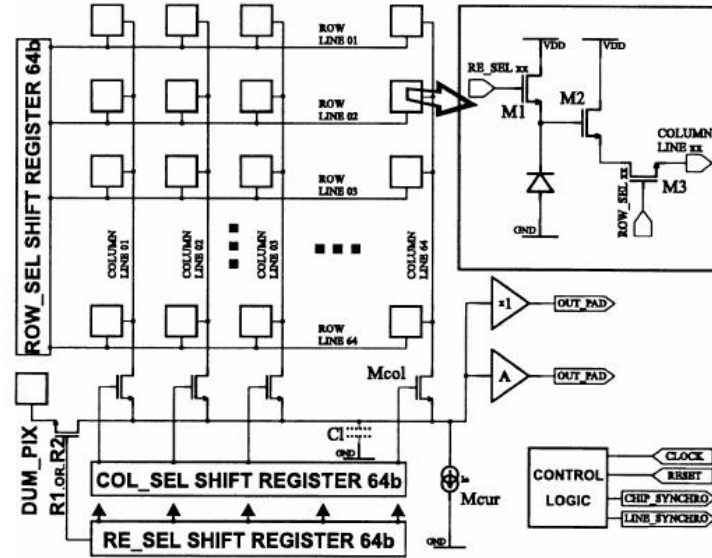


Abbildung 3.4: Ausleseelektronik eines 3T-Pixels. Mit Hilfe von zwei Schieberegistern in X und Y Richtung werden immer nur einzelne Pixel pro Takt abgelesen. [7].

Bei unseren Messungen sind nur einige Elektronen betroffen, dementsprechend hat der 3T Pixel eine zu hohe Ausgangsimpedanz für das Signal. Die Transistoren M_1 , M_2 und eine externe Stromquelle M_{Curr} senken deshalb die Ausgangsimpedanz, damit die Signalspannung weiter geleitet werden kann. Der Transistor M_3 verbindet die Pixel für einen Takt mit der Ausleseelektronik.

3.3 Signalverarbeitung von 3T Pixel

Um das analoge Messsignal zu digitalisieren, wird das sogenannte CDS-Verfahren³ angewandt. Jedes einzelne Pixel wird einen Takt lang gemessen. Die Summe der Auslesezyklen gibt die Integrationszeit wieder. Diese beträgt bei einem Mimosa-19-Sensor bei einer Auslesefrequenz von 10 MHz, 3.7 ms [2].

Aus der Differenz der Spannungen bildet man ΔU_{out} . Nach der CDS-Verfahren wird ein Messwert nach einer Integrationszeit von einem, vor der Messung aufgenommenen Referenzwert subtrahiert. In Abbildung 3.5 sind drei verschiedene Messschritte dargestellt. Beim

³ Correlated Double Sampling

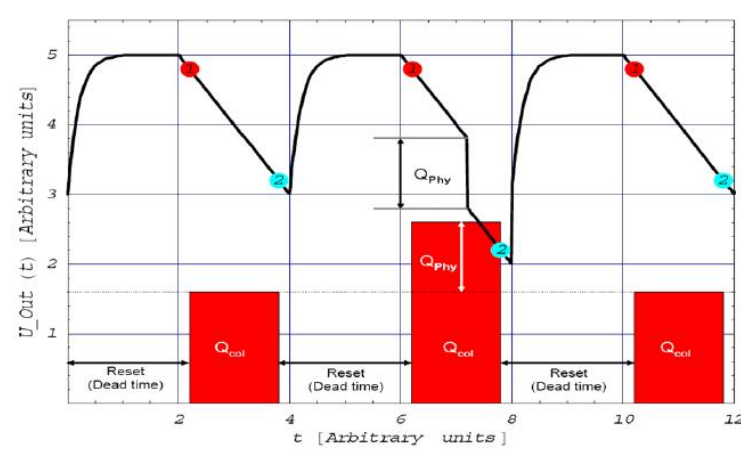


Abbildung 3.5: Signalverarbeitung bei 3T-Pixel. Es ist der Potentialablauf $U_{out}(t)$ gegen den zeitlichen Verlauf abgebildet [7].

ersten Auslesezyklus sieht man deutlich den Aufladevorgang der Diode. Nachdem der Reset-Schalter offen ist, fängt die Diode an, sich zu entladen, ohne Eintreffen eines Teilchens. Dies wird vom thermischen Leckstrom verursacht.

Beim Treffen eines Teilchens entsteht neben dem kontinuierlichen Spannungsabfall, der vom Leckstrom verursacht wird, ein sprunghafter Spannungsabfall (Abbildung 3.5). Dieser zusätzliche Abfall wird von den Signalelektronen verursacht, welche von den eingeschlagenen Teilchen erzeugt wurden. Daher wird die Spannungsabfall zwischen der ersten und der zweiten Messung nach einem Treffen höher ausfallen, als ohne Teilchendetektion.

Aus diesen Spannungsabfällen wird der Leckstrom berechnet. Der erste und der letzte Teil von Abbildung 3.5 stellt eine Leckstrommessung ohne eingeschlagene Teilchen dar. In diesem Schritt sieht man als Resultat nur den thermisch bedingten Leckstrom einer Diode. Im mittleren Zyklus ist die Leckstrommessung bei einem eingeschlagenen Teilchen dargestellt. Hierbei besteht der Leckstrom aus thermisch bedingten Leckströmen und aus den Ladungen von Signalelektronen. [7] [2].

3.4 Rauschen

Im Allgemeinen bedeutet das Rauschen in der Physik ein Störsignal mit einer breiten, unspezifischen Signalfrequenz. Es überlagert bei Messungen das eigentliche Messsignal, sodass die Messung beliebig verfälscht sein könnte. Um ein verwertbares Messergebnis zu erhalten, filtern wir das Rauschen aus der Messung möglichst gut heraus. Hierbei achten wir auf verwertbare Messgrößen, die nur im fA Bereich liegen. Um verwertbare Messergebnisse zu bekommen, sollte die Messung möglich ohne Rauschen stattfinden. Es gibt vier verschiedene Arten von Rauschen, die in unseren Messungen auftreten können, wie z. B. thermisches Rauschen, Schrottrauschen, Gleichtaktrauschen und Diskretisierungsfehler der ADC ⁴ [7].

⁴Analog-Digital-Wandler

4 Messgrößen

4.1 Leckstrom

Da unser Messaufbau den Leckstrom in ADU ¹ Einheiten registriert, müssen wir unsere Werte vor der Auswertung kalibrieren. Zum Kalibrieren benutzen wir ⁵⁵Fe– oder ¹⁰⁹Cd–Isotope. Für eine gemessene Ausgangsspannung folgt für einzelne Pixel die folgende Ladung:

$$Q_{out} = \frac{C}{g} \cdot U_{out} \quad (4.1)$$

Hierbei ist g die Verstärkung vom Vorverstärker des 3T Pixel, C die Kapazität des Pixels. Beim Strahlen mit einem ⁵⁵Fe–Isotop entstehen im Siliziumgitter ungefähr 1640 und beim Strahlen mit ¹⁰⁹Cd ungefähr 6160 Elektronen. Am Kalibrationspeak (siehe Abbildung 3.2) kann der U_{calib} abgelesen werden. Aus dem Kalibrationspeak wird der Verstärkungsfaktor G berechnet.

Der Verstärkungsfaktor G entspricht dem Verhältnis von Ladung und Kalibrationsspannung U_{Calib} . Durch Benutzen der ⁵⁵Fe–Quelle ist die Ladung mit $1640 \cdot e^-$ bekannt. Hierbei ist e^- die Elementarladung ($1,6 \cdot 10^{-19} [As]$).

$$G = \frac{C}{g} = \frac{1640e^-}{U_{calib}} \left[\frac{As}{ADU} \right] \quad (4.2)$$

Der mittlere Leckstrom \bar{Q}_{Cur}^p eines Pixels p wird aus dem Mittelwert der gemessenen Ladungen eines Pixels Q_{out}^p aus N Ereignissen bestimmt.

$$\bar{Q}_{Cur}^p = \frac{1}{N_{Frames}} \sum_{n=1}^{N_{Frames}} Q_{out}^p(t_{N-1}^n) = I_e \cdot t_{int} [ADU] \quad (4.3)$$

Hierbei ist Q_{out}^p die gemessene Ladung eines Pixels und t_{N-1}^n das Ausleseintervall für ein einzelnes Pixel. Das Verhältnis der Gesamtanzahl der Pixel N_{pixel} und der Auslesefrequenz $f_{readout}$ ergibt die Integrationszeit t_{int} .

$$t_{int} = \frac{N_{pixel}}{f_{readout}} \quad (4.4)$$

Der Leckstrom liegt in unseren Messungen im fA-Bereich. In SI-Einheiten gilt die folgende Formel:

$$I^p [A] = G \left[\frac{As}{ADU} \right] \cdot \frac{\bar{Q}_{Cur}^p [ADU]}{t_{int} [s]} \quad (4.5)$$

¹Analog Digital Unit

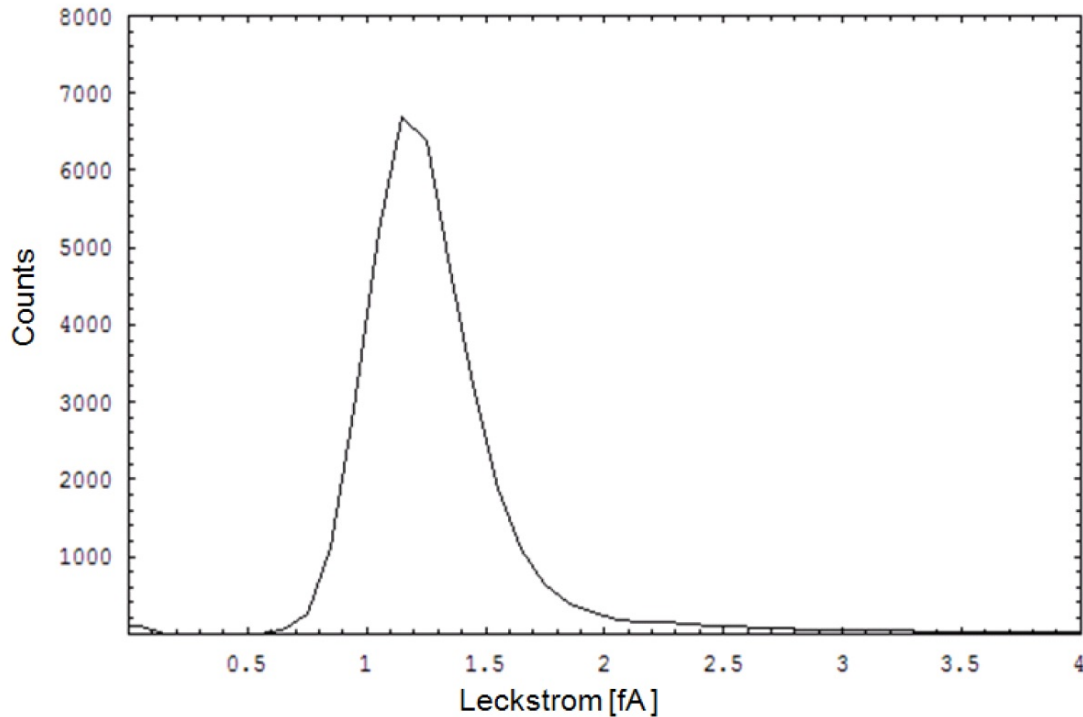


Abbildung 4.1: Verteilung des mittleren Leckstroms von gesamten Pixeln [2]

Wie in Abbildung 4.1 ersichtlich, ist die Verteilung des mittleren Leckstroms auf alle Pixeln nicht symmetrisch. Deshalb wird der Ober- und Unterfehler separat berechnet. Dafür werden zuerst die mittleren Leckströme aller Pixel (Abbildung 4.1) aufsteigend sortiert. Der mittlere Wert von dieser Liste ist der Medianwert. Diese Liste wird dann in untere-Hälfte und obere-Hälfte geteilt. In der unteren Hälfte sind die mittleren Leckströme von kleinstem Wert bis zum Median. In der oberen-Hälfte stehen die mittleren Leckströme vom Median bis zum größten mittleren Leckstrom. In unseren Messungen nehmen wir eine Standardabweichung von 2σ an, wobei dieser Bereich 95,46% aller Messungen um den Median abdeckt. Daher wird jeweils, wegen der asymmetrischen Verteilung der mittleren Leckströme, bei der unteren Hälfte der kleinste und bei der oberen Hälfte der größte aller Werte (2,27%) herausgefiltert. Somit ist der kleinste Wert in der unteren Hälfte die untere Grenze und der größte Wert in der oberen Hälfte die obere Grenze. Der obere bzw. der untere Fehler berechnet sich gemäß Gleichungen 4.6 und 4.7.

$$\text{ObererFehler} = \text{obererGrenze} - \text{Median} \quad (4.6)$$

$$\text{UntererFehler} = \text{Median} - \text{untererGrenze} \quad (4.7)$$

Für den Anstieg des Leckstroms in Abhängigkeit vom Volumen der Verarmungszone (V_{Depl}) und der Strahlendosis gilt Gleichung 4.8 [15].

$$\Delta I = \alpha(T) \cdot \Phi_{eq} \cdot V_{Depl} \quad (4.8)$$

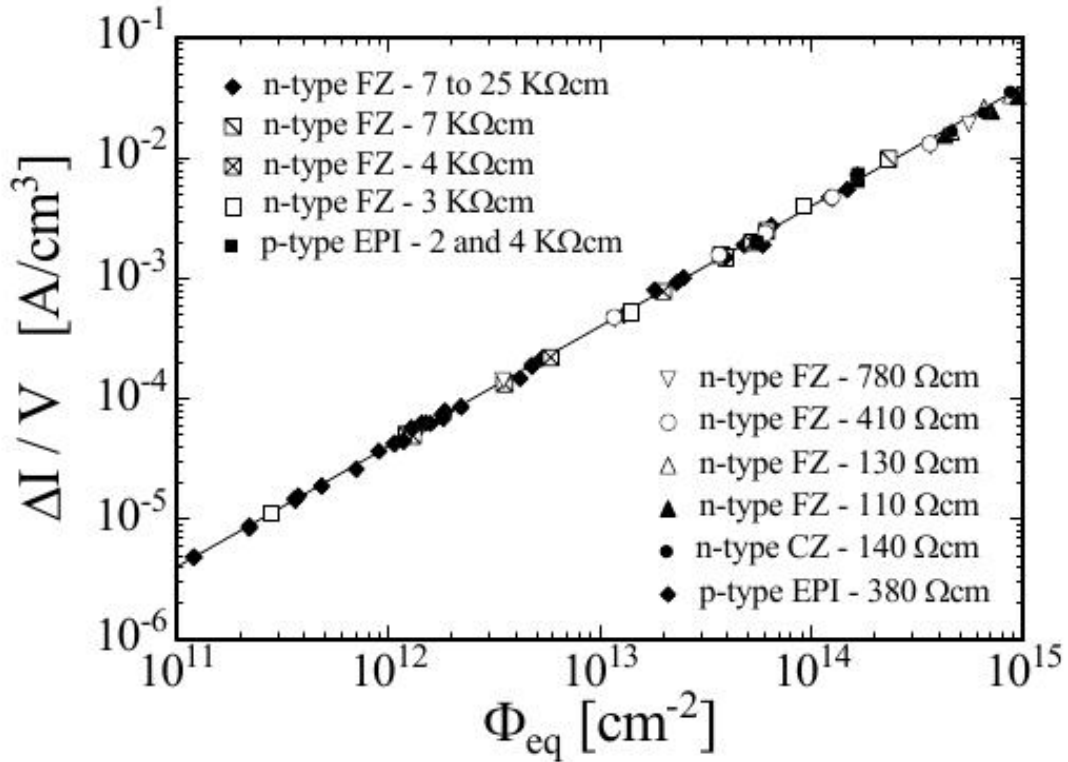


Abbildung 4.2: Leckstromdichte als Funktion der Strahlendosis. [15]

Der Proportionalitätsfaktor α ist temperaturabhängig. Wenn wir eine feste Temperatur von $T = 20^\circ\text{C}$ annehmen und den Leckstromanstieg der Diode auf das Volumen der Verarmungszone normieren, lässt sich ein lineares Verhältnis zu der Strahlendosisdichte der jeweiligen Diode feststellen (siehe Gleichung 4.9 und Abbildung 4.2) [15].

$$\frac{\Delta I}{V_{Depl}} = \alpha(T = 20^\circ\text{C}) \cdot \Phi_{eq} \quad (4.9)$$

Der Zuwachs des Leckstroms ist, wie in Abbildung 4.2 ersichtlich, linear abhängig von der Strahlendosis ϕ_{eq} des Sensor. Hierbei steht eq für Neutronen äquivalent, also der äquivalente Fluss von schnellen Neutronen mit einer Energie von 1 MeV [4] [15]. Das Verhältnis von Leckstrom und Volumen der Verarmungszone kann in Abhängigkeit der Strahlendosis gemessen werden. Die Steigung dieser Funktion ist dann genau der Proportionalitätsfaktor α (siehe Abbildung 4.2) [15].

4.2 Proportionalitätsfaktor α

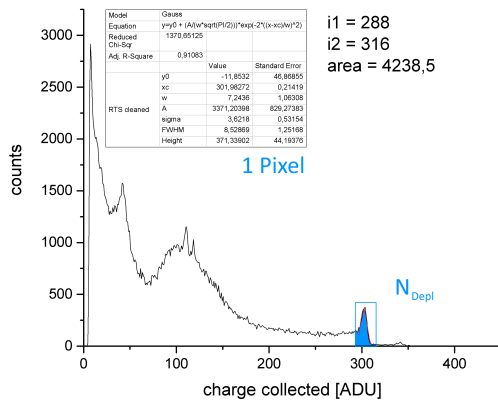
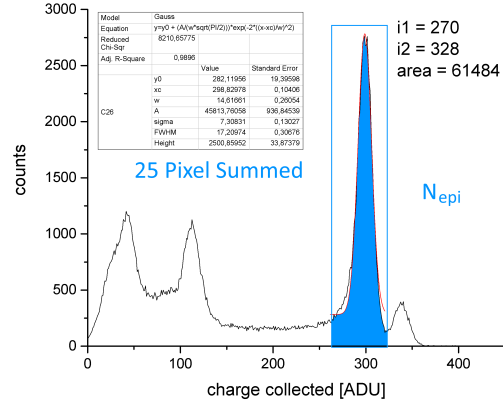
Die Aufgabenstellung dieser Bachelorarbeit ist experimentell den Proportionalitätsfaktor α zu bestimmen und diesen mit dem Literaturwert zu vergleichen. Wie in Gleichung 4.8 gezeigt, ist das Verhältnis von Leckstrom ΔI und Volumen V_{Depl} abhängig vom Proportionalitätsfaktor α und der Strahlendosis Φ_{eq} . Hierbei ist der Leckstrom und die Strahlendosis der jeweiligen Sensoren bekannt. Diese Sensoren wurden schnellen Neutronen bestrahlt. Die Strahlendosis der jeweiligen Sensoren sind bekannt. Unbekannt bleiben nur das Volumen der Verarmungszone und der Proportionalitätsfaktor α . Um den unbekannten Proportionalitätsfaktor α zu bestimmen, wird das Verhältnis von Leckstrom zu dem Volumen der verarmten Zone auf der Y-Achse eingetragen. Auf der X-Achse steht dann nur die Strahlendosis vom jeweiligen MAPS, sodass der gesuchte Proportionalitätsfaktor α als Steigung der Geradengleichung abgelesen werden kann. (Abbildung 4.2). Bevor wir aber die Funktion plotten können, muss die einzige Unbekannte, das Volumen der Verarmungszone, berechnet werden. Um das unbekannte Volumen zu bestimmen, wird der Messsensor mit Röntgenphotonen der Quelle ^{55}Fe oder mit ^{109}Cd bestrahlt. Dabei ist aus vorherigen Messungen bekannt, dass jeder Treffer von Photonen einer ^{55}Fe -Quelle etwa 1640 Elektronen erzeugt, wohingegen einem Treffer eines Röntgenstrahls einer ^{109}Cd -Quelle 6140 Elektronen in einem Siliziumkristall auftreten. Zusätzlich treffen wir die grobe Annahme, dass jedes Volumenelement des Pixels die gleiche Anzahl von Röntgenphotonen pro Zeit absorbiert. Daher entspricht das Verhältnis aus dem gesuchten Volumen der Verarmungszone (V_{Depl}) und dem Volumen des Epitaxiallayers (V_{Epi}) dem Quotienten aus der Anzahl detektierter Teilchen (N_{Depl}) und der Gesamtzahl der Signalelektronen aus dem 25 Pixeln (Gleichung 4.11).

$$\frac{V_{Depl}}{V_{Epi}} = \frac{N_{Depl}}{N_{Epi}} \quad (4.10)$$

Damit dieses Verhältnis gilt, müssen alle bei einem Treffer von Teilchen angeregten Signalelektronen in 25-Pixel-Umgebung um den Wechselwirkungspunkt eingesammelt werden. Es folgt für das gesuchte Volumen der Verarmungszone:

$$V_{depl} = \frac{N_{Depl}}{N_{Epi}} \cdot V_{Epi} \quad (4.11)$$

In Abbildung 4.3 sehen wir die Amplitudenspektren von ^{109}Cd -Strahlung auf ein Pixel. Auf der X-Achse stehen die detektierten Teilchen, sortiert nach ihren Energien in ADU Einheiten und auf der Y-Achse steht die Anzahl der jeweiligen Energieniveaus. In Abbildung 4.3 ist der charakteristische, von K_α der ^{109}Cd -Strahlen erzeugte Peaks mit blau markiert. Das Integral von diesem Peak gibt uns die Anzahl der Teilchen, die von diesem Pixel detektiert wurden. Der in Abbildung 4.3a und 4.3b blau markierte Bereich zeigt alle Treffer von jeweils einem einzelnen Pixel und der 25-Pixel-Umgebung.

Cd109 seed spectrum, Mi19, Chip E, not irradiated, $12 \times 12 \mu\text{m}^2$ pitch, $T = -20^\circ\text{C}$

 Cd109 sum spectrum, Mi19, Chip E, not irradiated, $12 \times 12 \mu\text{m}^2$ pitch, $T = -20^\circ\text{C}$


(a) Amplitudenspektren von einzelnen Pixel

(b) Amplitudenspektren von allen 25 Pixeln.

Abbildung 4.3: a) Amplitudenspektren von einem Pixel. b-)Summe aller Pixel, die in einer Umgebung von drei Pixel, diese jeweiligen Pixel aus dem (a) umkreisen

5 Experiment und Aufbau

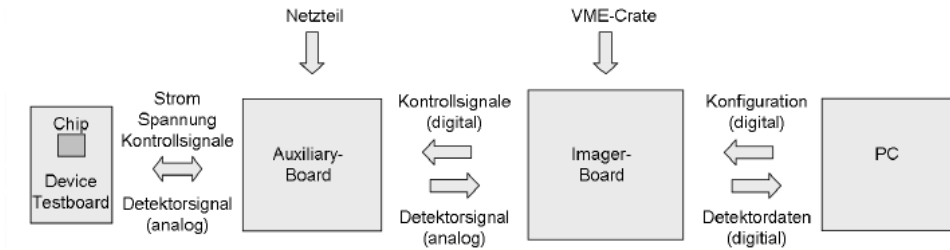


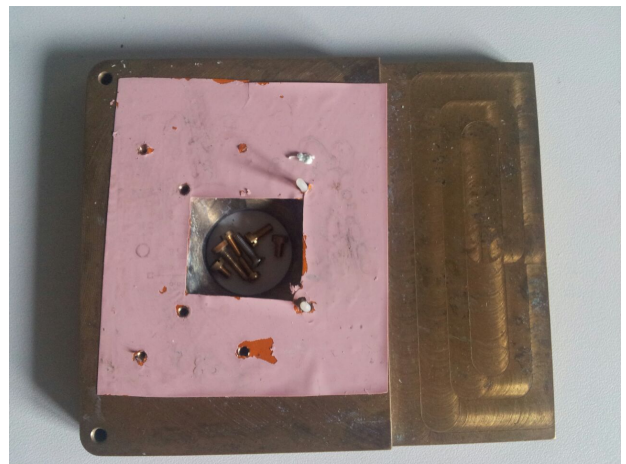
Abbildung 5.1: schematischer Testaufbau von MAPS [20].

In Abbildung 5.1 ist der Messaufbau der MAPS, unabhängig vom Kühlsystem, schematisch dargestellt. Der Messsensor ist fest auf eine Karte (Device Testboard) montiert. Diese Karte versorgt die MAPS mit Strom und hat Eingänge für das Resetsignal und die Readout Clock. Durch das Resetsignal wird die Kapazität $C_{parasitic}$ des Sensors aufgeladen und die Ausleseelektronik in Gang gesetzt (siehe Kapitel 3.2). Die Readout Clock gibt den Takt für die Ausleseelektronik und die Auslesefrequenz des Chips. Das Auxiliary Board ist für die Stromversorgung des Sensors zuständig. Das Netzteil ist wegen der Wärmeentwicklung von der Karte entfernt. Die Steuerung des Chips erfolgt über das Imager Board. Dieses ist mit einem PC verbunden, in dem man die Einstellungen des einzelnen Chips eingeben kann [20].

Das Kühlen des Messensors erfolgt indirekt. Die Karte mit Messsensor wird mit zwei Schrauben auf einer Messingplatte montiert (Abbildung 5.2b). Die Messingplatte ist wiederum auf einem Kühlaggregat (Abbildung 5.2a) montiert. Die Messingplatte wird im Kühlaggregat durch ein flüssiges Kühlmittel auf die gewünschten Temperatur abgekühlt.



(a) Kühlapparat



(b) Messingplatte, worauf der Messsensor montiert wird.

Abbildung 5.2: Kühlapparat(a) und die Messingplatte(b).

6 Auswertung

Die Messsensoren, die bei dieser Arbeit verwendet wurden, haben unterschiedliche Strahl-schäden. Die Bestrahlung erfolgte jeweils mit kalten und schnellen Neutronen in der For-schungsneutronenquelle von Heinz Maier-Leibniz in München. Die Bestrahlung mit schnellen Neutronen erfolgt mit einer Energie von 10 keV bis 20 MeV. Die Strahlungsdosis für diese Art von Sensoren sind in Tabelle 8.1 aufgelistet. Sensoren mit kalten Neutronenbestrahlung sind in Tabelle 8.2 aufgelistet [2].

Zum Vergleich haben wir zwei Sensoren mit der Bezeichnung 26 und E verwendet, die nicht bestrahlt wurden. Der Messvorgang erfolgte zuerst bei Raumtemperatur (20°C) und anschließend wurden die Sensoren auf -20°C heruntergekühlt. Bei diesen verschiedenen Tem-peraturen wurde noch das Verhalten des Leckstroms, die Ladungssammlungseffizienz und das Rauschen beobachtet. Zusätzlich hat der Mimosa19-Chip eine Auslesefrequenz ($f_{readout}$) von 10MHz. Auf einem Mimosa19-Chip sind 192×192 , also 36864 Pixel(N_{pixel}), quadratisch angeordnet(Gleichung 6.1). Nach Gleichung 4.4 bekommen wir für die Integrationszeit t_{int} [2].

$$t_{int} = \frac{N_{pixel}}{f_{readout}} = \frac{36864}{10 \cdot 10^6 \frac{1}{s}} = 3,7ms \quad (6.1)$$

6.1 Leckstrom

Bei dieser Arbeit wurden neben eigenen Messungen für verschiedene Strahlungsdosen auch auf alte Messungen aus dem Jahre 2008 zurückgegriffen. (siehe Tabellen 8.3 und 8.4) [2]

In Tabellen 8.3 und 8.4 sind die Leckströme für Sensoren mit schnellen Neutronenbestrah-lung , bei $T = \pm 20^\circ C$ aufgelistet. Es wurde wie erwartet beobachtet, dass bei steigender Temperatur auch der Leckstrom steigt. Dieser Unterschied wird deutlicher, je höher die Strahlungsdosis des jeweiligen Sensors ist. In Abbildung 6.1 sieht man Leckströme bei ver-schieden Strahlungsdosen und für Temperaturen von -20°C und 20°C. Wir können, wie in Abbildung 6.1 ersichtlich, eine deutliche Linearität zwischen der Strahlungsdosis und dem Leckstrom beobachten.

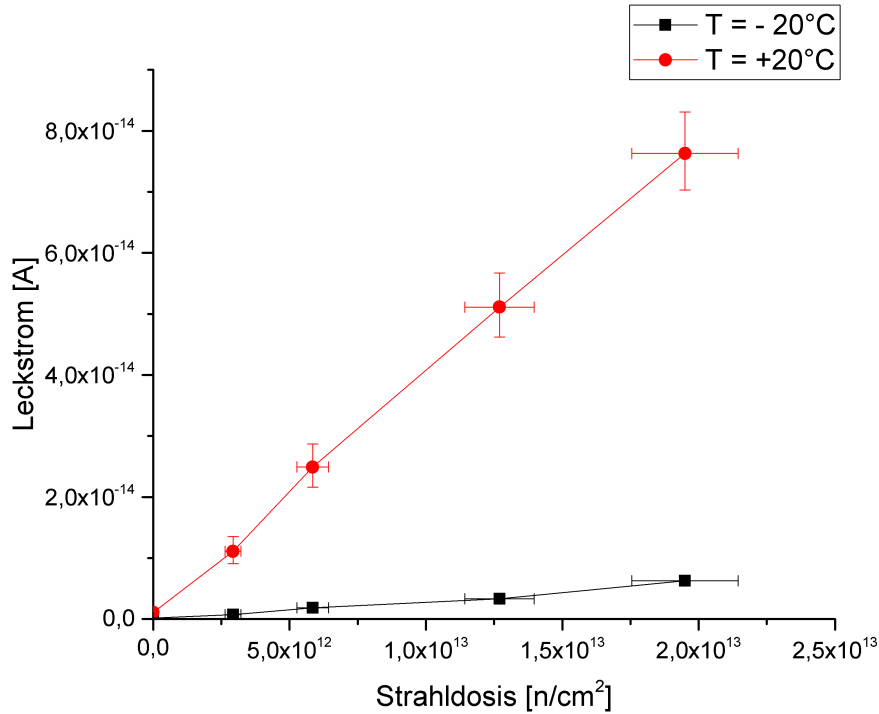


Abbildung 6.1: Leckströme von Mimosa-19-Sensoren, bei 20°C (rot) und -20° (blau) für verschiedene Strahlungs Dosen, bei Mimosa-19-Sensoren mit schnellen Neutronenbestrahlung [2].

Neue Messungen für Leckströme von Sensoren mit kalter Neutronenbestrahlung sind in den Tabellen 8.5, 8.6, 8.7 und 8.8 aufgelistet.

In Abbildung 6.2 kann man für Leckströme bei $T = -20^\circ\text{C}$ einen linearen Verlauf sehen, wie bei den Sensoren mit schneller Neutronenbestrahlung. Bei $T = 20^\circ\text{C}$ sieht man, dass schon ab dem dritten Messwert der Leckstrom nach einem Knick linear sinkt. Das soll heißen, dass für Sensoren mit höheren Stahlschäden ihr Leckstrom kontinuierlich sinkt. Das ist aber physikalisch nicht richtig.

Wie wir in Abbildung 3.3 bereits gesehen haben, besteht der 3T-Pixel im Wesentlichen aus einem Vorverstärker, einer Resettaste und einer Parallelschaltung von Diode und Kapazität. Durch den Reset wird die Kapazität aufgeladen. Nachdem der Reset-Schalter geöffnet wurde, entlädt sich die Kapazität durch die aus der Diode stammenden Leckströme kontinuierlich, falls keine zusätzlichen Ladungen durch detektierte Teilchen erzeugt werden. Als Leckstrom wird der zeitliche Spannungsabfall der Kondensatordiode gemessen. Falls aber ein Sensor zu hohe Strahlenschäden hat (wie hier ab Strahlschäden von $3 \cdot 10^{13} \frac{n_{eq}}{cm^2}$), ist bei diesem Sensor der Leckstrom bei Zimmertemperatur so hoch, dass sich der Kondensator in einer Zeit entlädt, die kürzer als die Integrationszeit ist. Wegen der schnellen Entladung ist die Spannung der Diode bereits nach wenigen Frames gleich Null (Abbildung 6.3). Da am Ende der Integrationszeit der mittlere Spannungsabfall über dem Kondensator integriert

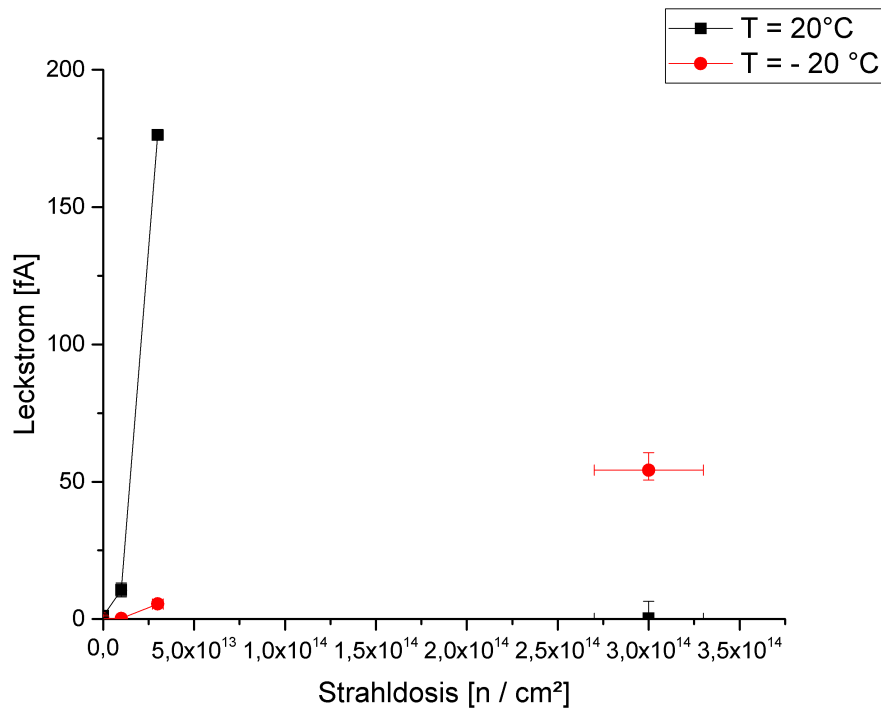


Abbildung 6.2: Leckströme von Mimosa-19-Sensoren, bei $T = 20^\circ\text{C}$ (schwarz) und $T = -20^\circ\text{C}$ (rot), für verschiedene Strahlungsdosen bei Sensoren mit kalter Neutronenbestrahlung und ^{109}Cd -Quelle.

wird, ein verminderter Leckstrom ausgegeben. Daher ist der Leckstromverlauf bei $T = 20^\circ\text{C}$ (Abbildung 6.2) nicht linear. Dies ist aber nur ein Messfehler.

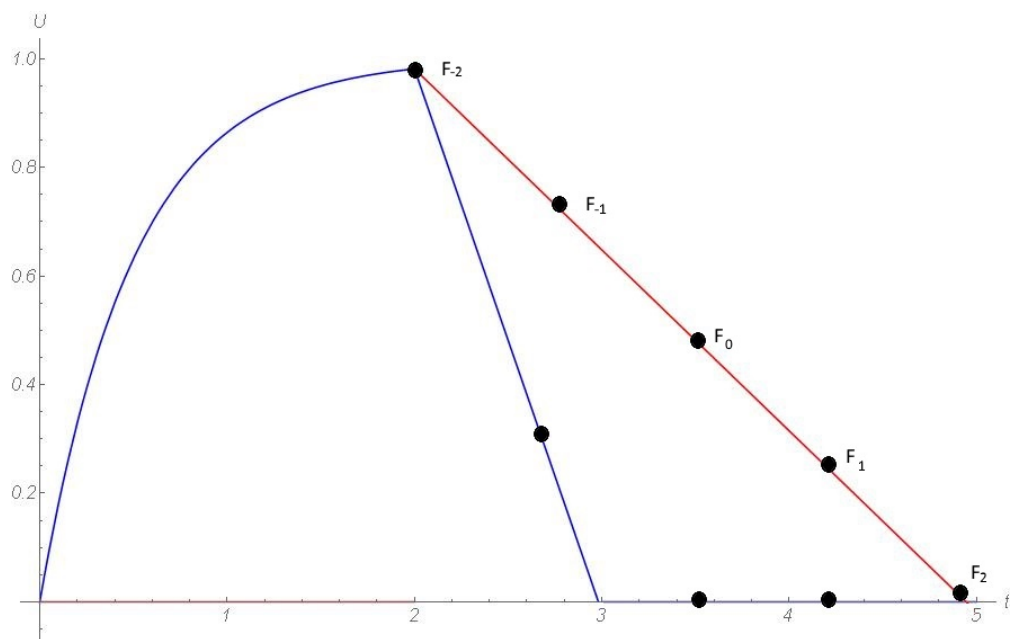


Abbildung 6.3: Auf- und Entladevorgang eines Sensors mit hohem Leckstrom (blau) und mit einem noch messbaren Leckstrom (rot) vor und nach Einschalten der Resettaste [6]

6.2 Proportionalitätsfaktor α

Um systematische Messergebnisse zu bekommen, und um einen zuverlässigen Vergleich machen zu können, haben wir bei Auswertung den Signalverlauf an eine Gaußkurve angepasst und mit 2σ Umgebung integriert. Das Ergebnis ist die Anzahl der Teilchen von der Epitaxieschicht (Abbildung 4.3b) und der einzelnen Seedpixel (Abbildung 4.3a). Diese wird dann ins Verhältnis gesetzt und mit dem Volumen der einzelnen Pixel, welches bekannt ist, multipliziert. Daraus erhält man das Volumen der Verarmungszone für ein Pixel. Für die Dicke der Mimosa 19 Sensoren nehmen wir $10\mu m$ an. Die Oberfläche der Sensoren ist $12\mu m \times 12\mu m$. Das Gesamtvolumen der Pixel ist dann $1,44 \cdot 10^{-9} cm^3$. Als Beispiel nehmen wir den unbestrahlten Chip E (siehe Abbildung 4.3). So gilt für die Verarmungszone von Sensor E die Gleichung 6.2:

$$V_{depl} = \frac{4238,5}{61484} \cdot 1,44 \cdot 10^{-9} cm^3 = 9,93 \cdot 10^{-11} cm^3 \quad (6.2)$$

Die Ergebnisse werden linear gefittet, die resultierende Steigung ist dann unser gesuchter Proportionalitätsfaktor.

6.2.1 Proportionalitätsfaktor α für Messsensoren mit schneller Neutronenbestrahlung und ^{55}Fe - Quelle

Für Messsensoren mit schneller Neutronenbestrahlung wurden keine neuen Messungen durchgeführt. Es wurde auf ältere Messergebnisse zurückgegriffen. Für $T = -20^\circ C$ sind die Spektren und die Rohdaten vorhanden. Aus diesen Daten kann man dann das spezifische Volumen der Verarmungszone und den Leckstrom bestimmen. Für die Messungen bei $T = +20^\circ C$ sind aber weder die Spektren noch die Rohdaten vorhanden. Daher haben wir bei der Berechnung für $\alpha(T = 20^\circ C)$ das Volumen der Verarmungszone bei $T = -20^\circ C$ und die Leckströme aus der Bachelorarbeit von Alex Büdenbender übernommen. Das Volumen der Verarmungszone ist unabhängig von der Temperatur. In den Tabellen 8.9 und 8.10 sind für ^{55}Fe -Quelle das Volumen der Verarmten-Zone und der Leckstromdichte aufgelistet.

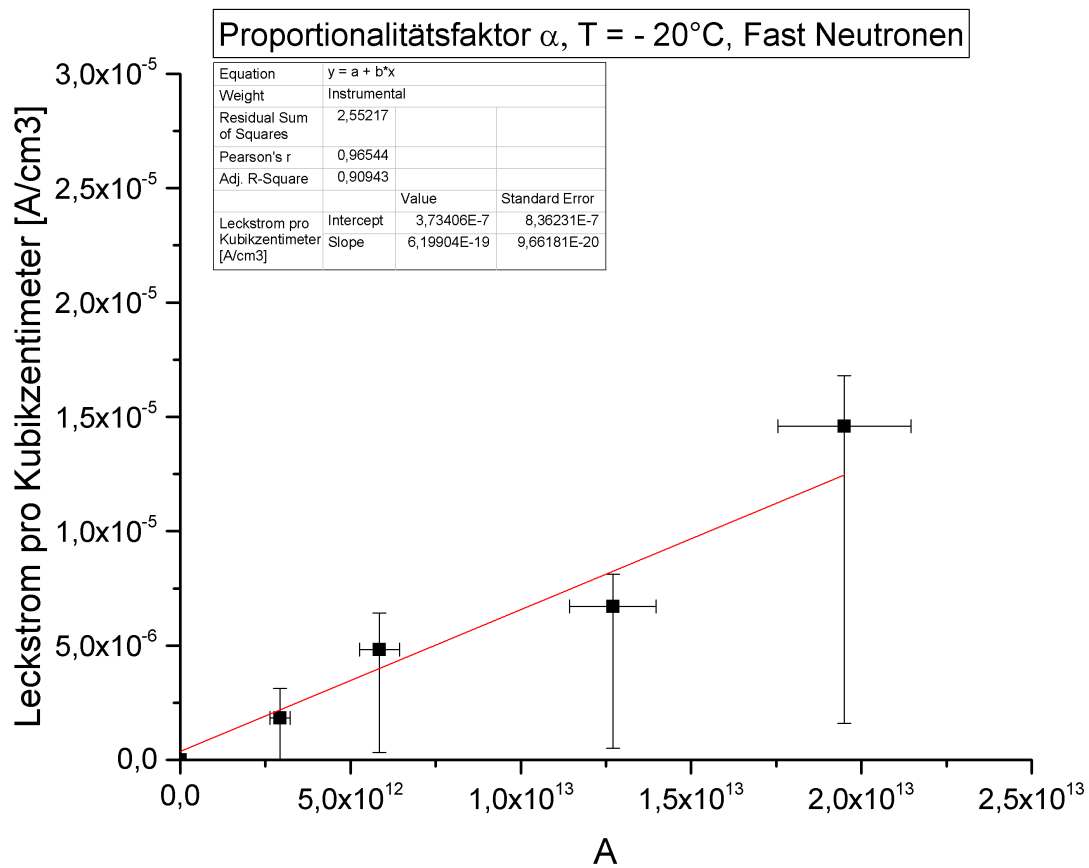


Abbildung 6.4: Proportionalitätsfaktor α für Sensoren welche mit schnellen Neutronen bestrahlt wurden (bei $T = -20^\circ\text{C}$ und ^{55}Fe Quelle.)

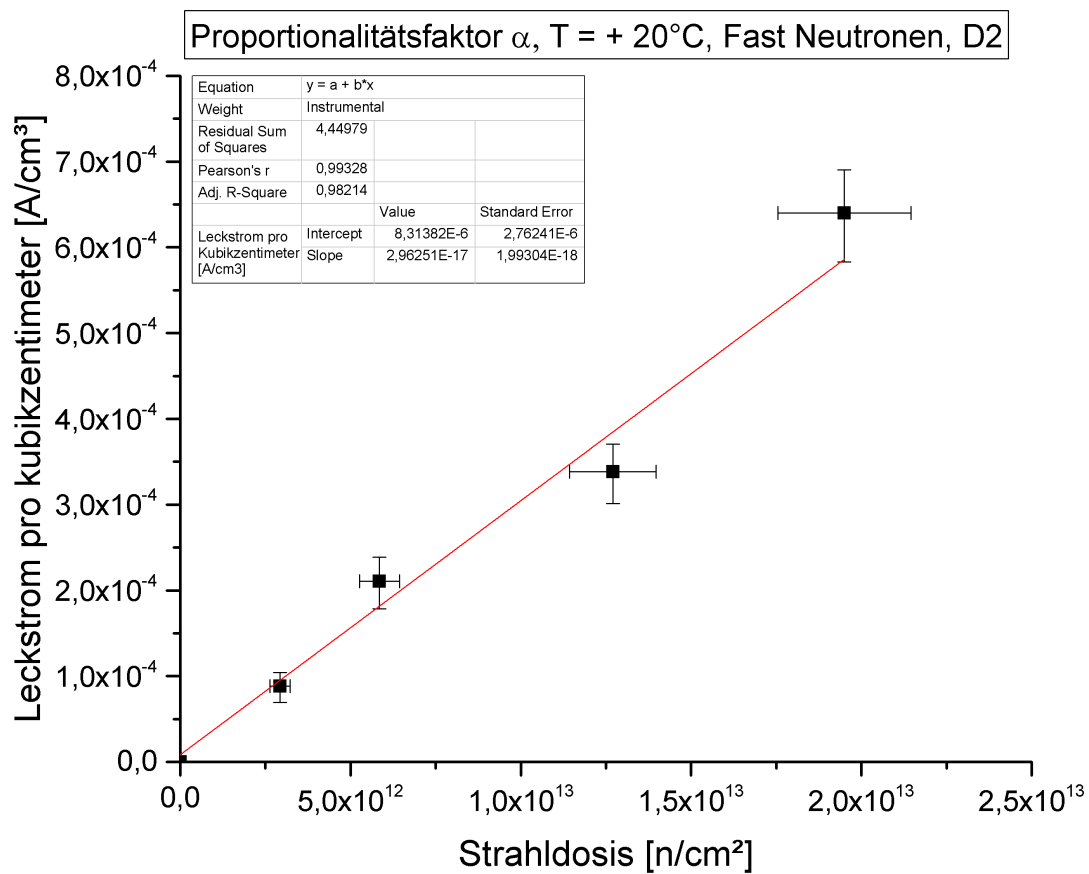


Abbildung 6.5: Proportionalitätsfaktor α für Sensoren welche mit schnellen Neutronen bestrahlt wurden (bei $T = +20^\circ\text{C}$ und ^{55}Fe Quelle.)

6.2.2 Proportionalitätsfaktor α für Messsensoren mit kalte Neutronenbestrahlung und ^{55}Fe - und ^{109}Cd -Quelle

Zusätzlich zu den alten Messungen haben wir für die Temperaturen $T = \pm 20^\circ\text{C}$ noch den Proportionalitätsfaktor der Mimosa-19-Sensoren mit kalter-Neutronenbestrahlung berechnet. Hier haben wir als Quelle ^{109}Cd und ^{55}Fe benutzt. Hierbei sollte für die gleiche Temperatur bei verschiedenen Quellen der gleiche Proportionalitätsfaktor herauskommen. Der zusätzliche Leckstrom, welcher durch das Bestrahlen erzeugt wird, ist gegenüber der Diode sehr gering. Die Strahlquellen brauchen wir nur, um unsere Messergebnisse, die zuerst in ADU Einheiten angegeben sind, in SI-Einheiten zu kalibrieren. Zur Kontrolle habe ich in dieser Arbeit jeweils für $T = \pm 20^\circ\text{C}$ zwei verschiedene Quellen verwendet und damit den Proportionalitätsfaktor getrennt bestimmt. In den Tabellen 8.11, 8.12, 8.13 und 8.14 sind für ^{55}Fe - und ^{109}Cd -Quelle das Volumen der Verarmungszone und der Leckstromdichte aufgelistet.

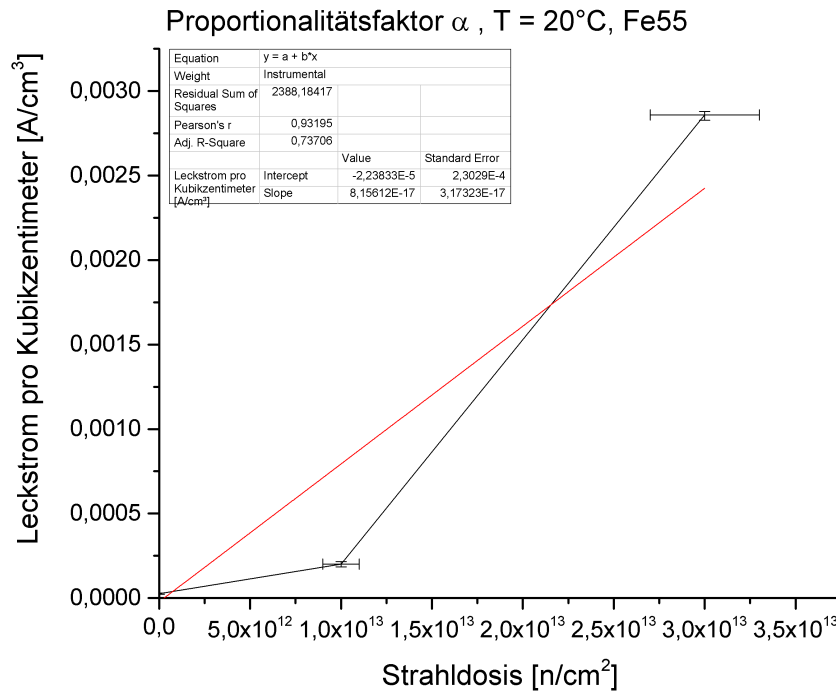


Abbildung 6.6: Verlauf des Leckstroms pro cm^3 , für $T = 20^\circ\text{C}$ und ^{55}Fe Quelle.

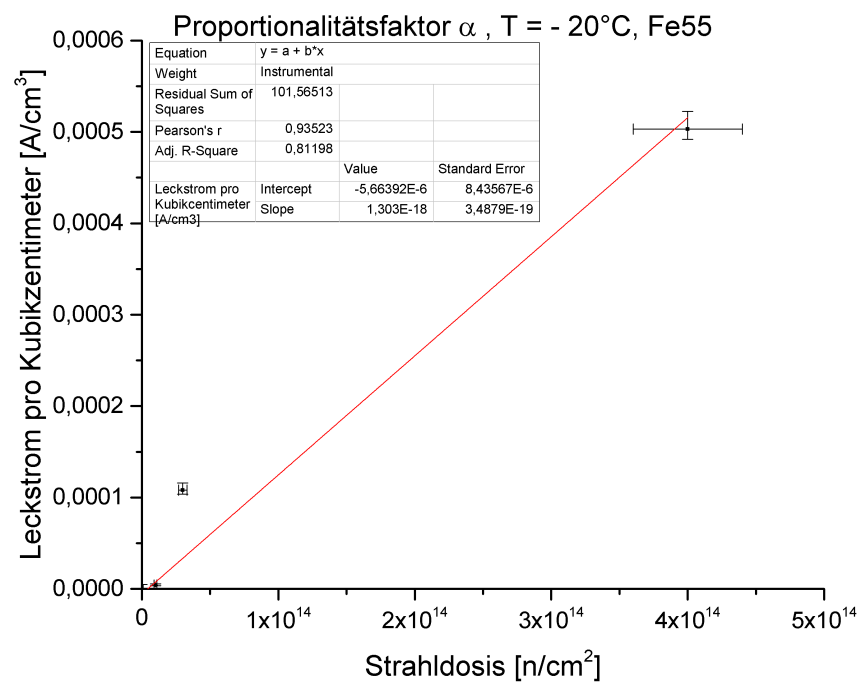


Abbildung 6.7: Verlauf des Leckstroms pro cm^3 , für $T = -20^\circ\text{C}$ und ^{55}Fe Quelle.

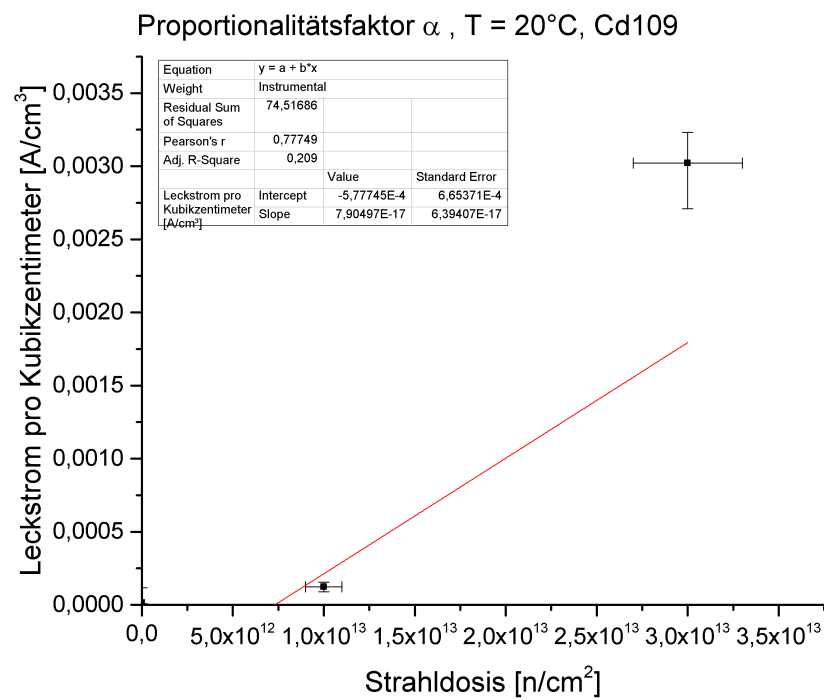


Abbildung 6.8: Verlauf des Leckstroms pro cm^3 , für $T = 20^\circ\text{C}$ und ^{109}Cd Quelle.

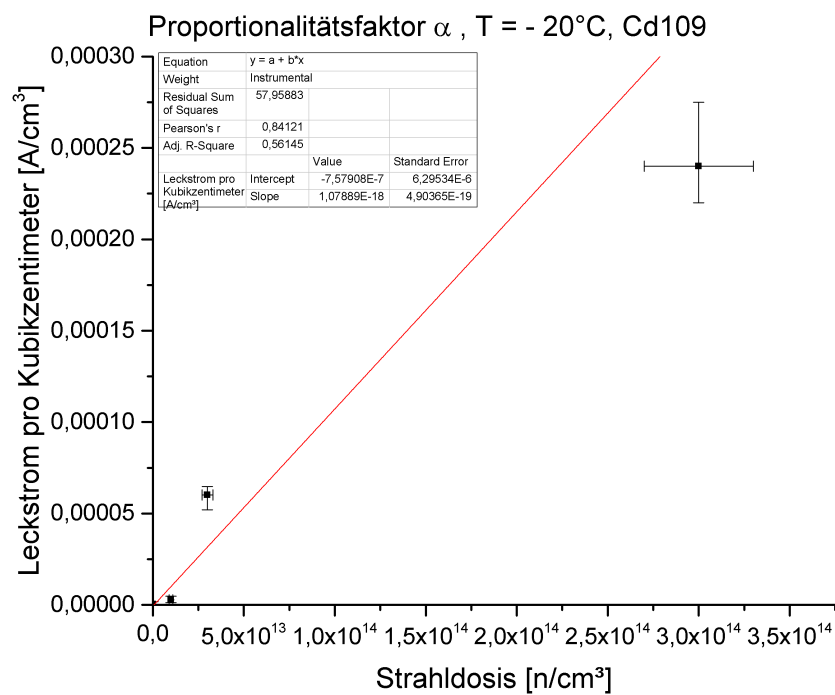


Abbildung 6.9: Verlauf des Leckstroms pro cm^3 , für $T = -20^\circ\text{C}$ und ^{109}Cd Quelle.

6.3 CCE - Ladungssammlungseffizienz

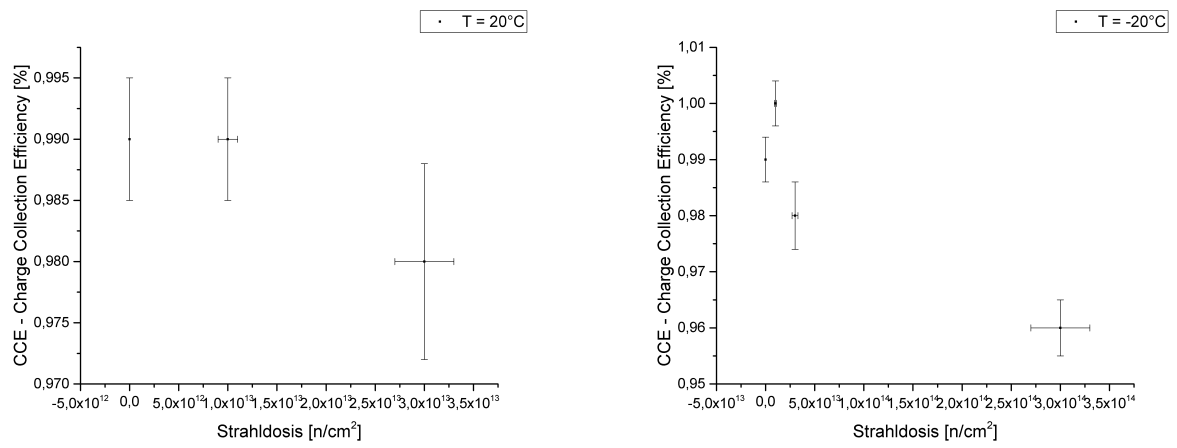
Für diesen Teil der Arbeit wurden für verschiedene Mimosa-19-Sensoren mit Volumenschäden der Leckstrom gemessen. Hierfür haben wir ein ^{109}Cd -Isotop als Quelle benutzt. Die Messergebnisse sind in Abbildung 6.10 dargestellt. Bei unseren Messungen erkennt man keine Linearität für verschiedene Strahlungsdosen. Wir hätten erwartet, dass die Ladungssammlungseffizienz bei höheren Strahlungsdosen herunter geht. Dies ist auch fast in allen Messungen der Fall. Die Lebensdauer der Ladungsträger skaliert mit $\frac{1}{\text{Strahlungsdosis}}$. In dieser Zeit müssen sie alle gesammelt werden. Für höhere Strahlungsdosen sinkt die Lebensdauer von Ladungsträgern exponentiell. Unter Berücksichtigung der Fehlerbalken kann man sagen, dass die identischen Messsensoren bei $T = -20^\circ\text{C}$ eine höhere Ladungssammlungseffizienz besitzen, als bei $T = 20^\circ\text{C}$.

Sensor	Strahldosis	Runnummer	CCE	abs. Fehler
E	0	190062	0,98	0,001
9	$1 \cdot 10^{13}$	190112	0,97	0,001
10	$3 \cdot 10^{13}$	190057	0,98	0,002
15	$1 \cdot 10^{14}$	19827	-	-
20	$3 \cdot 10^{14}$	190064	-	-

Tabelle 6.1: Ladungssammlungseffizienz von Mimosa-19-Sensoren bei $T = +20^\circ\text{C}$

Sensor	Strahldosis	Runnummer	CCE	abs. Fehler
E	0	190044	0,984	0,001
9	$1 \cdot 10^{13}$	190042	0,99	0,001
10	$3 \cdot 10^{13}$	190030	0,98	0,002
15	$1 \cdot 10^{14}$	19819	-	-
20	$3 \cdot 10^{14}$	190032	0,98	0,001

Tabelle 6.2: Ladungssammlungseffizienz von Mimosa-19-Sensoren bei $T = -20^\circ\text{C}$



(a) Ladungssammlungseffizienz bei $T = +20^\circ\text{C}$ (b) Ladungssammlungseffizienz bei $T = -20^\circ\text{C}$

Abbildung 6.10: Ladungssammlungseffizienz von Mimosa-19-Sensoren für $T = -20^\circ\text{C}$ (6.10b) und $T = +20^\circ\text{C}$ (6.10a) bei einer ^{109}Cd Quelle

6.4 Rauschen

In diesem Teil der Auswertung wurde das Rauschen von verschiedenen Mimosa19-Sensoren anhand einer ^{109}Cd -Quelle gemessen. Hierbei brauchen wir eine Quelle wie bei der Ladungssammlungseffizienz und dem Leckstrom zum Kalibrationspeak. In Abbildung 6.11 wird das Rauschen von Mimosa-19-Sensoren mit verschiedenen Strahlungsdosen bei -70°C , -20°C und 20°C dargestellt. Für Temperaturen von -70°C und -20°C hat das Rauschen wie bei dem Leckstrom eine lineare Steigung. Die Messergebnisse sind meiner Auffassung nach bei einer Strahlendosis von $1 \cdot 10^{13} \frac{n}{\text{cm}^2}$ für Zimmertemperaturen nicht mehr verwertbar. Die Messsensoren müssen, wie beim Leckstrom, für höhere Strahlendosen gekühlt werden, um gute Messergebnisse zu erhalten.

Sensor	Strahlungsdosis $\frac{n}{\text{cm}^2}$	Runnummer	Rauschen e^-	oberer Fehler e^-	unterere Fehlere $^-$
9	10^{13}	190077	22,2	1,86	1,88
10	$3 \cdot 10^{13}$	190070	23,4	1,86	1,86
20	$3 \cdot 10^{14}$	190068	35,3	2,95	8,7

Tabelle 6.3: Rauschen von Mimosa-19-Sensoren mit Volumenschäden (Kalte Neutronen), bei $T = -70^\circ\text{C}$ und mit eine ^{109}Cd Quelle

Sensor	Runnummer	Rauschen e^-	oberer Fehler e^-	unterer Fehlere $^-$
E	190019	22,9	2	1,99
9	190042	23,6	2,01	1,68
10	190030	26,9	2,39	2,25
20	190033	49,8	4,24	3,94

Tabelle 6.4: Rauschen von Mimosa-19-Sensoren mit Volumenschäden (Kalte Neutronen), bei $T = -20^\circ\text{C}$ und mit eine ^{109}Cd Quelle

Sensor	Runnummer	Rauschen e^-	oberere Fehler e^-	unterere Fehlere $^-$
E	190062	25,1	2,05	2,04
9	190112	28	2,59	2,41
10	190056	66	5,53	5,24
20	190063	61,5	4,87	5,25

Tabelle 6.5: Rauschen von Mimosa-19-Sensoren mit Volumenschäden (Kalte Neutronen), bei $T = +20^\circ\text{C}$ und mit eine ^{109}Cd Quelle

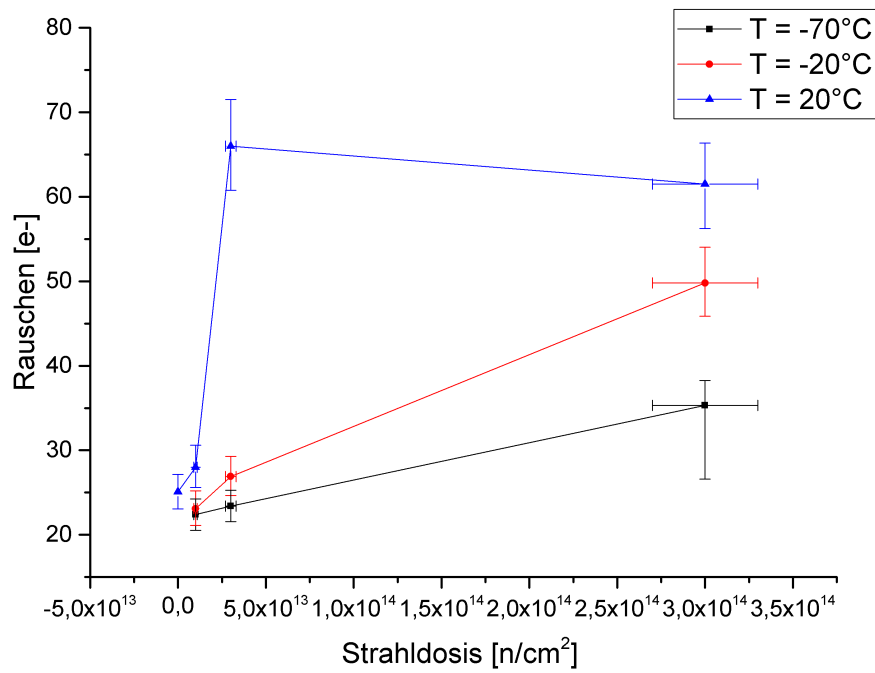


Abbildung 6.11: Rauschen von Mimosa-19-Sensoren für $T = -70^\circ\text{C}$ (schwarz), $T = -20^\circ\text{C}$ (rot), und $T = 20^\circ\text{C}$ (blau). Bei einer ^{55}Fe Quelle

7 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde die Strahlungstoleranz von Mimosa-19-Sensoren gegenüber schneller Neutronen und kalten Neutronenbestrahlung untersucht. Es wurde beobachtet, dass je höher die Strahlenschäden sind, desto größer der gemessene Leckstrom ist. Bei Sensoren, die mit 1 MeV Neutronen bestrahlt wurden, existiert ein Zusammenhang zwischen dem Leckstrom pro cm^2 und der Strahlendosis [15]. Dieser Proportionalitätsfaktor α wurde experimentell gemessen und nachgerechnet. Bei Sensoren, die mit schnellen Neutronen bestrahlt wurden, bei $T = \pm 20^\circ C$ ist unser Endergebnis das Folgende:

$$\alpha_{Fe55}(T = -20^\circ C) = (6, 2 \pm 1) \cdot 10^{-19} \frac{A}{cm} \quad (7.1)$$

$$\alpha_{Fe55}(T = +20^\circ C) = (3 \pm 0, 2) \cdot 10^{-17} \frac{A}{cm} \quad (7.2)$$

Bei Sensoren, die mit kalter Neutronen bestrahlt wurden, haben wir (für ^{55}Fe - und ^{109}Cd -Quellen) bei $T = +20^\circ C$ folgende α -Werte:

$$\alpha_{Fe55}(T = +20^\circ C) = (8, 2 \pm 3, 2) \cdot 10^{-17} \frac{A}{cm} \quad (7.3)$$

$$\alpha_{Cd109}(T = +20^\circ C) = (7, 9 \pm 6, 4) \cdot 10^{-17} \frac{A}{cm} \quad (7.4)$$

In Gleichung 7.4 sieht man eine zu hohe Fehlerquote. Dies liegt daran, dass der verwendete Sensor bei zu hohen Strahlungsbeschädigungen in ungekühlten Zustand keine verwendbaren Ergebnisse mehr liefert. Gleiche Sensoren haben bei $T = -20^\circ C$ folgende α -Werte jeweils für ^{55}Fe und ^{109}Cd Quellen:

$$\alpha_{Fe55}(T = -20^\circ C) = (1, 3 \pm 0, 3) \cdot 10^{-18} \frac{A}{cm} \quad (7.5)$$

$$\alpha_{Cd109}(T = -20^\circ C) = (1, 1 \pm 0, 5) \cdot 10^{-18} \frac{A}{cm} \quad (7.6)$$

Wie in Gleichungen 7.3 , 7.4, 7.5 und 7.6 ersichtlich, sind die Endergebnisse für gleiche Temperaturen für verschiedene Quellen unter Betrachtung der Fehlerquote identisch. Bei Sensoren, die mit schnellen Neutronen beschädigt wurden, liegt $\alpha(T = +20^\circ C)$ nahe dem Literaturwert von $\alpha(20^\circ C) = 4.0 \cdot 10^{-17} \frac{A}{cm}$ (Gleichung 1.2) [15]. Die Abweichung kann daran liegen, dass wir Leckströme für $T = 20^\circ C$ aus dem Bachelorarbeit von Alex Büdenbender genommen haben. Wir wissen nicht, was für ein Verstärkungsfaktor sein Messaufbau damals

hatte [2]. Wegen des thermischen Annealings können sich bestrahlte Sensoren bei Raumtemperatur reparieren [9]. Man könnte eine neue Arbeit mit Messungen für Messsensoren mit Oberflächenschaden durchführen. Der theoretische Wert und die experimentelle Beobachtung, bei Sensoren welche mit schnellen Neutronen bestrahlt sind, liegen trotzdem sehr nahe. Für die Bestimmung von α haben wir nur die jeweiligen Volumina der Verarmungszone verwendet. Diese Beobachtung können wir dadurch erklären, dass der Leckstrom in der Verarmungszone erzeugt wird. Die Epitaxialschicht (nicht depletierte aktive Volumen) liefert hierbei keinen nennenswerten Leckstrombeitrag. Der gemessene Leckstrom steigt mit dem Volumen der Verarmungszone (depletiertes Volumen). Daraus folgt, dass je größer die Verarmungszone in einem Messsensor ist, desto besser der Messsensor die Teilchen detektieren kann. Bei Mimosa19-Sensoren beträgt die Größe der Verarmungszone gegenüber dem Gesamtvolumen nicht mehr als 10% [8]. Wir können daraus schließen, dass komplett depletierte Messsensoren hier geeigneter sind. Dabei ist zu beachten, dass die Ausleseelektronik auch schneller sein muss, damit alle Ladungen aus der Diode detektiert werden können. Andernfalls können die positiven Eigenschaften eines komplett depletierten Sensors nicht ausgeschöpft werden.

8 Anhang

Sensorbezeichnung	Strahlungsdosis $\frac{n}{cm^2}$	Strahlungsdosis $\frac{n_{eq}}{cm^2}$
C	$2,93 \cdot 10^{12}$	$2,93 \cdot 10^{12}$
A	$5,85 \cdot 10^{12}$	$5,85 \cdot 10^{12}$
D	$1,27 \cdot 10^{13}$	$1,27 \cdot 10^{13}$
B	$1,95 \cdot 10^{13}$	$1,95 \cdot 10^{13}$

Tabelle 8.1: Strahlungsdosen von verschiedenen Mimosa-19-Sensoren

Sensorbezeichnung	Strahlungsdosis $\frac{n}{cm^2}$	Strahlungsdosis $\frac{n_{eq}}{cm^2}$
9	10^{13}	$3 \cdot 10^{10}$
10	$3 \cdot 10^{13}$	$9 \cdot 10^{10}$
15	10^{14}	$3 \cdot 10^{11}$
20	$3 \cdot 10^{14}$	$9 \cdot 10^{11}$

Tabelle 8.2: Strahlungsdosen von verschiedenen Mimosa-19-Sensoren

8.1 Leckstrom

Sensor	Leckstrom fA	oberer Fehler fA	unterer Fehler fA
26	1, 1	0, 7	0, 3
C	11, 1	2, 4	2
A	24, 9	3, 8	3, 3
D	51, 1	5, 6	4, 9
B	76, 3	6, 8	6

Tabelle 8.3: Leckstrom von Mimosa-19-Sensoren bei +20°C [2].

Sensor	Leckstrom fA	oberer Fehler fA	unterer Fehler fA
E	0, 18	0, 05	0, 03
C	0, 72	0, 08	0, 05
A	1, 8	0, 4	0, 3
D	3, 31	0, 2	0, 1
B	6, 3	0, 3	0, 2

Tabelle 8.4: Leckstrom von Mimosa-19-Sensoren bei -20°C [2].

Sensor	Strahlungsdosis $\frac{n}{cm^2}$	Runnummer	Leckstrom fA	oberer Fehler fA	unterer Fehler fA
E	0	190062	1,18	8,2	0,4
9	10^{13}	190112	10,39	2,7	2,9
10	$3 \cdot 10^{13}$	190057	302	21	0,3
20	$3 \cdot 10^{14}$	190064	0,15	—	—

Tabelle 8.5: Leckströme von Mimosa-19-Sensoren, bei $T = +20^\circ C$ und mit einer ^{109}Cd Quelle

Sensor	Strahlungsdosis $\frac{n}{cm^2}$	Runnummer	Leckstrom fA	oberer Fehler fA	unterer Fehler fA
E	0	190044	0,046	0,1	0,1
9	10^{13}	190042	0,25	0,2	0,01
10	$3 \cdot 10^{13}$	190030	5,3	0,4	0,7
20	$3 \cdot 10^{14}$	190032	54	7,5	4,3

Tabelle 8.6: Leckströme von Mimosa-19-Sensoren, bei $T = -20^\circ C$ und mit einer ^{109}Cd Quelle

Sensor	Strahlungsdosis $\frac{n}{cm^2}$	Runnummer	Leckstrom fA	oberer Fehler fA	unterer Fehler fA
E	0	190061	4,5	0,8	0,4
9	10^{13}	190059	35,2	2,4	3
10	$3 \cdot 10^{13}$	190056	631	4,5	7
20	$3 \cdot 10^{14}$	190063	—	—	—

Tabelle 8.7: Leckströme von Mimosa-19-Sensoren, bei $T = +20^\circ C$ mit einer ^{55}Fe -Quelle.

Sensor	Strahlungsdosis $\frac{n}{cm^2}$	Runnummer	Leckstrom fA	oberer Fehler fA	unterer Fehler fA
E	0	190043	0,36	0,5	0,25
9	10^{13}	190041	0,8	0,2	0,1
10	$3 \cdot 10^{13}$	190012	19	1,4	0,7
20	$3 \cdot 10^{14}$	190033	195	7,6	4,3

Tabelle 8.8: Leckströme von Mimosa-19-Sensoren, bei $T = -20^\circ C$ und mit einer ^{55}Fe -Quelle

8.2 Proportionalitätsfaktor α

Sensor	Strahlungsdosis $\frac{n_{eq}}{cm^2}$	Runnummer	$V_{Depl} \cdot 10^{-10} cm^3$	$\Delta V_{Depl} \cdot 10^{-10} cm^3$	$\frac{I}{V_{depl}} \frac{A}{cm}$	Obere Fehler $\frac{A}{cm}$	Untere Fehler $\frac{A}{cm}$
26	0	19590	1,31	0,07	$6,98 \cdot 10^{-7}$	$0,24 \cdot 10^{-7}$	$0,12 \cdot 10^{-7}$
C	$2,93 \cdot 10^{12}$	19586	1,25	0,06	$1,83 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$
A	$5,85 \cdot 10^{12}$	19587	1,18	0,07	$4,83 \cdot 10^{-6}$	$4,5 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$
D	$1,27 \cdot 10^{13}$	19588	1,51	0,07	$6,72 \cdot 10^{-6}$	$6,2 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$
B	$1,95 \cdot 10^{13}$	19589	1,19	0,06	$1,46 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$0,22 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 8.9: Volumen der Verarmungszone V_{Depl} und die Leckstromdichte mit oberem und unterem Fehler. Für verschiedene Messsensoren mit schnelle Neutronenbestrahlung. Bei $T = -20^\circ C$ und ^{55}Fe -Quelle. [2]

Sensor	Strahlungsdosis $\frac{n_{eq}}{cm^2}$	Runnummer	$V_{Depl} \cdot 10^{-10} cm^3$	$\Delta V_{Depl} \cdot 10^{-10} cm^3$	$\frac{I}{V_{depl}} \frac{A}{cm}$	Obere Fehler $\frac{A}{cm}$	Untere Fehler $\frac{A}{cm}$
26	0	19590	1,31	0,06	$8,37 \cdot 10^{-6}$	$5,3 \cdot 10^{-6}$	$2,3 \cdot 10^{-6}$
C	$2,93 \cdot 10^{12}$	19586	1,25	0,06	$8,85 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$
A	$5,85 \cdot 10^{12}$	19587	1,18	0,07	$2,11 \cdot 10^{-4}$	$0,3 \cdot 10^{-4}$	$0,3 \cdot 10^{-4}$
D	$1,27 \cdot 10^{13}$	19588	1,51	0,07	$3,38 \cdot 10^{-4}$	$0,4 \cdot 10^{-4}$	$0,3 \cdot 10^{-4}$
B	$1,95 \cdot 10^{13}$	19589	1,19	0,06	$6,4 \cdot 10^{-4}$	$0,6 \cdot 10^{-4}$	$0,5 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 8.10: Volumen der Verarmungszone V_{Depl} und die Leckstromdichte mit oberem und unterem Fehler. Für verschiedene Messsensoren mit schnelle Neutronenbestrahlung. Bei $T = +20^\circ C$ und ^{55}Fe -Quelle. [2]

Sensor	Strahlungsdosis $\frac{n_{eq}}{cm^2}$	Runnummer	$V_{Depl} \cdot 10^{-11} cm^3$	$\frac{I}{V_{depl}} \frac{A}{cm}$	Obere Fehler $\frac{A}{cm}$	Untere Fehler $\frac{A}{cm}$
E	0	190061	17,4	$2,56 \cdot 10^{-5}$	$4,8 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$
9	$1 \cdot 10^{13}$	190059	17,5	$2,05 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$
10	$3 \cdot 10^{13}$	190056	22,1	$2,86 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$
20	$3 \cdot 10^{14}$	190063	-	-	-	-

Tabelle 8.11: Volumen der Verarmungszone V_{Depl} und die Leckstromdichte mit oberem und unteren Fehler. Für verschiedene Messsensoren mit kalte Neutronenbestrahlung bei $T = 20^\circ C$ und ^{55}Fe Quelle.

Sensor	Strahlungsdosis $\frac{n_{eq}}{cm^2}$	Runnummer	$V_{Depl} \cdot 10^{-11} cm^3$	$\frac{I}{V_{depl}} \frac{A}{cm}$	Obere Fehler $\frac{A}{cm}$	Untere Fehler $\frac{A}{cm}$
E	0	190043	17,5	$2,05 \cdot 10^{-6}$	$2,7 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$
9	$1 \cdot 10^{13}$	190041	17,9	$4,3 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$6,6 \cdot 10^{-7}$
10	$3 \cdot 10^{13}$	190012	17,5	$1,08 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$4,3 \cdot 10^{-6}$
20	$3 \cdot 10^{14}$	190033	38,7	$5,03 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 8.12: Volumen der Verarmungszone V_{Depl} und die Leckstromdichte mit oberem und unteren Fehler. Für verschiedene Messsensoren mit kalte Neutronenbestrahlung bei $T = -20^\circ C$ und ^{55}Fe Quelle.

Sensor	Strahlungsdosis $\frac{n_{eq}}{cm^2}$	Runnummer	$V_{Depl} \cdot 10^{-11} cm^3$	$\frac{I}{V_{depl}} \frac{A}{cm}$	Obere Fehler $\frac{A}{cm}$	Untere Fehler $\frac{A}{cm}$
E	0	190062	7,93	$1,48 \cdot 10^{-5}$	$1,03 \cdot 10^{-4}$	$5,3 \cdot 10^{-6}$
9	$1 \cdot 10^{13}$	190112	8,39	$1,24 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$3,47 \cdot 10^{-5}$
10	$3 \cdot 10^{13}$	190057	10	$3,02 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$3,1 \cdot 10^{-4}$
20	$3 \cdot 10^{14}$	190064	-	-	-	-

Tabelle 8.13: Volumen der Verarmungszone V_{Depl} und die Leckstromdichte mit oberem und unteren Fehler. Für verschiedene Messsensoren mit kalte Neutronenbestrahlung bei $T = +20^\circ C$ und ^{109}Cd Quelle.

Sensor	Strahlungsdosis $\frac{n_{eq}}{cm^2}$	Runnummer	$V_{Depl} \cdot 10^{-11} cm^3$	$\frac{I}{V_{depl}} \frac{A}{cm}$	Obere Fehler $\frac{A}{cm}$	Untere Fehler $\frac{A}{cm}$
E	0	190044	9,93	$4,6 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$
9	$1 \cdot 10^{13}$	190042	9	$2,8 \cdot 10^{-6}$	$1,9 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$
10	$3 \cdot 10^{13}$	190030	8,91	$6 \cdot 10^{-5}$	$4,6 \cdot 10^{-6}$	$8,1 \cdot 10^{-6}$
20	$3 \cdot 10^{14}$	190032	21,5	$2,4 \cdot 10^{-5}$	$3,5 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 8.14: Volumen der Verarmungszone V_{Depl} und die Leckstromdichte mit oberem und unteren Fehler. Für verschiedene Messsensoren mit kalte Neutronenbestrahlung bei $T = -20^\circ C$ und ^{109}Cd Quelle.

Literaturverzeichnis

- [1] aliceinfo. <http://aliceinfo.cern.ch/public/welcome.html>. [https://arxiv.org](https://arxiv.org/abs/1607.01487), (A757:102–183), feb 2016. <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html>.
- [2] Alex Büdenbender. Systematische untersuchung der strahlentoleranz optimierter monolithic active pixel sensoren gegen nicht-ionisierende strahlung. aug 2008.
- [3] J.M. Benedetto Boesch and H.E. The relationship between co60 and 10 kev x-ray damage in mos devices. *IEEE Trans. on Nucl. Science*, ILC-REPORT-2007-1(33:1318–1323), feb 1986.
- [4] Tobias Bus. Systematische untersuchung der strahlentoleranz optimierter monolithic active pixel sensoren gegen nicht-ionisierende strahlung. sep 2015.
- [5] CBM Collaboration. "letter of intent for the compressed baryonic matter experiment. [https://arxiv.org](https://arxiv.org/abs/1607.01487), (A757:102–183), feb 2004. <https://arxiv.org/abs/1607.01487>.
- [6] Michael Deveau. persönliche gespräche.
- [7] Michael Deveau. Development of fast and radiatio hard monolithic active pixel sensors (maps) optimized for open charm meson detection with the cbm-vertex detector. *Doktorarbeit*, 2008.
- [8] Michael Deveau. Leakage current considerations for depleted cmos maps. *CBM-MVD Collaboration*, 2018.
- [9] Dennis Doering. Eine ausheilstudie an bestrahlten monolithic active pixel sensoren. *Masterarbeit*, 2010.
- [10] Dennis Doering. Untersuchungen zur verbesserung der strahlenhärte von cmos-sensoren zum einsatz in vertexdetektoren von schwerionenexperimenten. *Bachelorarbeit*, feb 2014.
- [11] Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität. Röntgenfluoreszenz und moseleysches gesetz. *Fortgeschrittenen-Praktikum*.
- [12] Holger Göbel. *Einführung in die Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 5. aufl. edition, 2014.
- [13] M Koziel. Development of radiation hardened pixel sensors for charged particle detection. *IPHC*, (227579), feb 2014.
- [14] Philipp Laube. Grundlagen: Dotieren: n- und p-halbleiter, mar 2018.

- [15] Gunnar Lindström. Radiation damage in silicon detectors. Jun 2002.
- [16] Josef Lutz. *Halbleiter-Leistungsbaulemente. Physik, Eigenschaften, Zuverlässigkeit.* Springer.
- [17] Michael Moll. Radiation damage in silicon particle detectors. 1999.
- [18] Frank Thuselt. *Physik der Halbleiterbauelemente, Einführendes Lehrbuch für Ingenieure und Physiker.* Springer.
- [19] Paul A. Tipler, Gene Mosca, Michael Basler, Renate Dohmen, Carsten Heinisch, Anna Schleitzer, and Michael Zillgitt. *Physik - für Wissenschaftler und Ingenieure.* Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 6. aufl. edition, 2009.
- [20] Samir Amar Youcef. Aufbau eines testsystems zur qualizierung von maps und messungen zur strahlenhärte an prototypen. *IKF Frankfurt*, jan 2007. Diplomarbeit.
- [21] Thomas Zimmer. 5.halbleiter und p - n - Übergang.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Abschlussarbeit selbstständig und nur unter Verwendung der von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst zu haben. Sowohl inhaltlich als auch wörtlich entnommene Inhalte wurden als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit hat in dieser oder vergleichbarer Form noch keinem anderem Prüfungsgremium vorgelegen.

Datum: _____ Unterschrift: _____