

Bachelorarbeit

Charakterisierung neuer Pixeldetektoren

Characterisation of new Pixeldetectors

angefertigt von

Marike Schwickardi

aus Höxter

am II. Physikalischen Institut

Arbeitsnummer: II.Physik-UniGö-BSc-2016/05

Bearbeitungszeit: 4. April 2016 bis 18. Juli 2016

Erstgutachter/in: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Zweitgutachter/in: Priv.Doz. Dr. Jörn Große-Knetter

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Charakterisierung neuer 150 μm und 100 μm dicker hybrider Sensoren, da für den Ausbau zum *High Luminosity-LHC* eine maximale Dicke von 150 μm für Sensoren vorgesehen ist. Dafür werden verschiedene Gestaltungen von Sensoren und Under-Bump-Metallisierungen im Zusammenhang mit der Dicke der Sensoren untersucht.

Zur Charakterisierung dieser Module werden eine Reihe von Standardmessungen durchgeführt, welche große Unterschiede in der Qualität der Under-Bump-Metallisierungen aufzeigen. Als am besten erwies sich eine Under-Bump-Metallisierung aus Kupfer und Gold, welche als Standard empfohlen wird.

Dabei stellte die Sensordicke von 100 μm keine Beschränkung dar, wodurch diese für die ATLAS-Aufrüstung verwendet werden können.

Abstract

The extension of the ATLAS detector as part of the *High Luminosity-LHC* is designed for a maximum thickness of new 150 μm hybrid sensors. This bachelor thesis deals with the characterization of new 150 μm and 100 μm sensors. For this purpose, different variants of sensors and under-bump-metallisations are investigated.

In order to characterize these modules a series of standard measurements are performed, which reveal great differences in quality of the under-bump-metallisations. The best results were provided by an under-bump-metallisation of copper and gold. Due to this, it is suggested as a standard for further investigations.

Meanwhile, the smaller sensor thickness of 100 μm proved to be no hindrance, concluding these to be also suitable for the ATLAS upgrade.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.1	Grenzen des Standardmodells	5
3	Der Large Hardon Collider und das ATLAS Experiment	7
3.1	Der LHC	7
3.1.1	Beschreibung	7
3.2	Der ATLAS Detektor	9
3.2.1	Beschreibung der Komponenten	9
3.3	ATLAS Pixel-Erweiterung	14
4	Funktionsweise von Silizium-Pixeldetektoren	15
4.1	Fundamentale Eigenschaften von Silizium	15
4.2	Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie	16
4.3	Hybride Module mit planaren Sensoren	18
4.4	Der pn-Übergang	19
4.5	Dünne Sensoren	20
5	Messaufbau	21
5.1	FE-I4 Auslesechip	21
5.2	USBpix-Auslesesystem	22
5.3	Standard-Messungen	22
6	Ergebnisse	27
6.1	150-2-3B Modul	27
6.1.1	IV-Messung	27
6.1.2	Schwellenmessung	29
6.1.3	Quellenmessungen	32
6.2	100-5-3B Modul	38
6.2.1	IV-Messung	38

Inhaltsverzeichnis

6.2.2	Schwellenmessung	39
6.2.3	Quellenmessungen	41
6.3	100-4-2A Modul	44
6.3.1	IV-Messung	44
6.3.2	Schwellenmessung	44
6.3.3	Quellenmessungen	46
6.4	100-2-1B Modul	53
6.4.1	IV-Messung	53
6.4.2	Schwellenmessung	53
6.4.3	Quellenmessungen	55
7	Zusammenfassung	63
	Literaturverzeichnis	65
	Danksagung	66

1 Einleitung

Die Forschung im Bereich der Physik will seit jeher die wichtigen Fragen der Menschheit beantworten. Dabei legt die Teilchenphysik ihr Augenmerk auf die Frage, woraus das Universum besteht, was die elementaren Bausteine der Materie sind und welche Wechselwirkungen zwischen ihnen bestehen.

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts ging die wissenschaftliche Gemeinschaft davon aus, dass diese Frage beantwortet sei und Protonen, Neutronen und Elektronen die kleinsten Teilchen seien, aus denen alles besteht. Doch seit Mitte des letzten Jahrhunderts weiß man dass dieses Bild der Welt noch lange nicht vollständig ist: Bei den ersten Experimenten mit Teilchenbeschleunigern und der Untersuchung der Höhenstrahlung konnte eine Reihe neuer Teilchen entdeckt werden.

Durch die Einordnung dieser Teilchen in Symmetriegruppen gelangte man 1964 zu dem Schluss, dass sowohl die Protonen, die Neutronen als auch die neu entdeckten Teilchen aus den noch kleineren Quarks aufgebaut sein müssen. Heute werden die Quarks, Leptonen und Bosonen, die die Kräfte zwischen den Teilchen vermitteln, für die elementaren Bausteine unseres Universums gehalten. Die Theorie, die diese Teilchen und deren Wechselwirkungen sehr erfolgreich beschreibt, ist das so genannte Standardmodell der Teilchenphysik, welches im Kapitel 2 genauer erläutert wird.

Allerdings ist es heutzutage bekannt, dass das Standardmodell keine vollständige Theorie darstellt. Es zeigen sich einige Fragestellungen die entweder eine erweiterte oder völlig neue Theorie erfordern. Zur weiteren Erforschung der Teilchenphysik werden höhere Energie benötigt. Einer der leistungsstärksten Beschleuniger ist der *Large Hadron Collider* (LHC) am CERN in Genf, in welchem Protonen oder Blei-Kerne gegenläufig auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Um aus diesen Kollisionen Informationen zu gewinnen werden Teilchendetektoren eingesetzt, wie der ATLAS-Detektor am CERN.

Der LHC soll in den nächsten Jahren zum *High-Luminosity-LHC* ausgebaut werden und die Luminosität auf mindestens $5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erhöht werden. Dies erzeugt im Inneren des Detektors eine sehr strahlungsintensive Umgebung, weswegen die innerste Lage, die

1 Einleitung

Spurdetektoren, des ATLAS-Detektors komplett ausgetauscht werden soll um mit diesen Bedingungen Schritthalten zu können.

Für einen Teil dieser inneren Spurdetektoren werden dünne Silizium-Sensoren aufgrund ihrer Eigenschaften und der guten Verfügbarkeit, worauf in Kapitel 4 noch näher eingegangen wird, vorgeschlagen. Dünne Sensoren sind wichtig, da durch sie weniger Material zwischen dem Kollisionspunkt und den anderen Detektoren steht. Hierdurch wird die Energiemessung durch die Kalorimeter im Vergleich zu den bisher verwendeten Sensoren weniger beeinflusst.

Eine Auswahl dieser dünnen Sensoren sollen in dieser Arbeit charakterisiert und auf ihre Verwendbarkeit geprüft werden, wofür ein 150 μm dicker Sensor und drei 100 μm dicke Sensoren mit unterschiedlichem Aufbau und Qualitätsmerkmalen untersucht wurden.

2 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) [1] beinhaltet unser bisheriges Wissen über Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen untereinander. Die Vorhersagen, die sich daraus treffen lassen, haben sich bislang als zutreffend herausgestellt.

Historisch hat sich das SM aus den separaten Theorien der elektromagnetischen, der schwachen und der starken Wechselwirkung zu einer Quantenfeldtheorie entwickelt [1]. Der Lagrangeoperator charakterisiert die Dynamik und Kinematik dieser Theorie. Obwohl es sich um eine vereinheitlichte Theorie handelt, ist der Lagrangeoperator zusammengesetzt aus den Eichsymmetrien

$$SU(3)_C \times SU(2)_I \times U(1)_Y. \quad (2.1)$$

Dabei ist $SU(2)_I \times U(1)_Y$ die Symmetriegruppe der elektroschwachen Wechselwirkung und die Theorie der starken Wechselwirkung mit der Symmetriegruppe $SU(3)_C$. Das Noether-Theorem garantiert dabei, dass jedem Teilchen, das der zu beschreibenden Wechselwirkung unterliegt, wie der Hyperladung Y für die elektrische Wechselwirkung, der schwache Isospin I_3 für die schwache Wechselwirkung und Farbladung C für die starke Wechselwirkung, eine eindeutige erhaltene Ladung zugeordnet werden kann.

Außer der Gravitation sind alle fundamentalen Wechselwirkungen im Standardmodell enthalten. Die Gravitation kann in der Teilchenphysik zunächst aufgrund der geringen Massen der Elementarteilchen vernachlässigt werden.

Das Standardmodell enthält 17 Teilchen und deren Anti-Teilchen, welche sich in Fermionen und Bosonen unterteilen lassen. Diese sind grafisch in der Abbildung 2.1 dargestellt. Bosonen sind Teilchen mit ganzzahligem Spin. Spin-1-Bosonen sind die Austauschteilchen der Wechselwirkungen.

Die masselosen Photonen (γ) koppeln an elektrische Ladung und sind das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung. Die Überträgerteilchen der elektroschwa-

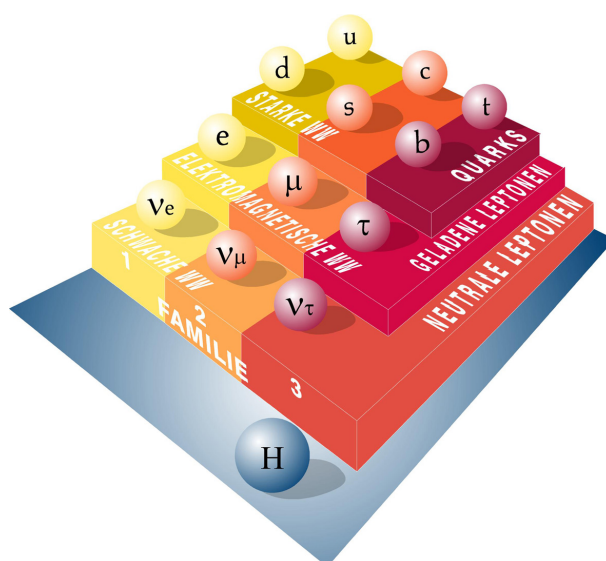


Abb. 2.1: Ordnung der Elementarteilchen im Standardmodell.

chen Wechselwirkung sind die massiven Bosonen W^+ , W^- und Z^0 , welche an jedes Elementarteilchen koppeln. Die starke Wechselwirkung wird von den acht masselosen Gluonen (g) übertragen, welche an die sogenannte Farbladung koppeln.

Fermionen sind Spin-1/2-Teilchen, welche in Leptonen und Quarks unterteilt werden. Diese werden in drei Generationen eingeordnet. Die Masse der Fermionen steigt mit der Generation. Diese erhöhte Masse ist auch der Grund, warum die Teilchen der zweiten und dritten Generation instabil sind und eine endliche Lebensdauer haben. Die Teilchen der ersten Generation sind im Gegenzug dazu stabil und bilden die stabile Materie.

Pro Generation existieren zwei Quarks: ein up-Typ mit elektrischer Ladung $+\frac{2}{3}$ und ein down-Typ mit elektrischer Ladung $-\frac{1}{3}$. Außerdem tragen Quarks eine Farbladung. Durch diese Eigenschaften wechselwirken Quarks stark, schwach und elektromagnetisch. Da Teilchen mit Farbladung nie einzeln auftreten können, müssen sie stets in insgesamt farbneutralen Teilchen gebunden sein. Diese gebundenen Zustände sind Hadronen, welche in Form von Baryonen (Drei-Quark-Zustände) oder Mesonen (Quark-Anti-Quark) vorliegen.

Es existieren pro Generation ein elektrisch geladenes Lepton und ein neutrales, welches das Neutrino ist. Die geladenen Leptonen tragen eine elektrische Ladung von -1, wodurch sie elektromagnetisch wechselwirken. Zusätzlich nehmen sie an der schwachen Wechselwirkung teil. Neutrinos interagieren nur über die schwache Wechselwirkung und besitzen nur eine sehr geringe Ruhemasse mit $m_\nu < 2 \text{ eV}$

Das Higgs-Boson ist ein Teilchen mit Spin 0, welches zum Higgs-Mechanismus gehört.

Diese Theorie wurde schon in den 1960er-Jahren vorgeschlagen. Nach ihr erhalten alle Elementarteilchen ihre Masse erst durch die Wechselwirkung mit dem allgegenwärtigen Higgs-Feld. Im Juli 2012 wurde das Higgs-Boson am CERN nachgewiesen [3] [4].

2.1 Grenzen des Standardmodells

Das Standardmodell liefert für viele Beobachtungen hervorragende Erklärungen und alle durch das Standardmodell bisher getroffenen Vorhersagen konnten bestätigt werden. Dennoch gibt es offene Fragen, welche durch Theorien außerhalb des Standardmodells erklärt werden müssen.

- Eine Schwachstelle des SM ist, dass die Gravitation nicht enthalten ist und dass generelle Relativitätstheorie und Quantenmechanik nicht vereinbar sind. Das Ziel der Entwicklung einer Theorie der Quantengravitation besteht vor diesem Hintergrund also entweder in der Aufhebung oder Überwindung einer echten Unverträglichkeit zwischen den etablierten Theorien [2].
- Die große Vereinheitlichungs-Theorie (*Grand Unified Theory* kurz GUT) [5] beruht auf der Idee das Standardmodell zu erweitern, so dass alle Kräfte in eine Eichsymmetrie zusammengefasst werden. Es soll also eine Vereinigung der Quantenchromodynamik $SU(3)_C$ und der elektroschwachen Wechselwirkung $SU(2)_I \times U(1)_Y$ in eine übergeordnete Eichgruppe erreicht werden [5]. Dadurch gibt es in dieser Theorie nur eine Eichsymmetrie und somit auch nur eine Kopplungskonstante. Das einfachste GUT Modell ist das $SU(5)$ Modell von Georgi and Glashow von 1974.
- Durch Beobachtungen aus dem Bereich der Kosmologie weiß man, dass es große Mengen an nicht sichtbarer Masse gibt, die für den nötigen Zusammenhalt unter den Himmelskörpern sorgen. Eine dieser Beobachtungen war, dass an Galaxien vorbei fliegendes Licht stärker abgelenkt wurde, als die Masseberechnungen für diese Galaxien vorgaben – es musste also noch mehr als die sichtbare Masse geben, welche das Licht anzieht. Da diese Materie allerdings nicht elektromagnetisch wechselwirkt, wird sie „Dunkle Materie“ genannt [6]. Diese Dunkle Materie besteht also aus Teilchen mit größtenteils unbekanntem Eigenschaften, welche im Standardmodell nicht vorkommen, aber aus Symmetrie-Gründe vorhergesagt wurden [6].
- Im Universum gibt es sehr viel weniger Anti-Materie als erwartet. Demnach muss es während des Urknalls Prozesse gegeben haben, bei denen die Produktion von

2 Standardmodell der Teilchenphysik

Materie bevorzugt wurde. Dies kann durch eine starke CP-Verletzung erklärt werden. CP-Verletzung meint den Bruch mit der CP-Invarianz, welche besagt, dass sich die physikalischen Zusammenhänge und Gesetzmäßigkeiten in einem System nicht ändern sollten, wenn alle Teilchen durch ihre Antiteilchen ersetzt und gleichzeitig alle Raumkoordinaten gespiegelt werden. Allerdings ist die im Standardmodell vorhergesagte Verletzung nicht groß genug, um die gemessene Asymmetrie zu erklären [1]. Demnach muss es eine Quelle für CP-Verletzung außerhalb des Standardmodells geben, die dies erklärt.

Da es noch viele dieser offenen Fragen gibt, müssen weitere Messungen gemacht werden. Weil viele Probleme sich allerdings noch außerhalb unseres Messbereiches befinden, ist eine Aufrüstung und Erweiterung der bestehenden Experimente notwendig, wie der Ausbau des LHCs zum HL-LHC, der im folgenden Kapitel 3.3 noch erklärt wird.

3 Der Large Hardon Collider und das ATLAS Experiment

Um Elementarteilchen beobachten zu können, werden große Energien und dadurch große experimentelle Aufbauten benötigt. Eine der größten Versuchsanlagen ist der *Large Hardon Collider* (LHC) in Genf, in welchem Protonen oder Blei-Kerne gegenläufig auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und zur Kollision gebracht werden.

3.1 Der LHC

Der LHC wurde in dem bereits vorhandenen Ringtunnel der Europäischen Kernforschungsanlage CERN errichtet, in welchem zuvor der *Large Electron-Positron Collider* (LEP) bis zu dessen Stilllegung im Jahr 2000 installiert war. Die offizielle Inbetriebnahme des LHCs war am 10. September 2008, doch aufgrund eines technischen Defekts musste nach wenigen Tagen der Betrieb wieder eingestellt werden. Die Reparaturen nahmen ein gutes Jahr in Anspruch, wodurch ein erneuter Start erst am 20. November 2009 möglich war.

3.1.1 Beschreibung

Alle angegebenen technischen Daten sind dem *LHC Design Report* entnommen [7]. Der LHC ist ein Synchrotron in einem 26,7 km langen unterirdischen Ringtunnel mit einer Tunnelröhre von etwa 3,80 m Durchmesser und liegt in etwa 100 m Tiefe. Der Beschleunigerring ist nicht exakt kreisförmig, sondern besteht im Wechsel aus acht geraden und acht gebogenen Abschnitten.

In dem Tunnel wurden zwei benachbarte Strahlröhren inklusive Magneten und Kühleinrichtungen untergebracht, in denen zwei Protonenstrahlen in entgegengesetzte Richtungen zirkulieren. Damit Teilchenkollisionen stattfinden, kreuzen sich die beiden Strahlröhren an vier Punkten. An diesen Orten sind die vier am LHC beheimateten Experimente untergebracht: das ATLAS-Experiment, das CMS-Experiment, das LHCb-Experiment und

3 Der Large Hardon Collider und das ATLAS Experiment

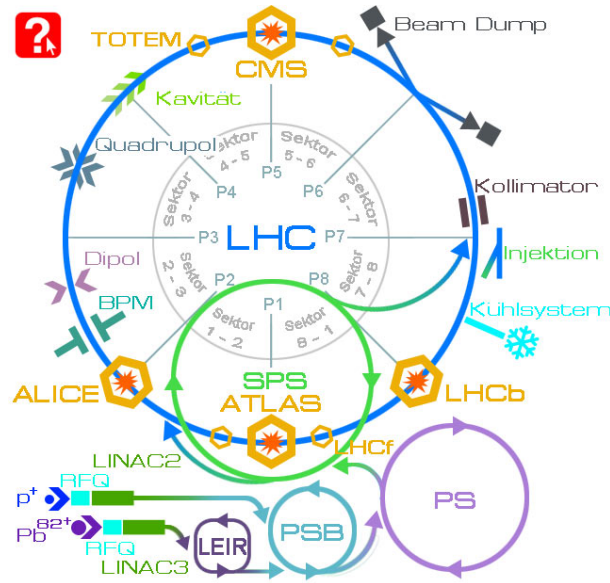


Abb. 3.1: Aufbau der Beschleunigerkette am CERN.

das ALICE-Experiment.

Mehrere Vorbeschleuniger (siehe Abbildung 3.1) werden benötigt, um die Protonen auf die nötige Energie zu bringen um sie in den Hauptring einzuspreisen. Die Protonen werden erst in einem Linearbeschleuniger und danach in den beiden Ringbeschleunigern PS und SPS auf eine Energie von 450 GeV vorbeschleunigt und anschließend gegenläufig in die beiden Vakuumröhren des LHC eingeleitet. Die Protonen sind in 2808 Paketen mit jeweils etwa 10^{11} Teilchen gebündelt, die sich in einem zeitlichen Abstand von 25 ns durch den Beschleuniger bewegen. Die erreichte Luminosität betrug im ersten Jahr $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, wobei die Designluminosität $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ beträgt [8].

Um die hochenergetischen Teilchen auf eine Kreisbahn zu lenken werden 1232 supraleitende Dipolmagnete aus Niob und Titan eingesetzt. Diese erzeugen ein Magnetfeld von 8,33 Tesla. Das Magnetfeld in den Dipolen und die Frequenz des elektrischen Feldes in den beschleunigenden Hohlraumresonatoren muss ständig der steigenden Energie der umlaufenden Teilchen angepasst werden. Hier liegt auch der limitierende Faktor für die Energie der Teilchen: die Feldstärke der Magneten. Um die Teilchenstrahlen fokussiert zu halten, um die Strahlen im Bereich der Kollisionspunkte zusätzlich zu fokussieren und um die Kollisionsrate zu erhöhen, sind 392 ebenfalls supraleitende Quadrupolmagnete montiert. Um die Magneten in ihren supraleitenden Zustand zu versetzen, müssen diese stark heruntergekühlt werden. Ihre Betriebstemperatur liegt bei 1,9 K. Damit diese Temperatur erreicht werden kann, werden die Magnete abgekühlt, bis ihre Temperatur nahe dem absolutem

Nullpunkt liegt. Damit die Temperatur während des Betriebs gehalten werden kann, sind die Magneten ständig von etwa 60 Tonnen flüssigem Helium umgeben. Dies befindet sich in seinem suprafluiden Zustand, da es so besonders gute Wärmeleiteigenschaften besitzt. Das macht den LHC zum größten Kryostaten der Welt.

3.2 Der ATLAS Detektor

Die vier verschiedenen im LHC befindlichen Experimente detektieren mit verschiedenen Schwerpunkten die Kollisionen. Dabei werden präzise Messungen zum Standardmodell, Higgs-Boson und der Suche nach neuer Physik gemacht. Da das CMS-Experiment mit ähnlichen Schwerpunkten wie das ATLAS-Projekt misst, können die gewonnenen Ergebnisse eines Experiments am jeweils anderen überprüft werden.

3.2.1 Beschreibung der Komponenten

Der Detektor, in Abbildung 3.2 dargestellt, ist 44 m lang, 25 m hoch und $6.4 \cdot 10^6$ kg schwer [9]. Er ist aus verschiedenen Detektoruntereinheiten zusammengesetzt, welche im Folgenden kurz einzeln besprochen werden.

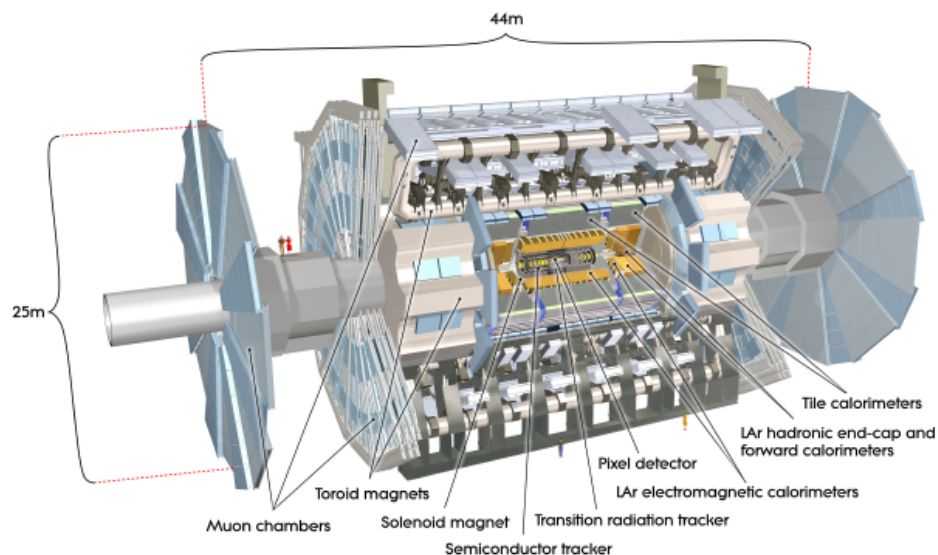


Abb. 3.2: Der innere Detektor des ATLAS-Experiments [9].

Magnet-System

Im Detektor werden zwei Magnetsysteme verwendet, ein Solenoid- und ein Toroid-System. Das Solenoidsystem befindet sich zwischen dem Inneren Detektor und dem elektromagnetischen Kalorimeter. Damit wird ein nahezu homogenes Magnetfeld mit einer Stärke von 2 T erzeugt, welches zur Bestimmung des transversalen Impulses von geladenen Teilchen mit Hilfe des Spurdetektors genutzt wird.

Das Toroidsystem, mit einer Stärke zwischen 0,15 T und 3,5 T [9], besteht aus einem zentralen und zwei Endkappen-Toroiden. Der zentrale Toroid dient der Bestimmung des transversalen Impulses von Myonen. Die Endkappen-Toroiden umschließen das hadronische und das elektromagnetische Kalorimeter. Die Toroidspulen besitzen keine Eisenkerne („air-core toroid coils“) [10]. Durch diese kernlosen Spulen wird zwar das magnetische Feld nicht so groß wie bei CMS, aber durch das wesentlich reduzierte Material konnten größere Spulen gebaut werden, die ein sehr großes Volumen des Detektors mit Magnetfeld erfüllen.

Innerer Detektor

Der Innere Detektor, welcher schematisch in der Abbildung 3.3 dargestellt ist, ist zylindrisch aufgebaut mit einem Radius von 1,15 m und einer Länge von 7 m. Er besteht aus drei Komponenten: einem Pixeldetektor, einem Silizium-Streifen-Detektor und dem *Transition Radiation Tracker* (TRT), welche konzentrisch um die Strahlachse angeordnet sind und vom Solenoidmagneten umschlossen werden.

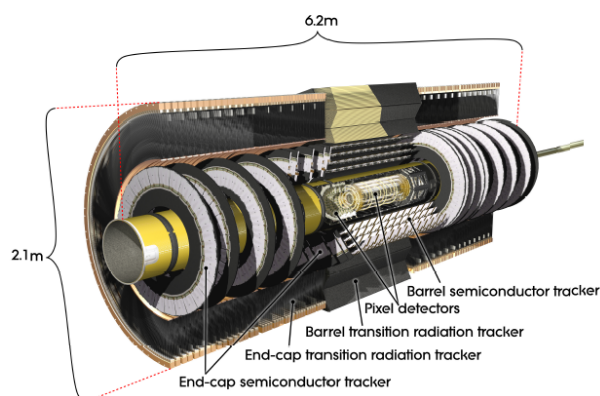


Abb. 3.3: Der innere Detektor des ATLAS-Experiments [9].

Der Pixeldetektor ist ein Halbleiterdetektor, welcher aus 3 Zylindern und jeweils 3

Scheiben an jedem Ende besteht. Diese bestehen aus ca. 80 Millionen Pixeln, wobei ein einzelner Pixel $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ groß ist [11]. Dadurch sind hochpräzise Messungen nahe am Wechselwirkungspunkt möglich, wodurch auch im Bereich der hohen Spurdichte noch eine Trennung benachbarter Spuren und eine Vermessung der Spurkoordinaten mit einer Genauigkeit von etwa $14 \mu\text{m}$ möglich sind.

Der Silizium-Streifen-Detektor (SCT) besteht aus acht Lagen Silizium-Streifen-Detektoren, die eine Auflösung von $16 \mu\text{m}$ radial zum Strahl und $580 \mu\text{m}$ in Strahlrichtung haben. Um den Detektionsraum zu verdichten sind die einzelnen Streifenlagen gegeneinander um $40 \mu\text{rad}$ verdreht. Desweiteren gibt es noch neun Scheiben, die senkrecht zur Strahlachse stehen und eine vergleichbare Auflösung liefern. Der SCT besteht aus 4088 einzelnen Detektormodulen mit 768 Auslestreifen pro Modul [11].

Der TRT basiert auf einer Kombination von Übergangsstrahlungsdetektor und Driftkammer. Die Driftrohre haben einen Durchmesser von 4 mm und sind mit einem Xenongasgemisch gefüllt. Der Zeitpunkt des Signals erlaubt die Bestimmung der Teilchenkoordinaten mit einer typischen Genauigkeit von $150 \mu\text{m}$. Die Röhrchen sind eingebettet in einen speziellen Schaum aus Polyethylen, in dem Kollisionselektronen elektromagnetische Strahlung im Röntgenbereich (Übergangsstrahlung) abgeben. Die dabei erzeugten Röntgenquanten werden im Xenongas absorbiert. Die entsprechende Signatur wird im ATLAS Detektor benutzt, um Elektronen zu identifizieren.

Kalorimeter

Um die Energie der erzeugten Teilchen zu bestimmen, wird ein Kalorimetersystem verwendet, welches aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Kalorimeter besteht. In diesen deponieren die meisten der erzeugten Teilchen ihre gesamte Energie, welche so bestimmt werden kann.

Für das elektromagnetische Kalorimeter wurde das Sampling-Prinzip verwendet, in dem sich Absorbermaterial, in diesem Fall Blei, und Szintillatormaterial, hier flüssiges Argon, abwechseln. Es besteht aus einem zentralen Teil und zwei Endkappen. In diesem Kalorimeter wird die Energie von Elektronen und Photonen sowie einen Teil der Energie des hadronischen Anteils von hadronischen Teilchen deponiert und detektiert.

Das elektromagnetische ist von einem hadronischen Kalorimeter umgeben, in welchem die restliche Energie der hadronischen Teilchen bestimmt werden kann, da diese oft nur einen kleinen Teil ihrer Energie im elektromagnetischen Kalorimeter abgeben. Das hadronische Kalorimeter besitzt eine deutlich höhere Absorptionskraft, um eine Dicke von zehn hadronischen Wechselwirkungslängen zu erreichen [9]. Das hadronische Kalorimeter ist wieder aus verschiedenen Teilen zusammengesetzt, einem Platten-, einem Endkappen- und einem Vorwärtskalorimeter. Im zentralen Bereich des Detektors befindet sich das Plattenkalorimeter, für welches erneut die Sampling-Bauweise verwendet wurde. Hier wurden allerdings Eisenabsorber und Plastikszintillatoren verwendet. Im Vorwärtsbereich kommt ein dem elektromagnetischen Kalorimeter ähnlicher Absorber aus Flüssigargon, Kupfer und Wolfram zum Einsatz und für die Endkappen ein Sampling-Kalorimeter. Hier wurde wiederum Eisen zur Absorption und flüssiges Argon als aktives Material verwendet.

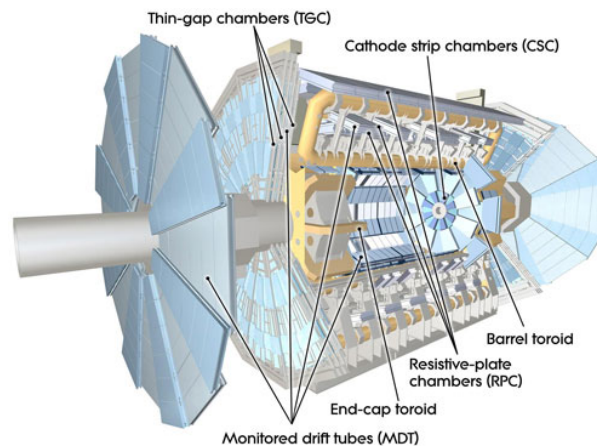


Abb. 3.4: Schematische Zeichnung des Myon-Systems des ATLAS-Detektors am LHC [9].

Myon-System

Myonen haben meist eine höhere Masse und besitzen eine hohe Durchdringungstiefe. Die Myon-Systeme, in Abbildung 3.4 dargestellt, befinden sich im äußeren Teil des Detektors, da alle anderen bekannten Teilchen, außer Neutrinos, schon in den Kalorimetern gestoppt werden.

Die Myon-Systeme liegen im toroidalen Magnetfeld, in welchem 3 Lagen verschiedener Detektoren genutzt werden um den Impuls der Myonen zu bestimmen. Genauso wie im Spurdetektor kann aus der Krümmung der Myonenspuren im Magnetfeld der Impuls bestimmt werden. Da allerdings das Myonenspektrometer sehr viel größer

ist, kann der Impuls mit einer besseren Auflösung bestimmt werden.

Zur präzisen Messung der Teilchenspur werden im zentralen Bereich *Monitored Drift Tubes* (MDT) verwendet. Diese bestehen aus Aluminiumröhren mit einem Durchmesser von 3 cm und einer Länge von 70 - 630 cm. Darin befindet sich ein Argon-Methan-Stickstoff-Gemisch bei einem Druck von 3 bar mit einem Wolframdraht im Zentrum der Röhre. Die Röhren werden an ihren Enden ausgelesen.

Ergänzt werden die Messungen des MDT durch einen *Cathode Strip Detector* (CSC), welcher die Spur der Myonen für sehr kleine Winkel zur Strahlachse detektieren kann. Aufgrund der Nähe zum Wechselwirkungspunkt und der damit verbundenen sehr hohen Teilchenrate sind MDTs hier nicht einsetzbar. Die CSC funktionieren wie Multidrahtproportionalkammern, bei denen das Signal über die in Streifen segmentierten Kathoden aufgenommen wird.

Zur schnellen Trigger-Signalerzeugung sind auf den MDT-Kammern im zentralen Bereich zusätzlich *Resistive Plate Chambers* (RPC) angebracht, welche ein sehr schnelles Ansprechverhalten haben und zusätzlich einen zweidimensionalen Spurpunkt des Teilchendurchgangs liefern, der das eindimensionale Signal der MDTs ergänzt. Im Vorwärtsbereich des Detektors werden *Thin Gap Chambers* (TGC) als schnelle Triggerkammern eingesetzt.

Triggersystem

Aufgrund der hohen Ereignisrate im Detektor läge die Datenmenge im Atlas-Experiment bei 60 TB/s, wenn die gemessenen Größen für jedes einzelne Teilchen gespeichert werden sollten. Dies ist so viel, dass es nicht mehr gespeichert und verarbeitet werden könnte, weshalb ein Filter-System benötigt wird, um die physikalisch interessanten Ereignisse herauszufiltern. Dafür wird ein dreistufiges Triggersystem verwendet [12].

Der Level-1-Trigger verwendet die schnellen Datensignale der Kalorimeter und der Myonspektrometer, um mittels Triggerkriterien zu entscheiden, welche Daten weitergeleitet oder gelöscht werden. Maximal 2,5 μ s nach der Protonenkollision löst der Triggerprozessor einen Trigger aus, wenn eine oder mehrere der Bedingungen erfüllt sind. Dieser Trigger wird an alle Subdetektoren verteilt, die daraufhin die lokal gespeicherten Trefferdaten, die zu diesem Ereignis gehören, ausgeben. Erfolgt

der Trigger nicht, so werden die Daten gelöscht.

Der Level-1-Trigger reduziert die Datenmenge so, dass nur 0,19% [12] der Daten weiter betrachtet werden. Neben der Auswahl der wichtigen Ereignisse identifizieren die Level-1-Triggerprozessoren zusätzlich die interessanten Regionen in den Detektoren. Diese interessanten Regionen werden an den Level-2-Triggerprozessor weitergeleitet. Dieser hat eine durchschnittliche Bearbeitungszeit pro Event von 40 ms. Die Ereignisse werden innerhalb der interessanten Regionen rekonstruiert und nach zusätzlichen Kriterien selektiert. Hiernach gelangen die Daten in den Level-3-Trigger, welcher auch *Event Filter* genannt wird, der die gesamten Daten aller Detektormodule zur Berechnung verwenden kann. Die vollständigen Ereignisse werden mit weiteren Auswahlkriterien verglichen und gegebenenfalls zur späteren Analyse gespeichert. Dafür werden im Durchschnitt 4 Sekunden pro Ereignis benötigt [12].

Trotz der hohen Selektion liegt die gespeicherte Datenmenge auch nach dem Triggersystem noch zwischen 10-300 MB pro Sekunde woraus sich etwa 3 PB pro Jahr ergeben.

3.3 ATLAS Pixel-Erweiterung

Um offene Fragen zu beantworten und das volle Entdeckungspotenzial des LHCs zu nutzen, sind Erweiterungen des LHC zum HL-LHC, also zum *High Luminosity LHC* geplant. Um die steigende Ereignisrate und Strahlenbelastung im HL-LHC zu bewältigen, ist ein kompletter Austausch des Inneren Detektors beabsichtigt [13]. Das vorgesehene Design besteht aus vier zylindrischen Pixel-Lagen gefolgt von drei kurzen Streifen-Lagen und zwei langen Streifen-Lagen. Im Gespräch sind hierfür planare Sensoren, 3D Sensoren und Diamantsensoren.

Die Ansprüche, die an die neuen Spurdetektoren gestellt werden, sind: eine erhöhte Strahlungsresistenz, weniger Material und eine Verringerung der Cluster-Größe. Dabei wird eine Sensordicke von weniger als 150 μm angestrebt.

Die im Kapitel 4 vorgestellten dünnen hybriden, planare Sensoren sind interessant für die äußeren Lagen, da dort eine große Fläche abgedeckt werden muss und planare Sensoren in hoher Qualität in großen Mengen kosteneffizient hergestellt werden können.

4 Funktionsweise von Silizium-Pixeldetektoren

4.1 Fundamentale Eigenschaften von Silizium

Silizium ist nach Sauerstoff das am weitesten verbreitete Element, da die Erdkruste zu ca. 28% aus Silizium besteht. Da es in Kontakt mit Sauerstoff schnell oxidiert, liegt es meistens als Siliziumoxid oder in weiteren Verbindungen vor, welche erst bearbeitet werden müssen um reines Silizium zu erhalten. Weil die Prozesse zur Herstellung von hoch reinem Silizium industriell gut beherrscht sind, kann dieses in großen Mengen relativ kostengünstig hergestellt werden.

Durch die gute Verfügbarkeit und die hohe zu erreichende Reinheit wird Silizium für Halbleiterdetektoren verwendet. Doch auch weitere Eigenschaften des Siliziums machen es attraktiv für diese Detektoren. Durch die dichte periodische Anordnung der Atome im Kristallgitter des Siliziums liegen die Energieniveaus der einzelnen Atome so dicht beieinander, dass man sie zu Energiebändern zusammenfassen kann, die untereinander durch einen Energieabstand separiert sind. Dieser wird auch Bandlücke genannt. Die beiden höchsten Energiebänder werden als Valenz- und Leitungsband bezeichnet.

In Metallen überlappen sich diese beiden Bänder, was ihre hohe Leitfähigkeit erklärt. Dagegen findet sich bei Isolatoren eine große Lücke (>3 eV). Die Lücke bei Halbleitern ist für gewöhnlich kleiner als 3 eV, so dass Atome schon bei kleineren Energien ionisiert werden können und so freie oder mobile Ladungen im Sensor entstehen.

Silizium besitzt eine Bandlücke von 1,12 eV [14]. Diese ist kleiner als bei den meisten anderen Halbleitern, was es zu einem guten Material für Detektoren macht, da die Bandlücke von angeregten Elektronen überwunden werden kann und somit keine niederenergetischen Teilchen verloren werden.

4.2 Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie

Um einfallende Teilchen im Silizium detektieren zu können, wird eine grundlegende Wechselwirkung benötigt, durch die ein Signal erzeugt wird, um Teilchen nachzuweisen. Durch Coulomb-Wechselwirkung des geladenen Teilchens mit den Hüllenelektronen des Materials werden die Atome ionisiert, wodurch die Valenzelektronen in das Leiterband gehoben werden. Dabei entstehen Löcher im Valenzband. Dieser Prozess findet etwa im Radius von $1 \mu\text{m}$ um das einfallende Teilchen statt.

Der Energieverlust durch Ionisation wird durch die Bethe-Bloch-Formel [15]

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (4.1)$$

beschrieben, mit Z als Kernladungszahl, A als Massenzahl des Materials und I als charakteristische Ionisationskonstante des Absorbermaterials. N_A ist die Avogadrozahl, r_e der Bohrsche Radius, m_e die Elektronenmasse, z die Ladung der einfallenden Teilchen in Elementarladung und δ der Dichte-Korrekturfaktor. c ist die Lichtgeschwindigkeit und W_{max} ist der maximale Energieübertrag zwischen Teilchen und Absorbermaterial.

Diese Form der Bethe-Boch-Formel gilt allerdings nur für schwere Teilchen mit Masse $M \gg m_e$, da angenommen wird, dass Teilchen durch Streuprozesse mit den Hüllenelektronen des Absorbermaterials nicht abgelenkt werden, was für leichtere Teilchen nicht der Fall ist.

Elektronen und Positronen verlieren ihre Energie auf gleichem Wege wie die schweren geladenen Teilchen. Allerdings hat Bremsstrahlung hierbei einen sehr viel größeren Einfluss durch die geringere Masse. Außerdem muss die Streuung von Elektronen an Hüllenelektronen Berücksichtigt werden. Für kleine Energien ist Ionisation nach wie vor der dominante Prozess, doch oberhalb einer kritischen Energie E_C [16]

$$E_C \approx \frac{610}{Z + 1,24} \text{MeV}, \quad (4.2)$$

mit der Kernladungszahl Z , überwiegt die Bremsstrahlung.

Für Elektronen und Positronen mit hohen Energien ist die elektromagnetische Interaktion charakterisiert durch die *Strahlungslänge* X_0 , welche die Distanz nach der die Energie des Teilchens um den Faktor $1/e$ reduziert wird angibt. Diese ist definiert durch [16]

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha r_e^2 \frac{N_A \rho}{A} \left[Z^2 (L_{rad} - f(Z)) + Z L'_{rad} \right], \quad (4.3)$$

4.2 Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie

mit der Feinstrukturkonstante α und den Radiatorfunktionen für Silizium

$$L_{rad} = \ln(1184,15 \cdot Z^{-1/3}) \text{ und } L'_{rad} = \ln(1194 \cdot Z^{-2/3}). \quad (4.4)$$

Dadurch ergibt sich für Silizium eine Strahlungslänge von $X_0 = 9,36 \text{ cm}$ [16].

Der Nachweis von Photonen ist schwieriger, da diese erst geladene Teilchen erzeugen müssen, welche dann detektiert werden. Dabei werden die Photonen entweder komplett durch den Photo-Effekt absorbiert, durch den Compton-Effekt gestreut oder bei der Paarbildung im Magnetfeld eines Atomkerns in ein Elektron-Positron-Paar umgewandelt. Durch dieses Verhalten nimmt die Intensität eines Photonenstrahls beim Durchqueren des Detektormaterials exponentiell ab. Dieses Verhalten wird mit der Formel [16]

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (4.5)$$

beschrieben. Der Wirkungsquerschnitt der verschiedenen Effekte zur Erzeugung von geladenen Teilchen ist von der Energie des Photons abhängig. Dieses Verhalten ist in der Abbildung 4.1 dargestellt.

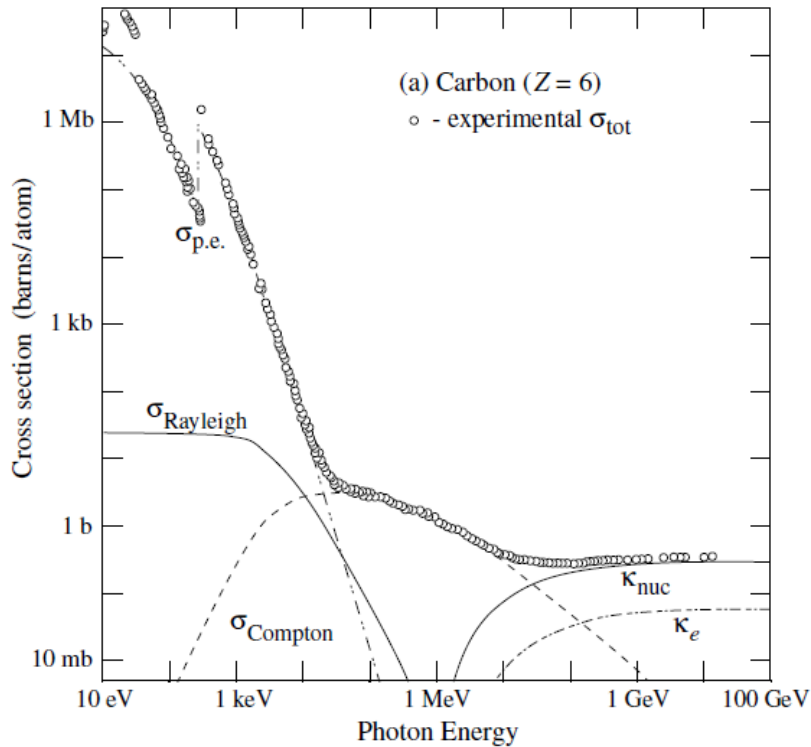


Abb. 4.1: Der totale Wirkungsquerschnitt von Photonen in Kohlenstoff mit den Anteilen des Photo-Effekts ($\sigma_{p.e.}$), des Compton-Effekts ($\sigma_{Compton}$) und der Paarbildung an den Hüllenelektronen (κ_e , asymptotisch $\kappa_e \leftarrow \kappa_{nuc}/Z$) [16].

4.3 Hybride Module mit planaren Sensoren

Um mit Sensoren eine räumliche Auflösung zu erzeugen, müssen diese segmentiert werden. Zu diesem Zweck werden bei planaren n-in-p Sensoren n^+ -Implantate auf der Vorderseite des Sensors in ein schwach dotiertes p^- -Substrat eingebracht. Diese Segmente müssen einzeln ausgelesen werden, um den Effekt der Ortsauflösung zu erhalten. Da pro Sensor eine Pixelzahl von mehreren Zehntausenden mit einer Größe im Bereich von $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ üblich sind, stellt dies die Ausleseelektronik vor eine Herausforderung. Diese kann mit einem hybriden Aufbau gehandhabt werden, wie er auch im ATLAS Pixeldetektor verwendet wird.

Die Besonderheit an hybriden Pixeldetektoren ist, dass sie aus zwei Teilkomponenten bestehen: Dem Sensor und einem Auslesechip. Die beiden sind in jedem Pixel einzeln durch leitende Mikroverbindungen, sogenannten *bump bonds*, verbunden. Dies ist schematisch in der Abbildung 4.2 dargestellt. Unter den *bump bonds* ist eine Metallschicht aufgebracht, welche *Under-Bump-Metallisierung* (UBM) genannt wird. Diese ist als Fundament für die *bump bonds* zu betrachten und ermöglicht eine stabile und leitfähige Verbindung zwischen dem Sensor und den *bump bonds*.

Pixeldetektoren sind Modular aufgebaut. Ein Modul im ATLAS-Detektor besteht aus 16 signalverstärkenden Auslesechips und einem Sensor, in denen die Lokalisierung der einzelnen Treffer sowie die Zeitmarke generiert werden. Diese Informationen werden bis zum Ereignisstrigger gespeichert.

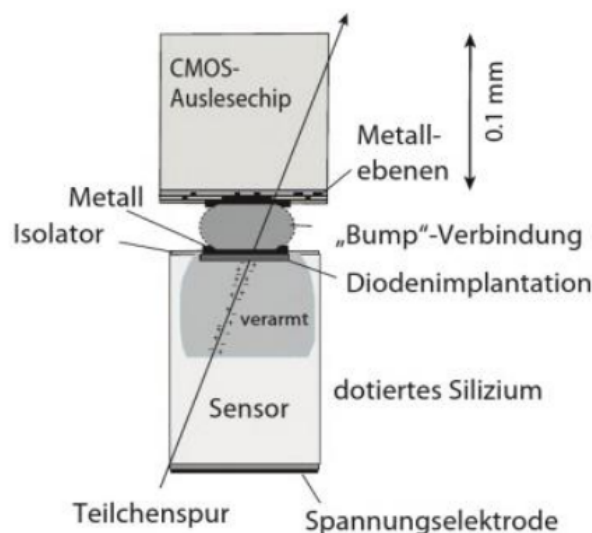


Abb. 4.2: Schematische Darstellung eines hybriden Pixeldetektors für einen Pixel [16].

4.4 Der pn-Übergang

Am pn-Übergang, welcher in der Elektrotechnik als Diode genutzt wird, gleichen sich aufgrund der thermischen Diffusion die Ladungsträger aus. Dabei diffundieren die überschüssigen Elektronen der n-Schicht in die Löcher der p-Schicht. Dadurch entsteht eine positive Raumladung im n-leitenden und eine negative Raumladung im p-leitenden Bereich. Diese sich ausbildenden Raumladungen erzeugen ein elektrisches Feld innerhalb des Übergangs, welches von der Ladungsträgerkonzentration, also der Dotierung, und vom Gittermaterial abhängt. Es bildet sich ein Gleichgewichtszustand aus, wenn das elektrische Feld einer weiteren Ladungsumverteilung entgegenwirkt. Dieser Bereich, in dem sich keine freien Ladungsträger mehr befinden, wird Verarmungsbereich oder Depletionszone genannt.

Um die Diode in Sperrrichtung zu betreiben und damit die hohe intrinsische Leitfähigkeit von Silizium zu umgehen, wird eine positive Spannung an den stark n-dotierten Bereich und eine negative Spannung an den p-dotierten Bereich angelegt. Dadurch wird die Potentialdifferenz zusätzlich erhöht und die Depletionszone dehnt sich aus. Ab einer bestimmten Spannung ist die Diode vollständig depletiert und somit das maximal mögliche Detektorvolumen erreicht. Lediglich die stark dotierten Bereiche verhindern, dass sie sich bis an die Elektroden ausbreitet. Die Depletionsspannung V_{depl} kann berechnet werden durch [17]

$$V_{depl} = \frac{e}{2\epsilon} N_D \cdot d^2, \quad (4.6)$$

wobei N_D die Dichte der dotierten Atome, ϵ die Permittivität und d die Dicke des Sensors angibt.

Trifft nun eine zu messende Strahlung auf die Diode, können die Atome ionisiert werden. Die dadurch entstehenden Elektron-Loch-Paare werden aufgrund der von außen anliegenden Spannung an der Rekombination gehindert und zu der ihrer Ladung entsprechenden Elektrode transportiert. Die an den Elektroden influenzierte Ladung wird registriert, verstärkt und verarbeitet.

Wird die angelegte Spannung über den Sperrspannungsbereich hinaus erhöht, führt dies durch die steigende elektrische Feldstärke zum Durchbruch, der sich in einem abrupt ansteigendem Strom auswirkt. Die für den Durchbruch maßgebliche Spannung ist die Durchbruchspannung V_{bd} , welche bei normalen Dioden zu irreversiblen Schäden führt.

4.5 Dünne Sensoren

Da für die geplante Erweiterung des ATLAS-Detektors nur Sensoren mit einer Dicke von 150 μm oder weniger vorgesehen sind, sollen die Vorteile dieser kurz erläutert werden.

Der grundlegende Vorteil ist, dass durch die dünneren Sensoren weniger Material zwischen dem Kollisionspunkt und den weiteren Detektoren steht. Dadurch wird die Energiemessung durch die Kalorimeter im Vergleich zu den bisher verwendeten Sensoren weniger beeinflusst. Des Weiteren wird dadurch die Vielfachstreuung im Pixeldetektor verringert, was wiederum die Auflösung erhöht.

Weiterhin ergibt sich bei einem dünneren Sensor ein größeres elektrisches Feld für die gleiche Sensorvorspannung. Dadurch wird der Ladungseinfang an Fehlstellen, die durch Bestrahlung entstehen, unterdrückt und eine Signalverringerng minimiert.

Die dünnen Sensoren haben diesen Vorteil, da die Sensorvorspannung nicht beliebig erhöht werden kann. Begründet ist dies darin, dass ein Sensor im physikalischen Sinne nur eine Diode ist, die in Sperrrichtung betrieben wird. Wird die Sperrspannung über den Sperrspannungsbereich hinaus erhöht, werden Elektronen aus ihren Kristallbindungen gelöst. Dies wirkt sich in einem abrupt ansteigenden Strom aus, der bei Dioden zu irreversiblen Schäden führt. Die Durchbruchspannung ist unabhängig von der Dicke des Sensors, da der Durchbruch am Ort des stärksten Feldes stattfindet. Das ist an der Stelle, wo die Dotierungskonzentration sich am stärksten pro Weglänge ändert, also zum Beispiel am Rand einer Pixelimplantation. Diese befinden sich für alle planaren Sensoren an der Oberfläche und nicht tief im Sensor. Hierdurch werden in dünnen Sensoren elektrische Felder erzeugt, welche in dicken Sensoren nicht erreicht werden können.

5 Messaufbau

5.1 FE-I4 Auslesechip

Die Signale der Sensoren werden vom FE-I4 Auslesechip verarbeitet. Dieser besitzt eine Ausleseschaltung, welche 26880 hybride Pixel mit einer Größe von $50 \times 250 \mu\text{m}^2$ in 80 Spalten und 336 Reihen enthält [18]. Diese sind in Doppelspalten zusammengefasst.

In der Abbildung 5.1 ist eine schematische Zeichnung des analogen Pixels dargestellt. Der Vorverstärker integriert die induzierte Ladung des Sensors mithilfe eines Kondensators, der durch einen konstanten Rückkopplungsstrom entladen wird. Der globale Rückkopplungsstrom wird durch den 8-Bit-Wert $PrmpVbpf$ und einer 4-Bit-in-Pixel-Einstellung namens $FDAC$ bestimmt. Seine Schrittweite wird durch den 8-Bit Wert $FdacVbn$ gesteuert. Der erste Verstärker bringt das Signal in eine dreieckige Form (siehe Abbildung 5.1), während die zweite Stufe nur zur Spannungsverstärkung dient. Anschließend vergleicht der Diskriminator das Eingangssignals mit der einstellbaren Schwelle. Ist dieses Signal größer als der Schwellenwert, wird eine logische Eins ausgegeben und der Pixel zeigt einen Treffer. Sonst wird eine Null ausgegeben. Der Schwellenwert kann durch den temperaturkompensierten Wert $Vthin_Alt$ eingestellt werden, welcher aus zwei 8-Bit-Werten für die Grob- und Feineinstellung besteht. Neben der globalen Steuerung gibt es eine 5-Bit-in-Pixel-Einstellung namens $TDAC$. In Abbildung 5.1 ist die Übersetzung der analogen Informationen des eingehenden Pulses (Verstärkerausgang) in die Länge des digitalen Signals (Diskriminatorsausgang) gezeigt. Die Zeit, während der eine logische Eins ausgegeben wird, wird als *time-over-threshold* (ToT) bezeichnet. Die ToT ist ein 4-Bit-Wert, welcher aufgrund des konstanten Entladungsstrom proportional zu der induzierten Ladung ist. Dieser wird in Zeitintervallen von 25 ns gemessen.

Um einen FE-Chip zu testen, gibt es die Möglichkeit der externen Ladungsinjektion. Die Ladung wird erzeugt, indem ein Spannungspuls an verschiedenen Kondensatoren angelegt wird. Die Amplitude wird durch einen 10-bit $PlsrDAC$ -Wert gesteuert. Es kann zwischen zwei Kondensatoren ausgewählt werden: C_0 und C_1 . Diese haben Standardwerte von etwa 1,9 fF und 3,9 fF [18].

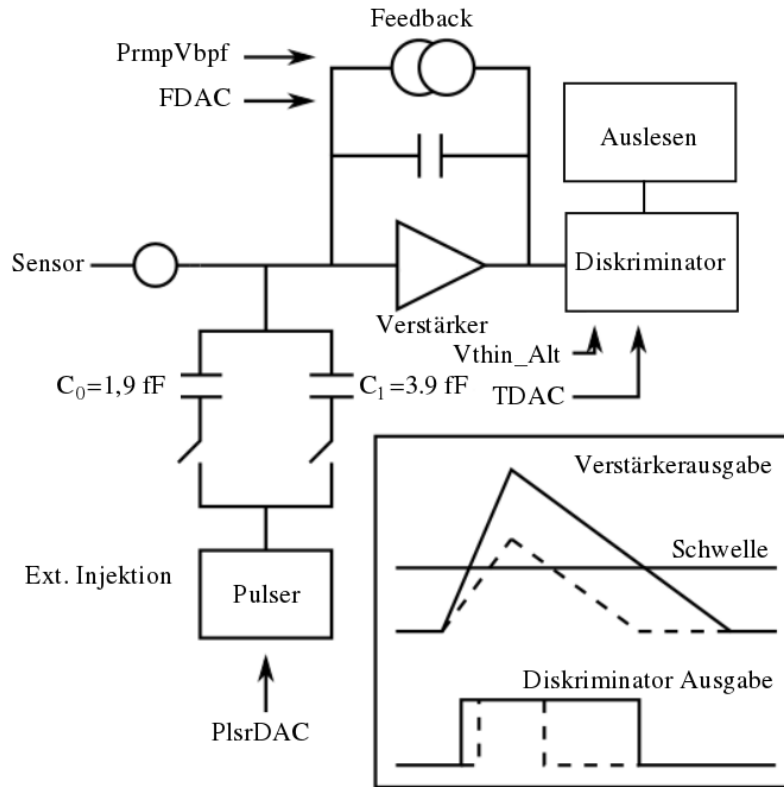


Abb. 5.1: Schematischer Aufbau des analogen Teils des Pixels. Das Signal wird zunächst im Verstärker verstärkt, im Diskriminator digitalisiert und dann Ausgelesen. Ladungen können auch extern injiziert werden durch den Pulser.

5.2 USBpix-Auslesesystem

Für die Messungen, welche im Anschluss erklärt werden, wird das USBpix-Auslesesystem verwendet. Das *USBpix* System ist ein auf USB basierendes Testsystem für ATLAS Pixel-detektoren [19]. Mit der Anwendungssoftware *STcontrol* kann mit einem Computer über einen USB-Anschluss das MMC3-Board, welches in der Abbildung 5.2 gezeigt ist, und der Auslesechip des Moduls angesprochen werden. *STcontrol* ist in C++ geschrieben und verwendet das Qt-framework und *ROOT*. Es basiert auf dem ATLAS *PixLib* Paket [20]. Durch die grafische Benutzeroberfläche werden die angeschlossenen Geräte konfiguriert, Messungen ausgeführt und die erhaltenen Daten analysiert.

5.3 Standard-Messungen

Analog- und Digitalmessung

Hierbei wird eine wohldefinierte Ladung in den Verstärker des Auslesechips bei der

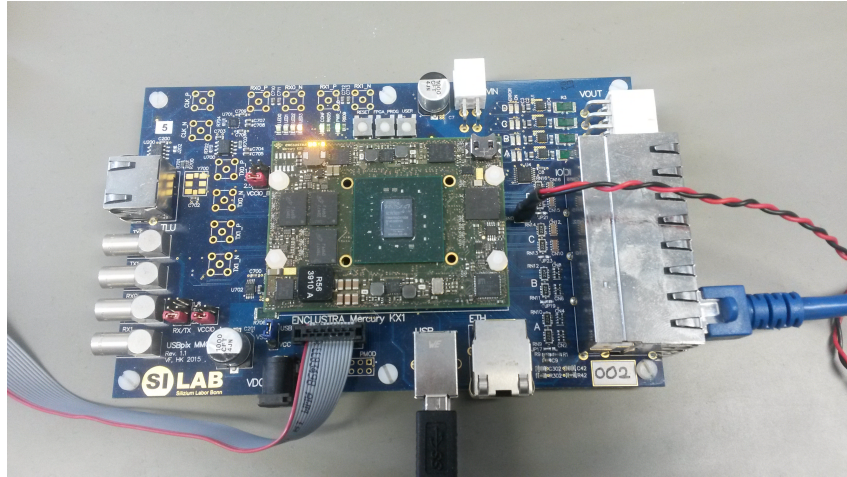


Abb. 5.2: Das MMC3-Board.

Analog-Messung injiziert. Für die Digitalmessung wird die Ladung in den Diskriminator injiziert. Dies wird für jeden Pixel einzeln durchgeführt. Ausgegeben wird die Anzahl an Treffern pro Pixel, welche auf einer Trefferkarte eingetragen werden. Um keine zu hohe Okkupanz zu haben, wird die Ladung nicht in alle Pixel gleichzeitig injiziert, sondern eine Maske geht die einzelnen Doppelspalten durch, in welche injiziert und ausgelesen wird. Die Maske injiziert in jeden sechsten Pixel und geht danach einen Pixel weiter, so dass nach sechs Schritten die gesamte Doppelspalte gemessen hat.

Schwellenmessung

Bei einer Schwellenmessung wird im Diskriminator das Ausgangssignal des Verstärkers mit dem Schwellenwert verglichen. Die Anzahl der Treffer als Funktion der injizierten Ladung folgt idealerweise einer Stufenfunktion, welche unterhalb des eingestellten Schwellenwertes keine Treffer erhält. Oberhalb des Schwellenwertes entspricht die Anzahl der Treffer der Anzahl der Injektionen. Das der Schaltung inhärente Rauschen führt zu einer Faltung der Stufenfunktion mit einer Gaussverteilung. Fittet man diese Funktion erhält man die Wahrscheinlichkeit eines Treffers $p_{Treffer}$:

$$p_{Treffer}(Q) = \frac{1}{2} \operatorname{Erfc} \left(\frac{Q_{Schwelle} - Q}{\sqrt{2} \cdot \sigma_{Rauschen}} \right), \quad (5.1)$$

dabei ist Q die injizierte Ladung, $Q_{Schwelle}$ die eingestellte Diskriminatorschwelle und $\sigma_{Rauschen}$ die äquivalente Rausch-Ladung des Detektor-Verstärkersystems. Erfc

ist die komplementäre Error-Funktion, welche gegeben ist durch

$$\operatorname{Erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \exp^{-x'^2} dx' \quad (5.2)$$

Diese Funktion wird S-Kurve genannt. Die resultierenden Werte für $Q_{Schwelle}$ und $\sigma_{Rauschen}$ werden grafisch ausgegeben.

Kalibrationsmessungen

Bevor der Sensor charakterisiert werden kann, muss die DAC-Einheit der Schwellenspannung erst kalibriert werden. Die Amplitude der Spannungssignale, welche an die Injektionskapazität angelegt werden, wird durch den *PlsrDAC* bestimmt. Die injizierte Ladung Q_{inj} ist bestimmt durch

$$Q_{inj} = C_{inj} (\operatorname{PlsrDAC} \cdot V_{Grad} + V_{offset}),$$

mit Injektionskapazität C_{inj} , dem Umrechnungsfaktor V_{Grad} und dem Kalibrations Offset V_{offset} .

Um V_{Grad} zu erhalten wird der *DAC-Scan* verwendet. Dabei wird der lineare Zusammenhang zwischen *PlsrDAC* und gemessener Spannung und der Umrechnungsfaktor zwischen DAC und Volt bestimmt. Für die Kalibrierung der injizierten Ladung wird der *PlsrDAC*-Wert gemessen und die erzeugte Ladung bestimmt. Um ein gutes Ergebnis zu erhalten, wird eine möglichst konstante Steigung benötigt. Basierend auf der Implementation des Pulser-DACs wird ein Wert für V_{Grad} von etwa 1,5 mV/DAC erwartet.

Außerdem muss der Offset der Ladung bestimmt werden. Dieser ergibt sich aus

$$Q_{offset} = C_{inj} \cdot V_{offset}. \quad (5.3)$$

Diese liegt meist um 20 mV.

GDAC- und TDAC-Tuning

Um die Schwelle im Sensor einzustellen wird der *GDAC-Fast-Tune* verwendet. Dies ist eine Messung, bei der die globalen Schwellenparameter $V_{Thin_Alt_Coarse}$ und $V_{Thin_Alt_Fine}$ geändert werden, bis die gewünschte Schwelle erreicht ist. Überprüft wird dies indem eine Ladung in der Höhe der gewählten Schwelle injiziert wird. Dabei wird die Anzahl der Treffer gezählt. Diese sollte bei der Hälfte der Injektionen einen Treffer ergeben und sonst nicht. Liegt die Anzahl der Treffer bei mehr als 50 Prozent der Injektionen, so werden die Werte so verändert, dass die Schwelle

verringert wird. Liegt die Anzahl der Treffer bei weniger als 50 Prozent, so werden die Werte so geändert, dass die Schwelle erhöht wird.

Der sogenannte *TDAC-Fast-Tune* verläuft analog zur globalen Schwellenanpassung, nur dass die lokalen, also Pixel internen Parameter angepasst werden. Dadurch können Unterschiede zwischen den verschiedenen Pixeln ausgeglichen werden.

FDAC-Tuning

Um eine bestimmte ToT Antwort für eine bestimmte Ladung festzulegen, wird der Feedbackstrom (FDAC) eingestellt. Um für diese Einstellung das bestmögliche Resultat zu erhalten, muss der globale Feedback-Strom und die FDAC-Schrittweite zuvor eingestellt werden. Anschließend wird der Pixel-interne FDAC-Parameter angepasst. Die besten Werte werden in die Konfigurationsdatei eingetragen.

Crosstalk

In einer Crosstalk-Messung wird die Anzahl der Treffer in einem Pixel gemessen, während eine Ladung in die beiden benachbarten Pixeln injiziert wird. Dies wird in ähnlicher Weise wie für die Schwellenmessung durchgeführt. Allerdings ist hier die Injektionsmaske verschieden zu der Auslesemaske. Die Injektion erfolgt in die benachbarten Pixel der selben Spalte. Das Histogramm am Ende der Messung gibt für jeden Pixel die Crosstalk-Schwelle, also die Ladung aus, bei der die Okkupanz 50% ist.

Quellenmessungen

Um das Verhalten der Module bei Teilchen- und Strahlungseinfall zu testen, werden Messungen mit radioaktiven Quellen gemacht. Im Unterschied zu den Kalibrationsmessungen wird die Ladung im Sensor erzeugt. Die Datensammlung wird dabei durch zwei verschiedene Trigger-Mechanismen angestoßen.

Zum einen kann das interne Hitbus-Signal zum Triggern genutzt werden. Eine andere Möglichkeit ist ein externes Trigger-Signal. Dafür wird ein Szintillator unter dem Modul platziert. Der Szintillatorausgang wird mit einem Diskriminator verbunden, wodurch nur hochenergetische Elektronen, die das Modul durchdringen und in den Szintillator gelangen detektieren werden. Nach einer festgelegten Anzahl an Trigger-Signalen werden die Daten in eine Datei geschrieben, welche die Rohdaten wie die Trefferinformationen mit der Lokalisierung des Pixels (also Spalten und Zeilen Angabe) und dem ToT_{Code} -Wert enthält. Im Anschluss werden die Treffer, welche auf das selbe Ursprungsteilchen zurück geführt werden können, gruppiert. Außerdem kann die ToT_{Code} durch eine Ladungskalibration in die deponierte Ladung umgerechnet werden.

IV-Messung

Um die Strom-Spannungs-Kennlinie des Sensors zu bestimmen, wird die sogenannte IV-Messung durchgeführt. Dabei wird in gleichmäßigen Schritten die angelegte Sensorvorspannung erhöht und der Leckstrom gemessen. Sobald dieser stark ansteigt wird vom *Durchbruch* des Sensors gesprochen. Dabei wird eine Begrenzung für den Leckstrom gesetzt, damit der Sensor keine Schäden davon trägt.

6 Ergebnisse

Im Folgenden sollen die Module, welche für diese Arbeit vermessen wurden, kurz vorgestellt werden und die Ergebnisse der Messungen aus Kapitel 5.3 aufgeführt werden. Zur besseren Übersicht sind die Module in der Tabelle 6.1 kurz aufgeführt.

Modul	Dicke	Aufbau	UBM
150-2-3B	150 μm	mit altem PT, BR und GR	Platin
100-5-3B	100 μm	mit altem PT, BR und GR	Platin
100-4-2A	100 μm	mit neuem PT und BR, ohne GR	Nickel/ Gold
100-2-1B	100 μm	mit altem PT, BR und GR und AE	

Tab. 6.1: Übersicht der Module mit Dicke, Aufbau und UBM. Die verwendeten Abkürzungen stehen für: PT: Punch-Through-Struktur, BR: Bias-Ring, GR: Guard-Ring und AE: Active Edge.

6.1 150-2-3B Modul

Der 150-2-3B-Sensor hat eine Dicke von 150 μm und 100 μm Kantenabstand. Die Under-Bump-Metallisierung besteht aus Platin und der Aufbau ist mit einer gängigen Punch-through-Struktur und Bias-Ring ausgestattet, wie in Abbildung 6.1 dargestellt. Aus Berichten des Herstellers geht hervor, dass die Qualität der Under-Bump-Metallisierung minderwertig ist [21].

6.1.1 IV-Messung

Für dieses Modul wurden zunächst die elektrischen Eigenschaften untersucht. Dazu wurde für dieses Modul eine IV-Kurven aufgezeichnet. In dieser, wie in Abbildung 6.2 zu sehen, wird der gemessene Leckstrom als Funktion der Sensorvorspannung aufgetragen. Der Sensordurchbruch findet bei einer Spannung von etwa -200 V statt. Bei größeren Spannungen steigt der Leckstrom auf mehr als 10 μA , was mit Messungen während der Prozessierung des Sensors übereinstimmt.

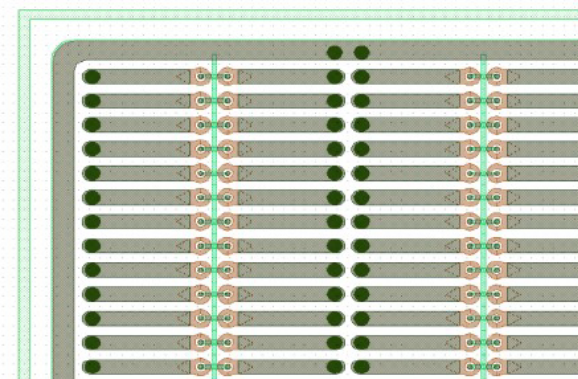


Abb. 6.1: Ausschnitt aus dem Aufbau des Sensors des Moduls 150-2-3B. In diesem ist eine gängige Punch-Through-Struktur und ein Bias-Ring zu sehen.

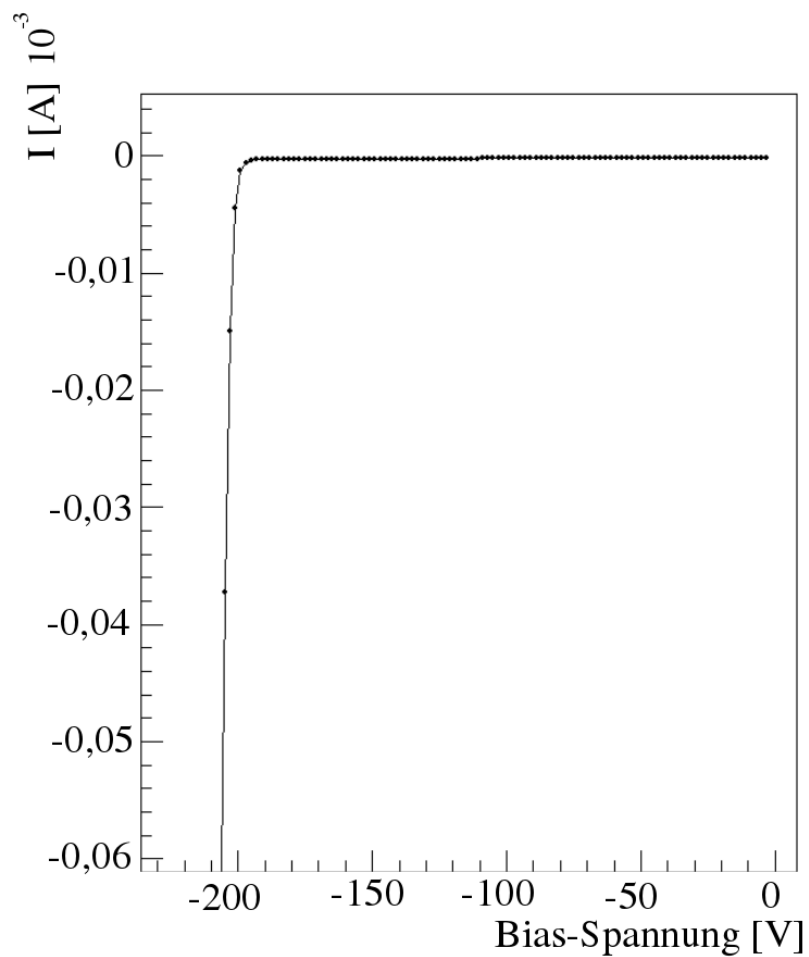


Abb. 6.2: Strom-Spannungs-Kurve des 150-2-3B Moduls. I gibt den Leckstrom in Amperere an und Bias-Spannung die Sensorvorspannung in Volt.

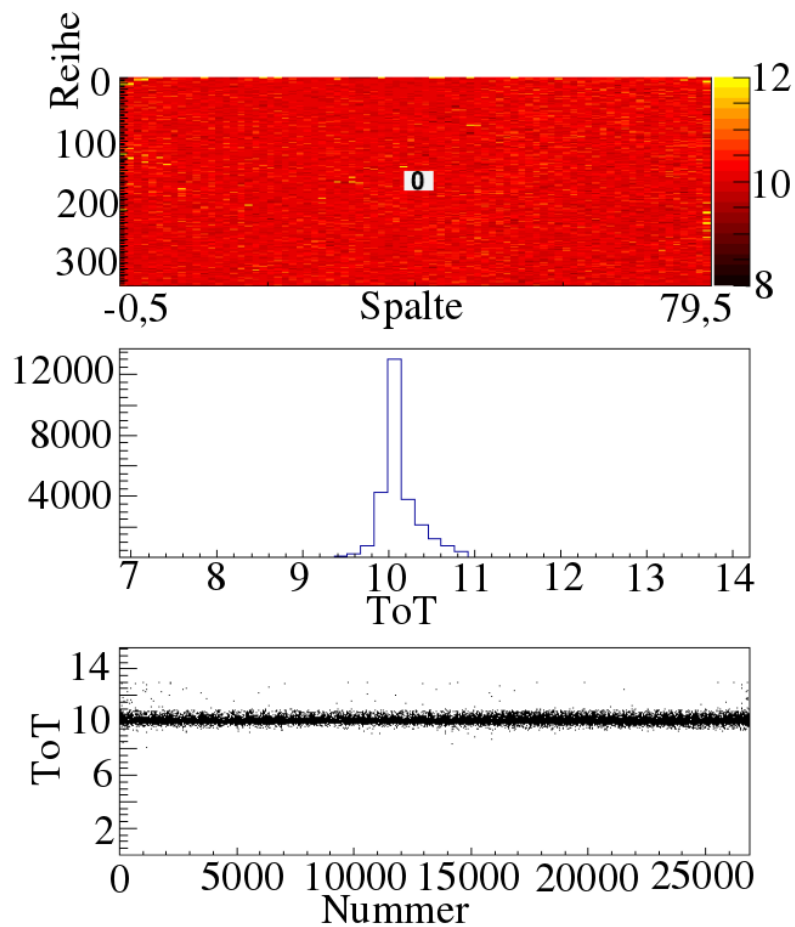


Abb. 6.3: ToT-Messung des 150-2-3B Moduls. Der oberste Graph gibt den ToT-Wert in einer farbcodierten Pixelkarte an. Im mittleren Graphen sind die Werte aller Pixel histogrammiert und im untersten Graphen ist ein Streudiagramm abgebildet, welches den Wert gegen die gegen eine Identifikationsnummer aufträgt.

6.1.2 Schwellenmessung

Die ToT wird zunächst eingestellt, bevor diese als Referenz für die weiteren Messungen verwendet werden kann. Für dieses Modul ist ein ToT von 10 für eine deponierte Ladung von 15000e gewählt worden. Diese Einstellung war möglich, wie in der Abbildung 6.3 festzustellen ist. In dieser Abbildung gibt der oberste Graph den ToT-Wert in einer farbcodierten Pixelkarte an. Im mittleren Graphen sind die Werte aller Pixel histogrammiert und im untersten Graphen ist ein Streudiagramm abgebildet, welches den Wert gegen die Identifikationsnummer (in der Abbildung als Nummer angegeben) aufträgt. Letztere ist definiert als $\text{Nummer} = \text{Zeile} + 336 \times \text{Spalte} + 26880$.

Für dieses Modul wurde der Schwellenwert auf 1500e eingestellt, siehe Abbildung 6.4. Der

6 Ergebnisse

Aufbau ist analog zu dem der Abbildung 6.3 Aus diesen Graphen geht hervor, dass die gewünschte Einstellung möglich ist.

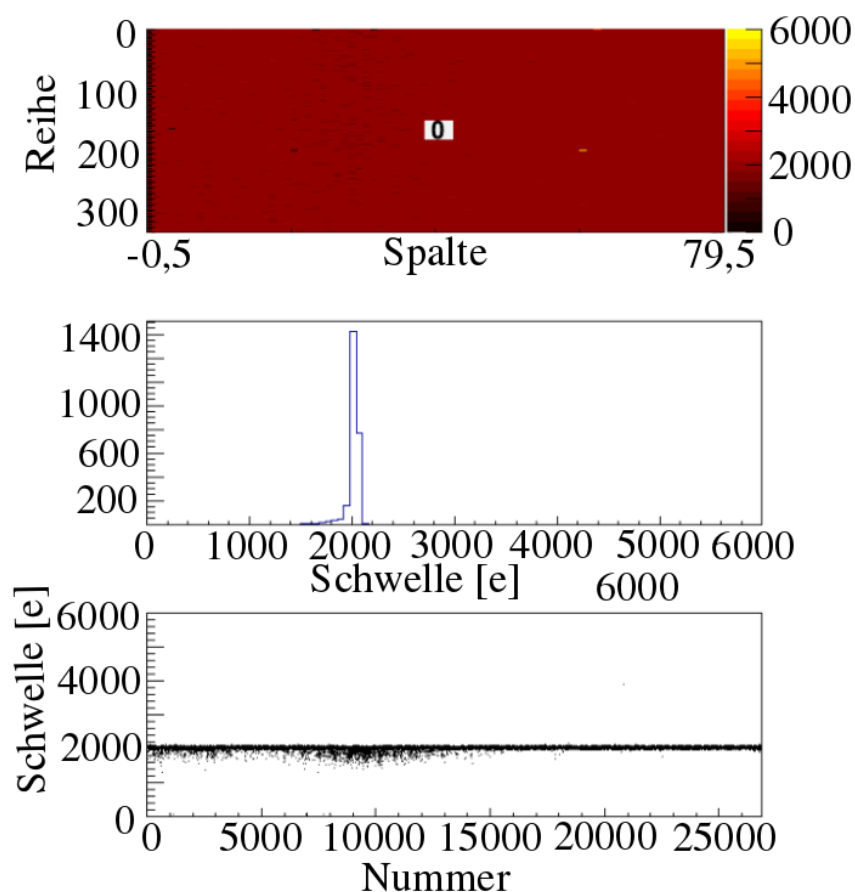


Abb. 6.4: Schwellenmessung des 150-2-3B Moduls. Der oberste Graph gibt die Schwellenwerte in einer farbcodierten Pixelkarte an. Im mittleren Graphen sind die Werte aller Pixel histogrammiert und im untersten Graphen ist ein Streudiagramm abgebildet, welches den Wert gegen eine Identifikationsnummer (in der Abbildung als Nummer angegeben) aufträgt. Diese ist definiert als $\text{Nummer} = \text{Zeile} + 336 \times \text{Spalte} + 26880$.

Die äquivalente Rauschladung, welche während der Schwellenmessung des Moduls aufgenommen wurde, ist durch die elektronischen Bauteile begründet und kann somit nicht weiter optimiert werden. Mehr oder weniger Rauschladung weist auf andere Umstände der einzelnen Pixel hin. So kann eine höhere Rauschladung durch eine elektrisch leitende Verbindung zweier nebeneinander liegender Pixel erklärt werden und eine geringere Rauschladung durch eine fehlende Verbindung des Auslese-Pixels mit dem Sensor.

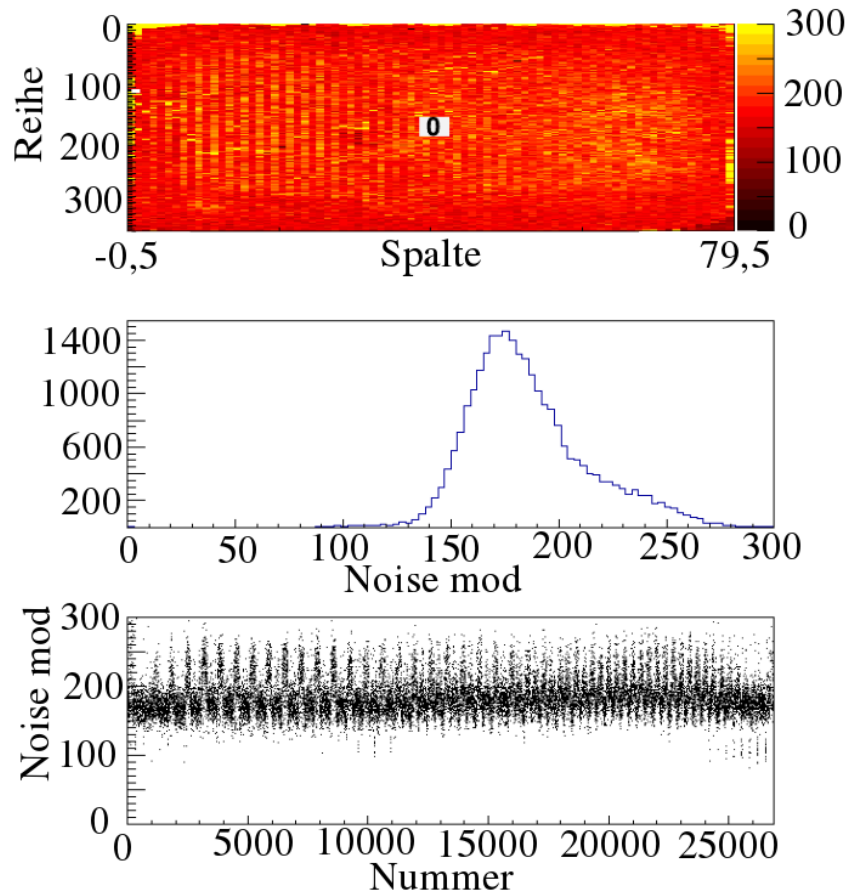


Abb. 6.5: Rauschkarte des 150-2-3B Moduls aus der Schwellenmessung für einen eingestellten Schwellenwert von 1500e.

Dieses Verhalten ist auch bei dem 150-2-3B Modul zu sehen. Die komplette Rauschkarte ist in der Abbildung 6.5 dargestellt. Die Skalierung wurde auf 500 begrenzt, damit der Verlauf in den Pixel mit einer geringeren Rauschladung sichtbar ist. Aus der Abbildung geht eine Streifenstruktur im Inneren des Sensors hervor und eine erhöhte Rauschladung an den Kanten. Zur besseren Übersicht wurde die Pixelkarte in Abbildung 6.6 aus Abbildung 6.5 der Trefferkarte aus der Quellenmessung des Moduls mit der Strontiumquelle in Abbildung 6.7 gegenübergestellt. In dieser wurde das obere Ende der Farbskala manuell auf 100 Treffer gesetzt, damit der Verlauf der Zahlen bei den guten Pixeln sichtbar ist. Die rauschenden Pixel haben jedoch wesentlich mehr als 100 Treffer. Es treten etwa 200 Pixel mit geringer Rauschladung in der unteren rechten Ecke in Abbildung 6.6 auf, welche mit den nicht ansprechenden Pixeln aus der Quellenmessung übereinstimmen. Folglich sind diese Pixel nicht mit dem FE-I4 Auslesechip verbunden. Aus dieser Messung gehend auch

etwa 400 Pixel mit erhöhter Rauschladung hervor. Diese haben ihren Ursprung in der nicht ausreichenden Qualität der UBM, welche jedoch durch den Guard-Ring abgefangen werden kann, so dass sich die erhöhte Rauschladung nicht weiter ins Innere des Sensors ausbreiten kann.

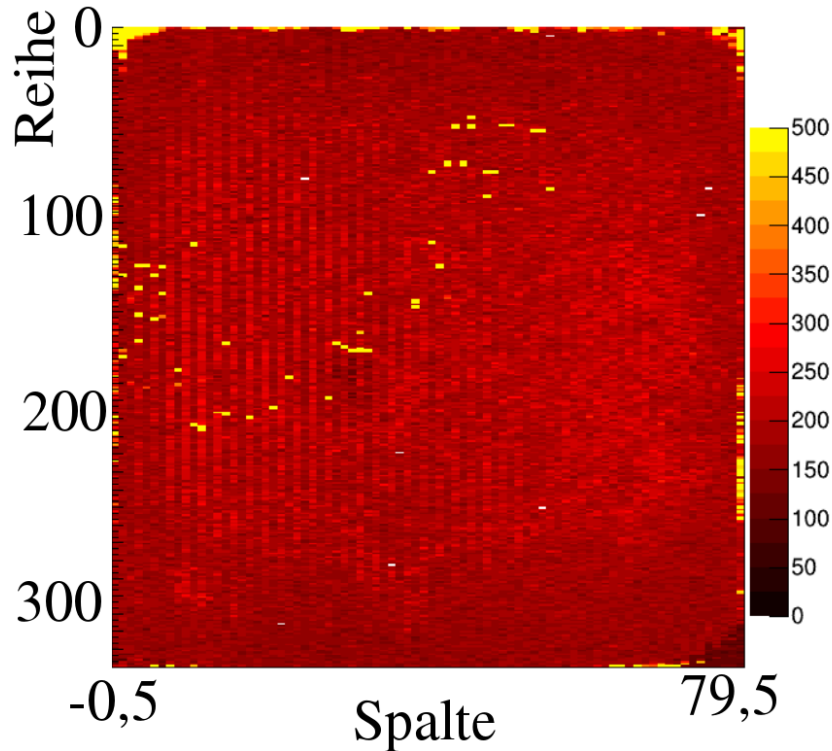


Abb. 6.6: Trefferkarte des Rauschens des 150-2-3B Moduls. Die Skalierung wurde manuell auf einen Maximalwert von 500 eingestellt, um den Verlauf für Pixel mit geringerem Rauschen sichtbar zu machen.

6.1.3 Quellenmessungen

Für die Messungen mit radioaktiven Quellen wurden eine Americium-241-Quelle, welche γ -Strahlung mit der Energie von 13,9 keV und 59,5 keV emittiert, und eine Strontium-90-Quelle, die β -Strahlung mit 0.546 MeV emittiert, verwendet.

Für die Messungen mit der Americiumquelle ist es wichtig, dass alle nicht ansprechenden Pixel ausmaskiert werden. Dies liegt daran, dass mit dem Hitbus-Ausgang des FE-Chips getriggert wird und andernfalls kein Trigger-Signal festgestellt werden kann. In diesem Modul sind etwa 400 Pixel wegen ihres hohen Rauschens ausmaskiert. Die Messung, deren Trefferkarte in Abbildung 6.8 aufgetragen ist, würde für 600 Sekunden durchgeführt. Auch in dieser Abbildung wurde die Farbskala manuell auf 20 begrenzt zur bessern Erkennbarkeit der Verläufe für Pixel mit wenigen Einträgen. Die durchschnittliche Anzahl

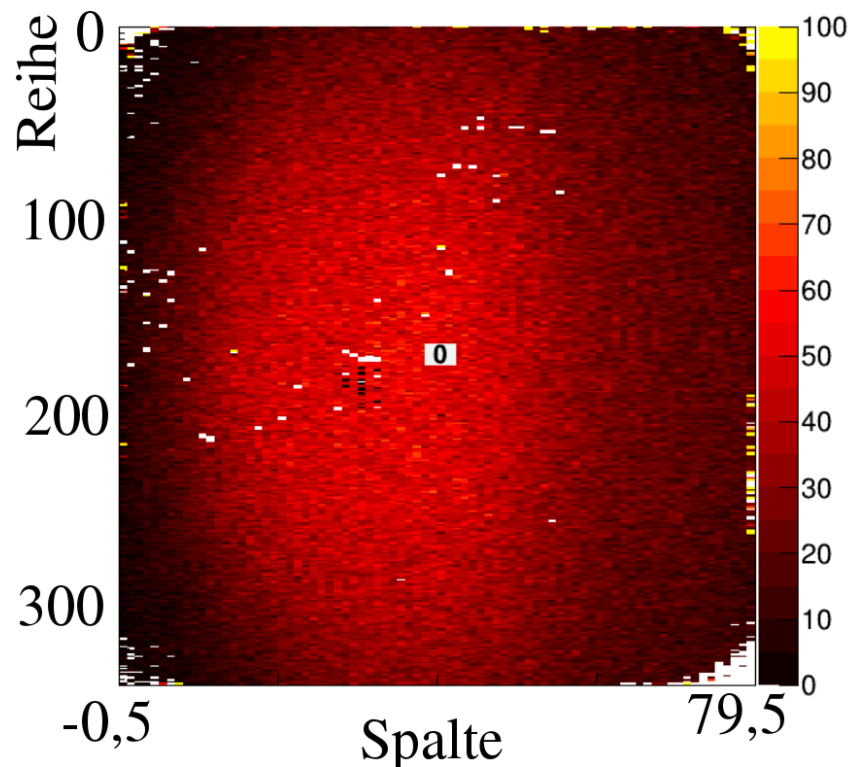


Abb. 6.7: Trefferkarte der Quellenmessung mit Strontium des 150-2-3B Moduls. Die Skalierung wurde manuell auf einen Maximalwert von 100 eingestellt, um den Verlauf für Pixel mit geringerem Rauschen sichtbar zu machen.

der Treffer pro Pixel liegt bei 8-10, wodurch für die Pixel mit sehr viel mehr Treffern davon ausgegangen werden kann, dass diese durch die Rauschladung erzeugt werden und für Pixel mit signifikant weniger Treffern ein Problem mit der Verbindung des Sensors zu den Auslesepixeln angenommen werden kann. Trotz des Ausmaskierens treten hier noch etwa 200 rauschende Pixel auf.

Das zugehörige Ladungsspektrum, welches nach Gruppierung der Treffer, die durch das gleiche Ursprungsteilchen entstehen, und der Umrechnung des ToT-Codes in eine Ladung, ist in der Abbildung 6.9 dargestellt. Da Americium γ -Strahlung mit der Energie von 13,9 keV und 59,5 keV emittiert, sind in der Ladungsverteilung zwei Peaks zu erwarten, welche auch beobachtet werden können.

Für die Messungen des Moduls mit der Strontiumquelle wird ein Szintillator, dessen Signal als externer Trigger genutzt wird, verwendet. Somit wird sichergestellt, dass nur hoch energetische Elektronen, die sowohl das Module als auch den Szintillator durchdringen, ein Trigger-Signal auslösen. Diese Elektronen können als Minimal ionisierendes Teilchen (MIP) gewertet werden. Dies ist wichtig für die Berechnung der deponierten Ladung im Sensormaterial.

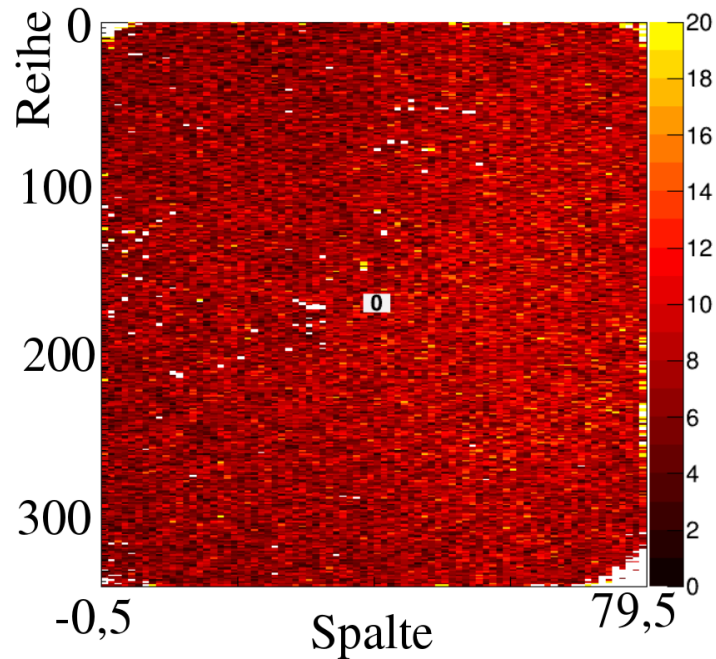


Abb. 6.8: Trefferkarte der Quellenmessung für Americium des 150-2-3B Moduls. Die Skalierung wurde manuell auf einen Maximalwert von 20 eingestellt, um den Verlauf für Pixel mit geringerem Rauschen sichtbar zu machen.

Die Trefferkarte 6.10, welche für 1.000.000 Trigger-Signale aufgenommen wurde, zeigt eine deutlich andere Anzahl an Einträgen pro Pixel für die unterschiedlichen Quellen. Dies liegt an den unterschiedlichen Aktivitäten der verschiedenen radioaktiven Materialien. So erhält man für diese Messung durchschnittlich 50 Treffer, welche deutlich zu den Rändern abfallen. Dieser Verlauf entsteht durch den Messaufbau, welcher allerdings auch für die Kanten noch statistisch 10 Treffer erzeugt und dadurch keine Schwierigkeit zur Auswertung der Messung erzeugt.

Die entstandene Level-Verteilung in Abbildung 6.11 zeigt das gute Ansprechverhalten und das geringe Rauschen des Sensors, da wenige Treffer unkorreliert zum Trigger-Signal auftreten.

Außerdem wurden Messungen zur Bestimmung der Depletionsspannung des Moduls mit der Strontium-Quelle durchgeführt. Diese kann mit der Gleichung 4.4 abgeschätzt werden auf 8,5 V. Dafür wurde eine Dotierungsdichte $N_D \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ angenommen. Zur Messung der Depletionsspannung wurden Quellenmessungen mit verschiedenen Sensorvorspannungen durchgeführt. Nach Gruppierung aller Treffer, die aufgrund des selben Ursprungsteilchens entstanden sind, wurde die ToT_{Code} durch eine Landauverteilung ge-

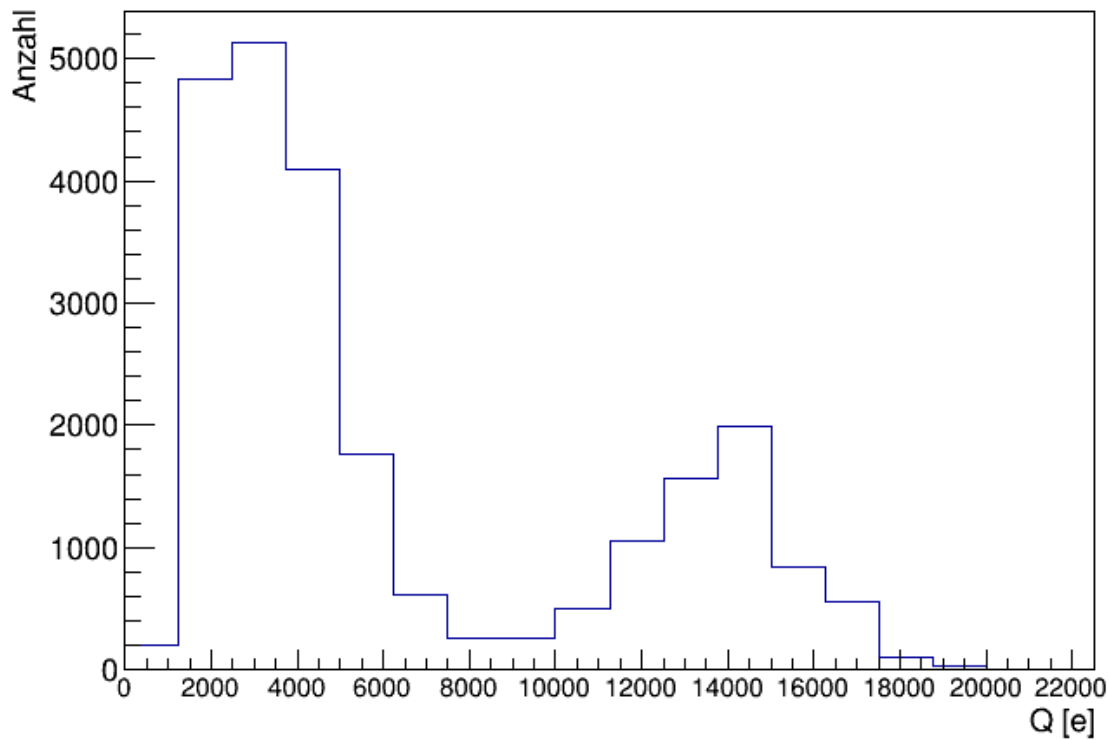


Abb. 6.9: Ladungsverteilung des 150-2-3B Moduls für die Quellenmessung mit Americium.

faltet mit einer Gaußverteilung gefittet. Der erhaltene *Most Probable Value* (MPV), mit der Breite dieser Verteilung als Fehler, wurde in der Abbildung 6.12 aufgetragen. Durch das Anlegen einer steigenden und einer konstanten Geraden kann die Depletionsspannung für den Schnittpunkt genähert werden, welcher für dieses Modul bei ca. -8 V liegt. Der berechnete Wert stimmt mit dieser Messung überein, ist aber niedriger als der vom Sensorhersteller angegebene. Gründe für diese Abweichung werden noch untersucht.

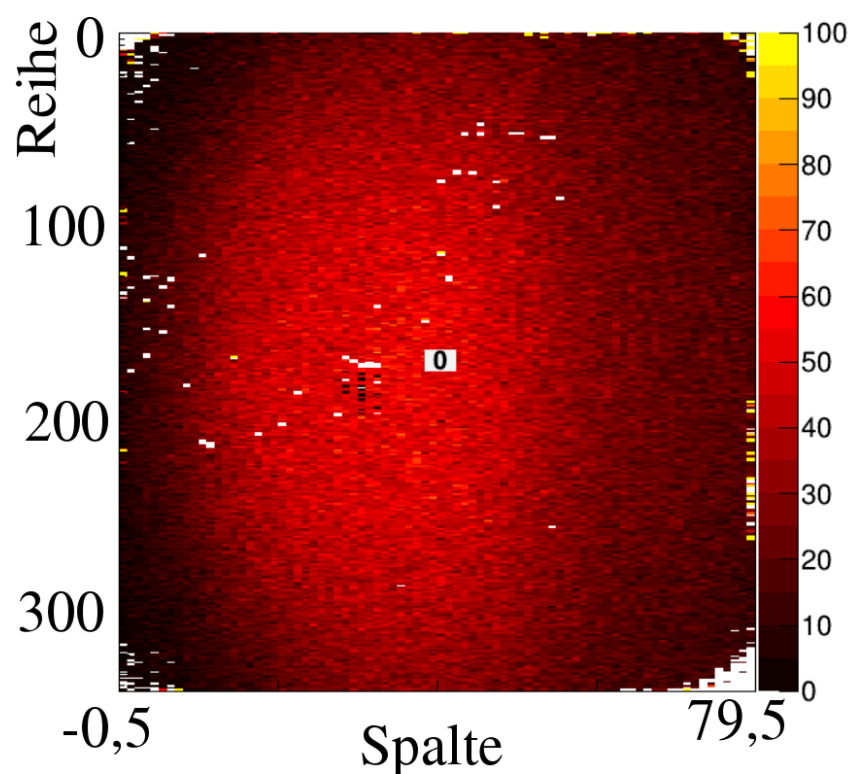


Abb. 6.10: Trefferkarte der Quellenmessung für Strontium des 150-2-3B Moduls. Die Skalierung wurde manuell auf 100 gesetzt, um den Verlauf für Pixel mit geringerem Rauschen sichtbar zu machen.

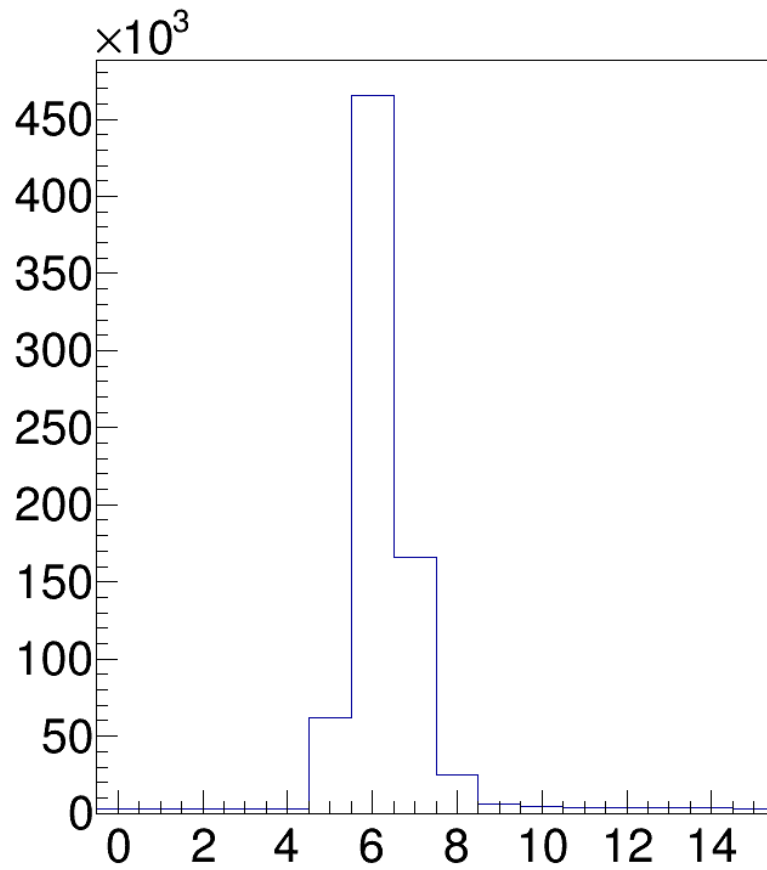


Abb. 6.11: Level1-Verteilung des 150-2-3B Moduls für Strontium.

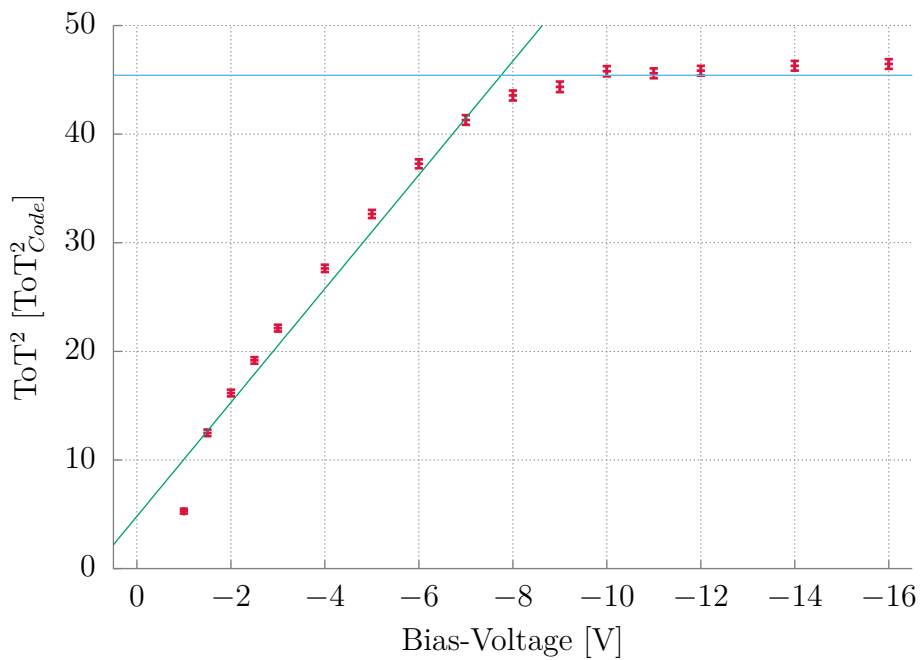


Abb. 6.12: Depletionsmessung des 150-52-3B Sensors mit Strontiumquelle.

6.2 100-5-3B Modul

Das 100-5-3B-Modul hat den selben Aufbau wie der 150-2-3B-Sensor, besitzt allerdings eine Dicke von 100 μm . Auch hier besteht die UBM aus Platin mit den selben Qualitätsproblemen.

6.2.1 IV-Messung

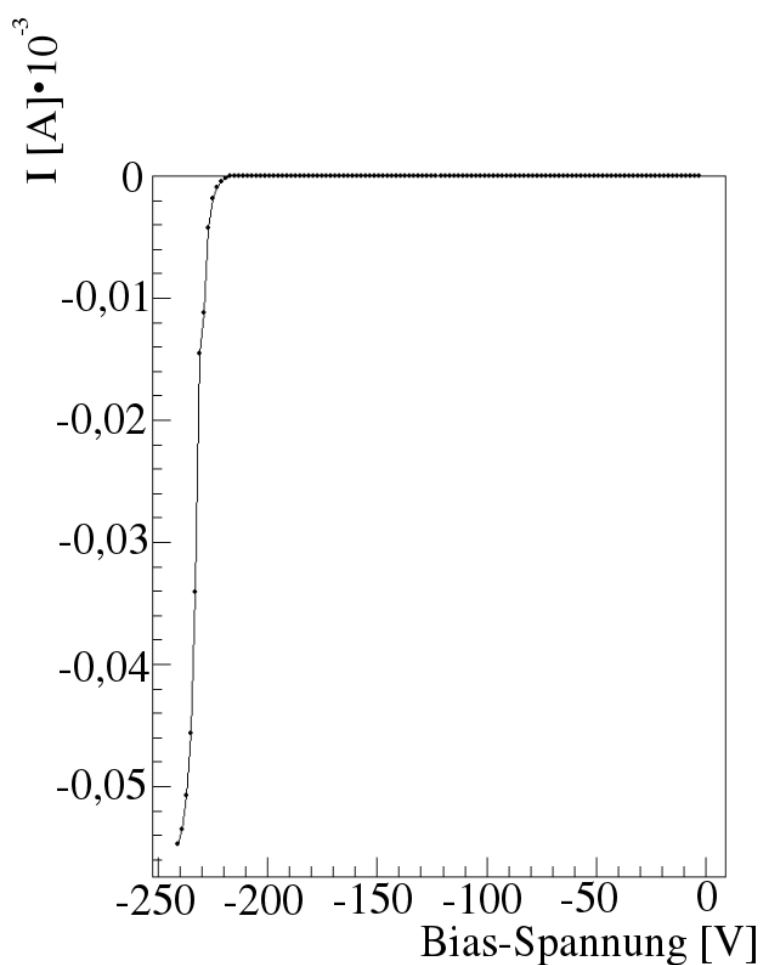


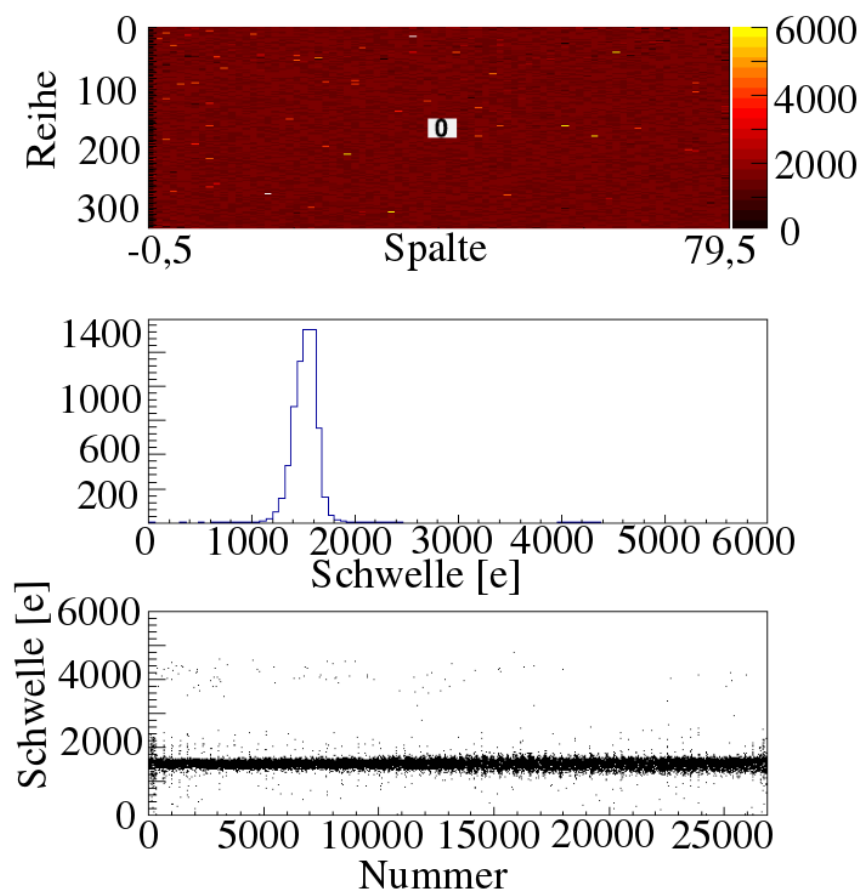
Abb. 6.13: Strom-Spannungs-Kurve des 100-5-3B Moduls. I gibt den Leckstrom in Amperen an und Bias-Spannung die Sensorvorspannung in Volt.

Die Messung der Strom-Spannung-Kurve, siehe Abbildung 6.13, verlief wie für das Modul zuvor und ergibt eine Durchbruchspannung von ca. -195 V. Für höhere Spannungen stieg der Leckstrom schnell auf mehr als 10 μA . Der erhaltene Spannungswert für den Sensordurchbruch ist deutlich höher als die vom Hersteller angegebenen ca. -140 V [21].

Abb. 6.14: ToT-Messung des 100-5-3B Moduls.

6.2.2 Schwellenmessung

Die Einstellung des Schwellenwertes von 1500 e und des ToTs von 7 bei einer Ladung von 10.000e war für dieses Modul nicht auf Anhieb möglich. Es musste erst auf einen Schwellenwert von 2000e eingestellt werden und konnte dann in einem weiteren Schritt auf den gewünschten Wert gebracht werden.

**Abb. 6.15:** Schwellenmessung des 100-5-3B Moduls.

Das Ergebnis der ToT-Messung, welches in Abbildung 6.14 dargestellt ist, lässt darauf schließen, dass die Einstellung des ToT möglich ist.

Die Schwellenmessung, siehe Abbildung 6.15, und die zugehörigen Ergebnisse für die Rauschladung, siehe Abbildung 6.16, ergeben, dass die Einstellung für das Modul möglich ist. Die Rauschladung bei diesem Modul zeigt eine ähnliche Streifenstruktur wie das Mo-

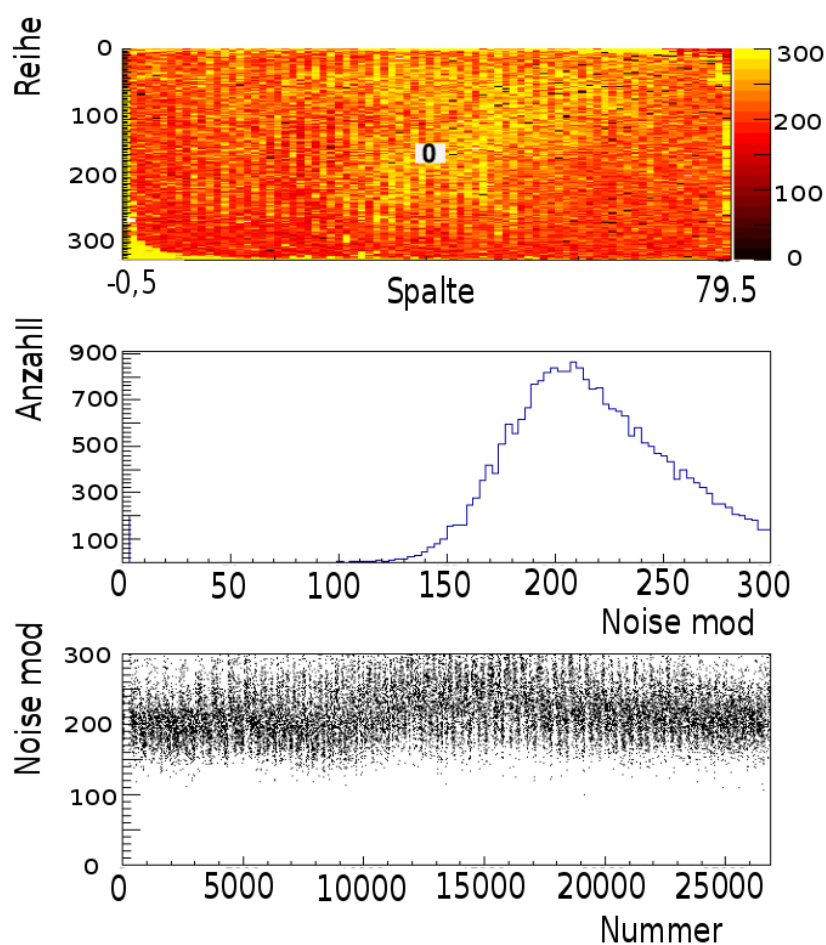


Abb. 6.16: Rauschkarte des 100-5-3B Moduls aus der Schwellenmessung für einen eingestellten Schwellenwert von 1500e.

dul zuvor und auch der dünne Rauschrand um den Sensor ist wie bei dem Modul zuvor zu sehen. Durch dieses analoge Verhalten ist darauf zu schließen, dass die Streifenstruktur auf den Aufbau des Moduls zurückzuführen ist. Das Auftreten der Rauschladung am Rand wird auf die Qualität der UBM zurückgeführt, deren Einfluss durch den Guardring jedoch unterdrückt wird. Die rauschenden Pixel im Zentralbereich des Sensors sind ebenfalls auf die Qualität der UBM zurückzuführen. Außerdem sind in der oberen rechten Ecke etwa 100 Pixel mit sehr geringer Rauschladung zu erkennen. Bei diesen hat die Verbindung des Sensors mit dem Auslese-Chip nicht funktioniert.

6.2.3 Quellenmessungen

Für die Quellenmessung mit Americium, siehe Abbildung 6.17, müssen etwa 2000 Pixel ausmaskiert werden, wobei auch hier der Maximalwert der Farbskala manuell eingestellt wurde zur besseren Darstellung der nicht rauschenden Pixel. Es wurde für einen Trigger-Zeitraum von 600 Sekunden gemessen. Die zugehörige Ladungsverteilung, siehe Abbildung 6.18, zeigt das erwartete Verhalten der zwei Peaks für die beiden Energien der γ -Strahlung.

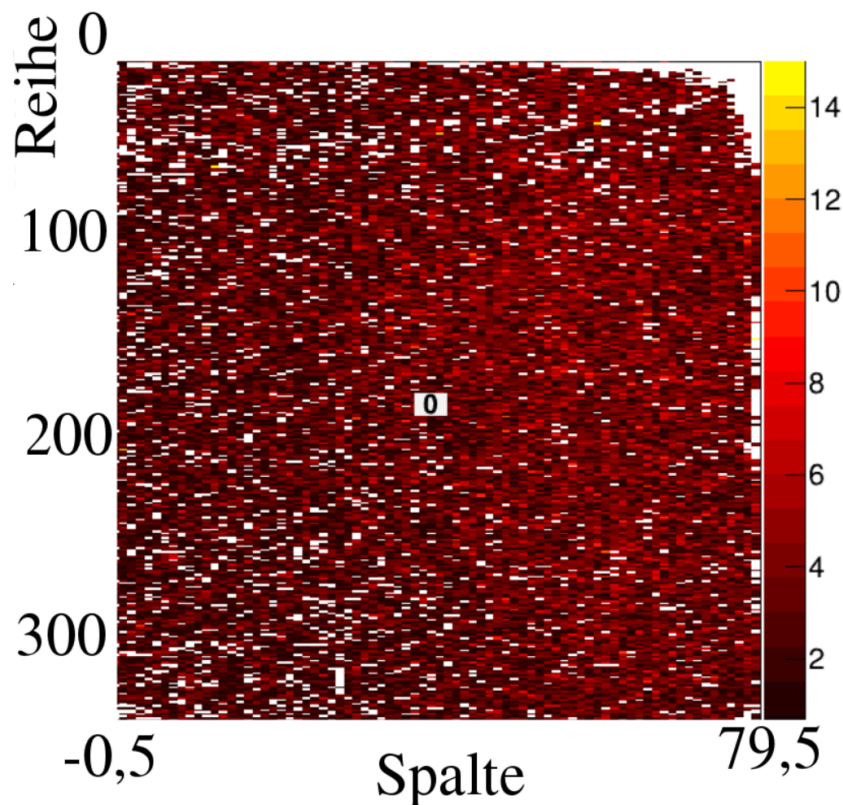


Abb. 6.17: Trefferkarte des 100-5-3B Moduls für die Quellenmessung mit Americium. Die Skalierung wurde manuell auf einen Maximalwert von 15 eingestellt, um den Verlauf für Pixel mit geringerem Rauschen sichtbar zu machen.

Die Quellenmessung, welche mit Strontium für 1.000.000 Trigger-Signale aufgenommen wurden, zeigt die erwarteten nicht verbundenen Pixel und den Ring der hohen Rauschladung. Die Level1-Verteilung der Messung für alle Pixel, siehe Abbildung 6.19, zeigt viele unkorrelierte Treffer, welche durch die Rauschladung verursacht werden. Für die Messung, in welcher die Pixel mit hoher Rauschladung ausmaskiert wurden, siehe Abbildung 6.20, sind diese unkorrelierten Treffer unterdrückt.

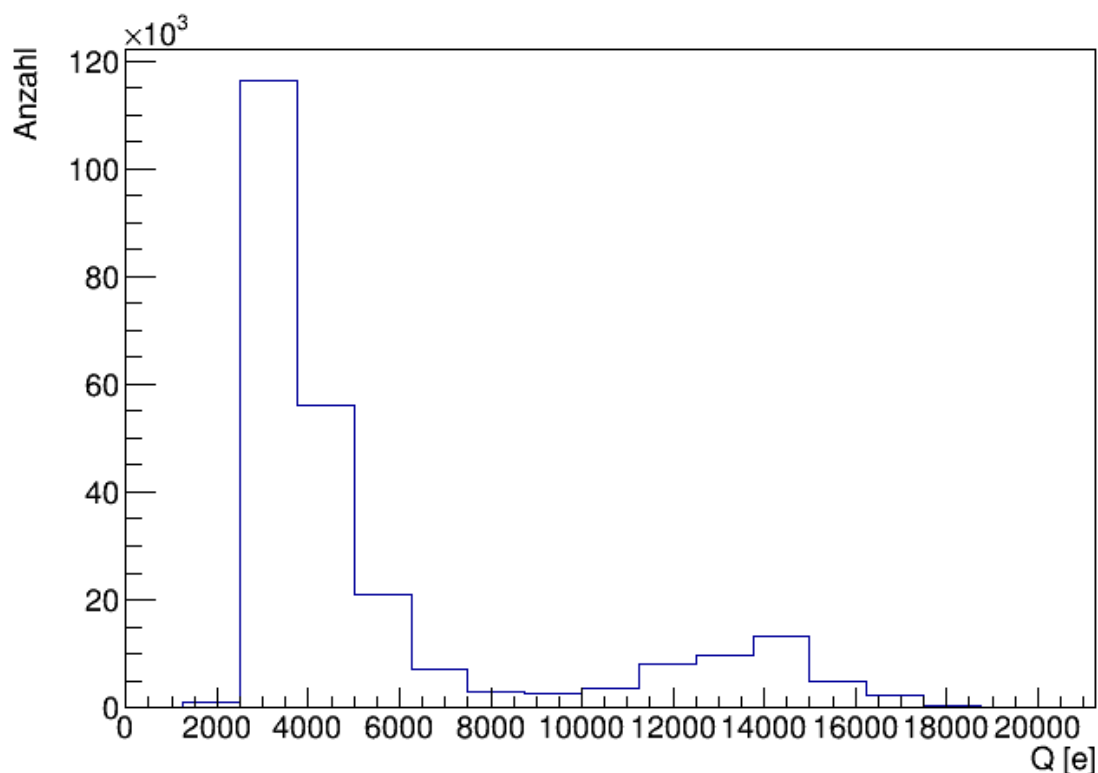


Abb. 6.18: Ladungsverteilung des 100-5-3B Moduls für die Quellenmessung mit Americium.

Die Depletionsspannungsmessung verlief analog zu der des 150-5-3B-Moduls. Der Spannungswert der vollständigen Depletion wurde zuvor abgeschätzt auf einen Wert von -4 V für eine Dotierungsdichte von $N_D = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, konnte aber nicht mit einem Wert aus der graphischen Auswertung der Abbildung 6.21 verglichen werden. Diese war nicht möglich, da für die Messungen mit geringen Sensorvorspannungen die Rauschladung in der selben Größenordnung wie die deponierte Ladung durch die radioaktive Strahlung lag. Dieses kann nur grob auf einen Wert von ca. -10 V zur vollständigen Depletion abgeschätzt werden. Durch den Hersteller war eine Depletionsspannung von -16 V angegeben [21], welche sehr viel größer als die berechnete und aus dem Messungen geschätzte Spannung ist. Gründe hierfür werden noch untersucht.

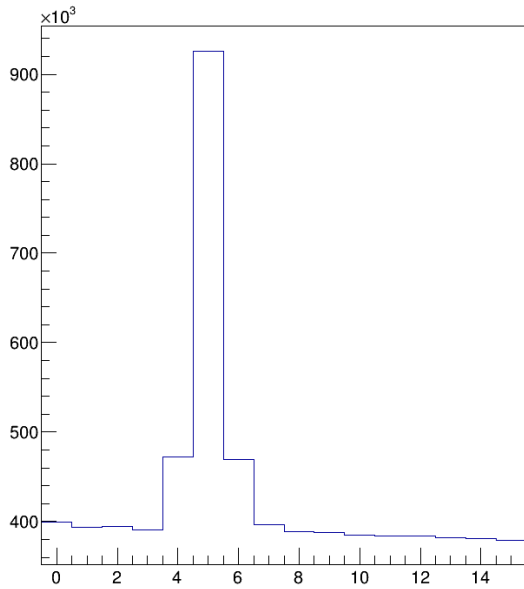


Abb. 6.19: Level1-Verteilung des 100-5-3B Moduls für eine unmaskierte Quellenmessung mit Strontium.

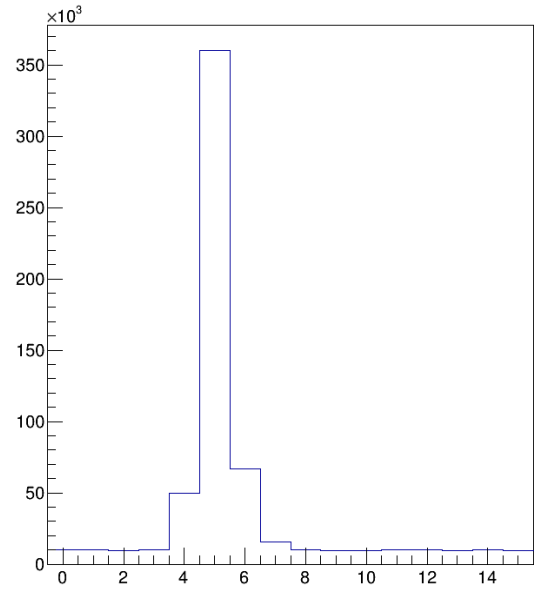


Abb. 6.20: Level1-Verteilung des 100-5-3B Moduls für einen maskierten Quellenmessung mit Strontium.

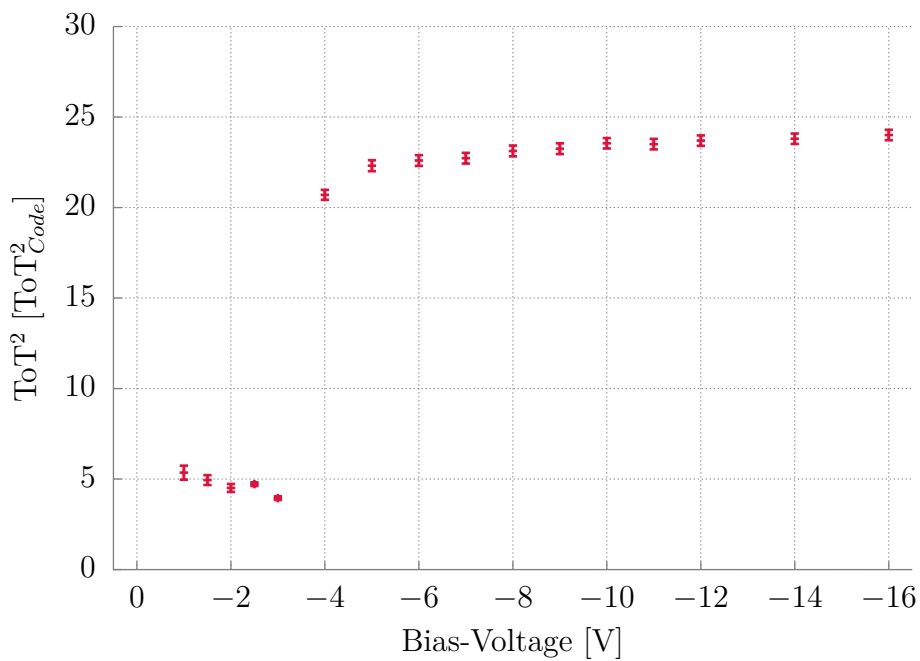


Abb. 6.21: Depletionsmessung des 100-5-3B Moduls mit Strontiumquelle.

6.3 100-4-2A Modul

Das 100-4-2A Modul besitzt eine Dicke von 100 μm und wurde mit einer neuen Punch-Through-Struktur und einem Bias-Ring ohne Guard-Ring aufgebaut, wie in der Abbildung 6.22 illustriert ist. Die Punch-Through-Struktur sollte zu keinen Unterschieden in den durchgeführten Messungen führen, da dies nur für bestrahlte Sensoren relevant ist. Die UBM besteht aus Nickel und Gold, welche aber nach Herstellerangaben qualitativ problematisch ist [21].

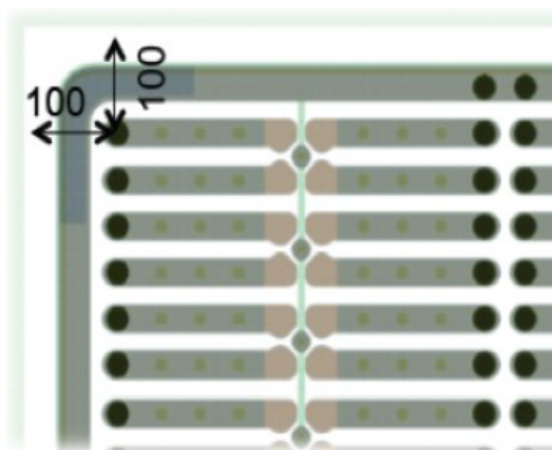


Abb. 6.22: Ausschnitt aus dem Aufbau des Sensors des Moduls 100-4-2A. In diesem ist eine mit einer neuen Punch-Through-Struktur und einem Bias-Ring zu sehen.

6.3.1 IV-Messung

Die Strom-Spannungs-Kurve 6.23 wurde wie zuvor aufgenommen. Dabei ergibt sich eine Durchbruchsspannung von ca. -195 V, welche mit der vom Hersteller angegebenen Durchbruchsspannung übereinstimmt.

6.3.2 Schwellenmessung

Die Feineinstellung der Schwelle des Moduls auf den gewünschten Wert von 1500e ist nicht ohne weiteres möglich. Auch für dieses Modul muss zunächst ein Schwellen-Tuning auf 2000e eingestellt werden und dann in einem weiteren Schritt auf 1500e getuned werden.

Die ToT ist auf einen Wert von 7 bei einer Ladung von 10.000e eingestellt, wie in Abbildung 6.24 dargestellt. Die Einstellung der Schwelle von 1500e ist in der Abbildung

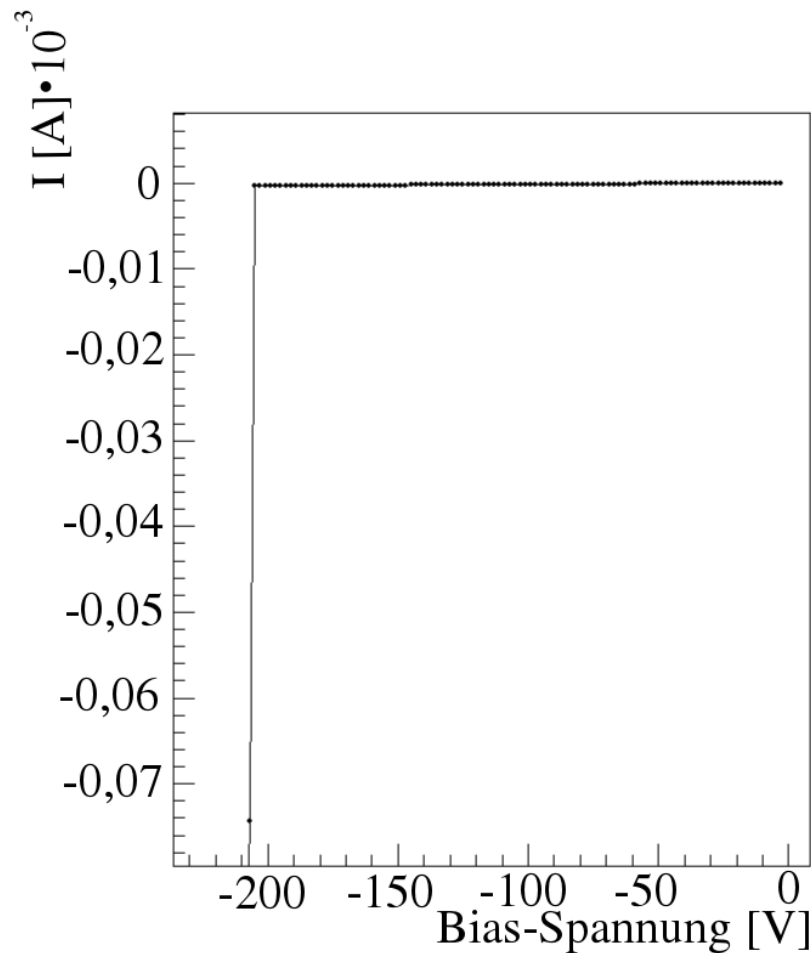


Abb. 6.23: Strom-Spannungs-Kurve des 100-4-2A Moduls. I gibt den Leckstrom in Amperen an und Bias-Spannung die Sensorvorspannung in Volt.

6.25 aufgetragen. Die für die Messung der Schwelle aufgenommene Rauschladung ist in der Abbildung 6.26 dargestellt. Darin ist eine breite Zone von Pixeln mit hoher Rauschladung entlang des Randes des Sensors zu sehen. Die Anzahl dieser Pixel mit stark erhöhter Rauschladung wurde auf etwa 1/6 des Sensors abgeschätzt, was ca. 4000 Pixeln entspricht.

Um den Ursprung der hohen Rauschladung zu erklären, wurde die Trefferkarte der Rauschladung in Abbildung 6.27 mit der des Crosstalk-Scans in Abbildung 6.28 verglichen. Es ist klar zu erkennen, dass alle Pixel, die im Crosstalk-Scan ansprechen, auch eine stark erhöhte Rauschladung aufzeigen. Dies ist durch die UBM begründet, welche dünner als die Kupfer/Gold UBM ist, und dadurch, dass kein Guardring im Sensor enthalten ist. Dadurch kann zum einen das Rauschen des Randes nicht unterdrückt werden, und die nicht verbundenen Bump-Bonds des Guard-Rings können Spannungsdurchschläge über

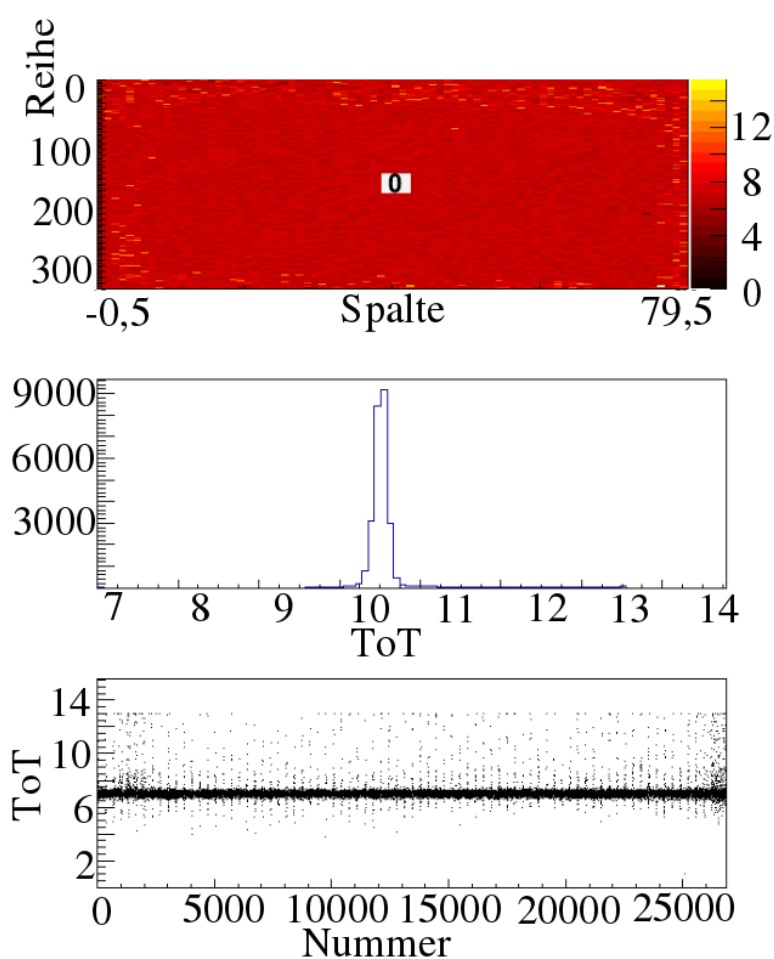


Abb. 6.24: ToT-Messung des 100-4-2A Moduls für einen ToT-Wert von 7 für eine Ladung von 10000e.

die schmale Lücke zwischen Sensor und Bump-Bond entstehen.

6.3.3 Quellenmessungen

Für die Messung mit der Americiumquelle müssen die ca. 4000 Pixel mit stark erhöhter Rauschladung ausmaskiert werden. Diese sieht man deutlich in der Trefferkarte der Quellenmessung mit Americium in Abbildung 6.29, welche für einen Trigger-Zeitraum von 600 Sekunden aufgenommen wurde. Die rauschenden Pixel würden sonst nicht nur das Trigger-Signal der Messung blockieren, sondern auch das Americium Ladungsspektrum in Abbildung 6.30 verfälscht, und die Peaks der Spektrallinien des Americiums wären nicht mehr erkennbar. Die Einträge des Ladungsspektrums für geringe Ladungen werden wahrscheinlich von Rauschtreffern erzeugt, die nicht ausmaskiert sind.

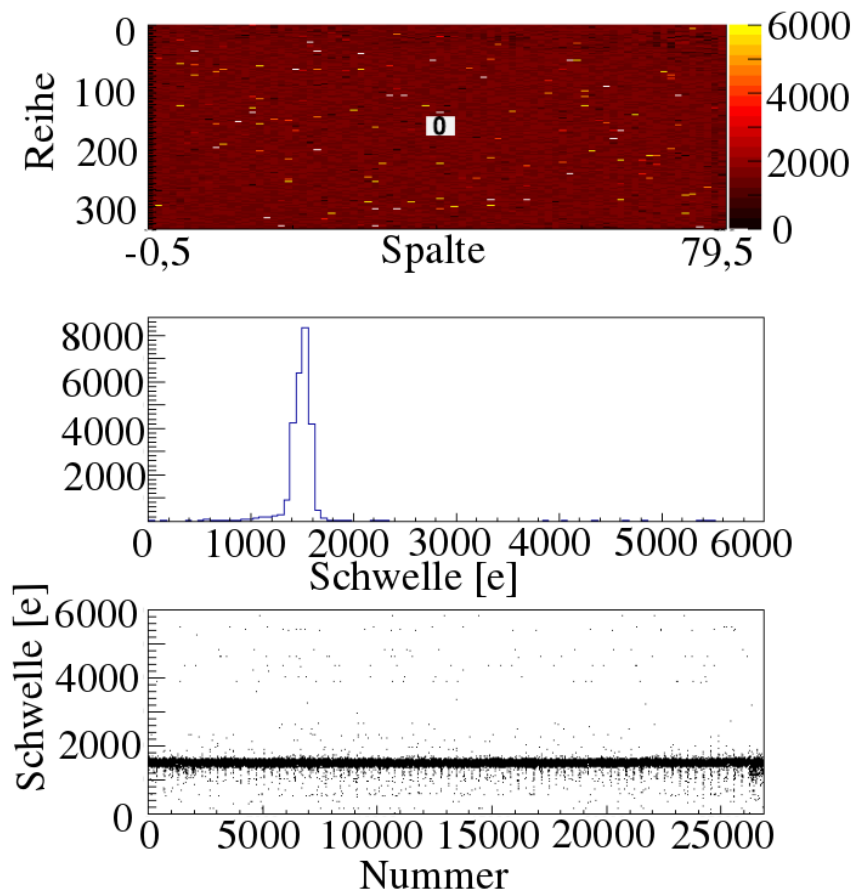


Abb. 6.25: Schwellenmessung des 100-4-2A Moduls für eine eingestellte Schwelle von 1500e.

Die Quellenmessung ohne Ausmaskierung der Pixel mit hoher Rauschladung für die Strontium-Quelle für 1.000.000 Trigger-Signale, siehe Abbildung 6.31, zeigen die erwartete Beeinflussung durch die hohe Rauschladung. Außerdem sind ca. 300 nicht mit dem Sensor verbundene Pixel in der oberen rechten und unteren linken Ecke zu sehen, welche auch in der Rauschladungskarte, siehe Abbildung 6.27, mit geringer Rauschladung auffallen. Nach der Ausmaskierung der Pixel mit hoher Rauschladung wurde eine weitere Quellenmessung für 1.000.000 Trigger-Signale durchgeführt. Die Level1-Verteilung, zu sehen in Abbildung 6.32, zeigt das erwartete Bild eines schmalen Peaks.

Die Depletionsspannungsmessung verlief analog zu der für die voran gegangenen Module. Die mit Gleichung 4.4 abgeschätzte Depletionsspannung liegt bei etwa -4 V für eine

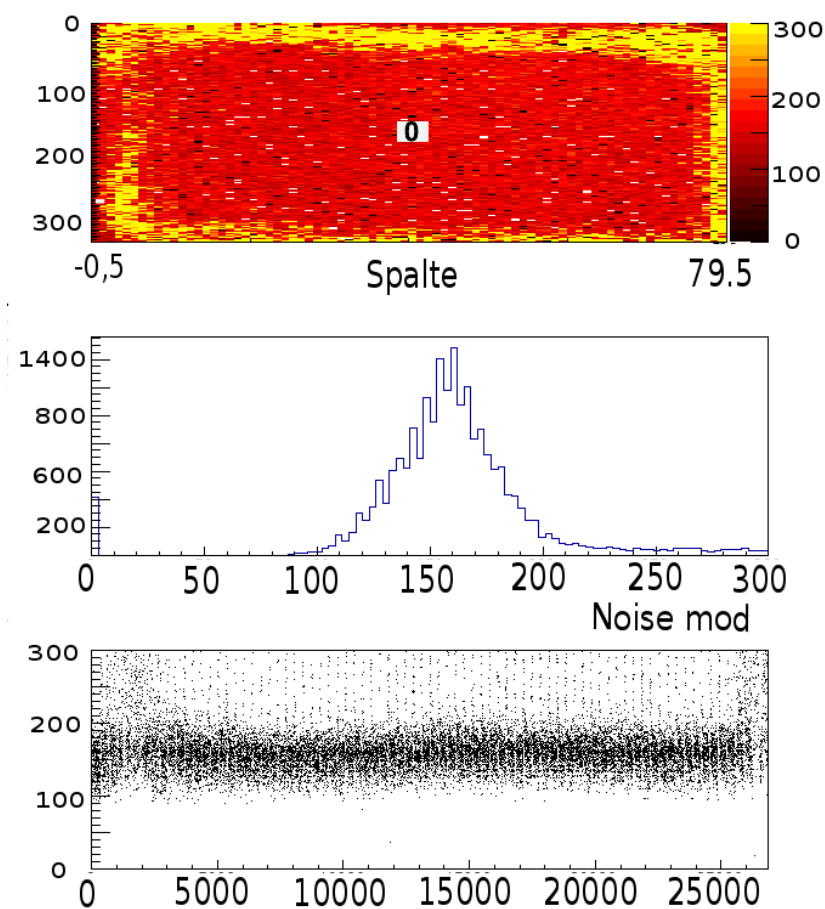


Abb. 6.26: Rauschkarte des 100-4-2A Moduls aus der Schwellenmessung für einen eingestellten Schwellenwert von 1500e.

Dotierungsdichte von $N_D = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Dieses Ergebnis ist nah an dem graphisch genäherten Wert von ca. -2 V. Die vom Hersteller angegebene Depletionsspannung von -16 V [21] stimmt nicht mit diesen Werten überein. Gründe für diese Abweichung werden noch untersucht.

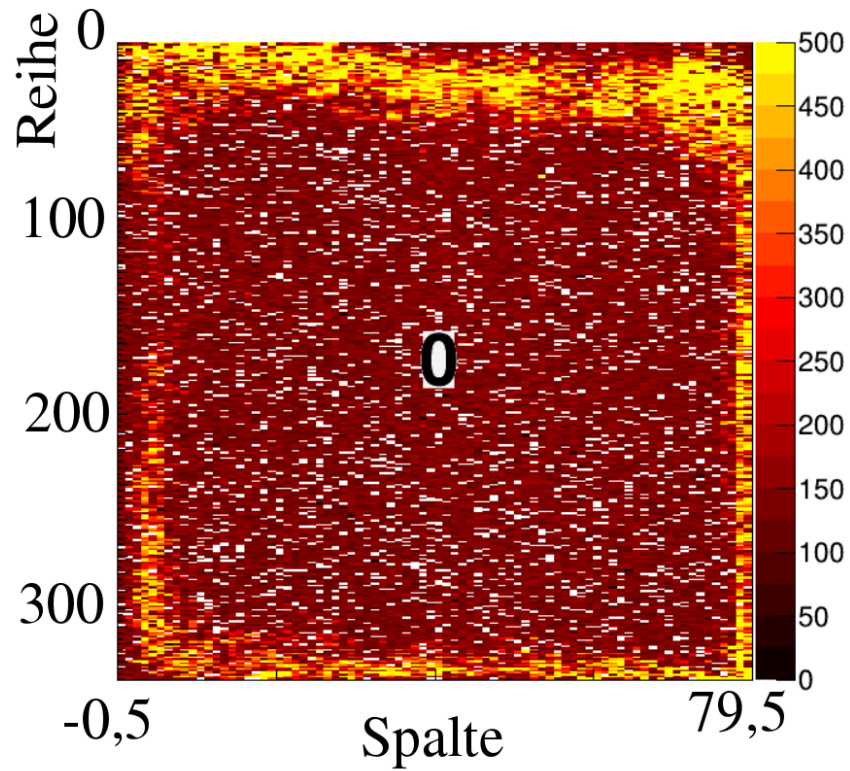


Abb. 6.27: Trefferkarte aus der Rauschkarte des 100-4-2A Moduls. Die Skalierung wurde manuell auf einen Maximalwert von 500 eingestellt, um den Verlauf für Pixel mit geringerem Rauschen sichtbar zu machen.

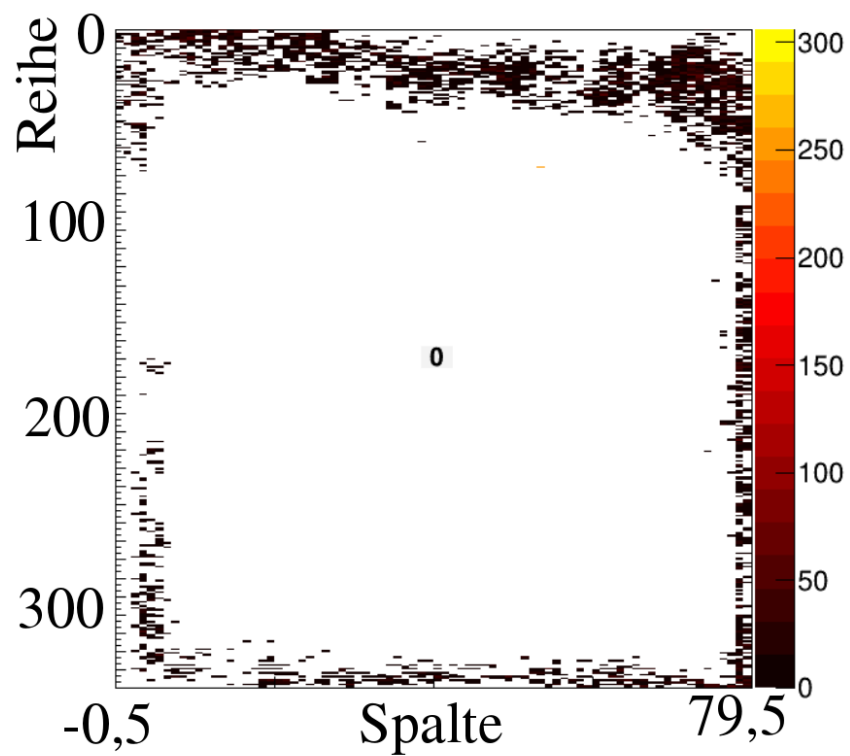


Abb. 6.28: Crosstalk-Scan des 100-4-2A Moduls.

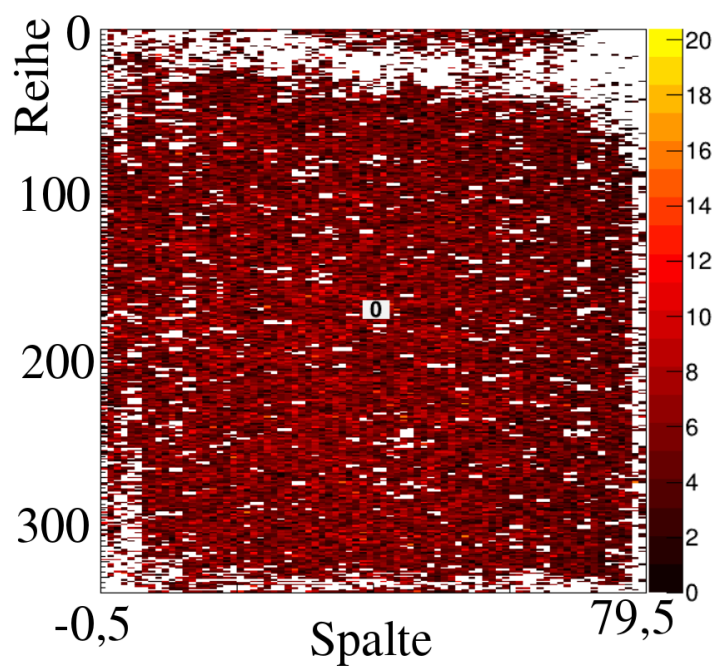


Abb. 6.29: Trefferkarte der Quellenmessung mit der Americiumquelle für das 100-4-2A Modul. Die Skalierung wurde manuell auf einen Maximalwert von 20 eingestellt, um den Verlauf für Pixel mit geringerem Rauschen sichtbar zu machen.

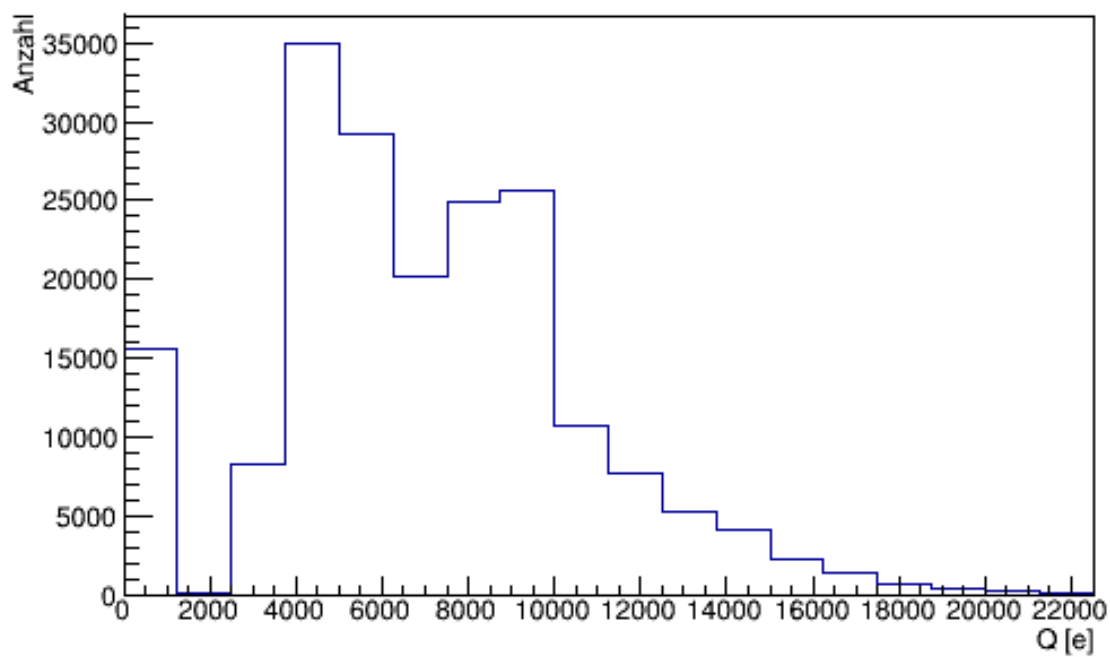


Abb. 6.30: Ladungsverteilung 100-4-2A der Americium-Quelle.

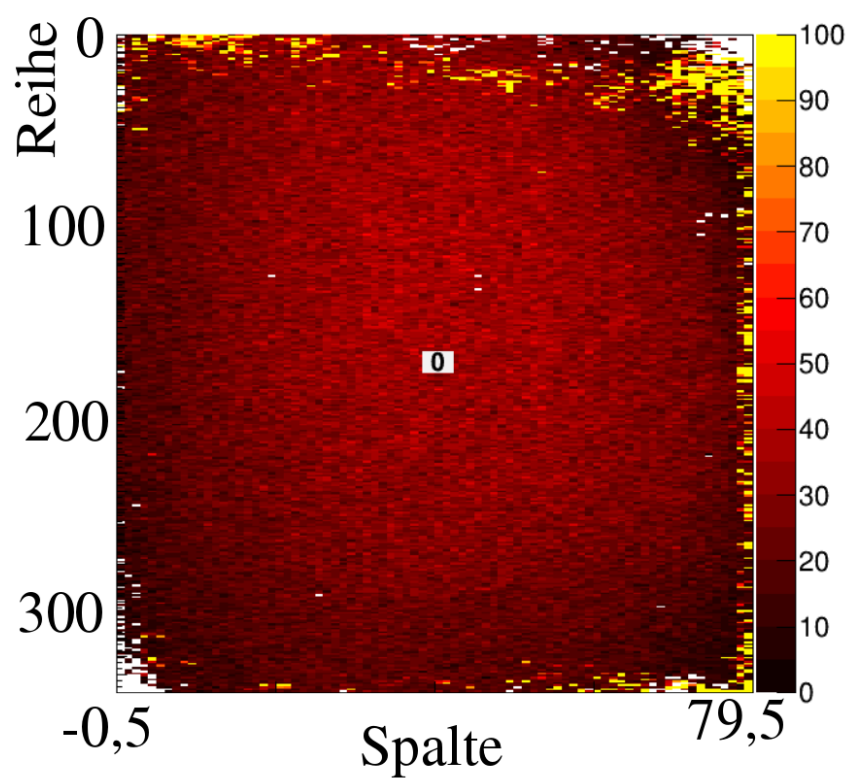


Abb. 6.31: Trefferkarte der Quellenmessung mit der Strontiumquelle für das 100-4-2A Modul. Die Skalierung wurde manuell auf einen Maximalwert von 100 eingestellt, um den Verlauf für Pixel mit geringerem Rauschen sichtbar zu machen.

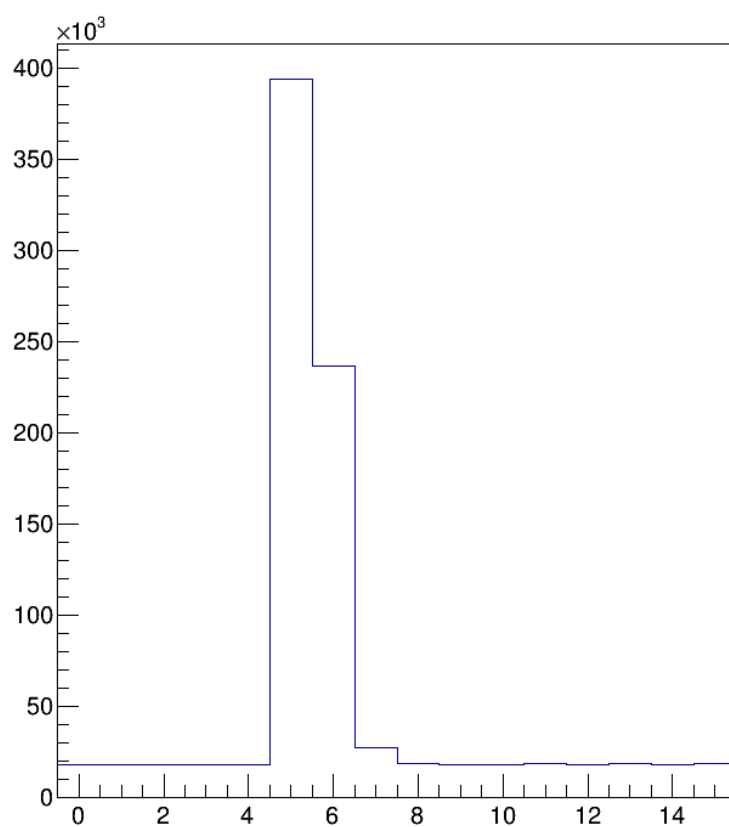


Abb. 6.32: Level1-Verteilung des 100-4-2A Moduls für Strontium.

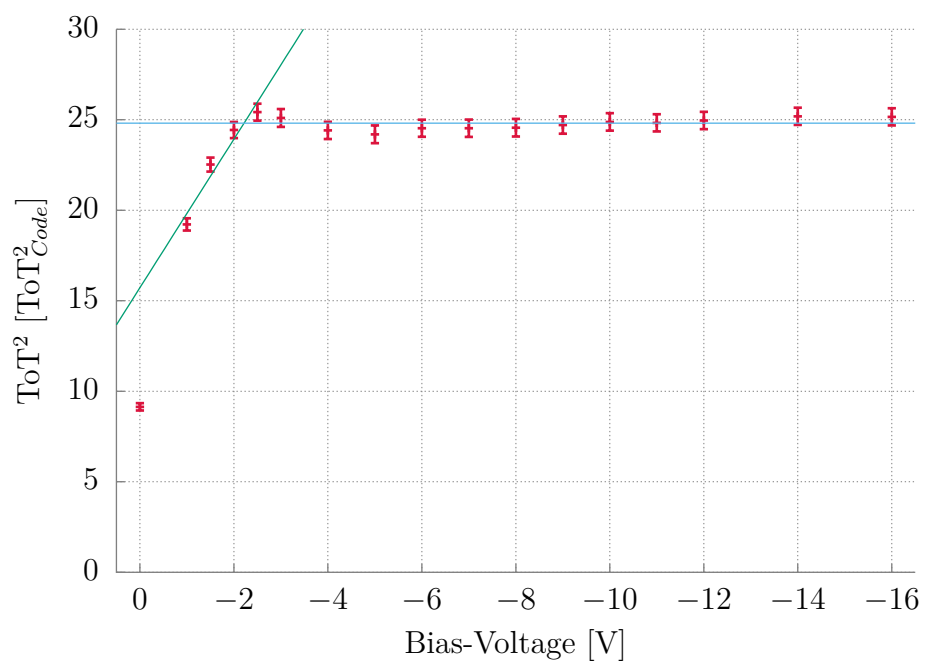


Abb. 6.33: Depletionsspannungsmessung des 100-4-2A Moduls.

6.4 100-2-1B Modul

Das 100-2-1B Modul besitzt eine UBM aus Kuper und Gold, welche als qualitativ hochwertig vom Hersteller angegeben wird. Der Aufbau, welcher in Abbildung 6.34 dargestellt ist, enthält einen Guard-Ring, keinen Punch-Through und aktive Kante mit einem Abstand der Pixel vom Rand von 50μ . Für alle zuvor charakterisierten Module beträgt dieser Abstand 100μ .

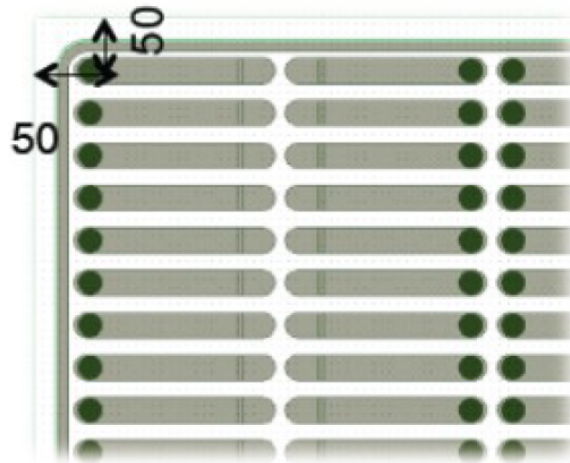


Abb. 6.34: Ausschnitt aus dem Aufbau des Sensors des Moduls 100-2-1B. In diesem ist einen Guard-Ring, keinen Punch-Through und eine aktive Kanten mit einem Abstand der Pixel vom Rand von 50μ zu sehen.

6.4.1 IV-Messung

Die Messung der Strom-Spannung-Kurve, siehe Abbildung 6.35, verlief analog zu den Messungen der Module zuvor und ergab eine Durchbruchsspannung von ca. -100 V . Für eine höhere Spannungen von -150 V steigt der Leckstrom auf 1 mA an. Vom Hersteller wurden zu diesem Modul keine Messungen bezüglich der Strom-Spannung-Kurve gemacht [21].

6.4.2 Schwellenmessung

Das Tuning-Verhalten dieses Moduls war das selbe wie für die beiden gleich dicken Module zuvor. Der gewünschte Schwellenwert des Moduls von $1500e$ und konnte nicht direkt eingestellt werden, sondern musste nach Einstellung eines Schwellenwerts von $2000e$ durch weitere Tuning-Schritte eingestellt werden.

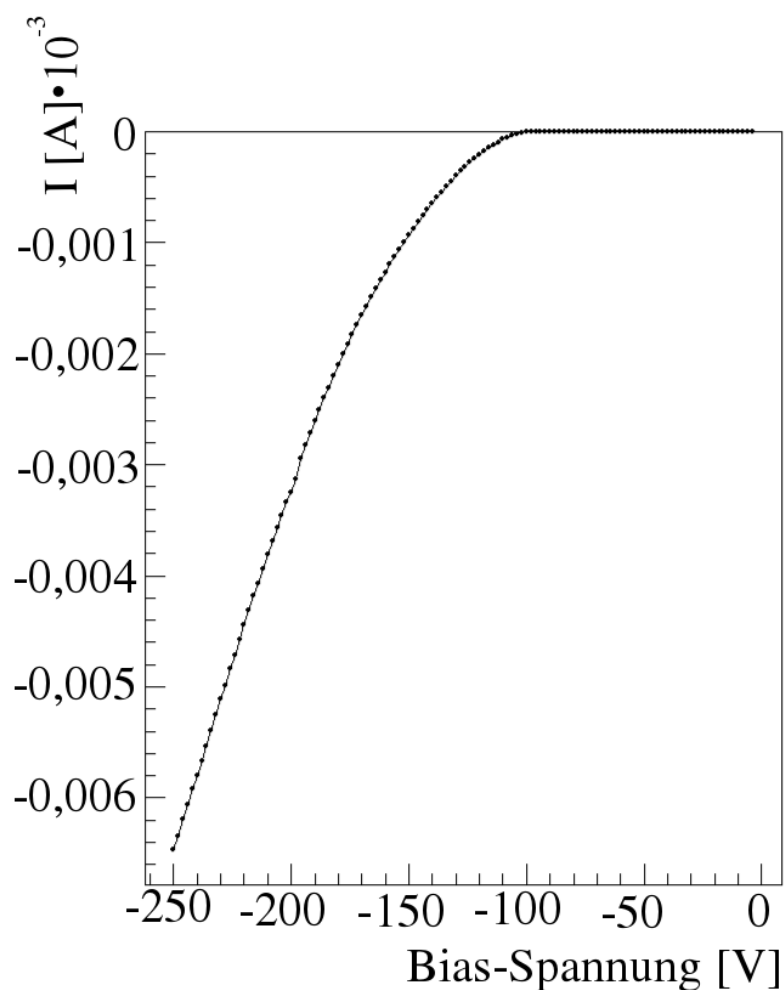


Abb. 6.35: Strom-Spannung-Kurve des 100-2-1B Moduls. I gibt den Leckstrom in Amperen an und Bias-Spannung die Sensorvorspannung in Volt.

Die ToT wurde auf 7 bei einer Ladung von 10.000e eingestellt. Die Messung des ToT-Werts in Abbildung 6.36 zeigt, dass diese Einstellung möglich ist.

Die Schwellenmessung, siehe Abbildung 6.37, und die zugehörige Messung der Rauschladung, siehe Abbildung 6.38, zeigen die erwartete Verteilung. Der Schwellenwert ist gut einstellbar.

Im Unterschied zu den zuvor charakterisierten Modulen weist dieses Modul nur eine sehr geringe Anzahl von ungefähr 10 Pixeln mit hoher Rauschladung auf. Dies ist durch die UBM begründet, welche vom Hersteller mit guter Qualität bereitgestellt werden kann. Außerdem ist diese dicker als die vorherigen UBMs, wodurch auch bei fehlendem Guardring Spannungsdurchschläge verhindert werden.

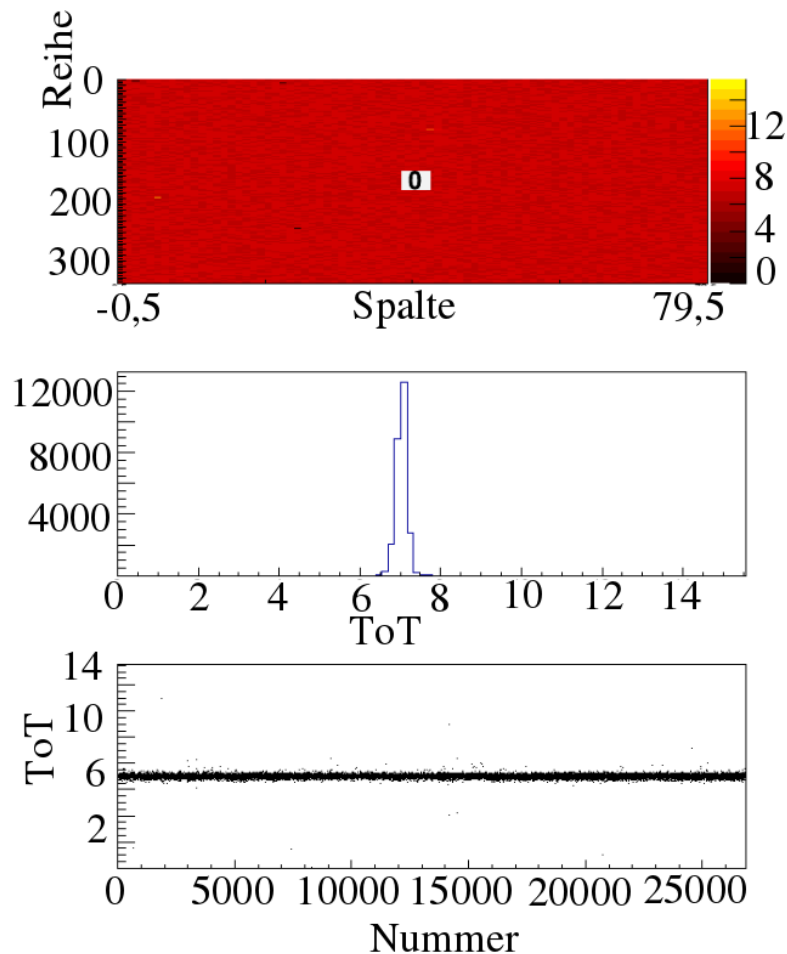


Abb. 6.36: ToT-Messung des 100-2-1B Moduls für einen eingestellten ToT-Wert von 7 für 10000.

6.4.3 Quellenmessungen

Zur Durchführung der Quellenmessung mit der Americiumquelle für einen Trigger-Zeitraum von 600 s wurden rund 10 Pixel ausmaskiert. Die Messung in Abbildung 6.39 zeigt fast überall auf dem Sensor das erwartete Bild einer gleichmäßigen Verteilung von ungefähr 10 Treffern pro Pixel. Die obere rechte Ecke weist allerdings weniger Treffer auf, was durch eine ungünstige Positionierung der Quelle erklärt werden kann und somit weniger γ -Strahlung diesen Teil des Sensors durchqueren konnte. Die zugehörige Ladungsverteilung in Abbildung 6.18 verhält sich wie erwartet und zeigen die zwei Peaks für die beiden Energien der γ -Strahlung.

Die Quellenmessung mit der Strontium-Quelle für 1.000.000 Trigger-Signale, siehe Abbildung 6.41, wies keine nicht mit dem Sensor verbundenen Pixel auf und die geringe Anzahl

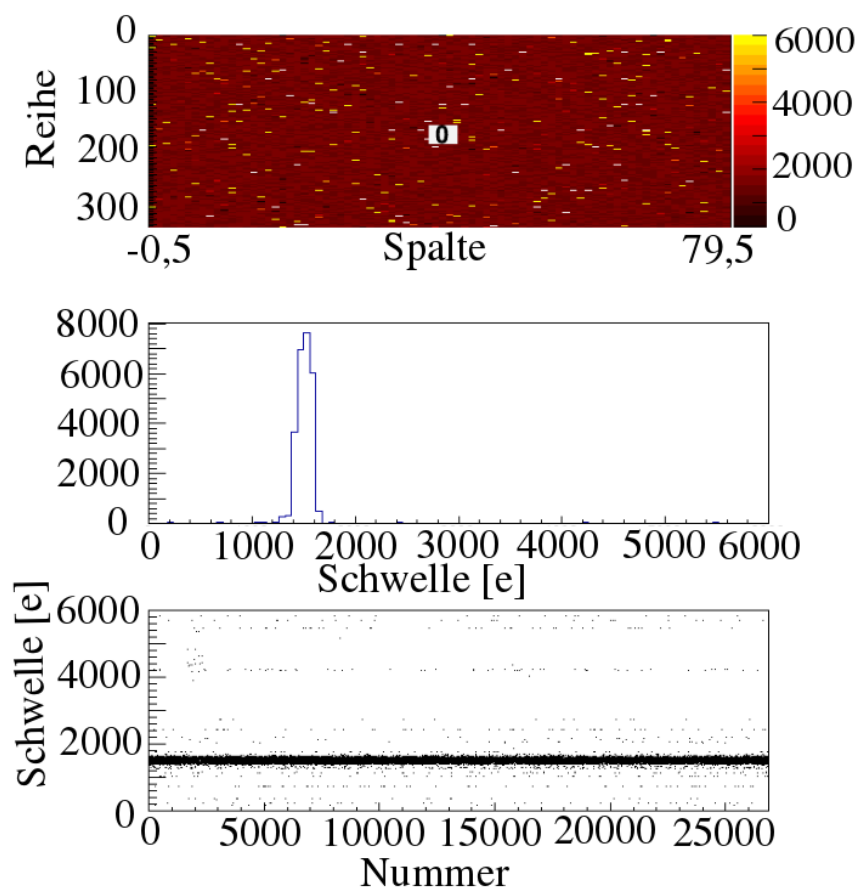


Abb. 6.37: Schwellenmessung des 100-2-1B Moduls für eine eingestellte Schwelle von 1500e.

von Pixeln mit hoher Rauschladung ist in der Level1-Verteilung, siehe Abbildung 6.42, zu erkennen.

Die Depletionsspannungsmessung verlief analog zu den Messungen der Module zuvor. Diese wurde zuvor mit der Gleichung 4.4 berechnet. Die erhaltene Depletionsspannung von -4 V für eine Dotierungsdichte von $N_D = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ist nah an dem graphisch bestimmten Wert von ca. -3 V. Die vom Hersteller angegebene Depletionsspannung von -16 V [21] stimmt nicht mit diesen Werten überein. Gründe für diese Abweichung werden noch untersucht.

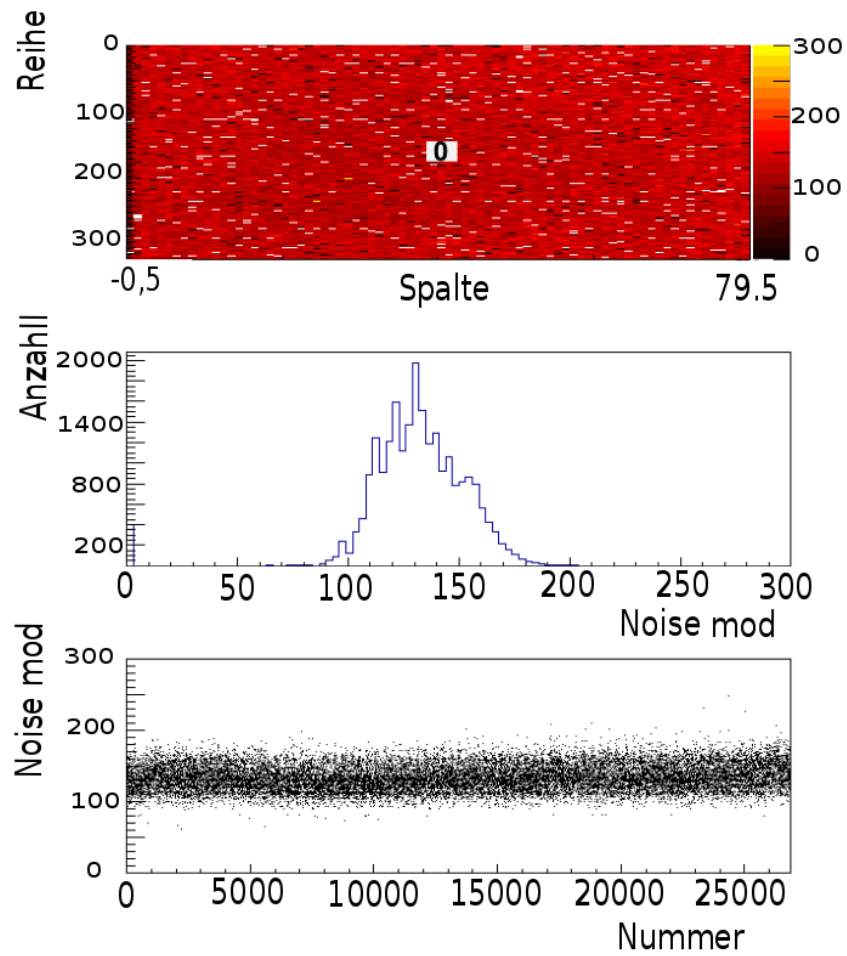


Abb. 6.38: Rauschkarte des 100-2-3B Moduls aus der Schwellenmessung für einen eingestellten Schwellenwert von 1500e.

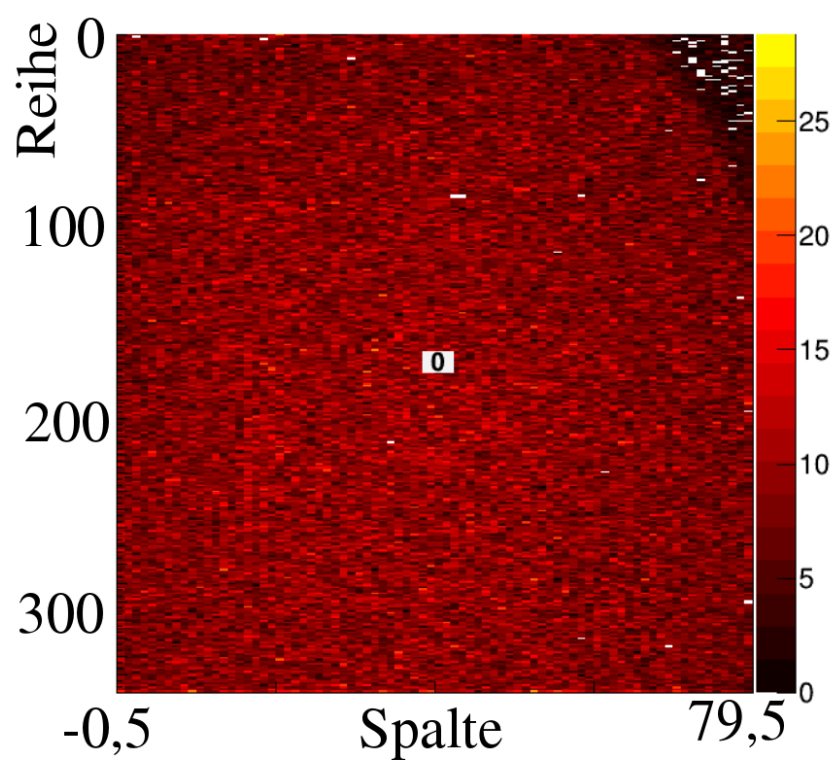


Abb. 6.39: Trefferkarte der Quellenmessung mit Americium des 100-2-1B Moduls.

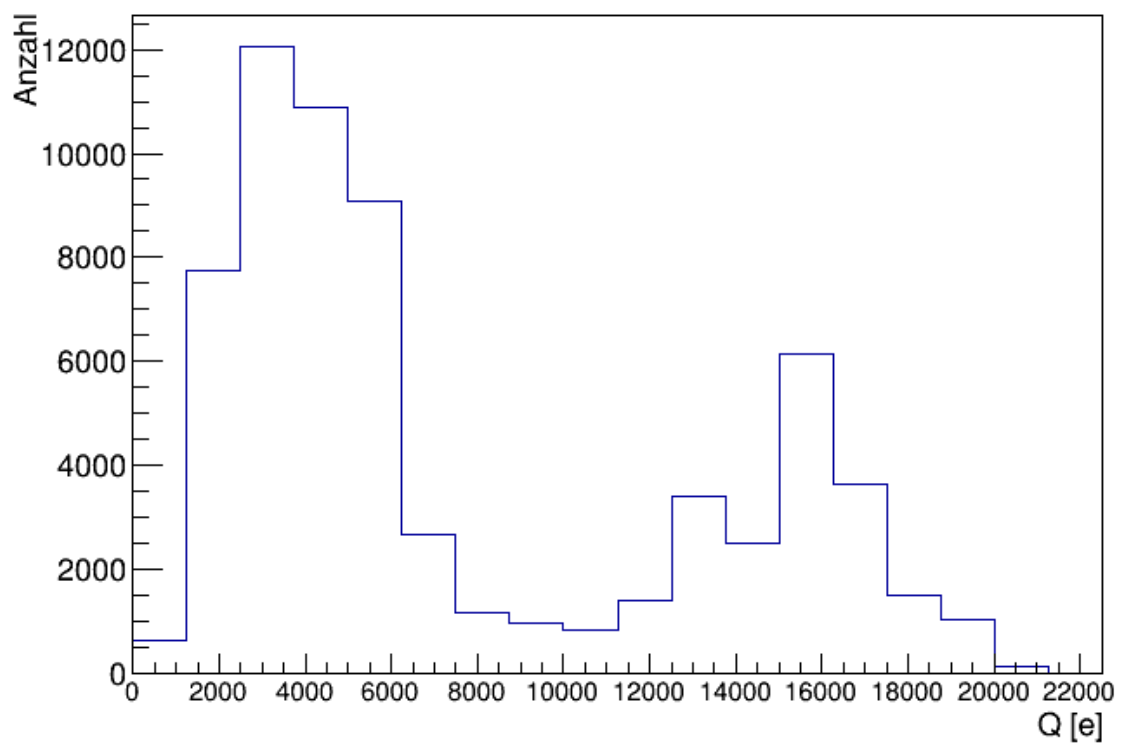


Abb. 6.40: Ladungsverteilung des 100-2-1B Moduls der Americium-Quelle.

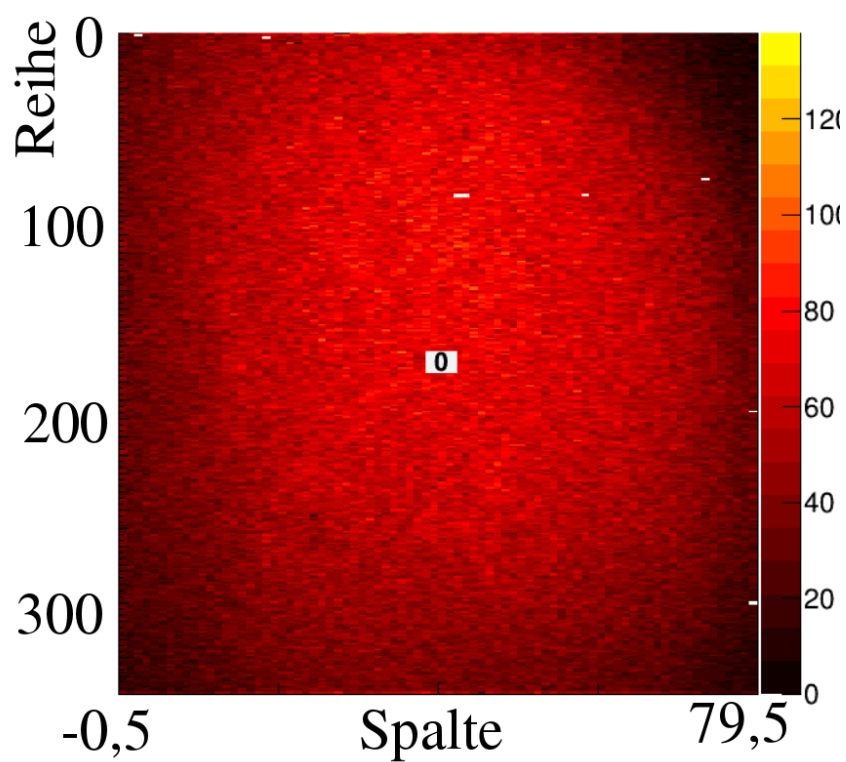


Abb. 6.41: Trefferkarte der Quellenmessung mit Strontium des 100-2-1B Moduls.

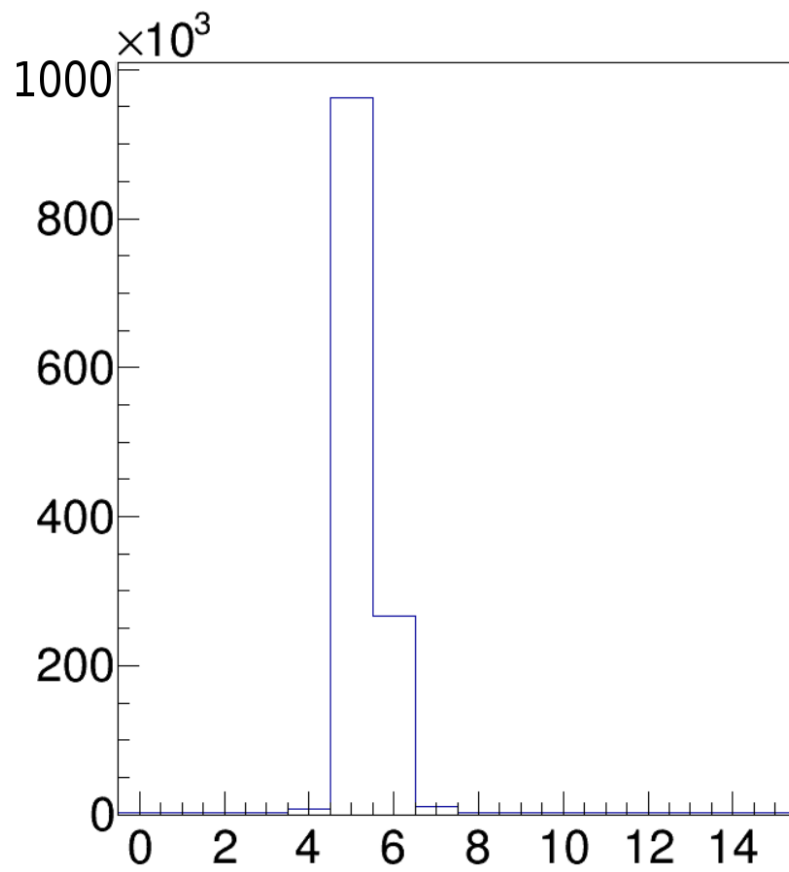


Abb. 6.42: Level1-Verteilung des 100-2-1B Moduls für Strontium.

7 Zusammenfassung

Die Eigenschaften von vier Modulen mit dünnen Sensoren mit unterschiedlichen Aufbauten und Under-Bump-Metallisierungen wurden charakterisiert und mit den Anforderungen im Bezug auf die Erweiterung zum HL-LHC ausgewertet. Ziel sind Sensoren mit hoher Qualität aber geringer Dicke und somit geringerem Energieverlust der passierenden Teilchen. Nachfolgend werden die Unterschiede und Gemeinsamkeiten im Verhalten der Module beschrieben.

Zu allererst finden sich in den Strom-Spannungskurven keine großen Unterschiede zwi-

Modul	Anzahl der Rauschenden Pixel	Anzahl der nicht verbundenen Pixel
150-2-3B	200	100
100-5-3B	400	100
100-4-2A	5000	200
100-2-1B	<50	10

Tab. 7.1: Zusammenfassung der Rauschenden und nicht mit dem Auslesechip verbundenen Pixel für die jeweiligen Module.

schen den verschiedenen Modulen, welche alle bis auf das 100-2-1B Modul, mit Spannungen bis fast -200 V betrieben werden können.

Auch das Tuning-Verhalten der Module war recht ähnlich, und alle konnten auf den gewünschten Schwellen und ToT-Wert eingestellt werden.

Der größte Unterschied der Module besteht in ihrem Rauschverhalten, welches übersichtlich in der Tabelle 7.1 aufgetragen ist. Dieses war für das 150-2-3B und 100-5-3B Modul moderat. Hingegen problematisch ist das Verhalten für das 100-4-2A Modul, da dieses durch Qualitätsprobleme mit der Under-Bump-Metallisierung für mehr als 1/6 aller Pixel starkes Rauschen zeigte. Die besten Ergebnisse werden mit dem 100-2-1B Modul erzielt, in dem nur wenig rauschende Pixel zu sehen sind. Allein aus dem Rauschverhalten kann gefolgert werden, dass Kupfer/Gold für die hier untersuchten Module die am besten geeignete Under-Bump-Metallisierung ist und somit für das ATLAS-Upgrade zu empfehlen ist.

7 Zusammenfassung

Die Quellenmessungen zeigen, in Relation zu der dicke der Sensoren, etwa die gleichen Ergebnisse für die Depletionsspannung, sowie Ladungsverteilung und Level1-Verteilung. Allerdings ist auch hier wieder das 100-4-2A Modul mit dem hohen Anteil an Rauschenden Pixeln aufgefallen, welche diese Messungen beeinflusst haben.

Abschließen ist darauf hinzuweisen, dass abgesehen von den Effekten die eindeutig auf die Produktion zurückzuführen sind, die 100 μm dünnen Sensoren gut funktionieren und somit ihr Einsatz im ATLAS-Detektor möglich ist.

Literaturverzeichnis

- [1] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967)
- [2] D. Griffiths, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, Akademie Verlag (1996)
- [3] *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B **716**, 1 (2012)
- [4] *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. B **716**, 30 (2012)
- [5] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Cambridge University Press (2000)
- [6] D. Clowe, et all, *A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter*, The Astrophysical Journal Letters **648(2)**, L109 (2006)
- [7] O. Brüning, et all, *LHC Design Report*, CERN, Geneva (2004)
- [8] L. Evans, P. Bryant, *LHC Machine*, JINST **3(08)**, S08001 (2008)
- [9] *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3(08)**, S08003 (2008)
- [10] J. P. Badiou, et all (ATLAS Collaboration), *ATLAS barrel toroid: Technical Design Report*, Technical Design Report ATLAS, CERN, Geneva (1997)
- [11] *ATLAS Inner Detector Technical Design Report*, ech. Rep. CERN-LHCC-97-016 and CERN-LHCC-97-017, CERN, Geneva, 1997
- [12] B. A. Petersen, et all, *ATLAS Trigger System*, IEEE Trans. Nucl. Sci. (2012)
- [13] *Letter of Intent for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Experiment*, Technical Report CERN-LHCC-2012-022. LHCC-I-023, CERN, Geneva (2012)
- [14] D. Meschede, *Gerthsen Physik*, Springer-Verlag, Heidelberg (2010)

- [15] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, Wissenschaftsverlag, Mannheim (1993)
- [16] N. W. Hermann Kolanoski, *Teilchendetektoren - Grundlagen und Anwendungen*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (2016)
- [17] W. Leo, et all, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (1994)
- [18] T. A. I. collaboration, *Prototype ATLAS IBL modules using the FE-I4A front-end readout chip*, JINST **7(11)**, P11010 (2012)
- [19] M. Backhaus, et all, *Development of a versatile and modular test system for {ATLAS} hybrid pixel detectors*, Nucl. Instrum. Meth. **650(1)**, 37 (2011)
- [20] *USBpix - USB based readout system for ATLAS FE-I3 and FE-I4*, <http://icwiki.physik.uni-bonn.de/twiki/bin/view/Systems/UsbPix>, accessed: 2016-07-16
- [21] Private Korrespondenz mit Juha Kalliopuska, *ADVACAM*

Danksagung

Zu aller erst möchte ich Prof. Dr. Arnulf Quadt und Dr. Jörn Große-Knetter für die Begutachtung meiner Arbeit danken. Natürlich danke ich meinen Eltern und meiner Familie im Ganzen, da sie mich immer unterstützt haben, egal was für Ideen ich auch hatte. Doch besonders will ich meiner Schwester danken, die immer für mich da ist und auf mich aufpasst.

Mein besonderer Dank gilt Julia und Jens die mir viel ihrer Zeit geopfert haben und mir immer für Fragen zur Verfügung standen, wenn es auch zum Teil recht dumme Fragen waren. Außerdem den vielen anderen lieben Menschen des II. Instituts, welche mich alle durch ihre Hilfsbereitschaft und Freundlichkeit begeistert haben.

Mehr entschuldigen als bedanken muss ich mich eigentlich bei den vielen Leuten, die meine Arbeit korrekturgelesen haben. Dabei ist Dennis Meyer zu nennen, der ohne großes Zögern sofort eingewilligt hat und mich mit der einen oder anderen Anmerkung auf den richtigen Weg geschubst hat. Auch Aurelia Arnoldt musste da durch, was der Rechtschreibung sehr gut tat.

Nicht zuletzt möchte ich meinen Freunden danken mit denen ich während des Studiums eine sehr schöne Zeit verbracht habe. Außerdem möchte ich meinem Freund Johann danken für die moralische Unterstützung und das er meinen Wahnsinn ertragen hat.

Erklärung

nach §13(9) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestandenenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 21. Oktober 2016

(Marike Schwickardi)