
Eigenschaften von
Silizium-Streifendetektoren in
direktem Kontakt mit
Absorbermaterial für das sekundäre
Target bei PANDA

Diplomarbeit
von
Sebastian Bleser



Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg–Universität Mainz

Mainz, im Januar 2010

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Kurzdarstellung

Beim \bar{P} ANDA-Experiment sollen sich im sekundären Target Silizium-Streifendetektoren in mehreren Lagen unmittelbar mit Absorberschichten abwechseln. Das Experiment und speziell das sekundäre Target werden bezüglich ihrer grundlegenden Physik und ihres Aufbaus im Rahmen der vorliegenden Arbeit beschrieben.

Das konkrete Ziel der Arbeit bestand darin, Einflüsse der vorgesehenen Absorbermaterialien auf einen Silizium-Streifendetektor in direktem Kontakt zu untersuchen. Dazu wurde eine Mess-Station für die Sensoren aufgebaut, die hier detailliert beschrieben wird. Danach folgt die Erläuterung aller Einstellungen, welche für den optimalen Messbetrieb ermittelt wurden. Nach einer Beschreibung der durchgeführten Experimente mit einem Bor-Absorber schließt die Arbeit mit der Darstellung und Bewertung der Ergebnisse, sowie einem Ausblick.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Kenntnisstand der physikalischen Forschung	1
1.2	Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment	3
1.2.1	Forschungsziele beim $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment	3
1.2.2	Der $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor	5
2	Das sekundäre Target bei $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$	11
2.1	Hyperonen	11
2.2	Motivation zur Hyperkern-Erzeugung	12
2.3	Erzeugung von Doppel- Λ -Hyperkernen bei $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$	14
2.4	Aufbau und Platzierung des sekundären Targets	16
3	Silizium-Streifendetektoren	19
3.1	Energieverlust von Teilchen in Materie	19
3.1.1	Energieverlust durch Anregung und Ionisation	19
3.1.2	Energieverlust durch Bremsstrahlung	24
3.2	Das Prinzip von Silizium-Streifendetektoren	25
3.2.1	Das Halbleitermaterial Silizium	25
3.2.2	Dotierung des Siliziumhalbleiters	27
3.2.3	Der pn-Übergang	29
3.2.4	Aufbau von Silizium-Streifendetektoren	31
4	Aufbau der Mess-Station zum Test von Absorber- einflüssen auf Silizium-Streifensensoren	33
4.1	Die Bestandteile der Mess-Station	34
4.1.1	Das Sensorboard	34
4.1.2	Der Auslesechip APV25-S1	35
4.1.3	Das Supply-Board	43
4.1.4	Das FPGA-Board	43
4.1.5	Der Analog-Digital-Converter	43
4.1.6	Die Trigger-Elektronik	44

4.2	Der Aufbau der Mess-Station	44
4.2.1	Anordnung der Bestandteile der Mess-Station	44
4.2.2	Signalführung und Funktionsweise beim Betrieb der Mess-Station	45
4.3	Die Messanordnung	47
5	Messeinstellungen und Kalibration	50
5.1	Allgemeine Messeinstellungen	50
5.1.1	Systemtakt und Digitalisierung	50
5.1.2	Depletionsspannung für den Sensor	50
5.1.3	Einstellung der Trigger-Elektronik	51
5.1.4	Registereinstellungen der APV-Chips	51
5.1.5	Trigger-Einstellung	55
5.1.6	Regulieren der Treffer-Bedingungen	55
5.2	Kalibration der APV-Chips	58
6	Messungen mit dem Absorbermaterial Bor	61
6.1	Energieverlustmessung	61
6.1.1	Grundlagen der Energieverlustmessung	61
6.1.2	Durchführung der Energieverlustmessungen	62
6.1.3	Auswertung der Energieverlustmessungen	63
6.2	Pulsformanalyse	67
6.2.1	Grundlagen der Pulsformanalyse	67
6.2.2	Durchführung der Pulsformanalyse	71
6.2.3	Auswertung der Pulsformanalyse	71
7	Zusammenfassung und Ausblick	75
	Anhang	77
A	Kanalumrechnung und Kalibrationsgruppen	78
B	Baupläne der Halterungen in der Messanordnung	80
C	Eigenschaften des Elements Bor und des Absorber- Plättchens	85
C.1	Eigenschaften des Elements Bor	85
C.2	Eigenschaften des Bor-Absorber-Plättchens	88

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Kenntnisstand der physikalischen Forschung

In der Natur sind vier fundamentale Wechselwirkungen bekannt, welche die Erscheinungswelt der Physik bestimmen. Dies sind die Gravitation, die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Ihnen gemein ist die Wirkung auf eine bestimmte Teilcheneigenschaft, die man ganz pauschal als Ladung bezeichnet.

Als Grundbausteine der Natur gelten Leptonen, zu denen beispielsweise das Elektron zählt, und Quarks. Sie tragen den Spin $1/2$ und gehören damit zu den Fermionen. Die Kraft zwischen den jeweiligen Ladungen, die diese fundamentalen Teilchen tragen, wird nach aktuellem Kenntnisstand von weiteren Teilchen mit Spin 1, den sogenannten *Austauschbosonen*, vermittelt [1].

Während dieses Konzept bei der Gravitation noch sehr unerforscht ist, konnte es bei der elektromagnetischen Wechselwirkung im Rahmen der **Quantenelektrodynamik** (QED) umfassend bestätigt werden. Danach wirkt die elektromagnetische Kraft auf die elektrische Ladung, die in positiver oder negativer Form vorliegen kann, und wird von masselosen virtuellen Photonen vermittelt. Beide Kräfte sind in ihrer Reichweite unendlich und besitzen eine Abhängigkeit vom reziproken Abstandsquadrat. Das bedeutet, dass ihr Potential mit zunehmendem Abstand gegen Null konvergiert.

Die schwache und die starke Wechselwirkung sind im Unterschied dazu sehr kurzreichweitig. Im Falle der schwachen Wechselwirkung übermitteln die schweren W^+ -, W^- - und Z^0 -Bosonen die Kraft zwischen Teilchen mit schwacher Ladung. Die schwache Kraft ist unter anderem für den Kern-Beta-Zerfall verantwortlich, auf ihr basierende gebundene Zustände sind im Gegensatz zu

den übrigen Wechselwirkungen nicht bekannt [1].

Die starke Kraft wirkt zwischen den Quarks, da sie eine sogenannte Farbladung tragen. Diese theoretisch eingeführte Quantenzahl kann mit rot, grün und blau drei Werte annehmen. Die Austauscheteilchen, die an die Farbladung der Quarks koppeln, werden *Gluonen* genannt. Diese Vektorbosonen sind elektrisch neutral, masselos und tragen selbst starke Ladung in Form von Farbe und Antifarbe. Aus diesem Grund können Gluonen auch untereinander wechselwirken und es treten nach gruppentheoretischen Regeln acht verschiedene Gluonen auf. Als auf der starken Wechselwirkung beruhende Bindungszustände aus Quarks existieren lediglich farbneutrale Objekte. Diese experimentelle Schlussfolgerung gründet sich unter anderem darauf, dass Quarks nicht als freie Teilchen beobachtet werden. Man umschreibt diese Tatsache mit dem englischen Wort *Confinement*, was übersetzt Einsperren bedeutet. Farbneutrale Objekte beinhalten entweder alle drei Farben oder Farb-Antifarbe-Kombinationen und heißen *Hadronen*. Hadronen, die aus drei Quarks mit den Farben rot, grün und blau bestehen, nennt man *Baryonen*, Quark-Antiquark-Paare mit einer Farbe und der entsprechenden Antifarbe werden als *Mesonen* bezeichnet. Die Baryonen mit der geringsten Masse sind das Proton und das Neutron, aus welchen die Atomkerne aufgebaut sind [1]. Das Confinement bedeutet ein Ansteigen des Potentials der starken Wechselwirkung für größer werdende Entfernung von Quarks innerhalb gebundener Zustände. Hierin unterscheidet sich diese Kraft deutlich von den übrigen fundamentalen Kräften. Ab einem bestimmten Abstand wird die Bindungsenergie so groß, dass daraus ein Quark-Antiquark-Paar gebildet wird, welches sich so auf die übrigen Quarks aufteilt, dass nun zwei getrennte farbneutrale Zustände vorhanden sind.

Die Feldtheorie, die der starken Wechselwirkung zugrunde liegt, ist die **Quantenchromodynamik (QCD)**. Die Kopplungskonstante α_s , welche die starke Wechselwirkung zwischen Teilchen beschreibt, hängt hier signifikant vom Lorentz-invarianten Quadrat des Vierer-Impulsübertrags $Q^2 = -q^2$ ab. Störungsrechnung in der QCD kann man nur für α_s sehr viel kleiner als Eins betreiben und dies ist bei großen Q^2 gewährleistet. Über die Q^2 -Abhängigkeit der Kopplungskonstante ist auch eine Abhängigkeit vom Abstand zwischen farbgeladenen Teilchen gegeben und zwar gilt für sehr kleine Abstände, dass Q^2 große Werte annimmt. Ganz allgemein benötigt man für die Auflösung von Strukturen bei Streuexperimenten Wellenlängen in gleicher Größenordnung wie das betrachtete Objekt. Über die De-Broglie-Beziehung $\lambda = h/p$ sind hierzu für geringer werdende Ausdehnungen also immer größere Impulse notwendig [1]. Für die Erforschung der starken Kraft ist daher der Bau von neuen Beschleunigeranlagen, die zur Erzeugung von höheren Energien als bisher befähigen, unabdingbar. Erst dadurch kann man zu neuen Erkenntnissen

gelangen, wie die starke Kraft die Quarks zu Nukleonen bindet und darauf aufbauend auch die Atomkerne zusammenhält.

1.2 Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment

An der GSI¹ soll zur Erforschung kernphysikalischer Fragestellungen und Themen der Hadronenphysik eine neue Beschleunigeranlage namens FAIR² errichtet werden, deren Fertigstellung im Jahr 2016 geplant ist. Mit einer angestrebten Energie der Antiprotonen von bis zu 15 GeV würde diese Anlage eine Vielzahl an einzigartigen Experimenten ermöglichen.

Der $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ ³-Detektor soll sich dieser hochwertigen Antiprotonenstrahlen im HESR⁴ bedienen und infolge ihrer Annihilation an ortsfesten Targetteilchen die Reaktionsprodukte nachweisen und vermessen. Die Antiproton-Proton-Kollisionen bei einer vorgesehenen Schwerpunktsenergie im Bereich von 2,2 GeV bis 5,5 GeV ermöglichen die Erzeugung von gluonischen Anregungszuständen und schweren Hadronen aus Strange- und Charm-Quarks in allen Quantenzahlen J^{PC} , mithilfe derer man zu neuen Erkenntnissen im Verständnis der starken Wechselwirkung gelangen kann [2].

1.2.1 Forschungsziele beim $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment

Die wichtigsten Experimente, die am $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor im Rahmen des Antiproton-Programms durchgeführt werden sollen, sind in den folgenden Punkten aufgeführt:

- **Spektroskopie von Charmonium-Zuständen**

Spektroskopie bezeichnet ganz allgemein die Untersuchung des Anregungsspektrums von Zuständen. *Charmonium* nennt man ein mesonisch gebundenes System aus einem Charm- und einem Anticharm-Quark, das in vielen angeregten Zuständen vorliegen kann. Antiproton-Proton-Annihilationen am $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment eignen sich sowohl quantitativ als auch qualitativ sehr gut für die Erzeugung von $c\bar{c}$ -Teilchen⁵, da hierbei Zustände mit allen Quantenzahlen direkt gebildet werden

¹Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt, Deutschland

²Facility for Antiproton and Ion Research

³Antiproton Annihilations at Darmstadt

⁴High-Energy Storage Ring

⁵Bei voller Luminosität mehrere Tausend $c\bar{c}$ -Zustände pro Tag. Massenbestimmung mit einer Genauigkeit in der Größenordnung von 100 keV und Messung der Breiten auf 10 % genau oder besser [2].

können. Das Charm-Quark bietet sich aufgrund seiner, im Vergleich zum Up-, Down- und Strange-Quark, höheren Masse für nichtrelativistische, störungstheoretische Rechnungen an. Infolge dessen kann die Spektroskopie von Charmonium Aufschluss über das Wechselwirkungspotential der starken Kraft und speziell das Confinement geben [3].

- **Erzeugung von gluonischen Anregungszuständen**

Wie im vorigen Abschnitt 1.1 beschrieben, existieren nur stark gebundene Zustände, die farbneutral sind. Neben den Mesonen und Baryonen sind weitere Zustände denkbar, die in ihrer Kombination „weiß“ sind. So werden Hybrids und Glueballs als Teilchen mit gluonischen Freiheitsgraden von der Theorie vorhergesagt. Hybrids stellen eine Mischform aus Quark, Antiquark und Gluon dar, also $q\bar{q}g$. Glueballs bestehen dagegen nur aus Gluonen in der Form gg oder ggg . Durch die Antiproton-Proton-Annihilationen versucht man beim PANDA-Experiment, diese Teilchen im Bereich der Charmonium-Masse ($3 \text{ GeV}/c^2$ bis $5 \text{ GeV}/c^2$) zu erzeugen. Ihr Nachweis wäre eine gute Bestätigung des momentanen Verständnisses der starken Wechselwirkung [3].

- **Bestimmung der Eigenschaften von Hadronen innerhalb von Atomkernen**

Man möchte sich der Fragestellung zuwenden, wie sich Hadronen mit Charm-Quarks in Kernmaterie verhalten, also wie sich deren Eigenschaften verändern und wie man ihre Wechselwirkung mit den sonstigen Kernbausteinen beschreiben kann [3]. Diese Ausweitung bisheriger Untersuchungen mit leichten Quarks soll neue Kenntnisse zum Ursprung der Hadronmasse im Bezug auf die spontane Brechung der chiralen Symmetrie in der QCD und ihre teilweise Aufhebung in hadronischer Materie liefern [2].

- **Suche nach Zerfällen mit CP-Verletzung**

Das Universum würde nicht in der heutigen Form bestehen, wären Teilchen und Antiteilchen in gleicher Häufigkeit vertreten. Da sie sich gegenseitig vernichtet hätten, wäre eine Formung der überwiegenden Teilchen zu Masse nicht möglich gewesen. Eine Ursache für das Ungleichgewicht könnte in der CP-Verletzung begründet sein. Die CP-Symmetrie ist eine Kombination aus Raumspiegelung (Paritätsoperation P) und anschließender Ladungskonjugation C, die das Ersetzen von Teilchen durch ihre Antiteilchen bedeutet. Beim schwachen Zerfall der neutralen Kaonen ist diese Symmetrie beispielsweise verletzt. Im PANDA-Experiment möchte man sich auf die Suche nach weiteren Zerfällen mit CP-Verletzung im Charm- und Strangeness-Sektor begeben [3].

- **Untersuchung von D-Meson-Zerfällen**

Beim $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment kann eine große Menge an D-Mesonen erzeugt werden, wodurch seltene schwache Zerfälle dieser charmhaltigen Mesonen möglicherweise beobachtbar sind. Deren Untersuchung kann die Aussagen des Standardmodells in Bezug auf die schwache Wechselwirkung überprüfen und gegebenenfalls ausbauen [4].

- **Erforschung der Struktur des Nukleons mit elektromagnetischen Prozessen**

Bei $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ sind auch elektromagnetische Prozesse einbezogen. Die Untersuchung der Struktur der Nukleonen ist beispielsweise durch Compton-Streuung unter großen Winkeln (WACS⁶) oder auch durch die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$ gewährleistet. Anhand dessen lassen sich die elektromagnetischen Formfaktoren des Protons über einen ausgedehnten q^2 -Bereich bestimmen [2].

- **Erzeugung von Hyperkernen**

Auf dieses spezielle Forschungsprogramm beim $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment wird im folgenden Kapitel 2.2 detailliert eingegangen.

1.2.2 Der $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor

Der $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor befindet sich im HESR und muss den im vorigen Abschnitt aufgezählten Forschungsprojekten gerecht werden. Sowohl geladene als auch neutrale Teilchen im Energiebereich von 10 MeV bis zu 10 GeV müssen hier nachgewiesen und identifiziert werden können. Zur Abdeckung des gesamten Raumwinkels 4π gliedert sich der $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor in ein Target- und ein Vorwärts-Spektrometer, welche beide mehrere Lagen an unterschiedlichen Detektorelementen beinhalten, die zylindrisch um das Strahlrohr angeordnet sind. Da einige Experimente spezielle Anforderungen an den Aufbau stellen, wurde eine modulare und flexible Struktur gewählt, um einzelne Detektormodule austauschen zu können [2]. Abbildung 1.1 gibt einen räumlichen Überblick über die Abmessung und die Anordnung der Detektorelemente. Ein schematischer seitlicher Aufriss des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors ist in Abbildung 1.2 dargestellt.

Der HESR speichert und beschleunigt die für die Experimente erforderlichen Antiprotonen und soll sowohl über eine stochastische Kühlung als auch über eine Elektronenkühlung verfügen, um höchste Strahlqualität bei

⁶Wide Angle Compton Scattering

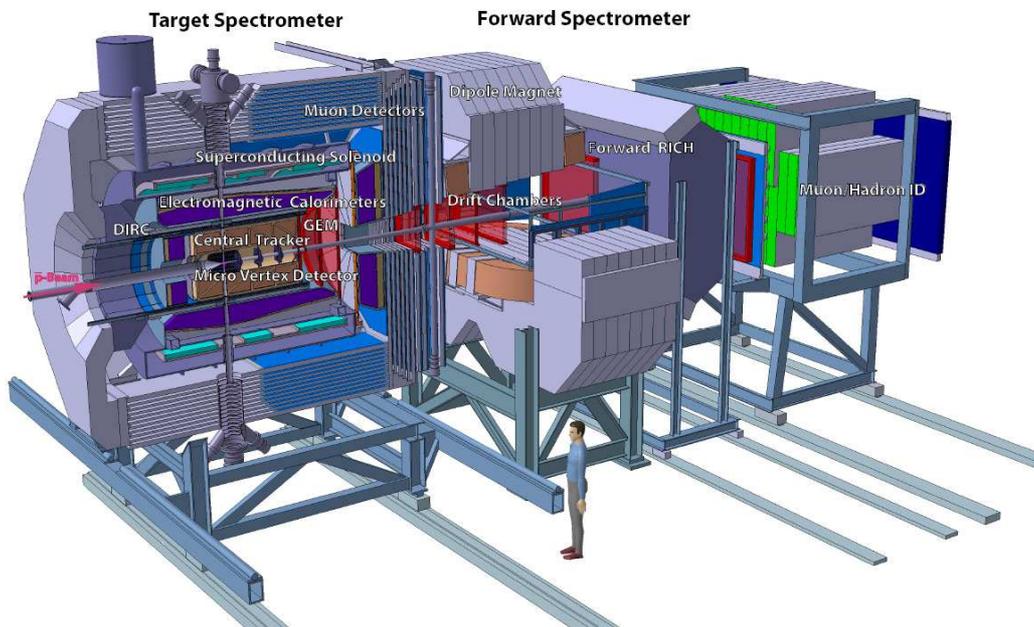


Abbildung 1.1: Räumliche Ansicht des $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektors [2]. Der Antiprotonenstrahl des HESR tritt von links in das Target-Spektrometer ein.

10^{11} Antiprotonen zu gewährleisten. Die Antiprotonen treffen dann im vorderen Spektrometer auf ein internes Target, das entweder als Cluster-Jet-Target oder Pellet-Target ausgeführt sein wird. In beiden Fällen würde mit ungefähr $4 \cdot 10^{15}$ Wasserstoffatomen pro cm^2 gearbeitet, um die angestrebte Luminosität von $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erzielen zu können [2].

Derzeit wird die Arbeit an beiden Targetvarianten vorangetrieben und daneben auch das Target für das Hyperkernprogramm entwickelt, für welches das Spektrometer in diesem Bereich umgebaut werden muss. Beim Cluster-Jet-Target bilden Wasserstoffmoleküle, die nach dem Einströmen von kaltem und komprimiertem Wasserstoffgas ins Vakuum verflüssigen, einen schmalen Strahl an Clustern, der senkrecht zur Strahlachse der Antiprotonen verläuft. Im Falle des Pellet-Targets fallen kleine gefrorene Wasserstoff-Kügelchen orthogonal in den Strahlengang. Beide Möglichkeiten können in Relation zur Bewegungsrichtung der Antiprotonen als ortsfest angesehen werden und führen zu einer Rate von bis zu $2 \cdot 10^7$ Annihilationen pro Sekunde [2]. Die Ausführung der Targetregion für die Erzeugung von Hyperkernen wird in Kapitel 2.4 beschrieben.

Für Reaktionsprodukte, die nach der $\bar{p}p$ -Annihilation unter einem größeren Winkel als 22° zur Strahlachse ausgesendet werden, erfolgt der Nachweis im

fassförmigen Teil des Target-Spektrometers, der den Wechselwirkungspunkt umgibt. Alle Teilchen, die in vertikaler Richtung in einen Winkel zwischen 5° bis zu 22° emittiert werden und in horizontaler Richtung einen Bereich von 10° bis 22° abdecken, werden in den Endkappen des Target-Spektrometers detektiert. Die Reaktionsprodukte mit geringem transversalen Impuls gelangen in das Vorwärts-Spektrometer, siehe Abbildung 1.2.

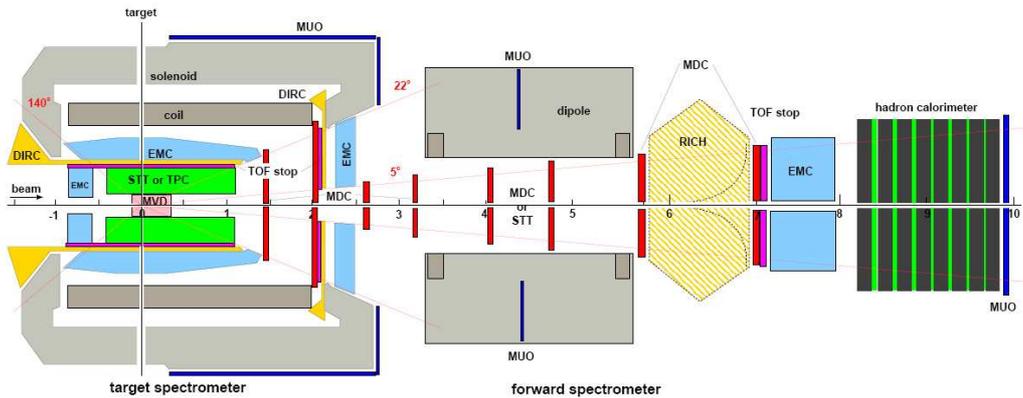


Abbildung 1.2: Schematischer Aufriss des PANDA-Detektors von der Seite entsprechend Abbildung 1.1 [3].

Der Aufbau des Target-Spektrometers

Das Target-Spektrometer ist aus mehreren zylindrischen Detektionsebenen zusammengesetzt und vermisst Spuren von geladenen Teilchen. Es basiert auf einem supraleitenden Solenoidmagneten, der ein Feld von bis zu 2 T erzeugt. Die einzelnen Ebenen der Schalenstruktur sind die folgenden [2]:

Die innerste Stufe um den Interaktionspunkt stellt der Mikrovertex-Detektor (MVD) dar. Dem MVD obliegt die Aufgabe, die sekundären Zerfallsvertices der kurzlebigen D-Mesonen und Hyperonen präzise aufzulösen. Hierzu ist er mit strahlungsresistenten Silizium-Pixel- und Silizium-Streifendetektoren ausgestattet. Um das Strahlrohr werden vier zylindrische Ebenen der Halbleiterdetektoren angeordnet sein, in der Vorwärtsrichtung sind acht Siliziumscheiben vorgesehen. Die jeweils innersten beiden Schichten werden mit Pixel-Detektoren bestückt. Die beiden äußeren Ebenen sind wie die beiden letzten Scheiben rein mit Streifendetektoren ausgerüstet. Für die vier mittleren Scheiben ist eine Kombination aus Pixeldetektoren nahe der Strahlröhre und Streifendetektoren für größere Radien nützlich.

An den MVD schließt sich der zentrale Tracker an, der die Spurrekonstruktion vervollständigen soll und für den im Bereich großer Winkel noch zwischen zwei Optionen gewählt werden kann. Einerseits steht ein **Straw Tube Tracker** (STT) zur Disposition und zum anderen wird eine **Time Projection Chamber** (TPC) in Betracht gezogen. Dies sind beides Gasdetektoren, die eine Vielzahl an Spurpunkten aufnehmen können. Über die Krümmung der Teilchentrajektorien im Feld, das durch den Solenoidmagneten hervorgerufen wird, ist eine Impulsbestimmung gewährleistet. Für eine genaue Massenrekonstruktion ist eine Impulsauflösung von etwa 1 % wünschenswert. Drei Gruppen von ebenen GEM⁷-Detektoren sind für die Abdeckung des kleinen Winkelbereichs unter 22° für den zentralen Tracker gewählt, denn hier müssen hohe Zählraten und das Magnetfeld von 2 T vertragen werden.

Zur Identifikation der entstandenen geladenen Teilchen mit Impulsen über 1 GeV/c folgen nun Čerenkov-Detektoren, die nach dem DIRC⁸-Prinzip arbeiten. Sind geladene Teilchen in einem Medium schneller als sich Licht darin fortbewegt, so werden Čerenkov-Photonen emittiert. Über deren Austrittswinkel, den man mit MCP⁹-Photomultipliern messen möchte, ist ein Rückschluss auf die Geschwindigkeit gegeben. In Verbindung mit dem zuvor ermittelten Impuls lässt sich nun die Teilchenmasse feststellen und somit das Teilchen identifizieren. Für Winkel über 22° werden Quarzstäbe wie die vorhergehenden Detektorelemente in einer Fassform positioniert und als Endkappe in Vorwärtsrichtung dient eine Anordnung als Scheibe.

Für langsamere Teilchen ist eine Flugzeitmessung (TOF¹⁰) mit sehr guter Auflösung für die Identifikation nötig. Um einen zusätzlichen Startzeit-Detektor zu umgehen, werden lediglich relative Zeitabstände zwischen Teilchen aufgenommen.

Zusätzliche Information erhält man im niederenergetischen Bereich durch die Energieverlustmessungen, welche die Tracking-Detektoren liefern.

Die nachfolgende Detektorschicht wird von einem **elektromagnetischen Kalorimeter** (EMC) gebildet, welches wiederum als Zylinder um die Targetregion und als planare Endkappen für Teilchen mit geringem transversalen Impuls ausgeführt ist. Das EMC ermöglicht die Energiemessung mit einer angepeilten Auflösung von 2 % bei 1 GeV. Hierzu wird es aus PbWO₄-Kristallen mit 20 cm Länge bestehen, die für einen erhöhten Photonenertrag auf -25°C

⁷**Gas Electron Multiplier**

⁸**Detection of internally reflected Čerenkov light**

⁹**Micro-Channel Plate**

¹⁰**Time-of-Flight**

herabgekühlt werden. PbWO_4 ist ein sehr dichtes anorganisches Szintillatormaterial mit einer kurzen Strahlungslänge¹¹ und ausreichender Schnelligkeit für die hohen Zählraten. Für die Auslese der Kristalle in zylindrischer Anordnung werden **A**valanche **P**hotodi**o**den (APD) eingesetzt und für die Auslese der vor und nach dem Interaktionspunkt gelegenen Endkappenkristalle sollen Vakuum-Phototrioden sorgen.

Myon-Detektoren beschließen die Nachweiselemente im Target-Spektrometer. Sie werden als Driftkammern ausgestaltet und in mehreren Lagen in das Rückführjoch des Solenoidmagneten integriert. Die Myonen sind ein wichtiger Indikator für verschiedenste Zerfallskanäle, die bei den $\bar{\text{P}}$ ANDA-Experimenten auftreten. Allerdings muss zwischen diesen und dem Pionenhintergrund mit seinen Zerfallsmyonen unterschieden werden können. Das gewährleistet eine Energieverlustmessung im Arrangement aus den Driftkammern mit den Eisenschichten des Rückführjochs als Absorber.

Der Aufbau des Vorwärts-Spektrometers

Das Vorwärts-Spektrometer basiert auf einem Dipolmagneten mit einem Feldintegral von bis zu 2 Tm. Es weist die folgende Detektorstruktur für geladene Teilchen auf [2]:

Für das Tracking der im Feld des Dipolmagneten abgelenkten Teilchenbahnen sind sechs Drahtkammern vorgesehen, wobei sich zwei vor, zwei inmitten und zwei nach dem Magneten befinden. Diese werden entweder in Form von kleinen Driftkammern (MDC¹²) oder als Straw Tubes vorliegen. Jede der Kammern enthält drei Drahtebenen, wodurch für Protonen mit 3 GeV/c eine Impulsauflösung von 0,2% gelingen soll.

Die Aufgabe der Teilchenidentifikation wird im Vorwärts-Spektrometer von RICH¹³- und Flugzeit-Detektoren übernommen.

Im RICH-Detektor wird wie beim DIRC die Entstehung von Čerenkov-Photonen ausgenutzt, die hier von Photomultipliern ausgelesen werden. Darüber wird zwischen Pionen, Kaonen und Protonen unterschieden.

Flächen aus Plastikszintillatoren, die oben und unten mit Photomultipliern bestückt sind, geben das Stoppsignal für eine relative Flugzeitmessung und

¹¹Die Strahlungslänge X_0 gibt diejenige Länge an, nach der die Energie auf den Anteil $1/e$ abgesunken ist. In den 20 cm-Kristallen befinden sich ungefähr 22 Strahlungslängen.

¹²Mini Drift Chambers

¹³Ring Imaging Čerenkov Counter

unterscheiden ihrerseits Pionen von Kaonen und Kaonen von Protonen.

Weiter in Strahlrichtung schließt sich als nächstes ein EMC in Shashlyk-Ausführung an. Das bedeutet, dass sich Szintillatorschichten und Ausleseschichten aus Wellenlängenschiebern abwechseln. Es wird Elektronen und Protonen mit hoher Auflösung und Effizienz vermessen.

Abschließendes Element ist auch hier ein Detektor für Myonen, der dem im Target-Spektrometer ähnelt aber für höhere Impulse ausgelegt ist.

Kapitel 2

Das sekundäre Target bei PANDA

2.1 Hyperonen

Protonen und Neutronen, gemeinsam als *Nukleonen* bezeichnet, stellen die Bausteine der Atomkerne dar. Sie sind Fermionen mit Spin $1/2$ und unterliegen als solche jeweils dem Pauli-Prinzip, welches besagt, dass ununterscheidbare Teilchen mit halbzahligem Spin in mindestens einer Quantenzahl verschieden sein müssen. Als Konsequenz davon entsteht die getrennte Schalenstruktur eines Kerns für die Protonen und Neutronen. Das bedeutet, dass die beiden Teilchensorten nach ihren Quantenzahlen erlaubte diskrete Energieniveaus eines Atomkerns besetzen bzw. nur diese besetzen können. Man kann in die Schalenanordnung allerdings einen zusätzlichen Freiheitsgrad einbringen, indem man das Up- oder Down-Quark innerhalb eines Nukleons durch ein Strange-Quark ersetzt. Baryonen mit eingebauten s-Quarks und noch ohne schwerere Quarks als dieses nennt man *Hyperonen*¹ und Atomkerne, die Hyperonen einschließen, *Hyperkerne*.

¹Hyperonen werden allgemein mit dem Buchstaben Y abgekürzt.

Die folgende Tabelle listet die leichtesten Baryonen mit $J^P = \frac{1}{2}^+$ auf:

		\mathbf{I}_3				
		-1	$-\frac{1}{2}$	0	$+\frac{1}{2}$	+1
0			n		p	
S	-1	Σ^-		$\Lambda^0 \Sigma^0$		Σ^+
-2			Ξ^-		Ξ^0	

Tabelle 2.1: Das Baryonoktett der leichtesten Baryonen mit den Quantenzahlen $J^P = \frac{1}{2}^+$. Die Strangeness-Quantenzahl S wird dabei gegen die dritte Komponente des Isospins aufgetragen.

Die Quarkinhalte der Baryonen sind: $|n\rangle = |udd\rangle$, $|p\rangle = |uud\rangle$,
 $|\Sigma^-\rangle = |dds\rangle$, $|\Lambda^0\rangle = |uds\rangle$, $|\Sigma^0\rangle = |uds\rangle$, $|\Sigma^+\rangle = |uus\rangle$
 und $|\Xi^-\rangle = |dss\rangle$, $|\Xi^0\rangle = |uss\rangle$

Die starke Wechselwirkung verändert im Gegensatz zur schwachen Wechselwirkung nicht die Art der Quarks, den sogenannten *Quarkflavor*. Dies formuliert man in der Erhaltung der Quantenzahl Strangeness. Ein einzelnes s-Quark bekommt die Quantenzahl $S = -1$ zugewiesen, für ein \bar{s} -Quark beträgt sie $+1$. Die Strangeness ist eine additiv erhaltene Quantenzahl, das bedeutet, dass die Anzahl der \bar{s} -Quarks minus der Anzahl der s-Quarks vor und nach dem Wirken der starken Kraft gleich ist [1].

2.2 Motivation zur Hyperkern-Erzeugung

Wenn Nukleonen in einem Atomkern keine zusätzliche Anregungsenergie von außen zugeführt bekommen, also im Falle von Temperatur $T = 0 \text{ K}$, bevölkern sie die niedrigst möglichen Energiezustände ohne Lücke. Die Wechselwirkung unter ihnen kann dann lediglich ein Tauschen ihrer Position innerhalb dieser Schalenzustände verursachen. Da die Besetzung der Zustände gleich bleibt, sind diese Platzwechsel und folglich die zugrundeliegende Wechselwirkung von außen nicht feststellbar [1].

Eine Möglichkeit, diese Prozesse erforschen zu können, stellt nun das Einbringen eines Hyperons in den Kern dar. Das Hyperon ist von den Protonen und Nukleonen unterscheidbar und unterliegt somit in diesem System nicht dem Pauli-Prinzip. Es kann daher beliebige Energieniveaus besetzen.

Das Λ -Teilchen kann zum Beispiel als leichtestes Hyperon weder frei noch in einem Kern gebunden über die starke Wechselwirkung zerfallen, da die Strangeness-Quantenzahl erhalten sein muss. Der einzige Zerfallskanal bietet sich durch die schwache Wechselwirkung, die den Quarkflavor s umwandelt. Seine Lebensdauer liegt dadurch in der Größenordnung von 10^{-10} s, was für spektroskopische Untersuchungen ausreichend ist und die Erforschung der kernphysikalischen Eigenschaften von Hyperkernen zulässt. Die Schlussfolgerungen aus diesen Messungen verraten dann auch etwas über die Struktur der Nukleonen im Atomkern [1]. Auf Grundlage dessen lassen sich theoretische Vorhersagen überprüfen und weiterentwickeln.

Beim PANDA-Experiment stehen überdies die nachfolgenden Forschungsziele an Doppel-Hyperkernen im Vordergrund [4]:

- **Untersuchung der Baryon-Baryon-Wechselwirkung**

Aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer stehen keine Hyperontargets für Streuexperimente zur Verfügung. Um die Hyperon-Hyperon-Wechselwirkung untersuchen zu können, die erst ein fortgeschrittenes Verständnis der quark-abhängigen Baryon-Baryon-Wechselwirkung liefern kann, bietet sich einzig die genaue Spektroskopie von Doppel-Hyperkernen an, die bei PANDA durchgeführt werden soll.

- **Betrachtung schwacher Zerfälle des Λ -Hyperons im Kern**

Ein freies Λ -Teilchen zerfällt zu etwa 99,7% in einen der schwachen, pionischen Kanäle: $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ oder $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ [5]. Befindet sich das Λ -Teilchen ruhend in einem schweren Kern, so sind diese Zerfälle aufgrund des Pauli-Prinzips jedoch unterdrückt. Die Energie, die dabei nämlich auf das im Kern verbleibende Nukleon übertragen würde, wäre zu gering, als dass dieses ein noch unbesetztes und demnach energetisch hohes Niveau besetzen könnte.

Dagegen sind die nichtmesonischen schwachen Zerfallsprozesse $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda N$ und $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma N$ in Doppel-Hyperkernen erlaubt. Ihre Untersuchung liefert Erkenntnisse zur Vier-Baryonen-Wechselwirkung, welche die Strangeness nicht erhält, und zur $\Lambda\Lambda K$ -Kopplung.

- Suche nach exotischen Zuständen aus Quarks

Theoretisch wäre ein gebundener Zustand aus sechs Quarks mit Strangeness -2 denkbar, der aus den Quarks $uuddss$ aufgebaut ist und *H-Dibaryon* genannt wird. Ein solcher Zustand könnte möglicherweise aus dem langlebigen Λ - Λ -Hyperkern entstehen. Daten von Doppel-Hyperkernen deuten darauf hin, dass kein gebundenes, freies H-Dibaryon existiert. Allerdings könnte ein solcher Zustand in Atomkernen vorliegen. Durch das präzise Vermessen der Energieniveaus in den Doppel- Λ -Hyperkernen bei PANDA erhofft man sich Antwort auf die Frage nach der Existenz von H-Dibaryonen.

2.3 Erzeugung von Doppel- Λ -Hyperkernen bei PANDA

Abbildung 2.1 gibt einen Überblick über den zweistufigen Prozess zur Erzeugung von Doppel- Λ -Hyperkernen:

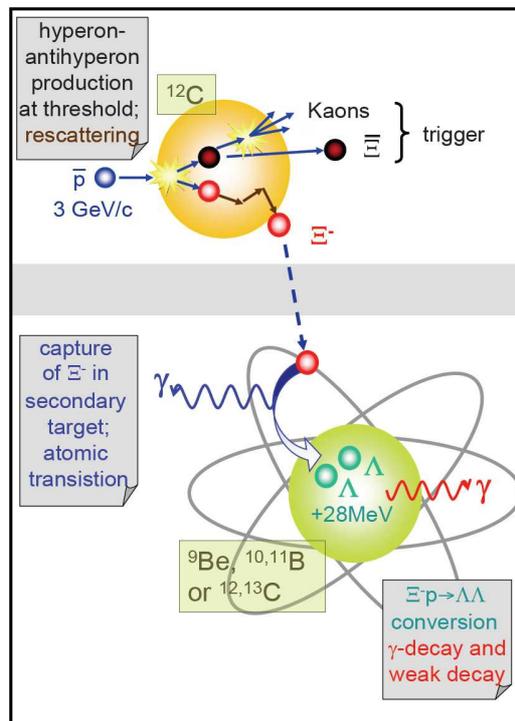


Abbildung 2.1: Darstellung der Stufen der Doppel-Hyperkern-Erzeugung [4].

Die Antiprotonen im HESR werden mit einem Impuls von 3 GeV/c auf ein ortsfestes Kohlenstoff-Target am Eingang des zentralen Tracking-Detektors geschossen. Dabei treffen sie entweder auf ein Proton oder ein Neutron im ^{12}C -Kern und bilden die für das Experiment unverzichtbaren Ξ^- -Teilchen nach der Reaktion $\bar{p} + p \rightarrow \Xi^- \bar{\Xi}^+$ bzw. $\bar{p} + n \rightarrow \Xi^- \bar{\Xi}^0$ mit einem erwarteten Wirkungsquerschnitt von $2 \mu\text{barn}$ pro Nukleon. Die $\bar{\Xi}$ verlassen den ^{12}C -Kern oder erzeugen durch Stöße mit weiteren Protonen und Neutronen Kaonen. Diese Teilchen können in der Folge im bestehenden Detektorsystem zum Triggern verwendet werden. Die Ξ^- erfahren innerhalb des primären Kohlenstoff-Targetkerns elastische Streuung bevor sie diesen verlassen und anschließend ins sekundäre Target eindringen.

Das sekundäre Target besteht aus sich abwechselnden aktiven Schichten von Silizium-Streifensensoren und inaktiven Absorberschichten. Hierin werden die Ξ^- verlangsamt und solche, die nach dem primären Target Impulse in der Größenordnung von 200 MeV/c trugen, letztendlich abgestoppt, siehe Abbildung 2.4. Daraufhin kann ein Ξ^- aufgrund seiner negativen Ladung von einem Atom des Absorbermaterials eingefangen und in die Elektronenhülle eingebaut werden. Unter Aussendung von γ -Strahlung wird es anschließend vom Kern eingefangen, in dem dann bei einer vermuteten fünfprozentigen Wahrscheinlichkeit durch Konversion mit einem Proton die beiden Λ -Teilchen gebildet werden, $\Xi^- p \rightarrow \Lambda \Lambda$. Somit ist ein Doppel- Λ -Hyperkern erzeugt, der sich in einem angeregten Zustand befindet. Unter nahezu isotroper Aussendung von γ -Quanten geht er in den Grundzustand über [4].

Zur Messung dieser γ -Strahlung sind Germanium-Detektoren in Rückwärtsrichtung des Antiprotonstrahls vorgesehen, die für maximale Effizienz so nahe wie möglich am primären Target positioniert sein sollen, siehe Abbildung 2.2.

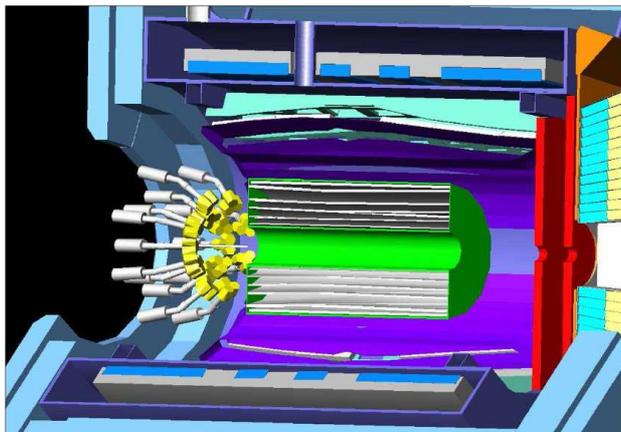


Abbildung 2.2: Einpassung der Germanium-Cluster-Detektoren in das Target-Spektrometer für das Doppel-Hyperkern-Programm [4]. Der Strahl der Antiprotonen dringt von links ein, das heißt, dass das Arrangement der Germanium-Detektoren in dessen Rückwärtsrichtung positioniert ist. Damit wird die Vielzahl an entstandenen Teilchen in Vorwärtsrichtung umgangen und die nahezu isotrop emittierten Photonen können problemloser vermessen werden.

2.4 Aufbau und Platzierung des sekundären Targets

Das sekundäre Target umgibt unmittelbar das primäre Target für das Doppelhyperkernexperiment. Der für die sonstigen Forschungsprojekte verwendete Mikrovertex-Detektor muss zur Vermeidung von Strahlenschäden entfernt werden können, was ein sehr anpassungsfähiges Detektorkonzept erfordert. Im Vergleich der Abbildungen 1.2 und 2.2 ist außerdem gut erkennbar, dass für die hier beschriebenen Messungen die Germanium-Detektoren an die Stelle der vorderen EMC-Endkappe treten.

Das sekundäre Target ist speziell auf das Abstoppen der Ξ^- ausgerichtet und daher an die Abbremszeit, an deren mittlere Lebensdauer, in Ruhe $\tau = 163,9$ ps [5], und die Geometrie angepasst:

Die Abbremszeit der Ξ^- im sekundären Target ist links in Abbildung 2.3 gegen ihren Einfallsimpuls aufgetragen. Diese muss mit der Lebensdauer der Ξ^- verglichen werden. Nach der Bethe-Bloch-Formel, siehe Gleichung (3.3), zerfallen schnelle Ξ^- noch bevor sie abgebremst werden. Da zwischen dem primären und dem sekundären Target noch ein Zwischenraum für die Strahlröhre verbleiben muss, zerfallen auch sehr langsame Teilchen schon vor dem

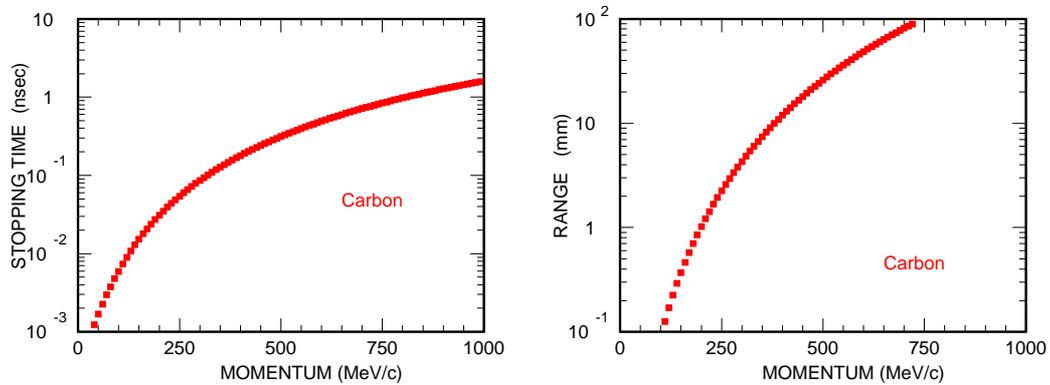


Abbildung 2.3: Links: Abbremszeit von Ξ^- -Teilchen in Kohlenstoff in Abhängigkeit des Einfallsimpulses. Rechts: Reichweite von Ξ^- -Teilchen in Kohlenstoff in Abhängigkeit des Einfallsimpulses.

Erreichen des sekundären Targets.

Berücksichtigt man diese Kriterien, so ergibt sich das in Abbildung 2.4 veranschaulichte Maximum der Abstoppwahrscheinlichkeit von Ξ^- -Teilchen in Kohlenstoff und Silizium. Aus diesen Betrachtungen geht auch hervor, dass für ein effektives Abbremsen möglichst keine Luftspalte zwischen den Detektor- und den Absorberlagen verbleiben sollten. Auf der Frage, ob sich die Effizienz und die Messergebnisse von Silizium-Streifendetektoren in direktem Absorberkontakt verändern, beruhen die in den nachfolgenden Kapiteln beschriebenen Untersuchungen.

Die Reichweite, die rechts in Abbildung 2.3 in Abhängigkeit des Einfallsimpulses gezeigt ist, legt schließlich die Dicke des sekundären Targets für die Impulse im Bereich um das Maximum von ungefähr 100 MeV bis 500 MeV fest. Daneben soll das sekundäre Target allerdings auch ein Tracking der schwachen Zerfallsprodukte ermöglichen, die für den Zerfall der leichten Doppel-Hyperkerne sowohl nichtmesonisch als auch mesonisch sein können. Das sekundäre Target ist zwar noch nicht optimiert, aber zurzeit wird eine Dicke von etwa 26 mm erwartet, in der sich zwanzig Schichten an Silizium-Streifendetektoren mit Lagen von Absorbermaterial abwechseln. Abbildung 2.5 stellt das sekundäre Target schematisch dar. In den vier Quadranten um die Strahlführung sollen unterschiedliche Absorbermaterialien zum Einsatz kommen, geplant sind ^9Be , $^{10,11}\text{B}$ oder $^{12,13}\text{C}$.

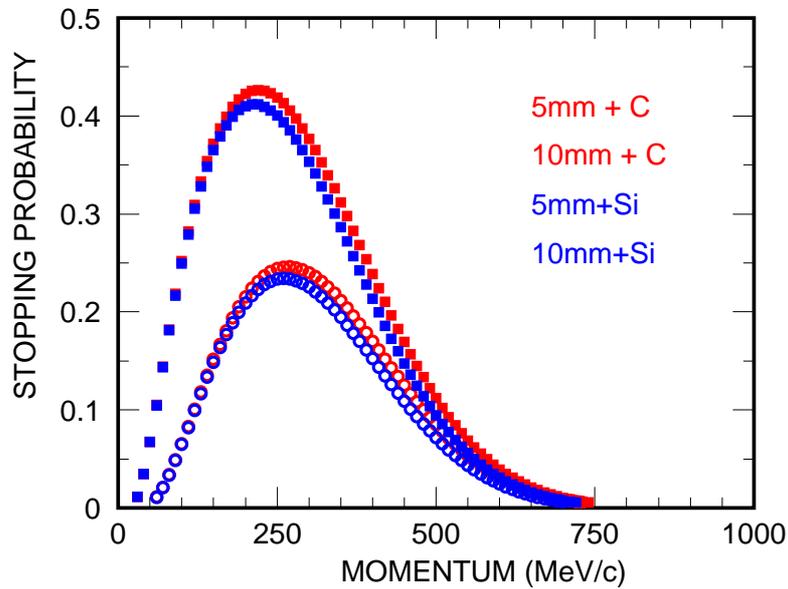


Abbildung 2.4: Wahrscheinlichkeit, ein Ξ^- mit dem entsprechenden Impuls in Kohlenstoff beziehungsweise Silizium abzustoppen. Die höheren Verteilungen gehen von einem Durchmesser der Strahlröhre von 10 mm aus, an die sich das sekundäre Target unmittelbar anschließt, die unteren von 20 mm.

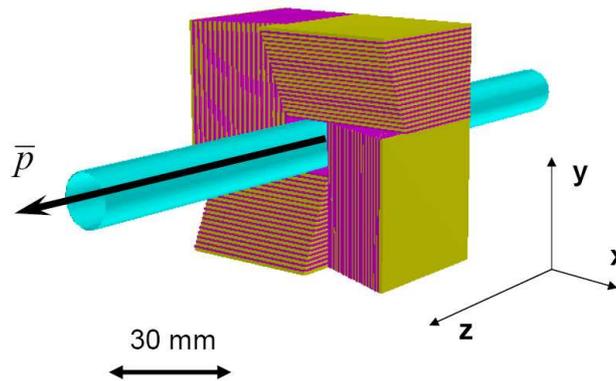


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau des sekundären Targets [4]. Die vier Quadranten um die Strahlführung sollen mit unterschiedlichem Absorbermaterial ausgeführt sein.

Kapitel 3

Silizium-Streifendetektoren

3.1 Energieverlust von Teilchen in Materie

Für den Nachweis von Teilchen in Detektoren ist immer eine Wechselwirkung mit Materie notwendig. Der größte Unterschied bei solchen Prozessen liegt in der Eigenschaft der elektrischen Ladung begründet, welche das Projektil trägt. Während beispielsweise das elektrisch neutrale Photon erst durch Photoeffekt, Comptoneffekt oder Paarbildung Elektronen erzeugt, die für den indirekten Nachweis herangezogen werden können, gelten für geladene Teilchen andere Wechselwirkungsarten, die hier aufgeführt werden sollen [6].

3.1.1 Energieverlust durch Anregung und Ionisation

Geladene Teilchen geben beim Durchqueren von Materie aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung ihre Energie sukzessive bis zur Absorption ab [1].

Zum einen kann das Teilchen ein in der Atomhülle des Mediums gebundenes Elektron anregen, es also in einen energetisch höheren Zustand versetzen. Das angeregte Atom geht danach durch Emission eines Photons wieder in seinen Grundzustand über.

Der bedeutsamere Prozess, *Ionisation* genannt, ist allerdings ein reiner Stoß, bei dem das Projektil so viel Energie auf das Hüllenelektron überträgt, dass dieses komplett aus dem Atom herausgeschlagen wird. In Abhängigkeit der Masse m und des Impulses

$$p = \gamma m_0 \beta c \tag{3.1}$$

eines stoßenden Teilchens ist der maximal mögliche Energieübertrag auf das Elektron

$$E_{kin}^{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{m_0} + \left(\frac{m_e}{m_0}\right)^2} . \quad (3.2)$$

Dabei ist $\beta c = v$ die Geschwindigkeit und m_0 die Ruhemasse des stoßenden Teilchens, sowie $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2} = \sqrt{\frac{1}{1-\beta^2}}$ der Lorentzfaktor [6].

Der durch Ionisation und Anregung hervorgerufene mittlere Energieverlust dE eines geladenen Teilchens pro Wegstrecke dx wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Dabei gilt allerdings die Einschränkung, dass es sich nicht um ein Elektron als stoßendes Teilchen handelt, also $m_0 \gg m_e$ gilt:

$$-\frac{dE}{dx} = \kappa \cdot z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \cdot \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_{kin}^{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad (3.3)$$

$$\text{mit } \kappa = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 . \quad (3.4)$$

Darin ist

- N_A = Avogadrokonstante, $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ Teilchen/Mol
- m_e = Masse des Elektrons
- r_e = klassischer Elektronenradius, $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{m_e c^2}$
- z = Ladung des einfallenden Teilchens in Einheit der Elementarladung
- Z, A = Kernladungszahl und Massenzahl des durchquerten Mediums
- I = eine charakteristische Ionisationskonstante für das durchquerte Material, die durch $I = 16Z^{0,9}$ eV für $Z > 1$ angenähert werden kann.

In der eckigen Klammer werden zwei Korrekturterme subtrahiert [7]:

- Die sogenannte *Dichtekorrektur* $\delta(\beta\gamma)$ berücksichtigt, dass die Teilchen aufgrund ihres elektrischen Feldes eine Polarisation der angrenzenden Atome im Medium verursachen. Aufgrund dessen werden weiter entfernt liegende Elektronen vom Feld des passierenden Teilchens abgeschirmt und dessen Energieverlust ist somit vermindert. Mit steigender Einschussenergie und bei dichterem Transmissionsmaterial wächst der Korrekturterm an.

- Die *Schalenkorrektur* C/Z fällt nur dann ins Gewicht, wenn die Geschwindigkeit der Projektile kleiner als die der gebundenen Elektronen oder vergleichbar ist. Dann nämlich kann die Annahme ortsfester Hüllenelektronen nicht länger aufrecht erhalten werden.

Nähert man den Ausdruck für E_{kin}^{max} in (3.2) mit $m_0 \gg m_e$, so wird daraus

$$E_{kin}^{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad (3.5)$$

und die Bethe-Bloch-Formel (3.3) geht in die ebenfalls häufig in der Literatur angegebene Gleichung

$$-\frac{dE}{dx} = \kappa \cdot z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad (3.6)$$

über.

Man gibt den Energieverlust $-\frac{dE}{dx}$ üblicherweise in der Einheit $\frac{MeV}{g/cm^2}$ mit der Massenbelegung $dx = \rho \cdot ds$ an und macht sich damit zu nutze, dass dx kaum noch Abhängigkeit vom Transmissionsmedium aufweist. In diesem Differential ist ρ die Massendichte und ds wird in SI-Längeneinheiten gemessen.

Der Verlauf des Bethe-Bloch-Energieverlusts ist in Abbildung 3.1 für verschiedene Materialien aufgezeichnet und lässt sich in folgende Bereiche einteilen [6]:

- $\beta\gamma < 3$
Im Bereich von $\beta\gamma$ bis etwa 2 dominiert die Abhängigkeit von $1/\beta^2$, die den Energieverlust proportional dazu abfallen lässt.
- $\beta\gamma \approx 3 - 4$
In dieser Region bildet sich ein breites Ionisationsminimum aus. Relativistische Teilchen ($\beta = 1$), deren minimaler Energieverlust in diesem Bereich liegt, nennt man *minimalionisierende Teilchen* (MIP¹). Die in Abbildung 3.1 ersichtliche Verringerung des Energieverlusts für schwerere Absorbermaterialien ergibt sich größtenteils aus der Z/A -Abhängigkeit in (3.3).

¹Minimum Ionizing Particle

- $\beta\gamma > 4$

Für $\beta\gamma > 4$ steigt der Energieverlust proportional zum logarithmischen Term in der eckigen Klammer von Gleichung (3.3) mit $\ln\gamma$ wieder an. Dieser sogenannte *logarithmische Anstieg* wird durch den oben beschriebenen Dichteeffekt abgeflacht, sodass sich für große Einschussenergien ein Plateau ausbildet.

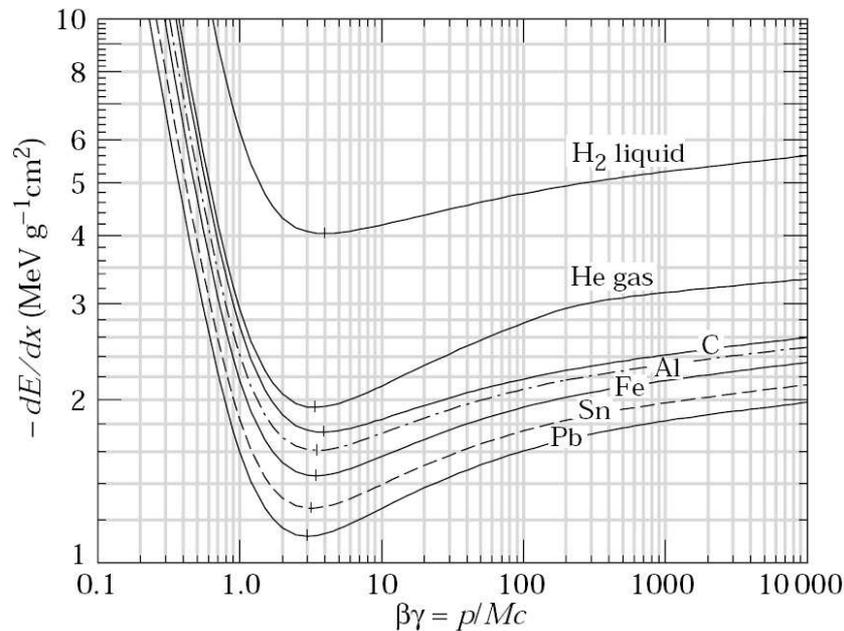


Abbildung 3.1: Mittlerer Energieverlust in verschiedenen Materialien [5]. Bei Auftragung gegen $\beta\gamma$ ergibt sich für alle Materialien ein Minimum im Bereich von 3-4. Dieses liegt aufgrund der Z/A -Abhängigkeit für schwerere Absorbermaterialien tiefer.

Die Bethe-Bloch-Gleichung beschreibt damit den mittleren Energieverlust, den geladene Teilchen beim Durchgang durch Materie aufgrund von Anregung und Ionisation erleiden. Das tut sie bis zu Energien der Größenordnung von 10^2 GeV auch sehr genau, allerdings weicht dieser mittlere Energieverlust insbesondere für kleine dx stark vom wahrscheinlichsten ab. Ursache hierfür sind seltene hohe Energieüberträge auf Elektronen der Atomhülle, die als sogenannte *δ -Elektronen* selbst wiederum Ionisation auslösen können. Die unsymmetrische Verteilung, bei der das Maximum nach links verschoben ist, wird in diesem Fall gut durch eine Landau-Funktion angenähert:

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda}) \right\} \quad (3.7)$$

$$\text{mit } \lambda = \frac{\Delta E - \Delta E^W}{\xi} . \quad (3.8)$$

Darin ist

$$\begin{aligned} \Delta E &= \text{tatsächlicher Energieverlust in der Absorberdicke } x \\ &\quad (x \text{ gemessen in SI-Längeneinheiten)} \\ \Delta E^W &= \text{wahrscheinlichster Energieverlust in } x \end{aligned}$$

und

$$\xi = \frac{1}{2} \kappa \cdot z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \cdot \rho x . \quad (3.9)$$

Der wahrscheinlichste Energieverlust ist für minimalionisierende Teilchen deutlich kleiner als der mittlere Energieverlust. Erst für größere Absorberdicken verringert sich der Ausläufer der Landau-Verteilung auf der Seite höherer Energieverluste und im Falle sehr dicker Absorber, welche die Bedingung $\frac{dE}{dx} \cdot x \gg 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ erfüllen, kann der Energieverlust als Gaußverteilung approximiert werden [6].

Wie bereits eingangs dieses Kapitels erwähnt wurde, gilt die Bethe-Bloch-Formel nicht für Elektronen. Ihr Ionisationsverlust unterliegt den speziellen Bedingungen massengleicher Stoßpartner. Zusätzlich einbezogene Abschirmeffekte liefern für einfallende Elektronen die nachfolgende Gleichung [6]:

$$-\frac{dE}{dx} = \kappa \cdot \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{m_e c^2 \beta \gamma \sqrt{\gamma - 1}}{\sqrt{2} I} + \frac{1}{2}(1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{2\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{16} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \right] . \quad (3.10)$$

Gerade bei Elektronen treten für vergleichsweise viel niedrigere Energien im MeV-Bereich bereits Bremsstrahlungseffekte auf, welche den gesamten Energieverlust beeinflussen. Für schwere Teilchen machen sich Bremsstrahlungsverluste erst für Energien ab $\beta\gamma > 1000$ bemerkbar. Auf die Bremsstrahlung wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

3.1.2 Energieverlust durch Bremsstrahlung

Durchdringen schnelle geladene Teilchen ein Medium, so findet eine elektromagnetische Wechselwirkung auch mit dem Coulombfeld der Atomkerne statt, welche die Teilchen abbremst. Sie verlieren dann kinetische Energie in Form einer Abstrahlung von Photonen, die man *Bremsstrahlung* nennt. Den resultierenden Energieverlust kann man für hohe Energien mit der folgenden Formel berechnen:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \cdot z^2 \frac{Z^2}{A} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 E \cdot \ln \frac{183}{Z^{1/3}} . \quad (3.11)$$

Darin ist

- α = Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante, $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$
- z = Ladung des einfallenden Teilchens in Einheit der Elementarladung
- Z, A = Kernladungszahl und Massenzahl des durchquerten Mediums
- m, E = Masse und Energie des einfallenden Teilchens.

Nimmt man Elektronen als einfallende Teilchen an, die der Bedingung $E \gg \frac{m_e c^2}{\alpha Z^{1/3}}$ genügen, so gilt in (3.11) $z = 1$ und $m = m_e$, womit der Ausdruck innerhalb der geschweiften Klammer zum klassischen Elektronenradius r_e wird.

Die wichtigsten Abhängigkeiten in Gleichung (3.11) sind die Proportionalität zur Energie und die umgekehrte Proportionalität zum Quadrat der Masse des Projektils. Letztere erläutert die am Ende des vorigen Abschnitts getroffene Feststellung, dass Bremsstrahlungsverluste für Elektronen viel relevanter sind als für schwere Teilchen. Für diese dominieren Bremsstrahlungsprozesse den gesamten Energieverlust erst ab einer Energie von 1 TeV [6].

3.2 Das Prinzip von Silizium-Streifendetektoren

Auf den oben genannten Wechselwirkungsprozessen beruhen etliche Detektor-konzepte. Zur Messung von Ionisationsverlusten für Energien im MeV-Bereich eignen sich Halbleiterzähler in hervorragender Weise. Gleichzeitig kann mit ihnen auch eine hohe Ortsauflösung erzielt werden.

3.2.1 Das Halbleitermaterial Silizium

Einzelne Atome eines chemischen Elements besitzen nach dem Bohrschen Atommodell einen positiv geladenen Kern, um den sich Elektronen auf diskreten Bahnen bewegen. Diesen Bahnen entsprechen scharfe Energieniveaus, die mit zunehmender Entfernung vom Kern ansteigen.

Sind die Atome allerdings in einem Kristall angeordnet, so bewirkt deren Wechselwirkung eine Aufspaltung der charakteristischen Zustände und es ergeben sich breite Bänder, welche nicht mehr einem Atom alleine zugeordnet werden können, sondern sich über den gesamten Kristall erstrecken.

Das oberste Band, das bei der Temperatur von $T = 0\text{ K}$ vollkommen mit Elektronen besetzt ist, nennt man das *Valenzband* und das energetisch höhere, welches keine Elektronen beinhaltet, das *Leitungsband*. Der Bereich zwischen den beiden Energiebändern, in dem keine erlaubten Niveaus für Elektronen angesiedelt sind, heißt *Bandlücke*. Nach der Größe dieser Bandlücke lassen sich Festkörper in drei Arten klassifizieren:

Bei Metallen überlappen sich Leitungs- und Valenzband. Jederzeit liegen also Elektronen im Leitungsband vor, in dem sie frei beweglich sind.

Ist der Abstand der Bänder sehr groß, so kann kaum genug Energie auf ein Elektron übertragen werden, dass es ins Leitungsband angehoben wird. Solche Festkörper gehören zu den Isolatoren.

Sind Leitungs- und Valenzband um etwa 1 eV voneinander getrennt, so können Elektronen durch Absorption eines Photons oder Wärmezufuhr in das Leitungsband gebracht werden. Materialien mit dieser Eigenschaft bezeichnet man als *Halbleiter*, zu denen auch Silizium gehört [8].

Silizium hat die Ordnungszahl 14 und ist ein Element der vierten Hauptgruppe. Als solches besitzt es vier für chemische Bindungen relevante Valenzelektronen in seiner äußersten Schale. Über eine kovalente Bindung ordnen sich die Silizium-Atome zu einem Kristall mit Diamantstruktur an, was in Abbildung 3.2 links schematisch dargestellt ist. Für $T = 0\text{ K}$ wären alle Elektronen fest an die Siliziumatome gebunden und somit nicht frei beweglich.

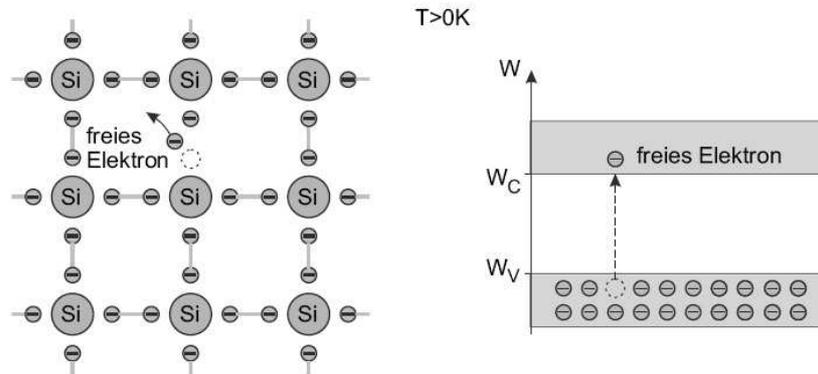


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der kovalenten Bindung von Silizium-Atomen zu einem Kristall [8]. Bei Wärmezufuhr kann sich ein Elektron aus dem Atom herauslösen und frei im Halbleiter bewegen. Im Bändermodell rechts entspricht dies dem Anheben des Elektrons ins Leitungsband.

Bei erhöhter Temperatur können sie jedoch genug Energie aufnehmen, um die 1,14 eV große Energielücke zu überwinden und in das Leitungsband einzutreten, siehe Abbildung 3.2 rechts. Das Elektron entfernt sich also vom Siliziumatom und kann sich frei im Kristall bewegen.

Mit steigender Temperatur gelangen immer mehr Elektronen ins Leitungsband, bei Zimmertemperatur beträgt die sogenannte *intrinsische Leitungsträgerdichte* $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ [8]. Zum Vergleich sei noch erwähnt, dass die Konzentration der Siliziumatome im Gitter bei $5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ liegt [9].

An der ehemaligen Position des Elektrons bleibt beim Atom beziehungsweise im Valenzband ein positiv geladenes Loch zurück und man spricht daher generell von der Entstehung eines Elektron-Loch-Paares. Die Elektronendichte n_0 und die Löcherdichte p_0 ist folglich immer gleich und ihr Produkt ist das Quadrat der intrinsischen Ladungsträgerdichte,

$$n_0 \cdot p_0 = n_i^2 . \quad (3.12)$$

Auch im Valenzband ist nämlich ein Ladungstransport ermöglicht: Ein dem Loch benachbartes Elektron kann an diese Stelle treten und wird somit selbst wieder ein Loch hinterlassen. Dies kann man sich wie die Bewegung eines positiv geladenen Teilchens vorstellen und nennt das *Löcherleitung*. Natürlich besteht auch die Möglichkeit, dass ein Elektron aus dem Leitungsband und

ein Loch im Valenzband wieder rekombinieren, das Elektron-Loch-Paar also vernichtet wird.

3.2.2 Dotierung des Siliziumhalbleiters

Um die Konzentration freier Ladungsträger, entweder der Elektronen im Leitungsband oder der Löcher im Valenzband, zu erhöhen, kann man den Siliziumkristall dotieren. Dies bedeutet ein gezieltes Einbringen von Fremdatomen in die Gitterstruktur. Nach außen bleibt der Halbleiter dabei immer elektrisch neutral [8].

n-Dotierung des Siliziumhalbleiters

Möchte man einen Überschuss an Elektronen erzielen, so verunreinigt man den Siliziumkristall mit fünfwertigen Elementen, also denen aus der fünften Hauptgruppe wie zum Beispiel Phosphor. Diese sind dann anstelle eines Siliziumatoms im Gitter eingebaut und besitzen gemäß Abbildung 3.3 ein Valenzelektron, welches nur schwach an das Phosphoratom gebunden ist. Durch

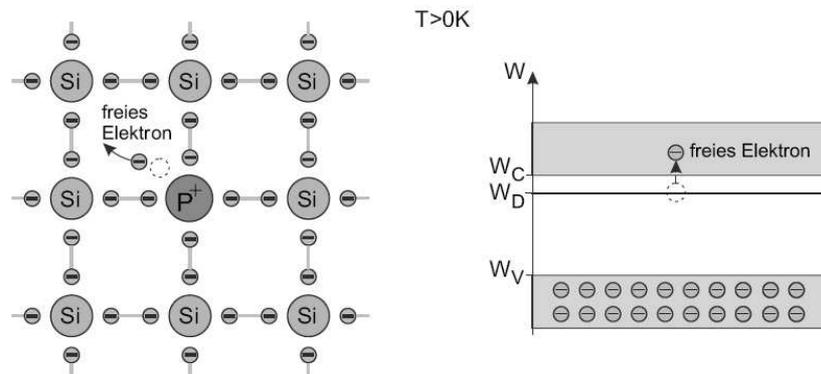


Abbildung 3.3: Schematisches Kristallgitter von Silizium mit einem eingebauten Phosphoratom [8]. Dadurch bleibt eine Bindung ungenutzt und das Elektron kann sich schon bei Zimmertemperatur aus seinem Verbund lösen und frei im Halbleiter bewegen. Sein Anheben auf das Energieniveau W_C im rechts auf die Situation angepassten Bändermodell funktioniert vom neu geschaffenen Donatorzustand W_D aus sehr leicht.

Aufnahme von thermischer Energie im meV-Bereich ionisiert das Phosphoratom. Ortsfest bleibt dabei der einfach positiv geladene Ionenrumpf P^+ zurück, während sich das Elektron frei im Halbleiter beziehungsweise, nach dem

Bändermodell gesprochen, im Leitungsband bewegen kann, siehe Abbildung 3.3 rechts. Das Phosphoratom gibt sozusagen ein Elektron ab und wird daher als *Donator* bezeichnet.

In der Praxis werden Donatoren in einer Dichte von 10^{12} cm^{-3} bis 10^{18} cm^{-3} in das Silizium eingebracht. Aufgrund der geringen Ionisationsenergie $W_C - W_D$ kann man davon ausgehen, dass fast alle Donatoren bei Zimmertemperatur ionisiert vorliegen. Dementsprechend wird die Dichte n_0 der Elektronen im Leitungsband der Dichte an Donatoren N_D gleichgesetzt. Nach Gleichung (3.12) gilt für die Dichte der Löcher $p_0 = n_i^2/N_D$, welche hier deutlich in der Minderheit sind. In einem n-dotierten Siliziumhalbleiter sagt man zu den Löchern aus diesem Grund auch *Minoritätsladungsträger* und folglich sind die *Majoritätsladungsträger* darin die Elektronen. Erst bei sehr großen Temperaturen wächst die Anzahl der Eigenleitungsträger pro Volumen n_i stark an und dominiert gegenüber den Elektronen der Donatoren [8].

p-Dotierung des Siliziumhalbleiters

Nach dem genau umgekehrten Prinzip zur soeben vorgestellten n-Dotierung funktioniert die Dotierung des Halbleitermaterials Silizium mit sogenannten *Akzeptoren*. Als Akzeptoren dienen Elemente der dritten Hauptgruppe. Wird zum Beispiel ein Boratom in das Siliziumgitter integriert, so fehlt diesem ein Elektron zur kovalenten Bindung mit einem Siliziumatom. Dies ist in Abbildung 3.4 verdeutlicht, in der auch zu sehen ist, dass sich das ungebundene Silizium-Valenzelektron leicht dem Boratom anlagern kann und dieses negativ ionisiert. Wie bereits erwähnt bildet sich durch immer weiteres Besetzen von freigewordenen Positionen und der damit verbundenen Schaffung neuer Leerstellen als Konsequenz eine Löcherleitung aus [8].

Da die geringe Ionisationsenergie $W_A - W_V$ wieder dazu führt, dass bereits bei Zimmertemperatur nahezu alle N_A Boratome ionisiert sind, gilt im Falle der p-Dotierung für die Löcherdichte $n_0 = N_A$ und nach Gleichung (3.12) ergibt sich die Dichte der Elektronen, die hier die Minoritätsladungsträger darstellen, zu $n_0 = n_i^2/N_A$ [8].

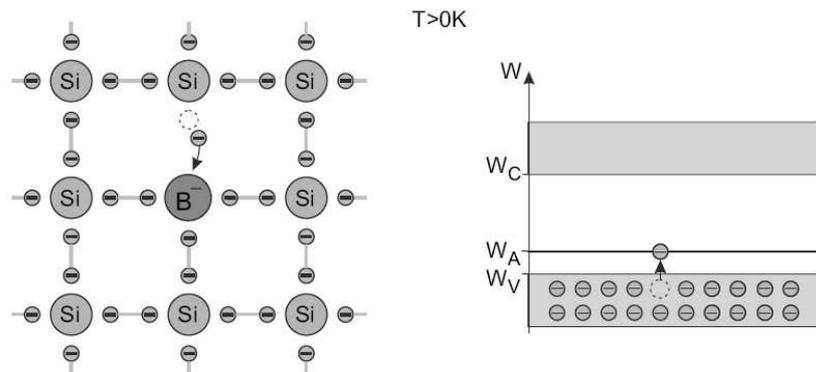


Abbildung 3.4: Durch Einbringen eines Boratoms in das Kristallgitter kann an die freie Stelle leicht ein Elektron aus einer benachbarten Bindung treten [8]. Im Bändermodell bedeutet dies, dass das Elektron auf das Energieniveau W_A angehoben wird. Im Valenzband bildet sich daraufhin eine Lochleitung aus.

3.2.3 Der pn-Übergang

Bringt man einen p-dotierten und einen n-dotierten Halbleiter an ihren Grenzflächen in Kontakt, so stellen sich die in Abbildung 3.5 veranschaulichten Prozesse ein. Zur Erinnerung sei noch einmal betont, dass beide dotierten Halbleiter für sich genommen nach außen elektrisch neutral sind.

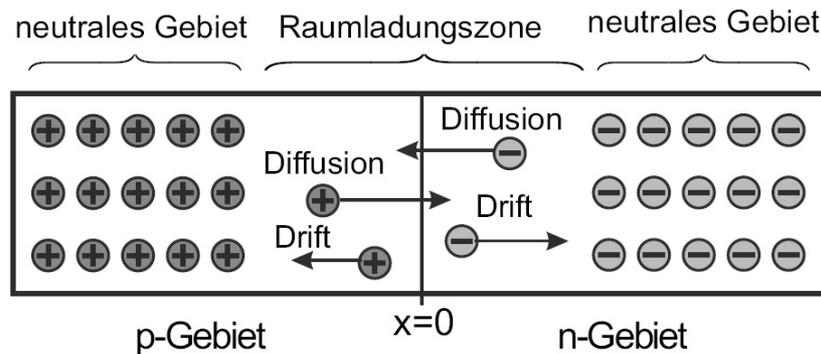


Abbildung 3.5: Situation kurz nach der Zusammenführung eines p- und eines n-dotierten Halbleiters [8]. Hier sind nur die beweglichen Ladungsträger eingezeichnet, welche wegen ihres Konzentrationsgefälles zunächst in das gegenüberliegende Gebiet diffundieren. Ein Drift in die umgekehrte Richtung findet nach der Ausbildung eines elektrischen Feldes statt.

Anlegen einer Spannung an den pn-Übergang

Legt man eine positive Spannung an den p-dotierten Halbleiter und eine negative an den n-dotierten Halbleiter, so betreibt man den pn-Übergang in *Durchlassrichtung*. Das elektrische Feld, welches sich über die Grenzschicht ausgebildet hatte, wird geschwächt und folglich überwiegt nun wieder die Diffusion freier Ladungsträger. Elektronen aus dem n-Gebiet gelangen durch die Raumladungszone in das neutrale p-Gebiet, wo sie mit den Löchern rekombinieren. Ebenso diffundieren die Löcher bis in das neutrale n-Gebiet und rekombinieren mit den dortigen Elektronen. Die Majoritätsladungsträger in den jeweiligen Bereichen werden nachgeliefert, sodass sich ein konstanter Strom durch den pn-Übergang ergibt, der mit wachsender Spannung ansteigt.

Wird umgekehrt an das p-Gebiet der Minuspol und an das n-Gebiet der Pluspol der Spannung angelegt, so führt dies zu einer Verstärkung des elektrischen Feldes über den pn-Übergang und einer Verbreiterung der Verarmungszone, auch *Raumladungszone* oder *Depletionszone* genannt. Die Driftbewegung der Minoritätsladungsträger dominiert nun zwar, ist aufgrund deren geringer Konzentration aber nur sehr klein. Bei dieser Polung spricht man vom Betrieb des pn-Übergangs in *Sperrichtung* [8].

3.2.4 Aufbau von Silizium-Streifendetektoren

Ein pn-Übergang, der in Sperrichtung betrieben wird, kann als Halbleiterzähler verwendet werden. Durchquert ein Teilchen den Halbleiterzähler, so entstehen entlang seiner Spur Elektron-Loch-Paare, wobei in Silizium 3,6 eV zur Bildung eines solchen Paares benötigt werden. Die Ladungsträgerkonzentration beträgt dabei zwischen 10^{15} und 10^{17} pro cm^3 . Saugt man durch das elektrische Feld diese freien Ladungsträger ab, bevor sie wieder rekombinieren können, so ist das gemessene Ladungssignal dem Energieverlust des Teilchens proportional [6].

Die Raumladungszone eines Halbleiterzählers beträgt typischerweise $300 \mu\text{m}$. Bei einer Feldstärke von 10^3 V/cm und der Mobilität der Ladungsträger von $10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ erhält man eine Sammelzeit der Ladungsträger von ungefähr $3 \cdot 10^{-8} \text{ s}$. Die Verarbeitung des erhaltenen Ladungssignals erfordert rauscharme und ladungssensitive Vorverstärker [6].

Möchte man mit einem Halbleiterzähler zusätzlich eine Ortsmessung durchführen, so muss man dessen Elektroden in Streifen unterteilen und erhält dadurch einen sogenannten *Streifendetektor*. Sind die Streifen dabei auf einer Seite des Detektors aufgebracht wie in Abbildung 3.7 vorgestellt, so las-

sen sich über deren Ladungsverteilung eindimensionale Ortsauflösungen von $10\ \mu\text{m}$ erzielen. Die schematische Darstellung zeigt das Prinzip eines Silizium-Streifendetektors mit sequentieller Kathodenauslese. An jeden Auslestreifen wird dabei negative Hochspannung angelegt und sie sind untereinander kapazitiv gekoppelt. Um eine zweite Ortskoordinate zu ergänzen, kann auch die Anode auf der Unterseite in Streifen unterteilt werden, wobei diese in einem Stereowinkel von oftmals 90° zu denen der Kathode angeordnet sind [6].

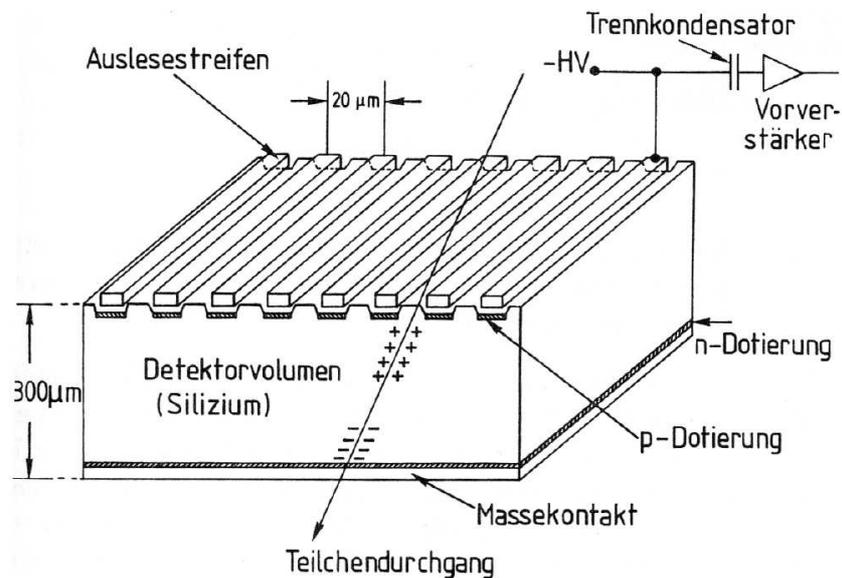


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau eines Silizium-Streifendetektors [6].

Halbleiterzähler weisen generell Alterungserscheinungen bei ihrem Betrieb unter Strahlung auf. Dabei steigt der Leckstrom in Silizium-Streifendetektoren beispielsweise um den Faktor 10, wenn eine Dosis von $1\ \text{kGy}$ absorbiert wurde. Dies limitiert die Lebensdauer bei hoher Strahlenbelastung erheblich.

Kapitel 4

Aufbau der Mess-Station zum Test von Absorbereinflüssen auf Silizium-Streifensensoren

Am Institut für Kern- und Teilchenphysik der TU Dresden wurde eine Teststation für Silizium-Streifensensoren entwickelt und aufgebaut. Es sollten Erfahrungen im Umgang mit diesen Halbleiter-Detektoren und über das Zusammenwirken mit der Steuer- und Ausleseelektronik gesammelt und die Eigenschaften untersucht werden [10]. Mehrere mit den Sensoren bestückte Module wurden dort getestet und genau charakterisiert.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde in Mainz eine entsprechende Teststation aufgebaut und für die hier gestellten Aufgaben modifiziert.

Zentrales Steuerelement der Mess-Station ist ein PC mit der speziell hierfür programmierten Software „USB-Teststation“. In diesem Programm lassen sich alle Betriebsparameter für die im Folgenden beschriebenen Komponenten der Teststation einstellen und auch wieder auslesen. Die Kommunikation funktioniert mittels eines USB-I²C¹-Konverters. I²C ist ein serieller Datenbus, der für die Kommunikation zwischen verschiedenen integrierten Schaltungen mit geringer Übertragungsgeschwindigkeit (slow control) von Philips entwickelt wurde [11].

Auch die Datenerfassung und -analyse sowie eine Kontrolle von laufenden Messungen werden mit der Software gesteuert.

¹Inter Integrated Circuit

4.1 Die Bestandteile der Mess-Station

4.1.1 Das Sensorboard

Das Herzstück der Teststation ist das sogenannte *Sensorboard*, das aufgrund seiner Form auch L-Board genannt wird und in Abbildung 4.1 zu sehen ist. Entwickelt wurde dieses PCB² vom Institut für Kern- und Teilchenphysik an der TU Dresden in Zusammenarbeit mit der Firma RHe Microsystems in Radeberg. Es dient als Träger für den Silizium-Streifensensor und die sogenannten *Frontendchips* vom Typ APV25-S1. Außerdem befinden sich darauf weitere elektronische Bauteile, insbesondere Kondensatoren zum Stabilisieren der Betriebsspannungen für den Sensor und die Frontendchips [10].

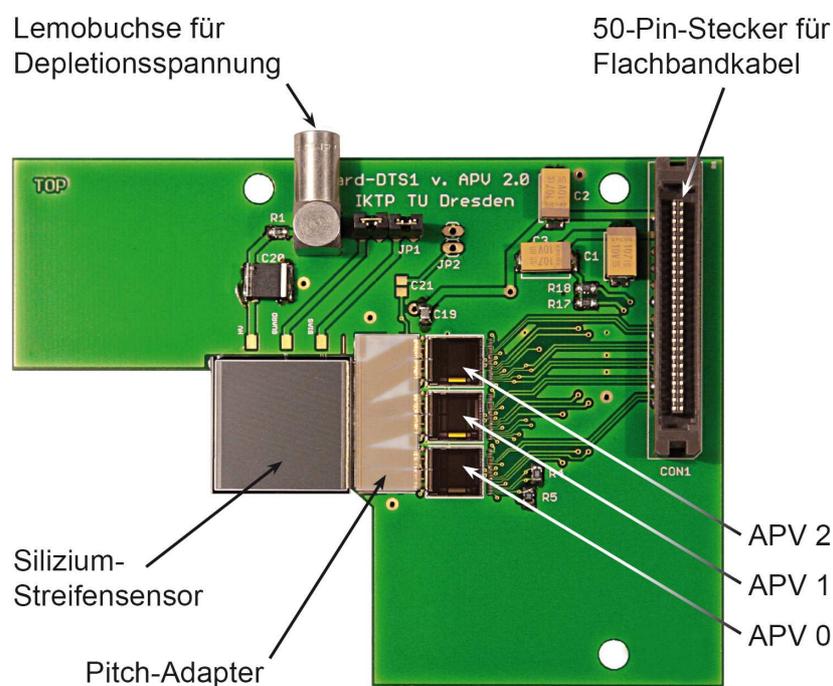


Abbildung 4.1: Ein Sensorboard. Die Komponenten sind im Text erläutert.

Die Abmessung des Silizium-Detektors beträgt $20,82 \text{ mm} \cdot 20,82 \text{ mm}$ bei einer Dicke von $300 \mu\text{m}$. Seine jeweils 384 Streifen auf der Ober- und Unterseite, die mit einem Pitch von $50 \mu\text{m}$ angeordnet sind, werden einseitig auf der p-Seite (Oberseite) ausgelesen. Als Auslesechip wurde der APV25-S1 gewählt,

²Printed Circuit Board = elektronische Leiterplatte

welcher 128 analoge Eingangskanäle besitzt. Deshalb sind zur Abdeckung aller Streifen des Sensors drei Stück dieser Chips auf der PCB platziert. Ein Pitch-Adapter überbrückt den Abstand vom Detektor zu den Frontends und leitet die an den Streifen des Sensors aufgesammelte Ladung zu den passenden Kanälen der APV-Chips weiter.

Über eine Lemobuchse wird die zur Depletion des Sensors nötige Spannung angeschlossen. Durch ein 50-poliges Fine-Pitch-Flachbandkabel werden geleitet:

- Die Versorgungsspannung für die drei Frontendchips.
- Die I²C-Signale für die Ansteuerung der Register der APV-Chips.
- Die logischen Signale (LVDS³-Pegel) eines externen Takts und Triggers für die APV-Chips.
- Die Daten der APV-Chips.

Auf die Bedeutung und die Funktionen der oben aufgeführten Signale wird im Folgenden noch ausführlich eingegangen.

4.1.2 Der Auslesechip APV25-S1

Der Frontendchip APV25-S1 wurde für die Auslese von Silizium-Streifen-sensoren am CMS⁴-Tracker des LHC⁵ am CERN⁶ konzipiert. Er wird in einem 0,25 μm CMOS⁷-Prozess hergestellt und vereint die Vorteile von hoher Strahlenhärte, geringem Energieverbrauch und Rauschen mit einer hohen Schaltkreis-Dichte [12].

Funktionsweise des APV25-S1

Der APV25-S1 besteht aus 128 Kanälen, welche die im Silizium-Halbleiterdetektor entstandenen und von dessen Streifen aufgesammelten Ladungsträger in einem analogen Ringpuffer speichern. Nach einem zeitlichen Multiplexing gibt er die Samples der 128 Kanäle analog aus. In Abbildung 4.2 a) ist schematisch die Schaltung eines einzelnen Kanals des APV25 dargestellt.

³Low Voltage Differential Signal

⁴Compact Muon Solenoid

⁵Large Hadron Collider

⁶Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

⁷Complementary Metal Oxide Semiconductor

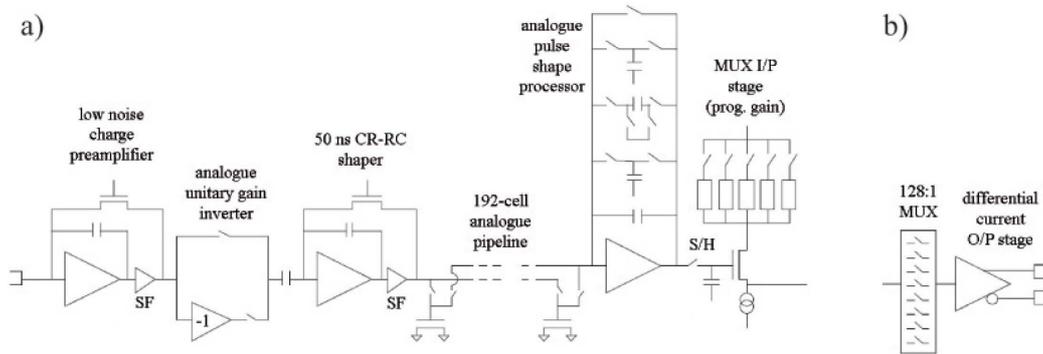


Abbildung 4.2: Teil a) zeigt die Schaltung eines Kanals des APV25-Chips. Alle in dieser Weise aufgebauten 128 Kanäle laufen im Multiplexer zusammen, Teil b) [13], [14].

Jeder Kanal besitzt zunächst einen Vorverstärker gefolgt von einem Inverter, der je nach der Auslese der p- oder n-Seite des Sensors ein- beziehungsweise ausgeschaltet werden kann, damit am sich anschließenden CR-RC Shaper ein Signal mit positiver Polarität vorliegt. Der Shaper erzeugt nun eine Pulsform mit einer Zeitkonstante von 50 ns. Dieses Spannungssignal wird mit der von außen angelegten Taktfrequenz abgetastet und die Samples in einen analogen Ringpuffer mit 160 Zellen geschrieben [15], [14]. Dazu läuft kontinuierlich mit jedem Taktzyklus ein Schreibe-Zeiger die Zellen ab und trägt dort die analogen Ladungssamples ein. Ihm folgt in einer programmierbaren Anzahl an Taktzyklen (Latency) ein Trigger-Zeiger mit derselben Frequenz nach, der bei einem eingehenden externen Trigger die entsprechende Zelle für die Auslese markiert (Diese Arbeitsweise ist in Abbildung 4.3 dargestellt). Der Inhalt dieser Zellen wird anschließend einem APSP⁸ zugeführt.

Der APSP⁸-Schaltkreis kann wahlweise in einem Peak-, Multi- oder einem Deconvolution-Modus betrieben werden. Im Peak-Modus wird einfach die Pulshöhe zu einer einzelnen markierten Zelle ausgegeben. Im Multi-Modus vereinen sich der Peak-Modus und eine sogenannte 3-Sample-Einstellung. Hier werden auch die beiden auf die getriggerte Zelle folgenden Samples nach dem Ausleseprinzip des Peak-Modus bearbeitet. Im Deconvolution-Modus werden ebenfalls drei aufeinander folgende Samples im Ringpuffer ausgelesen, jedoch anschließend vom APSP als Summe ausgegeben. Dieser Betriebsmodus bedingt also automatisch eine 3-Sample-Einstellung. Er wird verwendet, wenn die Datenrate sehr hoch ist und dadurch ein Pile-Up eintritt [16].

⁸Analogue Puls Shape Processor

Nach dem APSP folgt ein weiterer Analogpufferspeicher, der nach dem FI-FO⁹-Prinzip arbeitet, und eine Verstärkungsstufe für den Eingang des Multiplexers, die durch die Auswahl von einem aus fünf Widerständen definiert wird [16].

Der Multiplexer legt die Daten aller 128 Samples des Lesezeigers mit dem Takt nacheinander auf eine gemeinsame Leitung und gibt sie als differentiellen Strom im Bereich von ± 4 mA aus, siehe Abbildung 4.2 b).

Mittels I²C sind alle diese Stufen des Signalverarbeitungs-Prozesses sowie die Wahl der Betriebsmodi zugänglich und einzeln programmierbar [14]. Die entsprechenden Register werden in Abschnitt „Einstellungen des APV25-S1“ vorgestellt.

Triggern des APV25-S1

Der APV25-Chip verfügt weder über eine interne Taktung noch über eine eigenständige Triggerung. Daher müssen ihm digitale Takt- und Trigger-Signale (LVDS-Pegel) von außen zugeführt werden.

Das Senden von zwei durch einen Taktzyklus getrennten Pulsen (logisch: 101) auf der Trigger-Leitung wird Softreset genannt. Hierdurch werden der Schreibe-Zeiger und der Trigger-Zeiger, die durch den 192-Zellen-Speicher mit der Taktfrequenz zirkulieren, zurück gesetzt und in den einprogrammierten Abstand an Taktzyklen (Latency) versetzt, siehe Abbildung 4.3.

Ein einfacher Puls (100) auf der Trigger-Leitung fordert den APV-Chip auf, die Daten in derjenigen Pufferzelle, auf die der Trigger-Zeiger weist, für die Auslese zu markieren. Das Verarbeiten der Triggerraufforderung nimmt zwei Taktzyklen in Anspruch, sodass in dieser Zeit kein neuer Speicherbefehl gesendet werden kann. Frühestens nach diesem Intervall kann eine weitere Pufferzelle für die Auslese vorgesehen werden. Im Peak-Modus, bei dem wie bereits beschrieben immer nur ein einzelnes Sample im APSP weiterverarbeitet wird, ist demnach keine Ausgabe von direkt aufeinander folgenden Samples möglich. Um einen Puls über einen längeren Zeitraum abtasten zu können, wurde daher der Multi-Modus auf dem APV25-S1 integriert. Hierbei werden mit jedem Trigger auch die beiden nachfolgenden Samples für die Auslese markiert, sodass eine lückenlose Abtastung ermöglicht wird.

⁹First In First Out

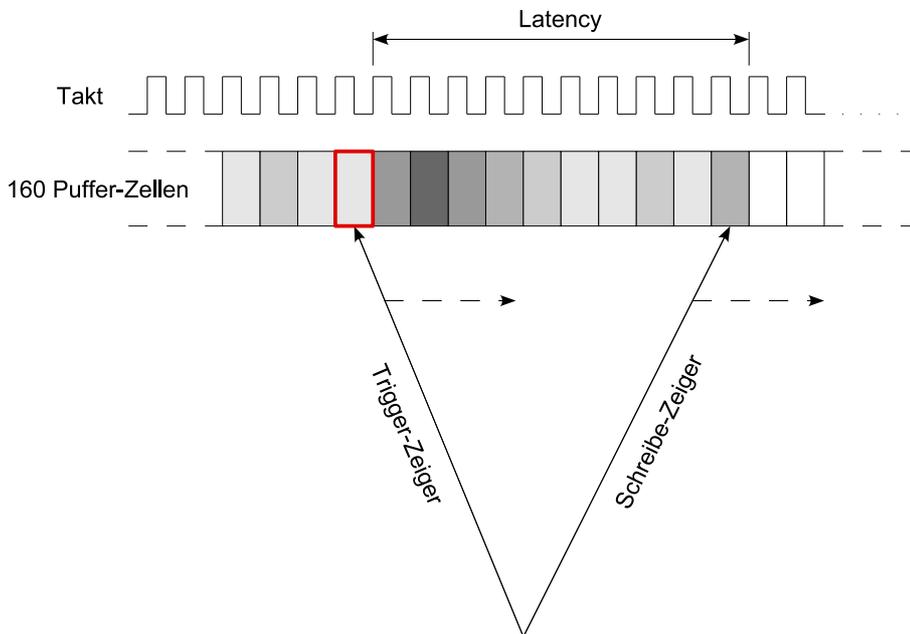


Abbildung 4.3: Dargestellt ist die Funktionsweise der Speicherung im Ringpuffer eines Kanals. Der Schreibe-Zeiger trägt mit jedem Takt das aktuelle analoge Sample in eine Zelle ein. Die verschiedenen Graustufen der Zellen symbolisieren unterschiedlich große Amplituden, wobei die dunkelste den größten Eintrag besitzt. Der Trigger-Zeiger folgt in einer programmierbaren Anzahl an Taktzyklen (Latency) mit derselben Frequenz nach. Bei einem eingehenden externen Trigger markiert dieser die entsprechende Zelle für die Auslese (in der Abbildung rot umrandet).

Die Anzahl von insgesamt in einer Folge an Triggern gespeicherten Samples ist durch den FIFO-Speicher, der sich dem APSP anschließt, auf 31 begrenzt. Folglich können im Peak-Betriebsmodus maximal 31 und im Multi-Modus maximal 10 Trigger durch die LVDS-Leitung an den APV-Chip gesendet werden.

Während des gesamten Ausleseprozesses werden weiterhin Samples in die Speicherzellen eingetragen, was bedeutet, dass durch die Elektronik keine Totzeit entsteht.

Ein Doppelpuls (110) fordert den APV25-S1 auf, die im APV-Chip integrierte Kalibrierung durchzuführen. Hierbei wird eine programmierbare Ladung ($n \cdot 625$ Elektronen) in die Vorverstärker ausgewählter Kanäle injiziert. Lässt

man in einem geeigneten zeitlichen Abstand (Calibration Trigger Latency) das 100-Bitmuster für einen Auslesetrigger auf der LVDS-Leitung folgen, so kann man den erzeugten Kalibrationspuls analog zu den echten Signalen vom Silizium-Streifensensor abtasten.

Die 128 Kanäle eines APV-Chips sind für die gezielten Ladungsinjektionen in 8 Gruppen mit jeweils 16 Kanälen unterteilt. Dabei sind die Kanäle so zu einer Gruppe gehörig, dass immer jeder achte angesprochen wird, also die Kanäle 0, 8, 16 etc. bis 120 die erste Gruppe bilden, Kanal 1, 9, 17 etc. bis 121 die zweite und so weiter. Eine genaue Auflistung befindet sich in Anhang A. Diese bewusste Trennung soll eine gegenseitige Beeinträchtigung minimieren [17].

Abbildung 4.4 zeigt noch einmal die unterschiedlichen Trigger-Varianten.

CLK-LINE:



TRIG-LINE:

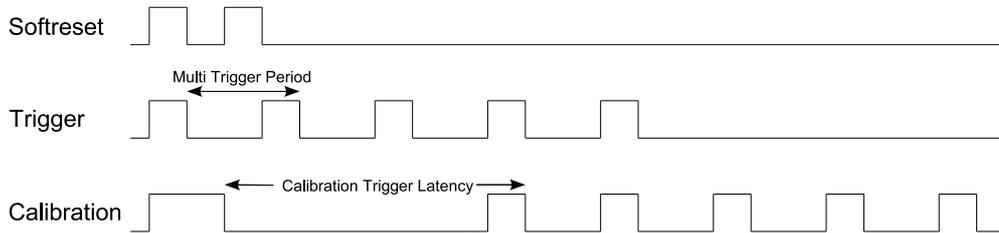


Abbildung 4.4: Zeitabfolge der verschiedenen Triggersignale des APV-Chips.

Datenausgabe nach einem Auslesetrigger

Im ungetriggerten Zustand liegt die Datenausgangsleitung des APV25 auf logisch 0 und alle 35 Taktzyklen wird ein Synchronisationspuls mit logisch 1 gesendet. Wenn ein externer Trigger eingeht, wird anstelle des nächsten Synchronisationspulses damit begonnen, die Daten in Form sogenannter *Frames* auszugeben [16].

Ein solcher Frame beinhaltet in seinem Ausgabeformat sowohl digitale als auch analoge Anteile. Er beginnt mit einem digitalen Header, bestehend aus 3 Bits mit einer logischen 1. Danach folgt eine 8-Bit-Adresse, die die Speicherzelle im Ringpuffer angibt, aus der die Daten stammen. Der digitale Anteil wird durch ein Error-Bit abgeschlossen, das auf logisch 1 gesetzt ist, solange kein Fehler vorliegt. Daraufhin folgen die 128 analogen Datensamples. Die Ausgabe sowohl von digitaler als auch von analoger Information erfolgt synchron zum externen Takt.

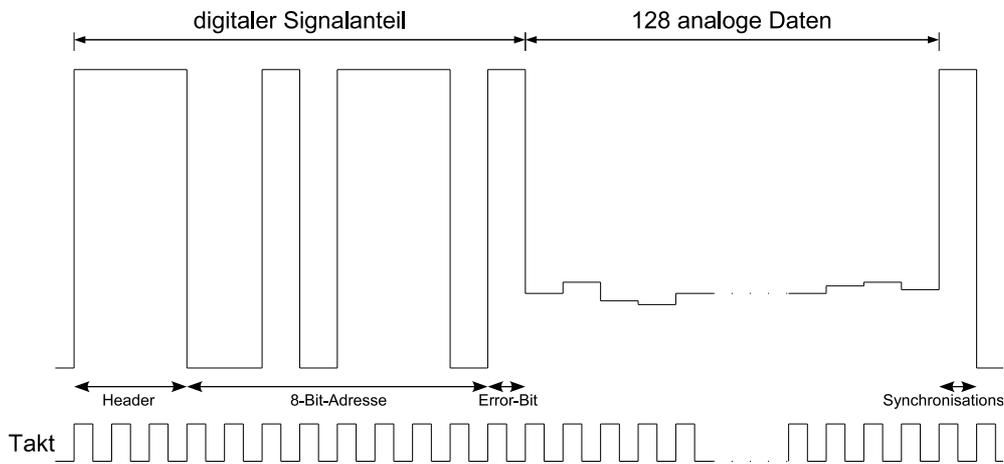


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau eines einzelnen ausgegebenen Frames.

Aufgrund der inneren Struktur des Multiplexers werden die Kanäle im Frame nicht linear abgebildet, sondern liegen in umsortierter Reihenfolge vor. Die folgende Gleichung (4.1) [16] rechnet die Nummer n in der analogen Ausgabe auf denjenigen Kanal N_{APV} des APV-Chips zurück, der die Ladung registriert hat.

$$N_{APV} = 32 \cdot (n \text{ MOD } 4) + 8 \cdot \text{INT} \left(\frac{n}{4} \right) - 31 \cdot \text{INT} \left(\frac{n}{16} \right) \quad (4.1)$$

Darin bezeichnet die Operation MOD 4 den ganzzahligen Rest bei der Division durch 4 und INT bedeutet, dass nur der ganzzahlige Quotient der Division berücksichtigt wird. Tabelle A.1 im Anhang zeigt für alle 128 Werte von n den zugehörigen physikalischen Kanal.

Einstellungen des APV25-S1

Die Register, welche die Betriebsparameter des APV-Chips festlegen, werden über I²C zunächst mit einem 8-Bit-Code angesprochen und danach entweder geschrieben oder ausgelesen. Realisiert werden alle diese Vorgänge innerhalb der Teststation mit der entwickelten Software.

Die Register sind in Tabelle 4.1 gezeigt, wobei einige Funktionen bereits beschrieben wurden.

Name	Range	Value	Description
IPRE	0 - 1,020 mA	n x 4 μ A	Preamplifier Input FET Current Bias
IPCASC	0 - 0,255 mA	n x 1 μ A	Preamplifier Cascode Current Bias
IPSF	0 - 0,255 mA	n x 1 μ A	Preamplifier Source Follower Current Bias
ISHA	0 - 0,255 mA	n x 1 μ A	Shaper Input FET Current Bias
ISSF	0 - 0,255 mA	n x 1 μ A	Shaper Source Follower Current Bias
IPSP	0 - 0,255 mA	n x 1 μ A	APSP Current Bias
IMUXIN	0 - 0,255 mA	n x 1 μ A	Multiplexer Input Current Bias
ISPARE	-	-	Not used
ICAL	0 - 0,255 mA	n x 625 electrons	Calibrate Edge Generator Current Bias
VFP	-1,25 to +0,65 V	-1,25 V + (7,5 mV x n)	Preamplifier Feedback Voltage Bias
VFS	-1,25 to +0,65 V	-1,25 V + (7,5 mV x n)	Shaper Feedback Voltage Bias
VPSP	-0,65 to +1,25 V	+1,25 V - (7,5 mV x n)	APSP Voltage Level Adjust
CDRV	Channel 0 - 7	-	Calibrate Output Mask
CSEL	0 to 25 ns	3,125 ns / delay	Calibrate Delay Select
MODE	-	-	Mode of Operation of the Chip
LATENCY	-	n x clockcycle	Delay between Write- and Trigger-Pointer
MUXGAIN	-	-	Sets Gain of Multiplexer
ERROR	-	-	Holds Error Flags

Tabelle 4.1: Register des APV25-S1-Chips, ihre Bedeutung, die Wertebereiche und -eingabe. In dieser Reihenfolge erscheinen sie auch in der Steuer- software [16].

Die wichtigsten Register werden im Folgenden beschrieben:

- Mode-Register

Sechs Bits definieren die Betriebsweise des APV-Chips. Tabelle 4.2 gibt darüber Auskunft.

Bit	Function	Value = 0	Value = 1
7	not used	-	-
6	not used	-	-
5	Preamplifier Polarity	Non-Inverting	Inverting
4	Read-out Frequency	20 MHz	40 MHz
3	Read-out Mode	Deconvolution	Peak
2	Calibration Inhibit	OFF	ON
1	Trigger Mode	3-sample	1-sample
0	Analogue Bias	OFF	ON

Tabelle 4.2: Diese Tabelle führt die einzelnen Bits für die Einstellung des APV-Betriebsmodus auf [16].

- Kalibrations-Register ICAL, CDRV , CSEL

Ist im Mode-Register die Kalibration aktiviert und wird an den Trigger-Eingang ein 110-Puls gelegt, so bestimmt ICAL die Ladungsmenge in Einheiten von 625 Elektronen, die in die Vorverstärker der ausgewählten Kanalgruppen injiziert wird. Mit CDRV wählt man aus, für welche Kanalgruppen diese definierte Ladung generiert wird. CSEL ist eine Feinregelung der Calibration-Trigger-Latency in 8 Einheiten zu je 3,125 ns.

- Error-Register

Es gibt zwei verschiedene Arten von Fehlern, die auftreten können und in diesem Register angezeigt werden.

Eine 1 im ersten Bit, ein sogenannter *Latency-Error*, besagt, dass der aktuelle Abstand von Schreibe-Zeiger und Trigger-Zeiger im Speicher nicht mit dem im Latency-Register eingestellten Wert übereinstimmt. Nach jedem Umlauf aller 192 Speicherzellen wird dies kontrolliert. Zur Fehlerbehebung ist ein Softreset, siehe "Triggern des APV25-S1", nötig. Steht das zweite Bit auf logisch 1, so bedeutet dies einen FIFO-Error. Dieser wird gemeldet, wenn nach 31 gespeicherten Adressen im FIFO-Speicher eine weitere dort hineingeschrieben wird. Auf diese Tatsache wurde bereits in Abschnitt „Triggern des APV25-S1“ eingegangen.

4.1.3 Das Supply-Board

Das Supply-Board ist wie das Sensorboard ein Design des Instituts für Kern- und Teilchenphysik an der TU Dresden und versorgt die drei APV-Chips mit den nötigen Spannungen $VDD = 2,5\text{ V}$ und $VDD/2$, wobei der Anschluss eines zweiten Sensorboards mit weiteren drei APV-Chips vorgesehen ist. Das Supply-Board selbst wird von einem Labornetzteil mit etwa 5 V bis 6 V gespeist, bei maximal 1,5 A. Im Rahmen der Messungen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, wurde die Spannung am Netzteil auf 5,2 V eingestellt. Die Versorgungsspannung für das Sensorboard wird wieder mittels der Software über I²C eingestellt. Die I²C-Signale zum Setzen und Auslesen der Register der Frontendchips werden so wie die Takt- und Trigger-Signale durch das Supply-Board zu den APV-Chips hindurchgeführt. Die von diesem ausgehenden analogen Daten werden ebenfalls über das Supply-Board zur Digitalisierung weitergeleitet.

4.1.4 Das FPGA-Board

Da ein APV25-S1 wie bereits erwähnt nicht über eine eigenständige Triggierung und eine interne Taktfrequenz verfügt, müssen ihm Takt- und Trigger-Signale von außen zugeführt werden. Der APV25 verlangt hierfür LVD-Signale mit einer Offset-Spannung von +1,2 V über Masse und einem Spannungshub von 0,4 V [16]. Diese werden von einem FPGA¹⁰-Board erzeugt. Das FPGA-Programm, welches den FPGA zu einem flexiblen, via PC programmierbaren Takt- und Triggeregenerator werden lässt, wird einmalig über ein JTAG¹¹-Kabel vom PC geladen wird. Über I²C-Signale ist dann softwareseitig die Taktfrequenz und die Triggerfolge wählbar, die das FPGA-Board liefern soll. Im Aufbau der vorliegenden Mess-Station wird die Signalerzeugung von einem Spartan 3 E Starter Kit Board von XILINX gewährleistet.

4.1.5 Der Analog-Digital-Converter

Die vom APV-Chip gesampelten Pulshöhen werden als analoge Frames differentiell ausgegeben und müssen im nächsten Schritt digitalisiert werden. Zu diesem Zweck wird ein VME-ADC aus der Serie V1724 von CAEN verwendet. Dies ist ein 14-Bit Digitizer mit 8 Eingangskanälen, welcher nicht-differentielle („single ended“) Signale verlangt. Als Konsequenz dieser Anforderung wurde ein sogenannter *Differential Receiver* angefertigt, der die differentiellen Signale in den Typ single ended übersetzt. Der Differential

¹⁰Field Programmable Gate Array

¹¹Joint Test Action Group

Receiver ist als NIM-Modul konzipiert, wurde allerdings als eigenständiges Bauteil umgesetzt, das von einem Labornetzteil mit +12 V versorgt wird.

4.1.6 Die Trigger-Elektronik

Sowohl der Silizium-Streifendetektor als auch der APV-Chip sind nicht selbsttriggernd. Im vorliegenden Aufbau erfolgt die Triggerung des APV-Chips auf ionisierende Teilchen mithilfe eines oberhalb des Sensors positionierten Plastikszintillators, welcher mittels eines Photomultipliers ausgelesen wird. Liegt das analoge Signal oberhalb einer am Diskriminator einstellbaren Schwelle, so wird es von diesem in einen definierten Spannungspuls umgewandelt und dieser Spannungspuls als externes Triggersignal weitergeleitet.

In der aufgebauten Mess-Station wurde ein 5 mm dicker und 32,5 mm breiter Plastikszintillator zur Abdeckung der Sensorfläche auf eine Länge von 27 mm zugeschnitten. Ein Halterahmen presst diesen an das Eintrittsfenster des Photomultipliers vom Typ Hamamatsu R1635.

4.2 Der Aufbau der Mess-Station

4.2.1 Anordnung der Bestandteile der Mess-Station

Bei angelegter Betriebsspannung dürfen sowohl Photomultiplier als auch der Sensor keinem Umgebungslicht ausgesetzt sein. Aus diesem Grund befindet sich das Sensorboard und folglich auch der für das Triggern verantwortliche Szintillator mit dem Photomultiplier in einer lichtdichten Aluminiumgehäuse mit den Abmessungen 50 cm · 50 cm · 51 cm. Um die Signalwege möglichst kurz zu halten, ist auch das Supply-Board hierin aufgestellt. An einer Seitenwand des Gehäuses wurden Buchsen für die Spannungsversorgung aller innenliegenden Elemente angebracht. Das sind im einzelnen zwei BNC-Buchsen für die Spannung von Sensoren zweier L-Boards, eine SHV-Buchse für die Hochspannung des Photomultipliers und zwei Buchsen für die Bananenkabel, über welche das Supply-Board versorgt wird. Außerdem wird das Spannungssignal des Photomultipliers über eine weitere BNC-Buchse aus dem Gehäuse herausgeführt. Die Leitungen für die I²C-Signale, für die LVDS-Signale von Takt und Trigger sowie die Datenkabel von sechs möglichen APV-Chips sind durch eine seitliche Öffnung gelegt, die in mehreren Lagen lichtundurchlässig abgedichtet wurde. Die Abbildung 4.6 gewährt einen Blick in das Gehäuse.

Alle übrigen Bestandteile der Mess-Station bedürfen keiner lichtdichten Abschirmung und sind nahe um das zentrale Gehäuse angeordnet.

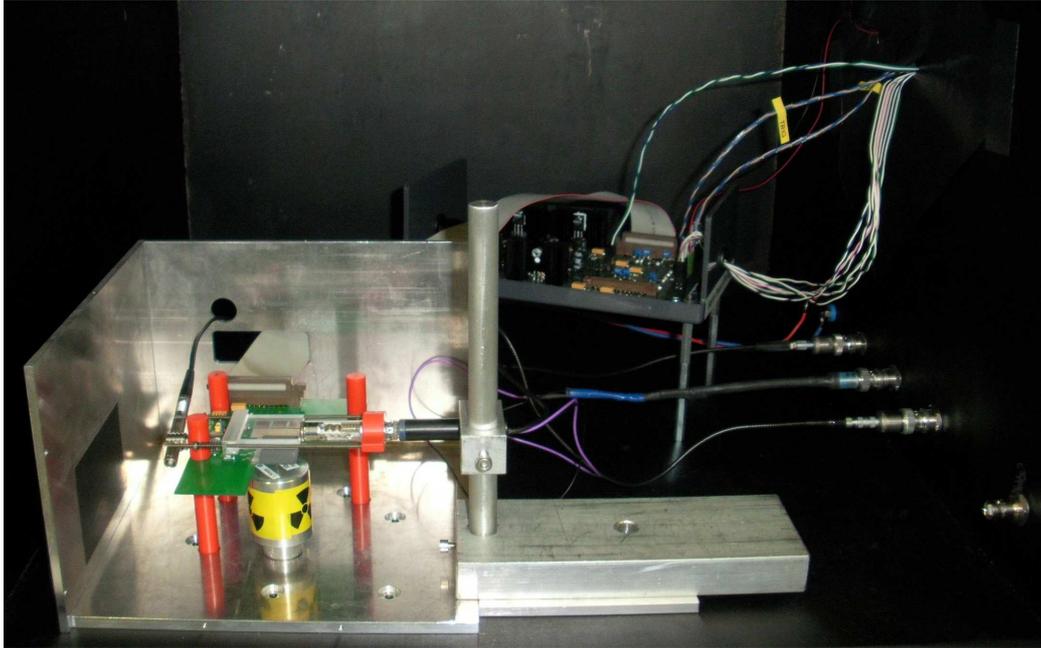


Abbildung 4.6: Die Photographie zeigt die Elemente innerhalb des lichtdichten Gehäuses. Im Vordergrund befindet sich eine Aluminiumbox mit der Messanordnung, auf die in Kapitel 4.3 noch einmal speziell eingegangen wird. Im Hintergrund ist das Supply-Board zu sehen. An der rechten Wand sind die Kabeldurchführungen erkennbar.

4.2.2 Signalführung und Funktionsweise beim Betrieb der Mess-Station

Abbildung 4.7 gibt eine Übersicht über alle Signalverläufe innerhalb der Mess-Station. An den PC mit der Mess- und Steuersoftware ist über USB ein I²C-Master angeschlossen. Über den I²C-Bus werden das Supply-Board zur Erzeugung der für den Betrieb der APV-Chips nötigen Spannungen programmiert, die Register der APV-Chips gesetzt, sowie der Systemtakt und der Triggermodus an das FPGA-Board übermittelt. Der 8-Bit orientierte Signaltransfer läuft über zwei bidirektionale Leitungen, eine sogenannte *Serial Data Line* (SDA) und eine *Serial Clock Line* (SCL) [11], zunächst an das Supply-Board, von wo er an FPGA und Sensorboard weitergegeben wird.

Das FPGA-Board erzeugt nun den gewünschten Systemtakt und gibt diesen als LVD-Signal über ein Twisted-Pair-Kabel¹² zur Zwischenstation Supply-

¹²Twisted-Pair-Kabel mit einer Impedanz von 100 Ω

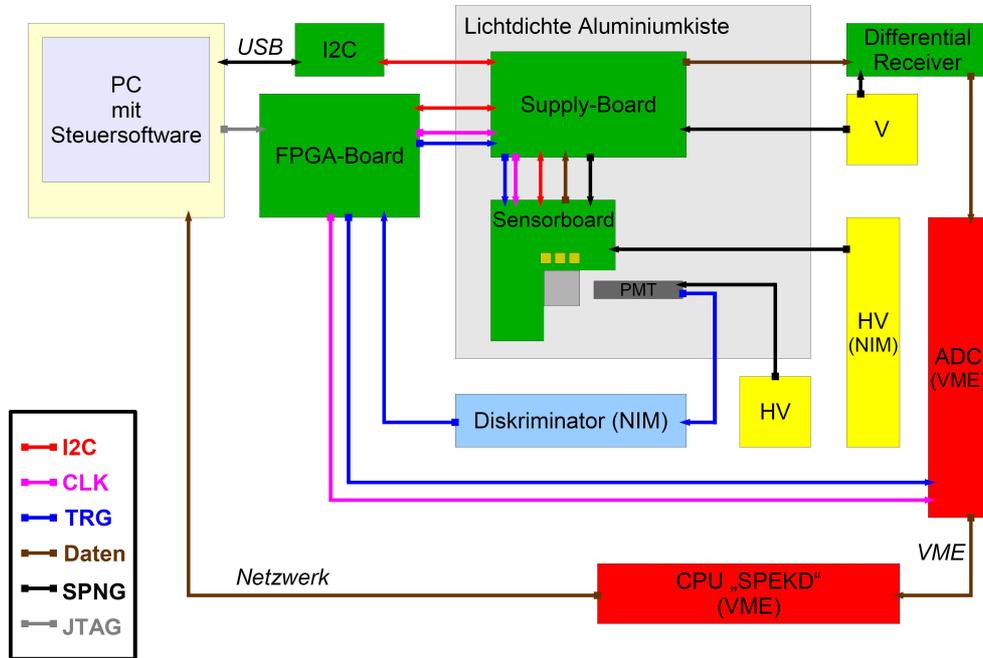


Abbildung 4.7: Schematischer Aufbau der gesamten Mess-Station.

Board, von wo aus alle Signale durch ein 50-poliges Flachbandkabel¹³ an die APV-Chips übertragen werden. Außerdem wird der ADC mit diesem Takt synchronisiert, wozu ein Twisted-Pair-Kabel in den vorgesehenen Eingang des Analog-Digital-Converters führt.

Die Trigger-Leitung vom FPGA zu den APV-Chips ist in der gleichen Weise realisiert. Über die Software können nun manuelle Trigger wie auch Kalibrationspulse und ein Softreset gesendet werden. Bei laufenden Messungen mit lichtdicht geschlossenem Gehäuse erzeugt ein Teilchendurchgang durch den Szintillator, mit einem Signal über der am Diskriminator eingestellten Schwelle, einen externen Trigger. Über ein Koaxialkabel¹⁴ gelangt dieser in das FPGA-Board, wo dann die festgelegte Anzahl und der zeitlichen Abstand an Auslesetriggern für die APV-Chips erzeugt werden. Außerdem wird zum Starten der Digitalisierung mittels Koaxialkabel ein Gate an den ADC geschickt. Diese Funktionen werden über JTAG einmalig in den FPGA geladen.

¹³Fine-Pitch-Flachbandkabel mit Rastermaß 0,635 mm und einer Impedanz von 90 Ω

¹⁴Alle Koaxialkabel mit einer Impedanz von 50 Ω

Die von den APV-Chips zum getriggerten Ereignis aufgezeichneten Daten werden differentiell zunächst über das Flachbandkabel zum Supply-Board und von dort aus über Twisted-Pair-Kabel in den Differential Receiver geführt, welcher das Signal auf „single ended“ umsetzt und über Koaxialkabel dem ADC zuführt. Die digitalisierten Rohdaten gehen schließlich über die Netzwerkverbindung von der VME-Frontend-CPU namens *spekd* in der USB-Teststations-Software ein.

4.3 Die Messanordnung

In diesem Abschnitt soll die Anordnung des Silizium-Streifendetektors, des Absorbers, des Szintillators und der radioaktiven Quelle für die vorgesehenen Messungen erläutert werden. Als Haltestruktur für zwei mögliche Sensorboards wurde eine Aluminiumbox angefertigt, deren Baupläne im Anhang B einsehbar sind. Dabei sind Haltestäbe so auf der Bodenplatte angeordnet, dass sich die Sensoren auf den beiden PCBs genau in einem quadratischen Bereich von 17 mm · 17 mm überdecken. Der Bereich ist in dieser Abmessung gewählt, damit die am Rand des Sensors offen liegenden Bonddrähte bei der Positionierung nicht beschädigt werden. Genau in dieser Größe wurde ein Absorberstück aus Bor bei Goodfellow bezogen. Ausführliche Spezifikationen des Materials sind in Anhang C zusammengestellt.

In der Höhe sind die Haltestäbe so abgestuft, dass die beiden Sensoren direkt aufeinander zu liegen kommen. Über Abstandsscheiben kann das obere Sensorboard genau in der erforderlichen Dicke des Absorberstücks angehoben werden. Auf diese Weise kann die Situation aus abwechselnden Detektor- und Absorberschichten für das sekundären Target untersucht werden. In der vorliegenden Arbeit sind allerdings noch keine Messungen mit zwei Sensoren durchgeführt worden, sondern lediglich Tests an einem Sensor in direktem Kontakt mit dem Absorbermaterial Bor.

Das Ziel, das zur in Abbildung 4.8 schematisch vorgestellten Messanordnung führte, war ein zunächst möglichst ungestörtes Erreichen des Sensors durch die β^- -Strahlung. Direkt auf den Auslestreifen des Silizium-Detektors sollte das Absorbermaterial positioniert werden können, um dessen Einfluss auf die Messergebnisse zu untersuchen. Als letztes Element schließt sich dann der zum Triggern erforderliche Plastikszintillator an. Damit die Situation vergleichbar bleibt, muss bei der Referenzmessung ohne aufgelegten Absorber dennoch diese Lage im Strahlengang verbleiben. Ein Halterähmchen positioniert sie in ausreichendem Abstand von 2 mm über dem Sensor. Die Quelle-Sensor-Entfernung beträgt 5,5 mm und der Szintillator befindet sich 10 mm

oberhalb des Sensors. Die Fotografie 4.9 zeigt den Aufbau noch einmal in Vollendung.

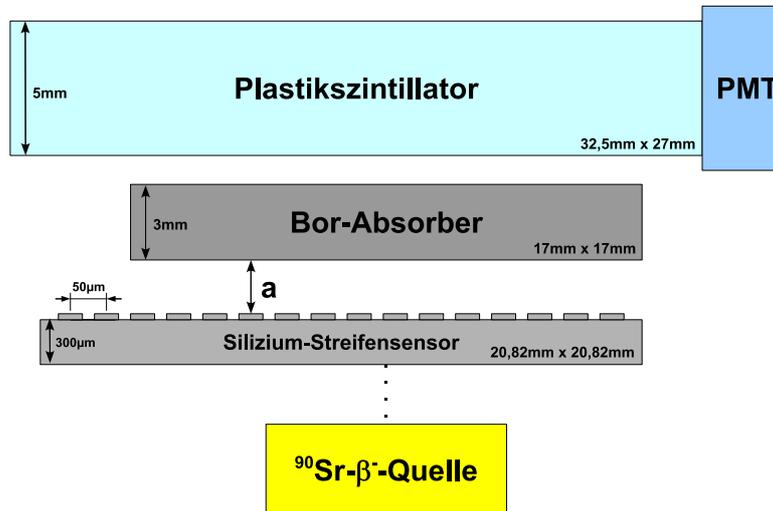


Abbildung 4.8: Schematischer Aufbau der Messanordnung. Der Abstand a wird durch den in einen Halterahmen eingelegten Bor-Absorber hergestellt. Für den Abstand $a = 0$ wird der Absorber direkt auf den Silizium-Streifensensor aufgelegt.

Als radioaktive Quelle für die Messungen mit ionisierender Strahlung stand eine $^{90}_{38}\text{Sr}$ -Quelle zur Verfügung. Das Radioisotop ^{90}Sr ist ein β^- -Strahler und zerfällt mit einer Halbwertszeit von 28,64 Jahren in der Reaktion $^{90}\text{Sr} \rightarrow ^{90}\text{Y} + e^- + \bar{\nu}_e$ zu $^{90}_{39}\text{Y}$ (Yttrium). Die Zerfallsenergie der Elektronen beträgt dabei 0,546 MeV. ^{90}Y ist wiederum ein β^- -Strahler und zerfällt nach der Reaktion $^{90}\text{Y} \rightarrow ^{90}\text{Zr} + e^- + \bar{\nu}_e$ in einer Halbwertszeit von 64,1 Stunden in das stabile Isotop $^{90}_{40}\text{Z}$ (Zirkonium) bei einer Zerfallsenergie der Elektronen von 2,282 MeV. Die verwendete ^{90}Sr -Quelle hat eine Aktivität von 22,5 MBq und eine Kollimatoröffnung mit einem 1,5 mm Durchmesser.

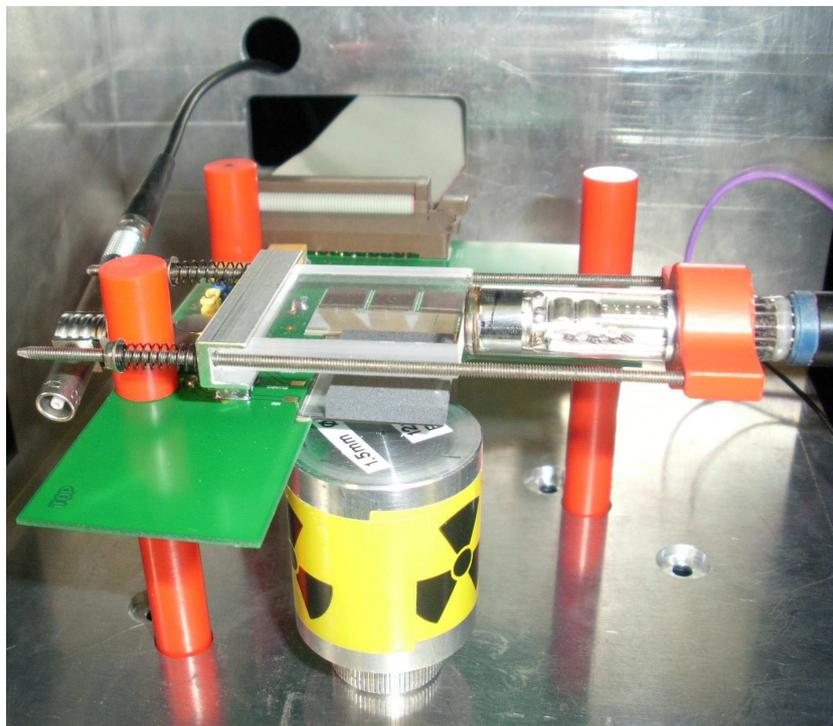


Abbildung 4.9: Die Fotografie zeigt die Messanordnung bei direkt auf den Sensor aufgelegtem Bor-Plättchen.

Kapitel 5

Messeinstellungen und Kalibration

5.1 Allgemeine Messeinstellungen

Nach der Vollendung des Aufbaus der Mess-Station mussten die geeigneten Betriebsparameter für die Elemente im einzelnen und in ihrem Zusammenspiel gefunden werden. Sie sind in diesem Kapitel aufgeführt.

5.1.1 Systemtakt und Digitalisierung

Als Systemtakt hat sich eine Wahl von 10 MHz durchgesetzt, denn für höhere Frequenzen lagen schnell starke Signalverzerrungen vor. Offenbar ist die Leitungsführung im Laboraufbau suboptimal. Der ADC wurde daraufhin so konfiguriert, dass er mit einer Abtastrate von $40 \cdot 10^6$ Samples pro Sekunde digitalisiert. Um ihn in dieser Arbeitsweise mit dem Systemtakt abzustimmen, wird aus jedem Block zu vier Samples immer entweder nur das erste, zweite, dritte oder vierte an die Software gesendet. Die Entscheidung für ein bestimmtes Sample wurde in das Messprogramm integriert und fließt somit als Möglichkeit eines Takt-Phasenabgleichs ein. An den Rohdaten lässt sich hierfür sehr eindeutig eine Entscheidung danach treffen, wann die digitalen Anteile eines Rohdatenframes gleichmäßig auf einer Höhe für 0 und 1 liegen.

5.1.2 Depletionsspannung für den Sensor

Die ideale Spannung für den Betrieb des Silizium-Streifensensors ist gerade dann gegeben, wenn die Depletionszone vollständig ausgebildet ist. In diesem Fall vergrößern sich die Leckströme bei anwachsender Spannung nicht mehr signifikant und es bildet sich ein Plateau aus.

Die in Mainz zur Verfügung stehenden Sensorboards wurden im Vorfeld alle am Institut für Kern- und Teilchenphysik der TU Dresden auf ihre prinzipiellen Eigenschaften hin untersucht. Damit einhergehend sind die idealen Depletionsspannungen für die aufgebrachten Silizium-Streifendetektoren ermittelt worden. Da die Spannung unmittelbar an das Sensormodul angelegt und sie somit nicht durch den unterschiedlichen Aufbau der restlichen Teststation beeinflusst wird, konnten die in Dresden ermittelten Idealwerte ohne eine Wiederholung der Messungen übernommen werden. Außerdem liefert die in Mainz verwendete Hochspannungsquelle generell nicht die idealen Voraussetzungen für eine Messung von Leckströmen.

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurde, nach der Nummerierung der Module in Dresden, mit Sensormodul 9 gearbeitet, für welches eine ideale Depletionsspannung von 65 V notiert ist [10]. Zudem ist die Empfehlung beachtet worden, nach dem Anlegen der Spannung etwa 20 Minuten bis zur Durchführung von Messungen mit einer radioaktiven Quelle abzuwarten. Nach dieser Zeitspanne sind die Leckströme durch den Sensor gesättigt.

5.1.3 Einstellung der Trigger-Elektronik

Um einen angemessenen Arbeitspunkt für den Betrieb des Photomultipliers festlegen zu können, wurden in Spannungsabständen zu 50 V seine Zählraten aufgenommen. Dies wurde für die bestehende Messanordnung zunächst ohne die ^{90}Sr -Quelle getätigt. Danach sind die Messungen bei β^- -Strahlung in den unterschiedlichen Situationen ganz ohne zwischengelagertes Material, mit lediglich dem Sensor im Strahlengang und dem relevanten Fall mit Sensor und dem Bor-Absorber durchgeführt worden. Abbildung 5.1 zeigt die Kennlinien für die vier Aufbauten.

Für die nachfolgenden Untersuchungen wurde anhand des Zählratenverlaufs eine Betriebsspannung von 1100 V festgelegt, da die Raten hierfür mittig im Plateau liegen. Die Messung ohne Quelle zeigte bei dieser Spannung noch keinen Rausch-Untergrund. Als Diskriminatorschwelle wurden -32,3 eV eingestellt.

5.1.4 Registereinstellungen der APV-Chips

Die Registereinstellungen werden für jeden der drei APV-Chips auf dem Sensorboard separat mittels der Steuersoftware einprogrammiert. Während einzelne herstellungsbedingte Unterschiede dadurch aneinander angeglichen werden können, muss die Betriebsweise selbstverständlich identisch sein.

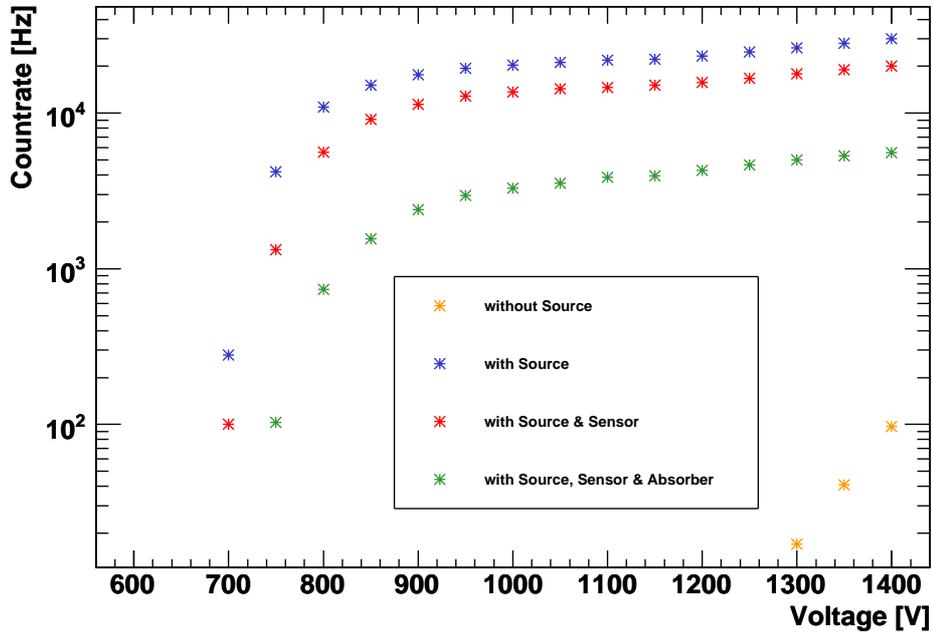


Abbildung 5.1: Kennlinien des Photomultipliers für die vier Situationen: ohne Quelle, nur mit Quelle, mit Quelle und Sensor, mit Quelle, Sensor und Bor-Absorber.

Wahl der Chip-Konfiguration

Die APV-Chips wurden für die durchgeführten Messungen mit ionisierender Strahlung im Multi-Modus betrieben. Dieser ist, wie in Kapitel 4.1.2 Abschnitt „Funktionsweise des APV25-S1“ erläutert wurde, eine Kombination aus dem Peak-Modus, bei dem die Pulshöhe zu jeder getriggerten Speicherzelle einzeln ausgegeben wird, und der 3-Sample-Einstellung, bei der mit dem Trigger auf eine Zelle gleichzeitig auch die beiden nachfolgenden für die Auslese markiert werden. Als Begründung für diese Wahl ist zu nennen, dass die Datenrate verhältnismäßig gering war und die Pulshöhe kontinuierlich mit jedem Taktzyklus aufgenommen werden sollte.

Als Auslesefrequenz muss im Mode-Register 40 MHz gewählt werden, was allerdings lediglich bedeutet, dass hier genau die von außen vorgegebene Systemfrequenz eingestellt wird¹ Die Namensgebung geht auf das Experiment

¹Die alternative Einstellung von 20 MHz bedeutet dann einfach die Hälfte der Systemfrequenz und wurde für eine verschachtelte Datenausgabe von zwei APV-Chips eingeführt.

am LHC zurück, für das die APV-Chips konzipiert wurden.

Bei den verwendeten Sensorboards wird die p-Seite des Silizium-Streifen-detektors ausgelesen. Weil am Shaper der APV-Kanäle ein Signal mit positiver Polarität anliegen muss, ist die vorgeschaltete Invertierungsstufe zu nutzen.

Damit die einprogrammierten Registerwerte in Kraft treten können, muss das Analogue Bias eingeschaltet sein.

Wenn man einen Kalibrationspuls an ausgewählte Kanäle des APV-Chips senden möchte, so muss das Bit „Calibration Inhibit“ 0 betragen. Während Messungen mit radioaktiver Strahlung sollte der Kalibrations-Schaltkreis nicht aktiv sein, um zusätzliche Rauschquellen zu vermeiden [17].

All diese Bedingungen legen gemeinsam nach Tabelle 4.2 für das Mode-Register mit aktivierter Kalibration einen Eintrag von 00111001 = 57 und für den normalen Messbetrieb einen Eintrag von 00111101 = 61 fest.

Das Latency-Register wurde mit einem Abstand zwischen Schreibe- und Trigger-Zeiger von 13 Taktzyklen programmiert. Damit werden sowohl die Teilchendurchquerungen durch den Sensor wie auch die Kalibrationspulse der APV-Chips gut erfasst und ausgelesen.

Bias-Register-Einstellung

Für die Bias-Einstellungen sind im APV-User-Guide [16] Vorschläge gemacht, welche für die folgenden Register bei allen drei APV-Chips übernommen wurden:

Bias-Register	IPRE	IPCASC	IPSF	ISHA	ISSF	IPSP	IMUXIN	VFP
Faktor n	98	52	34	34	34	55	34	30

Tabelle 5.1: Aufistung im APV-User-Guide [16] empfohlenen Einstellung der Bias-Register, welche in dieser Form für die nachfolgenden Messungen genutzt wurden.

Speziell an das verwendete Sensorboard, im Zusammenwirken mit der aufgebauten Mess-Station, und an die Untersuchungs-Zielsetzung angepasste Registerwerte sind:

Bias-Register	n für APV 0	n für APV 1	n für APV 2
VFS	135	135	135
VPSP	35	35	33

Tabelle 5.2: Angepasste Werte der Bias-Register VFS und VPSP für die drei APV-Chips des verwendeten Moduls.

- Das VFS-Bias-Register (Shaper Feedback Voltage Bias) regelt die Länge der Pulsform eines Ereignisses hinter dem Shaper. Je größer man n wählt, desto langsamer geht das Abklingen des Signals in der Zeit vorstatten. Das bedeutet, dass umso mehr zeitlich aufeinanderfolgende Frames noch Ladung aus dem Ereignis aufzeigen. Da die Pulsformanalyse als Vergleichsmöglichkeit der Situationen des Bor-Absorbers in direktem Kontakt zum Sensor und mit weiterem Abstand herangezogen werden soll, ist für n hier ein hoher Wert gewählt.
- Das VPSP-Bias-Register (APSP Voltage Level Adjust) stellt die Höhe der Baseline, also die Lage der analogen Daten ohne Ladungseinträge, im Frame ein. Wie man der Tabelle 5.2 entnimmt, musste die Baseline des dritten APV-Chips aufgrund von herstellungsbedingten Unterschieden an die der anderen beiden angeglichen werden, da sie bei übereinstimmenden Registereinträgen zu niedrig positioniert war. Es sei hierbei noch einmal an Tabelle 4.1 erinnert, wo zu lesen ist, dass sich der Registerwert in Abhängigkeit des Faktors n als $+1,25 V - (7,5 mV \cdot n)$ ergibt. Ein geringeres n führt danach zu einer Verschiebung der Baseline zu höheren ADC-Werten hin. Die Baseline wurde insgesamt ziemlich hoch eingeregelt, da sie ansonsten bei großen Ladungseinträgen sehr stark nach unten abgefallen ist, teilweise bis auf Null.

Im Register MUXGAIN wird schließlich die Eingangsstufe des Multiplexers durch die Auswahl von einem aus fünf Widerständen definiert. Hier hat sich die Einstellung des mittleren Widerstands bewährt, welcher den Strom von 1 mA pro MIP liefert. Angewählt wird dieser über das Bitmuster 00100, also den Registerwert 4. Bei dieser Regelung zeigten die APV-Chips das stabilste Verhalten.

5.1.5 Trigger-Einstellung

Wie bereits erwähnt, möchte man nach einem externen Trigger gerne mit jedem Taktzyklus auch die in der Pufferzelle eingetragene Pulshöhe auslesen. Damit ist ein kontinuierliches Abtasten der Pulsform gewährleistet. In Anlehnung an die Erläuterungen des Abschnitts „Triggern des APV25-S1“ in Kapitel 4.1.2 und nach Betrachtung der Abbildung 4.4 wählt man dazu die 3-Sample-Einstellung in Verbindung mit Auslesetriggern im Abstand von drei Taktzyklen. Nach einem Trigger werden damit auch die beiden nachfolgenden Zellen für die Auslese markiert. Für die vierte Zelle generiert man einen neuen Auslesetrigger. Am FPGA-Board muss hierfür eine Multi-Trigger-Periode von 3 eingestellt werden, da dort die Triggersignale erzeugt werden. Um die zu messende Pulsform zeitlich komplett bis zu ihrem Auslaufen zu erfassen, wurden 6 Auslesetrigger am FPGA-Board eingestellt, was in Verbindung mit dem 3-Sample-Modus zu einer Anzahl von insgesamt 18 Frames führt.

Abbildung 5.2 zeigt diese 18 Rohdatenframes eines APV-Chips, die sich mit den oben genannten Einstellungen ergeben. Bei dieser Messung wurde der Sensor mit der ^{90}Sr -Quelle bestrahlt. Ab dem neunten Frame sind deutlich herausstehende Pulshöhen eingetragen, die in den folgenden Frames ein exponentielles Abklingverhalten zeigen. Generell beginnen aufgrund der gewählten Latency-Einstellung die Ladungspulse ionisierender Teilchen in diesem Frame und zwar mit maximalen Pulshöhen. Eine aufsteigende Flanke ist nicht beobachtbar. Auf die Teilchentreffer wird im kommenden Abschnitt eingegangen.

5.1.6 Regulieren der Treffer-Bedingungen

Abbildung 5.3 stellt den Bereich der hohen Ladungseinträge aus Histogramm 5.2 noch einmal gesondert heraus. Die im Frame getrennt aufgezeichneten Überhöhungen gehören dabei keinesfalls zu verschiedenen Ereignissen, sondern liegen aufgrund der in Abschnitt „Datenausgabe nach einem Auslesetrigger“ des Kapitels 4.1.2 beschriebenen Multiplexer-Kanalumsortierung lediglich in einer anderen Reihenfolge vor. Um aus dieser Darstellung den Treffer zu extrahieren, ordnet die Software alle APV-Kanäle zunächst nach Gleichung 4.1 wieder in die am Sensor gegebene lineare Abfolge. Anhang A gibt darüber detailliert Auskunft.

Anschließend wird für jeden Frame ein Median über die nicht getroffenen Kanäle gebildet und jeder einzelne von diesen einer sogenannten *Pedestal-korrektur* unterzogen. Das Pedestal eines Kanals ist die gemittelte Differenz seines ADC-Werts zum Median. Zusätzlich wird noch der Wert des Medians

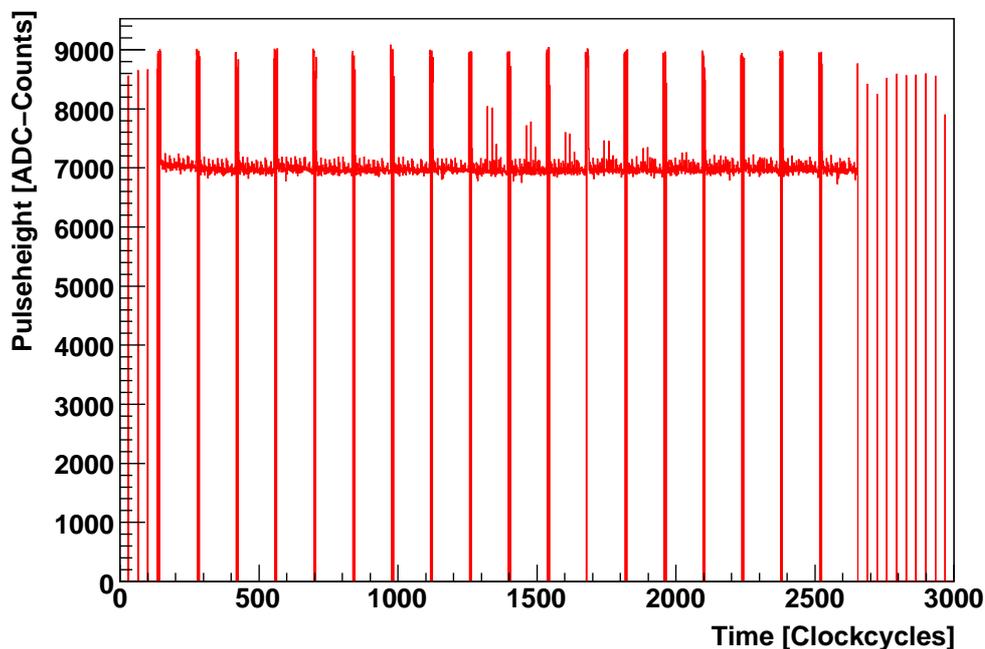


Abbildung 5.2: Mit jedem der sechs Auslesetrigger werden drei aufeinanderfolgende Pufferzellen einzeln ausgelesen. Dies führt zu den abgebildeten 18 Frames, welche alle nach der in Abbildung 4.5 vorgestellten Struktur aufgebaut sind. Der letzte Frame wird von einem Synchronisationspuls abgeschlossen. Sie werden nachfolgend alle weiteren 35 Taktzyklen gesendet. Ab dem neunten Frame sind Pulshöhen zu einem Ereignis ersichtlich, die langsam mit der Zeit abklingen.

von den Kanaleinträgen abgezogen, um die nicht getroffenen auf Null zu setzen. Nach diesen Algorithmen bildet die Software den Treffer in der in Abbildung 5.4 gezeigten Weise ab.

Zur Durchführung von Messungen fehlt nun lediglich noch die vom Nutzer wählbare Bedingung, wann eine Pulshöhe als wahrer Teilchentreffer zu werten ist. Dies ist in einer Kombination aus zwei Abfragen für jeden Kanal individuell realisiert: Zum einen muss die Pulshöhe des Kanals generell über einer festgelegten Schwelle liegen, zum anderen wird noch das Kriterium hinzugefügt, in wievielen aufeinanderfolgenden Frames sie auch mindestens über dieser Schwelle bleiben muss. Rauschen ist mit großer Wahrscheinlichkeit nur in einem Frame anzutreffen und erreicht nicht die Pulshöhen echter Ereignisse. Damit lässt es sich zu einem großen Anteil herausfiltern. Auf der anderen

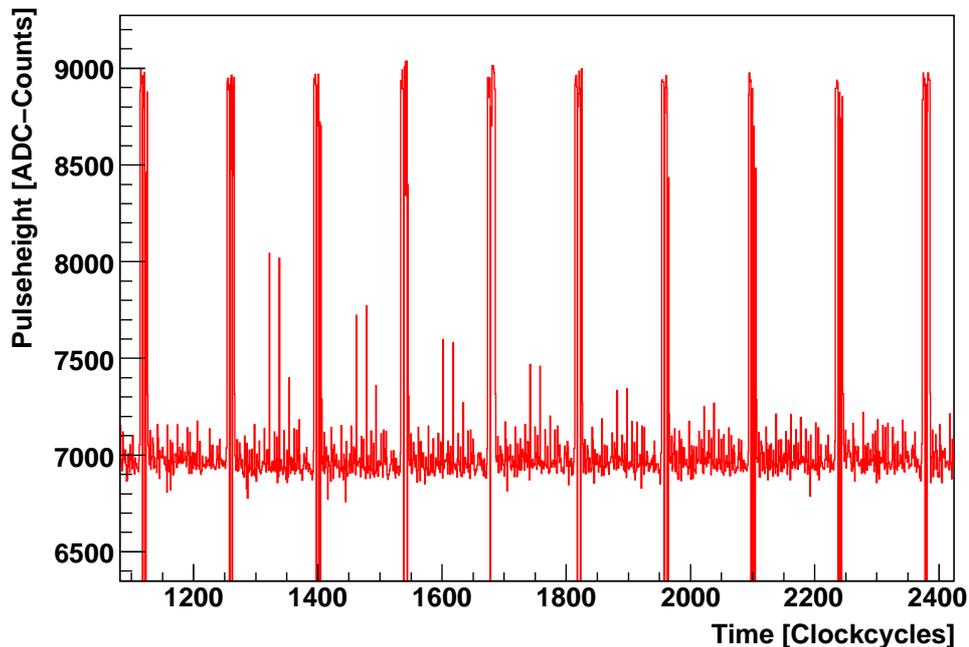


Abbildung 5.3: Ausschnitt aus Abbildung 5.2, in dem die Ladungseinträge eines Teilchens hervorgehoben werden, das den Sensor durchquert hat.

Seit sind gerade die Ausläufer von Mehrkanaltreffern sehr klein und schnell abgeklungen. Dies hat zur Folge, dass diese und damit ein Teil der deponierten Energie nicht registriert werden. Demnach ist also sorgfältig abzuwägen, wie die Bedingungen sinnvoll gesetzt sind.

Für die hier beschriebenen Messungen hat sich nach einigen Probedurchläufen eine Schwelle von 100 durchgesetzt, wobei die Pulshöhe in mindestens zwei aufeinanderfolgenden Frames darüber liegen muss.

Die Informationen zu denjenigen Pulshöhen, welche den Abfragen standgehalten haben und somit als echte Treffer bewertet sind, werden schließlich in ASCII²-Dateien abgespeichert. Hier besteht die Auswahl, alle Frames zu einem Ereignis aufzunehmen, die den Treffer-Bedingungen genüge leisten, oder lediglich die Daten aus dem Frame mit maximalen Pulshöhen in die Datei zu schreiben. Letztere Auflistung wird für die Auswertung der Energieverlustmessungen verwendet. Der zeitliche Verlauf des Signals ist für eine Pulsformanalyse unverzichtbar und erfordert daher die zuerst beschriebene Variante.

²American Standard Code for Information Interchange

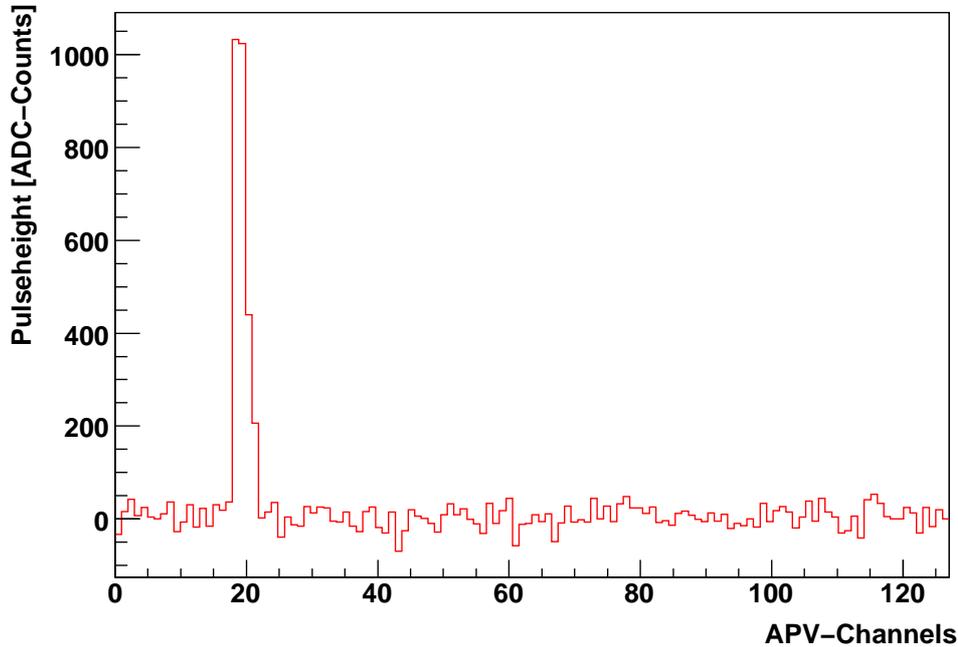


Abbildung 5.4: Nach Umsortierung auf lineare Kanalabfolge und Pedestaltabzug ergibt sich für den Frame Nummer 9 aus Abbildung 5.2 obiges Bild. Deutlich zu sehen ist, dass bei einem Teilchendurchgang mehrere benachbarte Kanäle ansprechen. Zu jedem einzelnen Frame lässt sich eine solche Abbildung anzeigen und ganz analog klingt der gezeigte Treffer dabei mit der Zeit ab.

5.2 Kalibration der APV-Chips

Um die ADC-Information in eine Ladungsmenge umzurechnen, wird vom APV-internen Kalibrations-Schaltkreis Gebrauch gemacht.

Über das ICAL-Register lassen sich definierte Ladungsmengen in Einheiten von 625 Elektronen in eine von acht je 16 Kanäle umfassende Kanalgruppe des APV-Chips injizieren. In der Software ist die Möglichkeit eines Scans über einen wählbaren ICAL-Bereich implementiert. In definierbarer Schrittweite wird hierbei für alle Kanalgruppen nacheinander der Bereich durchlaufen und die zugehörigen Pulshöhen werden abgespeichert. Dieses Verfahren wird auf alle drei APV-Chips, die auf dem Sensorboard platziert sind, gleichzeitig angewendet. Für die Durchführung ist eine möglichst genaue Übereinstimmung mit den späteren Messbedingungen herzustellen. So wurde lediglich die ^{90}Sr -Quelle entfernt, da sie in diesem Fall störende Ladungseinträge liefern würde.

Aus den gewonnenen Messdaten lässt sich für alle Kanäle eines jeden APV-Chips gesondert die eingetragene Ladungsmenge q gegen die ausgelesene ADC-Pulshöhe p auftragen. Bei gut gewählten Messbedingungen ergibt sich dabei ein linearer Zusammenhang, durch den eine Gerade gefittet wird. Der Einfachheit halber wird diese durch den Koordinatenursprung gelegt, sodass pro Kanal ein Parameter, die Steigung m , für die zukünftige Kalibrierung nach $q = m \cdot p$ aufgenommen und in einer ASCII-Datei gespeichert wird. Das Offset ist vernachlässigbar klein und wird daher nicht in den Geradenfit einbezogen.

Der Kalibrierungsscan wurde für die bereits vorgestellten Registerwerte in einem ICAL-Bereich von 10 bis 70 bei einer Schrittweite von 5 durchgeführt. In Abbildung 5.5 ist als ein Beispiel Kanal 115 von APV 0 des verwendeten Sensorboards mit seiner Kalibrierung herausgegriffen. Die zu erkennen-

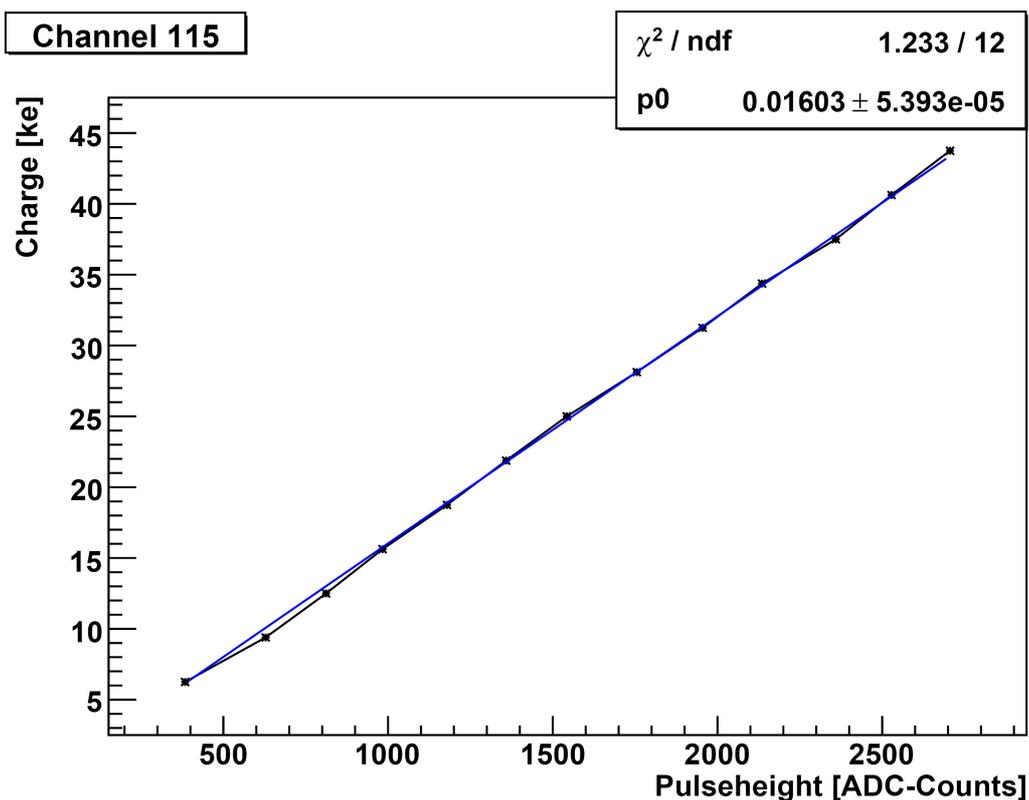


Abbildung 5.5: Geradenfit am Beispiel von Kanal 115 des APV 0. Der Fitparameter $p_0 = m$ beträgt hier 0,01603 ke.

den Nichtlinearitäten sind nach dem Abgleich aller Kanäle und auch nach Auswertung verschiedener Kalibrierungsscans von systematischer Natur und

bedürften einer tiefergehenden Betrachtung. Als ersten Verfeinerungsschritt könnte man den Offset im Geradenfit berücksichtigen.

Kapitel 6

Messungen mit dem Absorbermaterial Bor

Im sekundären Target bei Panda sollen Absorberschichten, unter anderem Bor, unmittelbar mit Nachweisebenen aus Silizium-Streifendetektoren zusammengefügt sein. Daraus ergibt sich die Frage, ob die Funktionalität dieser Halbleitersensoren prinzipiell von dem direkten Absorberkontakt unbeeinflusst ist und ob sie auch auf lange Sicht unverändert bestehen bleibt. Um sich dieser Fragestellung zu widmen, wurde die Teststation in der dargelegten Form aufgebaut und eingestellt. Der Test, ob ein Silizium-Streifensensor auch bei aufgelegtem Bor-Absorber zuverlässige Messungen gestattet, wurde auf zweierlei Weise durchgeführt. Sie sind in diesem Kapitel mit ihren Ergebnissen zusammengefasst.

6.1 Energieverlustmessung

6.1.1 Grundlagen der Energieverlustmessung

Die bis jetzt beschriebenen Analyseschritte berücksichtigen noch nicht, dass bei einem Teilchendurchgang in der Regel mehrere Streifen des Sensors ansprechen. Da sie zu demselben Ereignis gehören, muss die Ladungsmenge als Grundlage für die Berechnung des Energieverlusts aufsummiert werden. Zum Auffinden eines solchen sogenannten *Clusters* steht ein Algorithmus zur Verfügung, welcher zu einem Ereignis die nächsten und auch die übernächsten Kanalnachbarn nach Treffern absucht. Für diese Operation sind die Kanäle APV-übergreifend durchnummeriert, sodass auch zusammengehörende Einträge, die sich über die Grenze zweier APV-Chips erstrecken, als ein Cluster identifiziert werden.

Abbildung 6.1 zeigt in einfach logarithmischer Auftragung, wie viele Streifen bei den Ereignissen einer Energieverlustmessung jeweils zu einem Cluster gehören. Das Maximum liegt für Zweikanaltreffer vor. Cluster, welche sich über mehr als 20 Streifen erstrecken, treten nur sehr selten auf, lediglich bis zu etwa 10 mal unter über 600.000 Ereignissen.

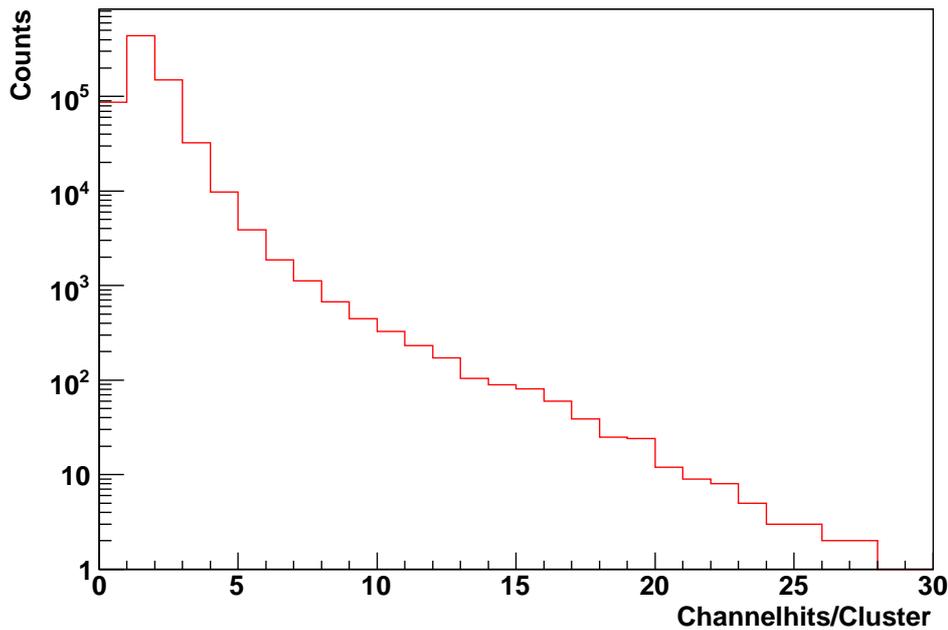


Abbildung 6.1: Streifenmultiplizitäten der Cluster bei der Energieverlustmessung an Messtag 1, siehe folgenden Abschnitt.

Man nimmt im Folgenden stark vereinfacht an, dass jedes registrierte Elektron auf der Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares basiert. In Silizium müssen hierzu 3,6 eV aufgewendet werden. Aus diesen Gegebenheiten lässt sich nun der Ionisationsverlust des Teilchens errechnen, wobei aufgrund von Rekombinationsprozessen, elektronischem Rauschen oder auch den anzulegenden Trefferkriterien in der Software, welche die Clusterflanken abschneiden, nicht von einer hundertprozentigen Ausbeute auszugehen ist.

6.1.2 Durchführung der Energieverlustmessungen

Um die Effekte eines direkten Absorberkontakts zum Silizium-Streifendetektor beobachten zu können, wurden neben Messungen mit aufgelegtem Bor-Plättchen

Vergleichsmessungen mit etwa 2 mm Luftspalt durchgeführt. Beim unmittelbaren Absorberkontakt sind einmal sofortige systematische Veränderungen denkbar, die alleine auf das positionierte Material zurückzuführen sind, oder Langzeiteinflüsse wie eine Effizienzverringerung des Sensors zu beobachten. Der erste Fall käme beispielsweise durch entstehende Kapazitäten zustande. Beim zweiten könnte eine eventuelle Teilchendiffusion aus dem Bor-Plättchen in den Halbleiter Abweichungen zu früheren Messungen hervorrufen. Um eine Antwort auf diese Fragen zu erhalten, wurden abwechselnde Messungen mit den verschiedenen Absorberpositionen durchgeführt. Für eine ausreichende Statistik innerhalb eines Messdurchlaufs und um eine zeitliche Regelmäßigkeit zu gewährleisten, wurden die Energieverlustspektren immer über eine Spanne von exakt 23 Stunden aufgenommen. Für den Umbau der Messanordnung verblieb eine Stunde. Die nachfolgende Tabelle zeigt, an welchen Tagen sich der Bor-Absorber im Halterähmchen befand (H) oder auf dem Sensor platziert wurde (S).

Messtag	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Position	H	S	H	S	S	S	S	S	S	S	S	H	H	S	S	S
Messtag	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32
Position	S	S	S	S	S	H	H	S	S	S	S	S	S	S	S	H

Tabelle 6.1: Diese Tabelle gibt einen Überblick, wie der Absorber am entsprechenden Messtag positioniert war. H steht für Absorber im Halterähmchen, S für Absorber direkt auf dem Sensor.

Um Tendenzen aus Langzeiteinflüssen des Absorbers besser erkennen zu können, wurde dieser in längeren Perioden zu acht Tagen aufgelegt gelassen. Die zwischenzeitlichen Messungen in der Halterung dienen immer wieder als Referenz, wobei dauerhafte Veränderungen des Sensors natürlich hierdurch nicht aufgehoben würden.

Die Messungen an Tag 18 und 31 wurden durch Netzwerkstörungen zwischen ADC und dem PC leider unbrauchbar für die Auswertung und sind in den folgenden Betrachtungen ausgelassen.

6.1.3 Auswertung der Energieverlustmessungen

Als Auswertung wurden für jeden Messtag die Energieverluste histogrammiert und das entstandene Spektrum im Bereich des Maximums gefittet. Für die Fitfunktion wurde eine Landauverteilung mit einer Gaußverteilung gefaltet. Die Landauverteilung wurde dabei für den Energieverlust gewählt und die Gaußverteilung beschreibt die Detektorauflösung und die Beschränkungen der APV- und ADC-Genauigkeiten. In Abbildung 6.2 ist das Ergebnis

einer solchen Tagesmessung dargestellt. Wie man sieht, konnte ein gewisser Anteil an elektronischem Rauschen nicht herausgefiltert werden. Hier wurden also knapp über der Schwelle liegende Rauschtreffer als echte Ereignisse interpretiert.

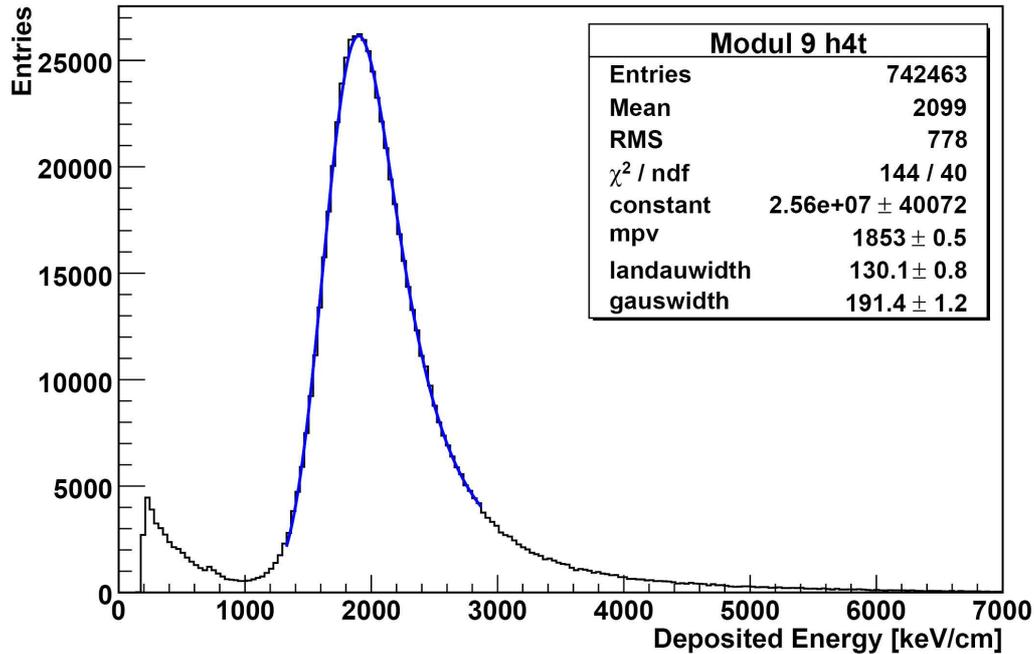


Abbildung 6.2: Auswertung der Energieverlustmessung des ersten Tages, bei dem sich der Absorber in der Halterung befand.

Nach Abschluss der Messreihe von 32 Tagen wurden alle Peakpositionen zum Vergleich gegen die Zeit aufgetragen, Abbildung 6.3. Die Messungen mit dem Absorber in der Halterung sind blau eingetragen und die roten Punkte gehören zu den Tagen, an denen der Bor-Absorber auf dem Sensor lag.

Bereits mit bloßem Auge lässt sich erkennen, dass keine systematischen Unterschiede zwischen den Peak-Positionen aus Messungen mit und ohne Absorber-Detektor-Kontakt vorliegen. Der Sprung an den Tagen 15 und 16 ist so zu erklären, dass vor dem Start der fünfzehnten Durchführung ein kurzzeitiger Ausfall der Hochspannungsversorgung aufgetreten ist. Nach Rückkehr der Stromversorgung wurde die Depletionsspannung binnen weniger Sekunden wieder auf den eingestellten Wert von 65 V geregelt. Sonst wurde die

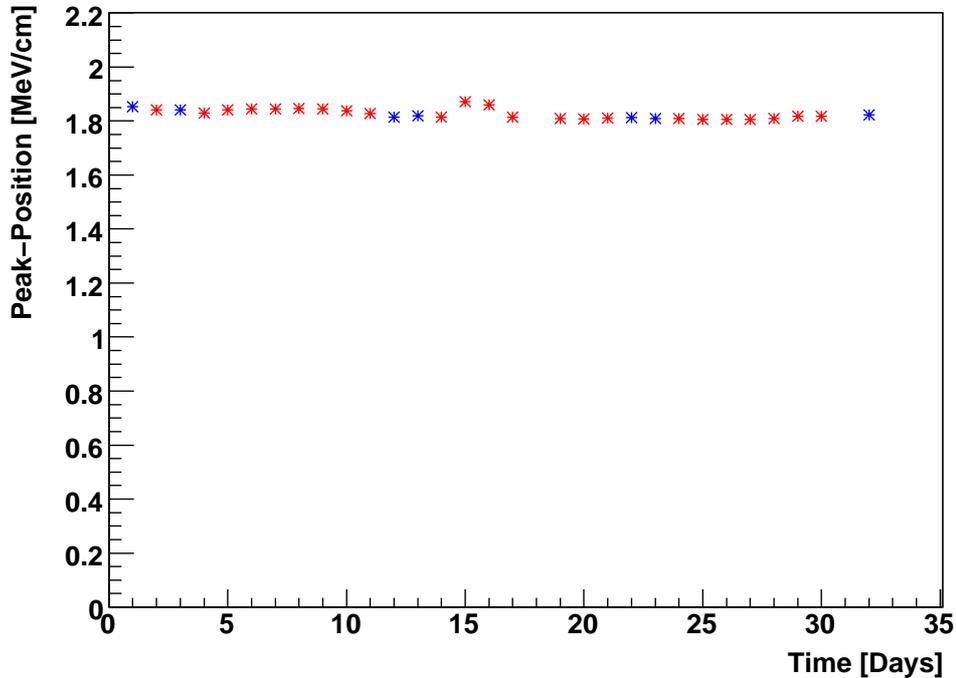


Abbildung 6.3: Peaklagen der Energieverlustspektren gegen die Zeit. Messungen mit Absorber in der Halterung sind als blaue, diejenigen mit Absorber auf dem Sensor als rote Punkte eingetragen. Die Fehler zu den Peak-Positionen sind sehr klein. Zu Tag 18 und 31 war keine Auswertung möglich, weshalb dort keine Messpunkte eingetragen sind.

Spannung nach dem Umbau der Anordnung gleichmäßig über einen Zeitraum von etwa zwei Minuten auf diesen Wert hochgefahren, da ein zu schneller Anstieg den Sensor zerstören kann. Nach diesem Vorfall war ein deutlich stärkeres Rauschen zu verzeichnen und es wurde ein viel höherer Leckstrom angezeigt. Die Vermutung ist daher, dass die gestiegenen Leckströme Auswirkungen auf die Peaklage gehabt haben. Die im Energieverlustspektrum in vergleichsweise sehr viel höherem Ausmaß enthaltenen Rauschtreffer sollten geringeren Einfluss auf die Ionisationsverluste von Teilchen haben, da diese bei deutlich größeren Energien lokalisiert sind. Untermuert wird die Annahme dadurch, dass nach zwei Tagen der Leckstrom wieder auf vorhergehende Werte eingependelt war und sich damit auch die Peaklage wieder den vorigen angeglichen hat. Das Rauschen blieb jedoch deutlich stärker vertreten und sank nur langsam mit den Messtagen wieder ab.

Um einen Effekt durch die Dauer des Absorberkontakts abschätzen zu können, wurden die Peaklagen linear gefittet. Dabei sind zunächst alle Punkte einbezogen und dann die beiden Messbedingungen gesondert betrachtet worden. Abbildung 6.4 stellt das Ergebnis für den erstgenannten Fall als Beispiel dar.

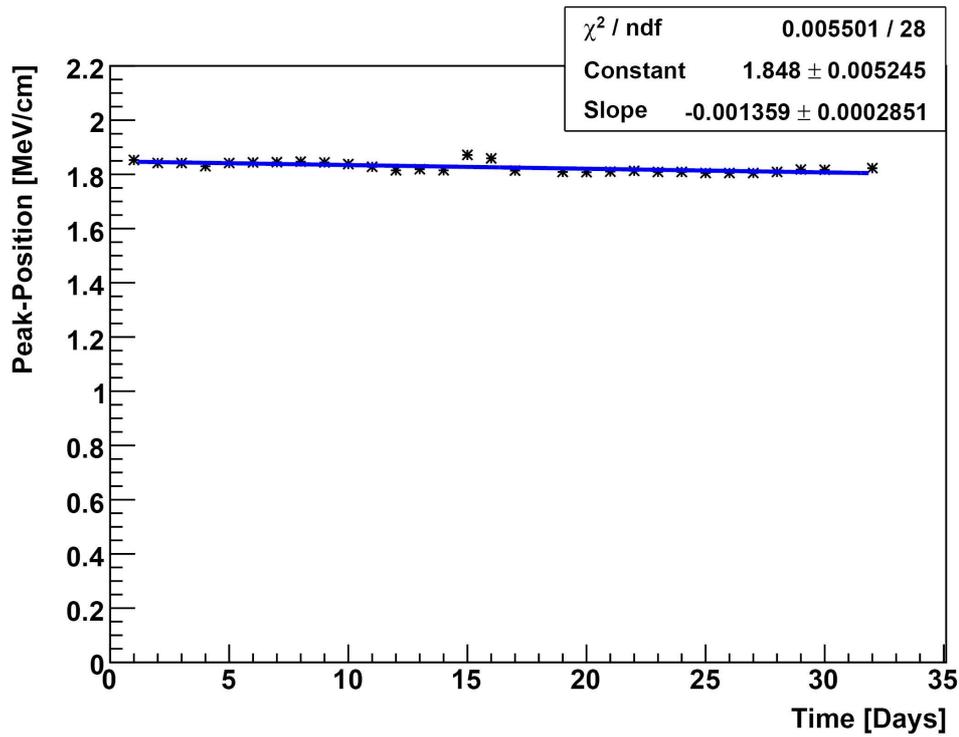


Abbildung 6.4: Hier wurde eine Gerade durch alle Messpunkte gelegt.

Die nachfolgende Tabelle führt alle Fitparameter der drei Geradenfits auf:

	Steigung	Konstante
alle Messpunkte einbezogen	$-0,001359 \pm 0,0002799$	$1,848 \pm 0,00515$
nur MP Absorber auf Sensor	$-0,001499 \pm 0,0003532$	$1,851 \pm 0,00650$
nur MP Absorber in Halterung	$-0,001060 \pm 0,0004503$	$1,841 \pm 0,00827$

Tabelle 6.2: Diese Tabelle wurde aus den Geraden-Fitparametern erstellt.

Im Rahmen der Fehler ist auch hier der Unterschied zwischen den Messungen mit verschiedenen Absorberpositionen nicht signifikant. Generell ist aber der Trend festzustellen, dass sich die Peaklage pro Messtag um etwa 1 keV bis 1,5 keV nach links verschiebt. Ob dies jedoch auf reine Einflüsse des aufgelegten Materials Bor zurückzuführen ist, bleibt fraglich. Viel wahrscheinlicher ist eine Verringerung der Effizienz durch Staub, der sich auf den Sensor, die offenen Bonddrähte und die APV-Chips legt, da die Messungen nicht in einem Reinraum durchgeführt werden. Außerdem geht das Auflegen und Abnehmen des Absorbers vom Sensor nie reibungsfrei vonstatten, sodass womöglich Störungen in das Kristallgitter eingebracht oder die Auslestreifen in Mitleidenschaft gezogen werden.

Im sekundären Target müssen die Schichten idealerweise nur einmal zusammengeführt werden, wobei definitiv ein viel höheres Maß an Reinheit gewährleistet sein wird. Wenn bei solchen Bedingungen dennoch eine Effizienzverringerung beobachtet wird, können Diffusionsvorgänge vom Absorber in den Sensor nicht mehr ausgeschlossen werden. Zum jetzigen Zeitpunkt ist mit der geringen Statistik und zusätzlichen Störeinflüssen kein abschließendes Urteil darüber zu fällen.

Ganz analog zum Auftragen der Peak-Ionisationsverluste wird in Abbildung 6.5 die Gaußbreite σ über den Messtagen dargestellt.

In dieser Abbildung findet man das erheblich angestiegene elektronische Rauschen aufgrund der rapiden Hochspannungseinstellung vor dem fünfzehnten Durchlauf bestätigt. Die Standardabweichung der Gaußverteilung macht an Messtag 15 einen Sprung zu um etwa 20 keV höheren Werten. Die Standardabweichung ist über die ersten 14 Messtage nahezu konstant und systematische Unterschiede für die beiden Absorberpositionen sind nicht gegeben. Wie schon in den Energieverlustspektren beobachtet, sinkt das Rauschen sehr langsam wieder mit zunehmender Zeit. Die Veränderung sind auch hier wieder nicht auf die Auflage des Bor-Absorbers zu beziehen.

6.2 Pulsformanalyse

6.2.1 Grundlagen der Pulsformanalyse

Bei den Energieverlustmessungen werden Informationen mehrerer Kanäle zusammengefasst. Hierdurch sind mögliche Materialeinflüsse von Bor auf den Sensor verwaschen. Eine genauere Überprüfung gestattet die Pulsformanalyse zu einem festen Kanal. Ab dem achten Messtag der Energieverlustmessun-

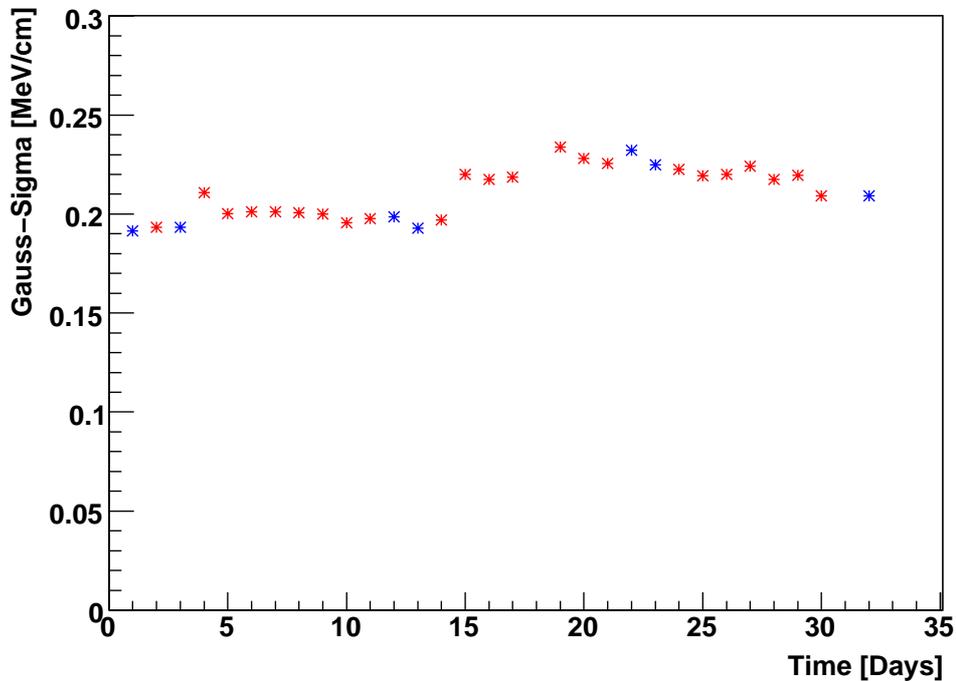


Abbildung 6.5: Auftragung der Standardabweichung der Gaußverteilung gegen die Messtage. Auch hier wurden Messungen mit Absorber in der Halterung als blaue und solche mit Absorber auf dem Sensor als rote Punkte eingetragen.

gen wurde hierfür auch immer eine Datei angelegt, die alle ADC-Pulshöhen herausschreibt, solange diese in zwei aufeinanderfolgenden Frames oberhalb der Schwelle von 100 liegen. Das Prinzip ist in Abbildung 6.6 verdeutlicht: In Teil a) beginnen die Ladungseinträge zu einem Teilchendurchgang im dritten Frame und auch für die nächsten fünf werden die Pulshöhen abgespeichert. In Teil b) ist gezeigt, dass die Pulsform auch dann abgeschnitten wird, wenn nur in einem Frame die Schwelle einmal nicht überschritten sein sollte. Teil c) macht deutlich, dass auch ein Rauschtreffer gewertet wird, sobald er zweimal direkt hintereinander über der Schwelle liegt. Als statistische Fluktuation wird er dann sehr wahrscheinlich nur in zwei Frames die Bedingung erfüllen und schlägt sich daher lediglich in den Zeitfenstern 0 und 1 nieder. Um sich einen generellen Überblick über die eindimensionale Position der Teilchendurchgänge zu verschaffen, ist in Abbildung 6.7 zunächst einmal die Anzahl der Kanaltreffer unabhängig von ihrer Clusterzugehörigkeit histogrammiert. Man erkennt an der schmalen Kanalverteilung sehr deutlich, dass die

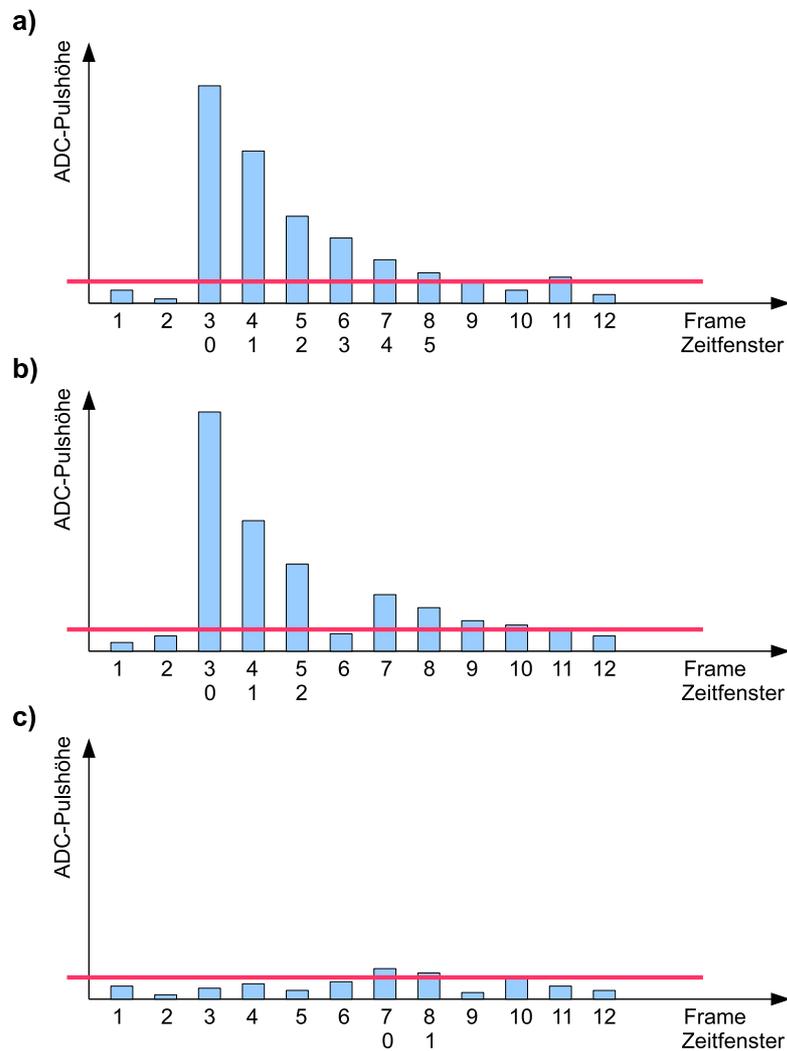


Abbildung 6.6: Bedingung für die Speicherung der ADC-Höhen eines zeitlich abklingenden Pulses.

^{90}Sr -Quelle stark kollimiert ist und sich sehr dicht unter dem Sensor befindet. 20 Kanäle im Histogramm entsprechen einer Breite von etwa 1 mm auf dem Sensor.

Ein Verarbeitungsfehler beim Drahtbonden sorgte dafür, dass bei jedem APV-Chip Kanal 0 und Kanal 64, im Histogramm also die Kanäle 0, 64, 128, 192, 256 und 320, nicht angeschlossen wurden. Daher wird die Ladung beim Treffen eines solchen Kanals von den benachbarten registriert, die sich durch überhöhte Einträge auszeichnen. Bei der gegebenen Messanordnung

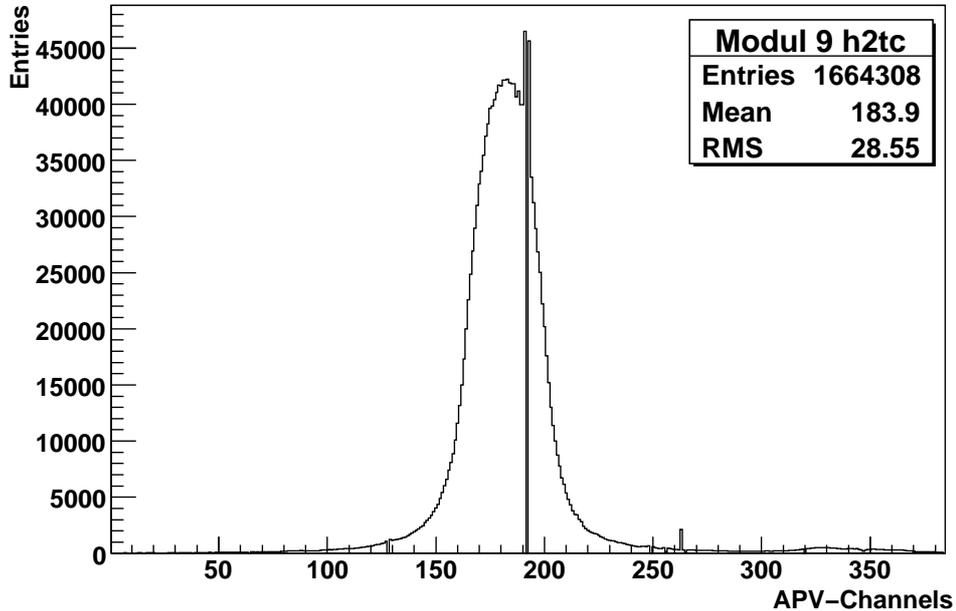


Abbildung 6.7: Histogramm über die Treffer, die jeder einzelne der 384 APV-Kanäle am achten Messtag registriert hat.

betrifft dies nach Abbildung 6.7 insbesondere die Kanäle 191 und 193. Das Fehlen von Einträgen lässt sich auch bei Kanal 128 und 256 noch wie erwartet erkennen. Für defekte Kanäle tritt dasselbe Phänomen auf, sodass man sie sehr leicht identifizieren kann, so zum Beispiel Kanal 249.

Die bei Kanal 263 auftretende Überhöhung liegt an einem vergleichsweise starken Rauschverhalten. Dabei hat dieser Kanal mit seinem Rauschen die eingestellte Trefferschwelle weitaus häufiger als die übrigen überschritten. Eine Bestätigung dieser These ist im unbeeinflussten Verhalten der Nachbarn zu deuten.

Zuletzt fällt noch auf, dass rechtsseitig des Maximums im Bereich zwischen 300 und 370 ein flaches Nebenmaximum erscheint. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Bereich hoher Kanäle nicht mehr vom Bor-Absorber überdeckt wird. Nach Abbildung 4.1 befinden sich dort nämlich die offenen Bonddrähte, an die aus Sicherheitsgründen nicht näher mit dem Absorberplättchen herangerückt wurde. Teilchen, die diesen Sensorbereich durchqueren, müssen bis zum Erreichen des Szintillators nicht zusätzlich noch die Absorberlage überwinden und lösen somit eher einen Trigger aus.

Für die Analyse eines ausgewählten Sensorstreifens müssen nun alle ihn betreffenden Zeilen im gespeicherten Datensatz herausgefiltert werden. Anschließend kann man eine mittlere Pulsform bilden, indem die Einträge der zueinandergehörigen Zeitfenster jeweils aufaddiert und dann durch die Anzahl der extrahierten Pulsverläufe dividiert werden, siehe Abbildung 6.6. Nach diesem Algorithmus ergeben sich zu allen übereinstimmenden Zeitfenstern die durchschnittlichen ADC-Pulshöhen, welche in einer neuen Datei abgespeichert werden sollten. Zu diesem Zweck wurde ein Auswertungsprogramm geschrieben, das die genannten Anforderungen erfüllt.

6.2.2 Durchführung der Pulsformanalyse

Wie bereits in der Auswertung der Energieverlustmessungen gesehen, verringert sich die Detektoreffizienz im laufenden Messbetrieb innerhalb eines Monats. Auf den reinen Verlauf eines abklingenden Pulses sollte dies zwar nur geringere Auswirkungen haben, aber dennoch wurden zum Vergleich lediglich die in Tabelle 6.3 aufgeführten Messtage herangezogen. Für diese lag ein ziemlich gleichbleibender Energieverlust und ein stabiles Rauschverhalten vor. Starke systematische Veränderungen durch die zwei unterschiedlichen Messbedingungen sollten bereits hierbei deutlich werden. Für die Untersu-

Messtag	08	09	10	11	12	13
Position	S	S	S	S	H	H

Tabelle 6.3: Für die Pulsformanalyse herangezogene Messreihen. H steht für Absorber im Halterähmchen, S für Absorber direkt auf dem Sensor.

chung wurde zunächst nur Kanal 167 herausgegriffen. Für diesen sind ausreichend viele Ereignisse registriert worden und die Verteilung um ihn ist sehr gleichmäßig. Nach dem im letzten Abschnitt beschriebenen Verfahren wurde nun für jeden der aufgeführten Messtage die mittlere Pulsform bestimmt.

6.2.3 Auswertung der Pulsformanalyse

In Abbildung 6.8 sind die mittleren Pulsformen aller sechs Messtage gemeinsam aufgetragen und alle gefittet.

Wie zu sehen ist, befinden sich die Pulshöhen lediglich im Zeitfenster 0 mit bis zu maximal 40 ADC-Counts verhältnismäßig weit auseinander. In den folgenden Zeitfenstern liegt eine sehr gute Übereinstimmung für alle Messpunkte vor.

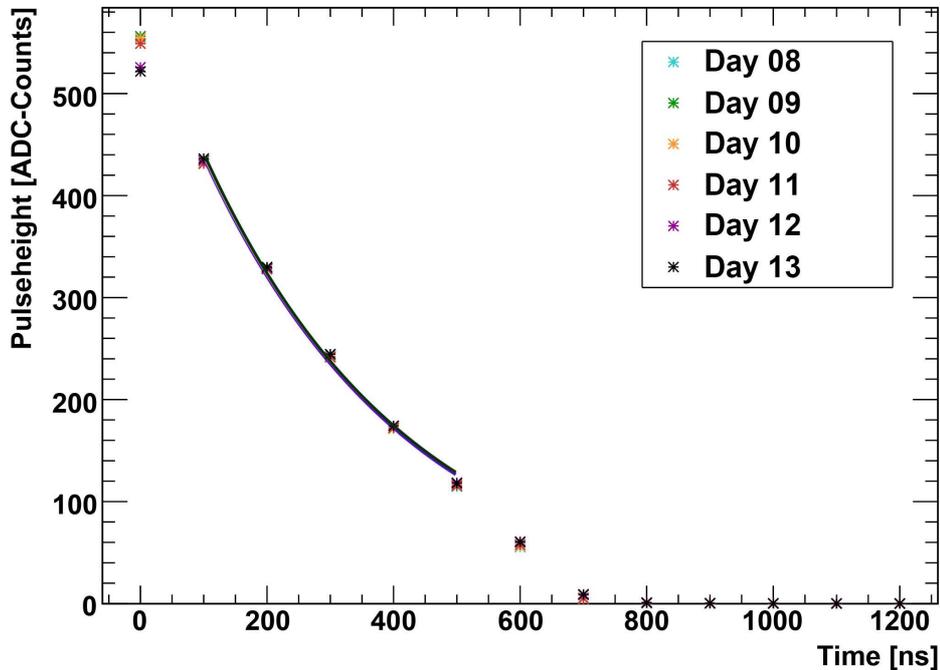


Abbildung 6.8: Mittlere Pulsform für jede Messreihe. Die Werte von 100 ns bis inklusive 500 ns wurden jeweils mit abfallenden e-Funktionen gefittet und sind alle eingetragen.

Die Auffächerung bei 0 ns lässt sich bei Betrachtung von Abbildung 6.6 folgendermaßen erklären: Rauschtreffer, die hin und wieder die eingestellte Trefferschwelle von 100 zweimal nacheinander überschreiten, liegen als statistische Fluktuation im folgenden Zeitfenster mit großer Wahrscheinlichkeit nicht mehr darüber. Sie gehen somit nur für 0 ns und 100 ns in die Mittelwertberechnung ein und verfälschen diese mit ihren geringen Pulshöhen nach unten. Je nachdem wie stark das Rauschen am jeweiligen Messtag auftrat, werden auch die sonst auf einer Höhe liegenden Pulse wahrer Treffer in den Tagesmitteln schwanken. Im zweiten Zeitfenster wirkt sich dies aufgrund der insgesamt geringeren Pulshöhen weniger aus. Eine Möglichkeit, diese Werte zu korrigieren, wäre eine Erhöhung der programmintern implementierten Trefferschwelle. Sie lag in der vorliegenden Auswertung in Übereinstimmung mit der bereits bei der Messung eingestellten Schwelle von 100. Andererseits ginge dies zulasten der niedrigen Pulshöhen bei größeren Zeiten, die man damit abschneiden würde.

Da sich das erste Ziel der Untersuchung auf den Vergleich des Verlaufs unter verschiedenen Messbedingungen beschränkte, wurde sich in dieser Auswertung damit beholfen, den Abfall der Pulshöhen erst ab 100 ns anzufitten. Nach 500 ns lagen in zu vielen gespeicherten Pulsformen keine Einträge mehr über der Schwelle vor, sodass hier nicht länger von einem realistischen Verlauf auszugehen ist. Unter diesen Einschränkungen wurden für jeden Messtag in den Bereich von 100 ns bis 500 ns abfallende e-Funktionen nach der Fitfunktion

$$a \cdot e^{-b \cdot t} \quad (6.1)$$

gelegt.

Die Fitparameter a beschreiben die Pulshöhe bei 0 ns. Wie an ihrer Auftragung in Abbildung 6.9 im Vergleich zu Abbildung 6.8 zu erkennen ist, liegen sie erwartungsgemäß höher als die Werte aus der Messung und zwar um etwa 40 ADC-Counts. Im Rahmen der Fehler decken sich die Fitparameter hier zwar nicht, doch sie liegen insgesamt in einem schmalen Bereich von ungefähr 6 ADC-Counts. Damit stimmt die Aussage mit den Energieverlustbetrachtungen überein. Die wesentliche Feststellung ist allerdings, dass keine systematischen Unterschiede zwischen den Messtagen 8 bis 11, bei denen der Bor-Absorber direkt auf dem Sensor positioniert war, und den Messtagen 12 und 13 ohne direkten Sensor-Absorber-Kontakt ersichtlich sind.

Der wichtigere Parameter, den Verlauf der Pulsform betreffend, ist die Abklingkonstante b . Auch ihre aus dem Fit bestimmten Werte sind noch einmal gesondert mit den entsprechenden Fehlern dargestellt, siehe Abbildung 6.10. Trotz dass die Abklingkonstante an den Messtagen 12 und 13 geringer als an den vorigen ist, kann nicht von einem systematisch flacheren Abfall der Pulsform ohne aufgelegten Absorber ausgegangen werden. Einerseits liegen die Messpunkte zumindest für Tag 10 bis 14 im Rahmen der Fehler und zum anderen variieren die Abklingkonstanten auch bei identischen Messbedingungen mit unmittelbarem Absorberkontakt zum Sensor mit bis zu $0,035 \cdot 10^{-3} \text{ ns}^{-1}$ vergleichsweise stark.

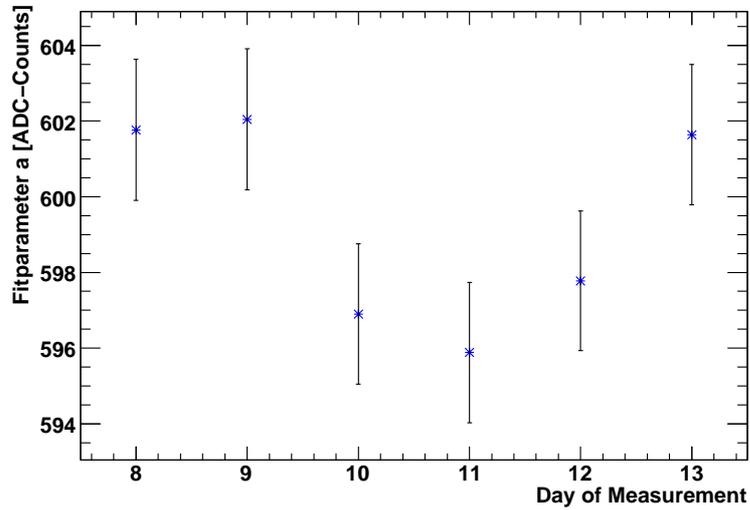


Abbildung 6.9: Verlauf des Fitparameters a gegen die Messreihen. An den Tagen 8 bis 11 lag ein direkter Sensor-Absorber-Kontakt vor, an Tag 12 und 13 wurde der Absorber in einem Abstand von etwa 2mm über dem Sensor positioniert.

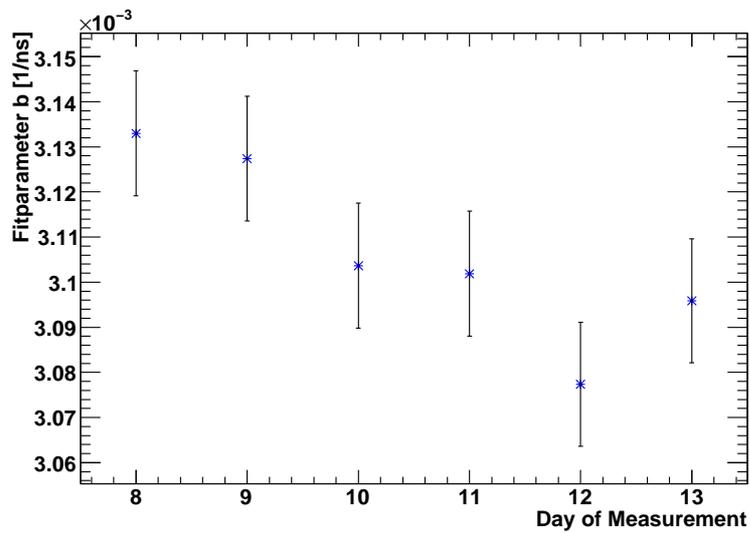


Abbildung 6.10: Verlauf der Abklingkonstante b gegen die Messtage.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Für das sekundäre Target beim \bar{P} anda-Experiment ist eine sehr kompakte Ausführung notwendig, wie in Kapitel 2.4 erläutert wurde. Seine abwechselnden Lagen aus sensitiven Silizium-Streifendetektoren und Absorbermaterial sollten daher im Idealfall ohne trennenden Luftspalt angeordnet sein. Ein unmittelbarer Absorberkontakt könnte die Messungen des Silizium-Streifensensors jedoch möglicherweise verfälschen. Die Frage, ob sich Messungen mit und ohne einen direkt auf den Sensor aufgelegten Absorber signifikant unterscheiden, war zentrales Thema der vorliegenden Diplomarbeit.

Für die Tests wurde eine umfangreiche Mess-Station aufgebaut. Nach der Bestimmung ihrer idealen Betriebsbedingungen, konnten die Messreihen mit unmittelbarem Absorber-Sensor-Kontakt und mit einem 2mm-Abstand durchgeführt werden. Als Material wurde bisher nur Bor getestet. Daneben sollen auch ^9Be und $^{12,13}\text{C}$ im sekundären Target verwendet werden. Messungen mit solchen Absorbern stehen in Zukunft an.

Anhand der durchgeführten Messungen mit Bor lässt sich ein Trend absehen. Zunächst wurden für die beiden Absorberanordnungen über Messperioden von einem Tag die Energieverlustspektren von Elektronen aus einer ^{90}Sr -Quelle aufgenommen. Der Vergleich zeigt keine signifikante systematische Veränderung in der Peakposition und der Breite für einen Absorber-Sensor-Kontakt. Allerdings ist ein allgemeiner Verlust der Detektoreffizienz auszumachen. Ob dies auf das aufgelegte Bor an sich zurückzuführen ist, vermag man mit den bisherigen Methoden und Messungenauigkeiten noch nicht zu beurteilen.

Für einen Effizienzverlust des Silizium-Streifendetektors lassen sich viele Begründungen heranziehen. Die in der Mess-Station verwendeten Sensoren sollten eigentlich in einem Reinraum betrieben werden, da sich mit der Zeit

ansonsten Staub auf ihn, wie auch auf die offenen Bonddrähte und die APV-Chips legt. Außerdem zeigen Silizium-Halbleiter unter Bestrahlung Alterungserscheinungen. Die ^{90}Sr -Quelle war mit etwa 5,5 mm sehr nah am Sensor positioniert. Strahlenschäden führen zu erhöhten Leckströmen, welche mit andauernder Messzeit beobachtet wurden. In kommenden Messungen sollten diese mit einer erhöhten Depletionsspannung kompensiert werden. Generell ist die Überprüfung des Verlaufs von Leckströmen für zukünftige Messungen empfehlenswert. Da es sich als schwierig herausstellen wird, ideale Voraussetzungen für den Betrieb des Sensors zu gewährleisten, kann man die Verwendung eines Referenz-Sensors in Betracht ziehen. Hält man für beide die Messbedingungen bis auf die Absorberpositionierung konstant, so kann man den Verlust an Effizienz eher einordnen.

Einen großen Anteil an der Verschlechterung der Sensorqualität hat allerdings mit Sicherheit auch das regelmäßige Auflegen und Abnehmen des Absorbers, das nie ganz reibungsfrei vonstatten geht. Wie man in der Fotografie C.1 sehen kann, hat Bor eine raue Oberfläche, die den Sensor auf der Seite seiner Auslestreifen allmählich zerkratzen könnte. Hier sollte man eine vorsichtiger Positionierung des Absorbers überdenken.

Letztendlich hat gewiss auch der rasche Spannungsanstieg an Messtag 15 zu einer Veränderung der Sensoreigenschaften beigetragen.

In erster Linie ist das Ziel der Messungen zwar lediglich ein Vergleich anstelle von Absolutwerten, aber die Mess-Station sollte dennoch einer Optimierung unterzogen werden. Einige zugrundeliegende Annahmen sind sehr einfach gestaltet, wie zum Beispiel die Berechnung des Energieverlusts rein nach Elektron-Loch-Paaren. Außerdem könnte der beobachtete Offset bei der Kalibration berücksichtigt werden, indem man diesen mitfittet. Noch viel grundlegender wäre eine Verbesserung der Leitungsführung, sodass auch mit höheren Taktfrequenzen gearbeitet werden kann.

In der Arbeit wurde außerdem eine zweite Möglichkeit der Auswertung vorgestellt. Aus den Dateien, in denen alle Zeitintervalle mit Pulshöhen über der Schwelle abgespeichert sind, lassen sich mittlere Pulsformen für jeden Kanal bestimmen. Dies wurde an einem Beispiel durchgeführt, sollte jedoch unbedingt auch noch auf weitere Kanäle angewendet werden. Es könnte durchaus der Fall gewesen sein, dass aufgrund der ungleichmäßigen Oberfläche des Absorbers der Bor-Einfluss auf den Kanal nicht sehr stark war. Bislang sind die Feststellungen, die getroffen wurden, nicht hinreichend statistisch belegt. Bei der Auswertung hat sich eine Übereinstimmung zu den Ergebnissen der Energieverlustmessung gezeigt. Die Messpunkte liegen mit Bor-Sensor-

Kontakt und ohne auf einer Höhe und auch die gefitteten e-Funktionen decken sich sehr gut. Man muss allerdings anzweifeln, dass es sich bei der Pulsform tatsächlich rein um eine abfallende e-Funktion gehandelt hat. Bei größeren Datensätzen und geringeren Fehlerbalken bietet sich die Bestimmung von Residuen oder eine graphische Darstellung der Korrelationskoeffizienten der Fitparameter an, um eine Veränderung im Pulsverlauf zu erkennen. Im Rahmen vergleichender Messungen hat dies zunächst eine untergeordnete Bedeutung, aber auch hier gilt es, die Auswertung zu verfeinern. Mit einer höheren Taktfrequenz könnte man zumindest mehr Samples aufnehmen und die Funktion besser anfitten.

Als Fazit lässt sich festhalten, dass die ersten angewendeten Auswertungsmethodengrundsätzlich geeignet sind. Danach lässt sich behaupten, dass ein Silizium-Streifensensor keine sofortige systematische Veränderung im Kontakt mit Bor erfährt. Eine optimierte Teststation und verfeinerte Auswerteprozessoren müssen zeigen, ob dies auch auf lange Sicht gültig ist.

Anhang A

Kanalumrechnung und Kalibrationsgruppen

Im Abschnitt „Datenausgabe nach einem Auslesetrigger“ des Kapitels 4.1.2 wurde bereits darauf hingewiesen, dass aufgrund der inneren Struktur des Multiplexers die Kanäle im Frame nicht linear abgebildet werden, sondern in umsortierter Reihenfolge vorliegen. Gleichung (4.1) [16], die hier nochmals aufgeführt ist, rechnet die Nummer n im Frame auf denjenigen Kanal N_{APV} des APV-Chips zurück, der die Ladung registriert hat.

$$N_{APV} = 32 \cdot (n \text{ MOD } 4) + 8 \cdot \text{INT} \left(\frac{n}{4} \right) - 31 \cdot \text{INT} \left(\frac{n}{16} \right) \quad (\text{A.1})$$

Darin bezeichnet die Operation MOD den ganzzahligen Rest bei der Division durch 4 und INT bedeutet, dass nur der ganzzahlige Quotient der Division berücksichtigt wird.

In der nachfolgenden Tabelle sollen nun die Ergebnisse dieser Rechnung für alle n von 0 bis 127 aufgeführt werden. Zugleich sind sie in den acht bestehenden Kalibrationsgruppen zu je 16 Kanälen angeordnet. In den Rohdatenframes, in denen die ADC-Werte nach n aufgereiht sind, werden bei der Kalibration einer Gruppe demnach immer die sechzehn Pulshöhen nebeneinander liegen. In der physikalisch korrekt sortierten Anordnung sieht man in jedem achten Kanal den Ladungseintrag.

Calibration Set 0		Calibration Set 1		Calibration Set 2		Calibration Set 3		Calibration Set 4		Calibration Set 5		Calibration Set 6		Calibration Set 7	
n	N_{APV}														
0	0	16	1	32	2	48	3	64	4	80	5	96	6	112	7
1	32	17	33	33	34	49	35	65	36	81	37	97	38	113	39
2	64	18	65	34	66	50	67	66	68	82	69	98	70	114	71
3	96	19	97	35	98	51	99	67	100	83	101	99	102	115	103
4	8	20	9	36	10	52	11	68	12	84	13	100	14	116	15
5	40	21	41	37	42	53	43	69	44	85	45	101	46	117	47
6	72	22	73	38	74	54	75	70	76	86	77	102	78	118	79
7	104	23	105	39	106	55	107	71	108	87	109	103	110	119	111
8	16	24	17	40	18	56	19	72	20	88	21	104	22	120	23
9	48	25	49	41	50	57	51	73	52	89	53	105	54	121	55
10	80	26	81	42	82	58	83	74	84	90	85	106	86	122	87
11	112	27	113	43	114	59	115	75	116	91	117	107	118	123	119
12	24	28	25	44	26	60	27	76	28	92	29	108	30	124	31
13	56	29	57	45	58	61	59	77	60	93	61	109	62	125	63
14	88	30	89	46	90	62	91	78	92	94	93	110	94	126	95
15	120	31	121	47	122	63	123	79	124	95	125	111	126	127	127

Abbildung A.1: Die Tabelle führt für alle 128 Werte von n den zugehörigen physikalischen Kanal auf.

Anhang B

Baupläne der Halterungen in der Messanordnung

Die Halterungen für die zwei möglichen Sensorboards sind in der Experimentierbox so angeordnet, dass sich die beiden Sensoren genau mit einer Fläche von $17\text{ mm} \cdot 17\text{ mm}$ überdecken (schraffiert in Abbildung B.1). Abbildung B.1 zeigt eine Aufsicht auf diese Situation. Das rechts positionierte Sensorboard ist das untere der beiden und zeigt mit der Oberseite nach oben. Dieses ist so in den hier vorgestellten Messungen verwendet worden. Das zweite mögliche Sensorboard ist so gedreht, dass die ausgelesene p-Seite des Sensors nach unten zeigt.

Um genau diese Situation zu verwirklichen, wurde nach den folgenden Konstruktionsplänen eine Aluminiumbox angefertigt.

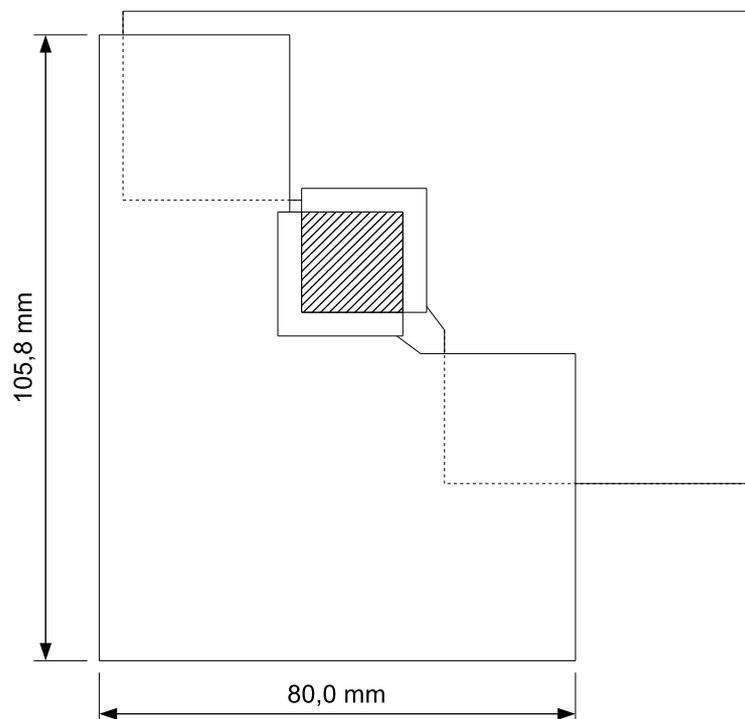


Abbildung B.1: Geplante Anordnung zweier Sensorboards für orts aufgelöste Messungen mit dem Bor-Absorber zwischen den ausgelesenen Sensorseiten.

MTS Experimentierbox – Grundplatte

Alle Maße in Millimeter
Sicht von oben

Material: Aluminium – Dicke: 6 mm

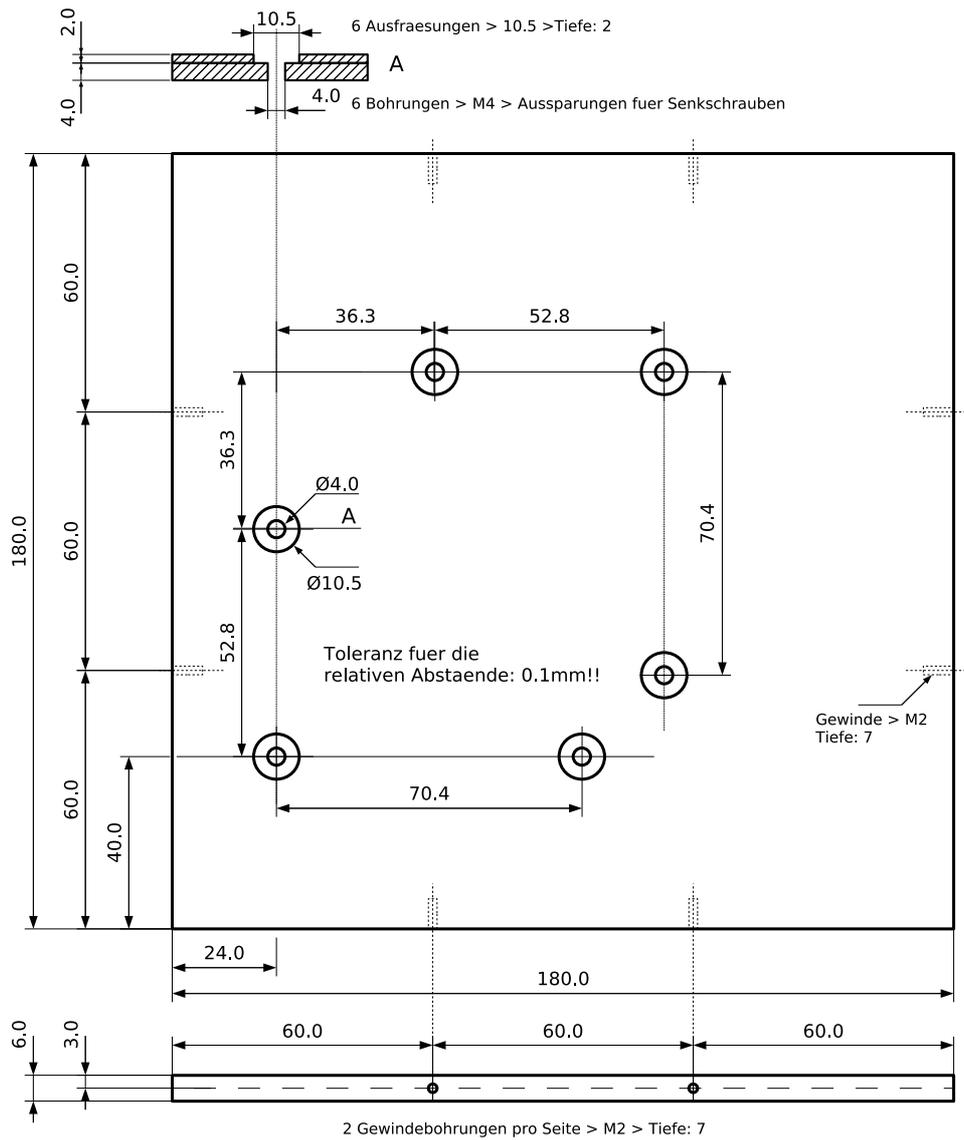


Abbildung B.2: Plan der Grundplatte der Haltebox für die Sensorboards.

MTS Experimentierbox - Abstandshalter

Alle Maße in Millimeter

Material: PVC

6 Gegenstücke: Aussendurchmesser: 8
Innen: Gewinde M3, Tiefe: 8

Toleranz fuer die
Hoehe der Abstandsstuecke: 0.1mm!!

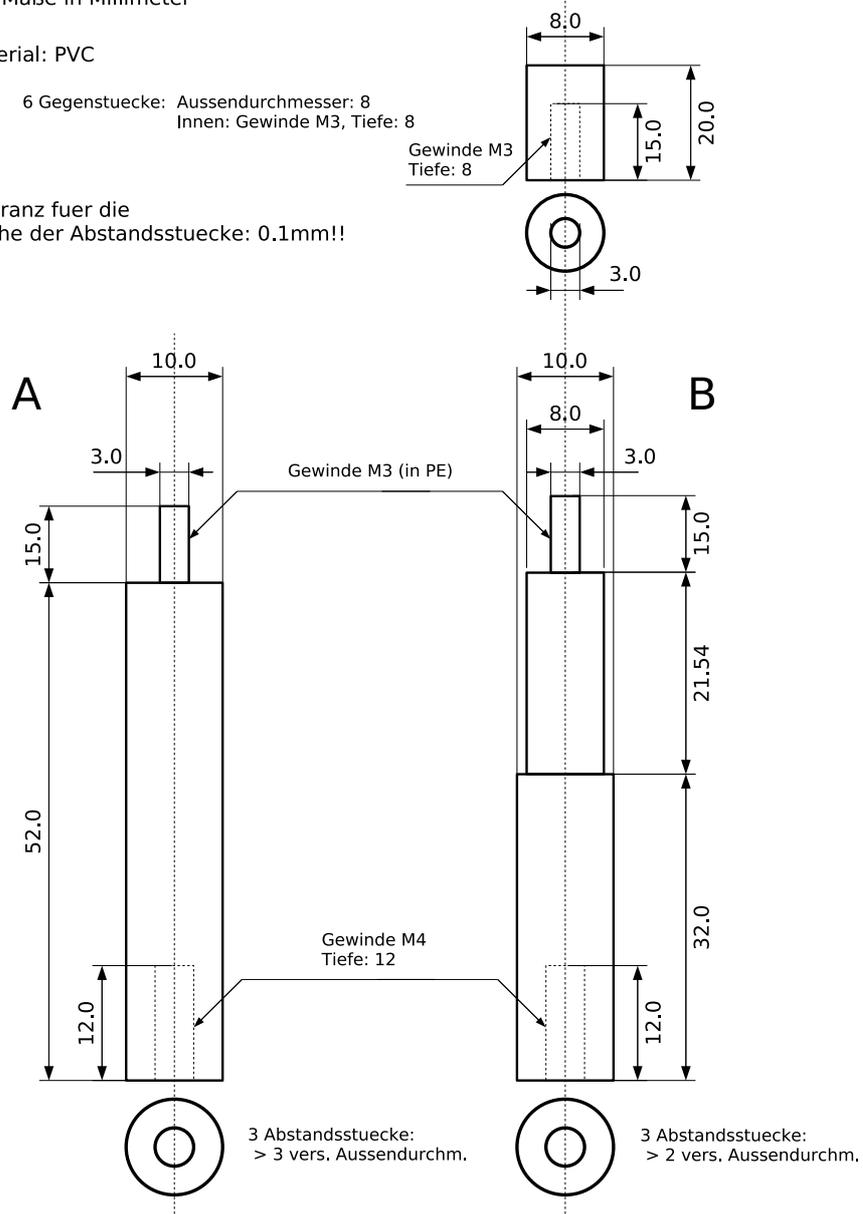


Abbildung B.3: Plan der auf die Grundplatte aufzuschraubenden Halte-
stücke.

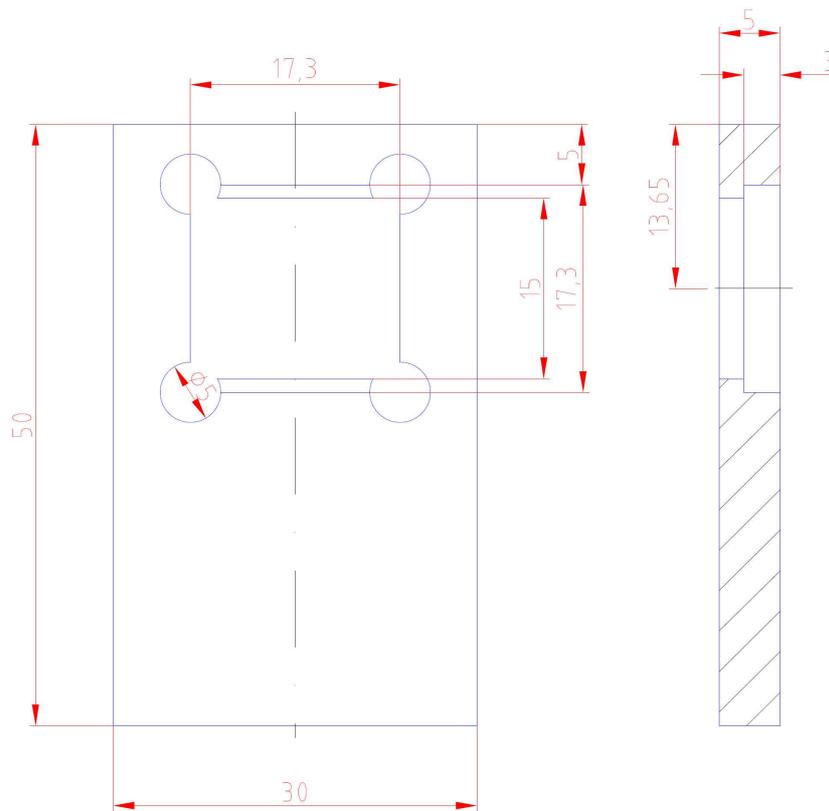


Abbildung B.4: Anfertigungsplan für das Halterähmchen des verwendeten Bor-Absorbers.

Anhang C

Eigenschaften des Elements Bor und des Absorber-Plättchens

C.1 Eigenschaften des Elements Bor

Die Eigenschaften des Elements Bor und die konkreten Spezifikationen des Bor-Absorbers sind dem Informationsblatt von Goodfellow entnommen, wo der Absorber bestellt wurde.

Atomare Eigenschaft		Wert
Ordnungszahl		5
Atomgewicht		10,81 amu
Atomradius - Goldschmidt		0,097 nm
Elektronenstruktur		He 2s ² 2p ¹
Kristallstruktur		tetragonal
angegebene Valenzen		3
Ionisationspotential	Nummer	
	1	8,30 eV
	2	25,2 eV
	3	37,9 eV
	4	259 eV
	5	340 eV
Photoelektrische Austrittsarbeit		4,5 eV
Thermischer Neutronenabsorptionsquerschnitt		672 Barns
Natürliche Isotopenverteilung	Massenzahl	
	10	19,8 %
	11	80,2 %

Tabelle C.1: Atomische Eigenschaften des Elements Bor.

Physikalische Eigenschaft	Wert
Dichte bei 20°C	2,34 - 2,37 g · cm ⁻³
Schmelzpunkt	2180°C
Siedepunkt	3700°C

Tabelle C.2: Physikalische Eigenschaften des Elements Bor.

Elektrische Eigenschaft	Wert
Elektrischer Widerstand bei 27°C	$1,8 \cdot 10^{12} \mu\Omega \cdot \text{cm}$

Tabelle C.3: Elektrische Eigenschaften des Elements Bor.

Thermische Eigenschaft	Wert
Latente Schmelzwärme	2090 J · g ⁻¹
Latente Verdampfungswärme	35000 J · g ⁻¹
Linearer Wärmeausdehnungskoeffizient bei 0 - 100°C	$8,3 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$
Spezifische Wärmekapazität bei 25°C	$1,030 \text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{g}^{-1}$

Tabelle C.4: Thermische Eigenschaften des Elements Bor.

Mechanische Eigenschaft	Wert
Materialzustand	Lichtbogen geschmolzen
E-modul im Zugversuch	441 GPa
Härte - Mohs	9,5
Zugfestigkeit	1580 - 2410 MPa

Tabelle C.5: Mechanische Eigenschaften des Elements Bor.

C.2 Eigenschaften des Bor-Absorber-Plättchens

In diesem Abschnitt sollen noch die Eigenschaften der verwendeten B 000230 - Bor Platte aufgeführt werden.



Abbildung C.1: Die Fotografie zeigt den verwendeten Bor-Absorber.

Reinheit : 99,6 %
Kondition : Heiss gepresst
Dicke : 3,0 mm \pm 10 %
Größe : (17 mm \pm 1 mm) \cdot (17 mm \pm 1 mm)

Abbildungsverzeichnis

1.1	Räumliche Ansicht des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors [2]	6
1.2	Schematischer Aufriss des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors [3]	7
2.1	Darstellung der Doppel-Hyperkern-Erzeugung [4]	14
2.2	Einpassung der Germanium-Cluster-Detektoren in das Target-Spektrometer [4]	16
2.3	Links: Abbremszeit von Ξ^- -Teilchen Rechts: Reichweite von Ξ^- -Teilchen	17
2.4	Abstoppwahrscheinlichkeit von Ξ^- -Teilchen	18
2.5	Schematischer Aufbau des sekundären Targets [4]	18
3.1	Mittlerer Energieverlust in verschiedenen Materialien [5]	22
3.2	Schematisches Kristallgitter von Silizium [8]	26
3.3	Schematisches Kristallgitter von Silizium mit eingebautem Phosphoratom [8]	27
3.4	Schematisches Kristallgitter von Silizium mit eingebautem Boratom [8]	29
3.5	pn-Übergang kurz nach der Zusammenführung [8]	29
3.6	pn-Übergang im Gleichgewicht [9]	30
3.7	Schematischer Aufbau eines Silizium-Streifendetektors [6]	32
4.1	Fotographie eines Sensorboards	34
4.2	Schaltung eines Kanals des APV25-Chips [13], [14]	36
4.3	Funktionsweise der Speicherung im Ringpuffer eines APV-Kanals	38
4.4	Zeitabfolge der verschiedenen Triggersignale des APV-Chips	39
4.5	Schematischer Aufbau eines Frames	40
4.6	Fotographie der Messelemente innerhalb des lichtdichten Gehäuses	45
4.7	Schematischer Aufbau der gesamten Mess-Station	46
4.8	Schematischer Aufbau der Messanordnung	48
4.9	Fotographie der Messanordnung	49

5.1	Kennlinien des Photomultipliers	52
5.2	Frames aus einer Messung	56
5.3	Ausschnitt aus Abbildung 5.2	57
5.4	Trefferdarstellung für Frame Nummer 9 aus Abbildung 5.2	58
5.5	Kalibration von Kanal 115 des APV 0	59
6.1	Streifenmultiplizitäten der Cluster an Messtag 1	62
6.2	Energieverlustspektrum an Messtag 1	64
6.3	Peaklagen der Energieverlustspektren gegen die Zeit	65
6.4	Geradenfit der Peaklagen	66
6.5	Standardabweichung der Gaußverteilung gegen die Zeit	68
6.6	Bedingung für die Speicherung der ADC-Höhen	69
6.7	Trefferspektrum aller APV-Kanäle	70
6.8	Mittlere Pulsform für jede Messreihe	72
6.9	Verlauf des Fitparameters a	74
6.10	Verlauf der Abklingkonstante b	74
A.1	Tabelle der Kanalumrechnung und Kalibrationsgruppen	79
B.1	Anordnungsplan zweier Sensorboards	81
B.2	Plan der Grundplatte der Haltebox für die Sensorboards	82
B.3	Plan der auf die Grundplatte aufzuschraubenden Haltestücke	83
B.4	Anfertigungsplan für das Halterähmchen des Bor-Absorbers	84
C.1	Fotographie des Bor-Absorbers	88

Tabellenverzeichnis

2.1	Baryonoktett der leichtesten Baryonen	12
4.1	Register des APV25-S1-Chips [16]	41
4.2	Bits für die Einstellung des APV-Betriebsmodus [16]	42
5.1	Empfohlenen Einstellung der APV-Bias-Register [16]	53
5.2	Werte der APV-Bias-Register VFS und VPSP	54
6.1	Absorberposition an den Messtagen	63
6.2	Parameter aus den Geradenfits der Peaklagen	66
6.3	Messreihen für die Pulsformanalyse	71
C.1	Atomische Eigenschaften des Elements Bor	86
C.2	Physikalische Eigenschaften des Elements Bor	86
C.3	Elektrische Eigenschaften des Elements Bor	86
C.4	Thermische Eigenschaften des Elements Bor	86
C.5	Mechanische Eigenschaften des Elements Bor	87

Literaturverzeichnis

- [1] B. POVH, K. RITH, C. SCHOLZ, F. ZETSCHKE: *Teilchen und Kerne*. 7. Auflage. Berlin, Heidelberg, New York : Springer-Verlag, 2006
- [2] \bar{P} ANDA COLLABORATION: *Technical Design Report for: \bar{P} ANDA Electromagnetic Calorimeter*
- [3] \bar{P} ANDA COLLABORATION: *Technical Progress Report for: \bar{P} ANDA*. February 2005
- [4] \bar{P} ANDA COLLABORATION: *Physics Performance Report for: \bar{P} ANDA*. December 2008
- [5] PARTICLE DATA GROUP: *Particle Physics Booklet*. Elsevier, 2008
- [6] C. GRUPEN: *Teilchendetektoren*. Mannheim : B.I. Wissenschaftsverlag, 1993
- [7] W.R. LEO: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Berlin, Heidelberg, New York : Springer-Verlag, 1987
- [8] H. GÖBEL: *Einführung in die Halbleiter-Schaltungstechnik*. 2. Auflage. Berlin, Heidelberg, New York : Springer-Verlag, 2006
- [9] F. THUSELT: *Physik der Halbleiterbauelemente*. Berlin, Heidelberg, New York : Springer-Verlag, 2005
- [10] F. KRÜGER: *Charakterisierung von Mikrostreifen-Sensormodulen*, Institut für Kern- und Teilchenphysik der Technischen Universität Dresden, Diplomarbeit, 2009
- [11] NXP SEMICONDUCTORS: *I2C-bus specification and user manual*. Rev. 03, June 2007
- [12] L.L. JONES u. a.: *The APV25 Deep Submicron Readout Chip for CMS Detectors*

- [13] M. FRIEDL: *Pion irradiation of the APV25 front-end chip*. Brunnen, Switzerland : 10th international workshop on vertex detectors, 2001
- [14] A. CANDELORI u. a.: Radiation hardness qualification of the APV25 chip production for the CMS experiment. In: *Proceedings of the 2nd SIRAD workshop, LNL-INFN (REP) - 203/2004* (2004)
- [15] M. RAYMOND u. a.: The CMS Tracker APV25 0.25 μm CMOS Readout Chip. In: *Paper presented at the 6th workshop on electronics for LHC experiments* (2000), September
- [16] LAWRENCE JONES: *APV25-S1 User Guide*. Version 2.2. RAL Microelectronics Design Group, September 2001
- [17] ANDREA NEVIANI: *APV25S0 - Calibration Circuit*. Version 1.1. July 1999

Danksagung

Zum Schluss möchte ich mich ganz herzlich bei all denjenigen bedanken, die mir bei der Bearbeitung des beschriebenen Themas unterstützend zur Seite standen.

Ich bedanke mich bei Professor Josef Pochodzalla, der mir das Schreiben dieser interessanten Diplomarbeit in seiner Forschungsgruppe ermöglicht hat, immer ein offenes Ohr für meine Belange hatte und viele hilfreiche Anregungen gab.

Danke an Alicia Sanchez-Lorente für die Erläuterungen zum Panda-Experiment und die große Geduld beim Thema Panda-Root.

Ein ganz besonderes Dankeschön geht an Dr. Ralph Böhm, der mir äußerst engagiert und unermüdlich bei allen Hardware-Problemen geholfen hat und sich sehr viel Zeit für den gemeinsamen Aufbau der Mess-Station nahm. Daneben will ich danke sagen für seine besondere Initiative, sich auch in der Folgezeit immer wieder über den aktuellen Stand zu informieren und spontane Unterstützung anzubieten. Nicht zuletzt freute ich mich sehr über die ausführlichen Korrekturvorschläge zur vorliegenden Diplomarbeit.

Die Mess-Station betreffend möchte ich auch die Micro-Vertex-Arbeitsgruppen in Dresden und Bonn nicht unerwähnt lassen, sondern mich bei Robert Schnell und Lars Ackermann aus Dresden, sowie Hans-Georg Zaunick, Karsten Koop und Max Becker aus Bonn für ihre tatkräftige Unterstützung aus der Ferne und auch bei Besuchen in Mainz bedanken.

Vielen Dank auch an Gerhard Jung aus dem Detektorlabor und Robert Unverdorben aus der Elektronik-Werkstatt, die selbst bei sehr kurzfristigen Wünschen immer noch mit Anregungen und Tipps aufwarteten.

Ein großes Dankeschön möchte ich auch allen Kollegen im gemeinsamen Büro zukommen lassen.

Herzlichen Dank an Prometheus Jasinski, der sowohl in organisatorischen Fragen, bei Unklarheiten in Bezug auf die verwendete Hardware und vor allen Dingen in jeglichen Problemen am PC ein immerwährender, geduldiger Ansprechpartner war, der sich hierbei leider oft wiederholen musste. Er nahm

sich jeder Frage ausgiebig an und warf auch sonst stets einen Blick über seine Schulter.

Für jegliche Fragen rund um die PC-Benutzung war auch Dr. Stefan Müller sehr hilfreich, weshalb ich ihm meinen Dank aussprechen möchte genauso wie Elisabeth Panzenböck, die mir das Schreiben dieser Arbeit mit vielen Latex-Tipps erleichterte.

Beim Programmieren mit C++ und der Verwendung von Root geht ein besonderer Dank an Mathias Michel, der ununterlassen seine Unterstützung anbot und in die Tat umsetzte. In verständlichen Worten führte er mich in die Materie ein und rollte bei allen kleinsten Fragen stets mit seinem Stuhl zu mir herüber.

Domagoj Cotic und Daniel Chaberny waren mehr als nur Hilfe in allen physikalischen Bereichen, sondern vielmehr eine sehr große moralische Stütze. Im gemeinsamen Studium wie auch bei der Diplomarbeit nahmen sie immer eine Vorreiterrolle ein und gaben ihre Erfahrung gewinnbringend an mich weiter. Als Nothelfer zu jeder Zeit gilt beiden ein riesiges Dankeschön.

Schließen möchte ich meine Dankesworte bei meiner Familie, die mich wie auf allen Wegen auch durch das Studium und die Diplomarbeit begleitet und getragen hat.