

Aufbau eines Experiments zur Rückstreupolarisationsmessung an ELSA

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Maximilian Becker

aus

Koblenz

Bonn, November 2014

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn
http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online/ elektronisch publiziert.

1. Gutachter: Prof. Dr. Kai-Thomas Brinkmann

2. Gutachter: Prof. Dr. Reinhard Beck

Tag der Promotion: 21. April 2015

Erscheinungsjahr: 2015

Kurzdarstellung

Das BGO-OD-Experiment am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA wurde für die Detektion von geladenen Teilchen unter kleinen Winkeln in Vorwärtsrichtung bei der Photoproduktion von leichten Mesonen an einem flüssigen Wasserstofftarget entworfen. Bei der Erforschung der Teilchen nutzt man die Methoden der Hadronenspektroskopie. Die Differenzierung verschiedener Resonanzanteile des Nukleonspektrums erfolgt dabei über die genaue Vermessung der Polarisationsobservablen der Reaktion. Um die bisherigen Datensätze im Bereich der Rückstoßpolarisation zu erweitern, soll das bestehende Detektorsystem des BGO-OD-Experiments mit einem Spurdetektor aus mehreren Lagen von Silizium-Streifen-Sensoren erweitert werden. Damit soll es möglich sein, die Rückstreupolarisation von Protonen an einem sekundären Kohlenstofftarget zu vermessen. Darüber hinaus soll das geplante Detektorupgrade die Teilchenspurrekonstruktion unter kleinen Winkeln in Strahlrichtung aufwerten und somit die Ergebnisse des physikalischen Programms für das BGO-OD-Experiment vervielfältigen.

Für dieses neue Detektorsystem werden mehrere Sensoren charakterisiert und über ein Prototyping-Prozess deren Verwendbarkeit analysiert. Dabei wird unter anderem die Sensordepletion, das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Sensoren und deren mögliche Ortsauflösung näher untersucht. Verschiedene Testmessungen werden beschrieben in denen erste Ergebnisse mit Prototypen des Detektorsystems erarbeitet wurden. Eine umfangreiche Darstellung des verwendeten Auslesesystems für die Sensorik ist ebenso Inhalt dieser Arbeit. Um die Auswirkungen des zusätzlichen Detektors auf das gesamte Experiment bereits vor der Fertigung zu demonstrieren, werden eine Reihe von Simulationen durchgeführt. Die dadurch erhaltenen Erkenntnisse werden in die Planung für das finale Design eingearbeitet, so dass dessen Effizienz gesteigert werden kann. Zuletzt werden die Planungen für die Integration einer Haltestruktur für das Detektorupgrade vorgestellt und erste Konzeptzeichnungen für die Umsetzung des Einbaus in das BGO-OD-Experiment gezeigt.

Abstract

The BGO-OD experiment is one of two experiments at the electron accelerator facility ELSA in Bonn with the main focus on hadron physics. Therefore, the technique of photoninduced meson production is used to inspect the spectra of the proton. The differentiation between the multiple contents of the spectrum is done through a multitude of polarisation observables. There is little data in the section of recoil polarisation observables, so that a new detector is planned to measure the asymmetry in the distribution of recoiled protons after their scattering in a secondary carbon target. It will consist of several layers of silicon strip sensors so that it will be able to reconstruct the tracks of charged particles. Moreover, the detector upgrade will increase the spatial resolution for the whole detector system for small angles in forward direction and have due to this fact a great influence on the remaining physics program of the BGO-OD experiment.

This thesis includes the description of the prototyping process for different sensors for the planned detector upgrade. Among other things, the depletion of the sensors, their noise levels and spatial resolutions will be investigated. The results of test measurements with a first prototype of a sensor board will be presented. At the same time the readout system for the sensor board will be specified and explained. To show the huge effect of the new detector before its actual implementation simulations will be performed and demonstrated. They will involve the particle scattering behaviour, efficiency tests and an analysis of the spatial resolution of the sensors. The last chapter will be about the implementation of the holding structure of the detector upgrade into the existing experiment setup. The concept of the installation will be described followed with first schematic drafts for the ideas of the holding structure.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Physikalische Motivation	1
1.2	Die starke Wechselwirkung	2
1.3	Theoretische Methoden zur Lösung der QCD	3
1.4	Experimentelle Methoden	5
1.4.1	Hadronenspektroskopie	5
1.4.2	Polarisationsobservablen	5
1.4.3	Prinzip eines Proton-Polarimeters	7
1.4.4	Analysierstärke der Proton-Kohlenstoff-Streuung	8
1.5	Zielsetzung dieser Arbeit	9
2	Der Teilchenbeschleuniger ELSA und das BGO-OD-Experiment	11
2.1	Die Elektron-Stretcher-Anlage in Bonn	11
2.2	Das BGO-OD-Experiment	13
2.2.1	Physikprogramm	13
2.2.2	Aufbau	14
3	Silizium-Streifen-Sensoren	25
3.1	Aufbau eines Silizium-Streifen-Sensors	25
3.2	Messprinzip eines Streifen-Sensors	28
3.2.1	Ortsdetektion	28
3.2.2	Energieverlustbestimmung	29
3.3	Verwendete Sensoren	31
4	Prototyping-Prozess für das Detektorupgrade	35
4.1	Testmessung an der Position des BGO-Balls	35
4.1.1	Aufbau	35
4.1.2	Messergebnisse	36
4.2	Der „XXX2-300“ Sensor	40
4.2.1	Aufbau des Sensors	41
4.2.2	Funktionstestmessungen	42

5	Finales Design des Detektorupgrades	47
5.1	Aufbau und Funktionsweise	47
5.1.1	Sensor-Board	48
5.1.2	APV25-S1 Chip	49
5.1.3	Supply-Board	51
5.1.4	FPGA-Modul	52
5.1.5	ADC-Mezzaninekarte	54
5.1.6	Software zur Datenerfassung	54
5.2	Messungen mit einem Sensor-Board	55
5.2.1	Funktionstest	55
5.2.2	Untersuchung eines Kühlungssystems	56
5.2.3	Datennahme an ELSA und COSY	59
6	Simulationen mit Geant4 und Explora	65
6.1	Grundlagen zu Geant4 und Explora	65
6.1.1	Geant4	65
6.1.2	Explora des BGO-OD-Experiments	66
6.2	Simulationen für das Detektorupgrade	68
6.2.1	Einbau der Detektorgeometrie	68
6.2.2	Ereignisrekonstruktion	69
6.2.3	Detektionsakzeptanzanalyse	71
6.2.4	Spurrekonstruktion und Streuverhalten am sekundären Kohlenstofftarget	72
6.2.5	Untersuchungen zum Sensorauflösungsvermögen	75
7	Integration des finalen Designs in das BGO-OD-Experiment	79
7.1	Zielsetzung bei der Detektorintegration	79
7.2	Schematische Konzeptzeichnungen	81
8	Zusammenfassung und Ausblick	85
A	Daten zu Rückstoß-Polarisationsobservablen	87
B	Szintillatoren	89
C	Photomultiplier	91
D	APV25-S1 Parameter	93

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Physikalische Motivation

Die Forschung der Teilchenphysik ist die Suche nach der Antwort woraus das Universum aufgebaut ist. Vor mehr als 100 Jahren entdeckte *J. J. Thomson* 1897 das Elektron als eigenständiges Teilchen in der Hülle des von den Griechen ursprünglich als unteilbar angenommenen Atoms. Im Jahre 1911 folgten die Streuversuche von *E. Rutherford*, die bewiesen, dass sich der Hauptanteil der Atommasse in einem sehr kleinen Atomkern bündelt. Daraufhin folgte das Atommodell von *N. Bohr*, das 1913 postulierte, dass die Elektronen in festgelegten Bahnen in der Hülle um den Atomkern kreisen. Eine neue Herangehensweise erfolgte dann durch die Methoden der Quantenphysik, die von *E. Schrödinger* mit seiner Schrödingergleichung 1926 begründet wurde. Auf diesen fundamentalen Erkenntnissen aufbauend werden bis heute Verfahren der Teilchenbeschleunigung entwickelt um Reaktionen auch in sehr hohe Energiebereiche zu induzieren, die dann mit aufwendigen Detektorsystemen nachverfolgt und analysiert werden können.

So wurden neben dem Proton, dem Neutron und dem Elektron in der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts nach und nach die Quarks experimentell nachgewiesen. Diese treten in sechs verschiedenen *Flavour* (engl. für Geschmack) auf, von denen zwei jeweils einer Familie zugeordnet werden.

$$\left(\begin{array}{c} \mathbf{up} \\ \mathbf{down} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \mathbf{charm} \\ \mathbf{strange} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} \mathbf{top} \\ \mathbf{bottom} \end{array} \right) \quad (1.1)$$

Parallel zu der experimentellen Teilchenforschung wurde das Standardmodell der Elementarteilchenphysik entwickelt, welches die Teilchen in zwei Hauptgruppen unterteilt, nämlich in die Elementarteilchen (Fermionen und Bosonen) und die Teilchen, die aus Quarks aufgebaut sind, die sogenannten Hadronen. Aufgrund der Zusammensetzung werden die Hadronen nochmals differenziert in die Baryonen (aus drei Quarks bestehend) und die Mesonen (aus einem Quark und einem Anti-Quark bestehend).

Das Standardmodell beinhaltet auch die Kräfte, die zwischen den Teilchen bestehen. So gibt es neben der elektromagnetischen Kraft noch die starke und schwache Wechselwirkung. Die starke Wechselwirkung beschreibt die Bindung der Quarks innerhalb der Hadronen und soll nun detaillierter beschrieben werden.

1.2 Die starke Wechselwirkung

Innerhalb der Quantenchromodynamik (kurz: QCD), die die starke Wechselwirkung beschreibt, wurde die Quantenzahl, die „Farbe“, für die Quarks eingeführt. Für diese Quantenzahl gibt es drei Zustände (grün, blau, rot) und die jeweiligen Anti-Zustände (anti-grün, anti-blau, anti-rot). Wie bei jeder Eichtheorie werden auch bei der QCD die Wechselwirkungen der Teilchen durch Austauscheteilchen oder Eichbosonen, in diesem Falle den Gluonen, repräsentiert. Diese tragen im Gegensatz zu den Photonen, den Eichbosonen der Quantenelektrodynamik (kurz: QED), auch selbst eine Farb- und eine Anti-Farbladung und können somit mit sich selbst wechselwirken. In der Natur wurden bisher nur farblose Teilchen nachgewiesen. Das bedeutet, dass die drei Quarks der Baryonen jeweils eine der drei Farbladungen tragen und die zwei Quarks der Mesonen eine Farbe- und die jeweils passende Anti-Farbe besitzen.

Die Reichweite der starken Wechselwirkung beschränkt sich auf Größenskalen des Atomkerndurchmessers (ca. ~ 1 fm). Die Kopplungskonstante α_s beschreibt die Stärke der Wechselwirkung (s. Abb. 1.1).

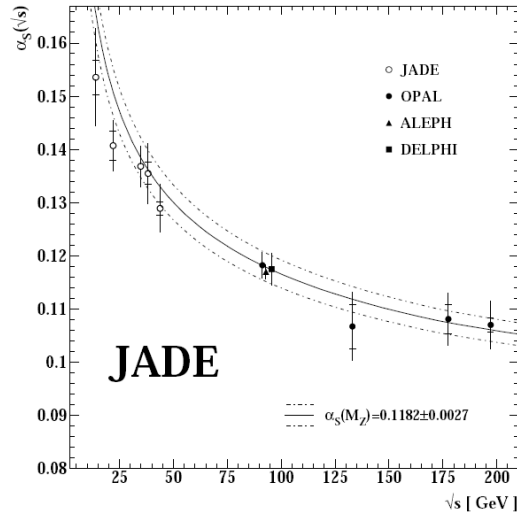


Abbildung 1.1: Die Kopplungskonstante α_s aufgetragen gegen die ausgetauschte Energie der Wechselwirkung. Die Daten stammen aus verschiedenen e^+e^- -Collider Experimenten [Sch06]. Das Wort „Konstante“ ist hierbei etwas irreführend, da α_s offensichtlich energieabhängig ist.

Gut zu erkennen ist, dass α_s mit zunehmender Energie abnimmt. Das bedeutet also, dass die starke Wechselwirkung bei höheren Energien oder entsprechend kleineren Abständen abnimmt. Ein weiteres veranschaulichendes Modell zu diesem Aspekt ist das *Cornell-Potential* (s. Abb. 1.2) für ein Quark-Anti-Quark System:

$$V(r) = \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + k \cdot r \quad (1.2)$$

mit r dem Abstand der beiden Quarks und k der Feldenergie pro Länge, die mit der Federkonstante einer Feder verglichen werden kann.

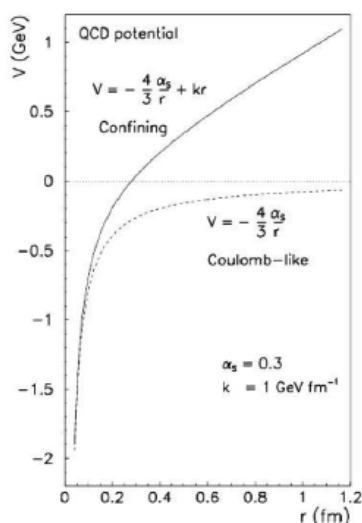


Abbildung 1.2: Das Cornell-Potential [Pov96]. Im Diagramm wurde zusätzlich das Coulomb-Potential (gestrichelte Linie) aus der Elektrodynamik zum Vergleich aufgetragen.

Die zunehmende Kraft der starken Wechselwirkung bei größeren Abständen der Quarks zueinander ist der Tatsache geschuldet, dass das Austauschteilchen, das Gluon, selber eine Farbladung trägt, also auch von der Wechselwirkung beeinflusst wird. Die beiden Grenzfälle werden bei großen Abständen und fester Bindung als *Confinement* (engl. für Einsperrung) und Asymptotische Freiheit bei kleinen Abständen und schwindender Bindung bezeichnet.

1.3 Theoretische Methoden zur Lösung der QCD

In der Hadronenphysik nutzt man verschiedene theoretische Ansätze um das Quarkgefüge in der QCD weiter zu erforschen. Die Störungstheorie, die eine Reihenentwicklung für die Kopplungskonstante in der QCD darstellt, ist nur bei hohen Energien anwendbar. Denn sie erfordert die Konvergenz der Reihe, was nur bei einer kleinen Kopplungskonstante der Fall ist, da die Beiträge dann mit steigender Ordnung kleiner werden (s.o.).

bei Asymptotische Freiheit). Bei niedrigeren Energiebereichen, in denen sich die später angesprochenen Experimente bewegen, bedient man sich zwei anderer voneinander unabhängiger Ansätze.

Die Gittereichtheorie definiert ein Gitter für die Teilchensysteme mit der Gitterkonstanten a , die eine regelbare Größe in Raum und Zeit darstellt und das Teilchengefüge diskretisiert. Durch die Grenzwertbetrachtung $a \rightarrow 0$ nähert man sich dem Realfall an, allerdings bedarf dies auch einer sehr großen Rechenleistung.

Ein anderer Ansatz, der nicht Gluonen sondern leichte Mesonen wie Pionen oder Kaonen als Austauschteilchen verwendet, ist die chirale Störungstheorie. Durch diese effektive Feldtheorie lassen sich Beziehungen zwischen verschiedenen physikalischen Größen wie Masse, Streulänge oder Zerfallskonstanten herausarbeiten.

Die wichtigen physikalischen Erkenntnisse dieser Lösungsansätze sollen an einem Beispiel und zwar des *Bonn Modells* [Lör01] herausgestellt werden. Diesem liegt zugrunde, dass die Quarks innerhalb eines Nukleons von einem linear ansteigenden Potential gebunden werden. Durch die Berechnung dieses Potentials lassen sich dann Aussagen über die Massen der verschiedensten Quantenzahlzustände des Nukleons treffen. Diese Zustände werden auch Nukleonresonanzen genannt. In Abb. 1.3 sind die Vorhersagen zu den Massen der Resonanzen dieses Modells dargestellt.

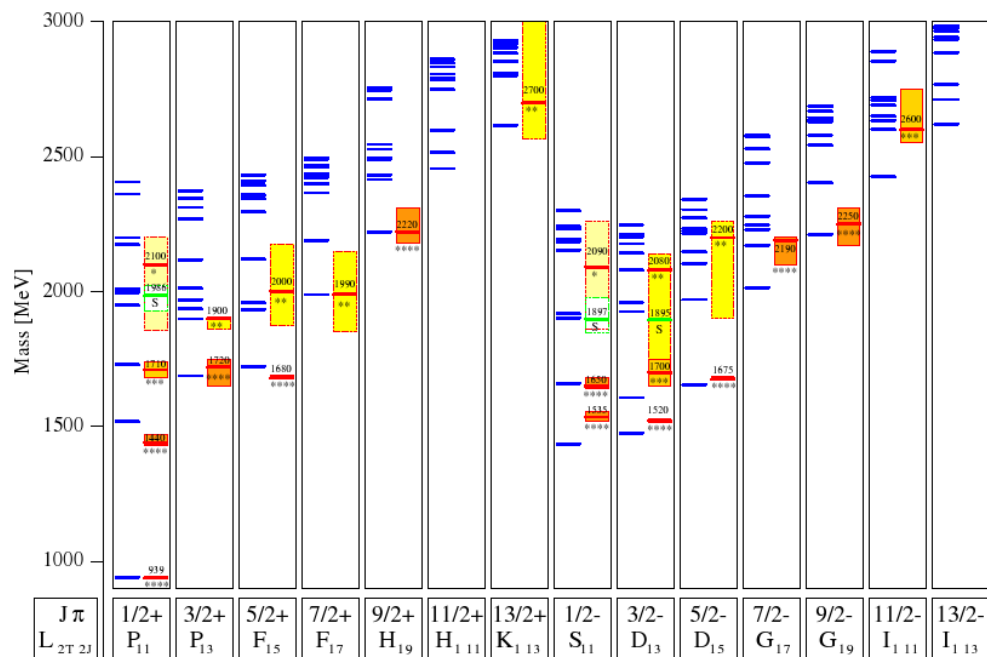


Abbildung 1.3: Das Resonanzspektrum des Bonn Modells [Lör01]. Zu den verschiedenen Quantenzahlzuständen am unteren Rand sind in blau die theoretisch vorhergesagten und in rot mit den jeweiligen Messunsicherheitsbereichen die experimentell gemessenen Resonanzmassen aufgetragen.

Die theoretisch bestimmten Massen stimmen im Energiebereich $< 2 \text{ GeV}$ zum Teil sehr gut mit den experimentellen Daten überein. Darüber hinaus sieht man viele vorhergesagte Resonanzen, die bisher in keinem Experiment nachgewiesen wurden.

1.4 Experimentelle Methoden

Nachdem nun die Theorie, die innerhalb der Hadronenphysik betrieben wird, kurz erläutert wurde, sollen nun die experimentellen Methoden vorgestellt werden, die es ermöglichen die Vorhersagen mit realen Daten und deren Analyse zu prüfen.

1.4.1 Hadronenspektroskopie

Ein Teil der Hadronenspektroskopie ist die photon-induzierte Anregung von Nucleonen. Ähnlich wie bei der Atomspektroskopie regt man mit einem hochenergetischem Photon (γ) den Grundzustand des untersuchten Nucleons (N) an und bringt ihn in Resonanz (N^*). Durch den Energieübertrag können bei dieser Reaktion aus dem Zerfall der Resonanz auch neue Teilchen (X) entstehen:



Bei der Atomspektroskopie geben die angeregten Atome eine definierte Energie in Form eines Photons ab, die dann als Emissionslinien zu beobachten sind. Die Hadronenspektroskopie bedient sich indes des totalen Wirkungsquerschnitts, der ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung des einfallenden Teilchens mit dem Nucleon ist. Beim Blick auf diesen lassen sich die verschiedenen Resonanzen aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer und den daraus resultierenden breiten Energieverteilungen nicht klar voneinander trennen (s. Abb. 1.4).

Um nun zwischen den partizipierenden Resonanzen zu differenzieren bedient man sich der Technik der Strahl-, Target- und Rückstreupolarisation und führt sogenannte Polarisationsobservablen ein.

1.4.2 Polarisationsobservablen

Schwächere Resonanzbeiträge, die mit einer geringeren Amplitude zum totalen Wirkungsquerschnitt beitragen, können durch Polarisationsobservablen betrachtet werden. Die Observablen sind sensitiv auf Interferenzterme innerhalb der Übergangsamplitude der Reaktion. Bei der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts würden diese Terme ansonsten im Untergrund verloren gehen. Bei einer möglichen Target- und Strahlpolarisation eines Experiments ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega} |_{unpol.} \cdot & (1 - P_\gamma^{lin} \Sigma \cos(2\phi) - P_\gamma^{lin} P_x H \sin(2\phi) \\ & + P_\gamma^{circ} P_x F - P_\gamma^{lin} P_y P \cos(2\phi) + P_y T \\ & + P_\gamma^{lin} P_z G \sin(2\phi) - P_\gamma^{circ} P_z E) \end{aligned} \quad (1.4)$$

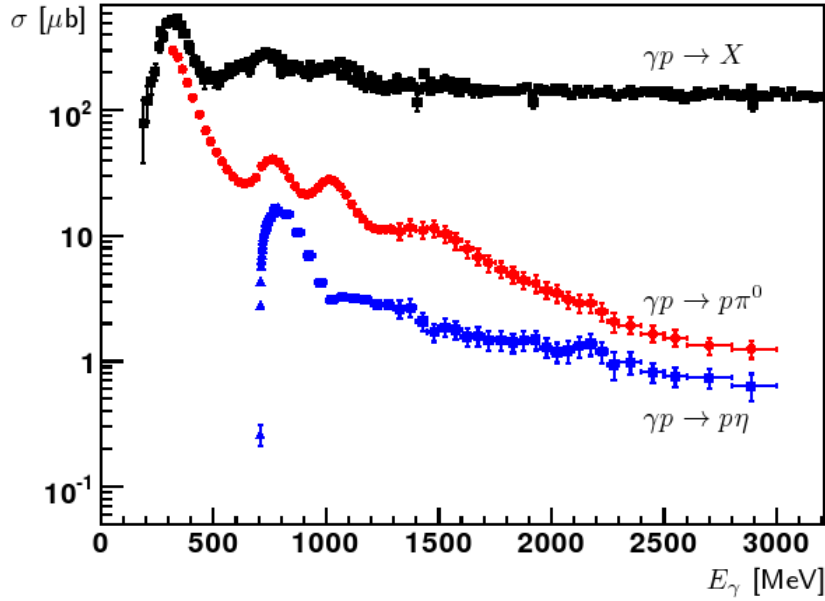


Abbildung 1.4: Der totale Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion am Proton (in schwarz) [Nak10]. Im Vergleich dazu sieht man noch den Wirkungsquerschnitt bei der Produktion eines Pions (in rot) [vP07] und eines Eta-Mesons (in blau) [Cre05].

Dabei steht $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ für den differentiellen Wirkungsquerschnitt, P_γ^{lin} für die lineare und P_γ^{circ} für die zirkuläre Polarisation der Strahlphotonen. Die Targetpolarisation in die jeweiligen Raumrichtungen werden repräsentiert von P_x , P_y und P_z .

Durch Hinzunahme der Rückstoßpolarisation ergeben sich insgesamt 16 verschiedene Polarisationsobservablen für die im Späteren diskutierten Experimente zur Photoproduktion von pseudoskalaren Mesonen.

Photonstrahl		Target			Rückstoß			Target & Rückstoß			
		-	-	-	x'	y'	z'	x'	x'	z'	z'
		x	y	z	-	-	-	x	z	x	z
unpolarisiert	σ	0	T	0	0	P	0	$T_{x'}$	$-L_{x'}$	$T_{z'}$	$L_{z'}$
linear pol.	$-\Sigma$	H	-P	-G	$O_{x'}$	-T	$O_{z'}$	$-L_{z'}$	$T_{z'}$	$-L_{x'}$	$-T_{x'}$
zirkular pol.	0	F	0	-E	$-C_{x'}$	0	$-C_{z'}$	0	0	0	0

Tabelle 1.1: Polarisationsobservablen der Photoproduktion von pseudoskalaren Mesonen. x' , y' und z' sind die Achsen des Koordinatensystems des rückgestreuten Teilchens.

Die Messungen zu den Observablen innerhalb der Rückstoß-Polarisation sind noch sehr unvollständig (s. Abb. A.1 und Abb. A.2). Aus diesem Grunde wird in dieser Arbeit ein Detektor entwickelt, der es ermöglicht bereits bestehende Experimente zu erweitern

um den Zugang zu den Observablen zu realisieren. Das physikalische Prinzip, dessen man sich bei diesem Detektor bedient, wird nun detaillierter vorgestellt.

1.4.3 Prinzip eines Proton-Polarimeters

Um die Polarisation eines austretenden Teilchens einer Streureaktion zu messen, verwendet man ein sekundäres Target um durch die zweite Streuung des Teilchens Rückschlüsse auf dessen Spin und damit auch dessen Polarisation zu erhalten. Bei den bisher betrachteten Reaktionen ist der Proton-Spin interessant. Bei dessen Streuung ist das Streupotential abhängig von der Stellung des Proton-Spins zu dem Bahndrehimpuls \vec{L} und dem Spin des Teilchens an dem gestreut wird. Das Proton besitzt als Fermion projiziert auf eine Achse zwei mögliche Spinzustände ($+\frac{1}{2}$ und $-\frac{1}{2}$). Bei der Streuung an einem Atomkern interagiert das Proton mit dem Kernpotential was sich aus dem Zentralanteil $V_r(r)$ und der Spin-Bahn-Kopplung $V_{LS}(r)$ zusammensetzt.

$$V(r) = V_r(r) + V_{LS}(r)\langle\vec{L} \cdot \vec{S}\rangle \quad (1.5)$$

Die Spin-Bahn-Kopplung sorgt dafür, dass die rückgestreuten Protonen, deren Spinausrichtung mit dem Drehimpuls überein stimmen, stärker durch das Potential abgelenkt werden als diejenigen, bei denen der Spin entgegengesetzt dem Drehimpuls gerichtet ist. Es entsteht eine Asymmetrie. Zur Veranschaulichung ist die Kinematik der Streuung in Abb. 1.5 dargestellt.

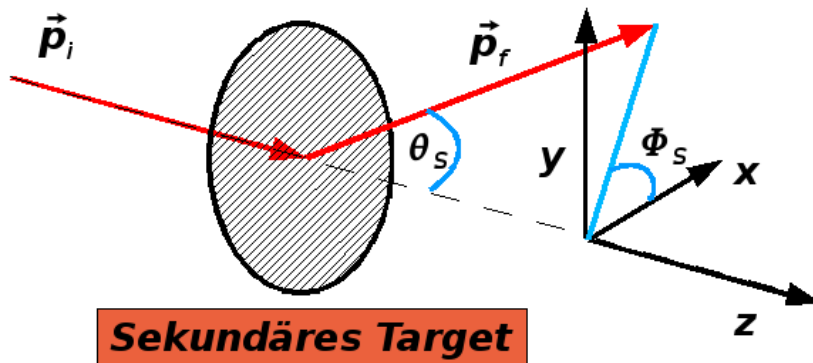


Abbildung 1.5: Kinematik der Proton-Streuung an einem sekundären Target. \vec{p}_i ist der Impulsvektor des einlaufenden und \vec{p}_f der des gestreuten Protons. Θ_S ist der Winkel um den das Proton in der Ebene der beiden Impulsvektoren gestreut wird und Φ_S ist der Azimutwinkel der Impulsvektorebene zu der x-Achse.

Die Polarisation der Protonen beschreibt gerade den Überschuss einer Spinrichtung und lässt sich somit durch die Messung der oben genannten Asymmetrie bestimmen. Um weitere Spin-Spin-Wechselwirkungen zu vermeiden wählt man als Streutarget ein Material mit Kernspin 0. Aufgrund der Verfügbarkeit und der leichten Verarbeitung

bietet sich deshalb reiner Kohlenstoff ^{12}C an. Mit der kinetischen Energie der Protonen T lässt sich die Intensitätsverteilung folgendermaßen parametrisieren (Vgl. [AG83]):

$$I(\Sigma_S, \Theta_S, T) = I_0(\Theta_S, T) \cdot [1 + A(\Theta_S, T) \cdot (P_y \cos(\Theta_S) - P_x \sin(\Theta_S))] \quad (1.6)$$

wobei $I_0(\Theta_S, T)$ die Intensitätsverteilung im unpolarisiertem Fall darstellt, P_x und P_y die beiden Komponenten der Polarisation sind und $A(\Theta_S, T)$ die sogenannte Analysierstärke ist. Durch den Fit dieser Funktion an einer gemessenen Intensitätsverteilung wäre somit die Proton-Polarisation feststellbar. Dafür muss zunächst aber die Analysierstärke bei einer Proton-Kohlenstoff-Streuung durch empirische Experimente bestimmt werden, worauf im nächsten Abschnitt genauer eingegangen wird.

1.4.4 Analysierstärke der Proton-Kohlenstoff-Streuung

Die Energie der Protonen und die Dicke des Kohlenstoffstreu Körpers sind die Hauptparameter von denen die Analysierstärke A_C abhängig ist. Aufgrund des Streuverhaltens der Protonen, das bei Winkeln unter 5° hauptsächlich von elektromagnetischer Vielfachstreuung bestimmt wird und dadurch nicht die Asymmetrie aufweist, beschränken sich die Ergebnisse der vorgestellten Experimente auf den Winkelbereich oberhalb dieser Grenze. In Abb. 1.6 sind zunächst drei verschiedene Messungen zu sehen bei denen unterschiedliche Streukörper und Protonenergien untersucht wurden.

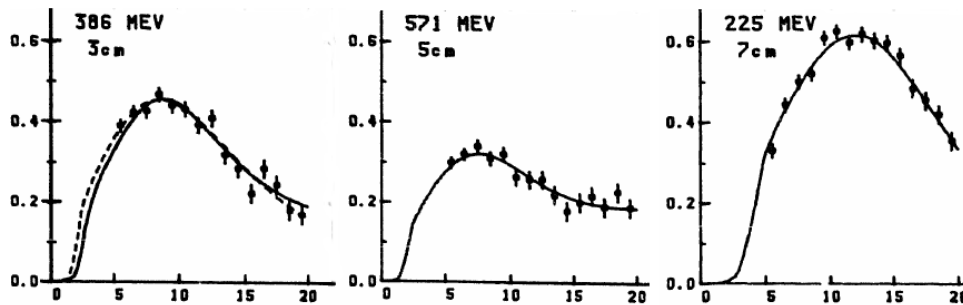


Abbildung 1.6: Die Analysierstärke A_C des Protons in Abhängigkeit des Streuwinkels (in $^\circ$) bei verschiedenen Streukörpern (links 3 cm, mittig 5 cm und rechts 7 cm) und Protonenergien (links 386 MeV, mittig 571 MeV und rechts 225 MeV) [AG83].

Eine Vielzahl dieser Messungen erlaubt die präzise Bestimmung der Analysierstärke. Die über die Streuwinkel gemittelten Werte für A_C in Bezug auf die Protonenergie ist zusätzlich mit einer späteren Vergleichsmessung [McN85] in Abb. 1.7 dargestellt. Gut zu erkennen ist die Konsistenz der Messungen untereinander und das die Analysierstärke bei einer Protonenergie von ca. 200 MeV ihr Maximum erreicht.

Für ein mögliches Experiment zur Bestimmung von Rückstoßpolarisationsobservablen lässt sich also folgern, dass man die größte Effektivität dadurch erreicht, dass man die Spuren von rückgestreuten Protonen nach einer zweiten Streuung an einem

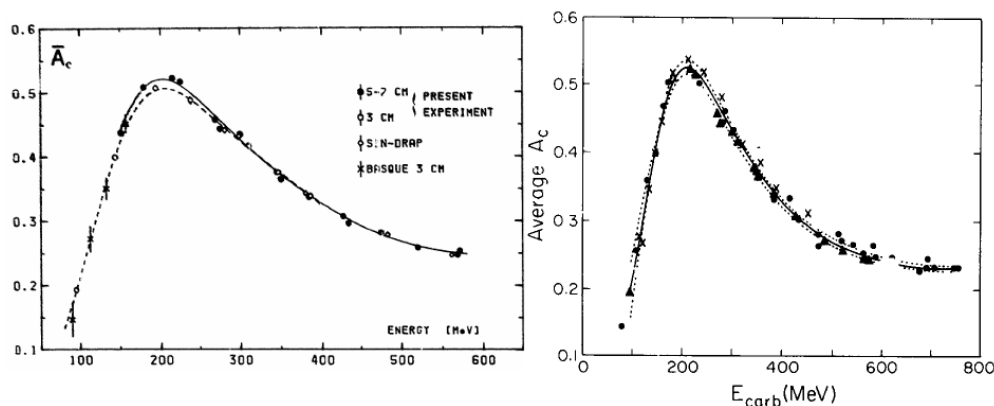


Abbildung 1.7: Über die Streuwinkel gemitteltes A_C in Abhängigkeit der Energie E_{carb} , die die Protonen in der Mitte des Kohlenstoffstreu Körpers besitzen. Im Vergleich sind die Resultate von [AG83] (links) und [McN85] (rechts) zu sehen.

Kohlenstoff-Target im Winkelbereich 5° bis 15° vorzugsweise präzise vermisst und dabei die Dicke des Kohlenstoffs so wählt, dass die Protonen bei ihrem Energieverlust innerhalb des Materials eine Energie um die 200 MeV besitzen, wenn sie sich im Zentrum des Streukörpers befinden.

1.5 Zielsetzung dieser Arbeit

Die hier beschriebene Arbeit setzt sich zusammen aus der Entwicklung eines Detektors, der die oben genannten Messanforderungen zur Rückstreupolarisationsmessung erfüllt und der dafür relevanten vorangehenden Arbeiten wie das Testen von Prototypen, simulieren des Experimentvorgangs und das Auswerten von bereits durchgeführten Testmessungen. Die Kapitel führen dabei anfänglich über eine allgemeine Einführung zu dem Standpunkt der geplanten Messungen über die Erläuterung des Prinzips der gewählten Sensorik bis hin zu dem konkreten Detektorprojekt.

Kapitel 2

Der Teilchenbeschleuniger ELSA und das BGO-OD-Experiment

In diesem Kapitel wird das experimentelle Umfeld beschrieben in dem der neue Detektor integriert werden soll. Dies besteht wie bei jedem modernen Teilchen-Experiment aus einem Beschleuniger, der einen hochenergetischen Teilchenstrahl auf ein Target lenkt und aus einem vielschichtigem Detektorsystem, welches das Target beinhaltet und für die Messung der aus der Kollision entstehenden Reaktionen verantwortlich ist.

2.1 Die Elektron-Stretcher-Anlage in Bonn

Im Jahre 1958 wurde ein 500 MeV Elektron-Synchrotron an der Universität Bonn unter der Leitung des späteren Nobelpreisträgers *W. Paul* fertiggestellt und somit der Grundstein für die noch heute aktive **Elektron-Stretcher-Anlage** (kurz: ELSA) gelegt (s. Abb. 2.1). Aus zwei verschiedenen Elektronenquellen können polarisierte oder unpolarisierte Teilchen genutzt und in drei verschiedenen Abschnitten beschleunigt werden [Hil06].

Zunächst durchlaufen die Elektronen einen Linearbeschleuniger (kurz: LINAC) bei dem sie bis zu 26 MeV erreichen. Danach werden sie in ein Booster-Synchrotronring geleitet, der sie auf bis zu 1,6 GeV beschleunigt. Der Stretcherring als letzte Beschleunigungsstufe hat drei verschiedene Betriebsmodi:

- **Stretchermodus**

Die Elektronenpakete werden nach und nach in den Ring geleitet bis er vollständig gefüllt ist. Somit entsteht bei der anschließenden Extraktionen zu den Experimenten ein Strahl mit konstanter Intensität. Dieser Modus stellt keine weitere Beschleunigung dar und ist somit auf die vorangegangene Energie von 1,6 GeV begrenzt.

- **Nachbeschleunigermodus**

Ähnlich dem Stretchermodus wird der Ring zunächst vollständig mit Elektronen gefüllt, die aber dann auf bis zu 3,5 GeV beschleunigt werden, bevor sie innerhalb

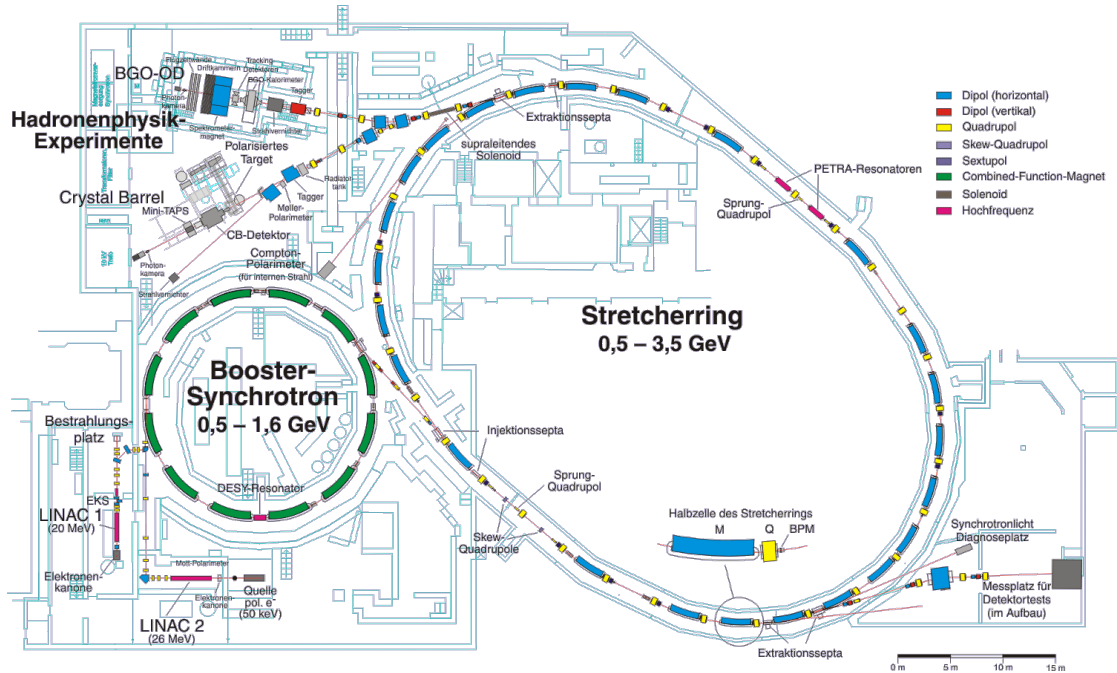


Abbildung 2.1: Der Teilchenbeschleuniger ELSA in Bonn [Hil06].

weniger Sekunden durch die Extraktion den Experimenten zur Verfügung gestellt werden. Typische Operationsparameter, die durch die verwendeten Dipolmagnete und die Umlauffrequenz des Beschleunigers limitiert werden, sind hierbei eine Energie von 3,2 GeV bei einem extrahierten Strahlstrom von 1 nA.

- **Speichermodus**

Dieser Modus ist vor allem für Experimente im Bereich der Synchrotronstrahlung relevant. Sobald der Ring gefüllt wurde, werden die Elektronen auf die gewünschte Energie hochgeramppt und dann für mehrere Stunden gespeichert. Aufgrund ihrer Kreisbewegung senden sie dabei stetig elektromagnetische Strahlung aus. Diese kann dann durch verschiedenste Messeinrichtungen am Beschleunigertunnel untersucht werden.

An der Beschleunigeranlage ELSA befinden sich zur Zeit zwei Experimente, die in der Hadronenphysik forschen. Das ist zum einen das Crystal-Barrel-Experiment, das sich vor allem auf Reaktionen mit neutralen Mesonen wie $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, $\gamma p \rightarrow p\eta$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ spezialisiert hat und zum anderen das BGO-OD-Experiment, dessen Physikprogramm sich auf eine hochauflösende Vermessung von geladenen Mesonen in Vorwärtsrichtung konzentriert. Das geplante Detektorupgrade ist hauptsächlich für letzteres Experiment geplant, weshalb es in den nächsten Unterkapiteln ausführlicher vorgestellt wird.

2.2 Das BGO-OD-Experiment

Die BGO-OD-Kollaboration, bestehend aus Mitarbeitern von mehr als zwölf verschiedenen Wissenschaftsstandorten Europas, wurde im März 2010 ins Leben gerufen und betreut und erweitert seitdem das Experiment. Die Namensgebung entstand aus den beiden Kernstücken des Detektors. Als Kalorimeter zur Energiebestimmung dient der BGO-Ball, der sich aus 480 Bismutgermanat-Kristallen (chem. **BiGeO**) zusammensetzt. Außerdem wurde ein 94 Tonnen schwerer Dipolmagnet (engl. **Open Dipole**) in den Aufbau integriert, der zur Ablenkung geladener Teilchen genutzt wird, um deren Impuls aus den Bahnraden zu bestimmen (s. Abb. 2.2).

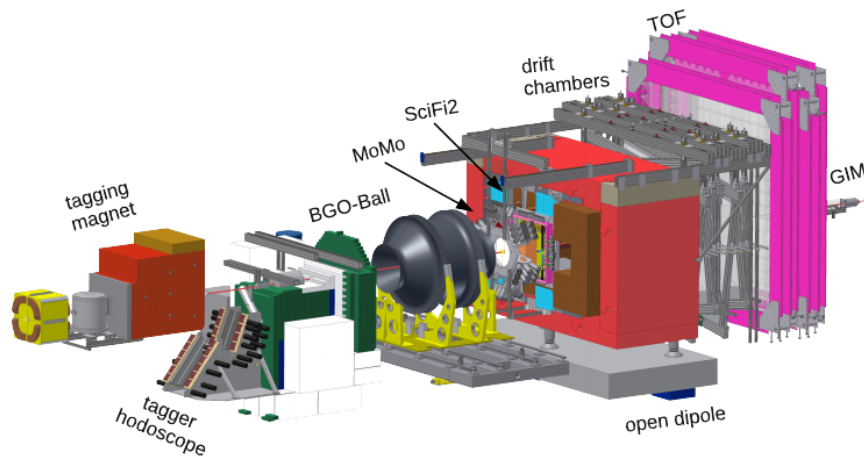


Abbildung 2.2: Aufbau des BGO-OD-Experiments an der Teilchenbeschleunigeranlage ELSA. Der Elektronenstrahl des Beschleunigers tritt von unten links in die skizzierte Messapparatur. Dahinter reihen sich dann verschiedenste Detektorsysteme aneinander, die im Laufe dieses Kapitels näher beschrieben werden [Ham14].

2.2.1 Physikprogramm

Die Hauptforschungspunkte des BGO-OD-Experiments bezieht sich auf die Untersuchung von Nukleonresonanzen durch die Photoproduktion von geladenen und ungeladenen Mesonen an denen hauptsächlich die leichtesten Mesonen mit Strangeness, die Kaonen, einen großen Anteil haben. Von besonderem Interesse sind dabei drei bestimmte Reaktionskanäle, die im Folgenden geschildert werden.

$$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$$

Zu diesem Kanal existieren bereits Messungen von vorangegangenen Experimenten, die aber im Energiebereich um 1,9 GeV Diskrepanzen aufweisen. Diese sollen durch neue Daten zum differentiellen Wirkungsquerschnitt aufgeklärt werden. Zusätzlich ist dieser

Kanal dazu geeignet Rückstoßpolarisationsobservablen zu vermessen. Außerdem bietet das BGO-OD-Detektorsystem eine gute Auflösung in Vorwärtsrichtung und eine sehr gute Identifikationsmöglichkeit des K^+ durch den BGO-Ball, so dass durch die Effizienz der Messung viele Lücken in den bestehenden Datensätzen gefüllt werden können.

$$\gamma p \rightarrow K^0 \Lambda$$

Auch für diesen Kanal ist das Detektorsystem bestens geeignet, da es den Nachweis eines K^0 über den geladenen und den ungeladenen Zerfall von Pionen erbringen kann. Darüber hinaus wird eine Bestimmung der Rückstoßpolarisationsobservablen P durch die Vermessung des schwach zerfallenden Λ mit Hilfe des geplanten Detektorprojektes möglich sein.

$$\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$$

Aufgrund des Zerfallsverhalten des Σ^+ -Baryons, dass überwiegend in vom Experiment leicht detektierbare geladene oder ungeladene Pionen übergeht, wurde auch dieser Kanal zum Physikprogramm hinzugefügt. Darüber hinaus deckt der gelieferte Energiebereich des ELSA-Beschleunigers den für diese Resonanz signifikanten Teil ab. Das Experiment selbst besitzt eine sehr hohe Energieauflösung und ist somit in der Lage wichtige Daten zur Σ -Resonanz für eine Partialwellen-Analyse zu liefern. Dabei handelt es sich um eine Methode, die Resonanzen in ihre Bestandteile zerlegt und sie damit präzise bestimmen kann.

2.2.2 Aufbau

Bei dem BGO-OD-Experiment handelt es sich um ein *Fixed-Target-Experiment*, was kennzeichnen soll, dass hierbei keine zwei Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht werden, sondern lediglich ein Teilchenstrahl auf ein fest installiertes Target trifft und dabei Reaktion auslöst. Der von ELSA erbrachte Elektronenstrahl wird zunächst dazu verwendet an einem Radiatortarget über Bremsstrahlung hochenergetische Photonen für die oben beschriebenen Reaktionen zu liefern. Deren Energie wird über einen *Tagger* (engl. für Kennzeichner) bestimmt bevor sie dann auf ein Target treffen, dass mit flüssigem Wasserstoff gefüllt ist. Um diesen zentralen Reaktionspunkt wurde der BGO-Ball als Kalorimeter installiert, während in Vorwärtsrichtung mehrere Spurdetektoren aufgebaut sind, die die entstandenen Teilchen nachweisen sollen. Nun erfolgt ein Überblick über die wichtigsten Elemente des Aufbaus.

Bremsstrahltarget

Bei dem Effekt der Bremsstrahlung werden die Elektronen des Teilchenbeschleunigers in verschiedenen Materialien abgebremst und senden dabei Photonen aus, die sich weiter in Vorwärtsrichtung bewegen. Die Polarisation der Photonen hängt dabei von dem verwendeten Target ab. Um sowohl unpolarisierte, linear oder zirkular polarisierte Photonen zu kreieren, müssen verschiedene Bremsstrahltargets bereit gestellt werden. Dazu

nutzt man eine dreidimensional verschiebbare Halterungsvorrichtung, die eine Targetscheibe in den Elektronenstrahl drehen kann, in die bis zu neun unterschiedliche Targets eingesetzt werden können (s. Abb. 2.3).

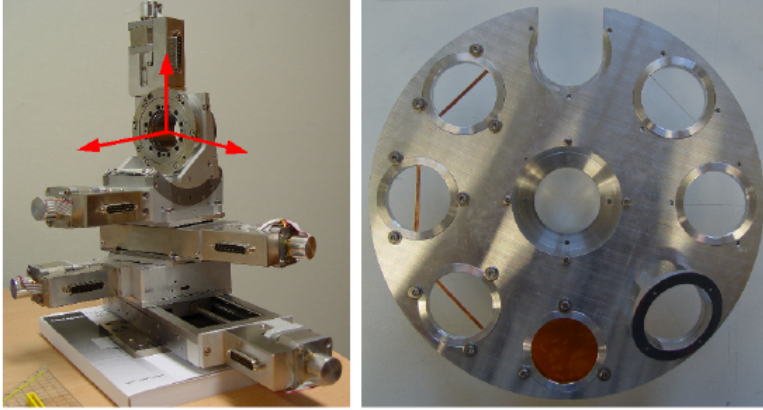


Abbildung 2.3: *Dreidimensional verschiebbare Haltestruktur (links) und die dazu passende Targetscheibe (rechts). In den einzelnen Fenstern der Scheibe sind die verschiedenen Targets zu erkennen wie die unterschiedlich dicken Kupferradiatoren [Bel11].*

Je nach Bedarf lassen sich somit die gewünschten Photonen erzeugen ohne den Experimentierbereich zu betreten. Als Radiatoren sind zur Zeit drei Kupferstreifen mit einer Dicke von $50\ \mu\text{m}$, $100\ \mu\text{m}$ und $200\ \mu\text{m}$ und ein Diamant installiert. Zur Strahlpositionsüberwachung sind zusätzlich ein Chromoxschirm, eine Kaptonfolie und mehrere Stahl-Nickel-Drähte in die Scheibenfenster eingebaut. Unpolarisierte Photonen erhält man, wenn man ein amorphes Material wie Kupfer verwendet. Für eine lineare Photonpolarisation nutzt man die periodische Struktur des Diamanten als Streutarget. Die zirkuläre Polarisation hingegen bedarf eines linear polarisierten Elektronenstrahls und einer amorphen Folie. Diese ist bei dem derzeitigen Stand noch nicht montiert aber in Planung.

Photontagger

Die Kenntnis der Photonenergie ist unabdingbar um die Teilchenreaktionen am Target richtig interpretieren zu können. Dazu werden die Elektronen in einem homogenen Magnetfeld abgelenkt und in einem großen Winkelbereich detektiert. Der Ablenkungswinkel gibt Auskunft über die Energie des Elektrons und somit auch die Photonenergie, denn es gilt:

$$E_{\text{Photon}} = E_{e,\text{Strahl}} - E_{e,\text{abgebremst}} \quad (2.1)$$

Je größer der Bahnradius r des im Magnetfeld B abgelenkten Elektrons ist (vgl. Gl. 2.2), desto mehr Energie besitzt es und somit ist das dazu passende Photon niederenergetischer.

$$E_{e,\text{abgebremst}} = e \cdot B \cdot r \cdot c \quad (2.2)$$

In Abb. 2.4 ist das aktuelle Design der Taggeranlage aus Polyvinyl-Szintillatoren (s. Anhang B) zu sehen, das ausgelegt ist um 10% bis 90% der Strahlenergie abzudecken. Dieser Bereich ist limitiert durch den vorhandenen Platz zwischen Tagger-Magnet und dem dahinter gelegenen *Beamdump* (engl. für Strahlzerstörer), der bestehend aus vielen Bleischichten dafür sorgt, dass die abgelenkten Elektronen ihre komplette Energie darin abgeben und nicht als Untergrund die Experimentierdaten verfälschen. Das Taggersystem gliedert sich auf in einer vertikalen und einer horizontalen Lage mit insgesamt 120 Szintillatoren.

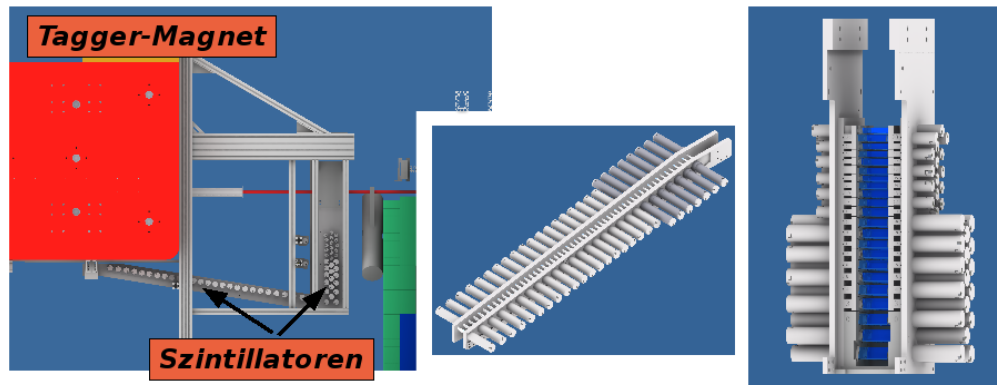


Abbildung 2.4: Schematische Zeichnung des Taggers am BGO-OD-Experiments. In rot ist der Tagger-Magnet zu sehen, der die Elektronen auf eine horizontale und vertikale Lage von insgesamt 120 Szintillatoren ablenkt (links), die in ein horizontales (Mitte) und vertikales Element (rechts) unterteilt sind.

Die Energieauflösung der horizontalen Taggerlage beträgt dank eines 55%igen Überlapps zur Koinzidenzerzeugung von zwei benachbarten Szintillatoren etwa 10 MeV. Da die Elektronenbahnen bei niedrigerer Energie enger zusammen liegen, wurden bei der vertikalen Komponente jeweils drei Lagen mit schmalere Szintillatoren in einer Ebene hintereinander platziert, um eine vergleichbare Auflösung wie bei der horizontalen Komponente zu garantieren.

Target-System

Hinter dem eben erwähnten Beamdump gliedert sich direkt das Target-System an, bestehend aus der Targetzelle (s. Abb. 2.5), einem Aluminiumzylinder mit einem 6 cm Durchmesser, der an beiden Enden durch Mylarfolie geschlossen ist, und einem Kryogenerator, der dafür sorgt die Targetzelle bei niedrigsten Temperaturen (17 – 22 K) zu halten [Rom12].

Je nach Bedarf lässt sich die Targetzelle sowohl mit flüssigem Wasserstoff oder Deuterium füllen. Die Kryotechnik erfolgt über einen Kompressor, der verdichtetes Heliumgas dem nachfolgenden Kühlungskreislauf zuführt, der direkt mit der Targetzelle verbunden ist.

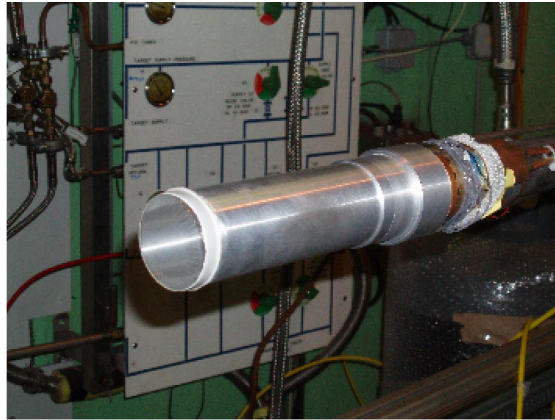


Abbildung 2.5: Foto der Targetzelle des BGO-OD-Experiments.

BGO-Ball

Die Targetzelle wird dann durch den BGO-Ball umschlossen. Seine 480 Bismutgermanat-Kristalle decken 90% des kompletten Raumwinkels ab und sind 24 cm lang, welches mehr als 21 Strahlungslängen entspricht. Gehalten werden die Kristalle durch eine leichte Kohlenstofffaserhaltestruktur, die die Kristalle über den Polarwinkelbereich von 25° bis 155° in 15 Sektoren unterteilt (s. Abb. 2.6).

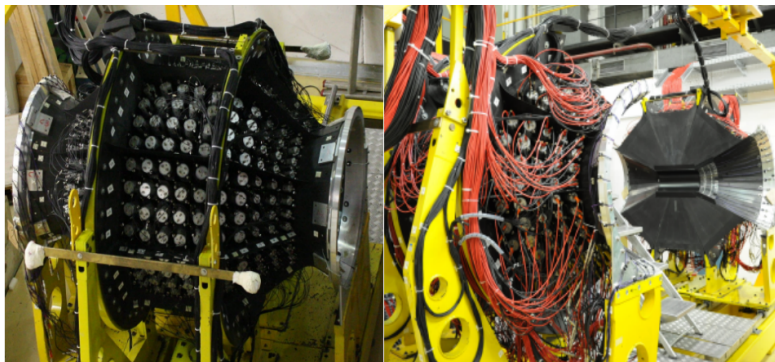


Abbildung 2.6: Fotos des BGO-Balls (links). In gelb ist die Schienensystem der Haltestruktur zu erkennen, das beide Hälften des BGO-Balls unabhängig voneinander führen kann (rechts).

Die Auslese der Elektronenschauer, die durch die Reaktionsteilchen in den Kristallen erzeugt werden, erfolgt über Photomultiplier (s. Anhang C). Es sind drei radioaktive Natrium-Quellen (^{22}Na) im Innern des BGO-Balls angebracht. Deren emittierte Photonen besitzen eine Energie von 1,27 MeV und erlauben eine Energiekalibration, indem die Hochspannungsversorgung jedes Photomultipliers der Kristalle so justiert wird, dass

die Amplituden der erhaltenen Signale für jeden Kristall übereinstimmen. Die Energieauflösung beträgt bei einer Photonenergie von 1 GeV in etwa 3% [San96] und erfüllt somit die Anforderung für das geplante Physikprogramm. Um das Targetsystem für den Strahlbetrieb in das Innere des BGO-Balls zu führen, wurde dieser in zwei Hälften unterteilt. Diese sind auf einem Schienensystem platziert worden, das es ermöglicht beide Hälften in entgegengesetzter Richtung auseinander zu fahren.

MOMO-Detektor

Der MOMO-Detektor (engl. *Monitor of Mesonic Observables*) ist einer der beiden Systeme zur Spurrekonstruktion, die vor dem Dipolmagneten angebracht sind. Er besteht aus 672 szintillierenden Fasern, die in sechs identischen Modulen in drei Lagen angeordnet sind (s. Abb 2.7).

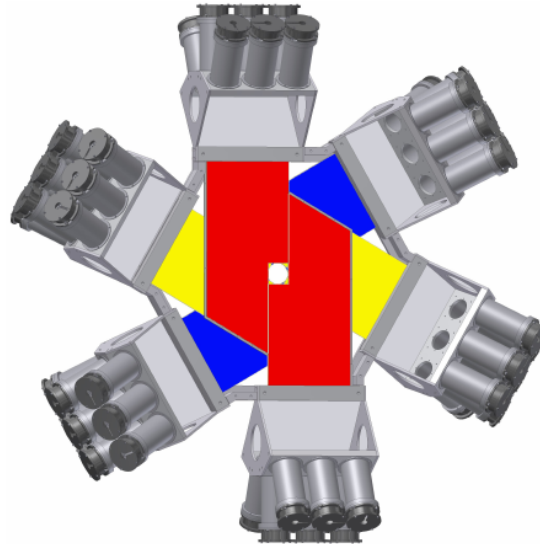


Abbildung 2.7: Technische Zeichnung des MOMO-Detektors [Joo96]. In den verschiedenen Farben sind die drei Lagen angedeutet. Zur Auslese dienen auch hier Photomultiplier, die an jedem Modul durch eine röhrenförmige Haltevorrichtung (in grau) angeschlossen sind.

Die einzelnen Module sind um jeweils 60° zueinander gedreht. Durch diese Anordnung ergibt sich eine kreisrunde Fläche mit einem Durchmesser von 44 cm, auf der es möglich ist eine zweidimensionale Koordinate eines passierenden Teilchens zu bestimmen. Ein 4,5 cm großes Loch in der Mitte der Lagen erlaubt es dem Photonstrahl streuungsfrei hindurchzugelangen [Joo96]. Zur Auslese der szintillierenden Fasern wurden abermals Photomultiplier verwendet, die aufgrund des starken Magnetfeldes an dieser Position im Experiment in ihrem Betrieb beeinträchtigt wären, hätte man keine Abschirmung aus einer Kombination aus einer 1 mm Lage *Mu-Metalls* (eine 70% Nickel-Eisen-Legierung)

und 1 mm dicken *Permenorm-Zylindern* (eine 50% Nickel-Eisen-Legierung) angebracht. Diese Abschirmung hindert das Magnetfeld daran in das Innere der Photomultiplier zu gelangen, wo es die erzeugten Elektronen ablenken und diese nicht mehr verlässlich messbar machen würde.

SciFi2-Detektor

Die zweite Komponente zur Spurrekonstruktion vor dem Dipolmagneten stellt der SciFi2-Detektor dar. Dieser spannt eine sensitive Fläche von 66 cm x 51 cm mit 640 szintillierenden Fasern auf, was einer Winkelabdeckung von $\pm 10^\circ$ in horizontaler und $\pm 8^\circ$ in vertikaler Richtung entspricht (s. Abb. 2.8).

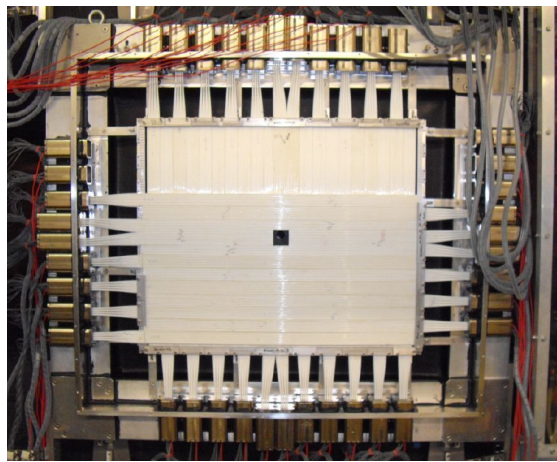


Abbildung 2.8: Foto des SciFi2-Detektors [Bö14]. Dieser ist direkt an den Dipolmagneten durch einen Rahmen, in den auch die Auslesephotomultiplier integriert sind, angebracht. Auch hier ist eine magnetische Abschirmung für die Ausleseelektronik unverzichtbar. Diese ist zu erkennen an den glänzenden Zylindern am Rahmenrand.

Auch bei diesem Detektor ist die Magnetfeldabschirmung aufgrund der Photomultiplierauslesetechnik unerlässlich und wurde ähnlich wie beim MOMO-Detektor realisiert. Der SciFi2-Detektor liefert wie der MOMO-Detektor einen Durchstoßpunkt der Reakti-onsteilchen entlang der Strahlachse, womit deren einfallende Spur vor dem Magnetfeld rekonstruierbar wird.

Dipolmagnet

Der rund 90 Tonnen schwere Dipolmagnet besitzt eine magnetfelddurchsetzte Öffnung von 150 cm x 84 cm und erzeugt bei einem Betriebsstrom von 1340 A im Maximum ein Magnetfeld von 0,54 T. Die Ergebnisse einer genaueren Messung des Magnetfeldes sind auch in Abb. 2.9 einsehbar.

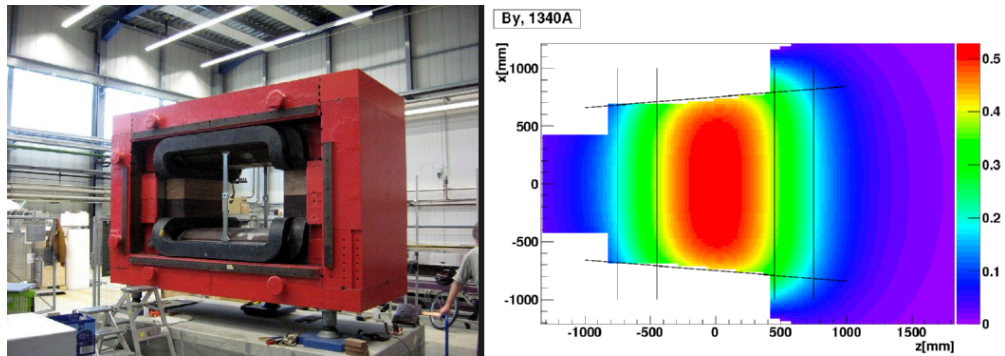


Abbildung 2.9: Foto des Dipolmagneten des BGO-OD-Experiments (links). Auf der rechten Seite ist eine Vermessung des Magnetfeldes zu sehen, die mit einer Genauigkeit von 10^{-4} T durch eine Hallsonde durchgeführt wurde.

Driftkammern

Direkt hinter dem Magneten erfolgt die weitere Spurvermessung der Teilchen zunächst über acht Driftkammern. Diese sind mit einem Gasgemisch von 70% Argon und 30% CO_2 gefüllt und besitzen zur Teilchenspurvermessung elektrisch geladene Drähte die drei verschiedene Orientierungen besitzen. Bei zwei Kammern verlaufen die Drähte horizontal, bei zwei weiteren verlaufen sie vertikal und bei den restlichen vier Kammern sind die Drähte um $\pm 9^\circ$ zum Lot geneigt. Dies ist notwendig um falsche Trefferkombinationen bei der x- und y-Koordinatenbestimmung auszuschließen. Die Anordnung verfügt auf einer Länge von 4,6 m eine Detektorfläche von 2456 mm x 1232 mm (s. Abb. 2.10).

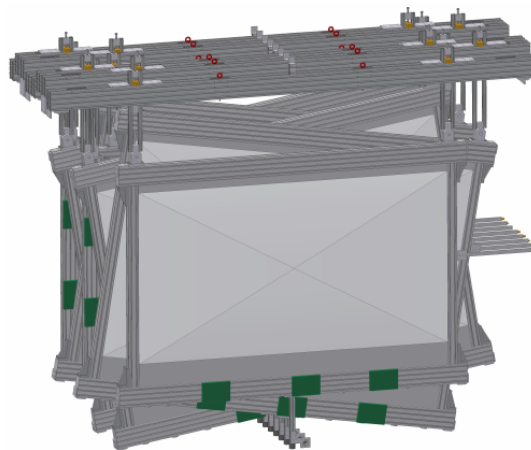


Abbildung 2.10: Technische Zeichnung der Driftkammern des BGO-OD-Experiments. Gut zu erkennen ist hierbei die Verkippung der einzelnen Kammern untereinander.

Um auch hier den Detektor für den zentralen Photonstrahl insensitiv zu machen wurde auf einer Fläche von 5 cm^2 im Zentrum jeder Kammer Gold auf die Drähte aufgetragen. Bei einer ersten Effizienzmessung der horizontalen Lagen wurden 95% aller Teilchen registriert.

Flugzeitdetektor

Den Abschluss des Vorwärtsspektrometers bilden zwei Szintillatorwände, die zur Flugzeitmessung und somit zur Identifikation der geladenen und ungeladenen Teilchen genutzt werden. Die erste Wand besteht aus acht Szintillatoren mit Ausmaßen von $340\text{ cm} \times 21\text{ cm} \times 6\text{ cm}$. Die zweite Wand ist bestückt mit 14 Szintillatoren der Größe $270\text{ cm} \times 20\text{ cm} \times 4,5\text{ cm}$ [Mei13]. Alle Szintillatoren werden an beiden Seiten durch Photomultiplier ausgelesen, um die entstehenden Messfehler durch die Flugzeit der Photonen innerhalb des Szintillatormaterials auszugleichen (s. Abb. 2.11).

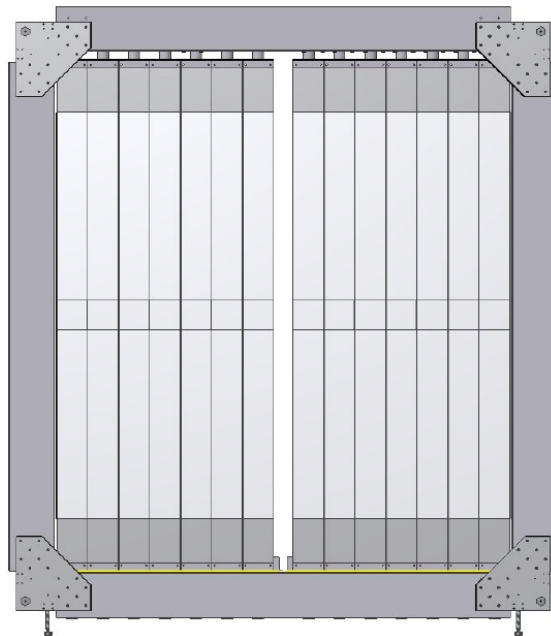


Abbildung 2.11: Technische Zeichnung der Flugzeitdetektoren des BGO-OD-Experiments.

Die Wände decken den Winkelbereich unterhalb von 12° in horizontaler Richtung ab. In der weiteren Planung steht noch eine dritte Wand um die Effizienz der Teilchenidentifikation noch weiter zu verbessern.

Photonintensitäts-Monitor

Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der verschiedenen Reaktionen am Target durch die erzeugten Photonen muss deren Intensität bekannt sein. Dazu wurde ein

Photonintensitäts-Monitor am Ende des BGO-OD-Experiments gefertigt, der sich aus zwei Teilen zusammensetzt. Da die Photonrate mit geschätzten 50 MHz im normalen Experimentierbetrieb nur mit sehr großem Aufwand direkt messbar wäre, wurde eine Kombination aus einem szintillierenden Bleiglas-Block zur absoluten und drei Plastikszintillatoren zur relativen Ratenmessung davor aufgebaut (s. Abb. 2.12).

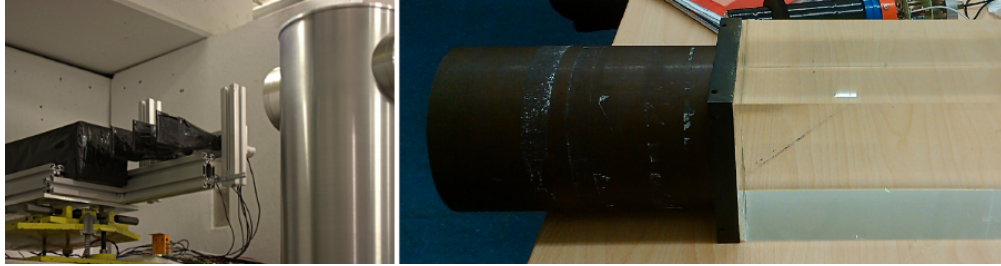


Abbildung 2.12: Fotos des Photonintensitäts-Monitors des BGO-OD-Experiments [Zim12]. Dieser ist aufgebaut aus einem Bleiglas-Block mit angebauter Photomultiplierauslesetechnik (rechts) und drei davor angeordneten Plastikszintillatoren (links).

Bei geringen Raten ermittelt man so zunächst den Absolutwert und kann dann bei hohen Raten durch die relative Messung auf den korrekten Wert der Photonintensität zurückrechnen. Da die Plastikszintillatoren eine hohe Effizienz für Elektronen aufweisen, ist jeweils vor diesen eine Kupferfolie angebracht, die eine Paarbildungsreaktion der Photonen in ein Elektron-Positron-Paar hervorrufen sollen. Bei dem Bleiglas-Block bedient man sich des *Cerenkov-Effekts* um die Photonen nachzuweisen. Dieser tritt immer auf, wenn sich geladene Teilchen mit einer Geschwindigkeit durch ein Material bewegen, die größer ist als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes in dem selben Material. Dabei werden die Moleküle entlang der Teilchenspur kurzzeitig polarisiert und senden dabei wiederum Photonen aus. Diese Photonen werden dann hinter dem Block durch Photomultiplier detektiert, wodurch eine Bestimmung der Gesamtintensität möglich ist.

Aufbau des Detektorupgrades

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Detektor soll das BGO-OD-Experiment hinsichtlich der Rückstreupolarisationsmessung und in Bezug auf eine höhere Auflösung in Vorwärtsrichtung erweitern. Eine ausreichende Anzahl an rückgestreuten Protonen bedingt eine Messung unmittelbar hinter dem Target. Beruhend auf der in Kapitel 1.4.3 vorgestellten Methode eines Proton-Polarimeters wurde ein Gesamtdesign mit zwei Sensorlagen in kurzem Abstand zum Target, einem sekundärem Streutarget aus Kohlenstoff dahinter und einer anschließenden dritten Sensorlage entworfen (s. Abb. 2.13).

Diese Konzeption schafft die Voraussetzung zur Vermessung der Protonenspur vor und hinter der Streuung und somit die Bestimmung einer möglichen Asymmetrie. Für den zweiten Spurpunkt zur Rekonstruktion hinter dem Kohlenstoffstreutarget wird ein

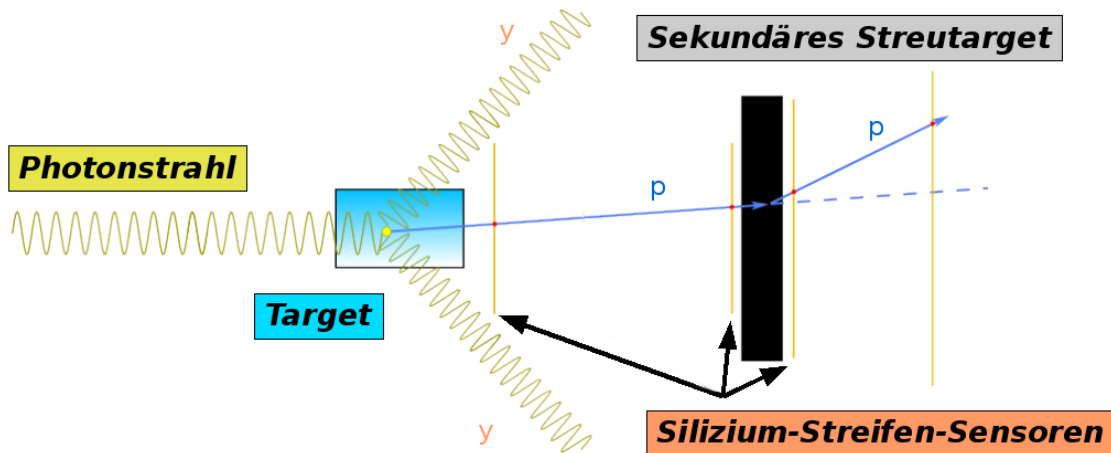


Abbildung 2.13: Zeichnung des geplanten Proton-Polarimeters für das BGO-OD-Experiment. Zu sehen ist der Photonstrahl, der auf das Target trifft und dabei Protonen (blau) herauslöst. Dahinter sind die drei verschiedenen Sensorlagen in orange zur Detektion der Spurpunkte und der Kohlenstoffstreukörper in schwarz zu erkennen.

weiterer Ortsdetektor wie der MOMO- oder der SciFi2-Detektor herangezogen. Die besonderen Herausforderungen an diesen Entwurf sind die Integration direkt hinter dem Target innerhalb des BGO-Balls und die zu liefernde Ortsauflösung der einzelnen Sensorlagen. Um Letzteres zu gewährleisten wurden Silizium-Streifen-Sensoren als Detektoren vorgesehen. Im nächsten Kapitel wird deren Aufbau und Funktionsweise im Detail beschrieben.

Kapitel 3

Silizium-Streifen-Sensoren

Halbleiterdetektoren sind seit vielen Jahren nicht mehr aus der Teilchenphysik wegzudenken. Ihre kompakte Bauweise und die relativ simple Messmethode zum Nachweis geladener Teilchen ermöglichen einen flexiblen Experimentiereinsatz. Im Vergleich zu Gasetektoren reichen typischerweise dünne Schichten von ca. 300 μm des Halbleitermaterials als Detektor aus, da der Energieverlust pro Wegstrecke der geladenen Teilchen durch die größere Dichte erhöht ist. Außerdem weisen Halbleiterdetektoren eine sehr geringe Detektionszeit von wenigen Nanosekunden auf, so dass diese auch bei hohen Ereignisraten eingesetzt werden können. Hauptsächlich bedient man sich bei dem Nachweis geladener Teilchen der Detektion der aus der Ionisation erzeugten Elektron-Loch-Paare innerhalb des Detektormaterials. Die Energieschwelle zur Erzeugung dieser Paare liegt bei Halbleitern um einen Faktor zehn niedriger als bei vergleichbaren Gasetektoren, wodurch eine wesentlich höhere Statistik bei gleicher Messzeit erzeugt werden kann.

Silizium ist das Material, was bei der Herstellung von Teilchendetektoren heutzutage am meisten verwendet wird, was durch das große Vorkommen und der relativ leichten Verarbeitung bedingt ist. Es lassen sich dabei Strukturen bis zu wenigen Mikrometern anfertigen. Neben einer Dichte von $2,33 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ und einer Energielücke zwischen Leitungs- und Valenzband von 1,12 eV bei Raumtemperatur liefert es einen Energieverlust pro Wegstrecke für minimal ionisierende Teilchen von $3,8 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$. Für die Elektron-Loch-Paarerzeugung wird bei Silizium 3,67 eV benötigt, was einen Vorteil gegenüber dem Halbleiter Germanium darstellt. Bei diesem liegt die Schwelle bei nur 2,9 eV, so dass die thermische Bewegung der Ladungsträger bei Raumtemperatur zum Teil ausreicht um Untergrundsignale, das sogenannte thermische Rauschen, zu erzeugen. Diesem kann man durch die Kühlung des Sensormaterials vorbeugen, was aber einen großen Aufwand mit sich bringt.

3.1 Aufbau eines Silizium-Streifen-Sensors

Ähnlich dem Prinzip einer Photodiode besteht ein Silizium-Sensor aus zwei miteinander verbundenen Halbleiterkristallen die unterschiedliche Dotierungen aufweisen. Dies bedeutet, dass Fremdatome in das Kristallgitter eingebettet wurden, so dass die Leitfähigkeit dadurch verändert wird. Da Silizium vier Valenzelektronen besitzt, verwendet man

deshalb für eine n-Dotierung Elemente wie Phosphor oder Arsen, die ein zusätzliches Valenzelektron aufweisen. Bei der Verbindung entsteht also ein zusätzliches frei bewegliches Elektron. Bei einer p-Dotierung hingegen arbeitet man meist Bor oder Indium in den Kristall ein, so dass ein Defektelektron geschaffen wird, das eine positive Lücke im Valenzband darstellt.

Durch die verschieden dotierten Kristalle lässt sich dann ein pn-Übergang bilden (s. Abb. 3.1). An dessen Grenzschicht wandern diffusionsbedingt die jeweils freien Ladungsträger in das jeweilige anders geladene Material ein, um die Ladungskonzentration auszugleichen. Somit kommt es zur Rekombination der freien Ladungen, wodurch in den beiden vorher neutralen Materialien diese somit fehlen. Es entsteht dadurch ein elektrisches Feld, dass der Diffusion entgegen wirkt bis sich ein Gleichgewicht einstellt. In diesem Zustand hat sich zwischen den beiden Kristallen eine Verarmungszone ohne freie Ladungsträger gebildet. Die Spannung des entstandenen elektrischen Feldes wird auch Diffusionsspannung V_{Diff} genannt und beträgt bei bauüblichen Silizium-pn-Übergängen ca. $0,6 - 0,7$ V.

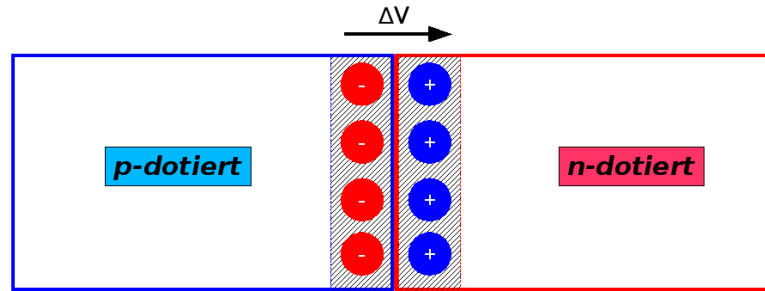


Abbildung 3.1: Der pn-Übergang in einem Halbleitersensor. Die jeweiligen Ladungsträger (Elektronen in rot und Defektelektronen in blau) der Dotierungen wandern an der Grenzschicht in das andere Material hinein und erzeugen über Rekombinationen eine Verarmungszone.

Die Verarmungszone kann nun dazu genutzt werden ionisierende Teilchen nachzuweisen. Diese erzeugen Elektron-Loch-Paare entlang ihres Weges in dieser Schicht. Um die Verarmungszone zu vergrößern und damit die Effizienz zu steigern, wird der pn-Übergang in Sperrichtung betrieben. Dies bedeutet, dass man eine Spannung von außen mit dem Minuspol am p-Kristall und dem Pluspol am n-Kristall anschließt. Das elektrische Feld der Verarmungszone wird dadurch verstärkt und die Ladungsträger wandern weiter in das jeweilige andere Material hinein. Zusätzlich werden durch die angelegte Spannung, auch als Depletionsspannung V_D bezeichnet, die erzeugten Elektron-Loch-Paare in Richtung der beiden Pole beschleunigt, an denen sie dann als Spannungspulse nachweisbar sind. Die Größe der Verarmungszone $W(V_D)$ berechnet sich dann bei dem Dotierungskonzentrationen von N_p und N_n durch [Gro12]:

$$W(V_D) = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_r \cdot \epsilon_0}{e} \cdot \left(\frac{1}{N_p} + \frac{1}{N_n}\right) \cdot (V_{Diff} - V_D)} \quad (3.1)$$

mit ϵ_0 der Permittivität des Vakuums und ϵ_r der relativen Permittivität. Typischerweise werden stark unterschiedliche Konzentrationen gewählt ($N_n \gg N_p$), so dass die Verarmungszone sich größtenteils nur in einem der beiden Kristallhälften befindet. Wie am Anfang schon besprochen können neben den für die Messung relevanten Spannungssignalen durch thermische Anregungen statistisch zufällig Ladungsträger in der Verarmungszone entstehen und fälschlich als Spannungspulse aufgenommen werden. Der Fluß dieser Teilchen wird auch als Leckstrom bezeichnet. Dessen Betrag verdoppelt sich bei jedem Temperaturanstieg von 8 K und folgt der Gleichung:

$$I_{LC}(T) = T^2 \cdot e^{-\frac{E_g}{2 \cdot k_B \cdot T}} \quad (3.2)$$

mit der Boltzmann-Konstanten k_B und der Energiebandlücke des Siliziums $E_g = 1,11 \text{ eV}$.

Sobald sich die Verarmungszone über die gesamte Kristallstruktur ausgebreitet hat, fungiert der pn-Übergang auch als Plattenkondensator und erreicht seine maximal mögliche Kapazität bei einer relativen Permittivität von 11,8 bei Silizium von:

$$C = (1 \text{ pF} \cdot 1 \text{ cm}^{-1})/W(V_D) \quad (3.3)$$

Somit erhält man bei der Messung der Kapazität des Sensors in Abhängigkeit von der angelegten Sperrspannung eine Information über das Depletionssverhalten.

Um nun eine präzise Positonsdetektion mit dem Sensor durchzuführen, muss eine Struktur auf dessen Oberfläche eingearbeitet werden. Dies kann sowohl in Pixel- als auch in Streifenform erfolgen. In dieser Arbeit liegt der Fokus auf Streifen-Sensoren, dessen Aufbau in Abb. 3.2 zu sehen ist.

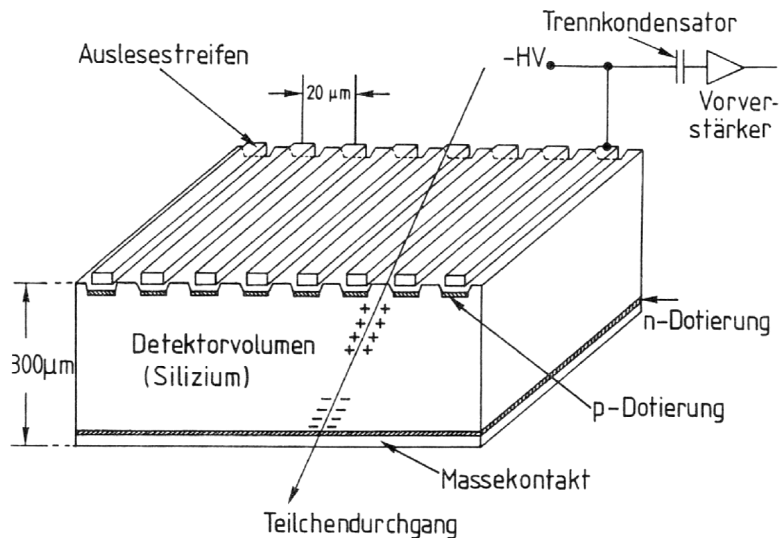


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau eines Silizium-Streifen-Sensors [Gru93].

Vorwiegend wird die Segmentierung dadurch realisiert, dass in ein n-dotiertes Substrat einzelne p-dotierte Streifen implantiert werden. Über die p-Streifen wird dann noch eine Metallschicht aufgetragen, die als Kontakt für die Depletionsspannung dient. Jeder einzelne Streifen kann dann separat ausgelesen werden und ermöglicht damit eine Ortung des durchtretenden Teilchens. Auf der Rückseite des Sensors können zusätzlich um einen beliebigen Winkel gedrehte Streifen angebracht werden, was eine zweidimensionale Positonsdetektion erlaubt und ein Teilchendurchstoßpunkt im Sensorvolumen somit bestimmt werden kann.

Bei der Verwendung eines Halbleiterdetektors in der Teilchenphysik besteht immer das Risiko von Strahlenschäden innerhalb des Sensormaterials. Durch das Auftreffen der ionisierenden Strahlung können Atome aus der Kristallstruktur herausgelöst werden, so dass sich energetische Zwischenzustände bilden können und somit der Leckstrom ansteigt. Zusätzlich wird durch Fehlstellen im Kristallgitter das Depletionsvermögen des Sensors beeinträchtigt. Bei einer langanhaltenden Bestrahlung ist deshalb eine Anpassung der Depletionsspannung vorzunehmen. Sobald der Sensor nicht mehr der Bestrahlung ausgesetzt ist, bilden sich diese Effekte zu einem gewissen Grad zurück. Dieser Vorgang kann durch eine Temperaturerhöhung stark beschleunigt werden.

3.2 Messprinzip eines Streifen-Sensors

Der Aufbau des Silizium-Streifen-Sensors ist darauf abgestimmt eine gute Ortsauflösung bei Teilchenexperimenten zu liefern. Allerdings lässt sich gleichzeitig auch der Energieverlust der Teilchen innerhalb des Detektorvolumens über die Signalhöhe bestimmen. Beide Messprinzipien werden in diesem Unterkapitel vorgestellt.

3.2.1 Ortsdetektion

Durch Ionisation erzeugt ein einfallendes Teilchen eine Ladungswolke um seine Spur. In dieser werden wiederum Sekundärteilchen erzeugt und treffen auch auf die Sensoroberfläche. Aufgrund der Diffusion dieser Teilchen kann sich die deponierte Ladung auch über mehreren Streifen des Sensors ausbreiten. Somit wird die exakte Positionsbestimmung des Primärteilchens erschwert. Wenn man diese Effekte außer Acht lässt, ergibt sich zunächst eine Verteilung um die Position eines Treffers mit der Standardabweichung σ von [Gro12]:

$$\sigma = \frac{d}{\sqrt{12}} \quad (3.4)$$

mit dem Streifenabstand d . Dieser Wert lässt sich durch eine analoge Signalauslese verbessern. Man fasst dazu die Ladungsinformation von benachbarten Streifen zu sogenannten Clustern zusammen. Mit Hilfe der Analyse der jeweiligen Pulshöhen der getroffenen Streifen, lässt sich ein gewichtetes Mittel der Ladungsverteilung bestimmen und somit auch der genaue Durchstoßpunkt ermitteln. Dazu wird das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (S/N) der analogen Signale errechnet. Als Standardabweichung der Ortsmessung ergibt

sich dann [Lut07]:

$$\sigma \approx \frac{d}{\frac{S}{N}} \quad (3.5)$$

Auch für die Trefferkorrelation der Streifen auf der Front- und Rückseite ist die analoge Auslese unerlässlich. Bei einem gleichzeitigen Eintreffen von zwei Teilchen auf dem Sensor ergeben sich bei der Detektion durch zwei Streifen vier Durchstoßpunkte. Dies wird auch als *Ghosthit-Effekt* bezeichnet (s. Abb. 3.3). Wenn nun aber die Pulshöhen der jeweiligen Streifen verglichen werden können, lassen sich eindeutig die jeweils passenden Streifenkombinationen feststellen und die falschen Treffer dementieren.

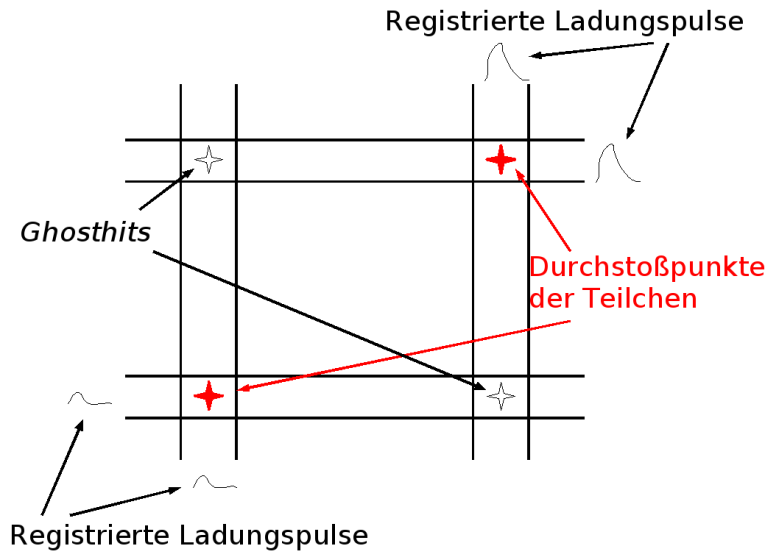


Abbildung 3.3: Der Ghosthit-Effekt. Aufgrund des Vergleichs der Pulshöhen durch die analoge Auslese kann dieser Effekt unterdrückt werden.

3.2.2 Energieverlustbestimmung

Sobald ein geladenes Teilchen Materie durchdringt verliert es aufgrund von verschiedenen Wechselwirkungen Energie und deponiert diese innerhalb des Materials. Hauptsächlich stoßen dabei die Teilchen inelastisch mit den Hüllenelektronen der Atome im Material oder erfahren eine elastische Streuung am Atomkernpotential. Dieser Energieverlust wird über einen großen Energiebereich quantitativ von der *Bethe-Bloch-Formel* beschrieben. Diese gibt den mittleren Energieverlust dE über eine bestimmte Wegstrecke dx an:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3.6)$$

mit r_e dem Elektronenradius, m_e der Elektronenmasse, N_A der Avogadrokonstante, I dem mittleren Anregungspotential, Z der mittleren Kernladungszahl des Absorberma-

terials, A der mittleren Massenzahl des Absorbermaterials, ρ der mittleren Dichte des Absorbermaterials, z der Ladung des einfallenden Teilchens, c der Lichtgeschwindigkeit, β dem Geschwindigkeitsverhältnis des einfallenden Teilchens zur Lichtgeschwindigkeit, γ dem Lorentzfaktor des einfallenden Teilchens, δ der Dichtekorrektur, C der Hüllenkorrektur und W_{max} dem maximalen Energietransfer einer Kollision.

Diese Formel lässt erkennen, dass der Energieverlust nicht von der Masse, sondern von der Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens abhängt. Wenn sich die Teilchen nahezu mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, erreicht der Energieverlust gemäß der Formel ein Minimum. Deshalb spricht man in diesem Bereich auch von minimalionisierenden Teilchen. Dieses Minimum wird von verschiedenen Teilchenarten bei unterschiedlichen Impulsen erreicht. Das bedeutet, dass man mit die Energieverlustbestimmung zur Teilchenidentifikation nutzen kann (s. Abb. 3.4).

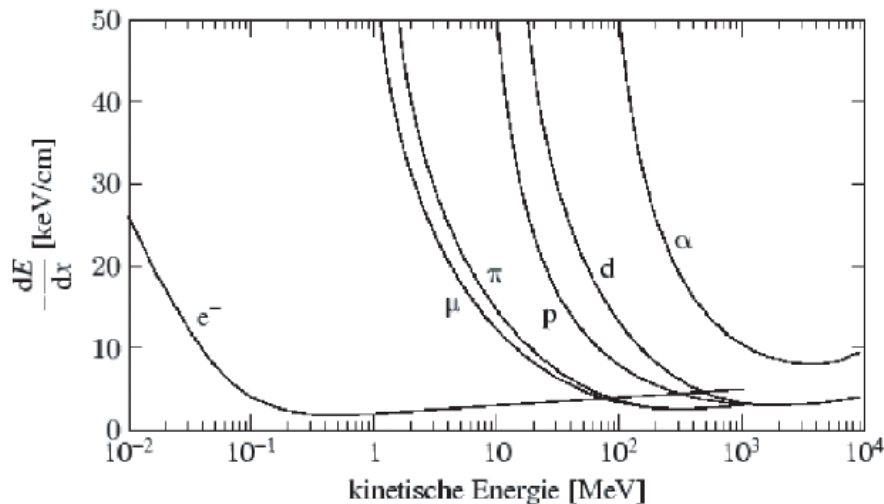


Abbildung 3.4: Der mittlere Energieverlust für verschiedene Teilchenarten [Gro12]. Das Minimum wird von jedem Teilchen bei einer anderen kinetischen Energie erreicht.

Die Energieverlustverteilung um den Mittelwert aus der Bethe-Bloch-Formel erfolgt rein statistisch. Diese ist abhängig von der Dicke des durchdrungenen Materials. Bei sehr dünnen Schichten entspricht diese keiner reinen *Gauß-Verteilung* mehr, sondern besitzt ein Maximum mit einem Ausläufer zu höheren Energieverlusten. Dies resultiert aus der Bildung von δ -Elektronen, die bei einem hohen Energieübertrag auf Hüllenelektronen erzeugt werden können. Diese besitzen selber soviel Energie, dass sie das Material ionisieren, was zu einer erhöhten Messung der deponierten Energie führt. Diese Verteilung wurde nach ihrem Entdecker, dem Physiker *L. Landau*, *Landau-Verteilung* genannt. Zur Veranschaulichung sind in Abb. 3.5 die Energieverlustverteilungen von Pionen bei verschiedenen Siliziumdicken aufgetragen.

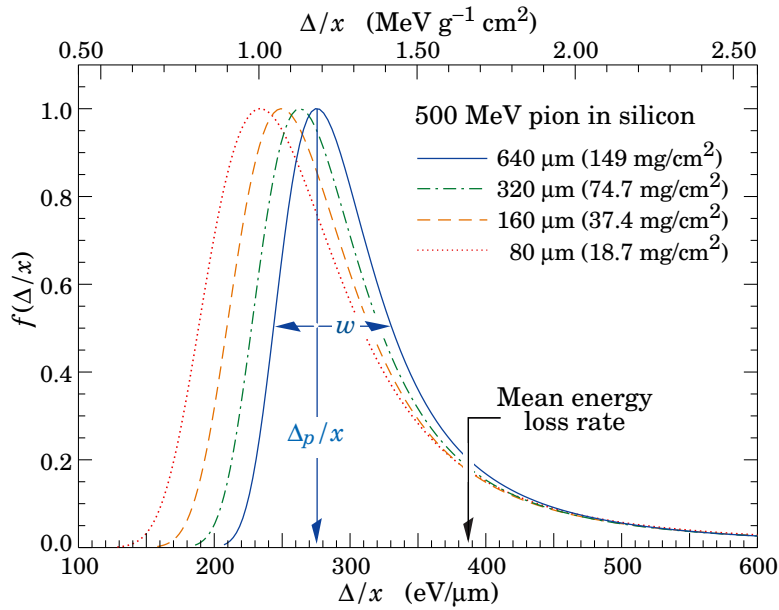


Abbildung 3.5: Normierte Energieverlustverteilungen für Pionen bei verschiedenen Siliziumdicken [Gro12]. Bei ansteigender Dicke nähert sich die Landau-Verteilung immer mehr einer Gauß-Verteilung an.

3.3 Verwendete Sensoren

Die im Detektordesign verwendeten Sensoren wurden von *CiS* (Forschungsinstitut für Mikrosensorik und Photovoltaik GmbH) angefertigt. Sie besitzen eine aktive Fläche von $33,315 \cdot 33,315 \text{ mm}^2$ bei einer Sensordicke von $(285 \pm 10) \mu\text{m}$ und jeweils 512 Streifen auf beiden Seiten. Die Streifen besitzen eine integrierte AC-Kopplung, sind $30 \mu\text{m}$ breit und haben zueinander einen Abstand von $65 \mu\text{m}$. Die Sensordepletion erfolgt über die *punch-through biasing* Technik, bei der um die aktive Fläche auf der n-Seite ein zusätzlicher Ring in das Material implantiert wurde, der mit der Depletionsspannung verbunden wird. Bei ansteigender Spannung wächst von diesem ausgehend die depletierte Zone immer weiter an bis sie die Streifen erreicht und diese auf das selbe Potential setzt. Danach kann sich die Depletionszone über das gesamte Sensorvolumen ausdehnen (s. Abb. 3.6).

Auf der p-Seite des Sensors wurden zusätzlich acht *guard rings* (engl. für Schutzringe) eingearbeitet, die zur Isolation von der hohen Potentialdifferenz der Depletionsspannung dienen. An den Enden der Streifen wurden auf beiden Sensorseiten zur Verbindung der Signalauslese Pads angebracht. Die Designdetails sind auch in Abb. 3.7 zu erkennen.

Um das Depletionsverhalten des Sensors zu untersuchen, wurden von den Herstellern bereits Testmessungen mit den Sensoren durchgeführt. Dazu wurde bei Raumtemperatur die Depletionsspannung in Schritten von 10 V stetig erhöht und dabei jeweils der Strom,

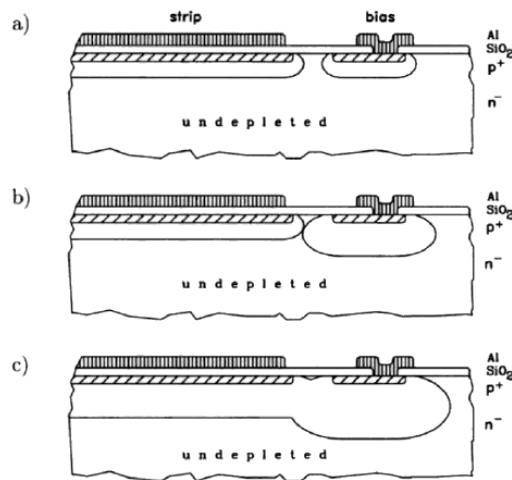


Abbildung 3.6: *Punch-through biasing* Technik bei Silizium-Streifen-Sensoren [Lut99]. Bei den Bildausschnitten a) bis c) erkennt man die wachsende Depletionszone, die dann die Potenzialbarriere überwindet und sich somit der Depletionsring und die Sensorstreifen auf dem selben Potential befinden.

der über allen Streifen fließt, gemessen. Aus der Strom-Spannungs-Kennlinie lassen sich dann Rückschlüsse auf die Depletion ziehen. Das I-U-Diagramm in Abb. 3.8 lässt erkennen, dass ab einer Spannung von 50 V der Strom nicht mehr mit dem gleichen Betrag wie zuvor zunimmt. Dies kann man darauf zurückführen, dass ab dieser Depletionsspannung nahezu das ganze Sensorvolumen bereits depletiert ist und sich der abfallende Strom über den Streifen nur noch geringfügig verändert. Aufgrund dieser Erkenntnis wurde bei allen später durchgeführten Messungen eine Sensordepletionsspannung von 60 V verwendet um eine maximal effiziente Datennahme zu gewährleisten.

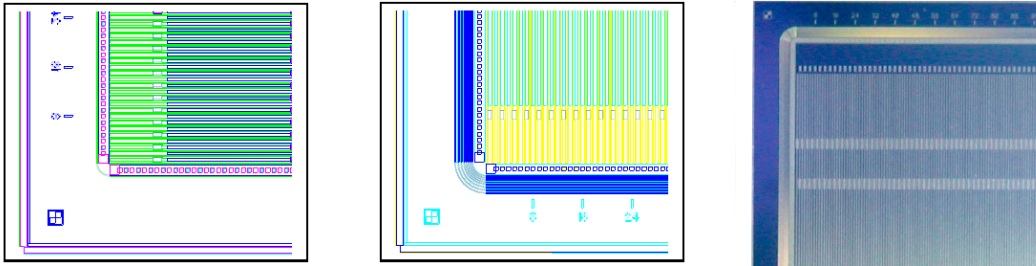


Abbildung 3.7: Schematische Zeichnung und Mikrofotografie des CiS-Sensors. Bei der Zeichnung der n-Seite des Sensors (links) ist in grün der Depletionsring und in rosa die einzelnen Streifenpads zu erkennen. Die Zeichnung (mittig) und die Fotografie der p-Seite (rechts) zeigen die acht Schutzringe und auch die zur Orientierung angebrachten Streifenindices.

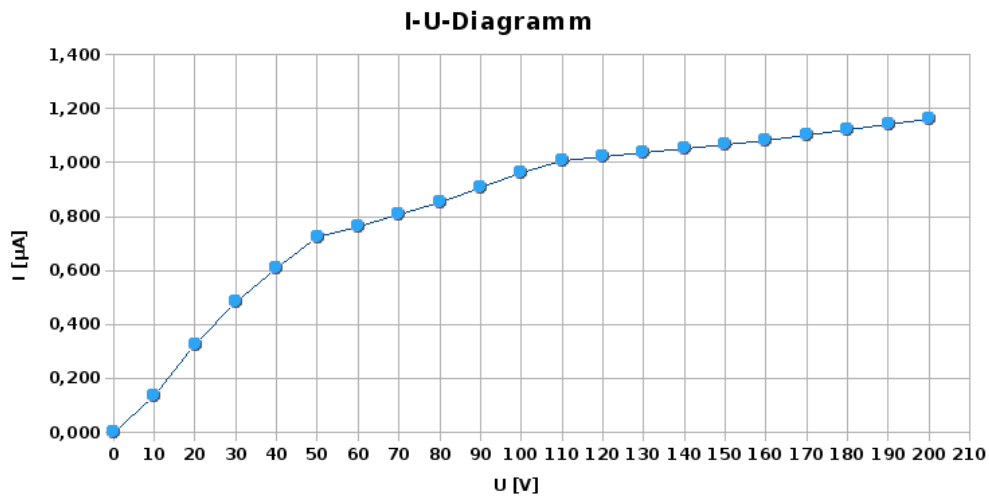


Abbildung 3.8: I-U-Diagramm des CiS-Sensors. Bei einer Depletionsspannung von etwa 50 V verändert sich die Stromzunahme, was auf ein nahezu voll depletiertes Sensorvolumen zurückzuführen ist. Der Leckstrom liegt bei diesen Messungen bei Raumtemperatur im niedrigen µA-Bereich.

Kapitel 4

Prototyping-Prozess für das Detektorupgrade

Bevor das finale Design für das Detektorupgrade kreiert wurde, sind verschiedenste Testmessungen durchgeführt worden. In diesen wurden zum einen die Messbedingungen am Einsatzort innerhalb des BGO-Balls ermittelt, sowie verschiedene Sensor-Prototypen auf ihre Einsatzfähigkeit untersucht. In diesem Kapitel wird dieser Prozess des Prototypings nachverfolgt.

4.1 Testmessung an der Position des BGO-Balls

Während einer Teststrahlzeit des BGO-OD-Experiments wurde ein einfacher Testaufbau mit Silizium-Streifen-Sensoren in das bestehende Experiment integriert. Dieser sollte die Trajektorie von Elektron-Positron-Paaren untersuchen, die an einem eigens dafür eingebauten Radiatortarget durch den einfallenden Photonstrahl erzeugt wurden. Der Testaufbau wird innerhalb des nächsten Abschnittes erläutert. Im Anschluss werden die erzielten Messergebnisse vorgestellt.

4.1.1 Aufbau

Für die Testmessung wurden bereits erprobte Silizium-Streifen-Sensoren verwendet. Diese besitzen eine aktive Fläche von $19,2 \cdot 19,2 \text{ mm}^2$ bei einer Dicke von $300 \mu\text{m}$ und 385 Auslestreifen im Abstand von $50 \mu\text{m}$ auf beiden Seiten. Zur Datenauslese wurden sie auf ein *PCB* (engl. *Printed Circuit Board*) geklebt und mit *Front-End-Chips* verbunden, die eine Signalverstärkung und -pulsformung vornehmen (s. Abb. 4.1). Details zu dem System der Datenerfassung können Kapitel 5.1 entnommen werden.

Um den Effekt der Paarbildung der einfallenden Photonen für die Messung zu implizieren, wurden verschiedene Radiatortargets verwendet. Zum Einen wurde am Anfang des Strahlrohrs, welches aus dem Beamdump zwischen Taggersystem und BGO-Ball ragt, eine Bleikugel mit einem Durchmesser von 1 cm angebracht. Zum Anderen wurden zwei verschiedene Polyethylenplatten mit einer Dicke von jeweils 2 mm und 2 cm direkt

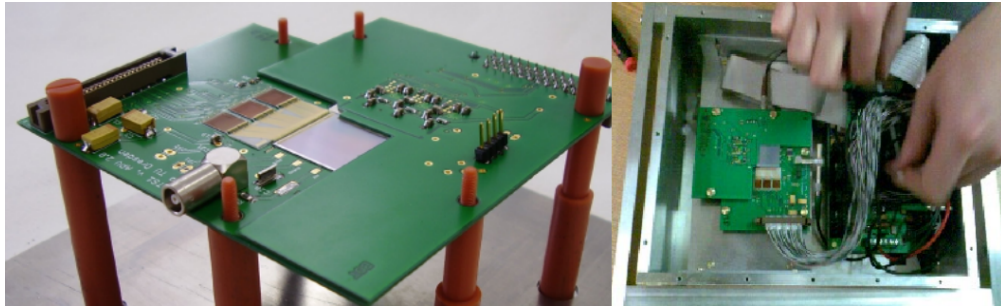


Abbildung 4.1: Fotos des Sensorboards für die Teststrahlzeit. Auf dem PCB wurden über einen Pitch-Adapter die Front-End-Chips verbunden, die die Signale des Sensors weiterverarbeiten (links). Zwei L-förmige Boards mit jeweils drei Front-End-Chips sind gegeneinander verdreht an den Sensor geklebt worden, um die doppelseitige Auslese zu ermöglichen. Für die Messung wurden die Sensoren in lichtdichte Aluminiumboxen montiert (rechts).

vor die erste Sensorlage platziert. Bei geöffnetem BGO-Ball wurden an dessen Position zwei Sensorlagen in lichtdichten Aluminiumboxen aufgebaut. Zwischen den Lagen wurde ein Abstand von 80 cm gewählt, damit die Spuren der am Blei entstehenden Elektronen und Positronen bei der Datenerfassung klar voneinander trennbar sind. Da die Datenerfassung auf einen *Trigger* (engl. für Auslöser) angewiesen ist, wurden hinter der zweiten Sensorlage zwei Szintillatoren in einem Kreuz angeordnet, so dass sie die Sensorfläche vollständig überdecken. Über eine logische UND-Schaltung wurden dann die Ausgangspulse der Szintillatoren der Datenauslese zugeführt und somit sichergestellt, dass die registrierten Teilchen aus der Vorwärtsrichtung kommen und beide Sensorlagen durchquert haben. Zusätzlich wurden die Tagger-Signale der Datenerfassung zur Verfügung gestellt, wodurch es möglich war zwischen den verschiedenen Energien der einfallenden Photonen bei der Datennahme zu unterscheiden. Der gesamte Aufbau ist in Abb. 4.2 zu sehen.

4.1.2 Messergebnisse

Durch den oben beschriebenen Trigger kann in jedem Ereignis ausgewertet werden, wie viele Treffer sich in den beiden Sensorlagen befunden haben. Somit lassen sich genau jene Daten gezielt untersuchen, bei denen jeweils zwei voneinander trennbare Treffer auf den Sensorlagen aufgetreten sind.

Als Erstes wurde eine Ratenabschätzung der erzeugten Leptonenpaare für alle drei Radiatoranordnungen über ein bestimmtes Zeitintervall durchgeführt und diese mit einer Messung ohne ein Target verglichen. Dieser Vergleich lässt sich Tabelle 4.1 entnehmen.

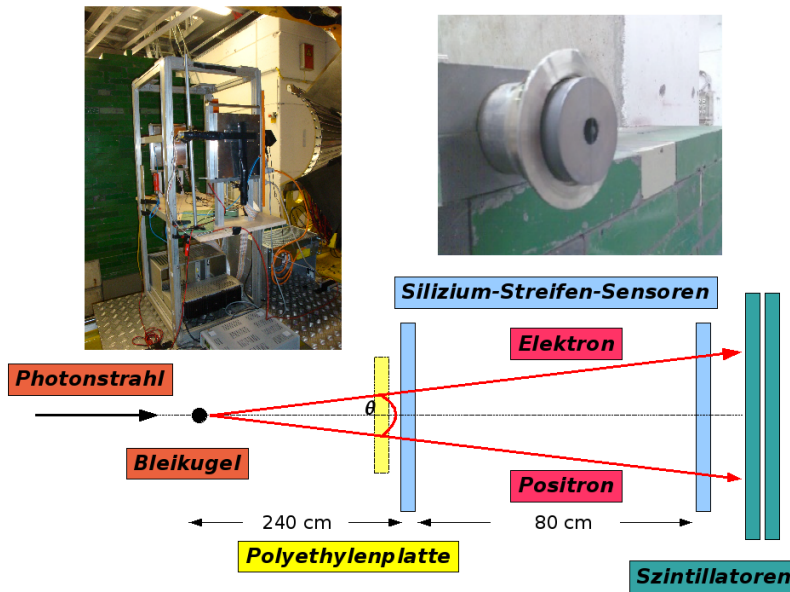


Abbildung 4.2: Aufbau der Silizium-Streifen-Sensorstation bei der Teststrahlzeit des BGO-OD-Experiments. Die Bleikugel am Ende des Strahlrohrs (oben rechts) dient als Radiator-Target für die Erzeugung der Leptonenpaare die dann von den zwei Sensorlagen detektiert werden sollen (Foto links oben von der Rückseite aus). Eine schematische Zeichnung (unten) fasst das Prinzip der Testmessung mit der Bleikugel als Radiortarget nochmal zusammen.

Target	Rate (skaliert)
-	1
2 mm Polyethylenplatte	1,3
2 cm Polyethylenplatte	2,2
Bleikugel	2,2

Tabelle 4.1: Ratenvergleich bei der Teststrahlzeit am BGO-OD-Experiment bei den unterschiedlichen Radiortargets.

Dies kann man zunächst so interpretieren, als ob die Photonen an der dickeren Polyethylenplatte ähnlich viele Elektron-Positron-Paare erzeugen wie an der Bleikugel, allerdings ist dies vermutlich des langen Weges von der Position der Bleikugel bis zur ersten Sensorlage geschuldet. Die längere Distanz bietet den Teilchenpaaren genug Möglichkeiten an Luftmolekülen zu interagieren, so dass diese für die Sensorlagen nicht mehr detektierbar sind.

Die Untersuchung der Strahlentauglichkeit der Sensoren für das BGO-OD-Experiment wurde mit einer Datenauswertung des auftretenden Leckstroms vorgenommen. Aus Unterkapitel 3.1 ist bereits bekannt, dass dieser sich negativ auf die Datennahme auswirken

kann und sowohl von der Bestrahlung als auch von der Temperatur abhängig ist. Dazu wurde die durch den Photonintensitäts-Monitor gemessene Bestrahlungsrate und die durch einen Temperatursensor auf dem Sensorboard aufgenommene Temperatur zusammen mit dem Leckstrom über eine Zeitdauer von knapp 55 Stunden dokumentiert und in Abb. 4.3 aufgetragen.

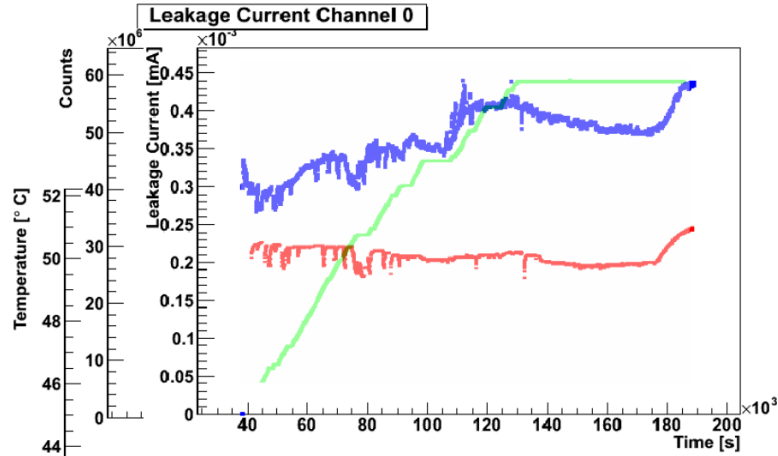


Abbildung 4.3: Leckstromverlauf des ersten Sensors (blau) zusammen mit der Temperatur (rot) und der Bestrahlungsrate (grün). Gut zu erkennen sind die erwarteten Leckstromanstiege bei steigender Temperatur oder steigender Bestrahlungsrate.

Die erwarteten Abhängigkeiten sind am Leckstromverlauf gut feststellbar. Bei einer Temperaturschwankung von $\pm 1^\circ\text{C}$ und einer Bestrahlungsrate von etwa 1 kHz bewegt sich der Leckstrom um einen Wert von $150\ \mu\text{A}$. Dies liegt für einen nicht strahlenhart gefertigten Sensor, wie hier verwendet, in einem vertretbaren Rahmen und weist auf keine Beschädigung des Sensorvolumens hin. Dennoch wird für das finale Detektordesign dieser Faktor in Betracht gezogen und auf die Fertigung der Sensoren und auf die Notwendigkeit eines Kühlungssystem auf dem Sensorboard geachtet werden.

Der Strahldurchmesser am Einsatzort des geplanten Detektors ist ein weiteres Detail, das untersucht wurde. Dazu wurde aus den detektierten Clustern auf den Sensoren ein zweidimensionales Positionshistogramm erstellt (s. Abb. 4.4). Die erwartete nahezu kreisförmige Trefferverteilung verweist auf den einfallenden Photonenstrahl. Eine Größenabschätzung liefert einen Strahldurchmesser von etwa 6 – 7 mm. Dieser Wert wird auch für das Detektordesign berücksichtigt werden, um den Hauptanteil des Photonenstrahls im Zentrum nicht auf die Sensorik des Proton-Polarimeters treffen zu lassen.

Um die effektive Rate der produzierten Leptonenpaare zu verifizieren, wurde für die verschiedenen Target-Szenarios jeweils die rekonstruierten Treffer pro Ereignis ermittelt. Ein Vergleich der Szenarios wird in Abb. 4.5 durchgeführt. Dabei sind vor allem die Ereignisse von Interesse, bei denen zwei oder vier Treffer registriert wurden, da dies ein Indiz für ein Leptonenpaar darstellt. Ohne Radiatortarget entstehen an der Luft auch diese Paare, allerdings nur mit einer sehr geringen Wahrscheinlichkeit, was eine

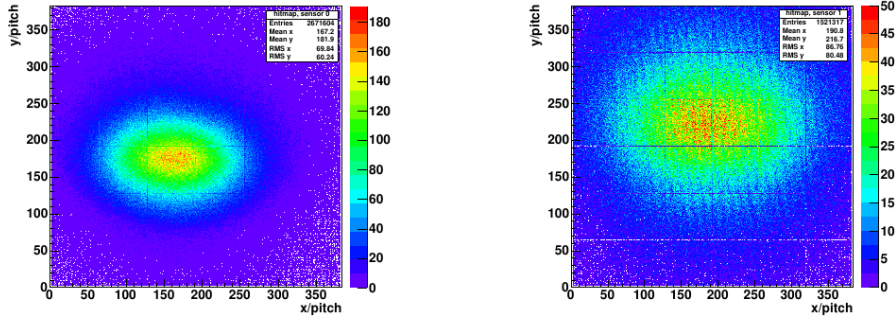


Abbildung 4.4: Positionshistogramme der beiden Sensorlagen bei der Teststrahlzeit am BGO-OD-Experiment. Die Clusterverteilung auf dem ersten (links) sowie zweiten Sensor (rechts) erlaubt eine Abschätzung des Strahldurchmessers zu etwa 6 – 7 mm.

sehr geringe Statistik erzeugt. Wenn man die 2 mm dicke Polyethylenplatte vor die erste Sensorlage einbaut, erhöht man die Leptonpaarproduktion um etwa 25%. Erst mit der 2 cm dicken Polyethylenplatte übersteigen sogar die Anzahl der rekonstruierten Treffer pro Ereignis den Wert der Ereignisse, bei denen man keine Treffer nachverfolgen konnte. Die Position der Bleikugel als Target wurde zu weit von der ersten Sensorlage gewählt, so dass die meisten Leptonenpaare schon nicht mehr registrierbar sind. Die weitere Datenauswertung beschränkt sich demnach auf die Datensätze, die mit der 2 cm dicken Polyethylenplatte als Target aufgenommen wurden.

Durch den Trigger der verschiedenen Taggerlagen konnten die Daten auf verschiedene einfallende Energien der Photonen separiert werden. Besonders der Wert des Öffnungswinkel des Leptonenpaars Θ ist davon abhängig. Bei einer höheren Photonenergie würde man kleinere Werte für Θ erwarten, da die erzeugten Teilchen auch einen höheren Impuls in Vorwärtsrichtung erhalten. In Abb. 4.6 sind nun die ermittelten Öffnungswinkel mit der Taggerlage der höchsten (Taggerkalibrationswert: 936,886 MeV) und niedrigsten Energie (Taggerkalibrationswert: 366,379 MeV) als Datentrigger nebeneinander aufgetragen worden. Dabei wurden die Ergebnisse mit der Detektorakzeptanz korrigiert, die aus der Aufbaugeometrie hervorgeht. Eine genauere Beschreibung befindet sich in [Zau12].

Eine vorgenommene Näherung mit einer Gauß-Verteilung liefert Mittelwerte für die jeweiligen Öffnungswinkel. Bei einer einfallenden Photonenergie von etwa 360 MeV werden Leptonenpaare mit einem Öffnungswinkel um $(9,11 \pm 0,23)$ mrad erzeugt, wohingegen man bei einer vom Tagger maximal aufnehmbaren Energie von etwa 930 MeV Werte um $(4,14 \pm 0,7)$ mrad erhält. Diese Werte wurden verglichen mit Messergebnissen von *E. L. Hart et. al.* [Har59]. In deren wissenschaftlicher Arbeit entwickelten sie eine empirische Parametrisierung des Öffnungswinkels von:

$$\Theta = \frac{4 \cdot m_e \cdot c^2 \cdot \phi}{E_\gamma} \quad (4.1)$$

mit der Elektronenmasse m_e , der einfallenden Photonenergie E_γ und einem Parameter ϕ .

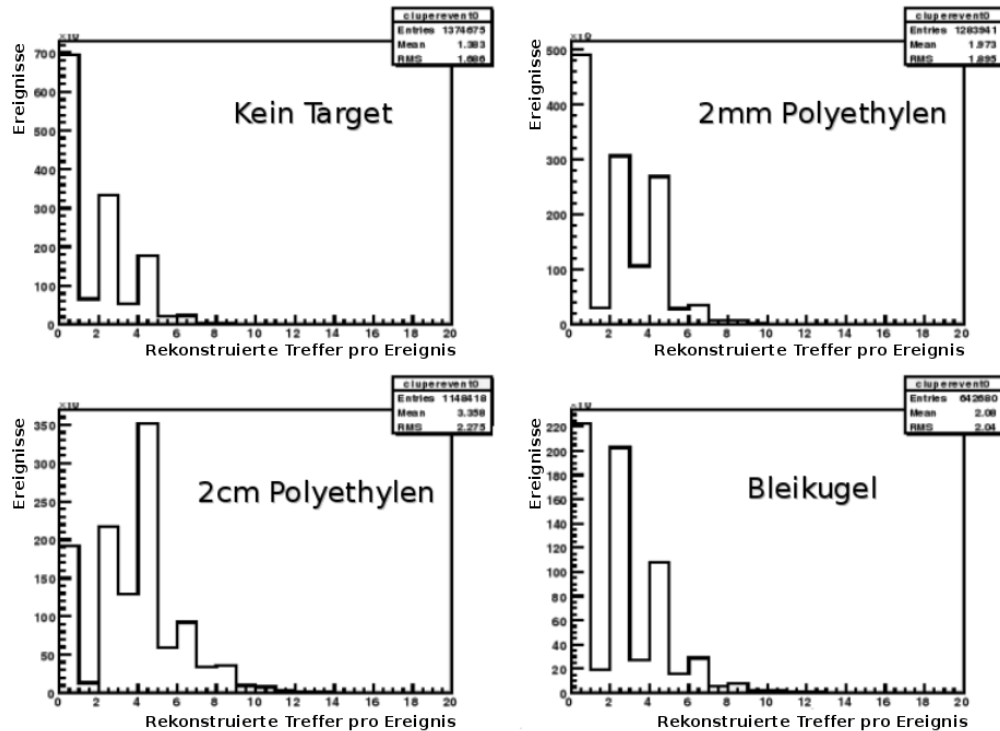


Abbildung 4.5: Anzahl der rekonstruierten Treffer pro Ereignis für die verschiedenen Target-Szenarios. Durch den Vergleich lässt sich klar herausstellen, dass die 2cm dicke Polyethylenplatte am effektivsten bei der Leptonpaarproduktion ist.

ϕ besitzt einen Wert von $1,67 \pm 0,1$ bei Photonenergien zwischen 200 MeV und 1040 MeV. Die Parametrisierung liefert für die Energiewerte der beiden verwendeten Taggerlatten jeweils 9,32 mrad (Taggerkalibrationswert: 366,379 MeV) und 3,64 mrad (Taggerkalibrationswert: 936,886 MeV). Aufgrund der limitierten Distanzabschätzung des Radiortargets zu den Sensorlagen und der Tatsache, dass die Leptonenpaare an einem beliebigen Punkt entlang der 2 cm Polyethylenplatte entstehen könnten, sind die herausgearbeiteten Ergebnisse in einem vertretbaren Wertebereich zu der empirischen Parametrisierung.

4.2 Der „XXX2-300“ Sensor

Zum Beginn des Projekts wurden verschiedene Sensorkonzepte untersucht, von denen eines auch der Sensor des Typs „XXX2-300“ der Firma *Micron Semiconductor Limited* war. Bei diesem ergibt sich der Vorteil, dass das Design schon als Massenprodukt vorliegt und deshalb die Fertigungszeit von geringem Ausmaß ist. Der Inhalt dieses Kapitels beschreibt die Testmessungen mit diesem Sensorprototyp und schildert auch die Problematik, die sich mit diesem ergeben hat und ihn dadurch als finales Design ausschließt. Eine ausführlichere Betrachtung befindet sich auch in [Die11].

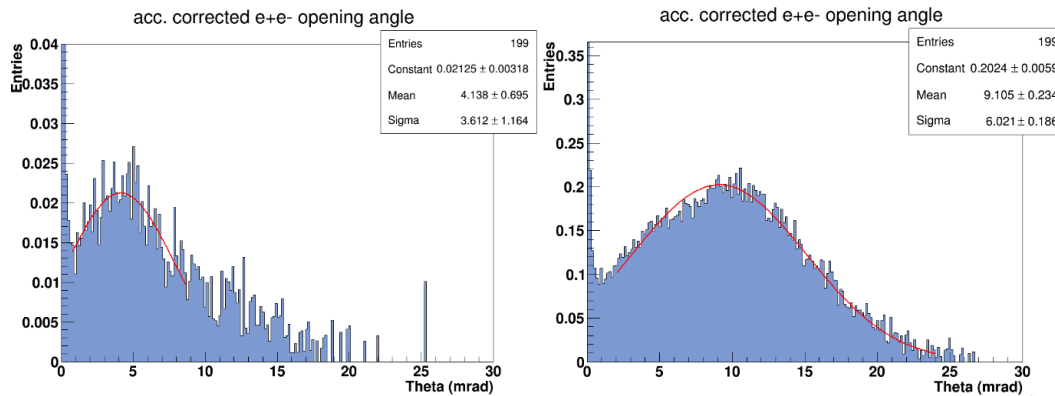


Abbildung 4.6: Öffnungswinkel Θ für verschiedene Photonenergien. Bei hohen Energien (links) ergeben sich kleinere Werte des Winkels als bei niedrigen Energien (rechts). Die Mittelwerte wurden jeweils mit einer Gauß-Verteilung ermittelt, die in rot zu erkennen ist.

4.2.1 Aufbau des Sensors

Bei dem Sensor des Typs „XXX2-300“ handelt es sich um einen kreisförmigen Silizium-Streifen-Sensor mit einem aktiven Außendurchmesser von 7 cm in dessen Mitte ein Öffnung mit einem Durchmesser von 0,65 cm gefertigt ist, um den Primärstrahl nicht auf die Sensorfläche treffen zu lassen. Die Sensorlage ist 300 μm dick und besitzt auf beiden Seiten jeweils 256 Streifen die in Form von archimedischen Spiralen gegenläufig zueinander angeordnet sind (s. Abb. 4.7).

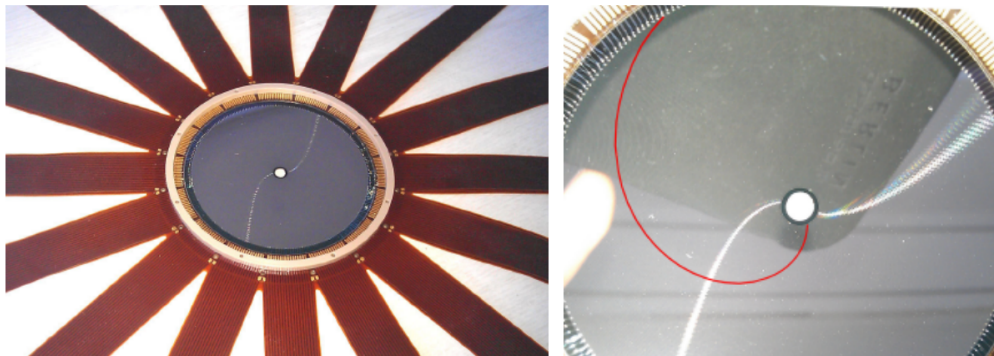


Abbildung 4.7: Fotos des XXX2-300 Sensors. Ein Keramikring stabilisiert den Übergang des Sensormaterials zu den Kaptonsignalkabeln. Im rechten Bild ist die spezielle Streifengeometrie als archimedische Spirale in rot nachgezeichnet.

16 Streifen werden zur Auslese jeweils gruppiert und deren Signale mit einer Verbindung über dünne Kupferdrähte, auch als *Bonding* (engl. für Verbindung) bezeichnet, von der Sensoroberfläche zu 17 cm langen Kaptonkabeln geleitet. Um das Bonding zu

stabilisieren und das Sensorvolumen zu fixieren ist zusätzlich ein Keramikring um das Sensormaterial angebracht.

Jeder Streifen beschreibt einen Drehwinkel von $163,3^\circ$ und wird nach innen dünner. Das bedeutet, dass das Auflösungsvermögen des Sensors nach außen hin abnimmt. Die gegenläufige Anordnung der Streifen erzeugt auf der gesamten Sensoroberfläche Kreuzungspunkte von mindestens zwei Streifen, wodurch eine eindeutige Rekonstruktion eines Durchstoßpunktes eines geladenen Teilchens ermöglicht wird. Ein bedeutender Unterschied zu den Sensoren des finalen Designs ist die fehlende integrierte AC-Kopplung der Streifen. Dieser Umstand wird bei den durchgeführten Funktionstests aufgegriffen.

4.2.2 Funktionstestmessungen

Für einen Test der Funktionsfähigkeit des Sensors wurde zunächst dessen Depletionsverhalten untersucht. Dazu wurde mit einem LCR-Meter die Kapazität des Sensors bei steigender Depletionsspannung gemessen. Aus Gleichung 3.3 ist bekannt, dass bei voller Depletion, die Kapazität des Sensors ein Minimum erreichen muss. In Abb. 4.8 sind die Ergebnisse der Messung mit dem LCR-Meter zu sehen.

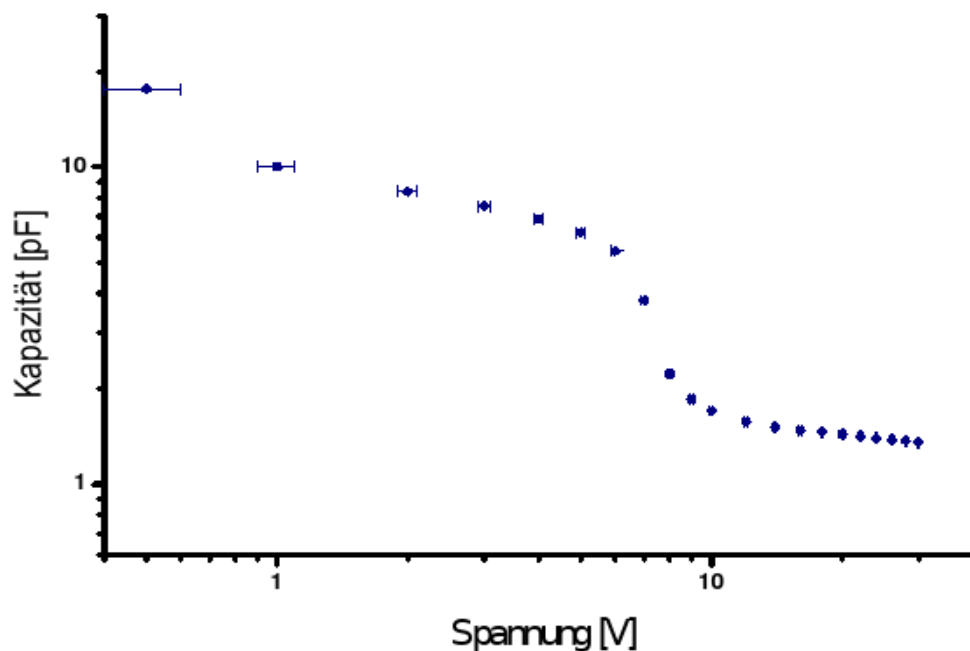


Abbildung 4.8: Kapazitätsmessung des XXX2-300 Sensors. Zu beachten ist die doppellogarithmische Skalierung. Bei steigender Depletionsspannung entsteht zunächst ein Plateau bei der Kapazität, was auf eine zweistufige Depletion des Sensors hinweist.

Auffällig ist bei der Messung, dass nicht der erwartete lineare Abfall der Kapazität bei steigender Spannung eintritt, sondern die Werte ein Plateau bilden bei einer Spannung

von 2–7 V. Dies ist auf einen zweistufigen Prozess bei der Depletion des Sensormaterials zurückzuführen. Die volle Depletion ist bei ca. 12 V erreicht. Für spätere Messungen wurde allerdings ein Wert von 22,5 V gewählt.

Die im Vorhinein angesprochene fehlende AC-Kopplung der Sensorstreifen spielt vor allem eine Rolle bei der analogen Auslese der erzeugten Signale. Die Kopplung, bestehend aus einer parallel geschalteten Kapazität zu den Streifen, sorgt für gewöhnlich dafür, dass Gleichstromanteile aus dem Endsignal herausgefiltert werden und somit die sogenannte *Baseline* (engl. für Grundlinie) des Signals stabilisiert wird. Dies bewirkt, dass die erhaltene Signalamplitude nahezu konstant ist und eine weitere Auswertung dadurch vereinfacht oder überhaupt erst ermöglicht wird. Bei Testmessungen im Laborbetrieb wurden an einem Oszilloskop vorverstärkte analoge Signale eines Streifens des Sensors aufgenommen (s. Abb. 4.9).

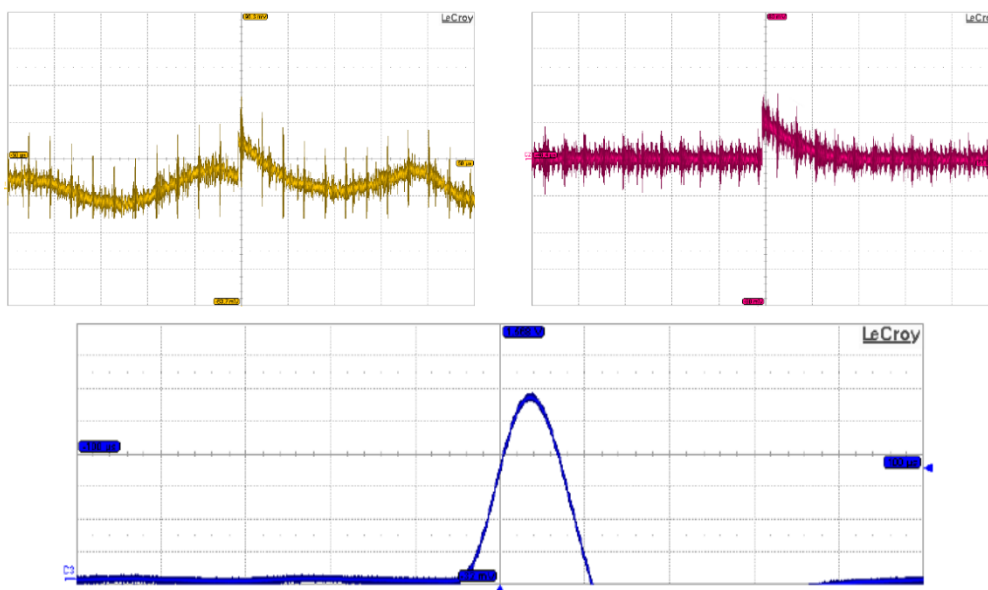


Abbildung 4.9: Signalanalyse des XXX2-300 Sensors an einem Oszilloskop. Die Skalierung beträgt bei allen Bildern $10 \mu\text{s}/\text{Div.}$ und $20 \text{ mV}/\text{Div.}$ Nachdem viele Störungen im Niederfrequenzbereich festgestellt wurden (links), wurde der Sensor durch ein Kupfergeflecht abgeschirmt. Durch diese Vorkehrung wurde die Baseline stark geglättet (rechts). Ein zusätzlicher pulsformender Verstärker sorgte dafür, dass auch die Spikes herausgefiltert wurden (unten).

Mit Hilfe des Oszilloskops wurden merkbare Störungen bei der Signalauslese festgestellt. Auf der Baseline ist eine Schwingung von etwa 25 kHz zu erkennen. Zusätzlich ist das ganze Signal durchsetzt mit Spannungsanstiegen, sogenannten *Spikes* (engl. für Zacke). Diese Störungen entstammen von außen einkoppelnden elektromagnetischen Feldern und müssen möglichst vermieden werden. Dazu wurde der gesamte Laboraufbau mit einem Kupfergeflecht abgeschirmt, um über den *Skinneffekt*, die bestehenden elektromagnetischen Felder über die Oberfläche des Geflechts laufen zu lassen und somit auf der Innenseite den Sensor mit dem verwendeten Vorverstärker feldfrei zu halten. Dies bewirkte zumindest eine Glättung der Baseline. Ein nachgeschalteter pulsformender Verstärker, der über das eingehende Signal mit einer Zeitkonstanten von $\tau = 10 \mu\text{s}$ integriert, sorgte darüber hinaus, dass die Spikes aus dem Signal gefiltert wurden. Diese Vorkehrungen waren notwendig um die folgenden Messung zu ermöglichen.

Die Teilchendetektion des Sensors wurde mit zwei radioaktiven Quellen getestet. Das α -Spektrum einer $^{226}\text{Radium}$ -Quelle und das γ -Spektrum einer $^{57}\text{Kobalt}$ -Quelle sollten dabei mit der Messung an einem Streifen des Sensors vermessen werden. Der Zerfall des Radiums über Radon- und Poloniumisotope erzeugt vier signifikante α -Linien zwischen $E_\alpha = 4 - 7 \text{ MeV}$. Das Kobalt-Spektrum beinhaltet zwei charakterisierende γ -Linien bei $E_\gamma = 122,06 \text{ keV}$ und $E_\gamma = 14,4 \text{ keV}$. Nur durch die im vorigen Abschnitt beschriebenen Maßnahmen zur Signalverbesserung konnten die Spektren der radioaktiven Quellen aufgelöst werden. Ohne den Einsatz einer Abschirmung und eines pulsformenden Verstärkers verschwammen die einzelnen Energielinien im Rauschen und waren nicht differenzierbar. Die Messungen sind in Abb. 4.10 zusammengefasst.

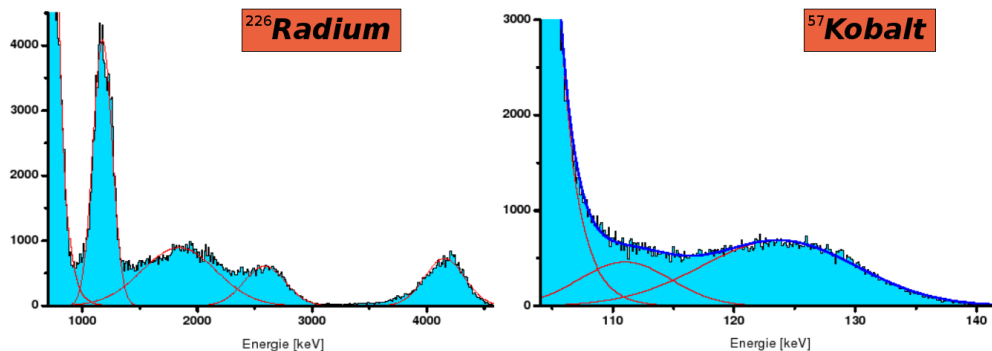


Abbildung 4.10: Aufgenommene Spektren einer Radium- und Kobalt-Quelle mit dem XXX2-300 Sensor. Beide Messungen wurden mit den vorher beschriebenen Techniken zur Signalaufbereitung durchgeführt. In rot sind jeweils die Gauß-Verteilungen zur Energiewertbestimmung zu erkennen.

Gut zu erkennen sind die vier α -Linien und der höherenergetische γ -Zerfall von der Kobalt-Quelle. Die γ -Linie bei 14,4 keV verschwindet trotz Signalaufbereitung im Rauschen. Diese Messungen beweisen also, dass die Detektion von geladenen Teilchen mit dem XXX2-300 Sensor realisierbar ist.

Ein möglicher Einsatz des Sensors im BGO-OD-Experiment wurde bei einer Teststrahlzeit an ELSA erprobt. Dafür wurde der Sensor an einer Haltestruktur zwischen dem SciFi2- und dem MOMO-Detektor platziert (s. Abb. 4.11). Hierbei sollte untersucht werden, ob der schon sehr rauschanfällige Aufbau in einem Experimentierbereich eingesetzt werden kann. Durch die vielen anderen Detektorsysteme, den Magneten und die vorhandene Ausleseelektronik entstehen viele Untergrundsignale, die wiederum die Sensorsignale überlagern können. Um viele messbare Teilchen zu erzeugen, wurde eine 0,5 mm Bleiplatte als Radiator vor der Sensorlage platziert. Die Signale eines Sensorstreifens wurden mit einem Vorverstärker aufgebessert und mit einer vorher durchgeführten Kalibration analysiert. Das aufgenommene Energiespektrum ist in Abb. 4.12 zu sehen.

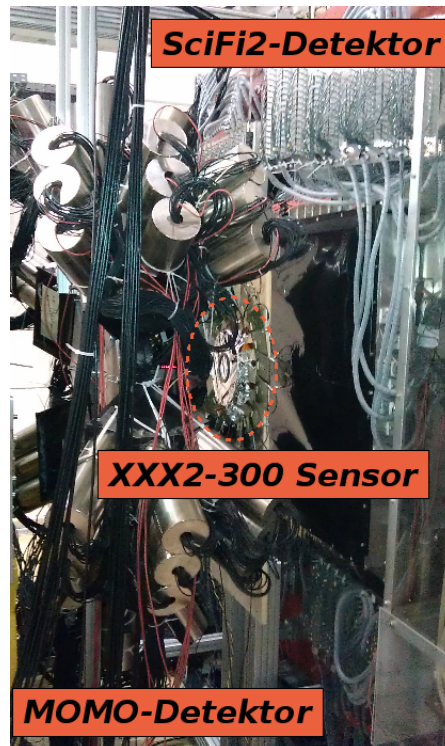


Abbildung 4.11: Testaufbau am BGO-OD-Experiment mit dem XXX2-300 Sensor, der zwischen dem MOMO- und dem SciFi2-Detektor aufgebaut wurde.

Bei der Analyse des Energiespektrums zeigt sich, dass die Abschirmung und Signalaufbesserung nicht dafür ausreicht die deponierte Energie der erzeugten Teilchen von den Untergrundsignalen zu trennen. Der Ausläufer ins Höherenergetische kann der erwarteten Landau-Verteilung beim Energieverlust zugeordnet werden, dennoch ist dessen Maximum nicht bestimmbar. Dies beeinträchtigt in großem Maße die Einsatzfähigkeit für das geplante Detektorupgrade und wäre nur mit erhöhtem Aufwand durchführbar. Dieser Umstand hat zur Folge, dass der untersuchte Sensor für den Einsatz an einem Proton-Polarimeter und Vertex-Detektor in Vorwärtsrichtung ausgeschlossen werden muss.

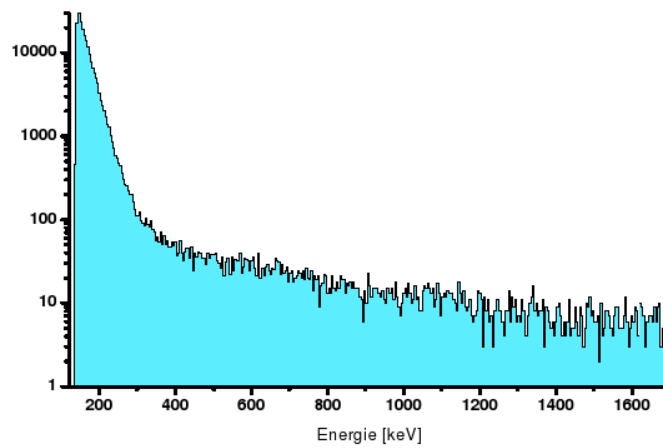


Abbildung 4.12: Energiespektrum des XXX2-300 Sensors bei der Teststrahlzeit. Das Signal der registrierten Teilchen verschwindet unter den Untergrundsignalen. Zu beachten ist die halblogarithmische Skala.

Kapitel 5

Finales Design des Detektorupgrades

Nach den im Vorfeld beschriebenen Testreihen fiel die endgültige Wahl auf ein eigenentwickeltes Detektorkonzept. Dazu wurde im Rahmen einer parallel durchgeführten Arbeit ein PCB-Design als Haltestruktur für die in Kapitel 3.3 vorgestellten Sensoren entworfen [Koo14]. Dies ist für den Einsatz innerhalb des BGO-OD-Experiments entsprechend angepasst. Dessen Aufbau und Funktionsweise wird nun in den folgenden Abschnitten zusammen mit ersten Testmessungen eines Sensor-Boards an den Beschleunigeranlagen ELSA und *COSY* (Abkürzung für **C**ooler **S**ynchrotron) vorgestellt.

5.1 Aufbau und Funktionsweise

Das Detektorkonzept beinhaltet drei Detektorlagen, die jeweils aus vier Sensoren bestehen. Von diesen werden jeweils zwei von beiden Seiten von zwei PCB-Scheiben gehalten und bilden ein Sensor-Board. Dadurch ist die doppelseitige Auslese gewährleistet. Mit einem weiteren um 90° gedrehten Sensor-Board wird eine Sensor-Station und somit eine Lage zur Spurrekonstruktion gebildet. An das zur Verfügung stehende Volumen hinter dem Target angepasst besitzen die PCB-Scheiben einen Durchmesser von 8,4 cm und mittig ein 0,6 cm großes Loch für den Durchlass des Primärstrahls. Bei der Gesamtflächenfläche von $55,42 \text{ cm}^2$ wird von den Sensoren eine aktive Fläche von 68,8% abgedeckt. Zur Veranschaulichung sind zu dem Aufbau schematische Zeichnungen in Abb. 5.1 zu sehen.

Die Ausleseelektronik für eine Sensor-Station beginnt bei dem Front-End-Chip auf dem Sensor-Board, verläuft dann über ein *Field Programmable Gate Array-Modul* (kurz: FPGA) bis dann die Daten von einer Software auf einem PC abgespeichert werden. Der ganze Prozess ist in Abb. 5.2 illustriert.

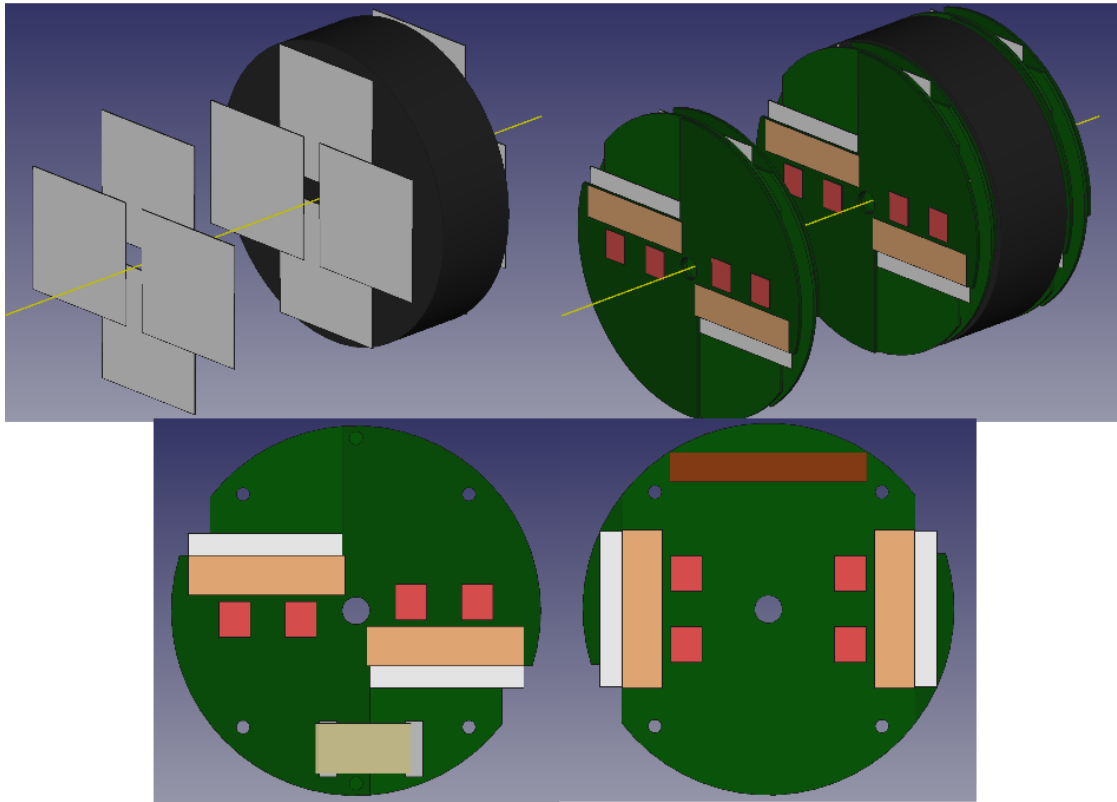


Abbildung 5.1: Schematische Zeichnungen des finalen Detektorkonzepts [Koo14]. Die vier Sensoren einer jeden Sensorlage (links oben) werden durch PCB-Scheiben gehalten (rechts oben). Für jede Sensor-Station sind dies vier Stück, die die Auslese beider Sensorseiten von allen vier Sensoren ermöglichen (unten). In schwarz ist der geplante Kohlenstoffstreukörper zu erkennen.

Die nächsten Unterkapitel behandeln nun die wichtigsten Glieder dieses Ausleseprinzips.

5.1.1 Sensor-Board

Neben dem aufgeklebtem Sensor befinden sich auch die Front-End-Chips des Typs „APV25-S1“ (s. Unterkapitel 5.1.2) auf dem Sensor-Board. Für jede Seite eines Sensors werden jeweils zwei Chips verwendet, so dass eine fertige Sensor-Station 16 Front-End-Chips beinhaltet. Da die Streifenabstände des Sensors und die Anschlüsse der APV-Chips nicht übereinstimmen, wurde ein *Pitch-Adapter* angefertigt, der die Leiterbahnen von jedem zweiten gebondeten Streifen des Sensors auf die APV-Anschlussabstände von $44\ \mu\text{m}$ angleicht. Jeder APV-Chip besitzt 128 Eingangskanäle, so dass zwei Chips, die Hälfte der 512 Streifen, also 256 Streifen einer Sensorseite erfassen können. Beide PCB-Scheiben sind über ein Flachbandkabel verbunden, so dass die Depletions- und

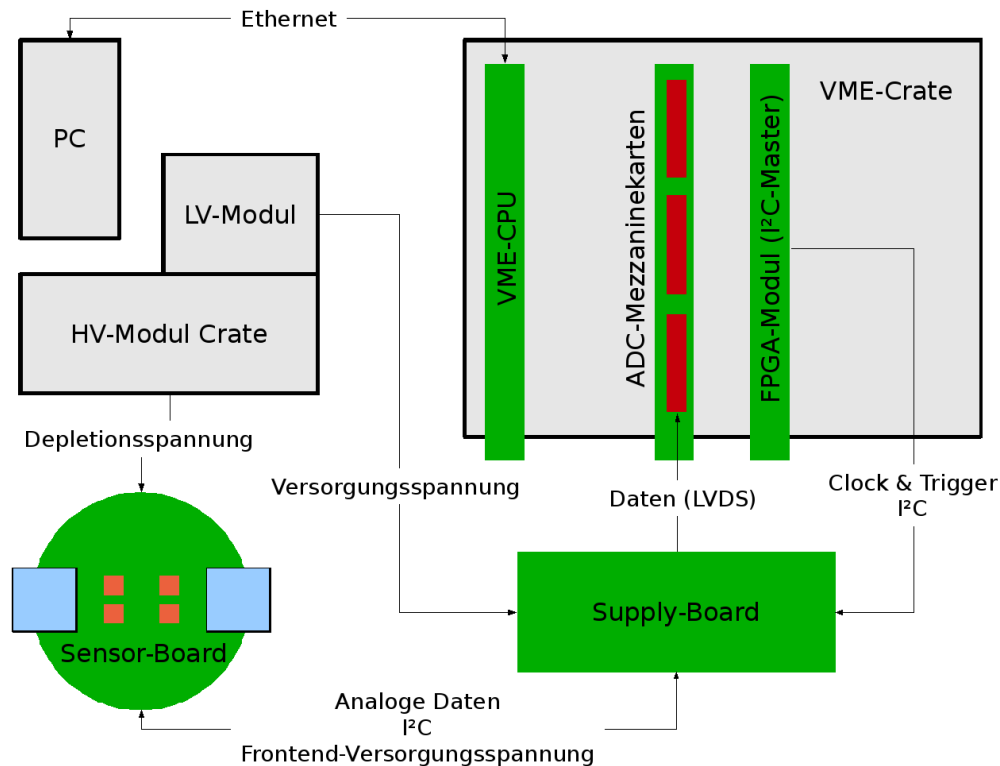


Abbildung 5.2: Skizze des Auslesesystems einer Sensor-Station für das Detektorupgrade. Ein Spannungsmodul liefert die Depletionsspannung für den Sensor und ein Weiteres die Versorgungsspannung für das Supply-Board. Dies ist die Zweigstelle für die Sensordaten, das Clock- und Triggersignal und erzeugt die Front-End-Chip-Spannung. Die weitere Datenerfassung wird dann von FPGA-Modulen innerhalb eines VME-Crates übernommen. Eine Software auf einem PC, der über ein Netzwerk mit dem VME-Crate verbunden ist, dient zur Ausleseeuerung und -überwachung.

Versorgungsspannungen sowie die Datenausgabe nur jeweils eines Anschlusses bedarf. Durch einen Temperatursensorchip auf einer der beiden PCB-Scheiben kann der schon beschriebene Einfluss der Temperatur auf das Messverhalten protokolliert werden (s. Details in Abb. 5.3).

5.1.2 APV25-S1 Chip

Der „APV25-S1“ Front-End-Chip [Jon01] wurde für die Silizium-Streifen-Detektoren des *Compact-Muon-Solenoid-Experiment* am *Large Hadron Collider* (kurz: LHC) entwickelt. Seine 128 Eingangskanäle besitzen einen Vorverstärker und einen Pulsformer für die analogen Sensorsignale. Es ist möglich beide Polaritäten eines Signals zu verarbeiten, so dass der APV-Chip sowohl für die p- als auch für die n-Seite eines Sensors verwendet

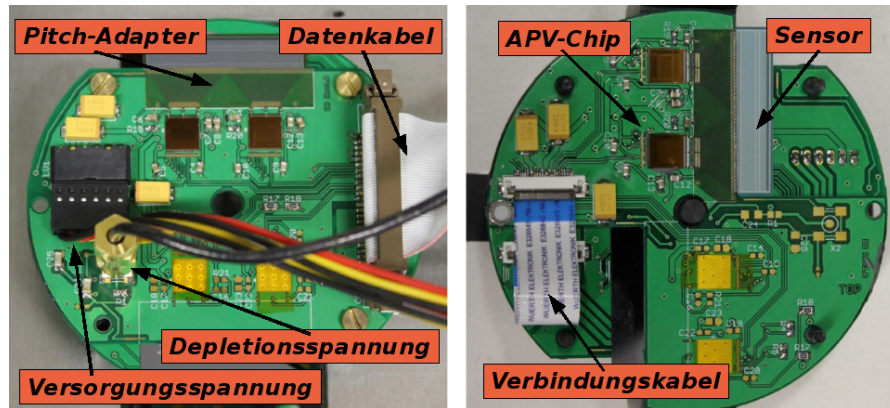


Abbildung 5.3: Fotos der Vorder- und Rückseite eines Sensor-Boards.

werden kann. Für den Betrieb benötigt dieser eine Versorgungsspannung von 1,25 V bzw. 2,5 V und ein Taktsignal von typischerweise 20 MHz oder 40 MHz. Bei den später beschriebenen Messungen war dies meist 40 MHz. Da der Chip für sehr hohe Raten am LHC kreiert wurde, ist er bis zu 30 MRad strahlenhart gefertigt worden und sollte somit für den Einsatz am BGO-OD-Experiment geeignet sein.

Die Datennahme des APV-Chips verläuft über einen chipinternen Ringpuffer. Pro Taktzyklus wird in dessen 192 Speicherblöcken die Sensordaten abgelegt. Ein externer Trigger sorgt dann dafür, dass die Daten ausgegeben werden. Diese Vorgehensweise sorgt dafür, dass keine Daten verloren gehen. Da eine bestimmte Zeit für die Signalaufbereitung nötig ist, können durch die Speicherung in den Ringpuffer Daten ausgelesen werden, die zeitlich gesehen in der Vergangenheit zu dem Triggersignal liegen und sonst unwiederbringlich wären, da das detektierte Teilchen bereits das Sensorvolumen wieder verlassen hätte. Nachdem nun ein externer Trigger an den APV-Chip gesendet wurde, leitet dieser die Sensorsignale in einem differentiellen Datenformat weiter, dass in Abb. 5.4 skizziert wurde.

Zunächst wird ein digitaler Header ausgegeben, der eine 8-Bit Adresszuweisung und ein *Error-Bit* als Funktionsfehlerindikator beinhaltet. Danach werden die analogen Signale aller 128 Eingangskanäle des APV-Chips übermittelt. Der Synchronisierungspuls am Ende der Daten zeigt Funktionalität an und wird auch ohne externen Trigger alle 35 Taktzyklen ausgegeben.

Über ein *Inter-Integrated Circuit-Interface* (kurz: I²C) [Sem00] erfolgt die Kommunikation mit dem APV-Chip. Das Interface besteht aus einer Takt- und einer Signalleitung. Ein I²C-Master, der auf dem FPGA-Modul (s. Unterkapitel 5.1.4) realisiert wurde, erzeugt eine Startkondition über die Taktleitung, auf die die APV-Chips als I²C-Slaves reagieren und die angeforderte Adresse mit ihrer eigenen Adresse abgleichen und gegebenenfalls über die Datenleitung Informationen austauschen. Dieser Mechanismus erlaubt es verschiedene Parameter des Chips wie die Verstärkung, die pulsformende Zeit und die Polarität der eingehenden Signale, sowie die Amplitude des Grundlevels der analo-

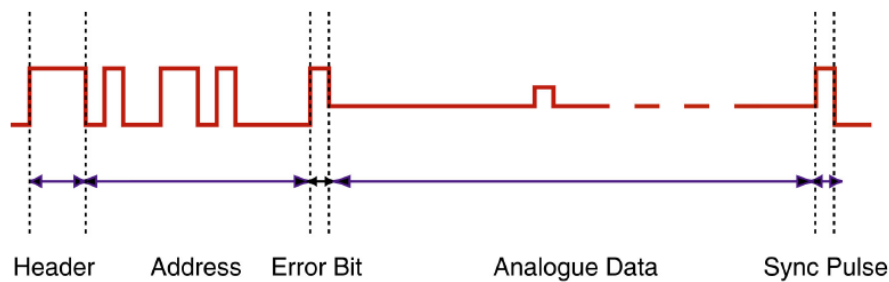


Abbildung 5.4: Skizze des ausgegebenen Datenformats des APV25-Chips [Jon01]. Man erkennt die Ausgabe der 128 analogen Signale aller APV-Chip Eingangskanäle mit einem vorangehenden digitalen Headersignal und einem abschließenden Synchronisierungspuls.

gen Ausgabesignale oder auch der zeitliche Abstand zwischen dem aktuellen und dem gerade ausgelesenen Speicherblock einzustellen. Auch eine Energiekalibration ist für den APV-Chip durchführbar. Es können vordefinierte Ladungsmengen über einen Kondensator auf die Eingangskanäle des Chips injiziert werden, so dass man aus der bekannten Ladungsmenge und der Amplitude des Signals ein Proportionalitätsverhältnis bestimmen kann. Eine vollständige Parameterliste des APV-Chips ist auch in Anhang D einzusehen.

Der APV-Chip bietet für die verschiedenen Anwendungsbereiche drei verschiedene Auslesemodi:

- **Peakmodus**
Gespeicherte Datensamples werden aus dem Ringpuffer individuell ausgegeben.
- **Multimodus**
Bei jedem Taktsignal werden drei zeitlich zusammenhängende Datensamples aus dem Ringpuffer ausgegeben.
- **Deconvolutionmodus**
Der für hohe Raten konzipierte Modus bildet ein gewichtetes Mittel von drei Datensamples und gibt sie dann zusammen als einen Wert auf einmal aus.

Da der verwendete Trigger drei Taktzyklen in Anspruch nimmt, wurde der Multimodus für die späteren Messungen genutzt. Außerdem lässt sich durch die Messung des Signales in mehreren Datensamples das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessern.

5.1.3 Supply-Board

Ein eigens entwickeltes Supply-Board dient als Zweigstelle der Daten- und Signalströme und liefert gleichzeitig die Versorgungsspannung für die APV-Chips (s. Abb. 5.5). Über *Low Voltage Differential Signaling-Buffer* (kurz: LVDS) leitet es dabei das Trigger- und das Taktsignal von dem FPGA-Modul zu dem Sensor-Board. LVDS-Repeater auf dem

Supply-Board nehmen dabei die Signale auf und leiten sie verstärkt weiter, damit auch die Datenübertragungen über längere Strecken verlustfrei funktioniert. Für die Kommunikation mit den APV-Chips wird ein I²C-Signal ebenfalls weitergeleitet und darüber hinaus werden die Pegel der eingehenden Signale dem Spannungsformat der APV-Chips angepasst. Das Supply-Board benötigt selbst eine Betriebsspannung von 6 – 7 V.

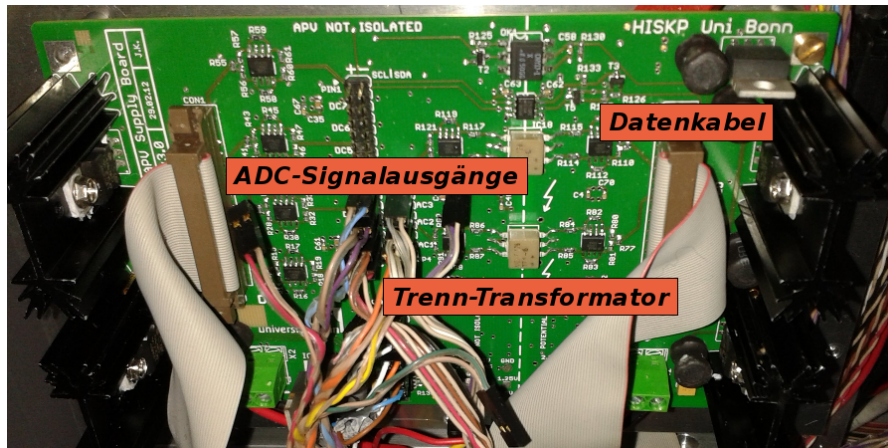


Abbildung 5.5: Foto des verwendeten Supply-Boards.

Bei der Konstruierung des Supply-Boards wurde speziell auf die Signalqualität Wert gelegt. Dafür wurden verschiedene Techniken der galvanischen Trennung, also der elektrischen Trennung des Ein- und Ausgangssignales, angewandt. Verwendet wurden dabei Optokoppler, Transformatoren sowie andere Isolationsschaltkreise. Der Vergleich zu früheren Messungen zeigt eine deutliche Verbesserung bei der Datennahme. Außerdem gewährleisten die angewandten Techniken einen Messbetrieb trotz Fertigungsfehlern die beim Bonding entstehen können. Bei der Kontaktierung der Bondingdrähte mit der Sensoroberfläche kann es zu einem Durchbruch des Streifens und des Implantats kommen was man auch als *Pinhole* (engl. für Nadelstich) bezeichnet. Somit wären die n- und p-Seite des Sensors bei der Verbindung an die Ausleseelektronik nicht mehr elektrisch voneinander getrennt. Durch die galvanische Trennung wird dieser Umstand dementsprechend wieder behoben.

5.1.4 FPGA-Modul

Das schon mehrmals angesprochene FPGA-Modul wurde kommerziell bei der Firma *Elektroniklaboratorien Bonn UG* erworben und beherbergt einen FPGA-Chip des Typs „Spartan3-4000FG676-5C“ von der Firma *Xilinx* [ELB11b]. Es ist für den Einbau in ein VME-Crate gefertigt worden und kann bis zu drei *Mezzaninekarten* (ital. für Halbkarten oder Tochterkarten) beinhalten (s. Abb. 5.6).

Ein FPGA-Chip ist ein integrierter Schaltkreis, der mit vorher erstellten logischen Schaltungen, der sogenannten *Firmware*, konfiguriert werden kann. Die Firmware legt

dabei die Verschaltungen der universellen Unterstrukturen des Chips an, wodurch sich verschiedenste Anwendungen realisieren lassen.

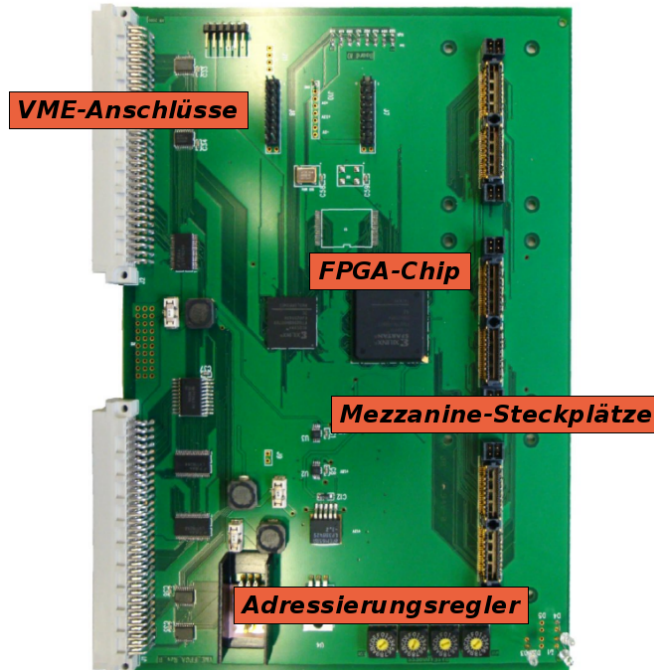


Abbildung 5.6: Foto des verwendeten FPGA-Moduls.

Die Einspeisung der Firmware erfolgt über eine VME-CPU, die sich ebenfalls in dem verwendeten VME-Crate befindet. Diese steht über Ethernet mit einem PC in Verbindung und leitet wiederum über einen fortwährend laufenden Serverprozess die vom FPGA-Modul gesammelten Daten weiter an die Überwachungssoftware des PCs (s. Unterkapitel 5.1.6).

Die Hauptaufgaben des FPGA-Moduls bestehen darin das Takt- und Triggersignal für die APV-Chips zu erzeugen, die Steuerung des I²C-Interfaces als I²C-Master und die Vorverarbeitung der Sensordaten. Ein Quarz-Oszillator, der mit 100 MHz schwingt, lässt sich durch Schaltungen auf dem FPGA-Chip herunterteilen, so dass sich unterschiedliche Frequenzen für das Taktsignal generieren lassen. Bei dem Triggersignal wird innerhalb des FPGA-Chips über ein logisches ODER-Gatter entschieden ob ein systemgenerierter Trigger, ein Kalibrationstrigger, ein Reset-Signal für die APV-Konfigurationen oder ein extern angelegter Trigger (wie z.B. von einem Szintillator) per LVDS an die APV-Chips gesendet wird. Die von den ADC-Mezzaninekarten (s. Unterkapitel 5.1.5) digitalisierten Sensordaten werden innerhalb des FPGA-Chips in einem *First In First Out-Buffer* in 4096 Samples gespeichert und dann für die weitere Analyse aufbereitet. Dies schließt eine Trefferauswahl aus allen aufgenommenen Signalen mit ein. Dazu kann eine Amplitudenschwelle und eine minimale Signallänge definiert werden, die einen Treffer charakterisiert.

Alle Daten, die nicht diesen Kriterien entsprechen, werden verworfen. Dadurch wird von dem Algorithmus des FPGA-Chips eine Datenvorauswahl getroffen und die Arbeitsleistung der Datenerfassungssoftware deutlich optimiert, da diese dann ausschließlich relevante Signale bearbeiten kann.

5.1.5 ADC-Mezzaninekarte

Zur Digitalisierung der analogen Sensorsignale wurden kompatibel zu dem FPGA-Modul auch die ADC-Mezzaninekarten von der Firma *Elektroniklaboratorien Bonn UG* gefertigt [ELB11a]. Eine Karte nimmt einen Steckplatz auf dem FPGA-Modul ein und ist dabei mit zwei ADC-Chips des Typs „AD9238“ bestückt [Dev08], die jeweils zwei Signaleingänge besitzen (s. Abb. 5.7). Somit ist es möglich mit zwei Karten die Signale eines Sensors-Boards zu erfassen. Der ADC-Chip besitzt eine 12-Bit Auflösung bei einer Signalabtastrate von maximal 65 MSamples/s. Für die synchrone Verarbeitung der Signale wird den ADCs das selbe Taktsignal wie den APV-Chips aus dem FPGA-Modul zugeführt.

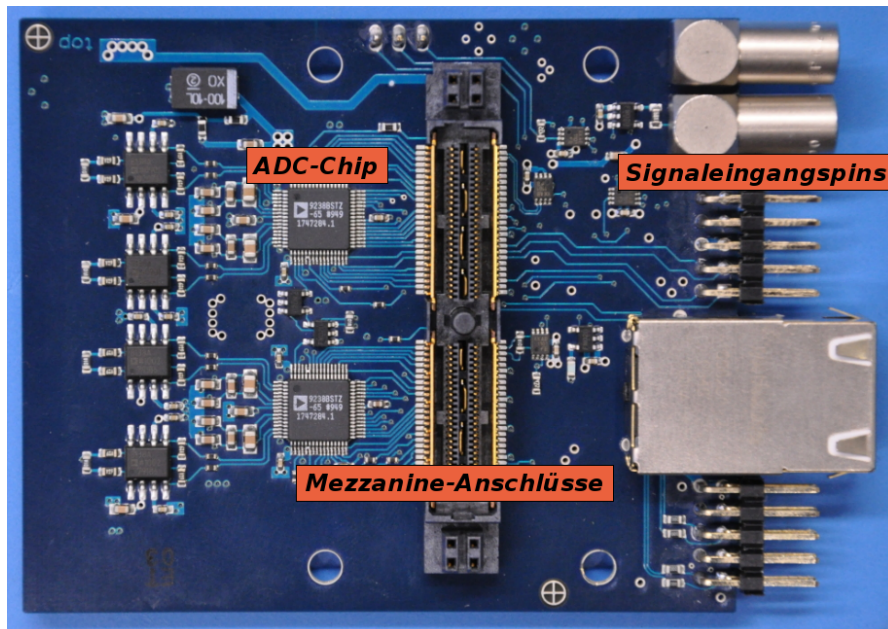


Abbildung 5.7: Foto der verwendeten ADC-Mezzaninekarte.

5.1.6 Software zur Datenerfassung

Die auf *C++* und *Qt* basierende Software dient zur Steuerung und Überwachung der Datennahme mit den verwendeten Silizium-Streifen-Sensoren (s. Details in [Koo14]).

Es lassen sich mit der Software die Versorgungsspannungen der APV-Chips und der Temperatursensoren auslesen und überwachen. Zusätzlich ermöglicht sie die Einstellung

und Übertragung der einzelnen APV-Parameter per I²C, wobei auch der Status der APV-Chips über das Error-Bit kontrolliert wird. Die Auswahl des Trigger- sowie eines Reset-Signales sind ebenfalls gegeben. Weitere Triggeroptionen sind die Anzahl der Auslesetrigger nach einem externen Triggersignal, sowie die Zeitspanne zwischen den einzelnen Auslesetriggern. Die Treffercharakteristik für das FPGA-Modul wird ebenso mit der Software festgelegt. Da das HV-Modul in gleicher Weise über Ethernet ansteuerbar ist, lassen sich auch die Depletionsspannungen einstellen und gleichzeitig die Leckströme der Sensoren überwachen. Einzelne Messungen lassen sich über die Software starten, so dass Datensätze nacheinander in verschiedene Dateien gespeichert werden können.

Die Protokollierung der Software umfasst neben den Trigger- und Ausleseraten, sowohl die Rohdaten jedes einzelnen APV-Chips, sowie die herausgerechneten Pedestal- und Rauschwerte aller Auslesekanäle. Ein integrierter *ClusterFinder* fasst die Ladungsmengen von benachbarten Kanälen zusammen und ordnet sie einzelnen Clustern zu. Die Clusterladungsmengen und deren Positionen lassen sich während einer laufenden Messung bereits in einem ADC-Spektrum und in einem Positionshistogramm darstellen. Somit lassen sich fehlerhafte Sensorstreifen oder auch inkorrekte APV-Konfigurationen schnell lokalisieren und gegebenenfalls beheben.

5.2 Messungen mit einem Sensor-Board

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zunächst lediglich ein Sensor-Board vollständig in Betrieb genommen. Die dabei durchgeführten Testmessungen zur Funktionalität und Datennahme, sowie ersten Ausbauvarianten des Designs sollen Thema dieses Kapitels sein.

5.2.1 Funktionstest

Im Laborbetrieb wurde zuerst ein Sensor-Board mit einem der beiden geplanten Sensoren bestückt und dann durch die emittierten Elektronen einer ⁹⁰Strontium-Quelle einem Funktionstest unterzogen (s. Details in [Koo14]). Der Eventtrigger für die APV-Chips wurde dabei durch einen Szintillator, der sich hinter dem Sensor-Board befand, erzeugt.

Die Messergebnisse zeigten, dass eine Energieverlustmessung der durchtretenden Teilchen die erwartete Landau-Verteilung im ADC-Spektrum aufwies und dass sich auch ein zweidimensionales Positionshistogramm durch die Korrelation der Treffersignale beider Sensorseiten erstellen lies. Das Auflösungsvermögen des Sensors war überdies ausreichend um einzelne Bauteile, die sich auf der PCB-Scheibe vor der Sensorlage befinden, abzubilden. Das bei der Messung erhaltene Signal-zu-Rausch-Verhältnis, dass sich im Bereich 1/1 bewegte, war allerdings nicht zufriedenstellend. Gerade bei Streifen die parallel zur Taktleitung verlaufen ist das Verhältnis noch frappierender. Bei der Treffercharakterisierung wurde deshalb eine sehr hohe Schwelle gewählt, wodurch allerdings viele Ereignisse verloren gingen. Ein weitere Problematik ergibt sich durch die erhöhte Temperatur auf dem Sensor-Board, die sowohl das thermische Rauschen der Signalleitungen als auch den Anstieg des Leckstroms durch die Aufheizung des Sensors fördert. Da die APV-Chips bei voller Last etwa einen Leistungsumsatz von 300 mW besitzen, sind sie der Hauptgrund

des Temperaturanstieges. Der Temperatursensor registrierte während den Messungen Werte von bis zu 45°C auf dem Sensor-Board. Der Leckstrom des Sensors stieg dabei bis zu 20 μA an, was eine deutliche Steigerung darstellt, wenn man dies mit den Messungen von CiS vergleicht (s. Abb. 3.8), die sich bei Raumtemperatur im niedrigen μA -Bereich befinden.

Aufgrund dieser Schlussfolgerungen wurde das Design des Sensor-Boards angepasst. Die Signalleitungen wurden, soweit dies möglich war, verlegt, um nicht mehr in dem Bereich auf der PCB-Scheibe entlang zu laufen auf dem der Sensor geklebt wurde. Darüber hinaus wurde eine weitere Lage in die PCB-Scheiben eingefügt, die eine bessere Temperaturleitung an der Oberfläche ermöglicht, was die Erhitzung des Sensors vermindern soll. Um das Auflösungsvermögen des Sensors nicht zu beeinträchtigen, wurden außerdem die Komponenten des Sensors-Boards durch kleinere Pendants ersetzt.

Ein zweites Sensor-Board wurde mit diesem Design vervollständigt. Es war also möglich den gleichzeitigen Betrieb von zwei Sensoren, sowie acht APV-Chips zu testen. Trotz der Designänderungen waren die Ergebnisse mit einer $^{90}\text{Strontium}$ -Quelle ähnlich wie zuvor. Die Temperatur auf dem Sensor-Board war geringfügig niedriger und auch lediglich einzelne Sensorstreifengruppen wiesen ein annehmbares Signal-zu-Rausch-Verhältnis auf. Dies lässt vermuten, dass bei dem Klebe- oder Bondingprozess in diesen Bereichen des Sensors anders gearbeitet wurde. Dies beeinflusst erheblich die Isolation des Sensors und die Einstreumöglichkeit von Störsignalen in den Sensor. Um diese Problematik hinreichend zu erforschen, bedarf es weiterer Experimente. Zu dem Temperaturanstieg wird in Unterkapitel 5.2.2 eine Variante eines möglichen Kühlungssystems untersucht.

Entgegen den gegebenen Schwierigkeiten bei dem Betrieb des Sensor-Boards wurden weitere Testmessungen an Teilchenbeschleunigeranlagen damit durchgeführt (s. Unterkapitel 5.2.3). Um dabei aussagekräftige Ergebnisse zu erzielen, wurde jeweils die Schwelle der Treffercharakteristik an das entsprechende Rauschlevel angepasst.

5.2.2 Untersuchung eines Kühlungssystems

Ein in Frage kommendes Konzept eines Kühlungssystems für das Sensor-Board verbindet aktive sowie passive Komponenten. Es beinhaltet Miniatur-Kühlkörper, die mit einem wärmeleitenden, jedoch elektrisch isolierenden Kleber auf die APV-Chips angebracht werden können. Diese sind aus eloxiertem Aluminium gefertigt, haben eine Grundfläche von $8 \cdot 5 \text{ mm}^2$, vier Kühlrippen und dabei einen Wärmewiderstand von 123 K/W. Der Zweikomponentenkleber besteht größtenteils aus Bisphenol-A-Epichlordyrynharz und besitzt eine Wärmeleitfähigkeit von $0,836 \text{ W/m} \cdot \text{K}$. Als aktive Kühlung für einen Testaufbau wird ein Lüfter mit 12 cm Durchmesser verwendet, der eine konstante Luftzirkulation mit einer Luft-Fördermenge von $126 \text{ m}^3/\text{h}$ über dem Sensor-Board und damit auch einen Wärmetransport erzeugen soll (s. Abb. 5.8).

Für einen Testaufbau wurde eine überschüssige Sensor-Board-Scheibe an den vier Stellen, die sonst die APV-Chips einnehmen, mit ähnlich großen Widerständen mit 100Ω bestückt. Somit werden keine Front-End-Chips bei einem ersten Test beschädigt. Die an den Widerständen angelegte Spannung wurde so angepasst, dass man einen ähnli-



Abbildung 5.8: Komponenten des Kühlungssystemkonzepts. Es wird als aktive Kühlung ein Lüfter (links) und als passive Kühlelemente Miniatur-Kühlkörper (rechts unten) verwendet, die mit Zweikomponentenkleber (rechts oben) auf die Front-End-Chips geklebt werden sollen.

chen Leistungsumsatz wie bei den APV-Chips erreicht (300 mW). Für Vergleichszwecke wurde ein Widerstand auf den vier möglichen APV-Chip Positionen nicht mit einem Kühlkörper versehen (s. Abb. 5.9). Der Lüfter wurde bei den Messungen in unmittelbarer Nähe zu dem Sensor-Board aufgebaut. Nach einer kurzen Aufheizphase wurden dann zur Temperaturmessung Fotos mit einer Wärmebildkamera gemacht. Die Ergebnisse der Temperaturmessungen mit und ohne aktiver Kühlung der Widerstände sind in Abb. 5.10 zu sehen. Für eine bessere Übersicht sind die Messergebnisse in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

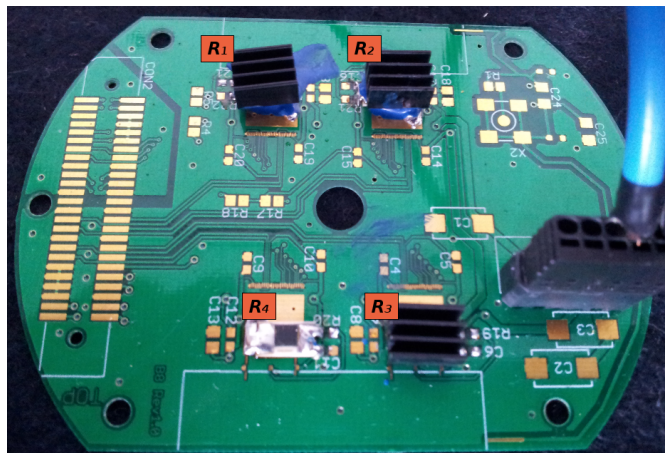


Abbildung 5.9: Foto des Sensor-Boards für den Testaufbau zum Kühlungssystemkonzept. Die Widerstände wurden im Uhrzeigersinn aufsteigend indiziert. Bis auf R_4 werden diese bei der Fotografie durch die aufgeklebten Kühlkörper verdeckt.

Eine gleichzeitige Messung der Widerstände war dadurch möglich, dass sich durch die Wärmebildkamera frei bewegliche Messpunkte auf der Aufnahme definieren lassen. Auf den Fotografien der Temperaturmessung lässt sich gut erkennen, dass der Widerstand

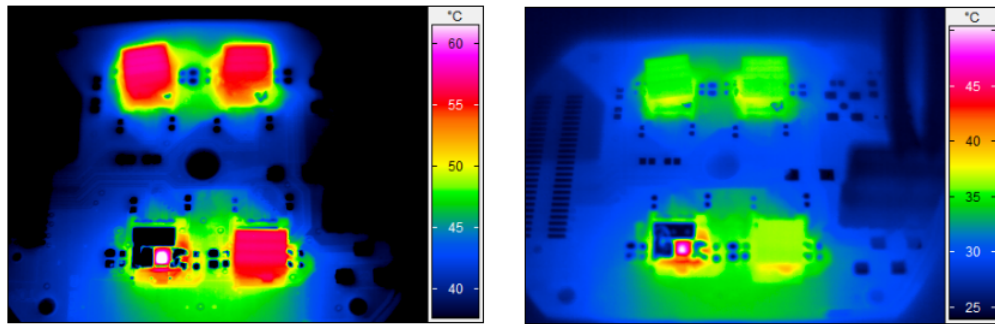


Abbildung 5.10: Fotos der Wärmebildkamera des Testaufbaus für das Kühlungssystemkonzept. Auf der linken Seite ist die Aufnahme der Messung ohne aktive Kühlung und auf der rechten Seite mit aktiver Kühlung zu sehen. Zu beachten sind die verschiedenen Temperaturskalenbereiche der beiden Bilder.

ganz ohne Kühlung nicht nur Temperaturen von bis zu 66°C erreichen kann, sondern auch das Sensor-Board in der näheren Umgebung aufheizt. Wie schon bei den Labormessungen beobachtet, beeinflusst dies stark die Leckströme innerhalb des nahegelegenen Sensors. Mit den aufgeklebten Miniatur-Kühlkörpern kann die produzierte Hitze insofern von der PCB-Scheibe abgeführt werden, dass sich die drei Widerstände in einem Temperaturbereich von 55°C bewegen, somit also eine Differenz von ca. 11°C erzeugt wird. Dies ist zwar ein Fortschritt, allerdings in einem sehr geringem Maße, wenn man in Betracht zieht, dass der Detektor innerhalb eines großen Experiments wie dem BGO-OD-Experiment betrieben werden soll, bei dem durch die umgebenden Detektoren und Ausleseelektroniken zusätzlich Wärme produziert wird. Die Dringlichkeit einer aktiven Kühlung beweist die zweite Messreihe. Dort ergab der Einsatz des Lüfters und dem dadurch konstanten Luftstrom eine Temperaturabsenkung von bis zu 20°C . Dabei lässt sich auch gut der Vorteil der Kühlrippen der Kühlkörper herausstellen, aus denen die gesammelte Wärme durch den Luftstrom wesentlich besser davongetragen wird als von der glatten Oberfläche des Widerstandes ohne passive Kühlungselemente.

Widerstand	Temperatur [$^{\circ}\text{C}$]	Temperatur [$^{\circ}\text{C}$] (mit aktiver Kühlung)
R_1	55,4	35,7
R_2	54,6	34,3
R_3	54,9	34,1
R_4	65,8	55,6

Tabelle 5.1: Messergebnisse des Testaufbaus zum Kühlungssystemkonzept.

Die durchgeführten Messungen stellen lediglich den Test eines ersten Konzepts dar. Es muss in weiteren Experimenten zunächst auf den APV-Chip angewandt werden, um zu prüfen, ob dessen Funktionalität durch das Anbringen der Kühlelemente beeinträchtigt wird. Weiterhin muss ein Entwurf für die aktive Kühlung für den Einsatz am BGO-OD-

Experiment entwickelt werden, da ja die Sensoren zusätzlich lichtdicht betrieben werden müssen.

5.2.3 Datennahme an ELSA und COSY

Das mit zwei Sensoren bestückte Sensor-Board wurde verwendet, um die ersten Datennahmen für Testmessungen an Teilchenbeschleunigeranlagen zu testen. Die nächsten beiden Unterkapitel beschreiben dabei die Messprinzipien und die jeweiligen Resultate.

Teststrahlzeit an ELSA

Im Rahmen einer Teststrahlzeit des BGO-OD-Experiments sollte das Sensor-Board auf Funktionalität im Teilchenstrahl getestet werden. Dafür wurde wiederum eine Aluminiumbox verwendet, um die Sensoren im Inneren lichtdicht zu betreiben. Diese wurde dann mit einer Profiltechnikkonstruktion an den Stützrahmen an der Rückseite des BGO-Balls angebracht, so dass eine der beiden Sensorposition mit der des Teilchenstrahls übereinstimmten (s. Abb. 5.11).

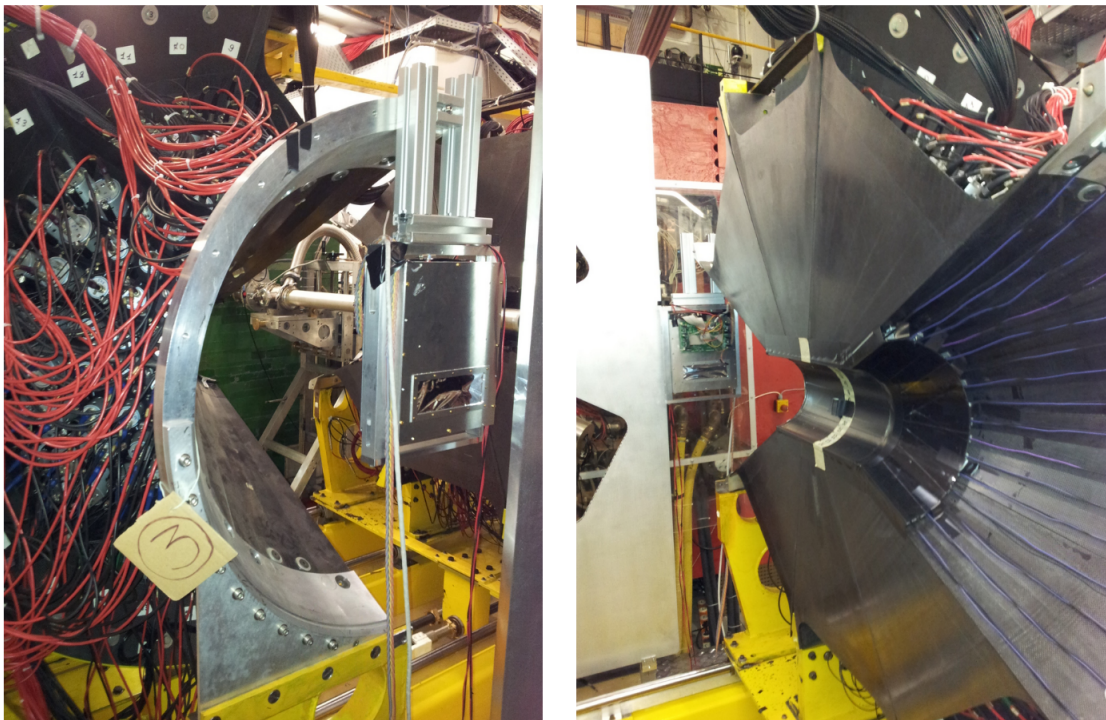


Abbildung 5.11: Fotos des Testaufbaus am BGO-OD-Experiment. Der Testaufbau ist hierbei in (rechts) und gegen die Strahlrichtung (links) bei geöffnetem BGO-Ball zu sehen. Die Halterung für die Aluminiumbox, die das Sensor-Board beinhaltet, wurde für die Messung mit dem Rahmen des BGO-Balls verschraubt.

Der Teilchenbeschleuniger ELSA lieferte Elektronen bis zu einer Energie von 2,35 GeV, die dann den Photonenstrahl für das Experiment erzeugten. Als externer Trigger für die APV-Chips wurde analog zu den Labormessungen ein Szintillator hinter der Sensorlage positioniert.

Während der Messung stellte man ein ähnliches Verhalten wie bereits durchgeführten Testläufen fest. Viele Sensorstreifen hatten ein erhöhtes Rauschlevel, wodurch zahlreich relevante Treffer verloren gingen. Bei Elektronenstrahlströmen von bis zu 10 mA waren der protokollierte Leckstrom des Sensors und die Temperaturwerte im Vergleich zu den Labormessungen leicht erhöht, aber dennoch in einem vertretbarem Bereich. Ein zweidimensionales Positionshistogramm der Messung zeigt, dass der Sensor trotz der Rauschproblematik in der Lage war, die Strahlstruktur abzubilden (s. Abb. 5.12).

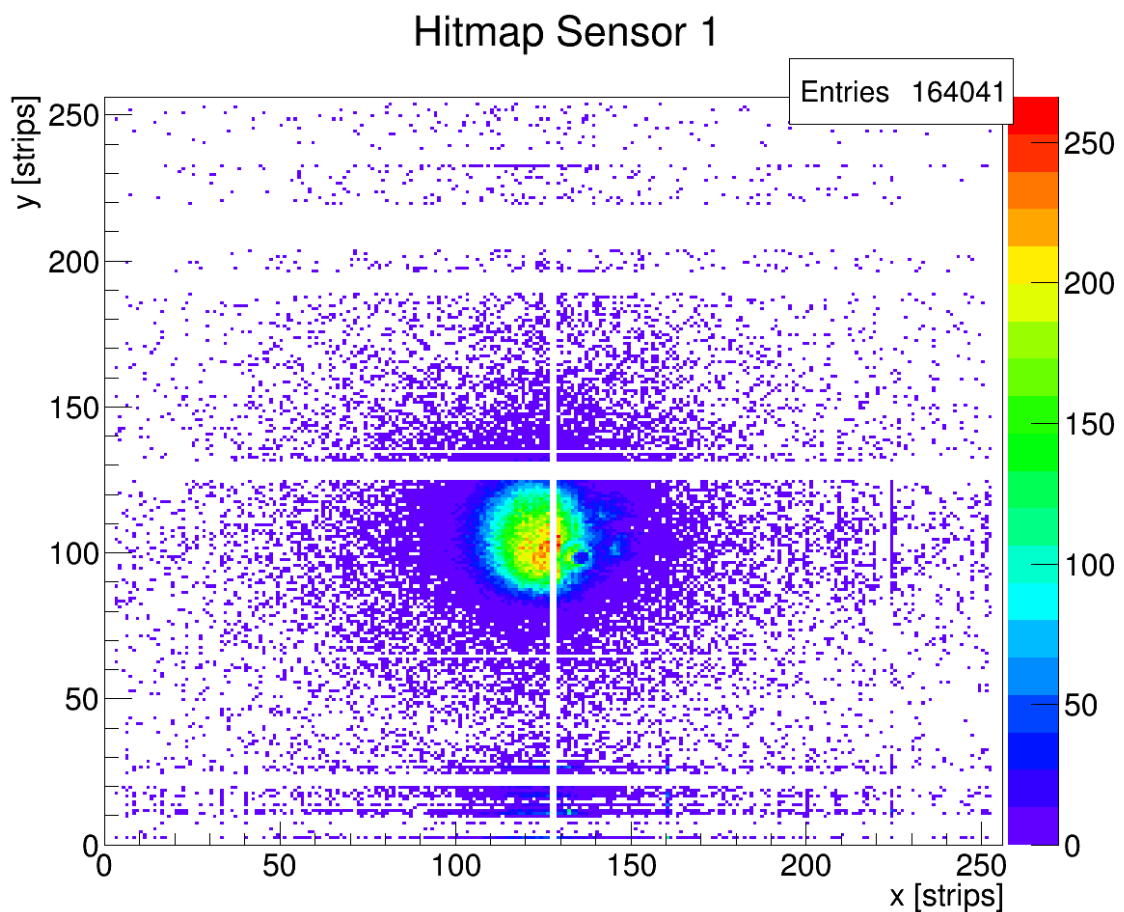


Abbildung 5.12: Zweidimensionales Positionshistogramm des Sensors im ELSA-Teilchenstrahl. Auffällig ist die Struktur auf der rechten unteren Seite des Teilchenstrahls. Dabei handelt es sich um ein abgebildetes Bauteil auf dem Sensor-Board. Die Messung ergibt für den Strahldurchmesser an der Rückseite des BGO-Balls 8 – 9 mm.

Durch die Strahlaufweitung nach dem Beamdump ist der gemessene Wert des Strahldurchmessers bei dieser Messung mit 8 – 9 mm erwartungsgemäß größer im Vergleich zu den Prototypmessungen. Dort waren die Positionen der Sensorlagen näher zu dem Beamdump gewählt worden.

Durch diese ersten Ergebnisse wurde die Verwendbarkeit des geplanten Silizium-Streifen-Detektor-Designs am BGO-OD-Experiment bestätigt.

Elastische Proton-Proton-Streuung an COSY

Die Vermessung der physikalischen Reaktion der elastischen Proton-Proton-Streuung war das Ziel eines weiteren Tests mit dem Sensor-Board. Um einen hochenergetischen Protonenstrahl zu erhalten, wurde diese Messung am Protonbeschleuniger COSY am *Forschungszentrum Jülich* durchgeführt. Dieses Synchrotron ist in der Lage Protonen in einem Impulsbereich von 300 MeV/c bis zu 3,7 GeV/c zu erzeugen und in verschiedene Experimentierhallen zu extrahieren [Pra06].

Das Messprinzip besteht darin die Strahlprotonen bei einem Impuls von $p = 800 \frac{\text{MeV}}{c}$ an den Protonen eines 2 mm dicken Targets aus Polyoxymethylen $(-\text{CH}_2\text{-O-})_n$ zu streuen, um danach die beiden Streukörper mit dem Sensor-Board zu detektieren (s. Abb. 5.13). Dabei soll jeweils ein Proton einen der beiden Sensoren passieren. Für die Teilchen, die im Laborsystem symmetrisch um die Strahlachse gestreut werden, sollte sich dann ein Öffnungswinkel $\Delta\Theta$ nach folgender Formel ergeben:

$$\cos(\Delta\Theta) = \frac{T}{4m + T} \quad (5.1)$$

mit der Masse der Protonen m und deren kinetischer Energie $T = \frac{p^2}{2m}$. Im Falle des durchgeführten Experiments also von $\Delta\Theta = 85,42^\circ$. Für den Raumwinkel $\Delta\phi$ ergibt sich bei einer elastischen Zweikörperstreuung ein Wert von $\Delta\phi = 180^\circ$. Diese beiden Werte gilt es nun mit Hilfe der Detektion durch das Sensor-Board zu rekonstruieren.

Das Sensor-Board wurde zusammen mit dem Target in einer umschließenden Aluminiumbox auf Höhe des Protonstrahls in einem Experimentierareal an COSY aufgebaut (s. Abb. 5.14). Um die Trajektorie des einfallenden Strahls zu vermessen, wurden zusätzlich zwei doppelseitig ausgelesene Silizium-Streifen-Detektoren vor dem Sensor-Board platziert. Somit lässt sich der Bezugspunkt für die Öffnungswinkelberechnung bestimmen. Die ausgelesenen Daten wurden durch den externen Trigger der APV-Chips auf die Proton-Proton-Streuung gefiltert. Dazu wurden zwei Szintillatoren so hinter den Sensorlagen angeordnet, dass jeweils ein Szintillator die Fläche eines Sensors überdeckt. Eine logische UND-Schaltung sorgt dafür, dass nur im Falle, dass durch beide Szintillatoren jeweils ein Teilchen gleichzeitig durchtreten sollte, ein Auslestrigger an die APV-Chips gesendet wird.

Zunächst wurde für die Überprüfung des Triggers und der Anordnung der Szintillatoren ein zweidimensionales Positionshistogramm erstellt, in dem die Daten von beiden Sensoren vereint wurden (s. Abb. 5.15). Unverkennbar sind auf dem Histogramm zwei voneinander trennbare Anhäufungen von Teilchentreffern zu erkennen. Dies besagt, dass

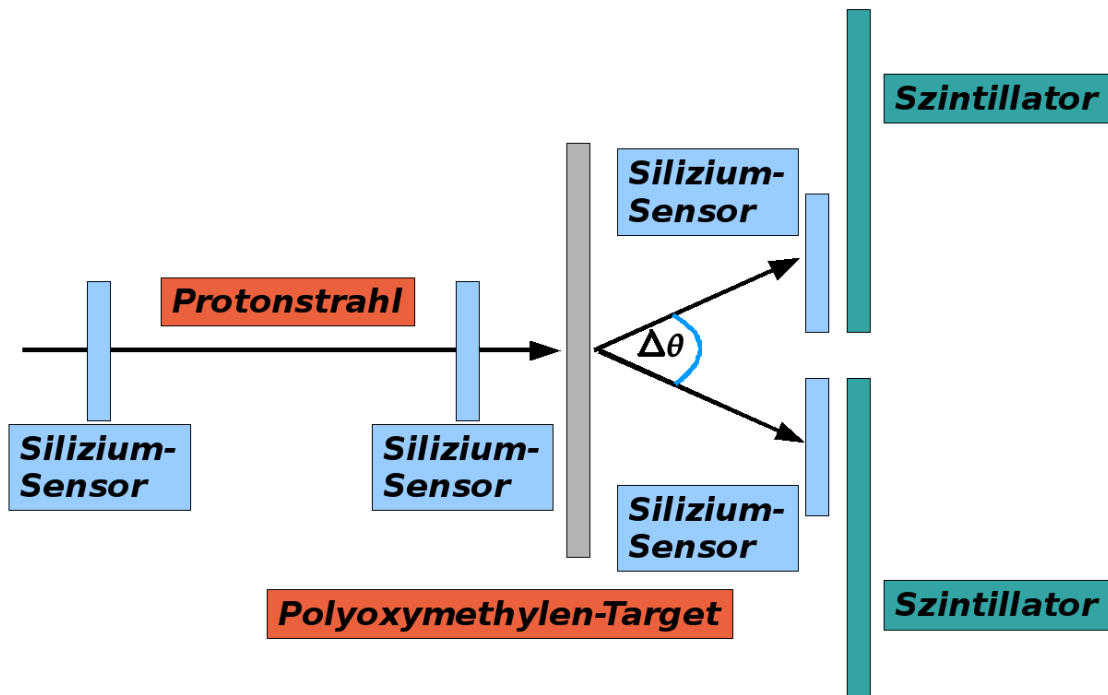


Abbildung 5.13: Skizze des Messprinzips zur elastischen Proton-Proton-Streuung.

der Aufbau dazu in der Lage ist ausreichende Reaktionsstatistik bei der Streuung zu erzeugen und beide Protonen zu detektieren.

Aus den Positionen von zwei Teilchentreffern, die auf unterschiedlichen Sensoren nachgewiesen wurden und zugehörig zu einem Auslesetrigger waren, wurde der Raumwinkel $\Delta\phi$ beider Streukörper zueinander bestimmt. Kleinste Variationen bei den Annahmen zu den Abständen zwischen den Sensoren und dem Target wirken sich auf diesen Größenskalen erheblich auf die Winkelbestimmung aus. Zusätzlich kann die Streuung an einem beliebigen Ort innerhalb des Targetvolumens erfolgen, so dass man diese Umstände bei der Analyse der Messergebnisse in Betracht ziehen muss. In Abb. 5.15 sind die Ergebnisse der Winkelbestimmung der Streukörperpaare zusammengefasst. Das Winkelspektrum zeigt einen sehr schmalen Peak bei einem Wert von $(180,6 \pm 2,2)^\circ$, der durch eine Gauß-Verteilung ermittelt wurde. Die leicht asymmetrische Verteilung um diesen Peak herum ist den Längenabschätzung bei der Winkelberechnung zuzuordnen. Der bestimmte Wert entspricht den Erwartungen und ist ein weiteres Indiz für die Rekonstruktion der Proton-Proton-Reaktion.

Für den Öffnungswinkel wurde der Abstand der beiden Teilchentreffer trigonometrisch in Bezug zu dem einfallenden Protonstrahl gesetzt, der durch die voranstehenden Sensoren vermessen wurde. Zu der vorher schon angesprochenen Problematik bei der Winkelbestimmung kommt hierbei noch die Tatsache hinzu, dass die kinetische Energie

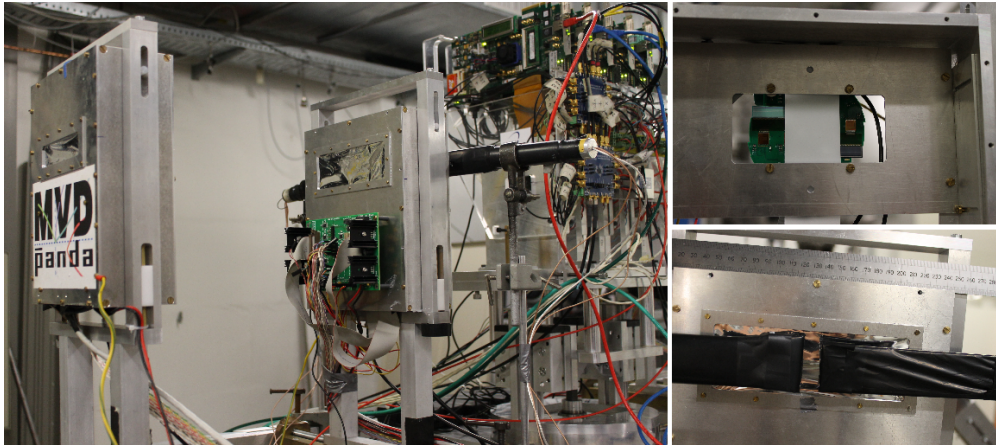


Abbildung 5.14: Fotos des Testaufbaus zur Proton-Proton-Streuung an COSY. Im linken Bild ist der gesamte Aufbau mit den davorliegenden Sensorboxen zu sehen. Die rechten beiden Fotografien zeigen das Innere der Aluminiumbox mit dem Sensor-Board und dem Polyoxymethylen-Target davor (oben) und die Triggerszintillatoren auf der Rückseite der Sensorbox (unten).

der Protonen eine gravierende Rolle spielt. Diese wird durch den Beschleuniger reguliert, wobei aber die entstehenden Impulse sich in einem bestimmten Wertebereich bewegen. Für die Analyse wurde neben dem Winkel $\Delta\Theta$ der beiden Teilchen zueinander auch deren einzelne Öffnungswinkel Θ_1 und Θ_2 zur Einfallsrichtung in Abb. 5.16 aufgetragen.

Beide Histogramme zeigen die zu erwartenden Ergebnisse. Bei den beiden Einzelwinkeln bildet sich ein leicht gekrümmtes diagonales Band der Teilchenreaktionen, bei denen die Summe der beiden Öffnungswinkel etwa den vorher errechneten Wert für die elastische Streuung der beiden Protonen entspricht. Dies macht aufgrund der hohen Wahrscheinlichkeit dieser Reaktion die Mehrzahl der gemessenen Daten aus, wodurch dieses Band sehr ausgeprägt erscheint. Die Krümmung des Bandes entsteht durch die Reaktionen bei denen die Teilchen nicht symmetrisch um die Strahlachse gestreut wurden und dadurch der energieabhängige Zwischenwinkel nicht mehr mit Formel 5.1 berechnet werden kann. Unterhalb des Bandes sind weitere Reaktionen auszumachen, die eventuelle Pionproduktionen beinhalten könnten. Für die Analyse dieser Daten wären weitere Detektoren für die Energiebestimmung der gestreuten Teilchen nötig gewesen um eine genauere Aussage treffen zu können. Der wieder durch eine Gauß-Verteilung ermittelte Wert des entstandenen Peaks des Winkelspektrums von $(85,18 \pm 1,7)^\circ$ weicht weniger als 0,3% von dem durch die Theorie vorhergesagtem Wert ab.

Die Rekonstruktion der physikalischen Reaktion der elastischen Proton-Proton-Streuung zeigt im außerordentlichem Maße, dass das Detektorkonzept für die geplanten Anwendungsbereiche geeignet sein wird. Auch dessen Auflösungsvermögen wird den Aufgaben der Vermessung der Reaktionsvertices und der Rückstreupolarisation entsprechen.

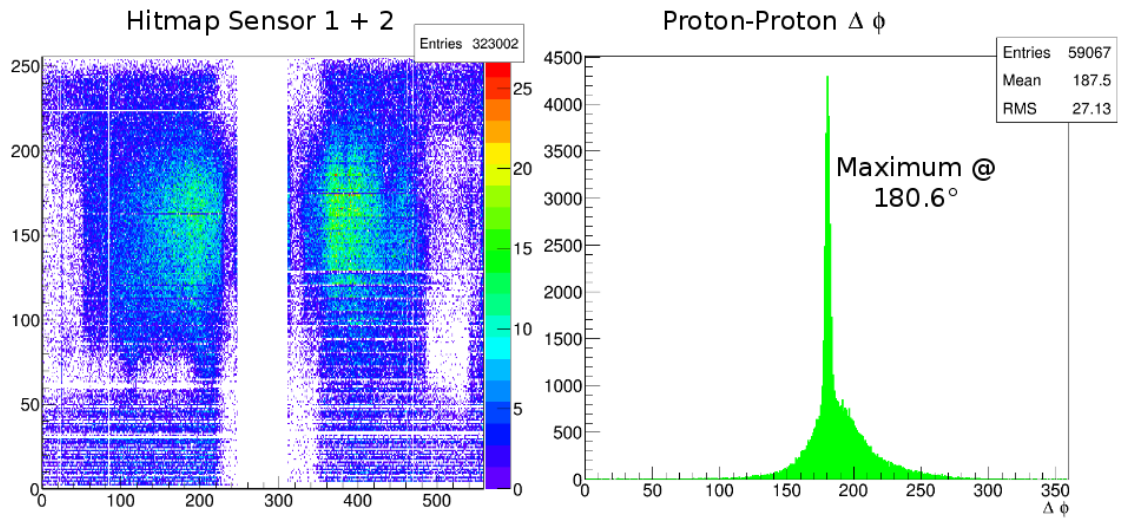


Abbildung 5.15: Zweidimensionales Positionshistogramm des Sensor-Boards (links) und Spektrum des Raumwinkels $\Delta\phi$ (rechts) zur Proton-Proton-Streuung an COSY. Der Mittelwert des Winkelspektrums wurde durch eine Gauß-Verteilung ermittelt.

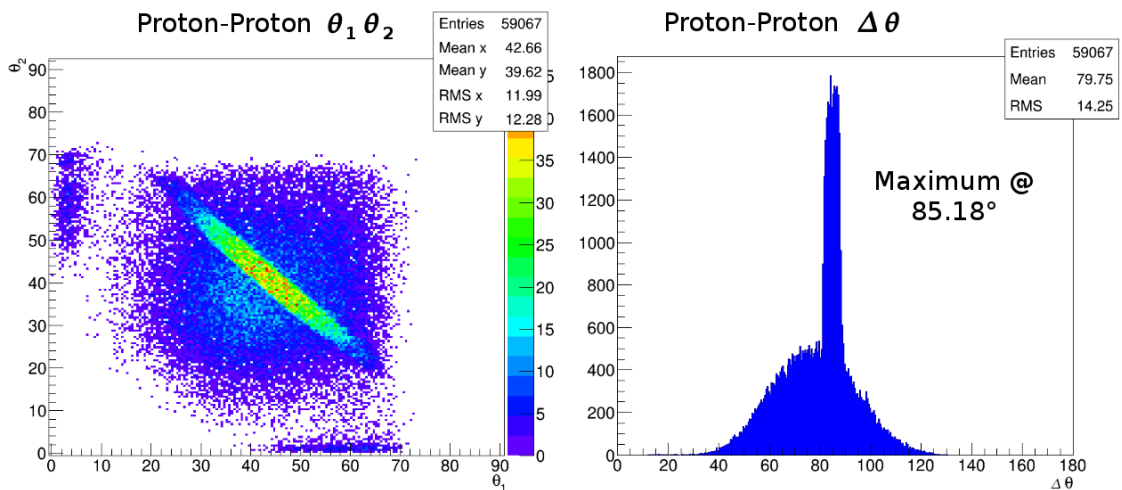


Abbildung 5.16: Histogramm der beiden Öffnungswinkel Θ_1 und Θ_2 (links) und Winkelspektrum von $\Delta\Theta$ (rechts) zur Proton-Proton-Streuung an COSY. Der Mittelwert des Winkelspektrums wurde durch eine Gauß-Verteilung ermittelt.

Kapitel 6

Simulationen mit Geant4 und Explora

In der modernen Teilchenphysik wird aufgrund der immer steigenden Rechenleistung von Computer-Cluster-Systemen vermehrt auf das Instrument der Experimentsimulation zurückgegriffen. Dies ermöglicht vor der Fertigstellung eines Experiments erste Einblicke in Datensätze, die durch das Experiment entstehen würden. Darüber hinaus können die Simulationsergebnisse bei der Entwicklung von Detektorsystemen für eine größere Effizienz sorgen. In der Simulationen können verschiedenste Teilchen zusammen mit deren Wechselwirkungen erzeugt werden, die dann durch integrierte Detektorgeometrien erfasst werden können.

Auch für das geplante Detektorupgrade wurde eine Vielzahl von Simulationen durchgeführt um das Konzept zu verfeinern und erste mögliche Ergebnisse bei dem Einsatz des Detektors herauszuarbeiten. Hierzu wurden die beiden Softwarekomponenten *Geant4* und *Explora* verwendet. Diese werden nun zuerst in diesem Kapitel vorgestellt bevor dann die eigentlichen Simulationen beschrieben werden.

6.1 Grundlagen zu Geant4 und Explora

Bei den Simulationen dient Geant4 zur Nachbildung der Reaktionen bei dem Durchtritt von Teilchen durch Materie, wobei Explora die anschließende Analyse der erhaltenen simulierten Daten durchführt. Für beide Komponenten wird nun in den folgenden Unterkapiteln ein Überblick gegeben.

6.1.1 Geant4

Das am *Forschungszentrum CERN* (franz. *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) immer weiter entwickelte Geant4 [All03] nutzt sogenannte *Monte-Carlo-Methoden*, die komplexe physikalische Abläufe numerisch zu lösen versuchen. Dazu werden nach der Wahrscheinlichkeitstheorie sehr viele Zufallsereignisse erzeugt. Eine typische Simulation besteht aus einem Ereignisgenerator, einer Detektorsimulation und einer Rekonstruktion

und Analyse der Daten. Geant4 übernimmt bei der Simulation für die Teilchenbewegung durch Materie folgende Bereiche:

- **Geometrien und Materialien**
Es lassen sich komplexe Detektoranordnungen integrieren und das Material jedes Bauteils definieren. Zusätzlich lassen sich sensitive Komponenten als Detektoren festlegen.
- **Teilcheninteraktion in Materie**
Verschiedenste physikalische Wechselwirkungen der Teilchen können nachberechnet werden.
- **Spurrekonstruktionsmanagement**
Teilchenspuren können kalkuliert und nachverfolgt werden.
- **Digitalisierung und Treffermanagement**
Die erhaltenen analogen Signale der Sensoren werden zu Daten verarbeitet und einzelne Treffer definiert.
- **Ereignis- und Teilchenspurenmanagement**
Teilchenspuren können zu physikalischen Reaktionen geordnet werden und stehen für weitere Analysen bereit.
- **Simulationsvisualisierung**
Die Ausgabe der Teilchenreaktionen an den Anwender ist über verschiedene graphische Schnittstellen realisierbar und erlaubt eine visuelle Darstellung der Ereignisse.
- **Benutzerinterface**
Die Kommunikation mit einer laufenden Anwendung ist per Kommandozeile verfügbar und erlaubt die interaktive Bedienung der Simulation.

Mit einem separaten Ereignisgenerator bildet Geant4 somit das Grundgerüst der Simulation und verkörpert den Urheber der künstlich erzeugten Daten, die dann durch die Analysesoftware Explora weiterverarbeitet werden kann.

6.1.2 Explora des BGO-OD-Experiments

Die Analysesoftware Explora wurde eigens von der Crystal-Barrel-Gruppe in Bonn [Sch11] kreiert und basiert grundlegend auf dem Programmpaket *ROOT* [Bru97], welches auch aus dem Forschungszentrum CERN stammt. Die Funktionen von *ROOT* beinhalten unter anderem die Erstellung von zwei- und dreidimensionalen Histogrammen, die statistische Datenanalyse, der Datenfit mit mathematischen Funktionen und die graphische dreidimensionale Darstellung von Datensätzen. Die BGO-OD-Kollaboration adaptierte zu einem Großteil die vorhandene Explora-Struktur und passte sie den Gegebenheiten und den Detektoren des BGO-OD-Experiments an. Die einfache Handhabung und die geringe Anzahl der benötigten physikalischen Angaben bei einer Datenanalyse ist die Grundidee der Explora-Software, die dafür auf ein Plugin-Konzept zurückgreift.

Das Plugin-Konzept sieht vor, dass man bereits bestehende Analyseschritte nicht an die eigenen Anwendungen aufwendig anpassen muss, sondern diese problemlos eingebunden werden können. Somit übernimmt jedes Plugin eine Teilaufgabe der Analyse und kann wieder verwendet werden. Somit musste für den speziellen Fall des Detektorupgrades lediglich dessen Geometrie in ein Plugin eingefügt und für die Rekonstruktion der Sensorsignale neue Plugins angefertigt werden. Die Ereigniserzeugung, deren Digitalisierung und Clusterbildung, sowie die gesamte Formatierung bei der Datenein- und ausgabe waren bereits vorhanden und konnten verwendet werden.

Bevor die Daten durch die Plugins verarbeitet werden, befinden sie sich in unterschiedlichen Datenobjekt-Containern. Auf diese kann jedes vorhandene Plugin unabhängig voneinander zugreifen ohne die Datensätze innerhalb des Containers zu verändern. Somit ist eine gleichzeitige Datenverarbeitung von mehreren Plugin-Zweigen möglich und es bildet sich eine baumähnliche Analysestruktur. Nach der Analyse durch ein Plugin können die Ergebnisse wiederum in ein Datenobjekt-Container geschrieben werden, wodurch sie für einen weiteren Plugin-Zugriff oder für die Visualisierung in einem Histogramm bereit stehen.

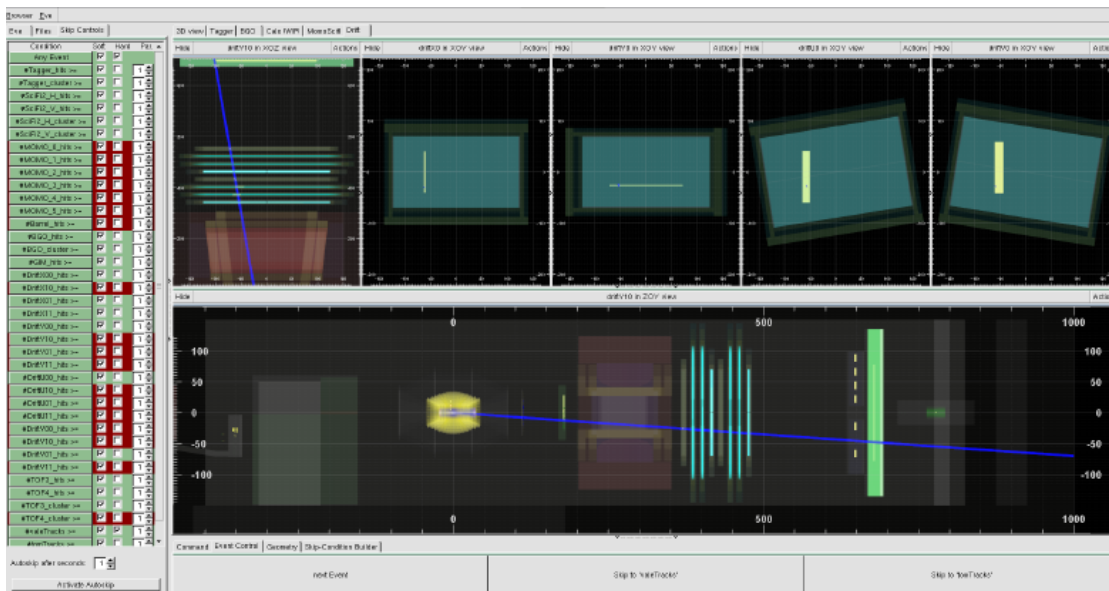


Abbildung 6.1: Screenshot der Simulationsvisualisierung der Explora-Software des BGO-OD-Experiments [Fre14]. Beispielhaft ist hier ein Ereignis mit einer Teilchenspur in blau dargestellt und wie es von den Driftkammern nachgewiesen wird. Dabei sind in gelb die Drähte der Driftkammern zu erkennen, die durch das Teilchen getroffen wurden.

Der gesamte Simulationsprozess kann während des Ablaufs grafisch dreidimensional dargestellt werden. Neben der Detektorgeometrie sind auch jeder Treffer innerhalb eines Detektors, die entstehenden Teilchencluster sowie -spuren und auch die bestehen-

den magnetischen Felder anzeigbar (s. Abb. 6.1). Jedes Simulationsereignis ist allein anwählbar und lässt sich damit einzeln untersuchen. Die grafische Darstellung der Simulation wird vorwiegend für eine mögliche Fehleranalyse genutzt, da sie eine übersichtliche Rückmeldung über den Simulationsablauf liefert.

6.2 Simulationen für das Detektorupgrade

Bei den durchgeführten Simulationen für das Detektorupgrade standen vor allem Untersuchungen zur Detektionseffizienz und zum Sensorauflösungsvermögen im Vordergrund. Die unterschiedlichen Simulationsschritte werden in den nächsten Unterkapiteln im Detail beschrieben. Alle Ergebnisse entstammen einer Simulation mit 10 Millionen Ereignissen. Es werden dabei durch Geant4 die Teilchen des Elektronstrahls des Teilchenbeschleunigers mit einer Energie von 1,73 GeV simuliert. Bei jedem Schritt der Teilchen durch das Detektorsystem werden sämtliche physikalischen Reaktionen in Betracht gezogen und mit deren Wahrscheinlichkeit gewichtet. Sobald ein Teilchen somit auf das Target trifft, lässt Geant4 mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit weitere Teilchen entstehen oder rekonstruiert die Streuung des Primärteilchens. Gleichzeitig wird auch jeweils der Teilchenenergieverlust innerhalb der Materialien berechnet und kann in der Analyse abgerufen werden.

6.2.1 Einbau der Detektorgeometrie

In einem eigenen Plugin für die Detektorgeometrie wurden die Sensoren zusammen mit deren Sensor-Stationen in drei Lagen hinter dem Target angeordnet. Der Ursprung der gesamten Simulationsgeometrie ist dabei der Mittelpunkt des flüssigen Wasserstoff-Targets. Sämtliche Detektorpositionen werden in Bezug zu diesem innerhalb der Simulation platziert.

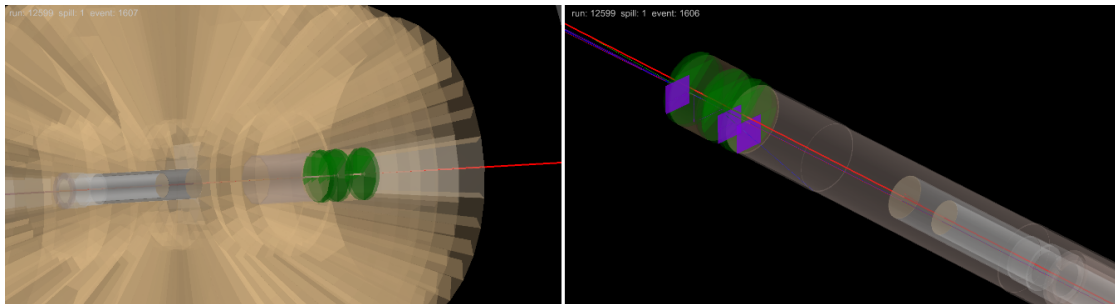


Abbildung 6.2: Screenshots der Simulationsvisualisierung der Explora-Software für das geplante Detektorupgrade. Auf der linken Abbildung ist der Aufbau des Detektorupgrade (grün) zusammen mit dem Targetrohr innerhalb des BGO-Balls zu erkennen. Für das rechte Bild wurde der BGO-Ball ausgeblendet, so dass die Spuren eines Ereignisses sichtbar werden. Die Software kennzeichnet die Sensoren lila, die ein Teilchen bei der untersuchten Reaktion registrieren.

Die erste Sensorlage befindet sich in einem Abstand von 1 cm zu dem Abschlussfenster des Targets innerhalb des BGO-Balls. Die Distanz der beiden Sensor-Boards einer einzelnen Station beträgt jeweils 0,8 cm. Die zweite Sensor-Station folgt nach 2,2 cm, wonach dann der Kohlenstoffstrekörper in Form eines Zylinders mit einem mittigen Loch von 0,25 cm platziert wurde. Der Kohlenstoff kann in seiner Dicke variiert werden, so dass das Streuverhalten bei verschiedenen Szenarios untersucht werden kann. Im direkten Anschluss zu dem Streukörper befindet sich dann die dritte Sensorlage. Es wurden bei der Materialrekonstruktion lediglich die Sensoren und die PCB-Scheiben berücksichtigt. Einzelne Bauteile auf den Sensor-Boards, wie Kondensatoren und Widerstände wurden bisher nicht integriert. Die gesamte Detektorgeometrie kann auch in der grafischen Darstellung der Explora-Software in Abb. 6.2 eingesehen werden.

6.2.2 Ereignisrekonstruktion

Eine grundlegende Ereignisrekonstruktion durch die Simulation ist notwendig um weiterführende Analysen durchzuführen. Hierzu wurden verschiedene Teilaspekte wie Clustercharakteristika, die deponierte Energie der Teilchen innerhalb der Sensoren, zweidimensionale Positionshistogramme jeder Sensorlage und die Winkelverteilung der Teilchen an jeder Sensorlage geprüft. Die zuerst betrachteten Ergebnisse beschränken sich ausschließlich auf die Protonen innerhalb der Reaktionen.

Zunächst werden die entstehenden Einzelstreifentreffer der Protonen zu Clustern zusammengefügt. Dies erfolgt nach dem Prinzip, dass zunächst in unmittelbarer Nähe zu dem Streifen, in dem die meiste Energie deponiert wurde, nach weiteren Ladungseinträgen gesucht wird. Dies erfolgt in einem sehr kleinen Zeitfenster von 400 ns, so dass nicht korrelierte Treffer unterdrückt werden. Danach wird aus der gemeinsamen Ladungsverteilung die neue Clusterposition auf der Sensoroberfläche ermittelt.

In Abb. 6.3 ist die Clustermultiplizität, also die Streifenanzahl pro Cluster, für jeweils einen Sensor einer jeden Lage zusammengefasst. Auffällig ist dabei, dass die meisten Cluster eine Ladungsverteilung von sechs Streifen, also drei Streifen auf jeder Sensorseite, beinhalten. Während höhere Multiplizitäten bei den ersten beiden Sensorlagen noch sehr unwahrscheinlich sind, können nach der Streuung am Kohlenstoff die Protonen unter einem großen Einfallswinkel auf die Sensoren fallen, so dass deren deponierte Energie durch mehr Streifen aufgenommen werden kann. Die deponierte Energie ist ebenfalls von einem Sensor jeder Sensorlage in Abb. 6.3 enthalten. Es zeigt sich die für Silizium-Detektoren typische Landau-Verteilung, die ihr Maximum bei etwa 176 keV erreicht. Die Anzahl der Einträge nimmt über den Verlauf der drei Sensorlagen stetig ab. Dies liegt daran, dass viele Protonen im Kohlenstoffstrekörper derart gestreut werden, dass diese nicht mehr die dritte Sensorlagen erreichen können.

In Abb. 6.4 sind die drei Positionshistogramme der Sensorlagen zu sehen. Es wurden alle vier Sensoren einer Sensorlage ausgewertet und in ein Histogramm eingetragen. Hierbei werden nun sämtliche Teilchen der Reaktion berücksichtigt. Die Trefferverteilungen bilden wie vorgesehen noch den Rand des Hauptstrahls ab und zeigen ansonsten gestreute Zerfallsprodukte aus der Primärreaktion. Nachdem die Teilchen den Kohlenstoff zwischen der zweiten und dritten Lage passiert haben, entstehen wiederum viele

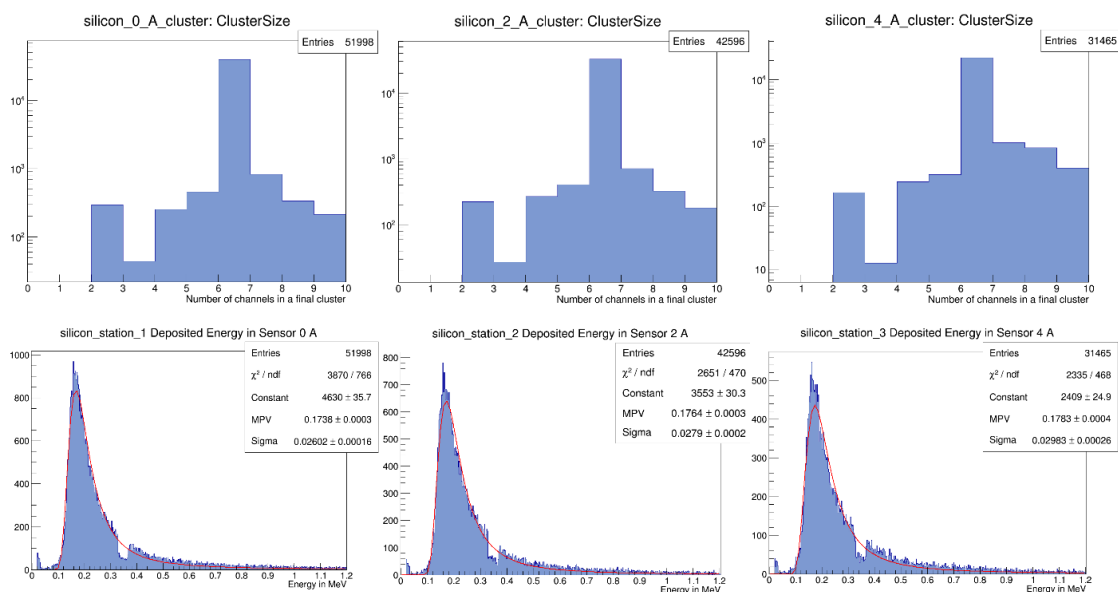


Abbildung 6.3: Clustermultiplizität (oben) und deponierte Energie (unten) der Protonen aus der Teilchenreaktion innerhalb dreier Sensoren der Sensor-Stationen in der Simulation. Zu beachten ist die logarithmische Skala bei den Einträgen der oberen Abbildungen. Bei den unteren Abbildungen sind die angenäherten Landau-Verteilungen in rot zu erkennen.

weitere Sekundärstreuungen. Ein klares Indiz dafür ist die Anzahl der Einträge in dem Histogramm der dritten Sensorlage. Diese beträgt mehr als das Doppelte wie bei den anderen Sensor-Stationen.

Eine bessere Übersicht über die Trefferverteilung bieten die dreidimensionalen Histogramme zu den Raumwinkeln Θ und ϕ (s. Abb. 6.4). Die spezielle Form der „blinden Stellen“ bei den Winkelwerten $\pm 45^\circ$ und $\pm 135^\circ$ von ϕ ergibt sich durch die Anordnung der Sensoren auf den Sensor-Boards, die die vier Ecken der sensitiven Fläche einer Lage nicht abdeckt. Auch bei der Θ -Verteilung lässt sich der erwartete geometrisch bedingte Verlauf nachverfolgen. Die erste Lage registriert noch Reaktionsteilchen, die bis zu 12° zur Hauptachse gestreut werden. Bei der zweiten Lage verringert sich dieser Wert auf ca. 10° . Die dritte Sensor-Station verzeichnet nur noch Treffer bis zu einem Winkel von ca. 8° . Der untere Wert der Winkelabdeckung bei ca. $1,2^\circ$ stellt die überaus wichtige Aufgabenstellung des Detektorupgrades nochmals heraus. In diesem Winkelbereich und in unmittelbarer Targetnähe wären somit Messungen von schnell zerfallenden Teilchen (wie z.B. Kaonen) möglich.

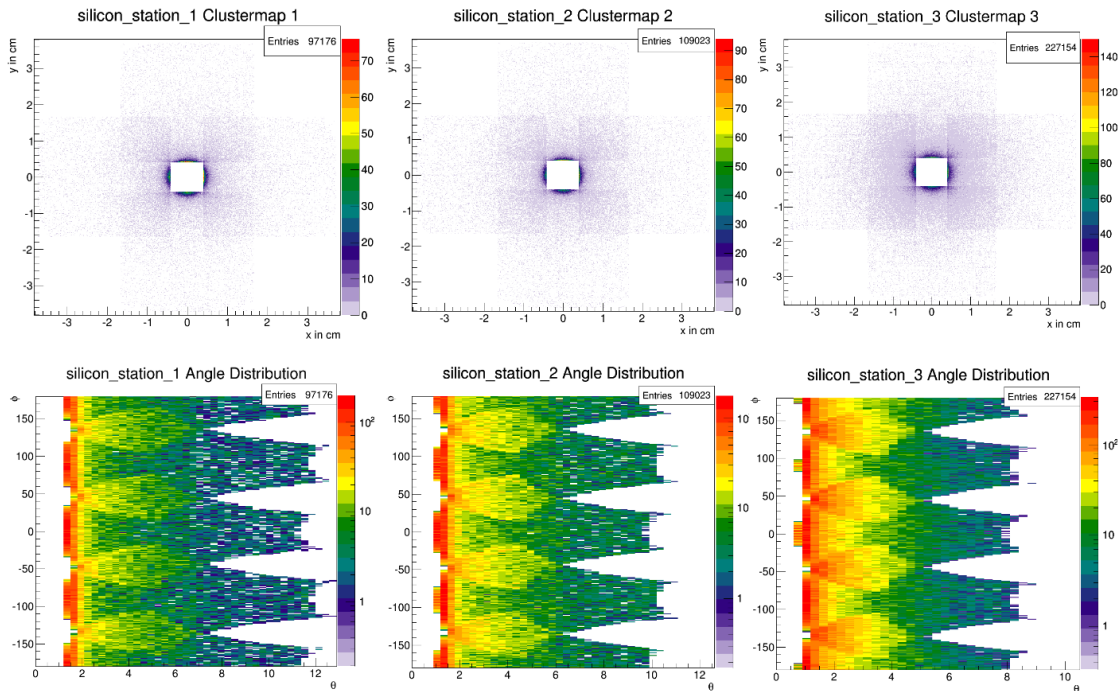


Abbildung 6.4: Positionshistogramme (oben) und Raumwinkelverteilungen (unten) der drei Sensorlagen in der Simulation. Zu beachten ist die logarithmische Skala bei den Ereignisseinträgen der Raumwinkelverteilungen.

6.2.3 Detektionsakzeptanzanalyse

Wie schon in Unterkapitel 2.2.2 erwähnt, soll der aus Silizium-Streifen-Sensoren bestehende Spurdetektor auch die Detektionsakzeptanz in Vorwärtsrichtung steigern. Somit wären verschiedene Teilchenreaktionen messbar, die sonst nicht zugänglich wären. Für diese Betrachtung wurde das sekundäre Streutarget aus der Simulationsgeometrie entfernt. Die Auswirkung der gesteigerten Akzeptanz wird vor allem bei Einsicht der verschiedenen Raumwinkelverteilungen ersichtlich. Dazu wurde die rekonstruierte Teilchenspurverteilung der ersten beiden geplanten Sensorlagen mit der der bereits existierenden Kombination aus MOMO- und SciFi2-Detektor verglichen. Um dies auf die Gesamtakzeptanz zu übertragen, wurden ebenfalls sämtliche Teilchenspuren erfasst, die bei der Simulation durch die Monte-Carlo-Methoden entstehen. Der Vergleich ist in den Histogrammen der Abb. 6.5 zusammengefasst.

Während die Detektorkombination MOMO/SciFi2 etwa 0,5% aller Teilchenspuren aufnehmen kann, werden die Silizium-Streifen-Sensoren in der Lage sein 1,2% zu registrieren. Dieser geringe prozentuale Anteil ergibt sich vor allem durch die Teilchenspuren die in Vorwärtsrichtung unter 0° verlaufen, die von keinem Detektor registriert werden, aber dennoch in den Monte-Carlo-Ereignissen enthalten sind. In jedem Falle zeigt es, dass dies im niedrigen Winkelbereich von $0,1^\circ$ bis etwa $1,5^\circ$ eine klare Steigerung der

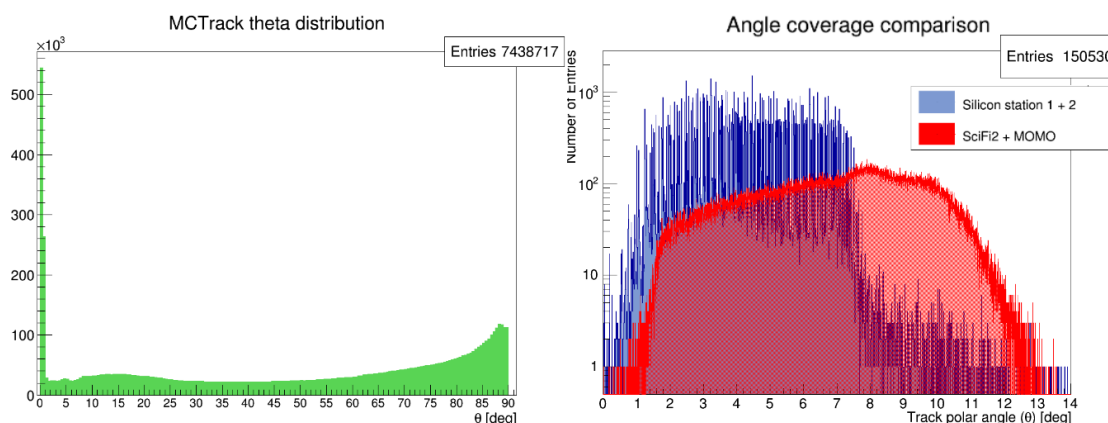


Abbildung 6.5: Winkelverteilungen aller Monte-Carlo-Ereignisse (links) und der Vergleich zwischen den ersten beiden Silizium-Sensorlagen und der Kombination aus SciFi2- und MOMO-Detektor (rechts) in der Simulation. Zu beachten ist die logarithmische Skala bei der Anzahl der Einträge der rechten Abbildung.

Detektionsakzeptanz darstellt und mehr als doppelt so viele Teilchenspuren aufgenommen werden können. Ein weiteres Indiz für die mögliche Erweiterung der Ergebnisse des physikalischen Programms, die mit dem Detektorupgrade einhergeht.

6.2.4 Spurrekonstruktion und Streuverhalten am sekundären Kohlenstofftarget

Die Spurrekonstruktion durch die drei Sensorlagen erfolgt in einem zweistufigen Prozess. Zuerst werden Teilchenspuren mit den ermittelten Durchstoßpunkten der ersten beiden Sensor-Stationen reproduziert. Unabhängig davon erfolgt die Rekonstruktion der Teilchenbahnen nach dem Kohlenstoffstreukörper durch die dritte Sensorlage zusammen mit dem SciFi2-Detektor. Erst danach werden beide Spuren durch ein Plugin kombiniert und zur Streuanalyse miteinander verglichen. In Abb. 6.6 wird dieser Vorgang noch einmal illustriert.

Eine erste Untersuchung bei der Spurrekonstruktion stellt die Projektion der zweidimensionalen Positionen der einfallenden sowie austretenden rekonstruierten Spuren zu dem Primärtargetmittelpunkt dar. Diese befinden sich in einem Bereich von ± 1 cm um die Experimenthauptachse. Dies ist aufgrund der Geometrie des Aufbaus nicht weiter verwunderlich, da in diesem Bereich die größte Detektionsakzeptanz besteht. Die projizierte Positionsbestimmung bei den austretenden Spuren erfolgt etwas gröber als bei den Spuren vor dem Kohlenstoffstreukörper, da der Abstand zwischen den beiden verwendeten Spurpunkten wesentlich größer ist und der SciFi2-Detektor eine geringere Auflösung besitzt. Diese Ergebnisse können den Histogrammen aus Abb. 6.7 entnommen werden.

Sobald der Rekonstruktionsalgorithmus feststellt, dass sich beide Spuren eines Ereignisses in einer Ebene auf der Strahlachse treffen, wird diese als Interaktionsebene

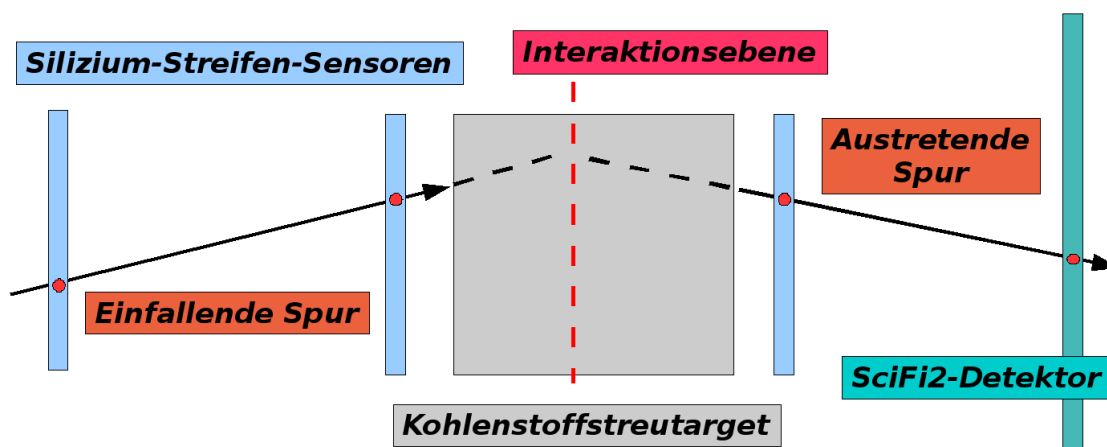


Abbildung 6.6: Skizze zum Spurrekonstruktionsprozess.

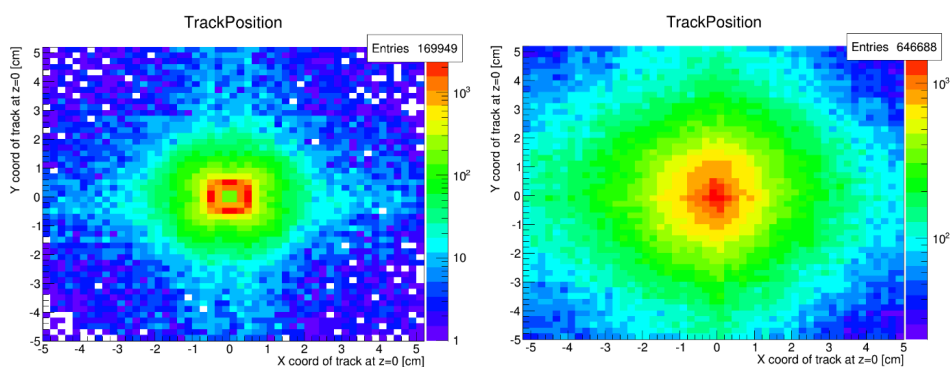


Abbildung 6.7: Spurpositionshistogramme der ersten beiden Sensorlagen (links) und der dritten Sensorlage mit dem SciFi2-Detektor (rechts) in der Simulation. Zu beachten ist die logarithmische Skala bei den Ereigniseinträgen.

definiert. An dieser Ebene können die projizierten Koordinaten in horizontaler und vertikaler Richtung beider Spuren miteinander verglichen werden und in Verhältnis zu den Streuwinkeln auf der jeweiligen Ebene gesetzt werden. Die Lage der Interaktionsebene liegt am wahrscheinlichsten innerhalb des Kohlenstoffzylinders, da dort die meisten Streuungen auftreten. Durch die Richtung des einfallenden und austretenden Spurvektors kann das Plugin die Streuwinkel beider Spuren zueinander in horizontaler sowie vertikaler Ausrichtung der Interaktionsebene errechnen. Diese Parameter aus der Streuanalyse können in den Histogrammen aus Abb. 6.8 eingesehen werden.

Durch die schmale Verteilung in den Histogrammen zur Koordinatenprojektionen an der Interaktionsebene wird deutlich, dass die jeweiligen Spuren vor und hinter dem Streutarget durch den Spurrekonstruktionsprozess korrekt zugeordnet wurden. Die selbe Schlussfolgerung lässt sich auch aus der Positionsbestimmung der Interaktionsebene

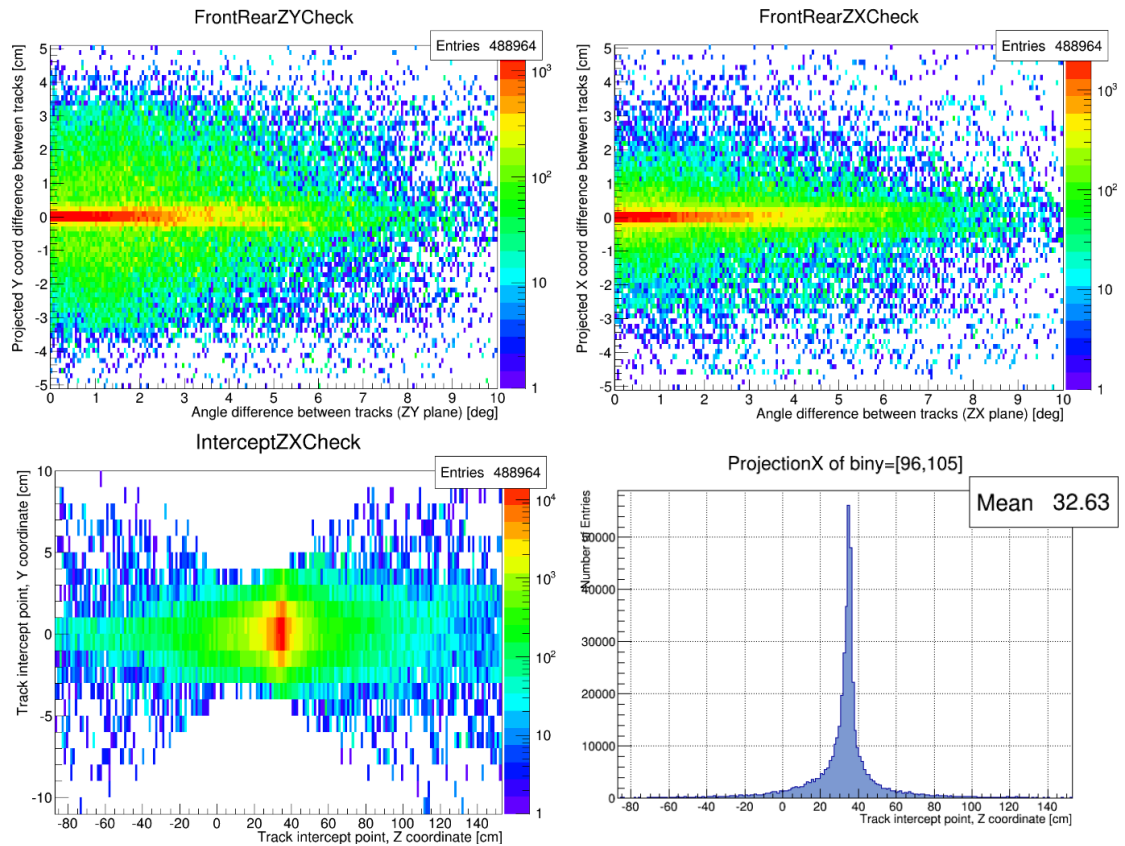


Abbildung 6.8: Projizierte Koordinaten in vertikaler (links oben) und horizontaler (rechts oben) Richtung der Teilchenspuren an der Interaktionsebene in der Simulation sowie die errechnete z -Koordinate der Interaktionsebene (links unten). Zur genaueren Bestimmung der z -Koordinate wurde eine weitere Projektion entlang der x -Achse vorgenommen (rechts unten), aus der sich der Wert anhand der Verteilung zu $32,6$ cm bestimmen lässt.

ziehen, bei der das Maximum bei ca. $(+32,6 \pm 1,5)$ cm auf der Strahlachse liegt. An der selben Position befindet sich der Mittelpunkt des Kohlenstoffzylinders in der Simulationsgeometrie.

Die Ermittlung der Streuwinkel der Teilchenspuren an dem Streukörper wurde in Abb. 6.9 zusammengefasst. Es zeigt sich eine erwartete Gauß-Verteilung der Streuwinkel. Der Vorteil bei dieser Analyse besteht darin, dass sich die Streuung der Teilchen allein durch einen Wert parametrisieren lässt und zwar durch die Standardabweichung dieser Gauß-Verteilung. Zur genaueren Bestimmung dieses Wertes wurde eine Faltung einer Gauß-Verteilung und einer *Lorentz-Verteilung*, die sogenannte *Voigt-Funktion*, an die Messwerte angepasst. Die so ermittelte Standardabweichung beträgt für die horizontale Richtung $\sigma_x = (0,6932 \pm 0,0091)$ mrad und für die vertikale Richtung $\sigma_y = (1,336 \pm 0,013)$ mrad.

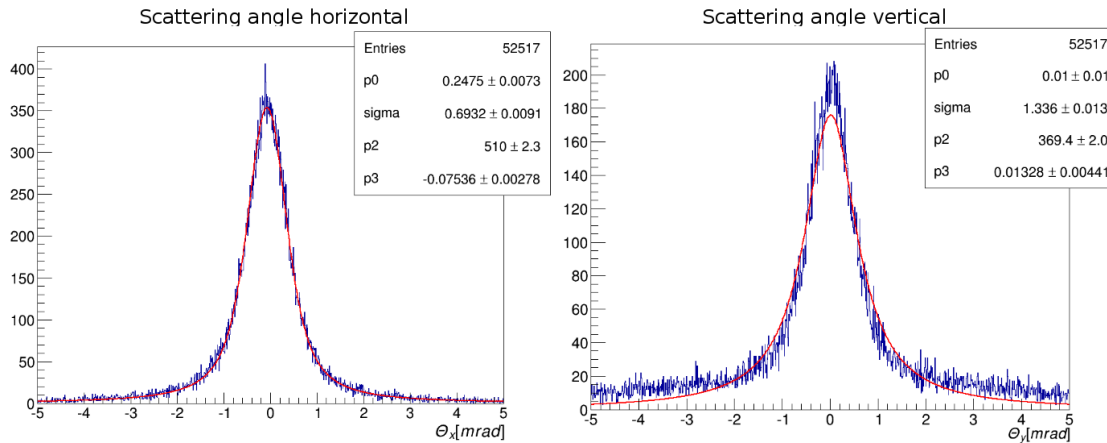


Abbildung 6.9: Streuwinkel in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) der Teilchenspuren an dem Streukörper in der Simulation. Die Standardabweichungen wurden jeweils mit einer Voigt-Funktion ermittelt, die in rot zu erkennen ist.

Die Ergebnisse der Streuanalyse können als Vergleich mit den später durchgeführten experimentellen Daten herangezogen werden und dienen somit als Referenz. Darüber hinaus enthalten sie wichtige Informationen für positional nachfolgende Detektorsysteme, die im gleichem Maße von der Streuung am Kohlenstofftarget betroffen sein werden. Zum Beispiel bei der Teilchenidentifikation und Impulsmessung mit Hilfe des Magnetfeldes des Dipolmagneten müsste man diese Umstände berücksichtigen.

6.2.5 Untersuchungen zum Sensorauflösungsvermögen

Ein weiterer interessanter Aspekt, der durch die Simulation eruiert werden kann, ist die Ortsauflösung, die durch die verwendeten Sensoren möglich sein wird. Dazu bedient man sich der Technik des *Straight-Line-Fits* (engl. für Eichgeraden-Fit). Dabei werden aus den zweidimensionalen Teilchentreffern auf den Sensorlagen dreidimensionale Punkte innerhalb der Simulationsgeometrie erzeugt. Durch diese wird dann eine Gerade eingepasst, die die Teilchenspur repräsentieren soll. Die Distanzen in horizontaler sowie vertikaler Richtung der Teilchentreffere auf der jeweiligen Sensorlage zu dem Durchstoßpunkt der erzeugten Geraden durch den Sensor stellen dann ein Maß für die Auflösungen der Sensoren dar (s. Abb. 6.10). Das Kohlenstofftarget wurde für diese Betrachtung aus der Simulationsgeometrie entfernt.

Bei der Auflösungsbestimmung unterscheidet man zwischen drei Arten von Auflösungs-begriffen:

- **Unverfälschte Auflösung s**
Diese ist unabhängig von dem Messverfahren.

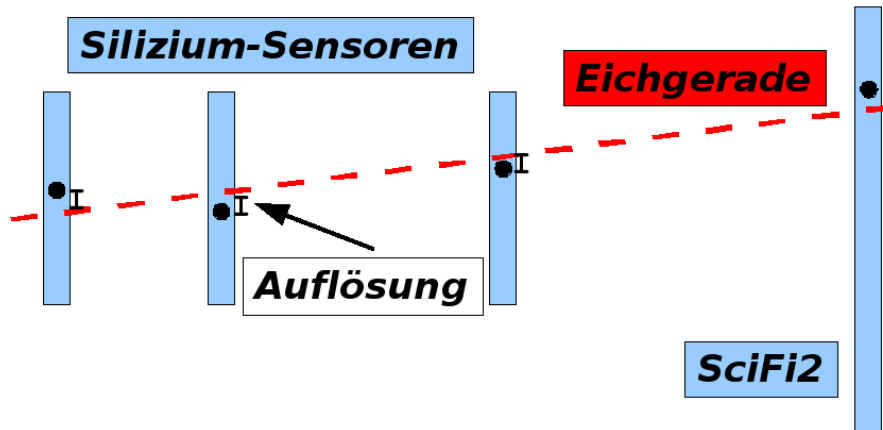


Abbildung 6.10: Skizze zur Auflösungsbestimmung mit dem Straight-Line-Fit-Verfahren.

- **Einschließende Auflösung** δ_{incl}
Bei der Geradenbestimmung wird der Teilchentreffer des gerade untersuchten Sensors mit in die Berechnung einbezogen. Somit ist das Ergebnis abhängig von dem jeweiligen Detektor.
- **Ausschließende Auflösung** δ_{excl}
Bei der Geradenbestimmung wird der Teilchentreffer des gerade untersuchten Sensors nicht mit in die Berechnung einbezogen. Somit ist das Ergebnis unabhängig von dem jeweiligen Detektor, wodurch allerdings eine gröbere Auflösung entsteht.

Es gilt $\delta_{incl} < s < \delta_{excl}$ und $s = \sqrt{\delta_{excl} \cdot \delta_{incl}}$. Die Gesamtauflösung einer Sensorkombination aus drei Lagen lässt sich dann über:

$$s_{ges} = \frac{\sqrt[3]{s_1 \cdot s_2 \cdot s_3}}{\sqrt{3}} \quad (6.1)$$

errechnen.

Exemplarisch wurden für einen Sensor alle ermittelten Abstände in horizontaler und vertikaler Richtung für den einschließenden sowie ausschließenden Fall bei der Eichgeradenermittlung in Abb. 6.11 zusammengefasst. An die entstehenden Verteilungen wurde dann zur Auswertung eine Näherung mit Hilfe einer Voigt-Funktion vorgenommen. Die dadurch bestimmte Standardabweichung σ entspricht folglich δ_{incl} , bzw. δ_{excl} .

Einen Überblick über alle restlichen Ergebnisse der anderen Sensorlagen sowie die Gesamtauflösung in der jeweiligen Raumachse $s_{1,2,3,x}$ und $s_{1,2,3,y}$ erhält man in den Tabellen 6.1 und 6.2.

Das erwartete größere Auflösungsvermögen bei der einschließenden Auflösung bestätigt sich durch die Simulationsergebnisse. Bei der in der Mitte liegenden Sensor-Station ergeben sich die niedrigsten Werte für die Auflösungen, da durch die geometrisch bedingte Position die Variation bei der Lage der Eichgeraden sehr eingeschränkt ist.

Sensor-Station	1 [μm]	2 [μm]	3 [μm]
δ_{incl}	$272,7 \pm 2,7$	$73,5 \pm 1,1$	$210,4 \pm 4,7$
δ_{excl}	$384,6 \pm 8,8$	$112,4 \pm 1,8$	$297,7 \pm 6,4$
s_x	$323,9 \pm 10,6$	$90,9 \pm 2,1$	$250,3 \pm 7,8$

Tabelle 6.1: Ergebnisse der Auflösungsbestimmung für die verschiedenen Sensorlagen durch das Straight-Line-Fit-Verfahren in der horizontalen Raumrichtung.

Sensor-Station	1 [μm]	2 [μm]	3 [μm]
δ_{incl}	$436,7 \pm 10,4$	$85,8 \pm 1,4$	421 ± 1
δ_{excl}	$500 \pm 8,4$	$132,5 \pm 2,2$	$527,3 \pm 1$
s_y	$467,3 \pm 18,9$	$106,6 \pm 2,5$	$471,2 \pm 30,8$

Tabelle 6.2: Ergebnisse der Auflösungsbestimmung für die verschiedenen Sensorlagen durch das Straight-Line-Fit-Verfahren in der vertikalen Raumrichtung.

Für die Gesamtortsauflösung der jeweiligen Raumrichtung bei der Kombination aus den drei Sensor-Stationen ergibt sich dann:

$$\begin{aligned} s_{ges,x} &= 112,3 \pm 9,8 \mu\text{m} \\ s_{ges,y} &= 165,3 \pm 21,36 \mu\text{m} \end{aligned} \tag{6.2}$$

Diese Ergebnisse gilt es dann mit experimentell gewonnenen Daten durch ein vollständiges Detektorsetup zu überprüfen. Ein wesentlich höheres Auflösungsvermögen wäre durch die Installation einer vierten Sensorlage aus Silizium-Streifen-Detektoren anstelle des Kohlenstoffstreu Körpers möglich. Des Weiteren ließe sich in einer flexiblen Haltestruktur der Sensorlagen deren Distanz zueinander ohne größeren Aufwand verringern, was zu einer weiteren Verbesserung der Spurauflösung führen würde.

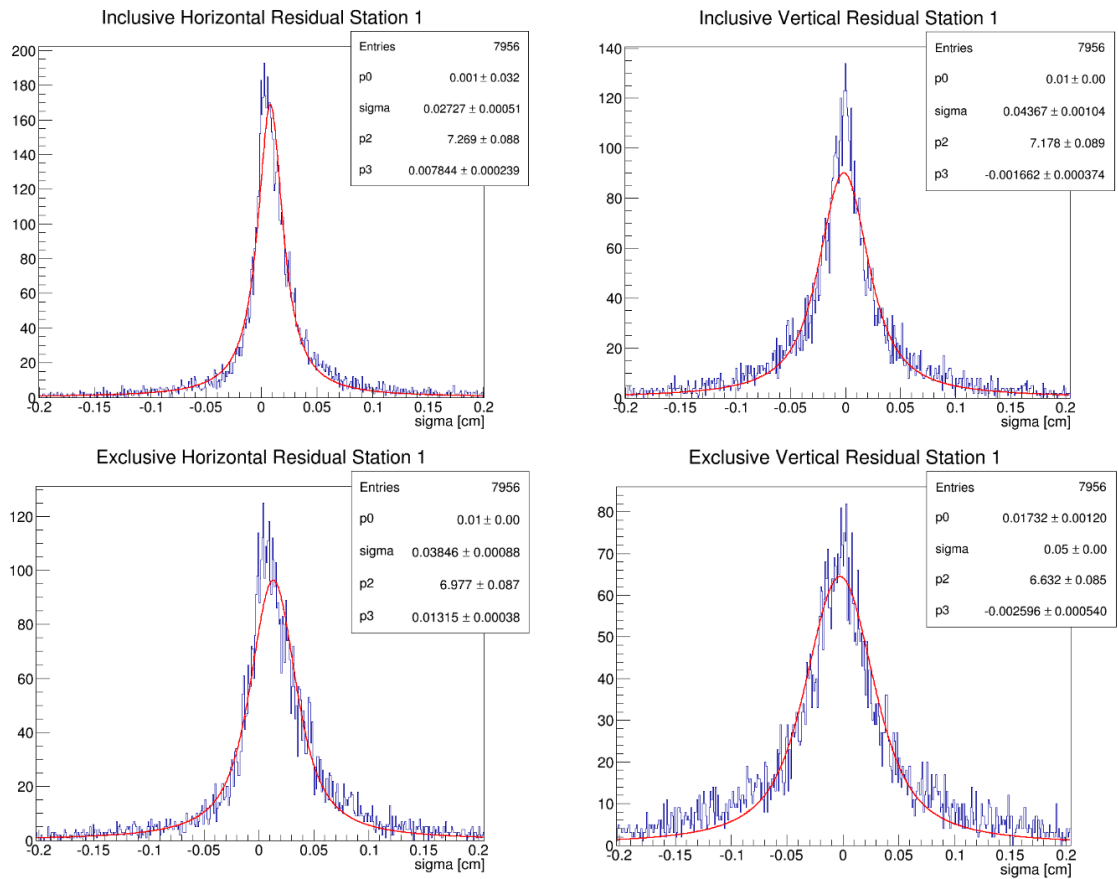


Abbildung 6.11: Eichgeradendistanzverteilung zur Auflösungsbestimmung der ersten Sensorlage. Die Histogramme enthalten die Ergebnisse des einschließenden (oben) und ausschließenden Auflösungsverfahrens (unten). Zusätzlich wird zwischen der horizontalen (links) und vertikalen Auflösung (rechts) unterschieden. Die Standardabweichungen wurden jeweils mit einer Voigt-Funktion ermittelt, die in rot zu erkennen ist.

Kapitel 7

Integration des finalen Designs in das BGO-OD-Experiment

Bei der Erweiterung eines bereits bestehenden Experiments durch einen weiteren Detektor sind stets viele Aspekte zu beachten. Zum einen steht für den neuen Aufbau meist nur ein sehr limitiertes Platzangebot zur Verfügung, so dass die Gesamtkonstruktion eventuell angepasst werden muss. Zum anderen sollte durch zusätzliche Haltestrukturen der Betrieb des übrigen Detektorsystems nicht beeinträchtigt werden. Dies ist auch bei dem Silizium-Streifen-Detektorupgrade innerhalb des BGO-OD-Experiments der Fall. In diesem Kapitel werden sämtliche Punkte des Integrationskonzepts beschrieben und erste Lösungsansätze in Form von schematischen Zeichnungen vorgestellt.

7.1 Zielsetzung bei der Detektorintegration

Der Einbau des Detektorupgrades muss viele Bedingungen für den zuverlässigen Betrieb mit den Silizium-Streifen-Sensoren und gleichzeitig die von außen gegebenen Parameter des bestehenden Setups erfüllen. Dazu wurden folgende wichtige Stichpunkte zusammengetragen:

- **Aufbau der Haltestruktur**

- Geplantes Zylindersystem, das ineinander verschiebbar sein soll, so dass der Einbau der Sensor-Boards nacheinander erfolgen kann und die Distanz zwischen den Sensorlagen und dem Kohlenstoffstreukörper variiert werden kann.
- Ganzer Aufbau muss lichtdicht gefertigt werden um den Betrieb mit den Silizium-Streifen-Sensoren gewährleisten zu können.
- Die Option eines Wärmetransfers durch eine aktive oder passive Kühlung sollte ermöglicht werden.

- Die Wahl des Materials für die Haltestruktur muss nach Stabilität aber auch nach einer geringen Strahlungslänge für nachfolgende Detektorsysteme erfolgen.
 - Verkabelung der Ausleseelektronik soll in rückwärtiger Richtung zum Dipolmagneten hin erfolgen.
 - Eine *Multi-Wire-Projection-Chamber* (kurz: MWPC) soll als weiterer Innendetektor in den BGO-Ball integriert werden und limitiert den Innendurchmesser zu 84,4 mm, da deren empfindliche Innenseite nicht kontaktiert werden darf.
- **Möglichkeiten der Befestigung der Haltestruktur innerhalb des BGO-Balls**
 - An dem Kristallhalterahmen des BGO-Balls: das Detektorupgrade würde somit bei einer BGO-Ballhälfte mitgeführt werden, wodurch es unkomplizierter ein- und auszubauen wäre. Der Rahmen steht bereits durch das Gewicht der vielen Kristalle unter einer großen Last, wodurch die neue Haltestruktur sehr leicht gebaut werden müsste.
 - An das Schienensystem des BGO-Balls am Hallenboden: hierbei würde ein größerer Lastarm entstehen. Dennoch wäre die Bewegung der Haltestruktur mit der des BGO-Balls koordiniert und es könnten Pläne der MWPC verwendet werden, da diese von der anderen Seite in gleicher Weise gehalten wird (s. Abb. 7.1).
 - An der Schienenhalterung des MOMO-Detektors über dem BGO-Ball: es müsste ein Schutzschalter bei der Öffnung des BGO-Balls eingebaut werden, da das Detektorupgrade dann dabei nicht mitgeführt und abreißen würde. Außerdem würde auch hier ein sehr langer Lastarm entstehen, da die Schienenhalterung oberhalb des Magneten beginnt (s. Abb. 7.2).
- **Komponenten innerhalb der Haltestruktur**
 - Sechs Sensor-Boards sowie der Kohlenstoffstreukörper benötigen einzelne Halterungen innerhalb des Zylindersystems.
 - Um einen kurzen Signalweg zu garantieren müssen die Supply-Boards ebenfalls nah an den Sensoren positioniert werden.
 - Komponenten eines aktiven Kühlungssystems müssen möglichst effektiv in die Haltestruktur integriert werden.
 - Insgesamt müssen drei Flachbanddatenkabel sowie sechs Kabel zur Spannungsversorgung aus dem Zylindersystem herausgeführt werden.

7.2 Schematische Konzeptzeichnungen

Für die gesamte Konstruktion des BGO-OD-Experiments wurden schematische *CAD-Zeichnungen* (Abkürzung für *Computer Aided Design*) angefertigt. Diese Zeichnungen ermöglichen es zunächst Gebilde durch eine Software dreidimensional zu entwickeln und zusammen zu setzen. Diese bilden dann auch die Werkzeichnungen für die spätere Fertigung.

Im Falle der Haltestruktur für das Detektorupgrade wurden für die oben beschriebenen Einbautechniken erste Konzeptzeichnungen angefertigt (s. Abb. 7.1). Da der Einbau und die Halterung der MWPC von der Vorderseite des BGO-Balls eine ähnliche Struktur wie die des geplanten Spurdetektors hat, konnte der Plan einer Trichterkonstruktion für die Einführung der Sensorik in das Innere des BGO-Balls übernommen werden.

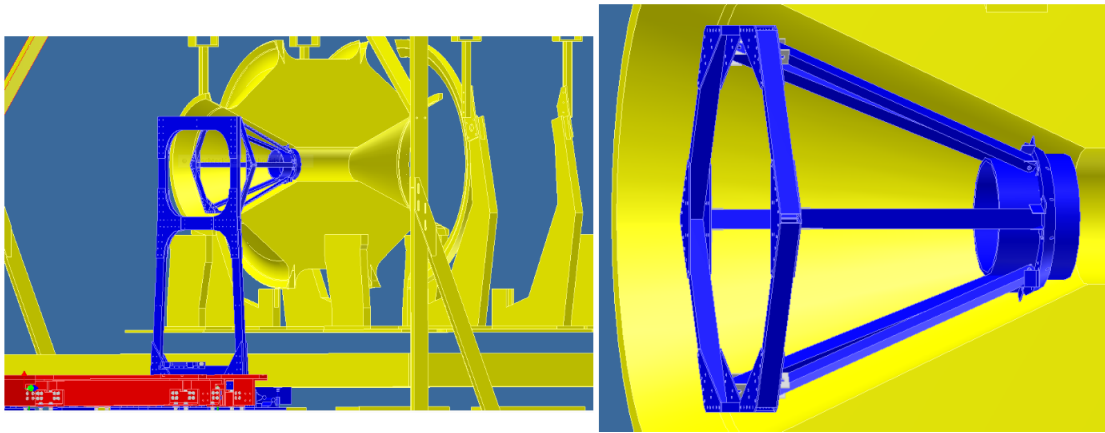


Abbildung 7.1: Schematische CAD-Zeichnung für die Haltestruktur des Detektorupgrades. In der linken Abbildung ist die Haltermöglichkeit (blau) am Schienensystem (rot) des BGO-Balls (gelb) zu erkennen. Die rechte Abbildung zeigt die trichterförmige Haltestruktur für die Sensorlagen innerhalb des BGO-Balls. Diese Pläne konnten von der Halterung der MWPC adaptiert werden.

Die trichterförmige Halterung wäre in der Lage alle drei Sensorlagen, das Kohlenstofftarget sowie Teile der Ausleseelektronik zu tragen. Diese würde aus Aluminium gefertigt werden und bietet über sechs Stützarme genug Stabilität für das Zylindersystem des Spurdetektors. In der obigen Abbildung ist die Halterungslösung am Schienensystem des BGO-Balls zu erkennen.

Eine weitere Möglichkeit wäre die Anbringung an den Trägerarmen des MOMO-Detektors (s. Abb. 7.2). An zwei Profilstangen könnte dabei die trichterförmige Halterung des Detektors in Targetnähe geführt werden. Da bereits die Trägerarme auf dem Dipolmagneten eine enorme Last durch den MOMO-Detektor erfahren, müssten zunächst Stabilitätstests mit Probegewichten durchgeführt werden. Durch den langen Lastarm könnte zusätzlich die Detektorstabilität beeinträchtigt werden und bei der Verschiebung der Halterung leicht zu Schwingungen führen.

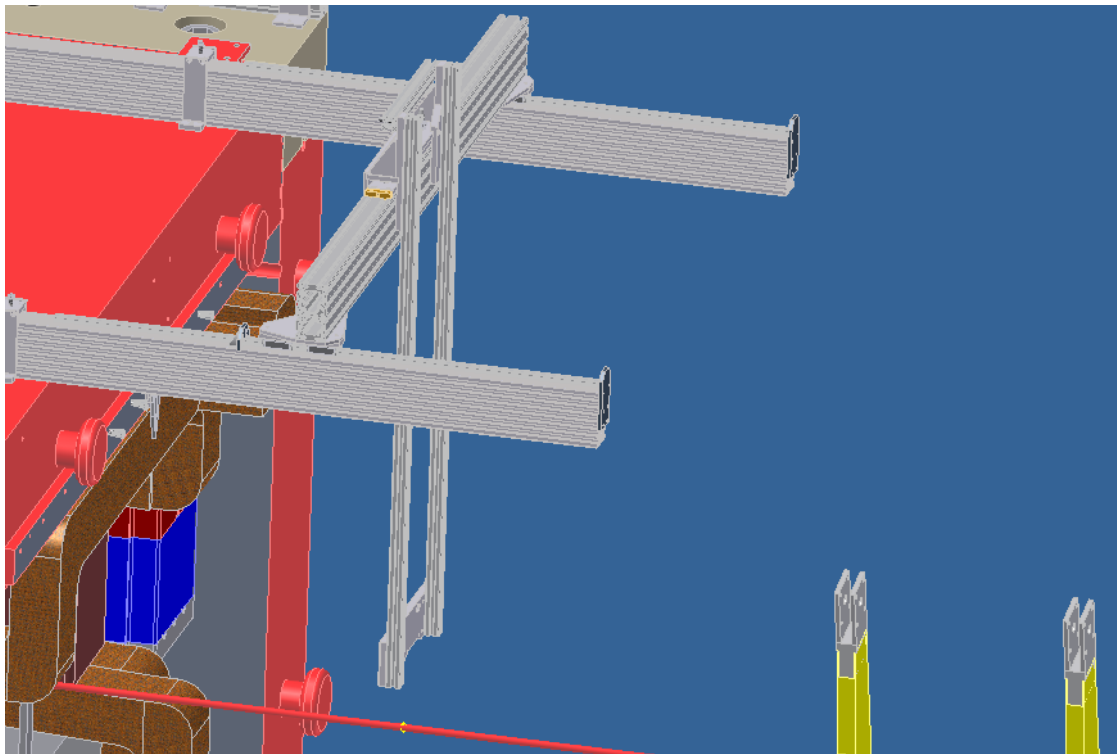


Abbildung 7.2: Schematische CAD-Zeichnung für eine mögliche Halterung an den Trägerarmen des MOMO-Detektors. Zur besseren Einsicht der beiden Profilstangen für die Halterung wurde bei der Abbildung der BGO-Ball ausgeblendet und es ist nur noch dessen Halterung in gelb zu erkennen.

Für das finale Detektordesign wurden ebenfalls bereits Pläne in CAD-Zeichnungen realisiert. Die Abb. 7.3 zeigt drei Sensor-Boards mit den jeweiligen angeschlossenen Daten- und Stromkabeln. Diese Konstruktionen können für spätere Materialberechnungen für eine Strahlungslängenanalyse des gesamten Detektors verwendet werden. Um möglichst kurze Kabellängen für eine störungsarme Datenübertragungen von den Detektor-Modulen zur Ausleseelektronik zu gewährleisten, ist die Positionierung der Supply-Boards auf den Stützarmen der Trichterkonstruktion vorgesehen. Mit der integrierten Aufbereitung der Signale auf den Supply-Boards kann die nachfolgenden Elektronik ohne erhebliche Verluste bei der Signalqualität in einer größeren Distanz aufgebaut werden.

Für die Zylinderkonstruktion selber sind drei ineinander verschiebbare Elemente aus Aluminium geplant, die jeweils Halterungen für eine Sensor-Station beinhalten werden. An den Enden wird diese durch eine Mylarfolie abgeschlossen werden. Die Herausführung der Kabel wird über Anschlussadapter in der Außenwand des dritten Elements erfolgen, um die Gesamtkonstruktion lichtdicht verschlossen zu halten. Aussparungen an den Rändern der PCB-Scheiben ermöglichen die Kabeldurchführung durch alle drei Sensor-

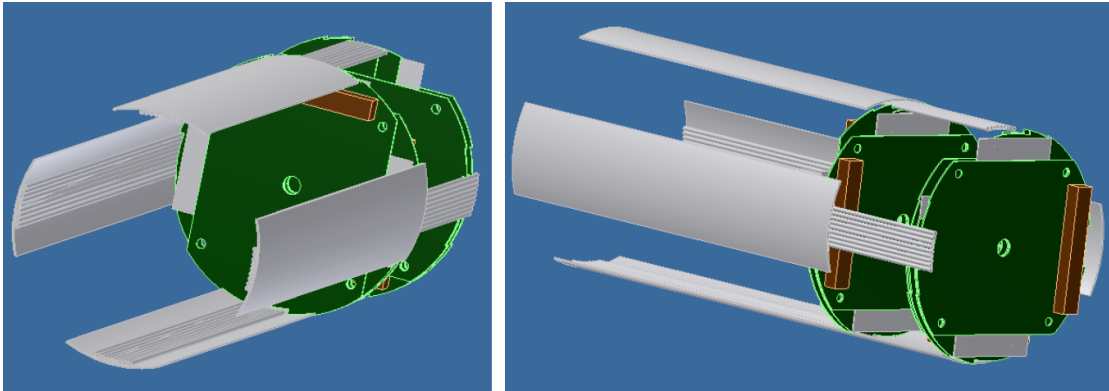


Abbildung 7.3: Schematische CAD-Zeichnungen für das finale Sensor-Design. In grau sind jeweils die Kabel für die Datenleitung und die Versorgungsspannungen zu erkennen.

Stationen. Für eine aktive Kühlung müssten die Enden der Zylinderkonstruktion angepasst werden. Es würde eine Winkelöffnung an den Kanten des letzten Elements eingearbeitet werden, so dass eine Luftströmung innerhalb der Konstruktion abtransportiert werden kann, aber auch gleichzeitig verhindert wird, dass Licht an die Sensoren dringen kann. Die Trichterhaltestruktur würde dann am dritten Element angreifen und den Gesamtaufbau stützen. In Abb. 7.4 ist zur besseren Übersicht eine Querschnittszeichnung der geplanten Konstruktion zu sehen.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In der Hadronenspektroskopie wird zur Zeit die Erforschung des Nukleons durch die Untersuchung der Anregungsspektren der Nukleonen mithilfe von Polarisationsobservablen betrieben. Diese ermöglichen es, die verschiedenen Resonanzbeiträge zu differenzieren. Bei dem bereits bestehenden BGO-OD-Experiment an der Teilchenbeschleunigeranlage ELSA in Bonn wird dies mit der Photoproduktion von pseudoskalaren Mesonen an einem polarisierten Protontarget realisiert. Bisher war der Aufbau jedoch nicht sensitiv im Bereich der Rückstoßpolarisationsobservablen. Dies soll nun durch ein neues Detektorupgrade mit Silizium-Streifen-Sensoren abgeändert werden. Dieses soll in unmittelbarer Targetnähe mit mehreren Lagen die Spuren der rückgestreuten Protonen vor und nach einem sekundären Kohlenstofftarget vermessen und als Proton-Polarimeter die Asymmetrie aus der Streuverteilung bestimmbar machen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Grundstein zur Inbetriebnahme solch eines Detektors gelegt.

Zunächst wurde ausführlich in die Methodik eines Silizium-Streifen-Sensors eingeführt. Dabei wurde deren Aufbau und Messprinzip bei der Detektion geladener Teilchen herausgearbeitet und das konkrete Beispiel des Prototypensensors vorgestellt. Darüber hinaus wurden die Komplikationen bezüglich der Leckströme auf einem Sensor bei hoher Teilchenbestrahlung dargelegt. Hiernach wurde der Prototyping-Prozess geschildert, der sich über unterschiedliche Testmessungen erstreckte. Diese umfassten neben der Erprobung der Funktionalität verschiedener Sensoren auch die Bestimmung der Messbedingungen am eigentlichen Einsatzort des Detektors. Der runde Sensor des Typs „XXX2-300“ wurde als ungeeignet eingestuft, da er durch seine Bauweise sehr anfällig für einkoppelnde Störsignale ist und somit ein störungsfreier Messbetrieb nicht gewährleistet werden kann. Bei den Messungen am BGO-OD-Experiment mit zwei Lagen aus Silizium-Streifen-Sensoren konnten unter anderem Ratentests, die Vermessung des Strahldurchmessers und die Vertexrekonstruktion an der Elektron-Positron-Erzeugung erprobt werden. Das darauffolgende Kapitel beinhaltet das gewählte finale Design des Detektors. Dafür wurde zuerst der Aufbau mit drei Sensor-Station, die jeweils eine Sensorlage darstellen, skizziert, um dann die gesamte Auslesetechnik zu erläutern, die es ermöglicht Signale die im Sensor durch die passierenden Teilchen entstehen als Daten für eine weitere Analyse abzuspeichern. Diese beginnt mit dem Front-End-Chip des Typs „APV25-S1“ und

verläuft über ein FPGA-Modul, das die Signale über eine ADC-Erweiterungskarte digitalisiert und aufbereitet, so dass diese dann über einen PC als Daten abgespeichert und untersucht werden können. Eine erste Lage einer Sensor-Station wurde bereits mit Sensoren bestückt und konnte als Prototyp für weitere Messungen verwendet werden. Unter Laborbedingungen wurden zunächst dessen Grundfunktionen erfolgreich verifiziert. Dabei wurde deutlich, dass auf dem Sensor-Board im Laufe eines Messverfahrens ein signifikanter Temperaturanstieg erfolgt. Dieser stellt ein gewisses Risiko bei der Inbetriebnahme dar, was die Untersuchung eines Kühlungskonzept unabdingbar machte. Das Konzept enthielt die wirksame Anwendung von passiven sowie auch aktiven Kühltechniken für das Sensor-Board und wurde durch den Einsatz einer Wärmebildkamera studiert. Das Sensor-Board wurde auch unter Strahlbetrieb innerhalb des BGO-OD-Experiments und an der Protonbeschleunigeranlage COSY geprüft. Bei Letzterem wurde die physikalische Reaktion der elastischen Proton-Proton-Streuung zufriedenstellend vermessen. Das nächste Kapitel setzt sich zusammen aus unterschiedlichen Simulation die für das Detektorupgrade durch die Softwarekomponenten Geant4 und Explora erstellt wurden. Diese heutzutage oft angewandte Technik in der Teilchenphysik ermöglicht vor der eigentlichen Fertigung der Hardware bereits Einblicke in die erwarteten Messergebnisse des Detektors und kann aus diesen Erkenntnissen die zu erreichende Detektionseffizienz steigern. Nachdem die beiden Simulationselemente im Detail vorgestellt und der Ablauf der Integration der Detektorgeometrie in die existierende Simulation beschrieben wurde, konnten die Ergebnisse zur Ereignisrekonstruktion, der Untersuchung zur Detektionsakzeptanz und zur Spurrekonstruktion und eine Analyse zum Sensoraufklärungsvermögen eingesehen werden. Diese gaben weitreichende Einblicke in die Auswirkungen des Einbaus des Detektorupgrades und könnten zur Überprüfung von zukünftigen reellen Daten herangezogen werden. Das letzte Kapitel enthält die Pläne für die eigentliche Integration des neuen Spurdetektors in das BGO-OD-Experiment. Zuerst wurden sämtliche Aspekte zusammengetragen, die bei dem Einbau beachtet werden müssen, um die umliegenden Detektorsysteme nicht zu beeinträchtigen und die durch das sehr geringe Platzangebot innerhalb des BGO-Balls entstehen. Als erste Lösungsansätze wurden schematische CAD-Zeichnungen für mögliche Halterungsvorrichtungen angefertigt und deren Vor- und Nachteile diskutiert. Ein Zylindersystem zur Halterung der Sensor-Stationen, welches wiederum durch eine Trichterkonstruktion zur Rückseite des BGO-Balls gestützt wird, wurde als möglicher Lösungsansatz für das Konzept betrachtet und in ersten Zeichnungen charakterisiert.

Durch die Erarbeitung dieser Grundlagen kann die Fertigung des vollständigen Spurdetektors erfolgen. Zunächst sollten weitere Sensorlagen bestückt werden und diese gemeinsam getestet werden. Dabei wird auch das vorhandene Auslesesystem erweitert werden müssen und auf das zu erwartende Datenvolumen angepasst werden. Parallel dazu kann das Konzept der Detektorhalterstruktur weiter verfeinert und konkrete Konstruktionspläne erstellt werden. Sobald diese Struktur fertiggestellt sein wird, können erste Messungen am BGO-OD-Experiment vorgenommen werden. Die erhaltenen Ergebnisse sollten sich dann mit den vorangegangenen Simulationen vergleichen lassen.

Anhang A

Daten zu Rückstoß- Polarisationsobservablen

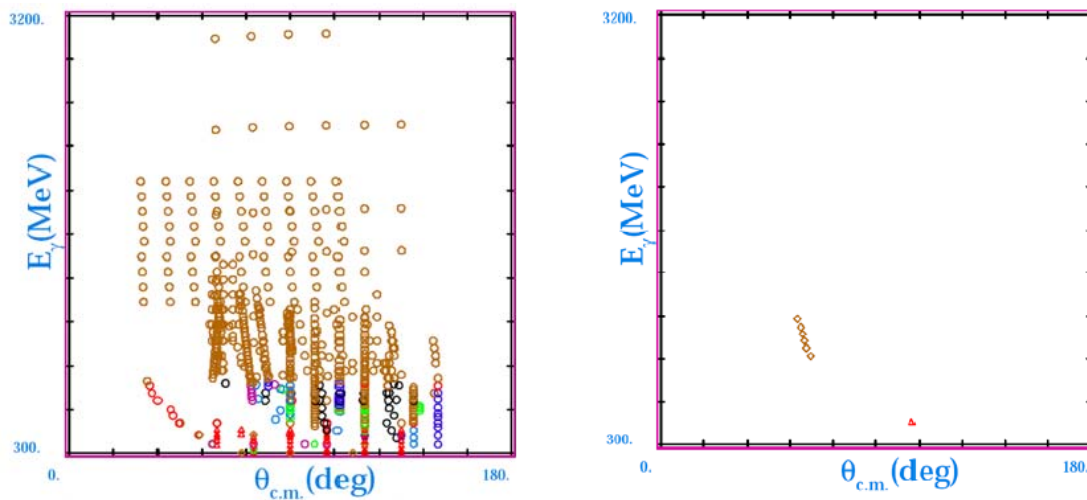


Abbildung A.1: Messungen zu den Polarisationsobservablen P (links) und O_x (rechts) aus der SAID data base für $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ [Fac14].

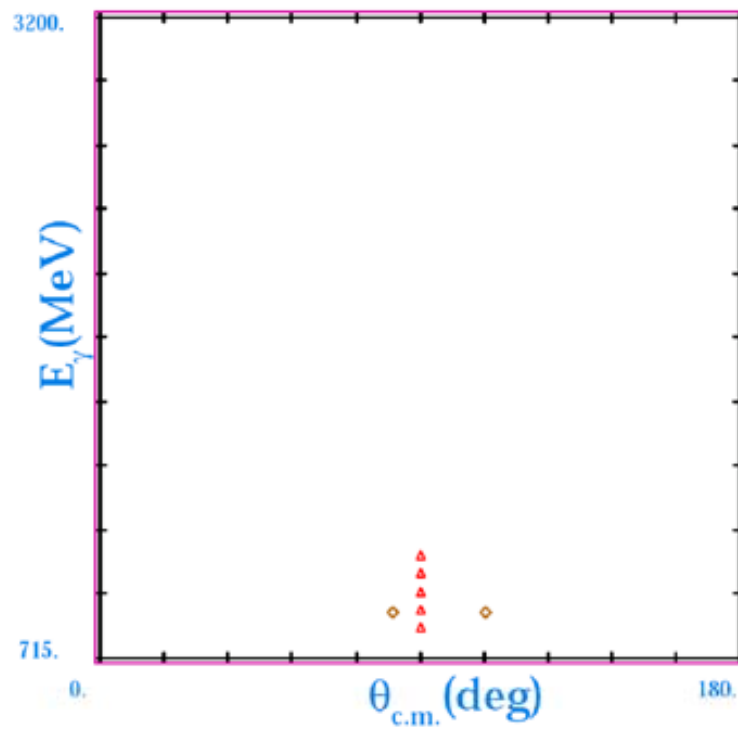


Abbildung A.2: Messungen zu der Polarisationsobservablen P aus der SAID data base für $\gamma p \rightarrow p\eta$ [Fac14].

Anhang B

Szintillatoren

Als Szintillatoren bezeichnet man Materialien, deren Moleküle nach der Anregung durch hochenergetische Photonen oder ionisierenden Teilchen beim Zurückkehren zu ihrem Energiegrundzustand die erhaltene Energie aus dem Stoßprozess wiederum durch Photonen abgeben. Das Spektrum dieser Photonen liegt dann meist im sichtbaren oder UV-Bereich. Durch diese Beschaffenheit eignen sie sich für die Messung der Intensität von ionisierender Strahlung. Die Intensität ist proportional zur erhaltenen Lichtmenge aus den Szintillatoren, die sich anschließend durch Photomultiplier (s. Anhang C) ermitteln lässt.

Anhang C

Photomultiplier

Ein Photomultiplier zeichnet sich dadurch aus, dass er kleinste Lichtimpulse zu messbaren elektrischen Signalen umwandeln und verstärken kann. In Abbildung C.1 ist eine schematische Zeichnung eines solchen zu erkennen.

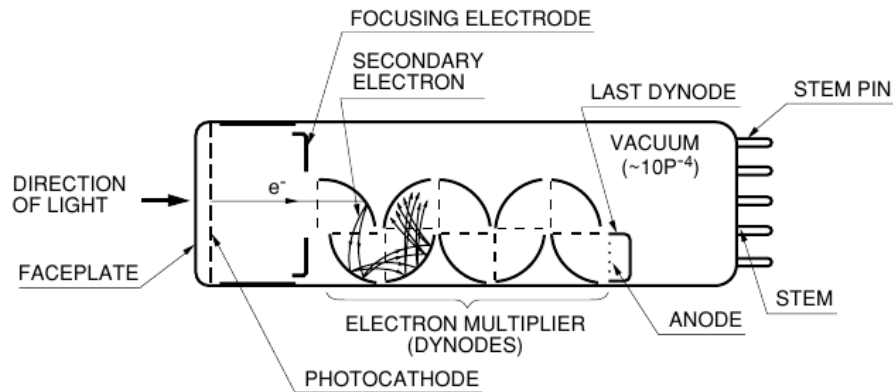


Abbildung C.1: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers [Pho07].

Beim Auftreffen eines Photons auf die Photokathode wird durch den Photoeffekt ein Elektron herausgelöst und in einem angelegten elektrischen Feld beschleunigt und fokussiert. Diese Photoelektronen treffen dann auf weitere Elektroden (auch Dynoden genannt), bei denen sie jeweils weitere Elektronen ausschlagen. Die Beschleunigung der Elektronen erhält man durch ein stetig abfallendes positives Potential der Dynoden untereinander. Es entsteht somit eine Vervielfachung des ersten Elektrons durch jede Dynode. Am Ende können dann die erzeugten Elektronen über eine Anode als Spannungssignal, das proportional zur eingefallenen Lichtintensität ist, detektiert werden.

Anhang D

APV25-S1 Parameter

Name	Class	Range	Res.	Value	Description
IPRE	I	0 - 1020uA	4uA	n x 4uA	Preamplifier input fet bias current
IPCASC	I	0 - 255uA	1uA	n x 1uA	Preamplifier cascode current
IPSF	I	0 - 255uA	1uA	n x 1uA	Preamp source follower current
ISHA	I	0 - 255uA	1uA	n x 1uA	Shaper input fet bias current
ISSF	I	0 - 255uA	1uA	n x 1uA	Shaper source follower current
IPSP	I	0 - 255uA	1uA	n x 1uA	APSP current bias
IMUXIN	I	0 - 255uA	1uA	n x 1uA	Mux input current bias
ICAL	Q	0 - 255uA	625 elec.	n x 625 electrons	Calibrate edge generator current bias
VFP	V	-1.25 to + 0.65V	7.5mV	-1.25V + (7.5mV x n)	Preamplifier feedback voltage bias
VFS	V	-1.25 to + 0.65V	7.5mV	-1.25V + (7.5mV x n)	Shaper feedback voltage bias
VPSP	V	-0.65 to +1.25V	7.5mV	+1.25V - (7.5mV x n)	APSP voltage level adjust
CDRV	Dig.	Channel 0-7	-	-	Calibrate output mask
CSEL	Dig.	0 to 25ns	3.125ns	3.125ns / delay	Calibrate Delay Select

Abbildung D.1: Liste der über P^C einstellbaren Parameter für den APV-Chip [Sem00].

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Kopplungskonstante α_s aufgetragen gegen die Energie	2
1.2	Das Cornell Potential	3
1.3	Das Resonanzspektrum des Bonn Modells	4
1.4	Der totale Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion am Proton . . .	6
1.5	Kinematik der Proton-Streuung an einem sekundären Target.	7
1.6	Die Analysierstärke A_C des Protons in Abhängigkeit des Streuwinkels bei verschiedenen Streukörpern und Protonenergien.	8
1.7	Über die Streuwinkel gemittelttes A_C in Abhängigkeit der Protonenergie. .	9
2.1	Der Teilchenbeschleuniger ELSA in Bonn.	12
2.2	Aufbau des BGO-OD-Experiments.	13
2.3	Dreidimensional verschiebbare Haltestruktur und Targetscheibe.	15
2.4	Schematische Zeichnung der Taggeranlage am BGO-OD-Experiments. . .	16
2.5	Foto der Targetzelle des BGO-OD-Experiments.	17
2.6	Fotos des BGO-Balls.	17
2.7	Technische Zeichnung des MOMO-Detektors.	18
2.8	Foto des SciFi2-Detektors.	19
2.9	Foto des Dipolmagneten des BGO-OD-Experiments.	20
2.10	Technische Zeichnung der Driftkammern des BGO-OD-Experiments. . . .	20
2.11	Technische Zeichnung der Flugzeitdetektoren des BGO-OD-Experiments.	21
2.12	Fotos des Photonintensitäts-Monitors des BGO-OD-Experiments.	22
2.13	Zeichnung des geplanten Proton-Polarimeters für das BGO-OD-Experiment.	23
3.1	Der pn-Übergang in einem Halbleitersensor.	26
3.2	Schematischer Aufbau eines Silizium-Streifen-Sensors.	27
3.3	Der Ghosthit-Effekt.	29
3.4	Der mittlere Energieverlust für verschiedene Teilchenarten.	30
3.5	Normierte Energieverlustverteilungen für Pionen bei verschiedenen Silizi- umdicken.	31
3.6	<i>Punch-through biasing</i> Technik bei Silizium-Streifen-Sensoren.	32
3.7	Schematische Zeichnungen und Mikrofotografie des CiS-Sensors.	33
3.8	I-U-Diagramm des CiS-Sensors.	33

4.1	Fotos des Sensorboards für die Teststrahlzeit.	36
4.2	Aufbau der Silizium-Streifen-Sensorstation bei der Teststrahlzeit des BGO-OD-Experiments.	37
4.3	Leckstromverlauf des ersten Sensors zusammen mit der Temperatur und Bestrahlungsrate.	38
4.4	Positionshistogramme der beiden Sensorlagen bei der Teststrahlzeit am BGO-OD-Experiment.	39
4.5	Anzahl der rekonstruierten Treffer pro Ereignis für die verschiedenen Target-Szenarios.	40
4.6	Öffnungswinkel Θ für verschiedene Photonenergien.	41
4.7	Fotos des XXX2-300 Sensors.	41
4.8	Kapazitätssmessung des XXX2-300 Sensors.	42
4.9	Signalanalyse des XXX2-300 Sensors an einem Oszilloskop.	43
4.10	Aufgenommene Zerfallsspektren einer Radium- und Kobalt-Quelle mit einem Streifen des XXX2-300 Sensor.	44
4.11	Testaufbau am BGO-OD-Experiment mit dem XXX2-300 Sensor.	45
4.12	Energiespektrum des XXX2-300 Sensors bei der Teststrahlzeit.	46
5.1	Schematische Zeichnungen des finalen Detektorkonzepts.	48
5.2	Skizze des Auslesesystems einer Sensor-Station.	49
5.3	Fotos der Vorder- und Rückseite eines Sensor-Boards.	50
5.4	Skizze des ausgegebenen Datenformats des APV25-Chips.	51
5.5	Foto des verwendeten Supply-Boards.	52
5.6	Foto des verwendeten FPGA-Moduls.	53
5.7	Foto der verwendeten ADC-Mezzaninekarte.	54
5.8	Komponenten des Kühlungssystemkonzepts.	57
5.9	Foto des Sensor-Boards für den Testaufbau zum Kühlungssystemkonzept.	57
5.10	Fotos der Wärmebildkamera des Testaufbaus für das Kühlungssystemkonzept.	58
5.11	Fotos des Testaufbaus am BGO-OD-Experiment.	59
5.12	Zweidimensionales Positionshistogramm des Sensors im ELSA-Teilchenstrahl.	60
5.13	Skizze des Messprinzips zur elastischen Proton-Proton-Streuung.	62
5.14	Fotos des Testaufbaus zur Proton-Proton-Streuung an COSY.	63
5.15	Zweidimensionales Positionshistogramm des Sensor-Boards und Winkelspektrum des Raumwinkels $\Delta\phi$ zur Proton-Proton-Streuung an COSY.	64
5.16	Histogramm der beiden Öffnungswinkel Θ_1 und Θ_2 und Winkelspektrum von $\Delta\Theta$ zur Proton-Proton-Streuung an COSY.	64
6.1	Screenshot der Simulationsvisualisierung der Explora-Software des BGO-OD-Experiments.	67
6.2	Screenshots der Simulationsvisualisierung der Explora-Software für das geplante Detektorupgrade.	68

6.3	Clustermultiplizität und deponierte Energie der Protonen aus der Teilchenreaktion innerhalb dreier Sensoren der Sensor-Stationen in der Simulation.	70
6.4	Positionshistogramme und Raumwinkelverteilungen der drei Sensorlagen in der Simulation.	71
6.5	Winkelverteilungen aller Monte-Carlo-Ereignisse und der Vergleich zwischen den ersten beiden Silizium-Sensorlagen und der Kombination aus SciFi2- und MOMO-Detektor in der Simulation.	72
6.6	Skizze zum Spurrekonstruktionsprozess.	73
6.7	Spurpositionshistogramme der ersten beiden Sensorlagen und der dritten Sensorlage mit dem SciFi2-Detektor in der Simulation.	73
6.8	Projizierte Koordinaten in horizontaler und vertikaler Richtung der Teilchenspuren an der Interaktionsebene in der Simulation sowie die errechnete z-Koordinate der Interaktionsebene.	74
6.9	Streuwinkel in horizontaler und vertikaler Richtung der Teilchenspuren an dem Streukörper in der Simulation.	75
6.10	Skizze zur Auflösungsbestimmung mit dem Straight-Line-Fit-Verfahren.	76
6.11	Eichgeradendistanzverteilung zur Auflösungsbestimmung der ersten Sensorlage.	78
7.1	Schematische CAD-Zeichnung für die Haltestruktur des Detektorupgrades.	81
7.2	Schematische CAD-Zeichnung für eine mögliche Halterung an den Trägerrahmen des MOMO-Detektors.	82
7.3	Schematische CAD-Zeichnungen für das finale Sensor-Design.	83
7.4	Querschnittskonzeptzeichnung für das finale Sensor-Design.	84
A.1	Messungen zu den Polarisationsobservablen P und O_x aus der SAID data base	87
A.2	Messungen zu der Polarisationsobservablen P aus der SAID data base	88
C.1	Schematischer Aufbau eines Photomultipliers.	91
D.1	Liste der über I ² C einstellbaren Parameter für den APV-Chip	93

Tabellenverzeichnis

1.1	Polarisationsobservablen	6
4.1	Ratenvergleich bei der Teststrahlzeit am BGO-OD-Experiment.	37
5.1	Messergebnisse des Testaufbaus zum Kühlungssystemkonzept.	58
6.1	Ergebnisse der Auflösungsbestimmung für die verschiedenen Sensorlagen durch das Straight-Line-Fit-Verfahren in der horizontalen Raumrichtung.	77
6.2	Ergebnisse der Auflösungsbestimmung für die verschiedenen Sensorlagen durch das Straight-Line-Fit-Verfahren in der vertikalen Raumrichtung. . .	77

Literaturverzeichnis

- [AG83] E. Aprile-Giboni und et al., *Proton-Carbon Effective Analyzing Power between 95 and 570 MeV*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research (1983).
- [All03] J. Allison und et. al., *Geant4 - A simulation toolkit*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment (2003).
- [Bel11] A. Bella, *Setup of a Goniometer System for the Production of Linearly Polarised Photons for the BGO-OD Experiment at ELSA*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2011.
- [Bru97] R. Brun und F. Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research (1997).
- [Bö14] S. Böse, *Aufbau und Test eines Szintillationsfaser-Detektors für das neue Vorwärtsspektrometer an ELSA*, Dissertation in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2014.
- [Cre05] V. Crede und et al., *Photoproduction of η -Mesons off Protons for $0.75 \text{ GeV} > E(\gamma) > 3 \text{ GeV}$* , Phys. Rev. Lett. (2005).
- [Dev08] Analog Devices, *AD9238 Datasheet*, Tech. report, 2008.
- [Die11] G. Diefenthal, *Testmessungen mit Halbleitersensoren zum Einsatz an ELSA*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2011.
- [ELB11a] ELB, *ELB ADC-Mezzanine for ELB VFB-Carrier Boards*, Tech. report, 2011.
- [ELB11b] ELB, *ELB-VFB2 - Versatile VME-FPGA-Carrier Board*, Tech. report, 2011.
- [Fac14] SAID PWA Facility, *SAID data base* [<http://gwdac.phys.gwu.edu/>], 2014.
- [Fre14] O. Freyermuth, *Simplified Object Oriented Analysis at the BGO-OD Experiment*, DPG Poster, 2014.
- [Gro12] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, 2012.
- [Gru93] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, B. I. Wissenschaftsverlag, 1993.

- [Ham14] D. Hammann, *The data acquisition for the BGO-OD experiment*, Dissertation in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2014.
- [Har59] E. L. Hart und et. al., *Electron Pair Production in the Field of the Proton and in the Field of the Electron by Photons of Energy from 10 MeV to 1 GeV*, Phys. Rev. Lett. (1959).
- [Hil06] W. Hillert und et al., *The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future*, Eur. Phys. J. (2006).
- [Jon01] L. Jones, *APV25-S1 UserGuide*, Tech. report, STFC Technology, 2001.
- [Joo96] R. Joosten, *Aufbau und Inbetriebnahme eines hochgranularen Vertexdetektors aus szintillierenden Fasern für das Experiment MOMO and COSY*, Ph.D. thesis, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 1996.
- [Koo14] K. Koop, *Analyse primärer und sekundärer Vertices in photoninduzierten Reaktionen am Nukleon*, Dissertation in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2014.
- [Lör01] Löring, Metsch und Petry, *The light baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces: The non-strange baryon spectrum and ground-states.*, Eur. Phys. J. (2001).
- [Lut99] G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors: Device Physics*, Springer Verlag, 1999.
- [Lut07] G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors: Device Physics*, Springer Verlag, 2007.
- [McN85] M. McNaughton und et al., *The p-C Analyzing Power between 100 and 750 MeV*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research (1985).
- [Mei13] P. Meiß, *The Time of Flight Spectrometer of the BGO-OD Experiment*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2013.
- [Nak10] K. Nakamura und et al., *Review of particle physics*, J. Phys. (2010).
- [Pho07] Hamamatsu Photonics, *Photomultiplier Tubes - Basics and Application*, 2007.
- [Pov96] Povh, Rith und Zetsche, *Einführung in die Kernphysik*, Springer Verlag, 1996.
- [Pra06] D. Prasuhn (ed.), *From COSY to HESR*, 2006.
- [Rom12] M. Romaniuk, *Target system*, BGO-OD internal note, 2012.
- [San96] P. Levi Sandri und et al., *Performance of a BGO calorimeter in a tagged photon beam from 260 to 1150 MeV*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment (1996).

- [Sch06] Schieck (ed.), *Measurement of α_S in $e+e-$ collisions at LEP and JADE*, 2006.
- [Sch11] C. Schmidt und et al., *Extended Pluggable ObjectorObject ROOT(ified) Analysis developed in Bonn by the CBELSA / TAPS collaboration (version from 2011)*, 2011.
- [Sem00] Philips Semiconductor, *The $\dot{P}C$ Specification, Version 2.1*, Tech. report, 2000.
- [vP07] H. van Pee und et al., *Photoproduction of π^0 -mesons off protons from the $\Delta(1232)$ region to $E(\gamma) = 3$ GeV*, The European Physical Journal (2007).
- [Zau12] H.-G. Zaunick, *Developments toward a Silicon Strip Tracker for the PANDA Experiment*, Ph.D. thesis, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.
- [Zim12] T. Zimmermann, *Photon Flux Monitor for the BGO-OD experiment*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all den Leuten bedanken, die mich bei der Entstehung und auf dem Weg zu dieser Doktorarbeit unterstützt haben.

Zuallerst geht ein sehr sehr großer Dank an Prof. Kai-Thomas Brinkmann, der mir nach meiner Diplomarbeit in seiner Gruppe die Möglichkeit eröffnete meine Forschungen in Form einer Doktorarbeit weiterzuführen. Er stand mir immer mit Rat und Tat zur Seite und setzte sich sehr für das Projekt ein auch nach seinem Umzug an die Universität in Gießen.

Dann bedanke ich mich bei Prof. Reinhard Beck für die Übernahme des Korreferats dieser Doktorarbeit und für die fortlaufende Unterstützung des Projekts.

Ich bedanke mich bei Prof. Herbert „Herbi“ Dreiner nicht nur für die Teilnahme an meiner Promotionskommission als fachnahes Mitglied sondern auch für die wunderschöne Zeit, die er mir durch das Mitwirken an der „Physikshow“ bereitet hat. Wir sind dadurch echte Freunde geworden und ich hoffe, dass dies auch nach dem Abschluss meiner Arbeit bestand hält.

Ich bedanke mich bei Prof. Moritz Sokolowski für die Übernahme der Position des fachfremden Mitglieds meiner Promotionskommission.

Bei Hans-Georg Zaunick, Robert Schnell und Eric Gutz bedanke ich mich für die langjährige Zusammenarbeit innerhalb der Arbeitsgruppe und für das Korrekturlesen meiner Arbeit.

Bei meinem Freund und Doktorandenkollegen Karsten Koop möchte ich mich auch besonders bedanken. Durch die enge Zusammenarbeit mit ihm zu diesem Detektorprojekt war die Entstehung meiner Doktorarbeit überhaupt erst möglich. Er war immer der erste Ansprechpartner für meine dummen Fragen und Programmierungsschwierigkeiten und half mir dabei jederzeit.

Bei meinem Freund und Kommilitonen Nicki Bornhauser, mit dem ich (fast) jedes Praktikum gemacht habe, möchte ich mich auch sehr bedanken. Er hat mich im Studium und

schon zur Schulzeit durch jede Prüfung gepeitscht und mich immer wieder motiviert, damit ich mein Bestes gebe. Darüber hinaus hat er eine der ersten Versionen meiner Arbeit korrektur gelesen.

Meinem großen Bruder Sebastian danke ich für die Ratschläge innerhalb des Studiums und für den Ansporn, den er mir durch seine Promotion gegeben hat.

Für die von mir durchgeführten Simulationen möchte ich mich bei Simone Bianco aber auch im Speziellen bei Oliver Freyermuth bedanken. Beide haben sich unglaublich viel Zeit genommen, um mir bei meinen Problemen mit explorä zu helfen.

Bei der gesamten Crystal-Barrel-Gruppe bedanke ich mich für die angenehme Arbeitsatmosphäre, die diese im Institut erzeugt. Man hat jederzeit einen Ansprechpartner für die unterschiedlichsten Dinge und kann sich auf die Leute verlassen. Herausheben möchte ich dabei: Annika Thiel, Dieter „DiWa“ Walther, Christoph Wendel, Merlin Rossbach, Johannes Müllers, Roman Schmitz und Marcus Grüner.

Bei der gesamten BGO-OD-Gruppe bedanke ich mich für die Integration in die Kollaboration des Experiments und die Hilfe bei den Tesmessungen während der verschiedenen Strahlzeiten.

Ich möchte mich bei den wundervollen Leuten bedanken, die ich während meines Studiums und bei der „Physikshow“ kennen lernen durfte. Durch sie wurde das Studium das reinste Vergnügen und zu einer der schönsten Zeiten meines Lebens. Besonders dabei zu nennen sind: Elke, Simone, Anna-Lisa, Judith, Kati, Rebecca, Frankie, Stefan P., Christian N., Peter W., Viktor, Steffen, Rosi, Timo H., Sascha Heinz, Andreas Valder und vor allem auch Michael Kortmann, der mir auch bei manchen Aufbauten half und mir die gesamte Physiksammlung zur Verfügung stellte.

Bei meinen Jungs Jul, Süggü, Malli, Marti, Thomasi, LarsJunge und Aka bedanke ich mich vielmals dafür, dass sie durch den ganzen Quatsch den wir zusammen machen für genug Ablenkung sorgen.

Meiner Freundin Reka danke ich dafür, dass sie immer für mich da ist und mich bei allem was ich tue unterstützt.

Zu guter Letzt geht eigentlich der größte Dank an meine Eltern. Sie sind die Grundpfeiler meines Studiums. Das Vertrauen, das sie mir jederzeit entgegengebracht haben, bestärkte mich bei allen Entscheidungen und motivierte mich bis zum Dokortitel hin.