

Detektorsystem für das BGO-OD Møller-Polarimeter

Georg Scheluchin

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn

Juni 2013

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn,
Datum

.....
Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Hartmut Schmieden
2. Gutachter: PD Dr. Wolfgang Hillert

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	BGO-OD Experiment	3
2.1	Detektor	3
2.2	Elektronen-Stretcher Anlage ELSA	4
2.2.1	Polarisierte Elektronen	5
2.2.2	Helizitätstransfer	6
2.3	Photonenmarkierungsanlage	6
3	Elektronen-Polarimetrie	9
3.1	Mott-Polarimetrie	9
3.2	Compton-Polarimetrie	9
3.3	Møller-Polarimetrie	9
3.4	Vergleich der Methoden	10
4	Møllerstreuung	11
4.1	Kinematik	11
4.2	Polarisationsabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts	12
4.3	Levchuk-Effekt	14
4.4	Praktische Aspekte für die Møllerpolametrie	14
4.4.1	Symmetrische Winkel	14
4.4.2	Møllertarget	15
5	Detektorsystem für das Møllerpolarimeter	17
5.1	Methoden zur Selektion der Møllerelektronen	17
5.1.1	Winkelselektierendes Møllerpolarimeter	17
5.1.2	Impulselektierendes Møllerpolarimeter	18
5.1.3	Vergleich	18
5.2	Simulation und Aufbau	19
5.3	Møllerdetektor	20
5.3.1	Detektionsmethode	21
5.3.2	Aufbau des Detektors	21
5.3.3	Lichtauskopplung	23

6 Testmessungen	25
6.1 Testmessung mit Höhenstrahlung	25
6.1.1 Aufbau	25
6.1.2 Ergebnisse	27
6.2 Testmessung während der Strahlzeit	28
6.2.1 Aufbau	28
6.2.2 Ergebnisse	29
7 Fazit und Ausblick	33
Literatur	35
Abbildungsverzeichnis	37
Tabellenverzeichnis	39

Einführung

1906 fand Ernst Rutherford heraus, dass der Hauptteil der Masse des Atom im Kern konzentriert ist. Heute wissen wir, dass der Kern aus Nukleonen zusammengesetzt ist. Die Nukleonen selber sind wiederum aus drei Valenzquarks, Seaquarks und Gluonen zusammengesetzt. Die Massen der Stromquarks machen gemeinsam aber nur 1% der Nukleonmasse aus. Die restliche Masse setzt sich aus der Feldenergie der gebundenen Konstituenten zusammen. Diese bilden ein gebundenes quantenmechanisches System, welches Anregungszustände besitzt. Damit besteht die Möglichkeit dessen innere Dynamik analog zur Spektroskopie des Wasserstoff-Atoms zu untersuchen. Die Nukleonen können mit Photonen mit Energien im Bereich von GeV in einen Resonanzzustand angeregt werden. Der Zerfall eines solchen Resonanzzustandes führt zum größten Teil zur Produktion von Mesonen. Aufgrund der kurzen Lebensdauer der Resonanzen sind diese energetisch sehr breit und können einander überlappen.

Damit das gesamte Anregungsspektrum gemessen werden kann, ist es erforderlich die Resonanzen zu trennen. Um weitere Observablen für die Trennung der Resonanzen zu erhalten, ist es unumgänglich Doppelpolarisationsexperimente durchzuführen. Für diesen Zweck müssen polarisierte Photonen verwendet werden, deren Polarisationsgrad bekannt ist.

Linear polarisierte Photonen können beispielsweise durch kohärente Bremsstrahlung an einem Diamantkristall erzeugt werden. Zur Erzeugung zirkular polarisierte Photonen wird ein longitudinal polarisierter Elektronenstrahl benötigt. Dieser Elektronenstrahl erzeugt durch den Prozess der Bremsstrahlung und den damit verbundenen Helizitätstransfer zirkular polarisierte Photonen. Die genaue Bestimmung des Polarisationsgrades vom Elektronenstrahl ist hierfür ausschlaggebend.

Ziel der Arbeit ist ein Detektorsystem für ein Møllerpolarimeter aufzubauen und zu optimieren. Die Møllerpolarimetrie bietet eine Möglichkeit den Polarisationsgrad vom Elektronenstrahl absolut zu bestimmen. Bei der Møllerstreuung handelt es sich um Elektron-Elektron-Streuung, die empfindlich auf die Polarisation der Stoßpartner ist. Um die Polarisation messen zu können, muss die Zählratenasymmetrie in der Møllerstreuung bestimmt werden, die durch parallele und antiparallele Spinstellung der Stoßpartner entsteht. Hierfür kollidiert der polarisierte Elektronenstrahl auf ein polarisierbares Target. Um Untergrund zu minimieren, werden die Elektronen mittels Tscherenkow-Strahlung detektiert. Die Untergrundinsensitivität hat den Nachteil, dass durch die Tscherenkow-Strahlung nur wenig Licht zur Detektion produziert wird. Außerdem ist der Platz für den vorgesehenen Møllerdetektor am BGO-OD Experiment sehr beschränkt. Das führt dazu, dass viel Licht auf wenig Platz detektiert werden muss. Um die Lichtausbeute zu erhöhen wird mit Hilfe eines elektromagnetischen Vorschauers die Teilchenanzahl erhöht. Es ist erforderlich die Lichtauskopplung zu optimieren, um einen Großteil des produzier-

ten Lichts zu detektieren. Dazu wurden zwei Methoden der Lichtauskopplung getestet. Die Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut. Als erstes wird kurz das BGO-OD Experiment vorgestellt, für das das Møllerpolarimeter aufgebaut wird. Daraufhin wird erläutert wie mit Hilfe eines Møllerpolarimeters der Polarisationsgrad eines Elektronenstrahls bestimmt werden kann. Der Aufbau des Møllerpolarimeters für das BGO-OD Experiment wird in Kapitel 5 detailliert dargestellt. Zwei Testmessungen wurde durchgeführt, die in Kapitel 6 diskutiert werden. Abgeschlossen wird die Arbeit mit einer Zusammenfassung.

BGO-OD Experiment

2.1 Detektor

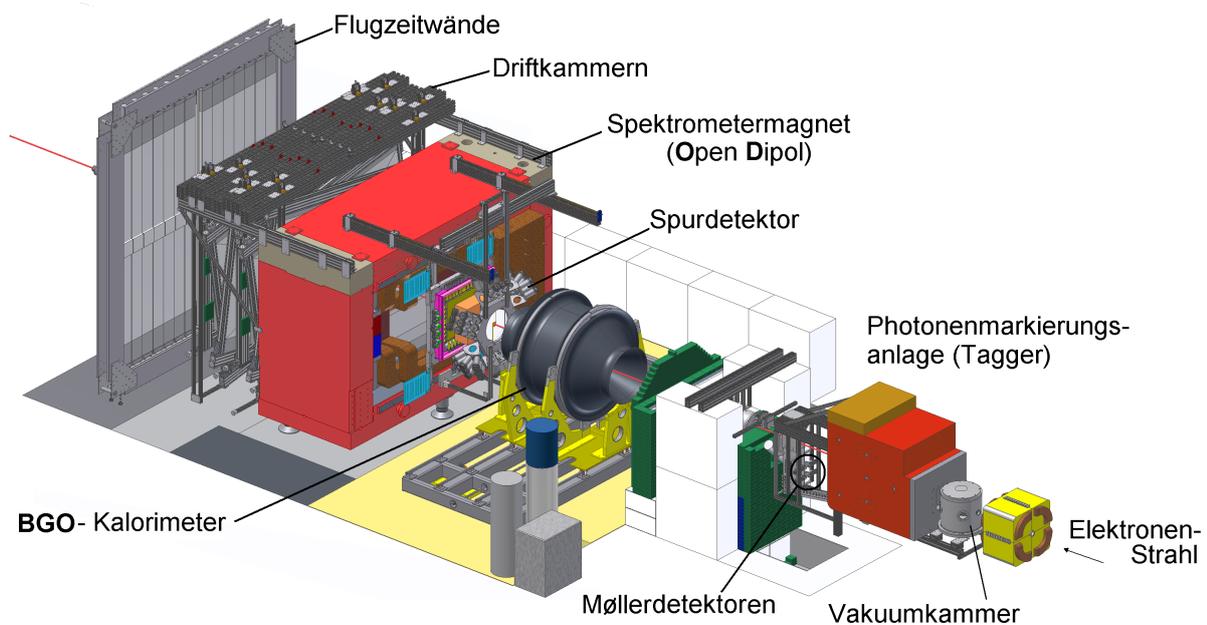


Abbildung 2.1: Übersicht über das BGO-OD Experiment

Das BGO-OD (**B**ismuth **G**ermanate **O**xide - **O**pen **D**ipole) Experiment (siehe Abbildung 2.1) befindet sich zusammen mit dem Crystal Barrel-Experiment und weiteren Experimenten an ELSA (**E**lektronen **S**trecher **A**nlage) im Physikalischen Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms Universität in Bonn. In Abbildung 2.2 ist eine Übersicht der Beschleunigeranlage dargestellt.

Das BGO-OD Experiment wird aufgebaut um geladene und neutrale Teilchen, die durch Meson-Photo-Produktion am Nukleon erzeugt werden, zu untersuchen. Es ist ein Fixed-Target-Experiment mit einer hohen Impuls- und Energieauflösung. Der von ELSA kommende Elektronenstrahl trifft einen Radiator innerhalb der Vakuummutter, in welchem durch den Prozess der Bremsstrahlung Photonen entstehen. Als Radiator wird zurzeit Kupfer mit $50 \mu\text{m}$, $150 \mu\text{m}$ und $200 \mu\text{m}$ Dicke für unpolarisierte Photonen

und ein ca. $500 \mu\text{m}$ dicker Diamant zur Erzeugung von linear polarisierter Photonen verwendet. Geplant ist die Erweiterung durch einen polarisierbaren ferromagnetischen Radiator für die Møllerpolarmetrie. Mit einer Photonenmarkierungsanlage ("Tagger") wird die Energie der Photonen bestimmt (siehe Abschnitt 2.3). Die Photonen treffen dann auf das Target, welches sich innerhalb des BGO-Kalorimeters befindet. Als Target wird flüssiger Wasserstoff oder flüssiges Deuterium benutzt. Das BGO-Kalorimeter, welches fast den gesamten Raumwinkelbereich abdeckt, nutzt eine Anordnung von BGO-Kristallen zur Bestimmung von Raumwinkel und Energie. Um die Impulse der in Vorwärtsrichtung emittierten geladenen Teilchen zu bestimmen, wird die Flugbahn der Teilchen mit dem Spurdetektor vor und den Driftkammern hinter dem Dipol Magneten vermessen. Der Dipol Magnet dient zur Ablenkung der geladenen Teilchen in Abhängigkeit ihrer Impulse. Mit den Flugzeitwänden wird über die Flugzeit die Geschwindigkeit der Teilchen bestimmt. Durch Bestimmung von Impuls und Geschwindigkeit ist die Bestimmung der Masse, Energie und somit die Teilchenidentifikation möglich.

2.2 Elektronen-Stretcher Anlage ELSA

Um die Nukleonen in Resonanzzustände anzuregen, werden hochenergetische Photonen benötigt. Die Erzeugung solcher Photonen erfordert hochenergetische Elektronen, die durch die **E**lektronen-**S**tretcher Anlage ELSA zur Verfügung gestellt. An einer Quelle werden Elektronen erzeugt und in drei Beschleunigungsstufen auf Energien bis zu $3,5 \text{ GeV}$ beschleunigt. Zuerst werden die Elektronen mit einem linear Beschleuniger ins Booster-Synchrotron injiziert. ELSA besitzt zwei verschiedene Linearbeschleuniger (LINAC 1 und LINAC 2, siehe Abbildung 2.2) mit eigenen Quellen, wobei an LINAC 2 die Möglichkeit besteht polarisierte Elektronen zu erzeugen (siehe Kapitel 2.2.1). Im Booster-Synchrotron werden die Elektronen weiter beschleunigt, was zu einem Puls an Elektronen führt. Der gepulste Strahl vom Booster-Synchrotron wird in den Stretcherring gelenkt. Die Pulse werden wiederholt hintereinander in den Stretcherring eingeleitet, bis der Stretcherring voll ist. Die Elektronen können dann auf Energien bis zu $3,5 \text{ GeV}$ beschleunigt werden, bevor diese als quasikontinuierlicher Strahl zu den Experimenten Crystal Barrel oder BGO-OD extrahiert werden.

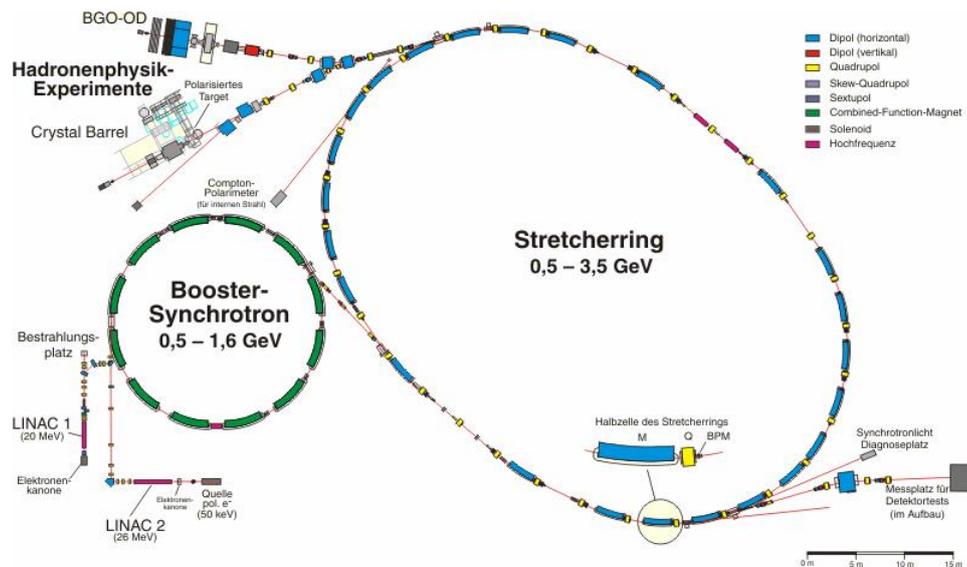


Abbildung 2.2: Elektronen-Stretcher Anlage ELSA [1]

nigungstufen auf Energien bis zu $3,5 \text{ GeV}$ beschleunigt. Zuerst werden die Elektronen mit einem linear Beschleuniger ins Booster-Synchrotron injiziert. ELSA besitzt zwei verschiedene Linearbeschleuniger (LINAC 1 und LINAC 2, siehe Abbildung 2.2) mit eigenen Quellen, wobei an LINAC 2 die Möglichkeit besteht polarisierte Elektronen zu erzeugen (siehe Kapitel 2.2.1). Im Booster-Synchrotron werden die Elektronen weiter beschleunigt, was zu einem Puls an Elektronen führt. Der gepulste Strahl vom Booster-Synchrotron wird in den Stretcherring gelenkt. Die Pulse werden wiederholt hintereinander in den Stretcherring eingeleitet, bis der Stretcherring voll ist. Die Elektronen können dann auf Energien bis zu $3,5 \text{ GeV}$ beschleunigt werden, bevor diese als quasikontinuierlicher Strahl zu den Experimenten Crystal Barrel oder BGO-OD extrahiert werden.

2.2.1 Polarisierte Elektronen

Für zirkular polarisierte Photonen wird ein longitudinal polarisierter Elektronenstrahl benötigt. In ELSA kann LINAC 2 polarisierte Elektronen zur Verfügung stellen, da es eine polarisierte Quelle besitzt. Mit einem zirkularpolarisierten Laser werden spinpolarisierte Elektronen mit einem Polarisationsgrad von 80% durch Photoeffekt an einem Be-InGaAs/Be-AlGaAs Superlattice Kristall erzeugt [1]. Der Elektronenpolarisationsgrad wird durch die Beschleunigung durch polarisationsmindernde Effekte in der Beschleunigerkette verringert. Bis 1,8 GeV beträgt er 72% [2].

Während der Beschleunigung werden Elektronen durch Magnetfelder auf der Bahn gehalten. Dabei ist

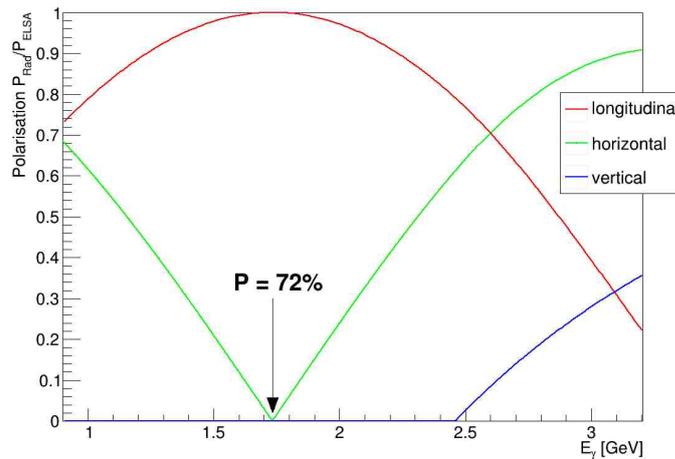


Abbildung 2.3: Strahlpolarisation abhängig von der Strahlenergie [3]

die Richtungsänderung des Elektrons durch seinen Impuls im Magnetfeld abhängig. Die Änderung der Spinpräzession des Elektrons ändert sich aber durch die Wechselwirkung seines magnetischen Momentes mit dem Magnetfeld. Dabei wird die Lamor- und Thomas-Präzession unterschieden. Bei Lamor-Präzession ist der Magnetfeld rechtwinklig zur Impulsrichtung und der Polarisationsvektor wird in der horizontalen Ebene gedreht. Wenn das Magnetfeld parallel zur Impulsrichtung ist, dreht sich der Vektor in der Ebene rechtwinklig zur Impulsrichtung, was Thomas-Präzession genannt wird [4]. Elektronen werden durch ein Magnetfeld rechtwinklig zum Impuls auf der Beschleunigerbahn gehalten. Da die Stärke der Richtungsänderung und Spinpräzessionsänderung verschieden sind, würde sich die Spinpräzession des longitudinal polarisierten Elektronenstrahls durch die Thomas-Präzession ändern. Um dies zu verhindern wird der Elektronenstrahl senkrecht zur ablenkenden Ebene polarisiert. Kurz vor dem Experiment wird die Spinpräzession der Elektronen mittels eines Solenoid, der ein Magnetfeld parallel zum Impuls erzeugt, in die horizontale Ebene rotiert. Nach dem Solenoid wird der Strahl mittels Magneten in Richtung Experiment gelenkt. Die Feldstärke dieser Magneten muss an die Elektronenenergie angepasst werden. Die Spinpräzession des Elektrons am Experiment dreht sich mit der Feldstärke dieser Magneten. Die Feldstärke ist an die Elektronenenergie gekoppelt und somit ist die Spinpräzession der Elektronen, die beim Experiment ankommen, energieabhängig. Für die Experimente ist entscheidend, wie groß die longitudinale Komponente der Elektronenpolarisation am Radiator ist. Der Betrag dieser Komponente ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Der Elektronenstrahl ist bei einer Energie von 1,7 GeV maximal longitudinal polarisiert [3] und der Polarisationsgrad der Elektronen beträgt 72% [2].

2.2.2 Helizitätstransfer

Elektronen, die longitudinal polarisiert sind, erzeugen durch den Prozess der Bremsstrahlung zirkular polarisierte Photonen. Der Helizitätstransfer für die longitudinal polarisierten Elektronen ist mit der Quantenelektrodynamik berechenbar und ist gegeben durch [5]:

$$\frac{P_\gamma}{P_e} = \frac{E_\gamma}{E_e} \frac{(3 + (1 - E_\gamma/E_e))}{3 - (2(1 - E_\gamma/E_e)) + 3(1 - E_\gamma/E_e)^2} \quad (2.1)$$

Dabei ist E_γ die Energie des Photons, E_e ist die Energie des Elektrons vor dem Bremsstrahlungspro-

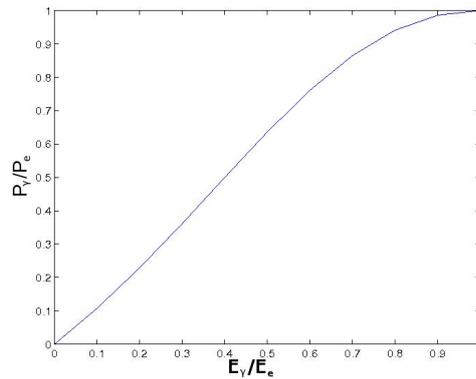


Abbildung 2.4: Helizitätstransfer für longitudinal polarisierte Elektronen [4]

zesses, P_γ ist der Polarisationsgrad des zirkular polarisierten Photons und P_e der Polarisationsgrad des longitudinal polarisierten Elektrons. In Abbildung 2.4 ist der Helizitätsübertrag gemäß Gleichung 2.1 dargestellt. Die Energie E_e entspricht der Elektronenenergie nach der Beschleunigung mit ELSA (Abschnitt 2.2) und E_γ kann durch den Tagger (Abschnitt 2.3) bestimmt werden. Ist der Polarisationsgrad des Elektrons P_e bekannt, kann der Polarisationsgrad des erzeugten Photons bestimmt werden.

2.3 Photonenmarkierungsanlage

Die Photonenmarkierungsanlage ("Tagger"), wie in Abbildung 2.5 dargestellt, wird dazu benutzt die Energie der Photonen für das BGO-OD Experiment zu bestimmen. Die Anlage besteht aus einem Taggermagnet und einem ortsauflösendem Detektor (Hodoskop) für den Elektronen-Nachweis. Der Elektronenstrahl wird auf einen dünnen Radiator innerhalb einer Vakuumkammer gelenkt. Beim Durchgang durch den Radiator besteht die Möglichkeit das ein Elektron mit dem Coulomb-Feld des Kerns oder Elektrons wechselwirkt und ein Photon durch den Prozess der Bremsstrahlung abgibt. Die Energiesumme aus Photon und Elektron nach dem Bremsstrahlungsvorgang ist immer gleich der Ursprungsenergie des Elektrons und ist somit bekannt. Nach dem Radiator werden die Bremsstrahlelektronen durch den Taggermagneten in das Hodoskop abgelenkt. Da die Lorenzkraft von der Geschwindigkeit und somit vom Impuls des Teilchens abhängt, wird der Elektronenstrahl nach seinem Impuls aufgespalten. Im Hodoskop werden dann die Elektronen abhängig vom Impuls detektiert. Da die Elektronenmasse zu der vorliegenden Energie vernachlässigbar ist, entspricht der Impuls der Energie des Elektrons. Aus der Energiedifferenz zwischen Ursprungsenergie und Endenergie des Elektrons wird dann die Energie des

Photons bestimmt.

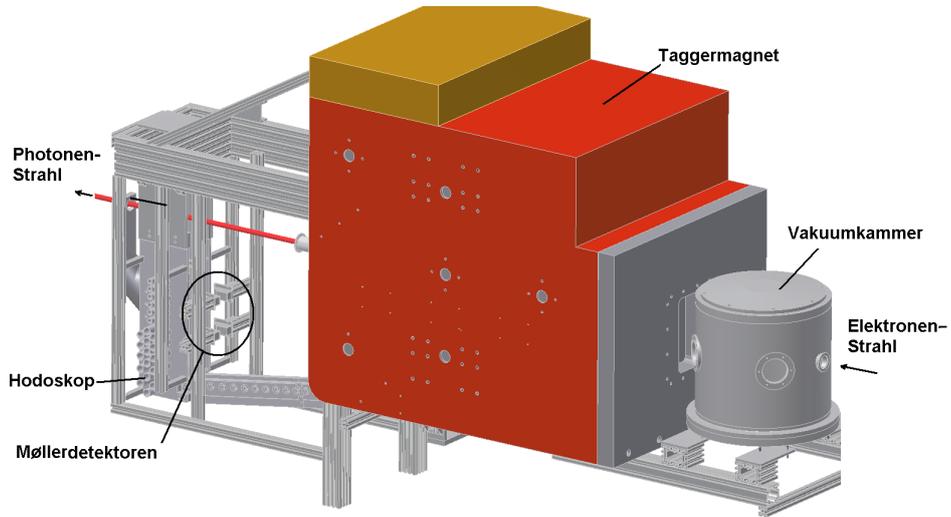


Abbildung 2.5: Photonenmarkierungsanlage des BGO-OD Experiments

Elektronen-Polarimetrie

Im Folgenden wird kurz auf einige verschiedenen Methoden eingegangen, die benutzt werden um die Polarisation von Elektronen zu bestimmen. Alle diese Methoden haben gemeinsam, dass über den Nachweis einer messbare Asymmetrie, die durch die Streuung des polarisierten Elektronenstrahls hervorgerufen wird, die Polarisation des Strahls bestimmt wird.

3.1 Mott-Polarimetrie

Die Mott-Streuung beschreibt die elastische Streuung eines punktförmigen Teilchens mit Spin-1/2 an einer statischen punktförmigen Ladung ohne Spin. Durch die elektromagnetische Spin-Bahn Wechselwirkung der Elektronen entsteht eine Asymmetrie in den Streuwinkeln, die nachgewiesen werden kann, um die Polarisation der Elektronen zu bestimmen. In der Praxis wird der Elektronenstrahl auf einen Radiator mit einem schweren Kern, wie zum Beispiel Gold, gelenkt und mit zwei Detektoren die räumliche Azimut-Asymmetrie in der Streuung nachgewiesen.

3.2 Compton-Polarimetrie

Die Compton-Streuung beschreibt Allgemein die Streuung von Elektronen und Photonen. Bei der Compton-Polarimetrie trifft zirkular polarisiertes Laserlicht frontal auf den Elektronenstrahl. Es entsteht eine Asymmetrie in den rückwärtig gestreuten Photonen, wenn rechtszirkularpolarisiertes und linkszirkularpolarisiertes Laserlicht ausgestrahlt wird. Mit dieser ist es dann möglich die Polarisation des Elektronenstrahls zu vermessen.

3.3 Møller-Polarimetrie

Mit Møllerstreuung wird Elektron-Elektron-Streuung bezeichnet. Der Wirkungsquerschnitt der Møllerstreuung ist sehr sensitiv auf die Polarisation der Elektronen. Der Elektronenstrahl wird an den Elektronen in einem Radiator gestreut. Beide Stoßpartner verlassen den Radiator mit korrelierten Winkeln und Energien. Damit ist es möglich die Møllerereignisse durch eine Koinzidenzabfrage beider Elektronen zu identifizieren und so den Untergrund zu minimieren. Die Polarisation des Radiator wird durch ein

äußeres Magnetfeld erreicht. Das Pauli Prinzip verlangt für identische Teilchen eine Asymmetrische Wellenfunktion. Dies führt zur messbaren Zählratenasymmetrie in der Møllerstreuung, wenn die Elektronenspins parallel oder antiparallel sind. Aus der Asymmetrie wird der Polarisationsgrad der Strahlenelektronen bestimmt. In Kapitel 4 wird die Møllerstreuung ausführlicher erläutert.

3.4 Vergleich der Methoden

Die Polarisationsbestimmung über die Mott-Streuung hat den Nachteil, dass nur die transversale Polarisationskomponente des Strahls bestimmt werden kann. Für das Experiment würde es bedeuten, dass nicht der gleiche Radiator für die zirkuläre Photonproduktion benutzt werden kann, da hier longitudinal polarisierte Elektronen nötig sind. Man benötigt zusätzliche Spindreher, um den Spin nach dem Mott-Polarimeter wieder ins longitudinal zudrehen. Ein Mott-Polarimeter vor dem Experiment führt jedoch zu einer Zerstreung des Primärstrahls. Ausserdem ist der Wirkungsquerschnitt $\sim (1/E^2)$ ungünstig für hohe Energien [6].

Die Asymmetrie der Compton-Streuung ist von der Größenordnung 10^{-2} und wird normalerweise in Speicherringen benutzt, wo der Elektronenstrom groß ist [6]. Für die Polarisationsmessung kurz vor dem Experiment bräuchte man eine lange Messzeit, da hier die Elektronenströme gering sind. Um den Wirkungsquerschnitt zu erhöhen kann auch das Laserfeld verstärkt werden. Die Wartung und Installation solch eines Lasers ist aber aufwendig.

Mit Hilfe der Møllerstreuung ist es möglich transversale und longitudinale Polarisation zu messen. Es ist möglich den Radiator zur Bestimmung der longitudinalen Polarisation gleichzeitig zur zirkulären Photonproduktion zu nutzen. Dadurch kann die Polarisation neben dem Experiment in situ gemessen werden, ohne dabei das eigentlichen Experiment zu behindern. Dies ist zwar auch mit einem Compton-Polarimeter möglich, da hier nur wenige Elektronen mit dem Laserlicht wechselwirken, jedoch ist der Wirkungsquerschnitt eine Größenordnung kleiner als bei der Møllerstreuung, was zu längeren Messzeiten während des Experiments führt. Mit der Möglichkeit in situ die Polarisation des Elektronenstrahls zu bestimmen und dem geringen technischen Aufwand, ist die Møllerpolarimetrie die geeignete Methode für das BGO-OD Experiment.

Møllerstreuung

In diesem Kapitel wird erklärt, wie aus der Møllerstreuung die Polarisation des Elektronenstrahls bestimmt werden kann. Die Kenntnis über die Kinematik und den Wirkungsquerschnitt der Møllerstreuung wird genutzt um ein Gleichungssystem herzuleiten. Dieses Gleichungssystem besteht aus bekannten und messbaren Größen mit denen die Polarisation des Elektronenstrahls bestimmt wird. Es werden außerdem einige Praktische Aspekte der Møllerpolarmetrie vorgestellt. Das Møllertarget ist ein wichtiger Bestandteil des Møllerpolarimeters und der geplante Aufbau wird in Abschnitt 4.4.2 erwähnt.

4.1 Kinematik

Die Møllerstreuung bezeichnet Elektron-Elektron-Streuung mit Spinabhängigkeit. Sie wird durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben. Hierbei genügt es die niedrigste Ordnung der QED zu beachten. Die höheren Ordnungen und Strahlenkorrekturen können im betrachteten Energiebereich für die Polarisationsabhängigkeit vernachlässigt werden. Durch die Spinabhängigkeit ist der Wirkungsquerschnitt abhängig vom Target- und Strahl-Polarisation (vgl. Kapitel 4.2).

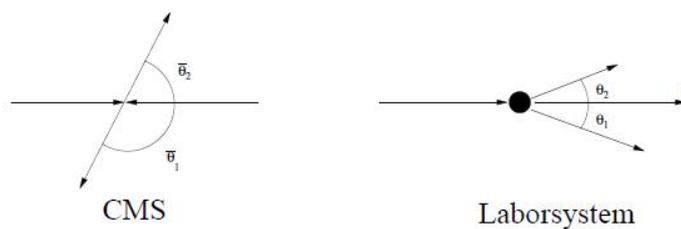


Abbildung 4.1: Streuvorgang im Schwerpunktsystem (CMS) und Laborsystem [4]

Im Folgenden wird häufig zwischen Schwerpunktsystem und Laborsystem gewechselt. Ein Streuvorgang in beiden Systemen ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Die Umrechnung von Schwerpunktswinkel $\bar{\theta}$ und Laborwinkel θ mit Energie E_0 des einfallenden Elektrons und Elektronmasse m ist [4]:

$$\tan\left(\frac{\bar{\theta}}{2}\right) = \sqrt{\frac{E_0 + m}{2m}} \cdot \tan(\theta) \quad (4.1)$$

Für die Energie E des Elektrons nach dem Stoßvorgang gilt:

$$E = m + (E_0 - m) \cos^2\left(\frac{\bar{\theta}}{2}\right) \quad (4.2)$$



Abbildung 4.2: Kegel der Møllerstreuung: links $\theta_1 \neq \theta_2$, rechts: Symmetrische Streuung $\theta_1 = \theta_2$ [4]

In Abbildung 4.2 sind zwei Fälle der möglichen Laborstreuwinkel aufgezeichnet. Hier werden alle Streuvorgänge mit gleichem Polarwinkel zusammengefasst, was zur Bildung der Kegel führt. Dabei erkennt man, dass sich für die symmetrische Streuung $\theta_1 = \theta_2$ beide Kegel überlagern. In diesem Fall haben beide Elektronen nach der Streuung den gleichen Impuls.

4.2 Polarisationsabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts

Mit dem Anfangsimpuls p_i und dem Impuls nach der Streuung p_f für den Elektronenstrahl lässt sich ein Koordinatensystem definieren, dessen Einheitsvektoren folgende Beziehungen haben:

$$\vec{e}_z = \hat{p}_i \quad ; \quad \vec{e}_y = \frac{\vec{p}_i \times \vec{p}_f}{|\vec{p}_i \times \vec{p}_f|} \quad ; \quad \vec{e}_x = \vec{e}_y \times \vec{e}_z \quad (4.3)$$

In diesem Koordinatensystem ist der Wirkungsquerschnitt gegeben durch [7]:

$$\frac{d\sigma}{d\bar{\Omega}} = \frac{d\sigma^0}{d\bar{\Omega}} \cdot \left(1 + \sum_{j,k} a_{jk} P_j^S P_k^T \right) \quad \text{mit} \quad j, k = x, y, z \quad (4.4)$$

Wobei $\frac{d\sigma^0}{d\bar{\Omega}}$ der Møllerwirkungsquerschnitt für unpolarisierte Elektronen, P^T die Polarisation des Targets und P^S die Polarisation des Strahls ist. Die Polarisationsabhängigkeit ist durch die Asymmetriekoeffizienten a_{jk} gegeben. Diese sind mit Hilfe der QED berechenbar und tendieren im Hochenergiegrenzfall ($\gamma \gg 1$) gegen [7]:

$$a_{zz} \rightarrow \frac{-\sin^2\bar{\theta} \cdot (8 - \sin^2\bar{\theta})}{(4 - \sin^2\bar{\theta})^2} \quad (4.5)$$

$$a_{yy} \rightarrow \frac{+\sin^4\bar{\theta}}{(4 - \sin^2\bar{\theta})^2} \quad (4.6)$$

$$a_{xx} \rightarrow -a_{yy} \quad (4.7)$$

$$a_{xz} = a_{zx} \rightarrow 0 \quad (4.8)$$

$$a_{zy} = a_{yz} = a_{xy} = a_{yx} = 0 \quad (4.9)$$

Wobei $\bar{\theta}$ der polare Streuwinkel im Schwerpunktsystem ist. Als Konsequenz der Paritätserhaltung verschwinden die Koeffizienten a_{zy} , a_{yz} , a_{xy} und a_{yx} . Die Koeffizienten wurden in Abbildung 4.3 gegen den Schwerpunktsstreuwinkel aufgetragen. Dort erkennt man, dass die dargestellten Koeffizienten bei 90° ihr Maximum haben und, dass die longitudinale Komponente a_{zz} sieben mal größer ist als die transversalen Komponenten a_{xx} und a_{yy} . Somit eignet sich die Møllerstreuung sehr gut um die longitudinale Polarisationskomponente der Elektronen zu bestimmen, wenn die Raten unter Schwerpunktsstreuwinkel 90° untersucht werden.

Nach dem Pauli-Prinzip ist ein symmetrischer Zustand in Ort und Spin unterdrückt. Deshalb ist der

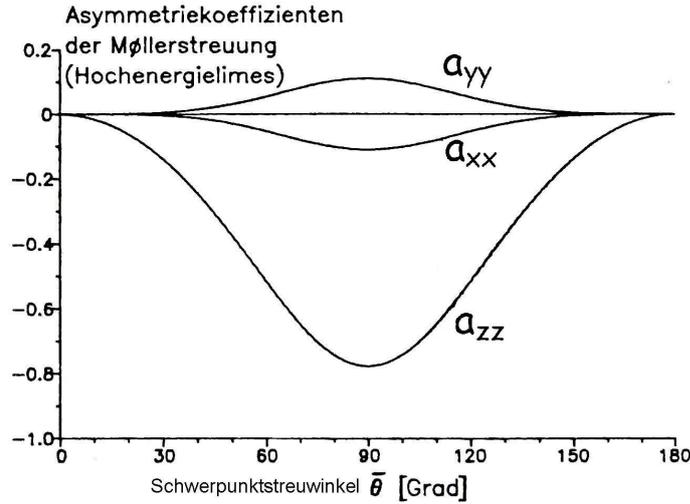


Abbildung 4.3: Møllerasymmetriekoeffizienten im Hochenergiefall als Funktion des Schwerpunktsstreuwinkels [7]

Wirkungsquerschnitt im Fall von paralleler Spins kleiner als im Fall der anti parallel gerichteten Spins. Dadurch entsteht eine Asymmetrie A die man durch Vergleich der gemessenen Raten N messen kann.

$$A = \frac{N_{\uparrow\downarrow} - N_{\uparrow\uparrow}}{N_{\uparrow\downarrow} + N_{\uparrow\uparrow}} \quad (4.10)$$

Dabei ist $N_{\uparrow\downarrow}$ die Zählrate für antiparallele und $N_{\uparrow\uparrow}$ für parallele Spinstellung der Møllerelektronen. Da die Rate N von dem Wirkungsquerschnitt σ abhängt, kann man auch schreiben:

$$A = \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\uparrow\uparrow}}{\sigma_{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\uparrow\uparrow}} \quad (4.11)$$

$$\text{(mit Gleichung 4.4)} \Rightarrow = \frac{(1 + \sum_{j,k} a_{jk} P_j^S P_k^T) - (1 - \sum_{j,k} a_{jk} P_j^S P_k^T)}{(1 + \sum_{j,k} a_{jk} P_j^S P_k^T) + (1 - \sum_{j,k} a_{jk} P_j^S P_k^T)} \quad (4.12)$$

$$= \sum_{j,k} a_{jk} P_j^S P_k^T \quad (4.13)$$

$$\text{(für } \gamma \gg 1 \Rightarrow) = a_{xx} P_x^S P_x^T + a_{yy} P_y^S P_y^T + a_{zz} P_z^S P_z^T \quad (4.14)$$

Wenn der Schwerpunktswinkel der detektierten Møllerelektronen bekannt wäre, könnten die Koeffizienten a_{xx} , a_{yy} und a_{zz} über die Gleichungen 4.5, 4.6 und 4.7 bestimmt werden. Mit der Messung der Zählratenasymmetrie und dem genauen Kenntnis über die Polarisation des Targets, ist dann die Bestim-

mung der Strahlpolarisation möglich.

4.3 Levchuk-Effekt

Der Levchuk-Effekt beschreibt die Verschmierung der Laborwinkel für einen festen Schwerpunktswinkel, hervorgerufen durch den Impuls des Targetelektrons. Bis jetzt wurde der Impuls der Elektronen im Møllertarget vernachlässigt. Tatsächlich haben die Elektronen von ferromagnetischen Materialien in der K-Schale typischerweise einen Impuls von bis zu 100 keV/c. Dadurch ändert sich die Schwerpunktsenergie je nach Impuls des Targetelektrons um bis zu 20%. Dies führt zur Verschmierung der Laborwinkel für einen festen Schwerpunktswinkel.

Wenn man den Levchuk-Effekt mit einbezieht ist der Laborwinkel θ gegeben durch [8]:

$$\theta^2 = 2m \left(\frac{1}{p'} - \frac{1}{p_b} \right) \left(1 - \frac{\vec{p}_t \cdot \hat{n}}{m} \right) \quad (4.15)$$

Hierbei ist p' der Impuls des Møllerelektrons nach der Streuung, p_b ist der Impuls des Primärelektrons mit seinem Einheitsvektor \hat{n} , p_t ist der Impuls des Targetelektrons und m ist die Elektronmasse.

4.4 Praktische Aspekte für die Møllerpolimetrie

Mit der Kenntnis über die Møllerstreuung ist es möglich einige Praktische Aspekte zu überprüfen. Mit Gleichung 4.14 ist es möglich die Polarisation des Strahls zu bestimmen. Dazu ist aber die Kenntnis über den Schwerpunktswinkel der Møllerelektronen nötig, da die Koeffizienten a_{xx} , a_{yy} und a_{zz} davon abhängen. In der Praxis wird ein Detektorsystem aufgebaut der nur ausgewählte Schwerpunktswinkel detektieren kann. Häufig wird die symmetrische Møllerstreuung untersucht, da hier die Koeffizienten a_{xx} , a_{yy} und a_{zz} maximal ausgeprägt sind. Außerdem sind Impuls und Laborwinkel beider Møllerelektronen gleich.

Das Detektorsystem des BGO-OD Møllerpolarimeters ist für die symmetrischen Møllerelektronen optimiert worden. Im Kapitel 2.2.1 wird erwähnt, dass es nur eine Strahlenergie gibt bei der die Strahlerelektronen maximal longitudinal polarisiert beim Radiator ankommen. Für das BGO-OD Experiment sind die Elektronen bei einer Energie von ungefähr 1,7 GeV maximal longitudinal polarisiert und der Polarisationsgrad der Elektronen beträgt 72%.

4.4.1 Symmetrische Winkel

Mit der Kenntnis über die Energie des Elektronenstrahls können die Laborwinkel für die symmetrische Møllerstreuung mit Hilfe von Gleichung 4.1 berechnet werden. Mit einer Energie E_0 von 1,7 GeV beträgt der Laborwinkel θ für die symmetrische Streuung $\theta = 1,404^\circ$.

Wegen des Levchuk-Effekts gibt es eine Verteilung der symmetrischen Elektronen um diesen Winkel. In Gleichung 4.15 ist der Levchuk-Effekt berücksichtigt, dadurch verteilen sich die Laborwinkel bei einer Strahlenergie von 1,7 GeV je nach Impuls des Targetelektrons im Bereich von $\theta = 1,26 - 1,53^\circ$. Es wird hier angenommen, dass der maximale Impuls des Targetelektrons 100 keV/c beträgt und die Masse der Elektronen im betrachteten Energiebereich vernachlässigbar ist. Da bei symmetrischer Møllerstreuung die Impulse gleich sind und der Impuls des Targetelektrons im Vergleich zum Impuls des Elektronenstrahls vernachlässigbar ist, beträgt der Elektronenimpuls bei symmetrischer Streuung immer 850 MeV/c. Es gibt jetzt zwei Möglichkeiten die symmetrischen Møllerelektronen von den unsymmetrischen Møllerelektronen zu trennen. Beide Methoden werden im Kapitel 5.1 näher erläutert.

4.4.2 Møllertarget

Das BGO-OD Experiment verfügt zur Zeit über kein Møllertarget. Es soll aber ein Radiator ähnlich wie beim Crystal Barrel Experiment aufgebaut werden [4]. Dabei wird eine ferromagnetische Folie benutzt. Diese wird magnetisiert, um eine Polarisation der äußeren Elektronen zu erreichen. Der Radiator sollte dünn sein, um Vielfachstreuung zu unterdrücken. In Abbildung 4.4 ist dargestellt wie das Møllertarget

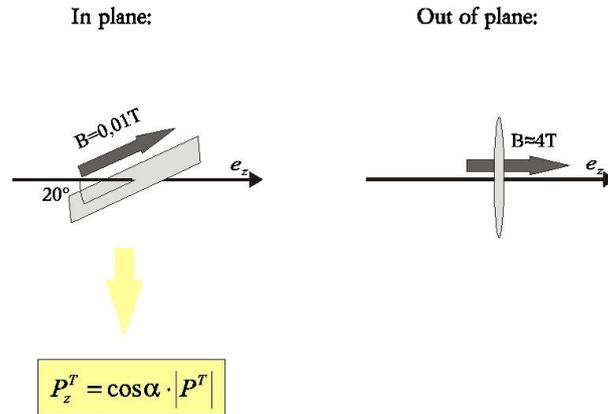


Abbildung 4.4: Zwei Methoden zur Magnetisierung des Møllertarget:

links: Magnetisierung in der Radiatorebene, rechts: Magnetisierung senkrecht zur Radiatorebene [4]

magnetisiert werden kann. Die Magnetisierung senkrecht zur Radiatorebene würde ein Magnetfeld von 4 Tesla und eine supraleitende Magnetfeldspule benötigen, da die Magnetfeldlinien geschlossen sein müssen. Bei kleinerem Magnetfeld würden die zurücklaufenden Feldlinien ein Gegenfeld induzieren. Für eine Magnetisierung parallel zur Radiatorebene sind hingegen nur 10 mT nötig. Dafür muss aber der Radiator einen Winkel α zum Elektronenstrahl haben, wodurch die effektive Radiatordicke mit $1/\sin(\alpha)$ steigt. Nach der Magnetisierung des Møllertargets ist die Polarisation für die äußeren Elektronen in den drei Raumrichtungen bekannt:

$$P_z^T = \cos \alpha |P^T| \quad ; \quad P_x^T = \sin \alpha |P^T| \quad ; \quad P_y^T = 0 \quad (4.16)$$

Die Polarisation $|P^T|$ für einen ferromagnetischen Radiator beträgt 7-9% [4].

Mit Gleichung 4.16 vereinfacht sich Gleichung 4.14 zu:

$$A(\alpha) = a_{xx} P_x^S P^T \sin \alpha + a_{zz} P_z^S P^T \cos \alpha \quad (4.17)$$

Wenn der Elektronenstrahl keine transversal Komponente hat ist $P_x^S = 0$ und $P_z^S = |P^S|$.

$$A(\alpha) = a_{zz} P^S P^T \cos \alpha \quad (4.18)$$

$$\Rightarrow P^S = \frac{A(\alpha)}{P^T \cos \alpha \cdot a_{zz}} \quad (4.19)$$

Wenn die Møllerstreuung nur unter Schwerpunktswinkel von 90° untersucht wird und $\gamma \gg 1$ ist, ist a_{zz} gegeben durch $a_{zz} = -\frac{7}{9}$. Der Winkel α wird eingestellt und ist somit bekannt. Die Polarisation P^T ist materialspezifisch und messbar. Somit kann mit der Messung der Asymmetrie $A(\alpha)$, durch die Differenz der Raten von paralleler und antiparalleler Elektronenspinrichtungen, die Polarisation $|P^S|$ bestimmt werden.

Detektorsystem für das Møllerpolarimeter

In diesem Kapitel wird der Aufbau des Detektorsystems des BGO-OD Møllerpolarimeters vorgestellt. Die Auswirkung des Levchuk-Effekts auf die Selektionsmethode der symmetrischen Elektronen wird in Abschnitt 5.1 erläutert. Mit Hilfe einer Simulation wird die Position und Akzeptanz der Møllerdetektoren bestimmt. Der detaillierte Aufbau des Møllerdetektors ist in Abschnitt 5.3. Aufgrund des Aufbaus muss die Lichtauskopplung optimiert werden. Dazu sind zwei Methoden vorbereitet worden, die im Kapitel 6 mit Testmessungen getestet wurden.

5.1 Methoden zur Selektion der Møllerelektronen

Generell existieren mehrere Methoden ein Møllerpolarimeter aufzubauen. Möglich ist die Selektion der symmetrischen Møllerelektronen nach Winkel oder nach Impuls. In diesem Kapitel wird die winkelselektierende und die impulsselektierende Methode ein Møllerpolarimeter aufzubauen vorgestellt. Die winkelselektierende Methode selektiert die symmetrischen Elektronen mit einem Spalt, der nur bestimmte Laborwinkel zulässt. Bei impulsselektierenden Møllerpolarimetern wird ausgenutzt, dass die symmetrischen Møllerelektronen den gleichen Impuls haben. Mit einem Dipolmagneten werden die symmetrischen Møllerelektronen in diesem Fall von den nicht symmetrischen Møllerelektronen getrennt. Beide Methoden werden verglichen, um zu klären welche Methode für das BGO-OD Møllerpolarimeter benutzt werden soll.

Der Nachweis der Møllerelektronen kann über einzelne Møllerelektronen mit einem Detektor oder bei der Møllerelektronen durch Koinzidenz erfolgen. Bei koinzidenter Møllerdetektion wird ein Großteil des Untergrunds reduziert. Aus diesem Grund werden die Møllerelektronen auch beim BGO-OD Møllerpolarimeter in Koinzidenz nachgewiesen.

5.1.1 Winkelselektierendes Møllerpolarimeter

Ein winkelselektierendes Møllerpolarimeter, wie in Abbildung 5.1 dargestellt, wurde am MAMI (MAinzer MIkrotron) in Mainz aufgebaut. Die symmetrischen Møllerelektronen werden durch einen Spalt selektiert. Hier wird ausgenutzt, dass der Laborwinkel vom Schwerpunktwinkel abhängt (siehe Gleichung 4.1). Danach werden durch einen Quadrupolmagneten die selektierten Elektronen vom Strahl getrennt, da sie in der defokussierenden Ebene des Quadrupolmagneten sind. Dadurch wird der kleine Laborwinkel groß genug, um Detektoren aufzustellen, die die Møllerelektronen detektieren.

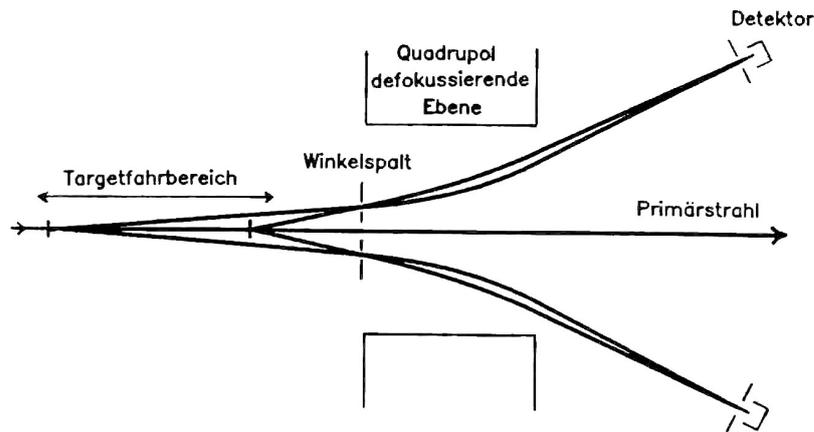


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung eines winkelselektierenden Møllerpolarimeters zum Nachweis von Møllerelektronen [7]

5.1.2 Impulsselektierendes Møllerpolarimeter

In Abbildung 5.2 ist ein impulsselektierendes Møllerpolarimeter schematisch dargestellt, wie es am MAMI in Mainz verwendet wird. Der Impuls der Møllerelektronen hängt vom Schwerpunktwinkel ab. Da die Impulse der Elektronen bei symmetrischer Møllerstreuung gleich sind, ist es möglich diese durch einen Dipolmagneten von den nicht symmetrischen Møllerelektronen zu trennen. Die Elektronen werden dann in der Fokalebene detektiert. In dieser Ebene werden die Elektronen mit gleichem Impuls auf einen Punkt fokussiert. Dabei werden praktisch alle Laborwinkel der Møllerstreuung zugelassen, solange der Impuls der Elektronen in der Akzeptanz des Detektors liegt.

5.1.3 Vergleich

In Gleichung 4.19 wird die Strahlpolarisation mit der bekannten Polarisation des Targets P^T berechnet. Diese ist das Verhältnis aus polarisierten und unpolarisierten Elektronen. Die inneren unpolarisierten Elektronen werden stärker durch den Levchuk-Effekt beeinflusst als die äußeren polarisierten Elektronen, da der Impuls der äußeren Elektronen kleiner als der Impuls der inneren Elektronen ist. Dadurch ist die effektive Targetpolarisation stark von der Detektorakzeptanz abhängig, die symmetrische Møllerstreuung mit unpolarisierten inneren Elektronen komplett nachzuweisen. Wenn die effektive Polarisation zu stark von der gemessenen Polarisation abweicht führt das durch Gleichung 4.19 zu einer ungenauen Bestimmung der Strahlpolarisation. Für ein winkelselektierendes Møllerpolarimeter müsste der Winkelspalt dementsprechend groß genug sein, um alle symmetrischen Møllerelektronen komplett zu detektieren. Dadurch würden aber auch nicht symmetrische Møllerpaare detektiert werden, wobei diese durch den Levchuk-Effekt wiederum nicht komplett detektiert werden könnten.

Bei einem impulsselektierenden Møllerpolarimeter werden die Møllerelektronen durch den Dipolmagneten nach ihren Impuls sortiert. Da der Impuls der inneren Elektronen im Target ungefähr 100 keV/c groß ist, sind die Auswirkungen auf den Impuls der symmetrischen Møllerelektronen bei einer Strahlenergie von 1,7 GeV vernachlässigbar. In der Fokalebene des Dipols werden die Møllerelektronen, die durch den Levchuk-Effekt eine Verteilung im Laborwinkel haben, außerdem auf einen Punkt fokussiert. Ein Impuls-selektierendes Møllerpolarimeter ist damit besser geeignet um die Polarisation genau zu bestimmen. Beim BGO-OD Experiment wird der Dipolmagnet des Taggers für die Impulsselektion

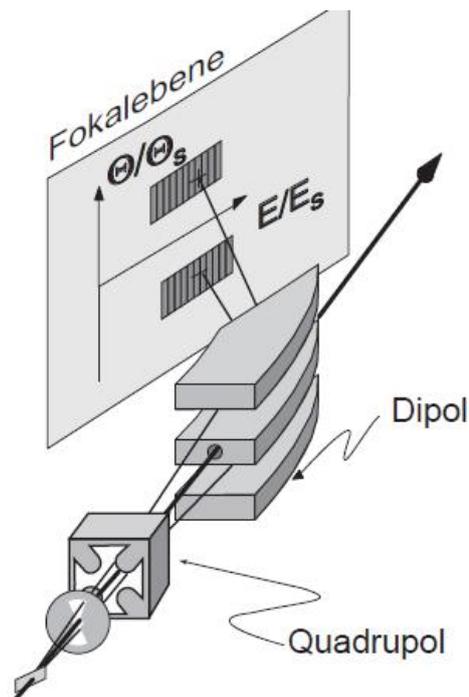


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung eines impulsselektierenden Møllerpolarimeters [6]

benutzt. Die Detektoren können aber aus Platzgründen nicht direkt in die Fokalebene gelegt werden. Dadurch wird eine Verschmierung der Laborwinkel der symmetrischen Møllerelektronen durch den Levchuk-Effekt noch vorhanden sein. Ausgeglichen wird es durch die große Akzeptanz der Detektoren.

5.2 Simulation und Aufbau

Um die Lage und Größe des Møllerdetektors zu bestimmen, werden mit einer Simulation Møllereignisse simuliert. Die Simulationen wurden mit Explora [9] bei einer Elektronenenergie von 1,7 GeV durchgeführt, da die longitudinale Polarisation bei einer Energie von 1,7 GeV maximal ist (Kapitel 2.2.1). Es wurde die einprogrammierte Møllerstreuung und Auswertung von Thomas Zimmermann benutzt [10].

Im Kapitel 2.3 wurde der Tagger eingeführt. Durch das Magnetfeld des Taggermagneten werden die Elektronen je nach Impuls verschieden stark abgelenkt. Die Møllerelektronen werden je nach Schwerpunktwinkel verschieden stark abgelenkt, da der Impuls der Møllerelektronen vom Schwerpunktwinkel abhängt. Abbildung 5.3 zeigt die Ergebnisse einer Simulation der symmetrischen Møllerelektronen knapp vor dem Hodoskop simuliert. Die Ebene, die in der Abbildung aufgetragen ist, ist orthogonal zum Primärelektronenstrahl. Die Bremsstrahlelektronen und Møllerelektronen wurden separat simuliert und zusammen dargestellt. Somit sind die Raten der Møllerelektronen und Bremsstrahlelektronen in Abbildung 5.3 nicht vergleichbar.

Die Verteilung der Møllerelektronen mit festen Schwerpunktwinkel wird durch den Levchuk-Effekt hervorgerufen. Die Magnetpolschuhe des Taggermagneten verhindern, dass sich ein vollständiger Møllerkegel bildet, da die Elektronen in den Magneten eindringen und dabei gestreut oder gestoppt werden. Eine Konsequenz der Møllerstreuung ist, dass beide Møllerelektronenspuren nach der Streuung eine

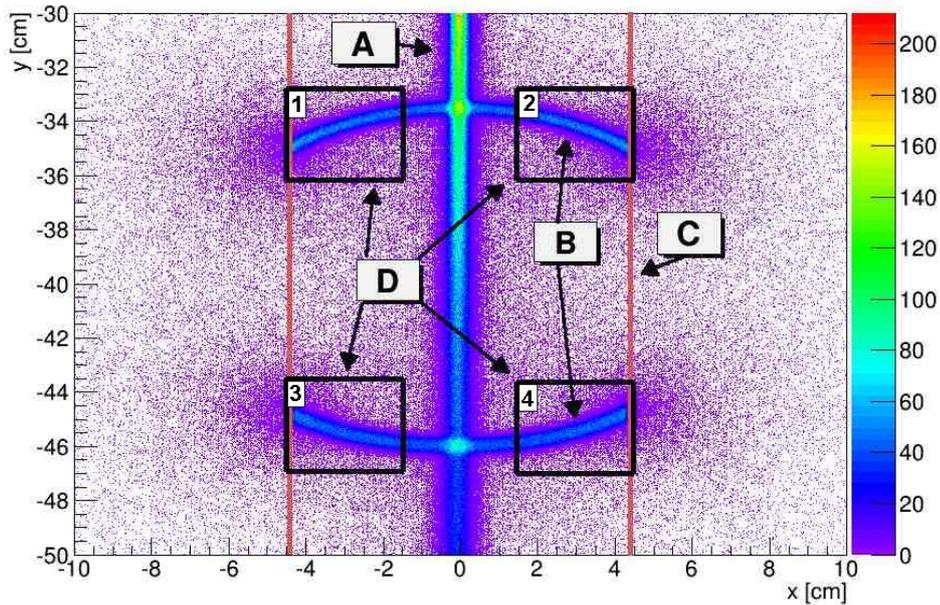


Abbildung 5.3: symmetrische Møllersimulation mit Bremstrahllebene: **A** markiert die abgelenkten Bremstrahl-elektronen, **B** zeigt den Møllerelektronenkegel für $\theta = 90^\circ$, **C** deutet die Begrenzung durch die Magnetpolschuhe an und **D** weist auf die Positionen und Größe der geplanten Møllerdetektoren

Ebene aufspannen. Somit wird durch koinzidenten Nachweis der gegen übereinander liegenden Detektoren 1, 4 und 2, 3 der Untergrund minimiert. Die Bremstrahlelektronen dürfen nicht den Detektor durchqueren, da die Rate der Bremstrahlelektronen die Rate der Møllerelektronen um ungefähr drei Größenordnungen übersteigt. Das hätte zur Folge, dass die Rate der Zufälligen Koinzidenzen steigt ohne dass sich die Rate der Møllerelektronen signifikant ändert. Durch die Magnetpolschuhe des Taggermagneten wird ein Teil des Møllerkegels abgeschnitten. Da die Bremstrahlelektronen durch die Møllerdetektoren nicht beeinflusst werden, kann die Polarisation des Strahls in situ gemessen werden. In diesem Fall haben die Detektoren eine transversale Ausdehnung von $3 \times 3 \text{ cm}^2$.

Die Schwerpunktswinkelverteilung aller Møllerelektronen, die der Møllerdetektor mit der eingetragenen Größe und Position registrieren kann, wurde simuliert. Abbildung 5.4 zeigt das Ergebnis der Simulation. Durch den Aufbau des Taggers ist es nicht möglich den Møllerdetektor weiter weg vom Taggermagneten zu positionieren, um eine bessere Impulsauflösung und somit eine kleinere Winkelverteilung zu bekommen. Laut Simulation werden Schwerpunktswinkel von ungefähr $86^\circ - 94^\circ$ im Detektor registriert. Betrachtet man aber Abbildung 4.3, sieht man, dass die Koeffizienten a_{xx} , a_{yy} und a_{zz} sich für die Schwerpunktswinkel $85^\circ - 95^\circ$ kaum ändern, somit kann die Polarisation der Elektronen gut bestimmt werden. Die Position der Møllerdetektoren im Tagger ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

5.3 Møllerdetektor

Im folgenden Kapitel wird der Aufbau des verwendeten Møllerdetektors beschrieben. Es werden vier Detektoren für das Møllerpolarimeter benötigt. Diese sollten möglichst wenig Untergrund detektieren, da die Rate der Møllereignisse gering im Verhältnis zum niederenergetischen Untergrund ist. Durch

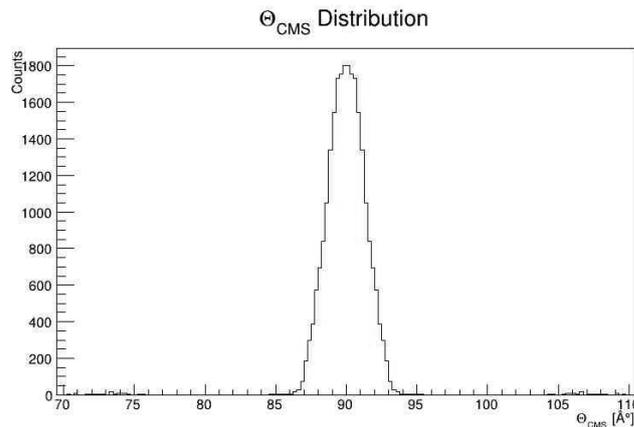


Abbildung 5.4: Schwerpunktwinkelverteilung

den Aufbau des Taggers muss der Detektor eine kleine longitudinale Ausdehnung besitzen. Je weiter der Detektor vom Taggermagneten entfernt ist, desto kleiner ist die Schwerpunktwinkelverteilung. Dies ist aber durch das Hodoskop des Tagger begrenzt. Der Aufbau des Detektors ist an diese Anforderungen angepasst.

5.3.1 Detektionsmethode

Es hat sich im Zuge früherer Messungen (Crystal Barrel [4]) gezeigt, dass vor allem der niederenergetische elektromagnetische Untergrund ein Problem zur Identifikation von Møllerelektronen in einem Szintillator führt. Deshalb detektiert der Møllerdetektor die Møllerelektronen mittels Tscherenkow-Strahlung. Dadurch wird wenig Untergrund registriert, da nur geladene Teilchen mit einer Geschwindigkeit über der Lichtgeschwindigkeit im Medium Tscherenkow-Strahlung erzeugen. Ein geladenes Teilchen, das sich durch ein Medium bewegt polarisiert die Atome um sich herum. Durch die Bewegung des Teilchens findet auf die longitudinale Komponente des polarisierten Atoms eine Umpolung statt, wenn das Teilchen am Atom vorbeifliegt. Die entstehenden Photonen interferieren normalerweise destruktiv mit den Photonen, die von Nachbaratomen ausgesendet werden, so dass kein Tscherenkow-Licht sichtbar wird. Bei geladenen Teilchen, die sich schneller als das Licht im Medium bewegen, bildet sich eine Kegelfront.

Für die Tscherenkow-Strahlung gilt [11]:

$$v > \frac{c}{n} \quad ; \quad \cos \theta = \frac{c}{nv} \quad (5.1)$$

Wobei v die Teilchengeschwindigkeit, n der Brechungsindex, c die Lichtgeschwindigkeit und θ der Winkel der abgestrahlten Photonen von der Teilchenflugrichtung aus gesehen sind.

5.3.2 Aufbau des Detektors

Um die Anzahl der Tscherenkow-Photonen zu erhöhen, wird die Anzahl an Teilchen erhöht die Tscherenkow-Strahlung erzeugen. Dies erreicht man durch einen elektromagnetischen Schauer. Dieser entsteht, wenn ein Photon oder Elektron mit Materie wechselwirkt. Ein hochenergetisches Elektron, das in dichte Materie eindringt, erzeugt durch den Vorgang der Bremsstrahlung, den Compton-Effekt und die Paar-

bildung sekundäre Teilchen. Dabei entsteht ein Schauer an Teilchen, da die Sekundärteilchen wiederum weitere Sekundärteilchen erzeugen können. Dieser Schauer entwickelt sich so lange, bis die Teilchen die kritische Energie E_c erreichen, da dann der Energieverlust durch Kollisionen die durch Bremsstrahlung überwiegt und so im Mittel die Teilchenanzahl des Schauer sinkt. Für die longitudinale Entwicklung des Schauers gilt [11]:

$$E_c = \frac{E_0}{e^{t_{max}}} = \frac{0,8 \text{ GeV}}{(Z + 1,2)} \quad (5.2)$$

Hierbei ist E_0 die Anfangsenergie, Z ist Ladungszahl des Materials und t_{max} ist der Abstand zwischen Start und Maximum des Schauers in Einheiten der Strahlungslänge X_0 .

Für Elektronenereignisse die mit Tscherenkow-Strahlung detektiert werden sollen, eignet sich Bleiglas. Es ist durchsichtig für sichtbares Licht und durch das enthaltene Blei hat es eine vergleichsweise kurze Strahlungslänge, was zu einer Schauerentwicklung auf relativ kurzer Strecke führt. Es hat eine Strahlungslänge von $X_0 = 1,265 \text{ cm}$ [12]. Mit Gleichung 5.2 und einer Energie von $E_0 = 850 \text{ MeV}$ ist das Maximum des Schauers bei $M = t_{max} \cdot X_0 = 4,36 \cdot X_0$. Für Bleiglas ist dann das Maximum nach 5,5 cm erreicht. Der Detektor sollte soweit wie möglich vom Taggermagneten entfernt sein. Dies ist aber durch den Hodoskop begrenzt, weshalb die Møllerelektronen auf kurzer Strecke detektiert werden müssen. Dies wird erreicht, indem man einen Teilchenschauer in einem Material mit kürzerer Strahlungslänge erzeugt. Blei hat mit $X_0 = 0,5612 \text{ cm}$ eine kürzere Strahlungslänge als Bleiglas mit $X_0 = 1,265 \text{ cm}$ [12]. Der gesamte Aufbau ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Es wurde eine 1,5 cm dicke Bleiplatte für einen Vorschauer benutzt. Dadurch wird das Schauermaximum mit dieser Bleiplatte nach 3,6 cm erreicht. Das Bleiglas sollte damit optimalerweise eine Dicke von 2,1 cm besitzen.

Insgesamt wurde eine 1,5 cm dicke Bleiplatte für den Vorschauer und ein 3 cm dickes Bleiglas zur Detektion der Elektronen mittels Tscherenkow-Strahlung verwendet.

Zur Detektion des Lichts, werden für den Møllerdetektor ET9111B Photomultiplier mit 25 mm Durchmesser von ET Enterprises benutzt. Zusammen mit der Hochspannungsversorgung beträgt die Länge ungefähr 9 cm. Der Photomultiplier kann nicht hinter dem Bleiglas angebracht werden, da sonst der Detektor zu lang wird. Um dies zu verhindern wird ein Prisma hinter das Bleiglas gesetzt. Dadurch soll die Lichtablenkung um 90° durch Reflexion auf den Photomultiplier erreicht werden. Bleiglas und Prisma werden mit lichtdurchlässigem Optischen Zement befestigt, welches durchlässig für sichtbares Licht ist. Im UV-Bereich hat er für Wellenlängen größer 308 nm einen Transmissionsgrad von 90%. Gewöhnlicher Kleber würde einen Teil des Lichts absorbieren und eignet sich somit nicht. Der Photomultiplier wird mit einem Silikon-Kissen durch eine Feder auf das Prisma gedrückt. Die Detektoren wurden auf Lichtdichtigkeit mit einem Oszilloskop überprüft.

Da Tscherenkow-Photonen keine feste Wellenlänge besitzen sondern eine Verteilung aufweisen, ist es wichtig zu wissen für welche Wellenlängen die Materialien Licht leiten. Die Wellenlängen für die der verwendete Photomultiplier anspricht sind durch das Photomultiplierfenster im UV-Bereich begrenzt. Der Photomultiplier registriert Wellenlängen von 280-630 nm [13]. Das Bleiglas, indem die meisten Photonen entstehen, transmittiert Licht mit mehr als 80% Transmissionsgrad für Wellenlängen größer 380 nm [14]. Licht mit einer Wellenlänge kleiner als 340 nm wird nicht transmittiert. Somit begrenzt das Bleiglas die beobachtbaren Wellenlängen auf 380-630 nm. Das Prisma muss dementsprechend aus einem Material bestehen welches diese Wellenlängen transmittiert. Aus diesem Grund wurde BK7 (Borosilikat-Kronglas) als Material gewählt. Das Fenster des Photomultipliers besteht ebenfalls aus einem Borosilikat-Kronglas, da aber das Prisma dicker ist als das Fenster, ist die effektive Transmission

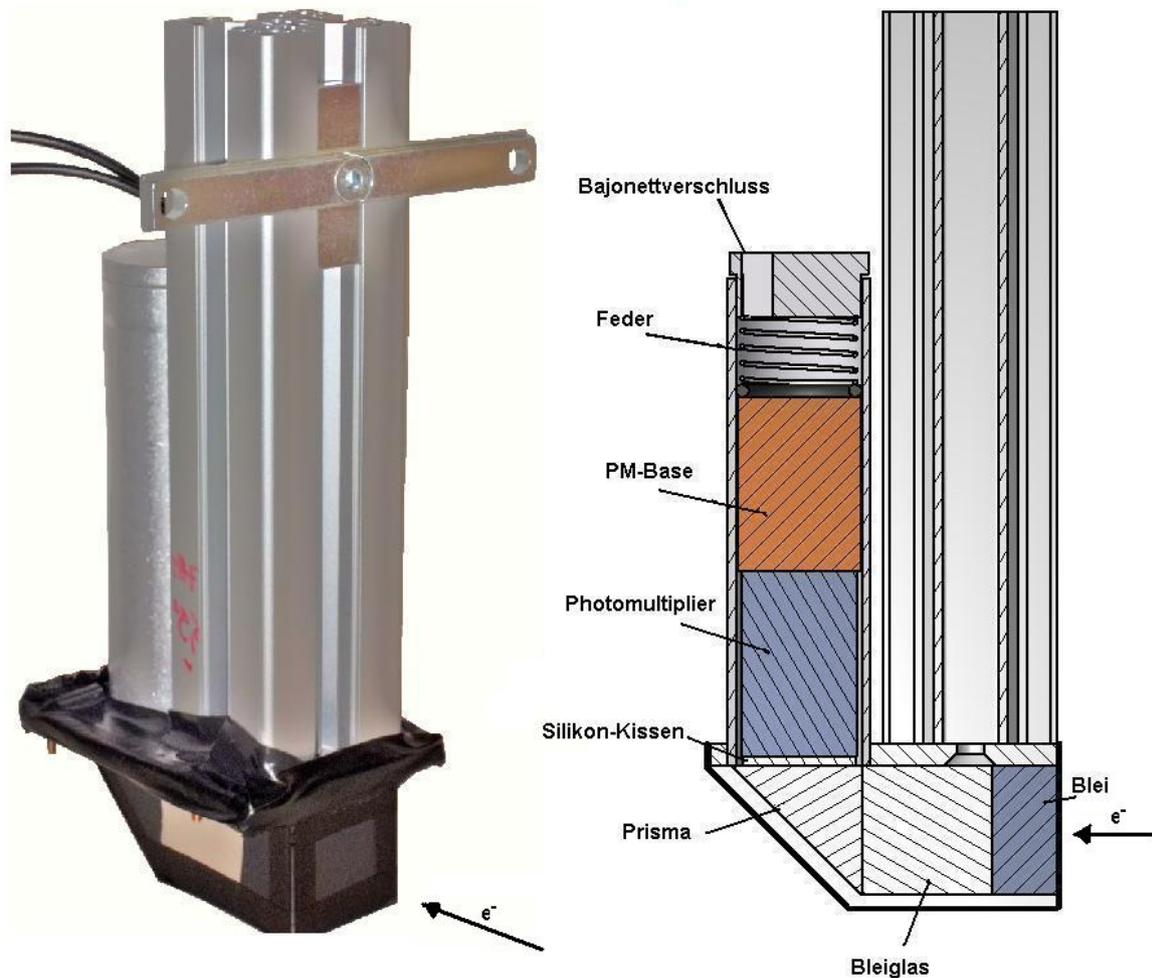


Abbildung 5.5: Møllerdetektor

im Wellenlängenbereich von 340-2000 nm [15].

5.3.3 Lichtauskopplung

Es wurden zwei Methoden untersucht das Licht auf die Photomultiplier zu lenken. Die Effizienz der Methoden lässt sich ohne eine Testmessung mit Møllerelektronen nicht abschätzen. Deshalb wurden folgende Möglichkeiten während der Testmessung in Kapitel 6 benutzt und untersucht.

Direkte Reflexion: Die Transversale Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers und der große Tscherenkov-Winkel sorgen für eine Winkelverteilung der Photonen. Dadurch kann die Totalreflexion auf der Hypotenuse des Prismas nicht für alle Photonen genutzt werden. Die Hypotenuse des Prismas muss deshalb verspiegelt werden. Bei einer Spiegelung ist der Einfallswinkel gleich dem Austrittswinkel.

Zusätzlich zur Verspiegelung der Hypotenuse des Prismas durch eine Aluminiumbeschichtung

wird das Bleiglas mit Aluminiumfolie umwickelt, damit ein Teil des Lichts, das das Bleiglas verlässt, zurück reflektiert wird. Eine Aluminiumbeschichtung hat einen Reflexionsgrad von 92% im Wellenlängenbereich von 200-1000 nm [16] und eignet sich somit für das vorhandene Tscherenkow-Licht.

Diffuse Reflexion: Das Licht, das normalerweise durch den großen Tscherenkow-Winkel den Photomultiplier durch direkte Reflexion rein geometrisch nicht trifft, kann durch diffuse Reflexion den Photomultiplier erreichen. Durch diffuse Reflexion wird Licht nicht wie bei einem Spiegel reflektiert sondern zerstreut. Somit ist es ein statistischer Prozess und ein Teil des Lichts wird nicht Richtung Photomultiplier reflektiert. Theoretisch es damit auch das Prisma unnötig, doch für vergleichbare Ergebnisse wurde ein unbeschichtetes Prisma benutzt.

Da weiße Farbe diffus reflektiert, wurde das Prisma und das Bleiglas mit LIQUID PAPER Multi Fluid (LPMF) bestrichen. LPMF ist in einem Bereich von 420-780 nm zu 80% reflektierend [17]. Das bedeutet, dass für Wellenlängen kleiner 420 nm nur ein kleiner Teil reflektiert wird.

Testmessungen

Um die Fragestellung zu klären, ob für den Møllerdetektor diffuse Reflexion oder direkte Reflexion das Licht effizienter in Richtung des Photomultipliers lenkt, wurden beide Methoden aufgebaut und unter realen Einsatzbedingung in Kapitel 6.2 getestet. Vorher wurde aber der Møllerdetektor mit einem Prototyp ohne Prisma getestet, um die Lichtausbeute durch das Prisma zu bestimmen. Für diese Testmessungen wurden Myonen aus der Höhenstrahlung benutzt. Da ein Myon keinen Schauer erzeugt und so immer nur ein Teilchen im Detektor die Tscherenkow-Strahlung erzeugt, führt dies idealer Weise zu einer Gaußverteilung im Pulshöhenspektrum.

Die Hochspannungsversorgung für die Photomultiplier wurde vor dem Versuch an einer konstanten Lichtpulsquelle kalibriert, damit die Photomultiplier die gleiche Verstärkung der Signale haben. Von Interesse ist die Lichtausbeute des Møller-Signals. Dafür muss das Pulshöhenspektrum der Detektoren aufgenommen werden.

6.1 Testmessung mit Höhenstrahlung

Vor dem Test mit dem Elektronenstrahl wird die Effektivität der Lichtauskopplung mit Myonen aus der Höhenstrahlung getestet. Dabei wird ein Prototyp ohne Prisma getestet. Der Aufbau ist in Abbildung 6.1 dargestellt. In diesem Aufbau wird der Photomultiplier direkt an das Bleiglas befestigt. Der Großteil der registrierten Photonen sind Photonen die direkt Richtung Photomultiplier erzeugt werden. Die restlichen Photonen werden praktisch vollständig absorbiert, da das Bleiglas mit schwarzem Isolierband gegen äußeres Licht abgedichtet ist. Da die diffusen Reflexion im Prinzip nicht auf ein Prisma angewiesen ist, wurde auch ein Prototyp Detektor mit diffus reflektierenden Flächen getestet.

6.1.1 Aufbau

Die vier Detektoren wurden mit Hilfe der Myonen in der Höhenstrahlung getestet. Myonen sind geladene Teilchen die im kosmischen Schauern produziert werden können. Die Myonen auf Meereshöhe sind minimal ionisierend und produzieren wegen ihrer hohen Masse keinen elektromagnetischen Schauer. Somit wird immer nur die Tscherenkow-Strahlung eines Teilchens im Detektor registriert. Dadurch lassen sich die Detektoren gut vergleichen, da im Idealfall eine Gaußverteilung im Pulshöhenspektrum erwartet wird. Damit muss ein Pulshöhenspektrum aufgenommen werden, um die Lichtausbeute zu vergleichen. Zu diesem Zweck wurde der Digitizer DT5742 von CEAN benutzt. Damit lassen

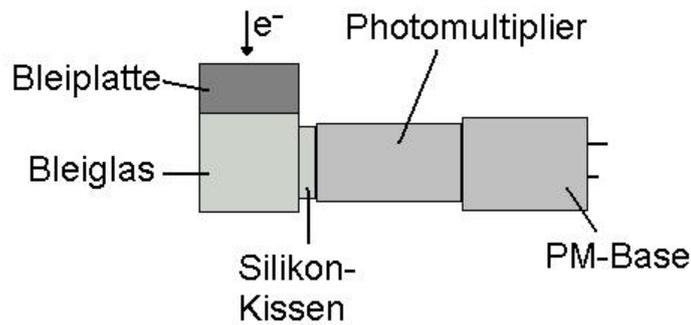


Abbildung 6.1: Schematischer Aufbau des Prototypen

sich die Analogsignale speichern, was beispielsweise den Vergleich von Pulsform und Pulshöhe zulässt. In Abbildung 6.2 ist der Aufbau der Testmessung dargestellt. Hierbei war Detektor 1 der Møllerdetektor

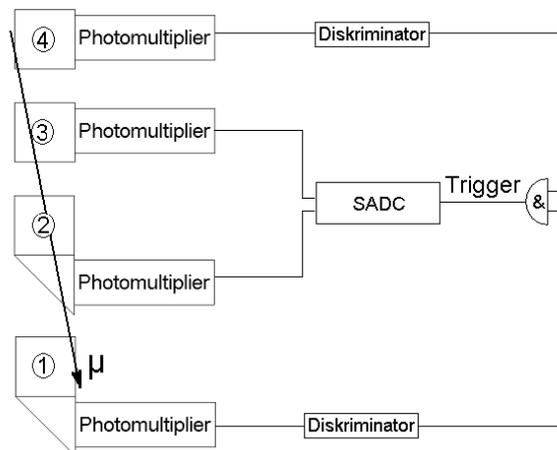


Abbildung 6.2: Aufbau zur Messung von Myonen

mit diffuser Reflexion, Detektor 2 der Møllerdetektor mit direkter Reflexion, Detektor 3 der Prototyp mit beschichteten Flächen und Detektor 4 der unbeschichtete Prototyp. Myonen werden durch eine Koinzidenzabfrage von Detektor 1 und 4 aus der Höhenstrahlung selektiert, indem das Koinzidenzsignal als Auslöser für die Datenaufnahme fungiert. Die Signalhöhen von Detektor 2 und 3 werden dann durch den Digitizer aufgenommen. Nach der Aufnahme der Pulshöhenspektren von Detektor 2 und 3 werden die Detektoren vertauscht und die Pulshöhenspektren der Detektoren 1 und 4 werden aufgenommen. Durch den Aufbau der Testmessung werden Myonen mit einem Auftreffwinkel von bis zu 17° registriert.

6.1.2 Ergebnisse

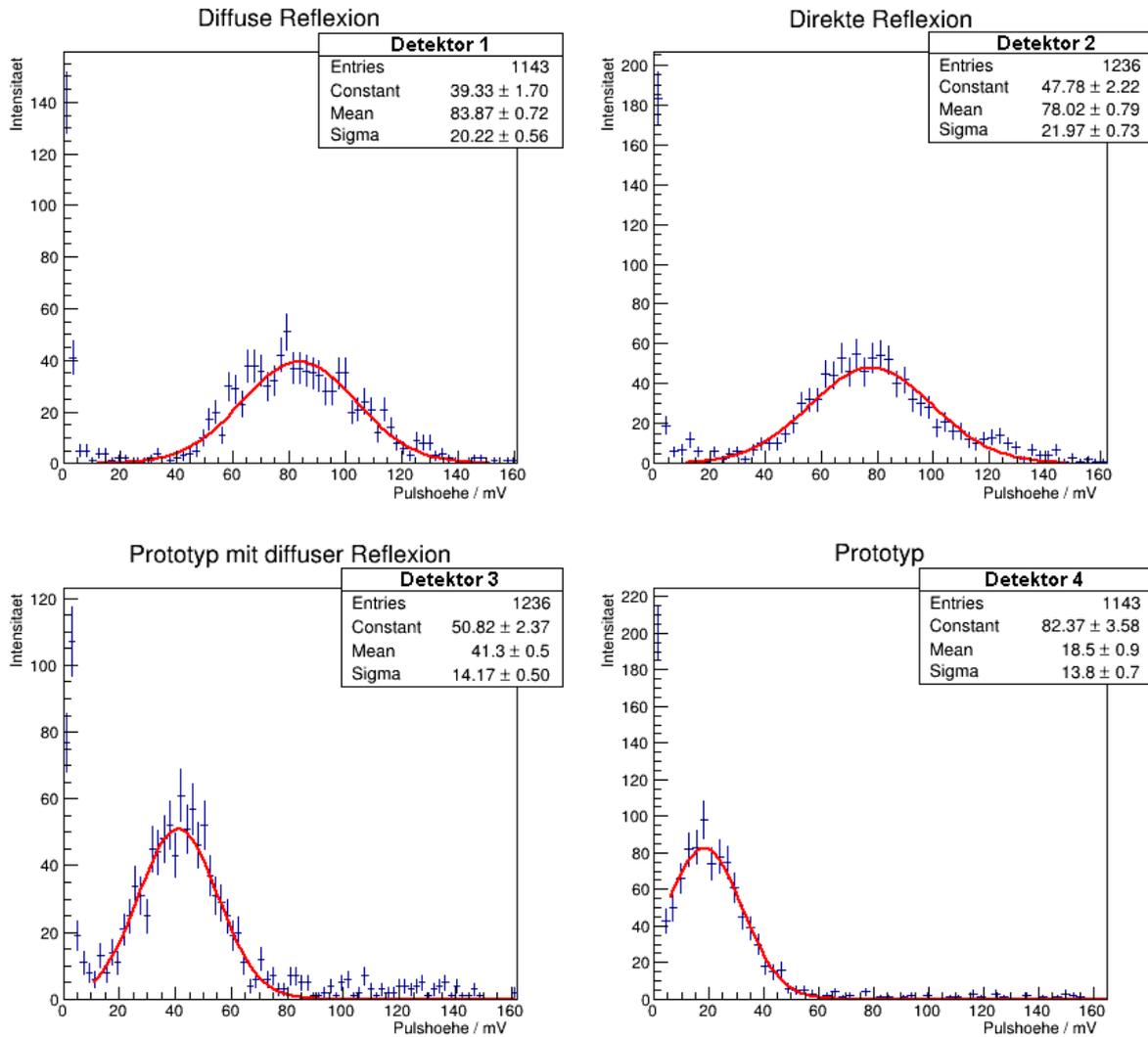


Abbildung 6.3: Pulshöhenspektrum der Myonen

Die aufgenommenen Pulshöhenspektren sind in Abbildung 6.3 dargestellt. In den Diagrammen sind die Anzahl der Ereignisse gegen die gemessenen Pulshöhen aufgetragen. Die Schwerpunkte der Gaußkurven (Mean) sind dabei proportional zur mittleren Anzahl detektierter Photonen. Der Prototyp mit beschichteten Flächen hat ungefähr doppelt so viele Photonen registriert, wie der Prototyp ohne Beschichtung. Es können keine signifikanten Unterschiede zwischen Møllerdetektor mit diffuser und direkter Reflexion festgestellt werden. Der Vergleich zum unbeschichteten Prototypen zeigt eine Erhöhung der Lichtauskopplung um einen Faktor vier. Es zeigt sich somit, dass die Lichtauskopplung ein wichtiger Aspekt beim Bau eines Tscherenkow-Detektors ist.

6.2 Testmessung während der Strahlzeit

In der vorherigen Testmessung wurde die Lichtausbeute durch das Prisma bestimmt. Interessant ist nun die Effektivität der Lichtauskopplung, wenn durch einen elektromagnetischen Schauer, die Teilchenanzahl und somit die Lichtausbeute erhöht wird. Im Gegensatz zu Myonen wird ein Elektron einen elektromagnetischen Schauer erzeugen, was zu einer anderen Winkelverteilung der Teilchen führt als bei der Messung mit Myonen. Für aussagekräftigere Ergebnisse wurden die Møllerdetektoren während einer Strahlzeit des BGO-OD Experiments an die endgültige Position eingebaut. Der polarisierte Elektronenstrahl ist bei einer Energie von 1,7 GeV maximal longitudinal polarisiert (siehe Kapitel 2.2.1). Diese Energie wird dann auch während der Experimente mit zirkular polarisierten Photonen verwendet. Die Strahlzeit wurde aber nicht zum Test der Møllerdetektoren durchgeführt, weshalb ein unpolarisierter Elektronenstrahl mit einer Energie von 2,4 GeV verwendet wurde. Nach Gleichung 5.2 ist das Schauermaximum für die symmetrischen Møllerelektronen bei dieser Energie noch innerhalb des Bleiglasses. Durch die höhere Energie der symmetrischen Møllerelektronen wird im Vergleich zur Strahlenergie von 1,7 GeV die Teilchenanzahl im Schauer größer, die Winkelverteilung der Tscherenkow-Photonen bleibt aber ähnlich. Somit ist die Lichtauskopplung bei diesen Energien vergleichbar mit 1,7 GeV Elektronenstrahlenergie.

6.2.1 Aufbau

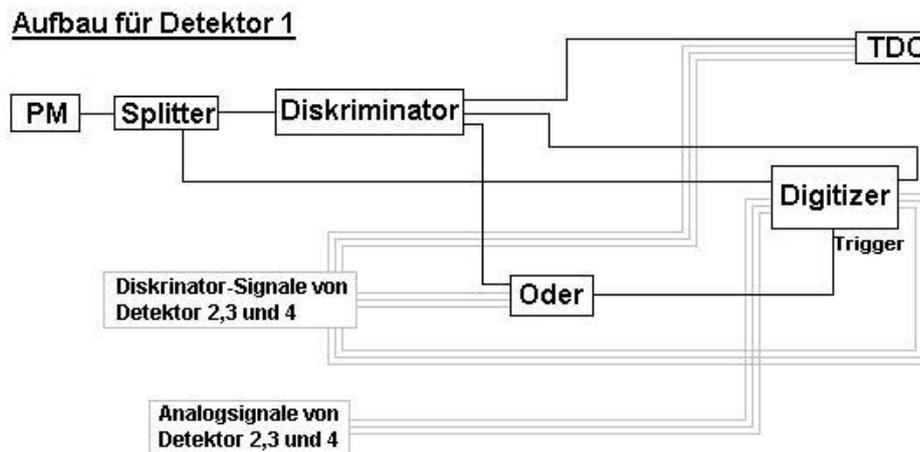


Abbildung 6.4: Elektronische Verschaltung des Detektor 1 während der Testmessung

Die Nummerierung der Detektoren ist wie in Abbildung 5.3 dargestellt. In Abbildung 6.4 ist die elektronische Verschaltung am Beispiel von Detektor 1 dargestellt. Dessen Signal wird gesplittet. Ein Ausgang des Splitters wird an den Eingang des Digitizers angeschlossen. Der andere wird an einen Diskriminator gegeben. Als Triggerbedingung für den Digitizer wird ein "oder" verwendet, daß heißt, dass der Trigger von jedem Detektor ausgelöst werden kann. Zusätzlich wurden die Diskriminatorsignale an die Eingänge des Digitizers gegeben, um später zu überprüfen von welchem Detektor das Triggersignal kam. Als letztes werden die Diskriminatorsignale an einen TDC gegeben mit dem die Zeitdifferenzen zwischen den Diskriminatorsignalen genau bestimmt werden können.

Als erstes wurde die direkte Reflexion getestet. Danach wurde nur das Bleiglas und das Prisma in allen Detektoren gewechselt und die diffuse Reflexion wurde getestet. Die Position, die Photomultiplier und

Hochspannungsversorgung sind somit bei beiden Messungen gleich. Neben der unterschiedlichen Methode der Lichtauskopplung, war der Radiator bei direkter Reflexion Kupfer und bei diffuser Reflexion Diamant. Dies hat Einfluss auf den Untergrund, da die Kernladung und somit die Wirkungsquerschnitte anders sind. Während der Strahlzeit waren verschiedenen Messzeiten für die jeweiligen Methoden vorhanden. Dies führt zu größeren statistischen Schwankungen bei der Messung mit direkter Reflexion, da hier die Messzeit kleiner im Vergleich zur diffusen Reflexion Messung war.

6.2.2 Ergebnisse

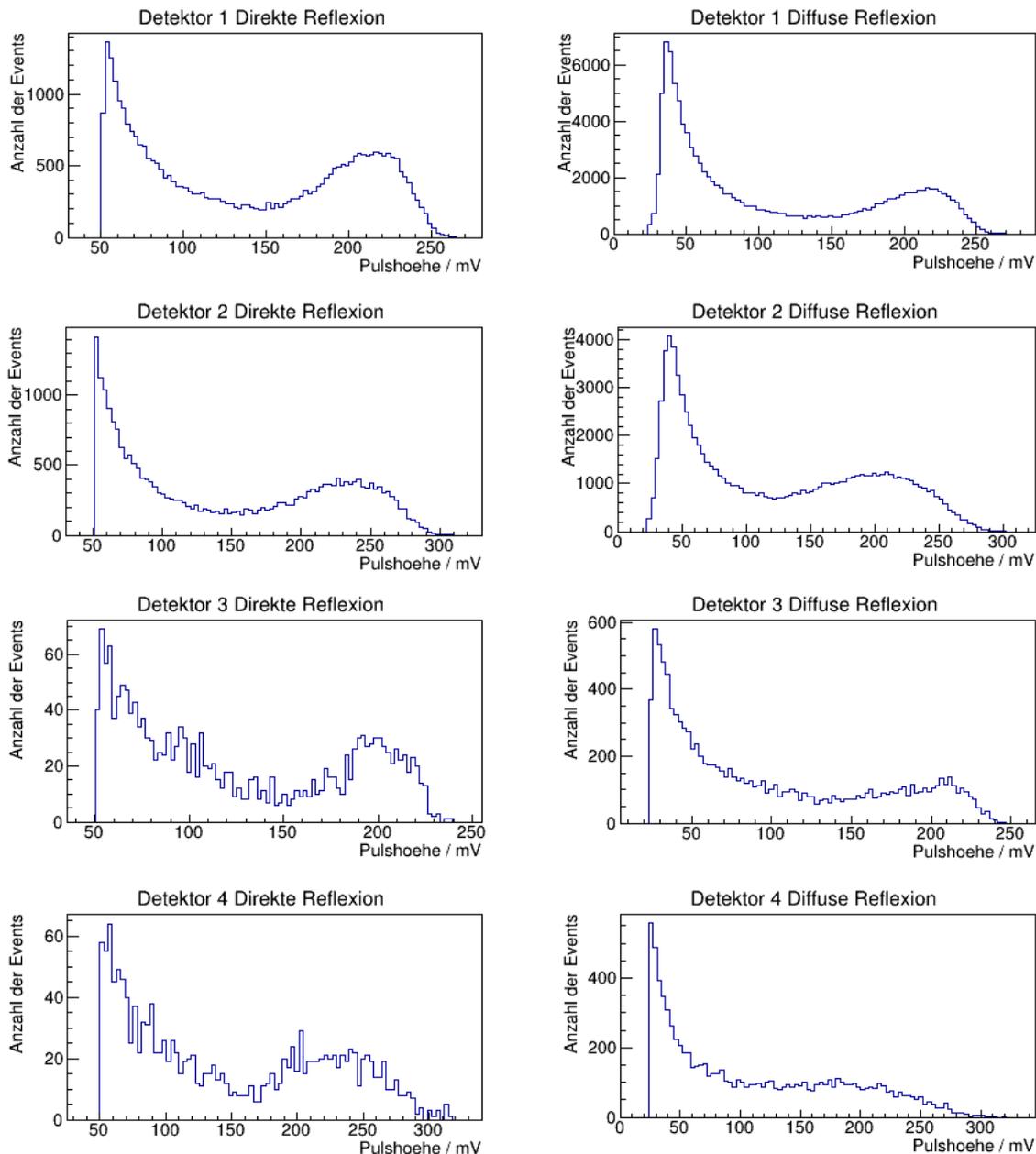


Abbildung 6.5: Pulshöhenspektrum der Detektoren

Die gemessenen Pulshöhen, die während der Strahlzeit aufgenommen wurden, sind in Abbildung 6.5 dargestellt. Dabei sind alle Signale in den Diagrammen dargestellt, die der Detektor registriert hat. Es fällt auf, dass die Anzahl an Ereignissen bei Detektoren 1 und 2 um eine Größenordnung größer ist als bei Detektor 3 und 4. Die Intensität der Bremsstrahlelektronen hat einen ($\sim 1/E_{\text{photon}}$) Verlauf. Durch den Taggermagnet werden Bremsstrahlelektronen mit höheren Impulsen schwächer abgelenkt und werden im oberen Bereich des Hodoskop detektiert. Da die Position der Detektoren 1 und 2 höher ist, sind somit mehr Bremsstrahlelektronen als Untergrund vorhanden. Im dem Pulshöhenspektrum ist eine Überlagerung eines exponentieller Abfalls mit einer Gaußkurve zu erkennen. Der exponentieller Abfall wird größten Teils durch den Untergrund erzeugt. Die Photonenzahl hängt hauptsächlich von der geladenen Teilchenanzahl ab, die durch den elektromagnetischen Schauer entstanden sind. Da verschiedene Radiatoren benutzt wurden und die Auswirkung auf den Untergrund nicht abgeschätzt werden können, wurde versucht die Møllerelektronen aus den Daten zu selektieren. Die Energie und Eintrittswinkel der Møllerelektronen in die Detektoren ist nur von der Elektronenstrahlenergie und Lage der Møllerdetektoren abhängig, die sich nicht geändert haben. Der größte Teil der Koinzidenzen zwischen den schräg gegenüberliegenden Detektoren wird von Møllerelektronen ausgelöst. Es wird das Pulshöhenspektrum von Detektor 1 und 4 im Histogramm 6.6 aufgetragen, wenn eine Koinzidenz zwischen Detektor 1 und 4 stattfand. Für Detektor 2 und 3 wird die Koinzidenz von 2 und 3 überprüft. Somit erhält man ein Spektrum, dass relativ mit Møllerelektronensignalen angereichert ist. Das Koinzidenzfenster war 2 ns breit, da die Zeitbestimmung aus den Digitizerdaten keine bessere Zeitauflösung zuließ. Insgesamt sind aber zufällige Koinzidenzen immer vorhanden und lassen sich nicht vollständig unterdrücken. Diese haben besonders Einfluss auf die Møllerelektronen, da die Raten des Untergrunds die Rate der Møllerelektronen übersteigt. Wie man auch nun durch Vergleich der Anzahl an Events in Abbildung 6.5 und 6.6 erkennt.

Um die Gaußkurven besser zu bewerten, wurde die Summe aus Exponentialfunktion und Gaußkurve an das Møllerelektronen angereicherte Pulshöhenspektrum in Abbildung 6.6 angepasst. Die Anpassungswerte der Gaußkurven sind in Tabelle 6.1. Die Anpassung der Gaußkurven und Exponentialfunktion passt nicht perfekt mit den Messergebnissen überein. Somit ist die Annahme, dass das Pulshöhenspektrum nur aus diesen beiden Anteilen besteht, nicht vollkommen richtig. Die Gaußkurven können trotzdem als Anhaltspunkt fungieren.

Detektor	Direkte Reflexion		Diffuse Reflexion	
	Peakschwerpunkt / mV	σ / mV	Peakschwerpunkt / mV	σ / mV
1	194 ± 1	24 ± 1	198 ± 1	26 ± 1
2	223 ± 3	34 ± 3	190 ± 1	43 ± 1
3	198 ± 1	16 ± 2	198 ± 1	22 ± 1
4	226 ± 4	40 ± 4	200 ± 2	45 ± 2

Tabelle 6.1: Bestimmte Werte für die Gauskurven

Betrachtet man die Peak-Lage und die Breite der Gauskurven, so gibt es im Bezug auf die Lichtauskopplung keine signifikanten Unterschiede. Das Ergebnis der Messung ist, dass beide Methoden gut geeignet sind, wenn durch den elektromagnetischen Vorschauer die Ausbeute erhöht wird. Im Vergleich zur vorherigen Messung hat der Møllerdetektor durch den Vorschauer eine Verbesserung der Signale um einen Faktor von ungefähr 2,4.

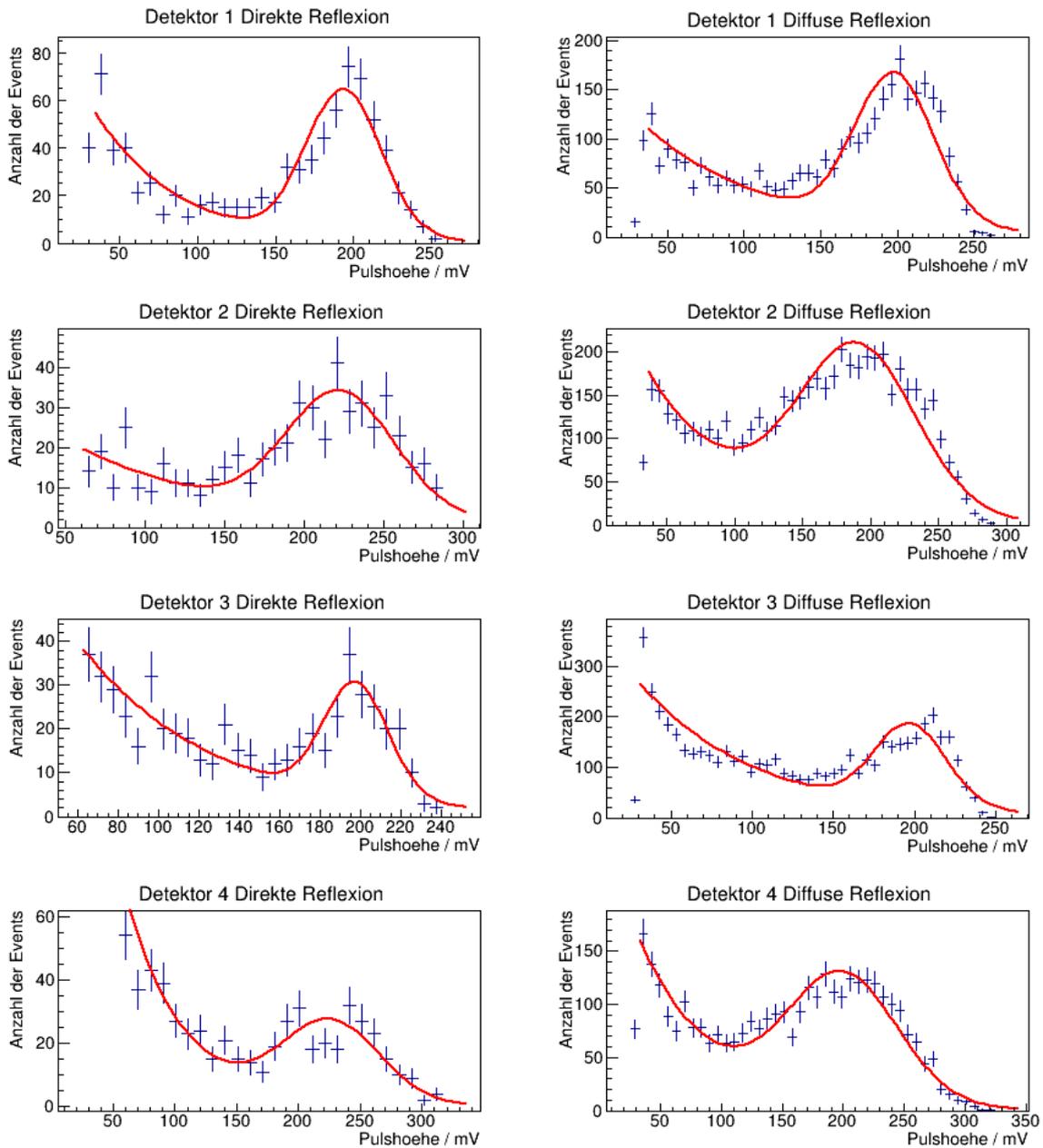


Abbildung 6.6: Koinzidenzpulshöhenspektrum mit angepasster Fit-Funktion

Fazit und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, ein Detektorsystem aufzubauen, der dafür benutzt werden kann Møllerelektronen zu detektieren. Diese werden über die Tscherenkow-Strahlung nachgewiesen, was den niederenergetischen Untergrund reduziert. Aus Platzgründen im Taggersystem wurde dabei versucht auf einer kurzen Strecke viel Tscherenkow-Licht zu gewinnen. Mit Hilfe eines Bleiplättchens ist es gelungen, das Schauermaximum in den nur 2,3 Strahlungslängen dicken Bleiglasdetektor zu legen. Mit Hilfe eines rechtwinkligen Prismas wird eine Lichtablenkung um 90° erreicht. Da der Schauer sich nach dem Maximum nicht direkt auflöst, wird auch im Prisma selbst weiteres Tscherenkow-Licht erzeugt, was die Anzahl der gesamten Photonen erhöht und die Detektion durch den Photomultiplier erleichtert. Der Photomultiplier wandelt die detektierten Photonen in einen elektrischen Puls um.

Mit Testmessungen wurde die Methode der Lichtauskopplung optimiert. Dabei wurde die Lichtausbeute ohne Reflexion, diffuser Reflexion und direkter Reflexion durch die Aufnahmen eines Pulshöhenspektrum getestet. Es hat sich mit einer Myonen-Testmessung herausgestellt, dass diffuse und direkte Reflexion die Lichtausbeute um einen Faktor vier gegenüber dem unbeschichteten Bleiglaskörper ohne Prisma erhöht. Die diffuse Farbe hat ohne das Prisma nur einen Faktor von zwei gegenüber dem unbeschichteten Bleiglaskörper. Während der Strahlzeit für das BGO-OD Experiment wurde die Lichtausbeute der direkte und diffuse Reflexion bestimmt, wenn durch einen Schauer die geladenen Teilchenanzahl erhöht wird. Der Vergleich dieser Daten zeigte, dass kein signifikanter Unterschied zwischen beiden Methoden besteht. Im Vergleich zu Myonen erhöht der Møllerdetektor durch den Vorschauer, die Lichtausbeute um einen Faktor von ungefähr 2,4. Die Methode der direkten Reflexion ist ausgereizt, da das getestete Aluminium die beste Reflektivität für den betrachteten Wellenbereich bietet. Es lässt sich spekulieren, ob sich mit einer höher reflektierenden diffusen Farbe als LIQUID PAPER Multi Fluid die Lichtauskopplung verbessern lässt. Da aber das Spektrum der benutzten Farbe nicht exakt bekannt ist, lässt sich keine Aussage darüber machen. Es hat sich herausgestellt, dass die diffuse und die direkte Reflexion gleich gut zur Lichtauskopplung geeignet sind, wenn die Ausbeute durch einen Vorschauer erhöht wird. Aufgrund dieser Arbeit erscheint es optimal das Prisma mit der verspiegelten Hypotenuse zu nutzen und die restlichen Flächen mit diffuser Farbe zu bestreichen. Aluminium besitzt denn besten Reflexionsgrad im vorhandenen Wellenlängenbereich. Auch wenn das Spektrum der diffusen Farbe nicht genau bekannt ist, ergibt die Testmessung ähnliche Ergebnisse wie die direkte Reflexion. Was zur Annahme führt, dass die diffuse Farbe einen guten Reflexionsgrad im messbaren Wellenlängenbereich hat.

Damit besitzt das zukünftige Møllerpolarimeter des BGO-OD Experiments funktionsfähige Møllerdetektoren. Für das komplette Møllerpolarimeter fehlt nur noch das Møllertarget. Aus Platzmangel muss

aber die Vakuumkammer vergrößert werden. Das Møllertarget wird aus einem ferromagnetischen Material bestehen. Eine Spule um Target wird ein äußeres Magnetfeld von ungefähr 10 mT erzeugen. Dadurch werden sich die Spins der äußeren Elektronen im Target ausrichten und damit ein polarisiertes Møllertarget erzeugen. Wenn der Elektronenstrahl mit den Elektronen im Target streut, werden die symmetrischen Møllerpaare mit den Møllerdetektoren registriert. Durch die Zählratenasymmetrie, die von der Polarisation von Target und Strahl abhängt, wird dann der longitudinale Polarisationsgrad des Elektronenstrahls bestimmt. Ist dieser bekannt, kann über über Gleichung 2.1 der Polarisationsgrad der zirkular polarisierten Photonen bestimmt werden, die durch den Prozess der Bremsstrahlung entstehen. Die zirkular polarisierten Photonen werden für die Polarisationsexperimente am BGO-OD Experiment benötigt.

Literatur

- [1] *Arbeitsgruppe ELSA*, 2013, URL: <http://www-elsa.physik.uni-bonn.de/index.html>.
- [2] M. Hoffman, „Beschleunigung polarisierter Elektronen in der Bonner Elektronen-Beschleunigeranlage ELSA“, 2001.
- [3] T. Zimmermann, *Circularly Polarised Photons at BGO-OD*, Poster: B.1. Photoproduction of Mesons, 2013.
- [4] H. Eberhardt, „Messung der Targetpolarisation und Detektorstudie für das Møllerpolarimeter des Crystal-Barrel-Aufbaus an ELSA“, Diplomarbeit in Physik, 2006.
- [5] H. O. und L.C. Maximon, „Photon and Electron Polarisation in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening“, 1959.
- [6] P. Bartsch, „Design eines Møllerpolarimeters für die 3-Spektrometeranlage“, Diplomarbeit, 1996.
- [7] B. Wagner, „Entwicklung eines Møllerpolarimeters und Messung von Longitudinaler und transversaler Elektronenpolarisation“, Dissertation.
- [8] D. e. a. Swartz Band, „Observation of Target Electron Momentum Effects in Single-Arm Møller Polarimetry“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A363 (1995) 526-537 (1995)*.
- [9] Explora, *J.Hartmann, D.Piontek, C.Schmidt, R.Schmitz, U.Thoma*, Version 1.3 (2011).
- [10] T. Zimmermann, „Doktor Arbeit“, in Vorbereitung.
- [11] W.R.Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments a how to approach*, Springer-Verlag New York Berlin Heidelberg, 1987.
- [12] *Particle Physics Booklet*, 2010.
- [13] *9111B series data sheet*, 2013, URL: <http://my.et-enterprises.com/pdf/9111B.pdf>.
- [14] *Transmission for 4cm Lead Glass*, 2013, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X11010871>.
- [15] *Transmittance for BK7*, 2013, URL: http://www.pgo-online.com/de/katalog/kurven/BK7_kurve.html.
- [16] *Reflexionsgrad für Aluminium*, 2013, URL: <http://www.pgo-online.com/de/katalog/uv-spiegel.html>.
- [17] *Reflexionsgrad für Farbe*, 2013, URL: http://www.usu.edu/cpl/PDF/Barium_Sulfate.pdf.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Übersicht über das BGO-OD Experiment	3
2.2	Elektronen-Stretcher Anlage ELSA [1]	4
2.3	Strahlpolarisation abhängig von der Strahlenergie [3]	5
2.4	Helizitätstransfer für longitudinal polarisierte Elektronen [4]	6
2.5	Photonenmarkierungsanlage des BGO-OD Experiments	7
4.1	Streuvorgang im Schwerpunktsystem (CMS) und Laborsystem [4]	11
4.2	Kegel der Møllerstreuung: links $\theta_1 \neq \theta_2$, rechts: Symmetrische Streuung $\theta_1 = \theta_2$ [4] . .	12
4.3	Møllerasymmetriekoeffizienten im Hochenergiegrenzfall als Funktion des Schwerpunktstreuwinkels [7]	13
4.4	Zwei Methoden zur Magnetisierung des Møllertarget: links: Magnetisierung in der Radiatorebene, rechts: Magnetisierung senkrecht zur Radiatorebene [4]	15
5.1	Schematische Darstellung eines winkelselektierenden Møllerpolarimeters zum Nachweis von Møllerelektronen [7]	18
5.2	Schematische Darstellung eines impulsselektierenden Møllerpolarimeters [6]	19
5.3	symmetrische Møllersimulation mit Bremsstrahlungsebene: A markiert die abgelenkten Bremsstrahlungselektronen, B zeigt den Møllerelektronenkegel für $\bar{\theta} = 90^\circ$, C deutet die Begrenzung durch die Magnetschuhe an und D weist auf die Positionen und Größe der geplanten Møllerdetektoren	20
5.4	Schwerpunktswinkelverteilung	21
5.5	Møllerdetektor	23
6.1	Schematischer Aufbau des Prototypen	26
6.2	Aufbau zur Messung von Myonen	26
6.3	Pulshöhenspektrum der Myonen	27
6.4	Elektronische Verschaltung des Detektor 1 während der Testmessung	28
6.5	Pulshöhenspektrum der Detektoren	29
6.6	Koinzidenz pulshöhenspektrum mit angepasster Fit-Funktion	31

Tabellenverzeichnis

6.1 Bestimmte Werte für die Gauskurven	30
--	----