

Inbetriebnahme des Møllerpolarimeters am BGO-OD Experiment

René Nettekoven

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Physikalischen Institut

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

Juni 2015

1. Gutachter: Prof. Dr. Hartmut Schmieden
2. Gutachter: Dr. Michael Lang

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Das BGO-OD Experiment	3
2.1	Der Detektor	3
2.1.1	Photonenmarkierungsanlage	4
2.1.2	BGO-Ball	4
2.1.3	Vorwärtsspektrometer	5
2.2	Elektronen-Stretcher Anlage ELSA	5
2.2.1	Beschleunigungsprinzip	5
2.2.2	Polarisierter Elektronenstrahl	6
2.2.3	Helizitätstransfer	7
3	Møller-Polarimetrie	9
3.1	Møller Streukinematik	9
3.2	Polarisationsabhängiger Wirkungsquerschnitt	10
3.3	Streuratenasymmetrie	12
3.4	Levchuk-Effekt	13
4	Das BGO-OD Møllerpolarimeter	15
4.1	Targetpolarisation	15
4.2	Detektoranordnung	16
4.3	Datennahme und Bestimmung der Asymmetrie	17
4.3.1	TDC-Methode	17
4.3.2	Scaler-Methode	20
5	Simulierte Energieabhängigkeit	21
5.1	Symmetrischer Møllerkegel	21
5.2	Schwerpunktwinkelverteilung	23
5.3	Asymmetriekoeffizient	25
6	Ergebnisse aus den Testmessungen	27
6.1	Delays der TDC-Methode	27
6.2	Vergleich der TDC- und Scaler-Daten	28
6.3	Umkehren der Asymmetrie	28
6.4	Vergleich der Untergrundbestimmung	29

7 Fazit und Ausblick	33
8 Literaturverzeichnis	35

Einführung

Physik ist die wissenschaftliche Erforschung von Phänomenen, die in der Natur beobachtet werden. Dabei geht es darum, das Verhalten und die Eigenschaften dieser Phänomene zu beschreiben und dazu quantitative Gesetzmäßigkeiten und Modelle zu entwerfen.

Die Beschreibung solcher Phänomene geschieht auch in der Teilchenphysik. So begann die Entwicklung des heutigen Teilchenmodells mit der Entdeckung des Elektrons. 1882 formulierte Hendrik Antoon Lorentz eine modellhafte Theorie, welche die Leitfähigkeit und magnetischen Eigenschaften von Metallen mit negativen beweglichen Ladungsträger erklärte. Am 27. April 1897 bestimmte Joseph John Thomson die spezifische Ladung von den geladenen Teilchen, aus denen ein Kathodenstrahl besteht. Daraus schloss er, dass es sich bei Kathodenstrahlen um Elektronenstrahlen handelt und das Elektron ein Elementarteilchen ist. Die Anzahl der Elementarteilchen hat sich bis zum heutigen Zeitpunkt vervielfacht. Aus Elementarteilchen setzen sich andere Teilchen zusammen, so auch das Nukleon. Dieses setzt sich aus 3 Valenzquarks, Gluonen und Seequarks zusammen. Dabei machen die Valenzquarks innerhalb der Nukleonen nur $\sim 1\%$ der gesamten Nukleonmasse aus, der Rest stammt von Bindungs- und Bewegungsenergien zwischen den Gluonen und Quarks. Dieses quantenmechanische System besitzt Anregungszustände, welche noch nicht vollständig verstanden sind.

Über die Anregungszustände lassen sich Informationen zur inneren Struktur des Nukleons erlangen. Dazu werden die Nukleonen mit hochenergetischen Photonen beschossen, wobei unter anderem angeregten Zuständen mit einer kurzen Lebensdauer erzeugt werden. Durch die Untersuchung der entstandenen Endzustände können Rückschlüsse auf die Reaktionen und somit auf die innere Struktur und Dynamik der angeregten Zustände geschlossen werden. Durch die kurze Lebensdauer der angeregten Resonanz-Zustände sind diese energetisch sehr breit, sodass sich die Zuordnung der einzelnen Resonanzen als schwierig gestaltet.

Um die Resonanzen besser zuordnen zu können, benötigt es Doppelpolarisationsexperimente. Dazu ist es notwendig, den Polarisationsgrad der Streupartner zu kennen. Bei der Anregung von Nukleonen ist dies unter anderem der Polarisationsgrad der Photonen. Dabei können die Photonen über Bremsstrahlung von beschleunigten Elektronen mit bekannter Polarisation erzeugt werden. Für die Erzeugung von linear polarisierten Photonen kann der kohärente Bremsstrahlungsprozess von Elektronen an einem Kristall ausgenutzt werden, für zirkular polarisierte Photonen hingegen, wird der Helizitätstransfer beim Bremsstrahlungsprozess longitudinal polarisierter Elektronen an einem amorphen Radiator verwendet. Das BGO-OD Experiment verwendet zur Untersuchung der inneren Struktur des Nukleons unter ande-

rem durch Bremsstrahlung erzeugte zirkular polarisierte reelle Photonen, mit welchem Nukleontargets beschossen werden. Um den Polarisationsgrad der zirkular polarisierten Photonen zu bestimmen, ist die Kenntnis des Polarisationsgrades des Elektronenstrahls notwendig. Dieser wird mit Hilfe der Møllerstreuung bestimmt.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Inbetriebnahme des BGO-OD Møllerpolarimeters, welches zur Bestimmung des Polarisationsgrades des Elektronenstrahls dient. Dazu folgt zunächst die Beschreibung vom Gesamtaufbau des BGO-OD Experimentes, sowie ein Überblick über die theoretischen Grundlagen zur Møllerstreuung. Im Anschluss werden Aufbau und Funktionsweise des BGO-OD Møllerpolarimeters vorgestellt, sowie die Berechnung des absoluten Polarisationsgrades vom Elektronenstrahl erläutert. Zum Abschluss wird eine Analyse der Energieabhängigkeit der Polarisationsbestimmung sowie die Ergebnisse der ersten Testmessungen dargestellt.

Das BGO-OD Experiment

Das BGO-OD (Bismut Germanate Oxide - Offener Dipol) Experiment befindet sich neben diversen anderen Experimenten an der Beschleuniger-Anlage ELSA (Elektron Stretcher Anlage), im Physikalischen Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität in Bonn.

Bei dem BGO-OD Experiment handelt es sich um ein Fixed-Target Experiment, mit dem die innere Dynamik und Struktur spezifischer Zustände von Nukleonen untersucht werden soll. Dazu werden aus einem beschleunigten Elektronenstrahl von mehreren GeV, im Folgenden Primärstrahl genannt, durch Bremsstrahlung reelle Photonen erzeugt. Dabei kommt es an einem Target hauptsächlich zur Produktion von Mesonen, welche sich durch den Impulsübertrag in die Richtung des Primärelektronenstrahls bewegen. Zum Nachweis von Reaktionen teilt sich der Detektor in einen zentralen Part, in dem unter anderem die Zerfallsprodukte der angeregten Nukleonen mit hohen Abstrahlwinkel nachgewiesen werden und ein Vorwärtsspektrometer, welches unter einem kleinen Winkel zur Strahlrichtung die aus dem Target austretenden Mesonen und Protonen nachweist. Da die Lebensdauer der angeregten Zustände relativ klein ist, überlappen sich die Resonanzen. Um diese dennoch auflösen zu können, benötigt es zusätzliche Observablen, wie die Polarisation der erzeugten Photonen.

Im Weiteren wird in diesem Kapitel ein Überblick über das Experiment gegeben, indem die Beschleunigung und Führung der Elektronen sowie die einzelnen Bestandteile des Detektors erläutert werden.

2.1 Der Detektor

Der Detektor besteht aus mehreren einzelnen Komponenten, auf die in diesem Abschnitt eingegangen wird. Dabei lässt sich der Detektor in 3 Sektionen aufteilen: die Photonenmarkierungsanlage, den zentralen BGO-Ball und das Vorwärtsspektrometer. Einen Überblick über die Anordnung ist in [Abbildung 2.1](#) gegeben.

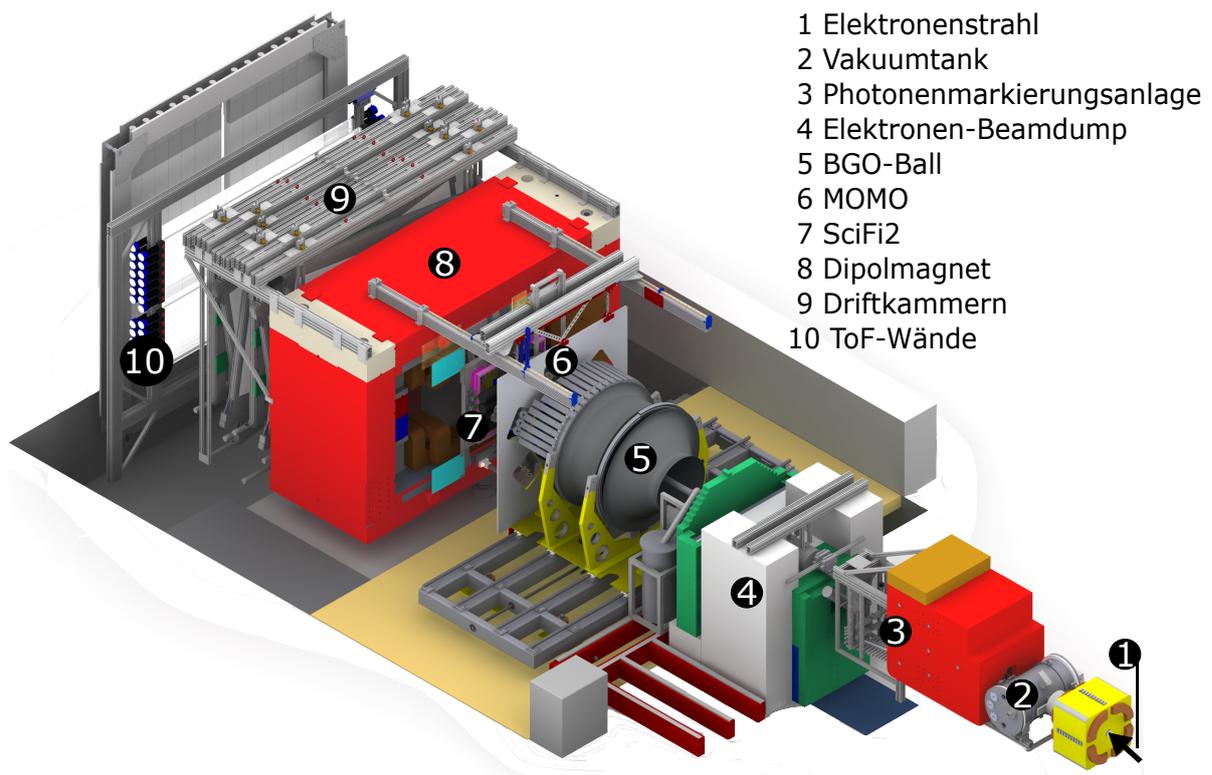


Abbildung 2.1: Übersicht des BGO-OD Detektors

2.1.1 Photonenmarkierungsanlage

Die Photonenmarkierungsanlage dient dazu, die Energie der durch Bremsstrahlung erzeugten Photonen zu messen. Dazu gelangen die Elektronen aus dem Beschleuniger ELSA in eine Vakuumkammer, in der verschiedene auswählbare Bremsstrahlungstargets vorhanden sind. An dem ausgewählten Bremsstrahlungstarget werden über den Bremsstrahlungsprozess reelle Photonen erzeugt, bei dem die Elektronen einen Teil ihrer Energie an die Photonen abgeben.

Um die Energie der Photonen zu bestimmen, wird ein impulsselektierender Detektor verwendet. Ein Dipolmagnet, im Folgendem Taggermagnet genannt, trennt die Photonen von den Sekundärelektronen. Dabei bewegen sich die Photonen vom Taggermagneten unbeeinflusst weiter, während die Sekundärelektronen abgelenkt werden. Dabei hängt die Größe der Ablenkung bei konstantem Magnetfeld von dem Impuls der Sekundärelektronen ab. Durch eine spezielle Anordnung der Detektoren (Hodoskop), welche die Elektronen detektieren, ist es bei bekanntem Magnetfeld möglich, die Energie der Sekundärelektronen aufgrund ihrer detektierten Position zu bestimmen. Durch Bildung der Energiedifferenz der Primär- und Sekundärelektronen, erhält man den Energieübertrag auf die Photonen. Damit ist die Energie der Photonen bestimmbar.

2.1.2 BGO-Ball

Den Mittelpunkt des BGO-Balls bildet das Target. Als Target kann zwischen Neutronen und Protonen gewechselt werden, indem entweder flüssiger Wasserstoff (ein Proton) oder Deuterium (1 Proton und 1

Neutron) verwendet wird. Dabei handelt es sich bei Deuterium um kein reines Neutronentarget. Während bei den Reaktionen am Target geladene Teilchen wie Mesonen und Protonen einen hohen Impuls in Vorwärtsrichtung besitzen können, haben die angeregten Systeme im Laborsystem einen kleinen Impuls und können somit isotrop unter Emission von weiterer neutralen und geladenen Teilchen zerfallen. Letztere aus dem isotropen Zerfall emittierten, Teilchen werden über den BGO-Ball detektiert. Dabei handelt es sich um ein Kalorimeter, welches einen Raumwinkel von von 25° bis 155° abdeckt. Dieser besteht aus 480 BGO-Kristallen, wobei jeder Kristall Zeit- und Energieinformationen liefert. Die Spur geladener Teilchen kann innerhalb des BGO-Balls mit einer doppelagigen zylindrischen Vieldrahtproportionalkammer detektiert werden. Des Weiteren können mittels eines ebenfalls zylindrischen, segmentierten Plastiksintillators geladene Teilchen identifiziert werden. Insgesamt stehen dafür 32 Szintillationszähler zur Verfügung.

Zwischen BGO-Ball und Vorwärtsspektrometer befindet sich ein Multigap Resistive Plate Chamber (MRPC) und ein Szintillations-Ring (SciRi), welche die Akzeptanzlücke von ca. 12° bis 25° zwischen Vorwärtsspektrometer und BGO-Ball in Vorwärtsrichtung überbrücken.

2.1.3 Vorwärtsspektrometer

Das Vorwärtsspektrometer ermöglicht es, Teilchen mit Bewegungsrichtung innerhalb eines Winkels von bis zu maximal 12° zum Primärelektronenstrahl nachzuweisen. Dazu befindet sich vor dem großen Dipolmagneten (siehe Abbildung 2.1, Markierung 8) ein Szintillationsfaserdetektor MOMO (Monitor of Mesonic Observable) und SciFi2 (Scintillating Fibers), mit denen die Trajektorien der Teilchen vor dem Magneten bestimmt werden können.

Der circa 90t schwere Magnet mit einer maximalen Feldstärke von 0,51 T lenkt geladene Teilchen mittels seines Magnetfeldes ab.

Anschließend folgen acht Driftkammern, womit die Spur der Teilchen hinter dem Detektor bestimmt werden kann. Mit der vor und hinter dem Magneten gemessenen Spurn, kann die Ladung und der Impuls des detektierten Teilchens bestimmt werden.

Anschließend folgt der Flugzeitspektrometer TOF (Time of Flight), bestehend aus Plastiksintillatoren, mit welchem für geladene und ungeladene Teilchen Flugzeitdaten bestimmt werden. Dabei können aus den durch TOF bestimmten Flugzeiten und dem Impuls, die Masse der Teilchen ermittelt werden.

2.2 Elektronen-Stretcher Anlage ELSA

Für die Erzeugung von Bremsstrahlung werden hochenergetische Elektronen (Primärelektronen) benötigt, welche an ELSA erzeugt werden. Eine Übersicht der Beschleunigungsanlage ist in Abbildung 2.2 zu finden. Es ist möglich sowohl unpolarisierte, als auch spinpolarisierte Elektronen bei unterschiedlichen Energien zu erzeugen und den extrahierten Strahlstrom zu variieren. Das Beschleunigungsprinzip an ELSA ist von der Polarisation der Elektronen unabhängig. Die Elektronen werden durch ein dreistufiges Beschleunigungssystem auf eine Energie von maximal 3,2 GeV beschleunigt.

2.2.1 Beschleunigungsprinzip

Dabei teilt sich das dreistufige System in einen Linearbeschleuniger (LINAC), das Booster Synchrotron und den Stretcherring. Als erste Stufe werden die Elektronen mit einem Linearbeschleuniger (LINAC 1

oder LINAC 2) vorbeschleunigt und in den Booster Synchrotron injiziert. Im Booster Synchrotron werden die Elektronen weiter beschleunigt, sodass innerhalb des Synchrotrons eine maximale Strahlenergie von 1,2 GeV erreicht wird. Mit dem Elektronenstrahl aus dem Booster Synchrotron wird der Stretcherring gefüllt. In dem Stretcherring werden die Elektronen nochmals beschleunigt, sodass eine maximale Strahlenergie von 3,2 GeV erreicht werden kann. Die Elektronen können mit verschiedenen einstellbaren Strahlströmen extrahiert werden.

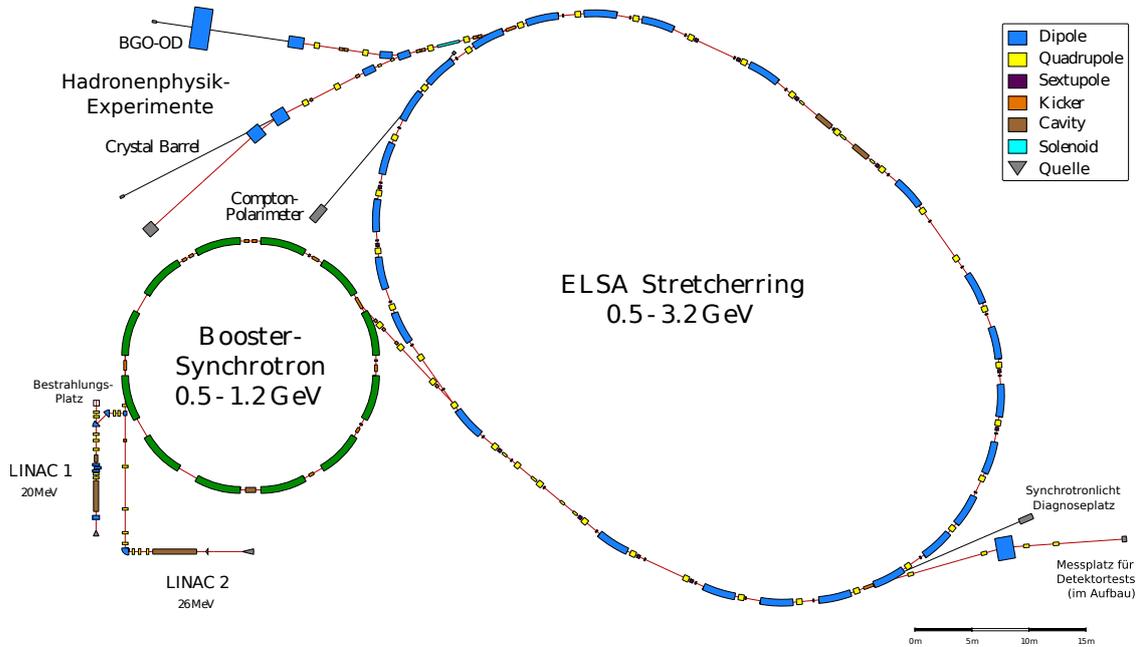


Abbildung 2.2: Übersicht der Beschleunigungsanlage ELSA [ELS15]

2.2.2 Polarisierter Elektronenstrahl

Polarisierte Elektronen werden durch den LINAC 2 in den Beschleuniger injiziert, wobei diese durch einen Be-InGaAs/Be-AlGaAs Superlattice Kristall in der Quelle erzeugt werden. In dem am Elsa verfügbaren Energiebereich kann ein maximaler Polarisationsgrad von $(72,3 \pm 0,5) \%$ bei einer Strahlenergie von 1,82 GeV erreicht werden [ELS13].

Um die Elektronen auf der Kreisbahn des Beschleunigers zu halten und während der Beschleunigung zu fokussieren, werden Magnetfelder benötigt, deren Stärke vom Impuls der Elektronen und der Art der Fokussierung abhängt. Dabei wird die Spinbewegung der Elektronen von den äußeren Magnetfeldern anders beeinflusst, als der Impuls des Elektrons. Dies führt zu Präzessionsbewegungen, welche in Larmor-Präzession, hervorgerufen durch longitudinale Magnetfelder, und Thomas-Präzession, hervorgerufen durch transversale Magnetfelder, unterschieden wird. Der dominierende Effekt ist dabei die Thomas-Präzession [EB06]. Um die Thomas-Präzession zu unterdrücken, werden die Elektronen vertikal zur Beschleunigerebene und somit vertikal zur Ablenkungsebene polarisiert, sodass die Magnetfelder der Ablenkmagnete longitudinal zum Spin stehen.

Um die am Detektor benötigten longitudinal polarisierten Elektronen zu erhalten, werden diese mit einem Solenoiden in die horizontale Ebene gedreht [EB06]. Nachfolgende Ablenkmagnete sorgen für eine horizontale Ablenkung in Richtung des Experimentes (siehe Abbildung 2.3). Der durch diese Thomas-

Präzession hervorgerufene Drehwinkel ist durch die definierte Strahlablenkung in Abhängigkeit des Impulses der Primärelektronen für jede Strahlenergie bekannt. Durch den festen Abstand zwischen Solenoiden und dem BGO-OD Detektor ist eine vollständige longitudinale Ausrichtung der Spins der Primärelektronen nur durch Variation der Strahlenergie möglich. Bei einer Strahlenergie von 1,73 GeV ist die Polarisierung der Primärelektronen am BGO-OD Experiment vollständig longitudinal ausgerichtet. Bei abweichenden Energien ändert sich der effektive longitudinale Polarisationsgrad des Primärelektronen.

Bei Polarisierungsexperimenten ist es notwendig, den Spin der Elektronen umzukehren. Bei der Beschleunigungsanlage ELSA findet dieser Helizitätswechsel spillweise statt. Dabei werden die beiden Einstellungen der Helizität über verschiedene Signale angegeben.

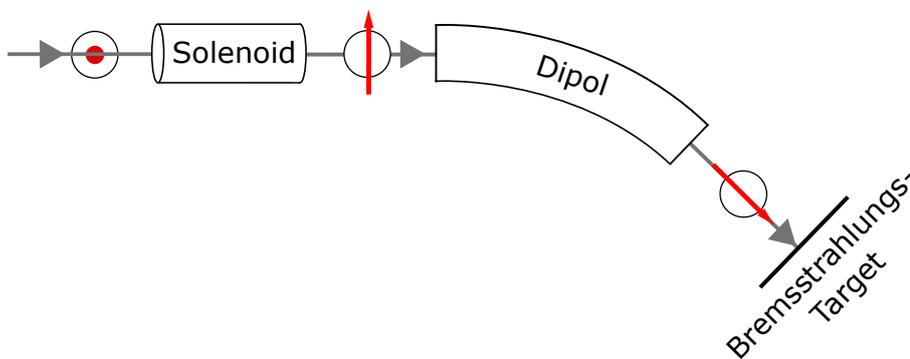


Abbildung 2.3: Drehen der Polarisationsrichtung durch die Magnete. Die roten Pfeile stehen für die Polarisationsrichtung, die grauen Pfeile für die Bewegungsrichtung der Elektronen

2.2.3 Helizitätstransfer

Durch longitudinal polarisierte Elektronen kann über den Bremsstrahlungsprozess ein zirkular polarisierter Photonenstrahl erzeugt werden. Dabei ist der Helizitätstransfer durch die Quantenelektrodynamik (QED) bestimmt und ergibt sich zu [OLS59]:

$$\frac{P_\gamma}{P_e} = \frac{3 + 1(1 - E_\gamma/E_0)}{3 + 3(1 - E_\gamma/E_0)^2 - 2(1 - E_\gamma/E_0)} \cdot E_\gamma/E_0 \quad (2.1)$$

Hierbei ist E_γ die Energie des Photons, E_e die Energie des Elektrons vor dem Bremsstrahlungsprozess, P_γ der Polarisationsgrad der zirkular polarisierten Photonen und P_e der Polarisationsgrad der Elektronen vor dem Bremsstrahlungsprozess. Die Energie der Elektronen E_e ist durch den Beschleuniger ELSA und die Energie der Photonen E_γ durch die Messung des Energieübertrags an der Photonenmarkierungsanlage bekannt. Die Polarisierung der Elektronen wird durch das in Kapitel 4 vorgestellte Möllerpolarimeter bestimmt. Der Verlauf des Helizitätstrfers nach Gleichung 2.1 ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Durch den Wechsel der Helizität der Primärelektronen (siehe Abschnitt 2.2.2), kommt

es zu einem kontinuierlichen Wechsel zwischen rechtshändig und linkshändig polarisierten Photonen.

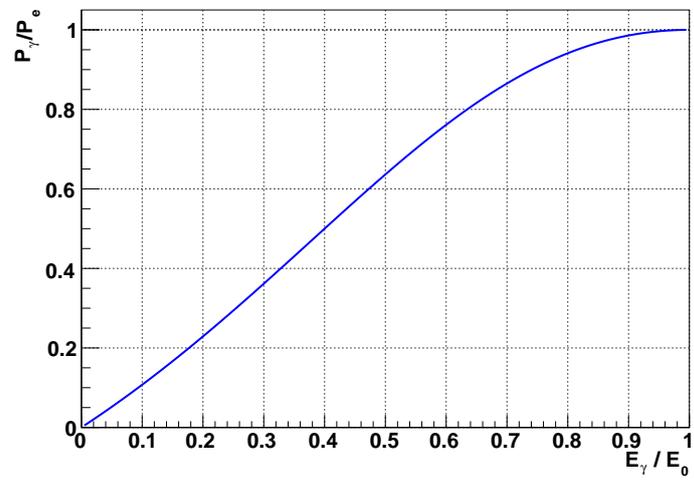


Abbildung 2.4: Helizitätstransfer in Abhängigkeit des Energieübertrags

Møller-Polarimetrie

Wir bereits beschrieben, ist die Kenntnis von zusätzlichen Polarisationsobservablen zur besseren Auflösung der Resonanzen notwendig. Dazu ist es nötig, Freiheitsgrade wie die Polarisation der Photonen festzulegen. Am BGO-OD Experiment ist es möglich sowohl linear als auch zirkular polarisierte Photonen zu erzeugen. Linear polarisierte Photonen werden durch kohärente Bremsstrahlung, zirkular polarisierte Photonen durch den in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Helizitätstransfer von longitudinal polarisierten Primärelektronen erzeugt.

Beim BGO-OD Experiment wird der absolute Polarisationsgrad des zirkular polarisierten Photonenstrahls über die Møllerstreuung bestimmt. Ein Vorteil der Bestimmung der Polarisation über die Møllerstreuung, ist das gleichzeitige Verwenden eines Targets als Møller- und Bremsstrahlungstarget. Dadurch ist die Bestimmung des Polarisationsgrades der Primärelektronen relativ zur Photonen-Strahlrichtung in situ möglich.

Dieses Kapitel beschreibt die allgemeinen Grundlagen der Møller-Polarimetrie, angefangen mit der Streukinematik bis hin zu Störungen durch den Levchuk-Effekt.

3.1 Møller Streukinematik

Bei der Møllersatreuung handelt es sich um die Streuung zweier Elektronen, welche als reine elektromagnetische Wechselwirkung beschrieben werden kann. Zum besseren Verständnis muss die Streuung sowohl im Laborsystem, als auch im Schwerpunktsystem betrachtet werden. Dazu stehen nachfolgend Variablen mit einem Überstrich für Variablen aus dem Schwerpunktsystem und Variablen ohne Überstrich für Variablen aus dem Laborsystem. Zudem wird die Konvention $c = 1$ verwendet.



Abbildung 3.1: Beziehung zwischen Schwerpunktsystem (links) und Laborsystem (rechts)[EB06]

Im Schwerpunktsystem ist der Gesamtimpuls der beiden gestreuten Elektronen sowohl vor, als auch nach der Kollision gleich Null. Wenn $\bar{\theta}_1$ der Winkel der Streuung des ersten Elektrons ist, so gilt wegen des erhaltenen Gesamtimpulses für den Winkel des zweiten gestreuten Elektrons:

$$\bar{\theta}_2 = 180^\circ - \bar{\theta}_1 \quad (3.1)$$

Die Umrechnung zwischen den Streuwinkeln im Laborsystem und Schwerpunktsystem ergibt sich nach [EB06] mit der Energie E_0 des einfallenden Elektrons, Elektronenmasse m , Laborwinkel θ und Schwerpunktwinkel $\bar{\theta}$ zu:

$$\tan\left(\frac{\bar{\theta}_i}{2}\right) = \sqrt{\frac{E_0 + m}{2m}} \tan(\theta_i) \quad i = 1, 2 \quad (3.2)$$

Die Energien der gestreuten Elektronen ergeben sich mit den Winkeln im Schwerpunktsystem zu [EB06]:

$$E_i = m + (E_0 + m) \cos\left(\frac{\bar{\theta}_i}{2}\right)^2 \quad i = 1, 2 \quad (3.3)$$

Im Allgemeinen sind die Winkel der gestreuten Elektronen im Laborsystem unterschiedlich. Bei Betrachtung aller gestreuten Elektronen mit gleichem Polarwinkel, entstehen zwei unterschiedliche aufgespannte Møllerkegel.

Im Fall von symmetrischer Møllerstreuung fallen beide Kegel zusammen und es gilt:

$$\theta_1 = \theta_2 \quad (3.4)$$

$$\bar{\theta}_1 = \bar{\theta}_2 = 90^\circ \quad (3.5)$$

$$E_1 = E_2 \quad (3.6)$$

Die symmetrische Streuung ist zusammen mit den sich damit bildenden Møllerkegel in Abbildung 3.2 dargestellt.

3.2 Polarisationsabhängiger Wirkungsquerschnitt

Zur Vereinfachung wird im Weiteren ein Koordinatensystem verwendet, in welchem der Einheitsvektor \vec{e}_y senkrecht zu den Impulsen der gestreuten Elektronen und \vec{e}_z in Richtung des einfallenden Elektronen-

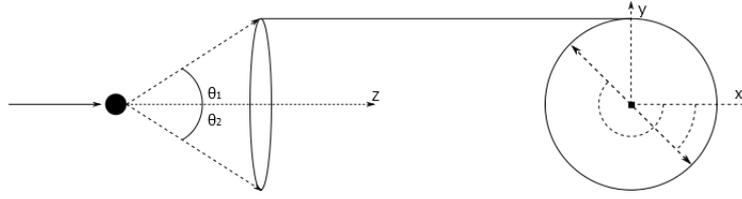


Abbildung 3.2: Symmetrische Møllerstreuung im Laborsystem; Links eine zum Primärelektronenstrahl seitliche Ansicht, rechts die dazu orthogonale Ansicht [TZI15]

strahls zeigt. Das System wird mit den nachfolgenden Formeln beschrieben, wobei der Anfangsimpuls durch p_i und der Endimpuls nach der Streuung durch p_f gegeben ist.

$$\vec{e}_z = \frac{\vec{p}_i}{|\vec{p}_i|} \quad \vec{e}_y = \frac{\vec{p}_i \times \vec{p}_f}{|\vec{p}_i \times \vec{p}_f|} \quad \vec{e}_x = \vec{e}_y \times \vec{e}_z \quad (3.7)$$

Mit der Wahl dieses Koordinatensystems erhält man für den Wirkungsquerschnitt der Møllerstreuung einen polarisationsunabhängigen und einen polarisationsabhängigen Anteil [OLS59]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\bar{\theta}) = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(\bar{\theta}) \left(1 + \sum_{j,k=x,y,z} a_{jk}(\bar{\theta}) P_j^T P_k^S \right) \quad (3.8)$$

Dabei steht $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ für den polarisationsunabhängigen Teil der Møllerstreuung, P^T für die Targetpolarisation, P^S für die Strahlpolarisation und a_{jk} für die Asymmetriekoeffizienten, wobei letzteres für die Gewichtung der Polarisationen steht. Die Asymmetriekoeffizienten können mit Hilfe der QED genau berechnet werden, die nicht verschwindenden Elemente des Tensors der Asymmetriekoeffizienten ergeben sich zu [WAG90]:

$$a_{zz} = -\frac{1}{a_0} \sin^2(\bar{\theta}) \left[(2\bar{\gamma}^2 - 1)(4\bar{\gamma}^2 - 3) - (\bar{\gamma}^4 - 1) \sin^2(\bar{\theta}) \right] \approx -\frac{\sin^2(\bar{\theta}) \cdot (8 - \sin^2(\bar{\theta}))}{(4 - \sin^2(\bar{\theta}))^2} \quad (3.9)$$

$$a_{yy} = -\frac{1}{a_0} \sin^2(\bar{\theta}) \left[(4\bar{\gamma}^2 - 3) - (\bar{\gamma}^2 - 1) \sin^2(\bar{\theta}) \right] \approx \frac{\sin^4(\bar{\theta})}{(4 - \sin^2(\bar{\theta}))^2} \quad (3.10)$$

$$a_{xx} = -\frac{1}{a_0} \sin^2(\bar{\theta}) \left[(2\bar{\gamma}^2 - 1) - (\bar{\gamma}^4) \sin^2(\bar{\theta}) \right] \approx -a_{yy} \quad (3.11)$$

$$a_{xz} = -\frac{2}{a_0} \sin^3(\bar{\theta}) \bar{\gamma} \cdot (\bar{\gamma}^2 - 1) \cos(\bar{\theta}) = a_{zx} \approx 0r \quad (3.12)$$

Die nichtdiagonalen Komponenten a_{xz} und a_{zx} sind im Gegensatz zu den anderen Asymmetriekoeffizienten so gering, dass diese für Energien im GeV Bereich vernachlässigbar sind. Die diagonalen Asymmetriekoeffizienten sind in Abbildung 3.3 in Abhängigkeit vom Schwerpunkstreuwinkel dargestellt. Man erkennt ein Extrema aller Koeffizienten bei 90° , wobei die longitudinale Komponente a_{zz} sieben mal größer ist, als die transversalen Komponenten a_{xx} und a_{yy} . Dies zeigt, dass die Møllerstreuung besonders gut geeignet ist, um den longitudinalen Polarisationsgrad der Primärelektronen unter Betrachtung des Wirkungsquerschnittes bei einem Schwerpunktwinkel von 90° zu bestimmen.

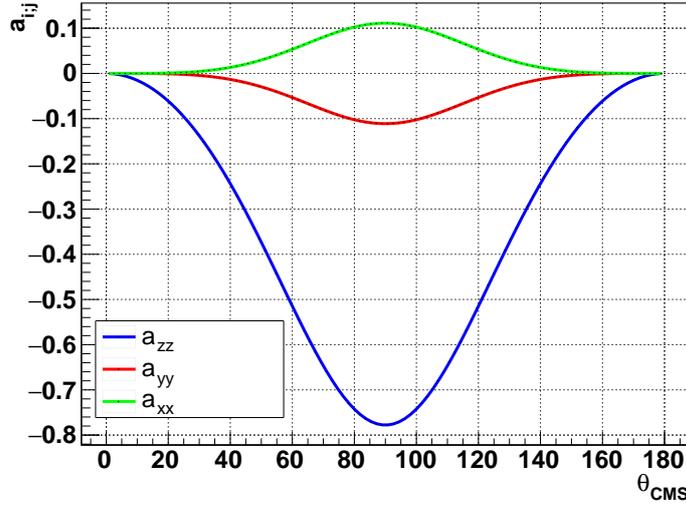


Abbildung 3.3: Analysierstärke der Asymmetriekoeffizienten aufgetragen gegen den Schwerpunktwinkel in Grad

3.3 Streuratenasymmetrie

Aufgrund des Pauli-Prinzips ist ein symmetrischer Zustand in Ort und Spin unterdrückt, wodurch der Wirkungsquerschnitt paralleler Spins kleiner als der antiparallel gerichteter Spins ist. Vergleicht man die gemessenen Raten in Abhängigkeit von parallel oder antiparallel stehenden Spins der Streuelektroden, so entsteht eine Asymmetrie der Streuraten R :

$$A = \frac{R_{\uparrow\uparrow} - R_{\uparrow\downarrow}}{R_{\uparrow\uparrow} + R_{\uparrow\downarrow}} \quad (3.13)$$

Die Streuraten sind direkt proportional zu dem Wirkungsquerschnitt, sodass die Asymmetrie geschrieben werden kann, als

$$\begin{aligned} A &= \frac{R_{\uparrow\uparrow} - R_{\uparrow\downarrow}}{R_{\uparrow\uparrow} + R_{\uparrow\downarrow}} \\ &= \frac{\sigma_{\uparrow\uparrow} - \sigma_{\uparrow\downarrow}}{\sigma_{\uparrow\uparrow} + \sigma_{\uparrow\downarrow}} \\ &= \frac{\left(1 + \sum_{j,k=x,y,z} a_{jk}(\bar{\theta}) P_j^T P_k^S\right) - \left(1 - \sum_{j,k=x,y,z} a_{jk}(\bar{\theta}) P_j^T P_k^S\right)}{\left(1 + \sum_{j,k=x,y,z} a_{jk}(\bar{\theta}) P_j^T P_k^S\right) + \left(1 - \sum_{j,k=x,y,z} a_{jk}(\bar{\theta}) P_j^T P_k^S\right)} \\ &= \sum_{j,k} a_{j,k}(\bar{\theta}) P_j^S P_k^T \\ &\approx a_{xx} P_x^S P_x^T + a_{yy} P_y^S P_y^T + a_{zz} P_z^S P_z^T \end{aligned} \quad (3.14)$$

Durch das Extrema der Asymmetriekoeffizienten bei einem Schwerpunktwinkel von 90° ist an dieser Stelle eine maximal messbare Asymmetrie zu erwarten. Bei longitudinal polarisierten Elektronen, wie die am BGO-OD Experiment verwendeten Elektronen, ist bei Betrachtung der symmetrischen Møllerstreuung ($\theta_{\text{CMS}} = 90^\circ$) der transversale Polarisationsgrad sehr gering. Zudem sind die transversalen

Asymmetriekoeffizienten um 7 Größenordnungen kleiner als der longitudinale. Daher kann die Formel 3.14 näherungsweise vereinfacht und nach der zu bestimmenden Strahlpolarisation aufgelöst werden:

$$P_z^S = \frac{A}{a_{zz} P_z^T} \quad (3.15)$$

Bei bekannter Polarisation des Targets kann über die Messung der Asymmetrie die Strahlpolarisation bestimmt und über die Formel 3.15 berechnet werden. Auf dem beschriebenen Prinzip der Asymmetriemessung der symmetrischen Møllerstreuung basiert das BGO-OD Møllerpolarimeter.

3.4 Levchuk-Effekt

Bisher wurde der Eigenimpuls des atomar gebundenen Target-Elektrons vernachlässigt. Bei Betrachtung des Eigenimpulses stellt man eine Verschmierung des Laborwinkels fest. In der K-Schale von ferromagnetischen Materialien besitzen die Elektronen einen Impuls von circa 100 keV/c, wodurch sich die Schwerpunktsenergie um bis zu 20 % ändern kann.

Diese dadurch verursachte Verschmierung des Schwerpunktwinkels ist als Levchuk-Effekt bekannt. Unter dessen Einbeziehung ergibt sich der Laborwinkel zu folgendem Ausdruck [SWA95]:

$$\theta^2 = 2m \left(\frac{1}{p'} - \frac{1}{p_b} \right) \cdot \left(1 - \frac{\vec{p}_t \cdot \hat{n}}{m} \right) \quad (3.16)$$

Hierbei ist m die Elektronenmasse, p_b der Strahlimpuls, p' der Impuls des gestreuten Elektrons, p_t der Impuls des Targetelektrons und \hat{n} der Einheitsvektor. Dabei beeinflusst der Levchuk-Effekt nur die Schwerpunktsenergie und hat keinen Einfluss auf die Impulse der Elektronen.

Die durch den Levchuk-Effekt hervorgerufene Verschmierung des Laborwinkels der symmetrischen Møllerelektronen muss bei der Planung der Detektoren berücksichtigt werden. Die Verschmierung des Laborwinkels bei einer Strahlenergie von 1,73 GeV liegt je nach Impuls des Targetelektrons im Bereich von $\theta = 1,26^\circ - 1,53^\circ$ [GSC13]. Da der Impuls der Elektronen durch den Levchuk-Effekt nicht beeinflusst wird, können die symmetrischen Møllerelektronen bei hinreichend großer Winkelakzeptanz der Detektoren über die Impulse selektiert werden. Dieses Verfahren der Selektion wird am BGO-OD Møllerpolarimeter angewendet.

Das BGO-OD Møllerpolarimeter

In diesem Abschnitt wird genauer auf das am BGO-OD Experiment verwendete Møllerpolarimeter eingegangen. Dabei werden die Polarisation des Møllertargets und dessen Messung, die Detektoranordnung und die Methoden der Datennahme, inklusive Berechnung der Asymmetrie, beschrieben.

4.1 Targetpolarisation

Als Møllertarget wird eine ferromagnetische Folie verwendet, welche durch ein äußeres Magnetfeld in Sättigung magnetisiert wird. Dabei richten sich die Spins der Elektronen anhand des Magnetfeldes aus. Es muss eine sehr dünne Folie verwendet werden, um Vielfachstreuung zu unterdrücken.

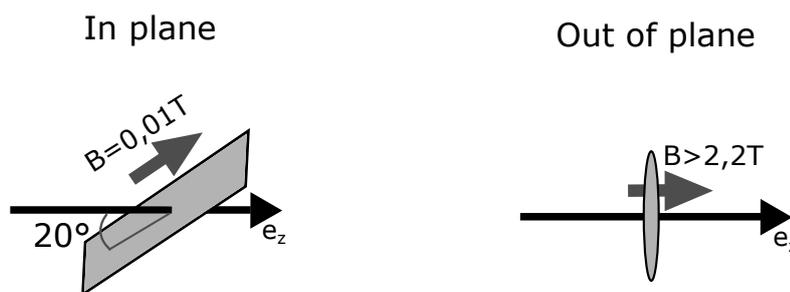


Abbildung 4.1: links: Magnetisierung in Folienebene (In plane), rechts: Magnetisierung senkrecht zur Folienebene (Out of plane)

Um die Folie zu magnetisieren, existieren zwei Möglichkeiten: ein Magnetfeld senkrecht (Out of plane) oder ein Magnetfeld parallel (In plane) zur Folienebene. Bei ersterem ist aufgrund des durch die Folie hervorgerufene entgegengesetzten Feldes, ein äußeres Magnetfeld oberhalb der Sättigungsmagnetisierung von ca. 2,2 T notwendig. Dies setzt wiederum eine supraleitende Magnetspule voraus. Bei der

zweiten Variante ist dagegen nur ein Magnetfeld von 10 mT notwendig, jedoch muss dabei die Targetfolie um einen Winkel α zum Elektronenstrahl geneigt sein, wodurch die effektive Foliendicke in Strahlrichtung entsprechend ansteigt.

Für das BGO-OD Møllerpolarimeter wird die zweite Variante mit dem zur Folienebene parallel stehende Magnetfeld verwendet. Dabei beträgt der Winkel $\alpha = (20,00 \pm 0,03)^\circ$. Die Polarisation des aktuell verwendeten Møllertargets beträgt nach [TB14] $P^T = (8,20 \pm 0,05) \%$. Der effektive Polarisationsanteil in longitudinaler Richtung ergibt sich durch die Drehung der Targetfolie um den Winkel α zu:

$$P_z^T = P^T \cdot \cos(\alpha) = (7,705 \pm 0,004) \% \quad (4.1)$$

An dieser magnetisierten Folie findet zum einen Møllerstreuung statt und zum anderen dient die Folie als Bremsstrahlungsradiator, an welchem Photonen erzeugt werden.

4.2 Detektoranordnung

Im Folgenden wird die Detektoranordnung beschrieben, welche auf den Ergebnissen der Bachelor-Arbeit von Georg Scheluchin [GSC13] basiert.

Während die Primärelektronen die Folie durchqueren, führen verschiedene Wechselwirkungen zu einer unterschiedlichen Impuls- und Winkelverteilung der Sekundärelektronen (Elektronen nach dem Durchqueren der ferromagnetischen Folie). Dabei ist es möglich, dass die Elektronen keine nennenswerte Wechselwirkung mit der Folie eingehen und somit fast ihren gesamten Impuls und ihre Richtung behalten. Daneben kann der eigentliche Bremsstrahlungsprozess stattfinden, bei dem die Folie als Radiator fungiert und somit Photonen erzeugt werden. Dabei entsteht eine große Impulsverteilung der Sekundärelektronen, wobei die Winkelverteilung nur sehr gering beeinflusst wird. Weiterhin findet die für die Bestimmung des Polarisationsgrades benötigte Møllerstreuung an der ferromagnetischen polarisierten Folie statt. Zusätzlich zu der dadurch entstehenden Impulsverteilung, kommt es zu einer spezifischen Winkelverteilung. Insbesondere bei der symmetrischen Møllerstreuung besitzen beide an der Møllerstreuung beteiligten Elektronen (Møllerelektronenpaar), den gleichen Impuls und den gleichen von der Primärelektronenstrahlebene abstehenden Winkel. Bei Betrachtung aller symmetrisch gestreuten Møllerelektronenpaare, ergibt sich der bereits beschriebene Møllerkegel.

Durch den Taggermagneten werden die Elektronen nach ihrem Impuls vertikal abgelenkt, während die Photonen diesen ungehindert in die Richtung des Primärelektronenstrahls durchqueren. In Abbildung 4.2 ist eine Simulation von Bremsstrahlungs- und symmetrischen Møllerelektronenpaare nach dem Durchqueren des Taggermagneten dargestellt. Dabei wurden die Simulationen für die Bremsstrahlung und Møllerstreuung für eine Strahlenergie von 1,73 GeV separat erstellt und zu einem Bild zusammengefügt. Die Simulationsebene ist orthogonal zur Richtung des Primärelektronenstrahls.

Man erkennt anhand der simulierten Daten die senkrechte Bremsstrahlverteilung A, welche von der Impulsverteilung der am Bremsstrahlungsprozess beteiligten Elektronen und die vertikale Ablenkung im Tagger-Magneten herrührt. Darüber hinaus ist der Møllerkegel aus den Elektronen der symmetrische Møllerstreuung zu erkennen, die in der Abbildung mit B gekennzeichnet ist. Die Verschmierung des Møllerkegels kommt durch den Levchuk-Effekt und Vielfachstreuung zu Stande. Durch die geometrische Form der Magnetpolschuhe des Taggermagneten, kann sich kein vollständiger Møllerkegel bilden. Die für den vollständigen Møllerkegel fehlenden Møllerelektronen kollidieren aufgrund eines zu kleinen Öffnungswinkels mit dem Magneten.

Um die symmetrischen Møllerelektronenpaare nachzuweisen, benötigt es eine Anordnung von Detektoren, welche beide Møllerelektronen detektiert. Dazu werden mindestens zwei Detektoren benötigt,

welche auf dem Møllerkegel gegenüberliegen, da die Schwerpunktwinkel der Møllerelektronen bei der symmetrischen Møllerstreuung gleich sind. Durch mehrere Detektorpaare lässt sich die detektierte Rate erhöhen. Am BGO-OD Møllerpolarimeter werden insgesamt vier Detektoren eingesetzt, welche in der Simulation als schwarze Rechtecke eingezeichnet und mit dem Buchstaben D gekennzeichnet sind. Die transversale Ausdehnung der Detektorfläche beträgt $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Eine schematische Seitenansicht der Photonenmarkierungsanlage mit eingebauten Møllerdetektoren ist in Abbildung 4.3 zu sehen.

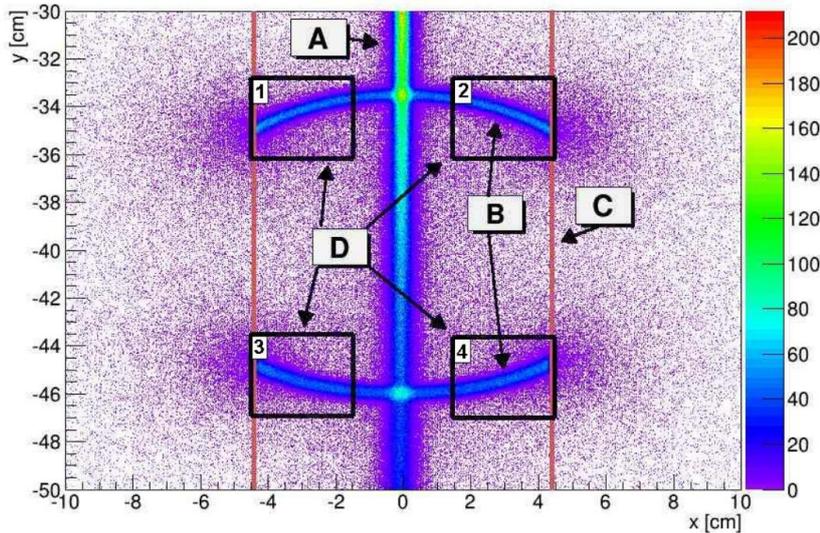


Abbildung 4.2: Simulierte symmetrische Møllerelektronen mit Bremsstrahlungsebene: A markiert die Bremsstrahlungsebene, B zeigt auf den Møllerkegel, C zeigt auf die Begrenzung durch den Taggermagneten, D zeigt die räumliche Größe und Position der Møllerdetektoren [GSC13]

4.3 Datennahme und Bestimmung der Asymmetrie

Zur Datennahme und Bestimmung der koinzidenten Møllerpaare gibt es am BGO-OD-Experiment zwei verschiedene Methoden. Zum einen ist es möglich, mit einer übergeordneten zentralen Datenentnahmeeinheit (DAQ) mit einer durch auswählbare Kombination von Auslösesignalen (Trigger) bestimmten Frequenz, einen definierten Zeitbereich pro Triggersignal aufzunehmen. Zum anderen ist es möglich, über eine entsprechend geschaltete Ausleseelektronik, die Koinzidenzen mittels mehrerer Scaler (Zähler) triggerunabhängig aufzunehmen. Beide Methoden basieren auf Zählen der koinzidenten Møllerelektronen, wobei die unterschiedlichen Luminositäten bei der Extraktion der Elektronen über eine Normierungsgröße korrigiert werden. Das Zählen der verschiedenen Größen geschieht helizitätsspezifisch.

In diesem Abschnitt werden die beiden verschiedenen Methoden erläutert und sowohl Unterschiede, als auch Vor- und Nachteile der verschiedenen Methoden dargestellt.

4.3.1 TDC-Methode

Das BGO-OD Experiment besteht, wie in Kapitel 2.1 beschrieben, aus verschiedenen einzelnen Komponenten. Um die Daten zentral aufzunehmen und zusammenzuführen, gibt es die zentrale Datenentnah-

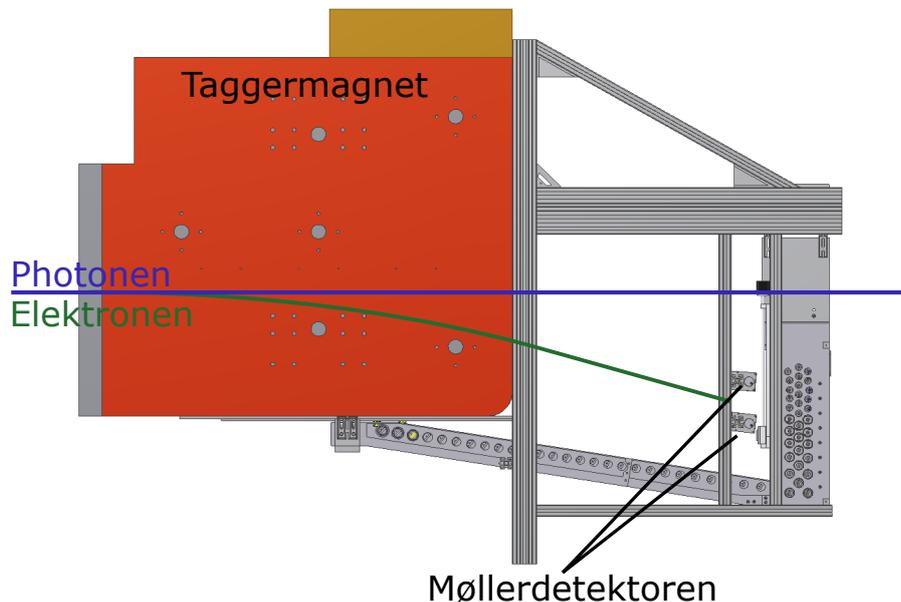


Abbildung 4.3: Aufbau der Photonenmarkierungsanlage mit integrierten Møllerdetektoren

meinheit DAQ. Diese kann alle oder eine beliebige Kombination von ausgewählten Detektorsystemen auslesen, wobei die spezifische Auswahl an auszulesenden Detektoren die Totzeit und entsprechend die Ausleserate beeinflusst. Als Signal zum Auslesen der Daten kann ein beliebiger Trigger (Auslösesignal) eines einzelnen Detektors, oder eine beliebige Kombination mehrerer Triggersignale verwendet werden. Bei den Møllerdetektoren werden die TDC-Daten von der DAQ aufgenommen. Dabei handelt es sich um eine Aufnahme von $\sim 1,2 \mu\text{s}$, in der alle Detektorsignale aus den Møllerdetektoren vor dem Triggersignal gespeichert werden. Dabei entspricht der Mittelpunkt des Zeitintervalls durch Verzögerungen der Detektorsignale exakt dem Zeitpunkt des Triggersignals, mit welchem die DAQ die Aufnahme startet. Neben den eigentlichen Zeitsignalen aus den Møllerdetektoren, werden unter anderem auch die Informationen zur aktuellen Helizität der Primärelektronen gespeichert, welche für die korrekte Berechnung der Asymmetrie notwendig sind.

Zu der nachfolgend beschriebenen Vorgehensweise der Datenanalyse aus der TDC-Methode, wurde als Bestandteil dieser Arbeit ein Programm geschrieben, welches die einzelnen beschriebenen Schritte ausführt und den Polarisationsgrad der Primärelektronen berechnet.

Im Anschluss an die Messung der TDC-Daten, können die Detektorpaare in Abhängigkeit der Helizität auf Koinzidenzen geprüft werden. Dabei werden die Daten innerhalb des aufgenommenen Zeitbereiches der jeweils auf dem Møllerkegel gegenüberliegenden Detektoren (1 und 4 oder 2 und 3) miteinander verglichen und die Zeitdifferenzen der einzelnen Signale gebildet. Ist die Zeitdifferenz kleiner als ein eingestellter Zeitwert, wird von einem koinzidenten Møllerelektronenpaar ausgegangen. Als Koinzidenzzeitfenster wurde nach ersten Messungen ein Zeitintervall von $5,8 \text{ ns}$ gewählt.

Für die Berechnung der Anzahl von koinzidenten Møllerelektronenpaaren wird ein Histogramm mit den Zeitdifferenzen der einzelnen Signale der gegenüberliegenden Detektoren für jede Helizität erstellt, ein solches beispielhaftes Zeitdifferenzspektrum für eine Helizität ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Durch ein Integral über das Koinzidenzzeitfenster kann die Anzahl von zeitlich korrelierten und unkorrelierten Signale helizitätsspezifisch zu $C^{\downarrow\uparrow}$ oder $C^{\uparrow\downarrow}$ bestimmt werden, in der Abbildung entspricht das dem gel-

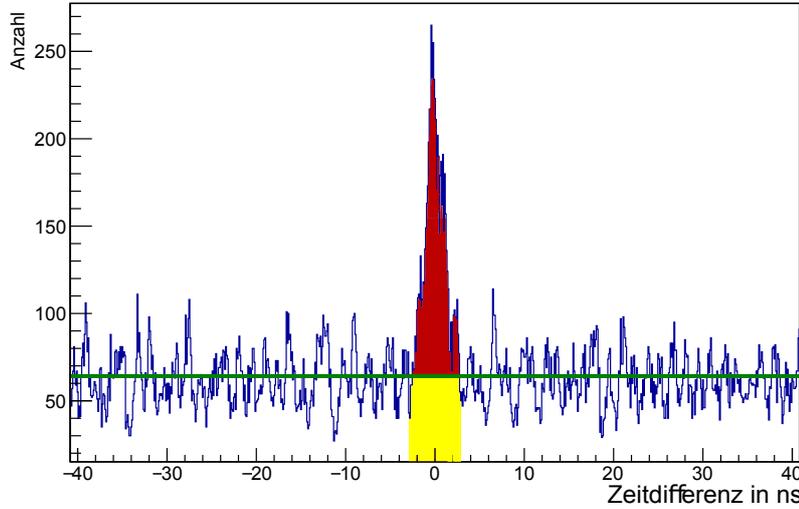


Abbildung 4.4: Zeitdifferenzspektrum der TDC-Methode; In blau ist die Verteilung zu sehen, die grüne Linie steht für den zeitlich unkorrelierten Untergrund, der rote Bereich stellt die Einträge der zeitlich korrelierten Koinzidenzen dar, der gelbe Bereich den Anteil an zeitlich unkorrelierte Untergrund im Zeitfenster der korrelierten Signale

ben und rotem Bereich.

Um den Untergrund der zeitlich unkorrelierten Signalen zu berücksichtigen, betrachtet man in dem Histogramm den gesamten Untergrund. Je nach Triggerbedingung ist dieser unterschiedlich verteilt und muss entsprechend berechnet werden. Der einfachste Fall ergibt sich beim Triggern auf koinzidente Møllerelektronen. Dabei ergibt sich von $-0,6$ ms bis $0,6$ ms ein konstanter Untergrund, über den gemittelt werden kann. Somit ergibt sich in Abhängigkeit der Helizität der Untergrund $U^{\uparrow\uparrow}$ oder $U^{\downarrow\downarrow}$. In der Abbildung entspricht die grüne Linie dem Untergrund des Zeitdifferenzspektrums für eine Helizität, der rote Bereich entspricht den vom Untergrund (gelb) korrigierten Bereich der korrelierten Zeitsignale. Zur Berechnung der Gesamtraten wird eine Luminositätsnormierung benötigt, welche die verschiedenen Strahlströme bei den Extraktionen des Elektronenstrahls kompensiert. Dazu wird die Anzahl der im horizontalen Teil des Hodoskop der Photonenmarkierungsanlage detektierten Elektronen verwendet, die sich für die Berechnung der Asymmetrie auch in Abhängigkeit der Helizität zu $N^{\uparrow\uparrow}$ oder $N^{\downarrow\downarrow}$ ergibt. Die Asymmetrie dieser TDC-Methode berechnet sich nach Formel 3.13 zu:

$$A = \frac{\frac{C^{\uparrow\uparrow-U^{\uparrow\uparrow}}}{N^{\uparrow\uparrow}} - \frac{C^{\downarrow\downarrow-U^{\downarrow\downarrow}}}{N^{\downarrow\downarrow}}}{\frac{C^{\uparrow\uparrow-U^{\uparrow\uparrow}}}{N^{\uparrow\uparrow}} + \frac{C^{\downarrow\downarrow-U^{\downarrow\downarrow}}}{N^{\downarrow\downarrow}}} \quad (4.2)$$

Über die Formel 3.15 ergibt sich der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls zu folgendem Ausdruck:

$$P_z^S = \frac{1}{a_{zz}P_z^T} \cdot \frac{\frac{C^{\uparrow\uparrow-U^{\uparrow\uparrow}}}{N^{\uparrow\uparrow}} - \frac{C^{\downarrow\downarrow-U^{\downarrow\downarrow}}}{N^{\downarrow\downarrow}}}{\frac{C^{\uparrow\uparrow-U^{\uparrow\uparrow}}}{N^{\uparrow\uparrow}} + \frac{C^{\downarrow\downarrow-U^{\downarrow\downarrow}}}{N^{\downarrow\downarrow}}} \quad (4.3)$$

Da beim Experiment als Triggersignal kein Trigger der Møllerdetektoren verwendet wird, werden mit dieser Methode keine großen Mengen an statistischen Daten gemessen, sodass der Fehler sehr groß ist. Daher eignet sich diese Methode bei vollem Betrieb des gesamten Detektors nur bedingt zur Be-

rechnung des Polarisationsgrades. Vorteilhaft ist jedoch der genau bestimmbare Untergrund aus zeitlich unkorrelierten Signalen.

4.3.2 Scaler-Methode

Mittels mehrerer Scaler (Zähler) und einer vorgeschalteten Elektronik ist es möglich, triggerunabhängig eine höhere Menge an Daten zu sammeln. Der Vorteil besteht in der höheren Zählrate.

Ein schematischer Aufbau der Elektronik ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

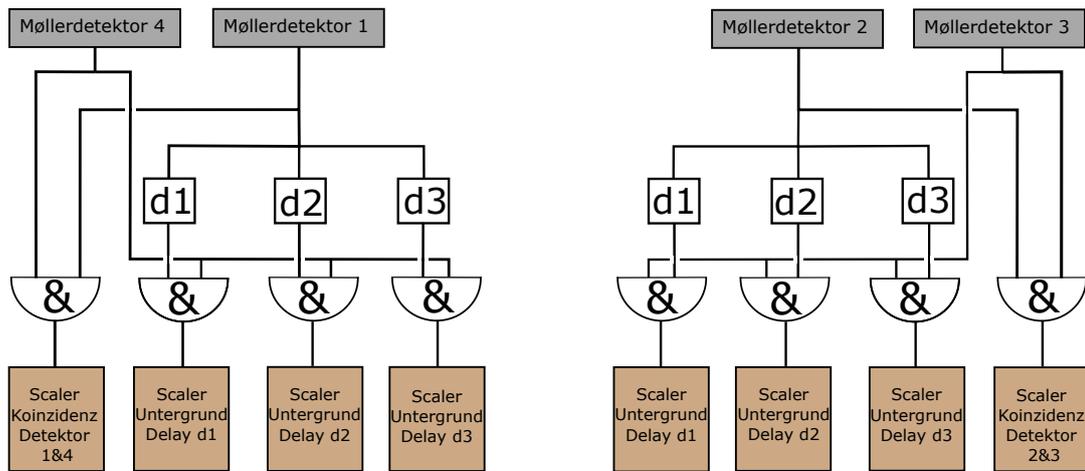


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau der Ausleseelektronik für die Scaler-daten

Die jeweils gegenüberliegenden Detektoren 1 und 4 oder 2 und 3 sind zur Detektion koinzident geschaltet. Wenn eine Koinzidenz vorliegt, wird diese durch einen Scaler aufgenommen. Das eingestellte Koinzidenzfenster ist äquivalent zu dem Zeitfenster bei der Berechnung über die TDC-Daten.

Zum Messen des Untergrundes, bestehend aus zeitlich unkorrelierten Signalen, wird das Signal von einem der jeweils koinzident geschalteten Detektoren, mit einem zusätzlichen Delay verzögert und anschließend mit dem gegenüberliegenden Detektor über ein logisches UND wiederholt auf Koinzidenz überprüft. Wenn eine solche zufällige sogenannte verzögerte Koinzidenz vorliegt, wird diese als zufällig angesehen und von einem weiteren Scaler als Untergrund gezählt. Um Autokorrelationen erkennen zu können und damit Resonanzen und Reflexionen auszuschließen, werden insgesamt drei verschiedene Delays $d_1=205$ ns, $d_2=340$ ns und $d_3=545$ ns verwendet.

Die Scaler arbeiten jeweils mit einer Frequenz von 200 MHz. Damit die Scaler nicht überlaufen, werden diese mit einer konstanten Rate von 20 Hz mittels der DAQ ausgelesen. Beim Auslesen der Zählerstände folgt gleichzeitig eine Zuordnung zur aktuellen Helizität.

Die Berechnung des Polarisationsgrades erfolgt äquivalent zu der Berechnung aus den TDC-Daten mit der Formel 3.15. Zur Luminositätskorrektur wird auch hier ein Triggersignal des horizontalen Teils des Hodoskop der Photonenmarkierungsanlage verwendet. Dazu zählt ein weiterer Scaler die Anzahl der Signale, sodass man eine helizitätsspezifische Luminositätsgröße erhält.

Simulierte Energieabhängigkeit

Wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, erhält man auf der Strahlachse des BGO-OD Detektors einen maximal longitudinal polarisierten Elektronenstrahl bei einer Energie von 1,73 GeV. Jedoch können auch von 1,73 GeV verschiedene Energien gewählt werden, wodurch der Polarisationsgrad in longitudinaler Richtung geringer wird. Ob bzw. mit welcher Genauigkeit der veränderte Polarisationsgrad grundsätzlich mit dem auf 1,73 GeV optimierten Polarimeter bestimmt werden kann, wird in diesem Abschnitt untersucht. Dazu werden mit einer von Thomas Zimmermann [TZI15] erstellten Simulation der Møllerstreuung verwendet, welche auf dem Programm ExPIORA [HPS11] basiert.

Insgesamt wurden für neun verschiedene Energien jeweils eine Simulation zum Verhalten des symmetrischen Møllerkegels und zum Verhalten aller Møllerelektronen durchgeführt.

5.1 Symmetrischer Møllerkegel

Durch eine Veränderung der Energien wird eine Veränderung der Møllerkegel erwartet. Bei höheren Energien als der Sollenergie von 1,73 GeV wird sich durch den damit verbundenen größeren Impuls der Elektronen ein im Durchmesser kleinerer Møllerkegel bilden, da der Laborwinkel nach Formel 3.2 proportional zu $\frac{1}{\sqrt{E_0}}$ ist. Im Gegensatz dazu werden die Møllerkegel für kleinere Energien entsprechend größer.

Da das Møllerpolarimeter und die Berechnung der Asymmetrie für symmetrischen Møllerelektronenpaare optimiert ist, wurde eine Simulation mit ausschließlich symmetrischen Møllerelektronen bei verschiedenen Energien durchgeführt. Dabei wurde für alle Simulationen eine Größe von 4000 symmetrischen Møllerelektronen verwendet. Die Verteilungen der symmetrischen Møllerpaare sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Die Form des abgeschnittenen Møllerkegels wurde bereits in Kapitel 4.3 erläutert.

Die in Abbildung 5.1 dargestellte Ebene ist eine zum Primärelektronenstrahl orthogonale Ebene, in der die Position der Møllerdetektoren durch ein blaues Rechteck dargestellt ist. Da der gesamte Møllerkegel durch den Taggermagneten abgelenkt wird, neigt sich auch die Ebene des Møllerkegels. Daher erhalten wir in der Simulation keinen direkten Kreis, sondern einen Kegelschnitt. Durch die zur geänderten Strahlenergie notwendige simultane Variation des Magnetfeldes vom Taggermagneten (damit die den Radiator durchdringende Primärelektronen stets korrekt den Beam-Dump treffen), bleibt die Position des Mittelpunktes vom Møllerkegel für unterschiedliche Energien unverändert.

5 Simulierte Energieabhängigkeit

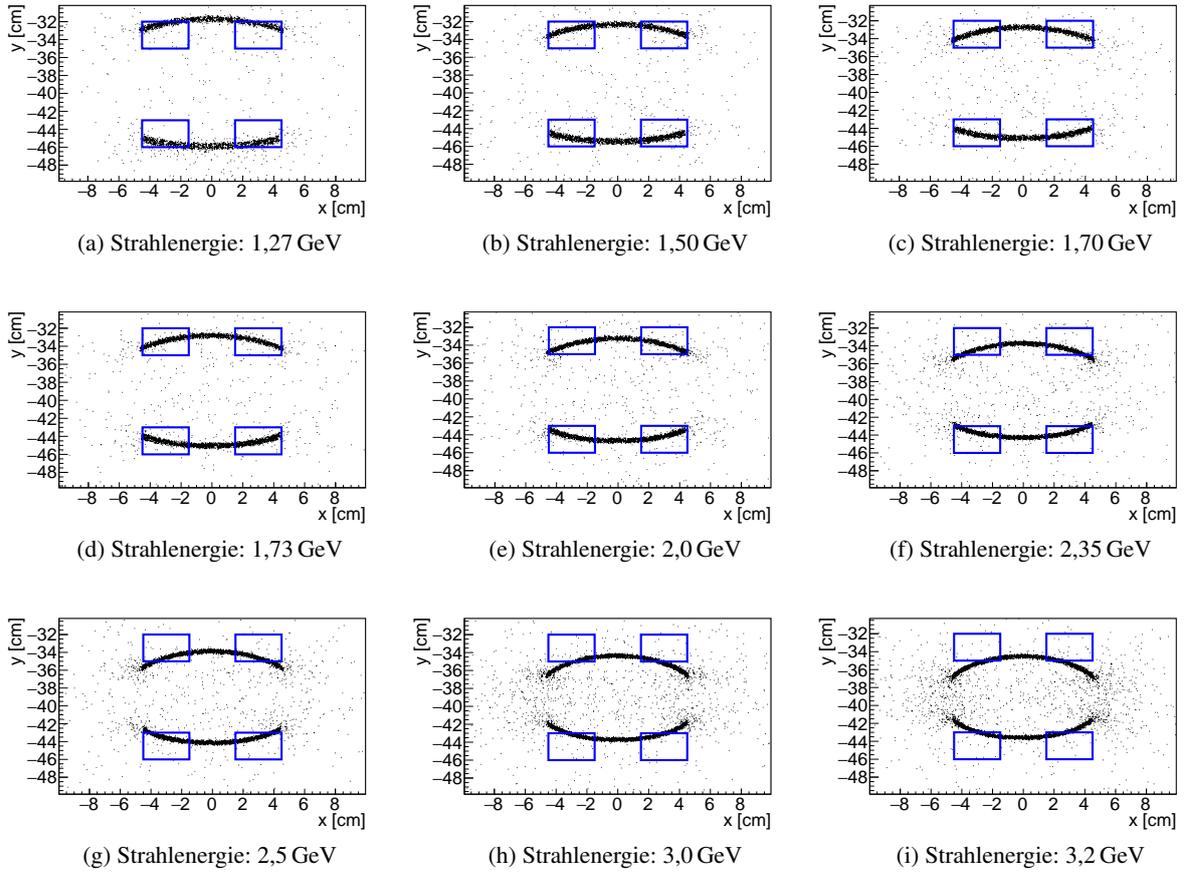


Abbildung 5.1: Position der symmetrischen Møllerelektronen. Simuliert wurde eine Gesamtzahl von 4000 symmetrischen Møllerelektronen bei den jeweilig verschiedenen Strahlenergien; Als blaue Rechtecke sind die Positionen der Møllerdetektoren dargestellt

Energie	Anzahl detektierter symmetrischer Elektronen
1,27 GeV	1588
1,50 GeV	2476
1,70 GeV	2668
1,73 GeV	2620
2,00 GeV	2764
2,35 GeV	2388
2,50 GeV	2236
3,00 GeV	1376
3,20 GeV	904

Tabelle 5.1: Anzahl der Simulierten symmetrischen Møllerelektronen, welche sich in der eingezeichneten Ebene der Detektoren befinden

Mit dem durch den verschiedenen Strahlenergien verursachte Veränderung des Radius vom symmetrischen Møllerkegel, ist ein Unterschied in der Rate der gemessenen symmetrischen Møllerelektronen verbunden. Die Anzahl der in den Bereichen der Møllerdetektoren befindlichen symmetrischen Møllerelektronen, ist in Tabelle 5.1 dargestellt. Man erkennt, dass sich die Anzahl detektierten symmetrischer Møllerelektronen im Bereich von 1,5 GeV bis 2,5 GeV nur gering ändert. In diesem Bereich liegt der symmetrische Møllerkegel zentral über den Bereichen der Møllerdetektoren. Für die Strahlenergien oberhalb und unterhalb dieses Bereiches sinkt die Anzahl der detektierten Elektronen, das darauf zurückzuführen ist, das die symmetrischen Møllerkegel die Bereiche der Møllerdetektoren nur streifen und nicht mehr mittig überlagern, was in Abbildung 5.1 deutlich sichtbar ist.

5.2 Schwerpunktwinkelverteilung

Im vorherigen Abschnitt wurde erläutert, dass sich die symmetrischen Møllerkegel aufgrund von verschiedenen Strahlenergien in Neigung und Größe verändern und sich somit die Rate der detektierten symmetrischen Møllerelektronen verändert. Neben den symmetrischen Møllerelektronen tragen jedoch auch leicht asymmetrische Møllerelektronen zur Detektionsrate bei, da durch die Akzeptanzgröße der Møllerdetektoren auch Møllerelektronen aus leicht asymmetrischer Møllerstreuung koinzident nachgewiesen werden können. In diesem Abschnitt wurden Simulationen durchgeführt, in welchen bei den im vorherigen Abschnitt verwendeten Energien, alle Møllerelektronen (sowohl asymmetrische als auch symmetrische Møllerelektronen) simuliert wurden. Dabei wurden jeweils 100000 Møllerelektronen simuliert und die Schwerpunktwinkelverteilung der in den Detektorebenen befindlichen Møllerelektronenpaare in Abbildung 5.2 dargestellt. Die symmetrischen Møllerelektronen besitzen einen Winkel von 90° . Die größeren Winkelabstände entsprechen Møllerelektronen aus dem asymmetrischen Møllerkegel, wodurch die spiegelsymmetrische Verteilung der Schwerpunktwinkel zustande kommt. Bei höheren Energien von 3,2 GeV hat sich der Durchmesser des symmetrischen Møllerkegels so sehr verkleinert, dass dieser nicht mehr von den Detektoren detektiert werden kann. Dies wird durch Abbildung 5.1i bestätigt, indem die Anzahl der symmetrischen Møllerelektronen mit einem Schwerpunktwinkel von 90° auf null sinkt.

Dennoch werden genügend viele asymmetrische Møllerelektronenpaare detektiert, sodass sich die Anzahl an koinzident gemessenen Elektronen nicht stark verändert, wie an der Anzahl der detektierten Møllerelektronenpaare in Tabelle 5.2 zu erkennen ist. Dies ist damit zu erklären, dass die Møllerdetektoren bei höheren Energien einen grundsätzlich größeren Møllerkegel abdecken, als den eigentlich zu detektierenden symmetrischen Møllerkegel. Die Elektronen aus der leicht asymmetrischen Møllerstreuung mit einem kleineren Schwerpunktwinkel besitzen eine höhere Energie (siehe Formel 3.3) und gelangen somit in den Akzeptanzbereich der Møllerdetektoren. Dadurch werden mehr leicht asymmetrische Møllerelektronen detektiert, sodass sich die simulierte Anzahl an Elektronen auf den Detektorebenen näherungsweise nicht verändert und somit auch die zu detektierende Rate nur geringfügig ändert.

Somit kann trotz der Abweichung von der rein symmetrischen Møllerstreuung die Asymmetrie bei nahe zu gleichbleibender Rate für den Energiebereich von 1,27 GeV bis 3,2 GeV gemessen werden.

5 Simulierte Energieabhängigkeit

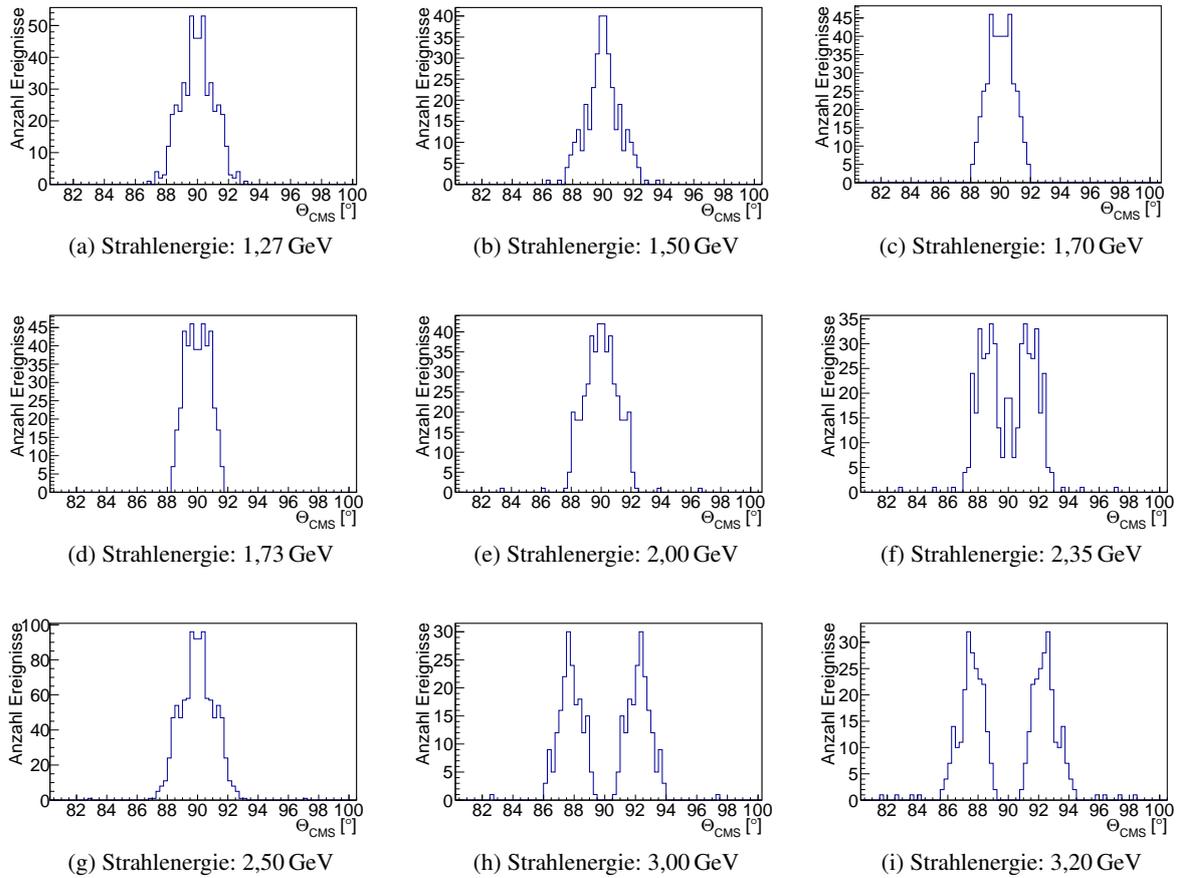


Abbildung 5.2: Schwerpunktwinkelverteilungen von symmetrischen Møllerelektronen bei verschiedenen simulierten Energien

Energie	Anzahl koinzidenter Elektronenpaare
1,27 GeV	502
1,50 GeV	470
1,70 GeV	424
1,73 GeV	432
2,00 GeV	462
2,35 GeV	488
2,50 GeV	472
3,00 GeV	463
3,20 GeV	450

Tabelle 5.2: Anzahl der symmetrischen und asymmetrischen Møllerelektronenpaare im Bereich der Detektoren

5.3 Asymmetriekoeffizient

Der Asymmetriekoeffizient ist nach Formel 3.9 unter anderem von dem Schwerpunktwinkel der detektierten Møllerelektronen abhängig. Bei der Simulation der Schwerpunktwinkelverteilung ergaben sich aus den im Abschnitt 5.2 beschriebenen Schwerpunktwinkelverteilungen, die in Tabelle 5.3 angegebenen Asymmetriekoeffizienten. Dabei ist der Fehler ein rein statistischer Fehler und wird bei einer Simulation mit einer größeren Zahl von Møllerelektronen deutlich kleiner. Es ist zu erkennen, dass sich der Asymmetriekoeffizient bei den von ELSA verwendeten spezifischen Energien nur geringfügig ändert. Die größte Abweichung liegt bei einer Energie von simulierten 3,2 GeV mit einer Größe von $\sim 0,3\%$ vor. Diese geringe Abweichung liegt unter anderem an einer um den Schwerpunktwinkel von 90° geringen Krümmung der Funktion des Asymmetriekoeffizienten, wie sie in Abbildung 3.3 dargestellt ist. Aufgrund der geringen Abweichung des Asymmetriekoeffizienten ist eine Messung des longitudinalen Polarisationsgrades des Elektronenstrahls bei von der Sollenergie von 1,73 GeV möglich, ohne dass eine Korrektur des Wertes des Asymmetriekoeffizienten notwendig ist.

Energie	Asymmetriekoeffizienten a_{zz}
1,27 GeV	$-0,777 \pm 0,034$
1,50 GeV	$-0,777 \pm 0,037$
1,70 GeV	$-0,778 \pm 0,038$
1,73 GeV	$-0,774 \pm 0,037$
2,00 GeV	$-0,777 \pm 0,036$
2,35 GeV	$-0,776 \pm 0,035$
2,50 GeV	$-0,777 \pm 0,024$
3,00 GeV	$-0,775 \pm 0,011$
3,20 GeV	$-0,775 \pm 0,036$

Tabelle 5.3: Simulierte Energieabhängigkeiten des Asymmetriekoeffizienten a_{zz}

Ergebnisse aus den Testmessungen

Im Folgenden bezieht sich die Analyse auf die gemessenen Daten der ersten beiden Testmessungen im März und Mai 2015, in denen unter anderem das vollständig installierte Møllerpolarimeter getestet wurde. Alle einzelnen Messungen, welche mittels der DAQ aufgenommen werden, erhalten eine spezifische immer fortlaufende Messnummer. Diese Kennzeichnungen der einzelnen Messungen wird in dieser Arbeit übernommen.

In der ersten Strahlzeit wurde ein polarisierter Elektronenstrahl von der Beschleunigungsanlage ELSA zur Verfügung gestellt, womit unter anderem die Polarisationsmessung überprüft wurde. In der zweiten Testmessung im Mai ging es bei dem Test der Møllerdetektoren, um die Analyse des zu messenden Untergrundes, wie im Verlauf der Analyse genauer erläutert wird. Dabei war keine Polarisation der Elektronen notwendig, wodurch die Testmessungen in dieser Testzeit mit einem unpolarisierten Elektronenstrahl durchgeführt wurden.

6.1 Delays der TDC-Methode

Zuerst wird der Einfluss der verschiedenen Delays auf die Berechnung des Polarisationsgrades untersucht. Dazu wurde der Polarisationsgrad für jedes einzelne verwendete Delay separat berechnet. Eine Auswahl der gemessenen Polarisationsgrade mit den verschiedenen Delays ist in Tabelle 6.1 gegeben. Dabei ist zu erkennen, dass das verwendete Delay nur einen gegenüber dem Fehler unbedeutenden Einfluss auf die Größe des Polarisationsgrades hat, sodass keine Autokorrelation erkennbar ist. Im Grunde ist dadurch nicht relevant, welches Delay für die Bestimmung des Untergrundes genommen wird. Im Folgenden wird der Mittelwert der gemessenen Untergründe verwendet.

Mess-Nr.	205 ns-Delay	340 ns-Delay	545 ns-Delay
22677	$(18,05 \pm 3,21) \%$	$(18,05 \pm 3,21) \%$	$(18,06 \pm 3,21) \%$
22686	$(19,02 \pm 5,55) \%$	$(19,01 \pm 5,55) \%$	$(19,03 \pm 5,55) \%$
22724	$(28,66 \pm 12,31) \%$	$(28,65 \pm 12,31) \%$	$(28,66 \pm 12,32) \%$
23312	$(-2,33 \pm 4,66) \%$	$(-2,40 \pm 4,66) \%$	$(-2,08 \pm 4,66) \%$

Tabelle 6.1: Über die Scaler-Methode berechnete Polarisationsgrade in Abhängigkeit des verwendeten Delays

6.2 Vergleich der TDC- und Scaler-Daten

Im Testzeitraum März wurden Messungen getätigt, bei denen mit der DAQ auf koinzidente Møllerelektronen getriggert wurde. Dadurch ergab sich mit den TDC-Daten eine genügend hohe Detektionsrate, um den über die TDC-Methode berechneten Polarisationsgrad direkt mit dem aus den Scaler-Daten berechneten Polarisationsgrad zu vergleichen.

Während dieser Testmessungen wurde der Polarisationsgrad seitens der Beschleunigeranlage ELSA konstant gehalten. Nach der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Methoden der Datennahme und Berechnung des Polarisationsgrades wurden die Messwerte analysiert. Es ergaben sich für die verschiedenen Messnummern die in Abbildung 6.1 dargestellten Polarisationsgrade.

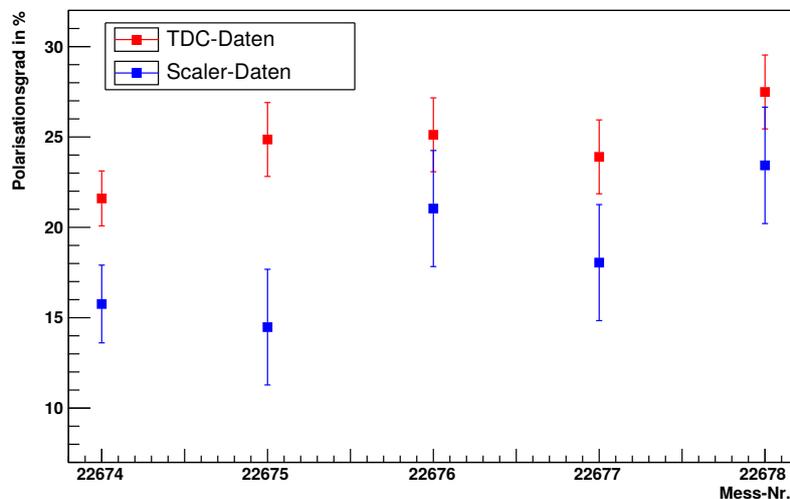


Abbildung 6.1: Vergleich der bestimmten Polarisationsgrade aus TDC- und Scaler-Daten

Es ist anhand der Messungen zu erkennen, dass der Polarisationsgrad bei den verschiedenen Datenaufnahmeverfahren konstante geblieben ist, was den Erwartungen entspricht. Auch wurde ein Polarisationsgrad von etwa 20 % erwartet, welches dem gemessenen Polarisationsgrad entspricht. Zu erkennen ist jedoch ein deutlicher Unterschied der berechneten Polarisationsgrade zwischen den verschiedenen Messverfahren, wobei die TDC-Daten einen höheren Polarisationsgrad ergeben, als die Scaler-Daten. Aus den TDC-Daten ist ein Polarisationsgrad von $\sim 25\%$ abzulesen, wohingegen sich der Polarisationsgrad der Scaler-Daten nur zu $\sim 18\%$ ergibt. Der Unterschied ist mit 6 % zu groß, um ihn mit den Fehlern der einzelnen Polarisationsgrade zu erklären. Dies kann sowohl durch eine fehlerhafte Bestimmung einer oder mehrerer einzelner Raten, als auch an einer fehlerhaften Berechnung des Polarisationsgrades liegen.

6.3 Umkehren der Asymmetrie

Zwischen der Messnummer 22671 und 22673 wurde die Stromrichtung des in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Solenoiden umgekehrt, wodurch sich auch das Magnetfeld umkehrt, welches für die Ablenkung

der Elektronenspins in die horizontale Ebene zuständig ist. Dadurch sollte sich die Asymmetrie der gemessenen Raten der Møllerelektronen umkehren, wobei der eigentliche Polarisationsgrad innerhalb der Fehler gleich bleibt.

Während der genommenen Messungen wurde nicht auf koinzidente Elektronen getriggert, wodurch nur auswertbare Scaler-Daten vorlagen. Jedoch konnte mit diesen die Umkehr der Asymmetrie unabhängig von den systematischen Fehler bei der Ratenmessung mit der Scaler-Methode bestätigt werden. Der zur Asymmetrie proportionale Polarisationsgrad wurde vor der Umpolung des Solenoiden mit $(-16,96 \pm 3,35) \%$ und danach mit $(16,16 \pm 3,42) \%$ gemessen.

Somit liegt die gemessene Umkehr der Asymmetrie innerhalb der Fehler und bestätigt die grundsätzliche Mess-Methode der Asymmetrie.

6.4 Vergleich der Untergrundbestimmung

Bei der ersten Polarisationsbestimmung mit dem Møllerpolarimeter im März 2015 wurde festgestellt, dass die Bestimmung des unkorrelierten Anteil der koinzident gemessenen Elektronen (der Untergrund) mit der Scaler- und TDC-Methode unterschiedliche Ergebnisse liefern. Daher wurde in der Strahlzeit im Juni 2015 Messungen speziell für die Kontrolle der Untergrundbestimmung durchgeführt.

Bei diesen Messungen wurde nicht wie zuvor auf koinzidente Møllerelektronen getriggert, sondern auf einzelne Møllerelektronen. Dabei wurde als Triggersignal zum einen alle Møllerdetektor-Signale und zum anderen jeweils nur ein Møllerdetektor-Signal verwendet. Da mit diesen Triggerkonfigurationen mit der TDC-Methode nicht nur koinzidente, sondern auch unkorrelierte Signale aufgenommen werden, wurde erwartet, dass der prozentuale Anteil an Untergrundsignalen sowohl für den über die TDC-Methode, als auch für den über die Scaler-Methode bestimmten Untergrundanteil in der gleichen Größenordnung liegen muss.

In Tabelle 6.2 ist der prozentuale Anteil von Untergrund an den gemessenen zeitlich korrelierten Signalen dargestellt, welche sich mit der TDC- und Scaler-Methode ergeben. Man erkennt einen deutlichen Unterschied, so wird mit der TDC-Methode ein deutlich größerer Untergrundanteil detektiert.

Um zu überprüfen, wie die Bestimmung des Untergrundes beider Mess-Methoden im Zusammenhang stehen, wurde aus dem Zeitdifferenzspektrum der TDC-Methode der prozentuale Anteil an dem über die Scaler-Methode zu detektierenden Untergrundanteil mit dem 205 ns Delay berechnet. Damit erhält man einen theoretischen Wert, den die Scaler messen müssten, wenn diese die gleichen Elektronen detektieren, welche mit der TDC-Methode aufgenommen werden.

Zur Bestimmung dieses Anteils, wurde in den Zeitdifferenzspektren aus der TDC-Methode die Anzahl der zeitlich korrelierten und unkorrelierten Signalen innerhalb des deutlichen Peaks um 0 ns mittels eines Integrals Bestimmt. Der zu integrierende Zeitbereich entspricht dem selben Zeitfenster wie das in Abschnitt 4.3.1 verwendete Koinzidenzzeitfenster. Zur Veranschaulichung ist ein beispielhaftes Zeitdifferenzspektrum für eine Helizität aus den TDC-Daten in Abbildung 6.2 dargestellt, wobei die rote Fläche der Anzahl an koinzident detektierten Elektronen darstellt. Der Untergrund aus unkorrelierten Elektronen, wie er sich aus der Scaler-Methode bei einem verwendeten Delay von 205 ns ergeben müsste, berechnet sich aus den Zeitdifferenzspektrum über ein Zeitintegral um 205 ns. Der zu integrierende Zeitbereich ist äquivalent zu dem des Integrals über den Peak Die Anzahl dieses Untergrundes ist in der Abbildung grün gekennzeichnet. Aus diesen Zahlen lässt sich der prozentuale Untergrundanteil bestimmen, welcher sich nach den gemessenen Daten der TDC-Methode für die Scaler-Methode ergeben sollte. Dieser ist ebenfalls in Tabelle 6.2 eingefügt (Methode: Scaler aus TDC).

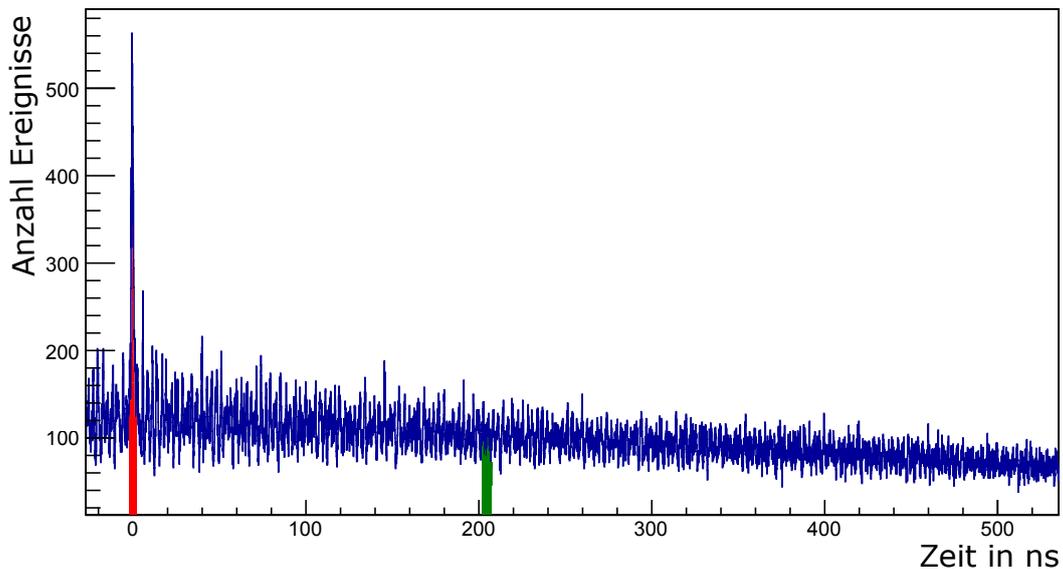


Abbildung 6.2: Vergleich des Anteils an unkorrelierten Elektronen zwischen den Messmethoden. Der rote Bereich entspricht den Anteil von korrelierten und nicht korrelierten detektierten Elektronen, der grüne Bereich stellt die Anzahl der unkorrelierten Elektronen dar, welcher nach der Scaler-Methode zu erwarten wäre

Der nach den TDC-Daten erwartete Untergrund an detektierten Elektronen, welcher zur Untergrundkorrektur verwendet und über die Scaler-Methode gemessen werden sollte, weicht deutlich (um einen Faktor von bis zu 100) von den gemessenen Werte für den Untergrund aus der Scaler-Methode ab. Diese Daten legen nahe, dass die Untergrundbestimmung mit mindestens einer dieser Methoden nicht wie erwartet funktioniert. Als Folge eines zu niedrig gemessenen Untergrundes, verkleinert sich die gemessene Asymmetrie und somit auch der damit verbundene Polarisationsgrad. Da mit der TDC-Methode der Untergrund genauer bestimmt werden kann, ist der gemessene Untergrund über die Scaler-Methode wahrscheinlich zu gering. Diese Vermutung ist konsistent zu den in Abschnitt 6.2 beschriebenen Unterschied der Polarisationsgrade, welcher durch diese unterschiedliche Untergrundbestimmung erklärt werden kann.

Mess-Nr.	Methode	U 14+	U 14-	U 23+	U 23-	Trigger
23305	TDC	53,7 %	50,7 %	53,7 %	50,6 %	Alle Detektoren mit ODER
	Scaler	0,6 %	0,6 %	1,0 %	1,0 %	
	Scaler aus TDC	46,1 %	50,7 %	53,5 %	50,7 %	
23308	TDC	75,5 %	74,1 %	75,5 %	74,1 %	Detektor 1
	Scaler	2,1 %	2,1 %	0,7 %	0,7 %	
	Scaler aus TDC	68,0 %	72,4 %	78,9 %	72,4 %	
23322	TDC	11,9 %	4,9 %	11,9 %	4,9 %	Detektor 2
	Scaler	2,2 %	2,3 %	0,7 %	0,7 %	
	Scaler aus TDC	10,2 %	4,1 %	11,9 %	4,1 %	
23337	TDC	18,7 %	20,0 %	18,7 %	20,0 %	Detektor 3
	Scaler	1,3 %	1,3 %	0,8 %	0,9 %	
	Scaler aus TDC	16,4 %	21,0 %	19,0 %	10,9 %	

Tabelle 6.2: Untergrundverhältnisse: Prozentualer Untergrund U ; getrennt nach koinzidenten Detektoren (14 und 23) und Helizitäten (+ und -) bei verschiedenen Triggereinstellungen; bestimmt über die TDC-Daten, Scaler-Daten und über einer aus den TDC-Daten zurückgerechneten theoretischen Anteil für die Scaler-Daten

Fazit und Ausblick

Für Experimente an BGO-OD mit zirkular polarisiertem Photonenstrahl ist die genaue Kenntnis des absoluten Polarisationsgrades des longitudinalen polarisierten, von ELSA erzeugten, Elektronenstrahls am Ort des Bremsstrahlungs-Radiators essentiell. Dazu wurde ein Møllerpolarimeter in die Photonenmarkierungsanlage des BGO-OD Experiments integriert. Es besteht aus einem Radiator und vier einzelnen Detektoren, wobei der Radiator, eine ferromagnetische Folie, als gleichzeitiges Bremsstrahlungs- und Møllertraget verwendet wird. Auf diese treffen die von ELSA beschleunigten Primärelektronen. Für die vollständige longitudinale Polarisation der Primärelektronen, ist eine Energie von 1,73 GeV notwendig. Die für die Polarisationsmessung benötigte Polarisation der ferromagnetischen Folie, wird mittels einer in-plane Magnetisierung erreicht. Über die symmetrische Møllerstreuung entsteht ein Møllerkegel aus gestreuten Elektronen. Diese werden durch den Taggermagneten impulsselektierend abgelenkt und durch eine Detektoranordnung von insgesamt vier Møllerdetektoren gemessen. Dabei liegen jeweils zwei Detektoren auf dem Møllerkegel gegenüber, um über eine koinzidente Schaltung symmetrische Møllerelektronen zu detektieren. Aus der durch das Pauli-Prinzip entstehenden Asymmetrie, kann der Polarisationsgrad der Primärelektronen bestimmt werden. Die Polarisation wird über die Magnetisierung der ferromagnetischen Folie, sowie dem Asymmetriekoeffizienten bestimmt. Der Asymmetriekoeffizient ist aus der QED und Akzeptanzmittelung durch Simulationen bekannt.

Durch verschiedene Simulationen wurde die Energieabhängigkeit der longitudinalen Polarisationsmessung analysiert. Es wurde in dieser Arbeit festgestellt, dass sowohl der Asymmetriekoeffizient, als auch die zu erwartende Rate koinzidenter Elektronen von der an ELSA verwendeten Strahlenergien annähernd unabhängig ist. Somit ist auch die Polarisationsmessung mit dem BGO-OD Møllerpolarimeter annähernd Energieunabhängig.

Es konnte gezeigt werden, dass eine Polarisationsmessung mit dem BGO-OD Møllerpolarimeter durchgeführt werden kann. Allerdings haben die durchgeführten systematischen Untersuchungen ergeben, dass bei den verschiedenen Mess-Methoden eine Diskrepanz bei der Bestimmung des Untergrundes besteht. Dadurch wird die Messung des Polarisationsgrades erschwert.

Zur weiteren Optimierung des Møllerpolarimeters folgen genaue Ursachenforschung der unterschiedlichen Untergrundakquirierung über die Scaler- und TDC-Methode. Nachdem dieser Unterschied verstanden ist und eine möglicherweise notwendige Korrektur durch Korrekturfaktoren bei der Berechnung, oder Änderungen am Aufbau unternommen wurde, kann der Fehler des bestimmten Polarisationsgrades weiter verkleinert werden. Dies war jedoch im Zeitrahmen dieser Arbeit nicht mehr durchführbar.

Literaturverzeichnis

- [ELS13] <http://www-elsa.physik.uni-bonn.de/index.html>, Zugriff 01.04.2015
- [ELS15] Hinterkeuser, F. (05.2015). Persönliche Kommunikation
- [EB06] Eberhardt, H. (2006). *Messung der Targetpolarisation und Detektorstudie für das Møllerpolarimeterdes Crystal-Barrel-Aufbaus an ELSA*. Bonn: Diplomarbeit in Physik
- [TB14] Brück, T. (2014). *Messung der Targetpolarisation für das BGO-OD Møllerpolarimeter*, Bonn: Bachelorarbeit in Physik.
- [OLS59] Olsen, H. (1959). *Photon and Electron Polarization in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening*. Phys. Rev.: 114, 3, 887-904.
- [WAG90] Wagner, B. e. a. (1990). *A Møller Polarimeter for cw and pulsed intermediate energy electron beams*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research: A294, 541-548.
- [SWA95] Swartz Band, D. e. a. (1995). *Observation of Target Electron Momentum Effects in Single-Arm Møller Polarimetry*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research: A363 526-537.
- [GSC13] Scheluchin, G. (2013). *Detektorsystem für das BGO-OD Møller-Polarimeter*. Bonn: Bachelorarbeit in Physik
- [TZI15] Zimmermann, T. (2015). *Doktorarbeit in Bearbeitung*. Bonn
- [HPS11] Schmidt, C., Suele, A., Hartmann, J., Thoma U., u. a. (Version 2011). *Extended Pluggable Objectoriented Root(ified) Analysis (ExPIORA)*.

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