

# Messung der Targetpolarisation für das BGO-OD Møllerpolarimeter

Tobias Brück

Bachelorarbeit in Physik  
vorgelegt an der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität  
Bonn

August 2014



Hiermit versichere ich, 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. Harmut Schmieden
2. Gutachter: PD. Dr. Stefan Goertz



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2. Møllerpolarimetrie</b>	<b>8</b>
2.1. Kinematik der Streuung . . . . .	8
2.2. Møller Wirkungsquerschnitt . . . . .	9
2.3. Bestimmung der Strahlpolarisation . . . . .	10
<b>3. Møllerpolarimeter</b>	<b>11</b>
3.1. Magnetisierung der Targetfolie . . . . .	11
3.2. Aufbau des Møllerpolarimeters . . . . .	12
<b>4. Messung der Targetpolarisation</b>	<b>13</b>
4.1. Verwendetes Targetmaterial . . . . .	13
4.2. Methode zur Messung der Targetpolarisation . . . . .	14
4.2.1. Induktive Methode zur Messung der Targetmagnetisierung . . . . .	15
4.3. Verwendeter Messaufbau . . . . .	17
4.4. Fehler der Targetpolarisationsmessung . . . . .	19
4.5. Ergebnis der Targetpolarisationsmessung . . . . .	23
<b>5. Fazit</b>	<b>24</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>25</b>



# 1. Einleitung

Bereits am Anfang des 20. Jahrhunderts war bekannt, dass Atome aus einem schweren Atomkern und Elektronen, die diesen umkreisen, bestehen. Die innere Struktur des Atomkerns wirft teilweise noch heute Fragen auf. Es ist bekannt, dass der Atomkern aus Nukleonen besteht. Diese wiederum bestehen aus Quarks, Valenz- und Seaquarks, und Gluonen. Jedoch macht die Masse der Valenzquarks nur etwa 1 % der Gesamtmasse eines Nukleons aus. Der restliche Anteil stammt aus Bewegungs- und Bindungsenergie. Dieses System lässt sich, ähnlich wie beim Wasserstoffatom, anregen, wodurch Resonanzzustände entstehen können. Diese Zustände haben meist eine sehr kurze Lebensdauer und sind deshalb energetisch sehr breit.

Zur genaueren Untersuchung dieser Resonanzen ist es nötig Doppelpolarisationsexperimente durchzuführen. Dafür benötigt man polarisierte Photonen, deren Polarisationsgrad bekannt ist. Dabei kann man linear polarisierte Photonen durch Bremsstrahlung an einem Kristall erhalten. Für zirkular polarisierte Photonen verwendet man einen longitudinal polarisierten Elektronenstrahl, der dann durch Bremsstrahlung die zirkular polarisierten Photonen erzeugt. Dafür ist es notwendig den Absolutwert des Polarisationsgrad des Elektronenstrahls zu kennen. Beim BGO-OD Experiment handelt es sich um ein Fixed-Target Experiment am Physikalischen Institut der Universität Bonn. Es werden neutrale und geladene Teilchen untersucht, die durch Photoproduktion am Nukleon erzeugt werden.

Die Bestimmung des Absolutwertes des Polarisationsgrades des Elektronenstrahls erfolgt mittels Møllerpolarimetrie. Bei Møllerstreuung handelt es sich um Elektron-Elektron-Streuung, die von der Polarisation der Stoßpartner abhängig ist. Die Polarisation wird durch eine Messung der Zählratenassymetrie bei der Møllerstreuung bestimmt, die durch unterschiedliche Spinausrichtung, parallel oder antiparallel, der beiden Stoßpartner entsteht. Da der Wirkungsquerschnitt sowohl von der Polarisation des Elektronenstrahls als auch von der Polarisation des Targets abhängig ist, muss demnach der Polarisationsgrad des Targets sehr genau bekannt sein, um eine genaue Aussage über den Polarisationsgrad des Elektronenstrahls machen zu können. Die Messung der Targetpolarisation erfolgt über eine Magnetisierungsmessung des Targets im äußeren Feld eines Solenoids.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Messung der Targetpolarisation für das BGO-OD Møllerpolarimeter. Dazu folgen zunächst zwei Kapitel zur Erläuterung der Møllerpolarimetrie und zum verwendeten Møllerpolarimeter. Im Anschluss daran wird beschrieben, wie die Messung der Targetpolarisation erfolgt ist und zum Abschluss folgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse.

## 2. Møllerpolarimetrie

Wie bereits in der Einleitung erwähnt handelt es sich bei der Møllerstreuung um Elektron-Elektron-Streuung, deren Wirkungsquerschnitt von der Polarisation der beiden Stoßpartner abhängig ist. In diesem Abschnitt wird nun auf die Kinematik und den Wirkungsquerschnitt der Møllerstreuung genauer eingegangen, um zu zeigen, wie man daraus den Absolutwert der Polarisation des Elektronenstrahls erhält. Dabei wird der Impuls der Elektronen im Møllertarget vernachlässigt.

Die in diesem Kapitel aufgezählten Formeln finden sich alle unter anderem in [EBE06].

### 2.1. Kinematik der Streuung

Die Møllerstreuung lässt sich mithilfe der Quantenelektrodynamik (QED) beschreiben. Dabei genügt es eine Betrachtung in erster Ordnung durchzuführen, da Korrekturen höherer Ordnungen nur zu kleinen Veränderungen im Wirkungsquerschnitt führen. In Abbildung 2.1 ist eine Darstellung der Møllerstreuung im Schwerpunkt- und im Laborsystem zu sehen.



Abbildung 2.1: Streuvorgang im Schwerpunktsystem (CMS) links und Streuvorgang im Laborsystem rechts ([EBE06])

Dabei besteht folgender Zusammenhang zwischen den Winkel  $\bar{\theta}$  im Schwerpunktsystem und dem Winkel  $\theta$  im Laborsystem:

$$\tan \theta_{1,2} = \sqrt{\frac{2m_0}{E_0 + m_0}} \tan \frac{\bar{\theta}_{1,2}}{2} \quad (2.1)$$

mit:  $E_0$  Energie des einfallenden Elektrons,  $m_0$  Elektronenmasse

Nach dem Stoßvorgang erhält man für die Energie  $E_{1,2}$  des gestreuten Elektrons:

$$E_{1,2} = m_0 + (E_0 - m_0) \cos \frac{\bar{\theta}_{1,2}}{2} \quad (2.2)$$

Von den Impulsvektoren der gestreuten Elektronen werden sogenannte Møllerkegel aufgespannt, da die Møllerstreuung ein symmetrischer Prozess bzgl. der Rotation um die Achse des einfallenden Elektrons ist. Diese Møllerkegel haben die Öffnungswinkel  $\theta_1$  bzw.  $\theta_2$ . Dabei sind die Öffnungswinkel der beiden Møllerelektronen im allgemeinen unterschiedlich, außer es handelt sich um den symmetrischen Fall  $\theta_1 = \theta_2$ . Zwei verschiedene Fälle für die Öffnungswinkel sind in Abbildung 2.2 dargestellt.



Abbildung 2.2: links: Møllerkegel für unterschiedliche Öffnungswinkel  $\theta_1 \neq \theta_2$ , rechts: Møllerkegel im symmetrischen Fall  $\theta_1 = \theta_2$  [EBE06]

## 2.2. Møller Wirkungsquerschnitt

Wählt man nun ein Koordinatensystem, in dem folgende Beziehungen gelten

$$\hat{e}_x = \hat{e}_y \times \hat{e}_z, \quad \hat{e}_y = \frac{\vec{p}_i \times \vec{p}_f}{|\vec{p}_i \times \vec{p}_f|}, \quad \hat{e}_z = \hat{p}_i$$

,erhält man folgendes für den Wirkungsquerschnitt der Møllerstreuung:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) (\bar{\theta}) = \left( \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \right) (\bar{\theta}) \left( 1 + \sum_{i,j} a_{i,j}(\bar{\theta}) P_i^S P_j^T \right) \quad \text{mit } :i, j = x, y, z \quad (2.3)$$

Dabei ist  $p_i$  der Impuls vor der Streuung,  $p_f$  der Impuls nach der Streuung,  $\left( \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \right)$  der Wirkungsquerschnitt der Møllerstreuung für unpolarisierte Elektronen,  $a_{i,j}$  die Analysierstärkekoeffizienten,  $P_i^S$  die i-te Komponente des Strahlelektrons und  $P_j^T$  die j-te Komponente der Polarisation des Targetelektrons.

Die Analysierstärkekoeffizienten  $a_{j,k}$  lassen sich im Rahmen der QED berechnen und laufen für  $\gamma \gg 1$  gegen folgendes:

$$\begin{aligned} a_{zz} &\Rightarrow \frac{-\sin \bar{\theta} (8 - \sin^2 \bar{\theta})}{(4 - \sin^2 \bar{\theta})^2} \\ a_{yy} &\Rightarrow \frac{\sin^4 \bar{\theta}}{(4 - \sin^2 \bar{\theta})^2} \\ a_{xx} &\Rightarrow -a_{yy} \\ a_{xz} = a_{zx} &\Rightarrow 0 \\ a_{xy} = a_{yx} = a_{yz} = a_{zy} &= 0 \end{aligned}$$

Das Verschwinden der Komponenten  $a_{xy}$ ,  $a_{yx}$ ,  $a_{yz}$  und  $a_{zy}$  ist auf Paritätserhaltung zurückzuführen. In Abbildung 2.3 sind die Analysierstärkekoeffizienten gegen den Streuwinkel  $\bar{\theta}$  im Schwerpunktsystem aufgetragen. Man erkennt in Abbildung 2.3, dass die Analysierstärkekoeffizienten ein Maximum bei einem Schwerpunktswinkel von  $\bar{\theta} = 90^\circ$  haben. Außerdem sieht man, dass  $a_{zz}$  vom Betrag ca. 7-mal größer ist als  $a_{yy}$  und  $a_{xx}$ . Da es sich bei  $a_{zz}$  um die longitudinale Komponente handelt, eignet sich die Møllerstreuung besonders gut um die longitudinale Strahlpolarisation zu messen, wie im folgenden beschrieben wird.

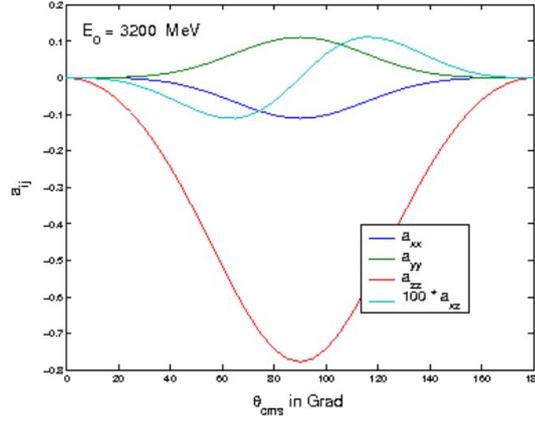


Abbildung 2.3: Analysierstärkekoeffizienten  $a_{ij}$  als Funktion des Streuwinkels  $\bar{\theta}$  im Schwerpunktsystem [EBE06]

### 2.3. Bestimmung der Strahlpolarisation

Zur Messung der Strahlpolarisation misst man die Zählratenasymmetrie, die dadurch entsteht, dass der Wirkungsquerschnitt für parallel ausgerichtete Spins kleiner ist, als der für antiparallel ausgerichtete Spins. Dies ist der Fall, da nach dem Pauli-Prinzip symmetrische Zustände in Ort und Spin unterdrückt sind, da die Gesamtwellenfunktion antisymmetrisch unter dem Austausch der beiden Möllerelektronen sein muss. Im Experiment erhält man die Asymmetrie  $A$  mithilfe der Zählrate bei parallel ausgerichteten Spins  $N_{\uparrow\uparrow}$  und der Zählrate bei antiparallel ausgerichteten Spins  $N_{\uparrow\downarrow}$ .

$$A = \frac{N_{\uparrow\downarrow} - N_{\uparrow\uparrow}}{N_{\uparrow\downarrow} + N_{\uparrow\uparrow}} \quad (2.4)$$

Da  $\sigma \propto N$  lässt sich Gleichung 2.4 auch folgendermaßen schreiben:

$$A = \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\uparrow\uparrow}}{\sigma_{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\uparrow\uparrow}} \quad (2.5)$$

Daraus ergibt sich mit Gleichung 2.3 folgendes:

$$A = \frac{\left(1 + \sum_{i,j} a_{i,j}(\bar{\theta}) P_i^S P_j^T\right) - \left(1 - \sum_{i,j} a_{i,j}(\bar{\theta}) P_i^S P_j^T\right)}{\left(1 + \sum_{i,j} a_{i,j}(\bar{\theta}) P_i^S P_j^T\right) + \left(1 - \sum_{i,j} a_{i,j}(\bar{\theta}) P_i^S P_j^T\right)} \quad (2.6)$$

$$= \sum_{i,j} a_{i,j}(\bar{\theta}) P_i^S P_j^T \quad (2.7)$$

Mit  $\gamma \gg 1$  lässt sich Gleichung 2.7 wie folgt schreiben:

$$A = a_{xx} P_x^S P_x^T + a_{yy} P_y^S P_y^T + a_{zz} P_z^S P_z^T \quad (2.8)$$

Zur Bestimmung der Strahlpolarisation benötigt man demnach die Asymmetrie  $A$ , die man durch eine Messung erhält, die Analysierstärkekoeffizienten  $a_{ij}$ , die man erhält, wenn man den Streuwinkel  $\bar{\theta}$  kennt, und den genauen Wert der Targetpolarisation.

### 3. Møllerpolarimeter

Es gibt nun mehrere Möglichkeiten die in Abschnitt 2 beschriebene Methode zur Messung der Strahlpolarisation experimentell umzusetzen. In diesem Kapitel wird nun vor allem darauf eingegangen, wie dies am BGO-OD Experiment realisiert wird. Es werden jedoch auch einige andere Møllerpolarimeter zitiert.

#### 3.1. Magnetisierung der Targetfolie

Die Targetfolie besteht aus einem ferromagnetischen Material, welches Material genau gewählt wurde, wird in Abschnitt 4 genauer diskutiert. Es gibt nun zwei Möglichkeiten, die Targetfolie zu Magnetisieren. Man kann die Folie einerseits in der Folienebene Magnetisieren (in-plane Magnetisierung) oder senkrecht zur Folienebene (out-of-plane Magnetisierung). Dies ist schematisch in Abbildung 3.1 zu erkennen. Bei der out-of-plane Magnetisierung werden so

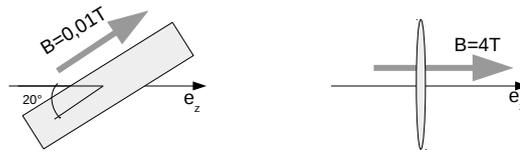


Abbildung 3.1: Beide Möglichkeiten zur Magnetisierung der Targetfolie, links: in-plane Magnetisierung, rechts: out-of-plane Magnetisierung (vgl.[EBE06])

hohe Feldstärken benötigt, dass man supraleitende Spulen benötigen würde. Dies liegt daran, dass die Magnetfeldlinien geschlossen sein müssen. Der Vorteil hierbei ist jedoch, dass man eine Magnetisierung parallel zur Richtung des Elektronenstrahls erzeugen kann. Beim BGO-OD Experiment, wird jedoch die Methode der in-plane Magnetisierung gewählt. Diese hat den Vorteil, dass Magnetfeldstärken von etwa 100 Gauß ausreichen, um die Folie in Sättigungsmagnetisierung zu bringen. Dafür wird die Targetfolie unter einem Winkel  $\alpha$ , der möglichst klein ist, zum Elektronenstrahl eingesetzt, damit der Wert für die Polarisation in Strahlrichtung  $P_z^T$  möglichst groß bleibt. Die Folie dient außerdem als Radiator zur Erzeugung der zirkular polarisierten Photonen durch Bremsstrahlung. Es besteht dabei folgender Zusammenhang zwischen  $P_z^T$ ,  $P_x^T$ , der Polarisation senkrecht zum Strahl, und der Targetpolarisation:

$$P_z^T = P^T \cos \alpha \quad P_x^T = P^T \sin \alpha \quad P_y^T = 0 \quad (3.1)$$

Dies ist auch Abbildung 3.1 zu entnehmen. Dadurch ergibt sich aus Gleichung 2.8:

$$A(\alpha) = a_{xx} P_x^S P^T \sin \alpha + a_{zz} P_z^S P^T \cos \alpha \quad (3.2)$$

Für einen Strahl, der rein longitudinal polarisiert ist ( $P_x^S = 0$ ), ergibt sich damit für die Asymmetrie:

$$A(\alpha) = a_{zz} P^S P^T \cos \alpha \quad (3.3)$$

Stellt man Gleichung 3.3 nun um, erhält man daraus die Strahlpolarisation.

$$P^S = \frac{A(\alpha)}{a_{zz} P^T \cos \alpha} \quad (3.4)$$

Damit lässt sich nun die longitudinale Polarisation des Elektronenstrahls berechnen, wenn  $a_{zz}$ ,  $P^T$  und die Asymmetrie  $A(\alpha)$  bekannt sind.

### 3.2. Aufbau des Møllerpolarimeters

Es gibt mehrere Möglichkeiten die beiden Møllerelektronen zu selektieren. Beim BGO-OD-Experiment wird ein Møllerpolarimeter verwendet, dass sowohl impulsselektierend als auch winkelselektierend ist. Der Aufbau des Møllerpolarimeters für das BGO-OD-Experiment ist Teil der Doktorarbeit von Thomas Zimmermann ([ZIM]). Bei einem impulsselektierenden Møllerpolarimeter wird ausgenutzt, dass beide Møllerelektronen im symmetrischen Fall denselben Impuls haben. Zur Selektion wird dann ein Dipolmagnet verwendet. In Abbildung 3.2 ist ein schematischer Aufbau eines impulsselektierenden Møllerpolarimeters zu sehen.

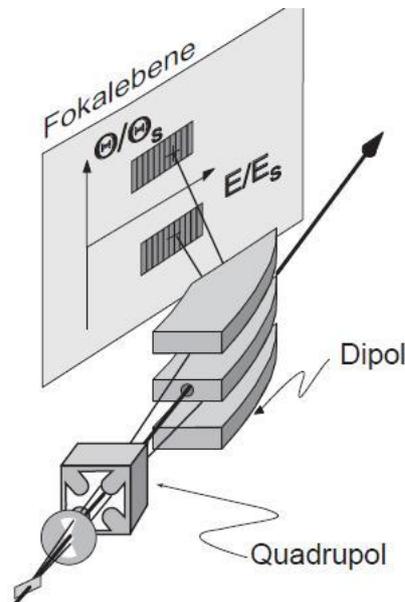


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau eines impulsselektierenden Møllerpolarimeters [BAR96]

Die Møllerelektronen werden dann in der Fokalebene auf einen Punkt fokussiert und dort detektiert. Als Dipolmagnet dient beim BGO-OD-Experiment der Dipolmagnet des Taggers. Die verwendeten Detektoren selektieren aufgrund ihrer Positionierung und deren Abmessungen die Møllerelektronen zudem noch nach Winkel, was ein winkelselektierendes Møllerpolarimeter charakterisiert. Dies wird jedoch hier nicht weiter erläutert.

Wie bereits zuvor erwähnt gibt es auch noch andere Möglichkeiten ein Møllerpolarimeter aufzubauen. Am MAMI (Mainzer Mikrotron) wird zum Beispiel ein winkelselektierendes Møllerpolarimeter verwendet.

## 4. Messung der Targetpolarisation

Wie in Abschnitt 2 und in Abschnitt 3 bereits erwähnt wurde, ist es für die Absolutwertbestimmung des Elektronenstrahls besonders wichtig die Targetpolarisation möglichst exakt zu kennen. Deshalb wird in diesem Kapitel beschrieben, wie die Messung der Targetmagnetisierung durchgeführt wird und welche Materialien sich als Targetfolie eignen.

Bei der Targetfolie muss es sich um ein ferromagnetisches Material handeln und sie sollte einen möglichst hohen Polarisationsgrad besitzen. Eine Möglichkeit wäre deshalb Eisenfolien zu benutzen. Diese haben den Vorteil, dass das gyromagnetische Verhältnis  $g'$  (vgl. Unterabschnitt 4.2, Unterabschnitt 4.4) für Eisen sehr genau bekannt ist. Der Nachteil von Eisen ist jedoch einerseits, dass das benötigte Feld um die Sättigungsmagnetisierung zu erreichen höher ist als bei einigen anderen Materialien und andererseits, dass es Materialien gibt, die einen höheren Polarisationsgrad besitzen. Eines der anderen Materialien ist Supermendur und wird im nächsten Abschnitt genauer betrachtet.

### 4.1. Verwendetes Targetmaterial

Supermendur ist eine Legierung bestehend aus 49% Eisen, 49% Cobalt und 2% Vanadium und kann im Handel als Vacoflux-50 bezogen werden. Vacoflux-50 hat die höchste bekannte Sättigungsmagnetisierung, die für ein weichmagnetisches Material bekannt ist. Zudem reichen bereits Felder von ca. 40 Gauß, um diese zu erreichen. Um dies zu verdeutlichen sind in Abbildung 4.1 einige Neukurven ferromagnetischer Materialien zu sehen.

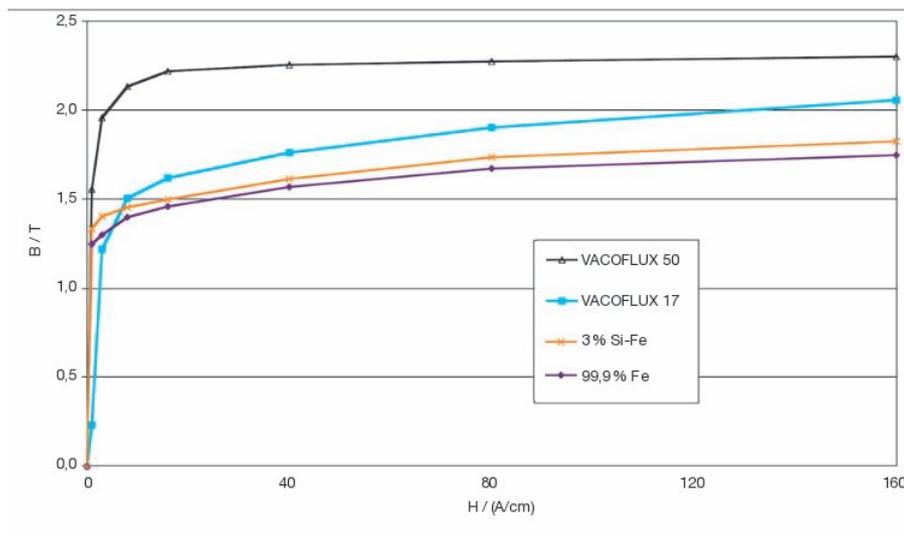


Abbildung 4.1: Neukurven einiger ferromagnetischer Materialien [VAC01]

Zwar gibt es auch noch Materialien mit einem höheren Polarisationsgrad als Vacoflux-50, jedoch haben diese den Nachteil, dass die Curie-Temperatur dieser Materialien zu niedrig ist

und diese deshalb nicht infrage kommen, außer man kühlt das Møllerpolarimeter. Ein Beispiel hierfür ist z.B. Gadolinium, das einen Polarisationsgrad besitzt, der 1,5-mal so groß ist wie der von Vacoflux-50, jedoch liegt die Curie-Temperatur bei 20 °. Ein Nachteil von Vacoflux-50 ist jedoch, dass der gyromagnetische Faktor  $g'$  nur sehr ungenau bekannt ist. Darauf wird in Unterabschnitt 4.4 eingegangen.

## 4.2. Methode zur Messung der Targetpolarisation

In diesem Absatz wird zunächst erläutert, was die Targetpolarisation ist und anschließend beschrieben wie sich diese aus der Targetmagnetisierung bestimmen lässt. Zur Messung der Targetmagnetisierung wird die induktive Methode verwendet. Der Targetpolarisationsgrad ist definiert als:

$$P^T = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (4.1)$$

mit:  $N_+$  Anzahl der Spins, die in Vorzugsrichtung ausgerichtet sind,  $N_-$  Anzahl der Spins, die entgegen der Vorzugsrichtung ausgerichtet sind

Der Targetpolarisationsgrad ist demnach der Überschuss der in einer bevorzugten Richtung ausgerichteten Spins. Die bevorzugte Ausrichtung der Spins wird durch das äußere Magnetfeld bestimmt. Bei Vernachlässigung des Bahndrehimpulses lässt sich der Polarisationsgrad auch als Verhältnis von  $M_S$ , der Magnetisierung, die durch die Ausrichtung der Spins verursacht wird, und der maximal möglichen Magnetisierung beschreiben (vgl. [EBE06]).

$$P^T = \frac{M_S}{M_{max}} \quad (4.2)$$

Dabei lässt sich  $M_{max}$  ausdrücken als:

$$M_{max} = N_e \cdot \mu_B$$

mit:  $N_e$  Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit,  $\mu_B$  Bohrsches Magneton

Der zuvor vernachlässigte Bahndrehimpuls  $L$  trägt jedoch auch einen Teil zur Gesamtmagnetisierung  $M$  bei, die deshalb so geschrieben werden kann:

$$M = M_S + M_L$$

Da in der Messung nur  $M$  und nicht  $M_S$  zugänglich ist, muss  $M_S$  in Gleichung 4.2 durch  $M$  ersetzt werden. Dies ist mit Hilfe des gyromagnetischen Faktors  $g'$  möglich. Der gyromagnetische Faktor beschreibt durch die Größe der Abweichung vom Wert 2, wie stark die Gesamtmagnetisierung  $M$ , die größtenteils durch den Spin entsteht, vom Bahndrehimpuls beeinflusst wird.  $g'$  lässt sich mit dem Einstein-de-Haas-Effekt bestimmen. Der gyromagnetische Faktor ist definiert als das Verhältnis von Gesamtmagnetisierung  $M$  zu Gesamtdrehimpuls  $J$ .

$$g' = \frac{M}{J} = \frac{M_S + M_L}{L + S} \quad (4.3)$$

Drückt man nun die Drehimpulse durch die von ihnen verursachte Magnetisierung aus, lassen sich die einzelnen Magnetisierungsanteile voneinander separieren.

$$S = \frac{1}{2}M_S, L = M_L$$

Damit erhält man aus Gleichung 4.3:

$$M_S = 2 \frac{g' - 1}{g'} M$$

Damit ergibt sich für die Targetpolarisation aus Gleichung 4.2:

$$P^T = 2 \frac{g' - 1}{g'} \frac{M}{N_e \mu_B} \quad (4.4)$$

Dabei lässt sich  $N_e$  schreiben als:

$$N_e = \frac{Z N_A \rho}{A}$$

mit:  $Z$  Kernladungszahl,  $\rho$  Dichte der Targetfolie,  $N_A$  Avogadro Zahl,  $A$  Molmasse

Es besteht also ein direkter Zusammenhang zwischen Targetpolarisation und Targetmagnetisierung. Im folgenden wird nun erläutert, wie die Targetmagnetisierung gemessen wird.

#### 4.2.1. Induktive Methode zur Messung der Targetmagnetisierung

Zur Messung der Targetmagnetisierung wird die Targetfolie im Magnetfeld eines Solenoiden befestigt. Die Magnetisierung kann dabei durch Umpolen des Magnetfeldes umgekehrt werden. Mithilfe einer die Targetfolie umschließenden Pickup-Spule kann der beim Umpolen entstehende Spannungspuls gemessen werden. Dies ist in Abbildung 4.2 abgebildet.

Nach dem Induktionsgesetz ist das zeitliche Integral über die gemessene Spannung gleich der Änderung des magnetischen Flusses.

$$\int dt U_{int} = -n \cdot \Delta \Phi = 2n \cdot \Phi$$

mit:  $n$  Anzahl der Windungen,  $\Phi = \int_F d\vec{F} \vec{B}$  magnetischer Fluss

Jedoch entsteht der magnetische Fluss nicht nur durch die Folie, sondern besteht aus dem Fluss der durch die Folie erzeugt wird und dem Fluss durch den verbleibenden Luftraum in der Pickup-Spule (vgl. [EBE06]).

$$\Phi = \underbrace{q_T B}_{\text{Fluss durch die Targetfolie}} + \underbrace{(q_{PS} - q_T) \mu_0 H_{PS}}_{\text{Fluss durch den verbleibenden Luftraum der Pickup-Spule}} \quad (4.5)$$

Fluss durch die Targetfolie      Fluss durch den verbleibenden Luftraum der Pickup-Spule

mit:  $q_T$  Querschnittsfläche der Targetfolie,  $q_{PS}$  Querschnittsfläche der Pickup-Spule,  $\mu_0$  magnetische Feldkonstante,  $H_{PS}$  Magnetfeldstärke in der Spule

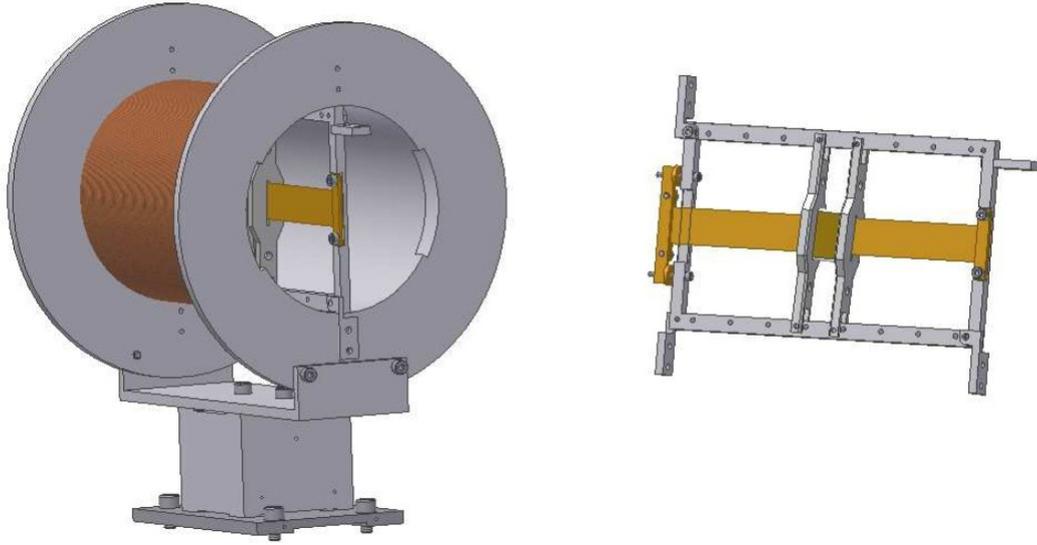


Abbildung 4.2: Links ist der Solenoid mit Pickup-Spule abgebildet, rechts die Pickup-Spule mit Targetfolie [EBE06]

Der magnetische Fluss  $\Phi_0$ , ohne eingebaute Targetfolie, kann wie folgt ausgedrückt werden:

$$\Phi_0 = \frac{1}{2} \int dt U_{ind}^0 = q_{PS} \mu_0 H_L$$

mit:  $H_L$  Magnetfeldstärke ohne Targetfolie

Nun wird die magnetische Flussdichte  $B$  eingeführt, da man daraus auf die Magnetisierung der Targetfolie rückschließen kann.

$$B = \mu_0 (H_{TF} + M)$$

mit:  $H_{TF}$  Magnetfeldstärke in der Targetfolie

Die Magnetisierung der Targetfolie erhält man, indem die Differenz von  $\Phi$  und  $\Phi_0$  gebildet wird:

$$\Phi - \Phi_0 = \frac{1}{2} \left( \int dt U_{ind} - \int dt U_{ind}^0 \right) \quad (4.6)$$

$$= q_T \mu_0 M - q_T \mu_0 (H_{PS} - H_{TF}) - q_{PS} \mu_0 (H_L - H_{PS}) \quad (4.7)$$

Der erste Korrekturterm zu  $M$  kann vernachlässigt werden, da  $(H_{PS} - H_{TF}) \ll M$ . Der zweite Korrekturterm  $(H_L - H_{PS})$  ist durch das Auftreten eines entmagnetisierenden Feldes bei nicht geschlossenen Proben erklärbar. Das entmagnetisierende Feld entsteht sowohl an der Eintrittsfläche als auch an der Austrittsfläche des magnetischen Feldes. Zur Verdeutlichung des Effekts wurde eine schematische Skizze erstellt. Diese ist in Abbildung 4.3 zu sehen.

Dadurch ist  $H_{PS}$  etwas kleiner als  $H_L$ . Diesem Effekt kann entgegengewirkt werden, indem

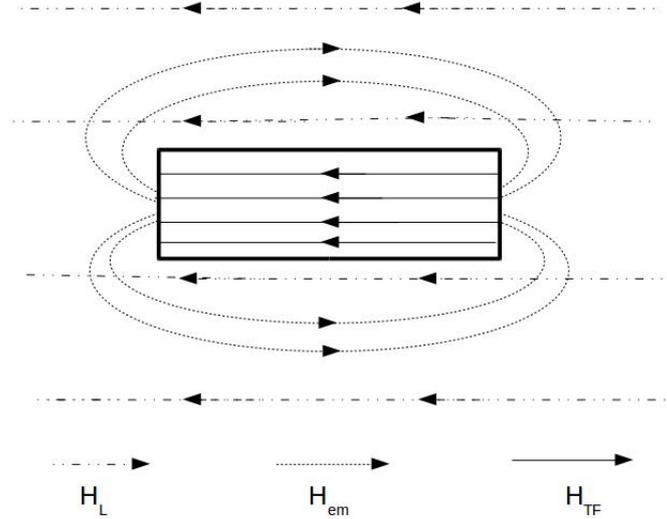


Abbildung 4.3: Verdeutlichung des Effekts durch das entmagnetisierende Feld  $H_{em}$  auf das Feld der Targetfolie  $H_{TF}$  und das äußere Feld  $H_L$  (vgl. [EBE06])

man lange, dünne Folien verwendet. Da für die hier durchgeführten Messungen  $20 \mu\text{m}$  bzw.  $50 \mu\text{m}$  dicke und  $20 \text{cm}$  lange Folien verwendet wurden, kann auch der zweite Korrekturterm vernachlässigt werden. In der Fehlerabschätzung wird dieser Term jedoch wieder in Betracht gezogen, um eine hohe Genauigkeit zu erhalten (s. Unterabschnitt 4.4). Damit ergibt sich für die Magnetisierung der Targetfolie:

$$M = \frac{1}{2nq_T\mu_0} \left( \int dtU_{ind} - \int dtU_{int}^0 \right) \quad (4.8)$$

Dadurch und mit Gleichung 4.4 ergibt sich für die Targetpolarisation nun folgendes:

$$P^T = \frac{A}{ZN_A\mu_0\mu_B} \frac{1}{n} \frac{1}{\rho q_T} \frac{g' - 1}{g'} \left( \int dtU_{ind} - \int dtU_{int}^0 \right) \quad (4.9)$$

### 4.3. Verwendeter Messaufbau

Der Aufbau zur Messung der Targetpolarisation wurde vom Møllerpolarimeter des Crystal-Barrel-Experiment an der Universität Bonn übernommen. Der Aufbau besteht aus einem Solenoiden mit einer Pickup-Spule und einer Platine, die sowohl zur Steuerung der Umpolung des äußeren Magnetfeldes als auch zum Messen der Induktionsspannungen dient. Ein schematischer Aufbau der Messapparatur ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Das Programm zur Steuerung der Platine war nicht mehr vorhanden und wurde deshalb mithilfe von Thomas Zimmermann neu geschrieben. Der Quellcode des Programms befindet sich im Anhang.

In Abbildung 4.4 ist links der Solenoid mit der Pickup-Spule und der Targetfolie zu erkennen. Von der Pickup-Spule geht das Signal zu einem 18-Bit ADC, wo die Induktionsspannung dann integriert wird. Dann geht das Signal weiter zum PC, wo es dann ausgelesen werden kann. Auf der Platine befindet sich auch ein Relais, das zur Umpolung des Magnetfeldes dient. Um eine höhere Genauigkeit zu erhalten, wird ein Netzgerät verwendet, das eine geringe Referenz-

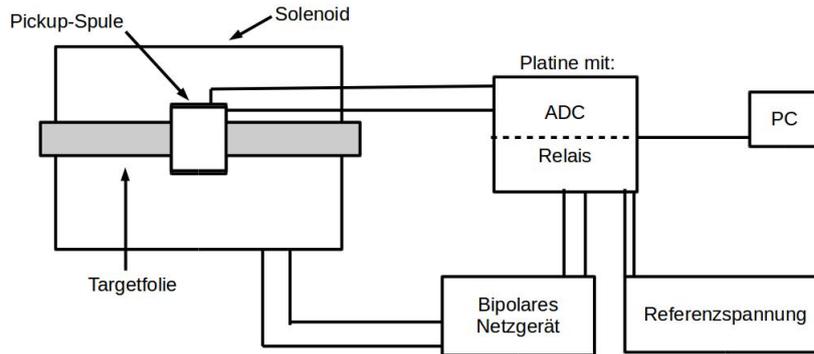


Abbildung 4.4: Schematischer Messaufbau

spannung erzeugt, die dann zur Umpolung auf das Relais gegeben wird, um dann zu einem bipolaren Netzgerät zu gelangen, wo die Referenzspannung dann verstärkt wird und zum Solenoid gelangt. Der Aufbau wurde so gewählt um sicher zu gehen, dass das Messsignal, das einige mV beträgt, nicht durch den hohen Strom, der zum Solenoid fließt, beeinflusst wird. Diese Störung könnte elektrischer oder magnetischer Natur sein. Zum Funktionstest des Messaufbaus wurde zunächst die Induktionsspannung als Funktion des Solenoidenstroms gemessen. Dabei wurde keine Targetfolie eingesetzt.

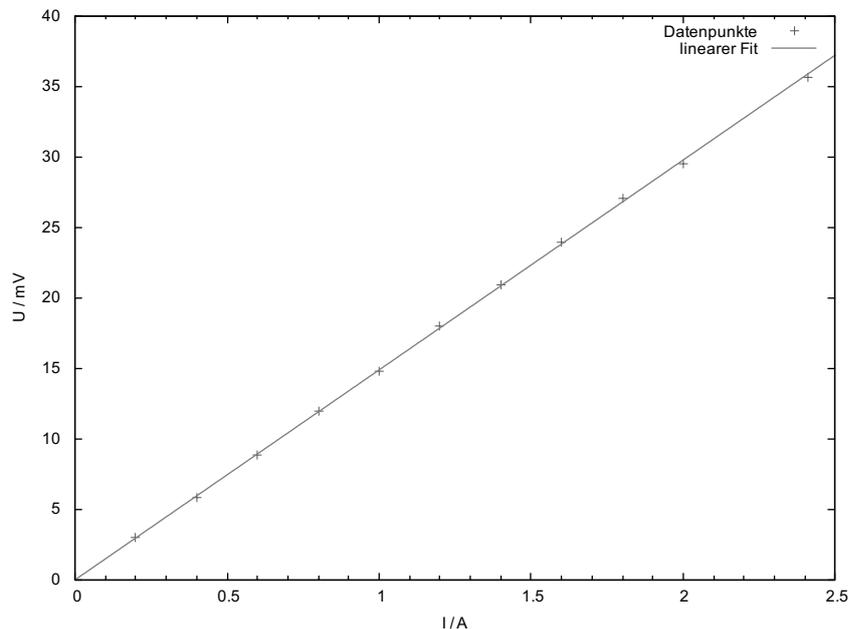


Abbildung 4.5: Messung der Induktionsspannung  $U$  als Funktion des Solenoidenstroms  $I$

Wie in Abbildung 4.5 zu sehen ist, erhält man den erwartungsgemäßen linearen Anstieg der Induktionsspannung als Funktion des Solenoidenstroms. Als nächstes wurde der Solenoidenstrom  $I$  bestimmt, bei dem die Messungen zur Targetpolarisation durchgeführt werden. Dazu wurde die Differenz der Spannung mit Folie  $U_{ind}$  und ohne Folie  $U_{ind}^0$  als Funktion des Solenoi-

denstroms gemessen. Wie erwartet geht die Differenzspannung  $U$  schnell in Sättigung. Dies ist hier bei ca. 1 A der Fall, wie in Abbildung 4.6 zu sehen ist. Um sicherzugehen das auch kleine Schwankungen in der Stromversorgung keine Auswirkung auf die Messung haben, wurde der Solenoidenstrom für die Targetpolarisationsmessung auf 2,4 A gestellt. Außerdem wurden die Messungen für  $U_{ind}$  und  $U_{ind}^0$  aus dem selben Grund direkt nacheinander durchgeführt. Zur

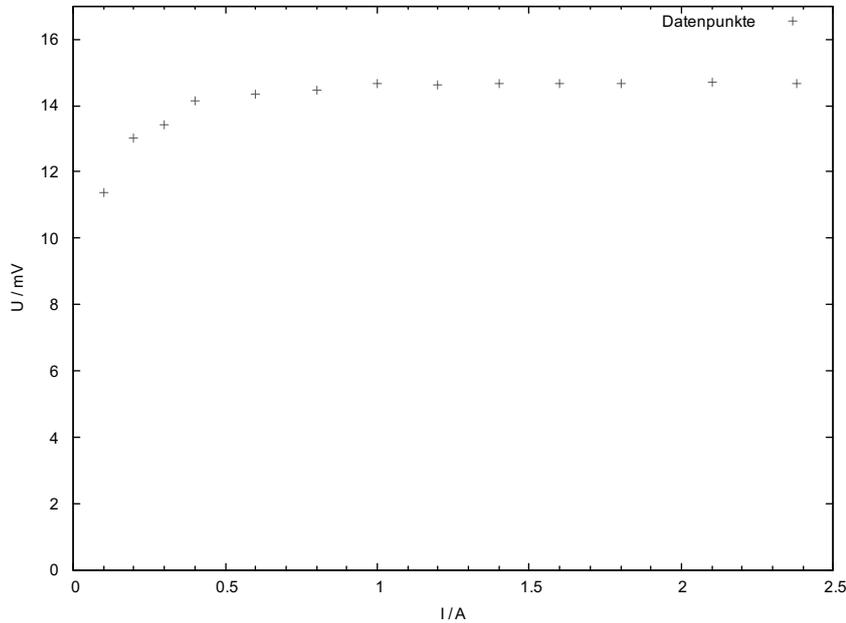


Abbildung 4.6: Differenz von Spannung mit Folie  $U_{ind}$  und Spannung ohne Folie  $U_{ind}^0$  als Funktion des Solenoidenstroms I

Erhöhung der Genauigkeit der Messungen wurden mithilfe des Programms zur Steuerung der Platine 100 Messungen durchgeführt und darüber gemittelt. Die Anzahl der Messungen wurde auf 100 gestellt, um eine gute Genauigkeit zu erhalten, aber die Messzeit gleichzeitig nicht zu groß werden zu lassen, da die Messung dann durch Schwankungen im Solenoidenstrom beeinflusst werden könnte.

#### 4.4. Fehler der Targetpolarisationsmessung

Nun folgt eine Fehlerbetrachtung der Targetpolarisationsmessung. Dazu werden die Fehler der einzelnen Faktoren aus der nachfolgenden Gleichung genauer betrachtet.

$$P^T = \frac{A}{Z N_A \mu_0 \mu_B} \frac{1}{n} \frac{1}{\rho q_T} \frac{g' - 1}{g'} \left( \int dt U_{ind} - \int dt U_{int}^0 \right)$$

Der erste Term der Gleichung besteht nur aus Konstanten und kann für die hier durchgeführten Messungen als fehlerlos angenommen werden. Dabei wurden sowohl die Molmasse  $A$  als auch die Kernladungszahl  $Z$  durch eine gewichtete Mittelung über die einzelnen Bestandteile von Vacoflux bestimmt. Die anderen Konstanten sind z.B. [PDG12] zu entnehmen.

- $A = 57,260148 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$

- $Z=26,43$
- $N_A=6,0221415 \cdot 10^{-23} \frac{1}{\text{mol}}$
- $\mu_0=4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$
- $\mu_B=9,27400949 \cdot 10^{-24} \frac{\text{J}}{\text{T}}$

Der zweite Term beinhaltet die Windungszahl  $n = 1000$ . Diese kann hier ebenfalls als fehlerlos angenommen werden, da es möglich ist 1000 Windungen sehr genau zu wickeln.

Der Fehler für den dritten Term der Gleichung  $\frac{1}{\rho q_T}$  ist nicht direkt zu ermitteln gewesen, da keine Angabe über die Genauigkeit der Dicke der Folien vorhanden war und auch keine direkte Möglichkeit bestand, die Dicke der Folien ( $20 \mu\text{m}$ - $50 \mu\text{m}$ ) mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen. Um dennoch eine Aussage über den Fehler dieses Terms zu bekommen, wird angenommen, dass die Dichte  $\rho$  der Folien homogen ist, was so nicht direkt angenommen werden kann und wodurch ein Fehler entsteht. Aus diesem Grund sollte für das BGO-Experiment eine Folie benutzt werden, deren Polarisationsgrad über die gesamte Folie relativ konstant ist, was durch Messung des Polarisationsgrades an verschiedenen Stellen der Folie zu gewährleisten ist. Mit der Annahme einer homogenen Dichte lässt sich dieser Term nun wie folgt ersetzen (vgl. [EBE06]):

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{m}{l \cdot q_T}$$

$$\Rightarrow \frac{1}{\rho q_T} = \frac{l}{m}$$

Der Fehler dieses Terms lässt sich nun durch eine Messung der Länge  $l$  und der Masse  $m$  einer Folie bestimmen. Die Längenmessung wurde mit einem handelsüblichen Lineal durchgeführt und es wurde deshalb eine Ablesegenauigkeit von  $0,5 \text{ mm}$  angenommen. Bei einer Länge der Folien von  $20 \text{ cm}$  ergibt dies einen relativen Fehler von  $0,25 \%$ . Eine genauere Messung der Längen der Folien wäre aufgrund ihrer Welligkeit nicht sinnvoll. Die Masse  $m$  der einzelnen Folien wurde mittels einer Waage durchgeführt, die eine Absolutgenauigkeit von  $10 \mu\text{g}$  hat. Damit ergab sich ein relativer Fehler von  $0,1 \%$ .

Der größte Fehler der Messung entsteht durch den  $g'$ -Wert. Dieser Wert ist zwar für Legierungen mit Anteilen aus je  $50 \%$  Eisen und Cobalt sehr genau bekannt, aber nicht für das hier verwendete Material Vacoflux. Deshalb wird hier der Wert für  $g' = 1,916 \pm 0,002$  und dessen relativer Fehler von  $0,7 \%$  aus der Diplomarbeit von Holger Eberhardt ([EBE06]) übernommen. Der Fehler des letzten Terms ist der Fehler der Induktionsspannungsmessung.

$$\int dt U_{ind} - \int dt U_{ind}^0 = (U_{ind} - U_{ind}^0) \cdot \Delta t$$

Die Integrationszeit beträgt hier  $\Delta t = 120 \text{ ms}$  und kann für die hier benötigte Genauigkeit als exakt angenommen werden. Als Fehler für die Induktionsspannungsmessung wurde nun ein statistischer Fehler bestimmt, indem die Differenz  $U_{ind} - U_{ind}^0$  mehrmals gemessen wurde. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

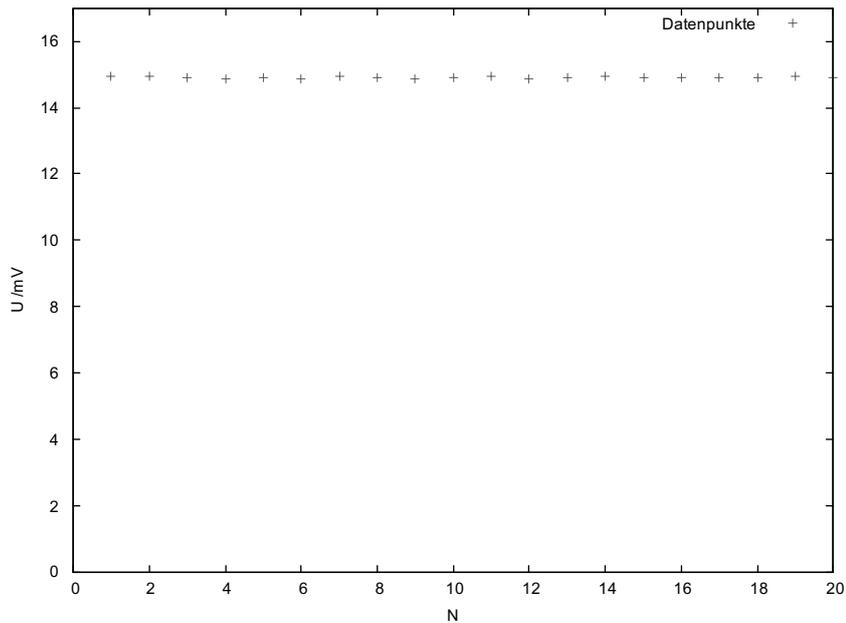


Abbildung 4.7: Die Abbildung zeigt die wiederholte Messung der Differenz zwischen  $U_{ind}$  und  $U_{ind}^0$ . Auf der x-Achse ist dabei die Nummer N der Messung aufgetragen und auf der y-Achse die Differenz der gemessenen Spannungen.

Es wurde nun der Mittelwert der Messreihe berechnet und als maximaler Fehler die größte Abweichung von diesem Mittelwert angenommen. Es ergaben sich folgende Werte:

$$\Delta U_{mittel} = \frac{1}{N_{max}} \sum_{N=1}^{N_{max}} (U_{ind} - U_{ind}^0)_N = 14,905 \text{ mV} \pm 0,28 \%$$

In Gleichung 4.6 wurde der Term  $(q_{PS}\mu_0(H_L - H_{PS}))$ , der durch das entmagnetisierende Feld entsteht, vernachlässigt. Jedoch wurde dadurch die gemessene Induktionsspannung unterschätzt, um nun eine höhere Genauigkeit zu erhalten, folgt nun eine Abschätzung für den Fehler, der durch die Vernachlässigung entstanden ist.

Um eine Aussage über die Größe des entmagnetisierenden Feldes machen zu können, wurde eine Messung durchgeführt, bei der die Targetfolie an der Pickup-Spule vorbei geführt wurde (vgl. [EBE06]). Dies ist schematisch Abbildung 4.8 dargestellt.



Abbildung 4.8: Schematischer Aufbau zur Messung des entmagnetisierenden Feldes, mit Pickup-Spule (blau), Targetfolie (grau) und Solenoidenachse (gestrichelte Linie)

Nun wurde die Induktionsspannung  $U_{ind}^a$  (Targetfolie außerhalb der Pickup-Spule) und die Induktionsspannung  $U_{ind}^0$  gemessen. Vernachlässigt man nun die Dicke der Targetfolie im Vergleich zur Dicke des Luftspalts, lässt sich durch Berechnung der Differenz ( $U_{ind}^0 - U_{ind}^a$ ) ein Maß für die Größe des entmagnetisierenden Feldes berechnen. Damit lassen sich dann die Messwerte, bei denen die Targetfolie durch die Pickup-Spule geführt wurde korrigieren.

$$\begin{aligned} U_{ind} - U_{ind}^0 &= [U^{mess} + (U_{ind}^0 - U_{ind}^a) - U_{ind}^0] \\ &= U^{mess} - U_{ind}^a \end{aligned}$$

Jedoch entsteht durch die oben durchgeführte Abschätzung ein weiterer Fehler. Durch das Vorbeiführen der Targetfolie an der Pickup-Spule wird die Folie geknickt, wodurch die Magnetisierung der Folie beeinträchtigt werden könnte. Des Weiteren könnte die geknickte Folie das Magnetfeld des Solenoiden beeinflussen. Um die Auswirkungen der geknickten Folie zu überprüfen wurde nun eine Messung durchgeführt, bei der die Pickup-Spule versetzt zur Solenoidenachse platziert wurde und die Targetfolie wieder durch die Pickup-Spule geführt wurde. Dadurch befand sich die Targetfolie in etwa an der selben Position wie bei der zuvor durchgeführten Messung von  $U_{ind}^a$  (vgl. [EBE06]). Dies ist schematisch in Abbildung 4.9 dargestellt.



Abbildung 4.9: Schematischer Aufbau zur Messung des Fehler, der bei der Berechnung des entmagnetisierenden Feldes gemacht wurde, mit Pickup-Spule (blau), Targetfolie (grau) und Solenoidenachse (gestrichelte Linie)

Bei der Durchführung stellte sich heraus, dass die beiden oben genannten Effekte im Rahmen der Messgenauigkeit keinerlei Einfluss auf die Messung haben. Damit ergibt sich als Fehler, der durch das entmagnetisierende Feld entsteht, derselbe Fehler wie für die Induktionsspannungsmessung.

Die oben aufgezählten Fehler der einzelnen Terme sind zusammen mit dem dem resultierenden Gesamtfehler in Tabelle 4.1 dargestellt.

Ursache des Fehlers	relativer Fehler / %
Messung der Länge $l$ einer Folie	0,25
Messung der Masse $m$ einer Folie	0,1
$g'$	0,7
Induktionsspannungsmessung	0,28
Korrektur durch das entmagnetisierende Feld	0,28
maximaler Gesamtfehler	1,61
erwarteter Gesamtfehler	0,85

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der einzelnen Fehler der durchgeführten Messungen und resultierender Gesamtfehler

## 4.5. Ergebnis der Targetpolarisationsmessung

Die Ergebnisse der Targetpolarisationsmessung für die einzelnen Targetfolien sind in Tabelle A.1 im Anhang zusammengefasst. Als Mittelwert für die Targetpolarisation ergab sich für die  $20\ \mu\text{m}$  dicken Folien  $P^T = 8,126\ \%$  und für die  $50\ \mu\text{m}$  dicken Folien  $P^T = 8,147\ \%$ . Der Unterschied im Wert der Targetpolarisation der Folien unterschiedlicher Dicke kann daher stammen, dass die dünneren Folien stärkere Gebrauchsspuren aufweisen, da sie weniger stabil sind als die dickeren Folien. Man muss bedenken, dass die Folien aus dem Jahr 1978 stammen und schon zuvor verwendet worden sind. Durch die Verwendung der Folien könnte die innere Struktur beschädigt worden sein, wodurch sich die Magnetisierbarkeit verändert haben könnte oder nicht mehr konstant ist über die gesamte Folienlänge. Dies wird im folgenden diskutiert. Die Untersuchung der Targetpolarisation in Abhängigkeit vom Ort der Messung ergab, dass der Polarisationsgrad der Folien über die gesamte Folienlänge im Rahmen der Messgenauigkeit konstant war. Dies ist exemplarisch für eine Folie in Abbildung 4.10 zu sehen.

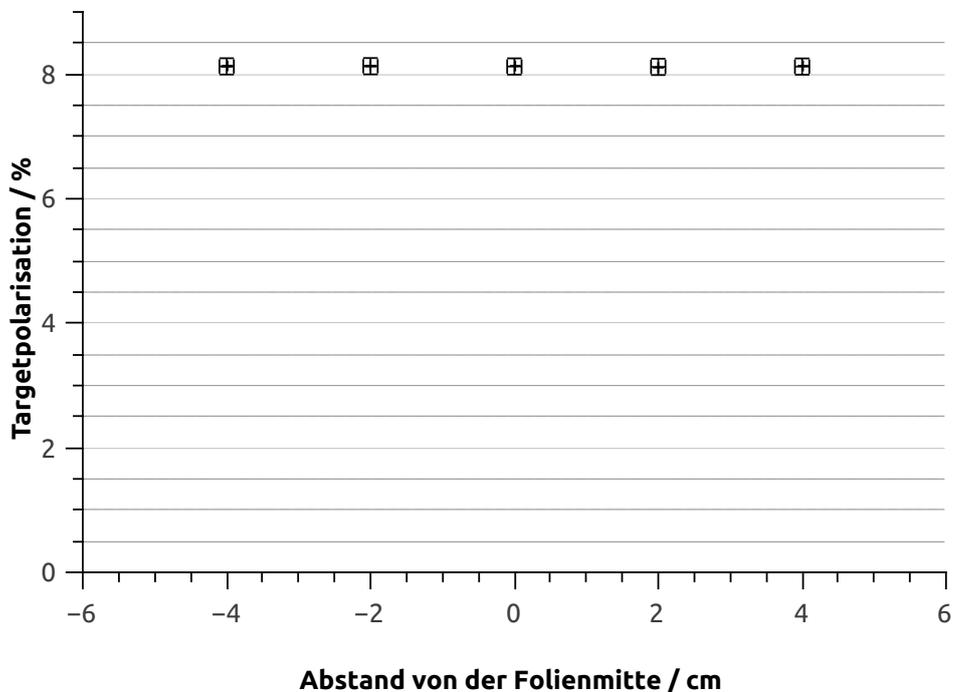


Abbildung 4.10: Ergebnisse der Targetpolarisationsmessung in Abhängigkeit vom Abstand von der Folienmitte, als Fehler wurde der maximale Fehler aus Tabelle 4.1 genommen

Damit ist auch die Annahme einer konstanten Dichte, die in Unterabschnitt 4.4 gemacht wurde gerechtfertigt.

Die für die Messung verwendeten Targetfolien wurden bereits von Holger Eberhardt im Zuge einer Diplomarbeit ([EBE06]) vermessen. Die Ergebnisse dieser Messung befinden sich ebenfalls in Tabelle A.1 im Anhang. In seiner Arbeit ergeben sich als Mittelwerte  $P_{alt}^T = 8,163\ \%$  für die  $20\ \mu\text{m}$  dicken Folien und  $P_{alt}^T = 8,204\ \%$  für die  $50\ \mu\text{m}$  dicken Folien. Diese Werte sind höher als die in dieser Arbeit bestimmten Werte, liegen jedoch innerhalb der Fehlergrenzen und somit konnten diese Ergebnisse bestätigt werden.

## 5. Fazit

Zur Bestimmung der absoluten Strahlpolarisation wird am BGO-OD-Experiment ein Møllerpolarimeter aufgebaut. Dabei wird eine Targetfolie mittels in-plane Magnetisierung in Sättigung gebracht. Der von ELSA kommende longitudinal polarisierte Elektronenstrahl trifft dann auf die Targetfolie und es kommt zu Møllerstreuung, hier symmetrische Møllerstreuung. Die symmetrischen Møllerelektronen werden dann mittels Selektion der Impulse von den anderen Elektronen getrennt und in Detektoren detektiert. Zur Bestimmung der absoluten Strahlpolarisation wird diese Messung sowohl mit paralleler als auch antiparalleler Spinausrichtung der Strahl- und Targetelektronen durchgeführt, um so die Asymmetrie zu messen. Der Wirkungsquerschnitt der Møllerstreuung hängt nun jedoch sowohl von der Strahl- als auch von der Targetpolarisation ab, weshalb diese sehr genau bekannt sein muss, um die Strahlpolarisation möglichst exakt bestimmen zu können. Deshalb wurde in dieser Arbeit die Targetpolarisationsmessung für das Møllerpolarimeter am BGO-OD-Experiment durchgeführt.

Da ein direkter Zusammenhang zwischen Polarisation und Magnetisierung der Targetfolie besteht, wurde dies ausgenutzt, um die Targetpolarisation zu bestimmen. Dazu wurde die Targetfolie in das Magnetfeld eines Solenoiden gebracht und mithilfe einer Pick-up Spule wurde dann die Induktionsspannung, die durch Umpolung des Magnetfeldes des Solenoiden entstand, mit und ohne Targetfolie gemessen. Mithilfe eines ADC wurde diese Spannung integriert und daraus wurde dann die Targetpolarisation bestimmt. Mit Mittelwerten für die Targetpolarisation von  $P^T = 8,126\%$  für die  $20\ \mu\text{m}$  dicken Folien und  $P^T = 8,147\%$  für die  $50\ \mu\text{m}$  dicken Folien liegen die Werte im erwarteten Bereich. Dieselben Folien wurden bereits in einer früheren Arbeit (vgl. [EBE06]) vermessen und das Ergebnis war vergleichbar.

Zudem war es das Ziel den Fehler für die Targetpolarisation möglichst klein zu halten, da dieser in die Berechnung der Strahlpolarisation eingeht. Mit einem maximal zu erwartendem relativen Fehler von  $1,61\%$  wurde das Ziel die Targetpolarisation möglichst genau zu bestimmen erreicht und somit ist es nun möglich die absolute Strahlpolarisation zu bestimmen, sobald das Møllerpolarimeter komplett einsatzbereit ist.

## A. Anhang

Folien 20 $\mu\text{m}$	$P^T/\%$	$P_{alt}^T/\%$
1	8,180	8,183
2	8,148	8,155
3	8,148	8,144
4	8,121	8,148
5	8,282	8,201
7	8,124	8,2
8	8,066	8,182
9	8,130	8,112
10	8,042	8,132
11	8,110	8,196
12	8,195	8,146
13	8,040	8,151
14	8,166	8,209
15	8,099	8,142
16	8,111	8,125
17	8,016	8,142
18	8,195	8,189
19	8,114	8,186
20	8,107	8,132
Folien 50 $\mu\text{m}$		
21	8,049	8,181
22	8,115	8,197
23	8,090	8,198
24	8,108	8,178
25	8,175	8,195
26	8,153	8,21
27	8,209	8,243
28	8,196	8,213
29	8,229	8,218

Tabelle A.1: Ergebnisse der Targetpolarisationsmessung für die Folien von 1978, dabei sind unter  $P^T$  die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und unter  $P_{alt}^T$  die Ergebnisse aus [EBE06]

# Quellcode

```
/**
 *
 * Source: http://linuxgazette.net/118/chong.html
 *
 */
#include <sys/io.h>
#include <sys/time.h>
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <unistd.h>
#include <stdint.h>
static short lp_base_addr; // base addr of pp port.
#define status_offset 1
#define control_offset 2
#define high true
#define low false
static uint8_t save_data; // save of original values.
static uint8_t save_control;
static uint8_t image_data; // use image as master record of port.
static uint8_t image_control;
// http://www.tldp.org/HOWTO/IO-Port-Programming-6.html#ss6.1
/*
1i0 -STROBE control, bit 0
2i0 D0 data, bit 0
3i0 D1 data, bit 1
4i0 D2 data, bit 2
5i0 D3 data, bit 3
6i0 D4 data, bit 4
7i0 D5 data, bit 5
8i0 D6 data, bit 6
9i0 D7 data, bit 7
10i ACK status, bit 6
11i -BUSY status, bit 7
12i PE status, bit 5
13i SLCT status, bit 4
14i -AUTO_FD_XT control, bit 1
15i ERROR status, bit 3
16i INIT control, bit 2
17i -SLCT_IN control, bit 3
18-25 Ground
*/
// PIN 2
#define CS1 (1<<0)
// PIN 3
#define SCLK1 (1<<1)
// PIN 4
#define DIN1 (1<<2)
// PIN 5
#define POL (1<<3)
// PIN 10
#define DOUT (1<<6)
// PIN 11
#define EOCPIN (1<<7)
//command inoput register 0
#define CONVERT (1<<7)
#define FIFTYHZ (1<<6)
#define SLEEP (1<<5)
#define READZERO (1<<4)
#define RS0 (1<<2)
#define RS1 (1<<1)
#define COLLISON (1<<7)
#define POLARITY (1<<3)
#define EOC (1<<6)
uint8_t polarity = 0; // 0 = negative, 1=positive

void lp_init(short lp_num) {
    switch (lp_num) {
        case 2 :
            lp_base_addr = 0x3BC;
            break;
        case 1 :
            lp_base_addr = 0x278;
            break;
        default :
            lp_base_addr = 0x378;
            break;
    }
    printf("Set_permission_for_lp_port\n");
    // get permission for lp port
    ioperm(lp_base_addr, 3, 1);
    // get permission for port 0x80, required for _p functions
    ioperm(0x80, 1, 1);
    printf("Save_previous_values_from_parallel_port\n");
    // save values of pp port to restore them afterwards
    image_data = save_data = inb(lp_base_addr);
    image_control = save_control = inb(lp_base_addr + control_offset);
    printf("Init_parallel_port\n");
    // ???
    outb_p((image_control &= 0xEF), lp_base_addr + control_offset);
}

void lp_restore() {
    printf("Restore_previous_values_of_parallel_port\n");
}
```

```

    // restore values of pp
    outb_p(save_data, lp_base_addr);
    outb_p(save_control, lp_base_addr + control_offset);
}

bool check_status_pin(uint8_t pin) {
    bool res;
    uint8_t data = inb_p(lp_base_addr + status_offset); // get status register
    res = ((data & pin) != 0);
    if (pin == (1 << 7)) { // BUSY pin is inverted
        res = !res;
    }
    return res;
}

uint8_t readWriteByte(uint8_t in) {
    int8_t out = 0;
    outb_p(0 | polarity * POL, lp_base_addr); // /CS low

    for (int8_t bit = 7; bit >= 0; bit--) {
        usleep(1);
        outb_p(DIN1 * ((in & (1 << bit)) != 0) | polarity * POL, lp_base_addr); // set DIN bit
        outb_p(DIN1 * ((in & (1 << bit)) != 0) | polarity * POL | SCLK1, lp_base_addr); // rising edge of CLK
        if (check_status_pin(DOUT)) { // get DOUT bit
            out |= (1 << (bit));
        }
        usleep(1);
        outb_p(polarity * POL, lp_base_addr); // falling edge of CLK
    }
    usleep(1);
    outb_p(CS1 | polarity * POL, lp_base_addr); // /CS high

    return out;
}

int32_t readADC() {
    /*
     * start conversion
     * polarity = 1 - polarity;
     * get status
     * while eoc
     * abfragen output reg 0 und 1
     */
    //printf("Read ADC\n");
    uint8_t ors, or0, or1;
    int32_t value = 0;
    usleep(20000);
    readWriteByte(CONVERT | FIFTYHZ | RS1); // Start conversion
    //printf("Wait for EOC\n");
    usleep(300);
    polarity = 1 - polarity; // switch polarity
    usleep(1);

    do {
        ors = readWriteByte(RS0); // get status register
    } while (ors & EOC); // wait for EOC
    or1 = readWriteByte(0); // get output register 1
    or0 = readWriteByte(0); // get output register 0
    //printf("ors=%d, or1=%d, or0=%d\n", ors, or1, or0);
    value = or1*2048 + or0*8 + (ors & 0x7); // put together all values
    if (ors & POLARITY) {
        value = 524288 - value; // fix polarity if necessary
    }
    //printf("value1=%d\n", value);
    return value;
}

int main(int argc, char *argv[]) {
    int n = 1;
    int32_t value = 0;
    if (argc != 2) {
        printf("usage: %s -+/-\n", argv[0]);
        exit(1);
    }
    lp_init(0);

    if (argv[1][0] == '-') { // set polarity to the opposite value
        polarity = 1;
    }
    //printf("Set polarity\n");
    while (n <= 100) {
        outb(CS1 | polarity * POL, lp_base_addr); // actually set polarity, keep /CS high
        sleep(1); // wait 1 sec for magnetic field
        value = value + readADC(); // read ADC
        n++;
    }
    int x = value / 100.0;
    printf("ADC-Value: %d_\n", x);

    lp_restore();
    return 0;
}

```

## Literatur

- [BAR96] Peter Bartsch, *Design eines Møllerpolarimeters für die 3-Spektrometeranlage*, Diplomarbeit ,1996.
- [EBE06] Holger Eberhardt *Messung der Targetpolarisation und Detektorstudie für das Møllerpolarimeter des Crystal-Barrel-Aufbaus an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2006
- [PDG12] Particle Physics Booklet, 2012
- [VAC01] Vacuumschmelze Hanau , *Weichmagnetische Kobalt-Eisen-Legierungen*, Hanau, 2001
- [ZIM] Thomas Zimmermann "Doktorarbeit in Vorbereitung"