

**Physikalisches Praktikum V**  
**Kerne und Teilchen**

Sommersemester 09

Protokoll ad

# **Mottstreuung**

Kian Salimkhani, Benedikt Sauer  
Gruppe  $\beta 3$

Assistent: C. Lenk

Universität Bonn  
19. Juni 2009

# Inhaltsverzeichnis

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>  | <b>3</b>  |
| <b>2</b> | <b>Theoretische Grundlagen</b>                                       | <b>3</b>  |
| 2.1      | $\beta$ -Zerfall . . . . .   | 3         |
| 2.2      | Parität . . . . .  | 4         |
| 2.3      | Spinpolarisation . . . . .   | 4         |
| 2.4      | MOTTstreuung . . . . .   | 5         |
| 2.5      | Asymmetriefaktor . . . . .   | 6         |
| 2.6      | Szintillationsdetektor . . . . .                                     | 8         |
| 2.6.1    | Photomultiplier . . . . .  | 9         |
| <b>3</b> | <b>Versuchsaufbau</b>  | <b>10</b> |
| <b>4</b> | <b>Versuchsdurchführung und Auswertung</b>                           | <b>11</b> |
| 4.1      | Untergrundmessung . . . . .  | 11        |
| 4.2      | Messung der apparativen Asymmetrie . . . . .                         | 12        |
| 4.3      | MOTTstreuung an einer dünnen Folie . . . . .                         | 14        |
| 4.4      | Bestimmung der MOTTasymmetrie und der Elektronenpolarisation . . . . | 15        |
| <b>5</b> | <b>Zusammenfassung</b>   | <b>17</b> |
| <b>A</b> | <b>Tabellen</b>  | <b>18</b> |
| A.1      | Daten zur Untergrundmessung . . . . .                                | 18        |
| A.2      | Unkorrigierte apparative Asymmetriedaten . . . . .                   | 18        |
| A.3      | Unkorrigierte Daten zur MOTTstreuung . . . . .                       | 19        |
| A.4      | Korrigierte Daten zur MOTTstreuung . . . . .                         | 19        |
| A.5      | Unkorrigierte MOTTasymmetriedaten . . . . .                          | 20        |
| A.6      | Korrigierte MOTTasymmetriedaten . . . . .                            | 20        |
| <b>B</b> | <b>Literatur</b>   | <b>20</b> |

# 1 Einleitung

Lange wurde in der Physik implizit unterstellt, dass alle Wechselwirkungen isotrop sind, also keine Richtung besonders ausgezeichnet ist. *Wu et al.* zeigten jedoch 1956, dass aus einer radioaktiven Quelle mit ausgerichteten Spins der Nukleonen emittierte  $\beta$ -Strahlung anisotrop verteilt ist. Diese Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung soll hier nun anhand der Asymmetrie der MOTTstreuung bei einem polarisierten Elektronenstrahl nachgewiesen werden.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 $\beta$ -Zerfall

Der  $\beta$ -Zerfall subsummiert drei Zerfälle, bei denen sich die Ordnungszahl  $Z$  um eins ändert, die Nuklidzahl  $A$  jedoch konstant bleibt.

**$\beta^-$ -Zerfall:** Beim  $\beta^-$ -Zerfall zerfällt ein Neutron innerhalb des Kerns in ein Proton, ein Elektron sowie ein Anti-Elektronneutrino:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1)$$

Dieser Zerfall ist bei  $m(A, Z) > m(A, Z + 1)$  energetisch möglich.

**$\beta^+$ -Zerfall:** Beim  $\beta^+$ -Zerfall hingegen zerfällt ein gebundenes Proton in ein Neutron, ein Positron und ein Elektronneutrino:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (2)$$

Dieser Zerfall ist bei  $m(A, Z) > m(A, Z - 1) + 2m_e$  energetisch möglich.

**Elektroneneinfang:** Des Weiteren existiert noch die Möglichkeit des Elektroneneinfangs. Da die Elektronen im Atom eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Kern haben, können diese Elektronen von einem Proton eingefangen werden. Hierbei entsteht ein Neutron und ein Elektronneutrino:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e \quad (3)$$

Dieser Zerfall ist bei  $m(A, Z) > m(A, Z - 1) + E_{\text{Bind}}^{e^-}$  energetisch möglich, wobei  $E_{\text{Bind}}^{e^-}$  die Bindungsenergie des Elektrons darstellt. In der jeweiligen Elektronenschale wird eine Lücke hinterlassen. Der Atomkern ist nun angeregt.

Die bei  $\beta$ -Zerfällen freiwerdende Energie verteilt sich dabei wegen der Massenverhältnisse nahezu ausschließlich auf Elektron und Neutrino (bzw. deren Antiteilchen).

## 2.2 Parität

Die Parität ist in der Quantenmechanik genau dann erhalten, wenn Symmetrie bezüglich Raumspiegelung vorliegt. Es gilt für den Paritätsoperator:

$$P\psi(\vec{r}, t) = \psi(-\vec{r}, t) \quad (4)$$

Es ändern also sämtliche Raumkoordinaten das Vorzeichen. Offenbar muss demnach gelten, dass bei zweimaligem Anwenden von  $P$  eine Identitätsoperation ausgeführt wurde ( $P^2 = \text{id}$ ), also sind die Eigenwerte von  $P$  durch  $\pm 1$  gegeben. Im Fall der Paritätserhaltung kann sich die Zustandsfunktion  $\psi(-\vec{r}, t)$  somit nur durch das Vorzeichen von der ursprünglichen Zustandsfunktion unterscheiden. Es folgt:

$$P\psi(\vec{r}, t) = \pm\psi(\vec{r}, t) \quad (5)$$

Man spricht entsprechend von gerader (Eigenfunktion zum Eigenwert  $+1$ ) bzw. ungerader (Eigenfunktion zum Eigenwert  $-1$ ) Parität.

Physikalische Größen transformieren jedoch nicht alle gleich unter Raumspiegelung. So wechselt ein Polarvektor wie z. B. der Ort  $\vec{r}$  das Vorzeichen, Axialvektoren wie der Drehimpuls  $\vec{L}$  oder der Spin  $\vec{s}$  jedoch nicht. In einer Messung werden entweder skalare oder pseudoskalare Größen untersucht. Letztere wechseln das Vorzeichen, erstere nicht. Ein Pseudoskalar ist also immer aus einem Polar- und einem Axialvektor zusammengesetzt. In unserem Fall sind dies der Elektronenspin und der Elektronenimpuls. Man erhält die Helizität zu:

$$h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| |\vec{p}|} \quad (6)$$

Bei einem die Parität erhaltenden Prozess, muss gelten:

$$P \langle \vec{s} \cdot \vec{p} \rangle = -\langle \vec{s} \cdot \vec{p} \rangle = \langle \vec{s} \cdot \vec{p} \rangle$$

Somit muss gelten:

$$\langle \vec{s} \cdot \vec{p} \rangle = 0 \quad (7)$$

Der Erwartungswert der Helizität sollte also bei Paritätserhaltung verschwinden. Ist dem in einer Messung nicht so, liegt Paritätsverletzung vor.

## 2.3 Spinpolarisation

Die Polarisation eines Teilchens ist der Erwartungswert seines Spins, also  $\vec{P} = \langle \vec{s} \rangle$ , gibt also an, in welche Richtung die Spins im Allgemeinen zeigen. Da wir die Helizität betrachten ist für uns nur die longitudinale Polarisation von Interesse:

$$P_l = \langle \vec{s} \cdot \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \rangle = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (8)$$

wobei  $N_+$  und  $N_-$  die Anzahl der Elektronen mit positiver bzw. negativer Helizität sind.

Da Antineutrinos immer positive Helizität haben ist anzunehmen, dass das beim  $\beta$ -Zerfall zusammen mit diesem ausgesandte Elektron negative Helizität hat. Allerdings sind Elektronen aufgrund ihrer größeren Masse als 0 nicht vollständig polarisiert. Man erhält

$$P_l = -\frac{v}{c} \quad (9)$$

für die Polarisation der Elektronen.

Bei der MOTTstreuung hat allerdings nur die transversale Komponente einen Einfluss, daher versuchen wir, die Bewegungsrichtung um  $90^\circ$  gegen die Spinrichtung zu drehen (in diesem Experiment durch Mehrfachstreuung an einer Kupferfolie). Dadurch tauschen die transversale und longitudinale Komponente ihre Rollen.

Aufgrund relativistischer Effekte ist der Elektronenspin allerdings leicht an die Impulsrichtung gekoppelt, dreht sich also um einen gewissen Winkel, genauer um  $\alpha = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \varphi$  mit, wobei  $\varphi$  der Ablenkwinkel ist.

Wir erhalten also insgesamt:

$$P_{tr} = -P_l \sin \alpha = \frac{v}{c} \sin \alpha \quad \text{im Idealfall} \quad (10)$$

Wir werden im Versuch  $P_{tr}$  bestimmen und erhalten daraus dann letztlich die intrinsische Polarisation ( $P_0$ ) der Elektronen aus dem  $\beta$ -Zerfall.

## 2.4 Mottstreuung

Die MOTTstreuung ist die „elastische“ Streuung eines punktförmigen Spin-1/2-Teilchens, an einer punktförmigen Ladung ohne Spin. Diese Art der Streuung ist ähnlich der RUTHERFORD-Streuung, bei der ein spinloses Teilchen an einer Ladung gestreut wird. Die zusätzliche Wechselwirkung ergibt sich aus dem magnetischen Moment des Spins, der mit dem magnetischen Moment, welches durch den Bahndrehimpuls der gestreuten Ladung entsteht, wechselwirkt.

Die Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\theta$  lässt sich so verstehen, dass die Rückwärtsstreuung ( $\theta = \pi$ ) unterdrückt wird, da dies einem Spinflip entspräche, der jedoch bei einem spinlosen Targetteilchen nicht möglich ist. Im nichtrelativistischen Grenzfall (d. h. Vernachlässigung des Spins durch  $\beta = \frac{v}{c} \ll 1$ ) geht der MOTT-Streuquerschnitt in den Rutherford-Streuquerschnitt über.

Um den Effekt zu verstehen ist es sinnvoll, die Streuung aus dem Ruhesystem des Elektrons zu betrachten. In diesem hat das entgegenkommende Proton einen Drehimpuls, welcher ein magnetisches Moment induziert. An dieses koppelt der Spin des Elektrons.

Die Richtung des Drehimpulses und damit des magnetischen Moments ist dabei abhängig davon, ob das Elektronen links oder rechts am Kern gestreut wird.

Der RUTHERFORD-Streuquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{(Z\alpha)^2}{4E^2v^4 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left( 1 - v^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (11)$$

wird wie folgt modifiziert:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) (1 - P_{\text{tr}} S(\theta, E, Z) \cos \varphi) \quad (12)$$

Dabei ist  $\theta$  der gewöhnliche Streuwinkel,  $\varphi$  der Azimutwinkel, der den Winkel zum Vektor  $\vec{s} \times \vec{p}$  angibt,  $S$  die Asymmetriefunktion, die den Grad der Asymmetrie angibt, und  $P_{\text{tr}}$  wiederum die transversale Polarisierung.

Die Asymmetriefunktion durchläuft ihr Maximum bei  $135^\circ$  und ist stark von der Kernladungszahl  $Z$  abhängig, da das magnetische Moment ebenfalls stark von  $Z$  abhängt.

## 2.5 Asymmetriefaktor

Der Asymmetriefaktor ist definiert zu  $\delta \equiv P_{\text{tr}} S(\Theta, E, Z)$ .

Nach Gleichung (10) gilt dann:

$$\delta = -P_0 \frac{v}{c} S \sin \alpha = -0,25 \cdot P_0 \quad (13)$$

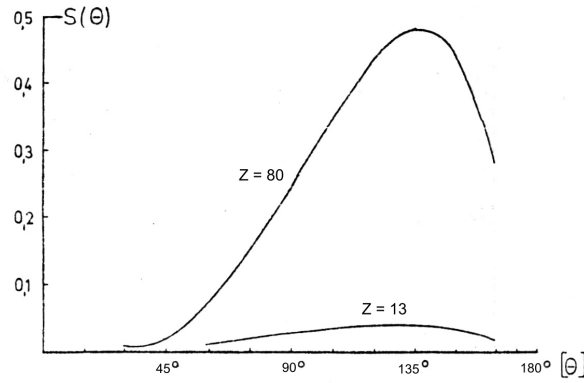
Dabei haben wir den im Skript angegebenen Korrekturfaktor für die teilweise Spinmitführung verwendet ( $\frac{v}{c} S \sin \alpha = 0,25$ ).

Zur Messung des Asymmetriefaktors benutzt man zwei gegenüberliegende Detektoren ( $\Delta\varphi_{\text{Azimut}} = \pi$ ). Da die Ereignisanzahl der beiden Detektoren, L und R, dem Wirkungsquerschnitt für ihre jeweilige Azimutlage proportional sind, gilt:

$$\frac{L}{R} = \frac{w_L \Omega_L (1 - \delta \cos(\varphi + \pi))}{w_R \Omega_R (1 - \delta \cos(\varphi))} = \kappa_{\text{app}} \frac{1 + \delta \cos \varphi}{1 - \delta \cos \varphi}$$

Hierbei bezeichnet  $w$  die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren und  $\Omega$  die jeweils aufgespannten Raumwinkel. Diese Größen und weitere apparative Asymmetrien werden in der zu bestimmenden Konstante  $\kappa_{\text{app}}$  zusammengefasst. Bei der Bestimmung von  $\kappa_{\text{app}}$  muss man die polarisationsbedingte Asymmetrie „ausschalten“. Übrig bleibt dann die apparative Asymmetrie.

Bei Folien aus Material kleiner Ordnungszahl  $Z$  ist die Asymmetriefunktion klein (siehe Abb. 1).

Abbildung 1: Asymmetriefunktion  $S$  für verschiedene Ordnungszahlen [5]

Wählt man zusätzlich eine dicke Folie (Mehrfachstreuung überwiegt), so erhält man eine hinreichend symmetrische Messung mit  $\delta \approx 0$ , also:

$$\kappa_{\text{app}} = \frac{L}{R} \quad (14)$$

Der Asymmetriefaktor  $\delta$  lässt sich auch ohne  $\kappa_{\text{app}}$  aus zwei Messungen bei  $\varphi \in \{0^\circ, 180^\circ\}$  bestimmen:

$$\frac{\left(\frac{L}{R}\right)_{180^\circ}}{\left(\frac{L}{R}\right)_{0^\circ}} = \frac{\kappa_{\text{app}} \frac{1-\delta}{1+\delta}}{\kappa_{\text{app}} \frac{1-\delta}{1+\delta}} = \left(\frac{1-\delta}{1+\delta}\right)^2 \quad (15)$$

$$\Leftrightarrow \delta = \frac{1 - \sqrt{\frac{\left(\frac{L}{R}\right)_{180^\circ}}{\left(\frac{L}{R}\right)_{0^\circ}}}}{1 + \frac{\left(\frac{L}{R}\right)_{180^\circ}}{\left(\frac{L}{R}\right)_{0^\circ}}} \quad (16)$$

Tritt in einem Target Mehrfachstreuung auf, so liefert dies einen symmetrischen Untergrund, welcher mit wachsender Targetdicke  $d$  immer stärker dominiert, da die Mehrfachstreuung mit  $d^2$  und die Einfachstreuung mit  $d$  wächst.

Sind  $L$  und  $R$  bereits korrigiert um  $\kappa_{\text{app}}$ , so erhält man:

$$\delta = \frac{L - R}{L + R}$$

bzw. bei Berücksichtigung des symmetrischen Untergrundes  $U$ :

$$\delta = \frac{(L + U) - (R + U)}{(L + U) + (R + U)}$$

Somit erhält man schließlich ( $a$  ist Konstante, die nicht von  $d$  abhängt):

$$\frac{1}{\delta'} = \frac{1}{\delta} + \frac{2U}{L - R} \equiv \frac{1}{\delta} + a \cdot d \quad (17)$$

## 2.6 Szintillationsdetektor

Ein Szintillationsdetektor besteht aus zwei Teilen, einem Szintillator und einem Photomultiplier (siehe Abb. 2). Im Szintillator erzeugen die nachzuweisenden Teilchen (hier Elektronen) einen Lichtblitz (Lumineszenzlicht), welches vom Photomultiplier (siehe Abschnitt 2.6.1) in ein elektrisches Signal umgewandelt wird. Als Szintillatormaterial werden anorganische Einkristalle wie NaI, organische Flüssigkeiten und organisches Plastikmaterial (wie in diesem Versuch) oder Edelgase verwendet.

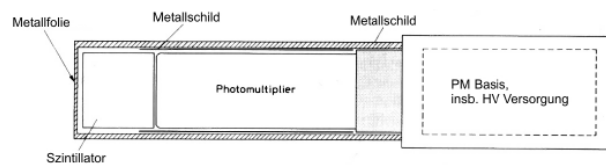


Abbildung 2: Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors [4]

Je nach Verwendungszweck wird der Szintillator ausgewählt. In diesem Versuch werden Plastiksintillatoren verwendet. Bei solchen ist die Trägersubstanz ein festes durchsichtiges Medium, in das die Aktivatoren in Form einer festen Lösung hinein gegeben sind. Die einfallende elektromagnetische Strahlung erzeugt geladene Teilchen, die wiederum die Moleküle des Plastikmaterials anregen sowie die Anregungsenergie auf die Moleküle der Aktivatorsubstanz übertragen. Die Energieniveaus der Moleküle der Aktivatorsubstanz sind verschieden von denen des Plastikmaterials, wodurch der Kristall für die emittierten Photonen transparent wird. Es kann somit den Szintillator verlassen und zur Photokathode des Photomultipliers gelangen.

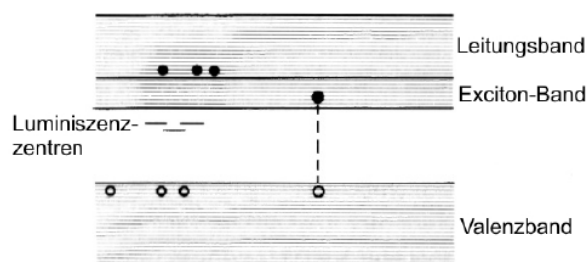


Abbildung 3: Bandstruktur eines Szintillationsdetektors [4]



Die bei der Detektion von  $\gamma$ -Strahlung am Photomultiplier ankommenden Lumineszenzblitze werden in selbigem in Ladung, also in messbare Spannungspulse umgewandelt (siehe Abschnitt 2.6.1). Diese Pulse sind idealerweise zeitlich und energetisch direkt mit den einfallenden Photonen korreliert. Die zeitliche Auflösung des Detektors hängt somit vor allem vom zeitlichen Verlauf des Lichtsignals des Szintillators und von der Laufzeit der Ladungsträger im Photomultiplier ab. Eine typische Lichtkurve eines Szintillators ist in Abbildung (4) zu sehen.

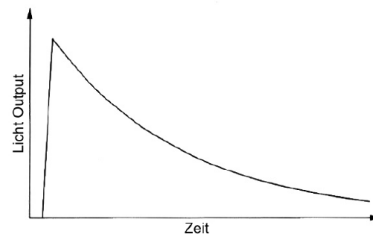


Abbildung 4: Lichtkurve eines Szintillators [4]

Zunächst ist ein steiler Anstieg (Anstiegszeit liegt bei etwa  $10^{-10}$  s) zu beobachten. Die durch die Lebensdauer der angeregten Zustände vorgegebene Abstiegszeit liegt bei etwa  $(10^{-9} - 10^{-5})$  s. Eine kurze Lebensdauer ist also ein Auswahlkriterium für ein Szintillatormaterial, um die Zeitauflösung zu verbessern und die Totzeit zu verkürzen.

### 2.6.1 Photomultiplier

Ein Photomultiplier ist ein lichtsensitives Bauteil, welches einfallende Photonen in einen messbaren elektrischen Strom umwandelt. Dies geschieht wie folgt (siehe auch Abb. 5). Fällt Strahlung auf die Photokathode aus photosensitivem Material, so werden Elektronen über den photoelektrischen Effekt emittiert. Hierbei werden Effizienzen von etwa 30 % erreicht. Über ein angelegtes elektrisches Feld werden diese Elektronen nun auf die erste Dynode hin beschleunigt. Dort werden pro einfallenden Elektrons bis zu zehn Sekundärelektronen ausgeschlagen. Zwischen den einzelnen Dynoden, insgesamt gibt es etwa zehn Stück, liegen ebenfalls Spannungen an. Die Potentiale sind so gewählt, dass die Elektronen stets allesamt zur nächsten Dynode beschleunigt werden, wo sie erneut Sekundärelektronen ausschlagen usw. Auf diese Weise kann eine Verstärkung des Eingangssignals von etwa  $10^6$  bis  $10^7$  an der Anode erreicht werden. Dabei ist die Amplitude des Ausgangssignals proportional zur Energie des einfallenden Photons.

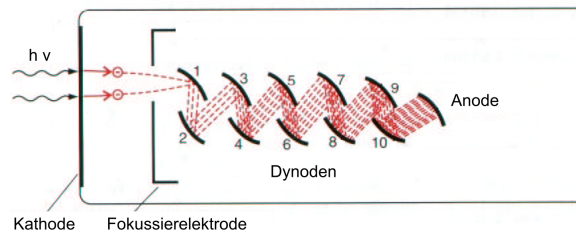
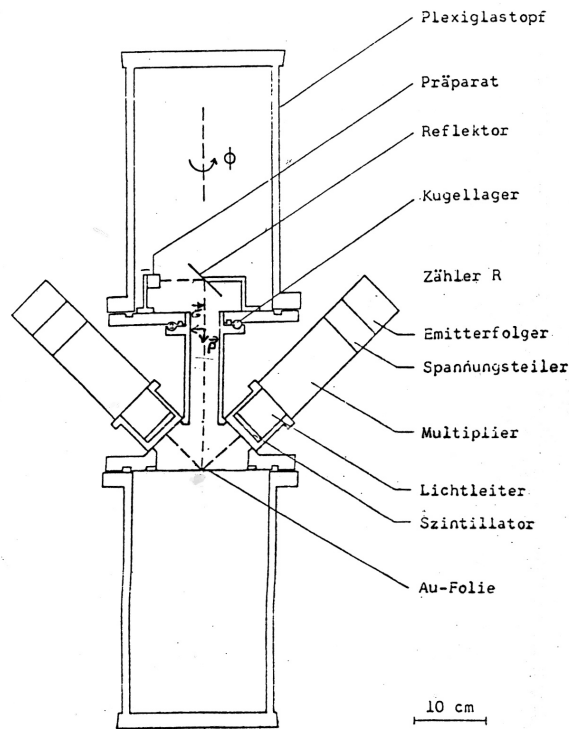


Abbildung 5: Prinzip eines Photomultipliers [2], bearbeitet

### 3 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau ist in der folgenden Abbildung schematisch dargestellt. Aus Strahlenschutzgründen sind noch diverse Bleiverkleidungen angebracht, diese sind hier jedoch nicht dargestellt.

Abbildung 6: Vertikalschnitt der Apparatur bei einem Azimut von  $270^\circ$  [5], bearbeitet

Die Apparatur besteht aus einem oberen und einem unteren Teil: zwei Plexiglastöpfen,

welche mittels eines Aluminiumrohres miteinander verbunden sind. Der obere Plexiglastopf enthält ein verkapseltes  $^{90}\text{Sr}$ -Präparat und eine Kupferfolie zur Reflektion der  $\beta$ -Teilchen (Spin-Rotation). Es wird somit ein transversalpolarisierter Elektronenstrahl mit senkrecht nach unten orientierter Impulsrichtung geliefert. Dabei zeigt die Transversalpolarisation in dieselbe Richtung wie die Verbindung von Refektor und Quelle. Diese beiden Komponenten sind fest miteinander verbunden und können mit dem Plexiglastopf um die Mittelachse des Rohres gedreht werden. Auf diese Weise lässt sich dann die Transversalpolarisation um die Impulsrichtung drehen. Der eingestellte Azimutwinkel kann dabei an einer angebrachten Skala abgelesen werden.

Über das Rohr gelangt der Strahl nun in den unteren Versuchsteil, welcher als Analysator für die Transversalpolarisation dient. Die ankommenden Elektronen werden hier an einer dünnen Goldfolie einfach um  $135^\circ$  gestreut. Daraufhin verlassen sie die Streukammer und werden mittels zweier sich gegenüber angebrachter Detektoren registriert. Auf diese Weise ist der Streuwinkel festgelegt und nur der Azimutwinkel wird variiert.

Zur Messung muss die Apparatur mit einer Pumpe evakuiert werden, wobei ein besonders gutes Vakuum nicht von Nöten ist ( $p = 0,5$  Torr reichen aus).

## 4 Versuchsdurchführung und Auswertung

### 4.1 Untergrundmessung

Zunächst muss eine Untergrundmessung durchgeführt werden. Hierzu verwenden wir eine reine Trägerfolie (Hostaphanfolie). Nun wird in  $30^\circ$ -Schritten des Azimutwinkels  $\varphi$  eine Messung (Dauer: 400 s) der Ereignisanzahlen  $N$  beider Detektoren vorgenommen. Die sich ergebenden Messwerte sind im Anhang tabellarisch dargestellt. Die Fehler nehmen wir zu  $\Delta\varphi = 1^\circ$  und  $\Delta N = \sqrt{N}$  an.

Es ist anzumerken, dass wir die Messung über zwei Tage verteilt durchführten. Am zweiten Tag war zu überprüfen, ob sich der Untergrund geändert hat. Hierzu nahmen wir einzelne Werte nochmals auf und verglichen sie mit denen des Vortages. Da keine signifikanten Abweichungen zu beobachten waren, beließen wir es bei den Stichproben. In der folgenden Abbildung ist dieses Ergebnis graphisch dargestellt.

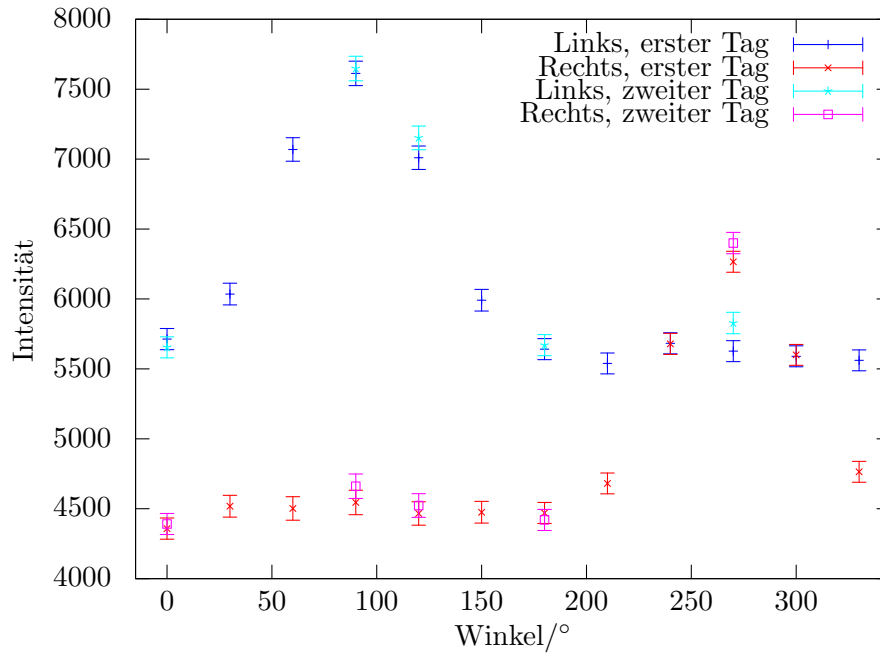


Abbildung 7: Untergrundmessung

Es ist zu erkennen, dass der linke Detektor durchweg mehr Ereignisse zählt als der rechte und somit offenbar empfindlicher ist. Beide Detektoren weisen ferner sowohl ein Plateau, als auch ein ausgeprägtes Maximum auf. Beim rechten liegt dies bei  $270^\circ$  und beim linken bei  $90^\circ$ . Dies kann wie folgt erklärt werden: Nimmt man an, dass die  $\beta$ -Strahlung stark kollimiert ist, so werden bei  $90^\circ$  von der Quelle Elektronen zum linken Detektor und bei  $270^\circ$  zum rechten Detektor hin emittiert. Über unvollständige Ablenkung durch die Kupferfolie können dann einige Elektronen durch die Abschirmung direkt in den Szintillationsdetektor gelangen.

## 4.2 Messung der apparativen Asymmetrie

Nun wird die apparative Asymmetrie  $\kappa_{\text{app}}$  untersucht. Hierzu wird in  $30^\circ$ -Schritten mit einer zwei Millimeter dicken Aluminiumplatte als Streuer jeweils 100 s gemessen (Daten im Anhang). Die dicke Aluminiumplatte sorgt dabei dafür, dass keine polarisationsbedingte Asymmetrie auftritt. Anschließend muss noch eine Untergrundkorrektur vorgenommen werden, dabei sind die unterschiedlichen Messdauern zu beachten. Es gilt für die korrigierte Anzahl (analog auch für den rechten Detektor):

$$L_{\text{kor}} = L - \frac{L_{\text{Untergrund}}}{4}$$

$$\Delta L_{\text{kor}} = \sqrt{L + \frac{L_{\text{Untergrund}}}{16}}$$

Bei der Messung selbst ergab sich:

| $\varphi$ [°] | $L_{\text{app}}$ | $R_{\text{app}}$ |
|---------------|------------------|------------------|
| 0             | 9743             | 7292             |
| 30            | 9790             | 7130             |
| 60            | 10023            | 7438             |
| 90            | 9801             | 7128             |
| 120           | 9784             | 7200             |
| 150           | 9971             | 7287             |
| 180           | 10009            | 7157             |
| 210           | 9846             | 7271             |
| 240           | 9664             | 7155             |
| 270           | 9768             | 7189             |
| 300           | 9809             | 7478             |
| 330           | 9825             | 7133             |

Tabelle 1: Messung der apparativen Asymmetrie (korrigiert)

Nun lässt sich der apparative Asymmetriefaktor mittels Gleichung (14) berechnen. Der Fehler ergibt sich zu:

$$\Delta\kappa_{\text{app}} = \kappa_{\text{app}} \sqrt{\left(\frac{\Delta R_{\text{kor}}}{R_{\text{kor}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L_{\text{kor}}}{L_{\text{kor}}}\right)^2}$$

Stellt man diese Daten nun graphisch dar, so wird deutlich, dass die apparative Asymmetrie bei Änderung des Azimutwinkels annähernd konstant bleibt:

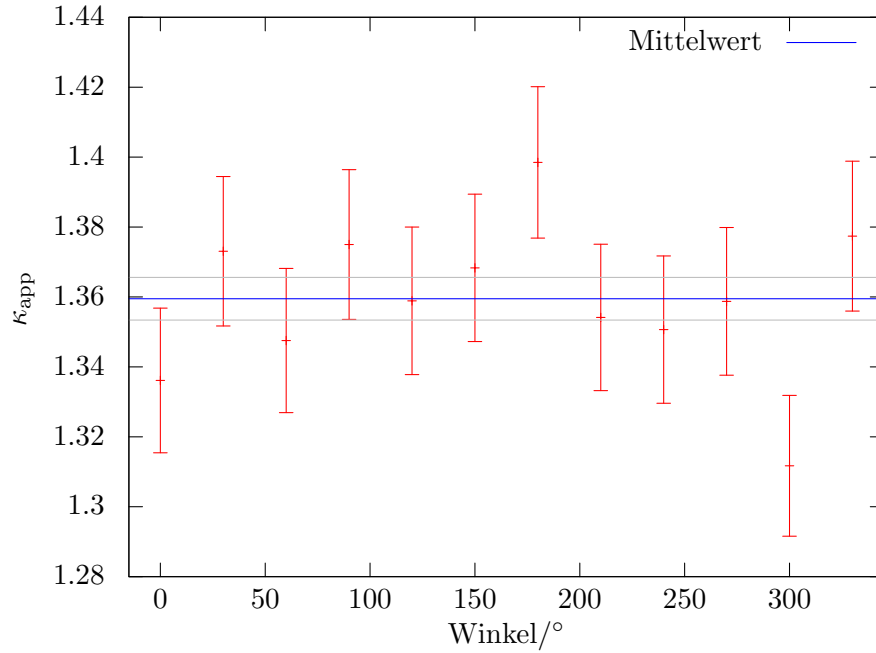


Abbildung 8: Apparative Asymmetrie

Das gewichtete Mittel ergibt uns somit einen apparativen Asymmetriefaktor von  $\kappa_{\text{app}} = (1,3596 \pm 0,0061)$ .

### 4.3 Mottstreuung an einer dünnen Folie

Nun wird in Abhängigkeit vom Azimut  $\varphi$  die MOTTstreuung an einer etwa  $2\mu\text{m}$  dicken Goldfolie in  $30^\circ$ -Schritten vermessen. Die Messdauer beträgt dabei jeweils 100 s.

Erneut wird um den Untergrund korrigiert. Anschließend wird der Quotient  $\frac{L_{\text{kor}}}{R_{\text{kor}}}$  gebildet und zur Berücksichtigung der apparativen Asymmetrie daraufhin durch  $\kappa_{\text{app}}$  dividiert. Es gilt:

$$\left(\frac{L}{R}\right) = \frac{L_{\text{kor}}}{R_{\text{kor}} \kappa_{\text{app}}}$$

$$\Delta\left(\frac{L}{R}\right) = \left(\frac{L}{R}\right) \sqrt{\left(\frac{\Delta\kappa_{\text{app}}}{\kappa_{\text{app}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L_{\text{kor}}}{L_{\text{kor}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R_{\text{kor}}}{R_{\text{kor}}}\right)^2}$$

Diese Daten (tabellarisch im Anhang) werden nun gegen  $\varphi$  aufgetragen:

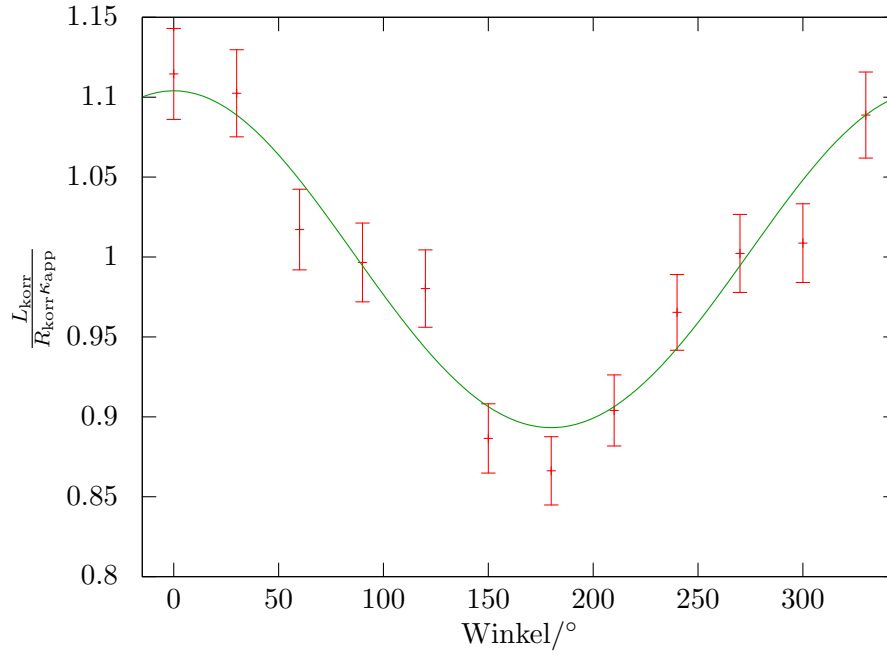


Abbildung 9: Mottstreuung

Dabei wurde der theoretisch erwartete Kurvenverlauf für die MOTTstreuung mittels des freien Parameters  $\delta$  an die Daten gefittet. Es ergibt sich dabei  $\delta = (0,0387 \pm 0,0035)$ . Der Fit verläuft dabei fast komplett innerhalb der Fehlergrenzen, ist also recht gut.

#### 4.4 Bestimmung der Mottasymmetrie und der Elektronenpolarisation

Zu guter Letzt wird nun noch die Abhängigkeit der MOTTasymmetrie  $\delta$  von der Foliendicke untersucht. Hierzu werden Folien verschiedener Dicke eingesetzt und Messungen von jeweils 100 s bzw. bei Foliendicken von mehr als  $7 \mu\text{m}$  jeweils 400 s Länge durchgeführt. Über die verlängerte Messzeit für dickere Folien wird die verstärkte Wahrscheinlichkeit von Mehrfachstreuung durch die größere Dicke statistisch unterdrückt. Es ist jedoch zu beachten, dass die unterschiedlichen Messdauern bei der Herausrechnung des Untergrundes beachtet werden müssen.

Nach erfolgter Untergrundkorrektur wird der Quotient  $\left(\frac{L_{\text{korr}}}{R_{\text{korr}}}\right)_{\varphi}$  mit  $\varphi \in \{0^\circ, 180^\circ\}$  berechnet. Der Fehler ergibt sich hierbei zu:

$$\Delta \left( \frac{L_{\text{korr}}}{R_{\text{korr}}} \right)_{\varphi} = \left( \frac{L_{\text{korr}}}{R_{\text{korr}}} \right)_{\varphi} \sqrt{\left( \frac{\Delta L_{\text{korr}}(\varphi)}{L_{\text{korr}}(\varphi)} \right)^2 + \left( \frac{\Delta R_{\text{korr}}(\varphi)}{R_{\text{korr}}(\varphi)} \right)^2}$$

Ferner bestimmen wir  $\delta'^{-1}$  mit Hilfe von Gleichung (16), wobei für den Fehler

$$\Delta(\delta'^{-1}) = \delta'^{-1} \frac{\sqrt{\frac{\left(\frac{L_{\text{kor}}}{R_{\text{kor}}}\right)_{0^\circ}}{\left(\frac{L_{\text{kor}}}{R_{\text{kor}}}\right)_{180^\circ}} \left(\Delta\left(\frac{L_{\text{kor}}}{R_{\text{kor}}}\right)_{180^\circ}\right)^2 + \frac{\left(\frac{L_{\text{kor}}}{R_{\text{kor}}}\right)_{180^\circ}}{\left(\frac{L_{\text{kor}}}{R_{\text{kor}}}\right)_{0^\circ}} \left(\Delta\left(\frac{L_{\text{kor}}}{R_{\text{kor}}}\right)_{0^\circ}\right)^2}}{\left|\left(\frac{L_{\text{kor}}}{R_{\text{kor}}}\right)_{0^\circ} - \left(\frac{L_{\text{kor}}}{R_{\text{kor}}}\right)_{180^\circ}\right|}$$

Die Daten befinden sich im Anhang.

In der folgenden Abbildung ist nun  $\delta'^{-1}$  gegen die Streufoliendicke  $d$  aufgetragen ( $\Delta d = 0,05 \mu\text{m}$ ).

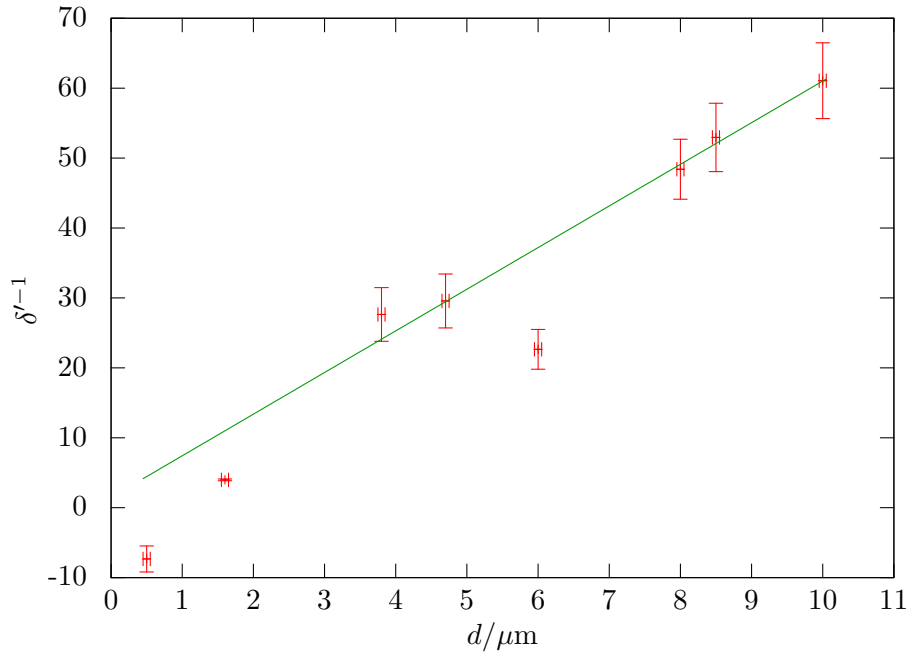


Abbildung 10: Mottasymmetrie

Wie in der Theorie beschrieben gilt Gleichung (17). Anhand dieser Gleichung wurde an die Daten eine Gerade gefittet. Wir erhalten die Fitparameter zu:

$$m = 5,63 \pm 0,25 \quad b = 4,6 \pm 1,2 \quad (18)$$

*Anmerkung: Für den Fit haben wir die ersten drei Werte, sowie den sechsten Wert herausgenommen, da die zu erkennenden großen Abweichungen auf einen Messfehler hindeuten. Die anderen Werte hingegen liegen offenbar gut auf einer Geraden.*

Nach besagter Gleichung (17) ist der Asymmetriefaktor  $\delta$  über den inversen Ordinatenabschnitt gegeben ( $\delta = \frac{1}{b}$ ). Mit Gleichung (13) folgt für die intrinsische Elektronenpola-



risation  $P_0$  nun:

$$P_0 = -\frac{1}{0,25 \cdot b} \quad (19)$$

$$\Delta P_0 = \Delta b \frac{1}{0,25 \cdot b^2} \quad (20)$$

Somit erhalten wir die intrinsische Elektronenpolarisation zu  $P_0 = (-0,87 \pm 0,23)$ . Dies stimmt gut mit der Erwartung ( $P_0 = -1$ ) überein. Dass dieser Wert nicht gemessen werden konnte, ist auf die vielen Störeffekte zurückzuführen, die eine Depolarisation bewirken. So verlieren die Elektronen ihre Polarisation durch Streuung an den Atomen (Kerne und Elektronen) der Begrenzungsflächen und durch symmetrische Mehrfachstreuung beispielsweise an der Kupferfolie. Unser Ergebnis übertrifft jedoch insofern die Erwartung, da der in [5] angegebene Wert, der in der Messung zugänglich sein soll ( $P_0 \approx 0,65$ ) noch kleiner ist.

## 5 Zusammenfassung

Für nachfolgende Bestimmungen mussten erst einmal Messungen zur Bereinigung der Daten durchgeführt werden. Zunächst wurde hierzu der Untergrund (Messung ohne Streufolie) bestimmt. Dieser musste im Folgenden dann stets von den Messdaten abgezogen werden. Dabei war auf unterschiedliche Zeitintervalle der verschiedenen Messungen zu achten. Anschließend wurde die apparative Asymmetrie bestimmt, durch welche zur Bereinigung später dividiert werden musste. Sie ergab sich zu  $\kappa_{\text{app}} = (1,3596 \pm 0,0061)$ .

Nach diesen Messungen wurde dann die MOTTstreuung an einer dünnen Folie ( $2 \mu\text{m}$ ) durchgeführt und das Ergebnis mit der theoretischen Erwartung verglichen. Es wurde eine gute Übereinstimmung festgestellt. Der Asymmetriefaktor wurde zu  $\delta = (0,0387 \pm 0,0035)$  bestimmt.

Zu guter Letzt wurde die Abhängigkeit der MOTTasymmetrie  $\delta$  von der Foliendicke untersucht, um schließlich die intrinsische Elektronenpolarisation in guter Übereinstimmung mit der Erwartung zu  $P_0 = (-0,87 \pm 0,23)$  zu bestimmen.

## A Tabellen

### A.1 Daten zur Untergrundmessung

| $\varphi$ [°] | $L_{\text{Untergrund}}$ | $R_{\text{Untergrund}}$ |
|---------------|-------------------------|-------------------------|
| 0             | 5713                    | 4358                    |
| 30            | 6035                    | 4518                    |
| 60            | 7069                    | 4502                    |
| 90            | 7613                    | 4545                    |
| 120           | 7010                    | 4466                    |
| 150           | 5991                    | 4475                    |
| 180           | 5641                    | 4470                    |
| 210           | 5539                    | 4681                    |
| 240           | 5683                    | 5679                    |
| 270           | 5627                    | 6266                    |
| 300           | 5590                    | 5600                    |
| 330           | 5561                    | 4764                    |
| 0             | 5654                    | 4391                    |
| 90            | 7648                    | 4661                    |
| 120           | 7152                    | 4523                    |
| 180           | 5670                    | 4420                    |
| 270           | 5828                    | 6400                    |

### A.2 Unkorrigierte apparative Asymmetriedaten

| $\varphi$ [°] | $L_{\text{app}}$ | $R_{\text{app}}$ |
|---------------|------------------|------------------|
| 0             | 9743             | 7292             |
| 30            | 9790             | 7130             |
| 60            | 10023            | 7438             |
| 90            | 9801             | 7128             |
| 120           | 9784             | 7200             |
| 150           | 9971             | 7287             |
| 180           | 10009            | 7157             |
| 210           | 9846             | 7271             |
| 240           | 9664             | 7155             |
| 270           | 9768             | 7189             |
| 300           | 9809             | 7478             |
| 330           | 9825             | 7133             |

### A.3 Unkorrigierte Daten zur Mottstreuung

| $\varphi$ [°] | $L_{\text{app}}$ | $R_{\text{app}}$ |
|---------------|------------------|------------------|
| 0             | 5407             | 3715             |
| 30            | 5733             | 3948             |
| 60            | 5769             | 4019             |
| 90            | 5885             | 4075             |
| 120           | 5714             | 4089             |
| 150           | 5309             | 4281             |
| 180           | 5116             | 4264             |
| 210           | 5200             | 4275             |
| 240           | 5390             | 4444             |
| 270           | 5525             | 4589             |
| 300           | 5511             | 4400             |
| 330           | 5588             | 4027             |

### A.4 Korrigierte Daten zur Mottstreuung

| $\varphi$ [°] | $L_{\text{app}}$ | $R_{\text{app}}$ |
|---------------|------------------|------------------|
| 0             | 3979             | 2626             |
| 30            | 4225             | 2819             |
| 60            | 4002             | 2894             |
| 90            | 3982             | 2939             |
| 120           | 3962             | 2973             |
| 150           | 3812             | 3163             |
| 180           | 3706             | 3147             |
| 210           | 3816             | 3105             |
| 240           | 3970             | 3025             |
| 270           | 4119             | 3023             |
| 300           | 4114             | 3000             |
| 330           | 4198             | 2836             |

## A.5 Unkorrigierte Mottasymmetriedaten

| $d [\mu\text{m}]$ | $L_{\text{app}}$ | $R_{\text{app}}$ |
|-------------------|------------------|------------------|
| 0,3               | 1539             | 1141             |
| 0,5               | 1562             | 1306             |
| 1,6               | 5985             | 3832             |
| 3,8               | 13907            | 9005             |
| 4,7               | 17065            | 11474            |
| 6                 | 12228            | 7842             |
| 8                 | 94003            | 69168            |
| 8,5               | 106089           | 74285            |
| 10                | 146721           | 105823           |

## A.6 Korrigierte Mottasymmetriedaten

| $d [\mu\text{m}]$ | $L_{\text{app}}$ | $R_{\text{app}}$ |
|-------------------|------------------|------------------|
| 0,3               | 111              | 52               |
| 0,5               | 134              | 217              |
| 1,6               | 4557             | 2743             |
| 3,8               | 12479            | 7916             |
| 4,7               | 15637            | 10385            |
| 6                 | 10800            | 6753             |
| 8                 | 88290            | 64810            |
| 8,5               | 100376           | 69927            |
| 10                | 141008           | 101465           |

## B Literatur

- [1] Universität Bonn, *Skript zum physikalischen Praktikum Teil V* (2009).
- [2] Wolfgang Demtröder, *Experimentalphysik 3*, 3., 2005.
- [3] ———, *Experimentalphysik 4*, 2., 2004.
- [4] William Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag.
- [5] Meurin, *Diplomarbeit zum Mottstreuungsversuch*.