

Versuch K127 - Mottstreuung von Elektronen

Bettina Steitz, Melanie Klöß

FP 1 Wintersemester 2004/05

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 3 |
| 2 | Theoretische Grundlagen | 3 |
| 2.1 | Parität und Paritätserhaltung | 3 |
| 2.1.1 | Helizität | 3 |
| 2.2 | β^- -Zerfall | 3 |
| 2.2.1 | Polarisation von Elektronen | 3 |
| 2.3 | Mottstreuung | 4 |
| 2.3.1 | Links-Rechts-Asymmetrie | 4 |
| 2.3.2 | Polarisationsumwandlung | 5 |
| 3 | Verwendete Gerate | 5 |
| 3.1 | Szintillationszähler | 5 |
| 3.1.1 | Funktionsweise eines Kristallszintillators | 5 |
| 3.1.2 | Sekundärelektronenvervielfacher | 6 |
| 3.2 | Constant-Fraction-Diskriminator | 7 |
| 3.3 | Linear-Gate | 7 |
| 4 | Versuchsaufbau | 8 |
| 5 | Versuchsauswertung | 10 |
| 5.1 | Untergrundmessung | 10 |
| 5.2 | Apparative Asymmetrie | 11 |
| 5.3 | Mottstreuung an dünner Folie | 13 |
| 5.4 | Mottasymmetrie | 14 |
| 6 | Literatur | 17 |

1 Einleitung

In diesem Versuch geht es um den Nachweis der Paritätsverletzung bei schwachen Wechselwirkungen. Wir untersuchen hierfür die Links-Rechts-Asymmetrie eines polarisierten Elektronenstrahles bei Mottstreuung an einem Kern und bestimmen den Asymmetriefaktor.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Parität und Paritätserhaltung

Unter Parität P versteht man eine Raumspiegelung $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$. Aufgrund einfacher Symmetrieprinzipien (Homogenität des Raumes und Invarianz der Naturgesetze gegenüber Translationen) ging man davon aus, dass eine Gleichberechtigung zwischen rechts und links, oder anders formuliert die Invarianz gegenüber der Raumspiegelung, vorherrscht. Jedoch stellte man bei einer experimentellen Prüfung der Theorie, dem Wu-Experiment, fest, dass diese Invarianz bei schwachen Wechselwirkungen verletzt wird.

Um eine Paritätsverletzung nachweisen zu können, benötigt man eine paritätsempfindliche Größe. Verschiedene Vektorarten verhalten sich unterschiedlichen unter Parität. *Polarvektoren* (z.B. Geschwindigkeits- oder Ortsvektoren) wechseln unter Parität ihr Vorzeichen während *Axialvektoren* (z.B. Drehimpuls oder Spin) unter Raumspiegelung ihr Vorzeichen behalten. Da wir jedoch nur skalare Größen messen können betrachten wir *Skalare* und *Pseudoskalare*. Skalare sind invariant unter Raumumkehr, Pseudoskalare wechseln ihr Vorzeichen. Um die Paritätsverletzung zu beobachten, betrachtet man eine pseudoskalare Größe bezüglich ihres Verhaltens unter Raumspiegelung.

2.1.1 Helizität

Eine Größe, die sich anbietet, ist die Helizität. Sie besteht aus einem Polar- (\vec{p}) und einem Axialvektor ($\vec{\sigma}$) und definiert den Schraubensinn eines Teilchens.

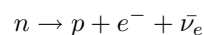
$$h = \frac{\vec{p} \cdot \vec{\sigma}}{|\vec{p}| |\vec{\sigma}|}$$

Negative Helizität h bedeutet, dass der Spinvektor $\vec{\sigma}$ antiparallel bezüglich des Impulsvektors \vec{p} ausgerichtet ist, das Teilchen ist linkspolarisiert. Liegen beide Vektoren parallel zueinander, ist die Helizität positiv, das Teilchen rechtspolarisiert.

2.2 β^- -Zerfall

Es existieren drei verschiedene Arten von β -Zerfällen, der β^+ - und der β^- -Zerfall sowie der Elektroneneinfang. Während Kernumwandlungen können sich Neutronen zu Protonen umwandeln und umgekehrt. Wegen der Energieerhaltung wird dabei ein Elektron bzw. ein Positron und ein Elektron-Antineutrino bzw. ein Elektron-Neutrino frei gegeben.

Wir betrachten in diesem Versuch den β^- -Zerfall, also die Umwandlung eines Neutrons in ein Proton unter Abstrahlung eines Elektrons negativer Helizität und eines rechtspolarisierten Elektron-Antineutrinos, was sich mit folgender Gleichung beschreiben lässt:



2.2.1 Polarisation von Elektronen

Die longitudinale Polarisation eines Elektronenstrahls ist bestimmt durch Anzahl der Elektronen positiver (N_+) und negativer (N_-) Helizität. Es gilt

$$P_l = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}.$$

Wird eine Raumrichtung des Spins bevorzugt ist der Elektronenstrahl polarisiert. Für die longitudinale Polarisation der beim β -Zerfall entstehenden Elektronen gilt

$$P_{l,\beta\pm} = \pm \frac{v}{c}.$$

Da sie bevorzugt negative Helizität besitzen ist der Strahl longitudinal polarisiert.

2.3 Mottstreuung

Im Gegensatz zur Rutherfordstreuung, berücksichtigt die Mottstreuung das Verhalten des Spins bei Streuung an einem Kern. Betrachtet man den Atomkern aus Sicht eines an ihm vorbeifliegenden Elektrons, stellt der Kern einen positiven Strom dar, welcher ein Magnetfeld erzeugt. Dieses besitzt für das Elektron auf der linken und rechten Seite des Kerns konträre Vorzeichen, was dazu führt, dass die Wechselwirkung mit dem magnetischen Moment $\vec{\mu}$ des Elektrons unterschiedlich sind.

Der Mottwirkungsquerschnitt ist im Gegensatz zum Rutherfordstreuquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{ruffo} \propto \frac{Z^2}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}}$$

spinabhängig und lässt sich wie folgt beschreiben:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{mott} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{ruffo} (1 - P_t S(\vartheta, E, Z) \cos \phi)$$

Hierbei ist P_t die transversale Polarisationskomponente und $S(\vartheta, E, Z)$ die Asymmetriefunktion. ϕ ist der Azimut der Streuung.

2.3.1 Links-Rechts-Asymmetrie

Bei polarisierten Elektronen erhalten wir eine starke Links-Rechts-Asymmetrie der Streuung. Diese Asymmetrie wird beschrieben durch die Asymmetriefunktion S , die vom Streuwinkel ϑ , der Energie E und der Kernladungszahl Z abhängt. Bei einem Streuwinkel von 135° durchläuft die Asymmetriefunktion ein flaches Maximum. Streut man an einem Kern niedriger Kernladungszahl, stellt man fest, dass die Asymmetriefunktion wesentlich geringer ausfällt, als bei Streuzentren großer Kernladungszahl. Auch das Maxima bei einem Streuwinkel von 135° fällt bei niedrigem Z wesentlich flacher aus als jenes bei einer großen Kernladungszahl. Um die Asymmetrie beobachten zu können verwenden wir daher im Versuch Gold ($Z=79$) als Streumaterial.

Die Links-Rechts-Asymmetrie lässt sich auch mit Hilfe des Asymmetriefaktors $\delta = P_t S$ beschreiben:

$$\frac{L}{R} = a \cdot \frac{1 + \delta \cos \phi}{1 - \delta \cos \phi} \quad (1)$$

Der Faktor a ist hierbei der apparative Asymmetriefaktor, der von den unterschiedlichen Ansprechwahrscheinlichkeiten der Zähler im Versuch herrührt. Die apparative Asymmetrie lässt sich mit Hilfe eines Streumaterials niedriger Kernladungszahl bestimmen, da wir hier davon ausgehen können, dass die Mottasymmetrie vernachlässigbar schwach gegenüber der Apparativen ist.

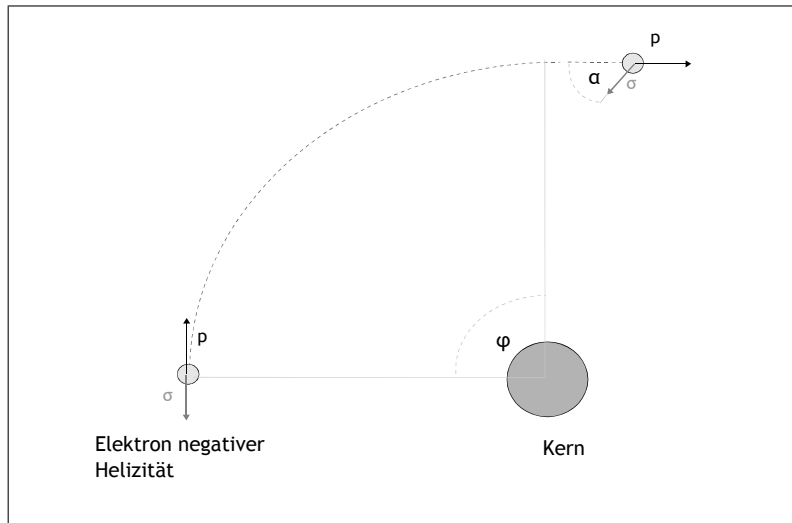


Abbildung 1: Spinablenkung im Kernfeld

2.3.2 Polarisationsumwandlung

Da die Elektronen beim β^- -Zerfall eine longitudinale Polarisation besitzen, müssen wir erst dafür sorgen, dass wir eine Transversalpolarisation erhalten um die Asymmetrie nachweisen zu können. Hierfür verwenden wir den relativistischen Effekt bei Ablenkung an einem Kernmagnetfeld. In unserem Falle sind dies die Rumpfatomen des Kupferreflektors. Der dem Impuls \vec{p} antiparallele Spin $\vec{\sigma}$ verändert bei höherenergetischen Elektronen seine Orientierung, anders als im niederenergetischen Fall, in dem er seine Orientierung beibehält. So erzeugt man aus einem longitudinal polarisierten einen transversal polarisierten Strahl. Nach der Ablenkung beträgt der Winkel α zwischen Spin und Impuls

$$\alpha = \frac{\varphi}{\gamma} = \frac{m_e c^2}{E_{kin}} \varphi$$

und wir erhalten folgenden transversalen Anteil P_t der Polarisation

$$P_t = P_{l,\beta^-} \sin \alpha = -\frac{v}{c} \sin \alpha$$

3 Verwendete Geraete

3.1 Szintillationszähler

Das Szintillationszähler besteht aus einem Szintillator, einem Photomultiplier (oder auch Sekundärelektronenvervielfacher) und einem Verstärker. Das einfallende geladene Teilchen erzeugt je nach Höhe seiner Energie E im Szintillator Luminiszenz. Da das Szintillatormaterial für diese Luminiszenz transparent ist, können diese Photonen dann zur Photokathode des Photomultiplier gelangen und dort ein weiteres Elektron ausschlagen, welches nach der Vervielfachung innerhalb des Photomultipliers einen zur Energie des Elektrons E proportionalen Ausgangsimpuls liefert.

3.1.1 Funktionsweise eines Kristallszintillators

Der Szintillator besteht aus einem Material, welches mit wenigen Aktivoren besetzt ist. Betrachtet man das Bändermodell dieses Kristalls, so gibt es ein Leitungs- und ein Valenzband, welche ein energetischen Abstand von $5 - 10\text{eV}$ voneinander haben. Dort, wo das Kristallgitter durch einen Aktivator eine Fehlstelle

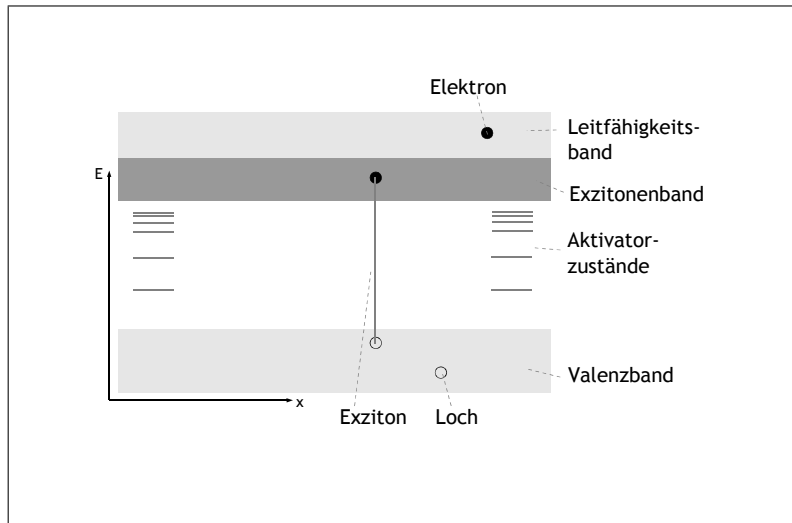


Abbildung 2: Szintillationsmechanismus im Bändermodell

besitzt, entstehen zusätzliche lokalisierte Energieniveaus. Fällt nun ein geladenes Teilchen ein, wird durch Stoß ein Elektron aus dem Valenzband gehoben. Dieses bildet mit der positiven Lücke, die es hinterlässt ein Exziton, falls es nicht genügend Energie besitzt um in das Leitungsband zu gelangen. Dieses Exziton kann sich auch frei im Kristall bewegen und trägt die Nettoladung 0. Exzitonen bilden ein Band unterhalb des Leitungsbandes. Trifft ein Exziton nun auf einen Aktivator, der innerhalb des verbotenen Bereiches zusätzliche lokalisierte Energieniveaus ausbildet, wird die Energie des Exzitonen-Elektrones abgegeben, das Elektron rekombiniert und die freiwerdende Energie erscheint als Luminiszens, welche nicht mehr vom Kristall absorbiert werden kann.

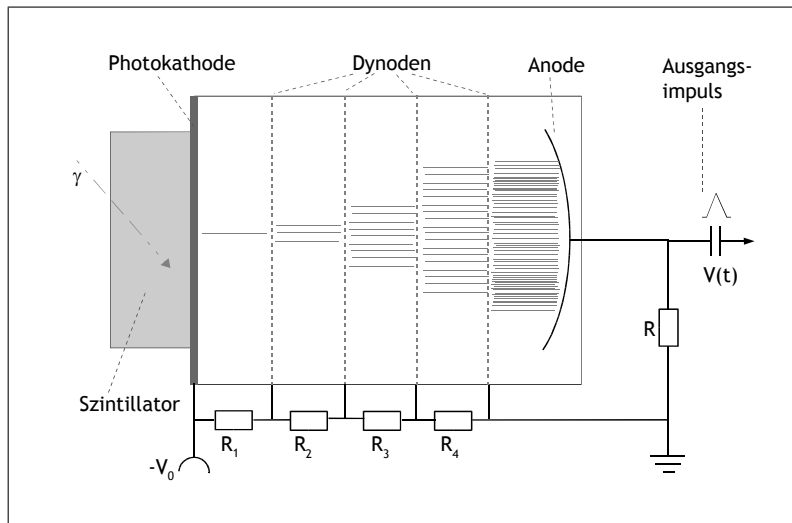


Abbildung 3: Szintillationszähler - prinzipieller Aufbau

3.1.2 Sekundärelektronenvervielfacher

Der Photomultiplier, oder Sekundärelektronenvervielfacher, besteht aus einer evakuierten Glasröhre. Diese ist auf einer Seite, der Eintrittsseite mit einer halbdurchlässigen Schicht bedampft. Diese Schicht dient als

Photokathode. Trifft ein Photon auf die Kathode, wird ein Elektron ausgeschlagen.

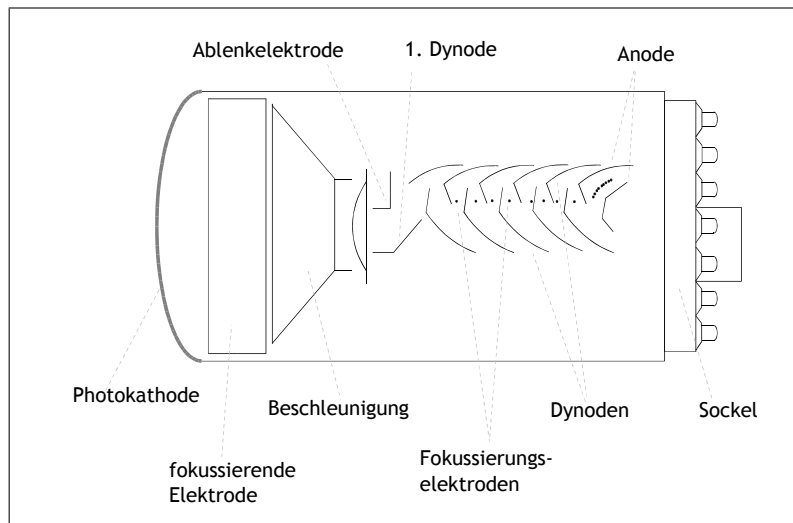


Abbildung 4: Photomultiplier - typischer Aufbau

Nach der Photokathode wird erst mit einem Fokussiersystem fokussiert, und danach gelangt das ausgeschlagene Elektron durch den Beschleuniger auf die erste von mehreren Dynoden. Jene durchläuft das Elektron und schlägt bei jeder Dynode zusätzliche Elektronen aus, so dass eine Lawine entsteht. Damit dies möglich ist, muss an dem Photomultiplier zwischen Kathode und Anode eine Spannung von 1000-2000 V anliegen. Außerdem muss jede Dynode bezüglich ihrer Vorhergängerin an einem höheren Potential liegen. Dies wird durch eine Hintereinanderschaltung von Widerständen erreicht. Man erhält durch diese stufenweise Vervielfachung der Elektronen eine Vermehrung um das $10^6 - 10^8$ -fache. Die Ausgangsimpulse sind proportional zur Energie der einfallenden Teilchen. Jedoch existiert immer ein Dunkelstrom, der von der thermischen Emission der Kathode herrührt. Man kann diesen minimieren, indem man den Photomultiplier kühlt, die Fläche der Kathode möglichst klein wählt und dafür sorgt, dass die Austrittsarbeit der verwendeten Kathode groß genug ist.

3.2 Constant-Fraction-Diskriminator

Diskriminatoren sind Analog-Digitalwandler, die nur unter bestimmten Bedingungen Signale umwandeln. Überschreitet das Eingangssignale eine bestimmte Schwelle (*Diskriminatorschwelle*) liegt eine Ausgangsspannung an ihm an, die dann als externer Steuerung für das Linear-Gate verwendet werden kann. Wichtig ist, dass die Schwelle unterhalb der erwarteten Pulshöhe liegt, damit die Impulse überhaupt registriert werden können.

3.3 Linear-Gate

Ein Linear-Gate ist ein extern gesteuerter elektronischer Schalter. Er lässt Signale nur dann durch, wenn ein Signal angelegt ist. In Verbindung mit einem Constant-Fraction-Diskriminator erreicht man, dass Impulse unterhalb einer bestimmten Intensität nicht registriert werden, man kann so niedrige Rauschsignale abschneiden. In unserem Versuch sorgen Constant-Fraction-Diskriminator und Linear-Gate dafür, dass nur Elektronen mit einer Energie größer als 200keV gezählt werden. Bei einer praktischen oberen Grenze von 600keV erhalten wir einen Energiebereich, in dem wir den Asymmetriefaktor δ als konstant annehmen.

4 Versuchsaufbau

In Abbildung 5 kann man einen Vertikalschnitt durch die Apparatur betrachten. Im oberen Bereich befindet sich die Strahlquelle, die auf einen Kupferreflektor gerichtet ist. Dort wird der Spin, wie in 2.3.2 beschrieben, so ausgerichtet, dass wir eine transversale Komponente der Polarisation erhalten. Die transversale Komponente liegt in diesem Aufbau dann senkrecht zur Längsachse der Apparatur.

Der obere Bereich, lässt sich beliebig um die Längsachse der Apparatur drehen, so dass man den Azimutwinkel ϕ beliebig einstellen kann. Die Position der Quelle und der Reflektor bleiben zueinander unverändert. Mit Hilfe einer Markierung und eines Winkelmaßes kann man den Winkel ablesen. Der Asymmetriefaktor in Abhängigkeit des Azimutes kann man dann mit dem Zusammenhang aus Gleichung (1) ermitteln.

Der Elektronenstrahl geht, nachdem er am Reflektor abgelenkt wurde durch ein Aluminiumrohr in den Streukörper. Er trifft dabei auf die Folie, die auf einer Hostaphanfolie in einer Befestigungskonstruktion sitzt. Der komplette Streubereich ist mit einem 1 cm Plexiglaszylinder abgeschirmt. Man verwendet Plexiglas, da es einen kleinen Rückstreuoeffizienten für Elektronen besitzt und man somit ungewünschte Rückstreuung von den Wänden verringern kann. Ebenso konstruiert man große Streukörper, um den Abstand zwischen Wänden und Streufolie zu vergrößern und die Rückstreuung zu verringern.

Der Zylinder ist mit mehreren Schrauben an dem Zwischenstück befestigt. Um die Streufolie zu wechseln, nimmt man den unteren Zylinder ab und kann dann den Ring, der die Hostaphan und Streufolie trägt, aus der Befestigung nehmen, um ihn durch einen weiteren Träger mit einer anderen Streufolie zu ersetzen.

Am Mittelteil der Apparatur sind zwei Detektoren in einem Winkel von 180° zueinander und einem Winkel von 135° bezüglich der Längsachse angebracht. Sie sind damit so eingestellt, dass sie Elektronen detektieren, die unter einem Streuwinkel von 135° einfallen. Es ist damit gewährleistet, dass man die Elektronen am Maximum der Asymmetriefunktion detektiert.

Um Stöße mit Atomen aus der Luft zu vermeiden, wird der komplette obere Innenraum evakuiert. Die Vakuumpumpe wird, nachdem die Folie angebracht ist und der untere Zylinder wieder fest verschraubt ist, langsam angestellt und der Innenraum möglichst langsam und gleichmäßig evakuiert. Die langsame Vorgehensweise ist notwendig, damit die dünnen Folien nicht zerreißen.

Ist der Innenraum bis $\tilde{7}50$ torr evakuiert, kann man die Messung starten. Dabei werden von den beiden Detektoren, die aus einem Szintillationszähler, einem Lichtleiter, einem Photomultiplier, einem Spannungsteiler und einem Emitterfolger bestehen, Impulse an einen Verstärker und danach an den Diskriminator weitergegeben. Wurde die Messung gestartet öffnet ein Timer die Liar-Gates und die eintreffenden Elektronen werden gezählt. Nach einer voreingestellten Zeit werden die Gates wieder geschlossen und auf den Zähler werden die Zählraten für den rechten und den Linken Detektor ausgegeben.

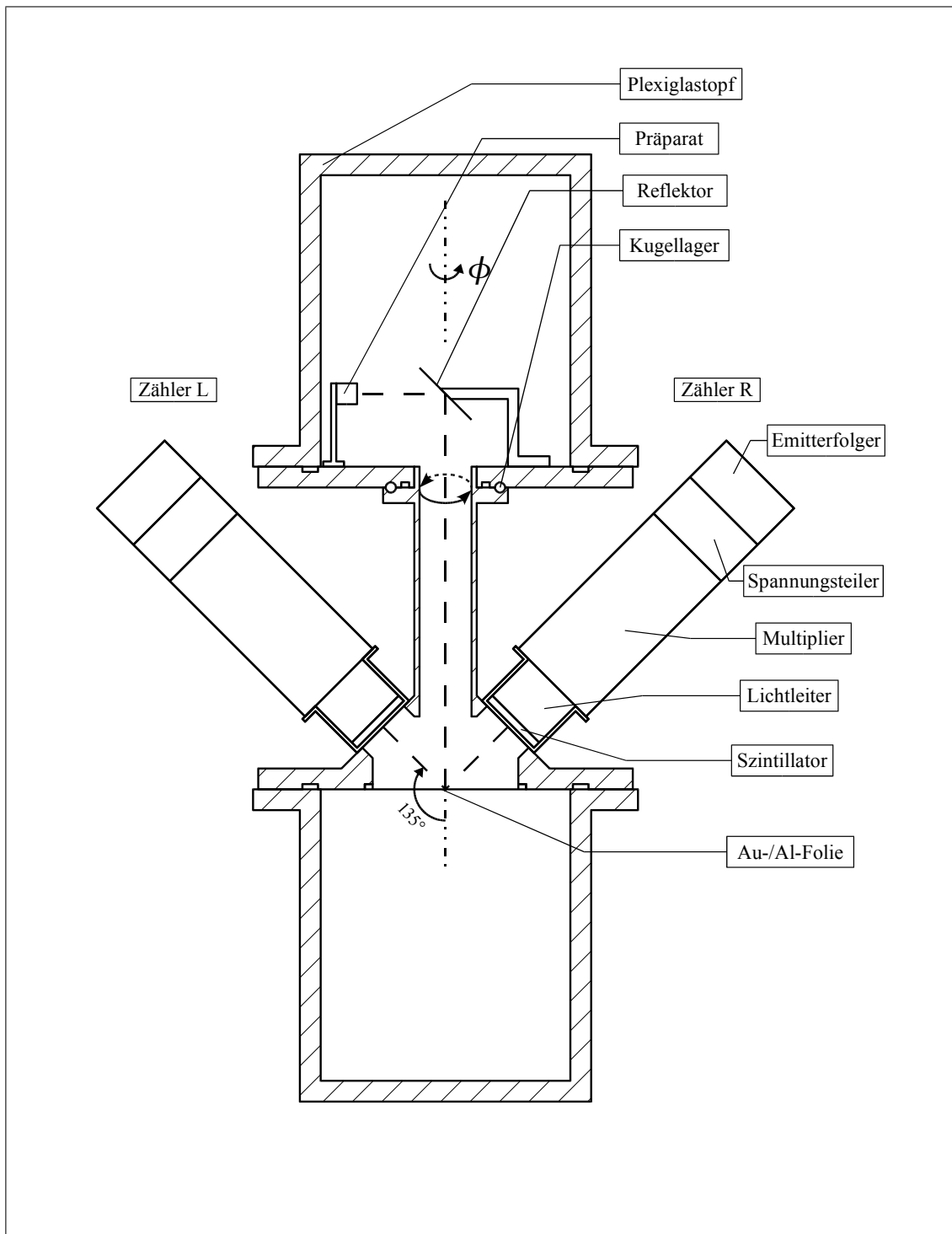


Abbildung 5: Apparatur - Quelle: S.Zander,R.Zimmermann

5 Versuchsauswertung

5.1 Untergrundmessung

In den Versuchsaufbau wird die Trägerfolie (Hostaphanfolie) eingebaut. Dann stellen wir wie bei jeder folgenden Messung ein Vakuum her. Es wird nun die Streuung an Trägerfolie und Gefäßwänden in 30°- Schritten von 0° bis 330° gemessen. Die Messzeit pro Winkeleinstellung beträgt 400s. Dabei nehmen wir folgende Daten auf. $N_{r,u}$ ist die Anzahl der im rechten Detektor gezählten Ereignisse (counts) und $N_{l,u}$ analog dazu, die Anzahl der im linken Detektor gezählten Ereignisse. Die sich ergebenden Fehler sind statische Fehler.

| Winkel[°] | $N_{r,u}$ [counts] | $N_{l,u}$ [counts] | $\Delta N_{r,u} = \sqrt{N_{r,u}}$ [counts] | $\Delta N_{l,u} = \sqrt{N_{l,u}}$ [counts] |
|-----------|--------------------|--------------------|--|--|
| 0 | 3164 | 3698 | 56,25 | 60,81 |
| 30 | 3304 | 4133 | 57,48 | 64,29 |
| 60 | 3221 | 4883 | 56,75 | 69,88 |
| 90 | 3296 | 5451 | 57,41 | 73,83 |
| 120 | 3236 | 4790 | 56,89 | 69,21 |
| 150 | 3092 | 4021 | 55,61 | 63,41 |
| 180 | 3170 | 3747 | 56,3 | 61,21 |
| 210 | 3502 | 3738 | 59,18 | 61,14 |
| 240 | 4444 | 3809 | 66,66 | 61,72 |
| 270 | 4854 | 3799 | 69,67 | 61,64 |
| 300 | 4336 | 3782 | 65,85 | 61,5 |
| 330 | 3500 | 3731 | 59,16 | 61,08 |

Tabelle 1: Untergrundmessung

Mit dem Programm ORIGIN erstellen wir eine graphische Darstellung der Untergrundmessung.

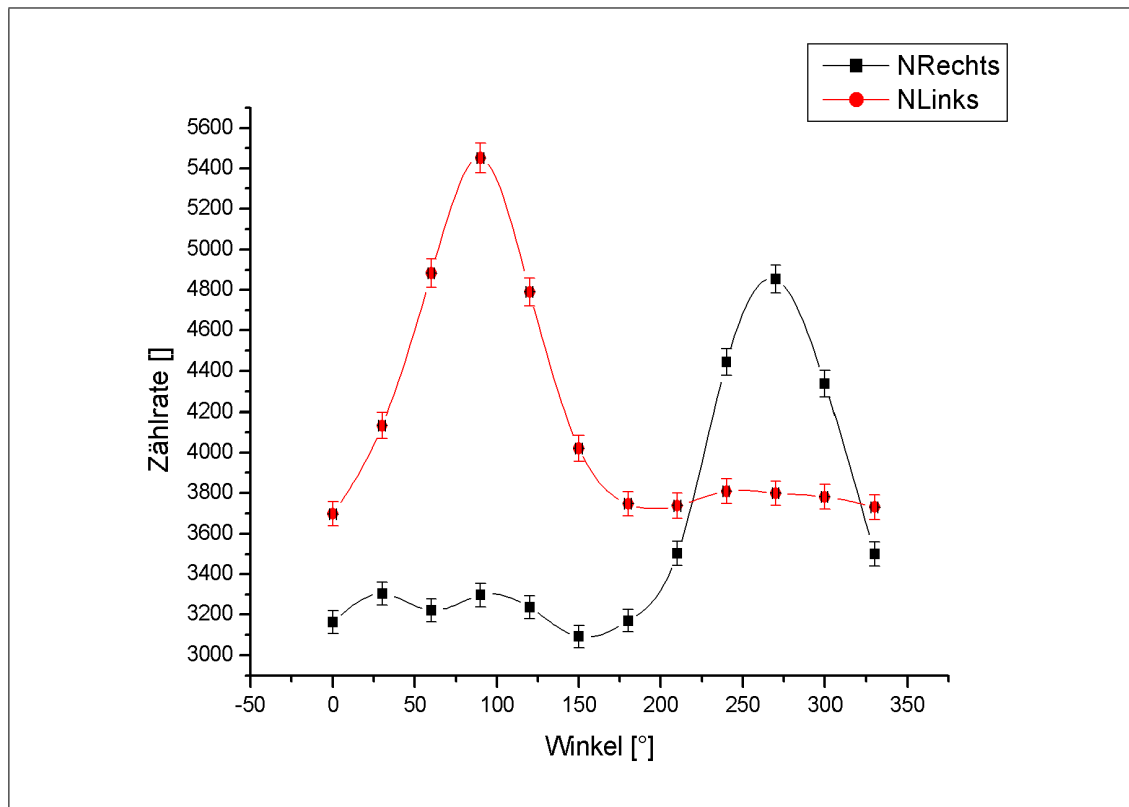


Abbildung 6: Untergrund

Wie man in der Abbildung sieht, sind die Peakmaxima um etwa 180° gegeneinander verschoben. Dies liegt daran, dass die Detektoren in einer Stellung von 180° zueinander befinden.

5.2 Apparative Asymmetrie

Da allein durch den Aufbau der Apparatur eine Asymmetrie bei jeder Messung zu erwarten ist, messen wir nun den Asymmetriefaktor in 30° -Schritten. Als Streuer verwenden wir eine 2mm dicke Aluminiumplatte. Die Messzeit pro Winkeleinstellung beträgt nun 100s. Die Ergebnisse der Messung werden auf den Untergrund korrigiert. Dabei müssen wir bei der Berechnung der korrigierten Werte darauf achten, dass die in Messung 1 aufgenommenen Daten durch 4 geteilt werden müssen, da die Dauer der Messung in diesem Versuchsteil viermal so lang war wie die Messdauer im zweiten Versuchsteil. Dabei ist a der zu ermittelnde apparative Asymmetriefaktor. Die Messwerte sind in Tabelle 2 dargestellt. (Anm.: Durch die Dicke der Al-Folie ist der schwachen asymmetrischen Streuung eine starke Vielfachstreuung überlagert. Daher ist sie für die Ermittlung der apparativen Asymmetrie gut geeignet.)

| $\Delta N_{r,korr}$ | $\Delta N_{l,korr}$ | $a = \frac{N_{l,korr}}{N_{r,korr}}$ | Δa |
|---------------------|---------------------|-------------------------------------|------------|
| 83,86 | 87,99 | 1,09 | 0,021 |
| 83,23 | 88,47 | 1,11 | 0,022 |
| 83,56 | 90,26 | 1,11 | 0,022 |
| 84,31 | 90,75 | 1,07 | 0,021 |
| 83,97 | 90,66 | 1,11 | 0,022 |
| 84,80 | 87,66 | 1,03 | 0,020 |
| 83,49 | 87,59 | 1,09 | 0,021 |
| 84,42 | 86,60 | 1,07 | 0,021 |
| 85,54 | 87,88 | 1,10 | 0,022 |
| 86,69 | 87,14 | 1,07 | 0,021 |
| 85,56 | 87,68 | 1,09 | 0,021 |
| 83,86 | 88,00 | 1,11 | 0,022 |

Tabelle 2: Apparative Asymmetrie

Die graphische Darstellung sieht wie folgt aus:

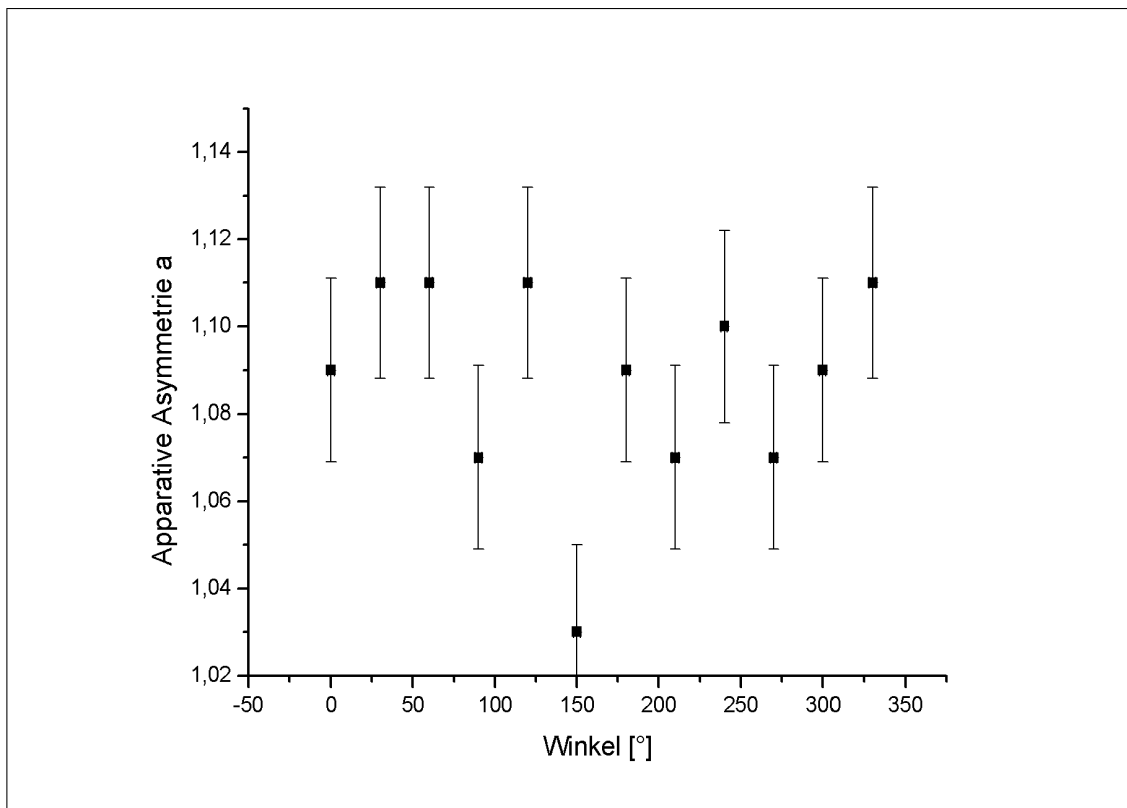


Abbildung 7: apparative Asymmetrie

Diese Verteilung entspricht nicht unseren Erwartungen. Nach ihnen sollten die Werte sich grob um eine zur x-Achse parallelen Gerade orientieren. Da die Durchführung des Versuchs nicht sehr komplex ist, haben wir unsere Formeln überprüft, sind jedoch zu keinem besseren Ergebnis gekommen.

Fehlerbetrachtung Die Fehler berechnen sich nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung:

$$\begin{aligned} \Delta N_{r,korr} &= \sqrt{\left(\frac{\partial N_{r,korr}}{\partial N_r} \cdot \Delta N_r\right)^2 + \left(\frac{\partial N_{r,korr}}{\partial N_{r,u}} \cdot \Delta N_{r,u}\right)^2} \\ &= \sqrt{(\Delta N_r)^2 + \left(\frac{-1}{4} \cdot \Delta N_{r,u}\right)^2} \end{aligned}$$

Eine analoge Formel gilt für $\Delta N_{l,korr}$. Der Fehler Δa für den Asymmetriefaktor ergibt sich ebenfalls nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung:

$$\begin{aligned} \Delta a &= \sqrt{\left(\frac{\partial a}{\partial N_{r,korr}} \cdot \Delta N_{r,korr}\right)^2 + \left(\frac{\partial a}{\partial N_{l,korr}} \cdot \Delta N_{l,korr}\right)^2} \\ &= \sqrt{\left(-\frac{N_{l,korr}}{N_{r,korr}^2} \cdot \Delta N_{r,korr}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{l,korr}}{N_{r,korr}}\right)^2} \end{aligned}$$

5.3 Mottstreuung an dünner Folie

In Abhängigkeit vom Azimut ϕ messen wir die Mottstreuung an einer $2,33\mu\text{m}$ dicken Glodfolie. Die Winkeleinstellungen erfolgen wieder in 30° - Schritten. Die Messdauer beträgt pro Einstellung 100s.

| Winkel[°] | $N_{r,3}$ | $N_{l,3}$ | $\Delta N_{r,3}$ | $\Delta N_{l,3}$ | $N_{r,3,korr} = N_{r,3} - \frac{N_{r,u}}{4}$ |
|-----------|-----------|-----------|------------------|------------------|--|
| 0 | 3953 | 4710 | 62,87 | 68,63 | 3162,00 |
| 30 | 3922 | 4931 | 62,63 | 70,22 | 3096,00 |
| 60 | 4077 | 5044 | 63,85 | 71,02 | 3271,75 |
| 90 | 4281 | 5046 | 65,43 | 71,04 | 3457,00 |
| 120 | 4259 | 4870 | 65,26 | 69,79 | 3450,00 |
| 150 | 4298 | 4478 | 65,56 | 66,92 | 3525,00 |
| 180 | 4303 | 4400 | 65,60 | 66,33 | 3510,50 |
| 210 | 4368 | 4372 | 66,09 | 66,12 | 3492,50 |
| 240 | 4528 | 4632 | 67,29 | 68,06 | 3417,00 |
| 270 | 4585 | 4536 | 67,71 | 67,35 | 3371,50 |
| 300 | 4255 | 4655 | 65,23 | 68,23 | 3171,00 |
| 330 | 3979 | 4752 | 63,08 | 68,93 | 3104,00 |

| $N_{l,3,korr} = N_{l,3} - \frac{N_{l,u}}{4}$ | $\Delta N_{r,3,korr}$ | $\Delta N_{l,3,korr}$ | $\frac{L}{R} = \frac{N_{l,3,korr}}{N_{r,3,korr}} \cdot \frac{1}{a}$ | $\Delta \frac{L}{R}$ |
|--|-----------------------|-----------------------|---|----------------------|
| 3785,50 | 64,42 | 70,29 | 1,10 | 0,04 |
| 3897,75 | 64,26 | 72,04 | 1,13 | 0,04 |
| 3823,25 | 65,41 | 73,14 | 1,05 | 0,04 |
| 3683,25 | 66,99 | 73,40 | 1,00 | 0,03 |
| 3672,50 | 66,79 | 71,90 | 0,96 | 0,03 |
| 3472,75 | 67,02 | 68,77 | 0,96 | 0,03 |
| 3463,25 | 67,09 | 68,07 | 0,91 | 0,03 |
| 3437,50 | 67,73 | 67,86 | 0,92 | 0,03 |
| 3679,75 | 69,32 | 69,79 | 0,98 | 0,03 |
| 3586,25 | 69,91 | 69,09 | 1,00 | 0,03 |
| 3709,50 | 67,28 | 69,94 | 1,07 | 0,04 |
| 3819,25 | 64,79 | 70,60 | 1,11 | 0,04 |

Tabelle 3: Mottstreuung

Fehlerbetrachtung

$$\Delta N_{l,3} = \sqrt{N_{l,3}}$$

analog ist die Fehlerformel für $\Delta N_{r,3}$.

Die Formeln für $\Delta N_{r,3,korr}$ und $\Delta N_{l,3,korr}$ ergeben sich wiederum aus der Gaußschen Fehlerfortpflanzung. Sie sind analog zu den Formeln aus Messung 2 (s. Apparative Asymmetrie).

Für $\Delta \frac{L}{R}$ folgt nach Gauß :

$$\Delta \frac{L}{R} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{l,3,korr}}{N_{r,3,korr}}\right)^2 + \left(-\frac{N_{l,3,korr} \cdot \Delta N_{r,3,korr}}{a \cdot N_{r,3,korr}^2}\right)^2 + \left(-\frac{N_{l,3,korr} \cdot \Delta a}{N_{r,3,korr} \cdot a^2}\right)^2}$$

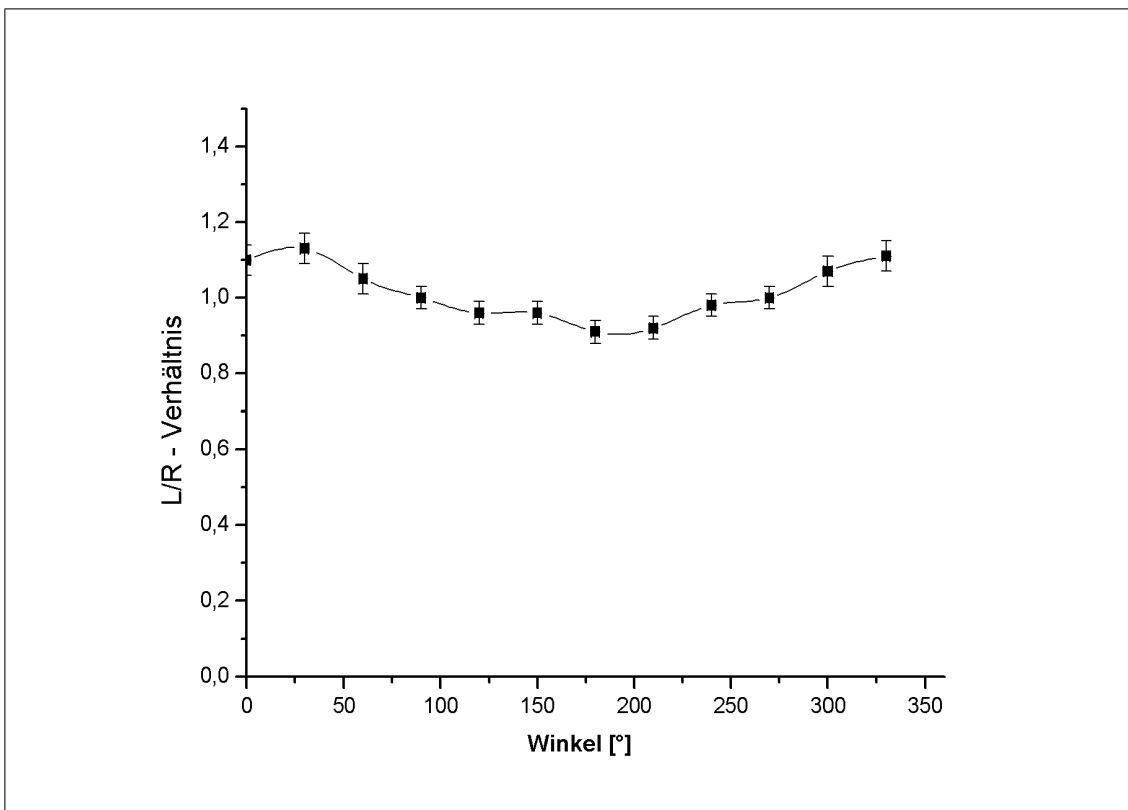


Abbildung 8: Mottstreuung

Bei etwa 180° lässt sich das erwartete Minimum der Kurve grob lokalisieren. Der Asymmetriefaktor ist: $\delta = 0,05$.

5.4 Mottasymmetrie

In diesem Versuchsteil wird die Abhängigkeit der Mottasymmetrie δ von der Foliendicke bestimmt. Die Messzeiten für Folien mit $d \leq 7\mu m$ beträgt $t = 100s$. Für dickere Folien ist $t = 400s$. Wir erhalten folgende Werte:

| Dicke d [μm] | Messzeit t [s] | R ₀ | L ₀ | R ₁₈₀ | L ₁₈₀ | ΔR ₀ | ΔL ₀ | ΔL ₁₈₀ | ΔR ₁₈₀ |
|--------------|----------------|----------------|----------------|------------------|------------------|-----------------|-----------------|-------------------|-------------------|
| 0,3 | 100 | 821 | 955 | 883 | 950 | 28,65 | 30,9 | 29,72 | 30,82 |
| 0,5 | 100 | 956 | 1132 | 1001 | 1085 | 30,92 | 33,65 | 31,64 | 32,94 |
| 1,6 | 100 | 2687 | 3256 | 2973 | 3015 | 51,84 | 57,06 | 54,53 | 54,91 |
| 2,33 | 100 | 3953 | 4710 | 4303 | 4400 | 62,87 | 68,63 | 65,60 | 66,33 |
| 2,9 | 100 | 5054 | 6028 | 5282 | 5472 | 71,09 | 77,64 | 72,68 | 73,97 |
| 3,8 | 100 | 6617 | 7777 | 7148 | 7240 | 81,34 | 88,19 | 84,55 | 85,09 |
| 4,7 | 100 | 8775 | 10214 | 9145 | 9737 | 93,67 | 101,06 | 95,63 | 98,68 |
| 6 | 100 | 5693 | 6534 | 6212 | 6072 | 75,45 | 80,83 | 78,82 | 77,92 |
| 8 | 400 | 53126 | 64144 | 54824 | 60793 | 230,49 | 253,27 | 234,15 | 246,56 |
| 8,5 | 400 | 58434 | 67374 | 61455 | 64119 | 241,73 | 259,57 | 247,90 | 253,22 |
| 10 | 400 | 88111 | 100521 | 91419 | 96350 | 296,83 | 317,05 | 302,36 | 310,40 |

| R _{0,korr} | L _{0,korr} | R _{180,korr} | L _{180,korr} | $\frac{L}{R_0} = \frac{L_{0,korr}}{R_{0,korr}} \frac{1}{a}$ | $\frac{L}{R_{180}} = \frac{L_{180,korr}}{R_{180,korr}} \frac{1}{a}$ | $\Delta \frac{L}{R_0}$ | $\Delta \frac{L}{R_{180}}$ |
|---------------------|---------------------|-----------------------|-----------------------|---|---|------------------------|----------------------------|
| 30 | 30,5 | 90,5 | 13,25 | 0,93 | 0,13 | 0,241 | 0,040 |
| 165 | 207,5 | 208,5 | 148,25 | 1,15 | 0,65 | 0,122 | 0,071 |
| 1896 | 2331,5 | 2180,5 | 2078,25 | 1,13 | 0,87 | 0,041 | 0,032 |
| 3129 | 3347,25 | 3510,5 | 3463,25 | 0,98 | 0,91 | 0,031 | 0,028 |
| 4263 | 5103,5 | 4489,5 | 4535,25 | 1,10 | 0,93 | 0,031 | 0,027 |
| 5826 | 6852,5 | 6355,5 | 6303,25 | 1,08 | 0,91 | 0,028 | 0,024 |
| 7984 | 9289,5 | 8352,5 | 8800,25 | 1,07 | 0,97 | 0,026 | 0,024 |
| 4902 | 5609,5 | 5419,5 | 5135,25 | 1,05 | 0,87 | 0,029 | 0,024 |
| 49962 | 60446 | 51654 | 57046 | 1,11 | 1,01 | 0,022 | 0,021 |
| 55270 | 63676 | 58285 | 60372 | 1,06 | 0,95 | 0,021 | 0,019 |
| 84947 | 96823 | 88249 | 92603 | 1,05 | 0,96 | 0,021 | 0,019 |

| δ ₄ | Δδ ₄ | $\frac{1}{\delta_4}$ | $\Delta \frac{1}{\delta_4}$ |
|----------------|-----------------|----------------------|-----------------------------|
| 0,45 | 0,078 | 2,22 | 0,39 |
| 0,14 | 0,037 | 7,06 | 1,86 |
| 0,06 | 0,013 | 15,72 | 3,16 |
| 0,02 | 0,011 | 49,4 | 26,85 |
| 0,04 | 0,010 | 23,57 | 5,58 |
| 0,04 | 0,009 | 23,47 | 5,11 |
| 0,02 | 0,009 | 40,32 | 14,15 |
| 0,05 | 0,010 | 21,21 | 4,36 |
| 0,02 | 0,007 | 43,87 | 13,77 |
| 0,03 | 0,007 | 37,6 | 10,08 |
| 0,02 | 0,007 | 48,38 | 16,44 |

Tabelle 4: Mottasymmetrie

Fehlerbetrachtung Es gilt $\Delta R_0 = \sqrt{R_0}$. Analog dazu sind ΔN_0 , ΔR_{180} und ΔN_{180} . Die Werte werden wieder durch Befreiung vom Untergrund korrigiert. Zur Berechnung der Fehler folgt daraus eine analoge Formel zu der in den vorigen Aufgaben benutzten. $\Delta \frac{L}{R_0}$ und $\Delta \frac{L}{R_{180}}$ berechnen sich analog zu $\Delta \frac{L}{R}$ (s. Fehlerbetrachtung aus Messung 3). δ_4 berechnet man mit:

$$\delta = \frac{1 - \sqrt{\frac{(\frac{L}{R})_{180}}{(\frac{L}{R})_0}}}{1 + \sqrt{\frac{(\frac{L}{R})_{180}}{(\frac{L}{R})_0}}}$$

Sei $\frac{L}{R_{180}} = x$ und $\frac{L}{R_0} = y$, dann gilt nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung für $\Delta\delta$:

$$\Delta\delta = \sqrt{\left(\frac{\sqrt{\frac{x}{y}}}{x(\sqrt{\frac{x}{y}} + 1)^2} \cdot \Delta x\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\frac{x}{y}} \cdot \Delta y}{y(\sqrt{\frac{x}{y}} + 1)^2}\right)^2}$$

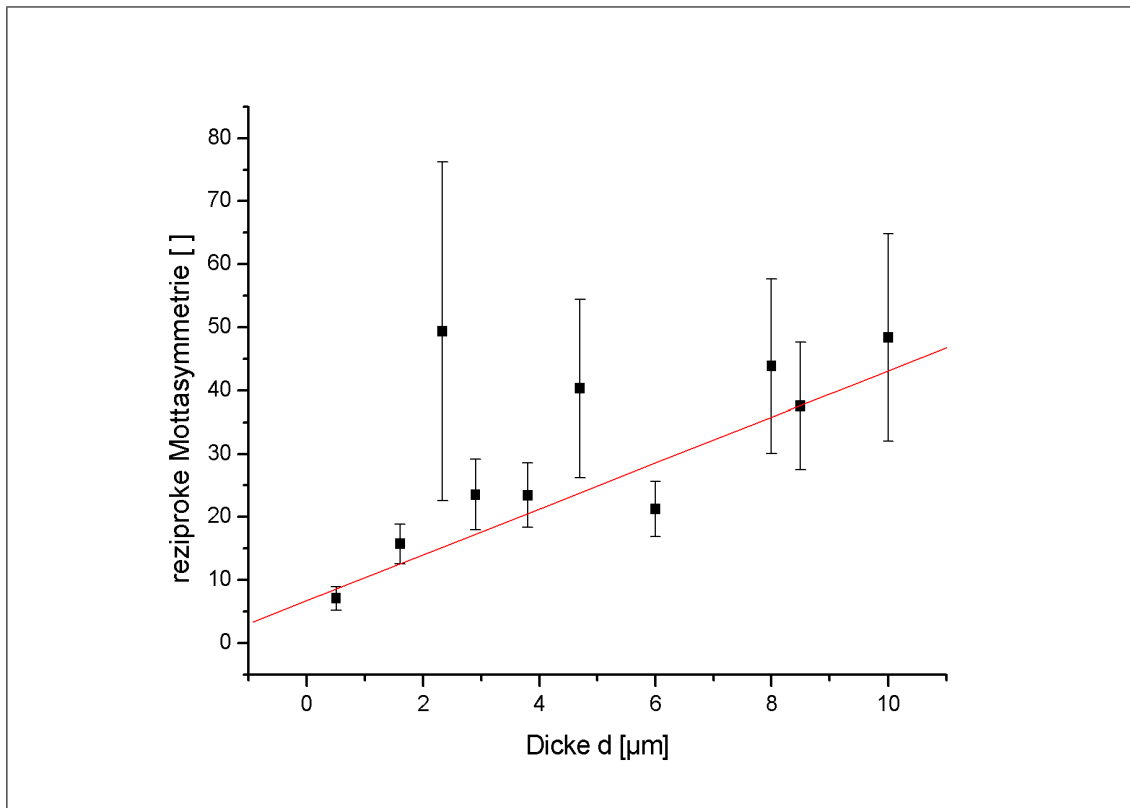


Abbildung 9: reziproke Mottasymmetrie

Etwa ein Drittel unserer Messwerte liegen nicht auf der gefitteten Geraden, wie bei einer Berechnung mit Gauß zu erwarten ist. Aus der Abbildung lässt sich der Asymmetriefaktor für eine Dicke von $d = 0\mu\text{m}$ extrapolieren:

$$\frac{1}{\delta_0} = 6,74 \pm 1,83$$

Daraus ergibt sich $\delta_0 = 0,15$. Mit Hilfe der Formel im Skript und der in der Diplomarbeit von Meurin ergibt sich für die Polarisation P der Elektronen:

$$\delta = -0,25 \cdot P$$

Also ist $P = -0,59$. Der Maximalwert, den die Polarisation im Optimalfall (100% Polarisation) annehmen kann, ist $P = -1$. Da ein solcher Fall jedoch in der Praxis kaum auftritt (Depolarisation durch Streuung im Präparat, am Präparatfenster und am Reflektor etc.), scheint uns unser Wert zufriedenstellend.

6 Literatur

Meurin "Diplomarbeit"

W.Hanle, M.Pollermann "Teilchendetektoren"

W. Stolz "Radioaktivität"

B.Renk "Meßdatenerfassung in der Kern- und Teilchenphysik"

Siegbahn "Alpha-,Beta- and Gammaray Spectroscopie"

| Winkel [°] | N_r | N_l | $\Delta N_r = \sqrt{N_r}$ | $\Delta N_l = \sqrt{N_l}$ | $N_{r,korr} = N_r - \frac{N_{r,u}}{4}$ | $N_{l,korr} = N_l - \frac{N_{l,u}}{4}$ |
|------------|-------|-------|---------------------------|---------------------------|--|--|
| 0 | 6834 | 7511 | 82,67 | 86,67 | 6043 | 6586,5 |
| 30 | 6721 | 7569 | 81,98 | 87 | 5895 | 6535,75 |
| 60 | 6781 | 7841 | 82,35 | 88,55 | 5975,75 | 6620,25 |
| 90 | 6903 | 7895 | 83,08 | 88,85 | 6079 | 6532,25 |
| 120 | 6850 | 7920 | 82,76 | 88,99 | 6041 | 6722,5 |
| 150 | 6998 | 7433 | 83,65 | 86,21 | 6225 | 6427,75 |
| 180 | 6771 | 7437 | 82,29 | 86,24 | 5978,5 | 6500,25 |
| 210 | 6908 | 7365 | 83,11 | 85,82 | 6032,5 | 6430,5 |
| 240 | 7039 | 7485 | 83,9 | 86,52 | 5928 | 6532,75 |
| 270 | 7212 | 7356 | 84,92 | 85,77 | 5998,5 | 6406,25 |
| 300 | 7049 | 7452 | 83,96 | 86,32 | 5965 | 6506,5 |
| 330 | 6814 | 7510 | 82,55 | 86,66 | 5939 | 6577,25 |