

## Mottstreuung

Experiment K127 — 21.03.2005  
John Bieling and Andreas Orth\*

**Zusammenfassung.** Wir weisen in diesem Versuch die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung nach. Letztere tritt bekanntlich beim  $\beta^-$ -Zerfall in Erscheinung. Wir streuen die hierbei emittierten Elektronen an verschiedenen Folien und messen die Asymmetrie der Winkelverteilung.

---

\*john.bieling@jobisoft.de and andyorth@web.de

## Contents

<b>1. Theorie</b>	<b>3</b>
1.1. Polarisation und Paritätsverletzung . . .	3
1.2. Mottstreuung . . . . .	5
1.3. Polarisationsumwandlung . . . . .	5
<b>2. Versuchsaufbau</b>	<b>8</b>
2.1. Verwendete Geräte . . . . .	8
2.2. Versuchsaufbau . . . . .	9
<b>3. Versuchsdurchführung und Auswertung</b>	<b>11</b>
3.1. Untergrundmessung . . . . .	11
3.2. Apparative Asymmetrie . . . . .	13
3.3. Mottstreuung an dünner Folie . . . . .	15
3.4. Mottasymmetrie . . . . .	17
<b>4. Zusammenfassung</b>	<b>20</b>

## Literatur

W. Stolz „Radioaktivität“  
P.A.Tipler: Physik, Spektrum Lehrbuch  
Meurin, Diplomarbeit  
sowie die Protokolle anderer Studenten  
und das Internet.  
Layout (.sty-file für L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X 2<sub>ε</sub>) by NORBERT  
STUHRMANN, 2003.

## 1. Theorie

### 1.1. Polarisation und Paritätsverletzung

#### 1.1.1. Parität

Die Parität eines Systems beschreibt dessen Verhalten unter Raumspiegelung. Der Paritätsoperator bewirkt eine solche Spiegelung:

$$\hat{P} : \vec{x} \longrightarrow -\vec{x}$$

Bis zur Entdeckung der schwachen Wechselwirkung ging man von einer Invarianz der physikalischen Gesetze bezüglich Paritätsänderung aus. Verschiedene Vektoren verhalten sich unterschiedlich bei Paritätsumkehr. Wir unterscheiden:

- *Polarvektoren* (z.B. Impuls- oder Ortsvektoren), die ihre Vorzeichen wechseln; und
- *Axialvektoren* (z.B. Spin, Drehimpuls), die sich invariant unter Raumentkehr zeigen.

Mathematisch ist dies klar, da z.B. der Drehimpuls aus dem Kreuzprodukt zweier polarer Vektoren gebildet wird. Ort und Impuls ändern beide ihr Vorzeichen, ergeben jedoch im Produkt wieder plus.

Allerdings messen wir im Experiment nie Vektoren, sondern immer nur skalare Größen. Ähnlich wie oben unterscheidet man sie nach ihrem Verhalten unter Raumspiegelung:

- *Skalare* sind invariant; hingegen
- *Pseudoskalare* ändern ihre Vorzeichen.

Wenn wir nun Größen wie Geschwindigkeit oder Impuls, aber auch Drehmoment, Drehimpuls usw. messen, so meinen wir damit den Betrag des entsprechenden Vektors. Egal ob wir eine polare oder axiale Größe unter Spiegelung messen, bei der Betragsbildung gehen immer zwei gleiche Vorzeichen ein, so dass man eine echte „skalare“ Größe erhält.

Um daher eine Verletzung der Paritätsinvarianz (kurz „Paritätsverletzung“) zu beobachten, benötigen wir eine pseudoskalare Größe. Hier bietet sich die Helizität an.

#### 1.1.2. Helizität

Unter der Helizität  $h$  versteht man bildlich den Schraubsinn eines Teilchens:

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

Sie beschreibt genauer die Ausrichtung von Spinvektor und Impulsvektor. Ist sie negativ, so sind die beiden Vektoren antiparallel, man spricht von Linkspolarisation. Eine parallele Ausrichtung bedeutet positives Vorzeichen und Rechtspolarisation.

Die pseudoskalare Eigenschaft der Helizität reicht noch nicht aus, um eine Paritätsverletzung zu erhalten. Denn in einem Experiment könnte die Helizität im Mittel null ergeben. Dies ist zum Beispiel der Fall bei der Betrachtung eines Elektronenstrahls aus einer gewöhnlichen Elektronen-Kanone. Daher müssen wir einen polarisierten Elektronenstrahl für unseren Versuch benutzen.

### 1.1.3. Polarisation von Elektronen

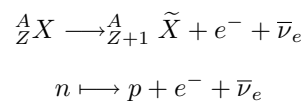
Unter der longitudinalen Polarisation eines Elektronenstrahls versteht man die relative Anzahl der überzähligen Elektronen mit gleicher Helizität:

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

Wird von der Helizität eine Raumrichtung bevorzugt, so ist die Polarisierung des Strahls ungleich null. Solch einen Strahl erhalten wir z.B. aus dem Zerfall eines radioaktiven Präparates.

### 1.1.4. $\beta^-$ -Zerfall

Aus der Kernphysik ist bekannt, dass manche Atome instabil sind und in energetisch günstigere Kerne zerfallen und dann ihre dabei gewonnene Bindungsenergie abstrahlen können. Ein möglicher Zerfall ist der  $\beta^-$ -Zerfall, welcher durch die schwache Wechselwirkung bestimmt wird. Über die schwache Wechselwirkung gibt es keine allgemeine Theorie, unsere Kenntnisse über sie sind von rein empirischer Natur:



Entscheidend ist für uns, dass die hierbei entstehenden Elektronen bevorzugt negative Helizität besitzen, und genau hierin liegt die Paritätsverletzung. Die Polarisation beträgt:

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

Man sagt auch, der Elektronenstrahl habe eine Polarisation von -1. Für nicht vollständig polarisierte Strahlen schreibt man ebenfalls:

$$P_{l,\beta^-} = P_o \cdot \frac{v}{c}$$

wobei der Betrag von  $P_o$  in der Regel kleiner als 1 ist.

## 1.2. Mottstreuung

Historisch war Rutherford der erste, welcher die Streuung von Elektronen beim Beschuss dünner Goldfolien berechnete. Aus sehr simplen Überlegungen und den Erhaltungssätzen von Energie und Drehimpuls folgte seine Gleichung für den Rutherford'schen Wirkungsquerschnitt:

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

Mott berücksichtigte darüber hinaus den Spin des Elektrons. Wie aus der Atomphysik bekannt, bildet der Spin eines Elektrons zusammen mit der Relativbewegung von Elektron und Kern ein magnetisches Moment  $\vec{\mu}$ . Wir betrachten hier jedoch keine festen Elektronenbahnen, sondern den Flug freier Elektronen auf eine Folie zu. Daher stellt der positiv geladene Kern für das fliegende Elektron einen elektrischen Strom da, welcher ein magnetisches Feld erzeugt.

Steht der Spin senkrecht zur Bewegungsrichtung des Elektrons, bewirkt die Wechselwirkung des magnetischen Moments mit dem induzierten Feld eine Schwächung bzw. Stärkung der normalen Rutherford-Streuung. Bei zwei Elektronen mit gleich ausgerichteten Spins, die auf gegenüberliegenden Seiten eines Target-Teilchens abgelenkt werden, sind die Effekte natürlich genau entgegengesetzt, dadurch wird die Ablenkung beider Elektronen im Vergleich zu Rutherford in die *gleiche* Richtung verschoben. Es entsteht eine Asymmetrie in der Ablenkung, die Mott-Streuung lässt sich wie folgt berechnen:

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

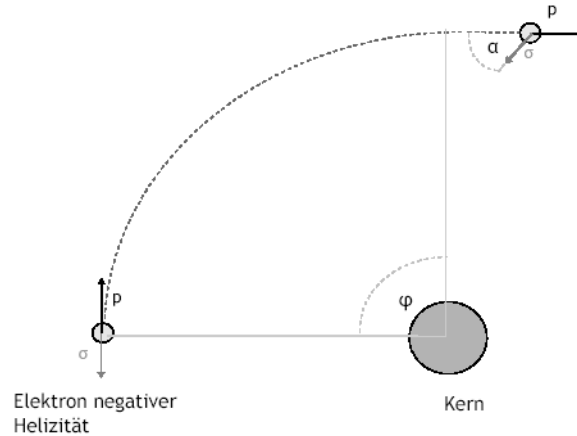
$P_t$  ist hier die transversale Komponente der Polarisation und  $S(\vartheta, E, Z)$  die sog. Asymmetriefunktion.  $S$  ist eine eher komplizierte Funktion. Wichtig ist, dass sie bei  $\vartheta \approx 135^\circ$  ein Maximum durchläuft (hier ist also der Unterschied zwischen 'links' und 'rechts' am größten), weshalb wir die beiden Detektoren in genau diesem Winkel messen lassen (siehe dazu Kapitel 2.2: Versuchsaufbau). Ebenso wichtig ist die starke Abhängigkeit von der Kernladungszahl, bei großen Kernladungszahlen wird sie sehr groß, weshalb wir bevorzugt Goldfolien verwenden ( $Z=79$ ).

Der Winkel  $\phi$  ist der azimuthale Winkel der Streuung bezüglich der Richtung  $\vec{p} \times \vec{\sigma}$ , die Bedeutung von  $\phi$  ( $0^\circ$ - $360^\circ$ ) und  $\vartheta$  ( $0^\circ$ - $180^\circ$ ) ist besser durch einen Blick auf den eigentlichen Versuchsaufbau in Kapitel 2.2 zu verstehen.

## 1.3. Polarisationsumwandlung

Die Spins der Elektronen, die beim  $\beta^-$ -Zerfall emittiert werden, stehen parallel bzw. antiparallel zur Ausbreitungsrichtung. Um nun eine Mott-Streuung zu erreichen, muss der Spin jedoch senkrecht zur Ausbreitungsrichtung stehen, wir müssen den Spin also drehen, die longitudinale Polarisation in eine transversale Polarisation umwandeln.

Dazu lenken wir den Impuls der Elektronen um  $\phi = 90^\circ$  ab. Dies kann durch ein Magnetfeld, oder einfach durch die Atome eines Reflektors geschehen:



Der Spin ändert nur im nicht-relativistischen Grenzfall seine Orientierung dabei nicht. In Wirklichkeit dreht der Spin ein wenig mit, genauer beträgt nach der Streuung der Winkel  $\alpha$  zwischen Spin und Impuls:

$$\alpha = \frac{\phi}{\gamma}$$

wobei  $\gamma$  der Lorentzfaktor ist.

Dadurch erhalten wir einen Elektronenstrahl mit einer transversalen Polarisation von:

$$P_t = P_{l,\beta_-} \cdot \sin \alpha = P_o \cdot \frac{v}{c} \cdot \sin \alpha$$

### 1.3.1. Asymmetrie

Wir führen immer zwei Messungen mit gegenüberliegenden Detektoren durch, also für  $\phi$  und  $\phi + 180^\circ$ . Da wir mit einem polarisierten Elektronenstrahl experimentieren, erwarten wir wie beschrieben jeweils unterschiedliche Streustärken, dies würde die Paritätsverletzung belegen. Um dies zu zeigen, teilt man nun die beiden Messwerte durch einander und erhält so:

$$\frac{L}{R} = \alpha \cdot \frac{1 + P_t S(\vartheta, E, Z) \cos \phi}{1 - P_t S(\vartheta, E, Z) \cos \phi} = \alpha \cdot \frac{1 + \delta \cos \phi}{1 - \delta \cos \phi}$$

wobei wir den Asymmetriefaktor  $\delta = P_t S$  eingeführt haben. Die Mott-Asymmetrie wird darüber hinaus von der apparativen Asymmetrie  $\alpha$  (z.B. durch nicht identische Detektoren) überlagert.

### 1.3.2. Experimentelle Bestimmung der apparativen Asymmetrie und der Polarisation

Die apparative Asymmetrie werden wir zwar auch näherungsweise messen, wir können sie jedoch auch geschickt durch eine zweite Messung eliminieren: wenn wir die Anordnung um  $\Delta\phi = \pi$  drehen, vertauschen wir quasi links und rechts. Teilen wir nun beide Quotienten erneut durch einander, so kürzt sich  $\alpha$  heraus:

$$\frac{(L/R)_{\phi=0}}{(L/R)_{\phi=\pi}} = \frac{\alpha \cdot \frac{1+\delta}{1-\delta}}{\alpha \cdot \frac{1-\delta}{1+\delta}} = \left( \frac{1+\delta}{1-\delta} \right)^2$$

Wir können nun den Asymmetriefaktor bestimmen:

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

Um die Messung weiter zu präzisieren, müssen wir auch Mehrfachstreuung berücksichtigen. Das Auftreten dieser nehmen wir als proportional zur Foliendicke  $d$  an. Diese Mehrfachstreuung stört unsere Messung einer Asymmetrie durch einen symmetrischen Untergrund. Je dicker die Folie, desto kleiner die gemessene Asymmetrie:

$$\frac{1}{\delta_{\text{Messung}}} = \frac{1}{\delta} + k \cdot d$$

Bestimmen wir nun obiges  $\delta_M$  für verschiedene Foliendicken, so erwarten wir eine Gerade, wenn wir reziprok plotten, und können durch Extrapolation auf eine verschwindende Foliendicke den ungestörten Asymmetriefaktor errechnen. Desweiteren kann auch die Asymmetriefunktion berechnet werden, und es folgt die Polarisation:

$$\delta = P_t \cdot S = P_o \cdot \frac{v}{c} \sin \alpha S$$

mit der Angabe aus dem Skript:

$$\frac{v}{c} \sin \alpha S \approx 0.25$$

$$P_o = 4 \cdot \delta$$

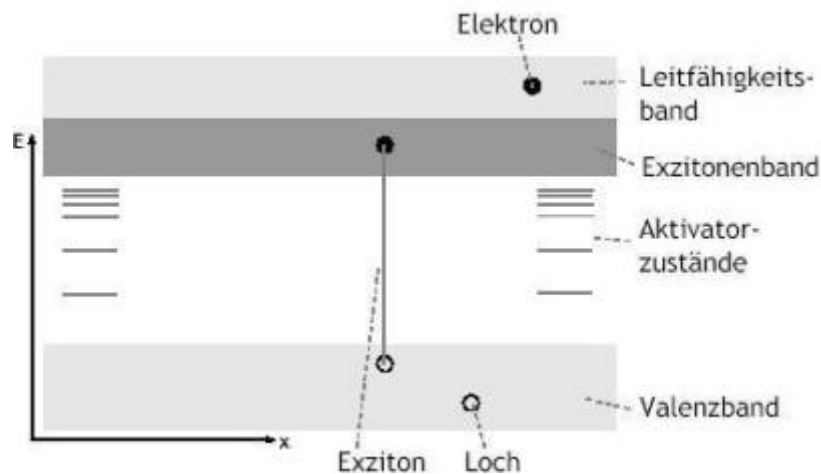
## 2. Versuchsaufbau

### 2.1. Verwendete Geräte

#### 2.1.1. Szintillationszähler

Ein Szintillationszähler dient zur Verstärkung eines elektrischen Stroms. Er besteht aus einem Szintillator, und einem Photomultiplier und Emitterfolger, wie wir sie schon aus vielen anderen Versuchen kennen.

Der Szintillator wandelt unser einzelnes Elektron zunächst in ein Photon um. Er besteht prinzipiell aus einem mit Aktivator-dotiertem Halbleiter. Neben dem Valenz- und dem Leitungsband gibt es im Halbleiter auch ein Exzitonenband (Exzitonen sind Elektron-Loch-Pärchen), welches unter dem Leitungsband liegt. Wird durch das einfallende Elektron nun ein Exziton erzeugt, so kann sich dieses frei im Halbleiterbewegen (es trägt schließlich keine Gesamtladung).



Trifft nun das Exziton auf einen Aktivator, so fällt das Elektron über die zusätzlichen Niveaus des Aktivators in das Valenzband zurück, und sendet dabei Licht aus. Entscheidend ist, dass dieses Licht nicht wieder vom Kristall absorbiert werden kann, da der Bereich zwischen Valenz- und Leitungsband eigentlich verboten ist.

#### 2.1.2. Constant Fraction Discriminator

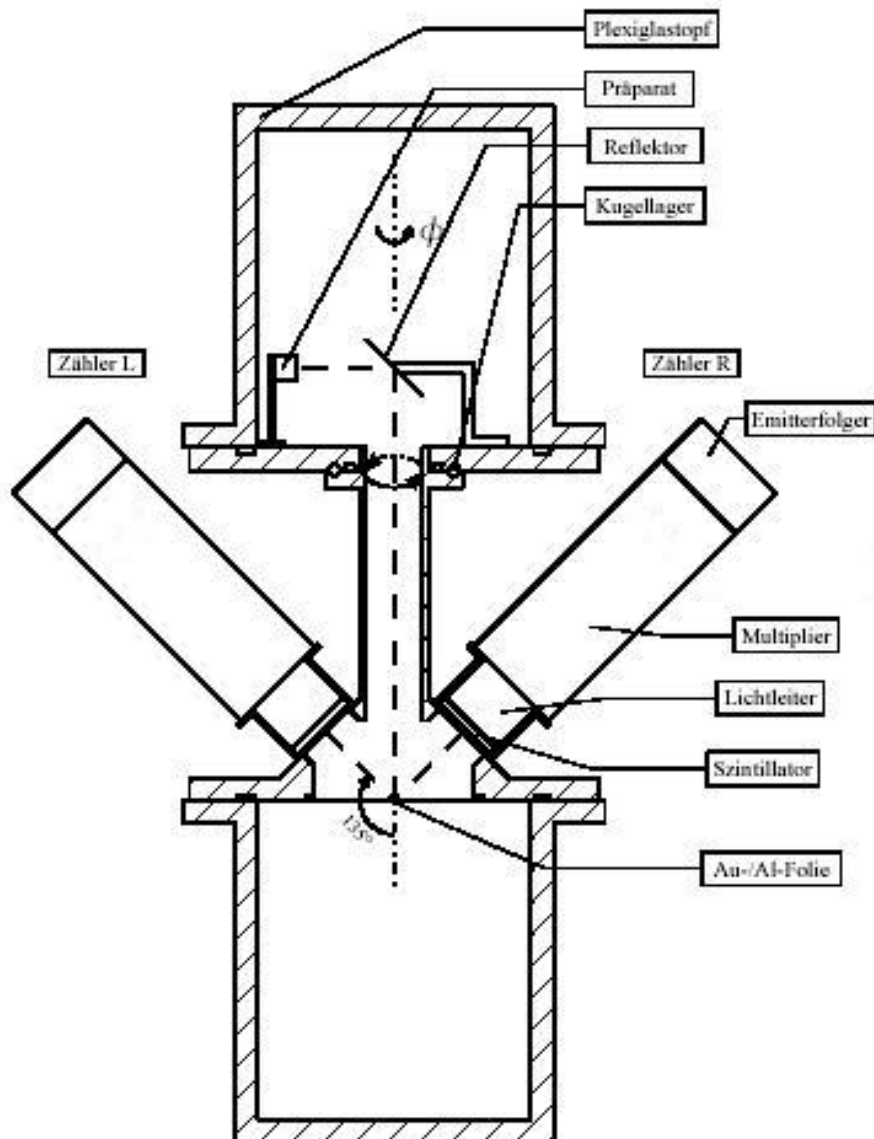
Dieses Gerät wurde früher eingesetzt und gehört daher zum Vorbereitungsteil dieses Versuches, die Funktion wird inzwischen vom Zähler selbst übernommen. CFD's sind Analog-Digital-Wandler, die ein Signal nur umwandeln, wenn es eine bestimmte Schwelle überschreitet. Man kann sie benutzen, um Rauschen von einem Signal abzuschneiden, in diesem Fall würden damit nur Elektronen einer bestimmten Mindestenergie gezählt werden können.



### 2.1.3. Linear Gate

Da der CFD nicht zum Einsatz kommt, ist auch dieses Gerät nicht mehr in den Versuchsaufbau integriert. Ein linear gate ist ein elektronischer Schalter, der über eine externe Spannung geschaltet wird. Früher sollte es den Ausgang den CFD als Gateeingang abgreifen, damit wie oben beschrieben nur gewisse Signale gezählt werden. Wir wollen im Versuch nur Elektronen mit mehr als 200keV zählen. Dies ist der Energiebereich, in dem die Asymmetriekurve annähernd konstant ist, und unser  $\delta$  damit auch. Wie bereits erwähnt, wird diese Bereichsselektion vom Zähler direkt übernommen.

### 2.2. Versuchsaufbau



Im oberen Bereich der Apparatur befindet sich das radioaktive Präparat. Es strahlt in waagrechtlicher Richtung auf die Kupfer-Reflektorplatte. Hier wird ca. 25 Prozent des Strahls um  $90^\circ$  nach unten abgelenkt, und dabei die Polarisation wie gewünscht von longitudinaler Polarisation in transversale Polarisation umgewandelt. Außerdem kann der ganze obere Bereich gedreht werden, damit können wir  $\phi$  variieren.

Der Strahl trifft nach dem Umlenken auf das Target im unteren Bereich. Die Targets sind verschiedene Folien, die ihrerseits auf einer Hostaphanfolie in einer Halterkonstruktion sitzen. Der untere Zylinder kann zum Wechseln der Targets abgeschraubt werden.

Im mittleren Teil der Apparatur befinden sich zwei Detektoren. Sie bilden in der  $\phi$ -Ebene einen Winkel von  $180^\circ$  um 'links' und 'rechts' zu messen. In der  $\vartheta$ -Ebene stehen sie im Streuwinkel von  $135^\circ$ , im Maximum der Asymmetrie.

Die Ausgangssignale der Detektoren werden an die automatischen Zähler weitergeleitet, und dort mit Hilfe eines Timers über einen vorgegebenen Zeitraum die Elektronenströme gemessen.

Der gesamte Streubereich ist mit großen Plexiglaszylindern abgeschirmt, um die Rückstreuung der Elektronen zu minimieren. Aussen ist vor allem das Präparat großzügig mit Blei abgeschirmt. Die Messung erfolgt unter Niederdruckbedingungen, um Stöße der Elektronen mit Luftteilchen zu verhindern. Der Niederdruck wird durch eine angeschlossene Pumpe erzeugt.

### 3. Versuchsdurchführung und Auswertung

#### 3.1. Untergrundmessung

Bevor überhaupt eine qualitative Aussage über die asymmetrische Ablenkung des Elektronen-Strahls gemacht werden kann, muss eine Untergrundmessung erfolgen. Es ist zu erwarten, dass die Untergrundmessung von der Stellung der radioaktiven Probe zu den Detektoren abhängig ist, aus diesem Grund wird die Messung für alle Azimuthstellungen im Abstand von  $30^\circ$  durchgeführt.

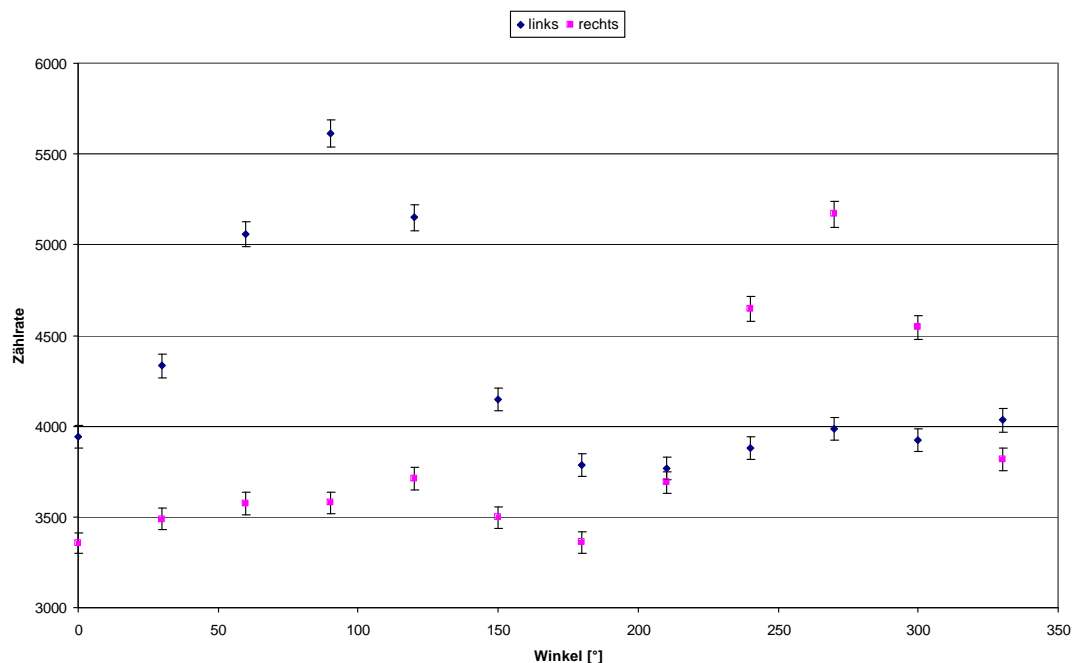
Dem Skript ist die Messdauer von 400 Sekunden pro Messung zu entnehmen, es folgen unsere Messergebnisse und deren graphische Darstellung.

Grad	$L_M$	$R_M$	$\Delta L_M$	$\Delta R_M$
0	3941	3356	62,78	57,93
30	4334	3489	65,83	59,07
60	5058	3574	71,12	59,78
90	5611	3579	74,91	59,82
120	5149	3710	71,76	60,91
150	4147	3496	64,40	59,13
180	3784	3359	61,51	57,96
210	3766	3690	61,37	60,75
240	3877	4649	62,27	68,18
270	3986	5169	63,13	71,90
300	3924	4544	62,64	67,41
330	4033	3817	63,51	61,78

Die angegebenen Fehler sind die Gauss'schen Fehler, berechnet über

$$\Delta N = \sqrt{N}$$

Beide Messkurven haben ihren Peak genau bei gegenüberliegenden Azimutstellungen, genau dort, wo der umgelenkte Strahl mit den Detektoren in einer Ebene liegt.



Apparative Asymmetrie in Abhängigkeit vom Azimutwinkel

Aus der Messung ist eindeutig zu erkennen, dass die meiste Strahlung in die Ebene gestreut wird, die durch den einfallenden und den umgelenkten Strahl aufgespannt wird (Minima bei  $0^\circ$  und  $180^\circ$ ). Die unterschiedlichen Messwerte für „vorderen“ und „hinteren“ Detektor in den beiden Maximum-Stellungen können zwei Ursachen haben: sie können aus Asymmetrien der Konstruktion und damit aus den Reflexionen der Strahlen an den Behälterwänden folgen, oder auf Grund unterschiedlicher Empfindlichkeit der Detektoren zustande kommen. Eventuelle Rückstreuung von der Hostphan-Folie kommt nicht in Frage, da sie sich symmetrisch verhält.

### 3.2. Apparative Asymmetrie

Bei dieser Messung geht es um die Korrektur der verwendeten Messinstrumente bzw. um die Korrektur von Justierungsfehlern. Wie aus der Theorie folgt ist die Asymmetriefunktion abhängig von der Kernladungszahl des verwendeten Targets. Wird z.B. Aluminium als Target eingesetzt ( $Z=13$ ), ist die Asymmetriefunktion sehr flach, d.h. auch in dem Maximum bei  $135^\circ$ , bei dem wir messen, sehr klein, sogar fast Null. Dadurch ist die Asymmetrie bei der Mott-Streuung vernachlässigbar und wir sollten bei allen Azimutstellungen nahezu gleiche Messwerte erhalten. Dies gilt natürlich für die vom Untergrund bereinigten Messdaten.

Erhalten wir doch unterschiedliche Werte, dann liegen systematische Fehler unserer Messapparatur vor, entweder ist der Strahl nicht genau justiert und beschreibt einen Kreis und keinen Punkt bei Drehung oder die beiden Detektoren haben eine unterschiedliche Empfindlichkeit.

Um den oben beschriebenen Effekt noch zu verstärken, wird eine dickere Aluminiumplatte verwendet, hier wird die nur leicht asymmetrische Streuung durch symmetrische Vielfachstreuung überlagert.

Es wurde diesmal jeder Azimutwinkel für 100s vermessen, es folgen unsere Messergebnisse mit Gauss'schem Fehler:

Grad	$L_M$	$R_M$	$\Delta L_M$	$\Delta R_M$
0	7106	6461	84,30	80,38
30	7216	6632	84,95	81,44
60	7377	6752	85,89	82,17
90	7544	6609	86,86	81,30
120	7335	6565	85,64	81,02
150	7174	6408	84,70	80,05
180	7084	6483	84,17	80,52
210	6879	6662	82,94	81,62
240	6979	6775	83,54	82,31
270	7014	6743	83,75	82,12
300	6981	6831	83,55	82,65
330	7060	6632	84,02	81,44

Diese Werte wurden nun vom Untergrund bereinigt, die dazugehörigen Fehler wurden über Fehlerfortpflanzung berechnet (für rechts analog, Faktor 0.25 wegen unterschiedlicher Messdauer der Untergrundstreuung)

$$L_{\text{clean}} = L_{\text{Mess}} - \frac{L_{\text{Untgr.}}}{4} \pm \sqrt{(\Delta L_{\text{Mess}})^2 + \left(\frac{\Delta L_{\text{Untgr.}}}{4}\right)^2}$$

Außerdem ist der apparative Korrekturfaktor  $\alpha$  aufgelistet, dieser wird wie in der Theorie beschrieben über

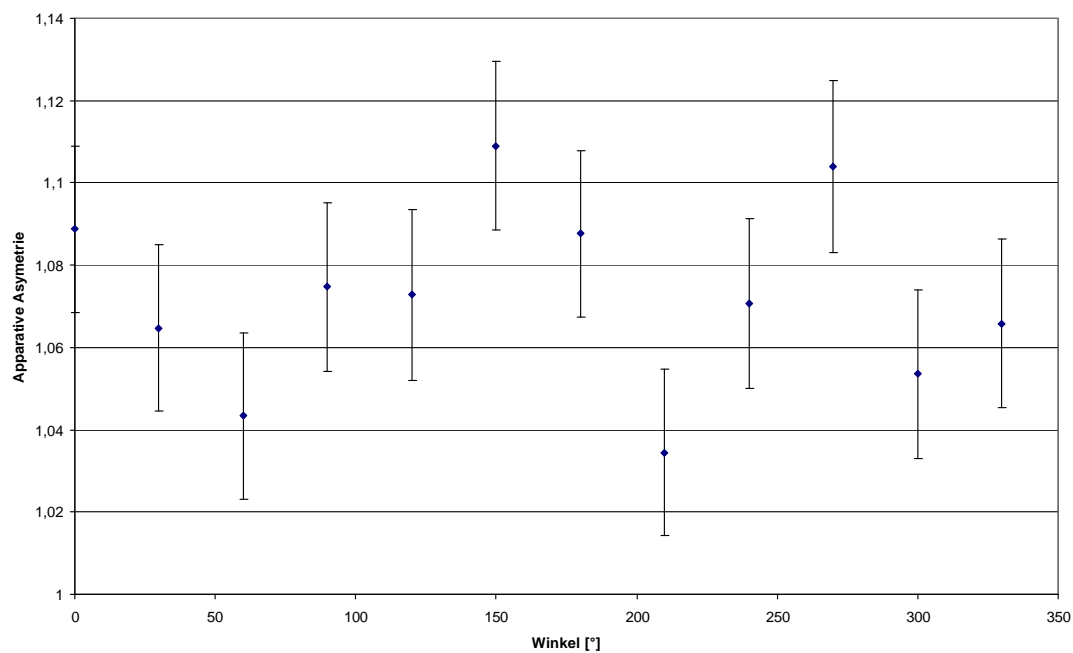
$$\alpha = \frac{L_{\text{clean}}}{R_{\text{clean}}}$$

berechnet (da  $\delta \approx 0$ ). Der entsprechende Fehler wird wieder über Fehlerfortpflanzung berechnet.

Die bereinigten Messdaten:

<b>G</b>	$L_C$	$R_C$	$\Delta L_C$	$\Delta R_C$	$\alpha$	$\Delta\alpha$
0	6120,75	5622,00	85,75	81,67	1,089	0,020
30	6132,50	5759,75	86,53	82,77	1,065	0,020
60	6112,50	5858,50	87,71	83,52	1,043	0,020
90	6141,25	5714,25	88,85	82,66	1,075	0,021
120	6047,75	5637,50	87,50	82,44	1,073	0,021
150	6137,25	5534,00	86,22	81,40	1,109	0,020
180	6138,00	5643,25	85,56	81,81	1,088	0,020
210	5937,50	5739,50	84,35	83,02	1,034	0,020
240	6009,75	5612,75	84,98	84,06	1,071	0,021
270	6017,50	5450,75	85,22	84,06	1,104	0,021
300	6000,00	5695,00	85,01	84,35	1,054	0,021
330	6051,75	5677,75	85,51	82,89	1,066	0,020

Wenn man sich den Plott des apparativen Korrekturfaktors gegen den Winkel anschaut, ist leicht festzustellen, dass diese Messung nötig war - bei einer fehlerfreien Apparatur hätte das eine gerade Linie auf der „1“ sein müssen.



Apparative Asymmetrie in Abhängigkeit vom Azimutwinkel

### 3.3. Mottstreuung an dünner Folie

In diesem Versuchsteil werden wir den Asymmetriefaktor  $\delta = P \cdot S$  der Mottstreuung berechnen. Dazu messen wir zunächst wieder die Zählraten aller Azimutstellungen im Abstand von  $30^\circ$  bei Bestrahlung einer  $2.33\mu\text{m}$  Goldfolie.

Hier zunächst die reinen Messdaten mit Gauss'schem Fehler:

Grad	$L_M$	$R_M$	$\Delta L_M$	$\Delta R_M$
0	4560	3830	67,53	61,89
30	4842	3975	69,58	63,05
60	4819	4019	69,42	63,40
90	4968	4226	70,48	65,01
120	4696	4170	68,53	64,58
150	4373	4282	66,13	65,44
180	4203	4302	64,83	65,59
210	4241	4385	65,12	66,22
240	4283	4447	65,44	66,69
270	4382	4438	66,20	66,62
300	4484	4349	66,96	65,95
330	4480	3882	66,93	62,31

Von den gemessenen Daten wird direkt wieder der Untergrund abgezogen und diese Werte dann mit apparativen Asymmetrie geeicht, dabei gilt

$$L_C = L_M - (0.25 \cdot L_U)$$

sind die vom Untergrund bereinigten Messwerte (für rechts analog). Die Fehler für die vom Untergrund bereinigten Messdaten ergibt sich durch einfache Fehlerfortpflanzung.

Das vollständig korrigierte Verhältnis von linkem und rechtem Detektor berechnet sich mit Hilfe der Messungen zur apparativen Asymmetries  $L_A$  durch

$$\frac{L}{R} = \frac{\frac{L_C}{L_\alpha}}{\frac{R_C}{R_\alpha}} = \frac{L_C}{R_C} \cdot \frac{R_\alpha}{L_\alpha} = \frac{L_C}{R_C} \cdot \frac{1}{\alpha}$$

Der Fehler für das Verhältnis ergibt sich wieder durch Fehlerfortpflanzung, diesmal ist er aber nicht so offensichtlich:

$$\Delta \left( \frac{L}{R} \right) = \sqrt{\left( \frac{\Delta L_C}{R_C} \cdot \frac{1}{\alpha} \right)^2 + \left( \frac{\Delta R_C \cdot L_C}{R_C^2} \cdot \frac{1}{\alpha} \right)^2 + \left( \frac{L_C}{R_C} \cdot \frac{\Delta \alpha}{\alpha^2} \right)^2}$$

Hier die bereinigten Daten und L-R-Verhältnisse mit Fehlern im Überblick:

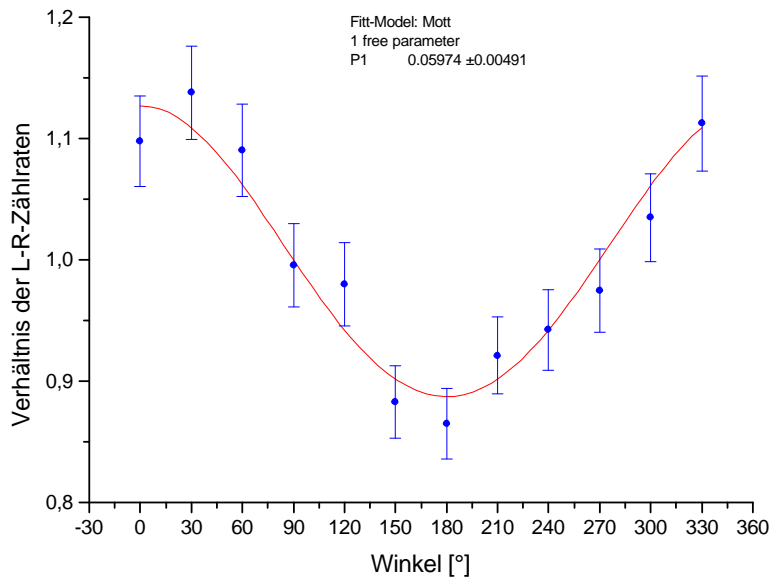
G	$L_C$	$R_C$	$\Delta L_C$	$\Delta R_C$	$\frac{L}{R}$	$\Delta \frac{L}{R}$
0	3574,75	2991,00	69,33	63,56	1,098	0,038
30	3758,50	3102,75	71,50	64,75	1,138	0,039
60	3554,50	3125,50	71,66	65,13	1,090	0,038
90	3565,25	3331,25	72,93	66,71	0,996	0,034
120	3408,75	3242,50	70,84	66,35	0,980	0,034
150	3336,25	3408,00	68,06	67,09	0,883	0,030
180	3257,00	3462,25	66,63	67,17	0,865	0,029
210	3299,50	3462,50	66,91	67,94	0,921	0,032
240	3313,75	3284,75	67,27	68,83	0,942	0,033
270	3385,50	3145,75	68,05	69,00	0,975	0,034
300	3503,00	3213,00	68,77	68,07	1,035	0,036
330	3471,75	2927,75	68,79	64,19	1,113	0,039

Aus der Theorie folgt, dass die korrigierten Messdaten durch

$$\frac{L}{R} = \frac{1 + \delta \cos \phi}{1 - \delta \cos \phi}$$

beschrieben werden. Wir verwenden das *Advanced-Fitting-Tool* von *Origin* um die Daten an diese Funktion anzufitten, wir erhalten für den freien Parameter:

$$\delta = 0.05974 \pm 0.00491$$



Vollständig bereinigte Daten mit Hilfe von Origin gefittet



### 3.4. Mottasymmetrie

Im letzten Versuchsteil werden unterschiedlich dicke Folien bestrahlt, um die Beziehung der Mottasymmetrie zur Foliendicke der bestrahlten Folien aufzuzeigen.

Es wird jedoch auf eine komplette Vermessung verzichtet, und nur bei den beiden Positionen  $\phi = 0^\circ$  und  $\phi = 180^\circ$  die Zählrate gemessen, wobei alle Folien mit  $d > 7\mu\text{m}$  für 400s, alle enderen Folien für 100s vermessen werden. Es folgen die Messdaten:

<b>d</b> [ $\mu\text{m}$ ]	$L_M$	$R_M$	$\Delta L_M$	$\Delta R_M$
0,3	1029	865	32,08	29,41
$\phi = 180^\circ$	992	928	31,50	30,46
1,6	2852	2494	53,40	49,94
$\phi = 180^\circ$	2583	2746	50,82	52,40
2,9	5256	4449	72,50	66,70
$\phi = 180^\circ$	4938	4827	70,27	69,48
3,8	6545	5899	80,90	76,80
$\phi = 180^\circ$	6015	6254	77,56	79,08
4,7	8434	7579	91,84	87,06
$\phi = 180^\circ$	8204	8130	90,58	90,17
6	5968	4894	77,25	69,96
$\phi = 180^\circ$	5814	5337	76,25	73,05

Und für die Messung bei 400s:

<b>d</b> [ $\mu\text{m}$ ]	$L_M$	$R_M$	$\Delta L_M$	$\Delta R_M$
8	51558	46002	227,06	214,48
$\phi = 180^\circ$	51558	49642	227,06	222,80
8,5	58578	50767	242,03	225,32
$\phi = 180^\circ$	54518	51782	233,49	227,56
10	86214	78087	293,62	279,44
$\phi = 180^\circ$	81466	78538	285,42	280,25

Diese Daten werden wieder vom Untergrund bereinigt (analog für rechten Detektor)

$$L_C = L_M - (\beta \cdot L_U)$$

Dabei ist die unterschiedliche Messzeit zu beachten, dies wird in der Formel durch  $\beta$  dargestellt, bei 100s Messdauer ist  $\beta = 0.25$ , bei 400s ist  $\beta = 1$ . Die Fehler für die bereinigten Messwerte ergeben sich wieder durch Fehlerfortpflanzung. In der Tabelle sind außerdem die apparative korrigierten L-R-Verhältnisse und deren Fehler angegeben. Die Berechnung erfolgt analog zum vorhergehenden Versuchsteil.

d [μm]	$L_C$	$R_C$	$\Delta L_C$	$\Delta R_C$	$\frac{L}{R}$	$\Delta \frac{L}{R}$
0,3	43,75	-120,25	35,71	32,78	-0,334	0,288
	180° 46,00	-18,00	35,05	33,73	-2,350	4,753
1,6	1866,75	1508,75	55,66	52,00	1,136	0,056
	180° 1637,00	1800,00	53,10	54,37	0,836	0,040
2,9	4270,75	3463,75	74,18	68,26	1,133	0,036
	180° 3992,00	3881,00	71,93	70,97	0,946	0,030
3,8	5559,75	4913,75	82,41	78,16	1,039	0,030
	180° 5069,00	5308,00	79,07	80,40	0,878	0,025
4,7	7448,75	6593,75	93,17	88,25	1,038	0,027
	180° 7258,00	7184,00	91,87	91,32	0,929	0,024
6	4982,75	3908,75	78,83	71,44	1,171	0,036
	180° 4868,00	4391,00	77,78	74,48	1,019	0,030
8	47617,00	42061,00	235,58	222,17	1,040	0,021
	180° 47774,00	45858,00	235,25	230,22	0,958	0,019
8,5	54637,00	46826,00	250,04	232,64	1,072	0,021
	180° 50734,00	47998,00	241,46	234,82	0,972	0,019
10	82273,00	74146,00	300,26	285,38	1,019	0,020
	180° 77682,00	74754,00	291,98	286,18	0,955	0,018

Wie in der Theorie beschrieben, können wir über die L-R-Verhältnisse gegenüberliegender Azimutstellungen die Mottasymmetrie über

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

berechnen. Setzen wir  $x = (\frac{L}{R})_0$  und  $y = (\frac{L}{R})_{180^\circ}$ , dann wird der entsprechende Fehler über

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

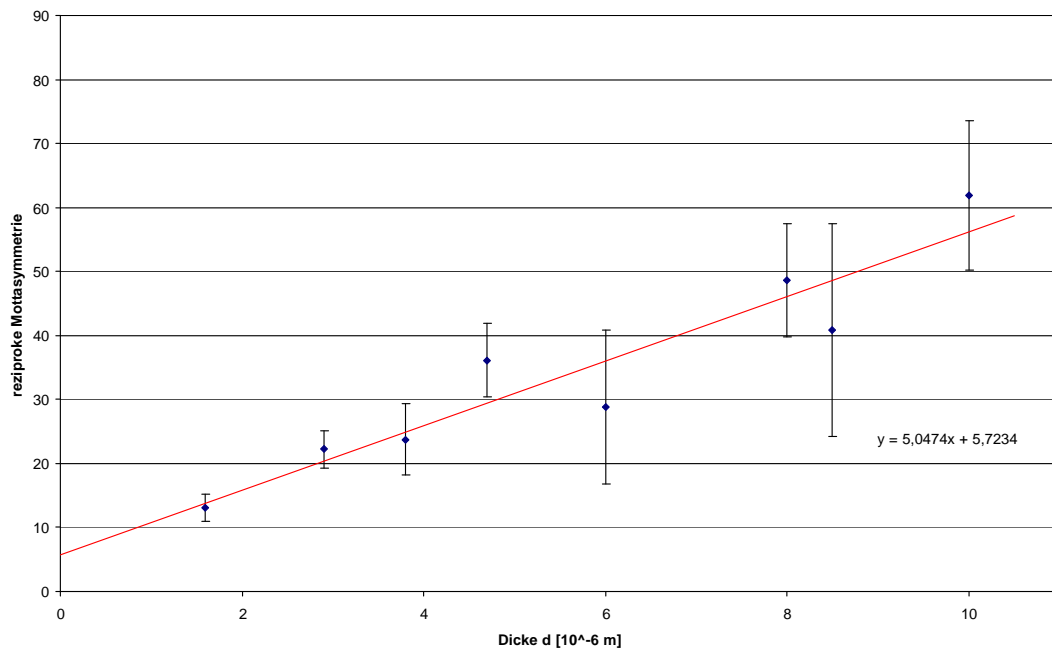
berechnet. Diese Werte für  $\delta$  sind aber noch nicht genau genug, da sie durch symmetrische Mehrfachstreuung verfälscht sind. Wie in der Theorie beschrieben kann aus diesen Daten nun die wahre Mottasymmetrie bestimmt werden, dazu wird die reziproke Asymmetrie gegen die Dicke aufgetragen. Wir erwarten eine Linie, welche die Ordinate bei  $\frac{1}{3}$  schneidet.

Die Tabelle enthält daher auch die reziproken Werte für  $\delta$  und die entsprechenden Fehler:

$d$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\delta$	$\Delta\delta$	$\frac{1}{\delta}$	$\Delta\left(\frac{1}{\delta}\right)$
0,3	-0,452	0,437	-2,211	2,137
1,6	0,077	0,017	13,060	2,916
2,9	0,045	0,011	22,203	5,555
3,8	0,042	0,010	23,735	5,687
4,7	0,028	0,009	36,137	11,979
6	0,035	0,011	28,855	8,865
8	0,021	0,007	48,681	16,675
8,5	0,024	0,007	40,876	11,682
10	0,016	0,007	61,898	26,188

Wir haben für den Fit den ersten Wert ausgelassen, da dieser negativ ist. Die Negativität entsteht, da die eigentliche Messung eine geringere Zählrate aufweist als die Untergrundrate - statistisch ist dies durchaus möglich, physikalisch natürlich unsinnig. Eine mögliche Fehlerquelle könnte eine temporäre Schwächung des Vakuums sein. Um die Messung nicht zu beeinträchtigen, haben wir die Pumpe vor Beginn einer Messung ausgeschaltet, das Ventil natürlich geschlossen. Zwischendurch haben wir das Vakuum dann bei Bedarf nachkorrigiert. Dies ist die einzige Fehlerquelle, die uns im Nachhinein eingefallen ist.

Es folgt der besprochene Plott:



reziproke Mottasymmetrie

Aus dem Geradenfit erhalten wir

$$\frac{1}{\delta_0} = 5.72$$

also

$$\delta_0 = 0.17$$

Dieser Wert ist nun frei von Störungen durch den Versuchsaufbau, apparative Störungen und symmetrischer Überlagerung durch Mehrfachstreuung (zumindest weitestgehend). Dieser Wert ist jetzt eine gute Näherung für die tatsächliche Mottasymmetrie des verwendeten  $\beta$ -Strahlers.

Mit Hilfe der Formel im Skript und den Angaben in der Diplomarbeit von Meurin erhalten wir für die Polarisation  $P$  der Elektronen

$$\delta = -0.25 \cdot P$$

Demnach gilt für unser Experiment

$$P = -0.68$$

Dieser Wert entspricht unseren Erwartungen, er zeigt deutlich, dass eine Polarisationsrichtung bevorzugt wird und somit die Parität verletzt wird.

#### 4. Zusammenfassung

Rückblickend können wir sagen, dass der Versuch zeitlich zwar sehr langwierig war, jedoch zum Schluss einen eindeutigen Nachweis für die Paritätsverletzung geliefert hat.

Theoretisch erwartet man natürlich eine Polarisation von -1, dies ist uns jedoch nicht gelungen. Doch selbst Meurin schreibt, dass es auf Grund von Streuung direkt im Präparat, an der Unterlage sowie im Reflektor zu einer Depolarisation kommt. Er folgert, dass daher Messwerte von  $P \approx 0.6$  am wahrscheinlichsten sind.

In Anbetracht dieser Aussage können wir mit unserer Messung voll zufrieden sein, denn wir liegen genau im erwarteten Soll-Bereich.

Abschließend möchten wir noch sagen, dass es doch erstaunlich ist, mit welchen primitiven Methoden ein Nachweis der Paritätsverletzung möglich ist. Es erstaunt daher, dass historisch gesehen diese Entdeckung nicht früher möglich war. Aber wahrscheinlich hat man nie danach gesucht, bis die Quantenmechanik diese Verletzung vorhersagte.