

Hinweis

Das vorliegende Protokoll wurde im Rahmen der jeweiligen Lehrveranstaltung an der Universität Bonn erstellt. Sofern im oberen Teil der ersten Seite oder auf der unten angegebenen Webseite nicht anders vermerkt, wurde dieses Protokoll von mir, Marvin Zanke, alleine angefertigt und eingereicht. Bei allen handschriftlichen Anmerkungen handelt es sich in der Regel um Korrekturen von mir oder des Tutors. Für mehr Informationen und meine gesamten Unterlagen, siehe:

<https://www.physics-and-stuff.com/>

Ich erhebe keinen Anspruch auf Richtigkeit und Vollständigkeit des vorliegenden Protokolls! Dies gilt ebenso für obengenannte Korrekturen.

Dieses Werk von [Marvin Zanke](#) ist lizenziert unter einer [Creative Commons Namensnennung – Nicht-kommerziell – Weitergabe unter gleichen Bedingungen 4.0 International Lizenz](#).

PRAKTIKUM KERN- UND TEILCHENPHYSIK

PS27

Mottstreuung von Elektronen

Marvin Zanke
&
Florian Graf Strachwitz

durchgeführt am

~~Physikalisches Institut der Universität Bonn~~

HISKP

am

30.05.2017 & 31.05.2017

Eingereicht am:

27.06.2017

bei

Jan Schultes

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theorie	4
2.1	Radioaktiver Zerfall	4
2.2	Parität	5
2.3	Mottstreuung	6
2.4	Messtechnik	8
3	Versuch	11
3.1	Durchführung und Auswertung	11
3.1.1	Versuchsaufbau und Versuchsvorbereitung	11
3.1.2	Untergrundmessung	12
3.1.3	Asymmetriefaktor der Apparatur	12
3.1.4	Mottstreuung an dünner Folie	13
3.1.5	Mottasymmetrie	15
4	Fazit	18
5	Anhang	19

1 Einleitung

In diesem Versuch beschäftigen wir uns mit der Paritätsverletzung bei der schwachen Wechselwirkung. Anhand von der Mottstreuung wollen wir diese nachweisen.

2 Theorie ¹

2.1 Radioaktiver Zerfall

Ein sogenannter **radioaktiver Zerfall** - dessen zugehörige Eigenschaft als Radioaktivität bezeichnet wird - bezeichnet die Strahlung von instabilen Atomkernen unter Umwandlung dieses Kerns in einen energieärmeren Kern. Diese Strahlung ist für jedes entsprechende Nuklid typisch und kann sich in verschiedenen Formen bemerkbar machen:

- **α -Strahlung:** der Atomkern emittiert ein α -Teilchen - bestehend aus zwei Protonen und zwei Neutronen - und verringert die Ordnungszahl also um 2 und die Massenzahl um 4
- **β -Strahlung:** hier unterscheidet man weiter zwischen β^- - und β^+ -Strahlung, wobei hier jeweils ein Elektron beziehungsweise Positron emittiert wird. Die Ordnungszahl ändert sich dabei um $|\Delta Z| = 1$, da für die Emission ein Neutron und Proton ineinander umgewandelt werden. Den entstandenen Kern nennt man einen **isobaren Kern**.
- **Elektroneneinfang:** Unter Einfang eines Elektrons wird ein Proton in ein Neutron umgewandelt und emittiert dabei ein Neutrino.
- **γ -Strahlung:** die energiereichste Photonstrahlung entsteht durch Abregen eines Anregungszustand des jeweiligen Kerns. Insbesondere bleiben also sowohl Ordnungszahl, als auch Massenzahl gleich. Meistens sind die Kerne nach einem α - oder β -Zerfall in einem angeregten Zustand, woraufhin der γ -Zerfall stattfindet.

Nach der sogenannten **Halbwertszeit** hat sich die Ausgangsmenge des radioaktiven Materials genau halbiert. Da wir uns in diesem Versuch insbesondere mit dem β -Zerfall - dessen Quellen auch als β -Strahler bezeichnet werden - beschäftigen, seien hier noch einmal die beiden Reaktionsgleichungen zusammengefasst:

- Der β^- -Zerfall findet bevorzugt bei einem Überschuss an Neutronen statt, welches in ein Proton umgewandelt wird und auf Grund von Ladungs-, Spin- sowie Leptonenzahl-Erhaltung ein Elektron und ein Anti-Neutrino emittiert: ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu}_e$
- Analog dazu findet der β^+ -Zerfall bevorzugt bei einem Überschuss an Protonen statt. Unter Umwandlung des Protons in ein Neutron wird hier auf Grund der gleichen Erhaltungssätze ein Positron und ein Neutrino emittiert: ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + e^+ + \nu_e$
- Der oft den β -Zerfällen zugeordnete Elektroneneinfang annihiliert ein Elektron aus einer kernnahen Schale mit einem der Protonen des Kerns und emittiert den entstehenden Tochterkern sowie ein Neutrino: ${}^A_Z X + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + \nu_e$

Die Energie der emittierten Teilchen ist dabei kontinuierlich bis zu einem Grenzwert von der Größenordnung 1 MeV verteilt, da neben Tochterkern und Elektron/Positron zusätzlich Energie an das Neutrino abgegeben werden kann.

¹Unser Theorieteil basiert zu einem großen Teil auf der uns ausgehändigten Versuchsbeschreibung [1] und bedient sich unter anderem dort an den Grafiken, greift aber auch auf andere Literatur zurück, insbesondere [3] (s. Literaturverzeichnis)

2.2 Parität

Parität beschreibt das Verhalten einer Wellenfunktion unter Raumspiegelung, das heißt bei Anwendung des Paritätsoperators

$$\mathcal{P}\Psi(t, \vec{r}) = \Psi(t, \vec{r})$$

und nimmt deshalb die Werte ± 1 an.

Man kann physikalische Größen anhand ihres Transformationsverhaltens unter dem Paritätsoperator klassifizieren. **Paritätsempfindliche Größen** ändern sich dabei, im Gegensatz zu den paritätserhaltenden Größen. Während man bei vektoriellen Größen zwischen Polarvektoren (das sind Vektoren die ihr Vorzeichen unter Raumspiegelung umkehren) und Axialvektoren (für diese ist das Vorzeichen erhalten) unterscheidet, gibt es für Skalare (invariant unter dem Paritätsoperator) noch die Unterscheidung zu Pseudoskalaren (diese ändern ihr Vorzeichen). Als Messgröße haben wir allerdings nur Zugriff auf skalare und Pseudoskalare Größen. Die Helizität

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

ist ein solches Pseudoskalar, da der Impuls ein Polarvektor und der Spin ein Axialvektor ist, deren Skalarprodukt also eine paritätsempfindliche Größe bildet ([3]). Sind Spin und Impuls dabei parallel ausgerichtet, so erhält man eine positive Helizität, während eine antiparallele Stellung der beiden eine negative Helizität bedeuten würde.

Erwarten würde man, dass die Parität bei allen Prozessen die wir kennen erhalten ist, das heißt dass Prozesse in einer spiegelverkehrten Welt genau so ablaufen, wie in unserer Welt. In der schwachen Wechselwirkung wurde allerdings durch Beobachtungen des Zerfalls



eine **Paritätsverletzung nachgewiesen**, was auch als **Wu-Experiment** bekannt ist. Man stellte fest, dass die emittierten Elektronen bevorzugt in entgegengesetzter Richtung zu ihrem Spin emittiert wurden, also negative Parität besitzen. Analog besitzen Antiteilchen bevorzugt positive Helizität. Insbesondere bedeutet das auch, dass die Helizität - welche in einer spiegelverkehrten Welt gerade ihre Richtung ändert - weniger stark an die Elektronen koppeln würde. Die Parität ist also verletzt. Durch das sogenannte Goldhaber-Experiment konnte man ferner zeigen, dass die Parität in der schwachen Wechselwirkung maximal verletzt ist. Die W^\pm -Bosonen koppeln also nur an linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen.

Die zum Widerlegen der Paritätserhaltung beobachteten Elektronen besitzen als Fermionen einen halbzahligen Spin $\sigma = \frac{1}{2}$, können als Projektionen auf die ausgezeichnete Achse also die Werte $\sigma_3 = \pm \frac{1}{2}$ annehmen. Man kann nun eine Polarisation eines Elektronenstrahls definieren, welcher ein Maß dafür angibt, ob die Elektronen eine Richtung der Helizität bevorzugen. Dafür benutzt man die Anzahl der Elektronen mit positiver Helizität N_+ , sowie die Anzahl der Elektronen mit negativer Helizität N_- , und definiert als **longitudinale Polarisation**:

$$P_{\text{long}} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$$

Formulierung? Die Helizität selbst koppelt "ja nicht an Elektronen" Der Satz ist Wasser

Für den β -Zerfall kann man für die Polarisation

$$P_{\beta^-} = -\frac{v}{c} \quad \textcircled{1}$$

$\textcircled{2} \Rightarrow \textcircled{1}$,
nicht $\textcircled{2} \leftarrow \textcircled{1}$

ausrechnen, insbesondere also $P_{\beta^-} \neq 0$ und damit eine Verletzung der Paritätserhaltung.

2.3 Mottstreuung

Unter **Mottstreuung** versteht man - ähnlich zu der Rutherford-Streuung - die elastische Streuung von punktförmigen Teilchen, wobei diese im Gegensatz zur Rutherford-Streuung jetzt einen Spin von $\frac{1}{2}$ besitzen. Bei dem Target handelt es sich um ebenfalls um eine punktförmige Ladung, wobei der Spin hier nicht berücksichtigt wird und der Rückstoß auf Grund von der großen Masse vernachlässigt wird. Das Target besitzt hier ebenfalls keine Ausdehnung, der experimentelle Wert unterscheidet sich dadurch von dem theoretischen **differentiellen Mottwirkungsquerschnitt** um einen Faktor. Dieser stellt sich als der Formfaktor des Kerns heraus und beschreibt die Ladungsverteilung des Targets.

Für einen polarisierten Strahl aus Elektronen ergibt sich also der spinabhängige Wirkungsquerschnitt nach Mott zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) (1 - P_{\text{trans}} \cdot S(\theta, W, Z) \cos \phi)$$

wobei $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ den spinunabhängigen Wirkungsquerschnitt beschreibt. Dieser hängt nur vom Streuwinkel selbst ab, während der spinabhängige Wirkungsquerschnitt außerdem von der Transversalpolarisation der Elektronen P_{trans} , dem Azimutwinkel ϕ und der Asymmetriefunktion $S(\theta, W, Z)$ abhängt. Diese Asymmetriefunktion beschreibt die Links-Rechts Asymmetrie der Streuung und hängt sowohl vom Streuwinkel, als auch von der Energie der Teilchen und der Ordnungszahl des Targets ab. Ausgang dieser Asymmetrie ist das umgekehrte Vorzeichen des Magnetfeldes - verbunden mit dem elektrischen Feldes des Kerns, was sich auf das Elektron zubewegt - auf den beiden Seiten des Kerns. In Abbildung 1 ist der Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt und dem Streuwinkel für $Z = 13$ und $Z = 80$ abgebildet, wobei deutlich zu sehen ist, dass dieser mit wachsendem Streuwinkel abfällt.

Schaut man sich die Asymmetriefunktion in Abhängigkeit von dem Winkel für $Z = 13$ und $Z = 80$ bei konstanter Energie in Abbildung 2 an, so fällt auf, dass bei $\theta = 135^\circ$ ein Maximum der Funktion angenommen wird. Die Asymmetriefunktion für $Z = 13$ und $Z = 80$ liefert bei konstantem Winkel $\theta = 135^\circ$ Abbildung 3. Hier bemerkt man, dass diese für $E = (200 \dots 600) \text{ keV}$ - was dem Bereich entspricht den wir vermessen - annähernd konstant ist. ok

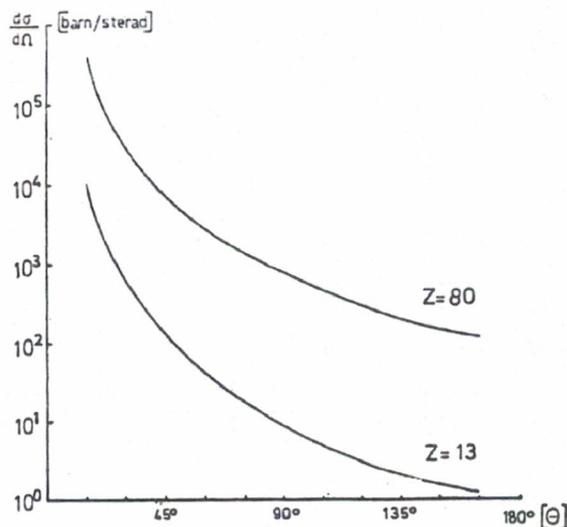


Abbildung 1: Abhängigkeit des Mott-Wirkungsquerschnitts vom Winkel für zwei verschiedene Targets [3]

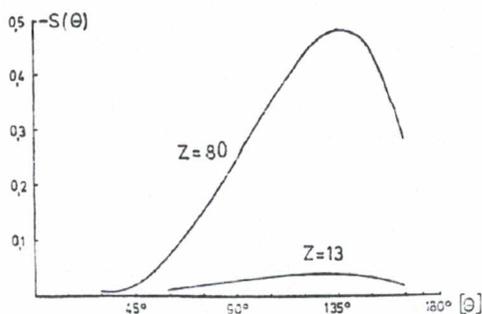


Abbildung 2: Die Asymmetriefunktion $S(\theta, W, Z)$ in Abhängigkeit vom Winkel für zwei Targets [3]

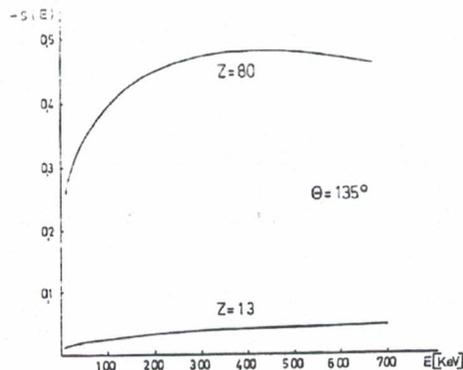


Abbildung 3: Die Asymmetriefunktion $S(\theta, W, Z)$ in Abhängigkeit von der Energie für zwei Targets [3]

Der zuerst longitudinal polarisierte Strahl muss auf Grund der Abhängigkeit von der transversalen Polarisation P_{trans} in dem spinabhängigen Wirkungsquerschnitt in einen solchen umgewandelt werden. Dazu muss man den **Winkel zwischen Impuls und Spin ändern**, wobei wir den Elektronenstrahl mit Hilfe eines transversalen elektrischen Feldes um 90° ablenken. Dieses wirkt sich nur auf den Impuls der Elektronen, und allenfalls im relativistischen Fall durch teilweise Mitführung auf den Spin aus. Schematisch dargestellt ist dieser Mechanismus mit seiner Geometrie in Abbildung 4 für einen Ablenkwinkel des Impulses $\phi = \frac{\pi}{2}$.

Für den Winkel zwischen Spin $\vec{\sigma}$ und Impuls \vec{p} gilt ferner mit $\beta = \frac{v}{c}$

$$\alpha = \frac{m_e c^2}{E} \phi = \sqrt{1 - \beta^2} \cdot \phi$$

wobei E die gesamte Energie der Elektronen bezeichnet.

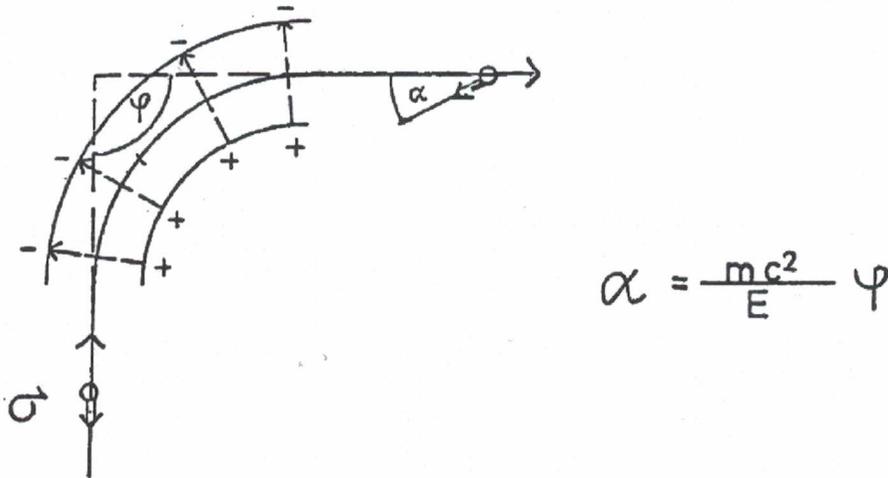


Abbildung 4: Ablenkung eines Elektronenstrahls in einem elektrischen Feld mit $\phi = \frac{\pi}{2}$ [3]

2.4 Messtechnik

Ein **Szintillationsspektrometer** kann elektromagnetische Teilchen (Elektronen, Photonen ...) einer Strahlung mit „hoher“ Energie, sowie deren Energie nachweisen. Das Spektrometer besteht aus einem sogenannten **Szintillator** - meistens anorganisch dotierte Kristalle, organische Flüssigkeiten oder polymerisierte Festkörper - in welchem die einfallenden Teilchen dessen Atome anregen können und so Energie deponieren, welche in Form von Licht wieder abgegeben wird. Diese Photonen lösen an einer Photokathode eines **Photomultipliers** durch den photoelektrischen Effekt Elektronen aus, welche wiederum in einem elektrischen Feld zwischen Dynoden beschleunigt werden und dort durch Sekundäremission eine Vielzahl an Elektronen auslösen. Diese Elektronenlawine kann als Spannungsimpuls gemessen werden, dessen Amplitude Rückschlüsse auf die ursprünglich registrierte Photonenenergie zulässt. Neben diesen beiden Bauteilen benötigt man noch einen Multi Channel Analyser oder Single Channel Analyser, um den Spannungsimpuls zu messen. Allerdings können nicht ununterbrochen solche Impulse gemessen werden, charakterisiert wird dies durch die sogenannte **Totzeit**. Nach Registrierung eines Quants benötigt die Apparatur diese Zeit um ein neues Ereignis registrieren zu können. Das ganze ist in Abbildung 5 noch einmal dargestellt. Wir wollen zuerst auf die unterschiedlichen Szintillatoren und deren Funktionsweise eingehen. Für anorganischen Szintillatoren - meist für den Nachweis von Photonen verwendet - liefert das Bändermodell eine Erklärung. Auf Grund der großen Anzahl an Atomen im Szintillatormaterial verschmelzen die einzelnen Energieniveaus zu sogenannten Bändern - man hat nun

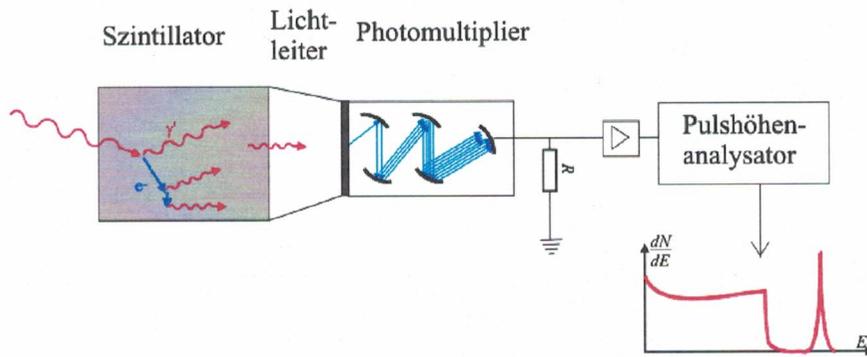


Abbildung 5: Verwendete Messtechnik, bestehend aus einem Szintillator mit anschließendem Photomultiplier und Analysator [11]

eine Vielfalt an Energien, die absorbiert werden können. Elektronen aus dem Valenzband werden in das Leitungsband oder das knapp darunter liegende „Exciton“-Band angeregt und stehen dort als freie - beziehungsweise quasi-freie - Elektronen zur Verfügung. Neben der Bewegung dieser Elektronen können sie auch durch erneute Abregung der Besetzung Photonen aussenden (**Lumineszenz**). Dabei können diese die Energieniveaus nicht erneut anregen, da vor dem Strahlungsübergang ein thermischer Übergang stattgefunden hat, welcher die Wellenlänge leicht abändert (Aktivatorzustände, entstanden durch Dotierung mit Fremdatomen). Dieses stark vereinfachte Modell eines Bandschemas ist in Abbildung 6 veranschaulicht.



Abbildung 6: Bändermodell schematisch dargestellt für einen anorganischen Szintillatorkristall [10]

In unserem Versuch wird ein organischer Plastiksintillator verwendet. Delokalisierte Valenzelektronen in den Molekülen sorgen hier für die Szintillation, indem sie in höhere Zustände (Vibrationsmoden) angeregt werden. Durch die hohe Anzahl an freien Vibrationszuständen ist die Wahrscheinlichkeit für eine schnelle Rückkehr in den Grundzustand sehr gering, wodurch der Szintillator auch hier transparent für sein emittiertes Licht ist. Die Lebensdauern

der Übergänge betragen hier nur wenige ns , was neben der schnelleren Ansprechzeit einen klaren Vorteil gegenüber anorganischen Szintillatoren darstellt. Das Material ist dafür anfällig für Risse und zeigt schneller Mängel.

Uff...

Ist ja okay, aber der Theorie Teil muss nicht länger als 3 Seiten sein (zumindest für meinen Geschmack und bei diesem Versuch...)

3 Versuch

3.1 Durchführung und Auswertung

3.1.1 Versuchsaufbau und Versuchsvorbereitung

Der in diesem Versuch verwendete Aufbau ist in Abbildung 7 dargestellt.

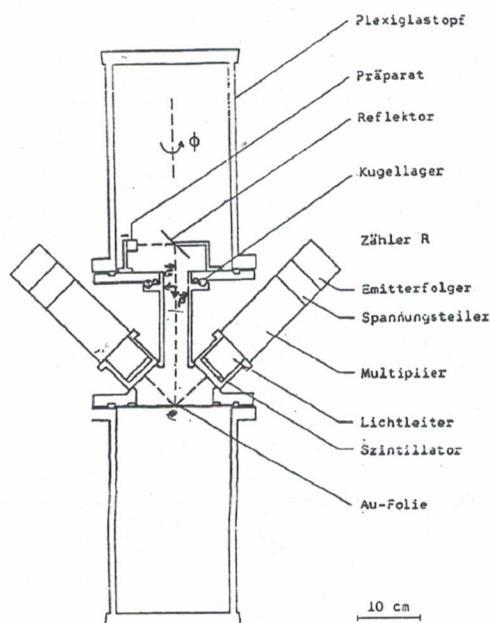


Abbildung 7: Bild des Versuchsaufbaus, [3]

Im oberen, durch das Kugellager mit dem Azimutwinkel Φ drehbaren Plexiglastopf befindet sich das radioaktive Präparat ^{90}Sr - ^{90}Y . Die emittierten Elektronen der β -Strahlung sind dabei zuerst longitudinal polarisiert und werden an der als Reflektor dienenden Kupferplatte umgelenkt. Sie fallen dann durch das Aluminiumrohr, welches die beiden Plexiglastöpfe verbindet, in dem zweiten Topf auf eine Goldfolie der Dicke d . Da Impuls \vec{p} und Spin $\vec{\sigma}$ der Elektronen nach dem Reflektor im Idealfall in einem 90° Winkel zueinander stehen, sind die Elektronen nun transversal polarisiert. Unter einem Streuwinkel von $\theta = 135^\circ$ werden die Elektronen nun in ein linkes Zählrohr L und ein rechtes Zählrohr R gestreut. In diesen Zählrohren befindet sich neben den Szintillationsspektrometern eine Elektronik (Spannungsteiler, Emitterfolger) zum Detektieren der gestreuten Elektronen. Eine Vakuumpumpe macht es möglich, den unteren Plexiglastopf nach jedem Durchlauf von Störatomen freizuhalten.

Alles? Der untere ist am wichtigsten...

Folgendes als Anmerkung für die nun folgende Auswertung:

Unsere Messwerte waren neben den Winkeln ausschließlich die Anzahl von Ereignissen N . Da diese aus einem Zerfall herkommen, der eine Poisson-Verteilung aufweist, nehmen wir stets einen Fehler von \sqrt{N} auf unsere Messwerte an. *sehr gut?*

Des weiteren wurde für alle folgenden Fehlerrechnungen die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung benutzt.

Für die graphische Darstellung aller Messdaten ebenso wie zur Berechnung der dazugehörigen Anpassungskurven wurde stets das Programm *Gnuplot* benutzt.

3.1.2 Untergrundmessung

Im ersten Versuchsteil soll zunächst die Untergrundstrahlung in Abhängigkeit des Azimutwinkels gemessen werden, das heißt wir benutzen keine Goldfolie, sondern streuen lediglich an einer für die anderen Targets als Halterung fungierenden Hostaphanfolie. Dafür variieren wir im Bereich $\phi = 0^\circ \dots \phi = 330^\circ$ in Schritten von $\Delta\phi = 30^\circ$ und messen jeweils $t = 200$ s mit beiden Zählrohren. In Tabelle 1 sieht man die dazugehörigen Messwerte. Die graphische Auftragung sieht man in Abbildung 8. Man kann deutlich sehen dass beide Zählrohre ein deutliches Maximum haben. Es wurde versucht an dieses beiden Maxima eine Gaußkurve anzupassen, was bei dem linken Zählrohr deutlich besser gelungen ist als bei dem rechten, da dort unsere Messwerte stark schwankten. Der linke Zähler hat bei ca. 270° sein Maximum, während der rechte Zähler seines bei ca. 90° aufweist. Das ergibt insofern Sinn, als das genau die Winkel sind, von 0° aus in Messrichtung gesehen, an denen die Zählrohre angebracht sind.

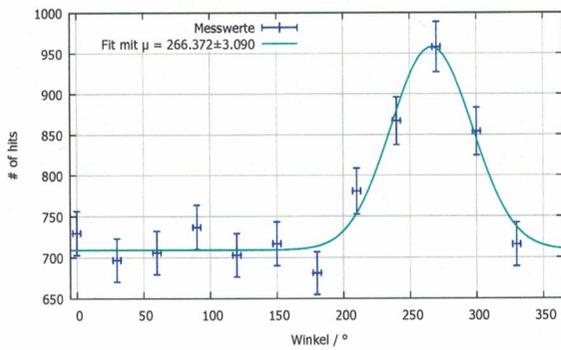
Winkel $\gamma / ^\circ$	$\Delta\gamma / ^\circ$	NLinks	Δ NLinks	NRechts	Δ NRechts
0,00	3,00	730,00	27,02	771,00	27,77
30,00	3,00	697,00	26,40	867,00	29,44
60,00	3,00	706,00	26,57	1083,00	32,91
90,00	3,00	737,00	27,15	1110,00	33,32
120,00	3,00	703,00	26,51	1055,00	32,48
150,00	3,00	717,00	26,78	942,00	30,69
180,00	3,00	681,00	26,10	792,00	28,14
210,00	3,00	781,00	27,95	756,00	27,50
240,00	3,00	867,00	29,44	865,00	29,41
270,00	3,00	958,00	30,95	881,00	29,68
300,00	3,00	854,00	29,22	841,00	29,00
330,00	3,00	716,00	26,76	867,00	29,44

Tabelle 1: Messwerte für Unterunterabschnitt 3.1.2

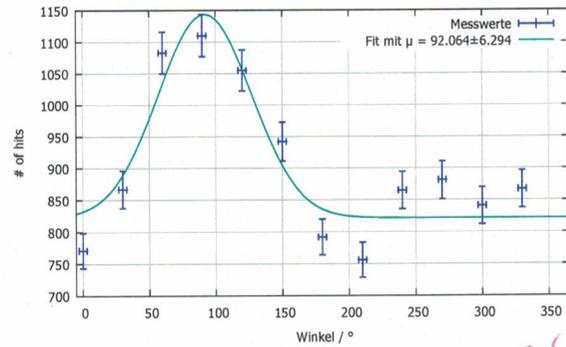
3.1.3 Asymmetriefaktor der Apparatur

Im zweiten Versuchsteil wollen wir den Korrekturfaktor der Apparatur bestimmen, wobei wir dafür mit einem $d = 2$ mm dicken Aluminium-Target den Bereich $\phi = 0^\circ \dots \phi = 330^\circ$ in Schritten von $\Delta\phi = 30^\circ$ abdecken und die gestreuten Elektronen für eine Zeit von $t = 100$ s messen. Die um den Untergrund korrigierten Werte werden graphisch aufgetragen.

Aus [3] wissen wir, dass für die Anzahl der Ereignisse im linken und rechten Zählrohr gilt:



(a) Linker Zähler



(b) Rechter Zähler

*schön!
Aber: Linker & Rechter Zähler vertauscht??*

Abbildung 8: Untergrundzählraten gegen den Azimutwinkel für beide Zählrohre

$$L \propto I c_L \Omega_L (1 + \delta \cos \phi)$$

$$R \propto I c_R \Omega_R (1 - \delta \cos \phi)$$

mit:

L, R die um den Untergrund korrigierte Zählrate des linken bzw. rechten Zählrohres

I die Intensität des auf die Streufolie treffenden Strahls

c_L, c_R die Ansprechwahrscheinlichkeit des linken bzw. rechten Zählrohres

Ω_L, Ω_R die von den Zählern aufgespannten Raumwinkel

Daraus bekommt man für das Verhältnis der linken und rechten Seite folgendes:

$$\frac{L}{R} = \alpha \frac{1 + \delta \cos \phi}{1 - \delta \cos \phi} \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{c_L \Omega_L}{c_R \Omega_R}$$

wobei α der sogenannte Asymmetriefaktor der Apparatur ist, welcher nun bestimmt werden soll. Um dies am einfachsten zu erreichen, wurde für die Streuung Aluminium verwendet. Da Aluminium im Gegensatz zu Gold eine geringe Kernladungszahl hat, kann man, wie man anhand Abbildung 2 und Abbildung 3 sehen kann, $\delta \approx 0$ setzen. Dadurch vereinfacht sich α zu $\alpha = \frac{L}{R}$. In Tabelle 2 kann man die dazugehörigen Messwerte sehen. Dabei sind L und R die um den normierten Untergrund korrigierten Zählraten.

In Abbildung 11 im Anhang kann man die um den normierten Untergrund korrigierten Zählraten für beide Zähler bei Streuung an der Aluminiumplatte sehen. Außerdem zu sehen ist dort in Abbildung 12 die Winkelabhängigkeit des Asymmetriefaktors α . *ok. Aber warum im Anhang??*

3.1.4 Mottstreuung an dünner Folie

Um im dritten Versuchsteil die Mottstreuung in Abhängigkeit des Azimutwinkels zu messen, verwenden wir eine $2 \mu\text{m}$ dicke Goldfolie und messen für beide Zählrohr wieder $t = 100\text{ s}$

1,6

Untergund abgezogen ??

Winkel $\gamma / ^\circ$	$\Delta\gamma / ^\circ$	L	ΔL	R	ΔR	α	$\Delta\alpha$
0,00	3,00	1545	45,74	2182,50	52,54	0,71	0,03
30,00	3,00	1661,5	46,74	2136,50	52,79	0,78	0,03
60,00	3,00	1693	47,14	2186,50	54,76	0,77	0,03
90,00	3,00	1543,5	45,78	2182,00	54,90	0,71	0,03
120,00	3,00	1614,5	46,28	2092,50	53,70	0,77	0,03
150,00	3,00	1589,5	46,12	2202,00	53,93	0,72	0,03
180,00	3,00	1628,5	46,25	2243,00	53,26	0,73	0,03
210,00	3,00	1626,5	47,03	2175,00	52,36	0,75	0,03
240,00	3,00	1697,5	48,45	2107,50	52,50	0,81	0,03
270,00	3,00	1585	47,99	2129,50	52,82	0,74	0,03
300,00	3,00	1605	47,39	2172,50	52,95	0,74	0,03
330,00	3,00	1634	46,59	2144,50	52,87	0,76	0,03

Tabelle 2: Messdaten für Unterunterabschnitt 3.1.3

Winkel $\gamma / ^\circ$	$\Delta\gamma / ^\circ$	L	ΔL	R	ΔR	α	$\Delta\alpha$	β	$\Delta\beta$
0,00	3,00	411,00	30,96	758,50	36,56	0,71	0,03	0,77	0,07
30,00	3,00	447,50	31,15	677,50	36,44	0,78	0,03	0,85	0,08
60,00	3,00	469,00	31,60	658,50	38,35	0,77	0,03	0,92	0,09
90,00	3,00	456,50	31,77	675,00	38,83	0,71	0,03	0,96	0,09
120,00	3,00	555,50	32,91	620,50	37,57	0,77	0,03	1,16	0,11
150,00	3,00	517,50	32,48	632,00	36,59	0,72	0,03	1,13	0,11
180,00	3,00	494,50	31,71	663,00	35,45	0,73	0,03	1,03	0,09
210,00	3,00	511,50	33,12	671,00	35,19	0,75	0,03	1,02	0,09
240,00	3,00	538,50	34,48	690,50	36,60	0,81	0,03	0,97	0,09
270,00	3,00	500,00	34,91	675,50	36,55	0,74	0,03	0,99	0,10
300,00	3,00	450,00	33,02	654,50	35,85	0,74	0,03	0,93	0,09
330,00	3,00	481,00	31,91	675,50	36,41	0,76	0,03	0,93	0,09

Tabelle 3: Wertetabelle zu Unterunterabschnitt 3.1.4

lang über den Bereich $\phi = 0^\circ \dots \phi = 330^\circ$ in Schritten von $\Delta\phi = 30^\circ$. Nach der Untergrundkorrektur und apparativen Korrektur soll das Links-/Rechts-Verhältnis

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

ermittelt und in Abhängigkeit von ϕ aufgetragen werden um den Asymmetriefaktor δ zu bestimmen.

Dafür benutzen wir nun den im vorherigen Abschnitt bestimmten apparativen Asymmetriefaktor α um unser Links-/Rechts-Verhältnis anzupassen. Wir definieren den neuen Parameter $\beta = \frac{L}{R \cdot \alpha}$. Tragen nun diesen gegen den Winkel auf, so können wir nach Gleichung 1 eine Kurve an die Werte anpassen. Daraus kann man dann auf den Parameter δ schließen. Die dazugehörige Wertetabelle findet man in Tabelle 3. Die aufgetragenen Werte inklusive Anpassungskurve sieht man in Abbildung 9.

Anhand der vom Programm ausgegebenen Anpassungsparameter können wir δ bestimmen zu:

$$\delta = (-0.061 \pm 0.015)$$

χ^2 -Angabe + Kommentar zur Fitqualität wäre gut?
Außerdem: Potenzieller Winkel-Offset der 0°-Position nicht beachtet...
falsches VZ?
Wieder rechts&links vertauscht?

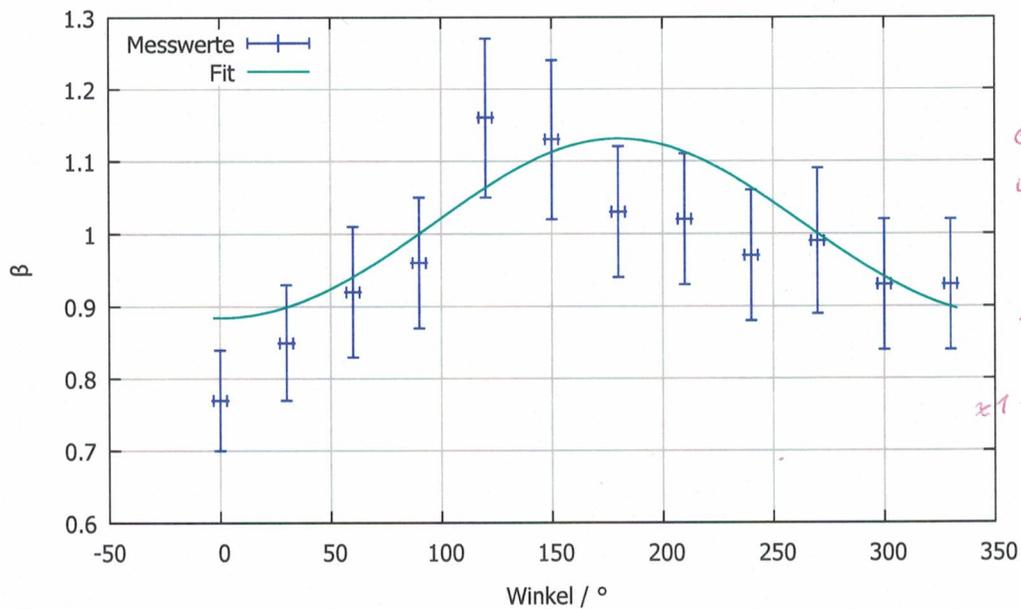


Abbildung 9: $\frac{L}{R}$ abhängig vom Winkel ϕ

3.1.5 Mottasymmetrie

In dem letzten Versuchsteil soll die Mottasymmetrie δ in Abhängigkeit von der Dicke der Streufolien bestimmt werden. Dabei benutzen wir Folien mit einer Dicke von $d = 1 \dots 6 \mu\text{m}$ bei einer Messzeit von $t = 100\text{s}$ und Folien mit $d = 7 \dots 15 \mu\text{m}$ bei einer Messzeit von $t = 200\text{s}$. Außerdem soll die Polarisierung der Elektronen bestimmt werden.

Aus [3] wissen wir, dass:

$$\frac{(L/R)_\pi}{(L/R)_0} = \left(\frac{1 - \delta}{1 + \delta} \right)^2$$

Daraus können wir folgern, dass:

$$\delta = \frac{1 - \sqrt{\frac{b}{a}}}{1 + \sqrt{\frac{b}{a}}} \quad \checkmark$$

mit $a = (L/R)_0$
 $b = (L/R)_\pi$

Man muss jedoch beachten, dass in den obigen Formeln die Mehrfachstreuung nicht beachtet wird. Um diesen Missstand zu beheben führt man nachfolgende Formel ein, die wir aus [3] entnehmen können:

$$\frac{1}{\delta^*} = \frac{1}{\delta} + c \cdot d$$

Dabei ist die Konstante c nicht von der Foliendicke d abhängig. Um Mehrfachstreuung zu verhindern messen wir Folien mit $d \geq 7 \mu\text{m}$ die doppelte Zeitspanne lang.

? wie das?

Auch hier sind die Werte alle positiv?

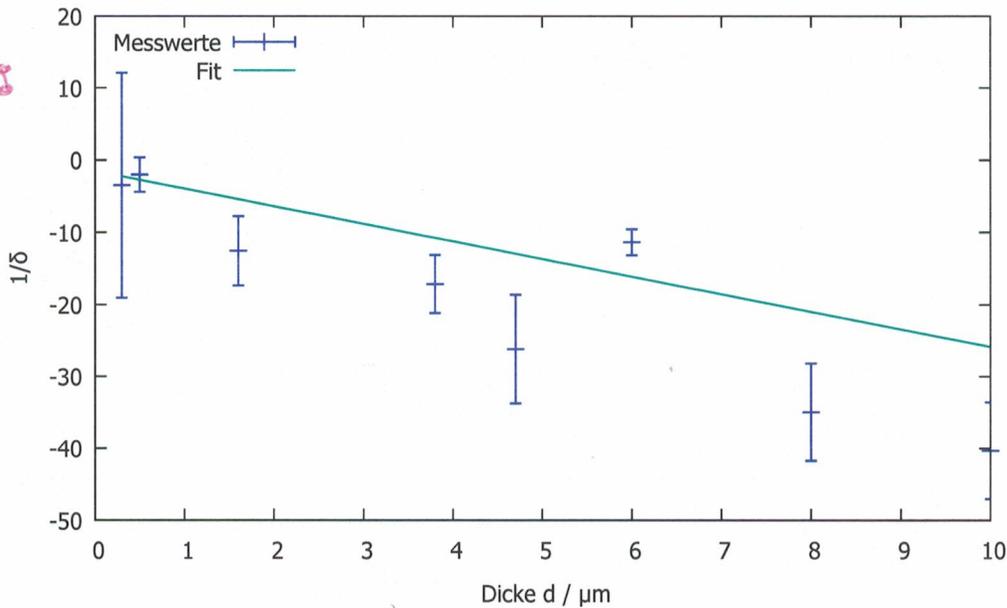


Abbildung 10: $\frac{1}{\delta^*}$ gegen die Dicke d

Die Messdaten zu diesem Versuch sieht man in Tabelle 4 und den dazugehörigen Graphen in Abbildung 10.

Dicke $d / \mu\text{m}$	Winkel $\gamma / ^\circ$	$\Delta\gamma / ^\circ$	N_{links}	ΔN_{links}	N_{rechts}	ΔN_{rechts}	L	ΔL	R	ΔR	L/R	$\Delta L/R$	δ	$\Delta\delta$	$1/\delta$	$\Delta(1/\delta)$
0,30	0,00	3,00	360,00	18,97	438,00	20,93	-5,00	23,29	52,50	25,11	-0,10	0,45	-0,289	1,295	-3,465	15,551
	180,00	3,00	333,00	18,25	420,00	20,49	-7,50	22,43	24,00	24,86	-0,31	0,99				
0,50	0,00	3,00	373,00	19,31	504,00	22,45	8,00	23,57	118,50	26,40	0,07	0,20	-0,497	0,588	-2,012	2,379
	180,00	3,00	368,00	19,18	442,00	21,02	27,50	23,20	46,00	25,30	0,60	0,60				
1,60	0,00	3,00	776,00	27,86	1144,00	33,82	411,00	30,96	758,50	36,56	0,54	0,05	-0,080	0,030	-12,545	4,783
	180,00	3,00	835,00	28,90	1059,00	32,54	494,50	31,71	663,00	35,45	0,75	0,06				
3,80	0,00	3,00	1789,00	42,30	2535,00	50,35	1424,00	44,40	2149,50	52,23	0,66	0,03	-0,058	0,014	-17,129	4,011
	180,00	3,00	1996,00	44,68	2374,00	48,72	1655,50	46,54	1978,00	50,71	0,84	0,03				
4,70	0,00	3,00	2378,00	48,76	3460,00	58,82	2013,00	50,60	3074,50	60,44	0,65	0,02	-0,038	0,011	-26,165	7,556
	180,00	3,00	2624,00	51,22	3389,00	58,22	2283,50	52,86	2993,00	59,89	0,76	0,02				
6,00	0,00	3,00	1589,00	39,86	2590,00	50,89	1224,00	42,09	2204,50	52,75	0,56	0,02	-0,088	0,014	-11,351	1,810
	180,00	3,00	1950,00	44,16	2432,00	49,32	1609,50	46,05	2036,00	51,28	0,79	0,03				
8,00	0,00	3,00	8656,00	93,04	12334,00	111,06	3963,00	48,44	5781,50	57,24	0,69	0,01	-0,029	0,006	-34,930	6,772
	180,00	3,00	8984,00	94,78	11594,00	107,68	4151,50	49,16	5401,00	55,65	0,77	0,01				
10,00	0,00	3,00	14879,00	121,98	18706,00	136,77	7074,50	62,47	8967,50	69,78	0,79	0,01	-0,025	0,004	-40,285	6,723
	180,00	3,00	15653,00	125,11	17976,00	134,07	7486,00	63,90	8592,00	68,50	0,87	0,01				

$b = \left(\frac{L}{R}\right)_0 = 0,79$
 $a = \left(\frac{L}{R}\right)_0 = 0,56$
 $\left(\frac{L}{R}\right)_0 = 1,19 \pm 0,026$

Tabelle 4: Messdaten zu Unterunterabschnitt 3.1.5

Aus dem Achsenabschnitt können wir nun den Asymmetriefaktor δ bestimmen:

$$\frac{1}{\delta} = (-1.51 \pm 4.48) \Rightarrow \delta = (-0.66 \pm 1.97)$$

Wie man sieht stimmt dieser Wert leider in keinsten Weise mit unserem Wert aus dem vorherigen Abschnitt 3.1.4 überein. Die Werte weichen um einen Faktor ca. 10 ab. Wie man jedoch sehen kann ist der Fehlerbereich des zweiten Wertes extrem groß wodurch man sich im Prinzip innerhalb des Fehlerbereichs bewegt. Man sieht in Abbildung 10, dass gerade zwei Werte besonders abweichen, nämlich bei $d = 0.5 \mu\text{m}$ und bei $d = 6 \mu\text{m}$. Beim ersteren stimmen die Werte L und R zwar vom Muster in die Reihe der anderen wie man in Tabelle 4

sieht, aber ich denke, dass mit dem Verhältnis etwas nicht ganz stimmt. Eventuell war die Folie nicht ganz in Ordnung.

Beim zweiten Wert $d = 6 \mu\text{m}$ passen die Werte in keinsten Weise in die Reihe der anderen. Dort ist entweder auch die Folie fehlerhaft oder bei der Messung ist etwas schief gelaufen. Wenn man diese beiden Werte nicht beachtet, kommt man auf ein $\delta = -(0.17 \pm 0.06)$. Dieses ist zwar noch immer dreimal so groß wie das δ aus Unterunterabschnitt 3.1.4 aber schon deutlich näher dran. *ok*

Bei Vergleich der δ mit [3] fällt in diesem Zuge auf, dass unser Wert leider weit von dem dortigen $\delta = (0.154 \pm 0.03)$ abweicht. Falls man jedoch wie zuvor überlegt, die beiden abweichenden Werte herauszulassen und ein $\delta = -0.17$ zu nehmen, liegt dieser Wert etwas näher dran, als der vorherige, obwohl das Vorzeichen immer noch nicht stimmt.

Aus dem von uns bestimmten $\delta = (-0.66 \pm 1.97)$ können wir nun die Polarisation der Elektronen bestimmen, nach $\delta = -P_0 \frac{v}{c} \sin(\alpha) S$. Zusammen mit dem Hinweis aus [1]: $\frac{v}{c} \sin(\alpha) S = 0.25$ erhalten wir:

$$P_0 = (2.64 \pm 7.88)$$

Ahem... Kommt er zu $P_0 > 1$?

Vergleichen wir nun den gefundenen Wert P_0 mit dem aus [3], da dies der einzige Referenzwert ist, die wir haben. Dort fällt auf, dass $P_0 = -1$ betragen sollte. Dies liegt dann doch ein gutes Stück von unserem Wert entfernt, aber weist auf jeden Fall das richtige Vorzeichen auf. *Nein!*

4 Fazit

Insgesamt gab es weder bei der Durchführung noch bei der anschließenden Auswertung größere Probleme. Fehlerquellen ergaben sich vor allem daraus, dass die Winkelskala nicht perfekt einstellbar war, dass eventuell ein paar der Folien etwas beschädigt waren und dass man für solche statistischen Prozesse mehrere Messungen zu längeren Zeiten veranschlagen sollte. Somit haben wir bei einigen Werten große Fehlerbereiche bekommen.

Insgesamt fällt im Vergleich mit [3] auf, dass, bis auf die Untergrundmessung, alle Graphen das Gegenteilige darstellen. So ist die Kurve in Abbildung 9 nach oben "gebogen" während sie in [3] nach unten "gebogen" ist. Ebenso verhält es sich mit Abbildung 10 wo die Steigung negativ und nicht positiv ist. Dadurch bekommen wir ein negatives δ und eine positive Polarisation P_0 , was aber laut [3] eher der Realität entspricht. *Nenn?*
Insgesamt war dies jedoch ein interessanter Versuch und abschließend als Erfolg zu betrachten. *korrekt*

Ich denke ihr habt L und R vertauscht...

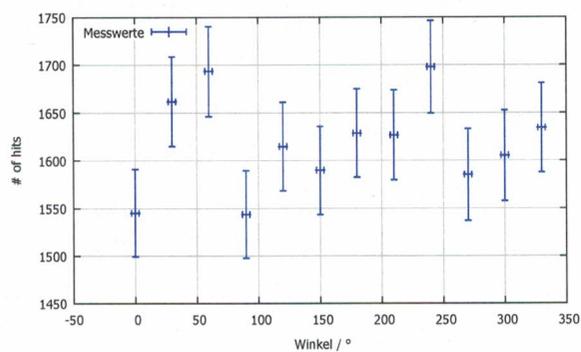
Das ist zwar ärgerlich, ansonsten ist eure Auswertung aber im Prinzip in Ordnung?

Auch ansonsten (bis auf Kleinigkeiten) ein größtenteils schönes Protokoll

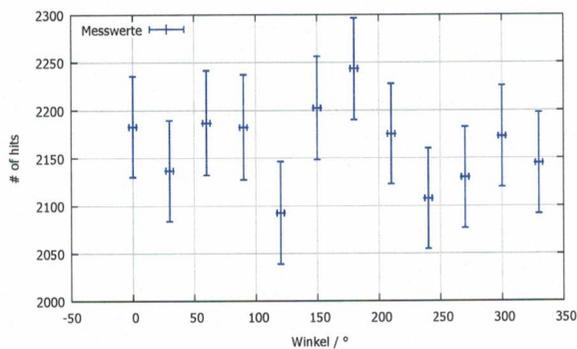
⇒ 1.3

(Abfrage: 2.0)

5 Anhang



(a) Linker Zähler



(b) Rechter Zähler

Abbildung 11: Zählraten bei der Aluminiumplatte

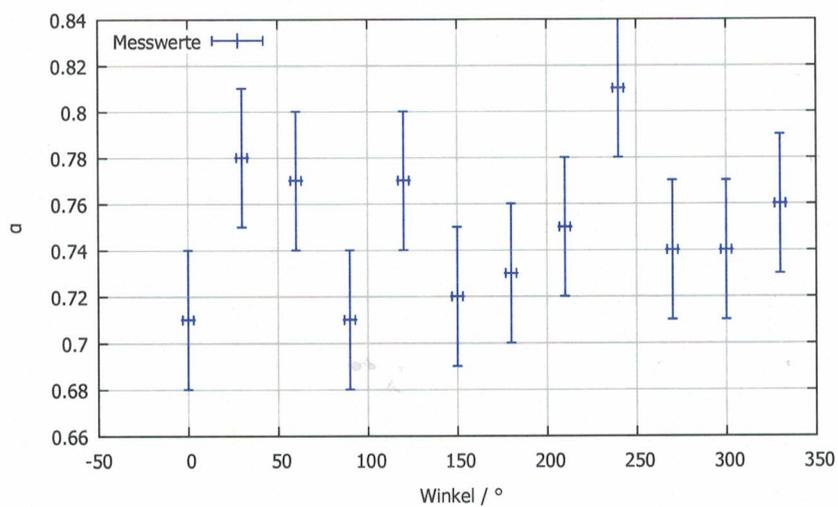


Abbildung 12: Die Winkelabhängigkeit des Asymmetriefaktor

Literatur

- [1] Physikalisches Praktikum Teil V: Kern- und Teilchenphysik, Versuchsbeschreibungen Uni Bonn, Stand: August 2006
 - [2] Alpha-. Beta- and Gammaray Spectroscopy, Springer, Bd. 2
 - [3] Meurin, Diplomarbeit
 - [4] Wikipedia, abgerufen am 27.05.2017, <https://de.wikipedia.org/wiki/Radioaktivitat>
 - [5] Wikipedia, abgerufen am 27.05.2017, <https://de.wikipedia.org/wiki/Betastrahlung>
 - [6] Wikipedia, abgerufen am 27.05.2017, [https://de.wikipedia.org/wiki/Paritat_\(Physik\)](https://de.wikipedia.org/wiki/Paritat_(Physik))
 - [7] Wikipedia, abgerufen am 27.05.2017, <https://de.wikipedia.org/wiki/Wu-Experiment>
 - [8] Wikipedia, abgerufen am 27.05.2017, <https://de.wikipedia.org/wiki/Mott-Streuung>
 - [9] Uni Erlangen, abgerufen am 27.05.2017, http://erlangen.physicsmasterclasses.org/msm_stoss/msm_stoss_02.html
 - [10] Gisilbert Sommer: Die drei wichtigsten Wechselwirkungsmechanismen, abgerufen am 27.05.2017, <http://slideplayer.org/slide/644287/>
 - [11] Wikipedia, abgerufen am 27.05.2017, <https://de.wikipedia.org/wiki/Szintillationszaehler>
 - [12] Wikipedia, abgerufen am 27.05.2017, https://de.wikibooks.org/wiki/Physikalische_Grundlagen_der_Nuklearmedizin/_Szintillationszaehler
 - [13] Wikipedia, abgerufen am 27.05.2017, https://de.wikipedia.org/wiki/Photoelektrischer_Effekt
-