

Fachgruppe Physik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Protokoll zu

Versuch K224 - Mottstreuung

Fortgeschrittenen Praktikum II
Sommersemester 1999

Von
Christian Funke, Torge Szczepanek
Semesterzahl: 8
Hauptfach: Physik

Assistent : A. Görden

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
1.1	Einleitung	3
1.2	Theoretische Grundlagen	3
2	Versuchsaufbau	6
3	Auswertung der Meßdaten	7
3.1	Untergrundmessung	7
3.2	Apparative Asymmetrie	7
3.3	Mottasymmetriefaktor	9

1 Theorie

1.1 Einleitung

Einer der vielen Operatoren der Quantenmechanik ist der Paritätsoperator P (Raumspiegelung) mit den Eigenwerten ± 1 . Man erwartet zunächst, daß die Parität eines Zustandes erhalten bleibt, das heißt ein Vorgang verhält sich genauso, wie sein Spiegelbild. Man stellte jedoch fest, daß bei der schwachen Wechselwirkung (z.B. beim β -Zerfall) die Paritätserhaltung nicht mehr gegeben ist. Die Paritätsverletzung wird bei diesem Versuch mit Hilfe der Mottstreuung gezeigt.

1.2 Theoretische Grundlagen

Die Wirkung des Paritätsoperators auf Vektoren wird in nachfolgender Tabelle beschrieben:

	Vektor	Transformationsverhalten
Polare-Vektoren	Ort \vec{x}	$P\vec{x} = -\vec{x}$
	Impuls \vec{p}	$P\vec{p} = -\vec{p}$
Axiale-Vektoren	Drehimpuls \vec{l}	$P\vec{l} = \vec{l}$
	Spin \vec{s}	$P\vec{s} = \vec{s}$

Der Messung zugänglich sind nur aus Vektoren zusammengesetzte skalare oder pseudoskalare Intensitätsgrößen. Zur Überprüfung der Paritätsverletzung müssen Pseudoskalare herangezogen werden, da nur sie unter Spiegelung ihr Vorzeichen wechseln. Die Helizität ist das Skalarprodukt aus Elektronenspin und Elektronenimpuls, und somit ein Pseudoskalar. Wenn wir also feststellen, daß das Mittel der Helizitäten beim β -Zerfall von Null verschieden ist, haben wir die Paritätsverletzung gezeigt. Die Logitudinalpolarisation der Elektronen ist gegeben durch

$$P_l = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (1)$$

wobei $N_+(N_-)$ die Anzahl der Elektronen mit positiver (negativer) Helizität darstellt. Beim β -Zerfall vereinfacht sich dieser Ausdruck zu

$$P_{\beta\pm} = \pm \frac{v}{c} \quad (2)$$

Um die Polarisationsrichtung zu messen, werden die Elektronen an verschiedenen Metallfolien gestreut. Dabei tritt die sogenannte Mott-Streuung in Erscheinung. Das magnetische Moment der Elektronen koppelt hierbei mit dem Magnetfeld des Kerns, was eine Vorzugsrichtung bei der Ablenkung von Elektronen mit gleicher Spinrichtung bewirkt. Um die Mott-Streumethode anwenden zu können, muß die longitudinale in eine transversale Polarisation umgewandelt werden. Dies geschieht durch Mehrfachstreuung an einer Kupferplatte, welche die Impulsrichtung um 90° dreht, den Spin aber weitgehend unverändert läßt. Daraus ergibt sich eine Transversalpolarisation von

$$P_{trans} = P_{\beta} \sin(\alpha) \quad (3)$$

Wobei $\alpha = \frac{m_e c^2}{E} \phi$ und ϕ der Ablenkungswinkel der Elektronen an der Kupferplatte (also 90°) ist. Der spinabhängige Wirkungsquerschnitt für einen polarisierten Elektronenstrahl lautet:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Theta) \cdot (1 - P \cdot S(\Theta, W, Z) \cos(\phi)) \quad (4)$$

Wobei Θ der Streuwinkel, ϕ der Azimutwinkel, W die Energie, P die Transversalpolarisation der Elektronen und Z die Kernladungszahl des Targets ist. Die Richtung $\phi = 0$ wird dabei durch den Vektor $\vec{\sigma} \times \vec{p}$ definiert. Dividiert man die Formel für den linken und den rechten Zähler durcheinander, so erhält man:

$$\frac{L}{R} = \frac{1 + P \cdot S(\Theta, W, Z) \cos(\phi)}{1 - P \cdot S(\Theta, W, Z) \cos(\phi)} = \frac{1 + \delta \cos(\phi)}{1 - \delta \cos(\phi)} \quad (5)$$

Berücksichtigt man noch die zählerspezifischen Eigenschaften, so muß man den Asymmetriefaktor mit einbringen, der sich aus den Ansprechwahrscheinlichkeiten der Zähler und den von ihnen aufgespannten Raumwinkeln ergibt.

$$\frac{L}{R} = \alpha \frac{1 + \delta \cos(\phi)}{1 - \delta \cos(\phi)} \quad (6)$$

Die Intensität kürzt sich bei gleichzeitiger Messung heraus. Um den Faktor α zu eliminieren, macht man zwei Messungen mit jeweils vertauschten Zählern und dividiert das jeweilige links-rechts-Verhältnis durcheinander:

$$\frac{(L/R)_{\pi}}{(L/R)_0} = \frac{\alpha \frac{1-\delta}{1+\delta}}{\alpha \frac{1+\delta}{1-\delta}} = \left(\frac{1-\delta}{1+\delta} \right)^2 \quad (7)$$

Aufgelöst nach δ ergibt sich:

$$\delta = \frac{1 - \sqrt{\frac{(L/R)_{\pi}}{(L/R)_0}}}{1 + \sqrt{\frac{(L/R)_{\pi}}{(L/R)_0}}} \quad (8)$$

Die Mehrfachstreuung bringt einen quadratischen Anteil, die Einfachstreuung einen Linearen. Man kann zeigen, daß zwischen reziproker Streuasymmetrie und Foliendicke ein linearer Zusammenhang besteht. Für reine Einfachstreuung gilt:

$$\delta = \frac{N_L^E - N_R^E}{N_L^E + N_R^E} \quad (9)$$

Wenn man bedenkt, daß durch die Mehrfachstreuung ein symmetrischer Untergrund entsteht, so kann man schreiben:

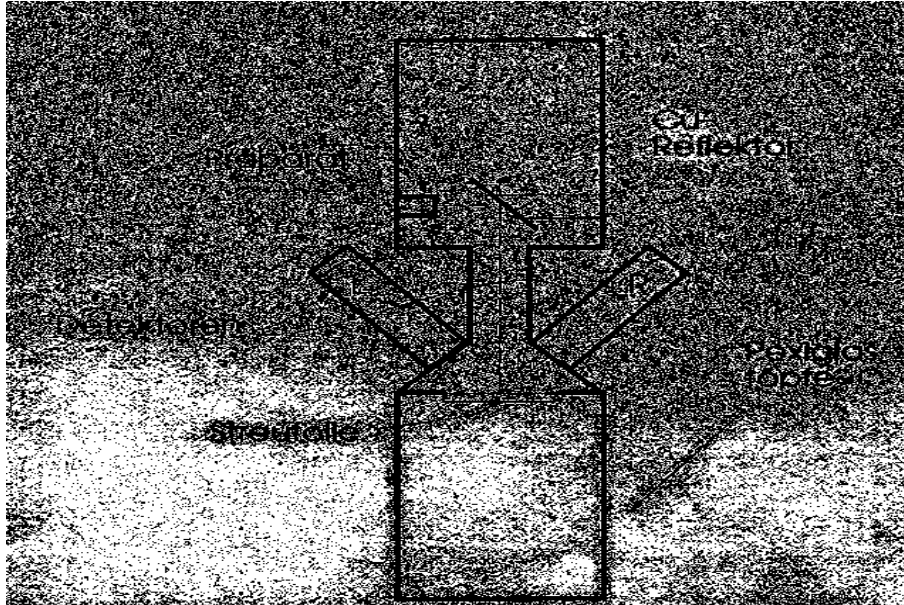
$$\frac{1}{\delta^*} = \frac{1}{\delta} + \frac{2N^M}{N_L - N_R^E} = \frac{1}{\delta} + \alpha d \quad (10)$$

Wobei d die Foliendicke beschreibt. Mit der Mottasymmetrie kann man die Elektronenpolarisation berechnen mittels:

$$\delta = P_{trans} \cdot s = -P_0 \cdot \frac{v}{c} \sin(\alpha) \cdot S \quad (11)$$

Laut Versuchsanleitung ist $\frac{v}{c} \sin(\alpha) \cdot S = 0.25$.

2 Versuchsaufbau



Die Abbildung stellt die Apparatur des Versuches dar. Sie besteht aus zwei Plexiglastöpfen, die drehbar miteinander verbunden sind. In dem oberen Topf befindet sich der β -Strahler. Das Präparat ist ein Gemisch aus Sr^{90} und Y^{90} . An der Verbindungsstelle der beiden Töpfe lassen sich Streufolien anbringen. Die beiden Detektoren sind gegenüberliegend im Winkel von $\theta = 135^\circ$ angebracht, und zeigen auf den Mittelpunkt der Streufolien. Sie bestehen aus Szintillator, Lichtleiter, Photomultiplier, Spannungsteiler und Emitterfolger. An die Verstärker sind jeweils Diskriminatoren (constant fraction) und Zähler angeschlossen, die über einen gemeinsamen Timer gesteuert werden. Diese Nachweisapparatur und die zugehörige Hochspannungsversorgung für die Multiplier befindet sich in einem Schrank und ist hier nicht dargestellt. Die von dem Präparat emittierten Elektronen werden an der Kupferplatte durch Mehrfachstreuung unter 90° abgelenkt, wobei ihre Spinrichtung erhalten bleibt. Sie treffen dann auf die Streufolie, wo sie dann durch Mottstreuung abgelenkt werden.

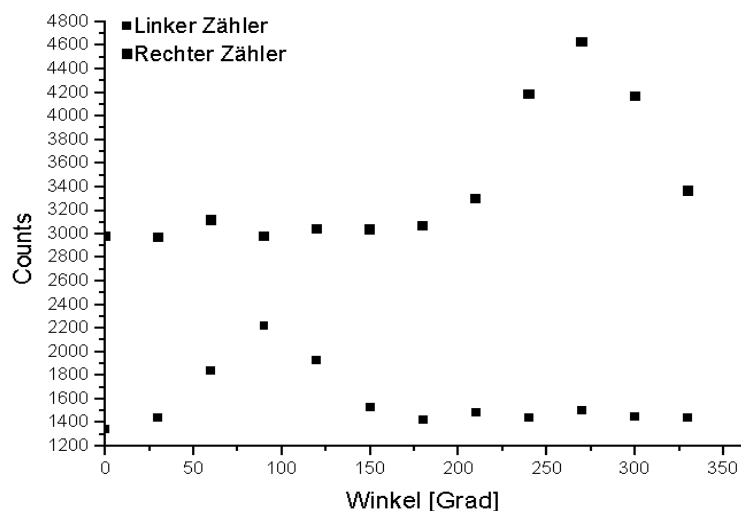
3 Auswertung der Meßdaten

3.1 Untergrundmessung

Zunächst wird in 30° Schritten der Untergrund für den linken und rechten Zähler für jeweils 400 Sekunden gemessen. Anstelle des Streukörpers wurde hierbei nur die Trägerfolie eingesetzt. Somit wird es möglich die Streuvorgänge die aus der Folie und der Apparaturwänden herrühren zu berücksichtigen. Wir erhielten folgende Meßwerte:

Azimut [°]	links U_l	ΔU_l	rechts U_r	ΔU_r
0	1344	37	2978	55
30	1437	38	2967	54
60	1842	43	3116	56
90	2218	47	2976	55
120	1925	44	3042	55
150	1529	39	3036	55
180	1424	38	3066	55
210	1479	38	3295	57
240	1435	38	4183	65
270	1497	39	4627	68
300	1446	38	4164	65
330	1434	38	3362	58

Die Werte sind hier aufgetragen:



3.2 Apparative Asymmetrie

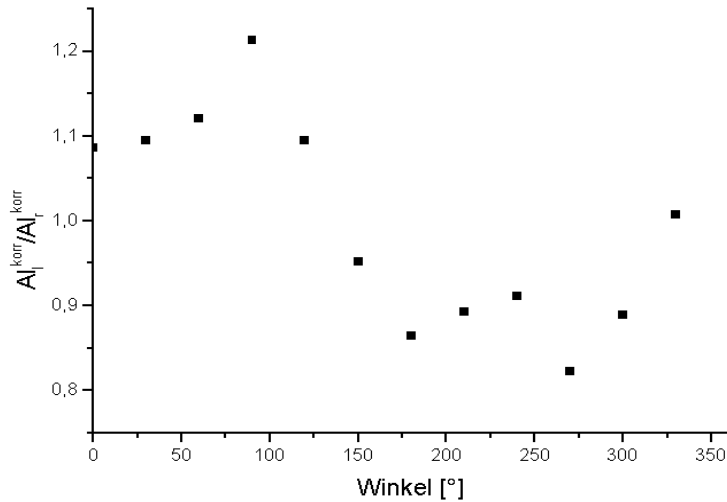
Zur Bestimmung der apparativen Asymmetrie wird ein 1 mm Aluminium Target verwendet. Da Aluminium nur die Kernladungszahl $Z=13$ hat, ist die Asymme-

triefunktion viel kleiner als bei den im weiteren Verlauf des Versuchs verwendeten Goldfolien. Zusätzlich erfolgt durch die Dicke der verwendeten Targetfolie eine symmetrische Streuung, da die Elektronen mehrfach an den Aluminiumatomen gestreut werden. Eine gemessene Asymmetrie mit der Aluminiumfolie muß somit durch die Apparatur bedingt sein. Verwendet man diese apparative Asymmetrie zur Korrektur der späteren Meßwerte, so kann die apparative Asymmetrie aus den Meßwerten herausgerechnet werden. Wir haben wiederum in 30° Schritten gemessen bei einer Meßdauer von 100 Sekunden. Dabei erhielten wir die folgenden Meßwerte:

Winkel	Al_l	ΔAl_l	Al_r	ΔAl_r	Al_l^{korr}	ΔAl_l^{korr}	Al_r^{korr}	ΔAl_r^{korr}
0°	2436	49	6334	80	2100	49	5590	75
30°	2437	49	6385	80	2078	49	5643	75
60°	2519	50	6500	81	2059	50	5721	76
90°	2560	51	6407	80	2006	51	5663	75
120°	2542	50	6350	80	2061	50	5590	75
150°	2439	49	6395	80	2057	49	5636	75
180°	2411	49	6343	80	2055	49	5577	75
210°	2328	48	6388	80	1958	48	5564	75
240°	2332	48	6796	82	1973	48	5750	76
270°	2378	49	6650	82	2004	49	5493	74
300°	2450	49	6532	81	2089	49	5491	74
330°	2481	50	6357	80	2123	50	5517	74

Der Index korr in der Tabelle bedeutet dabei, das die Werte Untergrundkorrigiert sind. Die apparative Asymmetrie ergibt sich nun aus dem Quotienten der Werte für Al_l^{korr} und Al_r^{korr} . Die zugehörigen Werte sind:

Winkel	$\frac{Al_l^{korr}}{Al_r^{korr}}$	$\Delta \frac{Al_l^{korr}}{Al_r^{korr}}$
0°	0.3757	0.1123
30°	0.3681	0.1184
60°	0.3598	0.1119
90°	0.3541	0.1135
120°	0.3686	0.1138
150°	0.3649	0.1117
180°	0.3685	0.1118
210°	0.3519	0.1100
240°	0.3431	0.1061
270°	0.3647	0.1082
300°	0.3803	0.1105
330°	0.3847	0.1128



Man erkennt in dem Plot der Daten, dass es bei den verschiedenen Winkeln ganz unterschiedliche Korrekturen gibt. Die durch die Elektronik verursachte apparative Asymmetrie dürfte in etwa dem Mittelwert des Faktors k entsprechen. Diese kommt durch die unterschiedlichen Ansprechwahrscheinlichkeiten und Einstellungen der Diskriminatoren zustande.

Im folgenden verwenden wir den Korrekturfaktor, damit wir die Werte des linken oder rechten Zählers korrigieren können.

3.3 Mottasymmetriefaktor

Zur Bestimmung des Mottasymmetriefaktors δ mit Hilfe der Gleichung

$$\frac{L}{R} = \alpha \frac{1 + \delta \cos(\phi)}{1 - \delta \cos(\phi)} \quad (12)$$

wird die 1.85μ Goldfolie benutzt. Wieder wurde in 30° Schritten 100 Sekunden lang gemessen.

Winkel	Au_l	Au_r	Au_l^{korr}	Au_r^{korr}	ΔAu_l^{korr}	ΔAu_r^{korr}
0°	939	2300	603	1556	25	39
30°	950	2356	591	1614	24	40
60°	1017	2522	557	1743	24	42
90°	1093	2544	539	1800	23	42
120°	1030	2552	549	1792	23	42
150°	887	2552	505	1793	22	42
180°	837	2627	481	1861	22	43
210°	864	2750	494	1926	22	44
240°	903	2889	544	1843	23	43
270°	840	2798	466	1641	22	41
300°	922	2728	561	1687	24	41
330°	955	2465	597	1625	24	40

Mit dem Korrekturfaktor k ergibt sich für den linken Zähler mit:

$$Au_l^{korr,app.korr} = \frac{Au_l^{korr}}{k} \quad (13)$$

Winkel	Au_l^{korr}	$Au_l^{korr,app.korr}$
0°	939	2499
30°	950	2580
60°	1017	2826
90°	1093	3086
120°	1030	2794
150°	887	2431
180°	837	2271
210°	864	2455
240°	903	2631
270°	840	2303
300°	922	2424
330°	955	2482

Mit Hilfe dieser korrigierten Werte (Untergrundkorrigiert und mit dem Korrekturfaktor für die apparative Asymmetrie korrigiert) wurde das Verhältnis $\frac{L}{R}$ bestimmt und gegen den Winkel aufgetragen. Ausserdem wurde eine Funktion der Form

$$\frac{1 + \delta \cdot \cos(\phi)}{1 - \delta \cdot \cos(\phi)} \quad (14)$$

an die Meßwerte gefittet. Der Parameter für den Fit war hierbei der Parameter δ . Für den Parameter δ erhielten wir einen Wert von

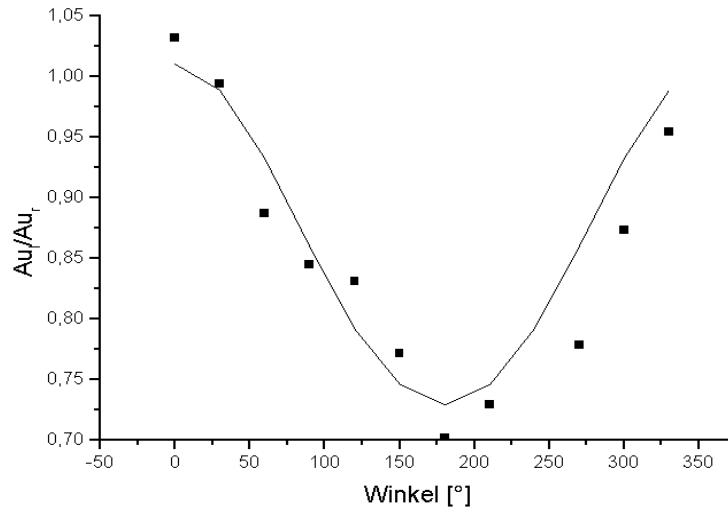
$$\delta = 0,072 \pm 0,013$$

Für die Polarisation der Elektronen erhält man über die Beziehung

$$\delta = -P_0 \cdot \frac{v}{c} \sin(\alpha) \cdot S \quad (15)$$

und mit dem im Script angegebenen Wert für $\frac{v}{c} \sin(\alpha) \cdot S = 0.25$ einen Wert von

$$P_0 = -0,288 \pm 0,052$$

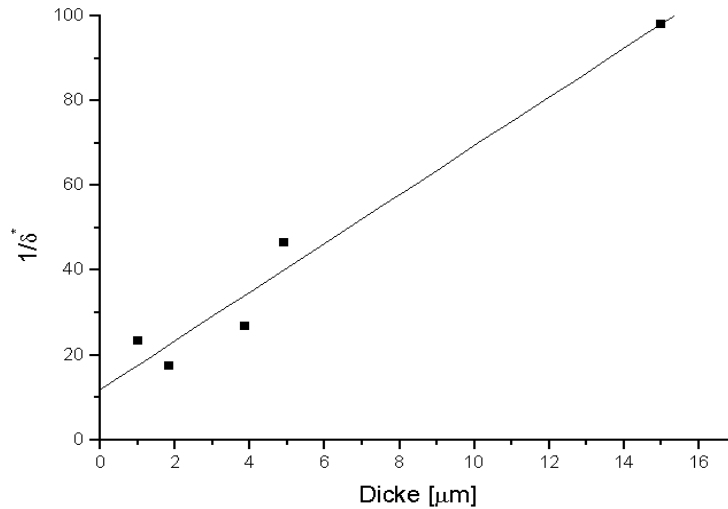


Zur Bestimmung der Mottasymmetrie wird außerdem das Zählratenverhältnis unter dem Winkeln $\phi = 0$ und $\phi = \pi$ für verschiedene Foliendicken bestimmt. Dabei verwendeten wir Foliendicken von $1\mu m$ bis $15\mu m$.

Für die verschiedenen Dicken bestimmten wir folgende Werte:

Foliendicke [μm]	$\frac{L}{R_0}^{korr}$	$\frac{L}{R_\pi}^{korr}$	$\frac{1}{\delta^*}$
1	1,176	0,992	23,431
1,85	1,087	0,865	17,519
3,86	1,143	0,985	26,913
4,9	1,158	1,062	46,456
7,6	1,686	0,996	7,644
15	1,184	1,137	98,116

Dabei wurden die Werte schon über den Korrekturfaktor für die apparative Asymmetrie korrigiert. Die Folie mit der Dicke $7,6\mu m$ haben wir aus der weiteren Betrachtung ausgeschlossen. Es sieht so aus, als wenn diese Folie vollkommen unbrauchbar für eine Messung war. Man erhält folgendes Diagramm für einen Plot von $\frac{1}{\delta^*}$ gegen die Foliendicke d.



Nach dem Auftragen führten wir eine gewichtete lineare Regression durch. Die lineare Regression lieferte uns den Y-Achsenabschnitt (und damit die Mottasymmetrie δ) zu:

$$\frac{1}{\delta} = 11,889 \pm 4,615$$

$$\delta = 0,0841 \pm 0,021$$

Mit Hilfe dieser können wir wieder die Polarisation der Elektronen bestimmen. Dies erfolgt mit den gleichen Zahlenwerten und mit der gleichen Formel, wie im vorangegangenen Versuchsteil. Wir erhalten dann für die Polarisation der Elektronen:

$$P_0 = -\frac{\delta}{\frac{v}{c} \sin(\alpha) S} = -\frac{\delta}{0,25} = -0,3364 \pm 0,0840 \quad (16)$$

Das die Polarisation der Elektronen nicht genau -1 ergibt, hat verschiedene Ursachen. Die wichtigsten sind Depolarisation der Elektronen in der Präparatschicht, der Präparatunterlage, des Präparatfensters und der Depolarisation im Reflektor. Vergleicht man die beiden gewonnenen Ergebnisse, so kann man feststellen, dass sie im Rahmen Ihrer Fehlergrenzen miteinander übereinstimmen. Auch sind die Fehlergrenzen so gering, dass wir ausschliessen können, dass wir mit völlig unpolarisierten Elektronen zu tun hatten. Damit ist die Paritätsverletzung bewiesen. (Auch wenn wir nicht die totale Verletzung ($P_0 = -1$) nachgewiesen haben.)