

# Ein Praktikumsversuch zum Nachweis der Paritätsverletzung beim $\beta^-$ -Zerfall

als Diplomarbeit vorgelegt von

Katharina Büscher



Westfälische Wilhelms-Universität Münster

Institut für Kernphysik

2007



Es ist uns eine traurige Pflicht  
bekanntzugeben, dass unsere  
liebe Freundin <sup>(langjährige)</sup>

PARITY

am 19. Januar 1957  
nach kurzem Leiden bei neuerlichen  
experimentellen Eingriffen  
sanft entschlafen ist.

Für die Hinterbliebenen

$e, \mu, \nu$

„Es ist uns eine traurige Pflicht bekanntzugeben, dass unsere langjährige, liebe Freundin PARITY  
am 19. Januar 1957 nach kurzem Leiden bei neuerlichen experimentellen Eingriffen sanft  
entschlafen ist. Für die Hinterbliebenen  $e, \mu, \nu$ “

(Wolfgang Pauli bringt seine Überraschung über die Entdeckung der Paritätsverletzung in einem  
Brief an seinen Freund Markus Fierz zum Ausdruck. Mit freundlicher Genehmigung des  
Pauli-Archivs, CERN Genf)



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>v</b>
<b>1 Theoretische Grundlagen</b>	<b>1</b>
1.1 Die schwache Wechselwirkung . . . . .	1
1.2 Der $\beta$ -Zerfall . . . . .	3
1.2.1 Allgemeine Beschreibung . . . . .	3
1.2.2 Die Fermi-Theorie des $\beta$ -Zerfalls . . . . .	4
1.2.3 Die V–A-Wechselwirkung . . . . .	6
1.3 Parität und Paritätsverletzung . . . . .	7
1.3.1 Symmetrien und Erhaltungsgrößen . . . . .	7
1.3.2 Die Parität als Erhaltungsgröße . . . . .	8
1.3.3 Hinweise auf die Paritätsverletzung . . . . .	10
1.3.4 Pseudoskalare . . . . .	11
1.3.5 Das Wu-Experiment . . . . .	12
<b>2 Nachweis der Paritätsverletzung durch Mott-Streuung</b>	<b>14</b>
2.1 Idee . . . . .	14
2.2 Polarisation und Helizität . . . . .	14
2.3 Streuung von Elektronen im Kern-Coulombfeld . . . . .	16
2.3.1 Spin-Bahn-Kopplung . . . . .	16
2.3.2 Mott-Asymmetrie bei polarisierten Elektronen . . . . .	18
2.3.3 Streufolien endlicher Dicke . . . . .	21
2.4 Drehung der Polarisationsrichtung . . . . .	24
2.4.1 Umlenkung in einem Spektrometer . . . . .	24
2.4.2 Umlenkung am Reflektor . . . . .	27
2.4.3 Wien-Filter . . . . .	28
<b>3 Realisierung in einem Praktikumsversuch</b>	<b>30</b>
3.1 Die Quelle . . . . .	30
3.1.1 Der Zerfall des Strontium-90 . . . . .	30
3.1.2 Das $\beta$ -Spektrum der $^{90}\text{Sr}$ -Quelle . . . . .	31

3.2	Ablenkung der Elektronen . . . . .	34
3.2.1	Bestimmung der benötigten Transmission . . . . .	34
3.2.2	Simulation eines Spektrometers mit SIMION . . . . .	37
3.2.3	Umlenkung mit einem Reflektor . . . . .	40
3.3	Die Wahl des Streuwinkels . . . . .	43
3.4	Die Streufohlen . . . . .	44
<b>4</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>46</b>
4.1	Übersicht . . . . .	46
4.2	Kammer mit Quelle und Reflektor . . . . .	47
4.3	Die schwenkbare Streuebene . . . . .	50
4.4	Detektoren . . . . .	53
4.4.1	Funktionsweise von Halbleiterzählern . . . . .	53
4.4.2	Oberflächen-Sperrschicht-Zähler . . . . .	55
4.4.3	Nachweiswahrscheinlichkeit . . . . .	57
4.5	Elektronik . . . . .	58
<b>5</b>	<b>Messergebnisse</b>	<b>60</b>
5.1	Berücksichtigung apparativer Asymmetrien . . . . .	60
5.2	Messung der Asymmetrie . . . . .	62
5.2.1	Messergebnisse für den Aluminiumreflektor . . . . .	64
5.2.2	Messergebnisse für den Kupferreflektor . . . . .	66
5.3	Vergleich mit den Erwartungen . . . . .	68
5.4	Diskussion der Fehler . . . . .	70
5.4.1	Depolarisation . . . . .	71
5.4.2	Unsicherheiten bei der Streuung . . . . .	71
5.4.3	Unsicherheiten bei der Auswertung . . . . .	72
5.5	Durchführbarkeit im Praktikum . . . . .	73
5.5.1	Sinnvolle Messzeiten . . . . .	74
5.5.2	Durchführung im Fortgeschrittenen-Praktikum . . . . .	75
5.5.3	Praktikum über 2 Tage . . . . .	76
5.5.4	Wahlfachpraktikum . . . . .	78
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>79</b>
<b>A</b>	<b>Einstellen der Diskriminatorschwellen</b>	<b>82</b>
<b>B</b>	<b>Streuraten</b>	<b>84</b>

<b>C Start und Stopp</b>	<b>85</b>
<b>D Fehlerrechnung</b>	<b>87</b>
<b>E Technische Zeichnungen</b>	<b>89</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>96</b>
<b>Danksagung</b>	<b>99</b>





# Einleitung

Es ist wohl eine der grundlegendsten Eigenschaften des menschlichen Verstandes, in der Vielzahl der uns umgebenden Phänomene nach Mustern und Symmetrien zu suchen. Einzig auf diese Weise können wir uns in den komplexen Mechanismen der Natur zurechtfinden und uns diese zu Nutze machen. Auch die Physik beruht auf der ständigen Suche nach Strukturen und Erhaltungsgrößen, welche uns die inneren Zusammenhänge der Natur erkennen und sie in physikalische Gesetzmäßigkeiten fassen lassen. Auf dieser Suche lassen wir uns unwillkürlich leiten von unserem alltäglichen Erfahrungsschatz und unserem Bedürfnis nach Ordnung und Symmetrie.

Wie sehr uns jedoch scheinbar selbstverständliche Annahmen über die Natur in die Irre führen können, wird eindrucksvoll in der Geschichte des  $\beta$ -Zerfalls deutlich. Sie hat gezeigt, dass selbst die einleuchtendsten Erfahrungen wie die Invarianz der Natur gegenüber Raumspiegelung und die damit einhergehende Erhaltung der Parität infrage gestellt und nötigenfalls aufgegeben werden müssen, wenn es um eine korrekte Beschreibung der Natur geht. Dass physikalische Prozesse in einer gespiegelten Welt anders ablaufen sollten, scheint uns zunächst eine völlig abwegige Vorstellung. Dennoch wagten es Dao Lee und Chen Ning Yang im Jahre 1956, diese Möglichkeit in Betracht zu ziehen und stellten fest, dass es bis dahin nicht eine einzige experimentelle Rechtfertigung für die Annahme der Paritätserhaltung in der schwachen Wechselwirkung gab.

Nur ein Jahr später lieferte das Wu-Experiment den ersten Beweis für die Verletzung der Paritätserhaltung beim  $\beta^-$ -Zerfall des  $^{60}\text{Co}$  und entfachte damit eine lebhafte Diskussion um die schwache Wechselwirkung und ihre theoretische Beschreibung. Weitere Experimente folgten und führten schließlich zu der Entwicklung einer konsistenten Theorie des  $\beta$ -Zerfalls, bekannt als V–A-Theorie. Der altbekannte  $\beta$ -Zerfall lieferte damit, nachdem er bereits zur Entdeckung der schwachen Wechselwirkung und des Neutrinos geführt hatte, erneut eine Überraschung und gab Anlass zum Umdenken und zur Diskussion neuer Ideen, durch die die Forschung zu einem besseren Verständnis der schwachen Wechselwirkung im Allgemeinen gelangte.

Ziel dieser Arbeit ist es, diese fundamentale Entdeckung experimentell für Studenten zugänglich zu machen. Dazu soll ein Praktikumsversuch entwickelt werden, in dem die Paritätsverletzung beim  $\beta$ -Zerfall mithilfe von Mott-Streuung an schweren Kernen nachgewie-

sen wird. Die Studenten sollen innerhalb von einigen Tagen selbstständig die Asymmetrie der Streuraten messen und daraus die longitudinale Polarisierung der Elektronen bestimmen, welche ein Maß für die Stärke der Paritätsverletzung beim  $\beta$ -Zerfall darstellt.

Im Verlauf dieser Arbeit wird zunächst ein Überblick über die theoretischen Grundlagen und eine Einordnung des  $\beta$ -Zerfalls in den aktuellen Kenntnisstand der Teilchenphysik gegeben, darauf aufbauend erfolgt in Kapitel 2 die Beschreibung der Methode der Mott-Streuung und des Begriffes der Polarisierung. Anschließend werden in Kapitel 3 die Überlegungen vorgestellt, die während der Entwicklung des Versuches angestellt wurden und eine wichtige Rolle bei Entscheidungen über die experimentelle Realisierung gespielt haben. Schließlich wird in Kapitel 4 der vorhandene Versuchsaufbau beschrieben, in Kapitel 5 werden die erzielten Ergebnisse vorgestellt sowie Vorschläge für eine Durchführung im Rahmen des Praktikums gemacht. Im Anhang und auf der beigefügten CD finden sich weitere Informationen für die praktische Durchführung des Versuches, wie etwa eine schrittweise Anleitung zum Starten und Beenden der Messung sowie zum Einstellen der Diskriminatorschwellen, ein Satz von Zählraten zum Vergleich und eine Tabelle für die Fehlerberechnung. Ebenso sind sämtliche technische Zeichnungen der einzelnen Bauteile beigefügt.

# 1 Theoretische Grundlagen

## 1.1 Die schwache Wechselwirkung

Neben der starken, der elektromagnetischen sowie der Gravitationskraft ist die schwache Wechselwirkung eine der vier fundamentalen Kräfte, die nach heutigem Verständnis die Mechanismen der Natur bestimmen. Mit Ausnahme der Gravitation werden alle diese Kräfte und die Teilchen, auf die sie wirken, im Standardmodell der Elementarteilchen beschrieben. Es beinhaltet drei Familien von Elementarteilchen, zu denen jeweils zwei Quarks und zwei Leptonen sowie ihre Antiteilchen gehören (Tabelle 1.1).

	Familie			elektr. Ladung	Farbe	Spin
	1	2	3			
Leptonen	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	-	1/2
	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$	-1	-	1/2
Quarks	u	c	t	+2/3	rgb	1/2
	d	s	b	-1/3	rgb	1/2

**Tabelle 1.1:** Die Elementarteilchen im Standardmodell und ihre Einteilung in Familien. Zu jedem Teilchen gehört außerdem noch ein Antiteilchen [Dem98].

Sie werden weiter klassifiziert nach Masse, Leptonenzahl oder Quarktyp (flavour). Alle Elementarteilchen tragen außerdem verschiedene Ladungen, je nach ihrer Fähigkeit, an den unterschiedlichen Wechselwirkungen teilzunehmen. Ähnlich der elektrischen Ladung, welche ein Teilchen elektromagnetisch wechselwirken lässt, bewirkt die Farbladung der Quarks, dass diese durch die starke Kraft zu Zweiteilchenzuständen (Mesonen) oder Dreiteilchenzuständen (Baryonen) gebunden werden. Die schwache Wechselwirkung koppelt an Träger der schwachen Ladung und somit an alle Fermionen des Standardmodells [MRRS88a].

Alle Wechselwirkungen werden durch den Austausch von Bosonen vermittelt, im Falle der schwachen Wechselwirkung sind dies die geladenen  $W^+$  und  $W^-$  sowie das neutrale  $Z^0$ . Ein Prozess der schwachen Wechselwirkung kann damit in zwei Teilprozesse unterteilt werden, bei denen zunächst ein virtuelles Austauschboson erzeugt wird, welches im zweiten Schritt in die Endprodukte zerfällt. Der erste Beweis für die Existenz dieser Austausch- teilchen gelang 1983 am CERN mit der Entdeckung des  $W^\pm$ . Seine Masse, welche wegen

der kurzen Reichweite der schwachen Wechselwirkung im Bereich von  $80 - 100 \text{ GeV}$  erwartet wurde, beträgt  $80,4 \text{ GeV}/c^2$  [DG<sup>+</sup>00]. Tabelle 1.2 zeigt eine Übersicht über die vier Wechselwirkungen und ihre Austauschteilchen sowie ihre relativen Stärken.

Wechselwirkung	Austausch- teilchen	Masse ( $\text{GeV}/c^2$ )	relative Stärke
starke	8 Gluonen	0	1
elektromagnetische	Photon	0	$10^{-2}$
schwache	$W^+ W^- Z^0$	80, 91	$10^{-5}$
Gravitation	Graviton	0	$10^{-38}$

**Tabelle 1.2:** Darstellung der Wechselwirkungen und ihrer Austauschteilchen im Standardmodell [Bet96].

Eine Besonderheit der schwachen Wechselwirkung ist ihre Vereinheitlichung mit der elektromagnetischen Wechselwirkung, welche 1967 von Glashow, Weinberg und Salam vorgeschlagen wurde [Dem98]. In dieser Theorie gehen beide Wechselwirkungen für sehr hohe Gesamtenergien ( $10^2 \text{ GeV}$ ) in eine gemeinsame elektroschwache Wechselwirkung über, welche durch vier masselose Bosonen übertragen wird. Die Kopplungskonstanten beider Wechselwirkungen sind dann von derselben Größenordnung und die Wechselwirkungen nicht mehr unterscheidbar. Bei normalen Energien, wie sie etwa beim  $\beta$ -Zerfall vorkommen, tritt eine so genannte spontane Symmetriebrechung auf, wodurch sich die massiven Austauschbosonen  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$  für die schwache Kraft sowie das Photon für die elektromagnetische Kraft ergeben [MRRS88b]. Es treten in diesem Falle zwei verschiedene Wechselwirkungen mit unterschiedlichen Kopplungskonstanten auf. Die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung wurde durch den Nachweis neutraler Ströme sowie die korrekte Vorhersage der Massen der Austauschbosonen bestätigt. Sie erfordert auch die Existenz eines Higgs-Bosons, welches bisher jedoch nicht gefunden werden konnte.

Aus der Vielzahl der Prozesse, die durch die schwache Wechselwirkung hervorgerufen werden, soll im Folgenden nur der  $\beta$ -Zerfall betrachtet und wichtige Eckpunkte seiner theoretischen Beschreibung vorgestellt werden. Eine ausführliche Betrachtung der schwachen Wechselwirkung sowie der kernphysikalischen Grundlagen kann hier nicht geschehen. Für ein tiefergehendes Verständnis der Zusammenhänge sei daher an die weiterführende Literatur verwiesen [Hey94, MK92, MRRS88c, Bet96].

## 1.2 Der $\beta$ -Zerfall

### 1.2.1 Allgemeine Beschreibung

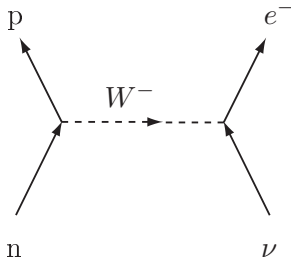
Schon seit der Entdeckung der Radioaktivität gegen Ende des 19. Jahrhunderts ist der  $\beta$ -Zerfall als einer der Zerfallstypen von Kernen bekannt. Er tritt in drei Varianten auf, über die sich ein Kern, abhängig von den energetischen Verhältnissen, in einen stabileren Kern umwandeln kann. Stets erfährt dabei ein Nukleon eine Änderung seines Isospins, wird also vom Neutron zum Proton oder umgekehrt:

- $\beta^-$ -Zerfall:  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$
- $\beta^+$ -Zerfall:  $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$
- K-Einfang:  $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$

Ebenso wie der Einfang eines Elektrons aus der K-Schale kann der  $\beta^+$ -Zerfall ausschließlich in einem Kern stattfinden, da das freie Proton nach heutigem Kenntnisstand stabil ist. Ein freies Neutron jedoch zerfällt nach etwa 11 Minuten über den  $\beta^-$ -Zerfall. Da ein Teilchen äquivalent zu seinem rückwärts in der Zeit laufenden Antiteilchen ist, kann man den  $\beta^-$ -Zerfall in seiner symmetrischen Form

$$n + \nu \rightarrow p + e^- \quad (1.1)$$

schreiben. In der Beschreibung der Wechselwirkung durch die Austauschbosonen  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$  interpretiert man diesen Vorgang folgendermaßen: Bei dem Übergang eines Neutrons in ein Proton wird ein virtuelles  $W^-$  erzeugt, welches in ein Elektron und ein Antineutrino zerfällt. Das Feynman-Diagramm dieses Prozesses ist in Abbildung 1.1 dargestellt.



**Abbildung 1.1:** Das Feynman-Diagramm des  $\beta^-$ -Zerfalls mit der Bildung eines virtuellen  $W$ -Bosons.

Beim  $\beta^-$ -Zerfall von Atomkernen unterscheidet man zwischen Fermi- und Gamow-Teller-Übergängen, für die verschiedene Auswahlregeln gelten. Im Falle eines Fermi-Übergangs gilt  $\Delta I = 0$  und  $\Delta \pi = 0$ , es ändern sich beim Zerfall weder Kernspin noch Parität. Das bedeutet

auch, dass Elektron und Antineutrino mit entgegengesetzten Spins emittiert werden müssen, um die Drehimpulserhaltung zu erfüllen. Einen Zerfall, der diese Auswahlregeln erfüllt, bezeichnet man als erlaubten Fermi-Übergang, er wird mit einer hohen Wahrscheinlichkeit stattfinden.

Für einen Gamow-Teller-Übergang hingegen ist  $\Delta I = 0, 1$  und  $\Delta\pi = 0$ . Es findet beim Übergang vom Neutron zum Proton eine Spinänderung statt, sodass Elektron und Antineutrino in dem Triplett-Zustand emittiert werden, in dem sie zusammen den Spin 1 forttragen, also parallele Spinausrichtungen haben. Der Fall  $\Delta I = 0$  ist hier auch erlaubt, da ein Triplett-Zustand mit verschwindender  $z$ -Komponente des Spins existiert.

Für Übergänge, die von diesen Auswahlregeln abweichen, gibt es verschiedene Verbotenheitsgrade. Als Beispiel sei ein Übergang genannt, bei dem  $\Delta I = 0, \pm 1$  und  $\Delta\pi = 1$  ist. Dieser wird als einfach verboten bezeichnet, er geschieht weniger häufig und die Halbwertszeit ist länger als bei erlaubten Übergängen. Als einfach unique verboten bezeichnet man einen Übergang, bei dem außerdem eine verbotene Änderung des Kernspins vorliegt:  $\Delta I = \pm 2$  und  $\Delta\pi = 1$ . Ein solcher Übergang hat eine noch längere Halbwertszeit. Die weitere Klassifizierung der Zerfälle ist in [MK92] zu finden.

### 1.2.2 Die Fermi-Theorie des $\beta$ -Zerfalls

Enrico Fermi war 1934 der Erste, der eine quantenmechanische Beschreibung des  $\beta$ -Zerfalls lieferte, welche erst mit dem Fall der Paritätserhaltung modifiziert werden musste. Seine Theorie soll hier in ihren Grundzügen beschrieben werden. In der quantenmechanischen Beschreibung der schwachen Wechselwirkung muss diese durch einen Hamiltonoperator  $\mathbf{H}_{int}$  beschrieben werden können, der Übergänge zwischen stationären Zuständen bewirkt. Da beim  $\beta$ -Zerfall relativistische Teilchen mit Spin  $1/2$  erzeugt werden, wird dafür die relativistisch invariante Dirac-Gleichung benötigt. Der Hamilton-Operator wird darin durch vierreihige Matrizen beschrieben, die Lösungen der Gleichung sind vierkomponentige Spinoren. Ziel einer theoretischen Beschreibung des  $\beta$ -Zerfalls ist es, einen geeigneten Hamiltonoperator zu finden, der die beobachteten Zerfälle korrekt wiedergibt.

Zunächst kann allerdings das Energiespektrum der Elektronen mithilfe der zeitabhängigen Störungstheorie aus Phasenraumüberlegungen hergeleitet werden. Anwendbar ist die zeitabhängige Störungstheorie immer dann, wenn das vorhandene Wechselwirkungspotential eine genügend kleine Störung darstellt. Diese Voraussetzung ist im Fall der schwachen Wechselwirkung sehr gut erfüllt. In nullter Ordnung gilt für die Übergangswahrscheinlichkeit die so genannte 'Goldene Regel' von Fermi [Hey94]:

$$N(E) dE = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_f | \mathbf{H}_{int} | \psi_i \rangle|^2 \frac{dn_f}{dE}. \quad (1.2)$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron in das Energieintervall  $[E, E+dE]$  emittiert wird,

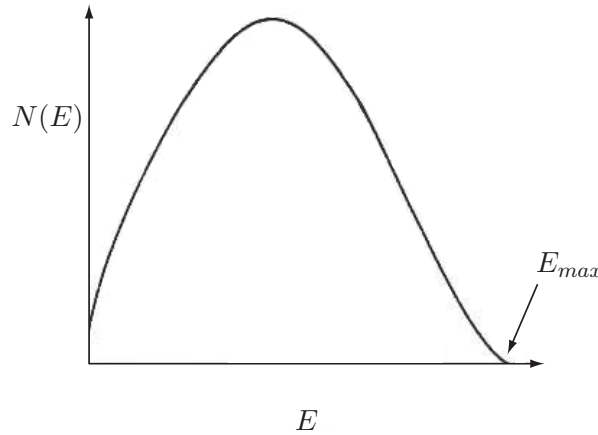
hängt also von zwei Faktoren ab: Zum einen geht hier das Matrixelement  $|\langle\psi_f|H_{int}|\psi_i\rangle|^2$  ein. Es beschreibt die Stärke des Übergangs von einem Anfangszustand  $\psi_i$  in einen Endzustand  $\psi_f$  und kann nicht bestimmt werden, solange der Hamilton-Operator noch unbekannt ist. Der zweite Faktor  $dn_f/dE$  gibt die Dichte der möglichen Endzustände pro Energieintervall an. Diese lässt sich aus Phasenraumüberlegungen für einen 3-Körper-Zerfall herleiten [Wil96]. Das Energiespektrum lautet dann bei vernachlässigbarer Neutrinomasse

$$N(E)dE = \frac{|M_{if}|^2}{2\pi^3\hbar^7 c^6} F(Z, E) E \sqrt{E^2 - m_0^2 c^4} (E_0 - E)^2. \quad (1.3)$$

Üblicherweise wird bei dieser Darstellung des Spektrums das reduzierte Matrixelement  $|M_{fi}|$  verwendet, welches im Gegensatz zu  $|\langle\psi_f|H_{int}|\psi_i\rangle|$  nicht mehr die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Leptonen im Kern enthält. Außerdem wird die Fermi-Funktion  $F(Z, E)$  eingeführt, die den Einfluss des Coulombfeldes des Kerns auf die emittierten Elektronen beschreibt und näherungsweise aus

$$F(Z, E) = \frac{2\pi\eta}{1 - e^{-2\pi\eta}} \quad \text{mit} \quad \eta = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0\hbar v} \quad (1.4)$$

berechnet werden kann, wobei  $v$  die Geschwindigkeit der Elektronen ist. Sie drückt die Anziehungskraft des Kerns auf das Elektron aus, das dadurch eine höhere Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Kern hat als ein freies Teilchen. Experimentell zeigt sich eine nur sehr schwache Energieabhängigkeit des reduzierten Matrixelementes  $|M_{fi}|$ , sodass es zunächst als konstanter, experimentell zu bestimmender Faktor betrachtet werden kann.



**Abbildung 1.2:** Ein Beispiel eines typischen  $\beta$ -Spektrums, dessen kontinuierlicher Verlauf durch Gl. (1.3) beschrieben wird. [Hey94]

Mithilfe dieser Überlegungen konnte Fermi die kontinuierliche Form der Spektren aus erlaubten Übergängen korrekt beschreiben, ein Beispiel eines solchen Spektrums ist in Ab-

bildung 1.2 gezeigt. Ein grundlegendes Verständnis über das Wesen der schwachen Wechselwirkung erhält man jedoch erst durch die Betrachtung des Matricelementes. Schon Fermi beschrieb dieses über geladene Ströme und beschränkte sich dabei auf die Annahme einer vektoriellen Kopplung. Wie im nächsten Abschnitt beschrieben werden soll, stellte sich jedoch heraus, dass dieser Ansatz noch verallgemeinert werden musste, was schließlich auf die Formulierung der V–A-Theorie führte.

### 1.2.3 Die V–A-Wechselwirkung

Zur Bestimmung des Matricelementes muss der Hamiltonoperator gefunden werden, welcher im Rahmen der Dirac-Theorie die beobachteten Prozesse richtig beschreibt. Er muss daher durch  $4 \times 4$  Dirac-Matrizen  $\gamma_\mu$  mit  $\mu = 1, 2, 3, 4$  ausgedrückt werden. In welcher Weise die insgesamt 16 linear unabhängigen Matrizen jedoch kombiniert werden müssen, ist zunächst unklar. Fermi übernahm nun aus der invarianten Theorie der Elektrodynamik die Idee, die Amplitude eines Zerfalls mithilfe von Strömen zu beschreiben. Diese haben in der Dirac-Theorie die Form

$$\bar{\psi} \Omega_k \psi. \quad (1.5)$$

Dabei ist  $\Omega_k$  ein  $4 \times 4$  Operator, der sich aus den Dirac-Matrizen zusammensetzt. Die Forderung nach Invarianz unter der eigentlichen Lorentz-Transformation ergibt fünf mögliche Operatoren, welche sich durch bestimmte Transformationseigenschaften auszeichnen, siehe Tabelle 1.3. Eine detaillierte Beschreibung des Dirac-Formalismus ist u.a. zu finden in [HM84].

Dirac-Operator	Transformationsverhalten	Bezeichnung
$\Omega_S = 1$	Skalar	S
$\Omega_P = \gamma_5$	Pseudoskalar	P
$\Omega_V = \gamma_\mu$	polarer Vektor	V
$\Omega_A = \gamma_5 \gamma_\mu$	axialer Vektor	A
$\Omega_T = (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)$	Tensor	T

**Tabelle 1.3:** Die möglichen Kopplungen der schwachen Wechselwirkung durch die Operatoren  $\Omega_k$  und ihre Bezeichnungen (S, P, V, A, T).

Beim  $\beta^-$ -Zerfall sind zwei Ströme beteiligt, von denen der Erste den Übergang vom Neutron zum Proton beschreibt und der Zweite die Umwandlung eines Neutrinos in ein Elektron. Das Matricelement ist eine Linearkombination der fünf möglichen Wechselwirkungsformen, gewichtet mit einer Kopplungskonstanten  $g_k$ :

$$M_{if} = \left\langle \sum_k g_k \cdot (\bar{\psi}_p \Omega_k \psi_n) (\bar{\psi}_e \Omega_k \psi_\nu) \right\rangle \quad \text{mit } k = S, P, V, A, T. \quad (1.6)$$



Welche dieser theoretisch möglichen Beiträge zur schwachen Wechselwirkung in der Natur tatsächlich vorkommen, muss aus dem Experiment bestimmt werden. Fermi hatte in seiner ursprünglichen Theorie in Analogie zur elektromagnetischen Wechselwirkung angenommen, es handle sich auch bei der schwachen Wechselwirkung um eine rein vektorielle Interaktion (V). Diese Annahme erwies sich jedoch als unhaltbar, als in den fünfziger Jahren vermehrt Experimente zur  $\beta - \gamma$  Winkelkorrelation bei Fermi- und Gamow-Teller-Zerfällen durchgeführt wurden. Diese deuteten stark auf eine Kombination von polarer und axialer Wechselwirkung hin [WM66]. Die Gesamtheit der experimentellen Beobachtungen führte schließlich zu dem Schluss, dass in der schwachen Wechselwirkung polare (V) sowie axiale (A) Anteile mit entgegengesetztem Vorzeichen zu finden sind, was der Theorie der schwachen Wechselwirkung den Namen V–A („V minus A“-Theorie) einbrachte. Der Ausdruck für das Matrixelement lautet

$$M_{if} = \langle g_V \cdot (\bar{\psi}_p \Omega_V \psi_n)(\bar{\psi}_e \Omega_V \psi_\nu) - g_A \cdot (\bar{\psi}_p \Omega_A \psi_n)(\bar{\psi}_e \Omega_A \psi_\nu) \rangle. \quad (1.7)$$

Eine Weiterentwicklung dieser Theorie und die Vereinfachung des Matrixelementes konnten im Zuge der Entdeckung der Paritätsverletzung geschehen. Auf die Parität als Eigenschaft von Zuständen sowie den Grad ihrer Verletzung in der schwachen Wechselwirkung soll in den nächsten Abschnitten eingegangen werden.

## 1.3 Parität und Paritätsverletzung

### 1.3.1 Symmetrien und Erhaltungsgrößen

Die Frage nach fundamentalen Symmetrien spielt eine große Rolle in der Beobachtung der Naturprozesse und deren Verständnis. Wie Emmy Noether 1917 zeigen konnte, ist eine solche Symmetrie eines Prozesses unter einer bestimmten Operation immer auch mit einer Erhaltungsgröße verknüpft [MRRS88c]. Als Beispiele aus der klassischen Mechanik können die Erhaltung von Energie und Impuls genannt werden, der die Symmetrie bezüglich einer Translation in der Zeit und im Ort zu Grunde liegt [Dem98]. Quantenmechanisch ist eine Erhaltungsgröße durch die Vertauschbarkeit eines Operators mit dem Hamiltonoperator definiert. Ist

$$[\mathbf{H}, \mathbf{O}] = 0, \quad (1.8)$$

so ist der Erwartungswert  $\langle \mathbf{O} \rangle$  in dem durch  $\mathbf{H}$  beschriebenen Prozess erhalten.

Die Annahme liegt nahe, solche Symmetrien seien fundamentale Charakterzüge der Natur und in allen bekannten Wechselwirkungen vorhanden. Dass dies nicht der Fall ist, musste die Wissenschaft in den Jahren um 1960 lernen, als mehrere Experimente eine Verletzung

der Paritätserhaltung in der schwachen Wechselwirkung beobachtet. Das wohl bekannteste ist das Wu-Experiment, das mit einem Nobelpreis ausgezeichnet wurde und in Abschnitt 1.3.5 beschrieben wird. Die schwache Wechselwirkung ist damit nicht symmetrisch unter Raumspiegelung. Auch die C-Parität, welche der Symmetrie bezüglich der Ladungskonjugation entspricht, ist in der schwachen Wechselwirkung verletzt. Sie bewirkt den Übergang eines Teilchens in sein Antiteilchen.

Operation	Erhaltungsgröße	Wechselwirkung		
		starke	schwache	elektromagn.
zeitl. Translation	Energie E	Ja	Ja	Ja
räuml. Translation	Impuls p	Ja	Ja	Ja
räuml. Rotation	Drehimpuls L	Ja	Ja	Ja
Raumspiegelung	Parität P	Ja	Nein	Ja
Ladungskonjugation	C-Parität	Ja	Nein	Ja
Zeitumkehr	Zeitspiegelinvaranz T	Ja	Nein	Ja
-	Baryonenzahl B	Ja	Ja	Ja
-	Leptonenzahl l	Ja	Ja	Ja
-	Produkt CPT	Ja	Ja	Ja

**Tabelle 1.4:** Übersicht über einige Symmetrioperationen und ihre Erhaltungsgrößen. In der schwachen Wechselwirkung sind einige Symmetrien verletzt (rot dargestellt).

Zunächst bestand die Hoffnung, dass zumindest das Produkt  $\langle \mathbf{CP} \rangle$  aus Parität und Ladungskonjugation erhalten sei. Am Zerfall neutraler Kaonen hat sich jedoch gezeigt, dass auch diese Größe nicht erhalten ist. Einzig die Kombination mit der Operation der Zeitumkehr  $\langle \mathbf{CPT} \rangle$  ist bisher in allen Wechselwirkungen eine Erhaltungsgröße geblieben [Dem98]. Abbildung 1.4 zeigt eine Auflistung von Symmetrioperationen und den zugehörigen Erhaltungsgrößen. Die Baryonen- und Leptonenzahlerhaltung sind nicht Folge von Symmetrien, sondern bisher nicht widerlegte Erfahrungstatsachen.

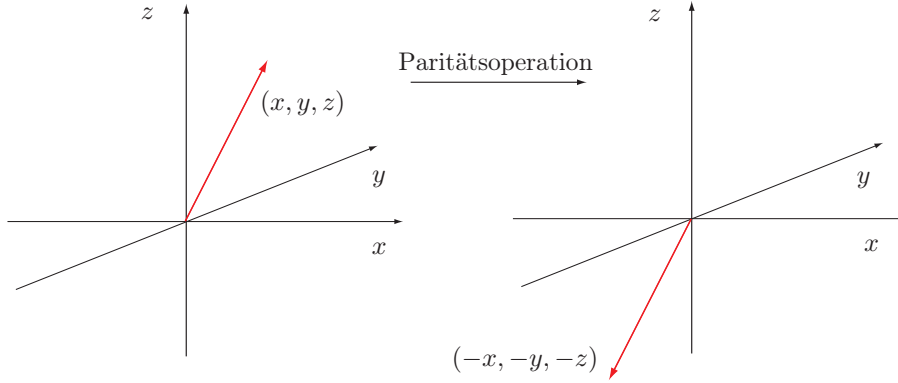
### 1.3.2 Die Parität als Erhaltungsgröße

Unter dem Begriff der Parität versteht man das Verhalten eines Objektes unter der Operation der Raumspiegelung, d.h. der Inversion aller Ortskoordinaten (Abbildung 1.3). In der Quantenmechanik ist die Parität definiert als der Eigenwert  $\pi$  des Paritätsoperators  $\mathbf{P}$ . Die Anwendung des Paritätsoperators auf einen Zustand  $|\psi\rangle$  stellt die lineare Transformation von dem ursprünglichen Koordinatensystem K in das gespiegelte System K' dar. Der zugehörige Zustand in K' wird mit  $|\psi'\rangle$  bezeichnet:

$$\mathbf{P}|\psi\rangle = |\psi'\rangle. \quad (1.9)$$

Ist  $|\psi\rangle$  Eigenvektor des Paritätsoperators, so gilt

$$\mathbf{P}|\psi\rangle = |\psi'\rangle = \pi|\psi\rangle. \quad (1.10)$$



**Abbildung 1.3:** Die Anwendung der Paritätsoperation bewirkt die Inversion aller Ortskoordinaten eines Vektors.

Da eine erneute Raumspiegelung wieder auf den Anfangszustand  $|\psi\rangle$  führen muss, kann man leicht zeigen, dass der Paritätsoperator  $\mathbf{P}$  nur die Eigenwerte  $\pi = \pm 1$  besitzen kann. Eigenzustände des Paritätsoperators können also positive oder negative Parität haben. Ist die Parität eine Erhaltungsgröße eines Systems, so gilt

$$[\mathbf{H}, \mathbf{P}] = 0. \quad (1.11)$$

Eigenvektoren des Hamiltonoperators sind dann ebenso Eigenvektoren des Paritätsoperators und besitzen damit eine definierte Parität. Für den Erwartungswert eines Operators  $\mathbf{S}$  im gespiegelten System  $K'$  erhält man

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \langle \psi' | \mathbf{S} | \psi' \rangle = \pi^2 \langle \psi | \mathbf{S} | \psi \rangle = 1 \cdot \langle \mathbf{S} \rangle. \quad (1.12)$$

Die Erwartungswerte sind im ursprünglichen und im gespiegelten System dieselben. Das heißt anschaulich, dass ein Prozess im Spiegel genauso aussieht wie in direkter Beobachtung. In einer gespiegelten Welt würden genau dieselben Naturgesetze gefunden wie in unserer Welt. Der abstrakten Eigenschaft der definierten Parität quantenmechanischer Zustände entspricht also eine Symmetrie der Natur, die in unserer Vorstellung sehr einleuchtend ist.

Bei der Suche nach einem Hinweis auf die Nichterhaltung der Parität muss man nun im Umkehrschluss versuchen, eine Größe zu messen, die sich im gespiegelten System unterschiedlich verhält. Denn falls dies gelingt, so kann Gleichung 1.12 nicht gelten, was nur den Schluss zulässt, dass die beobachteten Zustände keine definierte Parität haben. Die Zustände sind dann also keine Eigenzustände des Paritätsoperators und es gilt:

$$[\mathbf{H}, \mathbf{P}] \neq 0. \quad (1.13)$$

In der durch diesen Hamiltonoperator beschriebenen Wechselwirkung ist die Parität keine Erhaltungsgröße.

### 1.3.3 Hinweise auf die Paritätsverletzung

Die Überlegung, eine der uns bekannten Wechselwirkungen könne nicht invariant unter Raumspiegelung sein, schien lange Zeit so absurd, dass sie in der Entwicklung einer Theorie der schwachen Wechselwirkung nicht berücksichtigt wurde. Stattdessen wurde davon ausgegangen, dass die Parität auch in der schwachen Kraft eine Erhaltungsgröße sei. 1956 zeigten jedoch T.D. Lee und C.N. Yang, dass diese Annahme nicht gerechtfertigt war, indem sie zeigten, dass aus keinem bis dahin durchgeführten Experiment überhaupt eine Aussage zu dieser Frage gemacht werden konnte [LY56]. Es waren stets nur solche Observablen gemessen worden, die unabhängig von der Frage der Paritätserhaltung sind. Anlass zu dieser Untersuchung gab das so genannte  $\vartheta$ - $\tau$ -Problem: Bei der Beobachtung der schwachen Zerfälle der Mesonen  $\tau$  und  $\vartheta$  stellte sich heraus, dass die beiden Teilchen in ihren Massen und Lebensdauern identisch sind. Der Schlussfolgerung, es handele sich um ein und dasselbe Teilchen, widersprach jedoch die Tatsache, dass das  $\tau$  in drei Pionen, das  $\vartheta$  hingegen in zwei Pionen zerfällt. Da das Pion negative Parität hat, ergibt sich daraus für das  $\tau$  die Parität  $(-1) \cdot (-1) \cdot (-1) = -1$ , für das  $\vartheta$  ergibt sich  $(-1) \cdot (-1) = +1$ . Unter Annahme der Paritätserhaltung mussten also  $\tau$  und  $\vartheta$  unterschiedliche Teilchen sein [WM66, OHT56].

Einen Ausweg bot die Aufgabe der Paritätserhaltung. Musste die Parität nicht erhalten bleiben, so konnte ein Teilchen definierter Parität in verschiedene Endzustände unterschiedlicher Parität zerfallen. Heute weiß man, dass  $\tau$  und  $\vartheta$  ein und dasselbe Teilchen sind, welches als K-Meson bezeichnet wird. Der Hamiltonoperator muss in diesem Fall sowohl paritätserhaltende als auch paritätsändernde Terme beinhalten, um ein Teilchen definierter Parität in Endzustände mit unterschiedlichen Paritäten übergehen zu lassen. Dies führt dazu, dass in Gleichung (1.7) jeder Kopplungstyp doppelt vorkommt, wobei der paritätserhaltende Term mit der so genannten geraden Kopplungskonstanten  $C_k$  und der paritätsändernde Term mit der ungeraden Kopplungskonstanten  $C'_k$  gewichtet wird ( $k=V, A$ ). Das Verhältnis dieser beiden Kopplungskonstanten beschreibt die Stärke der Paritätsverletzung. Für den Fall  $C'_k = C_k$  ist die Paritätsverletzung maximal: Selbst für einen Anfangszustand definierter Parität sind im Endzustand gerade und ungerade Parität zu gleichen Teilen vermischt.

Einen entscheidenden Hinweis stellte die Beobachtung der Paritätsverletzung anhand der Longitudinalpolarisation von Elektronen aus dem  $\beta$ -Zerfall und der negativen Helizität der Neutrinos dar, welche im Goldhaber-Experiment bewiesen wurde [GGS58]. Sie waren im Einklang mit der V-A-Theorie und erlaubten außerdem eine Vereinfachung des Ausdrucks (1.7) für das Matricelement. Da sich gezeigt hat, dass ausschließlich linkshändige Neu-

trinos existieren, liegt eine maximale Paritätsverletzung vor und das Matricelement kann geschrieben werden als [MK92]

$$M_{if} = \langle g_v \cdot (\bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 - \lambda \gamma_5) \psi_n) (\bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_\nu) \rangle \quad \text{mit} \quad \lambda = \frac{g_A}{g_V} = 1, 25. \quad (1.14)$$

Diese Form des Matricelementes stellt eine Erweiterung des von Fermi gefundenen Ausdrucks dar, welche automatisch die Paritätsverletzung berücksichtigt. In ihrem berühmten Artikel zeigen Lee und Yang Möglichkeiten für die experimentelle Überprüfung der Paritätserhaltung auf, von denen einige in den folgenden Abschnitten besprochen werden.

### 1.3.4 Pseudoskalare

Wie in Abschnitt 1.3.2 schon beschrieben wurde, ist zur Bestätigung der Paritätsverletzung die Messung einer Größe nötig, die sich bei einer Raumspiegelung verändert. Lee und Yang erläutern in ihrem Artikel, dass lediglich solche Observablen geeignet sind, die die Bildung eines Pseudoskalars erlauben. Dies wird deutlich, wenn man das Verhalten vektorieller Größen unter Rauminversion betrachtet. Hier unterscheidet man zwischen polaren und axialen Vektoren. Erstere beschreiben Richtungen im Raum, wie etwa Ortsvektoren oder Teilchenimpulse. Bei einer Raumspiegelung ändern polare Vektoren ihr Vorzeichen:

$$\vec{r} \xrightarrow{K \rightarrow K'} -\vec{r} \quad \text{und} \quad \vec{p} \xrightarrow{K \rightarrow K'} -\vec{p}. \quad (1.15)$$

Zu den axialen Vektoren gehören Größen, die einen Drehsinn definieren, wie etwa Bahndrehimpuls und Spin. Sie entstehen aus dem Kreuzprodukt zweier polarer Vektoren und ändern daher ihr Vorzeichen bei Raumspiegelung nicht:

$$\vec{r}_1 \times \vec{r}_2 \xrightarrow{K \rightarrow K'} (-\vec{r}_1) \times (-\vec{r}_2) = \vec{r}_1 \times \vec{r}_2. \quad (1.16)$$

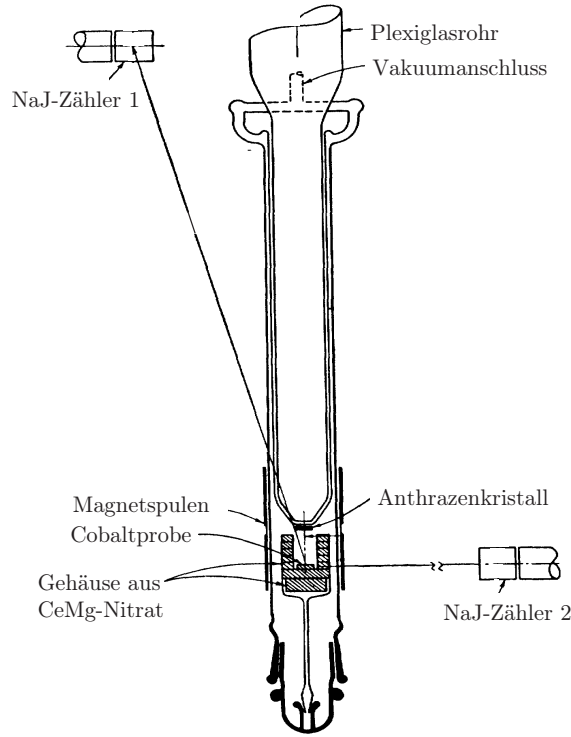
Als Pseudoskalar  $S$  wird nun das Skalarprodukt eines polaren und eines axialen Vektors, beispielsweise eines Impulses und eines Spins

$$S = \vec{p} \cdot \vec{\sigma} \quad (1.17)$$

bezeichnet. Im Gegensatz zu einem reinen Skalar kehrt sich bei einem Pseudoskalar unter Raumspiegelung das Vorzeichen um. Wird also in einer Messung im Koordinatensystem  $K$  ein nichtverschwindender Pseudoskalar  $S \neq 0$  beobachtet, so ergibt eine Messung derselben Größe im gespiegelten System  $K'$  den Messwert  $-S$ . Die Werte in den beiden Koordinatensystemen unterscheiden sich also, und es ist eine geeignete Messgröße für den Beweis der Paritätsverletzung gefunden worden. In einem paritätserhaltenden System müsste man hingegen  $S = 0$  finden.

### 1.3.5 Das Wu-Experiment

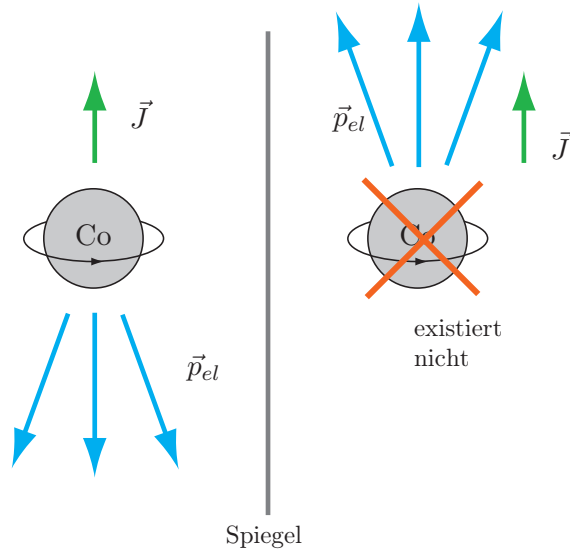
Das erste Experiment, das durch die Messung eines nichtverschwindenden Pseudoskalars einen Beweis für die Verletzung der Parität in der schwachen Wechselwirkung lieferte, wurde 1957 von C.S. Wu et al. an der Columbia-Universität in New York durchgeführt. Es soll hier in groben Zügen dargestellt werden, für eine ausführlichere Beschreibung sei jedoch an die weiterführende Literatur verwiesen [WAH<sup>+</sup>57, Hey94]. Abbildung 1.4 zeigt eine schematische Skizze des Versuchsaufbaus.



**Abbildung 1.4:** Skizze des Wu-Experiments, mit dem erstmals der Nachweis der Paritätsverletzung gelang [WM66].

Bei dem  $\beta^-$ -Zerfall von  $^{60}\text{Co}$  wird der Pseudoskalar  $\langle \vec{p}_{el} \cdot \vec{J} \rangle$  gemessen, der aus dem Impuls der ausgesandten Elektronen  $\vec{p}_{el}$  und dem Kernspin  $\vec{J}$  des Cobaltkerns gebildet wird. Dabei wird die Richtung des Kernspins bereits festgelegt, indem über ein äußeres Magnetfeld am Ort der  $^{60}\text{Co}$ -Kerne in einer Matrix aus CeMg-Nitrat ein starkes Magnetfeld erzeugt wird, an dem sich die Kernspins ausrichten. Um dies zu ermöglichen, ist eine Kühlung der Probe durch adiabatische Entmagnetisierung notwendig. Die so erfolgte Polarisation der Probe baut sich mit der Zeit wieder ab und wird mithilfe zweier NaJ-Zähler während der Messung überwacht. Sie detektieren die beim Zerfall ebenfalls emittierten  $\gamma$ -Quanten,

welche bei einer polarisierten Probe eine räumliche Asymmetrie zeigen.



**Abbildung 1.5:** Dargestellt ist die Beobachtung des Wu-Experiments: Die Elektronen werden beim Zerfall bei ausgerichtetem Kernspin in die entgegengesetzte Richtung emittiert (links). Die Inversion der Raumkoordinaten wird durch den Spiegel symbolisiert.

Gleichzeitig wird nun die Impulsrichtung der Elektronen gemessen, die in einem Anthrakristall oberhalb der Probe nachgewiesen werden. Um außerdem die Anzahl der in die entgegengesetzte Richtung emittierten Elektronen zu erhalten, wird dieselbe Messung mit umgekehrter Polarisation der Kerne durchgeführt. Die Beobachtung zeigte, dass die Elektronen beim Zerfall vorwiegend in die dem Kernspin entgegengesetzte Richtung emittiert werden, solange die Ausrichtung der Kernspins gegeben ist. Es gibt also bei der Emission der Elektronen eine Vorzugsrichtung bezüglich des Kernspins, somit ist  $\langle \vec{p}_{el} \cdot \vec{J} \rangle \neq 0$  und die Paritätsverletzung ist bewiesen.

Abbildung 1.5 verdeutlicht dieses Ergebnis: Bei einer Inversion aller Raumkoordinaten bleibt die Richtung des Kernspins erhalten, die Impulsrichtung der Elektronen stellt einen polaren Vektor dar und kehrt sich bei der Spiegelung um. Im Spiegel würden die Elektronen also parallel zum Kernspin emittiert. Diese Situation wird aber nicht beobachtet, der Prozess ist damit nicht spiegelinvariant.

## 2 Nachweis der Paritätsverletzung durch Mott-Streuung

### 2.1 Idee

In dem folgenden Kapitel soll die Methode zum Nachweis der Paritätsverletzung beim  $\beta^-$ -Zerfall beschrieben werden, die in der vorliegenden Arbeit experimentell realisiert wurde. Ziel ist es hier, den Pseudoskalar  $\langle \vec{p}_{el} \cdot \vec{s} \rangle$  aus Elektronenimpuls und intrinsischem Spin der Elektronen zu messen. Durch die experimentellen Gegebenheiten legt man dabei die Richtung des Elektronenimpulses bereits fest und misst dann die mittlere Ausrichtung des Spins bezüglich dieser Achse. Es wird also nachgeprüft, ob die bei einem  $\beta^-$ -Zerfall emittierten Elektronen eine bestimmte bevorzugte Richtung des Spins bezüglich ihrer Ausbreitungsrichtung aufweisen. Ist eine solche Ausrichtung des Spins entlang der Ausbreitungsrichtung vorhanden, so spricht man von einer longitudinalen Polarisation der Elektronen. In diesem Fall gilt  $\langle \vec{p}_{el} \cdot \vec{s} \rangle \neq 0$ , eine Paritätsverletzung beim  $\beta^-$ -Zerfall ist damit nachgewiesen.

Für den experimentellen Nachweis der longitudinalen Polarisation wird ein Prozess gesucht, welcher zwischen den verschiedenen Spinausrichtungen unterscheidet. Einen solchen Vorgang stellt unter anderem die Streuung der Elektronen im Kern-Coulombfeld schwerer Kerne dar. Die 1929 von Mott gezeigte Spinabhängigkeit der Streuung führt zu einer rechts/links-Asymmetrie der Streuraten. Die genauen Zusammenhänge sollen in den folgenden Abschnitten beschrieben werden.

### 2.2 Polarisation und Helizität

Wie oben beschrieben ist das Ziel dieses Versuches, die longitudinale Polarisation der Elektronen aus dem  $\beta^-$ -Zerfall nachzuweisen. Die Polarisation ist definiert als der Erwartungswert des Pauli'schen Spin-Operators

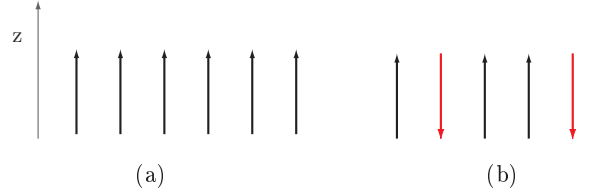
$$\vec{P} = \langle \chi | \vec{\sigma} | \chi \rangle \text{ bzw. } P_i = \langle \chi | \sigma_i | \chi \rangle. \quad (2.1)$$

Dabei sind die Pauli'schen Spin-Matrizen  $\sigma_i$  gegeben durch

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$



Befinden sich alle Elektronen eines Ensembles im gleichen Spinzustand  $\chi$ , so spricht man von einem reinen Zustand, die Elektronen sind vollständig polarisiert. Beispielsweise können die Spins aller Elektronen in  $z$ -Richtung orientiert sein, was  $\chi = (1, 0)$  entspricht (Abbildung 2.1 (a)). Eine Messung des Polarisationsvektors ergibt dann  $\vec{P} = (0, 0, 1)$ .



**Abbildung 2.1:** Polarisation von Elektronen: (a) Ensemble vollständig polarisierter Elektronen; (b) teilweise polarisierte Elektronen.

Von teilweise polarisierten Elektronen spricht man, wenn das Ensemble sich aus einem statistischen Gemisch von Spinzuständen zusammensetzt (Abbildung 2.1 (b)). In diesem Fall muss die Polarisation durch die Dichtematrix  $\rho$  definiert werden, welche die Gewichtung der im Ensemble vorkommenden reinen Zustände beschreibt. Die Polarisation hat dann nicht mehr den Betrag 1, da nicht alle Elektronen die gleiche Spinausrichtung haben. Sie ist dann definiert über

$$\mathbf{P} = \text{tr}(\rho \boldsymbol{\sigma}) \text{ bzw. } P_i = \text{tr}(\rho \sigma_i). \quad (2.3)$$

Anschaulicher kann der Grad der Polarisation ausgedrückt werden durch die Anzahlen  $N^+$  und  $N^-$  der Elektronen mit Spin-Komponente  $+1/2$  und  $-1/2$  bezüglich der der Polarisationsachse:

$$P = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}. \quad (2.4)$$

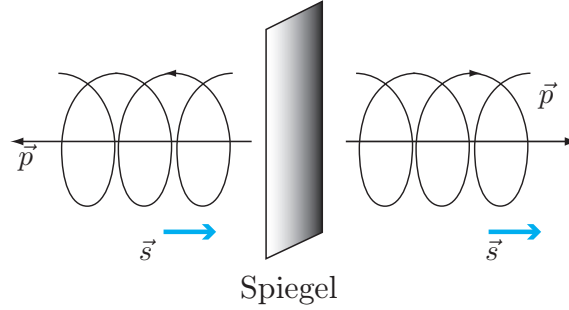
Bei den Elektronen aus dem  $\beta^-$ -Zerfall hat sich gezeigt, dass es eine solche ausgezeichnete Achse entlang der Ausbreitungsrichtung gibt, man bezeichnet diese Elektronen daher als longitudinal polarisiert. Aus der Theorie lässt sich der Grad der Polarisation berechnen, für erlaubte Übergänge lautet dieser nach [GMGH60]

$$P_l = \frac{-2v/c |M_{GT}|^2 C_A C'_A - 2v/c |M_F|^2 C_V C'_V}{(C_A^2 + C_A'^2) |M_{GT}|^2 + (C_V^2 + C_V'^2) |M_F|^2}. \quad (2.5)$$

Dabei sind  $|M_{GT}|$  und  $|M_F|$  die Matrixelemente für Gamow-Teller- bzw. Fermi-Übergänge, die  $C_k$  und  $C'_k$  sind die in Kapitel 1.3.3 beschriebenen geraden bzw. ungeraden Kopplungskonstanten. Bei der Beobachtung eines reinen Gamow-Teller-Übergangs mit  $|M_F| = 0$  erwartet man also im Fall vollständiger Paritätsverletzung, d.h.  $C_A = C'_A$ , eine Polarisation von

$$P_l = -\frac{v}{c}. \quad (2.6)$$

Die Longitudinalpolarisation wurde erstmals 1957 von Fraunfelder et al. gemessen und der Wert von  $P_l = -v/c$  gefunden [FBvG<sup>+</sup>57], weitere Experimente folgten und bestätigten dieses Ergebnis, beispielsweise von Greenberg und Malone [GMGH60]. Die emittierten Elektronen haben also eine bevorzugte Spinausrichtung entgegen ihrer Impulsrichtung, die mit steigender Geschwindigkeit  $v$  gegen  $-1$  strebt. Aufgrund der endlichen Elektronenmasse kann allerdings niemals  $v = c$  und damit eine vollständige Polarisation, d.h.  $P_l = -1$  erreicht werden.



**Abbildung 2.2:** Verhalten des Schraubensinnes unter der Paritätsoperation: Bei Raumspiegelung geht ein linkshändiges Teilchen in ein rechtshändiges Teilchen über.

Die Ergebnisse lassen sich auch auf folgende Weise interpretieren: Durch Impulsrichtung und Spinausrichtung eines Teilchens wird ein Schraubensinn festgelegt, wie in Abbildung 2.2 dargestellt. Ein Teilchen, dessen Polarisation entgegengesetzt zur Ausbreitungsrichtung zeigt, definiert eine Linksschraube. Dieser Schraubensinn wird auch als Linkshändigkeit oder negative Helizität eines Teilchens bezeichnet. Bei einer Raumspiegelung kehrt nun der Impuls sein Vorzeichen um, während der Spin als axialer Vektor unverändert bleibt. Aus der Linksschraube wird dadurch eine Rechtsschraube, das Teilchen hat also im gespiegelten System eine positive Helizität. Das Teilchen unterscheidet sich in beiden Systemen, es besteht keine Symmetrie unter Raumspiegelung und die Parität ist somit keine Erhaltungsgröße. Die Beobachtung der longitudinalen Polarisation beim  $\beta^-$ -Zerfall zeigt, dass offensichtlich bevorzugt Elektronen negativer Helizität, also Linksschrauben, emittiert werden.

## 2.3 Streuung von Elektronen im Kern-Coulombfeld

### 2.3.1 Spin-Bahn-Kopplung

Die Streuung von Teilchen der Ladung  $Z$  an einem geladenen Streuzentrum (Ladung  $Z'$ ) wird allgemein beschrieben durch die bekannte Rutherford'sche Streuformel:

$$\left( \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_{Ruth} = \left( \frac{ZZ'e^2}{4E} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4(\frac{\theta}{2})}. \quad (2.7)$$

Bei der Streuung von Elektronen an Kernen muss neben der Streuung am Coulomb-Potential außerdem der Einfluss des Spins auf die Wechselwirkungsenergie berücksichtigt werden. Man kann zu diesem Zweck die Dirac-Gleichung für äußere elektromagnetische Felder mit gewissen Näherungen lösen und erhält so einen Ausdruck für die Wechselwirkungsenergie  $W$ . Dieser enthält neben den aus dem nichtrelativistischen Fall bekannten Anteilen durch die Coulomb-Wechselwirkung unter anderem einen Zusatzterm, welcher für das zentralsymmetrische Potential  $V$  einer Punktladung die folgende Form hat (für die Herleitung siehe [CTDL97]):

$$W_{sl} = \frac{e^2}{2m_e^2 c^2} \frac{1}{R^3} \vec{s} \cdot \vec{l}. \quad (2.8)$$

Dieser zusätzliche Term ist also ein relativistischer Effekt, der erst durch die Verwendung der Dirac-Gleichung auftritt. Er hängt ab vom Bahndrehimpuls  $\vec{l}$  sowie dem Spin  $\vec{s}$  eines Teilchens. Leichter veranschaulichen lässt sich dieser Effekt anhand der folgenden Überlegung: Im Bezugssystem des Elektrons stellt der streuende Atomkern eine bewegte Ladung dar, die daher ein Magnetfeld

$$\vec{B} = -\frac{1}{c^2} \vec{v} \times \vec{E} \quad (2.9)$$

induziert. Mit diesem wechselwirkt das Elektron über sein magnetisches Moment  $\vec{\mu}$ , welches mit dem Spin zusammenhängt über

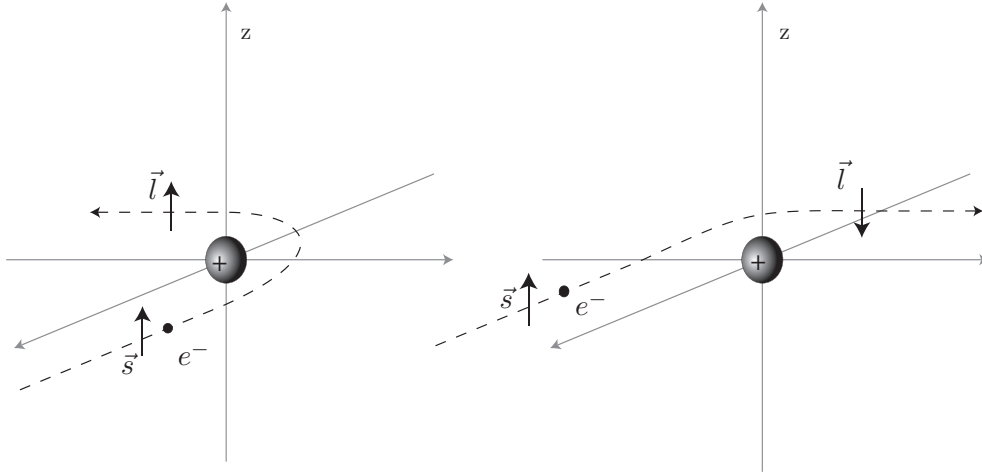
$$\vec{\mu} = -g_s \frac{e}{2m_e} \vec{s}. \quad (2.10)$$

Die Wechselwirkungsenergie lautet dann

$$W_{sl} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}. \quad (2.11)$$

Auch dieser Ansatz führt wieder auf den Ausdruck (2.8) für den Beitrag der Spin-Bahn-Wechselwirkung zur Wechselwirkungsenergie [CTDL97]. Es gibt bei der Streuung also unterschiedliche Wechselwirkungsenergien, je nach Ausrichtung von  $\vec{s}$  und  $\vec{l}$ . Für eine parallele und eine antiparallele Ausrichtung von  $\vec{s}$  und  $\vec{l}$  ergeben sich die größten bzw. kleinsten Beiträge zur Wechselwirkungsenergie. Falls hingegen  $\vec{s} \perp \vec{l}$  ist, so tritt kein Einfluss durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung auf.

Der Einfluss der Spin-Bahn-Wechselwirkung auf die Winkelverteilung bei der Streuung lässt sich an Abbildung 2.3 verdeutlichen. Bewegt sich ein Elektron mit Spin „up“, das heißt hier in  $z$ -Richtung, auf einen Kern zu, so ergeben sich für Links- und Rechtsstreuung unterschiedliche Richtungen für  $\vec{l}$ . Für Linksstreuung ist  $\vec{s}$  parallel zu  $\vec{l}$ , während sich für Rechtsstreuung die antiparallele Stellung ergibt. Energetisch günstiger ist für das Elektron eine Rechtsstreuung, da die Wechselwirkungsenergie (2.3.1) in diesem Fall niedriger ist. In einem Target, welches aus vielen Kernen besteht, hat das einfallende Teilchen immer die „Auswahl“ zwischen Kernen, bezüglich derer es links- bzw. rechtsherum streuen kann.



**Abbildung 2.3:** Bei Links- bzw. Rechtsstreuung an einem Kern steht der Bahndrehimpuls des Elektrons parallel bzw. antiparallel zu seinem Spin.

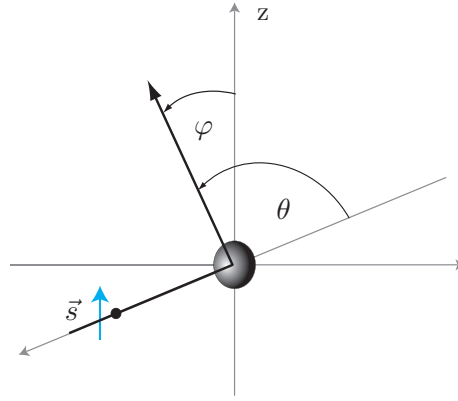
Insgesamt wird es bei Spin „up“-Elektronen häufiger zu einer Rechtsstreuung kommen. Mit anderen Worten: Der Wirkungsquerschnitt für Rechtsstreuung ist größer als für Linksstreuung. Für Elektronen mit Spin „down“ gilt der umgekehrte Fall. Im Experiment lässt man einen ganzen Strahl von Elektronen auf ein Target treffen. In einem unpolarisierten Strahl sind genauso viele Elektronen mit Spin „up“ wie mit Spin „down“ zu finden, sodass insgesamt in jede Richtung gleich viele Elektronen gestreut werden. Allerdings sind diese nun in einem gewissen Maße nach ihrer Spinausrichtung sortiert, weshalb dieser Effekt zur Gewinnung polarisierter Elektronen aus einem unpolarisierten Strahl genutzt werden kann. Ein solches Target, an dem unpolarisierte Elektronen gestreut werden, nennt man daher auch Polarisator. Der Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung des Spins wurde von N.F. Mott 1929 bestimmt [Mot29] und lautet für unpolarisierte Elektronen

$$\left(\frac{d\sigma_0(\theta)}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{d\sigma_0(\theta)}{d\Omega}\right)_{Ruth} \cdot \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right). \quad (2.12)$$

Es handelt sich also um eine Erweiterung des von Rutherford gefundenen Wirkungsquerschnittes für relativistische Elektronen in einem Coulomb-Potential, welche zunächst völlig isotrop in  $\varphi$ -Richtung ist. Für einen Strahl polarisierter Elektronen zeigt sich jedoch eine  $\varphi$ -Abhängigkeit, welche im nächsten Abschnitt besprochen werden soll.

### 2.3.2 Mott-Asymmetrie bei polarisierten Elektronen

Trifft nun ein in  $z$ -Richtung polarisierter Elektronenstrahl auf ein Target, so enthält dieser mehr Elektronen mit Spin „up“. Ein Großteil der Elektronen bevorzugt dadurch eine bestimmte Streurichtung, sodass sich eine rechts/links-Asymmetrie der Streuraten ergibt. Der



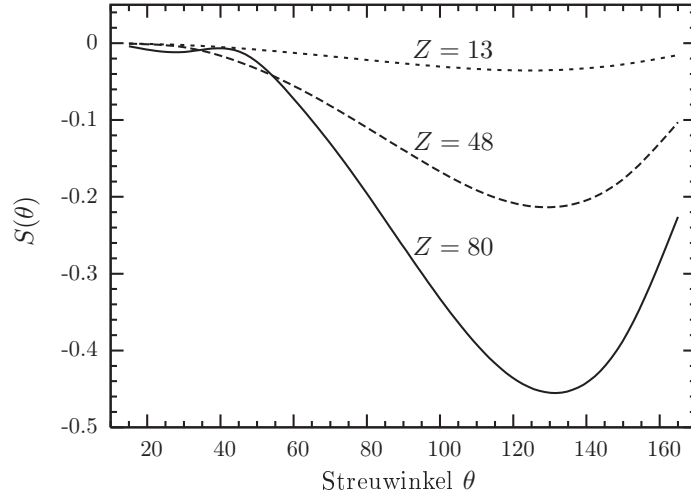
**Abbildung 2.4:** Definition des Azimutwinkels  $\varphi$  im Gegensatz zum Streuwinkel  $\theta$ , damit bedeutet  $\varphi = 90^\circ$  links und  $\varphi = 270^\circ$  bezeichnet rechts.

differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung transversal polarisierter Elektronen ist somit nicht nur abhängig von dem Streuwinkel  $\theta$ , sondern ist außerdem eine Funktion des Azimutwinkels  $\varphi$ . Dieser ist so definiert, dass  $\varphi = 0$  die Richtung der Polarisation bezeichnet,  $\varphi = 90^\circ$  bedeutet links und  $\varphi = 270^\circ$  entspricht rechts, siehe dazu auch Abbildung 2.4. Nach Mott kann der Wirkungsquerschnitt geschrieben werden als

$$\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma_0(\theta)}{d\Omega} \right)_{Mott} \cdot [1 - P_t \cdot S(\theta) \sin(\varphi)]. \quad (2.13)$$

Hier ist  $(d\sigma_0(\theta)/d\Omega)_{Mott}$  der Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Elektronen,  $P_t$  ist die Polarisation und  $S(\theta)$  die Asymmetriefunktion, welche noch näher erklärt wird. Es ergibt sich insgesamt ein sinusförmiger Verlauf mit  $\varphi$ . Die Wirkungsquerschnitte für Rechts- und Linksstreuung unterscheiden sich am stärksten ( $\varphi = 90^\circ$  bzw.  $\varphi = 270^\circ$ ), hier ist die größte Asymmetrie der Streuraten zu beobachten. Zwischen  $\varphi = 0^\circ$  und  $\varphi = 180^\circ$  besteht kein Unterschied des Wirkungsquerschnittes, da  $\sin(0^\circ) = \sin(180^\circ) = 0$ . Eine Messung unter diesen Winkeln ergibt keine Asymmetrie. Dies ist anschaulich klar, da für eine Streuung unter diesen Winkeln der Drehimpuls  $\vec{l}$  keinen zu  $\vec{s}$  parallelen Anteil hat (vgl. Abbildung 2.3: Streuung nach oben bzw. unten). Die Mott-Asymmetrie tritt daher immer in der Richtung senkrecht zur Impulsrichtung der einfallenden Elektronen und senkrecht zur Polarisation auf. Liegen also  $\vec{s}$  und  $\vec{p}$  beispielsweise in der Zeichenebene, so tritt die rechts/links-Asymmetrie in der Richtung senkrecht zur Zeichenebene auf.

Die Stärke der Asymmetrie wird zum einen durch die transversale Polarisation  $P = -v/c$ , zum anderen durch die Asymmetriefunktion  $S(\theta)$  bestimmt. Letztere wurde im Detail von Noah Sherman untersucht und wird daher meist als Sherman-Funktion bezeichnet [She56]. Sie hängt neben dem Streuwinkel außerdem von der Energie der Elektronen und der Kernladungszahl des Targets ab und wird üblicherweise mit negativem Vorzeichen angegeben,



**Abbildung 2.5:** Die Sherman-Funktion für verschiedene Kernladungszahlen, die Asymmetrie wird für die Streuung an schweren Kernen am größten.

sodass ein Minimum von  $S(\theta)$  eine maximale beobachtete Asymmetrie bedeutet. Abbildung 2.5 zeigt die Asymmetriefunktion nach Sherman. Hier wird deutlich, dass die Asymmetrie für schwere Kerne am ausgeprägtesten ist. Ein Minimum wird, je nach Energie und Kernladungszahl des Targets, im Bereich von etwa  $\theta = 130^\circ$  durchlaufen. Ebenfalls ist die Asymmetrie größer, je höher die kinetische Energie der Elektronen ist, wie in Abbildung 2.6 verdeutlicht wird.

Die beobachtete Messgröße ist in diesem Versuch die Differenz der Streuraten bei  $\varphi = 90^\circ$  und  $\varphi = 270^\circ$  unter einem festen Streuwinkel  $\theta$ , bezogen auf die Summe der Streuraten:

$$A = \frac{N(\theta, \varphi = 270^\circ) - N(\theta, \varphi = 90^\circ)}{N(\theta, \varphi = 270^\circ) + N(\theta, \varphi = 90^\circ)}. \quad (2.14)$$

Die Streuraten sind proportional zum Mott-Wirkungsquerschnitt für die Streuung unter dem Streuwinkel  $\theta$  und dem jeweiligen Azimutwinkel:

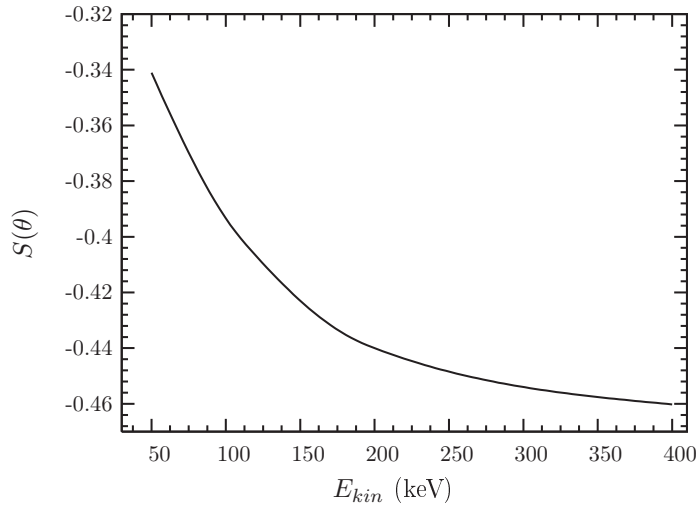
$$\begin{aligned} N(\theta, \varphi = 90^\circ) &\propto [1 - P_t \cdot S(\theta) \sin(90^\circ)], \\ N(\theta, \varphi = 270^\circ) &\propto [1 - P_t \cdot S(\theta) \sin(270^\circ)]. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Setzt man dies in den Ausdruck für die Asymmetrie ein, so erhält man wegen  $\sin(90^\circ) = 1$  und  $\sin(270^\circ) = -1$  den Ausdruck

$$A = \frac{1 + P_t \cdot S(\theta) - (1 - P_t \cdot S(\theta))}{1 + P_t \cdot S(\theta) + (1 - P_t \cdot S(\theta))} = P_t \cdot S(\theta). \quad (2.16)$$

Mit den oben definierten Richtungen  $\varphi = 90^\circ$  und  $\varphi = 270^\circ$  als links und rechts kann Gleichung (2.16) dann auch geschrieben werden als

$$A = \frac{N(re) - N(li)}{N(re) + N(li)} = P_t \cdot S(\theta). \quad (2.17)$$



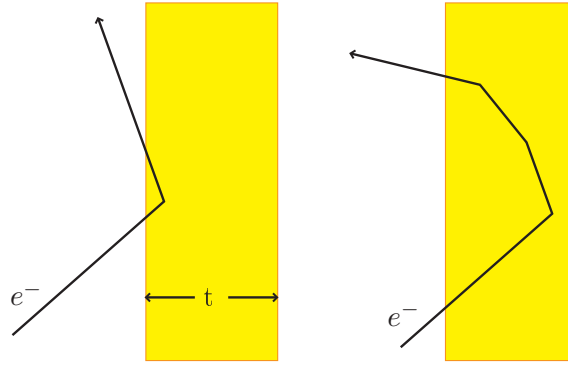
**Abbildung 2.6:** Der Verlauf der Sherman-Funktion als Funktion der Energie bei  $\theta = 135^\circ$ : Für hohe Energien ist diese am ausgeprägtesten.

Die Messung der Asymmetrie in der Richtung senkrecht zu der durch Impuls- und Polarisationsvektor definierten Ebene (rechts/links) liefert damit ein Maß für die transversale Polarisation der Elektronen. Die Werte für die Asymmetriefunktion  $S(\theta)$  können der Literatur [She56, Lin64] entnommen und die Polarisation berechnet werden. Bei einer Mott-Streuung polarisierter Elektronen an einem Target wirkt dieses als Analysator.

### 2.3.3 Streufolien endlicher Dicke

Die oben beschriebene Spinabhängigkeit der Streuung im Kern-Coulombfeld gilt nur für den Fall einer Einfachstreuung, also für den Grenzfall einer monoatomaren Schicht als Streukörper. Dies ist jedoch im Experiment offensichtlich nicht realisierbar. Stattdessen wird in einem Experiment die Streuung der Elektronen immer an einer Folie endlicher Dicke geschehen, sodass neben der Einfachstreuung auch Mehrfachstreuung auftreten kann. Diese mehrfach gestreuten Elektronen erfahren im Streukörper so viele Richtungsänderungen, dass beim Austritt keine Vorzugsrichtung mehr existiert, sondern durch diese Mehrfachstreuung ein isotrop über alle Winkel verteilter Untergrund entsteht (Abbildung 2.7). Die gemessene Asymmetrie ist daher kleiner als aus der Theorie zu erwarten ist.

Um also die tatsächliche Asymmetrie  $A_0$  und daraus die Polarisation zu bestimmen, muss der Einfluss der Foliendicke auf die gemessene Asymmetrie verstanden und dieser Effekt bei der Berechnung berücksichtigt werden. Durch eine Extrapolation von den bei verschiedenen Foliendicken gemessenen Werten hin zu der Foliendicke Null, die den Grenzfall einer monoatomaren Schicht darstellt, kann die tatsächliche Asymmetrie für Einfachstreuung



**Abbildung 2.7:** Streuung eines Elektrons an einer Folie der Dicke  $t$ . Links: Einzelstreuung, rechts: Mehrfachstreuung. Bei gleicher Einfallsrichtung ergibt sich nach mehrfacher Streuung ein anderer Austrittswinkel.

bestimmt werden.

Die genaue Betrachtung der Austrittsrichtung von polarisierten Elektronen nach dem Durchgang durch ein Medium ist recht komplex und erfordert die Berücksichtigung von mehrfacher elastischer sowie inelastischer Streuung unter beliebigen Winkeln in einer beliebigen Abfolge. Wegen der Komplexität von Prozessen höherer Ordnung müssen sich analytische Ansätze auf elastische Zweifachstreuung beschränken, selbst dies gelingt nur für große Energien und kleine Foliendicken. Eine Analyse des Einflusses der Zweifachstreuung auf die gemessene Asymmetrie für Streuwinkel  $\theta > 90^\circ$  führen beispielsweise Wegener [Weg58] und Greenberg [GMGH60] durch. Sie erhalten für den Zusammenhang zwischen gemessener Asymmetrie  $A(t)$  und der Foliendicke  $t$ :

$$A(t) = \frac{A_0}{1 + b \cdot t}. \quad (2.18)$$

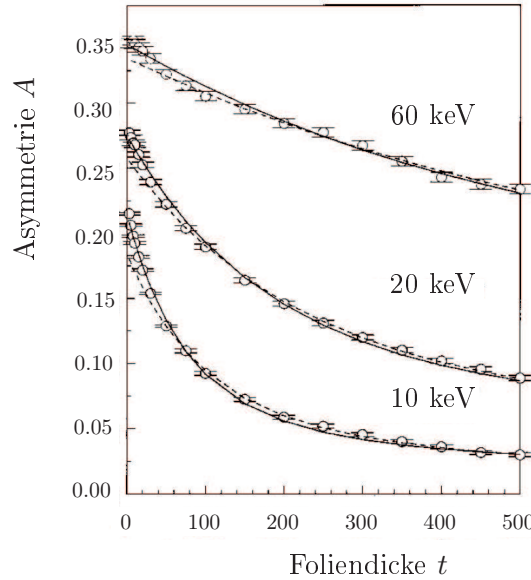
Es ergibt sich also ein linearer Zusammenhang zwischen dem Kehrwert der gemessenen Asymmetrie und der Foliendicke:

$$\frac{1}{A(t)} = \frac{1}{A_0} + \frac{b}{A_0} \cdot t. \quad (2.19)$$

Trägt man nun die Kehrwerte der für verschiedene Foliendicken gemessenen Asymmetrien gegen die Foliendicke auf, so liegen diese auf einer Geraden, deren Schnittpunkt mit der  $y$ -Achse die gesuchte tatsächliche Asymmetrie liefert. Dieser Extrapolation wird bei der Auswertung der Messergebnisse in Kapitel 5 angewendet und dargestellt. Der lineare Zusammenhang zwischen  $1/A$  und der Foliendicke wurde in verschiedenen Messungen bestätigt, unter anderem von Greenberg [GMGH60].

In neuerer Zeit gibt es außerdem Versuche, die Streuung in Monte-Carlo-Simulationen zu modellieren. Bei vorgegebenem  $A_0$  werden die verschiedenen Streuprozesse in der Folie





**Abbildung 2.8:** Die Asymmetrie als Funktion der Foliendicke  $t$  aus der Monte-Carlo-Simulation von Khakoo et al. für verschiedene Energien (Datenpunkte). Die gestrichelte Linie zeigt einen Fit mit einer Exponentialfunktion, die durchgezogene Linie einen Fit nach Gl. (2.18) [KRH<sup>+</sup>01].

am Computer simuliert und die Spuren der Elektronen verfolgt, wobei die stattfindenden Prozesse untersucht und Resultate für sehr dünne Folien berechnet werden können. Es kann dann eine geeignete Fitfunktion gesucht werden, die auf die vorgegebene tatsächliche Asymmetrie führt. Ein Überblick über bisherige theoretische Herangehensweisen sowie neuere Monte-Carlo-Untersuchungen der Asymmetrie unter einem Streuwinkel von  $120^\circ$  ist bei Khakoo et al. zu finden [KRH<sup>+</sup>01]. Die Ergebnisse unter Berücksichtigung von Mehr- und Vielfachstreuung sind in Abbildung 2.8 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass der von Wegener aufgestellte Ausdruck für die Fitfunktion auch in diesem Fall eine gute Übereinstimmung mit den Daten zeigt, was darauf schließen lässt, dass Prozesse höherer Ordnung für Streuwinkel  $\theta > 90^\circ$  nur eine kleine Rolle spielen können. Daher kann angenommen werden, dass eine Extrapolation auf die Foliendicke Null zur Bestimmung der tatsächlichen Asymmetrie nach der oben beschriebenen Methode nach Wegener durchaus sinnvoll ist.

Allerdings ist eine quantitative Bestimmung der Asymmetrie mit einem Fehler unter 1% nur für Foliendicken unter  $0,1 \mu\text{m}$  möglich [KRH<sup>+</sup>01]. Eine weitere Voraussetzung ist die ausschließliche Berücksichtigung der elastisch gestreuten Elektronen. Dies bedeutet, dass zum einen die Energie der einfallenden Elektronen sehr genau definiert und zum anderen ein hoch energieauflösender Detektor verwendet werden muss, um die ohne Energieverlust gestreuten Elektronen aus allen Ereignissen zu selektieren. Bei der Verwendung dickerer

Folien und fehlender Energieauflösung wird daher die ermittelte tatsächliche Asymmetrie mit einem erheblich größeren Fehler behaftet sein.

Es sollte an dieser Stelle noch hinzugefügt werden, dass der Zusammenhang aus Gleichung (2.18) nicht der einzig denkbare für die Extrapolation auf Foliendicke Null ist. In der Vielzahl der Mott-Experimente zur longitudinalen Polarisation haben sich empirisch häufig auch andere Zusammenhänge ergeben, welche die Daten des jeweiligen Versuchsaufbaus besser beschreiben. Als Beispiel soll hier lediglich die Arbeit von Brosi et al. genannt werden, deren Messung der Asymmetrien für relativ dicke Folien bis zu  $12,64 \text{ mg/cm}^2$  einen linearen Zusammenhang zwischen  $1/\sqrt{A}$  und der Foliendicke zeigen [BGKW62]. Häufig wird es daher sinnvoll sein, für die gefundenen Messreihen verschiedene Fitfunktionen hinsichtlich ihrer Abweichung von den Messwerten zu überprüfen, um dann die Extrapolation mit der am besten geeigneten Funktion durchzuführen.

## 2.4 Drehung der Polarisationsrichtung

Bei den bisherigen Überlegungen zur Asymmetrie wurde eine transversale Polarisation  $P_t$  zu Grunde gelegt. In der Tat tritt nur für eine solche transversale Polarisation die beschriebene Mott-Asymmetrie auf. Denn nur unter dieser Voraussetzung ist überhaupt eine parallele Ausrichtung von Spin und Bahndrehimpuls und damit ein Beitrag der Spin-Bahn-Wechselwirkung zum Streuquerschnitt möglich. Bei den im  $\beta^-$ -Zerfall emittierten Elektronen liegt jedoch eine longitudinale Polarisation vor, es ist im Falle einer Streuung stets  $\vec{s} \perp \vec{l}$ , sodass es zu keinem Beitrag der Spin-Bahn-Wechselwirkung nach Gleichung (2.8) kommt. Daher kann die Methode der Mott-Streuung hier nicht direkt angewendet werden. Es muss stattdessen nach Möglichkeiten gesucht werden, die longitudinale Polarisation in eine transversale zu überführen.

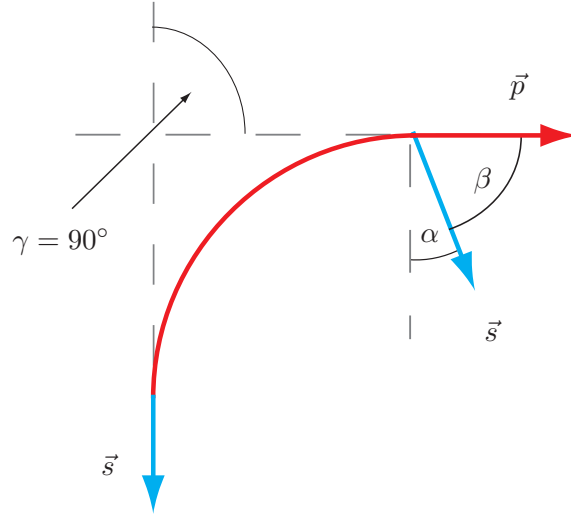
### 2.4.1 Umlenkung in einem Spektrometer

Eine Möglichkeit bietet die Drehung der Impulsrichtung durch das Anlegen eines langsam veränderlichen transversalen E-Feldes. Für solche Felder hat Tolhoek 1957 gezeigt, dass für die Änderung der Spinrichtung  $\alpha$  bei einem Umlenkwinkel  $\gamma$  die Beziehung

$$\alpha = \gamma \cdot \frac{E_{kin}}{E}. \quad (2.20)$$

gilt [Tol56]. Die Lage der Winkel  $\alpha$  und  $\gamma$  werden in Abbildung 2.9 veranschaulicht. Für nichtrelativistische Elektronen geht  $\alpha$  gegen Null, das E-Feld hat also keinen Einfluss auf den Spin.

Es ist daher möglich, den Elektronenstrahl in einem gekrümmten Kondensator um  $90^\circ$  abzulenken, während der Spin seine ursprüngliche Richtung beibehält und auf diese Weise



**Abbildung 2.9:** Definition des Umlenkwinkels  $\gamma$  und der Änderung der Spinausrichtung  $\alpha$  bei der Umlenkung der Elektronen in einem elektrischen Feld. Für relativistische Elektronen ist  $\alpha \neq 0$ , d.h. die Spinausrichtung nach einer Umlenkung um  $90^\circ$  nicht vollständig transversal.

die longitudinale Polarisation in eine transversale umzuwandeln. Ein solcher Kondensator ist schematisch in Abbildung 2.10 dargestellt. Von einem zylindrischen Kondensator spricht man, wenn die Umlenkung im Feld zwischen zwei planparallelen Platten geschieht, welche wie in Abbildung 2.10 einen Viertelkreis beschreiben. Um eine bessere Fokussierung der Elektronen zu erreichen, können außerdem sphärische Kondensatoren verwendet werden, bei denen die Elektroden Ausschnitte aus Kugeloberflächen mit verschiedenen Radien sind.

Für relativistische Elektronen ist der Einfluss des Feldes auf den Spin nicht vernachlässigbar. Nach einer Umlenkung der Elektronen um einen Winkel von  $\gamma = \pi/2$  gilt für den Winkel  $\beta = \pi/2 - \alpha$  zwischen Elektronenspin und Impulsrichtung

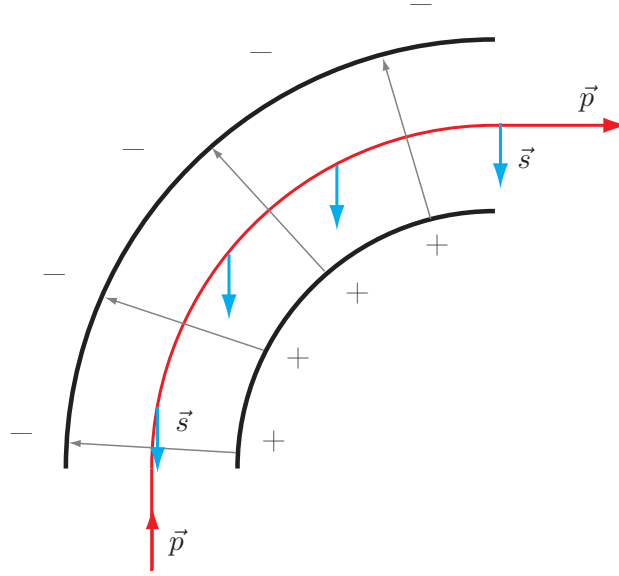
$$\beta = \frac{\pi}{2} \left( 1 - \frac{E_{kin}}{E} \right). \quad (2.21)$$

In diesem Fall ist der Elektronenstrahl nach der Ablenkung nicht vollständig transversal polarisiert. Stattdessen hat die Polarsation eine transversale Komponente

$$P_t = P_l \cdot \sin(\beta) = -\frac{v}{c} \cdot \sin \beta. \quad (2.22)$$

Um eine vollständig transversale Polarisation bei relativistischen Elektronen zu erreichen muss der Ablenkwinkel nach Tolhoek

$$\gamma = \frac{\pi}{2} \left( 1 - \frac{E_{kin}}{E} \right)^{-1} \quad (2.23)$$



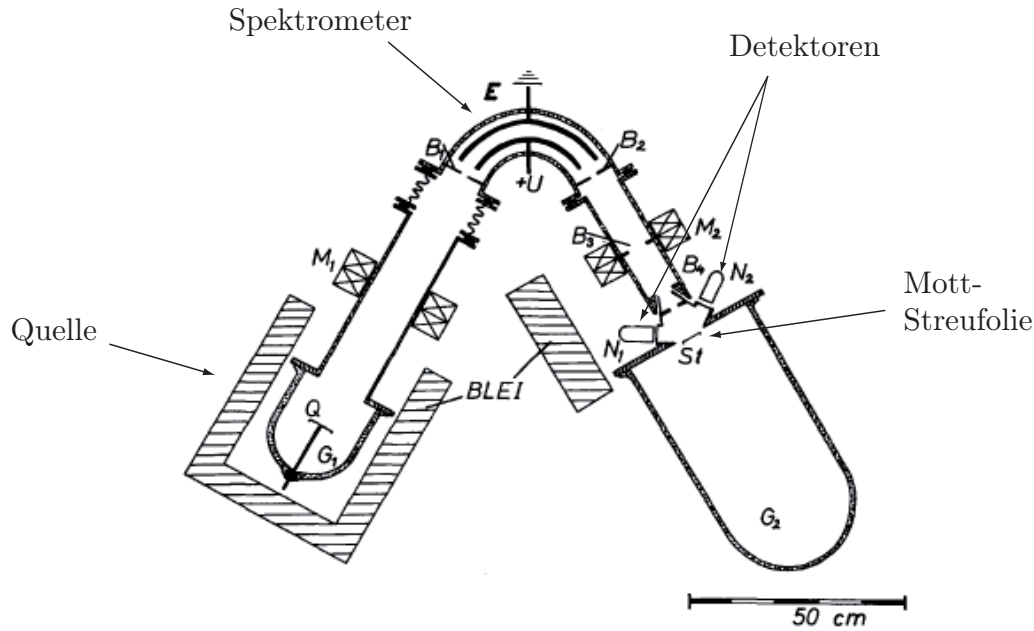
**Abbildung 2.10:** Schematische Darstellung der Drehung der Polarisationsrichtung in einem Kondensator: Der Spin bleibt bei der Umlenkung des Elektrons unbeeinflusst.

betragen. Die Methode der Umlenkung in einem solchen zylindrischen oder sphärischen Kondensator hat vor allem den Vorteil, dass durch die Wahl der Spannung eine Energieselektion der transmittierten Elektronen stattfinden kann. Dies ist wegen der Energieabhängigkeit der Sherman-Funktion  $S(\theta)$  notwendig für eine exakte Berechnung der Polarisation mithilfe von Gleichung (2.14). Ein solcher Kondensator wird daher im Folgenden auch als Spektrometer bezeichnet. Durch das Spektrometer wird bei einer bestimmten Plattenspannung  $U$  eine Elektronenenergie von

$$E = E_{kin} + m_0 c^2 = \frac{eUR}{2d} + \left[ m_0^2 c^4 + \left( \frac{eUR}{2d} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.24)$$

ausgewählt [BGvIW58].

Eine Realisierung dieser Methode der Umlenkung ist in Abbildung 2.11 gezeigt. Dargestellt ist der Aufbau von Bienlein et al., in welchem die Elektronen aus der Quelle zunächst das Spektrometer mit einem Umlenkwinkel von  $120^\circ$  durchlaufen und anschließend als transversal polarisierte Elektronen auf die Mott-Streufolie treffen [BGvIW58]. Die Asymmetrie wird mit 2 Detektoren ( $N_1$  und  $N_2$ ) gemessen, welche zu diesem Zweck nicht wie abgebildet in der Zeichenebene, sondern um  $90^\circ$  gedreht ober- bzw. unterhalb der Ebene positioniert sind (Spin und Impuls liegen in der Zeichenebene). Eine höhere Intensität der umgelenkten Elektronen wird durch die Verwendung zweier Magnetspulen (M1 und M2) erreicht, welche als Linsen wirken und die Elektronen auf die Streufolie abbilden.



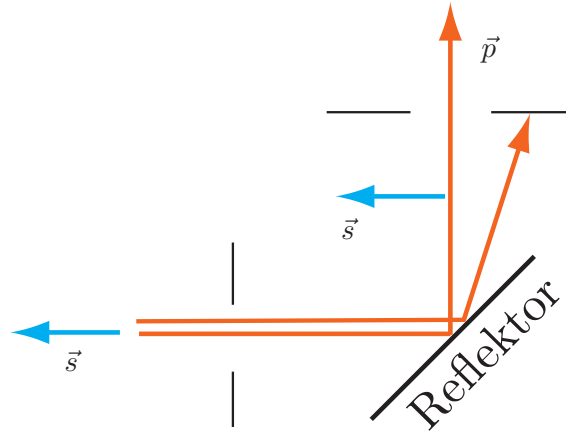
**Abbildung 2.11:** Aufbau des Mott-Detektors von Bienlein et al. mit Umlenkung im Kondensator [BGvIW58].

### 2.4.2 Umlenkung am Reflektor

Eine zweite Möglichkeit der Umlenkung der Elektronen stellt die Vielfachstreuung im Kern-Coulombfeld dar. Dabei treffen die Elektronen auf eine Streufolie endlicher Dicke, die gegen die Einfallsrichtung der Elektronen um  $45^\circ$  geneigt ist. Mithilfe von Blenden wird dann der Teil der Elektronen herausgegriffen, der insgesamt eine Streuung um  $90^\circ$  erfahren hat. Das Prinzip dieser Methode der Umlenkung wird in Abbildung 2.12 gezeigt.

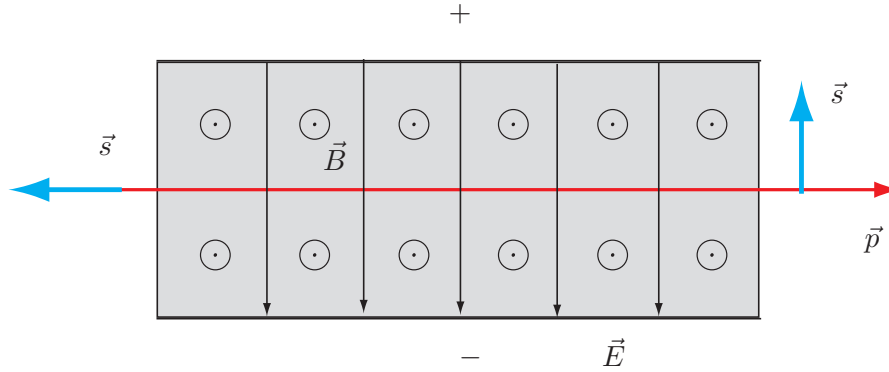
Experimente von Heintze und De-Shalit et al. haben gezeigt, dass die Vielfachstreuung im Kern-Coulombfeld im Wesentlichen als Ablenkung durch langsam veränderliche Felder betrachtet werden kann und somit eine leichter zu realisierende Alternative zur Ablenkung im Kondensator bietet [Hei57, DSKLR57].

Es ist allerdings zu bedenken, dass hier die Energieinformation verloren geht, da das gesamte Spektrum der gestreuten Elektronen reflektiert und für die Mott-Streuung verwendet wird. Eine exakte quantitative Bestimmung der Polarisierung ist daher nicht möglich. Allenfalls kann der Durchlassbereich der Apparatur abgeschätzt und ein Energieband eingegrenzt werden. Die von Heintze und De-Shalit gefundenen Werte sind dementsprechend mit großen Fehlern behaftet, sind jedoch verträglich mit einer ursprünglichen longitudinalen Polarisierung von  $P_l = -v/c$ .



**Abbildung 2.12:** Schematische Abbildung der Umlenkung an einem Reflektor. Mithilfe von Blenden werden diejenigen Elektronen ausgewählt, die insgesamt eine Streuung um  $90^\circ$  erfahren haben. Auch hier bleibt die Spinausrichtung näherungsweise erhalten.

### 2.4.3 Wien-Filter



**Abbildung 2.13:** Das Prinzip eines Wien-Filters, der durch gekreuzte E- und B-Felder eine Drehung des Spins in transversale Richtung bewirken kann.

Neben den hier erläuterten Methoden zur Drehung der Polarisationsrichtung durch Ablenkung der Elektronen um  $90^\circ$  ist außerdem eine direkte Drehung des Spins selbst möglich. Dies geschieht in einem Wien-Filter, der durch gekreuzte E- und B-Felder eine Drehung des Spins nach einer gewissen Flugstrecke bewirkt. Durch das B-Feld wird der Spin zur Präzession angeregt, während das E-Feld die Ablenkung durch die Lorentzkraft ausgleicht.

Nach dem Durchqueren einer Länge  $L$  im Wien-Filter ist der Spin um einen Winkel von

$$\alpha = \frac{eLB}{m\gamma^2 c^2 E} \quad (2.25)$$

gedreht.  $E$  und  $B$  sind hier die Stärken der Felder und  $\gamma$  ist hier der relativistische Faktor  $1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$ .

Da mit der kinetischen Energie jedoch die benötigte Länge des Wien-Filters zunimmt, ist diese Methode für die vorliegende Arbeit nicht geeignet und soll daher hier nicht näher beschrieben werden. Eine detailliertere Beschreibung ist beispielsweise in [Dem95, Kes76] zu finden.

## 3 Realisierung in einem Praktikumsversuch

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, einen Versuchsaufbau für den Nachweis der Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung im Rahmen eines Praktikums bereitzustellen. Diese Vorgabe hatte großen Einfluss auf die experimentelle Realisierung der im vorigen Kapitel beschriebenen Methode der Mott-Streuung an schweren Kernen. Hier galt es, abzuwägen zwischen einer im Idealfall exakten quantitativen Bestimmung der longitudinalen Polarisation auf der einen und den zeitlichen sowie materiellen Vorgaben eines Praktikumsversuchs auf der anderen Seite. Vor allem war hier zu beachten, dass alle Messungen innerhalb von wenigen Tagen durchführbar sein sollen. Grundlage der meisten Überlegungen zum Versuchsaufbau war daher der Gedanke, eine möglichst hohe Zählrate der gestreuten Elektronen zu erreichen, um innerhalb einer akzeptablen Messzeit ein statistisch signifikantes Ergebnis zu erhalten. Die verschiedenen Variablen zur Optimierung des Versuches sollen im Folgenden vorgestellt und verschiedene Realisierungsmöglichkeiten diskutiert werden.

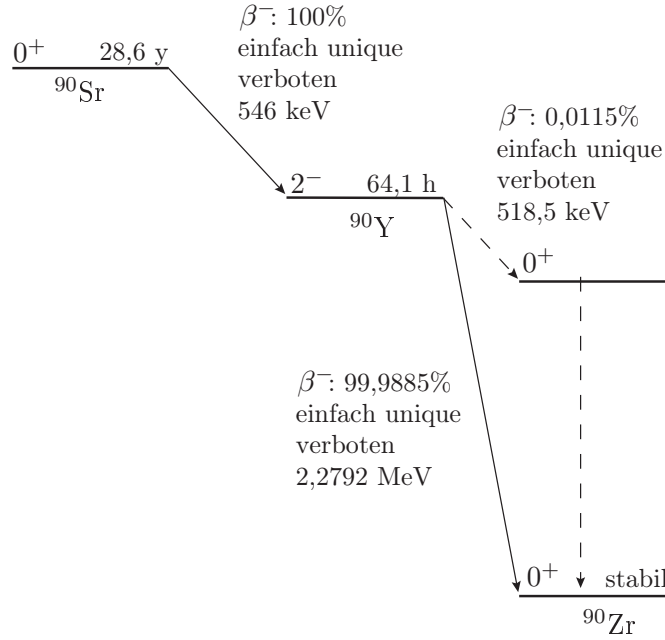
### 3.1 Die Quelle

Die wohl naheliegendste Möglichkeit, eine befriedigende Zählrate der detektierten Elektronen zu erzielen, ist der Einsatz einer genügend starken Quelle. Dies war jedoch in der vorliegenden Arbeit zunächst keine Option, da zum einen die Verwendung von sehr starken Quellen im Praktikum wegen der erheblichen nötigen Strahlenschutzmaßnahmen und des verbleibenden Restrisikos nicht wünschenswert ist. Zum anderen war in der Isotopensammlung bereits eine  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle vorhanden, die sich aus verschiedenen Gründen gut für diesen Versuch eignet und im Folgenden beschrieben wird.

#### 3.1.1 Der Zerfall des Strontium-90

Es handelt sich bei der vorhandenen Quelle um einen reinen  $\beta^-$ -Strahler mit einer Aktivität von 249 MBq (März 2007), der sich im Gleichgewicht mit seinem Tochterkern  $^{90}\text{Y}$  befindet. Dieses zerfällt ebenfalls über einen reinen  $\beta^-$ -Zerfall zu dem stabilen  $^{90}\text{Zr}$ , die Gesamtaktivität beträgt also 498 MBq. In Abbildung 3.1 ist das Zerfallsschema dargestellt [Han83].



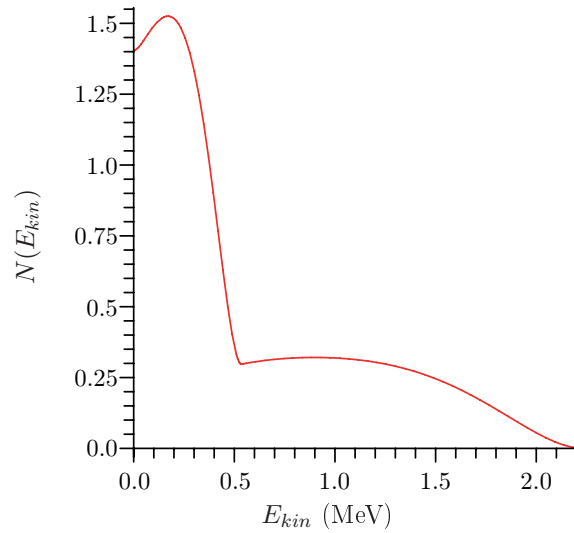


**Abbildung 3.1:** Das Zerfallsschema der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle: Wie der Mutterkern zerfällt auch der Tochterkern Yttrium nahezu ausschließlich über den  $\beta^-$ -Zerfall zum stabilen Zirkonium.

Beide Übergänge bewirken eine Änderung des Kernspins von  $\Delta I = \pm 2$  und einen Paritätswechsel, es handelt sich um unique verbotene Gamow-Teller-Übergänge, deren Halbwertszeiten 28,6 Jahre bzw. 64,1 Stunden betragen. Die vorhandene Quelle hat den Vorteil, dass sie ein reiner  $\beta^-$ -Strahler ist und daher keine  $\gamma$ -Strahlung emittiert, welche zusätzlich abgeschirmt werden müsste und einen störenden Untergrund zu den gewünschten Signalen hinzufügen würde. Hinzu kommt die große Gesamtaktivität und die relativ lange Halbwertszeit des Strontiums, aufgrund derer die Quelle sich auch für einen längerfristigen Einsatz im Praktikum eignet.

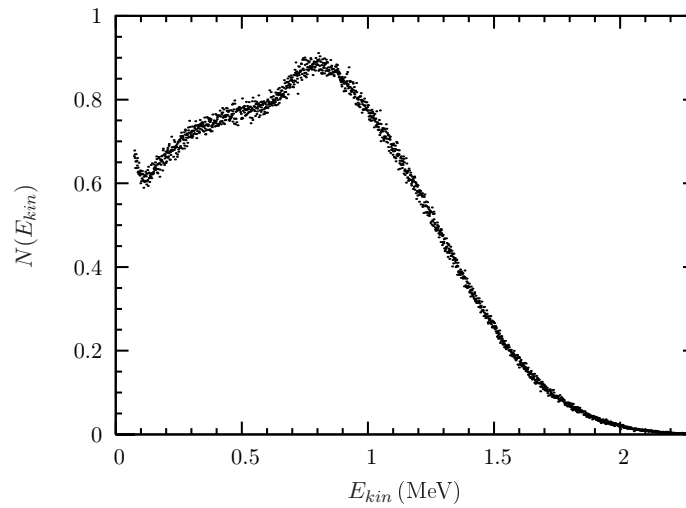
### 3.1.2 Das $\beta$ -Spektrum der $^{90}\text{Sr}$ -Quelle

Abbildung 3.2 zeigt das berechnete Spektrum der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle, welches sich aus der Überlagerung der Spektren der einzelnen Übergänge ergibt. In den Spektren einfach verbotener Übergänge tritt gegenüber der Form für erlaubte Zerfälle nach Gleichung (1.3) eine Abweichung auf, die hier bereits berücksichtigt wurde [JLL49].



**Abbildung 3.2:** Theoretisch zu erwartendes Energiespektrum der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle. Wegen der Coulombkorrektur strebt das Spektrum für  $E_{kin} \rightarrow 0$  gegen einen konstanten Wert.

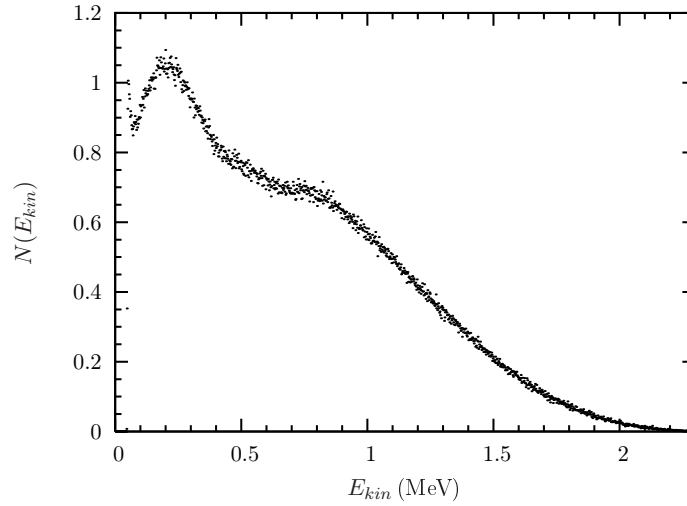
In einem Testaufbau wurde das Energiespektrum der von der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle emittierten Elektronen mit jedem der vier im Versuch verwendeten Detektoren aufgenommen, Abbildung 3.3 zeigt exemplarisch das mit Detektor 2 gemessene Spektrum.



**Abbildung 3.3:** Das Spektrum der im Versuch verwendeten Strontium-Quelle, aufgenommen mit einem der vier Oberflächen-Sperrschichtzähler.

Auffallend ist hier, dass das beobachtete Spektrum nicht die aus Abschnitt 3.1.1 erwartete Form aufweist. Diese Abweichung ist mit allen vier Detektoren zu beobachten, sodass ein Defekt auf Detektorseite unwahrscheinlich ist. Zum Vergleich wurde das Spektrum einer

zweiten, schwächeren Strontium-Quelle mit einer Aktivität von 2,3 MBq aufgenommen. In Abbildung 3.4 ist dieses Spektrum dargestellt, ebenfalls für Detektor 2.



**Abbildung 3.4:** Das Spektrum der schwächeren Strontium-Quelle, wiederum mit einem der Oberflächen-Sperrschichtzähler aufgenommen. Es erfüllt weit besser die theoretischen Erwartungen für die Form des  $^{90}\text{Sr}$ -Spektrums.

Im Gegensatz zu der 248 MBq-Quelle ist hier deutlich die Überlagerung der beiden Zerfälle des Strontiums und des Yttriums zu erkennen. Das Maximum des  $^{90}\text{Sr}$ -Spektrums liegt wie erwartet im Bereich von 200 keV, den Endpunkt kann ebenfalls in Übereinstimmung mit der Literatur auf 546 keV abgeschätzt werden. Die Endpunktsenergie des  $^{90}\text{Y}$ -Spektrums liegt bei ca. 2,2 MeV, was ebenfalls mit dem erwarteten Wert von 2,279 MeV gut vereinbar ist. Die Kalibration der Energie ermöglicht eine  $^{57}\text{Co}$ -Quelle, deren monoenergetischer  $\gamma$ -Peak bei 136 keV zuvor vermessen wurde.

Eine mögliche Erklärung für das Abweichen des Spektrums der 249 MBq-Quelle von der erwarteten Form ist die Streuung der Elektronen auf dem Weg von ihrem Entstehungsort zum Detektor. Zum einen können Streuprozesse zwischen der Quelle und dem Detektor geschehen, welcher für diese Messung in einem Abstand von 38 cm von der Quelle befestigt war. Elektronen, die nicht auf geradem Wege in den Detektor gelangen, können über inelastische Streuung an den Wänden der Vakuumkammer das Spektrum verfälschen. Zum anderen kann aber auch die Struktur der Quelle die Form des Spektrums beeinflussen. Über den Aufbau der Quelle existieren nur spärliche Informationen. Es ist jedoch anzunehmen, dass das aktive Material in eine Trägersubstanz, beispielsweise Keramik, implementiert ist und eine gewisse Ausdehnung besitzt. Ist dies der Fall, so müssen Elektronen bei ihrem Austritt aus der Quelle dieses Material durchqueren und verlieren teilweise schon in der Quelle durch inelastische Streuung Energie. Elektronen geringerer Energie werden häufiger

gestreut, sodass sich der Effekt vor allem im niederenergetischen Bereich des Spektrums bemerkbar machen sollte. In der Tat scheint in Abbildung 3.3 im Wesentlichen ein Teil des  $^{90}\text{Sr}$ -Spektrums zu fehlen, während das  $^{90}\text{Y}$ -Spektrum bei hohen Energien annähernd unbeeinflusst bleibt. Auch die Endpunktenergie ist in beiden Abbildungen die gleiche, was für die Erklärung der Abweichung durch Streuung spricht. Eine eindeutige Erklärung kann an dieser Stelle jedoch nicht gegeben werden.

## 3.2 Ablenkung der Elektronen

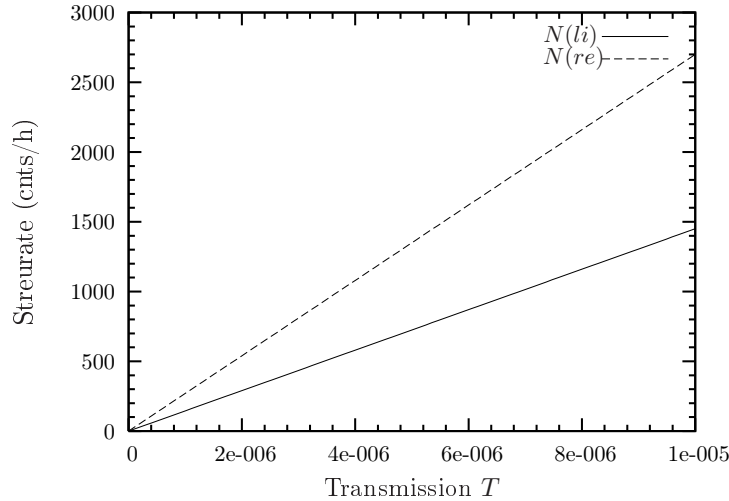
Wie in Kapitel 2.4 beschrieben, bieten sich verschiedene Möglichkeiten, die longitudinale Polarisierung der Elektronen in eine durch Mott-Streuung nachweisbare transversale Polarisation umzuwandeln. Dabei ist die am wenigsten geeignete Methode die Drehung des Spins in einem Wien-Filter, da dieser bei Energien im Bereich mehrerer 100 keV eine nicht realisierbare Länge aufweisen müsste [Han07]. Die beiden übrigen Möglichkeiten sollen hier diskutiert und die letztendliche Wahl des Reflektors begründet werden. Dabei muss zuerst ein geeignetes Auswahlkriterium gefunden und beide Methoden daran gemessen werden. Die Schwierigkeit bei der Bewertung besteht darin, die idealisierte Simulation eines Spektrometers mit den experimentell am fertigen Bauteil gefundenen Eigenschaften des Reflektors zu vergleichen. Der direkte Vergleich beider Methoden ist daher nur bedingt möglich. Dennoch soll hier der Versuch einer Gegenüberstellung unternommen werden, wobei auf die jeweiligen Schwierigkeiten hingewiesen wird.

### 3.2.1 Bestimmung der benötigten Transmission

Wie zu Beginn schon beschrieben war es bei der Realisierung dieses Versuches im Praktikum von besonderem Interesse, eine hohe Zählrate in der Streuung und damit kurze Messzeiten zu erreichen. Als Kriterium für die Umlenkungsmethode wurde daher die Transmission  $T$  des jeweiligen Bauteils gewählt. Sie beschreibt, wie viele der von der Quelle emittierten Elektronen nach der Umlenkung tatsächlich die Streufolie erreichen und ist hier definiert als der Anteil der umgelenkten, d.h. transmittierten Elektronen  $N_{\text{transmittiert}}$  an der Gesamtaktivität der Quelle  $N_{\text{emittiert}}$ :

$$T = \frac{N_{\text{transmittiert}}}{N_{\text{emittiert}}} \quad (3.1)$$

Zunächst stellte sich die Frage, welche Transmission für eine statistisch signifikante Messung benötigt wird. Um dies beurteilen zu können, wurde die theoretisch zu erwartende Streurate im linken sowie im rechten Detektor in Abhängigkeit der Transmission mit dem Programm MAPLE berechnet und die zu erwartende Asymmetrie  $A = \frac{N(\text{re}) - N(\text{li})}{N(\text{re}) + N(\text{li})}$  berechnet. Der Wirkungsquerschnitt aus Gleichung (2.13) wurde zu diesem Zweck über den durch



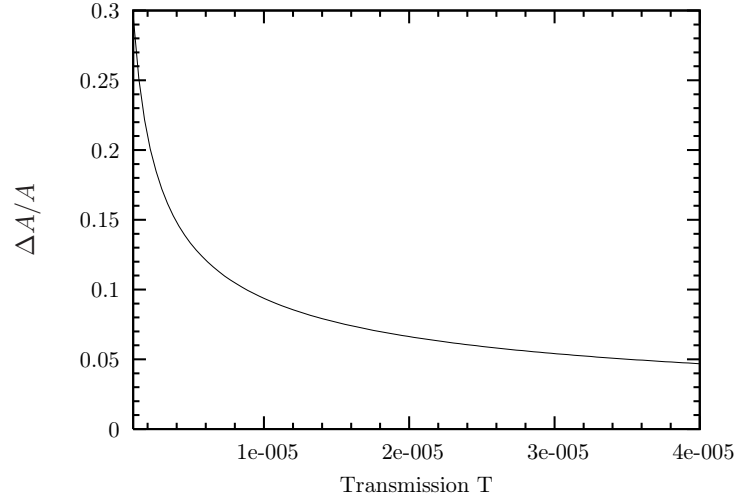
**Abbildung 3.5:** Anzahl der in den linken bzw. rechten Detektor gestreuten Elektronen, die nach einer Stunde Messzeit aus dem Wirkungsquerschnitt für Einzelstreuung zu erwarten sind.

den jeweiligen Detektor abgedeckten Raumwinkel integriert. Die Werte für den Wirkungsquerschnitt sind aus [Lin64] entnommen, die Rechnung wurde für eine kinetische Energie von 200 keV und einen Streuwinkel von  $130^\circ$ , einem Raumwinkel von  $20^\circ$  in  $\theta$ - und  $\varphi$ -Richtung bei einer Foliendicke von  $0,3 \mu\text{m}$  durchgeführt. Die nach einer Messzeit von einer Stunde bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 1 erwarteten Streuraten sind in Abbildung 3.5 gegen die Transmission aufgetragen.

Die Messzeit von einer Stunde wurde hier gewählt, um die Durchführung des Versuches mit verschiedenen Folien sowie Untergrundmessungen innerhalb von einem bis zwei Tagen zu gewährleisten. Die Berechnung der Werte für eine kinetische Energie von 200 keV ist sinnvoll, da das Spektrum der Elektronen etwa für diesen Wert sein Maximum annimmt und deshalb ein mögliches Spektrometer für diese Energie durchlässig sein sollte, um möglichst hohe Zählraten zu erzielen. Mit der gewählten Foliendicke von  $0,3 \mu\text{m}$  erhält man eine Abschätzung für die dünnste der im Versuch verwendeten Folien, welche die geringste Streuraten zeigt und damit bestimmend für die Anforderung an die Transmission ist.

Um ein statistisch signifikantes Messergebnis zu erhalten, muss der Fehler der gemessenen Asymmetrie genügend klein werden. Der relative statistische Fehler  $\Delta A/A$  der Asymmetrie nach Gl. (2.16) wurde daher aus den zu erwartenden Zählraten berechnet und in Abbildung 3.6 wieder gegen die Transmission aufgetragen. Wie die Abbildung zeigt, ist bei einer Transmission ab etwa  $4 \cdot 10^{-5}$  ein Fehler von unter 5% zu erreichen.

Bei der Wahl der Anforderung an die Transmission ist Folgendes zu bedenken: Es wird ausschließlich der statistische Fehler der Zählraten berücksichtigt, nicht jedoch zusätzlich auftretende Unsicherheiten eines konkreten Versuchsaufbaus, etwa der Untergrund oder ap-



**Abbildung 3.6:** Der relative statistische Fehler der Asymmetrie, der nach einer Stunde Messzeit aus den berechneten Streuraten zu erwarten ist, als Funktion der Transmission des Spektrometers.

parative Asymmetrien. Hinzu kommt, dass die in einer realen Messung gefundene effektive Asymmetrie wegen der endlichen Foliendicke geringer und der relative Fehler damit größer ausfallen wird. Werte für die effektive Asymmetrie sind von Kessler et al. gemessen worden, jedoch ausschließlich für erheblich dünnere Folien und geringere Energien als in diesem Versuch realisierbar [GK90]. Nicht berücksichtigt ist hier außerdem die Wahrscheinlichkeit für die verwendeten Detektoren, ein gestreutes Elektron überhaupt nachzuweisen. Wie in Kapitel 4.4.3 beschrieben wird, liegt diese unterhalb von 1, sodass höhere Anforderungen an die Transmission gestellt werden müssen.

Desweiteren wird für die Definition der Transmission hier  $N_{emittiert} = 498 \text{ MBq}$  für die Gesamtaktivität angenommen. Wie in Abschnitt 3.1.2 erwähnt, ist diese Annahme unter Umständen nicht erfüllt, da ein Teil der Elektronen bereits in der Quelle abgestoppt wird. Möglicherweise verringert dieser Effekt die Anzahl der emittierten Elektronen signifikant und Gl. (3.2) liefert auch in dieser Hinsicht ein schwaches Kriterium. Da jedoch weder die Nachweiswahrscheinlichkeit noch die tatsächliche Gesamtaktivität der Quelle im Rahmen dieser Arbeit zufriedenstellend bestimmt werden konnte und außerdem für alle Detektoren unterschiedlich ist, können diese Punkte hier nicht berücksichtigt werden.

Die Berechnung des statistischen Fehlers kann also nur eine untere Abschätzung des Messfehlers bieten, es muss daher eine entsprechend hohe Anforderung gestellt werden. Die Forderung nach einem Fehler von 5% und damit einer Transmission von

$$T = 4 \cdot 10^{-5} \quad (3.2)$$

ist daher sinnvoll. Im Experiment wird mit einer Transmission in dieser Größenordnung

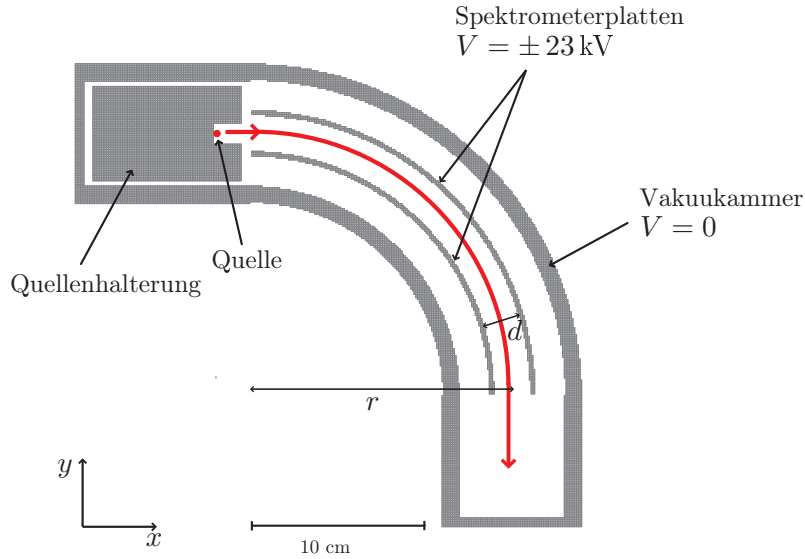
kein Fehler von 5% zu erreichen sein, das hier gefundene Kriterium bietet aber eine grobe Orientierung für die nötige Transmission.

### 3.2.2 Simulation eines Spektrometers mit SIMION

Von den verbleibenden Möglichkeiten ist die Umlenkung der Impulsrichtung in einem Spektrometer zweifelsohne die eleganteste und auch die intuitivste. Außerdem lässt sich hier eine Energieinformation über die an der Folie streuenden Elektronen gewinnen, sodass eine quantitative Bestimmung der Polarisierung möglich ist. Andererseits wird lediglich ein schmales Energieband aus dem Spektrum ausgewählt und transmittiert, während der weitaus größte Teil der Elektronen für die Streuung verloren geht. Es wurde daher geprüft, ob sich ein Spektrometer bauen lässt, dessen Transmission genügend groß ist, um mit der gegebenen Quelle eine ausreichende Streurate der Elektronen an der Folie zu erreichen. Dazu wurden mit der Maßgabe aus Abschnitt 3.2.1 verschiedene Spektrometergeometrien und der Durchgang der Elektronen mit dem Programm SIMION simuliert und die Transmission bestimmt.

Mithilfe von SIMION können in beliebigen Geometrien mehrere Elektroden definiert und diesen elektrische Potentiale zugeordnet werden. Das Programm berechnet dann die Feldverteilung und ermöglicht es, im nächsten Schritt geladene Teilchen durch die Feldanordnung fliegen zu lassen. Dabei können Ladung, Masse, kinetische Energie, Startpunkt und Austrittsrichtung der Ionen bestimmt werden. Es lassen sich auch Gruppen von Ionen definieren, in denen eine bestimmte Eigenschaft der Ionen über einen Bereich variiert wird, beispielsweise können Teilchen mit demselben Austrittswinkel, jedoch mit einer über ein gewünschtes Intervall variierenden kinetischen Energie definiert werden. Die Bewegung der Elektronen kann grafisch dargestellt und als Datei ausgegeben werden, wobei Daten unter verschiedenen Kriterien herausgeschrieben werden können. Darunter sind zum Beispiel die Nummer des Ions, seine Ortskoordinaten, Geschwindigkeiten, Beschleunigungen oder Feldeigenschaften zum Zeitpunkt des Auftreffens auf eine Elektrode, des Passierens eines Punktes oder des Eintretens in eine Feldverteilung. Es wurden verschieden dimensionierte zylindrische Spektrometer simuliert. Ein Beispiel ist in Abbildung 3.7 dargestellt, Abbildung 3.8 zeigt die Trajektorien einer Gruppe von Elektronen in diesem Spektrometer. Die Ablenkung findet in der  $x$ - $y$ -Ebene statt, die Anordnung ist symmetrisch in  $z$ -Richtung.

Um die Transmission des jeweiligen Spektrometers zu bestimmen, wurden  $N_0$  Elektronen gleichmäßig in einem bestimmten Energie- und Winkelbereich am Ort der Quelle erzeugt und die Nummer des Elektrons aufgezeichnet, falls es den Ausgang des Spektrometers erreichte. So lässt sich die Anzahl  $N_t$  der Elektronen bestimmen, die das Spektrometer



**Abbildung 3.7:** Mit SIMION simuliertes Spektrometer. Der Radius  $r$  beträgt hier 15 cm, der Abstand der Platten  $d$  ist 2 cm. In rot eingezeichnet ist die Trajektorie eines Elektrons, das eine geeignete Energie und einen geeigneten Austrittswinkel besitzt, um transmittiert zu werden.

passieren können. Die Transmission wird dann berechnet mit

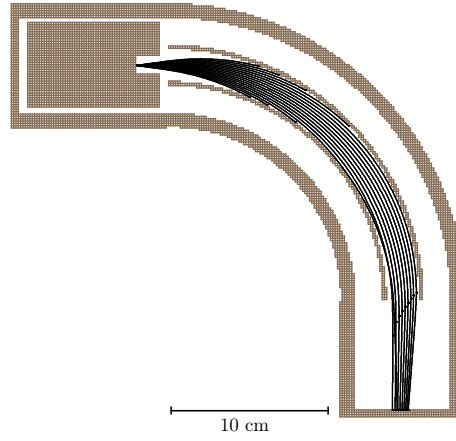
$$T = \frac{N_t}{N_0} \cdot \frac{F_t}{F_0} \cdot \frac{\Delta\Omega}{\Omega}. \quad (3.3)$$

Darin ist  $F_t/F_0$  der Anteil des betrachteten Energiebereiches am Gesamtspektrum,  $\Delta\Omega/\Omega$  bezeichnet den berücksichtigten Raumwinkelanteil.

Um eine hohe Transmission zu erreichen, kann zum einen der Raumwinkel vergrößert werden, welcher durch das Spektrometer auf die Streufolie abgebildet werden soll. Dazu muss die Quelle genügend nahe am Eingang des Spektrometers platziert werden und die Quellenhalterung einen großen Öffnungswinkel aufweisen. Desweiteren kann der Abstand zwischen den beiden Elektroden variiert werden, da ein größerer Plattenabstand zu einer größeren Winkelakzeptanz führt. Außerdem ist bei einer zylindrischen Geometrie ein möglichst kleiner Radius des Spektrometers vorteilhaft, da die Elektronen lediglich in der  $x$ - $y$ -Ebene fokussiert werden, während sie sich in  $z$ -Richtung unter einem festen Öffnungswinkel auseinanderbewegen. Auf der Folie treffen umso mehr Elektronen auf, je kürzer die Wegstrecke, je kleiner also der Radius ist.

Allerdings sind mit kleineren Radien auch immer höhere Spannungen auf den Platten nötig, um die Elektronen der gewünschten Energie abzulenken. Mit größerem Plattenabstand vergrößert sich außerdem das Energieintervall, aus dem Elektronen transmittiert werden können, wodurch eine Energieselektion nur noch begrenzt gegeben ist. Hinzu kommt, dass die Austrittsrichtung der Elektronen und damit auch ihre Spinausrichtung über einen immer



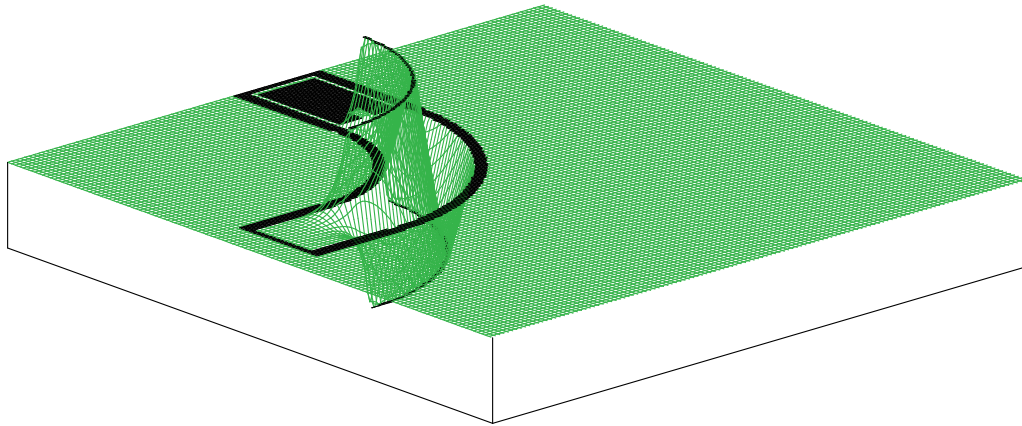


**Abbildung 3.8:** Beispiel einer mit SIMION simulierten Gruppe von Elektronen derselben Energie mit verschiedenen Austrittswinkeln. Ein gewisser Bereich von Austrittswinkeln wird auf die Streufolie am Ende des Spektrometers fokussiert.

größeren Bereich variiert, sodass eine transversale Polarisierung nur noch in begrenztem Maße gegeben ist. Der Vergrößerung der Transmission sind daher Grenzen gesetzt. Das in Abbildung 3.7 gezeigte Spektrometer hat bei einer Plattenspannung von  $\pm 23 \text{ kV}$  einen Durchlassbereich für Elektronen von 170 bis 240 keV mit einem Öffnungswinkel der Austrittsrichtung von bis zu  $\Theta = \pm 8^\circ$ . Mit diesen Einstellungen ergibt die Simulation  $N_t/N_0 = 0,94$ , es werden nahezu alle Elektronen aus diesem Winkel- und Energiebereich transmittiert. Der Anteil des berücksichtigten Energiebereiches am Gesamtspektrum  $F_t/F_0$  wird aus dem gemessenen Spektrum ermittelt, welches in Abbildung 3.3 gezeigt ist, um die charakteristische Form des tatsächlichen Spektrums zu berücksichtigen. Er beträgt  $F_t/F_0 = 0,045$ . Der Raumwinkelanteil wird für eine kreisförmige Streufolie berechnet, welche sich in einem Abstand von 7 cm vom Ausgang des Spektrometers befindet und einen Durchmesser von 1,5 cm hat. Mit einer solchen Folie wird der gesamte Öffnungswinkel  $\Theta$  auf die Folie abgebildet und es ergibt sich in  $z$ -Richtung ein Öffnungswinkel von  $\phi = \pm 2,25^\circ$ . Weiterhin wird berücksichtigt, dass die Streufolie nicht den gesamten Raumwinkel abdeckt, sondern einen kreisförmigen Ausschnitt daraus. Es ergibt sich insgesamt ein Raumwinkelbereich von  $\Delta\Omega/\Omega_0 = 7,59 \cdot 10^{-4}$ . Für die Transmission erhält man

$$T_{Spec} = 3,21 \cdot 10^{-5}. \quad (3.4)$$

Damit erfüllt ein solches Spektrometer nur knapp die Anforderung aus Abschnitt 3.2.1. Um die Transmission weiter zu verbessern, kann das Verhältnis von Plattenabstand zu Radius weiter vergrößert werden, jedoch mit den oben genannten Nachteilen. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Verwendung eines sphärischen Spektrometers, welches durch die



**Abbildung 3.9:** Potentialansicht des Spektrometers aus Abbildung 3.8. Die  $z$ -Komponente (grün) stellt das Potential am Ort  $(x, y)$  dar. Die Elektroden liegen auf einem Potential von  $\pm 23$  kV.

zusätzliche Fokussierung der Elektronen in  $z$ -Richtung eine um 20% verbesserte Transmission bewirkt [BGvIW58].

Insgesamt erschien bei einem vergleichsweise hohen experimentellen Aufwand der Erfolg der Umlenkung mittels eines Spektrometers fraglich, zumal nicht klar ist, ob die für einen idealisierten Aufbau simulierte Transmission im Experiment tatsächlich realisiert werden kann. Hinzu kommt, dass die gefundene Anforderung von  $T = 4 \cdot 10^{-5}$  bereits ein schwaches Kriterium darstellt. Es konnte ohne experimentelle Erfahrungswerte insbesondere nicht abgeschätzt werden, welchen Einfluss experimentelle Faktoren wie Foliendicke, Untergrund, apparative Asymmetrien und Winkelakzeptanz auf die Asymmetrie und den Fehler der Messung haben.

Da von ähnlichen Versuchen an den Universitäten Bonn und Dortmund bekannt war, dass mit der Umlenkung an einem Reflektor gute qualitative Ergebnisse erzielt werden können, wurde zunächst diese Methode realisiert. So kann die Streuung zunächst verstanden und der Einfluss experimenteller Unsicherheiten abgeschätzt werden, um dann an einem funktionierenden Aufbau die Umlenkung gegebenenfalls durch den Einbau eines Spektrometers zu optimieren.

### 3.2.3 Umlenkung mit einem Reflektor

Um eine Umlenkung der von der Quelle emittierten Elektronen um  $90^\circ$  zu erreichen, wurde in den Strahlengang ein Reflektor eingebracht, wie er in Abschnitt 2.4 beschrieben wird. Es wird in diesem Versuch jedoch keine Folie zur Vielfachstreuung verwendet, sondern ein an einem Ende abgeschrägter Metallstift mit einem Radius von 1 cm, welcher in Abbildung 3.10 gezeigt ist. Dies hat gegenüber einer Folie den Vorteil einer einfacheren Handhabung

und Justierung im endgültigen Aufbau sowie einer größeren Streuwahrscheinlichkeit.



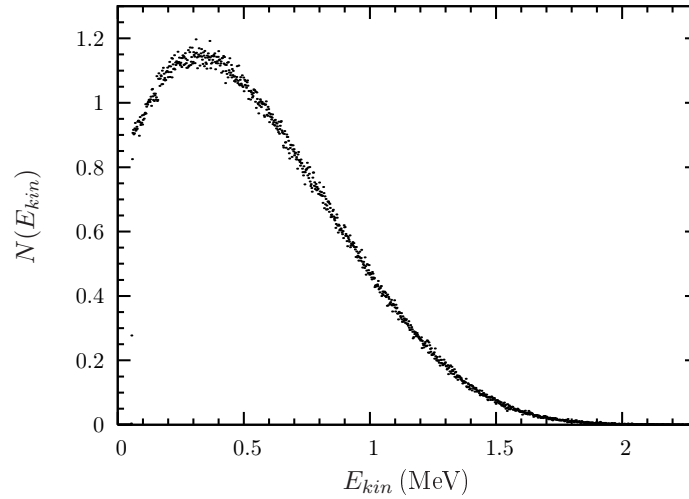
**Abbildung 3.10:** Der Aluminiumreflektor, welcher neben dem Kupferreflektor für den Versuchsaufbau getestet wurde.

Bei der Wahl des Materials ist zu beachten, dass auch bei dieser ersten Streuung eine Spin-Bahn-Wechselwirkung stattfindet. Während sie bei der zweiten Streuung an der Goldfolie den gewünschten Nachweis der Polarisierung liefert, führt sie in diesem Fall zu einem unerwünschten Effekt, der Depolarisation des Strahls: Das Material des Vielfachstreuers kann zwar nicht als Analysator wirken, da die Polarisierung in longitudinaler Richtung steht. Die longitudinale Polarisierung besagt aber nur, dass bei einem Anteil von  $v/c$  der Elektronen die Projektion des Spins auf die Ausbreitungsrichtung gleich  $-1/2$  ist. Die übrigen Spinkomponenten senkrecht zur Strahlrichtung sind unbekannt, bezüglich dieser Richtungen ist der Strahl zunächst unpolarisiert. Durch die Umlenkung um  $90^\circ$  wird nun ein Drehimpuls definiert, der ebenfalls senkrecht zur Bewegungsrichtung steht. Wie in Kapitel 2.3.1 beschrieben tritt immer dann eine Spin-Bahn-Wechselwirkung auf, wenn Spin und Drehimpuls parallel stehen. Die von der Geometrie akzeptierte  $90^\circ$ -Richtung entspricht einer Vorzugsrichtung für eine bestimmte Spinorientierung, sodass die Elektronen zu einem gewissen Grad nach ihren Spinorientierungen sortiert werden. Bezüglich einer zur Ausbreitungsrichtung transversalen Richtung kann der Reflektor daher als Polarisator wirken.

Quantenmechanisch kann aber immer nur die Projektion des Spins auf eine einzige Achse bekannt sein, weshalb durch diesen Prozess die Information bezüglich der anderen Achsen verloren gehen muss. Der Strahl wird auf diese Weise depolarisiert und eine Messung der Asymmetrie bei der zweiten Streuung an der Goldfolie wird einen zu niedrigen Wert für die ursprüngliche longitudinale Polarisierung ergeben. Aus diesem Grund ist für den Reflektor ein Material zu wählen, bei dem dieser Effekt nur in geringem Maße auftritt, welches also eine geringe Kernladungszahl  $Z$  besitzt (siehe Kapitel 2.3.2). Beispielsweise ist Aluminium gut geeignet. Da allerdings für einen Reflektor mit höherer Kernladungszahl der Rückstreuungskoeffizient größer und somit die Umlenkung effektiver ist, werden sowohl Aluminium als auch Kupfer als Reflektoren getestet [Leo87a] .

Abbildung 3.11 zeigt das Energiespektrum der am Ort der Goldfolie gemessenen Elektronen nach ihrer Umlenkung an dem Kupferreflektor. Wie aus der Energieabhängigkeit des Streuquerschnittes zu erwarten ist, ist das Spektrum zu kleineren Energien hin verschoben. Eine Summation über das Spektrum ergibt, bezogen auf die Gesamtaktivität der Quelle, eine Transmission von

$$T_{Cu} = 5,86 \cdot 10^{-6}. \quad (3.5)$$



**Abbildung 3.11:** Das  $\beta^-$ -Spektrum nach der Umlenkung am Reflektor. Es ist im Vergleich zum ursprünglichen Spektrum eine deutliche Verschiebung zu kleineren Energien zu erkennen.

Eine Messung der transmittierten Elektronen unter Verwendung des Aluminiumreflektors ergibt eine Transmission von

$$T_{Al} = 3,28 \cdot 10^{-6}. \quad (3.6)$$

Wird die in Abschnitt 3.2.1 geforderte Transmission auch hier als Kriterium für die Umlenkung angelegt, so haben die Reflektoren in der vorliegenden Ausführung keine ausreichende Transmission, um im Versuch Messdauern von je einer Stunde zu realisieren. Der getestete Kupferreflektor reicht jedoch bis auf einen Faktor  $1/2$  an die simulierte Transmission des Spektrometers heran.

Bei dem Vergleich der beiden Möglichkeiten zur Umlenkung der Elektronen muss, wie eingangs schon erwähnt, beachtet werden, dass die Transmission jeweils auf unterschiedliche Weise bestimmt wird. Für das Spektrometer wurde die in einem idealisierten Aufbau zu erwartende Transmission simuliert, ohne experimentelle Faktoren einbeziehen zu können. Der ermittelte Wert für  $T_{Spec}$  ist daher eher zu optimistisch. Im Gegensatz dazu wurde für den Reflektor die Transmission direkt gemessen. Dabei konnte erneut die Nachweiswahrscheinlichkeit nicht berücksichtigt werden, aufgrund der nur ein Teil der transmittierten

Elektronen nachgewiesen wird. Gleiches gilt für die Aktivität der Quelle, die möglicherweise geringer ist als angegeben. Die tatsächliche Transmission ist daher wahrscheinlich größer als die gemessene. Hinzu kommt, dass auch die in Abschnitt 3.2.1 bestimmte Anforderung an die Transmission mit Hinblick auf das Spektrometer für eine feste Energie von 200 keV bestimmt wurde, während am Reflektor ein breites Energieband transmittiert wird. Ein direkter Vergleich der beiden Methoden ist aus diesen Gründen nur begrenzt aussagekräftig.

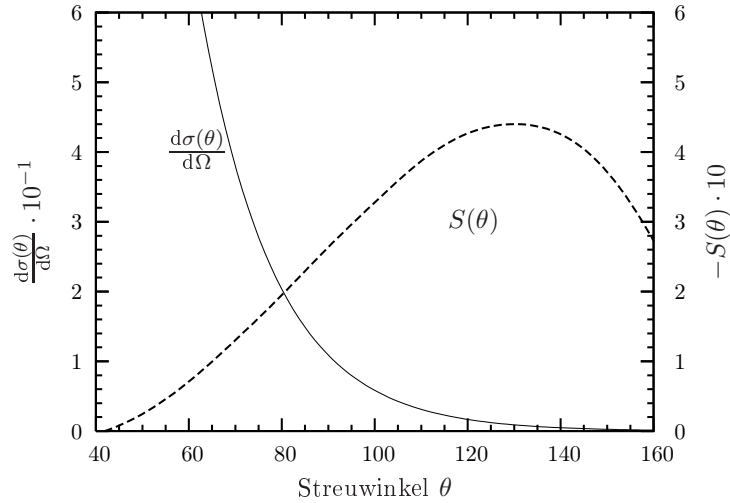
Sicher ist, dass durch einen größeren Reflektor mit einer größeren Winkelakzeptanz die Transmission des Reflektors verbessert werden kann. Wie bei einem Spektrometer mit größerem Plattenabstand führt dies jedoch zu einer größeren Variation der Spinausrichtung und des Auftreffwinkels auf die Folie, sodass der zu messende Effekt verschmiert wird. Daher wurde an dieser Stelle eine längere Messzeit zu Gunsten eines besseren Nachweises in Kauf genommen und mit dem vorhandenen Reflektor die Streuung an Goldfolien realisiert und gemessen.

Im Falle eines erfolgreichen Nachweises für die gegebene Winkelakzeptanz kann der Versuch mit einem größeren Reflektor ausgestattet werden, um eine höhere Transmission zu gewinnen, oder der Einbau eines Spektrometers kann erwogen werden.

### 3.3 Die Wahl des Streuwinkels

Bei der Suche nach dem geeigneten Streuwinkel für die Messung der Mott-Asymmetrie gilt es, zwei gegenläufige Effekte zu berücksichtigen. Für kleine Streuwinkel unter  $90^\circ$  spricht zunächst die Tatsache, dass der Wirkungsquerschnitt für große Winkel stark abfällt und daher bei kleineren Winkeln höhere Zählraten zu erzielen sind. Demgegenüber steht das Verhalten der Shermanfunktion  $S(\theta)$ , die das Maß für die Asymmetrie angibt. Ihr Betrag steigt mit dem Streuwinkel an und erreicht ein Maximum bei Winkeln um  $130^\circ$ , der zu messende Effekt ist daher für Streuwinkel über  $90^\circ$  am größten. Abbildung 3.12 verdeutlicht dieses Problem. Wählt man einen kleinen Streuwinkel, so wird dadurch zwar der Vorteil hoher Zählraten erreicht, allerdings ist die Differenz der Zählraten klein, sodass für ein statistisch signifikantes Ergebnis eine längere Messzeit nötig ist. Für einen großen Streuwinkel ist die Asymmetrie hingegen groß, die Messzeit muss wegen des geringen Wirkungsquerschnittes jedoch wieder entsprechend lang sein, um die Zählraten genau zu bestimmen.

Einen Ausweg bietet das folgende Argument: Zusätzlich zu den rein statistischen Überlegungen ist zu berücksichtigen, dass in die Berechnung der Polarisierung, welche die in diesem Versuch zu bestimmende Größe darstellt, nach Gl. (2.16) die Shermanfunktion  $S(\theta)$  auch direkt eingeht. Da bei der Messung immer ein endlicher Raumwinkel abgedeckt wird, ist der Streuwinkel nur innerhalb eines Intervalls  $[\theta - \Delta\theta, \theta + \Delta\theta]$  bestimmt und damit auch



**Abbildung 3.12:** Verlauf des Wirkungsquerschnittes im Gegensatz zur Shermanfunktion mit dem Streuwinkel  $\theta$  bei einer Energie von 200 keV. Bei dem gewählten Streuwinkel von  $130^\circ$  ist der Wirkungsquerschnitt zwar klein, die Asymmetrie ist jedoch maximal.

der Wert von  $S(\theta)$  mit einer Unsicherheit behaftet. Diese wird umso kleiner, je weniger  $S(\theta)$  auf dem Winkelintervall variiert, wie etwa in dem Bereich um das Extremum. Für eine Energie von 200 keV liegt dieses bei  $\theta = 130^\circ$ , der Streuwinkel wurde daher auf diesen Wert festgelegt.

### 3.4 Die Streufolien

Als Streukörper eignen sich besonders Materialien mit einer hohen Kernladungszahl  $Z$ , da die Mott-Asymmetrie für hohe  $Z$  wesentlich ausgeprägter ist (s. Kapitel 2.3.2). Zwar werden teilweise auch Uran oder Thorium verwendet, das meistverwendete Target ist jedoch Gold mit einer Kernladungszahl von  $Z = 79$ , da es sich leicht verarbeiten lässt und keine Oxide an der Oberfläche bildet [GD92]. Es wird daher auch in diesem Versuch für die Streufolien verwendet. Die Dicke der Streufolien stellt einen Parameter dar, welcher innerhalb gewisser Grenzen für den Versuch optimiert werden kann. In einer dickeren Folie ist die Anzahl der Streuzentren größer und die Statistik der gemessenen Streuraten kann wesentlich erhöht werden. Dies ist insbesondere bei großen Streuwinkeln von Interesse. Andererseits wird die Asymmetrie, wie in Kapitel 2.3.3 erläutert, mit zunehmender Foliendicke durch die symmetrische Mehrfachstreuung überlagert. Diese Veränderung der Messgröße lässt den relativen Fehler ansteigen, sodass auch hier wiederum zwischen zwei gegenläufigen Effekten abgewogen werden muss. Der Test mit Folien im Bereich von  $1,5 \mu\text{m}$  bis  $2,5 \mu\text{m}$  zeigte einen leichten Anstieg des Fehlers mit der Foliendicke, die Verwendung von wesentlich dickeren

Folien ist daher nicht von Vorteil. Um dennoch einen möglichst weiten Schichtdickenbereich abzudecken, werden für den Versuch Foliendicken im Bereich von von  $0,43\,\mu\text{m}$  bis  $3,5\,\mu\text{m}$  ausgewählt.

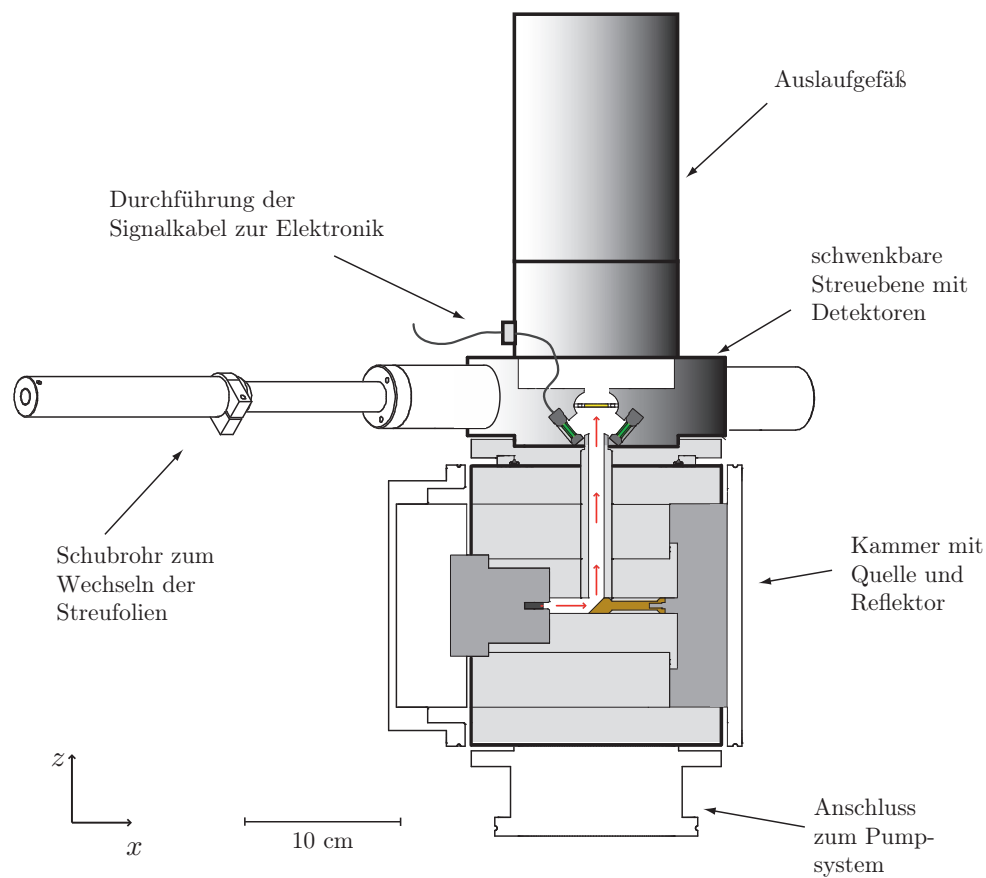
Während der Entwicklung des Versuches wurden zuerst selbsttragende Goldfolien verwendet, um eine Streuung am Trägermaterial zu vermeiden und die Bestimmung der Schichtdicke durch Energieverlustmessungen von  $\alpha$ -Teilchen zu ermöglichen (für die Beschreibung des Energieverlustes von  $\alpha$ -Teilchen in Materie siehe z.B. [Dem98, Leo87b]). Es stellte sich dann jedoch heraus, dass selbsttragende Goldfolien nicht geeignet sind, eine Mott-Asymmetrie nachzuweisen. Grund dafür ist aller Wahrscheinlichkeit nach die starke Welligkeit der Folien, die beim Einbau in den Folienhalter nicht zu vermeiden ist. Messungen an diesen Folien ergaben nicht reproduzierbare Asymmetrien mit wechselnden Vorzeichen, die außerdem nicht die nach Kapitel 2.3.3 zu erwartende Korrelation mit der Foliendicke zeigten.

Schließlich wurden die Goldschichten durch Aufdampfen auf eine Kaptonfolie aufgebracht und diese glatt im Targethalter befestigt, was erheblich bessere Resultate liefert (s. Kapitel 5.2). Eine Bestimmung der Schichtdicke ist wegen des hohen Energieverlustes der  $\alpha$ -Teilchen im Kapton allerdings nicht mehr möglich. Ein Test mit einer  $^{241}\text{Am}$ -Quelle ergab für eine Foliendicke von  $1,78\,\mu\text{m}$  einen um 10% zu hohen Wert, bei den dickeren Folien konnte nach dem Durchgang durch die Folie kein  $\alpha$ -Peak mehr identifiziert werden. Möglicherweise kann die Verwendung von dünneren Kapton- oder Mylarfolien Abhilfe schaffen, die Suche nach einem geeigneten Trägermaterial ist jedoch mit einigem Zeitaufwand verbunden und wurde daher im Rahmen dieser Arbeit nicht fortgeführt.

## 4 Versuchsaufbau

### 4.1 Übersicht

In dem folgenden Kapitel soll der Versuchsaufbau beschrieben werden. Nach einem ersten Überblick über den Aufbau werden in den weiteren Abschnitten die einzelnen Komponenten beschrieben.



**Abbildung 4.1:** Maßstabsgetreuer Schnitt durch den Versuchsaufbau, der Weg der Elektronen von der Quelle zur Streufohle ist durch rote Pfeile gekennzeichnet.

Abbildung 4.1 zeigt eine schematische Zeichnung des Aufbaus in Seitenansicht, welcher mitsamt der Elektronik sowie Vor- und Turbomolekularpumpe auf einen rollbaren Tisch

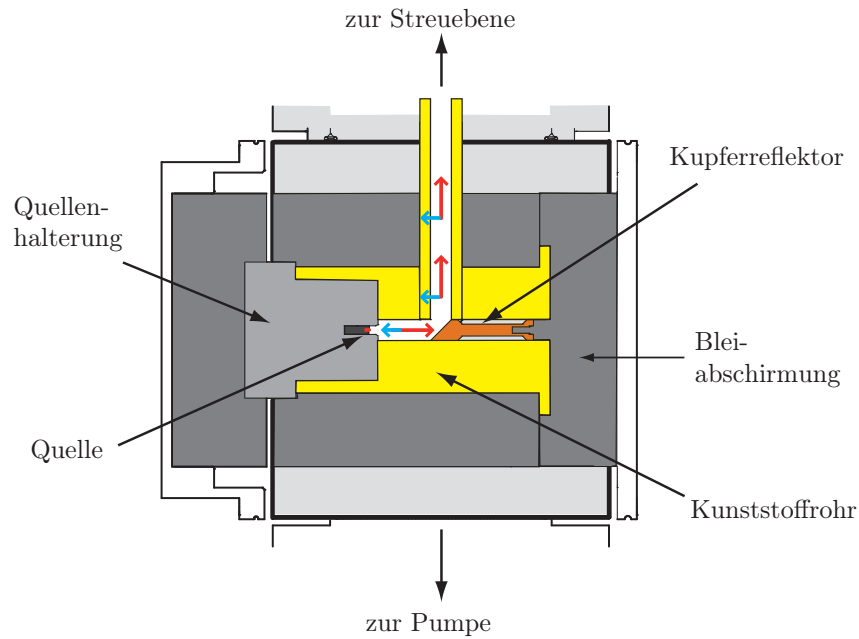


montiert ist. Durch rote Pfeile ist der Weg der Elektronen dargestellt, welche nach dem Austritt aus der Quelle zunächst in der Kammer mit dem Reflektor umgelenkt werden und danach in den oberen Teil der Anordnung gelangen. Hier findet die Streuung an den unterschiedlich dicken Folien (gelb markiert) sowie die Detektion der unter einem Winkel von  $130^\circ$  gestreuten Elektronen statt. Dazu stehen vier Sperrschichtzähler zur Verfügung, die sich in der  $x$ - $y$ -Ebene paarweise gegenüber stehen. Durch die Drehung der Detektoranordnung in dieser Ebene kann die Streuung unter verschiedenen Azimutwinkeln  $\varphi$  beobachtet werden. Justiert man die Detektorebene so, dass zwei der vier Detektoren in der Zeichenebene liegen (In Abbildung 4.1 in grün markiert), so befinden sich die übrigen beiden Detektoren sich auf einer Geraden in  $y$ -Richtung, senkrecht zur Zeichenebene. In dieser Richtung sollte nun die Mott-Asymmetrie der Zählraten zu beobachten sein, während die beiden Detektoren in der Zeichenebene hingegen keinen Unterschied in der Streuintensität messen sollten (vgl. Abbildung 4.2: Spin und Impuls liegen vor der Streuung in der  $x$ - $z$ -Ebene, die Asymmetrie tritt immer senkrecht dazu, also in  $y$ -Richtung auf). Der Streuanordnung schließt sich ein hohles Auslaufgefäß an, in dem diejenigen Elektronen, die nicht oder unter kleinen Winkeln gestreut werden, aufgenommen werden. Es besteht aus Kunststoff und ist genügend groß dimensioniert, sodass für ein Elektron die Wahrscheinlichkeit, nach einer Rückstreuung an den Gefäßwänden doch noch in einen der Detektoren zu gelangen und somit fälschlicherweise gezählt zu werden, möglichst gering ist. Die gesamte Anordnung wird während des Versuches auf einen Druck von etwa  $2 \cdot 10^{-6}$  mbar evakuiert. Die Reichweite für Elektronen mit einer kinetischen Energie im Bereich von einigen 100 keV liegt dann in der Größenordnung von  $10^8$  m [Dem98]. Ein nennenswerter Energieverlust der Elektronen findet also in der Anordnung, welche von der Größenordnung  $10^{-1}$  m ist, nicht statt.

## 4.2 Kammer mit Quelle und Reflektor

Bei der Vakuumkammer, in der die Quelle positioniert ist und die Umlenkung der Elektronen um  $90^\circ$  stattfindet, handelt es sich um einen Quader mit einem Volumen von  $16 \text{ cm} \times 18 \text{ cm} \times 19 \text{ cm}$ . Abbildung 4.2 zeigt die Kammer im vergrößerten Ausschnitt aus Abbildung 4.1. Die roten Pfeile markieren die Impulsrichtung der Elektronen, die blauen Pfeile stellen die longitudinale Spinkomponente dar, welche nach der Umlenkung transversal zum Impuls der Teilchen gerichtet ist.

Eine Öffnung auf der Unterseite dient als Anschluss für das Pumpsystem, welches sich unterhalb der Tischplatte befindet. Auf der in der Abbildung linken Seite ist die Quelle montiert, die Halterung für den Reflektor ist an der gegenüberliegenden Seite an einem Flansch angebracht. An der rückwärtigen Seite sind die Vakuummessgeräte angeschlossen, die dem Betrachter zugewandte Seite ist mit einem Blindflansch verschlossen. Die obere

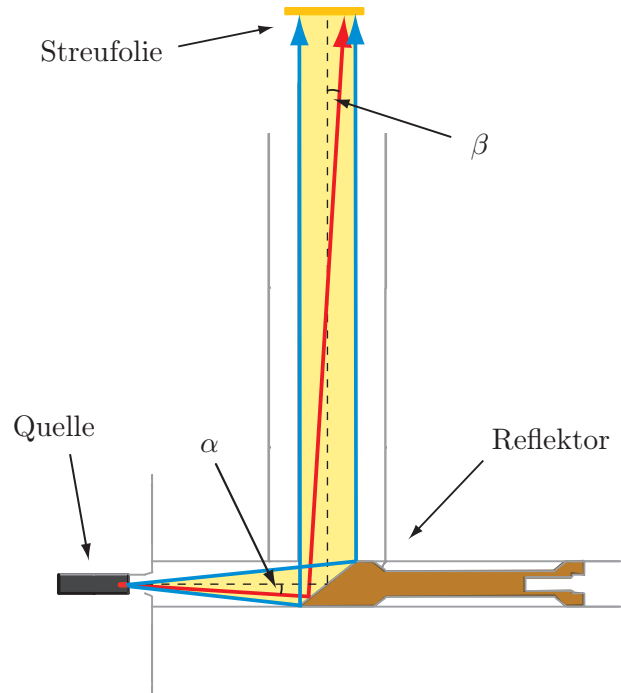


**Abbildung 4.2:** Schematische Ansicht der Kammer. Gelb markiert sind Bauteile aus Kunststoff, die Bleiabschirmung ist grau unterlegt. Die blauen Pfeile markieren die Spinausrichtung der Elektronen.

Öffnung ist mit einem Kugellager mit der Streuebene verbunden, welche dadurch beliebig gegen die Kammer drehbar ist.

Aus der Öffnung der Quellenhalterung, die einen Öffnungswinkel von  $60^\circ$  besitzt, treffen die von der Quelle emittierten Elektronen durch ein Kunststoffrohr mit einem Durchmesser von 1 cm und einer Wandstärke von 25 mm auf den Kupferreflektor, der sich in einer Entfernung von 3,4 cm von der Quelle befindet. Dabei erreichen diejenigen Elektronen den Reflektor, welche unter einem Winkel von maximal  $+8^\circ$  und  $-10^\circ$  zur Symmetrieachse des Rohres emittiert werden. Der Reflektor deckt insgesamt einen Raumwinkelanteil von 0,41% ab. Ein zweites Kunststoffrohr greift aus den am Reflektor gestreuten Elektronen diejenigen heraus, die den Reflektor in Richtung der Detektorebene verlassen. Dieses zweite Rohr hat ebenfalls einen Durchmesser von 1 cm und führt die Elektronen auf die kreisförmige Streufolie. Sie befindet sich in einem Abstand von 12,7 cm vom Reflektor und hat einen Durchmesser von 1,13 cm. Der Einfallswinkel auf die Folie variiert daher zwischen  $+4,3^\circ$  und  $-4,7^\circ$  zum Lot.

Eine mögliche Abweichung des Umlenkungswinkels von den gewünschten  $90^\circ$  ergibt sich aus den Winkeln  $\alpha$  und  $\beta$ , welche die Bahn des Elektrons mit der Symmetrieachse in jedem Rohrstück einschließt. Wie man in Abbildung 4.3 erkennen kann, haben die beiden Winkel



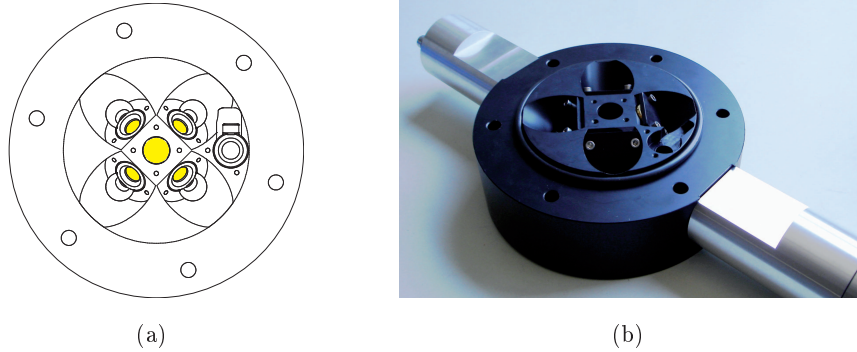
**Abbildung 4.3:** Abweichung des Strahlenganges (rot) von der gewünschten Umlenkung um  $90^\circ$  (gestrichelte Linie). In blau gezeichnet sind die Strahlengänge mit der größtmöglichen Abweichung.

jedoch stets entgegengesetzte Vorzeichen, sodass die Abweichungen sich gegenseitig ausgleichen. Da der Betrag von  $\beta$  immer kleiner ist als der von  $\alpha$ , ergeben sich die extremsten Winkel für die Kombinationen  $\alpha = +8^\circ$ ,  $\beta = 0^\circ$  und  $\alpha = -10^\circ$ ,  $\beta = 0^\circ$ . Diese Strahlengänge sind in Abbildung 4.3 blau eingezeichnet. Der Umlenkwinkel liegt somit in einem Intervall von  $80^\circ$  bis  $98^\circ$ .

Um zu verhindern, dass auch Elektronen, deren Impulse größere Austrittswinkel mit der Symmetrieachse einschließen, durch Stöße mit der Wand auf die Streufolie gelangen, ist in der gesamten Anordnung der Weg der Elektronen mit Kunststoff umgeben (in Abbildung 4.2 gelb eingezeichnet). Die Wahrscheinlichkeit einer Rückstreuung ist für Materialien mit kleinerer Kernladungszahl  $Z$  geringer als bei schweren Kernen, so dass die Elektronen in das Material hinein gestreut und dort langsam abgebremst werden [Leo87a]. So wird außerdem der Untergrund durch Bremsstrahlung minimiert. Die Kunststoffteile werden umschlossen von einer Bleiabschirmung (grau dargestellt in Abbildung 4.2), welche eine Dicke von etwa 5 cm in jede Richtung hat und die Strahlung abschirmt. Die verbleibende Strahlungsbelastung wurde um die Kammer herum in unmittelbarer Nähe der Kammerwand gemessen, die Dosis beträgt überall unter  $0,3 \mu\text{S/h}$ .

### 4.3 Die schwenkbare Streuebene

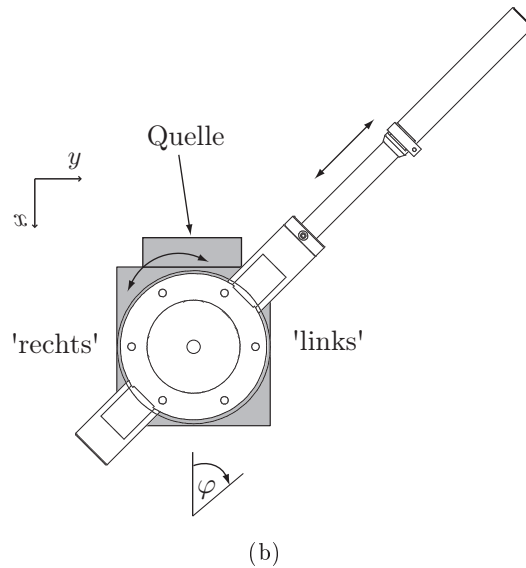
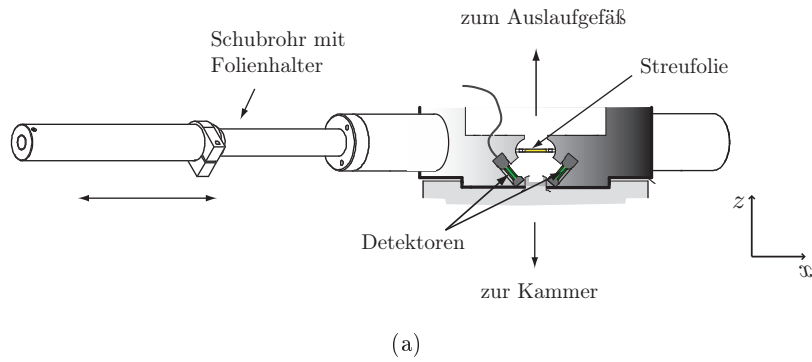
Nach dem Verlassen der Reflektoranordnung in der Kammer sind die Elektronen transversal polarisiert und treffen auf die verschiedenen Mott-Streufolien, welche zusammen mit den Detektoren in einem drehbar auf der Kammer gelagerten Bauteil integriert sind.



**Abbildung 4.4:** Aufsicht der Kunststoffscheibe mit den Bohrungen für den Elektronenstrahl (Mitte) und die 4 Detektoren: (a) Technische Zeichnung; (b) Foto mit montiertem Schubrohr (Aluminium).

Es handelt sich hierbei im Wesentlichen um eine 5 cm dicke Kunststoffscheibe mit einem Durchmesser von 16,5 cm, welche in Abb 4.4 gezeigt ist. Durch eine axiale Bohrung in der Mitte mit einem Durchmesser von 1,6 cm treffen die Elektronen auf die Streufolie, welche sich in der Bohrung etwa auf mittlerer Höhe befindet. Die nicht gestreuten Elektronen gelangen hinter der Streufolie in den sich anschließenden Auslaufbehälter. Vier weitere Bohrungen ermöglichen die Montage der vier Sperrschichtzähler, die in Abschnitt 4.4.1 ausführlich beschrieben werden. Diese vier Bohrungen laufen unter einem Winkel von  $40^\circ$  in die Zeichenebene hinein, auf den Mittelpunkt mit der Streufolie zu. Die Scheibe wird mit der abgebildeten Seite nach unten auf die Kammer montiert, sodass die Detektoren sich unter einem Streuwinkel von  $130^\circ$  zur Einfallsrichtung befinden. Die vier Detektoren haben einen Radius von 3,9 mm und sind in einem Abstand von 2,1 cm von der Streufolie positioniert, sodass Streuwinkel zwischen  $\theta = 114^\circ$  und  $\theta = 144^\circ$  detektiert werden. Die Variation des Azimutwinkel  $\varphi$  beträgt  $\Delta\varphi = \pm 13,7^\circ$  um die jeweils gewählte Position in  $\varphi$ -Richtung. Es ist außerdem rechts im Bild eine weitere Bohrung zu sehen, in die ein fünfter Detektor eingebaut werden kann. Damit kann im Rahmen einer Erweiterung des Versuches die Bestimmung der Foliendicke über eine Energieverlustmessung von  $\alpha$ -Teilchen beim Durchgang durch die Folie durchgeführt werden. Abbildung 4.5 zeigt die Seitenansicht der Kunststoffscheibe mit zwei eingebauten Detektoren.

Eine weitere Bohrung verläuft durch die ganze Scheibe in der Zeichenebene, genau zwi-



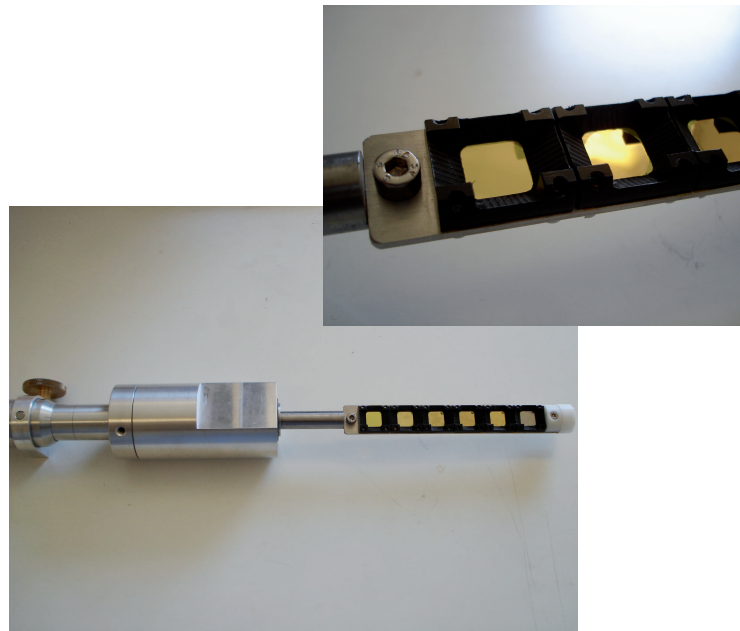
**Abbildung 4.5:** Schwenkbare Streuebene: (a) Seitenansicht, vergrößerter Ausschnitt aus Abbildung 4.1; (b) Aufsicht auf Streuebene und die darunterliegende Kammer.

schen den durch die gegenüberliegenden Detektoren definierten Achsen. In dieser Bohrung befindet sich der Halter für die verschiedenen Streufolien. Dieser ist vakuumdicht an einem Schubrohr aus Aluminium befestigt, welches außen an der Kunststoffscheibe montiert wird (Abbildung 4.6). Über dieses Schubrohr lässt sich der Halter von außen vor- und zurückschieben und so die gewünschte Folie in der Öffnung in Position bringen, durch die der Strahl der Elektronen tritt. Um die Streuung an Folien verschiedener Dicken durchzuführen, ist es damit nicht nötig, die Kammer zu belüften. Das hat den Vorteil, dass zum einen die Zeit zum Be- und Entlüften entfällt, zum anderen aber auch der Kontakt mit der Quelle vermieden werden kann. Hinzu kommt, dass die Folien bei der Versuchsdurchführung nicht ständig ein- und ausgebaut werden müssen, wodurch die Gefahr einer Beschädigung minimiert wird.

Der Folienhalter bietet Platz für sechs Folien, allerdings ist immer auch eine Untergrund-

messung ohne Goldfolie sowie die Messung der Asymmetrie mit einer Aluminiumfolie nötig, sodass vier Goldfolien vermessen werden können. Die genaue Vorgehensweise wird in Kapitel 5.1 beschrieben. Um eine Streuung der Elektronen am Metall des Folienhalters zu vermeiden, wird auf jeder Folie noch ein Kunststoffrahmen befestigt, welcher nur die Goldfolie frei lässt. Auf diese Weise kommen die Elektronen auch in diesem Teil der Anordnung nur mit Kunststoff in Berührung, der Untergrund durch Rückstreuung wird so minimiert, auch wenn er nicht vollständig vermieden werden kann.

An dieser Stelle ist es wichtig, den Azimutwinkel  $\varphi$  in dem durch die Kammer gegebenen Koordinatensystem genau zu definieren. In dieser Arbeit soll, wie in Kapitel 2 schon beschrieben, die Richtung der Polarisation als  $\varphi = 0^\circ$  bezeichnet werden. Dies ist in dem durch die Kammer definierten Koordinatensystem in negativer  $x$ -Richtung (vgl. Abbildung 4.2). Der Winkel  $\varphi$  wird wie in Abbildung 4.5 (b) dargestellt abgetragen. So ergibt sich  $\varphi = 90^\circ$ , d.h. links, als der Winkel zwischen  $\varphi = 0^\circ$  und der positiven  $y$ -Achse,  $\varphi = 180^\circ$  zeigt in positiver  $x$ -Richtung und  $\varphi = 270^\circ$  bezeichnet die negative  $y$ -Richtung, also rechts. Diese Wahl der Richtungen rechts und links bezieht sich auf das System des Elektrons, da in Kapitel 2 die Begriffe „Rechts-“ und „Linksstreuung“ auf diese Weise definiert werden. Die Elektronen bewegen sich in Abbildung 4.5 (b) auf den Betrachter zu (in  $z$ -Richtung), sodass rechts und links für den Betrachter vertauscht sind.

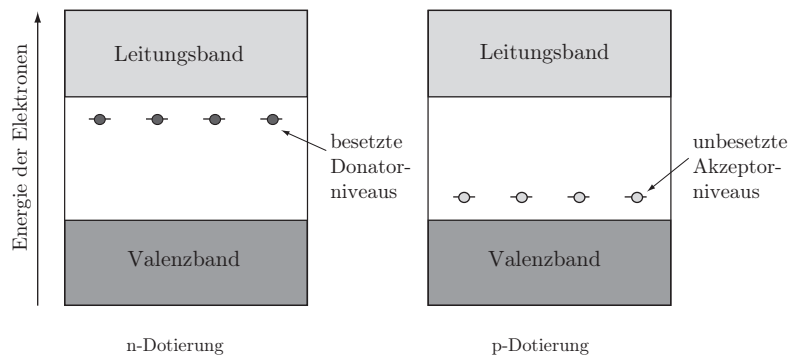


**Abbildung 4.6:** Foto des Schubrohres mit dem Folienhalter und Nahaufnahme der Folien mit den schwarzen Kunststoffrahmen.

## 4.4 Detektoren

### 4.4.1 Funktionsweise von Halbleiterzählern

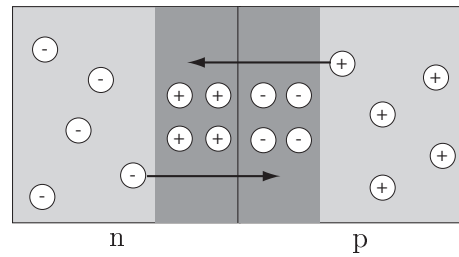
Für den Nachweis der gestreuten Elektronen werden, wie oben bereits erwähnt, vier baugleiche Oberflächen-Sperrschichtzähler der Firma Ortec verwendet, deren Funktionsweise hier kurz erläutert wird. Für eine ausführliche Beschreibung sei auf die weiterführende Literatur, beispielsweise [Kno76] verwiesen. Halbleiterdetektoren eignen sich insbesondere zum Nachweis geladener Teilchen, da sie im Vergleich zu Gasdetektoren eine sehr kompakte Größe haben und außerdem eine bessere Energieauflösung bieten als Szintillatoren. In vielfachen Variationen erhältlich, ist der wesentliche Bestandteil aller Halbleiterdetektoren der p-n-Übergang, der Grenzbereich zwischen einem p-dotierten und einem n-dotierten Halbleitermaterial.



**Abbildung 4.7:** Energieschema von n- und p-dotiertem Halbleitermaterial.

In einem Halbleiter wie beispielsweise Silizium ist die Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband relativ schmal, sodass durch thermische Anregung Valenzelektronen in das zunächst unbesetzte Leitungsband gelangen können. Dieser Effekt lässt sich verstärken, indem dem Silizium, welches vier Valenzelektronen besitzt, ein kleiner Anteil von Atomen mit fünf Valenzelektronen beigemischt wird (n-Dotierung). Das fünfte Elektron kann keine Bindung zu seinen Nachbaratomen eingehen und bleibt relativ leicht gebunden. So entstehen in dem Material Energieniveaus nahe dem Leitungsband, aus denen Elektronen durch thermische Anregung noch leichter in das Leitungsband wechseln können und eine größere Leitfähigkeit erreicht wird. Ebenso können durch Beimischung von Elementen mit drei Valenzelektronen (p-Dotierung) zusätzliche unbesetzte Niveaus in der Nähe des Valenzbandes erzeugt werden, die ebenfalls leicht mit Elektronen besetzt werden können. Gegenüber dem reinen Silizium wird also bei n-Dotierung eine erhöhte Anzahl von Elektronen im Leitungsband bewirkt, während bei p-Dotierung eine größere Anzahl von fehlenden Elektronen

im Valenzband, auch Löcher oder positive Ladungen genannt, entsteht. Insgesamt bleibt das Material aber neutral, da nur neutrale Atome hinzugefügt wurden. Die Positionen der zusätzlich erzeugten Energieniveaus sind in Abbildung 4.7 gezeigt.

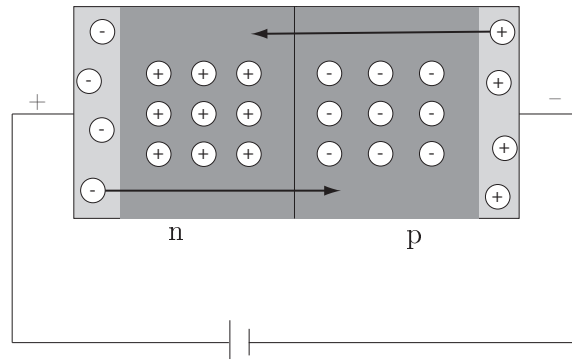


**Abbildung 4.8:** Der p-n-Übergang: Im Bereich der Grenzschicht wandern Elektronen in den p-dotierten Bereich, die positiven Ladungen sammeln sich im n-dotierten Bereich an.

Bringt man nun beide Materialien in Kontakt, so spüren die Elektronen und Löcher in der Grenzschicht ein Potentialgefälle. Für die leicht gebundenen Elektronen aus dem n-dotierten Bereich ist es nun günstiger, in den p-dotierten Bereich zu diffundieren und dort die freien Energieniveaus aufzufüllen. Auf diese Weise wandern ebenfalls die Löcher in den n-dotierten Bereich (Abbildung 4.8). Dieser Prozess setzt sich so lange fort, bis das Potentialgefälle durch die entgegengesetzt wirkende Coulombanziehung zwischen den sich in den beiden Bereichen ansammelnden positiven und negativen Ladungen ausgeglichen ist. Durch diese Ladungstrennung entsteht an der Grenzschicht eine Zone, in der keine beweglichen Ladungsträger mehr vorhanden sind, also keine Leitfähigkeit mehr gegeben ist. Man spricht hier von einer verarmten Zone. Diese verarmte Zone lässt sich vergrößern, indem durch Anlegen einer Sperrspannung die Potentialdifferenz zwischen den Schichten erhöht wird und so eine größere Anzahl von Elektronen in die p-Schicht diffundieren muss, um sie auszugleichen (Abbildung 4.9). Da sich links und rechts der Grenzschicht nun Ladungen befinden, existiert in dieser Zone auch ein elektrisches Feld senkrecht zur Grenzschicht. Insgesamt kann jedoch wegen der verarmten, nichtleitenden Zone im idealisierten Fall kein Strom zwischen den beiden Spannungspolen fließen. Werden nun allerdings durch den Durchgang eines ionisierenden Teilchens primäre und sekundäre Elektron-Loch-Paare in der verarmten Zone erzeugt, so werden diese Ladungen durch das elektrische Feld zu den Elektroden hin beschleunigt, wodurch ein kurzzeitiger Abfall der Sperrspannung und damit ein messbarer Spannungspuls erzeugt wird. Der nicht verarmte Bereich des Halbleitermaterials wird als tote Zone bezeichnet. Dort deponierte Energie erzeugt Elektron-Loch-Paare, die wieder rekombinieren können, sodass diese Energie nicht nachgewiesen wird. Es ist daher von Vorteil, diese Zone möglichst gering zu halten.

Wählt man die verarmte Schicht genügend groß, so kann auf diese Weise nicht nur der Durchgang eines Teilchens durch den Detektor nachgewiesen, sondern auch durch vollstän-





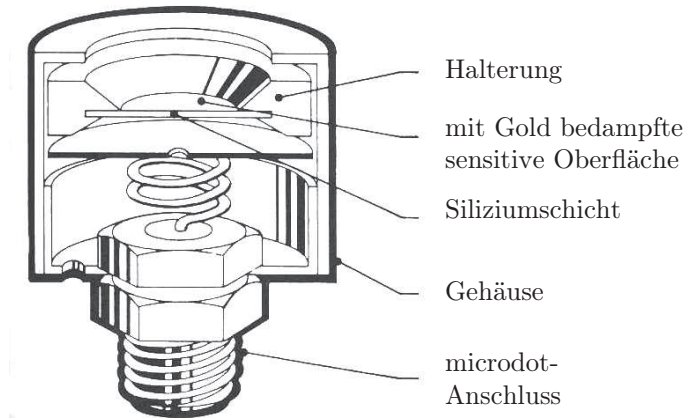
**Abbildung 4.9:** p-n-Übergang mit Sperrspannung: Durch das Anlegen der Sperrspannung wird die verarmte Zone (dunkel dargestellt) vergrößert.

diges Abbremsen des Teilchens seine kinetische Energie bestimmt werden, da die Menge der produzierten Ladungen und damit auch die Pulshöhe proportional zu der in der aktiven Schicht deponierten Energie ist. Wegen der kleinen Ionisierungsenergie von wenigen eV im Vergleich zu einigen 10 eV bei Gasdetektoren wird hier eine größere Anzahl von Ladungsträgern erzeugt, sodass eine bessere Energieauflösung und ein besseres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu erreichen ist. Der Transport der Ladungen zu den Elektroden geschieht durch die hohen typischen Driftgeschwindigkeiten innerhalb von einigen  $10^{-9}$  Sekunden, weshalb Halbleiterdetektoren zu den schnellsten Nachweismöglichkeiten für ionisierende Strahlung gehören.

#### 4.4.2 Oberflächen-Sperrschicht-Zähler

Bei den in diesem Aufbau verwendeten Detektoren handelt es sich um vollständig verarmte Oberflächen-Sperrschicht-Zähler, deren Aufbau in Abbildung 4.10 dargestellt ist. Die vorliegenden Detektoren haben allerdings einen seitlichen Anschluss, der prinzipielle Aufbau ist jedoch der gleiche. In Abbildung 4.11 ist einer der verwendeten Detektoren mit seitlichem Anschluss abgebildet. Sie bestehen aus einer 2 mm dicken Schicht von n-dotiertem Silizium mit einer Fläche von  $50 \text{ mm}^2$ . Die Rolle des p-dotierten Bereiches übernimmt die auf die geätzte Si-Oberfläche aufgedampfte dünne Goldelektrode, durch welche die Teilchen in das aktive Volumen gelangen [Kno76]. Eine Oxidschicht zwischen dem Silizium und der Goldelektrode ermöglicht die Ausbildung einer verarmten Zone, die sich damit direkt an der Oberfläche des Detektors befindet. Teilchen müssen in diesem Detektortyp keine tote Zone durchqueren, bevor sie in der aktiven Schicht ein Signal erzeugen können. Somit können auch Teilchen geringer kinetischer Energie in die aktive Schicht gelangen und nachgewiesen werden. Außerdem ist für Energiemessungen sichergestellt, dass die gesamte Energie tatsächlich im aktiven Volumen deponiert wird und nicht in der toten Zone

verloren geht. Die Goldelektrode ist über den Halter mit dem Gehäuse und der Außenelektrode des microdot-Anschlusses verbunden und geerdet. Die auf die Rückseite aufgedampfte Aluminiumelektrode ist mit der Mittenelektrode verbunden, diese dient zur Signal- und Spannungsübertragung. Da die Goldelektrode geerdet ist, muss hier eine positive Spannung angelegt werden, um eine Sperrspannung zu erzeugen.



**Abbildung 4.10:** Oberflächen-Sperrschichtzähler mit rückwärtigem Anschluss, bei den im Versuch verwendeten Detektoren ist der Anschluss seitlich angebracht [Ortec Detector Manual].

Ab einer gewissen Sperrspannung, die von Detektor zu Detektor variiert, bildet sich eine Sperrschicht über die gesamte Breite der Siliziumschicht aus, weshalb man den Detektor in diesem Zustand als vollständig verarmt bezeichnet. Voraussetzung hierfür ist, dass die dafür notwendige Spannung nicht oberhalb der materialabhängigen kritischen Durchbruchspannung liegt. Typischerweise kann man vollständig verarmte Sperrschichten von einigen  $10\mu\text{m}$  bis zu wenigen Millimetern erreichen. Eine Breite von 2 mm ist ausreichend, um Elektronen mit einer kinetischen Energie von bis zu etwa 1 MeV im Detektor zu stoppen und ihre Energie zu bestimmen [Kno76].

Detektor	alte Bezeichnung	Spannung (V)
1	20a	650
2	26a	450
3	9a	350
4	49a	250

**Tabelle 4.1:** Die Betriebsspannungen für die einzelnen Detektoren und ihre im Experiment verwendeten Bezeichnungen.

Bei hohen angelegten Spannungen ist auch die Gefahr eines Zusammenbruchs der Spannung größer, das Anlegen der Spannung muss darum langsam und in kleinen Schritten

geschehen, zwischen denen sich der Detektor stabilisieren kann. Auch ist es sinnvoll, den Detektor nach Anlegen der Spannung zunächst einige Stunden stabilisieren zu lassen, insbesondere wenn er lange nicht in Betrieb genommen wurde.

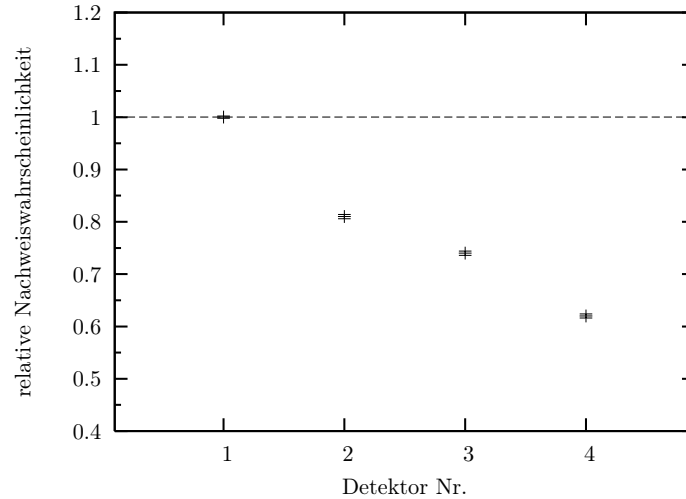


**Abbildung 4.11:** Foto eines der verwendeten Oberflächen-Sperrschicht-Zählers. In der Mitte ist die aktive, mit Gold bedampfte Fläche zu sehen.

Tabelle 4.1 zeigt die im Datenblatt angegebene Betriebsspannung der Detektoren. Der Einfachheit halber sollen im Folgenden die Detektoren mit 1, 2, 3 und 4 bezeichnet werden, anstatt die bisherige institutsinterne Nummerierung (2. Spalte) zu verwenden.

#### 4.4.3 Nachweiswahrscheinlichkeit

Im Allgemeinen haben Halbleiterzähler für geladene Teilchen eine Nachweiswahrscheinlichkeit von nahezu 1, da jedes einfallende Teilchen Ionisation hervorruft, sofern das aktive Volumen groß genug ist. Einen limitierenden Faktor stellt hier lediglich das durch den Sperrstrom hervorgerufene Rauschen dar, in dem sehr niederenergetische Signale untergehen können. Es stellte sich bei der Messung der  $\beta$ -Spektren der Strontium-Quellen jedoch heraus, dass die vier Detektoren trotz gleicher Abmessungen des aktiven Volumens auch weit oberhalb des Rauschens unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeiten für Elektronen haben. Der Grund hierfür kann in unterschiedlich großen Oberflächen oder in der Existenz toter Zonen im Detektor bestehen, welche durch Verschmutzung oder Beschädigung das aktive Volumen und damit die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors verringern. Die bei der Streuung ermittelte Zählrate zur Bestimmung der Mott-Asymmetrie ist daher vom Detektor abhängig und gibt nicht die absolute Anzahl der in den Raumwinkel gestreuten Elektronen an. Die relativen Nachweiswahrscheinlichkeiten, bezogen auf den Detektor 1, welcher die größte Zählrate aufweist, sind in Abbildung 4.12 dargestellt. Diese wurden ermittelt, indem die Zählraten der vier Detektoren unter gleichen experimentellen Bedingungen aufgenommen und zu der Zählrate des ersten Detektors ins Verhältnis gesetzt wurden.



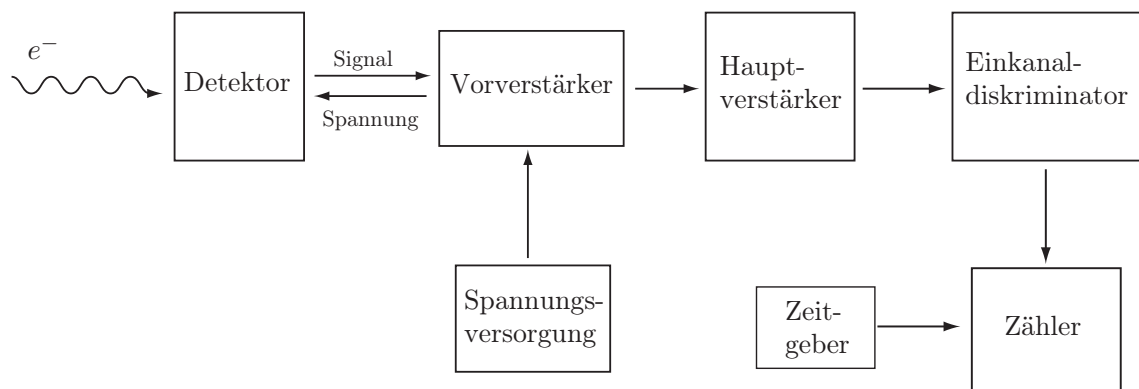
**Abbildung 4.12:** Relative Nachweiswahrscheinlichkeiten der Sperrschicht-Zähler bezogen auf Detektor 1.

Um die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren zu bestimmen, kann die Zählrate in einem Abstand  $r$  von einer Quelle bekannter Aktivität gemessen und mit der aus dem Abstandsgesetz erwarteten Rate verglichen werden. Bei der hohen Aktivität der 250 MBq-Quelle wäre hierfür allerdings eine sehr große Vakuumkammer nötig, um Totzeitprobleme und Rückstreuung von den Wänden zu vermeiden. Ein provisorischer Ausbau mit einem langen Kunststoffrohr brachte kein zufriedenstellendes Ergebnis, sodass hier keine Aussage über die absolute Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren gemacht werden kann. Dies wird bei der Auswertung berücksichtigt, wie in Abschnitt 5.2 erläutert werden wird, und stellt kein Problem für den Nachweis der Polarisation dar.

## 4.5 Elektronik

Die Erfassung der Streuraten geschieht über eine Reihe von Elektronikkomponenten, welche hier beschrieben werden. Diese Komponenten sind, mit Ausnahme der Vorverstärker, als Module in einem NIM-Überrahmen zu finden, welcher zusammen mit dem Aufbau auf den Tisch montiert worden ist. In Abbildung 4.13 ist die Schaltung für einen Detektorschematisch dargestellt.

Das in jedem Detektor erzeugte Signal wird zunächst in einem Vorverstärker (Canberra Model 2004) auf einige mV verstärkt. Bei der Spektroskopie mit Halbleiterdetektoren werden ladungssensitive Verstärker verwendet, da die Kapazität dieser Detektoren sich mit den Betriebsparametern ändert und die Höhe des Spannungspulses nicht unbedingt proportional zur erzeugten Ladungsmenge ist. Der Vorverstärker gleicht diesen Effekt aus und liefert



**Abbildung 4.13:** Das Blockschaltbild zeigt die Elektronikkomponenten für einen einzelnen Detektor.

an den Hauptverstärker ein Signal, dessen Amplitude proportional zu der im Detektor deponierten Energie ist. Die Sperrspannung liefert eine Spannungsquelle (Ortec Detector Control Unit Model 210), mit der sich die vier Betriebsspannungen einzeln in einem Bereich von 0-1000 V einstellen lassen. Die Spannung wird über den Vorverstärker auf den Detektor gegeben, gleichzeitig kann an der Spannungsquelle der Leckstrom abgelesen werden, welcher  $1,5\,\mu\text{A}$  nicht übersteigen sollte. Alle vier Vorverstärker sind auf einer Halterung direkt an der Schubvorrichtung für die Goldfolien befestigt, sodass sie bei einer Drehung der Detektoranordnung mitgeführt werden.

Nach der Verstärkung im Hauptverstärker (I.N. Intertechnique Quad Amplifier 7175) auf Signalthöhen im Bereich von 0,1 V werden die Pulse auf Einkanaldiskriminatoren gegeben. Hier werden alle Pulse abgewiesen, die unter der Schwellenenergie von 136 keV liegen. Diese Schwelle wurde mithilfe der  $^{57}\text{Co}$ -Quelle eingestellt, deren  $\gamma$ -Peak bei 136 keV liegt. Eine schrittweise Beschreibung der Einstellung der Schwellen findet sich in Anhang A. Auf diese Weise ist die untere Grenze des bei der Messung berücksichtigten Energieintervalls für alle Zähler definiert, außerdem liegt die Schwelle wie gewünscht oberhalb des Detektorrauschens, wodurch ein besseres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erreicht wird. Alle akzeptierten Signale werden als Rechteckpulse mit einer Höhe von 5 V an die Zähler übergeben, welche über ein vom Zeitgeber gesetztes Zeitfenster hinweg die Anzahl der eingegangenen Pulse zählen.

Zu Testzwecken steht außerdem ein Computer mit einer Vielkanal-Messkarte zur Verfügung. Dieser ermöglicht beispielsweise die Messung der in Kapitel 3.1.2 besprochenen  $\beta$ -Spektren, indem die Signale aus dem Hauptverstärker direkt auf den Eingang der Messkarte gegeben und mit dem Programm MAESTRO aufgenommen und betrachtet werden.

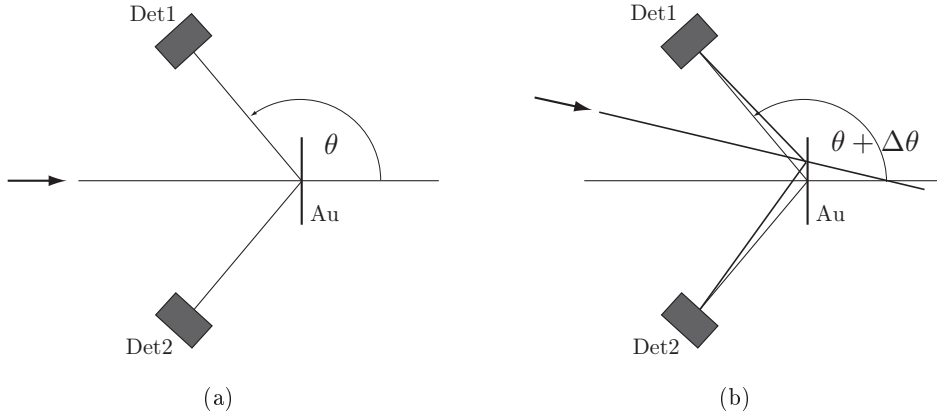
## 5 Messergebnisse

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln der Versuchsaufbau und seine Eigenschaften beschrieben wurden, sollen in dem nun folgenden Kapitel die während dieser Arbeit durchgeführten Messungen der Mott-Asymmetrie beschrieben werden. Aus dieser Asymmetrie lässt sich, wie in Kapitel 2 erläutert, die longitudinale Polarisierung der Elektronen berechnen und damit die Paritätsverletzung beim  $\beta^-$ -Zerfall nachweisen. Anschließend werden die Ergebnisse bewertet und mögliche Anwendungen im Praktikum diskutiert.

### 5.1 Berücksichtigung apparativer Asymmetrien

Bei der Bestimmung der Asymmetrie ist es notwendig, verschiedene apparative Asymmetrien zu berücksichtigen, welche das Ergebnis verfälschen können. Zum einen bleiben bei einem realen Aufbau trotz sorgfältiger Justierung immer gewisse Ungenauigkeiten bestehen. Die Ausrichtung eines jeden Bauteils kann nur mit einer endlichen Genauigkeit geschehen, sodass alle Anforderungen an die Geometrie nur innerhalb eines bestimmten Fehlers realisiert werden können. So können beispielsweise die Quellenhalterung, die Strahlachsen, oder auch die Goldfolien leicht gegeneinander verkippt sein, sodass sämtliche Winkel, wie etwa der Umlenkwinkel und der Einfallswinkel auf die Folie oder der Streuwinkel, von den gewünschten Werten abweichen können (Abbildung 5.1). Durch diese Fehlausrichtungen können apparativ bedingte Vorzugsrichtungen und damit Asymmetrien in den Zählraten entstehen, die den echten Effekt verfälschen oder ganz überlagern. Sie müssen daher von dem echten Effekt unterschieden und bei der Auswertung berücksichtigt werden. Zum anderen unterscheiden sich die verwendeten Detektoren in ihren Nachweiswahrscheinlichkeiten, sodass auch bei einer völlig symmetrischen Streuung eine Asymmetrie zwischen zwei Detektoren beobachtet wird.

Die beobachtete Streurate ist also sowohl von dem jeweiligen Detektor als auch von dessen Position im Aufbau abhängig. Dies lässt sich wie folgt berücksichtigen: Unter der Annahme, dass es sich ausschließlich um multiplikative Effekte handelt, unterscheidet sich jede gemessene Zählrate um einen detektorabhängigen Faktor  $c_i$  sowie einen ortsabhängigen Faktor  $\Omega_j$  von der in einem idealen Aufbau in dem betrachteten Raumwinkel zu erwartenden Streurate. Letztere ist bestimmt durch den in Kapitel 2.3.2 beschriebenen Wirkungsquerschnitt für eine Rechts- bzw. Linksstreuung. Befindet sich der Detektor 1 rechts, und der Detektor



**Abbildung 5.1:** Beispiel für apparative Asymmetrien: (a) idealer Strahlengang ohne Fehlausrichtungen; (b) Verkipfung des einfallenden Strahls gegen die Symmetrieachse. Diese bewirkt eine apparativ bedingte asymmetrische Streuung.

2 links, so lassen sich die beobachteten Zählraten ausdrücken durch

$$N_1(re) \propto [1 + P_t \cdot S(\theta)] \cdot c_1 \cdot \Omega_{re} \quad (5.1)$$

und

$$N_2(li) \propto [1 - P_t \cdot S(\theta)] \cdot c_2 \cdot \Omega_{li}. \quad (5.2)$$

Die absolute Anzahl  $N$  hängt noch von der Messzeit, der Foliendicke sowie dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt ab. Diese Faktoren sind jedoch für jeden Detektor und jede Richtung bei festem Streuwinkel  $\theta$  gleich und spielen daher hier keine Rolle.

Nach einer Vertauschung der Detektoren, sodass Detektor 1 sich links befindet und Detektor 2 rechts, erhält man bei der Messung die Werte

$$N_1(li) \propto [1 - P_t \cdot S(\theta)] \cdot c_1 \cdot \Omega_{li} \quad (5.3)$$

und

$$N_2(re) \propto [1 + P_t \cdot S(\theta)] \cdot c_2 \cdot \Omega_{re}. \quad (5.4)$$

Bildet man nun das Verhältnis  $v$  aus diesen vier Werten, so fallen die detektorabhängigen Faktoren  $c_i$  heraus:

$$v = \frac{N_1(re)/N_2(li)}{N_1(li)/N_2(re)} = \left( \frac{\Omega_{re}}{\Omega_{li}} \right)^2 \cdot \left( \frac{1 + P_t \cdot S(\theta)}{1 - P_t \cdot S(\theta)} \right)^2. \quad (5.5)$$

Nun kann nach der Asymmetrie  $A = P_t \cdot S(\theta)$  aufgelöst werden und es ergibt sich:

$$P_t \cdot S(\theta) = A = \frac{\sqrt{v} \cdot \frac{\Omega_{li}}{\Omega_{re}} - 1}{\sqrt{v} \cdot \frac{\Omega_{li}}{\Omega_{re}} + 1}. \quad (5.6)$$

Die einzig unbekannte Größe ist das Verhältnis  $\Omega_{li}/\Omega_{re}$ , das ein Maß für die apparative Asymmetrie angibt. Es kann in einer Situation bestimmt werden, in der  $A = 0$  ist, beispielsweise in einer Wiederholung der Messung mit unpolarisierten Elektronen oder, wie hier realisiert, durch eine Messung der Streuung an Aluminium. Für kleine Kernladungszahlen  $Z$  verschwindet die Mott-Asymmetrie (vgl. Kapitel 2.3.2), sodass aus

$$\frac{\Omega_{re}}{\Omega_{li}} = \sqrt{v}_{Al} = \sqrt{\left(\frac{N_1(re)/N_2(li)}{N_1(li)/N_2(re)}\right)_{Al}} \quad (5.7)$$

die apparative Asymmetrie berechnet werden kann. Nach Sherman beträgt die Asymmetrie für Aluminium noch etwa 8% der Asymmetrie bei Streuung an Gold [She56]. Um die Asymmetrie bei der Streuung an Aluminium vollständig zum Verschwinden zu bringen, kann die Dicke der Aluminiumfolie erhöht werden: Während die Einzelstreuung linear mit der Dicke zunimmt, steigt die Mehrfachstreuung quadratisch mit der Dicke an [Weg58], sodass für eine genügend dicke Aluminiumfolie die verbleibende Asymmetrie von der symmetrischen Mehrfachstreuung überlagert wird. Für die gewählte Dicke von 1 mm beträgt die Asymmetrie bei der Streuung an Aluminium unter 1%.

Analog kann die Asymmetrie der Detektoren 3 und 4 berechnet werden, die sich bei  $\varphi = 0^\circ$  und  $\varphi = 180^\circ$  befinden. Diese Positionen sollen im Folgenden als oben und unten bezeichnet werden:

$$A = \frac{\sqrt{v} \cdot \frac{\Omega_o}{\Omega_u} - 1}{\sqrt{v} \cdot \frac{\Omega_u}{\Omega_o} + 1} \quad (5.8)$$

mit

$$v = \frac{N_3(u)/N_4(0)}{N_3(o)/N_4(u)} \quad \text{und} \quad \frac{\Omega_u}{\Omega_o} = \sqrt{v}_{Al} = \sqrt{\left(\frac{N_3(u)/N_4(o)}{N_3(o)/N_4(u)}\right)_{Al}}. \quad (5.9)$$

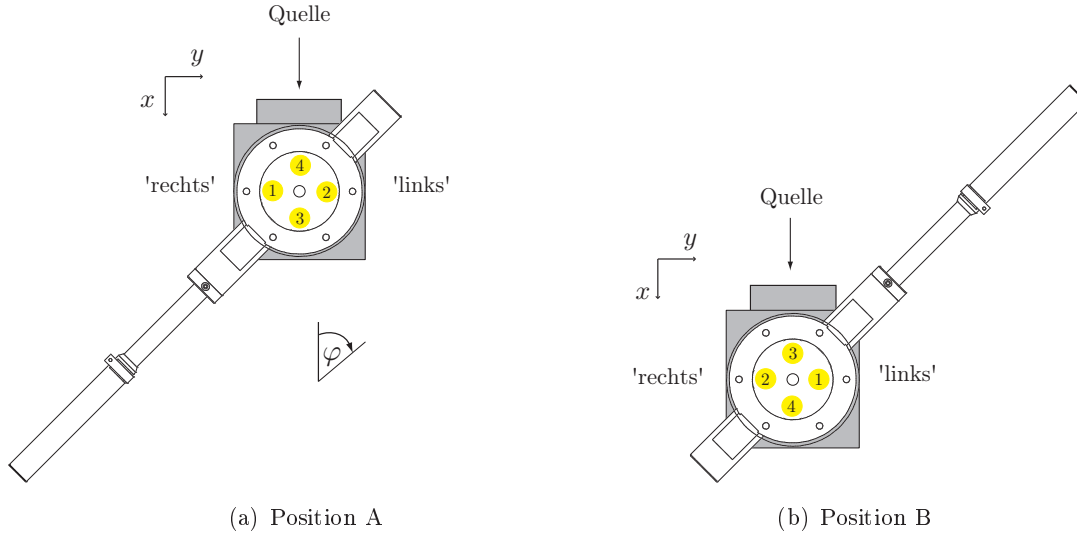
Wie in Kapitel 2.3.2 beschrieben sollte diese Asymmetrie verschwinden, sie wird daher im Versuch als Referenzmessung durchgeführt. So kann überprüft werden, ob die gemessene Asymmetrie den aus der Theorie erwarteten Verlauf zeigt und es sich somit um den echten Effekt handelt. Dies kann ohne zusätzlichen Zeitaufwand während der Messung der rechts/links-Asymmetrie geschehen, da alle vier Detektoren gleichzeitig ausgelesen werden.

## 5.2 Messung der Asymmetrie

Wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert wurde, ist zur Bestimmung der Asymmetrie unter Berücksichtigung apparativer Asymmetrien eine zweifache Messung der Streuraten nötig, wobei die zweite Messung mit vertauschten Detektoren stattfinden muss. Nach einer ersten Messung der Streuraten in der Position A wird daher die drehbare Streuebene



um  $180^\circ$  in die Position B gedreht und die Zählraten werden erneut aufgenommen. In Abbildung 5.2 werden die Positionen A und B definiert und die jeweilige Lage der vier Detektoren werden gezeigt. Detektor 1 befindet sich zunächst rechts, d.h. bei  $\varphi = 270^\circ$ , Detektor 2 ist links, also bei  $\varphi = 90^\circ$ . Nach einer Drehung um  $180^\circ$  befindet sich damit Detektor 1 links und Detektor 2 rechts. Gleichzeitig befindet sich zunächst Detektor 3 bei  $\varphi = 180^\circ$  und Detektor 4 bei  $\varphi = 0^\circ$ , nach der Drehung sind auch hier die Positionen vertauscht.



**Abbildung 5.2:** Positionen der Detektoren bei der ersten Messung (Position A) und um  $180^\circ$  gedreht (Position B). Wie in Kapitel 4.3 beschrieben sind die Positionen rechts und links im Bezugssystem der Elektronen definiert.

Die Streuraten werden sowohl für jede der vier Goldfolien als auch für die Aluminiumfolie gemessen. Die Drehung der Streuebene muss dabei separat für jede Folie geschehen, um beide Messungen mit derselben Justierung der Folie durchführen zu können. Eine Dejustierung der Folie ist dann wegen der Mitbewegung der Streufolie fest bezüglich der Detektoren, und eine eventuelle Vorzugsrichtung geht in den detektorabhängigen Faktor  $c_i$  mit ein. Dieser kürzt sich nach Gleichung 5.6 heraus.

Vor der Auswertung muss für jede Detektorposition der durch die Streuung an der Trägerfolie erzeugte Untergrund subtrahiert werden. Daher wird zusätzlich die Messung der Streuraten an einer unbedampften Kaptonfolie durchgeführt. Es sind also insgesamt 12 Messungen durchzuführen. Die Reihenfolge, in der die Folien beim Herausziehen des Schubrohres in den Strahlengang bewegt werden, ist in Tabelle 5.1 aufgelistet. Markierungen am Schubrohr ermöglichen die Justierung der Folien.

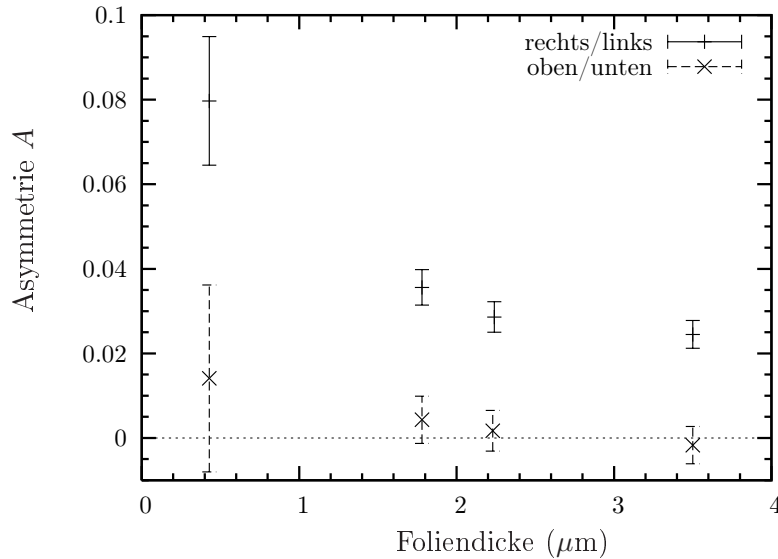
Position	Folie
1	Kaptonfolie unbedampft
2	Gold 0,43 $\mu\text{m}$
3	Gold 1,78 $\mu\text{m}$
4	Gold 2,23 $\mu\text{m}$
5	Gold 3,5 $\mu\text{m}$
6	Aluminium 1 mm

**Tabelle 5.1:** Die verschiedenen Streufolien und ihre Positionen im Folienhalter.

### 5.2.1 Messergebnisse für den Aluminiumreflektor

Um einen möglichst geringen statistischen Fehler zu erreichen, wurden die Streuraten zunächst über eine Messzeit von jeweils 800 Minuten, d.h. 13,7 Stunden, aufgenommen. Die apparative Asymmetrie in rechts/links-Richtung wurde aus der Streuung an Aluminium bestimmt und beträgt

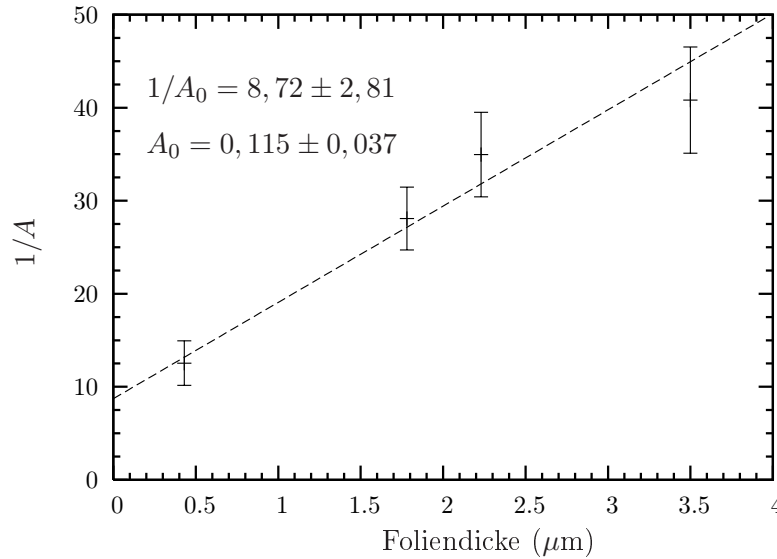
$$\frac{\Omega_{re}}{\Omega_{li}} = 1,019 \pm 0,011 \quad \text{und} \quad \frac{\Omega_u}{\Omega_o} = 0,976 \pm 0,014. \quad (5.10)$$



**Abbildung 5.3:** Aluminiumreflektor: Vergleich der für vier Foliendicken gemessenen rechts/links-Asymmetrie (Detektoren 1 und 2) und der oben/unten-Asymmetrie (Detektoren 3 und 4). Wie erwartet nimmt die rechts/links-Asymmetrie mit der Foliendicke ab, die oben/unten-Asymmetrie ist mit Null verträglich.

Die apparative Asymmetrie des Aufbaus ist zwar nur wenig von 1 verschieden, hat aber

einen signifikanten Einfluss auf den Wert der gemessenen Asymmetrie. Für die rechts/links-Asymmetrie macht dieser Effekt etwa 10% aus, in der Richtung senkrecht dazu hingegen einen Faktor 6-8. Bei einer Vernachlässigung der apparativen Asymmetrie (indem  $\frac{\Omega_{re}}{\Omega_{li}} = \frac{\Omega_u}{\Omega_o} = 1$  gesetzt wird) sind dadurch die Werte für die oben/unten-Asymmetrie nicht mehr mit Null verträglich und liegen in derselben Größenordnung wie die rechts/links-Asymmetrie. Auf eine Berücksichtigung der apparativen Asymmetrie bei der Auswertung kann daher nicht verzichtet werden.



**Abbildung 5.4:** Extrapolation zur Folien Dicke Null durch Anpassen einer Geraden an die Werte von  $1/A$  für die vier Goldfolien und eine Umlenkung am Aluminiumreflektor. Der  $y$ -Achsenabschnitt liefert den Kehrwert  $1/A_0$  der tatsächlichen Asymmetrie.

In Abbildung 5.3 ist die nach Gleichung (5.6) aus den Streuraten berechnete Asymmetrie in beiden Richtungen gegen die Dicke der Goldfolien aufgetragen. Die angegebene Unsicherheit ist der statistische Fehler, der sich aus den einzelnen Zählraten ergibt. Die Berechnung des statistischen Fehlers der einzelnen Messwerte nach dem Prinzip der Fehlerfortpflanzung ist relativ unübersichtlich und wird daher in Anhang D erläutert. Wie zu erwarten, ist die Asymmetrie in rechts/links-Richtung signifikant von Null verschieden und zeigt einen abfallenden Verlauf mit steigender Folien Dicke. In Richtung senkrecht dazu (oben/unten) ist hingegen keine Asymmetrie vorhanden. Die Werte für die Asymmetrie liegen nahe bei Null und zeigen unterschiedliche Vorzeichen, d.h. verschiedene bevorzugte Streurichtungen für verschiedene Folien. Eine klare oben/unten-Asymmetrie der Streuung lässt sich hieraus, im Gegensatz zur Streuung in rechts/links-Richtung, nicht erkennen. Diese Beobachtungen bestätigen die Erwartungen gut und lassen darauf schließen, dass der Aufbau geeignet

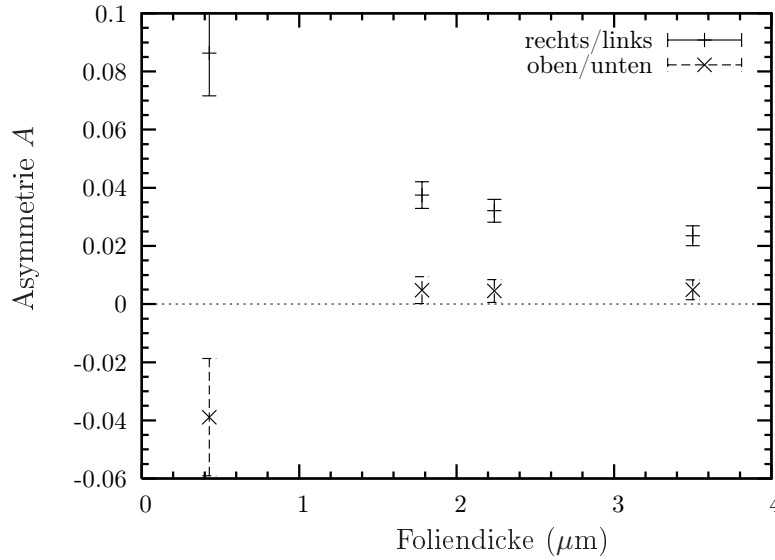
ist, qualitativ die longitudinale Polarisation der Elektronen richtig nachzuweisen. Auch die apparativen Asymmetrien werden bei der Auswertung korrekt berücksichtigt.

Für die Extrapolation auf die Foliendicke Null wird der Kehrwert der gefundenen Asymmetrien gegen die Foliendicke aufgetragen. Wie in Kapitel 2.3.3 beschrieben wird, kann ein linearer Zusammenhang zwischen dem Kehrwert der Asymmetrie und der Foliendicke angenommen werden. Der Schnittpunkt einer den Werten angenäherten Geraden mit der  $y$ -Achse liefert zunächst  $1/A_0$  und damit die gesuchte tatsächliche Asymmetrie  $A_0$ . Die Extrapolation ist in Abbildung 5.4 gezeigt und ergibt für die tatsächliche Asymmetrie einen Wert von

$$A_0 = 0,115 \pm 0,037. \quad (5.11)$$

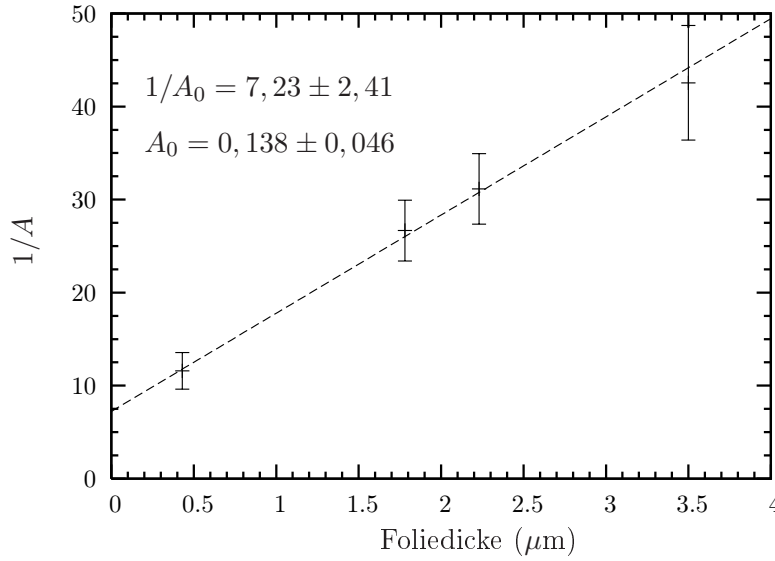
Der Fehler der Extrapolation ist nach der Methode der gewichteten kleinsten Quadrate bestimmt worden, für eine genaue Beschreibung siehe [Leo87c].

### 5.2.2 Messergebnisse für den Kupferreflektor



**Abbildung 5.5:** Kupferreflektor: Vergleich der für vier Foliendicken gemessenen rechts/links-Asymmetrie (Detektoren 1 und 2) und der oben/unten-Asymmetrie (Detektoren 3 und 4). Auch hier nimmt die rechts/links-Asymmetrie mit der Foliendicke ab, die Asymmetrie senkrecht dazu ist nahe bei Null.

Auch für den Kupferreflektor wurden bei einer Messzeit von 800 Minuten die Streuraten an allen vier Gold- sowie der Aluminiumfolie und der unbedampften Kaptonfolie aufgenommen. Für die apparative Asymmetrie ergibt sich



**Abbildung 5.6:** Extrapolation zur Foliendicke Null durch Anpassen einer Geraden an die Werte von  $1/A_0$  für die vier Goldfolien und die Umlenkung am Kupferreflektor. Der  $y$ -Achsenabschnitt liefert den Kehrwert der tatsächlichen Asymmetrie  $1/A_0$ .

$$\frac{\Omega_{re}}{\Omega_{li}} = 1,009 \pm 0,008 \quad \text{und} \quad \frac{\Omega_u}{\Omega_o} = 0,976 \pm 0,010. \quad (5.12)$$

Wieder zeigt sich eine deutliche rechts/links-Asymmetrie, welche die Erwartungen bestätigt. Die Asymmetrie in der Richtung oben/unten ist ebenfalls nahe bei Null, jedoch innerhalb der Fehler nicht vollständig mit Null verträglich. Allerdings ist auch hier keine klare Vorzugsrichtung zu erkennen. Die Extrapolation auf die Foliendicke Null (Abbildung 5.6) ergibt eine tatsächliche Asymmetrie von

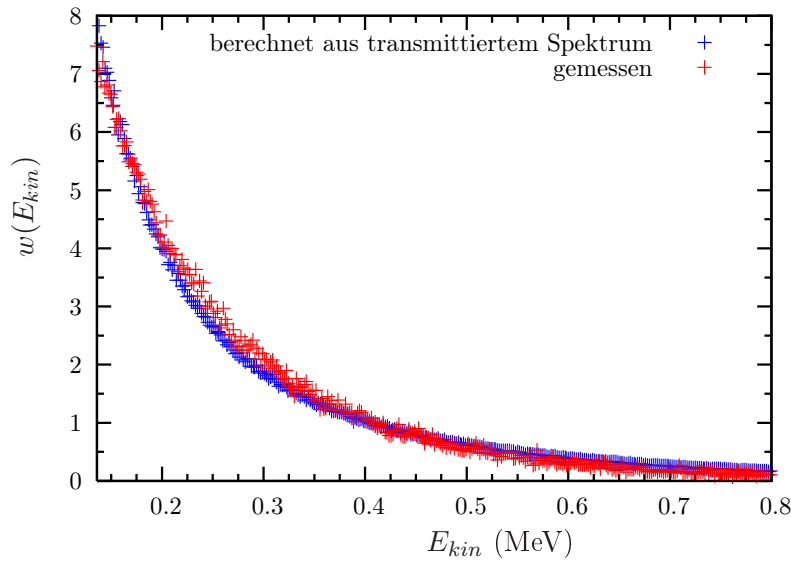
$$A_0 = 0,138 \pm 0,046. \quad (5.13)$$

Damit ergibt sich für den Kupferreflektor ein größerer Wert für die Asymmetrie, der jedoch innerhalb der Fehler mit dem Wert für den Aluminiumreflektor übereinstimmt. Die Erwartung, bei einem Reflektor mit geringerer Kernladungszahl weniger Depolarisation und damit eine größere Asymmetrie zu erhalten, hat sich nicht bestätigt. Möglicherweise liegt der Grund darin, dass bei einer geringeren Kernladungszahl zwar bei Einfachstreuung weniger Depolarisation stattfindet, die Elektronen jedoch auch tiefer in das Material eindringen und bei Mehrfachstreuungen wiederum stärker depolarisiert werden, bevor sie den Reflektor wieder in Richtung Streufolie verlassen. Der Kupferreflektor wurde daher im Versuchsaufbau belassen.

### 5.3 Vergleich mit den Erwartungen

Wegen der fehlenden Energieselektion des Reflektors stellt die gemessene tatsächliche Asymmetrie  $A_0$  den Mittelwert der Asymmetrie über das gesamte Energieintervall der einfallenden Elektronen dar. Dabei tragen nur die Elektronen zum Ergebnis bei, die im Detektor nachgewiesen werden, deren kinetische Energie also über der Diskriminatorschwelle von 136 keV liegen. Oberhalb dieser Schwelle haben die nachgewiesenen Elektronen eine Energieverteilung, die sich aus der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes nach Gl. (2.7) ergibt: Durch die elastische Streuung wird das Spektrum der transmittierten Elektronen (s. Kapitel 3.2.3) mit  $1/E_{kin}^2$  multipliziert. Diese Energieverteilung der gestreuten, nachgewiesenen Elektronen stellt die Verteilungsfunktion  $w(E_{kin})$  dar, mit der bei der Mittelung von  $A_0 = P_t \cdot S(\theta)$  gewichtet werden muss. Die erwartete Asymmetrie berechnet sich daher aus

$$\bar{A}_0 = \int P_t \cdot S(130^\circ) \cdot w(E_{kin}) dE_{kin}. \quad (5.14)$$

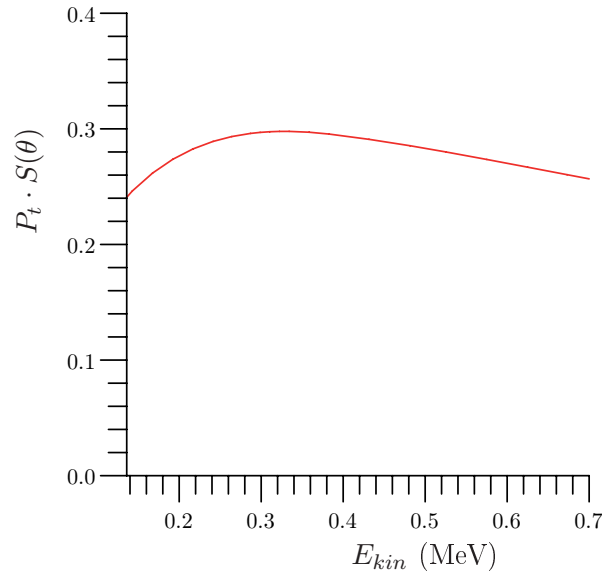


**Abbildung 5.7:** Das Energiespektrum der Elektronen nach der Streuung an der Goldfolie. Der Vergleich des berechneten mit dem gemessenen Spektrum bestätigt die Erwartung über den Einfluss der Streuung auf das Spektrum. Da das gemessene Spektrum jedoch auch inelastisch gestreute Anteile enthält, wurde das berechnete Spektrum für die Mittelung verwendet.

Die Energieverteilung  $w(E_{kin})$  wird aus dem gemessenen Spektrum der transmittierten Elektronen berechnet und auf dem Intervall von 0,136 MeV bis 2,279 MeV normiert, da ein nachgewiesenes Elektron in diesem Energieintervall zu finden sein muss. Die so erhaltene Wahrscheinlichkeitsverteilung wird in Abbildung 5.7 mit dem gemessenen Spektrum der

gestreuten Elektronen verglichen. Es ist zu erkennen, dass die nachgewiesenen Elektronen in einem Energieintervall von 136 keV bis etwa 700 keV liegen. Abbildung 5.8 zeigt den Verlauf des Produktes  $P_t \cdot S(\theta)$  auf diesem Intervall. Die Werte für  $S(130^\circ)$  sind aus [Lin64] entnommen, die Polarisierung wird nach Gl. (2.22) berechnet. Der Wert von  $P_t \cdot S(\theta)$  variiert nur schwach zwischen 0,24 und 0,3 und die gewichtete Mittelung liefert für die beiden Reflektoren

$$\bar{A}_{0Al} = 0,277 \quad \text{und} \quad \bar{A}_{0Cu} = 0,270. \quad (5.15)$$



**Abbildung 5.8:** Der Verlauf von  $P_t \cdot S(\theta)$  als Funktion der Energie der gestreuten Elektronen für die Transmission am Kupferreflektor.

Dieser zu erwartende Wert für die Asymmetrie ist mit einem Fehler behaftet, der aus der Unsicherheit des Streuwinkels resultiert. Wie in Kapitel 4.3 bereits erwähnt liegt dieser zwischen  $114^\circ$  und  $144^\circ$ . Um den Fehler der Werte für  $\bar{A}_0$  zu bestimmen, wird die Mittelung jeweils erneut mit  $S(114^\circ)$  und  $S(144^\circ)$  durchgeführt. Da die Shermanfunktion bei dem Streuwinkel von  $130^\circ$  ein Maximum durchläuft, ergibt sich sowohl für  $\theta = 114^\circ$  als auch für  $\theta = 144^\circ$  ein geringerer Wert für  $\bar{A}_0$ . Die Abweichung ist also in beiden Fällen negativ. Die größere Abweichung tritt für  $S(\theta = 144^\circ)$  auf und wird hier als Fehler von  $\bar{A}_0$  angegeben. Er beträgt

$$\Delta \bar{A}_{0Al} = \Delta \bar{A}_{0Cu} = -0,031. \quad (5.16)$$

Die Übereinstimmung der beiden Abweichungen ist zufällig. Der Vergleich mit den gemessenen Werten zeigt, dass auch unter Berücksichtigung der Fehler der gemessene Wert für

die tatsächliche Asymmetrie im Falle des Aluminiumreflektors um 38%, im Falle des Kupferreflektors um 23% unter dem erwarteten Wert liegt. Mögliche Ursachen hierfür werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

Für die Auswertung im Praktikum kann wegen der annähernden Konstanz von  $P_t \cdot S(\theta)$  auf dem betrachteten Energieintervall von der Mittelung abgesehen und

$$P_t \cdot S(\theta) = 0,27 \pm 0,06 \quad (5.17)$$

angenommen werden. Der Fehler bezeichnet hier den Größtfehler, der sich aus den extremsten Abweichungen von  $P_t \cdot S(114^\circ)$  und  $P_t \cdot S(144^\circ)$  auf dem Energieintervall von 0,136 MeV bis 0,7 MeV ergibt. Auf diese Weise werden auch hier die Unsicherheiten des Streuwinkels und der Energie berücksichtigt. Die longitudinale Polarisierung der Elektronen lässt sich dann, wie in Kapitel 2.4.1 beschrieben, mit  $P_l = P_t \cdot \sin(\beta)$  bestimmen zu

$$P_l = -\frac{A_0}{(P_t \cdot S(\theta))} \frac{v}{c} = -\frac{A_0}{0,27} \frac{v}{c}. \quad (5.18)$$

Aus den für diese Arbeit durchgeführten Messungen ergibt sich dann für die Umlenkung am Aluminium- und Kupferreflektor

$$P_l^{AL} = -(0,42 \pm 0,19) \frac{v}{c} \quad \text{und} \quad P_l^{Cu} = -(0,51 \pm 0,24) \frac{v}{c}. \quad (5.19)$$

Der hier angegebene Fehler beinhaltet lediglich die Unsicherheit der Extrapolation in  $A_0$  sowie die mögliche Abweichung von  $P_t \cdot S(\theta)$  auf dem gemessenen Energie- und Winkelintervall. Auch hier beobachtet man eine Abweichung von der Erwartung von  $P = -v/c$ , welche in der nachfolgenden Fehlerdiskussion besprochen wird.

## 5.4 Diskussion der Fehler

Bei den Angaben zu den Unsicherheiten der Messwerte und der erwarteten Werte ist bisher nur der statistische Fehler der Zählrate sowie die Unsicherheit des Streuwinkels und der Energie berücksichtigt worden. Es gibt jedoch noch weitere Fehlerquellen, die bei der Bewertung der Messwerte berücksichtigt werden müssen. Dabei sind die Fehler quantitativ in den meisten Fällen schwer abzuschätzen, da häufig Modellannahmen eingehen oder der Fehler nicht ohne weiteres über Vergleichsmessungen experimentell zugänglich ist. Auch in der Literatur finden sich zu diesem Thema lediglich ungefähre Abschätzungen der Fehler, beispielsweise in [BGvIW58]. In dem folgenden Abschnitt sollen daher die Fehlerquellen qualitativ diskutiert und gegebenenfalls eine Abschätzung des Fehlers vorgenommen werden.



### 5.4.1 Depolarisation

Ein Grund für eine geringere gemessene Asymmetrie ist die Depolarisation der Elektronen, welche an verschiedenen Stellen im Experiment geschehen kann. Bereits innerhalb der Quelle und der Quellenhalterung können die Elektronen durch Streuung ihre longitudinale Spinausrichtung verlieren, sodass schon der austretende Strahl nicht mehr in vollem Maße polarisiert ist. Aus diesem Grund wird bei quantitativen Experimenten zur Bestimmung der Polarisation meist Wert auf möglichst dünne Quellen gelegt, indem das aktive Material zu dünnen Folien von etwa  $1 \text{ mg/cm}^2$  gewalzt wird [GMGH60]. Selbst bei diesen dünnen Quellen muss das Ergebnis auf eine Depolarisation durch Streuung innerhalb der Quelle und Rückstreuung am Trägermaterial korrigiert werden. Als Beispiel kann die Arbeit von Bienlein et al. dienen, die eine Abschätzung der Depolarisation durchführen und Werte von bis zu 13% erhalten [BGvIW58]. Entsprechend wird dieser Effekt auch bei der hier verwendeten Quelle zu finden sein, deren Aufbau zwar nicht genau bekannt, aber sicher in dieser Hinsicht nicht optimiert ist. Insbesondere deutet schon die in Kapitel 3.1.2 diskutierte Form des Spektrums der Quelle auf eine inelastische Streuung im Präparat hin, sodass hier der Effekt der Depolarisation noch erheblich größer sein dürfte.

Eine weitere Depolarisation findet bei der Umlenkung am Reflektor statt. Dort streuen die Elektronen im Coulombfeld der Kerne, welches nur näherungsweise als langsam veränderliches Feld angesehen werden kann. Nur für solche Felder hat Tolhoek gezeigt, dass die Spinausrichtung bei einer Richtungsänderung des Impulses unbeeinflusst bleibt [Tol56]. Hinzu kommt die in Kapitel 3.2.3 beschriebene Wirkung des Reflektors als Polarisator für eine Spinausrichtung senkrecht zur Ebene der Umlenkung, wodurch die ursprüngliche Polarisaton abgebaut wird. Andere Experimente, bei denen diese Art der Spindrehung angewendet wurde, lieferten ebenfalls zu geringe Polarisationen von beispielsweise  $-(0,81 \pm 0,15)v/c$  [Hei57], eine Depolarisation im Bereich von einigen Prozent ist also zu erwarten.

Desweiteren können durch Rückstreuung an den Wänden Elektronen zur Streufolie gelangen, über deren Spinausrichtung keine Aussage gemacht werden kann, da sie mehrfach ihre Richtung geändert und außerdem inelastisch gestreut haben können. Sie führen zu einer zusätzlichen Verschmierung der Asymmetrie. Dieser Effekt dürfte aber im Vergleich zu den schon beschriebenen Depolarisationseffekten eine eher untergeordnete Rolle spielen, da eine Rückstreuung an den Wänden durch die Wahl des Materials schon minimiert worden ist (vgl. Kapitel 4.2).

### 5.4.2 Unsicherheiten bei der Streuung

Eine weitere Verringerung der nachgewiesenen Asymmetrie kommt durch die Unsicherheit der Spinausrichtung zum Zeitpunkt der Streuung zustande. Da sowohl beim Austritt aus

der Quelle als auch bei der Umlenkung am Reflektor ein gewisser Winkelbereich zugelassen wird (s. Kapitel 4.2), variiert auch die Spinausrichtung der Elektronen und damit ihre Vorzugsrichtung bei der Streuung an der Goldfolie. Bei der Streuung überlagern sich die zu den verschiedenen Spinausrichtungen gehörigen Asymmetrieverteilungen, die gemessene Asymmetrie wird auf diese Weise verschmiert. Hinzu kommt, dass die Asymmetrie nicht nur mit dem Streuwinkel variiert, sondern auch einen sinusförmigen Verlauf mit dem Azimutwinkel  $\varphi$  hat. Die Detektoren decken einen endlichen Bereich von  $27,7^\circ$  um die Extrema bei  $\varphi = 90^\circ$  und  $\varphi = 270^\circ$  herum ab, auf dem die Asymmetrie um etwa 3% variiert.

Eine Fehlerquelle stellen außerdem die Streufolien dar. Hier können Unebenheiten und leichte Dickenunterschiede weitere apparativ bedingte Vorzugsrichtungen in der Streuung hervorrufen. Allerdings werden die Folien in diesem Versuch bei der Drehung der Detektoren mitgeführt, sodass diese Vorzugsrichtungen fest bezüglich der Detektoren sein und bei der Auswertung wie die detektorabhängigen Größen  $c_i$  herausfallen sollten. Bei den Versuchen mit selbsttragenden Folien, welche eine größere Welligkeit aufwiesen, hat sich jedoch gezeigt, dass der Zustand der Folien durchaus einen negativen Einfluss auf das Messergebnis hat (s. Kapitel 3.4). In dieser Hinsicht ist die Berücksichtigung apparativer Asymmetrien, wie in Abschnitt 5.1 beschrieben wird, offensichtlich nicht vollständig. Komplexere Betrachtungen der apparativen Asymmetrien sind beispielsweise zu finden in [BGKW62] und [GMGH60], sie gehen jedoch über die Zielsetzung dieses Versuches hinaus und werden hier nicht weiter verfolgt. Es ist daher zu erwarten, dass auch bei den verwendeten Folien restliche Welligkeiten oder Unebenheiten zu einer Verfälschung des Ergebnisses führen.

Außerdem muss beachtet werden, dass die Untergrundstreuraten an einer separaten Folie gemessen werden müssen, die leicht verkippt gegen die Symmetrieachse sein kann. Es können hier Vorzugsrichtungen entstehen, welche bei der anschließenden Messung an den übrigen Folien nicht mehr vorhanden sein müssen, da durch die Neujustierung andere Vorzugsrichtungen entstehen. Der Untergrund wird also unter Umständen nicht korrekt abgezogen. Die Schwankung der Untergrundzählraten durch Neujustierung beträgt bis zu 3%.

Ein letzter Punkt ist die Unsicherheit, mit der die Foliendicken bekannt sind. Diese werden aus der Wägung der aufgedampften Goldmenge und der spezifischen Dichte sowie dem Flächeninhalt der Folie bestimmt. Unter Vernachlässigung der Unsicherheit der Dichte beträgt der Fehler der Foliendicke zwischen 4,8% für die dünnste und 3,7% für die dickste Folie. Variationen der Foliendicken innerhalb dieser Grenzen bei der Extrapolation ergeben aber lediglich Abweichungen von  $< 1\%$  im Endresultat  $A_0$ .

### 5.4.3 Unsicherheiten bei der Auswertung

Hier ist zu beachten, dass insbesondere die Bestimmung der Asymmetrie  $A_0$  durch Extrapolation auf die Foliendicke Null mit einem Fehler behaftet ist. Bezüglich des korrekten

Zusammenhangs zwischen Foliendicke und der Asymmetrie herrscht in der Literatur keine Einigkeit, häufig wird empirisch derjenige Zusammenhang gewählt, der die Daten am besten beschreibt. Die von Wegener theoretisch begründete lineare Abhängigkeit von  $1/A_0$  von der Foliendicke gilt ebenfalls nur näherungsweise und unter gewissen Voraussetzungen (s. Kapitel 2.3.3). Da in dem vorliegenden Aufbau keine ausschließliche Betrachtung elastischer Streuung geschehen kann und insbesondere die Foliendicken erheblich größer sind als in quantitativ ausgerichteten Experimenten, sind diese Voraussetzungen nicht vollständig erfüllt. Ein linearer Zusammenhang muss also nicht streng gegeben sein. Es wurden daher auch andere in der Literatur beschriebene Zusammenhänge getestet. Die Extrapolation mit einem linearen Zusammenhang zwischen  $1/\sqrt{A_0}$  und der Foliendicke, wie er von Brosi et al. für dickere Folien in [BGKW62] gefunden wurde, ergibt für die Messwerte einen deutlich zu großen und damit unphysikalischen Wert für die Polarisierung. Auch ein direkter linearer Zusammenhang von  $A$  und  $t$ , der beispielsweise in [GKB<sup>+</sup>92] empfohlen wird, beschreibt die Werte nicht gut. Die Methode von Wegener stimmt mit den gemessenen Werten am besten überein, sie wird daher im Versuch weiter verwendet. Bienlein et al. geben den Fehler durch die Extrapolation mit 10% an, er wird daher hier in derselben Größenordnung liegen.

Ebenfalls nicht durch die Auswertung berücksichtigt ist der Untergrund durch Elektronen, die nach einer Streuung an der Folie erst über eine Rückstreuung an den Kammerwänden in den Detektor gelangen. Sie produzieren einen symmetrischen Untergrund, der wie die Mott-Streuung mit der Foliendicke zunimmt und deshalb bei der Extrapolation zum echten Effekt hinzugezählt wird. Es ergibt sich daher bei der Auswertung wiederum eine geringere Asymmetrie.

Insgesamt ist in Anbetracht der vielfältigen Fehlerquellen und der vereinfachten Ausführung des Versuchsaufbaus gegenüber quantitativ ausgerichteten Experimenten die Annahme durchaus gerechtfertigt, dass der gefundene Wert der longitudinalen Polarisierung mit einem großen zusätzlichen Fehler von 30% bis 40% behaftet ist, sodass er innerhalb des Fehlers mit der Voraussage von  $P_l = -v/c$  übereinstimmt.

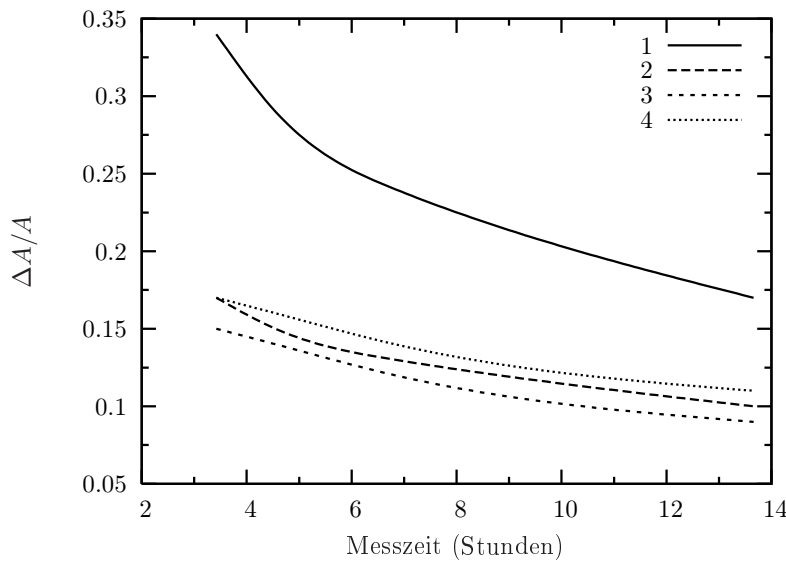
## 5.5 Durchführbarkeit im Praktikum

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten erläutert wurde, welche Ergebnisse der vorhandene Versuchsaufbau bei relativ langen Messzeiten von 800 Minuten liefert, sollen in den folgenden Abschnitten mögliche Aufgabenstellungen im Rahmen des Praktikums besprochen werden. Zunächst werden dazu die Messzeiten mit dem zu erwartenden statistischen Fehler des Messergebnisses verknüpft.

### 5.5.1 Sinnvolle Messzeiten

Es hat sich bei der Messung der Asymmetrie gezeigt, dass die in Kapitel 3.2.1 beschriebene Abschätzung des statistischen Fehlers deutlich zu optimistisch ist. Dieser Abschätzung nach wäre nach einer Messzeit von zwei Stunden ein statistischer Fehler der Werte für die Asymmetrie von 5% zu erwarten (die etwa um einen Faktor 2 zu geringe Transmission des Reflektors kann durch eine Verdoppelung der Messzeit ausgeglichen werden, um im Ergebnis wieder die gleiche Statistik mit einem Fehler von 5% zu erhalten). Aus den in Kapitel 3.2.1 bereits angeführten Gründen sollte die Berechnung der Fehler jedoch von vornherein nur eine untere Abschätzung des Fehlers leisten. Insbesondere wird der Untergrund sowie die Verminderung der gemessenen Asymmetrie durch die oben beschriebenen Effekte darin nicht berücksichtigt.

Die Größenordnung der Streuraten konnte zwar mit 700–800 cnts/h richtig vorhergesagt werden, bei der Messung stellte sich jedoch heraus, dass die gemessene effektive Asymmetrie etwa eine Größenordnung kleiner ist als  $A_0$ . Die Differenz zwischen den Streuraten bei Links- und Rechtsstreuung ist dadurch erheblich geringer, sodass der Fehler der einzelnen Messung wesentlich größer ist. Hinzu kommt die Berücksichtigung der apparativen Asymmetrie nach Gleichung (5.6), die durch die Messung mit vertauschten Zählern und der Streuung an Aluminium den Fehler zusätzlich erhöht. Mit diesem aus den Messungen neu gewonnenen Kenntnisstand können nun die Fehler richtig abgeschätzt und sinnvolle Messdauern für die Verwendung des Aufbaus im Praktikum gewählt werden.



**Abbildung 5.9:** Der relative statistische Fehler der gemessenen Asymmetrien als Funktion der Messzeit für verschiedene Foliendicken. 1 = 0,43 μm, 2 = 1,78 μm, 3 = 2,23 μm, 4 = 3,5 μm.

Tatsächlich ergibt die Messung nach Messzeiten von 13,7 Stunden einen Fehler von 9% bis 17%, je nach Dicke der Folie. Aus den gemessenen Streuraten wurde der zu erwartende Fehler nach kürzeren Messzeiten berechnet und in Abbildung 5.9 dargestellt. Sie zeigt den Fehler der gemessenen Asymmetrien für jede Folie in Abhängigkeit von der Messzeit, falls der Wert für die apparative Asymmetrie nicht gemessen, sondern mit der Genauigkeit aus Abschnitt 5.2 angegeben wird. Dies ist sinnvoll, da die apparativen Asymmetrien bei einem unveränderten Aufbau nicht variieren sollten und durch den Wegfall zweier Messungen die effektive Dauer des Praktikums reduziert werden kann.

Wie der Abbildung zu entnehmen ist, ist der prinzipielle Nachweis einer Asymmetrie an einer der dickeren Folien schon nach ein bis zwei Stunden möglich, eine Messung der Asymmetrie mit einem Fehler von etwa 20% kann bei Messzeiten von 3,3 Stunden (200 Minuten) geschehen. Soll eine Extrapolation zu Foliendicke Null durchgeführt werden, sind geringere Fehler der einzelnen Messwerte nötig, um eine aussagekräftige Gerade durch die Messwerte legen zu können. Mit Messzeiten von 4,5 Stunden erhält man insgesamt einen Fehler in der tatsächlichen Asymmetrie von unter 50%. Für eine genauere Bestimmung der Polarisierung müssen jedoch wesentlich längere Messzeiten in Kauf genommen werden. Bei der Konzeption eines Messprogrammes im Praktikum ist außerdem zu bedenken, dass pro Folie zwei Messungen sowie insgesamt zwei Untergrundmessungen notwendig sind.

### 5.5.2 Durchführung im Fortgeschrittenen-Praktikum

Im Rahmen eines eintägigen F-Praktikums ist die Messung der Asymmetrie einer einzelnen Folie möglich. Es kann gezeigt werden, dass eine signifikante rechts/links-Asymmetrie der Streuraten zu beobachten ist, die Kontrollmessung der oben/unten-Asymmetrie hingegen keinen Effekt zeigt. Wegen des kleinsten Fehlers bietet sich dabei die 2,23  $\mu\text{m}$ -Goldfolie bei einer Messzeit von beispielsweise 1,6 Stunden (100 Minuten) an. Wird der Wert für die apparative Asymmetrie angegeben, so können die beiden Untergrundmessungen sowie die beiden Messungen an der Goldfolie innerhalb eines Tages durchgeführt werden. Der Wert der apparativen Asymmetrie findet sich in Abschnitt 5.2.2.

Zu erwarten ist bei dieser Messung ein Wert für die rechts/links-Asymmetrie von etwa  $0,032 \pm 0,006$ . Tabelle 5.2 gibt beispielhaft die in einem Probedurchlauf gemessenen Streuraten für die 2,23  $\mu\text{m}$ -Folie an. Die Streuraten können sich aber von Messung zu Messung unterscheiden, da die Justierung der Streufolie einen signifikanten Einfluss auf die Zählraten hat. Dieser Effekt fällt, wie bereits beschrieben, bei der Auswertung nach Gleichung (5.6) heraus.

Vor Beginn der ersten Messung können außerdem die Schwellen kontrolliert oder neu eingestellt werden, wie in Anhang A beschrieben wird. Desweiteren kann das Spektrum der gestreuten Elektronen mit MAESTRO betrachtet und kalibriert werden, indem beim Einstel-

Detektor	Position A	Position B
1	61136	56891
2	64595	68879
3	63601	59227
4	39778	45613

**Tabelle 5.2:** Die Streuraten an der 2, 23  $\mu\text{m}$ -Folie in den vier Detektoren bei den beiden Positionen A und B nach 1,6 Stunden.

len der Diskriminatorschwellen das Ausgangssignal des Hauptverstärkers auf den Eingang der Vielkanal-Messkarte gegeben wird. Damit wird eine Energie von 136 keV definiert. Es lässt sich dann aus dem Spektrum abschätzen, welcher Energiebereich der Elektronen zu der Messung beiträgt.

Zusätzlich könnte es eine spannende Aufgabe für die Studenten sein, die Elektronikmodule (mit Ausnahme der Vorverstärker) selbstständig einzubauen und zu verbinden, bevor die Diskriminatorschwellen eingestellt werden. Die Funktionsweise der einzelnen Bauteile kann so verstanden und der Gang der Signale am Oszilloskop nachvollzogen werden.

Als Anschauungsmaterialien stehen der Aluminiumreflektor und ein defekter Sperrschichtzähler zur Verfügung sowie ein Vorgängermodell des Reflektors, an dem die Umlenkung der Elektronen verdeutlicht werden kann. Außerdem ist ein Targethalter, wie er im Experiment eingebaut ist, mit einer unbedampften Kaptonfolie und einer Goldfolie vorhanden. Auf diese Weise können die Studenten eine Vorstellung über das Innenleben des Versuchsaufbaus bekommen, welches im Praktikum nicht zugänglich ist und daher für die Studenten recht abstrakt bleibt. Für die Überprüfung der Auswertung durch den Betreuer findet sich auf der beigelegten CD ein Tabellenformular für die Fehlerrechnung, in dem die gemessenen Streuraten eingetragen werden können.

### 5.5.3 Praktikum über 2 Tage

Bei einer längeren Praktikumszeit kann das oben beschriebene Programm erweitert werden. Innerhalb von zwei Tagen kann mit Messzeiten von je 3,3 Stunden (200 Minuten) die Asymmetrie an allen vier Folien gemessen und eine Extrapolation mit einem Fehler im Endresultat von etwa 40% durchgeführt werden, falls der Wert für die apparative Asymmetrie und außerdem die Untergrundstreuraten für die Messzeit von 800 Minuten angegeben werden. Auf diese Weise wird der statistische Fehler auch für diese Messzeit klein genug, um eine sinnvolle Extrapolation durchzuführen. Optimal wäre eine Messung des Untergrundes vor jedem Praktikum, um Schwankungen im Verhalten der Detektoren oder der Elektronik zu berücksichtigen. Bei den Messungen im Rahmen dieser Arbeit waren die-

se Schwankungen jedoch unerheblich im Vergleich zu den Unsicherheiten der Justierung, sodass es ausreichend sein sollte, den Untergrund in größeren Abständen zu überprüfen, solange der Versuchsaufbau nicht geöffnet oder verändert wird. Tabelle 5.3 gibt die während der Erstellung dieser Arbeit gemessenen Untergrundstreuraten nach 13,7 Stunden an.

Detektor	Position A	Position B
1	64138	64105
2	64756	67241
3	105111	63409
4	52715	102017

**Tabelle 5.3:** Die Streuraten an der unbedampften Kaptonfolie in den vier Detektoren bei den beiden Positionen A und B nach 13,7 Stunden.

In Anhang B sind als Orientierung im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Streuraten für alle Folien bei einer Messzeit von 13,7 Stunden aufgelistet, nach 3,3 Stunden sollten die Streuraten entsprechend kleiner sein. Auch hier ist zu beachten, dass die hier aufgelisteten Raten lediglich eine Angabe für die Größenordnung der Streuraten geben können, da die Streuung stark von der Justierung der Folien abhängt, welche nicht exakt reproduzierbar ist. Gleiches gilt für die zu erwartenden Asymmetrien für die vier Folien, die in Tabelle 5.4 aufgelistet sind.

Folie	rechts/links-Asymmetrie
0,43 $\mu\text{m}$	$0,086 \pm 0,019$
1,78 $\mu\text{m}$	$0,038 \pm 0,005$
2,23 $\mu\text{m}$	$0,032 \pm 0,004$
3,5 $\mu\text{m}$	$0,024 \pm 0,003$

**Tabelle 5.4:** Zu erwartende Asymmetrien für die vier Folien mit dem nach einer Messzeit von 3,3 Stunden zu erwartende statistischen Fehler.

Für die Auswertung kann, beispielsweise mit MAPLE, zusätzlich aus den numerischen Werten für die Shermanfunktion (z.B. [She56], der entsprechende Artikel befindet sich auf der beigefügten CD) eine Fitfunktion gefunden und das Produkt  $S(\theta) \cdot P_t$  auf dem zuvor bestimmten Energieintervall berechnet und dargestellt werden. Das Ergebnis sollte ähnlich der Abbildung 5.8 sein. Für die Bestimmung der Longitudinalpolarisation muss der Wert von  $S(\theta) \cdot P_t = 0,27 \pm 0,06$  dann nicht angegeben werden, sondern kann von den Studenten aus der Darstellung abgeschätzt werden.

#### 5.5.4 Wahlfachpraktikum

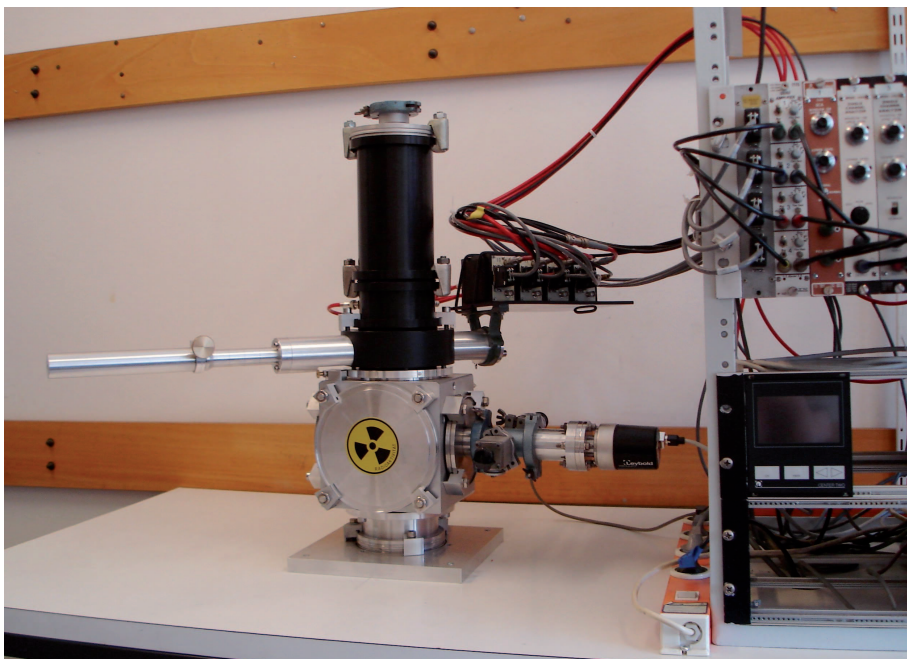
Für das Wahlfachpraktikum gibt es verschiedene Möglichkeiten. Zum einen können neben den oben schon genannten Punkten in diesem Rahmen die Asymmetrien bei einer Messdauer von 6,8 Stunden (400 Minuten) mit einer größeren Genauigkeit bestimmt werden. Es sind dann zwei Messungen pro Tag möglich, sodass unter Angabe von Untergrund und apparativer Asymmetrie die Messung aller vier Folien nach vier Tagen abgeschlossen ist.

Alternativ kann die Messdauer von 3,3 Stunden beibehalten und außerdem die Untergrundmessung und die Bestimmung der apparativen Asymmetrie selbstständig durchgeführt werden. Letztere sollten dann über mindestens 6,8 Stunden gemessen werden, um eine sinnvolle Extrapolation durchführen zu können. Es sollten sich rechts/links-Asymmetrien wie in Tabelle 5.4 ergeben, mit Fehlern von etwa 15%, bzw. 30% für die  $0,43\mu\text{m}$ -Folie. Wünschenswert wäre hier auch eine Messzeit von 4,5 Stunden für die Goldfolien, diese Zeitspanne kann jedoch mit dem vorhandenen Zeitgeber nicht ausgewählt werden.



## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Praktikumsversuch zum Nachweis der Paritätsverletzung beim  $\beta^-$ -Zerfall aufgebaut und getestet. Die von der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle emittierten Elektronen werden an einem Kupferreflektor um  $90^\circ$  umgelenkt, somit wird die longitudinale Polarisierung in eine transversale umgewandelt. Bei der anschließenden Mott-Streuung der Elektronen an dünnen Goldfolien wird mit Oberflächen-Sperrschichtzählern die rechts/links-Asymmetrie der Zählraten beobachtet. Gleichzeitig wird gezeigt, dass die Asymmetrie in der Richtung senkrecht dazu (oben/unten) verschwindet. Die Ergebnisse sind reproduzierbar und zeigen eine deutliche rechts/links-Asymmetrie, die mit steigender Foliendicke abnimmt. Die Referenzmessung der oben/unten-Asymmetrie zeigt hingegen wie erwartet keinen signifikanten Unterschied in den Zählraten.



**Abbildung 6.1:** Foto des im Rahmen dieser Arbeit realisierten Versuchsaufbaus, rechts im Bild ist der Überrahmen mit der Elektronik zu sehen.

Die gemessenen Werte für die Asymmetrie bestätigen gut den von Wegener [Weg58] vorgeschlagenen linearen Zusammenhang zwischen  $1/A$  und der Foliendicke. Eine Extrapo-

lation auf die Foliendicke Null kann damit durchgeführt werden und ergibt für Kupferreflektor einen Wert für die tatsächliche Asymmetrie von  $A_0 = 0,138 \pm 0,046$ . Daraus kann näherungsweise die longitudinale Polarisierung der beim  $\beta^-$ -Zerfall emittierten Elektronen bestimmt werden. Sie ist verträglich mit

$$P_l = -0,75 v/c,$$

wenn lediglich der statistische Fehler und die Unsicherheit des Streuwinkels und der kinetischen Energie der Elektronen berücksichtigt werden. Unter Einbeziehung aller zusätzlichen Fehlerquellen des Aufbaus ist das Ergebnis in Übereinstimmung mit der Erwartung von  $P = -v/c$ .

Im Rahmen eines Fortgeschrittenen-Praktikums kann der grundsätzliche Nachweis der Paritätsverletzung durch Messung der Asymmetrie an einer einzelnen Goldfolie geschehen, bei einem mehrtägigen Praktikum ist die Vermessung aller vier Folien und eine Bestimmung der Longitudinalpolarisation durch Extrapolation zur Foliendicke Null möglich. Im Rahmen eines solchen Praktikums können dann auch quantitative Aussagen über die Polarisierung gemacht und mit den theoretischen Erwartungen verglichen werden.

Eine Verbesserung des Aufbaus ist hinsichtlich der Zählraten und damit der benötigten Messzeiten möglich. Eine erhebliche Verbesserung der Statistik kann der Einbau einer stärkeren Quelle bewirken, was jedoch mit entsprechend angepassten Sicherheitsvorkehrungen einhergehen muss. Die Abschirmung innerhalb der Kammer ist dann nicht mehr ausreichend und muss durch zusätzliche Abschirmung außerhalb der Kammer ergänzt werden. Eine weitere Verbesserung der Statistik kann durch die Verwendung eines größeren Reflektors geschehen. Um diesen effektiv nutzen zu können, müssen allerdings auch die Streufolien vergrößert werden, sodass der Großteil der gestreuten Elektronen aufgefangen wird. Desweiteren kann getestet werden, ob der Einbau eines Reflektors mit höherer Kernladungszahl sinnvoll ist. Ein Vergleich des Kupferreflektors mit dem Aluminiumreflektor ergab eine größere Asymmetrie bei Verwendung des schwereren Kupferreflektors, möglicherweise setzt sich diese Tendenz für höhere  $Z$  fort. Schließlich ist auch eine Verbesserung durch den Einbau eines Spektrometers denkbar. Um in den bisherigen Aufbau integriert zu werden, muss dieses einen Radius von etwa 9 cm haben. Radien unter 15 cm wurden bisher im Rahmen dieser Arbeit nicht betrachtet und müssen simuliert werden, um die Machbarkeit zu beurteilen.

Im Versuchsaufbau wurde die ursprünglich geplante Bestimmung der Schichtdicke der Goldfolien durch Energieverlustmessungen von  $\alpha$ -Teilchen berücksichtigt. Diese kann aber mit den aktuell verwendeten Trägerfolien aus Kapton nicht durchgeführt werden, da die  $\alpha$ -Teilchen dort bereits weitgehend abgebremst werden und nach dem Durchgang durch die Goldschicht kein deutlicher Peak mehr zu erkennen ist. Um die Schichtdickenmessung in

---

den bestehenden Versuch zu integrieren, müssen geeignete Trägerfolien gefunden werden, in denen die  $\alpha$ -Teilchen weniger Energie deponieren als es bisher in der Kaptonfolie der Fall ist. Gleichzeitig muss das Material insoweit wärmebeständig sein, dass ein Aufdampfen der Goldschicht möglich ist. Möglicherweise eignen sich hierfür Mylarfolien. Ein fünfter Detektor, eine entsprechende Halterung sowie die Durchführung für das Signal sind vorhanden, es muss lediglich eine Quelle montiert und die entsprechenden Elektronikkomponenten ausgewählt werden. Auch ohne die genannten Änderungen liefert der Versuch gute Ergebnisse in der Messung der Paritätsverletzung beim  $\beta^-$ -Zerfall und steht für die Anwendung im Praktikum bereit.

# A Einstellen der Diskriminatorschwellen

Die Schwellen der Einkanaldiskriminatoren wurden so eingestellt, dass bei der Messung der Streuraten nur Signale gezählt werden, die Energien von  $> 136 \text{ keV}$  entsprechen. Dafür wurde der  $\gamma$ -Peak der  $^{57}\text{Co}$ -Quelle mit jedem der vier Detektoren und der zugehörigen Elektronik aufgenommen. Die Verstärkung des Hauptverstärker wurde so feinjustiert, dass der  $\gamma$ -Peak jeweils einer Signalthöhe von  $0,28 \text{ V}$  entspricht. Bei der Betrachtung des Spektrums mit dem Programm MEASTRO liegt der Peak bei Kanal 70. Ein von einem Pulsgenerator erzeugtes Signal der Höhe  $0,28 \text{ V}$  wurde dann auf den Eingang der Einkanaldiskriminatoren gegeben und die Schwellen der Einkanaldiskriminatoren so eingestellt, dass dieses Signal gerade keinen Ausgangspuls mehr erzeugt. Dies kann geprüft werden, indem der zugehörige Zähler durch den Zeitgeber gestartet und die Schwelle so lange heruntergedreht wird, bis der Zähler stoppt. Die Schwellen bei diesen Einstellungen der Hauptverstärker sind in Tabelle A.1 aufgelistet.

Detektor	Schwelle	Modell
1	0,40	EG&G 550 SCA
2	0,36	Ortec 406 SCA
3	0,34	Ortec 406A SCA
4	0,34	Ortec 406A SCA

**Tabelle A.1:** Die Schwellen für den jeweiligen Einkanaldiskriminator für alle vier Detektoren.

Im Falle eines Defektes oder einer Dejustierung der Einkanaldiskriminatoren können die Schwellen auf diese Weise wieder eingestellt werden.

Sollte einer der Hauptverstärker ausgetauscht oder die Verstärkung verändert worden sein, können die Schwellen wie folgt wieder eingestellt werden: Auf den Testeingang des Vorverstärkers wird ein Signal von  $22 \text{ mV}$  gegeben. Dieses erzeugt ein Ausgangssignal, das dem eines  $\gamma$ -Teilchens der Energie  $136 \text{ keV}$  entspricht. Nun können Verstärkung und Schwelle so abgeglichen werden, dass dieses Signal gerade nicht mehr gezählt wird.

Voraussetzung ist hierbei, dass derselbe Vorverstärker verwendet wird wie im Versuchsaufbau beschrieben (Canberra 2004). Bei einem anderen Vorverstärker kann die Kopplung des Testeingangs an den Signaleingang unterschiedlich sein, sodass durch einen Puls von  $22 \text{ V}$

---

am Testeingang ein Ausgangssignal erzeugt wird, das einer anderen Energie als den gewünschten 136 keV entspricht. Im Fall eines ausgetauschten Vorverstärkers muss daher der  $\gamma$ -Peak neu vermessen werden. Dazu müssen die Detektoren aus dem Aufbau ausgebaut und die  $^{57}\text{Co}$ -Quelle direkt auf dem Detektor platziert werden. Die Quelle kann sonst nicht nahe genug an die Detektoren gebracht werden, um einen deutlichen  $\gamma$ -Peak zu identifizieren.

## B Streuraten

Detektor	Untergrund		Alu 1mm		Gold 0,43 $\mu\text{m}$	
	A	B	A	B	A	B
1	64138	64105	540392	534748	101708	95425
2	64756	67241	582882	587963	107608	118587
3	105111	63409	561670	522652	137400	101726
4	52715	102017	357811	394319	80259	128658
untergundkorrigierte Messwerte:						
1			476254	470643	37570	31320
2			518126	520722	42852	51346
3			456559	459243	32289	38317
4			305096	292302	27544	26641

Detektor	Gold 1,78 $\mu\text{m}$		Gold 2,23 $\mu\text{m}$		Gold 3,5 $\mu\text{m}$	
	A	B	A	B	A	B
1	341893	319622	473704	443670	650330	612553
2	370089	399119	521584	556889	715683	747591
3	361597	318027	492909	448839	669230	619981
4	241666	284109	315817	355604	440754	473870
untergundkorrigierte Messwerte:						
1	277755	255517	409566	379565	586192	548448
2	305333	331878	456828	489648	650927	680350
3	256486	254618	387798	385430	564119	556572
4	188951	182092	263102	253587	388039	371853

**Abbildung B.1:** Hier sind beispielhaft die während dieser Arbeit bei der Messung der Asymmetrie mit dem Kupferreflektor gemessene Streuraten aufgelistet, die Messdauer betrug 13,7 Stunden.

# C Start und Stopp

## Starten der Messung

- **Evakuieren der Kammer**

1. Prüfen, ob der Belüftungsventil an der Kammer und das Ventil zur Vorpumpe geschlossen sind
2. Messgeräte einschalten
3. Einschalten der Vorpumpe durch Umlegen des Schalters an der Steckerleiste auf dem Tisch
4. Langsam das Ventil zur Vorpumpe öffnen
5. Turbopumpe starten und warten, bis der Druck auf  $10^{-4}$  mBar abgesunken ist (Detektoren können sonst beschädigt werden)

- **Anlegen der Sperrspannungen**

1. Spannungsquelle anschalten
2. Langsam die Spannung für jeden Detektor in 10 V- Schritten hochfahren und dabei den Sperrstrom an der Anzeige beobachten. Bei plötzlichem Anstieg Spannung wieder etwas herunterdrehen, nach kurzer Wartezeit erneut versuchen. (Det1: 650 V, Det2: 450 V, Det3: 350 V, Det4: 250 V)
3. Einige Zeit stabilisieren lassen (30 min)

- **Einstellen der Positionen A und B und Justieren der Folien**

1. Klemmschraube lösen und Schubrohr so einstellen, dass der Rand mit der Markierung für die Folie übereinstimmt (1. Markierung: Kapton, 2. Markierung: Au  $0,43\text{ }\mu\text{m}$ , 3. Markierung: Au  $1,78\text{ }\mu\text{m}$ , 4. Markierung: Au  $2,23\text{ }\mu\text{m}$ , 4. Markierung: Au  $3,5\text{ }\mu\text{m}$ , 6. Markierung: Aluminium 1 mm)
2. Streuebene in Position A bzw. B drehen, bis die Senkschraube vorne links maximal eingesunken ist. Dabei das Schubrohr möglichst weit innen anfassen um das Rohr nicht unnötig zu belasten (Hebelkräfte).

- **Starten der Zählung**

1. Überrahmen anschalten und idealerweise einige Zeit stehen lassen
2. Zähler 3/4 auf 'ext' einstellen und 'count' drücken (grüne Lampe leuchtet)
3. Zähler 1/2 und 3/4 'reset' drücken
4. Timer auf '0.1 min' stellen und gewünschte Faktoren (Drehschalter 100, 1000, ... und 1,2,4...)
5. 'start' drücken, beide Zähler sollten anfangen zu zählen.

## **Beenden der Messung**

1. Spannungen langsam herunterdrehen, Schalter auf 'on' lassen, erst nach ein paar Minuten ausschalten
2. Ventil zur Vorpumpe schließen
3. Vorpumpe ausschalten, Turbopumpe ausschalten. Nicht belüften, bevor die Pumpe stillsteht



## D Fehlerrechnung

Der Berechnung der statistischen Fehler der einzelnen gemessenen Asymmetrien liegt die Formel

$$A = \frac{\sqrt{v/v_{Al}} - 1}{\sqrt{v/v_{Al}} + 1} \quad (\text{D.1})$$

zugrunde, alle Größen sind wie in Kapitel 5.1 beschrieben definiert.

Der einfacheren Rechnung halber wird

$$\frac{1}{v_{Al}} = v'_{Al} \quad (\text{D.2})$$

definiert. Somit wird Gl. (D.1) zu

$$A = \frac{\sqrt{v}\sqrt{v'_{Al}} - 1}{\sqrt{v}\sqrt{v'_{Al}} + 1}. \quad (\text{D.3})$$

Da es sich bei  $v$  und  $v_{Al}$  und unabhängige Variablen handelt, ist die Unsicherheit der Asymmetrie  $A$  nach der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung gegeben durch

$$\Delta A = \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial v}\right)^2 (\Delta v)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial v'_{Al}}\right)^2 (\Delta v'_{Al})^2}. \quad (\text{D.4})$$

Man erhält durch Bestimmung der Ableitungen nach  $v$  und  $v_{Al}$

$$\Delta A = \sqrt{\frac{v/v'_{Al}}{(\sqrt{v \cdot v'_{Al}} + 1)^4} (\Delta v)^2 + \frac{v'_{Al}/v}{(\sqrt{v \cdot v'_{Al}} + 1)^4} (\Delta v'_{Al})^2}. \quad (\text{D.5})$$

Um die Fehler der Verhältnisse  $v$  und  $v'_{Al}$  zu bestimmen nutzt man aus, dass sich die relativen Fehler der einzelnen untergrundkorrigierten Zählraten  $N_i$  zum relativen Fehler des Verhältnisses addieren. Für den absoluten Fehler  $\Delta v$  erhält man

$$\Delta v = v \cdot \left( \frac{\Delta N_1(re)}{N_1(re)} + \frac{\Delta N_2(re)}{N_2(re)} + \frac{\Delta N_1(li)}{N_1(li)} + \frac{\Delta N_2(li)}{N_2(li)} \right). \quad (\text{D.6})$$

Entsprechend gilt mit den Zählraten bei der Streuung an Aluminium für den Fehler von  $v'_{Al}$ :

$$\Delta v'_{Al} = v'_{Al} \cdot \left( \left[ \frac{\Delta N_1(re)}{N_1(re)} \right]_{Al} + \left[ \frac{\Delta N_2(re)}{N_2(re)} \right]_{Al} + \left[ \frac{\Delta N_1(li)}{N_1(li)} \right]_{Al} + \left[ \frac{\Delta N_2(li)}{N_2(li)} \right]_{Al} \right). \quad (\text{D.7})$$

Nun muss noch der absolute Fehler der untergrundkorrigierten Zählraten bestimmt werden. Die Untergrundkorrigierten Zählraten  $N_i$  ergeben sich durch Subtraktion der jeweiligen Untergrundzählrate  $N_i^u$  von der gemessenen Zählrate  $N_i'$ :

$$N_i = N_i' - N_i^u. \quad (\text{D.8})$$

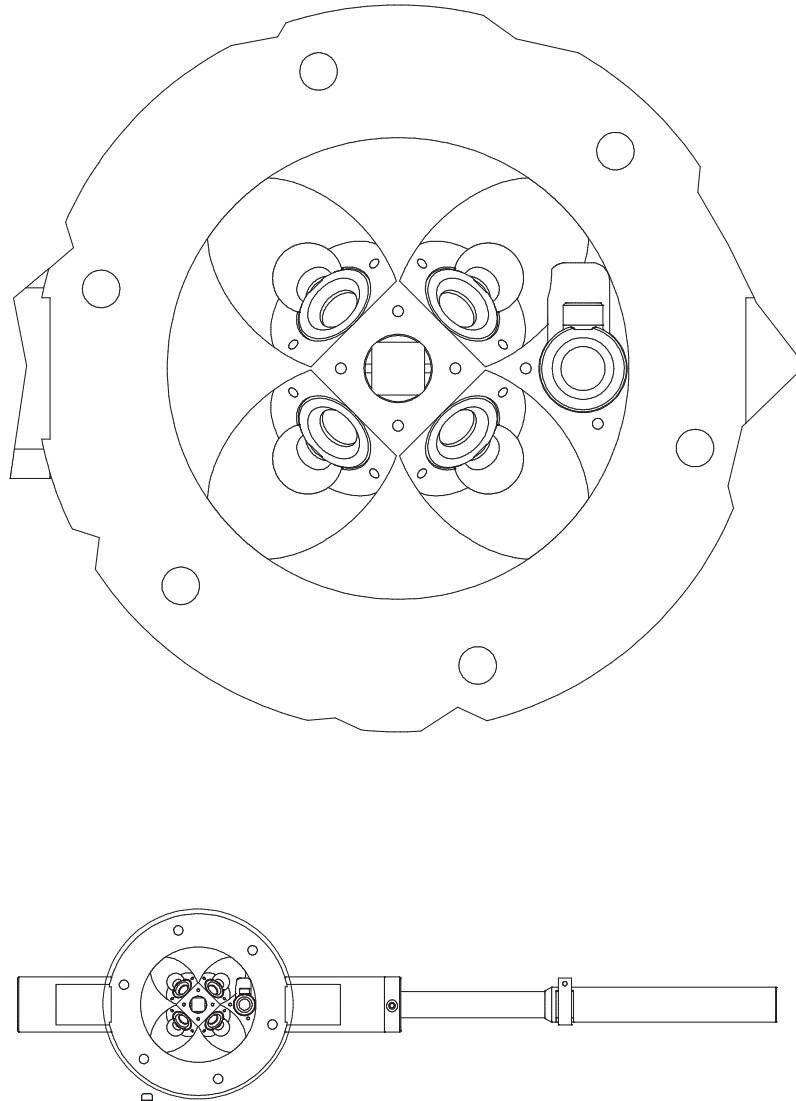
Den Fehler erhält man daher durch Addition der absoluten Fehler von Untergrundrate  $\Delta N_i^u$  und unkorrigierter Zählrate  $\Delta N_i'(re/li)$ .

$$\Delta N_i = \Delta N_i' + \Delta N_i^u = \sqrt{N_i'} + \sqrt{N_i^u}. \quad (\text{D.9})$$

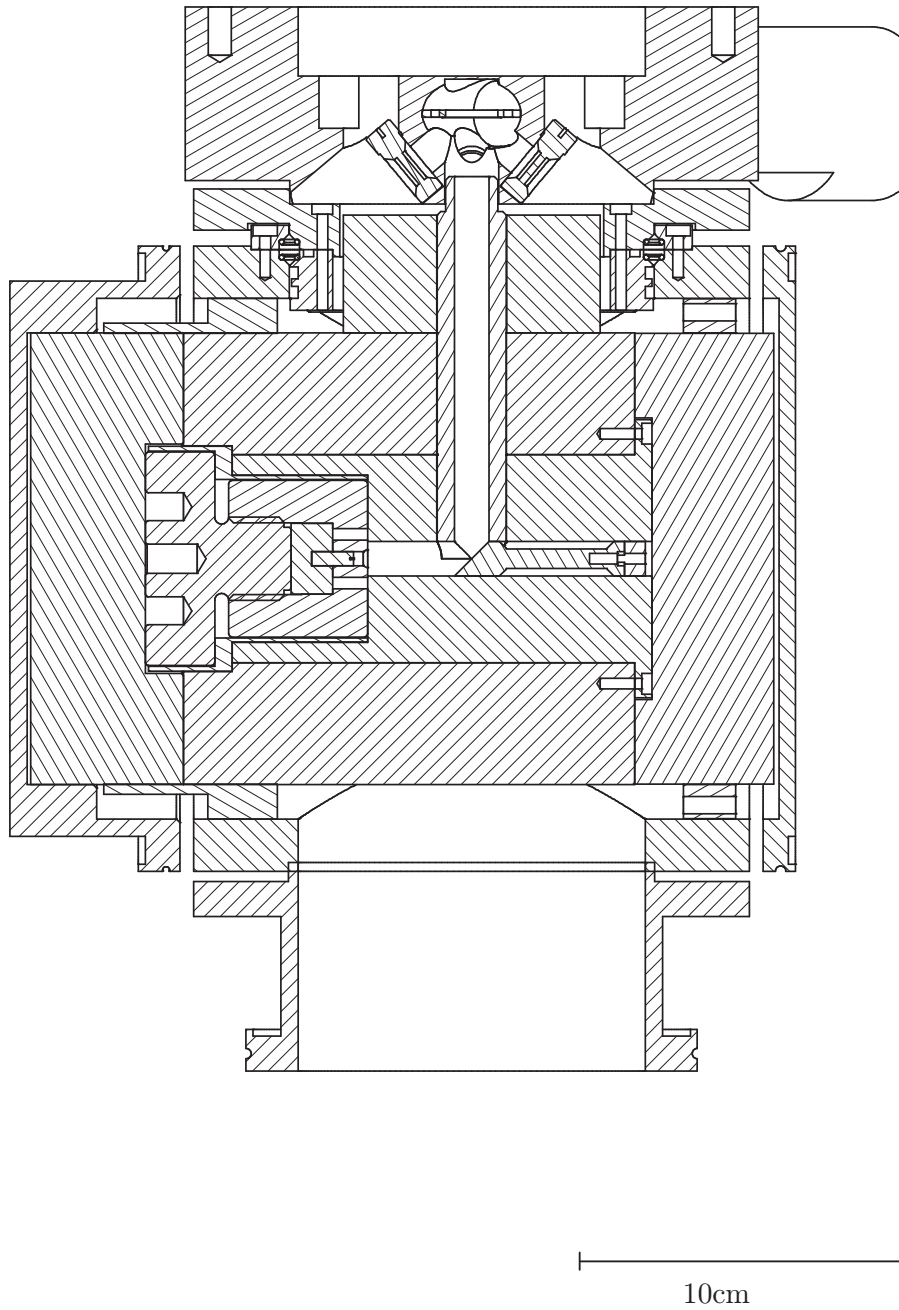
Aus den gemessenen Zählraten kann somit durch einsetzen der Fehler der einzelnen Werte für die Asymmetrie berechnet werden. Diese Fehlerrechnung ist auf der beigefügten CD in einem Tabellendokument implementiert, sodass durch Einfügen der Messwerte in die Tabelle die Asymmetrien für die vier Goldfolien mit ihren Fehlern ausgegeben werden.

## E Technische Zeichnungen

Sämtliche technische Zeichnungen befinden sich auf der beigefügten CD, zwei Beispiele sind hier gezeigt.



**Abbildung E.1:** Technische Zeichnung der Streuebene und des Schubrohres



**Abbildung E.2:** Technische Zeichnung der Kammer mit Streuebene im Schnitt

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Feynman-Diagramm des $\beta^-$ -Zerfalls . . . . .	3
1.2	Beispiel eines typischen $\beta^-$ -Spektrums . . . . .	5
1.3	Gespiegelte Koordinatensysteme . . . . .	9
1.4	Skizze des Wu-Experiments, mit dem erstmals der Nachweis der Paritätsverletzung gelang [WM66]. . . . .	12
1.5	Dargestellt ist die Beobachtung des Wu-Experiments: Die Elektronen werden beim Zerfall bei ausgerichtetem Kernspin in die entgegengesetzte Richtung emittiert (links). Die Inversion der Raumkoordinaten wird durch den Spiegel symbolisiert. . . . .	13
2.1	Polarisation von Elektronen . . . . .	15
2.2	Helizität unter Raumspiegelung . . . . .	16
2.3	Bei Links- bzw. Rechtsstreuung an einem Kern steht der Bahndrehimpuls des Elektrons parallel bzw. antiparallel zu seinem Spin. . . . .	18
2.4	Definition des Azimutwinkels $\varphi$ im Gegensatz zum Streuwinkel $\theta$ , damit bedeutet $\varphi = 90^\circ$ links und $\varphi = 270^\circ$ bezeichnet rechts. . . . .	19
2.5	Die Sherman-Funktion für verschiedene Kernladungszahlen, die Asymmetrie wird für die Streuung an schweren Kernen am größten. . . . .	20
2.6	Der Verlauf der Sherman-Funktion als Funktion der Energie bei $\theta = 135^\circ$ : Für hohe Energien ist diese am ausgeprägtesten. . . . .	21
2.7	Mehrfachstreuung an einem Target endlicher Dicke . . . . .	22
2.8	Extrapolation zur Foliendicke Null . . . . .	23
2.9	Spinausrichtung nach der Umlenkung . . . . .	25
2.10	Schematische Darstellung der Drehung der Polarisationsrichtung in einem Kondensator: Der Spin bleibt bei der Umlenkung des Elektrons unbeeinflusst. . . . .	26
2.11	Aufbau des Mott-Detektors von Bienlein et al. mit Umlenkung im Kondensator [BGvIW58]. . . . .	27

2.12	Schematische Abbildung der Umlenkung an einem Reflektor. Mithilfe von Blenden werden diejenigen Elektronen ausgewählt, die insgesamt eine Streuung um $90^\circ$ erfahren haben. Auch hier bleibt die Spinausrichtung näherungsweise erhalten. . . . .	28
2.13	Das Prinzip eines Wien-Filters, der durch gekreuzte E- und B-Felder eine Drehung des Spins in transversale Richtung bewirken kann. . . . .	28
3.1	Zerfallsschema $^{90}\text{Sr}$ . . . . .	31
3.2	Berechnetes Energiespektrum der $^{90}\text{Sr}$ -Quelle . . . . .	32
3.3	Das Spektrum der im Versuch verwendeten Strontium-Quelle, aufgenommen mit einem der vier Oberflächen-Sperrschichtzähler. . . . .	32
3.4	Das Spektrum der schwächeren Strontium-Quelle, wiederum mit einem der Oberflächen-Sperrschichtzähler aufgenommen. Es erfüllt weit besser die theoretischen Erwartungen für die Form des $^{90}\text{Sr}$ -Spektrums. . . . .	33
3.5	Berechnete Streuraten . . . . .	35
3.6	Der relative statistische Fehler der Asymmetrie, der nach einer Stunde Messzeit aus den berechneten Streuraten zu erwarten ist, als Funktion der Transmission des Spektrometers. . . . .	36
3.7	Spektrometer mit SIMION . . . . .	38
3.8	Beispiel einer mit SIMION simulierten Gruppe von Elektronen derselben Energie mit verschiedenen Austrittswinkeln. Ein gewisser Bereich von Austrittswinkeln wird auf die Streufolie am Ende des Spektrometers fokussiert. . . . .	39
3.9	Potentialansicht des simulierten Spektrometers . . . . .	40
3.10	Der Aluminiumreflektor, welcher neben dem Kupferreflektor für den Versuchsaufbau getestet wurde. . . . .	41
3.11	Das $\beta^-$ -Spektrum nach der Umlenkung am Reflektor. Es ist im Vergleich zum ursprünglichen Spektrum eine deutliche Verschiebung zu kleineren Energien zu erkennen. . . . .	42
3.12	Verlauf des Wirkungsquerschnittes im Gegensatz zur Shermanfunktion mit dem Streuwinkel $\theta$ bei einer Energie von 200 keV. Bei dem gewählten Streuwinkel von $130^\circ$ ist der Wirkungsquerschnitt zwar klein, die Asymmetrie ist jedoch maximal. . . . .	44
4.1	Maßstabsgetreuer Schnitt durch den Versuchsaufbau, der Weg der Elektronen von der Quelle zur Streufolie ist durch rote Pfeile gekennzeichnet. . . . .	46
4.2	Kammer mit Quelle und Reflektor . . . . .	48
4.3	Strahlengang am Reflektor . . . . .	49
4.4	Kunststoffscheibe . . . . .	50

4.5	Schwenkbare Streuebene . . . . .	51
4.6	Foto des Schubrohres mit dem Folienhalter und Nahaufnahme der Folien mit den schwarzen Kunststoffrahmen. . . . .	52
4.7	Energieschema von n- und p-dotiertem Halbleitermaterial. . . . .	53
4.8	Der p-n-Übergang . . . . .	54
4.9	p-n-Übergang mit Sperrspannung . . . . .	55
4.10	Oberflächen-Sperrschichtzähler mit rückwärtigem Anschluss, bei den im Ver- such verwendeten Detektoren ist der Anschluss seitlich angebracht [Ortec Detector Manual]. . . . .	56
4.11	Foto eines der verwendeten Oberflächen-Sperrschicht-Zählers. In der Mitte ist die aktive, mit Gold bedampfte Fläche zu sehen. . . . .	57
4.12	Relative Nachweiswahrscheinlichkeiten . . . . .	58
4.13	Das Blockschaltbild zeigt die Elektronikkomponenten für einen einzelnen Detektor. . . . .	59
5.1	Beispiel apparativer Asymmetrien . . . . .	61
5.2	Definition der Detektorpositionen . . . . .	63
5.3	Aluminiumreflektor: Vergleich der Asymmetrie in verschiedenen Richtungen	64
5.4	Extrapolation Aluminium . . . . .	65
5.5	Kupferreflektor: Vergleich der Asymmetrie in verschiedenen Richtungen . .	66
5.6	Extrapolation Kupfer . . . . .	67
5.7	Das Energiespektrum der Elektronen nach der Streuung an der Goldfolie. Der Vergleich des berechneten mit dem gemessenen Spektrum bestätigt die Erwartung über den Einfluss der Streuung auf das Spektrum. Da das gemes- sene Spektrum jedoch auch inelastisch gestreute Anteile enthält, wurde das berechnete Spektrum für die Mittelung verwendet. . . . .	68
5.8	Produkt SP auf dem berücksichtigten Energieintervall . . . . .	69
5.9	Der relative statistische Fehler der gemessenen Asymmetrien als Funktion der Messzeit für verschiedene Foliendicken. $1 = 0,43 \mu\text{m}$ , $2 = 1,78 \mu\text{m}$ , $3 =$ $2,23 \mu\text{m}$ , $4 = 3,5 \mu\text{m}$ . . . . .	74
6.1	Foto des im Rahmen dieser Arbeit realisierten Versuchsaufbaus, rechts im Bild ist der Überrahmen mit der Elektronik zu sehen. . . . .	79
B.1	Hier sind beispielhaft die während dieser Arbeit bei der Messung der Asym- metrie mit dem Kupferreflektor gemessene Streuraten aufgelistet, die Mess- dauer betrug 13,7 Stunden. . . . .	84
E.1	Technische Zeichnung der Streuebene und des Schubrohres . . . . .	89

E.2 Technische Zeichnung der Kammer mit Streuebene im Schnitt . . . . .	90
---	----



# Tabellenverzeichnis

1.1	Elementarteilchen-Tabelle . . . . .	1
1.2	Wechselwirkungs-Tabelle . . . . .	2
1.3	Die möglichen Kopplungen der schwachen Wechselwirkung durch die Operatoren $\Omega_k$ und ihre Bezeichnungen (S, P, V, A, T). . . . .	6
1.4	Übersicht über Symmetrien und Erhaltungsgrößen . . . . .	8
4.1	Die Betriebsspannungen für die einzelnen Detektoren und ihre im Experiment verwendeten Bezeichnungen. . . . .	56
5.1	Die verschiedenen Streufohlen und ihre Positionen im Folienhalter. . . . .	64
5.2	Die Streuraten an der $2,23\mu\text{m}$ -Folie in den vier Detektoren bei den beiden Positionen A und B nach 1,6 Stunden. . . . .	76
5.3	Die Streuraten an der unbedampften Kaptonfolie in den vier Detektoren bei den beiden Positionen A und B nach 13,7 Stunden. . . . .	77
5.4	Zu erwartende Asymmetrien für die vier Folien mit dem nach einer Messzeit von 3,3 Stunden zu erwartende statistischen Fehler. . . . .	77
A.1	Die Schwellen für den jeweiligen Einkanaldiskriminator für alle vier Detektoren.	82

# Literaturverzeichnis

- [Bet96] BETHGE, W.: *Kernphysik - Eine Einführung*. Springer-Verlag, 1 Auflage, 1996.
- [BGKW62] BROSI, A.R., A.I. GALONSKY, B.H. KETELLE und H.B. WILLARD: *A Precision Measurement of the Longitudinal Polarization of Betas Following  $P^{32}$  Decay*. Nuclear Physics, 33:353–387, 1962.
- [BGvIW58] BIENLEIN, H., K. GÜNTHER, H. VON ISSENDORF und H. WEGENER: *Eine Apparatur zur Messung der longitudinalen Elektronenpolarisation durch Mott-Streuung*. Nuclear Instruments and Methods, 4:79–89, 1958.
- [CTDL97] COHEN-TANNOUDJI, C., B. DIU und F LALOË: *Quantenmechanik*, Kapitel 12.2.1, Seiten 392–394. de Gruyter, 1997.
- [Dem95] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Springer-Verlag, 1 Auflage, 1995.
- [Dem98] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. Springer-Verlag, 1 Auflage, 1998.
- [DG<sup>+</sup>00] DE GROOM, D.E. et al.: *Review of Particle Physics*. The European Physics Journal C, 15, 2000.
- [DSKLR57] DE-SHALIT, A., S. KUPERMAN, H.J. LIPKIN und T. ROTHEM: *Detection of Electron Polarization by Double Scattering*. Phys. Rev., 107:1459–1460, 1957.
- [FBvG<sup>+</sup>57] FRAUENFELDER, H., R. BOBONE, E. VON GOELER, N. LEVINE, H. R. LEWIS, R. N. PEACOCK, A. ROSSI und G. DE PASQUALI: *Parity and the Polarization of Electrons from  $^{60}\text{Co}$* . Phys. Rev., 106:386–387, 1957.
- [GD92] GAY, T.J. und F.B. DUNNIG: *Mott electron polarimetry*. Rev. Sci. Instrum., 63:1635–1651, 1992.
- [GGS58] GOLDHABER, M., L. GRODZINS und A. W. SUNYAR: *Helicity of Neutrinos*. Phys. Rev., 109:1015–1017, 1958.

- [GK90] GELLRICH, A. und J. KESSLER: *Precision measurement of the Sherman asymmetry function for electron scattering from gold*. Phys. Rev. A, 43:204–216, 1990.
- [GKB<sup>+</sup>92] GAY, T.J., M.A. KHAKOO, J.A. BRADN, E.J. FURST, W.V. MEYER und W.M. WIJAYARATNA: *Extrapolation procedures in Mott electron polarimetry*. Rev. Sci. Instrum., 63:114–130, 1992.
- [GMGH60] GREENBERG, J. S., D. P. MALONE, R. L. GLUCKSTERN und V. W. HUGHES: *Mott-Scattering Analysis of Longitudinal Polarization of Electrons from  $^{60}\text{Co}$* . Phys. Rev., 120:1393–1405, 1960.
- [Han83] HANSEN, H.H.: *Measurement of the Beta-Ray Spectra of  $^{90}\text{Sr}$  –  $^{90}\text{Y}$* . Int.J.Appl.Radiat.Isotop., 34:1241–1247, 1983.
- [Han07] HANNE, PROF. DR. G.F.: *Mündliche Mitteilung*, 2007.
- [Hei57] HEINTZE, J.: *Nachweis der Polarisation der  $\beta$ -Teilchen von  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$* . Zeitschrift für Physik, 148:560–563, 1957.
- [Hey94] HEYDE, K.: *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics*. Institute for Physics Publishing Ltd, 1. Auflage, 1994.
- [HM84] HALZEN, F und A.D. MARTIN: *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley and Sons, 1. Auflage, 1984.
- [JL49] JENSEN, E.N. und L. JACKSON LASLETT: *Shape of the Beta-Spectra of  $^{90}\text{Sr}$  and  $^{90}\text{Y}$* . Phys. Rev., 75:1949–1950, 1949.
- [Kes76] KESSLER, J.: *Polarized Electrons*. Springer-Verlag, 1. Auflage, 1976.
- [Kno76] KNOLL, G.: *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley and Sons, 1. Auflage, 1976.
- [KRH<sup>+</sup>01] KHAKOO, M. A., D. ROUNDY, C. HICKS, N. MARGOLIS, E. YEUNG, A. W. ROSS und T. J. GAY: *Monte Carlo studies of Mott scattering asymmetries from gold foils*. Phys. Rev. A, 64, 2001.
- [Leo87a] LEO, W.R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Kapitel 2.5.2, Seite 45. Springer-Verlag, 1987.
- [Leo87b] LEO, W.R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1. Auflage, 1987.

- [Leo87c] LEO, W.R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Kapitel 4.7, Seiten 96–100. Springer-Verlag, 1987.
- [Lin64] LIN, SHIN-R: *Elastic Electron Scattering by Screened Nuclei*. Phys. Rev., 133:A965–A970, 1964.
- [LY56] LEE, T.D. und C.N. YANG: *Question of Parity Conservation an Weak Interactions*. Physical Review, 104:254–258, 1956.
- [MK92] MAYER-KUCKUK, T.: *Kernphysik*. Teubner Studienbücher, 5 Auflage, 1992.
- [Mot29] MOTT, N.F.: *The Scattering of Fast Elektrons by Atomic Nuclei*. Proc. Roy. Soc. A, 124:425–442, 1929.
- [MRRS88a] MUSIOL, G., J. RANFT, R. REIF und D. SEELIGER: *Kern- und Elementarteilchenphysik*, Kapitel 2, Seiten 32–42. VHC Verlag, 1 Auflage, 1988.
- [MRRS88b] MUSIOL, G., J. RANFT, R. REIF und D. SEELIGER: *Kern- und Elementarteilchenphysik*, Kapitel 14, Seiten 952–972. VHC Verlag, 1 Auflage, 1988.
- [MRRS88c] MUSIOL, G., J. RANFT, R. REIF und D. SEELIGER: *Kern- und Elementarteilchenphysik*. VHC Verlag, 1 Auflage, 1988.
- [OHT56] OREAR, J., G. HARRIS und S. TAYLOR: *Spin and Parity Analysis of Bevatron  $\tau$  Mesons*. Phys. Rev., 102:1676–1684, 1956.
- [She56] SHERMAN, N.: *Coulomb Scattering of Relativistic Electrons by Point Nuclei*. Phys. Rev., 103:1601–1607, 1956.
- [Tol56] TOLHOEK, H. A.: *Electron Polarization, Theory and Experiment*. Rev. Mod. Phys., 28:277–298, 1956.
- [WAH<sup>+</sup>57] WU, C. S., E. AMBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPPES und R. P. HUDSON: *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*. Phys. Rev., 105:1413–1415, 1957.
- [Weg58] WEGENER, H.: *Mott-Streuung an Streufolien endlicher Dicke*. Zeitschrift für Physik, 151, 1958.
- [Wil96] WILLIAMS, W.S.C.: *Nuclear and Particle Physics*. Oxford Science Publications, 5 Auflage, 1996.
- [WM66] WU, C.S. und S.A. MOSZKOWSKI: *Beta Decay*. John Wiley and Sons, 1 Auflage, 1966.

# Danksagung

Am Ende möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Zuerst ist natürlich Herr Prof. Wessels zu nennen, der mir durch die Vergabe dieses Themas die Möglichkeit gegeben hat, ein abgeschlossenes Projekt von der ersten Planung bis hin zur Fertigstellung zu begleiten. Die vielfältigen Fragestellungen und die Möglichkeit zum kreativen Experimentieren haben mir viel Freude bereitet und mich viel dazulernen lassen.

Besonderer Dank gilt auch PD Dr. Alfons Khoukaz, dessen Unterstützung ich mir bei Fragen und Problemen sicher sein konnte und der auch Freitags um 17 Uhr noch die Zeit und Motivation fand, mir beim Aufspüren experimenteller Spitzfindigkeiten zu helfen.

Weiter danke ich meiner Familie für Rückhalt und Unterstützung, besonders meinen Brüdern, meiner Oma und meinem Opa, der seine helle Freude daran gehabt hätte, diese Arbeit in den Händen zu halten. Ich danke meinen Eltern, die mir wie selbstverständlich das Studium in dieser wunderbaren Stadt ermöglicht haben. Meiner Mutter möchte ich besonders dafür danken, dass sie so ein toller, starker Mensch ist und Unglaubliches für meine Brüder und mich geleistet hat.

Und natürlich danke ich auch meinen Freunden, die meine tatsächliche oder auch geistige Abwesenheit während schwerer Zeiten ertragen und nach Kräften für Ablenkung gesorgt haben. Vor allem aber danke ich euch für gemeinsame Parties, Urlaube, Klausurenstress, Marktfrühstück... einfach klasse Studienjahre!

Ein großes Dankeschön geht auch an Melanie, Alex, Baldo, Markus, Eva, Dani, Michael und meinem Bruder Christian für die kritische Durchsicht der Arbeit, für Kritik und viele Anregungen, von denen die Arbeit sehr profitiert hat.

Nicht zu vergessen sind an dieser Stelle auch die Werkstätten und der unglaubliche Helmut Baumeister, die viele Arbeitsstunden in den Versuchsaufbau gesteckt haben. Ohne sie wäre diese Arbeit überhaupt nicht möglich gewesen.

Der herzlichste Dank aber geht an Michael! Er hat nicht nur die Arbeit gründlich und mehrfach korrigiert, sondern auch durch seine scheinbar grenzenlose Motivation immer aufs neue meinen inneren Schweinehund überwunden und meinen Ehrgeiz angestachelt. Er hat meine üblen Launen ertragen, mich getröstet und zum Lachen gebracht- Danke!



*Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.*

Münster, den 08. Juni 2007

Katharina Büscher