

Präzisionspolarimetrie mit Hilfe doppelter Mott-Streuung

Dissertation
zur Erlangung des Grades
"Doktor der Naturwissenschaften"
am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Matthias Molitor

geb. am 28.08.1984 in Trier

Mainz, den 5. Juni 2020

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Paritätsverletzende Elektronen-Streuexperimente	2
1.2. Das P2-Experiment	3
1.3. Polarimeter Kette	5
1.4. Elektron-Nukleon Streuung	7
1.5. Das Elektron	10
1.6. Erzeugung spinpolarisierter Elektronenstrahlen	11
1.6.1. Polarisierung durch Mott-Streuung	11
1.6.2. Polarisierung mittels Kristallkathoden	12
1.7. Wien-Filter	17
2. Bestimmung der Sherman-Funktion	21
2.1. Konventionelles Mott-Polarimeter	21
2.2. Doppel-Mott-Polarimeter	25
2.2.1. Möglichkeiten zur Überprüfung der Messergebnisse	26
2.3. Mögliche Diskrepanz der Ergebnisse der beiden Methoden	29
3. Kompensation falscher Asymmetrien	31
4. Labor- und Versuchsaufbau	35
4.1. Lasersystem	35
4.1.1. Pockels-Zelle	36
4.2. Strahlführung und Vakuumsystem	37
4.2.1. Elektronenquelle	42
4.3. Das Doppelt Streuende Polarimeter	44
4.3.1. Streufohlen	46
4.3.2. Detektoren	48

5. Vorbereitende Messungen	51
5.1. Kalibration der Strom/Spannungs-Frequenz-Konverter	51
5.2. Elektronenstrahltransmission	52
5.3. Bestimmung der zirkularen Polarisation des Laserlichts	53
5.4. Messungen am unpolarisierten Strahl	54
5.5. Einzelstreuung und Einstellung der Detektorabstände	56
5.6. Sensitivität auf Strahllageschwankungen	59
5.7. Kalibration des Wien-Filters	61
5.8. Trägerfolien- und Oberflächenveränderungseinflüsse auf die Messungen	63
6. Messung der effektiven Analysierstärke	65
6.1. Doppelstreuung	65
6.2. Abhängigkeit der Asymmetrie von der Diskriminator-Schwelle	67
6.3. Bestimmung der effektiven Analysierstärke	69
6.4. Vergleich mit der Extrapolationsmethode	71
7. Betrachtung systematischer Fehlerquellen	77
7.1. Monitorzähler Asymmetrie	77
7.2. Detektorwinkel und -abstände	78
7.2.1. Verschiebung eines Detektorpaares	78
7.2.2. Verschiebung eines einzelnen Detektors	79
7.2.3. Winkelfehler	79
7.3. Monitorzählerkorrekturfaktor c	80
7.4. Strahlinduzierter Untergrund	80
7.5. Helizitätskorrelierte Elektronenstrahländerungen	83
7.6. Änderung der Polarisation mit dem Strahlstrom	83
7.7. Eigenschaften des gestreuten Elektronenstrahls	84
7.8. Einfluss des Erdmagnetfeldes	85
7.9. Winkelreproduzierbarkeit der sekundären Streukammer	86
7.10. Änderungen des Detektoransprechverhaltens	86
7.11. Symmetrie der Detektoranordnung	87
7.12. Äquivalenz von Analysations- und Polarisationsstärke	87
7.13. Zusammenfassung der Unsicherheiten	88
8. Schlussfolgerung	91

A. Anhänge	93
I. Untersuchung zur Variation des Korrekturfaktors c	93
II. Kalibration der Strom-Spannungs-Frequenz-Konverter	94
III. Messwerte zur Bestimmung des Abstandsverhältnisses	95

1. Einleitung

Im P2-Experiment am neuen Mainzer Energie-rückgewinnenden Supraleitenden Beschleuniger (eng.: Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator, kurz: ME-SA) [1] soll der elektroschwache Mischungswinkel $\sin^2(\theta_W)$, auch Weinbergwinkel genannt, bei kleinem Impulsübertrag ($Q^2 = 4,5 \times 10^{-3} \text{ GeV}^2$) mit hoher Präzision vermessen werden. Um dabei die angestrebte relative Genauigkeit von 0,15% [2] des Endergebnisses nicht negativ zu beeinflussen, muss die Polarisation des einfallenden Elektronenstrahls mit einer relativen Genauigkeit von $\Delta P/P \leq 0,5\%$ [3] bestimmt werden können. Hierfür muss wiederum die Analysierstärke des Streuprozesses im Polarimeter und der dabei verwendeten Streufolien mit einer entsprechend hohen Genauigkeit bekannt sein.

Bei konventionellen Mott-Polarimetern mit Streuung an jeweils einer einzelnen Goldfolie, wie zum Beispiel am Mainzer Mikrotron (MAMI) [4], dominieren Ungenauigkeiten in der Auswertemethode und den theoretischen Berechnungen die Unsicherheit des Wertes der effektiven Analysierstärke des Streuprozesses.

Eine alternative Methode zur Streufolien-Kalibration mit Hilfe zweifacher Mott-Streuung wird in der vorliegenden Arbeit präsentiert und auf ihre Eignung für den Einsatz im Beschleuniger-Alltag untersucht. Dieses Doppelt Streuende Polarimeter (auch Doppel-Mott genannt; eng.: Double Scattering (Mott-)Polarimeter, kurz: DSP) verspricht eine hohe Genauigkeit bei der Bestimmung der effektiven Analysierstärke der Streufolien, indem diese auf verschiedenen Asymmetrie-Messungen mit (im Vergleich zu einem konventionellen Mott-Polarimeter) nur insgesamt zwei Folien beruht.

1.1. Paritätsverletzende Elektronen-Streuexperimente

Die ersten paritätsverletzenden Messungen (vgl. Abbildung 1.1: Pioneering) auf diesem Gebiet wurden am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) von Prescott [5] und in Mainz von der Gruppe um Heil und Otten [6] sowie am MIT-Bates Research and Engineering Center [7] durchgeführt.

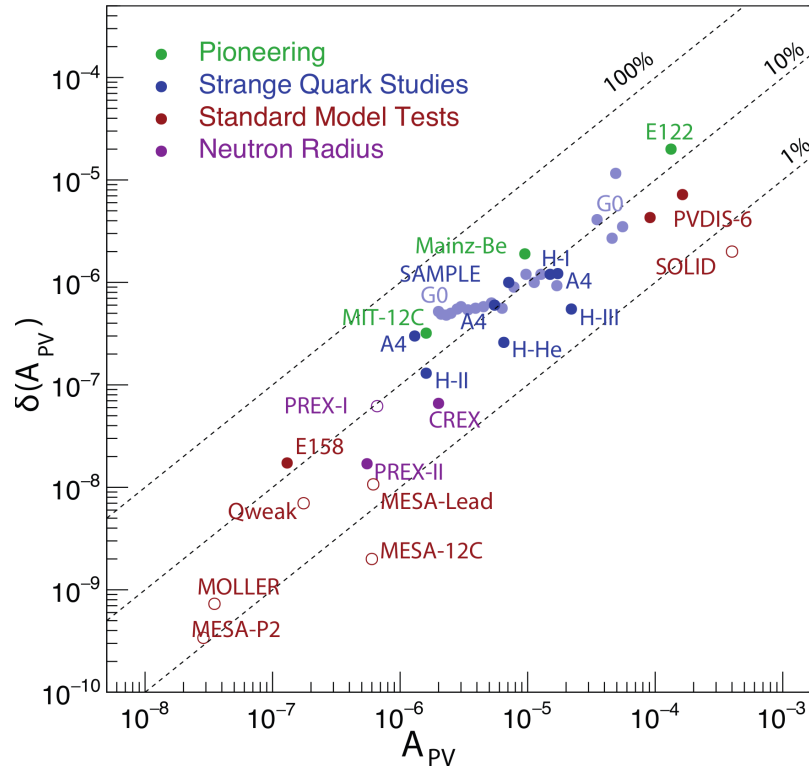


Abbildung 1.1.: Übersicht der abgeschlossenen (Punkte) und geplanten (Kreise) paritätsverletzenden Elektronen-Streuexperimenten [2]. Die gestrichelten Geraden markieren Linien gleicher relativer Genauigkeit.

Weiterführende Messreihen wurden unternommen um einen möglichen Einfluss der „Strange“-Quarks auf den elektromagnetischen Formfaktor zu untersuchen (Blaue Punkte in Abb. 1.1: Strange Quark Studies). Zu diesen Experimenten gehören auch die der A4-Kollaboration [8], deren Messungen relative Genauigkeiten von zirka 10% erreichten. Auf ähnliche Weise wurden paritätsverletzende Elektronen-Streuexperimente dazu genutzt die Neutronenverteilung in schweren Atomkernen zu bestimmen (Lila Punkte in Abb. 1.1: Neutron Radius) [9],[10].

Aktuell werden paritätsverletzende Streuexperimente wie das P2-Experiment an

MESA geplant und durchgeführt um das Standardmodell der Elementarteilchenphysik (im Folgenden kurz: Standardmodell) auf mögliche Erweiterungen zu testen (Rote Kreise und Punkte in Abb. 1.1: Standard Modell Tests). Wie der obigen Abbildung 1.1 entnommen werden kann, beträgt die projektierte relative Genauigkeit des MESA-P2 Experiments zirka 1 %, die des MESA-12C Experiments sogar weniger als 0,5 %. Dies entspricht einer Steigerung der relativen Genauigkeit um eine Größenordnung.

1.2. Das P2-Experiment

Ziel des P2-Experiments ist die präzise Bestimmung des elektroschwachen Mischungswinkels $\sin^2(\theta_w)$ (auch Weinberg-Winkel genannt) durch Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie in elastischer Elektron-Proton Streuung bei einem niedrigen (vier-dimensionalen) Impulsübertrag von $Q^2 = 4,5 \times 10^{-3} \text{ GeV}^2$ [2].

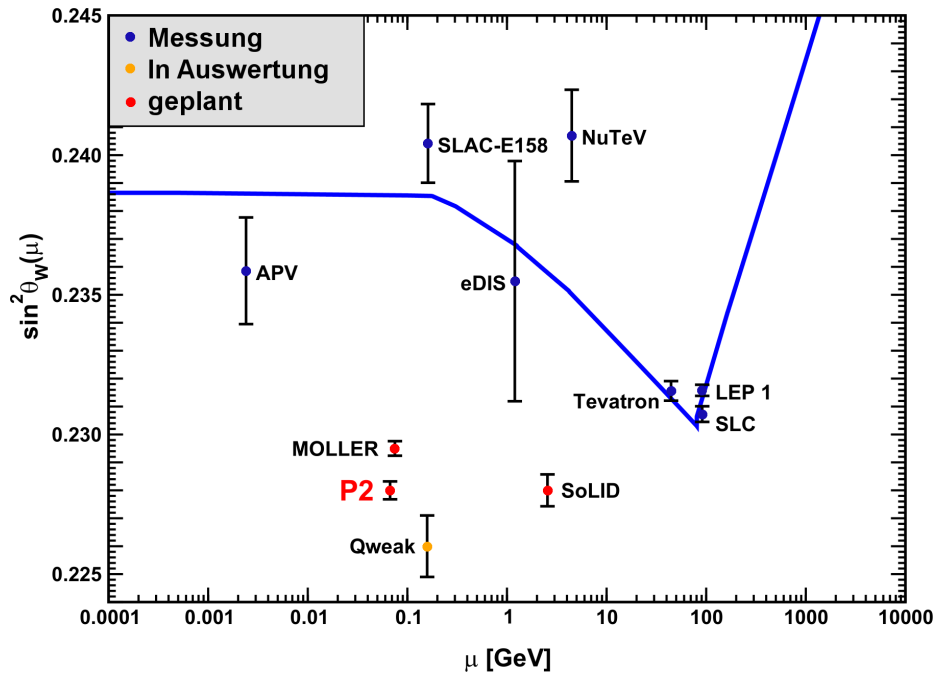


Abbildung 1.2.: Änderung des Elektroschwachen Mischungswinkels mit dem Impulsübertrag $\mu = \sqrt{Q^2}$. Blaue Linie: Standardmodell Vorhersage. Die geplanten oder noch nicht ausgewerteten Experimente (orangene bzw. rote Punkte) sind mit ihren projektierten Genauigkeiten und Impulsüberträgen an willkürlicher Position dargestellt [11].

Der elektroschwache Mischungswinkel vermittelt im Standardmodell die Kopp-

1. Einleitung

lung von W- und Z-Bosonen an Leptonen und Quarks. Daher ermöglicht eine präzise Messung dieses Winkels Erweiterungen des Standardmodells auszuschließen, oder aber neue Physik jenseits dieses zu identifizieren. Dieser Winkel wurde in der Vergangenheit bereits für große Q^2 zum Beispiel am Large Electron Positron Collider (LEP) [12] mit großer Genauigkeit vermessen. Bei niedrigen Impulsüberträgen sind die Genauigkeiten der bisherigen Messungen jedoch noch verhältnismäßig gering (vergleiche Abbildung 1.2). Um eine mit diesen Kollider-Experimenten vergleichbare relative Genauigkeit von $\Delta \sin^2(\theta_w) / \sin^2(\theta_w) = 0,13\%$ erreichen zu können, müssen die einzelnen Unsicherheiten in bestimmten Grenzen gehalten werden.

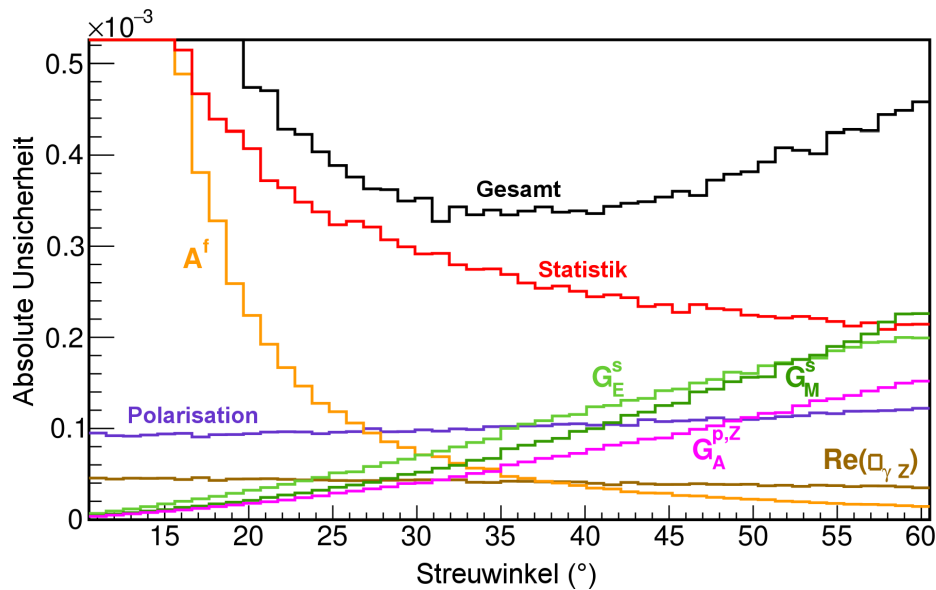


Abbildung 1.3.: Erwartete Gesamtunsicherheit von $\sin^2(\theta_w)$ (schwarz) in Abhängigkeit des zentralen Streuwinkels für eine Detektorakzeptanz von 20° und die wichtigsten Beträge hierzu [2]: Statistik aus geplanten 12000 Stunden Datennahme (rot); Helizitätsbedingte Fluktuationen des Elektronenstrahls (Orange); Unsicherheiten in der genauen Bestimmung der Strahlpolarisation (Lila); Beiträge durch die Formfaktoren (Grün und Pink); Unsicherheit der Berechnung des Photon-Z-Boson Austausches (γ -Z-box [13]) (braun)

Der Detektor des P2-Experiments wird daher bei einem zentralen Streuwinkel von 35° mit einer Detektorakzeptanz von 20° arbeiten [2]. Wie Abbildung 1.3 entnommen werden kann, ist die Statistik in diesem Fall der dominierende Beitrag der Gesamtunsicherheit. Die Polarisationsmessung stellt hiernach den zweitgrößten Anteil an dieser, wobei eine relative Genauigkeit der Polarisationsmessung von $\Delta P/P \leq 0,5\%$ für diese

Berechnungen angenommen wurde. Für das in Abbildung 1.1 dargestellte MESA-12C Experiment mit seiner um einen Faktor zwei geringeren relativen Unsicherheit steigen die Anforderungen an die Genauigkeit der Polarisationsmessungen abermals.

1.3. Polarimeter Kette

Zur Bestätigung der Messergebnisse und deren relativer Genauigkeit ($\Delta P/P$) ist der Betrieb einer sogenannten Polarimeter Kette [2] bestehend aus mehreren (voneinander unabhängigen) Polarimetern geplant. Diese besteht aus einem Doppel-Mott, dessen Charakteristika Gegenstand dieser Arbeit sind, bei der Quellen-Energie von 100 keV.

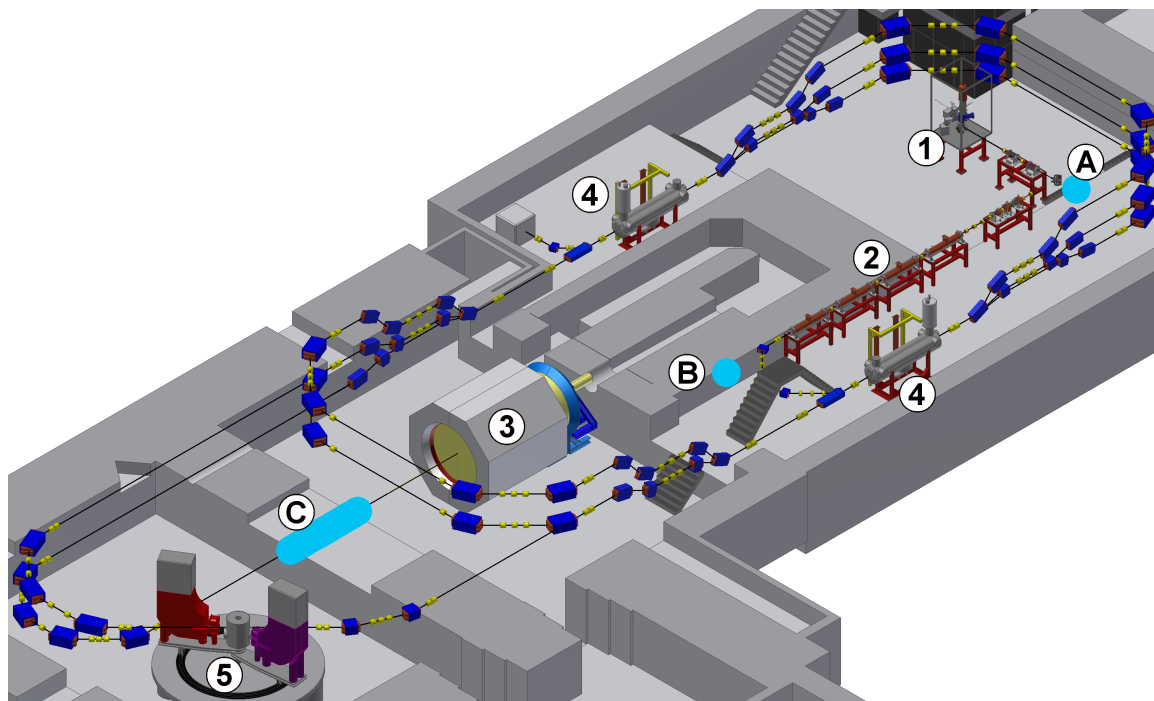


Abbildung 1.4.: Übersichtsdarstellung von MESA [14] mit den Standorten der geplanten Polarimeter (in hellblau) A: 100 keV Doppel-Mott zwischen Quelle (1) und Vorbeschleuniger (2); B: 5 MeV Konventionelles Mott-Polarimeter; C: 155 MeV Hydro-Møller unmittelbar vor dem Detektor des P2-Experiments (3). Ebenfalls abgebildet sind die Kryomodulen (4) der supraleitenden Kavitäten und das MAGIX-Experiment (5)

Nach dem Vorbeschleuniger ist ein konventionelles Mott-Polarimeter (siehe Abschnitt 2.1) für eine Elektronenenergie von 5 MeV vorgesehen. Unmittelbar vor der

1. Einleitung

Interaktions-Zone des P2-Experiments soll ein Hydro-Møller-Polarimeter Online-Messungen der Strahlpolarisation ermöglichen.

Dieses von Chudakov und Luppov vorgeschlagene Polarimeter [15] benutzt atomaren Wasserstoff als Streumedium. Dieser tritt nach der Dissoziation in das Randfeld eines Solenoiden ein, welches abstoßend auf einen der beiden möglichen Spinzustände der Atome wirkt. Der andere Spinzustand gelangt in das Innere des Solenoides. Dort verlieren die Wasserstoffatome durch Stöße weiter an kinetischer Energie, bis sie die Falle in axialer Richtung nicht mehr verlassen können und somit eingefangen sind. Dies erfordert, dass bei den Stößen weder eine Rekombination zu molekularem Wasserstoff noch eine Adsorption an den Fallenwänden stattfindet. Hierzu werden die Wände mit einem dünnen Film suprafluidem Helium benetzt. Innerhalb dieser Falle lassen sich auf diese Weise örtliche Dichten von über 10^{16} cm^{-3} erreichen. Im Inneren der Falle wird eine Elektronenspinpolarisation von $1 - \epsilon(B)$ erwartet, wobei $\epsilon(B) \approx 10^{-5}$ beträgt für eine Feldstärke von $B = 8 \text{ T}$.

Die Beeinflussung des Strahls durch die Streuungen im Polarimeter ist bei den erwarteten Teilchendichten gering genug um eine Online-Messung zu ermöglichen, was bedeutet, dass der Strahl nach dem Polarimeter zur Messung an das Experiment weitergeleitet wird. Durch den hohen Strahlstrom von etwa $150 \mu\text{A}$ wird gleichzeitig eine ausreichend gute Statistik der Polarisations-Messungen gewährleistet.

Der Preis für diese vorteilhaften Eigenschaften ist eine hohe technische Komplexität. Um etwa den suprafluiden Heliumfilm zu erzeugen muss das Helium auf $0,3 \text{ K}$ gekühlt werden, was wiederum einen $^3\text{He}/^4\text{He}$ Verdünnungs-Kryostaten erfordert.

Das Doppel-Mott- und Hydro-Møller-Polarimeter sollen beide unabhängig voneinander jeweils die nötige relative Genauigkeit von $\Delta P/P \leq 0,5 \%$ erreichen, wodurch eine gegenseitige Kontrolle der Ergebnisse möglich wird. Dabei finden die Messungen des Hydro-Møllers bei dem Strahlstrom des Experiments mit $150 \mu\text{A}$ statt, während die des DSP durch die dünnen Folien auf einen maximalen Strahlstrom von etwa $1 \mu\text{A}$ beschränkt sind. Als zusätzliche Maßnahme zur Überprüfung dient schließlich das konventionelle Mott-Polarimeter, welches eine gute Reproduzierbarkeit und einen großen Dynamikbereich aufgrund der freitragenden Streufolien (d.h. reine Goldfolien ohne hitzeempfindliche, stützende Trägerschicht) aufweist. Diese große Dynamik eignet sich insbesondere dazu eventuelle Veränderungen der Polarisation in Abhängigkeit des erzeugten Strahlstroms zu bestimmen. Solche Änderungen können zum Beispiel durch die Erhitzung der Kathode infolge der

höheren verwendeten Laserleistung auftreten. Darüber hinaus sollen insbesondere auch die bei bisherigen Untersuchungen festgestellten systematischen Abweichungen der Doppelstreu-Methode von der der Einzelstreuung (vgl. Kapitel 2.3 und z.B. [16]) näher untersucht werden.

1.4. Elektron-Nukleon Streuung

In der Kernphysik wird Elektron-Nukleon Streuung dazu verwendet Informationen über die Struktur der Atomkerne, an denen die Streuung stattfindet, zu gewinnen. Dazu wird die Intensität der gestreuten Elektronen in Abhängigkeit des Streuwinkels betrachtet, der sogenannte (differentielle) Wirkungsquerschnitt ($d\sigma/d\Omega$).

Die Rutherford-Streuung stellt hierbei die einfachste Beschreibung der Streuung zweier geladener Teilchen aneinander dar. Sie gilt für nicht-relativistische, spinlose Teilchen, wobei die Masse des Streu- (oder auch Target-)Kerns, mit der Kernladungszahl (Z), als so groß angenommen wird, dass der Impulsübertrag beim Stoß vernachlässigt werden kann. Der differentielle Wirkungsquerschnitt dieser Streuung ist gegeben durch:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Rutherford}} = \frac{4Z^2 r_0^2 E_1^2}{q_0^4} \quad (1.4.1)$$

mit dem klassischen Elektronenradius

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2,82 \text{ fm} \quad (1.4.2)$$

der sich aus den Naturkonstanten

- m_e : Elektronenmasse
- e : Elementarladung
- ϵ_0 : Dielektrizitätskonstante (des Vakuums)
- c : Vakuumlichtgeschwindigkeit

berechnet. Weiterhin ist der Impulsübertrag in elastischer Streuung an einen als unendlich schwer angenommenen Atomkern in Gleichung 1.4.1 gegeben durch:

$$q_0 = 2p_1 \sin(\Theta/2) \quad (1.4.3)$$

Dabei beschreiben E_1 und p_1 die kinetische Energie bzw. den Impuls des einfallenden Elektrons, dessen Streuwinkel Θ beträgt. Die Gültigkeit des Rutherford-Wirkungsquerschnitts ist dabei an bestimmte Bedingungen geknüpft. So muss die

1. Einleitung

Teilchengeschwindigkeit (v_1) der Projektile (hier der Elektronen) klein sein im Verhältnis zur Lichtgeschwindigkeit, d.h.:

$$\beta_1 = \frac{v_1}{c} \ll 1 \quad (1.4.4)$$

Weiterhin wird der Atomkern in Relation zur Projektilenergie als unendlich schwer und dessen Ladungsverteilung als punktförmig betrachtet. Außerdem werden abschirmende Effekte der Elektronenhülle des Atoms auf die Kernladung vernachlässigt.

Die folgende Ableitung der Wirkungsquerschnitte und Streuamplituden folgt dem Review-Artikel von Motz et al. [17].

Da der Rutherford-Formalismus keinerlei Spineffekte berücksichtigt, und daher Messungen mit spinpolarisierten Teilchenstrahlen nicht beschreiben kann, muss hierfür der Wirkungsquerschnitt für die auf Polarisation sensitive Mott-Streuung [18] verwendet werden. Dieser kann kurz als

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} = |f|^2 + |g|^2 \quad (1.4.5)$$

geschrieben werden, mit

$$\begin{aligned} f &= \frac{r_0}{2i\alpha p_1} \sum [(l+1)\{\exp(2i\eta_l) - 1\} + l\{\exp(2i\eta_{l-1}) - 1\}] P_l(\cos\Theta) \\ g &= \frac{r_0}{2i\alpha p_1} \sum \{\exp(2i\eta_{l-1}) - \exp(2i\eta_l)\} P_l^1(\cos\Theta) \end{aligned} \quad (1.4.6)$$

wobei f auch als direkte und g als indirekte Streuamplitude bezeichnet wird. Dabei ist

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (1.4.7)$$

die Feinstrukturkonstante und \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum. Weiterhin beschreibt $P_l(x)$ das l -te Legendre-Polynome zum Argument x . Die Phasenverschiebung η_l wird durch den Ausdruck

$$\sin(p_1 r - l/2\pi + \eta_l) \quad (1.4.8)$$

definiert, mit dem Impuls p_1 des einfallenden Teilchens vor dem Stoß in Einheiten von $m_e c$. Der Ausdruck 1.4.8 ist dabei die asymptotische Lösung ($r \rightarrow \infty$) der Differentialgleichung 1.4.9.

$$\frac{d^2 G_l}{dr^2} + \{p_1^2 + [l(l+1)/r^2] - U_l\} G_l = 0 \quad (1.4.9)$$

Ebenso kann η_{-l-1} bestimmt werden, indem in den obigen Gleichungen l durch $-(l+1)$ ersetzt wird. Die Einflüsse der Ladungsstruktur des Atoms bzw. dessen Kerns sind im effektiven Dirac-Potential U_l enthalten. Dieses ist durch

$$U_l = 2E_1 V - V^2 - \frac{l+1}{r} \frac{D'}{D} + \frac{3}{4} \frac{D'^2}{D^2} - \frac{1}{2} \frac{D''}{D} \quad (1.4.10)$$

gegeben, wobei

$$\begin{aligned} D &= E_1 - V + 1 \\ D' &= dD/dr \\ D'' &= d^2 D/dr^2 \end{aligned} \quad (1.4.11)$$

sind und E_1 die Gesamtenergie des einfallenden Teilchens vor dem Stoß in Einheiten von $m_e c^2$. Weiterhin ist die Genauigkeit bei der mathematischen Beschreibung des sphärisch symmetrischen Potentials V (welches sich aus der Ladungsstruktur des Streuatoms ableitet) somit die einzige Quelle für Unsicherheiten bei der theoretischen Berechnung der Analysierstärke. Hier dominieren bei niedrigen Energien (< 100 keV) Unsicherheiten in der Kenntnis des Potentials der Elektronenhülle [19] und bei größeren Energien (> 8 MeV) Effekte, die ein präziseres Wissen über den Kernformfaktor erfordern [20].

Weiterhin bezeichnet l in den obigen Gleichungen einen Summationsparameter. Um den Mott-Wirkungsquerschnitt auf diese Weise darstellen zu können, wird eine punktförmige Ladungsverteilung mit unendlicher Masse und vernachlässigbaren Spineffekten für den Atomkern vorausgesetzt [17].

Diese Bedingungen lassen sich mathematisch wie folgt ausdrücken:

Atomkern als Punktladung:

$$R_{\text{Atom}} \ll \frac{2\pi}{p_1} \quad (1.4.12)$$

Vernachlässigbarer Kernrückstoßes:

$$2E_1 \left(\frac{m_e}{M_{\text{Atom}}} \right) \ll 1 \quad (1.4.13)$$

Vernachlässigbare Spineffekte des Atomkerns:

$$\left(\frac{2p_1 \sin(\Theta/2)}{Z} \right)^2 \left(\frac{m_e}{M_{\text{Atom}}} \right) \ll 1 \quad (1.4.14)$$

Für den in dieser Arbeit verwendeten Aufbau und die Energie von 100 keV kann leicht nachgerechnet werden, dass diese Bedingungen erfüllt sind.

1.5. Das Elektron

Das Elektron ist nach heutigem Kenntnisstand ein punktförmiges Elementarteilchen, das die einfache negative Elementarladung

$$-e = -1,602\,176\,487(40) \times 10^{-19} \text{ C} \quad (1.5.1)$$

trägt und eine Ruhemasse von

$$m_e = 510,998\,910(13) \text{ keV}/c^2 \quad (1.5.2)$$

besitzt [21]. Des Weiteren weist es einen halbzahligen Eigendrehimpuls (auch Spin (\vec{s}) genannt) auf und gehört damit zu den Fermionen. Die beiden möglichen Zustände des Spins werden mit up (\uparrow) und down (\downarrow) bezeichnet. Durch diesen Elektronenspin ist ein magnetisches Moment

$$\vec{\mu}_s = -g_s \frac{e}{2m_e} \vec{s}, \quad \text{mit } |\vec{s}| = \frac{\hbar}{2} \quad (1.5.3)$$

gegeben, wobei

$$g_s = -2,002\,319\,304\,362\,56(35) \quad (1.5.4)$$

der Landé- oder g-Faktor ist. Dessen Abweichung vom theoretischen Wert der Dirac-Theorie ($g_s = 2$) wird als das anomale magnetische Moment des Elektrons (oft als $\frac{g-2}{2}$ dargestellt) bezeichnet.

Freie Elektronen lassen sich leicht durch thermische Emission an Glühkathoden erzeugen und wurden (aufgrund ihrer Punktförmigkeit) schon sehr früh an Beschleunigern zur Erforschung der Struktur von Atomkernen eingesetzt. In einem solchen (von einer Glühkathode erzeugten) Elektronenstrahl sind die Spins der Elektronen gleichverteilt, d.h. es gibt, von statistischen Schwankungen abgesehen, genauso viele Elektronen mit Spin up wie Spin down.

Weiterhin besteht die Möglichkeit durch den photoelektrischen Effekt Elektronen mittels (Laser-)Licht aus einer Oberfläche heraus zu lösen. Durch geeignete Wahl des Kathoden-Materials kann mittels zirkular polarisiertem einfallenden Laser-Licht gezielt ein Spinzustand bevorzugt angeregt werden, so dass ein spinpolarisiertes Elektronenensemble

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (1.5.5)$$

(mit $N_{\uparrow}, N_{\downarrow}$ der Anzahl der Elektronen mit der jeweiligen Spinorientierung) erzeugt wird (siehe Kapitel 1.6.2).

1.6. Erzeugung spinpolarisierter Elektronenstrahlen

Im Rahmen dieser Arbeit werden zwei Methoden verwendet um einen polarisierten Elektronenstrahl zu erzeugen. Zum einen kann ein unpolarisierter Strahl durch Mott-Streuung an einer geeigneten Streufolie zu einem gewissen Grad polarisiert werden. Zum anderen können polarisierte Strahlen auch direkt an speziellen Kristalloberflächen erzeugt werden, die mit dafür geeignetem Laserlicht bestrahlt werden.

1.6.1. Polarisation durch Mott-Streuung

Die eingangs (siehe Abschnitt 1.4) bereits erwähnte Mott-Streuung ist selektiv bezüglich des Spins der einfallenden Elektronen. Die Stärke dieser Spinabhängigkeit der Streuung wird mit der Sherman-Funktion [22] angegeben. Diese hat ihr Maximum unter Rückwärtsstreuung, wobei dieses Maximum (für ein gegebenes Material) abhängig von der Energie der Elektronen ist. Je höher die Energie, desto größer der Winkel unter dem die Streuung maximal zwischen Up- und Down-Spin diskriminiert. Die Sherman-Funktion kann aus den Streuamplituden f und g in Gleichung 1.4.6 berechnet werden [17]:

$$S = \frac{i(fg^* - gf^*)}{|f|^2 + |g|^2} \quad (1.6.1)$$

Für die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Energie von 100 keV beträgt der Winkel des Maximums (nach [23]) ca. 125° . Das am Mainzer Mikrotron (MAMI) im Einsatz befindliche Mott-Polarimeter arbeitet bei einer vergleichsweise hohen Elektronenstrahlenergie von 3,5 MeV. Hier befindet sich das Maximum der Sherman-Funktion schon bei ca. 170° [4].

Der Wert der theoretischen Sherman-Funktion (S_0) gibt für ein hypothetisches, einzelnes, isoliertes Atom die Höhe der transversalen Polarisation des an ihm gestreuten Strahls an. Da aber weder eine Folie aus einem einzelnen Atom, noch eine unendlich dünne (monolagige) Folie realisierbar sind, treten an der realen Streufolie Mehrfachstreuungen und depolarisierende Effekte auf. Somit ist der Wert der Sherman-Funktion ($S_0(\Theta)$) als Obergrenze der experimentell erreichbaren transversalen Polarisation zu verstehen.

Wie somit Abbildung 1.5 entnommen werden kann beträgt die maximal theoretisch mögliche Polarisation für einen 100 keV Elektronenstrahl etwa 40 %. Weitere Nachteile dieser Art der Polarisation sind die hohen Strahlverluste (die Intensität des rückgestreuten, polarisierten Strahls beträgt circa 10^{-5} des Einfallenden [24]) so-

1. Einleitung

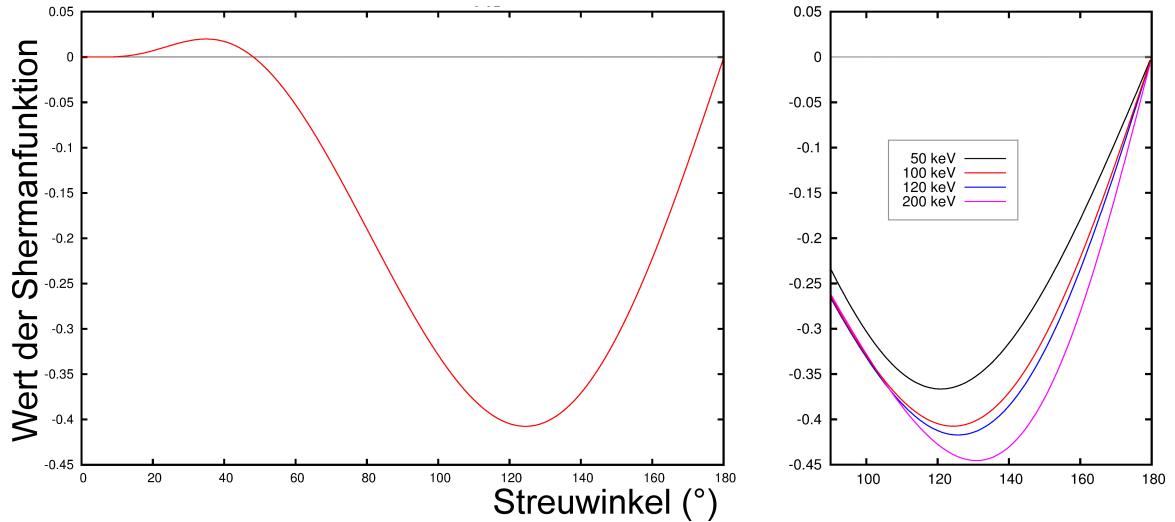


Abbildung 1.5.: Theoretische Sherman-Funktion ($S_0(\Theta)$) für ein isoliertes Goldatom (nach Kapitel 1.4). Rechts: Verlauf der Funktion über den gesamten Streuwinkelbereich für 100 keV Elektronen. Links: Vergleich des Verlaufs bei Rückwärtsstreuung für Elektronenstrahlenergien von 50 keV, 100 keV, 120 keV und 200 keV

wie die damit einhergehenden Verschlechterungen weiterer Strahleigenschaften. Auch wenn sich unpolarisierte Elektronenstrahlen mit Hilfe von Glühkathoden leicht in nahezu beliebiger Intensität erzeugen lassen, so stellen doch der enorme Anteil ungenutzter Elektronen und die geringe Polarisation des gestreuten Strahls unüberwindliche Probleme in dieser Art der Erzeugung polarisierter Strahlen für ein Experiment wie das der P2-Kollaboration dar.

1.6.2. Polarisation mittels Kristallkathoden

Um einen polarisierten Elektronenstrahl direkt in der Quelle erzeugen zu können, wird ein geeignetes Kathodenmaterial benötigt. Hierbei kommen Kristalle aus III/V Halbleitern zum Einsatz. Vor allem Gallium-Arsenid (GaAs), das von Lampel und Weisbuch vorgeschlagen [25] und von Pierce, Meier und Zürcher [26] erstmals verwendet wurde.

Um die Elektronen aus dem Leitungsband des Kristalls leichter ins Vakuum emittieren zu können wird der Kristall p-dotiert und die Oberfläche mit einer (sehr reaktiven) Caesium-Oxid-Schicht versehen. Hierdurch entsteht eine sogenannte Negative Elektronen Affinität (NEA) des Kristalls, das heißt, dass das Leitungsband der Kris-

tallstruktur energetisch über der Vakuum-Energie der Elektronen liegt (siehe auch Abbildung 1.6).

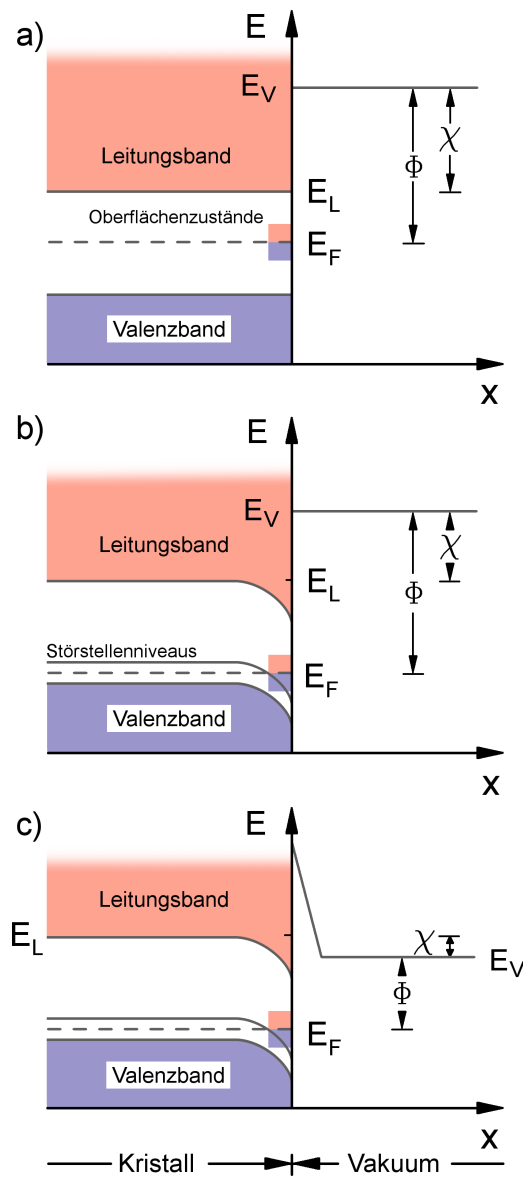


Abbildung 1.6.: Änderung der Energieniveaus einer Halbleiterkathoden um einen spinpolarisierten Elektronenstrahl erzeugen zu können. E_F Fermi-Niveau, E_V Vakuumniveau, E_L Leitungsbandniveau
 a) Definition von Austrittsarbeit Φ und Elektronenaffinität χ b) p-Dotierter Kristall mit Bandbiegung durch die Oberflächenzustände c) Verringerung der Austrittsarbeit durch eine Cäsium-Oxid Beschichtung (nach [27])

1. Einleitung

Das Absorptionsschema von Gallium-Arsenid am Beispiel eines sogenannten strained Lattice Kristalls (siehe unten) ist in Abbildung 1.7 dargestellt. Auch ohne die zusätzliche Energieaufspaltung des dargestellten $p_{3/2}$ -Niveaus weisen die beiden erlaubten Übergänge mit einer Bahndrehimpulsänderung von $\Delta M_j = \pm 1$ unterschiedliche Wahrscheinlichkeiten auf, wodurch auch mit einem unmanipulierten Kristall ein polarisierter Elektronenstrahl erzeugt werden kann. Aufgrund der zusätzlichen Niveau-Aufspaltung beim strained Lattice kann die Laserenergie so gewählt werden, dass zum Beispiel mittels σ^+ polarisiertem Laserlicht nur noch einer der Übergänge angeregt wird. Daher können mit diesen Kristallen deutliche höhere Polarisierungen der Elektronenstrahlen erreicht werden. Entsprechend des im Leitungsband durch die An-

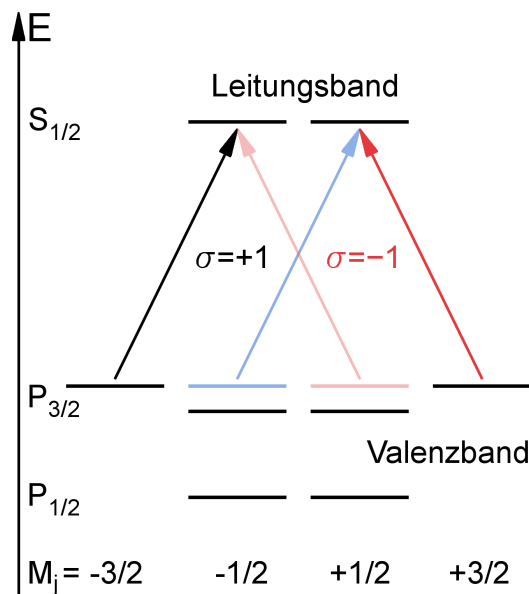


Abbildung 1.7.: Bandschema eines strained GaAs-Kristalls. Durch die Gitterverformung wird die in Bulk-GaAs bestehende Entartung des dargestellten p-Niveau (in blau) aufgehoben, wodurch eine gezielte Anregung einzelner Übergänge möglich wird. (nach [28])

regung mittels Laserlicht entstandenen Überschusses an Elektronen einer Spinorientierung wird dann ein longitudinal spinpolarisierter Elektronenstrahl aus dem Kristall emittiert. Durch Umschalten der Polarisation des Laserlichts lassen sich Übergänge des jeweils anderen Spinzustandes bevorzugt anregen und somit die Spinpolarisation des Elektronenstrahls umkehren. Mit diesen, auch als Bulk-Kristall bezeichneten, Kathoden lassen sich Polarisierungen von typischerweise bis zu 40 % erzeugen [29].

Um die mögliche Polarisation zu erhöhen kann das Kristallgitter deformiert werden. Hierzu wird eine Pufferschicht aus $\text{GaAs}_{(1-x)}\text{P}_x$ auf dem Kristall aufgebracht und hierauf wiederum eine Schicht GaAs. Durch die andere Gitterkonstante der Pufferschicht wird das Kristallgitter der zweiten GaAs-Schicht deformiert, was den Abstand der Spinzustände im Valenzband weiter erhöht. Solche Kristalle werden auch als verformtes Gitter (eng. *strained Lattice*) bezeichnet. Durch diese Manipulation des Kristallgitters wird die Entartung der Energieniveaus im Valenzband aufgehoben, so dass die unterschiedlichen Spinzustände in den entsprechenden Schalen energetisch voneinander separiert werden.

Eine weitere Möglichkeit die Spinpolarisation zu erhöhen ist der Aufbau sogenannter Supergitter (eng. *Superlattice*). Diese Kathoden bestehen aus mehreren dünnen (ca. 10 Monolagen) Schichten verschiedener, sich abwechselnder Halbleiter-Kombinationen (z.B. GaAs und AlGaAs). Auch bei diesem Aufbau der Kathode wird die Entartung zwischen den Energieniveaus mit unterschiedlichen Spinzuständen erreicht.

Weiterhin gibt es auch noch Varianten der Supergitter, die durch Gitterverformungen die Energieniveaus noch stärker voneinander trennen [30].

Dadurch ist es möglich einen bestimmten Spinzustand noch gezielter anzuregen. Hierfür muss die Energie der Photonen gerade hoch genug sein um den näher am Leitungsband liegenden Zustand anregen zu können, jedoch nicht den anderen (siehe hierzu auch die Habilitationsschrift von K. Aulenbacher Anhang A.2.3 f [28]). Mit solchen speziellen Kristall-Kathoden lassen sich heute Spinpolarisationen von über 80 % erzeugen [31].

Aufgrund der hohen Reaktivität der Oberfläche ist ein extrem gutes Vakuum der Quelle, insbesondere bezüglich der Partialdrücke von Wasser (H_2O), Kohlenstoffdioxid (CO_2) und Sauerstoff (O_2) (jeweils $\leq 1 \times 10^{-12}$ mbar) erforderlich [28], [32]. Aber auch weniger reaktive Restgase, wie etwa Stickstoff können im Betrieb der Quelle durch den Elektronenstrahl ionisiert und anschließend im statischen elektrischen Feld nahe der Kathode zu deren Oberfläche hin beschleunigt werden. Der daraus resultierende Aufprall und Energieeintrag in die Kathodenstruktur kann die Oberfläche und damit deren Fähigkeit zu Elektronenemission nachhaltig negativ beeinträchtigen.

Jedoch ist auch unter hervorragenden Vakuumbedingungen die Lebensdauer einer solchen Kathode (abhängig vom erzeugten Elektronenstrahlstrom) auf einige hundert Stunden begrenzt [28]. Mit zunehmendem Alter der Kathode ist immer mehr Laserleistung erforderlich um denselben Strahlstrom an Elektronen zu emittieren. Die-

1. Einleitung

se Anpassung der Laserleistung an die abnehmende Quantenausbeute des Kristalls verändert jedoch wiederum die Messbedingungen. Die Quantenausbeute (auch Quanteneffizienz) ist dabei der Quotient aus emittiertem Elektronenstrahl zu eingestrahelter Laserleistung.

$$QE = \frac{I_{\text{beam}}}{P_{\text{laser}}} \quad (1.6.2)$$

Sie wird üblicherweise in Milliampere pro Watt (mA/W) oder auch Prozent (%) angegeben. Reicht die Laserleistung nicht mehr aus um den gewünschten Elektronenstrahl zu erzeugen, so kann die Oberflächenbeschichtung der Kathode nach einem in Kapitel 4.2.1 beschriebenen Verfahren erneuert werden um die Quantenausbeute wieder zu erhöhen.

Des Weiteren ändert sich die Polarisation des erzeugten Elektronenstrahls mit der Nutzungsdauer der Kathode. Dabei konnte für die in Abbildung 1.8 vermes-

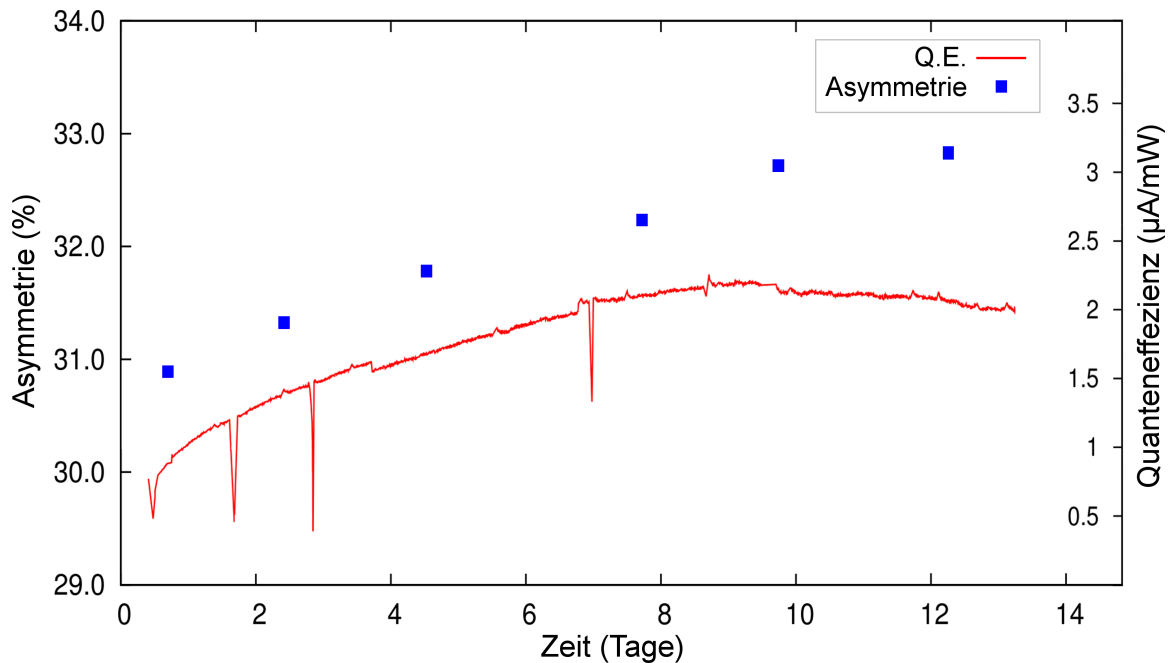


Abbildung 1.8.: Beispiel für die Veränderungen des emittierten Elektronenstrahls durch Kathodenalterung an der PKA1: Die gemessene Asymmetrie des 3,5 MeV-Mott-Polarimeters an MAMI ist proportional zur Elektronenstrahlpolarisation. Die Unsicherheiten der Asymmetrie sind von der Größe der dargestellten Punkte [33].

sene Kathode eine mit der Quantenausbeute zunehmende Polarisation beobachtet

werden [33]. Dieses Verhalten kann sich mit jeder Erneuerung der Kathodenoberfläche ändern. Es zu kennen und gegebenenfalls zu berücksichtigen ist besonders wichtig bei Messungen, welche eine konstante Polarisierung voraussetzen, wie etwa die Messungen zur Bestimmung der effektiven Analysierstärke bei konventionellen Mott-Polarimetern (siehe Kapitel 2.1) oder auch dem P2-Experiment sofern keine kontinuierliche „Online-“ Messung möglich ist.

1.7. Wien-Filter

Da der erzeugte Elektronenstrahl longitudinal polarisiert ist, ein Mott-Polarimeter aber nur transversale Polarisierung nachweisen kann, da bei der Mott-Streuung die Parität erhalten ist [34], muss der Spin entsprechend rotiert werden. Die zeitliche Änderung des Spinvektors (\vec{S}) in elektro-magnetischen Feldern wird durch die Thomas-BMT-Gleichung [35], [36] beschrieben:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{e}{\gamma m_0} \vec{S} \times \left[(1 + G\gamma) \vec{B}_\perp + (1 + G) \vec{B}_\parallel + \left(G\gamma + \frac{\gamma}{1 + \gamma} \right) \frac{\vec{E} \times \vec{v}}{c^2} \right] \quad (1.7.1)$$

mit

$$G = \frac{g - 2}{2} \quad (1.7.2)$$

Dabei ist γ der sogenannte Lorentzfaktor:

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.7.3)$$

und g der Landé-Faktor des Elektrons. Im Inneren eines Wien-Filters stehen die verwendeten elektrischen und magnetischen Felder stets senkrecht aufeinander und gleichzeitig auch senkrecht zur Flugrichtung der Elektronen. Der Spinvektor der Elektronen ist bei longitudinaler Spinpolarisation parallel zu ihrer Flugrichtung ausgerichtet. Weiterhin kann die Stärke des elektrischen Feldes in Gleichung 1.7.1 aufgrund der Abhängigkeiten der Felder im Wien-Filter (siehe Gleichung 1.7.10) durch die eines magnetischen mit

$$E = -vB = -\beta cB \quad (1.7.4)$$

beschrieben werden, wobei das negative Vorzeichen die Antiparallelität der Kräfte berücksichtigt. Außerdem ist bei der verwendeten Energie von 100 keV der Faktor $G\gamma \ll 1$. Damit lässt sich die zeitliche Spinänderung in diesem Fall auch kurz als

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{e}{\gamma m_0} \vec{S} \left[B - \frac{\gamma}{1 + \gamma} \frac{\beta c B v}{c^2} \right] = \frac{e}{m_0} \vec{S} B \left[\frac{1}{\gamma} - \frac{\beta^2}{1 + \gamma} \right] \quad (1.7.5)$$

1. Einleitung

schreiben. Mit der Zyklotronfrequenz

$$\omega_c = \frac{e}{\gamma m_0} B_{\perp} \quad (1.7.6)$$

und der Beziehung

$$\beta^2 = \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2} = \frac{(\gamma - 1)(\gamma + 1)}{\gamma^2} \quad (1.7.7)$$

kann daraus die Winkelgeschwindigkeit der Spindrehung innerhalb des Wien-Filters berechnet werden als

$$\omega_s = \frac{1}{\gamma} \omega_c \quad (1.7.8)$$

Der Winkel der Spindrehung (ϕ_s) ergibt sich schließlich aus dieser Winkelgeschwin-

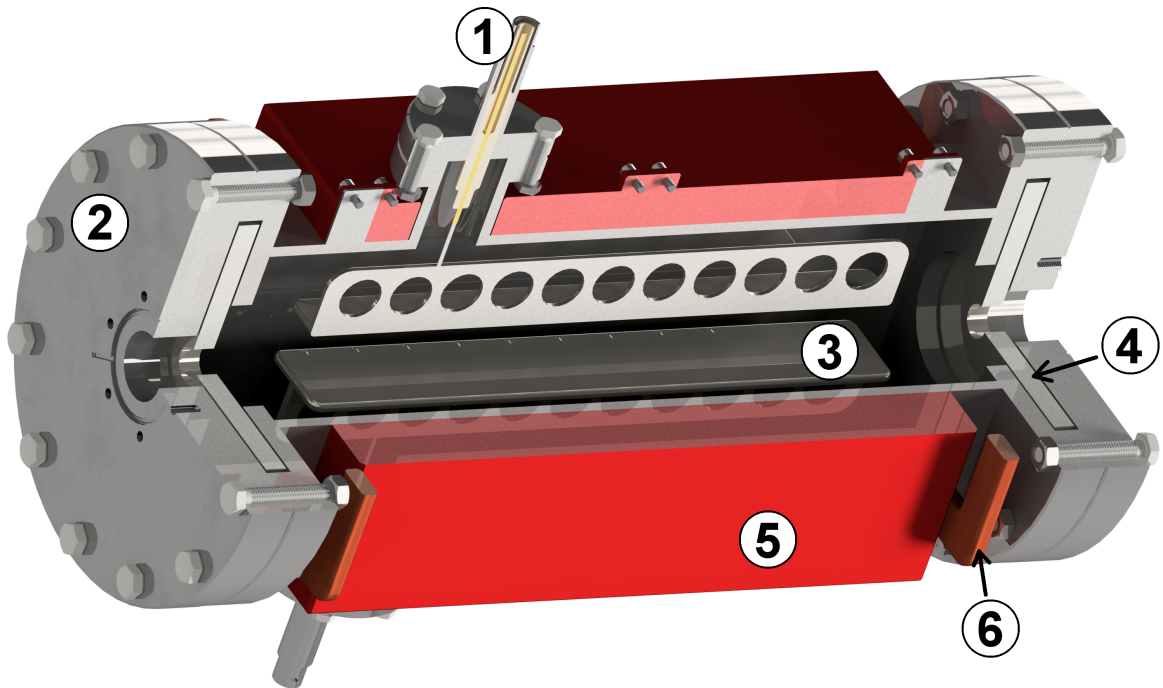


Abbildung 1.9.: Vereinfachte Übersichtsdarstellung des verwendeten Wienfilters: Hochspannungs-Strom-Durchführung (1); Abschlussflansch (2); Kondensatorplatte (3); Weichmetallplatte (4) zur Begrenzung magnetischer Randfelder; Eisenjoch (5) und Magnetfeldspule (6)

digkeit und der zum Durchfliegen des Wienfilters benötigten Zeit der Teilchen.

$$\phi_s = \frac{\omega_c L}{\gamma \beta c} \quad (1.7.9)$$

Die Ausrichtungen der elektrischen und magnetischen Felder im Wien-Filter werden so gewählt, dass die entstehenden Kräfte dieser auf die Elektronen antiparallel zueinander stehen. Somit kann für eine gegebene Geschwindigkeit (v) der Elektronen das

Verhältnis der Feldstärken bestimmt werden, bei dem keine Ablenkung des Strahls im Wienfilter stattfindet.

$$\vec{F}_{\text{el}} = q \cdot \vec{E} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B} = \vec{F}_{\text{mag}} \quad (1.7.10)$$

$$\frac{|\vec{E}|}{|\vec{B}|} = |\vec{v}| \quad (1.7.11)$$

Da hier der Spin um 90° von der longitudinalen in die transversale Ebene gedreht werden soll, wird das magnetische Feld nach den Gleichungen 1.7.9 und 1.7.6 so gewählt, dass

$$B(\phi_s = 90^\circ) = \phi_s \frac{\beta \gamma^2 m_0 c}{eL} \quad (1.7.12)$$

ist (vgl. auch [28]):. Das elektrische Feld wird anschließend nach Gleichung 1.7.11 so eingestellt, dass die Elektronen den Wien-Filter gradlinig durchfliegen.

Im Randbereich des Wien-Filters lässt sich das Verhältnis der Feldstärken jedoch nicht mehr aufrechterhalten [37], wodurch die Elektronenoptik gegenüber einem ausgeschalteten Wienfilter verändert wird. Dabei wird der Elektronenstrahl bei seinem Ein- und Austritt in das Randfeldes abgelenkt, woraus ein Parallelversatz der Elektronenbahn im Inneren des Wien-Filters resultiert [38].

Darüber hinaus weist die horizontale Abbildungsmatrix des eingeschalteten Wien-Filters (siehe [28]) einen fokussierenden Effekt auf. Durch Vergleich mit der Abbildungsmatrix eines Quadrupols [39] kann die Brechkraft ($1/f = \text{Inverse Fokusslänge}$) in Abhängigkeit des Spindrehwinkels angegeben werden als:

$$\frac{1}{f} = \frac{\gamma |\phi_s|}{L} \sin(\gamma |\phi_s|) \quad (1.7.13)$$

Aufgrund dieser Effekte kann die Fokussierung und Position des Elektronenstrahl auf den Streufohlen bei einer Veränderung der Wien-Filtereinstellungen beeinflusst werden.

2. Bestimmung der Sherman-Funktion

Wie in Kapitel 1.6.1 erwähnt, gibt die Sherman-Funktion die spinbedingte Asymmetrie in Abhängigkeit des Streuwinkels für ein gegebenes Streufolienmaterial mit konstanter Dicke an. Weiterhin wird von einer perfekten Polarisation ($P = 100\%$) und einer konstanten Elektronenstrahlenergie ausgegangen.

Für ein (theoretisches) einzelnes, isoliertes Atom kann die Sherman-Funktion (S_0) mit einer relativen Genauigkeit von etwa einem halben Prozent berechnet werden [40],[41]. Dabei erreicht sie bei den in dieser Arbeit betrachteten Energien von 100 keV bzw. 3,5 MeV ihr Maximum bei einem Streuwinkeln von etwa 125° respektive 170° .

Da in einer Streufolie viele Atome in einer Ebene liegen und zwischen ihnen Bindungskräfte wirken, ist das atomare Potential der theoretischen Berechnung bereits hierdurch gestört. Weiterhin ist eine atomare Monolage als Streufolie aufgrund unzureichender Stabilität für eine Messung nicht realisierbar. Daher werden in Experimenten Streufolien mit einer typischen Dicke von mehr als hundert Nanometern oder solche mit einer stabilisierenden Trägerschicht verwendet. Die an solchen Folien auftretenden Mehrfachstreuungen sind ein weiterer Effekt, welchen das theoretische Modell nicht abdeckt. Daher weicht die effektive Sherman-Funktion (auch effektive Analysierstärke genannt) in der Realität deutlich vom theoretischen Wert S_0 ab und muss für jede Streufolie und -geometrie einzeln experimentell bestimmt werden.

2.1. Konventionelles Mott-Polarimeter

Bei Mott-Polarimetern, wie sie zurzeit an den meisten polarisierten Elektronen-Quellen zum Einsatz kommen, wird der Elektronenstrahl an einer Folie gestreut und die Asymmetrie zwischen zwei symmetrisch zur Strahlachse angeordneten Detektoren (links-rechts, oben-unten) unter dem gleichen Streuwinkel (Θ) gemessen.

Um bei solchen Polarimetern die effektive Analysierstärke für die in der Polaris-

2. Bestimmung der Sherman-Funktion

tionsmessung verwendete Streufolie zu bestimmen, muss bei möglichst konstanter Polarisation eine Messreihe an Streufolien unterschiedlicher Dicke (d) durchgeführt werden. Dabei soll die vorausgesetzte Konstanz der Polarisation des einfallenden Strahls durch eine schnelle Abfolge der einzelnen Messungen (typischerweise innerhalb weniger Stunden) sichergestellt werden.

Damit eine potentiell unterschiedliche Nachweisempfindlichkeit der einzelnen Detektoren die gemessene Asymmetrie nicht verfälscht, wird die Spinpolarisation des Elektronenstrahls in regelmäßigen Zeitabständen umgekehrt. Hierbei muss sichergestellt werden, dass die Umkehrung der Spinpolarisation vollständig ist und es durch diese zu keinen Abweichungen der Strahlage kommt, da beides wiederum die gemessene Asymmetrie beeinträchtigen würde [42].

Durch Bestimmen der Asymmetrie an den verschiedenen Streufolien und fitten einer geeigneten Funktion, wird die Abhängigkeit der Asymmetrie von der Dicke der Streufolie bestimmt. Extrapoliert man diese angefittete Funktion zu einer Dicke der Streufolie von Null, so liefert dies einen Vergleichswert ($A_{\text{extrapol.}}$) zum theoretischen S_0 .

Die Polarisation des einfallenden Strahls ist gegeben durch das Verhältnis

$$P = A_{\text{extrapol.}}/S_0 \quad (2.1.1)$$

Umgekehrt können nun die effektiven Analysierstärken aller verwendeten Streufolien aus der jeweils gemessenen Asymmetrie und der nun bekannten Polarisation des Strahls bestimmt werden. Für die Extrapolation werden bisweilen verschiedene Funktionen verwendet um den Kurvenverlauf (siehe Abbildung 2.1) zu beschreiben, zum Beispiel

$$A(d)^{-1} = A_0 + b d \quad (2.1.2)$$

$$A(d) = A_0 + b e^{-\lambda d} \quad (2.1.3)$$

wobei b , λ und A_0 freie Parameter sind.

Eine Diskussion dieser und weiterer möglicher Fitfunktionen und deren Eignung findet sich bei T. J. Gay et al. [42]. Weiterhin wird in diesem Artikel die Verwendung der exponentiellen Gleichung 2.1.3 empfohlen für den Fall, dass der extrapolierte Wert von $A(d = 0)$ nicht unabhängig von der verwendeten Fit-Funktion ist. Diese Empfehlung beruht darauf, dass diese Fit-Funktion sowohl die asymptotische Unabhängigkeit der Asymmetrie von der Dicke der verwendeten Streufolie, als auch die Einflüsse von Mehrfach-Streuung beinhaltet.

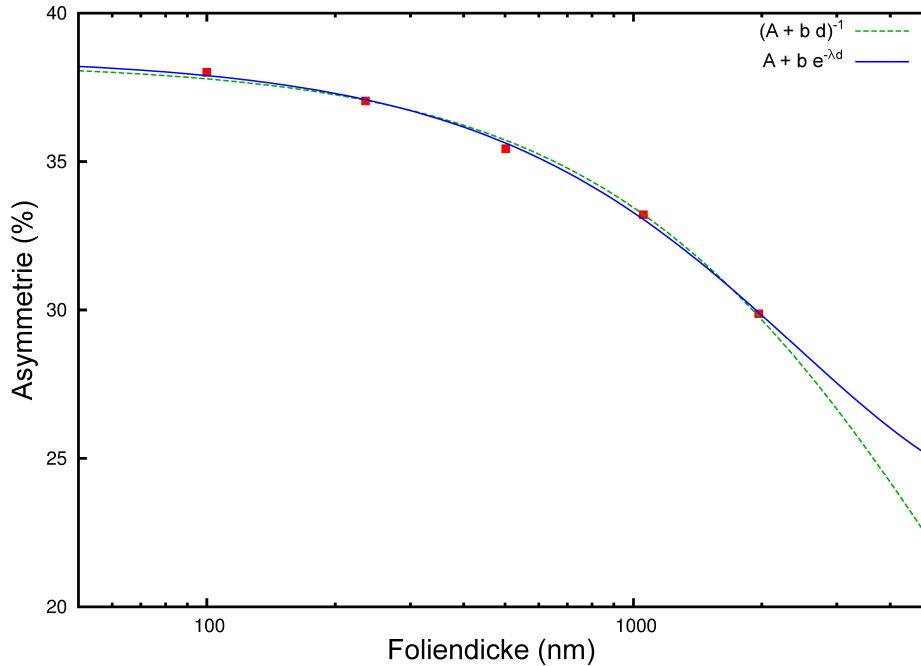


Abbildung 2.1.: Vergleich von zwei verschiedenen Fitfunktionen bei der Extrapolation zur Bestimmung von S_0 . Die Asymmetriemessungen an den fünf Streufolien (100 nm, 236 nm, 502 nm, 1056 nm und 1967 nm) wurden am 3,5 MeV Mott-Polarimeter [4] von MAMI durchgeführt. Die Fehlerbalken der einzelnen Messpunkte sind zu klein um dargestellt zu werden.

Die in Abbildung 2.1 gezeigten Extrapolationen ergeben die in Tabelle 2.1 aufgeführten Werte für S_0 . Die hohe Ungenauigkeit des zweiten Fits kann durch den

Formel	$S(d = 0)$	rel. Fitunsicherheit
$(A_0 + b d)^{-1}$	0,3834	0,42 %
$A_0 + b e^{-\lambda d}$	0,3852	10,80 %

Tabelle 2.1.: Extrapolationsergebnisse mit verschiedenen Fitfunktionen

zusätzlichen freien Parameter (λ) in der Fitfunktion bei gleichzeitig wenigen Messpunkten erklärt werden.

Daraus kann in diesem Beispiel eine absolute Abweichung $\Delta S(d = 0)$ der Ergebnisse der verschiedenen Fitfunktionen von 0,18 % bzw. eine relative Abweichung $\Delta S(d = 0)/S(d = 0)$ von 0,47 % errechnet werden. Ähnliche Ergebnisse wurden auch

2. Bestimmung der Sherman-Funktion

schon bei früheren Untersuchungen [4] festgestellt. Während diese Methode es erlaubt mehrere Streufohlen innerhalb kurzer Zeit (typischerweise binnen eines Tages) zu kalibrieren, so sind die Unsicherheiten, die durch die verschiedenen Fit-Funktionen und die allgemeine Unsicherheit des Fits selbst entstehen, bei der Bestimmung der effektiven Analysierstärken für moderne Hochpräzisionsexperimente mittlerweile zu groß. So setzt das eingangs (siehe Kapitel 1.2) genannte P2-Experiment eine relative Genauigkeit ($\Delta P/P$) der Polarisationsmessung von 0,5% voraus.

Durch sogenannte „ab initio“ Berechnungen in Monte-Carlo Simulationen mit Programmen wie SPITFIRE (SPIn Tracking For Interaction of Relativistic Electrons) [43] kann ein stark vom Verlauf der Fitfunktion abweichendes Verhalten der effektiven Analysierstärke bei sehr dünnen (für reale Messungen nicht realisierbaren) Foliendicken heute ausgeschlossen werden [44].

Der strahlinduzierte Untergrund der Asymmetriemessungen (Sekundärteilchen die ein Signal in den Detektoren auslösen) kann dank entsprechend leistungsstarker Rechner heute gut simuliert werden und hat daher bei der Bestimmung der Genauigkeit der Messungen eine untergeordnete Rolle.

Weiterhin unterliegt auch der theoretisch berechnete Vergleichswert S_0 für eine aus einem einzelnen Atom bestehende Streufohle Unsicherheiten. Diese theoretische Sherman-Funktion wird mit Hilfe quanten-elektrodynamischer (QED) Effekte berechnet. Die wichtigsten Beiträge liefern dabei die Eigenenergie und die Vakuumpolarisation, deren Feynman-Graphen (erster Ordnung) in Abbildung 2.2 dargestellt sind.

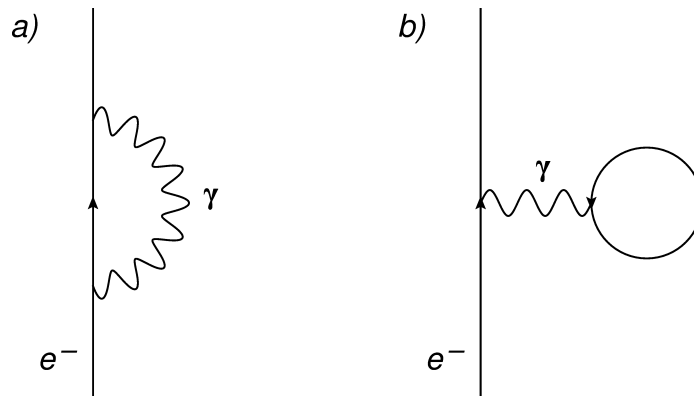


Abbildung 2.2.: Feynman-Diagramme zur Eigenenergie (a) und Vakuumpolarisation (b), den beiden größten QED-Korrekturbeiträgen zur Sherman-Funktion (nach [40])

In aktuellen Veröffentlichungen [40], [41]) werden relative Restunsicherheiten bei der Berechnung der Sherman-Funktion von $\leq 0,5\%$ genannt. Insbesondere aber wurden die Korrekturen durch die Vakuum-Polarisation bislang nicht berechnet, sondern als ebenso groß wie die Strahlungskorrekturen abgeschätzt [41].

2.2. Doppel-Mott-Polarimeter

Ein Doppel-Mott-Polarimeter (eng. Double-Scattering-(Mott)-Polarimeter, DSP) nutzt zur Bestimmung der effektiven Analysierstärke der verwendeten Streufolien zwei aufeinander folgende, identische Streuungen der einfallenden Elektronen.

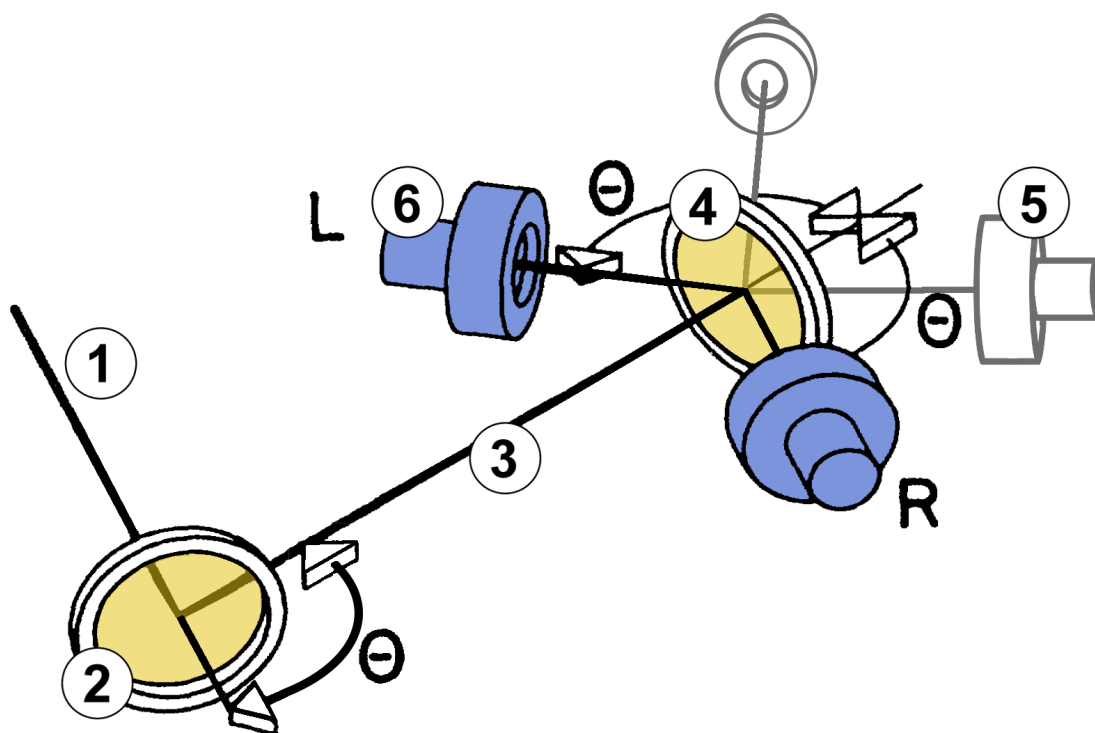


Abbildung 2.3.: Funktionsprinzip des Doppel-Motts (Darstellung nach [45]) Der primäre Elektronenstrahl (1) wird an der ersten Goldfolie (2) gestreut. Die unter 120° gestreuten Elektronen (3) werden durch Blenden zu einem Strahl auf die zweite Folie (4) kollimiert. Die nun unter 45° bzw. 120° gestreuten Elektronen werden in den Monitor- (5, weiß) respektive Polarisationszählern (6, blau) nachgewiesen.

Dabei wird die Tatsache genutzt, dass die Analysierstärke einer Streufolie (für

2. Bestimmung der Sherman-Funktion

elastische (Mott-)Streuung) gleich ihrer Polarisationsstärke ist. Somit kann zum Beispiel ein unpolarisierter Elektronenstrahl an zwei Folien desselben Materials und gleicher Dicke gestreut werden um deren Analysierstärke zu bestimmen.

Hierbei wird der Elektronenstrahl an der ersten Streufolie durch die Mott-Streuung mit der Polarisationsstärke (S_{pol}) winkelabhängig transversal polarisiert. Bei der nachfolgenden Streuung an der zweiten Folie (vergleiche Abbildung 2.4c), mit der Analysierstärke (S_{eff}), kommt es aufgrund der Wechselwirkung des polarisierten Strahls mit der Folie zu einer Links-Rechts-Asymmetrie, welche mit Detektoren gemessen wird. Somit setzt sich die Asymmetrie zusammen aus:

$$A = S_{\text{pol}} \cdot S_{\text{eff}} \quad (2.2.1)$$

Unter der Annahme, dass die Streuprozesse an beiden Folien identisch sind, also für den Fall, dass

$$S_{\text{pol}} = S_{\text{eff}} \quad (2.2.2)$$

gilt, lässt sich die effektive Analysierstärke aus der gemessenen Asymmetrie berechnen

$$S_{\text{eff}} = \sqrt{A} \quad (2.2.3)$$

Das Vorzeichen der effektiven Analysierstärke ergibt sich aus der Theorie.

2.2.1. Möglichkeiten zur Überprüfung der Messergebnisse

Bei Verwendung eines einfallenden Elektronenstrahls mit der Polarisation (P) kann die Analysierstärke der zweiten Streufolie unabhängig von derjenigen der ersten bestimmt werden [46],[47]. Insbesondere können in diesem Fall zwei Folien unterschiedlicher Dicke für die Doppelstreu-Messungen eingesetzt werden. Dazu wird zunächst die zweite Streufolie direkt mit dem polarisierten Strahl beschossen (Abb. 2.4a) und die auftretende Asymmetrie (A_0) durch Umschalten der Polarisation gemessen. Dabei wird angenommen, dass die Umkehr der Polarisation des primären Elektronenstrahls vollständig ist, also

$$|P_0| = |-P_0| \quad (2.2.4)$$

gilt. Anschließend wird die erste Streufolie in den primären Strahl gefahren und die zweite so positioniert, dass sie von einem Strahl rückwärts gestreuter Elektronen der ersten getroffen wird (Abb. 2.4b). Der Winkel, unter dem die zurückgestreuten Elektronen durch die zweite Folie analysiert werden, ist dabei identisch mit demjenigen

unter welchem die an der zweiten Folie gestreuten Elektronen durch die Polarisationszähler detektiert werden (bei der in dieser Arbeit verwendeten Energie sind dies jeweils 120°). Das Umschalten der Polarisation des primären Elektronenstrahls erlaubt so die beiden Asymmetrien A_\uparrow und A_\downarrow hinter der zweiten Folie zu messen. Durch Aufsummieren der Ereignisse in allen Detektoren für die jeweilige Spinorientierung des primären Elektronenstrahls (up oder down) aus dieser Messung kann ebenfalls die Asymmetrie hinter der ersten Folie (A_T) (durch die unterschiedlich polarisierten Primärstrahlen unter der Annahme von Gleichung 2.2.4) bestimmt werden.

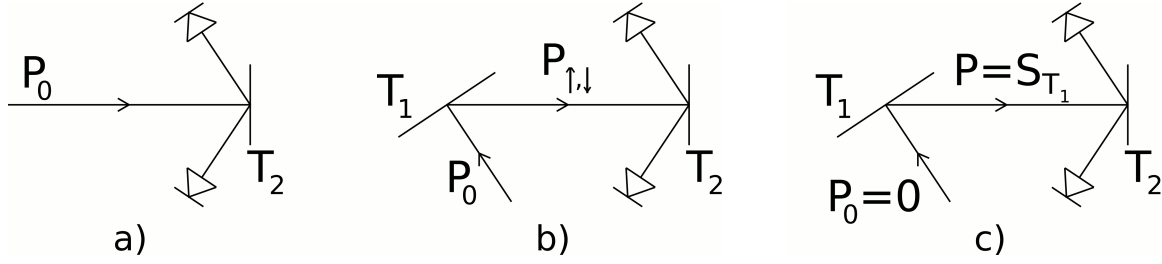


Abbildung 2.4.: Anordnung der Streufolien und Detektoren zur Bestimmung der einzelnen Asymmetrien: a): Bestimmung von A_0 b): Bestimmung von A_\uparrow , A_\downarrow und A_T . c): Bestimmung von A (unpolarisierter Primärstrahl)

Diese Asymmetrien sind auch mathematisch durch die Gleichungen 2.2.5 - 2.2.8 definiert [47].

$$A_0 = P_0 S_{\text{eff},2} \quad (2.2.5)$$

$$A_T = P_0 S_{\text{eff},1} \quad (2.2.6)$$

$$A_\uparrow = P_\uparrow S_{\text{eff},2} = \frac{S_{\text{eff},1} + \alpha P_0}{1 + P_0 S_{\text{eff},1}} S_{\text{eff},2} \quad (2.2.7)$$

$$A_\downarrow = P_\downarrow S_{\text{eff},2} = \frac{S_{\text{eff},1} - \alpha P_0}{1 - P_0 S_{\text{eff},1}} S_{\text{eff},2} \quad (2.2.8)$$

Hierbei sind P_\uparrow und P_\downarrow die jeweilige Polarisation nach der ersten Streufolie bei einfallendem \uparrow bzw. \downarrow polarisiertem primärem Elektronenstrahl. Weiterhin kann ebenso die Asymmetrie (A) bei Doppelstreuung und unpolarisiertem Strahl gemessen werden (Abb. 2.4c). Mit dem Faktor α wird die Depolarisation des primären Elektronenstrahls bei der Streuung an der ersten Streufolie berücksichtigt.

Die Depolarisation wird durch einen Spin-Flip, also einem Wechsel von Spin-Up zu Spin-Down oder umgekehrt, einzelner Elektronen bei deren Streuung an der

2. Bestimmung der Sherman-Funktion

ersten Streufolie verursacht. Da die Detektoren und nachgeschaltete Elektronik eine Akzeptanz haben, die groß genug ist um auch (schwach) in-elastisch gestreute Elektronen zu registrieren, gehen diese auch in die Gesamtmessung ein. Die tatsächliche Depolarisation kann auch aus den gemessenen Asymmetrien 2.2.5 - 2.2.8 berechnet werden:

$$\alpha = \frac{1}{2A_0} [A_{\uparrow}(1 + A_T) - A_{\downarrow}(1 - A_T)] \quad (2.2.9)$$

Aus den insgesamt fünf Asymmetrien 2.2.3 - 2.2.8 lässt sich die effektive Analysierstärke der zweiten Streufolie nach Kessler [47] unter Vernachlässigung der Depolarisation auf fünf unterschiedliche Weisen berechnen:

$$S_{\text{eff},2,(a)}^2 = A \quad (2.2.10)$$

$$S_{\text{eff},2,(b)}^2 = \frac{A_0 A}{A_T} \quad (2.2.11)$$

$$S_{\text{eff},2,(c)}^2 = \frac{A_0}{A_T} [A_{\uparrow}(1 + A_T) - A_0] \quad (2.2.12)$$

$$S_{\text{eff},2,(d)}^2 = \frac{A_0}{A_T} [A_{\downarrow}(1 - A_T) + A_0] \quad (2.2.13)$$

$$S_{\text{eff},2,(e)}^2 = \frac{1}{4A_T} \{ [A_{\uparrow}(1 + A_T)]^2 - [A_{\downarrow}(1 - A_T)]^2 \} \quad (2.2.14)$$

Da die Gleichung 2.2.10 nur für identische Streuungen an beiden Streufohlen gültig ist und im realen Experiment durch Gleichung 2.2.1 ersetzt werden muss, kann auf diese Weise keine Bestimmung der effektiven Analysierstärke erfolgen. Berücksichtigt man des Weiteren eine von Null verschiedene Depolarisation, so kann durch Umstellen und Einsetzen aus den fünf Asymmetrien ebenfalls die gesuchte effektive Analysierstärke $S_{\text{eff},2}$ bestimmt werden:

$$S_{\text{eff},2,(1)}^2 = \frac{A_0 A}{A_T} \quad (2.2.15)$$

$$S_{\text{eff},2,(2)}^2 = \frac{A_0}{2A_T} [A_{\uparrow}(1 + A_T) + A_{\downarrow}(1 - A_T)] \quad (2.2.16)$$

$$S_{\text{eff},2,(3)}^2 = \frac{A_0}{4A_T} \frac{[A_{\uparrow}(1 + A_T)]^2 - [A_{\downarrow}(1 - A_T)]^2}{A_{\uparrow}(1 + A_T) - A} \quad (2.2.17)$$

$$S_{\text{eff},2,(4)}^2 = \frac{A_0}{4A_T} \frac{[A_{\downarrow}(1 - A_T)]^2 - [A_{\uparrow}(1 + A_T)]^2}{A_{\downarrow}(1 - A_T) - A} \quad (2.2.18)$$

Im Fall von Gleichung 2.2.15 spielt die Depolarisation keine Rolle, da bei den doppelt streuenden Messungen kein polarisierter primärer Strahl verwendet wird und bei der Messung von A_0 und A_T keine polarisations-sensitive Doppelstreuung vorliegt. In den Gleichungen 2.2.16 bis 2.2.18 wird der Depolarisations-Faktor hingegen durch die entsprechende Kombination der verschiedenen gemessenen Asymmetrien eliminiert.

2.3. Mögliche Diskrepanz der Ergebnisse der beiden Methoden

Vergleicht man die Ergebnisse der Messungen nach der Extrapolationsmethode [16], [42], [48] mit denen aus den Doppelstreu-Experimenten von A. Gellrich [24] oder H. Boersch [49] so beobachtet man eine Abweichung der Ergebnisse für die effektive Analysierstärke von etwa 15 % (siehe Abbildung 2.5)

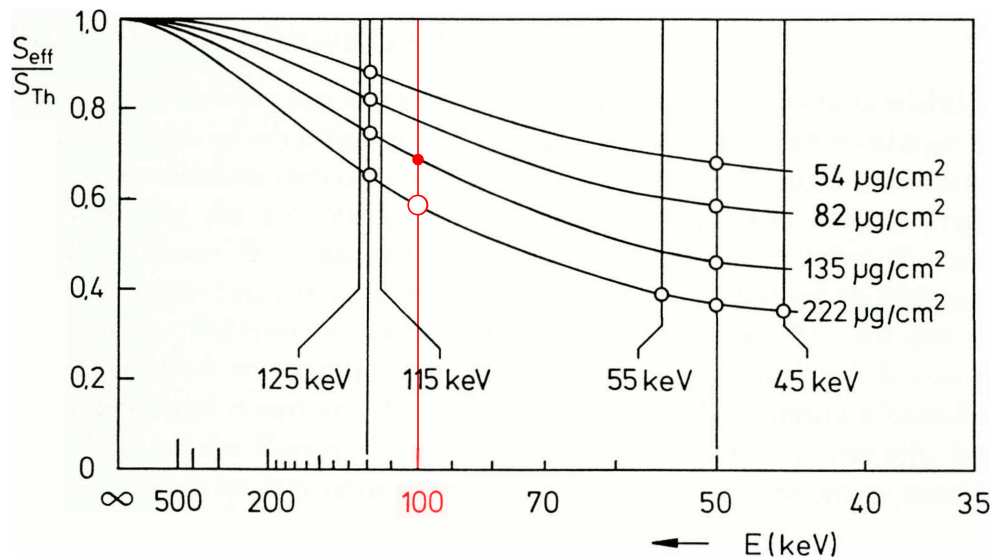


Abbildung 2.5.: Veranschaulichung der Diskrepanz der Ergebnisse der beiden Methoden. Die Graphik von A. Gellrich [24] (original in Schwarz) zeigt den von ihm gemessenen Verlauf des Verhältnisses von effektiver zu theoretischer Analysierstärke. In diese Graphik der Doppel-Mott Ergebnisse wurde ein nach der Extrapolationsmethode bestimmter Messpunkt von M. Steigerwald [16] ($219 \mu\text{g}/\text{cm}^2, 100 \text{ keV}$) eingetragen (roter Punkt). Die aus den Doppel-Mott-Messungen interpolierte, erwartete Lage ist mit einem Kreis darunter markiert.

2. *Bestimmung der Sherman-Funktion*

Diese bereits in der Diplomarbeit von M. Steigerwald [16] festgestellte Diskrepanz wird in Kapitel 6.4 durch vergleichende Messreihen in der Apparatur von A. Gellrich und J. Kessler [24],[45] näher untersucht. Diese Apparatur wurde uns von der Universität Münster dankenswerterweise für diese Arbeit zur Verfügung gestellt.

3. Kompensation falscher Asymmetrien

Dieses Kapitel folgt dem Artikel von A. Gellrich et al. [50] und dem Buch von J. Kessler [34] und soll einen Überblick der Herausforderungen und Maßnahmen zur Kompensation instrumenteller Asymmetrien geben.

Bei den Asymmetrie-Messungen wird davon ausgegangen, dass der einfallende Elektronenstrahl die Streufolie mit einem beliebig kleinen Fokus senkrecht und mittig trifft. Im realen Aufbau kann es jedoch zu Abweichungen von diesen Bedingungen kommen. Durch eine Ablage des Ortes (y) werden dabei die von den Detektoren beobachteten Raumwinkel verändert. Bei einer Winkelabweichung (ϵ) des einfallenden polarisierten Elektronen-Strahls beobachten die Detektoren gar gestreute Elektronen unter verschiedenen Winkeln.

Für einen unpolarisierten Elektronenstrahl ergibt sich damit eine Vergrößerung des Raumwinkels (Ω) des oberen Detektors in Abbildung 3.1 von:

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega} = \frac{-2\Delta h}{h} = 2\frac{y}{h} \sin(\Theta) \quad (3.0.1)$$

Gleichzeitig nimmt auch der Streuwinkel (Θ) selbst um

$$\Delta\Theta = -\frac{y}{h} \cos(\Theta) + \epsilon \quad (3.0.2)$$

zu. Beides verändert die gemessene Intensität ($I(\Theta)$). Da sich weiterhin die Effekte für den unteren Detektor in Abbildung 3.1 nur im Vorzeichen von denen im oberen Detektor unterscheiden, kann die falsche Asymmetrie (A_f) in erster Näherung als

$$\begin{aligned} A_f &= \frac{\Delta\Omega}{\Omega} + \frac{1}{I} \frac{\delta I}{\delta\Theta} \Delta\Theta \\ &= 2\frac{y}{h} \sin(\Theta) + E(\Theta) \left(-\frac{y}{h} \cos(\Theta) + \epsilon \right) \end{aligned} \quad (3.0.3)$$

geschrieben werden, wobei

$$E(\Theta) = \frac{1}{I(\Theta)} \frac{\partial}{\partial\Theta} I(\Theta) \quad (3.0.4)$$

3. Kompensation falscher Asymmetrien

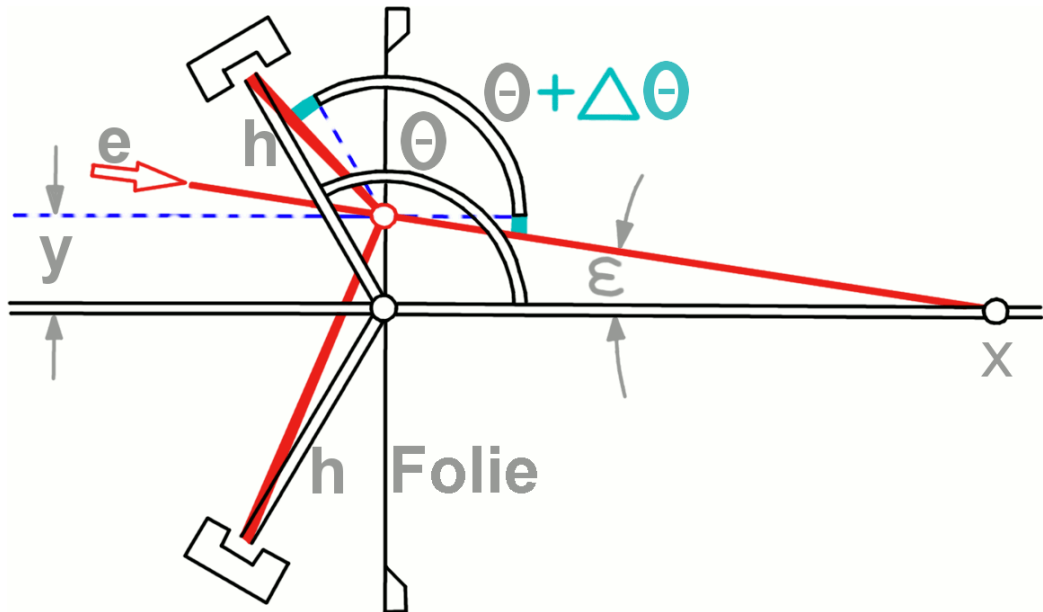


Abbildung 3.1.: Ursache falsch gemessener Asymmetrien: Durch Orts- (y) oder Winkelablagen (ϵ) des einfallenden Elektronenstrahls (rot) von der Soll-Lage (schwarz umrandet) sehen die Detektoren unterschiedlich große Raum- und Streuwinkel. (Bild nach Gellrich, Jost, Kessler [50])

die relative Änderung der (Streu-)Intensität mit dem Streuwinkel beschreibt.

Durch die Verwendung eines polarisierten Elektronenstrahls, dessen Position unverändert unter Helizitätswechsel ist, kann gezeigt werden, dass sich sowohl die falsche Asymmetrie als auch eine unterschiedliche Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren bei der Berechnung der Asymmetrie herauskürzt. Für den Fall, dass eine Helizitätsumkehr nicht möglich ist, können die Detektoren mechanisch vertauscht werden. Jedoch können hierdurch lediglich unterschiedliche Ansprechwahrscheinlichkeiten eliminiert werden, so dass die berechnete Asymmetrie die Summe aus wahrer und instrumenteller (falscher) Asymmetrie ist.

Die Sensitivität der Apparatur für den Fall, dass die Umkehr der Elektronenstrahlpolarisation nicht möglich ist, wird von Gellrich et al. [50] mittels eines Beispiels verdeutlicht: Für eine Polarisation $P = 30\%$, eine effektive Analysierstärke $A_{\text{eff}} = 0,25$ und einem Zählerabstand $h = 30\text{ mm}$ wird eine Asymmetrie von

$$A = PS = 0.075 \quad (3.0.5)$$

erwartet. Eine relative Abweichung von $\Delta A/A = 1\%$ würde in diesem Fall schon

bei einem Parallelversatz von $y = 0,02 \text{ mm}$ (bei gleichzeitigem $\epsilon = 0$) bzw. einer Winkelabweichung von $\epsilon = 0,04^\circ$ (mit $y = 0 \text{ mm}$) auftreten.

Um die Asymmetrie auch ohne Helizitätsumkehr des Elektronenstrahls frei von der instrumentellen Asymmetrie bestimmen zu können, werden, unter einem Vorwärtswinkel bei dem die Sherman-Funktion nahezu null wird (vgl. Abb. 1.5), Monitordetektoren installiert. Da die Streuung in Richtung dieser Detektoren spinunabhängig ist, sollten sie nur solche Asymmetrien messen, die durch einen von der Soll-Lage abweichenden Strahl verursacht werden. Wie allerdings aus Gleichung 3.0.3 (die auch für die Monitordetektoren gilt) hervorgeht, registrieren diese auch für $y \neq 0 \neq \epsilon$ eine instrumentelle Asymmetrie von Null, wenn sich die Terme gegenseitig aufheben. Dies tritt auf für ein Verhältnis von

$$\frac{\epsilon}{y} = \left(\cos(\Theta) - \frac{2 \sin(\Theta)}{E(\Theta)} \right) / h \quad (3.0.6)$$

Aufgrund der unterschiedlichen Streuwinkel (Θ) und Intensitätsänderungen ($E(\Theta)$) sind die instrumentellen Asymmetrien in den beiden Zählerpaaren (Monitor, Index (m) und Polarisation, Index (p)) unterschiedlich.

Aus dem Verhältnis in Gleichung 3.0.6 kann der Abstand zur Streufolie berechnet werden, in dem ein Elektronenstrahl die Sollteilchenbahn kreuzen muss, damit im jeweiligen Detektorpaar eine instrumentelle Asymmetrie von Null gemessen wird. Mit der Näherung für kleine Winkel folgt, dass dieser Abstand

$$x = \frac{y}{\tan(\epsilon)} \approx \frac{y}{\epsilon} \quad (3.0.7)$$

dem Verhältnis in Gleichung 3.0.6 entspricht. Sucht man nun einen Punkt für den die instrumentelle Asymmetrie für beide Detektorpaare gleichzeitig Null ist, so erhält man

$$\frac{h_m}{\cos(\Theta_m) - 2[E(\Theta_m)]^{-1} \sin \Theta_m} = \frac{y}{\epsilon} = \frac{h_p}{\cos(\Theta_p) - 2[E(\Theta_p)]^{-1} \sin \Theta_p} \quad (3.0.8)$$

bzw. nach Umstellen das Verhältnis

$$\frac{h_m}{h_p} = \frac{\cos(\Theta_m) - 2[E(\Theta_m)]^{-1} \sin(\Theta_m)}{\cos(\Theta_p) - 2[E(\Theta_p)]^{-1} \sin(\Theta_p)} \quad (3.0.9)$$

der Abstände der Detektorpaare zur Streufolie. Schreibt man nunmehr Gleichung 3.0.3 für die Polarisationszähler aus und ersetzt h_p mit Hilfe von Gleichung 3.0.9, so erhält man schließlich eine Beziehung für die instrumentellen Asymmetrien in den beiden Detektorpaaren:

$$A_{f,p} = \frac{E(\Theta_p)}{E(\Theta_m)} A_{f,m} \quad (3.0.10)$$

3. Kompensation falscher Asymmetrien

Somit kann durch das Einhalten des Verhältnisses in Gleichung 3.0.9 sichergestellt werden, dass die instrumentelle Asymmetrie in den Monitorzählern proportional zu der in den Polarisationszählern mit dem Proportionalitätsfaktor

$$c = \frac{E(\Theta_p)}{E(\Theta_m)} \quad (3.0.11)$$

ist. Der berechnete Wert von c kann später durch Messungen überprüft werden. Die jeweiligen $E(\Theta)$ können wiederum experimentell bestimmt werden. Hierzu wird ein Detektor an Stelle der sekundären Streufolie platziert und $I(\Theta)$ im Winkelbereich der Monitor- ($\Theta_m = 45^\circ$) und Polarisationszähler ($\Theta_p = 120^\circ$) gemessen (siehe Kapitel 5.5).

Die Korrektur der gemessenen Asymmetrie der Polarisationszähler erfolgt dann nach Gleichung 3.0.12, wobei A_p und A_m die jeweils gemessene Asymmetrie bezeichnet.

$$A_{\text{korr}} = A_p - c A_m \quad (3.0.12)$$

Diese Art der Korrektur ist nur bei Messungen möglich, bei denen die Asymmetrie zwischen den Detektoren der Polarisations-, und Monitorzähler ermittelt wird. Somit können die Asymmetrien $A, A_0, A_{\uparrow, \downarrow}$ korrigiert werden. Da zur Bestimmung von A_T die Summe der Zählraten aller Detektoren verwendet wird, kann bei dieser Asymmetrie keine solche Korrektur angebracht werden. Stattdessen werden die zur Bestimmung der Asymmetrie A_T verwendeten Zählraten auf den im Strahlfänger gemessenen Strahlstrom normiert um eine mögliche systematische Unsicherheit durch helizitätskorrelierte Strahlstromschwankungen (siehe Kapitel 7.5) zu eliminieren.

4. Labor- und Versuchsaufbau

In den folgenden Abschnitten werden die für die Durchführung der Experimente wichtigen Komponenten und Aufbauten vorgestellt und deren Funktionsweise erläutert.

4.1. Lasersystem

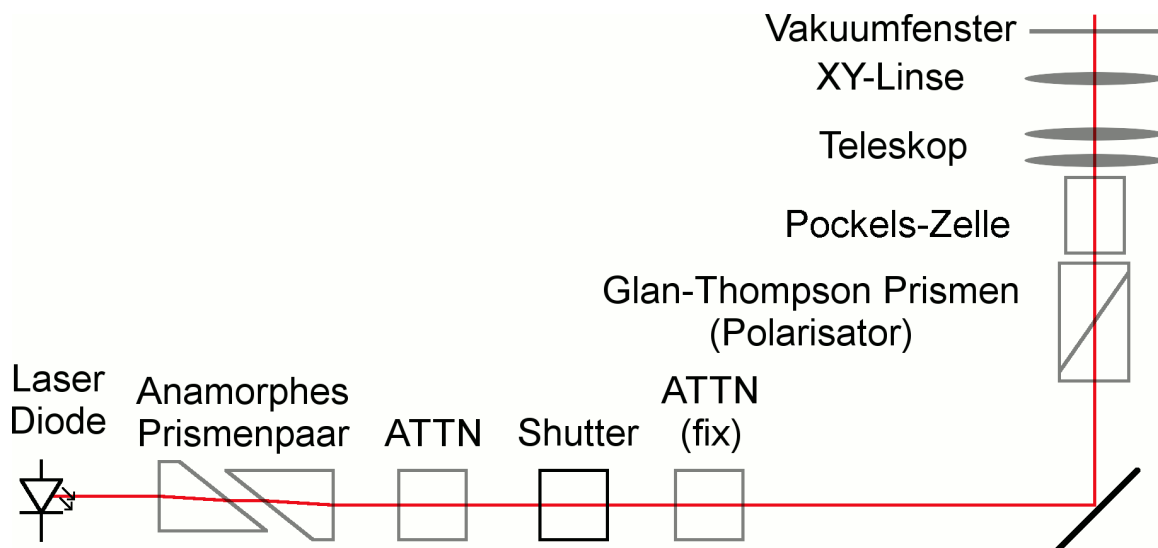


Abbildung 4.1.: Infrarot Lasersystem an der PKA2: Neben einem fernbedienbaren 100-fach Abschwächer (ATTN) gibt es die Möglichkeit weitere Abschwächer in dem Strahlengang zu montieren (ATTN (fix)). Die XY-Linse lässt sich ferngesteuert in der Ebene senkrecht zum Laserstrahl verschieben und ermöglicht es so die Lage des Laserstrahls auf der Kathode im Betriebszustand der Quelle zu ändern. Das anamorphe Prismen-Paar wandelt den zunächst elliptischen Laser-Strahlquerschnitt der Laserdiode zu einem runden.

4. Labor- und Versuchsaufbau

Die verwendeten GaAs-Kathoden werden für die Erzeugung eines spinpolarisierten Elektronenstrahls mit Laserlicht von 808 nm Wellenlänge und einer Intensität von bis zu 150 mW aus einer Laserdiode (Sanyo DL-8141-035) bestrahlt. Um das für die Spinpolarisation erforderliche zirkular polarisierte Laserlicht zu erzeugen wird zunächst ein aus Glan-Thompson Prismen bestehender Linearpolarisator verwendet. Die nachgeschaltete Pockels-Zelle (siehe Kapitel 4.1.1) wird so justiert und mit Spannung versorgt, dass sie wie eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte wirkt, das heißt, dass die lineare Polarisation zu einer zirkularen gewandelt wird. Die Pockels-Zelle bietet gegenüber der Verzögerungsplatte jedoch den Vorteil, dass mit ihr durch Umpolen der angelegten Spannung die Polarisationsrichtung (links oder rechts zirkular) schnell (Größenordnung ca. $10 \mu\text{s}$ [51], [52]) geändert werden kann.

Um ein vollständiges Umschalten der Zirkularpolarisation vor der Messung sicherzustellen und damit eventuelle durch den Piezo-Effekt auftretende Oszillationen des Phasenvorschubs (welcher die Zirkularpolarisation erzeugt) abklingen können, wurde eine Wartezeit von 50 ms nach jedem Umschalten der Pockels-Zelle in das Programm zur Experiment-Steuerung implementiert.

4.1.1. Pockels-Zelle

Die Pockels-Zelle nutzt den Pockels-Effekt um die doppelbrechenden Eigenschaften eines Kalium-di-Deutero-Phosphat- (KD*P) Kristalls durch Anlegen einer äußeren Spannung zu verändern. Dabei ist die Änderung (Δn) des unmodifizierten Brechungsindex (n_0) des optischen Mediums linear zur angelegten elektrischen Spannung (U).

$$\Delta n = n_0^3 r_{\text{eff}} U \quad (4.1.1)$$

Daher spricht man auch vom linearen elektro-optischen Effekt. Der effektive elektro-optische Tensor (r_{eff}) berücksichtigt in der obigen Gleichung Abhängigkeiten von der Kristallausrichtung und der Polarisation des einfallenden Lichts. Somit erlaubt die Pockels-Zelle für eine feste Geometrie eine optische Phasenverschiebung ($\Delta\phi$) proportional zur angelegten Spannung. Durch die geeignete Wahl der elektrischen Spannung kann der Phasenvorschub auf $\pm\pi/2$ gesetzt werden, wodurch wahlweise links oder rechts zirkular polarisiertes Laserlicht erzeugt wird.

Zwecks Justage ist die Pockels-Zelle um drei Achsen drehbar und entlang zweier verschiebbar montiert. Die Justage erfolgt mit Hilfe zweier Linearpolarisatoren, je einer vor und hinter der Pockels-Zelle und einem Intensitätsmesskopf (Powermeter)

nach dem letzten Polarisator. Bevor die Pockels-Zelle in den Laserstrahlengang eingebaut wird, werden nun die beiden Polarisatoren so eingestellt, dass eine möglichst hohe Intensität hinter dem ersten Polarisator gemessen wird. Der zweite Polarisator (der hier als Analysator dient) wird nun um 90° gegen den ersten verdreht, so dass er (idealerweise) kein Laserlicht mehr hindurch lässt. Nun wird die Pockels-Zelle so eingebaut, dass zum einen die Intensität unmittelbar hinter der Pockels-Zelle nicht schwankt, wenn diese um die Laserstrahlachse rotiert wird, und zum anderen die Intensität hinter dem Analysator weiterhin im Minimum ist selbst wenn die Betriebsspannung an der Zelle anliegt. Sind diese Kriterien erfüllt, so wird die Pockels-Zelle um die Laserstrahlachse um 45° gedreht. Bei angeschalteter Hochspannung sollte nun eine konstante Transmission durch den Analysator (unabhängig von dessen Einstellung) von 50 % gemessen werden, was eine vollständige zirkulare Polarisation des Laserlichtes anzeigt (siehe auch Vermessung der Zirkularpolarisation in Kapitel 5.3).

Dabei ist auch die Gleichheit der Beträge der Zirkularpolarisation

$$|\sigma^+| = |\sigma^-| \quad (4.1.2)$$

von entscheidender Bedeutung, da dies für die in Gleichung 2.2.4 gemachte Annahme notwendig ist. Nur dann lassen sich die Asymmetrien A_0 und A_T wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben bestimmen.

Ein weiteres Phänomen, welches beim Anlegen der Spannung an den Kristall der Pockels-Zelle auftritt ist der piezoelektrische Effekt. Durch diesen kommt es durch ein äußeres elektrisches Feld zu einer Verformung des Kristalls, was wiederum dessen optischen Eigenschaften (Phasenvorschub) beeinträchtigt (vgl. [51]).

4.2. Strahlführung und Vakuumsystem

Der Elektronenstrahl für die Apparatur wird von einer 100 keV Elektronenquelle mit Photokathoden erzeugt, die eine Modifikation der in [53] vorgestellten ist. Durch die geeignete Wahl von Laserlicht und Kathode können hier sowohl polarisierte (808 nm, GaAs-Kathode) als auch unpolarisierte Elektronen (z.B.: 532 nm, GaAs-Kathode) erzeugt und zum Experimentieren genutzt werden.

Der Elektronenstrahl wird nach Verlassen der Quelle ohne weitere Beschleunigung durch ein (mit einem Beschleunigerinjektor vergleichbaren) Transportsystem von ablenkenden und fokussierenden Magneten zum Experiment geführt. Dadurch können zum einen die Strahlparameter für verschiedene Experimente optimiert, zum anderen

4. Labor- und Versuchsaufbau

Erfahrungen für einen späteren Regelbetrieb an einem Beschleuniger gesammelt und Einsatzparameter für Operateure erarbeitet werden.

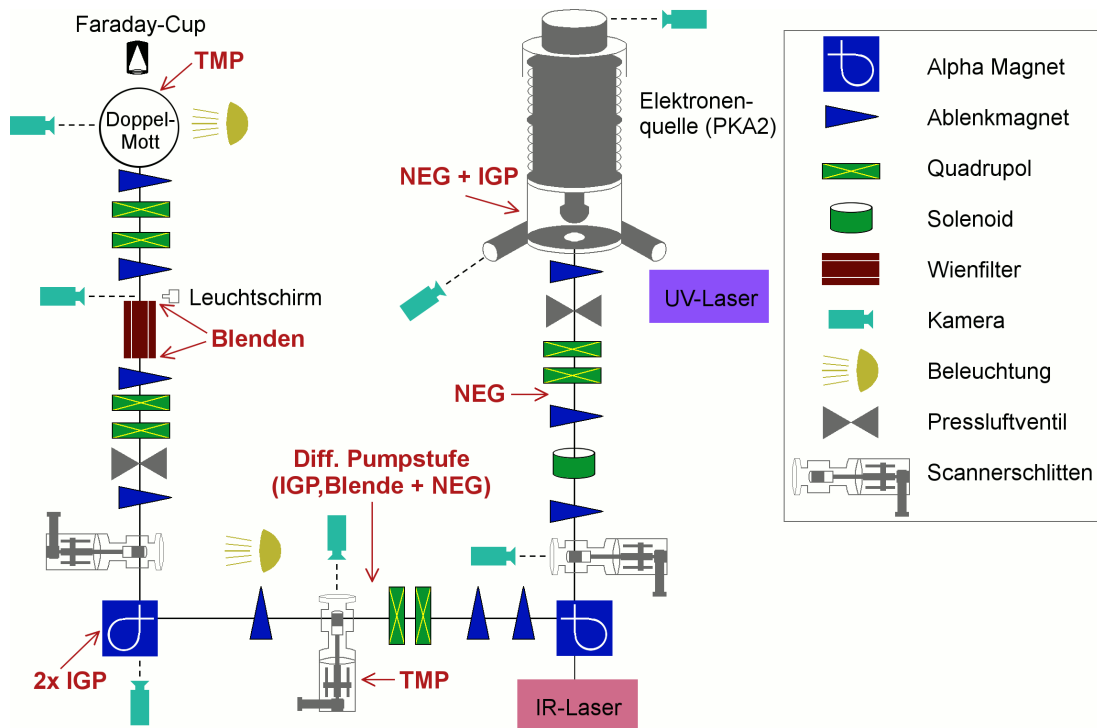


Abbildung 4.2.: Schematischer Aufbau der Strahlführung an der Polari-sierten Testquelle 2 (PKA2). In roter Schrift sind die Positionen von Pumpen und Blenden gekennzeichnet. Der linke Teil der Strahlführung zwischen Alpha-Magnet und Doppel-Mott zeigt dabei aus der Zeichenebene heraus.

Eine schematische Übersicht der Strahlführung und des nachfolgend beschriebenen Vakuumsystems ist in Abbildung 4.2 gegeben.

An der Quellenkammer (siehe Abbildung 4.3) befindet sich eine Ionengetterpumpe (IGP) mit deren Hilfe der Restdruck in der Kammer bis zu einem angezeigten Wert von $5 \cdot 10^{-11}$ mbar gemessen werden kann. Des Weiteren sind im Inneren der Kammer Ringförmig um die Kathode NEG-Module (eng.: Non Evaporating Getter) angebracht, welche den Druck unter die Nachweisschwelle der IGP-Messung senken und unabhängig von einer äußeren Stromversorgung ein hohes Saugvermögen bereitstellen. Somit ist sichergestellt, dass selbst bei längeren Stromausfällen keine Verschlechterung des Vakuums eintritt. Ein Pressluft-Ventil kann die Quellenkammer falls nötig automatisch vom Rest der Strahlführung isolieren.

Etwa einen halben Meter unterhalb der Quellenkammer sind zwei weitere NEG-

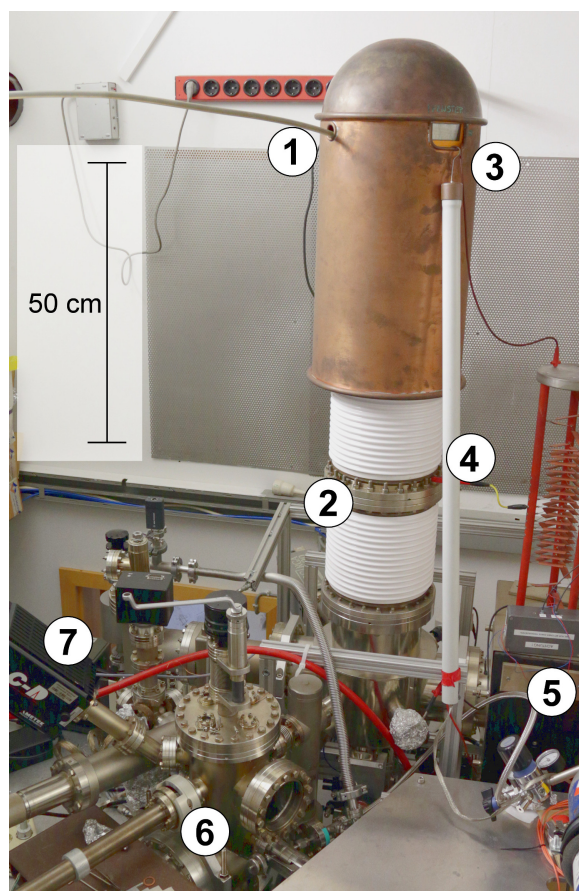


Abbildung 4.3.: Foto der Elektronenquelle mit Hochspannungszuführung (1), Keramik-Isolatoren (2) und Digitalmultimeter (3) zur Strommessung. Ebenfalls abgebildet sind die an der Quellenkammer angeschlossene Ionen-Getter-Pumpe (5), die Präparationskammer (6) mit Restgas Analysator (7) zur Erneuerung der Kathodenoberfläche sowie die Erdungsstange (4) zur Sicherung der Quelle im ausgeschalteten Zustand.

Module (SAES SORB-AC GP 200) an der Strahlführung angebracht und ein Druckmesskopf am ersten Scanner. In diesem Abschnitt der Strahlführung (siehe Abbildung 4.4) befindet sich nach einem Alpha-Magneten und vor dem zweiten Scanner ist eine differentielle Pumpstufe. Diese besteht quellenseitig aus einer Blende im Strahlrohr und zwei weiteren NEG-Modulen. In Richtung des Experiments pumpt eine IGP ankommendes Gas ab. Zwischen dieser differentiellen Pumpstufe und dem nachfolgenden Scanner ist ein Handventil zum Unterteilen des Vakuumsystems angebracht. An dem zweiten Scanner selbst ist eine Turbo-Molekular-Pumpe (TMP) montiert, wel-

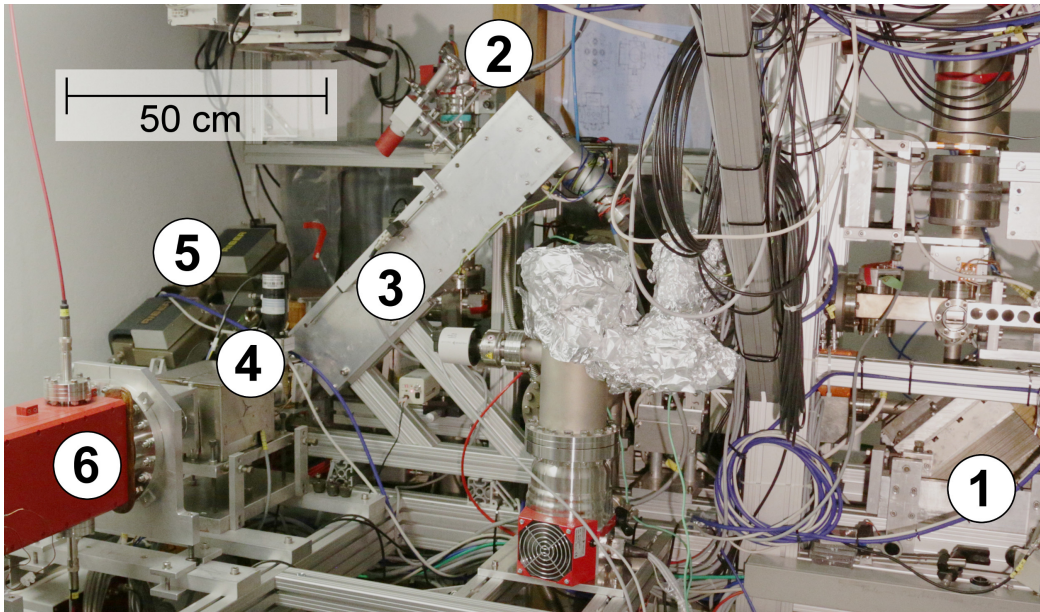


Abbildung 4.4.: Foto des ersten Teils der Strahlführung. Die Quelle befindet sich oberhalb des ersten Alpha-Magneten (1). Am zweiten Scanner befindet sich eine weitere TMP (2), die mit den IGP's (5) den Bereich vor der Doppel-Mott Strahlführung mit dem Wienfilter (6) pumpt, welche mit einem Pressluftventil (4) abgetrennt werden kann. Unmittelbar vor diesem Ventil befindet sich ein weiterer Scanner (3) zur Strahlpositionskontrolle.

che über eine als Vorpumpe dienende Drehschieberpumpe, Gase aus dem Strahlrohr heraus in die Laborumgebung pumpt. Zusätzlich wird das Vakuum dieses Abschnittes durch zwei IGP's aufrechterhalten, die sich in unmittelbarer Nähe des zweiten Alpha-Magneten befinden und gleichzeitig den Druck an dieser Stelle überwachen.

Hinter einem weiteren Pressluftventil beginnt die Strahlführung, die für den Betrieb des Doppel-Mott aufgebaut wurde (Abbildung 4.5). In ihr befindet sich der für die Spinrotation erforderliche Wienfilter (vgl. Kapitel 1.7). Dieser weist an beiden Enden eine Querschnittsverengung auf, welche als Blenden dienen. Das Evakuieren dieses Abschnittes zwischen Pressluftventil und der Doppel-Mott-Kammer erfolgt einzig durch eine TMP, welche ebenfalls eine Drehschieberpumpe für das erforderliche Vorvakuum verwendet, an der primären Streukammer des DSP. Aufgrund der vielen großen Drehdurchführungen und der für schnelle Wartungen optimierten Dichtung der Kammer durch einen Elastomerring (sowie der Verwendung von Kunststoffisolierten Kabeln und der Unterbringung der Vorverstärker innerhalb der Vakuumkam-

mer) kann dort nur ein Vakuum in der Größenordnung von 10^{-6} mbar erreicht werden. Während der Streumessungen können bereits zwei Größenordnungen auf den

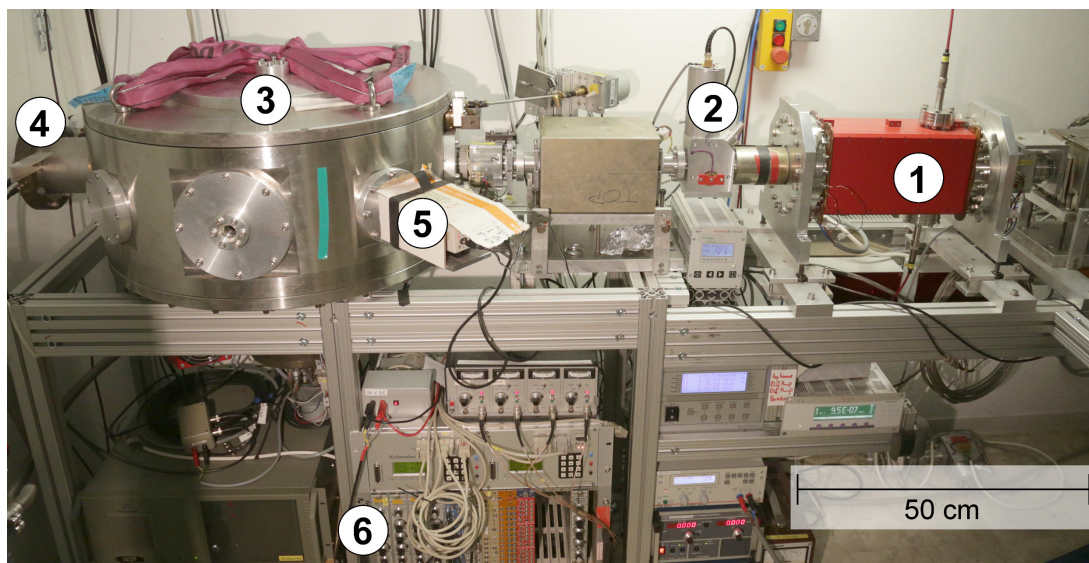


Abbildung 4.5.: Foto der Doppel-Mott Strahlführung. Der Elektronenstrahl tritt von rechts kommend in den Wienfilter (1) ein. Hinter diesem befindet sich ein Klappschild (2) zur Strahlagekontrolle. An der Vakuumkammer des DSP (3) befindet sich der Strahlfänger (4) am linken Bildrand sowie eine weitere Kamera (5) zur Kontrolle der Strahlage und -form auf der Streufolie. Unterhalb der Strahlführung sind die Hauptverstärker (6) verbaut.

etwa drei Metern der Strahlführung bis zum DSP-seitigen Alpha-Magneten gewonnen werden, so dass die dortigen IGP's Drücke im Bereich von 10^{-8} mbar messen. Die zusätzliche TMP sowie die differentielle Pumpstufe verringern den Druck weiter. Am Druckmesskopf des ersten Scanners unterhalb der Quelle werden typischerweise nur noch $5 \cdot 10^{-10}$ mbar gemessen. Innerhalb der Quellenkammer ist das Vakuum schließlich besser als $5 \cdot 10^{-11}$ mbar. Somit wird auf einer Strecke von zirka fünf Metern ein Druckgefälle von fünf Größenordnungen erzeugt.

Das Vakuumsystem ist von der Quellenkammer bis zum letzten Pressluftventil vor der DSP-Kammer ausheizbar aufgebaut. Auf diese Weise können beim Evakuieren des Systems im Inneren verbliebener Wasserdampf und an den Oberflächen adsorbiertes Gas durch Erwärmen von außen besser abgepumpt werden. Erst hierdurch werden Drücke von $< 10^{-9}$ mbar mit Pumpzeiten von zirka 7 Tagen erreichbar.

4.2.1. Elektronenquelle

Die in dieser Arbeit für das Doppel-Mott verwendete Elektronenquelle ist die Polarierte Kanone zwei (kurz: PKA2; Abbildung 4.3). Diese kann mit einer Spannung von bis zu 100 kV betrieben werden und ist ein Nachbau der Polarierten Quelle PKA1 [54], [55], [56] welche sich an MAMI im Einsatz befindet. Zur Verbesserung der Vakuumverhältnisse innerhalb der PKA2 wurde das Saugvermögen durch zusätzliche NEG-Module in der Quellenkammer erhöht.

Die Lebensdauer (die Zeit in der die Stromausbeute der Kathode bei konstanter Laserleistung auf $1/e$ des Ausgangswertes abgefallen ist) einer Kathode bei Experimentierbetrieb im Doppel-Mott wurde in einer Langzeitmessung bestimmt. Die

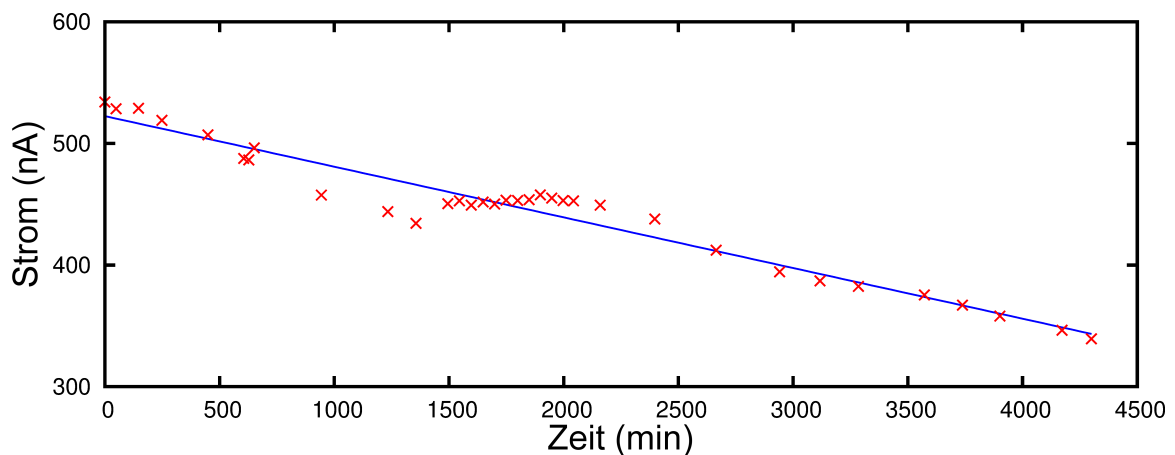


Abbildung 4.6.: Messung zur Bestimmung der Lebensdauer der Kathode bei Doppel-Mott Betrieb. Der dargestellte Strahlstrom wurde mit einer $74 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Goldfolie im Strahlengang gemessen und entspricht den in den Doppelstreu-Experimenten verwendeten Werten.

in Abbildung 4.6 dargestellten Messdaten wurden mit einer $74 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Goldfolie im Strahlengang gemessen und repräsentieren einen typischen Strahlstrom für die Doppelstreu-Experimente. Aus dem linearen Fit des Stromverlaufs ergibt sich eine Lebensdauer (τ) von $132(6)$ Stunden, wodurch ein Experimentierbetrieb über mehrere Wochen bei bis zu $1 \mu\text{A}$ Strahlstrom ermöglicht wird. Ein Vergleich mit den an MAMI (bei ähnlichen extrahierten Elektronenstrahlen) erzielten Lebensdauern von $\tau \approx 800$ Stunden [28] zeigt, dass eine Verschlechterung des Quellen-Vakuums nicht ausgeschlossen werden kann, auch wenn diese mit den vorhandenen Instrumenten nicht messbar ist. Da lediglich für die Kalibration der Apparatur längere Messzeiten nötig sind, die späteren Messungen zur Bestimmung der Elektronenstrahlpolarisation je-

doch nur wenige Minuten andauern, und das Vakuumsystem des DSP ansonsten vom Rest des Beschleunigers getrennt sein kann, sind keine signifikanten negativen Auswirkungen auf die Lebensdauer der Kathode für das P2-Experiment zu befürchten.

Die Quanteneffizienz beträgt bei neu präparierten Bulk-Kathoden und der verwendeten Laserwellenlänge von 808 nm typischerweise zirka 1 mA/W oder 0,1 % [26]. Nach der Präparation von zuvor noch unbenutzten Kristallen wurden auch schon Quantenausbeuten von bis zu 0,4 % an der PKA2 beobachtet. Ähnliche Quantenausbeuten konnten ebenfalls an der PKA1 mit Superlattice-Kathoden erzielt werden [28]. Die an der Quelle befindliche Präparationskammer dient dem Erneuern der Kristalloberfläche, um so die Quanteneffizienz nach längerem Strahlbetrieb wieder zu erhöhen.

Dazu wird die in einem zylindrischen Metallträger (Puk genannt) montierte Kristall-Kathode zunächst mittels eines Manipulatorarms in die Präparationskammer transferiert und dort in einem drehbaren Halter abgelegt. Nachdem das Ventil zwischen Präparations- und Quellenkammer wieder geschlossen ist, wird der Puk unter einer Glühwendel positioniert und durch diese für 30 min erhitzt. Auf diese Weise wird die Oberfläche von der zuletzt aufgebrachtten Caesium-Oxid Schicht gereinigt. Es folgt eine Abkühlphase von 45 min um den Kristall zurück auf Raumtemperatur zu bringen. Der Puk mit der darin befindlichen Kathode wird nun in einer Maske platziert, die eine Öffnung zur Kathode von 5 mm offen lässt. Somit wird nur dieser zentrale Bereich des Kristalls im Weiteren mit einer Schicht aus Caesium bedampft. Zwischen dem Caesium-Dispenser und der Kathode befindet sich außerdem ein Drahtschleife, an die eine Spannung von über 100 V angelegt werden kann. In Verbindung mit einem Laser, der von außen auf die aktive Fläche der Kathode gerichtet ist, kann so der Fotostrom der an der Drahtschleife angelegten Spannung als die Differenz der Werte zwischen ein- und ausgeschaltetem Laser gemessen werden.

Der Fotostrom wird in regelmäßigen Abständen überprüft, solange bis sich ein stabiler Wert einstellt. Jetzt wird die Schicht aufgebrachtten Caesiums durch Einlassen von reinem Sauerstoff über ein fein dosierbares Nadelventil oxidiert, der Caesium-Dispenser bleibt dabei eingeschaltet. Sobald der Fotostrom nicht weiter ansteigt wird die Sauerstoffzufuhr gestoppt und der Dispenser ausgeschaltet. Nachdem die Restgase in der Präparationskammer abgepumpt wurden, kann das Ventil zur Quellenkammer wieder geöffnet und die neu präparierte Kathode in diese zurück transferiert werden. Wenn die Kathode wieder an ihrer Position innerhalb der Quellenkammer und das Ventil zur Präparationskammer geschlossen ist, ist die Quelle erneut einsatzbereit.

4.3. Das Doppelt Streuende Polarimeter

Die in dieser Arbeit verwendete Doppel-Mott Apparatur wurde Ende der 1980er in Münster konstruiert und dort für erste Messungen verwendet [24]. Sie besteht aus einer großen zylindrischen Vakuum-Kammer, in deren Inneren die sekundäre Streukammer um die primäre Streufolie drehbar montiert ist. Um unerwünschte Rückstreuung

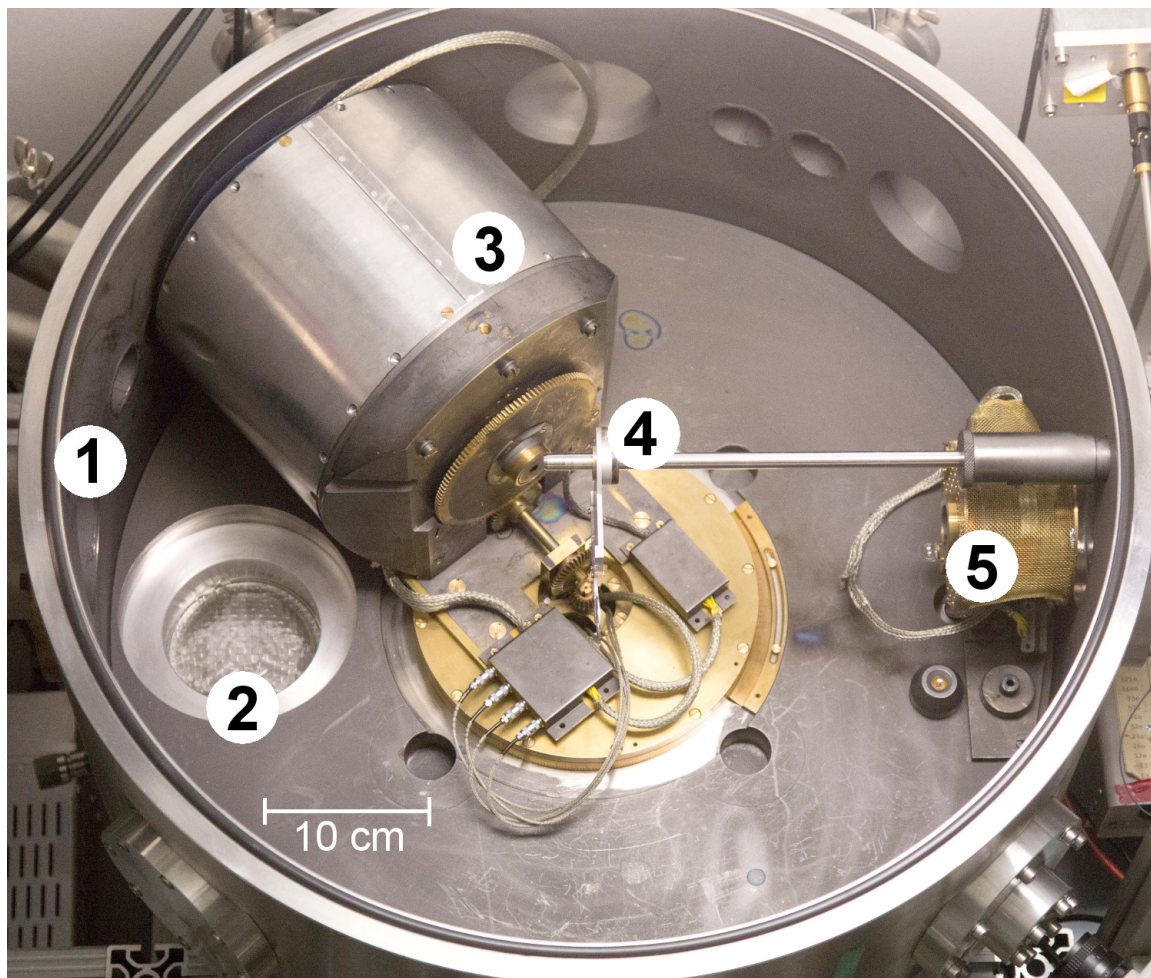


Abbildung 4.7.: Das Doppel-Mott: Der Elektronenstrahl tritt bei (5) durch ein ungenutztes Paar Ablenkspulen in die Streukammer ein und interagiert an der an (4) befestigten primären Streufolie. Die nicht gestreuten Anteile des Strahls werden im Faraday-Cup (1) aufgefangen. Die im gewünschten Winkel gestreuten Elektronen gelangen in die sekundäre Streukammer (3) in der sich sowohl die zweite Streufolie als auch die Detektoren befinden (siehe auch Abbildung 4.8). Um das Vakuum aufrecht zu erhalten ist eine Turbo-Molekular-Pumpe (2) an der Kammer angeschlossen.

der Elektronen innerhalb der Vakuumkammer zu minimieren sind deren Oberflächen mittels Aquadag beschichtet worden. Dieses bildet eine Kohlenstoffbeschichtung auf den Kammerwänden, deren niedrige Kernladungszahl sowohl besser dazu geeignet ist Rückstreuung zu unterdrücken, als auch die Elektronen abzubremsen und γ -Strahlung zu reduzieren. Durch die Befestigung der primären Streufolie an einem drehbaren Arm, kann diese ferngesteuert in den Strahl gefahren werden. Ebenso ist der Streuwinkel (Θ , unten links in Abbildung 2.3) zwischen der ersten Streufolie und der sekundären Streukammer vom Bedienpult aus einstellbar. Zuletzt ist auch die gesamte sekundäre Kammer um die Achse des gestreuten Primärstrahls drehbar, wodurch die Position der Detektoren zwischen Rechts und Links getauscht werden kann um unterschiedliche Detektionseffizienzen zu kompensieren.

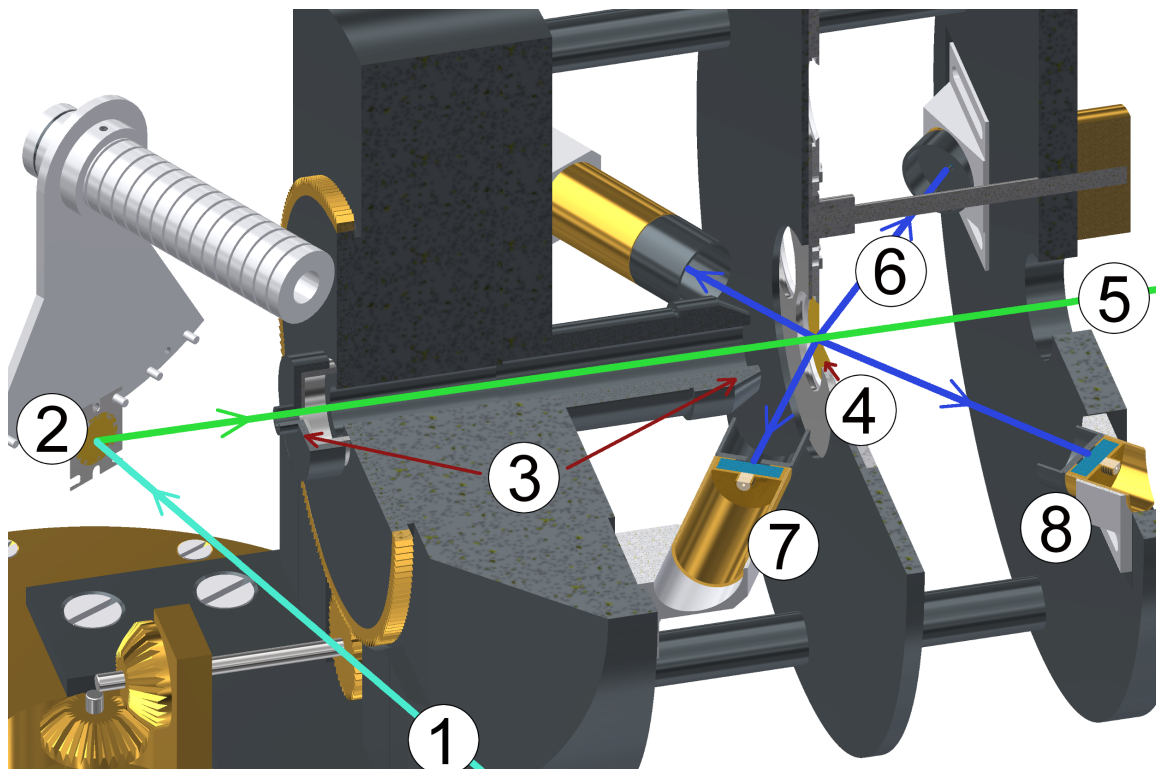


Abbildung 4.8.: Detailansicht der sekundären Streukammer. Der primäre Elektronenstrahl (1) wird an der ersten Folie (2) gestreut und durch Blenden (3) auf die zweite Streufolie (4) kollimiert. Der ungestreute Anteil verlässt die sekundäre Kammer durch die Austrittsöffnung (5). Die unter 120° bzw. 45° gestreuten Elektronen (6) werden in den Polarisations- (7) respektive Monitorzählern (8) nachgewiesen.

4. Labor- und Versuchsaufbau

Für die notwendigen Arbeiten innerhalb der Vakuumkammer kann der mit einem Elastomerring gedichtete Deckel nach dem Belüften abgenommen werden, um so den in Abbildung 4.7 gezeigten Zugriff (zum Beispiel auf die primären Streufohlen) zu ermöglichen. Die radiale Verkleidung der sekundären Streukammer besteht aus zwei gebogenen Blechen, welche ebenfalls demontiert werden können. Nach dem Entfernen dieser Bleche können im Inneren der sekundären Kammer die Detektoren eingestellt oder die sekundäre Streufohle gewechselt werden. Da es in dem bestehenden Aufbau nicht möglich ist den sekundären Folienhalter von einer Position außerhalb der primären Vakuumkammer zu manipulieren, erfordert ein Wechsel der sekundären Streufohle immer ein Öffnen und damit Belüften der Apparatur. Aufgrund der Empfindlichkeit der Streufohlen gegenüber mechanischen Belastungen muss das Belüften und Evakuieren langsam erfolgen. Typischerweise dauert ein Belüftungsvorgang zwischen 15 und 20 Minuten. Das Evakuieren bis zu dem Zeitpunkt an dem der Druck niedrig genug (< 10 mbar) ist um die Turbo-Molekular-Pumpe einschalten zu können beansprucht in etwa eine Stunde. Das Wechseln von einer sekundären Streufohle auf eine andere, bereits im Folienhalter montierte, oder auch der Austausch einer der primären Streufohlen kann nach dem Öffnen der Kammer in wenigen Minuten erfolgen. Die meiste Zeit benötigt das Evakuieren der Apparatur auf ein Druckniveau von 10^{-6} mbar, bei dem die Experimente durchgeführt werden können, ohne das Vakuum in der Nähe der Quelle zu negativ zu beeinflussen (vgl. Abschnitt 4.2).

4.3.1. Streufohlen

Die in den Experimenten verwendeten Streufohlen wurden freundlicherweise vom Target-Labor des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung (kurz: GSI) in Darmstadt hergestellt. Der verwendete Rahmen für die Streufohlen weist einen Außendurchmesser von 30 mm auf, der zu überspannende Durchmesser der Folien beträgt 25 mm. Der so definierte Ring besteht aus Aluminium und ist 1 mm dick mit einem 2 mm dicken „Stiel“ zur Befestigung (siehe Skizze in Abbildung 4.9). Die Halter werden so montiert, dass die Seite, auf welcher die Folie befestigt ist, dem einfallenden Elektronenstrahl zugewandt ist. Auf diese Weise interagieren die Elektronen außerdem zuerst mit der Gold- anstatt der Trägerschicht der Streufohle. Die von der Streufohle überspannte Öffnung weitet sich konisch in Richtung des Strahlfängers und ermöglicht damit Messungen der vorwärtsgestreuten Elektronen bis nahezu 90° . Für rückgestreute Elektronen können ab 90° Messungen durchgeführt werden. Da die für

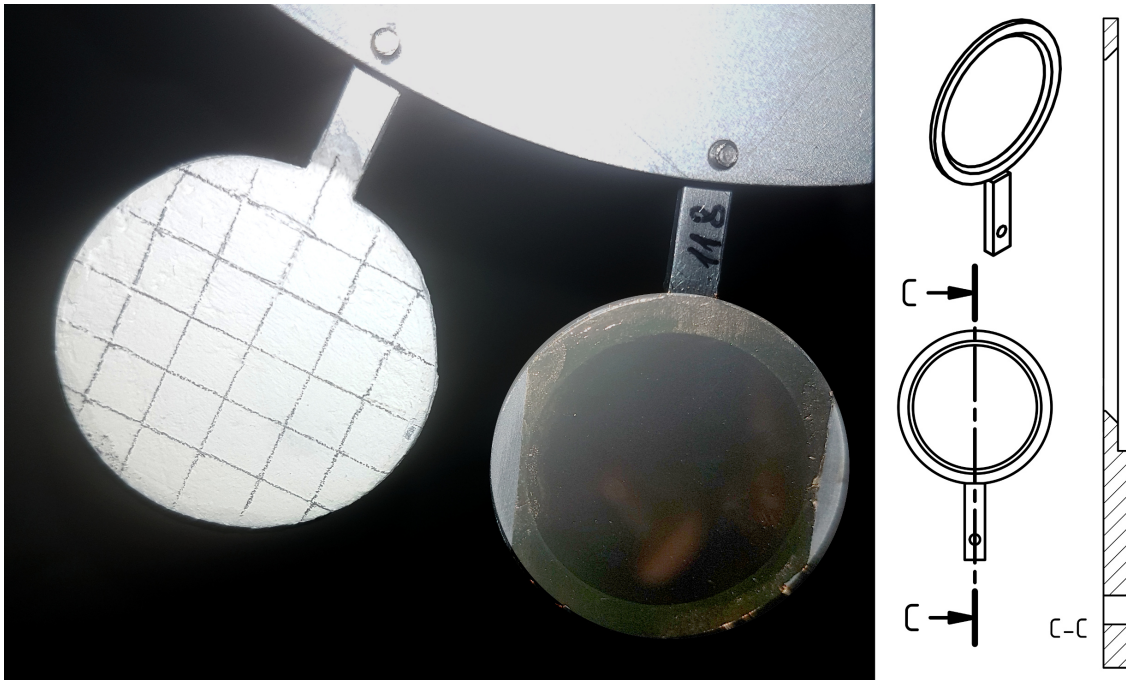


Abbildung 4.9.: Links: Primäre Streufohlen und Sichtschirm (Linienabstand 5 mm) in der Vakuumkammer. Blickrichtung entlang des einfallenden Elektronenstrahls. Rechts: Skizze der verwendeten Folienhalter.

die Experimente benötigten Goldschicht-Dicken sehr gering und die zu überspannende Fläche des Folienhalters groß sind, wurde eine Trägerschicht aus Formvar verwendet. Weiterhin stabilisiert diese Trägerschicht die Goldschicht auch für Einbau und Transport.

Folien-Nr.	Trägerschicht ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	Goldschicht ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
76	17	220
94	25	74
89	12	73
19	24	-

Tabelle 4.1.: Beispielhafte Massenbelegungen einiger verwendeter Streufohlen. Die Foliennummern wurden von der GSI vergeben und dienen der Identifizierung der Folien

4. Labor- und Versuchsaufbau

Die verwendeten Gold-Massenbelegungen der Streufohlen betragen $54 \mu\text{g cm}^{-2}$, $74 \mu\text{g cm}^{-2}$, $140 \mu\text{g cm}^{-2}$ und $220 \mu\text{g cm}^{-2}$. Dies entspricht Schichtdicken von ca. 28 nm, 38 nm, 72 nm und 114 nm. Um Untersuchungen zur möglichen Beeinflussung der Messungen durch eine Erhöhung des Untergrundes aufgrund des Trägermaterials durchführen zu können, wurden von der GSI auch reine Formvar-Folien ohne Goldschicht angefertigt.

4.3.2. Detektoren

Im Doppel-Mott werden Oberflächensperrschichtzähler der Firma Tenelec (PD 25-100-14-CM) verwendet. Diese erzeugen elektronische Signale entsprechend der durch einfallende Teilchen deponierten Energie mit einem Auflösungsvermögen (FWHM) von zirka 7 keV für Elektronen. Um ein gutes Signal zu Untergrund-Verhältnis der Detektoren zu erreichen wurden diese mit einer Versorgungsspannung von 25 V betrieben. Da das Ausgangssignal im Gegensatz zu etwa Photomultipliern noch nicht verstärkt und somit sehr schwach ist, wird ein erster Vorverstärker in unmittelbarer Nähe zu den Detektoren benötigt. Dadurch sollen mögliche Störungen bei der Übertragung gering gehalten werden. Diese Vorverstärker vom Typ Amptek A-225 sind an der Sekundären Streukammer angebracht und befinden sich somit innerhalb der Vakuumkammer und wurden während der Messungen mit einer Versorgungsspannung von 16 V betrieben. Das so aufbereitete Messsignal wird durch einen nachgeschalteten Hauptverstärker mit Diskriminatoren (Tennelec TC 246) im Labor weiter verarbeitet. Die Diskriminatoren geben für jedes Eingangssignal oberhalb einer einstellbaren Schwelle einen definierten Ausgangsimpuls ab. Diese Impulse wiederum werden mittels eines Ratemeters für jeden der vier Detektoren einzeln gezählt. Das Ratemeter selbst wird in regelmäßigen Abständen vom Computer durch ein MOPL¹-Programm ausgelesen.

Für weitere Analysezwecke kann das verstärkte analoge Signal auch, anstelle der Verarbeitung durch die Diskriminatoren, mittels Vielkanalanalysatoren aufgezeichnet werden. Auf diese Weise lässt sich für jeden Detektor ein Energiespektrum aufzeichnen, mit dessen Hilfe sich zum Beispiel die Einstellung der Diskriminatorschwelle optimieren lässt. Weiterhin sind diese Spektren hilfreich bei der Analyse möglicher systematischer Unsicherheiten bei der Bestimmung der Gesamtasymmetrie.

Für die eigentlichen Messungen der Polarisation ist es jedoch völlig ausreichend

¹Mami Operator Programming Language

alle Ereignisse oberhalb einer (mittels des Diskriminators) festgesetzten Schwelle für jeden Detektor auf zu summieren. Die festgesetzte (untere) Schwelle dient dazu sowohl elektronisches Rauschen der Verstärker, als auch Signale von vielfach- oder inelastisch gestreuten, und somit energieärmeren, Elektronen heraus zu filtern. Aus diesen Summen (der einzelnen Detektoren) wird anschließend die Asymmetrie (A) berechnet:

$$A = \frac{\text{Detektor 1} - \text{Detektor 2}}{\text{Detektor 1} + \text{Detektor 2}} \quad (4.3.1)$$

Kehrt man die Polarisation (\uparrow, \downarrow) des Elektronenstrahls um und wiederholt die Messung, so kann aus den vier Summen die Asymmetrie durch ein sogenanntes *Superratio* berechnet werden:

$$A = \frac{1 - \sqrt{Q}}{1 + \sqrt{Q}}, \quad \text{mit} \quad Q = \frac{1^\uparrow 2^\downarrow}{1^\downarrow 2^\uparrow} \quad (4.3.2)$$

Dabei bezeichnen die Zahlen den Detektor, die Pfeile die Spinorientierung. Bei dieser Art der Berechnung der Asymmetrie ist das Ergebnis unabhängig von eventuellen Schwankungen der Intensität des Elektronenstrahls oder gar unterschiedlichen Messzeiten für die verschiedenen Orientierungen der Detektoren. Ebenso korrigieren sich Einflüsse wie z.B. unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeiten oder Raumwinkel der einzelnen Detektoren eines Paares bei dieser Berechnungsmethode der Asymmetrie.

Wie in Kapitel 3 bzw. [50] beschrieben, können die vier Werte zur Berechnung der Asymmetrie mittels Superratio auch durch vertauschen der Detektoren anstatt eines Helizitätswechsels gemessen werden, jedoch kompensieren sich in diesem Falle nicht alle instrumentellen Asymmetrien, so dass die Methode mit Helizitätswechsel (sofern beim experimentellen Aufbau möglich) zu bevorzugen ist.

5. Vorbereitende Messungen

5.1. Kalibration der Strom/Spannungs-Frequenz-Konverter

Mit Hilfe von Strom/Spannungs-Frequenz Konvertern (IUFC's) wird das im Faraday-Cup aufgefangene Signal des Strahlstroms digitalisiert. Somit kann der Strahlstrom am Ende der DSP-Strahlführung online am Bedienpult überwacht und von einem geeigneten Programm mitgeschrieben werden. Um die Messwerte der IUFC's wieder in Strahlströme umrechnen zu können, erfolgte eine Kalibration mittels regelbarer Stromquelle und Digitalem Multimeter (DMM). Dabei wurde der Aufbau in Abbildung 5.1 gewählt. Aus den Messungen (siehe Abb. A.1 im Anhang) geht hervor,

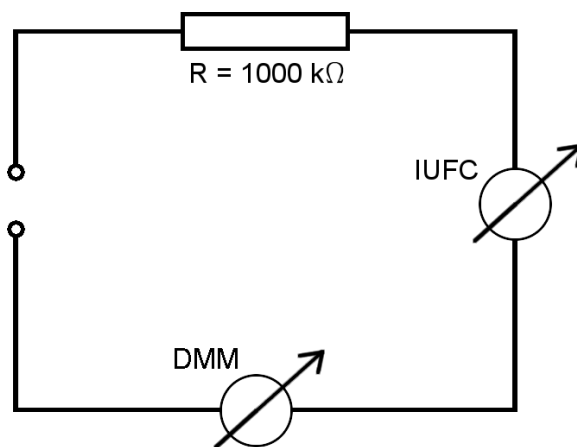


Abbildung 5.1.: Schaltbild für die Eichung der IUF-Konverter

dass die Frequenz zunächst proportional zum eingehenden Strom ist. Das Ausgangssignal beträgt dabei im Mittel der beiden Konverter 100,3(6) Hz/nA.

Ab etwa 13 μA gehen sie in Sättigung über, was bei den verwendeten Strahlströmen von typischerweise einem Mikroampere keinerlei Einschränkungen für den Experimentierbetrieb bedeutet.

5.2. Elektronenstrahltransmission

Die Stabilität der Strahlführung wurde anhand der Transmission zwischen Quelle und Strahlfänger untersucht. Dazu wurde der Strahlstrom im Faraday-Cup des Doppel-Motts mittels Computer erfasst. Der Strahlstrom an der Elektronenquelle (auch Quellenstrom) wird durch ein entsprechend empfindliches Digitales Multimeter (10 nA Auflösungsgenauigkeit) bestimmt. Hieraus ergibt sich bei einem verwendeten Strahlstrom von $1 \mu\text{A}$ eine absolute Genauigkeit der Transmissionsmessung von 1%. Das Multimeter misst den Strom der vom Hochspannungsnetzgerät zur Kathode fließt. Die Anzeige des Multimeters kann über eine analoge Kamera vom Bedienpult aus abgelesen werden. Für diese Messung wurde alle 30 Sekunden der Quellenstrom abgelesen und aus diesem und dem Strom im Strahlfänger (eng.: Beamdump) die Transmission berechnet.

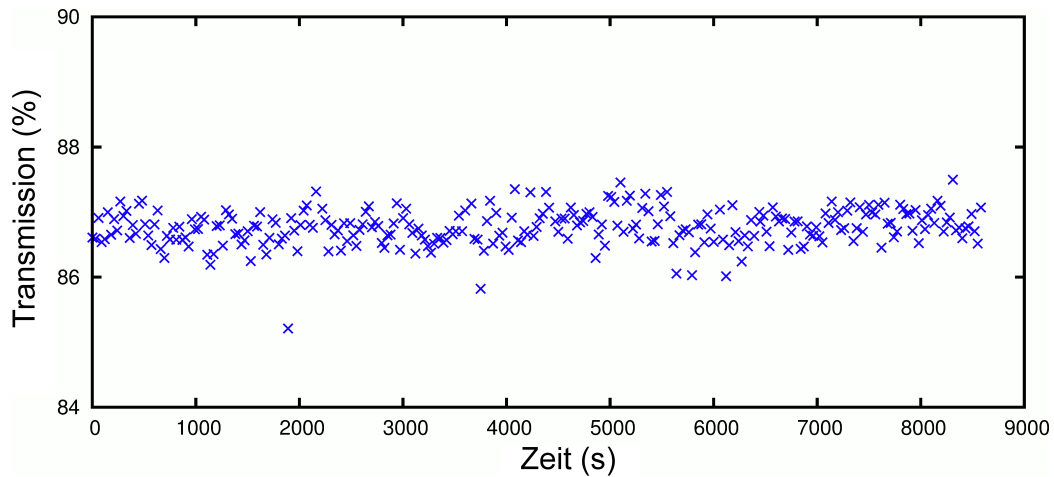


Abbildung 5.2.: Zeitlicher Verlauf der Transmission der Anlage. Der Strom im Strahlfänger wurde mittels Computerprogramm im Sekundentakt dokumentiert, der Quellenstrom durch ablesen eines Multimeters in 30 Sekunden Abständen und aus den entsprechenden Wertepaaren die Transmission berechnet

Abbildung 5.2 zeigt den Verlauf der berechneten Transmission. Dabei zeigt sich, dass diese selbst bei einer nicht vollständig optimierten Strahlführung ($T \approx 87\%$ über die Zeit konstant bleibt. Bei den späteren Messungen wurden stets Transmissionen von $> 95\%$ erreicht.

5.3. Bestimmung der zirkularen Polarisation des Laserlichts

Nach der Montage der Pockels-Zelle (vgl. Kapitel 4.1) und deren Justage wurde die Zirkularpolarisation des Laserlichts vermessen und die Ausrichtung der Pockels-Zelle weiter optimiert, so dass ein möglichst vollständig zirkular polarisierter Laserstrahl auf die Photokathode trifft. Um die Zirkularpolarisation zu bestimmen wird der Analysator gedreht und die Intensität des Laserstrahls bei eingeschalteter Pockels-Zelle hinter diesem gemessen. Aus den absoluten Maxima und Minima der gemessenen Intensität kann die Zirkularpolarisation berechnet werden.

$$P_{\text{zirk}} = \frac{2\sqrt{I_{\text{min}}I_{\text{max}}}}{I_{\text{min}} + I_{\text{max}}} \quad (5.3.1)$$

Die Justage und Messungen wurden mit der vorhandenen Apparatur aus der Diplomarbeit von Christoph Matejcek [52] vorgenommen. Abbildung 5.3 zeigt beispielhaft den Verlauf der Intensität über den gesamten Winkelbereich des Analysators sowohl für positive (rot) als auch negative (blau) Hochspannung.

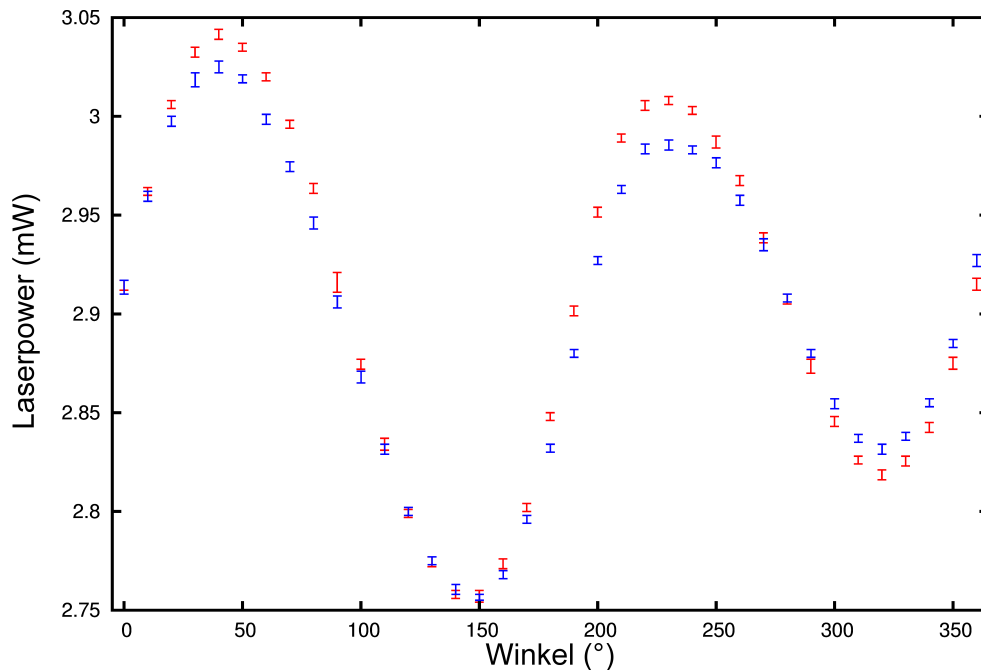


Abbildung 5.3.: Messung der Zirkularpolarisation bei positiver (rot) und negativer (blau) Hochspannung

5. Vorbereitende Messungen

Schließlich konnten bei einer angelegten Hochspannung von zirka ± 2400 V die Werte in Tabelle 5.1 erreicht werden, was Zirkularpolarisationen von 99,90(2) % sowohl für die positive als auch die negative Spannung entspricht.

HV	P_{\min}	P_{\max}	Zirkularpolarisation
+	2,655 mW	2,901 mW	99,90(2) %
-	2,655 mW	2,908 mW	99,90(2) %

Tabelle 5.1.: Werte der Zirkularpolarisation nach der Justage

Messungen mit kontinuierlich angelegter Hochspannung derselben Polarität und Stärke ergaben keine signifikante Drift der Laserlichtpolarisation über einen Zeitraum von 20 Minuten. Die dabei beobachtete Stabilität der Zirkularpolarisation betrug 2×10^{-4} . Um eine Beeinflussung der Ergebnisse in den Messungen am Elektronenstrahl dennoch möglichst stark zu unterdrücken, wird die Polarität hierfür etwa alle 1,2 Sekunden umgeschaltet.

5.4. Messungen am unpolarisierten Strahl

Einige der Messungen (insbesondere diejenigen zum Ermitteln der Detektorabstände (Kapitel 5.5) und bei der Messung der Asymmetrie A) erfordern einen unpolarisierten Elektronenstrahl. Ein unpolarisierter Elektronen-Strahl kann auf zwei Arten mittels derselben Kathode und Laserapparatur erzeugt werden. Zum einen indem die Hochspannung der Pockels-Zelle ausgeschaltet wird, wodurch die Polarisation des Laserlichts nicht zirkularisiert und in Folge dessen kein spinpolarisierter Elektronenstrahl an der Kathode erzeugt wird.

Weiterhin kann, bei eingeschalteter Pockels-Zelle, der Wienfilter ausgeschaltet werden, wodurch die Polarisation des Elektronen-Strahl nicht aus der longitudinalen Orientierung gedreht wird. Da der Polarisationsvektor senkrecht auf der Streuebene stehen muss um eine Asymmetrie im gestreuten Strahl zu erzeugen, kann in diesem Falle theoretisch keine Asymmetrie gemessen werden. Jedoch können Streuungen (wie etwa an der ersten Folie) in Kombination mit Störfeldern zu einer vertikalen, transversalen Komponente des Spinvektors führen, welche von den Detektoren als Asymmetrie gemessen würde. Da weiterhin der Wienfilter durch Randfeldeffekte auch einen fokussierenden und ablenkenden Effekt (vgl. Kapitel 1.7) hat, verändert diese Me-

thode auch die Form und gegebenenfalls die Lage des Elektronenstrahls gegenüber demjenigen der übrigen Asymmetrie-Messungen.

Um eine Rest-Polarisation des Elektronen-Strahls auszuschließen oder anderenfalls zu quantifizieren wurden einige Testmessungen durchgeführt. Hierzu wurde dieselbe Messkonfiguration wie bei der Messung der Asymmetrie A_T (vgl. Abbildung 2.4 b)) verwendet und wie in Kapitel 3 beschrieben eine Korrektur für eventuelle Strahlstromschwankungen durchgeführt. Diese Messungen ergaben eine Restasymmetrie von $-0,000\,56(36)$ ¹ bei ausgeschalteter Hochspannung der Pockels-Zelle, bzw. $0,000\,70(22)$ bei deaktiviertem Wienfilter. Dies entspricht $0,6(4)\%$ bzw. $0,7(2)\%$ der Asymmetrie, welche mit eingeschaltetem Wienfilter und Pockels-Zelle gemessen wurde. Basierend auf diesen Messungen kann durch Ausschalten der Pockels-Zellen-Hochspannung ein hinreichend unpolarisierter Elektronen-Strahl erzeugt werden. Hierbei ist in der Regel auch keine erneute Optimierung der Strahllage erforderlich, so dass polarisierte und unpolarisierte Messungen mit denselben Einstellungen der Apparatur vorgenommen werden können. Die geringe Abweichung von Null bei ausgeschalteter Pockels-Zelle kann auf einem gegebenenfalls noch vorhandenen zirkularen Anteil des Laserlichtes zurückgeführt werden. Dieser entsteht etwa am Vakuumfenster durch spannungsbedingte Doppelbrechung. Die (ebenfalls niedrige) gemessene Restasymmetrie bei ausgeschaltetem Wienfilter beruht auf einer verbleibenden transversalen Spinpolarisation des primären Elektronenstrahls. Diese kann durch eine geringe Restmagnetisierung des Wienfilters oder andere magnetische Dipolfelder, zum Beispiel das Erdmagnetfeld oder die Alpha-Magnete der Strahlführung, verursacht werden.

Um Änderungen der Elektronenstrahllage und -fokussierung (und damit potentielle Quellen systematischer Unsicherheiten) zu vermeiden, wurde der Wienfilter bei allen Messungen (auch solchen die einen unpolarisierten Elektronenstrahl erfordern) eingeschaltet und auf demselben Wert (d.h. der Einstellung für 90° Spinrotation in die vertikale) belassen. Der unpolarisierte Elektronenstrahl wurde durch Ausschalten der Pockels-Zellen-Hochspannung erzeugt.

¹Wie später festgestellt wurde, betrug die Restpolarisation bei ausgeschalteter Pockels-Zelle tatsächlich bis zu 0,018. Dies führte zu systematischen Abweichungen der Asymmetrie A , welche wiederum eine (später korrigierbare) Unsicherheit der effektiven Analysierstärke von bis zu einem Prozent zur Folge hatte.

5.5. Einzelstreuung und Einstellung der Detektorabstände

Für die Messung der winkelabhängigen Streurrate der im primären Elektronenstrahl befindlichen Streufolie wurde der Monitor-Zähler mit der Nummer vier an der Stelle der sekundären Streufolie montiert (siehe Abbildung 5.4). Die Detektoröffnung ist

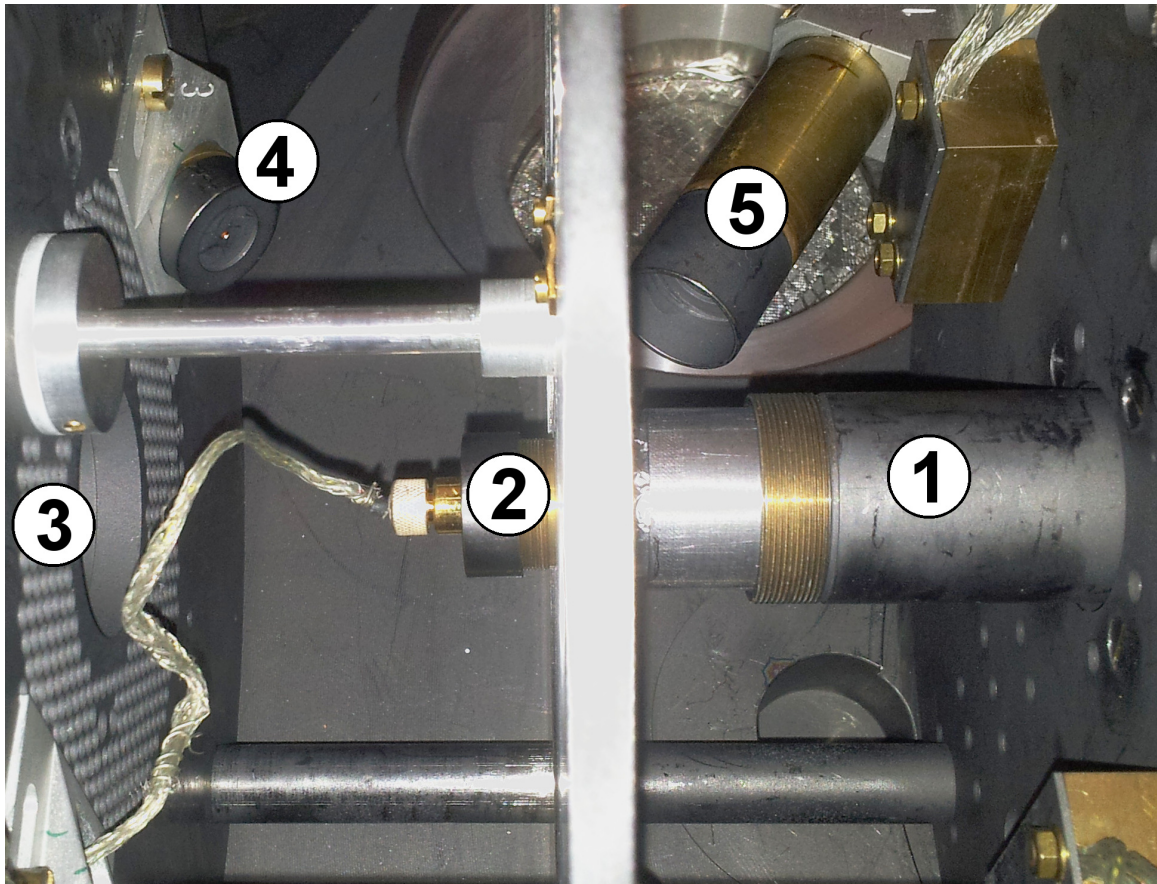


Abbildung 5.4.: Aufbau zur Einzelstreuung im Inneren der sekundären Streukammer. 1: Strahleintritt durch Kollimator; 2: Detektor Nummer 4 an Stelle der sekundären Streufolie;

Bei der Einzelstreuung nicht genutzt: 3: Strahlaustrittsöffnung der sekundären Streukammer; 4: Monitorzähler; 5: Polarisationszähler

dabei durch eine Blende mit einem Durchmesser (d) von 1,5 mm begrenzt. Bei einem Abstand (a) des Detektors von der ersten Streufolie von 205 mm (vgl. [45]) entspricht

5.5. Einzelstreuung und Einstellung der Detektorabstände

dies einem Öffnungswinkel (α) von

$$\alpha = 2 \arctan \left(\frac{d/2}{a} \right) = 0,42^\circ \quad (5.5.1)$$

über den bei den nachfolgenden Messungen gemittelt wird.

Durch diese Anordnung des Detektors war es möglich die Streurate in einem Winkelbereich von 35° bis 128° in 1° -Schritten zu messen. Die Zählraten wurden dabei auf den Strahlstrom normiert, wofür der Elektronenstrahl in einem isolierten Strahlfänger (einem sogenannten Faraday-Cup) gestoppt und gemessen wurde. Des Weiteren wurde eine Totzeitkorrektur der gemessenen Rate (m) auf die reale Rate (n) gemäß

$$n = \frac{m}{1 - m\tau} \quad (5.5.2)$$

durchgeführt. Der Effekt der Totzeit muss insbesondere auch bei der späteren Messung der Asymmetrie A_0 berücksichtigt werden. Die Zählraten für die Bestimmung der übrigen Asymmetrien (A , A_T , A_\uparrow , A_\downarrow) sind mit zirka 100 Hz so gering, dass der Effekt der Totzeitkorrektur auf die Asymmetrie unter 0,1 % relativ liegt und somit vernachlässigbar ist. Die Totzeit (τ) wurde aus einer Messreihe, bei der die Rate im Detektor in Abhängigkeit des Strahlstroms gemessen wurde, bestimmt. Dazu wurde die gemessene Rate bei hohen Strahlströmen mit einem aus der Steigung niedriger Strahlströme extrapolierten Wert verglichen. Die Totzeit ergibt sich dann durch umstellen von Gleichung 5.5.2:

$$\tau = \frac{n - m}{nm} \quad (5.5.3)$$

um wurde für die hier verwendeten Detektoren und datenverarbeitende Elektronik zu $\tau = 3,56(31) \mu\text{s}$ bestimmt.

An die nun aufgenommenen Messkurven wurde im Weiteren eine Funktion angefitet (Abbildung 5.5 und 5.6). Diese folgt dem generellen zu erwartenden physikalischen Verlauf, lässt dabei jedoch Möglichkeiten zur Anpassung an den gemessenen Kurvenverlauf durch die freien Parameter $a - d$.

$$f(\Theta) = a\Theta^2 + b\Theta + c \cdot \sin^{-4}(d\Theta/2) \quad (5.5.4)$$

Aus diesem Fit ($f(\Theta)$) und seiner Ableitung ($f'(\Theta)$) der einzelnen Messungen konnte jeweils der Wert für die Steigung bei 45° und 120° bestimmt werden. Mit Hilfe dieser Werte wurde im Weiteren

$$E(\Theta) = \frac{1}{f(\Theta)} f'(\Theta) \quad (5.5.5)$$

5. Vorbereitende Messungen

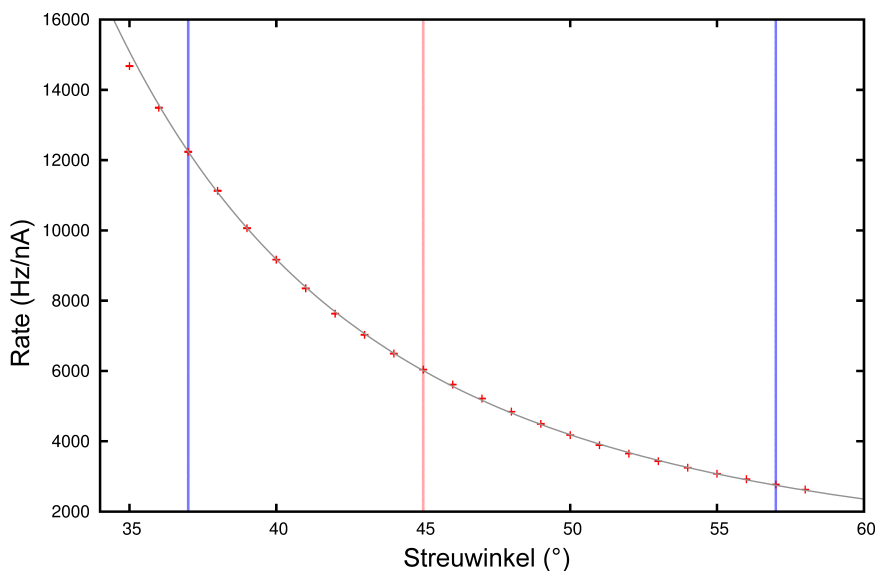


Abbildung 5.5.: Beispiel für einen Fit zur Bestimmung von $E(\Theta=45^\circ)$. Die blauen Linien markieren die Fitgrenzen, die rote den für die Bestimmung des Abstandsverhältnisses relevanten Punkt bei 45°

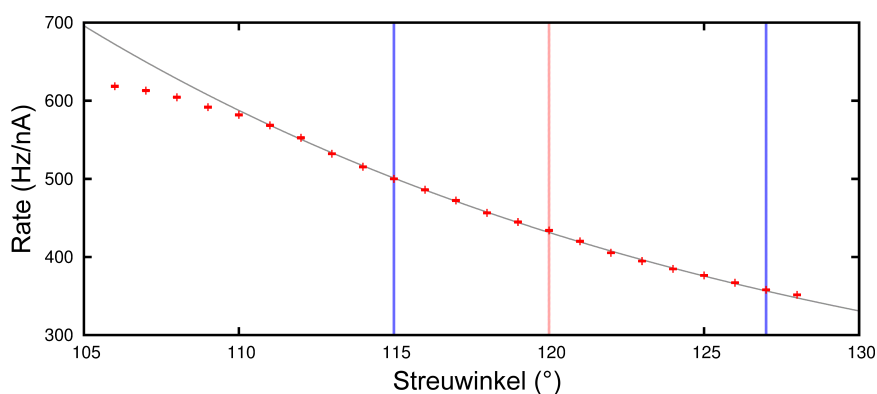


Abbildung 5.6.: Beispiel für einen Fit zur Bestimmung von $E(\Theta=120^\circ)$. Die blauen Linien markieren die Fitgrenzen, die rote den für die Bestimmung des Abstandsverhältnisses relevanten Punkt bei 120°

für die beiden Winkel berechnet als:

$E(\Theta = 45^\circ)$	$-3,84 \text{ rad}^{-1}$
$E(\Theta = 120^\circ)$	$-1,46 \text{ rad}^{-1}$

Damit wurde für die vermessene Folie, die für die spätere Bestimmung ihrer effektiven Analysierstärke als sekundäre Streufolie verwendet wird, ein Abstandsverhältnis der Detektorpaare von

$$\frac{h_m}{h_p} = 1,836(24) \quad (5.5.6)$$

sowie ein Proportionalitätsfaktor

$$c = 0,389(12) \quad (5.5.7)$$

als Mittelwert der einzelnen Messungen bestimmt. Nach dem Festsetzen des Abstandes der Monitorzähler zur sekundären Streufolie auf das baulich bedingte Maximum von 84 mm ergab sich daraus ein Abstand der Polarisationszähler zur Folie von 45,7(6) mm.

Aufgrund der Empfindlichkeit der Streufolie ist ein direktes Messen des Abstandes zwischen dieser und dem Detektor nicht möglich. Stattdessen wird ein Justage-Dummy, ein hinreichend stabiles Metallblech auf einem Folienhalter verwendet. Aufgrund der größeren Dicke dieser Justagehilfe sowie eventuellen elastischen Deformationen dieser durch Berührung mit dem Messwerkzeug kann eine Genauigkeit des eingestellten Abstandes nur auf $\pm 0,2$ mm erfolgen.

5.6. Sensitivität auf Strahllageschwankungen

Um die Empfindlichkeit der Messungen auf Schwankungen der Strahlage an der ersten Streufolie zu untersuchen, wurden verschiedene Kontroll-Messungen durchgeführt. Der Aufbau für diese Messungen entspricht dem in Abbildung 5.4.

Zunächst wurde untersucht, ob es zu größeren Abweichungen bei der Einzelstreuung zur Bestimmung des Abstandsverhältnisses kommt, wenn die Strahlage nicht ihrer Sollposition entspricht. Hierfür wird die Position auf dem Target um 2,5 mm in jede Richtung von der Messposition ausgelenkt.

In Abbildung 5.7 ist das Ergebnis des Messensembles aufgetragen. Die Legende dieser Abbildung entspricht der Reihenfolge in der die Messungen durchgeführt wurden. Wie der Abbildung entnommen werden kann, sind die Kurven im relevanten Winkelbereich um 120° nahezu identisch.

Nach dem Fitten und Auswerten der Kurven konnte festgestellt werden, dass die errechneten Werte für das Abstandsverhältnis h_m/h_p sich zwischen denen der beiden Referenzmessungen zu Beginn und Ende dieser Messreihe bewegen.

5. Vorbereitende Messungen

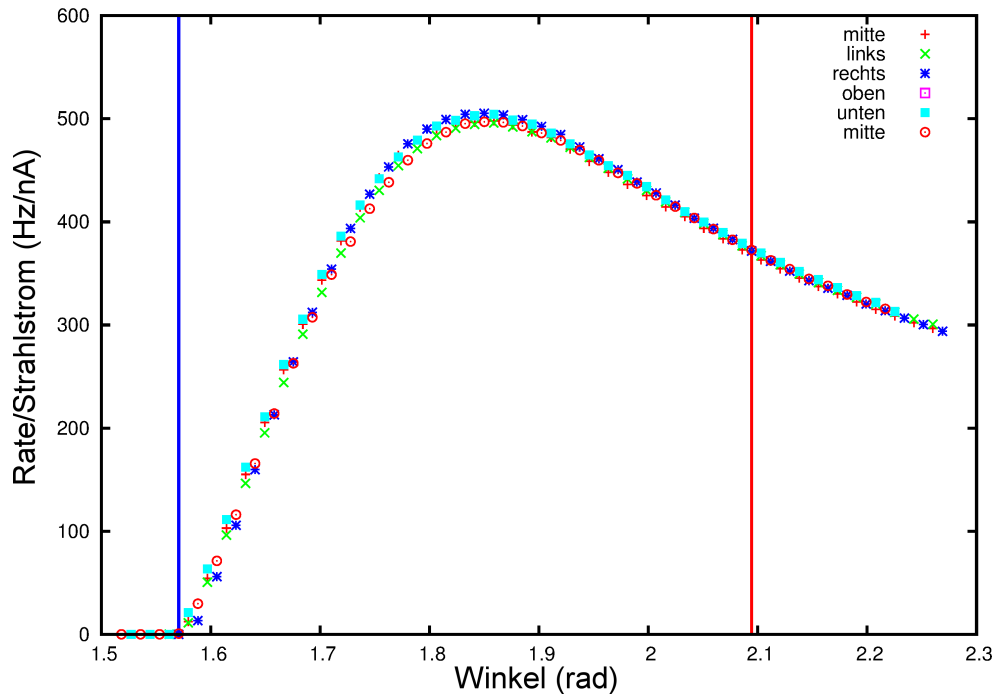


Abbildung 5.7.: Einzelstreuung an verschiedenen Positionen auf einer Streufolie mit $73 \mu\text{g}/\text{cm}^{-2}$. Bei den Messungen 2 - 4 wurde der Strahl je um ca. 2,5 mm aus der Soll-Lage in die entsprechende Richtung verschoben. Die rote Linie markiert hierbei die 120° Position der Polarisationszähler, die blaue 90° . Bedingt durch den Halterahmen der Streufolien ist die Rate unterhalb 90° Null

Die in Abbildung 5.7 und 5.8 dargestellten Messungen wurden an einer anderen Streufolie als der später verwendeten durchgeführt. Daher weichen die hier gezeigten Werte für h_m/h_p von denen in der übrigen Arbeit ab.

Weiterhin wurde ein $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ großer Bereich der Folienoberfläche in 1 mm Schritten mit Hilfe eines MOPL-Programmes abgerastert. Die gemessenen Raten wurden auf den im Strahlfänger registrierten Strom (ohne Streufolie im Strahlengang) normiert.

Wie der Abbildung 5.9 entnommen werden kann fällt die Rate pro Strom bei zu großen Ablagen steil ab. Gleichzeitig weist sie ein leicht unebenes Plateau um die mittlere Position auf.

Insgesamt zeigen die Messungen, dass eine für den Experimentierbetrieb typische Schwankung der Strahlage keinen negativen Einfluss auf die Messergebnisse erwarten lässt.

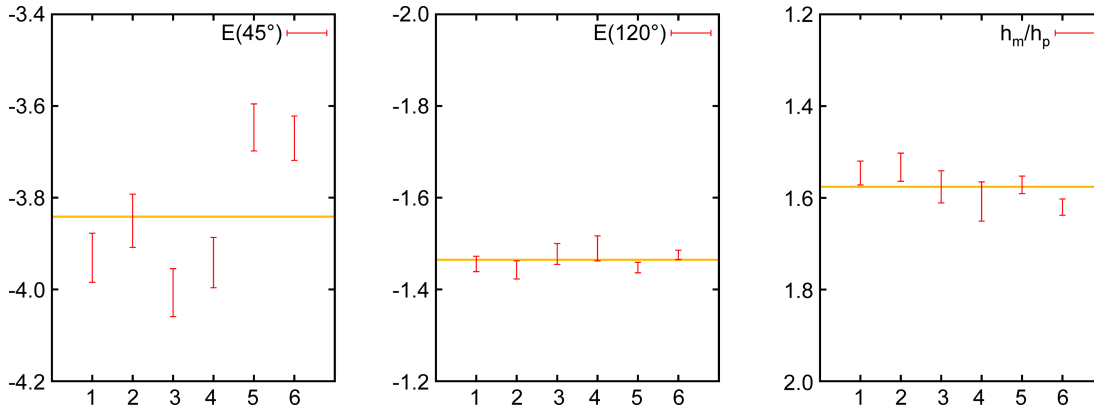


Abbildung 5.8.: Graphische Darstellung der ermittelten Werte für $E(\Theta_p)$, $E(\Theta_m)$ sowie h_m/h_p (vgl. Anhang Tabelle A.2). Diese sind in der Reihenfolge ihrer Datenaufnahme von links nach rechts aufgetragen. 1 und 6: Kontrollmessungen auf Sollposition 2-5: 2,5 mm Strahlablage von der Sollposition nach: links (2), rechts (3), oben(4) und unten (5)

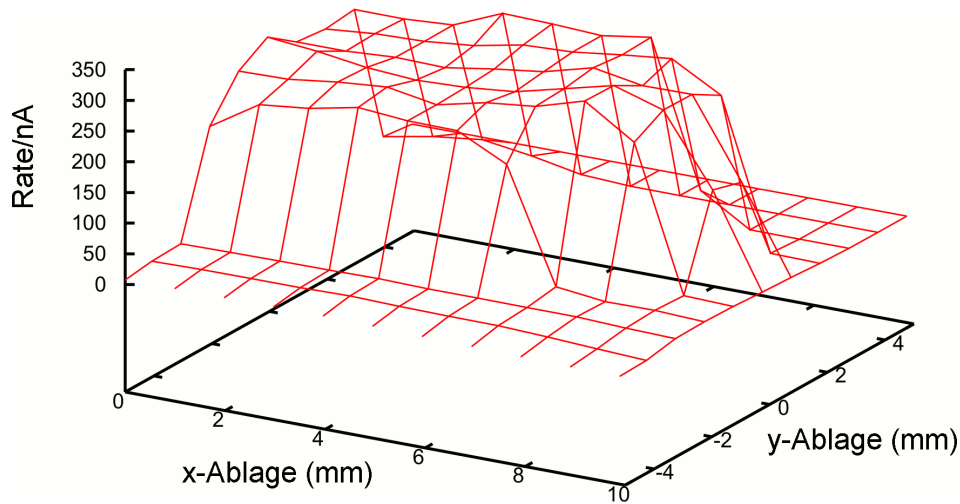


Abbildung 5.9.: Normierte Rate in Abhängigkeit von der Strahlage auf der primären Streufolie für einen Streuwinkel von 120°

5.7. Kalibration des Wien-Filters

Da der Spin des Elektronenstrahls beim Emittieren von der Kathode longitudinal polarisiert ist, muss dieser für die Streuversuche um 90° in die transversale gedreht werden. Hierzu wird der in Kapitel 1.7 schon beschriebene Wien-Filter benutzt. Um die

5. Vorbereitende Messungen

Spindrehung von 90° zuverlässig einzustellen, wird die Asymmetrie in Abhängigkeit des Stroms in der Magnetspule des Wien-Filters gemessen. Ist die Asymmetrie maximal, so ist der Spinvektor vollständig transversal und senkrecht auf der Streuebene. Aus dem Fit der Datenpunkte (vergleiche Abbildung 5.10) ergibt sich dieses Maxi-

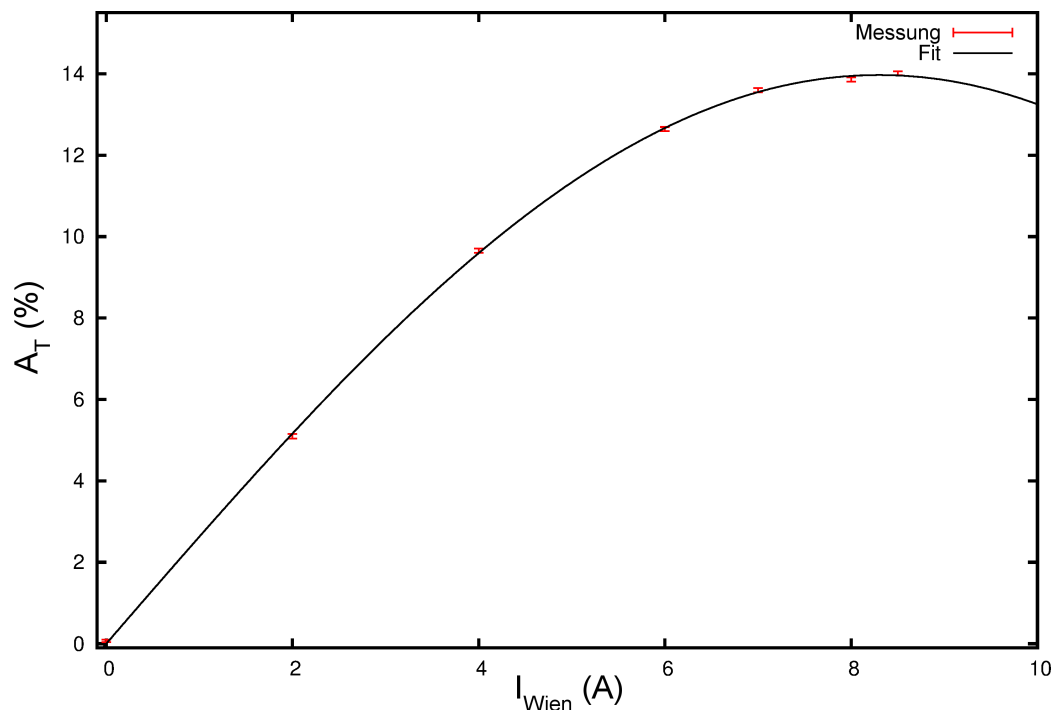


Abbildung 5.10.: Kalibrationskurve des verwendeten Wien-Filters

imum, entsprechend einer Spindrehung um 90° , bei

$$I = 8,298(44) \text{ A}$$

Um Veränderungen der Elektronenstrahloptik zu vermeiden wurde der unpolarisierte Elektronenstrahl wie in Kapitel 5.4 beschrieben bei eingeschaltetem Wien-Filter erzeugt.

5.8. Trägerfolien- und Oberflächenveränderungseinflüsse auf die Messungen

Aufgrund der geringen Goldschichtdicken zwischen $54 \mu\text{g cm}^{-2}$ und $220 \mu\text{g cm}^{-2}$ sowie der großen zu überspannenden Öffnung ist eine ausreichend dicke Trägerschicht aus Stabilitätsgründen zwingend notwendig (vgl. Kapitel 4.3.1). Diese zusätzliche Schicht aus Formvar (auch Vynylec genannt) ist ein Polymer, welches aus Wasser-, Kohlen- und Sauerstoffatomen aufgebaut ist. Aufgrund der Nutzung dieser leichten Atome mit Kernladungszahlen $Z \leq 8$ sind die Wirkungsquerschnitte für die Streuung an dieser Trägerschicht vor allem im für diese Arbeit interessanten Winkelbereich (um 120°) deutlich kleiner als diejenigen an der Goldschicht.

Um den Anteil der gemessenen Ereignisse die von der Trägerfolie stammen im Gesamtergebnis abschätzen zu können, wurden Vergleichsmessungen mit reinen Formvar-Folien durchgeführt. Bei diesen vergleichenden Messungen (siehe Kapitel 7.4) konnte der Anteil der Trägerfolie an der Gesamtzählrate auf $0,3\%$ für die dicksten ($220 \mu\text{g cm}^{-2}$) und bis zu $1,5\%$ für die dünnsten ($54 \mu\text{g cm}^{-2}$) Goldschichten bestimmt werden.

Nach einigen Stunden Messbetrieb mit Strahlströmen von bis zu $1 \mu\text{A}$ wurden Veränderungen an der Oberfläche der primären Streufolie bemerkt. Diese machten sich durch ein Wellen der Oberfläche so wie eine braune Ablagerung bemerkbar (siehe Abbildung 5.11). Die dunklen Ablagerungen wurden vermutlich von aufgebrochenen Kohlenwasserstoffverbindungen (vgl. [24]) verursacht. Diese können von den Elastomer-Dichtungen der Vakuumkammer, Rückständen von Pumpenöl oder auch der Aquadag-Beschichtung der Oberflächen stammen. Diese Ablagerungen aus leichten Atomen ($Z < 10$) auf der dem Elektronenstrahl zugewandten Seite könnten eine geringfügige Reduzierung der gemessenen Asymmetrie aufgrund ihrer geringen Sherman-Funktion [22] verursachen. Da dieselben Atome gleichzeitig einen geringen Wirkungsquerschnitt für Streuungen mit $\Theta > 90^\circ$ (vgl. Formel 1.4.1) aufweisen, ist jedoch auch hier nicht von einer messbaren Abweichung der Asymmetrien in der unter 120° stehenden sekundären Streukammer auszugehen.

Nimmt man an, dass die gewellte Oberfläche durch eine annähernd gleichmäßige Dehnung von Träger- und Goldschicht entstanden ist, so würden sich die Massenbelegungen im Mittel nicht ändern. Allerdings bedeutet diese Annahme ebenso, dass lokal

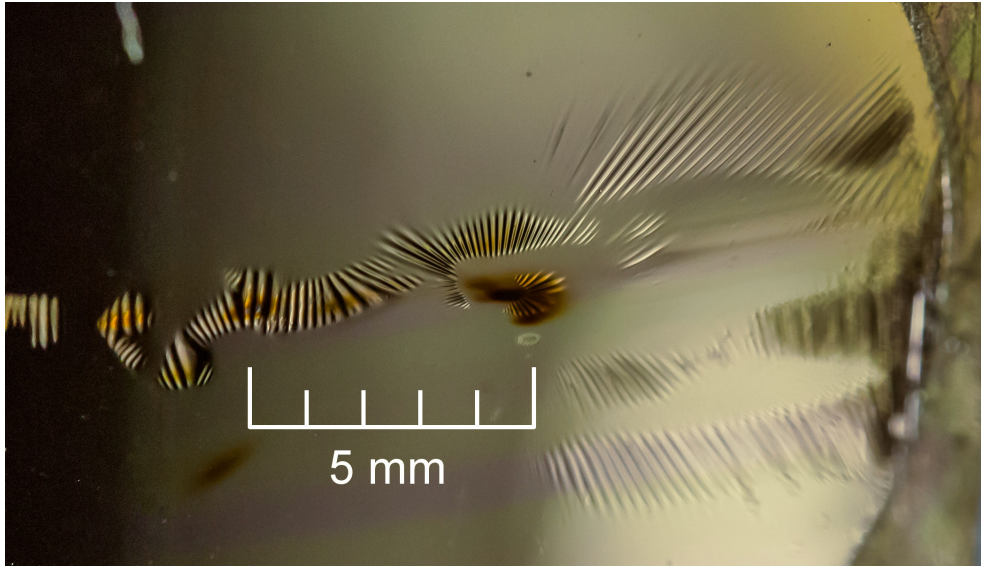


Abbildung 5.11.: Oberflächenveränderungen auf einer $74 \mu\text{g cm}^{-2}$ Streufo-
lie nach mehreren Stunden Experimentierbetrieb mit bis zu $1 \mu\text{A}$ Strahlstrom

die Massenbelegung in Ausbreitungsrichtung des Elektronenstrahls an den senkrecht zum einfallenden Elektronenstrahl stehenden Teilen der gewellten Oberfläche niedriger ist und an den Flanken (durch den nicht senkrecht zur Oberfläche einfallenden Elektronenstrahl) effektiv höher. Da der Elektronenstrahl jedoch mit zirka einem Millimeter Durchmesser größer als diese Strukturen ist, mitteln sich die Effekte in der Messung heraus. Geht man hingegen von unveränderten Massenbelegungen der gewellten Folie selbst aus, so erhöht sich ebenfalls die effektive Massenbelegung an den nicht senkrecht zum Elektronenstrahl stehenden Bereichen der Folienoberfläche. Wie zum Beispiel anhand des Extrapolationsbeispiels in Abbildung 2.1 zu sehen ist, nimmt die gemessene Asymmetrie mit zunehmender Foliendicke ab, was somit auch in diesem Falle zu erwarten wäre.

Bei wiederholten Messungen an Streufohlen mit den genannten Veränderungen konnten jedoch keine signifikanten Abweichungen in den Messergebnissen festgestellt werden. Um die mechanischen Oberflächenveränderungen (wellen) zu vermeiden, können auch Streufohlen ohne Trägerschicht verwendet werden. Aufgrund der hierfür nötigen dickeren Goldschichten und daraus resultierenden geringeren Asymmetrien, bzw. anderenfalls nötiger Umbauten für geringere Streufohlendurchmesser, wurde in dieser Arbeit darauf verzichtet.

6. Messung der effektiven Analysierstärke

6.1. Doppelstreuung

Nach dem sorgfältigen Einstellen der Detektoren auf die errechneten Abstände und der Überprüfung der Streuwinkel, wurde die vermessene Streufolie in der sekundären Streukammer montiert. Eine weitere (in den Werten identische) Folie wurde als primäre Streufolie eingesetzt. Der Winkel für beide Streuungen wurde auf 120° eingestellt. Mit Hilfe von Viel-Kanal-Analysatoren (Multi-Channel-Analyzers kurz: MCAs) wurden die Schwellen für die Diskriminatoren festgelegt (siehe Kapitel 6.2). Somit ist es in den folgenden Messungen möglich das elektronische Rauschen und den inelastischen Untergrund zu unterdrücken.

Für jeden Detektor wurden die registrierten Ereignisse oberhalb der Schwelle über 120 Sekunden aufsummiert. Anschließend wurde die primäre Streufolie aus dem einfallenden Elektronenstrahl gefahren um den Strahlstrom, sowie eine eventuell vorhandene Untergrund-Zählrate durch Signal-Rauschen in der Messelektronik, ebenfalls für 120 Sekunden aufzuzeichnen. Um gegebenenfalls vorhandene Unterschiede in der Detektoreffizienz zu kompensieren, wurde anschließend die sekundäre Kammer um 180° rotiert, so dass die Positionen der rechten und linken Detektoren vertauscht wurden und die beiden obigen Messungen wiederholt. Ein solcher Zyklus (mit den für Einstellung benötigten Fahrzeiten) dauert etwa 10 Minuten bzw. zirka doppelt so lange, wenn Messungen mit polarisiertem Elektronenstrahl durchgeführt werden, da hier beide Spinzustände mit ausreichender Statistik gemessen werden müssen.

Um die zuvor errechneten Abstandsverhältnisse zu verifizieren wurden absichtlich instrumentelle Asymmetrien erzeugt. Hierzu wurde der Strahlfleck auf der primären Streufolie aus seiner Sollposition um einige Millimeter verschoben. Die resultierenden Wertepaare aus Monitor- und Polarisations-Zähler Asymmetrie wurden gegeneinander aufgetragen.

6. Messung der effektiven Analysierstärke

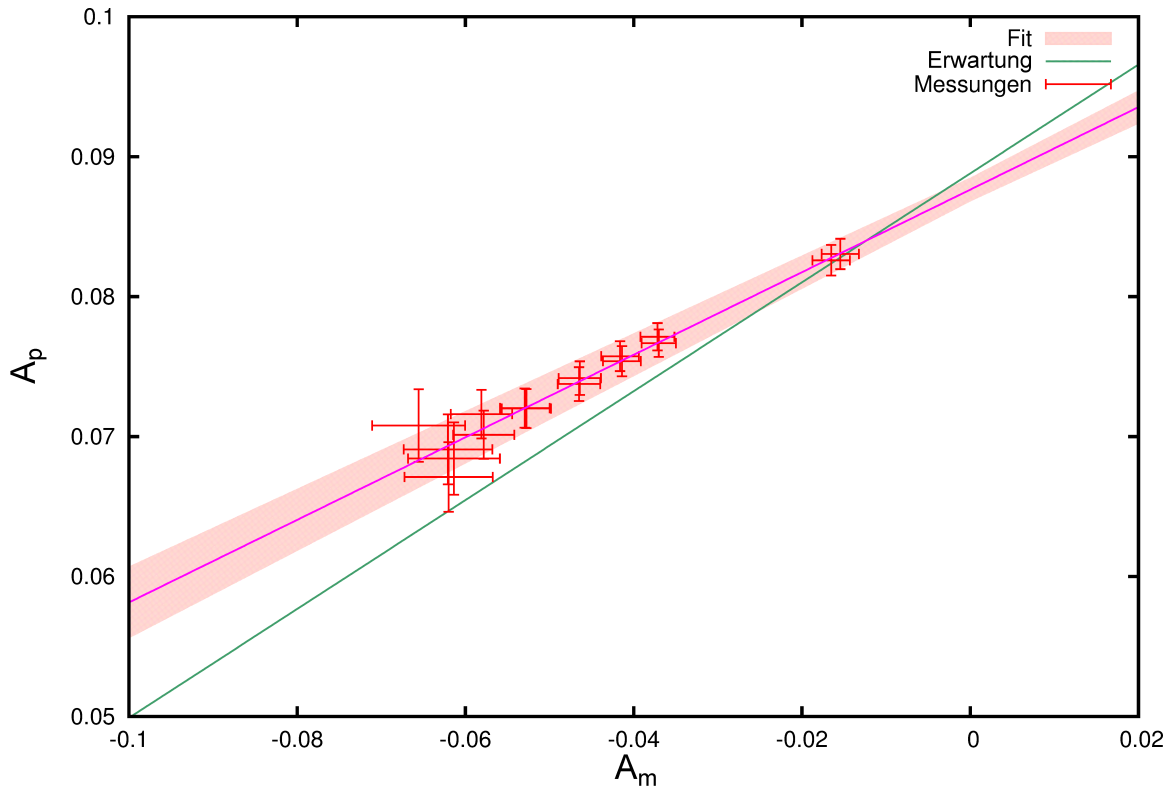


Abbildung 6.1.: Messung zur Verifikation der Zählereinstellung. Die grüne Linie stellt die in Gleichung 5.5.7 berechnete Steigung c dar. In rot sind die Messpunkte und ein Fit der gemessenen Steigung q mit $1\text{-}\sigma$ -Band aufgetragen.

Dabei sollte die Steigung (q) der durch die Messpunkte gefitteten Geraden:

$$A_p = q \cdot A_m + A_0 \quad (6.1.1)$$

dem nach Gleichung 5.5.7 berechneten Wert für c entsprechen.

Stellt man den Wert der Steigung aus den Messwerten

$$q = 0,295(17) \quad (6.1.2)$$

dem Ergebnis der Berechnungen in Gleichung 5.5.7 ($c = 0,389(12)$) gegenüber (siehe auch Abbildung 6.1), so ergibt sich eine relative Abweichung von

$$\Delta_{\text{Steigung}} = \frac{q - c}{c} = 24(5) \%^1 \quad (6.1.3)$$

¹Schreibfehler in Formel gegenüber der Abgabeversion korrigiert

Da die Monitorasymmetrien in den Messungen zur Bestimmung der effektiven Analysierstärke typischerweise unter einem Prozent lagen, beträgt die relative Unsicherheit der Gesamtasymmetrie durch diese Diskrepanz schließlich 1 %.

6.2. Abhängigkeit der Asymmetrie von der Diskriminator-Schwelle

Um die Änderung der Asymmetrie in Abhängigkeit von den unteren Diskriminator-Schwellen zu untersuchen, wurden diese in 0,1 V Schritten von 0,3 V bis 2,2 V variiert. Im Bereich der elastischen Peaks wurde die Schrittweite noch einmal auf 0,05 V halbiert und bei jeder der Einstellungen eine Messung in Doppelstreuung mit unpolarisiertem Elektronenstrahl (ausgeschaltete Pockels-Zellen-Hochspannung) durchgeführt. Aus den so gemessenen integrierten Spektren der Detektoren kann sowohl die Asymmetrie bei der jeweiligen Diskriminatoreinstellung berechnet, als auch das (Energie-)Spektrum der im Detektor ankommenden Elektronen rekonstruiert werden.

Die aus diesen Messungen resultierenden Spektren sind in Abbildung 6.2 zu sehen, ebenso die aus diesen Spektren berechnete Asymmetrie, für den Fall, dass alle vier Detektoren die gleiche Einstellung für die Diskriminatorschwelle verwenden.

Die Asymmetrie steigt für niedrige Schwellenwerte zunächst stark an. Der Grund hierfür ist das elektronische Rauschen der Verstärker, welches am unteren Ende des Spektrums als starker Untergrund erfasst wird und die Asymmetrie zunächst reduziert. Das nachfolgende Plateau der Asymmetriewerte weist einen absoluten Anstieg dieser um zirka 2 % ($\approx 7\%$ relativ) auf und wird durch die sukzessive Abnahme des erfassten inelastischen Untergrundes sowie mehr- und vielfach gestreuter Elektronen erklärt. Als „inelastisch“ werden dabei auch solche Elektronen erfasst, die nicht ihre gesamte Energie im Detektor deponieren. Schließlich kommen bei hohen Summations-Untergrenzen die gegeneinander verschobenen Peakpositionen zum Tragen, wodurch eine starke Drift der berechneten Asymmetrie eintritt. Am oberen Ende der Schwellenwerte werden die statistischen Messunsicherheiten dann durch die geringe Anzahl an Ereignissen so groß, dass die Unsicherheit der berechneten Asymmetrie sehr schnell in Richtung der Größenordnung des berechneten Wertes selbst strebt.

Vor dem Hintergrund, dass die Mott-Streuung auf der Annahme der elastischen Streuung beruht und (stark) inelastische Ereignisse insbesondere auch einen Spin-Flip des Elektrons ermöglichen, sind nur die im elastischen Peak gemessenen Elektronen

6. Messung der effektiven Analysierstärke

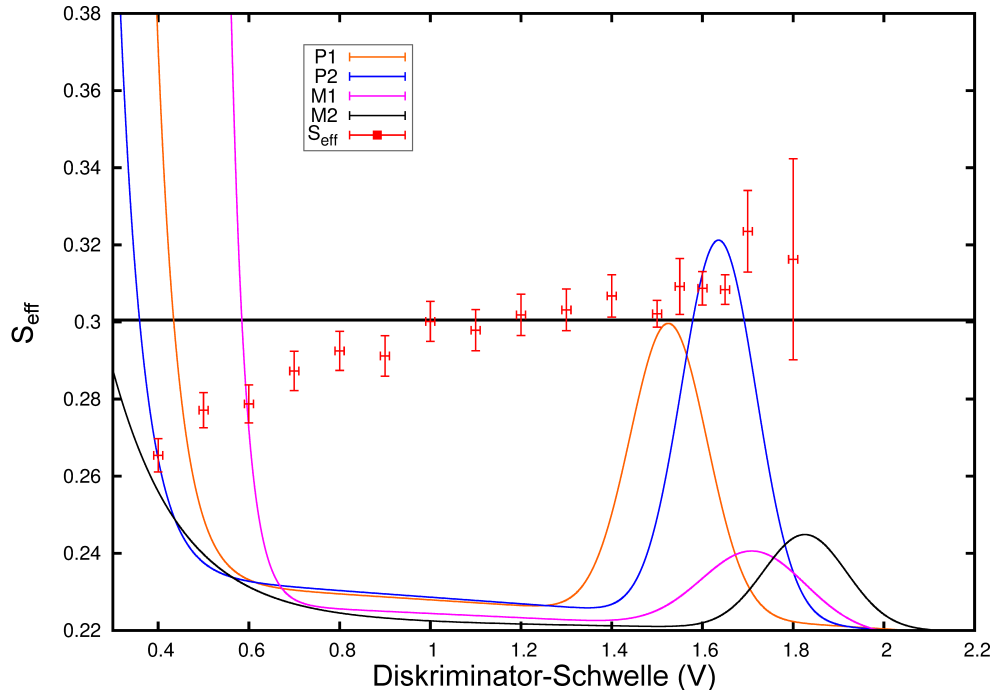


Abbildung 6.2.: Abhängigkeit der effektiven Analysierstärke von der gewählten Diskriminatorschwelle. Ebenfalls (zur Orientierung) abgebildet sind die Spektren der Polarisations- (P1,P2) und Monitorzähler (M1,M2). Die Diskriminatorschwellen wurden nachfolgend für jeden der Kanäle auf den Beginn der aufsteigenden Flanke des Peaks eingestellt (siehe Tabelle 6.1). Die horizontale, schwarze Linie markiert den im folgenden Abschnitt errechneten mittleren Wert für S_{eff} .

von Interesse. Daher wurden die Schwellenwerte der einzelnen Kanäle anhand der obigen Messung jeweils auf den Anfang des Peaks gelegt (siehe Tabelle 6.1), wodurch insbesondere das (oben erwähnte) Rauschen der verwendeten Elektronik vollständig unterdrückt wird. Messungen ohne primäre Streufolie bzw. ohne Elektronenstrahl können in regelmäßigen Abständen durchgeführt werden um diese Unterdrückung sicher zu stellen.

Aufgrund des Energieauflösungsvermögens der verwendeten Detektoren von 7 keV (siehe Kapitel 4.3.2) kann allerdings nicht ausgeschlossen werden, dass auch in diesem Peak sich noch inelastisch gestreute Elektronen finden, insbesondere da inelastische Streuungen mit Energieverlusten der Elektronen von nur wenigen Elektronvolt möglich sind [19], [42], [57].

Detektor	Schwellenwert
Polarisation 1	1,30 V
Polarisation 2	1,41 V
Monitor 1	1,45 V
Monitor 2	1,60 V

Tabelle 6.1.: Verwendete Diskriminatorschwellen für die einzelnen Detektoren

Die in Abbildung 6.2 zu sehende Verschiebung der Spektren gegeneinander kann auch im Nachhinein durch eine geeignete Wahl der Summationsschwelle korrigiert werden.

6.3. Bestimmung der effektiven Analysierstärke

Die zur Bestimmung der effektiven Analysierstärke notwendigen Messungen wurden unter Berücksichtigung einer hinreichend guten Statistik in möglichst kurzer Zeit vorgenommen. Dies soll verhindern, dass die Polarisation bei den Messungen, bei denen diese erforderlich ist, durch Alterung der präparierten Kathode systematischen Schwankungen unterliegt (siehe Abb. 1.8, Anstieg der gemessenen Asymmetrie um 2% über 12 Tage).

Zunächst wurde mittels eines zusätzlichen Abschwächers im Laserstrahlengang die Asymmetrie (A_0) des Strahls an der zweiten Streufole untersucht. Bei dieser Gelegenheit wurde ebenfalls mittels Strahlverschiebung eine Messung zur Überprüfung der Abstandsverhältnisse (vgl. Abb. 6.1) vorgenommen. Nach dem Entfernen des Abschwächers wurden die Werte für die Asymmetrien A_{\uparrow} , A_{\downarrow} und A_T mit polarisiertem Strahl gemessen. Für die Messung der Asymmetrie A wurde mittels Ausschaltens der Pockels-Zellen-Hochspannung ein unpolarisierter Strahl erzeugt.

Die aus dieser Messung von A analog zu Kapitel 5.4 bestimmte Restasymmetrie des Elektronenstrahls nach der ersten Streuung betrug $-0,000\,272(588)$.

Bedingt durch den Versuchsaufbau mit nur einem Detektorarm, für Streuwinkel verschieden Null, an der ersten Streufole, kann die Asymmetrie A_T nicht mittels des *Superratio* (vgl. Gleichung 4.3.2) bestimmt werden. Daher wird hier die Asymmetrie auf konventionelle Weise nach Gleichung 4.3.1 gebildet, wobei die Zählraten

6. Messung der effektiven Analysierstärke

Asymmetrie	Wert
A	0,0904(7)
A_0	0,0940(2)
A_T	0,0951(2)
A_\uparrow	0,1743(4)
A_\downarrow	-0,0049(5)

Tabelle 6.2.: Experimentelle Werte der fünf benötigten Asymmetrien

jeweils auf den gemessenen Strahlstrom normiert wurden um so eventuell vorhandene helizitätskorrelierte Strahlstromschwankungen aus der Messung zu eliminieren.

Formel	S_{eff}
$S_{\text{eff},2,(1)}^2 = \frac{A_0 A}{A_T}$	0,2989(14)
$S_{\text{eff},2,(2)}^2 = \frac{A_0}{2A_T} [A_\uparrow (1 + A_T) + A_\downarrow (1 - A_T)]$	0,3036(7)
$S_{\text{eff},2,(3)}^2 = \frac{A_0}{4A_T} \frac{[A_\uparrow(1+A_T)]^2 - [A_\downarrow(1-A_T)]^2}{A_\uparrow(1+A_T) - A}$	0,2992(13)
$S_{\text{eff},2,(4)}^2 = \frac{A_0}{4A_T} \frac{[A_\downarrow(1-A_T)]^2 - [A_\uparrow(1+A_T)]^2}{A_\downarrow(1-A_T) - A}$	0,3083(17)
Mittelwert	0,3024(9)

Tabelle 6.3.: Ergebnisse der verschiedenen Methoden zur Bestimmung von $S_{\text{eff},2}$ sowie der mit den statistischen Fehlern gewichtete Mittelwert.

Aus den in Tabelle 6.2 aufgelisten gemessenen Asymmetrien errechnen sich wiederum die Werte für die effektive Analysierstärke nach den Formeln 2.2.15 bis 2.2.18 in Tabelle 6.3, welche in Abbildung 6.3 noch einmal graphisch dargestellt sind.

Eine Messreihe über einen Zeitraum von mehreren Wochen mit über 1600 Zyklen (Abbildung 6.4) ergab, dass die Verteilung der berechneten Gesamtasymmetrien der einzelnen Zyklen einer Normalverteilung folgt.

Die Standardabweichung dieser Verteilung ergibt sich zu $\sigma = 0,00565(3)$ und ist somit vergleichbar mit der statistischen Unsicherheit der einzelnen Zyklen von zirka 0,0061. Somit kann davon ausgegangen werden, dass die in Tabelle 6.2 angegebenen Unsicherheiten tatsächlich rein statistisch sind.

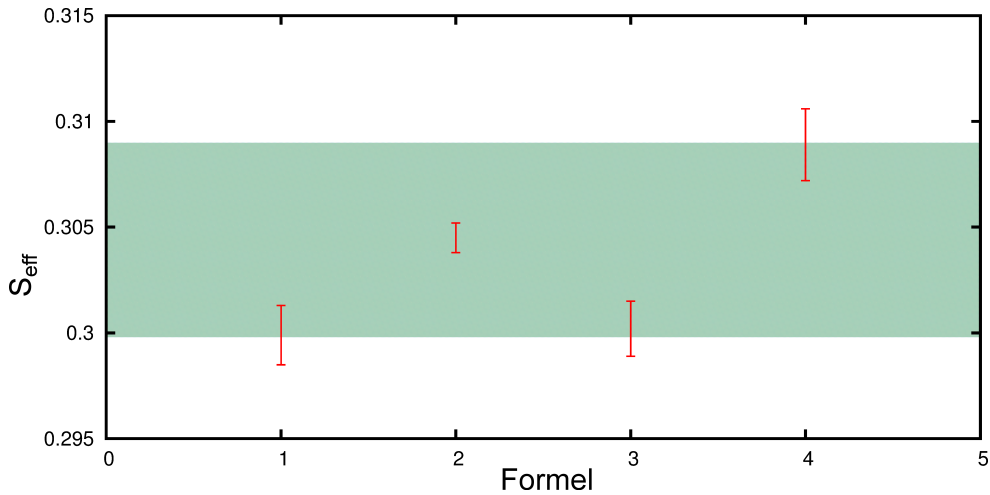


Abbildung 6.3.: Resultate der verschiedenen Methoden zur Bestimmung von $S_{\text{eff},2}$ in derselben Reihenfolge wie Tabelle 6.3. Die Streuung der Daten beträgt $\pm 1,5\%$ relativ und wird durch das grüne Band dargestellt.

6.4. Vergleich mit der Extrapolationsmethode

Um einen weiteren Vergleich der mit dem Doppel-Mott bestimmten Werte zu erhalten, wurde eine zusätzliche Messreihe nach der Extrapolationsmethode durchgeführt. Die Streufolien verschiedener Dicken (siehe Tabelle 6.4) wurden dabei an der Position der sekundären Folie eingesetzt, da nur so ein direkter Vergleich der beiden Methoden möglich ist. Weil zum Wechseln der Folien ein Belüften und anschließen-

Nummer	Goldschicht	Trägerfolie
70	$56 \mu\text{gcm}^{-2}$	$29 \mu\text{gcm}^{-2}$
89	$73 \mu\text{gcm}^{-2}$	$12 \mu\text{gcm}^{-2}$
93	$132 \mu\text{gcm}^{-2}$	$19 \mu\text{gcm}^{-2}$
76	$220 \mu\text{gcm}^{-2}$	$17 \mu\text{gcm}^{-2}$

Tabelle 6.4.: Massenbelegungen der für die Extrapolationsmessung verwendeten Streufolien

des erneutes Evakuieren der Apparatur unumgänglich ist, wurde vor und nach jeder dieser Asymmetriemessungen eine Messung von A_T vorgenommen um eine Referenz für die Polarisation des Elektronenstrahles zu haben. Indem in einer weiteren Messung

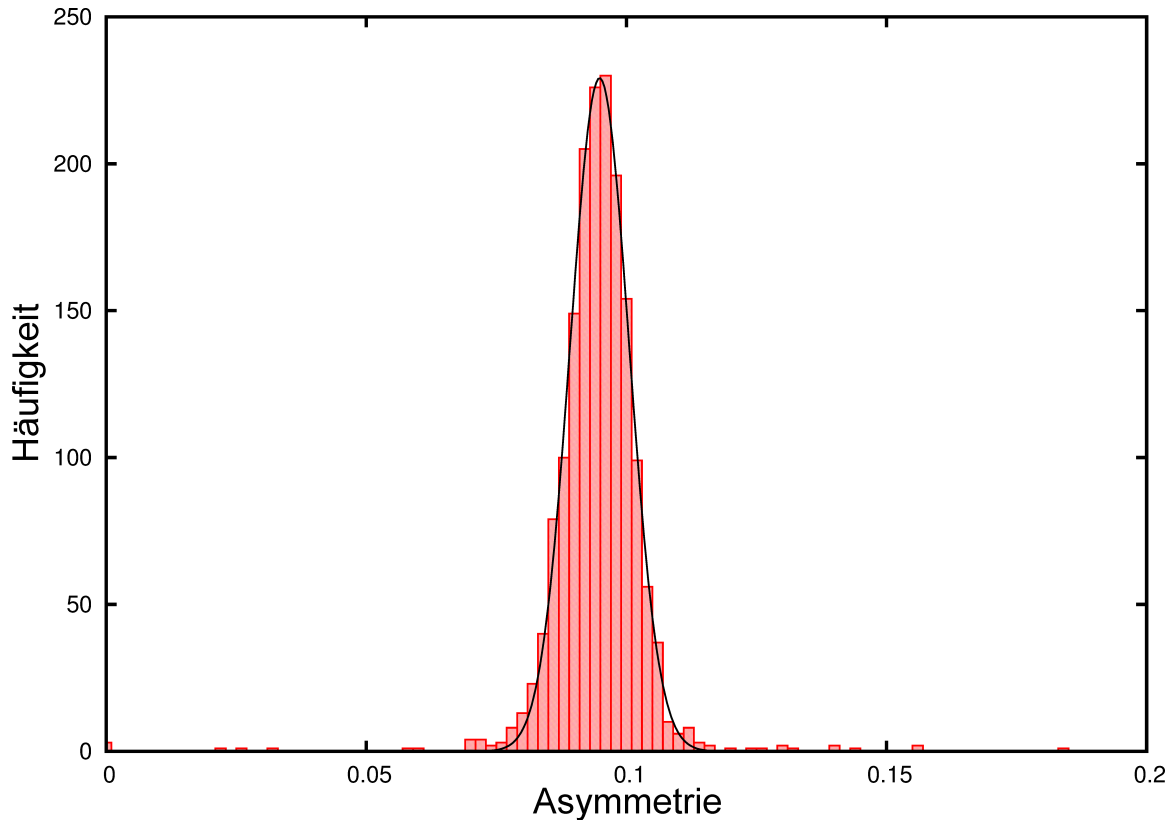


Abbildung 6.4.: Histogramm der Asymmetrien der einzelnen Zyklen einer Langzeitmessung der Asymmetrie A . Die schwarze Linie stellt eine an die Daten angepasste Normalverteilung mit dem Mittelwert $\mu = 0,0948(1)$ und einer Standardabweichung $\sigma = 0,00565(3)$ dar.

auch die Asymmetrie A bestimmt wurde, konnten für alle verwendeten sekundären Streufolien die effektiven Analysierstärken ebenfalls nach der Doppelstreu-Methode berechnet werden. Um den Ablauf zu beschleunigen und somit das Risiko einer zu geringen Quantenausbeute der Kathode zum Ende der Messreihe hin zu minimieren, wurde auf eine Rejustage der Detektorabstände für die weiteren Streufolien verzichtet. Somit konnte keine Korrektur der gemessenen Asymmetrien durch die Monitordetektoren erfolgen. Hierdurch vergrößert sich der relative systematische Fehler in Kapitel 7.1 auf bis zu 0,5%.

Anhand der gemessenen Asymmetrien A_T , welche jeweils am Anfang und Ende der Messreihe an einer Folie durchgeführt wurden (siehe Abbildung 6.5), kann eine über die Dauer der Messungen eventuell auftretende Drift der Polarisation des primären Elektronenstrahls festgestellt und im Weiteren korrigiert werden.

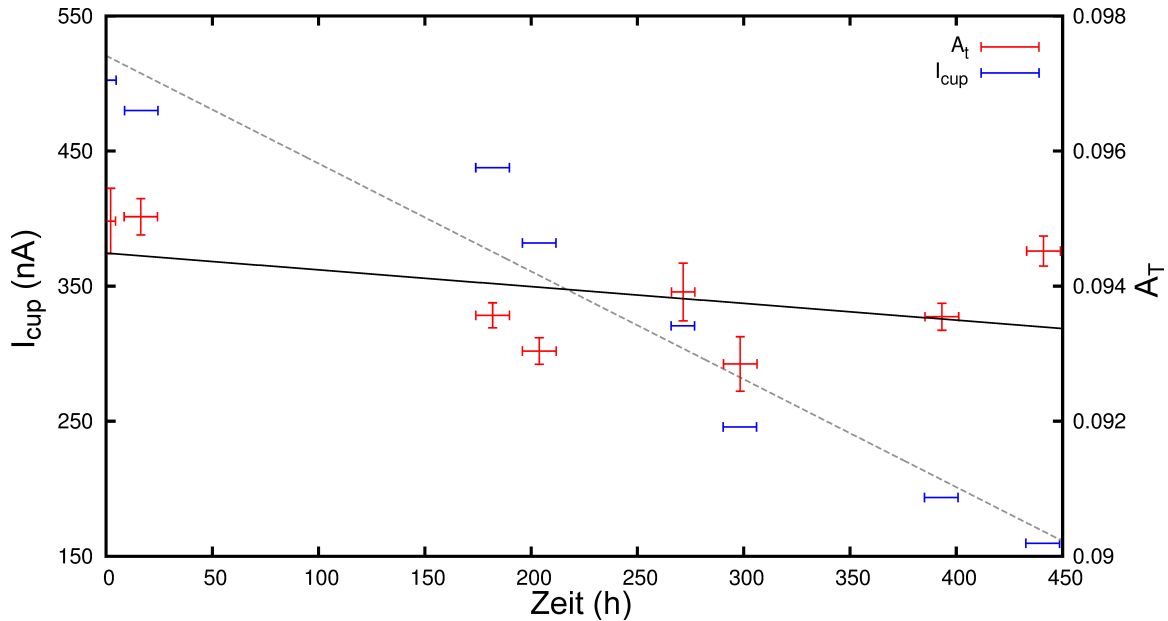


Abbildung 6.5.: Zeitliche Änderung der gemessenen Asymmetrie an der ersten Streufolie (A_T , rote Punkte) und des Elektronenstroms im Strahlfänger bei konstanter Laserleistung (blaue Punkte). Während der langen Pausen wurde jeweils die sekundäre Streufolie gewechselt. Zwischen den kurz aufeinanderfolgenden Messungen fanden die Messungen zur Bestimmung von A_0 statt. Die Fehlerbalken der Zeitachse stellen den Zeitraum der Messung dar. Die linearen Fits verdeutlichen einen leichten Rückgang der gemessenen Asymmetrie (schwarze Linie, rel. Asymmetrieabnahme des Fits: $-0,00265(200)$ %/h) über den dargestellten Zeitraum, während der Strahlstrom bei unveränderter Laserleistung sich um einen Faktor drei verringert (gestrichelte Linie, Stromabnahme: $-0,799(83)$ nA/h).

Für diese Korrektur wurde der Mittelwert der beiden Messungen von A_T (vor und nach der jeweiligen Messung von A_0) gebildet. Mit Hilfe dieser Mittelwerte (sowie des Gesamtmittels aller Messungen von A_T) wurden dann die Werte der Messungen von A_0 auf eine konstante Polarisierung des primären Elektronenstrahls korrigiert.

Anschließend kann eine Extrapolation nach den in Tabelle 2.1 genannten Formeln erfolgen (siehe Abbildung 6.6).

Aus diesen Extrapolationen ergeben sich die Werte in Tabelle 6.5 für die effektiven Analysierstärken der einzelnen Streufolien. Des Weiteren lässt sich die Polarisierung des primären Elektronenstrahls zu $29,6(2)$ % (exponentieller Fit) bzw. $31,0(2)$ % (rationaler Fit) bestimmen.

6. Messung der effektiven Analysierstärke

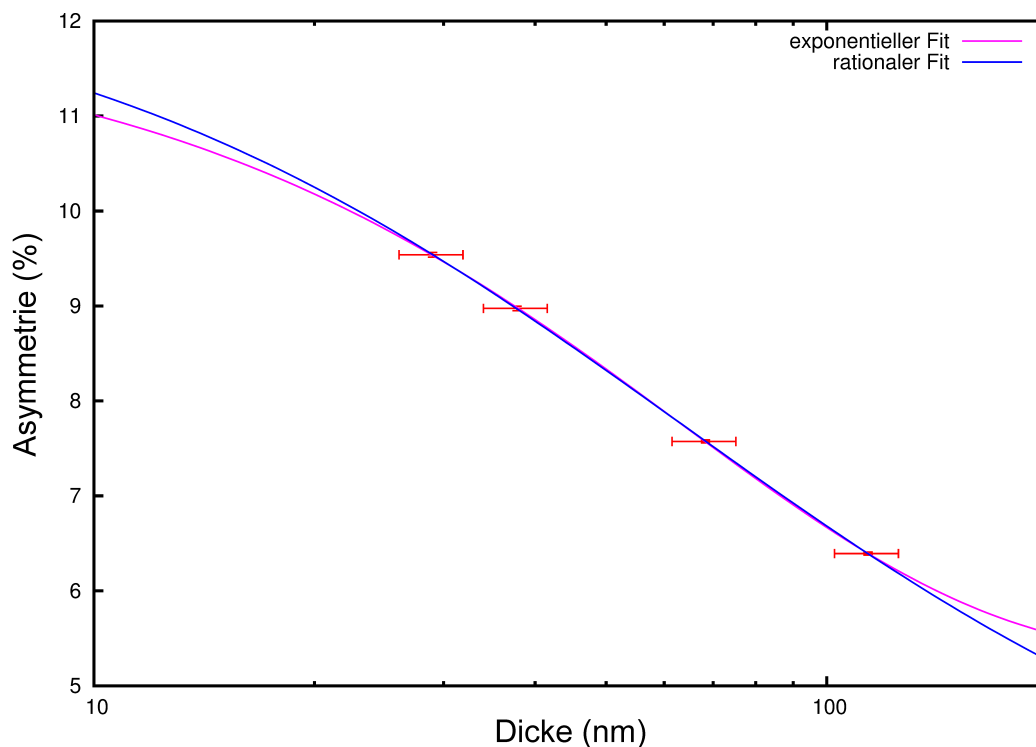


Abbildung 6.6.: Asymmetrie aufgetragen über der Dicke der Goldschicht der für die Extrapolation verwendeten Streufolien. Ebenfalls aufgetragen sind die Kurven der beiden Fitmethoden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.5 dargestellt.

Goldschicht	$(A_0 + b d)^{-1}$	$A_0 + b e^{-\lambda d}$	Doppelstreuung
$56 \mu\text{gcm}^{-2}$	0,3060(21)	0,3204(22)	0,3139(7)
$73 \mu\text{gcm}^{-2}$	0,2929(20)	0,3067(21)	0,3024(9)
$132 \mu\text{gcm}^{-2}$	0,2428(17)	0,2542(17)	0,2657(4)
$220 \mu\text{gcm}^{-2}$	0,2065(14)	0,2162(15)	0,2203(4)

Tabelle 6.5.: Effektive Analysierstärken der verschiedenen Streufolien nach den beiden Extrapolationsmethoden. Zum Vergleich der gewichtete Mittelwert aus den jeweiligen Doppelstreuungsmessungen. Die hier angegebenen Unsicherheiten sind beruhen alleine auf der Statistik.

Wie aus diesen Werten hervorgeht, weisen die Ergebnisse des gewichteten Mittelwerts aus den Berechnungen nach der Doppelstreu-Methode eine maximalen relativen

Abweichung von 4,5% für die $132 \mu\text{gcm}^{-2}$ Folie auf. In dieser Untersuchung ist die durch Doppelstreuung gemessene effektive Analysierstärke größer als die durch Extrapolation bestimmte. Somit besteht insbesondere die in Kapitel 2.3 beschriebene Diskrepanz von zirka 15% zwischen den beiden Methoden nicht, wenn Beide an derselben Apparatur durchgeführt wurden.

Da die (im Vergleich zu Einzelstreuapparaturen) geringer gemessenen effektiven Analysierstärken jedoch auch an einer anderen Doppelstreu-Apparatur ([49]) festgestellt wurde, bedarf es weiterer Untersuchungen diese Diskrepanz zu verstehen. Ebenso ist eine weitere Erforschung der Streuung der verschiedenen Berechnungsmethoden erforderlich, um sowohl die Aussagekraft der Ergebnisse der Doppelstreu-Methode selbst zu erhöhen, als auch einen besseren Vergleich der beiden Methoden vornehmen zu können.

7. Betrachtung systematischer Fehlerquellen

7.1. Monitorzähler Asymmetrie

Für höchste Genauigkeit muss beachtet werden, dass die Sherman-Funktion für die Streuung von 100 keV Elektronen an Gold unter $\Theta = 45^\circ$ nicht exakt Null ist. Laut den Daten von Holzwarth und Meister [23] gelten die folgenden Werte aus Tabelle 7.1:

Θ (°)	$S(\Theta)$
45,0	0,0086394
48,1	0,0002409
48,2	-0,0000695
120,0	-0,4045753

Tabelle 7.1.: Theoretische Werte der Sherman-Funktion von Gold bei ausgewählten Winkeln und 100 keV Beschleunigerspannung

Vernachlässigt man diese von Null verschiedene Asymmetrie der Monitorzähler bei der Berechnung der korrigierten Gesamtasymmetrie (siehe Gleichung 3.0.12), so ergibt sich aus den theoretischen Werten ein Fehler von

$$S(45^\circ) \cdot S(120^\circ) = -0.0035$$

für die Monitorzähler Asymmetrie.

Neuere Berechnungen [58] zeigen für den hier verwendeten Streuprozess unter 120° eine relative Reduzierung des theoretischen Wertes um zirka 1,5 %. Daher kann die Lage des Nulldurchgangs der Sherman-Funktion in der Nähe von 45° und der Wert dieser Funktion für $\Theta = 45^\circ$ in Tabelle 7.1 nicht als exakt angesehen werden.

7. Betrachtung systematischer Fehlerquellen

Des Weiteren ergeben Messungen von A_T unter 45° eine Restasymmetrie von $-0,0020(2)$.

Schätzt man nun die Genauigkeit dieser Nulldurchgangs-Korrektur konservativ durch die Differenz der beiden oben genannten Werte ab, so resultiert hieraus ein relativer Fehler von bis zu $0,25\%$ ($c \leq 0.5$) für die nach Gleichung 3.0.12 berechnete Gesamtasymmetrie.¹

Darüber hinaus soll diese Unsicherheit zukünftig durch eine entsprechende Messung [45] auch vollständig eliminiert werden können.

7.2. Detektorwinkel und -abstände

Die nachfolgenden Abschnitte beschreiben Unsicherheiten, die auf den Winkel- und Abstandseinstellungen beruhen. Diese wirken sich zwar auf den Wert der effektiven Analysierstärke aus, da dieser durch Messungen festgelegt ist jedoch nicht auf die Bestimmung der Polarisation des Elektronenstrahls, so lange in der Zwischenzeit keine Änderungen an der Apparatur mehr vorgenommen wurden.

Sollen dagegen Polarisationsmessungen miteinander verglichen werden, zwischen denen die Abstands- oder Winkelparameter verändert wurden, so müssen die auf den Einstellgenauigkeiten basierenden Unsicherheiten berücksichtigt werden.

7.2.1. Verschiebung eines Detektorpaares

Aufgrund der in Kapitel 5.5 beschriebenen Schwierigkeiten beim Messen des Abstands zwischen Detektor und Streufolie, kann ein Detektorpaar systematisch in eine Richtung von seinem Sollabstand abweichen.

Weicht also ein Detektorpaar in seinem Abstand (R) von der Streufolie um ΔR ab, so ändert sich mit dem Raumwinkel auch die Winkelakzeptanz und ebenfalls die Anzahl der registrierten Ereignisse. Weiterhin ist die Rate der Teilchen in einem gegebene Raumwinkel sowohl vom differentiellen Wirkungsquerschnitt abhängig als auch (aufgrund der Mott-Streuung) von der Sherman-Funktion. Für den Fall einer Abweichung des Abstandes Detektorpaar - Streufolie wird bei der Berechnung des Detektoröffnungswinkels

$$\tan(\alpha/2) = \frac{r_{\text{Detektor}}}{R} \quad (7.2.1)$$

R durch $(R + \Delta R)$ ersetzt, wobei r_{Detektor} der Radius der Detektoröffnung ist.

¹Die hier durchgeführte Korrektur ist nicht identisch mit der in [45] beschriebenen

Verringert man den Abstand der Detektoren zur Streufolie, so vergrößert sich die Winkelakzeptanz. Rechnerisch ergibt sich bei einer Verschiebung der Polarisations-Detektoren von 1,6 mm in Richtung der Streufolie eine Vergrößerung des relativen Fehlers der Asymmetrie um 3,39% (= 0,21%/0,1 mm). Aufgrund des größeren Abstandes und der kleineren Öffnung ist der Einfluss durch eine Verschiebung beider Monitorzähler mit einem relativen Fehler von 0,001%/0,1 mm nahezu vernachlässigbar.

7.2.2. Verschiebung eines einzelnen Detektors

Weicht einer der Detektoren eines der Paare gegenüber dem anderen in seinem Abstand zur Streufolie ab, so hat dies keine weiteren Unsicherheiten zur Folge. Dies wird durch das regelmäßige Vertauschen der Detektoren und das Berechnen der Asymmetrie mittels des sogenannten Superratios (vgl. Gleichung 4.3.2) sichergestellt.

7.2.3. Winkelfehler

Ebenso wie die Abstände unterliegt auch der (mittlere) Streuwinkel der Detektoren Ungenauigkeiten bei der Montage. Berechnet man diese anhand tabellierter Werte (z.B. nach [23]) für eine Winkelverschiebung beider Detektoren eines Paares, so erhält man

$$\frac{\Delta A}{A} = 0,12\%$$

für eine Winkelabweichung von $0,1^\circ$ bei den Monitor-, bzw.

$$\frac{\Delta A}{A} = 0,30\%$$

für dieselbe Abweichung bei den Polarisationszählern.

In diesen Zahlen ist ebenfalls die Mittelung über den endlichen Öffnungswinkel der Detektoren berücksichtigt, welche durch Blenden mit Öffnungen von 4,5 mm für die Polarisations-, bzw. 1,5 mm für die Monitorzähler begrenzt wird. Der aus dieser Winkelintegration resultierende Anteil der Unsicherheit ist durch die Linearität der Sherman-Funktion in den hier relevanten Bereichen um $\Theta = 120^\circ$ bzw. 45 degree klein bzw. vernachlässigbar. Darüber hinaus geht dieser Anteil ebenfalls nur in den Wert der Analysierstärke ein, hat aber später keinen Einfluss auf die Bestimmung der Elektronenstrahlpolarisation.

Auch diese Betrachtung zeigt, dass die Anforderung an die Genauigkeit der Justage der Polarisationszähler deutlich höher ist als diejenige an die Monitorzähler.

7. Betrachtung systematischer Fehlerquellen

Wie schon bei den Abständen, so annihilieren sich auch bei den Winkeln Unterschiede zwischen den beiden Detektoren eines Paares durch die Verwendung des Superratios im Ergebnis der Gesamtasymmetrie.

7.3. Monitorzählerkorrekturfaktor c

Wie in Kapitel 3 beschrieben, erfordert die Kompensation der Asymmetrie (bezüglich möglicher Orts- und Winkelsabweichungen des Elektronenstrahls) mit Hilfe der Monitorzähler einen Proportionalitätsfaktor (c). Da auch dieser in seiner Bestimmung Unsicherheiten unterworfen ist und insbesondere Abweichungen zwischen dem zuvor berechneten Wert (Abschnitt 5.5) und einer später möglichen vergleichenden Messung (Steigung q , Abschnitt 6.1) auftreten können, muss auch hier die Beeinflussung des Gesamtergebnisses untersucht werden. Aus Gleichung 3.0.12 folgt, dass die relative Ungenauigkeit der korrigierten Asymmetrie $\Delta A_{\text{korrr}}/A_{\text{korrr}}$ gegeben ist durch:

$$\begin{aligned}\frac{\Delta A_{\text{korrr}}}{A_{\text{korrr}}} &= \frac{(A_{\text{p}} - cA_{\text{m}}) - (A_{\text{p}} - qA_{\text{m}})}{A_{\text{p}} - cA_{\text{m}}} \\ &= \frac{(q - c)A_{\text{m}}}{A_{\text{p}} - cA_{\text{m}}}\end{aligned}\tag{7.3.1}$$

Somit ist die Unsicherheit proportional zur Differenz der beiden Werte c und q so wie der Asymmetrie in den Monitorzählern. Damit lässt sich der relative Einfluss auf das Gesamtergebnis für die typischen experimentellen Werte von $A_{\text{m}} \approx 0,01$, $A_{\text{g}} \approx 0,1$ und $c - q = 0,1$ (vgl. Kapitel 6) abschätzen zu

$$\frac{\Delta A_{\text{korrr}}}{A_{\text{korrr}}} = 1,04\%\tag{7.3.2}$$

(vgl. Kapitel 6.1).

Eine Untersuchung, bei der der Korrekturfaktor (siehe Anhang I) systematisch zwischen Werten von Null bis Eins variiert wurde, zeigte nur eine geringfügige Änderung der Streuung der Werte in Tabelle 6.3. Daher kann die Streuung der dortigen Ergebnisse nicht mit dieser Abweichung des Proportionalitätsfaktors erklärt werden.

7.4. Strahlinduzierter Untergrund

Da die sekundäre Streufolie nur bei geöffneter Vakuumkammer gewechselt werden kann, ist es nicht möglich den durch deren Trägerschicht induzierten Untergrund in

unmittelbarer zeitlicher Nähe zur Messung der Asymmetrie zu bestimmen und auf diese Weise zu berücksichtigen.

Jedoch kann durch vergleichende Messungen mit einer Trägerfolie ohne Goldbeschichtung der Untergrundanteil dieser an der Gesamtzählrate abgeschätzt werden. Bei einer solchen Messung mit den in Tabelle 7.2 genannten Folien konnte der Untergrundanteil in den Polarisationszählern auf $\leq 0,30(3)\%$ relativ ($\leq 1,0(1)\%$ relativ in den Monitorzählern) bestimmt werden. Die Raten bei der Messung der reinen Trägerschicht lagen zwischen 1 und 2 Hz bei einem primären Strahlstrom von durchschnittlich 579 nA.

Nummer	Goldschicht	Trägerfolie
37	-	26 μgcm^{-2}
76	220 μgcm^{-2}	17 μgcm^{-2}

Tabelle 7.2.: Massenbelegungen der für die Untergrundmessung verwendeten Streufolien

Diese Messung deckt auch eventuell auftretende Ereignisse in den Detektoren ab, die durch γ -Quanten hervorgerufen werden. Diese wiederum entstehen im Faraday-Cup, wenn der primäre Elektronenstrahl dort gestoppt wird und können aufgrund ihrer geringen Wechselwirkung die Wände der sekundären Streukammer durchdringen, in das aktive Medium eines Detektors gelangen und dort ein Signal erzeugen.

Berücksichtigt man im Weiteren, dass die Streufolien mit dünneren Goldschichten eine entsprechend niedrigere Gesamtstreuraten bei gleichem Strahlstrom aufweisen (die dünnste verwendete Folie mit 56 μgcm^{-2} Gold und 29 μgcm^{-2} Trägermaterial erzeugte um einen Faktor 5 niedrigere Raten), so kann der erhöhte Untergrundanteil der Trägerschicht durch eben diesen Faktor abgeschätzt werden und würde sich dementsprechend auf bis zu 1,5(2) % relativ für die Polarisationszähler (5,0(5) % relativ für die Monitorzähler) erhöhen. Ähnliche Werte für den Untergrundanteil der Trägerfolie wurde auch in [45] bestimmt.

Unter der Annahme, dass der (durch die aus Elementen mit niedriger Kernladungszahl aufgebauten Trägerschicht hervorgerufene) Untergrund in der oben genannten Messung nicht helizitätskorreliert (und somit in allen Detektoren gleichgroß) ist, kann sein Einfluss auf das Gesamtergebnis berechnet werden. Hierfür wird die Formel 4.3.2 dahingehend modifiziert, dass von jeder der vier gemessenen Raten eine

7. Betrachtung systematischer Fehlerquellen

konstante Untergrundrate (x) abgezogen wird.

$$A = \frac{1 - \sqrt{Q}}{1 + \sqrt{Q}}, \quad \text{mit} \quad Q = \frac{(1^\uparrow - x)(2^\downarrow - x)}{(1^\downarrow - x)(2^\uparrow - x)} \quad (7.4.1)$$

wobei

$$x = k \frac{1^\uparrow + 1^\downarrow + 2^\uparrow + 2^\downarrow}{4} \quad (7.4.2)$$

proportional zur mittleren gemessenen Rate in allen Detektoren basierend auf der Messung gewählt wurde. Berechnet man nun die Asymmetrie und die relative Abweichung ($\Delta A/A$) selbiger, so erhält man für die dünnste Folie und eine gemessene Asymmetrie von $A = 10\%$:

$$\frac{\Delta A}{A} \leq 1,5\% \quad \text{für} \quad k \leq 1,5\% \quad (7.4.3)$$

Auch diese Unsicherheit ist, wie alle Effekte die durch die Streuung an der Goldfolie verursacht werden, in der Definition der effektiven Sherman-Funktion enthalten [45] und somit eine Konstante der Apparatur. Daher wird die Genauigkeit einer späteren Polarisationsmessung nicht beeinflusst.

Eine Messung des Untergrundanteils, der aus der Streuung der Elektronen an den Innenwänden der sekundären Streukammer nach deren Interaktion mit der Goldschicht der zweiten Streufolie resultiert, ist leider nicht möglich. Um diesen Anteil soweit wie möglich zu unterdrücken, sind auch hier die Oberflächen der sekundären Streukammer mit einer geeigneten Beschichtung versehen, welche die Elektronenrückstreuung minimieren soll. Die relative Reduzierung der gemessenen Analysierstärke wurde in [45] mit $< 0,1\%$ abgeschätzt. Für eine zukünftige genauere Bestimmung dieses Untergrundes wird eine präzise Simulation des gesamten Streuprozesses benötigt, die nicht Gegenstand dieser Arbeit ist.

Darüber hinaus muss in entsprechenden Simulationen auch ein möglicher Einfluss der unterschiedlichen Strahlfänger (bei Einzel- bzw. Doppelstreuung) hinter der sekundären Streukammer untersucht werden. Insbesondere ist der Strahlfänger in der Doppelstreu-Konfiguration kürzer ausgeführt. Da die meisten Messungen zur Bestimmung von S_{eff} in Doppelstreu-, die Polarisationsmessung jedoch in Einzelstreu-Konfiguration durchgeführt werden, betrifft die hieraus resultierende Unsicherheit den Wert der später gemessenen Polarisation.

7.5. Helizitätskorrelierte Elektronenstrahländerungen

Durch die Verwendung des Superratio (siehe Kapitel 4.3.2) werden helizitätskorrelierte Strahlstromschwankungen bei der Bestimmung der Asymmetrien A , A_0 , A_{\uparrow} und A_{\downarrow} kompensiert. Da bei der Messung von A_T effektiv nur ein Detektor (die Summe aller Detektoren in der Sekundären Streukammer) zur Verfügung steht kann hier die Berechnung nicht nach Gleichung 4.3.2 erfolgen. Stattdessen wird die Gesamtzählrate des effektiven Detektors für die beiden Spinpolarisationen des Elektronenstrahls auf den jeweiligen mittleren Strahlstrom normiert und anschließend die Asymmetrie nach Formel 4.3.1 bestimmt. Auf diese Weise werden die helizitätskorrelierten Strahlstromschwankungen auch für A_T kompensiert.

Darüber hinaus können diese Schwankungen für den verwendeten Aufbau aus den mittleren Strahlströmen zu 0,1 % relativ berechnet werden. Dies hätte ohne korrigierende Maßnahmen eine falsche Asymmetrie von 0,0005 (zirka 0,5 % relative für A_T) zur Folge.

Diese helizitätskorrelierten Strahlstromschwankungen müssen insbesondere für die Genauigkeit des P2-Experiments (im späteren Betrieb von MESA) gemessen und korrigiert werden.

Ebenfalls kann das Umschalten der Helizität eine Strahllageänderung von zirka 100 nm zur Folge haben [28]. Die hieraus resultierende Auswirkung von unter 0,05 % relativ auf die Asymmetrie A_T ist vernachlässigbar klein. Dennoch sollen diese in Zukunft noch einmal gemessen werden, um dies mit aktuellen Daten weiter zu stützen. Bei der Messung der Asymmetrie A_0 wird eine solche Auswirkung durch die Korrektur mittels der Monitorzähler (siehe Kapitel 3) aufgehoben.

Weiterhin kann eine Spannungsdoppelbrechung am Vakuumfensters (und der hieraus resultierende lineare Anteile des Laserlichts) dazu führen, dass schon eine relative Abweichung von 0,02 % der Laserlicht-Polarisation eine relative Unsicherheit der Asymmetrien A_{\uparrow} und A_{\downarrow} von 0,1 % zur Folge hat. Ein hierdurch entstehender Einfluss auf die berechnete effektive Analysierstärke soll in Zukunft weiter untersucht werden.

7.6. Änderung der Polarisation mit dem Strahlstrom

Da bei der Messung von A_0 die sekundäre Streufolie direkt vom primären Elektronenstrahl getroffen wird, muss die Elektronenstrahlstromstärke um zwei bis drei

7. Betrachtung systematischer Fehlerquellen

Größenordnungen reduziert werden, damit die Detektoren nicht in Sättigung geraten und Totzeitkorrekturen gering halten werden können. Wie in [4] für 3,5 MeV Elektronen gezeigt wurde schwankt die an einer 15 μm dicken Goldfolie gemessene Asymmetrie (über den hier relevanten Bereich des Strahlstroms von etwa 5 nA bis 1 μA) um 1,2% relativ. Dabei ist weiterhin zu beachten, dass die einzelnen Messpunkte jeweils eine statistische Genauigkeit von zirka 0,8% relative aufweisen.

Eine zukünftige weitere Messreihe über mehrere Größenordnungen im Strahlstrom kann für eine genauere Abschätzung dieser möglichen Beeinflussung der Messung sorgen.

7.7. Eigenschaften des gestreuten Elektronenstrahls

Während sich die Größe und der Divergenzwinkel des primären Elektronenstrahls durch Elemente der Strahlführung einstellen lassen ist die Energieverteilung des primären Elektronenstrahls von der Stabilität der Hochspannungsversorgung (Heinzinger HNCs 101000-3) abhängig. Dessen relative Genauigkeit der Ausgangsspannung beträgt nach Herstellerangabe 10^{-4} . Um die Energieverteilung des Elektronenstrahls, der nach der ersten Streuung in die sekundäre Streukammer eintritt, abzuschätzen, wurde eine Monte-Carlo Simulation benutzt. Die Simulation bestimmt zunächst die vom Elektron in der Streufolie zurückgelegte Strecke. Diese wird dann mit dem mittleren Energieverlust pro Weglänge ($-dE/dx$), welcher sich aus der Bethe-Bloch Formel

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right] \quad (7.7.1)$$

mit

z	Ladungszahl des Elektrons (=1)
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante (des Vakuums)
I	mittleres Anregungspotential ($\approx 10 \text{ eV} \cdot Z$; 790 eV für Au [59])
n	$\frac{Z\rho}{A u}$ Elektronendichte der Folie
u	atomare Masseneinheit
Z, A, ρ	Ladungs- bzw. Massenzahl und Dichte des Streufolienmaterials

zu 5 eV/nm berechnen lässt, in die Energie des Elektrons nach der Streuung an der Folie umgewandelt. Dieses Verfahren basiert allein auf dem Mittelwert der Bethe-Bloch Formel und der Strecke, die die Elektronen innerhalb der Streufolie zurücklegen.

Es werden insbesondere keinen Streuprozesse mit hohen Energieüberträgen (etwa Møller-Streuung) berücksichtigt. Die hier genannte Formel 7.7.1 berücksichtigt nicht die sogenannte Schalenkorrektur für niederenergetische Projektile. Diese Korrektur von dE/dx beträgt bei der verwendeten Energie von 100 keV zirka 1 % relative (nach [59]) und ist gegenüber den in dieser Rechnung nicht berücksichtigten Anregungsprozessen vernachlässigbar.

Diese Simulation ergab, dass über 90 % der Elektronen Energieabweichungen von unter 1 keV zum primären Elektronenstrahl aufweisen. Verglichen mit dem primären Elektronenstrahl hat sich die relative Energiebreite somit auf zirka 10^{-2} um einen Faktor 100 erhöht.

Durch die Kollimation der gestreuten Elektronen zum sekundären Strahl weist dieser eine größere Divergenz auf. Im hier verwendeten Aufbau kommen zwei Blenden zum Einsatz, die Erste mit einem Öffnungsdurchmesser von 5 mm in einem Abstand von 46,7 mm von der ersten Streufolie und eine zweite 26,4 mm vor der zweiten Streufolie mit einer Öffnung von 9,2 mm [24]. Der Abstand zwischen den beiden Blenden beträgt 131,9 mm. Daraus kann errechnet werden, dass der gestreute Elektronenstrahl eine Fläche mit einem Durchmesser von 10,56 mm auf der sekundären Streufolie trifft.

Die aus dieser Divergenz resultierende relative Unsicherheit der effektiven Analysierstärke bei 120° wurde zu 0,12 % berechnet.

7.8. Einfluss des Erdmagnetfeldes

Wie in Kapitel 1.7 beschrieben, kann die Ausrichtung des Spinvektors (\vec{S}) eines polarisierten Elektronenstrahls durch Magnetfelder verändert werden. Da alle Messungen unter der Annahme durchgeführt werden, dass sich dieser Spinvektor nicht ändert (lediglich die Stärke der Polarisation an den Streufolien), würde eine Änderung dessen im Erdmagnetfeld die Ergebnisse systematisch beeinflussen. Das Erdmagnetfeld am Standort des Experiments (49,991 N; 8,237 E) beträgt im Frühjahr 2019 $48,8(2) \mu\text{T}$ [60], wovon eine Komponente von $20,0(1) \mu\text{T}$ parallel zur Ausbreitungsrichtung des Elektronenstrahls zwischen den beiden Streufolien steht. Diese Komponente verursacht eine Thomas-Präzession mit der Winkelgeschwindigkeit (ω_P)

$$\omega_P = \frac{eB}{mc} \left(\frac{1}{\gamma} + \frac{g_s - 2}{2} \right) \quad (7.8.1)$$

Bei einem Abstand der Streufolien von 205 mm und der Elektronenstrahlenergie

7. Betrachtung systematischer Fehlerquellen

von 100 keV berechnet sich aus Formel 7.8.1 eine Drehung des Spinvektors von

$$\Delta\alpha_{\text{Spin}} = 0,70^\circ \quad (7.8.2)$$

Dies hat eine relative Änderung der transversalen Spinkomponente und damit auch der gemessenen Asymmetrie von

$$\frac{\Delta A}{A} = 0,007\% \quad (7.8.3)$$

zur Folge.

Darüber hinaus können sich ändernde Magnetfelder im Labor zu Ablagen des Elektronenstrahls auf der ersten Streufolie (vgl. Kapitel 5.6) führen. Während keine Anzeichen (wie etwa Änderungen der Asymmetrie der Monitorzähler) in den Messungen beobachtet wurden, soll das Magnetfeld im Umfeld des DSP zukünftig kontinuierlich überwacht werden.

7.9. Winkelreproduzierbarkeit der sekundären Streukammer

Der Antrieb zur Rotation der sekundären Streukammer (zum Vertauschen der Detektoren) erfolgt mittels eines Schrittmotors mit nachgeschalteten Zahnradgetrieben. Für die Drehung von 180° werden 3800 Schritte benötigt, was etwa 21 Schritten pro Winkelgrad entspricht. Die Reproduzierbarkeit der Positionen auf der Oberfläche der zylindrischen Streukammer wurde mit ± 1 mm bestimmt. Bei einem Radius der sekundären Streukammer von 10 cm entspricht dies einer Winkelunsicherheit von $\pm 0,6^\circ$. Die daraus für die Asymmetriemessungen resultierende relative Unsicherheit ergibt sich aus dem Kosinus dieses Winkels

$$\frac{\Delta A}{A} = 1 - \cos\left(\arcsin\frac{1}{100}\right) \approx 1 - \left(1 - \frac{0,01^2}{2}\right) = 0,005\% \quad (7.9.1)$$

und ist vernachlässigbar klein.

7.10. Änderungen des Detektoransprechverhaltens

Um mögliche lagebedingte Änderungen im Ansprechverhalten abschätzen zu können, werden noch einmal die Messungen der Restasymmetrie in Kapitel 5.4 bei ausgeschalteter Pockels-Zellen-Hochspannung betrachtet. Der hier beobachtete Wert von

$-0,000\,56(36)$ kann als obere Grenze betrachtet werden, was einer relativen Unsicherheit von $< 0,6(4)\%$ entspräche.

Da spätere Messungen (vgl. Kapitel 6.3) einen (im Rahmen der statistischen Unsicherheit) mit Null vereinbaren Wert ergeben haben, kann jedoch keine abschließende Aussage über ein eventuell vorhandene Systematik getroffen werden. Hierzu sind künftig weitere Messungen mit entsprechend höherer Statistik notwendig.

7.11. Symmetrie der Detektoranordnung

Ähnlich wie in Abschnitt 7.10 kann aus den Messungen der Asymmetrie A_0 eine obere Grenze für Ungenauigkeiten der Symmetrie der Detektoranordnung in der sekundären Streukammer und der Null-Grad Ausrichtung der sekundären Streukammer abgeschätzt werden. Hierzu wurde die Asymmetrie durch Umschalten der Elektronenstrahlpolarisation für beide Stellungen der sekundären Streukammer bestimmt. Die relative Differenz der beiden Werte beträgt weniger als $0,01\%$ und ist somit vernachlässigbar.

7.12. Äquivalenz von Analysations- und Polarisationsstärke

Die für elastisch gestreute Elektronen geltende Äquivalenz von Analysations- und Polarisationsstärke [34] in Gleichung 2.2.2 kann nicht allgemein für den Fall der inelastischen Streuung angenommen werden. Aus Berechnungen der Born-Näherung mit verzerrten Wellen (eng.: distorted-wave Born approximation, kurz: DWBA) für Quecksilber ($Z=80$) [61], [62] kann die Abweichung der beiden Größen voneinander bestimmt werden. Mittels der bei Bartschat und Blum [62] angegebenen Werte für eine Elektronenenergie von 180 eV und $\Theta = 120^\circ$ kann eine Abweichung von der Annahme der Äquivalenz von

$$1 - \frac{P}{A} = 4,2\% \quad (7.12.1)$$

festgestellt werden. Wie in diesem Artikel ebenfalls bemerkt wird, soll sich das Verhältnis P/A mit zunehmender Energie Eins annähern. Da die in dieser Arbeit verwendete Energie mit 100 keV um einen Faktor 500 größer ist, würde bereits eine lineare Abnahme dieses Fehlers mit der Energie die relative Unsicherheit auf einen

7. Betrachtung systematischer Fehlerquellen

vernachlässigbaren Wert von

$$\frac{P - A}{A} \leq 0,01 \% \quad (7.12.2)$$

reduzieren.

7.13. Zusammenfassung der Unsicherheiten

Die folgende Tabelle 7.3 fasst die oben genannten Quellen der Unsicherheiten noch einmal zusammen.² Unsicherheiten, die nur nach einer erneuten Justage des DSP

Unsicherheiten die $\Delta P/P$ nicht beeinflussen	$\Delta S/S$
Trägerschicht induzierter Untergrund	$\leq 1,5 \%$
Winkeleinstellung (Polarisation)	$0,30 \%/0,1^\circ$
Detektorpaarverschiebung (Polarisation)	$0,21 \%/0,1 \text{ mm}$
Winkeleinstellung (Monitor)	$0,12 \%/0,1^\circ$
Detektorpaarverschiebung (Monitor)	$< 0,01 \%/0,1 \text{ mm}$
Helizitätsbedingte Positionsänderung	$\leq 0,05 \%$
Symmetrie der Detektoranordnung	$< 0,01 \%$
Unsicherheiten die $\Delta P/P$ beeinflussen	$\Delta P/P$
Monitorzählerkorrekturfaktor c	$1,04 \%$
Monitorzähler Asymmetrie Korrektur	$0,25 \%$
Gestreuter Elektronenstrahl	$0,12 \%$
Laser-Lichtpolarisation	$\leq 0,10 \%$
Rückstreuung in sekundärer Streukammer	$< 0,10 \%$
Annahme: $S_{\text{pol}} = S_{\text{eff}}$	$\leq 0,01 \%$
Spinrotation im Erdmagnetfeld	$< 0,01 \%$
180° Detektortauschgenauigkeit	$< 0,01 \%$
Summe der zu berücksichtigenden Unsicherheiten	$\leq 1,64 \%$

Tabelle 7.3.: Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten. Die Summe berücksichtigt nur die im zweiten Teil aufgeführten Anteile, die sich jederzeit auf die Genauigkeit der Bestimmten Elektronenstrahlpolarisation auswirken.

²Der aus der Restpolarisation des Elektronenstrahls resultierende Fehler kann prinzipiell korrigiert werden und ist daher hier nicht aufgeführt

7.13. Zusammenfassung der Unsicherheiten

(oder bei Einbau einer neuen Streufolie) berücksichtigt werden müssen, sind im ersten Teil der Tabelle aufgeführt. Diese beeinflussen die Genauigkeit der später gemessenen Elektronenstrahlpolarisation ansonsten nicht. Somit verbleiben noch die relativen systematischen Unsicherheiten in der unteren Tabellenhälfte, welche sich auf die spätere Messung der Elektronenstrahlpolarisation auswirken. Die Summe dieser von bis zu 1,64% entspricht in etwa der Streuung der Ergebnisse der verschiedenen Berechnungsmethoden in Tabelle 6.3.

8. Schlussfolgerung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das DSP erstmals an einer (für einen Linearbeschleuniger geeigneten) spinpolarisierten Quelle eingesetzt. Die dazu notwendige Spinrotation wurde durch einen Wienfilter vorgenommen. Die Möglichkeit sowohl unpolarisierten als auch spinpolarisierten Strahl zur Messung der effektiven Analysierstärke zu verwenden wurde genutzt, was Konsistenzüberprüfungen der Resultate ermöglichte.

Dabei zeigten sich relative Fluktuationen der extrahierten Analysierstärken von $\pm 1,5\%$, ein Präzisionsniveau, das den besten etablierten Polarimetern nahe kommt [63].

Weiterhin wurde eine seit langem bestehende scheinbare Diskrepanz zu einer anderen Kalibrationsmethode untersucht und festgestellt, dass diese spezifisch für die Apparatur sein muss und im vorliegenden Aufbau keine Rolle spielt. Trotzdem legt der Befund nahe, dass die Streufohlen Untergründe induzierten, welche für die Reduzierung der effektiven Analysierstärke eine größere Rolle spielen als bisher angenommen. Die beobachteten Inkonsistenzen können so erklärt und - neben einer Reihe anderer systematischer Unsicherheiten, deren relative Größen im Bereich zwischen $0,1\%$ und 1% liegen - mittelfristig weiter reduziert werden. Hierzu soll in naher Zukunft der strahlinduzierte Untergrund der zweiten Streufohle in heute möglichen ausführlichen Simulationen näher untersucht werden.

Des Weiteren konnte nachgewiesen werden, dass trotz eines relativ hohen Restdruckes von 10^{-6} mbar in der Vakuumkammer des DSP ein stabiles Vakuum von $\leq 5 \cdot 10^{-11}$ mbar am Ort der Kathode gewährleistet werden kann. Hierfür mussten keine Modifikationen des bestehenden Vakuumsystems der Testquelle und Strahlführung des PKA2-Labors vorgenommen werden. Somit wäre auch eine Verwendung der bestehenden Apparatur an MESA möglich.

Diese würde an der zu Beginn der Arbeit gezeigten Stelle (Abb. 1.4 Position A) hinter den Wienfiltern bei 100 keV Elektronenstrahlenergie eingebaut werden. Der dort gezeigte Standort hinter einem Alpha-Magneten bietet auch die Möglichkeit der Wartung, ohne Teile der eigentlichen Beschleunigerstrahlführung zu belüften.

A. Anhänge

I. Untersuchung zur Variation des Korrekturfaktors c

Aufgrund der großen relativen Diskrepanz des Korrekturfaktors c der zur Kompensation falscher Asymmetrien mit Hilfe der Monitorzähler verwendet wird (vgl. Kapitel 7.3) und der großen relativen Streuung der Ergebnisse der verschiedenen Formeln in Tabelle 6.3 wurde ein möglicher Zusammenhang untersucht. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick für den Wertebereich von Null bis Eins, wobei die Spalte für $c = 0$ einer Messung ohne (Berücksichtigung der) Monitorzähler entspricht.

c	0	0.2	0.3	0.4	0.6	0.8	1.0
$S_{\text{eff},2,(1)}^2$	0,2968	0,2953	0,2945	0,2938	0,2923	0,2907	0,2892
$S_{\text{eff},2,(2)}^2$	0,3014	0,2998	0,2990	0,2982	0,2965	0,2948	0,2932
$S_{\text{eff},2,(3)}^2$	0,2970	0,2956	0,2949	0,2941	0,2927	0,2917	0,2897
$S_{\text{eff},2,(4)}^2$	0,3064	0,3046	0,3037	0,3028	0,3009	0,2991	0,2972
Mittelwert	0,3037	0,3020	0,3011	0,3002	0,2985	0,2967	0,2950
Streuung $\Delta S/S$ (%)	1,61	1,56	1,54	1,51	1,47	1,42	1,37

Tabelle A.1.: Variation des Korrekturfaktors zur Untersuchung des Einflusses auf die Streuung der Ergebnisse der verschiedenen Berechnungsmethoden. Die statistischen Unsicherheiten entsprechen denen in Tabelle 6.3 und wurden zur besseren Lesbarkeit nicht erneut in der Tabelle notiert.

Wie den Daten entnommen werden kann, ist der Einfluss des Korrekturfaktors auf die Streuung der Daten gering. Die Änderung der relativen Streuung zwischen den fraglichen Werten von $c = 0.3$ und 0.4 ist praktisch vernachlässigbar.

II. Kalibration der Strom-Spannungs-Frequenz-Konverter

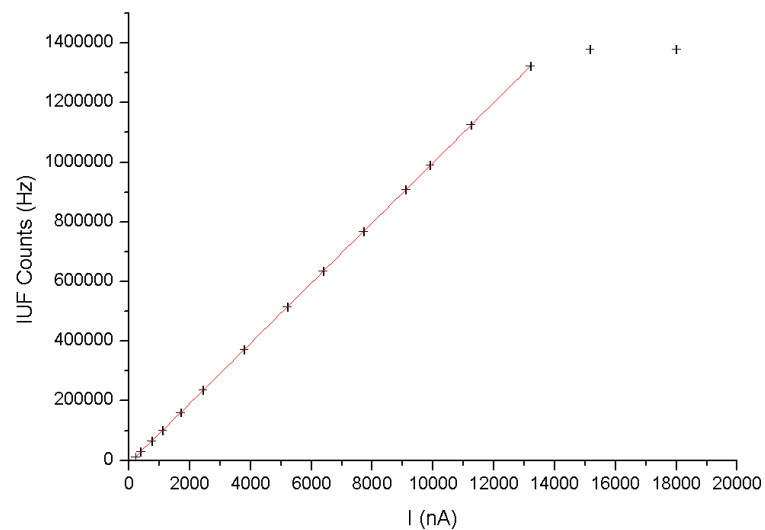
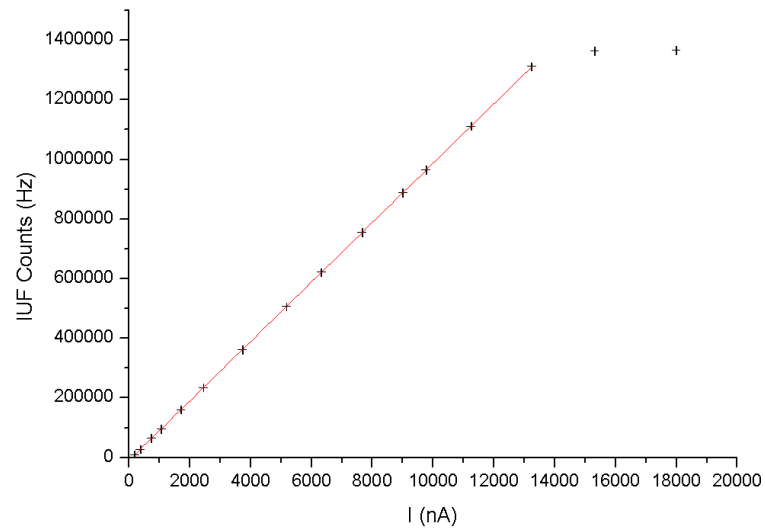


Abbildung A.1.: Messdaten der IUF-Konverter Eichung: oben IUFC 01, unten IUFC 02. Beide Konverter zeigen ein lineares Verhalten (rote Linie), bis sie oberhalb von 13 μA in Sättigung gehen.

III. Messwerte zur Bestimmung des Abstandsverhältnisses

Position	$E(\Theta_m)$	$E(\Theta_p)$	h_m/h_p
Sollposition	-3,931(54)	-1,455(17)	1,546(159)
Links	-3,850(58)	-1,442(12)	1,533(172)
Rechts	-4,007(52)	-1,477(23)	1,576(186)
Oberhalb	-3,941(55)	-1,490(27)	1,608(205)
Unterhalb	-3,647(51)	-1,447(11)	1,572(132)
Sollposition	-3,670(48)	-1,475(10)	1,620(127)

Tabelle A.2.: Werte aus den Messungen zur Stabilität des Verhältnisses h_m/h_p bei Variation der Strahlage um jeweils 2,5 mm aus der Sollposition in die angegebene Richtung. Die hier dargestellten Werte wurden an einer anderen Streufolie als der später verwendeten durchgeführt. Daher weichen die hier gezeigten Werte für h_m/h_p von den später verwendeten ab.

Literaturverzeichnis

- [1] HUG, F. ; AULENBACHER, K. ; HEINE, R. ; LEDROIT, B. ; SIMON, D.: MESA - an ERL Project for Particle Physics Experiments. In: *Proceedings of LINAC2016*, 2016, S. 313–315
- [2] BECKER, D. ; BUCOVEANU, R. ; GRZESIK, C. ; KEMPF, R. ; IMAI, K. ; MOLITOR, M. ; TYUKIN, A. ; ZIMMERMANN, M. ; ARMSTRONG, D. ; AULENBACHER, K. u. a.: The P2 Experiment-A future high-precision measurement of the electroweak mixing angle at low momentum transfer. In: *arXiv preprint arXiv:1802.04759* (2018)
- [3] BERGER, N. ; AULENBACHER, K. ; BAUNACK, S. ; BECKER, D. ; DIEFENBACH, J. ; GERICKE, M. ; GERZ, K. ; HERBERTZ, R. ; KUMAR, K. ; MAAS, F. u. a.: Measuring the weak mixing angle with the P2 experiment at MESA. In: *arXiv preprint arXiv:1511.03934* (2015)
- [4] TIOUKINE, V. ; AULENBACHER, K. ; RIEHN, E.: A Mott polarimeter operating at MeV electron beam energies. In: *Review of Scientific Instruments* 82 (2011), Nr. 3, S. 033303–033303
- [5] PRESCOTT, C. Y. ; ATWOOD, W.B. ; COTTRELL, R.L.A. ; DESTAEBLER, Hi ; GARWIN, Edward L. ; GONIDEC, A. ; MILLER, Roger H. ; ROCHESTER, L.S. ; SATO, T. ; SHERDEN, D.J. u. a.: Parity non-conservation in inelastic electron scattering. In: *A Festschrift In Honor Of Vernon W Hughes*. World Scientific, 1992, S. 246–251
- [6] HEIL, W. ; AHRENS, J. ; ANDRESEN, H.G. ; BORNHEIMER, A. ; CONRATH, D. ; DIETZ, K.-J. ; GASTEYER, W. ; GESSINGER, H.-J. ; HARTMANN, W. ; JETHWA, J. u. a.: Improved limits on the weak, neutral, hadronic axial vector coupling constants from quasielastic scattering of polarized electrons. In: *Nuclear Physics B* 327 (1989), Nr. 1, S. 1–31

- [7] SOUDER, Paul A. ; HOLMES, R. ; KIM, D.-H. ; KUMAR, K.S. ; SCHULZE, M.E. ; ISAKOVICH, K. ; DODSON, G.W. ; DOW, K.W. ; FARKHONDEH, M. ; KOWALSKI, S. u. a.: Measurement of parity violation in the elastic scattering of polarized electrons from C 12. In: *Physical review letters* 65 (1990), Nr. 6, S. 694
- [8] MAAS, F.E.: Parity-violating electron scattering at the MAMI facility in Mainz. In: *The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei* 17 (2003), Nr. 3, S. 339–343
- [9] FRANKLIN, G. ; FRIEND, M. ; PARNO, D. M. S. ; QUINN, B. ; COLLABORATION, PREX: Measurement of the Neutron Radius of 208Pb through Parity Violation in Electron Scattering.
- [10] ABRAHAMYAN, S. ; ACHA, A. ; AFANASEV, A. ; AHMED, Z. ; ALBATAINEH, H. ; ANIOL, K. ; ARMSTRONG, D.S. ; ARMSTRONG, W. ; ARRINGTON, J. ; AVERETT, T. u. a.: New measurements of the transverse beam asymmetry for elastic electron scattering from selected nuclei. In: *Physical Review Letters* 109 (2012), Nr. 19, S. 192501
- [11] CARLINI, R.: The Qweak Experiment at JLab. In: *Conference Talk, PANIC2017, Beijing, Sept. 1 - 5* (2017)
- [12] THE ALEPH COLLABORATION ; THE DELPHI COLLABORATION ; THE L3 COLLABORATION ; THE OPAL COLLABORATION ; LEP ELECTROWEAK WORKING GROUP ; THE SLD ELECTROWEAK AND HEAVY FLAVOUR GROUPS: Precision electroweak measurements on the Z resonance. In: *Physics Reports* 427 (2006), Nr. 5-6, S. 257–454
- [13] RISLOW, B.C. ; CARLSON, C.E.: Gamma-Z box contributions to parity violating elastic e-p scattering. In: *arXiv:1011.2397v2* (2010)
- [14] SIMON, D.: Private Kommunikation.
- [15] CHUDAKOV, E. ; LUPPOV, V.: Moller polarimetry with atomic hydrogen targets. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 51 (2004), Nr. 4, S. 1533–1540
- [16] STEIGERWALD, M.: *Polarisationsanalyse des Elektronenstrahls der MAMI-Quelle polarisierter Elektronen mittels Mott-Streuung*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplom, 1997

- [17] MOTZ, J.W. ; OLSEN, H. ; KOCH, H.W.: Electron scattering without atomic or nuclear excitation. In: *Reviews of modern physics* 36 (1964), Nr. 4, S. 881
- [18] MOTT, N.F. ; MASSEY, H.S.W. u. a.: *The theory of atomic collisions*. Bd. 2. Clarendon Press Oxford, 1949
- [19] FLETCHER, G.D. ; GAY, T. J. ; LUBELL, M.S.: New insights into Mott-scattering electron polarimetry. In: *Physical Review A* 34 (1986), Nr. 2, S. 911
- [20] SROMICKI, J. ; BODEK, K. ; CONTI, D. ; LANG, J. ; NAVERT, S. ; NAVILIAT-CUNCIC, O. ; STEPHAN, E. ; SYS, C. ; ZEJMA, J. ; HAEBERLI, W. u. a.: Polarization in Mott scattering of multi-MeV electrons from heavy nuclei. In: *Physical review letters* 82 (1999), Nr. 1, S. 57
- [21] AMSLER, C. ; DOSER, M. ; ANTONELLI, M. ; ASNER, D.M. ; BABU, K.S. ; BAER, H. ; BAND, H.R. ; BARNETT, R.M. ; BERGREN, E. ; BERINGER, J. u. a.: Review of particle physics. In: *Physics Letters B* 667 (2008), Nr. 1, S. 1–6
- [22] SHERMAN, N.: Coulomb scattering of relativistic electrons by point nuclei. In: *Physical Review* 103 (1956), Nr. 6, S. 1601
- [23] HOLZWARTH, G. ; MEISTER, H.J.: Tables of Asymmetry. In: *Cross Section and Related Functions for Mott Scattering of Electrons by Screened Au and Hg Nuclei (Munich: Institut für Theoretische Physik der Universität)* (1964)
- [24] GELLRICH, A.: *Absolute Präzisionsbestimmung der Shermanfunktion von Gold*, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Diss., 1989
- [25] LAMPEL, G. ; WEISBUCH, C.: Proposal for an efficient source of polarized photoelectrons from semiconductors. In: *Solid State Communications* 16 (1975), Nr. 7, S. 877–880
- [26] PIERCE, Daniel T. ; MEIER, F. ; ZÜRCHER, P.: Negative electron affinity GaAs: A new source of spin-polarized electrons. In: *Applied Physics Letters* 26 (1975), Nr. 12, S. 670–672
- [27] DRESCHER, P.: *Photoemission spinpolarisierter Elektronen aus Chalcopyriten und aus III-V Heterostrukturen*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 1996

- [28] AULENBACHER, K.: *Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Habilitation, 2007
- [29] MARUYAMA, T. ; GARWIN, E.L. ; PREPOST, R. ; ZAPALAC, G.H. ; SMITH, J.S. ; WALKER, J.D.: Observation of strain-enhanced electron-spin polarization in photoemission from InGaAs. In: *Physical review letters* 66 (1991), Nr. 18, S. 2376
- [30] GERCHIKOV, L.G. ; MAMAEV, Yu A. ; SUBASHIEV, A.V. ; YASHIN, Yu P. ; VASIL'EV, D.A. ; KUZ'MICHEV, V.V. ; ZHUKOV, A.E. ; SEMENOVA, E.S. ; VASIL'EV, A.P. ; USTINOV, V.M.: Photoemission of polarized electrons from InAlGaAs/GaAs superlattices with minimum conduction band offsets. In: *Semiconductors* 40 (2006), Nr. 11, S. 1326–1332
- [31] NAKANISHI, T. ; AOYAGI, H. ; HORINAKA, H. ; KAMIYA, Yu ; KATO, T. ; NAKAMURA, S. ; SAKA, T. ; TSUBATA, M.: Large enhancement of spin polarization observed by photoelectrons from a strained GaAs layer. In: *Physics Letters A* 158 (1991), Nr. 6-7, S. 345–349
- [32] WADA, Tatsuaki ; NITTA, Toshiyuki ; NOMURA, Takashi ; MIYAO, Masahiro ; HAGINO, Minoru: Influence of exposure to CO, CO₂ and H₂O on the stability of GaAs photocathodes. In: *Japanese journal of applied physics* 29 (1990), Nr. 10R, S. 2087
- [33] TIOUKINE, V.: Private Kommunikation.
- [34] KESSLER, J.: Polarized electrons. (1985)
- [35] THOMAS, L.H.: I. The kinematics of an electron with an axis. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 3 (1927), Nr. 13, S. 1–22
- [36] BARGMANN, V. ; MICHEL, L. ; TELEGGI, V.L.: Precession of the polarization of particles moving in a homogeneous electromagnetic field. In: *Physical Review Letters* 2 (1959), Nr. 10, S. 435
- [37] TIOUKINE, V. ; AULENBACHER, K.: Operation of the MAMI accelerator with a Wien filter based spin rotation system. In: *Nuclear Instruments and Methods*

in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 568 (2006), Nr. 2, S. 537–542

- [38] SALOMAA, M. ; ENGE, H.A.: Velocity selector for heavy-ion separation. In: *Nuclear Instruments and Methods* 145 (1977), Nr. 2, S. 279–282
- [39] PENNER, S.: Calculations of properties of magnetic deflection systems. In: *Review of Scientific Instruments* 32 (1961), Nr. 2, S. 150–160
- [40] JAKUBASSA-AMUNDSEN, D.H.: The influence of vacuum polarization on the Sherman function during elastic electron-nucleus scattering. In: *arXiv preprint arXiv:1407.6809* (2014)
- [41] ROCA-MAZA, X.: Theoretical calculations for precision polarimetry based on Mott scattering. In: *EPL (Europhysics Letters)* 120 (2018), Nr. 3, S. 33002
- [42] GAY, T.J. ; KHAKOO, M.A. ; BRAND, J.A. ; FURST, J.E. ; MEYER, W.V. ; WIJAYARATNA, W.M.K.P. ; DUNNING, F.B.: Extrapolation procedures in Mott electron polarimetry. In: *Review of scientific instruments* 63 (1992), Nr. 1, S. 114–130
- [43] AULENBACHER, K. ; TIOUKINE, V.: Ab Initio Calculation of Effective Sherman Functions in MeV Mott Scattering. In: *AIP conference proceedings* Bd. 1149 AIP, 2009, S. 1155–1159
- [44] KHAKOO, M.A. ; ROUNDY, D. ; HICKS, C. ; MARGOLIS, N. ; YEUNG, E. ; ROSS, A.W. ; GAY, Timothy J.: Monte Carlo studies of Mott scattering asymmetries from gold foils. In: *Physical Review A* 64 (2001), Nr. 5, S. 052713
- [45] GELLRICH, A. ; KESSLER, J.: Precision measurement of the Sherman asymmetry function for electron scattering from gold. In: *Physical Review A* 43 (1991), Nr. 1, S. 204
- [46] HOPSTER, H ; ABRAHAM, DL: New method for accurate calibration of an electron-spin polarimeter. In: *Review of scientific instruments* 59 (1988), Nr. 1, S. 49–51
- [47] MAYER, S. ; FISCHER, T. ; BLASCHKE, W. ; KESSLER, J.: Calibration of a Mott electron polarimeter: Comparison of different methods. In: *Review of scientific instruments* 64 (1993), Nr. 4, S. 952–957

- [48] AULENBACHER, K.: *Eine Quelle longitudinalpolarisierter Elektronen für das MAMI-Beschleunigersystem*, Johannes Gutenberg-Universität in Mainz, Diss., 1993
- [49] BOERSCH, H. ; SCHLIEPE, R. ; SCHRIEFL, K.E.: Polarized electrons by Mott scattering at bulk targets. In: *Nuclear Physics A* 163 (1971), Nr. 2, S. 625–636
- [50] GELLRICH, A. ; JOST, K. ; KESSLER, J.: Elimination of instrumental asymmetries in electron polarization analysis. In: *Review of Scientific Instruments* 61 (1990), Nr. 11, 3399-3404. <http://dx.doi.org/http://dx.doi.org/10.1063/1.1141591>. – DOI <http://dx.doi.org/10.1063/1.1141591>
- [51] HARTMANN, P.: *Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen*. Shaker, 1997
- [52] MATEJCEK, C.: *Schnelle Helizitätswechsel für das P2-Projekt an MESA*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplom, 2013
- [53] AULENBACHER, K.: *Eine Quelle longitudinal polarisierter Elektronen für das MAMI-Beschleunigersystem*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Dissertation, 1994
- [54] AULENBACHER, K. ; NACHTIGALL, Ch. ; ANDRESEN, H.G. ; BERMUTH, J. ; DOMBO, Th. ; DRESCHER, P. ; EUTENEUER, H. ; FISCHER, H. ; HARRACH, D.V. ; HARTMANN, P. u. a.: The MAMI source of polarized electrons. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 391 (1997), Nr. 3, S. 498–506
- [55] NACHTIGALL, C.: *Entwicklung eines hochpolarisierten Elektronenstrahls für MAMI unter Ausnutzung der Photoemission von uniaxial deformierten III-V-Halbleitern*, Institut für Physik der Joh. Gutenberg Universität Mainz, Dissertation, 1995
- [56] STEIGERWALD, M.: *Aufbau einer Quelle polarisierter Elektronen am Injektorlinac und Untersuchungen zur Spindynamik im MAMI Mainz*, Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Dissertation, 1998
- [57] BOERSCH, H ; WOLTER, R ; SCHOENEBECK, H: Elastische energieverluste kristallgestreuter elektronen. In: *Zeitschrift für Physik* 199 (1967), Nr. 1, S. 124–134

- [58] ROSS, A.W. ; FINK, M.: Atomic scattering factor and spin-polarization calculations. In: *Physical Review A* 38 (1988), Nr. 12, S. 6055
- [59] LEO, W. R.: *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*. Springer Science & Business Media, 2012
- [60] NOAA/NCEI ; CIRES: *The World Magnetic Model*. <https://www.ngdc.noaa.gov/geomag/WMM/>. Version: 2019
- [61] MADISON, D.H. ; SHELTON, W.N.: Spin Polarization and Differential Cross Section for Electron-Impact Excitation of the $6s6p\ ^1P_1$ State of Mercury: Distorted-Wave Treatment. In: *Physical Review A* 7 (1973), Nr. 2, S. 514
- [62] BARTSCHAT, K ; BLUM, K: An approximate symmetry property of the DWBA and consequences for coherence parameters. In: *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* 15 (1982), Nr. 16, S. 2747
- [63] AULENBACHER, K. ; CHUDAKOV, E. ; GASKELL, D. ; GRAMES, J. ; PASCHKE, K.D.: Precision electron beam polarimetry for next generation nuclear physics experiments. In: *International Journal of Modern Physics E* 27 (2018), Nr. 07, S. 1830004

Abbildungsverzeichnis

1.1. Übersicht der paritätsverletzenden Elektronen-Streuexperimenten . . .	2
1.2. Änderung des Elektroschwachen Mischungswinkels mit $\mu = \sqrt{Q^2}$. . .	3
1.3. Gesamtunsicherheit von $\sin^2(\Theta_w)$ und wichtige Beiträge	4
1.4. Standorte der Polarimeter an MESA	5
1.5. Sherman-Funktion für Gold bei verschiedenen Energien	12
1.6. Änderung der Energieniveaus einer Halbleiterkathoden	13
1.7. Bandschema von (strained) GaAs	14
1.8. Effekte der Kathodenalterung auf die Elektronenstrahlerzeugung . . .	16
1.9. Übersichtszeichnung des Wienfilters	18
2.1. Vergleich von zwei verschiedenen Fitfunktionen bei der Extrapolation	23
2.2. Feynman-Diagramme zu QED-Effekten in der Elektronenstreuung . .	24
2.3. Funktionsprinzip des Doppel-Motts	25
2.4. Messanordnungen zur Bestimmung der einzelnen Asymmetrien	27
2.5. Diskrepanz der beiden Methoden zur Bestimmung von S_{eff}	29
3.1. Asymmetriefehler durch Strahlablagen	32
4.1. Lasersystem an der PKA2	35
4.2. Strahlführung und Vakuumsystem im Testlabor PKA2	38
4.3. Foto der Elektronenquelle	39
4.4. Foto des ersten Teils der Strahlführung	40
4.5. Foto der Doppel-Mott Strahlführung	41
4.6. Lebensdauer der Kathode bei DSP Betrieb	42
4.7. Foto des Inneren der Doppel-Mott Apparatur	44
4.8. Detailansicht der sekundären Streukammer	45
4.9. Folienhalter und Montage im DSP	47
5.1. Schaltbild für die Eichung der IUF-Konverter	51
5.2. Zeitlicher Transmissionsverlauf	52

5.3. Messung der Zirkularpolarisation	53
5.4. Aufbau für Einzelstreuung	56
5.5. Fitbeispiel zur Bestimmung von $E(\Theta=45^\circ)$	58
5.6. Fitbeispiel zur Bestimmung von $E(\Theta=120^\circ)$	58
5.7. Einzelstreuung an verschiedenen Positionen auf der Streufolie	60
5.8. Änderungen des Verhältnisses h_m/h_p mit der Strahlposition	61
5.10. Kalibrationskurve Wien-Filter	62
5.11. Folienveränderung durch Elektronenstrahl	64
6.1. Verifikation der Zählereinstellung	66
6.2. Variation von S_{eff} mit der Diskriminatorschwelle	68
6.3. Resultate der verschiedenen Methoden zur Bestimmung von $S_{\text{eff},2}$	71
6.4. Histogrammierte Einzelasymmetrien einer Langzeitmessung	72
6.5. Zeitliche Änderung von A_T	73
6.6. Extrapolationsmessung in der Doppel-Mott Apparatur	74
A.1. Messdaten der IUF-Konverter Eichung	94

Tabellenverzeichnis

2.1. Extrapolationsergebnisse mit verschiedenen Fitfunktionen	23
4.1. Beispiele für die Massenbelegungen verwendeter Streufolien	47
5.1. Werte der Zirkularpolarisation nach der Justage	54
6.1. Verwendete Diskriminatorschwellen für die einzelnen Detektoren . . .	69
6.2. Experimentelle Werte der fünf benötigten Asymmetrien	70
6.3. Ergebnisse der verschiedenen Methoden zur Bestimmung von $S_{\text{eff},2}$. .	70
6.4. Massenbelegungen der Streufolien für die Extrapolationsmessung . . .	71
6.5. Effektive Analysierstärken nach der Extrapolationsmethode	74
7.1. Werte der Sherman-Funktion von Gold für 100 keV Elektronen	77
7.2. Massenbelegungen der Streufolien für die Untergrundmessung	81
7.3. Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten	88
A.1. Variation des Korrekturfaktors c	93
A.2. Änderungen des Verhältnisses h_m/h_p mit der Strahlposition	95