

Untersuchungen zur  
Polarisationsbestimmung bei  
transversaler Strahlpolarisation im  
A4-Experiment an MAMI

Dominik Becker,  
geb. in Nastätten

Institut für Kernphysik,  
Johannes Gutenberg Universität Mainz

19. März 2011



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen des A4-Experiments</b>	<b>9</b>
2.1	Ein-Photon-Austausch in der elastischen Elektron-Proton-Streuung . . . . .	10
2.2	Zwei-Photon-Austausch in der elastischen Elektron-Proton-Streuung . . . . .	12
2.3	Normalspin-Asymmetrie der elastischen Elektron-Proton-Streuung . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Überblick über das A4-Experiment</b>	<b>19</b>
3.1	Experimentelles Konzept zur Asymmetriemessung . . . . .	19
3.2	Realisierung des Experiments . . . . .	21
3.2.1	$\ell$ H <sub>2</sub> -Target . . . . .	22
3.2.2	PbF <sub>2</sub> -Detektor . . . . .	23
3.2.3	Luminositätsmonitore . . . . .	25
3.2.4	Laser-Comptonrückstreupolarimeter . . . . .	25
3.2.5	Transmissions-Comptonpolarimeter . . . . .	26
<b>4</b>	<b>Theorie der Polarisationsbestimmung mit der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung</b>	<b>29</b>
4.1	Møller-Wirkungsquerschnitt mit führendem Beitrag des Zwei- Photon-Austauschs . . . . .	30
4.2	Zugang zum Polarisationsgrad durch die Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung . . . . .	34

4.3	Systematische Fehler bei der Bestimmung der Normalspin-Asymmetrie im Experiment . . . . .	38
4.3.1	Fehlstellung des Spins . . . . .	38
4.3.2	Apparative Asymmetrien . . . . .	39
4.3.3	Energieverlust der Strahlelektronen im Target . . . . .	41
4.3.4	Levchuk-Effekt . . . . .	44
4.3.5	Korrekturen durch Untergrundprozesse . . . . .	45
4.3.5.1	Elastische Streuung an $\ell\text{H}_2$ . . . . .	45
4.3.5.2	Elastische Streuung an Aluminium . . . . .	46
4.3.5.3	Quasielastische Streuung an Aluminium . . . . .	47
<b>5</b>	<b>Messung von <math>A_{\perp}^{\text{Moller}}</math> mit den Luminositätsmonitoren des A4- Experiments</b>	<b>51</b>
5.1	Eigenschaften der Luminositätsmonitore . . . . .	51
5.1.1	Aufbau und Messprinzip . . . . .	51
5.1.2	Antwortverhalten der Luminositätsmonitore . . . . .	53
5.1.2.1	Antwortfunktion . . . . .	53
5.1.2.2	Linearität der Photomultiplier . . . . .	54
5.2	Vergleich der gemessenen Asymmetrien mit der theoretischen Erwartung . . . . .	54
5.2.1	Analyse der Messergebnisse . . . . .	55
5.2.2	Mögliche Gründe für die Abweichungen . . . . .	59
<b>6</b>	<b>Der Spin-Asymmetrie-Magnet-Separator (S.A.M.S.)</b>	<b>61</b>
6.1	Anforderungen an den Prototyp . . . . .	61
6.2	Konzept zur Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møller- streuung . . . . .	62
6.2.1	Separation der Møllerelektronen von Untergrundelectro- nen . . . . .	62
6.2.2	Nachweis der gestreuten Elektronen . . . . .	66
6.2.2.1	Cherenkov-Strahlung . . . . .	66

6.2.2.2	Cherenkov-Kalorimetrie . . . . .	67
6.2.3	Identifikation der Møllerelektronen . . . . .	68
6.2.4	Limitierungen des Konzepts . . . . .	69
6.3	Realisierung des Prototyps . . . . .	69
6.3.1	Der Permanentmagnet . . . . .	70
6.3.2	PbF <sub>2</sub> -Detektor . . . . .	74
6.3.3	Bleiabschirmung und Kollimatoren . . . . .	76
6.3.4	Szintillationsdetektor . . . . .	78
6.3.5	Datenaufnahme . . . . .	79
6.4	Analyse der Messergebnisse . . . . .	81
6.4.1	Erste Messergebnisse des Prototyps . . . . .	81
6.4.2	Geant4-Simulation des S.A.M.S.-Prototyps . . . . .	84
6.4.2.1	Geometrische Nachbildung des Prototyps . . . . .	85
6.4.2.2	Modellierung der Detektorantwort . . . . .	86
6.4.2.3	Simulierte Energiespektren der ersten Messung . . . . .	87
6.4.2.4	Simulation mit verändertem Aufbau . . . . .	92
6.4.3	Modifikation des Prototyps . . . . .	93
6.4.4	Analyse der Messdaten des verbesserten Prototyps . . . . .	96
6.5	Extraktion des Polarisationsgrads . . . . .	102
6.5.1	Bestimmung der physikalischen Asymmetrie . . . . .	102
6.5.2	Methode zur Bestimmung des Polarisationsgrads . . . . .	104
6.5.3	Bestimmung der theoretisch erwarteten Asymmetrien . . . . .	106
6.5.4	Bestimmung der Zusammensetzung des Detektorsignals . . . . .	107
6.5.5	Berechnung des Polarisationsgrads . . . . .	109
6.5.6	Abschätzung systematischer Unsicherheiten . . . . .	110
6.5.7	Vergleichsmessung des Polarisationsgrades . . . . .	112

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

113

<b>A</b>	<b>Photomultiplier</b>	<b>115</b>
A.1	Photokathode . . . . .	116
A.2	Elektronen-Kollektor . . . . .	117
A.3	Dynodenstrang . . . . .	117
<b>B</b>	<b>Mit den Luminositätsmonitoren gemessene Asymmetrien bei transversaler Strahlpolarisation</b>	<b>119</b>
<b>C</b>	<b>Szintillatoren</b>	<b>121</b>
C.1	Organische Szintillatoren . . . . .	121
C.2	Anorganische Szintillatoren . . . . .	122
<b>D</b>	<b>Feldkartenmessung</b>	<b>125</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Im Jahr 2000 ging das A4-Experiment am MAMI-Beschleuniger in Mainz in Betrieb. Das primäre Ziel dieses Experiments zu jener Zeit war es, die paritätsverletzende Asymmetrie der schwachen Wechselwirkung bei der Streuung von longitudinal polarisierten Elektronen an unpolarisiertem Wasserstoff zu messen. Eine derartige Messung erlaubt es, Rückschlüsse auf den Beitrag der Strange-Seequarks zu den Formfaktoren des Nukleons zu ziehen.

Seit 2003 wird im A4-Experiment zusätzlich die Normalspin-Asymmetrie der elastischen Elektron-Proton-Streuung gemessen. Diese Größe birgt einen Zugang zu den Parameterfunktionen der Zwei-Photon-Austauschamplitude der elastischen Elektron-Proton-Streuung. Diese Untersuchungen könnten dazu beitragen, die Diskrepanzen bei der Bestimmung der Nukleon-Formfaktoren zwischen Polarisationstransfer-Experimenten und Messungen per Rosenbluth-Separation zu erklären. Kapitel 2 dieser Arbeit widmet sich der theoretischen Beschreibung des Zwei-Photon-Austauschs in der elastischen Elektron-Proton-Streuung im Falle transversaler Spinstellung. Des Weiteren wird die Normalspin-Asymmetrie dieses Prozesses vorgestellt.

Um die Normalspin-Asymmetrie zu messen, wird im A4-Experiment die Streuung transversal polarisierter Elektronen an unpolarisiertem Wasserstoff untersucht. Der Aufbau und das Messprinzip dieses Experiments werden in Kapitel 3 vorgestellt.

Eine präzise Extraktion der zuvor genannten Asymmetrien aus den Messdaten ist nur bei genauer Kenntnis des Polarisationsgrads der Strahlelektronen möglich. Während das A4-Experiment im Falle longitudinaler Strahlpolarisation mit einem Laser-Comptonrückstreupolarimeter sowie einem Transmissions-Comptonpolarimeter hervorragend instrumentiert ist, existiert bisher kein Po-

larimeter für den Fall transversaler Strahlpolarisation.

Ziel dieser Arbeit ist es, Möglichkeiten zur Messung des Polarisationsgrads bei transversaler Strahlpolarisation zu untersuchen und experimentell zu verifizieren.

Kapitel 4 enthält die theoretischen Grundlagen zur Bestimmung des Polarisationsgrads durch Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung und beleuchtet dabei zu berücksichtigende Korrekturen.

In Kapitel 5 werden die Luminositätsmonitore des A4-Experiments unter dem Aspekt, sie als Polarimeter bei transversaler Strahlpolarisation einzusetzen, betrachtet. Messergebnisse der A4-Kollaboration werden mit der theoretischen Vorhersage verglichen.

Kapitel 6 widmet sich schließlich dem Prototyp eines geeigneten Polarimeters, dem Spin-Asymmetrie-Magnet-Separator (S.A.M.S.). Der S.A.M.S. wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt, mit Geant4 simuliert und im Experiment getestet. Erste Simulations- und Messergebnisse werden vorgestellt und diskutiert.

## Kapitel 2

# Grundlagen des A4-Experiments

Das A4-Experiment am Mainzer Mikrotron (MAMI) reiht sich in eine Liste von Experimenten ein, welche der Erforschung der Struktur der Materie gewidmet sind.

Vor etwa 200 Jahren wurde die wissenschaftliche Hypothese aufgestellt, dass Materie aus Atomen, unspaltbaren elementaren Teilchen, aufgebaut ist. Seitdem ist ein stetiger Prozess des Erkenntnisgewinns über die Struktur der Materie auf immer kleineren Größenskalen im Gange. Motiviert wurde die Suche nach weiteren Substrukturen der bekannten Bausteine der Materie dabei stets durch die Erkenntnis, dass die von der Wissenschaft in Gruppen zusammengefassten Bausteine der Natur periodisch wiederkehrende Eigenschaften aufweisen, was ein Indiz für deren Zusammensetzung aus Konstituenten ist. Im Laufe der Zeit erkannte man, dass Atome eine Struktur besitzen. Sie sind aus Elektronen, Protonen und Neutronen aufgebaut.

Elektronen sind nach heutigem Kenntnisstand punktförmig. besitzen also keine innere Struktur. Ihr Spin beträgt  $S = 1/2$ . Das magnetische Moment  $\mu_e$  eines geladenen, punktförmigen Spin-1/2-Teilchens ist durch

$$\mu = \frac{g}{2} \cdot \frac{e\hbar}{2M}$$

gegeben. Hierin ist  $e$  die Elementarladung,  $M$  die Ruhemasse des Teilchens und  $\hbar$  das Planck'sche Wirkungsquantum, dividiert durch  $2\pi$ .  $g$  ist der g-Faktor, welcher sich aus der Dirac-Theorie zu  $g = 2$  ergibt.

Proton und Neutron sind ebenfalls Spin-1/2-Teilchen, das Proton besitzt die elektrische Ladung  $+e$ , das Neutron ist ungeladen. Besäßen Proton und Neutron keine innere Struktur, so erwartete man nach der Dirac-Theorie  $\mu_P = -\mu_e$  für das Proton und  $\mu_N = 0$  für das Neutron. Abweichend von der Vorhersage

der Dirac-Theorie für punktförmige Teilchen findet man im Experiment die folgenden Werte:

$$\mu_P = +2,79 \cdot \frac{e\hbar}{2M_P}$$

$$\mu_N = -1,91 \cdot \frac{e\hbar}{2M_P}$$

Dies ist ein Hinweis darauf, dass Proton und Neutron eine innere Struktur besitzen, aus der sich die gemessenen magnetischen Momente ergeben. Heute ist bekannt, dass Proton und Neutron aus Quarks aufgebaut sind.

Zur Erforschung der Struktur von Proton und Neutron eignen sich Spektroskopie- und Streuexperimente. Betreibt man Spektroskopie, so untersucht man die Zerfallsprodukte von quantenmechanischen Anregungszuständen eines physikalischen Systems. Auf diese Weise lassen sich Informationen über die Konstituenten des Systems und die Eigenschaften seiner angeregten Zustände gewinnen. In einem Streuexperiment untersucht man im Allgemeinen den stabilen Grundzustand eines physikalischen Systems. Dies geschieht, indem ein Strahl bekannter Teilchen mit präparierter Energie und Impulsrichtung auf das zu untersuchende System gerichtet wird. Die Strahlteilchen wechselwirken mit dem System und werden an ihm gestreut. Man unterscheidet dabei elastische, quasielastische und inelastische Streuprozesse. Durch den Nachweis der gestreuten Teilchen lassen sich Informationen über die Zusammensetzung des zu untersuchenden Systems sowie die Struktur der Wechselwirkung gewinnen. Die A4-Kollaboration untersucht die Struktur von Proton und Neutron anhand der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung.

## 2.1 Ein-Photon-Austausch in der elastischen Elektron-Proton-Streuung

Der dominierende Prozess der elastischen Elektron-Proton-Streuung ist der Austausch eines virtuellen Photons im Rahmen der elektromagnetischen Wechselwirkung. Abb. (2.1) zeigt das Feynman-Diagramm dieses Prozesses. Da die Kopplungskonstante  $\alpha \simeq \frac{1}{137}$  der elektromagnetischen Wechselwirkung klein ist, stellen Prozesse höherer Ordnung kleine Korrekturen zum Hauptbeitrag dar.

Der Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektron-Proton-Streuung im Labor-

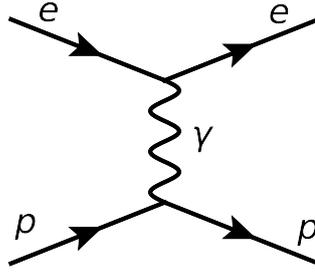


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramm des Ein-Photon-Austauschs bei elastischer Elektron-Proton-Streuung. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird in Born'scher Näherung durch den Austausch eines virtuellen Photons beschrieben.

system ist durch die Rosenbluth-Formel [23] gegeben:

$$\left(\frac{d\sigma_{Ros}}{d\Omega_{lab}}\right)(E, \theta) = \frac{\alpha^2 E'}{4E^3 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \left\{ \frac{(G_E^p(Q^2))^2 + \tau (G_M^p(Q^2))^2}{1 + \tau} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + 2\tau (G_M^p(Q^2))^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right\} \quad (2.1)$$

Hierin ist  $E'$  die Energie des gestreuten Elektrons, die sich zu

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (2.2)$$

ergibt.  $M = 938,27$  MeV ist die Ruhemasse des Protons. Ferner gilt  $\tau = \frac{Q^2}{4M^2}$ .  $G_E^p$  ist der elektrische,  $G_M^p$  der magnetische Formfaktor des Protons. Im Rahmen des Dipolfits hängen die Formfaktoren wie folgt vom negativen Viererimpulsübertragsquadrat  $Q^2 = 4EE' \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$  ab:

$$G_E^p(Q^2) = \frac{G_M^p(Q^2)}{2,79} = \left(1 + \frac{Q^2}{0,71 \text{ GeV}^2}\right)^{-2} \quad (2.3)$$

Elektrischer und magnetischer Formfaktor können experimentell per Rosenbluth-Separation bestimmt werden. Hierzu ist eine Messung des Wirkungsquerschnitts (Gl. (2.1)) notwendig. Einen weiteren experimentellen Zugang zu den Formfaktoren bieten Polarisationstransfer-Experimente. Abb. (2.2) zeigt Messergebnisse des Verhältnisses

$$R^2 = \left(\frac{\mu_P G_E^p}{G_M^p}\right)^2 \quad (2.4)$$

von elektrischem Proton-Formfaktor  $G_E^p$  zu magnetischem Proton-Formfaktor  $G_M^p$ . Dargestellt sind Resultate aus Messungen per Rosenbluth-Separation und

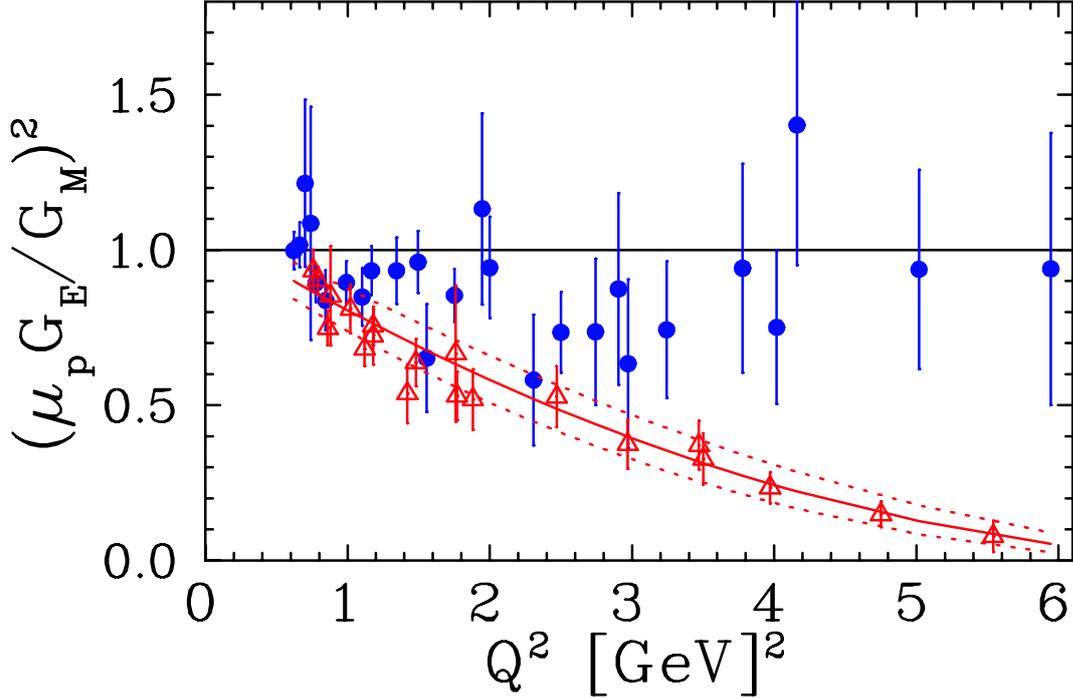


Abbildung 2.2:  $R^2$ , bestimmt durch Polarisationsübertrags-Experimente und Rosenbluth-Separation [6]. In Blau (Punkte) dargestellt sind die Daten aus Wirkungsquerschnitts-Messungen, in Rot (Dreiecke) die Daten aus Polarisationsübertrags-Messungen. Die Ergebnisse aus Rosenbluth-Separation sind mit  $R=1$  verträglich. An den Daten aus Polarisationsübertrags-Messungen wurde ein empirischer Fit durchgeführt. Man erkennt die Zunahme der Diskrepanz zwischen beiden Methoden bei größer werdendem  $Q^2$ .

Polarisationsübertrags-Experimenten für verschiedene Werte von  $Q^2$ .

Man erkennt in Abb. (2.2), dass Diskrepanzen bei der Bestimmung von  $R^2$  zwischen den beiden experimentellen Methoden auftreten, welche mit zunehmendem  $Q^2$  größer werden. Diese Unterschiede könnten durch den Beitrag des Zwei-Photon-Austauschs der elastischen Elektron-Proton-Streuung erklärt werden [16], welcher in der Rosenbluth-Formel nicht berücksichtigt ist.

## 2.2 Zwei-Photon-Austausch in der elastischen Elektron-Proton-Streuung

Der Zwei-Photon-Austausch in der elastischen Elektron-Proton-Streuung ist in Abb. (2.3) dargestellt. Die Streuamplitude der elastischen Elektron-Proton-Streuung unter Berücksichtigung des Zwei-Photon-Austauschs kann im Rahmen der QED nicht ohne weiteres berechnet werden, da der intermediäre Zu-

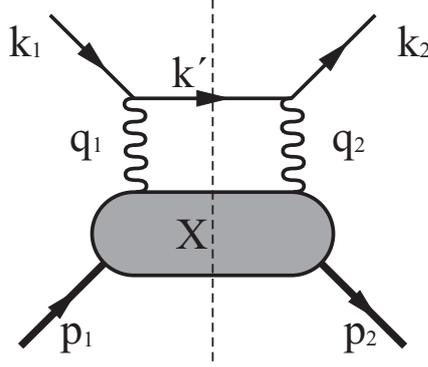


Abbildung 2.3: Feynman-Diagramm zum Zwei-Photon-Austausch in der elastische Elektron-Proton-Streuung. Der mit X gekennzeichnete Bereich symbolisiert den intermediären Zustand des Protons, zu dem auch angeregte Zustände gehören können.

stand des Protons eine hadronische Struktur besitzt. Die Streuamplitude setzt sich aus einem helizitätserhaltenden und einem helizitätsumkehrenden Anteil zusammen:

$$M = M_{flip} + M_{non-flip} \quad (2.5)$$

M wird ganz allgemein durch sechs komplexe Funktionen  $\hat{G}_M$ ,  $\hat{F}_2$ ,  $\hat{F}_3$ ,  $\hat{F}_4$ ,  $\hat{F}_5$  und  $\hat{F}_6$  parametrisiert. Für die helizitätsumkehrende Amplitude  $M_{flip}$  gilt [20]:

$$M_{flip} = \frac{m_e e^2}{MQ^2} [\bar{u}(k_2) u(k_1) \bar{u}(p_2) \left[ \hat{F}_4 + \hat{F}_5 \frac{\gamma K}{M} \right] u(p_1) + \hat{F}_6 \bar{u}(k_2) \gamma_5 u(k_1) \bar{u}(p_2) \gamma_5 u(p_1)], \quad (2.6)$$

wobei  $k_1(p_1)$  und  $k_2(p_2)$  die 4-Impulse des ein- bzw. auslaufenden Elektrons (Protons) sind, welches durch den Spinor  $u(k)$  ( $u(p)$ ) dargestellt wird.  $e$  ist die Elementarladung,  $M$  die Ruhemasse des Protons,  $m_e$  die Ruhemasse des Elektrons,  $Q^2$  das negative 4-Impulsübertragsquadrat und  $K \equiv (k_1 + k_2)/2$ .

Der helizitätserhaltende Teil der Streuamplitude  $M_{non-flip}$  schließt den Zwei-Photon-Austausch ein und lautet

$$M_{non-flip} = \frac{e^2}{Q^2} \bar{u}(k_2) \gamma_\mu u(k_1) \bar{u}(p_2) \left[ \hat{G}_M \gamma_\mu - \hat{F}_2 \frac{P^\mu}{M} + \hat{F}_3 \frac{\gamma K P^\mu}{M^2} \right] u(p_1) \quad (2.7)$$

mit  $P \equiv (p_1 + p_2)/2$ .

Definiert man

$$\hat{G}_E \equiv \hat{G}_M - (1 + \tau) \hat{F}_2, \quad (2.8)$$

$\tau = \frac{Q^2}{4M^2}$ , so erhält man in Born'scher Näherung den elektrischen sowie den magnetischen Formfaktor des Protons:

$$\hat{G}_M^{Born} = G_M(Q^2) \quad (2.9)$$

$$\hat{G}_E^{Born} = G_E(Q^2) \quad (2.10)$$

$$\hat{F}_{3,4,5,6}^{Born} = 0 \quad (2.11)$$

Mithilfe der Zerlegung

$$\hat{G}_M = G_M + \Delta\hat{G}_M \quad (2.12)$$

$$\hat{G}_E = G_E + \Delta\hat{G}_E \quad (2.13)$$

lässt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung des Zwei-Photon-Austauschs folgendermaßen schreiben [22]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left\{ \tau \left[ G_M^2 - 2G_M \operatorname{Re} \left( \Delta\hat{G}_M \right) \right] + \epsilon \left[ G_E^2 - 2G_E \operatorname{Re} \left( \Delta\hat{G}_E \right) \right] \right. \\ &\quad \left. - 2\epsilon \sqrt{\tau(1+\tau)} \frac{1+\epsilon}{1-\epsilon} \left[ G_E + \tau G_M \right] \operatorname{Re} \left( \hat{F}_3 \right) \right\}, \end{aligned} \quad (2.14)$$

wo  $\epsilon = \left[ 1 + 2(1+\tau) \tan^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \right]^{-1}$  mit dem Laborstreuwinkel  $\theta$  ist und

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \frac{E' Z^2 \alpha^2 (\hbar c)^2}{4E^3 \sin^4 \left( \frac{\theta}{2} \right)} \left( 1 - \beta^2 \sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (2.15)$$

den Mott-Wirkungsquerschnitt mit der Ordnungszahl  $Z$  und  $\beta = \frac{v}{c}$ , wobei  $v$  die Geschwindigkeit des Elektrons vor der Streuung ist, bezeichnet.

Eine Bestimmung des Realteils der Zwei-Photon-Austauschamplitude ist durch den Vergleich von Elektron-Proton- und Elektron-Positron-Streuung möglich. Im A4-Experiment wird bei transversaler Strahlpolarisation die Normalspin-Asymmetrie der elastischen Elektron-Proton-Streuung gemessen, welche von den Imaginärteilen der Parameterfunktionen der Zwei-Photon-Austauschamplitude abhängig ist.

## 2.3 Normalspin-Asymmetrie der elastischen Elektron-Proton-Streuung

In der elastischen Elektron-Proton-Streuung führt die Interferenz zwischen Ein- und Zwei-Photon-Austausch zu einer Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt. Diese Normalspin-Asymmetrie  $A_{\perp}^{ep}$  der Elektron-Proton-Streuung bietet einen experimentellen Zugang zum Beitrag des Zwei-Photon-Austauschs. Sie ist durch den Wirkungsquerschnitt mit Spin  $\vec{S}$  parallel ( $\sigma^+$ ) bzw. antiparallel ( $\sigma^-$ ) zu dem Einheitsvektor  $\vec{n} \equiv \frac{\vec{k}_1 \times \vec{k}_2}{\|\vec{k}_1 \times \vec{k}_2\|}$  definiert:

$$A_{\perp}^{ep} \equiv \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} \sim \vec{S} \cdot \vec{n} \quad (2.16)$$

Man kann aus Gl. (2.16) schließen, dass die Normalspin-Asymmetrie der Elektron-Proton-Streuung vom Azimutwinkel  $\phi$  abhängig ist, da bei geeigneter Wahl des Koordinatensystems

$$\vec{S} \cdot \frac{\vec{k}_1 \times \vec{k}_2}{\|\vec{k}_1 \times \vec{k}_2\|} \sim \sin(\phi) \quad (2.17)$$

gilt. Abb. (2.4) veranschaulicht dies für die Extremfälle  $\vec{S} \uparrow \vec{n}$  und  $\vec{S} \perp \vec{n}$ . Nach [20] gilt:

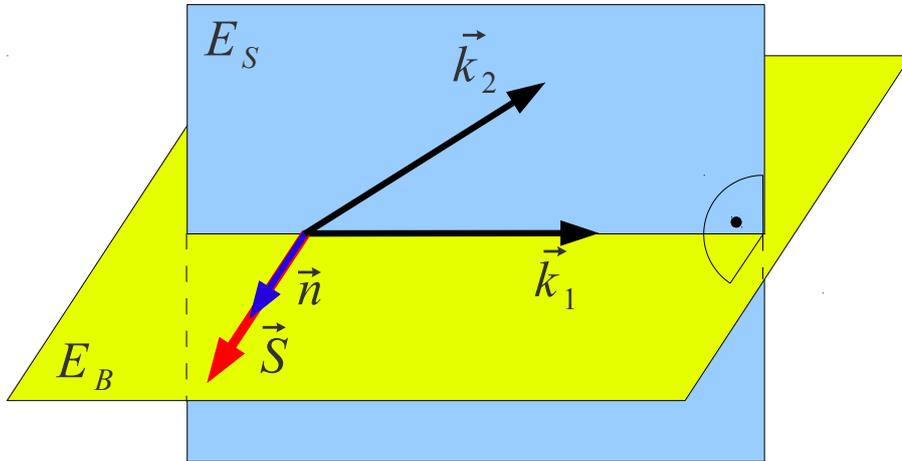
$$\begin{aligned} A_{\perp}^{ep} = & \frac{2m_e}{Q} \sqrt{2\epsilon(1-\epsilon)} \sqrt{1 + \frac{1}{\tau} \left( G_M^2 + \frac{\epsilon}{\tau} G_E^2 \right)^{-1}} \\ & \times [-\tau G_M \text{Im} \left( \hat{F}_3 + \frac{1}{1+\tau} \frac{\nu}{M^2} \hat{F}_5 \right) \\ & - G_E \text{Im} \left( \hat{F}_4 + \frac{1}{1+\tau} \frac{\nu}{M^2} \hat{F}_5 \right)], \end{aligned} \quad (2.18)$$

wobei  $\nu$  der Energieübertrag auf das Proton ist. Mittels Gl. (2.11) sieht man, dass  $A_{\perp}^{ep}$  im Falle der Born'schen Näherung verschwindet. Eine Extraktion der Imaginärteile der Parameterfunktionen  $\hat{F}_{3,4,5}$  unter Berücksichtigung von Modellrechnungen [20] ist experimentell möglich.

Abb. (2.5) zeigt Vorhersagen für  $A_{\perp}^{ep}$  bei ausgewählten Strahlenergien am MAMI-Beschleuniger. Der intermediäre Zustand des Protons wurde mittels MAID [14] berechnet. Man erkennt, dass die Asymmetrie für kleine Laborstreuungswinkel gegen Null strebt.

Das A4-Experiment untersucht die Streuung polarisierter Elektronen an unpolarisiertem Wasserstoff. Der hierzu verwendete PbF<sub>2</sub>-Detektor deckt den ge-

### Asymmetrie wird extremal



### Asymmetrie verschwindet

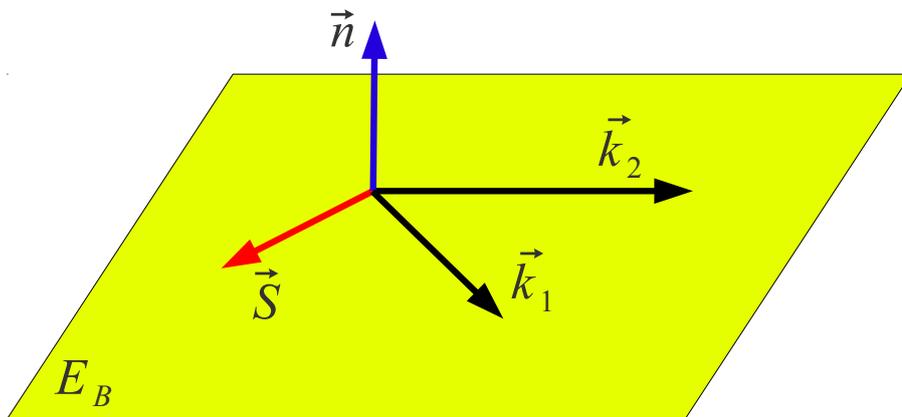


Abbildung 2.4: Beispiele zur Veranschaulichung der Azimutabhängigkeit der Normalspin-Asymmetrie der Elektron-Proton-Streuung.  $\vec{S}$  liegt in der Beschleunigerebene  $E_B$  und steht senkrecht auf  $\vec{k}_1$ .

Oben: Beschleunigerebene  $E_B$  (gelb) und Streuebene  $E_S$  (blau) stehen senkrecht aufeinander. Im gezeigten Beispiel gilt  $\vec{S} \uparrow \uparrow \vec{n}$ , die Normalspin-Asymmetrie der Elektron-Proton-Streuung wird somit bei festgehaltenem Laborstreuwinkel  $\theta$  extremal.

Unten: Beschleunigerebene und Streuebene sind identisch. Da  $\vec{S} \perp \vec{n}$  gilt, verschwindet die Normalspin-Asymmetrie der Elektron-Proton-Streuung.

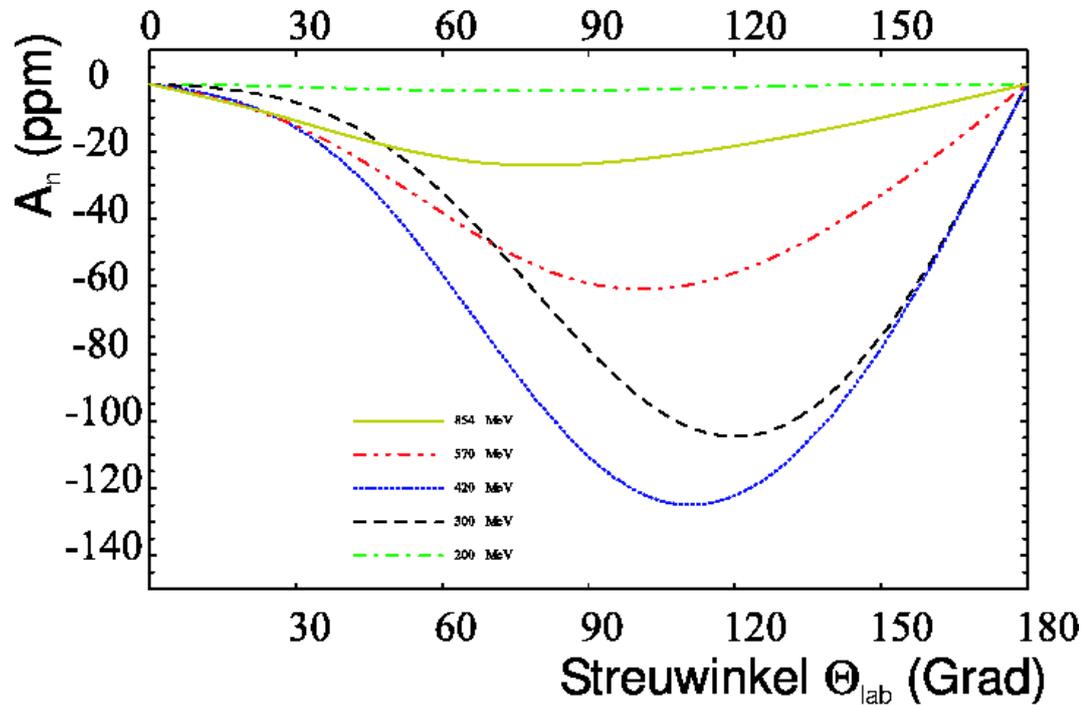


Abbildung 2.5: Berechnungen zum Verlauf der Normalspin-Asymmetrie der elastischen e-p-Streuung [20]. Darstellung aus [8]. Gezeigt ist die Asymmetrie gegen den Laborstreuwinkel für verschiedene Strahlenergien des MAMI-Beschleunigers. Die Asymmetrie liegt für Streuwinkel  $<15^\circ$  im Intervall  $[-5\text{ppm}, 0\text{ppm}]$ .

samen Azimutwinkel ab und besitzt die Fähigkeit, Asymmetrien der Größenordnung  $10^{-6}$  zu vermessen. Somit eignet sich das A4-Experiment in besonderer Weise zur Bestimmung der Normalspin-Asymmetrie der elastischen Elektron-Proton-Streuung.



# Kapitel 3

## Überblick über das A4-Experiment

Das Konzept des A4-Experiments beruht auf dem kalorimetrischen Nachweis der am Target elastisch gestreuten Strahlelektronen. Um eine präzise Asymmetriemessung zu gewährleisten, ist neben dem Hauptdetektor eine umfangreiche Instrumentierung, etwa zur Luminositäts- und Polarisationsbestimmung, notwendig. Das Konzept und die einzelnen Komponenten des Experiments werden in diesem Kapitel vorgestellt und kurz diskutiert.

### 3.1 Experimentelles Konzept zur Asymmetriemessung

Eine präzise Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$  einer Reaktion erweist sich stets als schwierig, da im Experiment nur die Streurrate

$$R = L \cdot \int_{\Delta\Omega} d\Omega \left\{ \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) (E, P) \right\} \quad (3.1)$$

zugänglich ist, die sich aus dem Produkt der Luminosität  $L$  und dem Integral des Wirkungsquerschnitts über das vom Detektor abgedeckte Raumwinkelement  $\Delta\Omega$  ergibt und dabei zusätzlich von der Strahlenergie  $E$  und dem Polarisationsgrad  $P$  abhängt. Man benötigt somit auch eine gute Kenntnis der Luminosität

$$L = \varrho \cdot \phi, \quad (3.2)$$

die das Produkt aus Targetdichte  $\varrho$  und  $\phi$ , dem Fluss der Strahlelektronen, ist. Ferner muss das Raumwinkelement  $\Delta\Omega$  genau bekannt sein.

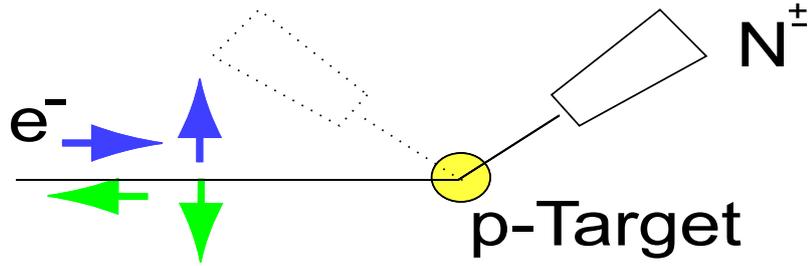


Abbildung 3.1: Darstellung des Messprinzips von A4 aus [8]. Longitudinal oder transversal polarisierte Elektronen werden an unpolarisierten Protonen gestreut. Im Detektor wird die Anzahl der Ereignisse  $N^\pm$  für beide Helizitätszustände registriert. Im Experiment wird die Streuung unter Vorwärts- und Rückwärtswinkeln untersucht.

Das A4-Experiment ist darauf ausgerichtet, die Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt der Streuung polarisierter Elektronen an einem unpolarisierten Target zu messen. Die Elektronen können dabei longitudinal oder transversal zur Strahlrichtung polarisiert sein. Eine solche Asymmetrie besitzt stets die Struktur

$$A = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-}, \quad (3.3)$$

wobei  $\sigma$  den Wirkungsquerschnitt darstellt. “+” und “-” bezeichnen die beiden möglichen Helizitätszustände; für longitudinale Polarisation stehen sie für die Zustände “+1” und “-1”, für transversale Polarisation bezeichnen sie die beiden Zustände mit Helizität Null, für die der Spin in der Beschleunigerebene liegt. Der Vorteil einer Asymmetriemessung liegt darin, dass sich Größen, die für beide Helizitätszustände gleich sind, aus Gl. (3.3) herauskürzen. Selbst bei nicht exakt gleichen Größen genügt es, den relativen Unterschied für beide Helizitätszustände zu kennen.

Im A4-Experiment werden die am Targetmaterial elastisch gestreuten Elektronen in einem Kalorimeter nachgewiesen. Abbildung (3.1) zeigt eine Darstellung des Messprinzips.

Die Messgröße ist die Asymmetrie der registrierten Ereigniszahl  $N$ , normiert auf die Targetdichte:

$$A^{exp} = \frac{\frac{N^+}{\varrho^+} - \frac{N^-}{\varrho^-}}{\frac{N^+}{\varrho^+} + \frac{N^-}{\varrho^-}} \quad (3.4)$$

Auf diese Weise werden systematische Fehler durch Schwankungen von  $\varrho$  kompensiert.  $A^{exp}$  wird im Zuge der Analyse auf apparative Asymmetrien korrigiert (Kapitel 4). Um eine präzise Messung von  $A^{exp}$  zu gewährleisten, müssen neben anderen Größen auch Luminosität und Polarisationsgrad bestimmt werden. Die hierzu verwendeten Apparaturen sollen im folgenden Abschnitt kurz

vorgestellt werden.

## 3.2 Realisierung des Experiments

Das A4-Experiment befindet sich in den Experimentierhallen 3 und 4 des Mainzer Mikrotrons (MAMI). Abbildung (3.2) gibt einen Überblick über die wesentlichen Komponenten des Aufbaus: Der Strahl polarisierter Elektronen wird an der polarisierten Quelle erzeugt. Der Helizitätszustand wird alle 20 ms gewechselt, um apparativen Asymmetrien durch langsame Änderungen der Strahlparameter vorzubeugen [8]. Dann wird der Strahl in den Rennbahn-Mikrotronen (RTM) beschleunigt, um schließlich einer der Experimentierhallen zugeführt zu werden. Um apparative Asymmetrien (Kapitel 4) zu minimieren, werden Strahlstrom, -energie und -lage permanent überwacht und für die Dauer jedes Helizitätszustands protokolliert.

In Experimentierhalle 3 befindet sich das Laser-Comptonrückstreupolarimeter, das die Bestimmung des Polarisationsgrads im Falle longitudinaler Strahl-

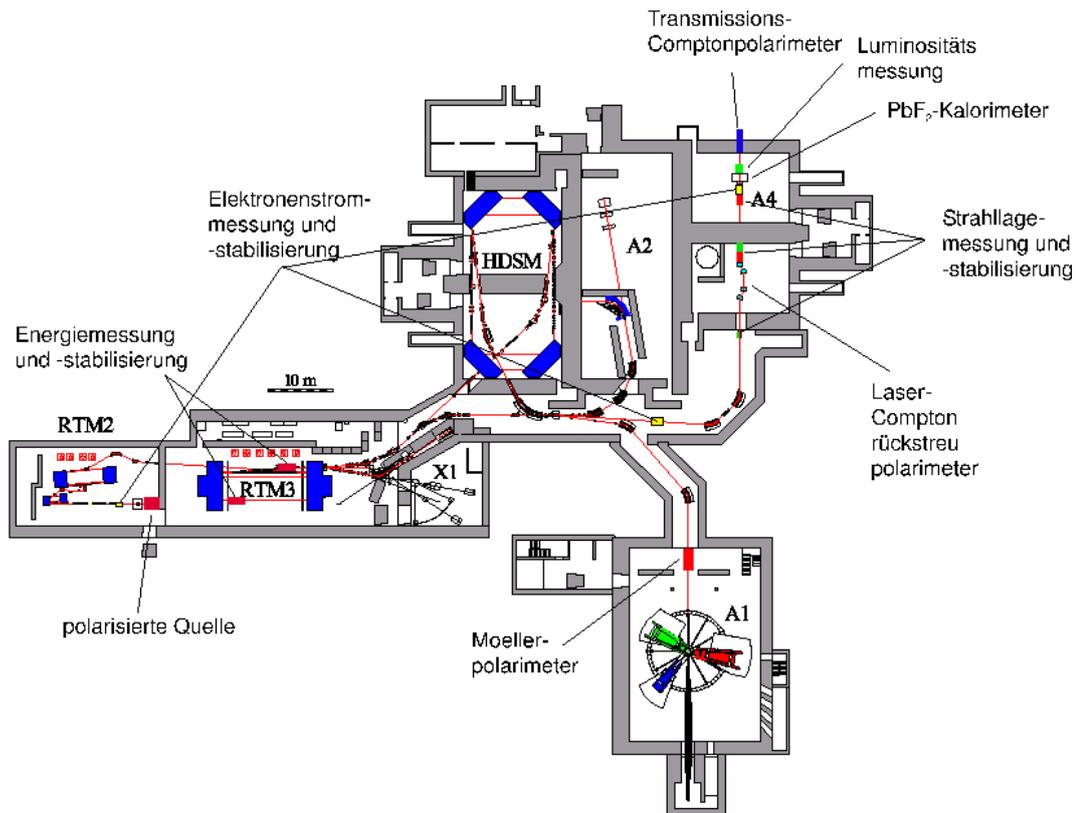


Abbildung 3.2: Das A4-Experiment am Mainzer Mikrotron (MAMI). Abbildung aus [8]. Erklärung im Text.

polarisation erlaubt. In Experimentierhalle 4 trifft der Strahl auf das unpolarisierte Target. Die elastisch gestreuten Elektronen werden mittels des  $\text{PbF}_2$ -Kalorimeters registriert. Zusätzlich findet eine Luminositätsmessung unter kleinen Laborstreuwinkeln statt. In der Nähe des Strahlfängers befindet sich das Transmissions-Comptonpolarimeter zur Polarisationsmessung bei longitudinaler Strahlpolarisation.

### 3.2.1 $\ell\text{H}_2$ -Target

Als Targets für das A4-Experiment dienen ein 10 cm langes  $\ell\text{H}_2$ -Target unter Vorwärtsstreuwinkeln sowie ein 23 cm langes  $\ell\text{H}_2$ -Target unter Rückwärtsstreuwinkeln [5].

Eine Zeichnung ist in Abb. (3.3) gegeben. Der Elektronenstrahl trifft das Target in einem schmalen, fest vorgegebenen Bereich. Auf diese Weise werden apparative Asymmetrien minimiert, die von Änderungen des Auftrefforts und -winkels herrühren (Kapitel 4). Damit verbunden ist jedoch ein Energieeintrag von etwa 100 W bei einem Strahlstrom von 20  $\mu\text{A}$ . Daher wird das Target bei 14 K in unterkühltem Zustand betrieben, wobei sich der flüssige Wasserstoff im Inneren in turbulentem Fluss befindet, um Blasenbildung zu vermeiden.

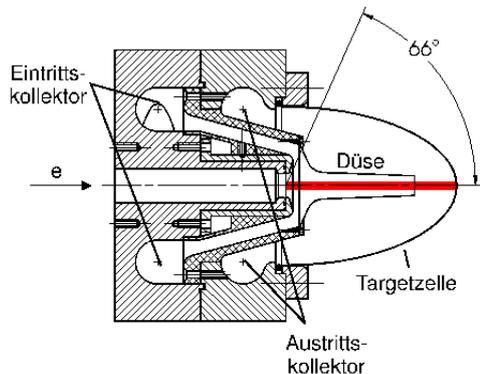


Abbildung 3.3: Darstellung des Targets zur Messung unter Vorwärtsstreuwinkeln aus [8]. Die Länge (rot) beträgt 10 cm. Der Elektronenstrahl tritt von links ins Target ein. Die Bauteile des Targets bestehen aus Aluminium mit Iridiumdichtungen. Die Wandstärke des Eintrittsfensters beträgt 75  $\mu\text{m}$ , die der Düse 200  $\mu\text{m}$ . An der Stelle des Strahlaustritts beträgt die Wandstärke 100  $\mu\text{m}$ . Der gekühlte Wasserstoff tritt durch den toroidalen Eintrittskollektor ein. Innerhalb der Düse erreicht der Fluss maximale Geschwindigkeit. Der Wasserstoff verlässt das Target durch den Austrittskollektor.

### 3.2.2 PbF<sub>2</sub>-Detektor

Der PbF<sub>2</sub>-Detektor ermöglicht den kalorimetrischen Nachweis der elastisch am Targetmaterial gestreuten Strahlelektronen. Bei einem elastischen Streuprozess genügt es, die Energie der Elektronen nach der Streuung  $E'$  und den Laborstreuwinkel  $\theta$  zu kennen, da hierdurch die gesamte Kinematik festgelegt ist. Daher wird im A4-Experiment eine Ein-Arm-Messung durchgeführt.

Abb. (3.4) zeigt eine technische Zeichnung des Detektors. Eine kalorimetrische Messung gestattet die Separation der gesuchten Ereignisse von Untergrundprozessen durch Schnitte in den Energiespektren [15], so dass ein Kalorimeter im Gegensatz zu einem Spektrometer nicht auf ein kleines Raumwinkelelement  $\Delta\Omega$  beschränkt ist.

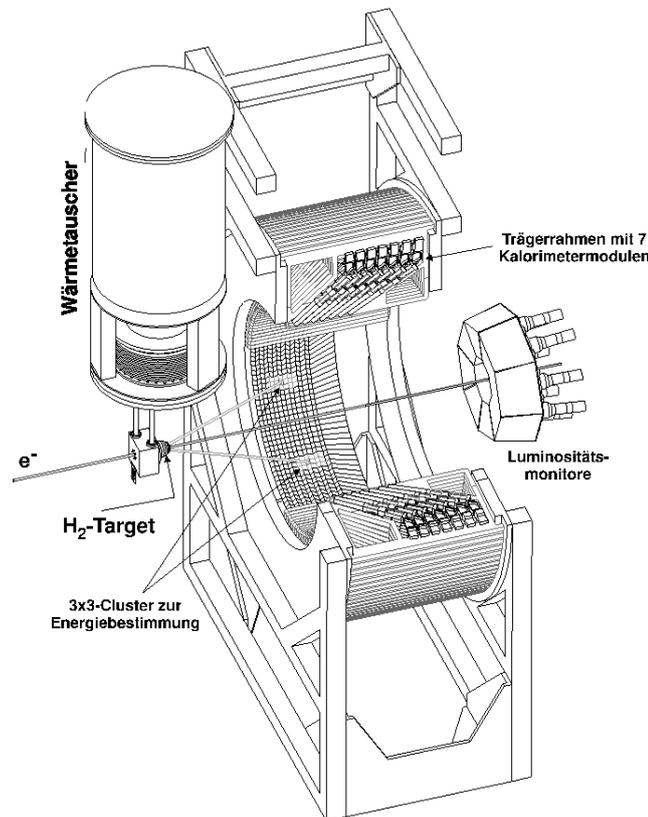


Abbildung 3.4: Zeichnung des PbF<sub>2</sub>-Kalorimeters aus [15]. Der Elektronenstrahl tritt von links ins Target ein. Die elastisch gestreuten Elektronen werden in dem aus 1022 PbF<sub>2</sub>-Kristallen bestehenden Detektor registriert. Die Kristalle sind in 7 Ringen zu je 146 Stück angeordnet. Jeder Kristall mit 8 nächsten Nachbarn ist mit diesen zu einem 3x3-Cluster verschaltet, so dass eine Selektion von Mehrfachtreffern ermöglicht wird.

Dargestellt sind auch die 8 Luminositätsmonitore, welche den gesamten Azimut sowie Laborstreuwinkel im Intervall  $[4, 4^\circ, 10^\circ]$  abdecken.

Der Detektor akzeptiert Laborstreuwinkel  $\theta \in [30^\circ, 40^\circ]$  und deckt den gesamten Azimutbereich ab. Dies ist wünschenswert, da eine große Anzahl von Teilchen nachgewiesen werden muss, um den statistischen Fehler der Asymmetrie zu minimieren (s. Kapitel 4).

Der Detektor ist aufgrund der Verwendung von  $\text{PbF}_2$  als Nachweismaterial in der Lage, Ereignisraten von 100 MHz zu verarbeiten.  $\text{PbF}_2$  ist ein reiner Cherenkov-Strahler und zeichnet sich durch seine hohe Strahlenfestigkeit und kurze Signalabklingzeiten aus. Dies ermöglicht die Verarbeitung hoher Ereignisraten über einen langen Zeitraum. Die Verwendung von insgesamt 1022 Kristallen mit eigenem Elektronikkanal in 7 Ringen erlaubt es, für jedes Ereignis Azimut- und Laborstreuwinkel zu rekonstruieren. Die Kristalle sind mit Photomultipliern des Typs XP2900/01 von Philips versehen. Bei einem Treffer wird das Signal aller Kristalle innerhalb eines 3x3-Clusters aufsummiert, um alle Cherenkov-Photonen des elektromagnetischen Schauers nachweisen zu können. Darüber hinaus ist die Datenerfassung mit einer Vetologik ausgestattet, welche in Abb. (3.5) erläutert ist.

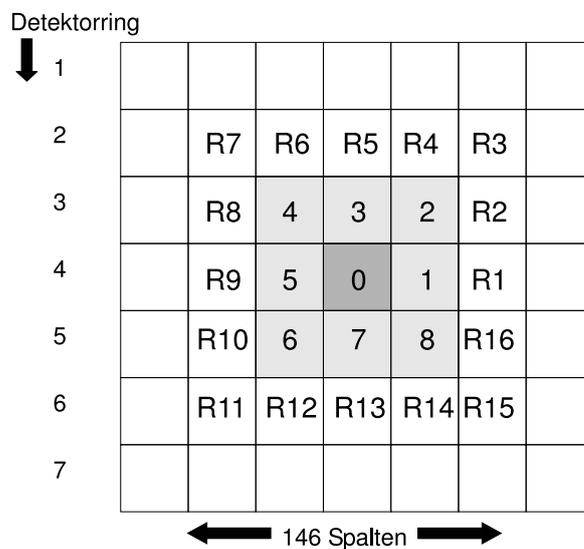


Abbildung 3.5: Prinzip der Vetologik: Wurde bei einem Ereignis das Signalmaximum im Kristall 0 generiert, werden die Signale der 9 Kristalle 0 bis 8 für 20 ms aufsummiert. Wird in dieser Zeitspanne an einer der Stellen R1 bis R16 ein weiteres Signalmaximum detektiert, oder findet ein weiteres Ereignis in 0 bis 8 mit weniger als 5 ns Abstand statt, so wird das gesamte Ereignis als Doppeltreffer interpretiert und verworfen. Abbildung aus [8].

### 3.2.3 Luminositätsmonitore

Bei den Luminositätsmonitoren des A4-Experiments handelt es sich um acht Wasser-Cherenkov-Detektoren, welche symmetrisch um die Strahlachse angeordnet sind und nahezu den gesamten Azimut abdecken (Abb. (3.4)). Die Luminosität für ein 10 cm langes  $\ell\text{H}_2$ -Target beträgt bei 20  $\mu\text{A}$  Strahlstrom

$$L_{\ell\text{H}_2} = 2,1 \cdot 10^{16} \frac{\text{MeV}^2}{\text{s}}. \quad (3.5)$$

Für den 300  $\mu\text{m}$  langen Aluminiumanteil des Targets ergibt sich bei 20  $\mu\text{A}$  Strahlstrom eine Luminosität von

$$L_{A\ell} = 8,76 \cdot 10^{13} \frac{\text{MeV}^2}{\text{s}}. \quad (3.6)$$

Die Luminositätsmonitore sind Gegenstand der Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Eine detaillierte Beschreibung ihres Aufbaus und Messprinzips findet sich in Kapitel 5.

### 3.2.4 Laser-Comptonrückstreupolarimeter

Das Laser-Comptonrückstreupolarimeter befindet sich in Experimentierhalle 3. Es ermöglicht eine Absolutmessung des Polarisationsgrads im Falle longitudinaler Strahlpolarisation. Dabei wird die Polarisationsabhängigkeit der Compton-Streuung ausgenutzt [12, 18, 26].

Abb. (3.6) zeigt eine technische Zeichnung des Aufbaus. Die Strahlelektronen werden mittels einer Schikane bestehend aus 4 Dipolmagneten aus der Strahlführung ausgelenkt und an zirkular polarisiertem Licht der Wellenlänge  $\lambda = 514,5 \text{ nm}$  gestreut. Die rückgestreuten Photonen werden von einem NaI-Detektors nachgewiesen. Da der Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung vom Helizitätszustand der Elektronen und deren Polarisationsgrad abhängt, existiert eine Asymmetrie in der Rate der rückgestreuten Photonen, aus der man auf den Polarisationsgrad schließen kann.

Ein großer Vorteil dieser Messmethode ist, dass der Polarisationsgrad der Strahlelektronen gemessen werden kann, während am  $\text{PbF}_2$ -Detektor gleichzeitig eine Asymmetriemessung durchgeführt wird.

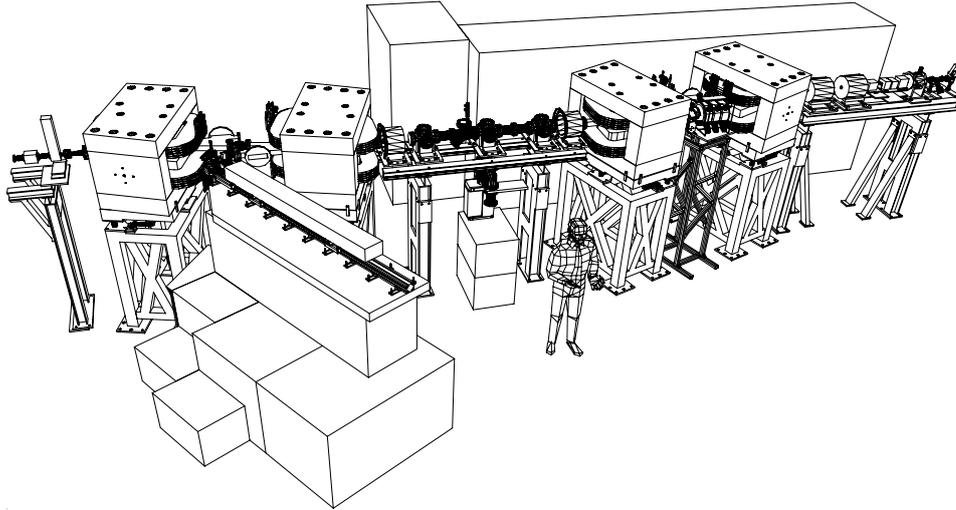


Abbildung 3.6: Das Laser-Comptonrückstreupolarimeter des A4-Experiments. Zeichnung aus [18]. Der Elektronenstrahl tritt von links in die Magnetschikane ein, welche aus 4 Dipolmagneten besteht. Vorne links ist der Laser zu erkennen. Die Wechselwirkungszone zwischen Photonen und Strahlelektronen liegt zwischen den beiden mittleren Dipolmagneten. Der NaI-Detektor befindet sich zwischen den beiden rechten Magneten.

### 3.2.5 Transmissions-Comptonpolarimeter

Das Transmissions-Comptonpolarimeter befindet sich in Strahlrichtung hinter dem Target zwischen den Luminositätsmonitoren und dem Strahlfänger [27]. In Abbildung (3.7) sind die Komponenten des Transmissions-Comptonpolarimeters skizziert und das Prinzip kurz erläutert. Da die Analysierstärke des verwendeten Magneten nur näherungsweise bekannt ist, lässt das Transmissions-Comptonpolarimeter lediglich eine relative Bestimmung des Polarisationsgrades zu.

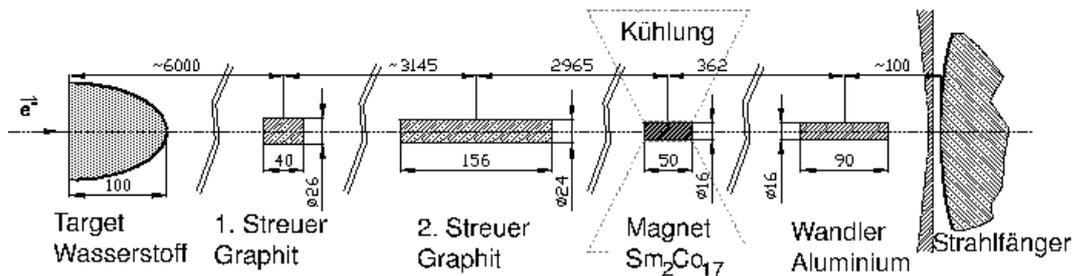


Abbildung 3.7: Darstellung des Aufbaus des Transmissions-Comptonpolarimeters aus [8]. Im Target und den Streuern erzeugen die longitudinal polarisierten Elektronen polarisierte Bremsstrahlung. Diese wird an den polarisierten Elektronen des Magneten gestreut. Für unterschiedliche Spinstellungen der Strahlelektronen misst man eine Asymmetrie im Photon- und Teilchenfluss hinter dem Magneten des Polarimeters. Hiermit lässt sich der Polarisationsgrad überwachen.

Im Falle transversaler Strahpolarisation existiert bislang kein Polarimeter am A4-Experiment. Es ist theoretisch möglich, die Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung unter kleinen Laborstreuwinkeln auszunutzen, um bei transversaler Spinstellung den Polarisationsgrad zu messen.

Das nächste Kapitel erläutert den Ursprung und die Eigenschaften dieser Asymmetrie. Des weiteren wird untersucht, welche systematischen Fehler bei einer Messung zu berücksichtigen sind.



# Kapitel 4

## Theorie der Polarisationsbestimmung mit der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung

Die Messung der Normalspin-Asymmetrie  $A_{Mo}^\perp$  der Møllerstreuung stellt einen möglichen Zugang zur Bestimmung des Polarisationsgrads des Elektronenstrahls bei transversaler Spinstellung dar. Es handelt sich um eine Single-Spin-Asymmetrie, welche erstmals 1960 von Barut und Fronsdal [7] berechnet worden ist. Im Jahr 2004 wurden diese Rechnungen von Dixon und Schreiber [13] verifiziert und um next-to-leading-order-Korrekturen erweitert. Die Normalspin-Asymmetrie wird durch die Interferenz von Ein- und Zwei-Photon-Austausch in der Møllerstreuung hervorgerufen.

Im Folgenden werden zunächst der Zwei-Photon-Austausch in der Møllerstreuung und die Normalspin-Asymmetrie diskutiert. Danach werden systematische Korrekturen bei der Messung der Normalspin-Asymmetrie sowie die elastischen Streuprozesse im A4-Experiment behandelt.

## 4.1 Møller-Wirkungsquerschnitt mit führendem Beitrag des Zwei-Photon-Austauschs

Wir betrachten den Møller-Streuprozess

$$e^{-\uparrow}(k_1) + e^{-}(k_2) \rightarrow e^{-}(k'_1) + e^{-}(k'_2), \quad (4.1)$$

bei dem ein Elektron  $e^{-\uparrow}(k_1)$  mit transversal zur Impulsrichtung stehendem Spin an einem im Laborsystem ruhenden Elektron  $e^{-}(k_2)$  elastisch gestreut wird.  $k_{1,2}$  und  $k'_{1,2}$  bezeichnen die 4-Impulse vor bzw. nach der Streuung. In Born'scher Näherung gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Møllerstreuung im Schwerpunktsystem (CM) nach [13]

$$\left( \frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma}}{d\Omega_{CM}} \right) = \frac{\alpha^2}{s} \cdot \frac{(t^2 + tu + u^2)^2 + 4m_e^2(m_e^2 - t - u)(t^2 - tu + u^2)}{t^2 u^2}. \quad (4.2)$$

Hierin ist  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante und  $m_e$  die Ruhemasse des Elektrons.  $s = (k_1 + k_2)^2$ ,  $t = (k'_1 - k_1)^2$  und  $u = (k'_1 - k_2)^2$  stellen die Lorentz-invarianten Mandelstam-Variablen dar.  $\left( \frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma}}{d\Omega_{CM}} \right)$  resultiert aus den Treelevel-Diagrammen in Abb. (4.1). Der Zwei-Photon-Austausch wird durch die Boxgraphen in Abbildung (4.1) beschrieben. Aus der Interferenz der Treelevel-Graphen und der Einschleifen-Diagramme in Abb. (4.1) ergibt sich schließlich der führende vom Azimutwinkel  $\phi$  abhängige Korrekturterm des Wirkungsquerschnitts nach [13] zu

$$\begin{aligned} \left( \frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma 2\gamma}}{d\Omega_{CM}} \right)^{\pm}(\theta_{CM}, \phi) &= \mp \frac{\alpha^3 m_e}{4\sqrt{s}} \sin(\theta_{CM}) \cos(\phi) \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{s}} \frac{1}{t^2 u^2} \\ &\quad \times [3(s - 4m_e^2)(t(u - s + 2m_e^2) \ln\left(\frac{-t}{s - 4m_e^2}\right) \\ &\quad - u(t - s + 2m_e^2) \ln\left(\frac{-u}{s - 4m_e^2}\right)) \\ &\quad - 2(t - u)tu], \end{aligned} \quad (4.3)$$

wobei  $\theta_{CM}$  der Streuwinkel im Schwerpunktsystem ist. Abbildung (4.2) veranschaulicht die Definition des zugehörigen Laborsystems. In  $\left( \frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma 2\gamma}}{d\Omega_{CM}} \right)^{\pm}$  steht "+" ("−") für den Fall, dass der Spin  $\vec{S}$  des Strahlelektrons parallel (antiparallel) zur x-Achse in Abb. (4.2) steht.

Ist die Energie  $E$  des einlaufenden Strahlelektrons  $e^{-\uparrow}(k_1)$  viel größer als die Ruhemasse des Elektrons  $m_e$ , so kann man Terme der Ordnung  $\frac{m_e^2}{s}$  vernachlässigen.

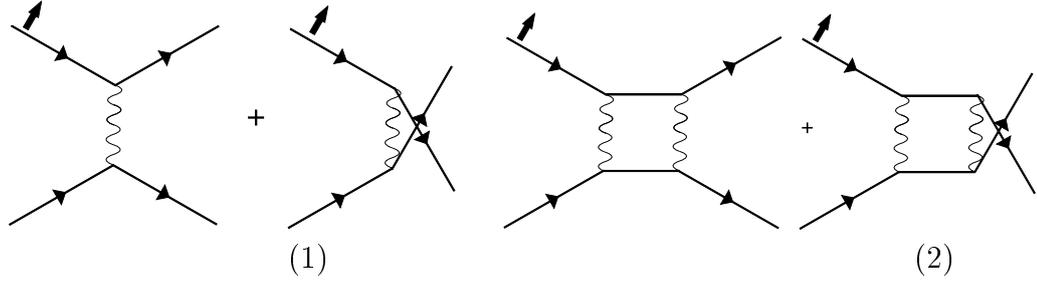


Abbildung 4.1: Feynman-Diagramme zur Møllerstreuung. Abbildung aus [8]. Durch den Pfeil wird der transversale Spin des einlaufenden Elektrons angedeutet.

Aus den Treelevel-Graphen (1) erhält man den Wirkungsquerschnitt  $\left(\frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma}}{d\Omega_{CM}}\right)$  in Born'scher Näherung. Der Zwei-Photon-Austausch ist in den Einschleifen-Diagrammen (2) dargestellt. Man erhält den führenden azimutabhängigen Term des Wirkungsquerschnitts  $\left(\frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma 2\gamma}}{d\Omega_{CM}}\right)^\pm$  aus der Interferenz der Treelevel-Graphen (1) mit den Boxgraphen (2).

sigen, da  $s = 2m_e(E + m_e)$ . Die Gleichungen (4.2) und (4.3) reduzieren sich in diesem Fall auf

$$\left(\frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma}}{d\Omega_{CM}}\right) = \frac{\alpha^2}{s} \cdot \frac{(t^2 + tu + u^2)^2}{t^2 u^2} \quad (4.4)$$

und

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma 2\gamma}}{d\Omega_{CM}}\right)^\pm(\theta_{CM}, \phi) &= \mp \frac{\alpha^3 m_e}{4\sqrt{s}} \sin(\theta_{CM}) \cos(\phi) \frac{1}{t^2 u^2} \\ &\times [3s \left( t(u-s) \ln\left(\frac{-t}{s}\right) - u(t-s) \ln\left(\frac{-u}{s}\right) \right) \\ &- 2(t-u)tu]. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Für die kinematischen Größen erhält man in dieser Näherung [13]

$$s = 2m_e E,$$

$$t = -\frac{s}{2}(1 - \cos(\theta_{CM})), \quad (4.6)$$

$$u = -\frac{s}{2}(1 + \cos(\theta_{CM})), \quad (4.7)$$

$$E' = \frac{E}{2}(1 + \cos(\theta_{CM})), \quad (4.8)$$

wo  $E'$  die Energie eines detektierten Elektrons nach der Streuung ist. Die Näherung  $E \gg m_e$  ist im Falle des A4-Experiments gut erfüllt, da Strahlenergien hier stets einige hundert MeV betragen. Es werden daher im Folgenden

### Das verwendete Laborsystem

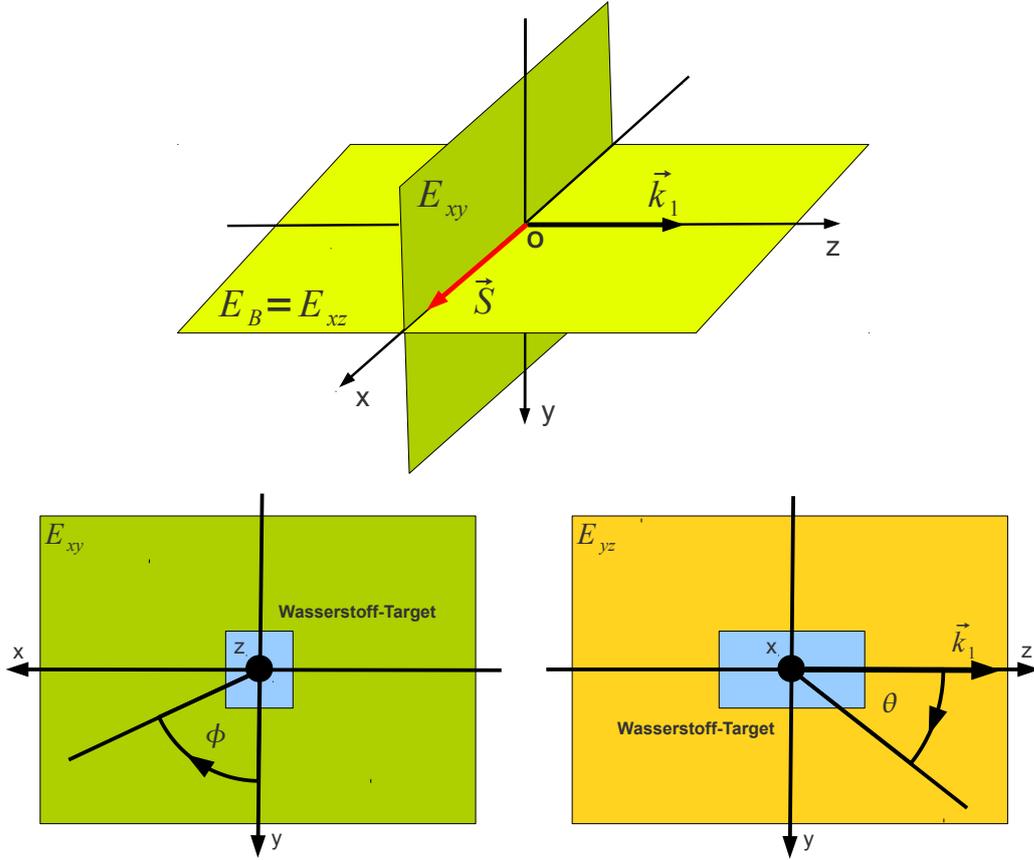


Abbildung 4.2: Zur Veranschaulichung des gewählten Laborsystems. Der Ursprung ist der Mittelpunkt des  $\ell\text{H}_2$ -Ziels. Die MAMI-Strahlachse entspricht der z-Achse. Der Spin  $\vec{S}$  liegt in der Beschleunigerebene  $E_B$  und steht senkrecht auf dem Impulsvektor  $\vec{k}_1$  des Strahlelektrons.  $\phi$  wird von der y-Achse ausgehend in der x-y-Ebene  $E_{xy}$ , wie unten links dargestellt, gemessen.  $\theta$  bezeichnet den Laborstreuwinkel, welcher von der z-Achse ausgehend gemessen wird, wie unten rechts gezeigt ist.

die Gleichungen (4.4) und (4.5) verwendet. Abb.(4.3) zeigt den Verlauf des Wirkungsquerschnitts in natürlichen Einheiten ( $\hbar = c = 1$ ) im gesamten Definitionsbereich von  $\theta \in ]0^\circ, 90^\circ[$  bei einer Strahlenergie von  $E=315$  MeV. Der Wirkungsquerschnitt divergiert an den Rändern des Definitionsbereichs.

Um eine Vorhersage im Laborsystem für die noch zu definierende Normalspin-Asymmetrie der Möllerstreuung treffen zu können, ist es notwendig, die Wirkungsquerschnitte (4.4) und (4.5) ins Laborsystem zu transformieren. Es gilt:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} \right) (\theta, \phi) = \left( \frac{d\Omega_{CM}}{d\Omega_{lab}} \right) (\theta) \cdot \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}} \right) (\theta_{CM}(\theta), \phi), \quad (4.9)$$

wobei der Azimutwinkel in beiden Bezugssystemen gleich ist. Zwischen dem

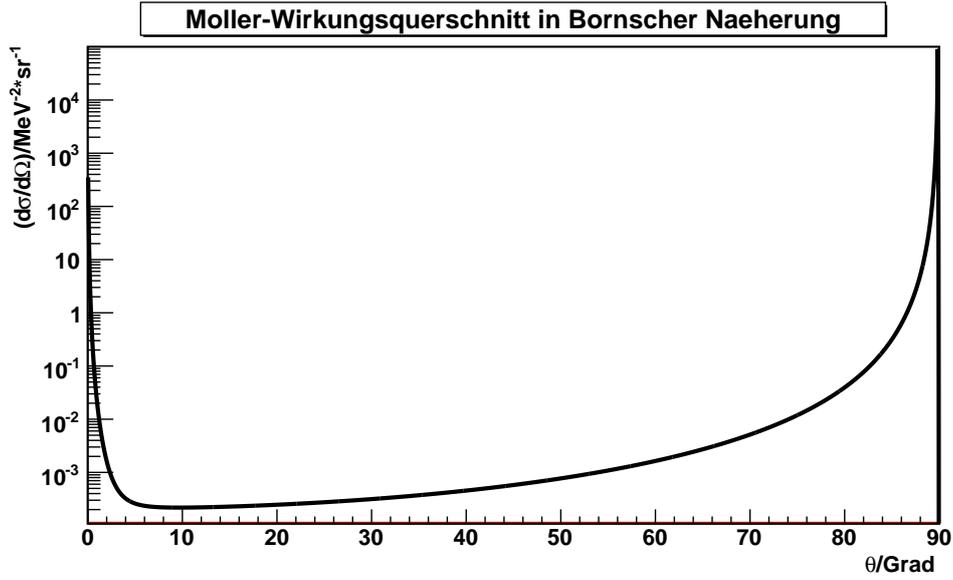


Abbildung 4.3: Møller-Wirkungsquerschnitt im Laborsystem in Born'scher Näherung.  $E=315$  MeV.

Laborstreuwinkel  $\theta$  und  $\theta_{CM}$  gilt die Beziehung

$$\tan\left(\frac{\theta_{CM}}{2}\right) = \sqrt{\frac{E+m_e}{2m_e}} \tan(\theta). \quad (4.10)$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \left(\frac{d\Omega_{CM}}{d\Omega_{lab}}\right) &= \frac{\partial(\cos\theta_{CM})}{\partial(\cos\theta)} \\ &= \frac{2\sqrt{\frac{E+m_e}{2m_e}} \sin\left(2 \arctan\left[\sqrt{\frac{E+m_e}{2m_e}} \tan\theta\right]\right)}{1 + \left[\sqrt{\frac{E+m_e}{2m_e}} \tan\theta\right]^2} \\ &\quad \times \left(\frac{1}{\sin\theta} + \frac{\tan\theta}{\cos\theta}\right) \end{aligned} \quad (4.11)$$

Somit sind die Wirkungsquerschnitte im Laborsystem prinzipiell bekannt, und der Wirkungsquerschnitt der Møllerstreuung kann unter Berücksichtigung des führenden Beitrags zum Zwei-Photon-Austausch wie folgt geschrieben werden:

$$\left(\frac{d\sigma_{ee}}{d\Omega_{lab}}\right)^\pm = \left(\frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma}}{d\Omega_{lab}}\right) + P^\pm \cdot \left(\frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma 2\gamma}}{d\Omega_{lab}}\right)^\pm \quad (4.12)$$

Dabei ist  $P$  der Polarisationsgrad der Strahlelektronen.

## 4.2 Zugang zum Polarisationsgrad durch die Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung

Wir definieren die einheitenlose Normalspin-Asymmetrie  $A_{\perp}^{Moller}$  der Møllerstreuung analog zu [13] als:

$$A_{\perp}^{Moller}(E, P, \theta, \phi) \equiv \frac{\left(\frac{d\sigma_{ee}}{d\Omega_{lab}}\right)^+ - \left(\frac{d\sigma_{ee}}{d\Omega_{lab}}\right)^-}{\left(\frac{d\sigma_{ee}}{d\Omega_{lab}}\right)^+ + \left(\frac{d\sigma_{ee}}{d\Omega_{lab}}\right)^-} \quad (4.13)$$

Wegen  $\left(\frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma 2\gamma}}{d\Omega_{lab}}\right)^+ = -\left(\frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma 2\gamma}}{d\Omega_{lab}}\right)^-$  lässt sich obiger Ausdruck mit  $P \equiv P^+ \simeq P^-$  vereinfachen:

$$A_{\perp}^{Moller} = P \cdot \frac{\left(\frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma 2\gamma}}{d\Omega_{lab}}\right)^+}{\left(\frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma}}{d\Omega_{lab}}\right)} \sim -P \cdot \cos(\phi). \quad (4.14)$$

Die  $\cos(\phi)$ -Abhängigkeit der Normalspin-Asymmetrie für  $\theta = 6^\circ$  ist in Abb. (4.4) illustriert. Der Betrag der Amplitude der Asymmetrie bei festem Laborstreuwinkel nimmt mit wachsender Strahlenergie ab. Abb. (4.5) zeigt die Abhängigkeit der Normalspin-Asymmetrie vom Laborstreuwinkel für  $E = 315$  MeV bei festem  $\phi$ . Es gibt einen Nulldurchgang bei  $\theta = 3,2^\circ$ , was  $\theta_{CM} = 90^\circ$  im Schwerpunktsystem entspricht. Die Lage dieser Nullstelle im Laborsystem verschiebt sich mit zunehmendem  $E$  langsam zu kleineren Streuwinkeln. Für große Laborstreuwinkel strebt die Asymmetrie gegen Null.

Im Experiment bestimmt man eine Asymmetrie  $A_{exp}^{Moller}$ , welche sich aus den Raten  $\dot{N}^+$  und  $\dot{N}^-$  der Møller-gestreuten Elektronen für die beiden Helizitätszustände ergibt:

$$\begin{aligned} A_{exp}^{Moller} &\equiv \frac{\dot{N}^+ - \dot{N}^-}{\dot{N}^+ + \dot{N}^-} \\ &= P \cdot \frac{\int_{\Delta\Omega} d\Omega_{lab} \left(\frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma 2\gamma}}{d\Omega_{lab}}\right)^+}{\int_{\Delta\Omega} d\Omega_{lab} \left(\frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma}}{d\Omega_{lab}}\right)} \\ &= P \cdot \frac{\int_{\Delta\Omega} d\Omega_{lab} \left\{ (A_{\perp}^{Moller}|_{P=1}) \left(\frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma}}{d\Omega_{lab}}\right) \right\}}{\int_{\Delta\Omega} d\Omega_{lab} \left(\frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma}}{d\Omega_{lab}}\right)} \\ &\equiv P \cdot \langle A_{\perp}^{Moller} \rangle_{\Delta\Omega}. \end{aligned} \quad (4.15)$$

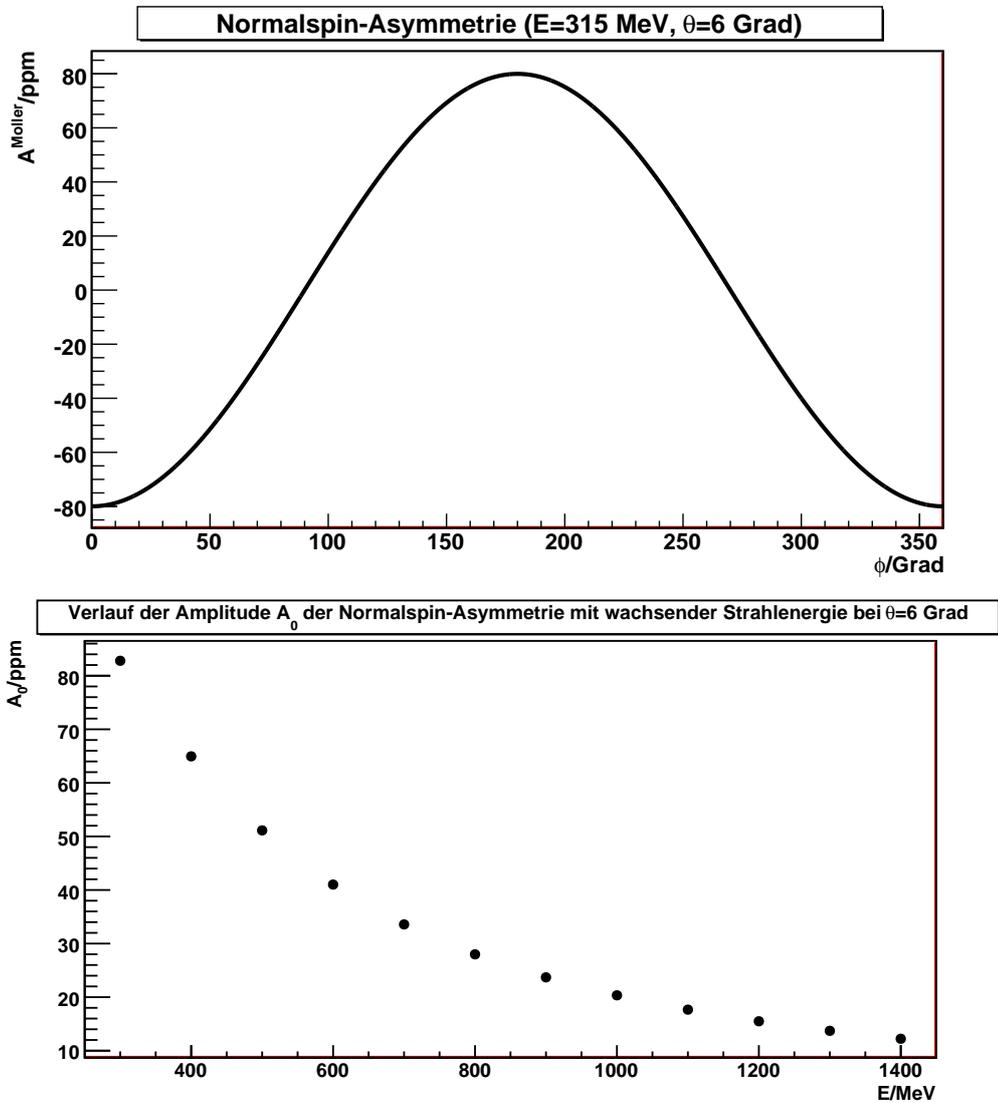


Abbildung 4.4: Oben:  $E = 315$  MeV,  $P = 1$ . Man erkennt die cosinusförmige Azimutabhängigkeit der Asymmetriefunktion bei festem Laborstreuwinkel  $\theta = 6^\circ$ . Der Betrag der Amplitude ist hier ca. 80 ppm.

Unten: Verlauf des Betrags der Amplitude der Normalspin-Asymmetrie gegen die Strahlenergie bei festgehaltenem Laborstreuwinkel ( $\theta = 6^\circ$ ) und  $P = 1$ .

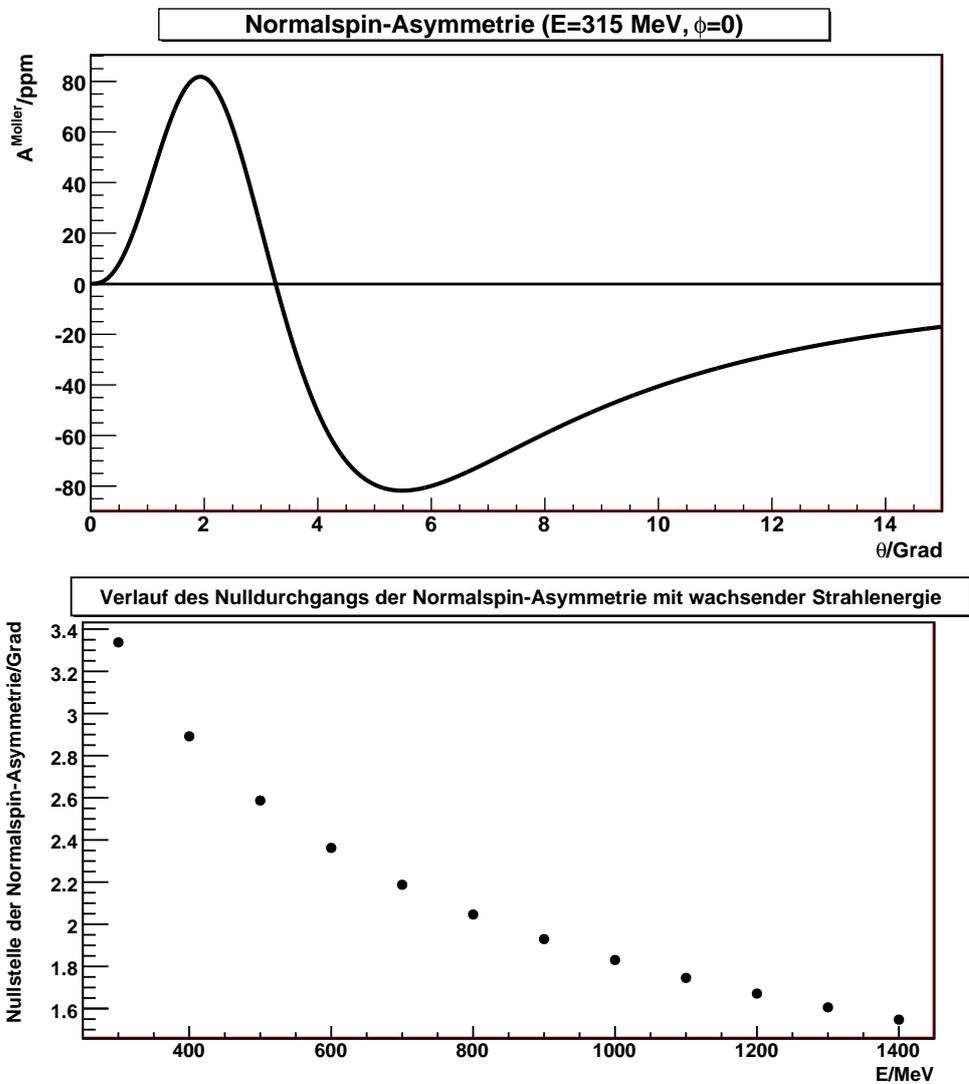


Abbildung 4.5: Oben:  $E = 315$  MeV,  $P = 1$ . Gezeigt ist die Normalspin-Asymmetrie für  $\phi = 0$ . Man erkennt einen Nulldurchgang bei  $\theta \simeq 3,2^\circ$ , dessen Lage schwach von  $E$  abhängig ist. Die Funktion fällt zu größeren Winkeln hin betragsmäßig monoton ab.

Unten: Änderung der Lage der Nullstelle der Normalspin-Asymmetrie mit der Strahlenergie.

Man erkennt an Gl. (4.15), dass  $A_{exp}^{Moller}$  sich als Produkt des Polarisationsgrads und des Erwartungswertes der Normalspin-Asymmetrie

$$\langle A_{\perp}^{Moller} \rangle_{\Delta\Omega} = \frac{\int_{\Delta\Omega} d\Omega_{lab} \left\{ (A_{\perp}^{Moller}|_{P=1}) \left( \frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma}}{d\Omega_{lab}} \right) \right\}}{\int_{\Delta\Omega} d\Omega_{lab} \left( \frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma}}{d\Omega_{lab}} \right)} \quad (4.16)$$

mit der Gewichtungsfunktion  $\left( \frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma}}{d\Omega_{lab}} \right)$  ergibt. Die Mittelung wird dabei über das vom Detektor abgedeckte Raumwinkelelement  $\Delta\Omega$  durchgeführt. Es wurde angenommen, dass die Luminosität  $L$  selbst keine Asymmetrie besitzt, somit Strahlstrom und Targetdichte keinen helizitätskorrelierten Schwankungen ausgesetzt sind.

Bestimmt man  $A_{exp}^{Moller}$  im Experiment, so kann man bei bekannter Detektorgeometrie nach Gl. (4.15) den Polarisationsgrad des Strahls extrahieren:

$$P = \frac{A_{exp}^{Moller}}{\langle A_{\perp}^{Moller} \rangle_{\Delta\Omega}} \quad (4.17)$$

Der Polarisationsgrad ergibt sich somit als Quotient aus der experimentell zu bestimmenden Asymmetrie  $A_{exp}^{Moller}$  und dem Erwartungswert der Normalspin-Asymmetrie  $\langle A_{\perp}^{Moller} \rangle_{\Delta\Omega}$ .

Der statistische Fehler bei der Bestimmung von  $A_{exp}^{Moller}$  ergibt sich nach der Poisson-Statistik zu

$$\Delta A_{exp}^{Moller} = \frac{1}{\sqrt{N_{ges}}}, \quad (4.18)$$

wobei  $N_{ges} = N^+ + N^- \simeq 2N^+$  angenommen wurde. Somit gilt für den statistischen Fehler des Polarisationsgrades

$$\Delta P = \frac{1}{\sqrt{N_{ges}} \cdot \langle A_{\perp}^{Moller} \rangle_{\Delta\Omega}}. \quad (4.19)$$

Man kann hieraus folgern, dass eine große Anzahl an Teilchen gemessen werden muss, um den statistischen Fehler des Polarisationsgrads gering zu halten, da  $|\langle A_{\perp}^{Moller} \rangle_{\Delta\Omega}| \sim 10^{-6}$  und nur die Wurzel der Teilchenzahl  $N_{ges}$  zu  $\Delta P$  beiträgt.

## 4.3 Systematische Fehler bei der Bestimmung der Normalspin-Asymmetrie im Experiment

Den Abbildungen (4.5) und (4.4) lässt sich entnehmen, dass eine Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung unter kleinen Laborstreuwinkeln ( $\theta \leq 10^\circ$ ) bei niedriger Strahlenergie von Vorteil zur Bestimmung des Polarisationsgrades ist, da die Extrema der Asymmetriefunktion in diesem Streuwinkelbereich liegen und die Amplitude der Asymmetrie für kleinere Strahlenergien zunimmt. Um eine erfolgreiche Messung zu gewährleisten, genügt es jedoch nicht, nur die Normalspin-Asymmetrie zu betrachten. Man muss sicherstellen, dass die Rate der gestreuten Møller-Elektronen in diesem Winkelbereich dominiert und dass Untergrundprozesse dort keine Asymmetrien von vergleichbarer Größenordnung besitzen. Ferner muss die gemessene Asymmetrie auf mögliche apparative Asymmetrien hin korrigiert werden.

### 4.3.1 Fehlstellung des Spins

Steht der Spin nicht senkrecht auf dem Impuls  $\vec{k}_1$  des Strahlelektrons, so muss Gleichung (4.14) um einen zusätzlichen Faktor  $\sin(\Theta_S)$  ergänzt werden:

$$\tilde{A}_\perp^{Moller} \equiv \sin(\Theta_S) \cdot A_\perp^{Moller} \quad (4.20)$$

wobei die Definition des Spinwinkels  $\Theta_S$  in Abb. (4.6) wiedergegeben ist.

Darüber hinaus gibt es eine paritätsverletzende Asymmetrie in der Møllerstreuung bei longitudinaler Strahlpolarisation [11]:

$$A_{PV}^{Moller} = m_e E \frac{G_F}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{16 \sin^2(\theta_{CM})}{(3 + \cos^2(\theta_{CM}))^2} \left( \frac{1}{4} - \sin^2(\theta_W) \right), \quad (4.21)$$

wobei  $G_F$  Fermis Kopplungskonstante und  $\theta_W$  der Weinbergwinkel ist. Diese Asymmetrie trägt bei einer Spinfeldstellung gemäß

$$A_{ges}^{Moller} = \sin(\Theta_S) \cdot A_\perp^{Moller} + \cos(\Theta_S) \cdot A_{PV}^{Moller} \quad (4.22)$$

zur gesamten Asymmetrie bei. Da  $A_{PV}^{Moller}$  von der Größenordnung  $10^{-9}$  ist, kann dieser Beitrag vernachlässigt werden.

Spinfeldstellungen im Bereich von  $\pm 10^\circ$  sind experimentell möglich und führen

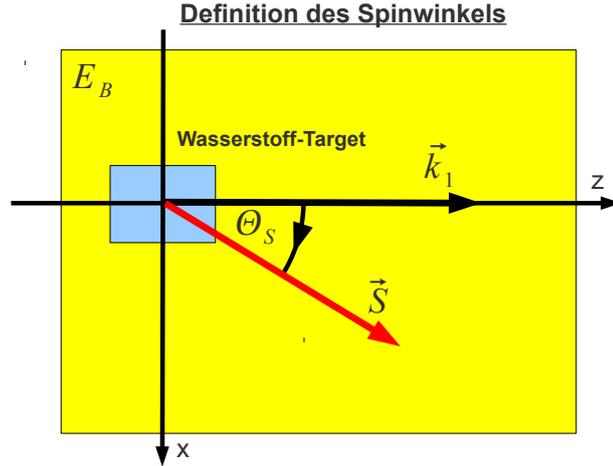


Abbildung 4.6: Zur Definition des Spinwinkels  $\Theta_S$  im Laborsystem des A4-Experiments. Der Spin  $\vec{S}$  liegt stets in der Beschleunigerebene  $E_B$ , welche der x-z-Ebene entspricht.

zu kleinen Korrekturen ( $\sin(90^\circ \pm 10^\circ) = 0,98$ ) der zu erwartenden Normalspin-Asymmetrie.

### 4.3.2 Apparative Asymmetrien

Die pro Run eines Experiments gemessenen Asymmetrien setzen sich aus Zählraten  $\dot{N}^\pm$  (oder der Anzahl gemessener Ereignisse) zusammen:

$$A_{exp} = \frac{\dot{N}^+ - \dot{N}^-}{\dot{N}^+ + \dot{N}^-} \quad (4.23)$$

Diese Raten hängen von experimentellen Parametern ab, welche helizitätskorrelierten Schwankungen unterworfen sein können. Dies führt zu Asymmetrien bei der Messung der Raten, die unabhängig von der zu messenden Asymmetrie der physikalischen Wechselwirkung sind.

Apparative Größen, die sich abhängig vom Polarisationszustand ändern können, sind der Strahlstrom  $I$ , der Auftreffpunkt  $(x, y)$  und die Auftreffwinkel  $(x', y')$  des Elektronenstrahls auf das Target sowie die Strahlenergie  $E$ . Jeder dieser Größen lässt sich somit eine eigene Asymmetrie bzw. Differenz für die möglichen Helizitätszustände zuweisen:

- Strahlstromasymmetrie  $X^1 \equiv \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-}$
- Horizontale Ortsdifferenz des Auftreffpunkts im Target  $X^2 \equiv x^+ - x^-$
- Vertikale Ortsdifferenz des Auftreffpunkts im Target  $X^3 \equiv y^+ - y^-$

- Horizontale Winkeldifferenz des Auftreffpunkts im Target  $X^4 \equiv x'^+ - x'^-$
- Vertikale Winkeldifferenz des Auftreffpunkts im Target  $X^5 \equiv y'^+ - y'^-$
- Energiedifferenz des Elektronenstrahls  $X^6 \equiv E^+ - E^-$

Bei bekanntem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  können die Größen  $X^2$  bis  $X^6$  in die Berechnung der Raten einbezogen werden [8], da gilt:

$$R = L \cdot \sigma (\{X^j\}), \quad (4.24)$$

wo  $L$  die Luminosität ist und  $j \in \{2, 3, 4, 5, 6\}$ . Beispielsweise führt eine horizontale Ablage des Strahls zu einem anderen Raumwinkelbereich  $\Delta\Omega$  und somit zu einer anderen Rate.

Die zur Größe  $X^j$  gehörige Asymmetrie  $A(X^j)$  kann dann in guter Näherung berechnet werden (Abschnitt 6.2.1 in [8]):

$$\begin{aligned} A(X^j) &= \frac{R(\dots, X^j = 0, \dots) - R(\dots, X^j, \dots)}{R(\dots, X^j = 0, \dots) + R(\dots, X^j, \dots)} \\ &\simeq \left[ \frac{-\frac{\partial R}{\partial X^j} |_{X^j=0}}{2R(X^j = 0)} \right] X^j \\ &\equiv a^j X^j \end{aligned} \quad (4.25)$$

Die Asymmetrie  $A(X^j)$  ist in guter Näherung linear von  $X^j$  abhängig. Für  $j = 1$  findet man sogar einen streng linearen Zusammenhang, da der Strahlstrom nicht in den Wirkungsquerschnitt, sondern in die Luminosität eingeht. Somit gilt zusammenfassend

$$A(X^j) = a^j X^j, \quad (4.26)$$

mit  $j \in \{1, 2, 3, 4, 5, 6\}$ . Experimentell findet man eine gute Übereinstimmung mit Gl. (4.26). Um die Koeffizienten  $a^j$  zu bestimmen, wird eine multidimensionale lineare Regression unter Verwendung der Methode kleinster quadratischer Abweichungen durchgeführt (Abschnitt 6.2.3 in [8]).

Somit gilt für den Zusammenhang zwischen der gesuchten Asymmetrie der physikalischen Wechselwirkung  $A_{phys}$  und der im  $i$ -ten Run des Experiments gemessenen Asymmetrie  $A_{exp}^i$ :

$$A_{exp}^i = P \cdot A_{phys} + \sum_{j=1}^6 a^j X^j \quad (4.27)$$

Nach einer Mittelung über  $M$  Runs erhält man dann

$$P \cdot A_{phys} = \frac{1}{M} \left\langle A_{exp}^i - \sum_{j=1}^6 a^j X^j \right\rangle. \quad (4.28)$$

Somit ist eine Korrektur der gemessenen Asymmetrien gegenüber den Größen  $X^j$  möglich.

Es erscheint sinnvoll, die gemessenen Raten auf die Targetdichte  $\varrho$  zu normieren, da Schwankungen dieser Größe ebenfalls die Asymmetriemessung beeinflussen können [8]:

$$\begin{aligned} A^{exp} &= \frac{\frac{\dot{N}^+}{\varrho^+} - \frac{\dot{N}^-}{\varrho^-}}{\frac{\dot{N}^+}{\varrho^+} + \frac{\dot{N}^-}{\varrho^-}} \\ &\simeq \frac{\dot{N}^+ - \dot{N}^-}{\dot{N}^+ + \dot{N}^-} - \frac{\varrho^+ - \varrho^-}{\varrho^+ + \varrho^-} \end{aligned} \quad (4.29)$$

### 4.3.3 Energieverlust der Strahlelektronen im Target

Geladene Teilchen verlieren Energie beim Durchgang durch Materie. Abbildung (4.4) kann man entnehmen, dass eine Reduzierung der Strahlenergie zu einer Vergrößerung des Betrags der Asymmetrie führt.

Für den Energieverlust pro Wegelement  $\left(\frac{dE}{dz}\right)$  von Elektronen sind Kollisions- und Bremsstrahlungsverluste verantwortlich:

$$\left(\frac{dE}{dz}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dz}\right)_{Kollision} + \left(\frac{dE}{dz}\right)_{Strahlung} \quad (4.30)$$

Für Elektronen gilt [25]:

$$\begin{aligned} -\left(\frac{dE}{dz}\right)_{Kollision} &= 2\pi N_a r_e^2 m_e \varrho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{\tau^2 (\tau + 2)}{2 \left(\frac{I}{m_e}\right)^2} \right) + 1 - \beta^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{\frac{\tau^2}{8} - (2r + 1) \ln(2)}{(\tau + 1)^2} - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right], \end{aligned} \quad (4.31)$$

wo  $N_a$  die Avogadrozahl,  $r_e = 2,817 \times 10^{-13}$  cm der klassische Elektronenradius,  $m_e$  die Elektronenmasse,  $\varrho$  die Massendichte des absorbierenden Materials,  $Z$  und  $A$  Ordnungs- und Massenzahl des Materials,  $\beta$  die Geschwindigkeit des Elektrons,  $\tau = \frac{E - m_e}{m_e}$  die kinetische Energie des Elektrons,  $I$  das mittlere Anregungspotenzial,  $\delta$  die Dichtekorrektur und  $C$  die Schalenkorrektur ist.

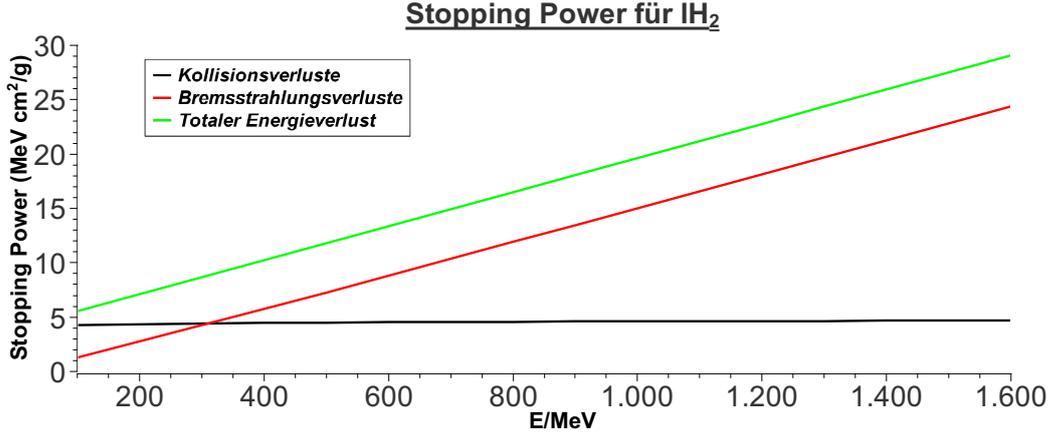


Abbildung 4.7: Dargestellt ist die Stopping-Power für Elektronen in  $\ell\text{H}_2$ . Man erkennt, dass Strahlungsverluste ab etwa 300 MeV dominant sind. Die Abbildung wurde mittels ESTAR [1] erstellt.

Für den Energieverlust pro Wegelement durch Bremsstrahlung gilt im Falle starker Abschirmung ( $E \gg 137m_e Z^{\frac{1}{3}}$ ) des elektromagnetischen Potentials des Kerns durch die Hüllenelektronen des Atoms:

$$-\left(\frac{dE}{dz}\right)_{\text{Strahlung}} = N \cdot E \cdot \Phi_{\text{Strahlung}}, \quad (4.32)$$

wobei  $N$  die atomare Dichte,  $E$  die Energie Elektrons beim Eintritt in das Material und

$$\Phi_{\text{Strahlung}} = 4Z^2 r_e^2 \alpha \left[ \ln \left( 183 \cdot Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{18} - f(Z) \right]. \quad (4.33)$$

$f(Z)$  ist eine kleine Korrektur zur Born'schen Näherung, welche die Coulomb-Wechselwirkung des emittierenden Elektrons im Feld des Nukleus berücksichtigt [10]. Abbildung (4.7) zeigt den Verlauf von  $\left(\frac{dE}{dz}\right)_{\text{tot}}$  für  $\ell\text{H}_2$ .

Der mittlere Energieverlust der Strahlelektronen im  $\ell\text{H}_2$ -Target lässt sich abschätzen, wenn die Wahrscheinlichkeitsdichte für einen Streuprozess im Target entlang der Strahlachse bekannt ist. Hierzu denke man sich das Target in Wegstücke gleicher Länge zerlegt, wie in Abb. (4.8) illustriert.

Für die Wahrscheinlichkeit, dass innerhalb eines Wegstücks  $\Delta z$  eine Streuung ins Raumwinkelement  $\Delta\Omega$  stattfindet, gilt:

$$W_{\Delta z} = \sigma \cdot \rho \cdot \Delta z, \quad (4.34)$$

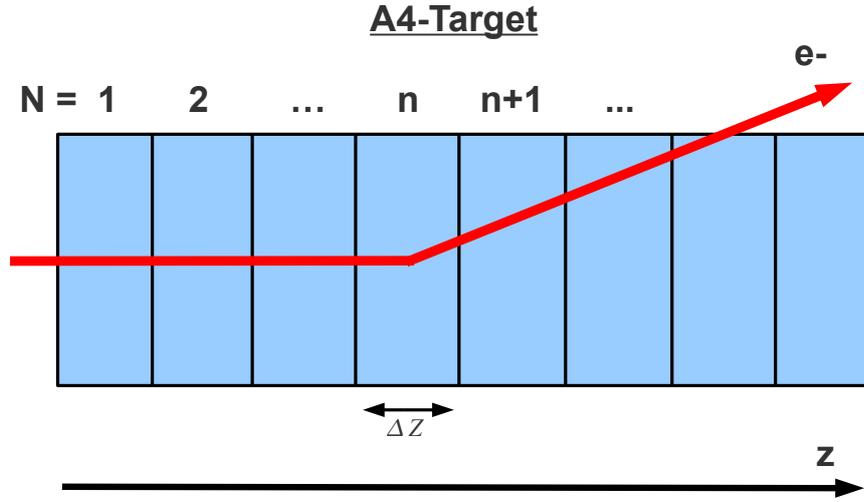


Abbildung 4.8: Zerlegung des  $\ell\text{H}_2$ -Targets in Wegelemente entlang der Strahlachse  $z$ . Das Elektron (rot) läuft von links ein und wird an einem Ort  $z$  innerhalb des  $n$ -ten Wegelements gestreut. Die Wahrscheinlichkeit für die Streuung in dieser Zelle ist das Produkt aller Wahrscheinlichkeiten, dass in den zuvor passierten Zellen keine Streuung stattfindet, multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit für eine Streuung in der  $n$ -ten Zelle.

wobei  $\rho$  die Targetdichte und  $\sigma = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$  der Wirkungsquerschnitt ist. Die Wahrscheinlichkeit, dass im Intervall  $[(n-1) \cdot \Delta z, n \cdot \Delta z]$  eine Streuung stattfindet, ist dann

$$\Delta W(n \cdot \Delta z) = (1 - \sigma \rho \Delta z)^{n-1} \sigma \rho \Delta z \quad (4.35)$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta W(n \cdot \Delta z)}{\Delta z} = \left(1 - \frac{\sigma \rho z}{n}\right)^{n-1} \sigma \rho \quad (4.36)$$

Im Grenzfall  $n \rightarrow \infty$  ( $\Delta z \rightarrow 0$ ) erhält man die Wahrscheinlichkeitsdichte für die Streuung am Ort  $z$ :

$$\frac{dW}{dz}(z) = \sigma \cdot \rho \cdot e^{-\sigma \rho z} \quad (4.37)$$

Für den Energieverlust entlang der  $z$ -Achse gilt

$$\Delta E(z) = \int_0^z dz' \left(\frac{dE}{dz'}\right)_{tot} \quad (4.38)$$

Der Erwartungswert des Energieverlusts bis zur Streuung im Target lautet dann:

$$\begin{aligned}\langle \Delta E \rangle &= \frac{\int_0^D dz \left\{ \frac{dW}{dz}(z) \cdot \Delta E(z) \right\}}{\int_0^D dz \left\{ \frac{dW}{dz}(z) \right\}} \\ &= \frac{\int_0^D dz \left\{ \Delta E(z) \cdot e^{-\sigma \varrho z} \right\}}{\int_0^D dz \left\{ e^{-\sigma \varrho z} \right\}},\end{aligned}\quad (4.39)$$

wobei  $D$  die Targetlänge in Strahlrichtung ist. Im A4-Experiment gilt in guter Näherung  $\sigma \varrho \ll \frac{1}{D}$ . In diesem Fall kann man Gl. (4.39) vereinfachen:

$$\langle \Delta E \rangle \simeq \frac{\int_0^D dz \int_0^z dz' \left( \frac{dE}{dz'} \right)_{tot}}{D} \quad (4.40)$$

Durch die Targetlängen von 10 cm bzw. 23 cm liegen mit Gl. (4.40) abgeschätzte Energieverluste je nach Strahlenergie im Bereich von einigen 10 MeV. Dies führt zu Asymmetrieänderungen  $\Delta A \sim 5$  ppm.

#### 4.3.4 Levchuk-Effekt

Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts der Møllerstreuung (Gl. (4.12)) wurde davon ausgegangen, dass das Targetelektron vor der Streuung im Laborsystem ruht [13]. In Wahrheit befindet sich das Targetelektron vor der Streuung jedoch im atomaren Verbund, wobei es den Impuls  $\vec{p}$  und die Bindungsenergie  $B$  besitzt.

Dieser Umstand führt zum Levchuk-Effekt [19]. Berechnet man die Kinematik der Møllerstreuung unter Berücksichtigung dieser Umstände neu, so findet man, dass Gl. (4.10) für kleine Laborstreuungswinkel bei Strahlenergien  $E \gg m_e$  wie folgt modifiziert werden muss:

$$\tan\left(\frac{\theta_{CM}}{2}\right) = \sqrt{\frac{E + m_e}{2m_e}} \sqrt{1 + \frac{\Delta s}{s_0}} \tan(\theta), \quad (4.41)$$

wobei  $\frac{\Delta s}{s_0} \leq \frac{B}{m_e} + \frac{\sqrt{2m_e|B|}}{m_e}$ . Da für Wasserstoff  $B \geq -13,6$  eV ist, und  $m_e = 511$  keV gilt, ist der Levchuk-Effekt im A4-Experiment vernachlässigbar klein:

$$\sqrt{1 + \frac{\Delta s}{s_0}} \simeq 1,0036 \quad (4.42)$$

### 4.3.5 Korrekturen durch Untergrundprozesse

Bei der Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung im A4-Experiment müssen Untergrundprozesse mit eigenen Asymmetrien berücksichtigt werden. Der Untergrund habe die vom Helizitätszustand abhängige Gesamtrate

$$R_U^\pm = \sum_U \left[ L_U \int_{\Delta\Omega} d\Omega_{lab} \left\{ \left( \frac{d\sigma_U^0}{d\Omega_{lab}} \right) + P \left( \frac{d\sigma_U^\pm}{d\Omega_{lab}} \right) \right\} \right], \quad (4.43)$$

wobei  $L_U \in [L_{\ell H_2}, L_{A\ell}]$  die Luminosität des jeweiligen Untergrundprozesses im A4-Experiment ist.  $\sum_U$  symbolisiert die Summe über alle beitragenden Untergrundprozesse, das Integral läuft über das vom Detektor abgedeckte Raumwinkelement  $\Delta\Omega$ . Im Folgenden wird angenommen, dass

$$\left( \frac{d\sigma_U^+}{d\Omega_{lab}} \right) = - \left( \frac{d\sigma_U^-}{d\Omega_{lab}} \right) \quad (4.44)$$

gilt. Für die im Experiment bestimmte, auf apparative Asymmetrien korrigierte Asymmetrie unter Berücksichtigung von  $R_U^\pm$  findet man:

$$A^{phys} = P \cdot \left( \frac{L_{\ell H_2} \int_{\Delta\Omega} d\Omega_{lab} \left( \frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma 2\gamma}}{d\Omega_{lab}} \right)^+ + \sum_U \left[ L_U \int_{\Delta\Omega} d\Omega_{lab} \left( \frac{d\sigma_U^+}{d\Omega_{lab}} \right) \right]}{L_{\ell H_2} \int_{\Delta\Omega} d\Omega_{lab} \left( \frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma}}{d\Omega_{lab}} \right) + \sum_U \left[ L_U \int_{\Delta\Omega} d\Omega_{lab} \left( \frac{d\sigma_U^0}{d\Omega_{lab}} \right) \right]} \right) \quad (4.45)$$

Bei bekannten Wirkungsquerschnitten und vorgegebenem  $\Delta\Omega$  lässt sich aus Gl. (4.45) auf den Polarisationsgrad  $P$  schließen:

$$P = A^{phys} \cdot \left( \frac{L_{\ell H_2} \int_{\Delta\Omega} d\Omega_{lab} \left( \frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma}}{d\Omega_{lab}} \right) + \sum_U \left[ L_U \int_{\Delta\Omega} d\Omega_{lab} \left( \frac{d\sigma_U^0}{d\Omega_{lab}} \right) \right]}{L_{\ell H_2} \int_{\Delta\Omega} d\Omega_{lab} \left( \frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma 2\gamma}}{d\Omega_{lab}} \right)^+ + \sum_U \left[ L_U \int_{\Delta\Omega} d\Omega_{lab} \left( \frac{d\sigma_U^+}{d\Omega_{lab}} \right) \right]} \right) \quad (4.46)$$

Im Folgenden werden die im A4-Experiment unter Laborstreuwinkeln  $\theta < 10^\circ$  relevanten Untergrundprozesse vorgestellt. Die Diskussion beschränkt sich auf elastische und quasielastische Streuprozesse. Inelastische Streuprozesse werden vernachlässigt.

#### 4.3.5.1 Elastische Streuung an $\ell H_2$

Der Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektron-Proton-Streuung im Laborsystem ist durch die Rosenbluth-Formel (2.1) gegeben, welche in Kapitel 2.1 dieser Arbeit vorgestellt ist.

Die Normalspin-Asymmetrie der elastischen Elektron-Proton-Streuung (Gl. (2.16)), welche Gegenstand der Diskussion in Abschnitt 2.3 ist, ist im betrachteten Laborstreuwinkelintervall  $\theta < 10^\circ$  klein. Man kann Abb. (2.5) entnehmen, dass diese Asymmetrie für ein breites Spektrum von Strahlenergien bei kleinen Laborstreuwinkeln im Intervall  $[-5 \text{ ppm}, 0 \text{ ppm}]$  liegt.

#### 4.3.5.2 Elastische Streuung an Aluminium

Der Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung eines Strahlelektrons am Kern eines Aluminiumatoms ist näherungsweise durch

$$\left( \frac{d\sigma_{\text{elast, Al}}}{d\Omega_{\text{lab}}} \right) = \frac{4\alpha^2 Z^2 E^2}{Q^4} \cos^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \cdot \|F(\vec{q}^2)\|^2 \quad (4.47)$$

gegeben.  $F(\vec{q}^2)$  ist der vom Impulsübertrag  $\vec{q}$  abhängige Formfaktor des Aluminiumkerns und  $Z$  die Ordnungszahl. Es gilt:

$$F(\vec{q}^2) = 4\pi \int_0^\infty dr \left\{ f(r) \frac{r \cdot \sin(\|\vec{q}\| r)}{\|\vec{q}\|} \right\} \quad (4.48)$$

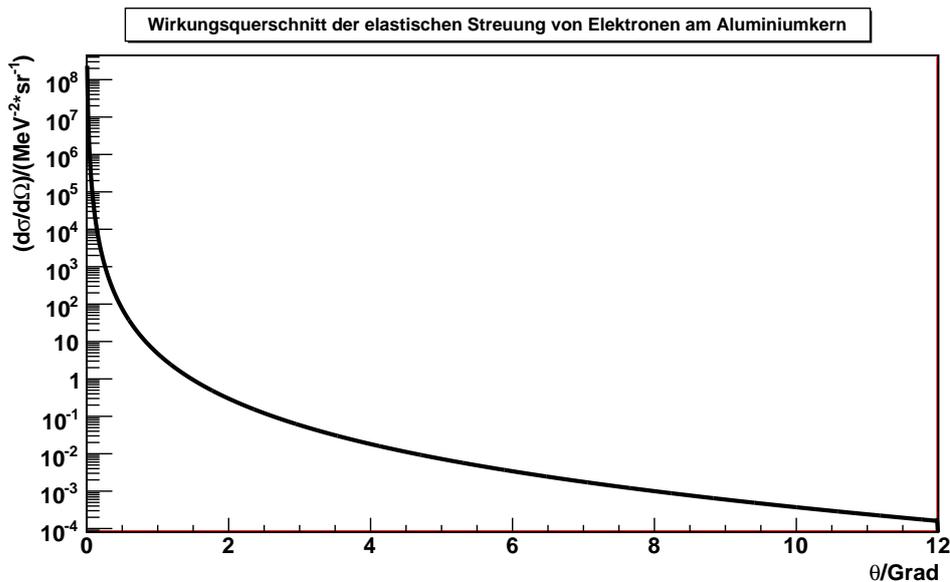


Abbildung 4.9: Verlauf des Wirkungsquerschnitts der elastischen Streuung eines Elektrons am Kern des Aluminiumatoms für  $E = 315 \text{ MeV}$ . Für die hier dargestellten Laborstreuwinkel gilt die Näherung  $E' \simeq E$ .

mit der normierten Ladungsverteilung

$$f(r) = \frac{\rho_N}{A \left(1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right)\right)}, \quad (4.49)$$

wo  $\rho_N = \frac{0,17}{fm^3}$  die Nukleonendichte im Kern und  $A = 27$  die Massenzahl von Aluminium ist. Es ist  $a = 0,54$  fm und  $c = 3,21$  fm (Abschnitt 5.4 in [21]). Abb. (4.9) zeigt den Verlauf des Wirkungsquerschnitts für Laborstreuwinkel bis zu  $12^\circ$ . In diesem Bereich gilt bei den für die weitere Diskussion relevanten Strahlenergien in guter Näherung  $\vec{q}^2 = Q^2$ , da hier  $E' \simeq E$ .

Die Asymmetrie der elastischen Streuung transversal polarisierter Elektronen am Kern des Aluminiumatoms ist gegenwärtig nicht bekannt.

#### 4.3.5.3 Quasielastische Streuung an Aluminium

Das Nukleon mit dem Impuls  $\vec{P}$  bewege sich in einem mittleren Kernpotential  $V$ . Nimmt man die Verteilung der Impulsrichtung im Kern als isotrop an, so gilt

$$E - E' \simeq \frac{\vec{q}^2}{2M} + V. \quad (4.50)$$

Für den Wirkungsquerschnitt erhält man in dieser Näherung

$$\left(\frac{d\sigma_{quasielast, Al}}{d\Omega_{lab}}\right) = 13 \cdot \left(\frac{d\sigma_{Ros}}{d\Omega_{lab}}\right) (G_E^p, G_M^p) + 14 \cdot \left(\frac{d\sigma_{Ros}}{d\Omega_{lab}}\right) (G_E^n, G_M^n), \quad (4.51)$$

wobei

$$G_E^n \simeq 0 \quad (4.52)$$

und

$$G_M^n = (-1, 91) \cdot \left(1 + \frac{Q^2}{0,71 \text{ GeV}^2}\right)^{-2} \quad (4.53)$$

die Formfaktoren des Neutrons sind. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts ist in Abb. (4.10) dargestellt.

Die Asymmetrie der quasielastischen Streuung an Aluminium kann in statischer Näherung abgeschätzt werden, da die Normalspin-Asymmetrie der elastischen Elektron-Proton-Streuung bekannt ist:

$$\begin{aligned} A_{quasielast, Al} &\simeq \frac{13\sigma_p A_p + 14\sigma_n A_n}{13\sigma_p + 14\sigma_n} \\ &\simeq \left(\frac{13\sigma_p - 14\sigma_n}{13\sigma_p + 14\sigma_n}\right) A_p, \end{aligned} \quad (4.54)$$

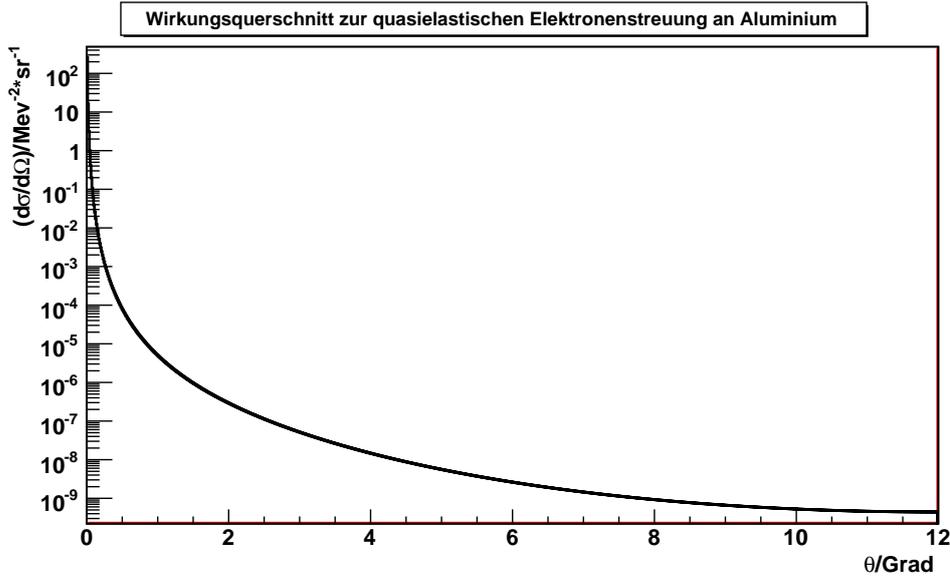


Abbildung 4.10: Verlauf des Wirkungsquerschnitts der quasielastischen Elektronenstreuung an Aluminium für  $E=315$  MeV.

worin  $\sigma_{p,n}$  die Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung des Elektrons am Proton bzw. Neutron und  $A_p \simeq -A_n$  ist. Gleichung (4.54) lässt sich entnehmen, dass  $|A_{quasielast, Al}|$  von derselben Größenordnung ist, wie die Normalspin-Asymmetrie der elastischen Elektron-Proton-Streuung.

In Abbildung (4.11) sind die Raten der in den letzten Unterabschnitten vorgestellten Prozesse für  $E=315$  MeV dargestellt. Man erkennt, dass der Møller-Streuprozess in  $\ell H_2$  für kleine Laborstreuwinkel dominiert. Insbesondere ist die Møller-Streurrate im Winkelbereich  $\theta_{lab} \in [6^\circ, 12^\circ]$  nahezu konstant. Die Rate der elastischen Elektron-Proton-Streuung ist in diesem Bereich um mindestens eine Größenordnung kleiner als die der Møller-gestreuten Elektronen. Eine Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung im A4-Experiment ist somit unter Labrstreuwinkeln  $\theta < 10^\circ$  prinzipiell möglich: Zum einen dominiert die Rate der Møller-gestreuten Elektronen ab  $\theta = 6^\circ$  um etwa eine Größenordnung, zum anderen sind die Asymmetrien der elastischen Untergrundprozesse mit etwa 5 ppm betragsmäßig wesentlich kleiner, als die Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung mit ca. 80 ppm bei einer Strahlenergie von 315 MeV. Systematische Korrekturen durch Spinfehlstellungen, apparative Asymmetrien sowie Energieverlust der Strahlelektronen im Target sind bei einer Messung zu berücksichtigen.

Die Luminositätsmonitore des A4-Experiments sind unter Laborstreuwinkeln  $\theta \in [4, 4^\circ, 10^\circ]$  installiert. Der Versuch, die Monitore als Polarimeter bei trans-

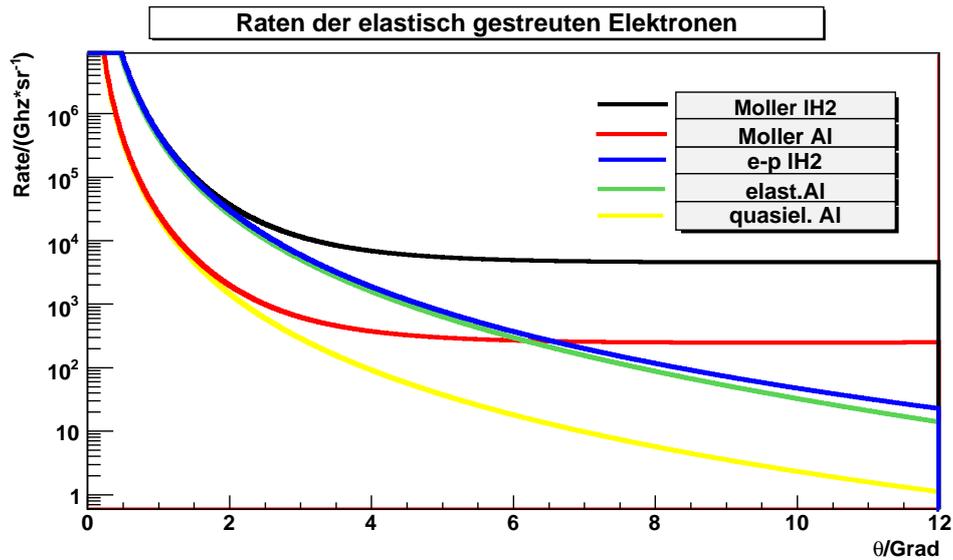


Abbildung 4.11: Raten der elastischen und quasielastischen Prozesse im A4-Experiment für  $E=315$  MeV und  $20 \mu\text{A}$  Strahlstrom. Die Møller-Streureate dominiert im gezeigten Winkelbereich und bildet ab  $\theta = 6^\circ$  ein Plateau. Der primäre Untergrundprozess ist durch die elastische Elektron-Proton-Streuung in  $\ell\text{H}_2$  gegeben.

versaler Spinstellung der Strahlelektronen zu nutzen, ist somit naheliegend. Die Eignung der Luminositätsmonitore für diese Aufgabe ist Gegenstand der Untersuchungen, welche im folgenden Kapitel vorgestellt werden.



# Kapitel 5

## Messung von $A_{\perp}^{Moller}$ mit den Luminositätsmonitoren des A4-Experiments

Bei den Luminositätsmonitoren handelt es sich um acht Wasser-Cherenkov-Detektoren, die im Rahmen der Dissertation von T. Hammel [17] entwickelt wurden. Ihre primäre Aufgabe besteht darin, eine Online-Überwachung der Targetdichte zu gewährleisten. Sie sind auf Møller-gestreute Elektronen optimiert. Die Monitore gestatten eine Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung. Es liegt daher nahe, die Eignung der Luminositätsmonitore als Polarimeter bei transversaler Strahlpolarisation zu untersuchen.

Zunächst werden die Eigenschaften der Luminositätsmonitore diskutiert. Im Anschluß werden die bei transversaler Strahlpolarisation gemessenen Asymmetrien vorgestellt und mit der theoretischen Vorhersage verglichen. Es wird sich zeigen, dass eine Interpretation der gemessenen Asymmetrien im Hinblick auf die Bestimmung des Polarisationsgrads schwierig ist. Mögliche Ursachen für diese Problematik werden vorgestellt.

### 5.1 Eigenschaften der Luminositätsmonitore

#### 5.1.1 Aufbau und Messprinzip

In Abbildung (5.1) ist einer der Luminositätsmonitore dargestellt. Die Monitore befinden sich strahlabwärts hinter der Streukammer und sind symmetrisch

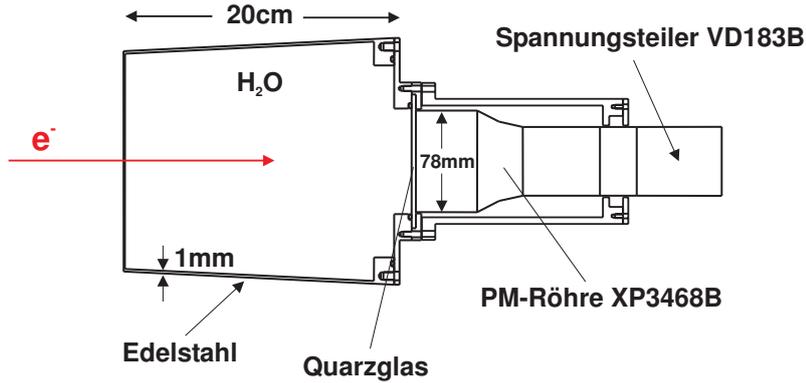


Abbildung 5.1: Längsschnitt durch einen der insgesamt 8 Luminositätsmonitore. Zeichnung aus [17]. Die am Target elastisch gestreuten Elektronen treten von links in den mit  $\text{H}_2\text{O}$  gefüllten Edelstahltank ein. Dort erzeugen sie Cherenkov-Licht, welches mit Hilfe eines Photomultipliers vom Typ XP3468B in ein elektronisches Signal umgesetzt wird. Die Länge des Wassertanks beträgt 20 cm. Die Wände des Tanks sind 1 mm dick, um Rückstreueffekte in das  $\text{PbF}_2$ -Kalorimeter zu vermeiden. Die Innenseite des Wassertanks ist nicht verspiegelt.

um die Strahlachse positioniert. Der Endflansch der Aluminium-Streukammer befindet sich direkt vor den Luminositätsmonitoren. Seine Ausdehnung in Strahlrichtung beträgt 38 mm. Direkt vor den Luminositätsmonitoren wurde die Dicke des Flansches auf 8 mm herabgesetzt, um Winkelstraggling und Energieverlust der Elektronen beim Passieren des Aluminiums zu minimieren. Die Luminositätsmonitore sind auf das Target ausgerichtet, wobei jedes der acht Segmente  $\Delta\phi = 45^\circ$  des Azimuts sowie ein Laborstreuwinkelintervall  $\theta \in [4,4^\circ, 10^\circ]$  abdeckt. Somit erscheint ihre Positionierung günstig zur Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung.

Der Nachweis der Elektronen erfolgt mittels des Cherenkov-Effekts (s. Abschnitt 6.2.2.1, Seite 66). Als Detektormaterial wird  $\text{H}_2\text{O}$  innerhalb eines 20 cm langen Edelstahltanks verwendet. Destilliertes Wasser zeichnet sich durch hohe Strahlenfestigkeit und niedrige Anschaffungskosten aus. Die Detektoreigenschaften von Wasser sind in Tabelle (5.1) aufgelistet. Die erzeugten Cherenkov-Photonen werden mittels eines Photomultipliers vom Typ XP3468B nachgewiesen. Eine kurze Beschreibung des Funktionsprinzips eines Photomultipliers ist in Appendix A gegeben.

Die aus dem Target direkt in die Luminositätsmonitore gestreuten Elektronen entstammen hauptsächlich dem Møller-Streuprozess, wie sich Abb. (4.11) entnehmen lässt. Die Møller-Streurate ist in dem Raumwinkelbereich, der von den Luminositätsmonitoren abgedeckt wird, nahezu konstant. Die Rate der am

$\langle dE/dx \rangle$	2,03 MeV/cm
Strahlungslänge	36,1 cm
Molièreradius	8,2 cm
kritische Energie	93 MeV
Dichte	1 g/cm <sup>3</sup>
Brechungsindex	1,33
Cherenkov-Winkel	41,25°

Tabelle 5.1: Detektoreigenschaften von H<sub>2</sub>O.

Proton gestreuten Elektronen liegt je nach Strahlenergie und Laborstreuwinkel um ein bis zwei Größenordnungen darunter. Die Gesamtrate, welcher eines der Segmente bei einem Strahlstrom von 20  $\mu$ A ausgesetzt ist, liegt in der Größenordnung 10 GHz. Dies macht eine integrierende Messung notwendig. Für die Dauer eines Helizitätszustands ("+" bzw. "-") von etwa 20 ms wird das Signal jedes Photomultipliers durch die nachgeschaltete Elektronik separat integriert und ausgelesen (Abschnitt 5.2 in [17]).

## 5.1.2 Antwortverhalten der Luminositätsmonitore

### 5.1.2.1 Antwortfunktion

Die Antwortfunktion der Luminositätsmonitore ist bislang unbestimmt, d.h. es ist keine Funktion  $\varepsilon(E, \theta, \phi)$  bekannt, die den Signalbeitrag eines aus dem Target unter dem Winkel  $\theta$  in die Luminositätsmonitore gestreuten Elektrons parametrisiert. In der Dissertation von T. Hammel (Abschnitt 5.1.3 in [17]) wurde die Länge der Wassertanks mithilfe einer Geant3-Simulation optimiert, so dass die Anzahl der von den Møllerelektronen erzeugten Cherenkov-Photonen maximal ist. Diese Simulation wurde für eine Strahlenergie von  $E = 855$  MeV durchgeführt. Simuliert wurde der zentrale Einschuss einzelner Elektronen. Das Verhältnis der von den Elektronen aus Elektron-Proton-Streuung im Mittel deponierten Energie  $D_{elast}^{mean}$  zu der der Møller-gestreuten Elektronen  $D_{Moller}^{mean}$  beträgt hier

$$\frac{D_{Moller}^{mean}}{D_{Elast}^{mean}} \simeq 0,75. \quad (5.1)$$

Man kann bei einem 20 cm langen Wassertarget nicht von einem linearen Zusammenhang zwischen deponierter Energie und der Anzahl erzeugter Cherenkov-Photonen ausgehen, da die Länge des Targets nicht ausreicht, um von einem vollabsorbierenden Kalorimeter auszugehen (die Strahlungslänge von Wasser beträgt 36,1 cm). Selbst im Falle der Totalabsorption des elektromagnetischen

Schauers in  $\text{H}_2\text{O}$  liegt ein linearer Zusammenhang oberhalb von 200 MeV Elektronenenergie nur in schlechter Näherung vor (Abschnitt 6.1.1 in [9]). Dennoch lässt Gl. (5.1) vermuten, dass der Signalanteil eines am Proton gestreuten Elektrons größer ist, als der eines Elektrons aus dem Møller-Streuprozess. Eine Bestimmung der Antwortfunktion erfordert eine Simulation der Luminositätsmonitore unter experimentellen Bedingungen für verschiedene Strahlenergien.

### 5.1.2.2 Linearität der Photomultiplier

Das Signal der Photomultiplier der Luminositätsmonitore wächst nicht linear mit dem Strahlstrom (Abschnitt 6.1.2 in [17]). Dies führt zu systematischen Fehlern bei der Asymmetriemessung, da helizitätskorrelierte Schwankungen des Strahlstroms nicht linear in ein Luminositätssignal übersetzt werden (4.2 in [17]).

Die Nichtlinearität der Photomultiplier muss daher mit dem Signal eines linearen Detektorsystems korrigiert werden, welches wie die Luminositätsmonitore gestreute Elektronen nachweist und somit Targetdichteschwankungen unterworfen ist. Das  $\text{PbF}_2$ -Kalorimeter ist in guter Näherung auch bei hohen Strahlströmen linear und eignet sich somit für eine Korrektur der Luminositätsmonitore. Das Korrekturverfahren ist detailliert in [17], Abschnitt 6.1.2 beschrieben.

## 5.2 Vergleich der gemessenen Asymmetrien mit der theoretischen Erwartung

Die A4-Kollaboration hat die Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung für verschiedene Strahlenergien mit den Luminositätsmonitoren gemessen. Es existieren Daten zu Messungen mit Wasserstofftargets der Längen  $D=10$  cm und  $D=23$  cm in Strahlrichtung.

Da jeder der Luminositätsmonitore einen Azimutwinkelbereich von  $45^\circ$  abdeckt, erwartet man, dass sich für die gemessene Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung nach Gl. (4.15) eine cosinusförmige Abhängigkeit vom Azimut-

winkel ergibt:

$$\begin{aligned}
A_{exp}^{Lumi} &= P \cdot \langle A_{\perp}^{Moller} \rangle_{\Delta\Omega_{Lumi}} \\
&= P \cdot \frac{\int_{\bar{\phi}-22,5^{\circ}}^{\bar{\phi}+22,5^{\circ}} d\phi \int_{4,4^{\circ}}^{10^{\circ}} d\theta \left\{ \sin(\theta) \left( \frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma 2\gamma}}{d\Omega_{lab}} \right)^+ \right\}}{\int_{\bar{\phi}-22,5^{\circ}}^{\bar{\phi}+22,5^{\circ}} d\phi \int_{4,4^{\circ}}^{10^{\circ}} d\theta \left\{ \sin(\theta) \left( \frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma}}{d\Omega_{lab}} \right) \right\}} \quad (5.2)
\end{aligned}$$

Da nach Gl. (4.3)

$$\left( \frac{d\sigma_{ee}^{1\gamma 2\gamma}}{d\Omega_{lab}} \right)^+ \sim -\cos(\phi) \quad (5.3)$$

gilt, findet man

$$A_{exp}^{Lumi} \sim -P \cdot \cos(\bar{\phi}). \quad (5.4)$$

wobei  $\bar{\phi}$  den mittleren Azimutwinkel des jeweiligen Segments bezeichnet.

### 5.2.1 Analyse der Messergebnisse

Sämtliche im Folgenden vorgestellten Asymmetrien sind auf apparative Asymmetrien, Spinfehlstellung und den Polarisationsgrad hin korrigiert, wie in Kapitel 4 beschrieben.

Abbildung (5.2) zeigt die mit den Luminositätsmonitoren gemessene Asymmetrie bei transversaler Strahlpolarisation für  $E = 315$  MeV und  $D = 23$  cm. Abbildungen zu den anderen in diesem Abschnitt vorgestellten Messergebnissen finden sich in Appendix B. Die in jedem Segment gemessene Asymmetrie ergibt sich durch Mittelung der Größe

$$A_{exp}^{Lumi} = \frac{1}{P} \left( \frac{L^+/I^+ - L^-/I^-}{L^+/I^+ + L^-/I^-} \right), \quad (5.5)$$

die für eine Run-Dauer von je 5 Minuten für jeden Luminositätsmonitor bestimmt wird. Der Polarisationsgrad  $P$  wird dabei einmal pro Woche mit dem Møller-Polarimeter der A1-Kollaboration bestimmt, was eine aufwändige Umleitung des Elektronenstrahls verlangt.  $L^{\pm}$  ist das Signal des Luminositätsmonitors für den jeweiligen Helizitätszustand. Die Luminositätssignale werden auf den gemessenen Strahlstrom normiert, um eine Korrektur auf helizitätskorrelierte Strahlstromschwankungen zu gewährleisten. Der statistische Fehler des Mittelwertes ergibt sich aus dem Standardfehler der Asymmetrie-Werte-

verteilung. Es gilt:

$$\Delta A_{exp}^{Lumi} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}, \quad (5.6)$$

wobei  $\sigma$  die Standardabweichung der gemessenen Verteilung und  $N$  die Anzahl der Einzelmessungen bezeichnet. In Abb. (5.2) sind sowohl Messergebnisse für das auf Nichtlinearitäten korrigierte Signal  $L$  als auch für das darauf nicht korrigierte Signal dargestellt. Als Asymmetrie  $A$  wird in Abbildung (5.2) die Amplitude der cosinusförmigen Funktion angegeben. Die beiden Asymmetrien unterscheiden sich um 66 %. Die Nichtlinearitäten der Photomultiplier stellen somit einen großen Beitrag zum systematischen Fehler bei der Asymmetriestimmung mit den Luminositätsmonitoren dar. Man erkennt den vorhergesagten Verlauf  $\sim -\cos(\bar{\phi})$ . Die Konstanten  $c$  der Fitfunktionen sind klein, jedoch nicht mit Null verträglich. Dies kann als Hinweis auf nicht berücksichtigte systematische Korrekturen gedeutet werden, wie etwa die Einbeziehung der Detektorantwort.

Tabelle (5.3) enthält mit den Luminositätsmonitoren gemessene Asymmetrien für verschiedene Strahlenergien von 315 MeV bis 1,5 GeV sowie die theoretischen Vorhersagen unter Einbeziehung verschiedener systematischer Korrekturen. Man erkennt, dass die Werte für  $A_{exp}^{Moller}$  wie in Kapitel 4 beschrieben

$E/\text{MeV}$	$D/\text{cm}$	$A_{unkorrigiert}^{Lumi}$	$A_{korrigiert}^{Lumi}$	$A_{exp}^{Moller}$	$A_{exp,T}^{Moller}$	$A_{exp,U}^{Moller}$	$A_{exp,T,U}^{Moller}$
315	23	$-18,52 \pm 0,10$	$-27,86 \pm 0,14$	-61,43	-73,20	-54,01	-62,00
420	23	$-16,35 \pm 0,14$	$-27,08 \pm 0,21$	-45,48	-55,62	-41,37	-49,58
420	10	$-26,08 \pm 1,56$	$-30,61 \pm 1,74$	-45,48	-47,51	-41,37	-43,06
510	10	$-19,96 \pm 16,52$	$-28,20 \pm 18,41$	-36,00	-37,65	-33,25	-34,68
1508	10	$-4,81 \pm 1,39$	$-5,35 \pm 1,50$	-7,46	-7,86	-7,14	-7,46

Tabelle 5.3: Gemessenen Asymmetrien und theoretische Vorhersagen. Alle Werte sind in ppm angegeben, sofern nicht anders bezeichnet.

$A_{unkorrigiert}^{Lumi}$ : Asymmetrie des Luminositätssignals ohne Linearitätskorrektur.

$A_{korrigiert}^{Lumi}$ : Asymmetrie des Luminositätssignals mit Linearitätskorrektur.

$A_{exp}^{Moller}$ : Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung, Gl. (4.15).

$A_{exp,T}^{Moller}$ : Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung mit Targetlängenkorrektur, Gl.(4.40).

$A_{exp,U}^{Moller}$ : Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung mit Untergrundkorrektur, Gl. (4.45).

$A_{exp,T,U}^{Moller}$ : Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung mit Targetlängenkorrektur und Untergrundkorrektur.

Angegebene Fehler sind statistische Fehler der Messung. Die Diskussion der Werte befindet sich im Text.

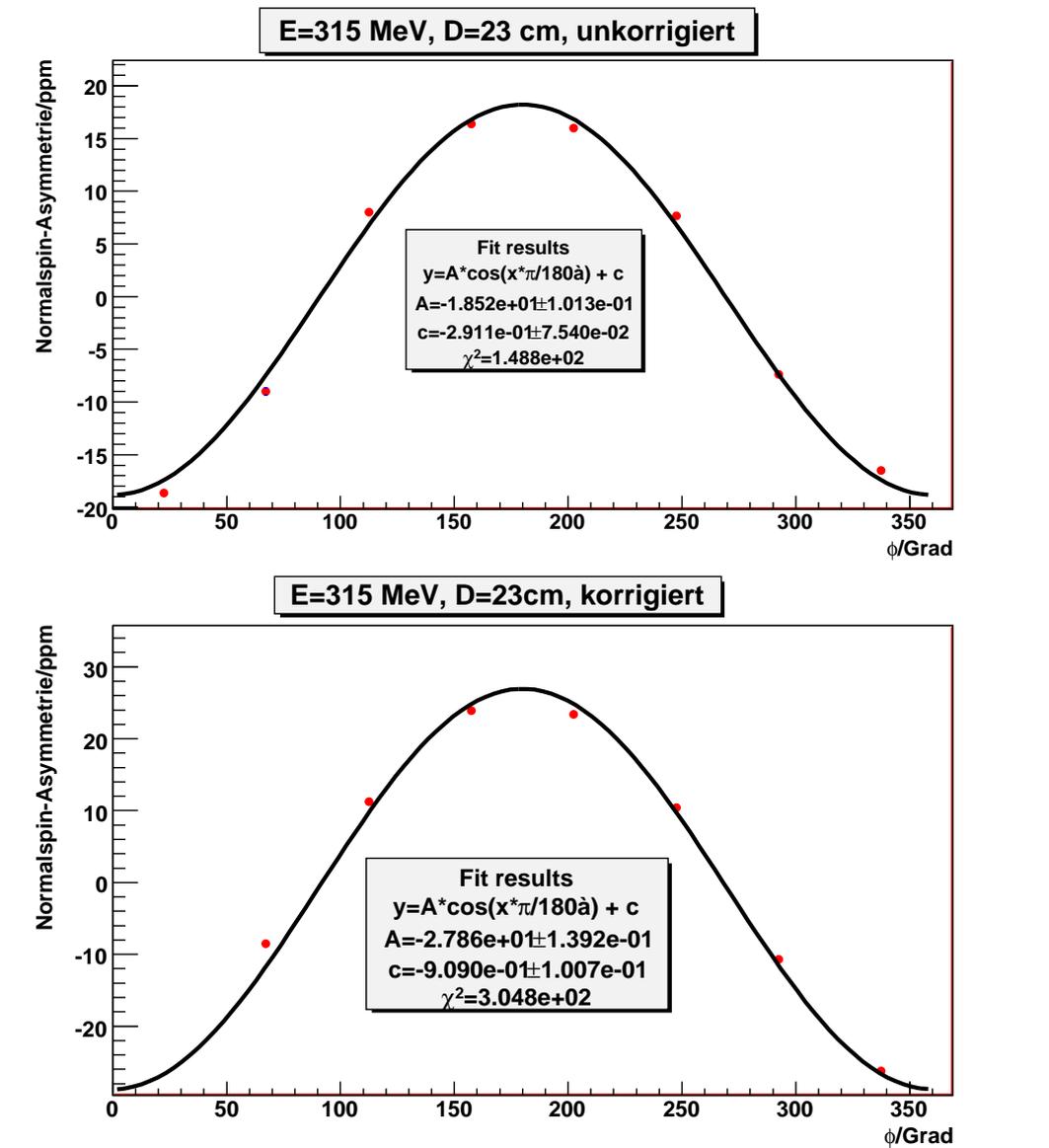


Abbildung 5.2: Mit den Luminositätsmonitoren gemessene Asymmetrie bei  $E = 315$  MeV und Targetlänge  $D = 23$  cm. Die Messergebnisse wurden auf die Spinstellung, apparative Asymmetrien sowie den Polarisationsgrad hin korrigiert.

Oben: Gemessene Asymmetrien ohne Linearitätskorrektur des Luminositätssignals.

Unten: Asymmetrien mit Linearitätskorrektur des Luminositätssignals.

Die Fehler der Datenpunkte (rot) verschwinden in den Markierungen. Man erkennt den in Gl. (5.4) vorhergesagten Verlauf  $\sim -\cos(\bar{\phi})$ . Die Linearitätskorrektur des Luminositätssignals hat einen großen Einfluss bei der Bestimmung der Asymmetrie:  $A_{\text{unkorrigiert}}/A_{\text{korrigiert}} \simeq 66\%$ .

mit wachsender Strahlenergie betragsmäßig abnehmen. Die Einbeziehung des Energieverlusts im Target (Abschnitt 4.3.3) in  $A_{exp,T}^{Moller}$  bewirkt eine systematische Korrektur der Asymmetrie hin zu größeren Beträgen. Zu beachten ist, dass Gl. (4.40) lediglich eine Abschätzung des mittleren Energieverlusts darstellt. Eine Simulation der Prozesse im Target ist zum genauen Verständnis erforderlich. Die Untergrundkorrekturen in  $A_{exp,U}^{Moller}$  (Abschnitt 4.3.5) bewirken eine systematische Korrektur der Asymmetrien zu kleineren Beträgen. Berücksichtigt wurden alle in Abschnitt 4.3.5 vorgestellten Streuprozesse. Da die Detektorantwort unbekannt ist, wurde sie auf den Wert  $\varepsilon(\theta, \phi) \equiv 1$  gesetzt. Die Targetlängenkorrektur dominiert für kleine Strahlenergien, wogegen die Untergrundkorrektur bei größeren Strahlenergien wieder mehr Gewicht erhält, wie man beim Vergleich der Werte für  $A_{exp,T,U}^{Moller}$  mit den übrigen berechneten Werten erkennen kann.

Vergleicht man die mit den Luminositätsmonitoren gemessenen Asymmetrien mit und ohne Linearitätskorrektur, so erkennt man, dass die Linearitätskorrektur eine Verschiebung der Asymmetrie zu größeren Beträgen hin bewirkt und eine nicht vernachlässigbare Korrektur darstellt. Unverstanden ist die Diskrepanz zwischen den gemessenen Asymmetrien bei 420 MeV Strahlenergie: Man erwartet, dass die Asymmetrie für ein Target von 23 cm Länge betragsmäßig größer ist als für ein 10 cm langes Target, da der Energieverlust der Teilchen durch Kollisions- und Bremsstrahlungsverluste im Mittel größer ist. Die bei 420 MeV Strahlenergie und 10 cm Targetlänge gemessene Asymmetrie sollte erwartungsgemäß kleiner sein, als die für  $E = 315$  MeV gemessene.

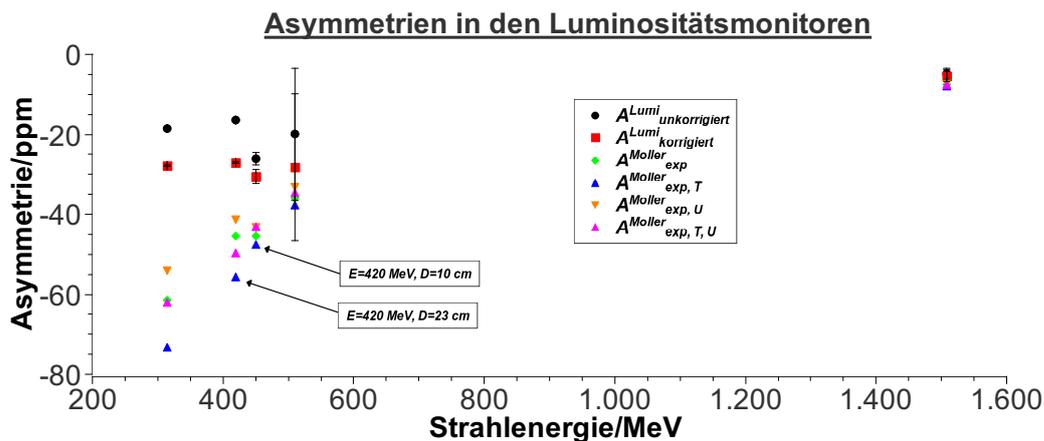


Abbildung 5.3: Vergleich der gemessenen Asymmetrien mit den theoretischen Vorhersagen. Die Werte und Bezeichnungen entsprechen denen in Tabelle (5.3). Man erkennt, dass die Diskrepanzen der gemessenen und berechneten Werte mit zunehmender Strahlenergie kleiner werden.

Die für  $E = 510$  MeV gemessenen Asymmetrien sind mit einem hohen statistischen Fehler behaftet, so dass eine genaue Einordnung in diesem Fall schwer fällt.

Die mit den Luminositätsmonitoren gemessenen Asymmetrien weisen große und bisher unverstandene Diskrepanzen zu den theoretisch vorhergesagten Werten auf, wie man an Abb. (5.3) erkennen kann. Die Luminositätsmonitore sind in ihrem bisherigen Ausbaurzustand ohne weitere Analyse trotz ihrer günstigen Positionierung nicht als Polarimeter bei transversaler Strahlpolarisation geeignet.

### 5.2.2 Mögliche Gründe für die Abweichungen

Da das Antwortverhalten der Luminositätsmonitore unbekannt ist, konnten nur ungenaue theoretische Vorhersagen getroffen werden. Die kritische Energie von Wasser beträgt  $E_{krit} = 93$  MeV.  $E_{krit}$  bezeichnet diejenige Teilchenenergie, bei der Kollisions- und Bremsstrahlungsverluste beim Durchgang durch Materie gleich sind. Nach Abb. (5.4) liegt die Energie einiger der Elektronen, die

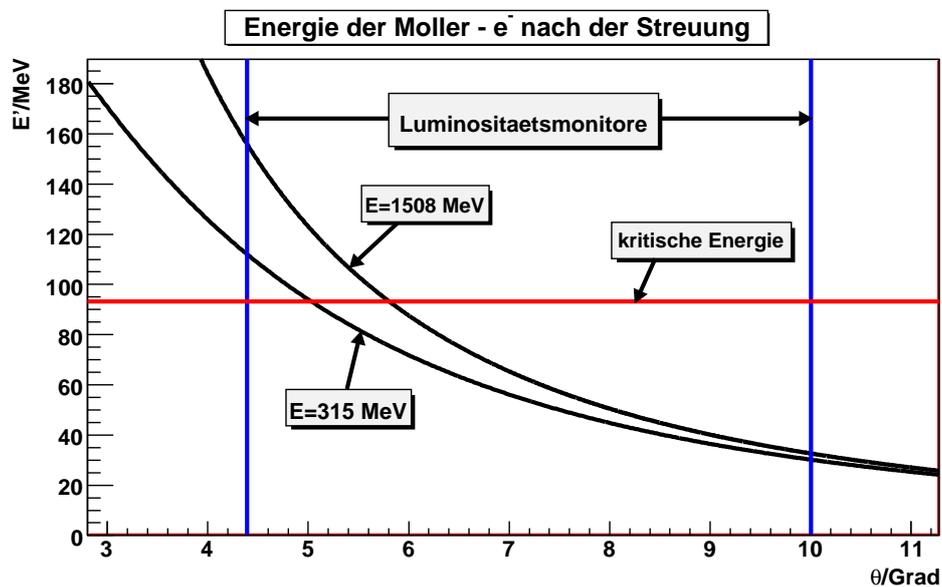


Abbildung 5.4: Energien der Møller-Elektronen nach der Streuung am  $\ell\text{H}_2$ -Target. Gezeigt sind Verläufe für  $E=315$  MeV und  $E=1508$  MeV. Die kritische Energie von Wasser beträgt ca. 93 MeV. Man erkennt, dass für alle Strahlenergien zwischen 315 MeV und 1508 MeV sowohl Elektronen in die Luminositätsmonitore gestreut werden, deren Energieverlust primär durch Bremsstrahlung verursacht wird, als auch solche, die hauptsächlich Kollisionsverluste erleiden. Daher wird eine nichttriviale Detektorresponse der Luminositätsmonitore erwartet.

direkt in die Luminositätsmonitore gestreut werden, oberhalb dieses Wertes, die der unter Laborstreuwinkeln größer als  $6^\circ$  gestreuten Elektronen darunter. Hieraus lässt sich die Erwartung eines nichttrivialen Antwortverhaltens der Luminositätsmonitore ableiten.

Nicht berücksichtigt wurde bisher der Umstand, dass die Luminositätsmonitore nicht gegen Hintergrundstrahlung aus Mehrfachstreuung an der Streukammer und der Strahlführung abgeschirmt sind. Die Raten der elastisch gestreuten Elektronen nehmen unter kleinen Streuwinkeln rapide zu. Das 8 mm dicke Aluminiumstrahlrohr bietet bei kleinen Laborstreuwinkeln von  $2^\circ$  bis  $3^\circ$  ein Target, dessen Ausdehnung in Teilchenflugrichtung zwischen 15 cm und 23 cm beträgt. Es ist daher anzunehmen, dass der Betrag der gemessenen Asymmetrien durch Untergrundbeiträge aus Mehrfachstreuung systematisch verkleinert wird. Der Prototyp des im folgenden Kapitel beschriebenen Polarimeters benötigt ebenfalls eine gute Abschirmung gegen die Strahlführung hinter der Streukammer, um diesen Effekt zu vermeiden.

# Kapitel 6

## Der Spin-Asymmetrie-Magnet-Separator (S.A.M.S.)

Die Tatsache, dass sich eine genaue Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung mit Hilfe der Luminositätsmonitore des A4-Experiments nicht durchführen lässt, führte zur Entwicklung des Spin-Asymmetrie-Magnet-Separators (S.A.M.S.). Die Hauptanforderungen an dieses Polarimeter ergeben sich aus den Unzulänglichkeiten der Luminositätsmonitore bei der Polarisationsbestimmung. Im Verlauf dieser Arbeit wurde ein Prototyp konzipiert, simuliert und im Experiment getestet.

### 6.1 Anforderungen an den Prototyp

Die Luminositätsmonitore des A4-Experiments sind in ihrem gegenwärtigen Ausbauzustand ungeeignet zur Bestimmung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung. In Kapitel 5 wurden mögliche Gründe für diesen Umstand genannt:

- Der Signalbeitrag aus Untergrundprozessen ist nicht vollständig bekannt.
- Das Antwortverhalten der Wasser-Cherenkov-Detektoren ist nicht hinreichend genau bestimmt.

Der Prototyp eines geeigneten Polarimeters sollte daher folgende Anforderungen erfüllen:

- Nachweis der Møller-gestreuten Elektronen möglichst frei von Untergrundprozessen.
- Einfaches Antwortverhalten des Detektors zum Nachweis der Møller-gestreuten Elektronen.
- Hohe Strahlenfestigkeit und kurze Signalabklingzeiten des zur Detektion verwendeten Materials, um hohe Ereignisraten bei Messungen unter kleinen Laborstreuwinkeln zu verarbeiten.

Diesen Anforderungen folgend wurde der Prototyp des S.A.M.S. entwickelt.

## 6.2 Konzept zur Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung

Abbildung (4.4) lässt sich entnehmen, dass eine Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung unter kleinen Laborstreuwinkeln  $\theta \in [0^\circ, 10^\circ]$  durchzuführen ist, da sich die Extrema der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung innerhalb dieses Intervalls befinden. Das Messprinzip des S.A.M.S. besteht im quasi-untergrundfreien, vollabsorbierenden Nachweis der Møller-gestreuten Elektronen unter kleinen Laborstreuwinkeln.

Die Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung wird bei einem Strahlstrom von  $20 \mu\text{A}$  ausgeführt. Die unter  $(\theta, \phi) = (6^\circ, 0^\circ)$  Møller-gestreuten Elektronen werden in einem homogenen Magnetfeld, das senkrecht zu deren Impulsrichtung steht, von den übrigen elastisch gestreuten Elektronen getrennt. Der Nachweis der Møllerelektronen erfolgt in einem Cherenkov-Kalorimeter, welches von einer massiven Bleiabschirmung umgeben ist. Die Abschirmung soll vor allem Untergrundbeiträge aus Mehrfachstreuung der Strahlelektronen an der Strahlführung und der Streukammer verhindern. Abbildung (6.1) illustriert das grundlegende Konzept des Prototyps.

### 6.2.1 Separation der Møllerelektronen von Untergrundelektronen

Unter kleinen Laborstreuwinkeln dominiert die Rate der an  $\ell\text{H}_2$  gestreuten Møllerelektronen. Der Untergrund setzt sich aus elastisch an den Atomkernen von  $\ell\text{H}_2$  und  $A\ell$  gestreuten Elektronen sowie quasielastisch an  $A\ell$  gestreuten

### Konzept des S.A.M.S.

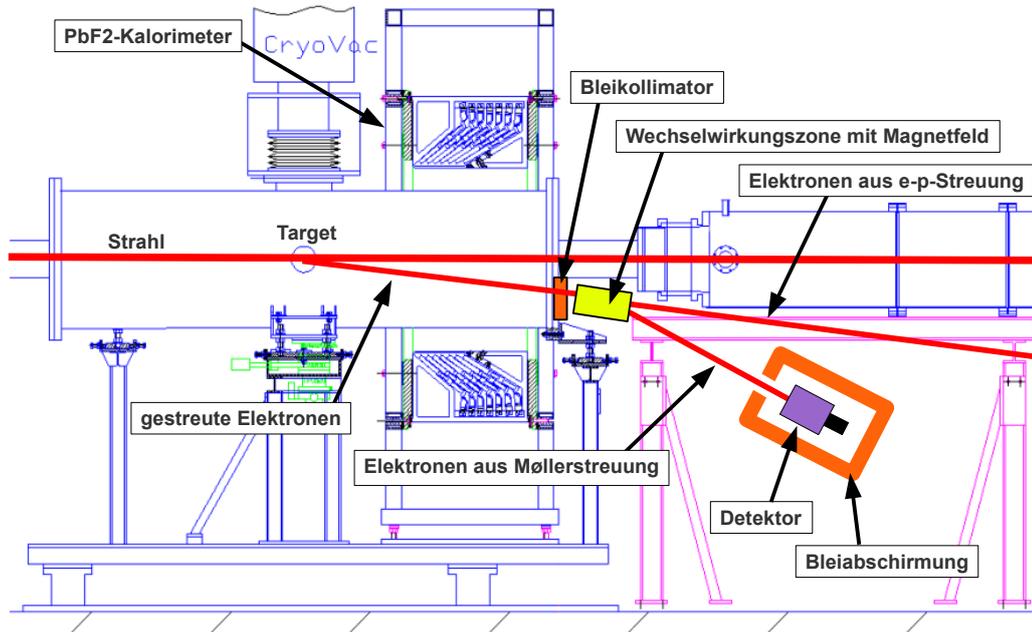


Abbildung 6.1: Darstellung des Messprinzips des S.A.M.S.: Im Bild treten die Strahlelektronen von links ins Target ein und werden dort teils elastisch gestreut. Der Prototyp ist außerhalb der Streukammer in der  $(\phi = 0^\circ)$ -Ebene positioniert. Zunächst werden die unter  $(\theta, \phi) = (6^\circ, 0^\circ)$  gestreuten Elektronen in einem Bleikollimator selektiert. Innerhalb der Wechselwirkungszone mit dem Magnetfeld werden die Møller-gestreuten Elektronen aufgrund ihrer geringeren Energie von den übrigen elastisch gestreuten Elektronen separiert und schließlich im Detektor nachgewiesen. Das homogene Magnetfeld steht dabei senkrecht zur Blattebene. Eine gute Abschirmung des Detektors gegen Untergrundbeiträge ist unverzichtbar.

Elektronen zusammen, wie in Abb. (4.11) dargestellt. Die Energien dieser Untergrundelektronen entsprechen für kleine Laborstreuwinkel ( $\theta \leq 10^\circ$ ) in guter Näherung der Strahlenergie  $E$ .

Abbildung (6.2) zeigt die Energie der Elektronen aus elastischer e-p-Streuung (Gl. (2.2)) und der Møller-gestreuten Elektronen (Gl. (4.8)) in Abhängigkeit vom Laborstreuwinkel. Für beide Prozesse sind Kurven für die Strahlenergien 315 MeV und 1,5 GeV gezeigt. Der Abbildung können zwei Informationen entnommen werden: Zum einen fällt die Energie der Møller-gestreuten Elektronen mit steigendem Laborstreuwinkel viel stärker ab als die der Elektronen aus elastischer e-p-Streuung. Zum anderen hängt die Energie der Møller-gestreuten Elektronen bei Laborstreuwinkeln  $\theta \gtrsim 5^\circ$  nur noch schwach von

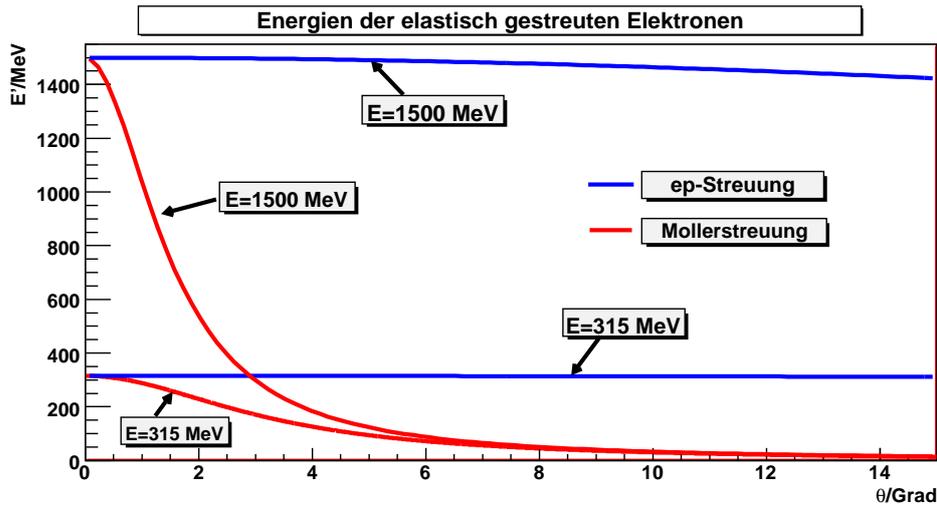


Abbildung 6.2: Energie der elastisch gestreuten Elektronen in Abhängigkeit vom Laborstreuwinkel. Gezeigt sind Kurven für die e-p- (blau) und die Møllerstreuung (rot) für Strahlenergien von 315 MeV und 1,5 GeV. Bei gleicher Strahlenergie fällt die Energie der Møller-gestreuten Elektronen viel schneller mit steigendem Laborstreuwinkel ab als die der elastisch am Proton gestreuten Elektronen. Insbesondere hängt die Energie der Møllerelektronen für  $\theta \gtrsim 5^\circ$  nur noch schwach von der Strahlenergie ab. Die Verläufe für Strahlenergien zwischen 315 MeV und 1,5 GeV liegen zwischen den für den jeweiligen Streuprozess dargestellten Kurven.

der Strahlenergie  $E$  ab. Dies ermöglicht den quasi-untergrundfreien Nachweis der Møller-gestreuten Elektronen, da diese aufgrund ihrer geringeren Energie von den elastisch und quasielastisch gestreuten Untergrundelektronen mit Hilfe eines homogenen Magnetfeldes für ein breites Spektrum an Strahlenergien separiert werden können, wie im Folgenden gezeigt werden soll.

Ein Teilchen mit der Ladung  $e$ , Ruhemasse  $m_0$  und dem Impuls  $\vec{p}$  bewegt sich in einem homogenen Magnetfeld  $\vec{B}$ , welches senkrecht auf der Impulsrichtung steht, auf einer Kreisbahn. Für den Krümmungsradius  $R$  der Kreisbahn findet man:

$$R = \frac{p}{eB} \quad (6.1)$$

Ist die Energie  $E'$  des Teilchens viel größer als die Ruhemasse ( $m_0^2 \ll E'^2$ ), so gilt  $p \simeq \frac{E'}{c}$ , wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist. Somit gilt

$$R \simeq \frac{E'}{ecB}. \quad (6.2)$$

Diese Näherung ist für Elektronen im Falle  $E' \sim 10$  MeV gut erfüllt und kann somit für die elastisch gestreuten Elektronen angewendet werden.

Bewegt sich das Teilchen wie in Abb. (6.3) dargestellt durch ein homogenes Magnetfeld  $\vec{B} \perp \vec{v}$  mit der räumlichen Ausdehnung  $L$ , so ergibt sich die Ablage  $d$  nach Passieren des Bereichs mit  $B \neq 0$  zu

$$d \equiv R \left\{ 1 - \sin \left[ \arccos \left( \frac{L}{R} \right) \right] \right\}. \quad (6.3)$$

Für den Austrittswinkel  $\varphi$  des Teilchens aus dem Bereich mit endlichem Magnetfeld gilt:

$$\varphi = 90^\circ - \arccos \left( \frac{L}{R} \right) \quad (6.4)$$

Da  $R$  und somit auch  $d$  proportional zur Energie  $E'$  der Teilchen sind, können die Møllerelektronen aufgrund ihrer geringeren Energie von den Untergrundelektronen separiert werden: Für  $B = 130$  mT und  $L = 370$  mm ergibt sich je nach Strahlenergie eine Ablagedifferenz von Møllerelektronen und elastisch am Proton gestreuten Elektronen von  $\Delta d \simeq 3$  cm. Die am Proton gestreuten Elektronen verlassen das Magnetfeld mit kleinen Austrittswinkeln  $\varphi \lesssim 3^\circ$ , während sich der Austrittswinkel der Møller-gestreuten Elektronen zu  $\varphi \simeq 19^\circ$  ergibt. Positioniert man den Detektor zum Nachweis der Elektronen etwa 1 m in Strahlrichtung vom Magneten entfernt, so erwartet man eine räumliche

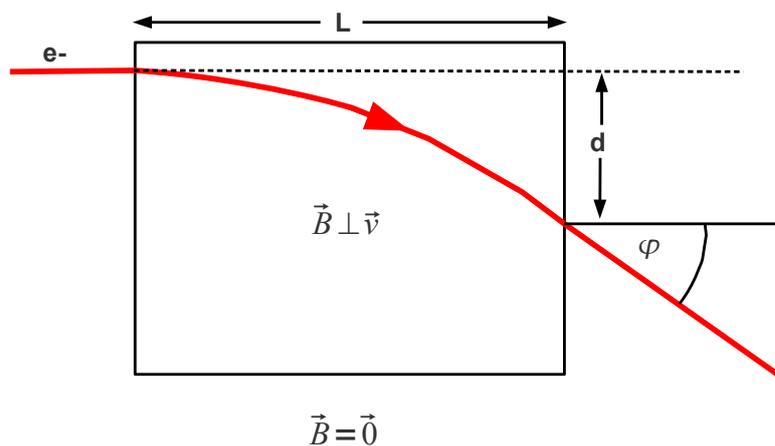


Abbildung 6.3: Das Elektron tritt von links in den Raumbereich mit endlichem Magnetfeld ( $\vec{B} \perp \vec{v}$ ) ein und beschreibt dort eine Kreisbahn. Das Magnetfeld innerhalb des gekennzeichneten Gebiets steht senkrecht zur Blattebene und zeigt in diese hinein. Das Elektron verläßt den Bereich des homogenen Feldes  $\vec{B}$  mit der räumlichen Ablage  $d$  unter dem Austrittswinkel  $\varphi$ .

Trennung zwischen Møllerelektronen und Untergrundelektronen von etwa 30 cm.

## 6.2.2 Nachweis der gestreuten Elektronen

Eine Möglichkeit, die Møllerelektronen bei hohen Ereignisraten nachzuweisen, bietet der Einsatz eines  $\text{PbF}_2$ -Cherenkov-Kalorimeters, da sich Cherenkov-Detektoren durch sehr kurze Signalabklingzeiten auszeichnen und man für  $\text{PbF}_2$  einen linearen Zusammenhang zwischen der Energie des nachzuweisenden Teilchens und der erzeugten Lichtmenge ausgehen kann. Weist man darüber hinaus monoenergetische Elektronen frei von Untergrundprozessen nach, so kann man die Detektorantwort als Quelle systematischer Fehler bei der Asymmetriestimmung ausschließen, da die Detektorantwort für alle Ereignisse nahezu gleich ist. Im Folgenden werden der Cherenkov-Effekt und die Grundlagen der Cherenkov-Kalorimetrie vorgestellt. Eine detaillierte Darstellung der in diesem Unterabschnitt beschriebenen Zusammenhänge findet sich in Abschnitt (6.1.1) der Dissertation von Luigi Capozza [9].

### 6.2.2.1 Cherenkov-Strahlung

Geladene Teilchen emittieren Cherenkov-Strahlung beim Durchgang durch ein Medium, wenn sie sich mit einer Geschwindigkeit  $v$  bewegen, die größer als die Gruppengeschwindigkeit des Lichts im Medium ist. Der Brechungsindex  $n$  des Mediums hängt allgemein von der Wellenlänge  $\lambda$  des Lichts ab. Die Gruppengeschwindigkeit ist der Quotient der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum  $c$  und des Brechungsindex. Die Bedingung für die Emission von Cherenkov-Photonen lautet somit

$$\frac{v}{c} \equiv \beta > \frac{1}{n(\lambda)}. \quad (6.5)$$

Die Anzahl  $N_{ph}$  der emittierten Cherenkov-Photonen pro Weg- und Wellenlängenelement ist durch

$$\frac{d^2 N_{ph}}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha q^2}{e^2 \lambda^2} \left[ 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right] \quad (6.6)$$

gegeben, wobei  $x$  die Weglänge,  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung,  $q$  die Ladung des Teilchens und  $e$  die Elementarladung ist.

Hängt  $n$  nur schwach von  $\lambda$  ab, so gilt näherungsweise:

$$\left(\frac{dN_{ph}}{dx}\right)(\beta) = \frac{2\pi\alpha q^2}{e^2} \left[1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right] \left(\frac{1}{\lambda_{min}} - \frac{1}{\lambda_{max}}\right), \quad (6.7)$$

wo  $\lambda_{min}$  und  $\lambda_{max}$  die extremalen Wellenlängen des Cherenkov-Spektrums sind. Gl. (6.7) kann man entnehmen, dass die Anzahl der von einem Teilchen abgestrahlten Cherenkov-Photonen pro Wegstück von dessen Geschwindigkeit  $v$  und der im Medium zurückgelegten Weglänge abhängig ist.

### 6.2.2.2 Cherenkov-Kalorimetrie

Um einen Cherenkov-Radiator als Nachweismaterial für ein Kalorimeter einsetzen zu können, muss der Zusammenhang zwischen der Anzahl der erzeugten Cherenkov-Photonen und der Energie des nachzuweisenden Teilchens bekannt sein.

Durchquert ein Elektron, Positron oder Photon mit hoher Energie  $E'$  ein Medium mit großer Dichte, so werden durch die elektromagnetische Wechselwirkung des Teilchens mit den Atomen des Mediums neue Teilchen erzeugt. Diese erzeugen dann wiederum neue Teilchen, so dass eine Kaskade von Teilchen entsteht, ein elektromagnetischer Schauer. Entweichen keine Schauerteilchen aus dem Medium, so wird schließlich die gesamte Energie des primären Teilchens innerhalb des Mediums deponiert und in Anregungs- und Ionisationsenergie umgesetzt. Dies wird im Folgenden angenommen.

Jedes geladene Teilchen, welches Bedingung (6.5) erfüllt, erzeugt Cherenkov-Photonen nach Gl. (6.6). Sei  $T_{ph}$  die Gesamtpurlänge aller Teilchen im Schauer, welche Cherenkov-Photonen emittieren. Die Anzahl der pro Ereignis erzeugten Cherenkov-Photonen  $N_{ph}$  kann abgeschätzt werden, wenn die von der Schauerteilchenenergie  $\eta$  abhängige Verteilung  $\left(\frac{dT_{ph}}{d\eta}\right)$  bekannt ist:

$$N_{ph} \simeq \int_{\eta_{th}}^{E'} d\eta \left\{ \left(\frac{dT_{ph}}{d\eta}\right) \cdot \left(\frac{dN_{ph}}{dx}\right)(\beta(\eta)) \right\} \quad (6.8)$$

Hierin ist  $\eta_{th}$  die Teilchenenergie, oberhalb der Bedingung (6.5) erfüllt ist.

Nach der "Approximation B" von Rossi [24] gilt im Fall  $E' \gg \varepsilon$

$$N_{ph} \sim T_{ph} \sim E', \quad (6.9)$$

wobei  $\varepsilon$  als diejenige Energie definiert ist, bei welcher der mittlere Energieverlust eines Elektrons durch Kollisionen innerhalb einer Strahlungslänge  $X_0$  der Teilchenenergie entspricht:

$$\varepsilon \equiv X_0 \left| \frac{dE}{dx}(\varepsilon) \right|_{Koll} \quad (6.10)$$

Für  $\text{PbF}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  gilt:

$$\varepsilon_{\text{PbF}_2} = 9,04 \text{ MeV} \quad (6.11)$$

$$\varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} = 78,72 \text{ MeV} \quad (6.12)$$

Nach Abb. (5.4) liegt die Energie der Møller-gestreuten Elektronen bei  $\theta \simeq 6^\circ$  für alle Strahlenergien von 315 MeV bis 1,5 GeV in der Größenordnung von  $\varepsilon_{\text{H}_2\text{O}}$ . Unter kleinen Laborstreuwinkeln ist Gl. (6.9) für  $\text{PbF}_2$  somit erfüllt, und man kann von einem linearen Zusammenhang zwischen der Anzahl erzeugter Cherenkov-Photonen und der Energie des nachzuweisenden Teilchens ausgehen. Für Wasser ist dieser Schluss erst bei viel größeren Energien  $E' \sim 200 \text{ MeV}$  näherungsweise zulässig. Dies unterstützt die Hypothese, dass die Antwortfunktion der Luminositätsmonitore bezüglich der Møllerelektronen als nicht-trivial anzunehmen ist (vgl. Absatz 5.2.2).

### 6.2.3 Identifikation der Møllerelektronen

Es ist notwendig, zu beweisen, dass es sich bei den nachgewiesenen Teilchen um Møllerelektronen handelt. Daher wird die Identifikation der Møllerelektronen bei niedrigem Strahlstrom durchgeführt, was ein Triggern der Datennahme mit Einzelereignissen möglich macht.

Dabei kommt ein Szintillationsdetektor zum Einsatz, welcher zwischen der Bleiblende am Endflansch der Streukammer und der Wechselwirkungszone mit dem Magnetfeld positioniert ist. Durch eine Koinzidenzschaltung zwischen dem  $\text{PbF}_2$ -Detektor des S.A.M.S.-Prototyps und dem Szintillationsdetektor wird sichergestellt, dass diejenigen Teilchen nachgewiesen werden, welche die Bleiblende am Endflansch der Streukammer passiert haben. Die Funktionsprinzipien von organischen und anorganischen Szintillatoren werden in Appendix C diskutiert.

### 6.2.4 Limitierungen des Konzepts

Der Prototyp des S.A.M.S. ist auf eine Messung an der Stelle  $(\theta, \phi) \simeq (6^\circ, 0^\circ)$  beschränkt, um umfangreiche Modifikationen an der Streukammer und der Strahlführung hinter dem Target zu vermeiden. Sein Zweck ist es, die Durchführbarkeit einer quasi-untergrundfreien Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung im A4-Experiment unter Beweis zu stellen.

Zur Minimierung systematischer Fehler bei der experimentellen Asymmetriestimmung ist eine simultane Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung unter mehreren Laborstreuwinkeln von Vorteil. Die Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung besitzt im Intervall  $\theta \in [0^\circ, 10^\circ]$  zwei Extrema gleichen Betrags mit unterschiedlichem Vorzeichen sowie einen Nulldurchgang (Abb. (4.4)). Führt man gleichzeitig Asymmetriemessungen für die entsprechenden Laborstreuwinkel aus, so erlaubt dies die Identifikation systematischer Fehler. Weiterhin gestattet eine simultane Messung unter verschiedenen Azimutwinkeln die Extraktion der Amplitude  $A_0$  der Normalspin-Asymmetrie durch Anpassung einer Cosinusfunktion an die Messdaten, wie in Abb. (5.2) für die Luminositätsmonitore gezeigt ist. Dies ermöglicht die Identifizierung von systematischen Nullpunktverschiebungen bei der Asymmetriemessung. Zudem gestatten es mehrere baugleiche Detektoren, schneller die gewünschte statistische Genauigkeit zu erreichen, da die Anzahl der nachgewiesenen Elektronen pro Zeitintervall größer ist, als bei einer Messung mit nur einem Detektor.

## 6.3 Realisierung des Prototyps

In diesem Abschnitt wird der Aufbau der Komponenten des S.A.M.S.-Prototyps beschrieben, welcher in Abb. (6.4) gezeigt ist. Ein Permanentmagnet erlaubt die Separation der Møllerelektronen von den elastisch am Nukleon gestreuten Strahlteilchen. Der Nachweis der Møller-gestreuten Elektronen erfolgt in einem  $\text{PbF}_2$ -Detektor unter Ausnutzung des Cherenkov-Effekts. Ferner kann bei niedrigen Strahlströmen von einigen nA ein Szintillationsdetektor in Koinkidenz mit dem  $\text{PbF}_2$ -Detektor eingesetzt werden. Die Datennahme wird in diesem Fall von Einzelevents getriggert. Dies gestattet die Aufnahme eines Energiespektrums.

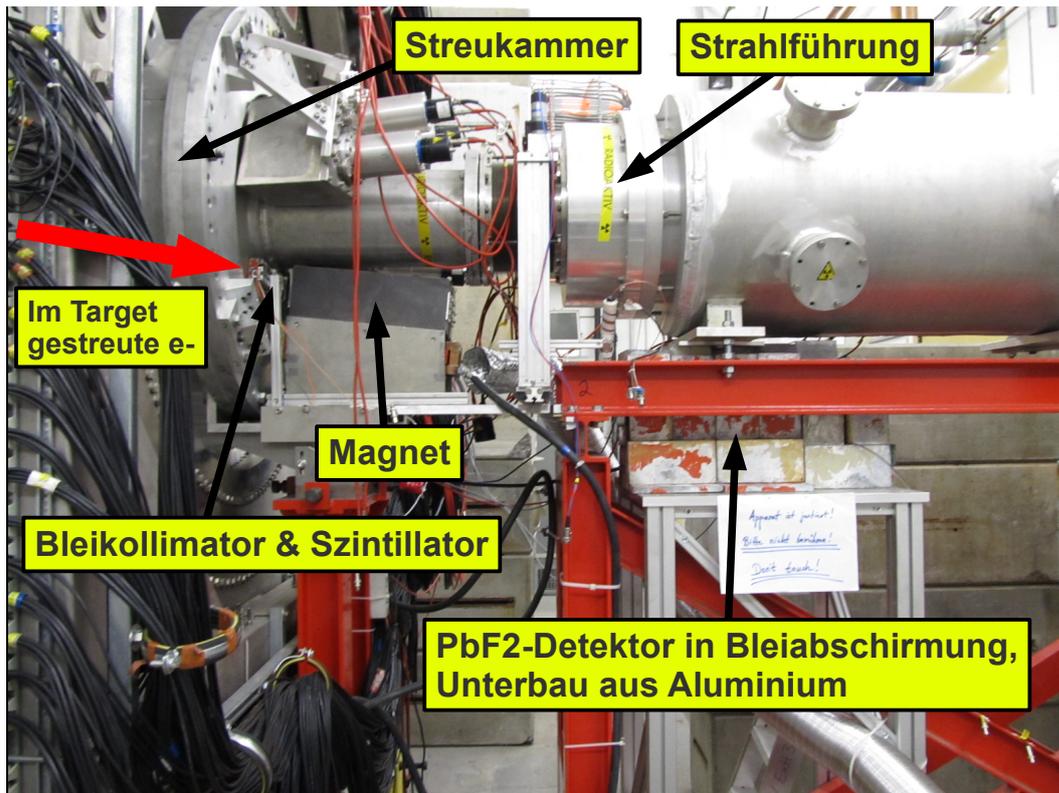


Abbildung 6.4: Aufbau des S.A.M.S.-Prototyps: Die von links in den Magneten eintretenden Elektronen werden im Kollimator selektiert und im Permanentmagneten abgelenkt. Der PbF<sub>2</sub>-Detektor ist so positioniert, dass die Möllergestreuten Elektronen in ihm nachgewiesen werden. Er befindet sich innerhalb einer massiven Bleiabschirmung, um Untergrundbeiträge zum Signal zu minimieren. Die Elektronen können die Bleiabschirmung lediglich durch eine 10 cm lange Bohrung mit 2,5 mm Durchmesser ungehindert passieren, welche sich direkt vor dem Detektor befindet und als zweiter Kollimator dient.

### 6.3.1 Der Permanentmagnet

Der Betrieb des PbF<sub>2</sub>-Kalorimeters der A4-Kollaboration verbietet den Einsatz starker Magnetfelder in der Nähe dieses Detektors, da ein solches Feld sowohl die Trajektorien der Elektronen in Targetnähe als auch die Photomultiplier des Detektors beeinträchtigt und somit die Messergebnisse verfälscht. Der Prototyp des S.A.M.S. ist mit einem Permanentmagnet mit zusätzlicher Kupferspule ausgestattet. Abbildung (6.5) erklärt den Aufbau des verwendeten Magneten.

Es wurde eine Feldkartenmessung (Appendix D) durchgeführt, deren Ergebnisse hier kurz zusammengefasst werden: Das Magnetfeld ist zwischen den Polschuhen mit hinreichender Genauigkeit homogen.

## Aufbau des Permanentmagneten

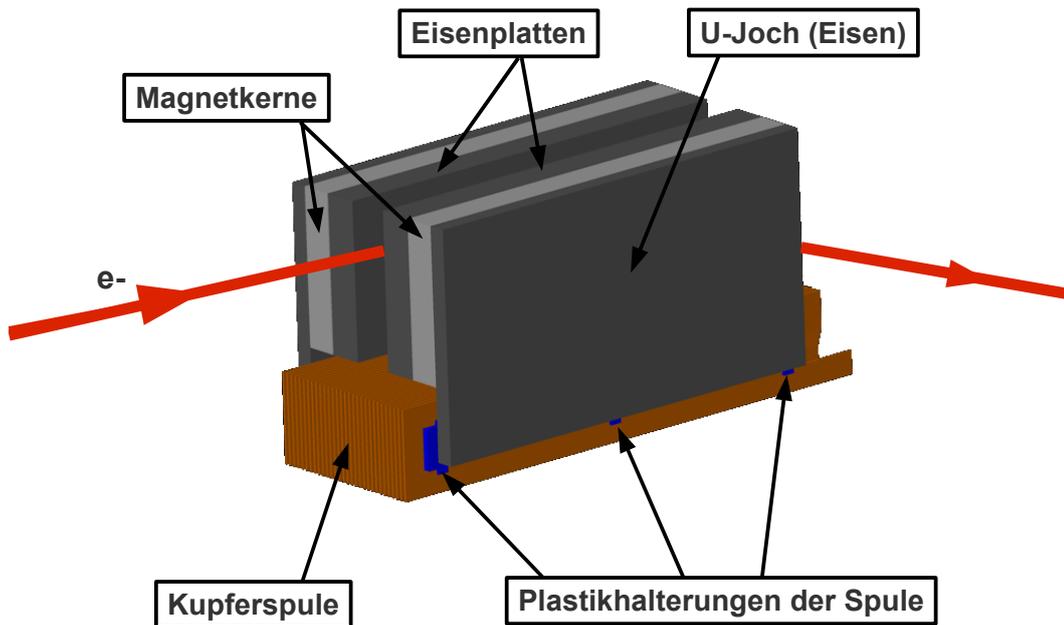


Abbildung 6.5: Der Permanentmagnet des S.A.M.S.-Prototyps. An dem U-förmigen Joch aus Eisen sind die Magnetkerne befestigt. Die genaue Zusammensetzung der Kerne ist unbekannt, wahrscheinlich handelt es sich um Ferrit. Zur weiteren Verstärkung des Feldes wurde der Abstand der Polschuhe mit Eisenplatten auf 37 mm verkleinert, hier wird ein Magnetfeld der Stärke  $B \simeq 117$  mT erreicht. An der Unterseite des Jochs ist eine Kupferspule angebracht, welche eine Verstärkung/Abschwächung des magnetischen Flusses um etwa 20 mT gestattet. Die Maße der Polschuhe sind 57,5mm x 130mm x 370mm, die des gesamten Magneten 183 mm x 198 mm x 370 mm. Die CAD-Zeichnung des Magneten wurde von Boris Gläser (A4) erstellt.

Die Feldstärke beträgt dort im Mittel 117 mT. Aus den Messdaten ergibt sich dort eine relative Abweichung der Feldstärken  $B$  von

$$\frac{\Delta B}{B} \leq 0,04. \quad (6.13)$$

An den Rändern der Polschuhe nimmt die Feldstärke mit wachsendem Abstand schnell ab, so dass sich der Magnet für den Betrieb in der Nähe des A4-Kalorimeters eignet.

Das Joch wurde an der Unterseite mit einer Kupferspule umgeben, welche eine Verstärkung bzw. Abschwächung des Magnetfeldes gestattet. Kupfer wurde wegen seiner guten thermischen und elektrischen Leitfähigkeit als Material ge-

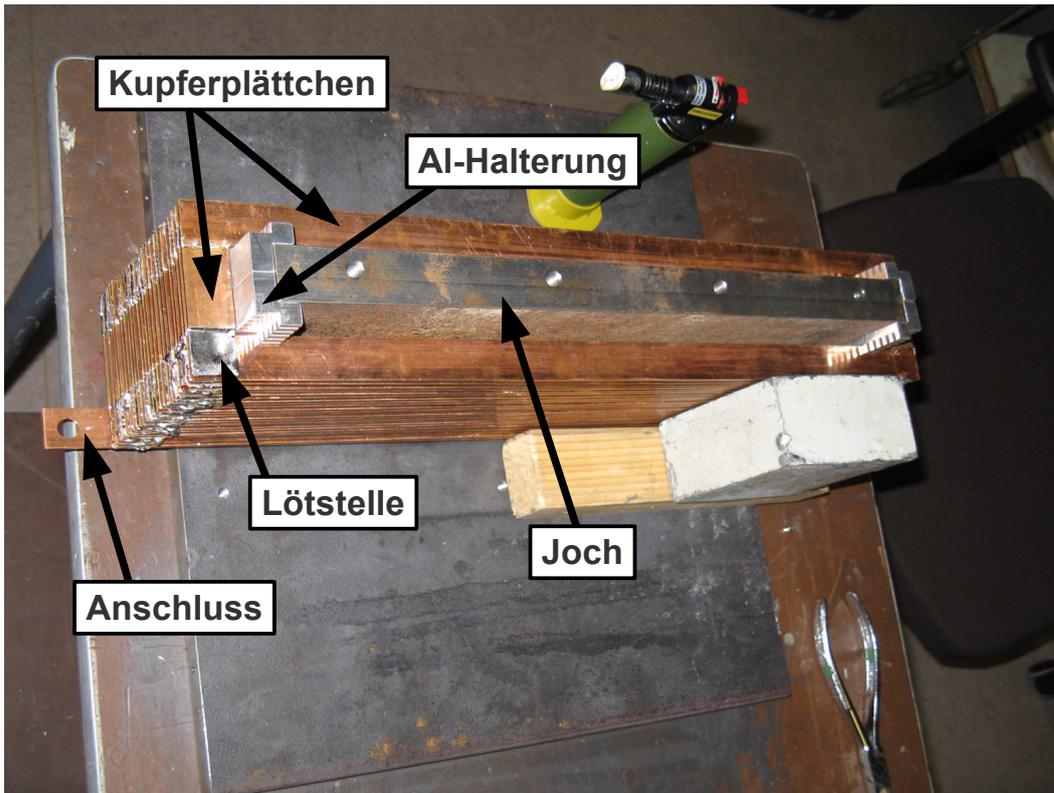


Abbildung 6.6: Konstruktion der Kupferspule des Magneten. Die Kupferplättchen wurden in die dafür vorgesehenen Halterungen eingebracht und so verlötet, dass eine rechteckige Spirale um die Unterseite des Jochs herum entsteht. Die Spule besteht aus 29 Windungen, die Kupferplättchen sind 2 mm dick und 2 cm breit. Die Aluminium-Halterungen dienen dem Zusammenlöten der Spule, für den Betrieb im Experiment wurden sie durch isolierende Plastikhalterungen ersetzt.

wählt. Abbildung (6.6) zeigt ein Foto, welches während der Konstruktion der Spule aufgenommen wurde.

Die Spule wird über das Netzteil DIPL2X in Experimentierhalle 3 mit Stromstärken bis zu 150 A versorgt. Abb. (6.7) zeigt, wie sich die Feldstärke mit wachsendem Spulenstrom ändert. Das  $\vec{B}$ -Feld kann bei einem Spulenstrom von 120 A auf über 140 mT verstärkt werden. Um die Temperatur der Spule gering zu halten, wird sie über einen Aluminiumschlauch, an dessen anderem Ende ein PC-Gehäuselüfter angeschlossen ist, mit Luft gekühlt. Die Temperatur der Spule steigt im Experiment bei  $I = 120$  A nicht über 40 °C.

Abb. (6.8) zeigt den Magneten des S.A.M.S.-Prototyps, wie er im Experiment verwendet wird.

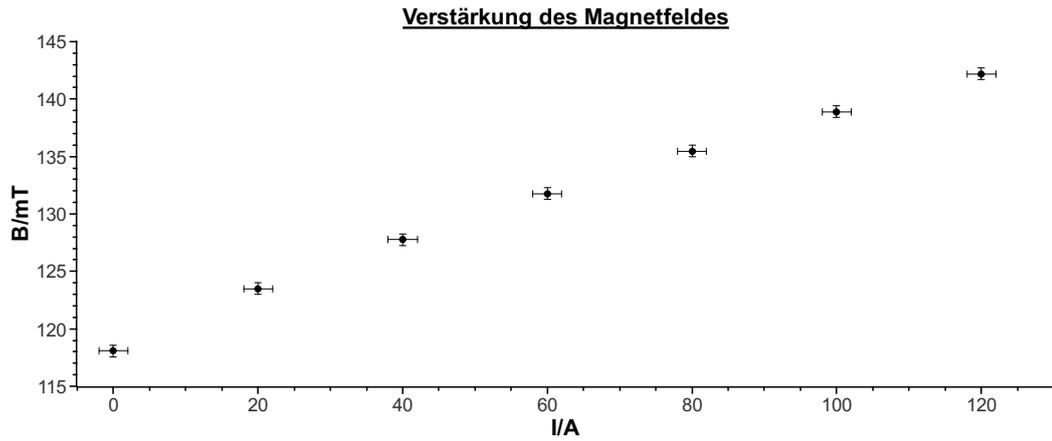


Abbildung 6.7: Betrag des  $\vec{B}$ -Feldes gegen Spulenstrom  $I$ . Die Werte wurden mit einer Hallsonde im Schwerpunkt der Polschuhe aufgenommen.

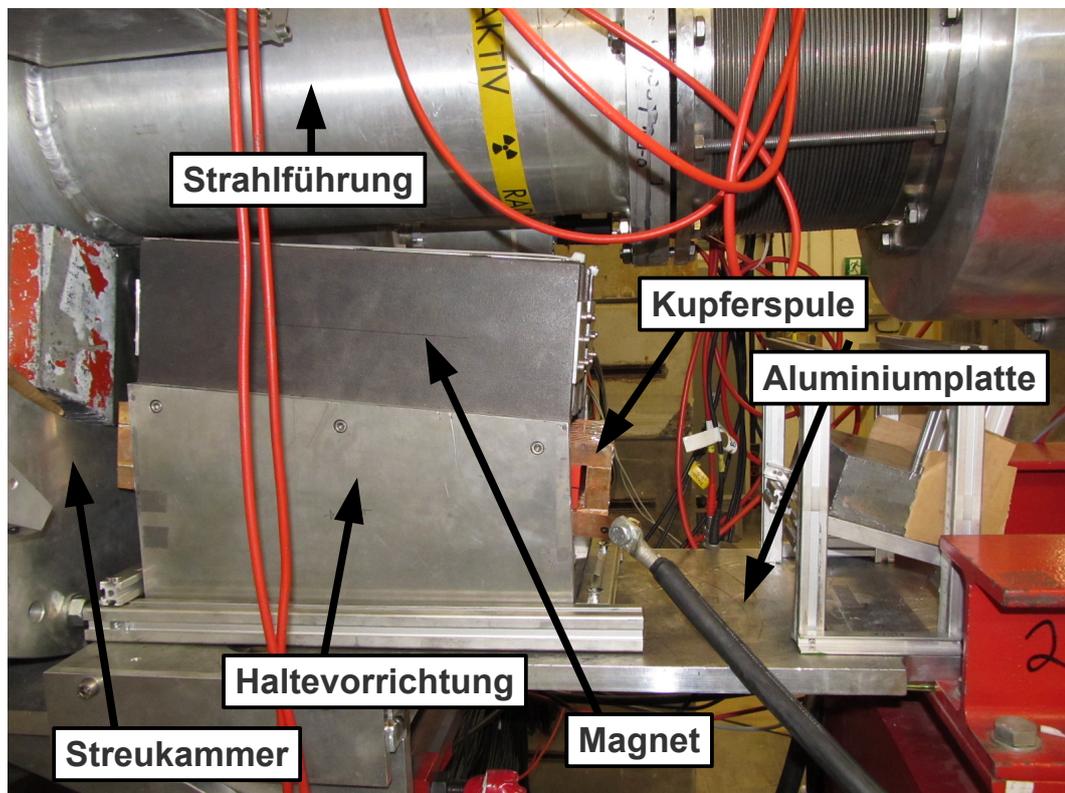


Abbildung 6.8: Der Permanentmagnet des S.A.M.S.-Prototyps. Der Magnet ist auf einer Haltevorrichtung um  $6^\circ$  gegen die Strahlführung verkippt montiert. Eine 3 cm dicke Aluminiumplatte trägt den Aufbau.

### 6.3.2 PbF<sub>2</sub>-Detektor

Zum Nachweis der am  $\ell\text{H}_2$ -Target gestreuten Elektronen wird ein Cluster von 3 x 3 Bleifluorid-Kristallen in Verbindung mit einem Photomultiplier vom Typ XP2900 der Firma Photonis [3] verwendet.

PbF<sub>2</sub> ist ein reiner Cherenkov-Strahler mit kubischer Kristallstruktur. Die Detektoreigenschaften von PbF<sub>2</sub> sind in Tabelle (6.1) aufgelistet. Jeder der PbF<sub>2</sub>-

Dichte	7,77 g/cm <sup>3</sup>
Strahlungslänge	0,93 cm
Molièreradius	2,2 cm
Kritische Energie	9,04 MeV
Brechungsindex @ 400 nm	1,8

Tabelle 6.1: Detektoreigenschaften von PbF<sub>2</sub>. Die Daten entstammen Kapitel 2 der Dissertation von Patrick Achenbach [4].

Kristalle ist 15,5 cm ( $\hat{=}$ 16,7 Strahlungslängen) lang und besitzt eine Stirnfläche von (3 x 3) cm<sup>2</sup>, die zum anderen Ende hin auf (2,5 x 2,5) cm<sup>2</sup> verjüngt ist. Die kleinere der beiden Stirnflächen dient als Eintrittsfläche für die Elektronen.

Der zentrale Kristall wurde mit Millipore-Folie umwickelt, um die Reflektivität der Randflächen zu erhöhen und die Signalabklingzeit zu minimieren. Mittels Elastosil wurde der zentrale Kristall mit dem Photomultiplier verbunden.

Die übrigen acht Kristalle dienen der Rückführung von Schauerleckagen. Diese sind zu erwarten, da der Molièreradius von PbF<sub>2</sub> mit 2,2 cm größer ist als die halbe Kantenlänge der Stirnflächen eines Kristalls. Da die Kristalle optisch nicht mit dem zentralen Kristall verbunden sind, darf nur näherungsweise von einem kalorimetrischen Nachweis der Elektronen ausgegangen werden.

Der Cluster wurde mit Mylar-Folie umwickelt, um die Lichtausbeute zu erhöhen und abschließend mit lichtdichtem Klebeband umwickelt. Die lichtdichtde Verpackung soll gewährleisten, dass die Messung nicht durch andere Lichtquellen in der Experimentierhalle beeinträchtigt wird.

Um sicherzustellen, dass eine hinreichende Qualität des zentralen PbF<sub>2</sub>-Kristalls gegeben ist, wurde der Transmissionskoeffizient mit einem Spektrophotometer für verschiedene Wellenlängen gemessen. Abb. (6.10) zeigt das Ergebnis dieser Messung. Der Transmissionskoeffizient des Kristalls beträgt oberhalb einer Wellenlänge von 400 nm etwa 80 %. In [4] (Kapitel 2, Abb. 2.33) wurden vergleichbare Messungen zur Überwachung der Strahlenfestigkeit der PbF<sub>2</sub>-Kristalle durchgeführt. Der Verlauf der in Abb. (6.10) dargestellten Kurve entspricht etwa den in [4] gezeigten Verläufen, was auf einen Kristall ausreichender

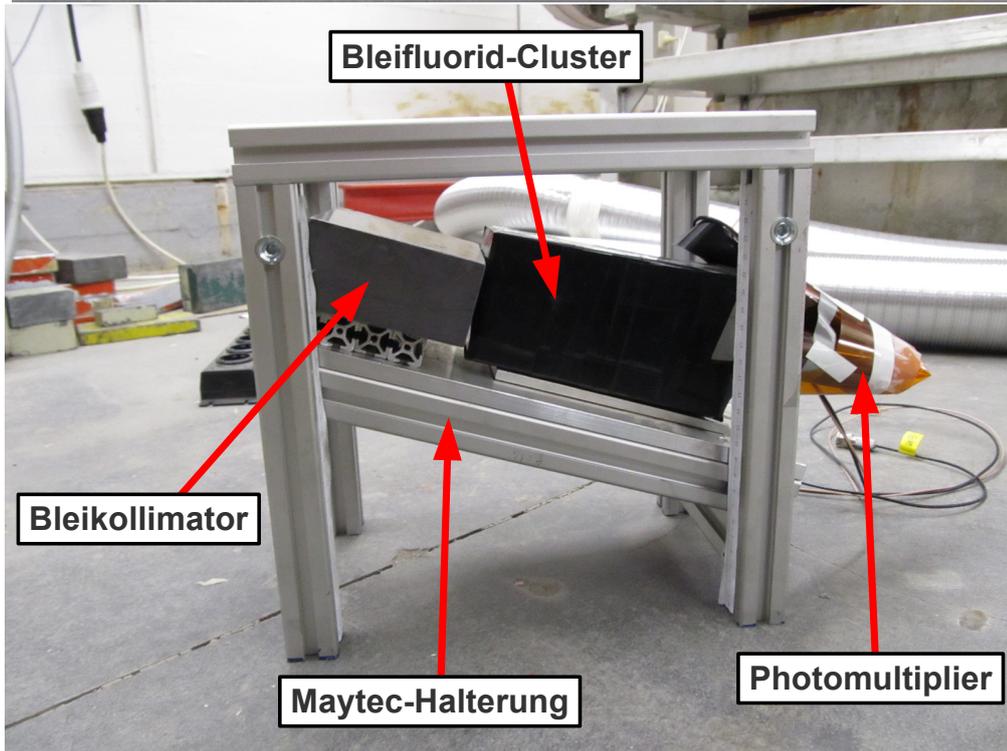
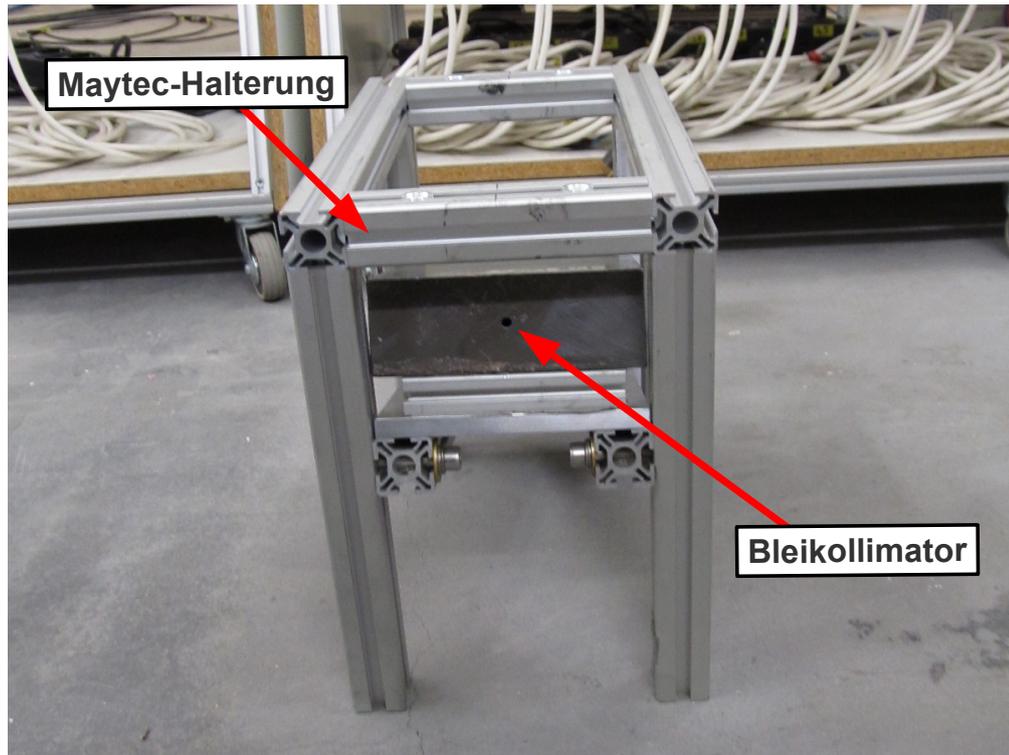


Abbildung 6.9: Oben: Frontseite des Haltegestells mit Bleikollimator. Die Bohrung im Bleikollimator ist 10 cm lang. Der Durchmesser der Bohrung beträgt 2,5 mm. Unten: Haltegestell mit eingesetztem  $\text{PbF}_2$ -Detektor in Seitenansicht. Der Detektor ist direkt hinter dem Kollimator platziert, so dass sich der zentrale Kristall auf einer Linie mit der Bohrung durch den Bleistein befindet. Gestell und Detektor sind im Experiment auf einem Unterbau aus Aluminium platziert und mit einer Bleiabschirmung umgeben, Abb. (6.4).

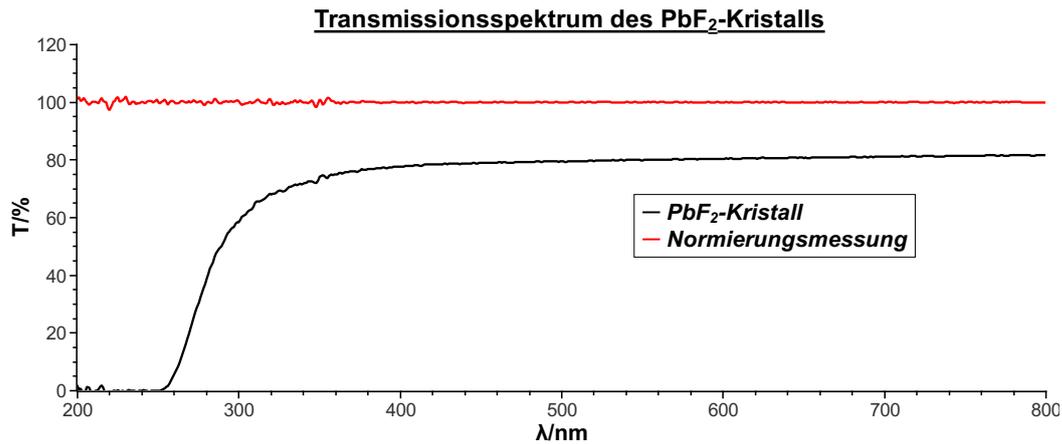


Abbildung 6.10: Transmissionmessung des PbF<sub>2</sub>-Kristalls. Ab einer Wellenlänge von 400 nm gilt  $T \simeq 0,8$ .

Qualität zur Durchführung von Messungen mit dem S.A.M.S.-Prototyp schließen lässt.

Der Photomultiplier XP2900 wurde mit einem aktiven Spannungsteiler versehen, der den Betrieb bei 20  $\mu$ A und 10 nA Strahlstrom gestattet.

Der Detektor wird zum Betrieb im Experiment wie in Abb. (6.9) gezeigt zusammen mit einem Bleikollimator auf einer Haltevorrichtung aus Maytec befestigt. Die Haltevorrichtung ist so konstruiert, dass Detektor und Kollimator unter einem Winkel von 20° auf die Austrittsfläche des Magneten gerichtet sind.

### 6.3.3 Bleiabschirmung und Kollimatoren

Um Signalbeiträge von Untergrundprozessen zu diskriminieren, befindet sich der Detektor innerhalb einer massiven, quaderförmigen Bleiabschirmung. Zusätzlich werden zwei Bleikollimatoren verwendet.

Die Bleiabschirmung des Detektors ist in Strahlrichtung vor und hinter dem Detektor jeweils 10 cm dick, an den anderen Quaderflächen konnten aus Platzgründen jeweils nur 5 cm Dicke realisiert werden.

Eine Bleiblende mit variierbarer Durchlassöffnung befindet sich direkt hinter der 8 mm dicken Aluminiumstreuammer, um die unter  $(\theta, \phi) \simeq (6^\circ, 0^\circ)$  gestreuten Elektronen zu selektieren. Hierzu wurde an entsprechender Stelle eine Bohrung mit 30 mm Durchmesser in die Blende eingefügt, in die zwei Einsätze eingebracht werden können. Dabei dient ein Einsatz zum Schließen der Blende, um Untergrundmessungen zu ermöglichen, der andere Einsatz besitzt eine Bohrung von 4 mm Durchmesser. Abb. (6.11) zeigt die Bleiblende sowie

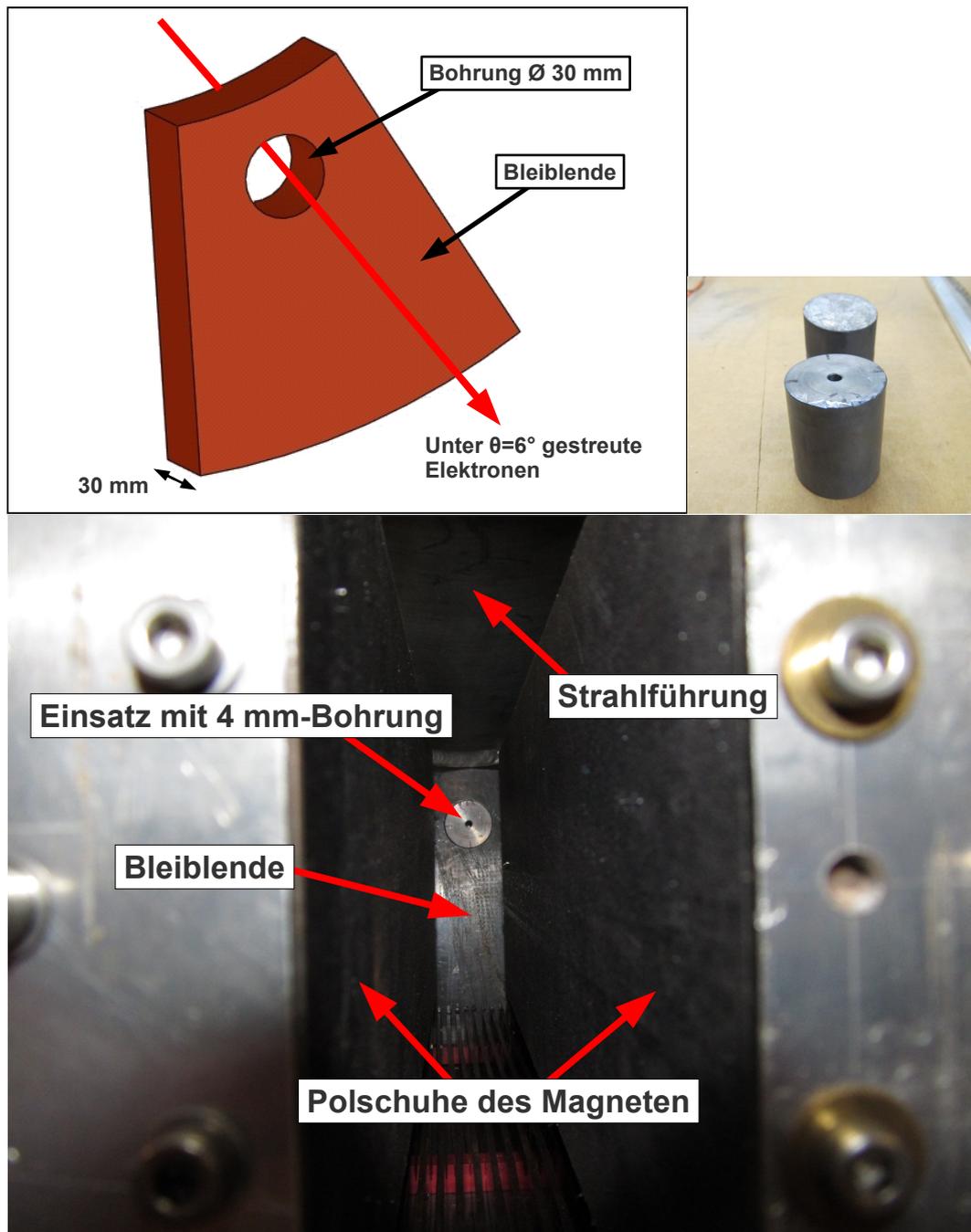


Abbildung 6.11: Oben links: CAD-Zeichnung der Blende. Die Elektronen treten durch die Bohrung hindurch.

Oben rechts: Die beiden Einsätze für die Bohrung der Bleiblende. Der eine ist mit einer Bohrung von 4 mm Durchmesser in einem Winkel von  $6^\circ$  versehen, der andere schließt die 30 mm-Bohrung der Bleiblende für Untergrundmessungen. Unten: Blick auf die Bleiblende am Endflansch der Streukammer entgegen der Strahlrichtung zwischen den Polschuhen des Magneten hindurch. In die 30 mm-Bohrung ist der Einsatz mit 4 mm-Bohrung eingesetzt.

die beiden Einsätze.

Der zweite Kollimator mit 10 cm Länge und 2,5 mm Bohrungsdurchmesser befindet sich direkt vor dem  $\text{PbF}_2$ -Detektor und ist Teil der zugehörigen Bleiabschirmung, wie in Abb. (6.9) dargestellt.

### 6.3.4 Szintillationsdetektor

Bei einem Strahlstrom von 10 nA wird ein dünner Szintillationsdetektor zwischen der Bleiblende am Endflansch der Streukammer und dem Magneten eingesetzt (Abb. (6.4)). Sein Zweck ist es, in Koinzidenz mit dem  $\text{PbF}_2$ -Detektor diejenigen Elektronen nachzuweisen, welche die Bleiblende mit  $(\theta, \phi) \simeq (6^\circ, 0^\circ)$  passieren. Als Nachweismaterial wird ein Plastikszintillator vom Typ NE102A der Firma Nuclear Enterprises in Kombination mit einem Photomultiplier vom Typ XP1912 mit passivem Spannungsteiler verwendet.

Da sich der Szintillationsdetektor nahe am Magneten befindet, ist der Pho-

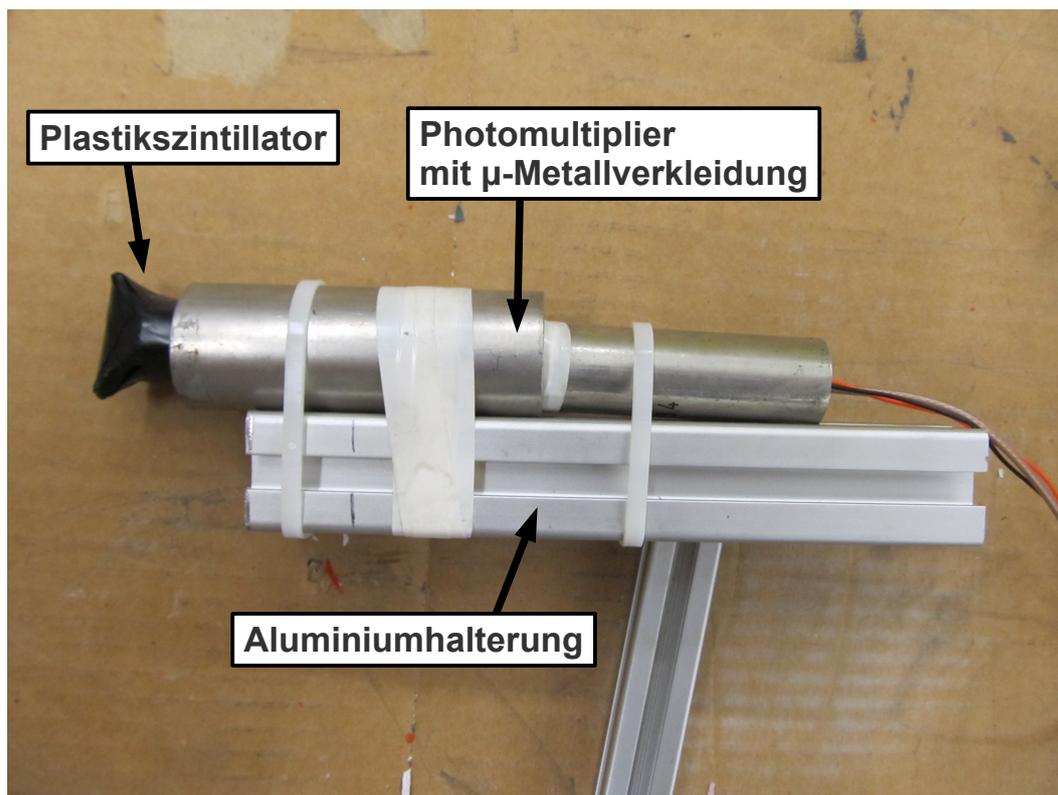


Abbildung 6.12: Der Szintillationsdetektor des S.A.M.S.-Prototyps. Der Szintillator wurde mit Mylarfolie umwickelt und lichtdicht verpackt. Um den Photomultiplier wurde eine  $\mu$ -Metallverkleidung zur Abschirmung des Magnetfeldes angebracht.

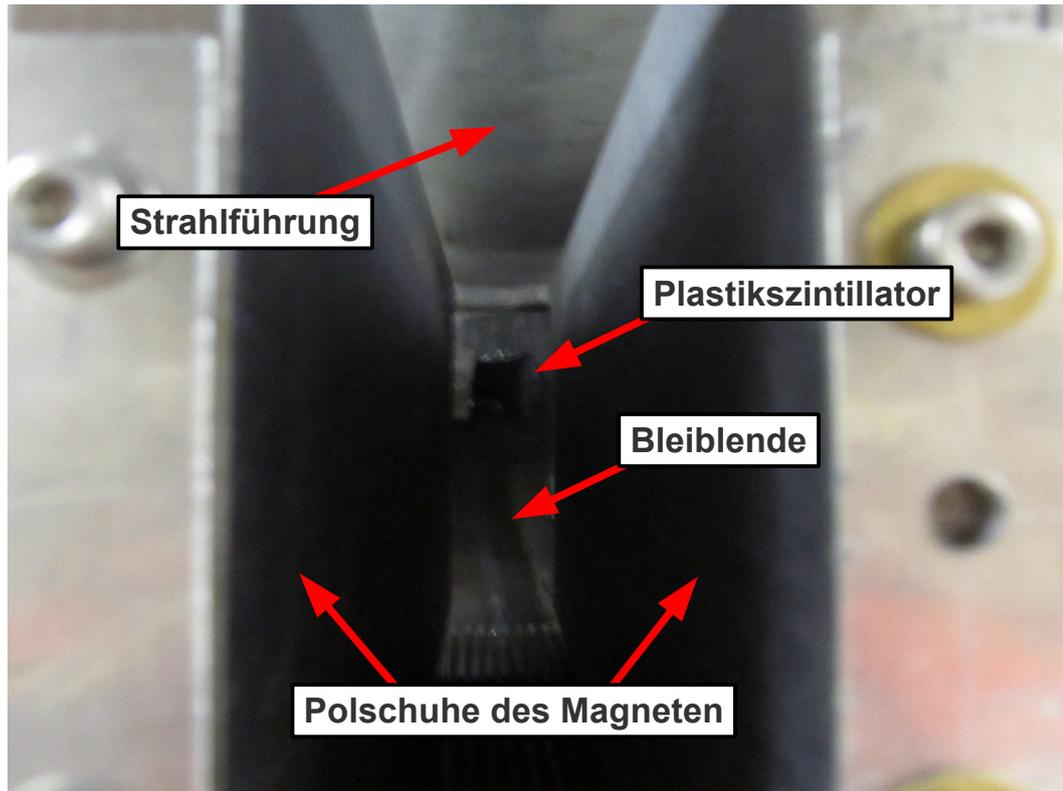


Abbildung 6.13: Blick auf den Szintillationsdetektor entgegen der Strahlrichtung zwischen den Polschuhen des Magneten hindurch. Der Plastikszintillator befindet sich direkt vor der Austrittsöffnung der Bleiblende, welche die unter  $(\theta, \phi) \simeq (6^\circ, 0^\circ)$  gestreuten Elektronen selektiert.

tomultiplier mit einer  $\mu$ -Metallverkleidung zur Abschirmung des Magnetfelds versehen. Zur Positionierung vor der Austrittsöffnung der Blende wurde eine Aluminiumhalterung konstruiert. Die Abbildungen (6.12) und (6.13) zeigen den Szintillationsdetektor und seine Positionierung im Experiment.

### 6.3.5 Datenaufnahme

Für die Testmessungen mit dem Prototyp sind zwei Betriebsmodi vorgesehen: Bei niedrigem Strahlstrom werden einzelne Ereignisse nachgewiesen, bei hohem Strahlstrom wird eine integrierende Messung durchgeführt. Für diese Betriebsarten werden unterschiedliche Datenerfassungssysteme benötigt.

Bei einem Strahlstrom von 10 nA wird die Datennahme von Einzelevents getriggert. Es wird ein Energiespektrum der Ereignisse mithilfe eines CAMAC-PCs aufgenommen. Das Ziel ist die Identifikation der Møller-gestreuten Elektronen.

Der Szintillationsdetektor und der  $\text{PbF}_2$ -Detektor werden in Koinzidenz be-

trieben, um diejenigen Ereignisse nachzuweisen, welche von Teilchen verursacht werden, die die Bleibende am Endflansch der Streukammer passieren. Abb. (6.14) zeigt eine Darstellung der Koinzidenzschaltung zwischen den beiden Detektoren. Die Software zur Datennahme mit dem Prototyp ist auf die Messung einer fest vorgegebenen Anzahl von Events im Energiespektrum beschränkt.

Bei 20  $\mu\text{A}$  Strahlstrom kann der  $\text{PbF}_2$ -Detektor anstelle eines Luminositätsmonitors in die bereits bestehende Ausleseelektronik (5.2.2 in [17]) des A4-Experiments integriert werden, der Szintillationsdetektor muss in diesem Fall entfernt werden, da er für die auftretenden Ereignisraten nicht geeignet ist.

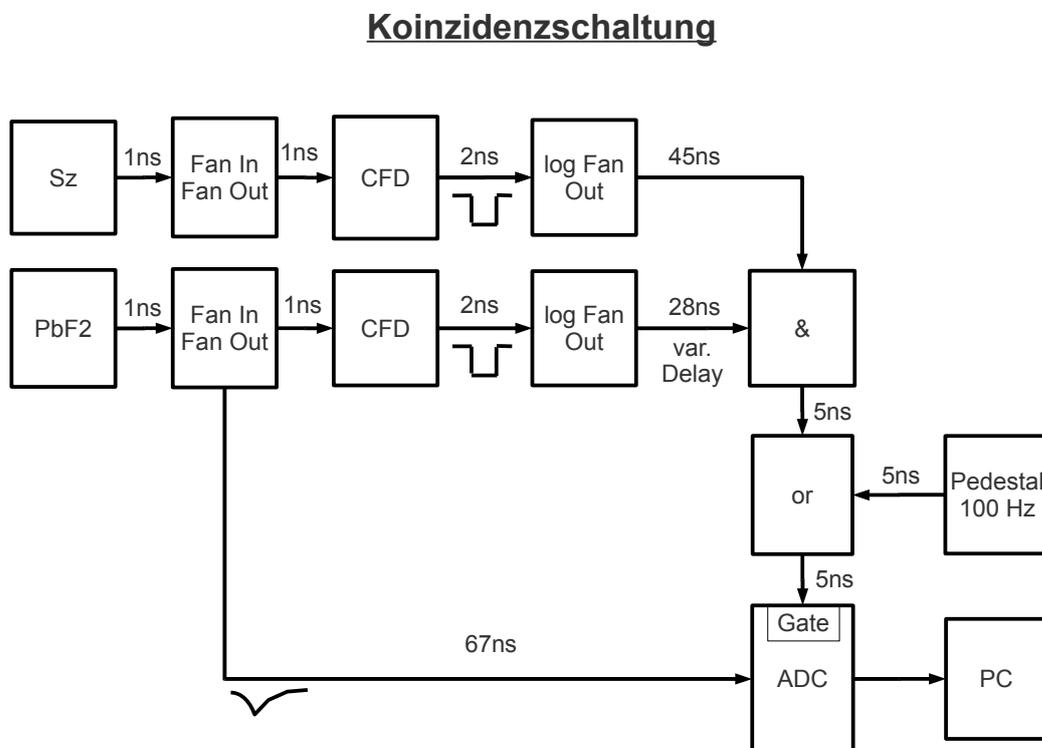


Abbildung 6.14: Blockbild der Koinzidenzschaltung zwischen Szintillationsdetektor und  $\text{PbF}_2$ -Detektor. Die Analogsignale der Detektoren werden zunächst mithilfe von CFD's digitalisiert. Anschließend werden sie über ein logisches UND und ein logisches ODER mit dem Signal der Pedestal-clock verknüpft. Die Pedestal-clock wird benötigt, um den Ursprung im Energiespektrum zu identifizieren. Das resultierende Signal dient als Gatesignal für den ADC. Als Eingangssignal des ADC dient das Analogsignal des  $\text{PbF}_2$ -Detektors. Es wird ein 10-Bit-ADC vom Typ LeCroy 2249A verwendet.

## 6.4 Analyse der Messergebnisse

Der in Abschnitt 6.3 beschriebene Aufbau wurde im Experiment getestet. Die Analyse der ersten Daten zeigt, dass Verbesserungen am Aufbau möglich sind. Hierfür wurde eine Geant4-Simulation entwickelt. Mit einem modifizierten Aufbau wurden weitere Messungen durchgeführt. Dieser Abschnitt widmet sich der Analyse der Messergebnisse und der Extraktion des Polarisationsgrads.

### 6.4.1 Erste Messergebnisse des Prototyps

Mit dem in Abschnitt 6.3 beschriebenen Aufbau wurden Testmessungen bei 10 nA sowie 20  $\mu$ A Strahlstrom unternommen. Die Energie der Strahlelektronen betrug dabei jeweils  $E = 315$  MeV. Bei 10 nA Strahlstrom wurden Energiespektren aufgenommen, um ein Verständnis der Signalbeiträge zu erlangen. Dabei wurden die Energien der einzelnen Ereignisse histogrammiert. Bei 20  $\mu$ A Strahlstrom wurden Asymmetriemessungen ausgeführt. Die wesentlichen Ergebnisse sollen hier kurz vorgestellt und diskutiert werden.

Zwei der bei 10 nA Strahlstrom aufgenommenen Energiespektren sind in Abb. (6.15) dargestellt. Sie wurden mit einer Bleiblenendenöffnung von 30 mm Durchmesser aufgenommen. Der Einsatz mit 4 mm-Bohrung erwies sich im Experiment als untauglich. Als Grund hierfür ist einerseits das Stragglings der Elektronen im Aluminium des Endflansches der Streukammer zu nennen, andererseits das nur näherungsweise homogene Magnetfeld. Die Spektren in Abb. (6.15) sind nicht direkt miteinander vergleichbar, da die Messzeiten zur Aufnahme der Spektren ungleich sind.

Um bei der Aufnahme dieser Spektren eine optimale Koinzidenzrate zu erhalten, wurde zuvor mit dem in Abb. (6.14) gezeigten variablen Delay ein Delayscan durchgeführt, dessen Ergebnisse in Abb. (6.16) dargestellt sind. Die Koinzidenzrate in Abb. (6.15) ist trotz der Optimierung um mehr als eine Größenordnung kleiner als die Rate des PbF<sub>2</sub>-Detektors. Dies bedeutet, dass die gemessene Asymmetrie durch Untergrundanteile des Signals zu kleineren Werten hin verschoben wird. Man erwartet demnach eine viel zu kleine gemessene Asymmetrie.

Bei einem Strahlstrom von 20  $\mu$ A wurde eine Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung durchgeführt. Bei einer Messung unter  $(\theta, \phi) = (6^\circ, 0^\circ)$  erwartet man für  $P = 1$  (vgl. Abb. (4.4))

$$A_{\perp}^{Moller} \sim -80 \text{ ppm.} \quad (6.14)$$

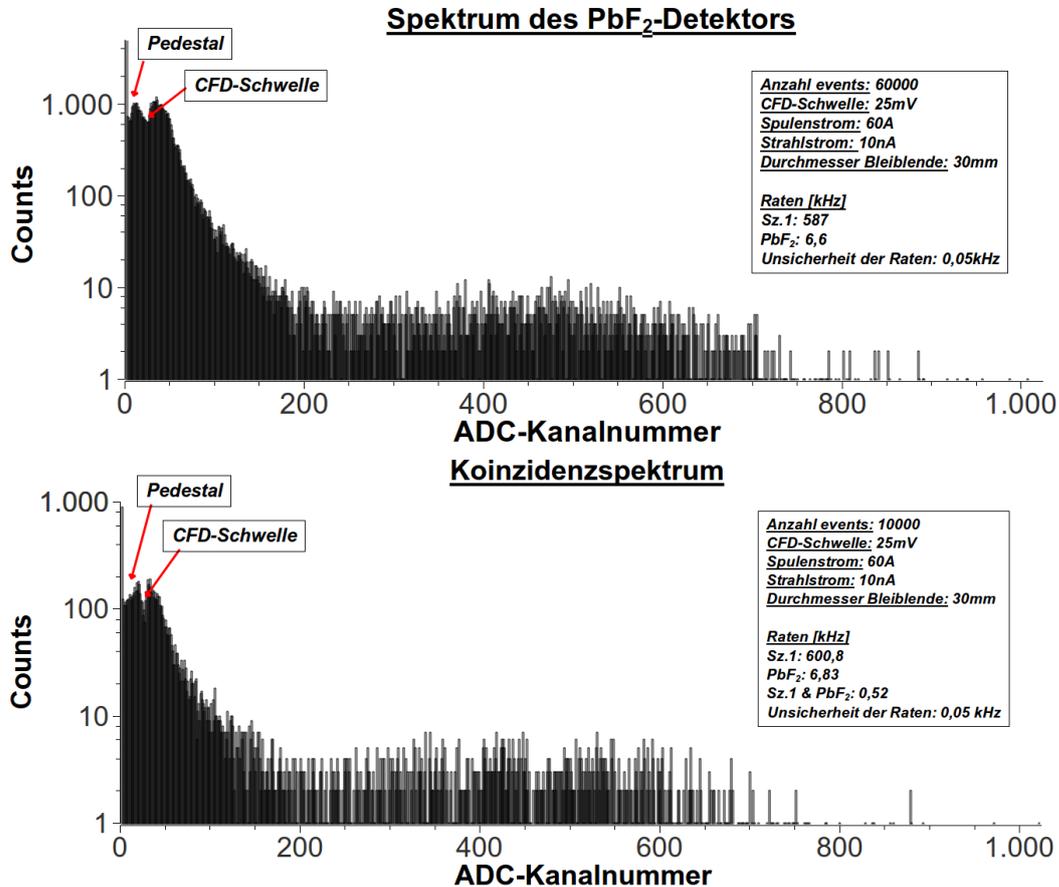


Abbildung 6.15: Histogramme, aufgenommen bei 10 nA Strahlstrom und  $E = 315$  MeV. Auf der Abszisse ist die Energie (ADC-Kanalnummer) der nachgewiesenen Ereignisse aufgetragen, auf der Ordinate die Anzahl der Ereignisse. Die Signale sind mit einem 50 Hz-Brumm überlagert. Links im Bild erkennt man Pedestal und CFD-Schwelle.

Oben: Spektrum des PbF<sub>2</sub>-Detektors. Es besteht aus einem schnell abfallenden Untergrundanteil zwischen ADC-Kanalnummer 0 und 200. Bei höheren Kanalnummern bildet sich ein schwacher Peak aus.

Unten: Histogrammierte Energien von mit dem PbF<sub>2</sub>-Detektor in Koinzidenz mit dem Szintillationsdetektor nachgewiesenen Ereignissen. Das Spektrum besitzt prinzipiell dieselbe Gestalt wie das PbF<sub>2</sub>-Spektrum, jedoch ist der Anteil des Untergrunds zwischen den Kanalnummern 0 bis 200 an der Gesamtflächen um etwa einen Faktor 10 geringer.

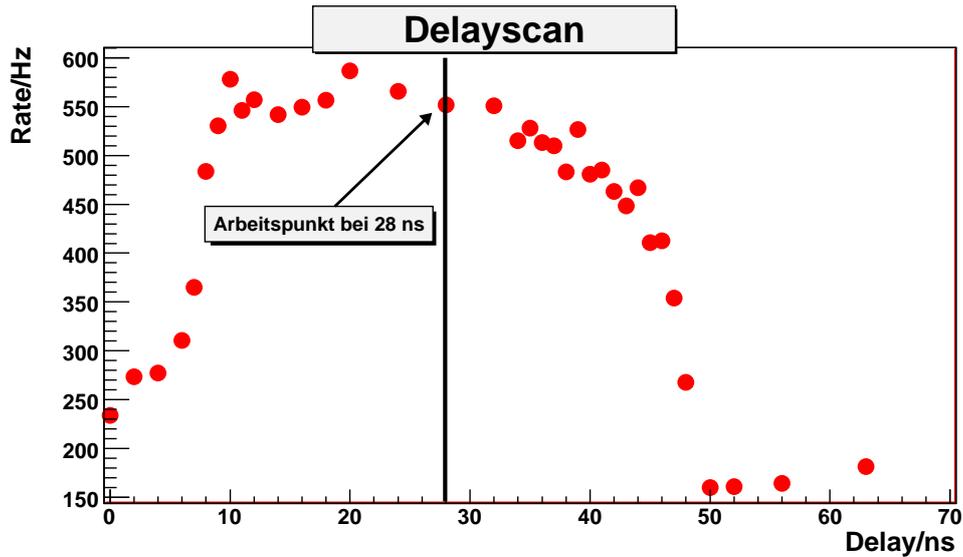


Abbildung 6.16: Delayscan zur Optimierung der Koinzidenzrate zwischen PbF<sub>2</sub>- und Szintillationsdetektor. Das Delay wurde von 0 ns bis 62 ns variiert. Man erkennt ein Plateau im Bereich von 10 ns bis 40 ns. Als Arbeitspunkt zur Aufnahme der Energiespektren wurde ein Delay von 28 ns gewählt. Die Koinzidenzrate liegt hier bei etwa 540 Hz.

Abb. (6.17) zeigt das Ergebnis dieser Messung. Jeder Helizitätszustand wird im A4-Experiment für eine Dauer von 20 ms gemessen. Die Umschaltung der Helizitätszustände erfolgt in den zwei zufällig gewählten Mustern (+ - -+) und (- + + -). Für jedes Muster wird eine Asymmetrie bestimmt. Hieraus ergibt sich für jeden fünfminütigen Run eine gemittelte Asymmetrie. Jeder Datenpunkt in Abb. (6.17) entspricht einem Run. Der Generalvorzeichenwechsler (GVZ) ist eine  $\lambda/2$ -Platte, welche den Spin der Strahlelektronen um 180° in der Beschleunigerebene dreht. Misst man eine Asymmetrie für dieselbe Zeitdauer mit und ohne GVZ, so sollte die gemessene Asymmetrie ihr Vorzeichen wechseln, der Betrag der Asymmetrie sollte sich jedoch nicht ändern. Eine Abweichung der mit und ohne GVZ gemessenen Beträge der Asymmetrie lässt auf systematische Fehler bei der Messung schließen.

Insbesondere der Häufigkeitsverteilung der gemessenen Asymmetrien in Abb. (6.17) kann man entnehmen, dass die Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung nicht erfolgreich war. Für die ohne GVZ gemessene, mittlere Asymmetrie ergibt sich  $A_{out} = (-28,71 \pm 1,74)$  ppm. Für die mit GVZ gemessene Asymmetrie ergibt sich  $A_{in} = (37,89 \pm 1,71)$  ppm. Bei den angegebenen Fehlern handelt es sich um statistische Fehler, welche sich aus den Verteilungen

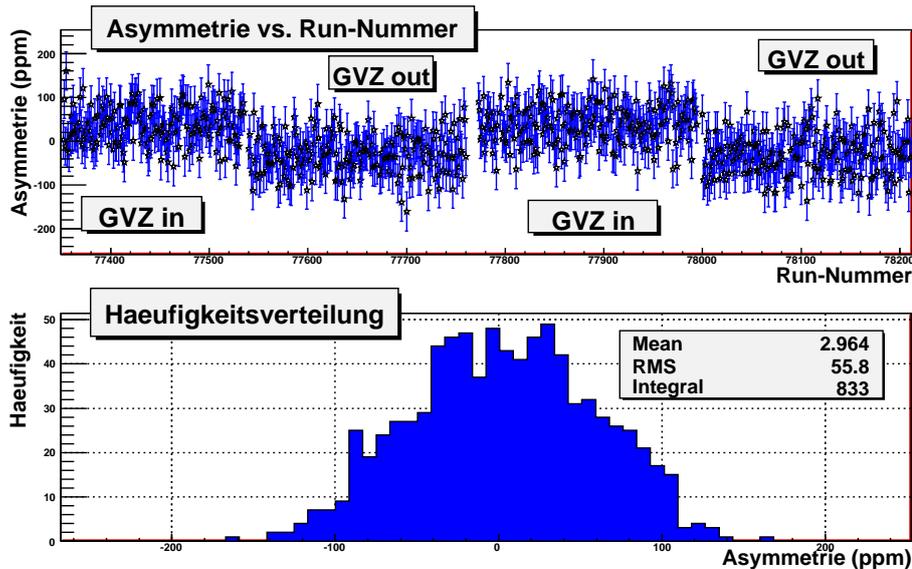


Abbildung 6.17: Mit dem Prototyp gemessene Asymmetrie bei  $E = 315$  MeV und einem Strahlstrom von  $20 \mu\text{A}$ .

Oben: Die gemessene Asymmetrie gegen die Nummer des jeweiligen Runs. Es wurden etwa gleich viele Runs mit und ohne GVZ genommen.

Unten: Häufigkeitsverteilung der gemessenen Asymmetrien. Die Werte, welche mit GVZ gemessen wurden, sind kaum von denen zu unterscheiden, welche ohne GVZ aufgenommen wurden.

Weitere Diskussion im Text.

der gemessenen Asymmetrien ergeben. Es gilt:

$$\Delta A = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}, \quad (6.15)$$

wo  $\sigma$  die Standardabweichung der Verteilung und  $N$  die jeweilige Anzahl der Runs ist. Die gesamte Messdauer beträgt etwa 69 Stunden. Da die Strahlpolarisation  $P$  im Regelfall Werte zwischen 70 % und 80 % besitzt, erwartet man eine mittlere Asymmetrie von  $A_{exp} \sim -60$  ppm. Man sollte somit bei einer erfolgreichen Messung zwei getrennte Peaks, deren Mittelwerte denselben Betrag, jedoch verschiedene Vorzeichen besitzen, beobachten können.

Um Informationen über die Zusammensetzung der Energiespektren zu erlangen, wurde eine Simulation des S.A.M.S.-Prototyps mit Geant4 durchgeführt.

## 6.4.2 Geant4-Simulation des S.A.M.S.-Prototyps

Geant4 [2] ist ein auf der Programmiersprache C++ basierendes Simulations-Toolkit, welches die Modellierung von Detektorantwortfunktionen gestattet. Simuliert werden dabei die Wechselwirkungen von Teilchen beim Durchgang

durch Materie.

#### 6.4.2.1 Geometrische Nachbildung des Prototyps

Zur Simulation des Prototyps wurde auf eine detailgetreue Abbildung des experimentellen Aufbaus verzichtet. Die Simulation enthält die zur Durchführung wesentlichen Komponenten mit vereinfachter Geometrie. Abb. (6.18) erklärt den virtuellen Aufbau. Die Møller-gestreuten Elektronen (im Folgenden “Primärteilchen” genannt) werden von einer punktförmigen Quelle (“Particle Gun”) in ein fest vorgegebenes Raumwinkelelement emittiert. Dabei werden die korrekten Energien und Ratenverhältnisse der Teilchen berechnet. Der MAMI-Elektronenstrahl und das  $\ell\text{H}_2$ -Target des A4-Experiments werden nicht simuliert.

Sämtliche Komponenten der Anordnung befinden sich im Vakuum. Diese Nä-

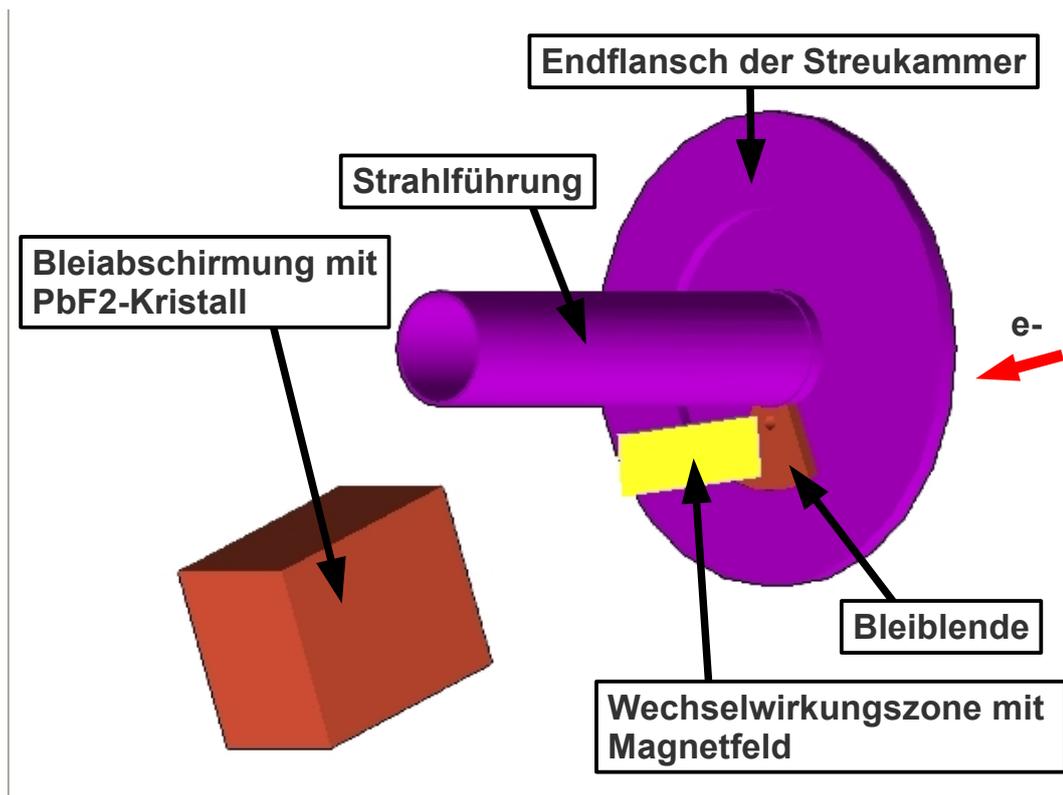


Abbildung 6.18: In der Simulation implementierte geometrische Anordnung. Die wesentlichen Komponenten wie Strahlführung, Bleiblende, homogenes Magnetfeld und  $\text{PbF}_2$ -Detektor in Bleiabschirmung sind nachgebildet. Es wurde auf die exakte Nachbildung der Strahlführung verzichtet, ebenso wurde der Magnet nicht nachgebildet. Die Abstände der einzelnen Komponenten entsprechen den realen Verhältnissen im Experiment.

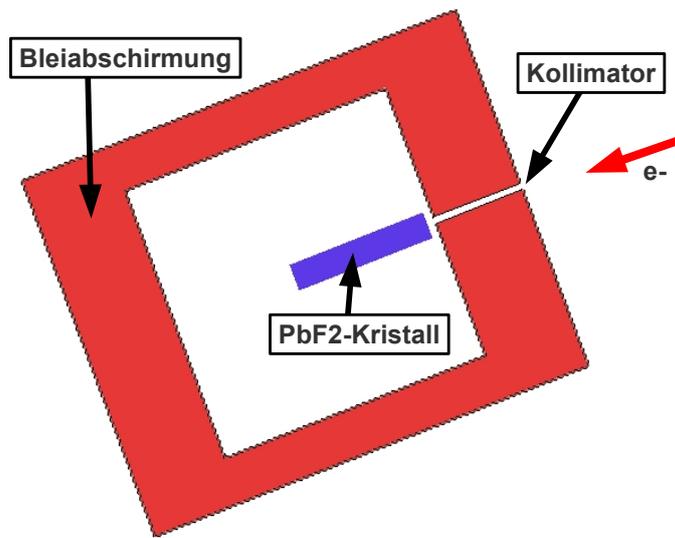


Abbildung 6.19: PbF<sub>2</sub>-Detektor und Bleiabschirmung der Simulation. Der Kollimatorschlitz wurde zur besseren Veranschaulichung nachträglich ins Bild eingefügt.

herung ist gerechtfertigt, die Strahlungslänge von Luft beträgt 304,2 m bei einer Temperatur von 20 °C.

Der Endflansch der Streukammer wurde detailliert nachgebildet. Insbesondere passieren die unter  $(\theta, \phi) \simeq (6^\circ, 0^\circ)$  emittierten Primärteilchen die in Strahlrichtung 8 mm dicke Aluminiumwand des Endflansches.

Die Bleiabschirmung des Detektors besitzt die im Experiment verwendeten Maße. Als Detektor dient ein quaderförmiger PbF<sub>2</sub>-Kristall mit 15,5 cm Länge, wie in Abb. (6.19) gezeigt. Die Bleikollimatoren wurden mit korrektem Durchmesser und korrekter Länge nachgebildet.

#### 6.4.2.2 Modellierung der Detektorantwort

Von besonderer Wichtigkeit ist das Verständnis des Antwortverhaltens des PbF<sub>2</sub>-Detektors. Wie in Abschnitt 6.2.2.2 dargestellt, ist für PbF<sub>2</sub> die Anzahl der erzeugten Cherenkov-Photonen in guter Näherung proportional zur Gesamtpurlänge aller geladenen Teilchen des elektromagnetischen Schauers  $T_{ph}$ , deren Energie oberhalb der Schwellenenergie zur Produktion von Cherenkov-Photonen liegt.

Dies wird in der Simulation ausgenutzt, indem  $T_{ph}$  für jedes simulierte Primärteilchen separat gespeichert wird. Die Anzahl der erzeugten Cherenkov-

Photonen ergibt sich dann zu

$$N_{ph} = \xi \cdot T_{ph}, \quad (6.16)$$

wo  $\xi$  die mittlere Anzahl der pro Spurlängeneinheit erzeugten Cherenkov-Photonen ist.  $\xi = 0,5/\text{mm}$  dient als empirisch bestimmter Fitparameter bei der Anpassung der Simulationsdaten an die gemessenen Energiespektren. Für diesen Wert ergibt sich die beste Anpassung der simulierten Energiespektren an die gemessenen Energiespektren.

Die Anzahl der nachgewiesenen Cherenkov-Photonen wird als Zufallszahl aus der Poisson-Verteilung

$$P_{N_{ph}}(k) = \frac{N_{ph}^k}{k!} e^{-N_{ph}} \quad (6.17)$$

ermittelt und histogrammiert.

### 6.4.2.3 Simulierte Energiespektren der ersten Messung

Um Informationen über das Zustandekommen der in Abb. (6.15) gezeigten Spektren zu erlangen, wurde der Beschuss des Kollimators der Bleiblende an der Streukammer und der Strahlführung mit insgesamt etwa  $1,1 \cdot 10^8$  Møllerelektronen bei korrektem Ratenverhältnis simuliert. Auf einem herkömmlichen PC entspricht dies einer Simulationsdauer von etwa 20 Stunden.

Abb. (6.20) zeigt die simulierten Spektren. Es wurde eine Skalierung der simulierten Spektren durchgeführt, so dass das lokale Maximum der gemessenen Spektren in der Nähe von ADC-Kanalnummer 500 in Abb. (6.15) mit dem der Simulation übereinstimmt. Dabei wurde das mit Hilfe des Pedestal-Signals bestimmte Offset des ADC's entlang der Abszisse berücksichtigt.

Man erkennt eine gute qualitative Übereinstimmung der simulierten Spektren mit den gemessenen aus Abb. (6.15). Auf einen detaillierten Vergleich zwischen simulierten und gemessenen Spektren wird an dieser Stelle verzichtet, da eine Extraktion des Polarisationsgrades aus diesen Messungen nicht möglich ist.

Man kann jedoch das Zustandekommen der Spektren mithilfe der Simulation nachvollziehen: Die schnell abfallende linke Flanke des Koinzidenzspektrums in Abb. (6.20) entsteht durch Treffer der Bleiabschirmung - insbesondere im Bereich des Kollimators. Es entwickelt sich ein elektromagnetischer Schauer in Blei, dessen Leckage im  $\text{PbF}_2$ -Kristall zu einem Signalbeitrag führt. Der Peak bei Kanalnummer 500 in Abb. (6.20) entsteht durch direkte Treffer des  $\text{PbF}_2$ -Kristalls durch Møllerelektronen.

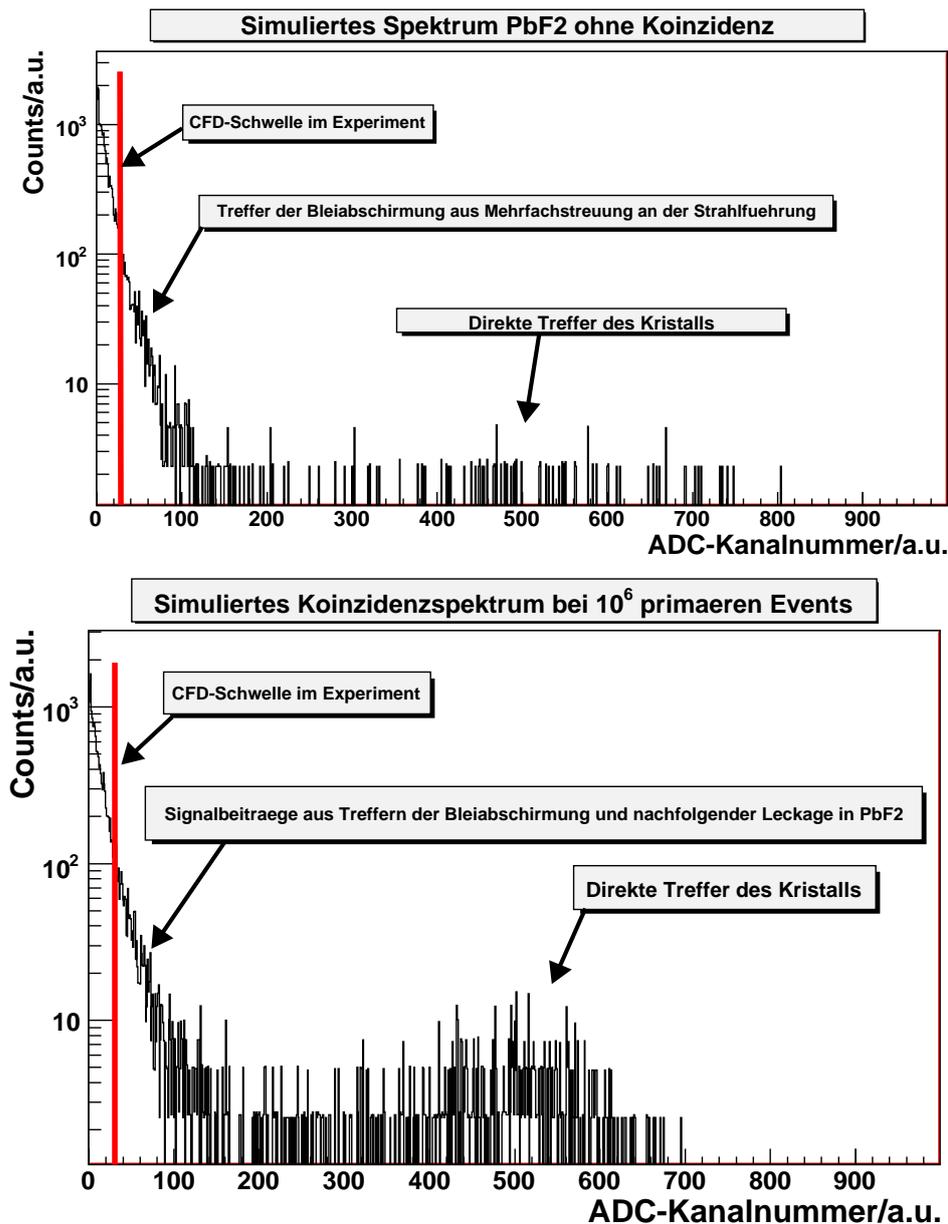


Abbildung 6.20: Simulierte ADC-Spektren. Das Verhältnis zwischen der schnell abfallenden linken Flanke des Spektrums und dem schwach ausgebildeten Peak bei Kanalnummer 500 wird von der Simulation für beide Spektren gut reproduziert. Weitere Diskussion im Text.

Abb. (6.21) zeigt je ein Beispiel für Signalbeiträge aus direkten Treffern des PbF<sub>2</sub>-Kristalls und Beiträge aus Schauerleckage. Man beobachtet, dass sich die elektromagnetischen Schauer der direkten Treffer des PbF<sub>2</sub>-Kristalls im vorderen Teil des Kristalls entwickeln. Dies ist durch die vergleichsweise geringe Energie der Möllerelektronen von  $E' \simeq 70$  MeV erklärbar. Die Kristalle sind mit einer Länge von 15 cm bis 17 cm für den Einsatz im A4-Kalorimeter

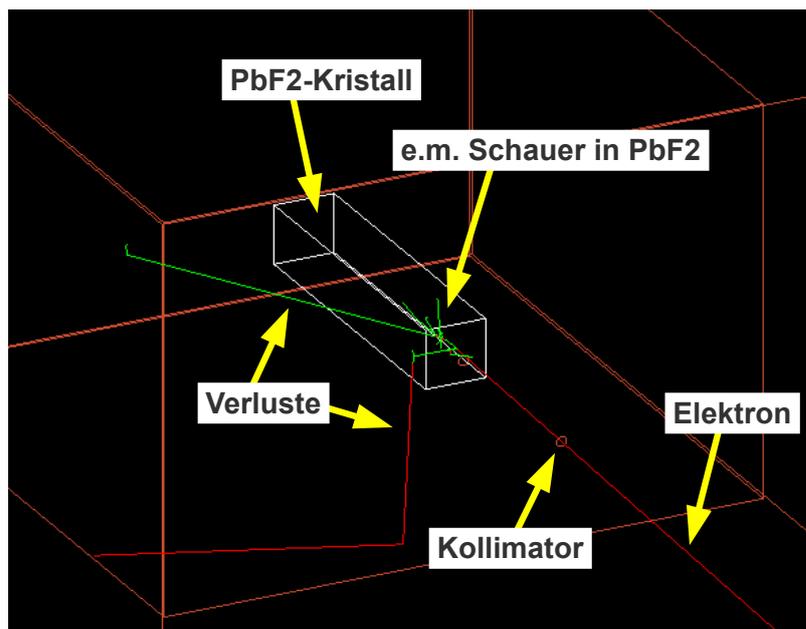
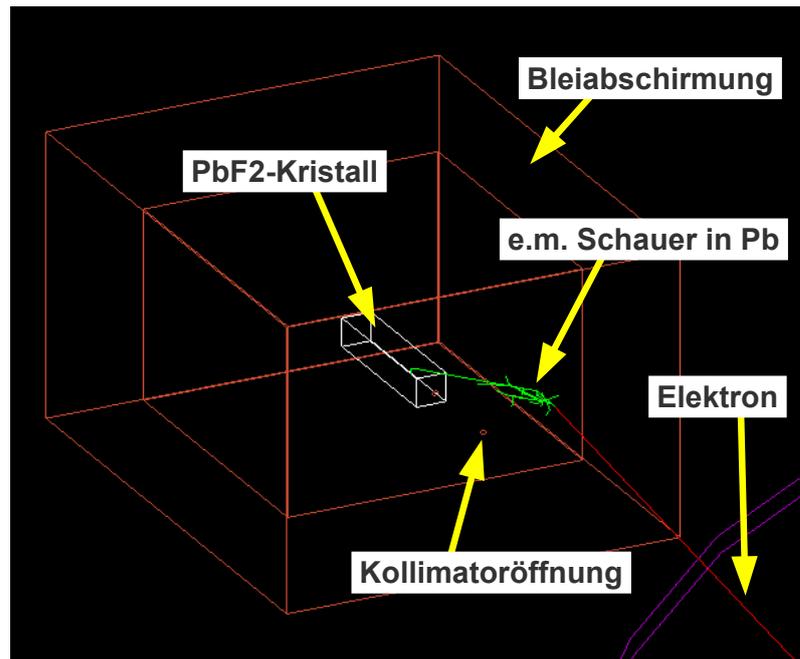


Abbildung 6.21: Oben: Leckage eines Schauers, welcher sich im Blei der Abschirmung ausbildet, in den PbF<sub>2</sub>-Kristall. Das Elektron trifft auf die Bleiabschirmung, es entsteht ein elektromagnetischer Schauer in Blei. Ein Photon des Schauers (grün) erreicht den PbF<sub>2</sub>-Kristall und deponiert ca. 1 MeV seiner Energie im Detektormaterial.

Unten: Direkter Treffer des Kristalls durch ein Møller-gestreutes Elektron (Primärteilchen) mit einer Energie von 69 MeV. Ein elektromagnetischer Schauer bildet sich im PbF<sub>2</sub>-Kristall aus. Insgesamt werden 62 MeV im Detektor deponiert. Der Detektor kann aufgrund der zu geringen Dimensionierung des Kristalls nur näherungsweise als vollabsorbierendes Kalorimeter betrachtet werden.

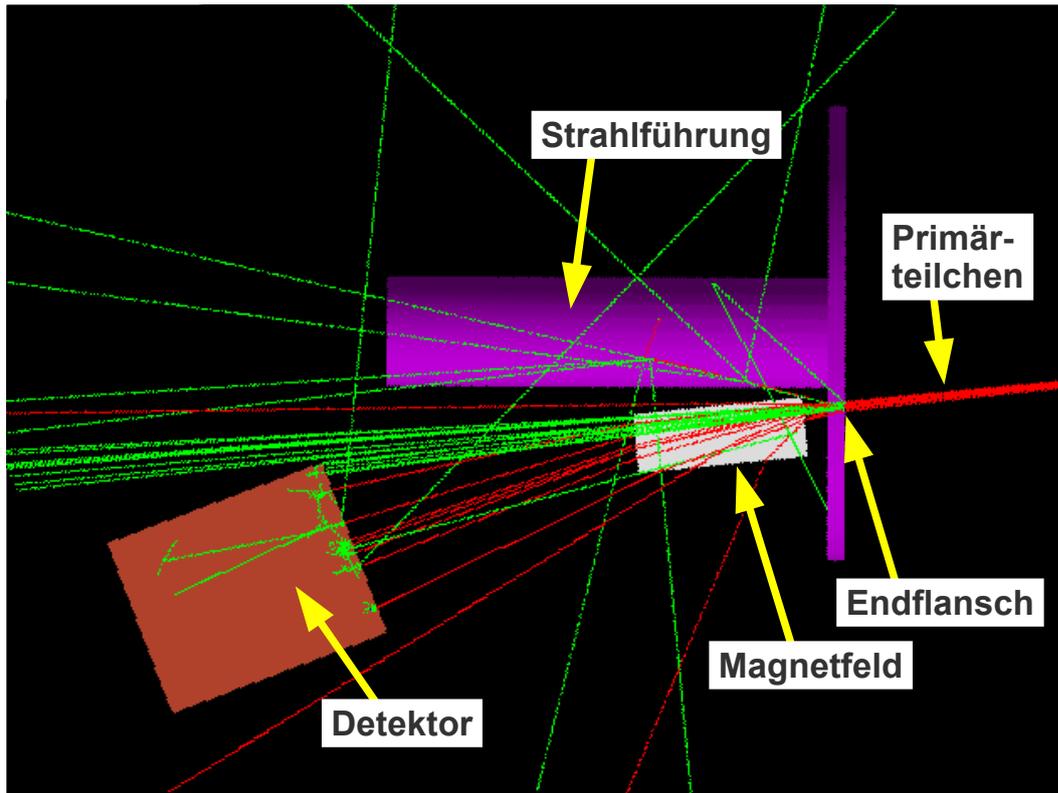


Abbildung 6.22: Simulation von 10 unter  $\theta \simeq 6^\circ$  gestreuten Møllerelektronen (Primärteilchen, rot). Diese treten von rechts kommend ins Bild ein. Das Magnetfeld der Simulation ist streng homogen. Man erkennt deutlich den Effekt des Energie- und Winkelstraggling im Endflansch. Die Elektronen erleiden hier vor allem Bremsstrahlungsverluste (Photonen, grün). Dieser Effekt reduziert die Anzahl der direkten Treffer des Kristalls und begünstigt somit die Untergrundbeiträge zum Signal.

und somit für Elektronenenergien  $E' \simeq 700$  MeV optimiert. Ein kürzerer Kristall würde die Ausbeute der Cherekov-Photonen erhöhen. Um diese Hypothese quantitativ zu belegen, sind weitere Studien vonnöten.

Die Signalbeiträge aus Schauerleckagen sind im Vergleich zu direkten Treffern des  $\text{PbF}_2$ -Kristalls durch Møllerelektronen sehr häufig, da der Kollimatordurchmesser vor dem  $\text{PbF}_2$ -Detektor nur 2,5 mm beträgt. Weiterhin trägt das Winkel- und Energiestraggling der Primärteilchen, welches durch Kollisionen und Bremsstrahlungsverluste zustande kommt, innerhalb der 8 mm dicken Aluminiumschicht des Endflansches der Streukammer dazu bei, dass nur wenige Elektronen den Kristall ohne Kontakt mit der Bleiabschirmung erreichen. In Abb. (6.22) erkennt man deutlich die Auffächerung der Elektronen im Aluminium der Streukammer. Im Gegenzug macht die Auffächerung der Møller-gestreuten Elektronen im Aluminium des Endflansches der Streukam-

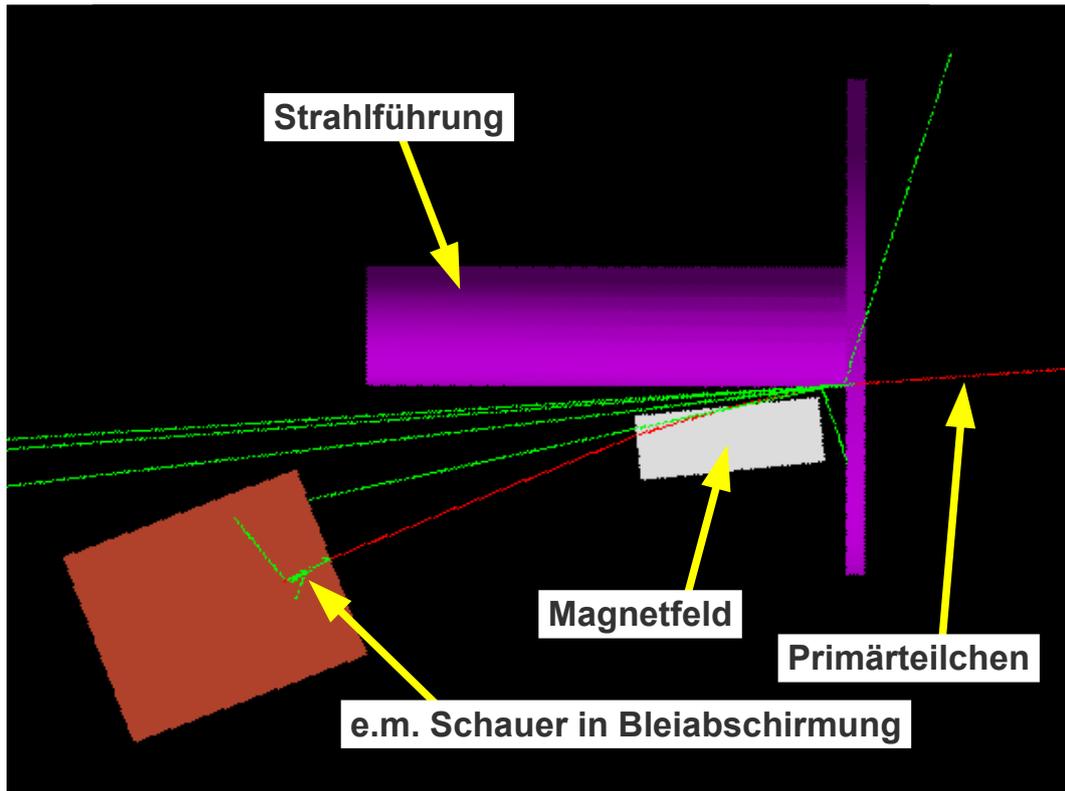


Abbildung 6.23: Beispiel für einen Signalbeitrag aus Møller-Mehrfachstreuung an der Strahlführung. Das Primärteilchen wird unter  $(\theta, \phi) = (4, 3^\circ, -4^\circ)$  emittiert und an der Strahlführung aus Aluminium gestreut. Es wird zusätzlich im Magnetfeld abgelenkt und erzeugt einen elektromagnetischen Schauer in der Bleiabschirmung des Detektors, welcher einen geringen Beitrag (Energiedeposition  $\sim 1$  MeV) zum Detektorsignal leistet. Ereignisse dieser Art sind hauptsächlich für den hohen Untergrundanteil in den Energiespektren des  $\text{PbF}_2$ -Detektors verantwortlich, da die Rate der Møller-gestreuten Elektronen zu kleinen Laborstreuwinkeln hin drastisch zunimmt (Abb. (4.11)).

mer eine präzise Justage des Prototyps und ein streng homogenes Magnetfeld unnötig.

Der um etwa einen Faktor 10 stärkere Anstieg des Untergrunds im Spektrum ohne Koinzidenz erklärt sich durch Treffer, welche aus Møller-Mehrfachstreuung an der Strahlführung resultieren, wie in Abb. (6.23) gezeigt ist. Hierbei tragen auch Photonen aus Bremsstrahlung von der Strahlführung zum Signal bei.

Der Signalbeitrag der elastisch am Proton gestreuten Elektronen wurde ebenfalls mithilfe der Simulation untersucht. Ihr Beitrag zu den simulierten Energiespektren ist aufgrund der wesentlich geringeren Rate (Abb. (4.11)) sowie der geringeren Beeinflussung der Trajektorien im Aluminium des Endflansches und im Magnetfeld vernachlässigbar.

Es ist somit die Anzahl der direkten Treffer des Kristalls durch Møller-gestreuete

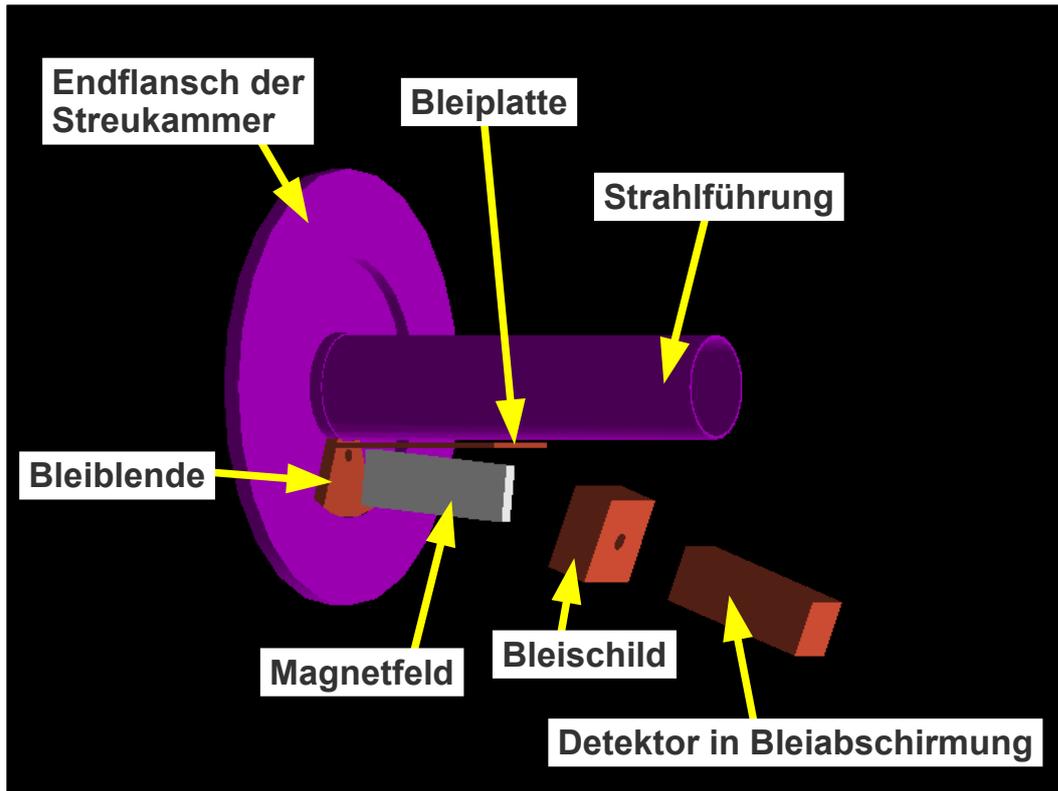


Abbildung 6.24: Geometrische Anordnung des simulierten Aufbaus. Es wurde eine 1 cm dicke Bleiplatte als Abschirmung des Detektors gegen die Strahlführung hinzugefügt. Ferner dient ein in Teilchenflugrichtung 10 cm dicker Bleischild der Reduktion von Signalbeiträgen aus Schauerleckage in Blei. Die Durchlassöffnung des Schildes besitzt einen Durchmesser von 40 mm.

Elektronen zu erhöhen, gleichzeitig muss die Abschirmung des Detektors gegen die Strahlführung verbessert werden, da Møller-Mehrfachstreuung an der Strahlführung den größten Beitrag zum Untergrundanteil des Signals liefert. Da der Großteil der Untergrundrate von an der Strahlführung gestreuten Elektronen herrührt, liegt die Vermutung nahe, dass die mit den Luminositätsmonitoren gemessenen Asymmetrien (Kapitel 5) ebenfalls durch derartige Untergrundprozesse verfälscht werden.

#### 6.4.2.4 Simulation mit verändertem Aufbau

Eine Erhöhung der Zahl direkter Treffer des  $\text{PbF}_2$ -Detektors durch unter  $(\theta, \phi) = (6^\circ, 0^\circ)$  emittierte Primärteilchen gelingt am einfachsten durch eine Vergrößerung des Bleikollimators vor dem  $\text{PbF}_2$ -Detektor. Eine zusätzliche Abschirmung des Detektors gegen die Strahlführung ist notwendig, um Untergrund durch an der Strahlführung gestreute Elektronen zu reduzieren.

Dementsprechend wurde die geometrische Anordnung des Experiments in der Simulation verändert. Der Kollimator des  $\text{PbF}_2$ -Detektors wurde auf einen Durchmesser von 30 mm erweitert. Eine zusätzliche Bleiabschirmung des Detektors gegen die Strahlführung wurde simuliert. Abb. (6.24) zeigt die veränderte Geometrie.

Gemäß dieser Modifikation wurde der Aufbau des S.A.M.S.-Prototyps verändert. Die Ergebnisse von Simulation und Messung werden in den folgenden Abschnitten dargestellt und diskutiert.

### 6.4.3 Modifikation des Prototyps

Entsprechend den aus der Simulation gewonnenen Erkenntnissen wurde der Prototyp des S.A.M.S. umgebaut, wie in Abb. (6.25) gezeigt. Der  $\text{PbF}_2$ -Detektor wurde auf den zentralen Kristall reduziert, um Platz für zusätzliche Bleiabschirmung zu schaffen. Abb. (6.26) zeigt den  $\text{PbF}_2$ -Detektor des S.A.M.S.-Prototyps nach der Entfernung der acht zusätzlichen Kristalle.

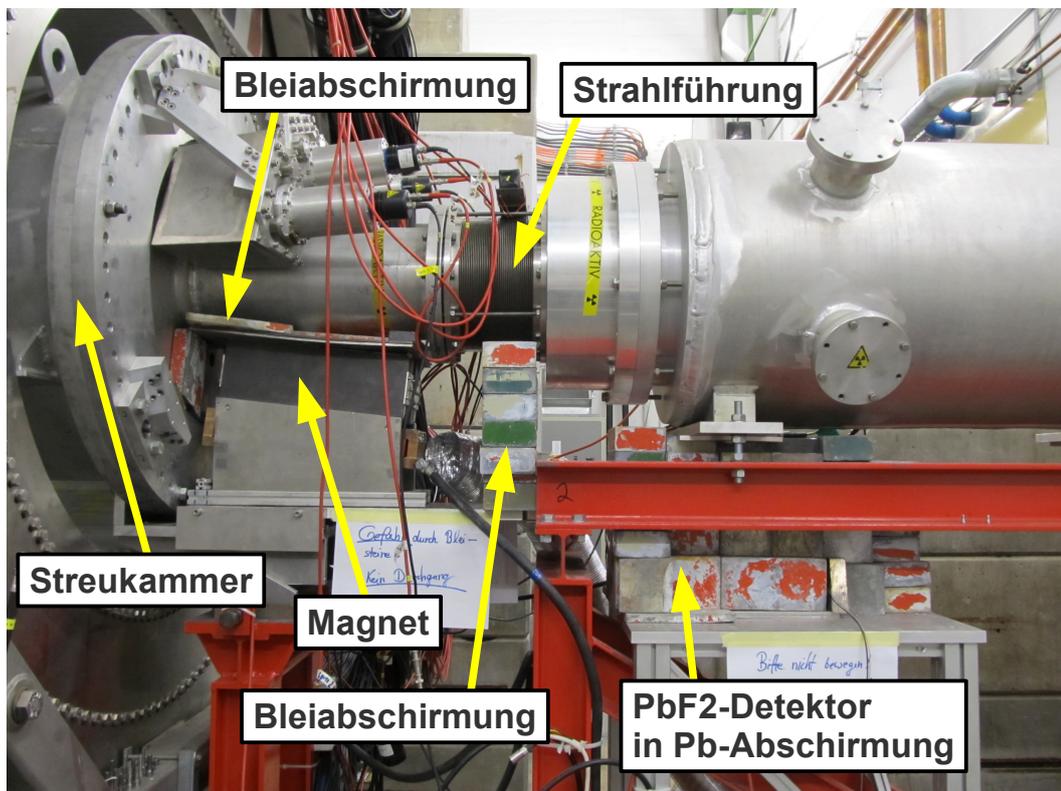


Abbildung 6.25: Überblick über den modifizierten Aufbau des S.A.M.S.-Prototyps. Oberhalb des Magneten wurden Bleiplatten hinzugefügt, die den Detektor gegen die Strahlführung abschirmen. Ferner wurde zwischen Magnet und Detektor ein zusätzlicher Bleischild errichtet.

## Der Bleifluorid-Detektor des S.A.M.S.-Prototyps

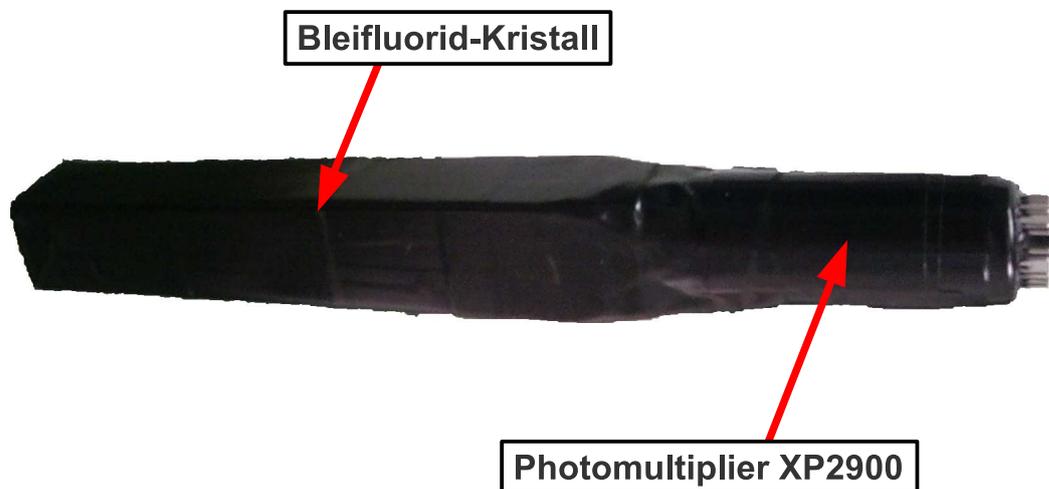


Abbildung 6.26: Der  $\text{PbF}_2$ -Detektor des S.A.M.S.-Prototyps.

Die Kollimatoröffnung des  $\text{PbF}_2$ -Detektors aus Abb. (6.9) wurde von 2,5 mm Durchmesser auf 30 mm Durchmesser erweitert, so dass nahezu die gesamte Stirnfläche des  $\text{PbF}_2$ -Kristalls exponiert ist.

Zusätzlich wurde die Bleiabschirmung erweitert. Auf den Magneten wurden Bleiplatten gelegt, welche eine Verringerung des Signalbeitrags aus Møller-Mehrfachstreuung bewirken. Aufgrund des geringen zur Verfügung stehenden Platzes konnten hierfür lediglich Platten mit einer Dicke von 1 cm eingesetzt werden, so dass nicht von einer vollständigen Abschirmung des Detektors gegen die Strahlführung ausgegangen werden kann. Abb. (6.27) zeigt die verbesserte Abschirmung oberhalb des Magneten.

Um die Anzahl der aus Schauerleckage in der Bleiabschirmung des Detektor resultierenden Signalbeiträge zu reduzieren, wurde zwischen Magnet und Detektor ein zusätzlicher Bleischild errichtet. Dieser ist in Strahlrichtung 10 cm dick ( $\approx 17,9$  Strahlungslängen) und besitzt einen quaderförmigen Durchlass für die Møller-gestreuten Elektronen von 40 mm Breite und 100 mm Höhe. Abb. (6.28) zeigt den Bleischild, wie er im Experiment eingesetzt wird.

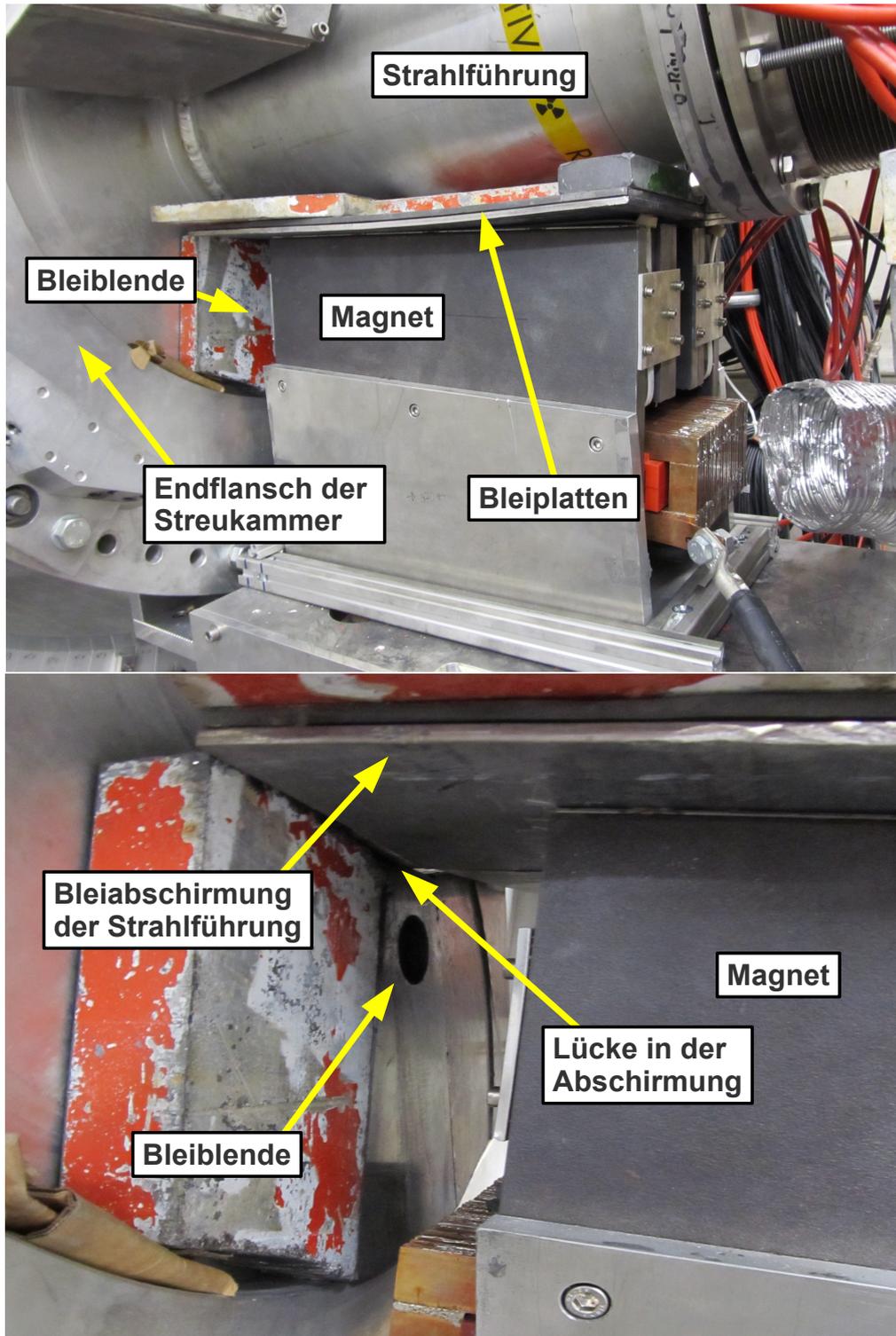


Abbildung 6.27: Bleiabschirmung der Strahlführung.

Oben: Auf den Magneten wurden 1 cm dicke Bleiplatten gelegt, um den Detektor gegen die Strahlführung abzuschirmen. An den Seiten wurde die Abschirmung durch dünne Bleisteine ergänzt.

Unten: Blick auf die Bleiblende an der Streukammer. Die Abschirmung der Strahlführung liegt mit Ausnahme einer kleinen Lücke direkt an der Bleiblende an.

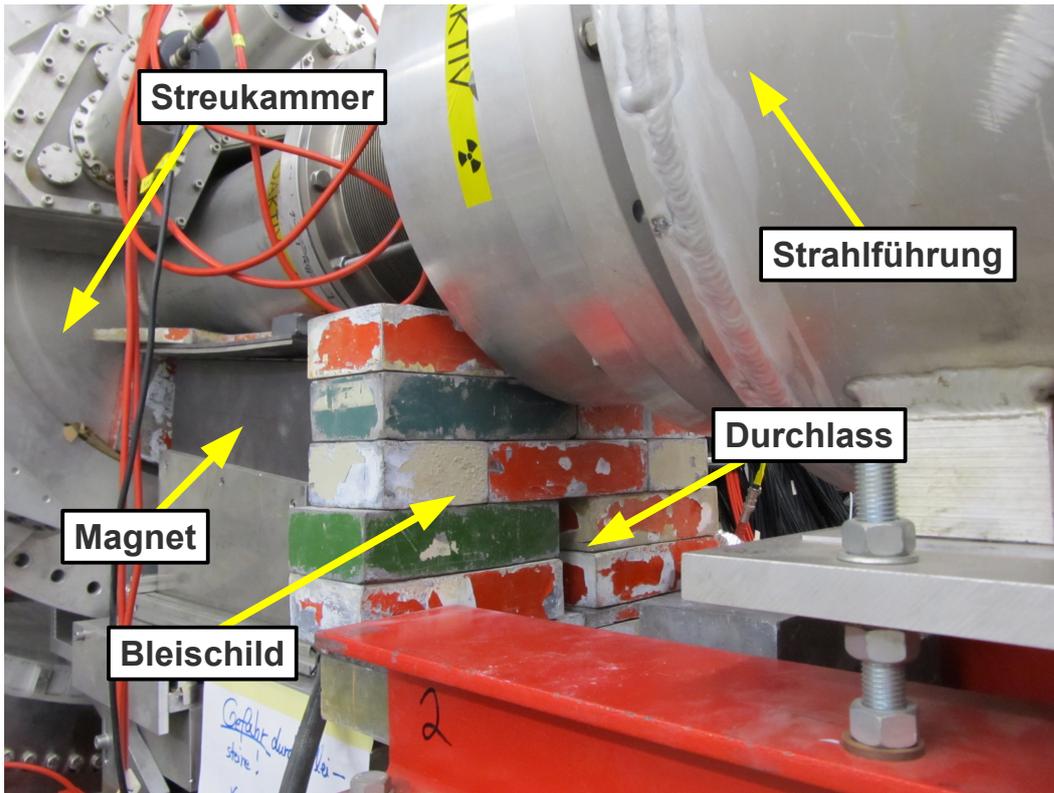


Abbildung 6.28: Der Bleischild zwischen Magnet und  $\text{PbF}_2$ -Detektor.

#### 6.4.4 Analyse der Messdaten des verbesserten Prototyps

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Messungen mit dem modifizierten Prototyp des S.A.M.S. erörtert. Die gemessenen Energiespektren werden mit den simulierten Spektren verglichen, die gemessenen Asymmetrien werden vorgestellt und diskutiert. Die gezeigten Energiespektren sind aufgrund der Limitierungen der verwendeten Auslesesoftware nicht direkt miteinander vergleichbar, da sie nicht identischen Messzeiten entsprechen.

Bei einem Strahlstrom von 10 nA und einer Strahlenergie von 315 MeV wurden Energiespektren aufgenommen. Abb. (6.29) zeigt ein Koinzidenzspektrum im Vergleich mit den Daten der Simulation. Sämtliche im Folgenden vorgestellten simulierten Spektren wurden so skaliert, dass die lokalen Maxima von simuliertem und gemessenem Koinzidenzspektrum in der Nähe von ADC-Kanalnummer 300 in Abb. (6.29) zusammenfallen.

Die statistischen Fehler der Bins der gemessenen Daten ergeben sich aus der Poisson-Statistik: Hat ein Bin die Höhe  $N$ , so gilt für die statistische Unsicherheit  $\Delta N$ :

$$\Delta N = \sqrt{N} \quad (6.18)$$

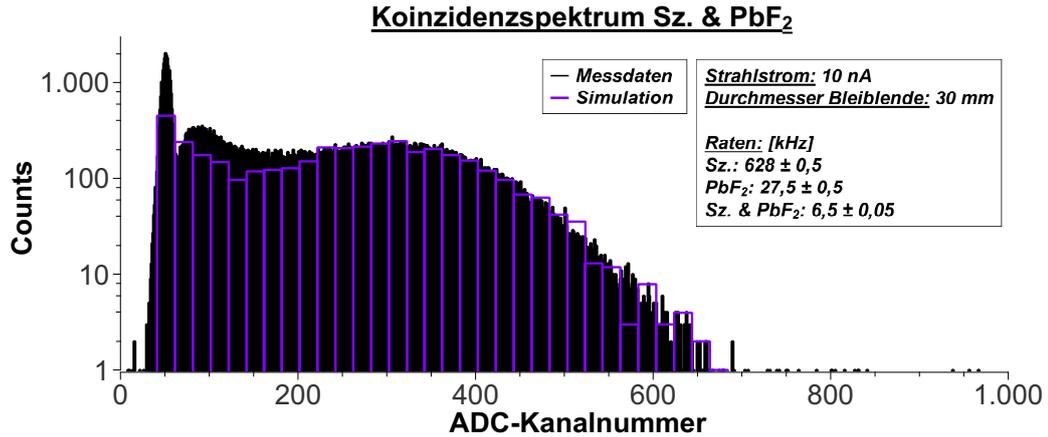


Abbildung 6.29: Gemessenes (schwarz) und simuliertes (violett) Koinzidenzspektrum des Szintillations- und PbF<sub>2</sub>-Detektors. Es wurden  $10^5$  Ereignisse gemessen. Bei ADC-Kanalnummer 50 liegt das Signal der Pedestal-clock, rechts davon liegt die CFD-Schwelle. Man erkennt unterhalb von Kanalnummer 200 eine abfallende Flanke. Es handelt sich um Beiträge aus Treffern der Bleiabschirmung. Bei höheren Kanalnummern befinden sich die direkten Treffer des Kristalls. Aus den Simulationsdaten lässt sich entnehmen, dass ADC-Kanalnummer 300 einer im PbF<sub>2</sub>-Kristall deponierten Energie von etwa 37 MeV entspricht. Weitere Diskussion im Text.

Das Koinzidenzspektrum in Abb. (6.29) weist eine deutliche Erhöhung der Anzahl direkter Treffer des PbF<sub>2</sub>-Kristalls gegenüber dem in Abb. (6.15) auf. Die Ursache hierfür liegt in der Vergrößerung des Kollimatordurchmessers vor dem PbF<sub>2</sub>-Detektor von 2,5 mm auf 30 mm.

Die Breite des Peaks erklärt sich als Kombination mehrerer Effekte: Im Experiment wurde eine Verstärkung des Detektorsignals um Faktor 25 eingesetzt, was zu einer Streckung des gesamten Spektrums führt. Ferner ist die Größe des Kollimators vor dem Detektor mit einer großen Winkelakzeptanz verbunden. Nicht alle Elektronen, die den Kristall direkt treffen, deponieren ihre gesamte Energie im Kristall. Es besteht eine Abhängigkeit vom Einfallswinkel, was dazu führt, dass der Peak asymmetrisch verbreitert wird. Auch verlieren die Elektronen sowohl vor der Streuung im  $\ell\text{H}_2$ -Target als auch beim Passieren der 8 mm dicken Aluminiumschicht des Endflansches der Streukammer unterschiedlich viel Energie.

Oberhalb von Kanalnummer 700 in Abb. (6.29) existieren vereinzelte Einträge, welche das Resultat von Mehrfachtreffern sind.

In der Simulation des Koinzidenzspektrums in Abb. (6.29) wurde die Bleiblende am Endflansch der Streukammer mit  $10^5$  Møller-gestreuten Elektronen beschossen. Der Verlauf des Peaks oberhalb von Kanalnummer 250 wird im Rah-

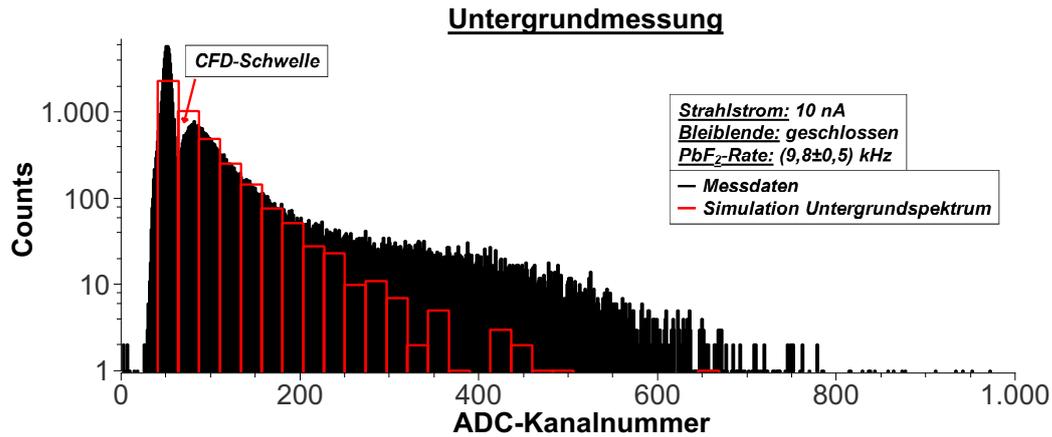


Abbildung 6.30: Energiespektrum der Untergrundmessung. Bei Kanalnummer 50 ist der Peak der Pedestal-clock gut erkennbar. Rechts davon liegt die CFD-Schwelle. Der Verlauf des gemessenen Spektrums beginnt mit einer schnell abfallenden Flanke zwischen Kanal Nummer 100 und 200. Es gibt einen Wendepunkt in der Nähe von Kanal 400, welcher von der Simulation nicht reproduziert wird. Weitere Diskussion im Text.

men der statistischen Genauigkeit reproduziert. Die Simulation kann den Teil des Koinzidenzspektrums unterhalb von Kanalnummer 200 nicht exakt reproduzieren. Der Grund hierfür ist, dass die geometrische Anordnung des Experiments in der Simulation nur annähernd nachgebildet wurde. Im Experiment können die Elektronen beispielsweise an den Polschuhen des Magneten gestreut werden und so zum linken Teil des Spektrums beitragen, was in der Simulation nicht möglich ist, da hier nur ein homogenes Magnetfeld implementiert wurde. Es wurde eine Untergrundmessung bei 10 nA Strahlstrom durchgeführt, indem die Bleiblende am Endflansch der Streukammer mit dem dafür vorgesehenen Einsatz (Abb. (6.11)) geschlossen wurde. Das gemessene Energiespektrum des PbF<sub>2</sub>-Detektors und das simulierte Untergrundspektrum sind in Abb. (6.30) dargestellt. Man erkennt, dass die 1 cm dicken Bleiplatten oberhalb des Magneten nicht ausreichen, den Detektor gegen die Strahlführung abzuschirmen. Dies entspricht der Erwartung, da die Strahlungslänge von Blei 0,56 cm beträgt.

Das simulierte Untergrundspektrum wurde durch den Beschuss der Strahlführung mit  $1,08 \cdot 10^8$  Primärteilchen generiert. Dabei wurden Laborstreuwinkel  $(\theta, \phi) \in \{[2^\circ, 4^\circ], [0^\circ, 360^\circ]\}$  berücksichtigt. Die Simulation reproduziert im Rahmen der statistischen Genauigkeit der Messdaten die schnell abfallende Flanke des Spektrums zwischen Kanal Nummer 100 und 200. Der leichte Wiederanstieg bei höheren Kanalnummern wird nicht von der Simulation re-

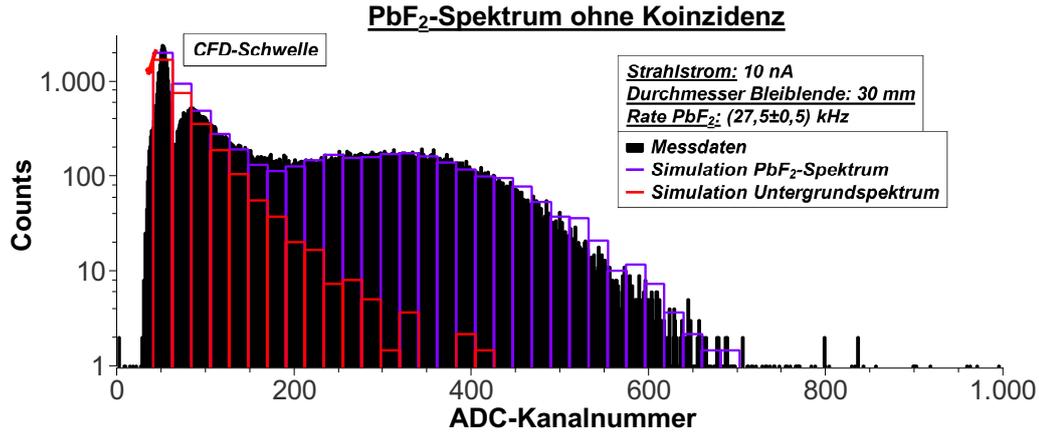


Abbildung 6.31: ADC-Spektrum des PbF<sub>2</sub>-Detektors (schwarz) und simuliertes Spektrum (violett). Gezeigt ist auch der Untergrundanteil des simulierten Spektrums aus Mehrfachstreuung an der Strahlführung (rot). Bei Kanalnummer 50 ist der von der Pedestal-clock erzeugte Peak erkennbar, rechts daneben befindet sich die CFD-Schwelle. Die Diskussion des Spektrums findet sich im Text.

produziert. Die wahrscheinliche Ursache für diese Abweichung ist, dass die Bleiabschirmung am Endflansch der Streukammer nicht den gesamten unerwünschten Winkelbereich abschirmt. In Abb. (6.27) erkennt man eine Lücke in der Abschirmung oberhalb der Austrittsöffnung der Blende, an der Verbindungsstelle zwischen der Bleiplatte zur Abschirmung der Strahlführung und der Bleiblende. Dies würde auch die Lage der Abweichung im Spektrum erklären: Sie liegt im Bereich derjenigen Ereignisse mit hoher Energiedeposition im Detektor. Weiterhin wurde die Strahlführung in der Simulation als dünner Hohlzylinder aus Aluminium modelliert, während die Strahlführung im Experiment abschnittsweise eine komplexere Topologie besitzt, vgl. Abb. (6.24) und (6.25).

Abb. (6.31) zeigt das bei 10 nA Strahlstrom ohne Koinzidenzbedingung gemessene Energiespektrum des PbF<sub>2</sub>-Detektors sowie entsprechende Simulationsergebnisse. Der Verlauf des gemessenen Spektrums entspricht der Erwartung, berücksichtigt man die vorangegangene Diskussion von Koinzidenz- und Untergrundspektrum: Im linken Teil des Spektrums (Kanalnummer < 200) erkennt man eine Flanke, welche stärker abfällt als der entsprechende Teil des Koinzidenzspektrums. Der Grund hierfür ist, dass nun im Spektrum zusätzlich die an der Strahlführung gestreuten Teilchen berücksichtigt werden.

Man erkennt deutlich den Beitrag der direkten Treffer im Bereich von Kanal 200 bis 700. Bei Kanalnummern > 700 sind einzelne, aus Mehrfachtreffern re-

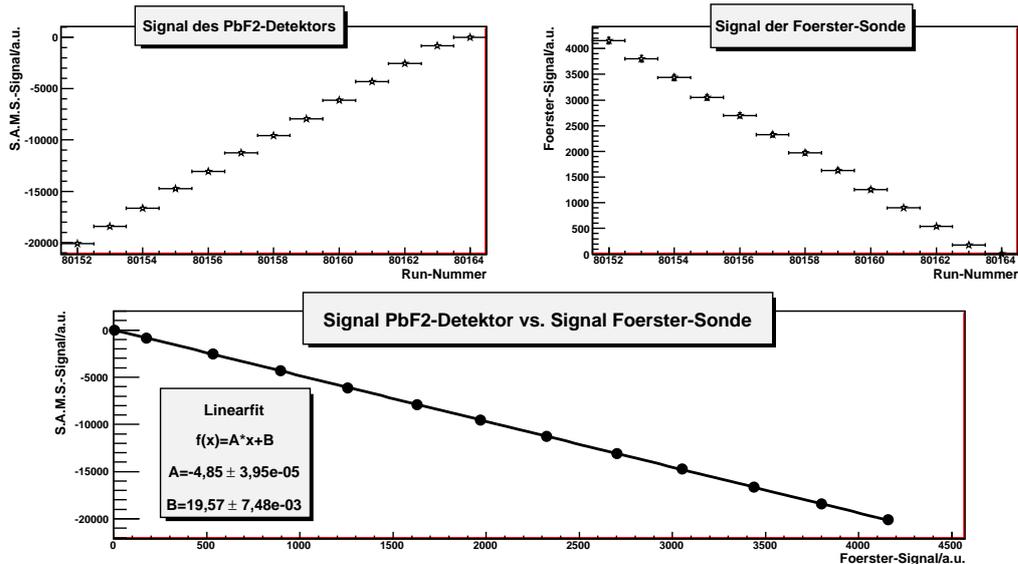


Abbildung 6.32: Messung der Signalhöhe des  $\text{PbF}_2$ -Detektors in Abhängigkeit vom Strahlstrom.

Oben: Der Strahlstrom wurde in Schritten von  $2 \mu\text{A}$  von  $23 \mu\text{A}$  auf  $1 \mu\text{A}$  reduziert. Für jede Strahlstromeinstellung wurden die Signalhöhen des  $\text{PbF}_2$ -Detektors und der Foerster-Sonde für eine Run-Dauer von 240 s separat gemessen und gegen die Run-Nummer aufgetragen.

Unten: Signal des  $\text{PbF}_2$ -Detektors gegen das Signal der Foerster-Sonde. Man erkennt, dass in hinreichend guter Näherung ein linearer Zusammenhang besteht.

sultierende Ereignisse histogrammiert.

Das simulierte Energiespektrum des  $\text{PbF}_2$ -Detektors ohne Koinzidenz ergibt sich als Summe des simulierten Koinzidenz- und des simulierten Untergrundspektrums. Hierzu wurden etwa  $1,1 \cdot 10^8$  am  $\ell\text{H}_2$ -Target Møller-gestreute Elektronen simuliert.

Die Simulation reproduziert den Bereich zwischen Kanalnummer 200 und 700 im Rahmen des statistischen Fehlers der Messdaten. Eine Abweichung gibt es im Bereich von Kanalnummer 175, am Übergang zwischen abfallender Flanke des Spektrums und Wiederanstieg. Diese ist eine direkte Konsequenz der zuvor beschriebenen Tatsache, dass die Simulation das Koinzidenzspektrum in diesem Bereich nicht hinreichend genau wiedergibt. Im Bereich von Kanal 500 bis 700 überschätzt die Simulation die Anzahl der Treffer des  $\text{PbF}_2$ -Kristalls geringfügig. Man erkennt an den Simulationsdaten in Abb. (6.31), dass ein großer Anteil des Untergrunds im gemessenen Spektrum von an der Strahlführung gestreuten Teilchen herrührt.

Bei einem Strahlstrom von  $20 \mu\text{A}$  und einer Strahlenergie von 315 MeV wur-

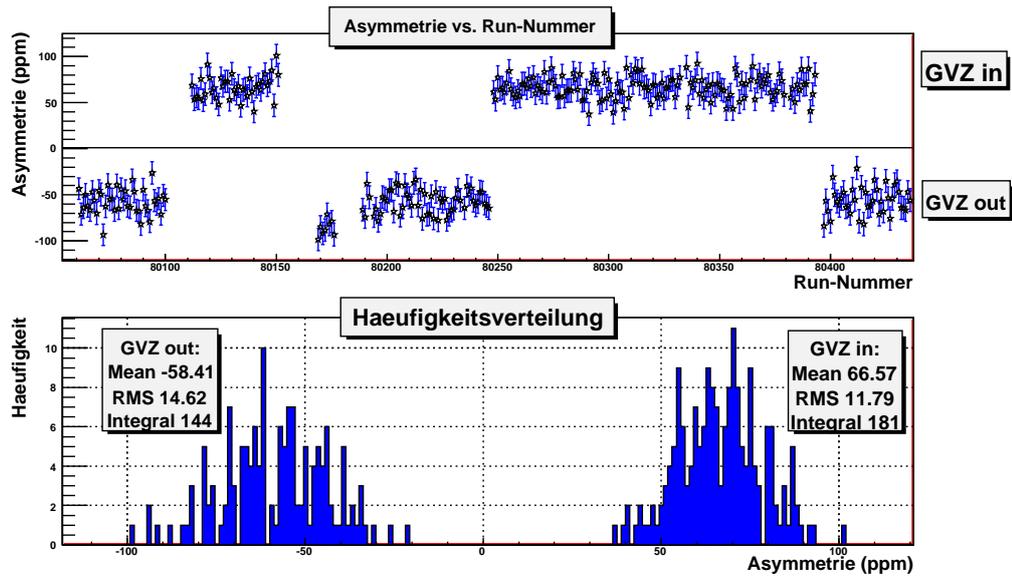


Abbildung 6.33: Bei  $20\mu\text{A}$  Strahlstrom mit dem S.A.M.S. gemessene Asymmetrien.

Oben: Asymmetrien gegen Run-Nummer. Die gesamte Messzeit beträgt 27 Stunden. Davon wurden 12 Stunden ohne GVZ und 15 Stunden mit GVZ gemessen. Jeder Datenpunkt entspricht einem 5 Minuten dauernden Run.

Unten: Häufigkeitsverteilung der gemessenen Asymmetrien. Die im obigen Bild gezeigten Asymmetrien wurden histogrammiert. Man erkennt eine klare Trennung der Asymmetrien, die mit GVZ gemessen wurde von denen, die ohne GVZ gemessen wurden.

Weitere Diskussion im Text.

den Asymmetriemessungen durchgeführt. Aufgrund der hohen Raten  $\sim 50$  MHz wurde integrierend gemessen.

Um die Notwendigkeit von Nichtlinearitätskorrekturen des Signals des  $\text{PbF}_2$ -Detektors zu überprüfen, wurde die Signalhöhe des  $\text{PbF}_2$ -Detektors in Abhängigkeit vom Strahlstrom gemessen. Hierzu wurden für verschiedene Strahlströme die Signale des  $\text{PbF}_2$ -Detektors und der Förster-Sonde für die Dauer von je 4 Minuten separat gemessen. Die Förster-Sonde ist als linearer Detektor zur Bestimmung des Strahlstroms anzusehen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abb. (6.32) dargestellt. Man erkennt einen in guter Näherung linearen Zusammenhang zwischen dem Signal der Förster-Sonde und dem des  $\text{PbF}_2$ -Detektors. Somit kann man von einer Korrektur des Signals des  $\text{PbF}_2$ -Detektors auf Nichtlinearitäten absehen.

Abb. (6.33) zeigt die bei einem Strahlstrom von  $20\mu\text{A}$  gemessenen Asymmetrien. Es handelt sich dabei um die direkt gemessenen Asymmetrien ohne Korrektur auf apparative Asymmetrien. Ein Vergleich mit Abb. (6.17) zeigt, dass die Modifikationen des Prototyps zu einer wesentlichen Verbesserung in

der Asymmetriemessung führten: Man erkennt eine klare Trennung der Asymmetrien, die mit GVZ gemessen wurden von denen, die ohne GVZ gemessen wurden. Mit GVZ wurde eine mittlere Asymmetrie von  $(66,57 \pm 0,88)$  ppm gemessen. Ohne GVZ ergibt sich ein Mittelwert der gemessenen Asymmetrien von  $(-58,41 \pm 1,22)$  ppm. Der angegebene statistische Fehler entspricht dem Standardfehler des Mittelwerts

$$\Delta A_{stat.} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}, \quad (6.19)$$

wo  $\sigma$  die Standardabweichung (RMS) und  $N$  die Anzahl der Histogrammeinträge ist. Diese Werte liegen größenordnungsmäßig dicht beim erwarteten Wert von 60 ppm für übliche Strahlpolarisationen zwischen 70 % und 80 %. Eine Extraktion des mittleren Polarisationsgrades unter Zuhilfenahme der Simulationsdaten ist möglich und wird in Abschnitt 6.5 durchgeführt.

## 6.5 Extraktion des Polarisationsgrads

Die im letzten Unterabschnitt vorgestellten Messdaten werden im Folgenden dazu verwendet, einen über die Zeitdauer der Datennahme gemittelten Polarisationsgrad zu bestimmen. Hierzu werden zunächst die gemessenen Asymmetrien auf apparative Asymmetrien hin korrigiert. Aus der Verteilung dieser korrigierten Asymmetrien wird die physikalische Asymmetrie bestimmt. Anschließend erfolgt die Bestimmung der Signalanteile der Møller-gestreuten Elektronen und des Untergrunds mit Hilfe der gemessenen Energiespektren und der Simulationsdaten. Dies gestattet die Bestimmung des gemittelten Polarisationsgrads. Abschließend werden systematische Unsicherheiten bei der Bestimmung von  $P$  abgeschätzt.

### 6.5.1 Bestimmung der physikalischen Asymmetrie

Die Bestimmung der physikalischen Asymmetrie verlangt zunächst die Korrektur der im Experiment gemessenen Asymmetrien auf apparative Asymmetrien. Eine Beschreibung des Verfahrens zur Korrektur der gemessenen Asymmetrien auf apparative Asymmetrien ist in Kapitel 4 gegeben. Die Korrekturen wurden von C. Weinrich (A4 Kollaboration) berechnet.

Abb. (6.34) zeigt die auf apparative Asymmetrien korrigierten Messwerte.

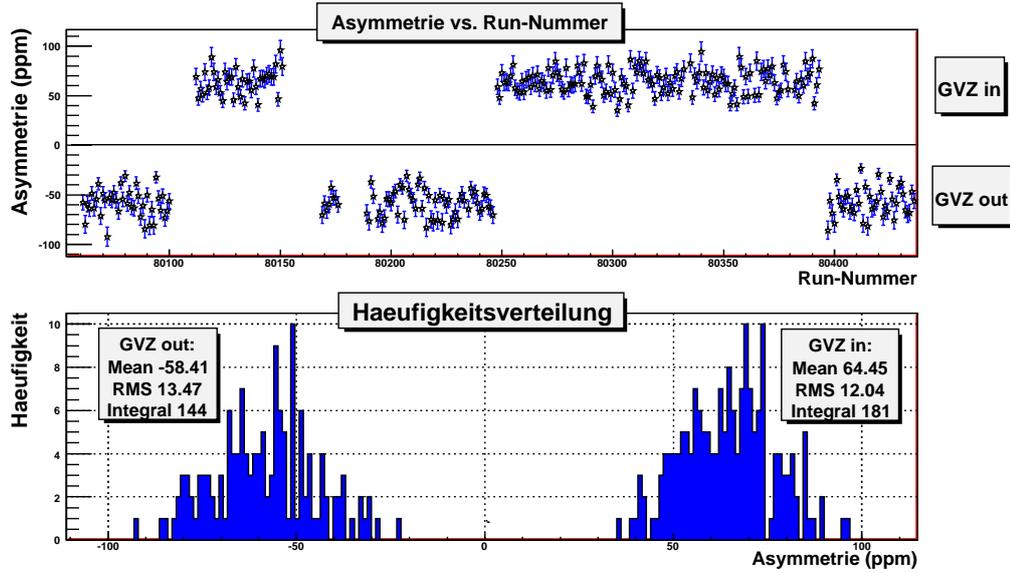


Abbildung 6.34: Auf apparative Asymmetrien korrigierte gemessene Asymmetrien.

Oben: Korrigierte Asymmetrie gegen Run-Nummer.

Unten: Häufigkeitsverteilung der korrigierten Asymmetrien. Die Verteilung entsteht durch Histogrammierung der Werte im obigen Bild.

Weitere Diskussion im Text.

Die mit GVZ gemessene mittlere Asymmetrie beträgt nach Anbringung der Korrektur  $A_{in} = (64,45 \pm 0,89)$  ppm. Für die ohne GVZ gemessene, korrigierte Asymmetrie ergibt sich  $A_{out} = (-58,41 \pm 1,12)$  ppm. Der Abstand von  $-A_{in}$  und  $A_{out}$  verringert sich somit durch die Korrektur auf apparative Asymmetrien nur geringfügig. Die Fehlerintervalle von  $-A_{in}$  und  $A_{out}$  überlappen nicht. Dies ist ein Hinweis auf systematische Fehler bei der Asymmetriemessung, deren Ursache im Rahmen dieser Arbeit nicht ermittelt werden konnte. Da  $-A_{in}$  und  $A_{out}$  unter ungleichen Bedingungen (mit bzw. ohne GVZ) gemessen wurden, wird im Folgenden der gewichtete Mittelwert beider Größen als im Experiment bestimmte, physikalische Asymmetrie  $A_{exp}^{phys}$  angenommen. Es gilt:

$$\begin{aligned}
 A_{exp}^{phys} &= \frac{-A_{in}/(\Delta A_{in})^2 + A_{out}/(\Delta A_{out})^2}{(\Delta A_{in})^{-2} + (\Delta A_{out})^{-2}} \\
 &= -62,11 \text{ ppm}
 \end{aligned} \tag{6.20}$$

Der Fehler  $\Delta A_{exp}^{phys}$  ergibt sich als Maximum des inneren und äußeren Fehlers

$\Delta A_{min}$  und  $\Delta A_{max}$ , wobei

$$\begin{aligned}\Delta A_{min} &= \sqrt{\frac{1}{\Delta A_{in}^{-2} + \Delta A_{out}^{-2}}} \\ &= 0,70 \text{ ppm}\end{aligned}\tag{6.21}$$

und

$$\begin{aligned}\Delta A_{max} &= \sqrt{\Delta A_{min}^2 \cdot \left\{ \left( \frac{-A_{in} - A_{exp}^{phys}}{\Delta A_{in}} \right)^2 + \left( \frac{A_{out} - A_{exp}^{phys}}{\Delta A_{out}} \right)^2 \right\}} \\ &= 2,94 \text{ ppm.}\end{aligned}\tag{6.22}$$

Man erhält somit

$$A_{exp}^{phys} = (-62, 11 \pm 2, 94) \text{ ppm.}\tag{6.23}$$

Die Größe der Unsicherheit von  $A_{exp}^{phys}$  ist auf den Unterschied zwischen  $A_{in}$  und  $A_{out}$  zurückzuführen.

## 6.5.2 Methode zur Bestimmung des Polarisationsgrads

Bei der Berechnung des Polarisationsgrads werden die folgenden Annahmen getroffen:

1. Sämtliche zum Koinzidenzspektrum in Abb. (6.29) beitragenden Prozesse sind ausschließlich mit der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung versehen.
2. Der Beitrag zum gemessenen Signal des PbF<sub>2</sub>-Detektors, welcher aus Mehrfachstreuung an der Strahlführung herrührt, stammt von am  $\ell$ H<sub>2</sub>-Target Møller-gestreuten Elektronen. Die Asymmetrie dieses Signalbeitrags ist durch die Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung gegeben.
3. Das Signal des PbF<sub>2</sub>-Detektors ergibt sich als Summe der Beiträge zum Koinzidenzspektrum  $S_M$  und der Beiträge des Untergrundspektrums  $S_U$ :  
 $S_{ges} = S_M + S_U$

Annahme 1 ist zulässig, da die Møllerelektronen im Magnetfeld von den elastisch gestreuten Untergrundelektronen separiert werden und der Signalanteil

der elastisch gestreuten Untergrundelektronen somit vernachlässigt werden kann.

Annahme 2 stellt eine Näherung dar. Die Møller-Streureate dominiert im betrachteten Raumwinkelelement, vgl. Abb. (4.11). Den angesprochenen Beiträgen wird die Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung unter der Annahme zugewiesen, dass die zur Mehrfachstreuung beitragenden Prozesse keine eigenen Asymmetrien besitzen. Um dies zu verifizieren, sind weitere Studien erforderlich. Da sich zeigen wird, dass der Signalanteil des Untergrunds aus Mehrfachstreuung unterhalb von 20 % liegt, ist Annahme 2 näherungsweise zulässig.

Annahme 3 ist vernünftig, da man davon ausgehen kann, dass die unter  $(\theta, \phi) \simeq (6^\circ, 0^\circ)$  gestreuten Elektronen beim Passieren der in Strahlrichtung 30 mm ( $\simeq 5,4$  Strahlungslängen) dicken, geschlossenen Bleiblende am Endflansch der Streukammer im Mittel eine große Energieänderung erfahren und somit nicht mehr zum Signal des PbF<sub>2</sub>-Detektors beitragen.

Aus Gleichung (4.15) ergibt sich unter Berücksichtigung der Annahmen 1 bis 3:

$$A_{exp}^{phys} = P \cdot \frac{A_M \cdot S_M + A_U \cdot S_U}{S_M + S_U} \quad (6.24)$$

Dabei ist

$$A_{M,U} \equiv \frac{\int_{\Delta\Omega_{M,U}} d\Omega \{ \varepsilon(\theta, \phi) \cdot (A_{\perp}^{Moller}|_{P=1})(\theta, \phi) \}}{\int_{\Delta\Omega_{M,U}} d\Omega \{ \varepsilon(\theta, \phi) \}} \quad (6.25)$$

die über das entsprechende Raumwinkelelement  $\Delta\Omega_{M,U}$  gemittelte Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung. In Gl. (6.25) ist  $\varepsilon(\theta, \phi)$  die von  $\theta$  und  $\phi$  abhängige Anzahl der pro Zeitintervall im PbF<sub>2</sub>-Detektor nachgewiesenen Cherenkov-Photonen.

Mit Annahme 3 kann Gl. (6.24) weiter vereinfacht und nach dem Polarisationsgrad aufgelöst werden:

$$P = \frac{A_{exp}^{phys}}{A_M \cdot B_M + A_U \cdot B_U} \quad (6.26)$$

mit

$$B_{M,U} \equiv \frac{S_{M,U}}{S_{ges}}, \quad (6.27)$$

dem jeweiligen prozentualen Anteil am Gesamtsignal.

Somit ist für eine Bestimmung des Polarisationsgrads  $P$  die Kenntnis der Verteilung  $\varepsilon(\theta, \phi)$  und der prozentualen Signalanteile  $B_M$  und  $B_U$  notwendig.

### 6.5.3 Bestimmung der theoretisch erwarteten Asymmetrien

Da in der Simulation die Trajektorien aller Teilchen, die zum Signal des Detektors beitragen, bekannt sind, kann die Anzahl  $\varepsilon$  der im  $\text{PbF}_2$ -Detektor pro Zeiteinheit nachgewiesenen Cherenkov-Photonen in Abhängigkeit von den Polarwinkeln  $\theta$  und  $\phi$  berechnet werden.

Abb. (6.35) zeigt das Ergebnis dieser Berechnung. Die Verteilung wird von den die Bleiblende am Endflansch der Streukammer unter  $(\theta, \phi) \simeq (6^\circ, 0^\circ)$  passierenden Møllerelektronen dominiert. Der von der Strahlführung herrührende Untergrund stammt hauptsächlich von Elektronen, die im Intervall  $\theta \in [3, 5^\circ, 4, 5^\circ]$  unter einem Azimutwinkel  $\phi \in [-10^\circ, +10^\circ]$  gestreut wurden. Der übrige Teil der Strahlführung leistet nur einen sehr geringen Beitrag zum Signal des  $\text{PbF}_2$ -Detektors.

Der Streuwinkelbereich zwischen  $4,5^\circ$  und  $5,5^\circ$  wurde in der Simulation aus Effizienzgründen nicht berücksichtigt, da aufgrund der Bleiabschirmung an der Streukammer von einem vernachlässigbar kleinen Beitrag ausgegangen werden kann. Der statistische Fehler eines in Abb. (6.35) gezeigten Bins der Höhe  $N$  ergibt sich nach der Poisson-Statistik zu  $\sqrt{N}$ .

Die Kenntnis von  $\varepsilon(\theta, \phi)$  erlaubt die Berechnung der Größen  $A_{M,U}$  in Gl.

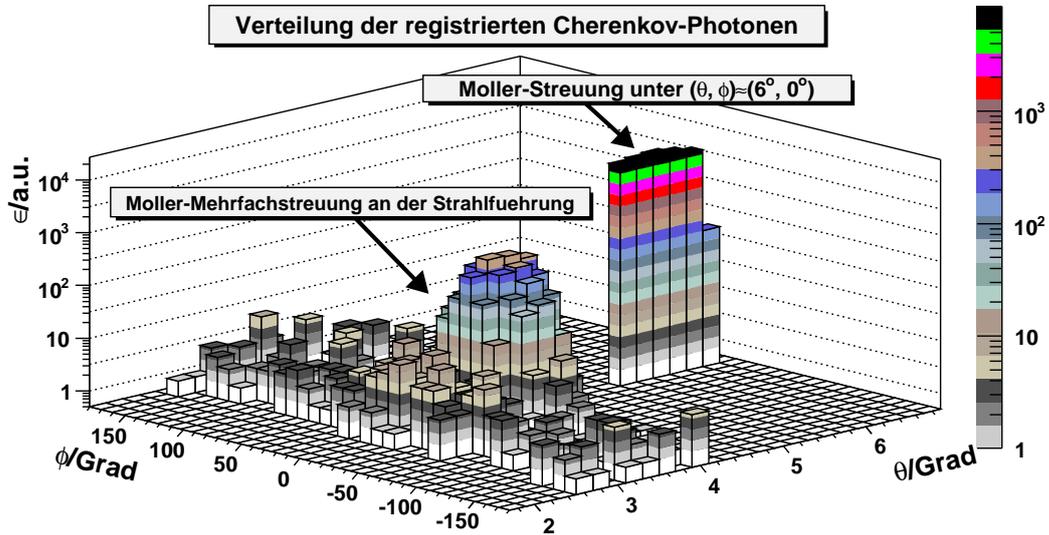


Abbildung 6.35: Mit der Geant4-Simulation errechnete Anzahl  $\varepsilon$  der im  $\text{PbF}_2$ -Detektor registrierten Cherenkov-Photonen pro Zeiteinheit in Abhängigkeit von den Polarwinkeln  $\theta$  und  $\phi$ . Die Diskussion der Verteilung findet sich im Text.

(6.26) nach Gl. (6.25):

$$A_M = -79,23 \text{ ppm} \quad (6.28)$$

$$A_U = -46,73 \text{ ppm} \quad (6.29)$$

Der sich aus der in Abb. (6.35) gezeigten Verteilung ergebende statistische Fehler der angegebenen Werte ergibt sich zu

$$\Delta A_{M,U} \simeq \sqrt{\sum_{\theta,\phi} \left[ \Delta \varepsilon(\theta, \phi) \cdot \frac{A_{\perp}^{Moller}(\theta, \phi) - A_{M,U}}{\sum_{\theta,\phi} \varepsilon(\theta, \phi)} \right]^2} \sim 10^{-10} \quad (6.30)$$

und ist somit vernachlässigbar klein.

#### 6.5.4 Bestimmung der Zusammensetzung des Detektor-signals

Die Signalanteile  $B_{M,U}$  in Gl. (6.26) können aus den gemessenen Energiespektren unter Zuhilfenahme der Simulationdaten bestimmt werden.

Da bei einem Strahlstrom von 20  $\mu\text{A}$  eine integrierende Messung durchgeführt wurde, wird im Folgenden das energiegewichtete Spektrum betrachtet, welches in Abb. (6.36) dargestellt ist. Abb. (6.37) zeigt die Signalverteilung des Untergrunds, welche auf analoge Weise aus dem Energiespektrum in Abb. (6.30) gewonnen werden kann.

In den Abb. (6.36) und (6.37) sind die Flächen der Signalverteilung des gesamten Spektrums  $F_M$  und des Untergrundspektrums  $F_U$  jeweils für Messdaten (Index “exp”) und Simulation (Index “sim”) angegeben. Die Flächen entstehen durch Summation der Flächen der einzelnen Bins der jeweiligen Verteilung.

Um die gemessenen Verteilungen mit den simulierten vergleichbar zu machen, wurden die gemessenen Verteilungen unterhalb der in den Abbildungen (6.36) und (6.37) dargestellten Übergänge mithilfe der entsprechenden Simulationdaten fortgesetzt. Beispielsweise entsteht  $F_M^{exp}$  als Summe der beiden Bins der simulierten Verteilung (“Simulation PbF<sub>2</sub>-Spektrum”, violett) unterhalb des Übergangs und der Summe aller Bins der gemessenen Verteilung oberhalb des Übergangs in Abb. (6.36). Diese Näherung ist aus zwei Gründen gerechtfertigt: Zum einen reproduziert die Simulation den Bereich in der Umgebung des Übergangs im Rahmen der statistischen Genauigkeit der gemessenen Energiespektren. Zum anderen ist der Anteil der Fläche unterhalb des Übergangs an der Gesamtfläche der Verteilung klein ( $\leq \frac{1}{3}$  für Abb. (6.37)), so dass geringe

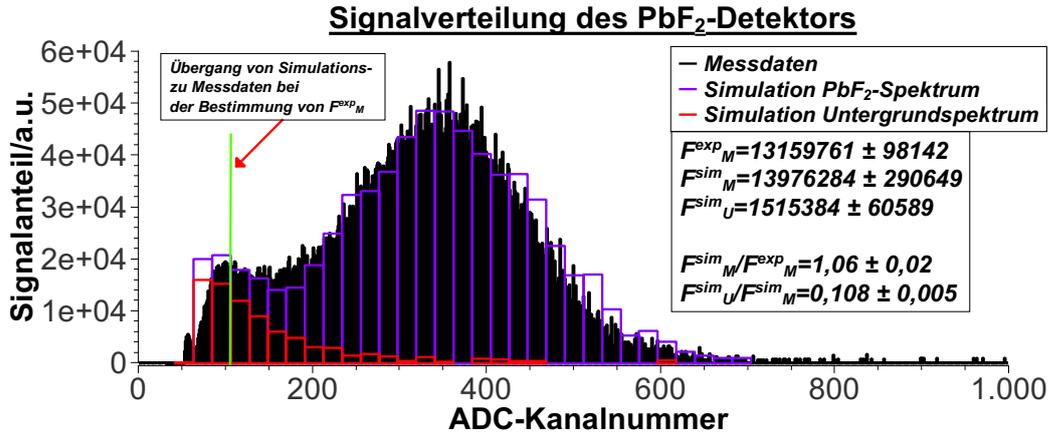


Abbildung 6.36: Signalverteilung des PbF<sub>2</sub>-Detektors im integrierenden Messbetrieb. Das Spektrum entsteht durch Multiplikation der Bins des Spektrums aus Abb. (6.29) mit der zugehörigen ADC-Kanalnummer, von welcher zuvor die ADC-Kanalnummer des Maximums des Pedestal-Peaks subtrahiert wurde. Dargestellt sind sowohl die Messdaten (schwarz) als auch simulierte Verteilungen des PbF<sub>2</sub>-Detektors (violett) und des zugehörigen Untergrundanteils aus Mehrfachstreuung an der Strahlung (rot). Des weiteren sind die Flächen der Verteilungen und deren Verhältnisse angegeben. Detaillierte Angaben zur Bestimmung der Flächen werden im Text gegeben.

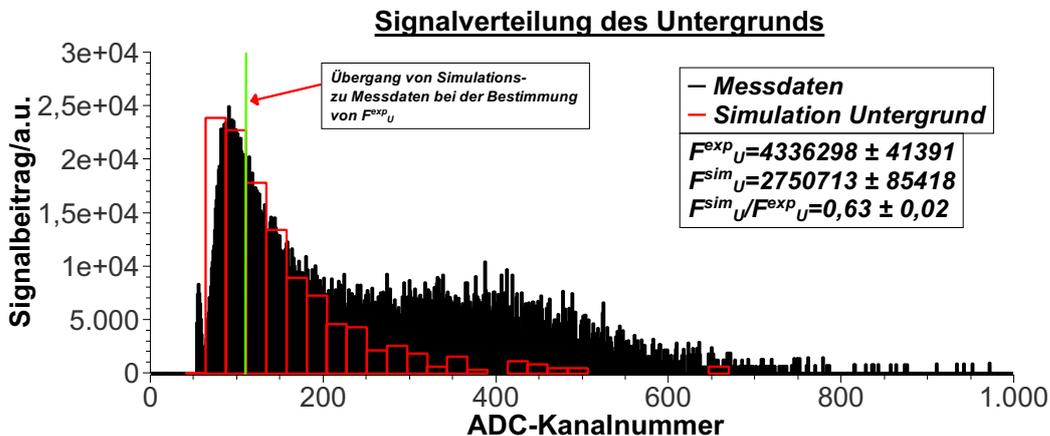


Abbildung 6.37: Signalverteilung des Untergrunds. Das Spektrum entsteht durch Multiplikation der Bins des Spektrums aus Abb. (6.30) mit der zugehörigen ADC-Kanalnummer, von welcher zuvor die ADC-Kanalnummer des Maximums des Pedestal-Peaks subtrahiert wurde. Dargestellt sind die gemessenen Daten (schwarz) sowie die simulierte Signalverteilung des Untergrunds (rot). Angegeben sind auch die Flächen der jeweiligen Verteilungen. Details hierzu finden sich im Text.

Abweichungen im Verlauf der simulierten Daten vom realen Verlauf unterhalb des Übergangs bei der Flächenbestimmung vernachlässigbar sind.

Die statistischen Fehler der Flächen sind in den Abbildungen angegeben. Sie entstehen durch Fortpflanzung der Fehler der Bins in den Energiespektren. Es gilt:

$$\Delta F = \sqrt{\sum_k \left[ \Delta x_k \cdot x_k \cdot \sqrt{N_k} \right]^2}, \quad (6.31)$$

wobei  $\Delta x_k$  die Breite,  $x_k$  die ADC-Kanalnummer und  $N_k$  die Höhe des  $k$ -ten Bins des entsprechenden Energiespektrums ist. Der Ursprung der Abszisse ist dabei der Mittelwert des Pedestalpeaks. Korrelationen werden vernachlässigt. Da die gemessenen Spektren der Abb. (6.36) und (6.37) nicht direkt vergleichbar sind, wird zur Bestimmung der Signalanteile ein Vergleich zwischen Simulations- und Messdaten benötigt. Gesucht ist der Anteil  $\frac{A_{exp}^U}{A_{exp}^M}$  des Untergrunds aus Mehrfachstreuung an der Strahlführung am Gesamtsignal. Es gilt:

$$\left( \frac{F_U^{exp}}{F_M^{exp}} \right) = \left( \frac{F_M^{sim}}{F_M^{exp}} \right) \left( \frac{F_U^{sim}}{F_M^{sim}} \right) \left( \frac{F_U^{exp}}{F_U^{sim}} \right) \quad (6.32)$$

Wegen Annahme 3 genügt es, das Verhältnis aus Gl. (6.32) zu kennen, um den Anteil derjenigen Møllerelektronen zu bestimmen, welche unter  $(\theta, \phi) \simeq (6^\circ, 0^\circ)$  gestreut wurden. Die Faktoren auf der rechten Seite von Gl. (6.32) können direkt den Abbildungen (6.36) und (6.37) entnommen werden. Man findet:

$$B_U \equiv \left( \frac{F_U^{exp}}{F_M^{exp}} \right) = 0,18 \pm 0,01 \quad (6.33)$$

$$B_M \equiv 1 - B_U = 0,82 \pm 0,01 \quad (6.34)$$

Der Anteil des Untergrunds am Signal des PbF<sub>2</sub>-Detektors liegt bei 18 %. Dies ist auf die mit 1 cm Dicke zu geringe Abschirmung des Detektors gegen die Strahlführung und die Lücke in der Abschirmung am Endflansch der Streukammer zurückzuführen. Die angegebenen Fehler wurden mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung aus Gl. (6.32) errechnet.

### 6.5.5 Berechnung des Polarisationsgrads

Mithilfe der Werte aus den Beziehungen (6.23), (6.28), (6.29), (6.33) und (6.34) kann der über die Messdauer von 27 Stunden gemittelte Polarisationsgrad der

Strahlelektronen nach Gl. (6.26) bestimmt werden:

$$\begin{aligned}
P &= \frac{A_{exp}^{phys}}{A_M \cdot B_M + A_U \cdot B_U} \\
&= \frac{-62,11 \text{ ppm}}{-79,23 \text{ ppm} \cdot 0,82 - 46,73 \text{ ppm} \cdot 0,18} \\
&= 0,85
\end{aligned} \tag{6.35}$$

Der Fehler von  $P$  errechnet sich mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung aus Gleichung (6.26). Es ergibt sich:

$$\begin{aligned}
\Delta P &= \sqrt{\left[ \left( \frac{\partial P}{\partial A_{exp}^{phys}} \right) \Delta A_{exp}^{phys} \right]^2 + \left[ \left( \frac{\partial P}{\partial B_M} \right) \Delta B_M \right]^2 + \left[ \left( \frac{\partial P}{\partial B_U} \right) \Delta B_U \right]^2} \\
&= \sqrt{1,61 \cdot 10^{-3} + 8,35 \cdot 10^{-5} + 2,91 \cdot 10^{-5}} \\
&= 0,04
\end{aligned} \tag{6.36}$$

Den dominanten Beitrag zum Fehler leistet der aus der Unsicherheit von  $A_{exp}^{phys}$  resultierende Beitrag. Die Größe von  $\Delta P$  ist somit auf die Unterschiede bei der Asymmetriemessung mit und ohne GVZ zurückzuführen.

## 6.5.6 Abschätzung systematischer Unsicherheiten

Es soll eine Abschätzung der systematischen Unsicherheiten bezüglich der Streuwinkel der Elektronen und der Strahlenergie durchgeführt werden.

Wie bereits bei der Beschreibung des experimentellen Konzeptes (Abschnitt 6.2.4) erwähnt, ist der Prototyp des S.A.M.S. mit nur einem Detektor ausgerüstet. Aus diesem Umstand ergibt sich eine Unsicherheit bezüglich des Raumwinkelbereichs, in den diejenigen Elektronen Møller-gestreut wurden, welche die Bleiblende am Endflansch der Streukammer passieren, da die Bleiblende am Endflansch der Streukammer nur mit endlicher Genauigkeit platziert werden kann. Letztendlich ergibt sich daraus eine Unsicherheit der Größe  $A_{M,U}$ , die im Folgenden abgeschätzt werden soll.

Aufgrund der Targetlänge von 10 cm in Strahlrichtung ergeben sich bei einer Bleiblenöffnung mit einem Durchmesser von 30 mm Streuwinkelintervalle von  $\theta \in [5,5^\circ, 6,6^\circ]$  und  $\phi \in [-0,5^\circ, 0,5^\circ]$ , da der Mittelpunkt der Austritts-

ebene der Blende vom Targetmittelpunkt 1560 mm in Strahlrichtung und 161 mm senkrecht zum Strahlverlauf entfernt ist. Diese Intervalle sind bei der Berechnung von  $A_{M,U}$  berücksichtigt, vgl. Abb. (6.35).

Im ungünstigsten Fall ist die Bleiblenne um  $\Delta y = \Delta x = 5$  mm deplatziert. Daraus ergibt sich

$$A_{M,U} = -77,66 \text{ ppm.} \quad (6.37)$$

Ein Vergleich mit Gl. (6.28) ergibt eine Abweichung von 1,57 ppm. Nimmt man eine Unsicherheit

$$\Delta A_{M,U} = 2 \text{ ppm} \quad (6.38)$$

an, so folgt hieraus eine Unsicherheit des Polarisationsgrads  $P$  von

$$\Delta P_{\text{Geometrie}} = 0,02. \quad (6.39)$$

Bei der Berechnung des Polarisationsgrads im vorangegangenen Abschnitt wird davon ausgegangen, dass die Strahlenergie  $E$  exakt 315 MeV beträgt. Es soll untersucht werden, wie sich systematische Unsicherheiten von  $E$  auf die Bestimmung von  $P$  auswirken.

Die Strahlenergie fließt in die Berechnung von  $A_M$  ein. Berechnet man für  $E = 315$  MeV den mittleren Energieverlust  $\langle \Delta E \rangle$  der Strahlelektronen im Target nach Gl. (4.40), so erhält man

$$\langle \Delta E \rangle = 13,35 \text{ MeV} \quad (6.40)$$

und

$$A_M = -81,65 \text{ ppm.} \quad (6.41)$$

Aufgrund des Vergleichs dieses Werts mit dem aus Gl. (6.28) wird eine Unsicherheit

$$\Delta A_M = 2,5 \text{ ppm} \quad (6.42)$$

angenommen. Hieraus resultiert eine Unsicherheit des Polarisationsgrads von

$$\Delta P_{\text{Energie}} = 0,02. \quad (6.43)$$

Man erhält somit

$$P = 0,85 \pm 0,04 \pm 0,02(\text{Geometrie}) \pm 0,02(\text{Energie}) \quad (6.44)$$

als Obergrenze zur Abschätzung der Auswirkungen der angeführten Fehlerquellen.

Der geometrische Fehler kann, wie in Abschnitt 6.2.4 angedeutet, durch eine präzise Justage und eine simultane Messung unter verschiedenen Streuwinkeln minimiert werden. Um den systematischen Fehler der effektiven Strahlenergie genauer abzuschätzen, benötigt man detaillierte Studien der Prozesse im Target und eine präzise Messung der Strahlenergie.

### 6.5.7 Vergleichsmessung des Polarisationsgrades

Während der Datennahme zur Bestimmung des Polarisationsgrads mit dem S.A.M.S.-Prototyp wurde eine Vergleichsmessung des Polarisationsgrads mit einem Mott-Polarimeter durchgeführt. Der hiermit bestimmte Polarisationsgrad beträgt

$$P_{Mott} = 0,85 \pm 0,04. \quad (6.45)$$

Die Unsicherheit von  $P_{Mott}$  ist aufgrund von Effekten aus Mehrfachstreuung während der Messung schwer abzuschätzen. Die A4-Kollaboration schätzt den Fehler mit  $\Delta P_{Mott} \simeq 0,04$  ab.

$P_{Mott}$  stimmt im Rahmen der Unsicherheiten mit dem durch den S.A.M.S.-Prototyp bestimmten Polarisationsgrad überein.

# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Studien durchgeführt, die Strahlpolarisation bei transversaler Spinstellung durch eine Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung im Rahmen des A4-Experiments zu bestimmen.

Hierzu wurden zunächst die theoretischen Grundlagen zur Bestimmung des Polarisationsgrads mit der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung sowie zu berücksichtigende systematische Korrekturen diskutiert.

Da die Luminositätsmonitore des A4-Experiments günstig für eine Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung positioniert sind, wurde ihre Eignung als Polarimeter bei transversaler Strahlpolarisation diskutiert. Eine Untersuchung der mit den Luminositätsmonitoren gemessenen Asymmetrien ergibt, dass die Luminositätsmonitore in ihrem derzeitigen Ausbauzustand nicht geeignet sind, als Polarimeter zu dienen. Dieser Zustand könnte durch eine Bleiabschirmung der Monitore gegen die Strahlführung sowie eine Analyse der Detektorantwort behoben werden. Um diese Hypothese zu verifizieren, sind weitere Studien erforderlich.

Es wurde der Prototyp eines Polarimeters entwickelt, welches die quasi-untergrundfreie Bestimmung des Polarisationsgrads bei transversaler Spinstellung auf der Grundlage einer Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung ermöglicht. Da die Møllerstreuung im Rahmen der Quantenelektrodynamik mit hoher Präzision vorhergesagt werden kann, ist die Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung mit hoher Präzision berechenbar, was eine genaue Vorhersage für die bei einer Messung erwartete Asymmetrie und somit eine hohe Präzision bei der Extraktion des Polarisationsgrads von theoretischer Seite gewährleistet.

Es wurde eine Simulation des S.A.M.S.-Prototyps mit Geant4 durchgeführt.

Die Simulation trug entscheidend zum Verständnis der mit dem Prototyp gemessenen Daten bei und ermöglichte den erfolgreichen Test der Apparatur im Experiment. Der aus ersten Testmessungen bestimmte Polarisationsgrad von 85 % stimmt im Rahmen der Unsicherheiten mit dem durch das Mott-Polarimeter bestimmten Polarisationsgrad überein. Es wurde somit gezeigt, dass eine Polarisationsbestimmung bei transversaler Strahlpolarisation durch die Messung der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung im A4-Experiment möglich ist.

Um die Präzision der Asymmetriemessung mit dem S.A.M.S. zu erhöhen, sollten simultane Messungen des Minimums, Maximums und Nulldurchgangs der Normalspin-Asymmetrie der Møllerstreuung in der ( $\phi = 0$ )-Ebene ausgeführt werden. Dies erlaubt die Identifikation systematischer Fehler bei der Asymmetriemessung. Darüber hinaus erreicht man mit entsprechend positionierten Detektoren schneller eine hohe statistische Genauigkeit der gemessenen Asymmetrie. Weitere Verbesserungen können durch eine Verstärkung der Abschirmung des Detektors gegen die Strahlführung erreicht werden, was in einer Reduktion des Untergrunds mündet und somit die Präzision der Polarisationsbestimmung weiter erhöht. Ferner sollte das Winkel- und Energiestraggling der Elektronen im Endflansch der Streukammer minimiert werden. Dies führt zu einer Erhöhung der direkten Treffer des  $\text{PbF}_2$ -Detektors durch Møller-gestreute Elektronen und verringert somit den relativen Signalanteil des Untergrunds. Darüber hinaus trägt ein kürzerer  $\text{PbF}_2$ -Kristall mit hoher Wahrscheinlichkeit zu einer Verbesserung der Cherenkov-Photonenausbeute bei. Hierzu sind weitere Untersuchungen erforderlich.

# Anhang A

## Photomultiplier

Der  $\text{PbF}_2$ -Detektor des S.A.M.S.-Prototyps besteht aus einem  $\text{PbF}_2$ -Kristall in Verbindung mit einem Photomultiplier vom Typ XP2900 der Firma Photonis [3]. Hier sollen die grundlegenden Eigenschaften eines Photomultipliers kurz vorgestellt werden.

Photomultiplier sind in der Lage, Licht in elektrischen Strom umzusetzen. Somit eignen sie sich in Verbindung mit Szintillatoren oder Cherenkov-Strahlern als Detektoren zum Teilchennachweis.

Die grundlegenden Komponenten eines Photomultipliers sind in Abb. (A.1) dargestellt.

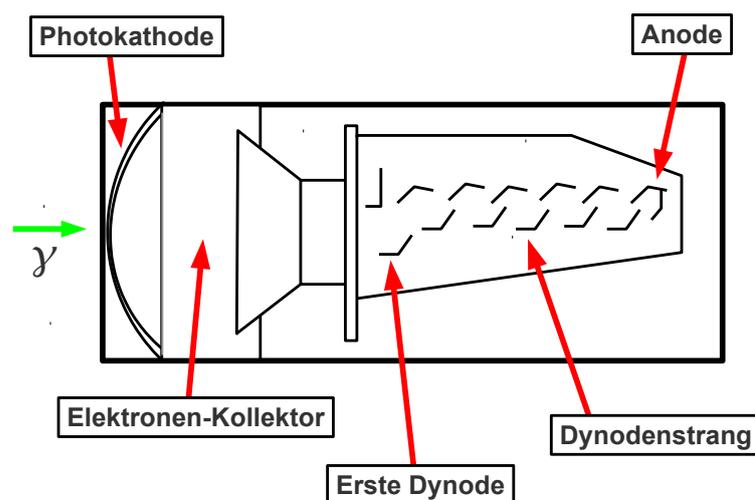


Abbildung A.1: Grundlegender Aufbau eines Photomultipliers. Die Erklärung der Komponenten ist im Text gegeben.

Die Komponenten befinden sich in der Regel in einer evakuierten Glasröhre. An Photokathode, Dynoden und Anode wird während des Betriebs Hochspannung angelegt, so dass ein Potentialgefälle entlang der einzelnen Komponenten entsteht, welches negativ geladene Teilchen in Richtung der Anode beschleunigt. Die in Abb. (A.1) dargestellten Komponenten sollen im Folgenden kurz diskutiert werden.

## A.1 Photokathode

Bei der Photokathode handelt es sich um eine dünne Schicht photosensitiven Materials, welche auf der Innenseite des Eintrittsfensters des Photomultipliers angebracht ist. Trifft ein Photon mit ausreichender Energie auf die Photokathode, so kann aufgrund des Photoeffekts ein Elektron aus dem Material herausgelöst werden. Für die Energie  $E$  des emittierten Elektrons gilt dabei

$$E = h\nu - B - \Delta x \frac{dE}{dx}, \quad (\text{A.1})$$

wo  $\nu$  die Frequenz des einfallenden Photons,  $B$  die Bindungsenergie des Elektrons im atomaren Verbund und  $\Delta x \frac{dE}{dx}$  der Energieverlust des Elektrons durch Kollisionen auf dem Weg zur Oberfläche des Kathodenmaterials ist. Die Energie  $h\nu$  des Photons muss somit größer sein als die Bindungsenergie des Elektrons und die auftretenden Energieverluste im Material der Photokathode, damit ein Herauslösen des Elektrons möglich ist. Die Verteilung der Anzahl der pro Photon mit der Wellenlänge  $\lambda$  aus der Photokathode ausgelösten Elektronen bezeichnet man als Quanteneffizienz  $\eta(\lambda)$ :

$$\eta(\lambda) \equiv \frac{\#(\text{Emittierte Photoelektronen})}{\#(\text{Photonen mit Wellenlänge } \lambda)} \quad (\text{A.2})$$

Als Material der Photokathode werden hauptsächlich Halbleitermaterialien verwendet, da diese wesentlich höhere Quanteneffizienzen besitzen als Metalle. Darüber hinaus ist bei Halbleitern der Energieverlust  $\Delta x \frac{dE}{dx}$  durch Kollisionen aufgrund der Bänderstruktur geringer als bei Metallen.

## A.2 Elektronen-Kollektor

Um die aus der Photokathode herausgelösten Elektronen in Richtung der ersten Dynode zu beschleunigen, wird eine fokussierende Elektrode als Kollektor verwendet. Hierbei kommen elektromagnetische Felder zum Einsatz, deren Konfiguration so beschaffen ist, dass möglichst viele Photoelektronen die erste Dynode erreichen und dass die Flugzeit der Photoelektronen von der Photokathode bis zur ersten Dynode nahezu unabhängig von ihrem Entstehungsort im Kathodenmaterial ist.

## A.3 Dynodenstrang

Der Dynodenstrang dient als Elektronenmultiplier. Seine Aufgabe ist es, den geringen Photostrom, welcher von der Photokathode ausgeht, linear zu verstärken, so dass an der Anode ein messbarer elektrischer Strom entsteht.

Trifft ein von der Photokathode kommendes Elektron auf die erste Dynode, so wird die Energie des Photoelektrons auf Elektronen des Dynodenmaterials übertragen, was zur Emission einer linear von der Energie des Photoelektrons abhängigen Anzahl von Sekundärelektronen aus dem Material führt. Die Sekundärelektronen werden aufgrund der angelegten Spannung zur nächsten Dynode hin beschleunigt, so dass letztendlich eine Kaskade von Elektronen zwischen den Dynoden entsteht, welche an der Anode als elektrischer Strom messbar ist. Als Dynodenmaterial eignen sich Halbleitermaterialien, da sie eine im Vergleich zu Metallen hohe Ausbeute an Sekundärelektronen bieten. Typische Verstärkungsfaktoren von Dynodensträngen mit 10 bis 14 Stufen liegen in der Größenordnung  $10^6 - 10^7$ .

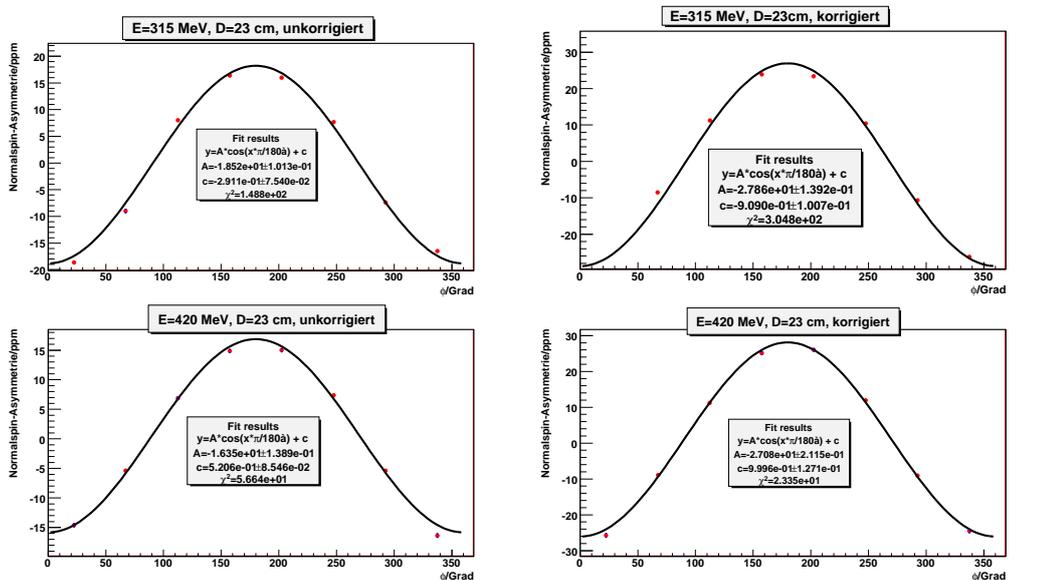


# Anhang B

## Mit den Luminositätsmonitoren gemessene Asymmetrien bei transversaler Strahlpolarisation

Es werden die mit den Luminositätsmonitoren des A4-Experiments bei transversaler Strahlpolarisation gemessenen Asymmetrien vorgestellt. Die in Abb. (B.1) gezeigten Messergebnisse werden in Kapitel 5 diskutiert und sind in Tabelle (5.3) aufgelistet.

Man erkennt beim Vergleich der Amplituden der gemessenen Asymmetrien, dass die Nichtlinearitäten der Photomultiplier eine nicht vernachlässigbare systematische Korrektur darstellen.



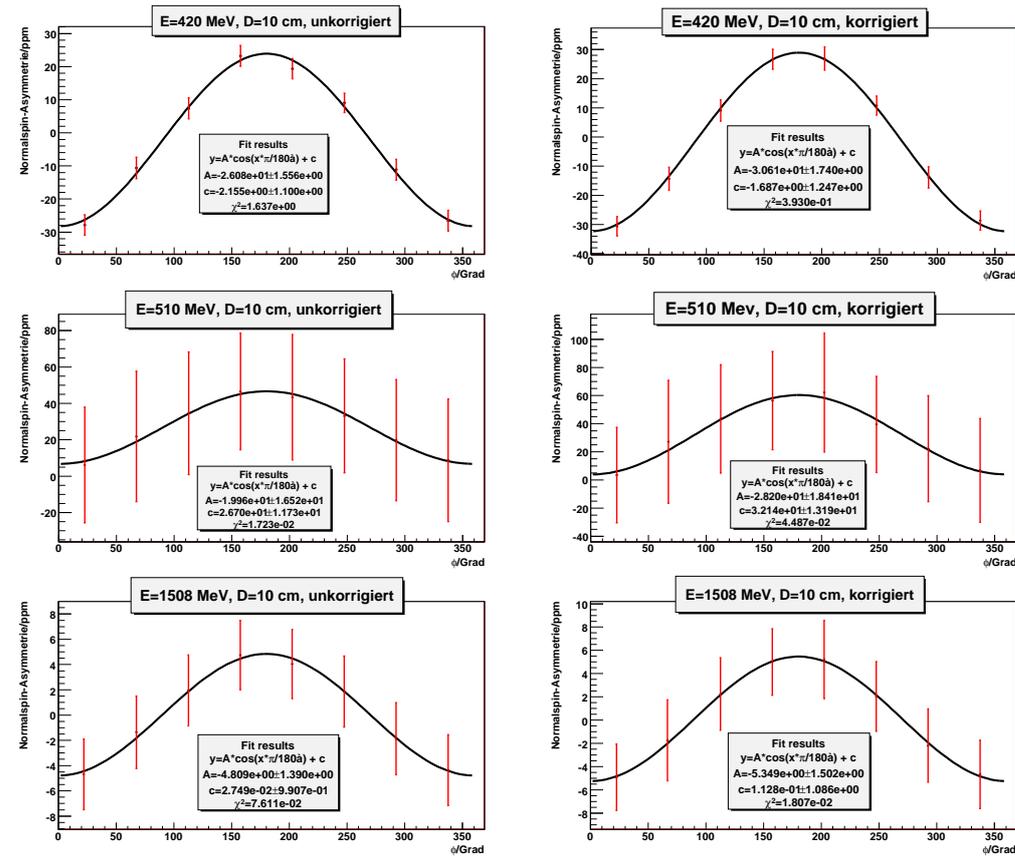


Abbildung B.1: Von der A4-Kollaboration mit den Luminositätsmonitoren für verschieden Strahlenenergien  $E$  und Targetlängen  $D$  gemessene Asymmetrien bei transversaler Strahlpolarisation. Gezeigt sind auf Nichtlinearitäten der Photomultiplier korrigierte Daten (rechte Spalte) und Daten, welche nicht auf Nichtlinearitäten korrigiert sind (linke Spalte). Alle gezeigten Asymmetrien sind auf apparative Asymmetrien korrigiert. Jedem Datenpunkt eines Diagramms entspricht die von einem der acht Monitore gemessene Asymmetrie. An die Daten wurde eine cosinusförmige Funktion angepasst, deren Amplitude als gemessene, physikalische Asymmetrie interpretiert wird.

# Anhang C

## Szintillatoren

Der Szintillationsdetektor des S.A.M.S.-Prototyps verwendet einen Plastikszintillator vom Typ NE102A der Firma Nuclear Enterprises. Im Folgenden wird ein Überblick über die grundlegenden Eigenschaften von Szintillatoren gegeben.

In Szintillatoren wird die durch den Energieverlust beim Durchqueren des Materials deponierte Energie in sichtbares Licht umgewandelt. Dieses Licht kann dann beispielsweise mit Hilfe eines Photomultipliers in ein elektrisches Signal umgesetzt werden. Man unterscheidet zwischen organischen und anorganischen Szintillatoren.

### C.1 Organische Szintillatoren

Organische Szintillatoren bestehen meist aus einem primären Fluoreszenzstoff und einem Wellenlängenschieber. Der primäre Fluoreszenzstoff wird durch den Energieverlust des einfallenden Teilchens zur Emission von Licht im UV-Bereich angeregt. Dabei wird der Grundzustand des Materials durch die vom einfallenden Teilchen übertragene Energie in einen elektronisch angeregten Zustand überführt. Der Zerfall dieses angeregten Zustandes findet durch die Emission von Photonen statt. Da dieses Licht vom primären Fluoreszenzstoff wieder absorbiert wird, gibt man dem Material einen Stoff hinzu, welcher als Wellenlängenschieber bezeichnet wird. Das UV-Licht wird von diesem absorbiert und niederfrequentes Licht im sichtbaren Bereich emittiert, für welches der primäre Fluoreszenzstoff transparent ist.

Beliebte Materialien für den primären Fluoreszenzstoff sind Anthracen und Naphtalen, als Wellenlängenschieber eignet sich beispielsweise POPOP

( $C_{24}H_{16}N_2O_2$ ) mit einem Peak im Emissionsspektrum von 410 nm. Man spricht von einem Flüssigszintillator, wenn die Stoffe in einer organischen Flüssigkeit gelöst sind und von einem Plastiksintillator, wenn die Komponenten des Szintillators in polymerisierten Substanzen gelagert sind. Die Signalabklingzeiten von organischen Szintillatoren liegen typischerweise im Bereich von einigen Nanosekunden.

## C.2 Anorganische Szintillatoren

Anorganische Szintillatoren bestehen aus mit Fremdatomen dotierten Einkristallen. Mit Thallium dotiertes Natrium-Jodid sowie Bariumfluorid sind beliebte Materialien. Ihre Funktionsweise wird durch das in Abb. (C.1) dargestellte Bändermodell der Festkörperphysik erklärt. Elektronen des Valenzbandes werden durch elektromagnetische Wechselwirkung mit dem einfallenden Teilchen ins Leitungs- oder Exzitonenband angeregt, so dass Elektron-Loch-Paare im Material entstehen. Durch die Dotierung mit Fremdatomen entstehen zusätzliche Aktivatorniveaus in der verbotenen Zone zwischen Valenz- und Leitungsband. Ein Elektron im Leitungs- oder Exzitonenband kann sich über die Aktivatorniveaus unter Emission von Photonen wieder ins Leitungsband begeben. Die Energie dieser Photonen ist kleiner als die Energiedifferenz zwischen Leitungs- und Valenzband. Somit ist das Material transparent für diese Photonen, was die Lichtausbeute von anorganischen gegenüber organischen Szintillatoren stark verbessert. Im Gegenzug hängt die Signalabklingzeit eines

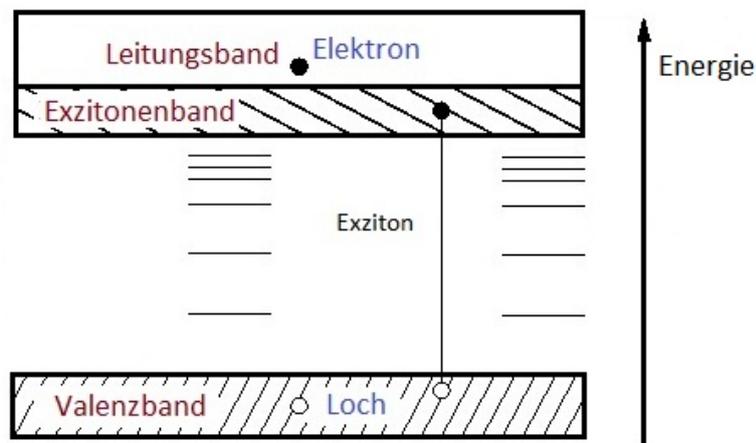


Abbildung C.1: Bändermodell eines anorganischen Szintillators. Erklärung im Text.

anorganischen Szintillators stark von der Lebensdauer der Aktivatorzustände ab und liegt im Mikrosekundenbereich.



# Anhang D

## Feldkartenmessung

Um sicherzustellen, dass das Magnetfeld des S.A.M.S.-Prototyps zwischen den Polschuhen näherungsweise homogen ist, wurde eine Feldkartenmessung mit Hilfe einer Hallsonde durchgeführt.

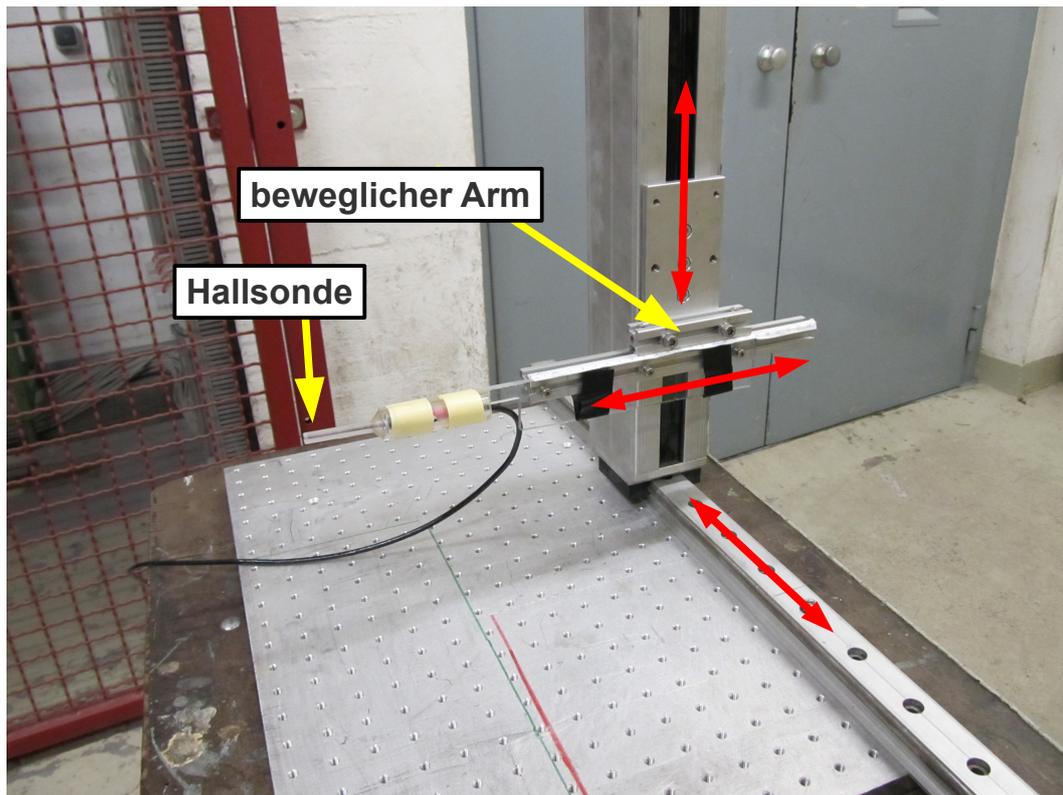


Abbildung D.1: Aufbau zur Messung der Feldkart des Magneten. Gezeigt ist die Hallsonde in der für sie vorgesehenen Halterung, welche aufgrund des beweglichen Haltearms in drei voneinander unabhängigen Raumrichtungen verschoben werden kann, was durch die roten Pfeile im Bild angedeutet wird. Dieser Aufbau ermöglicht die Messung des Magnetfelds an zuvor definierten Punkten im Raum mit hinreichender Genauigkeit.

Für die Messungen wurde eigens eine bewegliche Halterung für die Hallsonde konstruiert, welche in Abb. (D.1) dargestellt ist.

Mit dieser Apparatur wurde das Magnetfeld zwischen den Polschuhen des Magneten punktweise entlang neun paralleler Strecken vermessen, wie in Abb. (D.2) dargestellt.

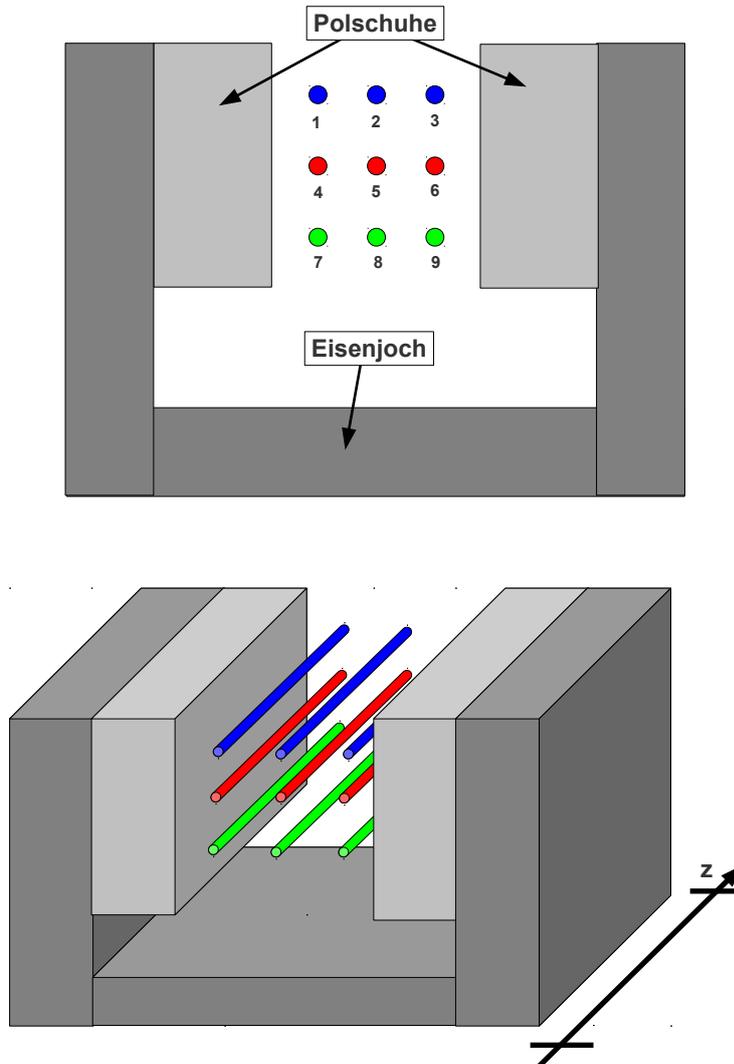


Abbildung D.2: Zur Durchführung der Feldkartenmessung. Das Magnetfeld wurde entlang von 9 parallelen Strecken (rot, grün, blau) gleicher Länge vermessen. Strecke Nr. 5 verläuft durch den Schwerpunkt der beiden Polschuhe. Die Strecken besitzen voneinander einen vertikalen Abstand von 3,3 cm sowie einen horizontalen Abstand von 0,8 cm. Die Messpunkte entlang der Strecken besitzen in Richtung der im unteren Bild gezeigten z-Achse 5 mm Abstand voneinander. Die Messungen wurden in z-Richtung 2 cm vor den Polschuhen begonnen und 1,5 cm hinter den Polschuhen beendet. Die hier gewählte Nummerierung der Strecken wird in Tabelle B.1 verwendet.

z/mm	1/mT	2/mT	3/mT	4/mT	5/mT	6/mT	7/mT	8/mT	9/mT
-20	43,82	44,96	44,29	44,56	48,05	44,80	42,18	46,34	43,58
-15	55,95	58,40	57,02	56,43	58,96	58,04	54,30	58,06	57,09
-10	70,45	70,93	71,20	70,18	71,40	71,47	69,40	71,72	71,93
-5	87,19	86,07	88,84	86,88	87,48	89,72	84,80	85,80	90,29
0	102,73	100,25	106,92	101,79	99,39	105,96	98,66	97,57	105,33
5	112,58	109,33	114,36	111,05	108,30	114,06	108,22	106,60	112,68
10	116,51	114,61	117,58	114,80	113,30	116,58	112,52	111,57	114,88
15	118,10	117,01	118,53	116,30	115,60	117,20	114,30	113,81	115,58
20	118,66	118,10	118,77	116,98	116,60	117,37	115,05	114,90	115,47
25	118,87	118,54	118,83	117,18	117,04	117,37	115,33	115,30	115,76
30	118,91	118,69	118,81	117,25	117,18	117,34	115,42	115,45	115,74
35	118,90	118,72	118,77	117,24	117,22	117,30	115,40	115,50	115,73
40	118,89	118,70	118,75	117,22	117,22	117,26	115,40	115,52	115,70
45	118,84	118,68	118,72	117,22	117,22	117,24	115,38	115,48	115,67
50	118,81	118,65	118,68	117,15	117,16	117,19	115,34	115,46	115,64
55	118,78	118,61	118,66	117,11	117,12	117,16	115,31	115,44	115,61
60	118,74	118,59	118,63	117,08	117,09	117,13	115,29	115,40	115,60
65	118,71	118,55	118,60	117,05	117,06	117,12	115,25	115,37	115,58
70	118,68	118,52	118,56	117,01	117,03	117,09	115,22	115,33	115,55
75	118,66	118,48	118,54	116,98	117,01	117,06	115,18	115,30	115,52
80	118,62	118,45	118,51	116,95	116,98	117,04	115,16	115,28	115,44
85	118,59	118,43	118,48	116,90	116,95	117,01	115,12	115,19	115,40
90	118,56	118,39	118,46	116,88	116,91	116,96	115,09	115,18	115,38
95	118,53	118,37	118,44	116,84	116,88	116,92	115,04	115,16	115,34
100	118,49	118,34	118,41	116,80	116,84	116,89	115,02	115,12	115,31
105	118,46	118,31	118,38	116,77	116,81	116,86	114,98	115,09	115,26
110	118,42	118,29	118,36	116,74	116,79	116,81	114,94	115,05	115,23
115	118,40	118,25	118,34	116,70	116,75	116,79	115,07	115,03	115,23
120	118,38	118,23	118,32	116,70	116,73	116,76	114,98	115,01	115,19
125	118,35	118,20	118,30	116,68	116,70	116,73	114,98	115,00	115,18
130	118,33	118,19	118,29	116,66	116,71	116,72	114,97	114,98	115,16
135	118,31	118,17	118,26	116,65	116,67	116,69	114,95	114,95	115,14
140	118,30	118,16	118,25	116,63	116,67	116,68	114,93	114,95	115,12
145	118,28	118,12	118,23	116,60	116,65	116,67	114,90	114,93	115,11
150	118,27	118,11	118,22	116,58	116,63	116,66	114,89	114,91	115,11
155	118,24	118,10	118,19	116,56	116,61	116,65	114,88	114,89	115,08
160	118,21	118,09	118,19	116,55	116,60	116,63	114,87	114,88	115,05

z/mm	1/mT	2/mT	3/mT	4/mT	5/mT	6/mT	7/mT	8/mT	9/mT
165	118,21	118,08	118,19	116,55	116,60	116,63	114,87	114,87	115,04
170	118,20	118,08	118,19	116,54	116,59	116,62	114,86	114,86	115,04
175	118,19	118,08	118,19	116,55	116,58	116,61	114,83	114,85	115,05
180	118,20	118,08	118,19	116,54	116,58	116,61	114,83	114,85	115,04
185	118,18	118,08	118,19	116,52	116,56	116,61	114,83	114,83	115,04
190	118,18	118,08	118,19	116,52	116,58	116,61	114,83	114,85	115,03
195	118,19	118,09	118,19	116,53	116,58	116,61	114,83	114,83	115,04
200	118,20	118,09	118,20	116,53	116,58	116,62	114,83	114,83	115,04
235	118,30	118,17	118,27	116,62	116,65	116,67	114,91	114,93	115,09
240	118,31	118,18	118,30	116,62	116,65	116,67	114,94	114,95	115,10
245	118,34	118,20	118,31	116,65	116,67	116,69	114,96	114,96	115,11
250	118,35	118,22	118,34	116,66	116,68	116,70	114,97	114,97	115,12
255	118,37	118,24	118,37	116,66	116,69	116,72	114,98	114,98	115,14
260	118,38	118,26	118,40	116,65	116,70	116,73	115,00	114,98	115,15
265	118,38	118,29	118,43	116,67	116,72	116,74	115,00	115,01	115,16
270	118,39	118,29	118,46	116,70	116,74	116,77	115,02	115,02	115,18
275	118,40	118,30	118,47	116,72	116,75	116,79	115,04	115,03	115,18
280	118,41	118,31	118,46	116,73	116,77	116,80	115,04	115,04	115,19
285	118,42	118,32	118,48	116,74	116,77	116,81	115,07	115,07	115,21
290	118,44	118,33	118,50	116,74	116,77	116,82	115,08	115,07	115,21
295	118,45	118,34	118,53	116,76	116,77	116,82	115,08	115,08	115,22
300	118,46	118,37	118,54	116,76	116,80	116,83	115,09	115,08	115,23
305	118,47	118,38	118,56	116,77	116,81	116,86	115,10	115,10	115,23
310	118,48	118,40	118,59	116,79	116,82	116,86	115,10	115,11	115,26
315	118,51	118,43	118,62	116,80	116,82	116,90	115,11	115,11	115,30
320	118,52	118,44	118,67	116,80	116,86	116,92	115,12	115,12	115,30
325	118,52	118,45	118,69	116,79	116,86	116,96	115,11	115,11	115,33
330	118,52	118,44	118,72	116,79	116,84	116,95	115,09	115,10	115,37
335	118,48	118,38	118,74	116,75	116,80	117,01	115,03	115,02	115,39
340	118,40	118,26	118,74	116,67	116,65	117,01	114,90	114,83	115,39
345	118,21	117,84	118,65	116,51	116,20	116,94	114,61	114,43	115,32
350	117,82	116,83	118,36	116,11	115,19	116,66	113,93	113,32	115,09
355	116,76	114,87	117,55	114,94	113,13	115,91	113,00	111,75	114,32
360	113,64	109,91	114,83	112,10	108,77	113,09	108,90	106,78	111,86
365	106,57	103,14	106,93	103,96	100,90	105,41	101,66	98,88	104,10
370	92,64	89,46	91,79	90,26	87,85	89,77	88,84	86,17	88,80
375	76,88	75,00	72,77	74,16	75,10	73,79	74,10	72,04	71,32
380	60,20	61,15	58,83	58,21	62,05	57,38	60,20	58,51	56,16
385	48,21	48,38	46,05	47,57	49,45	46,20	46,80	47,02	43,90

Tabelle D.1: Gemessene Feldstärken entlang den in Abb. B.2 bezeichneten Strecken 1 bis 9 bei Spulenstrom Null. Mit  $z=0$  ist der Beginn der Polschuhe markiert. Die Polschuhe enden bei  $z=370$  mm. Die Unsicherheit der gemessenen Feldstärken beträgt 0,5 mT. Ferner wird der Ablesefehler der Orskordinaten als 1 mm angenommen. Dreht man die Hallsonde um  $90^\circ$ , so ist die Feldstärke zwischen den Polschuhen im Rahmen der Unsicherheit mit Null verträglich.

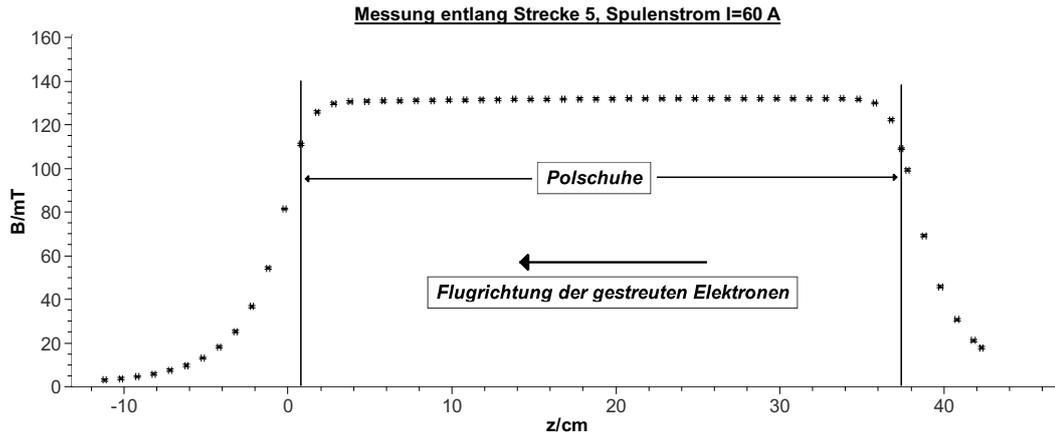


Abbildung D.3: Messung der Feldstärke entlang Strecke 5 bei einem Spulenstrom von 60 A. Die hier gewählte z-Achse ist nicht identisch mit der in Tabelle B.1. Das Magnetfeld ist zwischen den Polschuhen mit hinreichender Genauigkeit konstant und beträgt etwa 130 mT. Die Feldstärke im Randbereich fällt schnell ab.

Die gemessenen Feldstärken sind in Tabelle B.1 aufgeführt. Man kann Tabelle B.1 entnehmen, dass das Magnetfeld in einer für die Testmessungen hinreichenden Genauigkeit homogen ist. Die Feldstärke entlang der Strecken 1, 2 und 3 ist systematisch größer, als die entlang der übrigen Strecken gemessenen Feldstärke. Dies liegt darin begründet, dass der Abstand der Polschuhe aufgrund des durch die Anziehung der Polschuhe bedingten Drehmoments im oberen Bereich der Polschuhe etwas geringer ist, als im unteren Bereich der Polschuhe.

Im Experiment wird der Magnet mit einem Spulenstrom von 60 A betrieben. Abb. (D.3) zeigt eine Messung der Feldstärke entlang Strecke 5 für diesen Spulenstrom. Man erkennt, dass das Magnetfeld entlang dieser Strecke im Bereich der Polschuhe in hinreichend guter Näherung konstant ist. Die Feldstärke im Randbereich fällt schnell ab, so dass der Magnet für den Betrieb in der Nähe des PbF<sub>2</sub>-Kalrimeters der A4-Kollaboration geeignet ist.



# Literaturverzeichnis

- [1] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>.
- [2] <http://www.geant4.org/geant4/>.
- [3] [www.photonis.com/upload/industryscience/pdf/pmt/XP2900.PDF](http://www.photonis.com/upload/industryscience/pdf/pmt/XP2900.PDF).
- [4] C. P. ACHENBACH. *Aufbau eines Bleifluorid-Kalorimeters zur Messung der Paritaetsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung*. Mainz, Johannes Gutenberg Universitaet, Institut fuer Kernphysik, Dissertation, 2001.
- [5] I. ALTAREV. *A high liquid hydrogen target for the parity violation experiment*. Nucl. Instrum. Meth. A564 (2006) 13-25.
- [6] J. ARRINGTON. *Extraction of two-photon contributions to the proton form-factors*. Phys. Rev. C71:015202, 2005.
- [7] A. O. BARUT and C. FRONSDAL. *Spin-Orbit Correlations in mu-e and e-e-Scattering*. Phys. Rev. 120, 1871, 1960.
- [8] S. BAUNACK. *Einzelspin-Asymmetrien in der elastischen Elektron-Proton-Streuung und die Beitrage der Strange-Quarks zu den Formfaktoren des Nukleons*. Mainz, Johannes Gutenberg Universitaet, Institut fuer Kernphysik, Dissertation, 2006.
- [9] L. CAPOZZA. *Untergrundstudien zur Messung der Strangeness-Vektorformfaktoren des Protons durch paritaetsverletzende Elektronenstreuung unter Ruckwaertswinkeln*. Mainz, Johannes Gutenberg Universitaet, Institut fuer Kernphysik, Dissertation, 2010.
- [10] H. DAVIES, H. A. BETHE, and L. C. MAXIMON. *Theory of Bremsstrahlung and Pair Production. II. Integral Cross Section for Pair Production*. Phys. Rev. 93, 788, 1954.

- [11] W. J. DERMAN, E.; MARCIANO. *Parity violating asymmetries in polarized electron scattering*. Ann. Phys. 121:147-180, 1979.
- [12] J DIEFENBACH. *Aufbau einer elektronischen Stabilisierung fuer das A4-Comptonpolarimeter*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universitaet, Institut fuer Kernphysik, Diplom-Arbeit, 2003.
- [13] L. DIXON and M. SCHREIBER. *Radiative Corrections to the Azimuthal Asymmetry in Transversely Polarized Moller Scattering*. Phys. Rev. D69, 113001, 2004.
- [14] D. DRECHSEL, O. HANSTEIN, S. KAMALOV, and L. TIATOR. *A unitary isobar model for pion photo- and electroproduction on the proton up to 1 GeV*. 1999.
- [15] K. GRIMM. *Aufbau eines Lichtauslesesystems fuer ein Bleifluorid-Kalorimeter zur Messung der Paritaetsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universitaet, Institut fuer Kernphysik, Dissertation, 2002.
- [16] P. A. M. GUICHON and M. VANDERHAEGHEN. *How to reconcile the rosenbluth and the polarizazion transfer method in the measurement of the proton form-factors*. Phys. Rev. Lett. 91:142303, 2003.
- [17] T. HAMMEL. *Luminositaetsmessung und helizizaetskorrelierte Effekte fuer ein Experiment zur paritaetsverletzenden Elektronenstreuung*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universitaet, Institut fuer Kernphysik, Dissertation, 2003.
- [18] Y. IMAI. *Entwicklung eines optischen Systems fuer ein Compton-Rueckstreupolarimeter*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universitaet, Institut fuer Kernphysik, Diplom-Arbeit, 2003.
- [19] L.G. LEVCHUK. *The intra-atomic motion of bound electrons as a possible source of the systematic error in electron beam polarization measurements by means of a Moeller polarimeter*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 345 (1994) 496-499, 1994.
- [20] B. PASQUINI and M. VANDERHAEGHEN. *Resonance estimates for single spin asymmetries in elastic electron-nucleon scattering*. Phys. Rev. C70:045206, 2004.
- [21] POVH, RITH, SCHOLZ, and ZETSCHKE. *Teilchen und Kerne*. Springer Verlag, 2008.

- [22] M. P. REKALO and E. TOMASI-GUSTAFSSON. *The complete experiment for  $e N$  elastic scattering in presence of two-photon exchange*. Nucl. Phys. A740, 271-286, 2004.
- [23] M. N. ROSENBLUTH. *High Energy Elastic Scattering of Electrons on Protons*. Phys. Rev. 79, 615-619, 1950.
- [24] B. ROSSI. *High Energy Particles*. Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ, 1952.
- [25] S. M. SELTZER and M. J. BERGER. *Evaluation of the Collision Stopping Power of Elements and Compounds for Electrons and Positrons*. Int. J. Appl Radiat. Isot. Vol.33, pp. 1189 to 1218., 1982.
- [26] M. SIKORA. *Aufbau und Inbetriebnahme eines Natriumiodid-Detektors fuer das A4-Comptonpolarimeter*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universitaet, Institut fuer Kernphysik, Diplomarbeit, 2004.
- [27] C. WEINRICH. *Entwicklung eines Transmissions-Compton-Polarimeters fuer das A4-Experiment*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universitaet, Institut fuer Kernphysik, Diplomarbeit, 2000.

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

Mainz, den 19.03.2011

Dominik Becker

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mich während des vergangenen Jahres bei der Realisierung dieser Arbeit unterstützt haben. Die Mitarbeit in der A4-Kollaboration hat mir die Möglichkeit gegeben, Neues zu erlernen und dabei stets große Freude bereitet.

Bedanken möchte ich mich bei Professor Dr. F. Maas für die Möglichkeit, diese Diplomarbeit anzufertigen. Er war stets hilfsbereit, offen für Diskussionen und nahm sich viel Zeit, um mir bei Fragen und Problemen weiterzuhelfen.

Bei Dr. S. Baunack, meinem Betreuer, möchte ich mich für das stete Interesse am Fortgang dieser Arbeit und seine nie endende Hilfsbereitschaft während sämtlicher Phasen der Diplomarbeit in besonderem Maße bedanken.

Zu großem Dank bin ich auch gegenüber Jürgen, Yoshio, David, Boris, Christoph und Luigi verpflichtet. Sie waren stets am Fortgang der Arbeit interessiert und immer diskussions- und hilfsbereit, wenn ich Fragen oder Probleme hatte. Die A4-Kollaboration hat mich nicht nur durch das Fachwissen ihrer Mitglieder, sondern auch durch deren familiären Umgang miteinander beeindruckt.

Ich möchte allen danken, die mir ihre Zeit und Unterstützung während der Teststrahlzeiten des S.A.M.S.-Prototyps zur Verfügung gestellt haben und somit die Durchführung dieses Experiments ermöglichten.

Den Mitgliedern der Werkstätten des Instituts für Kernphysik möchte ich meinen Dank für die Anfertigung der Bauteile des Magneten und die sehr gute Zusammenarbeit aussprechen.

Mein besonderer Dank gilt meiner Familie, die mir das Studium der Physik ermöglichte. Meine Freundin Iris war mir während des gesamten Studiums eine große Stütze und hat mein Leben während der vergangenen Jahre bereichert.