

Aufbau eines Møller-Polarimeters
für die Drei-Spektrometer-Anlage

und

Messung der Helizitätsasymmetrie
in der Reaktion $p(\vec{e}, e'p)\pi^0$
im Bereich der Δ -Resonanz

Dissertation zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Peter Bartsch
geboren in Neuwied

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
2001

Dekan:

1. Berichterstatter:

2. Berichterstatter:

Tag der mündlichen Prüfung: 28.01.2002

Zusammenfassung

Die Anregung des Protons, $N(938) J^P=1/2^+$, zu dessen erster Resonanz, $\Delta(1232) J^P=3/2^+$, kann im einfachen Konstituentenquarkmodell als "spin-flip" des nicht ausgerichteten Quarks verstanden werden, entsprechend einem magnetischen Dipolübergang (M1). Darüber hinaus auftretende coulombartige bzw. elektrische Quadrupolübergänge (C2 bzw. E2) könnten Hinweise auf eine eventuell vorliegende d-Wellen-Beimischung in der Konstituentenquark-Wellenfunktion liefern. Die diesen Quadrupolübergängen entsprechenden Multipolamplituden finden sich in den Interferenzstrukturfunktionen der Pion-Produktion, $p(e, e'p)\pi^0$. Da die Experimente unvollständig im Hinblick auf eine komplette Multipolanalyse sind, werden zur Extraktion der Amplituden Modellannahmen für den nicht- Δ resonanten Untergrund benötigt. Eine Observable, die von diesem nichtresonanten Untergrund dominiert wird, ist die Komponente der Polarisierung des Rückstoßprotons senkrecht zur Elektronstreuungsebene, P_y . Messungen dieser Komponente [Pos01b, War98] zeigen übereinstimmend eine signifikante Abweichung von den Modellvorhersagen [Dre99]. Eine Überprüfung dieser Diskrepanz ist möglich durch die Messung der $R_{LT'}$ -Strukturfunktion in der Reaktion $p(\vec{e}, e'p)\pi^0$, welche eine P_y sehr ähnliche Multipol-Zusammensetzung aufweist.

Die vorliegende Arbeit beschreibt das Experiment zur relativen Bestimmung von $R_{LT'}$ mittels der Helizitätsasymmetrie in der Resonanz ($W=1232$ MeV) bei einem Impulsübertrag $q^2=-0.2(\text{GeV}/c)^2$. Es wurde mit der Drei-Spektrometer-Anlage am Beschleuniger MAMI durchgeführt. Zur Bestimmung des für das Experiment wesentlichen Polarisationsgrads des Elektronenstrahls diente das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Møller-Polarimeter. Das Polarimeter wurde erfolgreich in Betrieb genommen und inzwischen auch für andere Experimente verwendet [A4, Sei02, Gla02]. Es ermöglicht die Bestimmung der longitudinalen Strahlpolarisation für Strahlenergien im Bereich von 0.5-1.5 GeV. Die erreichbare relative Genauigkeit beträgt 1.7% systematisch und 1% statistisch innerhalb weniger Minuten Messzeit.

Der relative Verlauf der gemessenen Helizitätsasymmetrie wird im gesamten akzeptierten kinematischen Bereich von MAID [Dre99] zwar gut wiedergegeben, der Absolutbetrag jedoch um etwa 33% überschätzt. Diese Abweichung ist konsistent mit der oben genannten Diskrepanz in P_y . Abweichungen in der Beschreibung von $R_{LT'}$ treten auch in den dynamischen Modellen [Sat01, Kam01] auf, bei denen eine konsistente Trennung zwischen resonanten Beiträgen und den nichtresonanten der Pionwolke gelingt. Das Ergebnis der vorliegenden Messung ist ein Indiz dafür, dass der Effekt der Pionwolke noch nicht hinreichend verstanden ist.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| 1. Einleitung | 1 |
| 1.1 Elektromagnetische Pionproduktion | 3 |
| 1.2 Multipolzerlegung der Observablen | 6 |
| 1.3 Messungen der Proton-Polarisation | 8 |
| 1.4 Modelle | 11 |
| 2. Experiment zur Bestimmung von $R_{LT'}$ | 13 |
| 2.1 Polarisierten Elektronenstrahl | 15 |
| 2.2 Protonentarget | 19 |
| 2.3 Spektrometer | 20 |
| 2.4 Identifikation der Ereignisse | 22 |
| 3. Analyse und Ergebnisse | 25 |
| 3.1 Identifizierung der Reaktion $p(\vec{e}, e'p)\pi^0$ | 25 |
| 3.2 Helizitätsasymmetrie | 29 |
| 3.3 Stabilität der Asymmetrie unter Änderung der Schnitte | 39 |
| 3.4 Ergebnisse und systematische Fehler | 43 |
| 3.4.1 Ergebnisse | 43 |
| 3.4.2 Systematische Fehler | 43 |
| 4. Das Møller-Polarimeter | 51 |
| 4.1 Anforderungen | 51 |
| 4.2 Funktionsweise | 53 |
| 4.2.1 Messprinzip | 54 |
| 4.2.2 Aufbau | 56 |
| 4.2.3 Fehler | 70 |
| 4.3 Messungen der Strahlpolarisation | 73 |
| 5. Zusammenfassung und Ausblick | 77 |
| A. Datenpunkte | 79 |

Kapitel 1

Einleitung

Im letzten Jahrhundert schlugen Gell-Mann und Zweig angesichts des “Periodensystems des Teilchenzoos“ eine Substruktur der Elementarteilchen, die sogenannte Quarkhypothese, vor. Auf dieser Basis konnten viele Phänomene der Hadronen, wie die Existenz von Multipletts, die Baryonquantenzahlen und Massenunterschiede erklärt werden. Trotzdem die Quarks prinzipiell nicht isoliert nachgewiesen werden können, bieten Ergebnisse aus tiefinelastischen Streuexperimenten, das Bjorken-Skaling [Fri72] und die Callan-Gross-Relation [Bod79] deutliche Evidenz für die Existenz punktförmiger Nukleonkonstituenten mit Spin $1/2$.

Zur Beschreibung der starken Wechselwirkung der Quarks wurde analog zur Quantenelektrodynamik eine Quantenfeldtheorie, die Quantenchromodynamik, formuliert. Diese gestaltet sich jedoch komplizierter als die QED, da ihre Austauschpartikel, die Gluonen, im Gegensatz zu den Photonen in der elektromagnetischen Wechselwirkung, selbst Ladung tragen und somit auch untereinander wechselwirken. Als Konsequenz ergibt sich eine starke Variation der starken Kopplungs“konstanten“ α_s in Abhängigkeit der betrachteten Skala, die durch den Impulsübertrag Q^2 gegeben wird. Sie führt zu geringer Bindung zwischen den Quarks bei kleinen Abständen, der sogenannten asymptotischen Freiheit, während die Bindung für große Entfernungen stetig wächst, so dass es nicht möglich ist, einzelne Quarks zu isolieren (confinement).

Der in der QED erfolgreiche störungstheoretische Ansatz führt in der QCD, formuliert in Quark- und Gluon-Freiheitsgraden, lediglich bei sehr hohen Impulsüberträgen und damit ausreichend kleinem α_s zu quantitativen Ergebnissen. Bei geringen Impulsüberträgen, bei denen die Nukleonen als Entitäten betrachtet werden können, lassen sich die Auswirkungen der starken Wechselwirkung, zum Beispiel die Kernkräfte, durch den Austausch von Pionen beschreiben. Im Übergangsbereich existiert keine befriedigende Modellierung der starken Wechselwirkung, die zum Beispiel eine Beschreibung der Nukleonformfaktoren, der magnetischen Momente und der Polarisierbarkeiten der Nukleonen in Quarkfreiheitsgraden ermöglicht. Daher sind experimentelle Daten zu den inneren Freiheitsgraden des Nukleons von besonderem Interesse.

Insbesondere liefert das Anregungsspektrum Informationen über die Dynamik der inneren Freiheitsgrade des Nukleons. Dieses ist bei niedrigen Energien be-

herrscht von der prominenten Δ -Resonanz $P_{33}(1232)$. Die Anregung des Nukleons kann im einfachen Konstituentenquark-Modell als "spin-flip" des nicht ausgerichteten Quarks, entsprechend einer Änderung des Spins von $1/2$ nach $3/2$, verstanden werden. Da sowohl Nukleon als auch Δ gerade Parität haben, entspricht diese Änderung des Gesamtdrehimpulses einem *magnetischen* Dipolübergang, $M1$. Die zusätzlich zu diesem dominierenden Anteil ebenfalls möglichen coulombartigen bzw. elektrisch transversalen Quadrupolübergänge, $C2$ bzw. $E2$ (siehe Tabelle 1.1) entsprechen d-Wellen-Beimischungen in der Konstituentenquark-Wellenfunktion, die analog zum Deuteron zu einer Deformation führen. Als Ursache dafür werden Tensorkräfte zwischen Pionwolke und Quark-"bag" [DeR75, Gla79], aber auch Mesonaustauschströme zwischen den Quarks [Buc97] diskutiert. Gewöhnlich werden diese kleinen Quadrupolkomponenten relativ zu der dominierenden Dipolamplitude als CMR bzw. EMR bestimmt.

Ein eventuell vorhandenes Quadrupolmoment in der Ladungsverteilung des Nukleons ist im Grundzustand selbst wegen des Spins $1/2$ nicht messbar, sondern wird erst im Übergang zur Δ -Resonanz beobachtbar. Eine experimentelle Schwierigkeit stellt die mit $\tau = 6 \cdot 10^{-24} s$ geringe Lebensdauer des Δ dar, die einen direkten Nachweis verhindert. Da das Δ jedoch praktisch vollständig in den $N\text{-}\pi$ -Kanal zerfällt ($BR > 99\%$, [PDG98]), kann die Resonanz durch diesen Endzustand markiert werden. Der Umkehrschluss, dass alle $N\text{-}\pi$ -Endzustände aus einer Anregung

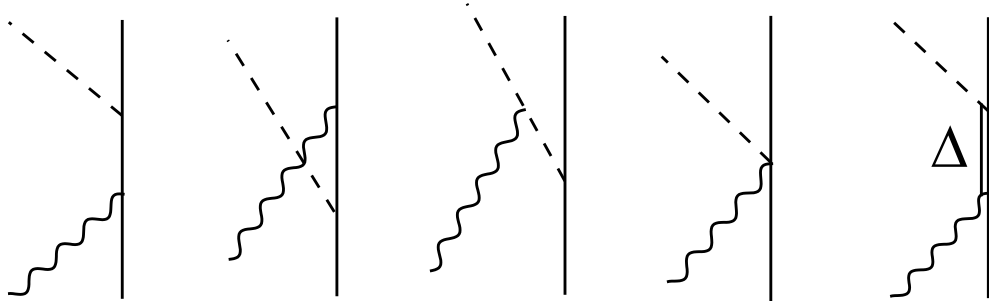


Abb. 1.1: Pionproduktion in niedrigster Ordnung

der Resonanz stammten, ist nicht wahr: Abbildung 1.1 zeigt neben dem resonanten Beitrag alle Graphen in führender Ordnung, die im selben $N\text{-}\pi$ -Endzustand enden. Die Amplituden dieser Born-Graphen (siehe Tabelle 1.1) müssen zur Extraktion der gesuchten Übergangsamplituden durch ein Modell berücksichtigt werden. Zur möglichst starken Unterdrückung dieses nichtresonanten Untergrundes ist es von Vorteil, die Δ^+ -Resonanz im $p\pi^0$ -Ladungskanal (im Gegensatz zum $n\pi^+$ -Kanal) zu markieren, da hier auf Grund des ungeladenen Pions Kontakt- und Pionpolterm nicht beitragen¹.

¹Theoretisch ist es zur Trennung der Isospinamplituden notwendig, beide Zerfallskanäle zu

Die experimentelle Methode zur Untersuchung der Multipolamplituden im Nukleon- Δ -Übergang ist die Pionproduktion am Proton durch Elektronstreuung, welche im Folgenden diskutiert wird.

1.1 Elektromagnetische Pionproduktion

Der zur Anregung des Nukleons notwendige Energieübertrag im Bereich um 340 MeV läßt sich durch Absorption eines virtuellen oder reellen Photons erreichen. Im letzteren Fall, der sogenannten Photoproduktion, tragen lediglich transversale Multipolamplituden bei, während die longitudinalen Amplituden erst durch Ausnutzung der "off-shell"-Freiheitsgrade der *virtuellen* Photonen bei Elektronstreuung zugänglich werden. Zusätzlich können nur in der Elektroproduktion die Amplituden bei endlichen Impulsüberträgen Q^2 , entsprechend der invarianten Masse des Photons, bestimmt werden. Abbildung 1.2 illustriert die Kinematik der Pion-

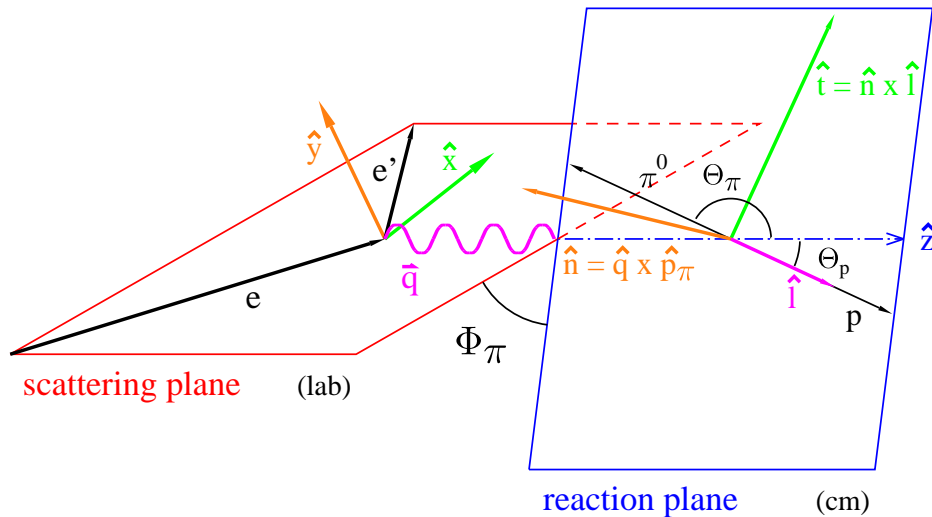


Abb. 1.2: Kinematik der Pion-Elektroproduktion

Elektroproduktion. Das Elektron wird unter dem Winkel θ_e im Laborsystem gestreut und definiert die Eigenschaften des virtuellen Photons: den Energieübertrag

$$\omega = E - E' \quad (1.1)$$

als Energiedifferenz von ein- und auslaufendem Elektron und analog den Impulsübertrag

$$\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}' \quad (1.2)$$

vermessen. Es hat sich jedoch gezeigt, dass an der Resonanzposition die Ergebnisse des $I=\frac{3}{2}$ -Kanals praktisch gleich denjenigen des $p\pi^0$ -Kanals sind [Sch98, Bec97].

aus deren Impulsen. Das Koordinatensystem der Streuebene wird durch die Impulse des ein- und auslaufenden Elektrons aufgespannt:

$$\hat{z} = \hat{q} \quad (1.3)$$

$$\hat{y} = \hat{k} \times \hat{k}' \quad (1.4)$$

$$\hat{x} = \hat{y} \times \hat{z}. \quad (1.5)$$

Der Endzustand zerfällt in Proton und Pion, die im Schwerpunktsystem mit entgegengesetzt orientierten Impulsvektoren auseinanderlaufen. Ihre Streuwinkel gegen den Impulsübertrag \vec{q} sind θ_π^{cm} und $\theta_p^{cm} \equiv 180^\circ - \theta_\pi^{cm}$. Die Impulse von Pion und Proton definieren zusammen mit dem Impulsübertrag die Reaktionsebene:

$$\hat{l} = \hat{p}_p^{cm} \quad (1.6)$$

$$\hat{n} = \hat{q} \times \hat{p}_\pi^{cm} \quad (1.7)$$

$$\hat{t} = \hat{n} \times \hat{l}, \quad (1.8)$$

die um den Winkel ϕ_π gegen die Elektronstrebene geneigt ist.

In Ein-Photon-Austausch-Näherung lässt sich der Koinzidenz-Wirkungsquerschnitt, 5-fach differenziell nach Energie und Laborsystem-Raumwinkel des gestreuten Elektrons, sowie dem Schwerpunktsystem-Raumwinkel des Pions wie folgt schreiben:

$$\frac{d^5\sigma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\pi^{cm}} = \Gamma \frac{d^2\sigma_v}{d\Omega_\pi^{cm}}. \quad (1.9)$$

Darin ist Γ der virtuelle Photonfluss, der allein durch den Elektronenarm festgelegt ist:

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E'}{E} \frac{k_\gamma}{Q^2} \frac{1}{1 - \epsilon}. \quad (1.10)$$

Dort ist α die Feinstrukturkonstante, $Q^2 = -q^2$ der quadratische Viererimpulsübertrag, $k_\gamma = (W^2 - m_p^2)/2m_p$ die sogenannte Photon-Äquivalentenergie und $\epsilon = (1 + (2\vec{q}^2/Q^2) \tan^2 \frac{\theta_e}{2})^{-1}$ die transversale Polarisation des virtuellen Photons.

Der verbleibende zweifach differenzielle Wirkungsquerschnitt beschreibt die Reaktion des hadronischen Systems auf das virtuelle Photon. Für Experimente mit polarisiertem Elektronenstrahl kann er für eine Helizität h des Elektrons durch die fünf Strukturfunktionen R_i , $i = T, L, LT, TT, LT'$ parametrisiert werden [Dre92, Ras89]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_v}{d\Omega_\pi^{cm}} &= R_T + \epsilon R_L \\ &+ \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)} R_{LT} \cos \phi_\pi \\ &+ \epsilon R_{TT} \cos 2\phi_\pi \\ &+ h \sqrt{2\epsilon(1-\epsilon)} R_{LT'} \sin \phi_\pi. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Die Strukturfunktionen sind Funktionen des Pionstreuwinkels im Schwerpunktsystem θ_π^{cm} , sowie der Schwerpunktsenergie W und des Impulsübertrags Q^2 . Der Index L bzw. T symbolisiert die ‘‘Reaktion‘‘ der Strukturfunktion auf die longitudinale bzw. transversalen Polarisationskomponenten des virtuellen Photonfeldes, und ‘‘‘‘ deutet die Abhängigkeit von der Elektronhelizität an. Die Strukturfunktionen R_T und R_L sind schon in Einarmmessungen zugänglich und lassen sich durch mehrere Messungen bei unterschiedlichen ϵ -Werten mittels der sogenannten Rosenbluth-Separation trennen. Die Interferenzstrukturfunktionen R_{LT} und R_{TT} können auf Grund ihrer Azimutwinkel-Abhängigkeit isoliert werden und die helizitätsabhängige $R_{LT'}$ -Funktion durch Messungen mit unterschiedlichen Strahlpolarisationen. Auf Grund des $\sin \phi_\pi$ -Terms ist ihr Beitrag jedoch in der Elektron-Streuebene nicht messbar.

Wird darüber hinaus die Polarisation des auslaufenden Protons gemessen, oder äquivalent das Targetproton polarisiert, werden insgesamt 18 Strukturfunktionen zugänglich:

$$\begin{aligned} \frac{d^5\sigma}{dE'd\Omega_e d\Omega_p^{cm}} &= \frac{m_p m_{\pi^0} |\vec{p}_p^{cm}|}{8\pi^3 W} \sigma_{\text{Mott}} \cdot \\ &\{ v_L [R_L + R_L^n P_n] \\ &+ v_T [R_T + R_T^n P_n] \\ &+ v_{TT} [(R_{TT} + R_{TT}^n P_n) \cos 2\phi_\pi + (R_{TT}^l P_l + R_{TT}^t P_t) \sin 2\phi_\pi] \\ &+ v_{LT} [(R_{LT} + R_{LT}^n P_n) \cos \phi_\pi + (R_{LT}^l P_l + R_{LT}^t P_t) \sin \phi_\pi] \\ &+ h v_{LT'} [(R_{LT'} + R_{LT'}^n P_n) \sin \phi_\pi + (R_{LT'}^l P_l + R_{LT'}^t P_t) \cos \phi_\pi] \\ &+ h v_{TT'} [R_{TT'}^l P_l + R_{TT'}^t P_t] \}. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Die Strukturfunktionen werden hier zusätzlich nach den Polarisationskomponenten des Protons bezüglich der Reaktionsebene, $P_i, i = n, l, t$, unterschieden².

1.2 Multipolzerlegung der Observablen

Die Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts in Strukturfunktionen ist die dem Experiment angemessene Zerlegung in Observablen. Für die Zuordnung der Stärken zu physikalischen Reaktionen, entsprechend definierten Drehimpulsen und Parität, ist die Entwicklung in Kugelflächenfunktionen, die Multipolzerlegung, notwendig. In der Pionproduktion werden Multipolentwicklungen zweier Systeme betrachtet. Zum einen ist dies die Entwicklung des einlaufenden virtuellen Photofeldes. Hier unterscheidet man je nach Paritätsverhalten elektrische, magnetische und – nur im Fall virtueller Photonen – coulombartige Multipole: EL, ML und CL , gekennzeichnet mit dem Drehimpuls L . Zum anderen diejenige im πN -Endzustand, beschrieben durch den relativen Drehimpuls l des Pions und dessen Kopplungssinn an den Spin des Nukleons. Auch hier unterscheidet man nach dem elektromagnetischen Charakter des Übergangs elektrische $E_{l\pm}$, magnetische $M_{l\pm}$ und je nach Konvention longitudinale bzw. skalare Amplituden $S_{l\pm} = \tilde{\lambda} L_{l\pm}$, mit $\tilde{\lambda} = \omega_{cm}/|\vec{q}_{cm}|$.

In Tabelle 1.1 sind die Multipole für Photondrehimpulse $L_\gamma \leq 2$ aufgeführt. An die Δ -Resonanz koppeln darunter nur diejenigen, die in Gesamtdrehimpuls und Parität mit deren Quantenzahlen $J^P = \frac{3}{2}^+$ übereinstimmen. Dies sind die dominierende M_{1+} -Amplitude, deren Realteil die Resonanzposition durch einen Nulldurchgang definiert, sowie die elektrisch transversale E_{1+} - und die coulombartige S_{1+} -Quadrupolamplitude. Die Multipolzerlegung für die fünf Strukturfunktionen aus Gleichung 1.11 lässt sich unter Beschränkung auf Drehimpulse $l \leq 1$ (s- und p-Wellennäherung) schreiben als [Dre92, Kno95]:

$$\begin{aligned}
 R_L &= \tilde{\lambda}^2 [|S_{0+}|^2 + 4|S_{1+}|^2 + |S_{1-}|^2 \\
 &\quad - 4\Re\{S_{1+}^* S_{1-}\} + 2 \cos \theta_\pi^{cm} \Re\{S_{0+}^* (4S_{1+} + S_{1-})\} \\
 &\quad + 12 \cos^2 \theta_\pi^{cm} (|S_{1+}|^2 + \Re\{S_{1+}^* S_{1-}\})] \\
 R_T &= |E_{0+}|^2 + \frac{1}{2}|2M_{1+} + M_{1-}|^2 \\
 &\quad + \frac{1}{2}|3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2 \\
 &\quad + \cos \theta_\pi^{cm} \Re\{E_{0+}^* (3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-})\} \\
 &\quad + \cos^2 \theta_\pi^{cm} [|3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-}|^2
 \end{aligned} \tag{1.13}$$

²Für die explizite Darstellung der Lepton-Funktionen $v_i, i=L, T, TT, LT, TT', LT'$ siehe [Ras89].

| γ - N System | | π - N System | | | Parität |
|-----------------------|--------------------|--------------------|---------|-----------------|---------|
| L_γ | γ -Multipol | J | l_π | π -Multipol | |
| 0 | C0 | 1/2 | 1 | S_{1-} | + |
| 1 | E1/C1 | 1/2 | 0 | E_{0+}/S_{0+} | - |
| | | 3/2 | 2 | E_{2-}/S_{2-} | |
| 1 | M1 | 1/2 | 1 | M_{1-} | + |
| | | 3/2 | 1 | M_{1+} | |
| 2 | E2/C2 | 3/2 | 1 | E_{1+}/S_{1+} | + |
| | | 5/2 | 3 | E_{3-}/S_{3-} | |
| 2 | M2 | 3/2 | 2 | M_{2-} | - |
| | | 5/2 | 2 | M_{2+} | |

Tab. 1.1: Photon- und Pion-Multipole bis zu $L_\gamma = 2$.

$$-\frac{1}{2}|2M_{1+} + M_{1-}|^2 - \frac{1}{2}|3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2 \quad (1.14)$$

$$R_{TT} = 3 \sin^2 \theta_\pi^{cm} \left[\frac{3}{2}|E_{1+}|^2 - \frac{1}{2}|M_{1+}|^2 - \Re\{E_{1+}^*(M_{1+} - M_{1-}) + M_{1+}^*M_{1-}\} \right] \quad (1.15)$$

$$R_{LT} = -\sin \theta_\pi^{cm} \tilde{\lambda} \Re\{S_{0+}^*(3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}) - (2S_{1+}^* - S_{1-}^*)E_{0+} + 6 \cos \theta_\pi^{cm} (S_{1+}^*(E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}) + S_{1-}^*E_{1+})\} \quad (1.16)$$

$$R_{LT'} = \sin \theta_\pi^{cm} \tilde{\lambda} \Im\{S_{0+}^*(3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}) - (2S_{1+}^* - S_{1-}^*)E_{0+} + 6 \cos \theta_\pi^{cm} (S_{1+}^*(E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}) + S_{1-}^*E_{1+})\}. \quad (1.17)$$

Da die Anzahl der Amplituden zu groß ist, um sie aus einem ‘‘Fit‘‘ an Messdaten extrahieren zu können, wird die Multipolentwicklung unter folgenden Annahmen vereinfacht:

- M_{1+} ist die deutlich dominierende Amplitude im Bereich der Δ -Resonanz.

- An der Resonanzposition sind die Amplituden M_{1+} , E_{1+} und S_{1+} rein imaginär.

Berücksichtigt man mit diesen Argumenten nur Multipolinterferenzterme, die M_{1+} enthalten, so vereinfachen sich die Ausdrücke in den Gleichungen 1.13–1.17 wie folgt:

$$R_L \simeq 0 \quad (1.18)$$

$$R_T = (2.5 - 1.5 \cos^2 \theta_\pi^{cm}) |M_{1+}|^2 + \Re\{E_{0+}^* M_{1+}\} \quad (1.19)$$

$$R_{TT} = -3 \sin^2 \theta_\pi^{cm} (0.5 |M_{1+}|^2 + \Re\{E_{1+}^* M_{1+} + M_{1+}^* M_{1-}\}) \quad (1.20)$$

$$R_{LT} = \sin \theta_\pi^{cm} \tilde{\lambda} \Re\{(S_{0+}^* + 6 \cos \theta_\pi^{cm} S_{1+}^*) M_{1+}\} \quad (1.21)$$

$$R_{LT'} = -\sin \theta_\pi^{cm} \tilde{\lambda} \Im\{(S_{0+}^* + 6 \cos \theta_\pi^{cm} S_{1+}^*) M_{1+}\} \quad (1.22)$$

Die Strukturfunktion R_L ist klein, weil sie Produkte bzw. quadratische Terme vermeintlich kleiner Amplituden enthält. Die transversale Strukturfunktion R_T ist dominiert von $|M_{1+}|^2$ sowie einem Interferenzterm mit der nichtresonanten E_{0+} -Amplitude. In der Interferenzstrukturfunktion R_{TT} findet sich eine Interferenz der elektrischen Quadrupolamplitude E_{1+} , allerdings neben $|M_{1+}|^2$ schwer messbar. R_{LT} bietet guten Zugang zur coulombartigen Quadrupolamplitude S_{1+} . Sie steht ‘‘verstärkt‘‘ durch die M_{1+} -Amplitude in führender Ordnung. Der Realteil dieser Interferenz liefert gemäß der zweiten Annahme eine Sensitivität auf den resonanten Imaginärteil der Quadrupolamplitude. Die fünfte Strukturfunktion $R_{LT'}$ enthält gerade den Imaginärteil derselben Interferenz wie R_{LT} und ist somit auf die nichtresonanten Realteile empfindlich. Zur Bestimmung der longitudinalen Quadrupolamplitude C2 wurde in einer Reihe von Experimenten die R_{LT} -Amplitude anhand ihrer Azimutwinkelverteilung separiert [Sid71, Ald72, Kal97, Got00, Mer01, Joo01]. Ein anderer Ansatz ist die Messung der Polarisation des auslaufenden Protons, der in Folgenden kurz umrissen werden soll.

1.3 Messungen der Proton-Polarisation

Im Fall paralleler Kinematik, in der das auslaufende Proton in Richtung des Impulsübertrags \vec{q} emittiert wird, sind die wirkungsquerschnittsgewichteten Polarisationskomponenten des Protons im Streuebenensystem (siehe Abb. 1.2) jeweils proportional zu genau einer Strukturfunktion aus Glg. 1.12 [Sch98]:

$$\sigma_0 P_x = \lambda \cdot P_e \cdot \sqrt{2\epsilon_L(1-\epsilon)} R_{LT'}^t \quad (1.23)$$

$$\sigma_0 P_y = \lambda \cdot \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} R_{LT}^n \quad (1.24)$$

$$\sigma_0 P_z = \lambda \cdot P_e \cdot \sqrt{1-\epsilon^2} R_{TT'}^l. \quad (1.25)$$

σ_0 ist hierin der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt. Die beiden Polarisationskomponenten *in* der Streuebene hängen von der Strahlpolarisation P_e ab, während P_y davon unabhängig und somit auch mit unpolarisiertem Elektronenstrahl zugänglich ist.

In der Multipolzerlegung (Glg. 1.26-1.28) zeigt sich in P_x eine ähnliche Struktur wie in R_{LT} und damit ebenfalls eine Sensitivität auf die coulombartige Quadrupolamplitude S_{1+} . Eine weitere Parallele findet sich in der Tatsache, dass P_y analog zu $R_{LT'}$ gerade den Imaginärteil derselben Multipolkombination enthält wie P_x . Somit liefert P_y , wie $R_{LT'}$, ein Maß für die nichtresonanten Untergrundamplituden:

$$\sigma_0 P_x = P_e c_- \tilde{\lambda} \Re\{(4S_{1+} + S_{1-} - S_{0+})^* (M_{1+} - M_{1-} - E_{0+} + 3E_{1+})\} \quad (1.26)$$

$$\sigma_0 P_y = -c_+ \tilde{\lambda} \Im\{(4S_{1+} + S_{1-} - S_{0+})^* (M_{1+} - M_{1-} - E_{0+} + 3E_{1+})\} \quad (1.27)$$

$$\begin{aligned} \sigma_0 P_z = & P_e c_0 [|M_{1+}|^2 + |M_{1-}|^2 + 9|E_{1+}|^2 + |E_{0+}|^2 \\ & + \Re\{6E_{1+}^* (M_{1+} - M_{1-}) - 2M_{1+}^* M_{1-} \\ & - 2E_{0+}^* (M_{1+} - M_{1-} + 3E_{1+})\}]. \end{aligned} \quad (1.28)$$

Die Faktoren $c_{\pm} = \sqrt{2\epsilon_L(1 \pm \epsilon)}$ und $c_0 = \sqrt{1-\epsilon^2}$ beschreiben die Polarisation der virtuellen Photonen.

Das Ergebnis einer Messung der Protonpolarisation an der Drei-Spektrometer-Anlage [Pos01b] zeigt Abbildung 1.3. Die Reaktion $p(\vec{e}, e', \vec{p})\pi^0$ wurde bei $W=1232$ MeV und $Q^2=0.12$ (GeV/c)², entsprechend einem $\epsilon=0.71$, gemessen. Die Proton-Polarisation wurde mittels eines Fokalebene-Polarimeters (FPP)[Pos01a] oberhalb der Standarddetektoren in Spektrometer A bestimmt. Hierzu wurde die azimutale Asymmetrie der inklusiven Streuung der Protonen in einem Kohlenstoff-Analysator mit Hilfe zweier Driftkammern vermessen. Da diese Winkelverteilung durch LS-Kopplung bei der Streuung erzeugt wird, ermöglicht sie die Bestimmung der transversalen Polarisationskomponenten des Protons. Die Abbildung zeigt die Messpunkte für die drei Polarisationskomponenten im Vergleich zu Rechnungen mit MAID2000 [Dre99]. Die unterschiedlichen Linien entsprechen einer Variation

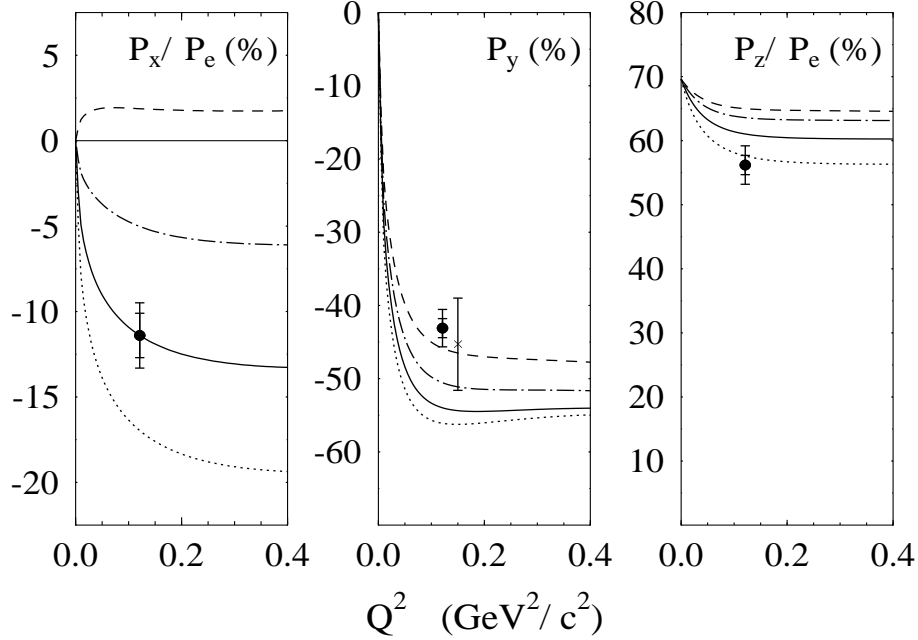


Abb. 1.3: Proton-Polarisationskomponenten gemessen in der Reaktion $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$. Die runden Punkte sind das Ergebnis der Mainzer Messung [Pos01b]. Dargestellt sind statistischer Fehler und quadratische Summe mit dem systematischen. Für P_y ist als Kreuz zusätzlich eine Messung am Bates [War98] mit statistischem Fehler eingetragen. Die Linien sind MAID-Rechnungen mit unterschiedlichen Annahmen für das CMR: Die durchgezogene Linie entspricht dem an den P_x -Messpunkt angepassten Wert von -6.4% , die gestrichelte, strichpunktierte und punktierte Linie entsprechen 0 , -3.2 und -9.6% .

der Werte für das CMR. Die durchgezogene Linie entspricht einem CMR von -6.4% , dessen Wert an die sensitive P_x -Komponente angepasst wurde. Während die z-Komponente mit dem angepassten Modell möglicherweise noch innerhalb der Fehler reproduziert wird, zeigt sich eine signifikante Abweichung bei P_y . Eine Bates-Messung [War98] von P_y mit unpolarisiertem Strahl zeigt eine ähnliche, wenn auch nicht signifikante, Abweichung von der Modellvorhersage.

Zur Überprüfung dieser Abweichung ist es interessant, eine Messung der helizitätsabhängigen Strukturfunktion $R_{LT'}$ durchzuführen, welche bis auf einen zusätzlichen Beitrag durch den S_{1-} -Multipol in s- und p-Wellen-Näherung eine sehr

ähnliche Form aufweist wie P_y :

$$R_{LT'} \propto \sin \theta_\pi^{cm} \Im m \{ (S_{0+}^* + 6 \cos \theta_\pi^{cm} S_{1+}^*) M_{1+} \} \quad (1.29)$$

$$\sigma_0 P_y \propto \Im m \{ (S_{0+}^* - S_{1-}^* - 4S_{1+}^*) M_{1+} \}. \quad (1.30)$$

Die Messung von $R_{LT'}$ kann Aufschluss darüber geben, ob eventuell der Beitrag des S_{1-} -Multipols, der an die Roper-Resonanz $P_{11}(1440)$ koppelt, für die beobachtete Diskrepanz in P_y verantwortlich ist. Falls die Modelle jedoch auch $R_{LT'}$ in ähnlicher Weise wie P_y nicht beschreiben, so liegt eher die Vermutung nahe, dass grundsätzlich die S_{0+} -Amplitude nicht verstanden ist. In diesem Fall wird die in Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Messung gut durch eine Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der R_{LT} -Strukturfunktion [Els00, Sül01], die auf $\Re e \{ S_{0+} M_{1+} \}$ empfindlich ist, ergänzt.

1.4 Modelle

Die QCD ist auf Grund des nicht perturbativen Charakters nicht in der Lage, Observablen zu beschreiben. QCD-motivierte Modelle ermöglichen jedoch Vorhersagen zum Beispiel der Quadrupol-Dipol-Verhältnisse, CMR und EMR. Zur Extraktion dieser Verhältnisse aus den Observablen leisten Modelle, die die Pion-Produktion heuristisch beschreiben, wertvolle Dienste. Sie beinhalten den Pionproduktions-Formalismus, ergänzt um nichtresonante Untergrundbeiträge und Endzustandswechselwirkung, um aufbauend auch auf experimentellem Input die Observablen zu beschreiben. In dieser Arbeit werden drei dieser Modelle verwendet:

Das Modell MAID2000 von Drechsel, Hanstein, Kamalov und Tiator [Dre99] beschreibt Pion-Photo- und Elektroproduktion bis zu Photon-Äquivalentenergien von 1 GeV. Es beinhaltet die Born-Terme, die Produktion von Vektormesonen und die Nukleonresonanzen bis zur $D_{33}(1700)$. Für alle Resonanzen wird ein Breit-Wigner-förmiger Verlauf angenommen. Die Amplituden werden nachträglich unitarisiert. Die Q^2 -Abhängigkeit wird mit geeignet gewählten Formfaktoren modelliert. Dieses Modell ist auch in interaktiver Form im Internet nutzbar ³.

Sato und Lee, und auch Kamalov und Yang benutzen dagegen ein dynamisches Modell [Sat01, Kam01], das die Pionproduktion in Hadron- und Photonfreiheitsgraden mittels eines effektiven Hamilton-Operators beschreibt. In diesen Modellen gelingt eine zwar modellabhängige, aber konsistente Separation in die resonanten Beiträge des Konstituentenquark-Modells und die nichtresonanten Beiträge der höheren Resonanzen, aber vor allem auch der Pion-Nukleon-Wechselwirkung. Auch hier werden die Parameter durch experimentelle Daten bestimmt.

³<http://www.kph.uni-mainz.de/MAID/>

Kapitel 2

Experiment zur relativen Bestimmung der $R_{LT'}$ -Strukturfunktion

Die gesuchte $R_{LT'}$ -Strukturfunktion kann in der Reaktion $p(\vec{e}, e'p)\pi^0$ auf Grund ihres Auftretens im Term, der abhängig ist von der Helizität des Strahlelektrons (Gleichung 1.11), separiert werden. Dazu werden zwei Messungen mit positiver bzw. negativer Elektronhelizität, entsprechend positiver bzw. negativer longitudinaler Strahlpolarisation P_e durchgeführt. Die Asymmetrie dieser Messungen

$$\rho_{LT'} = \frac{d\sigma(h = +1) - d\sigma(h = -1)}{d\sigma(h = +1) + d\sigma(h = -1)} \quad (2.1)$$

$$= \frac{P_e \sqrt{2\epsilon(1 - \epsilon)} R_{LT'} \sin(\phi_\pi)}{R_T + R_L + \sqrt{2\epsilon(1 + \epsilon)} R_{LT} \cos(\phi_\pi) + \epsilon R_{TT} \cos(2\phi_\pi)} \quad (2.2)$$

liefert die $R_{LT'}$ -Strukturfunktion relativ zum helizitätsunabhängigen Anteil des Wirkungsquerschnitts.

Durch Messung der Asymmetrie an Stelle eines absoluten Wirkungsquerschnitts werden die Schwierigkeiten einer Absolutmessung, wie Kenntnis der Luminosität, der Detektoreffizienz sowie die genaue Berechnung des Koinzidenzphasenraumes, vermieden. Da es sich zudem noch um die Asymmetrie bezüglich der Umschaltung der Strahlhelizität handelt, also die Kinematik und Detektorposition für beide Teilmessungen dieselbe ist, ist das Experiment zusätzlich von der genauen Kenntnis der Detektorakzeptanz unabhängig. Somit werden wesentliche Beiträge zum systematischen Fehler von vornherein ausgeschlossen. Statt dessen ist es wichtig, die Strahlpolarisation P_e absolut zu kennen.

Wegen der expliziten $\sin(\phi_\pi)$ -Abhängigkeit des $R_{LT'}$ -Terms, verschwindet die Asymmetrie *in* der Streuebene. Der Nachweis der Reaktionsprodukte muss daher ausserhalb dieser Ebene (out of plane, oop) erfolgen. Die Kinematik des Experiments skizziert Abbildung 2.1. Der longitudinal polarisierte Elektronenstrahl trifft auf ein Protonentarget. Der Nachweis des gestreuten Elektrons bestimmt Energie- und Impulsübertrag, sowie die Polarisation des virtuellen Photons ($\omega =$

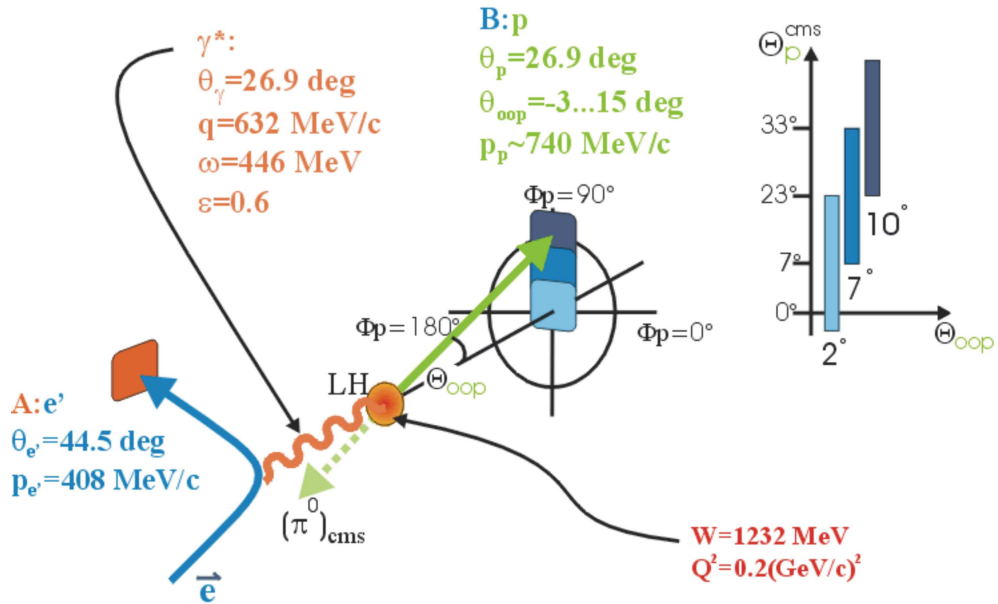


Abb. 2.1: Kinematik des Experiments zur Bestimmung der $R_{LT'}$ -Strukturfunktion. Die Elektronenkinematik bleibt unverändert, während das Proton, horizontal in Richtung des Impulsübertrags, in drei kinematischen Einstellungen (Settings) entsprechend den vertikalen Winkeln 2° , 7° , 10° im Laborsystem nachgewiesen wird. Dadurch wird im Schwerpunktsystem ein Streuwinkelbereich des Protons von -3° bis 48° abgedeckt.

446.3 MeV , $q^2 = -0.2 \text{ GeV}^2/c^2$, $\epsilon = 0.6$). Der Energieübertrag führt zu einer Schwerpunktsenergie von $W = 1232 \text{ MeV}$, die der Resonanzenergie der $\Delta(1232)$ -Resonanz entspricht. Der Impulsübertrag wurde gewählt wie bei der Mainzer R_{LT} -Messung [Els00, Sül01], und etwas oberhalb desjenigen der Messung der Rückstoßpolarisation [Pos00, Pos01b] ($q^2 = -0.2 \text{ GeV}^2/c^2$). Das Proton wird horizontal in Richtung des Impulsübertrags in der Streuebene, jedoch vertikal oberhalb, entsprechend einem Azimutwinkel $\phi_\pi = 270^\circ$ nachgewiesen, so dass die Asymmetrie maximal ist. Das ungeladene Zerfallspion wird durch Berechnung der "fehlenden Masse" (missing mass) rekonstruiert.

Das vorgestellte Experiment wurde in zwei Strahlzeiten, 23.-28.03. und 03.-07.08.2000, mit der Drei-Spektrometer-Anlage am Beschleuniger MAMI durchgeführt. Im Folgenden werden die wesentlichen Komponenten des Experiments kurz dargestellt.

2.1 Polarisierter Elektronenstrahl

Der longitudinal polarisierte Elektronenstrahl wird durch Photoeffekt mit zirkular polarisiertem Laserlicht in einem GaAsP-Kristall erzeugt [Aul97]. Durch mechanische Streckung des Kristalls, erzeugt durch Aufbringung auf ein Substrat leicht unterschiedlicher Gitterkonstante (strained layer photo cathode), erreicht man Polarisationen um 80%. Die mittels einer Pockels-Zelle umschaltbare Händigkeit der Zirkularpolarisation des Laserlichts bestimmt die Helizität des Elektronenstrahls. Die Pockelszelle, und damit die Strahlhelizität, ist über ein logisches Signal vom Experimentator fernsteuerbar. Dieses sogenannte Helizitätsbit wird mit einem Frequenzgenerator im Messraum erzeugt. Dieser generiert mit einer wählbaren Frequenz ($\frac{1}{16}$ -16 Hz) Paare aus jeweils einem high- und einem low-Bit. Dabei wird die Reihenfolge innerhalb eines Paares zufällig bestimmt, wodurch systematische Effekte, die zu "falschen" Asymmetrien führen könnten, vermieden werden.

Vor dem Eintritt in den Beschleuniger [MAMI] wird der Elektronenstrahl (100 keV) kreisförmig mit der Beschleunigerfrequenz über einen Spalt variabler Breite, den sogenannten "Chopper" (Int0Koll11), gewedelt. Dadurch gelangt nur dann Ladung in den Beschleuniger, wenn sie die richtige Phasenlage aufweist. Durch Variation der Spaltbreite, entsprechend einem mehr oder weniger scharfen Schnitt um die optimale Phase, kann der Strahlstrom - bei konstantem Quellenstrom - verändert werden. Diese Möglichkeit wird zur Bestimmung der Strahlpolarisation mit dem Møller-Polarimeter (siehe Kapitel 4) genutzt.

Nach der Passage eines linearen Vorbeschleunigers gelangt der Strahl in das dreistufige Mainzer Mikrotron (MAMI) und wird dort, je nach Anzahl der Umläufe in der letzten Stufe, auf eine Endenergie von 180-855 MeV beschleunigt. Beim Mikrotron wird der Strahl durch Umlenkung mittels zweier Dipolmagnete wiederholt durch einen Linearbeschleuniger geleitet, so dass die Beschleunigungsstrecke mehrfach genutzt werden kann. Sobald die Endenergie erreicht ist, wird der Strahl durch das Transfersystem in eine der Experimentierhallen, im vorliegenden Fall in die Spektrometerhalle, geleitet. Da bei der Ablenkung des Strahls durch transversale Magnetfelder der Elektronenspin schneller rotiert als der Impuls der Strahlteilchen (siehe dazu Kapitel 4.3), erreicht der mit longitudinaler Polarisation in den Beschleuniger eingespeiste Strahl das Experiment im Allgemeinen mit einem endlichen Winkel zwischen Impuls und Polarisation. Da die Spinrotation stark energieabhängig ist, kann die Spinrichtung durch eine geringfügige Verstimmung der Energie der letzten Beschleunigerstufe justiert werden.

Aus diesem Grund fand das Experiment nicht bei der Nominalenergie von 855 MeV

statt, sondern bei 854.49 MeV.¹

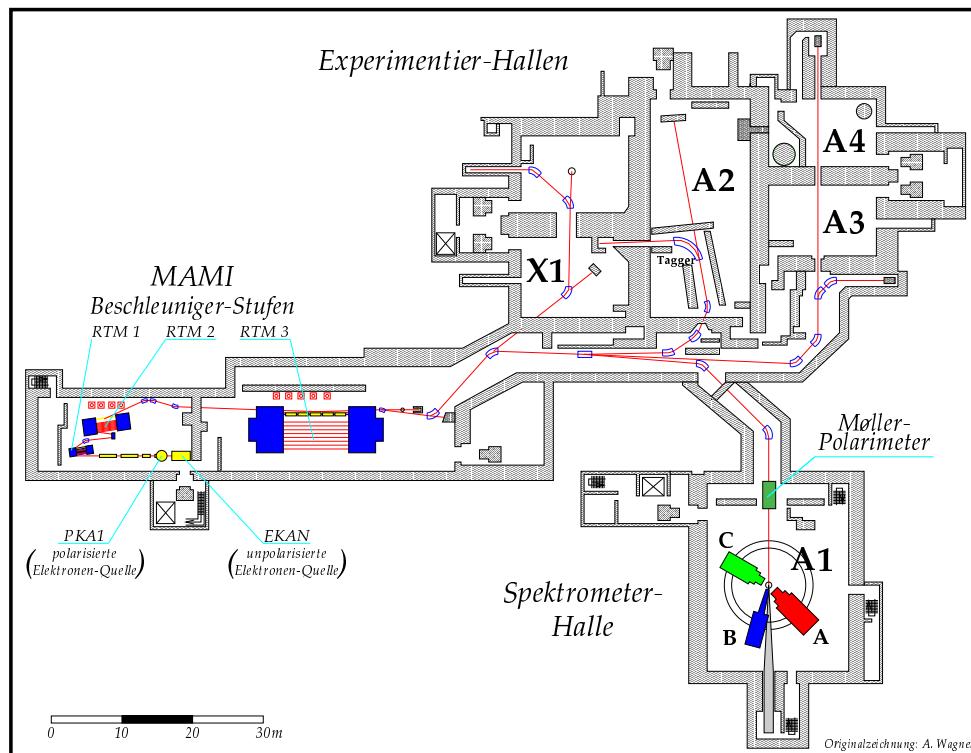


Abb. 2.2: Grundriss des Beschleunigers MAMI und der Experimentierhallen. Man erkennt die Elektronenquelle und die drei Beschleunigungsstufen. In der A1-Spektrometerhalle sieht man zentral das Target umringt von den Spektrometern und die Position des Møller-Polarimeters auf der Targetachse.

Der Strahl hat durch die im Prinzip des Mikrotrons begründete „longitudinale Fokussierung“ eine hohe Energieschärfe von $\Delta E/E < 10^{-4}$ und eine geringe Emittanz von horizontal/vertikal $13/0.84 \pi \cdot 10^{-6} \text{m}$, so dass für die Experimente ein sowohl energetisch als auch räumlich scharfer² Strahl mit bis zu $100 \mu\text{A}$ zur Verfügung steht. Da die Beschleunigerfrequenz mit 2.45 GHz höher ist als das Zeitaufklärungsvermögen der Detektoren, handelt es sich praktisch um einen cw-Strahl.

Abbildung 2.2 gibt einen Überblick über die Mainzer Experimentieranlage. Man erkennt die Quellen für polarisierte bzw. unpolarisierte Elektronen, die drei RTM's

¹Tatsächlich ist die Polarisation bei einer Energie von 854.34 MeV exakt longitudinal am Target (siehe Kapitel 4.3); Die Wahl der „fast richtigen“ Energie hat historische Gründe.

²Der Strahlfleck auf dem Target hat eine Fläche von weniger als einem Quadratmillimeter.

| Setting α_{oop} | P_{long} [%] |
|---------------------------|--------------------------------------|
| 2° | $82.2 \pm 0.2_{stat} \pm 1.5_{syst}$ |
| 7° | $82.7 \pm 0.2_{stat} \pm 1.5_{syst}$ |
| 10° | $71.8 \pm 0.2_{stat} \pm 1.5_{syst}$ |

Tab. 2.1: Polarisationsmittelwerte für die einzelnen kinematischen Einstellungen.

(race track microtron) des Beschleunigers, das Transfersystem und die Experimentierhallen der Kollaborationen (A1-A4, X1). In der Spektrometerhalle befindet sich zentral die Streukammer mit dem Target umringt von drei Spektrometern, in denen die geladenen Reaktionsprodukte nachgewiesen werden. Das Polarimeter zur Bestimmung der longitudinalen Strahlpolarisation ist kurz nach Eintritt des Strahls in die Halle installiert.

Die vorgestellte Messung fand bei Strahlströmen $\leq 7 \mu\text{A}$ statt, obwohl von der Detektorbelastung her etwa die doppelte Stromstärke möglich gewesen wäre. Ursache dafür waren die schlechte Quantenausbeute und Lebensdauer der damals in der Quelle verwendeten GaAsP-Kristalle. Die Bestimmung der Strahlpolarisation ist eine entscheidende Komponente des Experimentes. Daher ist dem im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Polarimeter ein eigenes Kapitel, 4, gewidmet. Die Strahlpolarisation wurde etwa täglich mit zwei bis vier aufeinanderfolgenden Messungen bestimmt. Dies erscheint ausreichend, da bislang neben der langsamen Polarisationszunahme bei Kristallalterung keine signifikanten, kurzfristigen Polarisationschwankungen beobachtet wurden. Die Ergebnisse der Einzelmessungen sowie die jeweiligen Mittelwerte sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Man erkennt den deutlich höheren Polarisationsgrad, den die während der zweiten Strahlzeit verwendeten Kristalle geliefert haben. Gegen Ende der ersten Strahlzeit schwankte die Polarisation auf Grund häufiger Kristallwechsel stark. Dies trägt jedoch praktisch nicht zur luminositätsgewichtet gemittelten Polarisation bei, weil nur geringe Strahlströme möglich waren. Die gewichteten Polarisationsmittelwerte sind für die einzelnen “Settings“ in Tabelle 2.1 eingetragen.

Als mögliche Quellen strahlkorrelierter “falscher“ Asymmetrien sind helizitätskorrelierte Schwankungen des Strahlstromes beziehungsweise der Strahlage vorstellbar. Exemplarisch ist in Abbildung 2.4 für jeden “run“ aus der ersten Strahlzeit die Asymmetrie aus den integrierten Ladungen beider Helizitäten A_Q aufgetragen. Grundlage der Ladungsbestimmung ist die Strommessung mittels der Förster-Sonde im RTM 3. Die zum Vergleich aus den Einzelzählraten des Elektronenspektrometers bestimmten (nicht gezeigten) Asymmetrien sind wesentlich ungenauer, haben jedoch dieselbe Tendenz. In Abbildung 2.4 erkennt man eine Asymmetrie der Größenordnung 10^{-3} . Die Asymmetrie hängt ab vom verwendeten Kri-

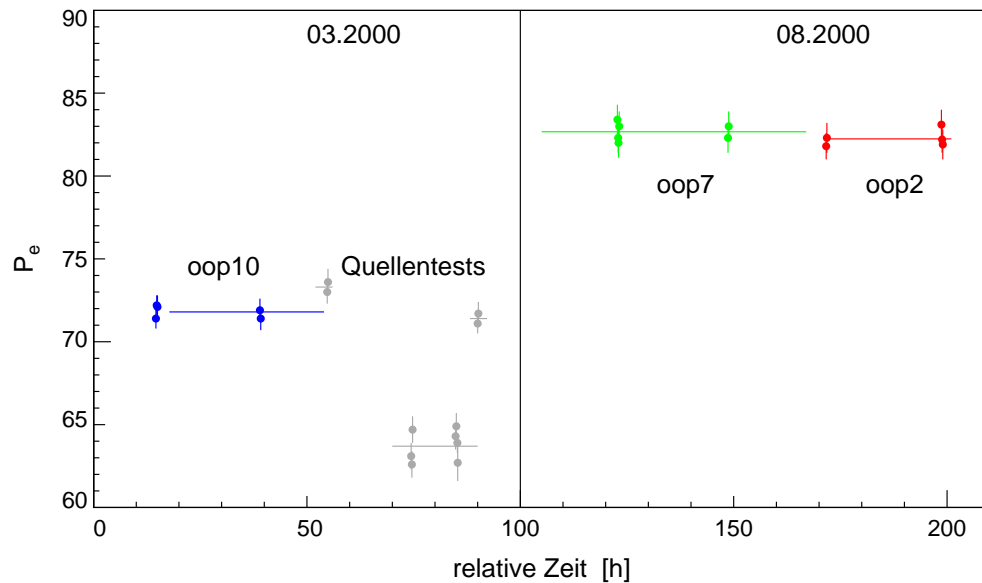


Abb. 2.3: Polarisationsmessungen während der beiden $R_{LT'}$ -Strahlzeiten. Eingetragen sind die Messwerte der longitudinalen Strahlpolarisation über der Zeit, sowie die Polarisationsmittelwerte für die einzelnen “Settings“ (oop10: blau, oop7: grün und oop2: rot), sowie während der Quellentests: hellgrau. Die Mittelwerte finden sich in Tabelle 2.1.

stall, aber auch von dessen Drehwinkel um die Flächennormale. Die Abhängigkeit vom Drehwinkel wurde bereits mit dem Møller-Polarimeter vermessen ([Str00], Kap. 4.1.2). Sie reflektiert den Relativwinkel zwischen dem geringen linearen Anteil im zirkular polarisierten Laserlicht und der Vorzugsrichtung des Kristalls auf Grund seiner Gitterstreckung. Da diese künstliche Asymmetrie mit einem Betrag von $\leq 5 \cdot 10^{-3}$ deutlich kleiner ist als die statistische Genauigkeit der Messung, wird sie im Folgenden vernachlässigt.

Zur Abschätzung etwaiger helizitätskorrelierter Strahllageänderungen wurden die Schwerpunkte der von den Spektrometern rekonstruierten transversalen Vertex-Koordinaten (x,y) für beide Helizitäten verglichen. Die Abweichungen betragen maximal $3 \mu\text{m}$. Die mit Spektrometer A ermittelten Abweichungen zeigen keine Korrelation mit den mit Spektrometer B rekonstruierten, ebensowenig sind die Lageänderungen der “Settings“ untereinander einheitlich. Es wurden demnach keine signifikanten Änderungen der Strahlposition in Abhängigkeit der Strahlhelizität beobachtet.

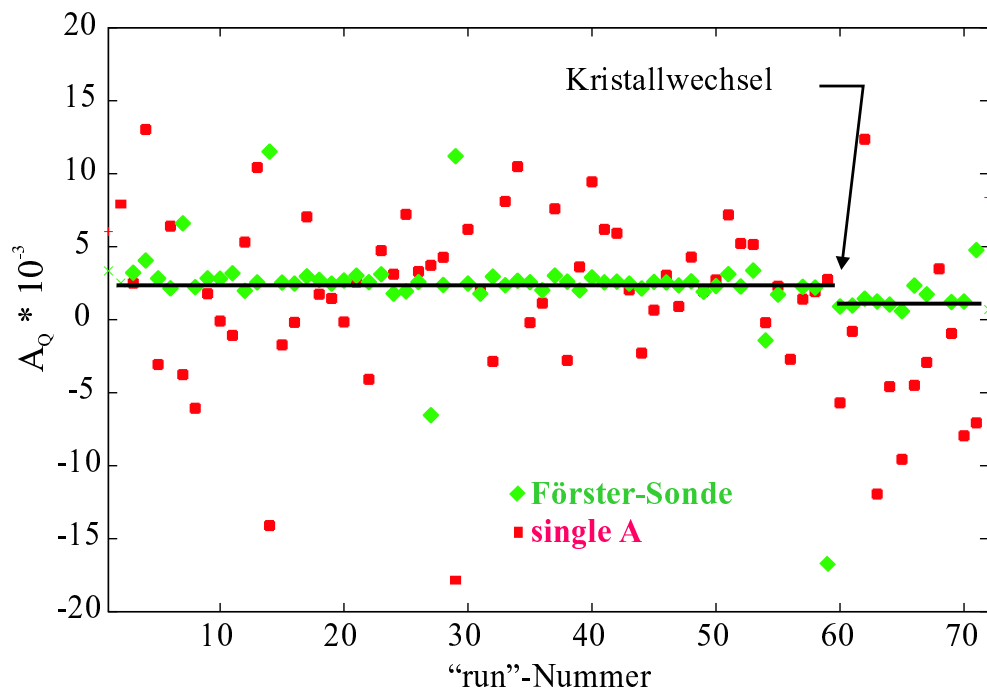


Abb. 2.4: Ladungsasymmetrie der Strahlzeit im März 2000. Die Punkte stellen für jeden “run“ die Asymmetrie der integralen Ladungen für beide Helizitäten dar. Dabei wurde zur Ladungsbestimmung das Signal der Förster-Sonde im RTM 3 verwendet (Rauten) und für die beiden verwendeten Kristalle der Mittelwert bestimmt (Linien). Eine Ladungsabschätzung auf Grund der Einzelereignisse in Spektrometer A (Quadrate) ist weniger präzise, liefert aber tendenziell das selbe Ergebnis.

2.2 Protonentarget

In der Spektrometerhalle trifft der Strahl auf ein Protonentarget [Sch94], das in Form von flüssigem Wasserstoff in einer Zelle aus $10\ \mu\text{m}$ dicker Havar-Folie vorliegt. Deren horizontaler Querschnitt findet sich schematisch in Abbildung 2.5. Die Zelle ist etwa 5 cm lang, um eine große Luminosität zu ermöglichen, aber lediglich 1 cm breit, damit seitlich austretende Teilchen einen möglichst geringen Energieverlust erfahren [Ewa96]³. Der flüssige Wasserstoff zirkuliert thermisch mit zusätzlicher Unterstützung eines Ventilators in einem Kreislauf zwischen Targetzelle und Wärmetauscher, der extern gekühlt wird. Die Zirkulation verteilt die durch den Strahl deponierte Energie ($\sim 1.4\ \text{W}/\mu\text{A}$), um Blasenbildung im Strahl-

³Dies ist wichtig für Messungen mit niederenergetischen Reaktionsprodukten, zum Beispiel nahe der Schwelle. In der vorliegenden Messung mit Protonimpulsen um $740\ \text{MeV}/c$ ist der Energieverlust im Target nicht kritisch.

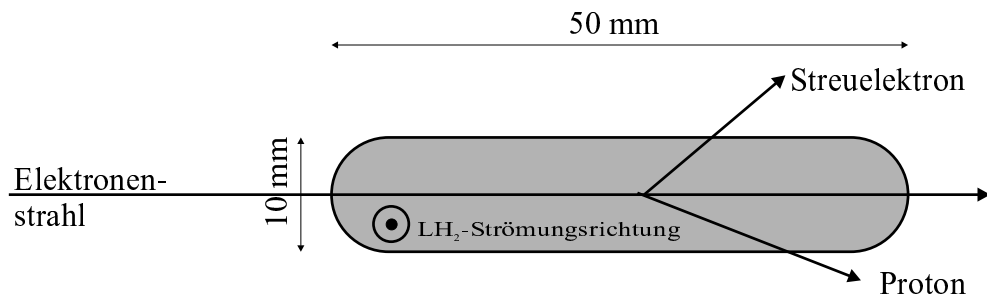


Abb. 2.5: Horizontaler Querschnitt der Flüssigwasserstoff-Targetzelle.

weg und damit unkontrollierte Luminositätsschwankungen zu vermeiden. Zusätzlich wurde der Strahlfleck auf dem Target durch ein schnelles Wedlersystem mit 3 kHz über das Target bewegt (± 2 mm horizontal, ± 1 mm vertikal), um den Strahlquerschnitt bei bekannter Strahllage⁴ effektiv zu erhöhen und so die deponierte Energie besser zu verteilen [Wil93].

Neben dem Flüssigwasserstoff-Target befindet sich in der Streukammer eine Leiter mit Feststoff-Targets, von denen der BeO-Leuchtschirm zur Kontrolle der Strahlposition und Einstellung der Wedleramplitude genutzt wurde.

2.3 Spektrometer

Bis zu drei aus der Reaktion auslaufende Teilchen lassen sich mit den drei, auf einem Drehkranz frei um das Target beweglichen, Magnet-Spektrometern [Blo98] in Koinzidenz nachweisen. Der orts- und winkelaufgelöste Nachweis der Teilchen nach Ablenkung im Magnetfeld ermöglicht die präzise Messung von Teilchenimpuls, Austrittsrichtung aus dem Target und Reaktionsort im Target entlang der Strahlrichtung. Dabei ist das Abbildungsverhalten des Magnetsystems auf die Fokalebene durch die sogenannten Abbildungsmatrizen parametrisiert⁵.

Zum Nachweis der Teilchen sind alle Spektrometer in der Fokalebene hinter dem Magnetsystem mit vertikalen Driftkammern, zwei Lagen segmentierter Szintillatoren und einem Čerenkov-Detektor ausgestattet. Mittels der vier Driftkammerebenen wird der Durchstoßort und -winkel durch die Fokalebene gemessen. Daraus lassen sich Teilchenimpuls, Richtung am Target und Reaktionsort rekonstruieren. Die zwei Schichten aus Szintillationsdetektoren (dE und ToF) liefern die Zeitinformation und veranlassen die Datenauslese (Trigger). Weiterhin erlauben

⁴Die aktuelle Strahllage wird aus den Amplituden des schnellen Wedlersystems rekonstruiert.

⁵Hier fanden die Matrizen A:qsdda495.e400.mx1 und B:bclam495.e700.mx1 Verwendung.

| Spektrometer | | A | B | C |
|---------------------------|---------|----------------|----------------|----------------|
| Konfiguration | | QSDD | D | QSDD |
| Maximaler Impuls | [MeV/c] | 735 | 870 | 551 |
| Raumwinkel | [msr] | 28 | 5.6 | 28 |
| Streuwinkelbereich | | | | |
| minimaler Winkel | | 18° | 7° | 18° |
| maximaler Winkel | | 160° | 62° | 160° |
| Impulsakzeptanz | [%] | 20 | 15 | 25 |
| Winkelakzeptanzen | | | | |
| dispersive Ebene | [mrad] | ±70 | ±70 | ±70 |
| nichtdispersive Ebene | [mrad] | ±100 | ±20 | ±100 |
| Langes-Target-Akzeptanz | [mm] | 50 | 50 | 50 |
| Länge der Zentralbahn | [m] | 10.75 | 12.03 | 8.53 |
| Impulsauflösungsvermögen | | $\leq 10^{-4}$ | $\leq 10^{-4}$ | $\leq 10^{-4}$ |
| Winkelauflösung am Target | [mrad] | ≤ 3 | ≤ 3 | ≤ 3 |
| Ortsauflösung am Target | [mm] | 5 - 10 | 2 | 5 - 10 |

Tab. 2.2: Eigenschaften der drei Magnetspektrometer.

die Energiedepositionen in den einzelnen Ebenen die Identifikation von minimal-ionisierenden Teilchen (e, π) gegenüber zum Beispiel Protonen. Der Čerenkov-Detektor erlaubt die weitere Trennung der minimal-ionisierenden Teilchensorten. Tabelle 2.2 listet die wichtigsten Parameter der Spektrometer auf, während Abbildung 2.6 eine schematische Gesamtansicht zeigt. Sämtliche Komponenten lassen sich mit Hilfe der Software MEZZO [Wei02] komfortabel fernbedienen und überwachen.

Spektrometer B kann für Messungen ausserhalb der Streuebene bis zu 10° vertikal angehoben werden [Wei97]. Diese Möglichkeit wurde zum Nachweis der Protonen im hier diskutierten Experiment genutzt, indem drei Messungen mit innerhalb der vertikalen Winkelakzeptanz von $\pm 4^\circ$ überlappenden out-of-plane-Winkeln ($2^\circ, 7^\circ, 10^\circ$) unternommen wurden. Die gestreuten Elektronen wurden in Spektrometer A detektiert.

Während Spektrometer B mit der Standarddetektorausstattung betrieben wurde, war in Spektrometer A der Čerenkov-Detektor durch das Protonen-Polarimeter ersetzt⁶. Damit fehlt dort die Möglichkeit, Elektronen anhand ihrer Čerenkov-Strahlung von negativ geladenen Pionen zu trennen. Das ist jedoch keine ernste Einschränkung, da durch die erreichte Koinzidenzzeit-Auflösung die Pionen auf Grund ihrer größeren Laufzeit durch das Spektrometer abgetrennt werden können.

⁶Dieses wurde im beschriebenen Experiment nicht benötigt.

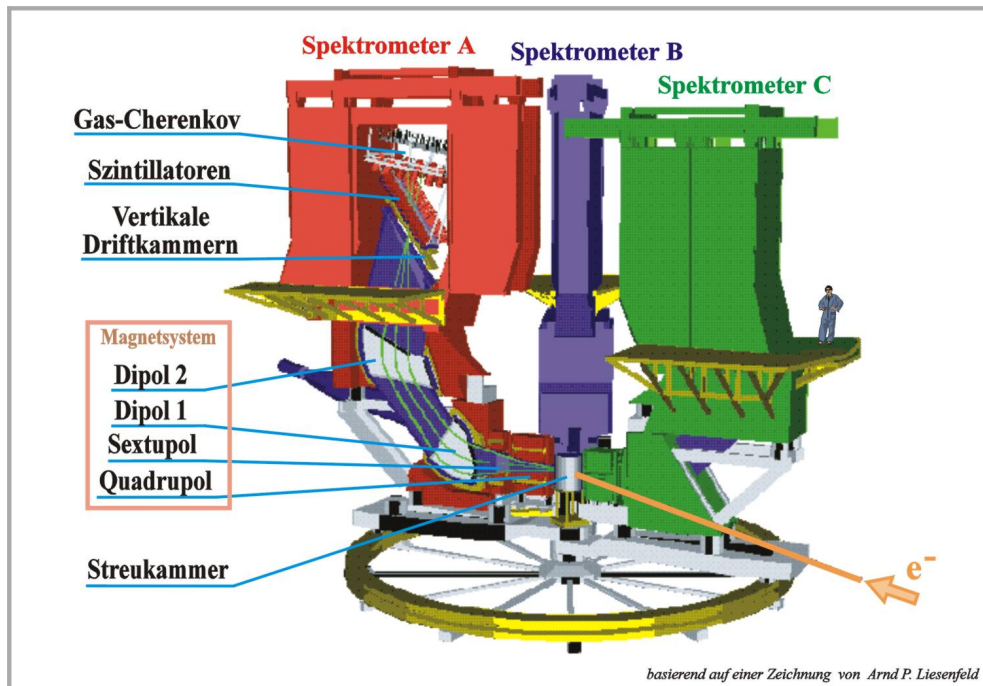


Abb. 2.6: Ansicht der Drei-Spektrometeranlage

Die Datenerfassung AQUA⁺⁺ liest und sichert die Detektorinformationen für jedes Ereignis. Die Analyse erfolgt on- und offline mit dem Programm COLA⁺⁺, welches aus den Detektor-Rohdaten die Viererimpulse der nachgewiesenen Teilchen bestimmt und die Möglichkeit bietet, daraus weitere interessierende Größen zu errechnen, zu filtern und zu histogrammieren [Dis01].

2.4 Identifikation der Ereignisse

Zur Identifikation der Reaktion $p(\vec{e}, e'p)\pi^0$ wird eine scharfe zeitliche Korrelation der zeitdefinierenden Detektorsignale (Szintillatoren der ToF-Ebene) beider Spektrometer gefordert (Koinzidenz). Die korrigierte Koinzidenzzeit $\Delta t = t_A - t_B$, ist in Abbildung 2.7 gezeigt. Sie wird aus der "rohen" Koinzidenzzeit durch Korrektur der pulshöhenabhängigen Ansprechzeit der "leading edge"-Diskriminatoren, dem Abgleich der individuellen Zeit-Offsets der einzelnen Szintillatoren, der Beachtung der Signallaufzeiten im Szintillatormaterial, sowie Berücksichtigung der Laufzeiten verschiedenener Trajektorien durch die Spektrometer gewonnen. Man erkennt in der Abbildung den prominenten Koinzidenzzeit-Pik auf einem geringen, konstanten Untergrund von unkorrelierten Ereignissen. Die FWHM-Breite des Koinzidenzzeit-Piks beträgt weniger als 0.8 ns. Dies gestattet die Trennung

von π^- -p-Untergrundereignissen, die in dem kleinen Pik bei -2.2 ns erscheinen. Dieser Untergrund stammt aus der $e + p \rightarrow e'p\pi^+\pi^-$ Doppelpionproduktion. Dabei werden das auslaufende Proton im p- und das auslaufende π^- im e-Arm in Koinzidenz nachgewiesen, jedoch ist die Koinzidenzzeit auf Grund der gegenüber Elektronen geringeren Geschwindigkeit der Pionen verschoben. In früheren Messungen konnte die π^- -Identifikation auch über den dort vorhandenen Čerenkov-Detektor im e-Arm erfolgen [Pos00].

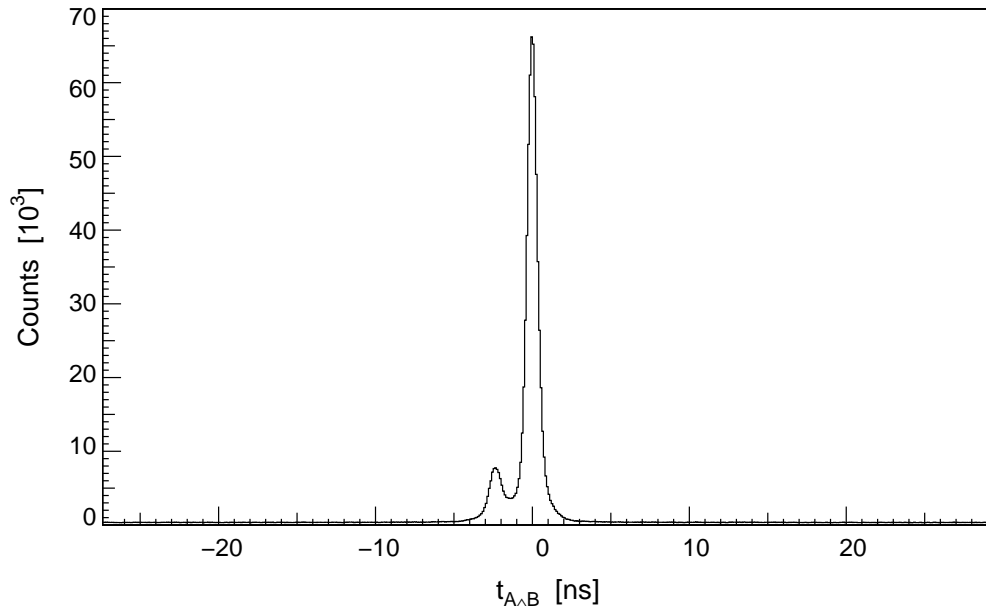


Abb. 2.7: Koinzidenzzeit-Spektrum der Messung. Die FWHM-Breite des zentralen Piks beträgt $\simeq 0.8$ ns. Der kleine Pik bei -2.2 ns stammt aus der im Text beschriebenen Doppelpionproduktion.

Das nicht nachgewiesene neutrale Pion kann in der Reaktion $p(e, e'p)\pi^0$ auf Grund der Impulserhaltung aus der Differenz zwischen einlaufendem Viererimpuls des Strahlektrons und der Summe der Viererimpulse der detektierten Teilchen rekonstruiert werden:

$$p_{miss} := p_{target} + p_e - p_{e'} - p_p \quad (2.3)$$

$$m_{miss}^2 := (p_{miss})^2. \quad (2.4)$$

Die rekonstruierte fehlende Masse (missing mass) dient zur Identifikation derjenigen Ereignisse, bei denen ein π^0 zum Ausgleich der Energieerhaltung fehlt. Abbildung 2.8 zeigt die Abweichung der rekonstruierten Masse von der tatsächlichen Pionmasse. Die Halbwertsbreite des Piks beträgt etwa $4.5 \text{ MeV}/c^2$. Da die

Energieverluste der nachgewiesenen Teilchen auf dem Weg vom Reaktionsort im Target zu den Detektoren im Spektrometer simuliert [Ewa00] und korrigiert wurden, liegt das Maximum gut beim erwarteten Wert. Zu größeren fehlenden Massen ist der Strahlenschwanz zu erkennen, verursacht durch Reaktionen $p(\vec{e}, e'p)\pi^0\gamma$.

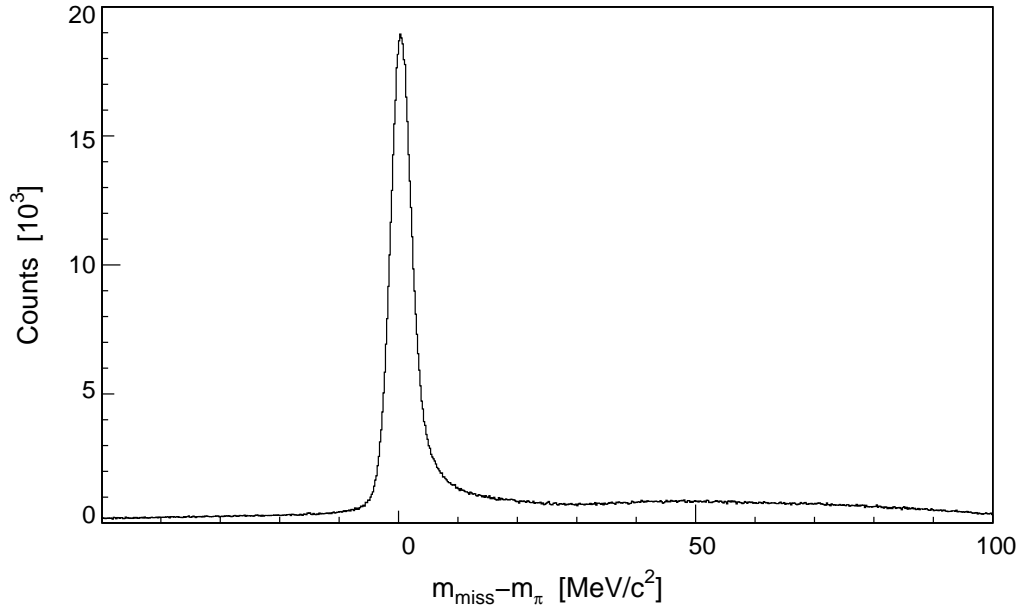


Abb. 2.8: Rekonstruierte Pionmasse (missing mass). Die FWHM-Breite beträgt $\sim 4.5 \text{ MeV}/c^2$. Das flache Maximum bei $60 \text{ MeV}/c^2$ korrespondiert mit Ereignissen im Nebenpeak des Koinzidenzzeit-Spektrums in Abbildung 2.7 (siehe dazu auch Abbildung 3.2).

Durch Schnitte auf die Peaks in Koinzidenzzeit und “missing mass“ lässt sich die gewünschte Reaktion effektiv isolieren und untersuchen. Die einzelnen Schritte der Auswertung und deren Ergebnis sind im folgenden Kapitel detailliert beschrieben.

Kapitel 3

Analyse und Ergebnisse

Nachdem im vorangehenden Kapitel die technischen Voraussetzungen des Experiments umrissen wurden, wird hier der weitere Gang der Auswertung, ausgehend von den rekonstruierten Impulsen der nachgewiesenen Teilchen am Reaktionsort, beschrieben. Der erste Abschnitt beschreibt die Isolierung der interessierenden Reaktion, der darauf folgende erläutert die Bestimmung der Asymmetrie. Schließlich werden die Ergebnisse präsentiert und die systematischen Fehler der Messung diskutiert.

3.1 Identifizierung der Reaktion $p(\vec{e}, e'p)\pi^0$

Zur Selektion der $p(\vec{e}, e'p)\pi^0$ -Reaktion werden der koinzidente Nachweis eines Protons mit dem gestreuten Strahlelektron, sowie Hinweise auf ein nicht beobachtetes π^0 in der rekonstruierten fehlenden Masse gefordert.

Diese Bedingungen werden durch Schnitte im Koinzidenzzeit- und im “missing mass“-Spektrum verwirklicht. Da sich zeigt, dass die Reaktionen im $p(e, \pi^-p)e'\pi^+$ -Nebenpik des Koinzidenzspektrums zu rekonstruierten Pionmassen von mindestens $35 \text{ MeV}/c^2$ oberhalb der wahren Masse führen, wird der in Abbildung 3.1 illustrierte Schnitt auf die Koinzidenzzeit durchgeführt. Der Zeitschnitt wird erst bei rekonstruierten Massen oberhalb $m_\pi + 35 \text{ MeV}/c^2$ schmal, so dass die Statistik maximiert ist. In der Nähe von $\Delta m_{miss} = 0$ werden die Ausläufer des Zentralpiks hingegen nur leicht angeschnitten. Dies ist ohne Belang für die Asymmetrie und verbessert das Verhältnis aus echten zu zufälligen Koinzidenzen geringfügig.

Aus dem selben Grund wird im Spektrum der rekonstruierten Pionmasse ein großzügiger Schnitt angebracht (-5 – 100 MeV bezüglich der wahren π^0 -Masse), der den Pik komplett mit Strahlenschwanz akzeptiert. Ob die Ereignisse aus dem Strahlenschwanz mit ihrer durch die Abstrahlung eines unbeobachteten Photons “verfälschten“ Reaktion dieselbe Helizitätsasymmetrie aufweisen wie Ereignisse direkt aus dem “missing mass“-Pik ist a priori nicht geklärt. Untersuchungen der Messergebnisse in Kapitel 3.3 rechtfertigen jedoch dieses Vorgehen.

Diese – abgesehen von unter dem Koinzidenzzeitpik verbleibenden zufälligen Koinzidenzen – nun praktisch untergrundfreien Ereignisse werden differenziell

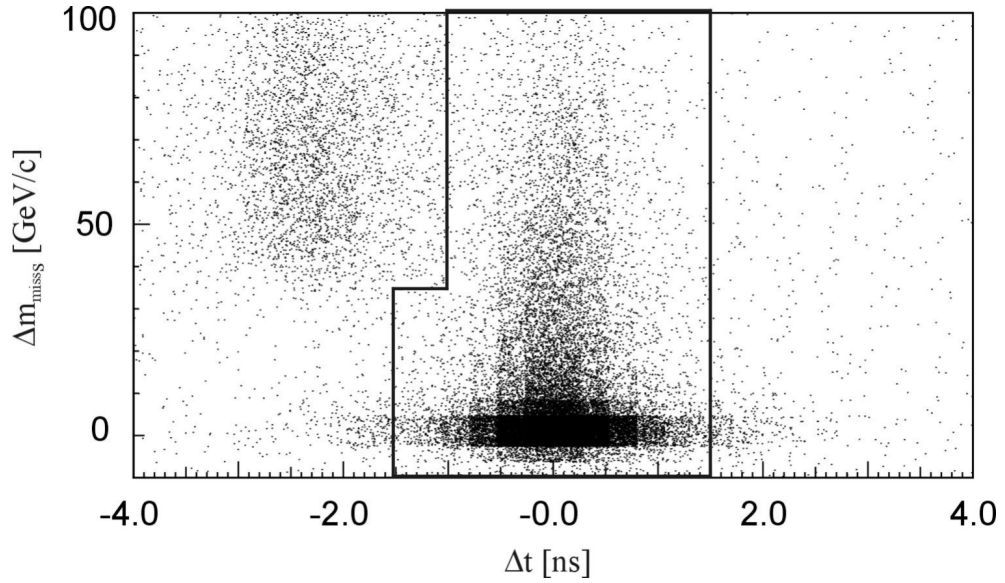


Abb. 3.1: Schnitt auf die Koinzidenzzeit und “missing mass“: Gezeigt ist der kombinierte Schnitt in diesen Größen auf die $p(\vec{e}, e'p)\pi^0$ -Ereignisse. Bei $\Delta t = -2.2$ ns befindet sich die Anhäufung von Ereignissen der Konkurrenzreaktion $p(e, \pi^- p)e'\pi^+$.

in folgenden kinematischen Größen histogrammiert: In den durch die Elektronstreuung festgelegten Größen Schwerpunktsenergie W , quadratischem Viererimpulsübertrag des virtuellen Photons q^2 , dessen transversalem Polarisationsgrad ϵ und der Strahlhelizität h , sowie den Freiheitsgraden des hadronischen Endzustands, den beiden Winkeln des auslaufenden Pions im Schwerpunktsystem θ_π^{cm} , ϕ_π (vergleiche Abbildung 1.2). Die Binierung in ϵ wurde im Verlauf der Analyse nicht weiter benutzt, als sich die theoretisch erwartete scharfe Abhängigkeit von W , q^2 und ϵ bestätigt fand. Es gilt nämlich, mit Protonmasse m_p und Strahlenergie E_0 :

$$\epsilon \equiv \epsilon(W, q^2) = \frac{1}{1 - 2\frac{\omega^2 - q^2}{q^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2}} \quad (3.1)$$

mit

$$\theta_e = 2 \arcsin \sqrt{\frac{-q^2}{4E_0(E_0 - \omega)}} \quad (3.2)$$

$$\omega = \frac{W^2 - m_p^2 - q^2}{2m_p}. \quad (3.3)$$

Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über den akzeptierten Bereich der jeweiligen kinematischen Variablen und die Anzahl der Bins.

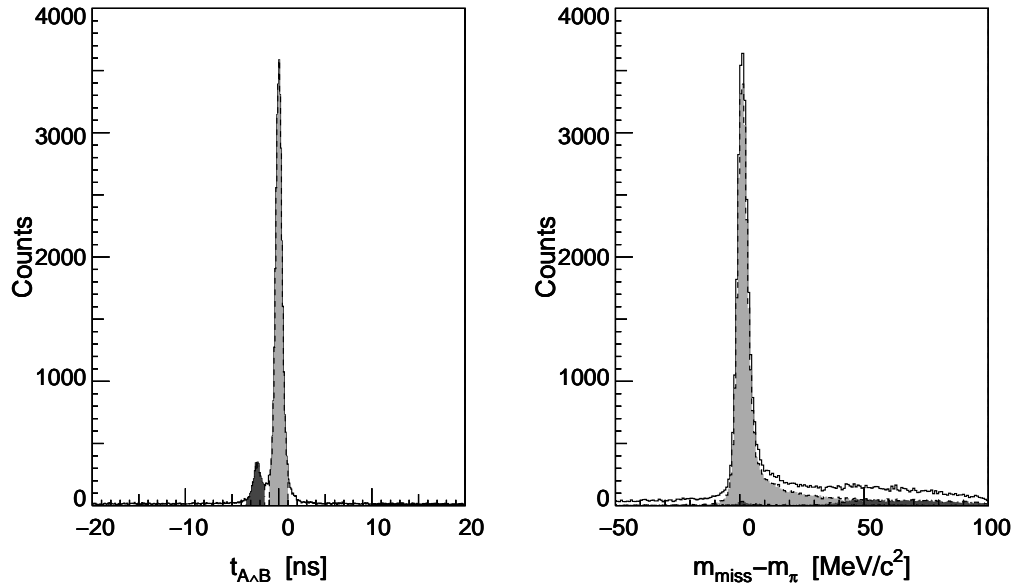


Abb. 3.2: Koinzidenzzeit- (links) und “missing mass“-Spektrum (rechts). Die verschiedenen “missing mass“-Spektren ergeben sich durch die links angedeuteten Schnitte auf die Koinzidenzzeit. Weiss: ohne Schnitt, schwarz: Schnitt auf Nebenpik, grau: Schnitt auf Zentralpik.

Die Auswirkung von Schnitten in der Koinzidenzzeit ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Im rechten Teil der Abbildung sind die Beiträge der beiden Piks und des Untergrundes im Koinzidenzzeit-Spektrum (links) zur rekonstruierten fehlenden Masse farblich hervorgehoben. Die Ereignisse aus dem $e'p$ -Pik bei $\Delta t=0$ tragen zum Pionmassen-Pik bei, während diejenigen aus dem π^-p -Nebenpik bei Massen mehr als $40 \text{ MeV}/c^2$ oberhalb der Pionmasse rekonstruiert werden. Die zufälligen Koinzidenzen verteilen sich homogen im “missing mass“-Spektrum.

Abbildung 3.3 zeigt Spektren der Energieverluste in den beiden Szintillator-Ebenen (dE, ToF) des Protonarms (Spektrometer B), die eine Trennung von in diesem Impulsbereich minimalionisierenden Teilchen (e^\pm, μ^\pm, π^\pm) gegenüber schwereren (p) zulassen, vor und nach Schnitt auf die Koinzidenzzeit. Für echte Koinzidenzen fällt der minimalionisierende Untergrund praktisch weg.

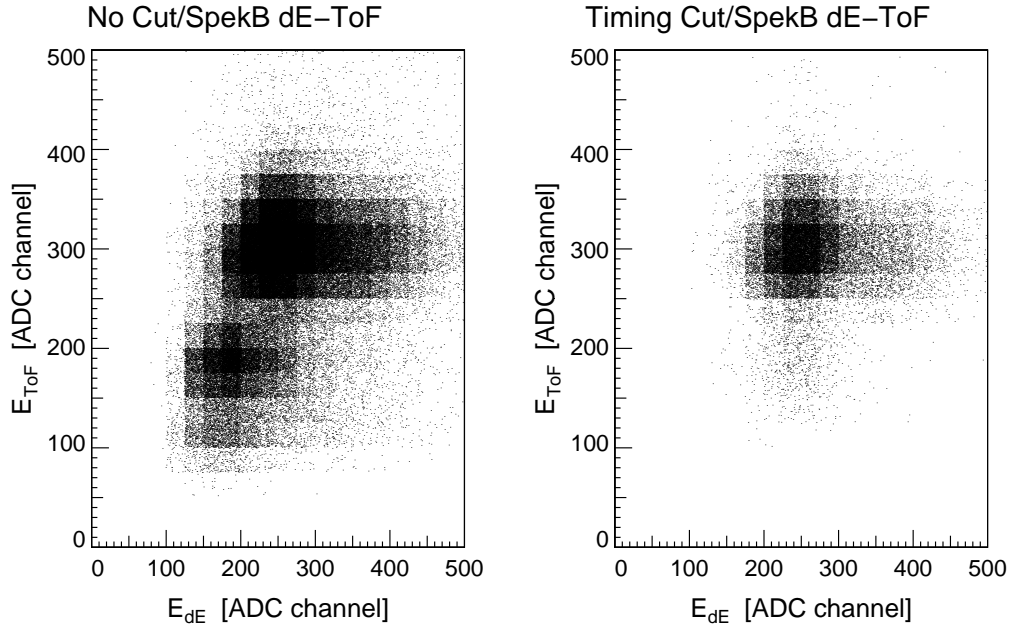


Abb. 3.3: Energieverluste in den Szintillatorebenen (dE,ToF) des Protonenspektrometers vor (links) und nach Schnitt auf die Koinzidenzzeit. Die minimalionisierenden Teilchen deponieren in beiden Ebenen weniger Energie und werden durch die Koinzidenzforderung stark unterdrückt.

| | abgedeckter Bereich | Anzahl der Bins |
|-------------------|-------------------------------------|-----------------|
| W | 1176–1288 MeV | 15 |
| q^2 | $(-0.26)–(-0.14) \text{ GeV}^2/c^2$ | 7 |
| ϵ | 0.536–0.664 | 5 |
| θ_π^{cm} | 120–180° | 15 |
| ϕ_π | 0–360° | 36 |
| h | ± 1 | 2 |

Tab. 3.1: Binierung der Ereignisse

Die Akzeptanzen in den Variablen der Elektronenkinematik sind in Abbildung 3.4 illustriert, diejenigen für die Pion-Winkel im πp -Schwerpunktsystem zeigt Abbildung 3.5 für die drei Settings. Die out-of-plane Winkel des Spektrometers (2° , 7° , 10°) entsprechen den Schwerpunktsystem-Streuwinkeln des nachgewiesenen Protons (7° , 23° , 33°) respektive den Pionwinkeln im Schwerpunktsystem (173° , 157° , 147°) bei einem $\phi_\pi = 270^\circ$. Man erkennt die Akzeptanz der vollen Azimutalverteilung für Pionstreuwinkel nahe 180° .

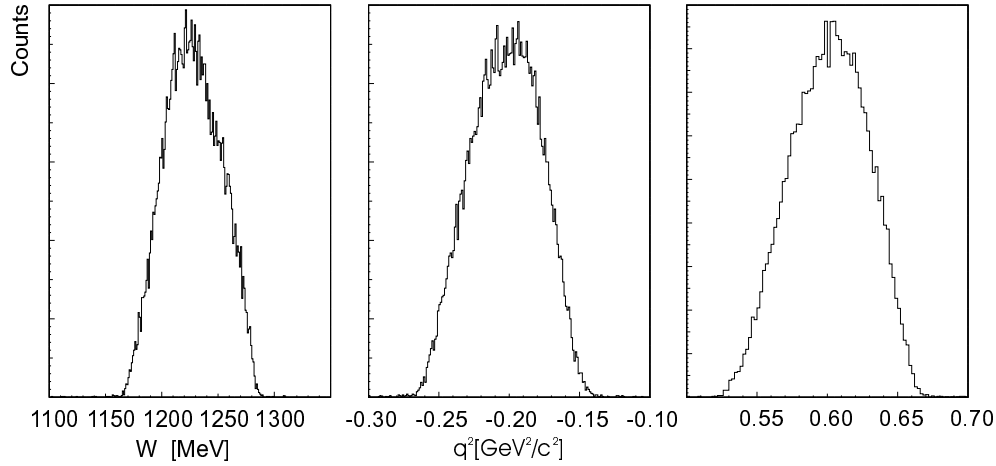


Abb. 3.4: Akzeptanzen in W , q^2 und ϵ .

3.2 Helizitätsasymmetrie

Die Asymmetrie wird für jedes Bin wie folgt gebildet:

$$\rho^{h=\pm}(W, q^2, \theta_\pi^{cm}, \phi_\pi) = \frac{N(W, q^2, \theta_\pi^{cm}, \phi_\pi, \mathbf{h} = +) - N(W, q^2, \theta_\pi^{cm}, \phi_\pi, \mathbf{h} = -)}{N(W, q^2, \theta_\pi^{cm}, \phi_\pi, \mathbf{h} = +) + N(W, q^2, \theta_\pi^{cm}, \phi_\pi, \mathbf{h} = -)}. \quad (3.4)$$

Dabei sind $N(\dots, \mathbf{h} = \pm)$ die um den Untergrund aus zufälligen Koinzidenzen bereinigten Ereigniszahlen des entsprechenden Bins für die jeweilige Strahlhelizität. Zur Bestimmung dieses ‘zufälligen’ Untergrundes wurde ein Schnitt im Koinzidenzzeit-Spektrum auf einen Bereich abseits des Peks im flachen Kontinuum (20-40 ns) durchgeführt. Die enthaltenen Ereignisse wurden genauso in den kinematischen Variablen biniert wie diejenigen aus dem zentralen Piek und dann, skaliert auf die unterschiedlichen Schnittbreiten, subtrahiert.

Die ermittelte Asymmetrie ist proportional zum Polarisationsgrad des Elektronstrahls P_e (siehe Gleichung 3.5). Damit die bei unterschiedlichen mittleren Strahl-

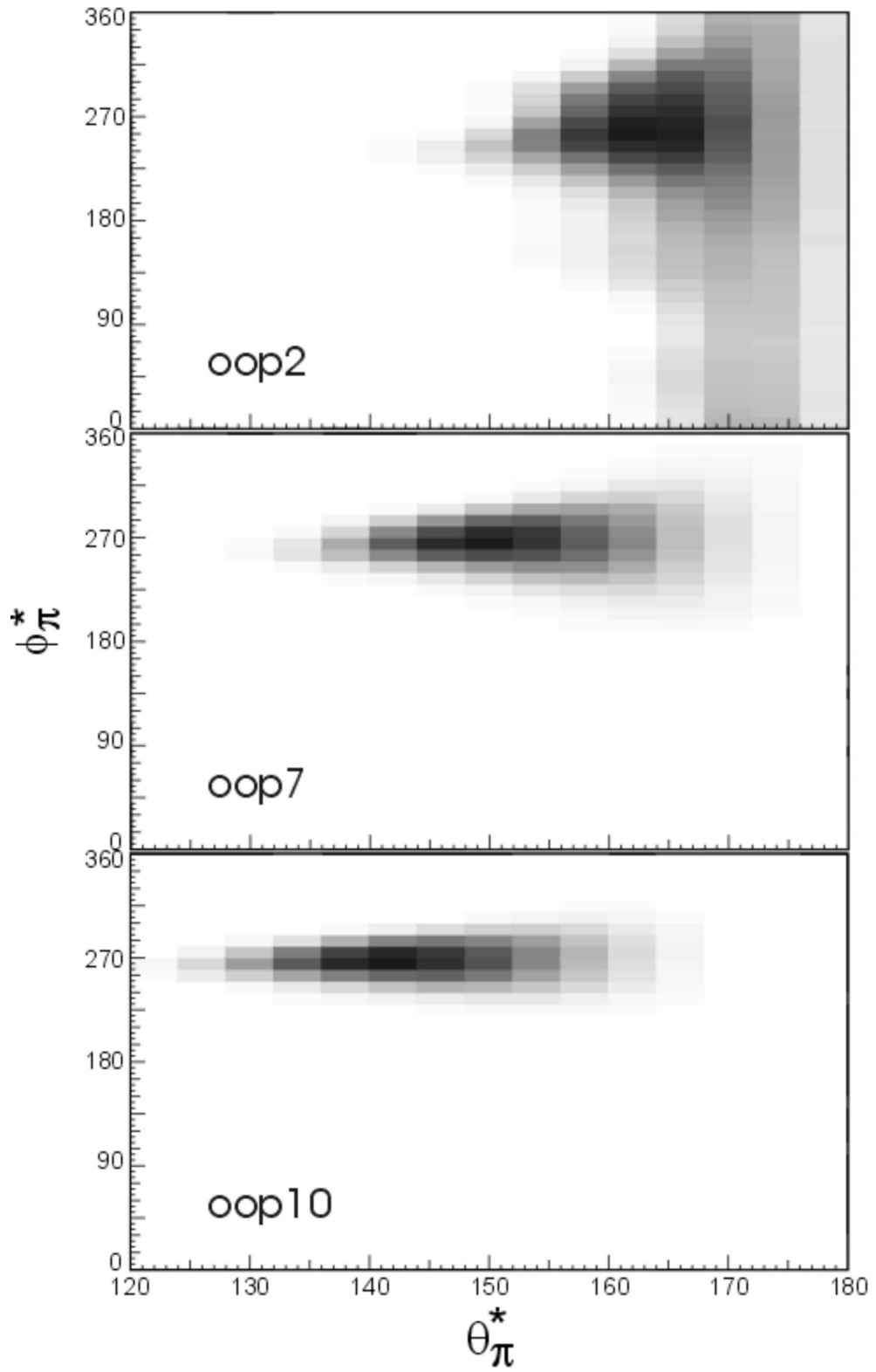


Abb. 3.5: Akzeptanzen in den Schwerpunktsystem-Winkeln des Pions für die drei Settings oop2, oop7 und oop10.

polarisationen gemessenen “Settings“ (siehe Tabelle 2.1) untereinander verglichen werden können, werden die Asymmetrien auf vollständig polarisiertem Strahl, $P_e=1$, normiert.

Auf Grund der hohen Differenzialität basieren die Asymmetrien in den einzelnen Bins auf jeweils geringen Ereigniszahlen. Zur Steigerung der Signifikanz und Darstellbarkeit der Ergebnisse wird die ϕ_π -Abhängigkeit analysiert mit dem Ziel, alle Ereignisse auf die Nominalkinematik $\phi_\pi = 270^\circ$ zu projizieren. Die Abhängigkeit der Asymmetrie vom Azimutwinkel

$$\rho^{h=\pm} = \frac{P_e \sqrt{2\epsilon(1-\epsilon)} \sigma_{LT'} \sin \phi_\pi}{\sigma_T + \epsilon \sigma_L + \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)} \sigma_{LT} \cos \phi_\pi + \epsilon \sigma_{TT} \cos 2\phi_\pi}. \quad (3.5)$$

steckt explizit in der Form des differentiellen Wirkungsquerschnittes in Gleichung 1.11.

In der Nähe der Nominalkinematik ist der $\cos \phi_\pi$ -Term im Nenner klein und, zumindest für $\theta_\pi^{cm} \rightarrow 180^\circ$, ist auch σ_{TT} auf Grund der impliziten $\sin \theta_\pi^{cm}$ -Abhängigkeit, klein gegen den konstanten Anteil des Nenners, so dass sich die ϕ_π -Abhängigkeit praktisch auf den \sin -Term des Zählers beschränkt. Abbildung 3.6 zeigt den ϕ_π -Verlauf der Daten eines Settings für die Pion-Streuwinkel $\theta_\pi^{cm} = 167^\circ$ und 176° im Vergleich mit einem angepassten \sin -Verlauf und der Modellvorhersage mit MAID2000. Die Daten werden von beiden Rechnungen gut beschrieben, so dass die Wahl des Modells lediglich zu marginalen Unterschieden im Endergebnis führt. Für die weitere Analyse werden die Asymmetriewerte in jedem ϕ_π -Bin mit einem Faktor $maid(\dots, 270^\circ)/maid(\dots, \phi_i)$ auf die Nominalkinematik projiziert und dann gemittelt, so dass nunmehr $\rho^h = \rho^h(W, q^2, \theta_\pi^{cm})$.

Zur Darstellung der Abhängigkeit von W bzw. q^2 und θ_π^{cm} wird $\rho^h(W, q^2, \theta_\pi^{cm})$ um-biniert und über q^2 bzw. W gemittelt. Dadurch erhält man:

$$\rho_{W\theta_\pi^{cm}}^h(W, \theta_\pi^{cm}; \overline{q^2}) \quad \text{bzw.} \quad \rho_{q^2\theta_\pi^{cm}}^h(q^2, \theta_\pi^{cm}; \overline{W}). \quad (3.6)$$

Graphische Schnitte dieser nun dreidimensionalen Darstellungen finden sich für jedes “Setting“ in den Abbildungen 3.7-3.12¹. Sie sind dort verglichen mit Rechnungen mit MAID2000.

Es zeigt sich, dass die MAID2000-Rechnung den Verlauf der Asymmetrie im untersuchten Bereich aller Variablen gut reproduziert, den Betrag der Asymmetrie jedoch im gesamten kinematischen Raum konsistent um etwa ein Drittel überschätzt. Gute Übereinstimmung ergibt sich, für alle “Settings“ konsistent, mit der mit dem

¹Fehlende Asymmetrie-Punkte in den Graphiken entstehen, wenn ein Bin nicht bevölkert ist, während bei Bins mit geringer Statistik manchmal nur der große Fehlerbalken in die Graphik ragt.

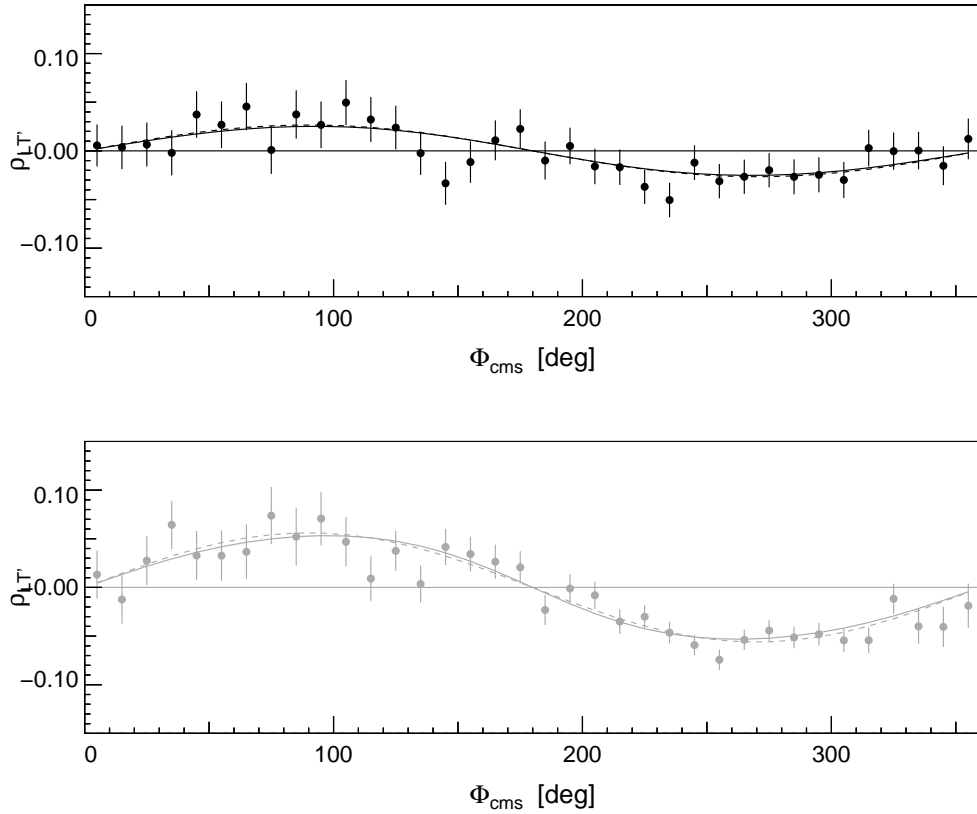


Abb. 3.6: Gemessene ϕ_{π} -Abhängigkeit der Helizitätsasymmetrie, ρ_{LT} , für $\theta_{\pi}^{cm} = 176^\circ$ (oben) und $\theta_{\pi}^{cm} = 167^\circ$ (unten) im Vergleich mit zwei Modellen: Sinus (gestrichelt), MAID-Rechnung (voll).

Faktor 0.75 skalierten Rechnung. Da über die Abhängigkeit im Azimutwinkel hinaus auch die relativen Verläufe in W , q^2 und θ_{π}^{cm} gut durch das Modell reproduziert werden, findet es im Folgenden Verwendung, um die Asymmetrie auch in diesen Koordinaten zu projizieren.

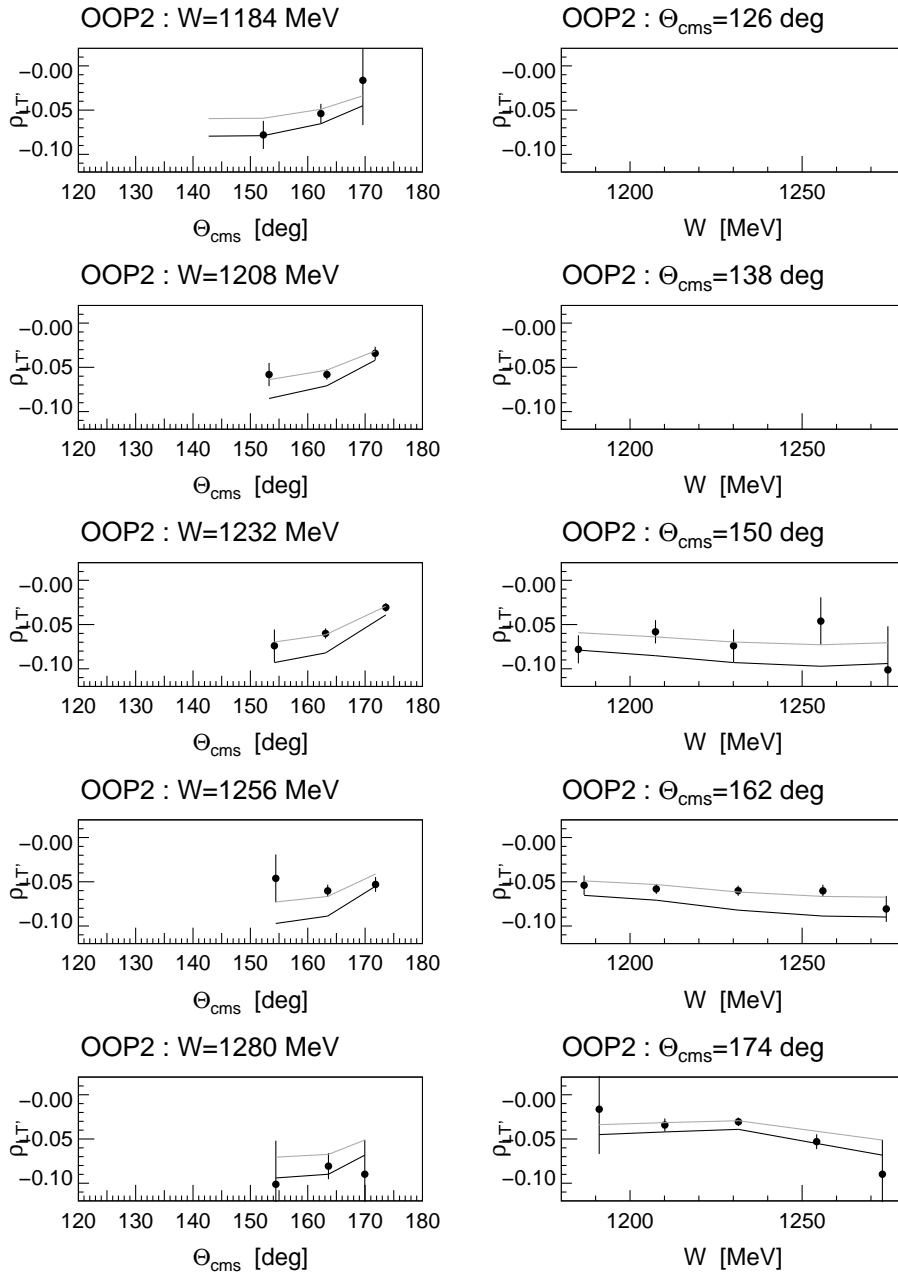


Abb. 3.7: “Setting“ oop2; $\rho_{W\theta_{\pi}}^h(W, \theta_{\pi}^{cm}; \overline{q^2})$, dargestellt in $\Delta W = \pm 12 \text{ MeV}$ breiten W -Bins (linke Spalte) bzw. $\Delta \theta_{\pi}^{cm} = \pm 6^\circ$ breiten θ_{π}^{cm} -Bins (rechte Spalte). Zum Vergleich sind die Ergebnisse der MAID-Rechnung eingetragen (schwarze Linie), sowie die mit 0.75 skalierte Rechnung (graue Linie).

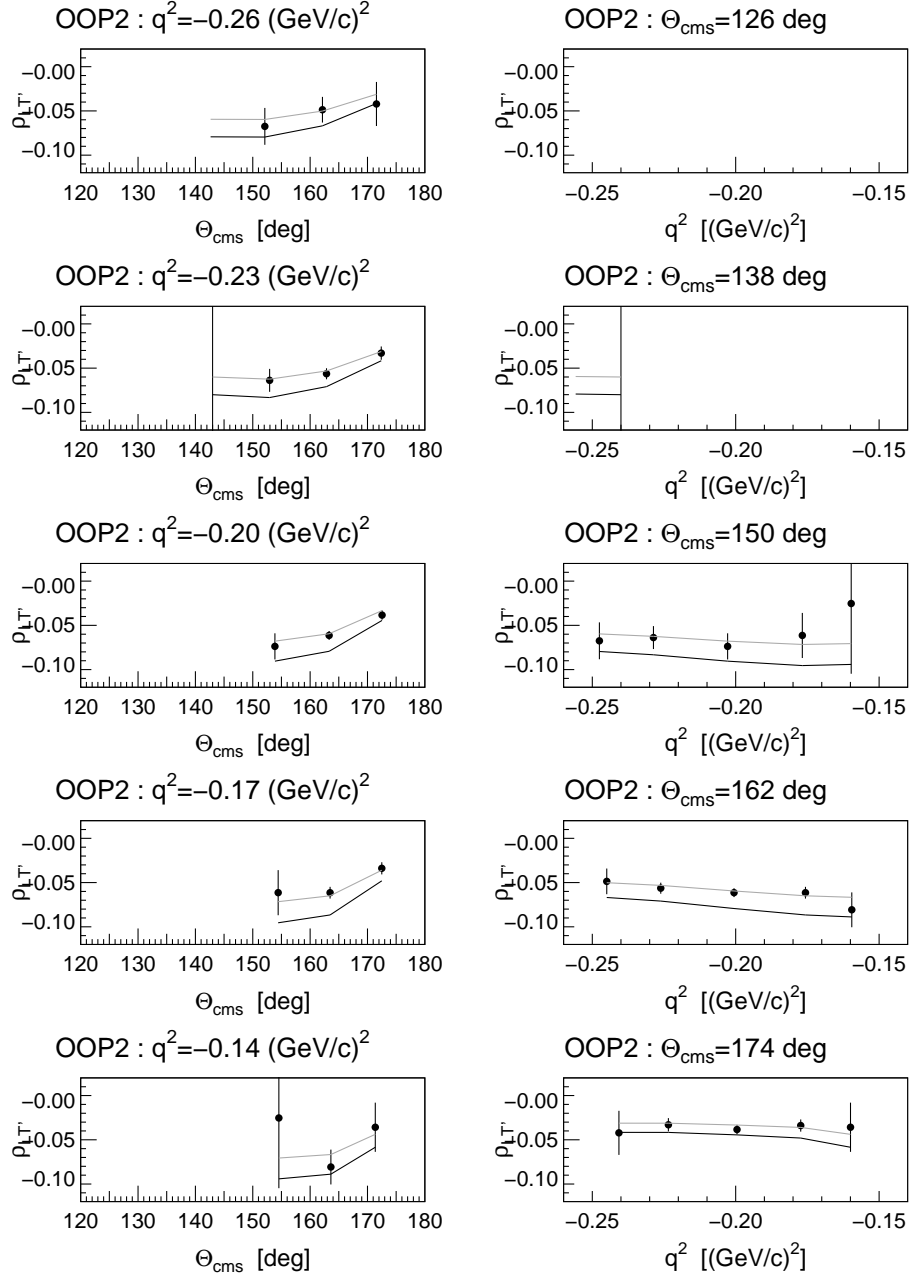


Abb. 3.8: “Setting“ oop2; $\rho_{q^2 \theta_{\pi}^{cm}}^h(q^2, \theta_{\pi}^{cm}; \overline{W})$, dargestellt in $\Delta q^2 = \pm 0.015 \text{ GeV}^2/c^2$ breiten q^2 -Bins (linke Spalte) bzw. $\Delta \theta_{\pi}^{cm} = \pm 6^\circ$ breiten θ_{π}^{cm} -Bins (rechte Spalte). Zum Vergleich sind die Ergebnisse der MAID-Rechnung eingetragen (schwarze Linie), sowie die mit 0.75 skalierte Rechnung (graue Linie).

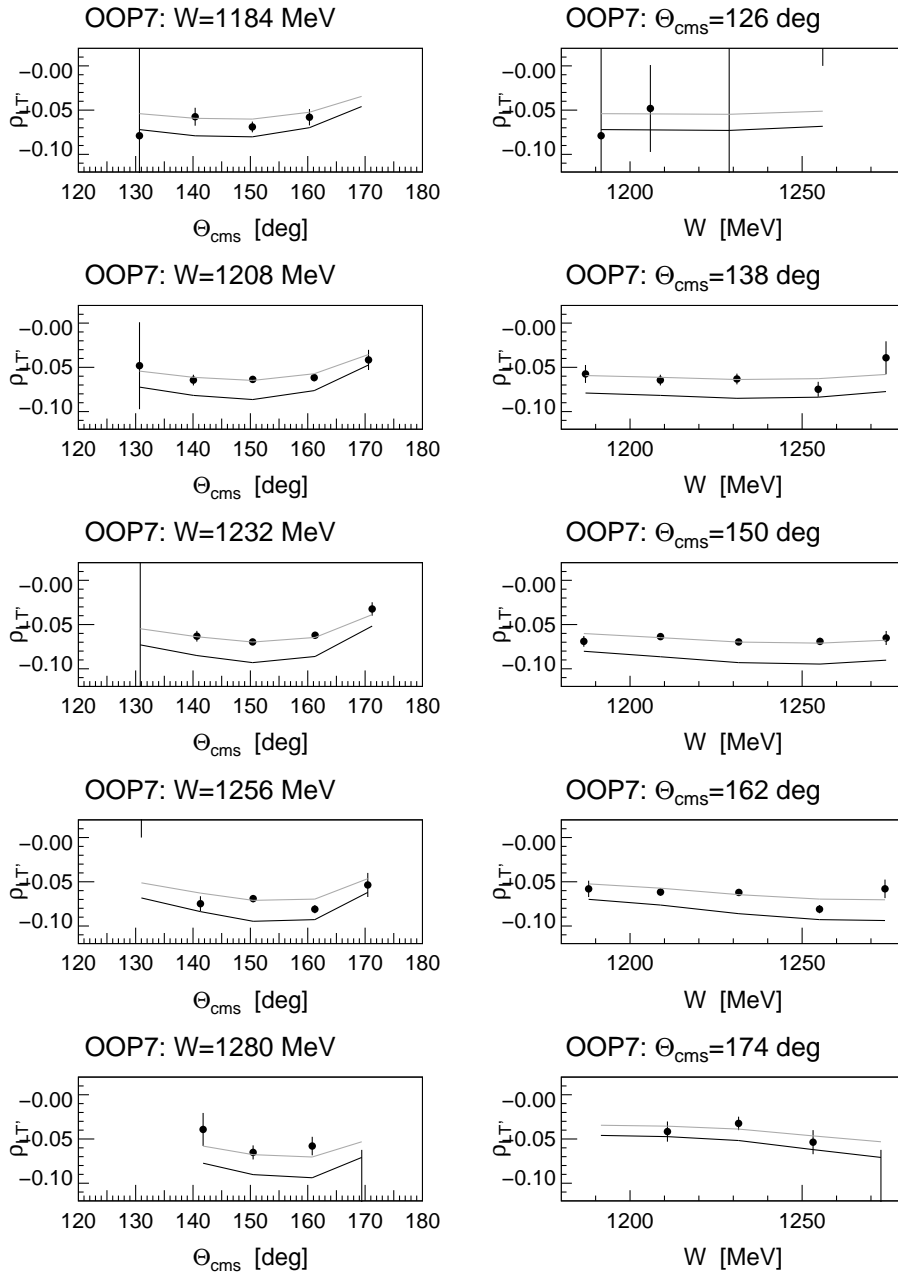


Abb. 3.9: “Setting“ oop7; $\rho_{W\theta_{\pi}}^h(W, \theta_{\pi}^{cm}; \overline{q^2})$, dargestellt in $\Delta W = \pm 12 \text{ MeV}$ breiten W -Bins (linke Spalte) bzw. $\Delta \theta_{\pi}^{cm} = \pm 6^\circ$ breiten θ_{π}^{cm} -Bins (rechte Spalte). Zum Vergleich sind die Ergebnisse der MAID-Rechnung eingetragen (schwarze Linie), sowie die mit 0.75 skalierte Rechnung (graue Linie).

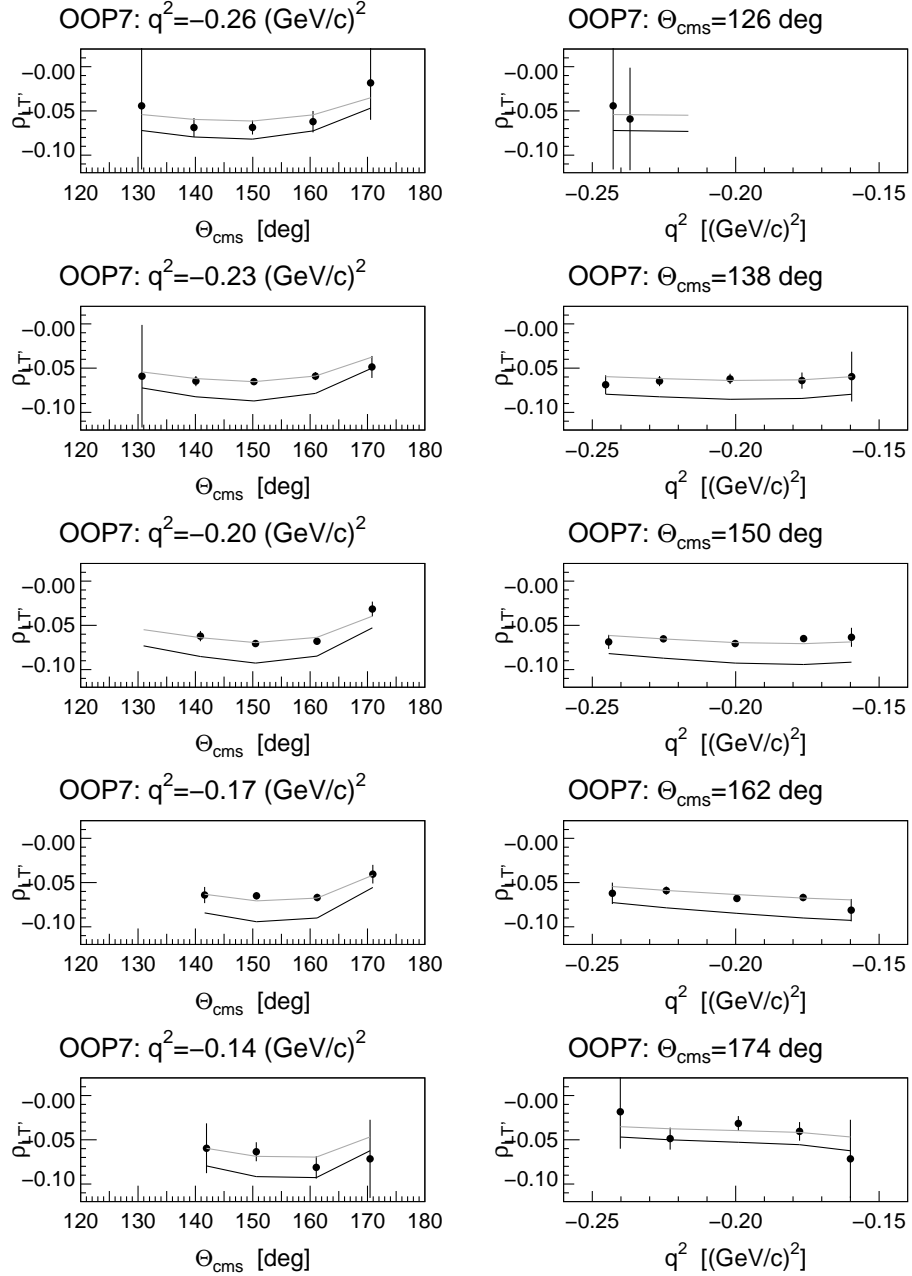


Abb. 3.10: “Setting“ oop7; $\rho_{q^2\theta_{\pi}^{cm}}^h(q^2, \theta_{\pi}^{cm}; \overline{W})$, dargestellt in $\Delta q^2 = \pm 0.015 \text{ GeV}^2/c^2$ breiten q^2 -Bins (linke Spalte) bzw. $\Delta\theta_{\pi}^{cm} = \pm 6^\circ$ breiten θ_{π}^{cm} -Bins (rechte Spalte). Zum Vergleich sind die Ergebnisse der MAID-Rechnung eingetragen (schwarze Linie), sowie die mit 0.75 skalierte Rechnung (graue Linie).

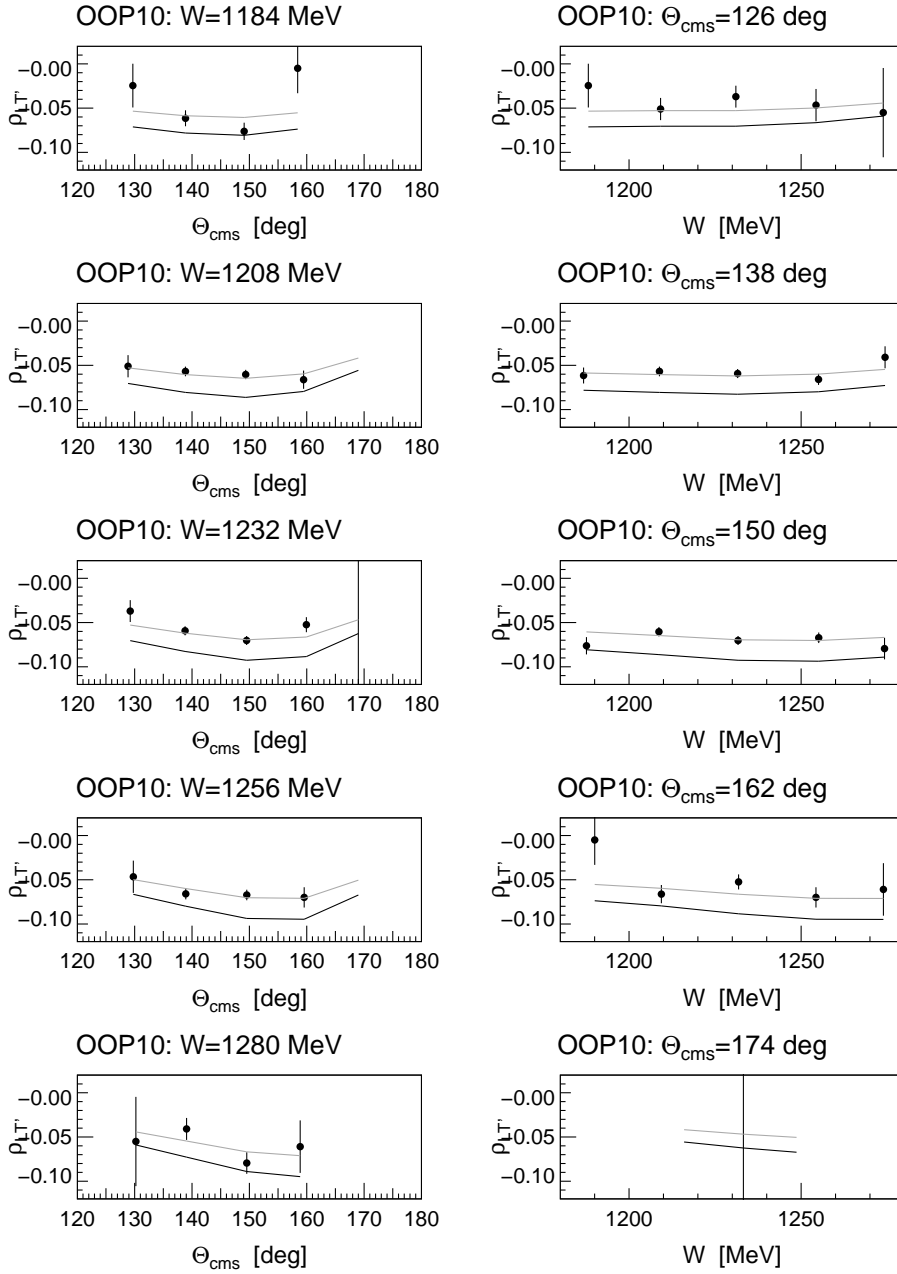


Abb. 3.11: “Setting“ oop10; $\rho_{W\theta_{\pi}^{cm}}^h(W, \theta_{\pi}^{cm}; \overline{q^2})$, dargestellt in $\Delta W = \pm 12 \text{ MeV}$ breiten W -Bins (linke Spalte) bzw. $\Delta \theta_{\pi}^{cm} = \pm 6^\circ$ breiten θ_{π}^{cm} -Bins (rechte Spalte). Zum Vergleich sind die Ergebnisse der MAID-Rechnung eingetragen (schwarze Linie), sowie die mit 0.75 skalierte Rechnung (graue Linie).

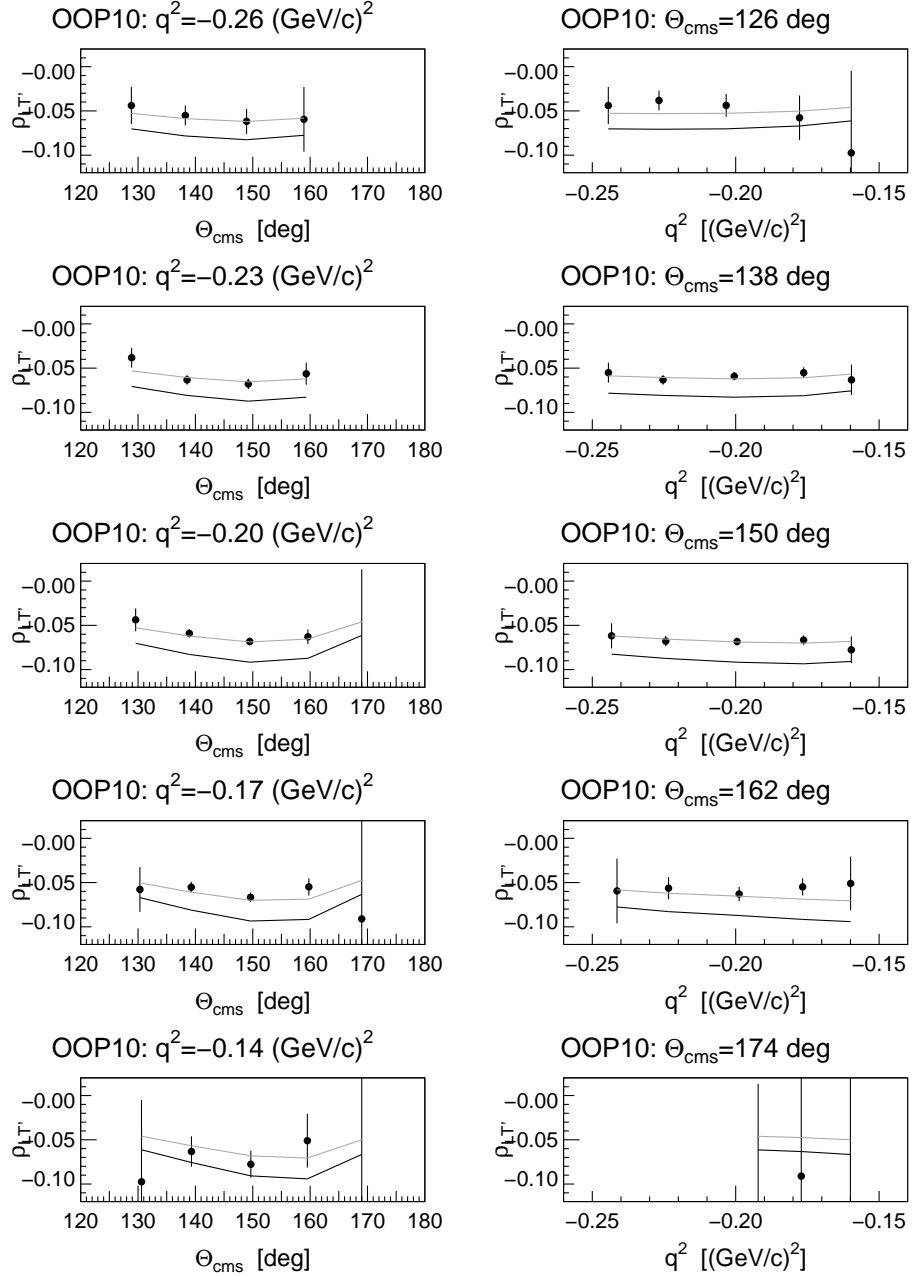


Abb. 3.12: “Setting“ oop10; $\rho_{q^2 \theta_{\pi}^{cm}}^h(q^2, \theta_{\pi}^{cm}; \overline{W})$, dargestellt in $\Delta q^2 = \pm 0.015 \text{ GeV}^2/c^2$ breiten q^2 -Bins (linke Spalte) bzw. $\Delta \theta_{\pi}^{cm} = \pm 6^\circ$ breiten θ_{π}^{cm} -Bins (rechte Spalte). Zum Vergleich sind die Ergebnisse der MAID-Rechnung eingetragen (schwarze Linie), sowie die mit 0.75 skalierte Rechnung (graue Linie).

3.3 Stabilität der Asymmetrie unter Änderung der Schnitte

Zur Identifikation der $p(\vec{e}, e'p)\pi^0$ -Reaktion werden Schnitte auf die Koinzidenzzeit und das “missing mass“-Spektrum angewandt. Die Stabilität der Helizitätsasymmetrie bei leichter Variation der Schnittgrenzen um die gewählte Lage wird im Folgenden untersucht. Hierzu werden $p(\vec{e}, e'p)\pi^0$ -Ereignisse aus dem gesamten kinematischen Akzeptanzbereich zusammen betrachtet, also nicht weiter differenziert.

Abbildung 3.13 zeigt die ermittelte Asymmetrie in Abhängigkeit der Schnittbreite $\Delta(\Delta t)$, symmetrisch um den Koinzidenzzeit-Pik bei $\Delta t = 0$. Für die verschiedenen “Settings“ ergeben sich unterschiedliche Asymmetriewerte, entsprechend den unterschiedlichen Akzeptanzen in θ_π^{cm} . Die Asymmetrien bleiben jedoch unter der Variation der Schnittbreite praktisch stabil.

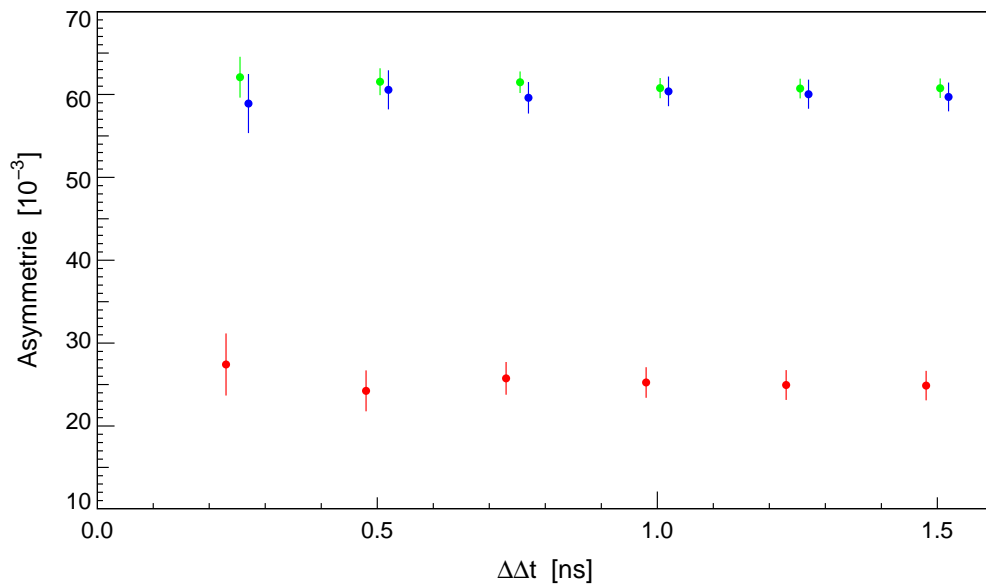


Abb. 3.13: Ermittelte Asymmetrie in Abhängigkeit der Breite des Schnittes auf die Koinzidenzzeit $0 \pm \Delta(\Delta t)$. Für die einzelnen “Settings“ (oop2: rot/mittelgrau; oop7: grün/hellgrau; oop10: blau/dunkelgrau) ergeben sich erwartungsgemäß unterschiedliche Werte, die jedoch praktisch unabhängig von der gewählten Schnittbreite sind.

Dasselbe Resultat liefert die Variation des Schnittes auf die “missing mass“. Auch hier (Abb. 3.14) bleibt bei immer größerer Akzeptanz um den Pik die Asymmetrie konstant. Variiert wurde die obere Grenze des “missing mass“-Schnittes. Die untere Grenze ist fix bei $m_{miss} = -5 \text{ MeV}/c^2$. Die nachgewiesene Stabilität der

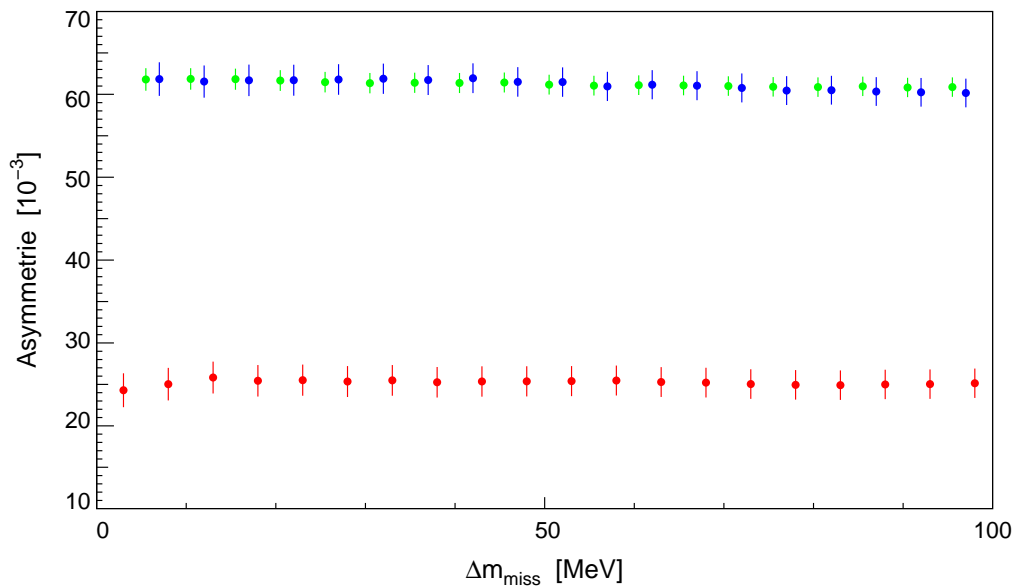


Abb. 3.14: Ermittelte Asymmetrie in Abhängigkeit der oberen Grenze des “missing mass“-Schnittes; untere Grenze $m_{miss} = -5 \text{ MeV}/c^2$. Für die einzelnen “Settings“ (oop2: rot/mittelgrau; oop7: grün/hellgrau; oop10: blau/dunkelgrau) ergeben sich erwartungsgemäß unterschiedliche Werte, die jedoch praktisch unabhängig von der gewählten Schnittbreite sind.

Asymmetrie unter stetiger Verbreiterung des “missing mass“-Schnitts rechtfertigt die Verwendung des gesamten Strahlenschwanzes für die Auswertung. Um zu untersuchen, inwieweit sich die Asymmetrie für Ereignisse im Strahlenschwanz ändert, ist diese Auftragung nicht geeignet, da jeder der Schnitte statistisch dominiert ist von Ereignissen aus dem Pik. Um dies zu vermeiden sind in Abbildung 3.15 die Asymmetrien für *disjunkte* Schnitte konstanter Breite in der “missing mass“ dargestellt. Die Schnittbreite ist durch die x-Fehlerbalken angedeutet. Man erkennt die auf Grund nachlassender Statistik im Strahlenschwanz im Vergleich mit dem Schnitt auf den Pik schwindende Signifikanz. Dennoch lässt sich ein leichter Abfall der Asymmetrie für zunehmende “missing mass“-Werte feststellen. Dieser Abfall kann auf unterschiedliche Mittelwerte der kinematischen Variablen für die verschiedenen “missing mass“-Bins zurückgeführt werden. Dazu

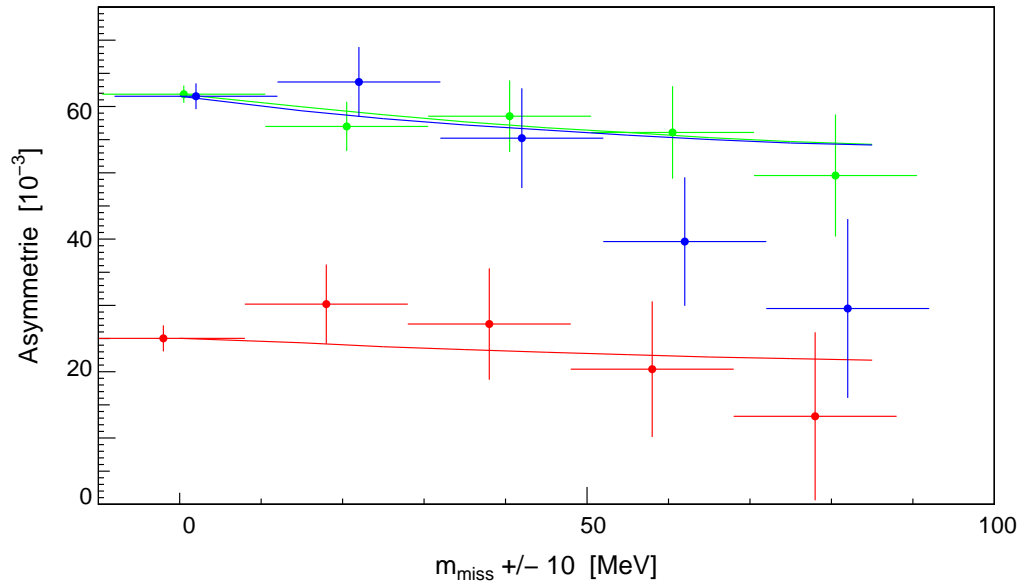


Abb. 3.15: Asymmetrien für disjunkte Schnitte in der “missing mass“. Die Breite der Schnitte ist in den x-Fehlerbalken angedeutet. Die Asymmetrien sind für die einzelnen “Settings“ (oop2:rot/mittelgrau; oop7:grün/hellgrau; oop10:blau/dunkelgrau) eingetragen und liegen erwartungsgemäß bei unterschiedlichen Absolutwerten. Sie zeigen übereinstimmend einen Abfall. Die Linien deuten die im Text beschriebene Modellierung dieses Verlaufs an.

sind in Abbildung 3.16 die entsprechenden Mittelwerte von W , q^2 und ϵ für die “missing mass“-Bins aus Abbildung 3.15 aufgetragen. Man erkennt die deutliche Variation über den “missing mass“-Bereich. Die mit MAID berechnete *relative Änderung* der Asymmetrie auf Grund der dargestellten Variation der kinematischen Mittelwerte ist im selben Bild unten gezeigt. Sie zeigt einen Abfall der Asymmetrie von mehr als 10 %. Dieser Abfall ist – fixiert an der Asymmetrie des zentralen “missing mass“-Schnittes ($m_{miss} = 0 \text{ MeV}/c^2$) – in Abbildung 3.15 eingetragen. Über diesen Verlauf hinaus lassen sich keine signifikanten Asymmetrieänderungen ablesen. Die Asymmetrien in “Setting“ oop10 scheinen zwar einen stärkeren Abfall zu zeigen als der Verlauf, die beiden anderen Settings zeigen dafür jedoch keine Evidenz.

Auf Grund der statistischen Dominanz des Paks gegenüber dem Strahlenschwanz wirkt sich der beobachtete Abfall bei Akzeptanz des kompletten “missing mass“-Paks einschließlich Strahlenschwanz nicht aus (Abb. 3.14), so dass für die Aus-

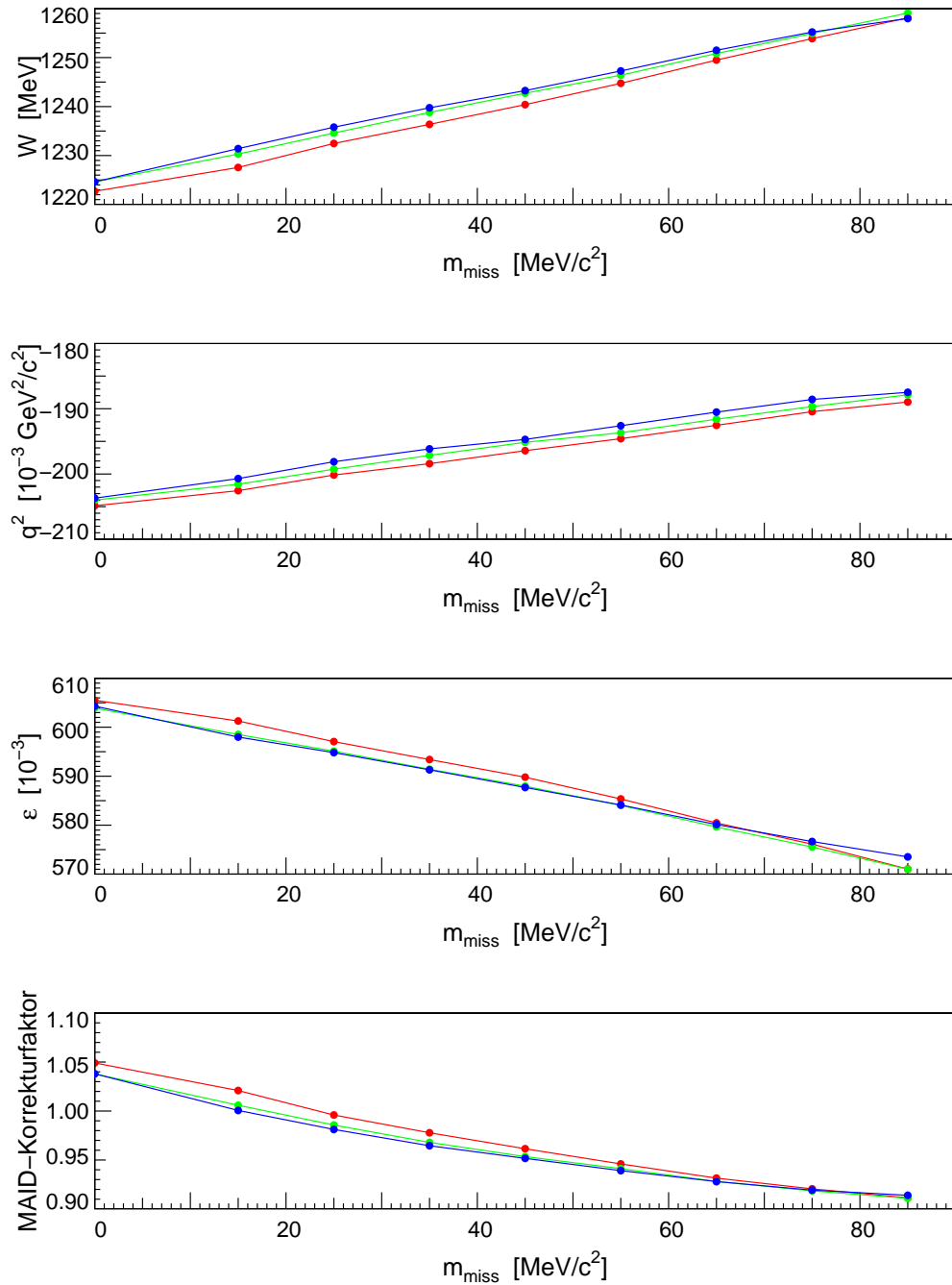


Abb. 3.16: Mittelwerte der kinematischen Variablen W , q^2 und ϵ für die unterschiedlichen “missing mass“-Bereiche aus Abb. 3.15. Unten ist die resultierende, von MAID prognostizierte, relative Asymmetrieänderung dargestellt.

wertung alle Ereignisse von $-5 - +100 \text{ MeV}/c^2$ berücksichtigt wurden.

3.4 Ergebnisse und systematische Fehler

3.4.1 Ergebnisse

Da sich gezeigt hat, dass die relativen Verläufe in W , q^2 , θ_π^{cm} und ϕ_π gut beschrieben werden, wird die MAID2000-Parametrisierung benutzt, um die Asymmetrien aus dem gesamten akzeptierten Phasenraum auf die Nominalkinematik

$$W = 1232 \text{ MeV}, \quad q^2 = -0.2 (\text{GeV}/c)^2, \quad \epsilon = 0.6 \quad (3.7)$$

$$\theta_\pi^{cm} = 155^\circ, \quad \phi_\pi = 270^\circ \quad \text{und} \quad P_e = 1$$

zu projizieren.

Für die Darstellungen in den Abbildungen 3.17 erfolgt diese Projektion für alle kinematischen Variablen ausser derjenigen, gegenüber der die Auftragung der Asymmetrie erfolgt. Beispielsweise ist in Abbildung 3.17 die Asymmetrie als Funktion von θ_π^{cm} in der Art aufgetragen, dass W , q^2 , ϵ , ϕ_π und P_e binweise zur Nominalkinematik projiziert wurden.

Die Daten werden mit der MAID2000-Parametrisierung [Dre99] und dem dynamischen Modell von Sato und Lee [Sat01] verglichen. Der Betrag der Asymmetrie wird von MAID um etwa 1/3 überschätzt, während die Rechnung von Sato und Lee um etwa 1/5 zu kleine Asymmetrien liefert. Auch in diesem Modell werden die Asymmetrie-Verläufe jedoch gut beschrieben.

In Abbildung 3.18 sind dieselben Daten dargestellt, nur wurden die Daten der einzelnen ‘‘Settings‘‘ zusammengefasst. Zusätzlich sind in dieser Abbildung die, bislang nicht veröffentlichten, Ergebnisse einer Messung am Bates [Kun00] als zusätzliche Datenpunkte eingetragen. Diese Punkte wurden im Vergleich zu dem MAMI-Experiment bei leicht unterschiedlicher Kinematik gemessen (siehe Tabelle 3.2) und für die Darstellung auf die hier verwendete Nominalkinematik umgerechnet. Die beiden Datensätze stimmen innerhalb ihrer statistischen Fehler sehr gut überein. Als weitere Kurve ist hier die Rechnung von Kamalov und Yang [Kam01] eingetragen, die ähnliche Ergebnisse liefert wie die MAID-Parametrisierung.

3.4.2 Systematische Fehler

Bei den in den Grafiken eingetragenen Fehlerbalken handelt es sich ausschließlich um den statistischen Messfehler. Mögliche Quellen systematischer Unsicherhei-

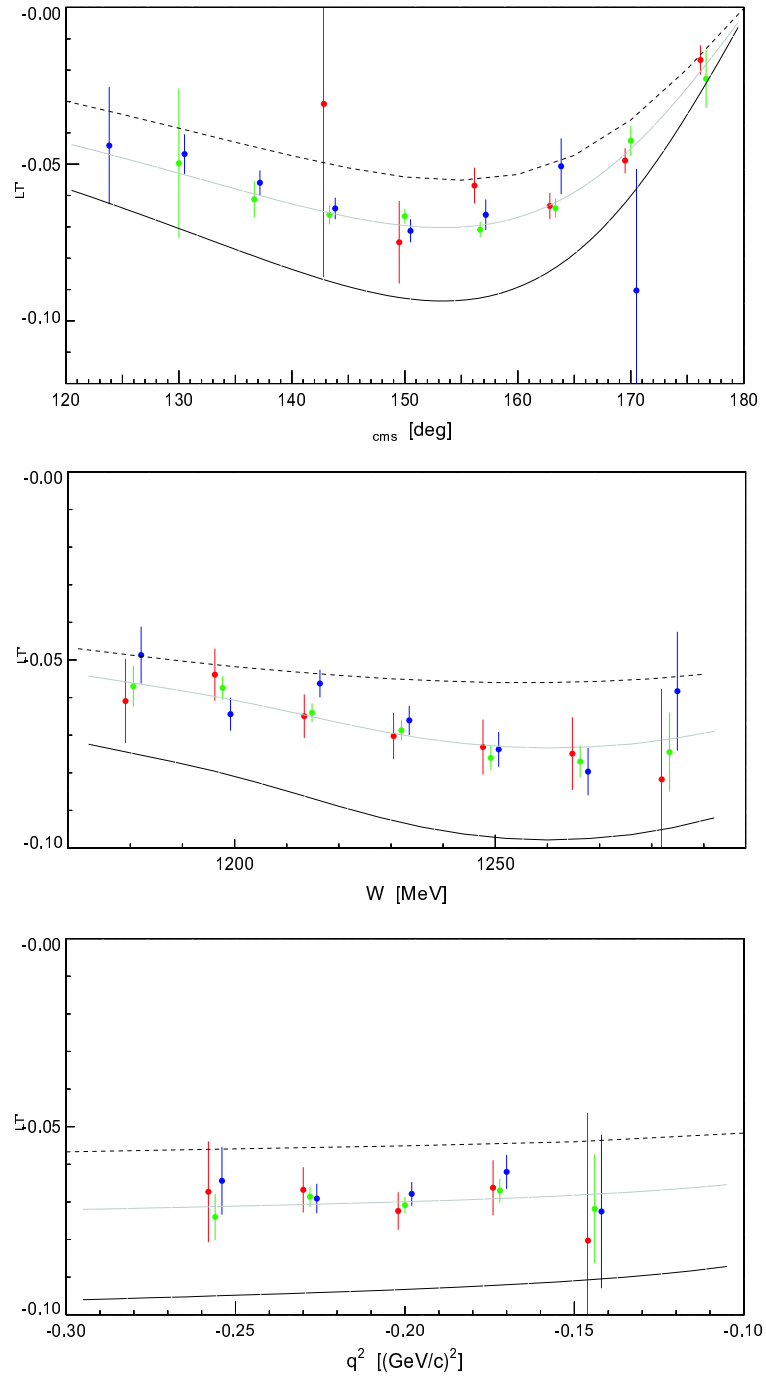


Abb. 3.17: Helizitätsasymmetrie in Abhängigkeit von θ_{π}^{cm} (oben), W (Mitte) und q^2 (unten). Zur Darstellung wurde die im Text besprochene Projektion mit Hilfe von MAID2000 durchgeführt. Eingetragen sind die Datenpunkte der einzelnen “Settings“ (oop2: rot/mittelgrau; oop7: grün/hellgrau; oop10: blau/dunkelgrau), sowie als Linien die Modellvorhersagen von MAID (schwarz), 0.75*MAID (grau) und Sato und Lee (gestrichelt).

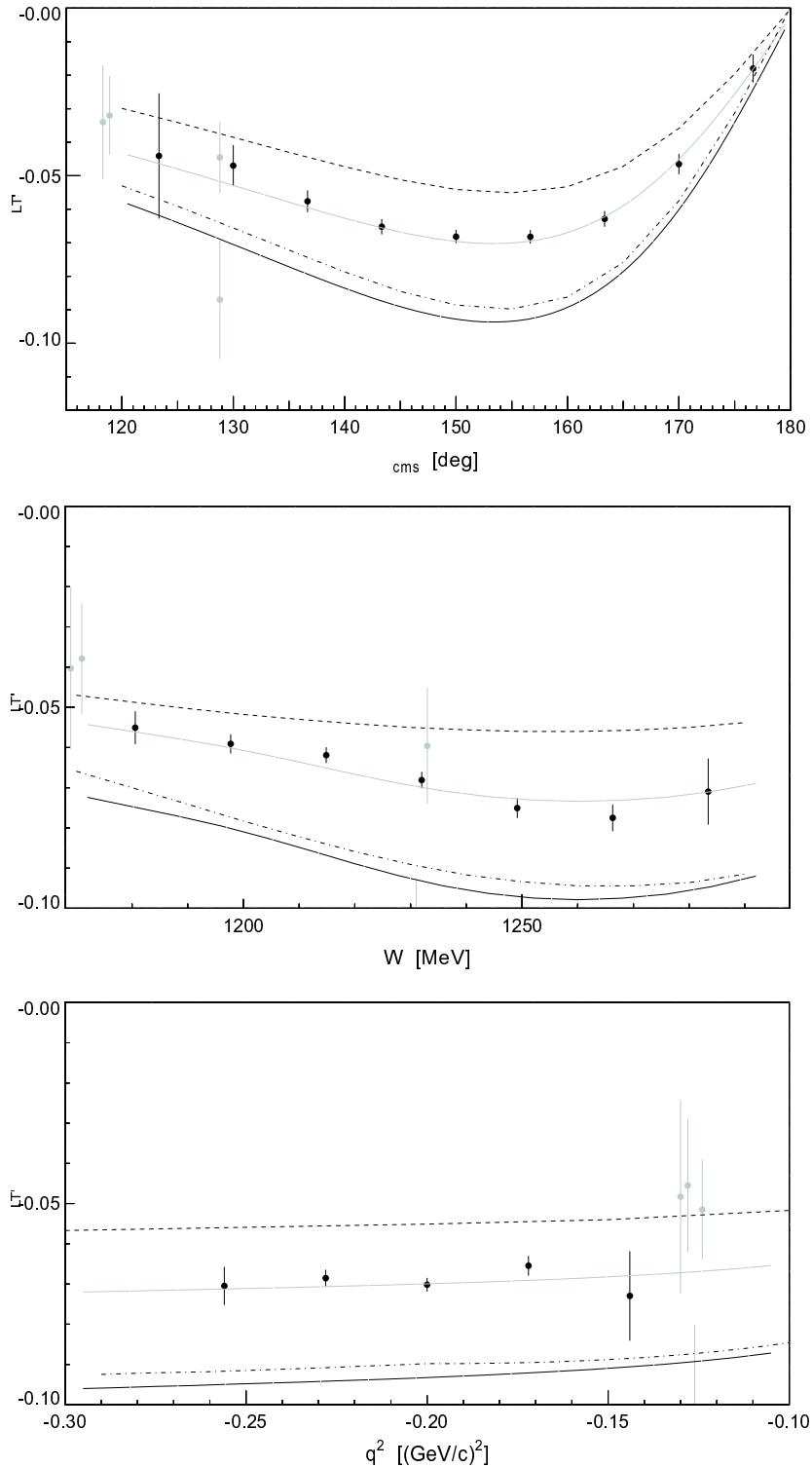


Abb. 3.18: Helizitätsasymmetrie in Abhängigkeit von θ_{π}^{cm} (oben), W (Mitte) und q^2 (unten). Zur Darstellung wurde die im Text besprochene Projektion mit Hilfe von MAID2000 durchgeführt. Eingezeichnet sind die Datenpunkte dieser Arbeit (schwarz) im Vergleich mit denjenigen der Bates-Messung (grau), sowie als Linien die Modellvorhersagen von MAID (schwarz), $0.75 \cdot \text{MAID}$ (grau), Sato und Lee (gestrichelt) und Kamalov und Yang (strichpunktirt).

| | W/MeV | $q^2/\frac{GeV^2}{c^2}$ | ϵ | θ_π^{cm} | ϕ_π |
|---------|-------|-------------------------|------------|-------------------|------------|
| NomKine | 1232 | -0.200 | 0.60 | 155.0° | 270° |
| | 1170 | -0.127 | 0.76 | 118.6° | 45° |
| | 1170 | -0.127 | 0.76 | 118.6° | 135° |
| | 1232 | -0.127 | 0.68 | 128.8° | 45° |
| | 1232 | -0.127 | 0.68 | 128.8° | 135° |

Tab. 3.2: Kinematik der Bates-Daten für die Helizitätsasymmetrie

ten werden im Folgenden diskutiert.

Luminosität

Die exakte Kenntnis der Luminosität spielt bei der Messung der Helizitätsasymmetrie im Gegensatz zur Messung absoluter Wirkungsquerschnitte keine Rolle, solange Schwankungen beide Helizitäten gleichermaßen betreffen. Durch das relativ schnelle (1 Hz) stochastische Umschalten der Helizität ist diese Bedingung erfüllt für Drifts im Strahlstrom und eventuelle Schwankungen der Targetdichte. Sehr wohl einen Beitrag liefert die helizitätsabhängige Ladungsasymmetrie der Quelle polarisierter Elektronen (Kap. 2.1). Sie wurde, vernachlässigbar klein, zu $< 5 \cdot 10^{-3}$ vermessen.

Nachweiseffizienz

Mit demselben Argument wie oben wirken sich auch Detektoreigenschaften wie (Koinzidenz-)Akzeptanz und Nachweiseffizienz in einer Asymmetrie nicht aus, da auch diese Faktoren beide Strahlhelizitäten gleichermaßen betreffen. Für die Totzeit gilt das praktisch ebenfalls, solange die Ratendifferenz der beiden zur Asymmetriebildung verwendeten Messungen nicht zu groß ist. Eine helizitätskorrelierte Änderung des akzeptierten Phasenraums könnte durch leicht unterschiedliche Strahllagen für die beiden Polarisationsrichtungen bewirkt werden. Die Daten wurden daraufhin untersucht, indem die Schwerpunkte der rekonstruierten Reaktionsvertices für beide Strahlhelizitäten verglichen wurden (siehe Kap 2.1). Es konnten jedoch keine helizitätskorrelierten Strahllageänderungen beobachtet werden.

Untergrundreaktionen

Die Güte der Asymmetrie hängt davon ab, wie sauber die interessierende $p(\vec{e}, e'p)\pi^0$ -Reaktion selektiert werden kann. Verbleibende Untergrundreaktionen führen, selbst wenn sie keine Helizitätsabhängigkeit zeigen, zu einer Verfälschung der Asymmetrie. Allein die koinzidente Messung des Streuelektrons mit dem auslaufenden Proton führt jedoch schon in den Rohspektren (Abb. 2.7, 2.8) zu einer starken Untergrundunterdrückung. Der relative Anteil der zufälligen Koinzidenzen unter dem Koinzidenzeitpunkt beträgt nach Schnitt in der "missing mass" nur noch

$8 \cdot 10^{-4}$, so dass dieser Beitrag zu keiner signifikanten Verminderung der Asymmetrie führen würde. Wodurch die durchgeführte Subtraktion des zufälligen Untergrundes praktisch überflüssig ist. Unter dem Koinzidenzeitpik verbleibende Ausläufer des Nebenpiks der mutmaßlichen Reaktion $p(e, \pi^- p) e' \pi^+$ können durch Variation der Schnittbreite auf den Pik abgeschätzt werden. Gemäß Abbildung 3.13 lässt sich jedoch kein Einfluss eines eventuell vorhandenen Untergrundes in der Asymmetrie erkennen.

Rekonstruktion der Kinematik

Quellen, die zu einer Fehlrekonstruktion der Kinematik führen können, finden sich in Ungenauigkeiten in der Justage des Experiments, das heißt Strahlposition und Energie, Targetposition sowie der Detektorposition. Desweiteren finden sie sich in der Präzision der Rekonstruktion der Teilchenvektoren durch die Spektrometer. Hierzu tragen einerseits die Güte der Bestimmung der Teilchentrajektorie in der Fokalebene bei und andererseits diejenige der Modellierung der magnetischen Abbildung (Transfermatrix). Ebenfalls zu einer kinematischen Fehlrekonstruktion können Energieverluste der Teilchen auf dem Weg in/durch das Spektrometer führen. Zum einen sind diese Verluste auf Grund der hohen Protonimpulse (741 MeV/c) gering (1 MeV/c beim Verlassen des Targets), zum anderen werden diese Verluste simuliert und korrigiert. All diese Einflüsse verändern die Asymmetrie selbst nicht, da sie auf beide Zählraten gleichermaßen wirken, sie führen jedoch zu einem Fehler in der Zuordnung der Asymmetrie zu den kinematischen Variablen. Diese Einflüsse sind gegenüber anderen Fehlerquellen vernachlässigbar.

Strahlpolarisation

Die Asymmetrie ist direkt proportional zum longitudinalen Polarisationsgrad des Elektronenstrahls. Daher wirkt sich der systematische Fehler der Polarisationsbestimmung unmittelbar auf die Asymmetrie aus. Gemäß Kapitel 4.2.3 (Tabelle 4.2) kann die Strahlpolarisation mit einem Gesamtfehler (statistisch und systematisch) von 2% relativ gemessen werden. Darüber hinaus entsteht eine zusätzliche Unsicherheit dadurch, dass die Polarisation nicht fortlaufend parallel zur eigentlichen Experiment-Datennahme gemessen wurde, sondern nur einmal am Tag. Daher können kurzzeitige Schwankungen der Polarisation nicht ausgeschlossen werden. Lange Strahlzeiten mit häufigen Polarisationsmessungen (vergleiche Abbildung 4.14) haben jedoch gezeigt, dass diese Schwankungen klein sind, solange keine Kristallwechsel oder -präparationen an der Quelle erfolgen müssen. Der zusätzliche "Schwankungs"-Fehler der Strahlpolarisation wird daher mit 2% relativ abgeschätzt.

Modellabhängigkeit

Die gemessenen Asymmetrien hängen stark von den kinematischen Variablen W ,

| | relat.Fehler in % |
|---|----------------------|
| Luminosität | <0.5 |
| Nachweiseffizienz | - |
| Untergrundreaktionen | <0.1 |
| Verwendung des gesamten Strahlenschwanzes ohne Strahlungskorrekturen | <1.0 |
| Strahlpolarisation | 2.6 |
| Modellfehler | 1.8 |
| gesamt (quadr. gem.) | <3.4 |
| Settings untereinander | ≤2.4 |

Tab. 3.3: Beiträge zum systematischen Fehler der Helizitätsasymmetrie. Als Plausibilitätsbetrachtung ist die größte Abweichung der Settings untereinander aufgeführt.

q^2 , ϵ , θ_π^{cm} und ϕ_π ab. Da diese über den akzeptierten Phasenraum erheblich variieren, werden die gemessenen Daten zur Nominalkinematik projiziert (vergleiche Kapitel 3.2 und 3.4.1). Um die Modellunsicherheit der dazu verwendeten MAID2000-Parametrisierung abzuschätzen, wurden die Stärke der dominierenden M_{1+} -Amplitude um relativ $\pm 5\%$, diejenige von E_{1+} , S_{1+} , M_{1-} und S_{1-} um $\pm 50\%$ relativ geändert. Die mittlere Abweichung der Asymmetriedatenpunkte unter dieser relativ starken Variation beträgt 1.8% relativ.

In Tabelle 3.3 sind die diskutierten Quellen systematischer Fehler zusammengestellt. Die Helizitätsasymmetrie kann praktisch untergrundfrei bestimmt werden, so dass der systematische Fehler des Ergebnisses durch die Präzision der Polarisationsbestimmung und die Modellunsicherheiten bei der Projektion zur Nominalkinematik dominiert ist. Der quadratisch gemittelte systematische Gesamtfehler beträgt 3.4% relativ und ist damit etwas kleiner als die kleinsten in den Abbildungen 3.17 dargestellten statistischen Fehler (4.5% relativ).

Vergleich der “Settings“ untereinander

Als heuristisches Maß für die Stabilität der extrahierten Asymmetrie und als Konsistenzprüfung der abgeschätzten systematischen Fehler kann die Übereinstimmung der “Settings“ untereinander herangezogen werden. Dazu wurde für jedes “Setting“ einzeln der von MAID vorhergesagte θ_π^{cm} -Verlauf mittels eines Skalierungsfaktors an die Datenpunkte angepasst. Dies wurde durchgeführt sowohl über den gesamten Bereich im Pionstreuwinkel, als auch für lediglich die Überlappbereiche zwischen jeweils zwei “Settings“ (vergleiche dazu Abbildung 3.17, oben). Die sich ergebenden Skalierungsfaktoren sind in Tabelle 3.4 zusammengestellt. “Setting“ oop2 und oop7, beide aus derselben Strahlzeit, liegen relativ dicht bei-

| setting | $\theta_\pi^{cm} =$ 120..180° | $\theta_\pi^{cm} =$ 135..175° | $\theta_\pi^{cm} =$ 160..180° |
|----------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| oop2 | 0.753(37) | - | 0.798(20) |
| oop7 | 0.750(11) | 0.750(13) | 0.780(25) |
| oop10 | 0.721(15) | 0.724(17) | - |
| σ | 0.018 | 0.018 | 0.013 |
| σ_{rel} | 2.4% | 2.4% | 1.6% |

Tab. 3.4: Angepasste Skalierungsfaktoren zwischen MAID-Vorhersage und den Daten der einzelnen ‘‘Settings‘‘, ermittelt für unterschiedliche θ_π^{cm} -Bereiche. Angegeben ist die Standardabweichung absolut und relativ zum Mittelwert.

einander. Demgegenüber weicht ‘‘Setting‘‘ oop10 aus der ersten Strahlzeit etwas stärker, jedoch noch im Rahmen der angegebenen Fehler, ab.

Darüber hinaus zeigt die winkelabhängige Analyse, dass sich für den Winkelbereich 160..180° ein weniger stark von 1 abweichender Skalierungsfaktor ergibt als für 135..175°. Das ist möglicherweise dadurch bedingt, dass der Verlauf der Asymmetrie für $\theta_\pi^{cm} \simeq 180^\circ$ im Wesentlichen durch die explizite $\sin \theta_\pi^{cm}$ -Abhängigkeit der $R_{LT'}$ -Strukturfunktion festgelegt ist, während die anderen Strukturfunktionen, und damit weitere Modellunsicherheiten, abseits der parallelen Kinematik verstärkt beitragen. Die Abweichung der ‘‘Settings‘‘ untereinander entspricht einer Standardabweichung von $\leq 2.4\%$ relativ. Sie liegt damit gut im Rahmen der abgeschätzten systematischen Fehler.

Kapitel 4

Das Møller-Polarimeter

Experimente mit polarisiertem Elektronenstrahl gewähren, wie bereits erwähnt, Zugang zu neuen Observablen und damit weiteren Informationen über die Struktur des Nukleons. Die Nutzung dieses neuen experimentellen Freiheitsgrades erfordert im Allgemeinen die Kenntnis des absoluten longitudinalen Polarisationsgrades des Elektronenstrahls. Dieser wird – im Gegensatz zu den transversalen Anteilen – bei der Transformation ins Targetsystem mit dem relativistischen Faktor γ verstärkt. Daher wurde zu Beginn des “polarisierten“ Messprogramms an der Drei-Spektrometer-Anlage ein Elektronpolarimeter entworfen [Bar96], dessen Funktionsweise, Aufbau und Inbetriebnahme im Folgenden beschrieben werden.

4.1 Anforderungen

Grundsätzlich sind verschiedene Typen von Elektronpolarimetern in Verwendung, die alle die Polarisationsabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei elektromagnetischer Streuung ausnutzen. Je nach verwendetem Streupartner unterscheidet man Mott- (Streuung an Kernen), Compton- (Streuung an reellen Photonen) und Møller-Polarimeter (Streuung an Elektronen). In der Mott-Streuung führt die *transversale* Komponente des Elektronenspins zu einer Anisotropie im Azimutwinkel. Aus diesem Grund eignet sie sich vor allem für niederenergetische Elektronen. Ein solches Polarimeter wird am Beschleuniger kurz hinter der Elektronenquelle betrieben [Leb98]. Die Compton-Polarimeter haben den großen Vorteil, parallel zum eigentlichen Experiment eingesetzt werden zu können, da sie den Strahl nur minimal stören. Man unterscheidet zwei Typen, das Transmissions- und das Rückstreu-Compton-Polarimeter. Beim ersten übertragen die Elektronen ihre longitudinale Polarisation auf Bremsstrahlungsphotonen, deren helizitätsabhängige Transmission durch magnetisiertes Metall ein Maß für deren Zirkularpolarisation ist. Diese Polarimeter eignen sich gut für relative Polarisationsbestimmungen. Absolutbestimmungen sind kompliziert, weil alle Reaktionen der Photonen im Metall beschrieben werden müssen. Zur Verwendung kommen diese Polarimeter als Polarisationsmonitore zum Beispiel in den Arbeitsgruppen A2 und A4. Zur absoluten Messung der Polarisation eignen sich dagegen die Rückstreu-Compton-Polarimeter, bei denen dem longitudinal polarisierten Elektronenstrahl Photonen mit Zirkularpolarisation entgegen“geschossen“ werden. Die Rückstreuwahrscheinlich-

keit der Compton-Photonen hängt dabei von der relativen Orientierung der Helizitäten ab und lässt sich in der QED präzise beschreiben. Auf Grund des relativ geringen Wirkungsquerschnitts findet diese Methode in Speicherringen mit hohen Elektronenströmen Verwendung. Zur Benutzung am MAMI-Strahl müsste ein entsprechend dichtes Photonfeld zur Verfügung gestellt werden. Die Møller-Polarimeter schließlich streuen den Strahl an Targetelektronen, die in einer magnetisierten Metallfolie polarisiert werden. Sie erlauben ebenfalls eine Absolutbestimmung der Strahlpolarisation, jedoch nicht parallel zum Experiment.

Neben den unten aufgeführten Anforderungen an die Funktion des Polarimeters, war die Realisierbarkeit mit der vorhandenen, beschränkten "manpower" ein wichtiges Kriterium. Daher fiel die Entscheidung auf ein Møller-Polarimeter, das zwar Nachteile gegenüber dem ansonsten idealen Compton-Rückstreu-Polarimeter aufweist, dafür jedoch ohne wartungsintensives Lasersystem auskommt.

Die Hauptanforderungen an das Polarimeter sind im Folgenden kurz erwähnt.

Absolute Bestimmung der longitudinalen Strahlpolarisationskomponente unmittelbar vor dem Experiment

Auch wenn die Polarisation des Elektronenstrahls kurz hinter der Quelle mit einem Mott-Polarimeter [Leb98] bestimmt werden kann, ist es notwendig, die Strahlpolarisation direkt vor dem Experimenttarget zu messen. Zum einen ist die Messung dort sensitiv auf eine – theoretisch mögliche, jedoch nicht beobachtete – Depolarisation beim Durchgang des Strahls durch den Beschleuniger, zum anderen kann die longitudinale Ausrichtung der Polarisation auf der Targetachse, nach der Präzession während der Passage des Beschleunigers [Ste98], verifiziert werden (siehe dazu Abschnitt 4.3).

Minimale Interferenz der Polarisationsbestimmung mit dem eigentlichen Experiment

Eine gleichzeitige Bestimmung der Strahlpolarisation parallel zum laufenden Experiment lässt sich mit einem Møller-Polarimeter praktisch nicht verwirklichen. Ursache dafür ist, dass beide, Experiment wie Polarimetrie, auf hohe Qualität des Strahls angewiesen sind, diesen aber nicht zerstörungsfrei nutzen können, so dass die strahlabwärts positionierte Messung zu stark durch die vorhergehende gestört würde.

Das Polarimeter wurde in einem geeigneten Abschnitt der Strahlführung etwa 15 m vor dem Experiment-Target eingebaut. Um die Unterbrechung des Experiments zur Polarisationsbestimmung so kurz wie möglich zu halten, können Magnet- und Detektorsystem des Polarimeters während des Experiments eingeschaltet bleiben, so dass für die Polarisationsbestimmung lediglich das Polarimeter-Target in den Strahl gefahren werden muss. Dadurch erfordert die Bestimmung der Strahl-

polarisation lediglich eine Unterbrechung des Experiments von 15 min (inklusive 5 min Messzeit).

Verwendbarkeit im gesamten Energiebereich des Beschleunigers MAMI B und Anpassbarkeit an die Energien von MAMI C

Der Beschleuniger MAMI B liefert Strahlenergien im Bereich von 180-880 MeV. Das Polarimeter sollte in diesem Bereich, möglichst ohne mechanische Veränderungen, einsetzbar sein. Dies wurde in der Magnetoptik des Polarimeters durch einen Quadrupol erreicht, der die bei niedrigen Energien auftretenden größeren Streuwinkel (siehe Abbildung 4.2) auf die Detektoren fokussiert. Der verwendete Quadrupol beschränkt durch seine relativ kleine Öffnung die Minimalenergie auf 500 MeV.

Nach der Erweiterung des Beschleunigers um eine vierte Stufe (MAMI C) wird eine Endenergie von voraussichtlich 1.5 GeV zur Verfügung stehen. Der Betrieb des Polarimeters bis zu dieser Energie erfordert lediglich das Verschieben der Detektoren zu kleineren Ablenkwinkeln hinter dem Dipol (siehe Abschnitt 4.2.2).

Verwendbarkeit bei den experimentenspezifischen Strahlströmen

Der maximale Strahlstrom beträgt $100 \mu\text{A}$; typische Experimente finden bei $1\text{--}50 \mu\text{A}$ statt. Diese Ströme sind hinsichtlich der Energiedeposition in der dünnen Targetfolie des Polarimeters, der Ratenbelastung der Detektoren und dem allgemeinen Strahlungsuntergrund in der Halle zu hoch für den Polarimeterbetrieb. Dennoch ist die Polarisationsmessung bei diesen Strahlströmen wünschenswert, um prinzipiell nicht ausschließbare, stromabhängige Änderungen der Polarisation zu vermeiden. Hierfür ist es ausreichend, die Polarisation bei realistischer Belastung der Quelle für polarisierte Elektronen zu messen. Dazu wird zunächst die Experiment-Strahlstromstärke aus der Quelle entnommen, dann jedoch vor dem Eintritt in den Beschleuniger mit Hilfe des sogenannten chopper-Kollimators (Int0Koll11) auf den für die Polarimeter-Messung optimalen Wert von etwa 80 nA reduziert.

Zudem bestehen bereits Erfahrungen mit dem Messprinzip der Møller-Streuung, welches bereits an SLAC [Coo75, Alg76, Pre78, Bau83, Swa95, Ant93, Ste98, Ban98], Bates [Arr92, Bea95], ELSA [Bre95], JLab [Hau01, Gla99] und MAMI [Wag90] zur Polarimetrie verwendet wird.

4.2 Funktionsweise

Im Folgenden wird kurz das physikalische Prinzip des Møller-Polarimeters zusammengefasst. Details finden sich in [Bar96]. Es folgt die Darstellung des konkreten Aufbaus des Polarimeters, die Vorstellung von Messergebnissen und die Diskussion der systematischen Fehler der Polarisationsbestimmung.

4.2.1 Messprinzip

Als Møller-Streuung bezeichnet man die Streuung polarisierter Elektronen untereinander: $(\vec{e} + \vec{e} \rightarrow e + e)$. Da es sich dabei um einen reinen QED-Prozess handelt, lässt sich der Wirkungsquerschnitt präzise berechnen. Man kann den Wirkungsquerschnitt zerlegen in einen polarisationsunabhängigen Teil $d\sigma_0/d\Omega$ und einen Anteil proportional zu Strahl- und Targetpolarisation. Für den Fall longitudinaler Strahl- P_b^z und Targetpolarisation P_t^z erhält man:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + \alpha_{zz}(\theta_{cms}) P_b^z P_t^z). \quad (4.1)$$

Die Analysierstärke $\alpha_{zz}(\theta_{cm})$ (Abb. 4.1) ist eine Funktion des Streuwinkels im Schwerpunktsystem und erreicht ihr Extremum für den Fall symmetrischer Streuung: $\alpha_{zz}(\theta_{cm} = 90^\circ) = -7/9$. Dort ergibt sich mit $d\sigma_0/d\Omega_{lab} = 17.9 fm^2 sr^{-1}$ auch ein grosser Wirkungsquerschnitt – beides gute Voraussetzungen für eine schnelle Messung. Weiterhin sind beide Größen im relevanten Energiebereich praktisch unabhängig von der Strahlenergie. Die angegebenen Werte ergeben sich für die Rechnung der Møller-Streuung in niedrigster Ordnung. Für Rechnungen der Strahlungskorrekturen bis zur Ordnung e^4 zeigt sich, dass sich zwar $d\sigma_0/d\Omega$ im Prozentbereich ändert, nicht jedoch die Analysierstärke [Hau01, DeR75]. Zur effektiven Bestimmung der Strahlpolarisation bildet man daher die Asymmetrie aus den Wirkungsquerschnitten für gleichsinnig orientierte Polarisationen von Strahl- und Targetelektronen, $d\sigma/d\Omega^{\uparrow\uparrow}$, sowie für gegensinnige Orientierung, $d\sigma/d\Omega^{\uparrow\downarrow}$:

$$\frac{d\sigma/d\Omega^{\uparrow\uparrow} - d\sigma/d\Omega^{\uparrow\downarrow}}{d\sigma/d\Omega^{\uparrow\uparrow} + d\sigma/d\Omega^{\uparrow\downarrow}} = \alpha_{zz}(\theta_{cm}) P_b^z P_t^z. \quad (4.2)$$

Diese Asymmetrie ist als Relativgröße unabhängig von der absoluten Skalierung der gemessenen Wirkungsquerschnitte. Aus ihr lässt sich die gesuchte Strahlpolarisation extrahieren. Dazu müssen die Polarisation der Targetelektronen, sowie die durch die kinematische Akzeptanz bestimmte effektive Analysierstärke $\bar{\alpha}$ bekannt sein.

Die Streuwinkel $\theta_{1,2}$ und Energien $E_{1,2}$ der beiden auslaufenden Elektronen im Laborsystem sind durch die Energie des Strahlelektrons E_0 und den Streuwinkel im Schwerpunktsystem θ_{cm} wie folgt festgelegt:

$$\tan \theta_i = \tan \frac{\theta_i^{cm}}{2} \left(\sqrt{\frac{E_0 + m_e}{2 m_e}} \right)^{-1} ; i = 1, 2 \quad (4.3)$$

$$\theta_2^{cm} = 180^\circ - \theta_1^{cm} \quad (4.4)$$

$$E_i = m_e + (E_0 - m_e) \cos^2(\theta_i^{cm}/2). \quad (4.5)$$

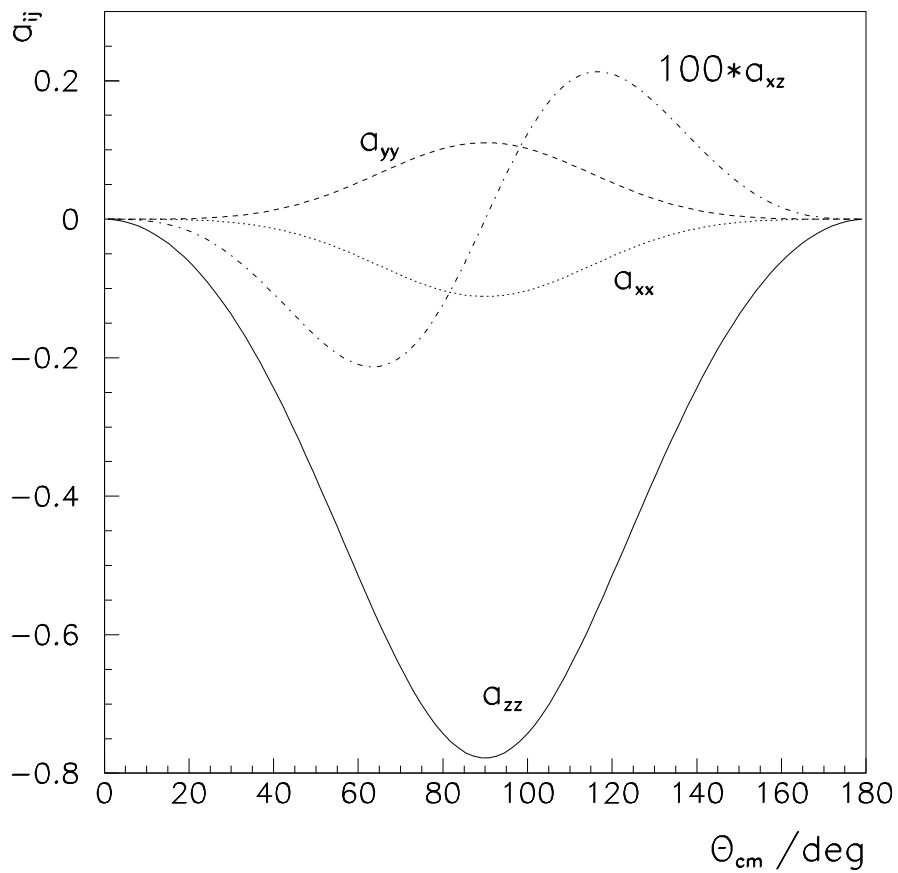


Abb. 4.1: Analysierstärke der Møller-Streuung in Abhängigkeit des Schwerpunktsystem-Streuwinkels. Hier relevant ist die Komponente α_{zz} , die für symmetrische Streuung, $\theta_{cm} = 90^\circ$, maximalen Betrag aufweist.

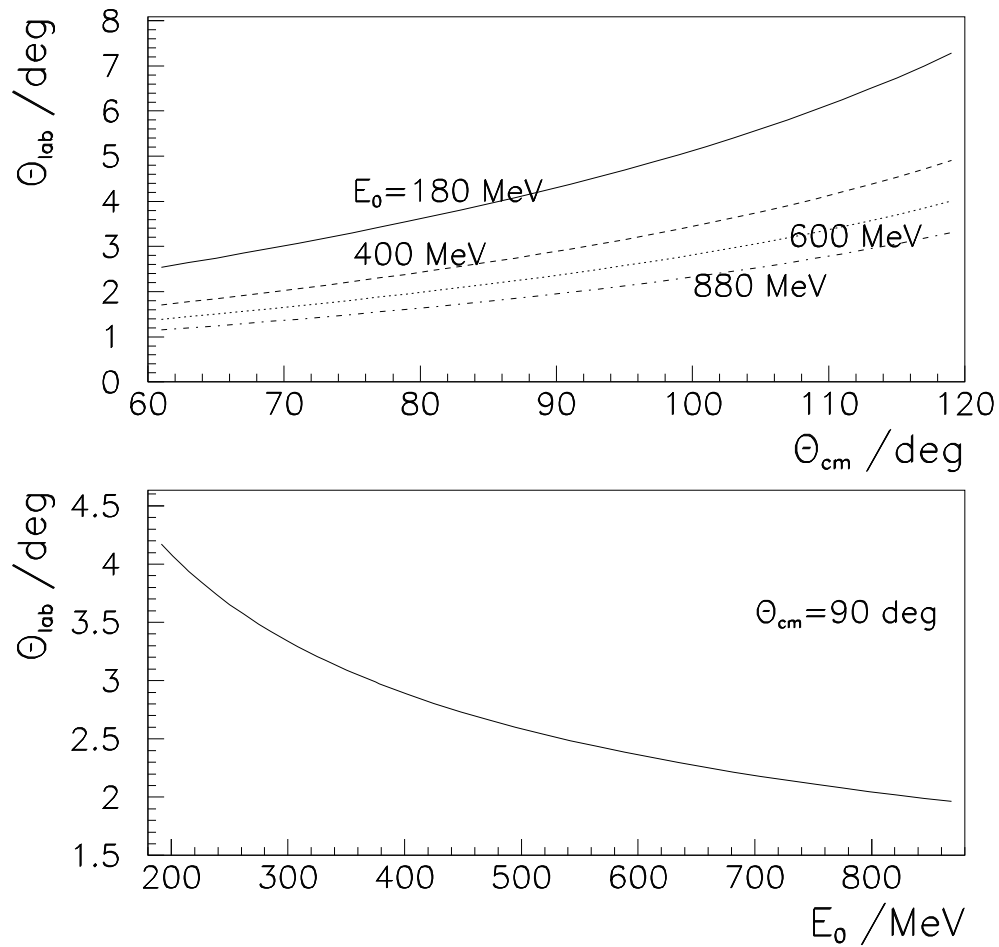


Abb. 4.2: Laborsystemstreuwinkel in Abhängigkeit des Streuwinkels im Schwerpunktsystem für verschiedene Strahlenergien (oben). Laborwinkel der symmetrischen Streuung in Abhängigkeit der Strahlenergie (unten).

In Abbildung 4.2 ist die Abhängigkeit des Laborsystemstreuwinkels θ vom Schwerpunktsystemstreuwinkel θ_{cm} für verschiedene Strahlenergien dargestellt. Ebenfalls dargestellt ist die Variation des Laborwinkels für die symmetrische Streuung mit der Strahlenergie. Er bewegt sich im Energiebereich von MAMI B zwischen 4° und 2° .

4.2.2 Aufbau

Das Polarimeter muss zur Ausnutzung der Asymmetrie (Gleichung 4.2) die Møller-Streuung untergrundfrei nachweisen können. Dies wird durch *koinzidenten* Nach-

weis der beiden auslaufenden Elektronen erreicht. Dadurch wird der in Einarm-Messungen dominierende Mott-Untergrund völlig beseitigt.

Die polarisierten Targetelektronen werden in einer durch ein äusseres Feld magnetisierten ferromagnetischen Folie erzeugt.

Die genaue Festlegung der Analysierstärke $\alpha_{zz}(\theta_{cm})$ erfolgte in einigen Polari-meterentwürfen durch Einschränkung der Laborwinkel $\theta_{1,2}$ der beiden Elektronen (z.B. bei [Wag90, Arr92]). Als Konsequenz der intraatomaren Bewegung der Targetelektronen sind jedoch die Laborwinkel $\theta_{1,2}$ nicht mehr streng mit dem Streuwinkel im Schwerpunktsystem, θ_{cm} , korreliert [Lev94] (siehe Abbildung 4.3). Eine starke Kollimation im Laborstreuwinkel führt dann zu einer künstlichen

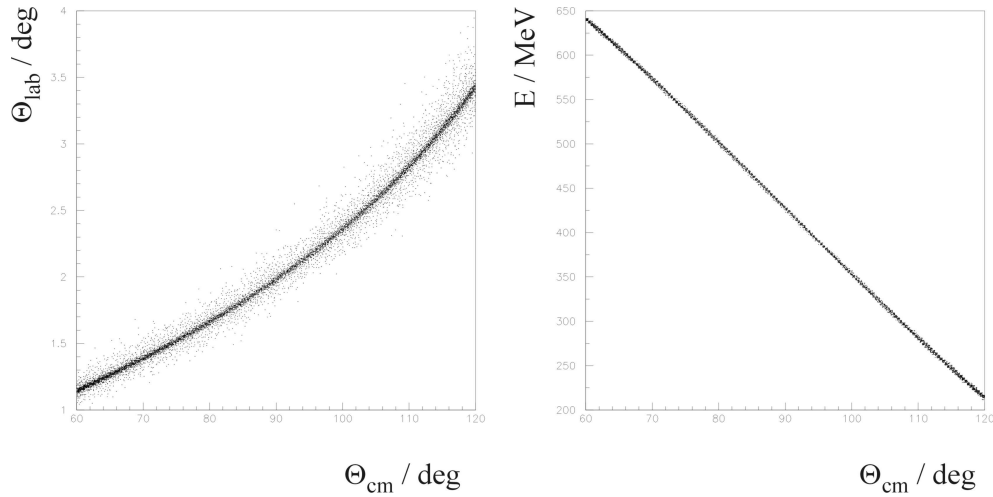


Abb. 4.3: Die Observablen Laborstreuwinkel θ_{lab} und Energie E des Streuelektrons in Abhängigkeit des Streuwinkels im Schwerpunktsystem θ_{cm} . Dargestellt sind Ergebnisse einer Simulation der Møller-Streuung an Targetelektronen mit realistischen Anfangsimpulsen. Man erkennt links die Störung des kinematischen Zusammenhangs $\theta_{lab}(\theta_{cm})$ aus Glg. 4.3. Demgegenüber bleibt die Korrelation $E(\theta_{cm})$ aus Glg. 4.5 scharf. (Die Breite des Bandes ist durch die Binierung des Histogramms gegeben.)

Anreicherung der Streuung an Targetelektronen mit niedrigen Impulsen und somit geringer Abweichung von der Kinematik des ruhenden Targetelektrons. Weil in den Targetmaterialien gerade diese schwach gebundenen Elektronen diejenigen sind, die sich im äusseren Feld ausrichten, resultiert effektiv eine Erhöhung der Targetpolarisation. Nichtberücksichtigung dieses Sachverhalts führt zu einer Überschätzung der Strahlpolarisation von bis zu 5%, je nach Beschränkung der θ -Akzeptanz [Bar96].

Im Gegensatz zu den Laborwinkeln werden die Energien der Streuelektronen nicht von den atomaren Impulsen der Targetelektronen beeinflusst. Daher wird hier ein Dipol zur Impulsanalyse der Elektronen verwendet und diese Observable zur Bestimmung der Analysierstärke benutzt. Eine große θ_{lab} -Akzeptanz von $\pm 20\%$ vermeidet die geschilderte Auswirkung auf die effektive Targetpolarisation.

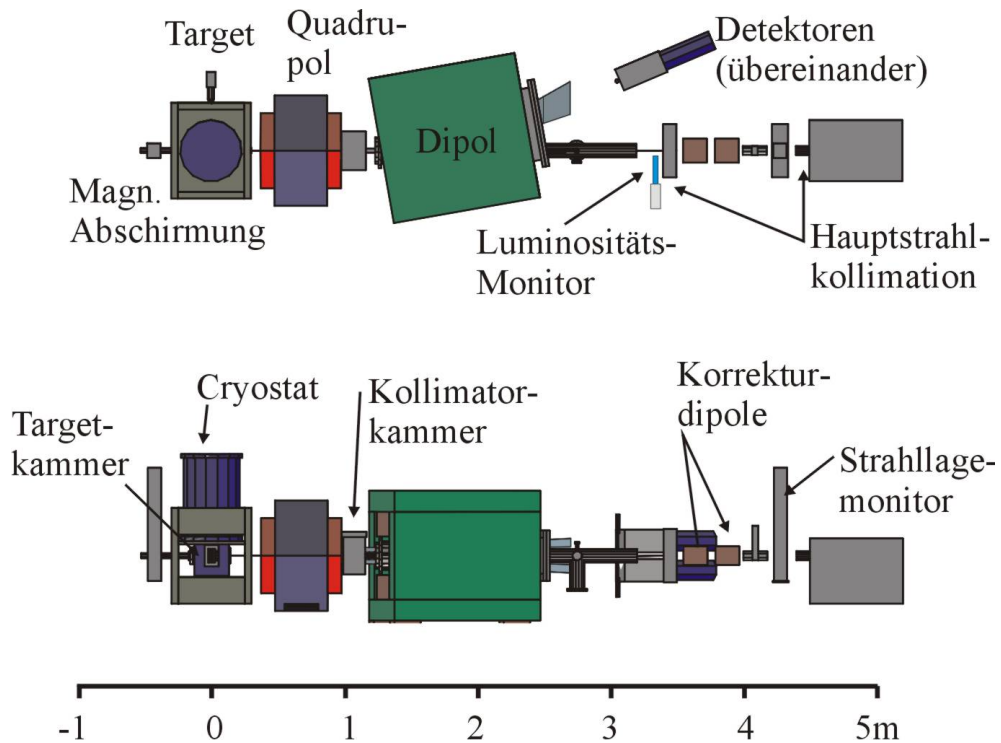


Abb. 4.4: Auf- und Seitenansicht des Møllerpolarimeters.

Abbildung 4.4 gibt einen Überblick über den Aufbau des Polarimeters. Die Strahlrichtung ist von links nach rechts. Man erkennt links unterhalb des Kryostaten die Targetkammer, die die Targetfolie und die Spulen zu deren Magnetisierung enthält. Um das Streufeld zu begrenzen, ist sie von magnetischen Abschirmplatten umgeben. Die beiden Møller-Elektronen verlassen das Target einander gegenüber auf einem Konus mit charakteristischem Öffnungswinkel von knapp 2° im Laborsystem für die Nominalenergie von MAMI-B $E_0=855$ MeV und passieren den Quadrupol. In der Kollimatorkammer befindet sich ein vertikaler Schlitz, der nur Elektronenpaare mit annähernd vertikaler Orientierung passieren lässt. Diese werden im darauf folgenden Dipol impulsselektiv auf die, bei gleichen Ablenkwinkeln übereinander positionierten, Detektoren abgelenkt und nachgewiesen¹.

¹Hier dargestellt sind lediglich die PbGlas-Detektoren, die weiter unten beschrieben sind, nicht

Der ungestreute Hauptstrahl passiert den Dipol durch eine – hier nicht sichtbare – mit einer axialen Bohrung versehene Abschirmplatte in der Mitte zwischen den Polschuhen. Die verbleibende geringe Ablenkung durch das Restfeld in der Bohrung wird durch ein nachfolgendes Wedlerpaar korrigiert. Zum Schutz der folgenden Strahlführung vor Aufaktivierung wird der in der Targetfolie aufgestreute Strahl hinter dem Polarimeter an zwei Stellen kollimiert. Ein kleiner Szintillator ist hinter dem Dipol einige cm neben dem Strahlrohr befestigt und dient als Luminositätsmonitor, um auf helizitätskorrelierte Strahlstromschwankungen zu korrigieren. Dieser Szintillator ermöglicht sicher keine Stromeichungen über längere Zeiträume, da die gemessene Rate stark von der Verstärkung des Photomultipliers abhängt und mit dieser variiert. Zusätzlich ist sie empfindlich bestimmt durch Strahlage und -profil, welche nach jeder Optimierung des Beschleunigers geändert sind. Zum Nachweis kurzfristiger Strahlstromänderungen während einer Polarisationsbestimmung ist dieses einfache Verfahren jedoch geeignet.

Zur Aufnahme der Zählraten für gleich- bzw. gegensinnig orientierte Strahl- und Targetelektronenspins wird die Helizität des Elektronenstrahls periodisch, mit Frequenzen von 1-25 Hz, umgeschaltet. Die Inversion der Targetpolarisation ist ebenfalls möglich, jedoch nicht praktikabel. Sie beansprucht etwa 40 min, da die hohen Targetmagnet-Felder geändert werden müssen.

Im Folgenden wird detaillierter auf die einzelnen Komponenten eingegangen.

Target

Das Target des Polarimeters soll longitudinal polarisierte Elektronen mit möglichst hohem und genau bekanntem Polarisationsgrad zur Verfügung stellen. Dazu wird eine Folie aus ferromagnetischem Material mittels eines äusseren Magnetfelds magnetisiert. Da die Magnetisierung neben orbitalen Beiträgen auch von den Elektronenspins getragen wird, resultiert eine Spin-Polarisation von etwa 8% im Falle von Fe in Sättigungsmagnetisierung. Dieses Prinzip lässt sich auf zwei Arten umsetzen: In den meisten Polarimetern findet eine *in* der Folienebene magnetisierte Folie Verwendung, welche in flachem Winkel ($\simeq 20^\circ$) gegen den Strahl geneigt ist, um einen möglichst großen longitudinalen Polarisationsanteil zu liefern (siehe Abb. 4.5 links). In diesem Fall genügt schon ein relativ schwaches äußeres Feld ($\simeq 0.01$ T), um innerhalb der Folie Magnetisierung nahe der Sättigung zu erreichen. Zum Einsatz kommen hierbei weichmagnetische Legierungen (zum Beispiel Vacoflux(Fe49Co49Va2) [Wag90, Sto96, Der96]). Zur Bestimmung der tatsächlich vorliegenden Magnetisierung umgibt eine sogenannte “pick-up“-Spule die Folie. In ihr wird die Änderung des magnetischen Flusses beim Umklappen des äußeren

jedoch die davor angebrachten Hodoskope.

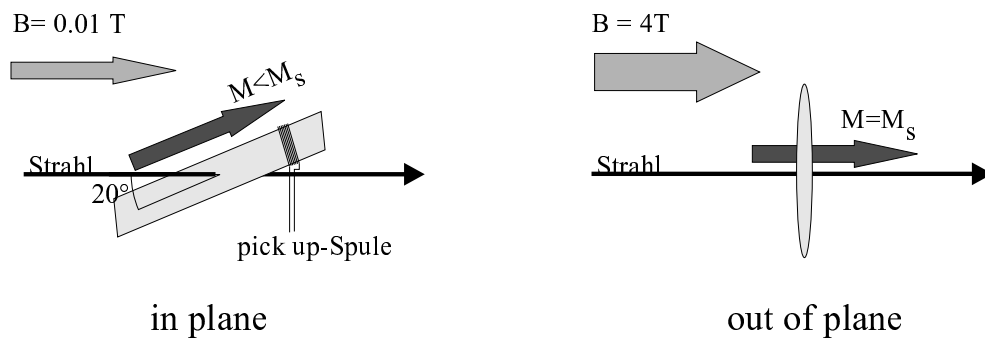


Abb. 4.5: Zwei Methoden zur Targetfolien-Magnetisierung: in der Folienebene (links) und außerhalb (rechts)

Magnetfeldes gemessen. Die Subtraktion einer Messung ohne Folie liefert die integrale Magnetisierung der Folie innerhalb der “pick-up“-Spule. Bei bekanntem g' -Faktor des Materials kann der Beitrag des Spins und damit die Elektronen-Polarisation ermittelt werden. Ein Target dieser Bauart wurde zur Verwendung im beschriebenen Polarimeter entwickelt [Der96]. Dabei zeigten sich deutlich die Schwächen dieser Methode:

- Bestimmung des magnetischen Flusses
Die absolute Messung der kleinen Induktionsspannung, insbesondere für die Leermessung, ist unter Experimentbedingungen schwierig [Sto96].
- Folienhomogenität
Die verwendeten Folien sind herstellungsbedingt inhomogen in Dicke und magnetischen Eigenschaften. Insbesondere mechanische Beanspruchung durch Biegen führt zu einer deutlichen Änderung der magnetischen Eigenschaften. Die Dickschwankungen über die Länge der Folie ($\simeq 10$ cm) führen zu Schwankungen des Induktionssignals von $\simeq 3\%$ relativ [Der96]. Diese Inhomogenität beeinträchtigt den Rückschluss von der integralen Magnetisierung (über die Breite der Folie und die Länge der Spule $\simeq 50$ mm²) auf die tatsächliche Magnetisierung im Strahlfleck. Weiterhin führt die eventuell vorhandene Welligkeit der Folie zu einer Fehlstellung des, an die Foliengeometrie gekoppelten, Magnetisierungsvektors.
- Kenntnis des g' -Faktors
Der gyromagnetische Faktor liefert den größten Beitrag zum systematischen Fehler der Targetpolarisation. Er muss für die Legierung aus den g' -Faktoren der Reinelemente interpoliert werden und ist für die verwendeten Legierungen lediglich auf 0.7% relativ bekannt [Sto96].

Aus diesen Gründen ist es mit dieser Methode praktisch nicht möglich, die Targetpolarisation genauer als etwa 2% zu bestimmen.

Vermeiden lassen sich diese Probleme durch ein entschiedeneres Vorgehen bei der Magnetisierung der Folie (siehe Abbildung 4.5 rechts). Hier wird die Magnetisierung durch ein hohes äußeres Feld, deutlich über der Sättigungsfeldstärke, erreicht. Die Richtung der Magnetisierung ist hierbei nicht auf die Folienebene beschränkt, sondern am äußeren Feld orientiert [Bev97, Str00]. Dadurch ergeben sich folgende Vorteile:

- Hier können, trotz etwas geringerer Sättigungspolarisation, Reineisen-Folien verwendet werden, deren magnetische Eigenschaften sehr genau vermessen sind [Gra82].
- Das hohe äußere Feld (4 T) *garantiert* die Magnetisierung bis in Sättigung. Eine absolute Bestimmung der Targetpolarisation ist dadurch obsolet, vielmehr kann auf präzise vermessene Literaturwerte zurückgegriffen werden.

Mit diesem Ansatz ist es möglich, die Targetpolarisation besser als 1 % genau zu bestimmen. Der Preis dafür sind die Kosten für eine supraleitende Spule zur Erzeugung ausreichend hoher Magnetfelder und der – im Vergleich mit konventioneller Technik – deutlich höhere Aufwand beim Betrieb.

Im vorgestellten Polarimeter kommen senkrecht zur Ebene magnetisierte Reineisenfolien zum Einsatz. Das Design des Targets ist [Bev97, Hau01] nachempfunden. Im 4T-Feld einer “split coil”² befindet sich die fernsteuerbare Targetleiter (siehe Abbildung 4.6). Sie enthält zwei Reineisen-Folien von 6 und 10 μm Dicke und einen BeO-Leuchtschirm. Dieser wird seitlich von einer Kamera aufgenommen, zur Kontrolle der Strahllage und der Form des Strahlflecks. Da durch die oben erwähnte Möglichkeit der Untersetzung des Strahlstroms durch den chopper-Kollimator das Polarimeter unabhängig vom Experimentstrahlstrom bei im Wesentlichen konstantem, geringem Strahlstrom betrieben wird, kann auf eine Überprüfung der relativen Targetpolarisation durch zum Beispiel eine Kerr-Apparatur [Bev97, Rob94] verzichtet werden.

Zur Bestimmung der vorliegenden Targetpolarisation wird von der Sättigungsmagnetisierung für Eisen bei $T=0\text{ K}$, $B=0\text{ T}$ [Dan68] ausgegangen, die auf Zimmertemperatur und 4 T [Gra82, Pau82] korrigiert wird. Es zeigt sich, dass die Schwankung der Umgebungstemperatur eine größere Unsicherheit verursacht als die Targeterwärmung bei den verwendeten Strahlströmen. Das gyromagnetische Moment [Rec69] liefert den Anteil der Spinmagnetisierung. Division durch die Zahl der Elektronen pro Fe-Atom ergibt einen Polarisationsgrad des Targets von $(8.058 \pm 0.049)\%$ [Str00].

²Spectromag der Firma Oxford Instruments

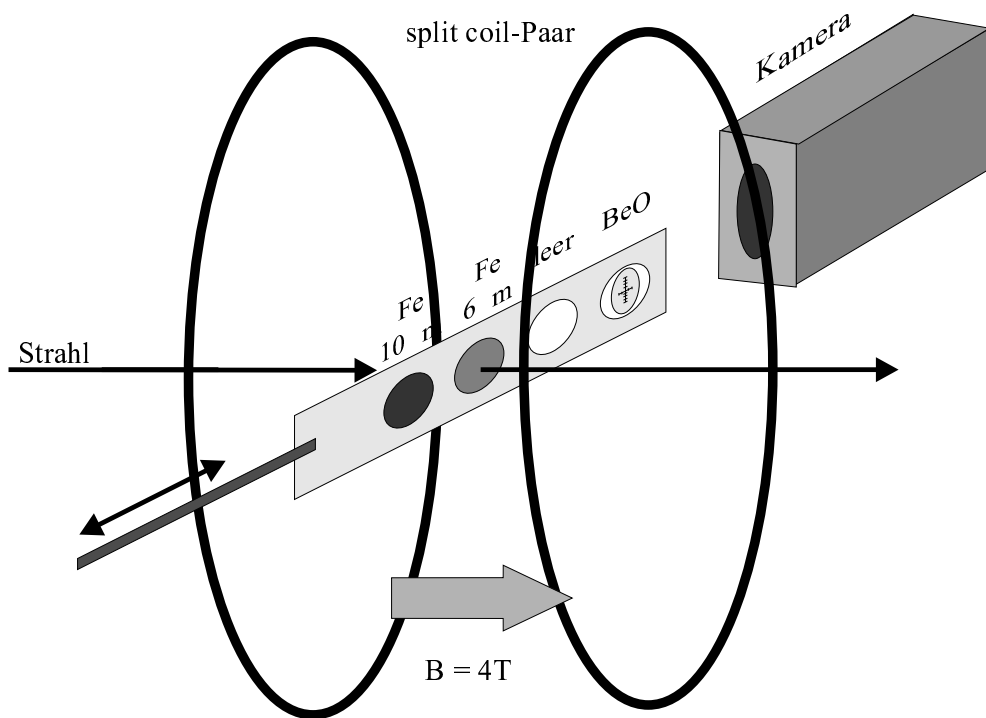


Abb. 4.6: Prinzipieller Aufbau des Møllertargets. Im longitudinalen Magnetfeld eines Spulenpaares befindet sich die seitlich verschiebbare Targetleiter. Eine Kamera ermöglicht zusammen mit dem BeO-Leuchtschirm eine Kontrolle der Strahlposition.

Magnetsystem

Das magnetoptische System des Polarimeters dient zusammen mit der Kollimation zur Definition der Streukinematik und damit des akzeptierten Analysierstärke-Bereiches. Es selektiert einen Bereich um die symmetrische Streuung ($\theta_{cms} = 90^\circ$), dem Betragsmaximum der Analysierstärke (siehe Abbildung 4.1).

Wie oben beschrieben erfolgt die Selektion des cm-Streuwinkels über die Energien der auslaufenden Elektronen, also über die Ablenkwinkel im Dipolfeld. Der Ablenkwinkel beträgt 23° , und die Dispersion in der Detektorebene $0.64 \text{ cm} / \text{Prozent Energieabweichung von } E_0/2$.

Der verwendete Dipol besitzt keine Fokalebene. Als Folge bleiben in der dispersiven Ebene divergente Trajektorien äqui-energetischer Elektronen auch nach der Passage divergent. Um die resultierende Vermischung der Energieinformation mit dem dispersiven Winkel gering zu halten, wird letzterer vor dem Eintritt in den Dipol mit einem vertikalen Spalt kollimiert. Diese Kollimation entspricht einer

Akzeptanz von $\Delta\phi = \pm 10^\circ$. Die Polarwinkelakzeptanz wird dadurch nicht eingeschränkt.

Darüber hinaus wurde auf weitere passive Kollimation verzichtet, da Erfahrungen mit dem Mainzer A3-Møller-Polarimeter gezeigt hatten, dass gerade der an der Abschirmung erzeugte Untergrund die Messung erschwert [Lad95]. Daher ist die Strategie hier, die Akzeptanz weitgehend aktiv über die Detektorfläche festzulegen. Der mögliche Rückgang der Effizienz am Detektorrand führt zu einer geringfügig “unscharfen“ Begrenzung der Akzeptanz. Diese wirkt sich jedoch in der Helizitätsasymmetrie nicht weiter aus und ihr Einfluss auf die Bestimmung der effektiven mittleren Analysierstärke ist, wegen deren flachen Verlaufs, vernachlässigbar gering (siehe Kapitel 4.2.3).

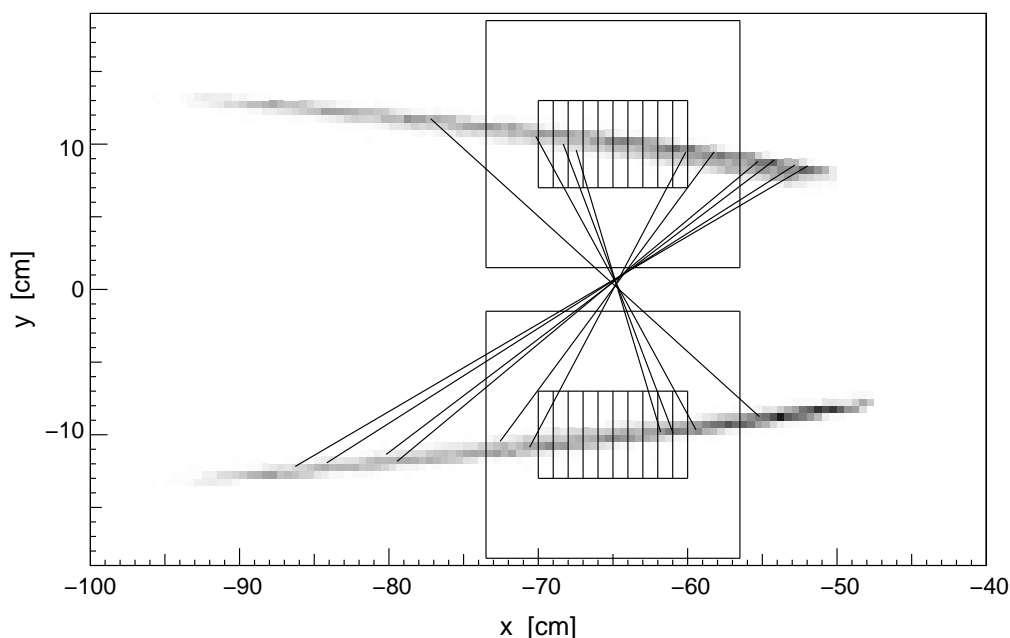


Abb. 4.7: Simulation der magnetoptischen Abbildung der Møller-Ereignisse auf die Detektorebene. Man erkennt die kinematisch korrelierten Elektronenverteilungen. Zur Illustration sind einige zusammengehörige Elektronen-Paare durch Linien verbunden. Weiterhin eingetragen sind die Aperturen der Detektoren (der große Pb-Glas und die Hodoskop-Leiter) jeweils für den oberen und unteren Koinzidenzarm. Der ungestreute Strahl markiert den (nicht sichtbaren) Ursprung des Koordinatensystems.

Grafik 4.7 zeigt die Abbildung der Møller-Ereignisse auf die Detektorebene. Man erkennt die kinematische Korrelation zwischen Streuwinkel (vertikal) und Impuls (im Wesentlichen horizontal), die nicht scharf gilt, sondern eine “Verschmierung“

durch die Impulsverteilung der Targetelektronen aufweist. Angedeutet sind einige zusammengehörige Elektron-Paare, die sich die Strahlenergie teilen.

In Abhängigkeit der Strahlenergie werden die Magnetfelder so gewählt, dass die Møller-Elektronen der Nominalkinematik die Detektormitten treffen. Die Stromstärken in beiden Magneten sind für die jeweilige Strahlenergie durch das Maximum der Koinzidenzrate in den Detektoren definiert. Der Dipol sorgt durch die horizontale Ablenkung für die Energieanalyse. Sein Strom ist proportional zur Strahlenergie. Bei 854.49 MeV beträgt der Setzwert 353 A. Der Quadrupol dient zur vertikalen Fokussierung der für Energien < 855 MeV gemäß Gleichung 4.3 ansteigenden Streuwinkel. Er bleibt für Strahlenergien ≥ 855 MeV ausgeschaltet.

Im Falle der geplanten Energie-Erhöhung (MAMI C) variiert der Laborwinkel der symmetrischen Streuung nur noch relativ schwach von 1.96° bei 855 MeV auf 1.49° bei 1.5 GeV. Auf Grund der Achsennähe der Elektronen lässt sich dieser Unterschied nicht durch den Quadrupol ausgleichen. Die Akzeptanz des Magnetsystems ist auch für diese Winkel ausgelegt, jedoch ist die Anpassung der vertikalen Detektorpositionen notwendig. Zusätzlich erfordert die begrenzte Magnetfeldstärke des Dipols dann eine Verringerung des Ablenkwinkels von 23° auf etwa 15° mit der entsprechenden Anpassung der horizontalen Detektorposition.

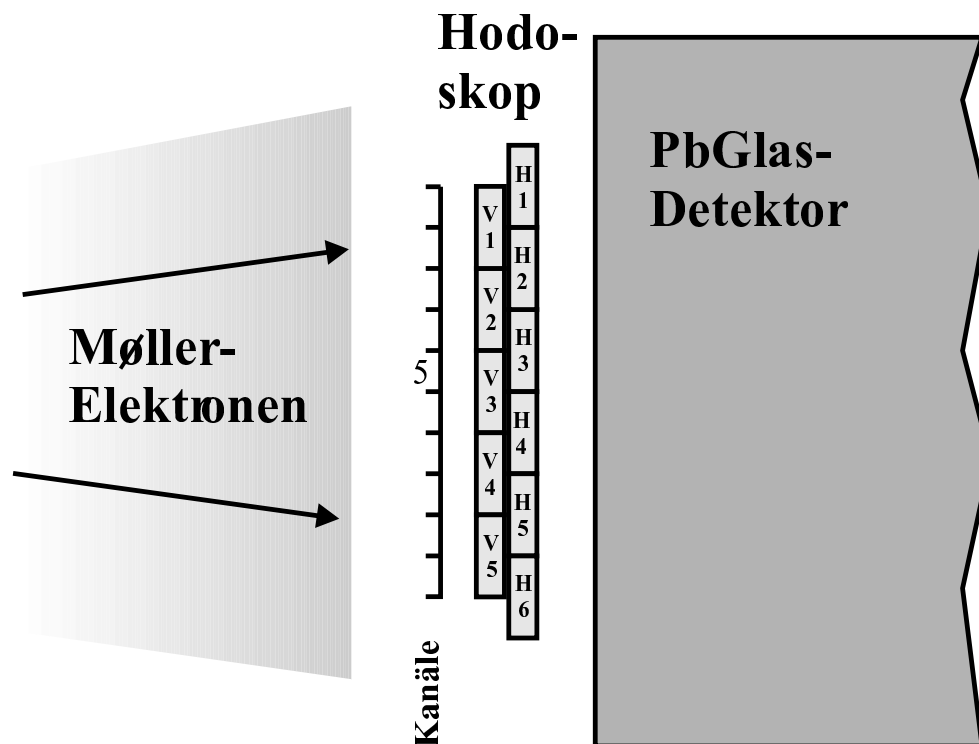
Zur Bestimmung der mittleren Analysierstärke der Detektoren hinter dem Magnetsystem wurde eine eigens erstellte Monte Carlo-Simulation, *newgiga*, verwendet. Dabei handelt es sich um eine Weiterentwicklung des in [Bar96] beschriebenen *gigatrack*. Die Simulation erzeugt Møller-Paare unter Berücksichtigung der Anfangsimpulse der Targetelektronen und bestimmt deren Bahnen durch die Magnetfelder. Zur möglichst realistischen Modellierung der Trajektorien wurden die Magnete mittels einer Hall-Sonde vermessen und eine MAFIA-Simulation [CST] an die Messwerte angepasst.

Nicht zu vernachlässigen für die Bewegung der Elektronen ist das longitudinale Feld des Target-Solenoiden. Es führt zu einer Rotation der Elektronen um die Strahlachse. Da die vertikale Kollimation jedoch erst ausserhalb des drehenden Feldes stattfindet, bleibt die Drehung praktisch ohne Konsequenz. Die Auswirkungen des Solenoidfeldes auf den Hauptstrahl lassen sich mit den Korrekturwedlern und den vorhandenen Strahlführungs-Quadrupolen kompensieren.

Detektorsystem und Elektronik

Beide Møller-Elektronen werden in Koinzidenz nachgewiesen. Jeder der beiden Koinzidenzarme (“oben“ bzw. “unten“) verfügt über zwei unabhängige Detektorsysteme: Einen Bleiglas-Čerenkov-Detektor mit großer Akzeptanz ($170 \times 170 \text{ mm}^2$),

355 mm lang) und ein davor angeordnetes Hodoskop aus 11 überlappenden Szintillator-Streifen von jeweils 20 mm Breite, 60 mm Länge und 6 mm Dicke in zwei hintereinander liegenden Ebenen (siehe Abbildung 4.8). Die Koinzidenz aus jeweils zwei hintereinanderliegenden Streifen definiert einen aus insgesamt 10 je 1 cm breiten Kanälen.



Kanal 5: V3 & H3

Abb. 4.8: Detektoren eines Arms: Hodoskop und PbGlas-Detektor (Aufsicht). Die 11 Szintillatorstreifen in 2 Lagen bilden 10 Hodoskopkanäle. Jeder Kanal ist definiert als Koinzidenz eines Streifens aus der vorderen Reihe mit einem dahinter liegenden. Als Beispiel ist der Kanal Nr. 5 die Koinzidenz aus den Streifen V3 und H3.

Das PbGlas-Detektorsystem

ist detailliert in ([Str00], Kap.3.1) dargestellt und beschrieben. Abbildung 4.9 illustriert den Aufbau. Die Signale beider Detektoren werden in den Messraum geführt und diskriminiert. Die Pulshöhen der, hinter dem Dipol energiewahlbaren, Møller-Elektronen zeigen schon auf dem Oszilloskop einen klar definierten Bereich, so dass sie durch die Diskriminatorschwelle effektiv vom Untergrund getrennt werden können. Die echten und zufälligen Koinzidenzen werden, für je-

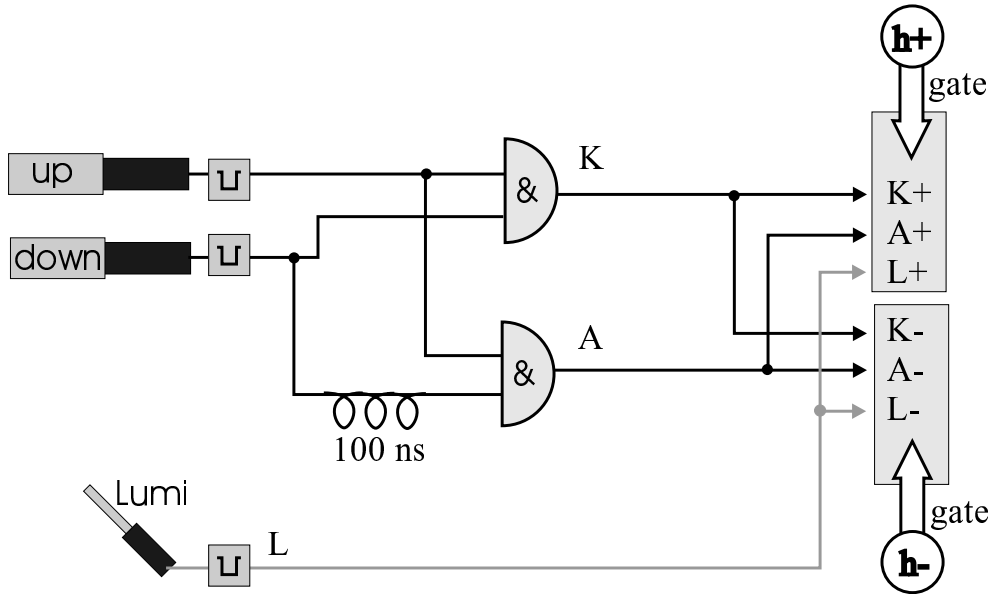


Abb. 4.9: Das PbGlas-Detektorsystem. Die Signale der beiden Koinzidenzarme (up und down) werden diskriminiert (Pulslänge je 20 ns) und die Koinzidenz K gebildet, weiterhin durch Verzögerung eines Signals die zufälligen Koinzidenzen A. Die Signale werden jeweils auf zwei Zähler gegeben, die sie für jeweils eine der Strahlhelizitäten (h_{\pm}) akkumulieren, ebenso das Signal des Luminositätsmonitors, L.

de Strahlhelizität separat, akkumuliert, ebenso die Signale des Luminositätsmonitors. Die relativen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega^{\uparrow\uparrow,\uparrow\downarrow}$ in Gleichung 4.2 ergeben sich daraus durch Subtraktion der zufälligen Koinzidenzen N_{acc} und Normierung auf das Luminositätssignal N_{lumi} wie folgt:

$$d\sigma/d\Omega^{\uparrow\uparrow,\uparrow\downarrow} = \frac{N_{coinc}^{\uparrow\uparrow,\uparrow\downarrow} - N_{acc}^{\uparrow\uparrow,\uparrow\downarrow}}{N_{lumi}^{\uparrow\uparrow,\uparrow\downarrow}}. \quad (4.6)$$

Alle vorgestellten Messungen und Polarisationsbestimmungen wurden mit diesem Aufbau durchgeführt. Der Schwachpunkt dieses Aufbaus ist die in ([Str00], Kap.3.4 und 4.1.3) beschriebene Beobachtung einer Verdünnung der Asymmetrie. Dort wurden, neben dem beschriebenen Aufbau der beiden PbGlas-Detektoren in Koinzidenz, Asymmetrien mit zusätzlicher aktiver Kollimation gemessen, indem Szintillatorstreifen³ vor der Apertur der PbGlas-Detektoren angebracht wurden (siehe Abbildung 4.10). Die Konstellation c) entspricht gemäß dem Abbildungsverhalten des Magnetsystems einem schärferen Schnitt im Elektronimpuls, während durch den Aufbau in b) der Elektronstreuwinkel eingeschränkt wird. Für

³Wie für die Hodoskope verwendet.

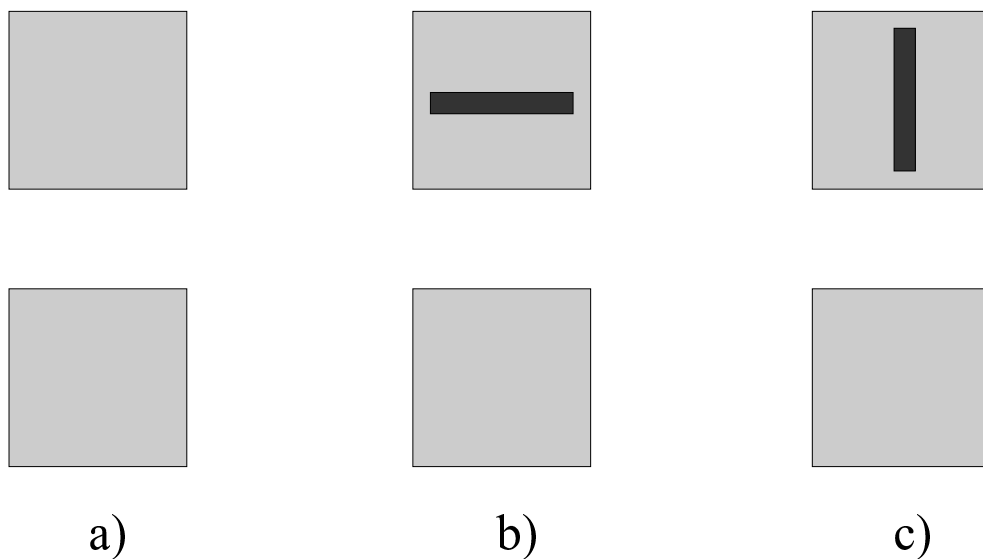


Abb. 4.10: Detektorkonfigurationen bei den Experimenten mit zusätzlicher aktiver Kollimation. Dazu wurde vor der Apertur eines PbGlas-Detektors im oberen Koinzidenz-Arm ein in Koinzidenz geschalteter Szintillatorstreifen angebracht, um die Akzeptanz effektiv zu verringern. a) ohne zusätzliche Kollimation, b) vertikale und c) horizontale Kollimation

c) ergab sich gegenüber a) eine um 6.7 % höhere Asymmetrie. Ursache dafür scheint der Nachweis von nominell nicht akzeptierten Møller-Ereignissen mit niedrigerer Analysierstärke zu sein. Diese Elektronenpaare werden, einzeln oder beide, an der Vakuumkammer bzw. Abschirmplatte im Dipol gestreut und gelangen so, koinzident, in die große Akzeptanz der Bleiglas-Detektoren. In der Vergleichsmessung mit den Szintillatoren spielt dieser Effekt, wie der Vergleich mit der Simulation zeigt, keine Rolle, da die Energie-Selektivität auf Grund der geringeren Ausdehnung der Szintillator-Streifen höher ist. Weil die Messung mit den kleinen Detektoren zu zeitaufwändig für den praktischen Betrieb ist, wurde experimentell ein Korrekturfaktor zur Eichung der Messung mit den Bleiglas-Detektoren ermittelt. Dieser Faktor ist nur auf etwa 2% relativ bestimmt und leistet so den dominierenden Betrag zum systematischen Fehler in der Polarisationsmessung.

Im Falle der vertikalen Kollimation, c), ergibt sich darüber hinaus ein weiterer Anstieg der Asymmetrie, der auf Grund der oben beschriebenen effektiven Erhöhung der Targetpolarisation durch Einschränkung des Streuwinkelbereichs entsteht und mit der Simulation dieses Effekts übereinstimmt.

Die Hodoskope

verbinden die Unempfindlichkeit der Szintillatormessung mit der Geschwindig-

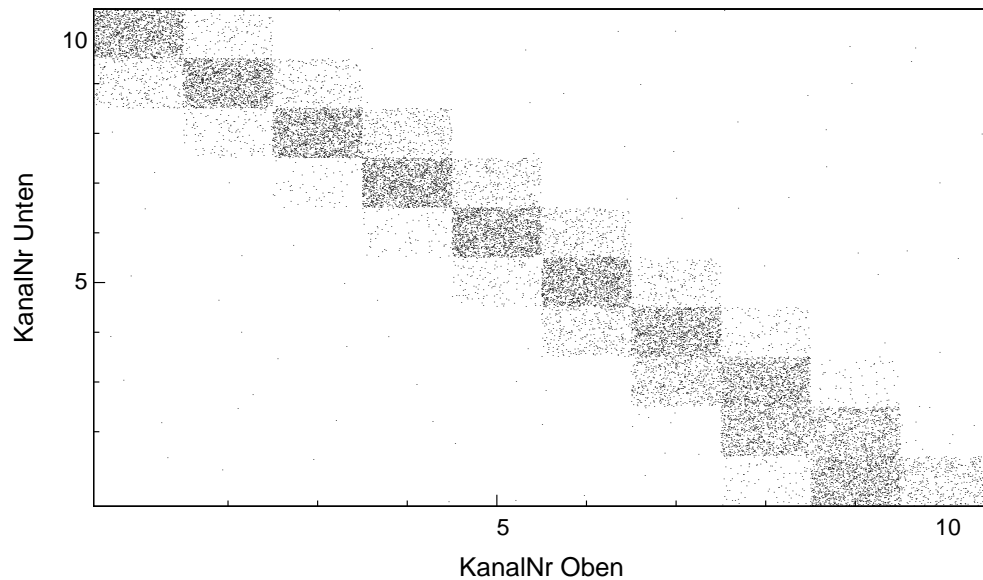


Abb. 4.11: Verteilung der Møller-Ereignisse auf die Hodoskopkanäle. In der zentralen Diagonalen: $i=11-j$ befinden sich gut 60% aller Ereignisse.

keit der Messung mit den PbGlas-Detektoren. Ein Hodoskopkanal ist definiert als Koinzidenz jeweils zweier hintereinander liegender Szintillatorstreifen. Die Hodoskope sind horizontal so platziert, dass die Elektronen halber Strahlenergie genau zwischen Kanal 5 und 6 abgebildet werden. Die Koinzidenzrate der Kanäle des oberen mit denjenigen des unteren Armes illustriert Abbildung 4.11. Man erkennt die auf Grund der konstanten Energiesumme beider Elektronen relativ scharfe Konzentration entlang der Diagonalen Kanal(i)-Kanal($11-i$). Aus technischen Gründen sind nur die Koinzidenzen exakt *auf* der Diagonalen zur Auslese vorgesehen. Damit verliert man knapp 40% der Ereignisse, kommt jedoch mit einem Drittel der “Scaler“-Kanäle aus. Ein Schematischer Plan der Elektronik ist in Abbildung 4.12 dargestellt.

Wie auch für das PbGlas-Detektorsystem wurde hier die effektive Analysierstärke für jeden Koinzidenzkanal durch Simulation bestimmt. Sie ist dargestellt in Tabelle 4.1.

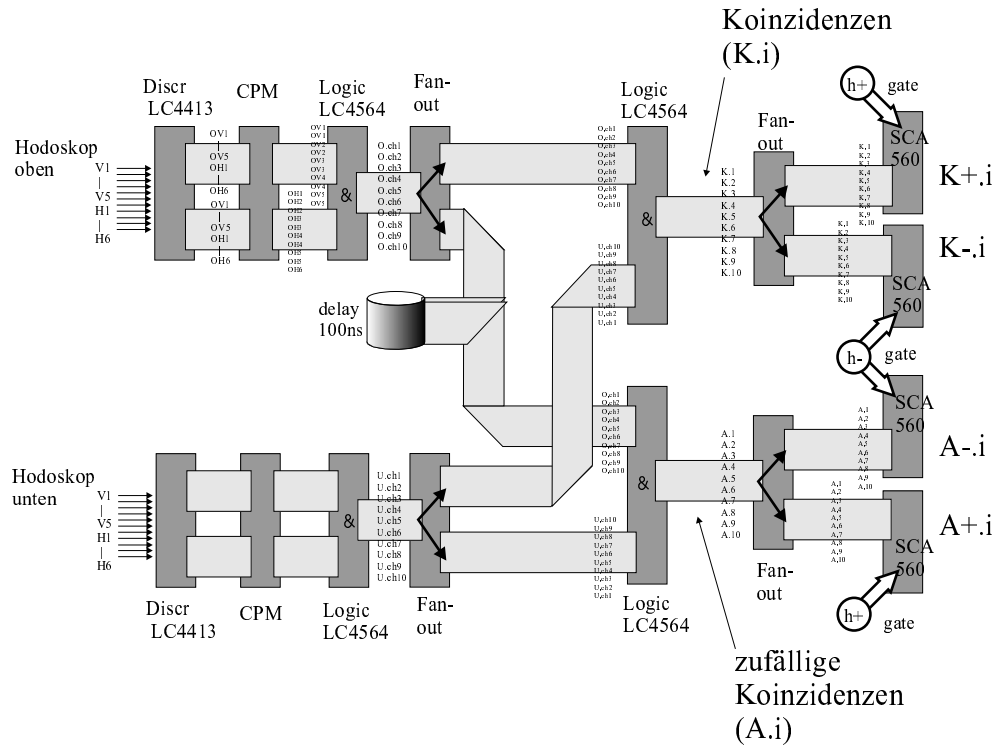


Abb. 4.12: Skizze der Elektronik für die Hodoskope. Von links kommen für jedes der beiden Hodoskope (oben/O, unten/U) die Analogsignale der Einzeldetektoren (V1-V5,H1-H6; Nomenklatur gemäß Abb. 4.8). Sie werden diskriminiert (LeCroy 4413) und die Digitalsignale, zweifach, auf das CPM-Selbstbaumodul gegeben, das lediglich die Kanäle für die folgende Koinzidenzlogik (LeCroy 4564) umsortiert. Dort werden dann durch Koinzidenz jeweils zweier hintereinanderliegender Detektoren die logischen Hodoskop-Kanäle (O.ch.i bzw U.ch.i, $i=1..10$) definiert. Die Kanäle der beiden Arme werden in weiteren Koinzidenzlogiken (LeCroy 4564) zur echten und (durch Verzögerung eines Armes) zur zufälligen Koinzidenz gebracht. Dabei wird jeweils der Kanal O.ch.i mit U.ch.(11-i) verknüpft. Echte wie zufällige Koinzidenzen werden dann in VME-Scalermodulen (Caen 560) für jede Strahlhelizität separat akkumuliert.

| Simulierte Analysierstärken | | |
|-----------------------------------|--------------------------|--------------|
| PbGlas-Detektoren | 0.7712 | $\pm 0.02\%$ |
| Hodoskop gesamt | 0.7750 | $\pm 0.02\%$ |
| Hodoskop „diagonale“ Koinzidenzen | | |
| Koinzidenzkanal | $\frac{E_{oben}}{E_0/2}$ | |
| Koinz. 1-10 | 0.9365 | 0.7723 |
| Koinz. 2-9 | 0.9482 | 0.7739 |
| Koinz. 3-8 | 0.9622 | 0.7753 |
| Koinz. 4-7 | 0.9806 | 0.7765 |
| Koinz. 5-6 | 0.9952 | 0.7769 |
| Koinz. 6-5 | 1.0106 | 0.7769 |
| Koinz. 7-4 | 1.0213 | 0.7765 |
| Koinz. 8-3 | 1.0292 | 0.7761 |
| Koinz. 9-2 | 1.0331 | 0.7761 |
| Koinz. 10-1 | 1.0416 | 0.7756 |

Tab. 4.1: Simulierte gemittelte Analysierstärken der verschiedenen Detektorkonfigurationen.

4.2.3 Fehler

Der Fehler in der Polarisationsbestimmung, gemäß Gleichungen 4.2 und 4.7, ergibt sich aus den Beiträgen der Targetpolarisation, der mittleren Analysierstärke und dem – im Wesentlichen statistischen – Messfehler der Helizitätsasymmetrie

$$P_b^z = \frac{A}{P_t^z \alpha_{zz}(\theta_{c.m.s})}. \quad (4.7)$$

Zum Fehler in der Targetpolarisation

$$P_t^{Fe} = \frac{\frac{2(g'-1)}{g'} M_{sat}^{Fe}(T, B)}{26 \mu_B} \quad (4.8)$$

tragen Unsicherheiten in der Kenntnis der Materialkonstanten bei, wie der Sättigungsmagnetisierung in Eisen M_{sat}^{Fe} [Dan68] sowie deren Verhalten bei endlicher Temperatur T und hohen Feldern B [Gra82, Pau82], ebenso wie die Genauigkeit mit der der gyromagnetische Faktor g' bestimmt ist [Rec69]. Weitere Fehlerquellen sind die endliche Reinheit der verwendeten Eisenfolie. Die enthaltenen 0.15% Verunreinigung aus Co und Ni führen zu einer leichten Modifikation [Rec69]. Ebenfalls relevant ist die mit der Umgebungstemperatur, aber auch dem Strahlstrom veränderliche Temperatur der Folie im Strahlfleck. Bei den verwendeten kleinen Strömen stammt der größere Effekt von der Halltemperatur,

die je nach Betriebszustand der Spektrometer und Jahreszeit um $\pm 5^\circ\text{C}$ schwankt. Die Temperaturänderung auf Grund der Strahlströme, die bei der Polarisationsbestimmung verwendet werden, und die Unsicherheit verursacht durch variierende Strahlfokussierung sind dagegen eine Größenordnung kleiner ([Str00], Abb. 2.7). Eine mögliche Fehljustage des Solenoidfeldes (abgeschätzt zu $\leq 1^\circ$) führt zu einer nicht komplett longitudinal orientierten Polarisation. Schließlich kann es trotz konstruktiver Vermeidung zu einer Auswirkung der Anfangsimpulse der Targetelektronen kommen, welche durch die endliche Streuwinkelakzeptanz ($\pm 20\%$) zu einer Erhöhung der effektiven Target-Polarisation führt.

Der Fehler in der Helizitätsasymmetrie besteht im Wesentlichen aus der statistischen Unsicherheit. Man erreicht einen statistischen Fehler in der Größe des systematischen der PbGlas-Messung innerhalb einer Messzeit von 5 Minuten (80 nA, $6\mu\text{m}$ Folie). Prinzipiell führen Totzeiteffekte zu einer Verringerung der Asymmetrie, da sie die höhere der Zählraten stärker betreffen. Jedoch konnte bei Messungen mit ansteigenden Strahlströmen im verwendeten Strombereich keine Asymmetrieabnahme beobachtet werden ([Str00], Kap. 4.1.4). Eine weitere mögliche Fehlerquelle bezüglich der Asymmetrie stellt die endliche Schaltzeit der Pockelszelle zur Helizitätsumkehr im optischen System der Elektronenquelle dar. Die effektive Verringerung der Strahlpolarisation, verursacht durch Quittierung der Umschaltung *noch während des Umschaltvorgangs*, wurde für eine langsame, nicht mehr verwendete Pockelszelle mit einer Schaltzeit von etwa 2 ms abgeschätzt (siehe Tab. 4.2). Inzwischen wurde für das A4-Paritätsexperiment [A4] eine wesentlich schnellere Zelle installiert, so dass der resultierende Fehler noch geringer ausfällt. Von ebendiesem Effekt ist jedoch auch das polarisierte Experiment selbst betroffen⁴, so dass das Polarimeter die relevante, effektive Polarisation angibt, solange sie bei der selben Helizitätsumschaltfrequenz ermittelt wurde.

In die Kenntnis der Analysierstärke gehen die theoretische Beschreibung der Møller-Streuung, die Güte der Simulation und die tatsächliche Position von Target, Magneten und Detektoren ein, sowie Ablagen und Fehlwinkel des Elektronenstrahls. Den größten Fehlerbeitrag von 1.5% relativ liefert der oben erwähnte experimentell bestimmte Korrekturfaktor zur Berücksichtigung der zu großen Akzeptanz der PbGlas-Detektoren. Durch Verwendung der Hodoskope wird man unabhängig von dieser Korrektur und verringert den Fehler der Messung deutlich. Allerdings erhöht sich die Messzeit auf Grund der 40% geringeren Energieakzeptanz der Hodoskope.

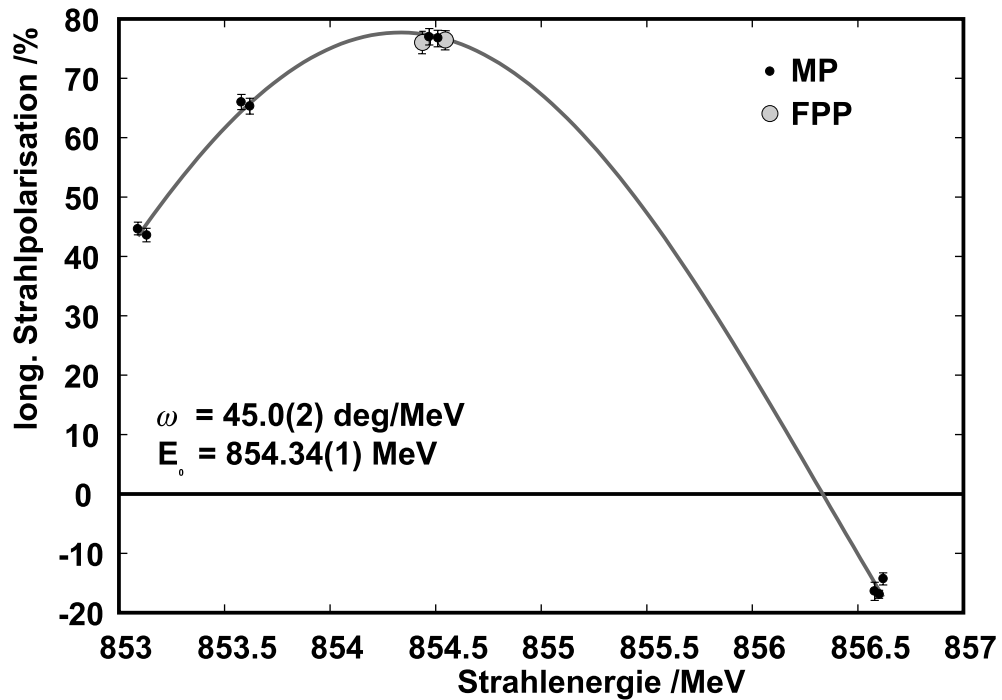


Abb. 4.13: Longitudinale Komponente der Strahlpolarisation am Ort des Polarimeters in Abhängigkeit von der Beschleuniger-Endenergie. Da die Spinpräzession bei der Passage des Beschleunigers empfindlich von der Strahlenergie abhängt, führt die dargestellte leichte Verstimmung der Nominalenergie zu einer Rotation des Polarisationsvektors. Eingetragen sind Messungen mit dem Møller-Polarimeter (MP), an die der erwartete Kosinusverlauf angepasst wurde. Es ergibt sich eine Winkel“dispersion“ von $\omega = 45^\circ/\text{MeV}$ und die longitudinale Ausrichtung des Polarisationsvektors in der Spektrometerhalle für eine Beschleunigerenergie von $E_0 = 854.34 \text{ MeV}$. Zum Vergleich sind, im Text beschriebene, indirekte Polarisationsmessungen mit Hilfe des Protonen-Polarimeters (FPP) eingetragen.

| Fehlerbeiträge der Polarisationsbestimmung | | | |
|---|--|---------------|-------|
| relative Fehler | | syst | stat |
| Helizitätsasymmetrie | | | |
| endliche Umschaltzeit | $\leq 2 \text{ ms}$ | $\leq 0.03\%$ | |
| statist. Messfehler | 300 s | | 1.0% |
| Gemittelte Analysierstärke | | | |
| für PbGlas (aus Simulation) | $\overline{a_{zz}} = -0.77121$ | | 0.02% |
| Abweichung in Detektorposition | $\pm 3 \text{ mm}$ | 0.02% | |
| Strahlablage | $\pm 2 \text{ mm}$ | 0.10% | |
| Strahlwinkelaberration | $\pm 1 \text{ mrad}$ | 0.02% | |
| Präzision der Simulation | | 0.10% | |
| Akzeptanzkorrektur (nur PbGlas) | | 1.50% | |
| Targetpolarisation | | | |
| Sättigungsmagnetisierung $M_{sat}(T, B)$ | | 0.56% | |
| Verunreinigung des Eisens | 0.15% Ni+Co | 0.20% | |
| Temperaturschwankungen | $\Delta T_{U\text{mgebung}} = \pm 3 \text{ K}$, $\Delta T_{\text{Strahl}} = \pm 1 \text{ K}$ | 0.10% | |
| Fermi-Bewegung | $\Delta\theta = \pm 20\%$ | $\leq 0.10\%$ | |
| Solenoidausrichtung | 1° | 0.02% | |
| Gesamtfehler (quadr. gemittelt): | | | |
| PbGlas-Detektoren | | $\leq 1.63\%$ | 1.0% |
| Hodoskope | | $\leq 0.63\%$ | 1.0% |

Tab. 4.2: Fehler der Polarisationsbestimmung. Es sind relative Fehler angegeben.

4.3 Messungen der Strahlpolarisation

Das Polarimeter wurde im Rahmen einer Diplomarbeit in Betrieb genommen [Str00]. Die Messungen zur Justage der Detektoren und der Vergleich verschiedener Detektoren sind dort beschrieben, ebenso wie quellenspezifische Einflüsse auf die Strahlpolarisation: Die helizitätskorrelierte Quantenausbeute in Abhängigkeit der Kristallorientierung sowie die Abhängigkeit des Polarisationsgrades von der Laserfrequenz. Hier wird nur die Rotation des Polarisationsvektors beim Durchgang durch den Beschleuniger in Abhängigkeit der Strahlenergie gezeigt.

Der Spin der Elektronen wird bei der Passage transversaler magnetischer Felder nicht in gleichem Maße abgelenkt wie der Impulsvektor. Vielmehr existiert zwischen dem Ablenkungswinkel des Impulses ϕ_p und demjenigen des Spins ϕ_s bei der

⁴falls die Umschaltzeit nicht "ausgeblendet" wird

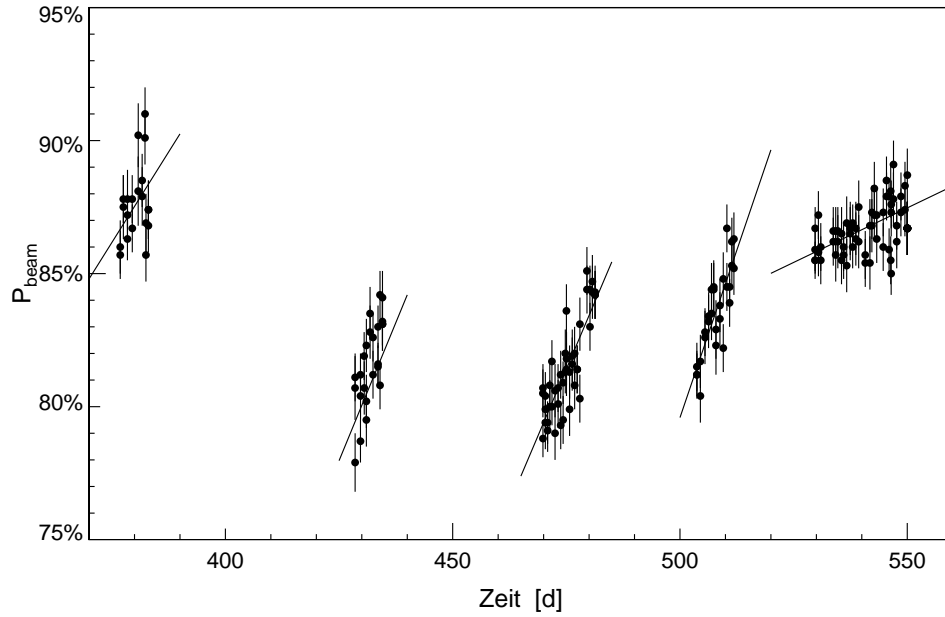


Abb. 4.14: Strahlpolarisation während des G_{En} -Experiments [Sei02, Gla02]. Eingetragen sind sämtliche Polarisationsbestimmungen während fünf etwa zweiwöchiger Strahlzeiten über einer relativen Zeitachse. Der Polarisationsverlauf während jeder Strahlzeit wurde durch einen linearen Verlauf angepasst.

Passage von reinen Dipolfeldern folgende Relation [Bar59]:

$$\phi_s = a\gamma\phi_p, \quad (4.9)$$

mit dem anomalen magnetischen Moment a des Elektrons und der relativistischen Energie γ . Diese Abhängigkeit wird genutzt, um über eine leichte Verstimmung der Beschleunigerenergie den Polarisationsvektor am Experiment auszurichten. Abbildung 4.13 zeigt die Messung dieses Sachverhaltes. Aufgetragen ist die longitudinale Polarisationskomponente über der Endenergie des Beschleunigers. Bei der Kurve handelt es sich um eine Anpassung des erwarteten Kosinusverlaufs. Man erkennt, dass bei einer Strahlenergie von 854.34(1) MeV die Strahlpolarisation in der A1-Halle longitudinal orientiert ist. Die Winkeldispersion beträgt $\omega = 45.0(2)^\circ/\text{MeV}$, im Einklang mit der theoretischen Erwartung [Ste98]. Neben den Messungen mit dem Møller-Polarimeter (MP) sind zum Vergleich solche mit dem Proton-Polarimeter (FPP) [Pos01a] aufgetragen, die hinter der Fokalebene von Spektrometer A durchgeführt wurden. Bei diesen wurde in elastischer Streuung $H(\vec{e}, e'\vec{p})$ der Polarisationsübertrag auf das Rückstoßproton gemessen und auf die Strahlpolarisation zurückgeschlossen. Beide Methoden liefern übereinstimmende Ergebnisse.

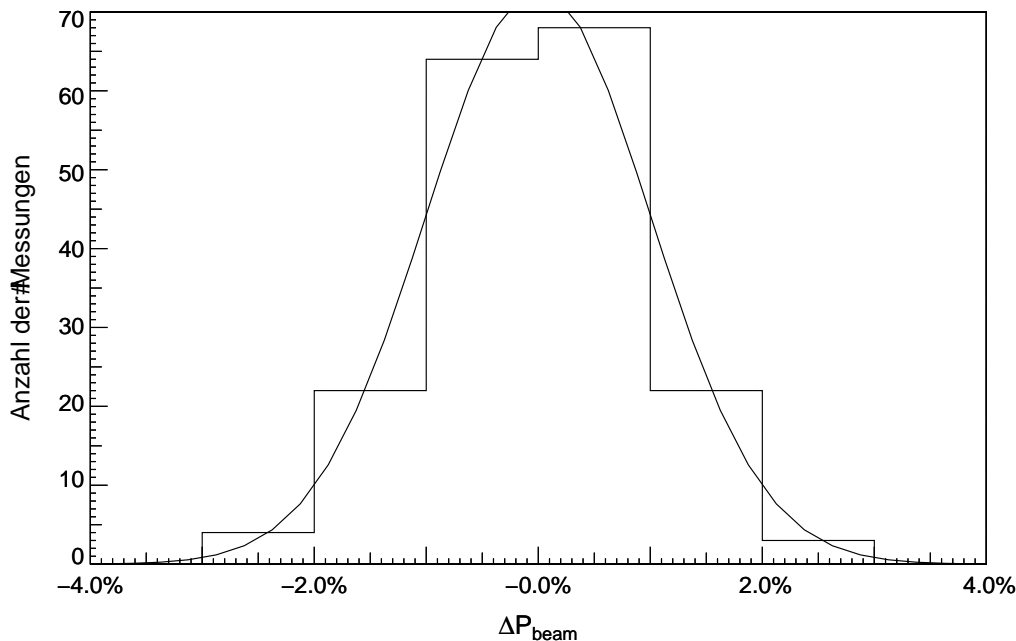


Abb. 4.15: Schwankung der Messwerte um die Fitgerade. Histogrammiert sind die absoluten Abweichungen der Polarisationsbestimmungen aus Abb. 4.14 von den dort ebenfalls sichtbaren angepassten Verläufen. Zum Vergleich ist eine Normalverteilung mit dem statistischen Fehler der Einzelmessung abgebildet.

Außer für die Messungen der $R_{LT'}$ -Asymmetrie für die vorliegende Arbeit wurde das Polarimeter in den vergangenen Monaten erfolgreich für das A1-Experiment zur Bestimmung des elektrischen Formfaktors des Neutrons G_{En} [Sei02, Gla02, Ber01] sowie dem A4-Paritätsexperiment [A4] eingesetzt. Abbildung 4.14 zeigt die Ergebnisse der Polarisationsbestimmungen während der G_{En} -Strahlzeiten. Man erkennt die Wechsel des GaAs-Kristalls in der Quelle für polarisierte Elektronen an der sprunghaft geänderten Strahlpolarisation. Der jeweilige Anstieg der Polarisation über Tage hinweg ist Folge der Alterung des Kristalls, das heißt abnehmender Quantenausbeute. Eingetragen sind angepasste Geraden für den Verlauf der Strahlpolarisation. In Abbildung 4.15 sind die Schwankungen der Polarisationsmessungen um diese Geraden histogrammiert. Zum Vergleich ist die Normalverteilung mit dem statistischen Messfehler (1% absolut) dargestellt. Er belegt die rein statistische Natur der Abweichung der Messwerte von der Fitgeraden.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Ein im Hinblick auf eine Multipolzerlegung vollständiges $e + p \rightarrow e' + N + \pi$ -Experiment¹ zur Untersuchung der Anregung der Δ -Resonanz ist derzeit nicht in Reichweite. Daher ist es notwendig, die interessierenden Amplituden mit Hilfe von Modellannahmen vom nichtresonanten Untergrund zu trennen. In Messungen der strahlhelizitäts-unabhängigen Protonenpolarisationskomponente P_y in der Reaktion $p(e, e'\vec{p})\pi^0$ hat sich gezeigt, dass die Modellierung der nichtresonanten Amplituden nicht hinreichend genau ist. So wird der Betrag dieser Observable vom Modell (MAID2000 [Dre99]) um etwa ein Viertel überschätzt. Aus diesem Grund sind experimentelle Daten zu diesen Untergrundamplituden von großem Interesse.

Eine solche Messung liegt mit der Bestimmung der Helizitätsasymmetrie $\rho_{LT'}$ in der Reaktion $p(\vec{e}, e'p)\pi^0$ vor, die von einer P_y sehr ähnlichen Kombination nichtresonanter Amplituden dominiert ist. Die Observablen unterscheiden sich in s- und p-Wellen-Näherung in Termen proportional zum dominierenden Imaginärteil der M_{1+} -Amplitude lediglich durch den in P_y zusätzlich beitragenden S_{1-} -Multipol, der an die Roper-Resonanz $P_{11}(1440)$ koppelt. Da der Betrag von $\rho_{LT'}$ in gleicher Weise wie derjenige von P_y von der MAID2000-Parametrisierung überschätzt wird, scheint die Ursache dafür nicht in einem unerwarteten Einfluss der Roper-Resonanz zu liegen.

Vielmehr deutet die Diskrepanz darauf hin, dass Probleme mit der Modellierung der nichtresonanten S_{0+} -Amplitude bestehen könnten. Beiträge höherer Multipolaritäten können in $\rho_{LT'}$ (wie auch in P_y) ebenfalls nicht ausgeschlossen werden. Auch den dynamischen Modellen von Sato-Lee und Kamalov-Yang gelingt keine befriedigende Beschreibung von $\rho_{LT'}$. Demnach scheinen die Effekte der Pion-Wolke noch nicht ausreichend verstanden.

Zur Messung der für das vorgestellte Experiment entscheidenden Strahlpolarisation wurde das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Møller-Polarimeter verwendet, das inzwischen auch für andere Experimente [A4, Sei02, Gla02] benutzt wurde. Zur Polarisierung der Targetelektronen wird eine supraleitende Spule eingesetzt, wodurch sich systematische Unsicherheiten in der Kenntnis der Targetpolarisation deutlich verringern lassen. Weiterhin vermeidet das Design konstruktiv eine

¹das eine Trennung der 6 komplexen Helizitätsamplituden zuließe

Erhöhung der effektiven Targetpolarisation auf Grund der atomaren Anfangsimpulse der Targetelektronen und verringert auch dadurch systematische Unsicherheiten. Das Polarimeter misst die longitudinale Polarisation des Elektronenstrahls innerhalb weniger Minuten mit einem systematischen Fehler von etwa 1.7%. Dieser lässt sich durch die Verwendung der Hodoskope an Stelle der großflächigen Bleiglas-Detektoren auf etwa ein Prozent verringern.

Anhang A

Datenpunkte

Die folgenden Tabellen enthalten die projizierten Datenpunkte aus den Abbildungen 3.18 in numerischer Form. Die kinematischen Größen sind, soweit nicht explizit angegeben, diejenigen der Nominalkinematik:

$$W = 1232 \text{ MeV}, \quad q^2 = -0.2 \text{ (GeV/c)}^2, \quad \epsilon = 0.6$$
$$\theta_\pi^{cm} = 155^\circ, \quad \phi_\pi = 270^\circ \quad \text{und} \quad P_e = 1$$

| $\theta_\pi^{cm} / \text{deg}$ | $\rho_{LT'}$ | $\delta\rho_{LT'}$ |
|--------------------------------|--------------|--------------------|
| 123.3 | -0.043 | 0.019 |
| 130.0 | -0.047 | 0.006 |
| 136.6 | -0.058 | 0.003 |
| 143.3 | -0.065 | 0.002 |
| 150.0 | -0.068 | 0.002 |
| 156.6 | -0.068 | 0.002 |
| 163.3 | -0.063 | 0.002 |
| 170.0 | -0.047 | 0.003 |
| 176.6 | -0.018 | 0.004 |

| W / MeV | $\rho_{LT'}$ | $\delta\rho_{LT'}$ |
|---------|--------------|--------------------|
| 1178. | -0.055 | 0.005 |
| 1192. | -0.057 | 0.003 |
| 1205. | -0.064 | 0.002 |
| 1218. | -0.060 | 0.002 |
| 1232. | -0.068 | 0.002 |
| 1245. | -0.072 | 0.003 |
| 1258. | -0.080 | 0.003 |
| 1272. | -0.074 | 0.005 |
| 1285. | -0.070 | 0.012 |

| $q^2 / (\text{GeV}/c)^2$ | $\rho_{LT'}$ | $\delta\rho_{LT'}$ |
|--------------------------|--------------|--------------------|
| -0.256 | -0.070 | 0.005 |
| -0.228 | -0.068 | 0.002 |
| -0.200 | -0.068 | 0.005 |
| -0.172 | -0.064 | 0.003 |
| -0.144 | -0.077 | 0.047 |

Literaturverzeichnis

- [A4] A4-KOLLABORATION, D. V. HARRACH *Paritätsverletzung in $H(\vec{e}, e'p)$* , MAMI proposal A4/1-93
- [Ald72] ALDER ET AL. π^0 *electroproduction at the first resonance at momentum transfers $Q^2=0.6, 1.0$ and 1.56 GeV^2* , Nucl. Phys. B46 (1972) 573-592
- [Alg76] ALGUARD ET AL. , Phys. Rev. Lett. 17 (1976) 1261
- [Ant93] ANTHONY ET AL. , Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 959
- [Arr92] ARRINGTON ET AL. , Nucl. Instr. and Meth. A311 (1992) 39
- [Aul97] K. AULENBACHER ET AL. *The MAMI source of polarized electrons*, Nucl. Instr. and Meth. A391 (1997) 498
- [Ban98] BAND ET AL. *A Møller polarimeter for high energy electron beams*, Nucl. Instr. and Meth. A400 (1997) 24
- [Bar59] BARGMANN ET AL. , Phys. Rev. Lett. 2 (1959) 435
- [Bar96] P. BARTSCH *Design eines Møllerpolarimeters für die 3-Spektrometeranlage*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz (1996)
- [Bau83] BAUM ET AL. , Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1135
- [Bea95] BEARD ET AL. *Measurement of the polarization of a pulsed electron beam with a Møller polarimeter in coincidence mode*, Nucl. Instr. and Meth. A361 (1995) 46
- [Bec97] BECK ET AL. , Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 606
- [Ber01] J. BERMUTH , Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (2001)
- [Bev97] DE BEVER ET AL. *A target for precise Møller polarimetry*, Nucl. Instr. and Meth. A400 (1997) 379
- [Blo98] K. I. BLOMQVIST ET AL. *The three-spectrometer facility at the Mainz microtron MAMI*, Nucl. Instr. and Meth. A403 (1998) 263-301
- [Bod79] BODEK ET AL. *Experimental Studies of the Neutron and Proton electromagnetic structure functions*, Phys. Rev D20 (1979) 1471-1552
- [Bre95] BREFELD ET AL. , Nucl. Instr. and Meth. 228 (1995) 228

-
- [Buc97] BUCHMANN, HERNANDEZ, FAESSLER *Electromagnetic properties of the $\Delta(1232)$* , Phys. Rev. C 55 No. 1 (1997) 448-463
- [Coo75] COOPER ET AL. , Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1589
- [CST] WWW.CST.DE
- [Dan68] DANAN ET AL. , J. Appl. Phys. 39 (1968) 669
- [DeR75] DERAAD ET AL. *Electron-electron scattering. III. Helicity cross sections for electron-electron scattering*, Nucl. Instr. and Meth. A400 (1997) 379
- [DeR75] DE RÚJULA, GEORGI, AND GLASHOW , Phys. Rev. D 12 (1975) 147
- [Der96] A. DERBER *Ein Target für ein Møllerpolarimeter*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1996)
- [Dis01] M. DISTLER, H. MERKEL, M. WEIS *Data Acquisition and Analysis for the 3-Spectrometer-Setup at MAMI*, Proceedings of the 12th IEEE Real Time Congress on Nuclear and Plasma Sciences, Valencia, June 2001
- [Dre92] DRECHSEL, TIATOR *Proton polarisation in the $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ reaction and the measurement of quadrupole components in the N to Δ transition* , J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys. 18 (1992) 449
- [Dre99] DRECHSEL, HANSTEIN ET AL. *A Unitary Isobar Model for Pi-on Photo- and Electroproduction on the Proton*, Nucl. Phys. A645 (1999) 145-174
- [Els00] D. ELSNER *Relativmessung des LT-Wirkungsquerschnitts in der Reaktion $p(e, e'p)\pi^0$ im Bereich der Δ -Resonanz*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (2000)
- [Ewa96] I. EWALD *Entwicklung und Erprobung einer langen, dünnen Flüssig-Wasserstoff-Targetzelle*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz (1996)
- [Ewa00] I. EWALD *Kohärente Elektroproduktion von neutralen Pionen am Deuteron nahe der Schwelle*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz (2000)
- [Fri72] FRIEDMAN, KENDALL *Deep Inelastic electron scattering*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci 22 (1972), 203-254
- [Gla99] GLAMAZDIN ET AL. *Electron beam Moeller polarimeter at JLAB Hall A*, FizikaB 8 (1999) 91, hep-ex/9912063

-
- [Gla79] GLASHOW , Physica 96 A (1979) 27
- [Gla02] D. GLAZIER , Dissertation, Dep. of Physics and Astronomy, University of Glasgow (in Vorbereitung)
- [Got00] GOTHE ET AL. , Prog. Part.Nucl. Phys, 44 (2000) 185
- [Gra82] GRAHAM , J. Appl. Phys. 53 (1982) 2032
- [Grö00] S. O. GRÖZINGER *Absoluteichung des Protonpolarimeters der A1-Spektrometeranlage und Untersuchung der Moderation schneller Protonen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (2000)
- [Hau01] HAUGER ET AL. *A high-precision polarimeter*, Nucl. Instr. and Meth. A462 (2001) 382
- [Joo01] JOO ET AL. *Q^2 Dependence of Quadrupole Strength in the $\gamma^*p \rightarrow \Delta^+(1232) \rightarrow p\pi^0$* , hep-ex/0110007
- [Kal97] KALLEICHER ET AL. *The determination of σ_{LT}/σ_{TT} in electro-pion-production in the Δ resonance region*, Z. Phys. A359 (1997) 201-204
- [Kam01] KAMALOV, YANG, DRECHSEL, TIATOR *$\gamma^*N \rightarrow \Delta$ transition form factors: A new analysis of data on $p(e, e'p)\pi^0$ at $Q^2 = 2.8$ and 4.0 (GeV/c) 2* , Phys. Rev. C 64 (2001) 032201
- [Kno95] KNÖCHLEIN, DRECHSEL, TIATOR *Photo- and Electroproduction of Eta Mesons*, Z. Phys. A 352 (1995) 327
- [Kun00] CH. KUNZ *Simultaneous Measurement of the R_{TL} , $R_{TL'}$ and the $R_{T+\epsilon R_L}$ Responses of the $H(\vec{e}, e'p)\pi^0$ Reaction in the $\Delta(1232)$ Region*, Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, Boston (2000)
- [Lad95] H.W. LADYNSKI *Genauigkeitslimitierende Effekte eines Quadrupol Møllerpolarimeters*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1995)
- [Leb98] M. LEBERIG *Konstruktion und Bau eines 14 MeV Mott-Polarimeters*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz (1998)
- [Lev94] LEVCHUK ET AL. *Intra-Atomic Motion of Bound Electrons as a Possible Source of the Systematic Error in Electron Beam Polarisation Measurements by Means of a Møller Polarimeter*, Nucl. Instr. and Meth. A345 (1994) 496

-
- [Rob96] M. LOPPACHER *Møller Polarimetry for CEBAF Hall C*, Dissertation, Universität Basel (1996)
- [MAMI] Jahresberichte des Instituts für Kernphysik, Universität Mainz
- [Mer01] MERTZ ET AL. *Search for Quadrupole Strength in the Electroexcitation of the $\Delta^+(1232)$* , Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 2963
- [Pau82] PAUTHENET ET AL. , J. Appl. Phys. 53 (1982) 2029
- [PDG98] PARTICLE DATA GROUP *Review of Particle Physics* , Eur. Phys. Journal C3, 1 (1998)
- [Pos00] TH. POSPISCHIL *Aufbau und Inbetriebnahme eines Protonen-Polarimeters an MAMI und Messung der Proton-Polarisation in der Reaktion $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ in paralleler Kinematik im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (2000)
- [Pos01a] TH. POSPISCHIL ET AL. *The focal plane proton-polarimeter for the 3-spectrometer setup at MAMI*, Nucl. Instr. and Meth. A und nucl-ex/0010007
- [Pos01b] TH. POSPISCHIL ET AL. *Measurement of the recoil polarization in the $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ reaction at the $\Delta(1232)$ resonance*, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 2959
- [Pre78] PRESCOTT ET AL. , Phys. Lett.B 77 (1978) 347
- [Rec69] RECK ET AL. , Phys. Rev. 184 (1969) 492
- [Ras89] RASKIN, DONNELLY , Ann. of Phys. 191 (1989) 78
- [Rob94] S. ROBINSON *Kerr measurements of electron polarisation*, Dissertation, Universität Basel (1994)
- [Sat01] SATO, LEE , Phys. Rev. C 63 (2001) 055201
- [Sch94] C. SCHILLING *Aufbau und Eichung eines Flüssig-Deuterium-Targets für hohe Strahlströme*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz (1994)
- [Sch98] H. SCHMIEDEN *Proton polarisation in the $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ reaction and the measurement of quadrupole components in the N to Δ transition*, Eur. Phys. J. A 1 (1998) 427
- [Sch00] H. SCHMIEDEN AND L. TIATOR *A polarization relation and the measurement of the longitudinal response in pseudoscalar meson electroproduction off the nucleon*, Eur. Phys. J. A8 (2000) 15

-
- [Sei02] M. SEIMETZ , Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (in Vorbereitung)
- [Sid71] SIDDLE ET AL. *Coincidence π^0 electroproduction experiments in the first resonance region at momentum transfers $Q^2=0.3, 0.45, 0.6, 0.76 \text{ GeV}^2$* , Nucl. Phys. B35 (1971) 93-119
- [Ste98] M. STEIGERWALD *Aufbau einer Quelle polarisierter Elektronen am Injektorlinac und Untersuchungen zur Spindynamik in MAMI*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1998)
- [Ste98] STEINER ET AL. *A high-rate coincidence Møller polarimeter*, Nucl. Instr. and Meth. A419 (1998) 105
- [Sto96] U. STOCKTER *Møllerpolarimetrie für das GDH-Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1996)
- [Str00] O. STRÄHLE *Aufbau und Inbetriebnahme des A1-Møllerpolarimeters*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (2000)
- [Sül01] A. SÜLE *Untersuchung der Reaktion $p(e, e'p)\pi^0$ zur Bestimmung von Untergrund-Amplituden bei der Anregung der Δ -Resonanz oder Braindeads Reise im DELTA-Quadranten*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (2001)
- [Swa95] SWARTZ ET AL. , Nucl. Instr. and Meth. A363 (1995) 526
- [Wag90] WAGNER ET AL. , Nucl. Instr. and Meth. A294 (1990) 541
- [War98] WARREN ET AL. *Induced proton polarization for π^0 electroproduction at $Q^2 = 0.126 \text{ GeV}^2/c^2$ around the $\Delta(1232)$ resonance*, Phys. Rev. C 58 No. 6 (1998) 3722-3725
- [Wei97] M. WEIS *Entwicklung eines Kontroll- und Steuerungssystems für die „out-of-plane“-Bewegung von Spektrometer B und der Targets der A1-Experimente*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz (1997)
- [Wei02] M. WEIS , Dissertation, Institut für Kernphysik, Mainz (in Vorbereitung)
- [Wil93] W. WILHELM *Entwicklung eines schnellen Elektronenstrahlwechsellagersystems mit Positionsrückmeldung zur Verringerung der lokalen Aufheizung von Tieftemperaturtargets*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz (1993)

