

**Kohärente Elektroproduktion
von neutralen Pionen am Deuteron
nahe der Schwelle**

Dissertation

zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

vorgelegt von

Ingo Ewald

geboren in Mainz

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
April 2000

Tag der mündlichen Prüfung: 30. Juni 2000

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen der Analyse	5
2.1	Kinematische Größen	6
2.2	Definition des elastischen Wirkungsquerschnittes	7
2.3	Zerlegung in Multipole	9
2.4	Separation der Anteile des Wirkungsquerschnittes	10
2.4.1	Rosenbluth-Separation	10
2.4.2	Trennung der Interferenzanteile	10
2.4.3	Trennung über Koeffizienten	11
2.5	Vorhersagen der s-Wellen-Amplituden	12
3	Apparativer Aufbau	17
3.1	Der Elektronenbeschleuniger MAMI B	17
3.2	Die Drei-Spektrometer-Anlage	18
3.2.1	Die Magnetspektrometer	18
3.2.2	Das Detektorsystem	20
3.2.3	Die elektronische Signalverarbeitung	22
3.3	Das Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Target-System	25
3.3.1	Der Targetkreislauf	26
3.3.2	Die Targetzelle	27
3.3.3	Der Kühlkreislauf	28
3.3.4	Installation des Gesamtsystems	29
4	Experimentelle Methoden	37
4.1	Experimentelles Nachweisverfahren	37
4.1.1	Nachweis des Pions über Zerfallsphotonen	37
4.1.2	Nachweis des Rückstoßdeuterons	38
4.2	Experimentdurchführung	40
5	Datenauswertung	43
5.1	Koinzidenzzeitauflösung	43
5.2	Teilchenidentifikation	48
5.2.1	Identifikation des Elektrons	48
5.2.2	Identifikation des Deuterons	48
5.2.3	Identifikation des neutralen Pions	49
5.3	Eichmessungen	51
5.3.1	Festlegung der Streuebene	52

5.3.2	Bestimmung der Dicke des Schneesiederschlages	52
5.3.3	Bestimmung der zu simulierenden Spektrometerauflösungen . . .	55
5.3.4	Deuteronnachweiseffizienzen	55
5.4	Bestimmung von Wirkungsquerschnitten	61
6	Ergebnisse	63
6.1	Der totale Wirkungsquerschnitt	63
6.2	Die Rosenbluth-Separation	66
6.3	Der differentielle Wirkungsquerschnitt	68
6.4	Vergleich mit den Vorhersagen der ChPTh	72
7	Zusammenfassung und Ausblick	75
A	Behandlung des Čerenkov-Detektors in Cola++	77
B	Energieverluste und Vielfachstreuung in Cola++	79
B.1	Die wichtigsten Routinen in <i>Material.cc</i>	79
B.2	Die wichtigsten Routinen in <i>Targetlength.cc</i>	84
C	Tabellarische Zusammenfassung der Ergebnisse	91
C.1	Wirkungsquerschnitte der Kinematik $\epsilon = 0.854$	91
C.2	Wirkungsquerschnitte der Kinematik $\epsilon = 0.590$	92
C.3	Wirkungsquerschnitte der Kinematik $\epsilon = 0.364$	92
D	Liste aller Einzelmessungen	93
D.1	Einzelmessungen der Kinematik $\epsilon = 0.854$	93
D.2	Einzelmessungen der Kinematik $\epsilon = 0.590$	95
D.3	Einzelmessungen der Kinematik $\epsilon = 0.364$	99
D.4	Eichmessungen	101
	Literaturverzeichnis	103
	Abbildungsverzeichnis	109
	Tabellenverzeichnis	111

Kapitel 1

Einleitung

Seit vielen Jahren ist eine der fundamentalen Fragestellungen der Physik die Bedeutung der Mesonen für die Dynamik der Hadronen. In Analogie zum Photon als Übermittler der elektromagnetischen Wechselwirkung postulierte Yukawa [Yuka35] bereits 1935 die Existenz von Mesonen mit einer Masse von zirka $150 \text{ MeV}/c^2$ als Austauscheteilchen der zwischen den Kernbestandteilen wirkenden starken Wechselwirkung. Da die Reichweite dieser Wechselwirkung von der Masse der Austauscheteilchen abhängig ist, tragen von der Vielzahl der heute bekannten Mesonen nur die leichtesten, nämlich π , ρ und ω , bei. Der langreichweitige Teil der Kernkraft kann durch den Austausch eines einzelnen Pions beschrieben werden, das Zentralpotential durch einen 2-Pion-Austausch. Bei kurzen Abständen ($\leq 0.6 \text{ fm}$) ist die Kernkraft repulsiv, was auf die Struktur der Nukleonen zurückzuführen ist und nicht mehr alleine durch den Austausch von schweren Mesonen erklärt werden kann.

Das Pion, das leichteste Meson, existiert in drei verschiedenen Ladungszuständen mit unterschiedlicher Masse: das neutrale Pion, π^0 , besitzt eine Masse von $134.97 \text{ MeV}/c^2$, die beiden einfach positiv bzw. negativ geladenen Pionen, π^+ und π^- , eine Masse von jeweils $139.57 \text{ MeV}/c^2$. Sie sind jedoch, wie alle anderen Mesonen auch, im Gegensatz zum Photon und in Verfeinerung des Ansatzes von Yukawa, keine fundamentalen Teilchen, sondern weisen eine innere Struktur auf. Im Rahmen der nach dem Vorbild der quantenfeldtheoretischen Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung (Quantenelektrodynamik = QED) entwickelten Quantenchromodynamik (QCD) und dem Standardmodell der Elementarteilchenphysik sind alle Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen, aus punktförmigen Spin-1/2-Teilchen, den sogenannten Quarks, und deren Antiteilchen aufgebaut. Baryonen bestehen aus drei Quarks, Mesonen aus einem Quark und einem Anti-Quark. Mit Hilfe der sechs verschiedenen Quarkarten, den sogenannten „flavours“, läßt sich das gesamte Hadronenspektrum einschließlich der Resonanzen ableiten ([HaMa84]).

Trotz der Analogien in der Beschreibung von elektromagnetischer und starker Wechselwirkung, die dazu führen, daß beide Austauscheteilchen masselose Vektorbosonen ($J^P = 1^-$) sind, existieren bedeutende Unterschiede. So trägt das Gluon, das Austauscheteilchen der QCD, im Gegensatz zum Photon selbst Ladung, sogenannte Farbladung oder „colour“, und es kann somit zur Selbstwechselwirkung kommen. Dies hat unmittelbare Auswirkungen auf die starke Kopplungskonstante α_s : die Kopplung ist stark für kleine Impulsüberträge und schwach für große. Auch gibt es nicht nur eine Ladung

wie in der QED, sondern drei unterschiedliche Farbladungen, rot, grün und blau genannt, und insgesamt acht verschiedene Gluonen. Experimentell konnten allerdings nur Farbsingulets („farblose“ Objekte) beobachtet werden, also auch keine freien Quarks. Ob dieses sogenannte „confinement“ aus der Art der Kopplung folgt, ist noch nicht abschließend geklärt. Baryonen sind demzufolge aus drei Quarks unterschiedlicher Farbe aufgebaut und Mesonen aus Quark und Antiquark der entsprechenden Farbe und Antifarbe.

Sogenannte „effektive Modelle“ machen sich diese phänomenologischen Erkenntnisse zunutze und beschreiben Kerneigenschaften und -prozesse nicht mehr auf der Basis von Quarks und Gluonen, sondern direkt durch Baryonen und Mesonen als effektive Freiheitsgrade. Die in der QCD enthaltene chirale Symmetrie und die Isospinsymmetrie werden durch die mathematische Beschreibung erhalten. Aufgrund der chiralen Symmetrie wechselwirken rechts- und linkshändige masselose Fermionen nicht miteinander, die Isospinsymmetrie verlangt gleiche Massen der beiden leichtesten Quarks, dem up- und dem down-Quark. In diesem Falle bilden sie eine SU(2)-Gruppe. Unter Hinzunahme des drittleichtesten Quarks, des strange-Quarks, und bei Vernachlässigung seiner größeren Masse bilden die drei Quarks eine SU(3)-Gruppe. Sowohl die chirale als auch die Isospinsymmetrie sind jedoch aufgrund der unterschiedlichen Quarkmassen explizit gebrochen, auch wenn die Massen klein gegen die Nukleonmasse sind. Zusätzlich ist die chirale Symmetrie aufgrund der Aufspaltung des Grundzustandes noch spontan gebrochen, was nach dem Goldstone-Theorem die Existenz von masselosen Vektorbosonen ($J^P = 0^-$) zur Folge haben muß. Die leichtesten beobachteten Mesonen, die Pionen, besitzen genau diese Eigenschaft, auch wenn ihre Masse aufgrund der expliziten Symmetriebrechung nicht verschwindet, aber klein gegen die Skala von 1 GeV, der Nukleonmasse, ist.

Als eine der effektiven Feldtheorien ist die Chirale Störungstheorie (ChPTh = **Chiral Perturbation Theory**) für diese Arbeit von besonderem Interesse. Dabei bezieht sich das Wort „Störung“ nicht auf die starke Kopplungskonstante, sondern auf die Abweichung der Quarkmassen vom chiralen Grenzfall ($m_d, m_u, m_s \rightarrow 0$) und die Wechselwirkung mit äußeren elektroschwachen Feldern. Bereits in den 70er Jahren wurden von S. Weinberg ([Wein79]) durch die exakten Vorschriften zur Entwicklung der Lagrangedichte der effektiven Theorie nach Potenzen der Pionimpulse und -massen Grundlagen gelegt, die im folgenden u.a. von Gasser und Leutwyler ([GaLe84]) durch die Systematik der Reihenfolge der einzelnen Potenzen („power counting“) weiterentwickelt wurden. In den letzten Jahren sind die Rechnungen zur Photo- und Elektroproduktion von Pionen am Proton unter Berücksichtigung experimenteller Ergebnisse z.B. von Bernard et al. immer weiter verfeinert worden ([BKMe96]). Zur Pionproduktion am Deuteron existieren ChPTh-Vorhersagen von Beane et al. zur Photoproduktion ([BBLM97]), zur Elektroproduktion wiederum von Bernard et al. ([BKrM99]).

Mit der Inbetriebnahme leistungsfähiger Beschleuniger Anfang der 90er Jahre konnten die bereits in den 60er und 70er Jahren durchgeführten Experimente zur Pionproduktion sowohl im Bereich der Produktionsschwelle ([Arga81]) als auch der Δ -Resonanz ([Albr71]) bei deutlich geringeren Impulsüberträgen fortgesetzt werden. Das erste Experiment zur Elektroproduktion des neutralen Pions am Proton nahe der Schwelle mittels der Reaktion $H(e, e'p)\pi^0$ bei niedrigen q^2 fand am NIKHEF (Amsterdam/Niederlande)

statt. Großes Interesse galt dabei auch der Produktionsschwelle des geladenen Pions, die aufgrund der Massendifferenz von π^0 und π^\pm bzw. Proton und Neutron knapp 6 MeV über der des neutralen Pions liegt ([Brin95]). Die erste modellunabhängige Separation der unterschiedlichen Anteile des Wirkungsquerschnittes und der damit korrelierten Multipolamplituden wurde an MAMI B, dem Dauerstrichelektronenbeschleuniger des Institutes für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, bei einem Viererimpulsübertrag von $q^2 = -0.1 \text{ GeV}^2/c^2$ durchgeführt ([Dist96]). Inzwischen sind Daten bis zu einem $q^2 = -0.05 \text{ GeV}^2/c^2$ genommen ([Prop96]), so daß die Verläufe der s-Wellen-Multipole E_{0+} und L_{0+} mit der Virtualität des Photons bekannt sind. Im Sommer 1999 wurde mit polarisiertem Elektronenstrahl und Neigung des Elektronenspektrometers aus der Laborebene heraus eine Messung verwirklicht, die die erstmalige Bestimmung des Wirkungsquerschnittes $\sigma_{TL'}$ zum Ziel hat ([Weis00]). Durch die Ergebnisse der erwähnten Arbeiten war es möglich, die Niederenergiekonstanten der Chiralen Störungstheorie zu bestimmen und somit eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment zu erreichen.

Nachdem sowohl die experimentellen als auch die theoretischen Arbeiten auf dem Gebiet der Pionproduktion am Proton weit fortgeschritten sind, lag es nahe, diese Betrachtungen auch auf das Neutron auszuweiten. Im Falle der Pionschwellenproduktion am Neutron ist ein erster völlig unabhängiger Test der Vorhersagen der Chiralen Störungstheorie möglich, da keine weiteren experimentell festzulegenden Niederenergiekonstanten hinzukommen; alle Parameter sind durch die Experimente am Proton fixiert. Des weiteren lassen sich die Auswirkungen der Isospinbrechung durch die Massendifferenz zwischen u- und d-Quark bzw. Proton und Neutron studieren. Aufgrund des Fehlens eines reinen Neutrontargets ist der experimentelle Zugang zu den Pionproduktionsamplituden am Neutron allerdings schwieriger als im Falle des Protons. Als Targetmaterial dient Deuterium, der einfachste Atomkern, bestehend aus einem Proton und einem Neutron mit einer Bindungsenergie von 2.26 MeV. Die Extraktion der reinen Neutronamplituden aus den Ergebnissen der kohärenten Pionproduktion am Deuteron erweist sich, wie in Kapitel 2 dieser Arbeit verdeutlicht wird, nicht nur aufgrund der inneren Struktur des Deuterons und der Fermiverteilung der Nukleonenimpulse, die zu einer Mischung der s- und p-Wellen-Anteile führt, als Herausforderung an die theoretischen Modelle. Ebenso spielt es eine Rolle, daß durch das Vorhandensein von zwei Nukleonen im Kern Nukleon-Pion-Rückstreuungseffekte und Beiträge von Mesonaustauschströmen berücksichtigt werden müssen.

Ein erstes Experiment zur Pionschwellenproduktion mit Hilfe von reellen Photonen wurde am SAL (Saskatchewan Accelerator Laboratory) in Saskatoon (Canada) durchgeführt ([Berg98]). Auf die Ergebnisse der Messung wird in Kapitel 6 kurz eingegangen.

Das in der vorliegenden Arbeit beschriebene Experiment zur Elektroproduktion von neutralen Pionen am Deuteron nahe der Schwelle stellt den ersten experimentellen Zugang zu den longitudinalen Anteilen des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $d(e, e'd)\pi^0$ überhaupt dar und ist somit als Test für theoretische Modelle von großer Bedeutung. Durchgeführt wurde die Messung an MAMI B unter Verwendung der drei hochauflösenden Magnetspektrometer der A1-Kollaboration (siehe Kapitel 3) bei einem Viererimpulsübertrag durch das virtuelle Photon von $q^2 = -0.1 \text{ GeV}^2/c^2$. Aufgrund der großen Impuls- und Winkelakzeptanz der verwendeten Detektoren konnte dabei der kinematische

Bereich bis 4 MeV oberhalb der Pionproduktionsschwelle in einer einzigen Messung abgedeckt werden. Ziel der in Kapitel 5 beschriebenen Auswertung der Daten waren die Bestimmung der Verläufe der differentiellen Wirkungsquerschnitte, die Trennung der verschiedenen Anteile des Wirkungsquerschnittes und der Extraktion der beiden s-Wellen-Multipole E_d und L_d . Um dies zu erreichen, wurden für drei unterschiedliche Polarisationen des virtuellen Photons Daten genommen. Die Ergebnisse der Analyse sowie den Vergleich mit den Vorhersagen der Chiralen Störungstheorie zeigt Kapitel 6. Da die Durchführung des Experimentes aufgrund der extrem geringen Deuteronenimpulse eine große Herausforderung an den verwendeten Aufbau und die Datenanalyse darstellte, wurde während der Messungen besonderer Wert auf die Überprüfung der Eichung der Detektoren und der Nachweiseffizienzen gelegt (siehe Abschnitt 5.3.4).

In Kapitel 3 dieser Arbeit, das auf den verwendeten Versuchsaufbau eingeht, bildet die Beschreibung des Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Target-Systems der A1-Kollaboration einen Schwerpunkt, da dessen Instandhaltung, Betrieb und Weiterentwicklung den apparativen Teil dieser Arbeit darstellt. Ein angestrebtes Ziel war die Verlagerung des derzeitigen Aufbaus an einen anderen Ort innerhalb der Experimentierhalle und damit verbunden war die Konstruktion einer neuen Transferleitung von der Kühlmaschine zum Target selbst. Die Neuentwicklung sollte in bezug auf Umbauzeiten, Einschränkung der Spektrometerwinkel und am Target verfügbarer Kühlleistung eine Verbesserung gegenüber dem alten Aufbau darstellen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen der Analyse

In diesem Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen elastischer Elektronenstreuexperimente und speziell der Pionelektroproduktion kurz dargestellt werden. Formal läßt sich die Kinematik aller Reaktionen der Art $A(e, e'B)C$ einheitlich beschreiben, wobei das Elektron koinzident mit dem auslaufenden Teilchen B detektiert wird. Das Teilchen C wird nicht direkt nachgewiesen, kann jedoch vollständig kinematisch rekonstruiert werden. Der im folgenden vorgestellte Formalismus beruht auf der Annahme, daß sich das Elektron als ebene Welle („plane wave approximation“) darstellen läßt und die Wechselwirkung zwischen dem Elektron und dem hadronischen System über den Austausch eines einzigen virtuellen Photons γ^* vermittelt wird. Diese sogenannte Bornsche Näherung ist für leichte Atomkerne im Rahmen der hier benötigten Genauigkeit gerechtfertigt, da die Stärke der elektromagnetischen Wechselwirkung von der Feinstrukturkonstanten $\alpha = e^2/4\pi \simeq 1/137$ bestimmt wird. Die Ein-Photon-Austausch-Näherung ermöglicht weiterhin, den für die Bestimmung der Eigenschaften des hadronischen Systems entscheidenden hadronischen Vertex vom im Rahmen der QED wohlbekannten Elektronvertex zu trennen.

Zu Beginn werde ich am Beispiel der in dieser Arbeit untersuchten kohärenten Pionelektroproduktion am Deuteron ($d(e, e'd)\pi^0$) die kinematisch relevanten Größen einführen und den allgemeinen Ausdruck für den elastischen Wirkungsquerschnitt eines Koinzidenzstreuexperimentes angeben. Ein wichtiger Aspekt der vorliegenden Arbeit ist die Trennung verschiedener Anteile des differentiellen Wirkungsquerschnittes bzw. der damit verknüpften Multipolamplituden. Daher werden im weiteren Verlauf dieses Kapitels Verfahren zur Separation der Wirkungsquerschnittsanteile vorgestellt. Abschließend werde ich Vorhersagen der Chiralen Störungstheorie zu den zu erwartenden Wirkungsquerschnitten bzw. Multipolen präsentieren und darauf eingehen, wie versucht werden kann, aus den Messungen am Deuteron den Anteil des Neutrons zu extrahieren. Die in dieser Arbeit verwendeten Bezeichnungen und die verwendete Nomenklatur folgen im wesentlichen [BjDr64] und [DrTi92].

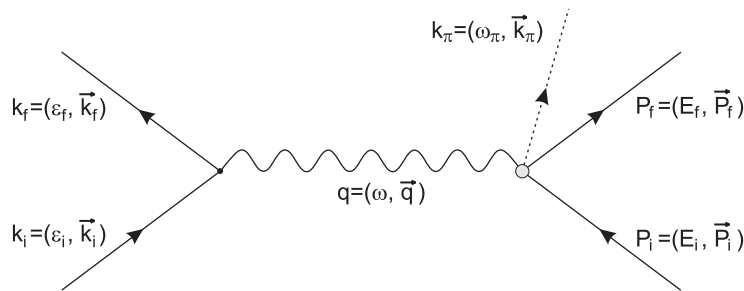


Abb. 2.1: Feynman-Diagramm erster Ordnung der Reaktion $d(e, e'd)\pi^0$

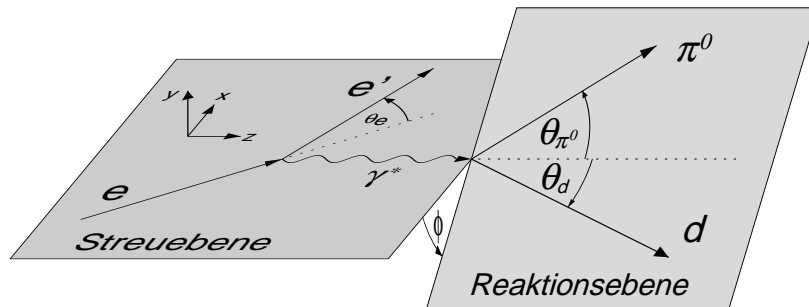


Abb. 2.2: Kinematik und Winkeldefinition der Pionelektroproduktion

2.1 Kinematische Größen

Im Rahmen der Bornschen Näherung, die für die Streuung eines Elektrons am Proton im für diese Arbeit relevanten Impulsbereich eine Genauigkeit von etwa 1% erreicht, kann der elektromagnetische Prozeß $d(e, e'd)\pi^0$ anhand des Feynman-Graphen in Abbildung 2.1 veranschaulicht werden.

Der Viererimpulsübertrag $q = (\omega, \vec{q}) = k_f - k_i$ des ausgetauschten virtuellen Photons γ^* wird alleine durch die Viererimpulse von einlaufendem und auslaufendem Elektron $k_i = (\epsilon_i, \vec{k}_i)$ bzw. $k_f = (\epsilon_f, \vec{k}_f)$ bestimmt. Die unabhängige Variation des Impulsübertrages \vec{q} und des Energieübertrages ω ermöglicht die Untersuchung der Winkelabhängigkeit von physikalischen Phänomenen in Elektronenstreuexperimenten bei konstantem $|q|$ bzw. q^2 und ω . Anstelle der für virtuelle Photonen negativen Größe q^2 wird häufig $Q^2 = -q^2$ verwendet, um die Kinematik zu charakterisieren.

Das im weiteren verwendete Koordinatensystem sowie die Definition der Winkel zeigt Abbildung 2.2. Die Streuebene wird durch das einlaufende und das unter dem Winkel Θ_e gestreute Elektron aufgespannt, die z-Achse des Koordinatensystems zeigt in Richtung des Photons γ^* .

Im Unterschied zu realen Photonen sind virtuelle nicht auf der Massenschale („off-shell“) und nicht nur transversal, sondern auch longitudinal polarisiert. Der transversale Polarisationsgrad ist dabei durch

$$\epsilon = \left(1 + \frac{2\vec{q}^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\Theta_e}{2}\right)^{-1} \quad (2.1)$$

gegeben, der Anteil der longitudinal polarisierten Photonen durch

$$\epsilon_L = \frac{Q^2}{\omega^{*2}} \epsilon, \quad (2.2)$$

wobei \vec{q} und Q^2 im Laborsystem berechnet werden und ω im γ^* -d-Schwerpunktsystem.¹ Die Eigenschaften des virtuellen Photons lassen sich durch die drei Größen ϵ , ω und q^2 , die nur vom Elektronarm abhängig sind, vollständig beschreiben.

Die Kinematik des Deuteriumkerns wird nach Abbildung 2.1 im Eingangskanal durch den Viererimpuls $P_i = (E_i, \vec{P}_i)$ gegeben. Die Wechselwirkung mit dem virtuellen Photon γ^* überführt ihn in den Ausgangszustand $P_f = (E_f, \vec{P}_f)$. Das Quadrat der Energie W des γ^* -d-Zwischenzustandes ist lorentz-invariant, d.h. unabhängig von der Wahl des Bezugssystems, und hängt mit einer der drei Mandelstam-Variablen - ebenfalls Lorentz-Invarianten - wie folgt zusammen:

$$s = W^2 = (P_i + q)^2, \quad t = (q - k_\pi)^2, \quad u = (P_i - k_\pi)^2. \quad (2.3)$$

Übersteigt die Schwerpunktsenergie W des Photon-Nukleon-Systems aufgrund des Energieübertrages ω die Produktionsschwelle für neutrale Pionen, welche am Deuteron bei $W_0 = (M_d + M_{\pi^0}) \cdot c^2 = 2010.59 \text{ MeV}$ liegt, kann ein Pion produziert werden, das nach Abbildung 2.1 den Viererimpuls $k_\pi = (\omega_\pi, \vec{k}_\pi)$ trägt. Mit $\Delta W = W - W_0$ wird die invariante Masse über der Schwelle bezeichnet. Das auslaufende Pion definiert gemeinsam mit der Richtung des Impulsübertrages q die in Abbildung 2.2 gezeigte Reaktionsebene. Sie ist gegenüber der durch das Elektron definierten Streuebene um den Winkel ϕ geneigt.

2.2 Definition des elastischen Wirkungsquerschnittes

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der in Abbildung 2.1 dargestellten exklusiven Reaktion kann in der Form

$$d\sigma = \frac{\epsilon_i}{k_i} \frac{m_e}{\epsilon_i} \frac{M_i}{E_i} |\mathcal{M}_{fi}|^2 \frac{m_e}{\epsilon_f} \frac{d^3 k_f}{(2\pi)^3} \frac{1}{2\omega_\pi} \frac{d^3 k_\pi}{(2\pi)^3} \frac{M_f}{E_f} \frac{d^3 P_f}{(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_i + q - k_\pi - P_f) \quad (2.4)$$

geschrieben werden [BjDr64]. Dabei garantiert die $\delta^{(4)}$ -Funktion die Energie- und Impulserhaltung, der Faktor ϵ_i/k_i normiert auf den Strom einfallender Teilchen, und $|\mathcal{M}_{fi}|^2$ ist das Quadrat des i.a. komplexen Übergangsmatrixelementes des betrachteten elektromagnetischen Prozesses. Über nicht beobachtete Spins der einlaufenden Elektronen muß gemittelt, im Ausgangskanal muß summiert werden. Alle Faktoren außer der Übergangsamplitude berücksichtigen nur die Kinematik. Im Rahmen der Annahmen der Bornschen Näherung und bei Vernachlässigung schwacher Austauschströme läßt sich die Reaktionsmatrix als

$$\mathcal{M}_{fi} = j_\mu \cdot \frac{e^2}{q^2} \cdot J^\mu \quad (2.5)$$

ausdrücken, also als Produkt aus dem leptonischen Strom j_μ , dem Photonpropagator und dem hadronischen Strom J^μ .

¹ Im folgenden werden alle Größen im γ^* -d- bzw. π^0 -d-Schwerpunktsystem mit einem * gekennzeichnet.

Das Quadrat des Übergangsmatrixelementes ist als Produkt zweier Lorentztensoren 2. Stufe darstellbar, des leptonischen Tensors $\eta_{\mu\nu}$ und des hadronischen Tensors $W^{\mu\nu}$. Für $\eta_{\mu\nu}$ gilt:

$$\eta_{\mu\nu} = \sum_{s_f} \{\bar{u}(k_f, s_f) e\gamma_\mu u(k_i, s_i)\} \{\bar{u}(k_f, s_f) e\gamma_\nu u(k_i, s_i)\}^*, \quad (2.6)$$

der hadronische Tensor ist definiert als:

$$W^{\mu\nu} = (m/4\pi W)^2 \langle \chi_f | J^\mu | \chi_i \rangle \langle \chi_f | J^\nu | \chi_i \rangle^*. \quad (2.7)$$

Dabei ist $J^\mu = (\rho, \vec{J})$ der hadronische Stromoperator, und $|\chi_{i,f}\rangle$ sind die Pauli-Spinoren des einlaufenden bzw. auslaufenden Hadrons.

Damit läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung unpolarisierter Elektronen an einem unpolarisierten Deuterontarget in folgender Form schreiben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_f d\epsilon_f d\Omega_\pi^*} = \Gamma \cdot \frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi^*}, \quad (2.8)$$

wobei

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi^*} &= \frac{d\sigma_T}{d\Omega_\pi^*} + \epsilon_L \frac{d\sigma_L}{d\Omega_\pi^*} + \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} \frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega_\pi^*} \cos \phi_\pi^* + \\ &\epsilon \frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega_\pi^*} \cos 2\phi_\pi^* \end{aligned} \quad (2.9)$$

der Wirkungsquerschnitt für virtuelle Photonen ist, der nur noch von Eigenschaften des hadronischen Vertex abhängt. Die Integration über die Elektronfreiheitsgrade wird durch den Faktor Γ berücksichtigt. Mit $k_\gamma = (W^2 - M^2)/2M$ gilt für den sogenannten virtuellen Photonenfluß:

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{\epsilon_f}{\epsilon_i} \frac{k_\gamma}{Q^2} \frac{1}{1-\epsilon}, \quad (2.10)$$

Er kann als die Zahl von virtuellen Photonen interpretiert werden, die zwischen dem hadronischen System und dem einfallenden Elektronenstrahl ausgetauscht und in das infinitesimale Energieintervall $d\epsilon_f$ und das Raumwinkelelement $d\Omega_f$ emittiert wird. Die Größe k_γ bezeichnet man als Photonäquivalentenergie, und sie entspricht der Energie, die ein reelles Photon übertragen müßte, um zur gleichen invarianten Masse W des Pi-on-Nukleon-Systems zu führen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann alternativ durch den hadronischen Tensor W_{ik} ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi^*} &= \frac{|\vec{k}_\pi^*|}{k_\gamma^*} \left(\frac{W_{xx} + W_{yy}}{2} + \epsilon_L W_{zz} - \right. \\ &\left. \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} \operatorname{Re}(W_{xz}) + \epsilon \frac{W_{xx} - W_{yy}}{2} \right). \end{aligned} \quad (2.11)$$

Hierbei entspricht $k_\gamma^* = (M/W)k_\gamma$ der Photonäquivalentenergie im Schwerpunktsystem.

Der Vergleich zwischen 2.9 und 2.11 führt zu den Antwortfunktionen des hadronischen Systems:

$$\begin{aligned} R_T &= \frac{1}{2}(W_{xx} + W_{yy}), \\ R_L &= W_{zz}, \\ \cos \phi_\pi^* R_{TL} &= -\text{Re}(W_{xz}), \\ \cos 2\phi_\pi^* R_{TT} &= \frac{1}{2}(W_{xx} - W_{yy}). \end{aligned}$$

Daraus folgt

$$\frac{d\sigma_v}{d\Omega_\pi^*} = \frac{|\vec{k}_\pi^*|}{k_\gamma^*} \left(R_T + \epsilon_L R_L + \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} R_{TL} \cos \phi_\pi^* + \epsilon R_{TT} \cos 2\phi_\pi^* \right). \quad (2.12)$$

Alle aufgeführten Antwortfunktionen sind nur von den beiden Invarianten W und Q^2 sowie Θ_π^* abhängig, nicht aber vom Azimutwinkel ϕ_π^* . Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom ϕ_π^* ist in den Gleichungen 2.9 bzw. 2.12 nur über die Winkelfunktionen $\cos \phi_\pi^*$ und $\cos 2\phi_\pi^*$ enthalten. Die transversale Antwortfunktion R_T entspricht derjenigen der Pion-Photoproduktion, R_L ist nur aufgrund der longitudinalen Natur des virtuellen Photons in der Elektroproduktion zugänglich. Beide Antwortfunktionen lassen sich nach $\cos \Theta_\pi^*$ entwickeln (siehe Gleichung 2.13). Der transversal-longitudinale Interferenzterm R_{TL} verschwindet aufgrund seiner expliziten $\sin \Theta_\pi^*$ -Abhängigkeit in Richtung des Impulsübertrages q . Dies trifft auch auf die Antwortfunktion R_{TT} zu, die proportional zu $\sin^2 \Theta_\pi^*$ ist. Sie ist durch die Relation $\Sigma = R_{TT}/R_T$ mit der Photonasymmetrie der Photoproduktion verknüpft und macht so die $\cos 2\phi_\pi^*$ -Abhängigkeit verständlich.

2.3 Zerlegung in Multipole

Bei Betrachtung der Pionproduktion ist an der Schwelle die Annahme gerechtfertigt, daß nur s- und p-Wellen beitragen und sich der Wirkungsquerschnitt somit wie folgt nach Drehimpulsen entwickeln läßt:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_v}{d\Omega_\pi^*} &= \frac{|\vec{k}_\pi^*|}{k_\gamma^*} \left(A + B \cdot \cos \Theta_\pi^* + C \cdot \cos^2 \Theta_\pi^* + \right. \\ &\quad D \cdot \sin \Theta_\pi^* \cdot \cos \phi_\pi^* + E \cdot \sin^2 \Theta_\pi^* \cdot \cos 2\phi_\pi^* + \\ &\quad \left. F \cdot \sin \Theta_\pi^* \cdot \cos \Theta_\pi^* \cdot \cos \phi_\pi^* \right). \end{aligned} \quad (2.13)$$

Die Koeffizienten A bis F sind dabei Linearkombinationen von s- und p-Wellen-Multipolen, die wiederum nur noch von den invarianten Größen W und Q^2 abhängig sind. Für Spin-1/2-Teilchen ergeben sich folgende Multipolabhängigkeiten:

$$\begin{aligned} A &= |E_{0+}|^2 + \frac{1}{2}|2M_{1+} + M_{1-}|^2 + \frac{1}{2}|3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2 + \\ &\quad \epsilon_L \left(|L_{0+}|^2 + 4|L_{1+}|^2 + |L_{1-}|^2 - 4\text{Re}(L_{1+}^* L_{1-}) \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
B &= 2 \operatorname{Re} (E_{0+}^* (3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-})) + 2\epsilon_L \operatorname{Re} (L_{0+}^* (4L_{1+} + L_{1-})) , \\
C &= |3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-}|^2 - \frac{1}{2}|2M_{1+} + M_{1-}|^2 - \frac{1}{2}|3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2 + \\
&\quad 12\epsilon_L (|L_{1+}|^2 + \operatorname{Re} (L_{1+}^* L_{1-})) , \\
D &= -\sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} \operatorname{Re} (L_{0+}^* (3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}) - (2L_{1+}^* - L_{1-}^*)E_{0+}) , \\
E &= 3\epsilon \left(\frac{3}{2}|E_{1+}|^2 - \frac{1}{2}|M_{1+}|^2 - \operatorname{Re} (E_{1+}^* (M_{1+} - M_{1-}) + M_{1+}^* M_{1-}) \right) , \\
F &= -6\sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} \operatorname{Re} \{ L_{1+}^* (E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}) + L_{1-}^* E_{1+} \} .
\end{aligned} \tag{2.14}$$

Da eine entsprechende explizite Zerlegung für Spin-1-Teilchen in der Literatur nicht gefunden werden konnte, wird bei der Auswertung der Messungen zu dieser Arbeit davon ausgegangen, daß sich für den Koeffizienten Λ bei Mittelung über den Targetspin eine analoge Struktur der Abhängigkeit von den s-Wellen-Multipolen E_{0+} und L_{0+} ergibt [Merk99].

2.4 Separation der Anteile des Wirkungsquerschnittes

2.4.1 Rosenbluth-Separation

Nach Integration über den Azimutwinkel ϕ_π^* läßt sich Gleichung 2.9 als

$$\frac{d\sigma_v}{d\Omega_\pi^*} = \frac{d\sigma_T}{d\Omega_\pi^*} + \epsilon_L \frac{d\sigma_L}{d\Omega_\pi^*} \tag{2.15}$$

darstellen, da die Beiträge der anderen Anteile verschwinden. Für den Fall fester Werte für den Energie- und Impulsübertrag ω und $|\vec{q}|$ lassen sich durch Variation des Polarisationsparameters ϵ_L bzw. ϵ die beiden verbleibenden Anteile durch eine lineare Anpassung an die Daten separieren.

Diese L/T-Separation bei exklusiver Messung entspricht somit der klassischen Rosenbluth-Separation bei inklusiven elastischen Elektronstreuexperimenten. Um den Fehler der Anpassung möglichst gering zu halten, sollte der Variationsbereich in ϵ möglichst groß gewählt werden.

2.4.2 Trennung der Interferenzanteile

Die beiden Interferenz-Anteile σ_{TL} und σ_{TT} können aufgrund ihrer unterschiedlichen Abhängigkeit vom Azimutwinkel ϕ_π^* getrennt werden. Hierzu teilt man den Bereich von $0 \leq \phi_\pi^* \leq 2\pi$ in Oktanten ein und versieht jeden mit einem Gewichtungsfaktor entsprechend dem Wert des Integrals der Funktion $\cos \phi_\pi^*$ bzw. $\cos 2\phi_\pi^*$ im jeweiligen Winkelbereich. Durch Berücksichtigung dieses Gewichtes bei der Summation der acht Teile des Wirkungsquerschnittes läßt sich der gewünschte Interferenzterm herauspräparieren, während der andere verschwindet. Dieses Vorgehen wird in Abbildung 2.3 nochmals verdeutlicht, die „+“ - und „-“ -Zeichen entsprechen dabei den Vorzeichen des Wertes des Integrals.

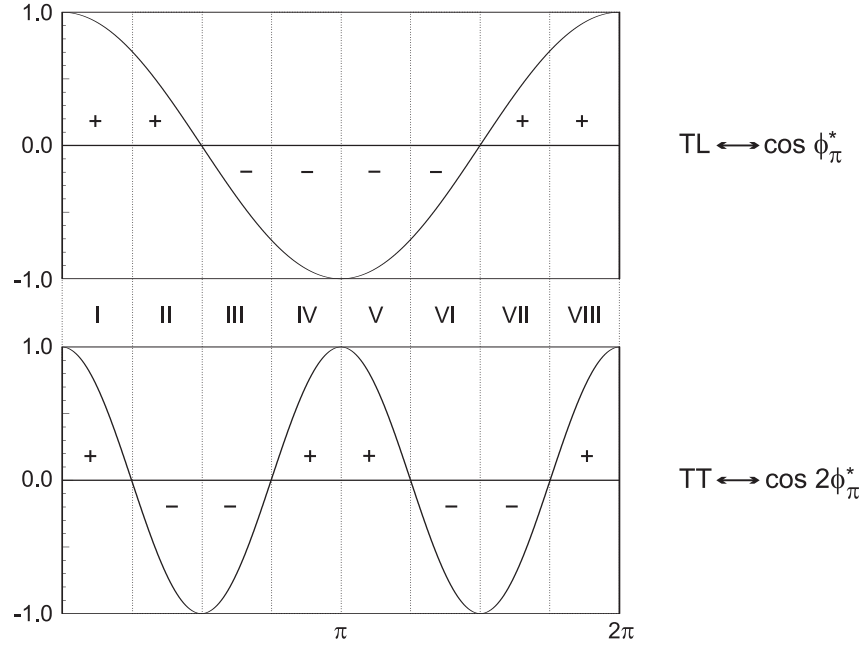


Abb. 2.3: Veranschaulichung des Verfahrens zur Trennung der Interferenzanteile σ_{TL} und σ_{TT} durch Aufteilung des Winkelbereichs $0 \leq \phi_\pi^* \leq 2\pi$ in acht gleiche Teile. Nähere Erläuterungen im Text (nach [Dist96]).

2.4.3 Trennung über Koeffizienten

Eine weitere Methode zur Trennung der einzelnen Wirkungsquerschnittsanteile bzw. der damit zusammenhängenden Multipolamplituden ist die direkte Anpassung der Koeffizienten der Gleichung

$$\frac{d\sigma_\nu}{d\Omega_\pi^*} = \frac{|\vec{k}_\pi^*|}{k_\gamma^*} \left(A + B \cdot \cos \Theta_\pi^* + C \cdot \cos^2 \Theta_\pi^* \right) \quad (2.16)$$

an die Daten. Gleichung 2.16 ergibt sich dabei aus der Integration von Gleichung 2.13 über den Azimutwinkel ϕ_π^* . Wird die an der Schwelle gerechtfertigte Annahme der Proportionalität der p-Wellen-Multipole zum Impuls des Pions im Schwerpunktsystem k_π^* verwendet, kann der Koeffizient A durch

$$A = a_0 + b \cdot k_\pi^* \quad (2.17)$$

parametrisiert werden. Dabei wird allerdings eine mögliche Energieabhängigkeit der Multipolamplituden vernachlässigt. Für den sogenannten s-Wellen-Wirkungsquerschnitt an der Schwelle a_0 folgt nach Gleichung 2.14

$$a_0 = |E_{0+}|^2 + \epsilon_L |L_{0+}|^2, \quad (2.18)$$

und a_0 ist somit eine Linearkombination der Quadrate der elektrischen Dipolamplitude E_{0+} und der durch den Multipol L_{0+} gegebenen longitudinalen Antwort des Systems auf das virtuelle Photon γ^* .

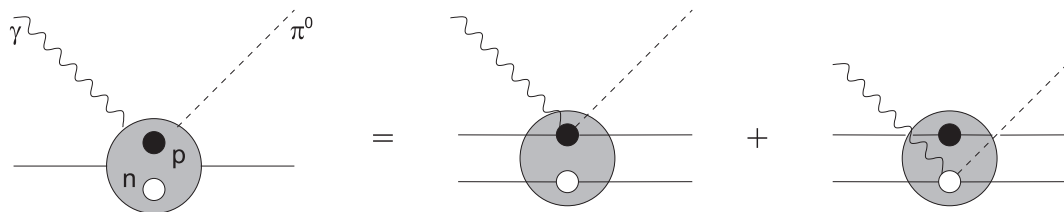


Abb. 2.4: Kohärente Pionproduktion am Deuteron unter der Annahme ebener Wellen für die auslaufenden Nucleonen (Stoß-Näherung)

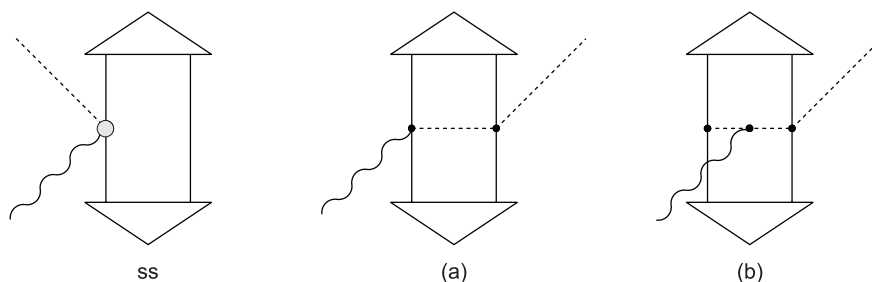


Abb. 2.5: Die im Rahmen von ChPT-Rechnung bis zur Ordnung q^3 bei Verwendung der Coulomb-Eichung zu berücksichtigenden Diagramme. Der linke Graph (ss = „single scattering“) repräsentiert den ungestörten Term der Stoß-Näherung, die Graphen (a) und (b) die beitragenden Drei-Körper-Wechselwirkungen (nach [BKrM99]).

2.5 Vorhersagen der s-Wellen-Amplituden

Die bisherigen Ausführungen bezogen sich auf die Messung bzw. Separation der Deuteronmultipole. Um hieraus die Anteile des Neutrons und des Protons zu extrahieren, ist das einfachste Bild die sogenannte Stoß-Näherung, in der ein- und auslaufende Nucleonen als ungestörte ebene Wellen angesehen werden. In diesem Modell, das Abbildung 2.4 veranschaulicht, sind die Amplituden der kohärenten Pionproduktion am Deuteron die reinen Summen der Anteile des Neutrons und des Protons, d.h. Photon und Pion werden vom selben Nucleon absorbiert bzw. emittiert, und das andere Nucleon nimmt an der Reaktion als unbeteiligter Beobachter teil. Dabei bleiben allerdings die nicht zu vernachlässigenden Anteile der Wechselwirkung des Pions mit den auslaufenden Nucleonen („pion-nucleon rescattering“) sowie der Kopplung des virtuellen Photons an ein zwischen den beiden Konstituenten des Deuterons ausgetauschtes geladenes Pion („meson exchange currents“) unberücksichtigt.

Direkt an der Pionschwelle tragen unter der Verwendung der Coulomb-Eichung bei Rechnungen im Rahmen der Chiralen Störungstheorie bis zur dritten Ordnung $O(q^3)$ neben dem ungestörten Term der Stoß-Näherung noch die beiden in Abbildung 2.5 dargestellten Drei-Körper-Diagramme (a) und (b) zu den s-Wellen-Multipolen bei.

Multipol	ChPTh-Vorhersage
$E_{0+}^{\pi^0 p}$	-1.16
$E_{0+}^{\pi^0 n}$	2.13
$E_{0+}^{\pi^0 p} + E_{0+}^{\pi^0 n}$	0.97
E_{ss}	0.36
$E^{(a)} + E^{(b)}$	-2.15
E_d	-1.80 ± 0.20

Tab. 2.1: Theoretische Vorhersagen der Beiträge zur elektrischen Dipolamplitude der Reaktion $d(e, e'd)\pi^0$ an der Produktionsschwelle in Einheiten von $10^{-3}/M_{\pi^+}$ am Photon-Punkt (nach [BBLM97]).

Für die ungestörten Beiträge der transversalen und longitudinalen Multipole folgt:

$$E_{ss} = \frac{1 + \frac{M_{\pi^0}}{M_N}}{1 + \frac{M_{\pi^0}}{M_d}} \cdot E_{0+} \cdot S^1(q^2), \quad (2.19)$$

$$L_{ss} = \frac{1 + \frac{M_{\pi^0}}{M_N}}{1 + \frac{M_{\pi^0}}{M_d}} \left\{ E_{0+} \left(S^1(q^2) + S^2(q^2) - S^3(q^2) \right) + L_{0+} \cdot S^3(q^2) \right\}. \quad (2.20)$$

Dabei sind $S^i(k^2)$ die entsprechenden Formfaktoren und M_d die Masse des Deuterons, M_{π^0} die Masse des neutralen Pions und M_N die Masse des Nukleons. Der sich aus den Massen ergebende Vorfaktor berücksichtigt die Transformation der freien Multipole im $\pi^0 N$ -System in das $\pi^0 d$ -System. Weiterhin ist

$$X_{0+} = \frac{1}{2} \cdot \left\{ X_{0+}^{\pi^0 p} + X_{0+}^{\pi^0 n} \right\} \quad \text{mit} \quad X = \{E, L\} \quad (2.21)$$

die gerade isovektorielle Amplitude (V1), die aufgrund der Erhaltung des Isospins als einzige zur kohärenten Produktion des neutralen Pions (Isospin $|1, 0\rangle$) am Deuteron (Isospin $|0, 0\rangle$) beiträgt.

Die vollständige Beschreibung der beiden s-Wellen-Amplituden erfolgt nach:

$$X_d = X_{ss} + X^{(a)} + X^{(b)} \quad \text{mit} \quad X = \{E, L\}, \quad (2.22)$$

wobei $X^{(a)}$ und $X^{(b)}$ den Beiträgen der beiden Mehrfachstreuendiagramme in Abbildung 2.5 entsprechen. Als Beispiel für die relativen Größen der einzelnen Beiträge faßt Tabelle 2.1 die entsprechenden Werte der elektrischen Dipolamplitude am Photon-Punkt zusammen.

Eine Vorhersage der zu erwartenden Größe der s-Wellen-Multipole E_d und L_d an der Pionschwelle in Abhängigkeit von der Virtualität q^2 des Photons zeigt Abbildung 2.6 (siehe [BKRM99]). Genau wie in Tabelle 2.1 wird die große Bedeutung der Korrekturen durch die Drei-Körper-Beiträge $X^{(a)}$ und $X^{(b)}$ deutlich. $E^{(a)}$ dominiert dabei die elektrische Dipolamplitude E_d vollständig, im Falle des longitudinalen Multipols L_d sind $L^{(a)}$ und $L^{(b)}$ von gleicher Größenordnung. Klar ersichtlich ist die stärkere Variation von E_d

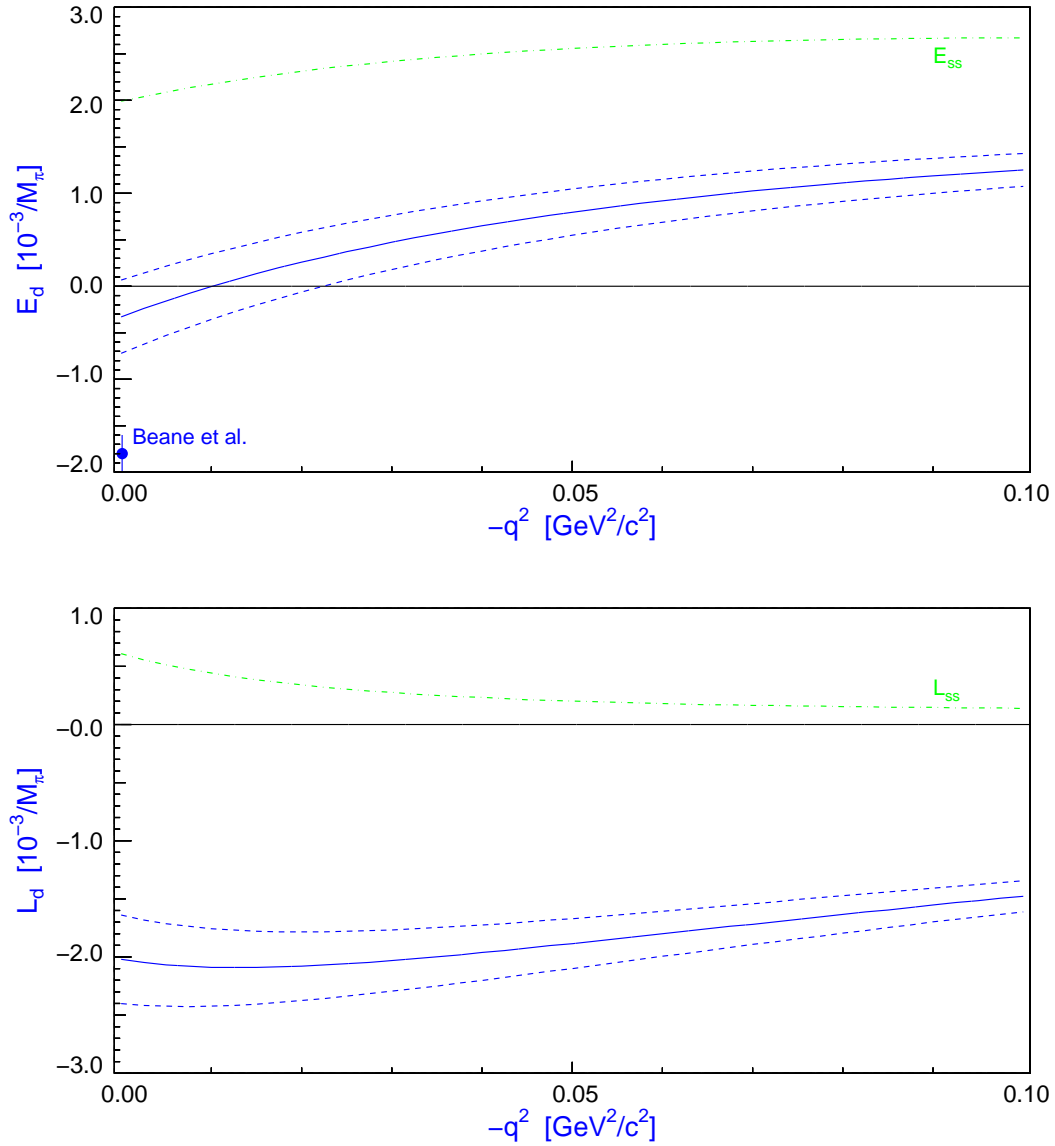


Abb. 2.6: Theoretische Vorhersagen für die s-Wellen-Amplituden E_d und L_d an der Schwelle in Abhängigkeit von der Photonvirtualität q^2 , dargestellt durch die durchgezogenen Linien. Die gestrichelten Linien zeigen den Variationsbereich des jeweiligen Multipols bei einer Änderung von $E_{0+}^{\pi^0 n}$ bzw. $L_{0+}^{\pi^0 n}$ um $\pm 1 \cdot 10^{-3}/M_{\pi^+}$, die strichpunktiierten die Werte des ungestörten Terms E_{ss} (nach [BKrM99]). Zum Vergleich ist am Photonpunkt auch die Vorhersage von E_d nach [BBLM97] eingezeichnet.

q^2 [GeV ² /c ²]	-0.02	-0.04	-0.06	-0.08	-0.1
a_0 [μbarn]	0.23 ± 0.04	0.35 ± 0.05	0.43 ± 0.06	0.47 ± 0.06	0.49 ± 0.06

Tab. 2.2: Theoretische Vorhersagen für den s-Wellen-Wirkungsquerschnitt a_0 an der Pionproduktionsschwelle bei einer Photonpolarisation von $\epsilon = 0.67$. Der angegebene Bereich bezieht sich auf eine Variation von $E_{0+}^{\pi^0 n}$ bzw. $L_{0+}^{\pi^0 n}$ um $\pm 1 \cdot 10^{-3}/M_{\pi^+}$ (nach [BKrM99]).

mit zunehmendem $|q^2|$ gegenüber L_d . Die strichpunktierten Linien zeigen die Werte des jeweiligen ungestörten Term X_{ss} , die gestrichelten den Verlauf der Multipole bei Variation der elementaren $\pi^0 n$ -Amplituden um $\pm 1 \cdot 10^{-3}/M_{\pi^+}$ und verdeutlichen eine gewisse Sensitivität der Deuteronamplituden für die des Neutrons. Die Ergebnisse variieren dabei für verschiedene Nukleon-Nukleon-Potentiale des Deuterons nur geringfügig.

Aufgrund des großen Einflusses der Drei-Körper-Beiträge kann aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt der kohärenten Pionschwellenproduktion am Deuteron nur dann die Amplitude des Neutrons präzise extrahiert werden, wenn die Korrekturen mit kleinem Fehler berechenbar sind. Da die beiden Vorhersagen von [BBLM97] und [BKrM99] einen deutlichen Unterschied in der erwarteten Größe der elektrischen Dipolamplitude E_d am Photonpunkt aufweisen, erscheint derzeit die Bestimmung der Neutronamplituden als nicht möglich.

Um eine gute Abschätzung für den s-Wellen-Wirkungsquerschnitt a_0 an der Schwelle zu erhalten, wurden in [BKrM99] die Werte der Amplituden $X_{0+}^{\pi^0 p}$ und $X_{0+}^{\pi^0 n}$ – dabei ist $X = \{E, L\}$ – an die entsprechenden Ergebnisse einer Rechnung vierter Ordnung angepaßt. Die so nach Gleichung 2.18 ermittelten Ergebnisse sind für eine Photonpolarisation von $\epsilon = 0.67$ in Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

Kapitel 3

Apparativer Aufbau

In diesem Kapitel wird der zur Durchführung der Elektronenstreuexperimente benutzte apparative Aufbau vorgestellt. Dabei wird kurz auf die gesamte Experimentieranlage des Institutes für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz mit dem Dauerstrichelektronenbeschleuniger MAMI B eingegangen. Danach werden ausführlicher die drei hochauflösenden Magnetspektrometer der A1-Kollaboration vorgestellt. Einen Schwerpunkt stellt hier das bei den Experimenten verwendete Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Target dar. Erst die Entwicklung einer auf niederenergetische Hadronen optimierte geometrische Targetform macht Schwellenexperimente bei kleinen Impulsüberträgen möglich. Des Weiteren wurde der gesamte Aufbau des Kryo-Target-Systems im Rahmen dieser Arbeit umgestaltet, um den Umbau zwischen den unterschiedlichen Targetsystemen flexibler gestalten zu können.

3.1 Der Elektronenbeschleuniger MAMI B

Das Mainzer Mikrotron (MAMI B) ist ein Dauerstrichelektronenbeschleuniger, der nach dem Prinzip eines dreistufigen Rennbahnmikrotrons (RTM = raytrace microton) aufgebaut ist (siehe [Jahr92]). Der Dauerstrichbetrieb (Tastverhältnis $f_d = 1$) sorgt dabei mit Stromstärken bis $I_{\max} = 100 \mu\text{A}$ nicht nur für eine hohe Luminosität, sondern reduziert nach

$$N_{\text{echt}}/N_{\text{zufällig}} \simeq f_d/I$$

das Verhältnis zwischen den echten Ereignissen und dem Untergrund. Die Maximalenergie des Beschleunigers liegt bei 881 MeV, wobei im Normalbetrieb Energien zwischen 180 MeV und 855 MeV in Schritten von 15 MeV für Experimente aus der 3. Stufe extrahiert werden können. Prinzipiell ist es möglich, durch „Verstimmen“ der Rückführungsmagnete der 3. Beschleunigerstufe den Energiegewinn pro Umlauf leicht zu variieren. Dies ermöglicht es, bei Verwendung polarisierter Elektronen deren Spin am Targetort in maximal longitudinale Richtung zu drehen, ohne einen zusätzlichen Spinrotator verwenden zu müssen. Weiterhin zeichnet sich MAMI B durch seine geringe Strahlfleckgröße, seine schmale Energiebreite und seine hohe Zuverlässigkeit aus.

Über das im Lageplan des Institutes für Kernphysik (Abbildung 3.1) gezeigte Strahlführungssystem kann der extrahierte Elektronenstrahl an die Experimentierplätze der verschiedenen Kollaborationen (A1, A2, A4 und X1) gelenkt werden. Eine Übersicht

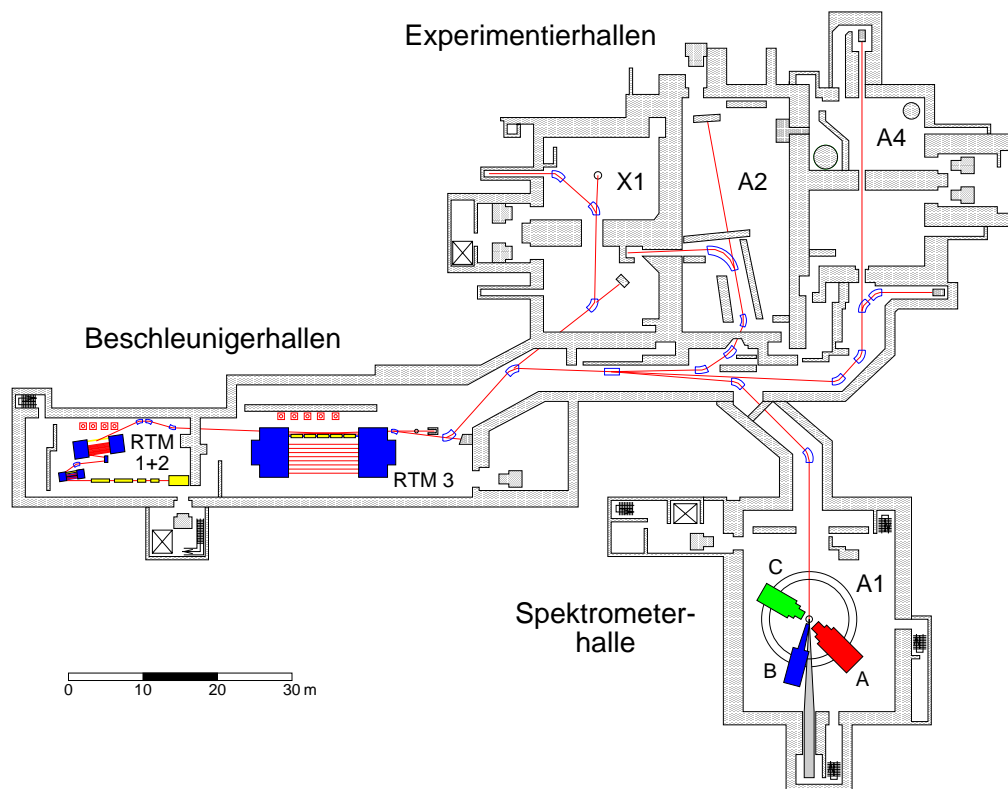


Abb. 3.1: Lageplan der Experimentierhallen am Beschleuniger MAMI B (nach [Wagn00])

über die Arbeitsschwerpunkte der einzelnen Kollaborationen gibt u.a. [Jahr98]. Derzeit ist die vierte Ausbaustufe (MAMI C) in Planung, die eine maximale Strahlenergie von 1.5 GeV liefern soll und deren Inbetriebnahme für das Jahr 2003 geplant ist.

3.2 Die Drei-Spektrometer-Anlage

Einen Überblick über die Drei-Spektrometer-Anlage der A1-Kollaboration gibt Abbildung 3.2. Die Magnetspektrometer erlauben den koinzidenten Nachweis und die Identifikation von bis zu drei geladenen Teilchen. Durch die hohe Winkel- und Impulsaufösung lassen sich auch komplexe Streuprozesse exakt rekonstruieren. Eine über die folgende Darstellung hinausgehende Beschreibung findet sich bei [Blom98].

3.2.1 Die Magnetspektrometer

Die drei hochauflösenden Magnetspektrometer A, B und C sind um eine gemeinsame Achse, in der sich die Streukammer mit dem Target befindet, drehbar. Durch das magnetoptische System in Verbindung mit dem in allen drei Spektrometern nahezu identischen Detektorsystem werden das gestreute Elektron und bis zu zwei weitere Reaktionsprodukte winkel- und impulssepariert nachgewiesen. In allen drei Spektrometern sorgen Dipolelemente für die Ablenkung der geladenen Teilchen in dispersiver Richtung, d.h. in der magnetischen Mittelebene der Spektrometer. Die unterschiedliche Gesamtkonfiguration ist jeweils an Hauptanwendungszwecke der Spektrometer angepaßt.

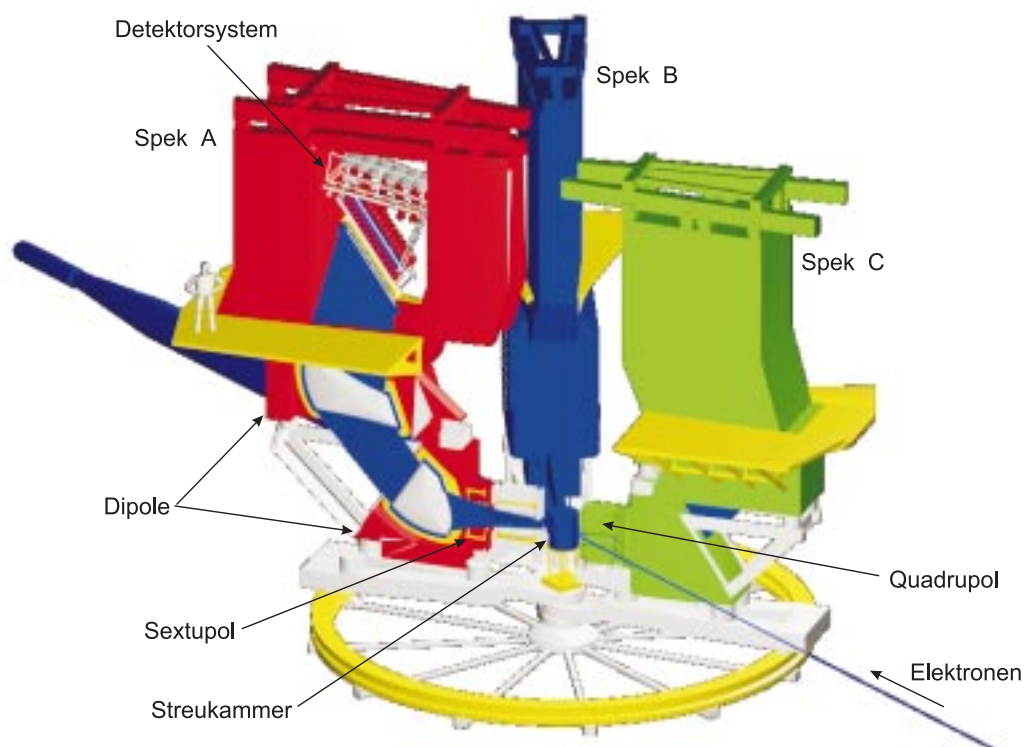


Abb. 3.2: Die Drei-Spektrometer-Anlage der A1-Kollaboration

Spektrometer		A	B	C
Magnetkonfiguration		QSDD	D	QSDD
Maximale Magnetfeldstärke	[T]	1.51	1.50	1.40
Maximaler Impuls	[MeV/c]	735	870	551
Länge der Zentralbahn	[m]	10.75	12.03	8.53
Streuwinkelbereich				
- minimaler Winkel		18°	7°	18°
- maximaler Winkel		160°	62.4°	160°
Impulsakzeptanz	[%]	20	15	25
Raumwinkelakzeptanz	[msr]	28	5.6	28
Winkelakzeptanzen				
- dispersive Ebene	[mrad]	±70	±70	±70
- nichtdispersive Ebene	[mrad]	±100	±20	±100
- Raumwinkel	[msr]	28	5.6	28
Langes-Target-Akzeptanz	[mm]	50	50	50
Impulsaufhebungsvermögen		10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴
Winkelaufhebung am Target	[mrad]	≤ 3	≤ 3	≤ 3
Ortsauflösung am Target	[mm]	3 – 5	1	3 – 5

Tab. 3.1: Eigenschaften der drei Magnetspektrometer

Bei Spektrometer A und C, das eine $11/14$ Verkleinerung von Spektrometer A ist, sorgen jeweils ein vor den beiden Dipolen angeordneter Quadrupol und Sextupol (Magnetanordnung: QSDD) für eine Erhöhung der Winkelakzeptanz und Verringerung optischer Abbildungsfehler zweiter Ordnung (sphärische Aberration). Dabei wirkt der Quadrupol in nicht-dispersiver Richtung fokussierend und defokussiert in dispersiver Richtung. Insgesamt ergibt sich durch diese Magnetanordnung eine Punkt-zu-Punkt-Abbildung in dispersiver Richtung und eine Parallel-zu-Punkt-Abbildung in nicht-dispersiver Richtung. Mit diesem Aufbau wird der Forderung nach einer großen Winkel- und Impulsakzeptanz Rechnung getragen.

Wie in Kapitel 2.4.1 gezeigt wurde, ist es von großem Interesse, mit dem Elektronenspektrometer einen großen Winkelbereich abdecken zu können. Des weiteren sollte das Elektronenspektrometer über einen hohen Maximalimpuls und eine sehr gute Vertexpunkt auflösung verfügen. Diese Anforderungen führten zur Verwendung eines sogenannten „clamshell“-Magneteten für Spektrometer B (Magnetkonfiguration: D). Dessen Polschuhe verlaufen nicht parallel, sondern sind um $3,495^\circ$ gegeneinander geneigt. In Verbindung mit gekrümmten Ein- und Austrittsflächen lassen sich so optische Abbildungsfehler höherer Ordnung korrigieren. Spektrometer B bildet in beiden Richtungen Punkt-zu-Punkt ab. Die gute Vertex- und Winkelauflösung dieser Anordnung sorgt allerdings für eine kleinere Akzeptanz des Spektrometers im Vergleich zu A und C. Einen Überblick über die physikalischen Eigenschaften gibt Tabelle 3.1.

3.2.2 Das Detektorsystem

Nach dem Durchlaufen der Magnete werden die Teilchen in einem für alle drei Spektrometer nahezu identischen Detektorsystem nachgewiesen (siehe Abbildung 3.3). In der Fokalebene der Spektrometer bzw. parallel dazu befinden sich zwei Doppelpakete vertikaler Driftkammern zur Spurrekonstruktion. Gefolgt werden sie von zwei Lagen Szintillationszählern und einem Gas-Čerenkovdetektor zur Zeitmessung und Teilchenidentifikation. Für Polarisationsexperimente kann in Spektrometer A der Čerenkovdetektor durch ein Fokalebene-Polarimeter zur Bestimmung der Polarisation auslaufender Protonen ersetzt werden.

Die vertikalen Driftkammern

Die vertikalen Driftkammern (VDC = vertical drift chamber) erlauben die Messung des Durchstoßpunktes und der Flugrichtung der Teilchen in der Fokalebene des Spektrometers. Die Fokalebene ist um etwa 45° gegen die Horizontale geneigt und wird von den Teilchen unter einem Winkel zwischen 33° und 54° passiert.

Die Ortsbestimmung erfolgt mit Hilfe von zwei zu einem Paket zusammengefaßten VDC-Ebenen, deren Drähte um einen Winkel von ca. 40° gegeneinander gedreht sind. Um nicht nur den Ort des Durchtritts durch die Fokalebene exakt bestimmen zu können, sondern auch den Durchtrittswinkel, werden zwei parallele Pakete verwendet, die einen Abstand von 20 cm haben. In Verbindung mit den Abbildungseigenschaften des Magnetsystems lassen sich so der Ort des Vertex und der Impuls des Teilchens rekonstruieren. Für die in Tabelle 3.1 genannten Auflösungen sind Ortsauflösungen der vertikalen

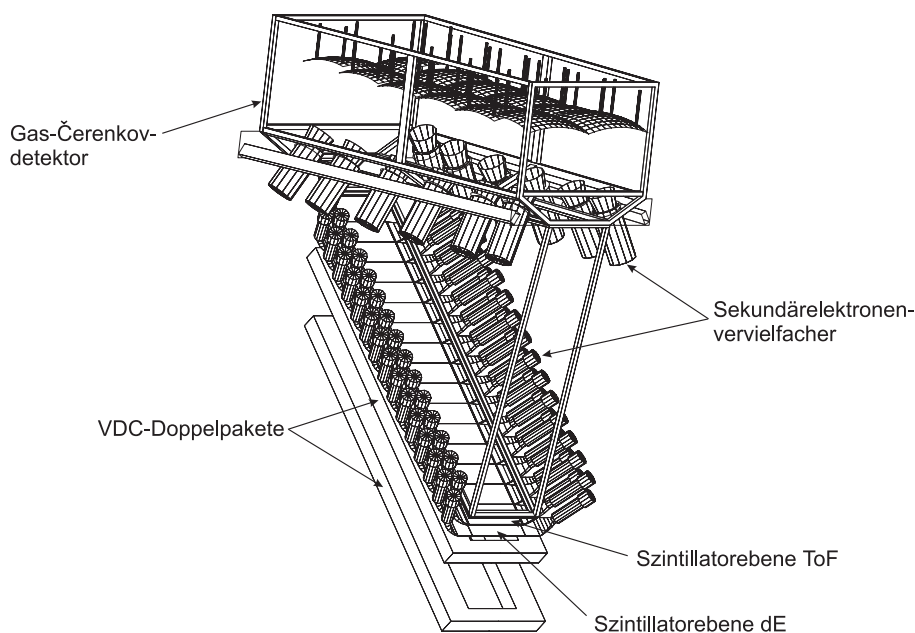


Abb. 3.3: Das Detektorsystem von Spektrometer A

Driftkammern in dispersiver Richtung von $\leq 200 \mu\text{m}$ und in nicht-dispersiver Richtung von $\leq 400 \mu\text{m}$ nötig. In den Experimenten zu dieser Arbeit wurde diese Spektrometer-Auflösung allerdings aufgrund der Aufstreuung der Teilchenbahnen in der Luft vor und zwischen den beiden VDC-Doppelpaketen beim Nachweis der niederenergetischen Deuteronen nicht erreicht (siehe dazu auch Abschnitte 5.1 und 5.3.3).

Für weitere Details zum Aufbau der VDC-Pakete siehe [Dist90] oder [Kahr93]. Für genauere Betrachtungen zur Akzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeit wird auf [Frie95] verwiesen.

Die Szintillationszähler

Die Plastiksintillationszähler dienen sowohl zur Abtrennung von Untergrundereignissen aus der Höhenstrahlung und konkurrierender physikalischer Prozesse im Target mit Hilfe der Messung des Durchtrittszeitpunktes als auch der Teilchenidentifikation.

Die in Teilchenflugrichtung erste Szintillatorebene (dE-Ebene) ist 3 mm dick und wird im Normalfall dazu verwendet, minimal-ionisierende Teilchen (Elektronen, Pionen) über den spezifischen Energieverlust im Szintillatormaterial von Protonen oder Deuteronen zu trennen. Die zweite Ebene (ToF-Ebene, ToF = time of flight) ist 10 mm dick und besteht aus einem Szintillatormaterial mit einem schnelleren zeitlichen Ansprechverhalten. Über die Bestimmung des Durchtrittszeitpunktes läßt sich in Koinzidenzexperimenten die zeitliche Korrelation zweier Teilchen in verschiedenen Spektrometern, die sogenannten Koinzidenzzeit, rekonstruieren. Über sie ist die Identifikation des untersuchten Prozesses möglich. Um die Zählratenbelastbarkeit zu erhöhen, sind beide Ebenen in 15 bzw. 14 (Spektrometer B) Abschnitte segmentiert und werden bis auf die dE-Ebene in Spektrometer B beidseitig mit Sekundärelektronenvervielfachern ausgelesen.

Im Fall der in dieser Arbeit behandelten Schwellenproduktion von Pionen sind die nachzuweisenden Deuteronen zu niederenergetisch, um die ToF-Ebene zu erreichen, sie bleiben bereits in der dE-Ebene stecken. Aus diesem Grund wurde der Durchtrittszeitpunkt für die Deuteronen, die mit Hilfe von Spektrometer A nachgewiesen wurden, durch die erste Szintillatorebene bestimmt. Dies verschlechtert prinzipiell die erreichbare Koinzidenzzeitauflösung (siehe Abschnitt 5.1).

Weitere Details über Aufbau und Funktion der Szintillationszähler sind in [Rich94] nachzulesen.

Der Gas-Čerenkovdetektor

Da im Energiebereich der Drei-Spektrometer-Anlage sowohl Elektronen/Positronen als auch Pionen minimal-ionisierend sind, können sie mit Hilfe der Szintillationszähler nicht unterschieden werden. Dies ermöglicht erst der mit 4 m^3 $^{114}\text{Freon}$ gefüllte Gas-Čerenkovdetektor. Aufgrund des Brechungsindex des Gases von $n = 1.0011$ liegt die Schwelle für die Erzeugung von Čerenkovlicht für Elektronen/Positronen bei $9 \text{ MeV}/c$, für Pionen bei $2.5 \text{ GeV}/c$. Somit wird nur von den Elektronen und Positronen Licht erzeugt, das über ein System von 12 bzw. 5 (Spektrometer B) Spiegeln und Lichtsammeltrichtern auf großflächige Sekundärelektronenvervielfacher gelenkt wird. Die Effizienz der Elektronenidentifikation liegt nach [Rich94] bei 98.5% (Spektrometer A). Eine ausführliche Darstellung findet sich auch in [Lies00].

3.2.3 Die elektronische Signalverarbeitung

Das gesamte Datenerfassungssystem (siehe Abbildung 3.4) beruht auf dem Konzept eines unabhängigen Betriebs der einzelnen Spektrometer oder zusätzlicher Detektorsysteme, z.B. eines Neutronendetektors. Erst in einem späteren Verarbeitungsschritt werden die von den einzelnen Detektoren gelieferten Daten zusammengeführt. Dabei werden folgende Prinzipien verfolgt:

- die einzelnen Ereignisse werden auf jedem Spektrometer oder jedem anderen Detektorsystem getrennt bearbeitet,
- die daraus resultierenden Triggerinformationen werden in einer zentralen Koinzidenzlogik zusammengeführt,
- korrelierte Ereignisse werden erkannt und entsprechend gekennzeichnet,
- die Auslese der Daten erfolgt mit unabhängigen Rechnern („Frontend“-Rechner) auf dem jeweiligen Spektrometer.

Die Datenströme der einzelnen „Frontend“-Rechner werden an einen zentralen Rechner, den sogenannten „Host“-Rechner, geschickt, der für die weitere Verarbeitung und Archivierung der Daten verantwortlich ist. Dazu werden die verschiedenen Datenströme im sogenannten „Eventbuilder“ zusammengefaßt. Der „Eventbuilder“ setzt sich sowohl aus einer Hardware-Komponente, die für die Kennzeichnung der einzelnen Spektrometerereignisse zuständig ist, als auch aus einer Software-Komponente, die die Einzelereignisse zu einem Gesamtergebnis kombiniert, zusammen.

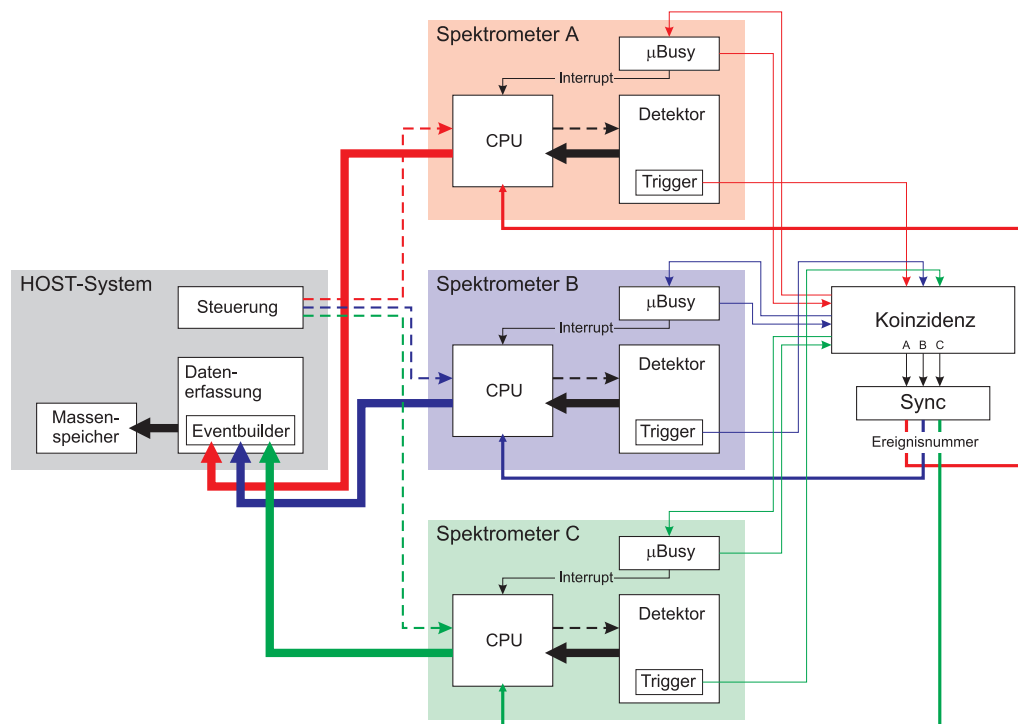


Abb. 3.4: Das Datenerfassungssystem der Drei-Spektrometer-Anlage. Dargestellt sind die verschiedenen Informationsströme (Daten: dick gezeichnete Linien; Steuerung: gestrichelte Linien; logische Signale: dünn gezeichnete Linien) zwischen dem „Host“-System und den Spektrometern, der Koinzidenzentscheidung, Computerverriegelung (μ Busy) und der Ereignissynchronisation (Sync) (aus [Kahr00]).

Trigger- und Koinzidenzelektronik

Genau wie das Detektorsystem ist auch die Triggerelektronik auf allen drei Spektrometern nahezu gleich aufgebaut. Die analogen Signale der Sekundärelektronenvervielfacher der beiden Szintillator-Ebenen und des Gas-Čerenkovdetektors werden auf „Leading-Edge“-Diskriminatoren gegeben. Um das Detektorrauschen noch weiter zu unterdrücken, wird für jedes Szintillatorsegment eine „UND“-Bedingung zwischen rechter und linker Auslese gefordert. Mit Hilfe der Logikeinheit (PLU = **programable logic unit**) kann die Koinzidenzbedingung je nach Experiment verändert werden. Im Normalfall wird zur Untergrundunterdrückung eine Koinzidenz zwischen beiden Szintillatorebenen gefordert. Im Falle des in dieser Arbeit untersuchten Experimentes mußte diese Bedingung aber wie bereits erwähnt für Spektrometer A entfallen.

In der zentralen PLU laufen die Informationen der einzelnen lokalen PLUs zusammen. Dabei wird auch der Status (μ Busy: bereit/blockiert) der entsprechenden „Frontend“-Rechner angelegt. Anhand der vorliegenden Daten und der Programmierung wird der Ereignistyp (Einarmereignis, Koinzidenz AB usw.) definiert. Daraufhin erfolgt die Rückmeldung an die beteiligten Spektrometer, durch die der VDC-Stopp, der Auslesebefehl für den „Frontend“-Rechner („interrupt“) und die Verriegelung der Detektorelektronik ausgelöst werden.

wird ([Weis00]). Die Bedienung erfolgt über eine graphische Benutzeroberfläche (GUI = graphical user interface), die bei ECS auf Motif-Bibliotheken aufbaut ist und im Falle von Mezzo als Java-Applet realisiert werden wird. Die Datenauslese, -verarbeitung und Archivierung übernimmt MECDAS, das Mainz experiment control and data acquisition system (siehe dazu [Kryg96]). Mit dem Softwarepaket Cola++ (= Cindy online analysis) steht ein leistungsfähiges Werkzeug sowohl zur online-Analyse als auch zur vollständigen offline-Analyse der Daten zur Verfügung.

Zur schnellen Datenverarbeitung ist jedes der Spektrometer mit einem eigenen VME-bus-System ausgestattet, das jeweils aus zwei Prozessorsteckkarten, CAMAC- und Fast-bus-Interfacekarten sowie Eingabe/Ausgabe-Modulen für analoge und digitale Signale besteht. Einer der beiden Prozessoren wird ausschließlich zur Datenauslese und deren Verpackung benutzt. Um schnelle Reaktionszeiten zu erreichen, wird dieser Rechner als „Slave“-CPU ohne Betriebssystem betrieben. Die zweite CPU („Master“) liest die Meßdaten aus dem lokalen Speicher des „Slave“-Prozessors und schickt sie über Ethernet an den „Eventbuilder“-Prozeß auf der für die Datenverarbeitung zuständigen Workstation. Die „Master“-CPU übernimmt auch alle zeitunkritischen Aufgaben wie die Steuerung und Überwachung der angeschlossenen Geräte und wird mit einer institutseigenen Portierung eines BSD-Unix [Jahr94] betrieben.

Die weitere Verarbeitung und die Archivierung der Daten erfolgen komplett auf einer separaten Workstation. Auf ihr läuft der „Eventbuilder“-Prozeß, der die Daten der einzelnen Spektrometer anhand der Kennzeichnung zu einem Gesamt ereignis kombiniert und auf Festplatte speichert. Die Daten stehen daraufhin über Netzwerk auch anderen Rechnersystemen zur Verfügung und können von diesen zur online-Analyse oder zur weiteren Archivierung auf Band oder CD-ROM abgerufen werden.

3.3 Das Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Target-System

Um die Meßzeiten, speziell bei kleinen zu messenden Wirkungsquerschnitten, möglichst kurz zu halten, wird eine hohe Luminosität angestrebt. Dies läßt sich neben der Verwendung hoher Strahlströme bei Experimenten an Wasserstoff bzw. Deuterium durch eine Verflüssigung des Targetmaterials, also eine Dichteerhöhung, erreichen. Der Siedepunkt von Wasserstoff liegt bei Atmosphärendruck bei 25.38 K, der von Deuterium bei 23.65 K. Die Wärmezufuhr durch den Elektronenstrahl muß durch ständige Kühlung kompensiert werden. Die lokale Überhitzung der Targetflüssigkeit wird durch gezieltes Aufweiten des Elektronenstrahls mit Hilfe eines sogenannten „schnellen Elektronenstrahlwedlers“ auf in der Regel ca. 16 mm² weitestgehend verhindert (siehe dazu [Wilh93]). Das Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Target¹ der A1-Kollaboration erlaubt stabile Messungen bei einer Luminosität von bis zu $5 \cdot 10^{37}$ Hz/cm². Das gesamte System besteht aus zwei getrennten Materialkreisläufen, die nur über einen Wärmetauscher miteinander verbunden sind. Dies ermöglicht es, den Kühlkreislauf mit flüssigem Wasserstoff zu befüllen, den Targetkreislauf jedoch je nach experimentellen Anforderungen mit Wasserstoff oder Deuterium. Der Wärmeübertrag zwischen beiden Kreisläufen wird durch unterschiedliche Dampfdrücke ermöglicht.

¹ Im folgenden zur Abkürzung Wasserstoff-Target bzw. Kryo-Target genannt.

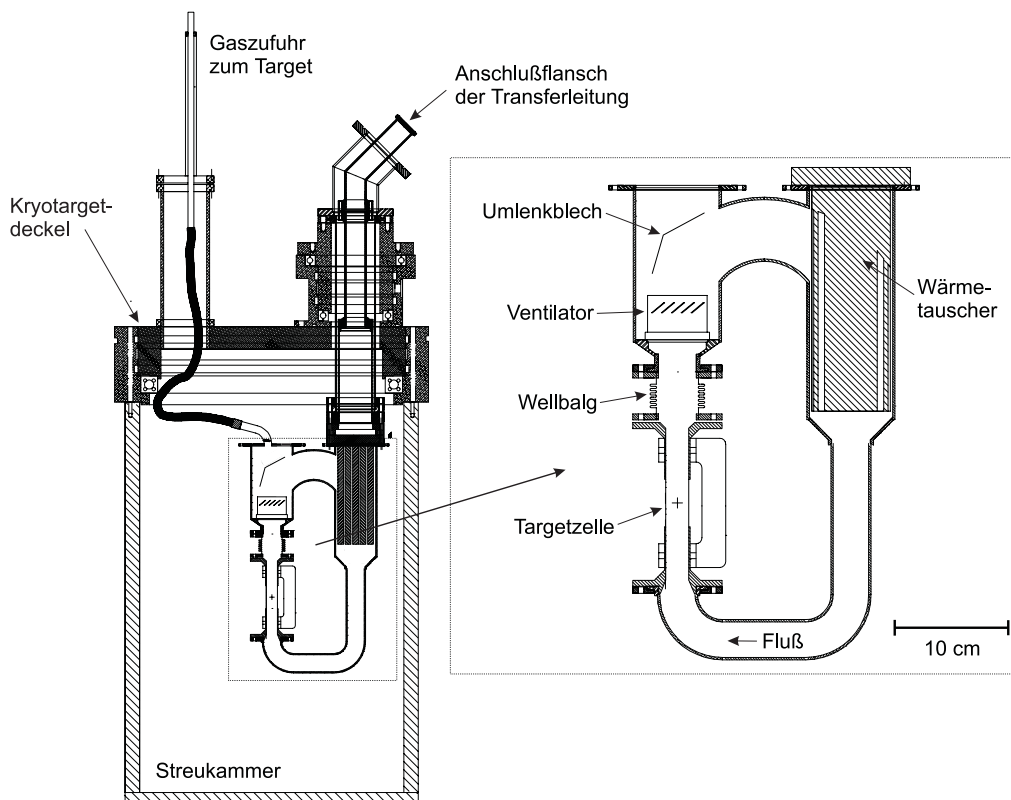


Abb. 3.6: Der Targetkreislauf des Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Targets. Abgebildet sind die Streukammer, der Kryotargetdeckel sowie die „Baselloop“ (nach [Schi94]).

3.3.1 Der Targetkreislauf

Neben den Rohrleitungen für die Gaszufuhr und dem Gas-Mischpult zur Befüllung besteht der Targetkreislauf im wesentlichen aus der sogenannten „Baselloop“², einer Edelstahlrohrkonstruktion, in der die Targetflüssigkeit zirkuliert (siehe Abbildung 3.6). Oberhalb der Targetzelle, dem Wechselwirkungsbereich zwischen Stahlelektronen und Targetmaterial, befindet sich ein Ventilator, der für eine ausreichende Fließgeschwindigkeit und damit einen ausreichenden Materialaustausch sorgt. Mit einer (geschätzten) Fließgeschwindigkeit von 1.5 m/s ist die Strömung turbulent, d.h. es kommt zu Verwirbelungen. Diese sorgen bereits im Wechselwirkungsbereich für eine Verteilung der vom Elektronenstrahl eingebrachten Wärme auf eine größere Materialmenge. Die Flüssigkeit strömt danach, geleitet durch ein Umlenblech, an den 19 dünnen Edelstahlröhrchen des Wärmetauschers vorbei. Hier kann die überschüssige Wärme an den Kühlkreislauf abgegeben werden. Unterhalb des Wärmetauschers wird die Temperatur der Flüssigkeit gemessen, ebenso oberhalb der Targetzelle. Zusammen mit der Messung des Dampfdruckes im Targetkreislauf ist so eine ständige Überwachung der Targetdichte möglich. Ein Temperaturregler sorgt mit Hilfe einer an der „Baselloop“ befestigten Heizung für eine konstante Targettemperatur im Bereich von 22.5 - 23.0 K. Für die verwendeten Ausgangsdrücke des Targetgases entspricht dies einer Unterkühlung von 1 bis 2 K. Unterkühlen bedeutet hierbei, daß die Temperatur der Flüssigkeit unterhalb der normalen Dampfdruckkurve liegt. Dieser Zustand erlaubt leichte Temperaturschwankungen, oh-

² Benannt nach dem Ort ihrer Entwicklung, der Universität Basel.

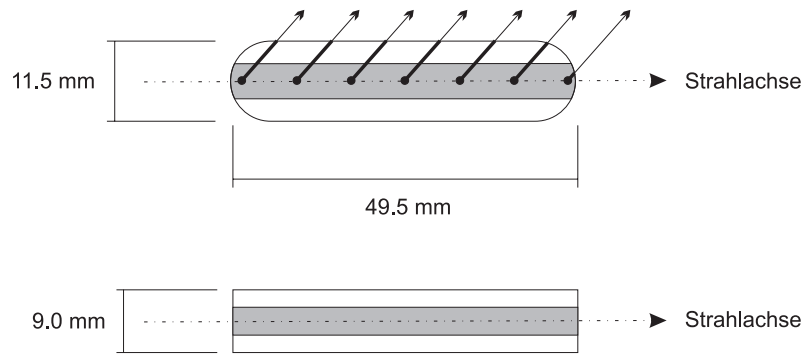


Abb. 3.7: Geometrische Form der Targetzelle. Das obere Bild zeigt einen horizontalen Schnitt, das untere Bild eine Seitenansicht. Unterlegt dargestellt ist der Wechselwirkungsbereich zwischen Targetmaterial und Elektronenstrahl. Die dick gezeichneten Enden der Pfeile symbolisieren die Weglänge der auslaufenden Teilchen.

ne daß es dabei zu einer Verdampfung und somit Dichteänderung kommt. Die mögliche Höhe des Strahlstroms ist durch die maximale Kühlleistung am Wärmetauscher von ca. 55 W (geschätzt) limitiert. Für Wasserstoff beträgt der Wärmeeintrag des Elektronenstrahls in die 4,95 cm lange Targetzelle im Energiebereich von MAMI B $1,4 \text{ W}/\mu\text{A}$, für Deuterium $1,6 \text{ W}/\mu\text{A}$. Weitere Details zur Konstruktion des Wärmetauschers und der gesamten „Baselloop“ sind in [Schi94] nachzulesen, für Überlegungen zur Wärmeverteilung im Target wird auf [Wilh93] verwiesen.

Um die Targetzelle im Vakuum der Streukammer bewegen zu können, ist die „Baselloop“ an einer massiven Deckelkonstruktion befestigt. Das Target läßt sich so aus dem Streuzentrum herausschwenken, um Platz für eine Targetleiter mit mehreren Feststofftargets zu schaffen. Auf dieser Leiter befinden sich in der Regel ein Berylliumoxid- oder Zinksulfidschirm zur Strahlpositionskontrolle, ein Kohlenstoff- oder Plastik-(CH)-target für Eichmessungen sowie eine Leerzelle zur Bestimmung der Untergrundrate durch die Metallfolienwände der Targetzelle.

Eine Anleitung zur Bedienung und wichtige Hinweis zum Betrieb des Kryo-Targets finden sich in [Ewal00].

3.3.2 Die Targetzelle

Die geometrische Form (siehe Abbildung 3.7) der im Rahmen von [Ewal96] entwickelten Targetzelle ist ein gelungener Kompromiß zwischen hoher Luminosität einerseits und geringer Breite senkrecht zur Strahlachse andererseits. Diese geringe Breite ermöglicht auch Hadronen mit kleiner kinetischer Energie, das Target zu verlassen und ein Signal in den Spektrometerdetektoren auszulösen.

Der horizontale Querschnitt der Targetzelle entspricht einem Rechteck mit einer Seitenlänge von 38,0 mm in Strahlrichtung und einer Breite von 11,5 mm senkrecht zur Strahlachse, an dessen schmalen Enden Halbkreise mit einem Radius von 5,75 mm an-

liegen.³ Die Zellenwände bestehen aus einer 10.2 μm dünnen Havar-Folie.⁴

Die Vorteile der Bauweise sind:

- aufgrund der geringen Breite senkrecht zur Strahlachse sind sowohl der mittlere Energieverlust als auch die Verbreiterung der Energieverlust- und Winkelverteilung minimiert,
- für alle Vertices, deren korrespondierende Teilchenbahnen die Zellwände im langen, geraden Bereich treffen, kann der systematische Fehler der longitudinalen Ortsauflösung vollständig vernachlässigt werden.

Weitere Details, speziell zum Vergleich zweier Zellgeometrien, sowie die Konstruktionszeichnungen der Zelle sind in [Ewal96] zu finden.

3.3.3 Der Kühlkreislauf

Die Kühlung des Targetsystems erfolgt durch eine 11 kW-Philips-Kältemaschine, die nach Herstellerangaben bei 21 K eine Kühlleistung von 100 W liefert (siehe [Phil68]). Das Funktionsprinzip basiert auf dem Stirling-Kreisprozeß, als Arbeitsgas wird Helium verwendet. In einem zweistufigen Kühlkopf wird der zu verflüssigende Wasserstoff in der ersten Stufe auf 70 K vorgekühlt, bevor er in der zweiten Stufe auf bis zu 18 K heruntergekühlt und dabei verflüssigt wird. Der flüssige Wasserstoff rinnt durch eine mit einem Schutzvakuum gegen Wärmeeintrag umgebene Transferleitung zum Wärmetauscher. Der durch den Wärmeübertrag des Targetkreislaufs verdampfte Wasserstoff steigt über die Transferleitung wieder zur Kältemaschine auf und wird erneut verflüssigt. Während des Experimentierbetriebes befinden sich etwa 1.5 l flüssiger Wasserstoff im Kreislauf. Ein Teil der Kühlleistung der Philips-Maschine geht trotz Vakuumschild durch Wärmeeintrag am Transferschlauch verloren, so daß für die Kühlung des Targetkreislaufs eine effektive Kühlleistung von 55 W (geschätzt) zur Verfügung steht. Die Verluste betragen 3 W/m Transferschlauchlänge und 5 W pro Anschlußstelle (sogenannte Schelle), die sich durch Superisolation mit Mylar-Folie erreichen lassen.

Um die Temperaturregelung des Targets, insbesondere bei kleinen Strahlströmen, zu entlasten, ist am Kühlkopf eine zusätzliche Heizung angebracht. Diese wird über den Dampfdruck im Kühlkreislauf geregelt. Während der Vorbereitung der vorliegenden Arbeit wurde diese Regelung umgebaut und erfolgt nun stufenlos in einem beliebig einstellbaren Heizleistungsbereich. Die Regelung sorgt für eine zusätzliche Stabilität der Targettemperatur, da nicht benötigte Heizleistung bereits am Ort ihrer Entstehung kontrolliert neutralisiert wird. Die Details der Schaltung finden sich in der Dokumentation zum Kryo-Target-Aufbau. In [Ewal00] sind des weiteren eine detaillierte Anleitung zum Betrieb sowie Hilfestellungen zur Fehlerdiagnose des gesamten Kryo-Target-Systems zu finden.

³ Die Diskrepanz zwischen diesen Angaben und [Ewal96] ergibt sich aus einer unterschiedlichen Interpretation der Konstruktionspläne beim Entwurf der Pläne und der Fertigung der Zelle. Die Angaben in dieser Arbeit entsprechen im Gegensatz zu [Ewal96] den tatsächlichen Maßen der Targetzelle.

⁴ Zusammensetzung der Havar-Legierung: 42.8% Cobalt, 20.0% Chrom, 17.6% Eisen, 13.0% Nickel, 2.8% Wolfram, 2.0% Molybdaen, 1.6% Mangan und 0.2% Kohlenstoff; Dichte: 8.3 g/cm³

3.3.4 Installation des Gesamtsystems

Bis Februar 1998 wurden die Kühlmaschine, die Vakuumpumpen des Schutzvakuums sowie das Gasmischpult zur Befüllung der Gaskreisläufe auf einer Stahlurmkonstruktion aufgebaut (siehe Abbildung 3.8). Da sich dieser sogenannte Kryo-Turm teilweise innerhalb des Spektrometerfahrkrans befand, mußte er jeweils nach Ende des Experimentes wieder abgebaut werden. Die durch diese aufwendigen Auf- und Abbauarbeiten entstehenden langen Experimentvorlaufzeiten waren zusammen mit der Einschränkung der Winkelbereiche von Spektrometer A und C ein nicht länger zu akzeptierendes Hindernis. Besonders zeitaufwendig war der Wechsel auf das zweite Tieftemperaturtarget der A1-Kollaboration, das Helium-Tieftemperatur-Hochdruck-Gastarget⁵. Bei dessen Verwendung mußte eine zum Kryo-Turm inkompatible Turmkonstruktion an gleicher Stelle aufgebaut werden.

Aus den Nachteilen der alten Aufbaukonzepte wurden folgende Anforderungen an ein neuzuentwickelndes Alternativkonzept gestellt:

- Reduzierung der mehrwöchigen Umbauzeiten durch permanente Installation der Kältemaschine(n) in der Spektrometerhalle,
- Vereinheitlichung der Kühlkreisläufe von Wasserstoff- und Helium-Target-System,
- Vergrößerung der erreichbaren maximalen Rückwärtswinkel von Spektrometer A und C bei Betrieb eines Tieftemperatur-Targets.

Als permanenter Standort für die Philips-Maschinen kam einzig die Zwischenebene in Höhe des Stockwerkes E-1, auf der sich bereits die drei jeweils 2 m³ Gas fassenden Puffergefäße befanden, in Betracht. Daraus ergab sich allerdings ein weiteres Problem: aufgrund der Verdoppelung der Länge der Transferleitung von bisher 6 m auf nun 12 m würde der Wärmeeintrag so weit erhöht werden, daß der Experimentierbetrieb nur mit kleinen Strahlströmen möglich gewesen wäre. Es wurde daher nötig, die Wärmeisolation der Transferleitung zu verbessern. Die Vereinheitlichung der Kühlkreisläufe der beiden Tieftemperaturtargets ließ sich mit Hilfe eines Adapterstückes, das den Übergang zwischen den beiden unterschiedlichen Anschlußstutzen der Targetdeckel zur Transferleitung ermöglicht, problemlos verwirklichen.

Der verbesserte Wärmeschild

Der Wärmeeintrag durch Wärmestrahlung in den inneren Zylinder eines vakuumgefüllten Doppelzylinders – eine näherungsweise Beschreibung des Aufbaus der bisherigen Transferleitung – berechnet sich nach

$$\dot{Q} = \frac{c_s \cdot A_1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \cdot \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1\right)} \cdot \left\{ \left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 \right\}. \quad (3.1)$$

Dabei ist $c_s = 5.775 \cdot 10^{-4} \frac{W}{cm^2 T^4}$, und T_i sind die Temperaturen, A_i die Oberflächen und ϵ_i die Materialkonstanten der beiden Zylinder; $i = 1$ steht für den inneren, $i = 2$ für den äußeren. Deutlich wird die $\Delta(T^4)$ -Abhängigkeit der eingestrahelten Wärmeleistung. Eine

⁵ Im folgenden zur Abkürzung und zur Unterscheidung vom Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Target kurz Helium-Target genannt.

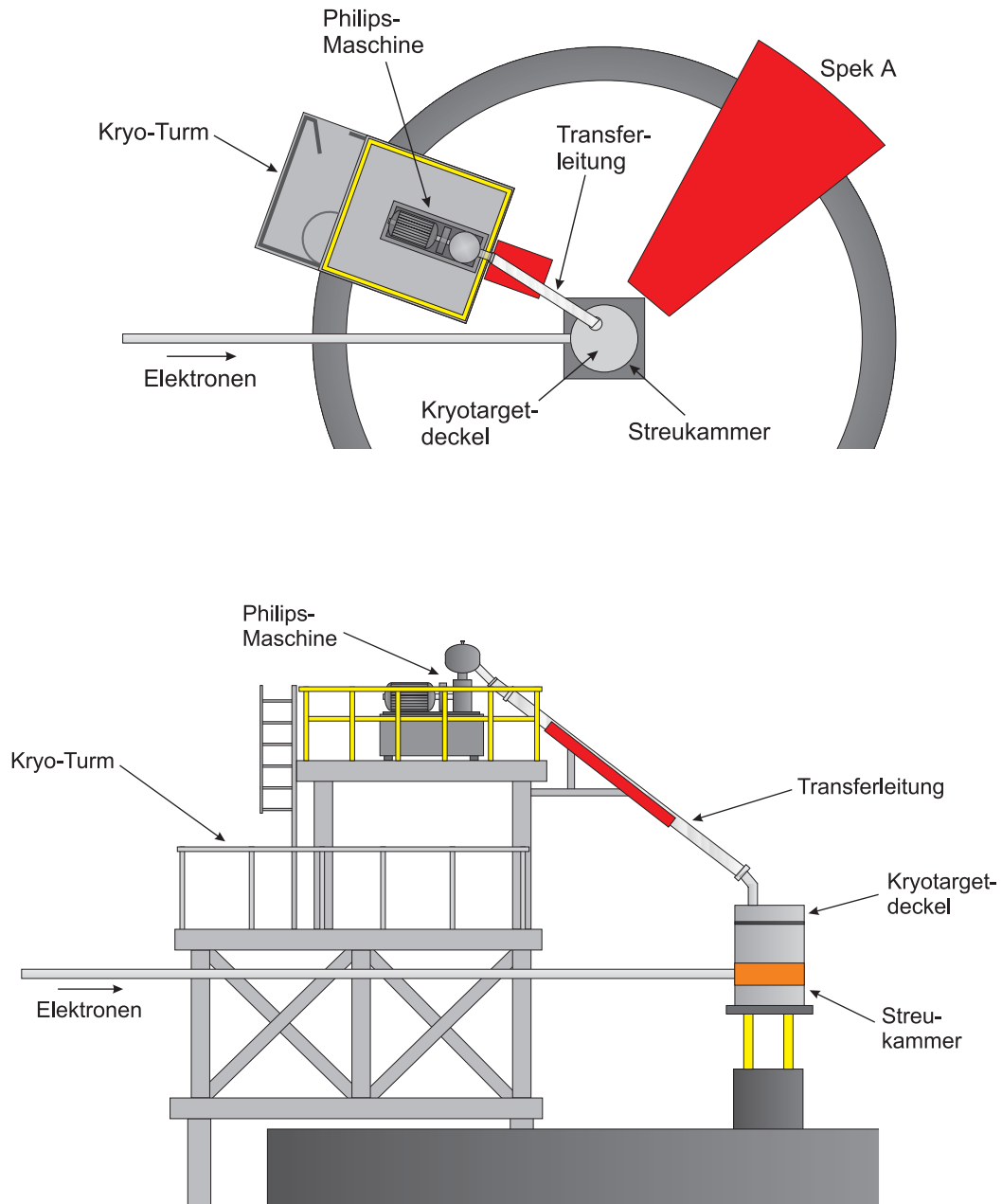


Abb. 3.8: Skizze des Kryo-Turm-Aufbaus. Das obere Bild zeigt die Draufsicht, das untere Bild die Seitenansicht.

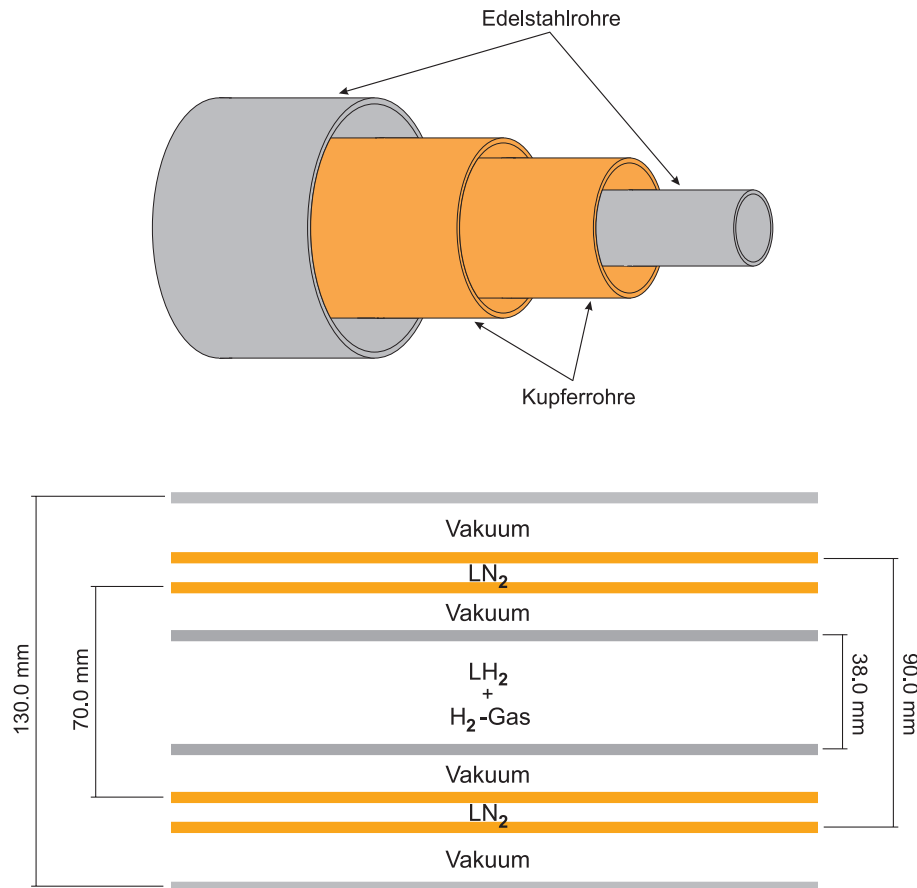


Abb. 3.9: Schnitte durch die stickstoffgekühlte Transferleitung. Das obere Bild zeigt einen Quer-, das untere Bild einen Längsschnitt.

sehr effektive Abschirmung ergibt sich somit durch die Verwendung eines zusätzlichen stickstoffgekühlten Zwischenrohres. Dies reduziert die Temperaturdifferenz zwischen wasserstoffgefülltem Innenrohr und dem nächstäußeren von $\Delta T = 275 \text{ K}$ auf $\Delta T = 55 \text{ K}$ und den Wärmeeintrag von 2.8 W/m auf 0.01 W/m . Der Wärmeeintrag in den Stickstoff beträgt 4.6 W/m und die Verdampfungsrate $0.1 \text{ l/(m} \cdot \text{h)}$. Der verdampfte Stickstoff muß ständig ersetzt werden, denn mit steigender Temperatur des vorgekühlten Schutzschildes erhöht sich der Wärmeeintrag in den Wasserstoff.

Der Schnitt durch ein solches Paket mehrerer ineinander geschachtelter Rohre ist in Abbildung 3.9 darzeigt.

Der Prototyp der neuen Transferleitung

Nachdem nun durch den verbesserten Wärmeschild die Distanz zum Target ohne zusätzliche Kühlleistungsverluste überwunden werden kann, wurde der in Abbildung 3.10 dargestellte Aufbau mit dem Prototyp der neuen Transferleitung errichtet. Der Transferleitungsprototyp ist dabei zweigeteilt. Der vom Target aus gesehen erste Teil besteht aus dem flexiblen Transferschlauch des alten Aufbaus, besitzt also keine zusätzliche Stickstoffkühlung. Die Flexibilität des Stahlgewebeschlauhes gewährleistet die freie Verfahrbarkeit des Targets. Die Wiederverwendung hat die Entwicklungskosten stark reduziert

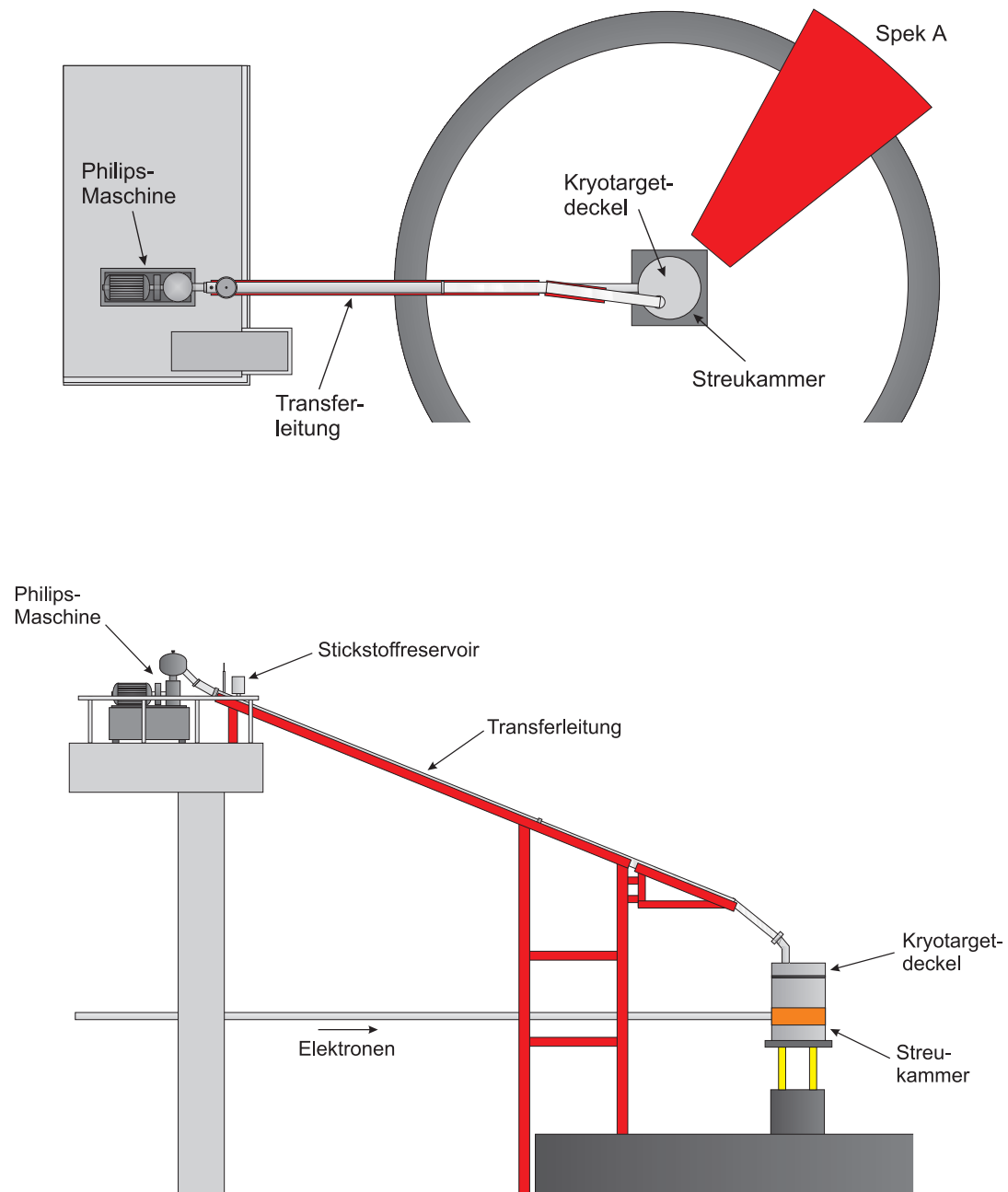


Abb. 3.10: Skizze des aktuellen Kryo-Target-Aufbaus mit dem Prototyp der stickstoffgekühlten Transferleitung. Das obere Bild zeigt die Draufsicht, das untere Bild die Seitenansicht.

	Kryo-Turm	Transferleitungs- Prototyp	optimierte Transferleitung
Länge der Transferleitung			
- gesamt	6 m	12 m	12 m
- flexibel, ungekühlt	6 m	6 m	4.5 m
- starr, LN ₂ -gekühlt	-	6 m	7.5 m
Wasserstoff-Target			
- Anzahl Schellen	5	6	6
- Wärmeeintrag	43 W	48 W	43.5 W
Helium-Target			
- Anzahl Schellen	5	7	6
- Wärmeeintrag	38.5 W*	53 W	43.5 W
maximale Winkel			
- Spektrometer A	≈ 120°	≈ 150.0°	> 150°
- Spektrometer C	139.5°	145.0°	≈ 152°

Tab. 3.2: Gegenüberstellung der Eigenschaften der unterschiedlichen Transferleitungssysteme.
* aufgrund einer anderen Kältemaschine bei einer Kühlleistung von nur ca. 80 W anstelle der jetzt zur Verfügung stehenden 100 W.

und war aus Sicht der verfügbaren Kühlleistung ein vertretbarer finanzieller Kompromiß. Der zweite Teil der Transferleitung wurde als starre Rohrkonstruktion mit Stickstoffkühlung verwirklicht. Eine Gegenüberstellung der wichtigsten Eigenschaften der beiden Konzepte findet sich der 1. und 2. Spalte von Tabelle 3.2.

Die Aufrechterhaltung der Vorkühlung des Zwischenrohres erfolgt zur Zeit noch von Hand. Am oberen Ende der Transferleitung befindet sich ein 15 l fassendes Stickstoffservoir, das die Kühlung nach vollständiger Befüllung für 20 bis 24 Stunden gewährleistet. Geplant ist, die Stickstoffniveauekontrolle zu automatisieren. Ein Pegelwächter wird über eine Hebeautomatik ständig Stickstoff aus einem 200 l-Vorratsbehälter nachfüllen. Dadurch entfallen die zur Zeit nötigen Hallengänge, und die Experimentierzeit kann besser ausgenutzt werden.

Durch den Prototyp konnten somit alle Anforderungen an den neuen Transferleistungsaufbau erfüllt werden. Vor allem die Umbauzeiten wurden stark reduziert.

Weiterentwicklung des Prototyps

Nach diesen überaus positiven Erfahrungen wurde inzwischen eine weiter optimierte Konstruktion entworfen, die sich bei Drucklegung dieser Arbeit bereits in der Fertigung befindet. Neben einer weiteren Verringerung des Wärmeeintrages durch die Verlängerung des stickstoffgekühlten Zwischenrohres hat der neue Aufbau hauptsächlich das Ziel, den Spektrometern A und C noch größere Rückwärtswinkel auch bei Verwendung der Tieftemperaturtargets zugänglich zu machen. Dazu wird die Philips-Maschine, wie in Abbildung 3.11 gezeigt, verfahrbar auf Schienen gelagert. Man kann sie bei Bedarf, auch in kaltem Zustand, radial verschieben, um so den Fahrbereich der Spektrometer zu erhöhen. Eine Kollision von Spektrometer A mit dem Kühlsystemaufbau ist zwischen

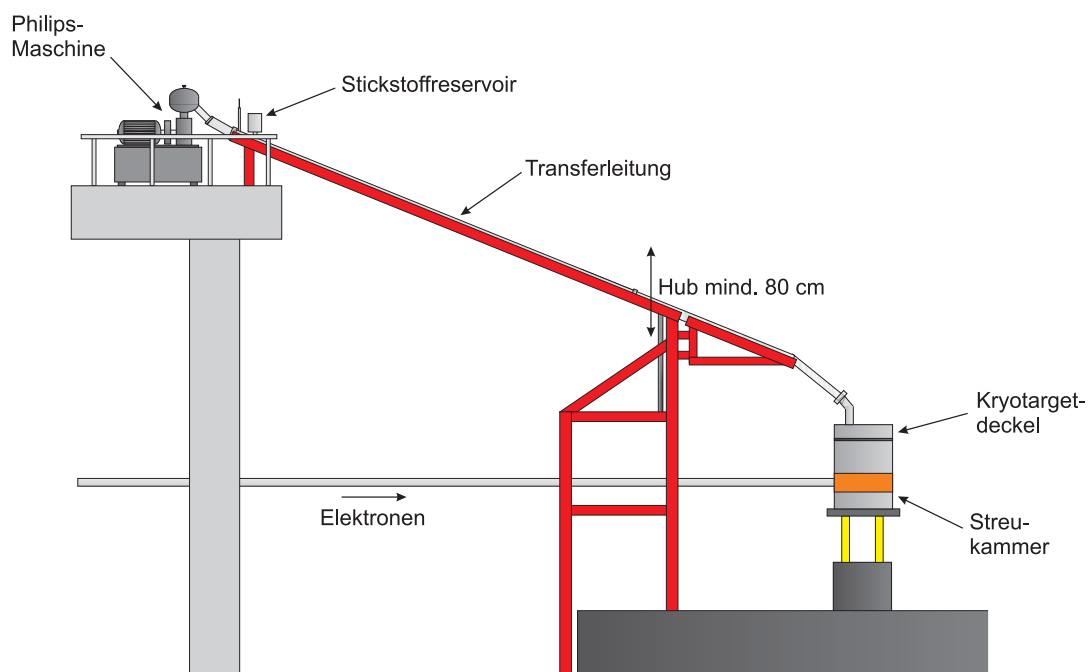
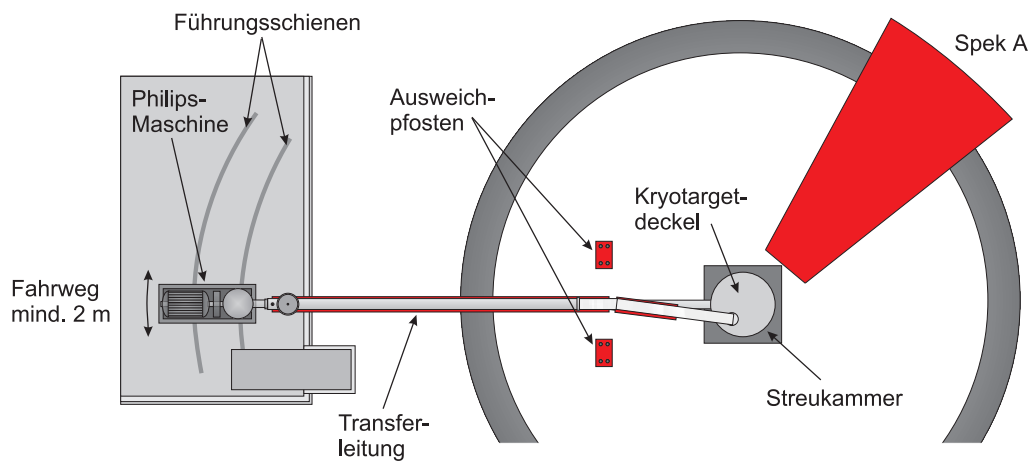


Abb. 3.11: Skizze des neuesten, weiter optimierten Entwurfs des Transferleitungsaufbaus. Das obere Bild zeigt die Draufsicht, das untere Bild die Seitenansicht.

der nicht abzumontierenden Arbeitsbühne und der Philips-Maschine selbst möglich, bei Spektrometer C kollidiert eine der unteren Querstreben der Arbeitsbühne mit dem starren Teil der Transferleitung in etwa 4 m Entfernung zur Kältemaschine. Um die Behinderung der Spektrometer noch weiter zu verringern, kann der Drehpunkt der Philips-Maschine, der sich im Normalfall auf der Strahlachse 3 m vor dem Streuzentrum befindet, seitlich in beide Richtungen senkrecht zur Strahlachse um 1.5 m versetzt werden.

Die unterschiedliche Höhe der beiden Tieftemperaturtargets von 80 cm, die bei Verwendung des aktuellen Transferleitungsaufbaus mit Hilfe des Hallenkrans ausgeglichen wird, kann in Zukunft über eine Winkeländerung des Transferleitungsgefälles kompensiert werden. Dazu ist die Transferleitung im vorderen Auflagepunkt bis zu 1.0 m höhenverstellbar gelagert.

Nach Abschätzungen ergeben sich so die in der 3. Spalte der Tabelle 3.2 dargestellten Eigenschaften des neuen Gesamtaufbaus, die in Bezug auf Wärmeeintrag und zugänglichen Spektrometerwinkelbereich eine nochmalige Verbesserung der Situation darstellen.

Kapitel 4

Experimentelle Methoden

Im folgenden werde ich kurz auf die experimentelle Methodik eingehen, die in dieser Arbeit angewandt wurde, um die Reaktion $d(e, e'd)\pi^0$ an der Pionproduktionsschwelle zu untersuchen. Dazu werden zu Beginn des Kapitels zwei mögliche Nachweisverfahren vorgestellt, von denen das zweite angewandt wurde. Anschließend werden die ausgewählten Reaktionskinematiken präsentiert und die Herausforderung erläutert, die die Durchführung dieses Experimentes für den apparativen Aufbau der Drei-Spektrometer-Anlage darstellt.

4.1 Experimentelles Nachweisverfahren

Kinematisch lassen sich Reaktionen des Typs $A(e, e'B)C$ über den Nachweis von zwei der drei auslaufenden Teilchen mit Hilfe der Energie- und Impulserhaltung vollständig rekonstruieren. Die Energie des einlaufenden Elektrons e wird als bekannte vorausgesetzt und der Targetkern A als vor der Reaktion ruhend. In Elektronenstreuexperimenten ist es üblich, das gestreute Elektron e' in einem Magnetspektrometer nachzuweisen, um den Impuls- und Energieübertrag des virtuellen Photons auf den Targetkern zu messen.

4.1.1 Nachweis des Pions über Zerfallsphotonen

Prinzipiell ist es bei der Reaktion $e + d \rightarrow e' + d' + \pi^0$ extrem schwierig, das neutrale Pion direkt nachzuweisen, da es bereits nach der kurzen Lebensdauer von $8.4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$ zerfällt. Mit einem Verzweigungsverhältnis von 98.8% ist der Zerfallskanal $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ dominant. Im Ruhesystem des Pions werden die beiden Photonen isotrop mit einem Relativwinkel $\Theta_{\gamma\gamma}^*$ von 180° und einer Energie von jeweils $1/2 m_\pi c^2 = 67.48 \text{ MeV}$ emittiert. Die Lorentztransformation in das Laborsystem führt zu einer anisotropen Verteilung des Relativwinkels mit einem vom Impuls des Pions abhängigen minimalen Öffnungswinkel von

$$2 \cdot \arccos \beta_\pi \leq \Theta_{\gamma\gamma} \leq 180^\circ. \quad (4.1)$$

Durch die Lorentztransformation werden die beiden Zerfallsphotonen in einen Vorwärtskegel um die ursprüngliche Richtung des Pions fokussiert. Trotz der dadurch bevorzugt auftretenden kleinen Winkel relativ zur Pionrichtung ist ein Photondetektor mit großer räumlicher Akzeptanz zum Nachweis der Photonen zweckmäßig. Wird nur eines der

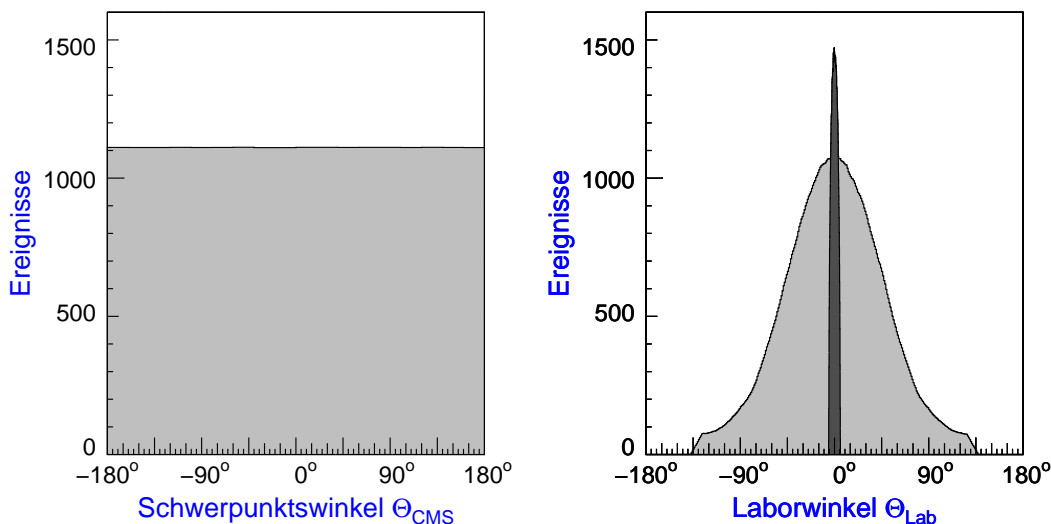


Abb. 4.1: Verdeutlichung der Wirkung einer Lorentztransformation auf eine isotrope Winkelverteilung im Schwerpunktsystem (links) am Beispiel der Kinematik für $q^2 = -0.1 \text{ GeV}^2/c^2$ bis zu einer invarianten Masse $\Delta W = 4 \text{ MeV}$ über der Pionproduktionsschwelle. Die Winkelverteilung im Laborsystem (rechtes Spektrum) bildet einen Kegel um die Richtung des Impulsübertrages q . Der Öffnungswinkel ist für das schwerere Deuteron (dunkel schattiert) wesentlich kleiner als der für das Pion (hell schattiert). Zur Verdeutlichung der Form der Verteilungen wurden unterschiedliche Skalierungsfaktoren angewendet.

beiden Zerfallsphotonen nachgewiesen, ist die Kinematik nicht mehr vollständig bestimmt, und zur π^0 -Rekonstruktion müssen Zusatzannahmen einfließen. Insbesondere Untergrundereignisse lassen sich nur noch schwer separieren.

Als Detektor wird häufig eine Matrix aus Bleiglas- oder Barium-Fluorid-Detektoren verwendet. In diesen Materialien, wie in allen mit einer hohen Kernladungszahl Z , erzeugen Photonen über Paarbildungsprozesse Elektron-Positron-Paare, die wiederum im optisch dichten Medium Glas Čerenkov-Licht erzeugen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit und Auflösung eines solchen Detektors hängt dabei von der absoluten Größe und der Feinheit der Segmentierung ab. Ein Beispiel für einen solchen Aufbau ist der von der A2-Kollaboration verwendete TAPS-Detektor.

4.1.2 Nachweis des Rückstoßdeuterons

Für die Durchführung der Experimente der vorliegenden Arbeit wurde allerdings die alternative Methode des Nachweises des Rückstoßdeuterons gewählt. Mit Hilfe von zwei der drei hochauflösenden Magnetspektrometer wurden jeweils die drei Impulskomponenten des gestreuten Elektrons und des auslaufenden Deuterons gemessen. Somit sind 6 unabhängige Meßgrößen bestimmt. Da eine 3-Teilchen-Kinematik aber bereits mit deren 5 vollständig bestimmt ist ([ByKa73]), kann das neutrale Pion über die Massenbilanz, die sogenannte „missing mass“, identifiziert und kinematisch rekonstruiert werden. Diese Methode ist weithin üblich und wurde bereits Anfang der 70er Jahre bei Experimenten zur π^0 -Produktion am DESY (Hamburg) verwendet [Albr71].

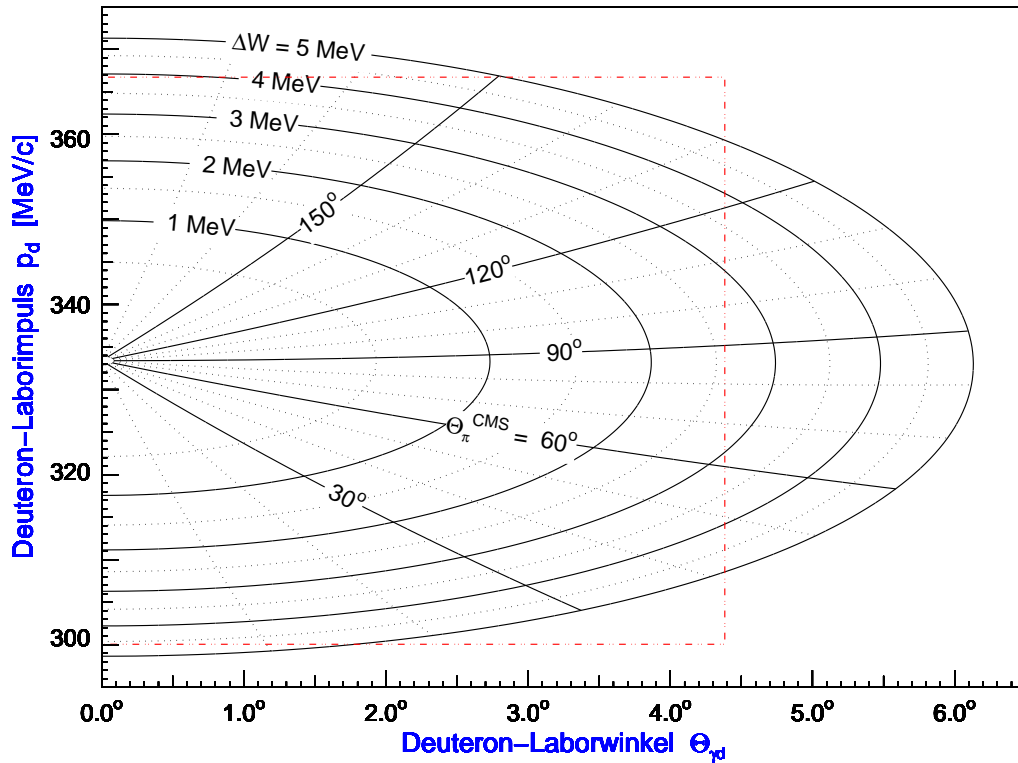


Abb. 4.2: Auftragung des Deuteronimpulses gegen den Deuteronwinkel relativ zur Richtung des virtuellen Photons bei $q^2 = -0.1 \text{ GeV}^2/c^2$. Eingezeichnet sind die Linien gleicher invarianter Masse über der Schwelle (ΔW) sowie Linien gleicher Polarwinkel des Pions im Schwerpunktsystem ($\Theta_{\pi}^{\text{CMS}}$). Das strichpunktierte Rechteck zeigt die Akzeptanz von Spektrometer A ohne Berücksichtigung von Energieverlusten und Aufstreuung durch Vielfachstreuung.

Speziell für den Fall der in dieser Arbeit untersuchten Schwellenproduktion des π^0 bietet diese Methode einen großen Vorteil:

Direkt an der Schwelle bei $W_0 = 2010.59 \text{ MeV}$ ruhen Pion und Deuteron im gemeinsamen Schwerpunktsystem (CMS = center-of-mass system). Bei Energien knapp oberhalb der Schwelle besitzen beide einen im Vergleich zum Impulsübertrag kleinen Impuls und einen Relativwinkel $\Theta_{d\pi^0}^*$ von 180° . Bei Transformation in das Laborsystem bewirkt der hohe Impuls des virtuellen Photons eine Fokussierung der Winkelverteilung in einen Vorwärtskegel in Richtung von q . Der Öffnungswinkel des Kegels ist dabei für das schwerere Deuteron ($m_d/m_{\pi^0} \simeq 13.90$) deutlich kleiner als für das Pion (siehe Abbildung 4.1).

Aufgrund der großen Impuls- und Winkelakzeptanz des zum Nachweis des Deuterons verwendeten Spektrometers A (siehe dazu Tabelle 3.1) läßt sich in einer einzigen Einstellung fast der gesamte Bereich der Polar- und Azimutwinkel Θ_{π}^* und ϕ_{π}^* bis zu einer invariante Masse ΔW von knapp 4 MeV über der Pionproduktionsschwelle abdecken. Dies wird in Abbildung 4.2 für die Kinematik bei $q^2 = -0.1 \text{ GeV}^2/c^2$ verdeutlicht. Die kinematische Akzeptanz im Viererimpulsübertrag q^2 beträgt $\pm 0.005 \text{ GeV}^2/c^2$.

	ϵ	E_0 [MeV]	E' [MeV]	p_d [MeV/c]	Θ_e	Θ_d
$q^2 = -0.1 \text{ GeV}^2/c^2$						
Kinematik 1	0.854	720	554	339	29.00°	48.69°
Kinematik 2	0.590	435	269	339	55.10°	38.06°
Kinematik 3	0.364	345	178	339	79.22°	29.40°

Tab. 4.1: Parameter der untersuchten Reaktionskinematiken

4.2 Experimentdurchführung

Die Ziele des im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimentes liegen, wie in der Einleitung (Kapitel 1) erläutert, in der Trennung verschiedener Anteile des Wirkungsquerschnittes und der Extraktion der s-Wellen-Multipole, um damit die Vorhersagen der chiralen Störungstheorie überprüfen zu können. Die Separation der Wirkungsquerschnittsanteile wird nach den in Kapitel 2.4 vorgestellten Verfahren erfolgen. Um den für die Durchführung einer Rosenbluth-Separation günstigen großen Hebel im Polarisationsparameter des Elektrons ϵ zu erreichen, wurden die in Tabelle 4.1 aufgeführten Kinematiken experimentell untersucht. Der Variationsbereich in ϵ ist dabei durch die maximale Energie des Elektronenstrahls von 855 MeV sowie durch die mit den Spektrometern zugänglichen Winkel beschränkt. Eine zusätzliche Schwierigkeit bei der Untersuchung der Schwellenproduktion des Pions am Deuteron ergibt sich aus den sehr geringen Impulsen der auslaufenden Rückstoßdeuteronen. Diese beschränkten den kleinsten der drei ϵ -Werte auf 0.364.

Experimentelle Schwierigkeiten

Eine besondere Herausforderung bei der Durchführung der Experimente lag bei der mit $\beta_{\text{Deuteron}} \simeq 0.16$ kleinsten bisher mit der Drei-Spektrometer-Anlage gemessenen Teilchengeschwindigkeit. Daher wurden folgende Modifikationen zum Standardexperimentbetrieb nötig:

- es wurde von der Möglichkeit Gebrauch gemacht, das Vakuumsystem der Streukammer mit dem des zum Nachweis der Deuteronen benutzten Spektrometers A direkt zu verbinden. Dadurch entfielen die Energieverluste durch 2 jeweils 120 μm dicke Kaptonfolien sowie ca. 15 cm Luft zwischen Streukammer und Spektrometereintrittsfenster.
- aufgrund des geringen Impulses bleiben die Deuteronen bereits in der ersten der beiden Szintillationszählerlagen stecken. Für die Bestimmung des Durchtrittszeitpunktes durch den Detektoraufbau mußte daher im Gegensatz zum Normalbetrieb die erste Ebene (dE-Ebene) verwendet werden (siehe Kapitel 3.2), was zu einer geringfügig verschlechterten Zeitauflösung führt. Einen weitaus größeren Einfluß auf die erreichbare Zeitauflösung hat allerdings die Aufstreuung der Deuteronenbahnen und deren Energieverlust in den Folien und der Luft vor und zwischen den vertikalen Driftkammern (siehe dazu Kapitel 5.1).

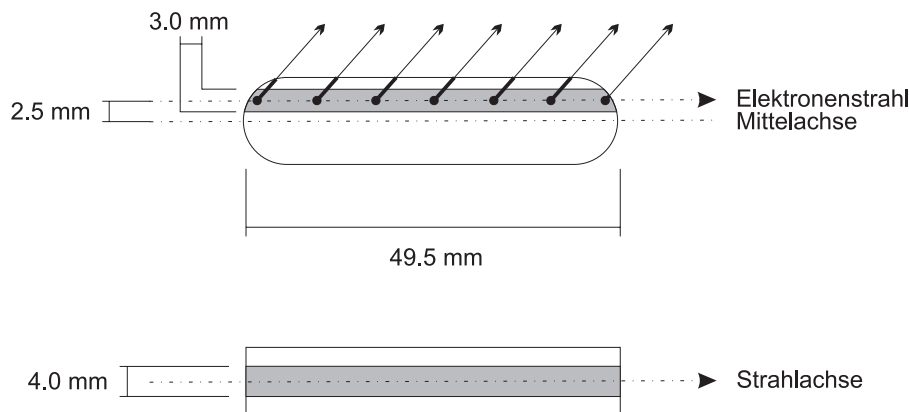


Abb. 4.3: Strallage während der Pionproduktionsexperimente. Unterlegt dargestellt ist der Wechselwirkungsbereich zwischen Targetmaterial und Elektronenstrahl. Die dick gezeichneten Enden der Pfeile symbolisieren die Weiglänge der auslaufenden Teilchen. Der Elektronenstrahl ist um 2,5 mm horizontal in Richtung des Deuteronspektrometers verschoben, die Strahlfleckgröße beträgt 12 mm^2 .

- um den Energieverlust und die Aufstreuung der Winkelverteilung durch Vielfachstreuung im Targetmaterial selbst möglichst gering zu halten, wurde der Strahl aus der normalen Strahlachse um 2,5 mm in Richtung des Deuteronspektrometers versetzt. Dies ist in Abbildung 4.3 veranschaulicht. Der Vergleich mit Abbildung 3.7 zeigt, daß sich die Weiglänge der Deuteronen durch das Target nahezu halbiert.

Verwendete Software

Zur Planung der exakten Spektrometereinstellungen, die sich aufgrund der bereits erwähnten Energieverluste und Aufstreuereffekte der aus dem Target auslaufenden Teilchen, besonders für die langsamen Deuteronen, merklich von den kinematischen Parametern der Reaktion unterscheiden, wurde das Programm **ICE-Track** verwendet. Es wurde im Rahmen von [Ewal96] mit Hilfe des Programm-Paketes **GEANT** entwickelt und wird dort detailliert beschrieben. Die sich daraus für die Durchführung des Experimentes ergebenden Impuls- und Winkeleinstellungen sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt (siehe dazu auch Tabelle 4.1).

Sowohl die online- als auch die offline-Analyse der aufgenommenen Daten erfolgte mit Hilfe des Software-Paketes **Cola++** (= **C**indy **o**nline **a**nalysis) der A1-Kollaboration. Das Konzept von **Cola++** ist so ausgerichtet, daß unter einer einheitlichen Benutzeroberfläche und unter Verwendung der gleichen Konfigurations- und Eingabedateien nicht nur die Analyse der gemessenen Rohdaten erfolgt, sondern auch die Simulation der Raumwinkelakzeptanz und die Bestimmung der integrierten Luminosität. Mit dieser Vereinheitlichung der zur vollständigen Auswertung der Experimentdaten nötigen Routinen lassen sich schnell und einfach physikalisch relevante Größen extrahieren und komfortabel in Form von Histogrammen darstellen. Weitere Details zum Konzept des Programm-Paketes und zur Struktur der Eingabedateien finden sich in [Kahr00]. Ein zusätzlicher Vorteil bei der Implementierung von neuen Routinen in das Gesamtpaket und bei der Verbesserung bzw. Erweiterung von bestehenden ist die Zugänglichkeit des Programm-Codes von **Cola++** für alle Kollaborations-Mitglieder. Die im Rahmen

	ϵ	E_0 [MeV]	E' [MeV]	Θ_e	p_a [MeV/c]	Θ_a
$q^2 = -0.1 \text{ GeV}^2/c^2$						
			Spek. B		Spek. A	
Kinematik 1	0.854	720	550.15	29.10°	311.47	48.50°
Kinematik 2	0.590	435	265.36	55.42°	307.91	37.84°
			Spek. C		Spek. A	
Kinematik 3	0.364	345	175.79	79.90°	304.08	29.09°

Tab. 4.2: Parameter der gemessenen Reaktionskinematiken unter Berücksichtigung von Energieverlusten und Aufstreueffekten der auslaufenden Teilchen

dieser Arbeit geleisteten Beiträge zum Gesamtprojekt sind zum Teil in Anhang A und Anhang B ausführlich beschrieben.

Kapitel 5

Datenauswertung

In diesem Kapitel werde ich die grundlegenden Techniken der einzelnen Analyseschritte präsentieren, die nötig waren, um aus den gemessenen Rohdaten zu aussagekräftigen physikalischen Ergebnissen zu gelangen. Dies beinhaltet Methoden zur Untergrundsubtraktion und Teilchenidentifikation ebenso wie die Bestimmung der gemessenen Luminosität und Kontrollmessungen zur Eichung der Detektoreffizienzen und weiterer Parameter der Drei-Spektrometer-Anlage.

5.1 Koinzidenzzeitauflösung

Um zufällige von echten Koinzidenzen zu unterscheiden, wird in einem ersten Schritt die zeitliche Korrelation des Eintreffens der beiden beteiligten Reaktionsprodukte in den Detektoren des entsprechenden Spektrometers betrachtet. Die Zeitdifferenz wird von TDC-Modulen (time to digital converter) digitalisiert. Dabei wurde die Zeitmessung im Falle von Koinzidenzen zwischen Spektrometer A und B von A, dem Deuteronenspektrometer, gestartet und von B, dem Elektronenspektrometer, gestoppt, bei Messung von AC-Koinzidenzen startet Spektrometer C, und A stoppt. Der linke Teil der Abbildung 5.1 zeigt ein solches Rohspektrum für eine der Pionproduktionskinematiken. Man kann ohne Korrekturen an diesen Daten keine Überhöhung erkennen. Eine dieser Korrekturen wird aufgrund der in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Segmentierung der Szintillationszähler nötig, denn das Ergebnis der Zeitmessung variiert in Abhängigkeit vom getroffenen Segment. Diese Variation kann durch unterschiedliche Korrekturparameter in der Analyse abgeglichen werden. Den größten Effekt auf die Breite der Koinzidenzzeitverteilung hat allerdings die Variation der Flugbahnlängen - und damit Flugzeiten - der einzelnen Teilchen durch die Spektrometer. Da der Umrechnung der Bahnlängen zu Flugzeiten eine Annahme über die Art des beobachteten Teilchens zugrunde liegt, ist hierdurch bereits eine Teilchenidentifikation möglich. Die Weglängenunterschiede können dabei je nach Impuls und Winkel der Teilchen beim Eintritt in das Spektrometer bis zu 2 Metern betragen. Dieser Tatsache wird bei der Analyse durch die Einführung des Parameters l_0 , der absoluten Flugbahnlänge, Rechnung getragen. Nach [Korn94] wird l_0 durch die Fokalebenekoordinaten x , Θ , y und ϕ wie folgt parametrisiert:

$$l_0 = \sum_{i,j,k,l} \langle l_0 | x^i \Theta^j y^k \phi^l \rangle x^i \Theta^j y^k \phi^l. \quad (5.1)$$

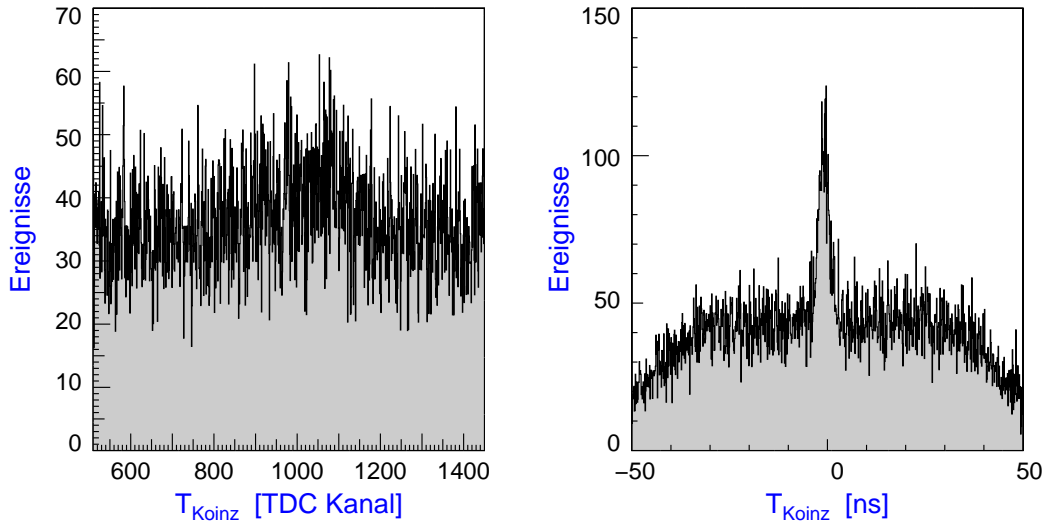


Abb. 5.1: Unkorrigiertes (links) und mit den Bahnlängendifferenzen korrigiertes (rechts) Koinzidenzspektrum für die Pionproduktionskinematik bei $\epsilon = 0.590$

Die Transferkoeffizienten zwischen Fokalebenekoordinaten, l_0 und den Koordinaten am Reaktionsvertex werden für die einzelnen Spektrometer jeweils in Bahnrückverfolgungsmatrizen zusammengefaßt, die während spezieller Eichstrahlzeiten einmalig bestimmt wurden und im folgenden verwendet werden. Bei Anwendung dieser beiden aufgezeigten Korrekturmöglichkeiten erhält man die im rechten Teil der Abbildung 5.1 gezeigte Verteilung. Für eine der nahezu untergrundfreien elastischen $d(e, e'd)$ -Eichmessungen bei einem Impulsübertrag von $q^2 = -0.108 \text{ GeV}^2/c^2$ (siehe Abschnitt 5.3) ergibt sich mit diesen Matrixelementen eine Halbwertsbreite der Koinzidenzzeitverteilung von 5.5 ns (siehe Abbildung 5.3 links). Dies ist im Vergleich zu der in anderen Experimenten erreichten Auflösung noch sehr breit, und eine der Ursachen hierfür zeigt sich bei genauerer Betrachtung der Korrelationen der einzelnen Koordinaten mit der korrigierten Koinzidenzzeit. Im Falle des Deuteronenspektrometers A wird eine starke Korrelation mit dem Winkel Θ_0 am Vertex deutlich. Durch eine Anpassung des entsprechenden Elementes der Transfermatrix an die Pionproduktionsdaten läßt sich die Koinzidenzzeitauflösung für die hier betrachtete elastische Eichmessung auf 4.3 ns verbessern (siehe Abbildung 5.3 Mitte). Auffällig an der Form des Spektrums ist dabei die starke Abweichung vom Geradenverlauf für $\Theta_0 \leq -2^\circ$.

Eine weitere Verringerung der Breite der Koinzidenzzeitverteilung läßt sich durch Anwendung folgender Überlegung erreichen (siehe Abbildung 5.3 rechts): Die Deuteronen erleiden aufgrund ihres geringen Impulses nicht nur im Target selbst einen hohen Energieverlust, sondern auch nach dem Austritt aus dem Vakuumsystem der Spektrometer. Auf dem Weg vom Vakuumaustrittsfenster bis zum zeitgebenden Szintillationszähler - die Weglänge beträgt etwa 70 bis 100 cm - verringert sich ihre Energie und damit ihre Geschwindigkeit kontinuierlich. Wie Abbildung 5.2 zeigt, führt diese Verlangsamung zu einer Zeitverzögerung im Vergleich mit einer konstant angenommenen Geschwindigkeit im Falle dieser Messung von im Mittel 1.8 ns . Dieser Verzögerungseffekt wurde bei der Erzeugung der Transfermatrizen nicht berücksichtigt, sondern nachträglich bei der Analyse der Daten. Die stärksten Korrelationen der Verzögerung bestehen mit den

Kinematik	$\epsilon = 0.854$	$\epsilon = 0.590$	$\epsilon = 0.364$
T_{Koinz}	3.24 ns	3.22 ns	3.40 ns

Tab. 5.1: Koinzidenzzeitauflösung (FWHM) T_{Koinz} der Pionproduktionskinematiken

Koordinaten Δp und Θ_0 . Aufgrund der Tatsache, daß sowohl die Höhe des Energieverlustes als auch der Ort entlang des Weges, an dem dieser Verlust stattfindet, statistischen Schwankungen unterliegt, kann die Korrektur nur die mittlere Zeitverzögerung in Betracht ziehen. Dies führt zu einer nicht korrigierbaren deutlichen Verbreiterung der Koinzidenzzeitverteilung.

Neben den Energieverlusten wirkt sich auch die Ablenkung der Teilchen aus ihrer ursprünglichen Bahn durch Vielfachstreuung limitierend auf die erreichbare Koinzidenzzeitauflösung aus. Diese Ablenkung führt zur Rekonstruktion einer leicht von der Originalbahn durch das Vakuumsystem abweichenden Flugbahn. Somit werden sowohl die zur Flugzeitkorrektur verwendeten Fokalebenekoordinaten, besonders die Impulsablage dp und der Durchtrittswinkel Θ_0 , als auch die absolute Flugbahnlänge ungenau bestimmt. Für Abbildung 5.4 wurde anhand der Abbildungseigenschaften der Spektrometer und mit Hilfe der in den Simulationsroutinen von **Cola++** verwendeten Näherungsformeln zur mittleren Aufstreuung in Materialien die durch diesen Effekt erreichbare kleinste volle Halbwertsbreite (FWHM = full width half maximum) der Koinzidenzzeitverteilung berechnet. Im für die Analyse der Pionschwellenproduktion interessanten Impulsbereich der Deuteronen von 300 MeV/c liegt diese untere Grenze bei 2.4 ns und somit schon alleine aus diesem Grund weit über den mit der Drei-Spektrometer-Anlage erreichbaren Auflösung von unter 1 ns.

Bei Berücksichtigung der Auswirkungen der oben aufgeführten Effekte auf die erreichbare Koinzidenzzeitauflösung erscheinen die erreichten Werte für die gemessenen Kinematiken zur Pionproduktion (Tabelle 5.1) als sehr nahe am Erreichbaren. Diese Einschätzung wird dadurch gestärkt, daß bis kurz vor Beendigung der Analyse auch die im Rahmen von [Kohl00] erzeugten neuen Transfermatrizen keine bessere Auflösung erzeugen konnten als die anhand der Daten optimierten Standardmatrizen. Das Ziel bei der Bestimmung der neuen Matrizen liegt in der Entfaltung von Detektoreigenschaften einerseits und Abbildungseigenschaften der Spektrometer andererseits und führte bei anderen Experimenten mit Teilchen höheren Impulses zu deutlich schmaleren Koinzidenzzeitverteilungen. Die etwas geringere Breite der Verteilung im Vergleich zur oben aufgeführten Eichmessung ergibt sich aus dem geringfügig höheren Deuteronenimpuls bei den Pionproduktionsdaten (siehe Tabellen 4.2 und 5.6).

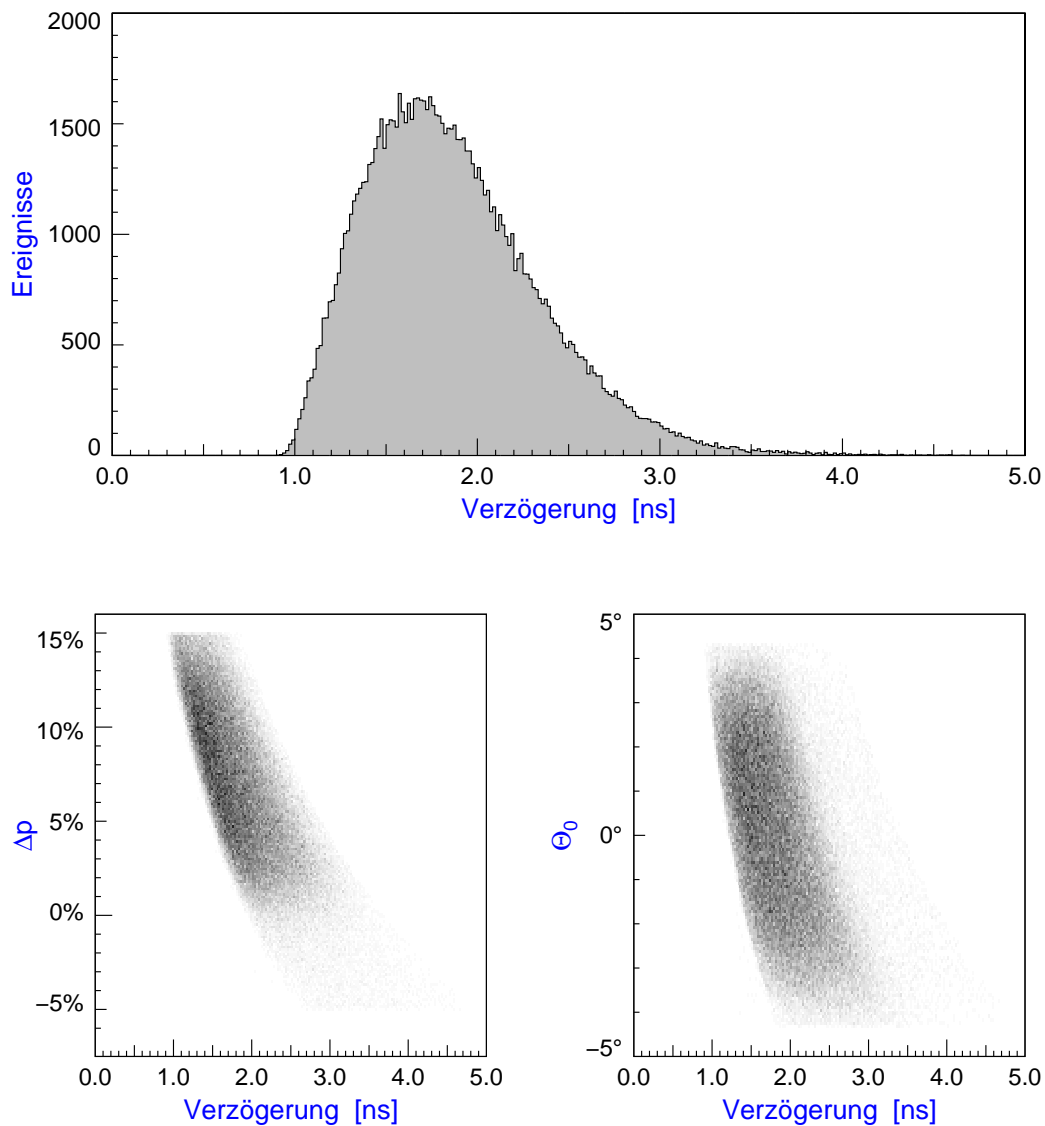


Abb. 5.2: Flugzeitverzögerung der Deuteronen durch Energieverluste zwischen dem Austritt aus dem Vakuumsystem und den Szintillationszählern in Spektrometer A. Die beiden unteren Darstellungen zeigen die Korrelation der Zeitverzögerung mit den Koordinaten Δp und Θ_0 .

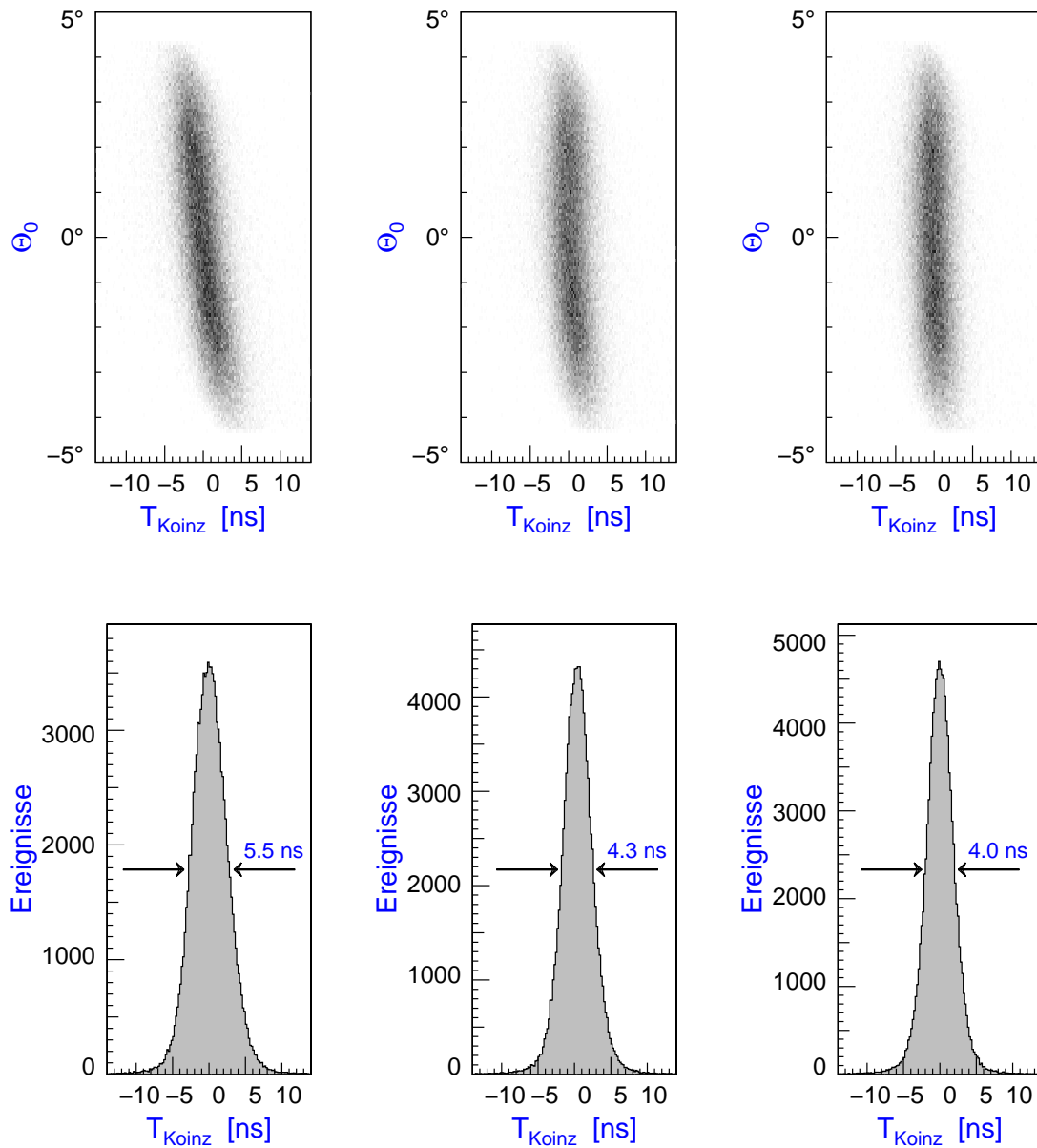


Abb. 5.3: Koinzidenzzeitverteilung der elastischen Kinematik bei $q^2 = -0.108 \text{ GeV}^2/c^2$ bei Verwendung der Standardmatrizen (links), nach Anpassung der Transfermatrixelemente an die Piondaten (Mitte) und bei zusätzlicher Berücksichtigung der Verlangsamung der Deuteronen nach dem Verlassen des Vakuumsystems von Spektrometer A (rechts).

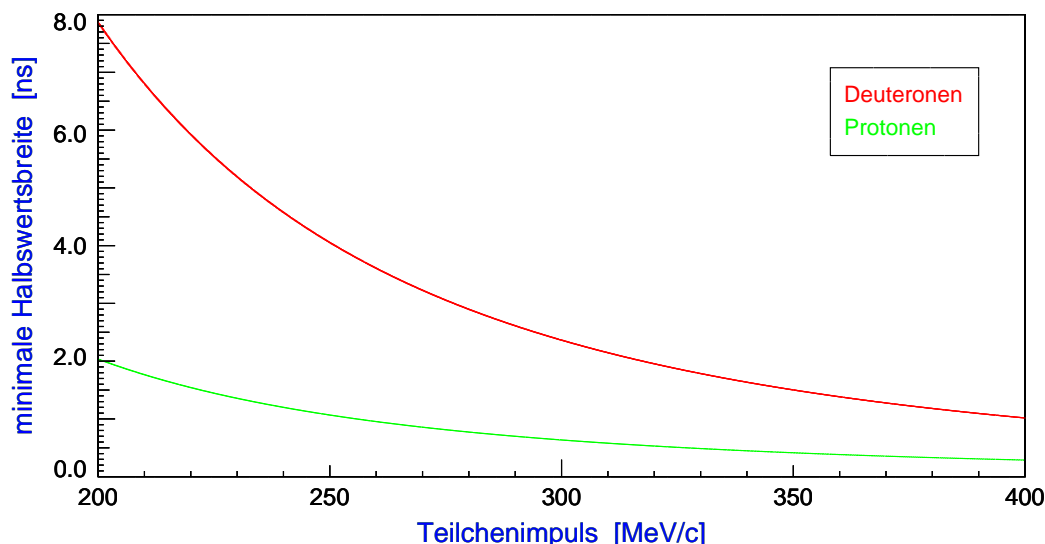


Abb. 5.4: Aufgrund der Aufstreuereffekte im Detektorsystem für Protonen und Deuteronen minimal erreichbare Koinzidenzzeitauflösung (FWHM)

5.2 Teilchenidentifikation

5.2.1 Identifikation des Elektrons

Die Identifikation des auslaufenden Elektrons erfolgt mit Hilfe des Gas-Čerenkovdetektors in Spektrometer B bzw. C (siehe Abschnitt 3.2.2). Für Elektronen ergibt sich die in der linken Darstellung von Abbildung 5.5 deutlich sichtbare Überhöhung im (nach Null verschobenen) Energiesummenspektrum der Čerenkovspiegel. Anhand dieses Spektrums können in diesem Fall alle Ereignisse mit einem Eintrag > 35 als Elektronen gewertet und alle Teilchen mit einem Eintrag ≤ 35 als Untergrund von negativen Pionen verworfen werden. Die Effizienz dieser Teilchendiskriminierung liegt für Spektrometer B nach [Dist96] bei $(97.8 \pm 0.3)\%$. Aufgrund eines Fehlers in dem zur Bestimmung der Energiedeposition im Čerenkov-Detektor in Spektrometer B verwendeten Analog-Digital-Wandler-Moduls (ADC = analog to digital converter) war das zeitliche Verhalten dieses Umwandlungsprozesses nicht konstant, und es ergab sich ein in Abbildung 5.5 rechts beispielhaft dargestelltes Spektrum. Um die Meßdaten trotzdem zur Teilchenidentifikation verwenden zu können, wurden im Rahmen dieser Arbeit dem Cola++-Software-Paket entsprechende Routinen hinzugefügt. Nähere Details finden sich in Anhang A.

5.2.2 Identifikation des Deuterons

Um die Deuteronen vom in den Pionproduktionskinematiken großen Untergrund an anderen positiv geladenen Teilchen in Spektrometer A, hauptsächlich Protonen, zu trennen, kann man sich die Tatsache zunutze machen, daß sie aufgrund ihrer geringen Energie im Gegensatz zu den anderen Teilchenarten bereits in der ersten Szintillationszählerlage, der dE-Ebene, steckenbleiben und somit kein Signal in der zweiten Ebene, der ToF-Ebene, mehr auslösen können. Die Effizienz dieser Identifikationsmethode kann anhand der in Abschnitt 5.3 betrachteten nahezu untergrundfreien elastischen Eichmessungen bestimmt werden. Sie liegt im für diese Arbeit interessanten Impulsbereich der Deuteronen von $300 \text{ MeV}/c$ bei unter 0.2% .

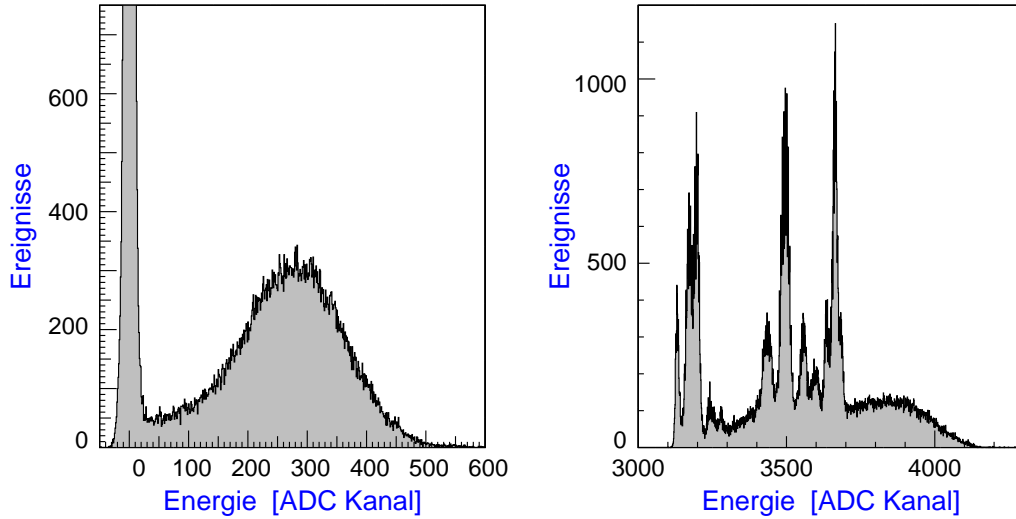


Abb. 5.5: Energiesummenspektrum des Čerenkov-Detektors. Das linke Spektrum ermöglicht die Trennung der Elektronen (ADC-Kanal > 35) von Untergrundteilchen (ADC-Kanal ≤ 35), wohingegen das rechte Spektrum aufgrund eines fehlerhaften Analog-Digital-Wandlers vor der Verwendung zur Teilchenselektion korrigiert werden muß.

5.2.3 Identifikation des neutralen Pions

Wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben wurde, kann das neutrale Pion über die Energie- und Impulsbilanz der Reaktion $d(e, e'd)\pi^0$ identifiziert und kinematisch rekonstruiert werden. Aus der Energie- und Impulsbeziehung $E + E_d = E' + E'_d + E_{\pi^0}$ bzw. $\vec{p} + \vec{p}_d = \vec{p}'_e + \vec{p}'_d + \vec{p}_{\pi^0}$ folgt für ein vor der Reaktion ruhendes Deuteron:

$$\begin{aligned} E_{\pi^0} &= E_{\text{miss}} = (E - E' - T'_d, \vec{p}'_e - \vec{p}_e - \vec{p}_d) = (\omega - T'_d, \vec{q} - \vec{p}'_d), \quad (5.2) \\ M_{\pi^0} &= M_{\text{miss}} = \sqrt{E_{\text{miss}}^2 - \vec{p}_{\text{miss}}^2}. \end{aligned}$$

Der Name „missing energy“ ergibt sich dabei aus der Tatsache, daß die Energie des Pions nicht direkt nachgewiesen wird und so scheinbar „fehlt“.

Abbildung 5.6 zeigt exemplarisch das Spektrum der rekonstruierten Pionmasse für die Kinematik des mittleren ϵ von 0.590. Der Maximalwert der Verteilung liegt mit $135.4 \text{ MeV}/c^2$ nahe am Literaturwert von $134.97 \text{ MeV}/c^2$. Die Halbwertsbreite der Verteilung beträgt $2.28 \text{ MeV}/c^2$ und wird hauptsächlich durch die Breite der Energieverlustverteilung der Deuteronen sowie die ungenaue Spurrekonstruktion aufgrund der Vielfachstreuung bestimmt. In Tabelle 5.2 sind die Lage des Maximums der Verteilung der rekonstruierten Masse und deren Breite für alle drei Pionproduktionskinematiken zusammengefaßt.

Die auf diese Weise identifizierten neutralen Pionen sitzen auf einem Untergrund von zufälligen Ereignissen, deren Zahl sich durch einen Schnitt außerhalb des Koinzidenzzeitfensters bestimmen läßt. Der Skalierungsfaktor ergibt sich dabei aus dem Verhältnis der Breite des Koinzidenzzeitfensters und der Breite des zur Untergrundbestimmung benutzten Zeitschnittes. Die untere Darstellung in Abbildung 5.6 zeigt ein auf diese Weise

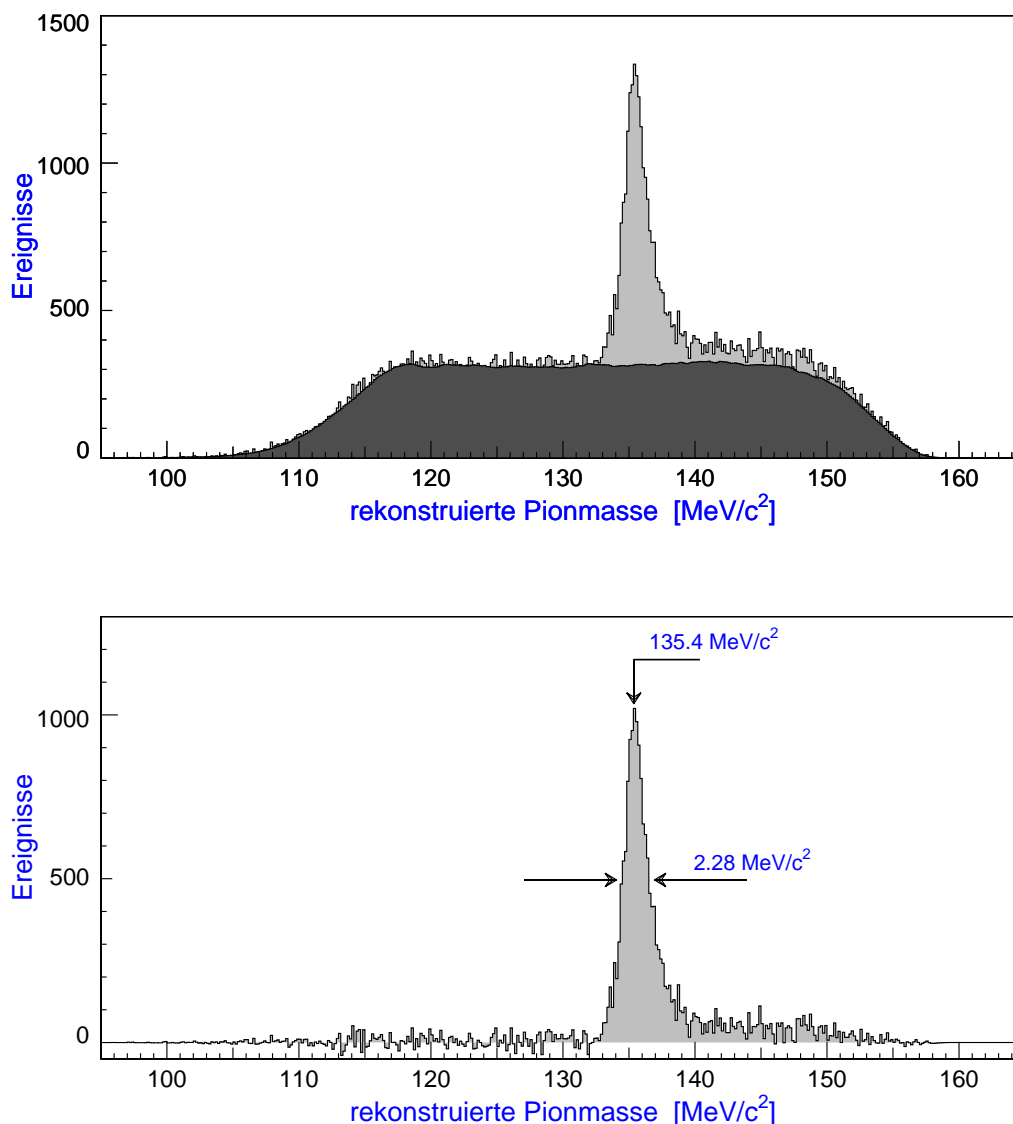


Abb. 5.6: Die Verteilung der rekonstruierten Pionmasse M_{π^0} für die Kinematik des mittleren ϵ von 0.590. Der dunkel schattierte Bereich im oberen Bild entspricht den zu subtrahierenden Untergrundereignissen, die über einen Schnitt im Koinzidenzspektrum bestimmt wurden. In der unteren Abbildung ist die untergrundbereinigte Verteilung dargestellt.

Kinematik	$\epsilon = 0.854$	$\epsilon = 0.590$	$\epsilon = 0.364$
Max. der Verteilung M_{π^0} [MeV/c ²]	135.6	135.4	135.4
Halbwertsbreite von M_{π^0} [MeV/c ²]	3.37	2.28	2.63

Tab. 5.2: Lage des Maximums und volle Halbwertsbreite der untergrundbereinigten Verteilung der rekonstruierten Pionmasse M_{π^0} der Pionproduktionskinematiken

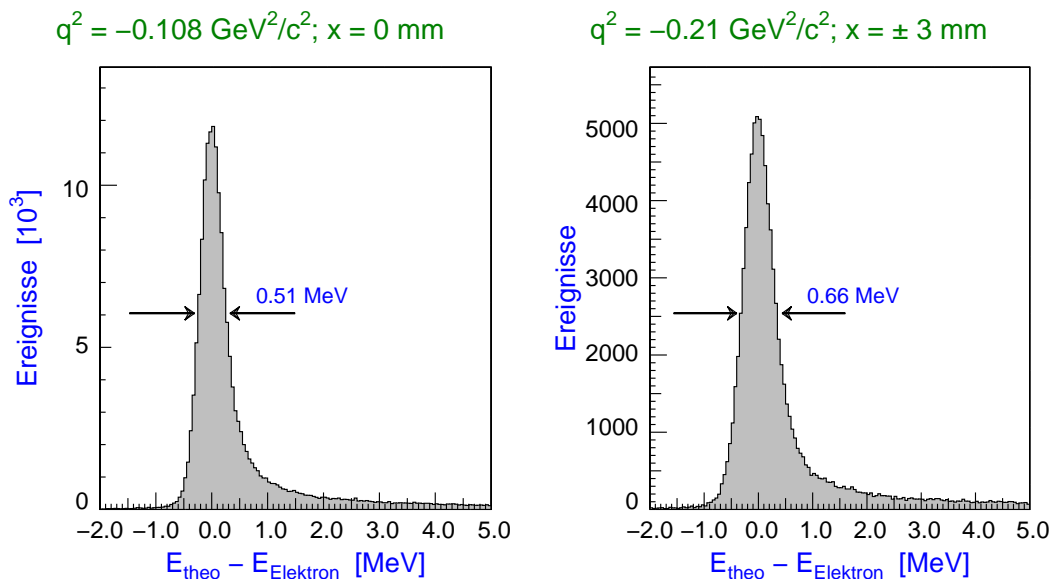


Abb. 5.7: Impulsauflösung der zu Eichzwecken gemessenen elastischen Elektronstreuung am Deuteron. Die linke Darstellung zeigt die Kinematik für $q^2 = -0.108 \text{ GeV}^2/c^2$ und Durchschuß durch die Targetzellenmitte, die rechte für $q^2 = -0.21 \text{ GeV}^2/c^2$ bei eingeschaltetem Wedler.

von Untergrundereignissen bereinigtes Massenspektrum. Der Ausläufer der Verteilung zu größeren rekonstruierten Pionmassen ergibt sich aufgrund der Form der Energieverteilung der Elektronen, dem sogenannten Strahlenschwanz ([Tsai61]). Die Minimierung der Breite der Pionmassenverteilung liefert darüber hinaus eine Möglichkeit, die Impulseinstellung des Deuteronspektrometers zu überprüfen.

5.3 Eichmessungen

Zur Eichung verschiedener Parameter der Drei-Spektrometer-Anlage und zur Bestimmung der Nachweeffizienzen des Detektorsystems, speziell für niederenergetische Deuteronen, wurden bei mehreren Impulseinstellungen Kontrollexperimente mit elastischer Elektronstreuung durchgeführt. Eine Übersicht über die untersuchten Kinematiken gibt Tabelle 5.6. Die Prozeßidentifikation der Reaktion $d(e, e'd)$ erfolgt über den Nachweis eines koinzidenten Deuteron-Elektron-Paares sowie über die Verteilung der Abweichung der gemessenen Elektronenenergie von der aus dem gemessenen Elektronwinkel nach

$$E_{\text{theo}} = E_{\text{Strahl}} / \left(1 + 2 \cdot \frac{E_{\text{Strahl}}}{M_d} \cdot \sin\left(\frac{\Theta_{e'}}{2}\right) \right) \quad (5.3)$$

rekonstruierten Energie. Dabei entspricht E_{Strahl} der Einschußenergie des Elektronenstrahls, M_d der Deuteronmasse und $\Theta_{e'}$ dem gemessenen Winkel des gestreuten Elektrons. Abbildung 5.7 zeigt die Verteilungen der Abweichung für zwei der gemessenen Kinematiken. Anhand der Lage des Maximums der Verteilung kann zusätzlich noch die Impulseinstellung des Elektronenspektrometers überprüft werden, die geringe Breite der Verteilung wird durch die gute Impuls- und Winkelauflösung des nachweisenden Detektors gegeben.

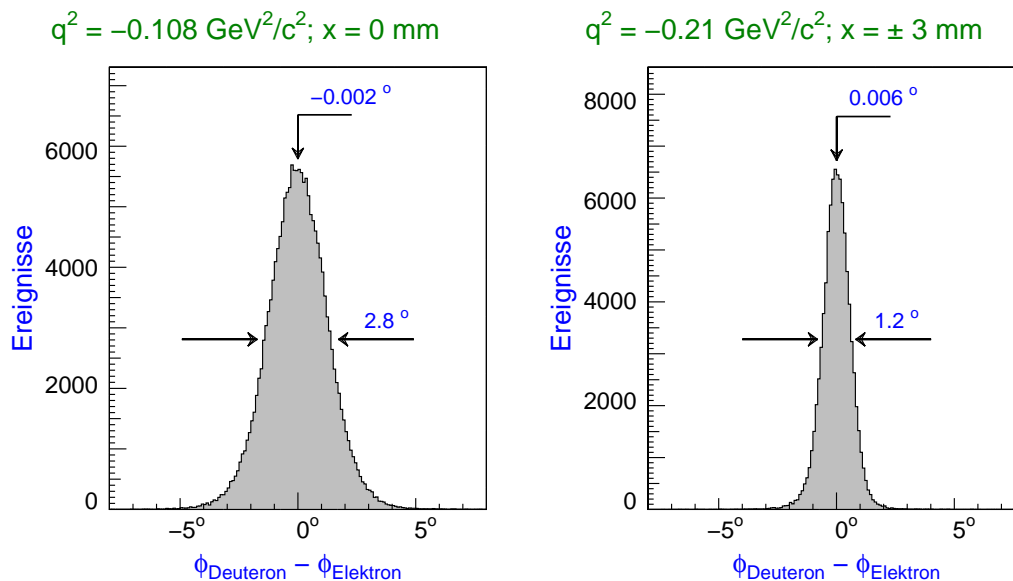


Abb. 5.8: Festlegung der Streuebene der Spektrometer durch die Messung der Differenz der Azimutwinkel bei elastischer Elektronstreuung am Deuteron. Die linke Darstellung zeigt die Kinematik für $q^2 = -0.108 \text{ GeV}^2/c^2$ und Durchschuß durch die Targetzellenmitte, die rechte für $q^2 = -0.21 \text{ GeV}^2/c^2$ bei eingeschaltetem Wedler.

5.3.1 Festlegung der Streuebene

Der Neigungswinkel ϕ der Streuebene gegenüber der Laborebene, die durch die Spektrometer parallel zum Hallenboden definiert wird, läßt sich anhand elastischer Elektronstreuung am Deuteron bestimmen, da gestreutes Elektron und auslaufendes Rückstoßdeuteron beide in dieser Ebene liegen. Trägt man die Differenz der beiden Azimutwinkel auf, so weist eine Abweichung des Mittelwertes der Verteilung von Null darauf hin, daß die Mittelebenen der beiden beteiligten Spektrometer nicht exakt übereinstimmen. Diese Abweichung läßt sich bei symmetrischer Lage der die Winkelakzeptanz bestimmenden Schwermetallkollimatoren auf die Lage der Spurdetektoren zurückführen und durch spezielle Parameter der Transfermatrizen für die einzelnen Spektrometer korrigieren. Nach dieser Anpassung ergeben sich für zwei der in Tabelle 5.6 aufgeführten Kinematiken die in Abbildung 5.8 gezeigten Spektren. Die Breite der Verteilungen wird hauptsächlich durch Aufstreueffekte aufgrund von Vielfachstreuung der Deuteronen auf dem Weg zum Detektor bestimmt, die mit abnehmendem Deuteronenimpuls zunimmt. Die Form entspricht einer Moliere-Verteilung, die einer Gauß-Kurve ähnelt (siehe [LeoW87]).

5.3.2 Bestimmung der Dicke des Schneeniederschlages

Ein wichtiger Gesichtspunkt bei der Analyse der Eichdaten war die Kontrolle der auf die auslaufenden Teilchen angewandten Energieverlustkorrekturen. Da bei elastischer Elektronstreuung am Deuteron die Kinematik bei Messung sowohl des gestreuten Elektrons als auch des Rückstoßdeuterons überbestimmt ist, kann sie dazu hervorragend herangezogen werden. Aus den gemessenen Impulsen der beiden Teilchen kann über Impulserhaltung und den berechneten Energieverlust des einlaufenden Strahlelektrons die ursprüngliche Strahlenergie vor Eintritt in das Target rekonstruiert werden. Als Abwei-

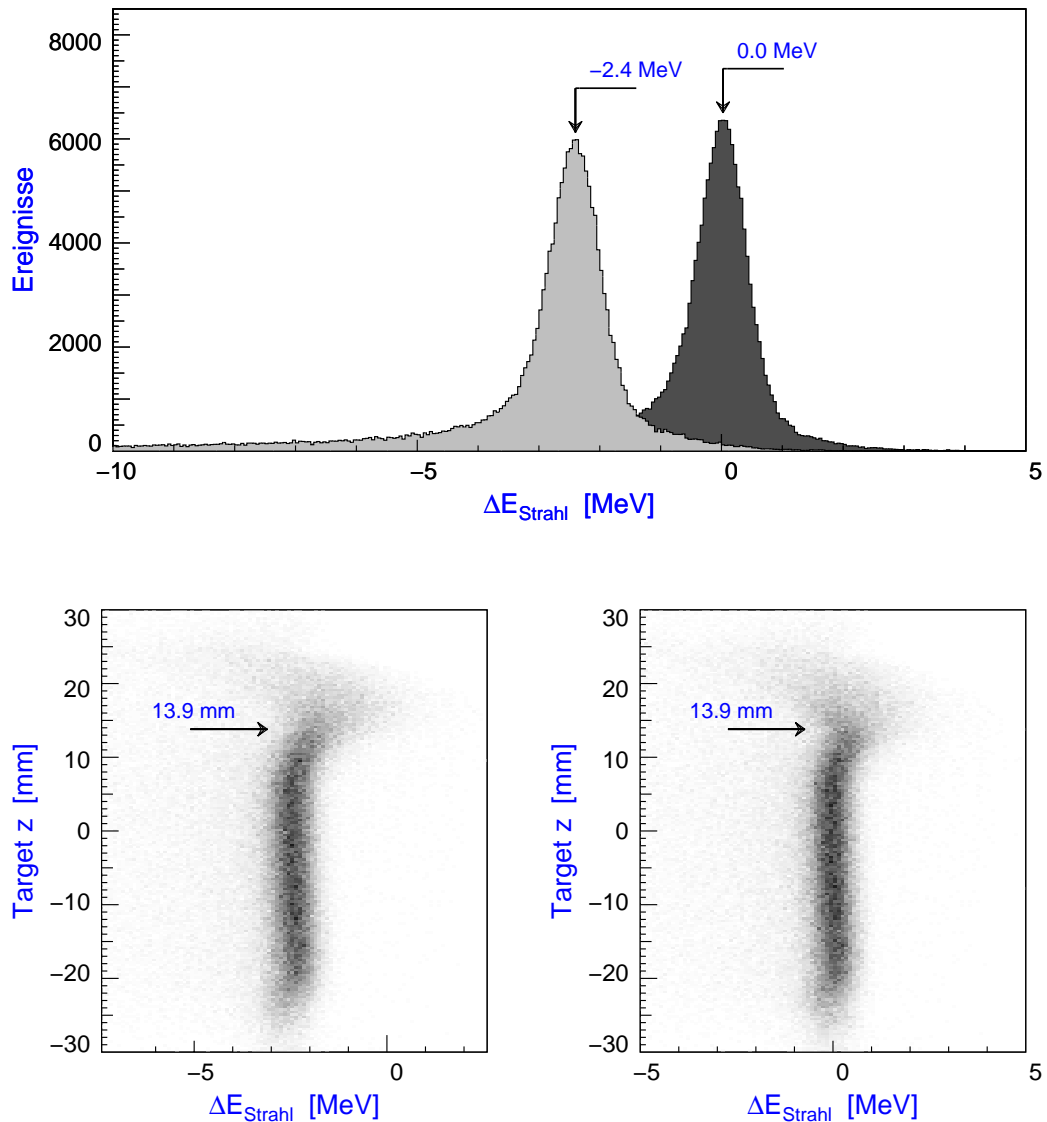


Abb. 5.9: Verteilungen der Abweichung der rekonstruierten Strahlenergie von der tatsächlichen für die elastische Kinematik bei $q^2 = -0.108 \text{ GeV}^2/c^2$ und Durchschuß durch die Targetzellenmitte. Die hell unterlegte Verteilung und die untere linke Abbildung ergeben sich ohne Berücksichtigung eines zusätzlichen „Schneeniederschlags“ auf den Zellwänden, die dunkel unterlegte Verteilung und die untere rechte Darstellung bei Berücksichtigung einer „Schneedicke“ von 1.3 mm bei einer Dichte von 0.4 g/cm^3 .

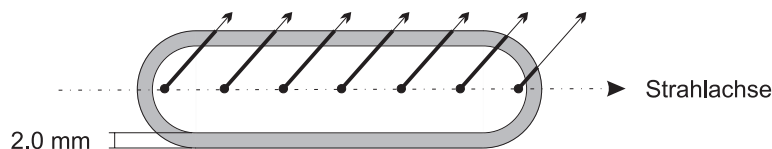


Abb. 5.10: Skizze der Struktur des bei der Analyse berücksichtigten Schneesiederschlags bei einer beispielhaften Dicke von 2 mm.

chung zur Strahlenergie ergibt sich:

$$\Delta E_{\text{Strahl}} = T_{\text{Deuteron}} + T_{\text{Elektron}} + E_{\text{Verlust}}^{\text{Strahl}}(z) - E_{\text{Strahl}}. \quad (5.4)$$

Dabei entspricht T der kinetischen Energie des jeweiligen Teilchens und $E_{\text{Verlust}}^{\text{Strahl}}(z)$ dem berechneten Energieverlust des Strahlelektrons in Abhängigkeit vom Ort z des Vertex entlang der Strahlachse und somit ist z ein Maß für die Weglänge durch das Targetmaterial vor der Reaktion. In Abbildung 5.9 ist die Verteilung von ΔE_{Strahl} für die Messung bei $q^2 = -0.108 \text{ GeV}^2/c^2$ und $x = 0 \text{ mm}$ exemplarisch dargestellt. Wird nur die Massenbelegung des Targets berücksichtigt, erhält man die hell unterlegte Verteilung im oberen Spektrum bzw. das linke der beiden unteren Darstellungen. Der Maximalwert der so rekonstruierten Strahlenergieverteilung weicht um -2.4 MeV vom eigentlichen Strahlstrom ab, was darauf schließen läßt, daß eine bisher nicht berücksichtigte Massenbelegung für einen zusätzlichen Energieverlust sorgt. Dies ließ sich auch bei anderen Messungen mit dem Flüssig-Wasserstoff-Target beobachten, und die Größe der Verschiebung wies dabei eine signifikante Korrelation zur Güte des Streukammervakuums auf ([Bohi98]). Als wahrscheinlichste Erklärung erwies sich die Hypothese, daß sich durch die Vakuumpumpenwirkung der kalten Targetzellenwände das in der Streukammer befindliche Restgas sowie die aufgrund der Leckrate der Kaptonfenster kontinuierlich in die Streukammer eindringende Luft als diffuser kristalliner Niederschlag auf die Zellwände legt. Gerade bei der niedrigen Geschwindigkeit der Deuteronen ist der durch diesen im allgemeinen als „Schnee“ bezeichneten Niederschlag verursachte zusätzliche Energieverlust nicht vernachlässigbar. Die Dicke der „Schneesicht“ läßt sich über die Verschiebung der Verteilung von ΔE_{Strahl} zur Null bestimmen und betrug im Falle der in Abbildung 5.9 gezeigten Kinematik 1.3 mm (dunkel unterlegte Kurve bzw. untere rechte Darstellung).

Anhand der zweidimensionalen Darstellungen (untere Spektren in Abbildung 5.9) erkennt man die Ursache für den Ausläufer der Verteilung von ΔE_{Strahl} zu höheren Energien. Er entsteht durch die Überlagerung der Wirkung der geometrischen Form der verwendeten Targetzelle (siehe Abbildung 3.7) und der Ortsauflösung der Spektrometer. Ab der Vertexposition $z \geq 13.9 \text{ mm}$ verlassen die auslaufenden Deuteronen bei der betrachteten Kinematik die Zelle durch den gebogenen Teil der Zellwand und somit ist erst ab diesem z die Weglänge der auslaufenden Teilchen durch die Targetzelle abhängig vom rekonstruierten Reaktionsort. Die endliche Vertexpauflösung sorgt dann, aber auch bereits bei der Auflösung entsprechenden kleineren z , für eine ungenaue Weglängenrekonstruktion und somit Energieverlustkorrektur, die zu einer Verbreiterung der ΔE_{Strahl} -Verteilung führt. Das Abknicken der Verteilung hin zu höheren ΔE_{Strahl} wird ebenfalls durch die Rundung der Zellenkappe verursacht und läßt sich mit dem Simulationsprogramm **Simul++** des Software-Paketes **Cola++** nachvollziehen. Eine ähnliche, wenn auch sehr viel schwächere Auswirkung dieses geometrischen Effektes ist an der aus Sicht

Kinematik	$\epsilon = 0.854$	$\epsilon = 0.590$	$\epsilon = 0.364$
Schneedicke am Meßbeginn [mm]	1.725	0.6	0.5
Schneedicke am Meßende [mm]	2.025	1.15	0.7
Zuwachsrate [mm/h]	1/210	1/220	1/605
Vakuum vor der Verflüssigung [mbar]	$2 \cdot 10^{-5}$	$1.5 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$
Vakuum während der Messung [mbar]	$6 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$2.5 \cdot 10^{-6}$

Tab. 5.3: Dicke des Schneeniederschlags der Pionproduktionskinematiken

der Strahlelektronen vorderen Kappe des Targets sichtbar.

Das langsame Auslaufen der Verteilungen der rekonstruierten Strahlenergie zu niedrigen Energien hin wird hauptsächlich durch die Bremsstrahlungsverteilung der Elektronen bedingt ([Tsai61]). Die Halbwertsbreite ist durch die statistische Natur der dem Energieverlust zugrundeliegenden physikalischen Prozesse gegeben.

Anhand der Darstellung ΔE_{Strahl} gegen die z-Koordinaten des Vertex läßt sich außer der Bestimmung der Dicke der „Schneesicht“ auch die Berechnung der Energieverlustkorrektur für Elektronen überprüfen. Falls sie für die Strahlelektronen nicht korrekt ausgeführt würde, verliefen die Verteilungen im unteren Teil der Abbildung 5.9 nicht mehr parallel zur y-Achse, sondern wären geneigt.

Tabelle 5.3 faßt die bei der Analyse der Daten berücksichtigte Dicke des „Schneeniederschlags“ sowie die entsprechenden Zuwachsraten für die drei Pionproduktionskinematiken zusammen.

5.3.3 Bestimmung der zu simulierenden Spektrometerauflösungen

Aufgrund der Aufstreuung der Teilchenbahnen durch Vielfachstreuung in den auf dem Weg zum Detektor durchdrungenen Materialien werden im Falle geringer Impulse die in Tabelle 3.1 angegebenen Impuls-, Winkel- und Ortsauflösungen nicht immer erreicht. Da sie als Eingangsgrößen in das Simulationsprogramm **Simul++** von großer Bedeutung für die Ergebnisse sind, wurden sie mit Hilfe der elastischen Eichdaten überprüft. Um die Vergleichbarkeit der simulierten zu den gemessenen Spektren zu gewährleisten, berücksichtigte die Simulation die nach [Plat90] zu erwartenden Wirkungsquerschnitte. Über eine χ^2 -Anpassung der korrespondierenden Verteilungen wurden die korrekten Werte für die zu simulierenden Auflösungen bestimmt (siehe Tabelle 5.4).

5.3.4 Deuteronnachweiseffizienzen

Das Hauptaugenmerk bei der Durchführung der elastischen Eichmessungen lag auf der Effizienzzeichnung der Detektoren für langsame Deuteronen. Im Verlauf der Messung wurden nicht nur für die in Tabelle 5.6 aufgeführten Kinematiken Daten genommen, sondern auch bei noch geringeren Deuteronenimpulsen. Da die Deuteronen aber bei Erreichen der zeitgebenden Szintillationszählerlage nicht mehr über genügend Energie verfügten, ein Signal in ausreichender Höhe zu erzeugen, wurden sie bei der Effizienzzeichnung nicht verwendet. In Abbildung 5.11 sind für zwei Kinematiken gleichen Deuteronwinkels, aber unterschiedlichen Deuteronenimpulses, die Spektren der rekonstruierten Vertices

Kinematik	$\epsilon = 0.854$	$\epsilon = 0.590$	$\epsilon = 0.364$
Impulsauflösung			
- Spektrometer A	$8.5 \cdot 10^{-3}$	$8.5 \cdot 10^{-3}$	$8.5 \cdot 10^{-3}$
- Spektrometer B	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	-
- Spektrometer C	-	-	$1 \cdot 10^{-4}$
Winkelauflösung			
- Spektrometer A	14 mrad	14 mrad	16 mrad
- Spektrometer B	5 mrad	5 mrad	-
- Spektrometer C	-	-	8 mrad
Verteauslösung	3 mm	3 mm	7 mm

Tab. 5.4: Mit Hilfe der elastischen Eichkinematiken bestimmte und für die Simulation der Pionproduktionskinematiken verwendete Spektrometereauflösungen

entlang der Strahlachse dargestellt. Im Falle der Kinematik im linken Teil der Abbildung zeigt sich das für das verwendete Flüssig-Deuterium-Target (siehe Abbildung 3.7) gewohnte Vertex-Spektrum entlang der Strahlachse. Im rechten dagegen sind die Deuteronen aufgrund ihrer geringen Energie nicht mehr für alle Vertices in der Lage, die Datenerfassung zu starten, und nur noch die Teilchen, die an Orten im Target starten, die extrem kurzen Weglängen durch das Target und damit geringen Energieverlusten entsprechen, können registriert werden.

Um eine Aussage über die Nachweiseffizienz des verwendeten Detektoraufbaus zu erhalten, wurden für alle in Tabelle 5.6 aufgeführten elastischen Elektronstreu kinematiken die Koinzidenzwirkungsquerschnitte bestimmt (zur dabei angewandten Vorgehensweise siehe Abschnitt 5.4) und mit den Ergebnissen der Parametrisierung nach [Plat90] verglichen. Damit eine möglichst gute Übertragbarkeit der Ergebnisse der Eichung auf die Pionproduktionsdaten gegeben ist, wurde – soweit möglich – darauf geachtet, exakt die gleichen Analyseschritte, dieselbe Software und dieselben Schnitte zu verwenden. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Abbildung 5.12 für zwei der Kinematiken exemplarisch dargestellt und entsprechen dabei den hellen Meßpunkten. Die angegebenen Fehler zeigen die statistische Güte der Daten. Es ist leicht zu erkennen, daß selbst im Falle des höheren nachgewiesenen Deuteronenimpulses der gemessene Koinzidenzwirkungsquerschnitt deutlich unter dem Referenzwirkungsquerschnitt nach [Plat90] (durchgezogene Linie) liegt. Da aus anderen Messungen mit der Drei-Spektrometer-Anlage eine sehr viel bessere Nachweiseffizienz der Detektoren bekannt ist, muß diese starke Abweichung andere Ursachen haben.

Bei genauerer Betrachtung zeigt sich, daß die Größe der Abweichung des gemessenen vom zu erwartenden Wirkungsquerschnitt sowohl von der Höhe des Deuteronenimpulses als auch vom Ort des Vertex senkrecht zur Strahlachse (Target x-Koordinate) abhängig ist. Diese beiden Tatsachen lassen vermuten, daß Deuteronen auf dem Weg vom Reaktionsort zum Detektor aufgrund von Wechselwirkungen mit den dazwischenliegenden Materialien für die Bestimmung des Elektron-Deuteron-Koinzidenzwirkungsquerschnittes verlorengehen. Die Wirkungsquerschnitte der „Verlust“-Prozesse, hauptsächlich Kernwechselwirkungen und elastische Deuteronstreuung, wurden mit Hilfe der in [Pitz99] verwendeten Programme abgeschätzt und zusätzlich mit den Ergeb-

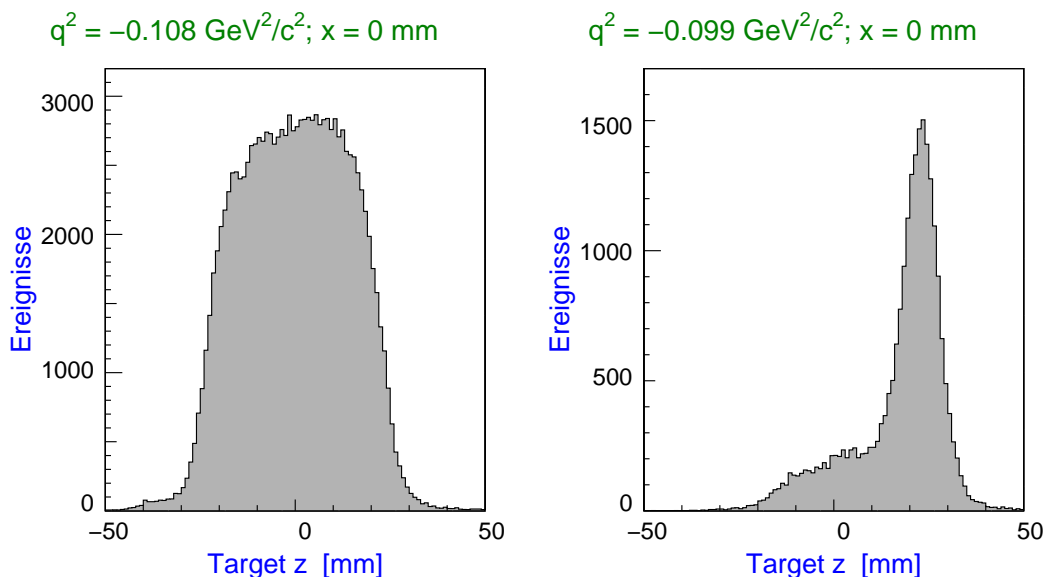


Abb. 5.11: Vergleich der Verteilungen des rekonstruierten Vertex entlang der Strahlachse für zwei elastische Eichmessungen. Die linke Abbildung entspricht der in Tabelle 5.6 aufgeführten Kinematik bei $q^2 = -0.108 \text{ GeV}^2/c^2$ und Durchschuß durch die Targetzellenmitte, die rechte für $q^2 = -0.099 \text{ GeV}^2/c^2$, was einem Deuteronenimpuls am Vertex von $314 \text{ MeV}/c$ und einer Spektrometereinstellung von $258.70 \text{ MeV}/c$ entspricht.

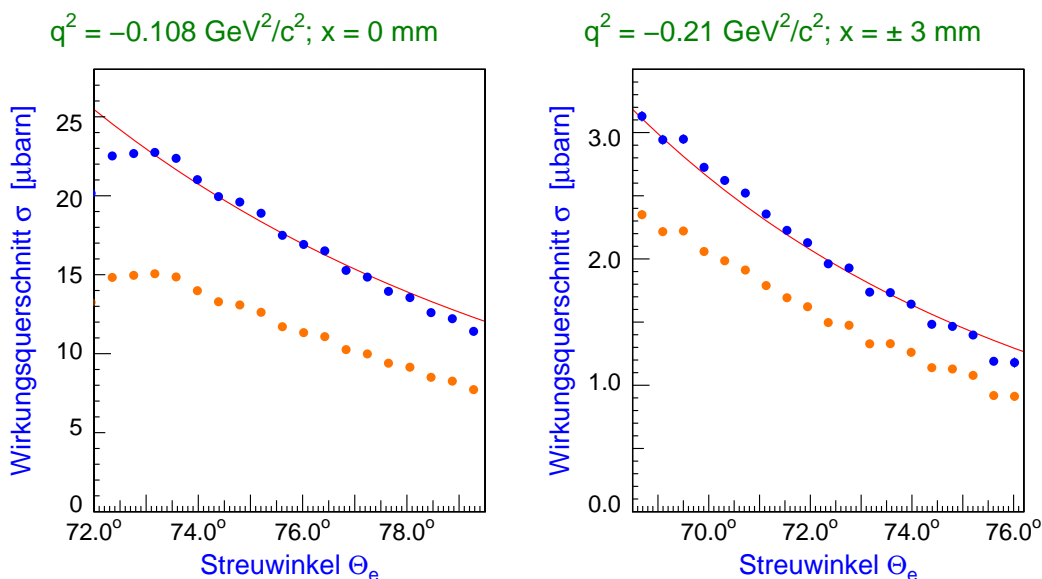


Abb. 5.12: Wirkungsquerschnitte für zwei der elastischen Eichmessungen. Die linke Darstellung zeigt die Kinematik für $q^2 = -0.108 \text{ GeV}^2/c^2$ und Durchschuß durch die Targetzellenmitte, die rechte für $q^2 = -0.21 \text{ GeV}^2/c^2$ bei eingeschaltetem Wedler. Die durchgezogene Kurve stellt dabei jeweils den nach [Plat90] zu erwartenden Wirkungsquerschnitt σ dar, die hellen Punkte geben den gemessenen wieder, und die dunklen Punkte erhält man mit Hilfe der Eichfunktion zur Korrektur der Deuteronnachweisineffizienz.

Material	Weglänge [cm]	Energieverlust [MeV]	Absorptionsanteil
Deuterium	0.77	5.45	52.1%
Havar	$1.4 \cdot 10^{-3}$	0.24	1.6%
„Schneeniederschlag“	0.17	2.35	9.0%
Mylar/Kapton	$22 \cdot 10^{-3}$	1.41	5.6%
Luft	61.0	3.25	11.8%
Isobutan	20.8	0.26	13.0%
Plastikfolie	$29 \cdot 10^{-3}$	1.7	6.9%

Tab. 5.5: Relativer Anteil der unterschiedlichen Materialien zwischen Vertex und Detektorsystem am gesamten Deuteronenverlust durch Kernwechselwirkungen und elastische Deuteronstreuung.

nissen von [Henc99] verglichen. Beide Rechnungen basieren im Grundprinzip auf einem Glauber-Modell (zur Theorie siehe z.B. [ChGu90]), allerdings mit unterschiedlichen Verfeinerungen, und beide gelten im Bereich der in dieser Arbeit betrachteten Deuteronenenergien nur noch mit starken Einschränkungen. Daher können die so ermittelten Größen nur eine qualitative Abschätzung darstellen und ermöglichen keine quantitativen Aussagen zu einer anzubringenden Korrektur. In Tabelle 5.5 ist beispielhaft für die Kinematik von $q^2 = -0.108 \text{ GeV}^2/c^2$ und Targetposition $x = 0 \text{ mm}$ nur der relative Anteil der unterschiedlichen Materialien an der Deuteronabsorption angegeben und nicht deren absolute Größe. Deutlich wird der dominante Anteil des Targetmaterials am gesamten Deuteronverlust. Dies erklärt den starken Einfluß der Strahlposition – und damit der Weglänge durch das Target – auf die gemessenen Abweichungen der Wirkungsquerschnitte zu den Ergebnissen nach [Plat90]. Der gesamte Wirkungsquerschnitt der einzelnen Verlustprozesse zeigt außerdem einen Anstieg bei abnehmenden Deuteronanfangsenergien.

Für eine quantitative Korrektur der Deuteronennachweiseffizienz wurde daher die über die Spektrometerakzeptanz gemittelte Abweichung des gemessenen vom zu erwartenden Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{Exp}}/\sigma_{\text{Ref}}$ bestimmt (siehe letzte Spalte in Tabelle 5.6). Damit konnten Eichgeraden der Effizienz E in Abhängigkeit sowohl vom Impuls p_d (Formel 5.5) als auch von der Weglänge l der Deuteronen durch das Target bei zwei unterschiedlichen Impulsen bestimmt werden (Formeln 5.6 und 5.7):

$$E_{p_d}^{x=0} = (0.4911 \pm 0.0048) + p_d \cdot (0.00064 \pm 0.00001), \quad (5.5)$$

$$E_l^{0.108} = (0.7832 \pm 0.0026) - l \cdot (0.01497 \pm 0.00044), \quad (5.6)$$

$$E_l^{0.259} = (0.7868 \pm 0.0046) - l \cdot (0.00402 \pm 0.00040). \quad (5.7)$$

Kombiniert man diese unterschiedlichen Fitgeraden, so ergibt sich als impuls- und wegabhängige Effizienzkorrektur folgender Zusammenhang:

$$E_{\text{total}} = E_{p_d}^{x=0} - (l_d - l_d^{x=0}) \cdot \{(0.0291 \pm 0.0008) + p_d \cdot (0.000051 \pm 0.000002)\}. \quad (5.8)$$

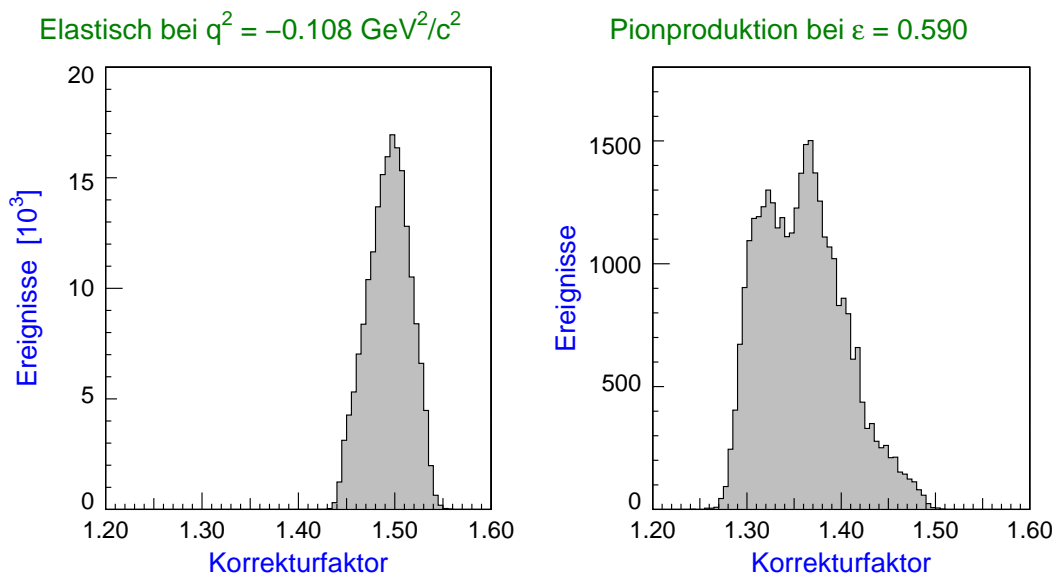


Abb. 5.13: Verteilung der mit Hilfe der Funktion 5.8 bestimmten Effizienzkorrekturfaktoren. Die linke Darstellung zeigt die elastische Kinematik für $q^2 = -0.108 \text{ GeV}^2/c^2$ und Durchschuß durch die Targetzellenmitte, die rechte die Pionproduktionskinematik bei $\epsilon = 0.590$.

Dabei entspricht l_d der tatsächlichen Weglänge des Deuterons durch das Targetmaterial und $l_d^{x=0}$ der Weglänge bei Beginn der Teilchenbahn bei $x = 0 \text{ mm}$ und ansonsten unveränderten Eigenschaften wie z.B. Teilchenaustrittswinkel. Wendet man diese Formel bei der Analyse der Daten auf jedes Ereignis einzeln an, so erhält man für elastische Eichmessungen die in Abbildung 5.12 als dunkle Punkte dargestellten Ergebnisse, die die Vorhersage nach [Plat90] gut beschreiben. Als Standardabweichung einer Gaußanpassung an die Verteilung der Abweichungen der einzelnen auf diese Weise korrigierten Punkte ergibt sich ein Wert von 3,4%. Mit Hilfe der gaußschen Fehlerfortpflanzung läßt sich der Fehler der Korrektur bei Annahme einer Impulsaufösung von $8.5 \cdot 10^{-3}$ und einem Fehler der Weglängenrekonstruktion von $0.25 \text{ mm} / \sin \Theta_d$ als 1,7% bestimmen.

Die so anhand der gemessenen Daten empirisch erhaltene Eichfunktion beinhaltet nicht nur die Korrektur der Deuteronverluste durch Spaltung und Streuprozesse, sondern auch direkt alle anderen bei der Analyse notwendigen Effizienzkorrekturen, die ansonsten einzeln betrachtet werden müßten. Dies schließt sowohl die Detektorineffizienzen als auch systematische Fehler bei der Bestimmung der integrierten Luminosität \mathcal{L}_{int} ein. Da mit den unterschiedlichen Eichkinematiken die gesamte Detektorakzeptanz ausgeleuchtet wurde und, wie zu Beginn dieses Abschnittes erwähnt, ein großer Wert auf die Analogie der Auswertung zwischen Eichdaten und Pionproduktionsdaten gelegt wurde, kann die Effizienzkorrekturfunktion 5.8 problemlos auch bei der Pionschwelproduktion angewandt werden. Abbildung 5.13 zeigt beispielhaft für eine elastische Kinematik und die Pionproduktionskinematik bei $\epsilon = 0.590$ die entstehenden Korrekturfaktorverteilungen. Die größere Breite der Verteilung im Falle der Piondaten ergibt sich aus der vollständigen Ausleuchtung der Impulsakzeptanz von Spektrometer A und der größeren Weglängenvariation bei Verwendung des schnellen Strahlwedlers.

Target x [m.m.]	E_0 [MeV]	E' [MeV]	p_d [MeV/c]	Θ_e	Θ_d	$\mathcal{L}_{\text{korrr}}$ [pb ⁻¹]	$\sigma_{\text{Exp}}/\sigma_{\text{Ref}}$
$q^2 = -0.108 \text{ GeV}^2/c^2$							
0	285.11	270.35	291.85	74.82°	48.53°	678.08	0.668 ± 0.002
-1.0	285.11	269.96	298.21	74.52°	48.70°	476.75	0.690 ± 0.002
-2.0	285.11	270.00	305.64	74.48°	48.73°	478.16	0.712 ± 0.002
-3.0	285.11	269.82	310.32	74.34°	48.80°	487.36	0.726 ± 0.002
-4.0	285.11	269.66	314.04	73.98°	48.97°	477.78	0.716 ± 0.002
$q^2 = -0.140 \text{ GeV}^2/c^2$							
±3.0	330.11	307.53	363.83	74.78°	47.97°	3272.9	0.718 ± 0.002
±3.0	330.11	307.47	363.87	74.75°	47.99°	1450.2	0.719 ± 0.002
$q^2 = -0.210 \text{ GeV}^2/c^2$							
±3.0	420.11	389.30	461.05	71.13°	48.70°	2873.63	0.763 ± 0.002
0	420.11	390.15	461.21	71.14°	48.70°	1453.62	0.768 ± 0.003
$q^2 = -0.259 \text{ GeV}^2/c^2$							
2.5	345.11	288.80	513.97	110.62°	30.40°	10886	0.727 ± 0.004
0	345.11	288.34	518.60	110.56°	30.44°	11157	0.735 ± 0.003
-2.5	345.11	288.08	523.24	110.55°	30.45°	7678.3	0.765 ± 0.004

Tab. 5.6: Parameter der zu Eichzwecken gemessenen elastischen Reaktionen $d(e, e'd)$. Die Angaben der Winkel und Impulse entsprechen dabei den mittleren nachgewiesenen Größen, enthalten also unterschiedliche Energieverluste und Aufstreueffekte. Die Strahlposition x entspricht dem Abstand senkrecht zur Targetmitte, wobei positive x einen längeren Weg durch das Target repräsentieren. $\mathcal{L}_{\text{korrr}}$ ist die um die Totzeit korrigierte integrierte Luminosität, $\sigma_{\text{Exp}}/\sigma_{\text{Ref}}$ das über die Spektrometerakzeptanz gemittelte Verhältnis aus gemessenem Wirkungsquerschnitt und Referenzwert nach [Plat90], die Fehler sind rein statistisch.

5.4 Bestimmung von Wirkungsquerschnitten

Werden alle in den vorherigen Abschnitten erläuterten Eichungen und Korrekturen auf die Daten angewandt, so läßt sich durch die Normierung der echten, untergrundbereinigten Koinzidenzereignisse mit der um die Totzeit korrigierten integrierten Luminosität $\mathcal{L}_{\text{korrr}}$ und der simulierten Phasenraumakzeptanz der gemessene Reaktionswirkungsquerschnitt bestimmen.

Die integrierte Luminosität \mathcal{L}_{int} ist definiert als das Produkt aus einfallendem Elektronenfluß F_e und der Targetflächendichte N_T :

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = F_e \cdot N_T = \frac{1}{e_0} \int_0^T I_e dt \cdot \frac{\rho \cdot d \cdot N_A}{A}. \quad (5.9)$$

Dabei entspricht e_0 der Elektronladung, T der betrachteten Zeitdauer, I_e der Strahlstromstärke, ρ der Dichte des Targetmaterials (im Falle von Deuterium ist $\rho = 0.162 \text{ g/cm}^3$), d der Länge des Wechselwirkungsbereichs zwischen Targetmaterial und Strahl, N_A der Avogadro-Konstanten und A der Massenzahl des Targetmaterials. Die Stromstärke wird mit Hilfe einer Förster-Sonde aus zwei torodialen Spulen, die den Elektronenstrahl umschließen, gemessen. Sie besitzt eine Meßgenauigkeit von $0.3 \mu\text{A}/n$ bei $I \simeq 10 \mu\text{A}$, wobei n der Anzahl an Umläufen des Strahls in der dritten Beschleunigerstufe von MAMI B entspricht. Die Bestimmung der verstrichenen absoluten Zeit sowie der reinen Meßzeit erfolgt über mehrere Zähler, deren Werte direkt in den Datenstrom einfließen. Daraus lassen sich auch die Totzeiten der einzelnen Ereignisarten (Einzelereignis, Koinzidenzereignis) bestimmen, um die die integrierte Luminosität jeweils korrigiert werden muß. Die Abweichung der mittleren Länge des Wechselwirkungsbereiches zwischen Strahl und Target von der absoluten Targetausdehnung $d = 4.95 \text{ cm}$ aufgrund des um 2.5 mm aus der Mittellage hin zu Spektrometer A verschobenen Strahls und des Aufweitens durch den schnellen Strahlwedler wird in der Simulation des Phasenraumvolumens berücksichtigt. Eine genauere Darstellung der Methode der Luminositätsbestimmung mit dem Analyse-Paket **Cola++** findet sich bei [Kahr00], eine Fehlerabschätzung in Kapitel 6.

Die Ermittlung des akzeptierten Phasenraumvolumens erfolgt mit dem Simulationsprogramm **Simul++** aus dem **Cola++**-Paket. Unter dem Phasenraumvolumen versteht man dabei die Verteilung der kinematischen Variablen, die unter den gegebenen experimentellen Bedingungen wie gewählte Spektrometerwinkel, Kollimatoren oder Targettyp nachgewiesen werden können. Aufgrund der komplexen Struktur dieses vieldimensionalen Problems ist die Berechnung nur mit Hilfe eines Monte-Carlo-Verfahrens und nicht analytisch möglich. Es gilt:

$$N_{\text{korrr}}^{\text{echt}} = \int_{\text{AKZ}} \frac{d\sigma}{dE'_e d\Omega'_e d\Omega^*_\pi} \cdot A(E'_e, \Omega'_e, \Omega^*_\pi) \cdot \mathcal{L} dE'_e d\Omega'_e d\Omega^*_\pi dt. \quad (5.10)$$

Dabei entspricht $N_{\text{korrr}}^{\text{echt}}$ der mit Hilfe der Funktion 5.8 effizienzkorrigierten und durch geeignete Schnitte (siehe dazu Abschnitte 5.1 und 5.2) untergrundbereinigten Koinzidenzereignisse, $\text{AKZ} = \Delta E'_e \Delta \Omega'_e \Delta \Omega^*_\pi$ der nominellen Akzeptanz, $A(E'_e, \Omega'_e, \Omega^*_\pi)$ der Akzeptanzfunktion mit einem Wertebereich von $[0..1]$ und \mathcal{L} der Luminosität.

Unter der Annahme eines konstanten Wirkungsquerschnittes innerhalb eines simulierten Phasenraumintervalls kann der differentielle Koinzidenzwirkungsquerschnitt wie folgt bestimmt werden:

$$\frac{d\sigma}{dE'_e d\Omega'_e d\Omega^*_\pi} = \frac{N_{\text{korrr}}^{\text{echt}}}{\mathcal{L}_{\text{korrr}} \cdot \int_{\text{AKZ}} A(E'_e, \Omega'_e, \Omega^*_\pi) dE'_e d\Omega'_e d\Omega^*_\pi} . \quad (5.11)$$

$\mathcal{L}_{\text{korrr}} = \int \mathcal{L} dt$ gibt hierbei die totzeitkorrigierte integrierte Luminosität wieder und $\int_{\text{AKZ}} A(E'_e, \Omega'_e, \Omega^*_\pi) dE'_e d\Omega'_e d\Omega^*_\pi$ das Phasenraumintegral, das ausschließlich geometrische Aspekte des Experimentes sowie die Energie- und Impulserhaltung enthält und keine tiefere physikalische Bedeutung. Die Division der Meßdaten durch den simulierten Phasenraum entfaltet geometrische und physikalische Gesichtspunkte. Zusätzlich zu dieser Normierung beinhaltet die Simulationssoftware auch die Strahlungskorrekturen, da beim Würfeln des Elektronenarms die Bremsstrahlverteilung berücksichtigt wird, wodurch eine spätere Entfaltung der Spektren entfällt. Zu den Details der Strahlungskorrekturen siehe [Frie00], zu Aspekten der Realisierung der Simulation [Kahr00].

Durch die Einführung des Faktors Γ nach Formel 2.8 läßt sich der physikalisch relevante Teil des Pionproduktionswirkungsquerschnittes auch als

$$\frac{d\sigma_v}{d\Omega^*_\pi} = \frac{N_{\text{korrr}}^{\text{echt}}}{\mathcal{L}_{\text{korrr}} \cdot \int_{\text{AKZ}} \Gamma \cdot A(E'_e, \Omega'_e, \Omega^*_\pi) dE'_e d\Omega'_e d\Omega^*_\pi} \quad (5.12)$$

schreiben.

Der statistische Fehler der einzelnen Datenpunkte ergibt sich nach:

$$\Delta N^{\text{echt}} = \sqrt{N^{\text{echt}} + (1 + s) \cdot N^{\text{U}}} . \quad (5.13)$$

N^{echt} entspricht der Zahl der echten Koinzidenzereignisse, N^{U} der Anzahl der Untergrundereignisse und s dem Verhältnis der Untergrundereignisse im Schnitt auf die echten Koinzidenzen zur Anzahl der Ereignisse im Schnitt auf den Untergrund. Mit Hilfe der gerechtfertigten Annahme einer konstanten Verteilung der Untergrundereignisse im Koinzidenzspektrum läßt sich s als das Verhältnis der Breiten der Schnitte interpretieren.

Kapitel 6

Ergebnisse

In den folgenden Abschnitten werden die mit Hilfe der im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Analyseverfahren ermittelten Ergebnisse präsentiert. Neben dem totalen und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt wird auch auf die hieraus extrahierbaren Beträge der s-Wellen-Multipole E_d und L_d an der Schwelle eingegangen, und diese werden mit den Vorhersagen von Rechnungen im Rahmen der Chiralen Störungstheorie verglichen. Des weiteren werden der systematische Fehler sowie dessen Hauptursachen diskutiert.

6.1 Der totale Wirkungsquerschnitt

Abbildung 6.1 zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt σ für alle drei Kinematiken als Funktion der invarianten Masse W bis zu einem ΔW von 4 MeV über der Pionproduktionsschwelle. Der Bereich von ΔW wurde hierzu in vier Intervalle von je 1 MeV Breite unterteilt. Über die Polar- und Azimutwinkel Θ_π^* und ϕ_π^* wurde dabei gemittelt, ebenso über den kompletten mit den Spektrometerakzeptanzen überdeckten Bereich des Impulsübertrages q^2 ; die Fehlerbalken geben die Summe aus statistischem und systematischem Fehler wieder. Wie nach Gleichung 2.15 zu erwarten ist, erhöht sich der totale Wirkungsquerschnitt bei ansteigendem ϵ .

Der statistische Fehler der einzelnen Meßpunkte ergibt sich nach Formel 5.13, die Abschätzungen zum systematischen Fehler für jeden der ΔW -Bereiche zeigt Tabelle 6.1. Auffällig sind die besonders großen Schätzwerte des systematischen Fehlers im Bereich direkt oberhalb der Pionproduktionsschwelle. Sie werden dominiert durch den Feh-

Kinematik	$\epsilon = 0.854$		$\epsilon = 0.590$		$\epsilon = 0.364$	
	Fehler [%]		Fehler [%]		Fehler [%]	
ΔW [MeV]	stat.	sys.	stat.	sys.	stat.	sys.
$0 < \Delta W < 1$	7.5	22.7	6.9	20.3	7.1	22.9
$1 < \Delta W < 2$	3.7	12.7	3.2	9.1	3.8	10.4
$2 < \Delta W < 3$	2.9	6.0	2.8	3.3	3.0	4.1
$3 < \Delta W < 4$	2.8	3.6	3.0	3.7	3.2	4.8

Tab. 6.1: Statistische und systematische Fehler der Pionproduktionskinematiken

ΔW [MeV]	$0 < \Delta W < 1$	$3 < \Delta W < 4$
Ursache	Fehler [%]	Fehler [%]
Schnitt T_{koinz}	0.1% – 0.7%	0.3% – 0.8%
Schnitt m_{miss}	0.3% – 2.6%	0.2% – 0.7%
Schnitt q^2	4.6% – 8.8%	0.1% – 0.9%
Dicke des Schneeniederschlags	1.1% – 3.5%	0.4% – 1.0%
simulierte Impulsaufösungen	9.3% – 11.7%	0.1% – 1.7%
Impuls des Elektronenspektrometers	15.4% – 18.7%	0.2% – 2.7%
Deuteronnachweiseffizienzkorrektur	1.7%	
Bestimmung der Luminosität	1.0%	
Bestimmung des Phasenraums	1.0%	

Tab. 6.2: Beiträge zum systematischen Fehler einiger ausgewählter Ursachen

ler der Impulsmessung des gestreuten Elektrons bzw. damit zusammenhängender Parameter wie der zur Simulation des akzeptierten Phasenraumes verwendeten Impulsaufösung des Elektronenspektrometers. Eine Übersicht über die Beiträge mehrerer ausgewählter Effekte, zum Teil unterschieden nach Bereichen der invarianten Masse, sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Sie wurden bis auf den Fehler der Deuteronneffizienzkorrektur (siehe dazu Abschnitt 5.3.4) und den der Luminosität durch Variation der entsprechenden Parameter der Analyse und Phasenraumsimulation bestimmt. Der Fehler der Bestimmung der Luminosität ergibt sich hauptsächlich aus der Ungewissheit der exakten Länge des Wechselwirkungsbereiches zwischen Elektronenstrahl und Targetmaterial und somit der genauen Anzahl der sich dort befindenden Targetkerne bei abgekühltem Target.

Die eingezeichneten Kurven entsprechen dem Verlauf einer Anpassung der Gleichung 6.1 an alle Datenpunkte der differentiellen Wirkungsquerschnitte aus Abschnitt 6.3 und anschließender Integration der Fitfunktion über die Winkelabhängigkeit $\cos \Theta_\pi^*$:

$$\frac{d\sigma_v}{d\Omega_\pi^*} = \frac{|\vec{k}_\pi^*|}{k_\gamma^*} \cdot \left\{ A' + B' \cdot k_\pi^{*2} + C' \cdot k_\pi^* \cdot \cos \Theta_\pi^* + D' \cdot k_\pi^{*2} \cdot \cos^2 \Theta_\pi^* + \right. \quad (6.1)$$

$$\left. \epsilon_L \cdot \left(E' + F' \cdot k_\pi^{*2} + G' \cdot k_\pi^* \cdot \cos \Theta_\pi^* + H' \cdot k_\pi^{*2} \cdot \cos^2 \Theta_\pi^* \right) \right\} .$$

Der Funktionsverlauf 6.1 ergibt sich aus Gleichung 2.16 unter der nach bisherigen Kenntnissen an der Schwelle gerechtfertigten Annahme einer Proportionalität der p-Wellen-Anteile zum Pionimpuls k_π^* . Die Ergebnisse der Anpassung für die Koeffizienten A' und E' , die nach Gleichung 2.13 mit den Betragsquadraten der s-Wellen-Multipole E_d bzw. L_d in Zusammenhang gebracht werden können, sind in Tabelle 6.3 dargestellt.

Die Größe der Fehler an den Daten läßt es leider nicht sinnvoll erscheinen, die beiden Interferenzterme des Wirkungsquerschnittes σ_{TL} und σ_{TT} zu extrahieren. Bei Anwendung des in Kapitel 2.4.2 vorgestellten Verfahrens sind für fast alle Intervalle der invarianten Masse W oberhalb der Schwelle die Ergebnisse im Rahmen der Fehler mit 0 verträglich und somit keine fundierten Aussagen über deren Größe oder Abhängigkeit vom Polarwinkel des Pions im Schwerpunktsystem Θ_π^* möglich.

A' [nbarn]	$ E_d $ [$10^{-3}/M_{\pi^+}$]	E' [nbarn]	$ L_d $ [$10^{-3}/M_{\pi^+}$]
0.0 ± 9.31	≤ 0.68	13.03 ± 1.98	0.81 ± 0.18

Tab. 6.3: Die Werte der Koeffizienten A' und E' aus der Anpassung der differentiellen Wirkungsquerschnitte an die Funktion 6.1 und die sich daraus ergebenden Größen von $|E_d|$ und $|L_d|$.

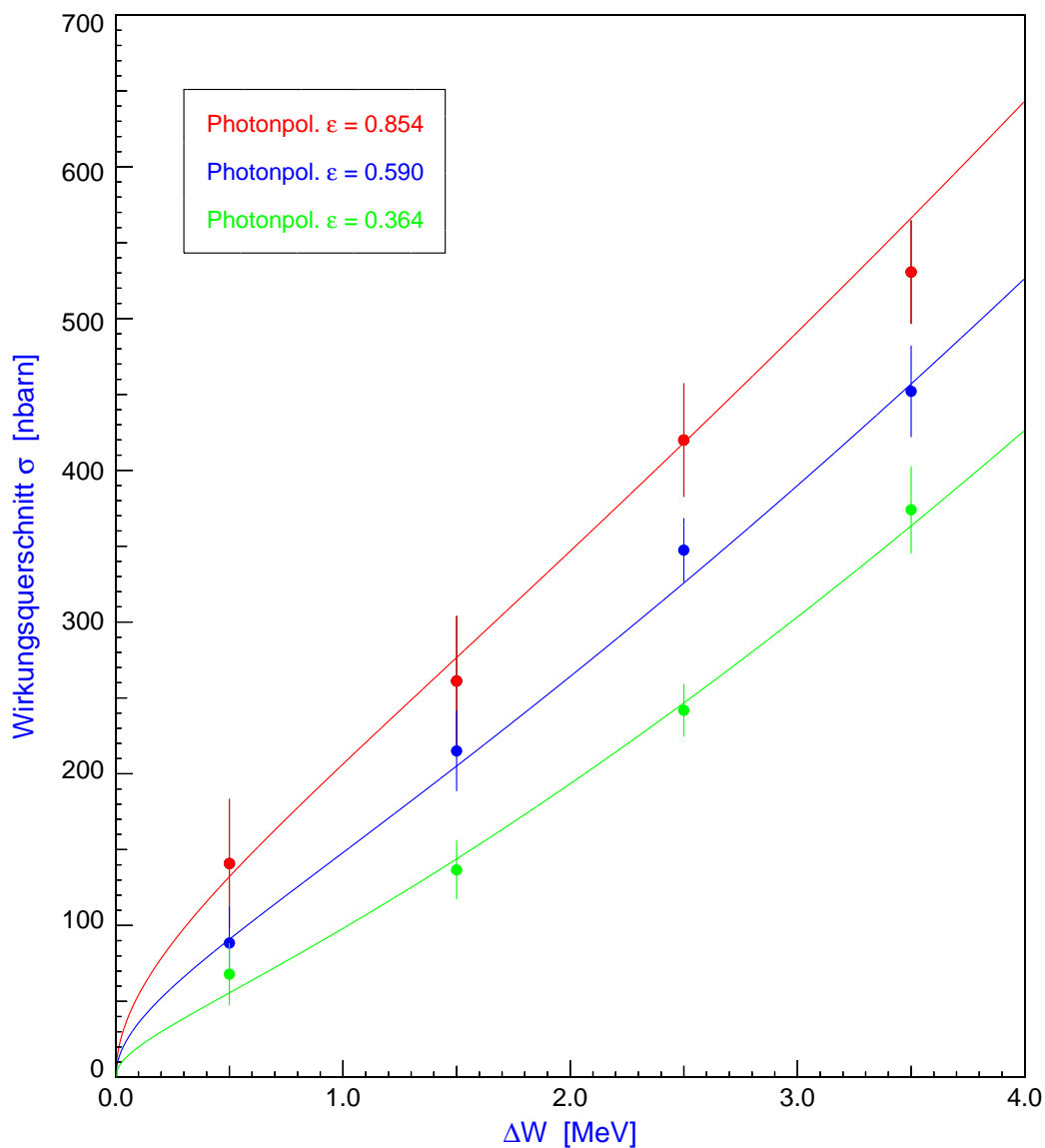


Abb. 6.1: Der totale Wirkungsquerschnitt σ der Reaktion $d(e, e'd)\pi^0$ bei einem Impulsübertrag $q^2 = -0.1 \text{ GeV}^2/c^2$ als Funktion der invarianten Masse W bis 4 MeV oberhalb der Pionproduktionsschwelle. Die eingezeichneten Kurven entsprechen dem Verlauf einer Anpassung der Gleichung 6.1 an die differentiellen Wirkungsquerschnitte und anschließender Integration über $\cos \Theta_{\pi^*}$.

ΔW [MeV]	σ_T [nbarn]	σ_L [nbarn]	$ L_d $ [$10^{-3}/M_{\pi^+}$]
$0 < \Delta W < 1$	14.6 ± 34.0	15.2 ± 7.1	0.76 ± 0.30
$1 < \Delta W < 2$	36.4 ± 33.1	31.8 ± 7.2	0.83 ± 0.22
$2 < \Delta W < 3$	99.5 ± 29.1	45.8 ± 6.6	0.88 ± 0.18
$3 < \Delta W < 4$	256.3 ± 39.7	38.0 ± 7.6	0.74 ± 0.19

Tab. 6.4: Die Ergebnisse der Rosenbluth-Separation für die Wirkungsquerschnittsanteile σ_T und σ_L sowie den longitudinalen Multipol $|L_d|$ für die ersten 4 MeV oberhalb der Pionproduktionschwelle.

6.2 Die Rosenbluth-Separation

Im Gegensatz zur Darstellung des totalen Wirkungsquerschnittes als Funktion der invarianten Masse W in Abschnitt 6.1 zeigt Abbildung 6.2 σ in Abhängigkeit vom Polarisationsparameter ϵ . Durch eine lineare Anpassung an die Daten lassen sich, wie in Abschnitt 2.4.1 beschrieben, der transversale und der longitudinale Anteil separieren. Dabei entspricht der Achsenabschnitt σ_T und die Geradensteigung σ_L . Die jeweils entsprechend der Farbe der Datenpunkte heller unterlegte Fläche gibt das Fehlerband der linearen Regression für das jeweilige Intervall von W oberhalb der Schwelle wieder.

Unter der Annahme, daß im Bereich der Schwelle der s-Wellen-Multipol L_d gegenüber den p-Wellen-Anteilen dominiert, kann er aus der Geradensteigung ermittelt werden. Mit dieser Methode ist aber nur der Betrag von L_d bestimmbar, nicht dessen Vorzeichen. Der Achsenabschnitt der Geradenanpassung kann aufgrund der Größe der Fehler leider nicht zur Extraktion der elektrischen Dipolamplitude E_d verwendet werden, da sie durch den kinematischen Faktor $Q^2/\omega^{*2} \simeq 9$ unterdrückt ist.

Die Ergebnisse sowohl für σ_T und σ_L als auch für $|L_d|$ faßt für jeden der vier ΔW -Abschnitte Tabelle 6.4 zusammen. Der Anstieg der Größe der Wirkungsquerschnittsanteile spiegelt deren Abhängigkeit von der invarianten Masse wieder. Die Resultate des longitudinalen Multipols L_d stimmen sehr gut mit dem in Abschnitt 6.1 extrahierten Wert von $|L_d| = (0.81 \pm 0.18) \cdot 10^{-3}/M_{\pi^+}$ überein.

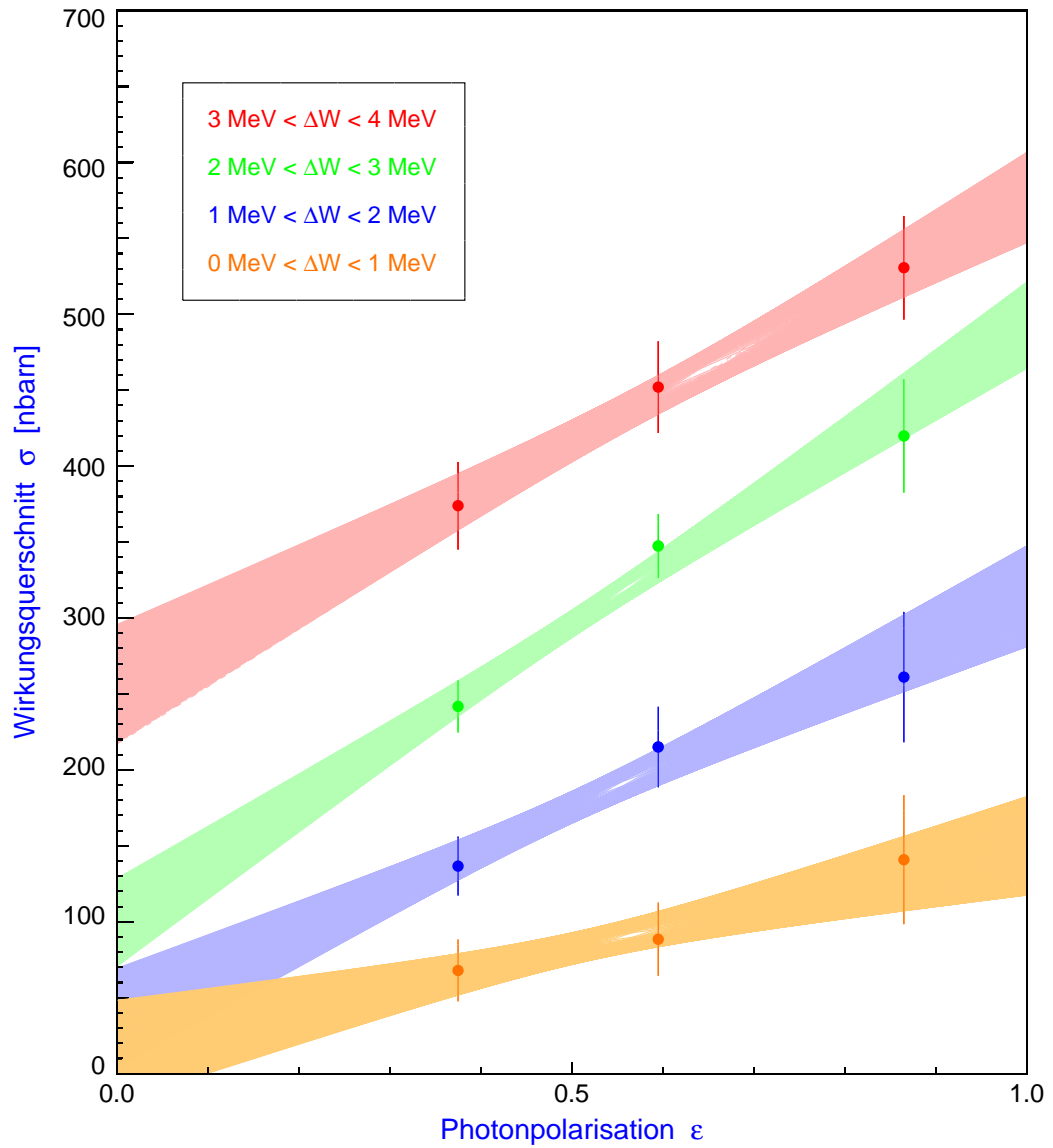


Abb. 6.2: Der totale Wirkungsquerschnitt σ der Reaktion $d(e, e'd)\pi^0$ bei einem Impulsübertrag $q^2 = -0.1 \text{ GeV}^2/c^2$ als Funktion der transversalen Photonpolarisation ϵ zur L/T-Separation für die ersten 4 MeV oberhalb der Pionproduktionsschwelle.

6.3 Der differentielle Wirkungsquerschnitt

Den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma_v/d\Omega_\pi^*$ als Funktion des Cosinus des Polarwinkels des Pions Θ_π^* stellen für die drei untersuchten Kinematiken die Abbildungen 6.3 bis 6.5 dar. Über den Azimutwinkel ϕ_π^* wurde dabei gemittelt, ebenso über die q^2 -Akzeptanz der Spektrometer. Die statistischen Fehler folgen wiederum Gleichung 5.13, die systematischen entsprechen für jeden der ΔW -Bereiche den Einträgen in Tabelle 6.1.

Die in den Darstellungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes für jedes der insgesamt zwölf Intervalle der invarianten Masse W aufgeführten Werte der Koeffizienten A , B und C sowie die schwarz eingezeichneten Kurven folgen aus einer Anpassung der Funktion 2.16 an die jeweiligen Datenpunkte. Die Unsicherheit dieser Datenanpassung wird durch das von den beiden rot gezeichneten Linien begrenzte Fehlerband wiedergegeben. Der Wert von χ^2 in Kombination mit der Anzahl der Freiheitsgrade (DoF = degrees of freedom) ist ein Maß für die Güte der Anpassung.

Für alle drei Photonpolarisationen wird der Einfluß der p-Wellen-Anteile mit zunehmender invarianten Masse W in einer Verstärkung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie deutlich.

Photonpolarisation $\epsilon = 0.854$

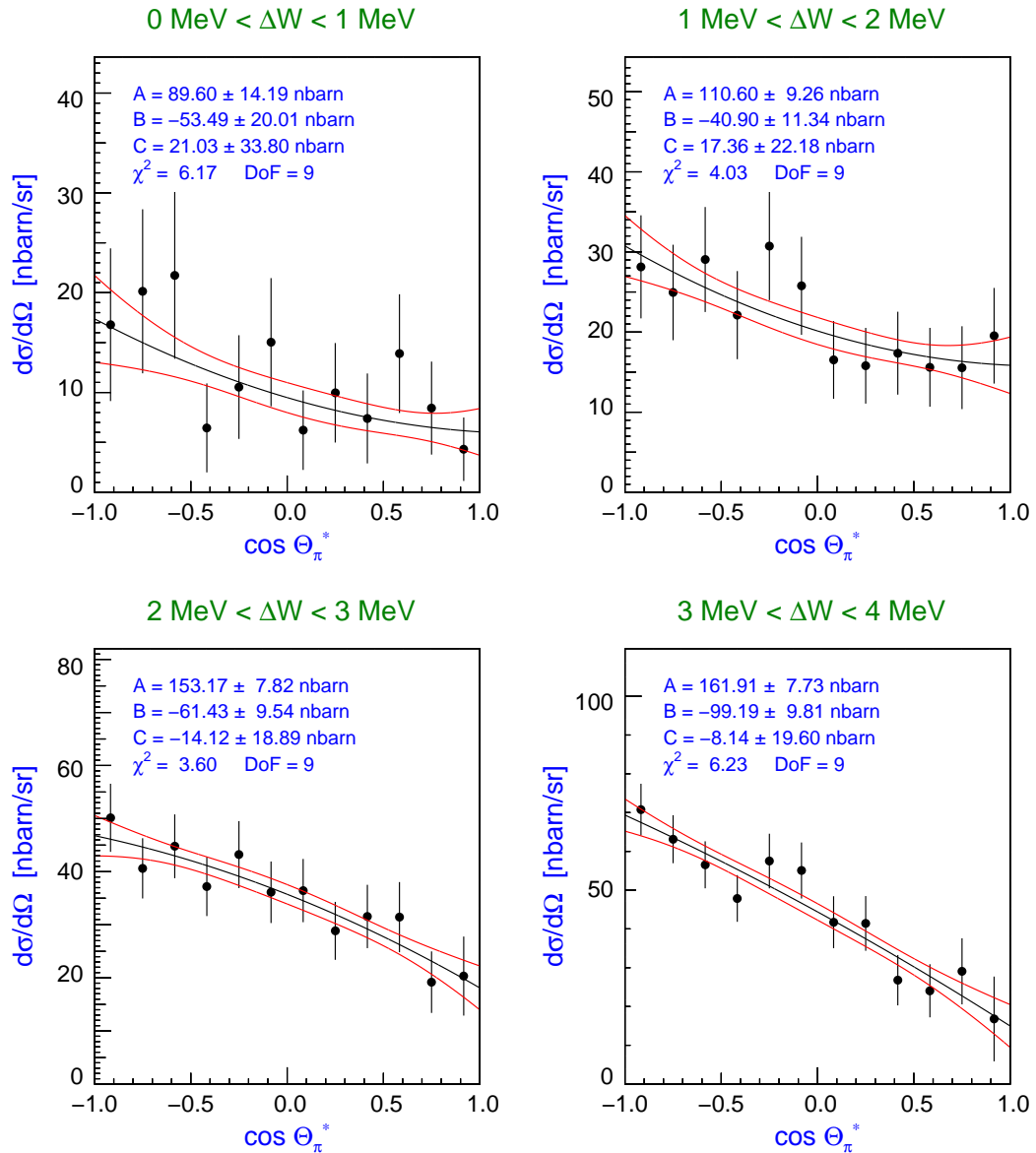


Abb. 6.3: Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $d(e, e'd)\pi^0$ bei einem Impulsübertrag $q^2 = -0.1 \text{ GeV}^2/c^2$ und einer transversalen Photonpolarisation $\epsilon = 0.854$ als Funktion von $\cos \Theta_\pi^*$ für die ersten 4 MeV oberhalb der Pionproduktionsschwelle. Weitere Erläuterungen finden sich im Text.

Photonpolarisation $\epsilon = 0.590$

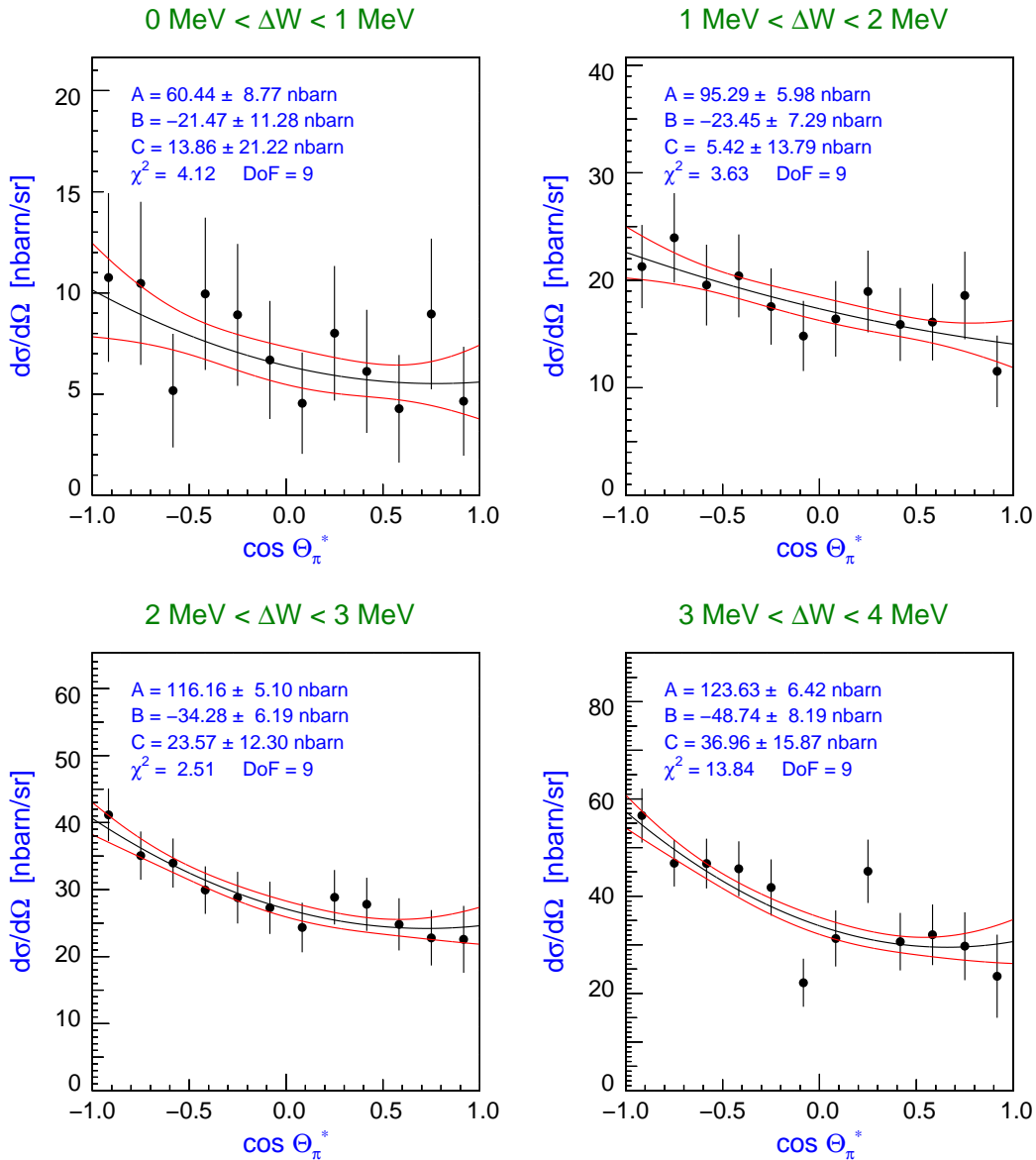


Abb. 6.4: Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $d(e, e'd)\pi^0$ bei einem Impulsübertrag $q^2 = -0.1 \text{ GeV}^2/c^2$ und einer transversalen Photonpolarisation $\epsilon = 0.590$ als Funktion von $\cos \Theta_\pi^*$ für die ersten 4 MeV oberhalb der Pionproduktionsschwelle. Weitere Erläuterungen finden sich im Text.

Photonpolarisation $\epsilon = 0.364$

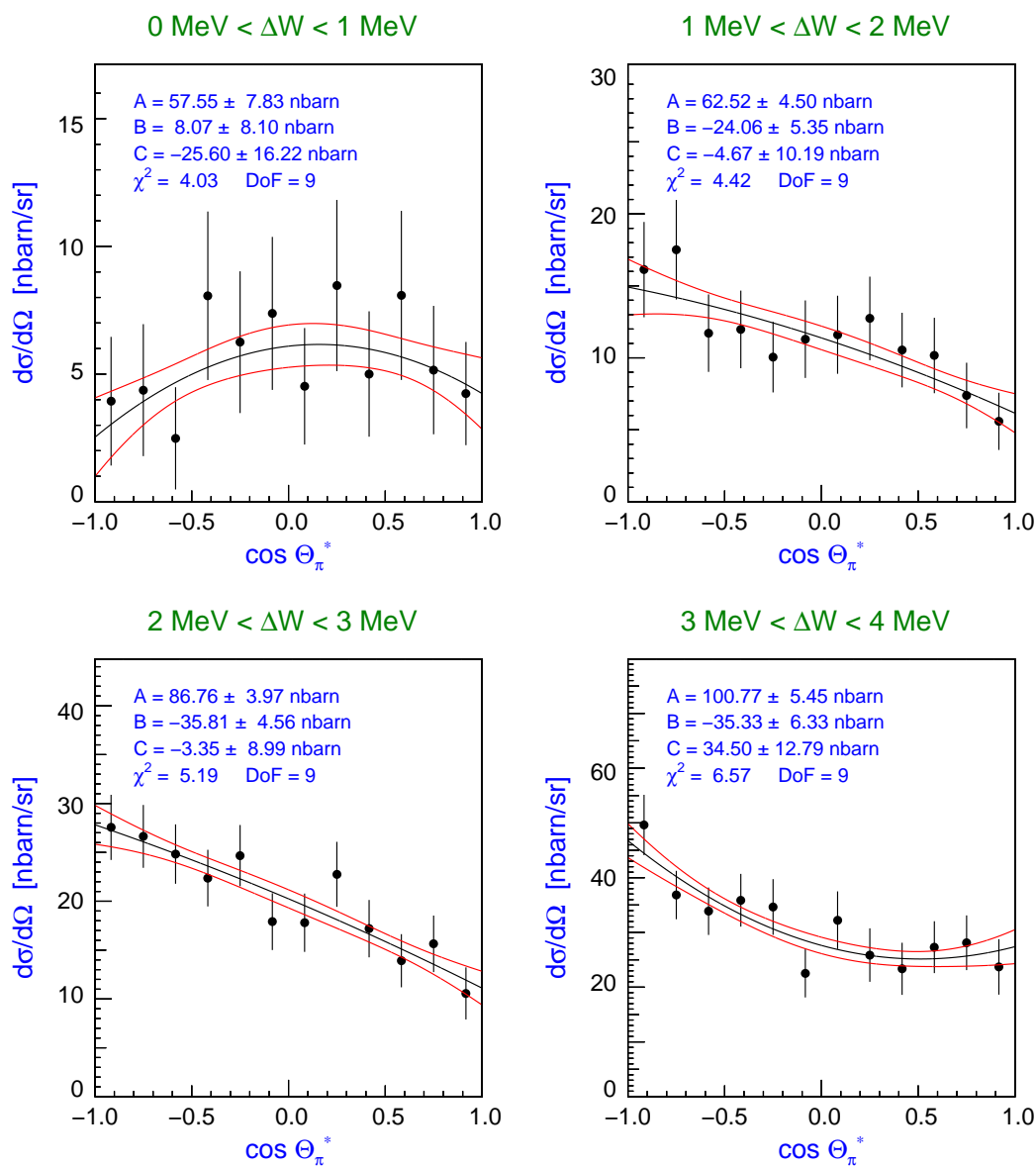


Abb. 6.5: Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $d(e, e'd)\pi^0$ bei einem Impulsübertrag $q^2 = -0.1 \text{ GeV}^2/c^2$ und einer transversalen Photonpolarisation $\epsilon = 0.364$ als Funktion von $\cos \Theta_\pi^*$ für die ersten 4 MeV oberhalb der Pionproduktionsschwelle. Weitere Erläuterungen finden sich im Text.

6.4 Vergleich mit den Vorhersagen der ChPTh

Ein Vergleich der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse mit den in Kapitel 2.5 vorgestellten Vorhersagen einer Rechnung im Rahmen der Chiralen Störungstheorie zeigt eine klare Überschätzung der tatsächlichen Wirkungsquerschnitte durch die Theorie. Für den s-Wellen-Wirkungsquerschnitt α_0 an der Schwelle ergibt sich unter Verwendung der in Abschnitt 6.1 extrahierten Multipole $|E_d|$ und $|L_d|$ bei einer Photonpolarisation von $\epsilon = 0.67$ nach Gleichung 2.18 ein Wert von $\alpha_0^{\epsilon=0.67} = (78.8 \pm 1.8) \text{ nbarn}$, die ChPTh-Rechnung nach [BKrM99] liefert einen $\simeq 6$ -fach höheren Wert. Dies ist besonders überraschend, da es der Theorie nach [BBLM97] gelingt, die Photoproduktion des neutralen Pions am Deuteron in guter Übereinstimmung mit den Experimenten zu beschreiben.

Abbildung 6.6 stellt die Meßergebnisse (Punkte bei $q^2 = -0.1 \text{ GeV}^2/c^2$) den Vorhersagen der zu erwartenden Größe der s-Wellen-Multipole E_d und L_d an der Pionschwelle in Abhängigkeit von der Virtualität q^2 des Photons gegenüber. Dabei wird angenommen, daß die Theorie das experimentell nicht bestimmte Vorzeichen von L_d korrekt vorher sagt. Die gestrichelten Linien zeigen den Verlauf des jeweiligen Multipols bei Variation der Größe von $E_{0+}^{\pi^0 n}$ bzw. $L_{0+}^{\pi^0 n}$ um $\pm 1 \cdot 10^{-3}/M_{\pi^+}$, die strichpunktierten die Werte des ungestörten Terms E_{ss} bzw. L_{ss} .

Auch wenn für den Betrag der elektrischen Dipolamplitude E_d nur eine obere Schranke angegeben werden kann, wird deutlich, daß sie von der Theorie nach [BKrM99] bei $q^2 = -0.1 \text{ GeV}^2/c^2$ überschätzt wird. Der Vergleich mit dem in der Photoproduktion von neutralen Pionen nahe der Schwelle von [Berg98] bestimmten Wert $E_d(q^2 = 0) = (-1.45 \pm 0.09) \cdot 10^{-3}/M_{\pi^+}$ läßt, genau wie bei der Elektroproduktion des Pions am Proton, auf eine starke Abhängigkeit des s-Wellen-Multipols E_d von der Virtualität des Photons schließen. Anzumerken ist hierzu, daß die Bestimmung von E_d im Experiment nach [Berg98] nur modellabhängig möglich ist, da nicht das Rückstoßdeuteron nachgewiesen wurde, sondern die beiden Zerfallsphotonen des neutralen Pions (siehe Abschnitt 4.1.1). Es ist somit, im Gegensatz zum in dieser Arbeit vorgestellten Experiment, experimentell nicht möglich, den kohärenten vom inkohärenten Produktionskanal zu trennen.

Wie sich bereits bei der Berechnung des s-Wellen-Wirkungsquerschnittes gezeigt hat, wird auch der Betrag des longitudinalen Multipols L_d aus den Messungen kleiner bestimmt als theoretisch vorhergesagt. Da dessen Größe im Rahmen dieser Arbeit zum erstenmal überhaupt experimentell bestimmt wurde, läßt sich nicht abschätzen, ob die Theorie den Verlauf der Variation von L_d mit q^2 nicht korrekt wiedergeben kann oder nur dessen Größe.

Eine Übereinstimmung von Experiment und Theorie zeigt sich in der Vorhersage der relativen Größe von E_d und L_d . In beiden Fällen wird der Wirkungsquerschnitt vom longitudinalen Anteil dominiert.

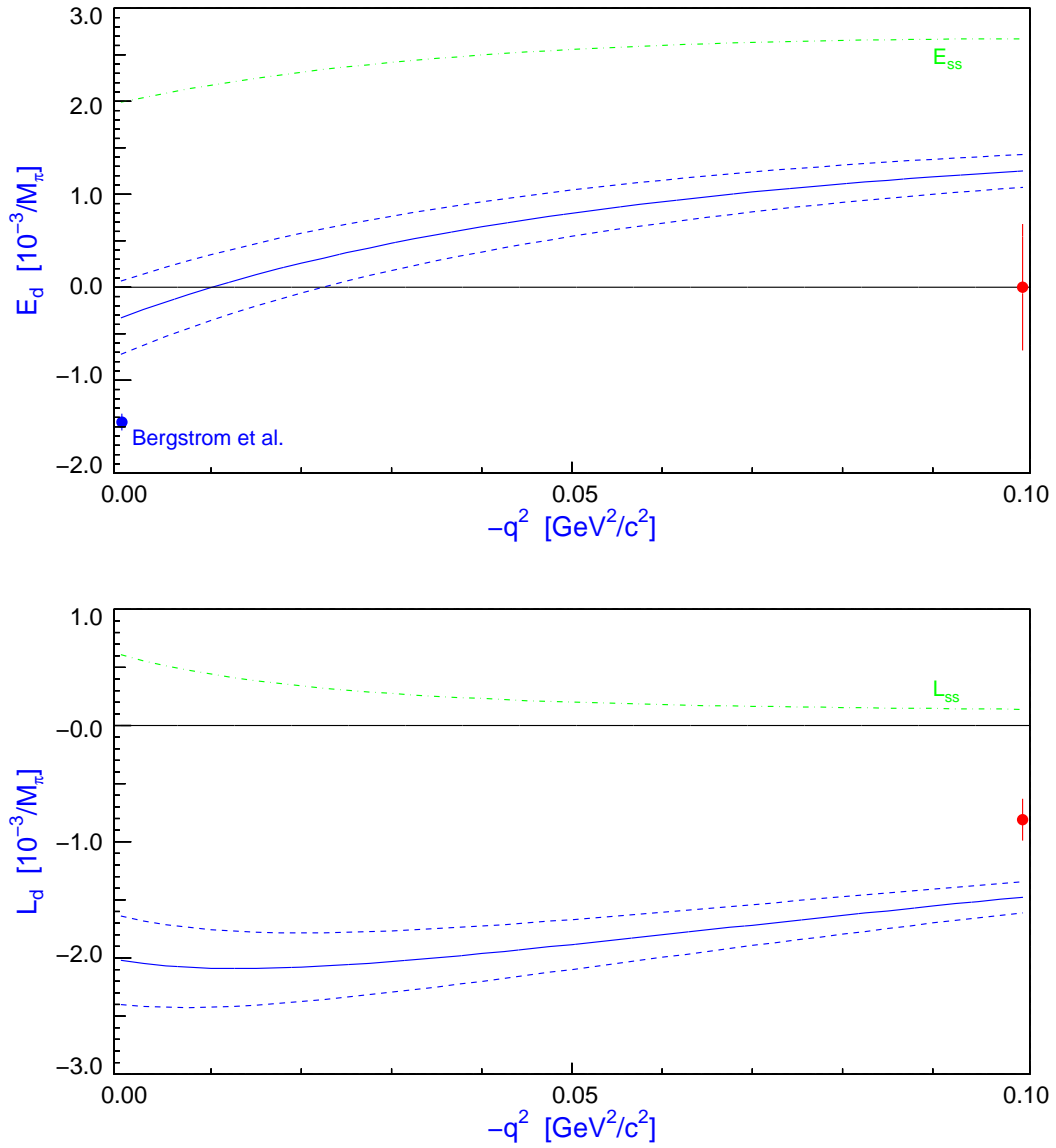


Abb. 6.6: Vergleich der theoretischen Vorhersagen und der in dieser Arbeit experimentell bestimmten Werte (eingezeichnete Punkte bei $q^2 = -0.1 \text{ GeV}^2/c^2$ unter der Annahme eines korrekt durch die Theorie vorhergesagten Vorzeichens von L_d) für die s -Wellen-Amplituden E_d und L_d an der Pionproduktionsschwelle in Abhängigkeit von der Photonvirtualität q^2 dargestellt durch die durchgezogenen Linien. Die gestrichelten Linien zeigen den Variationsbereich des jeweiligen Multipols bei einer Änderung von $E_{0+}^{\pi^0 n}$ bzw. $L_{0+}^{\pi^0 n}$ um $\pm 1 \cdot 10^{-3}/M_{\pi^+}$, die strichpunktieren die Werte des ungestörten Terms E_{ss} bzw. L_{ss} (Theorie nach [BKrM99]). Zum Vergleich ist am Photonpunkt auch das Meßergebnis von E_d nach [Berg98] eingezeichnet.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In den vorangegangenen Kapiteln wurde das an der Drei-Spektrometer-Anlage der A1-Kollaboration des Institutes für Kernphysik der Universität Mainz durchgeführte Experiment zur Elektroproduktion von neutralen Pionen nahe der Schwelle am Deuteron bei einem Viererimpulsübertrag von $q^2 = -0.1 \text{ GeV}^2/c^2$ vorgestellt. Diese Messung stellt den ersten experimentellen Zugang zum longitudinalen Anteil des Wirkungsquerschnittes dieser Reaktion überhaupt dar. Zur Separation der verschiedenen Wirkungsquerschnittanteile wurden Daten bei drei Polarisierungen des virtuellen Photons γ^* genommen. In diesem Koinzidenzexperiment dienten hochauflösende Magnetspektrometer dazu, die beiden geladenen Teilchen des Ausgangskanals der Reaktion $d(e, e'd)\pi^0$ nachzuweisen; das neutrale Pion kann indirekt über die Energie- und Impulsbilanz kinematisch rekonstruiert werden. Aufgrund der großen Winkel- und Impulsakzeptanz der Spektrometer der A1-Kollaboration ist es in einer einzigen Messung möglich, die komplette Winkelverteilung des Pions im $\pi^0 d$ -Schwerpunktsystems bis zu einer invarianten Masse $\Delta W = 4 \text{ MeV}$ oberhalb der Produktionsschwelle von $W_0 = 2010.59 \text{ MeV}$ zu untersuchen. Eine besondere Herausforderung an den experimentellen Aufbau und die Datenanalyse ergab sich dabei aus der mit $\beta \simeq 0.16$ geringsten bisher mit dem Detektorsystem nachgewiesenen Teilchengeschwindigkeit der Deuteronen und dem erstmaligen kohärenten Nachweis des Deuterons.

Zur Durchführung der Experimente wurde das Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Target-System der A1-Kollaboration verwendet, dessen Instandhaltung, Betrieb und Weiterentwicklung den apparativen Teil dieser Arbeit darstellten. Nachdem im Rahmen meiner Diplomarbeit eine neue, energieverlustoptimierte Targetzelle entwickelt wurde, lag der Schwerpunkt während meiner Promotion auf der Modifizierung des Kühlsystems. Hierzu wurde der Prototyp einer neuen Transferleitung konzipiert und aufgebaut, der in Bezug auf Umbauzeiten, Einschränkung der Spektrometerwinkel und am Target verfügbarer Kühlleistung eine deutliche Verbesserung gegenüber dem vorher verwendeten Aufbau darstellt. Abschließend konnte aufgrund der so erlangten Erfahrungen ein weiter optimiertes Transfersystem entworfen werden, das sich zur Zeit der Drucklegung dieser Arbeit in der Fertigung befindet.

Aus den in zwei Strahlzeiten gewonnenen Daten wurden mit Hilfe einer Rosenbluth-Separation der longitudinale und transversale Anteil des Wirkungsquerschnittes ermittelt. Unter Verwendung aller 144 Datenpunkte der differentiellen Wirkungsquerschnitte konnten bei schwachen Annahmen für die Impulsabhängigkeit der p-Wellen-Beiträge

die Beträge der s-Wellen-Amplituden E_d und L_d an der Schwelle extrahiert werden. Die Ergebnisse sind:

$$|E_d| \leq 0.68 \cdot 10^{-3} / M_{\pi^+} \quad \text{und} \quad |L_d| = (0.81 \pm 0.18) \cdot 10^{-3} / M_{\pi^+} .$$

Der Wert für L_d ist dabei in sehr guter Übereinstimmung mit denen, die mit Hilfe der Rosenbluth-Separation gewonnen wurden.

Die experimentell bestimmten Werte liegen weit unter den Vorhersagen der Chiralen Störungstheorie nach [BKrM99]. Dies ist umso überraschender, da es der Theorie nach [BBLM97] gelingt, die Photoproduktion des neutralen Pions am Deuteron in guter Übereinstimmung mit den Experimenten zu beschreiben. Ausgedrückt durch den s-Wellen-Wirkungsquerschnitt α_0 entspricht der gemessene Wert nur $\simeq 1/6$ der Vorhersage, und dies ist einer der Gründe dafür, daß nur bei einem q^2 -Wert Daten genommen werden konnten und nicht, wie geplant, an drei verschiedenen ([Prop96]). Die gemessenen Winkelverteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte können als wichtige Grundlage zur Integration der bisher in den Modellen nicht enthaltenen p-Wellen-Beiträge dienen und bieten somit eine wichtige Grundlage zur Überprüfung und Weiterentwicklung der Theorie.

Wie in Kapitel 2.5 dargestellt wurde, läßt sich aus den Deuteron-Multipolen nur dann eine Aussage für die elementaren Neutronamplituden ableiten, wenn Drei-Körper-Beiträge wie Mesonaustauschströme und Pion-Nukleon-Rückstreuung in den theoretischen Modellen exakt berechenbar sind. Dies scheint zur Zeit noch nicht möglich, wie die Diskrepanzen zwischen [BBLM97] und [BKrM99] am Photonpunkt zeigen.

Aus experimenteller Sicht wäre es von großem Interesse, die Reaktion $d(e, e'd)\pi^0$ an der Schwelle auch bei kleineren Photonvirtualitäten zu untersuchen, um den Wert von q^2 bestimmen zu können, bei dem der Vorzeichenwechsel der elektrischen Dipolamplitude E_d auftritt. Doch werden sich dabei die apparativen Herausforderungen aufgrund des noch geringeren Deuteronimpulses weiter verschärfen und sich diese Messung wohl nur mit zusätzlichen Modifikationen am Detektoraufbau verwirklichen lassen. Beim Übergang zu größeren Werten für q^2 werden diese Probleme zwar umgangen, doch schwindet die Vergleichbarkeit mit den Vorhersagen der Chiralen Störungstheorie. Zusätzlich zu der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der differentiellen Wirkungsquerschnitte bietet die Untersuchung der in den Daten enthaltenen Aufbruchschwelle der Deuteronen 2.26 MeV oberhalb der Pionschwelle einen weiteren Zugang zu den p-Wellen-Beiträgen.

Aus dem Geschriebenen wird deutlich, welche Anstrengungen sowohl von theoretischer als auch experimenteller Seite noch nötig sein werden, um fundierte Aussagen über den Verlauf der elementaren Multipole der Pionschwellenproduktion am Neutron zu erhalten.

Anhang A

Behandlung des Čerenkov-Detektors in Cola++

Bei der Analyse der Daten zur Pionschwellenproduktion zeigte sich, daß der Analog-Digital-Wandler (ADC-Modul) zur Digitalisierung der von den Teilchen im Čerenkov-Detektor von Spektrometer B deponierten Lichtmenge defekt war. Der Wert des sogenannten „Pedestals“ war zeitlich nicht konstant, sondern änderte sich gelegentlich mehrfach und sprunghaft innerhalb kurzer Zeit. Den Vergleich zwischen einem normalen und einem fehlerhaften ADC-Spektrum zeigt Abbildung 5.5 beispielhaft. Um die Daten trotzdem verwenden zu können, wurden für alle drei Spektrometer jeweils drei neue Variablen in der **Cola++**-Eingabe-Datei **run.db**¹ eingeführt. Diese sind *Spek.Cerenkov.FloatingPed*, *Spek.Cerenkov.FloatingEvents* und *Spek.Cerenkov.PedFile*.

Im Falle eines korrekt arbeitenden ADC-Moduls, was einem Eintrag *Spek.Cerenkov.FloatingPed* = 0 entspricht, erfolgt die Berechnung der Energie für jeden der zwölf bzw. bei Spektrometer B nur fünf vorhandenen Spiegel nach der Formel

$$E_{\text{Spiegel}[i]} = \text{Spek.Cerenkov.offset}[i] + \text{Spek.Cerenkov.scale}[i] \cdot \text{ADC}.$$

Liegt der so berechnete Wert für $E_{\text{Spiegel}[i]}$ über dem Wert von *Spek.Cerenkov.pedestal[i]*, wird die Variable *online.Spek.Cerenkov.hit* der **Cola++**-Datenstruktur um eins erhöht und der entsprechende Spiegel als „getroffen“ gewertet. Die gesamte deponierte Energie eines im Čerenkov-Detektor nachgewiesenen Teilchens ergibt sich aus der Summe über alle Spiegel, die Anzahl der getroffenen Spiegel, also der Wert von *online.Spek.Cerenkov.hit*, liegt in Abhängigkeit vom Durchtrittswinkel des Teilchens zwischen 1 und 3.

Im Falle einer fehlerhaften Wandlung müssen die Daten zweifach analysiert werden, um sie einer sinnvollen Interpretation zugänglich zu machen. Im ersten Analyseschritt (*Spek.Cerenkov.FloatingPed* = 1) wird für jeden der Spiegel individuell jeweils das Maximum der Verteilung der gemessenen ADC-Werte für eine Anzahl von N Ereignissen in eine Datei Namens *Spek.Cerenkov.PedFile* gespeichert. Die Anzahl N wird dabei durch den Eintrag *Spek.Cerenkov.FloatingEvents* bestimmt. Dabei muß darauf geachtet werden, daß alle Einträge in *Spek.Cerenkov.offset[i]* auf 0 gesetzt sind. Die in der so erzeugten Datei *Spek.Cerenkov.PedFile* abgespeicherten Werte *FloatPed[i]* werden in einem zweiten Analyseschritt wieder eingelesen und entsprechend dem Eintrag

¹ Alle **run.db**-Einträge werden im folgenden in der Form *Spek.Cerenkov.Name* geschrieben. *Spek* steht dabei stellvertretend für einen der drei Buchstaben A, B oder C.

Spek.Cerenkov.FloatingPed verwendet. Ist *Spek.Cerenkov.FloatingPed* = 2 so erfolgt die Berechnung von $E_{\text{Spiegel}[i]}$ nach

$$E_{\text{Spiegel}[i]} = \text{Spek.Cerenkov.scale}[i] \cdot \text{ADC} - \text{FloatedPed}[i].$$

Die Korrektur entspricht also einer reinen Verschiebung des Pedestal-Wertes.

Spek.Cerenkov.FloatingPed = 3 dagegen behandelt die Änderung des Pedestals in Form einer Skalierung der gemessenen ADC-Werte und es wird

$$E_{\text{Spiegel}[i]} = \text{Spek.Cerenkov.scale}[i] \cdot \text{ADC} / \text{FloatedPed}[i]$$

angewandt. Die weitere Analyse kann nach dieser zweistufigen Korrektur genauso erfolgen wie im Falle eines funktionsfähigen Analog-Digital-Wandels.

Anhang B

Energieverluste und Vielfachstreuung in Cola++

B.1 Die wichtigsten Routinen in *Material.cc*

Die Klasse *Material*

Die Klasse *Material* dient zur Definition verschiedener Materialien sowie deren Eigenschaften in Hinsicht auf Energieverlust und Aufstreuung durch Vielfachstreuprozesse. Die Klasse enthält die Unterklassen *Element* und *Compound*, die für reine Materialien bzw. zusammengesetzte Gemische verwendet werden. Bei Bedarf werden einzelne Funktionen der Klasse *Material* durch die beiden Unterklassen überladen.¹ Ausführliche Herleitungen zu den einzelnen im folgenden verwendeten physikalischen Zusammenhängen finden sich in [LeoW87], [PDGr98] und [CERN93].

double Material::getZ():

Übergibt die Ladungszahl des Materials; im Falle eines *Compound*s die Summe der Ladungszahlen der im Elementgemisch enthaltenen Elemente (siehe Formel B.22).

double Material::getDensity():

Übergibt die Dichte eines Materials in g/cm^3 .

void Material::setDensity(Double NewDens):

Setzt die Dichte eines Materials auf den Zahlenwert von *NewDens*; die Einheit ist g/cm^3 .

double Material::getMassnumber():

Übergibt die Massenzahl *A* des Materials; im Falle eines *Compound*s die Summe der Massenzahlen der im Gemisch enthaltenen Elemente (siehe Formel B.22).

void Material::print():

Zeigt einige der Materialeigenschaften an.

¹ Da der **Cola++**-Quellcode fortlaufend durch mehrere Autoren weiterentwickelt wird, entsprechen die im folgenden beschriebenen Routinen dem Stand meiner Beiträge zum **Cola++**-Gesamtprojekt Ende Dezember 1999.

double Material::theta_MS_g_onestep(Particle p, double old_mom, double x) const:

Berechnet die Standardabweichung der Winkelverteilung durch Vielfachstreuung in einer Ebene nach

$$\Theta_{\text{rms}} = \frac{13.6 \text{ MeV} \cdot z}{\beta c p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \cdot \ln \frac{x}{X_0} \right]. \quad (\text{B.1})$$

Dabei entspricht z der Ladung des das Material durchdringenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung e , β und p dessen Geschwindigkeit bzw. dessen Impuls, c der Lichtgeschwindigkeit und x/X_0 der Wegstrecke durch das Material in Einheiten der Strahlungslänge X_0 . Diese auf einer Gaußverteilung basierende Näherung kann allerdings nur angewendet werden, falls die Ablenkung innerhalb des Materials in **einem** Simulationsschritt behandelt wird. Daher wird sie **nicht** mehr in **Simul++** verwendet.

double Material::theta_MS_gauss(Particle part, double old_mom, double path) const:

Berechnet die Standardabweichung der Winkelverteilung durch Vielfachstreuung in einer Ebene nach

$$\Theta_{\text{rms}}^2 = \frac{\chi_c^2}{1 + F^2} \left[\frac{1 + \nu}{\nu} \cdot \ln(1 + \nu) - 1 \right]. \quad (\text{B.2})$$

Dabei kann F als der Anteil der Molière-Verteilung interpretiert werden, der in der gaußförmigen Näherung berücksichtigt wird. Die weiteren Parameter sind wie folgt definiert:

$$\nu = \frac{\Omega_0}{2 \cdot (1 - F^2)}, \quad \Omega_0 = \frac{\chi_c^2}{1.176 \cdot \chi_\alpha^2}, \quad (\text{B.3})$$

$$\chi_c^2 = \frac{4\pi r_0^2 m_e^2 N_A z^3 (z + 1) \rho x}{E^2 A \beta^4} \quad (\text{B.4})$$

und

$$\chi_\alpha^2 = \frac{2.007 \cdot Z^{2/3}}{p^2} \left[1 + 3.34 \cdot \left(\frac{Z z \alpha}{\beta} \right)^2 \right] \cdot 10^{-11}. \quad (\text{B.5})$$

r_0 stellt dabei den klassischen Elektronenradius dar, m_e die Elektronmasse, N_A die Avogadro-Konstante, z die Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung e und E bzw. β dessen Energie bzw. Geschwindigkeit, ρ die Dichte des durchdrungenen Materials in g/cm^3 und A dessen Massenzahl sowie Z dessen Ladungszahl, x die Weglänge durch das Material in cm , α die Feinstrukturkonstante und p den Impuls des einfallenden Teilchens in GeV/c . Für Werte von F zwischen 0.9 und 0.995 sowie $10 < \Omega_0 < 10^8$ ist der Fehler der Näherungsformel B.2 nach [LeoW87] unter 2% . Der in **Simul++** verwendete Wert für F liegt bei 0.95 , für $\Omega_0 < 10$ wird keine Vielfachstreuung simuliert.

void Material::MultiScat(Particle &part, double old_mom, double path) const:

Rotiert den zu simulierenden *Particle* um den mit Hilfe einer gaußverteilten Folge von Zufallszahlen der Breite *Material::theta_MS_gauss(...)* ermittelten Vielfachstreuungswinkel.

virtual double Material::dEdx(Particle p, double pathlength) const = 0:

Berechnet den Energieverlust ΔE eines Teilchens beim Durchdringen eines Materials in GeV . In Falle von Elektronen wird nach

$$\Delta E = \xi \cdot \left[\ln \xi - \ln \left(\frac{I^2}{2 m_e \beta^2 \gamma^2} \right) + \beta^2 + 0.198 \right] \quad (\text{B.6})$$

der wahrscheinlichste Energieverlust berechnet, für alle anderen Teilchen nach der Bethe-Bloch-Formel

$$\Delta E = 2 \xi \cdot \left[\ln \left(\frac{2 m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (\text{B.7})$$

der mittlere. Eine zur Zeit in der Analysesoftware nicht verwendete, aber in *Material.cc* enthaltene Routine zur Bestimmung des mittleren Energieverlustes für Elektronen bestimmt ihn nach:

$$\Delta E = 2 \xi \cdot \left[\ln \left(\frac{m_e c^2 \gamma \beta \sqrt{\gamma - 1}}{\sqrt{2} I} \right) + \frac{1}{2} (1 - \beta^2) - \ln 2 \cdot \frac{2\gamma - 1}{2\gamma^2} + \frac{1}{16} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right]. \quad (\text{B.8})$$

Dabei ist

$$\xi = 2\pi N_A r_0^2 m_e c^2 \frac{Z z^2}{A \beta^2} \rho x, \quad (\text{B.9})$$

wobei N_A der Avogadro-Konstanten entspricht, r_0 dem klassischen Elektronradius, m_e der Elektronmasse, c der Lichtgeschwindigkeit, Z und A der Ladungs- bzw. Massenzahl des durchdrungenen Materials, ρ seiner Dichte in g/cm^3 , z bzw. β der Ladung in Einheiten der Elementarladung e bzw. der Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens und x der Weglänge durch das Material in cm .

Das mittlere Ionisationspotential I in eV kann mit folgender Formel für ein Material der Kernladungszahl Z angenähert werden:

$$I = 9.1 \cdot Z \left(1 + 1.9 \cdot Z^{-2/3} \right). \quad (\text{B.10})$$

Da für einzelne Materialien tabellierte Werte für I zur Verfügung standen, werden diese im **Cola++**-Code direkt verwendet und nicht mit Hilfe von Formel B.10 berechnet.

Die Parameter δ und C sind Korrekturen an die oben aufgeführten Näherungsformeln, die bei hohen bzw. niedrigen Teilchenenergien wichtig werden. In diesen Fällen sind Annahmen, die zur Herleitung der Bethe-Bloch-Formel verwendet wurden, nicht mehr uneingeschränkt gültig. Die Parametrisierung des Schaleneffektes erfolgt in **Cola++** nach

$$C(I, \eta) = \left(\frac{0.422377}{\eta^2} + \frac{0.0304043}{\eta^4} - \frac{0.00038106}{\eta^6} \right) \cdot 10^{-6} \cdot I^2 + \left(\frac{3.850190}{\eta^2} - \frac{0.1667989}{\eta^4} + \frac{0.00157955}{\eta^6} \right) \cdot 10^{-9} \cdot I^3. \quad (\text{B.11})$$

Dabei ist $\eta = \gamma \cdot \beta$. Für den Fall $\eta < 0.13$ gilt

$$C(I, \eta < 0.13) = C(I, 0.13) \cdot \frac{\ln(T/2000)}{\ln(T_{0.13}/2000)}. \quad (\text{B.12})$$

Hierbei entspricht T der kinetischen Energie des einlaufenden Teilchens und $T_{0,13}$ der kinetischen Energie, die einem Wert $\eta \equiv 0.13$ entsprechen würde.

Die Dichtekorrektur δ ist gegeben durch:

$$\delta = \begin{cases} 0 & X < X_0 \\ 2 \ln 10 \cdot X + C_0 + a \cdot (X_1 - X)^m & X_0 < X < X_1 \\ 2 \ln 10 \cdot X + C_0 & X > X_1 \end{cases} \quad (\text{B.13})$$

Es gilt:

$$X = \frac{\ln(\eta^2)}{2 \ln 10}, \quad a = 2 \ln 10 \cdot \frac{X_a - X_0}{(X_1 - X_0)^m}, \quad (\text{B.14})$$

$$X_a = -\frac{C}{2 \ln 10}, \quad C = -2 \ln \left(\frac{I \cdot A}{28.8 \cdot \sqrt{\rho}} \right) - 1 \quad (\text{B.15})$$

und

$$I < 100 \text{ eV} \quad \begin{cases} X_0 = \begin{cases} 0.2 & -C \leq 3.681 \\ -0.326 \cdot C - 1.0 & -C > 3.681 \end{cases} \\ X_1 = 2.0 \\ m = 3.0 \end{cases} \quad (\text{B.16})$$

$$I \geq 100 \text{ eV} \quad \begin{cases} X_0 = \begin{cases} 0.2 & -C \leq 5.215 \\ -0.326 \cdot C - 1.5 & -C > 5.215 \end{cases} \\ X_1 = 3.0 \\ m = 3.0 \end{cases} \quad (\text{B.17})$$

Im Falle eines *Compounds* kann die Berechnung des Energieverlustes über eine Mittelung über alle Bestandteile berechnet werden. Als Wichtungsfaktor dient dabei der Anteil des Elementes an der Gesamtelektronenzahl (sogenannte Bragg'sche-Regel):

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \sum_i \frac{n_i A_i}{\sum_i n_i A_i} \cdot \frac{1}{\rho_i} \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \quad (\text{B.18})$$

Dabei entspricht n_i der Anzahl der Atome des i -ten Elementes des Gemischs, A_i dessen Massenzahl und ρ_i dessen Dichte in g/cm^3 .

Die Klasse *Element*

Als abgeleitete Klasse enthält die Klasse *Element* alle Funktionen der Klasse *Material* sowie u.a. die im folgenden erläuterten geschützten, sogenannte „private“, Funktionen.

void Element::IonisationPot():

Berechnet nach B.10 das mittlere Ionisationspotential I eines Elementes in eV, sofern nicht ein Literaturwert vorliegt.

void Element::Radiationlength():

Berechnet nach folgender Formel die Strahlungslänge X_0 eines Elementes in cm, sofern nicht ein Literaturwert vorliegt:

$$X_0 = \frac{716.408 \cdot A}{Z^2 \cdot (L_{\text{rad}} - f) + Z \cdot L'_{\text{rad}}} \quad (\text{B.19})$$

Dabei entspricht

$$L_{\text{rad}} = \ln \left(184.15 \cdot Z^{-1/3} \right), \quad L'_{\text{rad}} = \ln \left(1194.0 \cdot Z^{-2/3} \right) \quad (\text{B.20})$$

und

$$f = Z^2 \alpha^2 \cdot \left(\frac{1}{1 + Z^2 \alpha^2} + 0.20206 - 0.0369 \cdot Z^2 \alpha^2 + \right. \\ \left. 0.0083 \cdot Z^4 \alpha^4 - 0.002 \cdot Z^6 \alpha^6 \right). \quad (\text{B.21})$$

void Element::DensCorr():

Berechnet nach den Formeln B.14 bis B.17 die Parameter a , χ_a , C , χ_0 , χ_1 und m zur Bestimmung der Dichtekorrektur δ .

double Element::ChiAlpha2(double p, double beta, double z) const:

Berechnet nach Formel B.5 den Parameter χ_α^2 der Näherungsformel B.2 zur Bestimmung der Standardabweichung der Winkelverteilung durch Vielfachstreuung in einem Material.

Die Klasse Compound

Als abgeleitete Klasse enthält die Klasse *Compound* alle Funktionen der Klasse *Material* sowie u.a. die im folgenden erläuterten geschützten, sogenannte „private“, Funktionen.

Compound::Compound(const double Density, const Element e0, int n0, const Element e1, int n1, const Element e2=Element(0,0,0), int n2=0, ... const Element e6=Element(0,0,0), int n6=0):

Der Konstruktor berechnet nach

$$A = \sum_i n_i \cdot A_i \quad \text{und} \quad Z = \sum_i n_i \cdot Z_i \quad (\text{B.22})$$

die Massen- und die Ladungszahl des Gemisches aus den Massenzahlen A_i und Ladungszahlen Z_i der einzelnen Elemente. n_i entspricht dabei der Anzahl der Atome des i -ten Elementes. Für die Strahlungslänge χ_0 in cm gilt:

$$\chi_0 = A / \sum_i \frac{n_i \cdot A_i}{X_0^i}. \quad (\text{B.23})$$

Dabei ist X_0^i die Strahlungslänge des i -ten Elementes des Gemisches in cm. Das mittlere Ionisationspotential I eines Gemisches in eV kann wie folgt aus den Potentialen I_i der einzelnen Bestandteile bestimmt werden:

$$I = \exp \left(\sum_i n_i \cdot Z_i \cdot \ln I_i / Z \right). \quad (\text{B.24})$$

double Compound::ChiAlpha2(double p, double beta, double z) const:

Berechnet den Parameter χ_α^2 der Näherungsformel B.2 zur Bestimmung der Standardabweichung der Winkelverteilung durch Vielfachstreuung für Gemische nach:

$$\chi_\alpha^2 = 2.007 \cdot \frac{\exp [(Z_x - Z_e) / Z_s]}{p^2} \quad (\text{B.25})$$

mit

$$Z_x = \sum_i n_i Z_i \cdot (Z_i + 1) \cdot \ln \left[1 + 3.34 \left(\frac{\alpha Z_i z}{\beta} \right)^2 \right], \quad (\text{B.26})$$

$$Z_e = \sum_i n_i Z_i \cdot (Z_i + 1) \cdot \ln Z_i^{-2/3} \quad (\text{B.27})$$

und

$$Z_s = \sum_i n_i Z_i \cdot (Z_i + 1). \quad (\text{B.28})$$

Dabei entspricht n_i der Anzahl der Atome des i -ten Elementes des Gemisches, A_i dessen Massenzahl, Z_i dessen Ladungszahl, z der Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung e , p dessen Impuls, β dessen Geschwindigkeit und α der Feinstrukturkonstanten.

B.2 Die wichtigsten Routinen in *Targetlength.cc*

Die Klasse *Target* dient nicht nur der Definition der unterschiedlichen innerhalb der A1-Kollaboration verwendeten Targettypen wie z.B. Festkörper- oder Tieftemperaturtargets, sondern beinhaltet auch Funktionen zur Behandlung der Energieverluste durch alle weiteren Materialien auf dem Weg vom Reaktionsvertex zum Detektor. Mit Hilfe der Energieverlustformeln der Klasse *Material* wird die kinetische Energie des einfallenden Teilchens entsprechend der durchlaufenen Geometrie verändert. Bei Bedarf werden je nach Typ einzelne Funktionen der Klasse *Target* von den Unterklassen überladen.²

*target * SetTargetFromRunDB(const reaction * Reaction):*

Setzt in Abhängigkeit der beiden **run.db**-Einträge *Target* und *Reaction* den Targettyp und das im weiteren verwendete Targetmaterial fest. Als Targettypen stehen folgende Unterklassen zur Verfügung:

² Da der **Cola++**-Quellcode fortlaufend durch mehrere Autoren weiterentwickelt wird, entsprechen die im folgenden beschriebenen Routinen dem Stand meiner Beiträge zum **Cola++**-Gesamtprojekt Ende Dezember 1999.

Klassenname	run.db-Eintrag Target	Beschreibung des Targettyps
<i>cryo_ewald</i>	Cryo	lange, flache Flüssig-Wasserstoff-Targetzelle (siehe Abbildung 3.7)
<i>cryo_ewald_empty</i>	Cryo.Empty	Leerzelle zur Zellenform <i>cryo_ewald</i> (als Targetmaterial wird <i>Vakuum</i> verwendet)
<i>cryo_cyl</i>	Cryo.Cylinder	zylindrische Flüssig-Wasserstoff-Targetzelle
<i>helium</i>	Cryo.Helium	alte, „druckexpandierte“ Targetzelle für das Helium-Tiefemperatur-Hochdruck-Gastarget
<i>helium_new</i>	Cryo.HeliumNew	neue, gefräste Targetzelle für das Helium-Tiefemperatur-Hochdruck-Gastarget
<i>solidstate</i>	Solidstate	Festkörpertarget
<i>H2O</i>	Waterfall	Wasserfalltarget (als Targetmaterial wird <i>Wasser</i> verwendet)
<i>calib_water</i>	CalibWater	Wasserfilmeichtarget (als Targetmaterial wird <i>Wasser</i> verwendet)

virtual int target::setPara(double length, double angle, double density, double wallthck, double snowthck, double snowdns) = 0;

Setzt in Abhängigkeit verschiedener **run.db**-Einträge spezielle Eigenschaften des verwendeten Targets fest. Nicht bei allen Targettypen sind alle zusätzlichen Eigenschaften anwendbar.

run.db-Eintrag	verwendbare Targettypen	Beschreibung
Target.Length	Cryo.Cylinder, Cryo.Helium, Solidstate, Waterfall	Länge des Targets in mm für Cryo.Cylinder und Cryo.Helium bzw. mg/cm ² für Solidstate und Waterfall
Target.Angle	Solidstate, Waterfall, CalibWater	Winkel der Targetnormalen gegen die Strahlachse in °; positive Winkel entsprechen Drehung der Normalen zur Seite von Spektrometer C
Target.Density	Cryo.Helium, Cryo.HeliumNew	Dichte des gewählten Targetmaterials in g/cm ³
Target.WallThickness	Cryo.Cylinder, Cryo.HeliumNew	Dicke der Targetzellwand in mm

Target.SnowThickness	Cryo, Cryo.Cylinder, Cryo.Helium, Cryo.HeliumNew	Dicke der „Schneesicht“, die sich an den Wänden der Tieftemperatur-targets niederschlägt in mm (siehe dazu Abschnitt 5.3.2)
Target.SnowDensity	Cryo, Cryo.Cylinder, Cryo.Helium, Cryo.HeliumNew	Dichte der „Schneesicht“ in g/cm^3 ; voreingestellt ist $\rho = 0.4 \text{ g}/\text{cm}^3$

Alle nicht mit Hilfe von `target::setPara(...)` veränderbaren Eigenschaften sind wie folgt festgelegt:

Targettyp	Eigenschaft	
Cryo	Length	49.5 mm
	Angle	0°
	Density	durch Targetmaterial festgelegt
	WallThickness	10.2 μm
Cryo.Empty	Length	49.5 mm
	Angle	0°
	Density	Dichte des Materials <i>Vakuum</i>
	WallThickness	10.2 μm
	SnowThickness	0 mm
Cryo.Cylinder	Angle	0°
	Density	durch Targetmaterial festgelegt
Cryo.Helium	Angle	0°
	WallThickness	ergibt sich aus Target.Length
Cryo.HeliumNew	Length	80.0 mm
	Angle	0°
Solidstate	Density	durch Targetmaterial festgelegt
	WallThickness	0 mm
	SnowThickness	0 mm
Waterfall	Density	Dichte des Materials <i>Wasser</i>
	WallThickness	0 mm
	SnowThickness	0 mm
CalibWater	Length	4.8 mm
	Density	Dichte des Materials <i>Wasser</i>
	WallThickness	10 μm
	SnowThickness	0 mm

`void target::setTargetMat(Material * mat):`

Setzt das im weiteren verwendete Targetmaterial fest.

`Material * target::getTargetMat():`

Übergibt das verwendete Targetmaterial.

virtual double target::getLength_in_Target(double x, double y, double z, double theta, double phi) = 0:

Berechnet aufgrund der Targetgeometrie, des Reaktionsortes und der Teilchenaustrittswinkel die Weglänge durch das Targetmaterial, das Wandmaterial und die das Target umgebende „Schneesicht“ jeweils in mm, sofern dies für diesen Targettyp sinnvoll ist. Danach wird die Weglänge durch das Targetmaterial übergeben.

double target::getLength_in_Wall():

Übergibt die Weglänge durch das Wandmaterial in mm. Liefert erst nach dem Aufruf von *target::getLength_in_Target(...)* sinnvolle Werte.

double target::getLength_in_Snow():

Übergibt die Weglänge durch die „Schneesicht“ in mm. Liefert erst nach dem Aufruf von *target::getLength_in_Target(...)* sinnvolle Werte.

double target::getLength():

Übergibt die geometrische Länge des Targets in mm.

virtual int target::Generate_Vertex(double x[], double wob_x, double wob_y) = 0:

Überprüft im Rahmen der Simulation, ob ein gewürfelter Vertex innerhalb der Geometrie des jeweiligen Targets liegt (Rückgabewert 1) oder nicht (Rückgabewert 0). Alle außerhalb liegenden werden verworfen, um die Normierung der Luminosität zu gewährleisten.

virtual void target::EnergyLossSim(Particle& P, double x, double y, double z, int steps):

Berechnet den zu simulierenden Energieverlust, für Elektronen inklusive der Bremsstrahlung, und die zu simulierende Aufstreuung durch Vielfachstreuung der aus dem Target auslaufenden Teilchen mit Hilfe der Funktionen der Klasse *Material* für das jeweilige Target und verändert den *Particle* entsprechend. Dies geschieht für jedes durchdrungene Material mit einer Anzahl von *steps* Schritten.

virtual void target::EnergyLossSimBeam(Particle& P, double x, double y, double z, int steps):

Berechnet den zu simulierenden Energieverlust inklusive der Bremsstrahlung und die zu simulierende Aufstreuung durch Vielfachstreuung des einlaufenden Strahlelektrons mit Hilfe der Funktionen der Klasse *Material* für das jeweilige Target und verändert den *Particle* entsprechend. Dies geschieht für jedes durchdrungene Material mit einer Anzahl von *steps* Schritten. Dabei wird davon ausgegangen, daß eine möglicherweise vorhandene „Schneesicht“ durch den Wärmeeintrag des Elektronenstrahl beim Eintritt in das Target geschmolzen wird; sie wird dementsprechend nicht berücksichtigt.

void target::EnergyLossSimChamber(Particle& P, double phi, double theta, double y, double& Eloss_dE, double& Energy_before_dE, double& Eloss_dE_Ref):

Berechnet den zu simulierenden Energieverlust der aus dem Target auslaufenden Teilchen mit Hilfe der Funktionen der Klasse *Material* für alle Materialien zwischen dem Austritt aus dem Target und dem Eintritt in das Spektrometervakuumsystem und verändert den *Particle* entsprechend. Dies geschieht für jedes durchdrungene Material mit einer Anzahl von *steps* Schritten.

void target::EnergyLossSimSpec(Particle& P):

Berechnet den zu simulierenden Energieverlust und die zu simulierende Aufstreuung durch Vielfachstreuung der aus dem Target auslaufenden Teilchen mit Hilfe der Funk-

tionen der Klasse *Material* für alle Materialien zwischen dem Austritt aus dem Spektrometervakuumsystem und dem Erreichen der Detektoren und verändert den *Particle* entsprechend. Dies geschieht für jedes durchdrungene Material mit einer Anzahl von 20 Schritten. Diese Routine wird derzeit in **Cola++** aus Rechenzeitgründen **nicht** verwendet, ist aber für einige Untersuchungen sehr hilfreich und leicht in den Programmablauf integrierbar. Die einzelnen Materialdicken sind zur Zeit nur für Spektrometer A korrekt implementiert.

virtual void target::EnergyLossCorr(Particle& P, double x, double y, double z, int steps):
Berechnet den zu korrigierenden Energieverlust der aus dem Target auslaufenden Teilchen mit Hilfe der Funktionen der Klasse *Material* und verändert den *Particle* entsprechend. Dies geschieht für jedes durchdrungene Material mit einer Anzahl von *steps* Schritten.

virtual void target::EnergyLossCorrBeam(Particle& P, double x, double y, double z, int steps):

Berechnet den zu korrigierenden Energieverlust des einlaufenden Strahlelektrons mit Hilfe der Funktionen der Klasse *Material* und verändert den *Particle* entsprechend. Dies geschieht für jedes durchdrungene Material mit einer Anzahl von *steps* Schritten. Dabei wird davon ausgegangen, daß eine möglicherweise vorhandene „Schneesicht“ durch den Wärmeeintrag des Elektronenstrahl beim Eintritt in das Target geschmolzen wird; sie wird dementsprechend nicht berücksichtigt.

void target::EnergyLossCorrChamber(Particle& P):

Berechnet den zu korrigierenden Energieverlust der aus dem Target auslaufenden Teilchen mit Hilfe der Funktionen der Klasse *Material* für alle Materialien zwischen dem Austritt aus dem Target und dem Eintritt in das Spektrometervakuumsystem und verändert den *Particle* entsprechend. Dies geschieht für jedes durchdrungene Material mit einer Anzahl von *steps* Schritten.

void target::EnergyLossCorrSpec(Particle&P):

Berechnet den zu korrigierenden Energieverlust der aus dem Target auslaufenden Teilchen mit Hilfe der Funktionen der Klasse *Material* für alle Materialien zwischen dem Austritt aus dem Spektrometervakuumsystem und dem Erreichen der Detektoren und verändert den *Particle* entsprechend. Dies geschieht für jedes durchdrungene Material mit einer Anzahl von 20 Schritten. Diese Routine wird derzeit in **Cola++** aus Rechenzeitgründen **nicht** verwendet, ist aber für einige Untersuchungen sehr hilfreich und leicht in den Programmablauf integrierbar. Die einzelnen Materialdicken sind zur Zeit nur für Spektrometer A korrekt implementiert.

double target::getLength_through_Spec():

Übergibt die Weglänge zwischen dem Austritt aus dem Spektrometervakuumsystem und dem Erreichen der Detektoren in mm. Liefert erst nach dem Aufruf von *target::EnergyLossCorrSpec(...)* sinnvolle Werte.

double target::getTime_through_Spek():

Übergibt die Zeit in ns, die während des Fluges eines Teilchens vom Austritt aus dem Spektrometervakuumsystem bis zum Erreichen der Detektoren verstreicht. Dabei wird die Verlangsamung der Geschwindigkeit aufgrund der erlittenen Energieverluste berücksichtigt (siehe dazu Abschnitt 5.1). Liefert erst nach dem Aufruf von *target::EnergyLossCorrSpec(...)* sinnvolle Werte.

Weitere run.db-Einträge

Über verschiedene Einträge in der **run.db** lassen sich noch weitere Eigenschaften des Targets festlegen, die auch Auswirkung auf die Berechnung der Energieverluste und der Aufstreuung durch Vielfachstreuung haben.

run.db -Eintrag	Beschreibung
Target.Offset.x(y,z)	Versatz des Targetkoordinatensystems in mm gegen das A1-Hallenkoordinatensystem bei Berechnung des zu korrigierenden Energieverlustes in Cola++ .
Target.Sim.Offset.x(y,z)	Versatz des Targetkoordinatensystems in mm gegen das A1-Hallenkoordinatensystem bei Berechnung des zu simulierenden und des zu korrigierenden Energieverlustes in Simul++ .
Simul.Wobbler.x(y)	Maximale Auslenkung des einfallenden Elektronenstrahls durch den schnellen Strahlwedler in mm.
Beam.Offest.x(y)	Versatz des einfallenden Elektronenstrahls gegen den Mittelpunkt des Targetkoordinatensystems in mm.
Target.VertexResolution	Standardabweichung der Gaußverteilung zur Simulation der Vertexauflösung in mm.
A(B,C).Vacuum	Legt fest, ob das Vakuumsystem des entsprechenden Spektrometers an die Streukammer angeflanscht ist (Vacuum = 1) oder nicht (Vacuum = 0, Standardwert).

Die Achsen des A1-Hallenkoordinatensystems sowie die des Targetkoordinatensystems sind dabei wie folgt definiert:

positive x-Richtung	≡	in Richtung Spektrometer C
positive y-Richtung	≡	in Richtung Hallenboden
positive z-Richtung	≡	in Richtung Strahlfänger
Mittelpunkt des A1-Hallenkoordinatensystems	≡	Streuzentrum, definiert durch die Wandmarken bzw. die Spektrometer
Mittelpunkt des Targetkoordinatensystems	≡	geometrischer Targetmittelpunkt

Die Umgebungsvariable *ENERGYLOSS*

Über den Wert der Umgebungsvariablen *ENERGYLOSS* läßt sich die Energieverlustkorrektur in den Programmen des Cola++-Software-Pakets an- und ausschalten. Mögliche Werte sind:

- 0 Energieverlustkorrektur **AUS**
- 1 Energieverlustkorrektur **EIN**
Anzahl der verwendeten Rechenschritte:
Für alle Teilchen *steps* = 1
- 2 Energieverlustkorrektur **EIN**
Anzahl der verwendeten Rechenschritte:
Elektron *steps* = 1, Proton *steps* = 10,
Deuteron *steps* = 100, Sonstige *steps* = 5

Voreingestellt ist der Wert 2.

Anhang C

Tabellarische Zusammenfassung der Ergebnisse

Die drei folgenden Abschnitte C.1 bis C.3 fassen die in den Abbildungen 6.3 bis 6.5 dargestellten differentiellen Wirkungsquerschnitte der drei Pionproduktionskinematiken noch einmal tabellarisch für die ersten 4 MeV der invarianten Masse W oberhalb der Produktionsschwelle des neutralen Pions zusammen. Der Bereich des Cosinus des Polarwinkels des Pions im Schwerpunktsystem $\cos \Theta_{\pi}^*$ ist dabei in 12 Intervalle unterteilt, die Fehler entsprechen der Summe der statistischen und der in Tabelle 6.1 angegebenen systematischen Unsicherheiten.

C.1 Wirkungsquerschnitte der Kinematik $\epsilon = 0.854$

ΔW [MeV]	$0 < \Delta W < 1$	$1 < \Delta W < 2$	$2 < \Delta W < 3$	$3 < \Delta W < 4$
$\cos \Theta_{\pi}^*$	$d\sigma/d\Omega_{\pi}^*$			
-0.917	16.79 ± 7.65	28.14 ± 6.43	50.15 ± 6.42	70.78 ± 6.66
-0.750	20.14 ± 8.22	24.94 ± 5.96	40.63 ± 5.67	63.13 ± 6.18
-0.583	21.73 ± 8.36	29.05 ± 6.55	44.79 ± 6.01	56.53 ± 6.06
-0.417	6.45 ± 4.46	22.11 ± 5.50	37.20 ± 5.55	47.84 ± 6.02
-0.250	10.54 ± 5.19	30.73 ± 6.75	43.22 ± 6.31	57.50 ± 7.04
-0.083	15.04 ± 6.42	25.77 ± 6.12	36.12 ± 5.79	55.06 ± 7.23
0.083	6.22 ± 3.98	16.52 ± 4.85	36.45 ± 5.96	41.72 ± 6.70
0.250	9.97 ± 4.98	15.79 ± 4.73	28.86 ± 5.46	41.41 ± 7.06
0.417	7.40 ± 4.50	17.36 ± 5.18	31.57 ± 5.97	26.78 ± 6.49
0.583	13.89 ± 5.95	15.60 ± 4.92	31.43 ± 6.61	24.05 ± 6.84
0.750	8.43 ± 4.66	15.55 ± 5.17	19.19 ± 5.80	29.06 ± 8.52
0.917	4.31 ± 3.18	19.54 ± 5.97	20.34 ± 7.45	16.78 ± 10.93

C.2 Wirkungsquerschnitte der Kinematik $\epsilon = 0.590$

ΔW [MeV]	$0 < \Delta W < 1$	$1 < \Delta W < 2$	$2 < \Delta W < 3$	$3 < \Delta W < 4$
$\cos \Theta_{\pi}^*$	$d\sigma/d\Omega_{\pi}^*$			
-0.917	10.76 ± 4.17	21.28 ± 3.87	41.17 ± 3.93	56.58 ± 5.57
-0.750	10.47 ± 4.03	23.95 ± 4.16	35.07 ± 3.60	46.77 ± 4.78
-0.583	5.17 ± 2.81	19.55 ± 3.76	33.97 ± 3.66	46.71 ± 5.12
-0.417	9.96 ± 3.76	20.41 ± 3.86	29.93 ± 3.55	45.64 ± 5.64
-0.250	8.91 ± 3.51	17.56 ± 3.55	28.80 ± 3.85	41.79 ± 5.78
-0.083	6.69 ± 2.92	14.82 ± 3.26	27.28 ± 3.90	22.19 ± 4.95
0.083	4.55 ± 2.51	16.41 ± 3.52	24.34 ± 3.70	31.30 ± 5.77
0.250	8.00 ± 3.33	18.96 ± 3.80	28.86 ± 4.07	45.12 ± 6.52
0.417	6.12 ± 3.04	15.89 ± 3.40	27.80 ± 3.97	30.65 ± 5.92
0.583	4.27 ± 2.66	16.11 ± 3.57	24.81 ± 3.89	32.06 ± 6.23
0.750	8.96 ± 3.72	18.59 ± 4.07	22.81 ± 4.13	29.70 ± 6.98
0.917	4.65 ± 2.69	11.53 ± 3.33	22.58 ± 4.99	23.53 ± 8.55

C.3 Wirkungsquerschnitte der Kinematik $\epsilon = 0.364$

ΔW [MeV]	$0 < \Delta W < 1$	$1 < \Delta W < 2$	$2 < \Delta W < 3$	$3 < \Delta W < 4$
$\cos \Theta_{\pi}^*$	$d\sigma/d\Omega_{\pi}^*$			
-0.917	3.94 ± 2.52	16.13 ± 3.31	27.56 ± 3.33	49.62 ± 5.51
-0.750	4.37 ± 2.58	17.51 ± 3.46	26.64 ± 3.22	36.83 ± 4.41
-0.583	2.48 ± 2.00	11.71 ± 2.69	24.83 ± 3.04	33.87 ± 4.33
-0.417	8.07 ± 3.30	11.97 ± 2.70	22.36 ± 2.90	35.88 ± 4.82
-0.250	6.25 ± 2.78	10.05 ± 2.45	24.67 ± 3.13	34.65 ± 5.08
-0.083	7.38 ± 3.00	11.29 ± 2.69	17.91 ± 2.90	22.52 ± 4.40
0.083	4.52 ± 2.28	11.60 ± 2.71	17.80 ± 2.98	32.23 ± 5.26
0.250	8.47 ± 3.35	12.74 ± 2.90	22.75 ± 3.33	25.87 ± 4.89
0.417	5.00 ± 2.45	10.54 ± 2.59	17.19 ± 2.94	23.35 ± 4.76
0.583	8.08 ± 3.31	10.16 ± 2.62	13.91 ± 2.72	27.31 ± 4.74
0.750	5.16 ± 2.51	7.38 ± 2.27	15.64 ± 2.89	28.11 ± 4.99
0.917	4.24 ± 2.02	5.59 ± 1.99	10.57 ± 2.66	23.70 ± 5.06

Anhang D

Liste aller Einzelmessungen

In diesem Kapitel des Anhangs sind für alle drei im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Kinematiken der Elektroproduktion des neutralen Pions am Deuteron nahe der Schwelle die bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes verwendeten Einzelmessungen (sogenannte „runs“) aufgelistet. Ebenso findet sich eine Aufstellung der einzelnen Eichmessungen. Der vollständige Name der „runs“ setzt sich aus dem Datum und der Uhrzeit des Beginns der Messung zusammen und erlaubt somit die eindeutige Identifizierung jedes einzelnen Meßabschnittes sowie die zeitliche Verknüpfung mit anderen bei der Experimentdurchführung gespeicherten Daten, z.B. Daten zum Status der Detektoren der Drei-Spektrometer-Anlage. Zu jedem der gültigen „runs“ sind in den Abschnitten D.1 bis D.3 die Anzahl der bei der Analyse berücksichtigten Ereignisse N_{Ereig} , die integrierte Luminosität $\mathcal{L} = \int L \cdot dt$, die um die Totzeit korrigierte Luminosität $\mathcal{L}_{\text{korrr}} = \int L_{\text{eff}} \cdot dt$, der mittlere Strahlstrom \bar{I} , die um Totzeiteffekte korrigierte gesammelte Ladung Q_{eff} sowie die absolute Meßzeit angegeben. Die letzte Zeile der Tabellen entspricht jeweils der Summe aller Eintragungen der Kinematik.

D.1 Einzelmessungen der Kinematik $\epsilon = 0.854$

Run	N_{Ereig}	\mathcal{L} [pb ⁻¹]	$\mathcal{L}_{\text{korrr}}$ [pb ⁻¹]	\bar{I} [μA]	Q_{eff} [mC]	Totzeit	Meßzeit
Run 970603204220	731813	29800	24338	5.07	15.56	18.3 %	3757.18 s
Run 970603230838	341711	14048	11493	5.07	7.35	18.2 %	1772.21 s
Run 970603233941	361673	14882	12184	5.06	7.79	18.1 %	1879.73 s
Run 970604001220	438883	18186	14880	5.05	9.51	18.2 %	2303.18 s
Run 970604005708	350811	14494	11888	5.04	7.60	18.0 %	1838.75 s
Run 970604021814	437628	17414	13384	6.10	8.56	23.1 %	1825.56 s
Run 970604034525	442678	18101	14307	5.72	9.15	21.0 %	2021.37 s
Run 970604042018	641606	26315	20823	5.72	13.31	20.9 %	2939.33 s
Run 970604051007	402389	16585	13144	5.72	8.40	20.8 %	1853.20 s
Run 970604054324	428017	17626	13963	5.72	8.93	20.8 %	1970.02 s
Run 970604061837	445369	18403	14594	5.72	9.33	20.7 %	2058.09 s
Run 970604070814	419927	17447	13856	5.71	8.86	20.6 %	1953.08 s
Run 970604074221	737392	30712	24321	5.71	15.55	20.8 %	3436.70 s
Run 970604092227	398587	16534	13117	5.73	8.38	20.7 %	1844.57 s
Run 970604095352	395075	16471	13040	5.72	8.34	20.8 %	1841.18 s

Run	N_{Ereig}	\mathcal{L} [pb ⁻¹]	$\mathcal{L}_{\text{korrr}}$ [pb ⁻¹]	I [μA]	Q_{eff} [mC]	Totzeit	Meßzeit
Run 970604102525	377347	15678	12456	5.71	7.96	20.6 %	1754.27 s
Run 970604110556	434580	17896	14075	5.72	9.00	21.4 %	2000.97 s
Run 970604120007	364211	15075	11906	5.71	7.61	21.0 %	1687.78 s
Run 970604123110	380711	15886	12600	5.71	8.05	20.7 %	1778.90 s
Run 970604191407	381630	16025	12629	5.74	8.07	21.2 %	1786.20 s
Run 970604194434	388013	16250	12870	5.73	8.23	20.8 %	1812.83 s
Run 970604201816	392594	16320	12707	5.83	8.12	22.1 %	1787.84 s
Run 970604204916	389090	16219	12641	5.83	8.08	22.1 %	1779.59 s
Run 970604212052	366120	15543	12332	5.58	7.88	20.7 %	1778.86 s
Run 970604215115	390796	16526	13203	5.58	8.44	20.1 %	1891.92 s
Run 970604222818	383874	16140	12946	5.58	8.28	19.8 %	1849.89 s
Run 970604230431	386912	16318	13089	5.59	8.37	19.8 %	1864.73 s
Run 970604233612	381323	16117	12899	5.59	8.25	20.0 %	1843.33 s
Run 970605000743	532054	22509	18039	5.59	11.53	19.9 %	2576.04 s
Run 970605005740	351429	14836	11857	5.59	7.58	20.1 %	1697.85 s
Run 970605012744	381130	16112	12933	5.59	8.27	19.7 %	1843.69 s
Run 970605015946	379434	16038	12889	5.58	8.24	19.6 %	1836.56 s
Run 970605023158	442155	18664	14987	5.58	9.58	19.7 %	2136.57 s
Run 970605030929	376006	15862	12731	5.58	8.14	19.7 %	1816.13 s
Run 970605034238	391140	16531	13274	5.58	8.49	19.7 %	1892.22 s
Run 970605042356	443522	18703	15013	5.58	9.60	19.7 %	2140.89 s
Run 970605050237	396439	16733	13406	5.58	8.57	19.9 %	1915.40 s
Run 970605053547	366930	15510	12461	5.58	7.97	19.7 %	1775.84 s
Run 970605060618	411808	17401	13975	5.59	8.93	19.7 %	1991.33 s
Run 970605064044	383323	16311	13199	5.46	8.44	19.1 %	1908.98 s
Run 970605071352	390499	16555	13297	5.58	8.50	19.7 %	1894.97 s
Run 970605075319	391743	16567	13305	5.59	8.50	19.7 %	1895.09 s
Run 970605082553	387806	16392	13164	5.58	8.41	19.7 %	1876.07 s
Run 970605085807	370821	15726	12554	5.59	8.02	20.2 %	1798.78 s
Run 970605093049	435358	18328	14699	5.59	9.40	19.8 %	2096.32 s
Run 970605104508	274299	14141	11765	5.61	7.52	16.8 %	1612.30 s
Run 970605114431	415765	20120	15627	6.99	9.99	22.3 %	1839.05 s
Run 970605124831	250191	12222	9497	7.00	6.07	22.3 %	1116.52 s
Run 970605132028	772650	37851	29619	6.96	18.93	21.8 %	3474.74 s
Run 970605145534	471033	20191	15830	6.96	10.12	21.6 %	1855.60 s
Run 970605152826	260415	14132	11081	6.96	7.08	21.6 %	1298.85 s
Run 970605160811	455447	24690	19387	6.96	12.39	21.5 %	2269.25 s
Run 970605171504	102285	4922	3830	6.99	2.45	22.2 %	450.07 s
Run 970605173026	398554	19480	15482	6.72	9.90	20.5 %	1853.61 s
Run 970605180255	343662	18920	15053	6.71	9.62	20.4 %	1802.11 s
Run 970605184249	229306	13204	10836	6.21	6.93	17.9 %	1359.93 s
Run 970605192910	175706	8987	7437	5.82	4.75	17.2 %	986.98 s
Run 970605194838	195285	9768	7896	6.18	5.05	19.2 %	1010.20 s
Run 970605200648	385123	22373	18375	6.17	11.75	17.9 %	2316.43 s
Run 970605204628	937049	54162	44505	6.17	28.45	17.8 %	5612.27 s
Run 970605222029	386594	22381	18371	6.17	11.74	17.9 %	2320.22 s
Run 970605230041	425461	24652	20220	6.16	12.93	18.0 %	2556.78 s
Run 970605234401	332119	19158	15730	6.16	10.06	17.9 %	1988.99 s
Run 970606001747	324816	18772	15412	6.16	9.85	17.9 %	1947.98 s
Run 970606022741	307870	17801	14650	6.16	9.36	17.7 %	1848.58 s
Run 970606025931	318437	18454	15186	6.16	9.71	17.7 %	1916.23 s
Run 970606033210	309031	17875	14711	6.16	9.40	17.7 %	1855.88 s

Run	N_{Ereig}	\mathcal{L} [pb^{-1}]	$\mathcal{L}_{\text{korrr}}$ [pb^{-1}]	I [μA]	Q_{eff} [mC]	Totzeit	Meßzeit
Run 970606040511	310132	17893	14714	6.16	9.41	17.8 %	1858.12 s
Run 970606043709	311601	18025	14819	6.16	9.47	17.8 %	1871.75 s
Run 970606050910	305100	17611	14476	6.15	9.25	17.8 %	1829.18 s
Run 970606054251	309828	17888	14719	6.15	9.41	17.7 %	1858.26 s
Run 970606061452	320642	18524	15242	6.15	9.74	17.7 %	1924.73 s
Run 970606064921	305988	17709	14576	6.15	9.32	17.7 %	1840.68 s
Run 970606072048	304324	17647	14527	6.16	9.29	17.7 %	1832.43 s
Run 970606092628	342524	19876	16348	6.16	10.45	17.8 %	2063.12 s
Run 970606100123	332604	19260	15820	6.16	10.11	17.9 %	1999.40 s
Run 970606103519	463443	26796	22053	6.16	14.10	17.7 %	2782.65 s
Σ : 77 Runs	30199641	1411276	1135257	5.905	725.70	19.6 %	42h 32' 36"

D.2 Einzelmessungen der Kinematik $\epsilon = 0.590$

Run	N_{Ereig}	\mathcal{L} [pb^{-1}]	$\mathcal{L}_{\text{korrr}}$ [pb^{-1}]	I [μA]	Q_{eff} [mC]	Totzeit	Meßzeit
Run 970610200306	126204	22043	20412	8.10	13.05	7.4 %	1740.44 s
Run 970610203309	100386	15871	14609	7.92	9.34	8.0 %	1280.90 s
Run 970610210108	172526	27375	25191	7.97	16.10	8.0 %	2194.31 s
Run 970610214006	139339	22140	20382	7.94	13.03	7.9 %	1783.46 s
Run 970610221029	170225	27005	24858	7.92	15.89	8.0 %	2180.92 s
Run 970610224903	134290	21258	19578	7.89	12.52	7.9 %	1721.77 s
Run 970610231849	157010	24913	22949	7.87	14.67	7.9 %	2023.58 s
Run 970610235330	140115	22158	20414	7.86	13.05	7.9 %	1801.35 s
Run 970611005800	140610	22261	20502	7.87	13.11	7.9 %	1809.23 s
Run 970611012855	137737	21831	20110	7.86	12.86	7.9 %	1775.10 s
Run 970611015913	140691	22202	20448	7.85	13.07	7.9 %	1807.04 s
Run 970611023203	140318	22225	20478	7.85	13.09	7.9 %	1809.50 s
Run 970611030259	140796	22220	20467	7.84	13.08	7.9 %	1811.09 s
Run 970611034507	139848	22040	20301	7.84	12.98	7.9 %	1797.85 s
Run 970611041549	139839	22247	20507	7.84	13.11	7.8 %	1814.94 s
Run 970611044908	188201	29729	27392	7.82	17.51	7.9 %	2428.81 s
Run 970611053937	137916	21865	20155	7.82	12.88	7.8 %	1786.80 s
Run 970611061002	140036	22089	20349	7.82	13.01	7.9 %	1805.29 s
Run 970611064049	158403	24981	23010	7.83	14.71	7.9 %	2039.65 s
Run 970611071735	140271	22154	20410	7.83	13.05	7.9 %	1807.81 s
Run 970611074823	147127	23247	21417	7.83	13.69	7.9 %	1897.34 s
Run 970611082033	152340	24109	22214	7.83	14.20	7.9 %	1967.33 s
Run 970611085605	217515	34443	31735	7.83	20.29	7.9 %	2812.65 s
Run 970611094329	188113	29852	27512	7.83	17.59	7.8 %	2438.24 s
Run 970611102441	202610	32004	29486	7.82	18.85	7.9 %	2614.68 s
Run 970611114153	159244	24776	22759	7.98	14.55	8.1 %	1985.35 s
Run 970611121531	142505	22227	20422	7.97	13.06	8.1 %	1783.08 s
Run 970611124636	148013	23008	21128	7.97	13.51	8.2 %	1845.54 s
Run 970611131824	146332	22823	20972	7.97	13.41	8.1 %	1829.43 s
Run 970611135011	163633	25345	23272	7.97	14.88	8.2 %	2031.85 s
Run 970611142502	98936	15408	14158	7.97	9.05	8.1 %	1235.37 s
Run 970611174934	268830	42257	38889	7.87	24.86	8.0 %	3430.94 s
Run 970611184814	154012	24178	22265	7.83	14.23	7.9 %	1975.23 s

Run	N_{Reig}	\mathcal{L} [pb ⁻¹]	$\mathcal{L}_{\text{korrr}}$ [pb ⁻¹]	I [μA]	Q_{eff} [mC]	Totzeit	Meßzeit
Run 970611192346	163873	25701	23640	7.91	15.11	8.0 %	2076.31 s
Run 970611200631	139980	21924	20168	7.91	12.89	8.0 %	1772.93 s
Run 970611203636	141814	22277	20497	7.90	13.10	8.0 %	1802.57 s
Run 970611210824	145486	22804	20982	7.89	13.41	8.0 %	1847.20 s
Run 970611213942	195422	30693	28240	7.89	18.05	8.0 %	2485.20 s
Run 970611222139	142750	22388	20599	7.90	13.17	8.0 %	1812.30 s
Run 970611225311	141395	22154	20382	7.88	13.03	8.0 %	1796.79 s
Run 970611232338	226388	35450	32618	7.88	20.85	8.0 %	2875.20 s
Run 970612001205	143604	22436	20638	7.88	13.19	8.0 %	1821.26 s
Run 970612004415	195249	30676	28228	7.88	18.04	8.0 %	2490.10 s
Run 970612013220	172717	27091	24932	7.87	15.94	8.0 %	2200.02 s
Run 970612020930	152108	23778	21875	7.86	13.98	8.0 %	1932.97 s
Run 970612024310	156174	24324	22376	7.87	14.30	8.0 %	1975.56 s
Run 970612034917	206920	32440	29848	7.87	19.08	8.0 %	2636.61 s
Run 970612043456	143765	22408	20613	7.87	13.18	8.0 %	1819.80 s
Run 970612050604	142705	22285	20504	7.87	13.11	8.0 %	1810.83 s
Run 970612053704	142366	22341	20565	7.86	13.15	8.0 %	1816.11 s
Run 970612060804	142446	22274	20487	7.88	13.10	8.0 %	1807.71 s
Run 970612063849	143613	22436	20643	7.87	13.20	8.0 %	1823.30 s
Run 970612070949	143268	22231	20444	7.86	13.07	8.0 %	1808.15 s
Run 970612074031	142988	22239	20457	7.86	13.08	8.0 %	1808.67 s
Run 970612081122	143213	22268	20477	7.87	13.09	8.0 %	1809.61 s
Run 970612084205	142295	22223	20449	7.86	13.07	8.0 %	1808.38 s
Run 970612091250	143400	22261	20478	7.85	13.09	8.0 %	1813.64 s
Run 970612094339	142878	22196	20418	7.84	13.05	8.0 %	1810.02 s
Run 970612102018	142318	22192	20419	7.85	13.05	8.0 %	1807.22 s
Run 970612105100	100014	15552	14584	6.11	9.32	6.2 %	1627.20 s
Run 970612112726	156191	24423	22484	7.84	14.37	7.9 %	1990.70 s
Run 970612120659	143628	22378	20594	7.83	13.16	8.0 %	1827.77 s
Run 970612123807	123818	19185	17648	7.83	11.28	8.0 %	1567.12 s
Run 970612132126	176126	27174	24943	7.95	15.94	8.2 %	2184.87 s
Run 970612135848	149124	23142	21265	7.93	13.59	8.1 %	1866.23 s
Run 970612143722	159522	24449	22425	7.98	14.33	8.3 %	1958.96 s
Run 970612151031	142647	21821	20010	7.97	12.79	8.3 %	1749.36 s
Run 970612154036	158354	24295	22288	7.97	14.25	8.3 %	1948.29 s
Run 970612161429	156391	24020	22036	7.98	14.09	8.3 %	1924.54 s
Run 970612164728	160466	24791	22758	7.98	14.55	8.2 %	1986.03 s
Run 970612172325	192015	29692	27255	7.98	17.42	8.2 %	2379.05 s
Run 970612180401	140410	21586	19803	7.99	12.66	8.3 %	1726.96 s
Run 970612183320	122035	18706	17158	7.99	10.97	8.3 %	1496.64 s
Run 970612190431	163382	25212	23132	8.00	14.79	8.3 %	2014.06 s
Run 970612193836	204411	31582	28983	8.00	18.53	8.2 %	2524.91 s
Run 970612211723	185397	28527	26165	8.00	16.73	8.3 %	2278.86 s
Run 970612215656	179593	27696	25420	7.98	16.25	8.2 %	2218.22 s
Run 970612223432	226920	34871	31994	7.98	20.45	8.3 %	2794.90 s
Run 970612232344	152084	23618	21724	7.84	13.89	8.0 %	1925.10 s
Run 970612235630	146861	22925	21098	7.83	13.49	8.0 %	1870.47 s
Run 970613002810	143514	22390	20605	7.83	13.17	8.0 %	1827.38 s
Run 970613010028	147115	22590	20731	7.95	13.25	8.2 %	1816.29 s
Run 970613013117	146422	22522	20672	7.95	13.22	8.2 %	1811.12 s
Run 970613020200	146665	22571	20720	7.95	13.24	8.2 %	1815.64 s
Run 970613023408	145954	22317	20452	8.04	13.07	8.4 %	1775.06 s

Run	N_{Ereig}	\mathcal{L} [pb ⁻¹]	$\mathcal{L}_{\text{korrr}}$ [pb ⁻¹]	I [μA]	Q_{eff} [mC]	Totzeit	Meßzeit
Run 970613030413	148710	22864	20964	8.04	13.40	8.3 %	1817.84 s
Run 970613033505	149316	22865	20954	8.04	13.39	8.4 %	1817.68 s
Run 970613040606	148693	22802	20905	8.04	13.36	8.3 %	1812.73 s
Run 970613043837	154523	23838	21881	7.97	13.99	8.2 %	1911.81 s
Run 970613051105	146878	22611	20752	7.97	13.27	8.2 %	1812.46 s
Run 970613054309	148183	22725	20841	8.00	13.32	8.3 %	1817.08 s
Run 970613061358	147030	22612	20749	7.99	13.26	8.2 %	1808.96 s
Run 970613064552	150499	23008	21089	8.02	13.48	8.3 %	1834.09 s
Run 970613071657	150521	23063	21148	8.01	13.52	8.3 %	1840.37 s
Run 970613075321	148117	22674	20790	8.00	13.29	8.3 %	1810.76 s
Run 970613082402	148789	22797	20907	7.99	13.36	8.3 %	1823.83 s
Run 970613085607	153466	23487	21526	8.02	13.76	8.3 %	1872.70 s
Run 970613092750	149244	22816	20913	8.01	13.37	8.3 %	1819.94 s
Run 970613095942	152727	23367	21430	7.98	13.70	8.3 %	1871.41 s
Run 970613103715	149003	22812	20923	7.97	13.37	8.3 %	1829.52 s
Run 970613110904	148975	22691	20792	8.01	13.29	8.4 %	1809.94 s
Run 970613113947	180917	27701	25391	8.02	16.23	8.3 %	2207.55 s
Run 970613121816	151700	23154	21213	8.03	13.56	8.4 %	1844.19 s
Run 970613124948	150087	22859	20939	8.02	13.38	8.4 %	1821.08 s
Run 970613132140	149875	22834	20927	8.01	13.38	8.3 %	1821.95 s
Run 970613151034	152953	23445	21508	7.97	13.75	8.3 %	1880.01 s
Run 970613154800	191988	29384	26960	7.94	17.23	8.3 %	2365.99 s
Run 970613163202	181812	27857	25568	7.93	16.34	8.2 %	2246.24 s
Run 970613171033	148782	22817	20943	7.93	13.39	8.2 %	1839.52 s
Run 970613174152	147814	22670	20802	7.93	13.30	8.2 %	1826.20 s
Run 970613181247	147157	22595	20740	7.93	13.26	8.2 %	1821.18 s
Run 970613184623	149175	22882	21003	7.93	13.43	8.2 %	1844.49 s
Run 970613191740	146502	22404	20561	7.92	13.14	8.2 %	1808.68 s
Run 970613194819	146103	22494	20656	7.92	13.20	8.2 %	1814.91 s
Run 970613201913	146077	22492	20655	7.93	13.20	8.2 %	1813.78 s
Run 970613205133	151362	23255	21348	7.92	13.65	8.2 %	1876.45 s
Run 970613213601	147410	22677	20818	7.94	13.31	8.2 %	1825.79 s
Run 970613220658	147688	22641	20782	7.92	13.28	8.2 %	1826.18 s
Run 970613223755	146383	22585	20744	7.92	13.26	8.2 %	1823.14 s
Run 970614003032	169875	26141	24003	7.92	15.34	8.2 %	2109.04 s
Run 970614010613	146791	22464	20617	7.91	13.18	8.2 %	1815.19 s
Run 970614013700	146099	22440	20599	7.92	13.17	8.2 %	1811.16 s
Run 970614020742	145816	22409	20576	7.92	13.15	8.2 %	1809.84 s
Run 970614023823	145350	22453	20621	7.93	13.18	8.2 %	1810.69 s
Run 970614030903	145540	22426	20591	7.92	13.16	8.2 %	1809.46 s
Run 970614034055	146469	22474	20633	7.91	13.19	8.2 %	1815.68 s
Run 970614041141	146137	22478	20637	7.91	13.19	8.2 %	1816.44 s
Run 970614045434	145450	22460	20630	7.92	13.19	8.2 %	1813.04 s
Run 970614052625	145443	22449	20617	7.91	13.18	8.2 %	1813.55 s
Run 970614055959	147839	22794	20934	7.92	13.38	8.2 %	1840.53 s
Run 970614063135	146371	22625	20779	7.92	13.28	8.2 %	1825.20 s
Run 970614070405	149246	23050	21174	7.91	13.53	8.1 %	1862.16 s
Run 970614073648	146921	22681	20835	7.91	13.32	8.1 %	1832.59 s
Run 970614080752	312443	48171	44230	7.91	28.27	8.2 %	3892.12 s
Run 970614091316	305733	47250	43404	7.91	27.75	8.1 %	3818.08 s
Run 970614101925	288335	44425	40795	7.91	26.08	8.2 %	3592.59 s
Run 970614112005	287338	44343	40725	7.90	26.03	8.2 %	3586.42 s

Run	N_{Ereig}	\mathcal{L} [pb ⁻¹]	$\mathcal{L}_{\text{korrr}}$ [pb ⁻¹]	I [μA]	Q_{eff} [mC]	Totzeit	Meßzeit
Run 970614210834	151187	23023	21147	7.87	13.52	8.2 %	1870.82 s
Run 970614214109	144955	21769	20006	7.85	12.79	8.1 %	1772.95 s
Run 970614221209	137871	21114	19400	7.84	12.40	8.1 %	1722.35 s
Run 970614224325	163759	24827	22764	7.96	14.55	8.3 %	1995.04 s
Run 970614231710	148388	22511	20638	7.95	13.19	8.3 %	1810.81 s
Run 970614234801	148802	22535	20660	7.94	13.21	8.3 %	1814.93 s
Run 970615001846	148481	22484	20614	7.93	13.18	8.3 %	1811.91 s
Run 970615005002	167478	25426	23315	7.93	14.90	8.3 %	2050.25 s
Run 970615012524	150189	22836	20943	7.93	13.39	8.3 %	1840.54 s
Run 970615015923	149394	22704	20824	7.93	13.31	8.3 %	1829.17 s
Run 970615023028	147287	22449	20594	7.93	13.16	8.3 %	1809.89 s
Run 970615030115	148595	22574	20705	7.92	13.24	8.3 %	1821.40 s
Run 970615033217	152508	23185	21267	7.92	13.60	8.3 %	1870.81 s
Run 970615040358	149215	22734	20858	7.92	13.33	8.3 %	1835.84 s
Run 970615043507	148340	22528	20665	7.92	13.21	8.3 %	1818.26 s
Run 970615050718	154683	23591	21642	7.93	13.83	8.3 %	1902.65 s
Run 970615053931	148194	22595	20729	7.92	13.25	8.3 %	1822.73 s
Run 970615061035	148518	22640	20775	7.92	13.28	8.2 %	1827.03 s
Run 970615064130	166279	25700	23192	7.92	14.83	9.8 %	2075.58 s
Run 970615071643	162401	24774	22727	7.91	14.53	8.3 %	2001.65 s
Run 970615080050	144942	22154	20342	7.89	13.00	8.2 %	1795.37 s
Run 970615083116	166389	25567	23491	7.87	15.02	8.1 %	2076.42 s
Run 970615090633	146199	22390	20567	7.87	13.15	8.1 %	1817.81 s
Run 970615093730	130450	19945	18317	7.87	11.71	8.2 %	1620.19 s
Run 970615100501	145414	22293	20476	7.87	13.09	8.2 %	1809.97 s
Run 970615103542	116569	17901	16449	7.87	10.51	8.1 %	1454.06 s
Run 970615110029	145180	22261	20446	7.87	13.07	8.2 %	1809.02 s
Run 970615113119	140208	21578	19826	7.87	12.67	8.1 %	1752.64 s
Run 970615120250	145565	22306	20489	7.87	13.10	8.2 %	1812.07 s
Run 970615123331	170753	26288	24156	7.87	15.44	8.1 %	2135.17 s
Run 970615130937	144253	22314	20511	7.87	13.11	8.1 %	1812.64 s
Run 970615134025	154290	23747	21821	7.86	13.95	8.1 %	1931.81 s
Run 970615141427	145859	22414	20591	7.86	13.16	8.1 %	1823.32 s
Run 970615144613	147213	22489	20651	7.86	13.20	8.2 %	1829.92 s
Run 970615151714	145999	22340	20519	7.86	13.12	8.2 %	1816.08 s
Run 970615154809	156256	24113	22167	7.86	14.17	8.1 %	1961.24 s
Run 970615162124	145649	22358	20540	7.87	13.13	8.1 %	1816.52 s
Run 970615165239	148925	22931	21064	7.87	13.46	8.1 %	1862.88 s
Run 970615172638	142714	21894	20112	7.88	12.86	8.1 %	1777.21 s
Run 970615175646	151141	23304	21417	7.87	13.69	8.1 %	1893.42 s
Run 970615185810	152010	23484	21582	7.88	13.80	8.1 %	1905.42 s
Run 970615193100	152189	23419	21515	7.88	13.75	8.1 %	1900.85 s
Run 970615200425	165381	25656	23593	7.86	15.08	8.0 %	2087.95 s
Run 970615203946	144122	22339	20543	7.85	13.13	8.0 %	1818.82 s
Run 970615211035	118796	18356	16875	7.85	10.79	8.1 %	1494.19 s
Run 970615213604	131639	20358	18715	7.86	11.96	8.1 %	1656.61 s
Σ : 183 Runs	28462449	4405317	4047448	7.902	2587.30	8.1 %	98h 58' 29"

D.3 Einzelmessungen der Kinematik $\epsilon = 0.364$

Run	N_{Ereig}	\mathcal{L} [pb^{-1}]	$\mathcal{L}_{\text{korrr}}$ [pb^{-1}]	\bar{I} [μA]	Q_{eff} [mC]	Totzeit	Meßzeit
Run 980812024545	220203	20395	17444	7.72	11.15	14.5 %	1687.89 s
Run 980812031939	258723	23636	20171	7.71	12.89	14.7 %	1960.99 s
Run 980812035305	227988	20560	17567	7.70	11.23	14.6 %	1707.35 s
Run 980812042204	229707	20805	17680	7.68	11.30	15.0 %	1730.60 s
Run 980812045227	206714	18628	15897	7.68	10.16	14.7 %	1550.81 s
Run 980812052355	322690	27544	23038	8.06	14.73	16.4 %	2185.12 s
Run 980812114008	290563	22178	18348	7.98	11.73	17.3 %	1776.04 s
Run 980812121016	296432	22893	18908	8.00	12.09	17.4 %	1828.98 s
Run 980812124332	303795	23211	19170	8.00	12.25	17.4 %	1854.59 s
Run 980812134650	303977	23320	19330	7.99	12.36	17.1 %	1865.02 s
Run 980812143352	306041	23080	18935	7.98	12.10	18.0 %	1848.00 s
Run 980812150510	297657	22426	18340	8.00	11.72	18.2 %	1792.02 s
Run 980812153606	296518	22424	18358	8.00	11.74	18.1 %	1792.13 s
Run 980812160829	301598	22863	18718	8.00	11.97	18.1 %	1826.62 s
Run 980812163934	285577	21617	17722	8.00	11.33	18.0 %	1727.50 s
Run 980812170905	304366	23044	18908	7.99	12.09	17.9 %	1842.67 s
Run 980812193329	301956	22498	18242	8.16	11.66	18.9 %	1763.04 s
Run 980812200325	371687	23859	19359	8.14	12.37	18.9 %	1873.22 s
Run 980812204127	332129	24845	20268	8.04	12.96	18.4 %	1974.54 s
Run 980812211449	366319	27626	22662	7.96	14.49	18.0 %	2217.10 s
Run 980812215600	302179	22834	18665	8.01	11.93	18.3 %	1822.83 s
Run 980812222652	360782	27239	22281	8.01	14.24	18.2 %	2174.91 s
Run 980812231111	300215	22609	18521	7.99	11.84	18.1 %	1809.13 s
Run 980812235838	371448	27675	22530	8.08	14.40	18.6 %	2188.44 s
Run 980813003538	302261	22569	18376	8.07	11.75	18.6 %	1787.16 s
Run 980813011131	316650	23328	18700	8.43	11.95	19.8 %	1769.43 s
Run 980813014132	331281	24404	19560	8.41	12.50	19.9 %	1855.28 s
Run 980813021254	325557	23898	19152	8.41	12.24	19.9 %	1817.10 s
Run 980813024340	324410	23893	19196	8.39	12.27	19.7 %	1819.73 s
Run 980813031434	326795	23905	19217	8.39	12.28	19.6 %	1821.62 s
Run 980813034915	409066	30356	24521	8.27	15.68	19.2 %	2346.10 s
Run 980813042855	121425	7125	5775	8.29	3.69	18.9 %	549.68 s
Run 980813044249	71265	5321	4281	8.29	2.74	19.6 %	410.22 s
Run 980813045232	311927	23166	18681	8.27	11.94	19.4 %	1790.66 s
Run 980813052252	339013	25170	20300	8.27	12.98	19.4 %	1946.04 s
Run 980813055547	357432	26405	21336	8.26	13.64	19.2 %	2044.72 s
Run 980813073112	307518	23319	19157	7.87	12.25	17.9 %	1895.29 s
Run 980813080316	315111	23863	19702	7.85	12.59	17.4 %	1943.94 s
Run 980813083606	299503	22621	18676	7.85	11.94	17.4 %	1842.20 s
Run 980813090716	337523	25490	21004	7.83	13.43	17.6 %	2081.71 s
Run 980813094512	309641	22914	18608	8.11	11.89	18.8 %	1807.02 s
Run 980813105732	324689	24019	19523	8.11	12.48	18.7 %	1892.35 s
Run 980813112934	317958	23548	19046	8.12	12.17	19.1 %	1853.22 s
Run 980813120054	373505	27723	22475	8.12	14.37	18.9 %	2181.66 s
Run 980813123743	290423	21515	17487	8.12	11.18	18.7 %	1694.34 s
Run 980813130622	405950	30080	24404	8.13	15.60	18.9 %	2366.65 s
Run 980813134618	296499	21953	17885	8.13	11.43	18.5 %	1725.66 s
Run 980814162302	318141	23878	19587	7.96	12.52	18.0 %	1917.09 s
Run 980814165535	446442	34314	28000	8.27	17.90	18.4 %	2650.91 s
Run 980814174015	406367	30890	25036	8.40	16.00	18.9 %	2349.93 s

Run	N_{Reig}	\mathcal{L} [pb^{-1}]	$\mathcal{L}_{\text{korrr}}$ [pb^{-1}]	I [μA]	Q_{eff} [mC]	Totzeit	Meßzeit
Run 980814181954	370382	28312	22981	8.34	14.69	18.8 %	2169.01 s
Run 980814185629	195446	14891	12121	8.32	7.75	18.6 %	1144.05 s
Run 980814195647	288887	22584	18616	7.99	11.90	17.6 %	1807.90 s
Run 980814202758	371810	28013	22556	8.51	14.42	19.5 %	2103.87 s
Run 980814210328	362653	27225	21908	8.48	14.00	19.5 %	2051.03 s
Run 980814214235	357124	26206	21091	8.38	13.48	19.5 %	1997.84 s
Run 980814223409	282645	20618	16587	8.41	10.60	19.6 %	1567.73 s
Run 980814230043	266467	19507	15648	8.40	10.00	19.8 %	1483.75 s
Run 980815003520	339833	24702	19648	8.54	12.56	20.5 %	1849.10 s
Run 980815010639	366726	26674	21337	8.50	13.64	20.0 %	2006.77 s
Run 980815014037	358239	26055	20755	8.49	13.27	20.3 %	1961.96 s
Run 980815022346	304413	22071	17659	8.48	11.29	20.0 %	1664.06 s
Run 980815025158	367969	26773	21370	8.48	13.66	20.2 %	2018.94 s
Run 980815033305	355896	25872	20648	8.48	13.20	20.2 %	1950.83 s
Run 980815040606	408477	29667	23653	8.48	15.12	20.3 %	2235.32 s
Run 980815044600	388042	28457	22822	8.38	14.59	19.8 %	2171.00 s
Run 980815053720	301998	22106	17716	8.37	11.32	19.9 %	1689.10 s
Run 980815060555	371223	27158	21737	8.36	13.89	20.0 %	2076.71 s
Run 980815064126	474223	34518	27735	8.35	17.73	19.6 %	2642.06 s
Run 980815072614	377545	27491	22111	8.35	14.13	19.6 %	2105.96 s
Run 980815080223	320594	23387	19051	7.87	12.18	18.5 %	1898.53 s
Run 980815084340	348359	25416	20427	8.39	13.06	19.6 %	1937.23 s
Run 980815091707	355826	25957	20825	8.37	13.31	19.8 %	1982.13 s
Run 980815102104	339984	25735	21064	8.00	13.47	18.1 %	2055.64 s
Run 980815132501	484378	35000	28479	8.10	18.20	18.6 %	2762.10 s
Run 980815143228	329706	24571	19924	8.08	12.74	18.9 %	1944.10 s
Run 980815150927	305348	22756	18460	8.07	11.80	18.9 %	1802.67 s
Run 980815154012	317711	23633	19167	8.08	12.25	18.9 %	1868.89 s
Run 980815161449	334425	24735	20093	8.12	12.84	18.8 %	1947.87 s
Run 980815164744	325511	24068	19596	8.12	12.53	18.6 %	1894.18 s
Run 980815171943	336852	25030	20302	8.12	12.98	18.9 %	1970.19 s
Run 980815175308	437624	32350	26307	8.13	16.82	18.7 %	2544.49 s
Run 980815183559	322535	23850	19378	8.14	12.39	18.8 %	1873.19 s
Run 980815190746	405366	30091	24410	8.12	15.60	18.9 %	2368.53 s
Run 980815195408	317135	23494	19070	8.14	12.19	18.8 %	1845.60 s
Run 980815202549	393546	29191	23674	8.11	15.13	18.9 %	2299.93 s
Run 980815210435	358700	26532	21557	8.11	13.78	18.8 %	2091.40 s
Run 980815213953	471503	35257	28692	8.10	18.34	18.6 %	2783.52 s
Run 980816032551	360910	26663	21544	8.20	13.77	19.2 %	2078.27 s
Run 980816041207	402911	29657	23868	8.32	15.26	19.5 %	2279.77 s
Run 980816045904	420980	31094	25083	8.31	16.03	19.3 %	2392.68 s
Run 980816054049	326018	24210	19499	8.31	12.46	19.5 %	1863.04 s
Run 980816061224	381013	28309	22808	8.31	14.58	19.4 %	2176.85 s
Run 980816065954	368363	27370	22153	8.31	14.16	19.1 %	2106.22 s
Run 980816073555	845541	62888	50757	8.29	32.45	19.3 %	4851.96 s
Run 980816085751	340409	25271	20396	8.29	13.04	19.3 %	1948.87 s
Run 980816093347	422079	31360	25349	8.29	16.20	19.2 %	2419.23 s
Run 980816101452	384024	28526	23012	8.28	14.71	19.3 %	2201.49 s
Run 980816112730	338030	24312	19392	8.42	12.40	20.2 %	1845.21 s
Run 980816120012	429747	31232	24970	8.43	15.96	20.1 %	2369.70 s
Run 980816124012	367382	26564	21233	8.42	13.57	20.1 %	2017.41 s
Run 980816131816	340123	24458	19387	8.56	12.39	20.7 %	1826.55 s

Run	N_{Ereig}	\mathcal{L} [pb ⁻¹]	$\mathcal{L}_{\text{korrr}}$ [pb ⁻¹]	I [μA]	Q_{eff} [mC]	Totzeit	Meßzeit
Run 980816134921	471845	33901	26897	8.56	17.19	20.7 %	2530.12 s
Run 980816143206	362248	26005	20604	8.59	13.17	20.8 %	1935.93 s
Run 980816150504	373349	26879	21269	8.59	13.60	20.9 %	1999.85 s
Run 980816154134	411214	29690	23630	8.47	15.11	20.4 %	2240.23 s
Run 980816161919	373745	26981	21466	8.47	13.72	20.4 %	2037.14 s
Run 980816165353	310760	22454	17848	8.48	11.41	20.5 %	1693.25 s
Run 980816172230	377756	27265	21659	8.48	13.85	20.6 %	2056.12 s
Run 980816175710	399608	28721	22890	8.47	14.63	20.3 %	2166.33 s
Run 980816183344	463975	33484	26656	8.48	17.04	20.4 %	2524.55 s
Run 980816193247	469504	33776	26832	8.51	17.15	20.6 %	2537.48 s
Run 980816201536	292418	21057	16694	8.49	10.67	20.7 %	1585.96 s
Run 980816204231	132427	8670	6893	8.48	4.41	20.5 %	653.76 s
Run 980816205629	359542	25902	20595	8.48	13.17	20.5 %	1952.22 s
Run 980816212928	254031	18228	14526	8.48	9.29	20.3 %	1373.57 s
Run 980816215511	454439	32921	26179	8.43	16.73	20.5 %	2496.49 s
Run 980816225814	338419	24672	19779	8.36	12.64	19.8 %	1886.71 s
Run 980816233101	366140	26668	21358	8.33	13.65	19.9 %	2046.76 s
Run 980817000544	246622	17874	14524	7.81	9.28	18.7 %	1463.79 s
Run 980817004230	390455	28094	22352	8.46	14.29	20.4 %	2121.74 s
Run 980817012906	129514	9355	7624	7.73	4.87	18.5 %	773.34 s
Run 980817020534	314917	22691	18092	8.39	11.56	20.3 %	1728.74 s
Run 980817023452	304582	21916	17435	8.38	11.14	20.4 %	1672.70 s
Run 980817030425	357937	25631	20541	8.35	13.13	19.9 %	1961.92 s
Run 980817034127	139849	10098	8114	8.35	5.19	19.6 %	772.81 s
Run 980817035735	437836	31606	25250	8.47	16.14	20.1 %	2385.08 s
Run 980817043751	279379	20251	16041	8.48	10.25	20.8 %	1525.77 s
Run 980817050345	321850	23329	18519	8.46	11.84	20.6 %	1761.93 s
Run 980817053445	279171	20179	16077	8.47	10.28	20.3 %	1523.17 s
Σ : 130 Runs	44001779	3263639	2639714	8.231	1687.41	19.1 %	70h 21' 51"

D.4 Eichmessungen

Run	N_{Ereig}	\mathcal{L} [pb ⁻¹]	$\mathcal{L}_{\text{korrr}}$ [pb ⁻¹]	I [μA]	Q_{eff} [mC]	Totzeit	Meßzeit
$q^2 = -0.099 \text{ GeV}^2/c^2$							
Target $x = +4 \text{ mm}$							
Run 970607034208	48545	658	643	0.23	0.41	2.3 %	1794.78 s
Target $x = +3 \text{ mm}$							
Run 970607025250	52226	690	672	0.25	0.43	2.5 %	1770.38 s
Target $x = +2 \text{ mm}$							
Run 970607015908	62111	768	747	0.25	0.48	2.7 %	1974.68 s
Target $x = +1 \text{ mm}$							
Run 970607010816	59952	710	690	0.25	0.44	2.9 %	1797.35 s
Target $x = 0 \text{ mm}$							
Run 970607001620	69684	675	651	0.25	0.42	3.5 %	1715.45 s
Target $x = -1 \text{ mm}$							
Run 970607044054	66844	530	509	0.24	0.33	4.1 %	1435.04 s
Target $x = -2 \text{ mm}$							
Run 970607052340	86605	529	497	0.27	0.32	6.2 %	1236.50 s
Target $x = -3 \text{ mm}$							
RRun 970607060132	83383	387	355	0.28	0.23	8.3 %	898.33 s
Target $x = -4 \text{ mm}$							

Run	N_{Ereig}	\mathcal{L} [pb ⁻¹]	$\mathcal{L}_{\text{korrr}}$ [pb ⁻¹]	I [μA]	Q_{eff} [mC]	Totzeit	Meßzeit
Run 970607063428	116547	445	401	0.27	0.26	9.9 %	1057.14 s
$q^2 = -0.108 \text{ GeV}^2/c^2$							
Target $x = +4 \text{ mm}$							
Run 970531013619	54690	605	575	0.41	0.37	5.0 %	950.12 s
Target $x = +3 \text{ mm}$							
Run 970531011705	80689	665	620	0.40	0.40	6.8 %	1060.94 s
Target $x = +2 \text{ mm}$							
Run 970531005817	97419	638	584	0.40	0.37	8.5 %	1031.38 s
Target $x = +1 \text{ mm}$							
Run 970531004209	111738	568	504	0.41	0.32	11.2 %	896.55 s
Target $x = 0 \text{ mm}$							
Run 970531001854	175649	781	678	0.41	0.43	13.1 %	1220.10 s
Target $x = -1 \text{ mm}$							
Run 970531015314	140215	556	477	0.39	0.31	14.3 %	913.51 s
Target $x = -2 \text{ mm}$							
Run 970531021007	143198	558	478	0.39	0.31	14.2 %	920.82 s
Target $x = -3 \text{ mm}$							
Run 970531022636	148311	568	487	0.38	0.31	14.2 %	955.74 s
Target $x = -4 \text{ mm}$							
Run 970531030944	133121	555	478	0.41	0.31	13.9 %	872.69 s
$q^2 = -0.140 \text{ GeV}^2/c^2$							
Target $x = \pm 3 \text{ mm}$							
Run 970530182019	442012	3595	3273	0.52	2.09	9.0 %	4437.97 s
Run 970530193648	195058	1593	1450	0.52	0.93	9.0 %	1951.03 s
$q^2 = -0.210 \text{ GeV}^2/c^2$							
Target $x = \pm 3 \text{ mm}$							
Run 970530141217	128594	3026	2874	0.84	1.84	5.0 %	2301.54 s
Target $x = 0 \text{ mm}$							
Run 970530145308	66459	1532	1454	0.84	0.93	5.1 %	1168.00 s
$q^2 = -0.259 \text{ GeV}^2/c^2$							
Target $x = +2.5 \text{ mm}$							
Run 980812001232	75132	16246	15129	9.89	9.67	6.9 %	1050.38 s
Run 980817081402	55205	11832	11157	8.33	7.13	5.7 %	908.25 s
Target $x = 0 \text{ mm}$							
Run 980811230316	90273	19490	18096	9.96	11.57	7.2 %	1250.42 s
Run 980817072331	53240	11563	10886	8.32	6.96	5.9 %	887.93 s
Target $x = -2.5 \text{ mm}$							
Run 980812005809	60687	13942	13047	9.80	8.34	6.4 %	909.74 s
Run 980817085448	36059	8118	7678	8.32	4.91	5.4 %	623.74 s
Target $y = -1.0 \text{ mm}$							
Run 980817083200	36592	7930	7480	8.30	4.78	5.7 %	610.69 s
Target $y = -1.5 \text{ mm}$							
Run 980817084341	35254	7687	7252	8.31	4.64	5.7 %	591.54 s

Literaturverzeichnis

- [Arga81] ARGAN, P. ET AL.
Analysis of π^0 photoproduction measurements near threshold on light nuclei.
Phys. Rev. C **24** 5 (1981) 300
- [Albr71] ALBRECHT, W. ET AL.
 π^0 electroproduction at $\Delta(1236)$ and a four-momentum transfer of 15 fm^{-2} .
Nucl. Phys. B **25** (1971) 1
- [BBLM97] BEANE, S. R.; BERNARD, V.; LEE, T.-S. H.; MEISSNER, U.-G.; VAN KOLCK, U.
Neutral pion photoproduction on deuterium in baryon chiral perturbation theory to order q^4 .
Nucl. Phys. A **618** (1997) 381
- [Berg98] BERGSTROM, J. C. ET AL.
Measurement of the ${}^2\text{H}(\gamma, \pi^0)$ reaction near threshold.
Phys. Rev. C **57** 6 (1998) 3203
- [BjDr64] BJÖRKEN, J. D.; DRELL, S. D.
Relativistic Quantum Mechanics.
McGraw-Hill Book Company, New York, 1964
- [BKMe96] BERNARD, V.; KAISER, N.; MEISSNER, U.-G.
Improved description of threshold pion electroproduction in chiral perturbation theory.
Nucl. Phys. A **607** (1996) 379-401
- [BKrM99] BERNARD, V.; KREBS, H.; MEISSNER, U.-G.
On neutral pion electroproduction off deuterium.
nucl-th/9912033
- [BLvK95] BEANE, S. R.; LEE, C. Y.; VAN KOLCK, U.
Neutral pion photoproduction on nuclei in baryon chiral perturbation theory.
Phys. Rev. C **52** 6 (1995) 2914
- [Blom98] BLOMQUIST, K. I. ET AL.
The three-spectrometer facility at the Mainz microtron MAMI.
Nucl. Inst. Meth. A **403** (1998) 263

- [Boeh00] BÖHM, R.
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [Bohi98] BOHINČ, K.
Private Mitteilung, 1998
- [Brin95] VAN DEN BRINK, H. B. ET AL.
Neutral-Pion Electroproduction off the Proton near Threshold.
Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3561
- [ByKa73] BYCKLING, E.; KAJANTIE, K.
Particle Kinematics.
John Wiley, London, 1973
- [CERN93] CERN APPLICATION SOFTWARE GROUP
GEANT User's Guide.
Geneva, Switzerland, 1993
- [ChGu90] CHARAGI, S. K.; GUPTA, S. K.
Coulomb-modified Glauber model description of heavy-ion reaction cross section.
Phys. Rev. C **41** (1990) 1610
- [Dist90] DISTLER, M. O.
Aufbau und Test einer vertikalen Driftkammer.
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1990
- [Dist96] DISTLER, M. O.
Elektroproduktion von neutralen Pionen am Wasserstoff an der Schwelle.
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996
- [DrTi92] DRECHSEL, D.; TIATOR, L.
Threshold pion photoproduction on nucleons.
Nucl. Part. Phys. **18** (1992) 449
- [Ewal96] EWALD, I.
Entwicklung und Erprobung einer langen, dünnen Flüssig-Wasserstoff-Targetzelle.
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996
- [Ewal00] EWALD, I.
The Cryo-Target-Manual.
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2000
- [Frie95] FRIEDRICH, J. M.
Akzeptanzmessungen an der 3-Spektrometer-Anlage.
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995
- [Frie00] FRIEDRICH, J. M.
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung

- [GaLe84] GASSER, J.; LEUTWYLER, H.
Chiral Perturbation Theory to one loop.
Annals of Physics **158** (1984) 142-210
- [HaMa84] HALZEN, F.; MARTIN, A. D.
Quarks & leptons.
Jon Wiley & Sons, New York, 1994
- [Henc99] HENCKEN, K.
Private Mitteilung, Universität Basel, 1999
- [Jahr92] JAHRESBERICHT 1990/91
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1992
- [Jahr94] JAHRESBERICHT 1992/93
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994
- [Jahr96] JAHRESBERICHT 1994/95
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996
- [Jahr98] JAHRESBERICHT 1996/97
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998
- [Kahr93] KAHRAU, M.
Aufbau der vertikalen Driftkammern des Spektrometers C an MAMI.
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993
- [Kahr00] KAHRAU, M.
Untersuchung von Nukleon-Nukleon Korrelationen mit Hilfe der Reaktion $^{16}\text{O}(e, e'pp)^{14}\text{C}$ in super-paralleler Kinematik.
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2000
- [KoWo77] KOCH, J. H.; WOLOSHYN, R. M.
Near threshold photoproduction of neutral pions from the deuteron.
Phys. Rev. C **16** (1977) 1968
- [Kohl00] KOHL, M.
Dissertation, TU Darmstadt, in Vorbereitung
- [Korn94] KORN, M.
Entwicklung des Bahnrückverfolgungsverfahrens für die Drei-Spektrometer-Anlage und experimentelle Bestimmung der Abbildungseigenschaften der Spektrometer A und B mit elastischer Elektronenstreuung.
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994
- [Kram95] KRAMER, H.
Grundlagen für das Steuerungs- und Überwachungssystem der Drei-Spektrometer-Anlage am Elektronenbeschleuniger MAMI.
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995

- [Kryg96] KRYGIER, K.-W.
Konzeption und Realisierung eines Datenerfassungssystems für die Experimente am Mainzer Mikrotron und Inbetriebnahme für Koinzidenzexperimente mit virtuellen Photonen an der Drei-Spektrometer-Anlage.
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996
- [Kund96] KUNDE, V.
Aufbau des Experimentsteuerungssystems der Dreispektrometeranlage und Messung von $^{12}\text{C}(e, e'x)$ mit der BGO-Kristallkugel.
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996
- [LeoW87] LEO, W. R.
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.
Springer-Verlag, Berlin, 1987²
- [Lies00] LIESENFELD, A.
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [Merk99] MERKEL, H.
private Mitteilung, 1999
- [PDGr98] PARTICLE DATA GROUP
Review of Particle Properties.
The European Physics Journal C **3**, 1, 1998
- [Phil68] PHILIPS WISSENSCHAFTLICHE APPARATE
Datenblatt zur Gaskälteanlage für experimentelle Zwecke PEH 100/110.
Hamburg, 1968
- [Pitz99] PITZ, D.
Precise measurement of the deuteron elastic form factor $A(Q^2)$.
Dissertation, CEN Saclay, Gif sur Yvette, 1999
- [Plat90] PLATCHKOV, S. ET AL.
The deuteron $A(Q^2)$ structure function and the neutron electric form factor.
Nucl. Phys. A **510** (1990) 740
- [Prop94] PROPOSAL A1/1-94
Threshold π^0 Electroproduction.
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994
- [Prop96] PROPOSAL A1/1-96
Threshold measurement of the coherent $d(e, e'd)\pi^0$ reaction.
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1996
- [PRSZ97] POVH, B.; RITH, K.; SCHOLZ, C.; ZETSCHKE, F.
Teilchen und Kerne.
Springer-Verlag, Berlin, 1997⁴

- [Rich94] RICHTER, A. W.
Trennung des longitudinalen, transversalen und longitudinal-transversal interferierenden Anteils des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $H(e, e' \pi^+)$ in der Nähe der Pionschwelle.
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994
- [Schi94] SCHILLING, C.-G.
Aufbau und Eichung eines Flüssig-Deuterium-Targets für hohe Strahlströme.
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz, 1994
- [Tsai61] TSAI, Y. S.
Radiative Corrections to Electron-Proton Scattering.
Phys. Rev. **122** (1961) 1898
- [Wagn00] WAGNER, A.
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [Wein79] WEINBERG, S.
Physica **96A** (1979) 327
- [Weis00] WEIS, M.
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [Wilh93] WILHELM, W.
Entwicklung eines schnellen Elektronenstrahlwedelsystems mit Positionsrückmeldung zur Verringerung der lokalen Aufheizung von Tieftemperaturtargets.
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz, 1993
- [Yuka35] YUKAWA, H.
Proc. Phys. Math. Soc. Japan **17** (1935) 48

Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynman-Diagramm erster Ordnung der Reaktion $d(e, e'd)\pi^0$	6
2.2	Kinematik und Winkeldefinition der Pionelektroproduktion	6
2.3	Veranschaulichung des Verfahrens zur Trennung der Interferenzanteile σ_{TL} und σ_{TT}	11
2.4	Kohärente Pionproduktion am Deuteron in Stoß-Näherung	12
2.5	Zu berücksichtigende Diagramme in ChPTh-Rechnung bis zur Ordnung q^3 bei Coulomb-Eichung	12
2.6	Theoretische Vorhersagen für die s-Wellen-Amplituden E_d und L_d an der Schwelle	14
3.1	Lageplan der Experimentierhallen am Beschleuniger MAMI B	18
3.2	Die Drei-Spektrometer-Anlage der A1-Kollaboration	19
3.3	Das Detektorsystem von Spektrometer A	21
3.4	Das Datenerfassungssystem der Drei-Spektrometer-Anlage	23
3.5	Die zentrale Koinzidenzlogik der Drei-Spektrometer-Anlage	24
3.6	Der Targetkreislauf des Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Targets	26
3.7	Geometrische Form der Targetzelle	27
3.8	Skizze des Kryo-Turm-Aufbaus	30
3.9	Schnitte durch die stickstoffgekühlte Transferleitung	31
3.10	Skizze des aktuellen Kryo-Target-Aufbaus mit dem Prototyp der stickstoff- gekühlten Transferleitung	32
3.11	Skizze des neuesten, weiter optimierten Entwurfs des Transferleitungsauf- baus	34
4.1	Verdeutlichung der Wirkung einer Lorentztransformation auf eine isotro- pe Winkelverteilung im Schwerpunktsystem	38
4.2	Auftragung des Deuteronimpulses gegen den Deuteronwinkel relativ zur Richtung des virtuellen Photons bei $q^2 = -0.1 \text{ GeV}^2/c^2$	39
4.3	Strahlage während der Pionproduktionsexperimente	41
5.1	Unkorrigiertes und mit den Bahnlängendifferenzen korrigiertes Koinzi- denzspektrum	44
5.2	Flugzeitverzögerung der Deuteronen	46
5.3	Koinzidenzzeitverteilung mit angewandten Korrekturen	47
5.4	Minimale erreichbare Koinzidenzzeitauflösung (FWHM)	48
5.5	Energiesummenspektrum des Čerenkov-Detektors	49
5.6	Verteilung der rekonstruierten Pionmasse	50
5.7	Impulsauflösung der elastischen Streuung am Deuteron	51
5.8	Festlegung der Streuebene	52

5.9	Verteilungen der Abweichung der rekonstruierten Strahlenergie von der tatsächlichen	53
5.10	Skizze der Struktur des bei der Analyse berücksichtigten Schneesiederschlages	54
5.11	Vergleich zweier Vertexverteilungen bei unterschiedlichen Deuteronimpulsen	57
5.12	Wirkungsquerschnitte für zwei der elastischen Eichmessungen	57
5.13	Verteilung der Effizienzkorrekturfaktoren	59
6.1	Der totale Wirkungsquerschnitt σ als Funktion der invarianten Masse W .	65
6.2	Der totale Wirkungsquerschnitt σ als Funktion der transversalen Photonpolarisation zur L/T-Separation	67
6.3	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\cos \Theta_{\pi}^*$ für $\epsilon = 0.854$	69
6.4	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\cos \Theta_{\pi}^*$ für $\epsilon = 0.590$	70
6.5	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion von $\cos \Theta_{\pi}^*$ für $\epsilon = 0.364$	71
6.6	Vergleich der theoretischen Vorhersagen und der experimentell bestimmten Werte für die s-Wellen-Amplituden E_d und L_d an der Pionproduktionsschwelle	73

Tabellenverzeichnis

2.1	Theoretische Vorhersagen der Beiträge zur elektrischen Dipolamplitude der Reaktion $d(e, e'd)\pi^0$ am Photon-Punkt	13
2.2	Theoretische Vorhersagen für den s-Wellen-Wirkungsquerschnitt a_0 an der Pionproduktionsschwelle	15
3.1	Eigenschaften der drei Magnetspektrometer	19
3.2	Gegenüberstellung der wichtigsten Eigenschaften der unterschiedlichen Transferleitungssysteme	33
4.1	Parameter der untersuchten Reaktionskinematiken	40
4.2	Parameter der gemessenen Reaktionskinematiken	42
5.1	Koinzidenzzeitauflösung (FWHM) der Pionproduktionskinematiken	45
5.2	Lage des Maximums und volle Halbwertsbreite der Verteilung der rekonstruierten Pionmasse der Pionproduktionskinematiken	50
5.3	Dicke des Schneeniederschlags der Pionproduktionskinematiken	55
5.4	Für die Simulation verwendete Spektrometerauflösungen	56
5.5	Relativer Anteil der unterschiedlichen Materialien an den Deuteronverlustprozessen	58
5.6	Parameter der elastischen Eichreaktionen	60
6.1	Statistische und systematische Fehler	63
6.2	Beiträge zum systematischen Fehler einiger ausgewählter Ursachen	64
6.3	Die Ergebnisse der Anpassung der differentiellen Wirkungsquerschnitte an Funktion 6.1	65
6.4	Die Ergebnisse der Rosenbluth-Separation für σ_T , σ_L und L_d	66

