Trennung des longitudinalen, transversalen und longitudinal–transversal interferierenden Anteils des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $H(e, e'\pi^+)$ in der Nähe der Pionschwelle

Dissertation

zur Erlangung des Grades „Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik der Johannes-Gutenberg-Universität

in Mainz

vorgelegt von

Alfred Richter

geboren in Eltville/Rheingau

Institut für Kernphysik

Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Dezember 1994

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Am Institut für Kernphysik der Universität Mainz steht mit dem Dauerstrichelektronenbeschleuniger MAMI (Mainzer Mikrotron) eine intensive Quelle hochenergetischer Elektronen zur Verfügung, die eine Vielzahl kernphysikalischer Untersuchungen mit bislang unerreichter Präzision erlaubt.

Neben verschiedenen Experimenten mit energiemarkierten reellen Photonen, der Messung des elektrischen Formfaktors des Neutrons mit Hilfe polarisierter Elektronen, einem in der Vorbereitung befindlichen Experiment zur Paritätsverletzung in der elastischen H(e,e')-Streuung sowie der Grundlagenforschung zur kohärenten Erzeugung von Übergangsstrahlung im Röntgenbereich bilden die Experimente der Kollaboration A1 mit virtuellen Photonen einen Schwerpunkt des wissenschaftlichen Programms an MAMI.

Dabei studiert die A1-Kollaboration ein breites Gebiet nunmehr erstmals zugänglicher Fragestellungen. So erfolgt beispielsweise die Untersuchung der Defizite von Ein-Teilchen-Kernmodellen bei Kernen wie ^{12}C oder ^{16}O mittels (e,e'p)-Reaktionen und dem Nachweis emittierter Protonen mit hohen Impulskomponenten. Der Frage nach dem Anteil von Multi-Hadronen-Emissionen bei der Anregung von leichten Kernen in quasifreier Kinematik wird durch direktes Vermessen der Mehrteilchenendzustände nachgegangen. Außerdem sollen eine ganze Reihe von Experimenten zur Pionproduktion am Nukleon und an leichten Kernen fundamentale Eigenschaften des Pion-Nukleonsystems im Detail untersuchen.

Kernstück der apparativen Ausstattung der A1-Kollaboration ist die neu errichtete Dreispektrometeranlage, die den koinzidenten Nachweis und die genaue Vermessung von Impuls und Winkelverteilung der gestreuten oder produzierten Teilchen erlaubt. Während die präzise Spurrekonstruktion mit Hilfe von Driftkammern erfolgt, gelingt mit den Triggerdetektoren die Identifikation der Teilchen aufgrund ihrer unterschiedlichen Energieverluste in Szintillationszählern und ihres Schwellenverhaltens in einem Gas-Tscherenkow-Detektor. Durch die exakte Bestimmung der zeitlichen Koinzidenz mit Hilfe der Szintillatoren kann ein sehr hohes Signal/Untergrund-Verhältnis selbst bei kleinsten Wirkungsquerschnitten erreicht werden.

Die Zielsetzung dieser Arbeit bestand in ihrem apparativen Teil in der Konzeption, dem Aufbau und der Inbetriebnahme der Szintillationszähler sowie der gesamten Triggerelektronik der Spektrometer. Außerdem wurde die geräteseitige Synchronisation der Koinzidenzereignisse mit Hilfe eines sogenannten „Eventbuilders“ realisiert. Demzufolge nimmt die technische Beschreibung des Gesamtsystems Triggerdetektor in der vorliegenden Arbeit breiten Raum ein.

Die Durchführung und Auswertung eines ersten Experimentes zur Elektropoduktion geladener Pionen am Proton bildet den zweiten Schwerpunkt dieser Arbeit.

In skizzenhafter Form läßt sich die Elektropionproduktion am Nukleon unter der Annahme eines Ein-Photonen-Austausches wie folgt aufzeichnen:

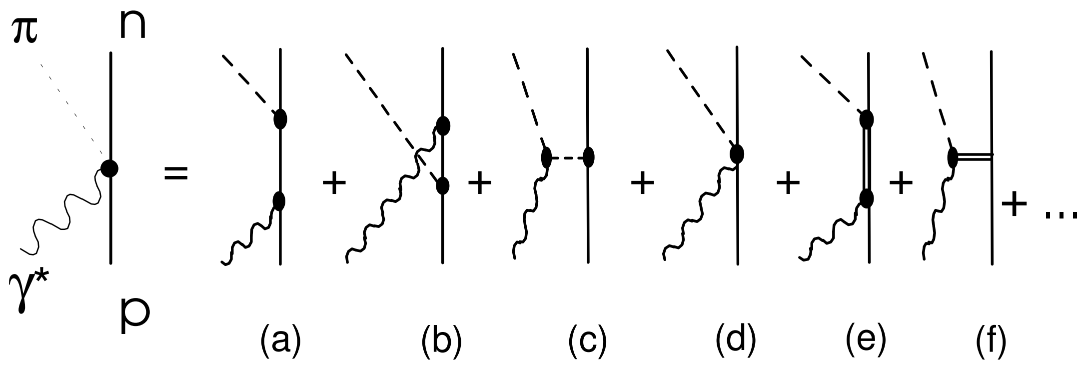

Abbildung 1.1: Pionproduktion in der Ein-Photon-Austauschnäherung

Der zur Untersuchung stehende Prozess wird dabei in eine Summe von Einzelanteilen aufgespalten, die einerseits nichtresonante Elementarprozesse beschreiben (Bornterme (a) bis (d) in Abb. 1.1) sowie andererseits eine Reihe resonanter Anteile enthält. Die Reihe ist durchaus nicht vollständig aufgeführt, doch sind die fehlenden Beiträge unter den kinematischen Verhältnissen dieser Arbeit klein und werden im folgenden nicht näher betrachtet.

Mit jedem dieser Einzelprozesse sind fundamentale physikalischen Größen wie etwa Formfaktoren verknüpft. So treten beispielsweise bei der theoretischen Beschreibung der Prozesse (a) und (b) der elektrische und magnetische Formfaktor $G_E(q^2)$ und $G_M(q^2)$ des Protons (a) bzw. des Neutrons (b) auf. In Term (c) spielt der Pionformfaktor $F_\pi(q^2)$ eine wesentliche Rolle und mit dem Kontaktterm (d) ist der axiale Formfaktor des Nukleons eng verbunden. Durch Variation der kinematischen Verhältnisse lassen sich nun im Experiment die Gewichte bezüglich einzelner Prozesse verschieben, was den Test unterschiedlicher theoretischer Modelle - sie sind empfindlich hinsichtlich dieser elementaren Prozesse - ermöglicht. Die Trennung longitudinaler und transveraler Anteile sowie der Interferenzterme bildet dabei die Grundlage der Analyse.

Bereits gegen Ende der 60er und in den 70er Jahren stellten Experimente dieser Art einen Schwerpunkt der Forschung in der Elementarteilchenphysik dar. Insbesondere am Deutschen Elektronen Synchroton (DESY) in Hamburg, aber auch in den Laboratorien in Saclay und in Frascati wurden eine ganze Reihe von Experimenten zur Elektropionproduktion am Nukleon durchgeführt. Tabelle 1.1 zeigt ohne Anspruch auf Vollständigkeit eine kleine Auswahl (aus [Este-88] mit eigenen Ergänzungen)

Name	*Zitat*	*Bereich*	*Reaktion*	*Separation*	$\sigma_{tot/diff}$
Hand	[Hand-63]	Δ-Resonanz	$p(e,e')p$	-	tot
Akerlof	[Aker-67]	Δ-Resonanz	$p(e,e'\pi^+)n$	LT-Int	diff
Amaldi	[Amal-70]	π-Schwelle	$p(e,e'p)\pi^0$	-	tot
Bartel	[Bart-71]	Δ-Resonanz	$p(e,e')p$	LT-Int	tot
Amaldi	[Amal-72]	π-Schwelle	$p(e,e'n)\pi^+$	-	tot
Brauel	[Brau-73]	π-Schwelle	$p(e,e'n)\pi^+$	-	diff
Bloom	[Bloo-73]	π-Schwelle	$p(e,e')p$	-	tot
Del Guerra	[Guer-74]	π-Schwelle	$p(e,e'n)\pi^+$	-	diff
Bardin	[Bard-77]	Δ-Resonanz	$p(e,e'\pi^+)n$	L/T	diff
Breuker	[Breu-78]	Δ-Resonanz	$p(e,e'\pi^+)n$	LT-Int	diff
Esaulov	[Esau-78]	π-Schwelle	$p(e,e')p$	-	tot
Choi	[Choi-93]	π-Schwelle	$p(e,e'\pi^+)n$	-	diff

Tabelle 1.1: Eine Auswahl bislang durchgeführter Experimente zur Elektroproduktion geladener Pionen am Nukleon, L/T: L/T-Separation, LT-Int: LT-Interferenzterm

Das in der experimentellen Technik am weitesten fortgeschrittene und bislang präziseste Experiment im Hinblick auf eine Separation der Wirkungsquerschnittsanteile stellt das am Linac des CEN Saclay durchgeführte Experiment von Bardin et. al. [Bard-77] dar. Dort wurde bei drei verschiedenen Werten von q^2 die Trennung des longitudinalen und transversalen Anteils bei einer invarianten Masse $W = 1175\ MeV$ durchgeführt. Das Ergebnis der LT-Separation ist in Abbildung 1.2 zu sehen und wird dort mit Rechnungen von Hanstein und Tiator [Han-93] (Striche) sowie F. Lee [Lee-93] (Punkte) verglichen (beide Modelle werden in Kapitel 7 ausführlich diskutiert). Dabei zeigt sich, daß insbesondere im transversalen Anteil ein Defizit in der Beschreibung der Daten durch diese Rechnungen zu finden ist. Darüber hinaus erlauben die großen Fehlerbalken (sie liegen zwischen 14 und 47 %) beispielsweise im longitudinalen Teil keinen quantitative Burteilung der unterschiedlichen Rechnungen.

Ganz allgemein kann gesagt werden, daß bei den bisher durchgeführten Experimenten mit den zur Verfügung stehenden Apparaten (Beschleuniger mit kleinem Tastverhältnis und Spektrometern mit geringer Auflösung), die erreichbare Präzi-

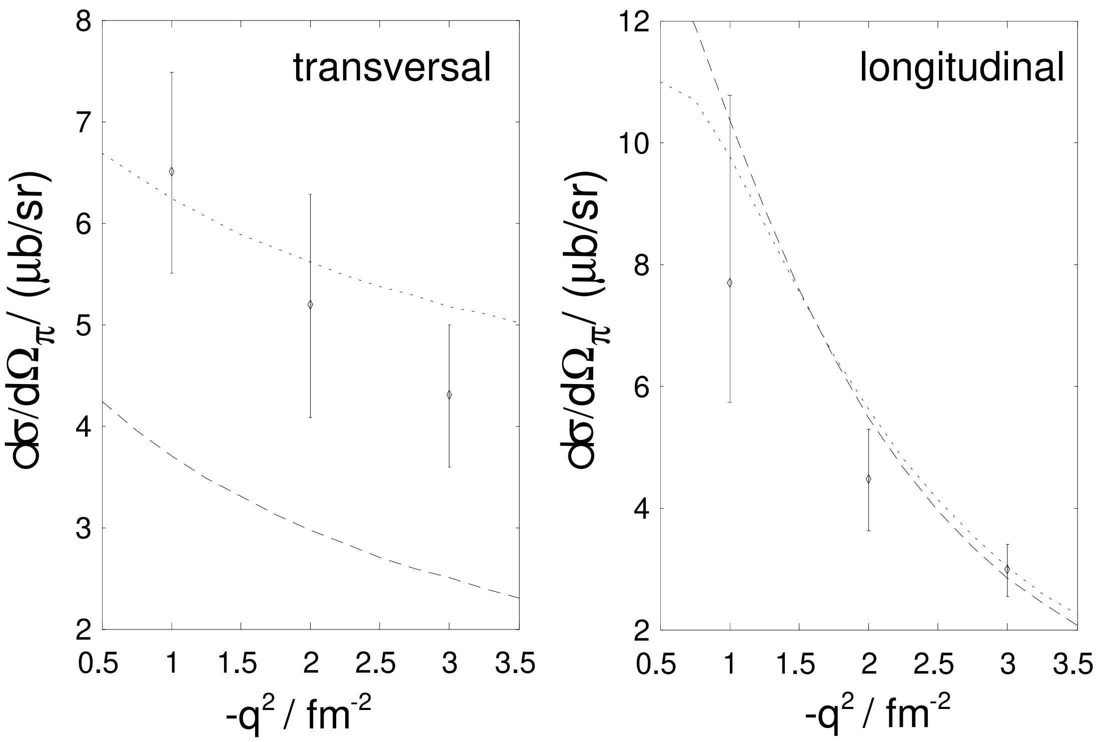

Abbildung 1.2: Transversale und longitudinale Anteile im Wirkungsquerschnitt der Reaktion $H(e,e'\pi^+)n$ aus [Bard-77], Rechnungen: Hanstein (Striche) und Lee (Punkte)

sion stark limitiert war. Dies führte schließlich zur Einstellung der Aktivitäten auf diesem Gebiet.

Heute jedoch tritt dieses Feld zunehmend wieder in den Mittelpunkt des Interesses der Kern- und Teilchenphysik. Hervorgerufen wurde dieses Interesse insbesondere durch neuere theoretische Arbeiten auf dem Gebiet der *Chiralen Störungstheorie* (siehe hierzu [Bern-92] und [Meis-93]) als fundamentaler Näherung der Niederenergie-Quantenchromodynamik. Bei diesem Ansatz wird von der Beobachtung ausgegangen, daß die drei Quarks des „Flavour"-Triplets u,d und s kleine Massen besitzen und daß im theoretischen Limes verschwindender Massen die exakte chirale Symmetrie gilt. Diese ist jedoch dynamisch gebrochen, was zum Auftreten masseloser pseudoskalarer Anregungen führt, den nur schwach untereinander und mit den Quarks wechselwirkenden Goldstone-Bosonen. Da nun in Wirklichkeit die Quarks eine nichtverschwindende Masse besitzen, erhält das Goldstone-Boson ebenfalls eine kleine Masse und kann mit dem beobachteten Pion identifiziert werden. Im Rahmen der Chiralen Störungstheorie kann nun eine Entwicklung der QCD-Green-Funktionen nach Impulsen und Massen erfolgen, die aus Gründen der Unitaritätserhaltung die störungstheoretische Berücksichtigung von Pionen- Schleifen („loops“) bedingt. Da die Zahl der loops mit zunehmendem Impuls der beteiligten Teilchen und somit der Aufwand zur Berechnung dieser Korrekturterme stark zunimmt, sind Voraussagen im Rahmen der Chiralen Störungstheorie momentan ausschließlich auf den Bereich sehr kleiner Pionimpulse beschränkt, die insbesondere bei der Produktion geladener Pionen am Proton experimentell nur sehr schwer zugänglich sind.

Aus diesen aktuellen Entwicklungen resultiert die Forderung nach neuen Präzisionsexperimenten von neutralen und geladenen Pionen im Bereich der Produktionsschwelle. Die Trennung der verschiedenen zum Wirkungsquerschnitt beitragenden longitudinalen und transversalen Anteile wird dabei zur wichtigen experimentellen Aufgabe.

Das Ziel des im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimentes war der Nachweis der Funktionsfähigkeit des Gesamtaufbaus im Hinblick auf neue, in ihrer Präzision signifikant verbesserte Pionproduktionsexperimente. Hierzu wurde die Analyse der Daten bei einem Wert des Viererimpulsübertrags $q^2 = -3\ fm^{-2}(-0.117\ (GeV/c)^2)$ und der invarianten Masse des Pion/Nukleon- Endzustands $W = 1125\ MeV$ unter den spezifischen Aspekten der Pionexperimente (Zerfallsproblematik, Muonenuntergrund etc.) durchgeführt und der Wirkungsquerschnitt der $H(e, e'\pi^+)n$-Reaktion in seine transversalen, longitudinalen und transversal-longitudinal interferierenden Anteile zerlegt. In engem Zusammenhang mit dieser Analyse steht die Auswertung eines zweiten Datensatzes bei einem weiteren Wert des Impulsübertrags $q^2 = -5\ fm^{-2}(-0.195\ (GeV/c)^2)$, die sich in Arbeit befindet (siehe [Lies-95]). Darüberhinaus wird mit einem dritten Teil ($q^2 = -1\ fm^{-2}$) des Experimentes schließlich die Datenbasis geschaffen sein, die die Bestimmung des axialen Nukleonformfaktors und des Pionformfaktors aufgrund ihres Verhaltens als Funktion des Viererimpulsübertrages erlaubt.

Das vorliegende Experiment bildet somit einen Einstieg in Experimente im Bereich der Pionproduktionsschwelle, die in Zukunft mit dem Dauerstrichelektronenbeschleuniger MAMI und der von der A1-Kollaboration installierten Dreispektrometeranlage durchgeführt werden sollen. Wie diese Arbeit und weitere erste Auswertungen gezeigt haben, werden sie Daten von bislang nicht erreichbarer Präzision und somit neue wertvolle Informationen auf dem Gebiet der Kern- und Teilchenphysik liefern.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Kinematik

Die im folgenden benutzten Bezeichnungen und Einheiten entsprechen den Konventionen der Hochenergiephysik und stimmen mit denen von [BjDr-87] überein.

Die Beschreibung des Formalismus der Pionproduktion folgt der Nomenklatur von [DrTi-92], wobei der in Abb. 2.1 gezeigte Prozeß im Mittelpunkt steht. Dabei sind $P_i = (E_i, \boldsymbol{P}_i)$ und $P_f = (E_f, \boldsymbol{P}_f)$ die Viererimpulse des Nukleons im Anfangs- und Endzustand, $k_\pi = (\omega_\pi, \boldsymbol{k}_\pi)$ der des auslaufenden Pions. Der Viererimpuls des ausgetauschten Photons $q = (\omega, \boldsymbol{q})$ wird durch die Viererimpulse von ein- und auslaufendem Elektron k_i bzw. k_f bestimmt: $q = k_i - k_f$.

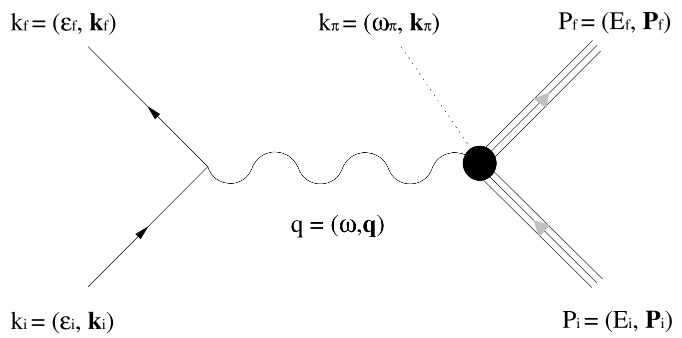

Abbildung 2.1: Kinematische Variablen eines Zweiarm-Elektropionproduktionsexperiments

Zur Beschreibung von Formfaktoren und Strukturfunktion in der Elektronenstreuung ($q^2 < 0$) erweist sich die Definition eines positiven Skalars $Q^2 = -q^2$ sowie der drei Mandelstam-Variablen

$$s = W^2 = (P_i + q)^2, \; t = (q - k)^2, \; u = (P_i - k)^2 \tag{2.1}$$

als nützlich. W ist hierbei die Schwerpunktsenergie des Pion-Nukleonsystems mit den Massen m_π bzw. M. Da bei den hier betrachteten Prozessen die Hadronen nicht angeregt sind, $P_i^2 = m_i^2 = M^2$ und $k_\pi^2 = m_\pi^2$, gilt die Beziehung

$$s + u + t = 2M^2 + m_\pi^2 - Q^2. \tag{2.2}$$

Das verwendete Koordinatensystem zeigt Abb. 2.2. Einlaufendes und unter dem Winkel Θ_e gestreutes Elektron spannen die sogenannte Streuebene auf, Impulsübertrag und auslaufendes Pion die Reaktionsebene. Es gilt:

$$\hat{\mathbf{e}}_x = \hat{\mathbf{e}}_y \times \hat{\mathbf{e}}_z,\ \hat{\mathbf{e}}_y = (\hat{\mathbf{k}}_i \times \hat{\mathbf{k}}_f)/\sin\theta_e,\ \hat{\mathbf{e}}_z = \hat{\mathbf{q}}. \tag{2.3}$$

Unter Vernachlässigung der Elektronenmasse lassen sich q^2 und W schreiben als:

$$\begin{aligned} q^2 &= -4\epsilon_i\epsilon_f \sin^2\theta_e/2 \\ W^2 &= M^2 + q^2 + 2M(\epsilon_i - \epsilon_f). \end{aligned} \tag{2.4}$$

Durch Variation der Laborsystemgrößen Θ_e, ϵ_i und ϵ_f kann somit jede q^2, W-Kombination eingestellt werden.

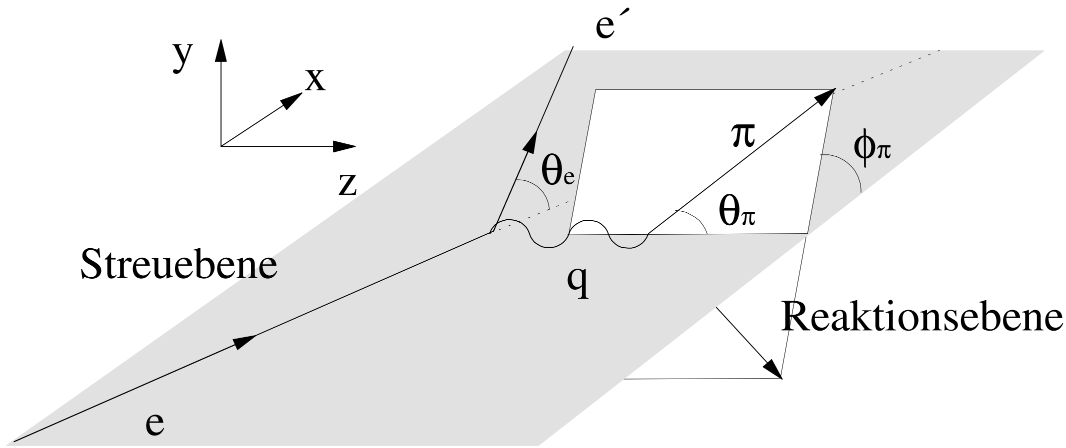

Abbildung 2.2: Definition der räumlichen kinematischen Variablen

Im Unterschied zur Produktion von Pionen mit Hilfe reeller Photonen sind die virtuellen Photonen aus diesem Streuprozess „off-mass-shell", d.h. sie können einen Impuls q^2 (negativ) übertragen und sie sind sowohl longitudinal als auch transversal polarisiert. Der Polarisationsparameter ϵ definiert dabei den Grad der Polarisation des virtuellen Photons und ist gegeben durch

$$\epsilon = (1 + \frac{2\boldsymbol{q}^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2})^{-1}. \tag{2.5}$$

Er läßt sich im wesentlichen durch den Streuwinkel einstellen und variiert zwischen 1 bei Vorwärts- und 0 bei Rückwärtswinkeln. Im weiteren wird häufig alternativ der Grad an longitudinaler Polarisation

$$\epsilon_L = \frac{Q^2}{\omega^2}\epsilon \tag{2.6}$$

verwendet.

2.2 Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt

In der Ein-Photon-Austauschnäherung erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt des exklusiven Prozesses nach [BjDr-87] den folgenden Ausdruck:

$$\begin{aligned} d\sigma = \; & \frac{\epsilon_i}{k_i}\frac{m_e m_i m_e}{\epsilon_i \; E_i \; \epsilon_f}\frac{d^3k_f}{(2\pi)^3}\frac{1}{2\omega_\pi}\frac{d^3k_\pi}{(2\pi)^3}\frac{m_f}{E_f}\frac{d^3P_f}{(2\pi)^3}(2\pi)^4\delta^{(4)}(P_i + q - k_\pi - P_f)\times \\ & \times \left|\langle P_f, k_\pi \left| J^\mu \right| P_i\rangle \, q^{-2} \, \langle k_f \left| j_\mu \right| k_i\rangle\right|^2 \end{aligned} \tag{2.7}$$

Hierbei wird ein rein elektromagnetischer Prozess beschrieben, dessen Struktur durch die Ströme des Elektrons j_μ und des hadronischen Systems J_μ bestimmt sind. Um den totalen Wirkungsquerschnitt zu erhalten, ist noch über alle unbeobachteten Spinfreiheitsgrade im Anfangszustand zu mitteln und im Endzustand zu summieren. Das Quadrat der Übergangsmatrixelemente der Ströme in Gleichung (2.7) kann als das Produkt von zwei Lorentztensoren 2. Stufe geschrieben werden, eines leptonischen Tensors $\eta_{\mu\nu}$ und eines hadronischen Tensors $W^{\mu\nu}$. Der leptonische Teil läßt sich schreiben als:

$$\begin{aligned} \eta_{\mu\nu} = \; & \textstyle\sum_{s_f}(\bar{u}(k_f, s_f)e\gamma_\mu u(k_i, s_i))(\bar{u}(k_f, s_f)e\gamma_\nu u(k_i, s_i))^* \\ = \; & \frac{e^2}{2m_e^2}(2K_\mu K_\nu + \frac{1}{2}q^2 g_{\mu\nu} - \frac{1}{2}q_\mu q_\nu + ih\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}q^\alpha K^\beta) \end{aligned} \tag{2.8}$$

wobei $K = \frac{1}{2}(k_i + k_f)undh = \sigma \cdot \hat{\mathbf{k}}_\mathbf{i}$ die Helizität des einlaufenden Elektrons und $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ der total antisymmetrische Tensor ist. Der hadronische Tensor ist definiert als

$$W^{\mu\nu} = (m/4\pi W)^2 \langle\chi_f\,|J^\mu|\,\chi_i\rangle\,\langle\chi_f\,|J^\nu|\,\chi_i\rangle^* . \tag{2.9}$$

Nach [Chew-57] läßt sich der Übergangsstrom $J_\mu = (\rho, \mathbf{J})$ mit Hilfe der CGLN-Amplituden $F_1, \cdots, F_8$ und der Abkürzung $\tilde{\sigma} = \sigma - (\sigma \cdot \hat{\mathbf{q}})\hat{\mathbf{q}}$ wie folgt schreiben:

$$\begin{aligned} \mathbf{J} = \;& \frac{4\pi W}{M}(i\tilde{\sigma}F_1 + (\sigma \cdot \tilde{\mathbf{k}})(\sigma \times \hat{\mathbf{q}})\mathbf{F_2} + \mathbf{i}\tilde{\mathbf{k}}(\sigma \cdot \hat{\mathbf{q}})\mathbf{F_3} \\ & + i\tilde{\mathbf{k}}(\sigma \cdot \hat{\mathbf{k}})\mathbf{F_4} + \mathbf{i}\hat{\mathbf{q}}(\sigma \cdot \hat{\mathbf{q}})\mathbf{F_5} + \mathbf{i}\hat{\mathbf{q}}(\sigma \cdot \hat{\mathbf{k}})\mathbf{F_6}) \\ \rho = \;& \frac{4\pi W}{m}(i(\sigma \cdot \hat{\mathbf{k}})\mathbf{F_7} + \mathbf{i}(\sigma \cdot \hat{\mathbf{q}})\mathbf{F_8}) \end{aligned} \tag{2.10}$$

Die hier verwendeten CGLN-Amplituden sind unter anderem in [Han-93] im Detail angegeben. Aus Gründen der Eichinvarianz reduziert sich ihre Zahl auf sechs unabhängige. Wie explizit in [Amal-79] durchgerechnet, kann durch Ausführung der Spinsummen unter Verwendung von (2.5) und (2.6) der dreifach-differentielle Wirkungsquerschnitt errechnet werden. Er hat die Form

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_f d\epsilon_f d\Omega_\pi} = \Gamma \frac{d\sigma_\nu}{d\Omega_\pi}, \tag{2.11}$$

wobei

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_\nu}{d\Omega_\pi} = \;& \frac{d\sigma_T}{d\Omega_\pi} + \epsilon_L \frac{d\sigma_L}{d\Omega_\pi} + \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)}\frac{d\sigma_{TL}}{d\Omega_\pi}\cos\Phi_\pi + \epsilon\frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega_\pi}\cos 2\Phi_\pi \\ & + h\sqrt{2\epsilon_L(1-\epsilon)}\frac{d\sigma_{TL\prime}}{d\Omega_\pi}\sin\Phi_\pi + h\sqrt{1-\epsilon^2}\frac{d\sigma_{TT\prime}}{d\Omega_\pi} \end{aligned} \tag{2.12}$$

der Wirkungsquerschnitt für virtuelle Photonen ist. Mit $k_\gamma = (W^2 - m_i^2)/2m_i$ wird der virtuelle Photonenfluß

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2}\frac{\epsilon_f\;k_\gamma}{\epsilon_i Q^2}\frac{1}{1-\epsilon} \tag{2.13}$$

ausschließlich durch Laborsystemgrößen festgelegt, während der Wirkungsquerschnitt der virtuellen Photonen im CM-System berechnet wird. Er wird in Anteile bezüglich transversaler (T) und longitudinaler (L) Polarisation, sowie eine Reihe von Interferenztermen (TL, TT, TL',TT') zerlegt. In der Notation von [NoLe-90] entspricht der Term TT dem Polarisationsterm mit der Bezeichnung P, während der Term TL als Interferenzterm I bezeichnet wird. Term 5 in Glchg. (2.13) tritt nur bei beobachtetem Polarisationsgrad h des einlaufenden Elektrons, Term 6 zusätzlich nur bei gleichzeitiger Targetpolarisation oder nachgewiesener Rückstoßpolarisation des Nukleons auf.

Durch Einsetzen von (2.10) in (2.9) kann nun eine äquivalente Darstellung von 2.7 mit Hilfe der Komponenten des hadronischen Tensors erhalten werden. Somit läßt sich schreiben:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_v}{d\Omega_\pi} = \; & \frac{|\boldsymbol{k}|}{k_\gamma^{CM}}\left(\frac{W_{xx}+W_{yy}}{2}\right) + \epsilon_L W_{zz} - \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} Re W_{xz} + \epsilon \frac{W_{xx}-W_{yy}}{2} \\ & + h\sqrt{2\epsilon_L(1-\epsilon)} Im W_{yz} + h\sqrt{1-\epsilon^2} Im W_{xy};\end{aligned} \tag{2.14}$$

dabei wird mit $k_\gamma^{CM} = (m_i/W)k_\gamma$ eine „Photonäquivalentenergie“ im CM-System definiert, die die Energie angibt, welche ein reeles Photon besitzen müßte, um zur gleichen Schwerpunktsenergie W zu führen.

Die Wahl des Koordinatensystems mit der z-Achse in Richtung des Photonenimpulses erlaubt die Interpretation der in (2.14) auftretenden Terme als Komponenten transversaler und longitudinaler Polarisation des Nukleonenstromes sowie auftretender Interferenzen. Unter Abspaltung der Φ_π-Abhängigkeit werden aus diesem Grund in der Literatur häufig die Antwortfunktionen R (von engl. response functions)

$$\begin{aligned} R_T = \; & \tfrac{1}{2}(W_{xx}+W_{yy}) \\ R_L = \; & W_{zz} \\ \cos\Phi_\pi R_{TL} = \; & -Re\ W_{xz} \\ \sin\Phi_\pi R_{TL'} = \; & Im\ W_{yz} \\ \cos 2\Phi_\pi R_{TT} = \; & \tfrac{1}{2}(W_{xx}-W_{yy}) \\ R_{TT'} = \; & Im\ W_{xy} \end{aligned} \tag{2.15}$$

definiert. Im Falle unpolarisierter Elektronen und eines nicht polarisierten Targets treten gestrichene Terme nicht auf. Da in dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment über Polarisationsfreiheitsgrade gemittelt wird, werden diese Beiträge im folgenden nicht weitergehend behandelt. Der Wirkungsquerschnitt läßt sich unter diesen Voraussetzungen somit schreiben:

$$\frac{d\sigma_v}{d\Omega_\pi} = \frac{|\boldsymbol{k}|}{k_\gamma^{CM}}(R_T + \epsilon_L R_L + \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)} R_{TL}\cos\Phi_\pi + \epsilon R_{TT}\cos 2\Phi_\pi) \tag{2.16}$$

Der in dieser Form erschlossene Wirkungsquerschnitt erlaubt durch Variation der experimentellen Verhältnisse den Zugang zu den einzelnen Beiträgen (siehe Kapitel 3). Ihre weitergehende physikalische Interpretation erfordert darüber hinaus die Analyse bezüglich einzelner Multipolkomponenten.

2.3 Multipolzerlegung des Wirkungsquerschnitts

Die in Abschnitt 2.2. eingeführten Antwortfunktionen R können wie in [Amal-79] gezeigt - in Multipolamplituden zerlegt werden. Dabei sind sowohl Anfangs- als auch Endzustand bei der Betrachtung zu berücksichtigen.

Der Anfangszustand ist gekennzeichnet durch das absorbierte Photon mit Spin 1 und Bahndrehimpuls l relativ zum Targetkern. Mit Hilfe der Vektorkugelfunktionen Y können diese zu einem Gesamtdrehimpuls L gekoppelt werden:

$$Y_{lLM} = \sum_{\nu} C(1\lambda, l_\nu | LM) \hat{e}_\lambda Y_{l\nu}(\hat{r}) \tag{2.17}$$

Die Polarisation des Photons wird dabei mit λ angegeben, wobei die transversale Polarisation $\lambda = \pm 1$ zu elektrischen und magnetischen Übergängen (EL und ML) führt, während $\lambda = 0$ als longitudinale Polarisation Coulombübergänge (CL) bewirkt.

Der Endzustand des Systems wird durch den Bahndrehimpuls l des Pions relativ zum Rückstoßnukleon beschrieben, wobei für die Parität des Endzustandes wegen der negativen intrinsischen Parität des Pions $P_f = (-1)^{l+1}$ gilt. Der Gesamtdrehimpuls des Endzustandes J muß mit dem Gesamtdrehimpuls des Anfangszustandes L übereinstimmen, so daß

$$J = \left| l \pm \frac{1}{2} \right| = \left| L \pm \frac{1}{2} \right|. \tag{2.18}$$

Andererseits fordert die Paritätserhaltung für die jeweilige Art von Übergängen:

$$\begin{array}{rc} CL, EL: & (-1)^L = (-1)^{l+1} \rightarrow |L - l| = 1 \\ ML: & (-1)^{L+1} = (-1)^{l+1} \rightarrow L = l \end{array} \tag{2.19}$$

Als Beispiel finden sich die elektromagnetischen Anregungen und die entsprechenden Pionproduktionsmultipole für l = 0 und 1 in Tabelle 2.1. Dabei bezeichnet der erste Index dieser Multipole den Bahndrehimpuls l und der zweite die Orientierung von Pionbahndrehimpuls und Spin des Nukleons zueinander (+ Zeichen: parallel, - Zeichen antiparallel).

L	*elektromagn. Multipole*	$\pi N - System$ J	$\pi N - System$ l	*Pionprod. Multipol*
0	$C0$	1/2	1	L_{1-}
1	$E1/C1$	1/2	0	E_{0+}/L_{0+}
1	$M1$	1/2	1	M_{1-}
1	$M1$	3/2	1	M_{1+}
2	$E2/C2$	3/2	1	E_{1+}/L_{1+}

(2.20)

Tabelle 2.1: Pionelektropoduktionsamplituden (s- und p-Wellen, zur Notation siehe Text)

Hiermit lassen sich die in Abschnitt 2.2 eingeführten CGLN-Amplituden F und Antwortfunktionen R in eine Reihe bezüglich dieser Multipole und der Legendre-Polynome zerlegen. Die vollständige Zerlegung in eine entsprechende Multipolreihe bis zur Ordnung l=1 befindet sich in Tabelle 2.2. Dabei sind die Legendre-Polynome Funktionen des Polarwinkels $\Theta \equiv \Theta_\pi$ des produzierten Pions im CM-System. Die Multipole selbst sind überdies im allgemeinen wiederum abhängig von Schwerpunktsenergie W und Impulsübertrag q^2.

Der Zugang zu den einzelnen Multipolbeiträgen wird durch einen Satz von Messungen eröffnet, bei dem die Gewichte der Terme durch geschickte Wahl der kinematischen Parameter unterschiedlich verteilt werden. Mit der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messung wird ein erster Datensatz bereitgestellt, der zusammen mit weiteren - teils bereits durchgeführten, teils noch geplanten - Experimenten die Extraktion dieser Multipolkomponenten erlauben wird.

2.4 Formfaktoren

Beim Übergang von der Photo- zur Elektropionproduktion wird die Einführung von Formfaktoren an den Photonvertices erforderlich. Sie spiegeln die elektromagnetische Struktur der Hadronen wider.

Nach [BjDr-87] ergibt sich unter Berücksichtigung der Isospinstruktur des Nukleonendubletts für den Nukleonenstrom

$$J_\mu = e\chi^\dagger_{If}\bar{u}(P_f)\left\{\gamma_\mu\frac{F_1^S(Q^2)+F_1^V(Q^2)\tau_0}{2}+\frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2m_N}\frac{F_2^S(Q^2)+F_2^V(Q^2)\tau_0}{2}\right\}u(P_i)\chi_{Ii}. \tag{2.22}$$

$$
\begin{aligned}
R_T &= |E_{0+}|^2 + 0.5\,|2M_{1+} + M_{1-}|^2 + 0.5\,|3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2 \\
&\quad +2\cos\Theta Re\left\{E_{0+}^*(3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-})\right\} \\
&\quad + \cos^2\Theta(|3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-}|^2 - 0.5\,|2M_{1+} + M_{1-}|^2 \\
&\quad -0.5\,|3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2) \\
R_L &= |L_{0+}|^2 + 4\,|L_{1+}|^2 + |L_{1-}|^2 - 4Re\left\{L_{1+}^* L_{1-}\right\} \\
&\quad +2\cos\Theta Re\left\{L_{0+}^*(4L_{1+} + L_{1-})\right\} + 12\cos^2\Theta(|L_{1+}|^2 + Re\left\{L_{1+}^* L_{1-}\right\}) \\
R_{TL} &= -\sin\Theta Re(L_{0+}^*(3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}) - (2L_{1+}^* - L_{1-}^*)E_{0+} \\
&\quad +6\cos\Theta(L_{1+}^*(E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}) + L_{1-}^* E_{1+})) \\
R_{TT} &= 3\sin^2\Theta(3/2\,|E_{1+}|^2 - 0.5\,|M_{1+}|^2 - Re\left\{E_{1+}^*(M_{1+} - M_{1-}) + M_{1+}^* M_{1-})\right\}
\end{aligned}
\tag{2.21}
$$

Tabelle 2.2: Multipolzerlegung der Antwortfunktionen bis Ordnung l=1

Dabei sind die Formfaktoren wie folgt definiert:

$$
\begin{aligned}
F_1^S &= F_1^p + F_1^n, \\
F_1^V &= F_1^p - F_1^n, \\
F_2^S &= (\kappa_p - 1)F_2^p + \kappa_n F_2^n, \\
F_2^V &= (\kappa_p - 1)F_2^p - \kappa_n F_2^n.
\end{aligned}
\tag{2.23}
$$

$\kappa_p = 2.79$ und $\kappa_n = -1.91$ sind dabei die anomalen magnetischen Momente des Protons und Neutrons.

Die Formfaktoren der Nukleonen werden häufig in den sogenannten Sachs–Formfaktoren $G_{E,M}^{p,n}$ ausgedrückt:

$$
\begin{aligned}
F_1^{p,n} &= \frac{G_E^{p,n} + \tau G_M^{p,n}}{1+\tau} \\
F_2^{p,n} &= \frac{G_M^{p,n} - G_E^{p,n}}{\kappa_n(1+\tau)}
\end{aligned}
\tag{2.24}
$$

mit

$$
\tau = \frac{Q^2}{4m_N^2}. \tag{2.25}
$$

Analog ist durch

$$\langle \pi_\pm(k') \left| J_\mu(0) \right| \pi_\pm(k) \rangle = \pm e (k + k')_\mu F_\pi(q^2) \tag{2.26}$$

der elektromagnetische Formfaktor des Pions definiert. Er beschreibt die Q^2–Abhängigkeit im t–Kanal, dessen Beitrag jedoch an der Schwelle verschwindet.

Von besonderem Interesse für Pionproduktionsexperimente geladener Pionen ist der axiale Formfaktor. Er ist verbunden mit dem sogenannten Kroll–Ruderman–Term (oder auch „seagull-" oder „Kontaktterm" genannt, siehe Abbildung 1.1 (d)). Er gewinnt seine Bedeutung aus der Tatsache, daß er im Niederenergiebereich ("'soft pions"') den dominanten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert und darüber Informationen über die schwache Wechselwirkung erschließt.

Während nämlich der elektromagnetische Strom J^μ mit der Wechselwirkung zwischen hadronischem System und Photon verbunden ist, werden die Eigenschaften des axialen Stromes A_a^μ durch die schwache Wechselwirkung des Nukleons mit den Leptonen bestimmt.

In diesem Zusammenhang ist weiterhin von Interesse, daß - ausgehend von der expliziten Symmetriebrechung durch massebehaftete Quarks - die Divergenz des axialen Stromes

$$\partial_\mu A_a^\mu(x) = -f_\pi m_\pi^2 \varphi_a(x) \tag{2.27}$$

nicht verschwindet („PCAC [1] –Relation"). Dabei ist $\varphi_a(x)$ das Pionfeld und $f_\pi = 93.2 MeV$ die Pionzerfallskonstante. Aus der *Goldberger–Treiman–Relation*

$$g_{\pi NN} = g_A \left(\frac{M}{f_\pi} \right) \tag{2.28}$$

folgt ferner der wichtige Zusammenhang zwischen starker Kopplungskonstante $g_{\pi NN}$ und der axialen Vektorkopplungskonstante g_A sowie der Pionkopplungskonstante f_π.

Schließlich wird der axiale Formfaktor

$$\tilde{G}_A(Q^2) = G_A(Q^2)/G_A(0) \tag{2.29}$$

eingeführt, der auf die allgemeine Form des axialen Stromes eines Spin–$\frac{1}{2}$–Teilchens in Abwesenheit von „second–class"–Strömen (Pseudotensoranteile) zurückgeht (siehe z.B. [ErWe-88], S. 340 ff):

[1] Partial–Conserved–Axial–Current

$$\langle N(P_f) \left| A^a_\mu(0) \right| N(P_i) \rangle = \bar{u}(P_f) \left[G_A(Q^2)\gamma_\mu + \frac{G_P(Q^2)}{2m_N}(P_f - P_i)_\mu \right] \gamma_5 \frac{\tau_a}{2} u(P_i) \tag{2.30}$$

Der Kroll–Ruderman–Term wird dominiert von der elektrischen Dipolamplitude E_{0^+} und führt zur Produktion von geladenen s-Wellen Pionen.

Am Photonenpunkt ($Q^2 = 0$) sind die Formfaktoren wie folgt festgelegt:

$$\begin{aligned} F_1^S(0) = F_1^V(0) &= 1, \\ F_2^S(0) &= \kappa_p - 1 + \kappa_n, \\ F_2^V(0) &= \kappa_p - 1 - \kappa_n, \\ F_\pi(0) &= 1, \\ G_A(0) \equiv g_A &= 1.255 \end{aligned} \tag{2.31}$$

Die jeweiligen Parametrisierungen der Formfaktoren unterscheiden sich häufig in den konkreten Rechnungen, eine Diskussion dieser Problematik findet sich im Abschnitt 7.4.

Kapitel 3

Experimentelle Methode

Im hier durchgeführten und beschriebenen Experiment soll neben dem Nachweis der Leistungsfähigkeit der Dreispektrometeranlage für Pionproduktionsexperimente die Trennung von longitudinalem, transversalem und longitudinal-transversal interferierendem Anteil im differentiellen Wirkungsquerschnitt durchgeführt werden. In diesem Kapitel werden die experimentelle Methode der punktweisen Separation sowie die Auswahlkriterien für die Kinematik erläutert.

3.1 Separation des longitudinalen und transversalen Anteils im Wirkungsquerschnitt

Bei der punktweisen Separation werden die Wirkungsquerschnittsanteile bzw. Antwortfunktionen R an einem Punkt

$$\xi_0 = (q^2, W)_0 \tag{3.1}$$

aus Wirkungsquerschnitten bestimmt, die bei festem ξ_0, aber bei unterschiedlichem ϵ_L und Φ_π gemessen werden. Dieses Verfahren geht auf deForest [Fore-67] zurück und erlaubt prinzipiell durch 4 geeignete Messungen die Bestimmung aller 4 Antwortfunktionen der Gleichung (2.16).

Aus der in Tabelle 2.2 aufgeführten Multipolzerlegung des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist ersichtlich, daß die Interferenzterme eine Abhängigkeit vom Sinus des Polarwinkels Θ_π zeigen:

$$\sigma_{LT} = f\ (\sin\Theta_\pi) \text{ und } \sigma_{TT} = f\ (\sin^2\Theta_\pi). \tag{3.2}$$

Eine Messung in paralleler Kinematik (Spektrometer in $\vec{q}$-Richtung, also $\Theta_\pi = 0°$) führt zu einem Verschwinden der beiden Interferenzterme, so daß gilt

$$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\Theta=0°} = \sigma_T + \epsilon_L\sigma_L \tag{3.3}$$

Durch Variation von ϵ_L bzw. dem dazu äquivalenten und im folgenden meist gezeigten ϵ lassen sich somit aus diesem linearem Zusammenhang σ_L und σ_T

durch Anpassung einer Geraden an die Daten bestimmen. Dieses Verfahren entspricht der in (e,e')-Experimenten häufig durchgeführten Rosenbluth-Separation [Rose-50].

Um eine hohe Präzision bei der Bestimmung der beiden Anteile zu erhalten, sollte der Variationsbereich von ϵ möglichst groß gewählt werden. Mit der Dreispektrometeranlage ist der in Abbildung 3.1 gezeigte kinematische Bereich zu überdecken. Die eingezeichneten Begrenzungen sind durch die folgenden geometrischen und apparativen Randbedingungen vorgegeben:

- die maximale Energie $E_{max} = 855\ MeV$ des einlaufenden Elektronenstrahls bildet insbesondere für größere q^2 die Begrenzung bei großen Werten von ϵ.
- der minimal erreichbare Vorwärtswinkel Θ_π für die produzierten Pionen limitiert den Variationsbereich bei kleinen ϵ.
- der minimale Winkel zwischen Elektron- und Pionspektrometer limitiert den Meßbereich bei kleinen Werten von q^2.

3.2 Die Trennung des longitudinal/transversal interferierenden Anteils (LT-Term) im Wirkungsquerschnitt

Zur Bestimmung des Interferenzterms σ_{LT} bzw. der Antwortfunktion R_{LT} werden mindestens zwei Wirkungsquerschnitte bei $\Phi_\pi = 0°$ und $\Phi_\pi = 180°$ („rechts" und „links" von $\vec{q}$) gemessen. Damit der statistische Fehler dieser Messung klein ist, erfolgt diese Messung bei möglichst kleinem Elektronstreuwinkel (großes ϵ).

Durch die Cosinus-Abhängigkeit des LT-Termes im Wirkungsquerschnitt ist ersichtlich, daß σ_{LT} in die theoretischen Wirkungsquerschnitte links und rechts von $\vec{q}$ mit unterschiedlichem Vorzeichen eingeht, während sich die Gewichtung der anderen Antwortfunktionen nicht ändert, so daß gilt:

$$\sigma_{LT} = \frac{\sigma_{diff}(\Phi_\pi = 0) - \sigma_{diff}(\Phi_\pi = 180)}{2 \times \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)}}. \tag{3.4}$$

Durch die hohe Winkelauflösung der Dreispektrometeranlage kann diese Methode zukünftig verfeinert werden. Dazu wird aus mehreren Messungen - bei konstantem ξ_0 und ϵ - durch Anpassung der Sinusabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Polarwinkel Θ_π der σ_{LT} Term bestimmt.

Eine Bestimmung des Interferenztermes σ_{TT} kann nur gelingen, wenn eine Messung bei einem relativ großen „out-of-plane"-Winkel $\Phi_\pi \neq 0°, 180°$ durchgeführt werden kann. In künftigen Experimenten wird dies durch das Anheben von Spektrometer B um bis zu 10° im Labor möglich sein.

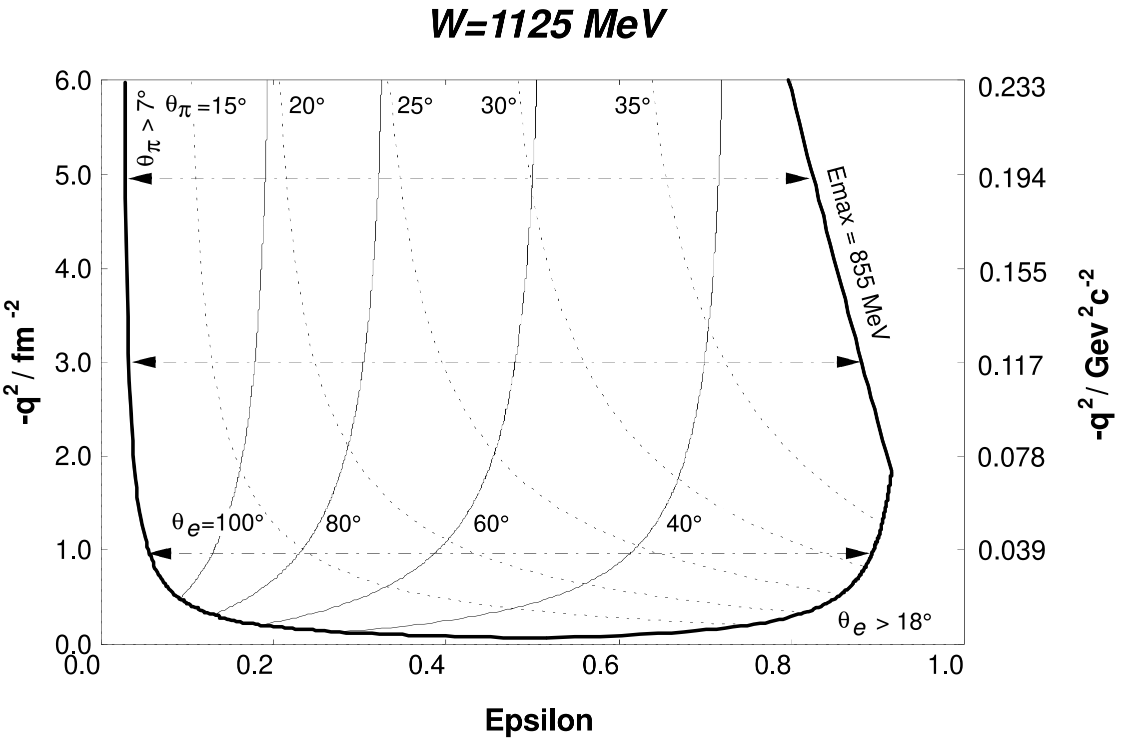

Abbildung 3.1: Kinematisch zugänglicher Bereich: die Begrenzungslinien (dick) werden im Text erläutert; ferner eingezeichnet sind Linien der zugehörigen Elektronen- (durchgezogen) bzw. Pionenwinkel (gepunktet); der ϵ–Variationsbereich ist für verschiedene q^2–Werte mit Doppelpfeilen gekennzeichnet

3.3 Auswahl der kinematischen Verhältnisse

Die in Kapitel 1 beschriebene Fragestellung umfaßt ein umfangreiches Meßprogramm, das im Experimentiervorschlag A1/2-90 [Blom-90] in seiner Gesamtheit aufgeführt ist. Darin sind Messungen bei invarianter Masse W=1125 und W=1175 und verschiedenen Werten von q^2 vorgeschlagen. Aus verschiedenen technischen Gründen wurde das Programm auf mehrere Meßperioden aufgeteilt, wobei bislang Messungen bei W=1125 MeV sowie $q^2 = -3\ fm^{-2}$ $(-0.117\ (GeV/c)^2)$ und $-5\ fm^{-2}$ $(-0.195\ (GeV/c)^2)$ durchgeführt werden konnten. In der vorliegenden Arbeit erfolgt die Auswertung der im Dezember 1993 und Januar 1994 durchgeführten Messung bei $q^2 = -0.117\ (GeV/c)^2$. Tabelle 3.1 zeigt die kinematischen Parameter und definiert die Bezeichnungen der einzelnen Messungen, die für die folgenden Kapitel gelten. In Abbildung 3.2 sind im kinematisch zugänglichen Bereich die einzelnen Experimente durch Pyramiden gekennzeichnet. Die große Pyramide bei den Experimenten 1-3 deutet die an dieser Stelle durchgeführ-

$W = 1125\ MeV$							
$Name$	q^2	ϵ	E_i	E_f	Θ_e	Θ_π	$\lvert p_\pi \rvert$
	$(GeV/c)^2$		MeV	MeV			MeV
Ex 1						39.31°	
Ex 2		0.834	855.11	587.35	27.93°	46.31°	
Ex 3	-0.117					32.31°	188.84
Ex 4		0.500	510.11	242.35	58.22°	28.31°	
Ex 5		0.219	405.11	137.36	92.96°	18.41°	
Ex 6	-0.195	0.742	855.11	545.79	37.72°	38.27°	209.62
Ex 7		0.229	495.11	185.79	93.45°	20.12°	

Tabelle 3.1: Kinematische Parameter der durchgeführten Experimente

ten Messungen links, parallel und rechts von $\vec{q}$ an. Experiment 6 und 7 sind in [Lies-95] beschrieben.

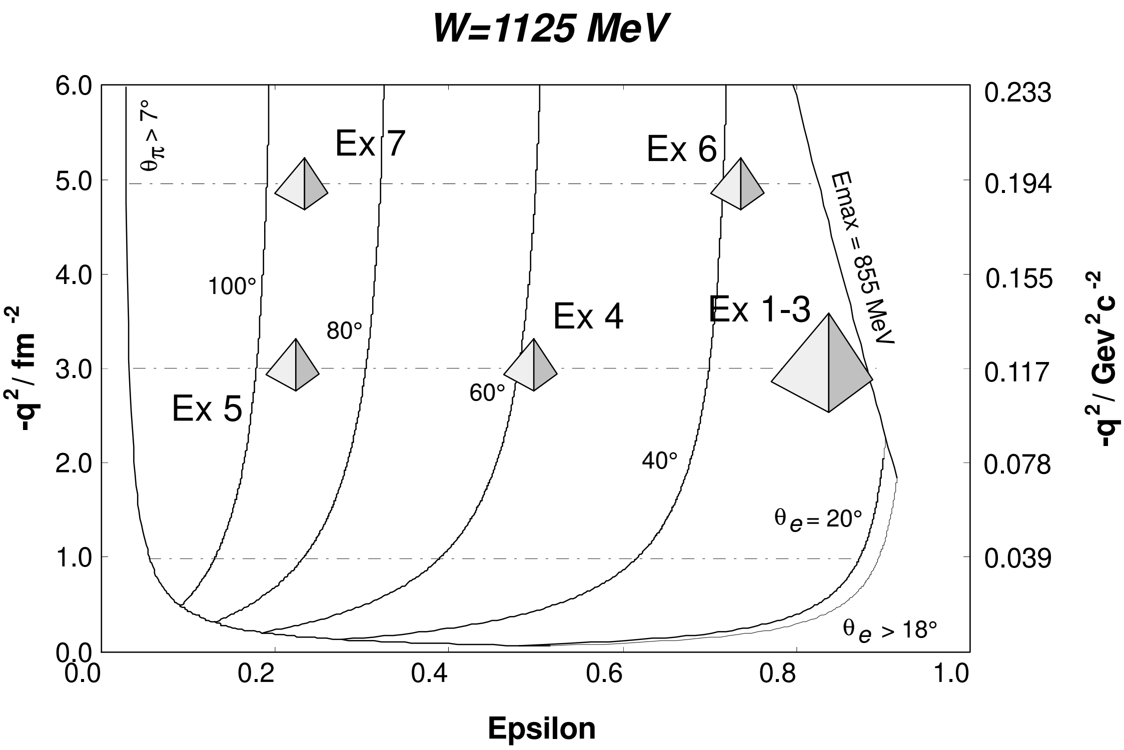

Abbildung 3.2: Die durchgeführten Experimente im kinematischen Bereich

Kapitel 4

Die Dreispektrometeranlage

4.1 Die Magnetspektrometer

Die in der Einleitung beschriebenen physikalischen Fragestellungen werden von der Kollaboration A1 (virtuelle Photonen) mit Hilfe der in Abb. 4.1 gezeigten Anlage untersucht. Die wesentlichen Komponenten sind dabei drei große Magnetspektrometer mit ihren Detektorsystemen, die um einen gemeinsamen Drehpunkt, an dem sich das Target befindet, verfahren werden können. Gestreute Elektronen und produzierte Teilchen werden in den magnetoptischen Elementen nach ihren Impulsen analysiert und in den Detektorsystemen orts- und richtungsauflösend nachgewiesen. Die Eigenschaften der drei Spektrometer finden sich in Tabelle 4.1.

Als dispersive Elemente von Spektrometer A und C kommen jeweils zwei homogene Dipolmagnete zum Einsatz, deren Akzeptanz mit Hilfe eines vorgeschalteten Quadrupolmagneten erweitert wird. Zwischen Quadrupol und Dipol 1 wird zur Korrektur von Abbildungsfehlern 2. Ordnung (sphärische Aberation) ein Sextupolmagnet eingefügt. Spektrometer C ist bis auf die größere Impulsakzeptanz identisch mit Spektrometer A, allerdings ist sein Maximalimpuls kleiner als der von A. Da die Induktion von C nicht im gleichen Maße verringert wird, ergeben sich kleinere Krümmungsradien (Verhältnis 11/14) in den Dipolen von C, was zu einer Skalierung des Spektrometers C um diesen Faktor führt. Detaillierte Angaben zu den magnetoptischen Eigenschaften der beiden Spektrometer finden sich in [Korn-94] und [Scha-94].

Während sich Spektrometer A und C durch ihren großen Raumwinkel von 28 msr auszeichnen, sollte bei Spektrometer B ein Maximalimpuls von 870 MeV/c bei noch besserem Ortsauflösungsvermögen und sehr kompakter Bauweise (zur Erreichung kleiner Vorwärtswinkel) erreicht werden. Ein Entwurf mit einem „Clam-Shell“-Magneten erhielt deshalb den Vorzug gegenüber der QSDD-Lösung von A und C.

Der Winkelfahrbereich der drei Spektrometer umfaßt für Spektrometer A und C jeweils 18 bis 160° links, bzw. rechts von der Achse des ungestreut auslaufenden Elektronenstrahls, für Spektrometer B 62° rechts bis 90° links. Die Positioniergenauigkeit beträgt dabei 0.005°. Wie bereits erwähnt, wurde insbesondere bei Spektrometer B das Erreichen eines kleinen Vorwärtsstreuwinkels von 7° beim Entwurf berücksichtigt, wobei Spektrometer A und B bis auf 25° aneinander heranfahren können. Bei kleinen Streuwinkeln von Spektrometer A kommt es durch

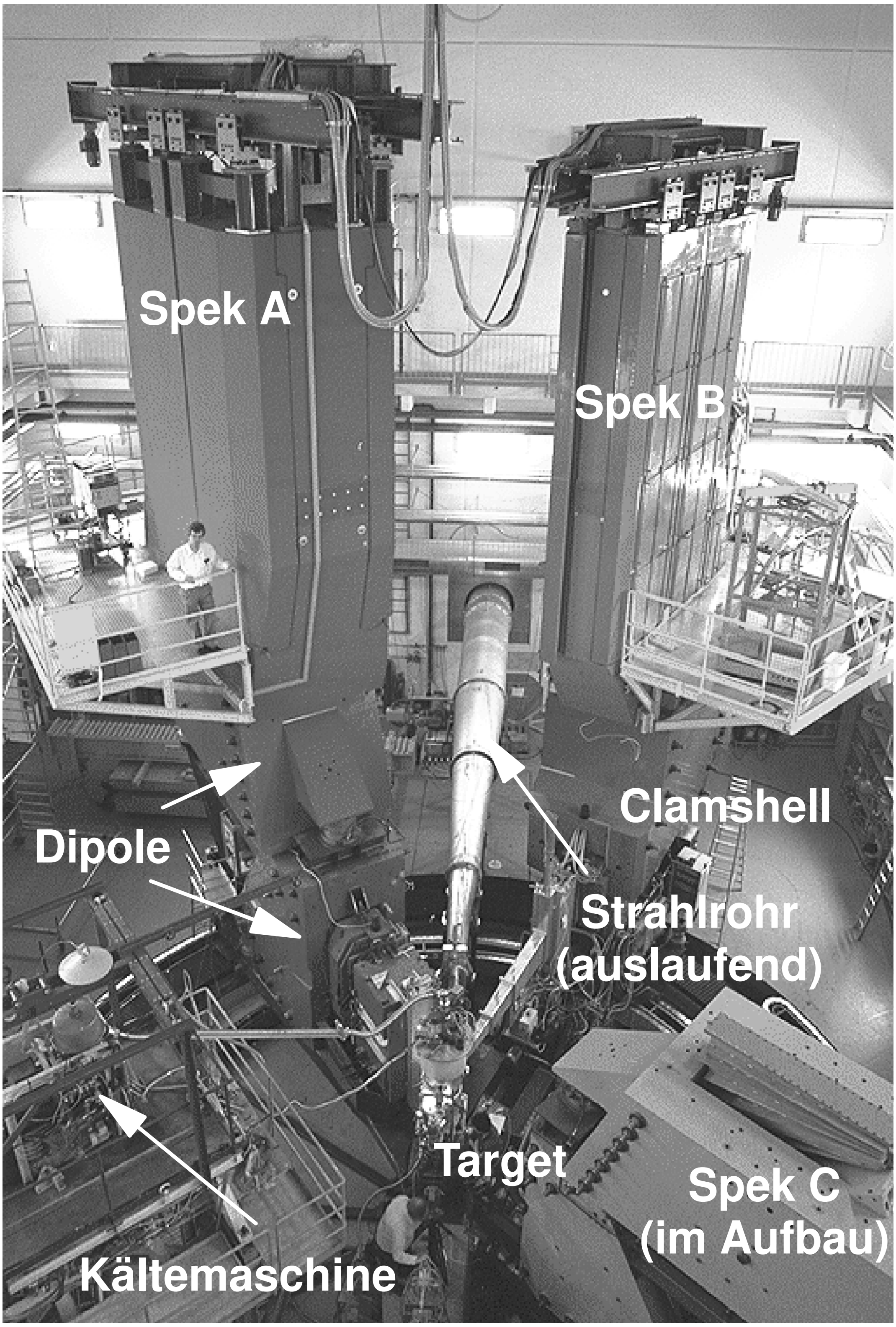

Abbildung 4.1: Blick in die Spektrometerhalle der A1-Kollaboration

Spektrometer	*Einheit*	*A*	*B*	*C*
Magnetkonfiguration		QSDD	D	QSDD
Maximaler Impuls	MeV/c	735	870	551
Impuls der Bezugsbahn	MeV/c	630	810	459
Maximale Induktion	T	1.51	1.5	1.4
Krümmungsradius der Bezugsbahn	m	1.4	-	1.1
Impuls des Zentralstrahls	MeV/c	665	810	490
Impulsakzeptanz	%	20	15	25
Winkelakzeptanzen				
dispersive Ebene	mrad	± 70	± 70	± 70
nicht-dispersive Ebene	mrad	± 100	± 20	± 100
Raumwinkel	msr	28	5.6	28
Langes-Target-Akzeptanz	mm	50	50	50
Streuwinkelbereich				
minimaler Winkel	Grad	18	7	-18
maximaler Winkel	Grad	160	-90 - 62	-160
Winkel der Bildebene	Grad	45	47	45
Länge der Bildebene	m	1.8	1.8	1.6
Länge des Zentralstrahls	m	10.75	12.03	8.53
Dispersion (Zentralstrahl)	cm/%	5.77	8.22	4.52
Vergrößerung (Zentralstrahl)		0.53	0.85	0.51
Dispersion/ Vergrößerung	cm/%	10.83	9.64	8.81
Auflösungsvermögen (Designwerte mit Spurrückrechnung)				
Impuls		$\leq 10^{-4}$	$\leq 10^{-4}$	$\leq 10^{-4}$
Winkel	mrad	≤ 3	≤ 3	≤ 3
Ort	mm	$3 - 5$	≤ 1	$3 - 5$

Tabelle 4.1: Eigenschaften der Magnetspektrometer

das Streufeld seines Quadrupolmagneten zu einer Ablenkung des auslaufenden Elektronenstrahls, die durch eine magnetische Abschirmung mit hochpermeablem Metall alleine nicht gänzlich vermieden werden kann. Aus diesem Grunde wird an einem aktiven Kompensationselement gearbeitet, das den Elektronenstrahl wieder achsenparallel machen soll [Denh-95].

Um Messungen außerhalb der horizontalen Ebene der Spektrometer („out-of-plane") durchführen zu können, läßt sich Spektrometer B bis zu 10° anheben. In der Zukunft soll dieser Winkel durch Neigung der Strahlführung um weitere 40° vergrößert werden.

Im Drehzentrum der drei Spektrometer befindet sich die zu untersuchende Probe („Target"), die in einer Streukammer zusammen mit weiteren Justier- und Eichinstrumenten (Leuchtschirme, Eichtargets und Positionsmeßstreifen) verfahr- und drehbar angeordnet ist.

4.2 Das Kryotargetsystem

Von besonderer Bedeutung für das in dieser Arbeit beschriebene Experiment der Pionproduktion am Proton ist das Flüssigwasserstofftargetsystem. Es wurde im Hinblick auf hohe nutzbare Strahlströme entwickelt und gebaut und ist in Abbildung 4.2 gezeigt.

Zur Kühlung wird eine Philips-Stirling-Maschine eingesetzt, die eine maximale Kühlleistung von 75 W bei 20 K besitzt. Über eine Transferleitung wird flüssiger Wasserstoff zur Streukammer transportiert, in der sich das eigentliche Wasserstofftarget in einem zweiten Kreislauf („targetloop") befindet. Am Target stehen danach etwa 55 W Kälteleistung zur Verfügung. Die Flüssigwasserstoffprobe wird in diesem Kreislauf mittels eines internen Rotors umgewälzt, wodurch eine lokale Überhitzung mit eventueller Bläschenbildung verhindert wird. Eine Temperaturstabilisation erfolgt mit Hilfe von Sensoren und Heizwiderständen. Die Targetzelle hat einen Durchmesser von 2 cm und besitzt sehr dünne Wände aus 50 μm dickem Havar (eine Eisen-Nickel-Legierung).

Um zu noch höheren nutzbaren Strahlströmen bei gleichzeitig guter Fokussierung zu kommen, als es die forcierte Zirkulation des Targetmaterials alleine erlaubt, wird der MAMI-Strahl kontrolliert mit Hilfe eines Strahlwedlers [Wilh-93] sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung periodisch mit Frequenzen von 2-3 kHz abgelenkt. Die Ablenkspannungen werden digitalisiert und bei jedem Ereignis als Lageinformation ausgelesen. Mit Hilfe einer Eichmessung wird für jede Experimenteinstellung der Zusammenhang zwischen Ablenkspannung und -ort ermittelt, sodaß mit Hilfe der parametrisierten Kennlinie der Reaktionsort am Target als Information für die Spurrekonstruktion zur Verfügung steht.

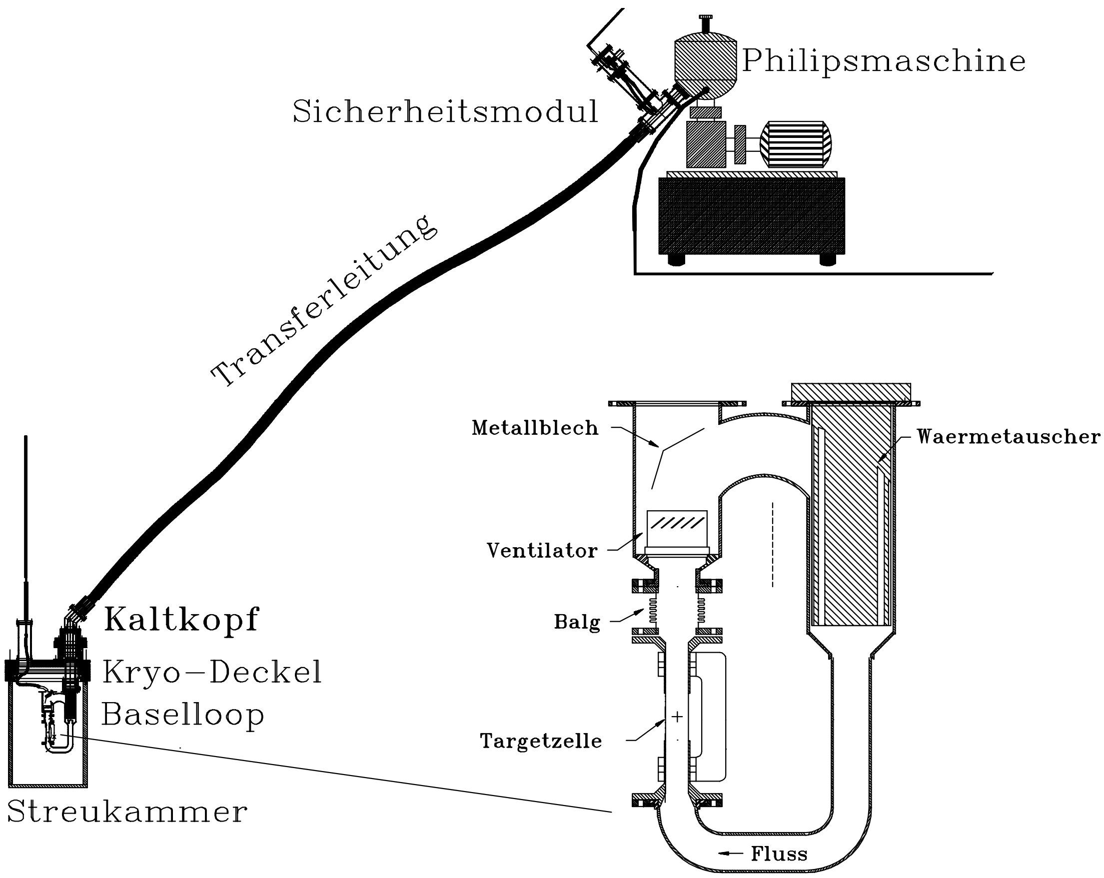

Abbildung 4.2: Das Hochleistungskryotargetsystem (Abb. aus [Schi-94])

Mit dem Targetsystem konnte im durchgeführten Experiment über mehrere Tage mit einem Strahlstrom von $37\mu A$ gemessen werden. Die Luminosität betrug dabei $1.87 \times 10^{37}/(cm^2 s)$.

4.3 Die Spektrometerdetektoren

Die vom Target kommenden Teilchen werden hinter den magnetoptischen Elementen von den Triggerdetektoren (Szintillatoren und Tscherenkowdetektor) identifiziert und von den Fokalebenendetektoren (Vertikale Driftkammern, VDC) bezüglich ihrer Trajektorie analysiert. Mit Hilfe von Rückrechenmatrizen, die in Eichmessungen mit Hilfe von präzise justierten Lochkollimatoren bestimmt wurden, können die physikalisch relevanten Parameter der Teilchen (Impuls und Streuwinkel) sowie der Wechselwirkungsort berechnet werden. Hierdurch läßt sich das intrinsische Impulsauflösungsvermögen der Spektrometer von etwa 1.3×10^{-3} auf ein gefordertes Auflösungsvermögen von 5×10^{-5} verbessern. Das Winkel-auflösungsvermögen soll mindestens 3 mrad betragen. Abbildung 4.3 zeigt ein Schnittbild der Spektrometerdetektoren.

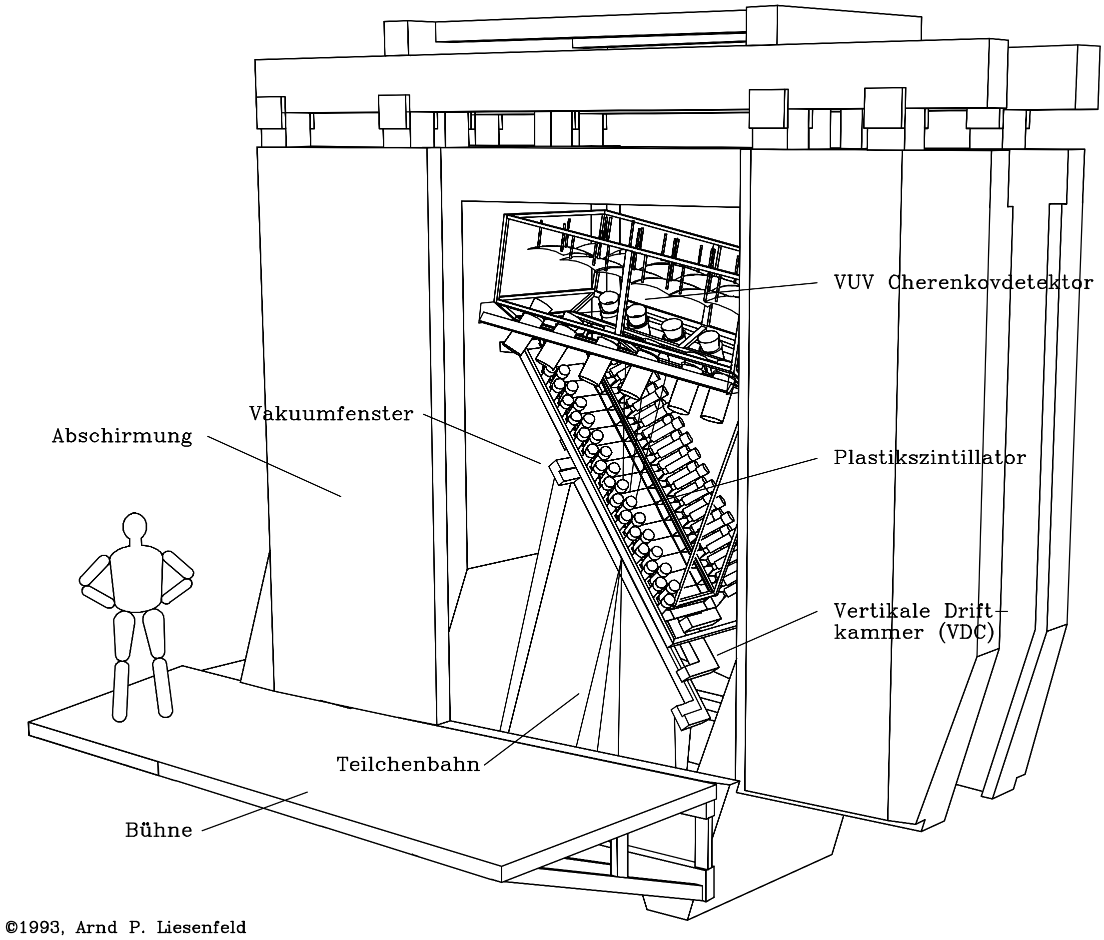

Abbildung 4.3: Schnittbild der Detektoren von Spektrometer A (aus [Lies-95])

4.3.1 Die vertikalen Driftkammern

Aus den einleitend aufgeführten Sollwerten des Auflösungsvermögens der Spektrometer resultiert die Forderung nach einem Ortsauflösungsvermögen in der Fokalebene von 100 μm. Dies und die große zu überdeckende Fläche der Nachweisebene (etwa 1800 x 360 mm bei Spektrometer A) führen zum Einsatz von Driftkammern als Fokalebenendetektoren. Da die Fokalebenen der Spektrometer um 45° gegenüber der Horizontalen geneigt sind und darüber hinaus die Teilchentrajektorien einen großen Winkelbereich umfassen (Spektrometer A bspw. $33° \leq \Theta \leq 54°$), kommen nur vertikale Driftkammern (VDC) als Detektoren in Betracht.

Die vertikale Driftkammer stellt eine Weiterentwicklung der planaren Vieldraht-Proportionalkammern dar. Hier wie dort befindet sich zwischen zwei parallelen Kathodenfolien eine große Zahl von Anodendrähten in einem ionisierbaren Gas. Die nachzuweisenden Teilchen erzeugen entlang ihrer Spur im Detektor Elektronen-Ionenpaare, von denen aus die Elektronen dann aufgrund der angelegten Spannung entlang der Feldlinien zum Anodendraht driften. Durch die hohe Feldstärke in der Nähe des sehr dünnen Drahtes (15 μm) entsteht eine Elektronenlawine („Gasverstärkung"), die einen negativen Ladungspuls hervorruft. Die vertikale Driftkammer ist gekennzeichnet durch einen Feldlinienverlauf senkrecht zu den Signaldrähten. Zwischen den Signaldrähten befinden sich 50 μm dicke Potentialdrähte, mit deren Hilfe die Breite der Driftzellen verkleinert wird. Dadurch wird die Breite der Driftzellen auf 5 mm begrenzt (bessere Feldkonfiguration), ohne die Zahl der auszulesenden Drähte zu erhöhen (Elektronikkosten).

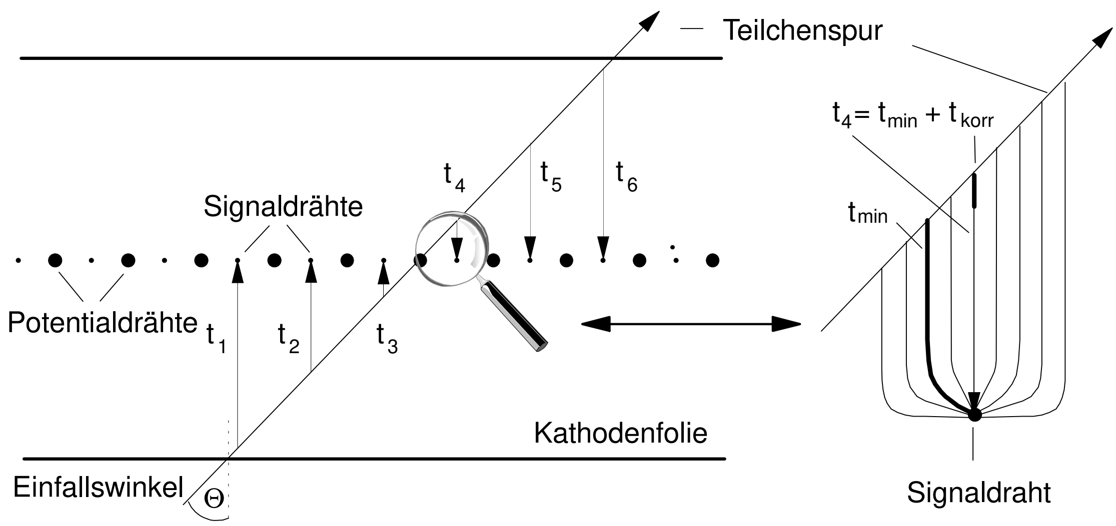

Abbildung 4.4: Schnitt (links) durch eine vertikale Driftkammer senkrecht zu den Anodendrähten und vergrößerter Ausschnitt (rechts) einer Driftzelle

Bei der Vieldraht-Proportionalkammer determiniert das Ansprechen einzelner Drähte und somit im wesentlichen der Abstand der Drähte die Ortsauflösung. Diese wird bei der Driftkammer dadurch verbessert, daß der Zeitpunkt des Eintreffens des Anodensignals gegenüber dem eigentlichen Teilchendurchtritt an mehreren Drähten vermessen wird (siehe Abbildung 4.4). Bei einem Teilchendurchtritt mit großem ($\Theta \geq 20°$) Einfallswinkel liefern in unserem Fall mindestens drei Drähte ein Signal, das über Vorverstärker den Start jeweils eines TDC (Time-To-Digital-Converter) auslöst. Der Durchtrittszeitpunkt wird mit Hilfe eines externen Triggers, der Szintillatoren, festgelegt; er liefert den „Common Stop" für die TDC.

Durch ein Fitverfahren kann nun aus diesen Daten der Durchtrittsort mit hoher Genauigkeit ($\sigma_x = 100\ \mu m$) festgelegt werden.

Die bei uns eingesetzten VDC sind mit einem Argon-Isobutan-Gemisch (50/50) gefüllt, dem zu etwa 0.75% Äthanol als „Quenching"-Gas beigemischt wurde. Die Betriebsspannung der Kammern liegt bei 6500 Volt. Eine detaillierte Beschreibung der Konzeption und des Aufbaus der vertikalen Driftkammern findet sich in [Saue-94] und [Dist-95].

4.3.2 Die Szintillionszähler

Die Szintillationszähler bilden gemeinsam mit dem Tscherenkow-Detektor das Triggerdetektorsystem der Magnetspektrometer. Ihre Aufgabe ist die Identifikation von experimentell relevanten Teilchen gegenüber einer Vielzahl von Untergrundereignissen (Detektorrauschen, Strahlungsuntergrund der Halle, kosmische Strahlung, zufällige Koinzidenzen, Konkurrenzprozesse) sowie die exakte Bestimmung ihres Durchtrittszeitpunktes im Detektorsystem. Hierzu wird das gute Zeitauflösungsvermögen der Szintillatoren sowie die Möglichkeit zur Trennung verschiedener Teilchensorten (insbesondere Protonen/Pionen) aufgrund ihres unterschiedlichen Energieverlustes herangezogen.

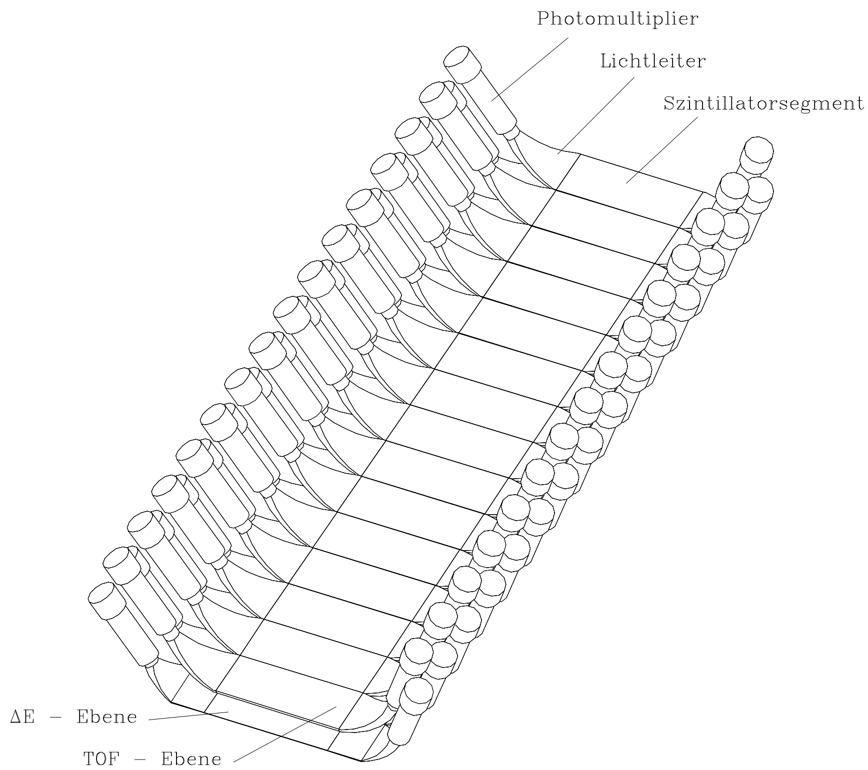

Abbildung 4.5: Die Plastikszintillationszähler (Graphik A. Liesenfeld)

Das Detektorsystem besteht aus zwei Ebenen von Plastikszintillatoren (siehe Abb. 4.5), die - hinter den Driftkammern angebracht - die gesamte Akzeptanz der Spektrometer überdecken. Dabei nennen wir die erste, 3 mm dicke Ebene im folgenden „Delta E - Ebene“ (dE-Ebene) und die darauf folgende (10 mm dick und zeitbestimmend) „Time-of-Flight-“ oder abgekürzt ToF-Ebene. Beide Ebenen sind segmentiert (14 bzw. 15 Einzeldetektoren) und werden beidseitig durch Photomultiplier ausgelesen (eine Ausnahme bildet dabei nur die dE-Ebene in Spektrometer B, die einseitig ausgelesen wird).

Konzeption, Aufbau und Eichung dieser Szintillationszähler und der zugehörigen Koinzidenzlogik bildeten den apparativen Schwerpunkt der hier vorgelegten Arbeit; eine detaillierte Beschreibung des Systems befindet sich in Kapitel 5.

4.3.3 Der Gas-Tscherenkowdetektor

Die Gas-Tscherenkowdetektoren der Spektrometer ergänzen die Szintillationszähler hinsichtlich der Diskrimination verschiedenartiger minimal ionisierender Teilchen (insbesondere Elektronen/Pionen), die im Szintillationszähler nicht durch ihre unterschiedlichen Energieverluste getrennt werden können.

Jeder der drei Tscherenkowdetektoren besteht aus einem etwa 4 m^3 großen Volumen, in dem sich Freon 114 als Radiatorgas bei Normaldruck und Raumtemperatur befindet. Sein Brechungsindex n=1.00110 führt zu einer Tscherenkow-Schwelle für Elektronen von 9 MeV/c und Pionen von 2.5 GeV/c. Somit erzeugen nur Elektronen oder Positronen im hier relevanten Impulsbereich ein Tscherenkow-Signal, das zu ihrer Identifikation herangezogen werden kann.

Der im Radiator erzeugte Tscherenkow-Lichtkegel wird über ein Spiegelsystem aus 2 x 6 (bei A und C) bzw. 5 (bei Spek B) aluminiumbedampften und mit MgF_2 überzogenen Spiegeln auf Photomultiplier vom Typ Valvo XP 4500 B gelenkt, vor deren großflächiger Kathode (11 cm Durchmesser) zur Erhöhung der Lichtsammeleffizienz Lichtsammeltrichter („Hinterberger-Winston-Funnels“ [HiWi-66]) angebracht sind. Die verwendete Röhre besitzt ein Fenster aus UV-durchlässigem Borsilikatglas, sodaß der sensitive Bereich des Photomultipliers bis zur Abschneidekante des Gesamtsystems ab etwa 260 nm reicht.

Die Abmessungen der Abschirmhäuser aller Spektrometer wurden maßgeblich durch die Ausdehnung des Radiatorvolumens der Tscherenkowdetektoren vorgegeben, da neben der Lichtsammeleffizienz und der spektralen Sensitivität bis in den UV-Bereich hinein die Radiatorlänge eine entscheidende Rolle für die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors spielt. Mit der gewählten Geometrie und den eingesetzten Komponenten kann eine Ansprechwahrscheinlichkeit der Gas-Tscherenkow-Detektoren von nahezu 100% erreicht werden. Der Entwurf, der Bau und die Eichung der Gas-Tscherenkow-Detektoren ist ausführlich in [Lies-95] beschrieben.

Kapitel 5

Die Szintillationszähler und die Koinzidenzelektronik

5.1 Der Entwurf der Szintillationszähler

5.1.1 Der prinzipielle Aufbau des Triggerdetektorsystems

Die Koinzidenzexperimente der A1-Kollaboration erfordern den schnellen Nachweis und die sichere Identifikation am Target gestreuter bzw. dort produzierter Teilchen in den Triggerdetektoren der Magnetspektrometer. Darüber hinaus muß eine wirksame Diskriminierung von Untergrundereignissen ermöglicht werden. Aufgrund der großen zu überdeckenden Bildfläche der Spektrometer und der Anforderungen an Zeitverhalten, Ansprechwahrscheinlichkeit und Energieverlustauflösung kommen als Triggerdetektoren nur Plastikszintillationszähler in Betracht.

Bei den in den Spektrometern nachzuweisenden Teilchen handelt es sich um Elektronen, positive und negativ geladene Pionen und Protonen im Impulsbereich bis zu knapp 1 GeV/c. Dabei treten häufig Elektronen/Pionen und Pionen/Protonen als Konkurrenzprodukte auf, was die effektive Trennung dieser Teilchensorten zu einer Hauptaufgabe des Triggerdetektorsystems macht. In Koinzidenzexperimenten müssen korrelierte Ereignisse (Koinzidenzen mit zweierlei Teilchensorte in einem Spektrometer), als auch unkorrelierte Ereignisse (zwei oder mehrere unabhängige Prozesse führen zu Zufallskoinzidenzen) beachtet werden. Während man erstere durch eine sehr gute Zeitauflösung des Detektors aufgrund ihrer Flugzeitunterschiede identifizieren könnte, ist dies bei Zufallskoinzidenzen prinzipiell nicht möglich. Somit muß neben einer möglichst guten Zeitauflösung der Szintillatoren im Koinzidenzbetrieb eine weitergehende Teilchenidentifikation vorgesehen werden.

Die Identifikation von Protonen ist in dem für uns relevanten Impulsbereich durch eine Energieverlustmessung leicht möglich. Ihre hohe spezifische Ionisation im Szintillatormaterial erlaubt die Trennung von den anderen, im allgemeinen minimal ionisierenden Teilchen mit Hilfe der Pulshöhenanalyse der Szintillationssignale. Um die Effizienz dieser Trennung zu erhöhen und zweidimensionale $\Delta E_1/\Delta E_2$-Schnitte durchführen zu können, wurden in allen Spektrometern zwei Szintillationsdetektoren hintereinander angeordnet. Sie helfen auch, den in der Experimentierhalle unvermeidlichen Untergrund [1] an thermischen Neutronen und Gammastrahlung von denen ein kleiner Teil durch die Abschirmung gelangen kann, wirksam zu unterdrücken.

Diese Unterscheidung ist zwischen Pionen und Elektronen (bzw. Positronen) in unserem Impulsbereich nicht möglich. Aus diesem Grund wurde zur Identifikation von Elektronen ein Gas-Tscherenkow Schwellendetektor hinter den Szintillatoren angeordnet (siehe auch Abschn. 4.3.3). Die Tscherenkow-Schwelle liegt bei dem verwendeten Radiatorgas Freon R114 und Atmosphärendruck bei 9 MeV/c für Elektronen und bei 2.5 GeV/c für Pionen.

Die geometrischen Abmessungen der Szintillationsebenen (siehe unten) erzwingen die Segmentierung der Szintillationszähler, um einerseits eine Ansprechwahrscheinlichkeit von nahe 100 % zu erhalten und andererseits die geforderte Zeitauflösung von $\sigma_t < 0.5\ ns$ durch eine hohe Lichtausbeute und eine damit verbundene gute Primärstatistik der Photoröhren zu gewährleisten. Die Auswahl der Detektorkomponenten wird in Kapitel 5.1.3 im Näheren beschrieben.

5.1.2 Raytrace-Rechnungen zur Bestimmung der geometrischen Ausdehnungen

Der Entwurf der magnetoptischen Komponenten der Dreispektrometeranlage erfolgte mit dem Ziel, mit vertretbarem Aufwand hochauflösende abbildende Spektrometer großer Akzeptanz zu schaffen. Hieraus ergeben sich die folgenden Konsequenzen für die Detektorsysteme:

- Die große Raumwinkel- und Impulsakzeptanz von Spektrometer A und C führt zu großen Divergenzen ($\pm 12°$) der Teilchenbahnen hinter den Magneten. Die Ausdehnungen der Detektorsysteme werden dadurch relativ groß.
- Die spurbestimmenden Detektoren sollten sich zumindest annähernd in der Bildfläche der Spektrometer befinden. Diese ist jedoch bei allen Spektrometern stark geneigt und liegt weit über den Magneten, was zu einem erhöhten Platzbedarf für die Detektorsysteme führt und insbesondere große Abschirmhäuser nötig macht.
- Für viele Experimente ist es wichtig, daß zwei Spektrometer auf möglichst kleine Winkel in Bezug zum ausgehenden Elektronenstrahl gefahren werden können. Die auf einem gemeinsamen Drehpunkt gelagerten Spektrometer müssen deshalb schmal gebaut werden, das zur Abschirmung auf den Magneten sitzende Betonhaus darf nicht darüber hinausragen. Die zur Verfügung

[1] Messungen im Experimentierbetrieb bei etwa $25 \mu A$ Strahlstrom haben Dosisleistungen von etwa $1000 - 5000\ \mu S/h$ ergeben

stehende lichte Weite im dickwandigen Abschirmhaus wird dadurch stark eingeschränkt; dies führt zu einem Mehraufwand bei der Realisation der abknickenden Lichtleiter der Szintillatoren.

Zur genauen Positionierung und Berechnung der Ausdehnungen der Detektoren wurde das Programm RAYTRACE [KoEn-87] eingesetzt, das die Flugbahn geladener Teilchen in einer Sequenz elektromagnetischer Felder simuliert. RAYTRACE integriert dabei die Differentialgleichungen, welche die Bewegung der Teilchen beschreibt, über kleine Ortsschritte nach Runge–Kutta und erreicht somit eine hohe Präzision. Die Genauigkeit ist bei genügend kleiner Schrittweite nur durch die Beschreibung der magnetoptischen Elemente limitiert. Alle benötigten Elemente wie Dipole, Quadrupole und Sextupole und Driftstrecken der A1-Spektrometer können in einer Eingabedatei im wesentlichen durch geometrische Angaben und Feldwerte aus Eichmessungen definiert werden. RAYTRACE berechnet auf dieser Grundlage die Teilchenspur durch die Spektrometer als Funktion des Impules p (bzw. der Sollimpulsabweichung $\delta = \Delta p/p$), der Startposition x_1, y_1 und der Richtung θ_1, ϕ_1 (siehe Abbildung 5.1).

Die Strahlposition am Austritt kann somit als Funktion dieser Koordinaten angegeben werden:

$$Austrittskoordinate = f(x_1, \theta_1, y_1, \phi_1, \delta) \tag{5.1}$$

Die Funktion f wird dabei von RAYTRACE als Taylorreihe nach den Startkoordinaten entwickelt, z.B. für x_2 bei angenommener Mittelebensymmetrie:

$$\begin{aligned} x_2 = \; & (x/x)\; x_1 + (x/\theta)\; \theta_1 + (x/\delta)\; \delta \\ & + (x/x^2)\; x_1^2 + \; (x/x\theta)\; x_1\theta_1 + (x/\theta^2)\; \theta_1^2 + (x/x\delta)\; x_1\delta \\ & + (x/\theta\delta)\; \theta_1\delta + (x/\delta^2)\; \delta^2 + (x/y^2)\; y_1^2 + (x/y\phi)\; y_1\phi_1 \\ & + (x/\phi^2)\; \phi_1^2 + \text{Terme bis 5. Ordnung} \end{aligned} \tag{5.2}$$

Die Transferkoeffizienten (x/x) usw. sind zu interpretieren als die partiellen Ableitungen $\partial x/\partial x_1$ usw.. Der Term (x/x) beschreibt dabei z.B. die Vergrößerung in x-Richtung, (x/δ) die Dispersion des Systems.

Die Anfangskoordinaten der zu verfolgenden Teilchenspuren werden in einer Eingabedatei als Liste definiert, wobei für die hier verfolgte Zielsetzung besonderer Wert auf die Ausleuchtung von Randbereichen der Akzeptanz gelegt wurde; ausgedehnte Targets sowie Messungen mit geneigter Strahlachse oder Spektrometer („out-of-plane“-Messungen) wurden ebenfalls berücksichtigt. Aus diesen Daten generiert RAYTRACE eine Ausgabedatei mit Koordinaten im D-Achsensystem, die zur Festlegung der Position der Bildfläche herangezogen wird. Sie ist definiert

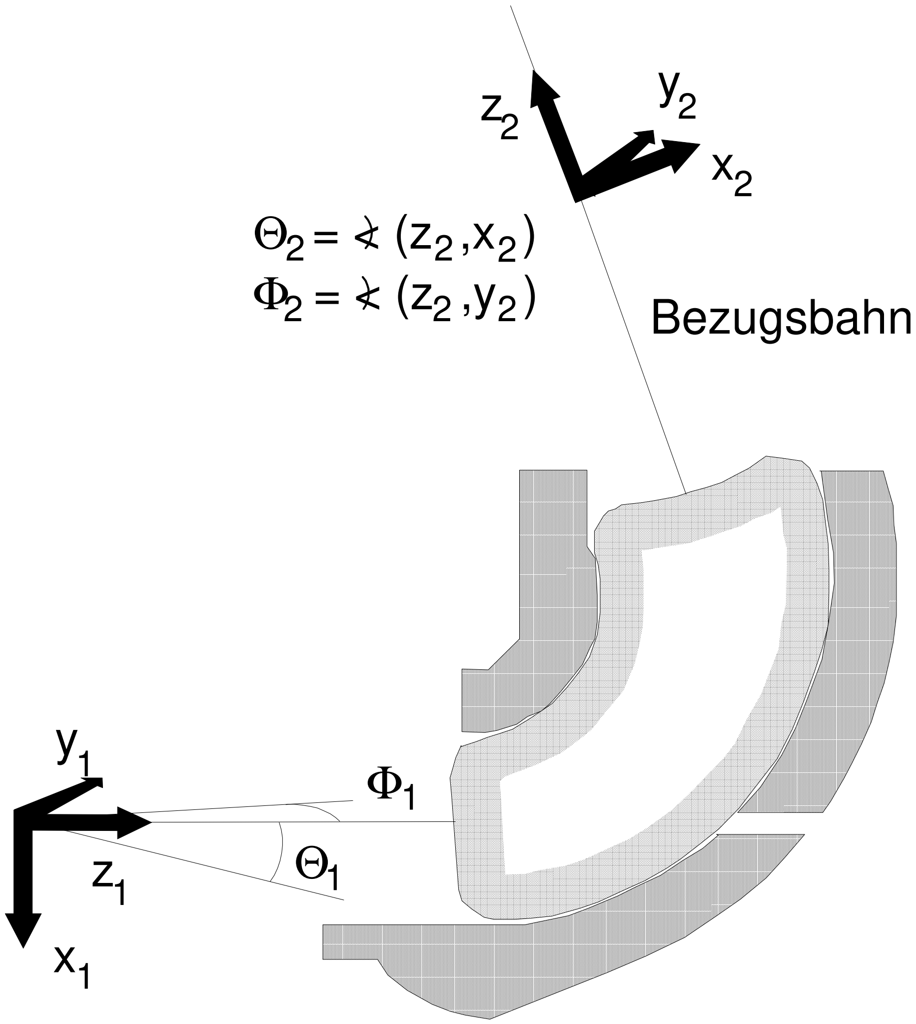

Abbildung 5.1: Definitionen der Koordinaten im RAYTRACE D-Achsensystem anhand eines skizzenhaften Schnittbildes durch Spektrometer B

durch die Schar aller Schnittpunkte von Strahlen gleicher Ausgangsposition und zur z-Achse symmetrischer θ-Winkel. Für Spektrometer A und C ergibt sich somit in guter Näherung eine Ebene, bei Spektrometer B ist die Fläche leicht gekrümmt.

Um bereits ohne aufwendige Rechnerkorrekturen eine gute Impulsauflösung zu erhalten, wird die Position der x_1-Ebene der Driftkammern durch eine Ebenenanpassung an die Bildflächen bestimmt. Hieraus und aus der Dicke des Driftkammerpakets ergibt sich schließlich die Sollposition der Szintillationszähler. Auf diese Ebene parallel zur Driftkammer in z-Richtung des D-Achsensystems werden dann - wie oben beschrieben - die berechneten Austrittsstrahlen der Spektrometer extrapoliert. Hierdurch wird die durch den Detektor abzudeckende Fläche bestimmt, ihre Länge bestimmt die Zahl der erforderlichen Segmente, ihre maximale Breite bestimmte aus Gründen der Austauschbarkeit und der Serienfertigung die y-Ausdehnung aller Segmente eines Spektrometers.

Abbildung 5.2 zeigt die so ermittelte Ausdehnung und Position der Szintillationsebenen von Spektrometer A und B. Die Szintillatoren für das in Vorbereitung befindliche Spektrometer C wurden aus Kompatibilitätsgründen wie die von Spektrometer A konstruiert; sie könnten somit gegenseitig als Reservesystem eingesetzt werden.

5.1.3 Die Auswahl der Detektorkomponenten

Die Auswahl der Detektorkomponenten erfolgte im Hinblick auf die Optimierung der in Kapitel 5.1.1 geschilderten Anforderungen an die Szintillationszähler:

- hohe Zeitauflösung der Gesamtanordnung
- gute Effizienz der Trennung von minimal-ionisierenden Teilchen und Protonen
- hohe Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggerdetektors
- hohe Zählratenbelastbarkeit

Insbesondere die Komponenten Szintillationsmaterial und Photovervielfacher wurden daher in Prototypaufbauten eingehend getestet und ihre Eignung für das System überprüft. Die Erfahrungen im Institut mit bereits seit längerem zufriedenstellend eingesetzten Komponenten sowie Wirtschaftlichkeitsgesichtspunkte wurden selbstverständlich ebenfalls berücksichtigt.

Bei den Szintillationsmaterialien wurden drei Produkte der Firma Nuclear Enterprises (NE) ausgewählt, deren Eigenschaften in Tabelle 5.1 aufgeführt sind.

Für die Zeitbestimmende ToF-Ebene kommt das schnellste verfügbare Szintillationsmaterial (Pilot U) zum Einsatz, das noch eine große Abschwächlänge besitzt. Noch schnellere Szintillationsmaterialien weisen nur noch Abschwächlängen im Bereich weniger cm auf, was bei unseren verhältnismäßig großen Detektoren

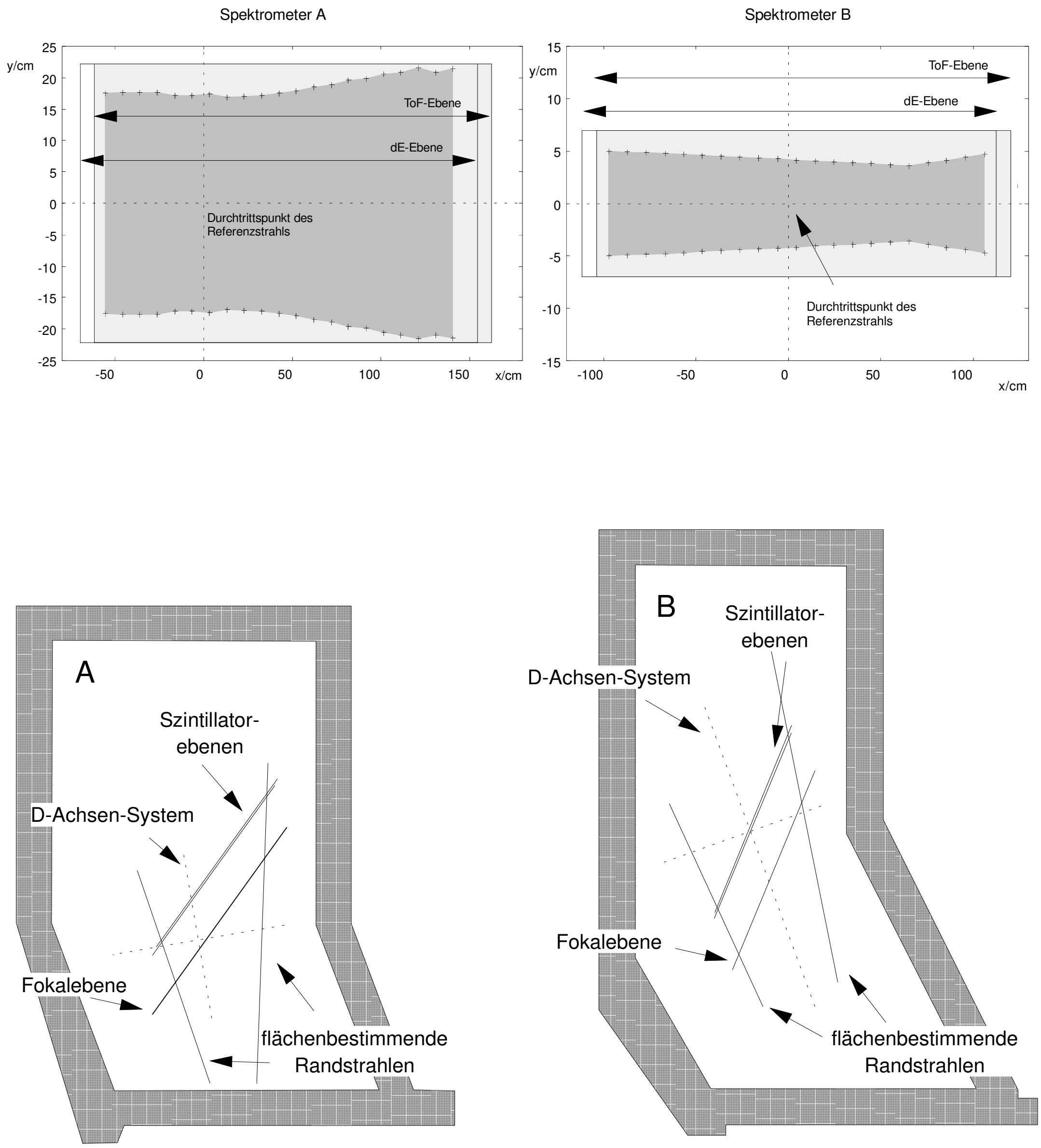

Abbildung 5.2: Geometrische Ausdehnung und Position der Szintillationsebenen von Spektrometer A und B

Eigenschaft	*NE 102 A*	*Pilot U*	*NE 110*
Lichtausbeute (in % von Anthrazen)	65	67	60
Abschwächlänge / cm	250	140	400
Signalanstiegszeit / ns	0.9	0.5	1
Signalabfallzeit / ns	2.4	1.4	3.2
Signallänge (FWHM) / ns	2.7	1.2	4.2
Wellenlänge der max. Lichtausbeute / nm	423	391	434

Tabelle 5.1: Eigenschaften der verwendeten Szintillationsmaterialien

zu nicht mehr akzeptablen Lichtverlusten geführt hätte. Die Primärstatistik der auf die Photokathode auftreffenden Lichtquanten spielt für die Zeitauflösung der Szintillatoren eine wesentliche Rolle. Um die Zahl der Photonen bei der ToF-Ebene hoch zu halten, wurde eine Dicke des Szintillationsmaterials von 10 mm bei einer Segmentbreite von 160 mm gewählt. Dies ergibt einerseits eine optimale Anpassung der Querschnittsfläche des Szintillators an die sensitive Fläche der eingesetzten Photovervielfacher, andererseits führt diese Segmentbreite zu 15/14/15 Elementen der Triggerdetektoren von Spektrometer A/B/C, was für die Signalverarbeitung eine übersichtliche Verschaltung durch die handelsüblichen 16/32-Kanal-Module (Diskriminatoren, Logikbausteine, Zähler usw.) erlaubt.

Die dE-Ebene aller Spektrometer wurde aus NE 102A aufgebaut. Seine größere Abschwächlänge bei ungefähr gleicher Lichtausbeute erlaubt die Ausführung der Ebene in nur 3 mm Dicke. Dies verringert die Massenbelegung vor dem Tscherenkow-Detektor. Da ein Teil der Elektronen durch Bremsstrahlung im Szintillatormaterial so viel Energie verliert, daß ihre Geschwindigkeit unterhalb der Tscherenkow-Schwelle zu liegen kommt, würde eine große Massenbelegung unter ungünstigen Bedingungen (schlechte Lichtsammlung etc.) zu einer signifikanten Verringerung der Vetoeffizienz dieser Komponente des Triggerdetektorsystems führen. Eine Monte-Carlo-Simulation (GEANT) dieses Effektes ergab exemplarisch für die gewählte Kombination aus dE- und ToF-Ebene bei einem Elektronenimpuls von 400 MeV/c und einer angenommenen Nachweisschwelle von 50 MeV/c des Tscherenkow-Detektors eine Verringerung der Vetoeffizienz um etwa 0.2 %. Aufgrund der hervorragenden Sammlungseigenschaften der Spiegelkonstruktion des Tscherenkow-Detektors konnte jedoch, wie mittlerweile die Simulationen und Effizienzeichungen (siehe [Lies-95]) gezeigt haben, die Abschneidekante auf 10 MeV/c verringert werden, sodaß dieser Effekt um mehr als eine Größenordnung gegenüber der vorsichtigen Abschätzung verringert werden konnte.

Hersteller und Typ	*Stufen / Gitter*	*Photo-kathode lum. sens.*	*Anoden-dunkel-strom*	*Signal-anstiegs-zeit*	*Zeitauf-lösung*
Valvo XP 4222	12/3	$90\mu A/lm$	25 nA	1.5 ns	134 ps
Hamamatsu R 1828	12/3	$80\mu A/lm$	50 nA	1.3 ns	141 ps
Valvo XP2020	12/3	$70\mu A/lm$	100 nA	1.5 ns	148 ps
Valvo XP2262	12/1	$70\mu A/lm$	10 nA	2.0 ns	180 ps
Valvo XP2282	12/1	$90\mu A/lm$	5 nA	1.5 ns	185 ps

Tabelle 5.2: Zur Auswahl stehende Photomultiplier für die ToF-Ebene

Durch die Wahl einer dünneren dE-Ebene gelangen darüberhinaus auch noch sehr langsame Protonen (Impulse ab etwa 100 MeV/c) in die zweite Szintillatorebene, sodaß die Koinzidenzbedingung zwischen den beiden Ebenen zur Untergrundreduktion herangezogen werden kann.

Die Szintillatordicken wurden insbesondere hinsichtlich ihrer Eignung zur Trennung von minimal-ionisierenden Teilchen von Protonen im gesamten Impulsbereich mit Hilfe des Programmpaketes GEANT detailliert untersucht; die Ergebnisse führten zu einer guten Trennungseffizienz bei der Kombination 3 mm/10 mm Materialdicke. Die bislang durchgeführten Experimente haben die Richtigkeit dieser Simulation durchgehend bestätigt (siehe auch Kapitel 5.5.2).

Für den zu Eichzwecken des Tscherenkow-Detektors gebauten großflächigen Szintillationszähler hinter dem Radiatorkasten (2500 x 750 x 10 mm) wurde aufgrund seiner großen Abschwächlänge das Material NE 110 ausgewählt. Er kommt zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Tscherenkow-Detektors nach der Drei-Detektor-Methode zum Einsatz. Da ihm keine Bedeutung für die Triggerbedingung in Produktionsexperimenten zukommt, wurde hierbei auf eine Segmentierung verzichtet, seine Auslese erfolgt über drei Photovervielfacher vom Typ XP 2262B an der Schmalseite.

Bei der Auswahl der geeigneten Photovervielfacher konnte von uns eine Studie zu Rat gezogen werden, die die Eignung verschiedener schneller Photoröhren für eine Flugzeitanwendung an der GSI in Darmstadt untersucht hatte [Kohl-89]. Die Meßanordnung mit 50-60 cm langen Szintillatoren konnte mit unsere Anwendung als vergleichbar gewertet werden. Die Untersuchung konzentrierte sich auf exakt die Photomultiplier, die aufgrund ihrer technischen Daten auch von uns zur Beschaffung in Erwägung gezogen wurden. Tabelle 5.2 zeigt die technischen Daten sowie die Ergebnisse der Messung aus [Kohl-89].

Aufgrund dieser Untersuchung und Prototypaufbauten in unserem Labor wurde für die ToF-Ebene der schnellste Photovervielfacher, Valvo XP4222 ausgewählt. Hierbei handelt es sich um einen Vervielfacher mit einer ersten Dynode, die eine sehr hohe Verstärkung aufweist. Weiterhin ist zu sagen, daß nur durch spezielle Fokussierungsgitter, wie sie bei den aufwendig konstruierten Typen zum Einsatz kommen, höchste Zeitauflösungen erreichbar sind. Für die nicht zeitdefinierende dE-Ebene kommen die wesentlich einfacher aufgebauten und somit billigeren Valvo XP 2262 zum Einsatz.

Die Dimensionierung der Spannungsteiler erfolgte im Hinblick auf ein möglichst gutes Zeitverhalten der Detektoren und hoher Zählratenbelastbarkeit. Aufgrund der hohen Lichtausbeute in den Szintillatoren braucht auf eine extrem hohe Verstärkung der Röhren - im Bereich über 10^7 - kein Wert gelegt werden, was einen linearen Spannungsteiler (gleiche Potentialdifferenzen zwischen den Dynoden) bedingt hätte. Statt dessen kommt ein degressiv-semiprogressiver Typ zum Einsatz, der durch die hohe Spannungsdifferenz zwischen Kathode und erster Dynode eine sehr gute Sammlungseffizienz auch bei kleineren Betriebsspannungen garantiert und dessen Zeitauflösung durch den Anstieg der Spannungen an den letzten Dynoden durch Reduzierung von Raumladungseffekten optimiert wird (siehe Abbildung 5.3 und 5.4).

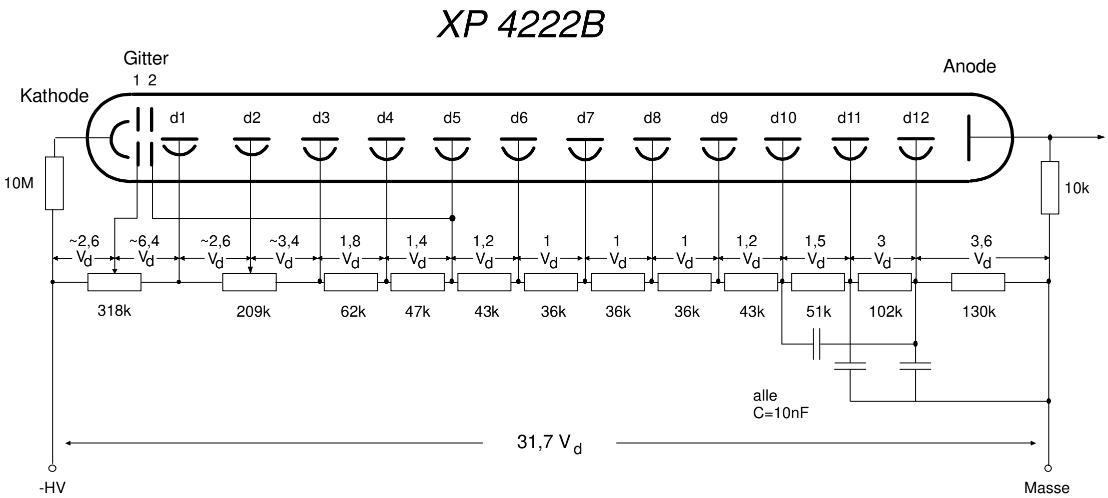

Abbildung 5.3: Spannungsteiler für Valvo XP4222B (ToF-Detektoren)

Der Aufbau der Widerstände, Potentiometer und Kondensatoren wurde auf einer eigens entworfenen, beidseitig mit Leiterbahnen versehenen „Doppeldecker-Platine“ realisiert. Dieser Entwurf mit frei stehenden Widerständen gewährleistet optimale Konvektion zur Wärmeabfuhr und verhindert durch die hierdurch

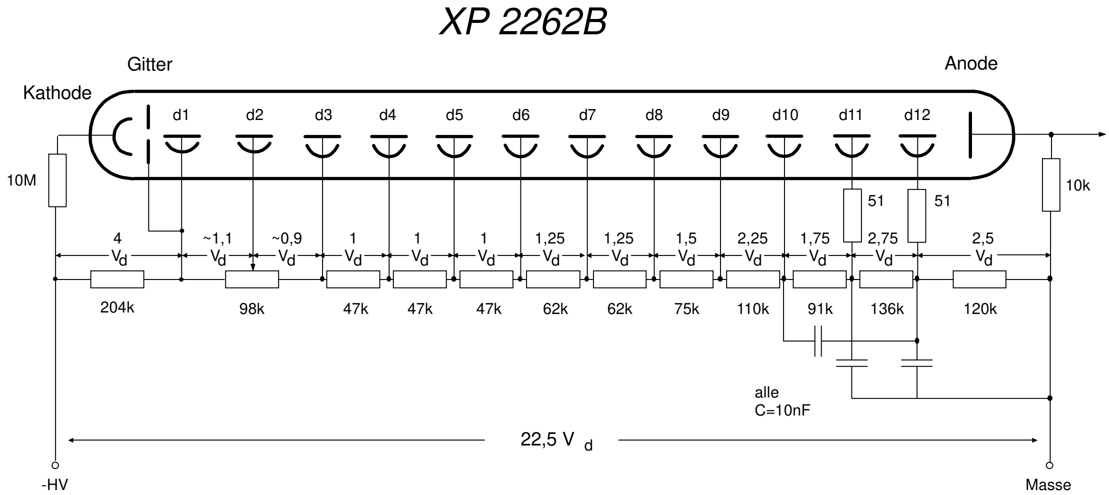

Abbildung 5.4: Spannungsteiler für Valvo XP 2262B (dE und Top-Detektoren)

ermöglichten Abstände der Leiterbahnen Überschläge der Hochspannung. Dadurch wird eine hohe Betriebssicherheit des Spannungsteilers erreicht. Dieser Typ von Spannungsteiler kommt mittlerweile auch für die Photovervielfacher des Gas-Tscherenkow-Detektors sowie Neutronendetektoren der A3-Kollaboration zum Einsatz.

Beide Ketten zeichnen sich durch eine sehr gute Zeitauflösung des versorgten Photomultipliers bei mittleren Hochspannungen aus; Betriebsspannungen von etwa 2100 V, Verstärkungen von etwa 10^6 und eine Zeitauflösung von $\sigma_t \approx 150ps$ (intrinsisch) sind typische Werte. Querstrom (2 mA) und Verstärkung sind derart dimensioniert, daß die Zählratenbelastbarkeit der Photovervielfacher etwa 100 kHz bei Verstärkungsschwankungen $< 2\%$ beträgt. Insgesamt wurden etwa 170 Spannungsteiler aufgebaut, getestet und individuell auf die ausgewählte Röhre eingemessen.

5.1.4 Technischer Aufbau des Szintillationsdetektorsystems

Die Ankopplung der Szintillatoren an die Photomultiplier erfolgt mit Hilfe von adiabatisch verformten Streifenlichtleitern („twisted strip"-Lichtleiter) aus Plexiglas. Während die Lichtleiter der ToF-Ebene nach unseren Vorgaben durch einen Fachbetrieb gefertigt wurden, sind die Streifenlichtleiter für die dE-Ebene komplett von uns gefertigt worden. Die Szintillatoren sind am Lichtleiter mit „optischem Zement" NE 581 der Firma Nuclear Enterprise verklebt, die Ankopplung an die Photovervielfacher erfolgt über einen Luftspalt (Federandruck). Eine Ankopplung mittels optischen Fetts oder Siloprenscheiben wurde aus verschiedenen Gründen (schlechtere Wartungsmöglichkeit und verringerte Lichtdurchlässigkeit) verworfen.

Szintillatoren und Lichtleiter sind mit einer 10 mm dicken, zerknitterten aluminisierten Mylarfolie umwickelt und sind in zwei Lagen lichtundurchlässige schwarze Kunststoffolie eingeschweißt. Photomultiplier und Spannungsteiler befinden sich in einem geschlossenen und geerdeten Aluminiumgehäuse, um Hochfrequenzübersprechen aus der Umgebung zu vermeiden. Eine Überhitzung der Base wird durch großzügige Dimensionierung des Gehäuses vermieden.

Die Gehäuse der Photomultiplier dienen der Halterung der einzelnen Segmente, die an einem Aluminium-Profilrahmen befestigt sind. Der Rahmen seinerseits ist mit Kegelrollen am oberen und mit Kugelrollen am unteren Auflager versehen und kann über ein Gleitschienensystem einfach in das Abschirmhaus der Spektrometer eingeschoben werden. Bezüglich Details der technischen Fertigung der Szintillatoren und deren Aufbau verweise ich auf die Diplomarbeit von Ralph Böhm [Böhm-93].

5.2 Das Monitorsystem

Für die Inbetriebnahme der Detektorsysteme, ihre Eichung und insbesondere zu deren Überwachung während der typischerweise 100-150 Stunden dauernden Meßperioden ist ein Diagnosesystem unerläßlich. Zu diesem Zweck wurde für die Szintillations- und Tscherenkow-Detektoren ein Lasermonitorsystem (siehe Abbildung 5.5 geplant und aufgebaut, bei dem ein Stickstofflaser als zentrale Lichtquelle dient [Wagn-92]. Seine Lichtblitze werden über verschiedene Lichtleitfasern zu den einzelnen Detektorkomponenten geleitet und liefern koinzidente Signale, die einen Teilchendurchgang simulieren. Eine geeignete Markierung dieser Pseudoereignisse und ihre gesonderte Analyse im Datenstrom erlaubt schließlich die Online-Überwachung aller Triggerdetektoren und der verwendeten Elektronik. Darüberhinaus wurde im Rahmen des Experiment-Control-Systems (ECS) Diagnoseroutinen entwickelt [Kram-94], die selbstständig und laufend Konsistenzkontrollen der gelieferten Daten durchführen und Hinweise auf fehlerhaftes Verhalten einzelner Komponenten geben.

5.2.1 Die Lichtquelle des Monitorsystems

Die vom Monitorsystem erzeugten Diagnosesignale müssen ein physikalisches Ereignis vom Szintillator ausgehend simulieren, somit kommen nur gepulste Lichtquellen in Frage. Prinzipiell stehen zentrale und dezentrale Lichtquellen zur Auswahl.

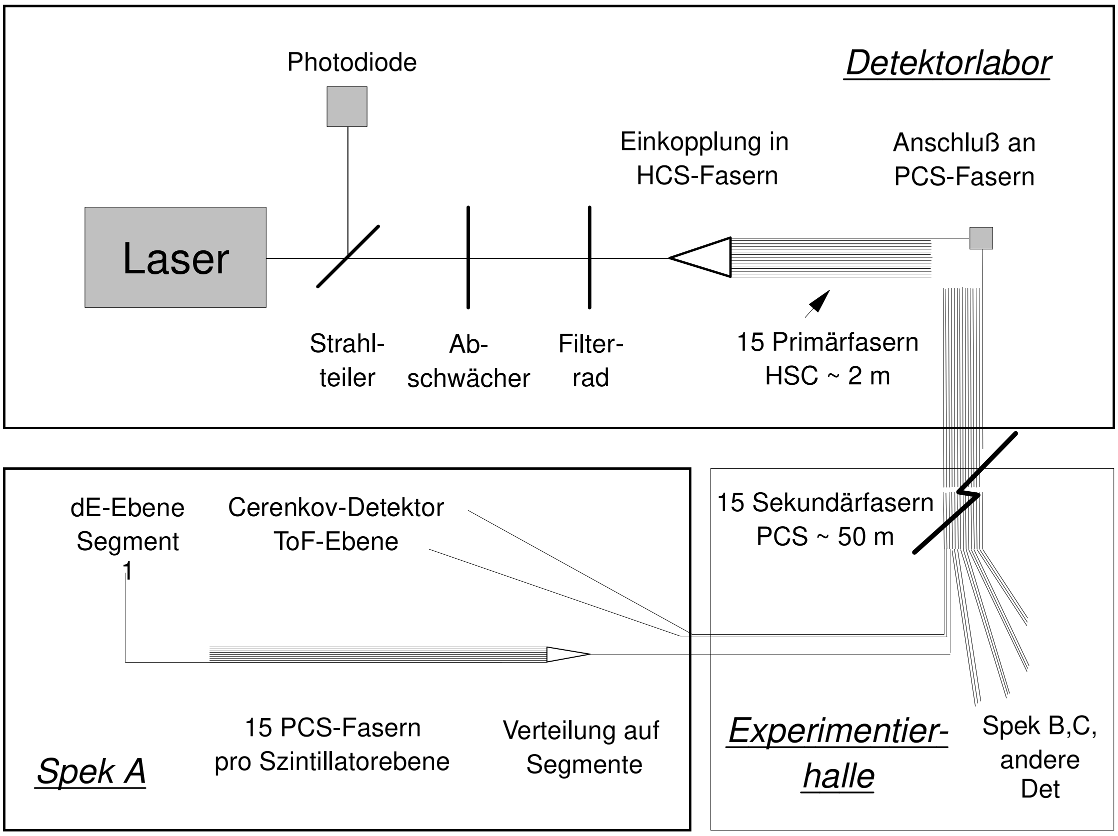

Abbildung 5.5: Übersicht Laser-Monitorsystem

Dezentrale Lichtquellen, beispielsweise Leuchtdioden vor jedem Photomultiplier, erfordern gegenüber einer zentralen Lichtquelle einen erheblichen Mehraufwand bei der elektronischen Ansteuerung zur Gewährleistung der Gleichzeitigkeit sowie der Amplitudenstabilität von Diagnoseereignissen.

Als leistungsstarke zentrale Lichtquellen stehen im wesentlichen Blitzlampen und gepulste Laser zur Verfügung. Die Lichtleistung der Quelle muß ausreichen, die gleiche Zahl von Photonen wie ein echtes Ereignis im Szintillator zu erzeugen. Ein Teilchendurchgang in einem Segment des ToF-Szintillators führt im Mittel zu etwa 2.8×10^4 emittierten Photonen bei minimal ionisierenden Teilchen [2]. Die Aufteilung des Lichtes auf getrennte Lichtleiter und die Lichtübertragung - im folgenden Abschnitt beschrieben - bringen eine Abschwächung der Lichtintensität in der Größenordnung 10^7 mit sich, was etwa 3.0×10^{11} primäre Photonen pro Puls erforderlich macht und ungefähr 10^{-7} J Pulsenergie im relevanten Wellenlängenbereich entspricht. Halbleiterlaserdioden mit typischen Pulsenergien von 10^{-14} bis 10^{-10} J scheiden somit als zentrale Lichtquellen aus.

[2] 2 MeV/cm Ionisationsverlust in Pilot U, 10^4 Photonen/MeV, 1.4 cm mittlerer Weg im Szintillator

Häufig kommen Blitzlampen und hierbei insbesondere Xenon-Blitzlampen als zentrale Lichtquellen zur Überwachung von Photodetektoren zum Einsatz. Sie zeichnen sich durch eine hohe Intensitätsstabilität von < 1 % aus, können aber nur Signale mit Anstiegszeiten von minimal 100 ns bei hoher Intensität liefern. Abgesehen von der damit verbundenen Zeitunschärfe des Triggerzeitpunktes würde ein solch langer Puls eine differenzierte Behandlung von Diagnosesignalen in der elektronischen Weiterverarbeitung bedingen (Gates von ADCs, Koinzidenztiming etc.). Aus diesen Gründen kommen Blitzlampen für unsere Anwendung nicht in Frage.

Die von uns gewählte zentrale Lichtquelle ist ein Stickstofflaser [3], dessen technische Daten in Tabelle 5.3 zusammengefaßt sind. Vorteilhaft beim Einsatz eines Stickstofflasers sind seine hohe Pulsleistung, die Signallänge von nur wenigen Nanosekunden und die damit verbundene kurze Signalanstiegszeit. Seine etwas schlechtere Amplitudenstabilität von etwa $\pm 5\%$ stellt für unsere Anwendung keine Einschränkung dar, da zählratenabhängige Verstärkungsschwankungen der Photoröhren nicht zu erwarten sind; langfristige Pulshöhenschwankungen durch Alterungseffekte können mit Hilfe von Schnitten auf minimal ionisierende Elektronen in den ADC-Spektren der Szintillationsebenen erkannt werden. Als weiterer großer Vorteil ist die im UV liegende Wellenlänge des Lasers zu nennen, womit es möglich wird, das Monitorsignal optisch unkompliziert direkt in den Szintillator einzukoppeln, denn der im Szintillationsmaterial eingebettete Wellenlängenschieber absorbiert und reemittiert das induzierte Signal isotrop.

Bei dem von uns eingesetzten Modell handelt es sich um einen wartungsfreien Kartuschen-Laser, dessen aktives Lasermedium - das Plasma - inklusive der Funkenstrecke, den beiden Spiegeln und der Zündeinrichtung ausgetauscht werden kann. Unsere Betriebserfahrungen haben ergeben, daß nach etwa 10^7 Pulsen, das entspricht bei den von uns gewählten Pulsraten von 0.5 Hz etwa 50 Experimentierwochen, die Kartusche gewechselt werden muß. Ablagerungen an den Zündelektroden verhindern dann ein einwandfreies Zünden des Laserblitzes.

Zur Kennzeichnung von Laserereignissen im Datenstrom wird ein geringer Teil (5 %) des Lichtes des Lasers mit Hilfe eines Quarzglasplättchens ausgespiegelt und auf eine schnelle Silizium-Pin-Photodiode geleitet. Das kapazitiv ausgekoppelte Signal entspricht in Form und Amplitude einem Photomultipliersignal und wird zu den Detektorsystemen geleitet, wo es über einen Diskriminator auf ein Bitregister gegeben und in die Datenerfassung eingebunden wird.

[3] Stickstoff-Kartuschen Laser LSC VSL-337, Fa. Starna

Eigenschaft	*LSC VSL-337*
Wellenlänge	337.1 nm
Pulsdauer	3 ns (FWHM)
Pulsleistung	40 kW
Pulsenergie	120 mJ
Puls-zu-Puls-Stabilität	$\pm 5\% bei 10 Hz$
max. Pulswiederholfrequenz	20 Hz
Lebensdauer der Plasmakammer (Herstellerangabe)	$2 \times 10^7 Pulse$
Lebensdauer der Plasmakammer (Betriebserfahrungen)	$3 \times 10^6 - 3 \times 10^7 Pulse$
Strahlquerschnitt	$3 \times 8\ mm^2$
Strahldivergenz	$5 \times 8\ mrad$
Anzahl der Photonen pro Puls	2×10^{14}

Tabelle 5.3: Technische Daten des Stickstofflasers

5.2.2 Das Lichtleitsystem

Das Konzept einer zentralen Lichtquelle mit einem UV-Laser bedingt ein Lichtleitsystem mit Quarzglasfasern. Die in der Nachrichtentechnik weit verbreiteten Kunststofflichtleitfasern haben für Wellenlängen um 337 nm nur noch eine geringe Transmission ($<$ 80 % pro Meter). Die bei uns benötigten Lichtleiter von etwa 50 m Länge - der Laser ist leicht zugänglich außerhalb des Strahlenschutzbereiches aufgebaut - werden deshalb aus sogenannten PCS- (Polymer Clad Silica) Fasern angefertigt. Hierbei handelt es sich um Stufenindexfasern, bei denen der Quarzkern mit einer weichen Silikonhaut (Cladding) umgeben ist. Aus fertigungstechnischen Gründen kommen zusätzlich sogenannte HCS- (Hard Clad Silica) Fasern zum Einsatz, die wesentlich leichter ohne spezielle Apparaturen auf optische Güte poliert werden können. Beide Fasertypen sind zum mechanischen Schutz zusätzlich mit einer Schutzschicht, dem Coating aus extrudiertem Tetrafluorethylen (ETFE) umgeben. Tabelle 5.4 enthält die technischen Daten der verwendeten Lichtleiter.

Das Primärlicht des Lasers durchläuft zunächst den oben erwähnten Strahlteiler für die Photodiode, ein Filterrad mit unterschiedlichen Abschwächern zur Intensitätsanpassung und wird schließlich auf die Stirnfläche des aus 15 HCS-Fasern bestehenden 4 m langen Verteilerstranges geleitet. Jede dieser Fasern wird mit handelsüblichen F-SMA-Verbindungssteckern auf einen 50 m langen

Eigenschaft	*PCS 200 B*	*HCS 200 B*
Kern	Quarz	Quarz
Cladding	Silikonharz	Hartes Polymer
Kern-Durchmesser	$200 \times 8\mu m$	$200 \pm 5\mu m$
Cladding-Durchmesser	$380 \pm 30\mu m$	$230 + 0 - 10\mu m$
Kern-Cladding- Exzentrizität max.	$20\mu m$	$5\mu m$
Coating-Durchmesser	$600 \times 48\mu m$	$500 \times 50\mu m$
Transmission bei l = 337 nm	$95\%/m$	$82\%/m$

Tabelle 5.4: Technische Daten der verwendeten Lichtleitfaser

PCS-Primärlichtleiter gesteckt, welche die verschiedenen Detektorsysteme auf den Spektrometern und optional in der Experimentierhalle versorgen. Am Detektorsystem erfolgt dann eine Verteilung auf die einzelnen Segmente der Szintillatorebenen bzw. Spiegel des Cerenkovdetektors. Diese Sekundärfasern wurden wiederum aus technischen Gründen aus HCS-Material gefertigt. Die Einkopplung in das Szintillatormaterial erfolgt senkrecht über eine Luftspaltkopplung.

5.2.3 Betriebserfahrungen mit dem Laser-Monitorsystem

Das Laser-Monitorsystem hat sich während der ersten Koinzidenzexperimente als außerordentlich nützlich und zuverlässig erwiesen. Die mit Hilfe von Flugzeitrechnungen bestimmten Teilcheneintreffzeiten in den Triggerdetektoren konnten mittels einer Eichmessung zu den Lasersignalen ins Verhältnis gesetzt werden, sodaß für alle folgenden kinematischen Einstellungen die Koinzidenzbedingungen vor Experimentbeginn korrekt eingestellt werden konnten. Dies ist insbesondere für (e,e'p)-Experimente von großer Bedeutung, da durch die große Masse der Protonen die Eintreffzeiten stark impulsabhängig sind und überdies die Variationen aufgrund der unterschiedlichen Flugwege im Spektrometer im Bereich von 20-50 ns liegen. Durch genaues Einstellen der Koinzidenzbedingungen kann einerseits eine höchstmögliche Koinzidenzeffizienz gewährleistet werden, andererseits kann die Totzeit durch zu langen Überlapp der Einzelsignale minimiert werden.

Durch die Untersuchung von ständig mitregistrierten Laserereignissen kann ohne Unterbrechung des Meßprogrammes der gesamte Triggerdetektor und seine Elektronik auf einen einwandfreien Betrieb hin kontrolliert werden. Defekte Komponenten können im Falle einer auftretenden Normabweichung hierdurch ebenfalls leicht identifiziert werden.

Von besonders großer Bedeutung hat sich das Lasermonitorsystem für das Detektorsystem der BGO-Kristallkugel erwiesen, eines Detektors zur Untersuchung von Multi-Hadronen-Produktion im Bereich der Deltaresonanz. Dieser anorganische Szintillationsdetektor identifiziert auftreffende Teilchen aufgrund ihres unterschiedlichen Energieverlustes in einer nahezu 4-π-Geometrie in unmittelbarer Nähe zum Target. Hierdurch ist der Detektor zwangsläufig einer enormen Untergrundbelastung ausgesetzt, was zu zählratenabhängigen Signalamplituden der angeschlossenen Photomultiplier führt. Durch die auch auf dieses System eingekoppelten Lasersignale konnten jedoch die Schwankungen registriert werden und somit die gesamte Energieeichung des Detektors entsprechend korrigiert werden.

Voraussetzung für diese Korrekturen ist die ausreichende Energiestabilität des Lasersignals am Ende der Lichtleitfasern, die in Abbildung 5.6 exemplarisch für einen Szintillator von Spektrometer B gezeigt wird. Die Kurzzeitstabilität liegt bei einem Wert von $\Delta E/E = 8\%$. Dabei zeigt sich, daß die Breite mit abnehmender Pulsfolgefrequenz zunimmt. Ebenfalls beobachtbar ist eine abnehmende Leistung des Ausgangssignals bei kleinerer Wiederholrate.

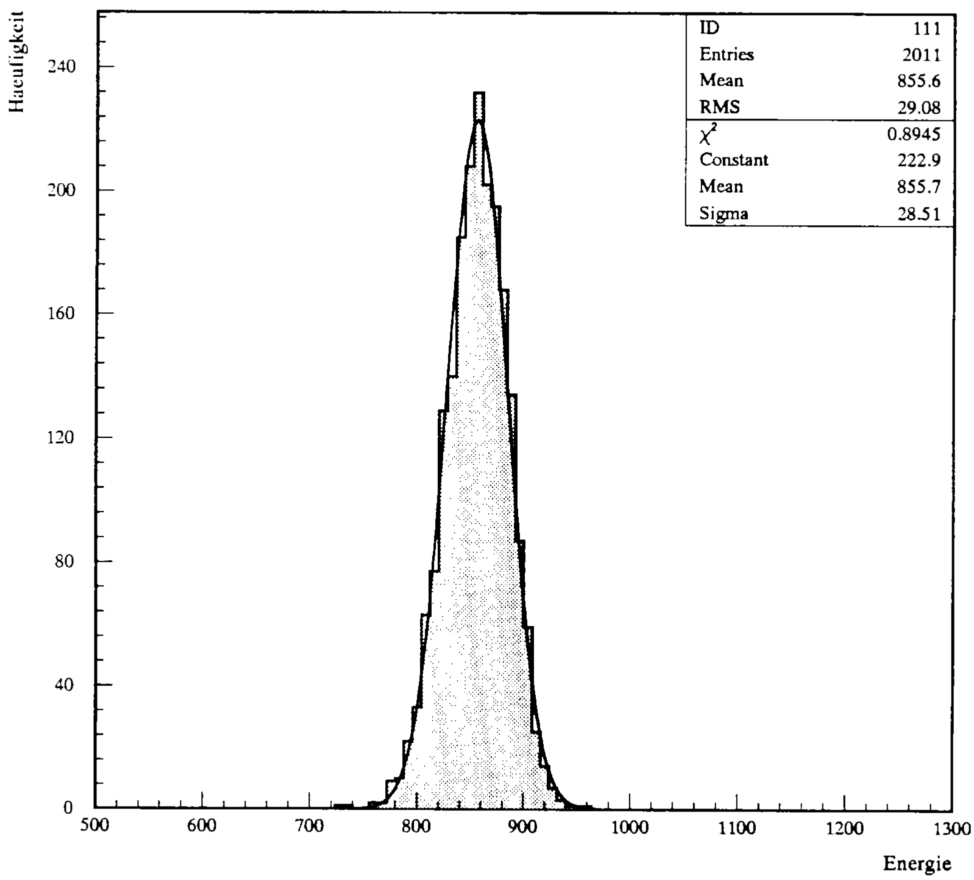

Abbildung 5.6: Energiestabilität des Lasersignals (aus Wagn-92]; die Energieachse zeigt Kanalnummern, die Breite $\Delta E/E$ beträgt 8%

5.3 Die Koinzidenzelektronik

Die im folgenden Kapitel beschriebene Koinzidenzelektronik ist verantwortlich für das Erkennen und selektive Verarbeiten physikalisch sinnvoller Ereignisse und Pseudoereignisse (bspw. Laserimpulse) auf und zwischen den Spektrometern sowie in Verbindung mit andersartigen Detektoren wie der BGO-Kristallkugel oder Neutronendetektoren. Da sie den Prozess der Datenauslese mit Hilfe der angeschlossenen Computer anstößt (engl. „triggered"), wird sie im folgenden häufig als zentraler „Trigger" bezeichnet.

5.3.1 Das Konzept einer universellen Triggerelektronik und Datenerfassung

Für die Vielzahl unterschiedlicher Experimente der A1-Kollaboration wurde im Rahmen dieser Arbeit eine universelle Triggerelektronik geschaffen, die die Datennahme bei allen bereits durchgeführten und geplanten Experimenten ohne aufwendige Änderungen unabhängig von der detektierten Teilchensorte erlaubt. Lediglich ein Teil der Logikmodule muß geeignet umprogrammiert werden.

Die in den Triggerdetektoren zu erwartenden Zählraten von maximal 1 MHz (dies ergibt sich aus der maximalen Belastbarkeit der Driftkammern) können mit den in der Kern- und Teilchenphysik etablierten und von uns eingesetzten Standardmodulen (NIM, CAMAC, FASTBUS) ohne Probleme verarbeitet werden. Die meisten dieser Module können Ereignisraten von bis zu 150 MHz abarbeiten.

Die Segmentierung der Szintillatoren legt die Zusammenfassung einzelner Detektoren zu Funktionsgruppen (z.B. dE-Ebene, linke Photomultiplier) nahe, die nun in jeweils eigenen Modulen (dE-Diskriminator-links, ToF-Hit-Zähler etc.) gleichermaßen behandelt werden können. Durch den Einsatz von hochintegrierten ECL-CAMAC-Einschüben kann trotz der Vielzahl der Detektoren ein übersichtlicher Aufbau erfolgen. Darüber hinaus können diese Module mittels CAMAC-Befehlen programmiert und ausgelesen werden. Mit Ausnahme der ADC von Spektrometer A und C (hier finden aus Kostengründen FASTBUS-ADC Verwendung) werden alle Detektordaten in CAMAC-Modulen digitalisiert und ausgelesen. Eine Aufstellung der eingesetzten Module sowie technische Details finden sich im Anhang.

Das Konzept der Koinzidenzlogik (siehe Abb. 5.7) und der Datenaufnahme beruht auf folgenden Prinzipien:

- getrenntes Identifizieren der Teilchen auf den einzelnen Spektrometern
- Zusammenführen dieser Triggerinformation in einer zentralen Koinzidenzlogik

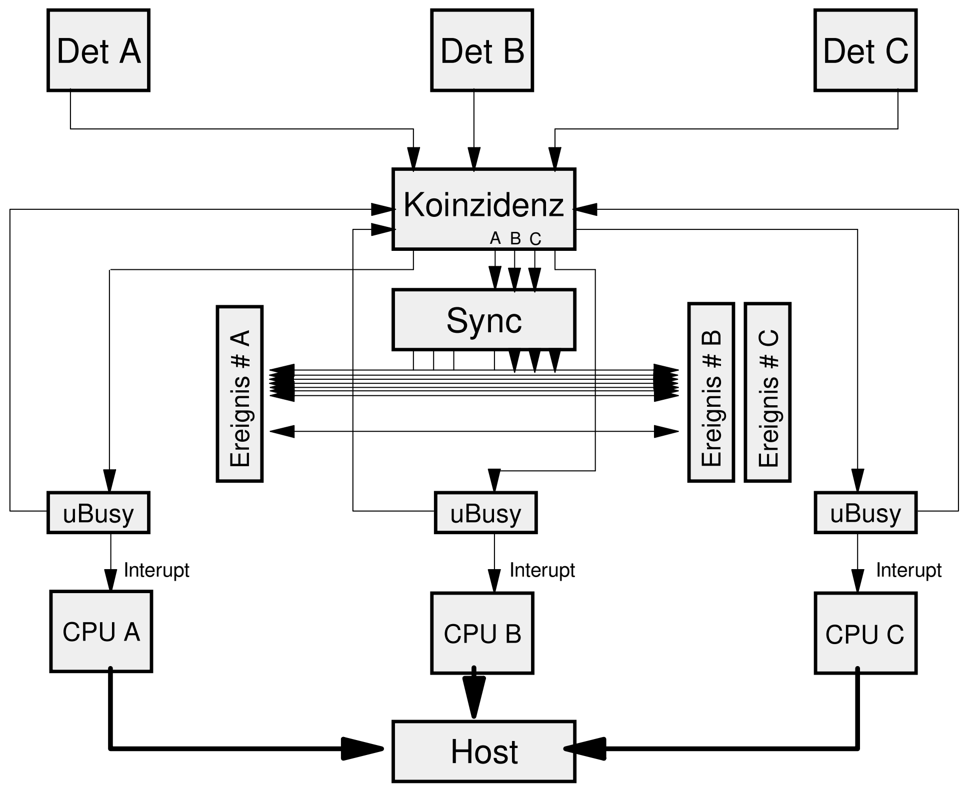

Abbildung 5.7: Die Datenerfassung der Drei-Spektrometer-Anlage mit Ereignissynchronisation (Sync), Computerverriegelung (uBusy) und Informationsstrom von Detektor zur Datenarchivierung (Host)

- Erkennen und Kennzeichnen der zusammengehörigen Ereignisse

- Datenauslese mit mehreren Datenerfassungsrechnern („frontends“) auf dem jeweiligen Spektrometer.

Die Unabhängigkeit der Datenströme der einzelnen Spektrometer erfordert den Einsatz eines sogenannten „Eventbuilders“, der die getrennt erfassten Daten korrekt kennzeichnet und wieder zusammenführt. Er besteht aus einer Hardwarekomponente und entsprechenden Programmen. Seine Funktionsweise wird in Kapitel 5.3.4 beschrieben. Durch die Aufteilung der Datenerfassung auf mehrere „frontends“ wird die maximal mögliche Erfassungsrate entsprechend vervielfacht. In einem typischen Koinzidenzexperiment mit zwei Spektrometern können mit der augenblicklich eingesetzten Datenerfassungssoftware Ereignisraten von etwa 60 Hz bei einer Computertotzeit von 15 % verarbeitet werden.

5.3.2 Die Triggerelektronik im Einarmbetrieb

Die Triggerelektronik auf den einzelnen Spektrometern ist gleichartig aufgebaut und wird in Abb. 5.8 am Beispiel von Spektrometer A gezeigt. Im allgemeinen wird das Ansprechen von beiden Photomultipliern (links/rechts) mindestens eines Segmentes jeder der beiden Szintillationsebenen (dE und ToF) gefordert. Je nach Teilchenart kann durch Umprogrammieren der (lokalen) Triggerlogik („Programable Logic Unit“ PLU A usw.) die Koinzidenzbedingung auch ein Vetosignal des Tscherenkowdetektors oder auch gerade das Nichtvorhandensein eines solchen Signals berücksichtigen. Ein aktives Protonenveto (Schwellenbedingung) kann durch unterschiedliche Signalwege von linker und rechter Photomultiplierhälfte der TOF-Ebenen ebenfalls realisiert werden. Der im Kapitel 5.2 beschriebene Lasermonitor erzeugt parallel zum Lichtsignal ein Photodiodensignal, das ebenfalls bei der Triggerentscheidung der PLU Berücksichtigung finden kann.

Bei dieser Entscheidung arbeitet die PLU als sogenannte „Memory-Lookup-Table“, d.h. ein anliegendes, aus acht logischen Signalen bestehendes Eingangssignal wird als Adresse einer Speicherzelle interpretiert, die ein frei programmierbares Ausgangsbitmuster - ebenfalls acht logische Signale - enthält. Ein angelegtes „Strobe“-Signal bewirkt nun, daß dieses adressierte Muster auf den Ausgang der PLU gegeben wird. Das Strobesignal definiert somit das Zeitverhalten der gesamten Einheit und wird in unserem Fall in der Regel vom ToF-Detektor generiert.

Im weiteren registrieren Zähler die Anzahl von Photomultipliersignalen, Segmenttreffern und erkannten Teilchen. Mit Hilfe von Untersetzern (PS) werden diese Daten teilweise separaten Zählern zugeführt, die während eines Meßlaufs nicht gelöscht werden. Somit werden Statusinformationen jederzeit durch einen Zugriff auf diese Daten erhältlich. Die vom Photomultiplier gelieferten Signale werden über Verzögerungsleitungen ADCs zugeführt, die nur im Falle einer korrekten Koinzidenzbedingung zwischen beiden Spektrometern ausgelesen werden. Die Zeitdifferenz eines Teilchendurchtritts im ToF-Detektor und dem Tscherenkow-Detektor sowie dem zu Kalibrationszwecken sich dahinter befindlichen Top-Detektor wird ebenfalls registriert.

Hat die zentrale Koinzidenzlogik (siehe Absch. 5.3.3) ein Ereignis als gültig erkannt, erfolgt das Setzen eines Flip-Flops im sogenannten „micro-busy“ (uB) Modul und es erfolgt der Auslesebefehl („Interupt“) auf dem zugehörigen „Frontend“-Rechner. Das uB-Modul verhindert die Unterbrechung des Auslesezyklus durch folgende Ereignisse, indem es seine Statusinformation an die Zentral-PLU schickt; eine Freigabe erfolgt als letzter Teil der Datenauslese durch einen Computerbefehl. Ein im Modul integrierter Frequenzgenerator liefert abhängig vom Status Zählimpulse, die als Meß- und Totzeitinformation herangezogen werden.

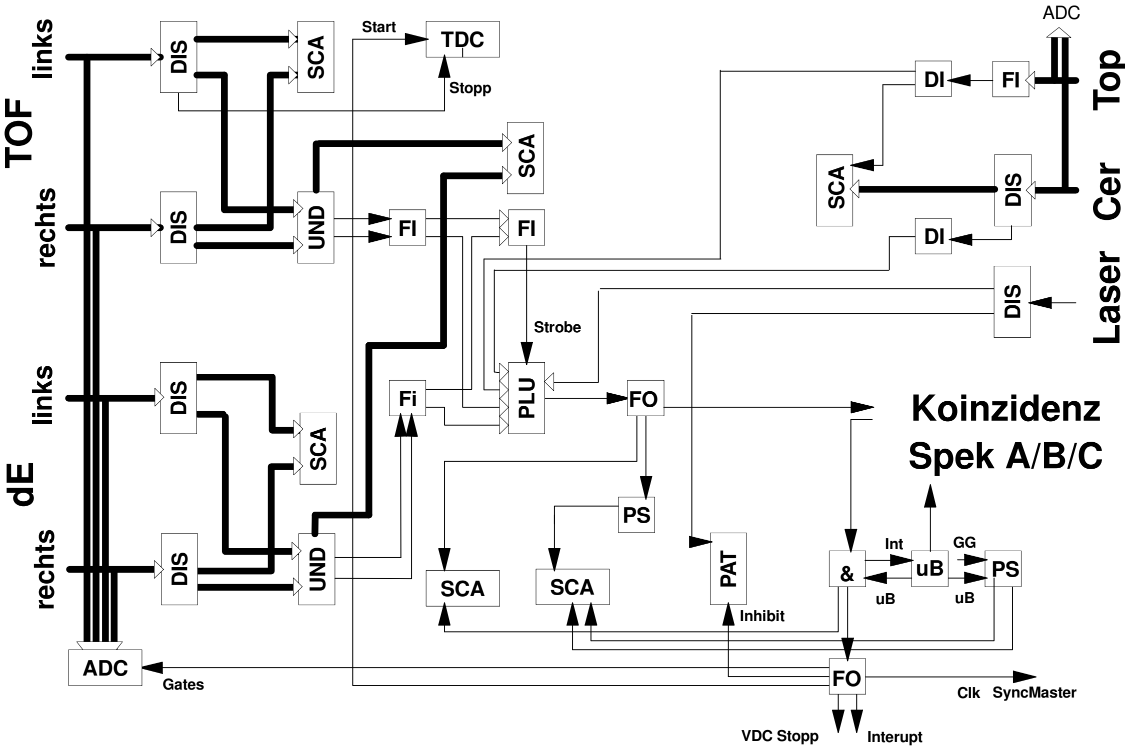

Abbildung 5.8: Triggerlogik Spektrometer A; Legende: dE, ToF (rechts/links) Photomultipliersignale dE/ToF-Ebene, Cer, Top: Photomultipliersignale Tscherenkow-, Topdetektor, ADC: Analog-Digital-Converter, TDC: Time-Digital-Converter, DIS/DI: Diskriminator, SCA: Zähler, UND/ODER/&: Logikmodule, PLU: Programable Logic Unit FI,FO: Fan-In/Fan-Out, PAT: Bitregister, μB: Verriegelung, PS: Untersetzer, Clk: Taktgeber

5.3.3 Die zentrale Koinzidenzlogik

Das von den einzelnen Spektrometern (oder anderen Detektoren) erzeugte Identifikationssignal wird einer zentralen Logik („Coinc-PLU") zugeführt (siehe Abbildung 5.9. Auch sie arbeitet nach dem weiter oben beschriebenen Prinzip der „Memory-Lookup-Table" und befindet sich auf Spektrometer A. Zusätzlich zu den drei Identifikationssignalen (A, B, C) wird noch der uBusy-Status (uBA, uBB, uBC) der verschiedenen Frontends an die Eingänge geleitet. Um die Möglichkeit zu nutzen, Einarmereignisse zu Eichzwecken einem Koinzidenzdatenstrom beizumischen, wird am achten Eingangskanal der PLU ein sogenanntes „Single-Bit" SI angelegt. Es wird aus den Identifikationssignalen der einzelnen Arme durch eine programmierbare Untersetzung gewonnen und über ein gemeinsames ODER („Fan-In") zur PLU geführt. Dies stellt keine Einschränkung dar, da durch Vergleich mit den Eingängen A, B oder C eine eindeutige Zuordnung der Singles gewährleistet ist. Das zeitdefinierende Strobe-Signal der Coinc-PLU wird im allgemeinen von Spektrometer B geliefert; die Signale von Spektrometer A und C liegen jedoch auch an, werden aber zeitlich derart verschoben, daß sie nur für die erwähnten Singles-Ereignisse ihres Armes auslöserelevant sind. Die Programmierung der PLU erlaubt somit auch die völlig unabhängige Durchführung dreier Einarmexperimente, ohne daß sich die einzelnen Spektrometer gegenseitig beeinflussen.

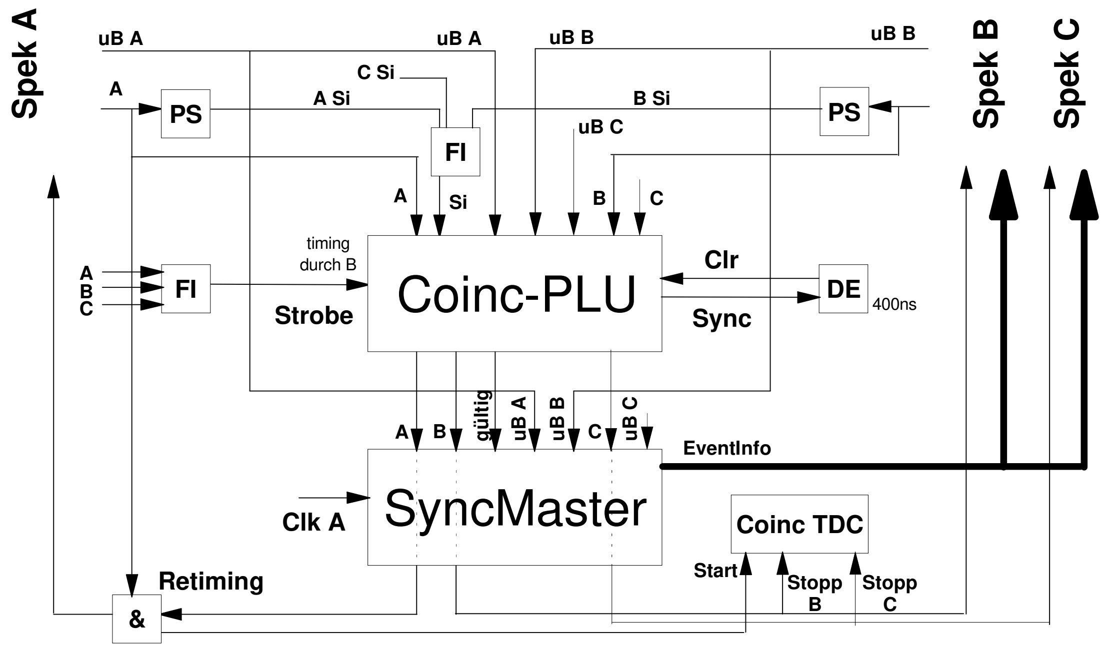

Abbildung 5.9: Die zentrale Koinzidenzlogik; Legende: Coinc-PLU: Koinzidenzlogik, Coinc-TDC: Time-to-Digital-Converter, SyncMaster: Modul zur Ereignissynchronisation, FI: Fan-In, PS: Untersetzer, DE: Verzögerung, &: UND-Logik A, A Si, usw.: Gültigkeitssignal von Spek A usw., uB: Verriegelung, Clk: Takt, Clr: Clear, Eventinfo: Ereignisnummer und -typ (16 bit), Strobe: Taktsignal Koinzidenzlogik

Die Ausgänge der Coinc-PLU liefern das Triggersignal für die Detektorsysteme und die jeweiligen Frontendrechner auf den verschiedenen Spektrometern. Darüber hinaus werden sie - zusammen mit einem validierenden Signal (GÜLTIG) - dem Eventbuildermodul zur Ereignissynchronisation zugeführt. Um auf Spektrometer A die ADC-Gates und Stopps der Driftkammern zeitlich durch den Teilchendurchtritt eines Teilchens in A festzulegen, wird das Ausgangssignal der PLU (es wird von B zeitbestimmt) mittels eines UND-Gatters redefiniert („retimed"). Dieses Signal startet auch den TDC der Koinzidenzzeitmessung, dessen Meßbereich durch unterschiedlich verzögerte Stoppsignale auf 200 ns bei einer Auflösung von 50 ps erweitert wurde.

Der zeitliche Überlapp der Eingangssignale der zentralen Koinzidenzlogik ist einstellbar und läßt sich bei Bedarf auf etwa 50 ns einengen. Dabei ist die Variation der Flugzeiten der Teilchen in den beiden Spektrometern zu berücksichtigen. Ein Koinzidenzfenster von etwa 150 ns reicht aus, um alle von der A1-Kollaboration durchgeführten und geplanten Experimente mit unveränderter Elektronik durchzuführen.

5.3.4 Die Synchronisation unabhängiger Datenströme

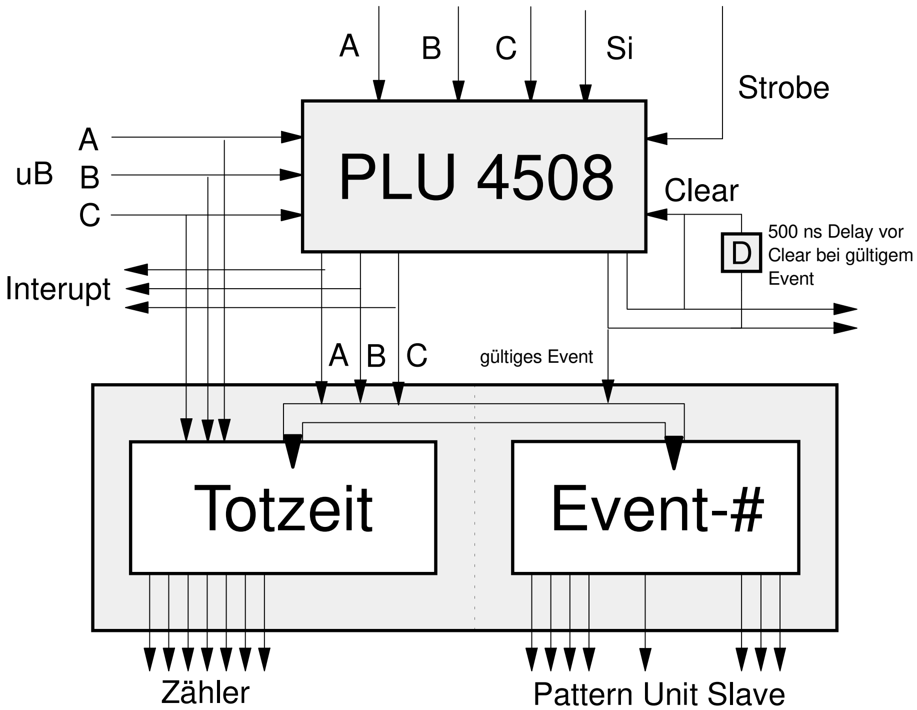

Abbildung 5.10: Prinzipschaltbild des Zusammenspiels der zentralen Koinzidenzlogik mit dem Eventbuilder

Die Datenerfassung mit unabhängigen Computern bedingt die zuverlässige Kennzeichnung zusammengehöriger Ereignisse. Dabei dürfen eventuelle Fehlnumerierungen einzelner Ereignisse nicht zu einem Abbruch des Messlaufs oder gar einer für alle folgenden Ereignisse fehlerhaften Numerierung führen. Aus diesem Grunde wurde speziell für die Dreispektrometeranlage im Rahmen dieser Arbeit ein Synchronisationsmodul konzipiert und im Hause gebaut; Abbildung 5.10 zeigt schematisch die Funktionsweise. Zentraler logischer Baustein ist ein löschbarer „Read-Only-Memory"-Chip [4] mit 48 frei programmierbaren Ein- und Ausgängen. Das Gerät ist als fernsteuerbares Camac-Modul ausgelegt in das zusätzlich ein Bitmusterregister (Pattern-Unit) sowie sieben Totzeitzähler (für die Kombinationen A, B, C, AB, AC, BC, ABC) integriert wurden (siehe Abbildung 5.11).

Alle Ereignisse, bei denen die Coinc-PLU ein Gültigkeitssignal geliefert hat, werden von diesem Modul mit einer fortlaufenden Nummer gekennzeichnet; nach 8192 Ereignissen (13-bit-Information) wird der Nummernzyklus von vorne begonnen. Die Bits 14-16 der drei Ausgänge des Moduls beeinhalten die Information, welcher Ereignistyp vorliegt.

Das Modul kann als Sender („Master") und Empfänger („Slave") betrieben werden, jedes hat drei Ausgänge und einen Eingang. Während der erste Ausgang des Mastermoduls intern zum Bitmusterregister geführt wird, werden die beiden anderen über ein 16-fach ECL-Flachbandkabel mit den Empfängern auf Spektrometer B und C verbunden. Da die Ereignisnummer als Parallelinformation auf alle Datenströme verteilt wird, ist es möglich, eventuelle Störungen und Fehlnumerierungen einzelner Ereignisse durch geeignete Softwareprozeduren sofort wieder zu resynchronisieren. Die Fehlerrate des Moduls im Zusammenspiel mit allen anderen verwendeten Komponenten liegt bei etwa 1:250000 (1 Fehler bei 250000 der Datenerfassung zugeführten Ereignissen).

Die Totzeitinformation wird im Mastermodul mit einer einstellbaren Taktrate (100 kHz, 1 MHz, 10 MHz) abhängig vom Ereignistyp (Einarmereignis, Koinzidenz AB, etc.) generiert und in 24-bit Zählern registriert. Dadurch ist es bei der Experimentauswertung möglich, Rechnertotzeiten für bestimmte Kombinationen von Ereignissen getrennt zu korrigieren.

Totzeitbestimmung

Tabelle 5.5 zeigt einen Ausschnitt aus einer Ausgabedatei, die beim Durchlauf einer typischen Analyse mit Hilfe des Programmes ESPACE generiert wird. Sie enthält Daten, die als Laufinformationen (Zählerwerte, Zeiten etc.) von der Koinzidenzelektronik in den Datenstrom eingefügt werden und die leicht extrahiert werden können. So finden sich im unten stehenden Ausdruck exemplarisch die spektrometerspezifischen Informationen über die Laufzeiten („runtime") und Aktivzeiten („realtime") der Computersysteme sowie die registrierten Totzeiten („deadtime").

[4] Lattice ispLSI 1024

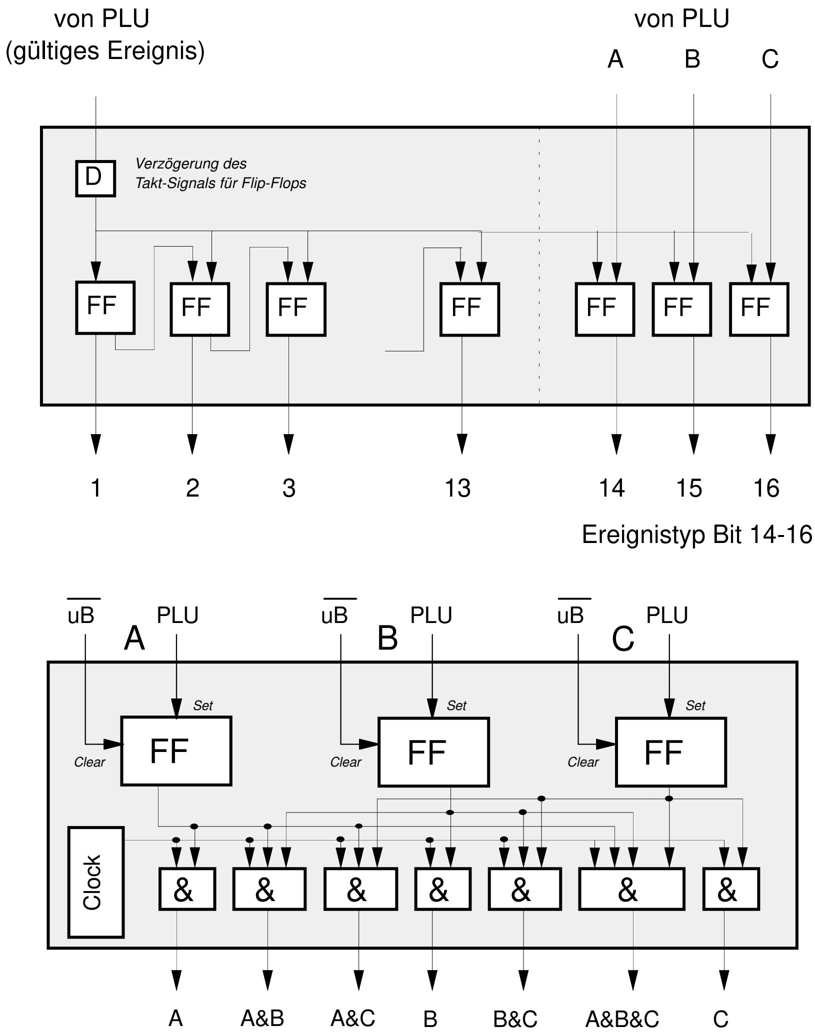

Abbildung 5.11: Schema der Ereignisnumerierung (oben) und der Totzeitmessung (unten)

```
Scaler values accumulated in run  run_940806054048.gz
 (event-by-event, prescaled)
---------------------------------------
realtime a          _run     1562.473     1562.000
runtime a           _run     1612.536     1616.000
---------------------------------------
Scaler values accumulated in run  run_940806054048.gz
 (event-by-event, prescaled)
---------------------------------------
realtime b          _run     1394.602     1395.000
runtime b           _run     1602.445     1615.000
---------------------------------------
Scaler values accumulated in run  run_940806054048.gz
 (event-by-event, prescaled)
---------------------------------------
deadtime a          _run       51.825        0.000
deadtime b          _run      197.359        0.000
deadtime c          _run        0.000        0.000
deadtime ab         _run       46.204        0.000
deadtime ac         _run        0.000        0.000
deadtime bc         _run        0.000        0.000
deadtime abc        _run        0.000        0.000
```

Tabelle 5.5: Ausschnitt aus der Ausgabedatei eines Analyselaufs mit Totzeitinformationen

Die Lauf- und Aktivzeiten werden in Zählern als Pulse registriert, die von stabilen Oszillatoren des Verriegelungsmoduls („micro-busy“) erzeugt werden. Diese, typischerweise mit 10 oder 100 kHz schwingenden Taktgeber, können somit Zeiten im Submillisekundenbereich auflösen. Deren Information wird nun zum einen auf Ein-Sekunden-Intervalle untersetzt und die entsprechenden Zähler über einen Meßlauf kontinuierlich inkrementiert (2. Spalte mit Bezeichnung „prescaled“ in Tabelle 5.5), andererseits ohne Untersetzung als Information, welche Spanne zwischen zwei gültigen Ereignisse vergangen ist, den Daten beigemischt (1. Spalte mit Bezeichnung „event-by-event“). Für die Ermittlung der wahren Laufzeit (Runtime) darf aus technischen Gründen nur die akkumulierte Information herangezogen werden, da aufgrund von Anlaufeffekten der Datenerfassung die differentiellen Zähler dieses Wertes selbst korrigiert werden müßten.

Wie oben beschrieben, werden die Totzeitinformationen vom „Eventbuilder“- Modul generiert und den Daten beigemischt. Die Zeiten, bei denen mehrere Rechner gleichzeitig blockiert sind, werden benötigt, um die Koinzidenztotzeit der einzelnen Kombinationen zu errechnen. So kann beispielsweise die durch den Computer

mittl. Strom	*Totzeitkorrektur*	*WQ*	*rel. Fehler*
μA		$/ \ 10^{-5} \ fm^2/sr$	
0.527	1.091	2.244	0.93 %
0.876	1.144	2.171	0.92 %
1.887	1.311	2.230	0.95 %
2.831	1.497	2.141	0.93 %

Tabelle 5.6: Elastischer Wirkungsquerschnitt H(e,e'p) als Funktion des Totzeitkorrektur

gegebene Koinzidenztotzeit einer Anordnung Spektrometer A/B nach der folgenden Formel ermittelt werden:

$$t_{tot} = t_{deadA} + t_{deadB} - t_{deadAB} \text{ und}$$

$$\epsilon_{tot} = t_{Laufzeit}/(t_{Laufzeit} - t_{tot}).$$

Im Beispiel würden sich somit folgende Totzeitkorrekturfaktoren ergeben:

Typ	*Laufzeit*	*Totzeit*	*Korrekturfaktor*
	s	s	ϵ_{tot}
Singles A	1616	51.825	1.033
Singles B	1615	197.359	1.139
Koinz AB	1616	$51.825 + 197.359 - 46.204 = 202.980$	1.144

Die Zuverlässigkeit der Totzeitmessung mit Hilfe des Eventbuildermoduls wurde mit Hilfe einer Testmessung mit einem H_2O-Target („Wasserfalltarget“) kontrolliert. Dazu wurde in der H(e,e'p)-Reaktion der Koinzidenzwirkungsquerschnitt als Funktion der Totzeit gemessen. Im Energiebilanz-(„Missing Energy“-) Spektrum wurde über dem Untergrund aus der quasifreien $^{16}O(e, e\prime p)$-Reaktion der Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung des Strahlenschwanzes angepaßt. Abbildung 5.3.4 zeigt beispielhaft die Anpassung an das gemessene Spektrum und Tabelle 5.7 zeigt die Ausgabedatei der Anpassung. Nähere Angaben zum Auswerteverfahren finden sich in Kapitel 6 „Experimentdurchführung und Analyse“. Tabelle 5.6 faßt die Ergebnisse der Testmessungen zusammen.

Die Ergebnisse dieser Messung zeigen, daß in einem Variationsbereich der Totzeitkorrekturen von 10 - 50 % der Wirkungsquerschnitt um nur ±2.3 % schwankt. Dabei muß berücksichtigt werden, daß der Fehler im Wirkungsquerschnitt selbst bei etwa 1 % liegt, so daß gesagt werden kann, daß das Verfahren zur Totzeitkorrektur einwandfrei funktioniert.

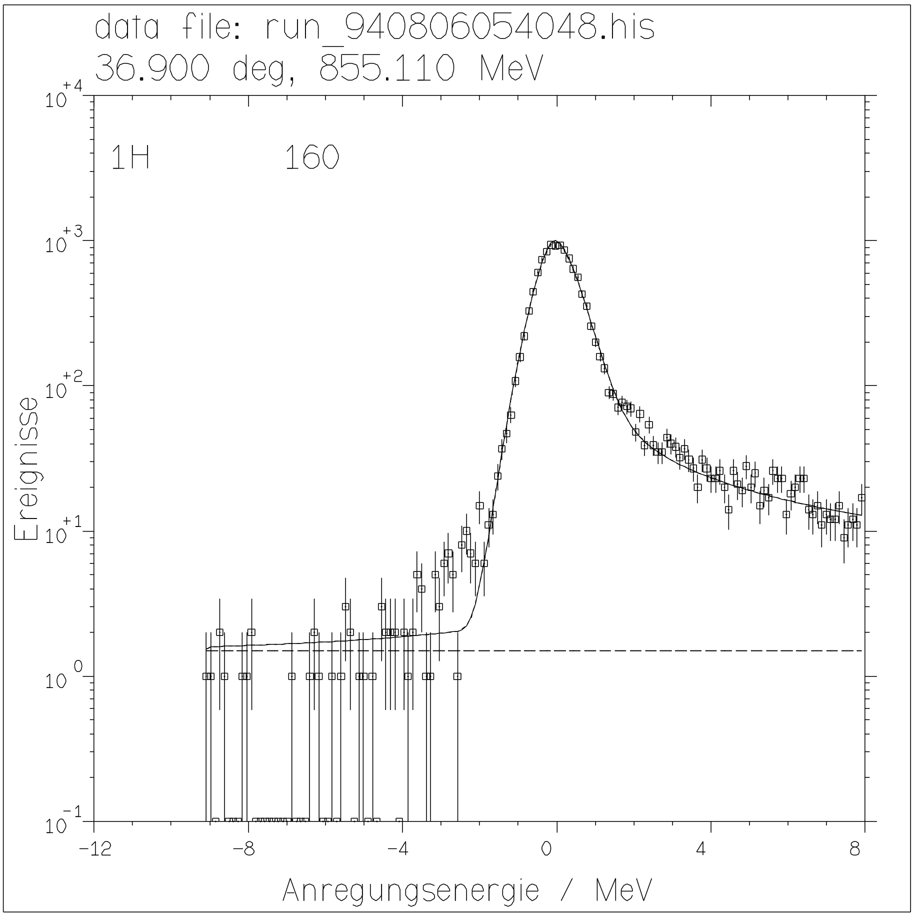

Abbildung 5.12: Anpassung des Energiebilanzspektrums mit Berücksichtigung des Strahlenschwanzes und des Untergrundes zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der H(e,e'p)-Reaktion

Koinzidenzeffizienz

Die zentrale Aufgabe des Eventbuildermoduls besteht im korrekten Kennzeichnen der zusammengehörigen Ereignisse bei unabhängig arbeitenden Spektrometern. Eine Überprüfung dieser Funktion im Zusammenspiel mit den zughörigen Akquisitionsprogrammen wurde ebenfalls mit Hilfe eines Kontrollexperimentes am Wasserfalltarget durchgeführt. Dabei wurde einerseits die inklusive H(e,e')-Reaktion, andererseits die H(e,e'p)-Reaktion ausgewertet. Wiederum aufgrund der gewählten kinematischen Verhältnisse soll der Wirkungsquerschnitt beider Reaktionen identisch sein. Tabelle 5.8 zeigt, daß im Rahmen der hier erreichten Genauigkeit (die Wirkungsquerschnitte sind jeweils mit Fehlern von $\pm 1\%$ behaftet), keine Abweichung von der 100 %igen Nachweiswahrscheinlichkeit beobachtet wird. Die Funktionsfähigkeit des Moduls steht somit außer Frage.

```
**********************************************************************
      36.90 deg   855 MeV :  Test of Deadtime Corrections
**********************************************************************
files
  data - run_940806054048_coin.res
  plot - run_940806054048_coin.plo       date: Mon Nov  7 15:37:27 1994
  bkgd -

target:
   thickness -  40.00 mg/cm**2
  density   -  1.000 g /cm**3
  angle     -  24.80 deg

  composition:    2 elements
     element  z         a   abundance  id    recfac
     -------  -         -   ---------  --    ------
   1H         1.   1.00700    0.6670    1   0.84559
   16O        8.  15.99000    0.3330    2   0.98863

experimental parameters:
  inc. energy            -    855.110 MeV
  scatt. angle           -     36.900 deg
  horiz. spect. acc. (Oh) -      0.020 rad
+                       -
  vert.  spect. acc. (Ov) -      0.038 rad
+                       -
     -> acceptance        -      0.003 sr
     -> total charge      -  1.502E-03 coul
  dead time corr.         -      1.144


              final results (fm**2/sr) :     1 peaks

peakname     id    q     qeff      sigma      ff**2  stat.   rel.  mark
--------     --  -----   ----      -----     ------  -----   ----  ----
sigma-mott                       6.361E-05
1h.1p1        1  2.609  2.614  2.171E-05  4.035E-01   0.90   0.92     1
          fit diagnostics:
  reduced chisqr=   1.8317E+00     fitsum/datsum= 0.9999
```

Tabelle 5.7: Ausgabedatei mit integriertem Wirkungsquerschnitt der Reaktion H(e,e'p)

mittl. Strom	*H(e,e')-WQ*	*H(e,e'p)-WQ*	Abweichung
μA	$10^{-5}\ fm^2/sr$	$10^{-5}\ fm^2/sr$	
0.527	2.208	2.244	1.6 %
0.876	2.139	2.171	1.5 %
1.887	2.180	2.230	2.2 %
2.831	2.092	2.141	2.3 %
Mittelwert	2.155	2.197	1.9 %

Tabelle 5.8: Abweichung des Einarm- vom Koinzidenzwirkungsquerschnitts

5.4 Experimentkontrolle und Datenaquisition

5.4.1 Die experimentnahen Rechner

Die Experimentdatenerfassung erfolgt an der Dreispektrometeranlage mit einem verteilten Rechnersystem, das aus VMEbus-Systemen gebildet wird. Auf jedem der Spektrometer befindet sich ein solches Master-Slave-Multiprozessorsystem, das aus jeweils einer E6-CPU (Motorolla 68030 Prozessor) als Master, einer E5-CPU (Motorolla 68020 Prozessor) als Slave sowie diversen Interfacekarten für CAMAC, Fastbus und Digitale Ein-/Ausgänge besteht. Detaillierte Angaben zur eingesetzten Hardware finden sich in [Kryg-94].

Während der echtzeitfähige Slave-Rechner ohne Betriebssystem für die schnelle Datenaufnahme bestimmt ist, verpackt und verschickt der unter dem Betriebssystem UNIX laufende Master-Rechner die aufgenommen Daten über eine Ethernet-Verbindung zum Host-Rechner. Darüber hinaus ist er verantwortlich für die Steuerung und Überwachung der angeschlossenen Geräte.

5.4.2 Die Datenerfassung

Zur rechnergestützten Experimentsteuerung und Überwachung sowie zur Datenerfassung wird von der A1 Kollaboration das System MECDAS [5] [Kram-94], [Kryg-94], [Kund-94] eingesetzt. Es besteht aus einer Reihe von ineinandergreifenden Softwarepaketen zur Bedienung von Geräten, der Diagnose und Kontrolle von Zuständen, der Datenerfassung sowie der Online-Datenanalyse. Ebenfalls zum Einsatz kommen die Softwarepakete CINDY [Dist-93] und ESPACE [Offe-94], die weitergehende Online- und Offline-Analyseroutinen bereitstellen.

Die Datenerfassung auf den experimentnahen Rechnern erfolgt durch Abarbeiten von MECDAS-Routinen (in „C" programmiert), die anhand einer logischen und technischen Beschreibung des Experimentsaufbaus automatisch generiert werden. Die logische Beschreibung gliedert sich hierarchisch von Spektrometern bis zu den elementaren Detektorkomponenten und enthält im tiefsten Strukturelement die physikalischen Meßgrößen wie Energieverluste, Zählerstände oder Zeitinformationen. Die technische Beschreibung erfaßt die auszulesenden Elektronikkomponenten bezüglich ihres Typs, der Adressierung mit absoluter Positionsangabe sowie der erforderlichen Funktionsaufrufe. Logische und technische Beschreibung werden mittels einer Zuordnungstabelle verknüpft.

Die gesamte Experimentkonfiguration (sowohl logisch als auch technisch) wird bei Start eines Experimentes den eigentlichen Experimentdaten beigemischt und kann zur späteren Auswertung ausgepackt werden; somit ist keine weitergehende Protokollführung bezüglich der Struktur der abgespeicherten Daten nötig.

[5] Mainz Experiment Control and Data Acquisition System

5.4.3 Die Experimentsteuerung und Experimentüberwachung

Die Experimentsteuerung und -überwachung umfaßt das Einstellen wichtiger Betriebsparameter (wie Magnetfelder, Diskriminatorschwellen und logischer Verknüpfungen) sowie die Kontrolle und das Protokollieren dieser und weiterer Größen, die für das Experiment von Bedeutung sind (z.B. Strahlstrom, Temperaturen, Alarmsignalen). Während die Einstellung der komplexen Betriebskonfiguration (Hochspannungen, Logik, Schwellen, Untersetzungsverhältnisse etc.) im allgemeinen durch vorbereitete Ablaufdateien („shellscripts") an Textbildschirmen erfolgt, kann die Kontrolle der Experimentparameter auf einer graphischen Oberfläche („Xopdisp") [Stef-93] verfolgt werden. Alarme (z.B. Überschreiten von Sollwerten) werden auf separaten Monitoren akustisch und optisch angezeigt und teilweise im Experimentprotokoll (wird am Ende eines Experimentlaufs ausgedruckt) vermerkt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden alle Ablaufdateien erstellt, die die Steuerung des Triggerdetektorsystems betreffen. Insbesondere zählt hierzu die Programmierung der logischen Verschaltung der Spektrometer (UND/ODER/UNTERSETZT-Betrieb) und der einzelnen Komponenten des gesamten Triggerdetektorsystems.

5.5 Die Eichung der Szintillationszähler

Die Inbetriebnahme der Spektrometer A und B erfolgte im Herbst 1992 bzw. Sommer 1993. Bezüglich der Eichung von Spektrometer A sowie der detaillierten Auswerteverfahren verweise ich auf die Diplomarbeit von Ralph Böhm [Böhm-93], im folgenden werden jedoch alle wichtigen Ergebnisse zusammengefaßt.

5.5.1 Zeitauflösung

Eine der wichtigsten Kenngrößen eines Triggerdetektorsystems ist seine Zeitauflösung. Sie bestimmt das Vermögen des Systems, echte Koinzidenzereignisse von zufälligem Untergrund zu trennen, indem sie letztlich das Signal-/Rauschverhältnis determinert.

Neben dem intrinsischen Zeitauflösungsvermögen der Detektoren und der angeschlossenen Elektronik muß bei unserem komplexen Aufbau den erforderlichen Softwarekorrekturen der Zeitinformationen besondere Bedeutung beigemessen werden. Insbesondere drei Faktoren erfordern Berücksichtigung:

- die Variationen der Flugwege und Impulse der Teilchen innerhalb der Spektrometer führen zu Flugzeitdifferenzen für echte Koinzidenzen von bis zu 35 ns

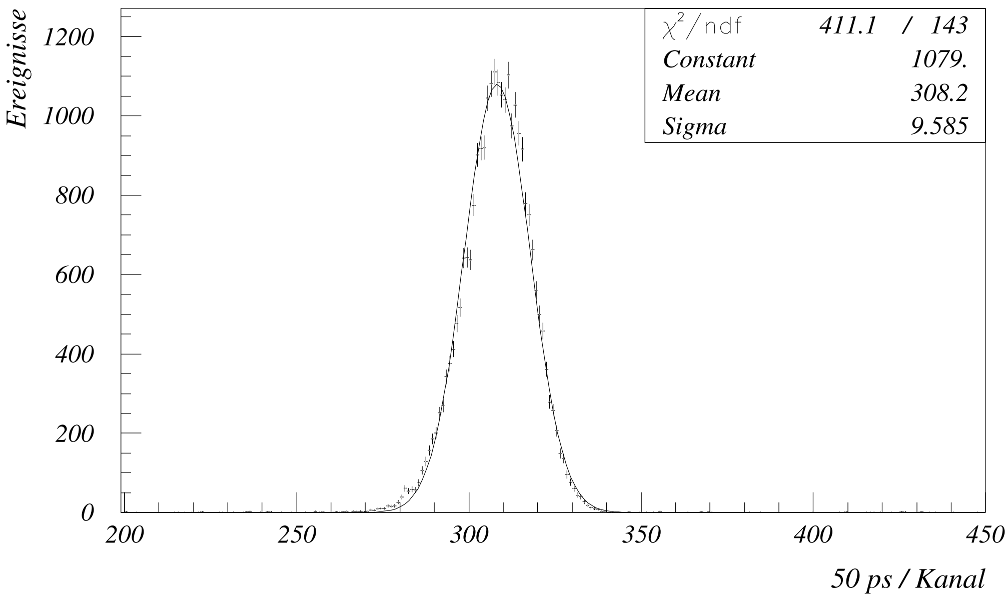

Abbildung 5.13: Zeitauflösung mit dem Laser–Monitorsystem, die Anpassung liefert eine volle Breite bei halbem Maximum (FWHM) von 1.1 ns

- der Durchtrittsort durch ein einzelnes Segment bedingt Zeitdifferenzen von bis zu 2 ns

- der Triggerzeitpunkt schwankt von Segment zu Segment um einen bestimmten festen Betrag, der durch die unterschiedlichen Durchlaufszeiten der Elektronenlawine durch die Photovervielfacher aufgrund ihrer unterschiedlichen Betriebsspannungen bedingt ist. Außerdem können geringe Abweichungen durch geringfügig kürzere oder längere Signalkabel auftreten. Diese Effekte bewegen sich insgesamt im Bereich einiger Nanosekunden.

Die intrinsische Zeitauflösung der Koinzidenzanlage für minimal ionisierende Teilchen kann mit Hilfe des in Abschnitt 5.2 beschriebenen Monitorsystems ermittelt werden. Abbildung 5.13 zeigt ein Zeitspektrum von Laserereignissen, die bei einer Produktionsmessung zur Überwachung des Systems aufgezeichnet wurden. Die Zeitauflösung ergibt sich durch Anpassen einer Gaussverteilung zu $\sigma_t = 450\ ps$. Wie es sich gezeigt hat, ist diese Zeitauflösung auch in den meisten durchgeführten Experimenten annähernd erreicht worden; in Experimenten, in denen stärker ionisierende Protonen nachgewiesen wurden, konnte sie im allgemeinen übertroffen werden.

Die Gesamtzeitauflösung der Anlage im Experiment ist wesentlich von der Qualität der durchgeführten Softwarekorrekturen abhängig. Für den Experimentierbetrieb wurde mit Hilfe einer χ^2-Anpassung im Rahmen des CINDY-Online-Analyse-Programmpaketes ein Satz von Matrixelementen ermittelt, die eine erste schnelle Korrektur der Flugzeiten und Segmentdifferenzen ermöglicht. Die mit diesem Datensatz erreichbaren Zeitauflösungen liegen im Bereich von $\sigma \approx 1-3\ ns$.

Die individuell bestimmte Zeitauflösung schwankt von Experiment zu Experiment und wird beinflußt durch eine ganze Reihe von experimentspezifischen Faktoren wie Primärionisation der nachgewiesenen Teilchen oder Zerfall von Pionen in geringfügig schnellere Muonen usw.. Aus diesem Grund erfolgt eine spezielle Optimierung der Koinzidenzzeitinformationen für alle Experimente in der Offline-Analyse. Sie verbessert die Zeitauflösung auf Werte von bis zu $\sigma = 300\ ps$. In Kapitel 6.2 ist anhand der Pionproduktionsmessung das Verfahren zur Korrektur der Zeitinformationen im Detail beschrieben.

5.5.2 Ansprechwahrscheinlichkeit

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Szintillationsdetektoren wurde mit der sogenannten „Drei-Detektor-Methode“ durchgeführt, bei der die zu untersuchende Ebene von jeweils einem Detektor oberhalb und unterhalb umgeben ist. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Referenzdetektoren ist für das Verfahren ohne Belang, da nur solche Teilchen zur Analyse herangezogen werden, die von den Referenzdetektoren nachgewiesen wurden. Durch Rekonstruktion der Teilchenspur mit den Driftkammern kann die zu untersuchende Fläche auf die tatsächliche Szintillatorgröße beschränkt werden, sodaß Überlappungsprobleme keinen Einfluß auf die Ergebnisse haben. Als Referenzdetektoren dienten einerseits im Falle der dE-Ebene die Driftkammern und die ToF-Ebene, andererseits für die ToF-Ebene die dE-Ebene und der Gas-Tscherenkow-Detektor.

Zur Effizienzbestimmung von Spektrometer A und B wurde jeweils ein Streuexperiment an einem Kohlenstofftarget durchgeführt. Durch Variation des Magnetfeldes in mehreren Schritten konnte nacheinander die gesamte Nachweisfläche mit Hilfe der elastisch gestreuten Elektronen untersucht werden. Von den mit dieser Methode gewonnenen Referenz-Rohereignissen wurden diejenigen ausgewählt, die nach Ausführen der Rückrechnung sicher vom Target kamen und innerhalb der nominellen Akzeptanz der Spektrometer lagen. Auf die Gesamtzahl dieser Ereignisse wurde schließlich die Zahl der im zu untersuchenden Detektor registrierten Teilchen normiert. Tabelle 5.9 und 5.10 zeigt die Ergebnisse für die beiden Nachweisebenen für Spektrometer A und B.

Spektrometer	*dE-Ebene*	*ToF-Ebene*
	Nachweiswahrscheinlichkeit	
Spektrometer A	99.75% $\pm$ 0.01%	99.78% $\pm$ 0.06%
Spektrometer B	99.70% $\pm$ 0.01%	99.48% $\pm$ 0.5%

Tabelle 5.9: Ansprechwahrscheinlichkeiten der einzelnen Szintillatorebenen

Detektor	*gesamte Ansprechwahrscheinlichkeit*
Szintillatoren Spektrometer A	99.53% $\pm$ 0.07%
Szintillatoren Spektrometer B	99.18% $\pm$ 0.51%

Tabelle 5.10: Gesamtansprechwahrscheinlichkeit der Szintillatoren

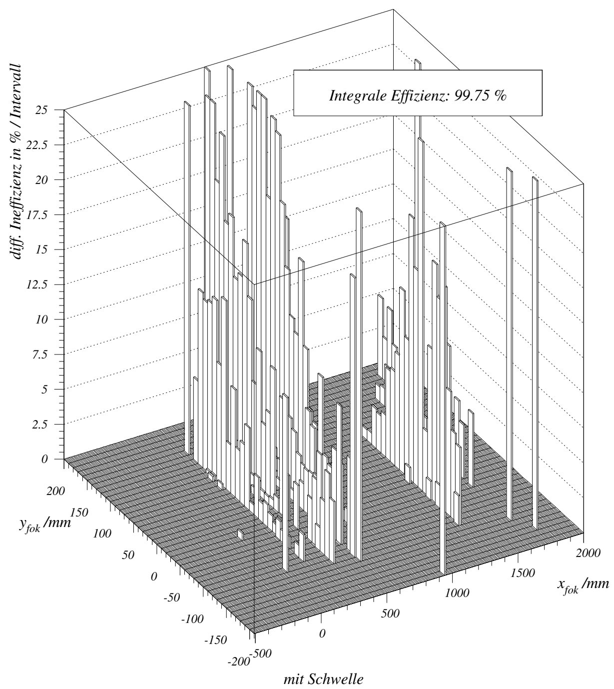

Abbildung 5.14: Lokalisierung der Ineffizienz auf kleine Lücken in der Szintillatorebene

Zusätzlich wurde die lokale Ineffizienz der Ebenen ausgewertet. Dabei ist zu beobachten, daß die Ineffizienz der Nachweisebenen praktisch ausschließlich auf Stoßstellen der Szintillatoren begrenzt ist, was zum einen auf unvermeidbare kleine Lücken, zum anderen auf die Aufteilung der Primärionisation bei schrägem Durchtritt durch zwei benachbarte Szintillatoren zurückzuführen ist. Die minimalen Lücken zwischen den Szintillatoren wurden bewußt in Kauf genommen, da bei einer überlappenden Anordnung der Segmente die Energieverlustidentifikation erheblich unsicherer gewesen wäre. Abbildung 5.14 zeigt die Lokalisierung der Ineffizienz anhand der dE-Ebene von Spektrometer A.

5.5.3 Teilchenidentifikation

Die Fähigkeit, minimal ionisierende Teilchen von Protonen aufgrund ihres unterschiedlichen Energieverlustes in den Szintillatoren zu trennen, wurde im Laufe der Experimentierperiode von September 93 bis März 94 in einer ganzen Reihe von Experimenten ausgenutzt.

Um eine quantitative Abschätzung der Trennungseffizienz angeben zu können, wurde exemplarisch für Spektrometer A eine Vergleichsmessung mit Protonen und minimal ionisierenden Teilchen durchgeführt und ausgewertet [Böhm-93]. Im Rahmen dieser Vergleichsmessung wurden die folgenden Korrekturen an den gemessenen Energieverlusten (ADC-Daten) angebracht:

- die Spurlänge des Teilchens und der damit verbundene Unterschied in der Primärionisation im Szintillator verbreitert das Energieverlustspektrum. Aus den Driftkammerinformationen bezüglich der Durchtrittswinkel θ, ϕ läßt sich durch Extrapolation der Trajektorie die Spurlänge l im Szintillator der Dicke d mittels der Gleichung

$$l_{ToF,dE} = d \cdot \sqrt{1 + \tan^2\theta + \tan^2\phi} \tag{5.3}$$

  bestimmen. Eine Normierung des ADC-Wertes auf einen Sollbahnwert ($\theta = 45°, \phi = 0°$) kompensiert die auf diesen Effekt zurückzuführende Verbreiterung.

- die Abschwächung der Intensität I des Szintillationslichtes ist abhängig von der Lichtlaufstrecke y vom Teilchendurchtrittsort zum Photomultiplier und gehorcht dem Exponentialgesetz

$$I(y) = I_0 \cdot \exp(-\frac{y}{\lambda}) \tag{5.4}$$

  Die Abschwächlänge λ wurde experimentell bestimmt und zur Korrektur des Effektes herangezogen.

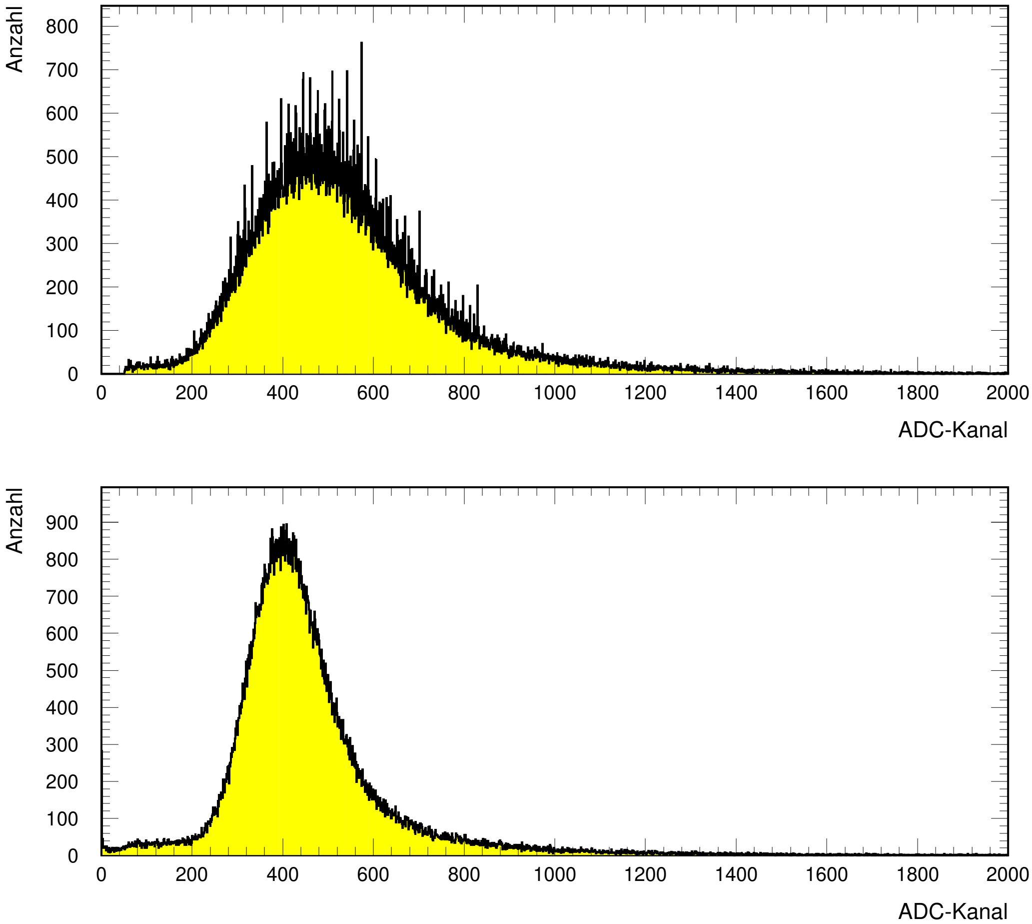

Abbildung 5.15: Energieverlustrohspektrum (oben) und mit den im Text beschriebenen Korrekturen korrigiertes Spektrum (unten) aus [Böhm-93]

Abbildung 5.15 zeigt die Korrektur eines ADC Spektrums bezüglich Spurlänge und Lichtabschwächung. Die auf diese Weise korrigierten ADC-Werte der dE und ToF-Ebene wurden anschließend in einem zweidimensionalen Spektrum gegeneinander einsortiert und bezüglich der Trennungseffizienz analysiert. Von beiden Teilchensorten wurde die gleiche Anzahl Ereignisse mit einer Markierung eingetragen, sodaß nach Festlegung von Schnitten und dem Abzählen in den jeweiligen Schnittbereichen die Trennungseffizienz bestimmt werden konnte. Dabei ergab sich einerseits, daß 99.41% ± 0.29% aller Protonen richtig identifiziert wurden (oberhalb der Schnittgrenzen) und andererseits, daß 99.97% ± 0.29% der minimal ionisierenden Teilchen die Schnittgrenze nicht überschreiten und somit nicht falsch als Protonen identifiziert werden. Die Impulse der einsortierten Protonen lagen bei diesem Experiment zwischen 400 und 483 MeV/c.

In Abbildung 5.16 ist ein Energieverlustspektrum von Spektrometer A aus dem in dieser Arbeit durchgeführten Kontrollexperiment gezeigt, das die gute Trennung zwischen Protonen und minimal ionisierenden Teilchen schon im Rohspektrum demonstriert.

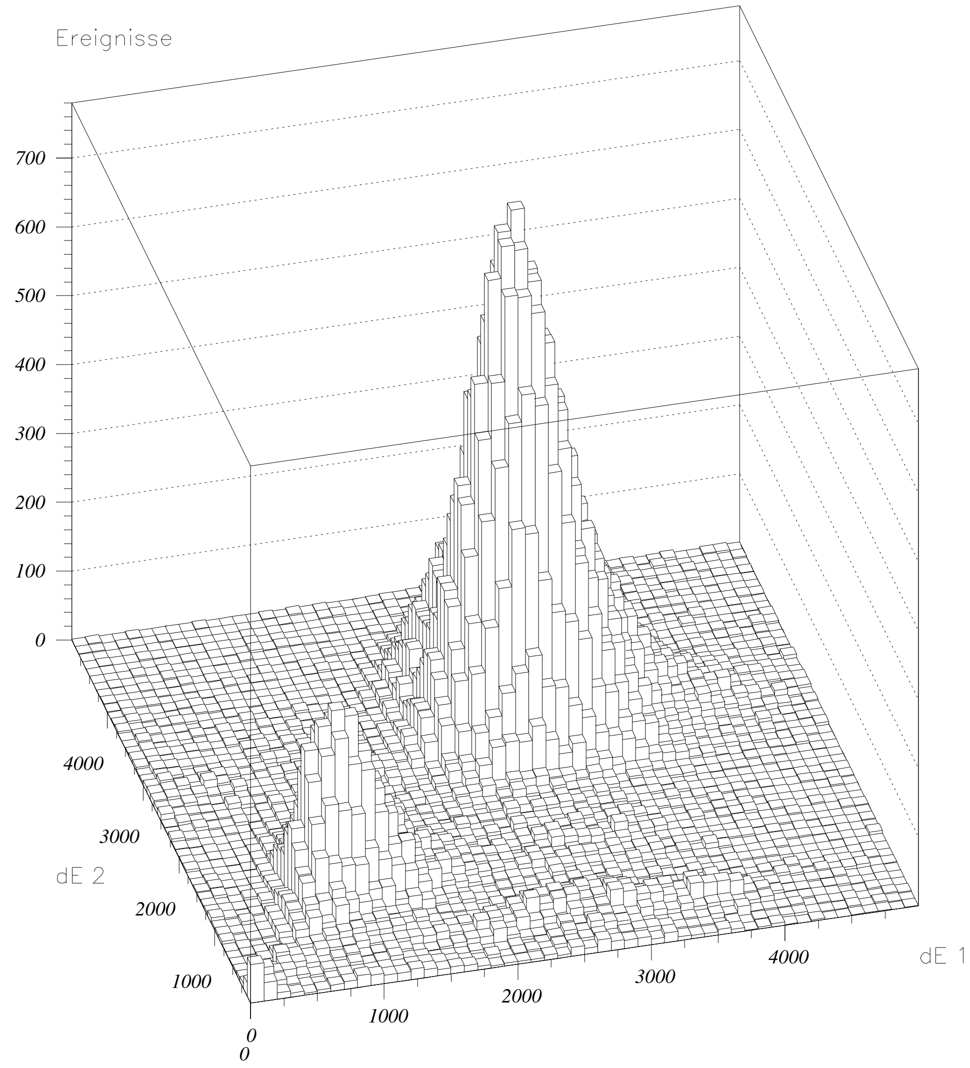

Abbildung 5.16: Energieverlustspektrum aus dem in dieser Arbeit beschriebenen H(e,e'p) Kontrollexperiment (siehe 6.1); dE 1: Energieverlust in Delta E–Ebene (in Kanälen), dE 2: Energieverlust in ToF–Ebene (in Kanälen). Der Pik vorne links (kleine Energiedeposition) stammt von minimal ionisierenden Teilchen, der Pik hinten rechts (große Energiedeposition) von Protonen

Kapitel 6

Experimentdurchführung und Analyse

Das im folgenden beschriebene Experiment wurde in zwei Abschnitten im Dezember 1993 und Januar 1994 an der Dreispektrometeranlage in Mainz durchgeführt. Es umfaßt einen Teil des im Experimentiervorschlag A1/2-90 [Blom-90] dargelegten Versuchsprogramms zur Elektropionproduktion geladener Pionen am Proton.

Aufgrund des Pilotcharakters des durchgeführten Experimentes (sowohl als erstes Pionproduktionsexperiment an der Dreispektrometeranlage, als auch als erstes Experiment mit dem neu installierten Hochleistungs-Kryo-Target) wurden im zur Verfügung stehenden Zeitraum eine Reihe von Testmessungen durchgeführt, die die Leistungsfähigkeit der Gesamtanordnung im Hinblick auf derartige Experimente untersuchen sollten.

So wurde im Rahmen dieser Untersuchungen - neben den eigentlichen Pionproduktionsmessungen - der Gas-Tscherenkow-Detektor von Spektrometer B bezüglich seiner Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen einerseits, sowie andererseits die Effizienz beider Tscherenkow-Detektoren im Hinblick auf Pionenunterdrückung bestimmt (siehe [Lies-95]). Darüber hinaus erfolgten Messungen zur Kontrolle der Targetstabilität (Dichteschwankungen aufgrund des hohen Strahlstromes) sowie eine kurze Messung von elastisch am Proton gestreuter Elektronen, die zur Kontrolle der Zuverlässigkeit der Gesamtanordnung sowie der Bestimmung der Koinzidenzeffizienz diente.

Im folgenden findet sich die Auswertung des Kontrollexperimentes, der Targetstabilitätsmessung sowie die Beschreibung der Analyse der bei einer invarianten Schwerpunktsenergie von W=1125 MeV und einem Impulsübertrag von $q^2 = -3fm^{-2}$ ($-0.117\ (GeV/c)^2$) gewonnenen Daten. Die Numerierung der einzelnen Messungen erfolgt gemäß Tabelle 3.1.

6.1 Das H(e,e'p) - Kontrollexperiment

Die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für elastisch am Proton gestreute Elektronen erfolgte in einem kurzen Kontrollexperiment. Durch Auswahl der kinematischen Parameter (siehe Abbildung 6.1) wurde sichergestellt, daß zu jedem in Spektrometer B (kleiner Raumwinkel) nachgewiesenen Elektron das zugehörige Rückstreuproton im Spektrometer A (großer Raumwinkel) detektiert werden konnte. Die Koinzidenzlogik war derart programmiert, daß sowohl Koinzidenzen als auch Einzelereignisse in jedem der beiden Arme zu einem Auslesen der registrierten Daten führte. Durch geeignete Auswertebedingungen konnte somit sowohl der Einarm-, als auch der Koinzidenzwirkungsquerschnitt bestimmt werden.

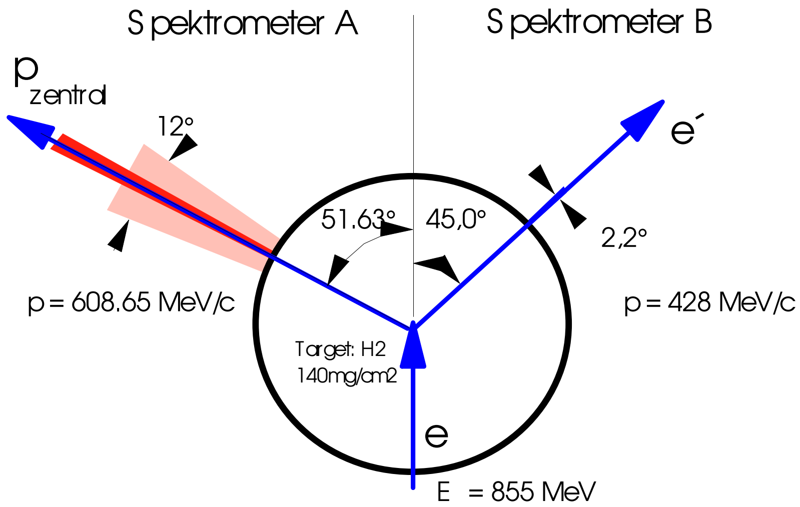

Abbildung 6.1: Kinematische Verhältnisse bei H(e,e'p)

Zur Ermittlung dieser Wirkungsquerschnitte wurden alle diejenigen Ereignisse in einem „missing energy"-Spektrum einsortiert, bei denen die rückgerechnete Trajektorie des Elektrons im Elektronenspektrometer innerhalb der geometrischen Akzeptanz der Eintrittskollimatoren zu liegen kam. Die Energiebilanz von einlaufendem und gestreutem Elektron sowie des Rückstoßprotons $E_{miss} = \omega - T_p$ führt zu einem Pik im „missing energy"- Spektrum im Bereich von 0 MeV (vollständiger Nachweis der Reaktionsprodukte). Eine Anpassung einer Hypergauss[1]-Kurve mit Berücksichtigung des Strahlungsschwanzes an das so erzeugte Anregungsspektrum erlaubt die Bestimmung des Untergrundes im Spektrum sowie der Bremsstrahlungsverluste im Target (siehe hierzu auch Abschnitt 6.3.7 „Die Strahlungskorrekturen"). Die in separaten Zählern registrierten Computertotzeiten wurden als Korrekturfaktoren an die gemessenen Ereigniszahlen heranmultipliziert. Die Massenbelegung des Targets wurde aus der Dichte des flüssigen Wasserstoffs bei 21 K und der Dicke der Targetzelle von 20 mm zu 138 mg/cm^2 ermittelt. Der einlaufende Elektronenstrahl wurde bei dieser Messung nicht über das Target

[1]Vierteilige Anpassung mit Gaussverteilung links und rechts vom Maximum, einem empirischen Strahlenschwanz am rechten und einem Polynom am linken auslaufenden Ende

gewedelt. Abbildung 6.2 zeigt das gemessene Spektrum für den Einarmwirkungsquerschnitt und die daran angepaßte Hypergauss-Kurve. Die Bestimmung des Koinzidenzwirkungsquerschnitts erfolgte auf analoge Weise; als weiterer Korrekturfaktor wurde hierbei die Koinzidenzeffizienz der Gesamtanordnung berücksichtigt (die Koinzidenzeffizienz wurde wie in Abschnitt 5.3.4 vorgestellten Verfahren überprüft und stimmt im Rahmen der Fehler mit 1 überein). In Abbildung 6.2 ist aufgrund der logarithmischen Darstellung eine kleine Überhöhung oder ein Untergrundsockel bei negativen Werten sichtbar. Dies resultiert vermutlich aus Ereignissen, die in Abschlußfolien aufgestreut wurden und deren Impulsrekonstruktion somit fehlerhaft ist.

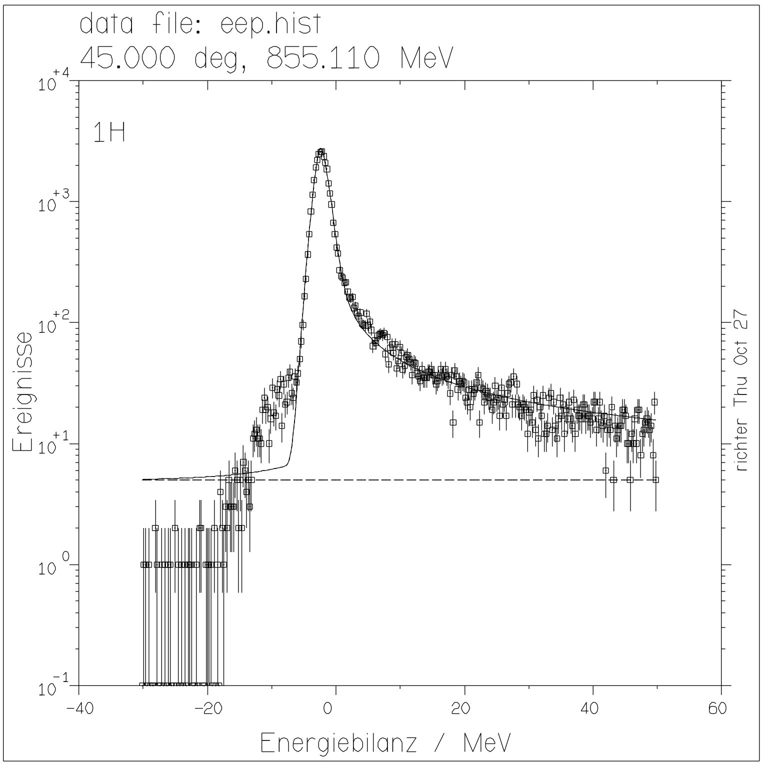

Abbildung 6.2: Energiebilanzspektrum des Kontrollexperiments H(e,e'p)

Die zur Ermittlung des absoluten Wirkungsquerschnitts erforderliche Messung der Gesamtladung des einlaufenden Elektronenstrahles erfolgte mit Hilfe der in der Strahlführung installierten Förstersonde. Der bei kleinen Strahlströmen große systematische Fehler dieser Strommessung - für das hier analysierte Experiment bspw. $\delta\langle I\rangle = \pm 43\ nA$ - ist bedingt durch das Rauschen der Förstersonde und führt zu einer relativ großen Unsicherheit einer Einzelmessung des Strahlstromes. Abbildung 6.3 zeigt die zeitlichen Schwankungen der Förstersonde für diese Messung. Die bei kleinen Strömen alternative Messung mittels der installierten Kavitäten war aus technischen Gründen noch nicht verfügbar.

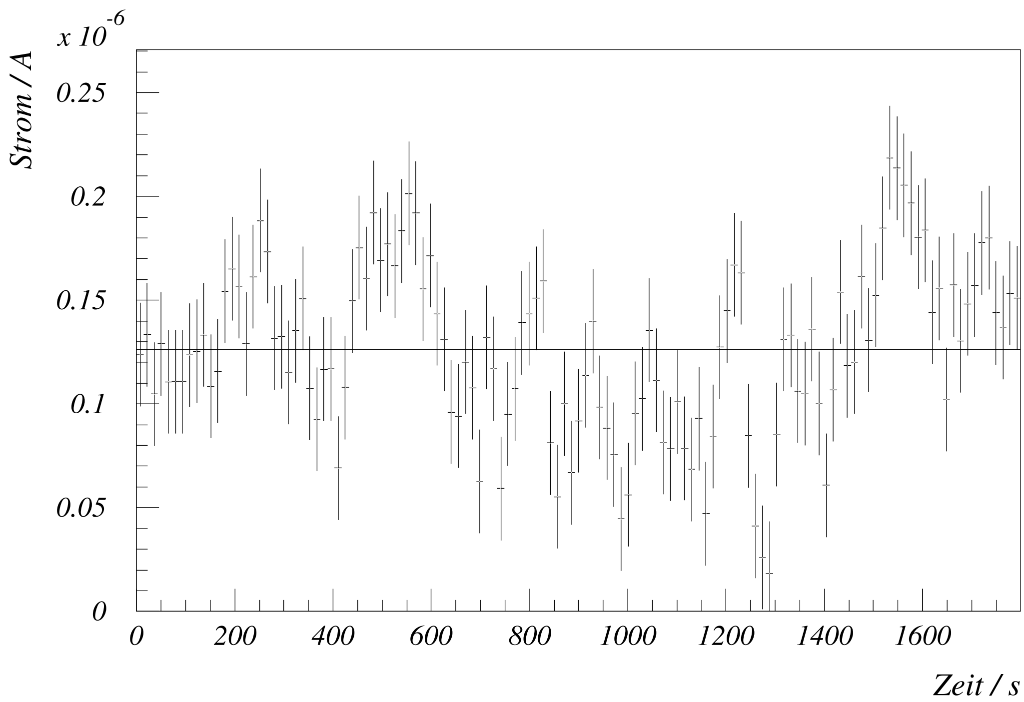

Abbildung 6.3: Verlauf der Strommessung während der Eichmessung

Tabelle 6.1 zeigt eine Zusammenfassung der Ergebnisse der Kontrollmessung, die dort ebenfalls mit dem bekannten Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion verglichen werden. Dabei zeigt sich eine hervorragende Übereinstimmung der Ergebnisse mit dem berechneten Wirkungsquerschnitt, was insbesondere das Vertrauen in die bislang noch kritisch beurteilte Zuverlässigkeit der Strommessung mit der Förstersonde bei kleinen Strömen stärkt. Der in der Tabelle angegebene Fehler aufgrund der Strommessung ist sicherlich als zu groß zu bewerten. Diese Annahme wird im übrigen bestätigt durch ein vergleichbares Experiment, daß in [Dist-95] beschrieben wird. Hierbei zeigte sich eine hervorragende Übereinstimmung des mittleren Försterstromes mit den Werten der Kavitäten.

Die Ergebnisse dieser Kontrollmessung weisen somit die Funktionsfähigkeit der Koinzidenzanordnung nach.

6.2 Die Datenanalyse

Im folgenden Abschnitt wird der Gang der Datenanalyse beschrieben. Beginnend mit den erfaßten Rohspektren werden im weiteren die erforderlichen Schnitte zur Reduktion des Untergrundes in den Zeitspektren, die Wirksamkeit des Tscherenkow-Detektors sowie die benötigten Korrekturen bezüglich des Zerfalls

Parameter	*Einarmmessung*	*Koinzidenzmessung*
Einschußenergie / MeV	855.11	
e^--Streuwinkel	45.00	
Targetdicke / (mg/cm^2)	138.00	
Akzeptanz Elektronenarm / msr	5.04	
geflossene Gesamtladung / C	2.280 10^{-6}	
Totzeitkorr. / Ko. Eff. Korr.	1.203	1.203 / 1.006
registrierte Ereignisse	0.3757 10^5	0.3694 10^5
davon Untergrund	0.1628 10^4	0.1296 10^4
Wirkungsquerschnitt / (fm^2/sr) stat. Fehler aus Anpassung	8.279 10^{-6} $\pm$4.55 10^{-8}	8.250 10^{-6} $\pm$4.44 10^{-8}
theor. Wirkungsquerschnitt / (fm^2/sr)	8.39 10^{-6}	
Abweichung	-1.3 %	-1.7 %

Tabelle 6.1: Ergebnisse des H(e,e'p) Kontrollexperimentes

der Pionen vorgestellt. Die gesamte Auswertung des Experimentes erfolgte mit Hilfe des Analyseprogrammes Espace [Offe-94] und zugehöriger Hilfsprogramme. Tabelle 6.2 enthält einige Informationen über die Dauer und die beobachteten Ereignisraten der jeweiligen Experimente.

ExpNr.	*Dauer*	*mittl. Stom*	*freilaufende Raten*		*Koinzidenzen*
			Elektronenarm	*Pionenarm*	
	h	μA	kHz	kHz	$\times 10^3$
1	5.6	14	5.2	9.0	122
2	4.3	15	5.1	11.1	108
3	6.5	15	5.2	9.0	135
4	13.5	35	2.5	12.2	166
5	24.0	35	3.3	9.6	395

Tabelle 6.2: Strahlzeitstatistik

6.2.1 Die Driftkammerspektren

Zur Ermittlung der korrekten Trajektorien der im Spektrometer nachgewiesenen Teilchen ist die Funktionsfähigkeit aller für die Rückrechenalgorithmen herangezogenen Driftzellen der Driftkammern Voraussetzung. So kann es einerseits zum Ausfall einzelner Drähte, zum anderen zum permanenten „Feuern“ anderer Kanäle oder zum Schwingen ganzer Vorverstärkerkarten (jeweils acht Kanäle) kommen. Würde diese falsche Information zur Rückrechnung herangezogen, käme es zu einer großen Zahl von falschen Trajektorien, die durch Schnitte auf die Normverhältnisse zum irrtümlichen Verwerfen des Ereignisses führen könnten. Darüberhinaus ist die korrekte Bahnbestimmung für die Optimierung der Zeit- und Energieauflösung der Gesamtapparatur von großer Bedeutung. Durch Kontrolle der Driftkammer-Rohspektren können fehlerhaft arbeitenden Kanäle jedoch identifiziert und für die folgende Auswertung in einer Datenbank markiert werden. Die Rückrechenalgorithmen ziehen diese Informationen danach nicht zur Berechnung heran. Im allgemeinen verringert dieses Vorgehen die Nachweiswahrscheinlichkeit der Driftkammern nicht, da zu jeder Trajektorie mehrere (im Mittel etwa 4-5) Drähte pro Ebene ansprechen. Eine präzise Rekonstruktion ist jedoch bereits möglich, wenn in jeder Ebene mindestens zwei Drähte angesprochen haben (in Ausnahmefällen kann bei verringerter Genauigkeit sogar mit nur zwei Ebenen gemessen werden). Abbildung 6.4 (links) zeigt beispielhaft ein nicht einwandfreies Drahtspektrum; im Bereich von Kanal 50-60 ist eine schwingende Vorverstärkerkarte und im Kanal 340 ein andauernd „feuernder“ Einzeldraht zu sehen.

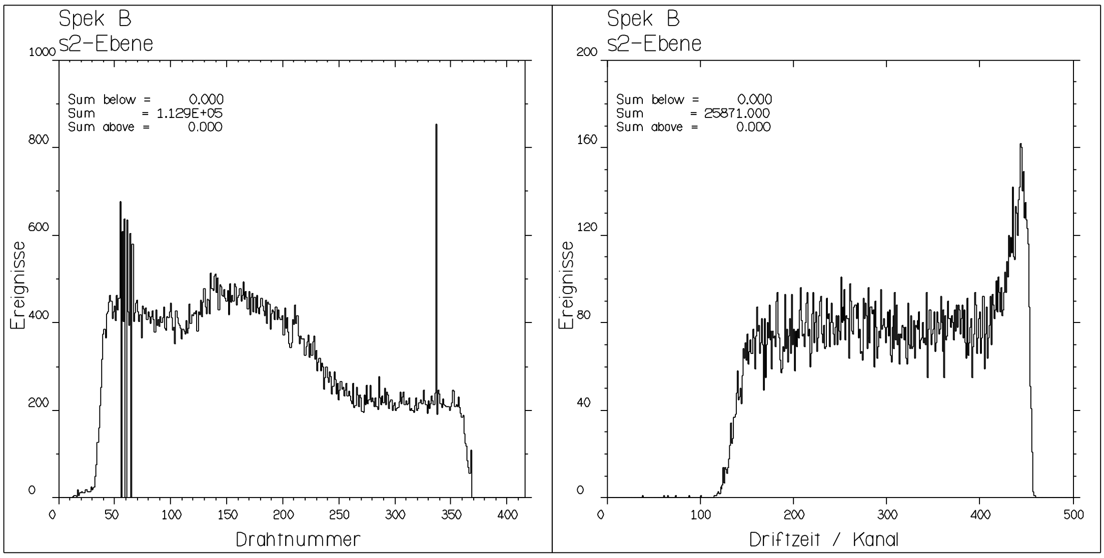

Abbildung 6.4: Drahtspektrum (links) und Driftzeitspektrum (rechts)

Die Rekonstruktion der Trajektorien erfolgt mittels der in den Kammer-TDC registrierten Driftzeiten der Ladungswolke unter Kenntnis der Elektronenbeweglichkeit [Dist-90]. Abb. 6.4 (rechts) zeigt ein gemessenes Driftzeitspektrum (man beachte den spiegelverkehrten Verlauf aufgrund des COMMON STOP vom Szintillator), das eine für kleine Driftzeiten typische Überhöhung aufweist. Wegen kleinerer Änderungen im Aufbau der Triggerelektronik in der Anfangsphase der Messungen mit der Drei-Spektrometer-Anlage mußte der korrekte Driftzeit-Offset (im rechten Teil des Spektrums) durch Anpassung einer Geraden an die steil abfallende Flanke ermittelt werden. Deren Nulldurchgang geht als globaler Offset der jeweiligen Ebene in die Koordinatenberechnung ein.

6.2.2 Die Zeitauflösung der Koinzidenzanordnung

Die Trennung von echten und zufälligen Koinzidenzen erfolgt primär durch Schnitte auf die Koinzidenzzeit zwischen Elektronen- und Pionarm. Die im Experiment archivierten Zeitinformationen variieren innerhalb der geräteseitig eingestellten Überlappbreiten um 105 ns (Experiment 1) bzw. 150 ns (Experiment 2 u. 3). Diese relativ großen Überlappbereiche sind sowohl technisch als auch physikalisch bedingt und berücksichtigen einerseits die vorgegebene und unveränderliche Lage des Monitorsignals und andererseits die großen unterschiedlichen Flugzeiten insbesondere der Pionen aufgrund unterschiedlicher Impulse und Flugstrecken. Abbildung 6.5 zeigt ein Rohspektrum der Koinzidenzzeit - im Bereich von Kanal 400 ist der Laserpik sichtbar, echte Koinzidenzen erscheinen im rechten Teil des Spektrums.

Die Koinzidenzzeitauflösung läßt sich durch Korrektur der Flugzeiten der Teilchen in beiden Spektrometern stark verbessern. Unter Zuhilfenahme der Driftkammerinformationen kann mittels einer Rückrechenmatrix die Länge des Flugwegs und bei Kenntnis der Teilchenart somit die Flugzeit errechnet werden. Diese wird anschließend auf die Sollbahnlänge der Spektrometer normiert und kompensiert die weg-/impulsabhängige Flugzeitverbreiterung in den Rohzeitinformationen.

Die Matrixelemente der Rückrechenmatrix wurden aus den Daten des „experimentellen Raytracing“ [Korn-94] bestimmt. Mit Hilfe dieser Matrixelemente können Koinzidenzzeitauflösungen im Bereich von etwa 1-3 ns erreicht werden. Eine weitere Verbesserung der Zeitauflösung kann durch Anpassung der relevanten Matrixelemente an den aktuellen Datensatz erreicht werden. Ausgangspunkt sind dabei die ursprünglichen Matrixelemente, die Anpassung erfolgt durch eine χ^2-Minimierung im Rahmen der Auswerteprogramme. Dabei zeigt sich, daß auch die detektorbedingten Korrekturterme wie unterschiedliche Segmenttriggerzeitpunkte und die Lichtlaufzeit im Segment durch angepaßte Matrixelemente zu besseren Ergebnissen führen als feste Korrekturterme für alle Experimente. Eine individuelle

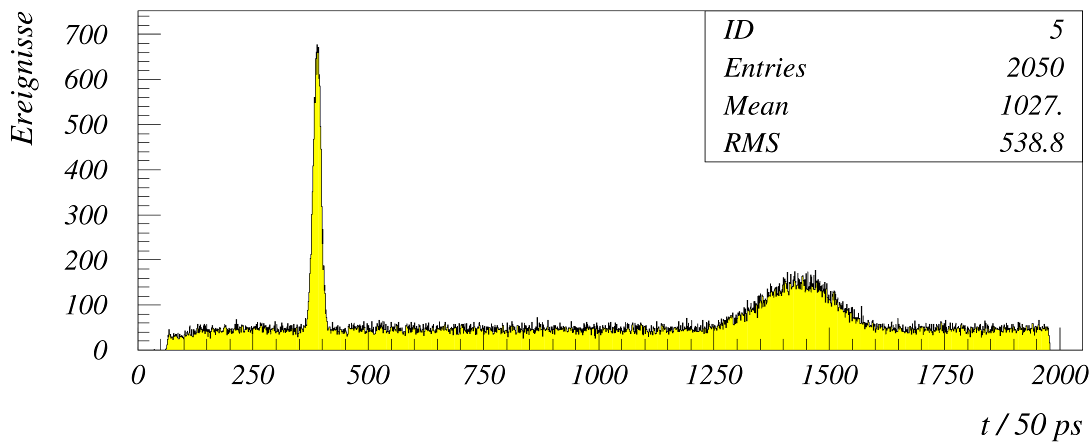

Abbildung 6.5: Rohspektrum der Koinzidenzzeit (Laserpik links, echte Koinzidenzen rechts)

Optimierung der Koinzidenzzeitauflösung für jedes Experiment in der Auswertung ist aus diesem Grund empfehlenswert.

Abbildung Abb. 6.6 zeigt die Korrelation der Koinzidenzzeit und des Fokalebenendurchtrittspunkts vor und nach der Korrektur bezüglich der Flugwege und Segmenttriggerzeitpunkte und Abb. 6.7 schließlich zeigt ein bezüglich aller Effekte optimal kompensiertes Koinzidenzzeitspektrum aus Experiment 1. Die hieraus ermittelte Zeitauflösung liegt bei $\sigma = 428\ ps$. Der in Abb. 6.7 zu erkennende Fuß im Zeitspektrum resultiert - wie Schnitte auf entsprechende Bereiche im Massenbilanzspektrum zeigen - aus Zerfallsereignissen mit registrierten Muonen im Detektorsystem. Aus diesem Grund werden zur Ermittlung des Wirkungsquerschnittes alle Ereignisse gezählt, die innerhalb des 3σ -Intervalls im linken Bereich des Koinzidenzzeitspektrums und in einem den Fuß einschließenden rechten Bereich dieses Spektrums liegen.

6.2.3 Die Identifikation des Pions mit Hilfe der Energiebilanz („missing energy")

Neben dem Koinzidenzzeitspektrum bietet das Energie-/Massenbilanz-Spektrum („missing energy", „missing mass") eine zweite wichtige Basis zur Trennung der gesuchten Ereignisse vom Untergrund. Beim Bilanzieren der Energie des Elektrons ω und der kinetischen Energien von Neutron und Pion im Endzustand T_π

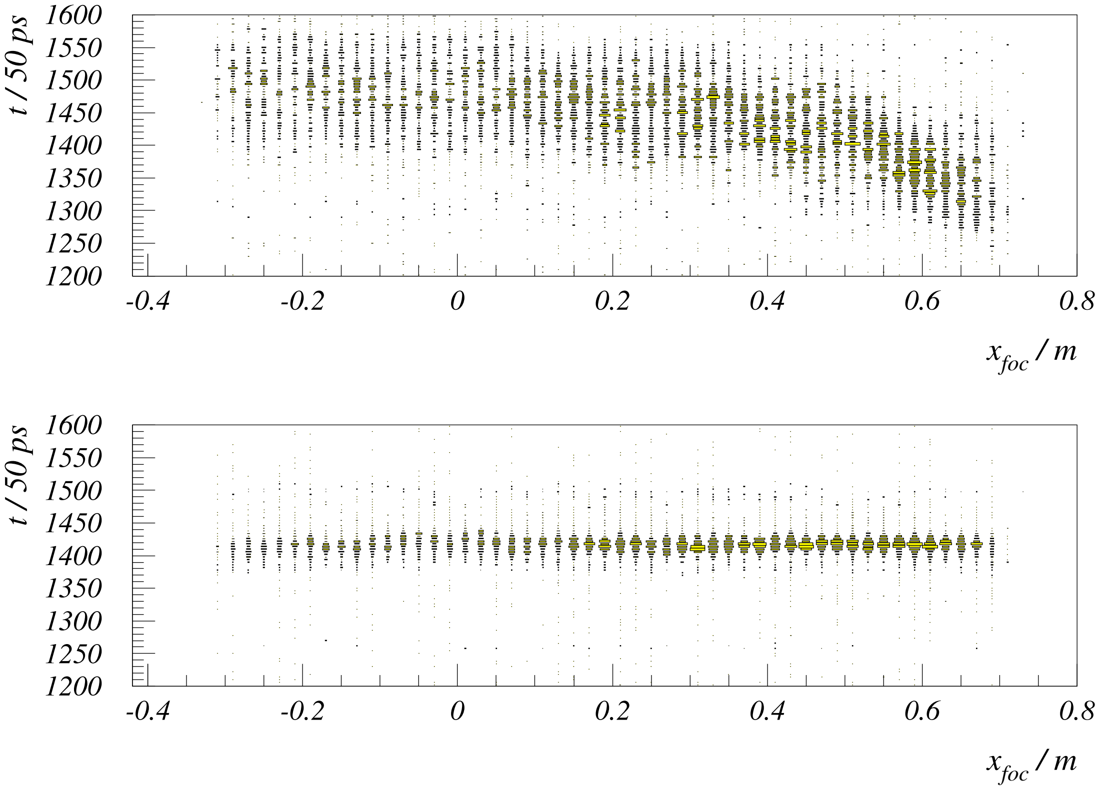

Abbildung 6.6: Korrelation von Koinzidenzzeit und Fokalebenendurchtrittspunkt vor (oben) und nach (unten) den Flugweg- und Offsetkorrekturen

bzw. T_n

$$E_{miss} = \omega - T_\pi - T_n \tag{6.1}$$

ergibt sich ein Energiedefizit, das unter Berücksichtigung der Massendifferenz zwischen Targetproton und Rückstoßneutron dem Pion zugeordnet werden kann. Die Akkumulation dieser Differenzen über einen Meßlauf führt somit zu einer Überhöhung im Energiebilanzspektrum bei der Masse des Pions plus der Massendifferenz Proton/Neutron.

Alternativ zu dieser Energiebilanz wird häufig das Massenbilanzspektrum im Hinblick auf die fehlende Masse des Neutrons aufgebaut. Aus programmtechnischen Gründen wird im folgenden jedoch ausschließlich das Energiebilanzspektrum zur Auswertung herangezogen.

Abbildung 6.8 (links) zeigt ein Energiebilanzspektrum ohne weitere Schnittbedingungen, Abbildung 6.8 (rechts) das entsprechende Spektrum unter der Bedingung, daß die zugehörigen Ereignisse innerhalb des Koinzidenzzeitfensters liegen.

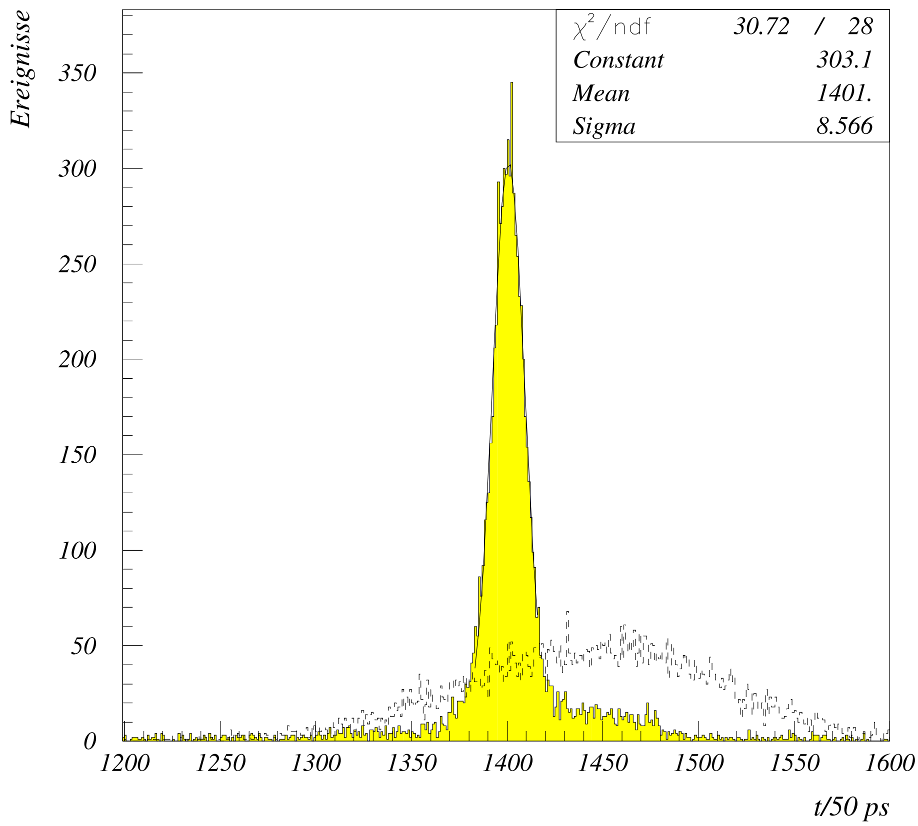

Abbildung 6.7: Optimiertes Koinzidenzzeitspektrum (durchgezogende Linie) mit Vergleich der unkorrigierten Daten (gestricheltes Histogramm)

Nach Anwendung aller zur Untergrundreduktion erforderlichen Schnitte (siehe den folgenden Abschnitt), einem Abzug des noch verbleibenden Untergrundsockels und der erforderlichen Strahlungskorrektur werden alle im Pik liegenden Ereignisse als $H(e, e'\pi^+)$-Ereignisse interpretiert. Das Energiebilanzspektrum bildet somit die Grundlage zur Ermittlung des gesuchten Koinzidenzwirkungsquerschnitts.

6.2.4 Die Untergrundreduktion durch Bahnrückrechnung und den Gas-Tscherenkow-Detektor

Neben der primären Identifikation der produzierten Pionen mittels der korrigierten Koinzidenzzeit erlauben die Magnetspektrometer in Verbindung mit den spurbestimmenden Driftkammern sowie der installierte Gas-Tscherenkow-Detektor eine

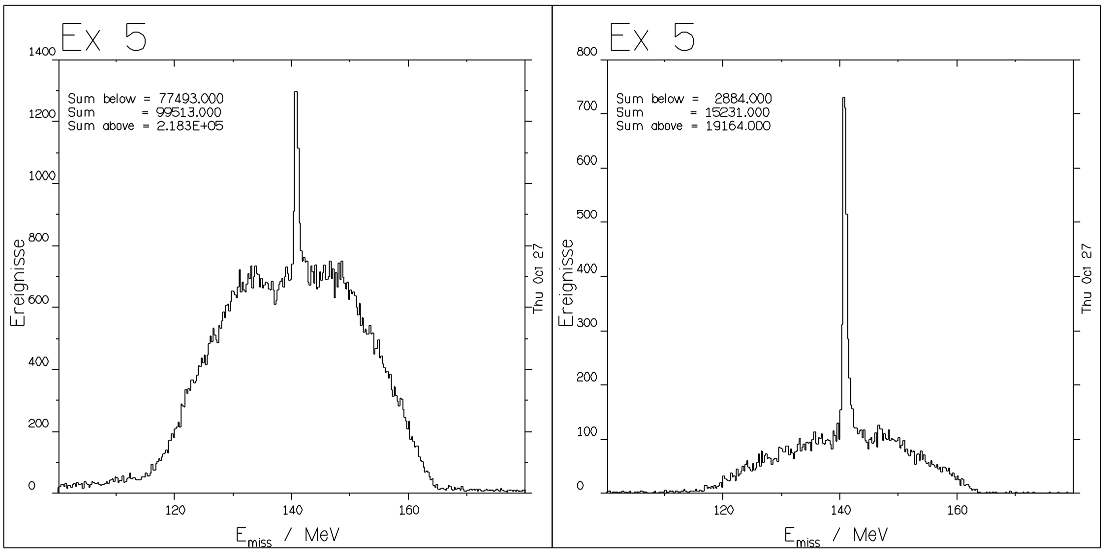

Abbildung 6.8: Energiebilanzspektren: Rohspektrum (links) und Spektrum mit Schnitt auf Koinzidenzzeitfenster (rechts) ohne weitergehende Untergrundreduktion

weitere drastische Reduktion des Untergrundes im Energiebilanzspektrum. Insbesondere mit Hilfe von Spektrometer B ist eine Ortsauflösung im Millimeterbereich am Target möglich. Abbildung 6.9 zeigt die Verteilung der mit Spektrometer A und B gemessenen und rückgerechneten $y, \theta-$ und ϕ-Koordinaten am Target (nach Schnitt auf Koinzidenzzeit). Es werden nur solche Trajektorien als gültig anerkannt, die innerhalb der durch Kollimatoren definierten Akzeptanz der Spektrometer zu liegen kommen. Dieser Bereich wurde in jeder Richtung um 10% erweitert, um die durch Kleinwinkelstreuung im Target auftretenden Schwänze in den jeweiligen Spektren zu berücksichtigen. Im Θ-Spektrum von Spektrometer B ist die typische „Wanne" in der Winkelverteilung aufgrund der sinusförmigen Wedlerauslenkung zu erkennen. Die Schnitte in der Targetkoordinate wurden durch entsprechende Schnitte in den Fokalebenenkoordinaten kontrolliert; sie finden in diesen Detektorakzeptanzschnitten ihre Entsprechung.

Der Schwellen-Gas-Tscherenkow-Detektor erlaubt die Identifikation von gestreuten Elektronen (mit Richtungsselektion auf das Target) im Elektronenarm sowie die Unterdrückung von minimal ionisierenden Teilchen (insbesondere Positronen) im Pionenarm. Beispielsweise reduziert sich der Untergrund im Experiment 5 durch die Berücksichtigung der Tscherenkowsignale in Elektronen- und Pionenarm um etwa 59%.

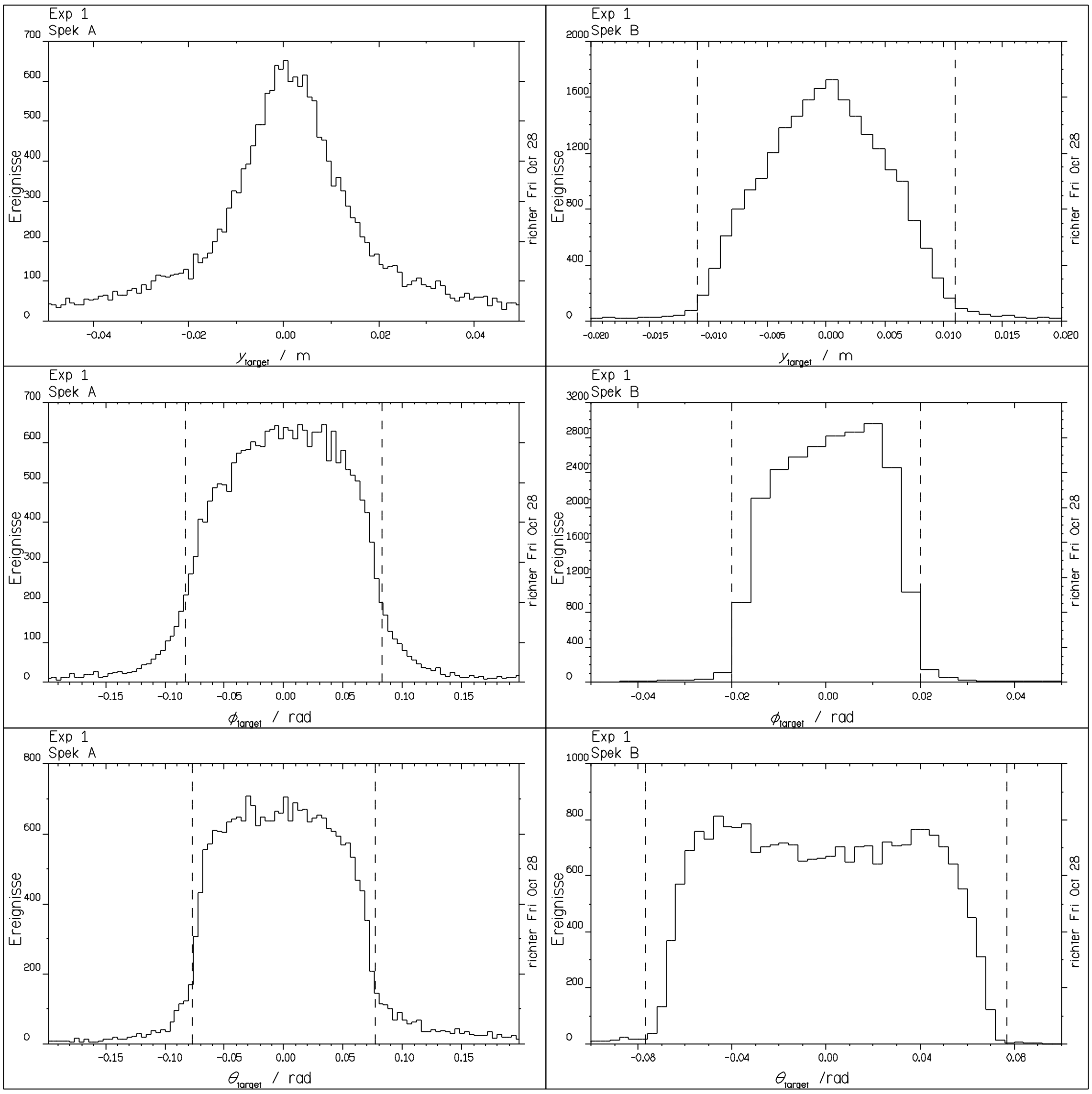

Abbildung 6.9: Spektren der rückgerechneten Targetkoordinaten, Spektrometer A links, Spektrometer B rechts, v.o.n.u.: nicht-dispersive y-Koord., „out-of-plane"-Winkel ϕ, Streuwinkel Θ, eingezeichnet sind die zur Untergrundreduktion herangezogenen Schnitte

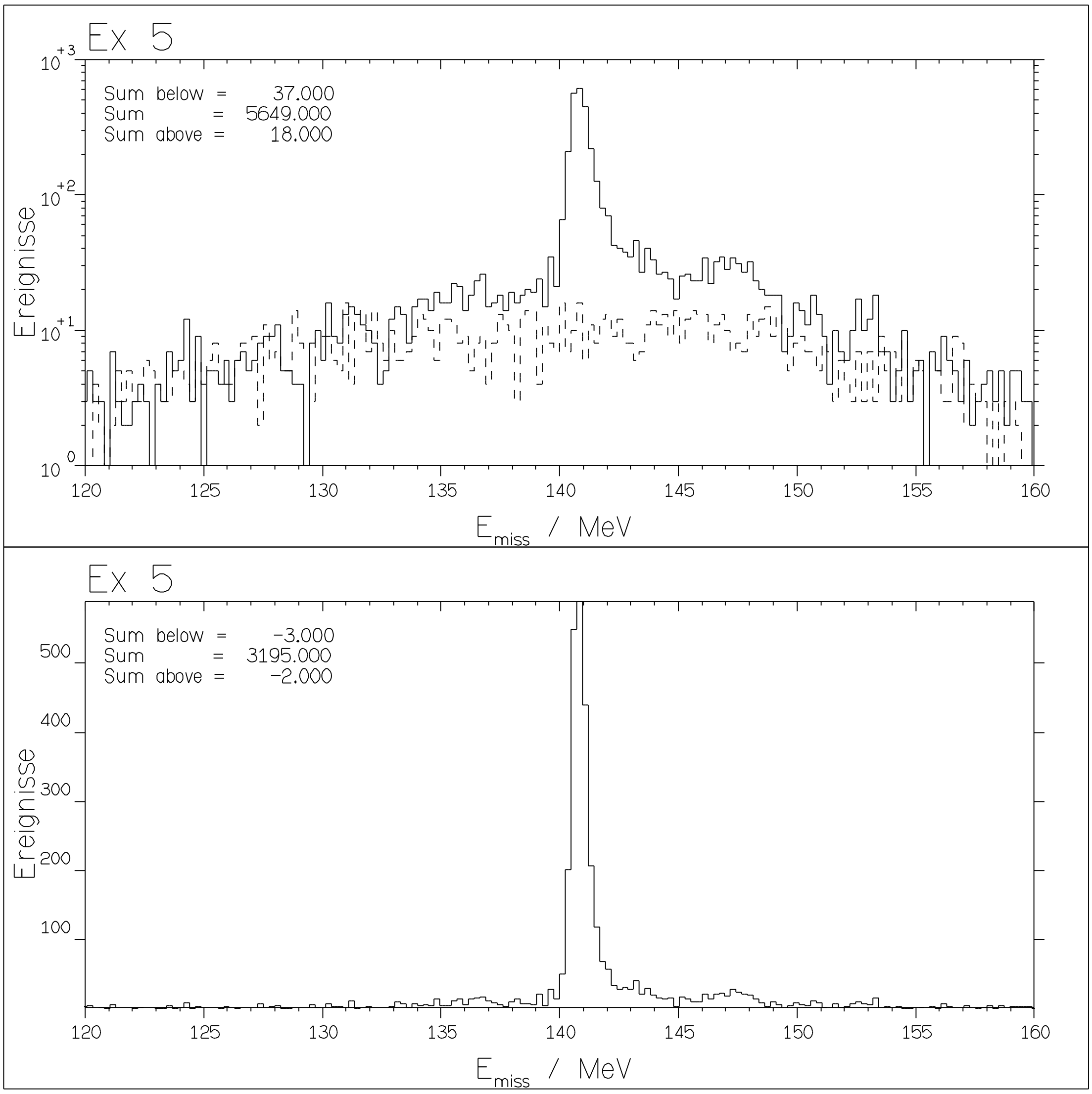

Abbildung 6.10: Energiebilanzspektrum nach Schnitten auf Koinzidenzzeit, Targetkoordinaten und Tscherenkowsignalen. Oben: Daten mit Untergrund zufälliger Koinzidenzen (gestrichelt: Untergrund mit Ereignissen außerhalb des Koinzidenzzeitfensters), Unten: untergrundbereinigtes Spektrum

Abbildung 6.10 zeigt die Wirksamkeit aller beschriebenen Schnitte (Schnitte auf Koinzidenzzeit, Targetkoordinaten und Tscherenkowsignale) auf das Massenbilanzspektrum. Der durch zufällige Koinzidenzen noch vorhandene Untergrund kann durch Schnitte auf Zeitbereiche außerhalb des Koinzidenzzeitfensters ermittelt und subtrahiert werden (gestrichelte Linie im oberen Bild). Das so untergrundbereinigte Spektrum schließlich ist in Abbildung 6.10 (unten) zu sehen.

Der Ausläufer des Energiebilanzspektrums auf der rechten Seite resultiert aus Bremsstrahlungsverlusten des Elektrons im Target (siehe hierzu auch Abschn. 6.3.7). Die FWHM-Breite des Piks im Spektrum beträgt etwa 1 MeV.

6.3 Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt

6.3.1 Die experimentelle Meßgröße

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines Teilchens in ein infinitesimales Phasenraumelement $d\sigma/d\Phi$

ist gegeben durch

$$\frac{d\sigma}{d\Phi} = \frac{N_{diff}}{N_e N_{target}}, \tag{6.2}$$

wobei $N_{diff} = dN/d\Phi$ die Zahl der in das infinitesimale Phasenraumelement gestreuten Teilchen, N_e die Zahl der einlaufenden Teilchen und N_{target} die Zahl der Streuzentren im Target pro Flächeneinheit angibt. Das Produkt $N_e N_{target}$ pro Zeit- und Flächeneinheit wird als Luminosität bezeichnet. Durch die endlichen Akzeptanzen im Experiment wird über einen bestimmten Bereich Δ des Phasenraumes mit dem Phasenraumvolumen $\int_\Delta d\Phi$ gemittelt. Mit N_Δ als der Zahl der in das endliche Phasenraumvolumen produzierten Teilchen folgt

$$N_\Delta = \int_\Delta N_{diff} d\Phi \tag{6.3}$$

und somit

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Phi} \right\rangle_\Delta = \frac{N_\Delta}{N_e N_{target} \int_\Delta d\Phi}. \tag{6.4}$$

Das Integral im Nenner von 6.4 bezeichnet man als Phasenraumintegral; es wird durch eine Monte-Carlo-Simulation des Reaktionsprozesses bestimmt. Das Mittelungssymbol $\langle\rangle_\Delta$ wird im folgenden unterdrückt.

Zwischen der Zahl der in den Bereich Δ emittierten Pionen und der Zahl der Koinzidenzen N_{det}, die im Spektrometer nachgewiesen werden, gilt folgender Zusammenhang:

$$N_\Delta = (N_{det} - N_{Untergrund} - N_{Muon}) \times \delta_{Zerfall} \times \delta_{rad} \times \frac{1}{(1-\epsilon_{Totzeit})} \times \frac{1}{\kappa_{Eff}} \quad (6.5)$$

wobei mit $N_{Untergrund}$ die Zahl der zufälligen Koinzidenzen, mit N_{Muon} die Zahl der in Muonen zerfallenen und dennoch registrierten Pionen, mit $\delta_{Zerfall}$ der Korrekturfaktor für den Zerfall eines bestimmten Teils der Pionen vom Target zum Detektor, mit δ_{rad} Strahlungskorrekturen im Target, mit $1/(1-\epsilon_{Totzeit})$ der Korrekturfaktor aufgrund der Totzeit und mit κ_{Eff} die Nachweiswahrscheinlichkeit der Gesamtapparatur bezeichnet werden. Die hier beschriebenen Korrekturfaktoren werden im einzelnen im folgenden behandelt.

Im hier beschriebenen Experiment ist das differentielle Phasenraumelement gegeben durch

$$d\Phi = dE' d\Omega_e d\Omega_\pi. \quad (6.6)$$

Dabei bezeichnet dE' die Energieakzeptanz des Elektronspektrometers, $d\Omega_e$ die Raumwinkelakzeptanz des Elektronspektrometers und $d\Omega_\pi$ die Raumwinkelakzeptanz des Pionspektrometers. Die eigentliche Meßgröße ist somit ein fünffach differentieller Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d^5\sigma}{dE' d\Omega_e d\Omega_\pi}\right) = \frac{N_\Delta}{N_e N_{target} \times \int_\Delta dE' d\Omega_e d\Omega_\pi}, \quad (6.7)$$

der mit den theoretischen Voraussagen verglichen werden kann.

6.3.2 Die Luminosität

Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der hier untersuchten Reaktion ist das Produkt aus der Zahl der einlaufenden Elektronen pro Zeiteinheit und Zahl der Targetkerne pro Flächeneinheit (Luminosität) eine wichtige Kenngröße. Als Zeiteinheit kann hierbei die Dauer eines Meßlaufs betrachtet werden, sodaß die Gesamtzahl der gemessenen Reaktionen dem Integral der Strahlladung gegenübersteht.

Die Ladungsmessung erfolgt an der Dreispektrometeranlage mittels mehrerer installierter Sonden, die sich in ihrem optimalen Meßbereich von kleinen bis zu großen Strömen ergänzen (siehe dazu insbesondere [Scha-94]). Die hier durchgeführten Pionproduktionsexperimente erfolgten ausschließlich bei hohen Strahlströmen im Bereich von 10 bis 37 μA. In diesem Bereich arbeitet die in der Strahlführung installierte Förster-Sonde, die letztlich das Magnetfeld des durch sie hindurchlaufenden Elektronenstrahls vermißt, von allen Sonden am genauesten. Alle anderen Sonden werden im allgemeinen in diesem Bereich an die Förstersonde angebunden. Kurzfristige Driften der Förstersonde (sie rekalibriert sich selbstständig beim Abschalten des Elektronenstrahles) können mit Hilfe des kurzzeitstabilen Photoeffekt-Monitors korrigiert werden. Die bei kleinen Strahlströmen sehr präzise arbeitenden Kavitäten sowie der Faraday-Cup wurden in dieser Messung nicht zur Auswertung herangezogen.

mittlere Targedicke / cm	$1.868 \pm 0.01(0.5\%)$
Dichte / (g/cm^3)	$0.138 \pm 0.00069(0.5\%)$
Massenzahl / (g/mol)	2.0
$N_{target}/(1/cm^2)$	$7.7299\ 10^{22} \pm 3.8756\ 10^{20}(0.73\%)$

Tabelle 6.3: Targetmassenbelegung

Die Zahl der Targetkerne pro Flächeneinheit wird aus einer Temperatur-Dichte-Kurve und den geometrischen Abmessungen der Targetzelle ermittelt und mit

$$N_{target} = \frac{\bar{d} \times \rho \times N_A}{A} \tag{6.8}$$

im Mittel als konstant angenommen ($\bar{d}$ = mittlere Dicke des Targets, ρ = Dichte, N_A = Avogadro-Zahl, A = Targetmassenzahl). Die Mittelung über die Targedicke ist notwendig, da aufgrund der Strahlablenkung mit einem Strahlwedler und zylinderförmiger Geometrie der Targetzelle (Durchmesser 20 mm) die effektive Dicke verringert wird. Bei der gewählten Auslenkung in horizontaler Richtung von $\pm 5\ mm$ ergibt sich unter Berücksichtigung der sinusförmigen Wedleramplitude eine mittlere Targetdicke von 18.68 mm.

Die Gültigkeit der Annahme einer strahlstromunabhängigen Targetmassenbelegung wurde durch Kontrollmessungen der freilaufenden Elektronzählrate als Funktion der eingestellten Stromstärke kontrolliert; der lineare Zusammenhang zwischen Strom und Zählrate zeigt, daß es im Target nicht zu einer Bläschenbildung kommt (Abbildung 6.11).

Tabelle 6.3 zeigt eine Zusammenfassung der relevanten Daten für die Messungen. Der aus der gezeigten Analyse der Stabilität des Targets ermittelte Fehler in der Massenbelegung des Targets beläuft sich auf 0.4 % in Bezug auf Dichteschwankungen. Die Strommessung mit der Förstersonde liefert nach allen Erfahrungen und Kontrollmessungen sehr präzise Werte oberhalb von 10 μA, der Meßfehler ergibt sich aus einer systematisch bedingten Drift des Monitors im Bereich von maximal 300 nA über längere Meßzeiten (mehrere Stunden) ohne Strahlabschaltung. Konservativ wird deshalb dieser Fehler mit $\pm 150\ nA$ über die Experimentdauer

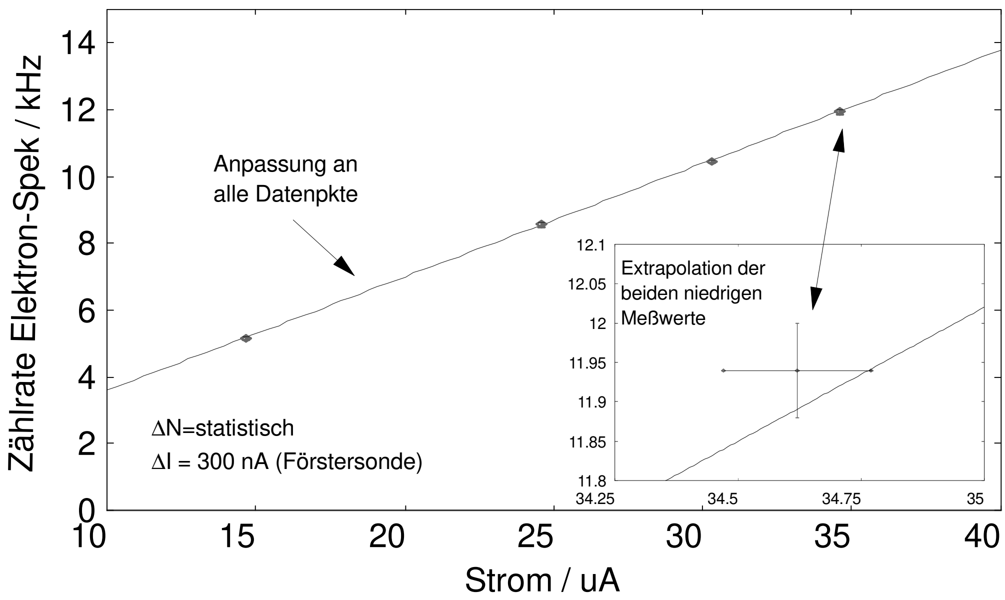

Abbildung 6.11: Abhängigkeit der freilaufenden Elektronzählrate vom eingestellten Strahlstrom

abgeschätzt (im Mittel erfolgte nach etwa 2-3 Stunden eine kurze Strahlabschaltung).

6.3.3 Zerfallskorrekturen

Der weitaus größte Korrekturterm in Gleichung (6.5) kompensiert den Zerfall eines bedeutenden Teils der produzierten Pionen vom Target zum Detektor. Der Korrekturfaktor ist eine Funktion der Weglänge s und des Pionimpulses und ist wie folgt definiert:

$$\delta_{Zerfall}(s, p_\pi) = \frac{N_\pi^0(s, p_\pi)}{N_\pi^{det}(s, p\pi)} = exp(s/l_\pi). \tag{6.9}$$

l_π bezeichnet dabei die Zerfallslänge der Pionen. Sie errechnet sich aus dem jeweiligen Pionimpuls zu

$$l_\pi = \tau_\pi \times c \times p_\pi / m_\pi. \tag{6.10}$$

Die Lebensdauer des Pions τ_π in seinem Ruhesystem beträgt $2.608 \times 10^{-8} s$.

Messung	*mittlerer Strom/μA*	*integrale Ladung / C*	*Fehler integrale Ladung / C*
Ex 1	14.34	0.289908	0.0030 (1.05 %)
Ex 2	14.78	0.227105	0.0023 (1.01 %)
Ex 3	14.93	0.350495	0.0035 (1.00 %)
Ex 4	33.48	1.627860	0.0073 (0.45 %)
Ex 5	33.59	3.105575	0.0139 (0.45 %)

Messung	*integrale Luminosität / cm^2*	*Fehler integrale Luminosität / cm^2*
Ex 1	$1.3911 \cdot 10^{41}$	$1.79 \cdot 10^{39}$(1.28%)
Ex 2	$1.0897 \cdot 10^{41}$	$1.37 \cdot 10^{39}$(1.25%)
Ex 3	$1.6818 \cdot 10^{41}$	$2.10 \cdot 10^{39}$(1.24%)
Ex 4	$7.8112 \cdot 10^{41}$	$6.76 \cdot 10^{39}$(0.86%)
Ex 5	$1.4902 \cdot 10^{42}$	$1.29 \cdot 10^{40}$(0.85%)

Tabelle 6.4: Ergebnisse der Luminositätsbestimmung

In Abbildung 6.12 ist beispielhaft für Experiment 1 gezeigt, wie aus der zweidimensionen Häufigkeitsverteilung von Flugwegen und jeweiligen Impulsen der detektierten Pionen (a) und der errechneten Verteilung der Korrekturfaktoren (b) durch „binweise“ Multiplikation ein korrigiertes Häufigkeitsspektrum (c) erzeugt werden kann.

Aus den so generierten zerfallskorrigierten Spektren lassen sich für jedes Experiment individuelle Korrekturfaktoren $\delta_{Zerfall}$ errechnen, die in Tabelle 6.5 gezeigt sind. Der Fehler in der Ermittlung dieses Korrekturtermes wird mit 1 % abgeschätzt.

6.3.4 Der Muonen-Untergrund

Die Zahl der im Detektor nachgewiesenen Pionen wird gemäß dem oben beschriebenen Verfahren bezüglich ihres Zerfalls korrigiert, um die Zahl der produzierten Pionen zu ermitteln. Da jedoch ein Teil der in Muonen zerfallenen Pionen im Detektorsystem registriert werden und prinzipiell nicht von Pionen unterschie-

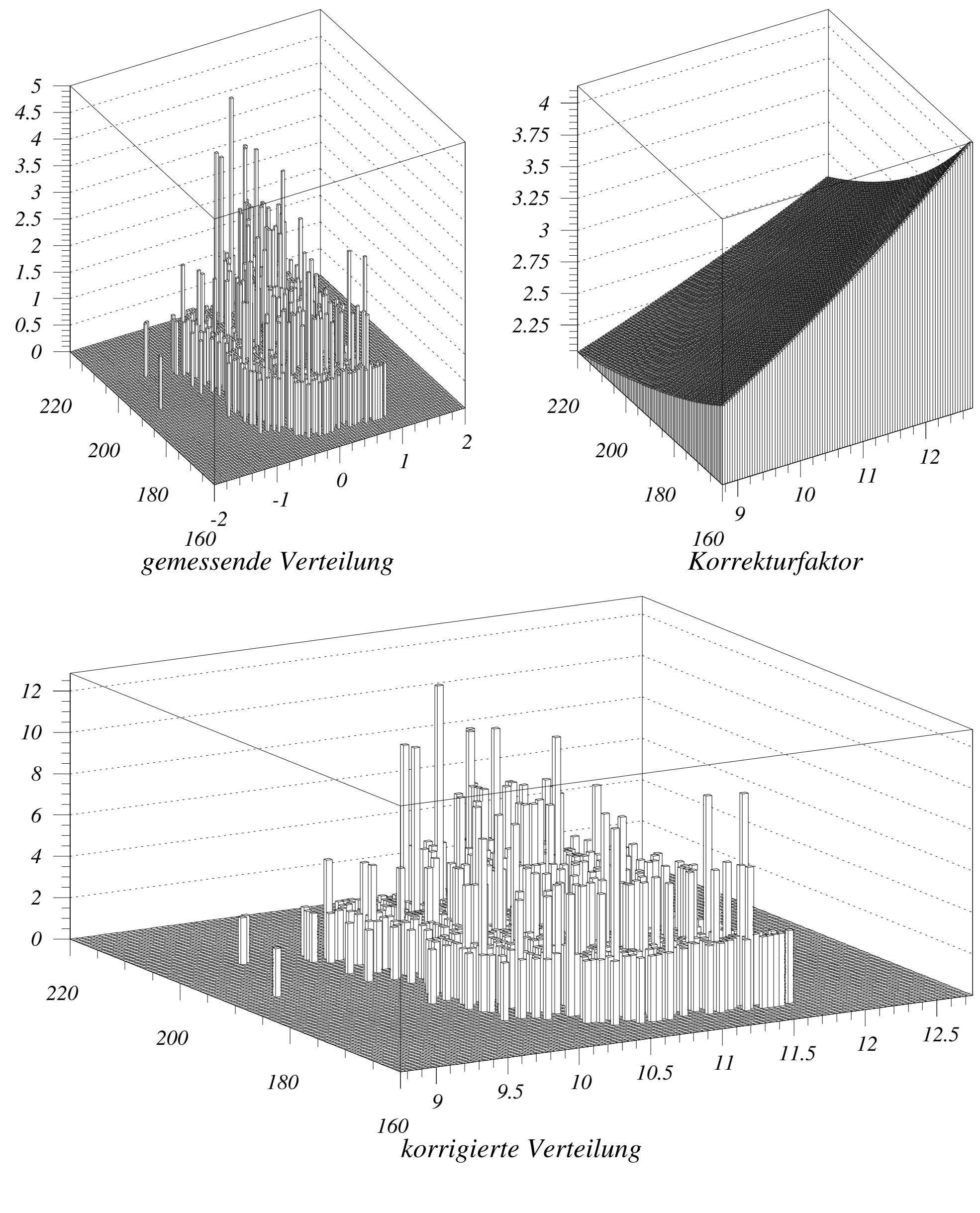

Abbildung 6.12: Zerfallskorrektur für Experiment 1, Achsen: nach links: Impulse / MeV, nach rechts: Bahnlänge / m bzw. Abweichung von Sollbahnlänge / m (Bild oben links), senkrecht: Ereignisse

Exp	*Pionen-spektrometer*	*Sollbahnlänge / m*	*Zentralimpuls / MeV/c*	*mittlere Zerfallskorrektur*
1	A	10.75	188.34	2.888
2				2.892
3				2.893
4	A	10.75	188.34	2.952
5	B	12.03	188.34	3.116

Tabelle 6.5: Zerfallskorrektur (Fehler siehe Text)

den werden können, ist die Kenntnis dieses Anteils für die korrekte Auswertung erforderlich. Hierzu wurde deshalb eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt.

Die Simulation des Zerfalls der Pionen im magnetoptischen System erfolgt mit dem im Kapitel 5 beschriebenen Bahnverfolgungsprogramm RAYTRACE, das für zerfallende Teilchen von M. Kuss [Kuss-95] ergänzt wurde. In der vorliegenden Arbeit wurde die Eingabedatei der zu verfolgenden Teilchenbahnen überdies aus einer weiteren unabhängigen Monte-Carlo Simulation generiert. Somit entspricht die Impuls- und Winkelverteilung der Pionen exakt den kinematischen Verhältnissen des jeweiligen Experiments.

Die Ausgabedatei der RAYTRACE-Simultation enthält Informationen über Flugzeit, Auftreffort in der Fokalebene und Winkelverteilung der Pionen und Muonen. Abbildung 6.13 zeigt exemplarisch die Verteilungen für Orte und Winkel aus Experiment 1. Dabei stellt das dunkel schraffierte Histogramm die Muonen und das helle Histogramm die Gesamtzahl der Ereignisse im Detektor dar.

Um die Zahl der Muonen bestimmen zu können, müssen die Akzeptanzen des Detektorsystems als Schnitte auf die so generierten Rohspektren angewendet werden. Hierdurch reduziert sich der Anteil der Muonen in den Spektren erheblich, wie es beispielhaft in Abbildung 6.14 (Pionen in Spektrometer A) zu sehen ist. Zusätzlich wurde in dieses Spektrum ein umnormiertes gemessenes Spektrum (Exp 1) des Phi-Winkels in der Fokalebene eingezeichnet um die weitgehende Übereinstimmung von Experiment und Simulation zu demonstrieren. Leider bietet das gezeigte Spektrum des Streuwinkels Φ die einzige Vergleichsmöglichkeit von Simulation und gemessenen Daten im Hinblick auf die durch Muonen entstehenden Ausläufer in den Verteilungen. Nur in dieser Koordinate wird die vorhandene Akzeptanz der Fokalebenen nicht völlig durch pionische Ereignisse ausgeleuchtet. Da jedoch gerade hier eine leichte Asymmetrie im Muonenspektrum erkennbar ist, die sich nicht in den Daten widerspiegelt, wird der Fehler an dieser Korrektur mit $\pm$ 10% abgeschätzt. Tabelle 6.6 listet die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation für die Messungen im Detail.

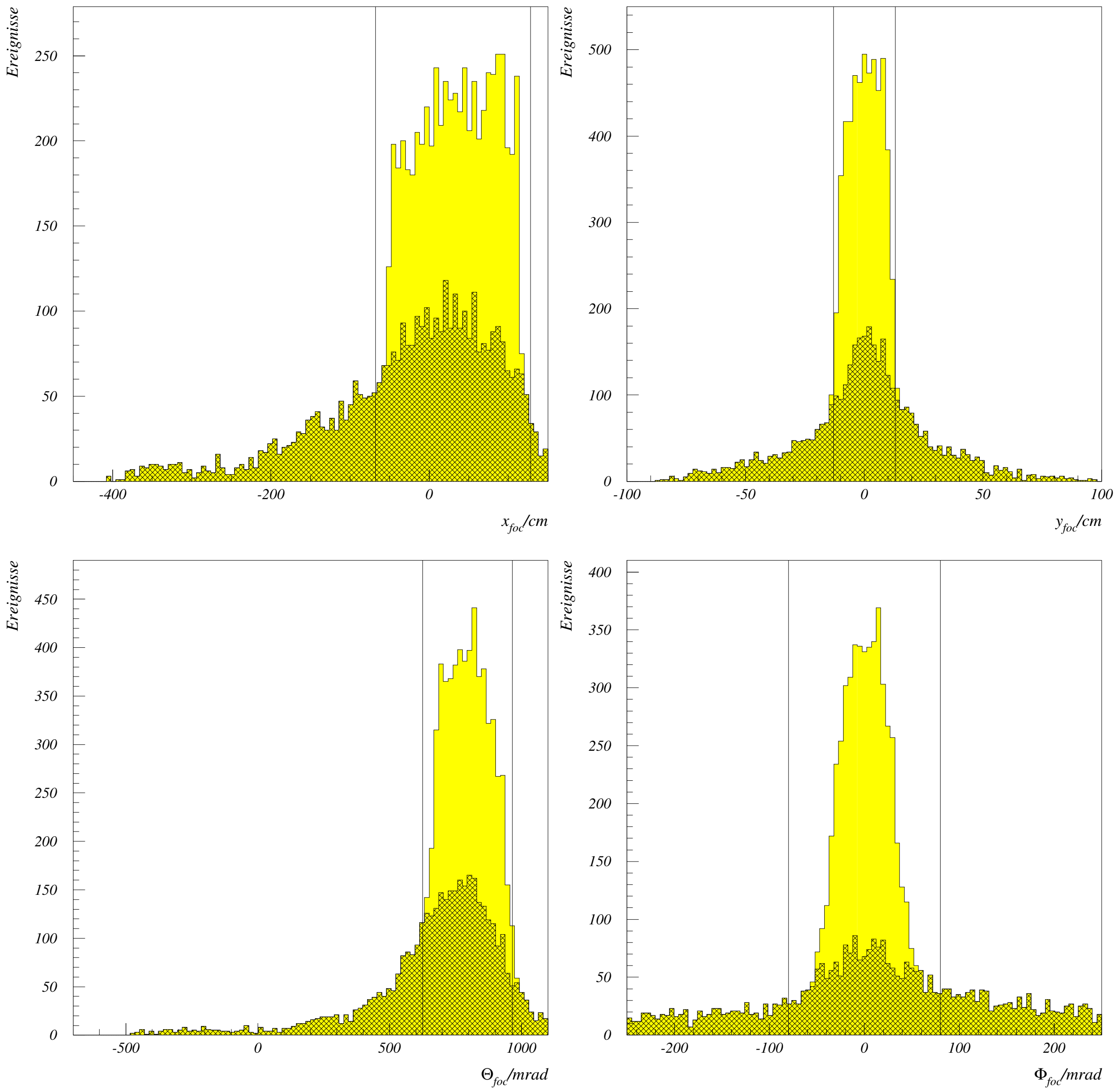

Abbildung 6.13: Simulation des Pionenzerfalls (Pionen in Spektrometer A), hell: alle Ereignisse, dunkel: Muonen. Verteilung der Ereignisse in dispersiver x- (oben, links), nicht-dispersiver y-Koordinate (oben, rechts), dispersivem Θ-Winkel und Streuwinkel Φ in der Fokalebene ohne Akzeptanzschnitte.

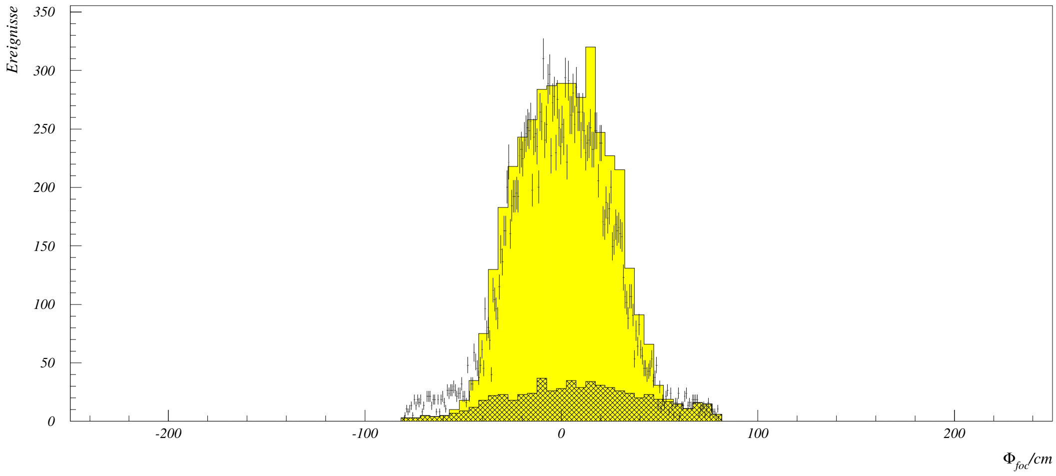

Abbildung 6.14: Verteilung der Monte–Carlo–Ereignisse in nicht-dispersiver Winkelkoordinate Φ der Fokalebene nach Schnitt auf Detektorakzeptanz, zusätzlich eingezeichnet: relativ normiertes Histogramm der gemessenen Winkelverteilung.

Experiment	*Pionen-spektrometer*	*Gesamtzahl gerechnete Strahlen*	*davon im Kollimator gestoppt*	*innerhalb der Detektor-akzeptanz*
1-4	A	9998	2564	4001
5	B	9998	4838	3041

Experiment	*Pionen im Detektor* N_{det}	*Verhältnis Pionen/Gesamt in %*	*Muonen im Detektor*	*Anteil der Muonen an* N_{det} *in %*
1-4	3409	34.1	592	14.8 ± 1.5
5	2821	28.2	220	7.2 ± 0.7

Tabelle 6.6: Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation des Pionenzerfalls

Exp	t_{ges} s	*deadA* s	*deadB* s	*deadAB* s	$n_A \times trig_A$ s	$n_B \times trig_B$ s	$n_{AB} \times trig_{AB}$ s	ϵ *Totzeit*
1	20215	459	421	419	98	51	0.06	0.030
2	15368	430	372	371	85	39	0.05	0.036
3	23482	521	477	476	106	61	0.07	0.029
4	48628	712	597	596	281	57	0.08	0.022
5	86494	1434	1314	1311	145	409	0.20	0.023

Tabelle 6.7: Totzeitkorrektur

6.3.5 Totzeit- und Effizienzkorrekturen

Die Totzeiten der Koinzidenzanordnung setzen sich wie folgt zusammen:

$$\begin{aligned} \epsilon_{Totzeit} &= \frac{t_{gesamt} - t_{bereit}}{t_{gesamt}} = \frac{t_{tot}}{t_{gesamt}} \\ &= \frac{(t_{deadA} + t_{deadB} - t_{deadAB})}{t_{gesamt}} + \\ &\quad \frac{(n_A \times t_{trigA}) + (n_B \times t_{trigB}) - (n_{AB} \times t_{trigAB})\}}{t_{gesamt}}. \end{aligned} \tag{6.11}$$

Hierbei ist t_{gesamt} die gesamte Meßzeit und die drei Zeiten mit dem Index „dead“ sind die im Experiment durch die Triggerelektronik exakt gemessenen Computertotzeiten. Sie sind die weitaus dominanten Anteile, in Abschnitt 5.3.4 ist das Meßverfahren detailliert beschrieben. Die Totzeiten in der Koinzidenzlogik können aus den Ereignisszahlen n_i und den für ein einzelnes Ereignis auftretenden Triggerelektroniktotzeiten t_{trigg} errechnet werden. Tabelle 6.7 enthält die entsprechenden Werte für die einzelnen Experimente. Die Totzeit deadAB entspricht der Zeitspanne, in der beide Rechner gleichzeit keine Daten aufnehmen können. Die Triggerelektroniktotzeit beträgt pro Ereignis 500 ns und resultiert im wesentlichen aus den Erfordernissen des zentralen Koinzidenzmoduls und den langen Signallaufstrecken. Der Fehler im Totzeitkorrekturfaktor beträgt 0.5 %.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Gesamtanordnung κ_{Eff} wurde in einer Reihe von Experimenten bestimmt. Sie setzt sich aus folgenden Bestandteilen zusammen:

$$\kappa_{Eff} = \kappa_{DetA} \times \kappa_{DetB} \times \kappa_{Koinz}, \tag{6.12}$$

wobei sich die Detektoreffizienzen aus den Einzelnachweiswahrscheinlichkeiten der Detektorkomponenten Driftkammern, Szintillatoren und Tscherenkow-Dektektor ergeben. Sie sind für die Szintillatoren in dieser Arbeit (Abschn. 5.5.2) sowie in [Eraß-93] und [JaBe-94] aufgeführt; die Koinzidenznachweiswahrscheinlichkeit wurde ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit ermittelt (s. Abschnitt 6.1). Tabelle 6.8 und 6.9 zeigt eine Zusammenfassung der Resultate.

VDC A	*Szintillator A*	*Tscherenkow A (Pionen)**	*Tscherenkow A (Elektr.)*
1.000	0.995 ±0.001	1	0.9991 ±0.009

VDC B	*Szintillator B*	*Tscherenkow B (Pionen)**	*Tscherenkow B (Elektr.)**
1.00	0.992 ±0.005	1	1

Tabelle 6.8: Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren (*: die Effizienzanalyse für die Tscherenkowdetektoren ist noch nicht abgeschlossen)

6.3.6 Die Phasenraumsimulation

Das Phasenraumintegral $\int dE_f d\Omega_e d\Omega_\pi$ für den Nachweis der gestreuten Elektronen und der produzierten Pionen kann mit Hilfe einer Monte-Carlo-Integration ermittelt werden. Dabei werden unter Berücksichtigung der geometrischen und physikalischen Verhältnisse zufällig Elektronstreuereignisse erzeugt, die innerhalb der Akzeptanz des Elektronspektrometers liegen. Anschließend wird zu jedem Elektron ein Pion mit zufällig gewählter Winkelverteilung erzeugt; der Impuls des Pions wird aus den kinematischen Parametern errechnet. Kommt das generierte Pion innerhalb der Akzeptanz des Pionspektrometers zu liegen, so wird

Experiment	*Det A*	*Det B*	*Koinzidenz effizienz*	*Geamtnachweis-wahrscheinlich-keit* κ
1-4	0.994	0.992	0.996	0.978
5	0.995	0.992	0.996	0.979

Tabelle 6.9: Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Experimente

ein Zähler inkrementiert. Das Verhältnis der Zahl von gewürfelten und akzeptierten Ereignissen multipliziert mit dem Würfelbereich entspricht schließlich dem Phasenraumintegral.

Wird auf die Randbedingung des „definierten Endzustandes“ (Deltafunktion bei Pionenmasse im Massenbilanzspektrum) verzichtet und statt dessen auch für das im Hadronenspektrometer nachgewiesene Teilchen der Impuls als Würfelvariable freigegeben, so ergibt die Simulation eine Verteilung der Ereignisse im Massenbilanzspektrum. Sie wird zur Akzeptanzkorrektur des gemessenen Spektrums herangezogen. In Abbildung 6.15 ist die simulierte Verteilung für Experiment 5 im Massenbilanzspektrum als graues Histogramm gezeigt. Ein aus unkorrelierten Ereignissen (Zufallskoinzidenzen) aufgebautes und normiertes „missing mass“-Spektrum deckt sich weitgehend mit den simulierten Akzeptanzen. Geringe Abweichungen finden sich im Randbereich der Akzeptanz, was für dieses Experiment keine Relevanz besitzt, da dort keine Ereignisse registriert wurden (siehe unten). Die Abweichungen werden im Augenblick auf die noch nicht im Detail untersuchte Akzeptanz für lange Targets zurückgeführt; entsprechende Eichexperimente werden zur Zeit durchgeführt.

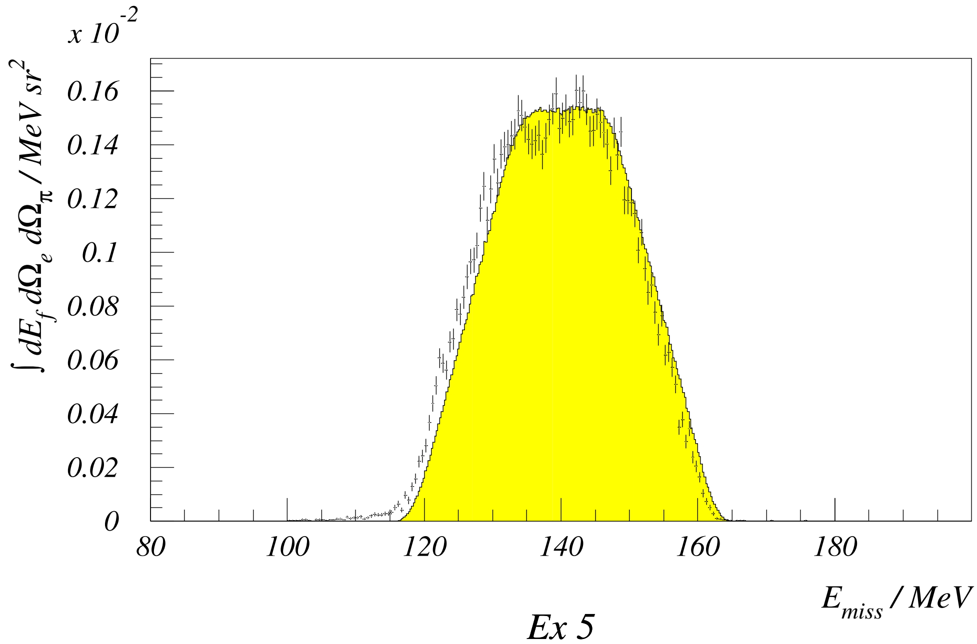

Abbildung 6.15: Vergleich von simulierter Akzeptanz im Massenbilanzspektrum (graues Histogramm) und der aus Zufallskoinzidenzen ermittelten Akzeptanz

Experiment	dE_f^{nom} / MeV	$d\Omega_f^{nom}$ / msr	$d\Omega_\pi^{nom}$ / msr	$\int dE_f d\Omega_f d\Omega_\pi$ / $MeV sr^2$
1	88	5.1	21.0	$0.2445 \cdot 10^{-2}$
2	88			$0.2395 \cdot 10^{-2}$
3	88			$0.2522 \cdot 10^{-2}$
4	36			$0.2257 \cdot 10^{-2}$
5	27	21.0	5.1	$0.1527 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 6.10: Phasenraumintegral für den definierten Endzustand ($m_{miss} = m_\pi$)

Durch „binweise" Division des gemessenen Koinzidenz-Massenbilanzspektrums durch das entsprechende Monte-Carlo-Spektrum erhält man schließlich das akzeptanzkorrigierte Spektrum.

Abbildung 6.16 zeigt im Vergleich der Experimente 1, 4 und 5 die Phasenraumsimulationen. Abbildung 6.17 schließlich demonstriert das Verfahren der Akzeptanzkorrektur beispielhaft für Experiment 4.

Tabelle 6.10 listet abschließend die Phasenraumintegrale für den definierten Endzustand $m_{miss} = m_\pi$ auf. Für diesen Wert wird der Fehler mit 2 % angegeben, da aufgrund des ausgedehnten Targets die exakten Winkelakzeptanzen einer detaillierten Untersuchung bedürfen, die z. Zt. noch nicht abgeschlossen ist.

6.3.7 Die Strahlungskorrekturen

Die gemessenen Daten müssen abschließend bezüglich eines möglichen Energieverlustes des einlaufenden bzw. auslaufenden Elektrons aufgrund der Abstrahlung von Photonen sowie der Ionisation der Targetatome korrigiert werden. Diese Prozesse führen einerseits zu einem Ausläufer zum hochenergetischen Bereich des Energiebilanzspektrums und reduzieren andererseits die Gesamtzahl der innerhalb der Akzeptanz liegenden Ereignisse. Der Korrekturfaktor ist wie folgt definiert:

$$\delta_{rad} = \delta_{rad}(\Delta E_m) = \frac{N_0}{N_{exp}(\Delta E_m)} \tag{6.13}$$

wobei N_0 die Zahl der Ereignisse bei Ausbleiben des Strahlungsprozesses und $N_{exp}(\Delta E_m)$ die Zahl der im Integrationsbereich ΔE_m gezählten Ereignisse angibt. Bei der durchgeführten Korrektur wurden drei Arten von Energieverlust berücksichtigt:

- *interne Bremsstrahlung* , d.h. Emission eines Photons im Feld jenes Targetkerns, an dem auch das virtuelle Austauschphoton produziert wird. Die

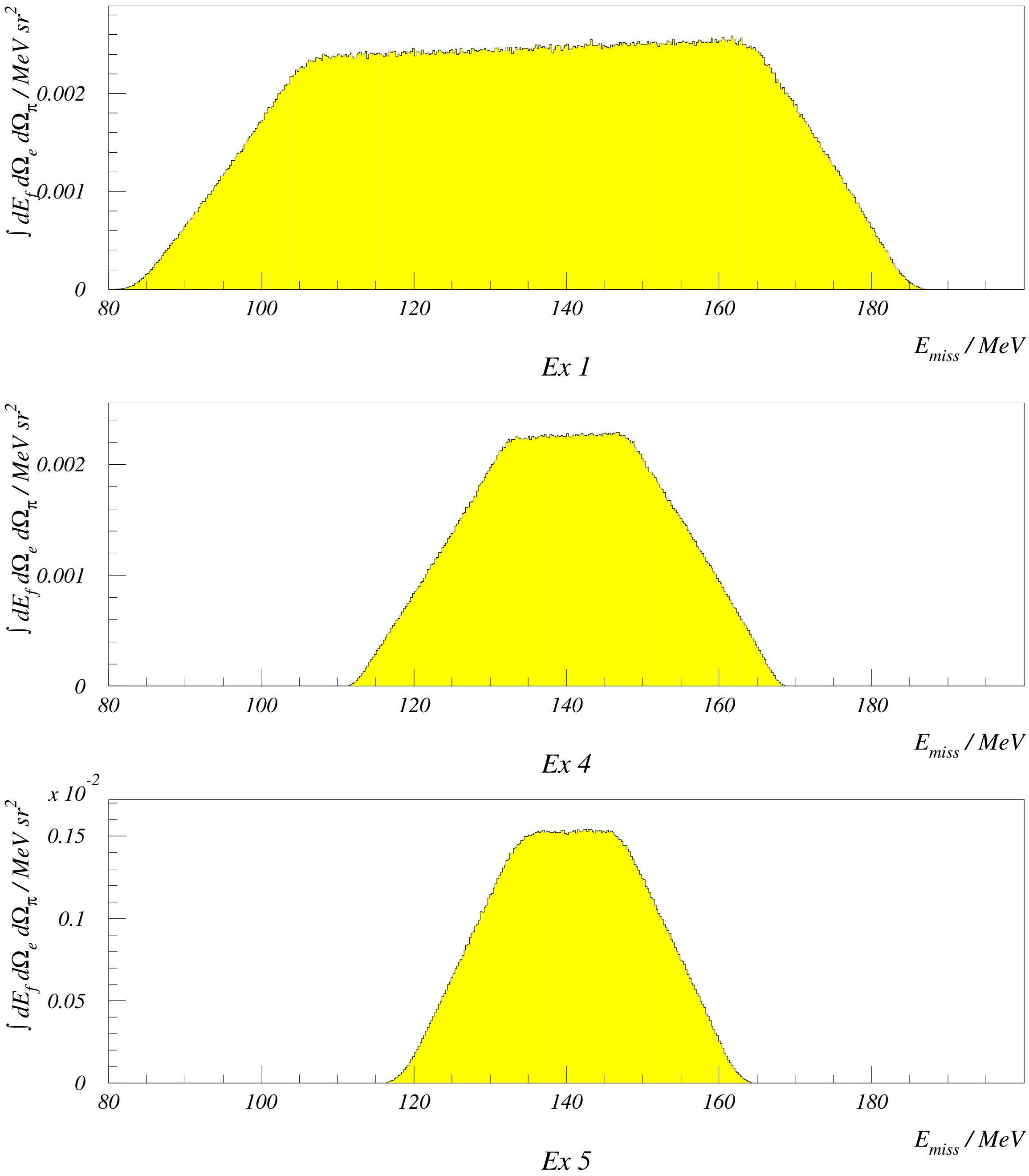

Abbildung 6.16: Phasenraumsimulationen der Experimente 1, 4 und 5

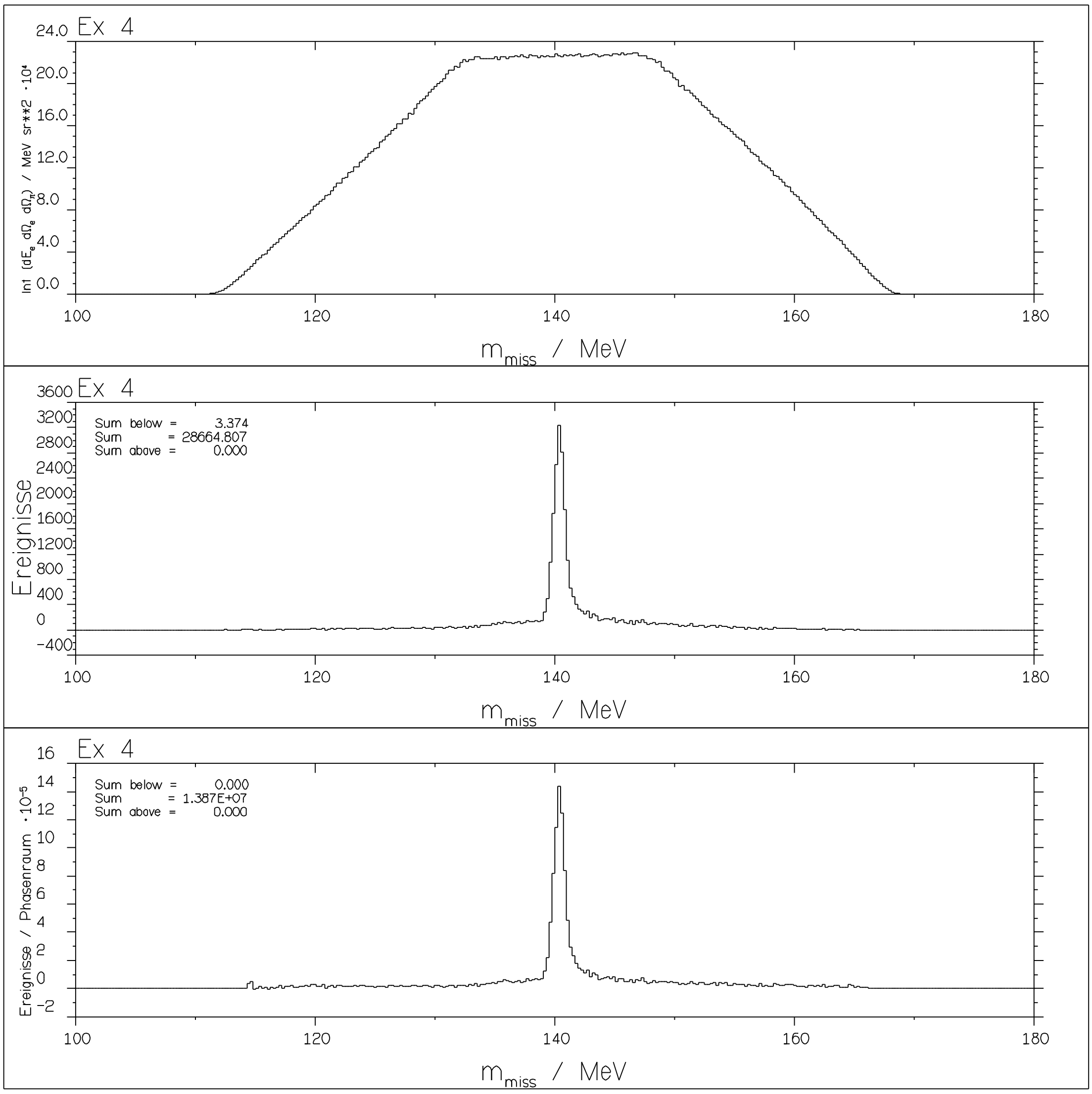

Abbildung 6.17: Akzeptanzkorrektur für Experiment 4, oben: Phasenraumsimulation, Mitte: untergrundbereinigtes, pionzerfallkorrigiertes Massenbilanzspektrum, unten: akzeptanzkorrigiertes Spektrum

hierbei herangezogene Korrekturfunktion geht auf Schwinger [Schw-49] und Modifikationen von Tsai [Tsai-61] zurück. Abbildung 6.18 zeigt die relevanten Diagramme dieser nach Schwinger benannten Korrektur

- *externe Bremsstrahlung* , d.h. Emission eines Photons im Coulombfeld eines anderen Targetkernes. Die Korrekturfunktion geht auf Rechnungen von Bethe und Heitler [BeHe-34] und Approximationen von Mo und Tsai zurück. Dieser Prozess ist stark targetdickenabhängig, deshalb wurde in der Rechnung das Target in 10 Scheiben geteilt und schrittweise integriert.
- *Energieverlust durch Ionisation des Targets* . Dieser Beitrag wird mit einer Parametrisierung nach einer ursprünglichen Ableitung von Landau [Land-44] errechnet und ist verhältnismäßig klein.

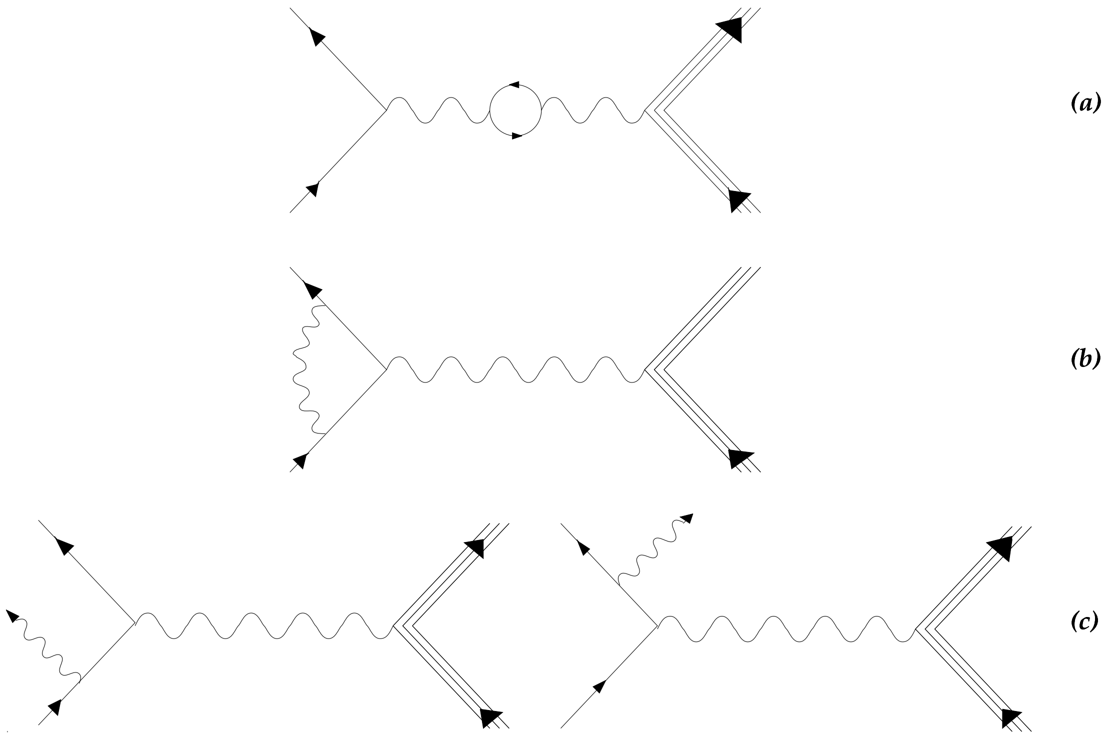

Abbildung 6.18: Beiträge zur internen Bremsstrahlung (a: Vakuum Polarisation, b: Vertexkorrekturen, c: Infrarotbeiträge)

In Tabelle 6.11 finden sich die Ergebnisse der einzelnen Beiträge für einen gewählten Integrationsbereich mit einer Integrationsgrenze $\Delta E_m = 10\ MeV$ oberhalb des Piks im Massenbilanzspektrum. Dieser Bereich liegt bei allen Messungen innerhalb des „glatten“ Bereichs der Akzeptanz im Spektrum, sodaß Randbereichsprobleme vernachlässigbar sind. Das Verändern der Integrationsbreite ΔE_m von 2 bis 15 MeV führte zu Variationen im Integral der korrigierten Ereignisse von bis zu 5 %. Dies scheint auf einen nicht homogen verteilten Untergrund der Zerfallsmuonen

Experiment	*Schwinger*	*Landau*	*ext. Bremsstr.*	δ_{rad}
1-3	1.206	1.002	1.014	1.227
4	1.163	1.002	1.014	1.182
5	1.137	1.003	1.015	1.156

Tabelle 6.11: Strahlungskorrekturfaktoren

hinzudeuten. Bislang kann jedoch nur mit einem konstanten Faktor bezüglich des Muonenanteils korrigiert werden. Aus diesem Grund wurde mit dem gewählten Bereich ein Kompromiss zwischen großem Korrekturfaktor und großem Integrationsbereich im Ausläufer gefunden. Der Integrationsbereich darf auch deshalb nicht zu klein gewählt werden, da offensichtlich bei höheren Energiedefiziten ein größerer Teil der Muonen liegt, der ansonsten wegen des homogen angenommenen Muonanteils nicht berücksichtigt würde. Der mit der Strahlungskorrektur somit verbundene systematische Fehler wird mit $\pm$ 2 % abgeschätzt.

Kapitel 7

Ergebnisse und ihre Interpretation

7.1 Der differentielle Wirkungsquerschnitt

Mit den in Kapitel 6 beschriebenen Korrekturfaktoren läßt sich aus den gemessenen Daten der fünffach differentielle Wirkungsquerschnitt (2.11) sowie der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt (2.12) berechnen. Dabei gilt

$$\frac{d^5\sigma}{dE_f d\Omega_e d\Omega_\pi} = \Gamma \frac{d\sigma}{d\Omega_\pi} \tag{7.1}$$

$$\text{mit} \qquad \Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2}\frac{\epsilon_f k_\gamma}{\epsilon_i Q^2}\frac{1}{1-\epsilon} \qquad \text{und} \qquad k_\gamma = \frac{W^2 - m_p^2}{2m_p}. \tag{7.2}$$

Die Transformation vom Laborsystem-Raumwinkelelement $d\Omega_\pi$ in das in den theoretischen Rechnungen stets angegebene Schwerpunktssystem-Raumwinkelelement $d\Omega_\pi^*$ erfolgt über die Transformationsgleichung

$$d\Omega_\pi^* = J_\pi \times d\Omega_\pi, \qquad \text{mit} \qquad J_\pi = \frac{1}{\gamma^*}\frac{k_\pi}{k_\pi^*}\frac{1}{1 - \beta_{CM}(E_\pi/k_\pi) cos\Theta_\pi}. \tag{7.3}$$

Die Jacobi–Determinante J_π ist in der Ergebnistabelle 7.1 angegeben.

Bei der Analyse der Wirkungsquerschnitte wurde im Rahmen dieser Arbeit über die gesamte Akzeptanz der Spektrometer gemittelt. Dies entspricht einer Mittelung in den für die theoretische Interpretation relevanten Variablen W, q^2 und dem Polarwinkel Θ_π. Abbildung 7.1 zeigt in der W/q^2 Ebene den kinematisch überdeckten Bereich der Experimente 1, 4 und 5.

Die Mittelung über die Winkelkoordinate in paralleler Kinematik ist aufgrund der apparativen Symmetrie zur $\Theta_\pi = 0°$–Achse und der $\sin\Theta_\pi$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bei kleinen Winkeln unproblematisch. Dagegen setzt die Mittelung über W und q^2 eine näherungsweise Linearität des Wirkungsquerschnitts im relevanten Bereich voraus. Abbildung 7.2 zeigt anhand einer Rechnung von Hanstein, daß diese Annahme und somit das Mittelungsverfahren bis auf kleine Korrekturen gerechtfertigt ist. Diese Korrekturen werden in Abschnitt 7.2 bezüglich der separierten Anteile diskutiert und durchgeführt.

Exp	N_{Koinz}	$N_{Untergrund}$	N_{Muon}	$N_e \times N_t$	$\int dE_f d\Omega_e d\Omega_\pi$
				$/10^{41}/cm^2$	$/MeV sr^2$
1	10414	1216	1361	1.399	2.445×10^{-3}
2	9786	1087	1287	1.096	2.395×10^{-3}
3	9930	1288	1279	1.692	2.522×10^{-3}
4	9860	1451	1245	7.855	2.257×10^{-3}
5	3928	823	224	14.985	1.527×10^{-3}

Exp	$\delta_{Zerfall}$	δ_{rad}	$1/(1-\epsilon_{Totzeit})$	$1/\kappa_{Eff}$	J_π
1	2.888	1.194	1.031	1.022	2.840
2	2.892	1.194	1.037	1.022	2.810
3	2.893	1.194	1.030	1.022	2.810
4	2.953	1.194	1.022	1.022	2.840
5	3.116	1.243	1.024	1.021	2.840

Exp	$\frac{d^5\sigma}{dE_f d\Omega_e d\Omega_\pi^*}$	*stat. Fehler*	*syst. Fehler*
	$/\ pb/(MeV sr^2)$	$/\ pb/(MeV sr^2)$	$/\ pb/(MeV sr^2)$
1	29.761	±0.36 (1.2 %)	±1.13 (3.8 %)
2	36.546	±0.44 (1.2 %)	±1.39 (3.8 %)
3	23.394	±0.28 (1.2 %)	±0.89 (3.8 %)
$1+2+3$	29.900	±0.21 (0.7 %)	±1.11 (3.7 %)
4	5.181	±0.07 (1.3 %)	±0.19 (3.7 %)
5	1.681	±0.04 (2.3 %)	±0.05 (3.2 %)

Exp	Γ	$\frac{d\sigma}{d\Omega_\pi^*}$	*stat. Fehler*	*syst. Fehler*
	$/\ (1/MeV)$	$/\ \mu b/sr$	$/\ \mu b/sr$	$/\ \mu b/sr$
1	2.68510^{-6}	11.084	±0.13 (1.2 %)	±0.42 (3.8 %)
2	2.68510^{-6}	13.611	±0.16 (1.2 %)	±0.52 (3.8 %)
3	2.68510^{-6}	8.713	±0.10 (1.2 %)	±0.33 (3.8 %)
$1+2+3$	2.68510^{-6}	11.136	±0.08 (0.7 %)	±0.41 (3.7 %)
4	6.16510^{-7}	8.404	±0.11 (1.3 %)	±0.31 (3.7 %)
5	2.81910^{-7}	5.963	±0.14 (2.3 %)	±0.19 (3.2 %)

Tabelle 7.1: Zusammenfassung der aus den Spektren und Rechnungen von Kapitel 6 erhaltenen Ergebnisse

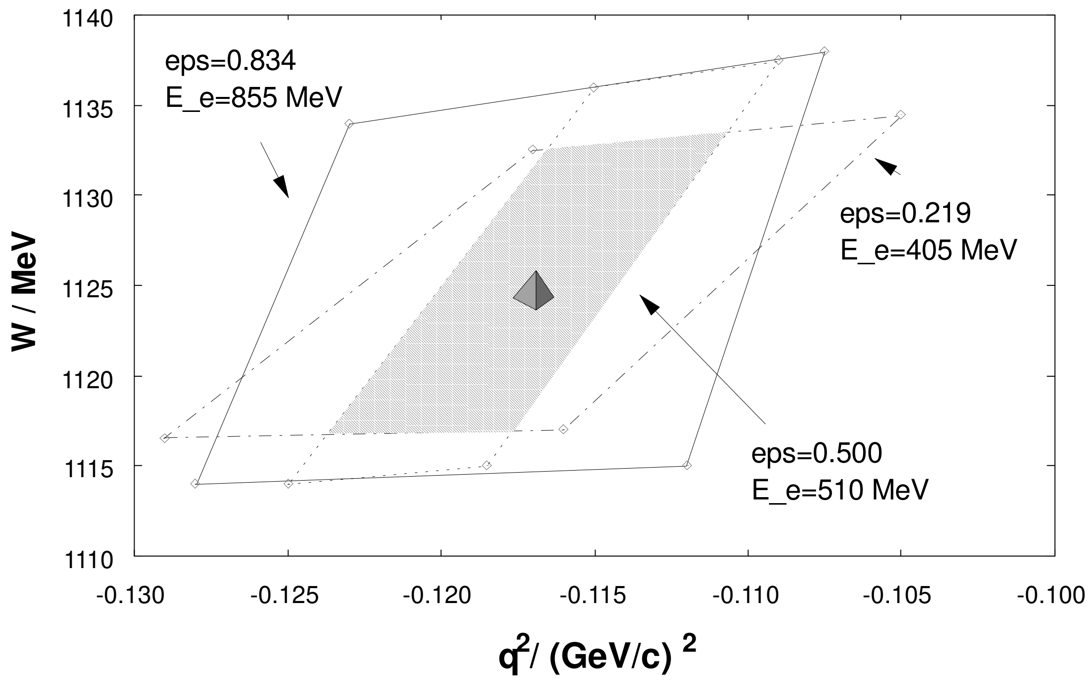

Abbildung 7.1: Akzeptanzbereich der Experimente 1,4 und 5 im W/q^2-Raum

7.2 Die Trennung von longitudinalem und transversalem Anteil im Wirkungsquerschnitt

Wie in Kapitel 3.1 beschrieben, kann durch Variation der Polarisation des virtuellen Photons eine Trennung des differentiellen Wirkungsquerschnitts bezüglich seines longitudinalen und transversalen Anteils erfolgen. In paralleler Kinematik bei festem W und q^2 gilt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\pi^*} = \frac{d\sigma_T}{d\Omega_\pi^*} + \epsilon_L \cdot \frac{d\sigma_L}{\Omega_\pi^*}, \tag{7.4}$$

sodaß durch eine lineare Regression σ_T und σ_L bestimmt werden kann. Zur Extraktion des Wirkungsquerschnitts beim Wert von $\epsilon = 0.834$, das entspricht einem Wert von $\epsilon_L = 6.86$ wurde über die Ergebnisse der drei Messungen 1, 2 und 3 gemittelt. Abbildung 7.3 zeigt die funktionale Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts von der longitudinalen Polarisation ϵ_L. Als Resultat der Anpassung an die Daten erhält man

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\pi^*} = [4.160\ (\pm 0.165)\ (\pm 0.308) + \epsilon_L \cdot 1.020\ (\pm 0.030)\ (\pm 0.085)]\ \ \mu b/sr.$$

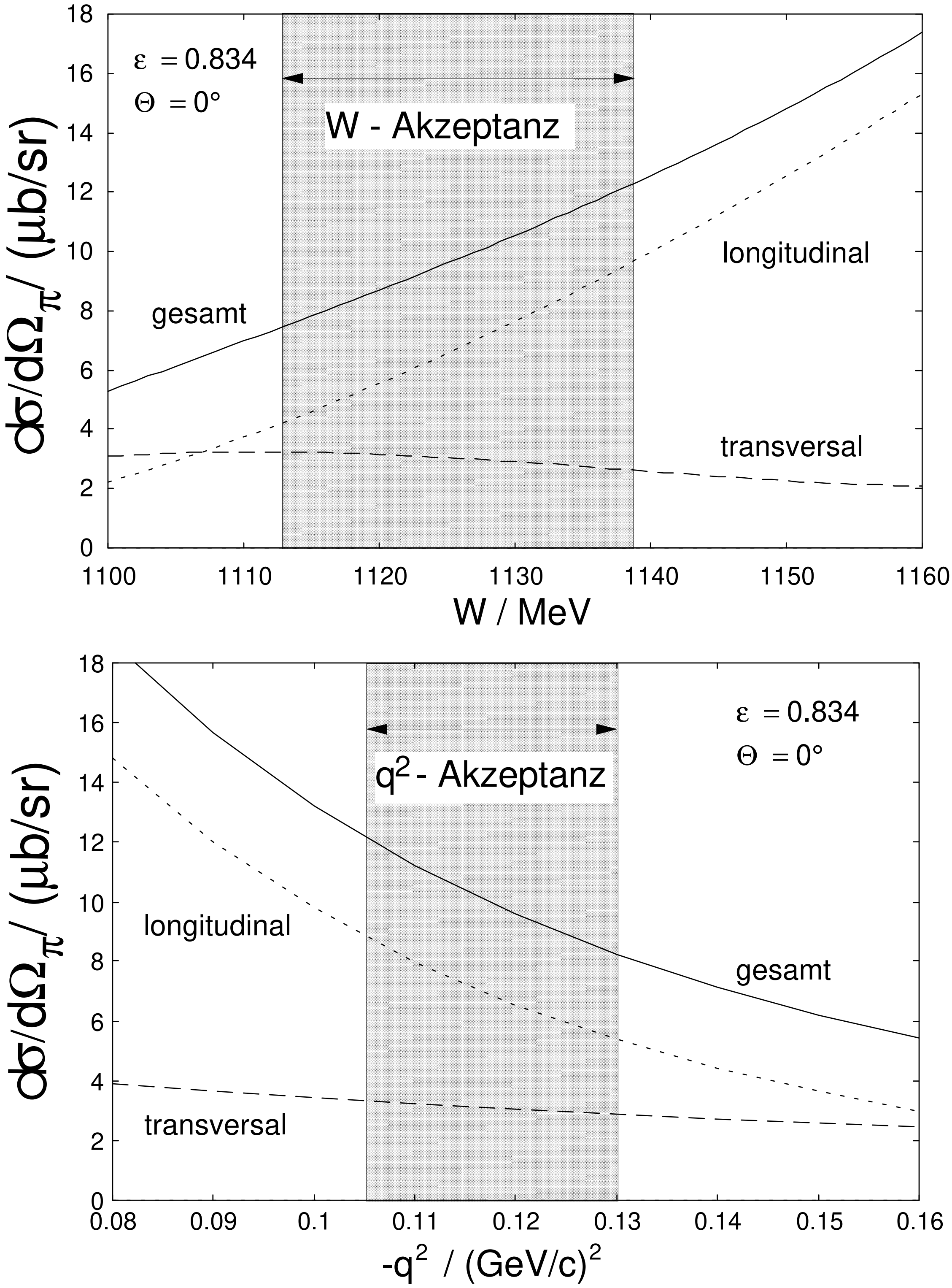

Abbildung 7.2: Variation des CM-Wirkungsquerschnitts als Funktion der kinematischen Variablen W und q^2 gemäß [Han-93]

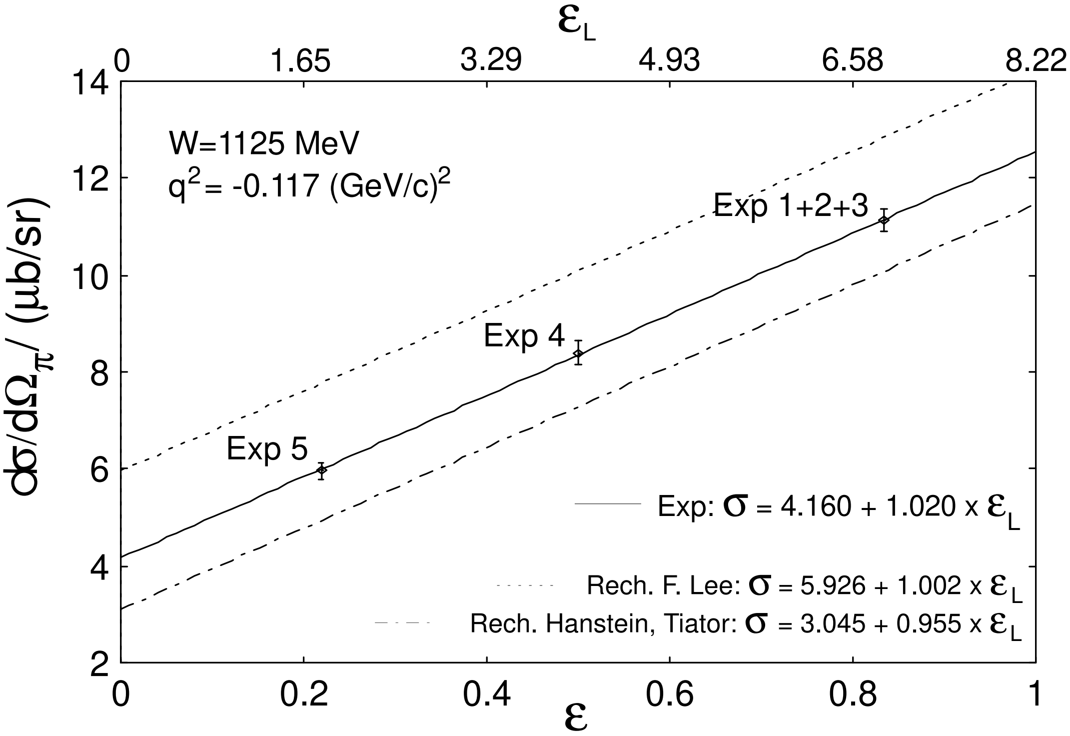

Abbildung 7.3: Separation longitudinaler/transversaler Anteil im Wirkungsquerschnitt

In Abbildung 7.4 sowie in den folgenden Abbildungen sind ausschließlich die statistischen Fehler als Fehlerbalken eingezeichnet, da aufgrund der guten Übereinstimmung der Geradenanpassung mit den Datenpunkten zu erkennen ist, daß die abgeschätzten systematischen Fehler wohl als zu groß angenommen wurden. Jedoch können erst weitergehende Eichmessungen, insbesondere der Akzeptanzen beim ausgedehnten Target, der Strommessung und zu den Zerfallssimulationen die Basis für kleinere Fehlerangaben in den benötigten Korrekturfaktoren schaffen. In der Abbildung ist zusätzlich der Verlauf einer theoretischen Rechnung von Hanstein und Tiator (gestrichelt) sowie eine zweite Vorhersage nach einer Rechnung von Frank X. Lee (gepunktet) eingezeichnet. Eine eingehendere Diskussion der beiden Modelle findet sich in Abschnitt 7.4.

Die Datenpunkte liegen gegenüber den theoretischen Rechnungen parallel verschoben, die Separation ergibt somit eine Übereinstimmung des longitudinalen Anteils im Wirkungsquerschnitt (Steigung) mit den Rechnungen, während der transversale Anteil eine deutliche Diskrepanz von etwa 20 - 40 % aufweist.

Mit Hilfe der vorhandenen theoretischen Rechnungen, die zumindest die funktionale Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von den kinematischen Variablen

W und q^2 tendenziell widerspiegeln, kann die mit der punktweisen Separation verbundene Mittelung des Wirkungsquerschnitts bezüglich Nichtlinearitäten im Akzeptanzbereich korrigiert werden. Dazu wird der über den Akzeptanzbereich binweise integrierte (theoretische) Wirkungsquerschnitt sowohl im longitudinalen als auch im transversalen Anteil mit dem errechneten Wert für den Zentralwert verglichen. Die Abweichung dieser beiden Werte voneinander wird dann als Maß für die auch im Experiment erforderliche Korrektur herangezogen.

Während die W, q^2–Mittelung des theoretischen Wirkungsquerschnitts über den Winkelakzeptanzbereich eine Überschätzung des beim Zentralwert errechneten Wertes von 2.7 % im longitudinalen Anteil ergibt, kompensieren sich gegenläufige Effekte bezüglich der W und q^2–Abhängigkeit im transversalen Anteil. Diese Abschätzung wird schließlich auf den experimentellen Wirkungsquerschnitt übertragen, sodaß sich folgendes Resultat ergibt:

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega_\pi^*} = 4.160\ (\pm 0.165)\ (\pm 0.308)\ \mu b/sr$$
$$\frac{d\sigma_L}{d\Omega_\pi^*} = 0.993\ (\pm 0.030)\ (\pm 0.085)\ \mu b/sr.$$

Abbildung 7.4 zeigt die Ergebnisse der Separation der Wirkungsquerschnittsanteile im Vergleich mit den beiden Rechnungen.

7.3 Separation des LT-Interferenztermes

Durch jeweils eine Messung „links“ und „rechts“ von $\vec{q}$ konnte im hier durchgeführten Experiment eine Separation des LT-Interferenztermes bei einem $\epsilon = 0.834$ durchgeführt werden. Wie in Kapitel 3.2 beschrieben, folgt aus

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_\pi^*}\right)_{\Phi=180^\circ,\Theta^*=11.83^\circ} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_\pi^*}\right)_{\Phi=0^\circ,\Theta^*=11.83^\circ} = \frac{1}{2\times\sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)}}\left(\frac{d\sigma_{LT}}{d\Omega_\pi^*}\right)_{\Theta^*=\pm 11.83^\circ}$$

mit den gemessenen Werten aus Tabelle 7.1:

$$\left(\frac{d\sigma_{LT}}{d\Omega_\pi^*}\right)_{\Theta^*=\pm 11.83^\circ} = -0.488\ \pm 0.016\ \pm 0.070\ \mu b/sr.$$

Andererseits liefert eine Anpassung der $\sin\Theta_\pi$-Abhängigkeit des Interferenztermes $d\sigma/d\Omega_\pi^*$ in Abbildung 7.5 unter Berücksichtigung des kinematischen Vorfaktors $1/\sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)}$

$$\left(\frac{d\sigma_{LT}}{d\Omega_\pi^*}\right)\ /\sin\Theta_\pi^* = -2.370\ \pm 0.076\ \pm 0.343\ \mu b/sr$$

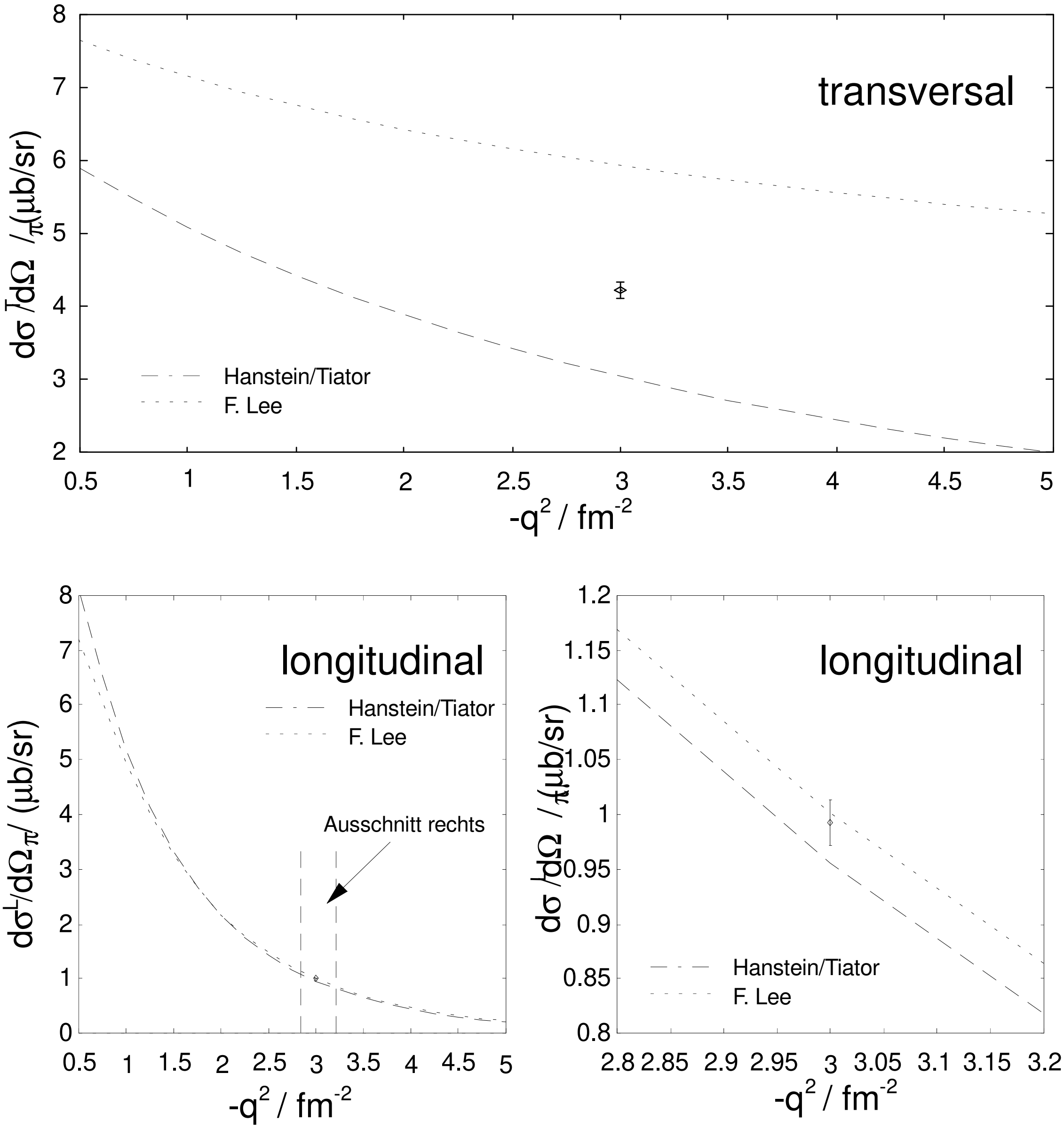

Abbildung 7.4: Vergleich der Ergebnisse der L/T-Separation mit Rechnungen von Hanstein (gestrichelt) bzw. Lee (gepunktete Linie). Oben: transversaler, unten: longitudinaler Anteil.

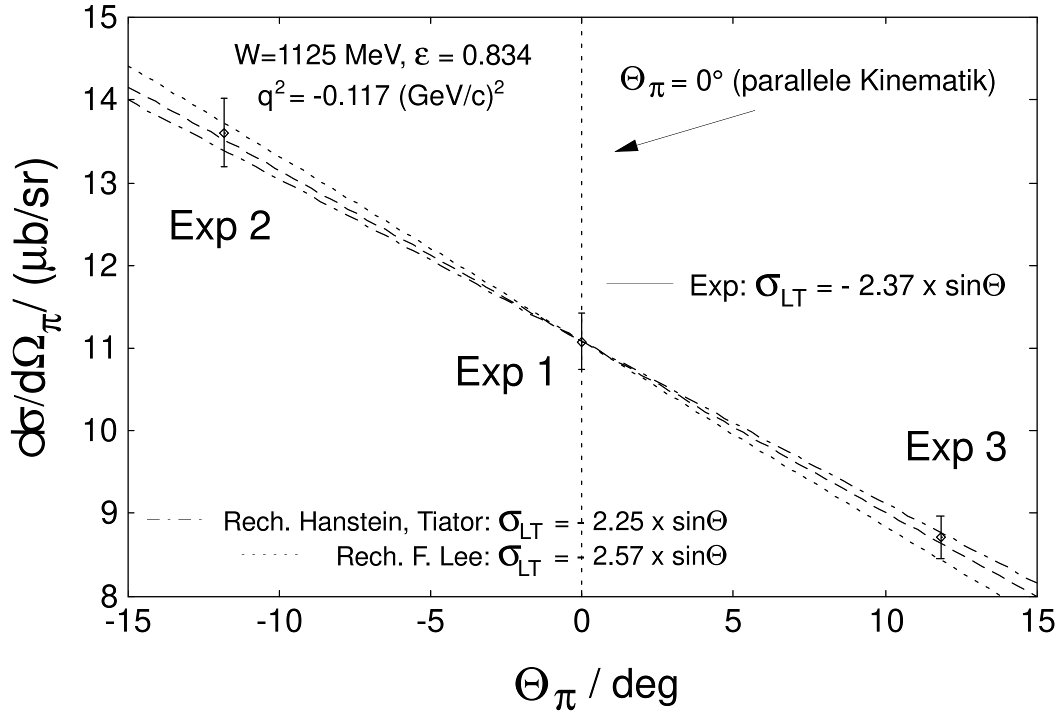

Abbildung 7.5: Longitudinal/transversaler Interferenzterm

und daraus

$$\left(\frac{d\sigma_{LT}}{d\Omega_\pi^*}\right)_{\Theta^*=\pm 11.83^\circ} = -0.486 \ \pm 0.017 \ \pm 0.070 \ \mu b/sr,$$

in weitgehender Übereinstimmung mit dem oben angeführten Resultat. Ebenfalls eingezeichnet finden sich theoretische Voraussagen nach den o.a. Modellen von Blomqvist und Laget sowie von F. Lee. Aufgrund der Diskrepanz der Bestimmung des transversalen Anteils im Wirkungsquerschnitt liegt die theoretische Voraussage wiederum etwa um 20 bzw. 40% unterhalb bzw. oberhalb der Messwerte, die Steigung - sie definiert den LT-Interferenzterm - stimmt jedoch mit den Vorhersagen innerhalb von 2% überein.

Der transversal-transversal interferierende Term ist aus den vorliegenden Daten nicht extrahierbar, er beträgt im hier zugänglichen Winkelbereich - wie aus den Rechnungen ersichtlich wird - nur etwa 0.2 % des gesamten Wirkungsquerschnitts. In zukünftigen Experimenten könnte dieser Term mittels mehrerer, einen großen Raumwinkelbereich abdeckender „Out-of-plane“-Messungen mit Spektrometer B bestimmt werden.

In Abbildung 7.6 ist der ermittelte Wert für den LT-Interferenzterm (oben) im Vergleich mit den Rechnungen zu sehen. Zusätzlich findet sich (unten) die theoretische Voraussage für den Beitrag des TT-Interferenztermes (hierbei ist die $1/\sin\Theta^2$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts zu beachten).

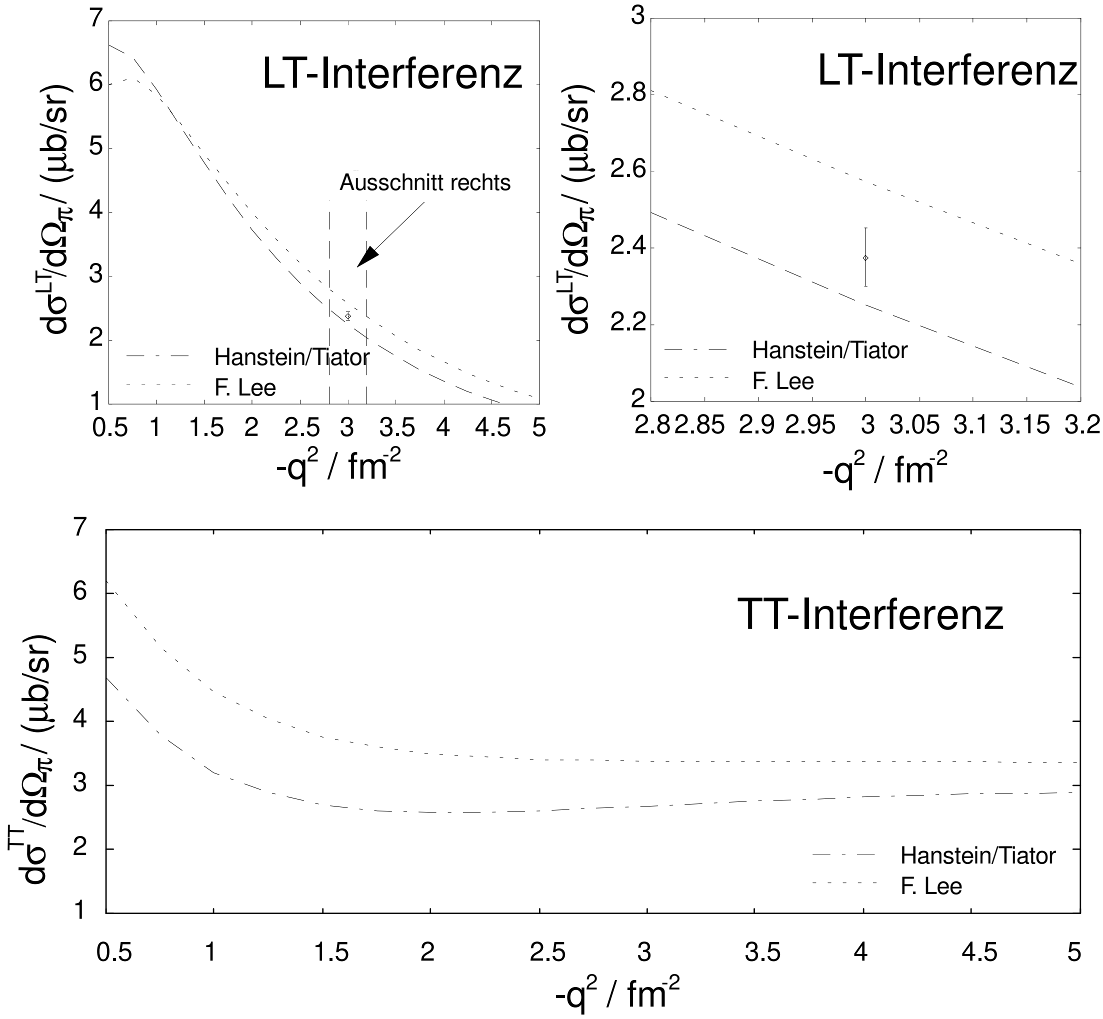

Abbildung 7.6: Oben:Vergleich der Ergebnisse der LT-Separation mit Rechnungen von Hanstein und Lee; Unten: Rechnungen zum TT-Anteil

7.4 Diskussion der Ergebnisse

Wie die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, können sowohl der longitudinale als auch der longitudinal-transversal interferierende Anteil im Wirkungsquerschnitt der $H(e,e'\pi^+)$-Reaktion durch die beiden Rechnungen von Hanstein bzw. Lee gut beschrieben werden. Lediglich im transversalen Anteil wird die Stärke in der Rechnung von Hanstein um etwa 20% unter- und im Modell von F. Lee um 40% überschätzt. Im folgenden werden die beiden Ansätze und ihre wesentlichen Unterschiede diskutiert.

Beide Rechnungen basieren auf einem Modell einer effektiven Lagrangefunktion von Blomqvist und Laget [BlLa-77] für die Photopionproduktion sowie Ergänzungen durch Laget [Lage-88] für die Elektropionproduktion.

Wie bereits in Kapitel 2 geschildert, bilden die Multipolkomponenten den Ausgangspunkt der theoretischen Entwicklung. Hieraus werden die Strukturfunktionen zusammengesetzt und schließlich der Wirkungsquerschnitt errechnet.

Bei beiden Ansätzen wird dabei von den reellen Borntermen (siehe Abbildung 1.1 a bis d) ausgegangen und der Beitrag der Deltaresonanz hinzugefügt. Anteile von Rückstreutermen (siehe beispielhaft Abbildung 7.7) werden dabei im Gegensatz zu Rechnungen basierend auf einer vollständigen Streutheorie nicht berücksichtigt.

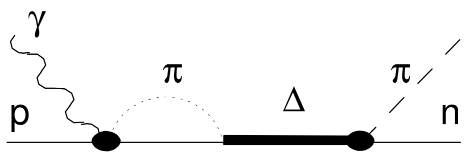

Abbildung 7.7: Beispiel eines (hier nicht berücksichtigten) Rückstreutermes

Da diese fehlenden (komplexen) Terme jedoch Beiträge zur Phase der Multipolkomponenten der Resonanz liefern, verletzt der Ansatz a priori die Unitarität der Streumatrix. Dies folgt aus dem Watson–Theorem [Wats-54], welches die Phasen der Pionproduktionsmultipole $A^{(I)}_{l\pm}$ mit Isospin I direkt mit den πN–Streuphasen verknüpft:

$$A^{(I)}_{l\pm} = \left| A^{(I)}_{l\pm} \right| e^{i\delta_{Il\pm} + in\pi}, \tag{7.5}$$

wobei $\delta_{Il\pm}$ die πN–Streuphase der entsprechenden Partialwelle und $n \in Z$ ist.

Die Unitarisierung kann jedoch durch ein nachträgliches Anpassen einer Korrekturphase

$$A^{(I)}_{l\pm} = A^{(I)}_{l\pm}(Born) + A^{(I)}_{l\pm}(Resonanz) \cdot e^{i\phi_{korr}} \tag{7.6}$$

erreicht werden. Abbildung 7.8 verdeutlicht skizzenhaft das Vorgehen.

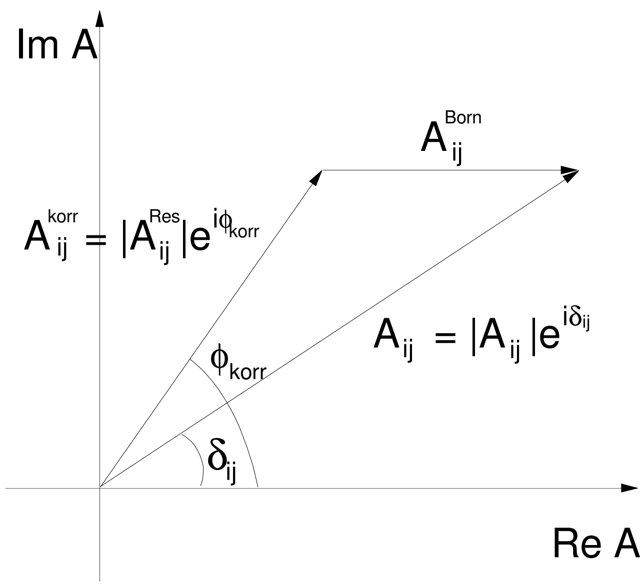

Abbildung 7.8: Korrekturverfahren der Phasenbeziehung bei Vernachlässigung der komplexen Rückstreuterme

Während das Modell von Lee die Parametrisierung von Laget [Lage-88] benutzt, wird bei Hanstein eine modifizierte Anpassung für die elektrischen (ϕ_E) und magnetischen (ϕ_M) Multipole herangezogen, was insbesondere beim E_{1+}–Multipol zu einer starken Veränderung der Korrekturphase führt. Die untenstehende Tabelle zeigt die verwendeten Werte für W = 1125 MeV:

Korrekturphasen für W=1125 MeV		
	ϕ_E	ϕ_M
Lee	37.8°	2.5°
Hanstein	63.4°	3.87°

Aufgrund des relativ kleinen Beitrages des E_{1+}–Multipols (er beträgt nur etwa 10% des dominanten E_{0+}–Multipols [Tiat-94] für die von uns gewählten kinematischen Bedingungen) und der nicht sehr ausgeprägten Sensitivität der Rechnung auf die Korrekturphasen, kann die Diskrepanz zwischen den Modellen jedoch nur zu einem Teil durch die unterschiedlichen Korrekturphasen erklärt werden.

Ein stärkerer Effekt läßt sich dagegen von der unterschiedlichen Behandlung der Formfaktoren am Photonenvertex und Pionenvertex in beiden Rechnungen ableiten. Diese Formfaktoren spiegeln die elektromagnetische Struktur der Hadronen wider. Tabelle 7.2 zeigt die unterschiedlichen Parametrisierungen der hier relevanten Nukleonformfaktoren, des Pionformfaktors, des axialen Formfaktors und des Formfaktors der Delta–Resonanz, wobei die Definitionen von Abschnitt 2.4 gelten und die bekannte Dipolparametrisierung mit

$$F = \left(1 + \frac{Q^2}{M^2}\right)^{-2}, M^2 = 0.71\ GeV^2 \tag{7.7}$$

abgekürzt wird.

Formfaktor	*Hanstein/Tiator*	*Lee*
G_E^p	F	F
G_E^n	$\frac{-\tau}{1+4\tau}\mu_n F$	$-\tau\mu_n F$
G_M^p	$\mu_p F$	$\mu_p F$
G_M^n	$\mu_n F$	$\mu_n F$
F_π	$F_1^V \sim F$	$\left(1 + \frac{Q^2}{0.45\ GeV^2}\right)^{-1}$
F_A	$F_1^V \sim F$	$\left(1 + \frac{Q^2}{0.90\ GeV^2}\right)^{-2}$
F_Δ	$\left(1 - \frac{Q^2}{6}\right) F$	$\left(1 - \frac{Q^2}{6}\right)\left(1 + \frac{Q^2}{0.72\ GeV^2}\right)^{-2}$

Tabelle 7.2: Parametrisierung der Formfaktoren in den Modellen von Hanstein/Tiator und F. Lee, F_1^V wurde in Kapitel 2 definiert

Während somit im Ansatz von Hanstein und Tiator im wesentlichen gleiche Formfaktoren für die verschiedenen Vertices eingesetzt werden, zieht Lee individuelle Formfaktoren zur Berechnung der Wirkungsquerschnittsanteile heran. In der Arbeit von Lee wird anhand verschiedener Rechnungen gezeigt, daß sich durch die Verwendung individueller Formfaktoren im transversalen Anteil ein etwa 15% größerer Wirkungsquerschnitt ergibt. Im longitudinalen Anteil dagegen verringert dieses Vorgehen den Wirkungsquerschnitt um etwa den gleichen Anteil, jedoch kann dieses Verhalten nicht ohne Vorbehalte auf unsere kinematischen Verhältnisse übertragen werden, da der longitudinale Beitrag in unserem Experiment nur etwa 1/3 des Wertes der zum Vergleich herangezogen Rechnung beträgt, während der transversale Anteil etwa gleich groß ist.

Aufgrund der guten Übereinstimmung der Rechnungen im longitudinalen Anteil und der Tatsache, daß der Pionpolterm (hier tritt der Pionformfaktor F_π auf) in unserem kinematischen Bereich im wesentlichen longitudinaler Natur ist, kann somit eine Modifikation von F_π nicht den wesentlichen Beitrag zu den unterschiedlichen Voraussagen der Modelle liefern.

Anders dagegen sieht es mit dem axialen Formfaktor aus, der den Kroll–Rudermann–Term determiniert. Dieser Term ist an der Schwelle rein transversaler Art und somit sensitiv für Änderungen von F_A. Überträgt man die errechnete Vergrößerung des Wirkungsquerschnitts im transversalen Anteil von etwa 15% auf das Modell von Tiator und Hanstein, so verringert sich die Diskrepanz zwischen dieser Beschreibung und dem Meßwert erheblich. Sie beträgt danach nur noch etwa 10 - 15%.

Die Tatsache, daß diese Modifikationen nicht zu einer Übereinstimmung der beiden Modelle führen, beruht auf zwei weiteren Unterschieden in der Ausführung der Rechnungen. Während das Modell von Tiator und Hanstein gegenüber dem von Lee in der oben diskutierten Behandlung der Formfaktoren Defizite aufweist, zeigt es sich in seiner voll relativistischen Berechnung der Bornterme und der Behandlung der Pion–Nukleon–Kopplung als weiter fortgeschritten. Diese Pion–Nukleon–Kopplung wird bei Hanstein und Tiator durch einen Formfaktor

$$F_{\pi N} = \frac{\Lambda_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 + |\vec{k_\pi}|^2} \tag{7.8}$$

modifiziert, der mit Hilfe einer Abschneidemasse $\Lambda_\pi = 600\ MeV$ parametrisiert wird.

Dieses Vorgehen führt zu einer Absenkung des Wirkungsquerschnittes und würde somit auch bei den Rechnungen von Lee (hier ist die Pion–Nukleon–Kopplung nicht modifiziert) zu kleineren Werten führen.

Ein Absenken erscheint auch deshalb als erforderlich, da der von Lee berechnete Wirkungsquerschnitt die Daten am Photonenpunkt ebenfalls beträchtlich überschätzt. Dieser Wirkungsquerschnitt kann aus einer Anpassung an eine große Zahl teilweise sehr präziser Photopionproduktionsmeßwerte ermittelt werden, die in einer Datensammlung (SAID) zusammengefaßt sind. Er beträgt für W=1125 MeV 6.8 $\mu b/sr$ ([Tiat-94]). In Tabelle 7.3 findet sich ein Vergleich dieser Werte für beide Modelle.

$d\sigma_\gamma/d\Omega(\mu b/sr)$			
W	*SAID-Analyse*	*Hanstein/Tiator*	*Lee*
1125 MeV	6.8	6.8	8.27
1175 MeV	5.5	5.5	7.29

Tabelle 7.3: Vergleich der transversalen Anteile der Modelle von Hanstein/Tiator bzw. Lee am Photonenpunkt mit dem Wirkungsquerschnitt aus Photopionproduktionsmessungen

Ein Vergleich der beiden Modellrechnungen mit dem in der Einleitung erwähnten Experiment von Bardin et. al. [Bard-77], das bei einer invarianten Masse von $W = 1175\ MeV$ und drei verschiedenen Werten von q^2 durchgeführt wurde (siehe Abbildung 1.2), zeigt tendenziell die gleichen Resultate. Wiederum findet sich eine gute Beschreibung des longitudinalen Anteils, während die Rechnung von Hanstein und Tiator den transversalen Anteil unterschätzt und die von Lee diesen Anteil überschätzt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß eine Korrektur der erkennbaren und oben diskutierten Defizite beider Rechnungen zu einer deutlichen Verbesserung der theoretischen Beschreibung des transversalen Anteils führen wird.

Aufgrund des momentan noch begrenzten Datensatzes kann zunächst noch keine Analyse einzelner Multipolkomponenten erfolgen. Rechnungen von L. Tiator haben gezeigt, daß für die gewählten Verhältnisse die Beiträge höherer Multipolanteile ($l > 1$) trotz Schwellennähe noch nicht vernachlässigt werden können. Die Berücksichtigung von Beiträgen bis zur Ordnung $l = 1$ trägt nach diesen Rechnungen nur etwa zu 60 % zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei. Hieraus resultiert die Forderung, in künftigen Messungen im Hinblick auf eine vollständige Multipolanalyse einen größeren Winkelbereich in Θ_π abzudecken.

Abschließend seien nochmals alle Ergebnisse der Analyse zusammengefaßt:

Beitrag	*WQ*	*stat. Fehler*	*syst. Fehler*
	$\mu b/sr$	$\mu b/sr$	$\mu b/sr$
transversal	4.160	±0.165 (4.0 %)	±0.308 (7.4 %)
longitudinal	0.993	±0.030 (3.0 %)	±0.085 (8.6 %)
LT-Interferenz ($/sin\Theta_\pi^*$)	-2.370	±0.076 (3.2 %)	±0.343 (14.5 %)

Kapitel 8

Ausblick

Die in den vorstehenden Kapiteln geschilderte Auswertung des ersten Pionproduktionsexperimentes an der Dreispektrometeranlage erfolgte konventionell mit Hilfe einer punktweisen Separation der Wirkungsquerschnittsanteile. Dabei wurde über die Akzeptanz der Spektrometer in den kinematischen Variablen W, q^2 und Θ_π gemittelt und die erforderlichen Korrekturen aus diesem Mittelungsverfahren berücksichtigt.

Kennzeichen dieser Analyse ist die sorgfältige Wahl der verschiedenen kinematischen Verhältnisse in der Experimentdurchführung, bei denen die jeweilige Einstellung im Prinzip speziell zur Analyse eines oder zweier einzelner Beiträge gewählt wird. In der hier beschriebenen Auswertung dienten beispielsweise die Experimente 1, 4 und 5 speziell der Trennung von longitudinalem und transversalem Anteil, während die Experimente „links“ und „rechts“ von $\vec{q}$ zur Trennung des longitudinal/transversal interferierenden Terms herangezogen wurden.

Selbstverständlich enthalten jedoch alle fünf Experimente Informationen über alle Anteile im Wirkungsquerschnitt der $H(e,e'\pi^+)n$-Reaktion. Sie sind durch ein verallgemeinertes modellunabhängiges Anpassungsverfahren zu erschließen [Veit-93]. Insbesondere durch die großen Akzeptanzen der Spektrometeranlage ist der Informationsgewinn durch ein solches Verfahren beträchtlich, darüberhinaus werden die a priori nicht immer bekannten Korrekturen aufgrund des Mittelungsverfahrens vermieden.

Der Wirkungsquerschnitt wird bei dieser Methode in einer flexiblen Form mit Hilfe der Strukturfunktionen (sie repräsentieren die Wirkungsquerschnittsanteile) parametrisiert und in ein lineares Gleichungssystem überführt. Durch eine χ^2-Minimierung erfolgt schließlich die Bestimmung des optimal die Messung reproduzierenden Satzes von Strukturfunktionen.

Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit wird mit der konkreten Anpassung dieses Programmes an die Problematik der Pionproduktionsexperimente begonnen, sodaß im Laufe des nächsten Jahres mit der Einsatzmöglichkeit dieses flexiblen Ansatzes zu rechnen ist.

Wie bereits mehrfach betont, steht der in dieser Arbeit analysierte Datensatz bei einer invarianten Masse $W = 1125\ MeV$ und einem Viererimpulsübertrag $q^2 = -3\ fm^{-2}$ in engem Zusammenhang mit einem zweiten Satz von Daten bei $q^2 = -5\ fm^{-2}$, deren Auswertung bereits begonnen wurde sowie einer dritten

Messung bei $q^2 = -1\ fm^{-2}$, die für die kommende Strahlzeitperiode geplant ist. Damit wird eine Datenbasis geschaffen sein, die eine Bestimmung des axialen Nukleonformfaktors aufgrund seiner q^2-Abhängigkeit erlauben wird. Dabei wird von einer Dipolform

$$G_A(q^2) = 1/(1 - q^2/M_A^2)^2$$

mit der sogenannten „axialen Masse“ M_A ausgegangen, die als freier Parameter an den Wirkungsquerschnittsverlauf angepaßt wird.

Das Interesse am axialen Formfaktor wird aus einer Diskrepanz zwischen den Werten der axialen Masse motiviert, wie sie aus Neutriono-Streuexperimenten($M_A \approx 1.06\ GeV$) und Pionproduktionsexperimenten ($M_A \approx 1.12\ GeV$) bestimmt werden kann. Die Genauigkeit der existierenden Pionproduktionsdaten ist jedoch nicht hoch genug, um mit Hilfe dieser Experimente theoretische Modelle (insbesondere wiederum aus dem Bereich der Chiralen Störungstheorie) beurteilen zu können.

Experimenteller Ansatzpunkt zur Untersuchung dieser Fragestellung ist die Tatsache, daß der Wirkungsquerschnitt insbesondere an der Pionschwelle vom sogenannten „seagull“ oder „Kontaktterm“ (Abbildung 1.1(c)) dominiert wird, der in der pseudo-vektoriellen Kopplung als Term zur Erhaltung der Eichinvarianz auftritt. Dabei tritt im Bereich der Schwelle bei der Multipolzerlegung eine Dominanz des E_{0+}-Multipols zu Tage, der seinerseits wiederum nebem dem magnetischen Isovektorformfaktor G_M^V den axialen Formfaktor G_A enthält.

Ganz allgemein kann gesagt werden, daß Produktionsexperimente neutraler und geladener Pionen im Bereich der Pionschwelle von großem Interesse in der Kern- und Teilchenphysik sind. Aufgrund der kurzen Zerfallslänge langsamer geladener Pionen muß hierbei an möglichst kurze Flugwege vom Target zum Detektorsystem gedacht werden. Spektrometer C mit seiner kürzeren Sollbahn von etwa 8.50 m Länge kann dabei durchaus als geeignetes Spektrometer in Betracht gezogen werden. Unter Inkaufnahme eines Zerfallskorrekturfaktors $\delta_{Zerfall} = 10.0$ - dies würde eine hohe Zuverlässigkeit der Monte-Carlo-Simulationen bedingen - könnte man mit diesem Spektrometer invariante Massen von $W = 1090\ MeV$, somit nur etwa 20 MeV oberhalb der Pionschwelle erreichen.

Aufgrund des extremen Zerfallsverhältnisses von 10/1 sind hierfür jedoch Studien bezüglich der oben erwähnten und in Kapitel 6 beschriebenen Zerfallssimulation und Muonenkontamination erforderlich. Dabei ist es denkbar, daß mit Hilfe eines Dreifachkoinzidenzexperimentes vom Typ $D(e, e'p\pi^-)$ die Nachweiswahrscheinlichkeit für Pionen direkt gemessen wird. Von diesen Ergebnissen wird es abhängen, ob sich die installierten Spektrometer bis in diese Bereiche hinein zum Nachweis der Pionen eignen.

Alternativ hierzu besteht die Möglichkeit, ein spezielles Pionspektrometer mit kurzen Flugwegen zwischen Target und Detektoren als Erweiterung der Spektrometeranlage zu installieren. Im Institut für Kernphysik wurde bereits im Rahmen der Experimente an MAMI A (Projekt E10) ein solches „Short-Orbit-Spektrometer“ mit einer Zentralbahnlänge von nur 1.30 m in Pionproduktionsexperimenten eingesetzt ([Schm-85]), das sich prinzipiell für den Einsatz in Verbindung mit den großen Magnetspektrometern eignen würde. In Verbindung mit bereits zum Einsatz gekommenen dünnen Detektoren ([Rich-89]) stünde dann eine Anlage zur Verfügung, die Produktionsexperimente geladener Pionen am Nukleon bis in den Bereich von etwa 10 MeV oberhalb der Pionschwelle erlauben würde.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Apparative Zielsetzung dieser Arbeit war die Konzeption, der Aufbau und die Inbetriebnahme der Szintillationstriggerdetektoren, der gesamten zugehörigen Koinzidenzelektronik sowie die geräteseitige Synchronisation der voneinander unabhängig arbeitenden Spektrometer („Eventbuilding“) der Dreispektrometeranlage der Kollaboration A1.

Dazu wurde das Detektorsystem zunächst mit Hilfe von GEANT-Simulationen hinsichtlich seiner physikalischen Aufgabenstellung optimiert und anschließend im Hinblick auf die speziellen, beengten geometrischen Verhältnissen in den Abschirmhäusern dimensioniert.

Die 3 bzw. 10 mm dicken und 14-, bzw. 15-fach segmentierten Szintillationsebenen werden an den Schmalseiten der Segmente beidseitig mit schnellen Photovervielfacherröhren ausgelesen und ihre Signale einer flexibel programmierbaren Koinzidenzelektronik zugeführt. Die aus den verschiedenen Experimentarmen zusammenlaufenden Informationen werden mit einem sogenannten „Eventbuilder“-Modul derart gekennzeichnet, daß eine asynchrone Verarbeitung der Datenströme durch die Akquisitionsprogramme erfolgen kann.

Im Anschluß an die Inbetriebnahme und Eichung der Zähler sowie des gesamten Koinzidenzsystems in einer Reihe von Testexperimenten erfolgte die Durchführung und Auswertung eines Experimentes zur Produktion geladener Pionen am Proton $H(e, e'\pi^+)n$ in der Nähe der Pionschwelle (W=1125 MeV).

Mit der hier präsentierten Analyse konnte gezeigt werden, daß sich die von der Kollaboration A1 installierte Dreispektrometeranlage zum Nachweis von Pionen aus Produktionsexperimenten nahe der Schwelle eignet und daß präzise Wirkungsquerschnitte in vergleichsweise kurzer Meßzeit ermittelt werden können.

Unter Berücksichtigung der für die zerfallenden Pionen spezifischen Problematik der Zerfallskorrektur und Muonenkontamination wurden die bei einem Viererimpulsübertrag $q^2 = -3\ fm^2$ gemessenen Daten analysiert und eine Trennung des longitudinalen, transversalen und longitudinal/transversal interferierenden Anteils im Wirkungsquerschnitt vorgenommen. Der Vergleich mit Rechnungen, die auf effektiven Lagrangefunktionen unter Berücksichtigung der Delta-Resonanz beruhen, zeigt eine gute Übereinstimmung im longitudinalen und longitudinal/transversal interferierenden Anteil. Im transversalen Anteil ist eine deutliche Diskrepanz zwischen den einzelnen Modellen und dem Experiment zu erkennen, wobei die Modelle die Daten zum einen über-, zum anderen unterschätzen. Die ermittelten Meßfehler sind dabei fast eine Größenordnung kleiner als die Diskrepanz zwischen den Modellen.

Literaturverzeichnis

[Aker-67] Akerlof, C.W. et al.: Measurement of the pion form faktor; Phys. Rev. 163 (1967), 1482-1497

[Amal-70] Amaldi, E. et al.: On Pion Electroproduction at 5 GeV^2/c^2 near Threshold Il Nuovo Cimento 65 A, 2 (1970), S. 377

[Amal-72] Amaldi, E. et al.: Axial-Vector Form-Factor of the Nucleon from a Coincidence Experiment on Electroproduction at Threshold Phys. Lett. 41 B, 2 (1972), S. 216

[Amal-79] Amaldi E., Fubini S. and Furlan G.: Pion Electroproduction Springer Tracts in Modern Physics 83, Berlin 1979

[Bard-77] Bardin, G. et al.: A transverse and longitudinal cross-section separation in a π^+–electroproduction coincidence experiment and the pion radius; Nucl. Phys. B 120 (1977), S. 45-61

[Bart-71] Bartel, W. et al.: Inelastic Electron-Proton Scattering in the Region of the Δ– (1236) Resonance; Phys. Lett. 35 B, 2 (1971), S. 181

[Bern-92] Bernard, V., Kaiser, N. and Meißner U.-G.: Threshold pion photoproduction in chiral pertubation theory; Nucl. Phys. B 383 (1992), S. 442

[BeHe-34] Bethe, H. A. and Heitler, W.; Proc. Roy. Soc. A146 (1934) 83

[BjDr-87] Bjorken J.D. und Drell S.D.: Relativistische Quantenmechanik; Mannheim 1987

[BlLa-77] Blomqvist, I and Laget, J.M.: A Non-Relativistic Operator for Analysis of Pion Photoproduction on Nuclei in the $\Delta(1236)$ Region; Nucl. Phys. A280 (1977), S. 405-428

[Blom-90] Blomqvist, K.I.: Measurement of H(e,e'π^+)n in parallel kinematics; Proposal A1/2-90 Mainz Microtron MAMI, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1990

[Bloo-73] Bloom et al.: Measurements of Inelastic Electron Scattering Cross Sections near the One-Pion Threshold Phys. Rev. Lett. 30, 23 (1973), S. 1186

[Böhm-93] Böhm, R.: Eichung der Szintillations-Triggerdetektoren des Spektrometers A an MAMI;

Diplomarbeit KPH 5/93, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993

[Brau-73] Brauel, P. et al.: π^+– Electroproduction on Hydrogen near Threshold at Four-Momentum Transfers of 0.2, 0.4 and 0.6 GeV^2/c^2;
Phys. Lett., 45 B, 4 (1973), S. 389

[Breu-78] Breuker, H. et al.: Forward π^+ Electroproduction in the first Resonance Region at Four-Momentum Transfers $q^2 = -0.15$ and -0.3 GeV^2/c^2;
Nucl. Phys. B146 (1978) 285-302

[Chew-57] Chew G.F., Goldberger L.M., Low F.E., Nambu Y.: Rel. Dispersion Relation Approach to Photomeson Production;
Phys. Rev. 106 (1957) 573

[Choi-93] Choi, S.: Etude experimentale et theorique de l'electroproduction de pions pres du seuil mesure des facteurs de forme axial et pseudoscalaire;
These No. 2643, Universite Paris XI Orsay, 1993

[ErWe-88] Ericson, T. and Weise, W.: Pions and Nuclei;
Clarendon Press, Oxford, 1988

[Guer-74] Del Guerra et al.: The Polar-Angle Dependence in π^+– Electropoduction near Threshold
Lett. al Nuovo Cim. 10, 14 (1974), S. 629

[Denh-95] Denhard, O.: Diplomarbeit (in Vorbereitung),
Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995

[Dist-90] Distler, M.: Aufbau und Test einer vertikalen Driftkammer;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1990

[Dist-93] Distler, M.: Das Cindy-Auswerteprogramm,
Programmdokumentation, Institut für Kernphysik

[Dist-95] Distler, M.: Dissertation (in Vorbereitung)
Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1995

[DrTi-92] Drechsel D. and Tiator L.: Threshold pion photoproduction on nucleons;
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 18 (1992) 449

[Esau-78] Esaulov A.S. et al.: Longitudinal and Transverse Contributions to the Threshold Cross-Section of Single-Pion Electroproduction by a Proton
Nucl. Phys. B 136 (1978), S. 511

[Este-88] Estenne, V.: Electroproduction de pion au seuil sur le proton: comment atteindre le facteur de forme axial du nucleon? Etude preparatoire de l'experience et realisation d'un spectrometre a pions; These No. 152-88, Universite Claude Bernard Lyon I, 1988

[Fore-67] de Forest Jr., T.: Nucleon Emission in Electron Scattering Ann. of Phys. 45 (1967) 365

[Han-93] Hanstein O.: Polarsitationsfreiheitsgrade bei der Elektroproduktion von Pionen am Nukleon; Diplomarbeit KPH 2/93, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993

[Hand-63] Hand L.N.: Experimental Investigation of Pion Electroproduction Phys. Rev., 129, 4 (1963), S. 1834

[HiWi-66] Hinterberger, H. and Winston, R.: Efficient Light Coupler for Threshold Cerenkov Counters, Rev. Sci. Instr. 37 (1966), S. 1094

[KoEn-87] Kowalski, S. and Enge H.A.: RAYTRACE Manual, MIT 1987

[Kohl-89] Kohlmeyer, B.: TOF-System für das Kaon-Spektrometer am SIS; Poster auf der Frühjahrstagung der DPG, Bonn 1989

[Korn-94] Korn, M.: Dissertation (in Vorbereitung) Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1995

[Kram-94] Kramer, H.: Dissertation (in Vorbereitung), Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1995

[Kryg-94] Krygier, K.W.: Dissertation (in Vorbereitung), Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1995

[Kund-94] Kunde, V.: Dissertation (in Vorbereitung), Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1995

[Kuss-95] Kuss, M.: Dissertation (in Vorbereitung), Institut für Kernphysik, Technische Hochschule Darmstadt 1995

[Lage-88] Laget, J.M.: On the Longitudinal Electromagnetic Coupling of the Δ Nucl. Phys. A 481 (1981), S. 765 - 780

[Land-44] Landau, L.; Journ. of Physics USSR, 8 (1944), S. 201

[Lee-93] Lee, F. (publ. unter Li, Xiaodong): Pion Electromagnetic Production and Radiative Capture from Nuclei in the Δ- Region; Ph. D. Dissertation, Ohio University, 1993

[Lies-95] Liesenfeld, A.P.; Dissertation (in Vorbereitung), Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1995

[Meis-93] Meißner, U.-G.: Recent developments in chiral pertubation theory; Rep. Prog. Phys. 56 (1993) 903

[NoLe-90] Nozawa, S. and Lee, T.-S.H.: Electroproduction of pions on the nucleon; Nucl. Phys. A513 (1990) 543

[Offe-94] Offermann, E.: Espace Users's Guide, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, Januar 1994

[Rich-89] Richter, A.W.: An Ion-Implanted Semiconductor Strip Detector for Low Energy Pion-Production Experiments, Nucl. Inst. and Methods, A274 (1989), S. 249-252

[Rose-50] Rosenbluth, M.N.: High Energy Elastic Scattering of Electrons on Protons Phys. Rev. 79 (1950) 615

[Saue-94] Sauer, P.: Dissertation (in Vorbereitung), Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1995

[Scha-94] Schardt, St.: Dissertation (in Vorbereitung), Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1995

[Schi-94] Schilling, H.G.: Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994

[Schm-85] Schmitt, Ch.: A magnetic Spectrometer for low Energy Pion Identification in Pion Production Experiments, Nucl. Instr. and Meth. A237 (1985), S. 523

[Schw-49] Schwinger, J.; Phys. Rev. 76 (1949), S. 790

[Stef-93] Steffens, St.; Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993

[Tiat-94] Tiator, L.: private Mitteilung

[Tsai-61] Tsai, Y.S.: Radiative Corrections to Electron-Proton Scattering; Phys. Rev. 122 (1961), S. 1898

[Veit-93] Veit, Th.: Modellunabhängige Separation von Strukturfunktionen aus simulierten (e,e'p)-Wirkungsquerschnitten und Optimierung geplanter Koinzidenz-Experimente in bezug auf maximalen Informationsgewinn, Dissertation KPH 8/93, Institut für Kernphysik, Universität Main, 1993

[Wagn-92] Wagner, A.: Aufbau eines Laser-Monitor-Systems für die Spektrometerdetektoren,
Diplomarbeit KPH 7/92, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1992

[Wats-54] Watson, K. M. ; Phys. Rev. 95 (1954), S. 228

[Wilh-93] Wilhelm, W.: Entwicklung eines schnellen Elektronenwedlersystems mit Positionsrückmeldung zur Verringerung der lokalen Aufheizung von Tieftemperaturtargets,
Diplomarbeit KPH 17/93, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst möchte ich jedoch an Herrn Prof. Dr. V. Walther erinnern, bei dem diese Arbeit begonnen wurde und der – für uns alle unfaßbar – so früh verstorben ist.

Herrn Prof. Dr. Th. Walcher danke ich für die Möglichkeit, das Projekt unter seiner Leitung weiterführen zu können und für sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit.

Herrn Dr. G. Rosner gilt mein besonderer Dank für die fortwährende Betreuung, die vielen Diskussionen, Anregungen und Hilfestellungen bei kleinen und großen Problemen.

Den Mitgliedern der Triggergruppe, Herrn Dipl. Phys. A. Liesenfeld, Herrn Dipl. Phys. A. Wagner, Herrn Dipl. Phys. R. Böhm und Herrn Magister B. Vodenik danke ich ebenfalls ganz besonders für die gute Zusammenarbeit, das gute Arbeitsklima und ihren tollen Einsatz beim Aufbau der Detektoren.

Den Angehörigen der gesamten A1-Kollaboration gilt mein Dankeschön für die Unterstützung meines Teilprojektes und viele Hilfestellungen. Herausheben möchte ich an dieser Stelle Herrn Dr. E. Offermann, dessen unzählige Ratschläge die Fertigstellung der Datenauswertung enorm beschleunigt haben.

Ebenso ein „thank you“ an Herrn Dipl. Phys. I. Blomqvist für die von langer Erfahrung geprägte Konzeption des Experimentes und an Herrn Dr. L. Tiator für die Unterstützung bei der Interpretation der Ergebnisse.

Vielen Dank auch an meine Ehefrau Sabina, die stets mit viel Verständnis alle Einschränkungen und Belastungen ertragen hat, die mit dieser Arbeit verbunden waren.

Am Ende steht schließlich der Dank an meine Eltern, die mir den richtigen Weg gezeigt haben.