

**Elektroproduktion
von π^+ -Mesonen an ^3He
und
das Studium von Mediumeffekten**

Dem Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

vorgelegte

D i s s e r t a t i o n

angefertigt von

Dipl.–Phys. Michael Kohl
aus Hanau

Mai 2001

Darmstadt
D 17

Referent: Professor Dr. rer. nat. Dr. h.c. mult. A. Richter

Korreferent: Professor Dr. rer. nat. J. Wambach

Tag der Einreichung: 29. Mai 2001

Tag der mündlichen Prüfung: 09. Juli 2001

DER ZWEIFLER

Immer wenn von uns
Die Antwort auf eine Frage gefunden schien
Löste einer von uns an der Wand die Schnur der alten
Aufgerollten chinesischen Leinwand, so daß sie herabfiel und
Sichtbar wurde der Mann auf der Bank, der
So sehr zweifelte.

Ich, sagte er uns
Bin der Zweifler, ich zweifle, ob
Die Arbeit gelungen ist, die eure Tage verschlungen hat.
Ob was ihr gesagt, auch schlechter gesagt, noch für einige Wert hätte.
Ob ihr es aber gut gesagt und euch nicht etwa
auf die Wahrheit verlassen habt dessen, was ihr gesagt habt.
Ob es nicht vieldeutig ist, für jeden möglichen Irrtum
Tragt ihr die Schuld. Es kann auch eindeutig sein
Und den Widerspruch aus den Dingen entfernen; ist es zu eindeutig?
Dann ist es unbrauchbar, was ihr sagt. Euer Ding ist dann leblos.
Seid ihr wirklich im Fluß des Geschehens? Einverstanden mit
Allem, was wird? Werdet *ihr* noch? Wer seid ihr? Zu wem
Sprecht ihr? Wem nützt es, was ihr da sagt? Und nebenbei:
Läßt es auch nüchtern? Ist es am Morgen zu lesen?
Ist es auch angeknüpft an Vorhandenes? Sind die Sätze, die
Vor euch gesagt sind, benutzt, wenigstens widerlegt? Ist alles belegbar?
Durch Erfahrung? Durch welche? Aber vor allem
Immer wieder vor allem ändern: Wie handelt man
Wenn man euch glaubt, was ihr sagt? Vor allem: Wie handelt man?

Nachdenklich betrachteten wir mit Neugier den zweifelnden
Blauen Mann auf der Leinwand, sahen uns an und
Begannen von vorne.

BERTOLT BRECHT

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden hochauflösende Koinzidenzexperimente zur Elektroproduktion von π^+ -Mesonen an ^3He mit der Dreispektrometer-Anlage der A1-Kollaboration am Elektronenbeschleuniger MAMI des Instituts für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz durchgeführt. Diese Experimente an ^3He stellen einen Beitrag des Instituts für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt dar. Ziel der Experimente war es, anhand der kinematisch vollständigen Reaktion $^3\text{He}(e,e'\pi^+)^3\text{H}$ den Einfluß des Kernmediums auf die Eigenschaften des Pions und der $\Delta(1232)$ -Resonanz zu studieren. Dazu wurde zunächst das bei tiefen Temperaturen und hohen Drücken betriebene ^3He -Gastarget mit der Erprobung und Verwendung einer neuartigen Targetzelle sowie durch eine Änderung des Aufbaus der Kälteversorgung deutlich verbessert. Hierdurch wurde ein stabiler Betrieb des Targets bei einer Temperatur $T \simeq 20$ K, einem Druck $p \simeq 20$ bar und Strahlströmen bis zu $40 \mu\text{A}$ ermöglicht.

Um die Unterdrückung von Untergrundereignissen durch zufällige Koinzidenzen und die Genauigkeit der Pionzerfallskorrektur zu optimieren, wurden mit einem gepulsten Elektronenstrahl die Längen der Teilchenbahnen durch die Spektrometer kalibriert und damit eine Auflösung der Koinzidenzzeit von 750 ps (FWHM) erreicht. Zwei experimentelle Methoden fanden Anwendung. Zum einen wurde bei einem konstanten Viererimpulsübertrag $Q^2 = 0.100$ $(\text{GeV}/c)^2$ in paralleler Kinematik die Einschußenergie zwischen 555 und 855 MeV variiert, um die longitudinalen (L) und transversalen (T) Anteile des differentiellen Wirkungsquerschnitts zu separieren. Zum anderen wurde bei einer Einschußenergie von $E_0 = 855$ MeV und einem Viererimpulsübertrag $Q^2 = 0.100$ $(\text{GeV}/c)^2$ die Winkelverteilung der Pionen bezüglich der Impulsübertragsrichtung in einem großen Bereich gemessen, um den longitudinal-transversalen Interferenzterm (LT) zu extrahieren.

Die experimentellen Daten werden mit Modellrechnungen verglichen, die auf der elementaren Pionproduktionsamplitude basieren und neben Borntermen die Anregung der Δ - und höherer Resonanzen beinhalten. Des weiteren gehen Dreiteilchen-Faddeev-Wellenfunktionen sowie die Endzustandswechselwirkung des auslaufenden Pions in die Rechnung ein. Die experimentellen Wir-

kungsquerschnitte werden von dem Modell erst reproduziert, wenn zusätzliche Mediummodifikationen des Pions und des Δ -Isobars in Form von Selbstenergietermen berücksichtigt werden. Aus der Selbstenergie des Pions folgt im Rahmen der Chiralen Störungstheorie eine effektive Masse des π^+ -Mesons von $m_{\pi^+}^* = (137.9 \pm 2.1) \text{ MeV}/c^2$ im neutronenreichen nuklearen Medium bei einer Dichte von $\rho = 0.057 \text{ fm}^{-3}$, d.h. die π^+ -Masse verringert sich um $\Delta m_{\pi^+} = -(1.7 \pm 2.1) \text{ MeV}/c^2$, wenn es in ${}^3\text{H}$ propagiert. Die aus früheren Daten der π^0 -Photoproduktion an ${}^4\text{He}$ extrahierte Δ -Selbstenergie ist mit den Ergebnissen des vorliegenden Experiments verträglich. Hieraus folgt ein Anstieg der Masse und der Zerfallsbreite der Δ -Resonanz im Kernmedium von $\Delta M_\Delta = (40 - 50) \text{ MeV}/c^2$ und $\Delta \Gamma_\Delta = (60 - 70) \text{ MeV}$ im untersuchten kinematischen Bereich.

Mit der Zielsetzung, nach Δ -Beimischungen im ${}^3\text{He}$ -Grundzustand zu suchen, sind darüber hinaus Messungen der Dreifachkoinzidenzreaktion ${}^3\text{He}(e, e' p \pi^+) n n$ durchgeführt worden. Die im Rahmen dieser Arbeit optimierte Koinzidenzzeitauflösung bildet die Grundlage für die Analyse der Daten dieses schwierigen Experimentes.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	4
2.1	Kinematik	4
2.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt	7
2.3	Elektroproduktion von Pionen an ^3He	8
3	Experimenteller Aufbau	12
3.1	Mainzer Mikrotron MAMI	12
3.2	Dreispektrometer-Anlage	13
3.2.1	Magnetspektrometer	14
3.2.2	Detektoren	15
3.2.3	Datenerfassung	17
3.3	Target	21
4	Messungen	26
4.1	Rosenbluth-Separation	26
4.2	Pion-Winkelverteilung	27
5	Auswertung	31
5.1	Experimenteller Wirkungsquerschnitt	32
5.2	Programmpaket Cola++/Simul++	33
5.3	Teilchenidentifikation	35
5.4	Koinzidenzzeit	38

5.5	Vertexrekonstruktion	40
5.6	Sonstige Schnitte	44
5.6.1	Einstreuungen	44
5.6.2	Nominale Impulsakzeptanz	46
5.6.3	Selektion des Endzustands	47
5.7	Korrektur des Pionzerfalls	48
5.8	Simulationen	51
5.8.1	Phasenraumintegrale	52
5.8.2	Akzeptanzkorrekturen	54
5.9	Normierung	55
5.9.1	Luminositätsmonitor	55
5.9.2	Absolutbestimmung der Targetdichte	59
5.9.3	Totzeitkorrektur	63
5.10	Systematische Fehler	64
6	Ergebnisse und Diskussion	66
6.1	Rosenbluth-Separation	66
6.1.1	Modifikation des Pions im Medium	70
6.1.2	Modifikation des Δ -Isobars im Medium	79
6.2	Pion-Winkelverteilung und LT -Interferenzterm	84
7	Schlußbemerkung und Ausblick	90
A	Korrektur der Koinzidenzzeit	92
A.1	Definition der Parameter	92

A.2	Flugzeitkalibration mit einem gepulsten Elektronenstrahl	98
A.3	Eichmessungen mit gepulstem Strahl	101
B	Vertexrekonstruktion	103
C	Totzeitkorrektur für Einarmereignisse	104
D	Δ-Selbstenergie	107
E	Liste der Einzelmessungen	109
E.1	Rosenbluth-Separation	109
E.2	Pion-Winkelverteilung	110
E.3	Eichmessungen	113
E.4	Wirkungsquerschnitte	115
	Literaturverzeichnis	117

1 Einleitung

Eine wichtige Fragestellung der modernen Kernphysik der letzten Jahrzehnte besteht darin, wie sich die Eigenschaften der aus Protonen und Neutronen zusammengesetzten Atomkerne aus der Art und Weise der Wechselwirkung einzelner Nukleonen verstehen lassen. Ein sehr erfolgreiches Konzept zum Verständnis der Eigenschaften vieler Kerne basiert auf der Annahme eines mittleren Kernpotentials, in dem sich die Nukleonen unabhängig voneinander bewegen (Einteilchen-Schalenmodell) [1]. Die von dem mittleren Potential nicht beschriebenen Abweichungen werden der Restwechselwirkung der Nukleonen zugeordnet. Um die Herkunft des mittleren Potentials zu verstehen, besteht ein weiterführender Ansatz in dem Versuch, die Kernkräfte mikroskopisch aus dem Nukleon-Nukleon-Potential abzuleiten. Tatsächlich ist dies nur für leichte Kerne näherungsweise möglich, bei schwereren Kernen dagegen werden fundamentale Kerneigenschaften wie die Bindungsenergie oder das magnetische Moment hiervon nicht richtig beschrieben. Während hier die Nukleonen paarweise miteinander wechselwirken, müssen darüber hinaus im Kern auch Prozesse betrachtet werden, bei denen mehr als zwei Nukleonen in die Wechselwirkung einbezogen sind (Drei- und Mehrkörperkräfte, Korrelationen).

Bereits seit Yukawas Theorie der Kernkräfte mit dem Postulat des Pions im Jahr 1935 [2] und dessen Entdeckung 1947 [3] hat sich gezeigt, daß zum Verständnis der Stabilität der Kerne der Austausch von Mesonen eine entscheidende Rolle spielt. Der langreichweitige attraktive Anteil der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ist gut beschreibbar durch den Austausch eines einzelnen Pions. Bei mittleren Abständen überwiegt der Austausch von zwei oder mehr Pionen. Die kurzreichweitige Abstoßung der Nukleonen läßt sich hingegen auf den Austausch schwererer Mesonen wie dem ρ - und dem ω -Meson sowie auf die Quarkstruktur des Nukleons zurückführen.

Es zeigt sich somit, daß das aus den Konstituenten (Protonen, Neutronen und Pionen) gebildete nukleare Medium als Vielteilchensystem einen Charakter besitzt, der sich von der einfachen Summe aller Konstituenten unterscheidet. In einem weiteren Schritt stellt sich die Frage, ob auch hadronische Teilchen ih-

re Vakuumeigenschaften verändern, wenn sie in ein solches Medium eingebettet sind. Ähnlich wie die Photonen des Lichts ihre Wellenlänge ändern, wenn sie vom Vakuum in ein optisches Medium übergehen, sind analoge Phänomene auch für massebehaftete hadronische Teilchen im nuklearen Medium zu erwarten [4].

Um den Übergang von der Physik der Nukleonen zur Physik der Kerne zu untersuchen, eignen sich Experimente an ${}^3\text{He}$ in besonderer Weise. Das Nuklid ${}^3\text{He}$ ist als einfacher zusammengesetzter Kern einerseits noch ein System, dessen Wellenfunktion und andere Grundzustandseigenschaften mit hoher Präzision mikroskopisch berechenbar sind [5]. Andererseits stellt bereits der ${}^3\text{He}$ -Kern ein – obgleich lokal begrenztes – nukleares Medium dar. Als leichter Kern hat ${}^3\text{He}$ den herausragenden Vorteil, daß die auslaufenden Teilchen eine deutlich geringere Endzustandswechselwirkung erfahren als bei Streuexperimenten an schwereren Kernen, so daß die am Reaktionsvertex auftretenden Mediumeffekte deutlicher beobachtet werden können. Die Erzeugung geladener Pionen an ${}^3\text{He}$ wird schon seit einigen Jahren in der A1-Kollaboration am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI als Beitrag des Instituts für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt betrieben [6–11].

Mit Hilfe der Elektroproduktion geladener Pionen an ${}^3\text{He}$ in der Reaktion ${}^3\text{He}(e,e'\pi^+){}^3\text{H}$ im Anregungsbereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz eröffnet sich der Zugang zu der Fragestellung, ob sich die Eigenschaften des Δ -Isobars und des Pions im nuklearen Medium ändern. Zum einen ist die Reaktion experimentell vollständig bestimmt und läßt in der Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts nur wenige Freiheitsgrade offen. Zum anderen ist es möglich, durch die Trennung der longitudinalen und transversalen Komponenten die Eigenschaften des Pions und des Δ -Isobars separat zu studieren. Die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte werden mit den Ergebnissen des Modells von Drechsel, Kamalov und Tiator [7, 12, 13] verglichen. Die Mediummodifikationen des Pions und des Δ -Isobars werden durch sogenannte Selbstenergien ausgedrückt, die mit der effektiven Masse und der Zerfallsbreite im Medium verknüpft sind. Die Selbstenergieterme des Pions und des Δ -Isobars lassen sich im Rahmen der Chiralen Störungstheorie (ChPT) und des Δ -Loch-Modells („ Δ -hole model“) verstehen und interpretieren [14, 15] und erlauben Aussagen über effektive Massen und Zer-

fallsbreiten im Medium.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zu dieser Fragestellung in der Reaktion ${}^3\text{He}(e,e'\pi^+){}^3\text{H}$ zwei Experimente mit der Dreispektrometer-Anlage der A1-Kollaboration am Mainzer Mikrotron MAMI durchgeführt. Die Messungen in paralleler Kinematik, bei der das erzeugte Pion in Richtung des Impulsübertrags nachgewiesen wird, haben es ermöglicht, die transversalen (T) und longitudinalen (L) Anteile des differentiellen Wirkungsquerschnitts im Anregungsbereich der Δ -Resonanz zu separieren. Mit dem zweiten Experiment wurde die Winkelverteilung der erzeugten π^+ -Mesonen vermessen, um den longitudinal-transversalen Interferenzterm (LT) zu extrahieren.

In Kapitel 2 werden zunächst einige theoretische Grundlagen der koinzidenten Elektronenstreuung und der Elektroproduktion von Pionen gegeben. Der apparative Aufbau des im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experiments wird in Kapitel 3 beschrieben. In Kapitel 4 werden die vorgenommenen Messungen und die zugehörigen Kinematiken vorgestellt. Ein Gang durch die Auswertungsprozedur erfolgt in Kapitel 5. In Kapitel 6 schließt sich eine Darstellung und Diskussion der erzielten Ergebnisse des Experiments an, ehe die Arbeit in Kapitel 7 mit einem Ausblick abgeschlossen wird. Eine Beschreibung des Kalibrationsverfahrens zur Korrektur der Koinzidenzzeit findet sich im Anhang A.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden zunächst die kinematischen Größen eingeführt, die später bei der Darstellung der Ergebnisse verwendet werden. Anschließend wird die allgemeine Struktur des differentiellen Wirkungsquerschnitts für koinzidente Elektronenstreuung vorgestellt. Danach wird kurz auf die Grundzüge des Modells der Pion-Elektroproduktion von Drechsel, Kamalov und Tiator [7, 12, 13] eingegangen, mit dem die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit verglichen werden und das die Grundlage für eine weiterführende Diskussion der Resultate in Kapitel 6 bildet.

2.1 Kinematik

Die kinematische Situation bei der Streuung von Elektronen an ${}^3\text{He}$ ist in Abb. 2.1 illustriert. Die durch die Feinstrukturkonstante $\alpha \approx 1/137$ gegebene Kopplungsstärke der elektromagnetischen Wechselwirkung rechtfertigt die Annahme,

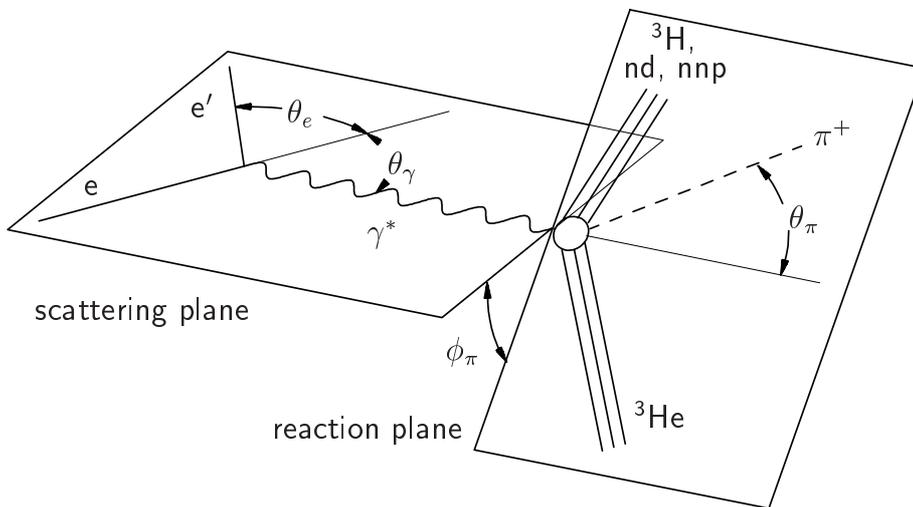


Abb. 2.1: Kinematik der koinzidenten π^+ -Elektroproduktion an ${}^3\text{He}$. Die Streuebene wird durch das ein- und auslaufende Elektron aufgespannt. Die Reaktionsebene ist durch die Richtung des virtuellen Photons γ^* und des koinzidenten Pions definiert, das unter den Winkeln θ_π und ϕ_π emittiert wird.

daß bei der Streuung des Elektrons am Targetkern genau ein virtuelles Photon ausgetauscht wird. Alle an der Reaktion beteiligten Teilchen lassen sich durch Vierervektoren charakterisieren, die aus der Energie und dem Dreierimpuls gebildet werden. Das vom Beschleuniger zur Verfügung gestellte einlaufende Elektron (e) mit dem Viererimpuls $p_0 = (E_0, \vec{p}_0)$ wird gestreut und als auslaufendes Elektron (e') unter dem Winkel θ_e mit dem Viererimpuls $p_{e'} = (E_{e'}, \vec{p}_{e'})$ nachgewiesen. Das ausgetauschte virtuelle Photon (γ^*) definiert die Impulsübertragsrichtung und ist durch den Vierervektor $q = (\omega, \vec{q}) = p_0 - p_{e'}$ gekennzeichnet. Durch die Wahl des Winkels θ_e und der Energie des gestreuten Elektrons $E_{e'}$ können der Energie- und Impulsübertrag ω und \vec{q} unabhängig voneinander festgelegt werden. Das Quadrat des Viererimpulsübertrags $q^2 = \omega^2 - \vec{q}^2 < 0$ ist lorentzinvariant und für raumartige virtuelle Photonen eine negative Zahl, so daß oftmals die Größe $Q^2 = -q^2$ verwendet und als Viererimpulsübertrag bezeichnet wird. Das virtuelle Photon wird vom Targetkern ${}^3\text{He}$ absorbiert, der im Laborsystem ruht und dessen Viererimpuls durch $p_T = (M_{3\text{He}}, \vec{0})$ gegeben ist ($M_{3\text{He}} = 2808.392 \text{ MeV}/c^2$). Das ein- und auslaufende Elektron definiert die Streuebene. Die Reaktionsebene wird durch die Richtung des virtuellen Photons und des unter dem Polariswinkel θ_π emittierten Pions aufgespannt und ist um den Azimutalwinkel ϕ_π gegenüber der Streuebene geneigt. Das ausgesendete Pion besitzt den Viererimpuls $p_\pi = (E_\pi, \vec{p}_\pi)$. Zurück bleibt das Restsystem mit dem Viererimpuls $p_r = (E_r, \vec{p}_r)$, das entweder gebunden ist (${}^3\text{H}$) oder aufbricht (nd, nnp). An jedem Vertex gilt die Energie- und Impulserhaltung. Neben dem Viererimpulsübertrag charakterisieren die Mandelstam-Variablen s , t und u als Konstanten der Bewegung die Dynamik:

$$s = (q + p_T)^2, \quad t = (q - p_\pi)^2, \quad u = (p_T - p_\pi)^2 \quad (2.1)$$

Die Schwerpunktenergie W des Photon- ${}^3\text{He}$ -Systems ist mit s verknüpft durch

$$W^2 = s = (\omega + M_{3\text{He}})^2 - \vec{q}^2 = -Q^2 + 2\omega M_{3\text{He}} + M_{3\text{He}}^2. \quad (2.2)$$

Unter der Annahme, daß das virtuelle Photon von einem als ruhend gedachten einzelnen Nukleon innerhalb des Targetkerns absorbiert wird, läßt sich eine invariante Masse des Photon-Nukleonsystems definieren durch

$$M_{\gamma^*N} = \sqrt{(\omega + M_p)^2 - \vec{q}^2}, \quad (2.3)$$

wobei $M_p = 938.272 \text{ MeV}/c^2$ die Masse des Protons ist. Vergleicht man die Energien eines virtuellen und eines reellen Photons, die nötig sind, um bei der Absorption am Targetkern dieselbe Schwerpunktennergie zu erzeugen, so unterscheiden sich diese aufgrund des wählbaren Impulsübertrags für das virtuelle Photon. Die physikalisch relevante Energie ist die sogenannte Photonäquivalenzenergie, die ein reelles Photon hätte, um dieselbe Schwerpunktennergie $W = \sqrt{s}$ des Gesamtsystems wie ein virtuelles Photon hervorzurufen

$$k_\gamma^{eq} = \frac{s - M_{^3\text{He}}^2}{2M_{^3\text{He}}}. \quad (2.4)$$

Die in diesem Experiment gemessene Pion-Winkelverteilung wird im Photon- ^3He -Schwerpunktsystem angegeben. Der Winkel des Pions im Photon- ^3He -Schwerpunktsystem θ_π hängt durch eine Lorentztransformation mit den kinematischen Größen des Pions im Laborsystem zusammen:

$$\tan \theta_\pi = \frac{\frac{1}{\gamma} \sin \theta_\pi^{\text{LAB}}}{-\beta E_\pi^{\text{LAB}}/p_\pi^{\text{LAB}} + \cos \theta_\pi^{\text{LAB}}}, \quad (2.5)$$

wobei die Geschwindigkeit des Schwerpunkts $\beta = |\vec{q}|/(\omega + M_{^3\text{He}})$ und $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2} = (\omega + M_{^3\text{He}})/W$ sind.

Die Identifikation des Endzustands erfolgt durch eine Massenbilanzierung. Die invariante Masse des nicht nachgewiesenen Restsystems beträgt

$$\begin{aligned} M_r &= \sqrt{E_r^2 - \vec{p}_r^2} \\ &= \sqrt{(\omega + M_{^3\text{He}} - E_\pi)^2 - (\vec{q} - \vec{p}_\pi)^2} \begin{cases} = M_{^3\text{H}}, & (^3\text{H}) \\ > M_{^3\text{H}} + E_{\text{Sep}}, & (\text{nd, nnp}). \end{cases} \end{aligned} \quad (2.6)$$

In Massenbilanzspektren bildet der Endzustand ^3H eine schmale Linie, deren Breite nur durch die experimentelle Auflösung bedingt ist und an die sich oberhalb einer Schwelle E_{Sep} das Kontinuum durch den Aufbruch in (nd) und (nnp) anschließt. Die fehlende Masse (oder „missing mass“) M_{miss} läßt sich somit als

$$M_{\text{miss}} = M_r - M_{^3\text{H}} \quad (2.7)$$

definieren.

2.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der koinzidenten Elektroproduktion von π^+ -Mesonen in der Reaktion ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+){}^3\text{H}$, bei der sowohl das Projektil als auch das Target unpolarisiert sind, ist gegeben durch [13]

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{e'}dE_{e'}d\Omega_\pi} = \Gamma \frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi}(W, Q^2, \theta_\pi; \phi_\pi, \epsilon) \quad (2.8)$$

mit

$$\frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi} = \frac{d\sigma_T}{d\Omega_\pi} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d\Omega_\pi} + \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)} \cos\phi_\pi \frac{d\sigma_{LT}}{d\Omega_\pi} + \epsilon \cos 2\phi_\pi \frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega_\pi}. \quad (2.9)$$

Die Größen Γ und ϵ sind der Fluß und die Polarisation der virtuellen Photonen und hängen nur von den kinematischen Parametern des Elektrons ab:

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E_{e'}}{E_e} \frac{k_\gamma^{eq}}{1-\epsilon} \frac{1}{Q^2} \quad (2.10)$$

und

$$\epsilon = \left[1 + 2 \frac{\vec{q}^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right]^{-1} \quad (2.11)$$

Im Unterschied zu [8, 16] wird hier in der Flußdefinition in Gl. (2.10) die Photonäquivalenzenergie k_γ^{eq} anstelle des Photon-Dreierimpulses $|\vec{q}|$ verwendet.

Der reduzierte Wirkungsquerschnitt $d\sigma_V/d\Omega_\pi$ setzt sich aus vier Anteilen zusammen, die die hadronische Struktur beschreiben. Die Indizes T , L , LT und TT bezeichnen die transversale und longitudinale Komponente sowie die zugehörigen Interferenzterme. Die Strukturfunktionen selbst sind Funktionen von drei Variablen. Es ist gebräuchlich, dazu die Schwerpunktenenergie W , den Viererimpulsübertrag Q^2 und den Pion-Emissionswinkel θ_π zu verwenden. Die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma_V/d\Omega_\pi$ von der Polarisation ϵ und dem Azimutalwinkel ϕ_π ist dagegen explizit in den Koeffizienten enthalten. Während die kinematischen Parameter des Elektrons im Laborsystem angegeben werden, beziehen sich alle Koordinaten des Pions auf das Photon- ${}^3\text{He}$ -Schwerpunktsystem, falls nicht explizit anders angegeben. In der Literatur wird Gl. (2.9) oftmals unter Verwendung der longitudinalen Polarisation des virtuellen Photons

$$\epsilon_L = \frac{Q^2}{\omega^2} \epsilon \quad (2.12)$$

geschrieben [17]. Die longitudinale Strukturfunktion $d\sigma_L/d\Omega_\pi$ und der LT -Interferenzterm $d\sigma_{LT}/d\Omega_\pi$ in Gl. (2.9) enthalten daher implizit die zusätzlichen Faktoren Q^2/ω^2 und $\sqrt{Q^2/\omega^2}$.

Die Strukturfunktionen sind die Observablen des Experiments und können durch eine Variation der Parameter ϵ und ϕ_π bei zugleich konstant gehaltenen Werten für W , Q^2 und θ_π separiert werden. Aufgrund einer impliziten Abhängigkeit des LT - und TT -Interferenzterms von $\sin\theta_\pi$ und $\sin^2\theta_\pi$ tragen diese in paralleler Kinematik ($\theta_\pi = 0^\circ$) nicht bei. In diesem Fall ist es ausreichend, alleine ϵ zu variieren, um die longitudinale und transversale Komponente zu trennen (Rosenbluth-Separation). Bei endlichen Werten des Polarwinkels θ_π ist es möglich, aus der ϕ_π -Modulation in Gl. (2.9) die Interferenzterme zu extrahieren. Speziell der LT -Interferenzterm wechselt beim Übergang von $\phi_\pi = 0^\circ$ nach $\phi_\pi = 180^\circ$ (d.h. innerhalb der Streuebene, siehe Abb. 2.1) als einziger Beitrag in Gl. (2.9) sein Vorzeichen.

2.3 Elektroproduktion von Pionen an ^3He

In diesem Abschnitt werden kurz die Grundideen des Modells von Drechsel, Kamalov und Tiator [7, 12, 13] skizziert. Das Modell liefert numerische Lösungen für die vier Strukturfunktionen in Gl. (2.9) als Funktion der Schwerpunktsenergie W , des Viererimpulsübertrags Q^2 und des Pionwinkels im Photon- ^3He -Schwerpunktsystem θ_π , mit denen die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit verglichen werden.

Die Modellrechnungen basieren auf der elementaren Pionproduktionsamplitude nach dem sogenannten Unitären Isobaren-Modell (UIM, „Unitary Isobar Model“), das auch unter der Bezeichnung „MAID“ als interaktives Programm im Internet erreichbar ist [12, 18]. Die elementaren Prozesse sind in Abb. 2.2 dargestellt. Neben den nichtresonanten Borntermen des s -, t - und u -Kanals und dem Kontaktterm (auch Kroll-Rudermann- oder „seagull“-Term genannt) sind in der zweiten Zeile die Beiträge durch den Austausch von ρ - und ω -Mesonen sowie als resonan-

ter Beitrag die Δ -Anregung im s-Kanal aufgeführt. Die Viererstromdichte läßt sich als Kombination der Standard-CGLN-Amplituden darstellen [19]. Nach einer weiteren Zerlegung nach Multipolen (charakterisiert nach dem Bahndrehimpuls des Pions ℓ und dem Pion-Nukleon-Gesamtspin j) und Isospin I ergibt sich die Gesamtamplitude eines Spin-Isospin-Kanals $\alpha = \{\ell, j, I\}$ aus der Summe einer nichtresonanten Untergrundamplitude und einer Resonanzamplitude

$$t_{\gamma\pi}^{\alpha} = t_{\gamma\pi}^{B,\alpha} + t_{\gamma\pi}^{R,\alpha}. \quad (2.13)$$

Die nichtresonante Amplitude $t_{\gamma\pi}^{B,\alpha}$ ist in der K-Matrix-Näherung mit den Streuphasen δ_{α} der Pion-Nukleon-Streuung verknüpft durch

$$t_{\gamma\pi}^{B,\alpha} = v_{\gamma\pi}^{B,\alpha} e^{i\delta_{\alpha}} \cos \delta_{\alpha}, \quad (2.14)$$

mit den reellen Pion-Nukleon-Amplituden $v_{\gamma\pi}^{B,\alpha}$, die aus den Diagrammen a) bis e) in Abb. 2.2 konstruiert werden. Während die Struktur der elektromagnetischen Vertizes γNN und $\gamma\pi\pi$ wohldefiniert ist, wird für den πNN -Vertex eine

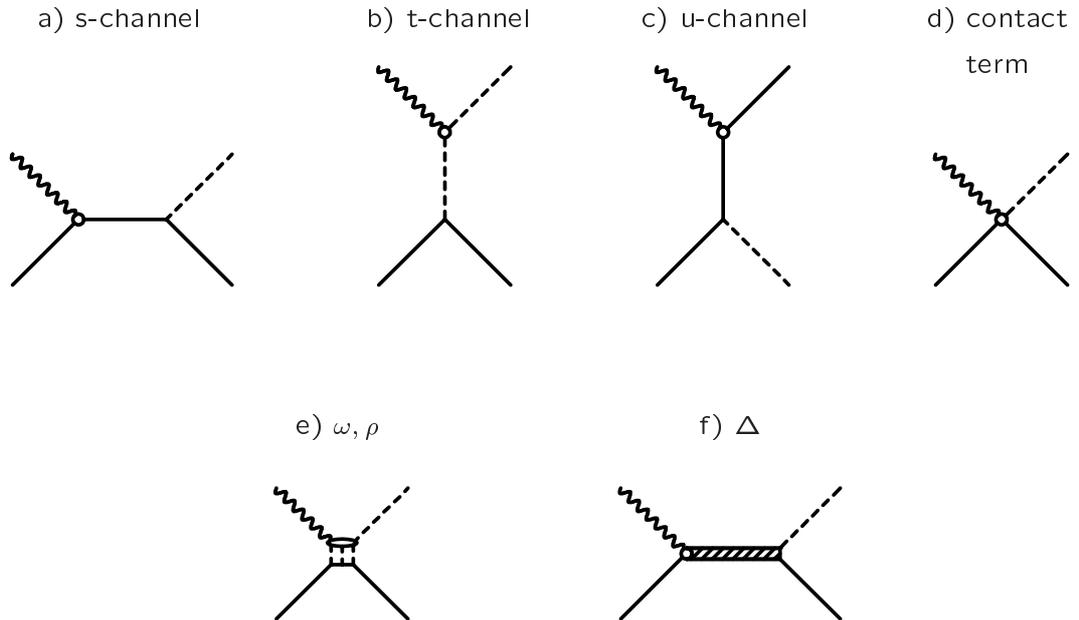


Abb. 2.2: Feynmandiagramme der elementaren Pionproduktionsamplitude. In den Graphen a)-d) der oberen Reihe sind die Bornterme im s-, t- und u-Kanal sowie der Kontaktterm dargestellt. In der unteren Reihe sind unter e) der ρ - und ω -Austausch und f) die resonanten Beiträge (am Beispiel der Δ -Resonanz) aufgeführt.

Mischung aus pseudoskalarer und pseudovektorieller Kopplung verwendet. Die Resonanzbeiträge zum Spin-Isospin-Kanal α (neben dem Δ werden auch höhere Resonanzen berücksichtigt) werden durch komplexe Breit-Wigner-Formeln $w_{\gamma\pi}^{R,\alpha}$ beschrieben:

$$t_{\gamma\pi}^{R,\alpha} = w_{\gamma\pi}^{R,\alpha} e^{i\phi_R}. \quad (2.15)$$

Die Phase ϕ_R wird in Gl. (2.15) so gewählt, daß die resultierende Phase der Gesamtamplitude wieder der Pion-Nukleon-Streuphase δ_α entspricht und somit die Erhaltung der Unitarität gewährleistet ist.

Aus der elementaren Amplitude, die im Photon-Nukleon-Schwerpunktsystem ausgewertet wird, wird im nächsten Schritt die nukleare Amplitude im Photon- ^3He -Schwerpunktsystem unter Verwendung von Dreiteilchen-Faddeev-Wellenfunktionen für das Dreinukleonen-System generiert (PWIA, „Plane Wave Impulse Approximation“). Die Fermibewegung der Nukleonen wird durch einen sogenannten Faktorisierungsansatz berücksichtigt. Die Endzustandswechselwirkung des auslaufenden Pions wird mit Hilfe der aus der elastischen Pion-Kern-Streuung bekannten Streuamplitude als zusätzlicher Beitrag zur nuklearen Pionproduktionsamplitude selbstkonsistent berechnet (DWIA, „Distorted Wave Impulse Approximation“). Auch ein möglicher Ladungsaustausch des Pions im Endzustand findet hier Berücksichtigung [20].

Die longitudinalen und transversalen Anteile des differentiellen Wirkungsquerschnitts weisen in der gewählten experimentellen Kinematik eine besondere Sensitivität auf die elementaren Beiträge durch den Pion-Polterm [Abb. 2.2, Diagramm b)] und der Anregung der Δ -Resonanz auf [Abb. 2.2, Diagramm f)]. Während der longitudinale Anteil des differentiellen Wirkungsquerschnitts durch den Einfluß des Pion-Polterms dominiert wird, liefert die Anregung der Δ -Resonanz in ^3He den größten Beitrag zur transversalen Komponente des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Umgekehrt trägt der Pion-Polterm in paralleler Kinematik zum transversalen Kanal praktisch nicht bei, während zugleich der Beitrag der Δ -Anregung zum longitudinalen Kanal vernachlässigbar klein ist. Die in den beiden elementaren Prozessen auftretenden Propagatoren des Pions im Pion-Polterm sowie des Δ -Isobars bei der Δ -Anregung im s-Kanal eröffnen die Möglichkeit, den Einfluß expliziter Mediummodifikationen in Form von Selbstenergietermen ein-

zuführen [21]. Da die Beiträge der beiden Diagramme b) und f) in Abb. 2.2 in der im Experiment gewählten parallelen Kinematik praktisch entkoppelt sind, erlaubt eine Separation der longitudinalen und transversalen Anteile des differentiellen Wirkungsquerschnitts eine getrennte und unabhängige Untersuchung der Modifikationen des Pions und des Δ -Isobars im nuklearen Medium, das hier durch das Dreinukleonen-System gebildet wird. Eine ausführliche Diskussion der Selbstenergien des Pions und des Δ -Isobars erfolgt in Abschn. 6.1.1 und 6.1.2.

3 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der meßtechnische Aufbau des Experiments beschrieben. Der Elektronenstrahl von sehr hoher Qualität und Variabilität in Energie und Intensität wurde vom Mainzer Mikrotron MAMI, dem Elektronenbeschleuniger an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz, zur Verfügung gestellt. Die auslaufenden Teilchen (hier Elektronen und π^+ -Mesonen) wurden mit je zwei hochauflösenden Spektrometern der Dreispektrometer-Anlage der A1-Kollaboration in Koinzidenz nachgewiesen. Für die Untersuchungen an ^3He wurde ein Gastarget eingesetzt, das bei niedriger Temperatur und hohem Druck betrieben wird.

3.1 Mainzer Mikrotron MAMI

Das Mainzer Mikrotron MAMI B (siehe Grundriß in Abb. 3.1) besteht aus drei aufeinander folgenden Beschleunigungsstufen (RTM 1, 2 und 3), mit denen Elektronen nach dem Rennbahnprinzip (RTM = „Racetrack Microtron“) [22] auf eine Maximalenergie von 880 MeV beschleunigt werden können. Eine vierte Stufe (MAMI C) für eine Energie $E_0 = 1.5$ GeV befindet sich derzeit im Aufbau und soll im Jahr 2003 in der ehemaligen X1-Experimentierhalle (siehe Abb. 3.1) in Betrieb genommen werden. Eine thermische Quelle für unpolarisierte Elektronen erlaubt Strahlströme bis $100 \mu\text{A}$ im cw-Modus („continuous wave“), so daß Koinzidenzexperimente mit hoher Luminosität möglich werden. Darüber hinaus können mit der Quelle für polarisierte Elektronen im Standardbetrieb Ströme bis $40 \mu\text{A}$ bei 80 % Polarisation erzeugt werden [23]. Nach der Extraktion des Strahls wird dieser den experimentellen Einrichtungen (A1, A2, A4 und X1) zugeführt. Der Ort des hier vorgestellten Experiments, die Dreispektrometer-Anlage der A1-Kollaboration, findet sich unten rechts auf dem Lageplan in Abb. 3.1.

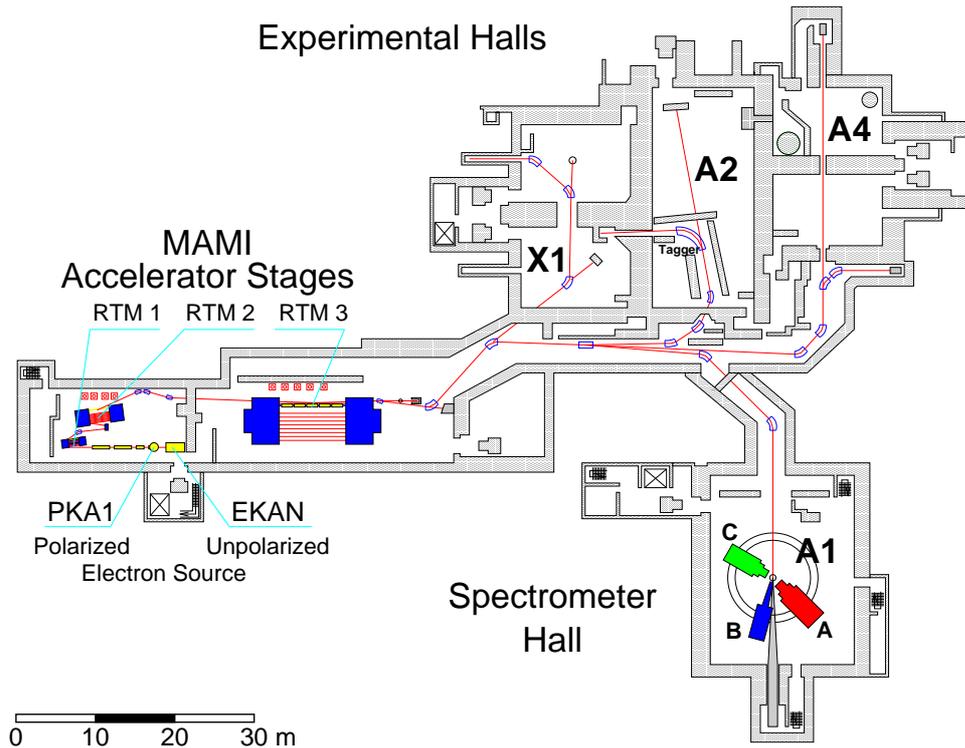


Abb. 3.1: Grundriß des Mainzer Mikrotrons MAMI B. Der Elektronenstrahl wird in drei Stufen auf bis zu $E_0 = 880$ MeV beschleunigt. Dabei beträgt die Stromstärke im kontinuierlichen Betrieb („cw-Modus“) bis zu $100 \mu\text{A}$ unpolarisiert und bis zu $40 \mu\text{A}$ bei 80% Polarisation. Der extrahierte Strahl wird anschließend den experimentellen Einrichtungen zugeführt. Die Zeichnung stammt aus [24].

3.2 Dreispektrometer-Anlage

Die zentrale Apparatur zur Durchführung hochauflösender, koinzidenter Elektronenstreuexperimente ist die Dreispektrometer-Anlage der A1-Kollaboration. Abbildung 3.2 zeigt eine Photographie der Spektrometerhalle. Der Elektronenstrahl (in der Abbildung von unten rechts) trifft in der Streukammer auf das Target. Für den Nachweis des gestreuten Elektrons sowie bis zu zwei weiteren geladenen Teilchen in Koinzidenz dienen die Magnetspektrometer A, B und C, die auf einem Kranz drehbar um das im Zentrum befindliche Target angeordnet sind. Eine detaillierte Beschreibung der Anlage findet sich in Ref. [25]. Im folgenden werden die wichtigsten Komponenten kurz beschrieben.

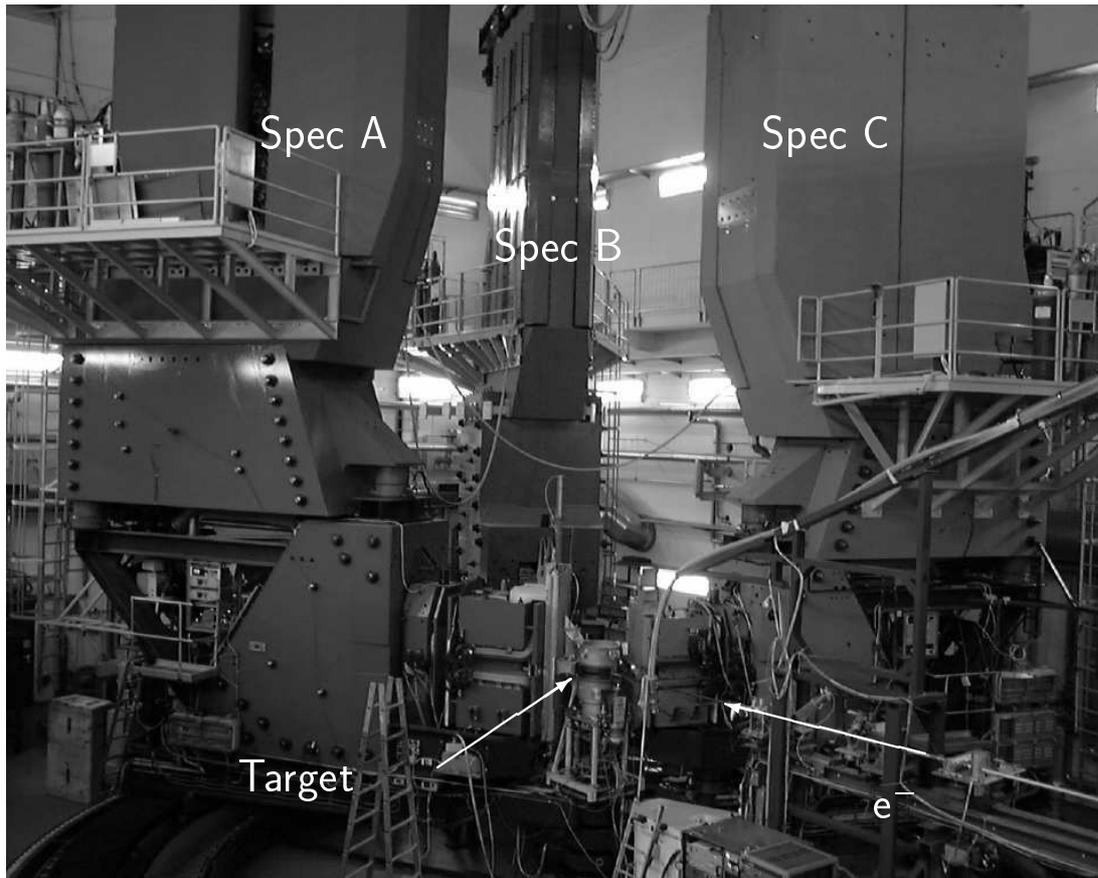


Abb. 3.2: Photographie der Dreispektrometer-Anlage, bestehend aus den drei Magnetspektrometern A, B und C. Der Elektronenstrahl trifft von unten rechts auf das im Zentrum befindliche Target. Die gestreuten Elektronen und die nach der Kernreaktion emittierten geladenen Teilchen werden in den Magneten nach oben abgelenkt und in den Detektoren in der Fokalebene impulsselektiv nachgewiesen.

3.2.1 Magnetspektrometer

In Kombination mit dem jeweiligen Detektorsystem zeichnen sich die Magnetspektrometer A, B und C durch eine hohe Impuls- und Winkelauflösung aus. In die Spektrometer eintretende geladene Teilchen werden impuls- und winkelselektiv nach oben, d.h. in dispersiver Richtung abgelenkt. Bei Spektrometer A und C sorgt ein vor den beiden Dipolen angeordneter Quadrupolmagnet für eine große Raumwinkelakzeptanz. Ein weiteres Sextupolelement verringert Abbildungsfehler zweiter Ordnung. Im Falle von Spektrometer B, das nur aus einem Dipol besteht, sind ähnlich wie bei dem in Darmstadt am S-DALINAC betriebenen QClam-

Spektrometer [26] die Polschuhe leicht gegeneinander geneigt („Clamshell“) und die Austrittsflächen gekrümmt, um Abbildungsfehler zu kompensieren. Ohne vorgeschalteten Quadrupol erreicht Spektrometer B den kleinsten Streuwinkel, überdeckt dafür jedoch einen deutlich kleineren Raumwinkel. In Tab. 3.1 sind die wichtigsten Eigenschaften der Dreispektrometer-Anlage zusammengefaßt.

Tab. 3.1: Eigenschaften der drei Magnetspektrometer

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

3.2.2 Detektoren

Das ortsempfindliche Detektorsystem zur Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation ist für alle drei Spektrometer gleichartig ausgelegt und befindet sich im Bereich der Fokalebene der Magnetoptik. Es besteht aus zwei Doppelpaketen von vertikalen Driftkammern („Vertical Drift Chamber“, VDC) zur Spurbestimmung.

mung [27, 28] sowie aus zwei Ebenen mit Plastiksintillatoren [29] und einem großvolumigen Gas-Čerenkovdetektor [30] zur Auslösung des Ereignisses (Trigger) und Teilchenidentifikation (siehe Abb. 3.3).

Die Driftkammern ermöglichen eine vollständige Bestimmung der Spur eines Teilchens, d.h. sowohl der Durchtrittsort als auch -winkel in der Fokalebene in dispersiver und nichtdispersiver Richtung wird mit großer Präzision gemessen. Mit der Magnetoptik läßt sich im Rahmen eines Rückrechnungsverfahrens der Impuls, der vertikale und horizontale Startwinkel und der Startort in nichtdispersiver Richtung am Target mit den in Tab. 3.1 angegebenen Auflösungen rekonstruieren.

Die Szintillatoren bestehen aus einer 3 mm dünnen Ebene („dE“ genannt) und einer nachfolgend 10 mm dicken Ebene („ToF“, Time of Flight). Die ToF-Ebene besitzt ein besonders schnelles zeitliches Ansprechverhalten und dient in der Regel als Start- bzw. Stoppsignal für die Messung der zeitlichen Korrelation der Teilchen in zwei Spektrometern, der sogenannten Koinzidenzzeit. Die spezifischen

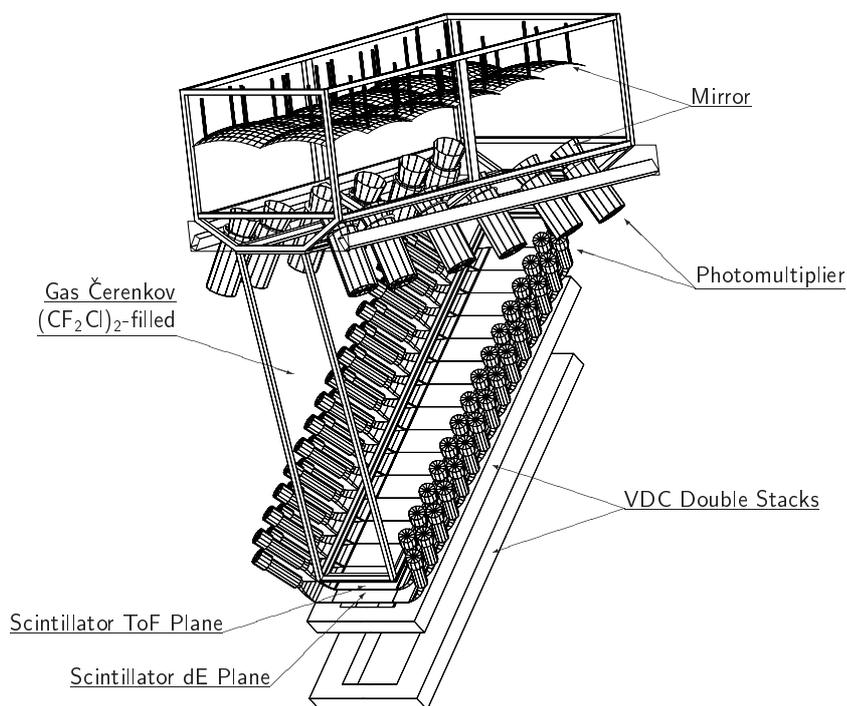


Abb. 3.3: Das Detektorsystem im Bereich der Fokalebene, am Beispiel von Spektrometer A. Die Zeichnung stammt aus [30].

Energieverluste in den Szintillatoren werden verwendet, um minimal ionisierende Teilchen (Elektronen, Positronen, Pionen, Müonen) von Protonen (oder Deuteronen und Tritonen) zu trennen, die bei den hier typischen Impulsen unterhalb 1 GeV/c stärker ionisieren. Die Szintillatorebenen sind zum Zwecke einer höheren Zählratenbelastbarkeit in 15 (in Spektrometer B 14) Segmente unterteilt, die beidseitig (mit Ausnahme der dE-Ebene in Spektrometer B) mit Photomultipliern ausgelesen werden.

Der nachfolgende 4 m³ umfassende Gas-Čerenkovdetektor kann wahlweise in Koinzidenz oder Antikoinzidenz in die Triggerbedingung aufgenommen werden. Das Füllgas besteht aus Freon 114 [(CF₂Cl)₂], einem FCKW mit einem optischen Brechungsindex von $n = 1.0011$. Teilchen mit einer Geschwindigkeit $v > c/n$ ($c =$ Vakuumlichtgeschwindigkeit) erzeugen beim Durchgang durch das Gas Čerenkovlicht, das mit Spiegeln und Sammeltrichtern in großflächigen Photomultipliern verstärkt und ausgelesen wird. Bei typischen Impulsen unterhalb 1 GeV/c liegen Pionen und Müonen unterhalb, dagegen Elektronen und Positronen überhalb der Lichterzeugungsschwelle, so daß mit den Čerenkovdetektoren Elektronen von π^- -Mesonen bzw. Positronen von π^+ -Mesonen getrennt werden können.

3.2.3 Datenerfassung

Das modulare Datenerfassungssystem der Dreispektrometer-Anlage erlaubt es, die Meßdaten der Spektrometer unabhängig voneinander auszulesen und darüber hinaus auch die Auslese anderer Detektorsysteme (z.B. Neutronendetektoren) anzugliedern. In Abb. 3.4 ist die Funktionsweise der Datenerfassung schematisch dargestellt. Auf jedem Spektrometer erfolgt eine Vorabbewertung eines Ereignisses (Trigger). Die daraus resultierenden Triggerinformationen werden an eine zentrale Koinzidenzlogik herangeführt. Zusammen gehörende Ereignisse der verschiedenen Zweige werden entsprechend markiert. Liegt z.B. ein gültiges Koinzidenzereignis zwischen zwei Spektrometern vor, wird die Datenauslese auf den beteiligten Spektrometern gestartet. Die Auslese erfolgt mit lokalen Frontend-Rechnern, die die Daten an einen Host-Rechner senden. Der Host-Rechner führt

die Datenströme zusammen und übernimmt die Archivierung auf Festplatte und CD-Rom (früher auch Bänder). Ein weiterer Host-Rechner ist für die Überwachung und Steuerung des Experiments zuständig. Detaillierte Darstellungen der Trigger- und Ausleseelektronik finden sich in [29] und [31]. Im folgenden werden die Triggerlogik, die Koinzidenzlogik und die Datenauslese näher erläutert.

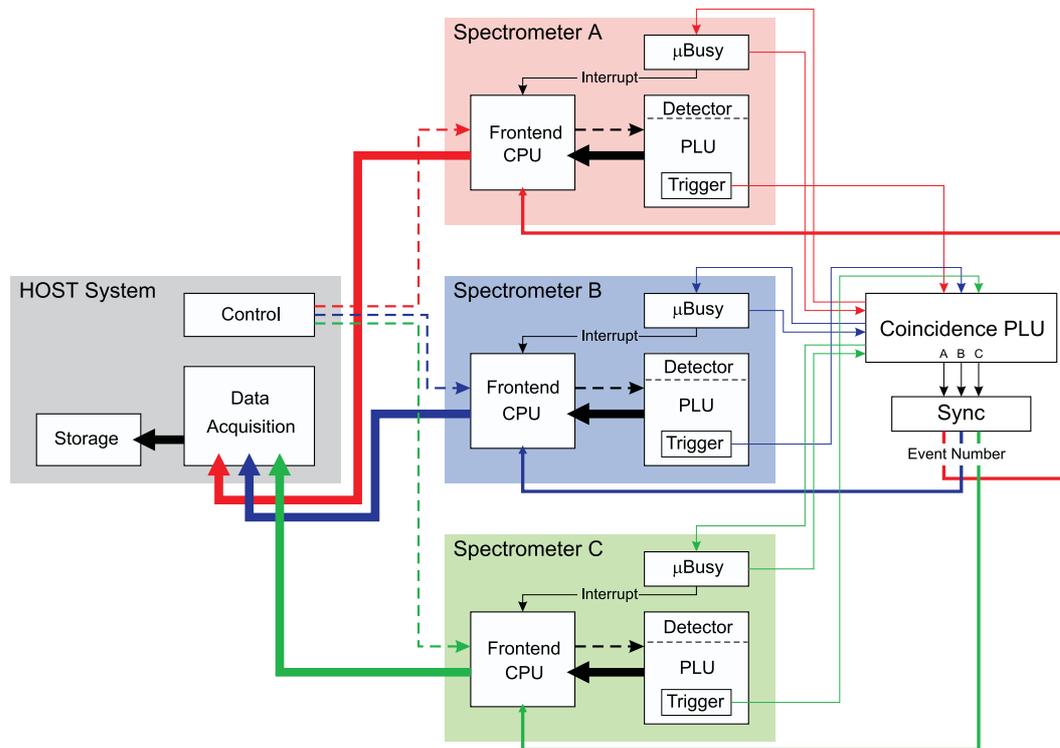


Abb. 3.4: Schematische Darstellung der Datenerfassung mit der Dreispektrometer-Anlage. Die Triggerelektronik ist auf jedem Spektrometer gleichartig aufgebaut (Bildmitte). Im Anschluß an die erste Verarbeitung der analogen Detektorsignale wird das Triggersignal nach einer Bewertung durch eine Logikeinheit (PLU) erzeugt. Darüber hinaus befindet sich auf jedem Spektrometer ein μ Busy-Modul, das den Zustand der Auslese anzeigt sowie eine lokale Frontend-CPU, mit der die Daten ausgelesen und an das Host-System gesendet werden. Die Triggersignale der Spektrometer werden von der Koinzidenz-PLU bewertet, die den Ausleseprozeß auf den Spektrometern durch ein Signal an das jeweilige μ Busy-Modul startet (Interrupt). Das Sync-Modul dient zum Markieren des Typs und der Numerierung des Ereignisses sowie zur Messung der Totzeiten. Zur weiteren Erläuterung siehe Text. Die Zeichnung stammt aus [32].

Triggerelektronik

Die Triggerelektronik ist auf allen drei Spektrometern gleichartig konzipiert. Die von den Photomultipliern verstärkten Analogsignale der Szintillatoren und des Čerenkovdetektors werden auf „Leading-Edge“-Diskriminatoren gegeben. Durch eine Koinzidenz zwischen der linken und rechten Auslese der Szintillatoren wird das Detektorrauschen reduziert. Weitere Bedingungen lassen sich mit Hilfe einer Logikeinheit, der Spektrometer-PLU („Programmable Logic Unit“) wählen: In der Regel wird eine Koinzidenz zwischen mindestens je eines Segments der beiden Szintillatorebenen (dE und ToF) gefordert. Darüber hinaus ist es möglich, eine Koinzidenz oder Antikoinzidenz mit dem Čerenkovsignal zu verlangen (letzterer Triggermodus ist beim Nachweis von π^- -Mesonen sinnvoll). Im Falle stark ionisierender Teilchen, die bereits in der dE-Ebene stecken bleiben können (z.B. Protonen mit einem Impuls $p < 250$ MeV/c und Deuteronen) kann die dE/ToF-Koinzidenz wahlweise auch entfallen. Auf das schnelle Protonenveto, das beim π^+ -Nachweis in Ref. [8] aufgrund der damals stärker beschränkten Datenausleseraten eingerichtet wurde, konnte in dem hier vorgestellten Experiment verzichtet werden. Für jeden Spektrometerarm werden die Gesamtzahl von Triggerereignissen N_{raw} , die von der jeweiligen Spektrometer-PLU erkannt werden, sowie die vergangene Meßzeit registriert und mit jedem 512. Ereignis ausgelesen.

Koinzidenzelektronik

Die Ausgangssignale der lokalen Spektrometer-PLUs (Trigger) werden der zentralen Koinzidenz-PLU zugeführt, die sich meßtechnisch auf Spektrometer A befindet. Zusätzlich liegt auch der Status der Frontend-Rechner (μ Busy: bereit oder verriegelt) an den Eingängen der Koinzidenz-PLU an. Die Programmierung der Koinzidenz-PLU gestattet die Aufnahme sowohl von Dreifachkoinzidenzen zwischen allen drei Spektrometern als auch von Zweifachkoinzidenzen, d.h. Kombinationen von je zwei Spektrometern sowie von Einarmereignissen (Singles). Bei Singles und Zweifachkoinzidenzen ist es möglich, die aquirierte Rate mit Skalierungsfaktoren zu untersetzen. Im vorliegenden Experiment wurden untersetzte Einarmereignisse aller drei Spektrometer A, B und C sowie Koinzidenzereignisse

vom Typ AB und AC simultan aufgenommen, d.h. mit Elektronen in Spektrometer A sowie Pionen in B und C wurden zwei Koinzidenzexperimente zur gleichen Zeit durchgeführt.

Nach der Entscheidung der Koinzidenz-PLU, ob ein gültiges Ereignis vorliegt, erfolgt eine Rückmeldung an die beteiligten Spektrometer, und die Auslese aller Zähler („Scaler“), ADCs („Analog-to-Digital Converter“) und TDCs („Time-to-Digital Converter“) wird ausgelöst (d.h. ein „interrupt“ generiert). Hiermit ist auch der VDC-Stopp, das Signal für die Koinzidenz-TDCs zur Messung der Koinzidenzzeit und die Verriegelung der Triggerelektronik des betroffenen Spektrometers (μ Busy) verbunden. Im „Sync“-Modul wird der Ereignistyp (Single oder Koinzidenz) eindeutig gekennzeichnet und eine fortlaufende Ereignisnummer in einem 13 bit-Wort erzeugt, anhand derer die Datenströme später zusammengeführt werden. Zugleich wird für jeden Ereignistyp getrennt (A, B, C, AB, AC, ABC) die Totzeit t_{dead} gemessen, indem während der Dauer des jeweiligen μ Busy-Zustands die Takte einer internen Uhr gezählt und in 24 bit-Zählern abgespeichert werden.

Datenauslese

Die Datenauslese und die Experimentsteuerung erfolgt mit mehreren Rechnern im Netzwerk nach dem Client/Server-Prinzip. Auf jedem Spektrometer gibt es ein VME-Bus-System mit Rechnersteckkarten, CAMAC- und Fastbus-Schnittstellenkarten sowie Eingabe/Ausgabe-Modulen. In der ursprünglichen Architektur, die zur Zeit des Experiments dieser Arbeit noch weitgehend Bestand hatte, waren auf den Spektrometern Frontendrechner vom Typ „E5“ und „E6“ als „Master“ und „Slave“ eingesetzt. Die „Master“-CPU war für die Entsendung der Daten über das lokale Ethernetsegment an den Host-Rechner zuständig und übernahm außerdem die Überwachung angeschlossener Geräte. Der ohne Betriebssystem laufende „Slave“ führte das zeitkritische Auslesen und Verpacken der Daten aus. Die ursprünglichen als Host- und Kontrollrechner verwendeten ULTRIX-Workstations wurden inzwischen nahezu vollständig mit handelsüblichen PCs unter dem Betriebssystem Linux ersetzt. Die Softwarepakete MECDAS [33] und

ECS [34] zur Datenerfassung und Experimentkontrolle wurden durch die neuen Pakete Aqua++ [35] und Mezzo [36] abgelöst, die sich durch eine größere Laufstabilität und komfortablere Bedienbarkeit mit Java-Benutzeroberflächen auszeichnen. Während des Experiments im Sommer 1998 war der Datenerfassungsrechner des Host-Systems bereits ein PC, auf dem MECDAS unter dem Betriebssystem BSD eingesetzt wurde. Teile der Experimentkontrolle wie die Auslese der Kryotarget-Parameter oder der Förstersonde zur Strommessung wurden bereits von Mezzo auf einem weiteren PC übernommen. Erst in jüngster Vergangenheit wurden anstelle der alten E5/E6-Frontend-CPU's (für die es keinen Ersatz mehr gab) Pentiumsteckkarten eingeführt, auf denen nun das Betriebssystem Linux im Einsatz ist. Infolge der hohen Rechenleistung und der Aufrüstung des Netzwerks zum „Fast Ethernet“ sind die neuen Frontend-Rechner in der Lage, in Echtzeit die Auslese, Verpackung und Entsendung der Daten mit zugleich erhöhten Ausleseraten auszuführen. Die Limitierung der Datenrate wird nun im wesentlichen durch den „Fastbus“ verursacht. Zur Online- und Offline-Analyse der Meßdaten dient das Programmpaket Cola++ [37], das in Abschn. 5.2 vorgestellt wird.

3.3 Target

Das stabile Nuklid ^3He kommt in natürlichem Helium mit einer Häufigkeit von nur 0.000137 % vor. Es entsteht in erster Linie durch die Fusion von Protonen mit Deuteronen sowie durch den β -Zerfall des Tritiums und fiel während der Zeit des Kalten Krieges bei der Kernwaffenproduktion vermehrt an. Hochreines ^3He -Gas ist sehr kostbar (ca. 250 DM pro Liter), so daß bei Experimenten mit ^3He auf ein möglichst verlustfreies Rückhaltesystem geachtet wird. Das im vorliegenden Experiment verwendete ^3He -Gastarget wurde ursprünglich in Saclay gefertigt [38] und im Rahmen einer vormaligen Dissertation [8] an die experimentellen Bedingungen an MAMI angepaßt. Als eine Darmstädter Entwicklung wird das Helium-Target routinemäßig auch von anderen Gruppen verwendet [39, 40]. Es ist auf einen Betriebsdruck von 15 bar ausgelegt, der im Rahmen der Experimentvorbereitung durch einige Modifikationen auf 20 bar erhöht werden konnte.

Zugleich wird das Target auf eine Betriebstemperatur von 20 K herabgekühlt, der Temperatur flüssigen Wasserstoffs. In Kombination mit dem hohen Betriebsdruck werden somit Targetdichten im Bereich von $\rho = (30 - 36) \text{ mg/cm}^3$ erreicht, was knapp dem 300fachen der ^3He -Gasdichte unter Normalbedingungen (300 K, 1 bar) entspricht. Abbildung 3.5 zeigt den Aufbau des Targets. Es besteht aus einem abgeschlossenen Kreislauf, in den das ^3He -Gas mit einem Kompressor eingefüllt und dort mit Hilfe eines Ventilators umgewälzt wird. Der Kompressor, der zugleich auch zum Entleeren des Targets dient, ist ein Teil des Rückhaltesystems und befindet sich während des Experiments zusammen mit dem ^3He -Reservoir (zwei Tanks mit je 80 Litern Volumen) in einem Modul auf dem Hallenboden neben der Streukammer. Durch einen Metallschlauch ist das Rückhaltesystem mit dem Einfüllstutzen am Target verbunden. Die durch den Elektronenstrahl und sonstige Wärmequellen zugeführte Wärmeleistung wird in einem Wärmetauscher abgeführt, der mit flüssigem Wasserstoff gefüllt ist. Die Kryomaschine zum Verflüssigen des Wasserstoffs als Kühlmittel bildet eine weitere Einheit, die über eine isolierte Transferleitung mit dem Target verbunden ist.

Zwei Dinge wurden im Rahmen dieser Arbeit im Vergleich zu [8] geändert. Die ursprünglich verwendete Targetzelle aus Edelstahl wurde durch eine Neukonstruktion aus Aluminium ersetzt. Die alte Zelle wurde gefertigt, indem eine Edel-

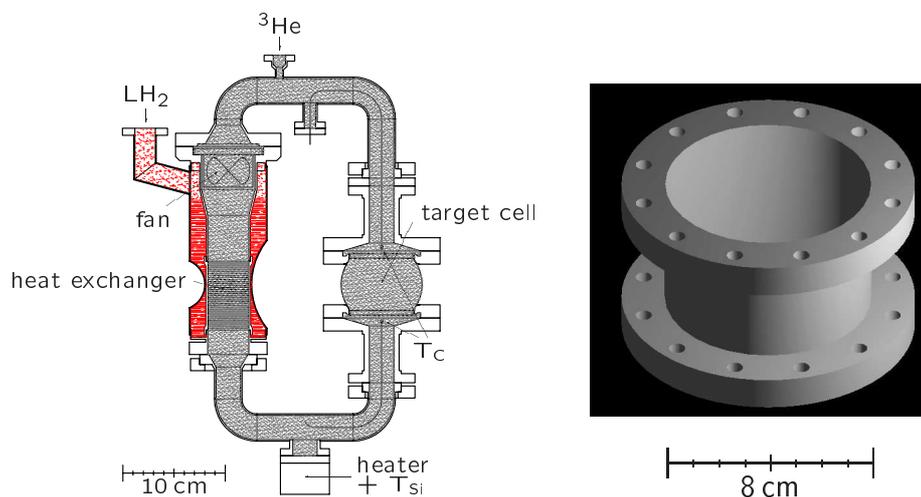


Abb. 3.5: Linke Bildhälfte: Schematische Darstellung des Target-Gaskreislaufs. Die Zeichnung stammt aus [8]. Rechtes Bild: Die neue Targetzelle aus Aluminium mit Anschlußflanschen [41].

stahlfolie der Stärke $100\ \mu\text{m}$ zu einem Zylinder aufgewickelt und an der Stoßkante verschweißt wurde. An diesen Zylinder wurden anschließend vorgefertigte Flanschstücke aus Aluminium angeschweißt. Ehe eine neue Zelle zum Einsatz kam, mußte sie bei hohen Temperaturen für eine bestimmte Zeit ausgeheizt und in einer Druckvorrichtung hydraulisch vorgeformt werden. Die Edelstahlzelle hatte diverse Nachteile. Neben der mechanischen Instabilität traten immer wieder Probleme mit Leckagen an den Schweißstellen auf, meist erst im Kryotemperaturbereich. Zudem war der Herstellungsprozeß einer neuen Zelle äußerst aufwendig, dessen Reproduzierbarkeit im übrigen nicht gesichert war. Problematisch war ferner die Aufaktivierung der Zellwand durch ihren Eisengehalt und dessen Umwandlung in radioaktives Kobalt.

Die neue Targetzelle wurde aus einer besonders harten Aluminiumlegierung (Al 7075-T6) an der California State University, Los Angeles gefertigt [41]. Aus einem massiven Werkstück mit dem Außendurchmesser des Anschlußflansches von $12.5\ \text{cm}$ wurde alles überflüssige Material herausgefräst, so daß die gesamte Zelle mit Anschlußflanschen aus einem einzigen Stück ohne jegliche Schweißnähte besteht. Von den Flanschen ausgehend in Richtung Mittelebene verjüngt sich die Wanddicke kontinuierlich und beträgt dann in der aktiven Zone, einem $2\ \text{cm}$ hohen Streifen, konstant ca. $250\ \mu\text{m}$. Einerseits ist die Wanddicke zwar etwa dreimal so groß wie bei der Edelstahlzelle, so daß die Wände nun ein dickeres Target darstellen, andererseits jedoch halbiert sich die Ordnungszahl des Wandmaterials von Eisen ($Z = 26$) auf die von Aluminium ($Z = 13$). Da der Wirkungsquerschnitt proportional Z^2 ist, wird der effektive Anteil an Wandstreuereignissen bei der neuen Targetzelle sogar verringert. Die stark verbesserte mechanische Stabilität erlaubt darüber hinaus den Betrieb bei einem Druck von $20\ \text{bar}$, wodurch der Anteil der Wandereignisse noch zusätzlich reduziert wird. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die angelieferten Zellen im Mainzer Labor mit einer hydraulischen Vorrichtung druckgetestet und dabei maximalen Drücken von $35 - 40\ \text{bar}$ über einen Zeitraum von mindestens $12\ \text{Stunden}$ ausgesetzt. Die plastische Verformung der Targetzelle ist auch bei diesem Druck minimal. Die derzeit eingesetzte Targetzelle wurde inzwischen bereits bei vier längeren Strahlzeiten verwendet. Des weiteren liegen genügend Ersatzzellen bereit. Inzwischen ist auch die Mainzer Mechanik-

werkstatt bei Bedarf in der Lage, weitere Zellen dieser Bauart zu fertigen.

Die zweite Änderung betrifft den Aufstellungsort der Kryomaschine. Die ursprüngliche Turmkonstruktion, auf der sich die Kryomaschine befand, wird inzwischen nicht mehr verwendet (es gab sogar jeweils einen Turm mit einer eigenen Kryomaschine sowohl für das hier betrachtete Heliumtarget als auch für das von der A1-Kollaboration betriebene Flüssigwasserstoff-Target). Stattdessen ist die Kältemaschine nun auf einer Empore überhalb der Strahlführung untergebracht (siehe Abb. 3.6) und wird gleichermaßen zur Kühlung beider in der Anlage benutzten Tieftemperatur-Targets verwendet [42]. Der neue Aufbau hat den Vorteil, daß die zeitaufwendige Montage und Demontage des Turms nicht mehr nötig ist und somit ein rascherer Wechsel zwischen dem Flüssigwasserstoff-Target und dem Heliumtarget möglich ist. Zudem ist der Winkelbereich, der bislang von der Turmkonstruktion innerhalb des Spektrometerkranzes blockiert wurde, für die Spektrometer wieder zugänglich. Der Nachteil besteht darin, daß die zu überbrückende Distanz von der Kryomaschine bis zum Target statt 6 nunmehr 12 m

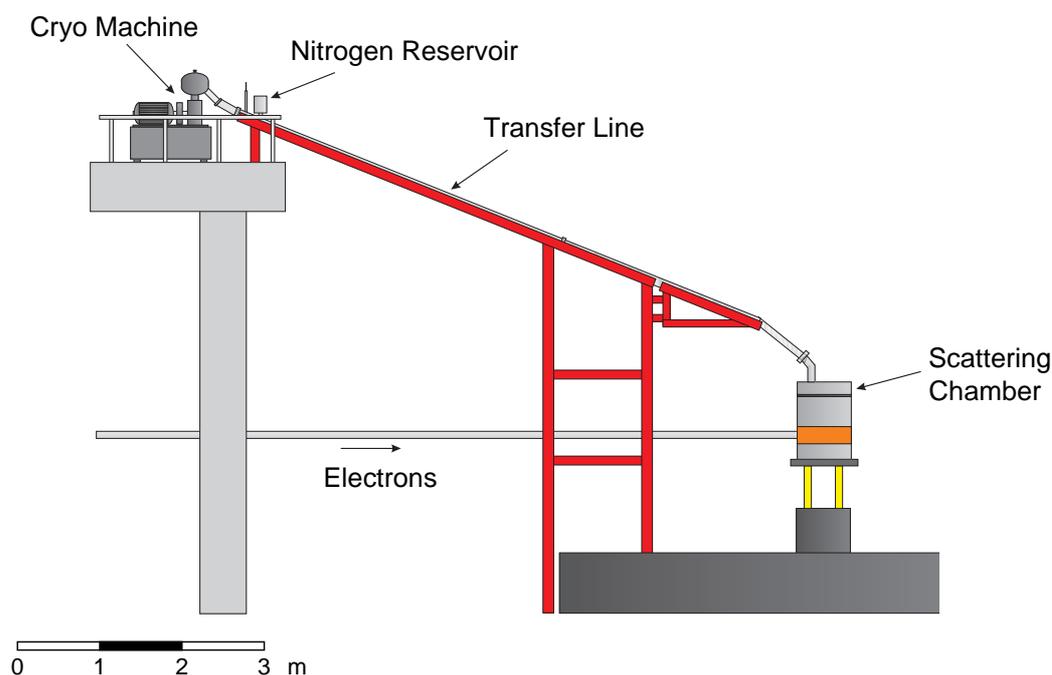


Abb. 3.6: Aufbau der Kryoversorgung in Seitenansicht. Der Verflüssiger befindet sich auf einer Empore außerhalb des Spektrometerkranzes. Mehr als die Hälfte der Transferleitung besteht aus einem starren Rohrsystem mit einem Stickstoffschild. Die Zeichnung stammt aus [42].

beträgt und außerdem die Anzahl der Flanschverbindungen in der Transferleitung größer geworden ist. Die Kälteleistung der jetzigen Kryomaschine beträgt etwa 100 W (anstelle vormals 75 W). Die Wärmeverluste betragen etwa 3 W/m und 5 W pro Flanschverbindung. Bei insgesamt sechs Flanschstücken ergibt sich ein Wärmeeintrag von ca. 66 W, d.h. im Optimalfall wären noch 34 W Kälteleistung am Target verfügbar. Der Wärmeeintrag wird jedoch durch eine verbesserte Isolation der Transferleitung noch reduziert [42]. Von der Kryomaschine ausgehend, bestehen dazu die ersten 7.5 m der Transferleitung aus einem starren Rohr. Das Innenrohr ist zunächst von einem Isoliervakuum umgeben. Dieses wiederum ist von einem Wärmeschild aus flüssigem Stickstoff (mit einer Temperatur von ca. 80 K) umhüllt. Eine weitere Vakuumschicht isoliert den flüssigen Stickstoff gegen die Wärmezufuhr von außen. Der Eintrag durch Wärmestrahlung an das Innenrohr, der nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz mit der Differenz der jeweils vierten Potenz der Umgebungs- und der Innentemperatur geht, wird durch die Stickstoffabschirmung nahezu vollständig unterdrückt. Im Ergebnis betragen die Wärmeverluste in der Transferleitung etwa 44 W. Zum Vergleich: Bei einer ^3He -Dichte von 36 mg/cm^3 , einer Wandstärke der Targetzelle von $250 \text{ }\mu\text{m}$ Aluminium, einem Durchmesser der Zelle von 8 cm und einem Strahlstrom von $30 \text{ }\mu\text{A}$ werden etwa 38 W Wärmeleistung im Target deponiert.

4 Messungen

In diesem Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen vorgestellt und die zugehörigen Kinematiken festgelegt.

Erste Hinweise darauf, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt in der Pion-Elektroproduktion an ${}^3\text{He}$ im Anregungsbereich der Δ -Resonanz aufgrund des Einflusses durch das nukleare Medium modifiziert sein könnte, ergaben sich in [7, 8]. Die hierzu gehörende Messung beinhaltete eine Rosenbluth-Separation des differentiellen Wirkungsquerschnitts in den longitudinalen und transversalen Anteil in paralleler Kinematik ($\theta_\pi = 0^\circ$). Hierbei betrug der Viererimpulsübertrag $Q^2 = 0.045 \text{ (GeV/c)}^2$ und die invariante Masse des Photon-Nukleonsystems $M_{\gamma^*N} = 1260 \text{ MeV/c}^2$ bzw. die Photon- ${}^3\text{He}$ -Schwerpunktenergie $W = 3176 \text{ MeV}$ (fortan als Kinematik 1 bezeichnet). Das Modell von Drechsel, Kamalov und Tiator [7, 12, 13], das die Messungen beschreibt, lag zunächst nur für den Fall der parallelen Kinematik vor. Nach der Erweiterung der Modellrechnungen auf die Pion-Winkelverteilung und die LT - und TT -Interferenzterme wurden die Kinematiken des vorliegenden Experiments festgelegt.

4.1 Rosenbluth-Separation

Um einen unabhängigen Test der Modellrechnungen zu bekommen, wurde eine weitere Rosenbluth-Separation bei einem zweiten Wert des Viererimpulsübertrags $Q^2 = 0.100 \text{ (GeV/c)}^2$ durchgeführt. Die invariante Masse des Photon-Nukleonsystems betrug $M_{\gamma^*N} = 1232 \text{ MeV/c}^2$, was einer Photon- ${}^3\text{He}$ -Schwerpunktenergie $W = 3162 \text{ MeV}$ entspricht (fortan als Kinematik 2 bezeichnet). Nach Gl. (2.9) muß für eine Separation der longitudinalen und transversalen Komponente die Polarisation des virtuellen Photons ϵ variiert werden. Die Interferenzterme in Gl. (2.9) verschwinden bei $\theta_\pi = 0^\circ$. Dagegen müssen dabei der Viererimpulsübertrag Q^2 und die Schwerpunktenergie W konstant gehalten werden. Erreicht wird dies durch eine simultane Variation der Strahlenergie und des

Elektronen-Streuwinkels. In Abb. 4.1 sind die experimentellen Akzeptanzen, die durch die Kollimatoröffnungen und Impulsakzeptanzen der beteiligten Spektrometer definiert werden, in den entsprechenden Größen dargestellt. Sowohl in Q^2 als auch in W ist der Überlapp der Kinematiken maximal. Die kinematischen Parameter der Messungen zur Rosenbluth-Separation sind für die Kinematiken 1 und 2 in Tab. 4.1 aufgelistet.

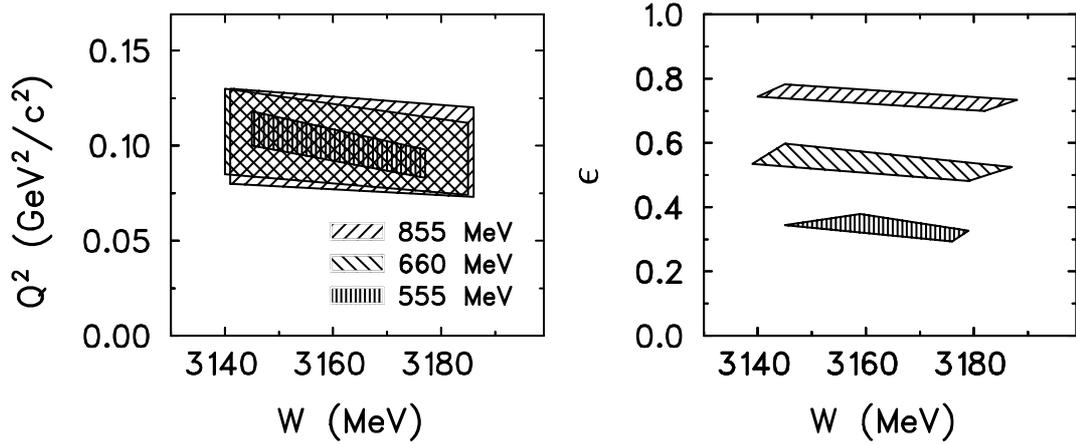


Abb. 4.1: Akzeptanzbereiche für die Messungen in paralleler Kinematik. Linke Bildhälfte: Viererimpulsübertrag Q^2 gegen die Schwerpunktsenergie W des Photon- ^3He -Systems für drei Einschußenergien $E_0 = 855, 660$ und 555 MeV. Rechte Bildhälfte: Polarisation des virtuellen Photons ϵ gegen W . Sowohl in Q^2 als auch in W ist der Überlapp der Kinematiken maximal.

4.2 Pion-Winkelverteilung

Die Trennung des transversalen und longitudinalen differentiellen Wirkungsquerschnitts durch eine einfache Variation der Polarisation des virtuellen Photons ist nur in paralleler Kinematik, d.h. bei $\theta_\pi = 0^\circ$ möglich, da nur dann die Interferenzterme verschwinden. Um andererseits Zugang zu den Interferenztermen LT und TT zu bekommen, ist die azimuthale Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts zu untersuchen. Während die longitudinale (L) und transversale Kom-

Tab. 4.1: Kinematische Parameter der Messungen zur Rosenbluth-Separation.

Die Einschußenergie E_0 wird simultan mit dem Elektron-Streuwinkel variiert, um dabei den Viererimpulsübertrag Q^2 und die invariante Masse M_{γ^*N} konstant zu halten. Das Pion wird jeweils in paralleler Kinematik ($\theta_\pi = 0^\circ$) nachgewiesen. Kinematik 2 wurde im Rahmen dieser Arbeit, Kinematik 1 im Rahmen von Ref. [8] gemessen.

	E_0 (MeV)	ϵ	e-Spek.	θ_e	p_e (MeV/c)	π -Spek.	θ_π^{Spek}	p_π (MeV/c)
Kinematik 1: $Q^2 = 0.045 \text{ (GeV/c}^2\text{)}, M_{\gamma^*N} = 1260 \text{ MeV/c}^2, \theta_\pi = 0^\circ$								
1-1	855	0.79	B	19.5°	455	A	22.35°	376
1-2	675	0.63	A	28.4°	275	B	16.9°	378
1-3	555/600	0.48	A	$40.8^\circ/36.4^\circ$	172/184	B	15.0°	351/386
Kinematik 2: $Q^2 = 0.100 \text{ (GeV/c}^2\text{)}, M_{\gamma^*N} = 1232 \text{ MeV/c}^2, \theta_\pi = 0^\circ$								
2-1	855	0.74	A	29.2°	461	B	26.4°	364
2-2	660	0.54	A	44.4°	266	B	21.6°	364
2-3	555	0.34	A	63.9°	161	B	16.6°	364

Tab. 4.2: Kinematische Parameter der gemessenen Pion-Winkelverteilung. Die Kinematik des Elektrons ist identisch mit Nr. 2-1 in Tab. 4.1. Bei der Einschußenergie $E_0 = 855 \text{ MeV}$ sowie konstantem $Q^2 = 0.100 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ und $M_{\gamma^*N} = 1232 \text{ MeV/c}^2$ wurde der Winkel θ_π des Pionspektrometers variiert.

	π -Spek.	p_π (MeV/c)	θ_π^{Spek}	ϕ_π	θ_π^{LAB}	θ_π
2-a	B	362.8	15.0°	$-30^\circ - 30^\circ$	$7^\circ - 15^\circ$	$9^\circ - 18^\circ$
2-b	B	364.0	22.2°	$-90^\circ - 90^\circ$	$1^\circ - 9^\circ$	$1^\circ - 11^\circ$
2-c	B	364.0	26.4°	$-180^\circ - 180^\circ$	$0^\circ - 8^\circ$	$0^\circ - 9^\circ$
2-d	B	362.8	30.7°	$90^\circ - 270^\circ$	$1^\circ - 10^\circ$	$2^\circ - 12^\circ$
2-e	B	362.8	37.8°	$135^\circ - 225^\circ$	$9^\circ - 16^\circ$	$11^\circ - 19^\circ$
2-f	B	359.9	46.3°	$150^\circ - 210^\circ$	$17^\circ - 25^\circ$	$20^\circ - 29^\circ$
2-g	B	353.4	58.4°	$160^\circ - 200^\circ$	$29^\circ - 37^\circ$	$34^\circ - 43^\circ$
2-h	C	362.8	58.4°	$158^\circ - 202^\circ$	$22^\circ - 41^\circ$	$26^\circ - 47^\circ$
2-i	C	362.8	142.8°	$170^\circ - 190^\circ$	$107^\circ - 124^\circ$	$116^\circ - 132^\circ$

ponente (T) keine ϕ_π -Abhängigkeit besitzen, ist diese für die Interferenzterme LT und TT gemäß Gl. (2.9) durch $\cos \phi_\pi$ und $\cos 2\phi_\pi$ gegeben. Die Vermessung dieser Abhängigkeit muß bei endlichen Polarwinkeln θ_π erfolgen. Da der Stellwinkel der Spektrometer im üblichen Modus nur in der Streuebene des Elektrons variiert werden kann, beträgt der mittlere Azimutalwinkel immer $\bar{\phi}_\pi = 0^\circ$ oder $\bar{\phi}_\pi = 180^\circ$ (siehe Abb. 2.1). Der $\cos \phi_\pi$ -Term wechselt unter dieser Bedingung als einziger Term in Gl. (2.9) sein Vorzeichen. Die Winkelverteilung der Pionen in der Elektron-Streuebene eröffnet somit den Zugang zum Verlauf des LT -Interferenzterms als Funktion von θ_π . Hingegen wird eine Extraktion des TT -Interferenzterms erst ermöglicht, wenn auch die Azimutalabhängigkeit außerhalb der Elektron-Streuebene („out-of-plane“) bestimmt wird. Abbildung 4.2 zeigt die

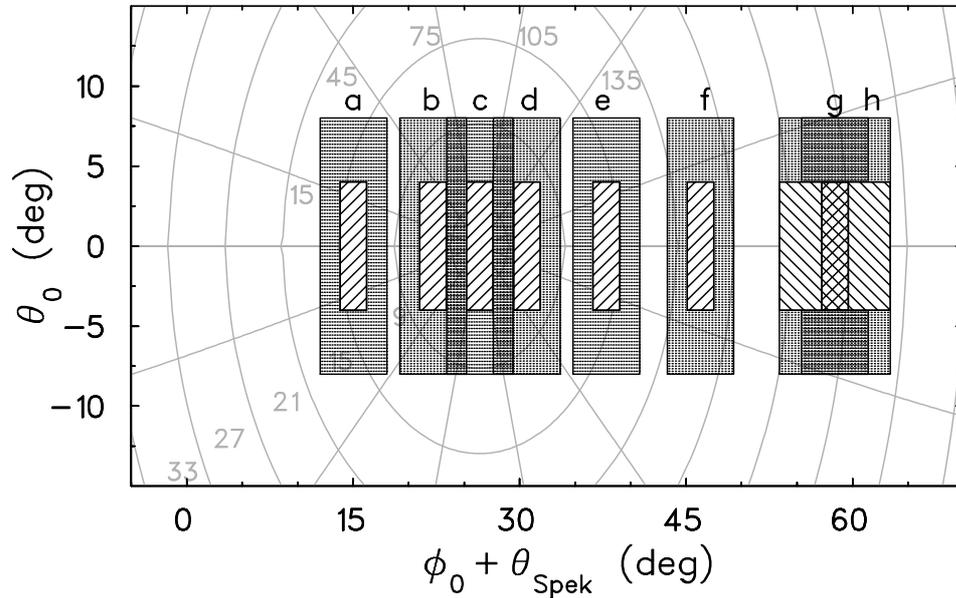


Abb. 4.2: Akzeptanzbereiche für die Messung der Pion-Winkelverteilung in Kinematik 2 in einer Polarkoordinatendarstellung. Aufgetragen ist der vertikale Öffnungswinkel θ_0 gegen den um den Stellwinkel des Spektrometers θ_{Spek} verschobenen horizontalen Öffnungswinkel ϕ_0 des Pionspektrometers. Die Winkleinstellungen der Einzelmessungen sind mit a) bis h) gekennzeichnet. Schraffiert dargestellt ist die Akzeptanz, wie sie sich alleine durch den Pionarm ergibt; bei den gepunkteten Akzeptanzbereichen ist zusätzlich die Akzeptanz des Elektronenarms berücksichtigt. In grau hinterlegt sind die Polarkoordinaten des Photon- ^3He -Schwerpunktsystems. Die Kreise entsprechen Linien mit konstantem Polarwinkel θ_π ; bei den sternförmigen Linien ist der Azimutalwinkel ϕ_π konstant.

Winkelakzeptanzen bei der Messung der Pion-Winkelverteilung in Kinematik 2. Die kinematischen Parameter der Messungen zur Pion-Winkelverteilung sind in Tab. 4.2 aufgelistet. Die schraffierten Bereiche repräsentieren die Akzeptanz des Pionarms bei einer fixen, zentralen Kinematik für das gestreute Elektron. Die Akzeptanz des Elektronenarms führt zu einer Variation der Impulsübertragsrichtung und dadurch zu den jeweils gepunkteten Bereichen, die deutlich größer sind.

5 Auswertung

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie der experimentelle Wirkungsquerschnitt aus den gemessenen Daten extrahiert werden kann. Hierzu wird ein Gang durch die Analyse des Experiments skizziert.

Die komplexe Datenauswertung eines hochauflösenden Präzisionsexperiments erfordert aufgrund der Vielzahl der vorgegebenen apparativen Parameter einen nicht unerheblichen Aufwand an elektronischer Datenverarbeitung. Neben der geräteseitigen Ausstattung mit leistungsfähigen Rechnern und Massenspeichern wurde im Rahmen der A1-Kollaboration ein Softwarekonzept entwickelt, mit dem sämtliche Facetten eines Elektronenstreuexperimentes – von der Simulation bis zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts – bearbeitet werden können. In den folgenden Abschnitten wird zunächst beschrieben, wie der experimentelle Wirkungsquerschnitt mit den direkten Meßgrößen des Experiments zusammenhängt (Abschn. 5.1). Im Anschluß wird die Arbeitsweise der Analysesoftware kurz vorgestellt (Abschn. 5.2). Danach werden die im vorliegenden koinzidenten Pion-Elektroproduktionsexperiment angebrachten Software-Schnitte beschrieben. Hierzu gehören die Identifikation der Teilchen (Abschn. 5.3), ihre zeitliche Zuordnung zu der zu Grunde liegenden Reaktion (Koinzidenzzeitanalyse, Abschn. 5.4), die Identifikation von Ereignissen aus den Targetwänden (Abschn. 5.5) sowie einige weitere Auswahlkriterien für gültige Ereignisse (Abschn. 5.6). Die Korrektur des Verlustes von Ereignissen aufgrund des Pionzerfalls wird in Abschn. 5.7 dargestellt. Im Anschluß werden die durchgeführten Simulationsrechnungen zur Bestimmung des Akzeptanzvolumens und der Akzeptanzkorrekturen beschrieben (Abschn. 5.8). Danach wird die Luminositätsnormierung der Daten erläutert (Abschn. 5.9), ehe das Kapitel mit einer Zusammenfassung der systematischen Fehlerquellen (Abschn. 5.10) abgeschlossen wird.

5.1 Experimenteller Wirkungsquerschnitt

Die aus dem Experiment zu extrahierende Größe ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma/(dE_{e'}d\Omega_{e'}d\Omega_\pi)$ bzw. $d\sigma_V/d\Omega_\pi$ (siehe Gl. (2.8)) der Reaktion ${}^3\text{He}(e,e'\pi^+){}^3\text{H}$. Dieser hängt mit der Anzahl gemessener Ereignisse zusammen durch

$$N_{\text{corr}} \eta_{\text{dead}} = \int_{\Delta t} \int_{\Delta V} \frac{d^3\sigma}{dE_{e'}d\Omega_{e'}d\Omega_\pi} A(E_{e'}, \Omega_{e'}, \Omega_\pi) L dE_{e'} d\Omega_{e'} d\Omega_\pi dt \quad (5.1)$$

Dabei ist N_{corr} die während der Meßzeit Δt im gewählten Akzeptanzintervall $\Delta V = \Delta E_{e'} \Delta \Omega_{e'} \Delta \Omega_\pi$ beobachtete, auf Ineffizienzen und Verluste korrigierte und untergrundsubtrahierte Anzahl von Koinzidenzereignissen. Die Totzeit wird hier durch einen Korrekturfaktor η_{dead} explizit berücksichtigt. Die Größe $A(E_{e'}, \Omega_{e'}, \Omega_\pi)$ bezeichnet die Akzeptanzfunktion, die das in dem betrachteten Intervall ΔV akzeptierte Phasenraumvolumen quantifiziert. Der Wertebereich der Akzeptanzfunktion umfaßt das Intervall $[0\dots 1]$. Des weiteren steht L für die Luminosität. Diese ist das Produkt aus dem einlaufenden Teilchenstrom $(\frac{1}{e} \cdot I)$ und der Flächenbelegung des Targets $(\rho \cdot d N_A/M_A)$

$$L = K \rho I, \quad (5.2)$$

und stellt den Proportionalitätsfaktor zwischen Zählrate und Wirkungsquerschnitt dar. In Gl. (5.2) ist die Konstante $K = d N_A/(e M_A)$ und ρ die Masendichte des ${}^3\text{He}$ -Gases in der Targetzelle. Die Größe $d = 8$ cm bezeichnet den Durchmesser der Targetzelle, $N_A = 6.023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ist die Avogadro-Konstante, $M_A = 3.0154$ g/mol ist die Molmasse von ${}^3\text{He}$ und $e = 1.602 \cdot 10^{-19}$ C die Elementarladung.

Im Falle eines über das betrachtete Akzeptanzintervall konstanten oder nicht stärker als linear veränderlichen differentiellen Wirkungsquerschnitts ergibt sich dessen Wert im Zentrum des betrachteten Akzeptanzintervalls ΔV aus dem über das Volumen ΔV gemittelten Wirkungsquerschnitt und unter Verwendung von Gl. (2.8) zu

$$\frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi} \simeq \left\langle \frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi} \right\rangle_{\Delta V} = \frac{N_{\text{corr}} \eta_{\text{dead}}}{L_{\text{int}} V_{\text{acc}}}. \quad (5.3)$$

Dabei ist

$$V_{\text{acc}}(E_{e'}, \Omega_{e'}, \Omega_{\pi}) = \int_{\Delta V} \Gamma(E_{e'}, \Omega_{e'}) A(E_{e'}, \Omega_{e'}, \Omega_{\pi}) dE_{e'} d\Omega_{e'} d\Omega_{\pi} \quad (5.4)$$

das Phasenraumintegral der betrachteten Koinzidenzreaktion [$\Gamma(E_{e'}, \Omega_{e'})$ ist der Fluß virtueller Photonen, vgl. Gl. (2.10)] und

$$L_{\text{int}} = \int_{\Delta t} L dt \quad (5.5)$$

die akkumulierte, d.h. über die Meßzeit integrierte Luminosität. Anhand von Gl. (5.3) wird deutlich, daß sich die Analyse des Experiments in drei Teile gliedert:

- Bestimmung der Anzahl „guter“ Ereignisse N_{corr} durch Histogrammierung der gemessenen Daten mit entsprechenden Schnittbedingungen (unter Verwendung der Analysesoftware Cola++),
- numerische Berechnung des Phasenraumintegrals V_{acc} (unter Verwendung der Simulationssoftware Simul++) und
- Bestimmung der akkumulierten Luminosität L_{int} und Korrektur der Totzeit η_{dead} (unter Verwendung des Programms Lumi++ als Bestandteil des Cola++-Analysepakets).

5.2 Programmpaket Cola++/Simul++

Zur Auswertung und Simulation der mit der Dreispektrometer-Anlage erhaltenen Datenströme wird das in der A1-Kollaboration entwickelte Programmpaket Cola++/Simul++ verwendet [37]. Der Name Cola steht für Cindy Online Analysis, wobei Cindy ein Compiler zum Packen und Entpacken von Listmode-Daten ist [43]. Inzwischen ist das Softwarepaket für wesentlich weiterreichende Aufgabengebiete fortentwickelt worden. Diese umfassen im Vorfeld eines Experiments dessen Simulation zur Abschätzung von Auflösungen und Zählraten, während eines Experiments die Überwachung der Rohdaten sowie die Kalibration

der Meßapparaturen und nach Abschluß der Datennahme die Extraktion von Wirkungsquerschnitten aus der Analyse des Rohdatenmaterials. Das Cola++-Projekt ist eine in der objektorientierten Programmiersprache C++ geschriebene Software, deren Quelltexte offen liegen und an deren Weiterentwicklung und Dokumentation die Mitglieder der A1-Kollaboration beteiligt sind. Hierdurch ist zum einen eine große Dynamik bei der Weiterentwicklung des Projekts, andererseits auch die Erhaltung und Pflege des über Jahre angesammelten Wissensstandes gewährleistet. Eine detailliertere Beschreibung der Programmstruktur findet sich in [32]. Die wichtigste Funktion von Cola++ besteht in der Möglichkeit, alle Daten – sowohl Rohdaten wie Auslesewerte von ADC's, TDC's, Hitpatterns und Scalern als auch abgeleitete Größen wie Vierervektoren, Koinzidenzzeit, Energien, etc. – zu histogrammieren. Die Daten werden ereignisweise entpackt und dekodiert. Mit Hilfe von Konfigurations- und Beschreibungsdateien können die abgeleiteten Größen analysiert werden. Die experimentellen Bedingungen zur Laufzeit des Experiments in Form von Eichfaktoren, Offsets und Korrekturparametern, die eingestellte Kinematik, die verwendeten Detektoren sowie die Definitionen des benutzten Targets und der betrachteten Reaktion werden in einer Datenbank (Datei „run.db“) bereitgehalten. Eine Auswahl der physikalisch relevanten Größen und deren Verknüpfung wird durch Beschreibungsdateien getroffen, von denen die Datei „Online.col“ die wichtigste ist. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, Histogramme unter diversen Schnittbedingungen zu füllen, um hierdurch „gute“ Ereignisse von unbrauchbaren zu trennen. Das Simulationspaket Simul++ dient nicht nur bei der Vorbereitung von Experimenten zum Abschätzen von Zählraten und Auflösungen, sondern eignet sich vor allem dazu, den experimentellen Phasenraum quantitativ zu bestimmen und ist damit ein wichtiges Instrument bei der Bestimmung von experimentellen Wirkungsquerschnitten (siehe Abschn. 5.8). Das Programm Simul++ zeichnet sich insbesondere dadurch aus, daß die gleichen Histogramme abgeleiteter Größen wie mit der Cola++-Analyse unter Verwendung derselben Beschreibungsdateien angelegt werden können. Im Unterschied zur Datenanalyse tritt an die Stelle der Rohdateneingabe eine Klasse von Ereignisgeneratoren, die für die verschiedenen jeweils betrachteten Reaktionen den Phasenraum der emittierten Teilchen simulieren. Die für die Auswertung des vorliegenden Experiments benötigten Ereignisklassen sind gegeben durch:

$$\text{Elastisch-Einarm} \quad e + X \rightarrow e' + X' \quad (5.6)$$

$$\text{Inelastisch-Einarm} \quad e + X \rightarrow e' + X^* \quad (5.7)$$

$$\text{Zweikörper-Koinzidenz} \quad \gamma^* + X \rightarrow A + B \quad (5.8)$$

Nähere Ausführungen zu den im Rahmen dieser Auswertung durchgeführten Simulationen werden in Abschn. 5.8 gegeben. Im folgenden werden die Schritte der Analyse skizziert, die an den Daten angebrachten Schritte diskutiert sowie die Extraktion und Normierung der differentiellen Wirkungsquerschnitte besprochen.

5.3 Teilchenidentifikation

Bei der Reaktion ${}^3\text{He}(e,e'\pi^+){}^3\text{H}$ wurde in allen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten koinzidenten Messungen für den Nachweis des Elektrons Spektrometer A und für das π^+ -Meson Spektrometer B bzw. Spektrometer C verwendet. Die Polung der Magnetspektrometer legt bereits die Ladung des jeweils detektierten Teilchens fest. Die bei A1-Experimenten vorkommenden negativen Teilchen sind Elektronen und π^- -Mesonen, in positiver Polung treten vor allem Protonen und π^+ -Mesonen, aber auch Positronen, je nach Target und Spektrometereinstellung auch Deuteronen oder sogar Tritonen auf. Ihre genaue Identifizierung muß anhand weiterer Kriterien vorgenommen werden.

Elektronen (Positronen) und Pionen

Elektronen (Positronen) werden von $\pi^-(\pi^+)$ -Mesonen mit Hilfe der Gas-Čerenkov-Detektoren unterschieden. Mit einem Brechungsindex von $n = 1.0011$ liegen die Schwellenimpulse für eine Signalerzeugung durch Elektronen (Positronen) bei 9 MeV/c und für Pionen bei 2.5 GeV/c. Bei den A1-typischen Teilchenimpulsen von (100–800) MeV/c wird das Elektron in Spektrometer A daher durch

das Vorliegen des Čerenkov-Signals identifiziert, dagegen liefert der Čerenkov-Detektor bei einem π^- -Ereignis kein Signal. Umgekehrt lässt sich in Spektrometer B ein π^+ durch das Nichtvorliegen des Čerenkov-Signals von einem Positron unterscheiden. Zwei Beispiele für ADC-Summenspektren der Čerenkov-Detektoren in Spektrometern A und B sind in Abb. 5.1 gezeigt. Angedeutet ist der jeweilige in der Analyse angebrachte Software-Schnitt. Die Effizienz der Čerenkov-Detektoren beträgt nach Ref. [29] mehr als 98.5 %.

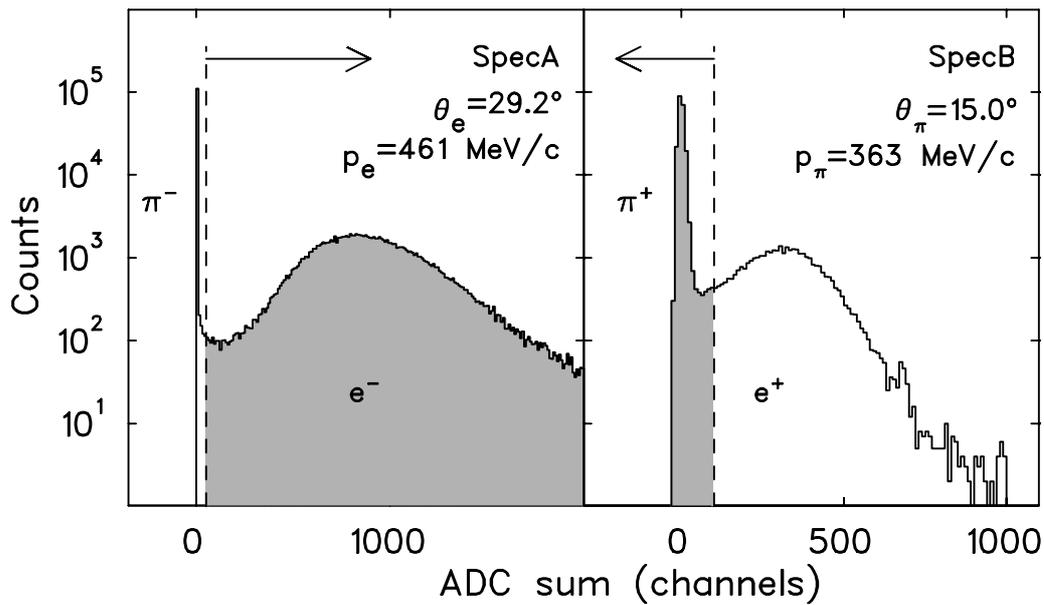


Abb. 5.1: ADC-Summenspektren der Čerenkov-Detektoren von Spektrometer A (linkes Bild) zur Unterscheidung von Elektronen und π^- -Mesonen und Spektrometer B (rechtes Bild) zur Unterscheidung von Positronen und π^+ -Mesonen. Markiert sind die in der Analyse verwendeten Schnitte.

Pionen und Protonen

Bei den in A1-Experimenten üblichen Teilchenimpulsen von (100 – 800) MeV/c sind Pionen nahezu minimal ionisierend, während schwerere Hadronen wie Protonen oder Deuteronen deutlich höhere Energieverluste erleiden. Der Schicht-Aufbau der Szintillatorebenen mit einem dünnen ΔE - und einem dickeren E-Zähler („dE“ und „ToF“) erlaubt es, Pionen und Protonen anhand des Energie-

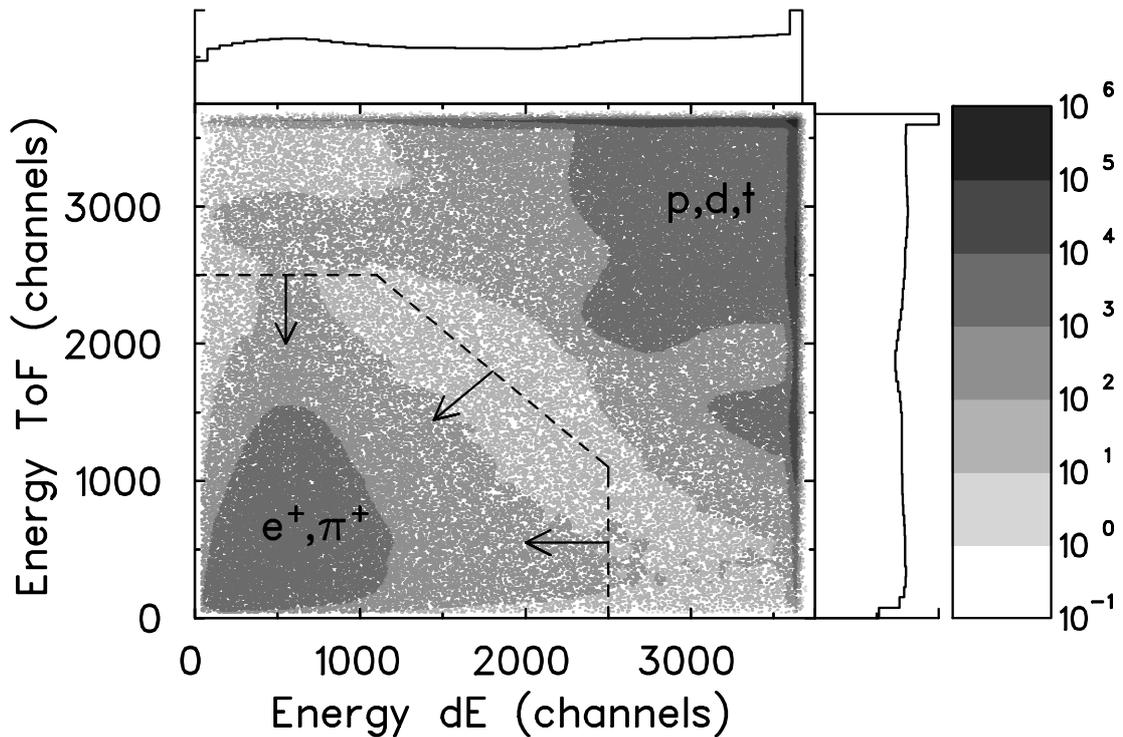


Abb. 5.2: Über die linke und rechte Auslese geometrisch gemittelte ADC-Werte der Energieverluste in der dünnen dE-Ebene und der dickeren ToF-Ebene in Spektrometer C für positive Teilchen unter $\theta_C = 142.8^\circ$ und $p_C = 279.8 \text{ MeV}/c$. Die Häufigkeiten sind im logarithmischen Maßstab dargestellt. Markiert ist der in der Analyse verwendete Schnitt.

verlustes zu identifizieren. Abbildung 5.2 zeigt für Spektrometer C ohne weitere Schnitte die über die links- und rechtsseitige Auslese geometrisch gemittelten Signale des dE- und ToF-Zählers gegeneinander aufgetragen. Angedeutet ist der zweidimensionale Schnitt auf die minimal ionisierenden Pionen. Es ist ersichtlich, daß bei einer eindimensionalen Betrachtungsweise die jeweilige Projektion auf die Achse zu einer schlechteren Trennung der Verteilungen führen würde. Der Anteil der als Pionen fehlinterpretierten Protonen bzw. als Protonen fehlinterpretierten Pionen wird nach Anwendung aller übrigen Schnitte zu $< 1 \%$ abgeschätzt. Eine weitere Selektion ist zudem durch die Flugzeit möglich (siehe Abschn. 5.4).

5.4 Koinzidenzzeit

Bei der Durchführung von Koinzidenzexperimenten mit der Dreispektrometer-Anlage dient die Messung der zeitlichen Korrelation der Ereignisse dazu, mittels eines Schnitts in der Analyse den zeitlich unkorrelierten Untergrund zufälliger Koinzidenzen zu unterdrücken. Bei der Messung der Koinzidenzzeit wird eine Zeitmessung durch den Nachweis eines Teilchens in einem Spektrometer gestartet und durch das verzögerte Signal des zweiten Teilchens im zweiten Spektrometer gestoppt. Echte Koinzidenzereignisse entstammen derselben Reaktion und haben daher einen gemeinsamen Startort und Startzeitpunkt. Sie zeichnen sich dadurch aus, daß die Flugzeiten der bei derselben Reaktion emittierten Teilchen eine feste Beziehung zueinander besitzen. Eine gute Zeitauflösung ist für das vorliegende Pionproduktionsexperiment von enormer Wichtigkeit. Zum einen ist das Verhältnis von echten und zufälligen Koinzidenzereignissen im Fall größerer Winkel θ_π ungünstig. Zum anderen ist eine genaue Kenntnis der Flugzeit des Pions bzw. dessen Weglänge durch das Spektrometer besonders wichtig im Zusammenhang mit der Korrektur des Pionzerfalls (siehe Abschn. 5.7). Mit einer optimierten Zeitauflösung läßt sich ferner ein Teil der aus dem Pionzerfall stammenden Müonen identifizieren.

Abbildung 5.3 zeigt als Beispiel das in der Reaktion ${}^3\text{He}(e,e'\pi^+){}^3\text{H}$ gemessene Rohspektrum (unter Anwendung aller übrigen Schnitte) sowie das nach Durchführung aller Korrekturen resultierende Spektrum der Koinzidenzzeiten zwischen dem Elektron (in Spektrometer A nachgewiesen) und dem π^+ (in Spektrometer B nachgewiesen), mit den in der Abbildung angegebenen Winkel- und Impulseinstellungen. Die in Ref. [8] erreichte Zeitauflösung von $(2 - 3)$ ns konnte in dieser Arbeit auf den bemerkenswerten Wert von 750 ps (volle Halbwertsbreite, FWHM) verbessert werden. Dieser Wert wurde erst durch ein im Rahmen dieser Arbeit durchgeführtes Kalibrationsverfahren ermöglicht, das im Anhang A beschrieben wird [44]. Die mit dem Verfahren ermittelte Offline-Kalibration der Koinzidenzzeit kommt nunmehr allen A1-Experimenten zugute, und es ist erst hierdurch möglich geworden, besonders kleine Wirkungsquerschnitte bei hohen Zufallskoinzidenzraten zu messen [45]. Insgesamt gehen 76 Parameter in die er-

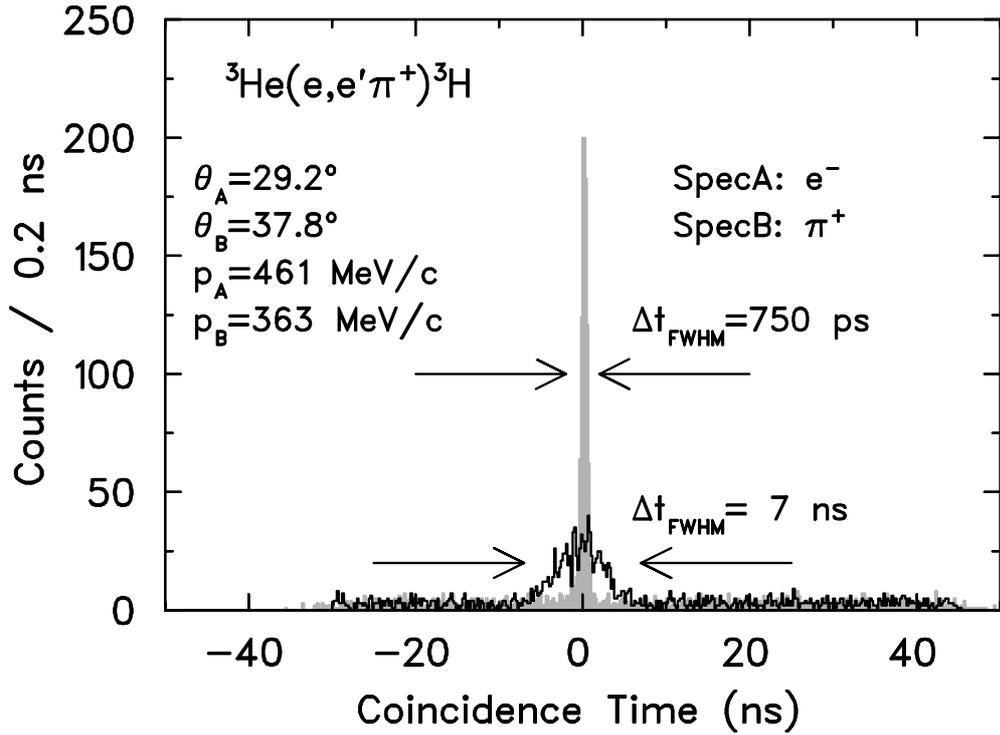


Abb. 5.3: Spektrum der Koinzidenzzeiten ohne und mit Korrekturen.

eignisweise erfolgende Korrektur der gemessenen Koinzidenzzeiten ein. Die unkorrigierten Zeiten der echten Koinzidenzereignisse sind anfänglich eine Verteilung, die auf etwa 7 ns (FWHM) für $(e,e'\pi)$ -Experimente und bis zu 15 ns für $(e,e'p)$ -Experimente verbreitert ist. Die Ursachen für diese Verbreiterung sind vielfältig. Der wichtigste und größte Beitrag ist auf die Weglängendifferenzen der verschiedenen Teilchenbahnen durch die beteiligten Spektrometer zurückzuführen. Abhängig vom Ort und Winkel in der Fokalebene ergeben sich mehr oder weniger gekrümmte Teilchenbahnen, deren Länge von der Referenzbahnlänge L_0 abweicht. Weitere Zeitversätze sind durch die Eigenschaften der Triggerdetektoren bedingt. Der segmentierte Aufbau der Szintillatoren führt zu Laufzeitdifferenzen der Signale. Zudem bringt der Einsatz von „Leading-Edge“-Diskriminatoren eine Abhängigkeit der Schaltzeitpunkte von der Signalhöhe des betreffenden Ereignisses mit sich. Im Anhang A werden die einzelnen Korrekturen vorgestellt und das eingesetzte Kalibrationsverfahren (Flugzeiteichung mit einem gepulsten Elektronenstrahl) zur Bestimmung der großen Anzahl von Parametern beschrieben.

In der Analyse des vorliegenden Experiments wurde ein Schnitt auf die Koin-

zidenzzeit in einem Intervall ± 2.5 ns vorgenommen. Zur Bestimmung des verbleibenden Untergrunds im Spektrum einer beliebigen Observablen (in Abb. 5.4 anhand der fehlenden Masse M_{miss} demonstriert) wird diese zweimal histogrammiert – einmal unter Anwendung sämtlicher Schnitte (linkes Bild) und einmal mit einem Schnitt auf Zufallsereignisse (mittleres Bild). Die beiden auf den gleichen Zeitbereich normierten Spektren können dann voneinander subtrahiert werden. Es verbleibt das untergrundsabtrahierte Spektrum, in dem in jedem Bineintrag der mittlere Untergrund abgezogen wurde (Abb. 5.4, rechtes Bild).

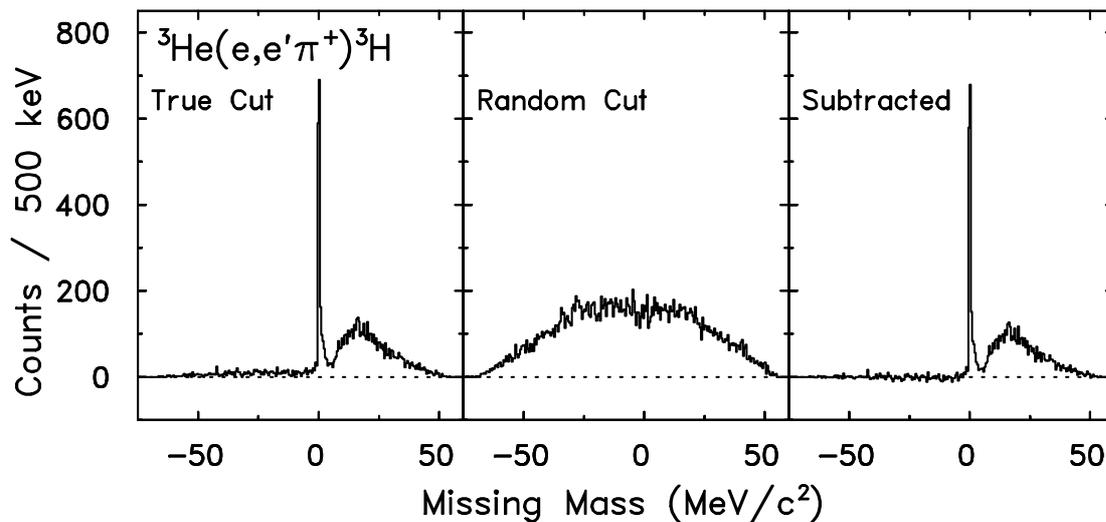


Abb. 5.4: Spektren der fehlenden Masse bei $Q^2 = 0.100 \text{ GeV}/c^2$ und $\theta_\pi = 13.5^\circ$ relativ zur Impulsübertragsrichtung ($\phi_\pi = 180^\circ$). Links: mit Schnitt auf echte Koinzidenzen. Mitte: mit Schnitt auf Zufallskoinzidenzen. Rechts: untergrundsabtrahiertes Spektrum.

5.5 Vertexrekonstruktion

Die magnetischen Abbildungseigenschaften der Spektrometer sind dergestalt, daß sie eine Rekonstruktion der horizontalen Koordinate senkrecht zur Dispersionsrichtung y_0 (siehe Aufsicht in Abb. A.2) sowie des horizontalen und vertikalen Winkels am Target ϕ_0 und θ_0 zulassen. (Die magnetoptische Ablenkung der geladenen Teilchen im Spektrometer erfolgt vornehmlich innerhalb der sogenannten

„dispersiven Ebene“). Spektrometer B ist in nichtdispersiver Richtung Punkt-zu-Punkt abbildend, d.h. in führender Ordnung korrespondiert zu jedem nichtdispersiven Ort y_{fp} ein Wert der Nichtdispersivkoordinate y_0 am Target. Damit ist es möglich, die genaue Herkunft der Trajektorie aus dem Schnittpunkt zwischen der rekonstruierten Teilchenbahn und der Strahlachse zu bestimmen, d.h. es läßt sich ein „Bild“ des räumlich ausgedehnten Targets rekonstruieren. Auch mit Spektrometer A, das in nichtdispersiver Richtung Strich-zu-Punkt abbildend ist, ist eine Rekonstruktion der Targetlage möglich, wenn auch weniger genau. Aufgrund des vorgeschalteten Quadrupols ist die Targetkoordinate y_0 in führender Ordnung durch den Nichtdispersivwinkel ϕ_{fp} in der Fokalebene gegeben. Um in der Analyse durch einen symmetrischen Schnitt die Wandbeiträge aus den Daten entfernen zu können, wird das Bild des Targets in einem Koordinatensystem T („Target“) angegeben, dessen Ursprung sich im Zentrum des Targets befindet und dessen z -Achse in Strahlrichtung weist (siehe Abb. 5.5). Per Konvention zeigt die x -Achse ausgehend von der Strahlrichtung horizontal nach rechts und die y -Achse zum Hallenboden. Das hallenfeste Koordinatensystem H („Halle“), in dem die Spektrometerrückrechnung erfolgt, ist hierzu in der Regel verschoben. Dabei kann sowohl das Target als auch die Strahlachse verschoben sein. In dem vorliegenden

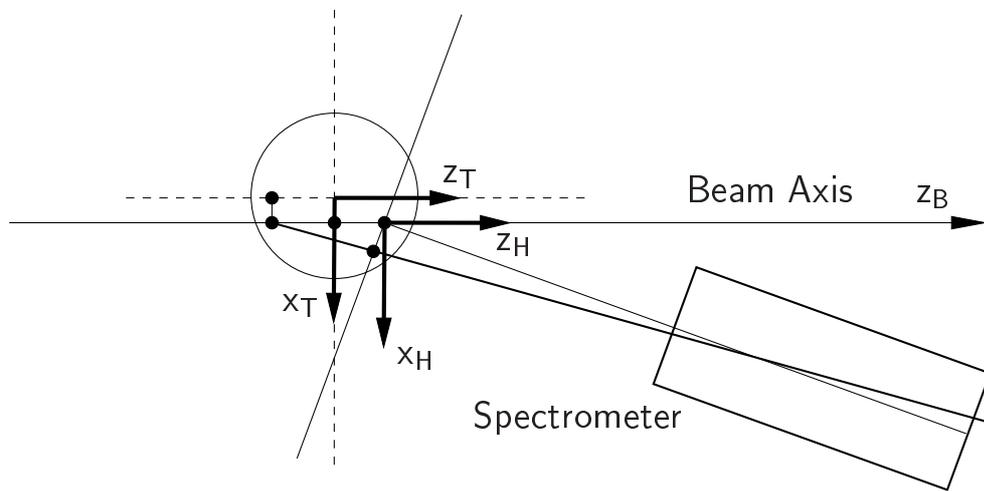


Abb. 5.5: Koordinatensysteme am Target. Die Spektrometerrückrechnung erfolgt im hallenfesten Koordinatensystem H . Hierzu verschoben ist das Targetkoordinatensystem T , dessen Ursprung sich im Zentrum der Targetzelle befindet.

Experiment wurde der Elektronenstrahl jedoch durchweg unversetzt eingelenkt. Die Position des Targets wurde in allen drei kartesischen Koordinaten des hallenfesten Systems H vor Beginn des Experiments mit Theodoliten vermessen. Die Targetzelle befand sich bei $z_H = -(4.0 \pm 0.5)$ mm strahlaufwärts verschoben und ebenso geringfügig außerhalb der Strahlachse nach links bei $x_H = -(2.0 \pm 0.5)$ mm und nach oben $y_H = -(2.0 \pm 0.5)$ mm. Aufgrund der hierzu vergleichsweise großen Ausdehnung der Targetzelle $d = 8$ cm und der Rotationssymmetrie sind die beiden letztgenannten Offsets von untergeordneter Bedeutung, dagegen ist die genaue Kenntnis der z -Position besonders wichtig für die Rekonstruktion und die Simulation (siehe Abschn. 5.8).

Beim Betrieb des Kryotargets wurde der schnelle Strahlwedler [46] eingesetzt, um eine zu große Wärmedeposition des Strahls auf einer zu kleinen Fläche zu vermeiden. Der Strahlfleck wurde über eine Fläche von ± 3 mm horizontal und ± 1 mm vertikal gewedelt. Zu jedem Ereignis werden die Stromwerte der Wedlerspulen über einen ADC ausgelesen und in den Datenstrom gefüttert. Auf diese Weise ist es möglich, den Ort des Strahlflecks (x_T, y_T) für jedes Ereignis zu bestimmen und bei der Rekonstruktion des Targetbildes zu korrigieren. Die mit Spektrometer A und B gemessenen Spektren der Targetkoordinate z_T sind in Abb. 5.6 ohne und mit Wedlerkorrektur dargestellt. Wie an der Verringerung der Breite der rekonstruierten Targetwände zu erkennen ist, sorgt die Wedlerkorrektur für ein schärferes Abbild der Targetzelle. Die Korrektur gewinnt besonders bei kleinen Spektrometerwinkeln an Bedeutung. Die erreichbare Auflösung der z -Koordinate ist aufgrund der geometrischen Projektion ebenfalls abhängig vom Spektrometerwinkel (vgl. Abb. 5.5). Wie anhand Abb. 5.7 ersichtlich ist, variiert die Vertexauflösung für Spektrometer B von $\delta z \approx 3$ mm bei $\theta_B = 58.4^\circ$ bis $\delta z \approx 10$ mm bei $\theta_B = 15^\circ$. Die Vertexauflösung von Spektrometer A beträgt bei $\theta_A = 29.2^\circ$ etwa $\delta z \approx 10$ mm. Der in der Analyse angebrachte Schnitt auf das Targetinnere richtet sich nach der Auflösung der Vertexkoordinate und reicht von $\Delta z = \pm 20$ mm bei dem Spektrometerwinkel $\theta_B = 15^\circ$ bis $\Delta z = \pm 30$ mm bei $\theta_B = 58.4^\circ$. In den Koinzidenzdaten wurde immer Spektrometer B als das vertexbestimmende Spektrometer verwendet, anderenfalls (bei Koinzidenzen zwischen Spektrometer A und C und bei den mit Spektrometer A durchgeführten Einarm-Eichmessungen)

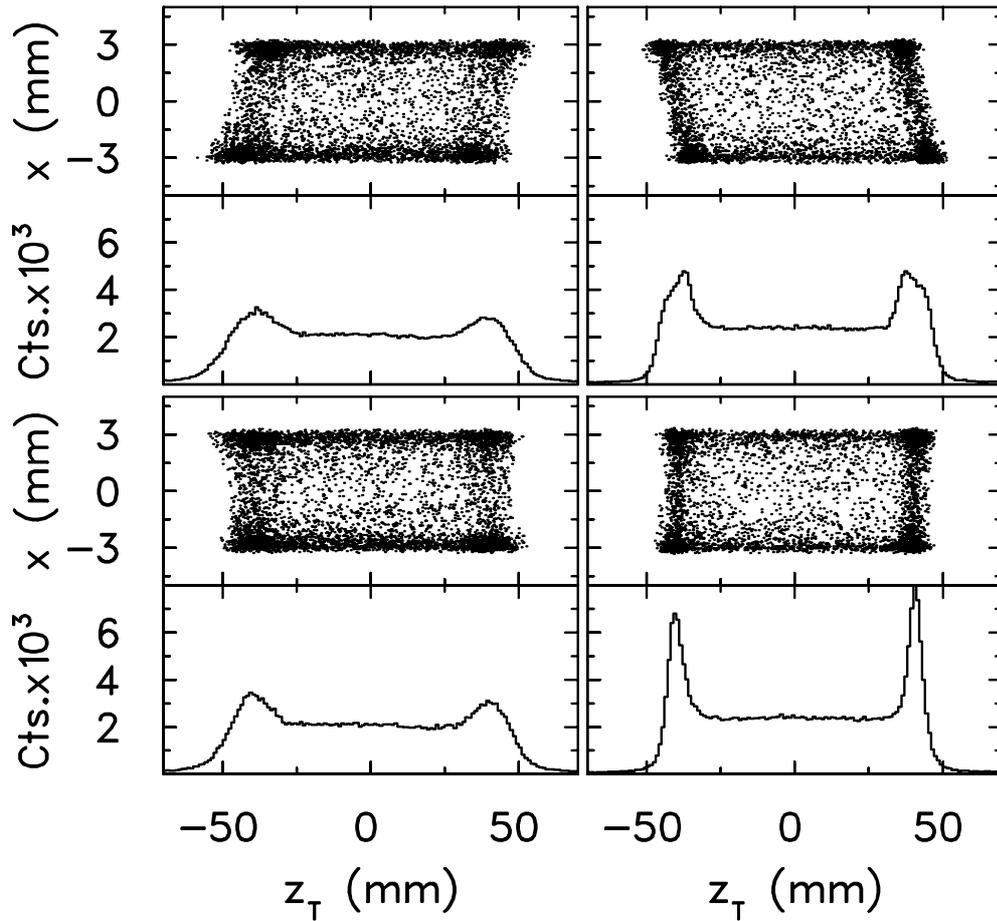


Abb. 5.6: Spektren der aufgelösten Ursprungsvertizes der Trajektorien (hier Elektronen) mit Spektrometer A (linke Bildhälfte) und Spektrometer B (rechte Bildhälfte), jeweils für den gleichen Streuwinkel $\theta_e = 29.2^\circ$ und Spektrometerimpuls $p_e = 461 \text{ MeV}/c$. 1. Zeile: Unkorrigierte Target-z-Koordinate gegen horizontale Wedleramplitude. 3. Zeile: Korrigierte Target-z-Koordinate gegen horizontale Wedleramplitude. 2. und 4. Zeile: Jeweilige Projektion auf die z-Achse.

wurde mit Spektrometer A der Targetschnitt ausgeführt. Im Anhang B sind noch zwei weitere Anmerkungen zur Vertexrekonstruktion beschrieben.

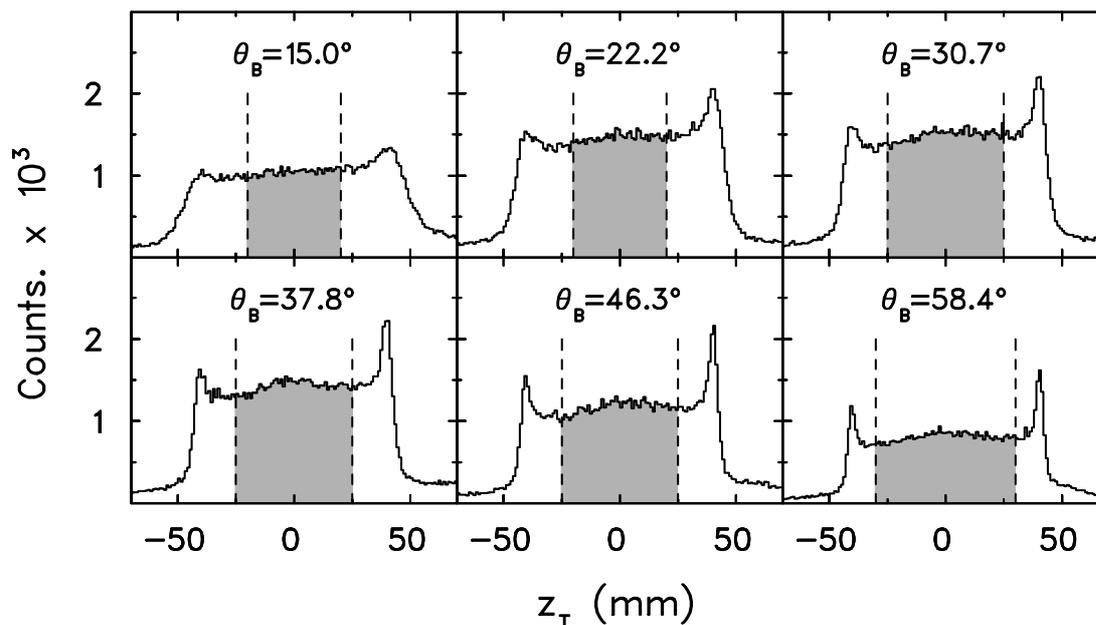


Abb. 5.7: Spektren der mit Spektrometer B rekonstruierten Targetkoordinate z_T in Abhängigkeit des Spektrometerwinkels (Koinzidenzereignisse mit identifizierten π^+ -Mesonen). Man erkennt die mit dem Spektrometerwinkel veränderliche Vertexpföfung anhand der Breite, mit der die Wandereignisse verteilt sind. Angedeutet ist der jeweils in der Analyse verwendete Schnitt.

5.6 Sonstige Schnitte

5.6.1 Einstreuungen

In einer früheren Arbeit [47] wurde gezeigt, daß eine weitere Untergrundquelle bei Spektrometer B durch die Geometrie der Vakuumschnauze, eines evakuierten Vorbaus zwischen der Streukammer und dem Kollimator von Spektrometer B, bedingt ist. Hier kommt es zur Rückstreuung von Ereignissen in die Akzeptanz des Spektrometers. Mit Hilfe der sehr guten Vertexpföfung von Spektrometer B läßt sich der Herkunftsort dieser Ereignisse rekonstruieren. In Abb. 5.8 (rechts) ist die Nichtdispersivkoordinate am Kollimator y_{colli} gegen die rekonstruierte entsprechende Koordinate am Eintrittsort in die Vakuumschnauze y_{snout} aufgetragen.

Aus der Skizze in Abb. 5.8 (links) entnimmt man die Positionen von y_0 , y_{snout} und y_{colli} . Es wird deutlich, daß die Einstreuereignisse in der Koordinate y_{snout} sehr gut lokalisiert und damit abtrennbar sind, während dies bei alleiniger Betrachtung der Koordinate y_{colli} nicht der Fall wäre. In Abb. 5.8 ist der in der Analyse angebrachte Schnitt angedeutet. Im vorliegenden Experiment (mit Pionen in Spektrometer B) sind durchweg nur wenige Untergrundereignisse durch diesen Effekt bedingt. Es zeigt sich, daß die meisten dieser Einstreuereignisse Positronen sind, die zusätzlich durch das Čerenkov-Signal identifiziert werden (siehe Abschn. 5.3). Zudem gewinnt der Effekt vor allem bei extrem kleinen Stellwinkeln des Spektrometers B an Stärke.

In einer weiteren Arbeit [48] wurde beobachtet, daß es in den dort untersuchten Daten zu einer Einstreuung durch die Streukammerwand kam. Das Experiment, das jener Arbeit zu Grunde lag, fand unmittelbar vor dem Experiment im Rahmen dieser Arbeit statt. Die Fensterausschnitte der Streukammer hatten zu dieser Zeit eine vertikale Öffnung von lediglich 50 mm. Aufgrund einer Dejustage der Streukammer befand sich die obere Kante des Fensterausschnitts unweit vom Rande der vertikalen Winkelakzeptanz des Spektrometers B. Auf die Kante auftreffende Teilchen erlitten Energieverlust und wurden aufgestreut, so daß ein Teil dieser Ereignisse danach wieder in die Impuls- und Winkelakzeptanz des Spektrometers fiel.

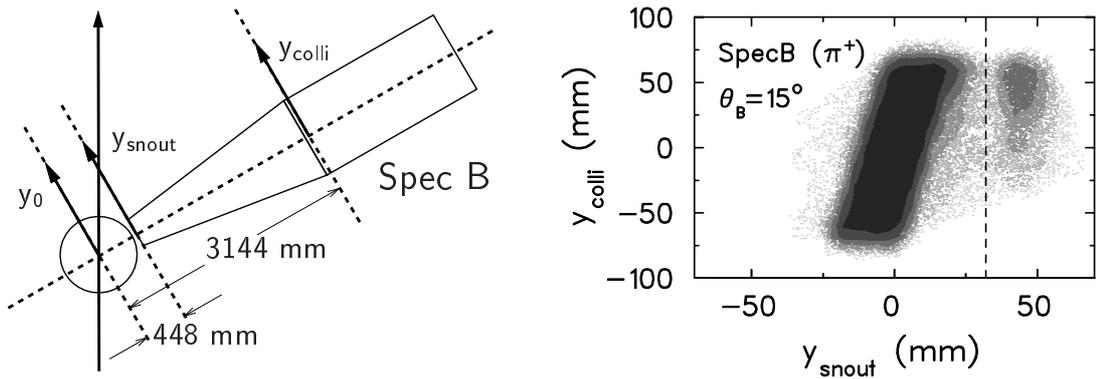


Abb. 5.8: Linke Bildhälfte: Schematische Skizze der Vakuumschnauze von Spektrometer B (Aufsicht) mit Positionen der Koordinaten y_0 , y_{snout} und y_{colli} . Rechte Bildhälfte: y_{colli} gegen y_{snout} aufgetragen. In der Koordinate y_{snout} ist die Einstreuung gut lokalisiert und damit abtrennbar.

Im Rahmen der Experimentvorbereitung zu dieser Arbeit wurde die Streukammer neu einjustiert, insbesondere wurde dabei die Spektrometer B zugewandte Seite der Kammer angehoben. Der in [48] beobachtete Einstreueffekt konnte somit vollständig vermieden werden. Inzwischen wurde die gesamte Streukammer durch eine neue Kammer ersetzt, deren Fensterausschnitte deutlich höher sind [49].

5.6.2 Nominale Impulsakzeptanz

Während die Kollimatoren der Spektrometer die Winkelakzeptanz sehr genau definieren, besitzt die Impulsakzeptanz keine harten Grenzen. Vielmehr besteht sie aus einer breiten Verteilung, in deren inneren Bereich keine Akzeptanzverluste auftreten, dagegen nimmt die Akzeptanz außerhalb des Nominalbereiches kontinuierlich ab. Die Rückrechnung der Fokalebenekoordinaten liefert den auf den eingestellten Referenzimpuls bezogenen Wert der Impulsablage $\delta p/p$. Die genaue Impulsakzeptanz wird in der Analyse und in der Simulation durch einen Software-Schnitt definiert. Es ist dasjenige Intervall für die rekonstruierte Impulsordinate $\delta p/p$, in dem jeweils noch der gesamte Kollimator-Raumwinkel und die durch den Schnitt auf die Targetzelle (siehe Abschn. 5.5) definierte Targetausdehnung verlustfrei akzeptiert wird. In Abb. 5.9 (a) ist das aus Einarmereignissen (Elektronen) mit Spektrometer A gemessene Spektrum der Impulsordinate $\delta p/p$ ohne Schnitte dargestellt. Zusätzlich markiert ist der Schnitt, der in der Analyse verwendet wurde. In Abb. 5.9 (b) ist die rekonstruierte Impulsordinate $\delta p/p$ gegen den vertikalen Winkel am Target θ_0 und in Abb. 5.9 (c) gegen die rekonstruierte z -Koordinate des Targets aufgetragen. Die jeweils verwendeten Schnitte sind in den Abbildungen angedeutet. Für Spektrometer A umfaßt der Schnitt der Impulsordinate das Intervall $(-5\%, +15\%)$, für Spektrometer B $(-7\%, +7\%)$ und für Spektrometer C $(-5\%, +20\%)$. Der Schnitt in der Impulsakzeptanz ist von entscheidender Bedeutung für die Akzeptanzsimulation (siehe Abschn. 5.8) zur Normierung des Phasenraums für den Wirkungsquerschnitt.

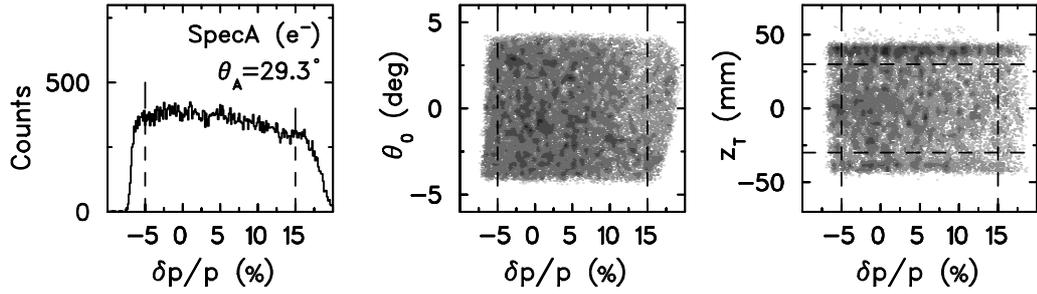


Abb. 5.9: Links: Mit Spektrometer A gemessenes Spektrum der rekonstruierten Impulskoordinate $\delta p/p$. Mitte: Impulskoordinate $\delta p/p$ gegen vertikalen Winkel am Target θ_0 . Rechts: Impulskoordinate $\delta p/p$ gegen rekonstruierte z -Koordinate am Target. Die in der Analyse verwendeten Schnitte sind jeweils markiert.

5.6.3 Selektion des Endzustands

Der zentrale physikalische Schnitt betrifft die Separation des kohärenten Reaktionskanals, bei dem der Rückstoßkern (${}^3\text{H}$) im Grundzustand und damit gebunden bleibt, von den Aufbruchkanälen der Reaktion ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+){}^3\text{H}, \text{nd}, \text{nnp}$. Die Teilchen des Endzustands (${}^3\text{H}, \text{nd}, \text{nnp}$) werden nicht selbst nachgewiesen, sondern durch eine Rekonstruktion der fehlenden Masse anhand der hochaufgelösten Messung des Elektrons und des Pions identifiziert. In Abb. 5.10 ist ein Spektrum

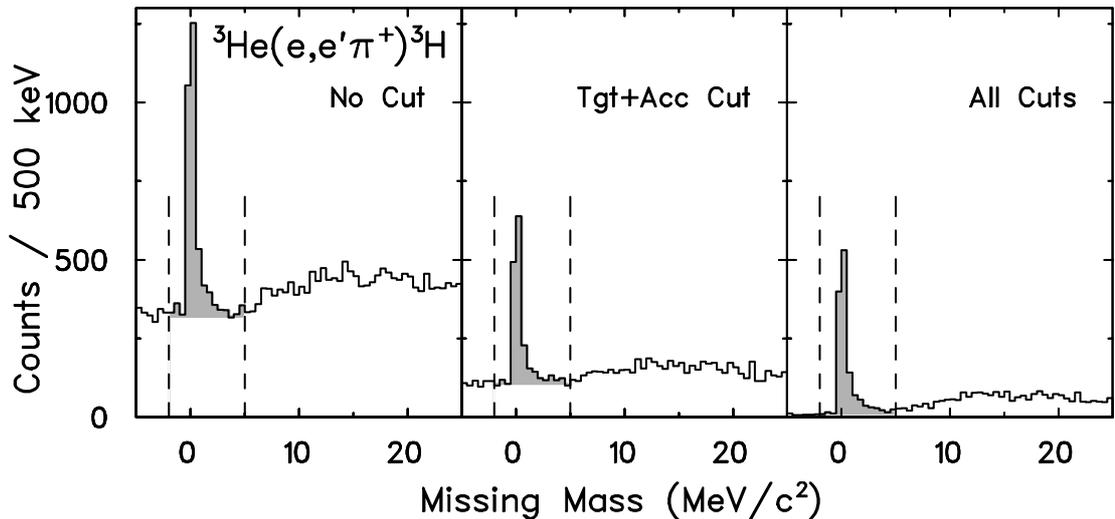


Abb. 5.10: Spektren der fehlenden Masse. Links: ohne Schnitte. Mitte: mit Akzeptanzschnitten. Rechts: mit allen Schnitten inklusive dem Schnitt auf die Koinzidenzzeit.

der fehlenden Masse („missing mass“) M_{miss} bei verschiedenen Schnittbedingungen für diejenige Kinematik dargestellt, bei der das Pion unter $\theta_\pi = 39^\circ$ relativ zur Impulsübertragsrichtung nachgewiesen wurde. Im linken Teil der Abb. 5.10 wurde das Spektrum ohne jegliche Schnitte und nur mit durchgeführter Identifikation des Pions histogrammiert. Das mittlere Bild zeigt das Spektrum nach Anwendung aller Akzeptanzschnitte (Impuls, Targetwände, sonstige Schnitte). Im rechten Bild ist zusätzlich auf die Koinzidenzzeit geschnitten. Man erkennt anhand der schmalen Linie die hohe Massenaufösung der Experimentanordnung von $\delta M_{\text{miss}} \simeq 700 \text{ keV}/c^2$ (FWHM). Die Linie ist dem Zweikörper-Endzustand (${}^3\text{H}\pi^+$) zuzuordnen. Die Masse des Tritons wurde von der Abszisse abgezogen. Ab einer fehlenden Masse von $M_{\text{miss}} \geq 5 \text{ MeV}/c^2$ schließt sich ein Kontinuum an, das dem Dreiteilchen- ($\text{nd}\pi^+$) und Vierteilchenaufbruch ($\text{nnp}\pi^+$) zuzuordnen ist. Der in der Analyse durchgeführte Schnitt wurde bei allen Messungen im Intervall $-2 \text{ MeV} < M_{\text{miss}} < 5 \text{ MeV}$ angewendet. Die Linie im Spektrum der fehlenden Masse zeigt auf der positiven Seite einen Ausläufer, der als sogenannter Strahlenschwanz bezeichnet wird und auf Bremsstrahlung und Ionisation durch die an der Reaktion beteiligten Teilchen, vor allem der Elektronen, zurückgeht. Aufgrund der – nicht detektierten – Abstrahlung reeller Photonen verschiebt sich Stärke in Massenbilanzspektren zu positiven Werten. Derjenige Anteil der Stärke, der bei einer Selektion des Triton-Endzustands außerhalb des Schnittintervalls liegt, muß durch die sogenannte Strahlungskorrektur berücksichtigt werden. Während es früher üblich war, bei den gemessenen Massen- oder Energiebilanzspektren eine Strahlungsentfaltung vorzunehmen, erlauben die heutigen Rechenzeit-Ressourcen eine exakte Berechnung des Strahlenschwanzes und der Korrektur im Rahmen der Simulation (siehe Abschn. 5.8).

5.7 Korrektur des Pionzerfalls

Aufgrund der endlichen Lebensdauer der geladenen Pionen ($\tau = 26.03 \text{ ns}$) erreichen nicht alle in die Akzeptanz des Pionspektrometers fallenden Pionen die Detektoren in der Fokalebene. Ein Teil der π^+ -Mesonen zerfällt im Fluge in ein Müon und ein Neutrino gemäß $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ statistisch nach dem Zerfallsgesetz.

Nach einer Flugzeit t sind von einer Anfangszahl N_0 Pionen im Mittel noch

$$\bar{N}(t) = \frac{1}{\eta_{\pi\mu}} N_0 \quad (5.9)$$

Pionen vorhanden, wobei

$$\frac{1}{\eta_{\pi\mu}} = e^{-t/(\gamma\tau)} \quad (5.10)$$

die Überlebenswahrscheinlichkeit des Pions nach der Flugzeit t ist. Diese hängt von der Flugzeit des Pions durch das Spektrometer bis zum Nachweis in der Fokalebene sowie von der Geschwindigkeit des Pions $\beta = pc/E$ durch $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ab und beträgt in den vorliegenden Messungen im Mittel $1/\eta_{\pi\mu} \simeq 55\%$. Durch den relativistischen γ -Faktor verlängert sich die Lebensdauer des Pions im Laborsystem im Vergleich zu einem Pion in Ruhe (Zeitdilatation). Mit der genauen Kenntnis des Pionimpulses sowie der Bahnlängen der Teilchentrajektorien durch die Spektrometer, wie sie im Rahmen der Flugzeiteichung mit einem gepulsten Elektronenstrahl in Abhängigkeit von den Fokalebenekoordinaten in dieser Arbeit bestimmt wurden (siehe Anhang A.2), ist es möglich, für jedes Pionereignis den mittleren Zerfallskorrekturfaktor $\eta_{\pi\mu}$ gemäß Gl. (5.10) zu bestimmen. Die Cola++-Analyse bietet die Möglichkeit, gewichtete Histogramme zu erzeugen. Die Pionzerfallskorrektur wird daher ereignisweise durchgeführt, wobei jede Histogramminkrementierung das Gewicht $\eta_{\pi\mu}$ bekommt.

Die so durchgeführte Korrektur des Pionzerfalls setzt voraus, daß das aus dem Pionzerfall herrührende Müon kein Signal in den Detektoren hinterläßt. Tatsächlich kann aber ein Teil der Müonen die Detektoren erreichen. Kinematisch unterscheidet sich das Müon nicht sehr vom ursprünglichen Pion ($m_\mu/m_\pi = 105.66/139.57$). Zwar zerfällt das Pion isotrop im Schwerpunktsystem des Pions, durch die Lorentztransformation ins Laborsystem wird das Zerfallsmüon jedoch stark in die ursprüngliche Flugrichtung des Pions fokussiert. Die Methoden der Teilchendiskriminierung anhand des Energieverlustes und des Čerenkovlichts (Abschn. 5.3) versagen beide bei dem Versuch, Pionereignisse von Müonereignissen zu unterscheiden. Sowohl Pionen als auch Müonen sind in den hier relevanten Impulsbereichen minimal ionisierend. Zudem liegen die Schwellenimpulse für Čerenkovlicht durch Müonen bei 1.9 GeV und durch Pionen bei 2.5 GeV/c. Man

spricht daher von einer „Müonkontamination“, die durch weitere Überlegungen quantifiziert werden muß.

Müonen sind etwas leichter als Pionen und weisen somit bei gleichem Impuls eine im Mittel etwas kürzere Flugzeit durch das Spektrometer auf. Während die korrigierte Flugzeit der Pionen eine schmale Verteilung mit einer experimentellen Auflösung von $\delta t \simeq 750$ ps ist (vgl. Abb. 5.3), sind die Flugzeiten der Müonereignisse deutlich breiter verteilt. Die Umwandlung des Pions in ein Müon findet nicht an einem festen Ort statt, sondern erfolgt gemäß Gln. (5.9), (5.10) entlang der Trajektorie durch das Spektrometer. Die mittlere Zeitdifferenz zwischen den Müon- und den Pionereignissen $\Delta t_{\pi\mu} = t_{\pi} - t_{\mu}$ hängt von der gewählten Impulseinstellung ab und beträgt bei den Kinematiken in dieser Arbeit etwa $\Delta t_{\pi\mu} \simeq (1.5 - 2)$ ns. Diese geringe Flugzeitdifferenz ist noch nicht völlig auflösbar, so daß sich in Abb. 5.11 (linkes Bild) der knieförmige Ausläufer am linken Fuß des Koinzidenzpeaks ausbildet. Ein Teil der Müonereignisse läßt sich somit durch den Schnitt in der Koinzidenzzeit (Abschn. 5.4) entfernen.

Beim Zerfall des Pions im Fluge ändert sich die Richtung des Müons geringfügig, so daß das den Detektor erreichende Müon im Mittel an einer anderen Stelle und unter einem abweichenden Winkel in der Fokalebene nachgewiesen wird. Dies

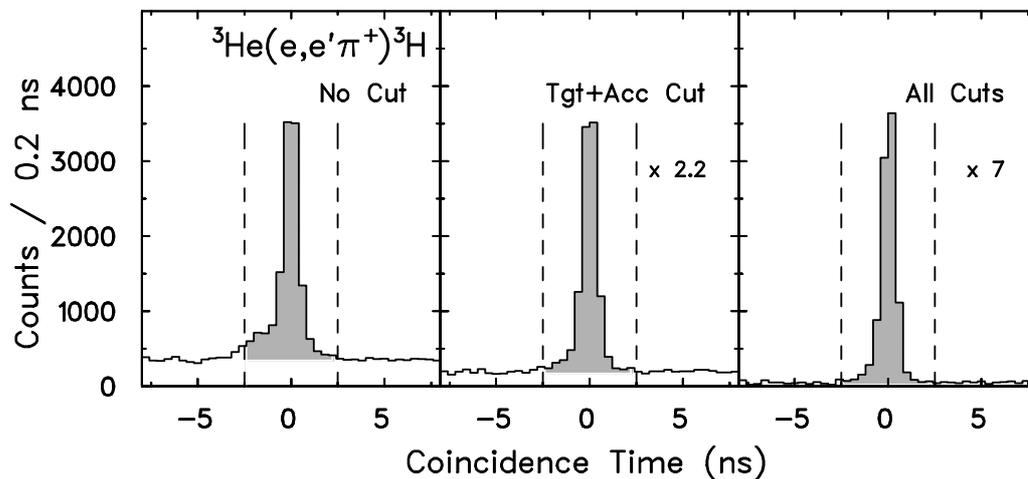


Abb. 5.11: Spektren der Koinzidenzzeit zur Verdeutlichung der Müonkontamination. Links: ohne Schnitte. Mitte: mit Akzeptanzschnitten inklusive Targetschnitt. Rechts: mit allen Schnitten inklusive dem Schnitt auf den Endzustand (${}^3\text{H}\pi^+$).

führt dazu, daß die rekonstruierte z -Koordinate des Targets z_T für Müonereignisse breit verteilt ist, d.h. der rekonstruierte Ursprungsort eines weiteren Teils der Müonereignisse liegt außerhalb der Targetzelle und wird somit durch den Targetschnitt (Abschn. 5.5) verworfen. Abbildung 5.11 (Mitte) zeigt das Spektrum der Koinzidenzzeit nach Anwendung des Targetschnitts. Die relative Stärke des oben genannten Ausläufers am Zeitpeak, der den Müonbeiträgen entspricht, ist kleiner geworden.

Die Änderung der Trajektorie beim Zerfall des Pions führt des weiteren zu einer breiten Verteilung der Müonereignisse in der rekonstruierten fehlenden Masse M_{miss} . Die physikalisch motivierte Selektion des Endzustands (${}^3\text{H}\pi^+$) durch einen Schnitt im Spektrum der fehlenden Masse M_{miss} bewirkt eine abermalige Reduktion der Müonkontamination. Abbildung 5.11 (rechtes Bild) zeigt das Spektrum der Koinzidenzzeit nach zusätzlicher Anwendung des Schnitts in der fehlenden Masse (Abschn. 5.6.3) und weist nahezu keinen Ausläufer am Fuß des Zeitpeaks mehr auf. Es wird abgeschätzt, daß die verbleibende Müonkontamination nach Anwendung aller Schnitte weniger als 2 % beträgt. Die exakteste Methode, die Müonkontamination zu quantifizieren, ist eine Simulation des Pionzerfalls im Fluge durch das jeweilige Spektrometer und befindet sich derzeit in Vorbereitung [50]. Insbesondere bei der Analyse von Aufbruchkanälen, bei der kein Schnitt in der fehlenden Masse erfolgt, wird eine solche Simulation von großem Vorteil sein.

5.8 Simulationen

In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie sich das in Gl. (5.4) eingeführte Phasenraumvolumen V_{acc} für ein beliebiges Akzeptanzintervall ΔV mit Hilfe einer Monte-Carlo-Integration bestimmen läßt (Abschn. 5.8.1). Darüber hinaus werden Akzeptanzkorrekturen des differentiellen Wirkungsquerschnitts vorgestellt, die den von der Linearität abweichenden Verlauf des Wirkungsquerschnittes innerhalb des Akzeptanzintervalls berücksichtigen (Abschn. 5.8.2).

5.8.1 Phasenraumintegrale

Da die Berechnung des Phasenraumvolumens ein vieldimensionales Problem darstellt, das analytisch nicht mehr gelöst werden kann, erfolgt die Integration des Phasenraums numerisch durch eine Simulation, unter Verwendung des Programms Simul++ im Rahmen des Cola++-Analysepakets (vgl. Abschn. 5.2). Die zu berechnenden Phasenraumintegrale für die drei in dieser Arbeit auftretenden Experimenttypen lauten

$$\text{Elastisch} \quad \frac{d\sigma}{d\Omega_{e'}} \rightarrow V_{\text{acc}}^{\text{ela}} = \int_{\Delta V} A_{\text{ela}}(\Omega_{e'}) d\Omega_{e'} \quad (5.11)$$

$$\text{Inelastisch} \quad \frac{d^2\sigma}{dE_{e'} d\Omega_{e'}} \rightarrow V_{\text{acc}}^{\text{inela}} = \int_{\Delta V} A_{\text{inela}}(E_{e'}, \Omega_{e'}) dE_{e'} d\Omega_{e'} \quad (5.12)$$

$$\text{Zweikörper} \quad \frac{d\sigma_V}{d\Omega_{\pi}} \rightarrow V_{\text{acc}}^{\text{coinc}} = \int_{\Delta V} \Gamma A_{\text{coinc}}(E_{e'}, \Omega_{e'}, \Omega_{\pi}) dE_{e'} d\Omega_{e'} d\Omega_{\pi} \quad (5.13)$$

Die Simulation hat den großen Vorteil, daß darin alle geometrischen und physikalischen Aspekte der Apparatur, die für das akzeptierte Phasenraumvolumen von Relevanz sind, bequem modelliert werden können (z.B. Kollimatorformen, das räumlich ausgedehnte Target, etc.). Die spezifischen Energieverluste aller beteiligten Teilchen sowie Orts- und Winkelauflösungen werden explizit berücksichtigt. Darüber hinaus ist in der Simulationssoftware inzwischen auch die Berechnung der Strahlungsprozesse des Elektrons implementiert [49]. Hierzu gehört die Berechnung der internen Bremsstrahlung (= Abstrahlung eines reellen Photons und Vertexkorrekturen im Feld des Targetkerns der Reaktion) nach Schwinger [51] mit Erweiterungen von Tsai [52], der externen Bremsstrahlung (Abstrahlung eines reellen Photons im Feld eines anderen Targetkerns) nach Mo und Tsai [53], basierend auf der Arbeit von Bethe und Heitler [54] sowie Ionisationsverluste durch Streuung an Hüllenelektronen nach Landau [55]. Durch die exakte Berechnung des „Strahlenschwanzes“ wird somit implizit der zu korrigierende Anteil der Stärke berechnet, der außerhalb des Schnitts auf den Endzustand der Reaktion (${}^3\text{H}\pi^+$) fällt. Damit entfällt die früher übliche Strahlungsentfaltung der Spektren, die vor allem den Nachteil hatte, daß eine Annahme über die Linienform des Zustandes erforderlich war.

Zunächst wird der Ort der Reaktion z_T im ausgedehnten Target entlang der Strahlachse generiert und der wahrscheinlichste Energieverlust des einlaufenden Elektrons berechnet. Je nachdem, welcher Reaktionsprozeß simuliert wird, wird der passende Ereignisgenerator eingesetzt (vgl. Abschn. 5.2). Im vorliegenden Fall der Reaktion ${}^3\text{He}(e,e'\pi^+){}^3\text{H}$ handelt es sich um eine Zweikörperkinematik. Das gestreute Elektron wird simuliert, indem der Streuwinkel und der Impuls (bzw. der Viererimpulsübertrag) innerhalb von Intervallen isotrop generiert werden, die etwa 20 % größer sind als nominal. Zusätzlich werden nun Polar- und Azimutalwinkel des Pions im Schwerpunktsystem innerhalb vorgegebener Grenzen generiert. Der Impuls des Pions läßt sich aus der invarianten Masse und den Pionwinkeln berechnen. Im Falle der elastischen Reaktion ${}^3\text{He}(e,e'){}^3\text{He}$ (hier als Eichmessung zur Bestimmung der Targetdichte verwendet) genügt es zur Festlegung der Kinematik, nur den Streuwinkel des Elektrons zu würfeln. Bei der inelastischen Reaktion ins Kontinuum ${}^3\text{He}(e,e')$ (hier als Luminositätsmonitor verwendet) wird zusätzlich der Impuls des Elektrons gewürfelt. Falls die generierten Teilchen innerhalb der Spektrometerakzeptanzen liegen (die Kollimatoren werden in aufeinander folgenden Schichten modelliert), werden die Energieverluste der Teilchen vom Target bis ins Spektrometer (Target, Targetwände, Streukammerfenster, Luft, Eintrittsfolie ins Spektrometer) sowie die Strahlungsverluste des Elektrons berechnet. Des weiteren können Orte und Winkel nach Maßgabe der jeweiligen Auflösung verschmiert werden. Die Histogrammierung erfolgt schließlich für jedes akzeptierte Ereignis i gewichtet mit dem Produkt aus den Würfelbereichen, ggfs. der Jacobi-Determinanten \mathcal{J}_i und dem berechneten Wert für den Fluß virtueller Photonen Γ_i . Für das akzeptierte Phasenraumintegral V_{acc} gilt in einem vorgegebenen Intervall ΔV

$$V_{\text{acc}} = \frac{V_{MC}}{N_{MC}} \sum_{i \in \Delta V} \mathcal{J}_i \Gamma_i, \quad (5.14)$$

wobei N_{MC} die Anzahl der im Simulationsvolumen V_{MC} generierten Ereignisse ist und der Index i über alle akzeptierten Ereignisse läuft. Die Jacobi-Determinante \mathcal{J} wird benötigt, um von den gewürfelten Koordinaten auf die physikalisch relevanten Koordinaten zu transformieren (z.B. wird der Viererimpulsübertrag Q^2 gewürfelt, aber der Wirkungsquerschnitt ist differentiell in der Energie des gestreuten Elektrons $E_{e'}$, die Jacobi-Determinante beträgt in

diesem Fall $\mathcal{J} = E_{e'}/Q^2$). Die Wichtung mit dem Flußfaktor Γ findet nur im Fall der Zweikörper-Koinzidenzreaktion statt. Die numerische Integration mit Quasi-Zufallszahlen konvergiert mit einem statistischen Fehler

$$\frac{\Delta V_{\text{acc}}}{V_{\text{acc}}} \simeq \frac{1}{\sqrt{N_{\text{acc}}}} \sqrt{\langle (\mathcal{J}\Gamma)^2 \rangle - \langle \mathcal{J}\Gamma \rangle^2}, \quad (5.15)$$

wobei N_{acc} die Anzahl der im Intervall ΔV akzeptierten simulierten Ereignisse ist.

5.8.2 Akzeptanzkorrekturen

Wie in Abschn. 5.1 erwähnt, gilt Gl. (5.3) nur, wenn sich der differentielle Wirkungsquerschnitt innerhalb des betrachteten Akzeptanzbins nicht stärker als linear ändert. Im allgemeinen ist der über das Akzeptanzintervall ΔV gemittelte Wirkungsquerschnitt vom seinem Wert im Zentrum des Intervalls ΔV verschieden. Die notwendige Korrektur wird durch den Faktor κ ausgedrückt:

$$\left(\frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi} \right)_{\text{central}} = \kappa \left\langle \frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi} \right\rangle_{\Delta V}. \quad (5.16)$$

Der Korrekturfaktor κ ist zunächst nicht bekannt. Um diesen zu bestimmen, wurden weitere Simulationsrechnungen durchgeführt. Dazu wurde der Verlauf des theoretischen Wirkungsquerschnitts nach dem Modell von Drechsel, Kamalov und Tiator [7, 12, 13] verwendet, um diesen mit Hilfe der Simulation über die Akzeptanz zu mitteln. Der theoretische differentielle Wirkungsquerschnitt wurde auf einem Gitter in den dynamischen Koordinaten (Viererimpulsübertrag Q^2 , relativistische Gesamtenergie W und Pionwinkel θ_π) berechnet. In der Simulation wird der Wirkungsquerschnitt für jedes gewürfelte Ereignis zwischen den dynamischen Koordinaten interpoliert. Der über das betrachtete Akzeptanzintervall gemittelte theoretische Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu

$$\left\langle \left(\frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi} \right)_{th} \right\rangle_{\Delta V} = \int_{\Delta V} \left(\frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi} \right)_{th} \Gamma(E_{e'}, \Omega_{e'}) A(E_{e'}, \Omega_{e'}, \Omega_\pi) dE_{e'} d\Omega_{e'} d\Omega_\pi. \quad (5.17)$$

Für den Korrekturparameter κ erhält man somit

$$\kappa = \frac{\left(\frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi}\right)_{th} \text{ (central)}}{\left\langle \left(\frac{d\sigma_V}{d\Omega_\pi}\right)_{th} \right\rangle_{\Delta V}}. \quad (5.18)$$

Die Absolutnormierung der theoretischen Wirkungsquerschnitte in Gl. (5.18) hebt sich heraus, so daß die Korrektur nur vom Verlauf in den dynamischen Koordinaten abhängt. Die Korrektur beträgt für die Kinematiken der Rosenbluth-Separation ca. (2 – 3) %; für die Kinematiken der Winkelverteilung weicht κ bei größeren Winkeln θ_π um bis zu 10 % von Eins ab.

5.9 Normierung

Gegenstand dieses Abschnitts ist die Bestimmung der akkumulierten Luminosität L_{int} (Abschn. 5.9.1 und 5.9.2) und der Totzeitkorrektur η_{dead} (Abschn. 5.9.3) als letzte fehlende Bausteine für die Normierung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Gl. (5.3).

5.9.1 Luminositätsmonitor

Man erhält die in einem Meßrun akkumulierte Luminosität L_{int} durch eine Integration der zu jedem Zeitpunkt t bekannten Luminosität $L(t)$ über die gesamte Meßzeit Δt_{run}

$$L_{\text{int}} = \int_{\Delta t_{\text{run}}} L dt, \quad (5.19)$$

wobei die Luminosität L gemäß Gl. (5.2) proportional zum Strahlstrom I und zur Targetdichte ρ ist. Der Strahlstrom I beträgt typischerweise (1 – 20) μA und wird fortwährend mit einer Förstersonde gemessen. Diese besteht aus einem Ringspulenpaar, das sich vor der Extraktion am Ende des dritten Mikrotrons (MAMI B) befindet und mit dem das absolute Magnetfeld des Strahles gemessen wird. Dieses wiederum ist ein Maß für die Stromstärke. Die Genauigkeit beträgt dabei

$\Delta I \simeq 0.3 \mu\text{A}/n$, wobei n die Anzahl der Umläufe der Elektronen im Mikrotron ist (z.B. $n = 45$ bei der Strahlenergie $E_0 = 855 \text{ MeV}$).

Bei Flüssig- und Festkörpertargets ist die Targetdichte ρ konstant, und es genügt, diese einmalig zu bestimmen. Die Luminosität ist dann durch die Messung des Strahlstroms $I(t)$ eindeutig festgelegt. Im Falle eines Gastargets (wie im vorliegenden Experiment) ist die Targetdichte ρ jedoch nicht konstant, vielmehr hängt sie vom jeweiligen Betriebszustand der Kryoapparatur und der Kühleffizienz sowie von der Strahlintensität ab. Prinzipiell kann mit der Kenntnis der Temperatur und des Drucks, die beide gemessen werden, die Gasdichte des Heliums nach der idealen Gasgleichung errechnet werden. Sie beträgt bei $T = 20 \text{ K}$ und $p = 20 \text{ bar}$ mit ^3He als Gas etwa $\rho \simeq 36 \text{ mg/cm}^3$. Allerdings ist die Genauigkeit der Temperatur- und Druckmessung im verwendeten Aufbau nicht hinreichend. Hinzu kommt die folgende thermodynamische Überlegung: Ein höherer Strahlstrom heizt das Targetgas lokal auf (dies wird durch das Verwedeln des Strahls nur reduziert), so daß die Targetdichte in der Wechselwirkungszone lokal abnimmt. Der Ausgleich der Dichte durch Konvektion (Umwälzung des Targetgases) kann diesen Vorgang nicht kompensieren; stattdessen stellt sich beim Betrieb mit dem Strahlstrom I ein dynamisches Gleichgewicht ein, bei dem die effektive Targetdichte herabgesetzt ist. Die Dichte ist somit nicht mehr alleine durch die Temperatur und den Druck gegeben, deren Meßsensoren sich in einem gewissen Abstand von der Wechselwirkungszone an anderen Stellen im Targetkreislauf befinden.

Es ist daher notwendig, bei Experimenten mit dem Gastarget nicht nur den Strahlstrom I , sondern auch die Luminosität L – genauer: die Variation der Luminosität bzw. der Targetdichte während der Produktionsmessungen mit aufzuzeichnen. Ein Maß für die Luminosität stellt die Rate von Einarmereignissen („Singles-Rate“) eines festeingestellten Spektrometers dar. Typischerweise ist die Singles-Rate einen Faktor 1000 größer als die Koinzidenzrate zwischen zwei Spektrometern. Im vorliegenden Experiment wurde die Singles-Rate des Elektronenspektrometers, d.h. die Rate der Reaktion $^3\text{He}(e,e')X$, um einen definierten Skalierungsfaktor untersetzt, simultan mit den Koinzidenzereignissen der Produktionsmessung als Luminositätsmonitor in den Datenstrom aufgenommen. Es

gilt mit Gln. (5.1),(5.3),(5.7) und (5.12)

$$N_{\text{sing}} \eta_{\text{dead}}^{\text{sing}} = L_{\text{int}} \left\langle \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{e'} dE_{e'}} \right\rangle_{\Delta V} V_{\text{acc}}^{\text{sing}}, \quad (5.20)$$

wobei die während der betrachteten Messung akkumulierte Luminosität durch

$$L_{\text{int}} = K \int_{\Delta t_{\text{run}}} \rho I dt \simeq K \rho Q \quad (5.21)$$

gegeben und $Q = \int_{\Delta t_{\text{run}}} I dt$ die während eines Meßruns aufgesammelte Ladung ist. Die Zahl der registrierten Einarmereignisse und die Totzeitkorrektur sind mit N_{sing} und $\eta_{\text{dead}}^{\text{sing}}$ bezeichnet. In obigen Gleichungen sind der differentielle Wirkungsquerschnitt $\left\langle \frac{d^2\sigma}{d\Omega_{e'} dE_{e'}} \right\rangle_{\Delta V}$ und die Dichte ρ nicht bekannt. Bei jeder Neueinstellung der Elektronenkinematik sind daher zur Relativ- und Absoluteichung der Luminosität zwei zusätzliche Eichmessungen erforderlich. Bei einem möglichst konstant gehaltenen, niedrigen Referenzstrahlstrom I_{ref} wurde mit derselben Spektrometereinstellung des Elektronenarms wie in den Produktionsmessungen eine Referenz-Singlesrate gemessen, auf die alle Monitorraten bezogen werden. Für die Referenzmessung gelten Gln. (5.20),(5.21) analog. Der Luminositätsmonitor (d.h. die auf die Referenz bezogene akkumulierte Luminosität) beträgt somit

$$\frac{L_{\text{int}}}{L_{\text{int}}^{\text{ref}}} = \frac{(N_{\text{sing}}/N_{\text{ref}}) (\eta_{\text{dead}}^{\text{sing}}/\eta_{\text{dead}}^{\text{ref}})}{(V_{\text{acc}}^{\text{sing}}/V_{\text{acc}}^{\text{ref}})}. \quad (5.22)$$

Für den relativen Verlauf der Targetdichte gilt

$$\frac{\rho}{\rho_{\text{ref}}} = \frac{(N_{\text{sing}}/N_{\text{ref}}) (\eta_{\text{dead}}^{\text{sing}}/\eta_{\text{dead}}^{\text{ref}})}{(V_{\text{acc}}^{\text{sing}}/V_{\text{acc}}^{\text{ref}}) (Q/Q_{\text{ref}})}. \quad (5.23)$$

In Gln. (5.22),(5.23) fällt der in Gl. (5.20) unbekannte differentielle Wirkungsquerschnitt heraus. Normalerweise ist das auch der Fall für die Akzeptanzvolumina V_{acc} ; jedoch wurde nicht in allen Produktionsmessungen der gleiche Kollimator wie in der jeweiligen Referenzmessung verwendet, so daß hier zusätzlich die Akzeptanz für die inelastische Einarmreaktion ${}^3\text{He}(e,e')$ simuliert wurde. Die Bestimmung der Totzeitkorrektur η_{dead} für Einarmereignisse wird in Abschn. 5.9.3 und Anhang C behandelt. Um sicherzustellen, daß mit den Singles-Raten tatsächlich nur Ereignisse aus der Streuung an ${}^3\text{He}$ gezählt wurden, wurden auch in der Analyse der Einarmdaten Schnitte auf die Nominalakzeptanz des Elektronenspektrometers (siehe Abschn. 5.6) und auf das Innere der rekonstruierten Targetzelle

(siehe Abschn. 5.5) angewendet. Abbildung 5.12 (oberes Diagramm) zeigt den relativen Verlauf der Targetdichte gemäß Gl. (5.23) gegen die Nummer des Meßruns aufgetragen. Zum Vergleich befindet sich im unteren Diagramm der entsprechende Verlauf des Strahlstroms. Man erkennt, daß in der Tat mit größerem Strom die Dichte kleiner wird. Bezogen auf die Referenzmessung sinkt die effektive Dichte im Gegensatz zum Befund in Ref. [8] nur um einige Prozent. Dagegen steht die nur geringfügige Änderung der Targetdichte im Einklang mit der Analyse des Experiments in Ref. [48], das zeitlich kurz vor den hier diskutierten Messungen stattfand. Eine mögliche Erklärung ist eine größere Kühleffizienz der Kryoapparatur und der Betrieb bei einem höheren Targetdruck von $p \approx 19$ bar, der in Ref. [8] nur (14 – 15) bar betrug, und dem damit verbundenen verbesserten Wärmeabtransport.

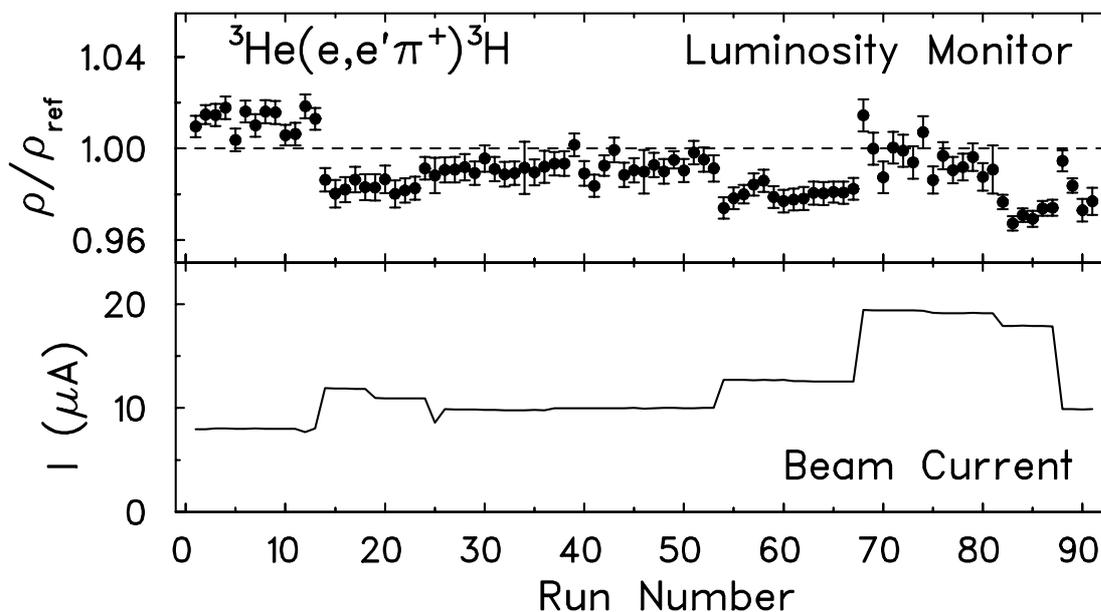


Abb. 5.12: Oben: Relativer Verlauf der Targetdichte als Funktion der Nummer des betrachteten Meßruns, verteilt über die gesamte Strahlzeit. Unten: Entsprechender Verlauf des Strahlstroms.

5.9.2 Absolutbestimmung der Targetdichte

Mit der zweiten im vorangehenden Abschnitt erwähnten Eichmessung wird die absolute Größe der Referenzluminosität $L_{\text{int}}^{\text{ref}}$ bzw. der Referenz-Targetdichte ρ_{ref} in Gln. (5.22) und (5.23) bestimmt. Dazu wird die Rate der elastisch an ${}^3\text{He}$ gestreuten Elektronen gemessen und mit dem in der Literatur sehr gut bekannten elastischen Wirkungsquerschnitt [38,57] verglichen. Es gilt mit Gln. (5.1),(5.3),(5.6) und (5.11)

$$L_{\text{int}}^{\text{ref}}(\text{ela}) = \frac{N_{\text{ela}} \eta_{\text{dead}}^{\text{ela}}}{\int_{\Delta V} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{e'}} \right)_{\text{ela}} A(\Omega_{e'}) d\Omega_{e'}} = K \rho_{\text{ref}} Q_{\text{ela}} . \quad (5.24)$$

Entscheidend ist, daß sich zwischen der Referenzmessung in inelastischer Elektronenkinematik (siehe Abschn. 5.9.1) und der unmittelbar darauf folgenden elastischen Messung der Strom nicht geändert hat und damit die Targetdichte ρ_{ref} in diesen beiden Messungen gleich ist. In Abb. 5.13 ist das rückstoßkorrigierte Anregungsspektrum von ${}^3\text{He}$ in elastischer Kinematik bei einer Einschubenergie von $E_0 = 660$ MeV dargestellt. Zusätzlich ist die Schnittbedingung für die elasti-

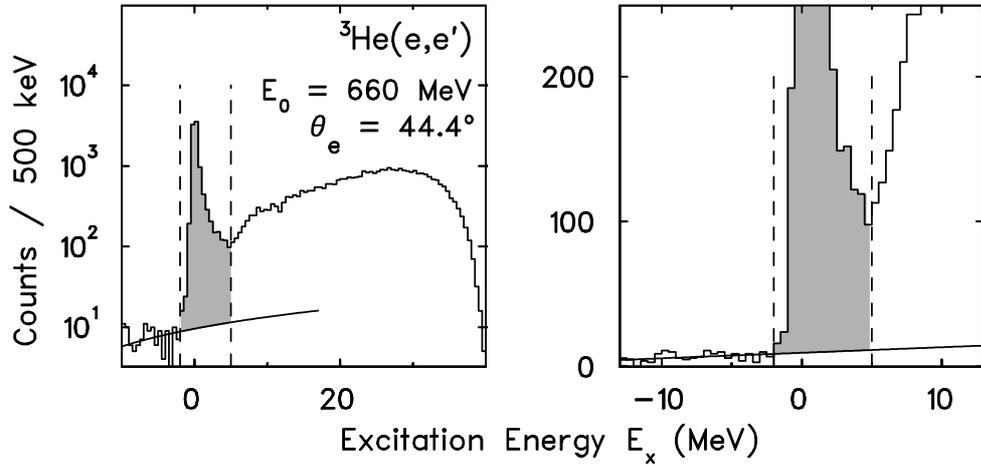


Abb. 5.13: Links: Rückstoßkorrigiertes Anregungsspektrum der Reaktion ${}^3\text{He}(e,e')$ bei der Strahlenergie $E_0 = 660$ MeV und dem Streuwinkel $\theta_e = 44.4^\circ$ in logarithmischer Darstellung. Zusätzlich sind die Schnittgrenzen und ein geringfügiger, im Bereich der elastischen Linie linear angenommener Untergrund markiert. Die grau schattierte Fläche entspricht der Anzahl N_{ela} in Gl. (5.24). Rechts: Ausschnittvergrößerung desselben Spektrums in linearer Darstellung.

sche Linie markiert. Ab einer Anregungsenergie von etwa $E_x \geq 5$ MeV bricht der ${}^3\text{He}$ -Kern auf und die Streuung erfolgt ins Kontinuum. Die Strahlungskorrekturen für die Verluste innerhalb der Schnittbedingung für die elastische Linie werden, wie in Abschn. 5.8 diskutiert, in der Phasenraumsimulation berechnet. Die Integration des Phasenraumvolumens der elastischen Reaktion wird in Gl. (5.24) mit dem bekannten elastischen Wirkungsquerschnitt gewichtet, da dieser innerhalb der Akzeptanz stark veränderlich ist (vgl. Abb. 5.15).

Der elastische Wirkungsquerschnitt läßt sich für die drei Elektron-Kinematiken aus den elastischen ${}^3\text{He}$ -Formfaktoren rekonstruieren, die in der Literatur [38, 57] als Funktion des Dreier- bzw. Viererimpulsübertrags \vec{q}^2 bzw. Q^2 parametrisiert sind. Der elastische Wirkungsquerschnitt errechnet sich danach durch

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{e'}}\right)_{\text{ela}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{e'}}\right)_{\text{Mott}} \left[\frac{1}{\tau} F_{ch}^2(Q^2) + \left(\frac{1}{2\tau} + \tan^2 \frac{\theta_e}{2}\right) \frac{\mu^2 Q^2}{2 M_p^2 Z^2} F_m^2(Q^2) \right], \quad (5.25)$$

wobei $\mu = -2.12755$ das magnetische Moment von ${}^3\text{He}$ (in Einheiten von μ_K) ist und $\tau = 1 + Q^2/(4M_{\text{He}}^2)$. Der Mottsche Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung eines Elektrons an einem punktförmigen spinlosen Target endlicher Masse M ist gegeben durch

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{e'}}\right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{Z\alpha}{2E_0}\right)^2 \frac{\cos^2 \theta_e/2}{\sin^4 \theta_e/2} \frac{1}{1 + (2E_0/M) \sin^2 \theta_e/2}. \quad (5.26)$$

Im linken Teil der Abb. 5.14 ist der Verlauf des Ladungsformfaktors F_{ch}^2 und des magnetischen Formfaktors F_m^2 nach Ref. [38] als Funktion des Viererimpulsübertrags Q^2 dargestellt. Der sich hieraus nach Gl. (5.25) ergebende elastische Wirkungsquerschnitt ist für die drei Kinematiken in der rechten Bildhälfte als Funktion des Streuwinkels θ_e aufgetragen.

Die elastischen Formfaktoren [38, 57] sind mit experimentellen Fehlern von ca. 3 % in den hier relevanten Q^2 -Bereichen behaftet. Die Resultate aus Ref. [57] haben bei kleinem Impulsübertrag die höchste Genauigkeit und wurden in der Analyse von Ref. [6–8] verwendet. Da der Impulsübertrag der in dieser Arbeit analysierten Daten größer ist, wurde die Formfaktor-Parametrisierung aus Ref. [38] für die Normierung herangezogen, die eine Kombination der weltweit verfügbaren Daten darstellt. Abbildung 5.15 zeigt die elastischen Wirkungsquerschnitte [38, 57] im

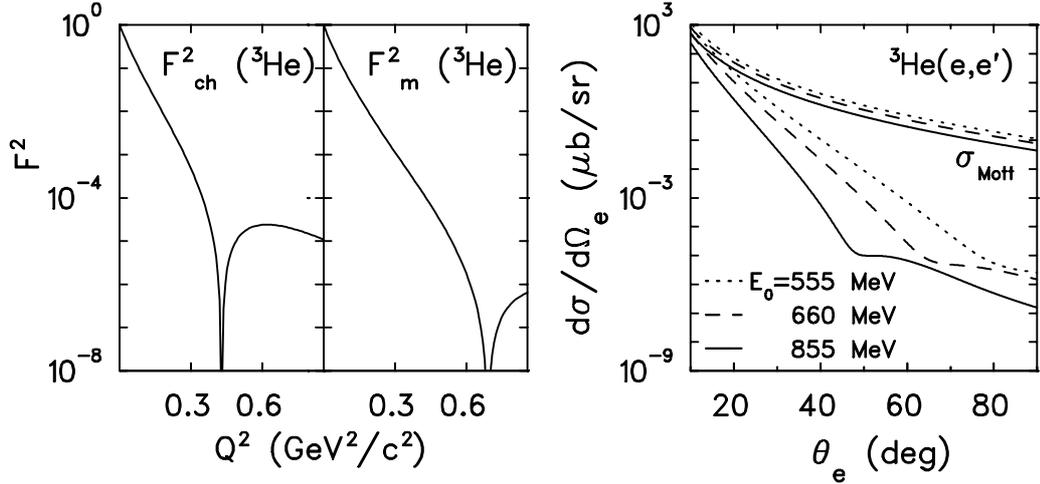


Abb. 5.14: Linke Bildhälfte: Ladungsformfaktor F_{ch}^2 und magnetischer Formfaktor F_m^2 von ${}^3\text{He}$ als Funktion des Viererimpulsübertrags Q^2 nach [38]. Rechte Bildhälfte: Aus den Formfaktoren F_{ch}^2 und F_m^2 berechneter elastischer Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^3\text{He}(e,e')$ für die drei in dieser Arbeit verwendeten Elektron-Kinematiken als Funktion des Streuwinkels. Kurze Striche: $E_0 = 555$ MeV, lange Striche: $E_0 = 660$ MeV, durchgezogene Linie: $E_0 = 855$ MeV. Zusätzlich ist der jeweilige Mott-Wirkungsquerschnitt eingetragen.

Bereich der drei in dieser Arbeit verwendeten Elektron-Kinematiken. Die Vorhersagen unterscheiden sich bei $E_0 = 855$ und 660 MeV nur um 0.8% und 1.7% , im Fall $E_0 = 555$, der Kinematik mit dem größten Streuwinkel θ_e , allerdings um ca. 15% .

Bei der Rekonstruktion des elastischen Wirkungsquerschnitts aus den Formfaktoren für eine gegebene Strahlenergie E_0 als Funktion des Streuwinkels θ_e ist zu beachten, daß sich der effektive Impulsübertrag auf den Rückstoßkern durch dessen Coulombfeld ändert (sogenannte „Coulomb-Distortion“). Die erforderliche Coulombkorrektur des Impulsübertrags beträgt in guter Näherung [58]

$$\vec{q}_{\text{eff}} = \vec{q} \left(1 + 1.5 \frac{Z\alpha}{E_0 \sqrt{5/3} \langle r \rangle_{\text{rms}}} \right) \quad (5.27)$$

mit dem mittleren quadratischen Radius $\langle r \rangle_{\text{rms}} = 1.959$ fm [38], $Z\alpha = 2/137$ und der Strahlenergie E_0 und bewirkt eine Änderung des elastischen Wirkungsquerschnitts von $\kappa_C \simeq 2.1\%$ bei der Kinematik mit $E_0 = 855$ MeV, $\kappa_C \simeq 3.6\%$ bei $E_0 = 660$ MeV und immerhin $\kappa_C \simeq 6.3\%$ bei $E_0 = 555$ MeV. In Tab. 5.1 sind

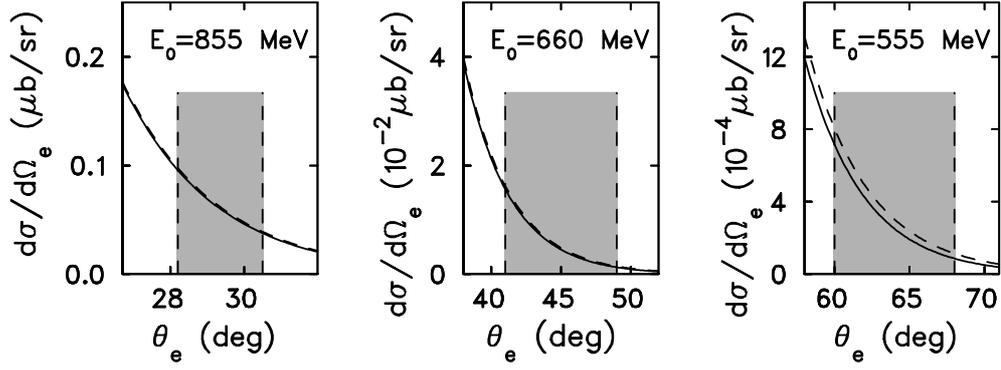


Abb. 5.15: Elastischer Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^3\text{He}(e,e')$ für die drei in dieser Arbeit verwendeten Elektron-Kinematiken. Links: $E_0 = 855$ MeV, Mitte: $E_0 = 660$ MeV, Rechts: $E_0 = 555$ MeV. Die gestrichelten Kurven entsprechen der Parametrisierung nach Ottermann *et al.* [57], die durchgezogenen Linien entsprechen dem hier verwendeten Wirkungsquerschnitt nach Amroun *et al.* [38]. Die Winkelakzeptanz des Elektronenspektrometers wird jeweils durch den grau schattierten Bereich angedeutet.

die Ergebnisse der elastischen Eichmessungen für die drei auftretenden Elektron-Kinematiken zusammengefaßt. Innerhalb von (2 – 3) % stimmen die ermittelten Referenz-Targetdichten überein.

Tab. 5.1: Ergebnisse der elastischen Messungen zur Bestimmung der absoluten Referenz-Targetdichte ρ_{ref} für die drei Elektron-Kinematiken des Experiments. Der aus Ref. [38] rekonstruierte elastische Wirkungsquerschnitt $\langle d\sigma/d\Omega_{e'} \rangle_{\text{ela}}$ wurde über die Akzeptanz des Spektrometers gemittelt. Die Coulombkorrektur (siehe Text) ist mit κ_C bezeichnet. Die ermittelten Referenz-Targetdichten sind mit ihren statistischen und systematischen Fehlern (in Klammern) angegeben.

E_0	θ_e	Q^2	$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega_{e'}} \right\rangle_{\text{ela}}$	κ_C	I_{ela}	ρ_{ref}
[MeV]	[°]	[(GeV/c) ²]	[10 ⁻³ μb/sr]	[%]	[μA]	[mg/cm ³]
855	29.2	0.180	64.61	2.1	0.838	29.43 ± 0.13 (± 1.65)
660	44.4	0.235	7.02	3.6	1.016	30.02 ± 0.31 (± 1.68)
555	63.9	0.313	0.30	6.3	0.982	29.87 ± 0.48 (± 1.67)

5.9.3 Totzeitkorrektur

Die Datenaufnahme der Dreispektrometer-Anlage ist nicht frei von Totzeiten. Unter Totzeit versteht man diejenige Zeit während einer Messung, in der das Meßsystem nicht in der Lage ist, Daten aufzunehmen. Die bei A1-Experimenten auftretenden Detektortotzeiten sind bei den üblichen Ereignisraten der Größenordnung (10 – 100) kHz pro Teildetektor (Szintillatorsegment) vernachlässigbar. Der Hauptbeitrag zur Totzeit resultiert aus der nachfolgenden Elektronik zur Beurteilung, Markierung und Auslese von Ereignissen. In der Koinzidenz-PLU (siehe Abschn. 3.2.3) wird entschieden, ob das aktuelle Ereignis vom Typ Einarm oder eine Zweifach- bzw. Dreifachkoinzidenz ist. Während der Auslese durch die Frontend-Rechner ist die Datenaufnahme verriegelt, und die dabei entstehende Totzeit wird nach Ereignistypen getrennt mit hochgetakteten Zählern gemessen, die bei jedem Ereignis ausgelesen werden.

Mit dem Programm Lumi++ aus dem Cola++-Analysepaket werden die Totzeitinformationen ausgewertet und zu einer Run-Statistik zusammengefaßt [32]. Die Totzeiten eines Runs hängen vom Ereignistyp ab, d.h. Einarmereignisse haben in der Regel eine andere Totzeit als Koinzidenzereignisse. Die Zahl der Ereignisse während eines Meßruns wird mit dem Totzeitfaktor

$$\eta_{\text{dead}} = \frac{1}{1 - \frac{t_{\text{dead}}}{t_{\text{run}}}} \quad (5.28)$$

korrigiert. Dabei sind t_{dead} die Totzeit und t_{run} die Gesamtmeßzeit des Runs. Für AB-Koinzidenzen gilt z.B.

$$t_{\text{dead}} = \Delta t_{\text{dead}}^A + \Delta t_{\text{dead}}^B - \Delta t_{\text{dead}}^{AB} . \quad (5.29)$$

Auf die Totzeitkorrektur für Einarmereignisse (diese wurden im Falle von Spektrometer A zu Normierungszwecken aufgezeichnet), wird in Anhang C eingegangen. Die Totzeiten für die Koinzidenzmessungen betragen je nach Zählrate bis zu 25 %.

5.10 Systematische Fehler

In diesem Abschnitt folgen einige Bemerkungen und eine Übersicht zu den systematischen Fehlern des Experiments. Die systematischen Unsicherheiten der Messungen zur Rosenbluth-Separation und zur Pion-Winkelverteilung unterscheiden sich geringfügig. Bei der Winkelverteilung der Pionen wurde der Elektronenarm unverändert belassen. Eine Normierung ist hierfür dann nur einmal erforderlich. Der mit der Normierungsprozedur verbundene statistische und systematische Fehler geht vollständig in den systematischen Fehler der Winkelverteilung ein. Dagegen wurden zur Rosenbluth-Separation drei Kinematiken des Elektronenarms verwendet, somit waren drei individuelle Normierungsmessungen nötig. Deren statistische und systematische Unsicherheit wirkt zum Teil individuell auf jede der drei Rosenbluth-Messungen (dies wird hier zusätzlich im jeweiligen statistischen Fehler der Produktionsmessung berücksichtigt) und zum Teil global auf den systematischen Gesamtfehler der Messung.

Der statistische Fehler der Winkelverteilung ist eine quadratische Summe der statistischen Fehler der Produktionsruns und des Luminositätsmonitors (d.h. die jeweilige Anzahl von Einarmereignissen). Der statistische Fehler der Meßpunkte zur Rosenbluth-Separation enthält darüber hinaus noch die statistische Unsicherheit der Referenzmessung des Luminositätsmonitors und die Unsicherheit der Referenz-Targetdichte durch die jeweilige elastische Messung.

Die einzelnen Beiträge zum globalen systematischen Fehler werden wie folgt abgeschätzt:

- Pionzerfallskorrektur und Müonkontamination 4 %
- Schnitt in Vertexkoordinate z_T und Absolutposition des Targets 3.5 %
- Schnitt und Untergrundsubtraktion bei der elastischen Messung 3 %
- ^3He -Formfaktoren und Coulombkorrektur 3 %
- Totzeitkorrektur 1 %

- Schnitt auf Triton-Endzustand im Spektrum der fehlenden Masse,
Strahlungskorrektur 3 %
 - Übrige Schnitte (Koinzidenzzeit, Akzeptanzen, Pionidentifikation)
und Ineffizienzen 3 %
-
- quadratische Summe: 8 %

Für Kinematik 1 wird der systematische Gesamtfehler mit 10 % abgeschätzt [59].
Für Kinematik 2 ergibt sich der systematische Fehler aus der obigen Aufstellung
und beträgt etwa 8 %.

6 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die erzielten Ergebnisse des Experiments dargestellt und diskutiert. Zunächst werden die Ergebnisse der Rosenbluth-Separationen gezeigt und in einem Kontext interpretiert, der Aussagen über Modifikationen des Pions und des Δ -Isobars im nuklearen Medium erlaubt. Im Anschluß wird die Extraktion des LT -Interferenzterms des differentiellen Wirkungsquerschnitts aus den gemessenen Pion-Winkelverteilungen geschildert und mit den Modellvorhersagen von Drechsel, Kamalov und Tiator [7, 12, 13] verglichen.

6.1 Rosenbluth-Separation

Die in paralleler Kinematik bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitte der beiden Kinematiken 1 und 2 bei $Q^2 = 0.045$ und 0.100 $(\text{GeV}/c)^2$ sind in Tab. 6.1 zusammen mit den statistischen und systematischen Fehlern (in Klammern) aufgeführt. Zusätzlich sind die kinematischen Parameter der Elektronenkinematik angegeben. In Abb. 6.1 sind die Ergebnisse der Rosenbluth-Separationen dargestellt. Hierbei ist der differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion der Polarisierung des virtuellen Photons ϵ aufgetragen. Nach Gl. (2.9) ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt als Kombination der longitudinalen und transversalen Komponente. In paralleler Kinematik ($\theta_\pi = 0^\circ$) verschwinden die Interferenzterme LT und TT aufgrund ihrer intrinsischen Proportionalität zu $\sin \theta_\pi$ und $\sin^2 \theta_\pi$, d.h. Gl. (2.9) reduziert sich zu einer Geradengleichung bezüglich ϵ . Die longitudinale und transversale Komponente des Wirkungsquerschnitts ergibt sich somit aus der Anpassung einer Geraden an die Datenpunkte als Funktion von ϵ , wobei $d\sigma_L/d\Omega_\pi$ durch die Steigung der Geraden und $d\sigma_T/d\Omega_\pi$ durch den Achsenabschnitt bei $\epsilon = 0$ gegeben ist. In der Abbildung stellt das schattierte Gebiet das Fehlerband innerhalb einer Standardabweichung von den Werten der Schätzparameter dar. Die ermittelten Werte für $d\sigma_L/d\Omega_\pi$ und $d\sigma_T/d\Omega_\pi$ und die Fehler sind für beide Kinematiken in Tab. 6.2 aufgeführt. Der erste angegebene Fehler ist

der statistische Fehler des Schätzparameters. Beim fehlergewichteten Geradenfit gehen hierbei die statistischen Fehler der Einzelmessungen sowie ein quadratisch hinzuaddierter systematischer Normierungsfehler ein. Dieser stellt den gaußverteilten Anteil der systematischen Normierungsfehler dar und wird daher im statistischen Einzelfehler berücksichtigt. Abschätzungen ergeben 3 % für Kinematik 1 und 1 % für Kinematik 2 als zusätzlichen Beitrag zum statistischen Einzelfehler. Die in Tab. 6.2 in Klammern angegebenen Fehlerwerte sind die darüber hinaus vorhandenen systematischen Gesamtfehler, die nach der Anpassung der Geradenparameter zusätzlich zu berücksichtigen sind. Für Kinematik 1 wird der systematische Gesamtfehler mit 10 % abgeschätzt [59]. Für Kinematik 2 läßt sich der systematische Fehler als quadratische Summe von einzeln abgeschätzten Beiträgen ermitteln (siehe hierzu Abschnitt 5.10) und beträgt etwa 8 %.

In Abb. 6.1 und Tab. 6.2 sind neben den experimentellen Daten auch die Ergebnisse der theoretischen Rechnungen von Drechsel, Kamalov und Tiator [7, 12, 13] eingetragen, die nachfolgend diskutiert werden. Die Modellrechnungen basieren auf dem sogenannten Unitären Isobaren-Modell (UIM, „Unitary Isobar Model“), dessen Grundzüge in Kap. 2 skizziert sind [12, 13]. In Abb. 6.1 punktiert eingetra-

Tab. 6.1: Differentielle Wirkungsquerschnitte für Pionen in paralleler Kinematik im Photon- ^3He -Schwerpunktsystem. Die Meßergebnisse für Kinematik 1 stammen aus Ref. [8] und wurden ins Schwerpunktsystem transformiert.

	E_0 [MeV]	θ_e	ϵ	$d\sigma_V/d\Omega_\pi$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
Kinematik 1	855	19.5°	0.79	14.31 \pm 0.53 (\pm 1.43)
$Q^2 = 0.045 \text{ (GeV/c)}^2$	675	28.4°	0.63	13.87 \pm 0.53 (\pm 1.39)
$M_{\gamma^*N} = 1260 \text{ MeV/c}^2$	555/600	40.8°/36.4°	0.48	11.54 \pm 0.47 (\pm 1.15)
Kinematik 2	855	29.2°	0.74	12.11 \pm 0.38 (\pm 0.97)
$Q^2 = 0.100 \text{ (GeV/c)}^2$	660	44.4°	0.54	9.73 \pm 0.34 (\pm 0.78)
$M_{\gamma^*N} = 1232 \text{ MeV/c}^2$	555	63.9°	0.34	7.77 \pm 0.38 (\pm 0.62)

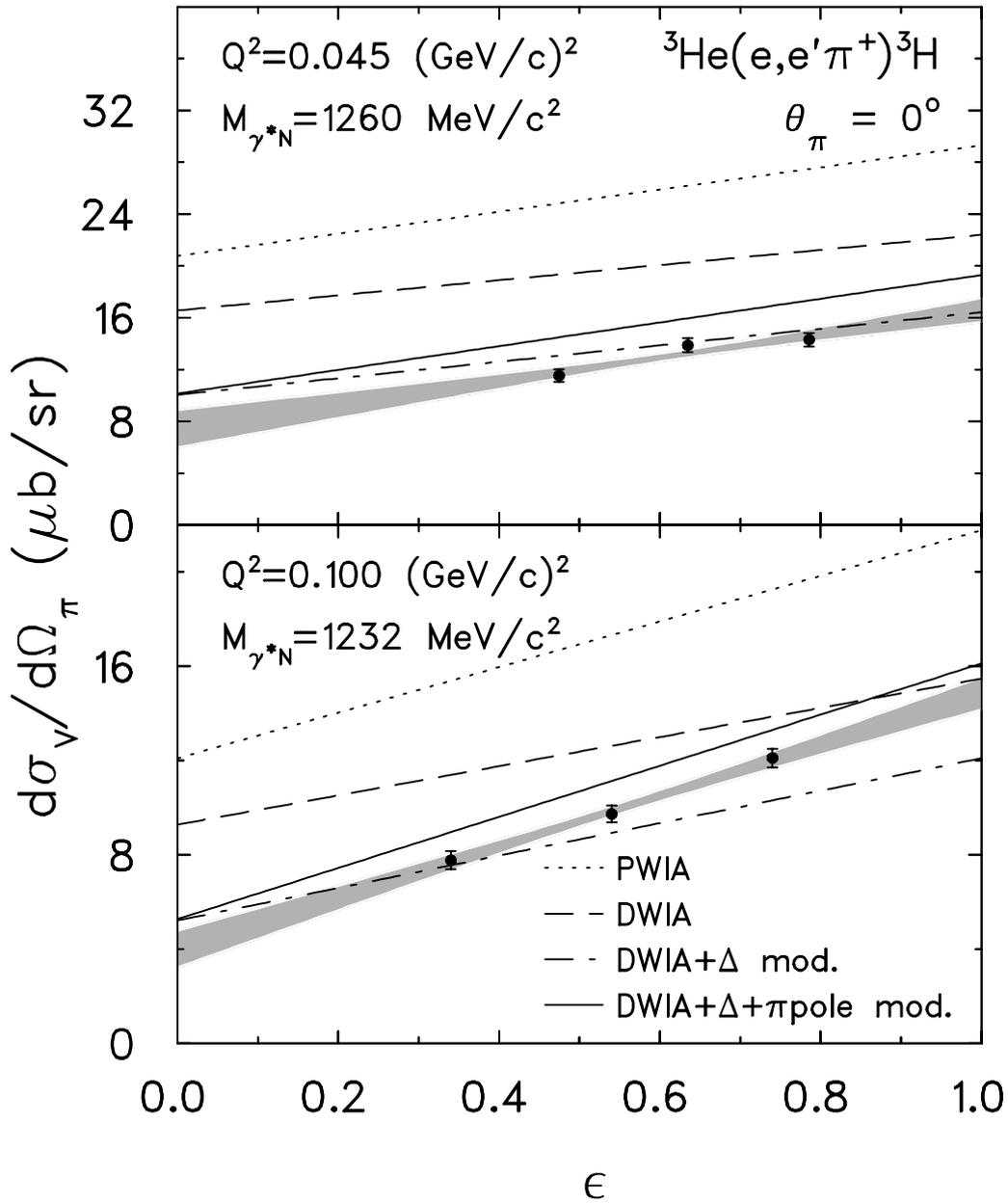


Abb. 6.1: Rosenbluth-Separationen der differentiellen Wirkungsquerschnitte. Die Datenpunkte sind durch die Punkte gegeben. Das schattierte Gebiet ist das Fehlerband einer Standardabweichung bei einer Geradenanpassung an die Datenpunkte. Die PWIA-Rechnung ist gepunktet dargestellt, die DWIA-Rechnung gestrichelt. Die strich-punktiierte Gerade resultiert aus der Berücksichtigung der Δ -Selbstenergie, und die durchgezogene Gerade entspricht der Rechnung bei Verwendung der Selbstenergien sowohl des Pions als auch des Δ -Isobars im Medium.

gen sind die Ergebnisse der Rechnung in Stoßnäherung mit ebenen Wellen („Plane Wave Impulse Approximation“, PWIA). Hierbei wird vor allem der transversale Anteil grob überschätzt. Es zeigt sich, daß die Berücksichtigung der Endzustandswechselwirkung der Pionen im Rahmen eines „Distorted-Wave“ (DWIA)-Ansatzes [20] zu einer Verringerung der Diskrepanz führt, dargestellt durch die gestrichelte Gerade in Abb. 6.1. Auch der einfache Ladungsaustausch des Pions im Endzustand ($\pi^+n \rightarrow \pi^0p$) wird hier berücksichtigt, trägt jedoch nur geringfügig bei. Die in die Berechnung der Endzustandswechselwirkung eingehende Pion-Nukleon-Streuamplitude liefert eine gute Beschreibung der elastischen Streuung von Pionen an leichten Kernen, so daß die Unsicherheiten des DWIA-Ansatzes als geringfügig gelten [60]. In der DWIA-Rechnung wird der longitudinale Anteil des Wirkungsquerschnitts nun unterschätzt und die transversale Komponente noch immer überschätzt, jeweils etwa um einen Faktor 2. An dieser Stelle kommt zum Tragen, daß die Reaktion des Experiments vollständig bestimmt ist: Einerseits basieren alle zur DWIA-Vorhersage notwendigen Eingaben auf wohlbekanntem Annahmen – etwa die Verwendung der elementaren Pionproduktionsamplitude, die Verwendung von realistischen Dreiteilchen-Faddeev-Wellenfunktionen,

Tab. 6.2: Ergebnisse der Rosenbluth-Separationen für Pionen in paralleler Kinematik im Photon- ^3He -Schwerpunktsystem. a): Kinematik 1 mit $Q^2 = 0.045 (\text{GeV}/c)^2$ und $M_{\gamma^*N} = 1260 \text{ MeV}^2$; b) Kinematik 2 mit $Q^2 = 0.100 (\text{GeV}/c)^2$ und $M_{\gamma^*N} = 1232 \text{ MeV}/c^2$.

		Experiment	T h e o r i e		
			PWIA	DWIA	DWIA + Med. Mod.
Longitudinal $\frac{d\sigma_L}{d\Omega_\pi} \left(\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}} \right)$	(a)	$9.1 \pm 2.3 (\pm 0.9)$	8.5	5.8	9.1
	(b)	$10.8 \pm 1.4 (\pm 0.9)$	9.7	6.2	10.8
Transversal $\frac{d\sigma_T}{d\Omega_\pi} \left(\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}} \right)$	(a)	$7.4 \pm 1.4 (\pm 0.7)$	20.8	16.6	10.2
	(b)	$4.0 \pm 0.8 (\pm 0.3)$	12.1	9.3	5.3

die konsistente Berücksichtigung von Prozessen der Endzustandswechselwirkung – andererseits läßt die Exklusivität und die kinematische Vollständigkeit des Experiments keine weiteren „trivialen“ Freiheitsgrade in der Beschreibung der Daten zu. Vielmehr eröffnet sich hier der Raum für eine notwendige Modifikation der Eigenschaften an der Reaktion beteiligter Teilchen im nun als Medium betrachteten ($A=3$)-Kern [21]. Während der longitudinale Wirkungsquerschnitt durch den Einfluß des Pion-Polterms dominiert wird, ist der größte Teil der transversalen Stärke auf die Anregung der Δ -Resonanz in ${}^3\text{He}$ zurückzuführen [siehe Diagramme b) (Bornterm im t-Kanal oder Pion-Polterm) und f) (Δ -Anregung im s-Kanal) in Abb. 2.2]. Umgekehrt trägt der Pion-Polterm in paralleler Kinematik zum transversalen Kanal praktisch nicht bei (bei $\theta_\pi = 0^\circ$ verschwindet er sogar exakt), und auch der Beitrag der Δ -Anregung zum longitudinalen Kanal ist mit ca. 6 % vernachlässigbar gering. Es wird daher zum einen deutlich, daß es notwendig ist, sowohl dem Pion als auch dem Δ im Medium veränderte Eigenschaften zuzuschreiben. Zum anderen erlaubt die Separation der longitudinalen und transversalen Komponente eine getrennte und unabhängige Untersuchung der Modifikationen des Pions und des Δ -Isobars.

6.1.1 Modifikation des Pions im Medium

In der DWIA-Rechnung von Drechsel, Kamalov und Tiator [7, 12, 13] wird in beiden Kinematiken 1 und 2 der longitudinale Wirkungsquerschnitt um etwa 40 % unterschätzt (siehe auch Tab. 6.2 und Abb. 6.1). Da der Pion-Polterm [Diagramm b) in Abb. 2.2] im longitudinalen Kanal den Hauptbeitrag liefert, ist diese Komponente sensitiv auf die Eigenschaften des im Medium propagierenden Pions. Eine Verstärkung der Longitudinalkomponente wird erzielt durch die Substitution des freien Pionpropagators mit dem Pionpropagator im Medium

$$\frac{1}{\omega_\pi^2 - \vec{q}_\pi^2 - m_\pi^2} \rightarrow \frac{1}{\omega_\pi^2 - \vec{q}_\pi^2 - m_\pi^2 - \Sigma_\pi(\omega_\pi, \vec{q}_\pi)}, \quad (6.1)$$

wobei im Energienenner die Pion-Selbstenergie $\Sigma_\pi(\omega_\pi, \vec{q}_\pi)$ eingeführt wird. Das propagierende virtuelle Pion trägt die Energie ω_π und den Impuls \vec{q}_π . Diese sind für beide Kinematiken 1 (und 2) wohl definiert [$\omega_\pi = 1.7$ (4.1) MeV, $|\vec{q}_\pi| = 80.9$ (141.2) MeV/c], so daß sich zwei Zahlenwerte für die Pion-Selbstenergie

aus der Anpassung der Rechnung an den jeweiligen experimentellen longitudinalen Wirkungsquerschnitt ermitteln lassen. Für Kinematik 1 erhält man $\Sigma_\pi = -(0.22 \pm 0.11) m_\pi^2$ sowie $\Sigma_\pi = -(0.44 \pm 0.10) m_\pi^2$ für Kinematik 2.

Im Grenzwert verschwindender Energie des virtuellen Pions $\omega_\pi \approx 0$ kann die Pion-Selbstenergie geschrieben werden als Summe eines s- und eines p-Wellenbeitrags

$$\Sigma_\pi(0, \vec{q}_\pi) = -\frac{\sigma_N}{f_\pi^2} (\rho_p + \rho_n) - \vec{q}_\pi^2 \chi(0, \vec{q}_\pi), \quad (6.2)$$

wobei ρ_p und ρ_n die Proton- und Neutrondichten des Kernmediums, $\sigma_N = 45$ MeV der πN -Sigma-term [61] und $f_\pi = 92.4$ MeV die Pionzerfallskonstante sind. Die durch Gl. (6.2) definierte Funktion $\chi(0, \vec{q}_\pi)$ wird als pionische Suszeptibilität bezeichnet und beschreibt den p-Wellenanteil der Pion-Selbstenergie. In Analogie zur klassischen Elektrodynamik ist die Suszeptibilität χ ein Maß für die Polarisation des Mediums durch das Pionfeld. Im allgemeinen ist die Suszeptibilität $\chi(0, \vec{q}_\pi)$ eine Funktion des Impulses und läßt sich für den Fall unendlich ausgedehnter Kernmaterie mit dem Fermiimpuls p_F unter Berücksichtigung von Nukleon-Loch- (ph) und Δ -Loch-Anregungen (Δh) berechnen. Dabei zeigt sich, daß die pionische Suszeptibilität mit einer Konstanten $\chi(0, \vec{q}_\pi) \equiv \chi$ angenähert werden kann, wenn der Impuls $|\vec{q}_\pi| \lesssim p_F$ ist, und es wird angenommen, daß dies auch für das Dreinukleonen-System der Fall ist.

Aus den obigen beiden empirischen Werten für Σ_π erhält man somit unmittelbar

$$\chi = -\frac{\Sigma_\pi(1) - \Sigma_\pi(2)}{\vec{q}_\pi^2(1) - \vec{q}_\pi^2(2)} = 0.31 \pm 0.22. \quad (6.3)$$

Andererseits ergeben Berechnungen der pionischen Suszeptibilität χ in unendlich ausgedehnter, isospin-asymmetrischer Kernmaterie bereits bei kleinen Dichten wesentlich größere Werte. Zum Beispiel erhält man mit $\rho_p = 0.1\rho_0$ ($\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ ist die Sättigungsdichte), $\rho_n = 0.2\rho_0$ und den Landau-Migdal-Parametern $g'_{NN} = 0.8$ und $g'_{\Delta N} = g'_{\Delta\Delta} = 0.6$ einen Wert $\chi = 0.9$. Der Grund hierfür ist der große Beitrag durch die Lindhard-Funktion, die die Teilchen-Loch-Anregungen beschreibt [4]. Im Limes $\omega_\pi \rightarrow 0$ ist diese proportional zu p_F bzw. $\rho^{1/3}$ und ändert sich bei einer Variation der Dichte nur wenig. In Abb. 6.2 ist die Energieabhängigkeit der Suszeptibilität $\chi(\omega_\pi, \vec{q}_\pi)$ in unendlicher Kernmaterie für die

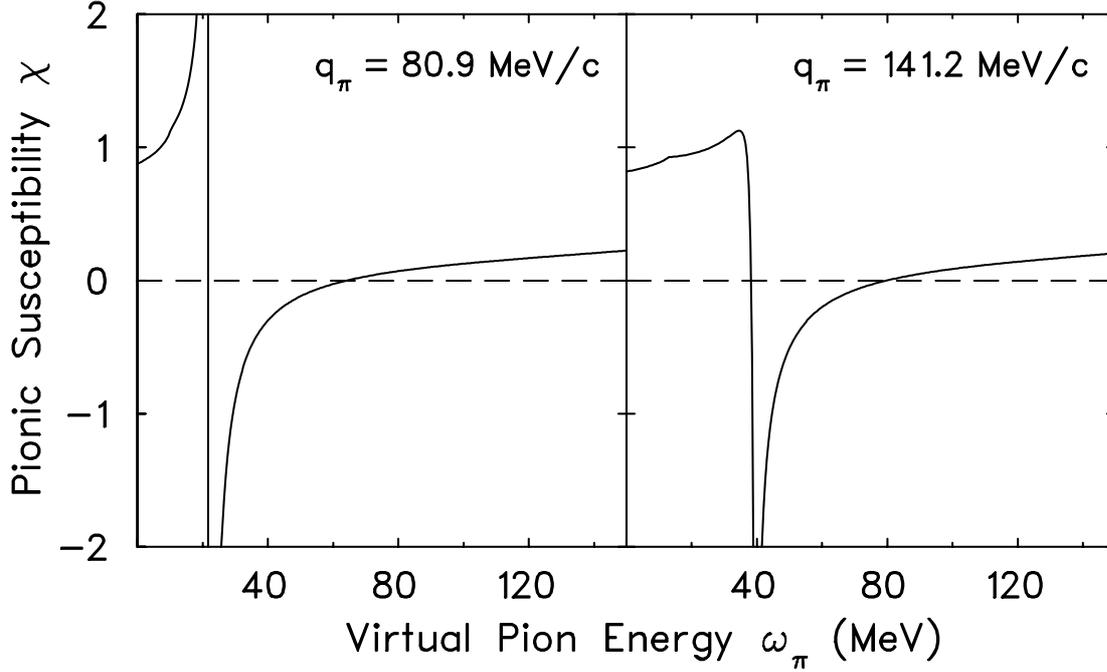


Abb. 6.2: Verlauf der pionischen Suszeptibilität χ (Realteil) als Funktion der Energie ω_π in unendlich ausgedehnter, isospin-asy-mmetrischer Kernmaterie der Dichte $\rho = \rho_p + \rho_n$ mit $\rho_p = 0.1\rho_0$ und $\rho_n = 0.2\rho_0$, in der linken Bildhälfte für $|\vec{q}_\pi| = 80.9 \text{ MeV}/c$ und in der rechten Bildhälfte für $|\vec{q}_\pi| = 141.2 \text{ MeV}/c$ [62].

beiden Werte des Impulses $|\vec{q}_\pi| = 80.9$ und $141.2 \text{ MeV}/c$ dargestellt [62]. Bei Energien $\omega_\pi \approx m_\pi$ sind die Teilchen-Loch-Beiträge klein, und die Suszeptibilität wird von den Δ -Loch-Anregungen dominiert. Bei mittleren Energien ($\omega_\pi \approx 22 \text{ MeV}$ für Kinematik 1 und $\omega_\pi \approx 38 \text{ MeV}$ für Kinematik 2) tritt eine Polstelle auf, die im Falle von Kinematik 2 gedämpft ist und die als Spin-Isospin-Schall bezeichnet wird. Dieses Phänomen ist als kollektiver Schwingungszustand ein Analogon zur Riesenresonanz in Kernen. Bei Energien unterhalb der bei $\omega_\pi \approx 10 \text{ MeV}$ erkennbaren Knickstellen werden die Teilchen-Loch-Anregungen durch das Pauli-Prinzip teilweise ausgeschlossen („Pauli-blocking“). Bei verschwindender Energie $\omega_\pi \rightarrow 0$ ergibt sich in beiden Kinematiken etwa der gleiche Wert $\chi = 0.9$. An dieser Stelle wird die Gültigkeitsgrenze des Konzepts unendlicher Kernmaterie ersichtlich. Der Verlauf der Suszeptibilität nahe $\omega_\pi \approx 0$ wird stark durch die niedrigliegenden Anregungen des Mediums beeinflusst, die sich für das Dreinukleonen-System und unendlich ausgedehnte Kernmaterie unterscheiden. Offenbar ist die Lindhard-

Funktion nicht die geeignete Beschreibung der Teilchen-Loch-Anregungen eines so leichten Kerns. Anstelle eines Modells für die Suszeptibilität soll daher der empirische Wert aus dem Experiment (siehe Gl. (6.3)) verwendet werden. Eine Extrapolation von Gl. (6.2) nach $\vec{q}_\pi = 0$ liefert somit einen Wert $\rho = \rho_p + \rho_n = (0.057 \pm 0.085) \text{ fm}^{-3}$ für die effektive Dichte, die das virtuelle Pion erfährt. Aufgrund der Unsicherheit in χ ist der ermittelte Wert der Dichte allerdings mit einem großen Fehler behaftet. In Abb. 6.3 sind die aus dem longitudinalen Wirkungsquerschnitt extrahierten empirischen Werte der Selbstenergie zusammen mit den Ergebnissen der Kernmaterierechnung ($\chi = 0.9$) und der simultanen Bestimmung von χ und ρ aus den Daten gemäß Gl. (6.2) dargestellt. Eine genauere Abschätzung der effektiven Dichte ließe sich durch ein gültiges Modell für die pionische Suszeptibilität in leichten Kernen erreichen. Alternativ wären zusätzliche experimentelle Daten zur Bestimmung der p-Wellen-Abhängigkeit der Pion-Selbstenergie sehr hilfreich. Dennoch läßt sich folgender

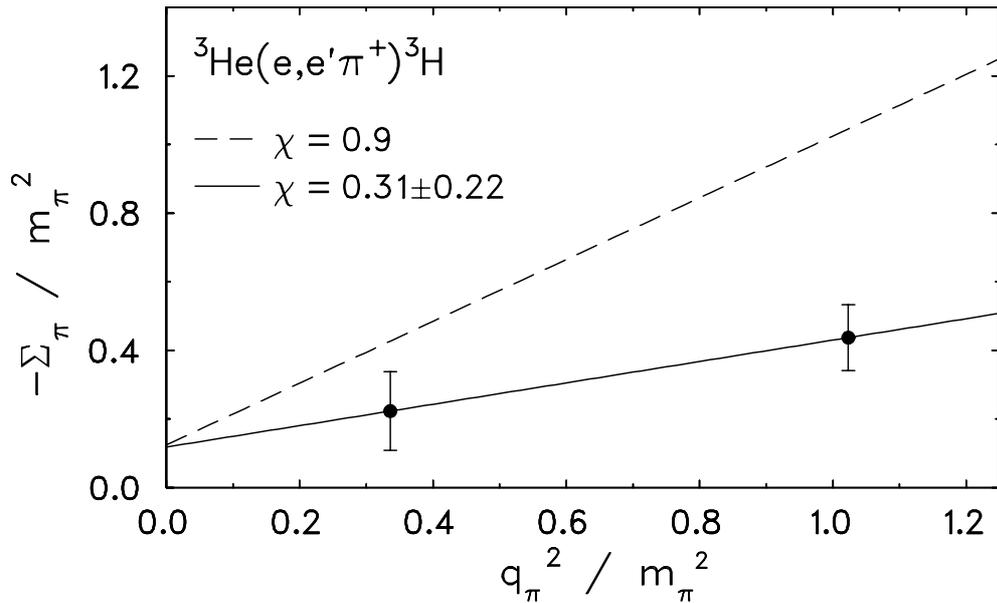


Abb. 6.3: Verlauf der Pion-Selbstenergie als Funktion von \vec{q}_π^2 . Die Datenpunkte sind die Ergebnisse von Anpassungen an den jeweiligen longitudinalen Wirkungsquerschnitt der beiden Kinematiken 1 und 2. Gestrichelt eingetragen ist die π^+ -Selbstenergie nach Gl. (6.2) für $\chi = 0.9$ und $\rho = 0.3\rho_0$. Die durchgezogene Gerade resultiert aus der simultanen Bestimmung der Suszeptibilität $\chi = 0.31$ und der effektiven Dichte $\rho = 0.057 \text{ fm}^{-3}$ aus den Datenpunkten gemäß Gl. (6.2).

interessanter Vergleich der effektiven Dichte mit der mittleren (Massen-)Dichte der ($A=3$)-Kerne anstellen, wie sie sich aus den bekannten elastischen Formfaktoren ermitteln läßt: Der obige Wert der effektiven Dichte des Mediums beträgt nur etwa 30 % der Sättigungsdichte, $\rho \approx \frac{1}{3}\rho_0$. Dagegen beträgt die über den quadratischen Radius gemittelte und mit A/Z multiplizierte Ladungsdichte des ${}^3\text{He}$ - bzw. ${}^3\text{H}$ -Kerns etwa $\bar{\rho} \approx 0.06 \text{ fm}^{-3}$. Korrigiert man die Ausdehnung der Nukleonen durch die Berücksichtigung der Nukleon-Formfaktoren, erhält man $\bar{\rho} \approx 0.09 \text{ fm}^{-3}$ als mittlere Massendichte für punktförmige Nukleonen [7, 38, 56]. Unter der Voraussetzung eines Dichteprofiles des Tritons, das im Zentrum die Sättigungsdichte erreicht und zum Rand des Kerns abfällt, weist der im Vergleich kleinere Wert für die effektive Dichte darauf hin, daß sich die Mediummodifikationen des Pions bereits an der Oberfläche des Kerns in einem Abstand zum Zentrum ereignen, der größer ist als der mittlere quadratische Radius $\langle r \rangle_{rms} = 1.959 \text{ fm}$ [38].

Für eine weiterführende Interpretation dieses Resultats wird im folgenden die Energieabhängigkeit der Pion-Selbstenergie Σ_π diskutiert. Für die s-Wellen-Ausbreitung geladener Pionen in asymmetrischer Kernmaterie geben Ericson und Weise eine Formel für die Selbstenergie an, in der diese in Beziehung zu den Pion-Nukleon-Streulängen gesetzt wird [4]

$$\Sigma_\pi^{(\pm)}(m_\pi, \vec{0}) = -4\pi [(b_0)_{\text{eff}}(\rho_p + \rho_n) \pm b_1(\rho_p - \rho_n)] , \quad (6.4)$$

mit

$$(b_0)_{\text{eff}} = b_0 - (b_0^2 + 2b_1^2) \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle , \quad \left\langle \frac{1}{r} \right\rangle = \frac{3}{2\pi} p_F = \frac{3}{2\pi} \left(\frac{3\pi^2}{2} (\rho_p + \rho_n) \right)^{1/3} \quad (6.5)$$

und den isoskalaren und isovektoriellen Streulängen $b_0 = -0.010(3)m_\pi^{-1}$ und $b_1 = -0.091(2)m_\pi^{-1}$. Das (\pm) -Vorzeichen in Gl. (6.4) bezieht sich auf den Ladungszustand des Pions. Die Pion-Nukleon-Streulängen werden aus den Daten der elastischen Pion-Nukleon-Streuung und pionischen Atome gewonnen [66, 67]. Gleichung (6.4) gilt in dieser Weise nur auf der Massenschale des freien Pions und im statischen Limes, d.h. wenn $\omega_\pi = m_\pi$ und $\vec{q}_\pi = 0$. Man erkennt, daß die isovektorielle Streulänge b_1 die isoskalare Streulänge b_0 um eine Größenordnung übersteigt. Dieser Befund wurde von Tomozawa und Weinberg bereits mit sehr allgemeinen Symmetriebetrachtungen abgeleitet [63, 64], ausgehend von

der chiralen Symmetrie mit verschwindender Masse des Pions als „Goldstone-Boson“ und der Entwicklung zur endlichen Pionmasse, unter der Anwendung des PCAC-Prinzips (partielle Erhaltung des Axialstroms). In führender Ordnung verschwindet danach b_0 sogar. Die Stärke des isovektoriellen Terms, der auch „Tomozawa-Weinberg-Term“ genannt wird, spiegelt die Isektor-Dominanz in der Pion-Nukleon-Wechselwirkung wider. Die isoskalare Streulänge b_0 geht im nuklearen Medium in eine effektive Streulänge $(b_0)_{\text{eff}}$ über. Hierfür ist die im Medium auftretende Streuung an korrelierten Nukleonpaaren (Ericson-Ericson-Korrelationen) verantwortlich [65], was durch die inverse Korrelationslänge $\langle \frac{1}{r} \rangle$ ausgedrückt wird.

Zur Diskussion der Energieabhängigkeit der Pion-Selbstenergie $\Sigma_\pi(\omega_\pi, \vec{0})$ wird nachstehend die Chirale Störungstheorie verwendet. Danach ist die Selbstenergie des geladenen Pions bis zur zweiten Ordnung in der Energie und der Masse des Pions in isotroper, homogener und spin-gesättigter, jedoch isospin-unsymmetrischer Kernmaterie im Bereich von $\omega_\pi \approx m_\pi$ durch die Entwicklung [11]

$$\begin{aligned} \Sigma_\pi^{(\pm)}(\omega_\pi, \vec{0}) = & \left(-\frac{2(c_2 + c_3)\omega_\pi^2}{f_\pi^2} - \frac{\sigma_N}{f_\pi^2} \right) (\rho_p + \rho_n) + \\ & \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{1/3} \frac{\omega_\pi^2}{4f_\pi^4} (\rho_p + \rho_n)^{4/3} \pm \frac{\omega_\pi}{2f_\pi^2} (\rho_p - \rho_n) + \dots \quad (6.6) \end{aligned}$$

gegeben, wobei sich das (\pm) -Vorzeichen wieder auf den Ladungszustand des Pions bezieht. Die in Gl. (6.6) auftretenden Niederenergiekonstanten c_2, c_3 aus der Chiralen Lagrangedichte und der πN -Sigmaterm σ_N charakterisieren die Pion-Nukleon-Wechselwirkung und erfüllen Beziehungen mit den Pion-Nukleon-Streulängen. Die hier benutzten Werte lauten $(c_2 + c_3)m_\pi^2 = -26$ MeV und $\sigma_N = 45$ MeV [61, 68]. Für die Pionzerfallskonstante f_π und die Vakuummasse des Pions m_π werden $f_\pi = 92.4$ MeV und $m_\pi = 139.6$ MeV/ c^2 verwendet. (Es sollte hier bemerkt werden, daß die Korrekturen der dritten Ordnung [69] die Niederenergiekonstanten um ca. 15 % verändern würden).

Die Selbstenergie nach Gl. (6.6) besteht aus zwei isoskalaren (isospin-geraden) Anteilen proportional $(\rho_p + \rho_n)$ und $(\rho_p + \rho_n)^{4/3}$ und einem isovektoriellen (isospin-

ungeraden) Anteil proportional $(\rho_p - \rho_n)$, die mit Term 1, 2 und 3 bezeichnet werden sollen. Für $\omega_\pi = m_\pi$ geht Gl. (6.6) in die zuvor betrachtete Gl. (6.4) über. Während der Koeffizient des ersten Terms mit der isoskalaren Streulänge identifiziert wird, entspricht der zweite Term proportional $(\rho_p + \rho_n)^{4/3}$ der Ericson-Ericson-Doppelstreuung. Der dritte Term wird als der oben genannte Tomozawa-Weinberg-Term erkannt. In der Parametrisierung Gl. (6.6) tritt ursprünglich noch ein zum ersten (isoskalaren) Term analoger (isovektorieller) Term auf, der allerdings in der betrachteten Ordnung teilweise verschwindet oder nur im Fall einer expliziten Verletzung der Isospinerhaltung beiträgt und daher vernachlässigt wird.

In Ausdruck Gl. (6.6) trägt der isovektorielle dritte Term nur bei, wenn das Medium asymmetrisch ist, d.h. unterschiedliche Proton- und Neutrondichten vorliegen. Das Vorzeichen des Tomozawa-Weinberg-Terms hängt vom Ladungszustand des propagierenden Pions und vom Vorzeichen der Isospinasymmetrie $(\rho_p - \rho_n)$ ab. Im betrachteten Fall der longitudinalen π^+ -Elektroproduktion an ${}^3\text{He}$ ist es von entscheidender Bedeutung für das Vorzeichen des isovektoriellen Terms in Gl. (6.6), ob das virtuelle π^+ -Meson hier in ${}^3\text{He}$ (= protonenreich, $\rho_p \div \rho_n = 2 \div 1$) oder in ${}^3\text{H}$ (= neutronenreich, $\rho_p \div \rho_n = 1 \div 2$) propagiert. Zwar ist der Ausgangskern im t-Kanal-Diagramm [Diagramm (a) in Abb. 6.4] ${}^3\text{He}$ und das auslaufende Pion positiv geladen, jedoch zeigt die Zerlegung in zwei zeitgeordnete Diagramme [Diagramme (b) und (c) in Abb. 6.4], daß zu den markierten Zeitpunkten im Fall (b) ein π^- in ${}^3\text{He}$ propagiert, während in Fall (c) ein π^+ in ${}^3\text{H}$ propagiert. In beiden Fällen liefert der Tomozawa-Weinberg-Mechanismus einen attraktiven Beitrag zur Pion-Selbstenergie. Mit dieser Überlegung lassen sich die Proton- und Neutrondichten in Gl. (6.6) für ein π^+ in ${}^3\text{H}$ ersetzen durch $\rho_p + \rho_n = \rho$ und $\rho_p - \rho_n = -\frac{1}{3}\rho$. Der isovektorielle Tomozawa-Weinberg-Term wird somit attraktiv.

Die energieabhängigen Terme in Gl. (6.6) tragen zur Pion-Selbstenergie in der experimentellen Kinematik zwar praktisch nicht bei, jedoch sind diese Terme von entscheidender Bedeutung im Bereich der Massenschale, d.h. am Pol des Propagators. Aus der Parametrisierung Gl. (6.6) läßt sich unter Verwendung der empirischen effektiven Dichte $\rho = 0.057 \text{ fm}^{-3}$ die effektive Masse des π^+ -Mesons bestimmen, wenn man die Pion-Selbstenergie zur Massenschale im Medium ex-

trapoliert. Hierzu wird der Pol des Propagators im Medium in Gl. (6.1) bestimmt, indem die Nullstelle des Energienenners berechnet wird

$$D_{\pi^+}^{-1}(\omega_\pi, \vec{q}_\pi) = \omega_\pi^2 - \vec{q}_\pi^2 - m_\pi^2 - \Sigma_\pi(\omega_\pi, \vec{q}_\pi) = 0 . \quad (6.7)$$

Hieraus resultiert die Dispersionsrelation $\omega_\pi(\vec{q}_\pi)$, durch die für jeden virtuellen Pionimpuls \vec{q}_π die zugehörige on-shell-Energie ω_π berechenbar ist. Die effektive Masse des π^+ -Mesons in ${}^3\text{H}$ ist mit Hilfe der Dispersionsrelation als die Energie eines im Medium ruhenden Pions

$$m_{\pi^+}^* = \omega_\pi(\vec{q}_\pi \rightarrow 0) \quad (6.8)$$

definiert. Mit Gln. (6.6), (6.7) erhält man somit eine quadratische Gleichung in $m_{\pi^+}^*$, deren Lösung sich mit $\rho = (0.057 \pm 0.085) \text{ fm}^{-3}$ zu $m_{\pi^+}^* = (137.9 \pm 2.1) \text{ MeV}/c^2$ ergibt, d.h das π^+ wird um $\Delta m_{\pi^+} \simeq -1.7 \text{ MeV}/c^2$ leichter, wenn es in ${}^3\text{H}$ propagiert. Dieses Resultat ist völlig konsistent mit dem einer Zweischleifennäherung („Two-Loop Approximation“) der Chiralen Störungstheorie [70, 71]. Man erkennt leicht an Gl. (6.6), daß gerade der isovektorielle, in ω_π lineare Tomozawa-Weinberg-Term dafür verantwortlich ist, daß die effektive Masse des Pions kleiner als die Vakuummasse wird. Durch den Neutronenüberschuß in ${}^3\text{H}$ dominiert die attraktive π^+ n-Wechselwirkung über die repulsive π^+ p-Wechselwirkung.

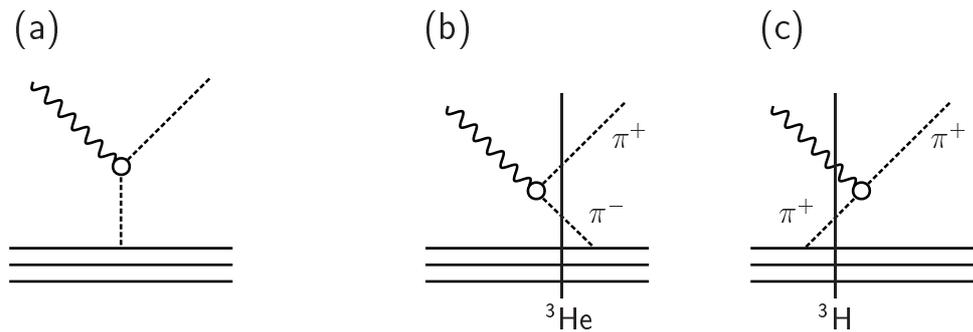


Abb. 6.4: Feynmangraph des Pion-Polterms (t-Kanal) in (a) sowie die zeitgeordneten Diagramme in (b) und (c). Aus den zeitgeordneten Diagrammen ist ersichtlich, daß in (b) ein π^- in ${}^3\text{He}$ propagiert, während in (c) ein π^+ in ${}^3\text{H}$ propagiert.

Es ist interessant, die hier beobachtete Absenkung der π^+ -Masse mit der Erhöhung der π^- -Masse zu vergleichen, die in tief gebundenen pionischen Zuständen in ^{207}Pb und ^{205}Pb mit $N/Z \simeq 1.5$ gefunden wurde [72–74]. In dem Experiment von Itahashi *et al.* [74], bei dem pionisches Blei $^{207}\text{Pb} \otimes \pi^-$ durch (d, ^3He)-Transferreaktionen erzeugt wurde, wird eine starke Abstoßung durch das lokale Potential $U_{\pi^-}(r)$ für ein π^- in neutronenreicher Kernmaterie im Zentrum des Bleikerns (^{207}Pb : 82 Protonen, 125 Neutronen) von $U_{\pi^-}(0) \simeq (23 - 27)$ MeV berichtet. Auch dieser Befund läßt sich anhand des Tomozawa-Weinberg-Schemas verstehen. Wendet man Gl. (6.6) an, um das Abstoßungspotential für diesen Fall zu berechnen, erhält man mit $\rho_p + \rho_n \simeq \rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ und $\rho_n/\rho_p = N/Z \simeq 1.5$ $U_{\pi^-}(0) = \Sigma_{\pi}^{(-)}(m_{\pi}, 0)/(2m_{\pi}) \approx 18 \text{ MeV}$ in guter Übereinstimmung mit [71]. Die Ursache der verbleibenden fehlenden Abstoßung („missing repulsion“) ist bislang nicht abschließend geklärt und wird seit einiger Zeit in der Literatur diskutiert. In Ref. [70, 71] wird die fehlende Abstoßung im pionischen Blei auf eine Änderung der Pionzerfallskonstanten f_{π} im nuklearen Medium zurückgeführt. Allerdings können in Blei durchaus auch noch andere Prozesse wie z.B. dichteabhängige Korrelationen eine Rolle spielen [75].

In Abb. 6.5 sind die Beiträge zur Pion-Selbstenergie nochmals schematisch veranschaulicht: Die Masse des freien geladenen Pions von $m_{\pi^{\pm}} = 139.57 \text{ MeV}/c^2$ erfährt zunächst aufgrund der beiden repulsiven isoskalaren Terme in Gl. (6.6) einen Anstieg, d.h. bei der Energie $\omega_{\pi} = m_{\pi}^* \neq m_{\pi}$ tragen bereits die isoskalaren Terme beträchtlich bei. Etwa ein Drittel der Abstoßung geht auf den $\rho^{4/3}$ -Term zurück. Die isovektorielle Wechselwirkung bewirkt darüber hinaus eine Aufspaltung der π^+ - und π^- -Masse, die abhängig von der Isospin-Asymmetrie des Mediums ist (siehe Beitrag 3 in Abb. 6.5). Dabei nimmt die π^- -Masse zu und die π^+ -Masse ab, wenn das Medium neutronenreich ist. Im Falle des π^+ in ^3H kompensieren sich die isoskalaren und isovektoriellen Beiträge weitgehend, woraus die geringfügige Absenkung der π^+ -Masse resultiert. Im Falle des π^- in ^{207}Pb sind alle Terme in Gl. (6.6) repulsiv, wodurch der starke Anstieg der π^- -Masse in diesem Kern verursacht wird. Es ist bemerkenswert, daß die Ergebnisse zweier völlig unabhängiger und komplementärer Experimente hier ein konsistentes Bild von der Modifikation des Pions im Medium liefern.

6.1.2 Modifikation des Δ -Isobars im Medium

Bei der Δ -Anregung im s-Kanal [Diagramm f) in Abb. 2.2] tritt der Propagator des Δ -Isobars auf. Die Modifikation der $\Delta(1232)$ -Resonanz im Medium wird durch die Einführung einer komplexen Selbstenergie Σ_Δ im Nenner des Δ -Propagators berücksichtigt, d.h. es wird die Substitution

$$\frac{1}{\sqrt{s} - M_\Delta + \frac{1}{2}i\Gamma_\Delta} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{s} - M_\Delta + \frac{1}{2}i\Gamma_\Delta - \Sigma_\Delta} \quad (6.9)$$

durchgeführt. Die Δ -Selbstenergie wird im hier benutzten Modell [13] im Impulsraum als

$$\Sigma_\Delta = V_1(E_\gamma)F(q_A^2) \quad (6.10)$$

parametrisiert. Hierbei ist $\vec{q}_A = \vec{k} - \vec{p}_\pi$ der Rückstoßimpuls auf den Restkern (${}^3\text{H}$) und $F(q_A^2) = e^{-\beta q_A^2}$ mit $\beta = 0.54 \text{ fm}^2$ der Formfaktor des harmonischen Oszillators in der s-Schale. Der Rückstoßimpuls \vec{q}_A nimmt mit steigendem Pion-Emissionswinkel θ_π zu. Durch die Parametrisierung in Gl. (6.10) mittels $F(q_A^2)$ verringert sich daher die Stärke des modellierten Mediumeffekts mit zunehmendem Pionwinkel. Dies trägt dem empirischen Befund Rechnung, daß bereits mit

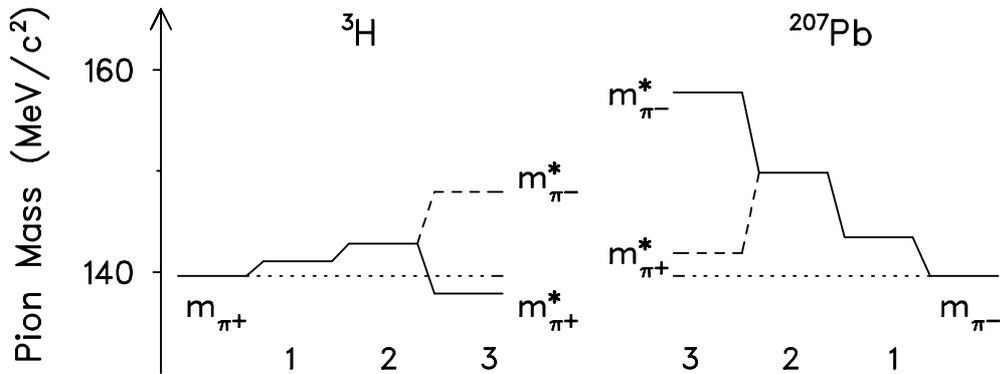


Abb. 6.5: Änderung der Masse der geladenen Pionen in ${}^3\text{H}$ bei der effektiven Dichte des Experiments und in ${}^{207}\text{Pb}$ bei $\rho = 0.17 \text{ fm}^{-3}$. Angefangen bei der Ruhemasse der freien geladenen Pionen wirken die beiden isoskalaren Anteile der Wechselwirkung repulsiv, während der isovektorielle Anteil für das π^- repulsiv und für das π^+ attraktiv ist und eine Aufspaltung bewirkt. Im Fall des ${}^3\text{H}$ wurde jeweils die Polstelle des Pionpropagators im Medium bestimmt gemäß Gl. (6.7). Im Fall des ${}^{207}\text{Pb}$ wurde jeweils die Abstoßung $U_{\pi^-}(0) = \Sigma_{\pi^-}^{(-)}(m_\pi, 0)/(2m_\pi)$ gemäß Gl. (6.6) berechnet.

der DWIA-Annahme ohne explizite Mediummodifikationen die experimentellen Daten in der Photoproduktion bei großen Winkeln θ_π gut beschrieben werden [76]. Der Potentialparameter $V_1(E_\gamma)$ resultiert aus der energieabhängigen Anpassung an den umfangreichen Datensatz des Photoproduktionsexperiments ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^0){}^4\text{He}$ [13, 76]. Der Verlauf des Potentialparameters der Δ -Selbstenergie V_1 ist in Abb. 6.6 als Funktion der Photonenergie E_γ dargestellt. Das Ergebnis der Anpassung von V_1 unterscheidet sich von dem in Ref. [13] veröffentlichten Resultat dadurch, daß der Faktor der unitären Phase bei der Berechnung des Feynman-Graphen nunmehr den Vertexformfaktoren und nicht dem Propagator zugerechnet wird (siehe hierzu die Erläuterung in Anhang D). Diese Vorgehensweise wird üblicherweise auch im Rahmen des Δ -Loch-Modells bevorzugt [15]. Im Energiebereich oberhalb 300 MeV verschieben sich der Real- und Imaginärteil der Selbstenergie damit zu größeren Werten. Bei der Anwendung der in Gl. (6.10) parametrisierten Δ -Selbstenergie auf weitere Photoproduktionsexperimente in den Reaktionen ${}^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0){}^{12}\text{C}$ [13, 77] und zuletzt auch in ${}^{208}\text{Pb}(\gamma, \pi^0){}^{208}\text{Pb}$ [78] hat sich eine gute Übereinstimmung mit den Daten gezeigt, woraus eine Saturierung der Selbstenergie bereits für den Kern ${}^4\text{He}$ geschlossen wurde. Für den betrachte-

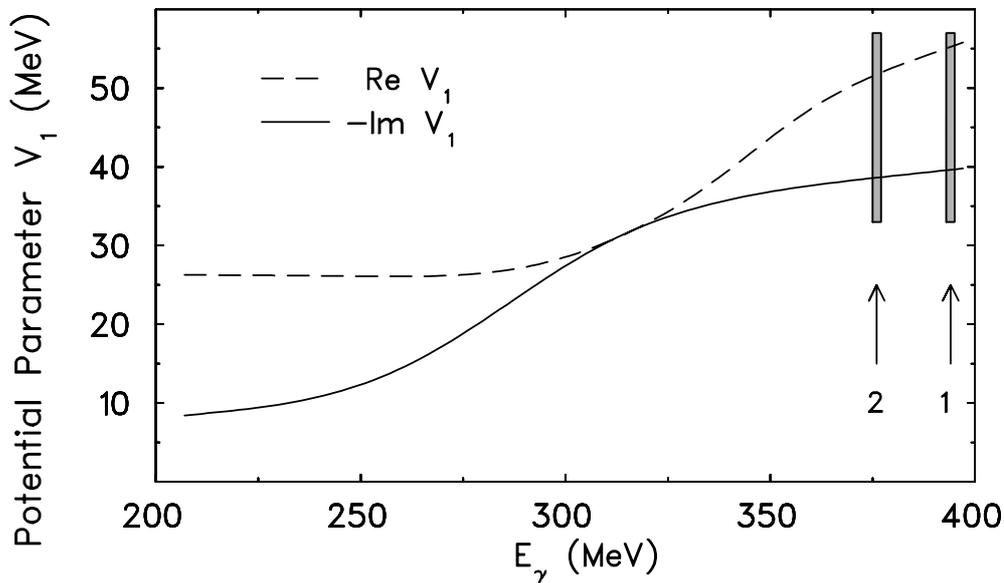


Abb. 6.6: Verlauf des Potentialparameters V_1 als Funktion der Photonenergie. Das Ergebnis resultiert aus der Anpassung an die Photoproduktionsdaten des Experiments [76]. Zusätzlich markiert sind die Positionen der beiden Kinematiken 1 und 2 des vorliegenden Experiments.

ten Fall des ${}^3\text{He}$ wurde dieselbe Parametrisierung unverändert verwendet. In der Elektroproduktion ist anstelle der Photonenergie E_γ die Photonäquivalenzenergie Gl. (2.4) maßgebend. Diese ist ein Maß dafür, welche reelle Photonenergie notwendig wäre, um dieselbe invariante Masse des Gesamtsystems wie mit dem virtuellen Photon der Elektroproduktion zu erzeugen. Für die Kinematiken 1 (und 2) des vorliegenden Experiments beträgt die Photonäquivalenzenergie $k_\gamma^{eq} = 394$ (376) MeV. Für den Realteil werden damit $Re V_1 \approx 55$ (52) MeV und für den Imaginärteil $Im V_1 \approx -40$ (-39) MeV ermittelt. Der Rückstoßimpuls für die beiden Kinematiken beträgt $q_A \approx 80$ (140) MeV/c; somit ergibt sich für den Real- und Imaginärteil der Δ -Selbstenergie nach Gl. (6.10) $Re \Sigma_\Delta \approx 50$ (39) MeV und $Im \Sigma_\Delta \approx -36$ (-29) MeV. Alle Werte finden sich zusammengefaßt in Tab. 6.3. Durch die Einführung der Δ -Selbstenergie wird der transversale Wirkungsquerschnitt deutlich besser beschrieben, obgleich in beiden Kinematiken die Daten noch um 30 % (ca. 1-2 Standardabweichungen) überschätzt werden. Die verbleibende Diskrepanz läßt sich im Rahmen von weiteren Unsicherheiten bei der theoretischen Beschreibung verstehen. Zum Beispiel wird die Fermi-Bewegung der Nukleonen nur in effektiver Weise mit einem sogenannten Faktorisierungsansatz [13] berücksichtigt. Dabei hat sich gezeigt, daß eine genauere Behandlung der Fermi-Bewegung speziell in paralleler Kinematik ($\theta_\pi = 0^\circ$) die Vorhersage für den transversalen Wirkungsquerschnitt um etwa 10 % reduzieren würde. Eine weitere Unsicherheit in der Größenordnung von 10 % betrifft die Kenntnis der elementaren π^+ -Produktionsamplitude bei $\theta_\pi = 0^\circ$. Dieser Bereich ist der Photo-Produktion nicht zugänglich, daher enthält die Vorhersage für $\theta_\pi = 0^\circ$ die bei der

Tab. 6.3: Δ -Selbstenergien für Kinematiken 1 [$Q^2 = 0.045$ (GeV/c) 2 , $M_{\gamma^*N} = 1260$ MeV/c 2] und 2 [$Q^2 = 0.100$ (GeV/c) 2 , $M_{\gamma^*N} = 1232$ MeV/c 2].

	k_γ^{eq} (MeV)	q_A (MeV/c)	$Re V_1$ (MeV)	$Im V_1$ (MeV)	$F(q_A^2)$	$Re \Sigma_\Delta$ (MeV)	$Im \Sigma_\Delta$ (MeV)
Kinematik 1	394	80.9	55.2	-39.6	0.913	50.4	-36.2
Kinematik 2	376	141.2	51.7	-38.6	0.758	39.2	-29.2

Extrapolation auftretende Unsicherheit. Mit geeigneten Rosenbluth-separierten Elektroproduktionsdaten am Proton könnte diese Unsicherheit in der Zukunft verringert werden.

Interpretiert man den Selbstenergieterm im Propagator Gl. (6.9) insgesamt als effektive Modifikation der Masse ΔM_Δ und der Zerfallsbreite $\Delta\Gamma_\Delta$ im Medium entsprechend den Beziehungen

$$\Delta M_\Delta = \text{Re } \Sigma_\Delta \quad \text{und} \quad \Delta\Gamma_\Delta = -2 \text{Im } \Sigma_\Delta, \quad (6.11)$$

läßt sich im kinematischen Bereich des betrachteten Experiments ein Anstieg der Δ -Masse um (40 – 50) MeV und der Zerfallsbreite um (60 – 70) MeV im Vergleich zum Zerfall des freien Δ -Isobars ableiten. Allerdings ist hier aus theoretischer Sicht zu bemerken, daß in den effektiven Selbstenergie-Parameter nicht nur die Massen- und Breitenänderung des Δ -Isobars im engeren Sinne, sondern auch noch Eigenschaften der Wechselwirkung eingehen. Berechnungen der Δ -Selbstenergie sind z.B. von Oset und Mitarbeitern im Rahmen des Δ -Loch-Modells („ Δ -hole“) durchgeführt worden [79–82]. Das Modell wurde in den achtziger Jahren entwickelt, um die Fülle an Pion-Nukleon- und Pion-Kern-Streudaten zu beschreiben. Im Rahmen der allgemeinen Streutheorie läßt sich die Selbstenergie als ein Beitrag zum optischen Potential interpretieren. Die aus Oset’s Beschreibung resultierende Δ -Selbstenergie wird als Summe von Einzelbeiträgen („pieces“) dargestellt, die verschiedenen Prozessen Rechnung tragen. Neben dem phänomenologischen Aufspaltungspotential („ Δ -spreading potential“) sind Beiträge durch Pauli- und Bindungseffekte sowie die Δ -Loch-Wechselwirkung mit der repulsiven Lorentz-Lorenzkorrektur von Bedeutung. In Ref. [79] wird für $\text{Re } \Sigma_\Delta$ eine Parametrisierung angegeben, die in [7] verwendet wurde:

$$\text{Re } \Sigma_\Delta = (-70 + 0.113 \omega_\gamma) \frac{\rho}{\rho_0} \text{ (MeV)}. \quad (6.12)$$

Mit einer mittleren Massendichte des ${}^3\text{He}$ von $\bar{\rho} = 0.09 \text{ fm}^{-3}$ [7, 38, 56] ergibt sich für Kinematik 1 $\text{Re } \Sigma_\Delta \approx -13.5 \text{ MeV}$, d.h. eine Absenkung der Δ -Masse. Allerdings ist in dieser Formulierung der repulsive Lorentz-Lorenz-Effekt noch nicht enthalten, der die kurzreichweitige Abstoßung durch den Landau-Migdal-Parameter g' beschreibt. In Osets Formalismus werden Teilcheneigenschaften

(Δ -Selbstenergie im engeren Wortsinn) von Eigenschaften der Wechselwirkung (Lorentz-Lorenz-Abstoßung) unterschieden, obgleich dieser Unterschied dem Experiment nicht zugänglich ist, da nur die effektive Wirkung aller Beiträge in Form einer effektiven Selbstenergie beobachtet werden kann. Andere Autoren (z.B. Wambach) definieren die Selbstenergie bereits a priori als eine Größe, die alle denkbaren Beiträge enthält, gleich welchen Ursprungs sie sind. Die repulsive Lorentz-Lorenz-Korrektur führt zu einer Erhöhung des effektiven Wertes für $Re \Sigma_\Delta$. Der Lorentz-Lorenz-Beitrag lautet explizit [81]

$$Re \Sigma_\Delta^{LL} = \frac{4}{9} \left(\frac{f^*}{m_\pi} \right)^2 g'_\Delta \rho, \quad (6.13)$$

wobei f^* die πNN -Kopplungskonstante ist ($f^{*2}/4\pi = 0.36$). Mit $g'_\Delta = 0.55$ ergibt sich $Re \Sigma_\Delta^{LL} \approx 74 \rho/\rho_0$. Die Kombination von Gln. (6.12) und (6.13) liefert für das vorliegende Experiment an ${}^3\text{He}$ somit $Re \Sigma_\Delta \approx +21$ MeV, was einerseits kleiner ist als der aus der Beschreibung durch das Modell von Drechsel, Kamalov und Tiator [7, 12, 13] folgende empirische Wert, andererseits aber zumindest das richtige Vorzeichen hat.

Die Diskrepanz ist nur zu einem Teil auf die Stärke der Lorentz-Lorenz-Korrektur zurückzuführen, d.h. auf den verwendeten Wert von g'_Δ . Auch die bereits erwähnte Unsicherheit der unitären Pionproduktionsamplitude unter Vorwärtswinkeln und bei Photonenergien oberhalb von $E_\gamma = 350$ MeV sowie die effektive Behandlung der Fermi-Bewegung könnten als mögliche Ursache für eine Überschätzung der empirischen Δ -Selbstenergie in Frage kommen. (siehe hierzu auch Anhang D).

Die in [7] verwendete Parametrisierung für den Imaginärteil der Δ -Selbstenergie lautet [79]

$$Im \Sigma_\Delta = - \left[C_Q \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\alpha + C_{A_2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\beta + C_{A_3} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \right] \quad (6.14)$$

mit

$$\gamma = 1.7, \quad C_Q = 13.13 \text{ MeV}, \quad C_{A_2} = 14.4 \text{ MeV}, \quad C_{A_3} = 19.25 \text{ MeV},$$

während α and β von der Dichte ρ abhängen. Die Indizes Q , A_2 und A_3 stehen für Beiträge durch quasielastische Prozesse sowie Zwei- und Dreikörperabsorption.

Für eine mittlere Dichte des ${}^3\text{He}$ von $\bar{\rho} = 0.09 \text{ fm}^{-3}$ erhält man $\alpha = 0.212$ und $\beta = 1.051$ [7]. Der Imaginärteil der Selbstenergie beträgt damit $\text{Im}\Sigma_{\Delta} \approx -25$ MeV, was einer Erhöhung der Zerfallsbreite der Δ -Resonanz im Medium um etwa $\Delta\Gamma_{\Delta} \approx 50$ MeV entspricht und ebenfalls etwas kleiner ist als der empirische Wert aus der Modellbeschreibung durch Drechsel, Kamalov und Tiator [7, 12, 13]. Eine mögliche Erklärung der Diskrepanz besteht darin, daß in der Oset-Parametrisierung Gl. (6.14) der Paulieffekt für ${}^3\text{He}$ im Vergleich zu ${}^4\text{He}$ überschätzt wird. Hierdurch würde die Parametrisierung des Imaginärteils zu kleine Werte ergeben.

Zusätzlich ist zu bemerken, daß den Formelausdrücken von Oset die lokale Dichtnäherung zu Grunde liegt, was eine weitere Modellabhängigkeit in sich birgt. Darüber hinaus implizieren die Modellrechnungen von Oset die Annahme isospin-symmetrischer Kernmaterie.

6.2 Pion-Winkelverteilung und LT -Interferenzterm

Das Modell von Drechsel, Kamalov und Tiator [7, 12, 13] war anfangs zusammen mit Kirchbach für parallele Kinematiken zur Beschreibung von Rosenbluth-separierten Wirkungsquerschnitten entwickelt worden [7]. Später wurde es erweitert, um auch Winkelverteilungen der Pionen zu berechnen. Mit der Messung der Pion-Winkelverteilung und der Extraktion des LT -Interferenzterms liegt somit ein weiterer Test der Modellrechnungen vor. Die im vorherigen Abschnitt eingeführten Mediumeffekte, die anhand der longitudinalen und transversalen Wirkungsquerschnittskomponenten in paralleler Kinematik diskutiert wurden, erhalten hierdurch eine breitere experimentelle Basis.

Um Zugang zu den Interferenztermen LT und TT zu bekommen, ist bei endlichen Werten des Polarwinkels θ_{π} die azimuthale Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts zu untersuchen, die gemäß Gl. (2.9) durch $\cos\phi_{\pi}$ und $\cos 2\phi_{\pi}$ gegeben ist. Innerhalb der Streuebene des Elektrons beträgt der mittlere Azimutalwinkel

immer $\bar{\phi}_\pi = 0^\circ$ oder $\bar{\phi}_\pi = 180^\circ$ (siehe auch Abb. 2.1). Der $\cos \phi_\pi$ -Term wechselt unter dieser Bedingung als einziger Term in Gl. (2.9) sein Vorzeichen. Die Winkelverteilung der Pionen in der Elektron-Streuebene eröffnet somit den Zugang zum Verlauf des LT -Interferenzterms als Funktion von θ_π . Dagegen wird eine Extraktion des TT -Interferenzterms erst ermöglicht, wenn auch die Azimutalabhängigkeit außerhalb der Elektron-Streuebene ($\bar{\phi}_\pi \neq 0^\circ, 180^\circ$) bestimmt wird.

In Abb. 6.7 (linkes Diagramm) ist das Ergebnis der Polarwinkelverteilung in Kinematik 1 [$Q^2 = 0.045 \text{ (GeV/c)}^2$] aufgetragen. Die linke Hälfte der Polarwinkelverteilung entspricht einem mittleren Azimutalwinkel $\bar{\phi}_\pi = 180^\circ$, die rechte Hälfte $\bar{\phi}_\pi = 0^\circ$. Der Datenpunkt bei $\theta_\pi = 0^\circ$ ist Ref. [7] entnommen. Die zugehörigen Spektrometerstellungen im Labor sind in Abb. 6.8 a) illustriert. Die Winkeleinstellungen der Messungen in Kinematik 1, die noch im Rahmen einer früheren Doktorarbeit [8] stattfanden, wurden ursprünglich mit der Zielsetzung gewählt, die Aufbruchkanäle ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+)n, np$ zu untersuchen. Es hat sich gezeigt, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt sehr stark zu Vorwärtswinkeln $\theta_\pi < 60^\circ$ fokussiert ist und daß bei den Winkelpositionen, die für Kinematik 1 gewählt wurden, keine nennenswerte Stärke gefunden werden konnte. Dies wird durch die Modellrechnungen bestätigt, die chronologisch erst nach diesem Expe-

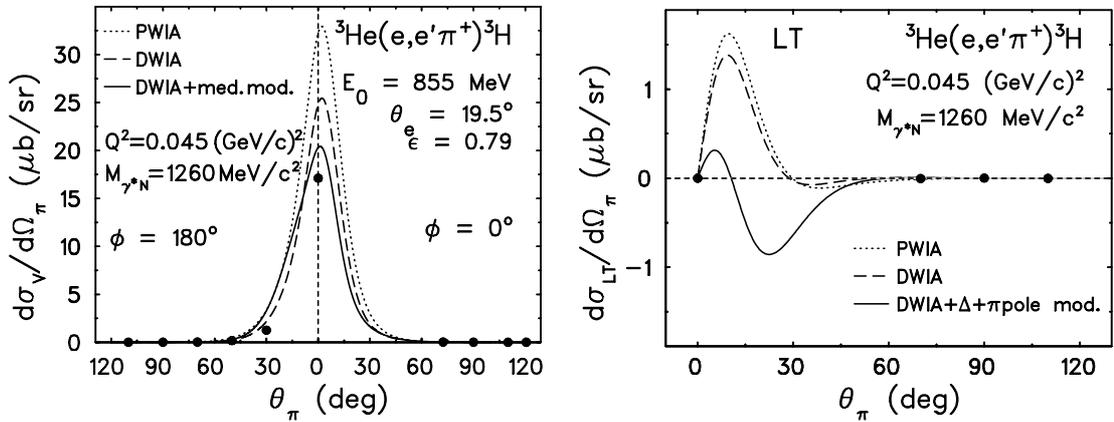


Abb. 6.7: Linkes Bild: Pion-Winkelverteilung im Photon- ${}^3\text{He}$ -Schwerpunktsystem für Kinematik 1. Rechtes Bild: LT -Interferenzterm des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Die ausgefüllten Kreise sind die Datenpunkte. Zusätzlich sind die Ergebnisse der Modellrechnungen eingetragen. Gepunktet: PWIA, gestrichelt: DWIA, durchgezogene Kurve: DWIA mit Mediummodifikationen des Pions und des Δ -Isobars.

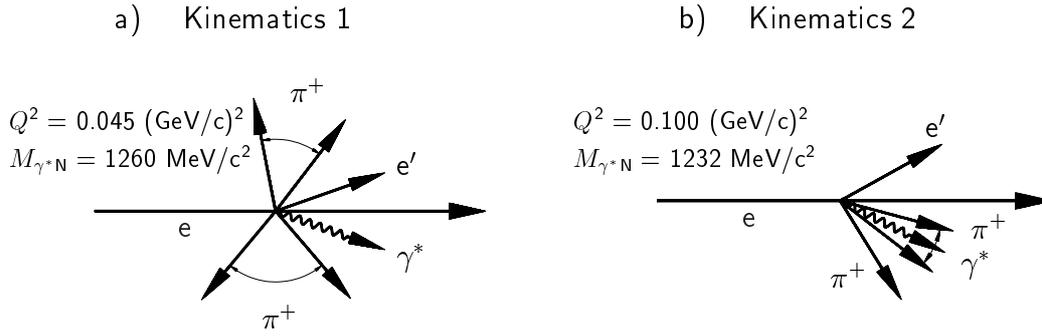


Abb. 6.8: Kinematiken der gemessenen Pion-Winkelverteilungen.

riment zur Verfügung standen. Insbesondere ist auch ersichtlich, daß die größten Effekte durch das nukleare Medium im Bereich kleiner Pionwinkel zu finden sind. Abbildung 6.7 (rechte Bildhälfte) zeigt den Verlauf des LT -Interferenzterms als Funktion des Pionwinkels θ_π . Während die Datenpunkte in Kinematik 1 außerhalb des interessanten Bereichs liegen (hier ist keine Interferenz erkennbar), deuten die Modellrechnungen eine besondere Signatur der Mediumeffekte an: Der Interferenzterm trägt sowohl in PWIA als auch in DWIA im Bereich vorderer Pionwinkel ein positives Vorzeichen. Dagegen wird eine negative LT -Antwort unter Berücksichtigung der Mediummodifikationen erwartet, d.h. die Mediumeffekte bewirken hier einen Vorzeichenwechsel. Daraufhin wurde das Experiment für Kinematik 2 so konstruiert, daß vor allem der vordere Winkelbereich präzise vermessen wurde. Die Laborkinematik ist in Abb. 6.8 b) dargestellt. Der höhere Impulsübertrag von $Q^2 = 0.100 \text{ (GeV/c)}^2$ führt zu einem größeren Laborwinkel des virtuellen Photons von $\theta_{\gamma^*} \approx 30^\circ$. Dies ermöglicht wiederum, hier mit Spektrometer B im Intervall $0^\circ < \theta_\pi < 18^\circ$ „auf beiden Seiten“ der Photonenrichtung, d.h. bei $\bar{\phi}_\pi = 0^\circ$ und $\bar{\phi}_\pi = 180^\circ$ den Wirkungsquerschnitt zu vermessen. Darüber hinaus wurden auf der Seite um $\bar{\phi}_\pi = 180^\circ$ bei einigen weiteren Winkereinstellungen Messungen durchgeführt. Dabei dienten Spektrometer B und C für den π^+ -Nachweis; die gestreuten Elektronen wurden mit Spektrometer A nachgewiesen. In Abb. 6.9 ist die gemessene Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts gegen den Polarwinkel θ_π aufgetragen. Die Verteilung resultiert aus einer Kombination von insgesamt neun, zum Teil überlappenden Spektrometereinstellungen (vgl. Abb.4.2). Jede Einstellung wurde individuell analysiert. Die Einzelergebnisse wurden danach zu einer einzigen Winkelverteilung kombiniert.

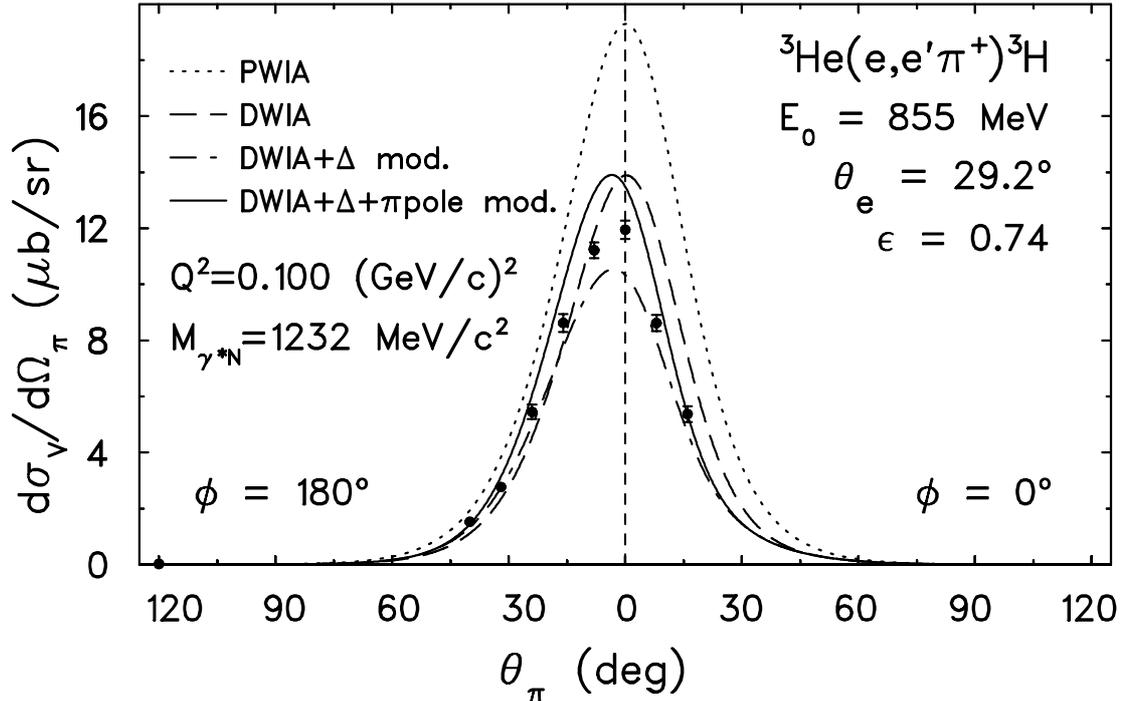


Abb. 6.9: Pion-Winkelverteilung im Photon- ${}^3\text{He}$ -Schwerpunktsystem für Kinetik 2. Die ausgefüllten Kreise sind die Datenpunkte. Zusätzlich sind die Ergebnisse der Modellrechnungen eingetragen. Gepunktet: PWIA, gestrichelt: DWIA, strichpunktirt: DWIA mit Modifikation des Δ -Isobars, durchgezogene Kurve: DWIA mit Mediummodifikationen des Pions und des Δ -Isobars.

Die experimentelle Winkelverteilung wird in Abb. 6.9 mit den Modellrechnungen von Drechsel, Kamalov und Tiator [7, 12, 13] verglichen. Während der Wirkungsquerschnitt sowohl in der PWIA- als auch in der DWIA-Annahme deutlich überschätzt wird, führt erst die Berücksichtigung der im vorigen Abschnitt diskutierten Mediummodifikationen des Pions und des Δ -Isobars zu einer Verbesserung der Übereinstimmung mit der experimentellen Winkelverteilung über den gesamten Winkelbereich. Bei sehr kleinen Winkeln θ_π ist die verbleibende Diskrepanz am größten. Die möglichen Ursachen hierfür sind im vorhergehenden Abschn. 6.1.2 diskutiert worden. Da der in Abb. 6.9 aufgetragene differentielle (unseparierte) Wirkungsquerschnitt alle Komponenten enthält, ist für die Diskrepanz zwischen den Daten und der Rechnung vor allem die in Abschn. 6.1.2 diskutierte Überschätzung des transversalen Anteils verantwortlich.

Die in der Polarwinkelverteilung in Abb. 6.9 vorhandene Asymmetrie ist auf

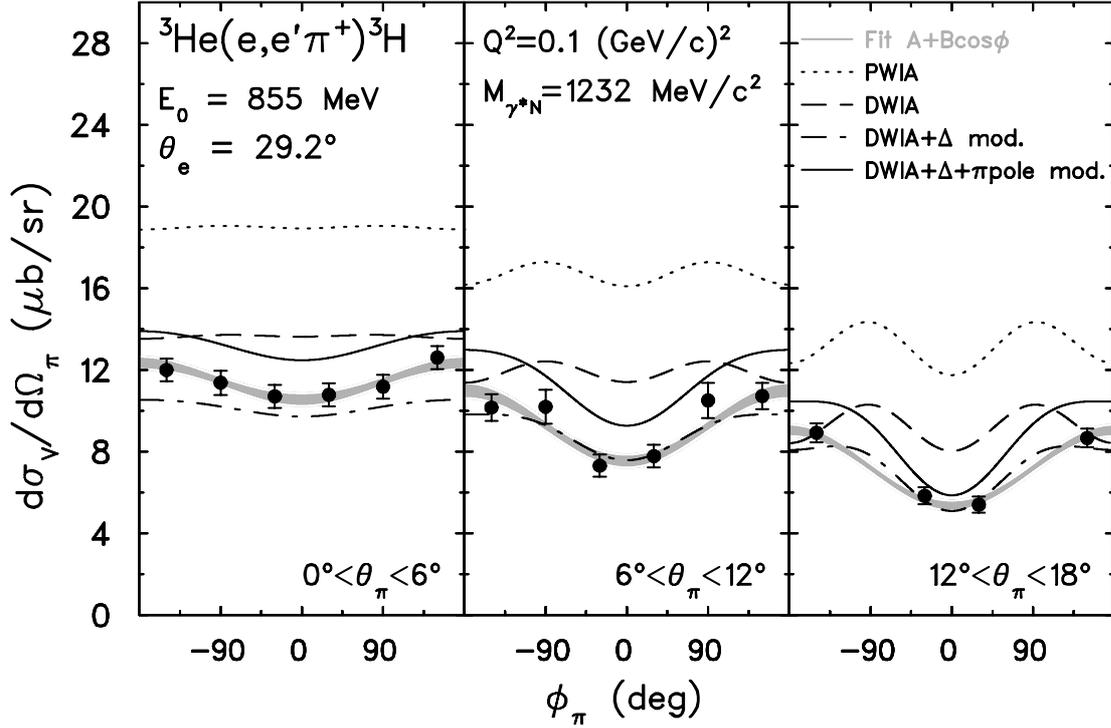


Abb. 6.10: Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion des Azimutalwinkels ϕ_π für drei Polarwinkelintervalle. Das schattierte Gebiet ist das jeweilige Standardfehlerband einer Anpassung der Funktion $A + B \cos \phi_\pi$ an die Datenpunkte. Zusätzlich sind die Ergebnisse der Modellrechnungen eingetragen. Die Kodierung der Kurven ist die gleiche wie in Abb. 6.9.

einen endlichen Beitrag des LT -Interferenzterms zurückzuführen. Für den vorderen Teil der Winkelverteilung $\theta_\pi < 18^\circ$, der auf beiden Seiten links und rechts der Impulsübertragsrichtung zugänglich war, wurde die ϕ_π -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts untersucht. Dies ist in Abb. 6.10 für drei Intervalle des Polarwinkels gezeigt. An die Datenpunkte wurde eine Modellfunktion $A + B \cos \phi_\pi$ in Anlehnung an Gl. (2.9) angepaßt. Der Schätzparameter B ist proportional zum LT -Interferenzterm:

$$\frac{d\sigma_{LT}}{d\Omega} = \frac{B}{\sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)}} \quad (6.15)$$

Das schattierte Gebiet entspricht dem Fehlerband innerhalb einer Standardabweichung von den Schätzparametern A und B . Nur für sehr kleine Polarwinkel $\theta_\pi < 12^\circ$ ist die „out-of-plane“-Akzeptanz der Spektrometer groß genug, um den gesamten Azimut von 2π zu überdecken. In diesem Bereich brachte die Anpassung

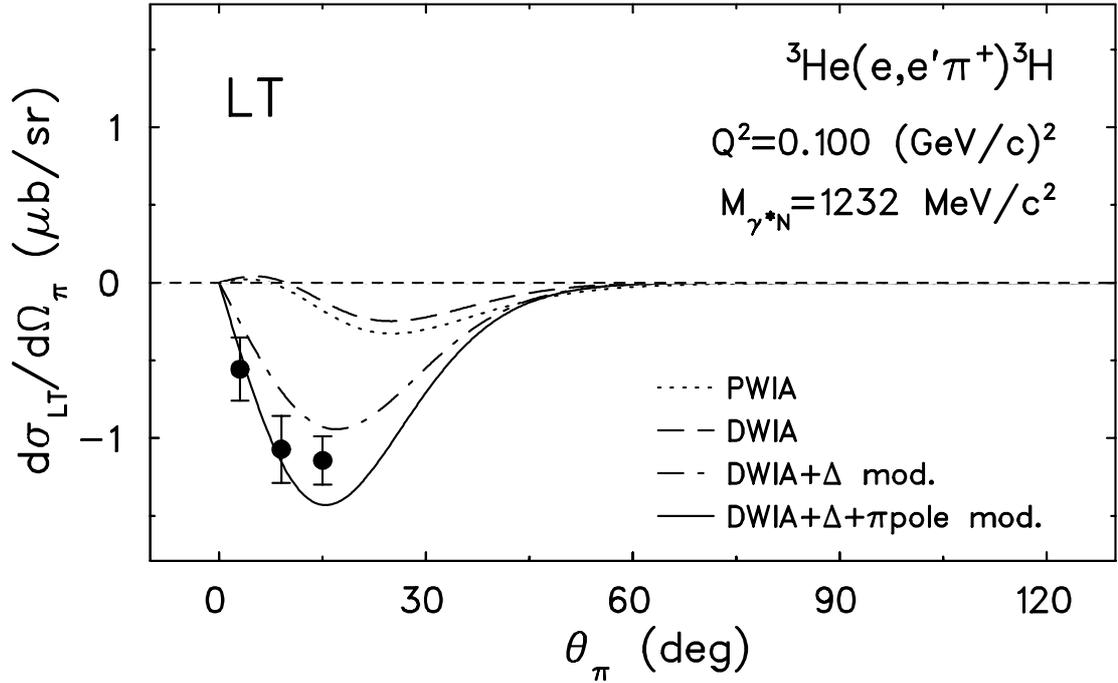


Abb. 6.11: Extrahierter LT -Interferenzterm für Kinematik 2. Zusätzlich sind die Ergebnisse der Modellrechnungen eingetragen. Die Kodierung der Kurven ist die gleiche wie in Abb. 6.9.

der $\cos 2\phi_\pi$ -Abhängigkeit des TT -Interferenzterms allerdings kein signifikantes Ergebnis. Zusätzlich in Abb. 6.10 eingetragen sind die Ergebnisse der Modellrechnungen, wiederum für PWIA, DWIA und mit Berücksichtigung der diskutierten Mediummodifikationen des Δ -Isobars und des Pions. Auch hier ist der Einfluß der Mediummodifikationen evident. Der für drei Intervalle des Polarwinkels θ_π ermittelte Wert des LT -Interferenzterms wird in Abb. 6.11 dargestellt. Hier werden die Mediumeffekte besonders deutlich: Während der LT -Interferenzterm in der PWIA-Rechnung betragsmäßig sehr klein ist (wenn auch nicht mehr positiv wie in der Rechnung zu Kinematik 1) und die Endzustandswechselwirkung des Pions in der DWIA-Rechnung sogar noch zu einer weiteren Abschwächung führt, bewirken die Mediummodifikationen eine deutliche Verstärkung des LT -Interferenzterms zu negativen Werten. Dieser Befund findet durch den Verlauf der Daten eine eindeutige Bestätigung.

7 Schlußbemerkung und Ausblick

In einem kinematisch vollständigen Experiment wurden die longitudinalen und transversalen Anteile sowie der LT -Interferenzterm des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Elektroproduktion von π^+ -Mesonen an ${}^3\text{He}$ in der Reaktion ${}^3\text{He}(e,e'\pi^+){}^3\text{H}$ extrahiert. Die Messungen zeigen klare Evidenz für Selbstenergiekorrekturen sowohl des Pion- als auch des Δ -Propagators und ergänzen und bestätigen damit die umfangreiche Datenbasis der Pion-Kernstreuung, Photo-Produktion an Kernen und pionischen Atome. Die hohe Sensitivität der Pion-Elektroproduktionsquerschnitte auf die Änderungen der Eigenschaften des Pions und des Δ -Isobars im Kernmedium ist bemerkenswert. Das Tomozawa-Weinberg-Schema der Isovektordominanz bildet die Grundlage zum Verständnis der Pionmodifikationen im nuklearen Medium. Trotz der Unsicherheiten im transversalen Kanal sind die Mediummodifikationen der Δ -Resonanz evident.

Die Schwierigkeit, die pionische Suszeptibilität χ für das Dreinukleonen-System zu berechnen, könnte sich experimentell umgehen lassen. Mit weiteren Messungen der longitudinalen Komponente des differentiellen Wirkungsquerschnitts als Funktion des virtuellen Pionimpulses \vec{q}_π könnte die p-Wellen-Abhängigkeit der Pion-Selbstenergie wesentlich genauer bestimmt und damit die effektive Dichte ρ präziser festgelegt werden.

In einem weiteren Schritt könnte die Selbstenergie des K^+ -Mesons anhand der Reaktion ${}^3\text{He}(e,e'K^+){}^3\text{H}$ untersucht werden. Die hierzu erforderlichen experimentellen Einrichtungen existieren bereits (z.B. an der Thomas Jefferson National Accelerator Facility TJNAF) oder befinden sich im Aufbau (MAMI C). Ein Modell zur Beschreibung der elementaren Kaonproduktion liegt bereits vor [85]. Eine der wesentlichen theoretischen Herausforderungen bei einer analogen Vorgehensweise wie in der π^+ -Produktion ist dabei das Verständnis der Hyperon-Nukleon-Wechselwirkung [86]. Für die Selbstenergie des K^+ -Mesons in asymmetrischer Kernmaterie gibt es bereits Rechnungen im Rahmen der Chiralen Störungstheorie [71].

Im Hinblick auf eine Δ -Beimischung im ${}^3\text{He}$ -Grundzustand und auf einen mögli-

chen Pionüberschuß in Kernen im Vergleich zur Pionproduktion am freien Nukleon sind bereits Aufbruch-Winkelverteilungen der Reaktion ${}^3\text{He}(e,e'\pi^+)nd, nnp$ [8] sowie die Dreifachkoinzidenzreaktion ${}^3\text{He}(e,e'p\pi^+)nn$ gemessen worden. Die im Rahmen dieser Arbeit optimierte Koinzidenzzeitauflösung bildet die Grundlage für eine Analyse dieses Datenmaterials.

A Korrektur der Koinzidenzzeit

In diesem Abschnitt wird das Korrekturverfahren für die Koinzidenzzeit beschrieben [44]. Für das in dieser Arbeit vorgestellte Pionproduktionsexperiment ist eine optimale Zeitauflösung von größter Wichtigkeit. Zum einen läßt sich hierdurch der Anteil an zeitlich unkorrelierten Untergrundereignissen verringern. Zum anderen ist mit einer guten Zeitauflösung auch die genaue Kenntnis der Weglängen durch die Spektrometer verbunden. Dies ist die Voraussetzung für die korrekte Ermittlung der Pionzerfallswahrscheinlichkeit. Mit einer optimierten Zeitauflösung ist es ferner möglich, einen Teil der aus dem Pionzerfall stammenden Müonen zu identifizieren.

Im Zuge des hier vorgestellten Kalibrationsverfahrens konnte die Zeitauflösung von vormals (2–3) ns [8] auf deutlich unter 1 ns reduziert werden. Diese Auflösung ist reproduzierbar und wird inzwischen standardmäßig bei A1-Experimenten erreicht. Hierdurch ist es u.a. erst möglich geworden, Experimente mit besonders kleinen Wirkungsquerschnitten und hohen Zufallskoinzidenzraten durchzuführen [45].

A.1 Definition der Parameter

Die gemessenen Zeiten der echten Koinzidenzereignisse sind anfänglich eine Verteilung, die auf etwa 7 ns (FWHM) für (e,e' π)-Experimente und bis zu 15 ns für (e,e'p)-Experimente verbreitert ist. Die Ursachen für diese Verbreiterung sind vielfältig. Der wichtigste und größte Beitrag ist auf die Weglängendifferenzen der verschiedenen Teilchenbahnen durch die beteiligten Spektrometer zurückzuführen. Dies ist in Abb. A.1 schematisch dargestellt: Der Referenzstrahl durch das Magnetsystem besitzt eine charakteristische Bahnlänge. Sie beträgt für Spektrometer A $L_0^A = 1028$ cm, für Spektrometer B $L_0^B = 1203$ cm und für Spektrometer C $L_0^C = 799$ cm. Abhängig vom Ort und Winkel in der Fokalebene ergeben sich mehr oder weniger gekrümmte Teilchenbahnen, deren Länge von der Refe-

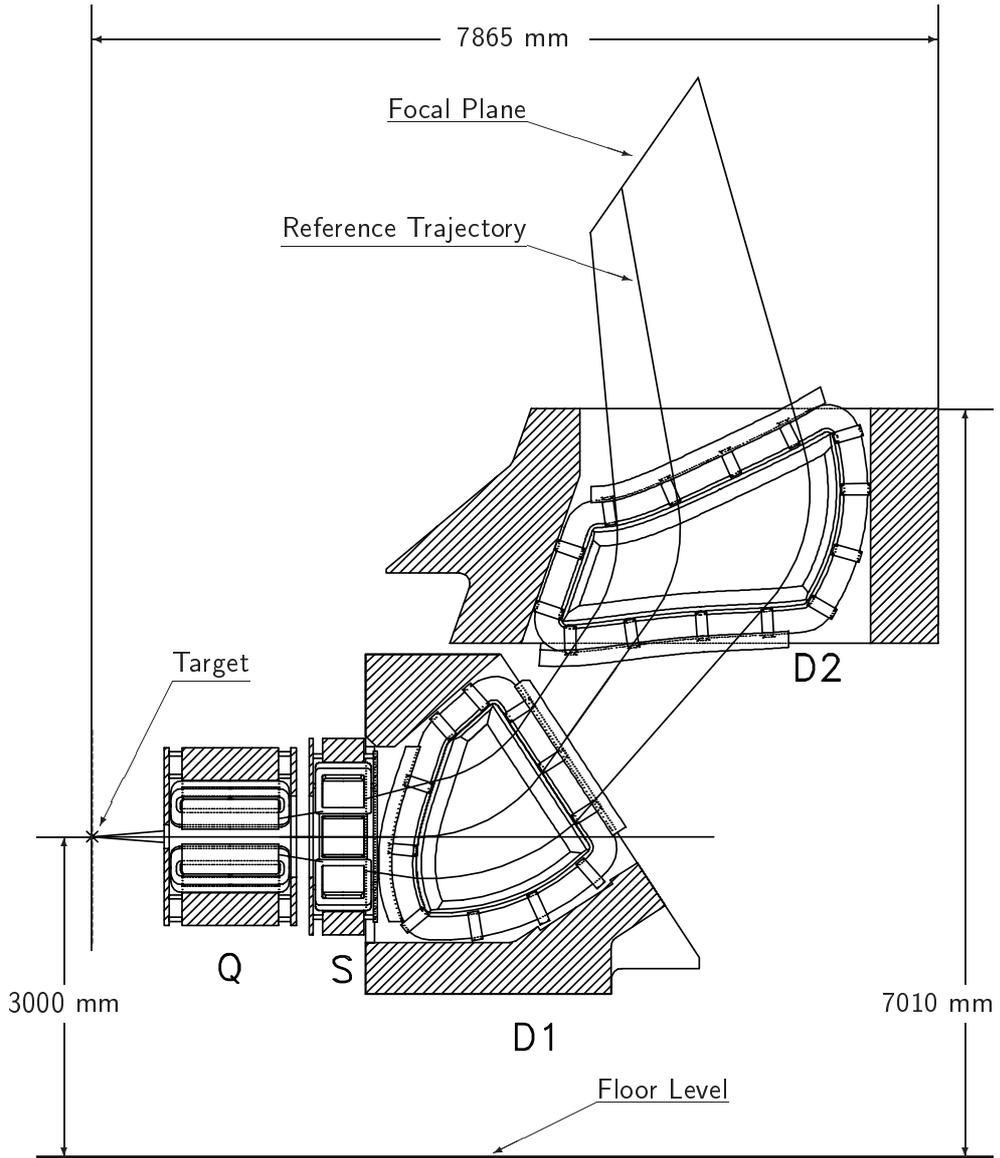


Abb. A.1: Schematischer Schnitt durch Spektrometer A mit dem Quadrupol (Q), Sextupol (S) und den beiden Dipolen (D1 und D2). Eingetragen ist der Verlauf der Referenzbahn sowie zwei weiterer Bahnen.

renzbahnlänge L_0 abweicht. Diese Abweichung läßt sich in einer vierdimensionalen Taylorreihe als Funktion der Fokalebenekoordinaten $(x, \theta, y, \phi)_{fp}$ um die Durchstoßkoordinaten des Referenzstrahls $(x_R, \theta_R, y_R, \phi_R)_{fp}$ entwickeln:

$$L(x, \theta, y, \phi) = L_0 + \sum_{ijkl} a_{ijkl} x^i \theta^j y^k \phi^l . \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist das Koordinatensystem in Gl. (A.1) so gewählt, daß der Ursprung mit den Koordinaten des Referenzstrahls zusammenfällt. Die Koeffizienten a_{ijkl} sind die Matrixelemente für die Berechnung der Bahnlängen im Rahmen des Matrixrückrechnungsverfahrens. Die Flugzeit durch die Spektrometer t_{Spec} erhält man nach Division mit der Teilchengeschwindigkeit $\beta = pc/E = pc/\sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}$

$$t_{\text{Spec}} = \frac{L(x, \theta, y, \phi)}{\beta c}, \quad (\text{A.2})$$

wobei β im Falle von Protonen und Pionen für jedes Ereignis je nach Impuls ebenfalls vom Ort in der Fokalebene abhängt. Dagegen bewegen sich alle nachgewiesenen Elektronen mit annähernder Lichtgeschwindigkeit ($\beta = 1$). Insgesamt sind 22 Parameter a_{ijkl} notwendig, um die Bahnlänge hinreichend exakt festzulegen. Dabei wird die Taylorreihe in Gl. (A.1) bis zur dritten Ordnung in x_{fp} und θ_{fp} und bis zur zweiten Ordnung in y_{fp} und ϕ_{fp} entwickelt. Mischelemente zwischen den Dispersiv- $(x\theta)_{fp}$ und Nichtdispersivkoordinaten $(y\phi)_{fp}$ werden nur für die Kombinationen xy^2 , x^2y^2 und x^3y^2 zugelassen. Die Nichtdispersivkoordinaten $(y\phi)_{fp}$ treten nur in geraden Potenzen auf, d.h. $k + l = 0$ oder 2.

Weitere Zeitversätze sind durch die Eigenschaften der Triggerdetektoren (Abb. 3.3) bedingt. Die rechtsseitige Auslese des jeweils getroffenen ToF-Elements bestimmt den Start- und Stoppzeitpunkt der Koinzidenzzeitmessung. Die Szintillatoren sind in Einzelsegmente („Paddles“) unterteilt (15 Segmente in Spektrometer A und C, 14 in B), die auf etwa $t_{\#} = 3 - 4$ ns abgeglichen sind. Darüber hinaus treten ortsabhängige Signaltransportzeiten auf, die von der nichtdispersiven y -Koordinate in der Szintillatorebene y_{sc} und von der Signaltransportgeschwindigkeit im Szintillator c_{sc} abhängen:

$$t_{\text{Trans}} = \frac{y_{sc}}{c_{sc}}. \quad (\text{A.3})$$

Die Koordinate y_{sc} ist direkt aus den Fokalebenekoordinaten $(x, \theta, y, \phi)_{fp}$ berechenbar. Der Effekt durch die Signallaufzeiten liegt im Bereich von 1 ns. Die Signaltransportgeschwindigkeiten c_{sc} sind für die dE- und ToF-Ebenen mit Laserpulsen gemessen worden und betragen $c_{sc}^{\text{dE}} = 112.5$ mm/ns für die Szintillatoren der dE-Ebene und $c_{sc}^{\text{ToF}} = 133.3$ mm/ns für diejenigen der ToF-Ebene. Ferner hängt der Triggerzeitpunkt aufgrund der Verwendung von „Leading-Edge“-

Diskriminatoren von der Signalhöhe des Ereignisses ab. Stärkere Signale überschreiten die Diskriminatorschwelle schneller als schwächere Signale. Diesen Effekt bezeichnet man auch als „Walk“. Die zugehörige Zeitablage lässt sich parametrisieren durch

$$t_{\text{Walk}} = \frac{\kappa}{\sqrt{E}}, \quad (\text{A.4})$$

wobei der Energieverlust E der Wert der rechten ADC-Auslese des triggenden Szintillatorsegments und κ ein freier Parameter ist. Der Signalhöhewalk bewirkt typischerweise eine Verbreiterung der Zeitsignale in der Größenordnung von (1 – 2) ns. Die detektorbedingte Verbreiterung der Koinzidenzzeitauflösung lässt sich somit zusammenfassen zu

$$t_{\text{Detect}} = t_{\#} + t_{\text{Trans}} + t_{\text{Walk}}. \quad (\text{A.5})$$

Zusätzlich treten noch zwei Effekte auf: Zum einen führt die Verwendung räumlich ausgedehnter Targets (wie das Helium-Gastarget im vorliegenden Experiment) zu einer weiteren Flugzeit, die durch den Abstand des Ursprungsortes eines Ereignisses vom Durchstoßpunkt in der ($z_0=0$)-Ebene des Spektrometer-Koordinatensystems am Target bedingt ist (siehe Abb. A.2). Die Flugzeit für diese Flugstrecke beträgt in den meisten Fällen weniger als 1 ns und gewinnt nur

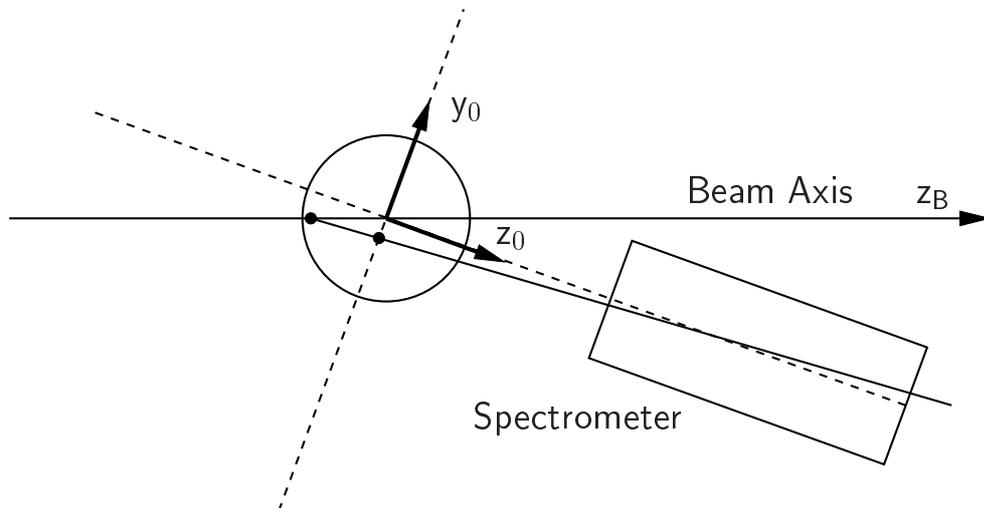


Abb. A.2: Koordinatensystem der Spektrometerrückrechnung am Target. Exemplarisch ist die Spur eines Teilchens eingetragen und die zusätzliche Flugstrecke innerhalb des ausgedehnten Targets angedeutet.

für besonders langsame Teilchen ($\beta < 0.2$) und gleichzeitig kleine Spektrometer-Stellwinkel an Relevanz. Der zweite Effekt betrifft die Koordinaten im Bereich der Fokalebene. Die Bahnlänge durch die Spektrometer ist als die Länge einer Teilchenspur definiert, die am Target mit $z_0 = 0$ startet und in der Fokalebene des Spektrometers endet, d.h. am Durchstoßort der Spurdetektoren. Die für die Flugzeit relevante Strecke umfaßt jedoch zusätzlich die Strecke vom Durchstoßort in der Fokalebene bis zum Durchstoßort in der Ebene der Triggerszintillatoren. Beide Ebenen haben einen Abstand von ca. 40 cm. Aus der Kenntnis der Durchstoßkoordinaten in der Fokalebene läßt sich diese zusätzliche Flugzeit berechnen. Die typische zugehörige Zeitverteilung beträgt im Mittel ca. 3 ns bei einer Breite von $(1 - 2)$ ns. Die beiden letztgenannten Einflüsse auf die Gesamtflugzeit sind einfach berechenbar aus den Spurkoordinaten in der Fokalebene und am Target. Sie enthalten keine weiteren Parameter und werden der Variablen t_{Rest} zugeordnet. Die Offline-Korrektur der Koinzidenzzeit läßt sich somit zusammenfassend darstellen als

$$t_{\text{Coinc}}^{\text{corr}} = t_{\text{Coinc}}^{\text{raw}} + [t_{\text{Detect}} + t_{\text{Spec}} + t_{\text{Rest}}]_1 - [t_{\text{Detect}} + t_{\text{Spec}} + t_{\text{Rest}}]_2 , \quad (\text{A.6})$$

wobei die Indizes 1 und 2 die beiden an dem Koinzidenzereignis beteiligten Spektrometer bezeichnen und t_{Spec} und t_{Detect} durch Gln. (A.2) und (A.5) gegeben sind. Damit gehen in Gl. (A.6) insgesamt $2 \times (15 + 1 + 22) = 76$ zu bestimmende Korrekturparameter zuzüglich eines globalen Offsets ein. Die Bestimmung dieser großen Zahl von Parametern stellte eine gewisse Herausforderung dar. Da immer zwei Spektrometer an einem Koinzidenzereignis beteiligt sind, treten die für ein Spektrometer relevanten Korrekturparameter in doppelter Anzahl auf. Anfänglich basierten jegliche bei A1-Experimenten angestellten Bemühungen um eine Verbesserung der Zeitaufösung auf einer Minimierung der Breite des Koinzidenzpeaks mit Hilfe eines Fitverfahrens. Dabei hat sich herausgestellt, daß eine vollständige Bestimmung aller Parameter ausschließlich aus der Kenntnis der Koinzidenzzeit unmöglich ist. Dies hat mehrere Gründe: Zum einen sind die Parameter untereinander nicht unabhängig, z.B. sind die Zeitverschiebungen der Szintillatorsegmente („Paddleshifts“) korreliert mit der dispersiven x -Koordinate der Fokalebene x_{fp} und damit mit den Matrixelementen a_{ijkl} aus Gl. (A.1), die

die x -Abhängigkeit der Bahnlänge beschreiben. Als ein zweites Beispiel hängt der Energieverlust des nachgewiesenen Teilchens von der effektiven Weglänge im Szintillatormaterial und damit vom Durchstoßwinkel θ_{fp} ab. Der Signalhöhen-Korrekturparameter κ ist daher mit den entsprechenden Matrixelementen korreliert, die die θ -Abhängigkeit der Bahnlänge beschreiben. Man sieht also, daß hier Detektor- mit Spektrometereigenschaften in einer Weise verknüpft sind, die durch die simultane Anpassung aller Parameter nicht voneinander entkoppelt werden können. Da es sich bei den anfänglich für die Kalibrierung der Koinzidenzzeitkorrektur verwendeten Ereignissen um echte Koinzidenzen handeln mußte, die aus einer Kernreaktion im Target resultieren, lagen in der Regel auch noch kinematische Korrelationen zwischen den Fokalebenenkoordinaten des ersten Spektrometers und des zweiten vor. Des weiteren ist im allgemeinen nicht gewährleistet, daß die Spektrometer-Akzeptanzen in allen Koordinaten von solchen Koinzidenz-Eichdaten ausgeleuchtet werden, so daß es auf diese Weise nicht möglich ist, eine allgemeingültige Kalibrierung der Korrekturparameter zu erzielen. Vielmehr kursierte eine Vielzahl von Parametersätzen, die ausschließlich für individuelle Experimente gültig waren. Schließlich liegen Koinzidenzereignisse meist nicht in der für die Genauigkeit erforderlichen Anzahl vor. Auch der zeitlich unkorrelierte Untergrund an zufälligen Koinzidenzen in den Koinzidenzspektren hat sich bei den versuchten Fitprozeduren als Problemquelle erwiesen, da eine χ^2 -Minimierung dann nicht mehr notwendigerweise die richtigen Ergebnisse liefern muß. Während die Parameter, die die Detektoreigenschaften beschreiben, sich von Experiment zu Experiment ändern können, beschreiben die Bahnlängenparameter eine rein geometrische Eigenschaft der Spektrometer, die für alle mit der Dreispektrometer-Anlage durchgeführten Experimente identisch sein sollte. Ziel einer allgemeingültigen Kalibrierung ist daher vor allem, die Detektor- und Spektrometereigenschaften voneinander zu entkoppeln und die Bahnlängenrekonstruktion genau zu festzulegen.

A.2 Flugzeitkalibration mit einem gepulsten Elektronenstrahl

Seit Anfang 1996 wurde in den Datenstrom der A1-Experimente eine zusätzliche Zeitinformation aufgenommen, bei der die Zeiten zwischen den dE- und ToF-Treffern (mit geeigneten Verzögerungen) ein- und derselben Teilchenspur gemessen werden. Die dE- und ToF-Ebenen der Spektrometer sind überlappend angeordnet (siehe schematische Skizze in Abb. A.3). Vergleicht man zum dE-Element j diejenigen Zeiten der ToF-Elemente i und $i+1$, gewinnt man hieraus gerade den Zeitversatz zwischen dem ToF-Element i und $i+1$. Führt man diese Vergleiche sukzessive für alle dE- und ToF-Segmente fort, lassen sich auf diese Weise alle relativen Zeitablagen der Triggersegmente bestimmen. Variiert man zusätzlich den Walkparameter κ , können somit aus einer in-situ-Kalibrierung unter unmittelbarer Verwendung von Produktionsdaten alle Detektorparameter in Gl. (A.5) festgelegt werden. Hierzu sind insbesondere lediglich Einarmereignisse erforderlich, die praktisch in beliebiger Anzahl in jedem Experiment zur Verfügung stehen. Somit ist eine Entkopplung der Detektor- und Spektrometereigenschaften gewährleistet. Um bei der Kalibrierung der Bahnlängen die Schwierigkeiten der mangelnden Statistik, der unvollständigen Akzeptanzausleuchtung, der kinematischen Korre-

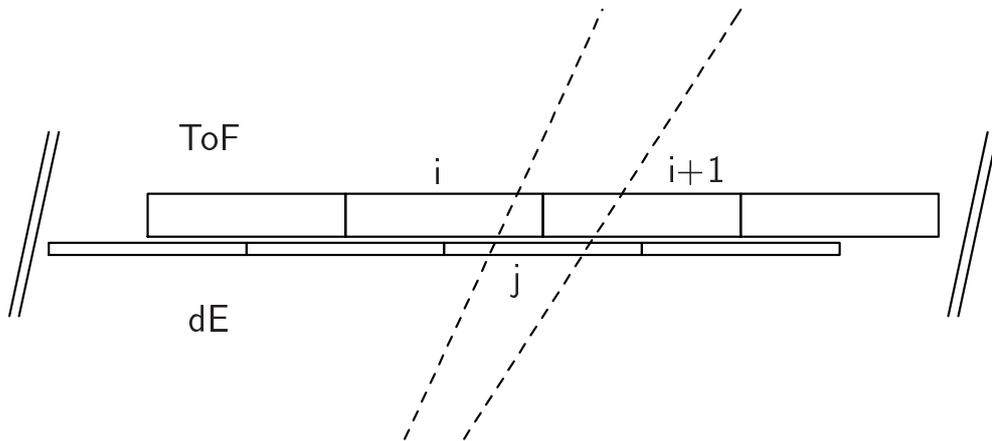


Abb. A.3: Schematische Darstellung der überlappenden Anordnung der dE- und ToF-Segmente der Szintillatorebene (Ausschnitt). Zwei Teilchenspuren sind eingezeichnet, die zum dE-Segment j und zu den ToF-Segmenten i und $i+1$ gehören.

lationen und der auftretenden Untergrundereignisse bei Verwendung von Koinzidenzereignissen zu überwinden, wurde ein alternatives Verfahren angestrebt, bei dem ebenfalls ausschließlich Einarmergebnisse benötigt werden. Hiermit sollte die Kalibrierung der geometrischen Spektrometereigenschaften endgültig vorgenommen werden. Die gewählte Methode basiert auf der Anwendung eines von MAMI zur Verfügung gestellten gepulsten Elektronenstrahls, dessen Zeitstruktur zur Messung der Flugzeiten der Teilchen durch jedes Spektrometer mit Einarmergebnissen verwendet wird. Eine ähnliche Anwendung dieses Verfahrensprinzips hatte zuvor bei der 180° -Streuordnung am Supraleitenden Darmstädter Elektronen-Linearbeschleuniger S-DALINAC eine signifikante Untergrundunterdrückung bewirkt [83].

Die Zeitstruktur des Strahls wird mit der Quelle für polarisierte Elektronen [23] ermöglicht. Der Kristall der Quelle wird mit einem gepulsten Laser bei einer Frequenz von 76.5 MHz betrieben, der mit der 32. Harmonischen der MAMI-Grundfrequenz von 2.449 GHz synchronisiert ist. Die Laserpulslänge beträgt einige ps, so daß nur jeder 32. Bunch mit Elektronen gefüllt wird. Der Pulsabstand liegt damit bei etwa 13 ns, während die Pulsdauer des Elektronenbunchs maximal 400 ps beträgt. Wie in Abb. A.4 schematisch dargestellt, startet jedes Einarmergebnis auf dem jeweiligen Spektrometer eine Zeitmessung, die wiederum von einem periodischen Signal gestoppt wird, das mit der Pulsstruktur des Strahls synchronisiert ist und von der Beschleunigerquelle zur Dreispektrometer-Anlage herangeführt wird. Zusätzlich wird das periodische Quellensignal im Verhältnis 1:10 unterersetzt, wodurch bis zu zehn Zyklen in einem TDC-Spektrum erscheinen. Die so gewonnenen Zeitspektren sind völlig untergrundfrei und enthalten die Information über die Weglängen der Teilchenbahnen in Abhängigkeit von den Koordinaten $(x, \theta, y, \phi)_{fp}$ in der Fokalebene. Vor der Durchführung der Fitprozedur für die Matrixelemente in Gl. (A.1) wurde die in-situ-Kalibration der Detektoreigenschaften sorgfältig durchgeführt, um die reinen Bahnlängeneffekte in den Flugzeitablagen herauszupräparieren. Ein Beispiel für ein Flugzeitspektrum mit gepulstem Strahl vor und nach Anwendung der Korrekturen ist in Abb. A.5 gezeigt. Die Eichmessungen mit dem gepulsten Strahl wurden für verschiedene Referenzimpulseinstellungen der Spektrometer und für diverse Teilchenarten vollzogen (siehe

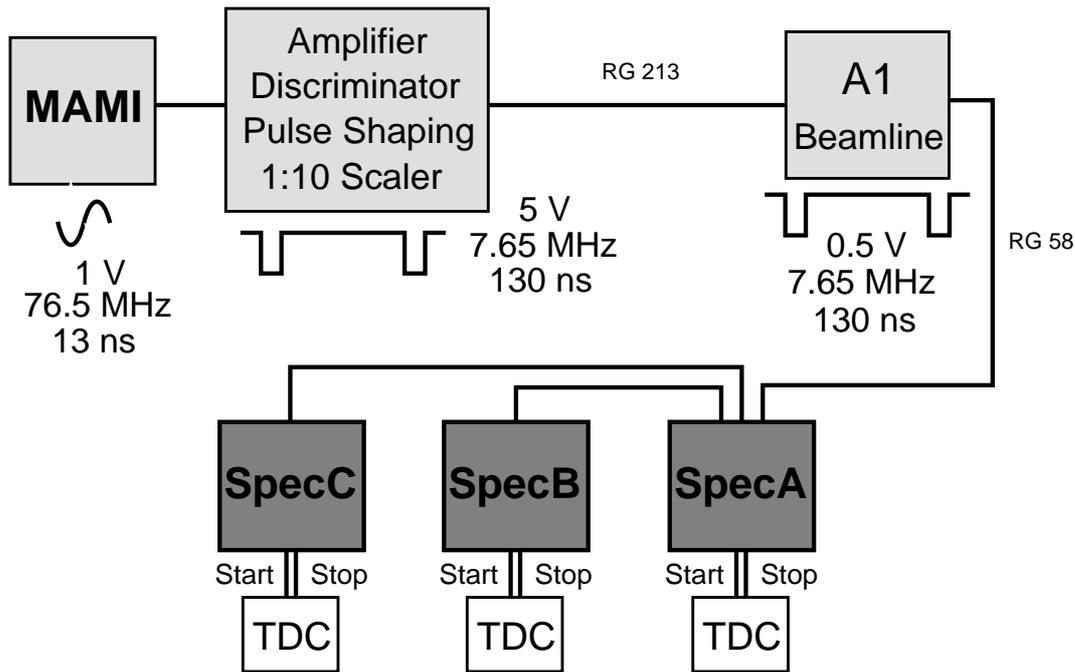


Abb. A.4: Signalübertragung von der Beschleunigerquelle zur Dreispektrometer-Anlage.

Anhang A.3). Dies trägt möglichen Sättigungseffekten in den magnetischen Abbildungseigenschaften der Spektrometer sowie eventuellen durch den Energieverlust der Teilchen bedingten Änderungen von Koordinaten-Mittelwerten Rechnung. Als Target wurde das räumlich ausgedehnte ^{12}C -Stapeltarget verwendet. Es besteht aus fünf dünnen ^{12}C -Targets, die hintereinander im Abstand von je 1.25 cm angeordnet sind. Somit wurde gewährleistet, daß die Akzeptanzen der Spektrometer in allen Koordinaten vollständig ausgeleuchtet waren. Mit Hilfe der für jedes Spektrometer nun vorliegenden Bahnlängenrückrechnung ist es somit möglich, bereits vor Beginn eines Experiments a priori eine optimale Zeitauflösung sicherzustellen. Nur noch die detektorspezifischen Parameter müssen in der Online-Analyse gegebenenfalls nachjustiert werden. Dies ist von größter Wichtigkeit für Messungen von kleinen Wirkungsquerschnitten und für Experimente mit hohen Raten an Zufallskoinzidenzen.

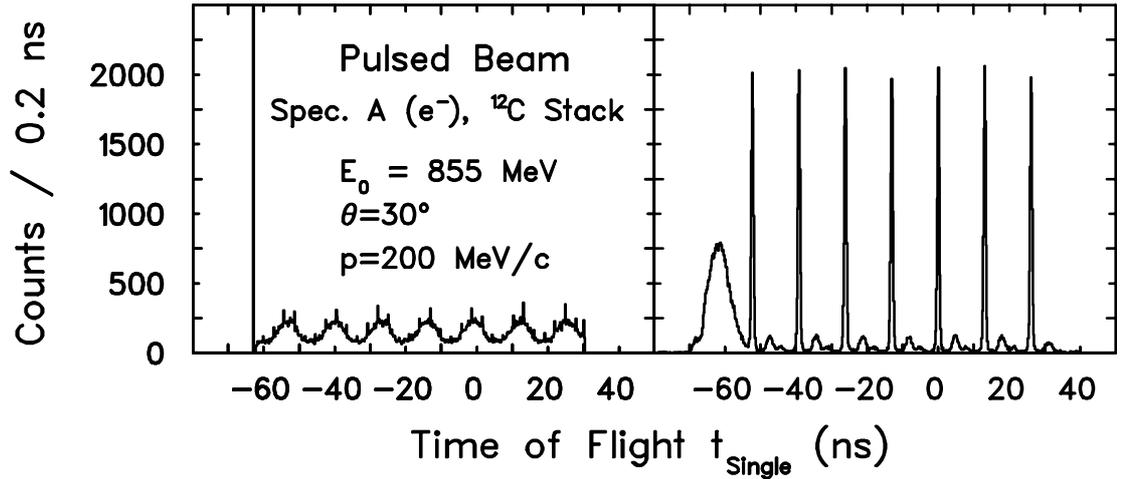


Abb. A.5: Ergebnis der Flugzeitmessungen mit gepulstem Strahl, hier für gestreute Elektronen. Linke Bildhälfte: Spektrum ohne Korrekturen. Rechte Bildhälfte: Korrigiertes Spektrum mit den aus diesen Daten bestimmten Korrekturparametern. Die kleinen Strukturen zwischen den großen Peaks sind auf Beiträge durch die noch nicht identifizierten Pionen zurückzuführen.

A.3 Eichmessungen mit gepulstem Strahl

In diesem Abschnitt werden die mit dem gepulsten Strahl erfolgten Eichmessungen zusammenfassend aufgeführt. Bei allen Messungen mit dem gepulsten Strahl standen die drei Spektrometer unter den Winkeln $\theta_A = 30^\circ$, $\theta_B = 30^\circ$ und $\theta_C = 130^\circ$. Neben dem jeweiligen Spektrometer-Zentralimpuls (in MeV/c) ist in Tab. A.1 die verwendete Teilchenart (ID) und der Name der Rückrechnungsmatrix aufgeführt, die in Cola++ verwendet werden kann.

Tab. A.1: Liste der Eichmessungen mit gepulstem Strahl zur Flugzeitkalibration.

Run	Spektrometer A			Spektrometer B			Spektrometer C		
	p_{cent}	ID	qsddd	p_{cent}	ID	belam	p_{cent}	ID	qsddd
Run 990820160233	-	-	-	810	e ⁻	495.e810.mxl	-	-	-
Run 990820162406	665	e ⁻	665.e665.mxl	810	e ⁻	495.e810.mxl	-	-	-
Run 990820164707	665	e ⁻	665.e665.mxl	-	-	-	-	-	-
Run 990820165632	-	-	-	780	e ⁻	495.e780.mxl	-	-	-
Run 990820180357	650	e ⁻	665.e650.mxl	750	e ⁻	495.e750.mxl	-	-	-
Run 990820182943	650	e ⁻	665.e650.mxl	750	e ⁻	495.e750.mxl	-	-	-
Run 990820204613	600	e ⁻	665.e600.mxl	700	e ⁻	495.e700.mxl	-	-	-
Run 990820213755	550	e ⁻	495.e550.mxl	650	e ⁻	495.e650.mxl	-	-	-
Run 990820222638	500	e ⁻	495.e500.mxl	600	e ⁻	495.e600.mxl	-	-	-
Run 990820230838	450	e ⁻	495.e450.mxl	550	e ⁻	495.e550.mxl	-	-	-
Run 990820235045	400	e ⁻	495.e400.mxl	500	e ⁻	495.e500.mxl	-	-	-
Run 990821003854	350	e ⁻	495.e350.mxl	450	e ⁻	495.e450.mxl	-	-	-
Run 990821013241	300	e ⁻	495.e300.mxl	400	e ⁻	495.e400.mxl	-	-	-
Run 990821014712	300	e ⁻	495.e300.mxl	400	e ⁻	495.e400.mxl	-	-	-
Run 990821015306	300	e ⁻	495.e300.mxl	400	e ⁻	495.e400.mxl	-	-	-
Run 990821015507	300	e ⁻	495.e300.mxl	400	e ⁻	495.e400.mxl	-	-	-
Run 990821022813	250	e ⁻	495.e250.mxl	350	e ⁻	495.e350.mxl	400	π^+	360.pi400.mxl
Run 990821024307	250	e ⁻	180.e250.mxl 495.e250.mxl	350	e ⁻	495.e350.mxl	400	π^+	360.pi400.mxl
Run 990821034040	230	e ⁻	180.e230.mxl 495.e230.mxl	300	e ⁻	495.e300.mxl	400	π^+	360.pi400.mxl
Run 990821043829	200	e ⁻	180.e200.mxl 495.e200.mxl	260	e ⁻	495.e260.mxl	350	π^+	360.pi350.mxl
Run 990821045048	200	e ⁻	180.e200.mxl 495.e200.mxl	260	e ⁻	495.e260.mxl	350	π^+	360.pi350.mxl
Run 990821051127	-	-	-	-	-	-	350	π^+	360.pi350.mxl
Run 990821054714	180	e ⁻	180.e180.mxl 495.e180.mxl	230	e ⁻	495.e230.mxl	-	-	-
Run 990821063821	-	-	-	-	-	-	300	π^+	360.pi300.mxl
Run 990821065332	150	e ⁻	180.e150.mxl 495.e150.mxl	200	e ⁻	495.e200.mxl	300	π^+	360.pi300.mxl
Run 990821075758	-	-	-	180	e ⁻	495.e180.mxl	260	π^+	360.pi260.mxl
Run 990821090333	-	-	-	-	-	-	230	π^+	360.pi230.mxl
Run 990821123755	-	-	-	150	e ⁻	495.e150.mxl	200	π^+	360.pi200.mxl
Run 990821133030	-	-	-	150	e ⁻	495.e150.mxl	180	π^+	360.pi180.mxl
Run 990821143113	-	-	-	150	e ⁻	495.e150.mxl	150	π^+	360.pi150.mxl
Run 990821153644	-	-	-	150	e ⁻	495.e150.mxl	100	π^+	360.pi100.mxl
Run 990821182444	260	p	495.p260.mxl	-	-	-	-	-	-
Run 990821193042	220	p	180.p220.mxl 495.p220.mxl	-	-	-	-	-	-
Run 990821202028	180	p	180.p180.mxl 495.p180.mxl	-	-	-	-	-	-

B Vertexrekonstruktion

An dieser Stelle sollen noch zwei in der Analyse vorgenommene Feineinstellungen diskutiert werden. In dem Matrix-Rückrechnungsverfahren, bei dem aus den Fokalebenekoordinaten $(x, \theta, y, \phi)_{fp}$ die Targetkoordinaten $(\delta p/p, \theta_0, \phi_0, y_0, L)_{tg}$ erzeugt werden, gehen vier Offsetparameter $(x_R, \theta_R, y_R, \phi_R)_{fp}$ ein, die die Abweichung des Detektor-Koordinatensystems von der Referenzbahn des Spektrometers beschreiben. Aufgrund der Abbildungseigenschaften der Magnetspektrometer in nichtdispersiver Richtung (Punkt-zu-Strich in Spektrometer A, Punkt-zu-Punkt in Spektrometer B) hat sich gezeigt, daß in Spektrometer A vor allem der Offsetparameter ϕ_R und in Spektrometer B der Parameter y_R einen großen Einfluß auf den jeweiligen Wert der rekonstruierten Targetkoordinate y_0 haben. Mit der bekannten Lage des Targets wurde daher diese Eigenschaft dazu genutzt, die Werte für diese Parameter festzulegen.

Ein weiterer Punkt betrifft die rekonstruierte Ausdehnung der Targetzelle. Die reale Heliumzelle hat einen Durchmesser von $d = 8$ cm. Bei einer korrekten Rekonstruktion des Targetbildes sollten daher die beiden Peaks, die den Wänden zuzuordnen sind, gerade diesen Abstand voneinander besitzen. Im Falle von Spektrometer A betrug dieser Abstand jedoch nur $d \approx 7.8$ cm bei Verwendung der Standardmatrix (`qsdda495.mx12`). Bei Spektrometer B (`bc1am495.mx19`) war die rekonstruierte Targetlänge abhängig vom Stellwinkel des Spektrometers. Abweichungen vom Solldurchmesser von $d = 8$ cm zeigten sich nur bei Winkeleinstellungen $\theta_B < 30^\circ$. Bei dem kleinsten Winkel $\theta_B = 15^\circ$ betrug die mit der Standardmatrix `bc1am495.mx19` rekonstruierte Targetlänge lediglich 7.5 cm. Um diese Abweichungen auszugleichen, wurde das jeweilige führende Matrixelement reskaliert, d.h. für Spektrometer A das Matrixelement $\langle y_0 | \phi_{fp} \rangle$ und für Spektrometer B das Matrixelement $\langle y_0 | y_{fp} \rangle$.

C Totzeitkorrektur für Einarmereignisse

Bei der herkömmlichen Methode, die Totzeitkorrektur η_{dead} für einen Ereignistyp festzulegen, werden die Informationen des Totzeitmoduls verwendet [vgl. Gl. (5.28)], hier am Beispiel von Einarmereignissen in Spektrometer A erläutert. Für $N = N_{\overline{A}\overline{B}\overline{C}}$ Einarmereignisse vom Typ $\overline{A}\overline{B}\overline{C}$ (A und nicht B und nicht C), die mit dem Untersetzungsfaktor s_A gemessen werden, gilt für den kombinierten Skalierungs- und Totzeitfaktor

$$\eta_{\text{dead}}^A = s_A \frac{1}{1 - \frac{t_{\text{dead}}^A}{t_{\text{run}}}} . \quad (\text{C.1})$$

Die Korrektur nach Gl. (C.1) soll im folgenden „Zeitmethode“ genannt werden. Eine Überprüfung der Totzeitkorrektur nach der Zeitmethode ist durch folgenden Test möglich. Die meisten Triggersignale resultieren aus Einarmereignissen. Wie in Abschn. 3.2.3 erwähnt, wird die Gesamtzahl generierter Triggersignale N_{raw} auf jedem Spektrometer mit einem Zähler registriert (ohne daß hierbei der Ereignistyp differenziert ist). Die nach der Zeitmethode korrigierte Gesamtzahl von Ereignissen, an denen Spektrometer A beteiligt war, läßt sich aus den nach Typen markierten Ereignissen rekonstruieren zu

$$N_{\text{time}}^A = N_{\overline{A}\overline{B}\overline{C}} \eta_{\text{dead}}^A + N_{\overline{A}\overline{B}C} \eta_{\text{dead}}^{AB} + N_{\overline{A}B\overline{C}} \eta_{\text{dead}}^{AC} + N_{\overline{A}BC} \eta_{\text{dead}}^{ABC} . \quad (\text{C.2})$$

Wenn die Totzeitkorrektur richtig ist, sollte $N_{\text{raw}}^A = N_{\text{time}}^A$ gelten. Abbildung C.1 zeigt den Befund: Aufgetragen ist die relative Abweichung der korrigierten Zahl N_{time}^A von der registrierten Zahl N_{raw}^A als Funktion der Run-Nummer. Zusätzlich ist der eingestellte Untersetzungsfaktor der Einarmereignisse markiert. Es zeigt sich, daß insbesondere bei den Runs mit einem Skalierungsfaktor zwischen 1 und 8 (dies sind gerade die Eichruns für die Bestimmung der Referenz-Targetdichte, siehe Abschn. 5.9.1 und 5.9.2) die Totzeitkorrektur nach der Zeitmethode fehlschlägt. Dies äußert sich auch in der Darstellung des Luminositätsmonitors in Abb. C.2, wo das Dichteverhältnis ρ/ρ_{ref} mit der nach der Zeitmethode korrigierten Totzeit durch die offenen Kreise veranschaulicht ist. (Diese Abbildung

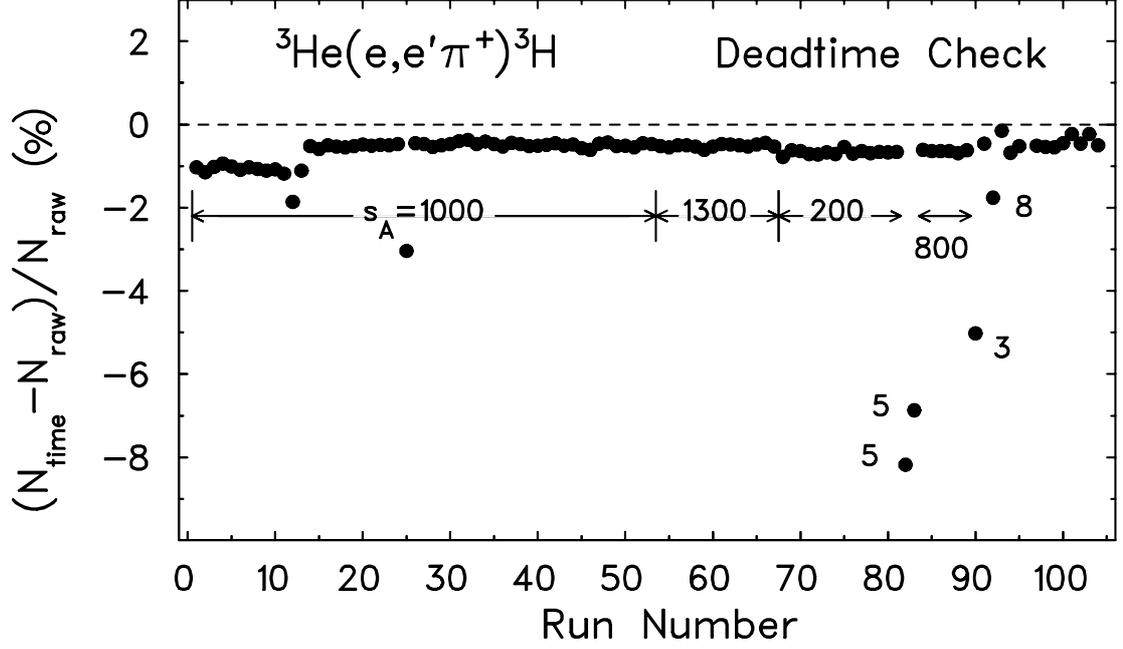


Abb. C.1: Test der Totzeitkorrektur für Einarmereignisse in Spektrometer A nach der Zeitmethode. Aufgetragen ist die relative Abweichung der rekonstruierten Anzahl von Triggerereignissen von der tatsächlichen registrierten Anzahl als Funktion der Run-Nummer. Die markierten Zahlen entsprechen der jeweils eingestellten Untersetzung der Ereignisse vom Typ „Single A“.

erbrachte ursprünglich den ersten Hinweis darauf, daß die Totzeitkorrektur fehlerhaft sein könnte, denn es ist nicht zu erwarten, daß die Targetdichte während der Produktionsruns bei hohem Strahlstrom deutlich größer wäre als die Referenz-Targetdichte bei kleinem Strahlstrom.) Aus Abb. C.1 wird auch deutlich, daß die fehlerhafte Totzeitkorrektur sich offenbar nur auf den „Singles A“-Ereignistyp bei geringer Skalierung bezieht. In der Tat wurde nach der Strahlzeit ein Wackelkontakt eines Kabels am Singles-Untersetzer auf Spektrometer A festgestellt.

Zur Totzeitkorrektur für Einarmereignisse wird daher folgender alternativer Lösungsweg eingeschlagen. Die Gesamtzahl an tatsächlich ausgelesenen Ereignissen N_A , an denen Spektrometer A beteiligt war (nachdem die Koinzidenz-PLU durchlaufen und der Ereignistyp markiert ist), ist durch

$$N_A = N_{A\bar{B}\bar{C}} + N_{A\bar{B}C} + N_{A\bar{B}C} + N_{A\bar{B}\bar{C}} \quad (C.3)$$

gegeben. Wird die Triggerrate durch Singles dominiert (dies war im vorliegenden Experiment immer der Fall), läßt sich als effektiver, sowohl die Umrechnung als auch die Totzeit korrigierender Faktor

$$\eta_{\text{dead}}^A = \frac{N_{\text{raw}}^A}{N_A} \quad (\text{C.4})$$

definieren mit N_A aus Gl. (C.3). Die Korrektur nach Gl. (C.4) soll im folgenden „Zählermethode“ genannt werden. Das Anwendungsergebnis der Zählermethode ist für den Luminositätsmonitor in Abb. C.2 durch die ausgefüllten Kreise gezeigt. Die Verteilung ist wesentlich glatter als bei der Zeitmethode und liefert Targetdichten bei hohem Strahlstrom, die im allgemeinen kleiner sind als die Referenz-Targetdichte bei kleinem Strahlstrom.

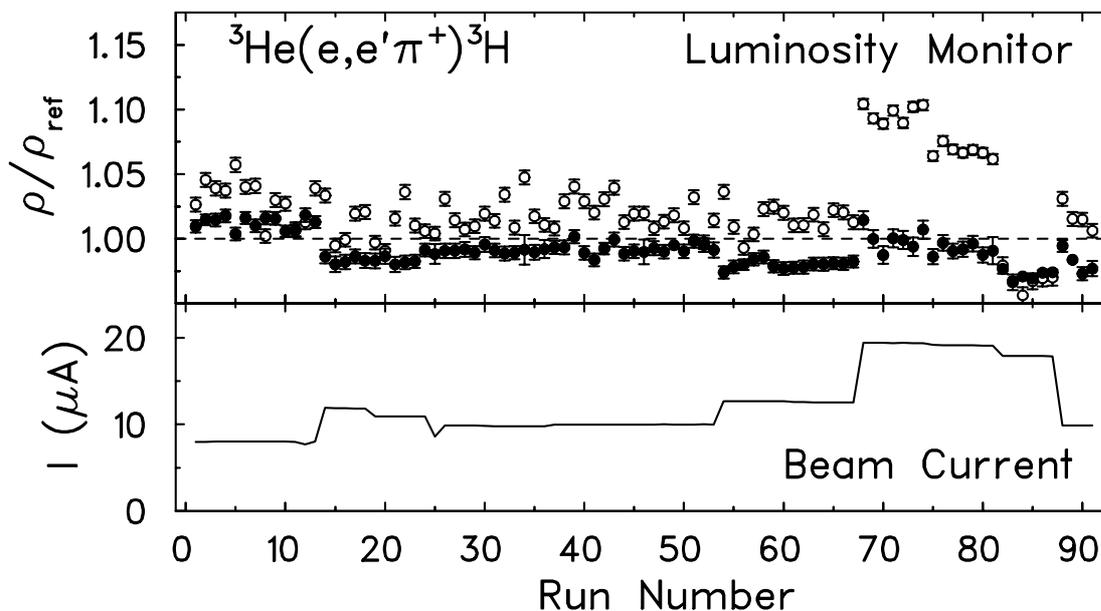


Abb. C.2: Obere Bildhälfte: Relativer Verlauf der Targetdichte als Funktion der Nummer des betrachteten Meßruns, verteilt über die gesamte Strahlzeit. Offene Kreise: Mit Totzeitkorrektur nach der Zeitmethode. Ausgefüllte Kreise: Mit Totzeitkorrektur nach der Zählermethode. Untere Bildhälfte: Entsprechender Verlauf des Strahlstroms.

D Δ -Selbstenergie

Die Parametrisierung der Δ -Selbstenergie erfolgte in Ref. [7] unter Verwendung der Blomqvist-Laget-Pionproduktionsamplitude [84]. Dabei zeigte sich eine gute Übereinstimmung des transversalen Wirkungsquerschnitts mit den Daten aus Kinematik 1, mit den Werten $Re \Sigma_\Delta \approx -16$ MeV und $Im \Sigma_\Delta \approx -25$ MeV entsprechend den Formeln von Oset [Gln. (6.12) und 6.14)]. Später wurden die Modellrechnungen zur Pionproduktion verfeinert. Insbesondere greifen diese auf die jüngere und wesentlich genauer bekannte Pionproduktionsamplitude des Unitären Isobaren-Modells (UIM) von Drechsel *et al.* [12] zurück. In der Berechnung der Δ -Anregung im s-Kanal für die Pionproduktion am ${}^3\text{He}$ -Kern kommt hier ein Faktor ins Spiel, der die Phase ϕ_R enthält und die Interferenz des resonanten Prozesses mit dem nichtresonanten Untergrund beschreibt (siehe Ref. [13]):

$$\frac{e^{i\phi_R}}{M_\Delta^2 - W^2 - iM_\Delta\Gamma_\Delta(W)} = -\frac{1}{W + M_\Delta} \cdot \frac{1}{W - \bar{M}_\Delta(W) + i\bar{\Gamma}_\Delta(W)/2}, \quad (\text{D.1})$$

wobei

$$\bar{M}_\Delta(W) = W - (W - M_\Delta) \cos \phi_R - \frac{M_\Delta\Gamma_\Delta(W)}{W + M_\Delta} \sin \phi_R \quad (\text{D.2})$$

und

$$\bar{\Gamma}_\Delta = \frac{2M_\Delta\Gamma_\Delta(W)}{W + M_\Delta} \cos \phi_R - 2(W - M_\Delta) \sin \phi_R. \quad (\text{D.3})$$

Endliche Werte für die Phase ϕ_R führen zu einer Verschiebung der im Δ -Propagator auftretenden Ausgangsmasse \bar{M}_Δ und Zerfallsbreite $\bar{\Gamma}_\Delta$, d.h. die Δ -Masse verschiebt sich bereits aufgrund der Unitaritätserhaltung zu kleineren Werten. Um denselben Wert für den s-Kanal-Beitrag wie in der früheren Beschreibung zu erhalten, muß diese zusätzliche negative Massenverschiebung von dem Selbstenergieparameter Σ_Δ überkompensiert werden. Verwendet man die Werte für $Re \Sigma_\Delta$ und $Im \Sigma_\Delta$ aus Ref. [13], wird der transversale Wirkungsquerschnitt für Kinematik 1 [$Q^2 = 0.045$ (GeV/c) 2] jedoch um etwa 50 % überschätzt, d.h. im Rahmen dieses Formalismus sind die Messungen für ${}^4\text{He}(\gamma, \pi^0){}^4\text{He}$ und ${}^3\text{He}(e, e'\pi^+){}^3\text{H}$ nicht konsistent beschreibbar. Die Diskrepanz läßt sich deutlich verringern, wenn der Phasenfaktor $e^{i\phi_R}$ statt im Propagator nunmehr in den Vertexformfaktoren des s-Kanal-Graphen berücksichtigt wird. Diese Vorgehensweise wird ebenfalls im Formalismus des Δ -Loch-Modells bevorzugt. Die Trans-

formation in Gln. (D.2) und (D.3) reduziert sich dadurch zu $\bar{M}_\Delta = M_\Delta$ und $\bar{\Gamma}_\Delta = 2M_\Delta\Gamma_\Delta(W)/(W + M_\Delta)$. Mit diesem modifizierten Formalismus wurde die Anpassung der Δ -Selbstenergie an die Daten des ${}^4\text{He}$ -Photoproduktionsexperiments [76] wiederholt. Das Ergebnis wird in Kap. 6.1.2 verwendet. Die Lösungen für die Δ -Selbstenergie sind für beide Prozeduren in Abb. D.1 gegenübergestellt. In der ursprünglichen Beschreibung ist der Realteil der Selbstenergie weitgehend konstant, während der Imaginärteil bei etwa $E_\gamma = 350$ ein Maximum durchläuft. In dem modifizierten Formalismus dagegen werden sowohl der Real- als auch der Imaginärteil im Bereich von $E_\gamma = 370 - 400$ MeV deutlich größer.

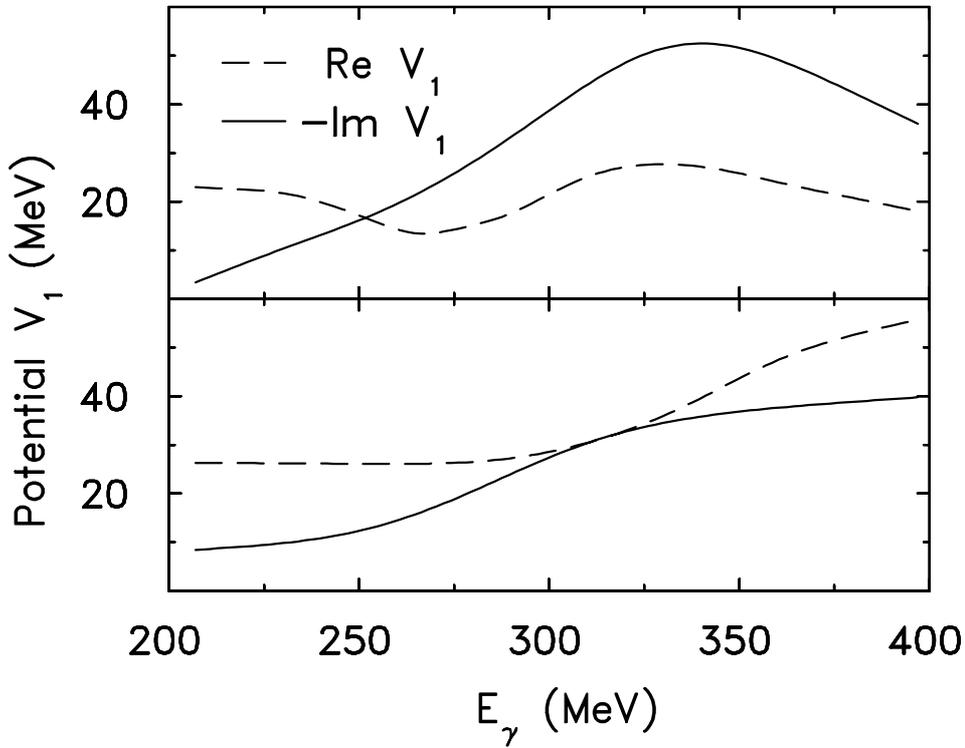


Abb. D.1: Verlauf des Potentialparameters V_1 als Funktion der Photonenergie. Das Ergebnis des oberen Bildhälfte resultiert aus der Anpassung an die Photoproduktionsdaten des Experiments [76] und ist identisch mit dem in Ref. [13] veröffentlichten Resultat, d.h. die Phase ϕ_R ist im Propagator Gl. (D.1) enthalten. In der unteren Hälfte wurde der Phasenfaktor stattdessen in den Vertexformfaktoren berücksichtigt und die Anpassung der Selbstenergie an die Daten von Ref. [76] wiederholt.

E Liste der Einzelmessungen

E.1 Rosenbluth-Separation

In untenstehender Tabelle sind die Einzelmessungen zur Rosenbluth-Separation in Kinematik 2 (vgl. Abschn. 6.1) aufgeführt, d.h. in paralleler Kinematik ($\theta_\pi = 0^\circ$) bei einem Viererimpulsübertrag $Q^2 = 0.1 \text{ GeV}/c^2$ und einer invarianten Masse des Photon-Nukleon-Systems $M_{\gamma^*N} = 1232 \text{ MeV}/c^2$. Die Zahl N_{coinc} ist die Anzahl aufgenommener Koinzidenzereignisse; zusätzlich aufgeführt sind der mittlere Strom \bar{I} und die aufgesammelte Ladung Q sowie die mit dem Luminositätsmonitor ermittelte Abweichung von der Referenz-Targetdichte. Die Totzeit und die Meßzeit sind mit t_{dead} und t_{run} bezeichnet.

Tab. E.1: Liste der Einzelmessungen zur Rosenbluth-Separation in Kinematik 2.

Run	N_{coinc}	\bar{I} (μA)	Q (mC)	$\frac{\rho}{\rho_{\text{ref}}}$	t_{dead} (%)	t_{run} (s)
Kinematik 2-1 ($E_0 = 855 \text{ MeV}$, $\epsilon = 0.74$)						
Run 980904152852	98387	9.99	13.33	0.994	23.7	1334.0
Run 980904155149	89021	9.99	12.12	0.993	23.7	1213.2
Run 980904161402	103769	9.98	13.98	1.002	23.8	1401.0
Run 980904163847	87868	9.98	11.90	0.989	23.7	1192.1
Run 980904165945	108880	9.98	14.80	0.984	23.7	1483.2
Run 980904172850	125386	9.97	17.02	0.992	23.6	1706.0
Run 980904175750	87367	9.98	11.88	0.999	23.7	1190.1
Run 980904181828	90802	9.98	12.29	0.988	23.8	1231.9
Run 980907152406	119270	9.89	12.49	0.995	28.3	1262.4
Run 980907154713	247760	9.88	25.78	0.984	27.9	2608.5
Run 980907163118	98573	9.88	10.24	0.973	28.1	1036.5
Run 980907165030	70831	9.89	7.41	0.977	28.1	749.3
Σ : 12 Runs	1327914	9.95	163.23	0.989	25.2	16408.1
Kinematik 2-2 ($E_0 = 660 \text{ MeV}$, $\epsilon = 0.54$)						
Run 980906170730	303030	17.90	67.34	0.977	16.5	3761.7
Run 980906181048	290307	17.91	64.30	0.967	16.5	3589.7
Run 980906191113	331279	17.92	73.32	0.971	16.5	4091.0
Run 980906202012	234066	17.92	52.06	0.969	16.6	2905.8
Run 980906211341	285100	17.89	63.35	0.974	16.5	3540.7
Run 980906222235	236286	17.87	52.44	0.974	16.6	2934.0
Σ : 6 Runs	1680068	17.90	372.80	0.972	16.6	20822.8

Run	N_{coinc}	\bar{I} (μA)	Q (mC)	$\frac{\rho}{\rho_{\text{ref}}}$	t_{dead} (%)	t_{run} (s)
Kinematik 2-3 ($E_0 = 555 \text{ MeV}$, $\epsilon = 0.34$)						
Run 980905143808	85955	19.45	69.49	1.014	8.0	3572.7
Run 980905153840	86764	19.41	70.79	1.000	8.0	3647.6
Run 980905164007	86921	19.41	70.28	0.987	8.0	3621.0
Run 980905174106	87523	19.40	71.16	1.000	7.9	3668.9
Run 980905184427	85848	19.42	69.79	0.999	8.0	3594.6
Run 980905195131	82502	19.39	67.07	0.994	8.0	3459.3
Run 980905204953	85712	19.37	69.92	1.007	8.0	3610.8
Run 980905221429	102409	19.17	68.29	0.986	9.4	3561.5
Run 980905231427	104683	19.13	69.47	0.997	9.4	3632.1
Run 980906001806	110279	19.13	73.38	0.991	9.4	3836.3
Run 980906012306	107909	19.13	71.55	0.992	9.5	3741.1
Run 980906024319	104283	19.14	69.01	0.996	9.5	3604.8
Run 980906040842	104534	19.11	69.72	0.988	9.4	3648.6
Run 980906051015	33416	19.12	22.24	0.991	9.5	1163.7
Σ : 14 Runs	1268738	19.27	932.15	0.996	8.7	48362.8

E.2 Pion-Winkelverteilung

In untenstehender Tabelle sind die Einzelmessungen zur Pion-Winkelverteilung in Kinematik 2 (vgl. Abschn. 6.2) aufgeföhrt, d.h. in gleichbleibender Elektronenkinematik ($\theta_e = 29.2^\circ$) bei einem Viererimpulsübertrag $Q^2 = 0.1 \text{ GeV}/c^2$ und einer invarianten Masse des Photon-Nukleon-Systems $M_{\gamma^*N} = 1232 \text{ MeV}/c^2$. Zur Erklärung der Größen siehe vorangehende Tabelle. Es wurde zur selben Zeit ein Experiment mit Spektrometern A und B (Kinematiken 2-a bis 2-g) und mit Spektrometern A und C (Kinematiken 2-h und 2-i) durchgeführt. Die Zahl der Koinzidenzen und die zugehörige Totzeit sind mit den Indizes AB und AC markiert.

Tab. E.2: Liste der Einzelmessungen zur Pion-Winkelverteilung in Kinematik 2.

Run	N_{coinc}^{AB}	N_{coinc}^{AC}	\bar{I} (μA)	Q (mC)	$\frac{\rho}{\rho_{\text{ref}}}$	t_{dead}^{AB} (%)	t_{dead}^{AC} (%)	t_{run} (s)
Kinematik 2-a und 2-h ($\theta_e^{\text{SpekA}} = 29.2^\circ$, $\theta_\pi^{\text{SpekB}} = 15.0^\circ$, $\theta_\pi^{\text{SpekC}} = 58.4^\circ$)								
Run 980903214317	72590	137607	7.98	10.82	1.010	19.8	22.6	1356.9
Run 980903221007	94722	180389	7.98	14.19	1.015	20.1	22.5	1779.4
Run 980903224242	68680	131308	8.03	10.25	1.015	20.0	22.7	1277.6
Run 980903230501	65839	125079	8.03	9.79	1.018	19.9	22.8	1220.0
Run 980903232608	66456	125295	8.01	9.86	1.004	19.9	22.7	1230.9
Run 980903234955	71988	136994	8.02	10.74	1.016	19.9	22.6	1339.6
Run 980904001501	66255	126589	8.07	9.90	1.010	20.0	22.8	1235.3
Run 980904003624	64787	123814	8.01	9.64	1.016	19.9	22.6	1203.7
Run 980904005705	65013	123630	8.01	9.65	1.016	20.0	22.3	1205.0
Run 980904011746	78384	150481	8.01	11.69	1.006	20.0	22.3	1458.9
Run 980904014247	64879	124393	8.00	9.74	1.007	19.8	22.6	1216.8
Run 980904020554	58358	110807	7.82	8.66	1.018	19.6	21.5	1106.8
Run 980904023710	72235	136145	8.04	10.67	1.013	20.0	22.8	1327.2
Σ : 13 Runs	910186	1732531	8.00	135.6	1.012	19.9	22.5	16958.2
Kinematik 2-b und 2-i ($\theta_e^{\text{SpekA}} = 29.2^\circ$, $\theta_\pi^{\text{SpekB}} = 22.2^\circ$, $\theta_\pi^{\text{SpekC}} = 142.8^\circ$)								
Run 980904185240	94358	55198	10.00	12.65	0.990	23.9	22.9	1265.4
Run 980904220033	28221	16577	9.96	3.78	0.990	24.1	22.8	379.7
Run 980904221852	91754	54091	9.97	12.34	0.993	23.9	23.0	1237.9
Run 980904224018	90534	53514	10.00	12.11	0.990	24.0	23.2	1210.7
Run 980904230138	181994	107263	10.00	24.37	0.995	23.9	22.9	2437.9
Run 980904234258	99315	58592	10.00	13.29	0.990	23.9	23.0	1330.0
Run 980905000541	99125	58602	10.00	13.24	0.998	24.0	23.0	1324.8
Run 980905003739	93597	55057	10.00	12.51	0.995	24.0	22.9	1251.0
Run 980905005920	77881	46230	10.00	10.43	0.991	23.9	22.8	1042.9
Σ : 9 Runs	856779	505124	9.99	114.74	0.993	23.9	22.9	11480.2
Kinematik 2-c und 2-i ($\theta_e^{\text{SpekA}} = 29.2^\circ$, $\theta_\pi^{\text{SpekB}} = 26.4^\circ$, $\theta_\pi^{\text{SpekC}} = 142.8^\circ$)								
Run 980904152852	98387	59288	9.99	13.33	0.993	23.7	23.0	1334.0
Run 980904155149	89021	53703	9.99	12.12	0.993	23.7	22.9	1213.2
Run 980904161402	103769	61934	9.98	13.98	1.002	23.8	23.1	1401.0
Run 980904163847	87868	52955	9.98	11.90	0.989	23.7	23.1	1192.1
Run 980904165945	108880	65566	9.98	14.80	0.984	23.7	23.0	1483.2
Run 980904172850	125386	75355	9.97	17.02	0.992	23.6	22.8	1706.0
Run 980904175750	87367	52723	9.98	11.88	0.999	23.7	23.0	1190.1
Run 980904181828	90802	54521	9.98	12.29	0.988	23.8	23.2	1231.9
Run 980907152406	119270	72069	9.89	12.49	0.995	28.3	27.5	1262.4
Run 980907154713	247760	148538	9.88	25.78	0.984	27.9	27.2	2608.5
Run 980907163118	98573	58943	9.88	10.24	0.973	28.1	27.5	1036.5
Run 980907165030	70831	42384	9.89	7.41	0.977	28.1	27.5	749.3
Σ : 12 Runs	1327914	797979	9.95	163.23	0.989	25.2	24.5	16408.1

Run	N_{coinc}^{AB}	N_{coinc}^{AC}	\bar{I} (μA)	Q (mC)	$\frac{\rho}{\rho_{\text{ref}}}$	t_{dead}^{AB} (%)	t_{dead}^{AC} (%)	t_{run} (s)
Kinematik 2-d und 2-i ($\theta_e^{\text{SpekA}} = 29.2^\circ$, $\theta_\pi^{\text{SpekB}} = 30.7^\circ$, $\theta_\pi^{\text{SpekC}} = 142.8^\circ$)								
Run 980904093018	42897	26751	8.55	5.95	0.988	20.1	20.0	695.7
Run 980904094441	81736	50899	9.89	11.39	0.991	23.1	22.7	1152.2
Run 980904102126	80345	50061	9.86	11.29	0.991	23.0	22.7	1145.3
Run 980904104110	77087	47193	9.87	10.72	0.992	23.0	22.0	1086.8
Run 980904105952	95001	59367	9.86	13.30	0.989	23.0	22.6	1348.9
Run 980904115605	76129	47600	9.82	10.67	0.996	23.0	23.0	1089.6
Run 980904121512	87364	54626	9.81	12.25	0.991	22.9	22.6	1249.3
Run 980904123640	85285	53839	9.80	12.01	0.989	22.8	22.8	1225.7
Run 980904125738	95643	59322	9.80	13.43	0.989	22.9	22.6	1370.5
Run 980904133628	19445	11820	9.79	2.73	0.992	23.1	22.9	279.4
Run 980904142324	75977	47836	9.81	10.71	0.990	22.9	22.7	1092.1
Run 980904145401	51352	32103	9.79	7.24	0.992	22.8	22.5	738.8
Σ : 12 Runs	868261	541417	9.72	121.72	0.991	22.7	22.5	12474.3
Kinematik 2-e und 2-i ($\theta_e^{\text{SpekA}} = 29.2^\circ$, $\theta_\pi^{\text{SpekB}} = 37.8^\circ$, $\theta_\pi^{\text{SpekC}} = 142.8^\circ$)								
Run 980904051954	93815	63030	11.91	12.77	0.986	27.2	28.5	1072.8
Run 980904053824	67388	45577	11.88	9.24	0.980	27.2	28.8	777.9
Run 980904055225	80707	54605	11.87	11.02	0.982	27.1	28.2	928.9
Run 980904060828	80747	54480	11.84	11.06	0.986	27.0	28.4	934.1
Run 980904062444	74946	50848	11.84	10.30	0.983	27.1	28.6	870.0
Run 980904064513	73209	49633	10.95	10.46	0.983	24.7	25.9	955.00
Run 980904070225	68070	46623	10.93	9.75	0.987	24.7	25.4	892.0
Run 980904071816	70410	47755	10.94	10.04	0.980	24.7	25.7	918.0
Run 980904080412	86727	59579	10.94	12.42	0.983	24.7	25.6	1135.7
Run 980904082458	93008	63551	10.94	13.29	0.983	24.7	25.6	1214.4
Run 980904084715	99773	68241	10.94	14.30	0.991	24.6	25.8	1307.0
Σ : 11 Runs	888800	603922	11.36	124.65	0.984	25.8	27.0	11005.7
Kinematik 2-f und 2-i ($\theta_e^{\text{SpekA}} = 29.2^\circ$, $\theta_\pi^{\text{SpekB}} = 46.3^\circ$, $\theta_\pi^{\text{SpekC}} = 142.8^\circ$)								
Run 980905024536	109115	89498	12.69	16.41	0.974	26.2	26.3	1293.3
Run 980905030750	103637	84823	12.69	15.61	0.978	26.2	26.7	1230.1
Run 980905032907	145368	119967	12.69	21.96	0.980	26.2	26.4	1730.6
Run 980905035838	101396	83423	12.69	15.35	0.984	26.1	26.7	1209.8
Run 980905041926	101988	84019	12.70	15.43	0.986	26.2	26.7	1215.2
Run 980905044039	104276	86261	12.69	15.78	0.979	26.2	26.4	1243.4
Run 980905050200	97904	80492	12.69	14.81	0.977	26.2	26.6	1166.3
Σ : 7 Runs	763684	628483	12.69	115.35	0.980	26.2	26.6	9088.8

Run	N_{coinc}^{AB}	N_{coinc}^{AC}	\bar{I} (μA)	Q (mC)	$\frac{\rho}{\rho_{\text{ref}}}$	t_{dead}^{AB} (%)	t_{dead}^{AC} (%)	t_{run} (s)
Kinematik 2-g und 2-i ($\theta_e^{\text{SpekA}} = 29.2^\circ$, $\theta_\pi^{\text{SpekB}} = 58.4^\circ$, $\theta_\pi^{\text{SpekC}} = 142.8^\circ$)								
Run 980905054238	95685	94331	12.60	17.36	0.978	23.5	26.1	1377.9
Run 980905060613	84396	85028	12.58	15.35	0.978	23.3	25.3	1220.7
Run 980905062708	84147	84139	12.57	15.30	0.981	23.2	25.3	1217.5
Run 980905064806	84413	84038	12.56	15.33	0.980	23.2	25.4	1220.2
Run 980905070910	101115	99749	12.56	18.22	0.981	23.4	25.3	1451.3
Run 980905073624	90405	90697	12.55	16.63	0.981	23.6	25.6	1325.0
Run 980905075921	96187	96128	12.55	17.57	0.982	23.4	25.6	1400.1
Σ : 7 Runs	636348	634110	12.56	115.76	0.980	23.3	25.5	9212.9

E.3 Eichmessungen

In der untenstehenden Tabelle sind die Eichmessungen in der jeweils gleichen inelastischen Elektronenkinematik wie während der Produktionsruns zur Kalibrierung des Luminositätsmonitors (siehe Abschn. 5.9.1) sowie die jeweilige elastische Eichmessung der drei Elektronkinematiken 2-1, 2-2 und 2-3 zur Absolutnormierung der Targetdichte aufgeführt. Die elastische Messung in Kinematik 2-1 wurde mit Spektrometer B vorgenommen, alle anderen Einarmmessungen mit Spektrometer A. Die Anzahl von Ereignissen, an denen Spektrometer A beteiligt war, ist mit N_A bezeichnet. Die Totzeit (hier für Einarmereignisse) ist sowohl nach der „Zeitmethode“ ($t_{\text{dead}}^{\text{time}}$) als auch nach der Zählermethode ($t_{\text{dead}}^{\text{scaler}}$) (siehe Anhang C) aufgelistet. Der Parameter s bezeichnet den Untersetzungsfaktor für die Einarmereignisse.

Tab. E.3: Liste der inelastischen und elastischen Eichmessungen zur Normierung der Wirkungsquerschnitte.

Run	N_A	s_A	\bar{I} (μA)	Q (mC)	$t_{\text{dead}}^{\text{time}}$ (%)	$t_{\text{dead}}^{\text{scaler}}$ (%)	t_{run} (s)
Inelastische Referenzmessungen							
Kinematik 2-1 ($E_0 = 855$ MeV, $\epsilon = 0.74$)							
Run 980907201515	29406	26	0.83	0.15	17.2	17.3	180.0
Run 980907201905	505175	26	0.84	2.54	15.7	16.1	3036.0
Run 980907212444	102088	26	0.84	0.52	16.5	16.7	616.0
Σ : 3 Runs	636669		0.85	3.22	15.9	16.2	3831.3
Kinematik 2-2 ($E_0 = 660$ MeV, $\epsilon = 0.54$)							
Run 980906162320	196854	8	1.02	1.07	17.0	17.3	1042.7
Run 980906164100	192407	8	1.02	1.05	16.9	18.3	1031.8
Σ : 2 Runs	389261		1.02	2.11	17.0	17.8	2074.4
Kinematik 2-3 ($E_0 = 555$ MeV, $\epsilon = 0.34$)							
Run 980907103556	390585	3	0.99	2.45	13.9	22.9	2480.0
Elastische Messungen							
Kinematik 2-1 ($E_0 = 855$ MeV, $\theta_e = 29.2^\circ$, e^- in SpekB)							
	N_B	s_B					
Run 980907201515	31804	2	0.87	0.16	20.4	20.5	179.1
Run 980907201905	540428	2	0.84	2.55	19.9	19.6	3035.3
Run 980907212444	109226	2	0.85	0.52	20.5	19.1	616.87
Σ : 3 Runs	681458		0.85	3.22	20.3	19.6	3831.3
Kinematik 2-2 ($E_0 = 660$ MeV, $\theta_e = 44.4^\circ$, e^- in SpekA)							
	N_A	s_A					
Run 980906152658	350549	3	1.02	2.06	15.8	20.0	2025.9
Kinematik 2-3 ($E_0 = 555$ MeV, $\theta_e = 63.9^\circ$, e^- in SpekA)							
Run 980907062909	578124	1	0.98	4.19	11.6	11.7	4283.9
Run 980907074052	531055	1	0.98	3.86	11.6	12.2	3925.7
Run 980907084636	553604	1	0.98	4.01	11.7	12.1	4086.0
Σ : 3 Runs	1662783		0.98	12.07	11.6	12.0	12295.6

E.4 Wirkungsquerschnitte

Die im Rahmen der Rosenbluth-Separation gemessenen Wirkungsquerschnitte und die extrahierten transversalen und longitudinalen Anteile sind in Tab. 6.1 und 6.2 in Abschn. 6.1 aufgeführt. In der untenstehenden Tabelle sind die Ergebnisse der Pion-Winkelverteilung (siehe Abschn. 6.2) in Kinematik 2 [$Q^2 = 0.100$ (GeV/c)² und $M_{\gamma^*N} = 1232$ MeV/c²] aufgelistet.

Tab. E.4: Differentieller Wirkungsquerschnitt mit statistischen Fehlern als Funktion des Polarwinkels θ_π des Pions im Photon-³He-Schwerpunktsystem. Zusätzlich ist der mittlere Azimutalwinkel $\bar{\phi}_\pi$ angegeben. Bei der Spalte „No W-Cut“ wurde auf einen Schnitt in der Schwerpunktennergie W verzichtet, in der zweiten Spalte sind die Intervallgrenzen (in MeV) des Schnitts angegeben. Die systematischen Fehler (siehe Abschn. 5.10) betragen etwa 8 %.

θ_π	$\bar{\phi}_\pi$	$d\sigma_V/d\Omega_\pi$ ($\mu\text{b}/\text{sr}$)	
		No W-Cut	$3150 < W < 3175$
130°	180°	0.01 ± 0.01	0.05 ± 0.03
126°	180°	0.01 ± 0.01	0.02 ± 0.01
122°	180°	0.02 ± 0.01	0.04 ± 0.02
118°	180°	0.02 ± 0.03	0.02 ± 0.09
42°	180°	1.20 ± 0.08	1.19 ± 0.15
38°	180°	1.83 ± 0.08	1.91 ± 0.12
34°	180°	2.58 ± 0.12	2.66 ± 0.19
30°	180°	3.58 ± 0.25	3.73 ± 0.62
26°	180°	4.55 ± 0.34	4.61 ± 0.45
22°	180°	6.73 ± 0.40	6.33 ± 0.51
18°	180°	8.11 ± 0.64	8.29 ± 1.10
14°	180°	8.78 ± 0.37	8.79 ± 0.43
10°	180°	10.35 ± 0.51	10.44 ± 0.79
6°	180°	11.61 ± 0.35	11.99 ± 0.44
2°	180°	11.87 ± 0.46	11.65 ± 0.59
2°	0°	12.03 ± 0.47	12.20 ± 0.62
6°	0°	9.67 ± 0.36	9.85 ± 0.46
10°	0°	6.64 ± 0.49	6.38 ± 0.70
14°	0°	5.29 ± 0.31	5.67 ± 0.38
18°	0°	5.74 ± 0.67	6.27 ± 1.24

Die folgende Tabelle listet den differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion des Azimutalwinkels ϕ_π in Kinematik 2 für drei Intervalle des Polarwinkels θ_π auf. Der jeweilige extrahierte Wert für den LT -Interferenzterm $d\sigma_{LT}/d\Omega_\pi$ ist in der letzten Zeile aufgeführt.

Tab. E.5: Differentieller Wirkungsquerschnitt mit statistischen Fehlern als Funktion des Azimutalwinkels ϕ_π des Pions für drei Intervalle des Polarwinkels im Photon- ^3He -Schwerpunktsystem. Die systematischen Fehler (siehe Abschn. 5.10) betragen etwa 8 %.

ϕ_π	$d\sigma_V/d\Omega_\pi$ ($\mu\text{b}/\text{sr}$)		
	$0^\circ < \theta_\pi < 6^\circ$	$6^\circ < \theta_\pi < 12^\circ$	$12^\circ < \theta_\pi < 18^\circ$
-150°	11.99 ± 0.56	10.15 ± 0.65	8.93 ± 0.47
-90°	11.37 ± 0.59	10.19 ± 0.84	
-30°	10.70 ± 0.57	7.31 ± 0.55	5.83 ± 0.41
30°	10.78 ± 0.57	7.78 ± 0.56	5.40 ± 0.39
90°	11.18 ± 0.59	10.51 ± 0.86	
150°	12.60 ± 0.57	10.72 ± 0.65	8.66 ± 0.46
$\frac{d\sigma_{LT}}{d\Omega_\pi}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	-0.57 ± 0.20	-1.07 ± 0.22	-1.14 ± 0.16

Literatur

- [1] O. Haxel, J.H.D. Jensen, and H.E. Suess, Phys. Rev. **75** (1949) 1766;
M. Goeppert Mayer, Phys. Rev. **75** (1949) 1969; Phys. Rev. **78** (1950) 16
- [2] H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **17** (1935) 48
- [3] D.H. Perkins, Nature **159** (1947) 126;
G.P.S. Occhialini and C.F. Powell, Nature **159** (1947) 186
- [4] T. Ericson and W. Weise, *Pions and Nuclei* (Clarendon Press, Oxford, 1988)
- [5] L.E. Marcucci, D.O. Riska, and R. Schiavilla, Phys. Rev. **C58** (1998) 3069;
W. Strueve, Ch. Hajduk, P.U. Sauer, and W. Theis, Nucl. Phys. **A465**
(1987) 651
- [6] K.I. Blomqvist, W.U. Boeglin, R. Böhm, M. Distler, R. Edelhoff, J. Friedrich, R. Geiges, M. Kahrau, M. Korn, H. Kramer, K.W. Krygier, V. Kunde, M. Kuss, J.M. Laget, A. Liesenfeld, K. Merle, R. Neuhausen, E.A.J.M. Offermann, Th. Pospischil, M. Potokar, C. Rangacharyulu, A. Rokavec, A. Richter, A.W. Richter, G. Rosner, P. Sauer, St. Schardt, G. Schrieder, T. Suda, B. Vodenik, A. Wagner, Th. Walcher, and St. Wolf, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 2396
- [7] K.I. Blomqvist, W.U. Boeglin, R. Böhm, M. Distler, R. Edelhoff, J. Friedrich, R. Geiges, M. Kahrau, S. Kamalov, M. Kirchbach, M. Kohl, M. Korn, H. Kramer, K.W. Krygier, V. Kunde, M. Kuss, J.M. Laget, A. Liesenfeld, K. Merle, R. Neuhausen, E.A.J.M. Offermann, Th. Pospischil, M. Potokar, C. Rangacharyulu, A. Richter, A.W. Richter, A. Rokavec, G. Rosner, P. Sauer, St. Schardt, G. Schrieder, T. Suda, L. Tiator, B. Vodenik, A. Wagner, Th. Walcher, and St. Wolf, Nucl. Phys. **A626** (1997) 871
- [8] M. Kuss, Dissertation D17, TH Darmstadt (1996)
- [9] A. Richter, *Medium Modifications in Pion Electroproduction off ^3He* , in Proc. Intern. Workshop XXVIII on Gross Properties of Nuclei and Nuclear

- Excitations, M. Buballa *et al.*, eds., Hirschegg, Austria, Jan. 16-22, 2000, (GSI Darmstadt, ISSN 0720–8715), p. 40
- [10] M. Kohl, *Medium Effects in Pion Electroproduction off ^3He* , Proc. Intern. Conference XVIth IUPAP on Few-Body Problems in Physics, Taipei, Taiwan, March 6-10, 2000, Nucl. Phys. **A684** (2001) 454c
- [11] M. Kohl, P. Bartsch, D. Baumann, J. Bermuth, R. Böhm, K. Bohinc, S. Derber, M. Ding, M.O. Distler, I. Ewald, J. Friedrich, J.M. Friedrich, P. Jennewein, M. Kahrau, S.S. Kamalov, A. Kozlov, K.W. Krygier, M. Kuss, A. Liesenfeld, H. Merkel, P. Merle, U. Müller, R. Neuhausen, Th. Pospischil, M. Potokar, C. Rangacharyulu, A. Richter, D. Rohe, G. Rosner, H. Schmieden, G. Schrieder, M. Seimetz, S. Širca, T. Suda, L. Tiator, M. Urban, A. Wagner, Th. Walcher, J. Wambach, M. Weis, and A. Wirzba, nucl-ex/0104004, eingereicht bei Phys. Rev. Lett.
- [12] D. Drechsel, O. Hanstein, S.S. Kamalov, and L. Tiator, Nucl. Phys. **A645** (1999) 145
- [13] D. Drechsel, L. Tiator, S.S. Kamalov, and Shin Nan Yang, Nucl. Phys. **A660** (1999) 423
- [14] J. Gasser and H. Leutwyler, Ann. Phys. (NY) **158** (1984) 142; Nucl. Phys. **B250** (1985) 465
- [15] E. Oset and W. Weise, Nucl. Phys. **A319** (1979) 477;
J.H. Koch, E.J. Moniz, and N. Ohtsuka, Ann. Phys. (NY) **154** (1984) 99
- [16] J.M. Laget, in *New Vistas in Electro-Nuclear Physics*, Ed. E.L. Tomusiak, H.S. Caplan, and E.T. Dressler, (Plenum, New York, 1986) p. 361
- [17] D. Drechsel and L. Tiator, J. Phys. **G18** (1992) 449
- [18] <http://www.kph.uni-mainz.de/de/MAID>
- [19] G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low, and Y. Nambu, Phys. Rev. **106** (1957) 1345
- [20] S. Kamalov, L. Tiator, and C. Bennhold, Few Body Syst. **10** (1991) 143

- [21] A. Gil, J. Nieves, and E. Oset, Nucl. Phys. **A** (1997) 543
- [22] H.-D. Gräf and A. Richter, *Superconducting Electron Linear Accelerators and Recirculating Linacs*, Tutorial given at the Radio-Frequency Engineering CERN Accelerator School, Seeheim, Germany, May 8-16, 2000
- [23] K. Aulenbacher, Ch. Nachtigall, H.G. Andresen, J. Bermuth, Th. Dombo, P. Drescher, H. Euteneuer, H. Fischer, D. v. Harrach, P. Hartmann, J. Hoffmann, P. Jennewein, K.-H. Kaiser, S. Köbis, H.J. Kreidel, J. Langbein, M. Petri, S. Plützer, E. Reichert, M. Schemies, H.-J. Schöpe, K.-H. Steffens, M. Steigerwald, H. Trautner, and Th. Weiss, Nucl. Inst. Meth. **A391** (1997) 498
- [24] A. Wagner, Dissertation, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [25] K.I. Blomqvist, W.U. Boeglin, R. Böhm, M. Distler, R. Edelhoff, J. Friedrich, R. Geiges, P. Jennewein, M. Kahrau, M. Korn, H. Kramer, K.W. Krygier, V. Kunde, A. Liesenfeld, H. Merkel, K. Merle, U. Müller, R. Neuhausen, E.A.J.M. Offermann, Th. Pospischil, A.W. Richter, G. Rosner, P. Sauer, St. Schardt, H. Schmieden, A. Wagner, Th. Walcher, and St. Wolf, Nucl. Inst. Meth. **A403** (1998) 263
- [26] C. Lüttge, C. Hofmann, J. Horn, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, A. Stiller, D.I. Sober, S.K. Matthews, and L.W. Sagg, Nucl. Inst. Meth. **A366** (1995) 325
- [27] M. Distler, Diplomarbeit, Universität Mainz (1990)
- [28] M. Kahrau, Diplomarbeit, Universität Mainz (1993)
- [29] A.W. Richter, Dissertation, Universität Mainz (1995)
- [30] A. Liesenfeld, Dissertation, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [31] R. Böhm, Dissertation, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [32] M. Kahrau, Dissertation, Universität Mainz (1999)
- [33] K.-W. Krygier, Dissertation, Universität Mainz (1996)

- [34] H. Kramer, Dissertation, Universität Mainz (1995)
- [35] M. Distler (distler@kph.uni-mainz.de), private Mitteilung
- [36] M. Weis, Dissertation, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [37] Programmpaket Cola++/Simul++,
<http://wwa1.kph.uni-mainz.de/A1/trigger/doc/Onlineanalyse.html>
- [38] A. Amroun, V. Breton, J.M. Cavedon, B. Frois, D. Goutte, F.P. Juster, P. Leconte, J. Martino, Y. Mizuno, X.H. Phan, S.K. Platchkov, I. Sick, and S. Williamson, Nucl. Phys. **A579** (1994) 596
- [39] R.E.J. Florizone, W. Bertozzi, J.P. Chen, D. Dale, S. Gilad, A.J. Sarty, J.A. Templon, S.P. van Verst, J. Zhao, Z.-L. Zhou, P. Bartsch, W.U. Boeglin, R. Böhm, M.O. Distler, I. Ewald, J. Friedrich, J.M. Friedrich, R. Geiges, P. Jennewein, M. Kahrau, K.W. Krygier, A. Liesenfeld, H. Merkel, K. Merle, U. Müller, R. Neuhausen, E.A.J.M. Offermann, Th. Pospischil, G. Rosner, H. Schmieden, A. Wagner, Th. Walcher, K.A. Aniol, M.B. Epstein, D.J. Margaziotis, M. Kuss, A. Richter, G. Schrieder, K. Bohinc, M. Potočkar, and S. Širca, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 2308
- [40] S. Dieterich, P. Bartsch, D. Baumann, J. Bermuth, K. Bohinc, R. Böhm, D. Bosnar, S. Derber, M. Ding, M. Distler, I. Ewald, J. Friedrich, J.M. Friedrich, R. Gilman, C. Glashauser, M. Hauger, P. Jennewein, J. Jourdan, J.J. Kelly, M. Kohl, A. Kozlov, K.W. Krygier, G. Kumbartzki, J. Lac, A. Liesenfeld, H. Merkel, U. Müller, R. Neuhausen, T. Pospischil, R.D. Ransome, D. Rohe, G. Rosner, H. Schmieden, M. Seimetz, I. Sick, S. Strauch, J.M. Udias, J.R. Vignote, A. Wagner, Th. Walcher, G. Warren, and M. Weis, Phys. Lett. **B500** (2001) 47
- [41] D.J. Margaziotis und K. Aniol, private Mitteilung
- [42] I. Ewald, Dissertation, Universität Mainz (2000)
- [43] M. Distler, Dissertation, Universität Mainz (1997)
- [44] Jahresbericht 1998/99, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (2000)

- [45] M. Kohl, M. Kuss, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, and T. Suda, MAMI-Proposal A1/2-98 (1998)
- [46] W. Wilhelm, Diplomarbeit, Universität Mainz (1993)
- [47] R. Florizone, Dissertation, MIT, Cambridge, Massachusetts (1999)
- [48] A. Kozlov, Dissertation, The University of Melbourne, Australia (2000)
- [49] J.M. Friedrich, Dissertation, Universität Mainz (2000)
- [50] D. Baumann, Dissertation, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [51] J. Schwinger, Phys. Rev. **76** (1949) 790
- [52] Y.-S. Tsai, Phys. Rev. **122** (1961) 1898
- [53] L.W. Mo and Y.-S. Tsai, Rev. Mod. Phys. **41** (1969) 205
- [54] H.A. Bethe and W. Heitler, Proc. Roy. Soc. **A146** (1934) 83
- [55] L. Landau, J. of Phys. **8** (1944) 201
- [56] J.S. McCarthy, I. Sick, and R.R. Whitney, Phys. Rev. **C15** (1977) 1396
- [57] C.R. Ottermann, G. Köbschall, K. Maurer, K. Röhrich, Ch. Schmitt, and V.H. Walther, Nucl. Phys. **A436** (1985) 688
- [58] C. Ciofi degli Atti, Prog. Part. Nucl. Phys. **3** (1980) 163
- [59] M. Kuss und G. Schrieder, private Mitteilung
- [60] S. Kamalov, L. Tiator, and C. Bennhold, Phys. Rev. **C47** (1993) 941; Phys. Rev. **C55** (1997) 88; Phys. Rev. **C55** (1997) 98
- [61] V. Thorsson and A. Wirzba, Nucl. Phys. **A589** (1995) 633; M. Kirchbach and A. Wirzba, Nucl. Phys. **A604** (1996) 695
- [62] M. Urban, private Mitteilung
- [63] Y. Tomozawa, Nuovo Cimento **46A** (1966) 707
- [64] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **17** (1966) 616

- [65] M. Ericson and T. Ericson, *Ann. Phys. (NY)* **36** (1966) 323
- [66] G. Höhler, *Pion-nucleon scattering, Landolt-Börnstein*, Vol. 9b2 (ed. H. Schopper), Springer, Berlin, 1983
- [67] T. Ericson, B. Loiseau, and A.W. Thomas, hep-ph/0009312, eingereicht bei *Phys. Rev. C*
- [68] V. Bernard, N. Kaiser, and Ulf-G. Meißner, *Phys. Lett.* **B309** (1993) 421
- [69] N. Fettes and Ulf-G. Meißner, *Nucl. Phys.* **A676** (2000) 311
- [70] W. Weise, Proc. Intern. Workshop on Nuclei and Nucleons, Darmstadt, Germany, Oct. 11-13, 2000, *Nucl. Phys.* **A690** (2001) 98
- [71] N. Kaiser and W. Weise, nucl-th/0102062, *Phys. Lett.* **B512** (2001) 283
- [72] T. Yamazaki, R.S. Hayano, K. Itahashi, K. Oyama, A. Gillitzer, H. Gilg, M. Knülle, M. Münch, P. Kienle, W. Schott, H. Geissel, N. Iwasa, and G. Münzenberg, *Z. Phys.* **A355** (1996) 219
- [73] T. Yamazaki, R.S. Hayano, K. Itahashi, K. Oyama, A. Gillitzer, H. Gilg, M. Knülle, M. Münch, P. Kienle, W. Schott, W. Weise, H. Geissel, N. Iwasa, G. Münzenberg, S. Hirenzaki, and H. Toki, *Phys. Lett.* **B418** (1998) 246
- [74] K. Itahashi, K. Oyama, R.S. Hayano, H. Gilg, A. Gillitzer, M. Knülle, M. Münch, W. Schott, P. Kienle, H. Geissel, N. Iwasa, G. Münzenberg, H. Toki, and T. Yamazaki, *Phys. Rev.* **C62** (2000) 25202
- [75] E. Friedman and A. Gal, *Phys. Lett.* **B432** (1998) 235
- [76] F. Rambo, P. Achenbach, J. Ahrens, H.-J. Arends, R. Beck, S.J. Hall, V. Hejny, P. Jennewein, S.S. Kamalov, M. Kotulla, B. Krusche, V. Kuhr, R. Leukel, V. Metag, R. Novotny, V. Olmos de León, A. Schmidt, M. Schumacher, U. Siodlaczek, F. Smend, H. Ströher, J. Weiss, F. Wissmann, and M. Wolf, *Nucl. Phys.* **A660** (1999) 69
- [77] M. Schmitz, Dissertation, Universität Mainz (1996)
- [78] S. Kamalov, L. Tiator und B. Krusche, private Mitteilung

- [79] E. Oset and L.L. Salcedo, Nucl. Phys. **A468** (1987) 631
- [80] R.C. Carrasco and E. Oset, Nucl. Phys. **A536** (1992) 445
- [81] C. García-Recio, E. Oset, L.L. Salcedo, D. Strottman and M.J. Lopez, Nucl. Phys. **A526** (1991) 685
- [82] E. Oset, H. Toki, and W. Weise, Phys. Rep. **83** (1982) 281
- [83] P. v. Neumann-Cosel, F. Neumeyer, S. Nishizaki, V.Yu. Ponomarev, C. Rangacharyulu, B. Reitz, A. Richter, G. Schrieder, D.I. Sober, T. Waizd-zoch, and J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1105
- [84] K.I. Blomqvist and J.M. Laget, Nucl. Phys. **A280** (1977) 405
- [85] <http://www.kph.uni-mainz.de/MAID/kaon/kaonmaid.html>
H. Haberzettl, C. Bennhold and T. Mart, Nucl. Phys. **A684** (2001) 475;
F.X. Lee, T. Mart, C. Bennhold, H. Haberzettl and L.E. Wright, nucl-th/9907119; C. Bennhold, H. Haberzettl and T. Mart, nucl-th/9909022
- [86] T. Mart, D. Kusno, C. Bennhold, L. Tiator and D. Drechsel, Nucl. Phys. **A631** (1998) 765c

Danksagung

An erster Stelle danke ich Herrn Professor Dr. Dr. h.c. mult. Achim Richter dafür, daß er mir dieses herausfordernde Thema und dessen vorwiegende Bearbeitung außer Haus anvertraut hat. Mit seiner Unterstützung und derjenigen der Deutschen Forschungsgemeinschaft konnte ich Ende 1999 eine Forschungsreise nach Japan unternehmen und im März 2000 in Taipei an einer internationalen Kernphysik-Konferenz teilnehmen.

Für die zahllosen Diskussionen über Physik und vieles mehr möchte ich mich bei Herrn Professor Dr. Chilakamarri Rangacharyulu, kurz von allen Chary genannt, sehr herzlich bedanken. Ebenso bin ich den Herren Dr. Toshimi Suda und Dr. Michael Kuss, die zur dreiwöchigen Strahlzeit im Sommer 1998 aus Japan und USA anreisten, sowie Herrn Dr. Gerhard Schrieder zu besonderem Dank verpflichtet.

Herrn Professor Dr. Jochen Wambach, Herrn Dr. Andreas Wirzba und Herrn Dipl.-Phys. Michael Urban danke ich für ihre engagierte Hilfe u.a. bei der Revision des Veröffentlichungsmanuskripts während der Endphase dieser Arbeit.

Herrn Professor Dr. Thomas Walcher danke ich stellvertretend für die gesamte A1-Kollaboration für das freundliche Arbeitsklima am Mainzer Institut für Kernphysik. Namentlich möchte ich mich bei den folgenden Personen bedanken, die mir in der Vergangenheit eine Hilfe waren: Herr Dr. Michael Distler, Herr Dr. Harald Merkel, Herr Dr. Ingo Ewald, Herr Heribert Grube, Herr Dr. Alexander Kozlov, Herr Dipl.-Phys. Ralf Böhm, Herr Dr. Jan Friedrich, Herr Dr. Marco Kahrau, Herr Dipl.-Phys. Axel Wagner, Herr Dr. Thomas Pospischil, Herr Dipl.-Phys. Matthias Ding, Herr Dr. Peter Jennewein, Herr Dr. Kurt Aulenbacher, Herr Dipl.-Phys. Jörg Schuler, Herr Dr. Sabit Kamalov und Herr Dr. Lothar Tiator.

Darüber hinaus bedanke ich mich ganz herzlich für die schöne gemeinsame Zeit bei allen übrigen bisher nicht genannten Mainzer und Darmstädter Kolleginnen und Kollegen.

Mein ganz besonderer Dank gilt schließlich meinen Eltern, die mich über alle Jahre von Herzen unterstützt und bestärkt haben, diesen Weg zu gehen, und meiner lieben Lebenspartnerin für die viele aufgebrachte Geduld.

Lebenslauf

Adresse	Michael Kohl Ludwigstraße 53 63456 Hanau
Geburtsdatum und -ort	07. März 1969 in Hanau
Familienstand	ledig
1975 - 1981	Besuch der Grundschule und Förderstufe in Hanau
1981 - 1988	Besuch des Karl-Rehbein-Gymnasiums in Hanau
1988	Allgemeine Hochschulreife
1988 - 1989	Grundwehrdienst
1989 - 1996	Studium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt
1991	Vordiplom
1995	dreimonatiges Sommerstudium am Europäischen Kernforschungszentrum CERN
1996	Studienabschluß mit Diplom
seit 1996	Promotionsstudium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt

Erklärung:

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Dissertation selbständig verfaßt, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und bisher noch keinen Promotionsversuch unternommen habe.

Darmstadt, 29. Mai 2001

