Messung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion d(e,e'p)n für fehlende Impulse bis 950 MeV/c und Trennung der longitudinalen und transversalen Reaktionsanteile für fehlende Impulse bis 350 MeV/c

Dissertation
zur Erlangung des Grades „Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Ralph Böhm
geboren in Wiesbaden

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
Juni 2001

Dekan:	Prof. Dr. H. Backe
1. Berichterstatter:	Prof. Dr. Th. Walcher
2. Berichterstatter:	Prof. Dr. R. Neuhausen
Datum der mündl. Prüfung:	12. September 2001

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung **1**

2. Der (e,e'p)-Streuprozeß **4**
2.1 Die Kinematik der (e,e'p)-Reaktion 4
2.2 Wirkungsquerschnitte 7

3. Die Dreispektrometeranlage **11**
3.1 Die Magnetspektrometer 11
3.2 Das Kryotarget 13
3.3 Das Spektrometer-Detektorsystem 14
3.3.1 Die vertikalen Driftkammern 15
3.3.2 Das Szintillations-Detektorsystem 17
3.3.3 Der Čerenkov-Detektor 18
3.4 Die Triggerelektronik 20
3.4.1 Die Spektrometer-Elektronik 20
3.4.2 Spektrometer-Koinzidenz und Datenerfassung 21

4. Experiment und Analyse **26**
4.1 Das Meßprogramm 26
4.2 Die Analyse der Daten 28
4.2.1 Die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten 29
4.2.2 Von den Rohdaten zu den physikalischen Daten 32
4.2.3 Koinzidenzzeit und Untergrundkorrektur 34
4.2.4 Die Phasenraumdivision 38
4.2.5 Die Strahlungskorrekturen 42
4.2.6 Die d(e,e')d-Kontrollmessung 44
4.3 Fehlerabschätzung 47

5. Ergebnisse **48**
5.1 Die Messungen zur LT-Separation 48
5.1.1 Wirkungsquerschnitte 48
5.1.2 Die Rosenbluth-Separation 59
5.1.3 Die Strukturfunktionen R_L und R_T 67
5.2 Die hohen fehlenden Impulse 75

6. Zusammenfassung und Ausblick **79**

7. Anhang **81**
7.1 Ergebnistabellen zur LT-Separation 81
7.1.1 Wirkungsquerschnitte 81
7.1.2 Die Separationsparameter $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L 92
7.1.3 Die Strukturfunktionen R_L und R_T 98
7.2 Die Strahlungskorrektur mit Radcor 100
7.2.1 Die Korrekturfaktoren 100
7.3 Der elementare (eN)-Wirkungsquerschnitt 103

7.4 Kinematische Ergänzungen 106
7.4.1 Die zwei Definitionen der fehlenden Energie 106
7.4.2 Die Ableitungen $\partial E_m/\partial p_p$ und $\partial \mathcal{E}_m/\partial p_p$ 108
7.4.3 Der kinematisch korrigierte Impuls 110
7.4.4 Kinematische Parameter im np-Schwerpunktsystem 111
7.4.5 Die Berechnung von E_p 112
7.4.6 Die Jacobi-Determinante $\partial\Omega_p/\partial\Omega_{pq}^{cm}$ 114
7.5 Umrechnung von Wirkungsquerschnitten 117
7.6 Operationen auf Dichtefunktionen 119
7.6.1 Normerhaltung von Dichtefunktionen 119
7.6.2 Numerische Transformation von Dichtefunktionen 122

Literaturverzeichnis **130**

Abbildungsverzeichnis **131**

Tabellenverzeichnis **133**

Lebenslauf **135**

Kapitel 1

Einleitung

Am Institut für Kernphysik der Universität Mainz bildet die Untersuchung der inneren Struktur der Atomkerne einen Schwerpunkt der wissenschaftlichen Arbeit. Dem Experimentator steht dabei mit dem Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger „Mainzer Mikrotron (MAMI)“ ein hervorragendes Instrument zur Erzeugung eines intensiven Elektronenstrahls mit einem Strahlstrom bis zu $100\,\mu$A und einer Strahlenergie bis zu 880 MeV zur Verfügung, auf dessen Grundlage sich eine Vielzahl von Experimenten zur Kernstrukturuntersuchung realisieren lassen.

Prinzipiell handelt es sich bei all diesen Experimenten um Streuexperimente, wobei entweder reelle Photonen, welche man mit Hilfe des Elektronenstrahls erzeugt, oder die Elektronen selbst als Streuprobenteilchen verwendet werden. In beiden Fällen interagieren die Streuprobe und der zu untersuchende Kern über die elektromagnetische Wechselwirkung. Diese ist theoretisch im Rahmen der Quantenelektrodynamik gut verstanden; darüber hinaus ist sie schwach gegenüber der starken Wechselwirkung, welche die innerhalb des Kerns ablaufenden Prozesse dominiert. Diese Schwäche, wiedergegeben im geringen Wert der elektromagnetischen Kopplungskonstanten ($\alpha \approx 1/137$), ermöglicht die störungstheoretische Behandlung des Streuprozesses bei der Berechnung von Reaktionswahrscheinlichkeiten bzw. Wirkungsquerschnitten.

Aus der Schwäche der elektromagnetischen Wechselwirkung und den daraus resultierenden geringen Wirkungsquerschnitten ergibt sich die Notwendigkeit aufwendiger Experimentiertechniken. Der Beschleuniger MAMI wurde diesbezüglich bereits genannt; daran anschließend sind noch Apparaturen zur Vermessung der Streuprozesse erforderlich. Eine solche ist die sogenannte *Dreispektrometeranlage*, mit deren Hilfe die A1-Kollaboration Elektronenstreuexperimente untersucht. Wie der Name andeutet, besteht die Anlage aus drei Magnetspektrometern, welche den koinzidenten Nachweis von bis zu drei im Zuge eines Streuprozesses auftretender geladener Teilchen erlauben, wobei die Teilchen identifiziert und in ihren Impulsen und Streuwinkeln vermessen werden. Die dabei erreichte Präzision bei der Auswahl von spezifischen Streuprozessen auch mit geringsten Wirkungsquerschnitten, in Verbindung mit einem hohen Auflösungsvermögen bei der Bestimmung von Winkel- und Energieverteilung, macht die Dreispektrometeranlage zu einem hervorragenden Instrument der Kernstrukturuntersuchung mit Hilfe der Elektronenstreuung.

Der apparative Teil der vorliegenden Arbeit umfaßt den Bereich der Triggerdetektoren der Dreispektrometeranlage, und hiervon insbesondere die Szintillationsdetektoren, in Verbindung mit der zugehörigen Detektorelektronik und der Elektronik für den Koinzidenzbetrieb der drei Spektrometer untereinander. Im experimentellen Teil der Arbeit werden Deuteron-Elektrodisintegrations-Experimente vom Typ d(e,e'p)n beschrieben, bei denen das gestreute Elektron und das beim Aufbruch des Deuterons freigesetzte Proton in Koinzidenz nachgewiesen wurden, und aus deren Winkel- und Energieverteilung der Wirkungsquerschnitt für den d(e,e'p)n-Prozeß über einen weiten kinematischen Bereich bestimmt wurde. Aufgrund der speziellen Rolle des Deuterons als einfachstem Mehrnukleonensystem sind derartige Untersuchungen für das Verständnis der inneren Struktur der Atomkerne von besonderem Interesse.

Die innere Struktur eines Atomkerns stellt sich als komplexes Vielteilchensystem dar, welches im klassischen Kernmodell aus Nukleonen, d.h. Protonen und Neutronen, sowie Mesonen besteht, von denen letztere die Kernkräfte, also die Wechselwirkung der Nukleonen untereinander, vermitteln. Nukleonen und Mesonen sind keine elementaren Teilchen, sondern gemäß der Theorie der Quantenchromodynamik ihrerseits aus den nunmehr als elementar anzusehenden Quarks und Gluonen zusammengesetzt, wobei die Gluonen als Austauschteilchen der starken Wechselwirkung zwischen den Quarks fungieren.

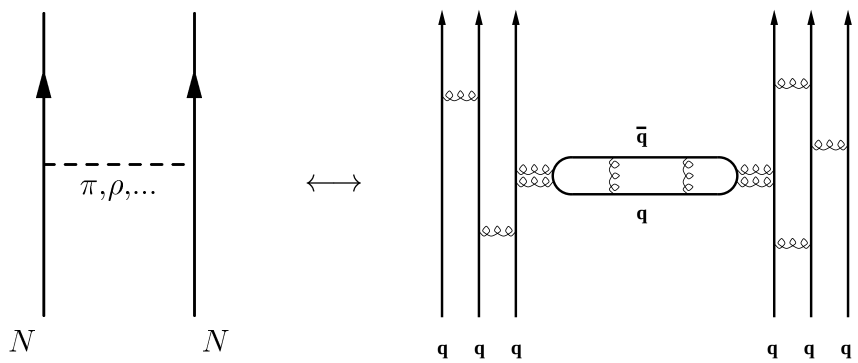


Abbildung 1.1: Die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im klassischen Mesonaustauschbild (MEC, Meson Exchange Current) und im Bild der Quantenchromodynamik (QCD).

Die Kernkraft zwischen den Nukleonen, von der man vor Entwicklung der Quantenchromodynamik annahm, sie würde direkt durch die starke Wechselwirkung vermittelt, ist im Bild der Quantenchromodynamik nurmehr eine Folge der starken Wechselwirkung zwischen den Quarks, welche selbst nicht frei zu beobachten, sondern farbladungsneutral in Form von Mesonen (Quark-Antiquark-Paaren) bzw. Baryonen (Drei-Quark-Systemen) gebunden sind; das elektrodynamische bzw. atomphysikalische Analogon zu den Kernkräften sind die van der Waals-Kräfte zwischen elektrisch neutralen Atomen bzw. Molekülen. Die starke Bindung der Quarks ist u.a. verantwortlich dafür, daß eine Beschreibung des Kerns im klassischen Bild der „effektiven Freiheitsgrade", gebildet von Nukleonen und Mesonen, nach wie vor erfolgreich ist. Modifikationen durch die Quantenchromodynamik ergeben sich bei Berücksichtigung der „subnuklearen Freiheitsgrade", d.h. der Freiheitsgrade, die aus der Bindung von Quarks zu Nukleonen und Mesonen resultieren. Ein Beispiel hierfür sind die Nukleonresonanzen, welche z.B. in Form von Isobarenbeiträgen (Abb. 1.2) Eingang in die Kernwellenfunktion finden.

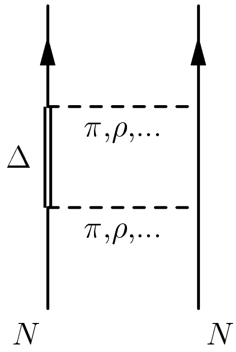


Abbildung 1.2: Isobarenbeiträge zur Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, hier in Form der Δ-Resonanz, als Bespiel subnuklearer Freiheitsgrade.

Wie bereits angedeutet, ist das Deuteron für die Aufklärung der Kernstruktur und der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ein bevorzugtes Studienobjekt, da es, zusammengesetzt aus einem Proton und einem Neutron, das einfachste Mehrnukleonensystem bildet. Es ist stabil, sein Spin und seine Parität sind mit 1^+ gegeben, und es besitzt, als einer von wenigen Atomkernen, keine gebundenen, angeregten Zustände. Auch im Zuge seiner Aufspaltung werden mit Proton und Neutron Teilchen ohne Anregungsspektrum freigesetzt, womit sich die Identifikation dieses Prozesses anhand der dafür benötigten Separationsenergie $E_{sep} = m_p + m_n - m_d = 2{,}28\,\mathrm{MeV}$ vereinfacht. Insbesondere sein Aufbau als Zweinukleonensystem macht die fundamentale Rolle des Deuterons in der Kernphysik mit der des Wasserstoffatoms in der Atomphysik vergleichbar.

Kapitel 2

Der (e,e'p)-Streuprozeß

2.1 Die Kinematik der (e,e'p)-Reaktion

Die Elektrodisintegration des Deuterons wurde in der vorliegenden Arbeit auf Grundlage der (e,e'p)-Streureaktion studiert. Im Falle einer solchen Reaktion streut ein Elektron an dem zu untersuchenden Atomkern, welcher darauf u.a. mit Emission eines Protons reagiert. Energie und Impuls von Streuelektron und Proton werden, bei koinzidentem Nachweis beider Teilchen, gemessen, womit die Berechnung der kinematischen Parameter des nach der Streuung verbleibenden und nicht direkt beobachteten Restsystems ermöglicht wird. Dies geschieht mit Hilfe der Energie-Impuls-Bilanz des (e,e'p)-Prozesses, welche im Laborsystem lautet:

$$\underbrace{\begin{pmatrix} k_i \\ \vec{k}_i \end{pmatrix}}_{e} + \underbrace{\begin{pmatrix} m_A \\ \vec{0} \end{pmatrix}}_{Kern} = \underbrace{\begin{pmatrix} k_f \\ \vec{k}_f \end{pmatrix}}_{e'} + \underbrace{\begin{pmatrix} E_p \\ \vec{p}_p \end{pmatrix}}_{p} + \underbrace{\begin{pmatrix} E_r \\ \vec{p}_r \end{pmatrix}}_{Rest} \tag{2.1}$$

Die Ruhemasse des zu untersuchenden Kerns, welcher im folgenden auch Targetkern genannt wird, ist hierbei mit m_A bezeichnet. Bei den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Streuexperimenten sind sowohl das einlaufende, als auch das gestreute Elektron hochrelativistisch, so daß sich deren Beziehung zwischen Energie, Impuls und Ruhemasse zu $\vec{k}_{i,f}^2 = k_{i,f}^2$ reduziert.

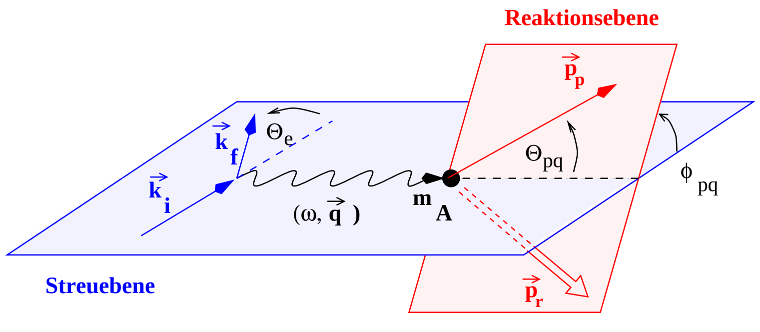


Abbildung 2.1: Der (e,e'p)-Prozeß in der Ein-Photonen-Austauschnäherung.

Auf der rechten Seite von Gleichung (2.1) zählt man 12 Variablen, von denen sechs unabhängige übrigbleiben, wenn man die vier Energie-Impulserhaltungsgleichungen und die Energie-Impuls-Ruhemasse-Beziehung für Streuelektron und Proton berücksichtigt. Das Restsystem $(E_r, \vec{p}_r)$ ist i. allg. nicht näher spezifiziert, insbesondere muß es sich nicht notwendigerweise um einen Einteilchenzustand handeln. Letzterer bildet allerdings einen wichtigen Sonderfall, da er mit einer festen Ruhemasse und somit bekannter Energie-Impuls-Ruhemasse-Beziehung des Restsystems einhergeht, womit sich die Anzahl der unabhängigen Variablen auf fünf reduziert. Die d(e,e'p)n-Reaktion mit dem Neutron als Restzustand fällt unter diese wichtige Untergruppe der (e,e'p)-Reaktionen.

In der sogenannten *Ein-Photonen-Austauschnäherung* (Abb. 2.1) betrachtet man die Wechselwirkung zwischen dem Elektron und dem zu untersuchenden Atomkern als durch den Austausch eines einzelnen, virtuellen Austauschphotons vermittelt. Der im Zuge der Wechselwirkung auf den Kern transferierte *Energieübertrag* ω und der *Impulsübertrag* $\vec{q}$ bilden einen 4-Vektor, dessen Lorentz-Invariante Q^2 in der Elektronenstreuung traditionell mit positivem Vorzeichen definiert wird:

$$\begin{pmatrix} \omega \\ \vec{q} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_i \\ \vec{k}_i \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} k_f \\ \vec{k}_f \end{pmatrix} \quad , \qquad Q^2 = \vec{q}^{\,2} - \omega^2 = 4 k_i k_f \sin^2 \frac{\Theta_e}{2} \tag{2.2}$$

Die *Gesamtenergie im Schwerpunktsystem* von Proton und Restsystem, welches dem Schwerpunktsystem von virtuellem Austauschphoton und Targetkern entspricht, wird durch Invariantenbildung berechnet:

$$W^2 \equiv E_{cm}^2 = (\omega + m_A)^2 - \vec{q}^{\,2} \tag{2.3}$$

Damit die zu untersuchende (e,e'p)-Reaktion überhaupt möglich ist, muß E_{cm} mindestens so groß sein wie die Summe der Ruhemassen im Endzustand von Proton und Restsystem.

Komplettiert wird der zur Beschreibung der elektromagnetischen Seite des Streuprozesses gebräuchliche Variablensatz durch die *transversale Polarisation* ϵ und die *longitudinale Polarisation* ϵ_L des virtuellen Photons:

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2\frac{\vec{q}^{\,2}}{Q^2} \tan^2 \frac{\Theta_e}{2}} \quad , \qquad \epsilon_L = \frac{Q^2}{\omega^2}\,\epsilon \tag{2.4}$$

Wie in Abbildung 2.1 zu sehen, spannen die Impulsvektoren des ein- und des auslaufenden Elektrons die *Streuebene* auf, in welcher folglich auch das virtuelle Photon liegt. Die Impulsvektoren des Protons und des virtuellen Photons, $\vec{p}_p$ und $\vec{q}$, und somit auch der des Restsystems, $\vec{p}_r$, liegen in der *Reaktionsebene*, welche i. allg. gegenüber der Streuebene um einen Winkel ϕ_{pq} verkippt ist. Zusammen mit dem Winkel Θ_{pq} zwischen Protonenimpuls und Impulsübertrag kann ϕ_{pq} zur Richtungsparametrisierung des Protons bezüglich des Impulsübertrags verwendet werden. Es gilt:

$$\cos \Theta_{pq} = \frac{\vec{q} \cdot \vec{p}_p}{|\vec{q}\,|\,|\vec{p}_p|} \quad , \qquad \cos \phi_{pq} = \frac{(\vec{q} \times \vec{k}_i) \cdot (\vec{q} \times \vec{p}_p)}{|\vec{q} \times \vec{k}_i|\,|\vec{q} \times \vec{p}_p|} \tag{2.5}$$

Die Verwendung von Θ_{pq} und ϕ_{pq}, alternativ zu den bezüglich der Strahlachse definierten Winkeln Θ_p und ϕ_p, entspricht der Interpretation des (e,e'p)-Prozesses als (γ^*,p)-Prozeß, d.h. Absorption eines virtuellen Photons am Targetkern mit anschließender Emission eines Protons.

Eine weitere wichtige Größe ist der *fehlende Impuls* („Missing Momentum") $\vec{p}_m$, welcher identisch mit dem Impuls des Restsystems ist:

$$\vec{p}_m \equiv \vec{p}_r = \vec{q} - \vec{p}_p \tag{2.6}$$

Eine anschauliche Bedeutung der Größe $\vec{p}_m$ ergibt sich bei Betrachtung der Impulserhaltung in (2.1) unter der Annahme, daß das nach der Streuung detektierte Proton im Targetkern einen Anfangsimpuls $\vec{p}_{p,i}$ besitze:

$$\vec{k}_i + \underbrace{(\vec{p}_{A-1} + \vec{p}_{p,i})}_{=\vec{0}} = \vec{k}_f + \vec{p}_p + \vec{p}_r \qquad \rightarrow \qquad \vec{p}_m = \vec{p}_r - (\vec{p}_{A-1} + \vec{p}_{p,i})$$

Nimmt man weiterhin an, daß das emittierte Proton den Impuls $\vec{q}$ des virtuellen Photons voll übertragen bekommt, so daß die anderen Nukleonen vom Streuprozeß unbeeinflußt bleiben, d.h. $\vec{p}_r = \vec{p}_{A-1}$, so ergibt sich:

$$\vec{p}_m = -\vec{p}_{p,i}$$

Die letztgenannten Annahmen, welche unter dem Begriff der nichtdistordierten Stoßnäherung (Plane Wave Impulse Approximation, PWIA) zusammengefaßt sind, erlauben somit die Interpretation der Größe $\vec{p}_m$ als (negativen) Impuls des emittierten Protons im Targetkern vor der Streuung.

Die Lorentz-Invariante des Restzustands $(E_r, \vec{p}_r)$ wird als *fehlende Masse* („Missing Mass") m_m bezeichnet:

$$m_m^2 \equiv m_r^2 = E_r^2 - \vec{p}_r^{\,2} = (\omega + m_A - E_p)^2 - \vec{p}_m^{\,2} \tag{2.7}$$

Bezeichnen $T_p = E_p - m_p$ und $T_r = E_r - m_m$ die *kinetischen Energien* von Proton und Restzustand, so lautet die übliche Definition der *fehlenden Energie* („Missing Energy") E_m: [1,2]

$$E_m = \omega - T_p - T_r = m_m + m_p - m_A \tag{2.8}$$

Gemäß Gleichung (2.8), deren rechte Seite sich aus dem Energieerhaltungsteil von Gleichung (2.1) ergibt, sind E_m und m_m, bis auf eine additive Konstante, identisch; insbesondere sind m_m und somit auch E_m konstant, falls das Restsystem aus einem einzelnen Teilchen besteht.

Ist auch das Restsystem ein Atomkern, so ist dessen Protonenzahl gegenüber dem Targetkern um eins vermindert. Aus der Beziehung (2.8) sieht man, bei Gleichsetzung von m_m mit der Restkernruhemasse m_{A-1}, daß die fehlende Energie E_m der

[1] Achtung: Die Größen E_m und $\vec{p}_m$ bilden keinen 4-Vektor mit Invariante m_m, auch wenn dies die Indizierung suggerieren könnte!

[2] Die Programme des für die vorliegende Arbeit verwendeten Analysepakets ESPACE verwenden eine von (2.8) geringfügig abweichende Definition von E_m. Diese und eine Diskussion der daraus resultierenden – unbedeutenden – Effekte finden sich im Kapitel 7.4.1 des Anhangs.

Separationsenergie entspricht, welche man benötigt, um ein Proton aus dem Verband des Targetkerns herauszulösen[3]. Im Falle des Deuteronaufbruchs ergibt sich $E_{sep} = m_n + m_p - m_d = 2{,}28\,\mathrm{MeV}$ – wobei das Neutron strenggenommen keinen Atomkern darstellt.

Es sei an dieser Stelle nochmals darauf hingewiesen, daß die vorgestellten kinematischen Parameter nicht alle unabhängig voneinander variieren können. Ist insbesondere das Restsystem ein einzelnes Teilchen mit fester Ruhemasse m_B, so sind der Winkel Θ_{pq} und die Gesamtenergie des Protons E_p bei Kenntnis von ω und $|\vec{q}|$ voneinander abhängig, so daß z.B. gilt: $E_p = E_p(\omega, |\vec{q}|, \Theta_{pq})$ (siehe Anhang, Kapitel 7.4.5).

2.2 Wirkungsquerschnitte

Die zentrale Größe bei der Beschreibung von Streuprozessen ist der differentielle Wirkungsquerschnitt. Multipliziert man diesen mit der Anzahl der Strahlelektronen und der Targetatome, $N_e \cdot N_{tg}$, dividiert anschließend durch die Strahlfläche A_{tg}, und integriert das Resultat dieser Operationen in den Differentialvariablen über einen gewissen Akzeptanzbereich, so ergibt sich die Anzahl der Streureaktionen, die innerhalb des Akzeptanzbereichs im Mittel beobachtet werden können. Für eine detailliertere Beschreibung dieser Zusammenhänge sei auf Kapitel 4.2.1 verwiesen.

Im allgemeinen Fall der unpolarisierten (e,e'p)-Streuung stehen sechs unabhängige kinematische Variablen zur Beschreibung des Streuprozesses zur Verfügung; der Wirkungsquerschnitt ist somit sechsfach differentiell und läßt sich in der Ein-Photonen-Austauschnäherung in Anlehnung an [HuTj-94] wie folgt parametrisieren:[4]

$$\frac{d^6\sigma}{d\Omega_e\ d\omega d\Omega_p dp_p} = \sigma_M \left\{ v_L W_L + v_T W_T + v_{LT} W_{LT} \cos\phi_{pq} + v_{TT} W_{TT} \cos 2\phi_{pq} \right\} \quad (2.9)$$

Hierbei bezeichnet σ_M den Mott-Wirkungsquerschnitt, welcher die elastische Streuung von punktförmigen Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen an punktförmigen, spinlosen und unendlich schweren Targetteilchen beschreibt:

$$\sigma_M \equiv \frac{d^2\sigma_M}{d\Omega_e} = \left(\frac{\alpha \cos\frac{\Theta_e}{2}}{2k_i \sin^2\frac{\Theta_e}{2}} \right)^2 \quad (2.10)$$

[3]Da ein Restkern nach dem Streuprozeß nicht notwendigerweise im Grundzustand vorliegt, findet man oftmals für E_m auch die folgende Definition: $E_m = m_B + E_{exc} + m_p - m_A$. Dabei bezeichnet m_B die Grundzustands-Ruhemasse des Restkerns und E_{exc} die Anregungsenergie des Endzustands.

[4]Wie üblich gilt bei gegebenem Polar- und Azimutalwinkelpaar (Θ, ϕ) für das im folgenden immer wieder verwendete Raumwinkelelement: $d\Omega = d\xi d\phi$, mit $\xi = \cos\Theta$.

Die Größen v_L - v_{TT} bezeichnen die im folgenden definierten kinematischen Faktoren, welche, wie σ_M, nur von den kinematischen Größen des Elektrons abhängen:

$$\begin{array}{rclrcl} v_L & = & \left(\frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}}\right)^2 & v_T & = & \frac{1}{2}\left(\frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}}\right) + \tan^2\frac{\Theta_e}{2} \\ v_{TT} & = & -\frac{1}{2}\left(\frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}}\right) & v_{LT} & = & \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}}\right)\cdot\sqrt{\left(\frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}}\right) + \tan^2\frac{\Theta_e}{2}} \end{array} \tag{2.11}$$

Die Kernstrukturinformation findet sich in den *Strukturfunktionen* W_L - W_{TT}, welche sich wie folgt aus den Matrixelementen des Kernstroms $\vec{J}$ zusammensetzen [Bof-84]:

$$\begin{array}{rclrcl} W_L & = & \vec{p}_p^{\,2}\,|J_0|^2 & W_T & = & \vec{p}_p^{\,2}\,(|J_+|^2 + |J_-|^2) \\ W_{TT}\,\cos 2\phi_{pq} & = & 2\vec{p}_p^{\,2}\,Re(J_+^* J_-) & W_{LT}\,\cos\phi_{pq} & = & 2\vec{p}_p^{\,2}\,Re(J_0^*(J_+ - J_-)) \end{array} \tag{2.12}$$

Die hierbei verwendeten sphärischen Komponenten J_0 und $J_\pm$ des Kernstroms $\vec{J}$ sind mit seinen kartesischen Komponenten wie folgt verknüpft:

$$J_0 = J_z \qquad J_\pm = \mp\frac{1}{\sqrt{2}}\,(J_x \pm iJ_y) \tag{2.13}$$

Die z-Achse sowohl des sphärischen als auch des kartesischen Koordinatensystems liegt dabei parallel zu $\vec{q}$, so daß die übliche Aufspaltung des Kernstroms, $\vec{J} = \vec{J}_L + \vec{J}_T$, in Komponenten parallel und transversal zu $\vec{q}$ sich in den z- bzw. (x,y)-Komponenten von $\vec{J}$ wiederfindet.

Erleichternd für die Extraktion der Strukturfunktionen aus dem Wirkungsquerschnitt ist eine implizite $\sin\Theta_{pq}$-Abhängigkeit der Interferenzterme W_{LT} und W_{TT}. Ihr Beitrag zum Wirkungsquerschnitt verschwindet somit, wenn das Proton entlang der Richtung des Impulsübertrags $\vec{q}$, d.h. mit $\Theta_{pq} = 0°$ oder auch $\Theta_{pq} = 180°$, nachgewiesen wird. Der Wirkungsquerschnitt reduziert sich dann auf:

$$\frac{d^6\sigma}{d\Omega_e\;d\omega d\Omega_p dp_p} = \sigma_M\,\{v_L W_L + v_T W_T\} \quad \text{für } \vec{q}\,||\vec{p}_p \tag{2.14}$$

Weiterhin wird nochmals unterschieden zwischen paralleler und antiparalleler Kinematik. Es gilt:[5]

antiparallele Kinematik:	$\lvert\vec{q}\,\rvert < \lvert\vec{p}_p\rvert$,	näherungsweise auch:	$\omega > \omega_{QE}$
parallele Kinematik:	$\lvert\vec{q}\,\rvert > \lvert\vec{p}_p\rvert$,	näherungsweise auch:	$\omega < \omega_{QE}$

Die Größe ω_{QE} entspricht dem Energieübertrag bei elastischer Streuung am freien Proton und kennzeichnet somit auch näherungsweise den mittleren Energieübertrag bei quasielastischer Streuung an Protonen im Kernverband. ω_{QE} errechnet sich bei

[5] Achtung: Inbesondere an dieser Stelle finden sich in der Literatur auch Definitionen mit umgekehrten Vorzeichen, abhängig davon, ob sich die Begriffe „parallel“ und „antiparallel“ auf die Lage von $\vec{p}_{p,i}$ oder $\vec{p}_m$ in Bezug auf $\vec{q}$ beziehen.

gegebenem $\vec{q}$ gemäß $\vec{q}^2 - \omega_{QE}^2 = 2m_p\omega_{QE}$. Im PWIA-Bild entspricht die antiparallele Kinematik einem Anfangsimpuls $\vec{p}_{p,i}$ des Protons in Richtung von $\vec{q}$ und die parallele Kinematik entspricht einem Anfangsimpuls $\vec{p}_{p,i}$ in Gegenrichtung.

Im allgemeinen Fall der (e,e'p)-Streuung sind die Strukturfunktionen von vier freien Variablen abhängig, so z.B. $W_i = W_i(\omega, |\vec{q}|, \Theta_{pq}, E_m)$, $i = L, ..., TT$. Verbleibt als Restzustand ein einzelnes Teilchen mit Ruhemasse m_B, so gilt $W_i(\omega, |\vec{q}|, \Theta_{pq}, E_m) = \tilde{W}_i(\omega, |\vec{q}|, \Theta_{pq})\, \delta(E_m - E_{sep})$, mit $E_{sep} = m_B + m_p - m_A$, und man erhält den fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion A(e,e'p)B durch Integration des sechsfach differentiellen Wirkungsquerschnitts (2.9) über den E_{sep}-Pik. Die Struktur des fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitts sowie die verwendeten Faktoren σ_M und v_i, $i = L, ..., TT$, ändern sich hierbei nicht gegenüber den Beziehungen (2.9) - (2.11).

$$\begin{aligned}
\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e\; d\omega d\Omega_p} &= \int\limits_{[E_{sep}]} \frac{d^6\sigma}{d\Omega_e\; d\omega d\Omega_p dp_p} \frac{\partial p_p}{\partial E_m}\, dE_m \\
&= \sigma_M \left\{ v_L R_L + v_T R_T + v_{LT} R_{LT} \cos\phi_{pq} + v_{TT} R_{TT} \cos 2\phi_{pq} \right\} \\
&\quad \text{mit } R_i = \tilde{W}_i \cdot \left. \frac{\partial p_p}{\partial E_m} \right|_{E_m = E_{sep}} \quad , \quad i = L, ..., TT
\end{aligned} \tag{2.15}$$

Die in (2.15) benötigte Ableitung $\partial p_p / \partial E_m$ (bzw. deren Inverses) findet man in Kapitel 7.4.2 angegeben.

Eine weitere Vereinfachung erfährt der (e,e'p)-Wirkungsquerschnitt unter den im Kapitel 2.1 bei der Diskussion des fehlenden Impulses eingeführten Annahmen der nichtdistordierten Stoßnäherung (PWIA). Dann kann man den (e,e'p)-Prozeß als eine Streuung des Elektrons am Proton im Kernverband interpretieren. Diese Interpretation findet sich in der Struktur des Wirkungsquerschnitts wieder, welcher unter PWIA-Annahmen wie folgt faktorisiert:

$$\frac{d^6\sigma}{d\Omega_e\; d\omega d\Omega_p dp_p} = \vec{p}_p^{\,2}\, \sigma_{ep}\, S(E_m, p_m) \tag{2.16}$$

σ_{ep} bezeichnet hierbei einen elementaren Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt. Da die Protonen nicht frei vorliegen, sondern im Kernverband gebunden sind und somit die Bedingung $E_p^2 = \vec{p}_p^{\,2} + m_p^2$ nicht erfüllen, sind in σ_{ep} Massenschalenkorrekturen zu berücksichtigen. Die in (2.9) auftretenden longitudinalen, transversalen und Interferenzanteile des Streuprozesses sind allein in σ_{ep} enthalten.

Die Größe $S(E_m, p_m)$ bezeichnet die *Spektralfunktion*, mit deren Hilfe in der Form $4\pi\, S(E_m, p_m)\, dE_m p_m^2 dp_m$ die Wahrscheinlichkeit angegeben wird, im Kern ein Proton im Intervall $[E_m, E_m + dE_m;\; p_m, p_m + dp_m]$ anzutreffen. Die Information über die Struktur des Kerns ist unter PWIA-Annahmen allein in der Spektralfunktion zu finden.

Analog zu den Strukturfunktionen im allgemeinen Wirkungsquerschnitt (2.9) liefert die Spektralfunktion für den Spezialfall eines einzelnen Teilchens mit Ruhemasse m_B

im Restzustand nur für $E_m = E_{sep} = m_B + m_p - m_A$ einen Beitrag: $S(E_m, p_m) = \tilde{S}(p_m)\,\delta(E_m - E_{sep})$. Der zugehörige, fünffach differentielle Querschnitt ergibt sich durch Integration von (2.16) über den E_{sep}-Pik:

$$\begin{aligned} \frac{d^5\sigma}{d\Omega_e\; d\omega d\Omega_p} &= \int\limits_{[E_{sep}]} \frac{d^6\sigma}{d\Omega_e\; d\omega d\Omega_p dp_p}\, dE_m \\ &= \left(\vec{p}_p^{\,2}\sigma_{ep}\frac{\partial p_p}{\partial E_m}\right)_{E_m=E_{sep}} \cdot \tilde{S}(p_m) \end{aligned} \tag{2.17}$$

Die Anschaulichkeit in der Interpretation der Wirkungsquerschnitte (2.16) und (2.17) erkauft man sich durch Mehrdeutigkeiten bei der experimentellen Bestimmung der Spektralfunktion, die sich mit der Auswahl eines speziellen, semiempirischen, elementaren Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitts ergeben. In Kapitel 7.3 ist σ_{ep} in einer Parametrisierung von de Forest [Fore-83] beschrieben, welche bei der Analyse von (e,e'p)-Reaktionen im Rahmen der Stoßnäherung eine weite Verbreitung erlangt hat.

Kapitel 3

Die Dreispektrometeranlage

3.1 Die Magnetspektrometer

Zur Untersuchung der Kernstruktur bedient sich die A1-Kollaboration der sogenannten Dreispektrometeranlage, deren Darstellung in Abbildung 3.1 zu sehen ist. Drei große, mit „A“, „B“ und „C“ bezeichnete Magnetspektrometer, welche um eine gemeinsame Achse drehbar angeordnet sind, bilden die Hauptkomponenten dieser Anlage. Die wichtigsten Eigenschaften der Spektrometer finden sich in Tabelle 3.1 zusammengefaßt; für weitere Details sei auf [Bl-98/1] verwiesen.

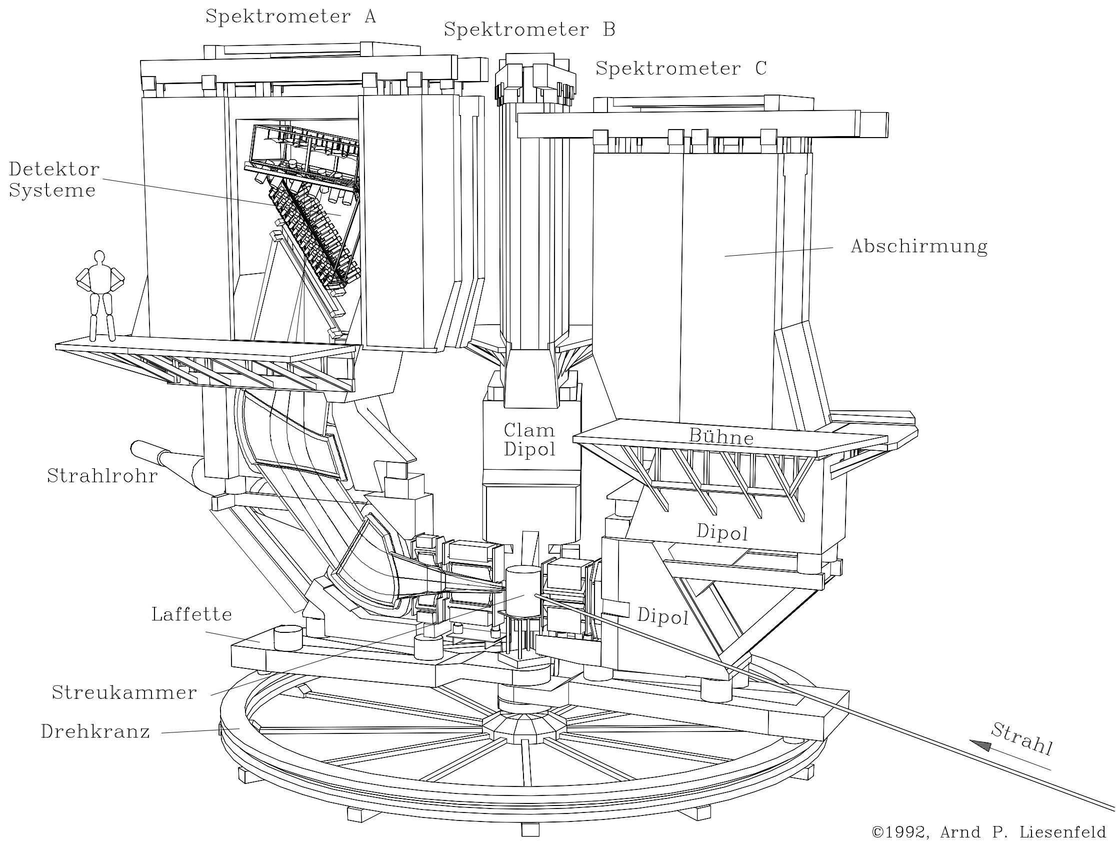


Abbildung 3.1: Die Dreispektrometeranlage der A1-Kollaboration.

Im Drehzentrum der Spektrometer befindet sich die Streukammer, in deren Inneren sich unter Vakuum das Target befindet. Dieses ist ein geeignet gewähltes Behältnis für eine Materialprobe, welche die zu untersuchenden Atomkerne enthält. Die vom Beschleuniger kommenden Elektronen wechselwirken mit den Atomkernen im Target, verlieren infolgedessen Energie und werden abgelenkt. Die gestreuten Elektronen

	Einheit	Spek. A	Spek. B	Spek. C
Magnetkonfiguration		QSDD	D (Clamshell)	QSDD
Maximaler Impuls	MeV/c	735	870	551
Max. Impuls des Zentralstrahls	MeV/c	665	810	490
Maximale Induktion	T	1,51	1,5	1,4
Impulsakzeptanz	%	20	15	25
Winkelakzeptanzen				
dispersive Ebene	mrad	± 70	± 70	± 70
nicht-dispersive Ebene	mrad	± 100	± 20	± 100
Raumwinkel	msr	28	5,6	28
Langes-Target-Akzeptanz	mm	50	50	50
Streuwinkelbereich	Grad	18 - 160	7 - 62	18 - 160
Länge des Zentralstrahls	m	10,76	12,03	8,53
Winkel der Bildebene	Grad	45,0	46,7	45,3
Länge der Bildebene	m	1,73	1,77	1,63
Dispersion/ Vergrößerung	cm/%	10,62	9,64	8,38
Auflösungsvermögen				
Impuls		$\leq 10^{-4}$	$\leq 10^{-4}$	$\leq 10^{-4}$
Winkel	mrad	≤ 3	≤ 3	≤ 3
Ort	mm	$3 - 5$	≤ 1	$3 - 5$

Tabelle 3.1: Eigenschaften der Magnetspektrometer (Designparameter).

und weitere im Zuge des Streuprozesses entstandene geladene Teilchen treten in die Spektrometer ein und werden von deren magnetoptischen Elementen auf die sich daran anschließenden Detektorsysteme gelenkt. Dabei ist insbesondere die Stärke der Ablenkung in den Spektrometern vom Impuls der Teilchen abhängig, so daß ein ortsauflösender Teilchennachweis hinter der Magnetoptik sowohl einen Rückschluß auf den Teilchenimpuls, als auch auf die Streuwinkel und den Reaktionsort im Target ermöglicht.

Die Magnetoptik der Spektrometer A und C besteht – in Teilchendurchflugsrichtung gesehen – aus einem Quadrupol-, einem Sextupol- und zwei homogenen Dipolmagneten. Die impulsselektive Ablenkung findet in den beiden Dipolen statt. Der Quadrupol dient der Fokussierung und der Sextupol der Korrektur von Abbildungsfehlern. Beide Spektrometer besitzen eine große Raumwinkelakzeptanz von 28 msr und eine große Impulsakzeptanz von 20 % (Spek. A), bzw. 25 % (Spek. C), bezogen auf den Zentralimpuls. Dabei ist der meßbare Maximalimpuls von Spektrometer C mit 550 MeV/c geringer als der von A mit 735 MeV/c.

Die Magnetoptik von Spektrometer B besteht aus einem sogenannten Clamshell-Dipol, welcher ein inhomogenes Dipolfeld mit fokussierenden Feldanteilen erzeugt. Die dadurch erreichte kompakte Bauweise ermöglicht es, mit diesem Spektrometer Vorwärtsstreuwinkel bis hinunter zu 7° zu erfassen. Weiterhin ist es möglich, das Spektrometer für sogenannte „Out-of-Plane“-Messungen um bis zu 10° aus der

Hallenebene zu verfahren. Von allen Spektrometern besitzt B mit 870 MeV/c den größten erfaßbaren Maximalimpuls, dafür fallen Raumwinkelakzeptanz mit 5,6 msr und Impulsakzeptanz mit 15 % geringer aus als bei den anderen Spektrometern.

3.2 Das Kryotarget

Um bei den für elektromagnetische Streuprozesse typischen geringen Wirkungsquerschnitten eine ausreichende Reaktionsrate zu erhalten, ist es sinnvoll, für eine möglichst große Dichte der Targetatome zu sorgen. Im Falle von Wasserstoff und Deuterium, welche unter Normalbedingungen gasförmig vorliegen, geschieht dies mit Hilfe eines Kryotargetsystems, welches besagte Stoffe im flüssigen Aggregatzustand für das Experiment bereitstellt. Der Aufbau dieses Systems ist in Abb. 3.2 dargestellt.

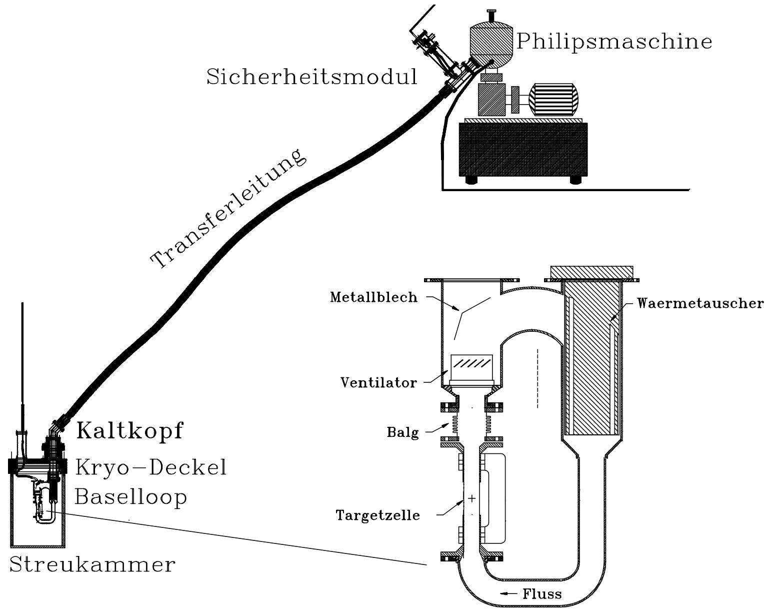


Abbildung 3.2: Das Kryotargetsystem.

Die Verflüssigung geschieht durch Abkühlung der Gase auf 20 K bei Atmosphärendruck. Zur Kühlung wird eine Stirlingmaschine mit einer Kälteleistung von 75 W verwendet, welche zunächst Wasserstoff in einem Transferkreislauf verflüssigt. Der flüssige Wasserstoff wird über eine Transferleitung einem Wärmetauscher zugeführt, der den Austausch von Wärme zwischen dem Transferkreislauf und einem zweiten, vom Transferkreislauf getrennten Targetkreislauf ermöglicht. Im Targetkreislauf befindet sich Wasserstoff oder Deuterium, welchem über den Wärmetauscher durch Verdampfung des im Transferkreislauf befindlichen Wasserstoffs Wärme entzogen wird. Der verdampfte Wasserstoff aus dem Transferkreislauf steigt über die Transferleitung zur Stirlingmaschine zurück, um dort wieder verflüssigt zu werden.

Der Teil des Targetkreislaufs, der sich im Elektronenstrahl befindet, die sog. Targetzelle, hatte bei den in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Experimenten eine zylindrische Form mit einem Durchmesser von 2 cm, was bei zentralem Strahldurchgang und Deuteriumfüllung einer Massenbelegung ρd von 320 mg/cm^2 entspricht (ρ_{LD_2} = 160 mg/cm^3). Die aus einer Eisen-Nickel-Legierung namens HAVAR gefertigte Zellenwand besaß eine Wandstärke von 6,5 μm (ρd = 10 mg/cm^2). Abhängig vom Experiment sind andere Targetzellengeometrien zu bevorzugen; für eine ausführliche Beschreibung des Kryotargetsystems sei auf [Ew-96] verwiesen.

Die Bestrahlung des Targets mit Elektronen heizt dieses auf. Um zu verhindern, daß bei einem Strahldurchmesser von typischerweise 0,2 mm die Flüssigkeit lokal zu sieden beginnt und somit die für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts benötigte Dichte unkontrollierbar ändert, erzwingt man zum einen mit einem Propeller die Umwälzung der Flüssigkeit im Targetkreislauf. Zum anderen lenkt man mit Hilfe eines schnellen Strahlwedlers [Wilh-93] den Elektronenstrahl in horizontaler und vertikaler Richtung periodisch mit Frequenzen zwischen 2 - 3 kHz aus, wodurch man im Zeitmittel eine Strahlfleckaufweitung auf bis zu 1 cm^2 erreicht. Aufgrund der Zylindergeometrie der Targetzelle reduziert sich dabei die effektive Targetdicke. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Strahlablenkungen von typischerweise $\pm$4 mm verwendet, womit sich eine effektive Massenbelegung von 310 mg/cm^2 für flüssiges Deuterium ergab.

Das Strahlwedlersystem erlaubt über die Messung des Ablenkspulenstroms die Bestimmung der aktuellen Strahlposition für jedes registrierte Streuereignis, so daß in der Datenanalyse ereignisweise auf die Strahlposition zurückgegriffen werden kann, wie es insbesondere für eine Korrektur des vom Targetmaterial verursachten Energieverlusts der an der Reaktion beteiligten Teilchen nötig ist.

3.3 Das Spektrometer-Detektorsystem

Die Aufgabe des sich an die Magnetoptik eines Spektrometers anschließenden Detektorsystems besteht in der Bereitstellung eines mit dem Teilchendurchtritt durch das Detektorsystem zeitlich korrelierten Signals, in der Identifizierung des Teilchens und in der Vermessung seiner Trajektorie durch das Detektorsystem. Das Zeitreferenzsignal wird zum einen im Detektorsystem selbst benötigt, so z.B. für die Trajektorienbestimmung, zum anderen steht es für die Koinzidenzermittlung mit den anderen Spektrometern zur Verfügung. Aus der Trajektorie lassen sich Impuls und Streuwinkel des Teilchens nach der Streureaktion rekonstruieren, und die Identifikation des Teilchens erlaubt die Bestimmung seiner Energie und somit die Komplettierung seiner kinematischen Parameter. Die große Akzeptanz der Spektrometer, sowohl im Teilchenimpuls als auch in den Streuwinkeln, bedingt dabei eine große, zu überdeckende Detektionsfläche, welche bei Spektrometer A und C ca. 1 m^2, bei Spektrometer B ca. 0,3 m^2 beträgt. Gleichzeitig macht das benötigte Impuls- und Winkelauflösungsvermögen der Spektrometer (vergl. Tabelle 3.1) ein Ortsauflösungsvermögen des Detektorsystems von weniger als 1 mm erforderlich.

Das Detektorsystem ist für alle Spektrometer gleichartig aufgebaut und befindet sich innerhalb einer Abschirmung aus Beton und Blei, dem Abschirmhaus, welches

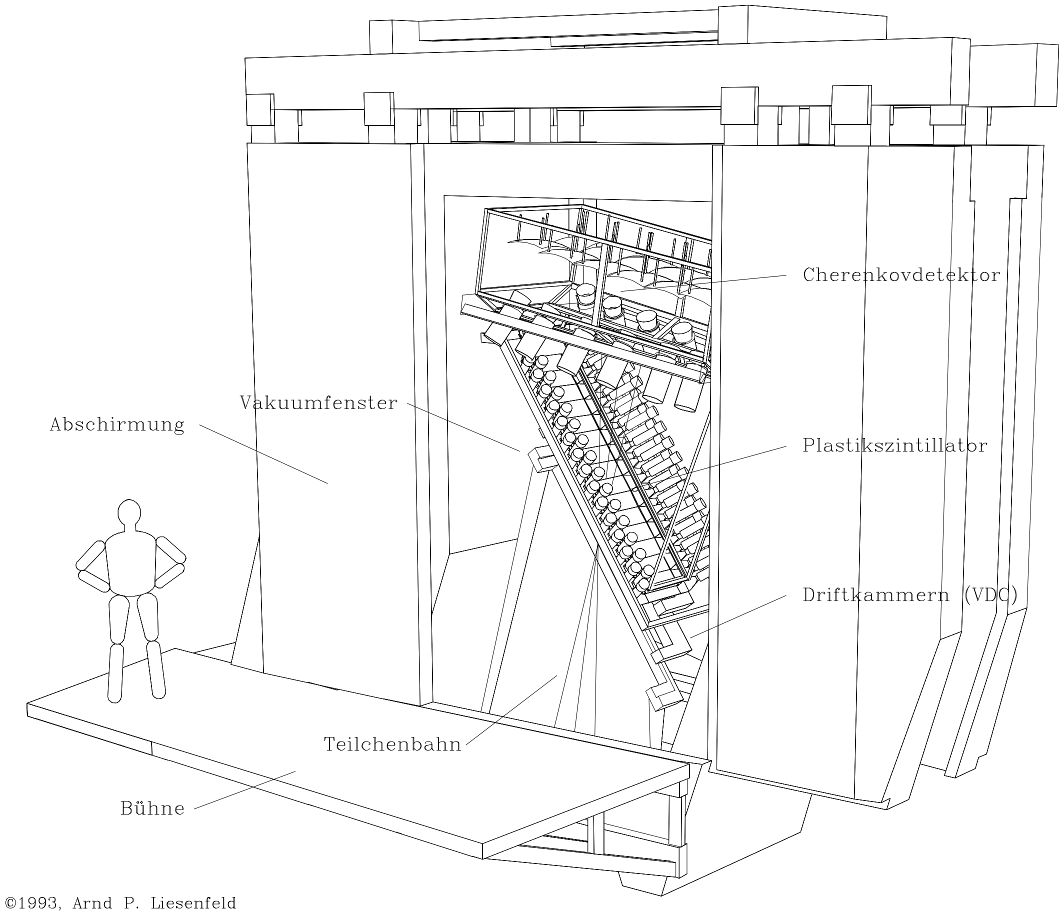


Abbildung 3.3: Das Detektorsystem von Spektrometer A.

die Detektoren vor dem Einfluß von Strahlungsuntergrund schützt, der während des Strahlbetriebs in der Experimentierhalle entsteht. Abb. 3.3 zeigt am Beispiel von Spektrometer A den Standardaufbau des Detektorsystems. In Teilchenflugrichtung gesehen besteht es aus zwei Doppelpaketen vertikaler Driftkammern, die für die Spurrekonstruktion verantwortlich sind. Im Anschluß daran befindet sich das Triggerdetektorsystem, welches aus zwei Szintillatorebenen und einem Gas-Čerenkov-Detektor zusammengesetzt ist und sowohl die Teilchenidentifikation als auch die Zeitreferenz für den Teilchendurchtritt bereitstellt. In Spektrometer A läßt sich außerdem anstelle des Čerenkov-Detektors ein Proton-Polarimeter einbauen, mit welchem die Polarisation von Protonen gemessen werden kann ([Pos-00]).

3.3.1 Die vertikalen Driftkammern

Driftkammern enthalten in ihrem Detektionsvolumen ein Zählgas, welches durch ein geladenes Teilchen entlang seiner Flugbahn ionisiert wird. Die Bestimmung des Teilchenortes erfolgt über die Messung der Zeit, welche die bei der Ionisation gebildeten Elektronen benötigen, um unter Einfluß eines elektrischen Feldes zu einer ortsfesten Sammelanode zu driften. Das Eintreffen der Elektronen auf der Sammelanode wird elektronisch registriert und bildet die erste Zeitreferenz. Der zur Bildung einer Zeitdifferenz nötige Zeitpunkt des Teilchendurchtritts wird durch einen externen Detektor bestimmt, dessen zeitliches Ansprechverhalten deutlich schneller sein muß als die Driftzeiten der Elektronen im Zählgas. Die Kenntnis sowohl der Weg-Zeit-Beziehung der Elektronendrift als auch der Ortskoordinaten der Sammelanode erlaubt den Rückschluß auf den Teilchendurchflugsort.

Driftkammern können bei einem typischen Ortsauflösungsvermögen von 0,2 mm große Detektionsflächen überspannen. Dies macht sie zum Mittel der Wahl für die Ortsdetektoren der Spektrometer, wobei der Teilchendurchtritt durch die Fokalebene in einem Winkelbereich um 45° ihre Ausführung als vertikale Driftkammer (Vertical Drift Chamber, VDC) nahelegt.

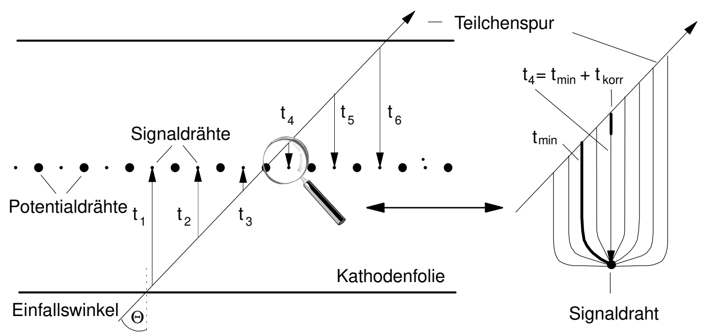


Abbildung 3.4: Längsschnitt durch eine vertikale Driftkammer.

In Abbildung 3.4 ist ein Längsschnitt durch eine VDC mit einer typischen Teilchenspur gezeigt. Das mit einer Argon-Isobutan-Äthanol-Mischung bei Normaldruck und Raumtemperatur gefüllte Detektionsvolumen befindet sich zwischen zwei Kathodenfolien. Parallel zu diesen sind abwechselnd Signaldrähte und Potentialdrähte gespannt. Die Kathodenfolien liegen, abhängig von Teilchensorte und -impuls, auf einem Potential zwischen -5500 V bis -6500 V; Signal- und Potentialdrähte liegen auf Masse. Die Potentialdrähte dienen der Ausformung des elektrischen Feldes in getrennte Driftzellen mit möglichst großen homogenen Feldanteilen. Die Signaldrähte registrieren über eine angeschlossene Elektronik die entlang der Teilchenspur ausgelösten Elektronen, nachdem diese die Driftstrecke zwischen Teilchenspur und Signaldraht durchflogen haben. Insbesondere ist jeder Signaldraht mit dem Start-Eingang eines individuellen TDC (Time-to-Digital-Converter) verbunden, dessen Stoppzeitpunkt durch das im folgenden Kapitel beschriebene Szintillationsdetektorsystem gegeben wird. Durch ein χ^2-Anpassungsverfahren können aus den gemessenen Driftzeiten Durchflugswinkel und -ort mit großer Genauigkeit bestimmt werden.

Für die Trajektorienvermessung werden insgesamt vier Driftkammerebenen verwendet, wobei je zwei Ebenen zu einem Doppeldriftkammerpaket zusammengefaßt sind. Mit der ersten Driftkammerebene, der X1-Ebene, läßt sich die x-Koordinate der Trajektorie messen; zusammen mit der zugehörigen zweiten Ebene (S1-Ebene), deren Drähte gegenüber der X1-Ebene unter 40° gespannt sind, wird die y-Koordinate ermittelt. Hierbei ist die X1-Ebene möglichst nahe an der Fokalebene der Magnetoptik plaziert und somit entscheidend für die Impulsbestimmung des Teilchens. Zur Verbesserung insbesondere der Winkelauflösung wiederholt man die Messung mit zwei weiteren Ebenen (X2- und S2-Ebene) oberhalb der ersten Doppeldriftkammer. Für weitere Details über die VDC der Dreispektrometeranlage sei, stellvertretend für die Vielzahl an Arbeiten über dieses Thema, auf [Kah-99] verwiesen.

3.3.2 Das Szintillations-Detektorsystem

Szintillationsdetektoren bestehen aus Materialien, die bei Teilchendurchtritt Licht emittieren, wobei die Menge des emittierten Lichts mit dem Energieverlust des Teilchens im Szintillator korreliert ist. Dieser Energieverlust ist seinerseits von den kinematischen Parametern des Teilchens, und hierbei insbesondere von seiner Geschwindigkeit $\beta = p/E$, abhängig. Dies führt für unterschiedliche Teilchen mit gleichem Impuls p zur Emission einer von der Ruhemasse der Teilchen abhängigen Lichtmenge, deren Messung über opto-elektronische Verfahren somit einen Rückschluß auf die Teilchenart erlaubt.

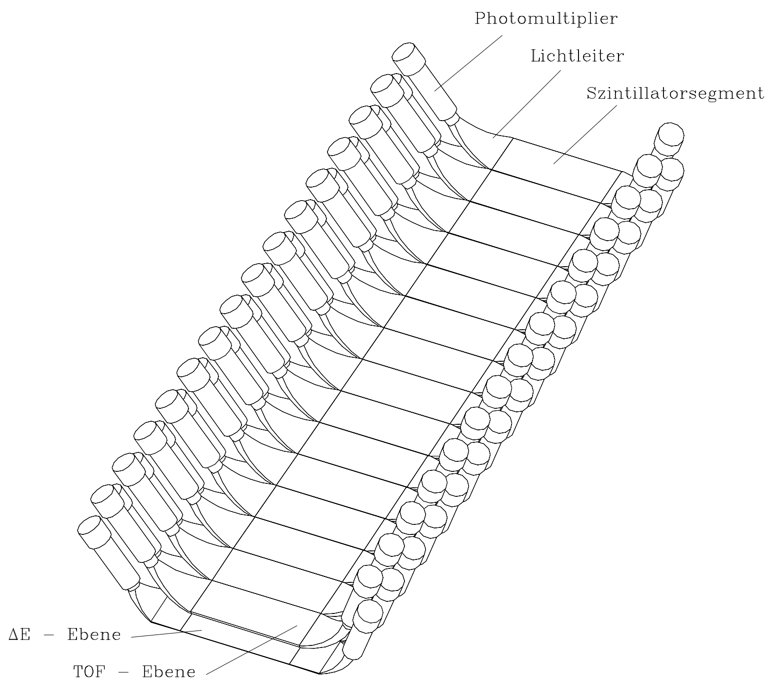


Abbildung 3.5: Das Szintillations-Detektorsystem der Spektrometer A und C.

Damit ist bereits eine Aufgabe des Szintillations-Detektorsystems der Spektrometer umrissen, nämlich die Unterscheidung von Protonen einerseits und positiv geladenen Pionen und Positronen andererseits anhand ihres spezifischen Energieverlusts im Szintillatormaterial. Die zweite Aufgabe ist die Bereitstellung einer Zeitreferenz für den Teilchendurchtritt, welche z.B. für die Driftzeitmessung der Driftkammern und für den Koinzidenzbetrieb mit anderen Spektrometern bzw. Detektorsystemen benötigt wird. Um beiden Aufgaben optimal gerecht zu werden, besteht das System, wie in Abbildung 3.5 am Beispiel von Spektrometer A und C gezeigt, aus zwei großflächigen, im Abstand von 1 cm übereinanderliegenden Ebenen aus Plastikszintillatormaterial, welche über Photovervielfacherröhren ausgelesen werden.

Die 1 cm dicke obere Ebene ist durch Wahl von Szintillatormaterial, Photovervielfacher und Spannungsversorgung bezüglich ihres Zeitverhaltens optimiert und im Regelfall für die Bereitstellung der Zeitreferenz zuständig. Daher wird sie als „Time of Flight“- oder kurz „ToF“-Ebene bezeichnet. Die für die untere Ebene verwendete Kombination aus Szintillator und Photovervielfacher erlaubt bei einer Dicke von nur 3 mm eine der ToF-Ebene äquivalente Signalausbeute bei nicht ganz so guter Zeitauflösung. Diese Ebene wird als ΔE-Ebene bezeichnet – etwas irreführend, da für die Teilchenidentifikation auch die Energieverlustinformation der oberen Ebene herangezogen wird. Weiterhin ist es für Teilchen mit einer geringeren Geschwindigkeit als etwa $0{,}26 \cdot c$ notwendig, die Zeitinformation der ΔE-Ebene zu verwenden, da derart langsame Teilchen in der ΔE-Ebene steckenbleiben können und die ToF-Ebene nicht mehr erreichen. Eine Zusammenstellung der Eigenschaften des Szintillationsdetektors findet sich in Tabelle 3.2.

Beide Szintillatorebenen sind in Segmente unterteilt, um die Zählratenbelastbarkeit des Gesamtdetektors zu erhöhen. Dabei ist die obere Ebene gegenüber der unteren um eine halbe Segmentbreite in dispersiver Richtung versetzt. Die Segmente sind optisch entkoppelt und werden individuell auf den beiden Schmalseiten durch Photovervielfacher ausgelesen, welche sich außerhalb des Bereiches der Teilchenbahnen befinden und über adiabatisch gebogene Streifenlichtleiter („Twisted Strip-Lichtleiter“) an die Szintillatorsegmente angekoppelt sind. Eine Ausnahme von der zweiseitigen Auslese bildet die ΔE-Ebene von Spektrometer B, dessen kompakte Bauweise nur Platz für eine einseitige Auslese dieser Ebene zuließ. Die Szintillatorebenen sind oberhalb des zweiten VDC-Doppelpakets parallel zu diesem im Abschirmhaus eingebaut. In [Ri-94] finden sich weitere Informationen zum Szintillations-Detektorsystem der Dreispektrometeranlage.

3.3.3 Der Čerenkov-Detektor

Der Unterschied im spezifischen Energieverlust von geladenen Pionen einerseits und Elektronen bzw. Positronen andererseits ist zu gering für eine zuverlässige Identifikation der Teilchen mit Hilfe des Szintillationsdetektors. Für diese Aufgabe ist der oberhalb des Szintillationsdetektors in das Abschirmhaus eingebaute Čerenkov-Detektor zuständig. Der diesem Detektor zugrundeliegende Čerenkov-Effekt bezeichnet dabei die Emission von Licht entlang der Bahn eines Teilchens, welches durch ein Medium fliegt und dabei eine Geschwindigkeit besitzt, die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in besagtem Medium.

Als Radiatormedium wird in den Čerenkov-Detektoren der Dreispektrometeranlage das Gas Freon unter Normaldruck und Raumtemperatur verwendet. Dessen Bre-

	ΔE	ToF
Dicke	3 mm	10 mm
Anzahl Segmente		
Spek. A	15	15 (14)
Spek. B	14	14
Spek. C	15	15
Maße der Segmente		
Spek. A, C	45 cm × 16 cm	45 cm × 16 cm
Spek. B	15 cm × 16 cm	15 cm × 16 cm
Szintillator	NE 102 A	NE Pilot U
Lichtausbeute (in % von Anthrazen)	65	67
Abschwächlänge (in cm)	250	140
Signalanstiegszeit (ns)	0,9	0,5
Signalabfallzeit (ns)	2,4	1,4
Signallänge (ns, FWHM)	2,7	1,2
Wellenlänge der max. Lichtausbeute (nm)	423	391
Photovervielfacher	Philips XP2262B	Philips XP4222B
Dynoden	12	12
Signalanstiegszeit	2 ns	≈ 1,5 ns
Standardabweichung der Durchlaufzeit	n.a.	≈ 250 ps
Verstärkung	$\approx 10^7$	$\approx 10^6$

Tabelle 3.2: Eigenschaften des Szintillations-Detektorsystems und der verwendeten Bauteile.

chungsindex von 1,00110 führt zu einem Čerenkov-Schwellenimpuls von 9 MeV/c für Elektronen und 2,5 GeV/c für Pionen. Die Verwendung von Gas als Radiatormaterial in Verbindung mit einer hinreichenden Lichtausbeute macht den Čerenkov-Detektor zum weitaus voluminösesten System im Abschirmhaus.

Im Impulsakzeptanzbereich der Spektrometer wird das Čerenkovlicht von Elektronen bzw. Positronen im wesentlichen in Teilchenflugrichtung abgestrahlt. Mit Hilfe von Hohlspiegeln wird es auf die Photokathoden der Photovervielfacher gelenkt, welche sich außerhalb des Teilchenbahnbereiches befinden. Die Photokathoden sind jede für sich von einem Lichtsammelspiegel („Winston-Funnel“) umfaßt, welcher die Form eines Paraboloidsegments besitzt und die effektive Lichtsammelfläche der Photokathoden vergrößert. Weitere Details zu den Gas-Čerenkov-Detektoren der Dreispektrometeranlage sind [Lies-01] zu entnehmen.

3.4 Die Triggerelektronik

3.4.1 Die Spektrometer-Elektronik

Wie die Detektoren selbst, so ist auch die zugehörige Elektronik für alle drei Spektrometer gleichartig ausgeführt. Ein Prinzipschaltbild der Elektronik des Triggerdetektorsystems ist in Abb. 3.6 zu sehen.

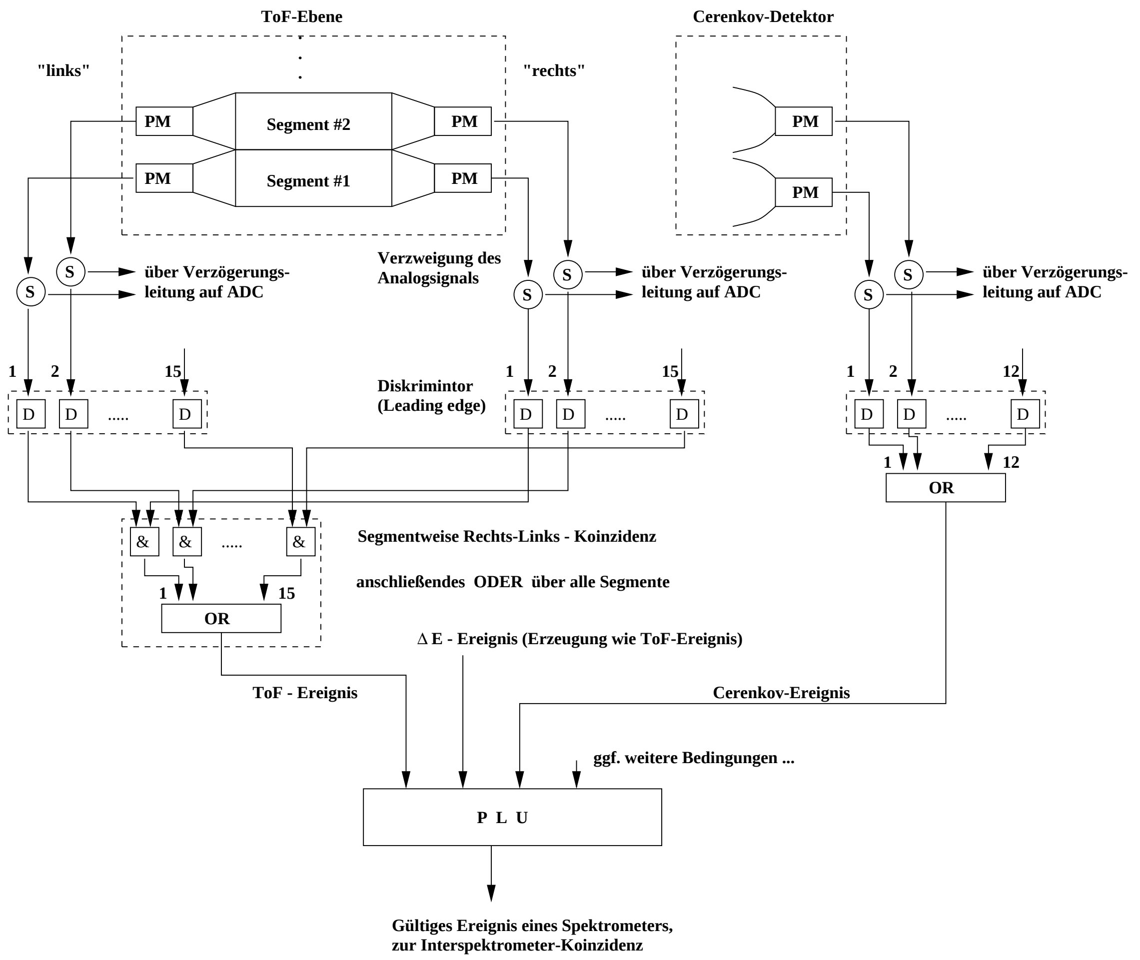


Abbildung 3.6: Prizipschaltbild der Elektronik des Triggerdetektorsystems.

Das von den Photovervielfachern der Szintillatoren und des Čerenkov-Detektors erzeugte Analogsignal wird mittels einer Widerstands-Dreiecksschaltung symmetrisch geteilt. Der eine Signalteil ist über eine Verzögerungsleitung mit dem Eingang eines Analog-Digital-Konverters (ADC) verbunden, der das Analogsignal bezüglich seiner Ladung analysiert. Der zweite Signalteil wird auf den Eingang eines Diskriminators gelegt, welcher, falls die Amplitude des Eingangssignals eine einstellbare Schwelle überschreitet, ein Digitalsignal generiert. Die Digitalsignale aller Photovervielfacher werden (in Abb. 3.6 nicht gezeigt) auf individuelle Zähler gegeben, mit welchen das Rauschverhalten der Photovervielfacher überwacht werden kann.

Pro Szintillatorsegment stehen, mit Ausnahme der ΔE-Ebene von Spektrometer B, zwei Signale zur Verfügung. Nach deren Diskriminierung werden diese einer Koinzidenzschaltung, der „Rechts-Links-Koinzidenz“, zugeführt, welche der Rauschunterdrückung der Photovervielfacher dient. Der Ausgang dieser Koinzidenz wird wieder mit Zählern überwacht; des weiteren liefert eine anschließende ODER-Verknüpfung über alle Segmente einer Ebene die Information, daß diese Ebene ein Ereignis registriert hat. Die Signale der nur einseitig ausgelesenen ΔE-Ebene von Spektrometer B werden der ODER-Verknüpfung direkt zugeführt, wie auch die Signale der Čerenkov-Photovervielfacher nach dem Diskriminator über ein ODER vereint werden.

Nach der ODER-Verschaltung der Segmente einer Szintillatorebene kann man mit einer Koinzidenzschaltung zwischen den beiden Ebenen, der „ΔE-ToF-Koinzidenz“, Ereignisse unterdrücken, welche nur in einer Ebene registriert worden sind, und welche vor allem von ungeladenen Teilchen ausgelöst werden. Bei dieser Koinzidenz muß gewährleistet sein, daß die nachzuweisenden Teilchen nicht in der ΔE-Ebene absorbiert werden, wie dies unterhalb einer Teilchengeschwindigkeit von ca. 0,26 c zunehmend passiert. Somit ist die ΔE-ToF-Koinzidenz für Pionen und Elektronen im Impulsakzeptanzbereich der Spektrometer immer möglich, aber nicht z.B. für Protonen mit Impulsen unterhalb von 250 MeV/c.

Realisiert ist die ΔE-ToF-Koinzidenz mit einer PLU (Programmable Logic Unit, auch MLU = Memory Lookup Unit). Prinzipiell funktioniert eine PLU wie ein frei adressierbarer Speicher, wobei die Eingänge den Adressleitungen und die Ausgänge dem Speicherinhalt entsprechen. Durch Programmierung der Speicherinhalte läßt sich jede beliebige Relation zwischen Ein- und Ausgang erreichen. Die in der Spektrometerelektronik verwendeten PLU-Einheiten vom Typ LeCroy 4508 besitzen acht Eingangs- und acht Ausgangsleitungen, was 256 Byte frei addressierbarem Speicher (RAM) entspricht. Damit bietet die ΔE-ToF-Koinzidenz die Möglichkeit der Einbeziehung weiterer Detektorkomponenten, wie z.B. des Čerenkov-Detektors, womit eine hardware-basierte Teilchen-Vorauswahl möglich wird.

Das aus der ΔE-ToF-Koinzidenz hervorgehende Signal zeigt an, daß im Spektrometer ein Ereignis registriert worden ist und wird der Koinzidenzschaltung zwischen den einzelnen Spektrometern zugeführt.

3.4.2 Spektrometer-Koinzidenz und Datenerfassung

In der Spektrometer-Koinzidenz werden die in der Regel aus der ΔE-ToF-Koinzidenz hervorgehenden Signale der einzelnen Spektrometer – und auch die von anderen Detektorsystemen – bezüglich ihrer zeitlichen Korrelation ausgewertet, um ggf. die nötigen Aktionen zur Datenerfassung auszulösen.

Jedes Spektrometer verfügt über eine eigene Datenerfassungselektronik und ein eigenes Computersystem („Frontend-Rechner“), welches u.a. die Datenerfassung steuert. Verglichen mit einem für alle Spektrometer zuständigen zentralen Auslesesystem, erlaubt die so realisierte unabhängige Datenauslese der Spektrometer eine höhere

Datenrate, macht es aber bei Koinzidenzexperimenten notwendig, die Spektrometer untereinander zu synchronisieren, d.h. sowohl den zeitlichen Ablauf der registrierten Ereignisse aufzuzeichnen, wie auch zusammengehörige Koinzidenzereignisse als solche zu markieren. Hierfür zuständig ist das sog. „Eventbuilding", welches aus einem Hardware-Teil und einem Software-Teil besteht. Die Eventbuilding-Hardware ist hierbei eng mit der Spektrometer-Koinzidenzelektronik verbunden.

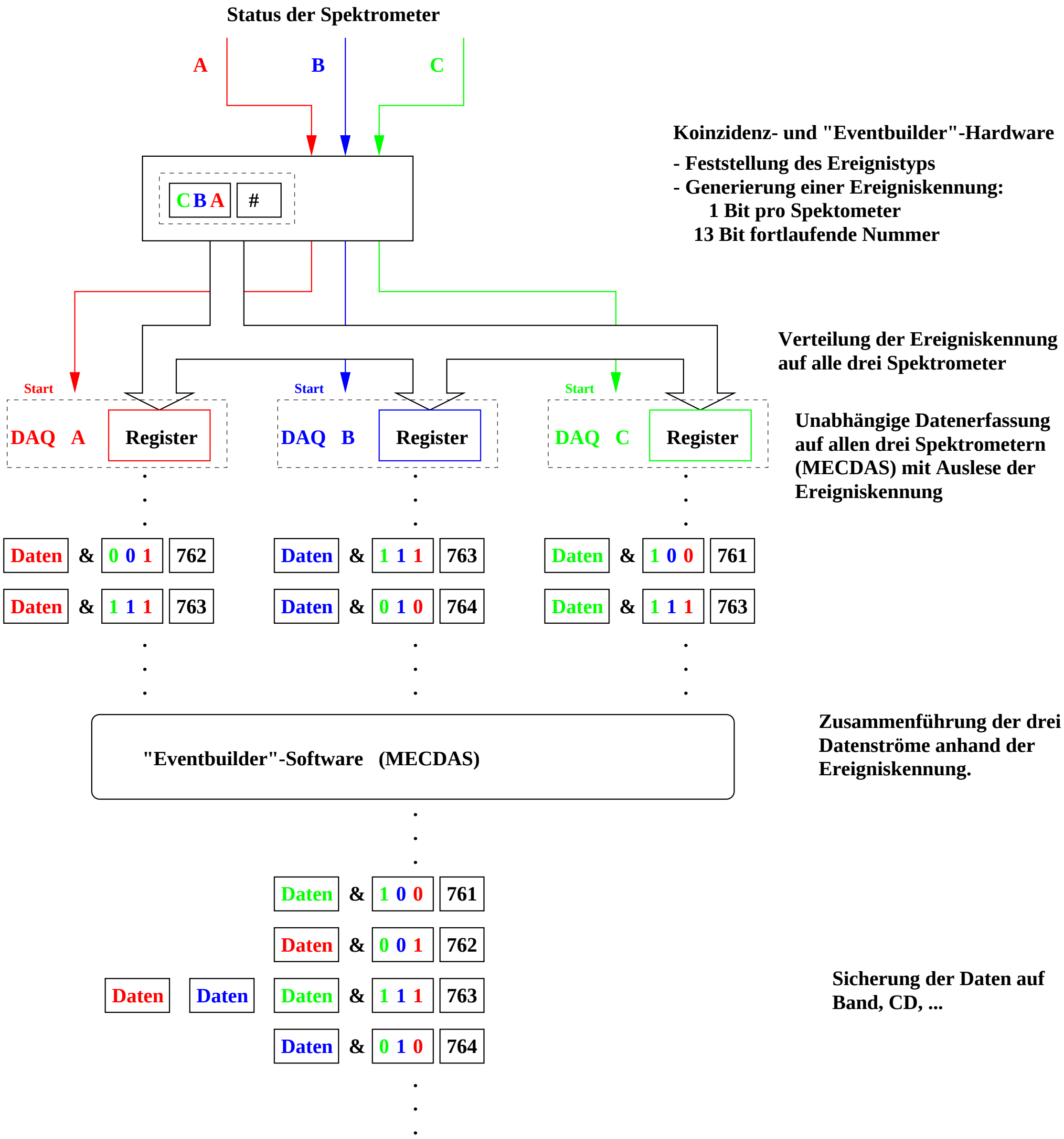


Abbildung 3.7: Schema des Eventbuildings.

Die Koinzidenzelektronik stellt fest, um welche Art Ereignis es sich handelt; die Liste der möglichen Ereignistypen umfaßt drei Arten von Einarmereignissen („A-Single", „B-Single", „C-Single"), drei Arten von Zweifach-Koinzidenzen („AB-Double", „BC-Double", „CA-Double") und eine Dreifachkoinzidenz („ABC-Triple"). Trifft die Koinzidenzelektronik die Entscheidung, das Ereignis zu erfassen, so werden zum einen über Interrupt-Signale die Computer auf den betroffenen Spektrometern aufgefordert, die Daten aufzunehmen. Zeitgleich wird durch die Eventbuilder-Hardware der Zähler einer fortlaufenden Nummer inkrementiert und diese Nummer mit der Information über die beteiligten Spektrometer zu einer Ereigniskennung zusammengefaßt. Diese wird auf alle Spektrometer verteilt und zusammen mit den Daten ausgelesen. Anhand dieser ereignisweisen Kennung der Daten kann eine Eventbuilder-Software die drei von den Spektrometern kommenden Datenströme zeitlich und nach Zusammengehörigkeit der Ereignisse geordnet zu einem Datenstrom zusammenfassen.

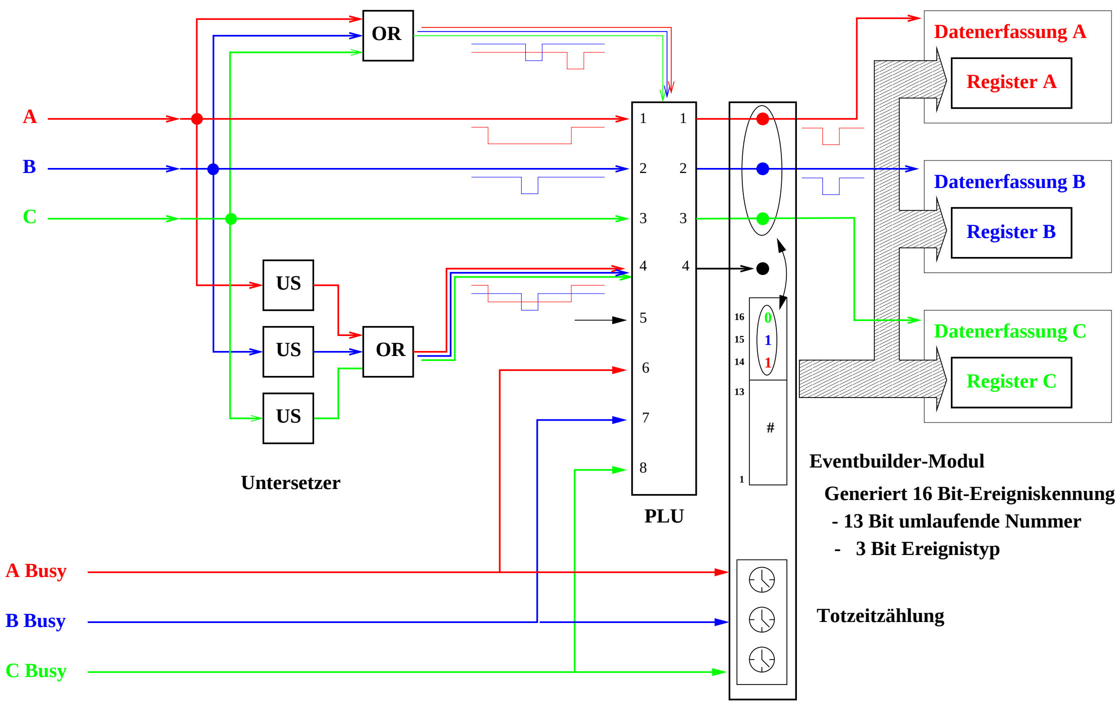


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung von Koinzidenz, Eventbuilding und Einarm-Untersetzung.

Realisiert sind Spektrometerkoinzidenz und Eventbuilding durch eine Kombination aus einer PLU vom Typ LeCroy 4508 und einem am Institut für Kernphysik in Mainz entwickelten „Eventbuilder-Modul“ [Ri-94]. Die PLU trifft dabei die Entscheidung über den Ereignistyp und den Start der Datenerfassung. Das Eventbuilder-Modul generiert aus der von der PLU bereitgestellten Information die Ereigniskennung; weiterhin sind für jede Ereignisart individuelle Totzeitzähler eingebaut. Die Ereigniskennung ist 16 Bit groß und setzt sich aus einer 13 Bit umfassenden, umlaufenden Nummer und je einem Bit pro Spektrometer zusammen. Über einen ECL-Ausgang wird die Kennung vom Eventbuilder-Modul zur Verfügung gestellt und über Flachbandkabel auf die Spektrometer verteilt. Dort wird sie mit Hilfe eines Registers zusammen mit den Daten erfaßt.

Die oben beschriebene Funktionalität des Eventbuilder-Moduls erhält man in der sog. „Master“-Betriebsart. In einer zweiten Betriebsart, dem sog. „Slave“-Modus, arbeitet das Eventbuilder-Modul wie ein Register und wird als solches auf den Spektrometern zur Erfassung der Ereigniskennung eingesetzt.

	Eingang								Ausgang								
	C Busy	B Busy	A Busy	Dbl	Sgl	C	B	A				FClr	Sum	C Int	B Int	A Int	
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	16
1	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	1	0	0	0	0	16
2	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0	16
3	0	0	0	0	0	0	1	1	0	0	0	1	0	0	0	0	16
4	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	16
5	0	0	0	0	0	1	0	1	0	0	0	1	0	0	0	0	16
6	0	0	0	0	0	1	1	0	0	0	0	1	0	0	0	0	16
7	0	0	0	0	0	1	1	1	0	0	0	0	1	1	1	1	15
8	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	16
9	0	0	0	0	1	0	0	1	0	0	0	0	1	0	0	1	9
10	0	0	0	0	1	0	1	0	0	0	0	0	1	0	1	0	10
11	0	0	0	0	1	0	1	1	0	0	0	1	0	0	0	0	16
12	0	0	0	0	1	1	0	0	0	0	0	0	1	1	0	0	12
⋮				⋮								⋮					⋮
39	0	0	1	0	0	1	1	1	0	0	0	1	0	0	0	0	16
40	0	0	1	0	1	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	16
41	0	0	1	0	1	0	0	1	0	0	0	1	0	0	0	0	16
42	0	0	1	0	1	0	1	0	0	0	0	0	1	0	1	0	10
43	0	0	1	0	1	0	1	1	0	0	0	1	0	0	0	0	16
44	0	0	1	0	1	1	0	0	0	0	0	0	1	1	0	0	12
⋮				⋮								⋮					⋮
255	1	1	1	1	1	1	1	1	0	0	0	1	0	0	0	0	16

Tabelle 3.3: Auszug aus der Standard-Programmiertabelle der Koinzidenz-PLU. Man beachte insbesondere die untersetzten Einarm-Ereignisse („Sgl“) und den Datenerfassungs-Status für Spektrometer A („A Busy“).

Die PLU besitzt acht Standard-Eingänge. Drei davon sind mit den von der Detektorelektronik der einzelnen Spektrometer (Kapitel 3.4.1) generierten Signalen belegt. An drei weiteren Eingängen liegen die sog. „Busy“-Signale, welche über den Status der Datenerfassung auf den Spektrometern informieren. Im Falle einer aktiven Datenerfassung darf an das betreffende Spektrometer kein Interrupt weitergegeben werden. Die verbleibenden zwei Eingänge werden verwendet, um bestimmte Ereignistypen in ihrer Zählrate zu untersetzen. Hiervon sind vor allem die in der Zählrate dominierenden Einarm-Ereignisse betroffen. Man führt die von den Spektrometern kommenden Signale auf individuelle Untersetzer, dessen Ausgänge durch eine ODER-Verknüpfung zusammengefaßt und einem der verbleibenden freien Eingänge der PLU zugeführt werden. Die PLU wird derart programmiert, daß für ein gültiges Einarm-Ereignis zusätzlich zum Spektrometersignal ein Signal am untersetzten Eingang verlangt wird. In Tabelle 3.4.2 ist die Wirkung des Busy-Signals und der Einarm-Untersetzung für ausgewählte PLU-Eingangskombinationen gezeigt.

Analog zur Untersetzung von Einarmereignissen kann man den verbleibenden freien Eingang der PLU verwenden, um Zweifach-Koinzidenzen zu untersetzen. Eine individuelle Untersetzung aller drei Zweifach-Koinzidenzereignisse ist im Gegensatz zu den Einarm-Ereignissen nicht mehr möglich; maximal zwei Zweifach-Koinzidenztypen können untersetzt werden.

Der minimale und der maximale Zeitunterschied, zwischen denen die von den Spektrometern kommenden Ereignisse als koinzident erkannt werden, ist von der Flugzeit der zu untersuchenden Teilchen durch die Spektrometer abhängig. Eingestellt werden Lage und Breite dieses sog. Koinzidenzzeitfensters vor der PLU mit Hilfe von Verzögerungskabeln und veränderlichen Signalbreiten.

Die Erweiterung der Dreispektrometeranlage um zusätzliche Detektorsysteme erforderte bei dem oben vorgestellten Verfahren von Koinzidenz und Eventbuilding die Herausnahme eines oder mehrerer Spektrometer aus der Elektronik. An Stelle der Spektrometer wurden anschließend die anderen Detektorsysteme in die Elektronik eingebaut. Dies ist zum einen immer mit Arbeitsaufwand verbunden; zum anderen sind auf diese Art nicht mehr als drei Detektorsysteme gleichzeitig zu betreiben. Um derartigen Einschränkungen in Zukunft aus dem Weg zu gehen, wurde in einem ersten Schritt die LeCroy 4508-PLU durch ein „Universal Logic Module“ (LeCroy ULM 2366) ersetzt [Mer-01]. Dieses Modul bietet mehr Ein- und Ausgänge als die alte PLU, so daß bei Einsatz von neuen Detektorsystemen Umbaumaßnahmen an der Elektronik auf ein Minimum reduziert werden können. Weiterhin geht die Funktionalität des neuen Moduls weit über die eines frei adressierbaren Speichers hinaus: So läßt sich ein Großteil der vormals über eine Vielzahl von Modulen verteilten Koinzidenzelektronik in einem ULM-Modul unterbringen; insbesondere lassen sich Zähler und Untersetzer realisieren, und auch die Lage und Breite des Koinzidenzzeitfensters wird innerhalb des Moduls eingestellt.

Kapitel 4

Experiment und Analyse

4.1 Das Meßprogramm

Die Untersuchungen der A1-Kollaboration zur Elektrodisintegration des Deuterons verfolgten zum einen das Ziel, die longitudinale und transversale Strukturfunktion R_L und R_T bei fehlenden Impulsen bis 350 MeV/c zu extrahieren. Zum anderen sollte der Wirkungsquerschnitt bei sehr großen fehlenden Impulsen mit $|\vec{p}_m| > 900$ MeV/c bestimmt werden.

k_i [MeV]	k_f [MeV]	Θ_e [°]	Θ_p [°]	v_T/v_L	ω [MeV]	W [MeV]	$\|\vec{p}_p\|$ [MeV/c]	$\|\vec{p}_m\|$ [MeV/c]
420,1	291,9	76,1	39,0	1,27	128,2	1952,6	500,0	50,0
495,1	366,9	60,8	45,4	0,95				
615,1	486,9	46,4	51,6	0,76				
420,1	193,3	86,0	25,5	2,23	226,2	2053,0	650,0	200,0
495,1	268,9	64,5	32,6	1,38				
615,1	388,9	46,9	39,1	1,01				
855,1	629,9	30,8	45,6	0,80				
420,1	131,3	94,6	16,9	4,24	288,8	2117,1	725,0	275,0
495,1	206,3	65,4	24,6	2,04				
615,1	326,3	45,3	31,0	1,35				
855,1	566,3	28,7	37,2	1,04				
495,1	135,3	63,0	15,5	4,27	359,8	2189,6	800,0	350,0
615,1	255,3	39,9	21,3	2,40				
855,1	495,3	25,0	26,6	1,66				

Tabelle 4.1: Die Zentralwerte der kinematischen Parameter für die Messungen zur LT-Separation. Für alle Kinematiken ist $|\vec{q}\,| = 450\,\text{MeV/c}$ und $\Theta_{pq} = 0°$ eingestellt.

In Tabelle 4.1 finden sich die Zentralwerte[1] der kinematischen Parameter für die Messung der longitudinalen und transversalen Strukturfunktion. Bei diesen Messungen wurde für alle Kinematiken der Impulsübertrag $|\vec{q}\,|$ auf 450 MeV/c festgehalten, und das Proton wurde in Richtung des Impulsübertrags, d.h. bei $\Theta_{pq} = 0°$, nachgewiesen. Wie in Tabelle 4.1 gezeigt, wurde bei vier Einstellungen für den Energieübertrag ω und somit vier Einstellungen des zentralen fehlenden Impulses $|\vec{p}_m|$

[1] Der Begriff „Zentralwert“ bezieht sich auf die Werte der Parameter k_f, Θ_e, p_p, Θ_p, welche zentral zu den entsprechenden Akzeptanzgrenzen der Spektrometer eingestellt werden. Größen wie Q^2, $|\vec{q}\,|$, ... werden aus diesen Werten abgeleitet und liegen nicht notwendigerweise zentral bezüglich der Grenzen ihrer Wertebereiche.

gemessen. Um bei festem ω, $|\vec{q}|$ und Θ_{pq}, und somit festem Fußpunkt der Strukturfunktionen $R_i(\omega, |\vec{q}|, \Theta_{pq})$, i = L,T, die Parameter v_L, v_T in Beziehung (2.14) zu ändern, wurde die Elektroneneinschußenergie, wie in Tabelle 4.1 dargestellt, variiert. Um die für die Kinematik bei $p_m = 350$ MeV/c notwendigen hohen Protonenimpulse zu erreichen, wurden die Protonen mit Spektrometer B und die Elektronen mit Spektrometer A nachgewiesen.

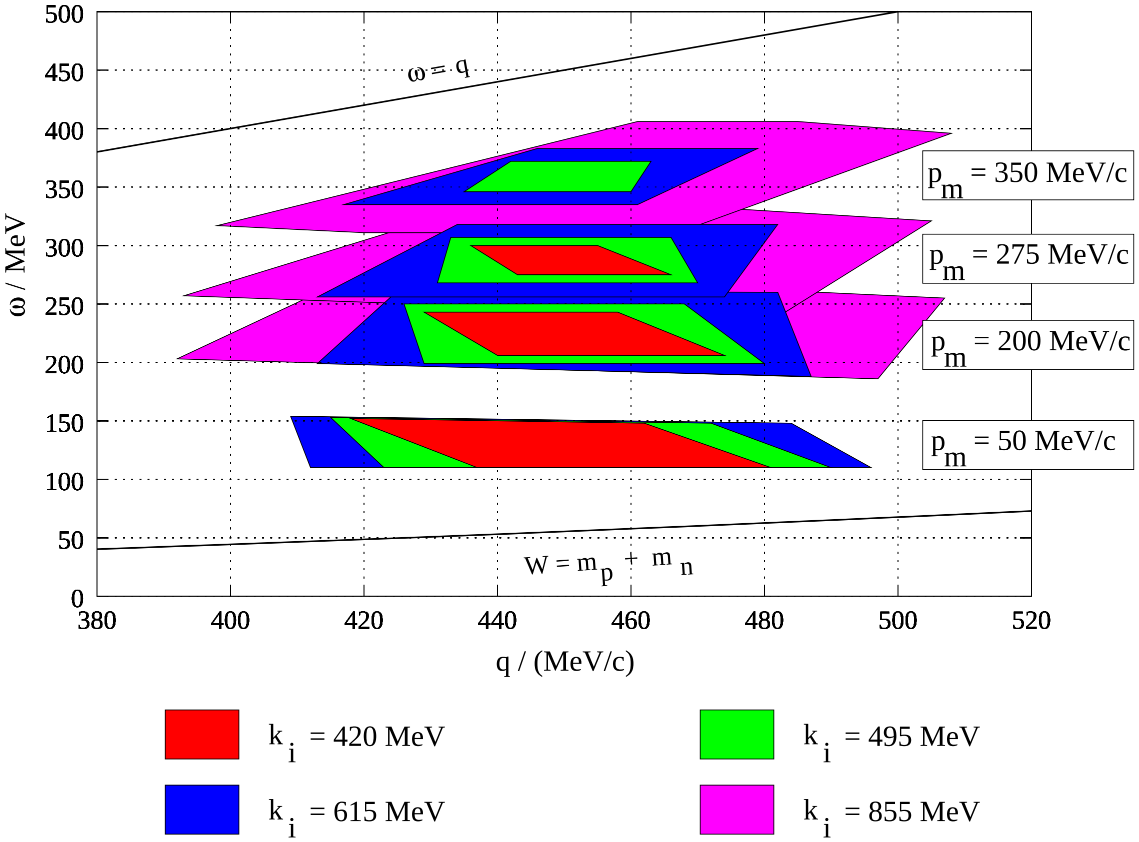


Abbildung 4.1: Die Akzeptanzbereiche der Dreispektrometeranlage in ω und $|\vec{q}|$ für alle Kinematiken des LT-Meßprogramms.

Bei gleichen Zentralwerten in ω und $|\vec{q}|$ kann sich die Größe der Akzeptanzbereiche in diesen Variablen, abhängig von der Einschußenergie k_i, signifikant unterscheiden. Dies ist von Relevanz, da die Messung von Wirkungsquerschnitten eine Mittelung über den Akzeptanzbereich, bzw. Teile davon, impliziert (Kapitel 4.2.1 ff.). Sind insbesondere, wie im Falle der LT-Separation, aus Wirkungsquerschnitten unterschiedlicher Kinematiken weitere Größen zu extrahieren, so ist darauf zu achten, daß sich die Akzeptanzbereiche, über die gemittelt wird, nicht allzu sehr unterscheiden.

Abbildung 4.1 zeigt die Akzeptanzbereiche in ω und $|\vec{q}|$ für alle gemessenen Kinematiken der LT-Separation. Die Raumwinkelakzeptanz für das Elektronenspektrometer A war hierbei auf 21 msr reduziert; für das Protonspektrometer B wurden die maximal möglichen 5,6 msr eingestellt. Wie in der Abbildung zu sehen, wächst die Akzeptanz in ω und $|\vec{q}|$ mit steigender Einschußenergie. Um sicherzustellen, daß bei der Separation die gleichen Akzeptanzgebiete zu den Wirkungsquerschnitten beitragen, wurde für die LT-Separation als Auswahlbedingung („Schnitt“, „Cut“) das Gebiet des kleinsten Akzeptanzbereiches für alle Messungen bei einem zentralen p_m definiert.

Q^2 [fm^{-2}]	ω [MeV]	$\lvert\vec{q}\rvert$ [MeV/c]	Θ_q [°]	$\lvert\vec{p}_p\rvert$ [MeV/c]	Θ_{pq} [°]	p_m [MeV/c]
8,682	180	608,72	51,63	578,30	0	30
8,454	198	606,93	49,97	599,10	10	106
8,459	198	606,97	50,00	569,50	20	209
7,805	248	604,66	45,19	578,80	35	355
7,415	279	605,31	42,32	578,80	43	432
6,908	318	608,43	38,62	578,70	51	515
6,532	347	612,36	35,90	538,00	64	614
5,219	449	636,54	26,79	617,60	73	748
4,277	523	663,08	20,77	617,60	79	817
3,287	600	698,22	15,00	640,60	85	906

Tabelle 4.2: Die Zentralwerte der kinematischen Parameter für die Wirkungsquerschnittsmessungen bei hohen fehlenden Impulsen. Für alle Kinematiken sind $k_i = 855{,}1\,\mathrm{MeV}$ und $\Theta_e = 45°$ eingestellt.

In Tabelle 4.2 finden sich die Zentralwerte der kinematischen Parameter für die Wirkungsquerschnittsmessungen bei hohen fehlenden Impulsen aufgelistet. Diese Messungen verwendeten die im Standardbetrieb des Beschleunigers maximal mögliche Elektronenenergie von 855,1 MeV und einen festen Elektronenstreuwinkel von 45°. Im Gegensatz zu den LT-Messungen wurden die Elektronen mit Spektrometer B und die Protonen mit Spektrometer A nachgewiesen. Protonenimpuls und -streuwinkel wurden gemäß Tabelle 4.2 variiert, wobei zum Erreichen der hohen fehlenden Impulse das Proton weit außerhalb der Richtung des Impulsübertrags nachgewiesen werden mußte.

4.2 Die Analyse der Daten

Die Analyse der Daten wurde mit Hilfe des ESPACE-Programmpakets [Offe-94] durchgeführt. Der Ablauf der Analyse setzt sich aus den folgenden Teilen zusammen:

1. Die Überführung der Rohdaten in physikalische Daten (Kapitel 4.2.2), die Identifikation der zu untersuchenden Reaktion anhand des Koinzidenzzeitspektrums und die Korrektur des Zufallskoinzidenzuntergrundes (Kapitel 4.2.3). Das Analyseprogramm ESPACE selbst, neben dem zur Manipulation von Histogrammen verwendeten Programm HISTMAN, erledigt diesen Teil der Analyse, welcher „rohe“ Wirkungsquerschnitte bzw. Verteilungen in Form von Histogrammen zum Ergebnis hat.

2. Die Phasenraumdivision: Dieser Begriff umfaßt im wesentlichen die Transformation der im ersten Analyseschritt gewonnenen Wirkungsquerschnitte auf gebräuchliche Variablen (Kapitel 4.2.4). Auch die Separation der Spektralfunktion bei Betrachtung der (e,e'p)-Reaktion im Rahmen der Stoßnäherung fällt unter diesen Analyseschritt. Das Programm AEEXB ist hierbei für die numerische Berechnung von Phasenraum-Korrekturfunktionen, Akzeptanzvolumina und integrierter Off-Shell-Wirkungsquerschnitte verantwortlich. HISTMAN wird wiederum für Histogrammoperationen benötigt.
3. Die Strahlungskorrektur: Hierbei werden mit Hilfe des Programmes RADCOR Energieverluste der beteiligten Teilchen im Target und über den Ein-Photonen-Austausch hinausgehende Wechselwirkungsbeiträge korrigiert (Kapitel 4.2.5).
4. Die Targetdicken-Korrektur: Hierbei wird mit Hilfe der elastischen Elektronenstreuung am Deuteron die Targetdicke durch Vergleich mit bekannten d(e,e')d-Wirkungsquerschnitten ermittelt.
5. Der Vergleich mit theoretischen Vorhersagen: Wiederum wird AEEXB, zusammen mit HISTMAN, verwendet, um theoretische Wirkungsquerschnitte über einen Teil des Akzeptanzbereichs der Spektrometer zu integrieren.

4.2.1 Die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten

Wird ein spezifischer Streuprozeß von n unabhängigen Variablen beschrieben, so erhält man eine Abschätzung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d^n\sigma/dx_1...dx_n$ für einen Datenpunkt $(X_1, ..., X_n)$, indem man die Anzahl N der zu diesem Streuprozeß gehörenden Ereignisse zählt, welche innerhalb eines Bereiches $[X_1...X_n]$ um den Datenpunkt herum auftreten, und diese Zahl durch die *integrierte Luminosität* L und das Bereichsvolumen $V([X_1...X_n]) = \int\limits_{[X_1...X_n]} dx_1...dx_n$ dividiert:

$$\frac{d^n\sigma_{Exp}}{dx_1...dx_n}(X_1, ..., X_n) = \frac{N}{L} \cdot \frac{1}{V([X_1...X_n])} \quad , \text{mit } L = \frac{N_e\, N_{tg}}{A_{tg}} \tag{4.1}$$

Mit der Luminosität L wird die triviale Abhängigkeit des Streuprozesses von der Anzahl der einlaufenenden Elektronen N_e, von der Anzahl der Targetatome N_{tg} und vom Reaktionsvolumen, hier in Form der bestrahlten Targetfläche A_{tg}, aus dem Wirkungsquerschnitt herausgenommen. L errechnet sich für die Elektronenstreuung mit festem Target wie folgt:

$$L = \frac{Q}{e} \cdot \rho \cdot d \cdot \frac{N_A}{M_{mol}} \tag{4.2}$$

Hierbei bezeichnen $Q = \int I\, dt$ die mit dem Elektronenstrahl insgesamt auf das Target geflossene Ladung, ρ, d und M_{mol} Dichte, Dicke und Atomgewicht des Targetmaterials, $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C und $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ mol^{-1} Elementarladung und Avogadro-Konstante.

Das oben beschriebene Verfahren der Wirkungsquerschnittsbestimmung impliziert immer eine Mittelung des Resultats über den Bereich $[X_1...X_n]$, wobei sich die Annäherung an den wahren Wirkungsquerschnitt mit wachsender Anzahl N an Streuereignissen und kleinerem Bereichsvolumen $V([X_1...X_n])$ verbessert. Bei einem Vergleich von Experiment und Theorie sollte auch der theoretische Wirkungsquerschnitt dieser Mittelung unterzogen werden:

$$\frac{d^n\sigma_{Exp}}{dx_1...dx_n}(X_1,...,X_n) \quad\longleftrightarrow\quad \frac{\int\limits_{[X_1...X_n]} \frac{d^n\sigma_{Theo}}{dx_1...dx_n}\,dx_1...dx_n}{V([X_1...X_n])} \tag{4.3}$$

Nach (4.1) wäre der in der (e,e'p)-Streuung interessierende, sechsfach differentielle Wirkungsquerschnitt $d^6\sigma\,/\,d\Omega_e d\omega d\Omega_p dp_p$ durch Befüllen eines 6-dimensionalen Histogramms in den Variablen $\Omega_e, \omega, \Omega_p, p_p$ ($\Omega \equiv \cos\Theta, \phi$) und dessen Normierung auf Luminosität und Binvolumen $\Delta\Omega_e\Delta\omega\Delta\Omega_p\Delta p_p$ zu messen. Die folgenden Gründe sprechen gegen dieses Vorgehen:

1. Anhand der Variablen $\Omega_e, \omega, \Omega_p, p_p$, welche den experimentellen Gegebenheiten im Laborsystem entsprechen, sind die interessanten physikalischen Abhängigkeiten i. allg. nicht optimal abzulesen.

2. Die große Anzahl von Bins in einem solchen Histogramm führt zu großen, zählstatistischen Fehlern.

3. Der für ein solches Histogramm benötigte Speicherbedarf ist für praktische Zwecke zu groß, wenn auch für heutige Computer erreichbar.

Daher ist es erforderlich, die Daten in Histogrammen geringerer Dimensionalität und in Abhängigkeit von geeigneten Variablen zu erfassen. Die Reduktion der Dimensionalität entspricht dabei einer impliziten Integration über einen Teil der sechs in der (e,e'p)-Reaktion verfügbaren unabhängigen Variablen.

Die in der (e,e'p)-Analyse bevorzugt verwendeten Variablen sind die fehlende Energie E_m, weil dort Einteilchen-Endzustände als Piks im Spektrum identifizierbar sind, und der fehlende Impuls p_m, in dessen Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitt besonders stark variiert. Insbesondere bei Betrachtung der (e,e'p)-Reaktion im Rahmen der Stoßnäherung (siehe (2.16)) ist die Kernstrukturinformation in der allein von E_m und p_m abhängigen Spektralfunktion $S(E_m, p_m)$ enthalten.

Die Erfassung der Daten in einem $(\mathcal{E}_m, p_m)$-Histogramm[2] entspricht, bei Normierung auf Luminosität und Binvolumen $\Delta\mathcal{E}_m\Delta p_m$, der Messung des bezüglich $\mathcal{E}_m$ und p_m differentiellen Wirkungsquerschnitts $\overline{d^2\sigma/d\mathcal{E}_m dp_m}$. Der Mittelungsstrich über $\overline{d^2\sigma/...}$ soll dabei an die Integration über vier der sechs freien Variablen erinnern. Formal

[2]Achtung: Die Programme des ESPACE-Analysepakets verwenden eine von der Definition (2.8) der fehlenden Energie E_m geringfügig abweichende Variante, welche zur Unterscheidung mit $\mathcal{E}_m$ bezeichnet ist. Deren Definition und eine Diskussion der daraus resultierenden - unbedeutenden - Effekte finden sich im Kapitel 7.4.1.

kann man schreiben:

$$\frac{\overline{d^2\sigma}}{d\mathcal{E}_m dp_m}\,(\mathcal{E}_m, p_m) = \int\limits_{[u_1,...,u_4]} \frac{d^6\sigma}{du_1...du_4\, d\mathcal{E}_m dp_m}(u_1, ..., u_4, \mathcal{E}_m, p_m)\, du_1...du_4 \qquad (4.4)$$

Die Variablen $(u_1, ..., u_4)$ seien hierbei derart gewählt, daß sie zusammen mit $\mathcal{E}_m$ und p_m eineindeutig in die Variablen $(\Omega_e, \omega, \Omega_p, p_p)$ transformierbar sind. Dann läßt sich der auf der rechten Seite in (4.4) verwendete Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der Jacobi-Determinante ausdrücken:

$$\frac{d^6\sigma}{du_1...du_4\, d\mathcal{E}_m dp_m} = \frac{d^6\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p dp_p} \cdot \frac{\partial(\omega, \Omega_e, p_p, \Omega_p)}{\partial(u_1, ..., u_4, \mathcal{E}_m, p_m)} \qquad (4.5)$$

Das Integrationsgebiet $[u_1, ..., u_4]$ entspricht dem Akzeptanzgebiet des Experiments in den Variablen $u_1, ..., u_4$ und besitzt i. allg. eine komplizierte Form.

Einfluß von Targetgeometrie und Detektoreffizienz

Die Formeln (4.4) und (4.5) sind streng nur im Falle eines Punkttargets und bei 100% Effizienz der Apparatur über den gesamten Akzeptanzbereich gültig. In der Praxis verwendet man ausgedehnte Targets und hat ggf. Effizienzverluste zu realisieren. Die Meßgröße ist somit der *experimentelle Wirkungsquerschnitt*:

$$\frac{d^9\sigma_{Exp}}{d\Omega_p d\omega d\Omega_p dp_p d^3r_{tg}} = \frac{d^6\sigma}{d\Omega_p d\omega d\Omega_p dp_p} \cdot \rho(\vec{r}_{tg}) \cdot \epsilon(\Omega_p, \omega, \Omega_p, p_p, \vec{r}_{tg}) \qquad (4.6)$$

Hierbei bezeichnen ϵ die *Effizienz*, welche i. allg. auch Totzeitverluste einschließt, und ρ die Dichteverteilung des Wechselwirkungsortes im Target, die sog. *Vertexverteilung*. Es gilt:

$$\epsilon(\Omega_p, \omega, \Omega_p, p_p, \vec{r}_{tg}) \in [0, 1] \quad , \quad \int\limits_{\Re^3} \rho(\vec{r}_{tg})\, d^3r_{tg} = 1$$

Zur Bequemlichkeit bei der Angabe von Integrations- bzw. Akzeptanzgebieten findet man oft auf der rechten Seite von (4.6) eine *Akzeptanzfunktion* α anmultipliziert. Für diese gilt:

$$\alpha(\Omega_p, \omega, \Omega_p, p_p, \vec{r}_{tg}) = \left\{ \begin{array}{lcl} 1 & : & \text{innerhalb} \\ 0 & : & \text{außerhalb} \end{array} \right\} \quad \text{des Akzeptanzgebietes} \qquad (4.7)$$

Unter obigen Annahmen gehen (4.4) und (4.5) über in:

$$\frac{\overline{d^2\sigma}_{\,Exp}}{dE_m dp_m} = \int\limits_{[u_1,...,u_4,\vec{r}_{tg}]} \frac{d^9\sigma_{Exp}}{du_1...du_4\, d^3r_{tg}\, dE_m dp_m}\, du_1...du_4 d^3r_{tg} \qquad (4.8)$$

mit:

$$\frac{d^9\sigma_{Exp}}{du_1...du_4\, d^3r_{tg}\, dE_m dp_m} = \frac{d^9\sigma_{Exp}}{d\Omega_p d\omega d\Omega_p dp_p d^3r_{tg}} \cdot \frac{\partial(\Omega_p, \omega, \Omega_p, p_p)}{\partial(u_1, ..., u_4, E_m, p_m)} \qquad (4.9)$$

4.2.2 Von den Rohdaten zu den physikalischen Daten

Im ersten Schritt der Analyse sind aus den im wesentlichen aus ADC- und TDC-Einträgen (ADC = Analog to Digital Converter, TDC = Time to Digital Converter) bestehenden Rohdaten eines Ereignisses in einem Spektrometer physikalische Daten, d.h. der Impuls p, die Streuwinkel Θ und ϕ und die Art des Teilchens, zu bestimmen. Die Kenntnis des Reaktionsortes im Target, des sog. *Vertex*, ermöglicht darüberhinaus Korrekturen des Energieverlustes der Teilchen im Target und der im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Targetgeometrie-Effekte.

Die Rekonstruktion von Impuls, Streuwinkel und Vertex findet in mehreren Schritten statt. Zunächst sind aus den VDC-Daten, welche im Regelfall aus TDC-Einträgen von mehreren, konsekutiven Drähten in allen vier Kammerebenen bestehen, mittels einer χ^2-Anpassung der Durchtrittsort des Teilchens durch die Fokalebene, x_{fp} und y_{fp} sowie die Durchtrittswinkel Θ_{fp} und ϕ_{fp} zu berechnen [Sauer-95].

Im nächsten Schritt werden die Spektrometer-Eintrittskoordinaten aus den Fokalebenen-Koordinaten berechnet. Die Spektrometer-Eintrittskoordinaten bestehen aus der relativen Impulsablage δ_{tg}, dem kartesischen Out-of-Plane Winkel Θ_{tg}, dem kartesischen In-Plane Winkel ϕ_{tg} und der Vertexablage y_{tg}. Sie sind definiert als Differenzgrößen in Bezug auf einen Referenzstrahl mit $\delta_{tg} = 0\,\%$, $\Theta_{tg} = 0°$, $\phi_{tg} = 0°$ und $y_{tg} = 0\,\text{mm}$. Die Bestimmung der Spektrometer-Eintrittskoordinaten erfolgt mit Hilfe von Potenzreihen:

$$\begin{aligned}
\delta_{tg} &= \sum_{i,j,k,l\geq 0} D_{ijkl}\, x_{fp}^i y_{fp}^j \Theta_{fp}^k \phi_{fp}^l & \Theta_{tg} &= \sum_{i,j,k,l\geq 0} T_{ijkl}\, x_{fp}^i y_{fp}^j \Theta_{fp}^k \phi_{fp}^l \\
\phi_{tg} &= \sum_{i,j,k,l\geq 0} P_{ijkl}\, x_{fp}^i y_{fp}^j \Theta_{fp}^k \phi_{fp}^l & y_{tg} &= \sum_{i,j,k,l\geq 0} Y_{ijkl}\, x_{fp}^i y_{fp}^j \Theta_{fp}^k \phi_{fp}^l
\end{aligned} \tag{4.10}$$

Die Entwicklungskoeffizienten D_{ijkl}, T_{ijkl}, P_{ijkl} und Y_{ijkl} werden als *Transferkoeffizienten* oder auch – weniger genau – als *Transfermatrixelemente* bezeichnet. Sie sind im Rahmen von Eichmessungen mit Hilfe von elastischer Streuung und Lochkollimatoren zu ermitteln, wobei durch Ausnutzung von Symmetrieeigenschaften der Magnetoptik ihre Anzahl reduziert werden kann [Korn-94].

Um Impuls und Richtung des Teilchens bezüglich des Laborsystems festlegen zu können, benötigt man die Lage des Referenzstrahles im Laborraum. Der Referenzstrahlimpuls ist gegeben durch $p_{tg,0} = \Gamma \cdot B$, wobei Γ die Spektrometerkonstante und B die Stärke des Dipolfeldes bezeichnen, welche mit Hilfe eines NMR-Verfahrens gemessen wird [Schardt-94]. Der In-Plane Referenzstrahlwinkel $\phi_{tg,0}$ wird bei allen drei Spektrometern mit Hilfe einer Kodierschiene im Drehkranz gemessen [Schardt-94]. Der Out-of-Plane Referenzwinkel $\Theta_{tg,0}$ ist für die Spektrometer A und C auf 0° festgelegt; bei dem für Out-of-Plane Messungen vorbereiteten Spektrometer B wird $\Theta_{tg,0}$ mit Hilfe von linearen Weggebern, Neigungssensoren und einem Laser-Positioniersystem gemessen [Weis-97]. Die Absolutbestimmung des Wechselwirkungsortes geschieht mit Hilfe einer als bekannt vorausgesetzten Target- und Elektronenstrahlposition, welche mit Hilfe eines Theodolitensystems bestimmt wird. Lenkt man den Strahl mit Hilfe des schnellen Strahlwedlers über das Target, so wird die Strahlablage für jedes Ereignis erfaßt, so daß die Vertexbestimmung möglich bleibt [Wilh-93].

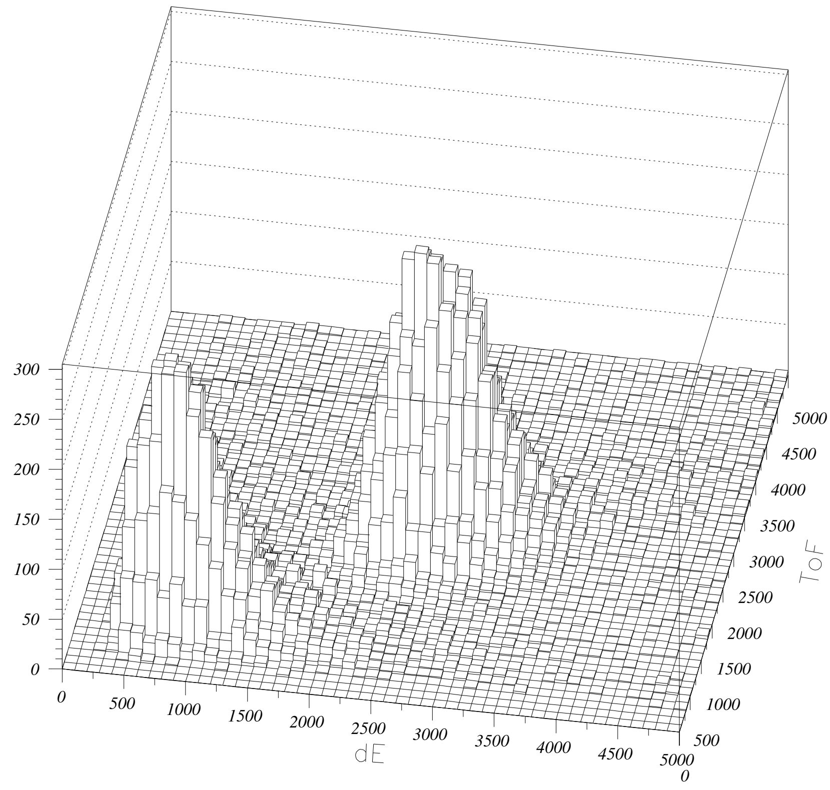


Abbildung 4.2: Unterscheidung von minimal ionisierenden Teilchen und Protonen mit Hilfe der ADC-Rohspektren von ToF- und ΔE-Ebene.

Wie bereits in Kapitel 3.3 beschrieben, wird die Teilchenidentifikation mit Hilfe von Szintillations- und Čerenkov-Detektor durchgeführt. Die Unterscheidung zwischen Protonen und minimal ionisierenden, positiv geladenen Teilchen (Pionen, Positronen) mit Hilfe der Energiedeposition in den Szintillatorebenen des Protonspektrometers ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Aufgetragen ist dort für beide Ebenen die Summe der ADC-Einträge von rechten und linken Photovervielfacher eines Szintillatorsegments. Der Pik bei kleinen Werten entspricht den minimal ionisierenden Teilchen, der Pik bei großen Werten den Protonen. Falls nötig, läßt sich die Trennschärfe durch Korrekturen bezüglich der bahnlängenabhängigen Energiedeposition im Szintillator weiter steigern [Böhm-93]. Für die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten d(e,e'p)n-Experimente ist anzumerken, daß Protonen und minimal ionisierende Teilchen allein durch die unterschiedliche Flugzeit vom Target zum Detektorsystem ausreichend zu trennen sind.

Der unerwünschte Beitrag von negativ geladenen Pionen im Elektronenspektrometer wird mit Hilfe des Čerenkov-Detektors identifiziert, welcher während der Da-

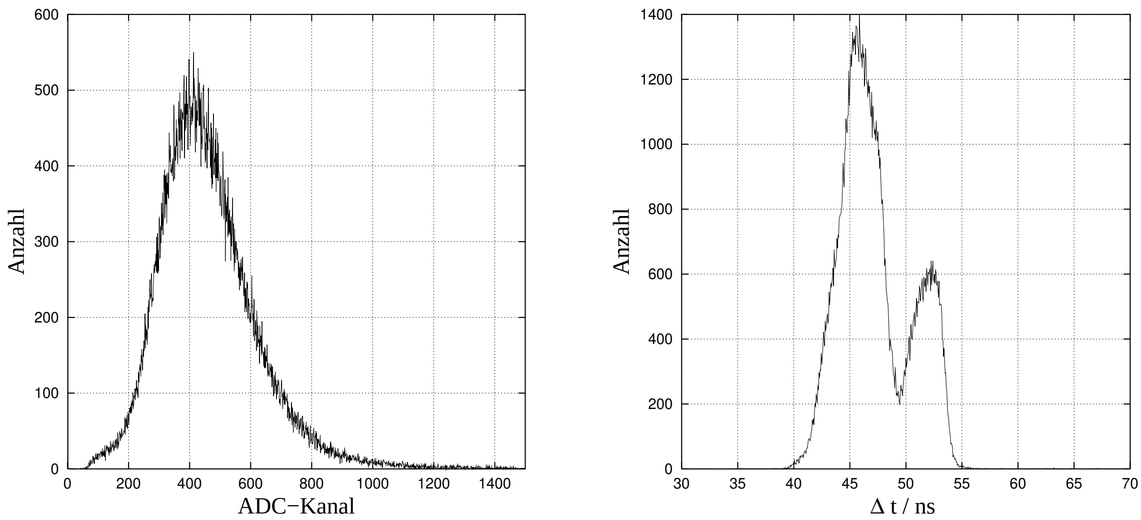


Abbildung 4.3: ADC-Spektrum des Čerenkov-Detektors und Zeitdifferenzspektrum zwischen Čerenkov- und Szintillationsdetektor.

tennahme frei, d.h. in keine Koinzidenz eingebunden, mitlief. Elektronen lassen den Čerenkov-Detektor ansprechen; zur Auswertung des Signals stehen sowohl die ADC-Einträge der Photovervielfacher als auch ein TDC zur Verfügung, welcher die Zeitdifferenz zwischen Szintillator und Čerenkov-Detektor mißt (Abb. 4.3). Der Unterschied an registrierten Ereignissen zwischen beiden Methoden liegt unterhalb der Promille-Grenze, so daß aus Gründen der Einfachheit das TDC-Spektrum zur Identifikation der Elektronen herangezogen wurde.

4.2.3 Koinzidenzzeit und Untergrundkorrektur

Nach Ermittlung der kinematischen Größen der an einem Ereignis beteiligten Teilchen erfolgt die Identifikation der d(e,e'p)n-Ereignisse mit Hilfe des Koinzidenzzeitspektrums. Als Koinzidenzzeit bezeichnet man die Differenz zwischen den Zeitpunkten einer Ereignisregistrierung zweier Spektrometerdetektoren.

Gemessen wurde die Koinzidenzzeit mit Hilfe eines TDC, welcher durch den Szintillationsdetektor von Spektrometer A gestartet und durch den von Spektrometer B gestoppt wurde. Die maximal meßbare Zeitdifferenz des TDC betrug 102,4 ns bei einer Auflösung von 50 ps/Bin. Zur Vergrößerung der maximal meßbaren Zeitdifferenz wurde in einigen Messungen ein zweiter TDC verwendet, welcher mit dem gleichen Startsignal wie der erste TDC, aber mit einem um 80 ns verzögerten Stoppsignal beschaltet wurde. Die Feststellung der Koinzidenz wurde, wie in Kapitel 3.4.2 beschrieben, mit Hilfe einer PLU realisiert. Das *Koinzidenzzeitfenster*, d.h. die mit der Koinzidenzschaltung ($\neq$ TDC !) maximal meßbare Zeitdifferenz τ, wurde durch die Länge des PLU-Eingangssignals von Spektrometer A gegeben und betrug ca. 90 ns.

Im oberen Teil der Abbildung (4.4) wird das mit den TDC-Rohdaten erzeugte Koinzidenzzeitspektrum gezeigt. Es setzt sich zusammen aus echten Koinzidenzereignis-

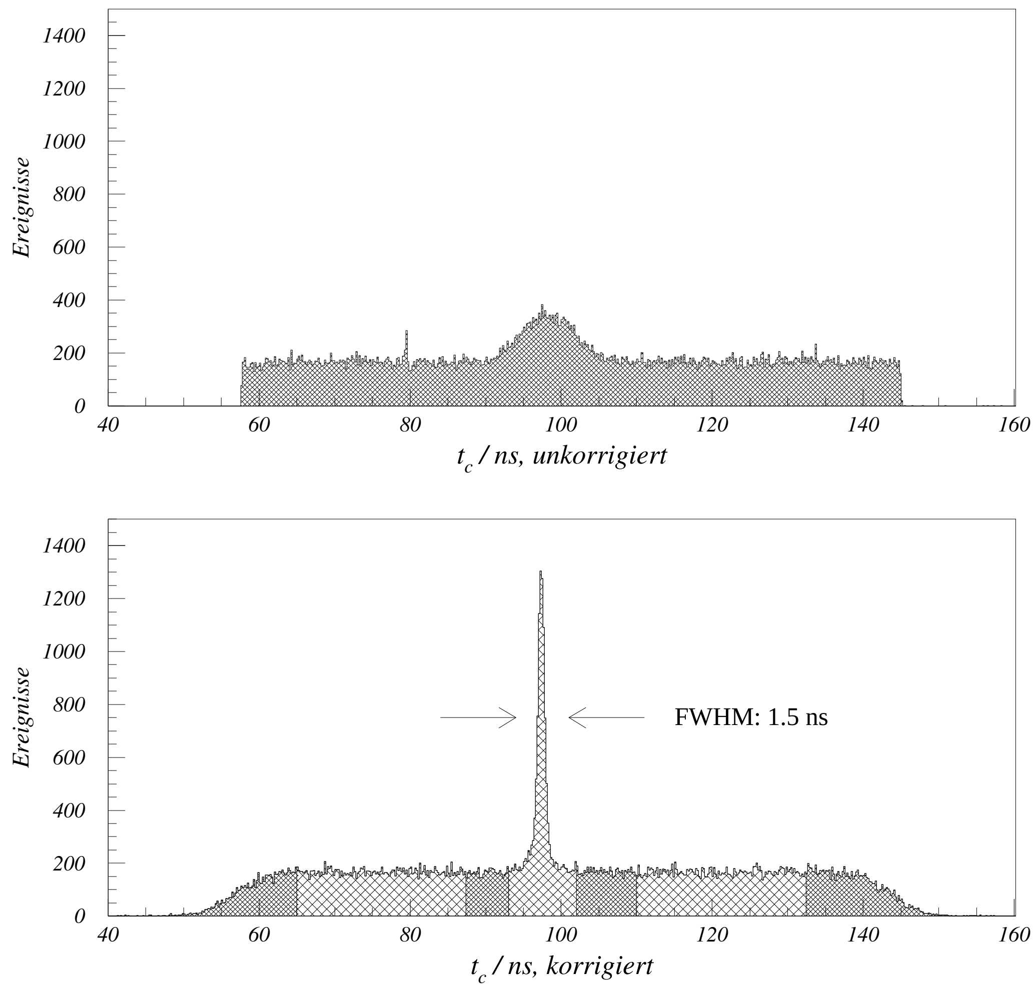


Abbildung 4.4: Koinzidenzzeit-Rohspektrum (oben) und korrigiertes Spektrum (unten) mit Intervallen (Schnitten) zur Identifikation der echten und der Zufallskoinzidenzereignisse.

sen, d.h. Ereignissen in den Spektrometern, welche über eine d(e,e'p)n-Reaktion ursächlich zusammengehören, und Zufallskoinzidenzen, d.h. nicht ursächlich zusammengehörigen Einzelereignissen der beteiligten Spektrometer, deren Zeitdifferenz kleiner ist als das Koinzidenzzeitfenster τ. Die d(e,e'p)n-Ereignisse bilden aufgrund ihrer zeitlichen Korrelation einen Pik im Spektrum, und ihre Rate ist durch den Wirkungsquerschnitt bestimmt. Die Zufallskoinzidenzen bilden einen über den Bereich des Koinzidenzzeitfensters verteilten, gleichförmigen Untergrund, und ihre Rate N_r ist proportional zur Breite des Koinzidenzzeitfensters τ und zu den Einzelzählraten N_A und N_B der Spektrometer A und B: $N_r = \tau \cdot N_A \cdot N_B$. Dabei muß gelten, daß die Einzelzählraten sehr viel größer sind als die durch den d(e,e'p)n-Wirkungsquerschnitt erzeugte Zählrate.

Der Pik der d(e,e'p)n-Ereignisse im Koinzidenzzeit-Rohspektrum ist durch die folgenden Effekte verbreitert:

1. Die große Akzeptanz der Spektrometer sowohl im Impuls als auch in den Winkelkoordinaten hat große Unterschiede in der Länge einer Teilchenbahn und somit in der Flugzeit des Teilchens durch das Spektrometer zur Folge. Die Abweichungen von der Länge des Zentralstrahls können bis zu einem Meter betragen. Bei Zentralstrahllängen von typischerweise 10 m (siehe Tabelle 3.1) ergeben sich somit bis zu 10 % Abweichungen in der Flugzeit für ein Spektrometer.

2. Die Szintillatorsegmente besitzen eine Länge von 45 cm (A, C) bzw. 15 cm (B). Bei Lichtlaufzeiten von ca. 5 ns/m im Szintillatormaterial ergeben sich bis zu 2 ns Zeitunterschied in Abhängigkeit des Teilchendurchtrittsortes im Szintillator.

3. Abhängig insbesondere von der eingestellten Betriebsspannung besitzen die Photovervielfacher des Szintillators unterschiedliche Durchlaufzeiten der Elektronenlawine.

4. Die Verwendung von Leading-Edge-Diskriminatoren für die Photovervielfacher hat einen amplitudenabhängigen Ansprechzeitpunkt zur Folge (*Amplitude Walk*).

Die ersten beiden Effekte, Bahnlänge und Teilchendurchtrittsort, lassen sich mit Hilfe der Spurrekonstruktion korrigieren. Die relative Zeitdifferenz der Photovervielfacher untereinander wird mit Hilfe eines weiteren TDC bestimmt, welcher die Zeitdifferenz der beiden Szintillatorebenen gegeneinander mißt, wobei ausgenutzt wird, daß ein Segment einer Ebene zwei benachbarte Segmente der anderen Ebene je zur Hälfte überdeckt. Der amplitudenabhängige Triggerzeitpunkt kann mit Hilfe der ADC-Daten der Photovervielfacher korrigiert werden.

Im unteren Teil der Abbildung (4.4) ist das um die o.g. Effekte korrigierte Koinzidenzzeitspektrum dargestellt. Wie zu sehen, reduziert sich die Breite des Koinzidenz-Piks deutlich gegenüber dem Rohspektrum. Dies ermöglicht eine geringere Breite des mit I_1 bezeichneten Intervalls, welches man zur Auswahl der d(e,e'p)n-Ereignisse um den Koinzidenzzeitpik herum definiert (Derartige Auswahlbedingungen werden i. allg. als *Schnitt* bzw. *Cut* bezeichnet). Ereignisse, welche innerhalb dieses Intervalls liegen, werden in ein $(\mathcal{E}_m, p_m)$-Histogramm H_1 eingetragen.

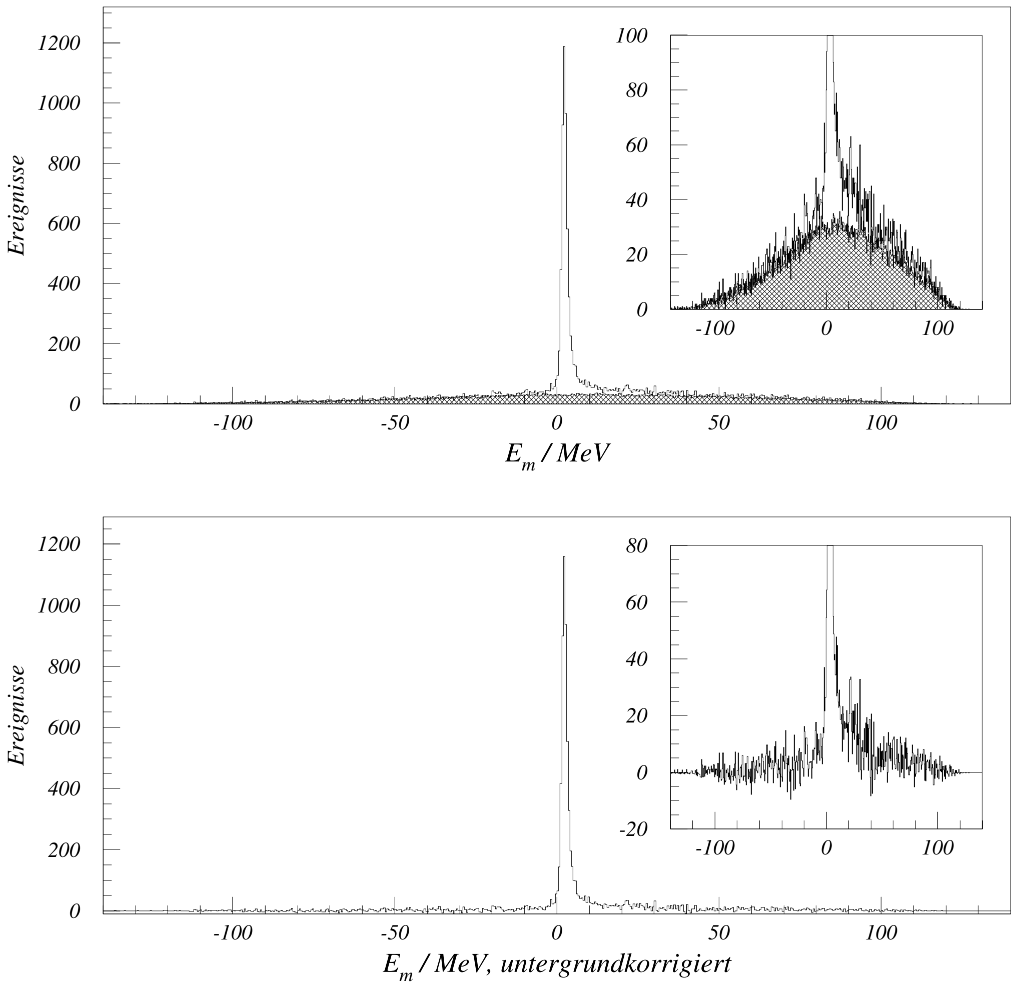


Abbildung 4.5: Fehlende Energie $\mathcal{E}_m$ mit Zufalls-Untergrund (oben) und nach Abzug des Untergrundes (unten). Die Ausschnittsvergrößerungen zeigen einen kleinen y-Achsenabschnitt.

Unvermeidlich ist dabei, daß auch einige Zufallskoinzidenz-Ereignisse in dem Intervall liegen und in das Histogramm eingetragen werden. Dies wird korrigiert, indem man zwei weitere Intervalle I_2 und I_3 definiert, welche links und rechts vom Koinzidenzzeitpik und außerhalb des ersten Intervalls I_1 liegen. Ereignisse, die innerhalb der Intervalle I_2 oder I_3 liegen, werden in ein weiteres $(\mathcal{E}_m, p_m)$-Histogramm H_2 eingetragen. Anschließend wird H_2 mit dem Verhältnis der Intervallbreiten $(\Delta I_2 + \Delta I_3)/\Delta I_1$ gewichtet, um danach von H_1 binweise subtrahiert zu werden. Das resultierende Histogramm sei mit H_3 bezeichnet und entspricht, nach der Normierung auf die Luminosität und das Binvolumen $\Delta\mathcal{E}_m \Delta p_m$, der Messung des Wirkungsquerschnitts $\overline{d^2\sigma}/d\mathcal{E}_m dp_m$ in Abhängigkeit der Variablen $\mathcal{E}_m$ und p_m gemäß Gleichung (4.4).

Die zur Berechnung der Luminosität gemäß (4.2) benötigte Strahlladung $Q = \int I\, dt$ wurde hauptsächlich mit Hilfe einer Förstersonde vermessen, welche in die Strahlführung eingebaut ist und den Strahlstrom I aufgrund des von ihm erzeugten Magnetfeldes ermittelt. Weiterhin standen insbesondere für kleine Strahlströme zwei ebenfalls in die Strahlführung integrierte Hochfrequenz-Resonatoren zur Verfügung. Die Meß- und somit Integrationszeit wurde mit Zählern registriert, wobei Totzeitkorrekturen mit Hilfe des Eventbuildermoduls (Kapitel 3.4.2) erfaßt wurden und in die Luminositätsnormierung eingingen.

Im oberen Teil der Abbildung (4.5) ist das Spektrum der fehlenden Energie $\mathcal{E}_m$ gezeigt, wobei der Untergrund noch nicht abgezogen wurde. Die d(e,e'p)n-Ereignisse bilden einen bei der Separationsenergie von 2,2 MeV liegenden Pik aus, welcher auf einer breiten, schraffiert unterlegten Untergrundverteilung sitzt. Der untere Teil von (4.5) zeigt das Spektrum von $\mathcal{E}_m$ nach Subtraktion des Untergrundes.

4.2.4 Die Phasenraumdivision

In diesem Schritt der Analyse werden aus dem im vorangegangenen Schritt gewonnenen, bezüglich $\mathcal{E}_m$ und p_m differentiellen Wirkungsquerschnitt $\overline{d^2\sigma}/d\mathcal{E}_m dp_m$ zum einen Wirkungsquerschnitte berechnet, welche differentiell in den gebräuchlichen Variablen $(\Omega_e, \omega, \Omega_p, p_p)$ sind. Zum zweiten wird die Spektralfunktion extrahiert, um eine Betrachtung der d(e,e'p)n-Reaktion im Rahmen der Stoßnäherung zu ermöglichen.

Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts

Abhängig vom Restzustand der (e,e'p)-Reaktion werden die folgenden Wirkungsquerschnitte berechnet:

1. Im Falle der allgemeinen (e,e'p)-Reaktion der sechsfach differentielle Wirkungsquerschnitt $\overline{d^6\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p dp_p$ in Abhängigkeit von $\mathcal{E}_m$ und p_m.
2. Im Falle einer (e,e'p)-Reaktion mit Einteilchen-Restsystem der fünffach differentielle Wirkungsquerschnitt $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ in Abhängigkeit von p_m.

Die Normerhaltung der Wirkungsquerschnitte erfordert in beiden Fällen die Division von $\overline{d^2\sigma}/d\mathcal{E}_m dp_m$ durch *Phasenraum-Korrekturfunktionen* genannte Größen $\mathcal{J}_0(\mathcal{E}_m, p_m)$ bzw. $\mathcal{J}_1(\mathcal{E}_m, p_m)$; darüber hinaus hat im zweiten Fall eine Integration über das Gebiet des $\mathcal{E}_m$-Piks zu erfolgen, welcher den zu untersuchenden Endzustand kennzeichnet:

$$\frac{\overline{d^6\sigma}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p dp_p}(\mathcal{E}_m, p_m) = \frac{\frac{\overline{d^2\sigma}}{d\mathcal{E}_m dp_m}(\mathcal{E}_m, p_m)}{\mathcal{J}_0(\mathcal{E}_m, p_m)} \tag{4.11}$$

$$\frac{\overline{d^5\sigma}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}(p_m) = \int_{[\mathcal{E}_m]} \left(\frac{\frac{\overline{d^2\sigma}}{d\mathcal{E}_m dp_m}(\mathcal{E}_m, p_m)}{\mathcal{J}_1(\mathcal{E}_m, p_m)} \right) d\mathcal{E}_m \tag{4.12}$$

Die Phasenraum-Korrekturfunktionen $\mathcal{J}_0$ und $\mathcal{J}_1$ sind gegeben durch:

$$\mathcal{J}_0(\mathcal{E}_m, p_m) = \int_{[u_1,\ldots,u_4]} 1 \cdot \frac{\partial(\Omega_e, \omega, \Omega_p, p_p)}{\partial(u_1, \ldots, u_4, \mathcal{E}_m, p_m)} du_1 \ldots du_4 \tag{4.13}$$

$$\mathcal{J}_1(\mathcal{E}_m, p_m) = \int_{[u_1,\ldots,u_4]} \left| \frac{\partial\mathcal{E}_m}{\partial p_p} \right| \cdot \frac{\partial(\Omega_e, \omega, \Omega_p, p_p)}{\partial(u_1, \ldots, u_4, \mathcal{E}_m, p_m)} du_1 \ldots du_4 \tag{4.14}$$

mit:

$$\frac{\partial\mathcal{E}_m}{\partial|\vec{p}_p|} = \frac{\vec{p}_r \cdot \vec{p}_p}{E_r \cdot |\vec{p}_p|} - \frac{|\vec{p}_p|}{E_p} = \beta_r \cos\Theta_{pr} - \beta_p \tag{4.15}$$

$\mathcal{J}_0$ und $\mathcal{J}_1$ sind Transformationen der Größen 1 und $\partial\mathcal{E}_m / \partial|\vec{p}_p|$ von den Variablen $(\Omega_e, \omega, \Omega_p, p_p)$ auf die Variablen $(u_1, \ldots, u_4, \mathcal{E}_m, p_m)$ mit anschließender Integration über den Teilraum der Akzeptanz $[u_1, \ldots, u_4]$ in den Variablen $(u_1, \ldots, u_4)$. $\partial(\Omega_e, \omega, \Omega_p, p_p) / \partial(u_1, \ldots, u_4, \mathcal{E}_m, p_m)$ bezeichnet die Jacobi-Determinante der Variablentransformation. Die Berechnung der Ableitung $\partial\mathcal{E}_m/\partial|\vec{p}_p|$ ist im Anhang 7.4.2 angegeben.

Die in (4.11) bzw. (4.12) durchgeführte Division wird als *Phasenraumdivision* bezeichnet. Wie bereits angedeutet, ist sie notwendig, um den Erhalt der Normierung der Wirkungsquerschnitte zu gewährleisten:

$$\int_{[\Omega_e,\omega,\Omega_p,p_p]} \frac{d^6\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p dp_p} d\Omega_e d\omega d\Omega_p dp_p$$

$$= \int_{[\Omega_e,\omega,\Omega_p,p_p]} \frac{\overline{d^6\sigma}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p dp_p}(\mathcal{E}_m, p_m)\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p dp_p \tag{4.16}$$

$$= \int_{[\Omega_e,\omega,\Omega_p]} \frac{\overline{d^5\sigma}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}(p_m)\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p \tag{4.17}$$

Man bemerke, daß die Integration über $\mathcal{E}_m$ in (4.12) den auf der rechten Seite in (4.17) fehlenden Integrationsschritt über p_p ersetzt, woraus sich auch die Wahl der

Ableitung $\partial\mathcal{E}_m/\partial p_p$ ergibt, welche bei der Berechnung von $\mathcal{J}_1$ in (4.14) zu verwenden ist.

Anzumerken ist noch, daß für die experimentellen Daten nach dem Schritt (4.11) und vor dem Schritt (4.12) die sog. Strahlungskorrektur erfolgt. Näheres dazu ist im Kapitel 4.2.5 beschrieben.

Eine allgemeine Betrachtung zur Normerhaltung von Verteilungen unter Transformation und partieller Integration nebst Motivation der obigen Formeln findet sich im Anhangskapitel 7.6.

Die Berechnung der Spektralfunktion

Wie in Kapitel 2.1 erwähnt, faktorisiert bei Annahme der nichtdistordierten Stoßnäherung der (e,e'p)-Wirkungsquerschnitt in den mit einem kinematischen Faktor $\vec{p}_p^{\,2}$ versehenen elementaren Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt σ_{ep} und eine Spektralfunktion $S(E_m, p_m)$:

$$\frac{d^6\sigma}{d\Omega_e\; d\omega d\Omega_p dp_p} = \vec{p}_p^{\,2} \cdot \sigma_{ep} \cdot S(E_m, p_m) \tag{4.18}$$

Zur Berechnung der Spektralfunktion, hier in der ESPACE-Variante $S(\mathcal{E}_m, p_m)$, ist, ähnlich der Berechnung der Wirkungsquerschnitte, $\overline{d^2\sigma}/d\mathcal{E}_m dp_m$ durch eine *Phasenraum-Korrekturfunktion* $\Sigma_{ep}(\mathcal{E}_m, p_m)$ zu dividieren:

$$S(\mathcal{E}_m, p_m) = \frac{\frac{\overline{d^2\sigma}}{d\mathcal{E}_m dp_m}(\mathcal{E}_m, p_m)}{\Sigma_{ep}(\mathcal{E}_m, p_m)} \tag{4.19}$$

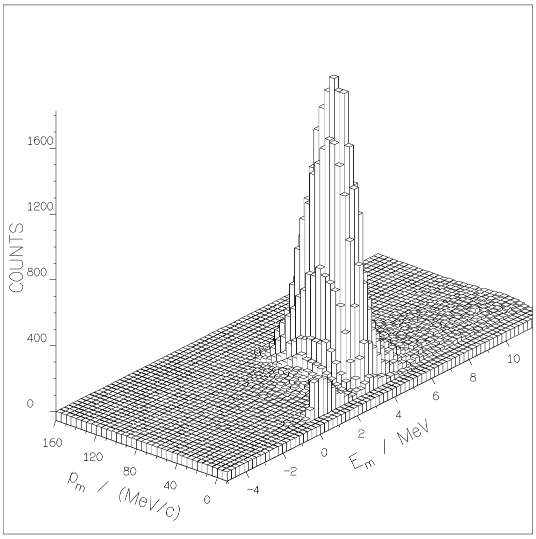
Die Phasenraum-Korrekturfunktion Σ_{ep} ist gegeben durch:

$$\Sigma_{ep}(\mathcal{E}_m, p_m) = \int\limits_{[u_1,\ldots,u_4]} \vec{p}_p^{\,2} \cdot \sigma_{ep}^{cc1} \cdot \frac{\partial(\Omega_e, \omega, \Omega_p, p_p)}{\partial(u_1, \ldots, u_4, \mathcal{E}_m, p_m)}\, du_1 \ldots du_4 \tag{4.20}$$

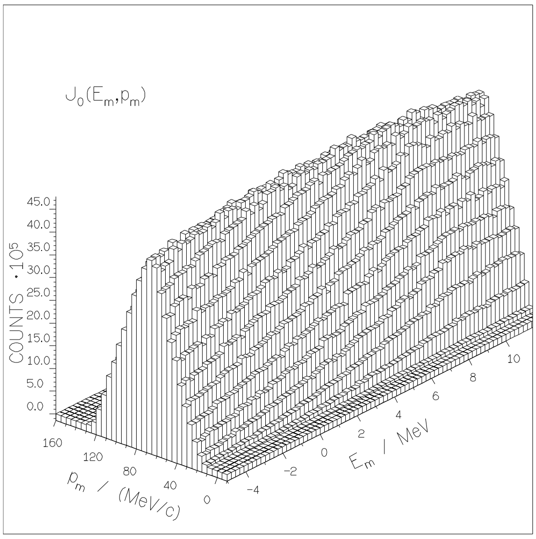
σ_{ep}^{cc1} bezeichnet hierbei den von de Forest [Fore-83] angegebenen elementaren Elektron-Nukleon-Wirkungsquerschnitt unter Einbeziehung von Massenschalenkorrekturen, dessen Parametrisierung in Kapitel 7.3 beschrieben ist.

Im Fall einer A(e,e'p)B-Reaktion mit einem einzelnen Teilchen im Restzustandes ist $S(E_m, p_m) = \tilde{S}(p_m)\,\delta(E_m - E_{sep})$, und $\tilde{S}(p_m)$ ist durch Integration von $S(E_m, p_m)$ über den E_{sep}-Pik zugänglich.

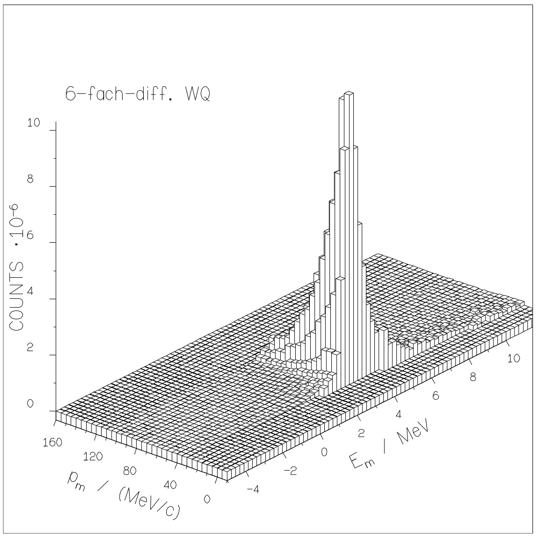
Anzumerken ist, daß die Strahlungskorrektur (Kapitel 4.2.5) vor der Phasenraumdivision (4.19) zu erfolgen hat.



$\propto \frac{\overline{d^2\sigma}}{d\mathcal{E}_m dp_m}$



$\propto \mathcal{J}_0$



$\propto \frac{d^6\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p dp_p}$

Abbildung 4.6: Beispiel einer Phasenraum-Division anhand der Berechnung von $d^6\sigma/d\Omega_e d\omega d\Omega_p dp_p$ gemäß Gleichung (4.11).

Numerische Berechnung der Phasenraum-Korrekturfunktionen

Die Phasenraum-Korrekturfunktionen $\mathcal{J}_0$, $\mathcal{J}_1$ und Σ_{ep} werden numerisch mit Hilfe des Programms AEEXB in Form von Histogrammen J_0, J_1 und S_{ep} bestimmt. Zu diesem Zweck generiert AEEXB in den Variablen, bezüglich welcher die Wirkungsquerschnitte differentiell sind, also $\cos\Theta_e$, ϕ_e, k_f, $\cos\Theta_p$, ϕ_p und p_p ($\Omega \equiv \cos\Theta, \phi$), gleichförmig verteilte Zufallszahlen[3]. Zur Berücksichtigung der Effekte eines ausgedehnten Targets und des Strahlwedlers wird zusätzlich noch der Wechselwirkungsort gemäß der Ortsverteilung des Wedlers zufällig ausgewählt. Erfüllen die derart generierten Variablen die Akzeptanzbedingung der Spektrometeranlage und ggf. weitere Bedingungen („Cuts“), so werden $\mathcal{E}_m$ und p_m berechnet und, gewichtet mit 1 in das Histogramm J_0, gewichtet mit $\partial\mathcal{E}_m \,/\, \partial|\vec{p}_p\,|$ in das Histogramm J_1 und gewichtet mit $\vec{p}_p^{\,2} \cdot \sigma_{ep}^{cc1}$ in das Histogramm S_{ep} eingetragen. Diese Histogramme stellen, sofern korrekt normiert, nach einer hinreichenden Anzahl von generierten Ereignissen die numerische Näherung von $\mathcal{J}_0$, $\mathcal{J}_1$ und Σ_{ep} dar. Auf die korrekte Normierung wird im Rahmen einer allgemeinen Darstellung zur numerischen Transformation von Verteilungen mit anschließender partieller Integration im Kapitel 7.6.2 des Anhangs eingegangen.

Durch die Histogramme J_0 und J_1 ist das untergrundkorrigierte Histogramm H_3 binweise zu dividieren. Im ersten Fall, welcher in Abb. 4.6 exemplarisch dargestellt ist, erhält man $\overline{d^6\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p dp_p$, im zweiten Fall ist das Ergebnis der Division über den Bereich des $\mathcal{E}_m$-Piks zu summieren, um $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ zu gewinnen. Dividiert man H_3 durch S_{ep}, so erhält man $S(\mathcal{E}_m, p_m)$ bzw. $S(p_m)$ nach Summation über den $\mathcal{E}_m$-Pik.

Es sei nochmals daran erinnert, daß vor der Division zum Erhalt von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ und $S(\mathcal{E}_m, p_m)$ die in Kapitel 4.2.5 beschriebene Strahlungskorrektur erfolgt.

4.2.5 Die Strahlungskorrekturen

Die in Kapitel 2.2 vorgestellten Wirkungsquerschnitte der (e,e'p)-Reaktion, auf deren Grundlage üblicherweise der Vergleich von Experiment und Theorie erfolgt, sind unter der Voraussetzung der Ein-Photonen-Austauschnäherung angegeben. Im Experiment ist die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Targetmaterial allerdings komplexer, und auf die über den Ein-Photonen-Austausch hinausgehenden Wechselwirkungsbeiträge entfällt ein signifikanter Anteil der Streureaktionen. Mit Hilfe des Programmes RADCOR wird die in diesem Anteil enthaltene Ein-Photon-Austausch-Information rekonstruiert; ein korrigierter Wirkungsquerschnitt entspricht somit dem hypothetischen Fall, daß die Wechselwirkung mit dem Target ausschließlich durch Ein-Photon-Austausch bestimmt gewesen wäre.

[3]Genau genommen generiert AEEXB die bezüglich des Zentralstrahls definierten, kartesischen In-Plane- und Out-of-Plane-Winkel ϕ_{tg} und Θ_{tg}. Diese sind mit max. 100 mrad (Tab. 3.1) klein genug, so daß $|\partial(\phi_{tg}, \Theta_{tg})/\partial(\cos\Theta, \phi)| \approx 1$ gilt. Aus ähnlichem Grund kann man k_f anstelle von ω wegen $|\partial\omega/\partial k_f| = 1$ verwenden.

Da die über den Ein-Photonen-Austausch hinausgehenden Effekte die Abstrahlung von zusätzlichen reellen und virtuellen Photonen beinhalten, spricht man von Strahlungsbeiträgen und von deren Korrektur als Strahlungskorrektur. Die von RADCOR berücksichtigten Beiträge umfassen:

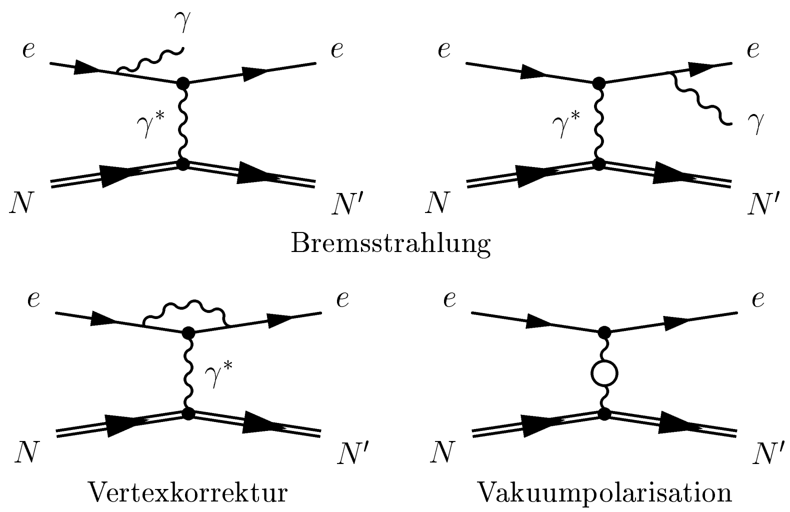


Abbildung 4.7: Schwinger-Strahlungskorrekturen.

1. Die *interne Bremsstrahlung* ist auch unter dem Namen *Schwinger-Korrektur* bekannt. Hierbei handelt es sich um die in Abbildung 4.7 gezeigten Feynman-Graphen höherer Ordnung. Wie zu sehen, umfassen die Beiträge zur internen Bremsstrahlung sowohl Graphen, welche dem Endzustand kein weiteres Teilchen hinzufügen, wie die *Vertexkorrektur* und die *Vakuumpolarisation*, als auch die sog. *Bremsstrahlungsgraphen*, bei denen im Ausgangskanal des Streuprozesses zusätzliche reelle Photonen erzeugt werden.

2. Die *externe Bremsstrahlung* bezeichnet die Erzeugung von reellen Photonen gemäß der Bremssstrahlungsgraphen in Abb. 4.7 an einem anderen Kern im Target als dem, mit welchem die (e,e'p)-Reaktion stattgefunden hat.

3. Weiterhin wird der Energieverlust korrigiert, den Elektronen und Protonen durch Ionisation des Targetmaterials erleiden (Landau-Straggling).

Der Beitrag der Bremsstrahlung impliziert, daß in der (e,e'p)-Reaktion echte Einteilchen-Restzustände nicht realisiert werden, da im Restzustand auch immer niederenergetische Photonen vorhanden sind. Insbesondere wird dadurch die δ-förmige Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der fehlenden Energie systematisch aufgehoben, was z.B. als *Strahlenschwanz* im $\mathcal{E}_m$-Spektrum (Abb. 4.5) in Form eines Ausläufer des Piks zu sehr großen Werten von $\mathcal{E}_m$ zu beobachten ist. Solche Strahlenschwänze finden sich in der elektromagnetischen Wechselwirkung bei allen kinematischen Größen, welche bei Abwesenheit von Photonen im Ausgangskanal konstant wären und somit ein δ-förmiges Spektrum zeigen würden.

Ausgangspunkt der Strahlungskorrektur ist der nicht-strahlungskorrigierte, sechsfach differentielle Wirkungsquerschnitt $\overline{d^6\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p dp_p\,(\mathcal{E}_m, p_m)$, wie man ihn nach der Phasenraumdivision (4.11) erhält. RADCOR berechnet daraus einen strahlungskorrigierten, sechsfach differentiellen Wirkungsquerschnitt, aus welchem sich durch Multiplikation mit $\mathcal{J}_0(\mathcal{E}_m, p_m)$ ein strahlungskorrigierter Querschnitt $\overline{d^2\sigma}/d\mathcal{E}_m dp_m$ ergibt. Mit diesem werden dann die Schritte (4.12) und (4.19) zur Berechnung des fünffach differentiellen Querschnitts und der Spektralfunktion vollzogen.

Das RADCOR zugrundeliegende Korrekturverfahren basiert auf dem in [Qui-88] beschriebenen Algorithmus, welcher wiederum auf [Cran-69] zurückzuführen ist. In [Rok-94] sind die Anpassungen für die Experimente der A1-Kollaboration beschrieben. Details zur Strahlungskorrektur, insbesondere die verwendeten Korrekturfaktoren für die Beiträge von interner und externer Bremsstrahlung und des Landau-Straggling, finden sich im Kapitel 7.2 des Anhangs.

4.2.6 Die d(e,e')d-Kontrollmessung

Zur Überprüfung und Feineinstellung der Energiekalibration des Elektronenspektrometers und zur Ermittlung der Targetdicke wurde der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung von Elektronen am Deuteron vermessen und mit bekannten Daten verglichen. Die hierbei benötigten kinematischen Größen werden im folgenden vorgestellt, beginnend mit der Energie-Impuls-Erhaltung für die allgemeine Einarm-Elektronenstreuung A(e,e'):

$$\underbrace{\begin{pmatrix} k_i \\ \vec{k}_i \end{pmatrix}}_{e} + \underbrace{\begin{pmatrix} m_A \\ \vec{0} \end{pmatrix}}_{Kern} = \underbrace{\begin{pmatrix} k_f \\ \vec{k}_f \end{pmatrix}}_{e'} + \underbrace{\begin{pmatrix} E_r \\ \vec{p}_r \end{pmatrix}}_{Rest} \tag{4.21}$$

Wie in Kapitel 2.1 sind die Elektronen hochrelativistisch, d.h. $k_{i,f}^2 \approx \vec{k}_{i,f}^2$. Abzüglich der Energie-Impuls-Erhaltung und der Energie-Impuls-Ruhemasse-Beziehungen zählt man auf der rechten Seite von (4.21) drei freie Parameter für den allgemeinen A(e,e')-Prozeß, bzw. zwei freie Parameter für den Prozeß A(e,e')B, bei dem das Restsystem $(E_r, \vec{p}_r)$ eine feste Ruhemasse m_B besitzt.

Die Parameter ω, $\vec{q}$, Q^2, ϵ und ϵ_L sind wie in Kapitel 2.1 definiert. Die Restzustandsinvariante m_r und die daraus abgeleitete Anregungsenergie E_x ergeben sich zu $m_r^2 = E_r^2 - \vec{p}_r^{\,2}$ und $E_x = \omega - (E_r - m_r) = m_r - m_A$. Der Prozeß A(e,e')B ist durch einen Pik bei m_B im Spektrum der Restzustandsinvarianten bzw. durch einen Pik bei $m_B - m_A$ im Spektrum der Anregungsenergie zu identifizieren.

Der Zusammenhang zwischen Streuwinkel Θ_e und Energie k_f des Streuelektrons ergibt sich bei vorgegebener Restzustandsinvariante m_r gemäß:

$$k_f = \frac{2m_A k_i + m_A^2 - m_r^2}{2(m_A + k_i(1 - \cos\Theta_e))} \tag{4.22}$$

Für die elastische Streuung am Deuteron, d(e,e')d, kann der Wirkungsquerschnitt wie folgt parametrisiert werden:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e} = \sigma_M \cdot \frac{k_f}{k_i} \cdot \left(A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2 \frac{\Theta_e}{2} \right) \tag{4.23}$$

σ_M bezeichnet den Mott-Wirkungsquerschnitt für unendlich schwere Targetkerne gemäß (2.10), aus welchem man den Mott-Querschnitt für Targetkerne mit endlicher Ruhemasse durch Multiplikation mit dem *Rückstoßkorrekturterm* (k_f/k_i) erhält. Mit $m_A = m_r = m_d = 1875{,}613$ MeV/c^2 ergibt sich aus (4.22):

$$\frac{k_f}{k_i} = \frac{1}{1 + \frac{k_i}{m_d}(1 - \cos\Theta_e)} \tag{4.24}$$

$A(Q^2)$ und $B(Q^2)$ bezeichnen die elektrische und magnetische Strukturfunktion des Deuterons. Meßwerte dieser Funktionen finden sich tabelliert in [Pl-90] und [Au-85]. Mittels einer phänomenologischen Anpassung der Form $f_1 + f_2 \exp(f_3 Q^2) + f_4 \exp(f_5 Q^2)$ an die Strukturfunktionsdaten wurden $A(Q^2)$ und $B(Q^2)$ und somit (4.23) parametrisiert. Anschließend wurde (4.23) mit Hilfe von AEEXB über die Akzeptanz des Elektronenspektrometers gemittelt und mit den in der vorliegenden Arbeit gemessenen Daten verglichen.

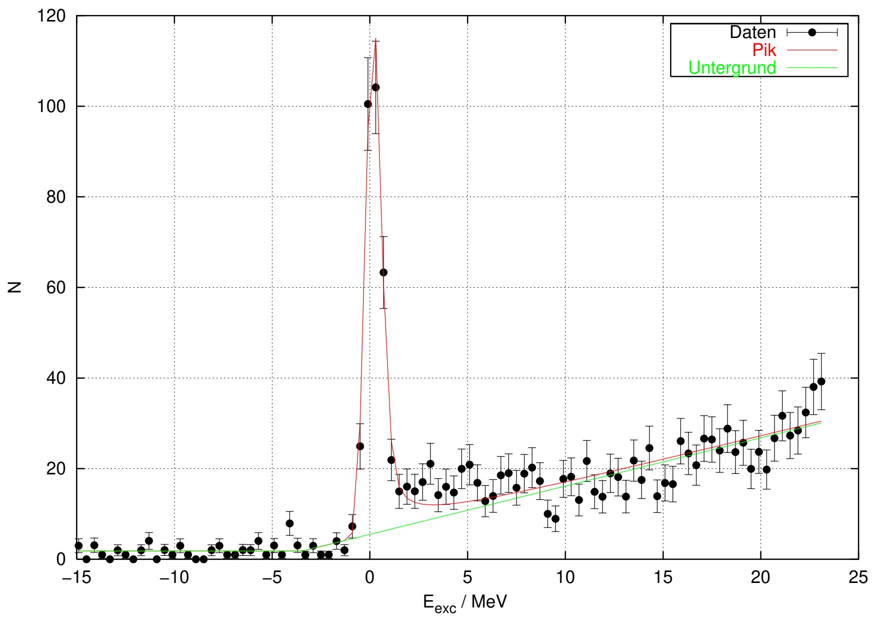


Abbildung 4.8: Anregungsspektrum der Reaktion d(e,e').

Für die Targetdickenmessung der LT-Separation wurde eine Einschußenergie k_i von 615 MeV und ein zentraler Elektronenstreuwinkel Θ_e von 46,4° verwendet, womit sich ein zentrales Q^2 von 5,475 fm^{-2} ergab. Bei der Targetdickenmessung für die hohen fehlenden Impulse unterschieden sich Einschußenergie k_i und Elektronenstreuwinkel Θ_e nicht von den übrigen Kinematiken (Tab. 4.2) und lagen bei 855,1 MeV und 45°, womit sich das zentrale Q^2 bei 9,704 fm^{-2} einstellte.

Elastische Streuereignisse wurden anhand ihres Piks bei 0 MeV im Spektrum der Anregungsenergie E_x identifiziert. In der Analyse mit ESPACE wird E_x mit Hilfe des *kinematisch korrigierten Impulses* k_{kin} ermittelt. k_{kin} wird nach dem im Kapitel 7.4.3 beschriebenen Verfahren berechnet und entspricht, bei Annahme von elastischer Streuung, dem Impuls $k_{f,0}$, den ein mit Impuls k_f und Streuwinkel Θ_e gemessenes Elektron besitzen würde, wenn es unter dem Zentralwinkel $\Theta_{e,0}$ des Spektrometers gestreut worden wäre. Für den Zusammenhang von E_x und k_{kin} gilt in guter Näherung $E_x \approx k_{kin} - k_{f,0}$.

Die Anzahl der elastischen Ereignisse und somit der Wirkungsquerschnitt wurde durch Anpassung einer unter Einbeziehung von Strahlungseffekten gegebenen Linienform an den elastischen Pik ermittelt, wobei das Programm ALLFIT verwendet wurde. In Abb. 4.8 ist das Anregungsspektrum gezeigt, in welchem der elastische Pik der Reaktion d(e,e')d und der durch den Deuteronaufbruch d(e,e')pn dominierte Untergrund zu sehen sind. Weiterhin sind die mittels ALLFIT ermittelten Pik- und Untergrundbeiträge gezeigt. In Abb. 4.9 ist der gemessene Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Streuwinkels im Vergleich zu dem mittels [Pl-90] und [Au-85] gewonnenen Wirkungsquerschnitt gezeigt.

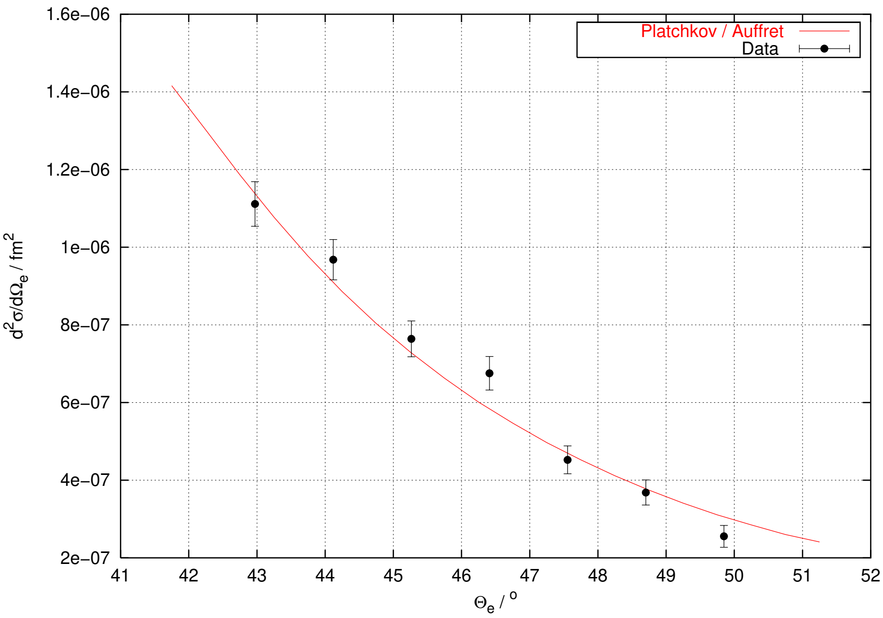


Abbildung 4.9: $d^2\sigma/d\Omega_e$ in Abhängigkeit von Θ_e für den d(e,e')d-Prozeß. Den Datenpunkten unterlegt ist ein akzeptanzgemittelter Wirkungsquerschnitt, der sich aus den Strukturfunktionsdaten nach [Pl-90] und [Au-85] ergibt.

Der Vergleich mit dem aus [Pl-90] und [Au-85] gewonnenen Wirkungsquerschnitt ergab Abweichungen von weniger als 3 %, welche in Form eines Korrekturfaktors in den d(e,e'p)n-Daten berücksichtigt wurden.

4.3 Fehlerabschätzung

Der Gesamtfehler der Daten setzt sich zusammen aus dem zählstatistischen Fehler und aus dem systematischen Fehler. Der zählstatistische Fehler von N registrierten Streuereignissen beträgt $\sqrt{N}$. Der systematische Fehler ergibt sich aus den folgenden Beiträgen:

- Die Unsicherheit im Wirkungsquerschnitt des Prozesses d(e,e')d, mit dessen Hilfe sich die Targetdicke bestimmt (Kapitel 4.2.6), wurde gemäß [Pl-90] und [Au-85] zu 2 % abgeschätzt. Weitere 1,7 % ergeben sich aus der Wahl des Intervalls in Q^2 bei der Bestimmung der phänomenologischen Anpassung an die Strukturfunktionsdaten $A(Q^2)$ und $B(Q^2)$.
- Die relative Abweichung der verschiedenen Meßverfahren zur Bestimmung des Strahlstroms betrug bis zu 1,2 %.
- Für die Detektoreffizienzen ergeben sich gemäß [Böhm-93], [Ri-94], [Lies-01] und [Dist-97] Werte von 98,9 % für den Szintillationsdetektor, nahe 100 % für den Čerenkov-Detektor und 99,9 % für das Driftkammersystem. Die dominante Ineffizienz der Szintillationsdetektoren, welche an den Stoßstellen der Segmente lokalisiert ist, wurde mittels eines globalen Korrekturfaktors in den Daten berücksichtigt. Da die Effizienzen für die d(e,e'p)n-Messungen nicht neu bestimmt wurden, scheint diesbezüglich ein Fehler in der Größenordnung der absoluten Ineffizienz angemessen. Der aus der Detektorineffizienz resultierende systematische Fehler wird somit zu 1 % abgeschätzt.
- Die im Rahmen der d(e,e'p)n-Analyse durchgeführten Berechnungen der Phasenraum-Korrekturfaktoren (Kapitel 4.2.4) verwendeten zum Teil vereinfachte Akzeptanzannahmen, so z.B. einen infinitesimal dünnen Kollimator und eine exakt zentrierte Targetzelle. Simulationen, welche Abweichungen von diesen Annahmen untersuchten, zeigten Änderungen um bis zu 1 % von den Standard-Rechnungen. Der Fehler aufgrund der numerischen Bestimmungsmethode ist hingegen zu vernachlässigen.

Der systematische Fehler ergibt sich durch quadratische Addition der oben genannten Einzelbeiträge zu 3,4 %.

Weiterhin ergaben sich bei den LT-Messungen Probleme mit mangelnder Kühlleistung des Kryotargetsystems, welche schließlich den Austausch der Kühlmaschine zum Ende der Messungen bei k_i = 495 MeV zur Folge hatten. Auffälligkeiten in den Daten insbesondere bei p_m = 50 MeV/c werden mit diesen Problemen in Verbindung gebracht, ohne daß allerdings eine befriedigende und auch quantifizierbare Abschätzung des Fehlerbeitrags angegeben werden kann. Spekuliert werden kann in diesem Zusammenhang z.B. über unkontrollierbare Dichteänderung aufgrund des Siedens der Targetflüssigkeit, da das Target vor Austausch der Kühlmaschine nahe dem Siedepunkt von flüssigem Deuterium (23,65 K bei 1 atm) betrieben wurde.

Kapitel 5

Ergebnisse

5.1 Die Messungen zur LT-Separation

Die im folgenden vorgestellten Ergebnisse der LT-Separationsmessung beruhen auf Daten, welche im Februar 1994 im Rahmen einer knapp einwöchigen Strahlzeitperiode aufgenommen wurden. Dabei war die Reihenfolge der Messung der in Tabelle 4.1 vorgegebenen Kinematiken durch die Minimierung der Anzahl von zeitaufwendigen Strahlenergie-Umstellungen bestimmt. Somit wurden zuerst alle Kinematiken bei einer Strahlenergie von 420 MeV gemessen, gefolgt von den Kinematiken bei 495 MeV, 855 MeV und 615 MeV. Die für eine feste Strahlenergie vorgesehenen p_m-Einstellungen wurden von den kleinen zu den großen Werten hin durchfahren. Die Raumwinkelakzeptanz für das Elektronenspektrometer (Spektrometer A) war mit einem entsprechenden Kollimator vor der Magnetoptik auf 21 msr ($\pm$ 75 mrad horizontal, $\pm$ 70 mrad vertikal) eingestellt; für das Protonspektrometer (Spektrometer B) wurden die maximal möglichen 5,6 msr ($\pm$ 20 mrad horizontal, $\pm$ 70 mrad vertikal) verwendet. Anzumerken bleibt, daß am Ende der Messungen bei $k_i = 495$ MeV die Kälteleistung der Kühlmaschine für das Flüssig-Deuterium-Target signifikant abnahm, wodurch ein Austausch der Kühlmaschine erforderlich wurde; in diesen Problemen mit der Kühlung des Targets ist auch die größte Unsicherheit der Daten zu sehen.

5.1.1 Wirkungsquerschnitte

Unter Berücksichtigung von Strahlungskorrektur (Kapitel 4.2.5) und Targetdickennormierung (Kapitel 4.2.6) erhält man nach der Phasenraumdivision mit anschließender Integration über den $\mathcal{E}_m$-Pik gemäß Gleichung (4.12) den fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitt $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ in Abhängigkeit des fehlenden Impulses $|\vec{p}_m|$. In Abbildung 5.1 ist dieser Wirkungsquerschnitt für die in Tabelle 4.1 angegebenen Kinematiken mit dem aus der Zählstatistik resultierenden Fehler aufgetragen. Den Datenpunkten unterlegt ist ein gemäß Gleichung (4.3) über den Bereich der Spektrometerakzeptanz gemittelter theoretischer Wirkungsquerschnitt. Sowohl der experimentelle als auch der theoretische Wirkungsquerschnitt wurden ohne Einschränkung der Akzeptanz in ω und $|\vec{q}\,|$ berechnet; eine solche Einschränkung wird, wie in Kapitel 4.1 diskutiert, erst im Rahmen der LT-Separation benötigt. Die in Abbildung 5.1 gezeigten Daten finden sich im Kapitel 7.1.1 des Anhangs in tabellierter Form zusammengefaßt.

Der theoretische Wirkungsquerschnitt setzt sich gemäß den Gleichungen (2.15) bzw. (7.114) aus kinematischen Faktoren und Strukturfunktionen zusammen, von denen letztere die Kernstrukturinformation enthalten. Von der Arbeitsgruppe um Prof. Arenhövel zur Verfügung gestellte theoretische Vorhersagen der Strukturfunktionen ([Ar-98]) wurden mit dem im folgenden beschriebenen Verfahren zum Wirkungsquerschnitt zusammengefaßt und über die Akzeptanz gemittelt.

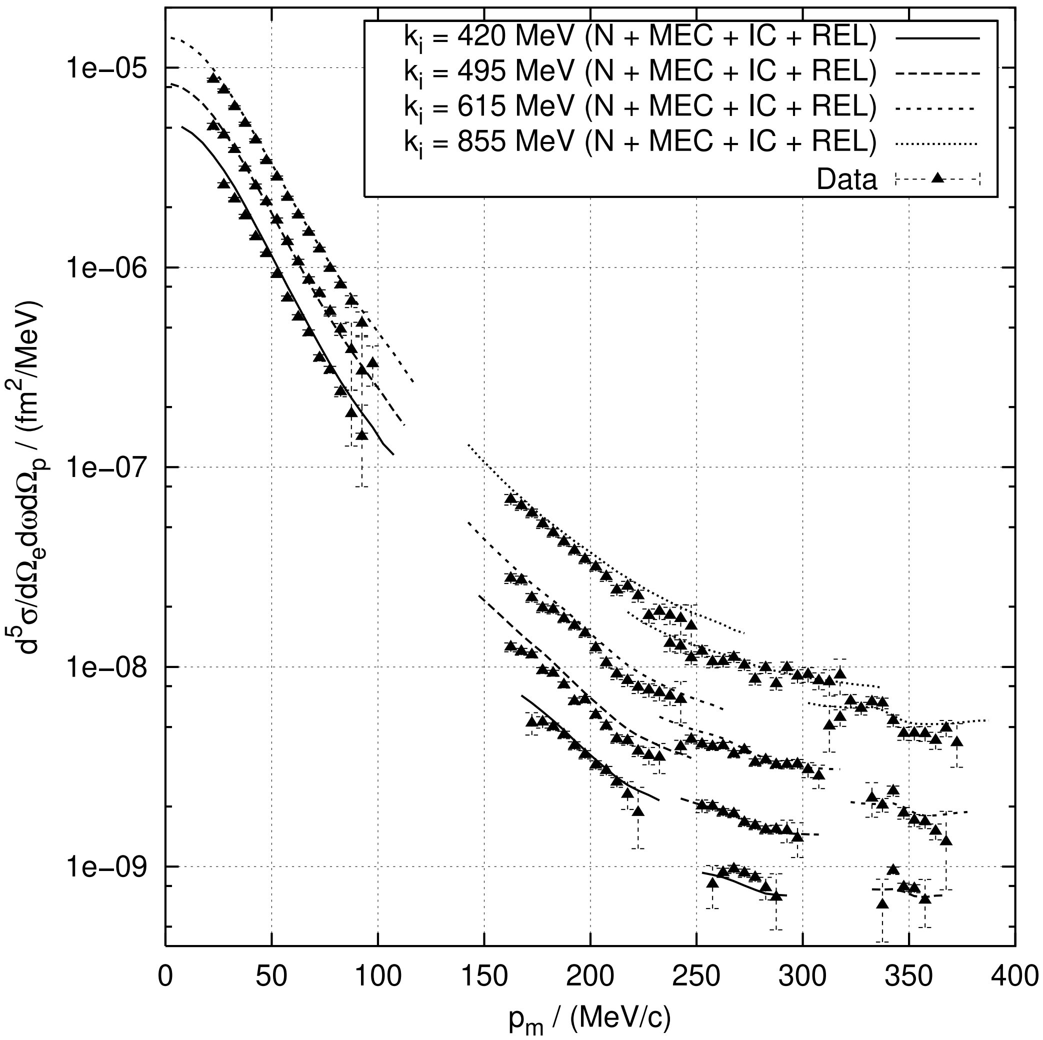


Abbildung 5.1: $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ in Abhängigkeit von $|\vec{p}_m|$ für alle Kinematiken des LT-Meßprogramms. Den Datenpunkten unterlegt ist ein aus theoretischen Strukturfunktionsdaten ([Ar-98]) zusammengesetzter Wirkungsquerschnitt. Alle Wirkungsquerschnitte wurden ohne Einschränkung der Akzeptanz in ω und $|\vec{q}\,|$ ermittelt.

Nach Kapitel 2.2 sind die Strukturfunktionen für die d(e,e'p)n-Reaktion von drei Variablen abhängig. Diese drei Variablen sind unabhängig voneinander; in besagtem Kapitel wurden z.B. ω, $|\vec{q}\,|$ und Θ_{pq} verwendet. Anstelle dieser Größen werden für die Parametrisierung der Strukturfunktionen in [Ar-98] Variablen aus dem Schwerpunktsystem von Proton und Neutron bevorzugt. Im einzelnen sind dies die gesamte kinetische Energie im Schwerpunktsystem T_{cm}, der Impulsübertrag des virtuellen Photons im Schwerpunktsystem $|\vec{q}_{cm}|$ und der Winkel zwischen Proton und Impulsübertrag im Schwerpunktsystem Θ_{pq}^{cm}. Es gilt, wobei für Details auf Kapitel 7.4.4 verwiesen sei:

$$T_{cm} = E_{cm} - m_p - m_n, \quad |\vec{q}_{cm}| = \frac{m_d}{E_{cm}} \cdot |\vec{q}\,|, \quad E_{cm} = \sqrt{(\omega + m_d)^2 - \vec{q}^{\,2}} \tag{5.1}$$

Der Winkel Θ_{pq}^{cm} wird berechnet, indem man bei bekannten ω, $|\vec{q}\,|$ und Θ_{pq} gemäß Kapitel 7.4.5 Energie und Impuls des Protons im Labor ermittelt und anschließend ins Schwerpunktsystem transformiert, um dort den Winkel Θ_{pq}^{cm} aus den Impulskomponenten zu extrahieren.

Auf einem den kinematisch interessierenden Bereich umfassenden Gitter in den drei Variablen T_{cm}, $|\vec{q}_{cm}|$ und Θ_{pq}^{cm} wurden in [Ar-98] Funktionswerte der Strukturfunktionen zur Verfügung gestellt, welche als Stützpunkte einer Spline-Interpolation zur Ermittlung der Strukturfunktionswerte auch für die Zwischengitterpositionen und somit für den gesamten kinematischen Bereich dienten. Hierbei variierten T_{cm} zwischen 10 MeV und 400 MeV, $\vec{q}_{cm}^{\,2}$ zwischen 3 fm^{-2} und 7 fm^{-2} und Θ_{pq}^{cm} zwischen 0° und 180°. Die Schrittweite betrug dabei 10 MeV in T_{cm}, 0,2 fm^{-2} in $\vec{q}_{cm}^{\,2}$ und 2,5° - 5° in Θ_{pq}^{cm}. Mittels dieser Parametrisierung der Strukturfunktionen kann anschließend der Wirkungsquerschnitt gemäß den Beziehungen (2.15) bzw. (7.114) zusammengesetzt werden.

Die Berechnung des theoretischen Wirkungsquerschnitts durch Interpolation bekannter Strukturfunktionswerte und die anschließende Mittelung des Wirkungsquerschnitts wurden mit Hilfe des Programms AEEXB vorgenommen. Ähnlich wie in Kapitel 4.2.4 geschildert, werden zu diesem Zweck in den Variablen $\cos\Theta_e$, ϕ_e, k_f, $\cos\Theta_p$, ϕ_p, bezüglich welcher der Wirkungsquerschnitt (2.15) differentiell ist, gleichförmig verteilte Zufallszahlen generiert. p_p wird gemäß der in Kapitel 7.4.5 angegebenen Formeln berechnet. Anschließend werden die Akzeptanz der Spektrometeranlage und mögliche weitere Schnittbedingungen übergeprüft; ist das Resultat dieser Prüfung positiv, so werden Histogramme in p_m, sowohl gewichtet mit 1 als auch gewichtet mit dem Wirkungsquerschnitt, befüllt. Der gemittelte Wirkungsquerschnitt ergibt sich nach Abschluß der AEEXB-Simulation aus der Division des wirkungsquerschnitts-gewichteten Histogramms durch das 1-gewichtete Histogramm.

Die [Ar-98] zugrundeliegenden Rechnungen umfassen verschiedene Wechselwirkungsbeiträge der Nukleonen untereinander, welche bei der Bestimmung der Strukturfunktionen herangezogen oder auch weggelassen werden können. Eine detaillierte Diskussion dieser Wechselwirkungsbeiträge findet sich in [ArSa-91]; an dieser Stelle seien nur die Bezeichnungen der verwendeten Beiträge aufgestellt, welche im folgenden immer wieder Verwendung finden:

- „N" („Normal") bezeichnet den Wechselwirkungsbeitrag, der sich aus Ein-Körper-Strömen und aus impliziten Mesonaustauschströmen ergibt, wobei letztere aus dem Siegert-Operator hervorgehen.

- „MEC“ („Meson Exchange Currents“) bezeichnet den Beitrag von über den Siegert-Operator hinausgehenden, expliziten Mesonaustauschströmen.
- „IC“ („Isobar Configuration“) bezeichnet Beiträge der Isobaren einschließlich dabei beteiligter Mesonaustauschströme.
- „REL“ bezeichnet relativistische Korrekturen.

Die Rechnung, welche sämtliche genannten Wechselwirkungsbeiträge enthält, sollte die Daten am besten reproduzieren; sie wird im folgenden auch als „volle Rechnung“ oder als Rechnung „N + MEC + IC + REL“ bezeichnet.

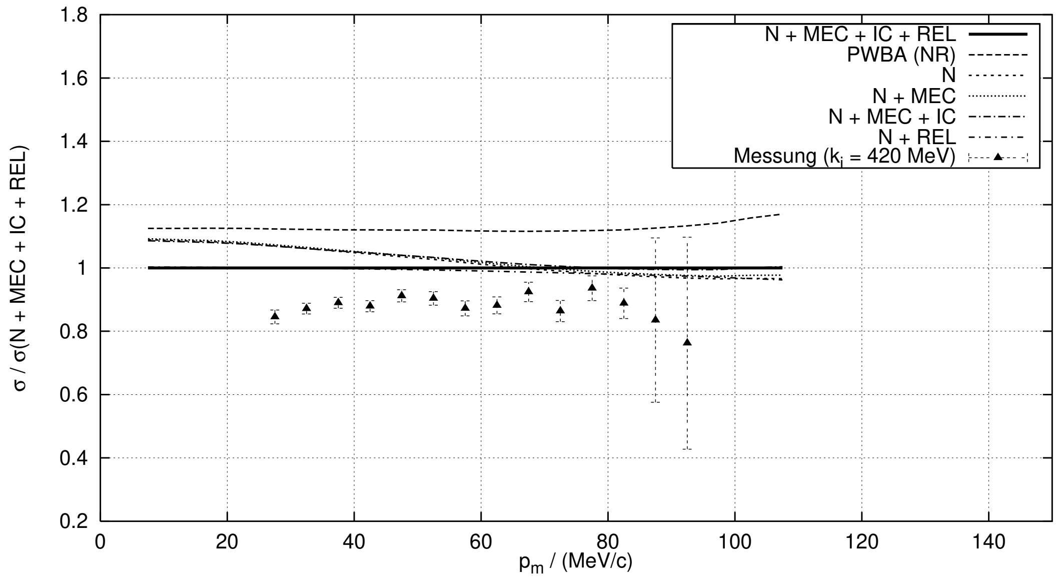


Abbildung 5.2: Relative Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ für p_m = 50 MeV/c (Zentralwert) und k_i = 420 MeV.

Wie man Abbildung (5.1) entnimmt, variiert der Wirkungsquerschnitt im gemessenen $|\vec{p}_m|$-Bereich über vier Größenordnungen. Zur besseren Bewertung der Daten sind in den Abbildungen 5.2 - 5.15 die gemessenen Kinematiken im einzelnen gezeigt, wobei die experimentellen Daten auf den vollen theoretischen Wirkungsquerschnitt normiert wurden. Weiterhin sind, zur Veranschaulichung der Stärke der verwendeten Wechselwirkungsbeiträge, gleicherart normierte, theoretische Wirkungsquerschnitte gezeigt, bei denen ein Teil der Beiträge fehlt, nebst einer PWBA-Rechnung ohne relativistische Korrekturen.

In den Abbildungen 5.2 bis 5.4 ist zu sehen, daß die theoretischen Wirkungsquerschnitts-Varianten bei fehlenden Impulsen um den Zentralwert von 50 MeV/c herum die Daten für k_i = 420 MeV und k_i = 615 MeV um ca. 10 % bzw. 5 % überschätzen. Die Daten für k_i = 495 MeV zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Theorie. Die Variationen in der Theorie selbst unterscheiden sich, mit Ausnahme der PWBA-Rechnung, um weniger als 10 % voneinander, und insbesondere sind relativistische Korrektureffekte zu vernachlässigen.

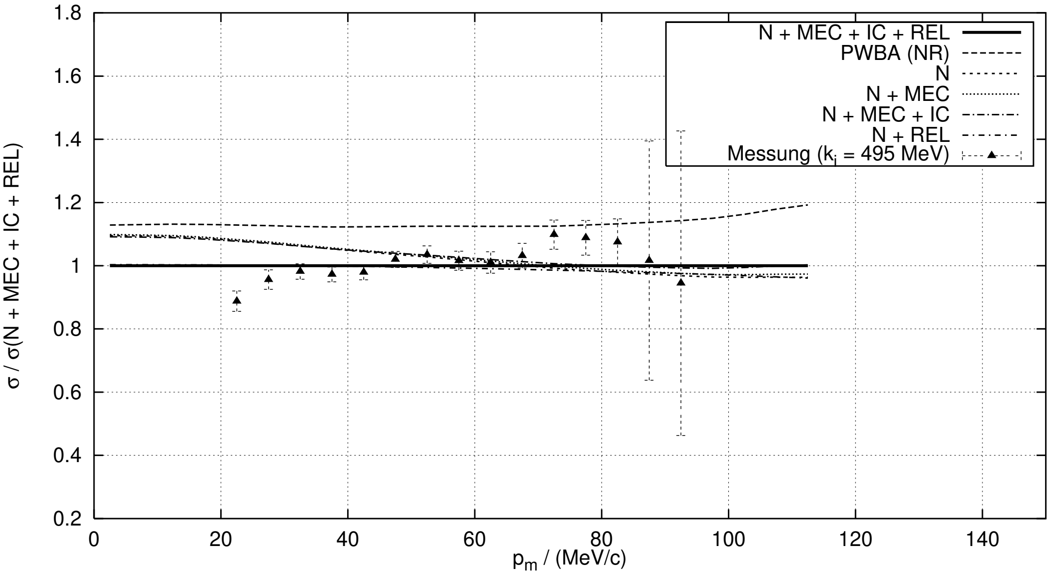


Abbildung 5.3: Relative Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ für $p_m = 50$ MeV/c (Zentralwert) und $k_i = 495$ MeV.

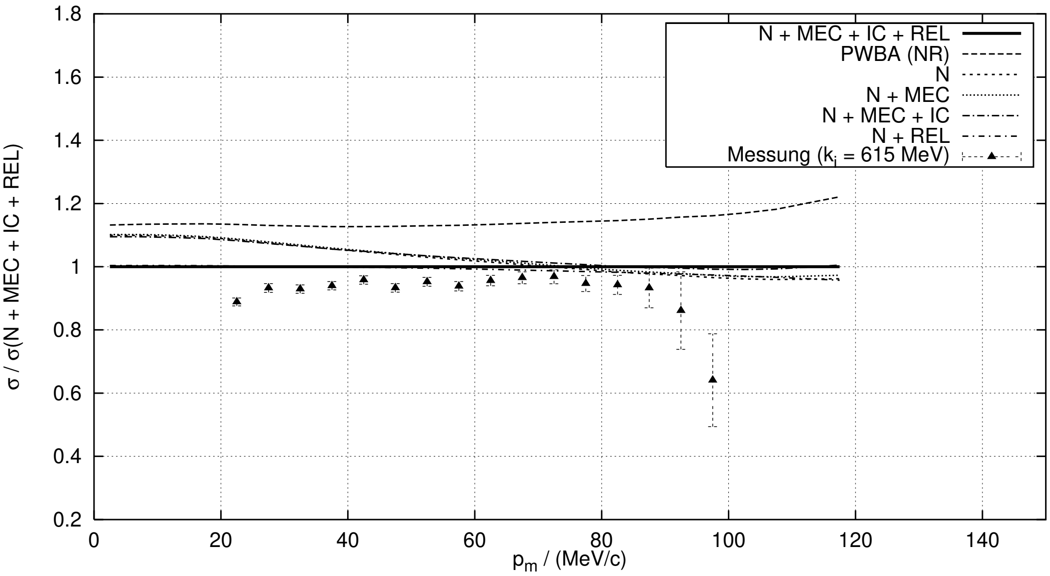


Abbildung 5.4: Relative Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ für $p_m = 50$ MeV/c (Zentralwert) und $k_i = 615$ MeV.

In den Abbildungen 5.5 - 5.8 ist die relative Stärke der Wirkungsquerschnitte für ein zentrales p_m von 200 MeV gezeigt. Hier sieht der Trend so aus, als ob die Theorie die Isobaren-Beiträge überschätzt; die Rechnungen ohne diese Beiträge scheinen am besten zu den Daten zu passen.

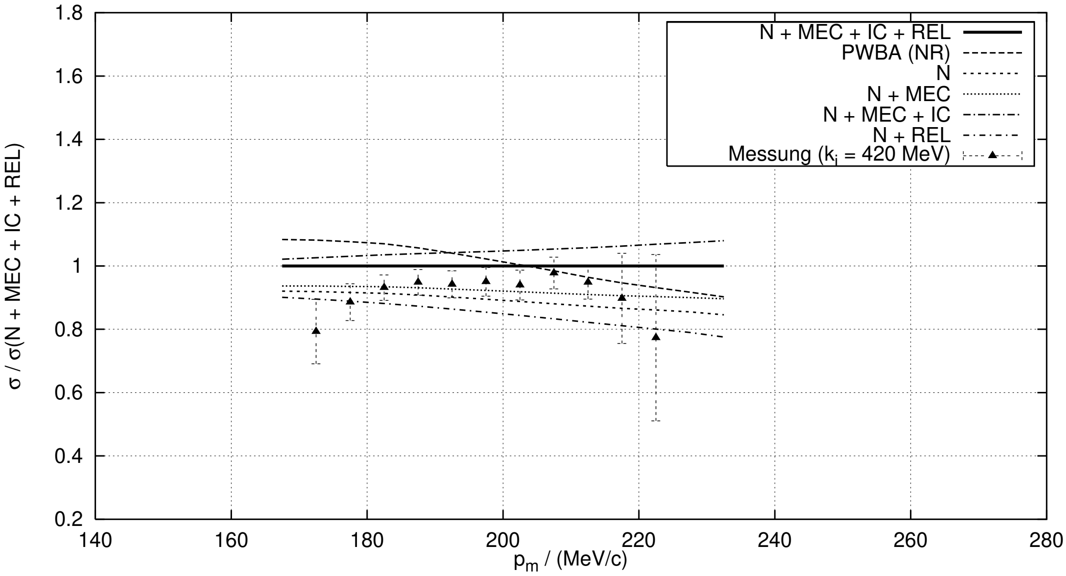


Abbildung 5.5: Relative Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ für $p_m = 200$ MeV/c (Zentralwert) und $k_i = 420$ MeV.

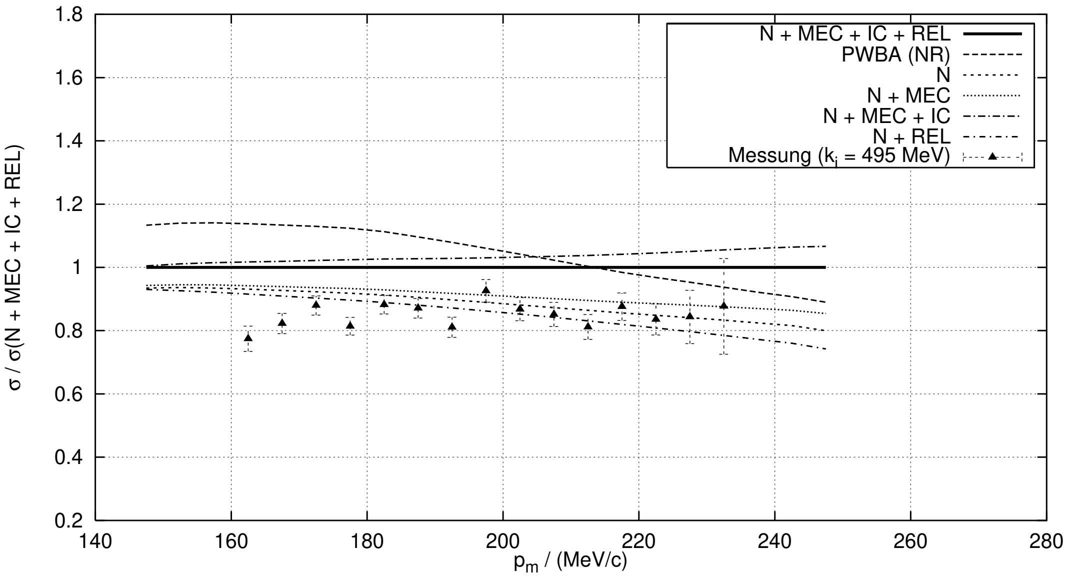


Abbildung 5.6: Relative Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ für $p_m = 200$ MeV/c (Zentralwert) und $k_i = 495$ MeV.

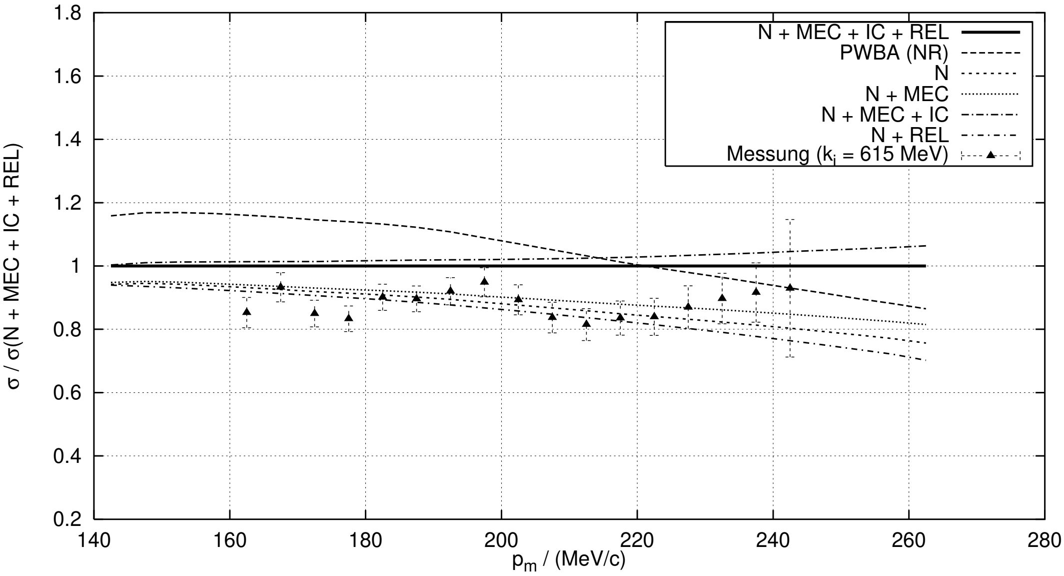


Abbildung 5.7: Relative Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ für $p_m = 200$ MeV/c (Zentralwert) und $k_i = 615$ MeV.

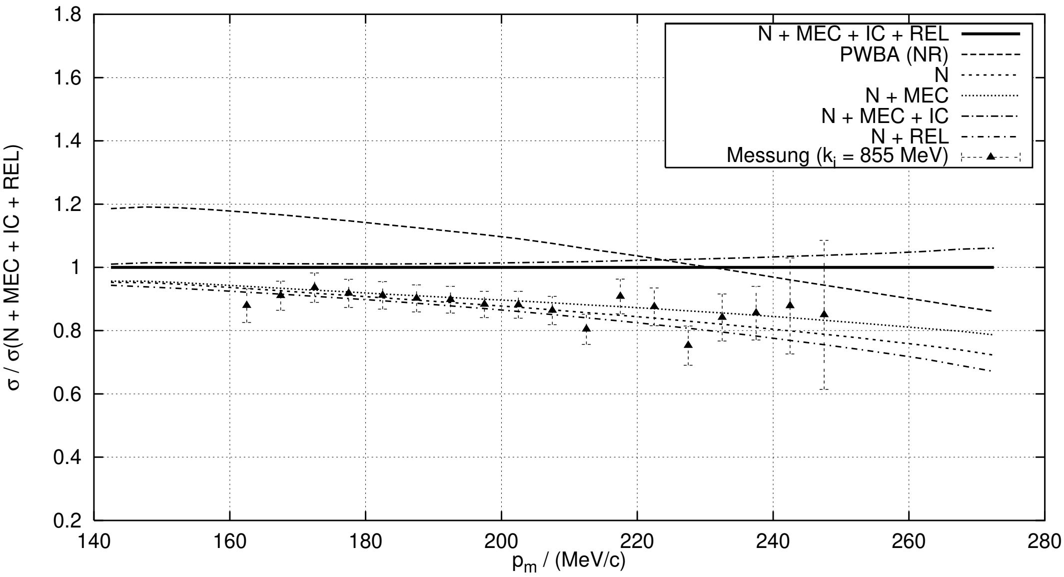


Abbildung 5.8: Relative Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ für $p_m = 200$ MeV/c (Zentralwert) und $k_i = 855$ MeV.

Für die fehlenden Impulse um 275 MeV/c (Abbildungen 5.9 - 5.12) und 350 MeV/c (Abbildungen 5.13 - 5.15) reproduziert der eingedenk aller relevanten Wechselwirkungsbeiträge errechnete Wirkungsquerschnitt die Daten recht gut. Insbesondere ist der Einfluß der Isobaren evident, wird doch in diesen Kinematiken bereits genug Energie übertragen (siehe Tab. 4.1), um die $\Delta(1232)$-Resonanz anregen zu können.

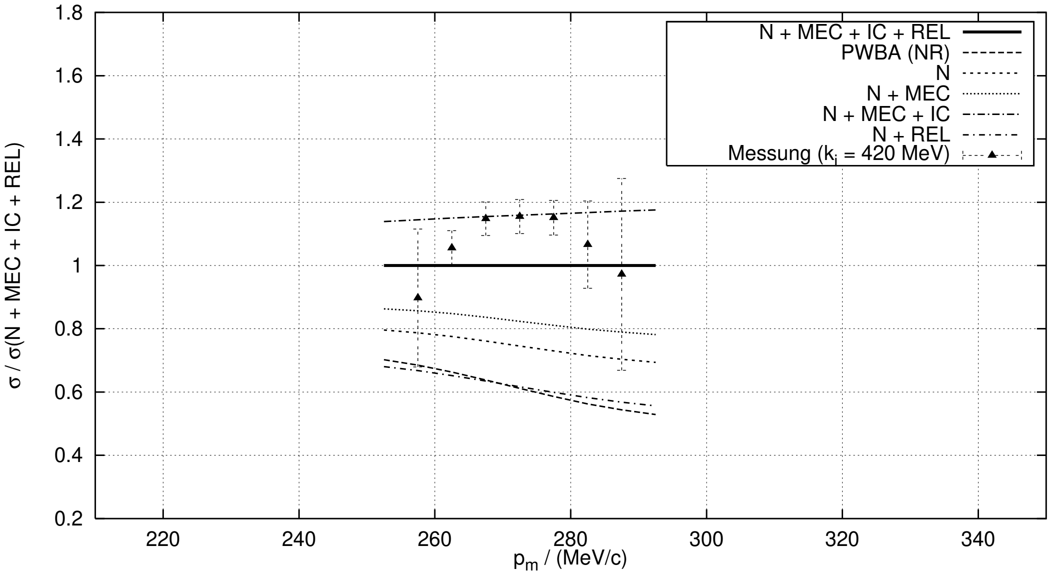


Abbildung 5.9: Relative Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ für $p_m = 275$ MeV/c (Zentralwert) und $k_i = 420$ MeV.

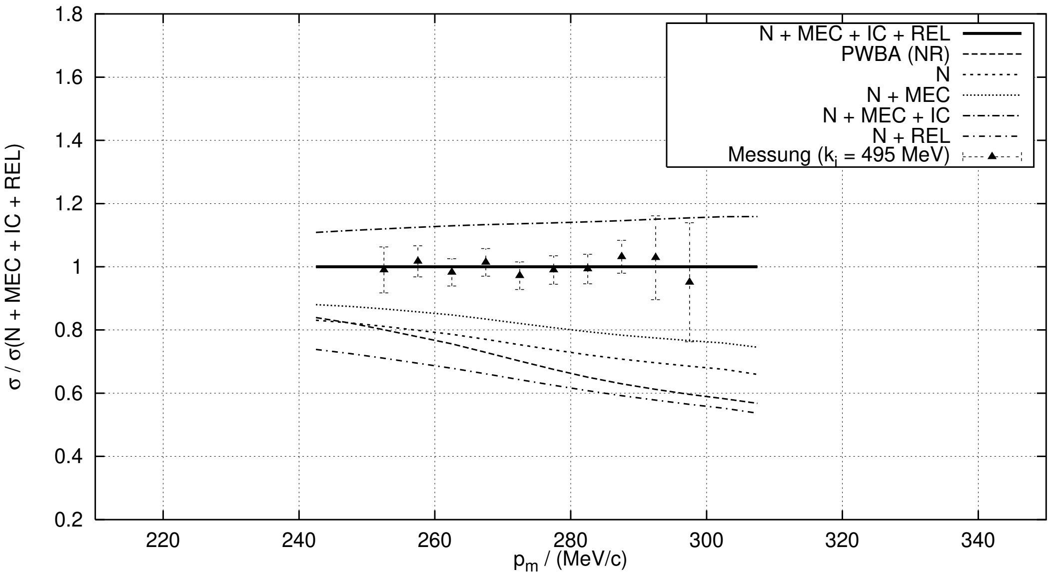


Abbildung 5.10: Relative Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ für $p_m = 275$ MeV/c (Zentralwert) und $k_i = 495$ MeV.

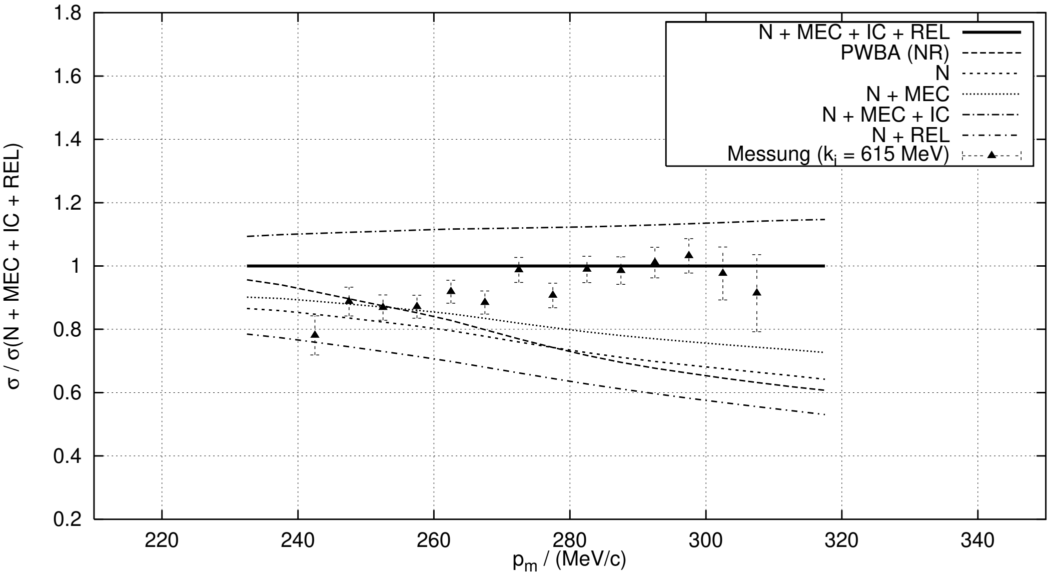


Abbildung 5.11: Relative Stärke von $\overline{d^5\sigma}\,/\,d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ für $p_m = 275$ MeV/c (Zentralwert) und $k_i = 615$ MeV.

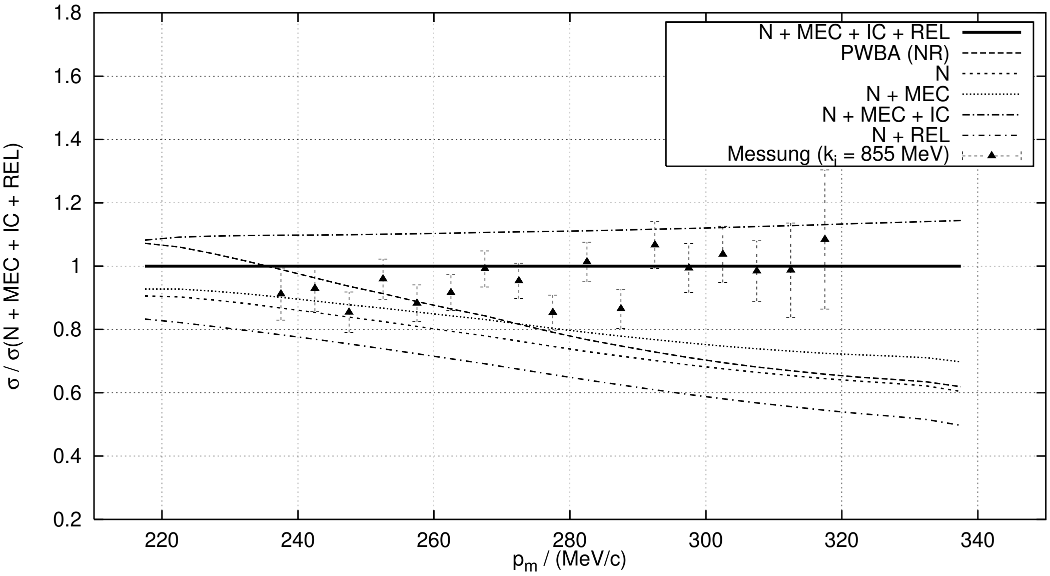


Abbildung 5.12: Relative Stärke von $\overline{d^5\sigma}\,/\,d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ für $p_m = 275$ MeV/c (Zentralwert) und $k_i = 855$ MeV.

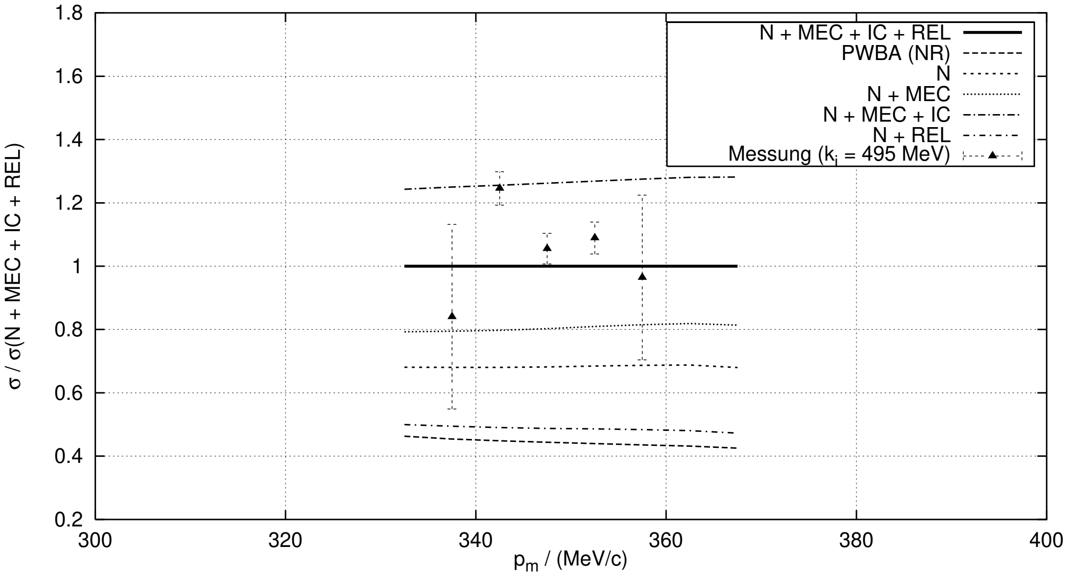


Abbildung 5.13: Relative Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ für $p_m = 350$ MeV/c (Zentralwert) und $k_i = 495$ MeV.

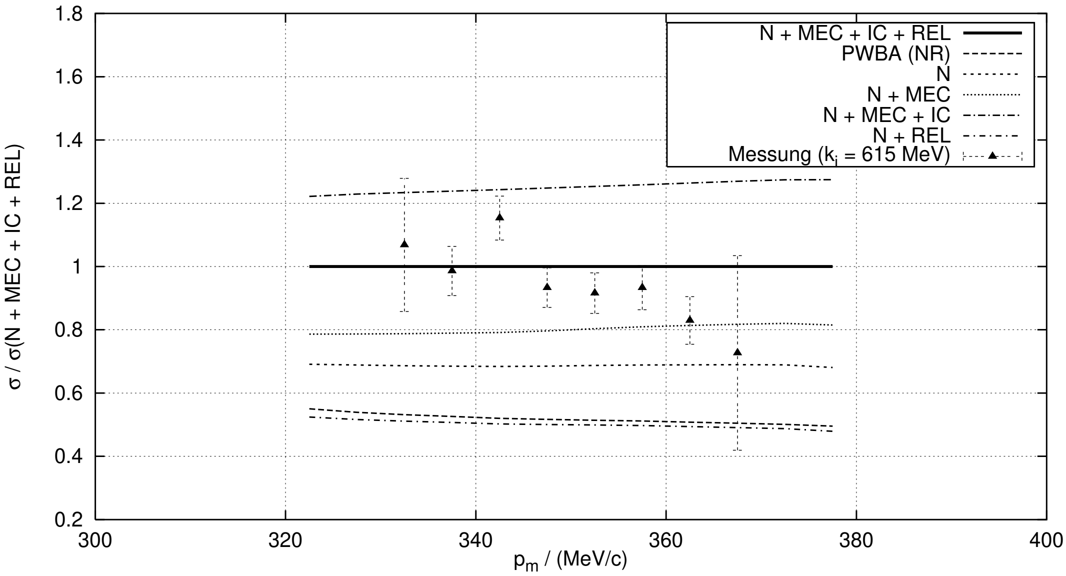


Abbildung 5.14: Relative Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ für $p_m = 350$ MeV/c (Zentralwert) und $k_i = 615$ MeV.

Wie bereits erwähnt, gab es im Laufe der Messungen Probleme mit der Kühlung des Targets, welche einen Austausch der Kühlmaschine am Ende der Messungen bei $k_i = 495\,\text{MeV}$ notwendig machten. Die resultierenden Effekte scheinen vor allem die Messungen bei einem mittleren fehlenden Impuls von 50 MeV betroffen zu haben; die Schwankungen in der Differenz von Theorie und Experiment bei den verschiedenen Einschußenergien scheinen darauf hinzuweisen. Auch bei der im fol-

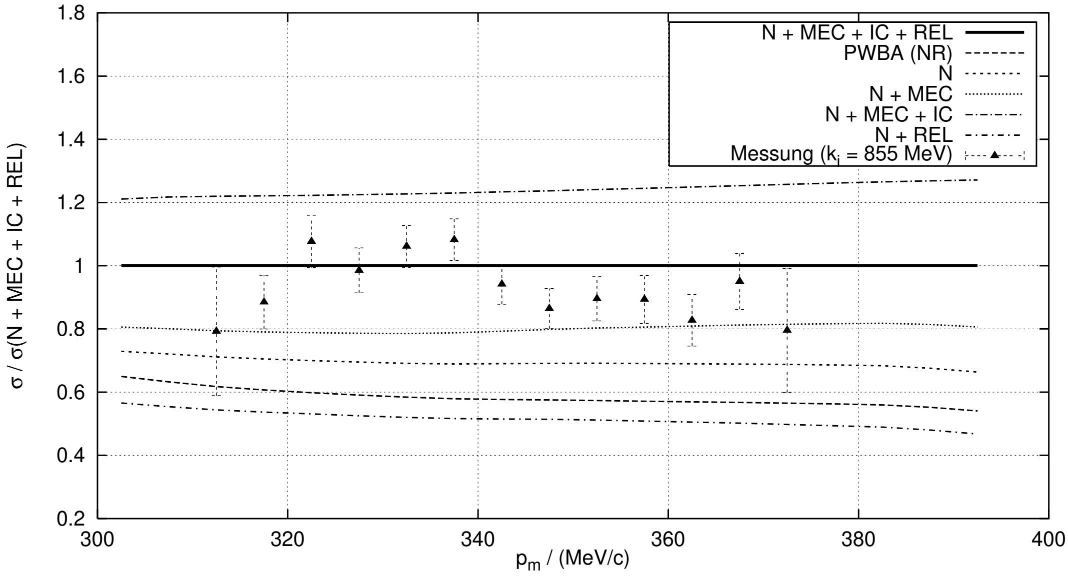


Abbildung 5.15: Relative Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ für $p_m = 350$ MeV/c (Zentralwert) und $k_i = 855$ MeV.

genden Kapitel beschriebenen LT-Separation sind für die $p_m = 50$ MeV-Messungen die größten Abweichungen im Rosenbluth-Plot zu sehen.

5.1.2 Die Rosenbluth-Separation

Die Auswertung der LT-Separation basiert auf dem Spezialfall (2.14) des fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitts für den d(e,e'p)n-Prozeß, welcher gilt, wenn sich der Winkel Θ_{pq} zwischen Impulsübertrag $\vec{q}$ und Protonenimpuls $\vec{p}_p$ zu 0° oder zu 180° einstellt:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p} = \sigma_M \cdot (v_L R_L + v_T R_T) \tag{5.2}$$

Hierbei bezeichnen v_L, v_T und σ_M die bereits aus Kapitel 2.2 bekannten kinematischen Faktoren und den Mott-Wirkungsquerschnitt:

$$v_L = \left(\frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}}\right)^2 \quad , \quad v_T = \frac{1}{2}\,\frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}} + \tan^2\frac{\Theta_e}{2} \quad , \quad \sigma_M = \left(\frac{\alpha\cos\frac{\Theta_e}{2}}{2k_i\sin^2\frac{\Theta_e}{2}}\right)^2 \tag{5.3}$$

Nach (5.2) ergibt sich der Separationsansatz zur Ermittlung der Strukturfunktionen R_L und R_T aus dem Wirkungsquerschnitt wie folgt:

$$\frac{\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}}{(\sigma_M \cdot v_L)} = R_L + \left(\frac{v_T}{v_L}\right) \cdot R_T \tag{5.4}$$

Analog zu den in Kapitel 5.1.1 vorgestellten Daten wird der Wirkungsquerschnitt $d^5\sigma/d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ in Abhängigkeit des fehlenden Impulses p_m bestimmt, jetzt allerdings unter der zusätzlichen Bedingung, daß bei einem gegebenen Mittelwert von p_m der Bereich in $|\vec{q}\,|$ und ω für alle Einschußenergien k_i eingeschränkt wird auf den Akzeptanzbereich, welcher von der Messung mit der kleinsten Einschußenergie überdeckt wird. In Abbildung 4.1 sind die fraglichen Bereiche in $|\vec{q}\,|$ und ω dargestellt. Der Vergleich von experimentellen und theoretischen Wirkungsquerschnitten unter dieser zusätzlichen Bedingung fällt ähnlich aus wie in Kapitel 5.1.1 bereits diskutiert, mit dem Unterschied, daß aufgrund des Schnittes in $|\vec{q}\,|$ und ω die zählstatistischen Fehler größer und die Akzeptanzbereiche in p_m kleiner werden.

Nach Gleichung (5.4) benötigt man zur Durchführung der Separation neben dem Wirkungsquerschnitt noch die Größen $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L. Wie der Wirkungsquerschnitt selbst, so werden auch diese Größen in Form ihres Mittelwertes über die Akzeptanz in Abhängigkeit von p_m aus den Daten ermittelt. Dazu werden Histogramme in p_m sowohl gewichtet mit $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L als auch gewichtet mit 1 befüllt, um anschließend die mit $\sigma_M \cdot v_L$ bzw. v_T/v_L gewichteten Histogramme durch das 1-gewichtete Histogramm zu dividieren [1]. Die so gewonnenen Mittelwerte von $\sigma_M \cdot v_L$ bzw. v_T/v_L in Abhängigkeit von p_m sind in den Abbildungen 5.16 und 5.17 gezeigt, unterlegt mit einer Simulation dieser Größen, welche die Daten mit einer Genauigkeit von $< 1\,\%$ reproduziert.

[1] Tatsächlich wurden, da ESPACE nicht die Möglichkeit bot, Histogramme zu wichten, zweidimensionale Histogramme in den Variablen $\sigma_M \cdot v_L$ gegen p_m bzw. v_T/v_L gegen p_m erstellt, gewichtet mit 1 befüllt und anschließend bezüglich $\sigma_M \cdot v_L$ bzw. v_T/v_L gemittelt.

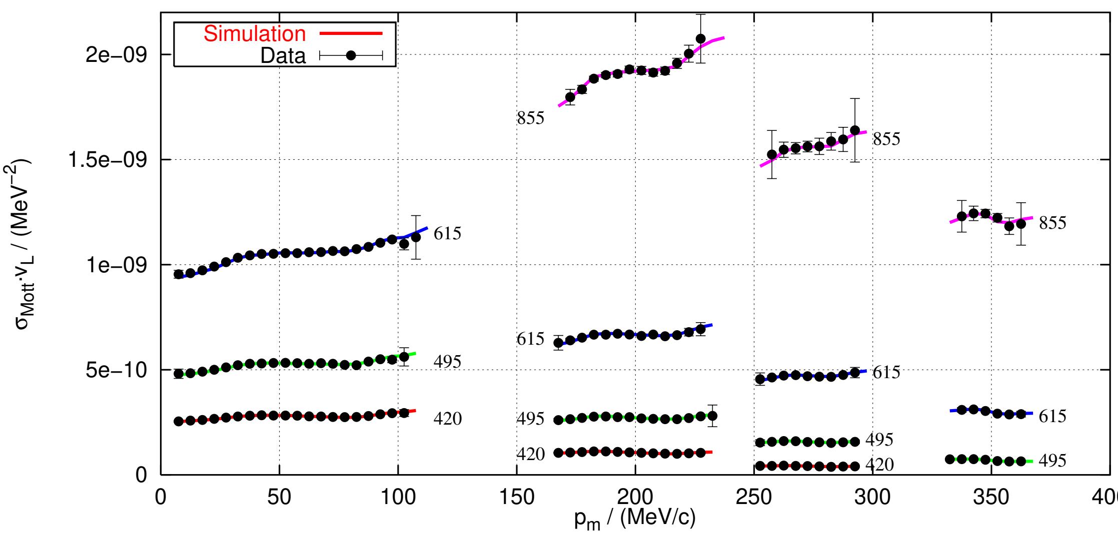


Abbildung 5.16: $\langle \sigma_M \cdot v_L \rangle$ in Abhängigkeit von p_m. Die Zahlen neben den einzelnen Graphen entsprechen der Strahlenergie k_i in MeV.

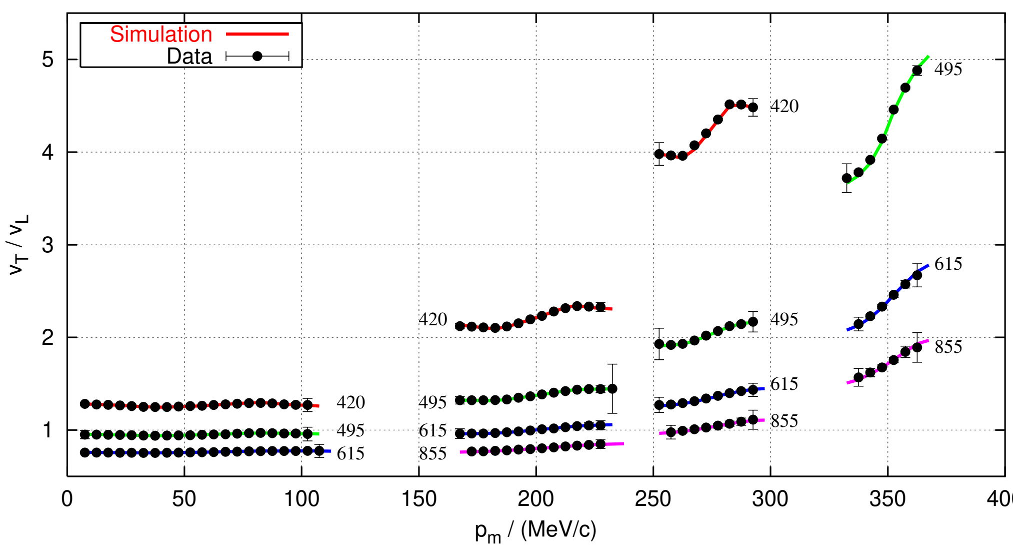


Abbildung 5.17: $\langle v_T / v_L \rangle$ in Abhängigkeit von p_m. Die Zahlen neben den einzelnen Graphen entsprechen der Strahlenergie k_i in MeV.

Formell lassen sich die in den Abbildungen 5.16 und 5.17 gezeigten Größen wie folgt beschreiben:

$$\langle \sigma_M \cdot v_L \rangle (p_m) = \frac{\int\limits_{[p_m]} \frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p} \cdot (\sigma_M \cdot v_L)\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p}{\int\limits_{[p_m]} \frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p} \tag{5.5}$$

$$\langle \frac{v_T}{v_L} \rangle (p_m) = \frac{\int\limits_{[p_m]} \frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p} \cdot (\frac{v_T}{v_L})\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p}{\int\limits_{[p_m]} \frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p} \tag{5.6}$$

Hierbei ist das Integrationsgebiet $[p_m]$ durch die Akzeptanz der Spektrometeranlage, durch den Schnitt in $|\vec{q}|$ und ω und durch die Grenzen des entsprechenden p_m-Bins bestimmt. Analog des in Kapitel 5.1.1 beschriebenen Verfahrens zur Berechnung der akzeptanzgemittelten theoretischen Wirkungsquerschnitte wurden auch die theoretischen Werte von $\langle \sigma_M \cdot v_L \rangle$ und $\langle v_T/v_L \rangle$ mit Hilfe des Programmes AEEXB bestimmt.

Anzumerken ist, daß die Größen $\langle \sigma_M \cdot v_L \rangle$ und $\langle v_T/v_L \rangle$ nicht von der absoluten Stärke der verschiedenen theoretischen Querschnitte, sondern allein von deren Verlauf abhängen, wie es auch den Beziehungen (5.5) und (5.6) zu entnehmen ist. Dies führt dazu, daß sich diese Größen in Abhängigkeit der unterschiedlichen Wechselwirkungsbeiträge zu den theoretischen Wirkungsquerschnitten kaum ($< 0{,}1\,\%$) ändern, da diese Beiträge zwar die Stärke des Wirkungsquerschnitts, aber kaum dessen Verlauf innerhalb des Akzeptanzbereichs beeinflussen.

Sind mit $d^5\sigma \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$, $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L alle für die Separation benötigten Größen bestimmt, trägt man gemäß Gleichung (5.4) im sog. *Rosenbluth-Plot* die Größe $(d^5\sigma \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p) \,/\, (\sigma_M \cdot v_L)$ gegen v_T/v_L auf und paßt eine Gerade an die Datenpunkte an. Der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Ordinate entspricht der longitudinalen Strukturfunktion R_L und die Steigung der transversalen Strukturfunktion R_T.

Die Rosenbluth-Plots für die Daten bei einem zentralen p_m von 50 MeV sind in der Abbildung 5.18 gezeigt. Die Plots für das zentrale p_m von 200 MeV sind in der Abbildung 5.19 zu sehen. In den Abbildungen 5.20 und 5.21 finden sich die Rosenbluth-Plots für $p_m = 275$ MeV, und Abbildung 5.22 zeigt diese für $p_m = 350$ MeV. Die aus der Geradenanpassung hervorgehenden Strukturfunktionen R_L und R_T werden im folgenden Kapitel vorgestellt und diskutiert.

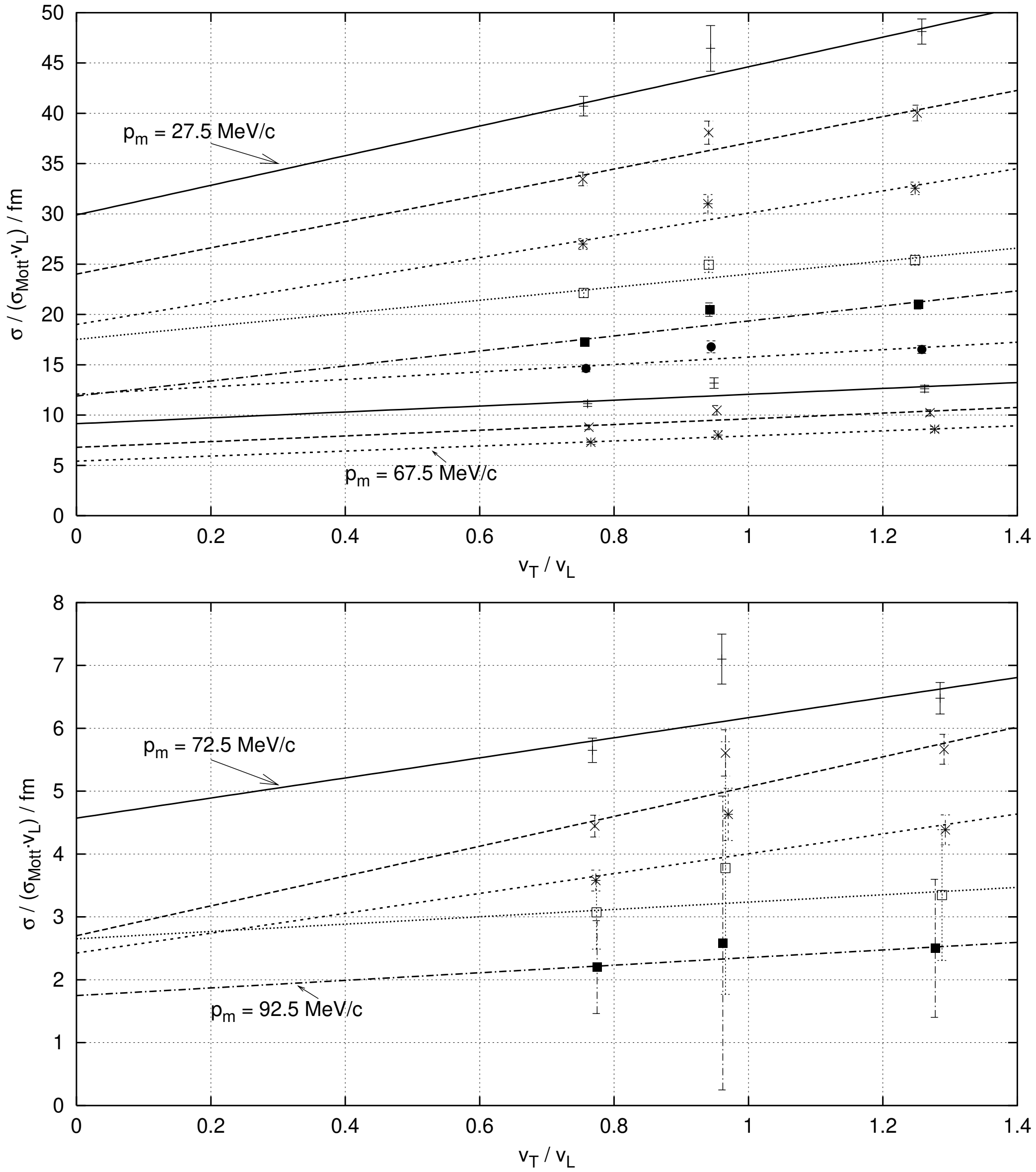


Abbildung 5.18: Rosenbluth-Plots für $p_m = 50$ MeV/c (Zentralwert). Im oberen Teil der Abbildung variiert p_m zwischen 27,5 MeV/c und 67,5 MeV/c, im unteren zwischen 72,5 MeV/c und 92,5 MeV/c.

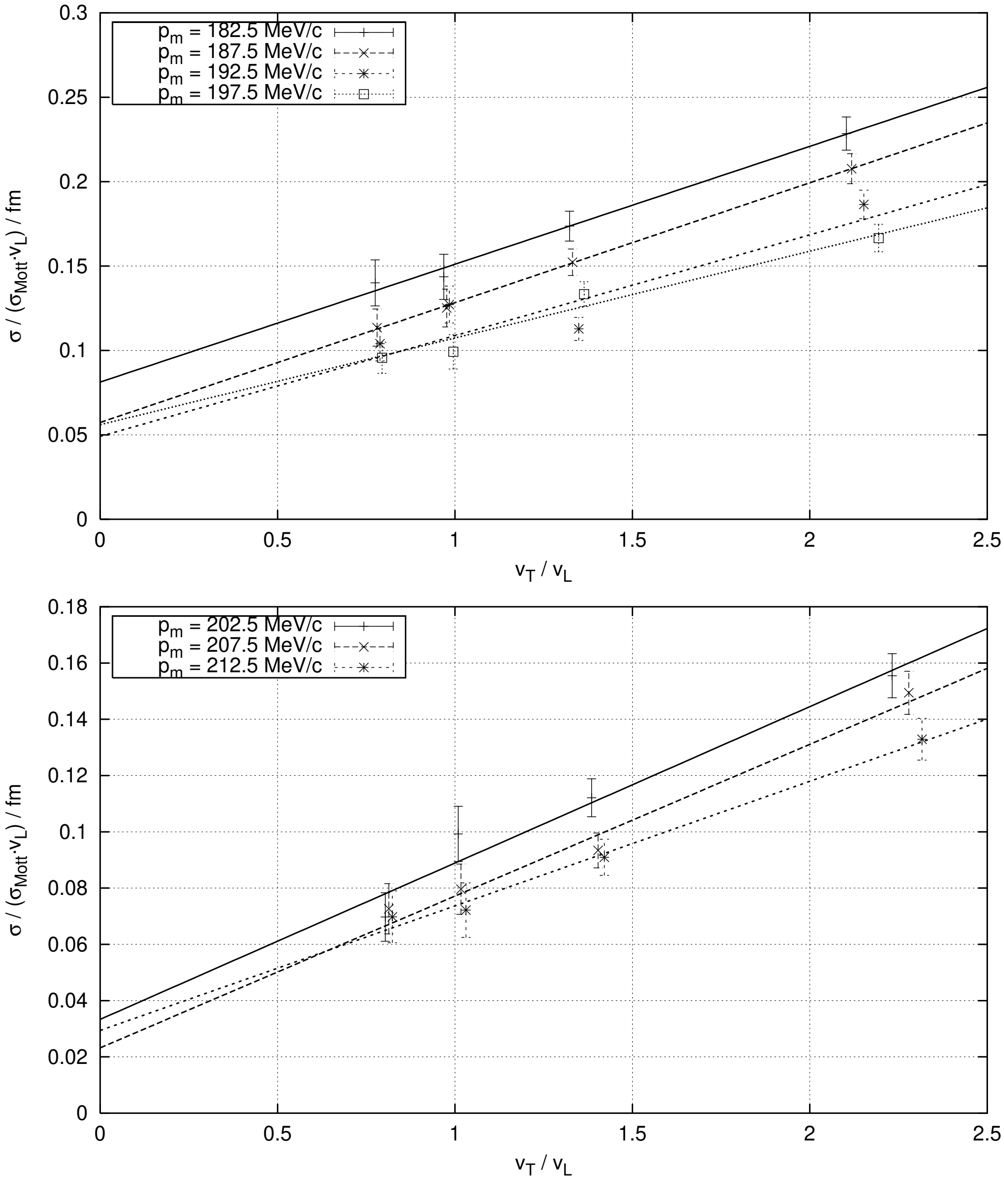


Abbildung 5.19: Rosenbluth-Plots für $p_m = 200$ MeV/c (Zentralwert). Im oberen Teil der Abbildung variiert p_m zwischen 182,5 MeV/c und 197,5 MeV/c, im unteren zwischen 202,5 MeV/c und 212,5 MeV/c.

Insbesondere bei den Rosenbluth-Plots für ein zentrales p_m von 50 MeV/c (Abb. 5.18) fallen Abweichungen von der erwarteten Geradenform auf, welche nicht mit dem zählstatistischen Fehler zu erklären sind. Alle anderen Separations-Plots sehen diesbezüglich unverdächtig aus. Die Ursache für diese Abweichungen konnte nicht zufriedenstellend ermittelt werden; die wahrscheinlichste Erklärung dürfte in den bereits erwähnten Schwierigkeiten mit der Targetkühlung zu suchen sein. Zumindest zeigt sich anhand dieses Problems, daß es erstrebenswert ist, mehr als zwei Datenpunkte für eine Wirkungsquerschnitts-Separation vorzusehen, um derartige systematische Unzulänglichkeiten erkennen zu können.

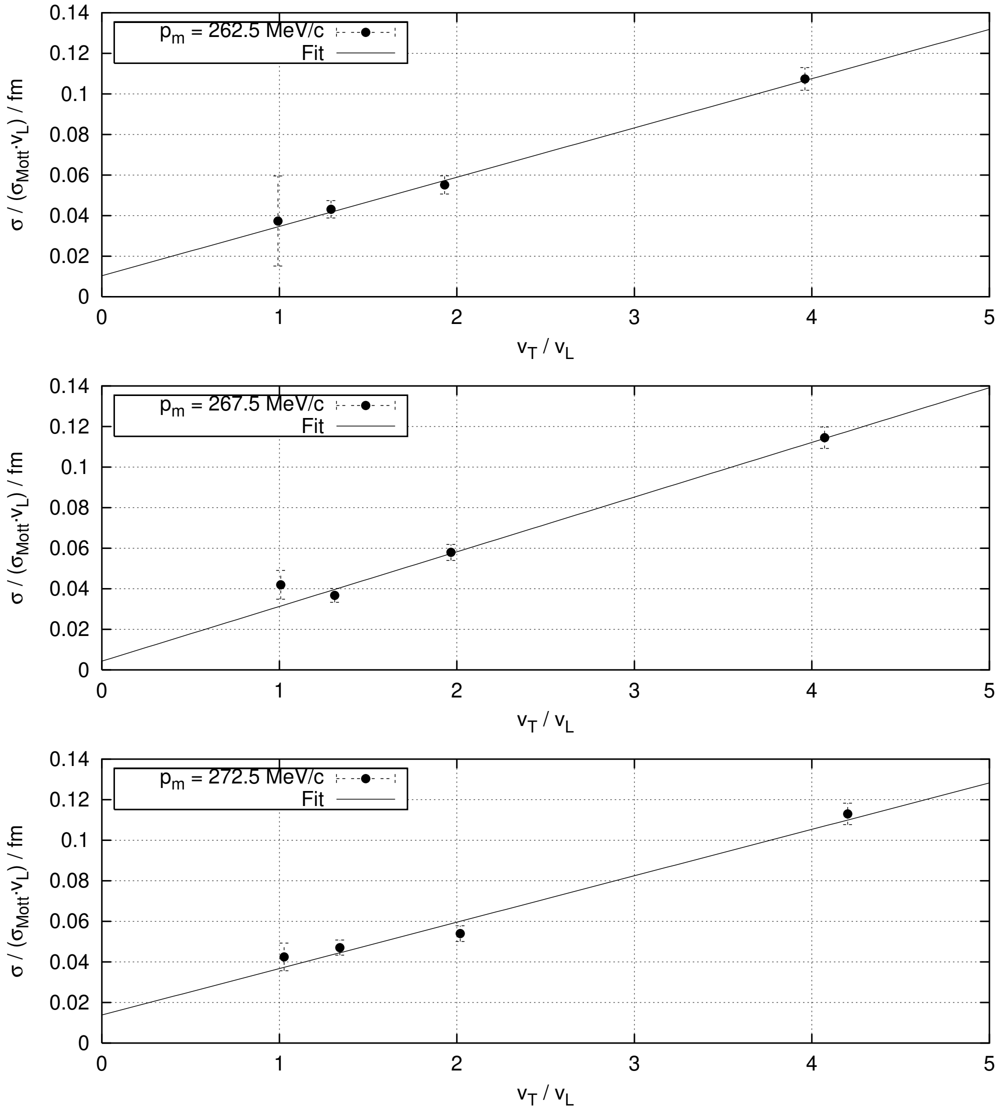


Abbildung 5.20: Rosenbluth-Plot, 262,5 MeV $\leq p_m \leq$ 272,5 MeV.

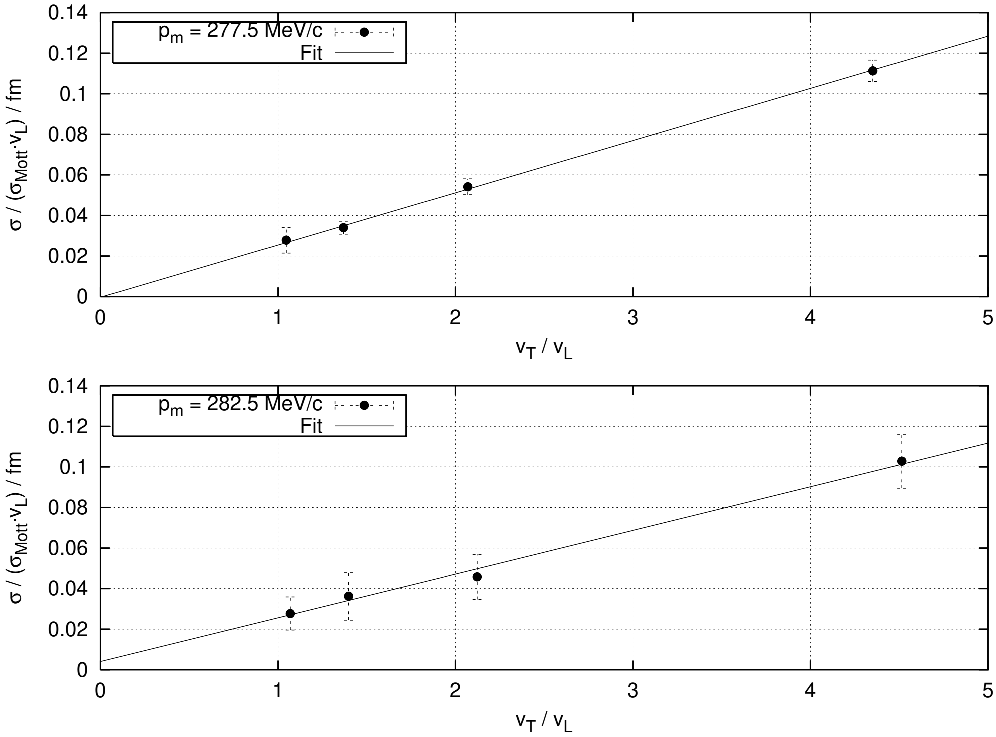


Abbildung 5.21: Rosenbluth-Plot, 277,5 MeV $\leq p_m \leq$ 282,5 MeV.

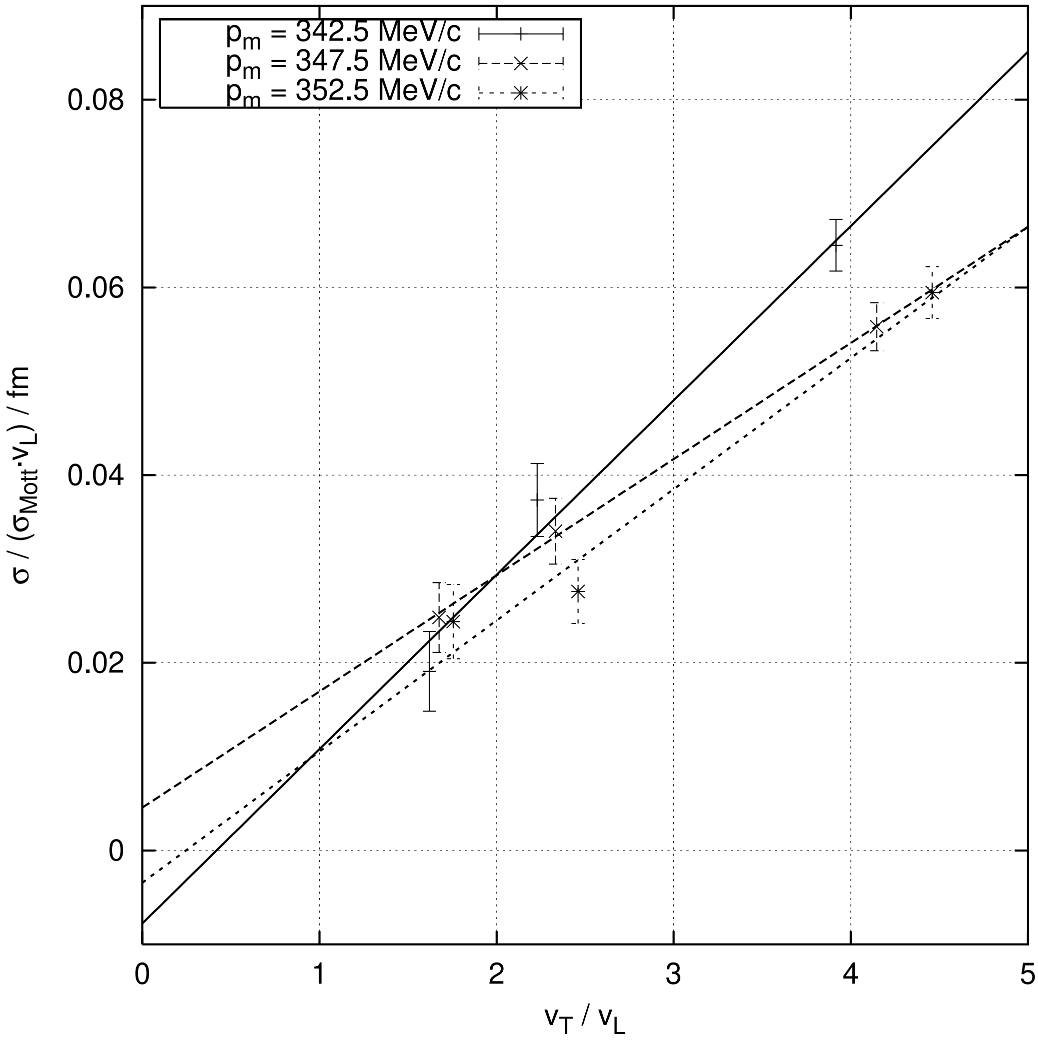


Abbildung 5.22: Rosenbluth-Plot, 342,5 MeV $\leq p_m \leq$ 352,5 MeV.

5.1.3 Die Strukturfunktionen R_L und R_T

Das Ergebnis der im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Rosenbluth-Separation sind die Strukturfunktionen R_L und R_T, welche in der Abbildung 5.23 in einer Übersicht gezeigt werden. Den Daten unterlegt sind die unter Einbeziehung aller verfügbaren Wechselwirkungsbeiträge berechneten theoretischen Strukturfunktionen gemäß [Ar-98] nach Mittelung über die Akzeptanz.

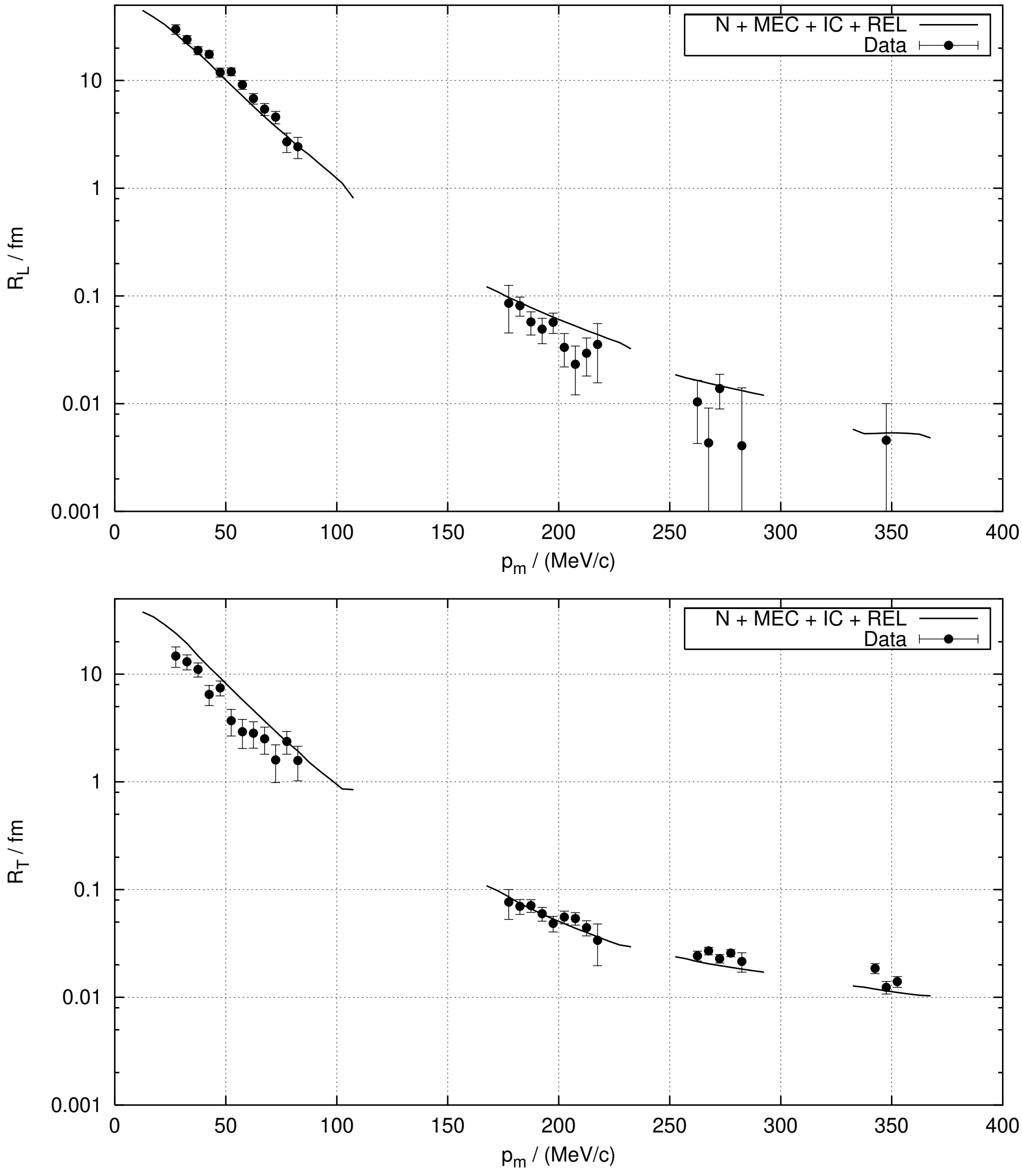


Abbildung 5.23: Die Strukturfunktionen R_L und R_T in Abhängigkeit von $|\vec{p}_m|$ für alle Kinematiken. Den Daten unterlegt sind akzeptanzgemittelte, theoretische Vorhersagen gemäß [Ar-98] unter Einbeziehung aller Wechselwirkungsbeiträge.

In den Abbildungen 5.24 - 5.27 sind die Strukturfunktionen auf die volle Rechnung normiert dargestellt. Zusätzlich sind gleicherart normierte Rechnungen gezeigt, bei denen einzelne Wechselwirkungsanteile, die zur vollen Rechnung beitragen, ausgeschaltet sind.

Auffällig bei der Kinematik mit dem Zentralwert des fehlenden Impulses von 50 MeV ist vor allem die geringe Stärke der transversalen Strukturfunktion, die ca. 65 % unter den Rechnungen liegt, welche sich ihrerseits zueinander um maximal 10 % unterscheiden.

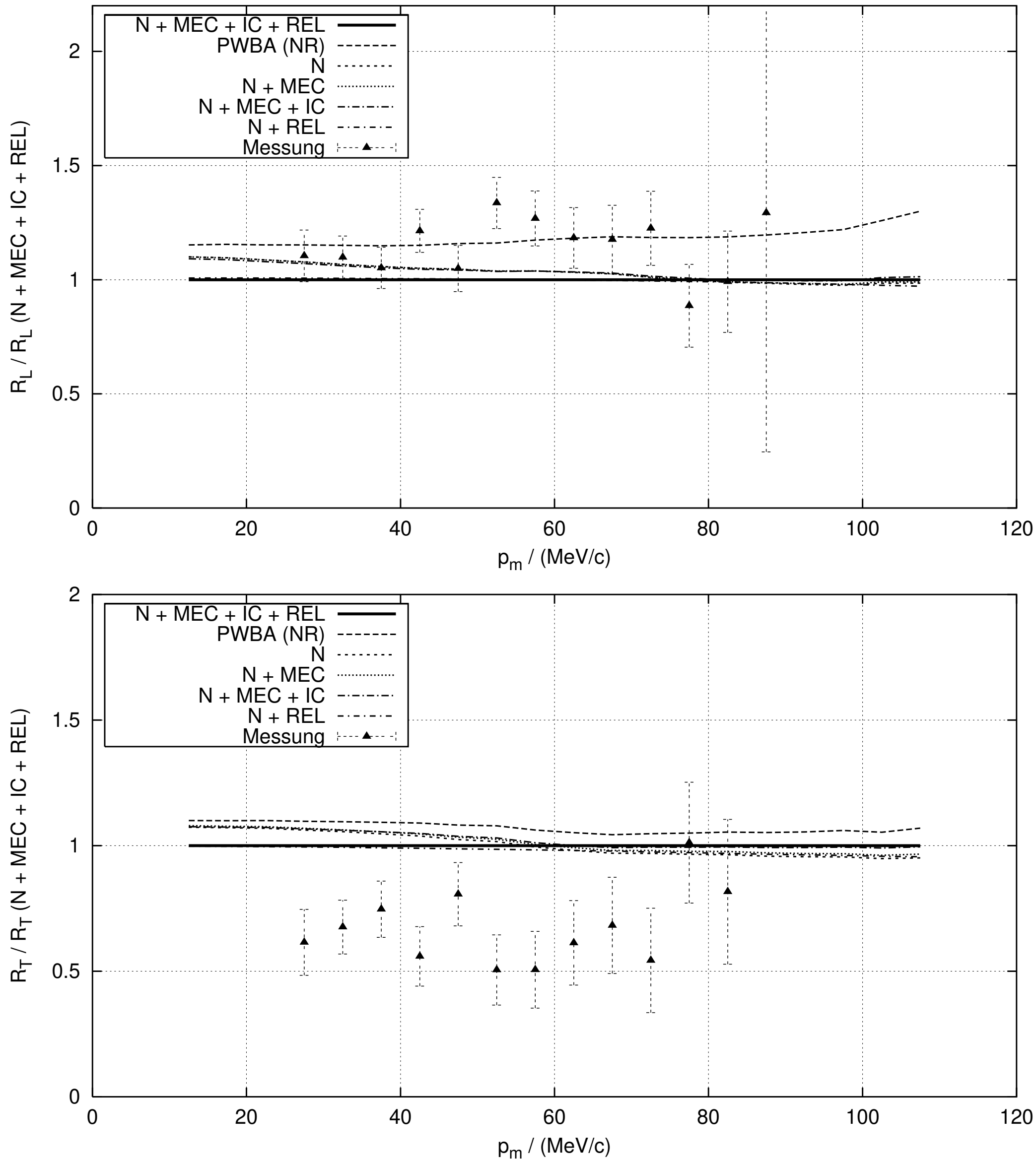


Abbildung 5.24: Relative Stärke der Strukturfunktionen R_L und R_T für die Kinematik bei $p_m = 50\,\mathrm{MeV/c}$ (Zentralwert).

Die Daten der longitudinalen Strukturfunktion hingegen werden von den meisten Modellen um etwa 15 % unterschätzt, und lediglich die PWBA-Rechnung scheint mit den Daten kompatibel zu sein. Allerdings sei an dieser Stelle ein Wort der Warnung aus den vorangegangenen Kapiteln wiederholt: Insbesondere die Daten bei p_m = 50 MeV/c zeigen sowohl bereits im Wirkungsquerschnitt als insbesondere auch im Rosenbluth-Plot Probleme systematischer Natur, welche letzthin nicht zufriedenstellend geklärt werden konnten, auch wenn die Targetkühlung als wahrscheinlicher Verursacher anzusehen ist.

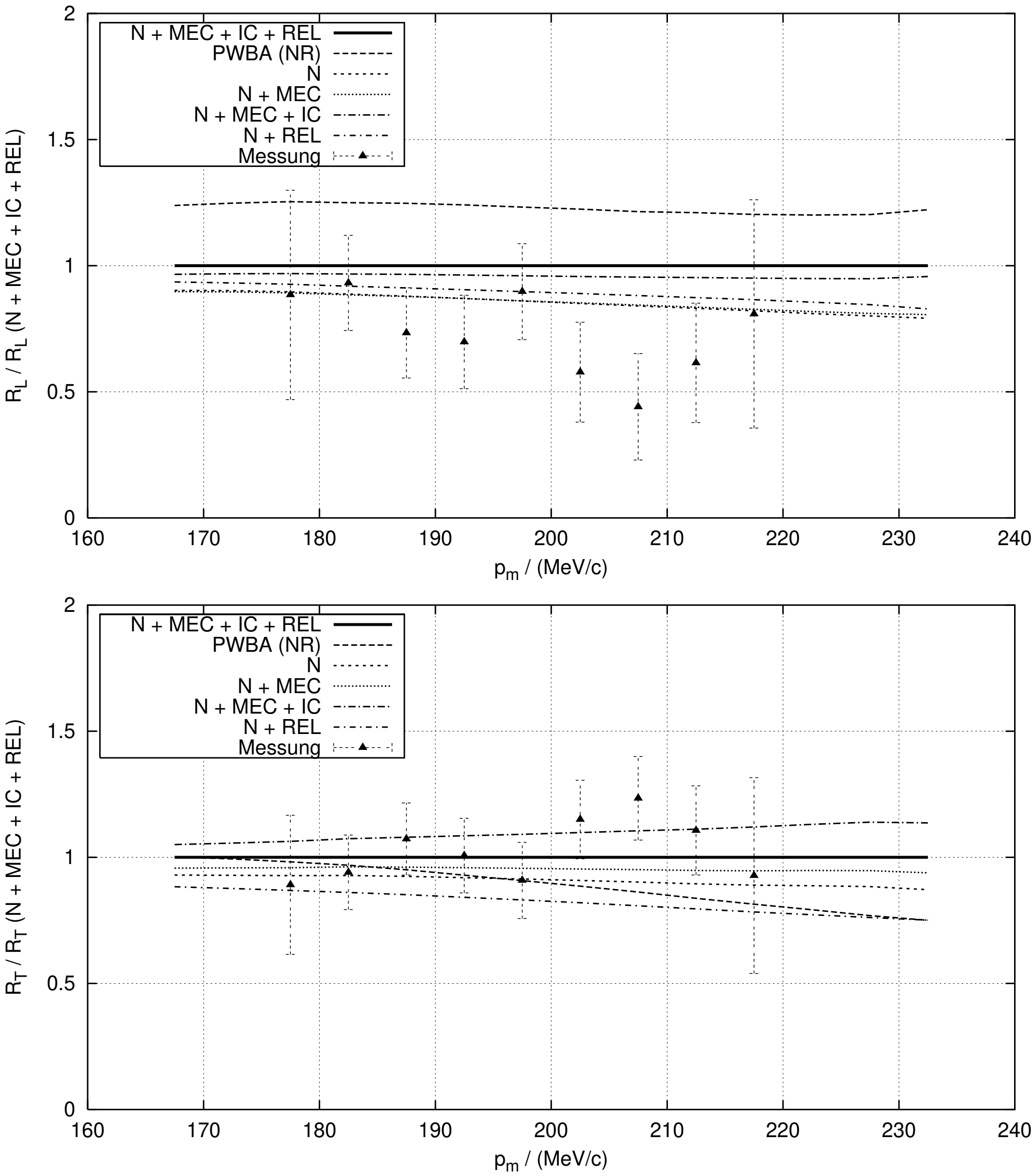
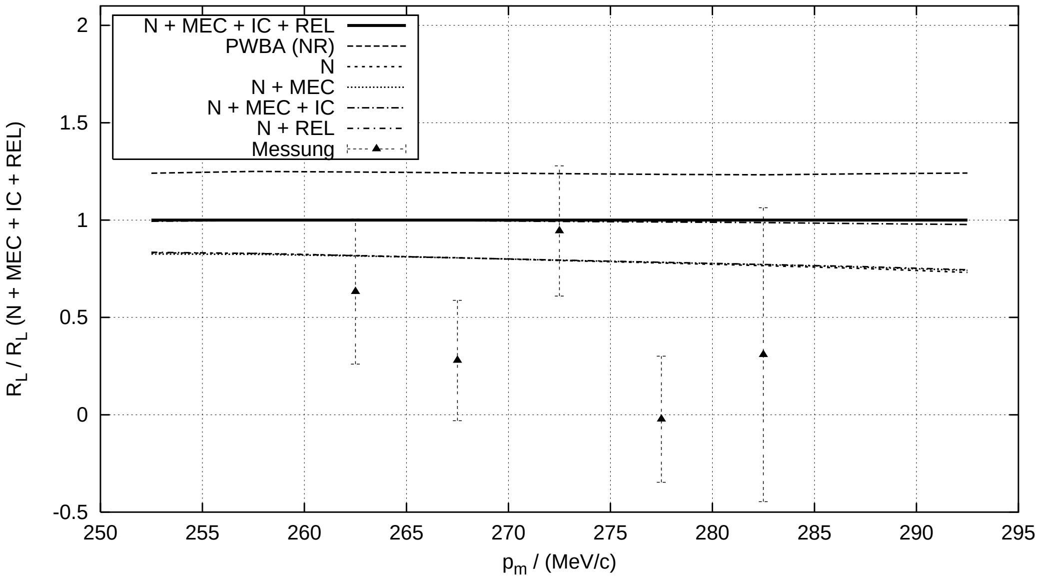


Abbildung 5.25: Relative Stärke der Strukturfunktionen R_L und R_T für die Kinematik bei $p_m = 200\,\mathrm{MeV/c}$ (Zentralwert).

Bei einem zentralen p_m von 200 MeV/c wird die longitudinale Strukturfunktion im Trend von den Rechnungen überschätzt. Hingegen ist die transversale Strukturfunktion kompatibel mit den Rechnungen, ohne jedoch in der Lage zu sein, zwischen den einzelnen Modellen signifikant zu unterscheiden.

Ab einem p_m-Zentralwert von 275 MeV/c lassen sich die Daten der longitudinalen Strukturfunktion aufgrund ihrer großen Fehler kaum noch für eine Aussage heranziehen. Vorsichtig formuliert könnte man, wie in der Kinematik bei $p_m = 200$ MeV/c, eine Überschätzung der Daten durch die Theorie vermuten. Die transversale Strukturfunktion zeigt hingegen deutlich die Wichtigkeit von Mesonaustausch- und Isobarenbeiträgen. Die Daten scheinen von der vollen Rechnung sogar noch unterschätzt zu werden, bzw. werden von der Rechnung ohne relativistische Korrekturen am besten repräsentiert. Gleiches gilt auch für die Daten bei $p_m = 350$ MeV/c.



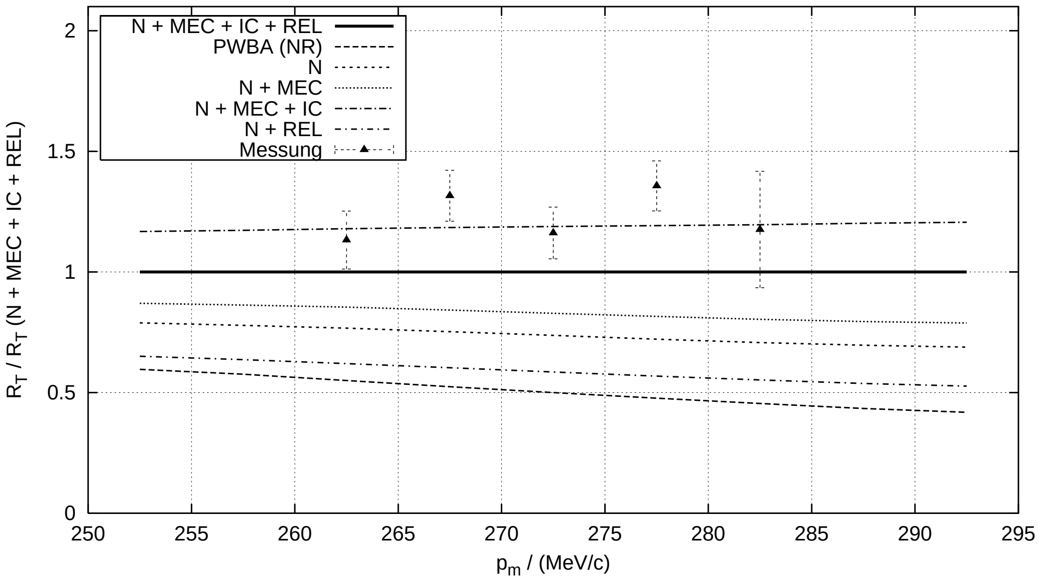


Abbildung 5.26: Relative Stärke der Strukturfunktionen R_L und R_T für die Kinematik bei $p_m = 275$ MeV/c (Zentralwert).

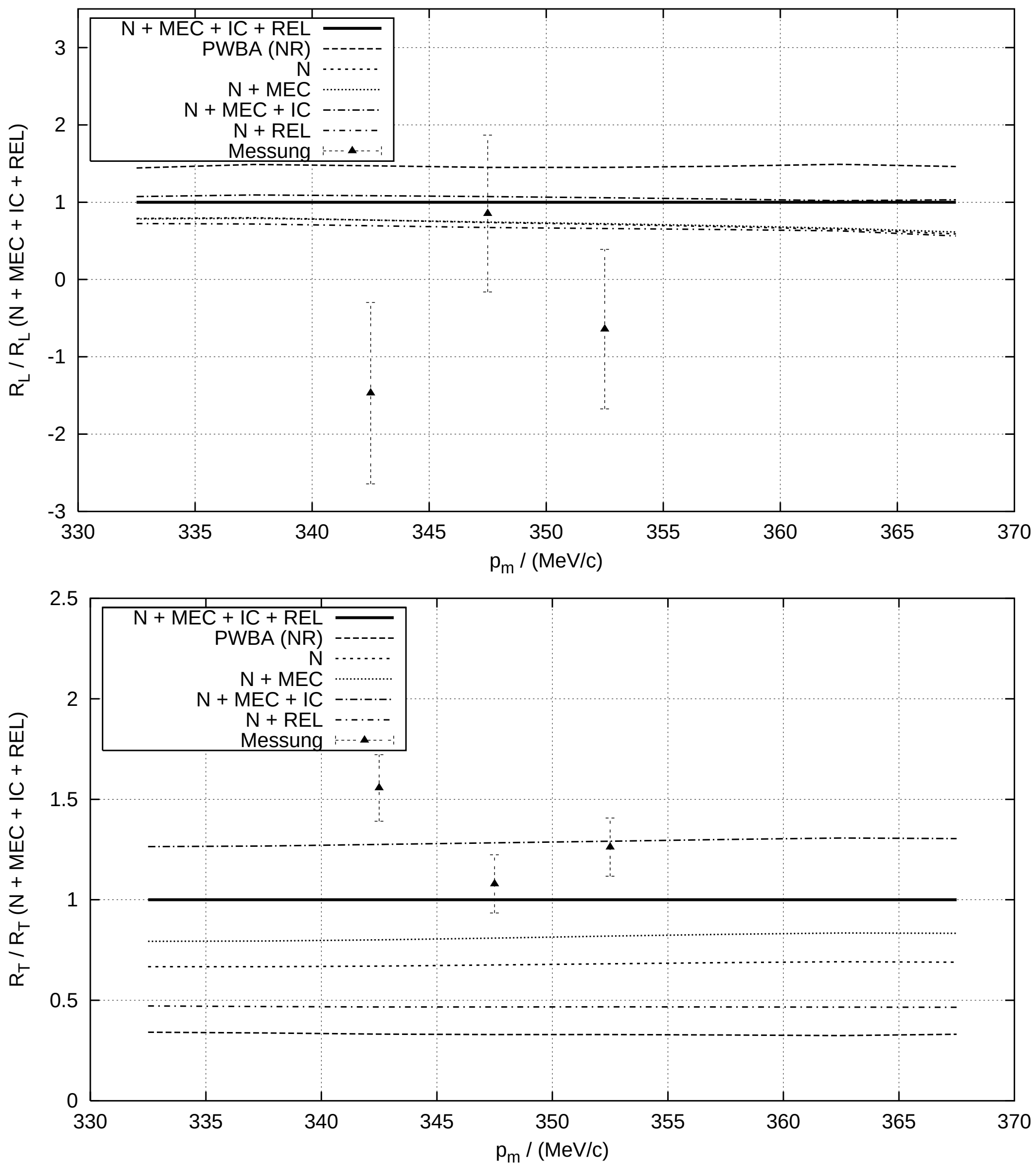


Abbildung 5.27: Relative Stärke der Strukturfunktionen R_L und R_T für die Kinematik bei $p_m = 350\,\mathrm{MeV/c}$ (Zentralwert).

	ω [MeV]	q [MeV/c]	p_m [MeV/c]	k_i [MeV]
[Jor-96]	110	400	50	577,1 292,7
[Ducr-94], Kin. 25, 26	132	400	100	669,7 295,7
[Ducr-94], Kin. 27, 28	183	500	100	669,7 381,7
[Schaar-91]	93	381	40	524,5 298,6
diese Arbeit	128	450	50	420,1 495,1 615,1

Tabelle 5.1: Die zum Datenvergleich herangezogenen Kinematiken der d(e,e'p)n-Messungen von Jordan et al. [Jor-96], Ducret et al. [Ducr-94] und v. d. Schaar et al. [Schaar-91], zusammen mit der in der vorliegenden Arbeit gemessenen Kinematik bei einem zentralen p_m von 50 MeV/c.

Zum Datenvergleich mit anderen d(e,e'p)n-Experimenten wurden die Messungen von Jordan et al. [Jor-96], Ducret et al. [Ducr-94] und v. d. Schaar et al. [Schaar-91] herangezogen. Dabei wurden insbesondere solche Kinematiken verwendet, deren Werte in den Parametern q, ω und Θ_{pq} mit den in Tabelle 4.1 aufgeführten Werten vergleichbar sind. Die so ausgewählten Vergleichskinematiken sind in Tabelle 5.1 angegeben.

Wie im Vergleich der Tabellen 4.1 und 5.1 zu sehen ist, ergibt sich nirgends eine vollständige Übereinstimmung in den kinematischen Parametern. Darüber hinaus liegen die Kinematiken der Vergleichsdaten bei niedrigen fehlenden Impulsen p_m zwischen 40 MeV/c und 100 MeV/c, so daß unsererseits nur die Kinematik bei $p_m =$ 50 MeV/c zum Vergleich herangezogen werden kann, welche, wie bereits geschildert, systematische Unzulänglichkeiten zeigt.

In Tabelle 5.2 sind die Resultate der Wirkungsquerschnitts- und Strukturfunktionsmessungen von [Jor-96] zusammengefaßt. Analog zur vorliegenden Arbeit wird der Vergleich von Theorie und Experiment auf Grundlage von Rechnungen der Arbeitsgruppe um Prof. Arenhövel vorgenommen, welche die in Kapitel 5.1.1 beschriebenen Beiträge enthalten. Die Strukturfunktionen f_L und f_T sind hierbei bezüglich einer von Formel (2.9) abweichenden Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts angegeben, deren wesentlicher Unterschied in der Verwendung des Proton-Raumwinkelelements im Schwerpunktsystem von Proton und Neutron besteht. Im Kapitel 7.5 kann diese Parametrisierung zusammen mit Umrechnungshinweisen auf die im Rahmen dieser Arbeit benutzte Parametrisierung (2.9) eingesehen werden.

k_i [MeV]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [nb/MeV]	$\frac{\sigma}{\sigma_{th}}$	f_L [fm]	$\frac{f_L}{f_{L,th}}$	f_T [fm]	$\frac{f_T}{f_{T,th}}$
577,1 292,7	36,1 4,5	0,86 0,92	1,78	0,80	1,60	0,98

Tabelle 5.2: Wirkungsquerschnitte, Strukturfunktionen und Verhältnisse der Meßdaten zur Theorie gemäß Jordan et al. [Jor-96].

Der Vergleich zwischen Experiment und Theorie in [Jor-96] findet, analog wie in der vorliegenden Arbeit, auf Basis einer Mittelung über die Akzeptanz mit Hilfe von Monte-Carlo-Techniken statt. In der Spalte „σ/σ_{th}“ liest man ab, daß die von Jordan et al. gemessenen Wirkungsquerschnitte durch die Theorie ähnlich überschätzt werden, wie dies für die in der vorliegenden Arbeit gemessenen Querschnitte bei p_m = 50 MeV/c der Fall ist, wobei die Kinematik bei k_i = 495 MeV hiervon ausgenommen ist (siehe Abb. 5.2 - 5.4 bzw. Tab. 7.1 - 7.5). Deutliche Unterschiede zu unseren Messungen zeigen sich allerdings auf der Ebene der Strukturfunktionen: Bei den Mainzer Daten ist der Longitudinalanteil durch die Theorie leicht unterschätzt und der Transversalanteil deutlich überschätzt (Abb. 5.24 bzw. Tab. 7.39). Die Jordan-Daten zeigen ein umgekehrtes Verhalten bei nicht ganz so großen Abweichungen von der Theorie. Diese Unterschiede dürften sich vor allem daher ergeben, daß für die Mainzer Daten der Wirkungsquerschnitt bei der kleinen Strahlenergie (k_i = 420 MeV) die größte Abweichung von der Theorie zeigt; bei den Jordan-Daten ist es genau umgekehrt. In der Rosenbluth-Separation entspricht eine kleine Strahlenergie einem großen Separationsparameter v_T/v_L, womit sich für die Mainzer Daten im Rosenbluth-Plot eine geringere Steigung R_T und ein größerer Ordinatenschnittpunkt R_L einstellt.

	k_i [MeV]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [nb/MeV]	$\frac{\sigma}{\sigma_{th}}$	S_L [GeV^{-3}]	$\frac{S_L}{S_{L,th}}$	S_T [GeV^{-3}]	$\frac{S_T}{S_{T,th}}$
Kin. 25 Kin. 26	669,7 295,7	8,280 0,575	1,09 1,12	28,20	0,89	33,85	0,97
Kin. 27 Kin. 28	669,7 381,7	3,12 0,453	1,13 1,10	33,10	1,02	33,96	0,95

Tabelle 5.3: Wirkungsquerschnitte und Strukturfunktionen gemäß Ducret et al. [Ducr-94]. Der Vergleich mit der Theorie wurde gemäß der im Text beschriebenen Methode durchgeführt.

In Tabelle 5.3 sind die Resultate von Ducret et al. zusammengefaßt. Die Separationsdaten sind hierbei in Form von separierten Spektralfunktionen S_L und S_T wiedergegeben. Diese definieren sich in Anlehnung an (2.16) wie folgt:

$$S_i = \frac{\sigma_M \cdot v_i \cdot R_i}{\frac{\partial p_p}{\partial E_m} \cdot \sigma_{ep,i}} \quad , \quad i = L, T \qquad (5.7)$$

Die Größen σ_M, v_i und R_i $(i = L, T)$ bezeichnen den Mott-Querschnitt, die kinematischen Faktoren und die Strukturfunktionen, wie sie in (2.9 ff.) angegeben sind. Die Ableitung $\partial p_p / \partial E_m$ findet sich in Kapitel 7.4.2 angegeben. Mit $\sigma_{ep,i}$ $(i = L, T)$ werden separierte elementare Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitte definiert. Diese können in (7.36) und (7.37) im Kapitel 7.3 nachgesehen werden.

Im Gegensatz zu [Jor-96] gibt [Ducr-94] keine numerischen Werte für die verwendeten theoretischen Rechnungen an. Somit wurden diese nach der im Kapitel 5.1.1 beschriebenen Interpolationsmethode aus den verfügbaren theoretischen Strukturfunktionsdaten [Ar-98] für alle verfügbaren Reaktionsbeiträge berechnet, wobei allerdings nur die kinematischen Zentralwerte verwendet wurden und somit, mangels detaillierter Kenntnis der experimentellen Gegebenheiten, keine Akzeptanzmittelung erfolgte. Die so gewonnenen Vergleiche sind deshalb prinzipiell unsicherer als im Falle von Jordan et al. und der vorliegenden Arbeit. Beruhigenderweise reproduzieren die derart berechneten theoretischen separierten Spektralfunktionen bzw. die Verhältnisgrößen $S_i / S_{i,th}$ $(i = L, T)$ aus Tabelle 5.3 die in [Ducr-94] gezeigten Graphiken sehr gut, so daß auch den errechneten Wirkungsquerschnitten Vertrauen geschenkt wurde.

Nach Umrechnung der separierten Spektralfunktionen auf Strukturfunktionen gemäß (5.7) und (7.121) stellt man fest, daß sich die Longitudinal- und Transversalkomponenten der Ducret-Daten bei $|\vec{q}\,| = 400$ MeV/c vergleichbar zu den Jordan-Daten verhalten, wie dies auch in [Jor-96] selbst erläutert wird. Bemerkenswert allerdings ist die Abweichung auf der Ebene der Wirkungsquerschnittsdaten, welche im Gegensatz zu Jordan von der Theorie um etwa 10 % unterschätzt werden. Gleicherart unterschätzt werden die Wirkungsquerschnitte für die Kinematiken bei $|\vec{q}\,| = 500$ MeV/c, wobei nun die separierten Spektralfunktionen kaum Abweichungen von der Theorie zeigen.

Die Experimente von v. d. Schaar et al. schließlich haben ergeben, daß beide Strukturfunktionen f_L und f_T von der Theorie unterschätzt werden. Die Referenz [Schaar-91] gibt leider keine detaillierten numerischen Werte des Wirkungsquerschnitts oder der Strukturfunktionen an, so daß hier kein quantitativer Vergleich erfolgen kann. In [Jor-96] wird $f_L^{Schaar} / f_L^{Jordan}$ zu 40 % für die in Tabelle 5.1 angegebene Kinematik bestimmt, womit das Verhältnis von Experiment zu Theorie von v. d. Schaar et al. mit dem in dieser Arbeit bestimmten Verhältnis kompatibel wäre.

5.2 Die hohen fehlenden Impulse

Die Daten für die hohen fehlenden Impulse sind das Resultat mehrerer Strahlzeitperioden im Laufe der Jahre 1994 - 1995, in denen die in Tabelle 4.2 angegebenen Kinematiken vermessen wurden. Die Analyse folgt auch hier dem in Kapitel 4.2 beschriebenen Verfahren und hat den fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitt $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ in Abhängigkeit des fehlenden Impulses $|\vec{p}_m|$ zum Ergebnis. In den Abbildungen 5.28 und 5.29 ist dieser Wirkungsquerschnitt für alle gemessenen Kinematiken zusammen mit theoretischen Vergleichsrechnungen gezeigt.

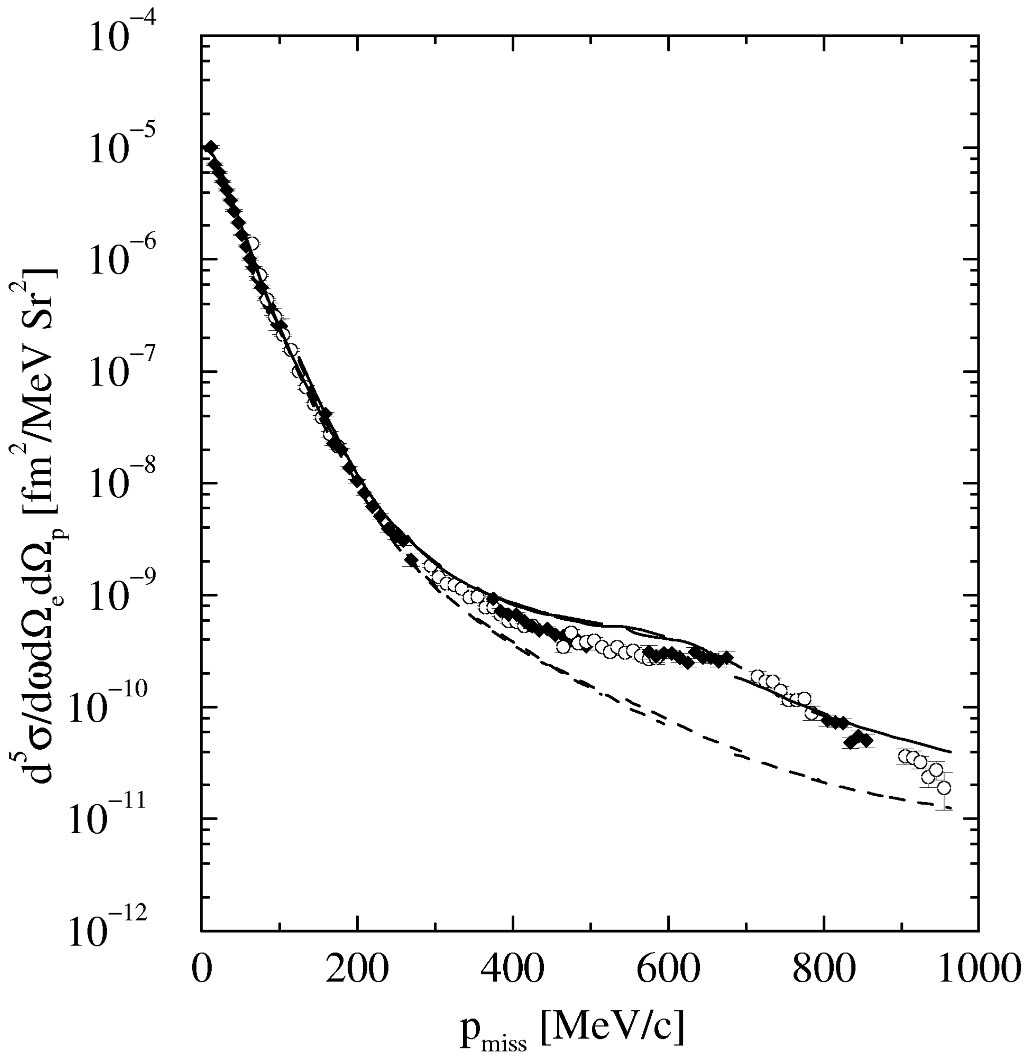


Abbildung 5.28: $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ in Abhängigkeit von $|\vec{p}_m|$ für alle Kinematiken. Den Datenpunkten unterlegt ist ein aus theoretischen Strukturfunktionsdaten ([Ar-97/1]) zusammengesetzter Wirkungsquerschnitt.

In Abbildung 5.28 sind die Daten mit akzeptanzgemittelten theoretischen Wirkungsquerschnitten unterlegt, die sich nach dem in Kapitel 5.1.1 beschriebenen Verfahren aus Strukturfunktionen zusammensetzen, welche von der Arbeitsgruppe um Prof. Arenhövel zur Verfügung gestellt wurden [Ar-97/1]. Gezeigt ist die Rechnung ohne („N + REL“, gestrichelte Linie) und mit Isobaren- und expliziten Mesonaustausch-Beiträgen („N + MEC + IC + REL“, durchgezogene Linie), wobei in beiden Rechnungen relativistische Korrekturen berücksichtigt wurden. Für eine ausführliche Erläuterung der Wechselwirkungsbeiträge sei auf [ArSa-91] verwiesen; eine Kurzbeschreibung findet sich in Kapitel 5.1.1.

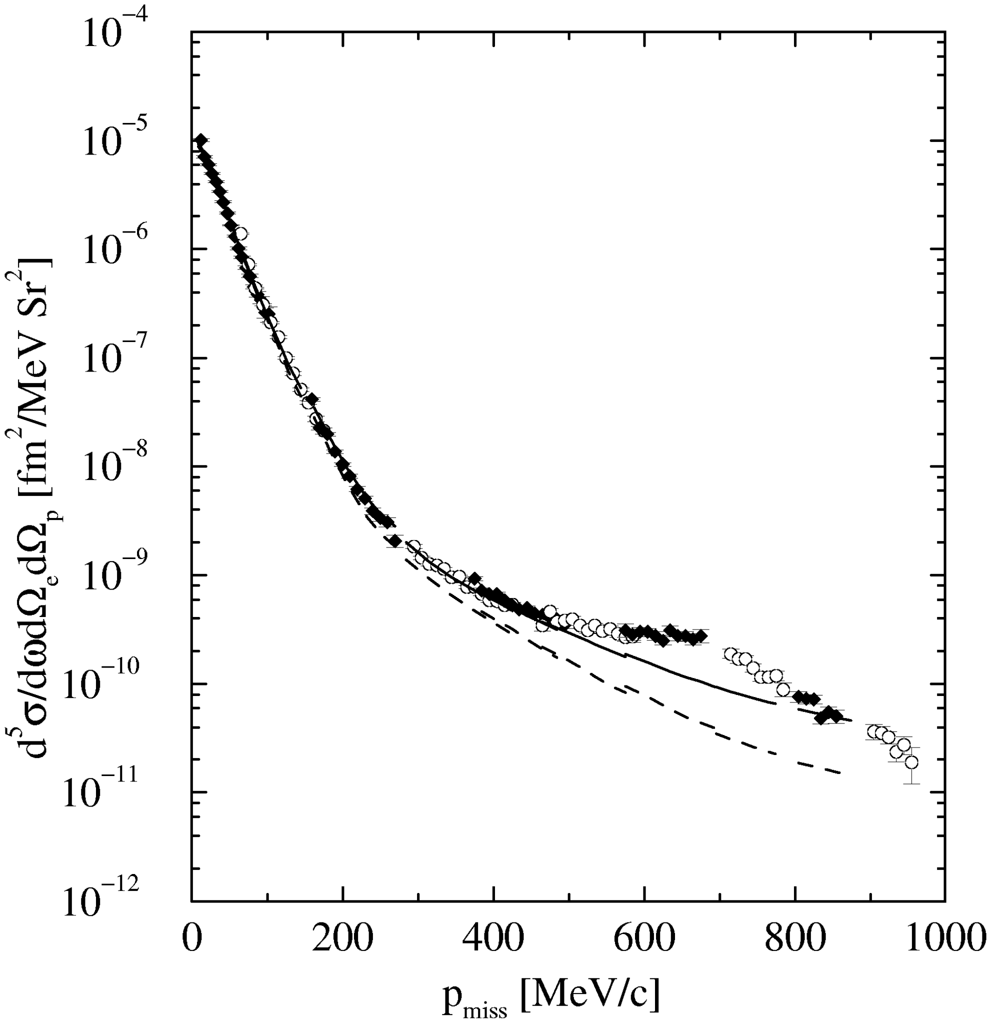


Abbildung 5.29: $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ in Abhängigkeit von $|\vec{p}_m|$ für alle Kinematiken. Den Datenpunkten unterlegt sind theoretische Wirkungsquerschnitte von R. Schiavilla.

Im p_m-Bereich von 10 MeV/c bis 200 MeV/c werden die Daten von der vollen Theorie um etwa 10 % unterschätzt. Oberhalb von 200 MeV/c, mit zunehmender Bedeutung von expliziten Mesonaustauschströmen und Isobarenbeiträgen, folgt die Theorie weiterhin den Trends in den Daten; allerdings werden die quantitativen Abweichungen größer, und bis ca. 700 MeV/c überschätzt die Theorie die Daten teilweise deutlich, insbesondere im Bereich um 600 MeV/c mit bis zu 50 % Abweichung. Oberhalb von 700 MeV/c werden die Daten von der Theorie zunächst unter- und anschließend wieder überschätzt.

In Abbildung 5.29 werden die Daten mit Rechnungen von R. Schiavilla verglichen, welche uns in Form von Programmcode zur Ermittlung der Strukturfunktionen der d(e,e'p)n-Reaktion zur Verfügung standen [Schia-97]. Das in Kapitel 5.1.1 beschriebene Interpolationsverfahren konnte hier nicht benutzt werden, da der Zeitbedarf für die Ermittlung der Strukturfunktionswerte an einem kinematischen Punkt zu groß war. Anstelle dessen wurden die gemittelten Werte der kinematischen Größen in der Rechnung verwendet. Ein Vergleich der beiden Methoden ergab eine Abweichung von ca. 3 % in den so ermittelten Wirkungsquerschnitten.

Die durchgezogene Linie in Abbildung 5.29 bezeichnet die volle Rechnung, welche sich unter Einbeziehung von Mesonaustauschströmen und Isobarenbeiträgen ergibt; weiterhin ist mit der gestrichelten Linie eine Vergleichsrechnung ohne diese Beiträge gezeigt. Im Bereich kleiner fehlender Impulse liefern die volle Arenhövel- und die volle Schiavilla-Rechnung im Rahmen von wenigen Prozent ein vergleichbares Ergebnis. Bei fehlenden Impulsen bis 500 MeV/c ist die Übereinstimmung von Daten und Schiavilla-Theorie besser als für die Rechnungen der AG Arenhövel; danach allerdings werden die Daten durch die Theorie deutlich unterschätzt. Es ist zu vermuten, daß die nicht-dynamische Behandlung der Isobarenströme dieses Defizit der Schiavilla-Rechnung verursacht.

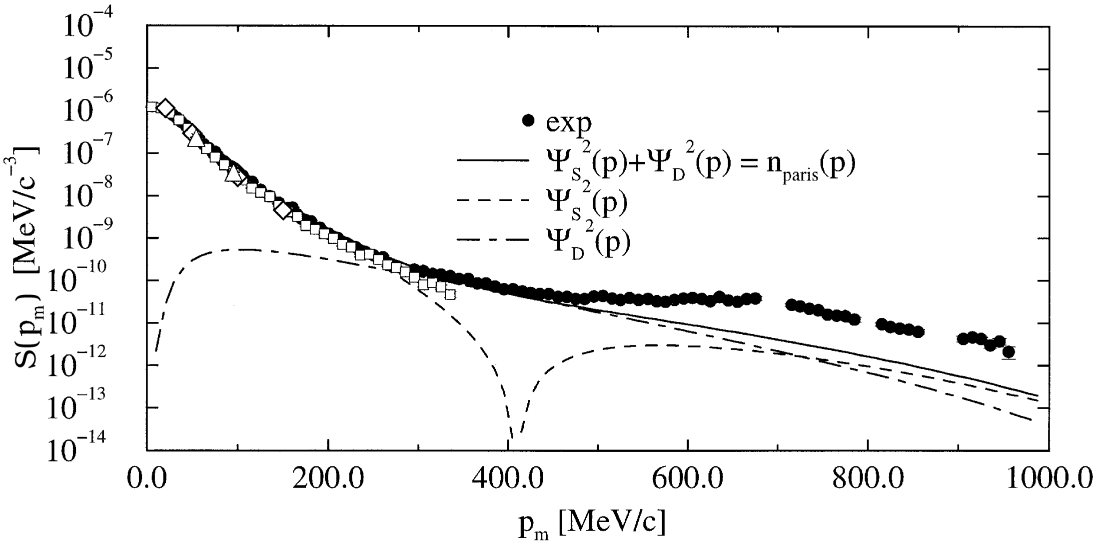


Abbildung 5.30: Die Spektralfunktion $S(p_m)$. Unterlegt ist zum einen eine theoretische Spektralfunktion auf Grundlage von [Ar-97/2] (ohne IC). Zum anderen sind Daten anderer Messungen gezeigt. Die offenen Quadrate entstammen der Referenz [Ber-81], die offenen Rauten [Ducr-94] und die offenen Dreiecke [Jor-96].

Zum Vergleich mit anderen Daten wurde, neben den bereits im Rahmen der LT-Separation verwendeten Messungen von Jordan et al. [Jor-96] und Ducret et al. [Ducr-94], auf die Experimente von Bernheim et al. [Ber-81] zurückgegriffen, deren kinematische Parameter in Tabelle 5.4 angegeben sind. Der Vergleich wurde auf Grundlage der aus den Daten extrahierten Spektralfunktion gemäß den Beziehungen (2.16 ff.) vorgenommen und ist in Abbildung 5.30 gezeigt.

	ω [MeV]	$\|\vec{q}\,\|$ [MeV/c]	Θ_e [°]	Θ_p [°]	Θ_{pq} [°]	$\|\vec{p}_m\|$ [MeV/c]
Kin. I	105	450	59,0	48,9 - 69,7	0 - 21	0 - 160
Kin. II	147	450	44,4	45,2 - 93,1	0 - 48	160 - 325

Tabelle 5.4: Die kinematischen Parameter der zum Datenvergleich herangezogenen Messungen von Bernheim et al. [Ber-81]. Die Einschußenergie k_i betrug für beide Kinematiken 500 MeV.

Die in Tabelle 5.1 aufgeführte Kinematik Nr. 27 von Ducret et al. kommt der Kinematik der im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Messung bei p_m = 100 MeV/c am nächsten (siehe Tabelle 4.2). Die Übereinstimmung der Spektralfunktionsdaten bewegt sich im Rahmen von 4 % und somit innerhalb der Fehlergrenzen beider Experimente. Die aus den anderen Experimenten extrahierten Spektralfunktionen sind zwischen 5 % und 15 % kleiner als unsere Spektralfunktion. Endzustandswechselwirkungseffekte könnten die Ursache hierfür sein, da die Impulsüberträge $|\vec{q}\,|$ der anderen Experimente deutlich kleiner sind als in der vorgestellten Messung.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Streuexperimente des Typs d(e,e'p)n zur Untersuchung der Elektrodisintegration des Deuterons an der Dreispektrometeranlage der A1-Kollaboration am Mainzer Mikrotron MAMI durchgeführt und ausgewertet. Dabei wurden die Szintillationsdetektoren der Dreispektrometeranlage, die zugehörige Ausleseelektronik und die Elektronik für die Koinzidenz der Spektrometer untereinander betreut und zum Teil aufgebaut.

Die Messungen der Elektrodisintegration des Deuterons verfolgten zum einen das Ziel, die Longitudinal- und Transversalanteile dieser Reaktion bei fehlenden Impulsen $|\vec{p}_m|$ bis 350 MeV/c zu extrahieren, wobei der Impulsübertrag $|\vec{q}\,|$ auf 450 MeV/c festgehalten und das Proton in Richtung des Impulsübertrags nachgewiesen wurde. Zum anderen wurde der Wirkungsquerschnitt für große fehlende Impulse bis knapp unter 1 GeV/c gemessen; dabei waren die Einschußenergie k_i auf 855 MeV und der Elektronenstreuwinkel Θ_e auf 45° fixiert. Beide Messungen wurden mit theoretischen Rechnungen der Arbeitsgruppe um Prof. Arenhövel verglichen, bei denen der Einfluß der einzelnen Reaktionsanteile studiert werden konnte. Zusätzlich wurden die Messungen bei großen fehlenden Impulsen den Rechnungen von R. Schiavilla gegenübergestellt. Weiterhin wurden die Daten in kinematisch passenden Bereichen mit Experimenten von Jordan et al. [Jor-96], Ducret et al. [Ducr-94], v. d. Schaar et al. [Schaar-91] und Bernheim et al. [Ber-81] verglichen, wobei zu beachten ist, daß die genannten Vergleichsmessungen keine vollständige kinematische Übereinstimmung mit den in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Messungen aufweisen.

Die Messungen zum Longitudinal- und Transversalanteil der d(e,e'p)n-Reaktion werden im Wirkungsquerschnitt für kleine fehlende Impulse um 50 MeV/c herum von der Theorie um etwa 5 % bis 10 % unterschätzt. Hierin stimmen die Daten im Trend mit den Messungen von Jordan et al. überein, während die Wirkungsquerschnitte von Ducret et al. im kinematischen Vergleichsbereich um etwa 10 % höher zu liegen scheinen als die Theorie.

Die aus den Wirkungsquerschnitten extrahierte longitudinale Strukturfunktion R_L wird von den meisten Varianten der Theorie um etwa 15 % unterschätzt, wohingegen die transversale Strukturfunktion R_T von allen Varianten der Theorie mit ca. 65 % deutlich überschätzt wird. Dieses Verhalten der Strukturfunktionen steht im deutlichen Widerspruch zu den Messungen von Jordan et al. und Ducret et al., welche die longitundinale Strukturfunktion um 10 % bis 20 % von der Theorie überschätzt, und die transversale Strukturfunktion im Rahmen der Meßgenauigkeit im Einklang mit der Theorie sehen. Diese Diskrepanz sollte bei zukünftigen Messungen nochmals überprüft werden.

Mit steigenden fehlenden Impulsen verbessert sich die Übereinstimmung von Theorie und Experiment sowohl in den Wirkungsquerschnitten als auch in den Strukturfunktionen, und der Einfluß der Beiträge von Mesonaustauschströmen und Isobaren, deren prominentester Vertreter im untersuchten kinematischen Bereich die $\Delta(1232)$-Resonanz ist, wird evident. Vergleiche mit anderen Experimenten fehlen in diesem Bereich.

Zu den d(e,e'p)n-Messungen bei hohen fehlenden Impulsen ist festzustellen, daß der Wirkungsquerschnitt bei Werten von p_m unterhalb von 200 MeV/c von der Arenhövel-Theorie um etwa 10 % überschätzt wird. Andere Messungen liegen z. T. nochmals um ca. 10 % tiefer als unsere Daten, z. T. aber auch im Rahmen der Fehler auf gleichem Niveau.

Für größere fehlende Impulse ist zumindest eine qualitative Beschreibung der Daten durch die Theorie gegeben; insbesondere sind, wie auch bei den LT-Messungen, der Einfluß von Mesonaustausch und Isobaren nachzuvollziehen. Quantitativ werden die Daten bei hohen fehlenden Impulsen allerdings von keiner der zum Vergleich herangezogenen Theorien befriedigend reproduziert: Die Arenhövel-Rechnungen überschätzen die Daten, während die Schiavilla-Rechnungen diese unterschätzen.

Vergleicht man das Verhalten der LT-Messungen und der Messungen bei hohen fehlenden Impulsen miteinander, so sind die Abweichungen von der Theorie bei kleinen fehlenden Impulsen kompatibel. Bei fehlenden Impulsen im Bereich zwischen 200 MeV/c und 350 MeV/c reproduzieren die vollen theoretischen Querschnitte der Arbeitsgruppe Arenhövel die LT-Daten besser als die Daten für die hohen p_m. Eine mögliche Erklärung hierfür wäre, daß bei den LT-Messungen das Proton in Richtung des Impulsübertrags nachgewiesen wurde, womit die LT- und TT-Interferenzterme nur im Rahmen von Akzeptanzmittelungseffekten zum Wirkungsquerschnitt (2.1) beitragen. Im Gegensatz dazu stehen die Messungen der hohen p_m, welche das Proton z.T. weit außerhalb der Impulsübertragsrichtung nachweisen (Tabelle 4.2), was den Interferenzanteilen einen deutlichen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt ermöglicht. Eine Messung der Interferenzterme könnte bei der Aufklärung dieser Diskrepanz helfen.

Kapitel 7

Anhang

7.1 Ergebnistabellen zur LT-Separation

7.1.1 Wirkungsquerschnitte

Auf den folgenden Seiten sind in den Tabellen 7.1 - 7.24 die fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^5\sigma \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ in Abhängigkeit des fehlenden Impulses p_m, zusammen mit den aus der Zählstatistik resultierenden Fehlern, aufgetragen. Hierbei sind die einzelnen Kinematiken mit dem Zentralwert des fehlenden Impulses $\bar{p}_m$ und mit der Strahlenergie k_i bezeichnet. Weitere Informationen zu den Kinematiken finden sich in Kapitel 4.1 und in Tabelle 4.1. Im Gegensatz zu den Abbildungen in Kapitel 5.1.1 sind an dieser Stelle auch die Wirkungsquerschnitte aufgeführt, welche unter dem Einfluß des Schnitts in der $(\omega, |\vec{q}\,|)$-Akzeptanz ermittelt und im Rahmen der LT-Separation verwendet wurden. Weiterhin finden sich in den Tabellen, abhängig von p_m und über die Akzeptanz der Spektrometeranlage gemittelt, der Energieübertrag $\bar{\omega}$, der Impulsübertrag $\bar{q}$ sowie der unter Einbeziehung aller in Kapitel 5.1.1 genannten Wechselwirkungsbeiträge berechnete theoretische Wirkungsquerschnitt der Arbeitsgruppe um Prof. Arenhövel.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
27.5	118.7	457.0	2.586e-06	6.702e-08	3.059e-06
32.5	119.6	454.7	2.196e-06	4.282e-08	2.520e-06
37.5	120.9	452.9	1.808e-06	3.452e-08	2.032e-06
42.5	122.3	451.4	1.422e-06	2.840e-08	1.617e-06
47.5	124.1	450.5	1.169e-06	2.483e-08	1.282e-06
52.5	126.3	449.1	9.189e-07	2.170e-08	1.016e-06
57.5	128.4	447.8	7.008e-07	1.905e-08	8.033e-07
62.5	130.8	447.1	5.629e-07	1.713e-08	6.383e-07
67.5	133.4	445.7	4.704e-07	1.568e-08	5.089e-07
72.5	135.8	444.5	3.520e-07	1.360e-08	4.075e-07
77.5	138.0	443.4	3.068e-07	1.283e-08	3.278e-07
82.5	139.6	442.0	2.381e-07	1.289e-08	2.680e-07
87.5	141.1	439.3	1.852e-07	5.754e-08	2.217e-07
92.5	141.7	436.6	1.422e-07	6.240e-08	1.864e-07

Tabelle 7.1: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 50$ MeV/c, $k_i = 420$ MeV.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
22.5	119.0	463.7	5.075e-06	1.856e-07	5.717e-06
27.5	119.9	461.0	4.592e-06	1.477e-07	4.803e-06
32.5	120.8	458.5	3.884e-06	9.570e-08	3.957e-06
37.5	121.7	455.5	3.139e-06	7.584e-08	3.228e-06
42.5	122.7	453.0	2.554e-06	6.154e-08	2.608e-06
47.5	124.2	450.9	2.129e-06	5.285e-08	2.088e-06
52.5	125.9	449.2	1.723e-06	4.586e-08	1.665e-06
57.5	128.0	448.2	1.343e-06	3.992e-08	1.322e-06
62.5	130.2	447.7	1.064e-06	3.586e-08	1.053e-06
67.5	132.5	446.7	8.649e-07	3.262e-08	8.383e-07
72.5	135.0	445.5	7.414e-07	3.118e-08	6.751e-07
77.5	136.6	443.3	6.019e-07	3.043e-08	5.531e-07
82.5	138.5	441.6	4.901e-07	3.365e-08	4.561e-07
87.5	139.7	438.4	3.871e-07	1.442e-07	3.809e-07
92.5	140.3	435.7	3.022e-07	1.541e-07	3.199e-07

Tabelle 7.2: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 50$ MeV/c und $k_i = 495$ MeV.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
22.5	120.4	468.9	8.733e-06	1.237e-07	9.828e-06
27.5	121.3	466.1	7.719e-06	1.152e-07	8.278e-06
32.5	122.1	463.1	6.359e-06	9.068e-08	6.843e-06
37.5	123.1	460.5	5.254e-06	7.348e-08	5.591e-06
42.5	124.1	457.2	4.335e-06	6.016e-08	4.525e-06
47.5	125.1	454.2	3.416e-06	4.857e-08	3.661e-06
52.5	126.3	451.4	2.830e-06	4.142e-08	2.973e-06
57.5	127.9	449.6	2.236e-06	3.528e-08	2.383e-06
62.5	129.5	447.8	1.826e-06	3.155e-08	1.910e-06
67.5	131.2	445.4	1.496e-06	2.915e-08	1.550e-06
72.5	132.8	443.0	1.233e-06	2.786e-08	1.274e-06
77.5	134.8	441.1	9.864e-07	2.636e-08	1.042e-06
82.5	136.3	437.9	8.157e-07	2.617e-08	8.656e-07
87.5	137.9	435.2	6.757e-07	4.552e-08	7.245e-07
92.5	139.2	432.2	5.243e-07	7.466e-08	6.088e-07
97.5	140.7	428.9	3.294e-07	7.535e-08	5.140e-07

Tabelle 7.3: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 50$ MeV/c und $k_i = 615$ MeV.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
27.5	118.6	456.9	4.689e-06	2.296e-07	4.976e-06
32.5	119.5	454.6	3.918e-06	1.189e-07	4.106e-06
37.5	120.7	452.7	3.233e-06	9.592e-08	3.339e-06
42.5	122.2	451.7	2.609e-06	8.026e-08	2.660e-06
47.5	123.9	450.3	2.150e-06	7.051e-08	2.102e-06
52.5	125.7	449.1	1.766e-06	6.208e-08	1.671e-06
57.5	128.0	448.1	1.384e-06	5.464e-08	1.327e-06
62.5	130.3	447.4	1.093e-06	4.954e-08	1.062e-06
67.5	132.2	445.8	8.407e-07	4.365e-08	8.485e-07
72.5	135.0	444.8	7.404e-07	4.144e-08	6.826e-07
77.5	137.3	444.4	5.787e-07	3.800e-08	5.519e-07
82.5	139.6	443.2	4.772e-07	4.276e-08	4.506e-07
87.5	140.9	439.5	4.014e-07	2.134e-07	3.750e-07
92.5	141.3	437.3	2.808e-07	2.537e-07	3.140e-07

Tabelle 7.4: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 50$ MeV/c, $k_i = 495$ MeV, mit Schnitt in ω und $|\vec{q}|$.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
27.5	118.5	457.0	8.129e-06	1.947e-07	8.967e-06
32.5	119.4	454.4	6.822e-06	1.371e-07	7.410e-06
37.5	120.6	452.9	5.564e-06	1.103e-07	6.021e-06
42.5	122.2	451.6	4.592e-06	9.304e-08	4.785e-06
47.5	123.8	450.7	3.580e-06	7.677e-08	3.815e-06
52.5	125.6	449.7	3.046e-06	6.877e-08	3.042e-06
57.5	127.7	448.8	2.318e-06	5.799e-08	2.412e-06
62.5	129.5	447.7	1.838e-06	5.066e-08	1.930e-06
67.5	131.9	446.5	1.528e-06	4.598e-08	1.548e-06
72.5	134.4	445.0	1.187e-06	4.071e-08	1.255e-06
77.5	136.8	444.1	9.332e-07	3.629e-08	1.015e-06
82.5	138.7	442.2	7.584e-07	3.534e-08	8.326e-07
87.5	140.3	440.6	6.582e-07	1.257e-07	6.913e-07
92.5	141.5	438.0	4.796e-07	1.610e-07	5.769e-07

Tabelle 7.5: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 50$ MeV/c, $k_i = 615$ MeV, mit Schnitt in ω und $|\vec{q}|$.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
172.5	212.2	460.5	5.223e-09	6.709e-10	6.589e-09
177.5	213.6	457.7	5.279e-09	3.463e-10	5.960e-09
182.5	215.2	454.8	5.014e-09	2.159e-10	5.383e-09
187.5	217.6	452.8	4.564e-09	1.954e-10	4.814e-09
192.5	220.5	451.4	4.030e-09	1.823e-10	4.278e-09
197.5	223.9	450.1	3.361e-09	1.725e-10	3.822e-09
202.5	226.9	448.9	3.222e-09	1.621e-10	3.428e-09
207.5	230.2	447.8	3.019e-09	1.550e-10	3.088e-09
212.5	232.9	446.6	2.644e-09	1.476e-10	2.788e-09
217.5	235.5	444.3	2.298e-09	3.648e-10	2.561e-09
222.5	237.1	441.3	1.861e-09	6.322e-10	2.406e-09

Tabelle 7.6: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 200$ MeV/c, $k_i = 420$ MeV.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
162.5	204.8	462.5	1.254e-08	6.459e-10	1.620e-08
167.5	205.9	459.0	1.192e-08	4.639e-10	1.449e-08
172.5	208.1	455.9	1.148e-08	3.986e-10	1.305e-08
177.5	210.1	453.3	9.582e-09	3.299e-10	1.177e-08
182.5	212.5	451.4	9.294e-09	3.099e-10	1.054e-08
187.5	216.3	451.1	8.122e-09	2.887e-10	9.328e-09
192.5	219.7	450.2	6.723e-09	2.628e-10	8.294e-09
197.5	223.4	449.6	6.844e-09	2.648e-10	7.394e-09
202.5	226.5	448.7	5.744e-09	2.413e-10	6.619e-09
207.5	230.4	448.7	5.064e-09	2.258e-10	5.949e-09
212.5	234.0	448.4	4.355e-09	2.106e-10	5.367e-09
217.5	237.7	448.0	4.269e-09	2.118e-10	4.874e-09
222.5	239.6	444.8	3.779e-09	2.228e-10	4.523e-09
227.5	241.9	441.6	3.592e-09	3.598e-10	4.260e-09
232.5	243.9	438.4	3.525e-09	6.081e-10	4.021e-09

Tabelle 7.7: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 200$ MeV/c und $k_i = 495$ MeV.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
162.5	204.7	463.7	2.772e-08	1.560e-09	3.251e-08
167.5	207.0	461.3	2.711e-08	1.349e-09	2.906e-08
172.5	209.0	458.0	2.215e-08	1.099e-09	2.607e-08
177.5	210.7	454.7	1.967e-08	9.560e-10	2.361e-08
182.5	212.9	452.1	1.932e-08	8.844e-10	2.145e-08
187.5	214.5	448.1	1.742e-08	7.885e-10	1.944e-08
192.5	217.8	447.1	1.607e-08	7.472e-10	1.747e-08
197.5	221.9	448.0	1.475e-08	7.129e-10	1.555e-08
202.5	226.1	448.0	1.242e-08	6.591e-10	1.391e-08
207.5	229.7	448.1	1.047e-08	6.033e-10	1.251e-08
212.5	234.4	449.9	9.189e-09	5.665e-10	1.128e-08
217.5	238.4	449.6	8.525e-09	5.501e-10	1.020e-08
222.5	241.9	448.4	7.898e-09	5.523e-10	9.410e-09
227.5	244.5	447.2	7.639e-09	5.929e-10	8.784e-09
232.5	246.6	443.7	7.407e-09	6.571e-10	8.257e-09
237.5	248.8	440.5	7.131e-09	7.280e-10	7.782e-09
242.5	251.5	439.0	6.847e-09	1.601e-09	7.366e-09

Tabelle 7.8: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 200$ MeV/c und $k_i = 615$ MeV.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
162.5	206.7	469.3	6.880e-08	4.184e-09	7.824e-08
167.5	208.8	466.7	6.396e-08	3.236e-09	7.027e-08
172.5	211.2	464.3	5.875e-08	2.922e-09	6.278e-08
177.5	214.4	462.8	5.187e-08	2.514e-09	5.651e-08
182.5	215.9	459.1	4.688e-08	2.231e-09	5.143e-08
187.5	219.4	458.3	4.218e-08	1.993e-09	4.676e-08
192.5	221.7	455.3	3.824e-08	1.803e-09	4.260e-08
197.5	222.9	451.0	3.450e-08	1.624e-09	3.909e-08
202.5	227.2	451.1	3.162e-08	1.525e-09	3.586e-08
207.5	229.7	449.7	2.828e-08	1.470e-09	3.274e-08
212.5	232.8	448.5	2.417e-08	1.434e-09	3.006e-08
217.5	236.1	447.2	2.529e-08	1.522e-09	2.785e-08
222.5	239.1	445.3	2.263e-08	1.546e-09	2.586e-08
227.5	242.3	443.4	1.802e-08	1.482e-09	2.394e-08
232.5	244.4	441.4	1.893e-08	1.672e-09	2.250e-08
237.5	247.4	439.7	1.807e-08	1.793e-09	2.113e-08
242.5	250.2	438.5	1.744e-08	3.010e-09	1.986e-08
247.5	253.1	437.1	1.598e-08	4.428e-09	1.880e-08

Tabelle 7.9: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 200$ MeV/c und $k_i = 855$ MeV.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
177.5	213.6	457.5	1.014e-08	8.898e-10	1.123e-08
182.5	215.2	454.8	9.483e-09	4.821e-10	1.020e-08
187.5	217.5	452.9	8.352e-09	4.305e-10	9.166e-09
192.5	220.6	451.7	6.115e-09	3.698e-10	8.220e-09
197.5	223.6	449.9	7.222e-09	3.957e-10	7.378e-09
202.5	227.0	449.2	5.952e-09	3.578e-10	6.658e-09
207.5	230.1	447.8	4.916e-09	3.260e-10	6.024e-09
212.5	233.0	446.4	4.757e-09	3.350e-10	5.483e-09
217.5	235.4	444.8	4.198e-09	9.358e-10	5.057e-09
222.5	237.4	441.7	4.314e-09	1.702e-09	4.741e-09

Tabelle 7.10: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m$ = 200 MeV/c, k_i = 495 MeV, mit Schnitt in ω und $|\vec{q}\,|$.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
177.5	213.3	457.7	1.968e-08	5.633e-09	2.306e-08
182.5	215.1	454.6	1.890e-08	1.761e-09	2.101e-08
187.5	217.6	453.4	1.646e-08	1.474e-09	1.897e-08
192.5	220.3	451.2	1.686e-08	1.450e-09	1.709e-08
197.5	223.3	450.4	1.307e-08	1.338e-09	1.545e-08
202.5	227.0	449.5	1.294e-08	1.278e-09	1.402e-08
207.5	229.2	447.5	1.049e-08	1.174e-09	1.275e-08
212.5	232.6	446.9	9.394e-09	1.260e-09	1.165e-08
217.5	235.5	444.5	1.043e-08	4.847e-09	1.080e-08

Tabelle 7.11: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m$ = 200 MeV/c, k_i = 615 MeV, mit Schnitt in ω und $|\vec{q}\,|$.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
177.5	213.4	458.4	4.947e-08	1.721e-08	5.886e-08
182.5	214.8	455.2	5.209e-08	5.062e-09	5.380e-08
187.5	217.0	453.4	4.261e-08	4.132e-09	4.854e-08
192.5	220.1	452.2	3.914e-08	3.832e-09	4.411e-08
197.5	222.3	450.3	3.438e-08	3.508e-09	3.990e-08
202.5	225.8	449.4	2.648e-08	3.266e-09	3.645e-08
207.5	229.3	448.9	2.743e-08	3.370e-09	3.339e-08
212.5	232.4	447.4	2.647e-08	3.482e-09	3.066e-08
217.5	234.5	445.0	2.465e-08	4.361e-09	2.836e-08
222.5	236.6	441.5	2.167e-08	2.576e-08	2.663e-08

Tabelle 7.12: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 200$ MeV/c, $k_i = 855$ MeV, mit Schnitt in ω und $|\vec{q}\,|$.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
257.5	279.0	457.1	8.150e-10	1.978e-10	9.083e-10
262.5	280.8	454.2	9.324e-10	4.853e-11	8.837e-10
267.5	283.8	452.5	9.703e-10	4.481e-11	8.455e-10
272.5	287.2	450.8	9.275e-10	4.331e-11	8.034e-10
277.5	290.7	449.2	8.812e-10	4.187e-11	7.656e-10
282.5	294.1	447.9	7.817e-10	1.011e-10	7.333e-10
287.5	295.8	444.6	7.011e-10	2.187e-10	7.213e-10

Tabelle 7.13: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m$ = 275 MeV/c, k_i = 420 MeV.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
252.5	273.7	457.2	2.009e-09	1.474e-10	2.029e-09
257.5	275.7	453.6	1.997e-09	9.673e-11	1.964e-09
262.5	278.2	450.9	1.871e-09	8.222e-11	1.905e-09
267.5	282.0	449.9	1.834e-09	7.886e-11	1.809e-09
272.5	286.2	449.4	1.662e-09	7.467e-11	1.710e-09
277.5	291.0	449.7	1.604e-09	7.307e-11	1.621e-09
282.5	295.0	449.4	1.528e-09	7.155e-11	1.539e-09
287.5	298.3	447.7	1.533e-09	7.714e-11	1.486e-09
292.5	300.6	444.6	1.510e-09	1.945e-10	1.468e-09
297.5	303.0	441.4	1.384e-09	2.741e-10	1.456e-09

Tabelle 7.14: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m$ = 275 MeV/c und k_i = 495 MeV.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
242.5	263.7	456.5	3.977e-09	3.141e-10	5.094e-09
247.5	266.7	454.4	4.333e-09	2.219e-10	4.882e-09
252.5	269.2	450.9	4.090e-09	1.881e-10	4.708e-09
257.5	271.2	447.4	3.982e-09	1.659e-10	4.570e-09
262.5	275.0	446.0	4.029e-09	1.584e-10	4.386e-09
267.5	279.9	447.0	3.657e-09	1.510e-10	4.135e-09
272.5	286.0	449.2	3.831e-09	1.529e-10	3.879e-09
277.5	290.6	450.1	3.320e-09	1.424e-10	3.661e-09
282.5	295.8	451.0	3.420e-09	1.437e-10	3.458e-09
287.5	300.2	451.2	3.238e-09	1.429e-10	3.286e-09
292.5	303.8	450.0	3.240e-09	1.546e-10	3.206e-09
297.5	306.6	447.6	3.261e-09	1.722e-10	3.160e-09
302.5	309.5	445.3	3.051e-09	2.608e-10	3.125e-09
307.5	311.9	442.1	2.837e-09	3.782e-10	3.103e-09

Tabelle 7.15: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m$ = 275 MeV/c und k_i = 615 MeV.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
237.5	261.0	461.0	1.307e-08	1.177e-09	1.434e-08
242.5	264.1	459.4	1.268e-08	9.864e-10	1.364e-08
247.5	266.7	456.5	1.108e-08	8.282e-10	1.297e-08
252.5	270.1	453.8	1.197e-08	7.921e-10	1.248e-08
257.5	274.1	452.8	1.058e-08	6.955e-10	1.199e-08
262.5	278.1	451.3	1.061e-08	6.582e-10	1.159e-08
267.5	280.9	449.2	1.114e-08	6.402e-10	1.124e-08
272.5	285.8	449.5	1.019e-08	5.981e-10	1.069e-08
277.5	290.8	450.9	8.660e-09	5.616e-10	1.015e-08
282.5	295.0	450.5	9.882e-09	6.102e-10	9.755e-09
287.5	298.5	449.3	8.229e-09	5.927e-10	9.518e-09
292.5	301.6	447.1	9.882e-09	6.851e-10	9.266e-09
297.5	306.5	448.7	8.973e-09	6.994e-10	9.030e-09
302.5	309.2	445.7	9.143e-09	7.814e-10	8.814e-09
307.5	314.2	447.5	8.503e-09	8.248e-10	8.639e-09
312.5	317.9	447.0	8.410e-09	1.268e-09	8.520e-09
317.5	320.6	444.0	9.092e-09	1.844e-09	8.387e-09

Tabelle 7.16: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 275$ MeV/c und $k_i = 855$ MeV.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
257.5	278.7	457.4	2.016e-09	8.234e-10	1.884e-09
262.5	280.4	454.0	1.754e-09	1.427e-10	1.839e-09
267.5	283.4	452.0	1.834e-09	1.252e-10	1.771e-09
272.5	287.0	451.0	1.669e-09	1.200e-10	1.696e-09
277.5	290.6	449.2	1.652e-09	1.189e-10	1.627e-09
282.5	294.0	447.9	1.374e-09	3.332e-10	1.571e-09
287.5	295.8	444.7	1.536e-09	8.820e-10	1.550e-09

Tabelle 7.17: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 275$ MeV/c, $k_i = 495$ MeV, mit Schnitt in ω und $|\vec{q}\,|$.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
262.5	280.5	454.3	4.020e-09	3.962e-10	4.100e-09
267.5	283.5	452.1	3.440e-09	3.172e-10	3.966e-09
272.5	287.1	451.0	4.360e-09	3.450e-10	3.820e-09
277.5	290.5	449.6	3.133e-09	2.960e-10	3.687e-09
282.5	293.7	448.0	3.333e-09	1.088e-09	3.577e-09
287.5	295.6	445.2	3.743e-09	2.863e-09	3.538e-09

Tabelle 7.18: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 275$ MeV/c, $k_i = 615$ MeV, mit Schnitt in ω und $|\vec{q}|$.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
262.5	280.7	453.8	1.140e-08	6.769e-09	1.136e-08
267.5	283.4	452.5	1.287e-08	2.171e-09	1.103e-08
272.5	286.8	451.0	1.309e-08	2.084e-09	1.067e-08
277.5	290.2	449.7	8.576e-09	1.950e-09	1.037e-08
282.5	292.9	447.3	8.679e-09	2.549e-09	1.010e-08

Tabelle 7.19: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 275$ MeV/c, $k_i = 855$ MeV, mit Schnitt in ω und $|\vec{q}|$.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
337.5	351.0	452.5	6.414e-10	2.226e-10	7.633e-10
342.5	353.3	450.3	9.546e-10	4.053e-11	7.664e-10
347.5	357.4	449.6	7.894e-10	3.620e-11	7.480e-10
352.5	362.6	450.4	7.750e-10	3.598e-11	7.116e-10
357.5	365.9	449.1	6.782e-10	1.830e-10	7.034e-10

Tabelle 7.20: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 350$ MeV/c, $k_i = 495$ MeV.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm^2·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm^2·MeV]
332.5	342.3	449.6	2.199e-09	4.331e-10	2.059e-09
337.5	345.7	447.4	2.031e-09	1.602e-10	2.059e-09
342.5	349.7	445.6	2.388e-09	1.438e-10	2.071e-09
347.5	355.0	447.0	1.851e-09	1.243e-10	1.983e-09
352.5	362.1	450.3	1.704e-09	1.190e-10	1.860e-09
357.5	368.3	452.7	1.675e-09	1.253e-10	1.795e-09
362.5	372.4	451.9	1.499e-09	1.361e-10	1.807e-09
367.5	374.8	448.6	1.328e-09	5.621e-10	1.827e-09

Tabelle 7.21: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 350$ MeV/c und $k_i = 615$ MeV.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm²·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm²·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm²·MeV]
312.5	323.7	454.7	5.041e-09	1.295e-09	6.363e-09
317.5	326.8	451.9	5.570e-09	5.357e-10	6.296e-09
322.5	332.4	452.7	6.743e-09	5.180e-10	6.262e-09
327.5	335.7	448.9	6.190e-09	4.467e-10	6.283e-09
332.5	340.1	447.7	6.671e-09	4.174e-10	6.287e-09
337.5	345.1	447.8	6.574e-09	3.992e-10	6.074e-09
342.5	354.2	453.6	5.374e-09	3.604e-10	5.707e-09
347.5	360.1	455.7	4.630e-09	3.418e-10	5.357e-09
352.5	367.7	459.6	4.644e-09	3.632e-10	5.187e-09
357.5	372.5	459.4	4.624e-09	3.935e-10	5.175e-09
362.5	377.5	460.3	4.279e-09	4.206e-10	5.174e-09
367.5	382.6	460.2	4.930e-09	4.576e-10	5.188e-09
372.5	386.9	460.2	4.168e-09	1.028e-09	5.240e-09

Tabelle 7.22: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 350$ MeV/c und $k_i = 855$ MeV.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm²·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm²·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm²·MeV]
342.5	353.0	450.4	2.294e-09	2.379e-10	1.961e-09
347.5	357.3	450.2	2.041e-09	2.095e-10	1.938e-09
352.5	362.1	450.7	1.586e-09	1.954e-10	1.878e-09

Tabelle 7.23: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 350$ MeV/c, $k_i = 615$ MeV, mit Schnitt in ω und $|\vec{q}|$.

p_m [MeV/c]	$\bar{\omega}$ [MeV]	$\bar{q}$ [MeV/c]	$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm²·MeV]	$\Delta\left(\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}\right)$ [fm²·MeV]	$\frac{d^5\sigma_{th}}{d\Omega_e d\omega d\Omega_p}$ [fm²·MeV]
342.5	353.1	450.2	4.685e-09	1.035e-09	5.998e-09
347.5	355.8	449.4	6.090e-09	9.064e-10	5.997e-09
352.5	360.5	449.3	5.888e-09	9.485e-10	5.901e-09

Tabelle 7.24: Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}_m = 350$ MeV/c, $k_i = 855$ MeV, mit Schnitt in ω und $|\vec{q}|$.

7.1.2 Die Separationsparameter $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L

Die in den Abbildungen 5.16 und 5.17 gezeigten, akzeptanzgemittelten kinematischen Faktoren $\overline{\sigma_M \cdot v_L}$ und $\overline{v_T/v_L}$, welche im Rahmen der Separation der Strukturfunktionen benötigt werden, sind auf den folgenden Seiten in den Tabellen 7.25 - 7.38 in Abhängigkeit des fehlenden Impulses p_m angegeben. Weiterhin mit aufgeführt sind die entsprechenden Simulationswerte. Analog zu den für die LT-Separation ermittelten Wirkungsquerschnitten wurde auch bei der Mittelung der kinematischen Faktoren die Akzeptanz in ω und $|\vec{q}\,|$ beschränkt.

p_m [MeV/c]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\Delta\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}_{th}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(v_T/v_L)}$	$\Delta\overline{(v_T/v_L)}$	$\overline{(v_T/v_L)}_{th}$
27.5	2.723e-10	9.777e-14	2.710e-10	1.2580	4.512e-04	1.2589
32.5	2.780e-10	8.253e-14	2.774e-10	1.2510	3.708e-04	1.2513
37.5	2.816e-10	8.016e-14	2.817e-10	1.2480	3.548e-04	1.2476
42.5	2.837e-10	9.101e-14	2.838e-10	1.2480	3.996e-04	1.2474
47.5	2.822e-10	1.041e-13	2.833e-10	1.2530	4.613e-04	1.2514
52.5	2.819e-10	1.286e-13	2.828e-10	1.2580	5.724e-04	1.2557
57.5	2.814e-10	1.699e-13	2.809e-10	1.2620	7.602e-04	1.2629
62.5	2.787e-10	2.145e-13	2.787e-10	1.2700	9.756e-04	1.2709
67.5	2.775e-10	2.577e-13	2.771e-10	1.2770	1.184e-03	1.2780
72.5	2.754e-10	3.404e-13	2.750e-10	1.2850	1.585e-03	1.2859
77.5	2.744e-10	3.983e-13	2.735e-10	1.2910	1.870e-03	1.2929
82.5	2.752e-10	5.676e-13	2.742e-10	1.2930	2.662e-03	1.2959
87.5	2.803e-10	9.513e-13	2.798e-10	1.2880	4.365e-03	1.2899
92.5	2.881e-10	1.879e-12	2.889e-10	1.2780	8.329e-03	1.2791

Tabelle 7.25: Die Faktoren $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L für $\bar{p}_m = 50\,\text{MeV/c}$ und $k_i = 420\,\text{MeV}$.

p_m [MeV/c]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\Delta\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}_{th}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(v_T/v_L)}$	$\Delta\overline{(v_T/v_L)}$	$\overline{(v_T/v_L)}_{th}$
27.5	5.115e-10	4.410e-13	5.078e-10	0.9436	8.128e-04	0.9444
32.5	5.215e-10	3.716e-13	5.201e-10	0.9407	6.696e-04	0.9410
37.5	5.283e-10	3.673e-13	5.286e-10	0.9396	6.524e-04	0.9394
42.5	5.300e-10	3.991e-13	5.312e-10	0.9410	7.076e-04	0.9405
47.5	5.319e-10	4.566e-13	5.319e-10	0.9424	8.078e-04	0.9426
52.5	5.331e-10	5.347e-13	5.305e-10	0.9444	9.458e-04	0.9459
57.5	5.318e-10	6.709e-13	5.292e-10	0.9488	1.195e-03	0.9496
62.5	5.288e-10	8.511e-13	5.288e-10	0.9528	1.531e-03	0.9534
67.5	5.314e-10	1.121e-12	5.280e-10	0.9546	2.011e-03	0.9573
72.5	5.284e-10	1.290e-12	5.253e-10	0.9602	2.340e-03	0.9624
77.5	5.229e-10	1.671e-12	5.254e-10	0.9658	3.081e-03	0.9659
82.5	5.221e-10	2.168e-12	5.277e-10	0.9698	4.023e-03	0.9684
87.5	5.386e-10	3.520e-12	5.375e-10	0.9658	6.304e-03	0.9671
92.5	5.504e-10	6.852e-12	5.506e-10	0.9619	1.197e-02	0.9646

Tabelle 7.26: Die Faktoren $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L für $\bar{p}_m = 50\,\text{MeV/c}$ und $k_i = 495\,\text{MeV}$.

p_m [MeV/c]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\Delta\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}_{th}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(v_T/v_L)}$	$\Delta\overline{(v_T/v_L)}$	$\overline{(v_T/v_L)}_{th}$
27.5	1.012e-09	3.443e-13	1.006e-09	0.7546	2.566e-04	0.7546
32.5	1.033e-09	2.876e-13	1.031e-09	0.7534	2.095e-04	0.7533
37.5	1.044e-09	2.807e-13	1.044e-09	0.7537	2.024e-04	0.7536
42.5	1.051e-09	3.035e-13	1.047e-09	0.7548	2.177e-04	0.7551
47.5	1.052e-09	3.534e-13	1.053e-09	0.7566	2.539e-04	0.7563
52.5	1.055e-09	3.992e-13	1.058e-09	0.7583	2.866e-04	0.7579
57.5	1.055e-09	5.016e-13	1.055e-09	0.7606	3.612e-04	0.7605
62.5	1.059e-09	6.203e-13	1.057e-09	0.7625	4.462e-04	0.7629
67.5	1.060e-09	7.518e-13	1.058e-09	0.7653	5.420e-04	0.7657
72.5	1.065e-09	9.939e-13	1.064e-09	0.7678	7.160e-04	0.7682
77.5	1.064e-09	1.275e-12	1.061e-09	0.7712	9.236e-04	0.7718
82.5	1.074e-09	1.779e-12	1.071e-09	0.7727	1.279e-03	0.7738
87.5	1.085e-09	2.519e-12	1.086e-09	0.7739	1.794e-03	0.7744
92.5	1.104e-09	4.744e-12	1.110e-09	0.7747	3.327e-03	0.7743

Tabelle 7.27: Die Faktoren $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L für $\bar{p}_m = 50\,\text{MeV/c}$ und $k_i = 615\,\text{MeV}$.

p_m [MeV/c]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\Delta\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}_{th}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(v_T/v_L)}$	$\Delta\overline{(v_T/v_L)}$	$\overline{(v_T/v_L)}_{th}$
172.5	1.063e-10	3.715e-13	1.056e-10	2.1170	7.384e-03	2.1193
177.5	1.089e-10	2.241e-13	1.090e-10	2.1080	4.334e-03	2.1044
182.5	1.112e-10	1.704e-13	1.125e-10	2.1030	3.219e-03	2.0917
187.5	1.114e-10	1.692e-13	1.119e-10	2.1180	3.215e-03	2.1139
192.5	1.095e-10	1.859e-13	1.096e-10	2.1520	3.646e-03	2.1523
197.5	1.072e-10	2.037e-13	1.073e-10	2.1940	4.160e-03	2.1919
202.5	1.050e-10	2.128e-13	1.049e-10	2.2320	4.519e-03	2.2347
207.5	1.024e-10	2.138e-13	1.029e-10	2.2790	4.748e-03	2.2755
212.5	1.008e-10	2.372e-13	1.004e-10	2.3160	5.446e-03	2.3234
217.5	1.006e-10	3.451e-13	1.004e-10	2.3370	7.997e-03	2.3443
222.5	1.027e-10	6.856e-13	1.041e-10	2.3330	1.556e-02	2.3250

Tabelle 7.28: Die Faktoren $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L für $\bar{p}_m = 200$ MeV/c und $k_i = 420$ MeV.

p_m [MeV/c]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\Delta\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}_{th}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(v_T/v_L)}$	$\Delta\overline{(v_T/v_L)}$	$\overline{(v_T/v_L)}_{th}$
177.5	2.711e-10	7.745e-13	2.709e-10	1.3210	3.769e-03	1.3186
182.5	2.767e-10	5.903e-13	2.789e-10	1.3230	2.820e-03	1.3184
187.5	2.780e-10	6.205e-13	2.791e-10	1.3310	2.967e-03	1.3300
192.5	2.748e-10	8.107e-13	2.769e-10	1.3490	3.976e-03	1.3461
197.5	2.744e-10	6.916e-13	2.733e-10	1.3640	3.433e-03	1.3652
202.5	2.690e-10	8.108e-13	2.706e-10	1.3850	4.170e-03	1.3836
207.5	2.668e-10	9.023e-13	2.674e-10	1.4030	4.738e-03	1.4035
212.5	2.651e-10	9.133e-13	2.646e-10	1.4210	4.888e-03	1.4237
217.5	2.647e-10	1.267e-12	2.659e-10	1.4360	6.863e-03	1.4370
222.5	2.699e-10	1.997e-12	2.736e-10	1.4430	1.067e-02	1.4405

Tabelle 7.29: Die Faktoren $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L für $\bar{p}_m = 200$ MeV/c und $k_i = 495$ MeV.

p_m [MeV/c]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\Delta\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}_{th}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(v_T/v_L)}$	$\Delta\overline{(v_T/v_L)}$	$\overline{(v_T/v_L)}_{th}$
177.5	6.530e-10	5.191e-12	6.510e-10	0.9632	7.651e-03	0.9624
182.5	6.669e-10	3.790e-12	6.685e-10	0.9683	5.498e-03	0.9659
187.5	6.666e-10	3.945e-12	6.729e-10	0.9767	5.776e-03	0.9737
192.5	6.715e-10	3.942e-12	6.722e-10	0.9842	5.773e-03	0.9839
197.5	6.680e-10	4.810e-12	6.688e-10	0.9952	7.159e-03	0.9955
202.5	6.609e-10	4.870e-12	6.660e-10	1.0090	7.429e-03	1.0072
207.5	6.675e-10	5.235e-12	6.631e-10	1.0170	7.969e-03	1.0197
212.5	6.596e-10	5.892e-12	6.615e-10	1.0310	9.194e-03	1.0321
217.5	6.650e-10	6.995e-12	6.668e-10	1.0430	1.096e-02	1.0426

Tabelle 7.30: Die Faktoren $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L für $\bar{p}_m = 200$ MeV/c und $k_i = 615$ MeV.

p_m [MeV/c]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\Delta\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}_{th}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(v_T/v_L)}$	$\Delta\overline{(v_T/v_L)}$	$\overline{(v_T/v_L)}_{th}$
177.5	1.834e-09	1.949e-11	1.842e-09	0.7710	8.190e-03	0.7689
182.5	1.885e-09	1.210e-11	1.894e-09	0.7752	4.972e-03	0.7732
187.5	1.902e-09	1.280e-11	1.904e-09	0.7804	5.249e-03	0.7794
192.5	1.907e-09	1.360e-11	1.917e-09	0.7889	5.621e-03	0.7871
197.5	1.929e-09	1.574e-11	1.918e-09	0.7945	6.481e-03	0.7955
202.5	1.924e-09	1.905e-11	1.925e-09	0.8036	7.952e-03	0.8042
207.5	1.914e-09	1.739e-11	1.923e-09	0.8137	7.386e-03	0.8138
212.5	1.922e-09	1.801e-11	1.933e-09	0.8235	7.708e-03	0.8229
217.5	1.958e-09	2.444e-11	1.944e-09	0.8318	1.037e-02	0.8326
222.5	2.004e-09	4.049e-11	1.993e-09	0.8407	1.698e-02	0.8396

Tabelle 7.31: Die Faktoren $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L für $\bar{p}_m = 200$ MeV/c und $k_i = 855$ MeV.

p_m [MeV/c]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\Delta\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}_{th}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(v_T/v_L)}$	$\Delta\overline{(v_T/v_L)}$	$\overline{(v_T/v_L)}_{th}$
257.5	4.298e-11	2.169e-13	4.287e-11	3.9630	1.999e-02	3.9575
262.5	4.399e-11	1.026e-13	4.443e-11	3.9610	9.226e-03	3.9364
267.5	4.294e-11	8.079e-14	4.373e-11	4.0720	7.652e-03	4.0283
272.5	4.161e-11	7.998e-14	4.202e-11	4.2020	8.065e-03	4.1783
277.5	4.013e-11	8.068e-14	4.032e-11	4.3510	8.731e-03	4.3407
282.5	3.854e-11	9.256e-14	3.890e-11	4.5150	1.082e-02	4.4968
287.5	3.952e-11	1.724e-13	3.968e-11	4.5140	1.968e-02	4.5091

Tabelle 7.32: Die Faktoren $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L für $\bar{p}_m = 275$ MeV/c und $k_i = 420$ MeV.

p_m [MeV/c]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\Delta\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}_{th}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(v_T/v_L)}$	$\Delta\overline{(v_T/v_L)}$	$\overline{(v_T/v_L)}_{th}$
257.5	1.572e-10	1.387e-12	1.565e-10	1.9190	1.692e-02	1.9169
262.5	1.613e-10	8.166e-13	1.611e-10	1.9310	9.767e-03	1.9282
267.5	1.604e-10	6.506e-13	1.608e-10	1.9670	7.975e-03	1.9627
272.5	1.567e-10	6.847e-13	1.581e-10	2.0190	8.813e-03	2.0118
277.5	1.547e-10	6.859e-13	1.552e-10	2.0690	9.170e-03	2.0645
282.5	1.521e-10	9.011e-13	1.531e-10	2.1220	1.256e-02	2.1163
287.5	1.552e-10	1.248e-12	1.556e-10	2.1430	1.723e-02	2.1464

Tabelle 7.33: Die Faktoren $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L für $\bar{p}_m = 275$ MeV/c und $k_i = 495$ MeV.

p_m [MeV/c]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\Delta\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}_{th}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(v_T/v_L)}$	$\Delta\overline{(v_T/v_L)}$	$\overline{(v_T/v_L)}_{th}$
262.5	4.727e-10	3.482e-12	4.727e-10	1.2910	9.503e-03	1.2849
267.5	4.747e-10	3.322e-12	4.753e-10	1.3120	9.177e-03	1.3071
272.5	4.695e-10	2.543e-12	4.724e-10	1.3410	7.260e-03	1.3353
277.5	4.672e-10	3.433e-12	4.693e-10	1.3690	1.006e-02	1.3657
282.5	4.665e-10	3.628e-12	4.674e-10	1.3980	1.086e-02	1.3966
287.5	4.752e-10	5.141e-12	4.767e-10	1.4210	1.537e-02	1.4209

Tabelle 7.34: Die Faktoren $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L für $\bar{p}_m = 275\,\mathrm{MeV/c}$ und $k_i = 615\,\mathrm{MeV}$.

p_m [MeV/c]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\Delta\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}_{th}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(v_T/v_L)}$	$\Delta\overline{(v_T/v_L)}$	$\overline{(v_T/v_L)}_{th}$
262.5	1.547e-09	3.641e-11	1.538e-09	0.9924	2.334e-02	0.9857
267.5	1.554e-09	2.667e-11	1.556e-09	1.0080	1.729e-02	1.0020
272.5	1.562e-09	2.534e-11	1.560e-09	1.0270	1.666e-02	1.0228
277.5	1.563e-09	3.873e-11	1.561e-09	1.0470	2.595e-02	1.0452
282.5	1.587e-09	4.220e-11	1.564e-09	1.0690	2.843e-02	1.0670

Tabelle 7.35: Die Faktoren $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L für $\bar{p}_m = 275\,\mathrm{MeV/c}$ und $k_i = 855\,\mathrm{MeV}$.

p_m [MeV/c]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\Delta\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}_{th}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(v_T/v_L)}$	$\Delta\overline{(v_T/v_L)}$	$\overline{(v_T/v_L)}_{th}$
337.5	7.501e-11	3.384e-13	7.462e-11	3.7820	1.706e-02	3.7462
342.5	7.501e-11	1.512e-13	7.524e-11	3.9160	7.885e-03	3.8803
347.5	7.168e-11	1.355e-13	7.220e-11	4.1460	7.823e-03	4.1098
352.5	6.605e-11	1.342e-13	6.616e-11	4.4590	9.023e-03	4.4376
357.5	6.385e-11	2.111e-13	6.394e-11	4.6960	1.547e-02	4.6978

Tabelle 7.36: Die Faktoren $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L für $\bar{p}_m = 350\,\mathrm{MeV/c}$ und $k_i = 495\,\mathrm{MeV}$.

p_m [MeV/c]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\Delta\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}_{th}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(v_T/v_L)}$	$\Delta\overline{(v_T/v_L)}$	$\overline{(v_T/v_L)}_{th}$
342.5	3.113e-10	3.087e-12	3.134e-10	2.2290	2.212e-02	2.2118
347.5	3.040e-10	2.664e-12	3.069e-10	2.3330	2.044e-02	2.3207
352.5	2.911e-10	3.389e-12	2.921e-10	2.4600	2.852e-02	2.4573

Tabelle 7.37: Die Faktoren $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L für $\bar{p}_m = 350\,\mathrm{MeV/c}$ und $k_i = 615\,\mathrm{MeV}$.

p_m [MeV/c]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\Delta\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(\sigma_M \cdot v_L)}_{th}$ [MeV^{-2}]	$\overline{(v_T/v_L)}$	$\Delta\overline{(v_T/v_L)}$	$\overline{(v_T/v_L)}_{th}$
342.5	1.244e-09	3.456e-11	1.244e-09	1.6210	4.508e-02	1.6040
347.5	1.243e-09	2.000e-11	1.238e-09	1.6750	2.699e-02	1.6741
352.5	1.223e-09	1.999e-11	1.204e-09	1.7550	2.869e-02	1.7593

Tabelle 7.38: Die Faktoren $\sigma_M \cdot v_L$ und v_T/v_L für $\bar{p}_m = 350\,\mathrm{MeV/c}$ und $k_i = 855\,\mathrm{MeV}$.

7.1.3 Die Strukturfunktionen R_L und R_T

Das Ergebnis der Separation, die Strukturfunktionen R_L und R_T, welche bereits in der Abbildung 5.23 vorgestellt wurden, sind in den folgenden Tabellen 7.39 - 7.42 aufgeführt.

p_m [MeV/c]	R_L [fm]	ΔR_L [fm]	$R_{L,th}$ [fm]	R_T [fm]	ΔR_T [fm]	$R_{T,th}$ [fm]
27.5	2.990e+01	3.061e+00	2.706e+01	1.473e+01	3.145e+00	2.394e+01
32.5	2.402e+01	2.043e+00	2.187e+01	1.304e+01	2.069e+00	1.930e+01
37.5	1.901e+01	1.635e+00	1.807e+01	1.107e+01	1.658e+00	1.482e+01
42.5	1.753e+01	1.361e+00	1.444e+01	6.484e+00	1.372e+00	1.159e+01
47.5	1.190e+01	1.146e+00	1.134e+01	7.460e+00	1.167e+00	9.248e+00
52.5	1.207e+01	1.012e+00	9.034e+00	3.693e+00	1.022e+00	7.314e+00
57.5	9.142e+00	8.678e-01	7.208e+00	2.921e+00	8.813e-01	5.773e+00
62.5	6.793e+00	7.630e-01	5.742e+00	2.834e+00	7.780e-01	4.623e+00
67.5	5.421e+00	6.929e-01	4.610e+00	2.510e+00	7.057e-01	3.679e+00
72.5	4.571e+00	6.056e-01	3.732e+00	1.598e+00	6.121e-01	2.944e+00
77.5	2.701e+00	5.539e-01	3.049e+00	2.371e+00	5.645e-01	2.343e+00
82.5	2.425e+00	5.439e-01	2.447e+00	1.580e+00	5.577e-01	1.936e+00
87.5	2.652e+00	2.148e+00	2.051e+00	5.841e-01	2.317e+00	1.525e+00
92.5	1.749e+00	2.524e+00	1.672e+00	6.045e-01	2.628e+00	1.253e+00

Tabelle 7.39: R_L, R_T für $\bar{p}_m = 50$ MeV/c.

p_m [MeV/c]	R_L [fm]	ΔR_L [fm]	$R_{L,th}$ [fm]	R_T [fm]	ΔR_T [fm]	$R_{T,th}$ [fm]
177.5	8.547e-02	4.010e-02	9.665e-02	7.648e-02	2.369e-02	8.587e-02
182.5	8.127e-02	1.645e-02	8.725e-02	6.983e-02	1.097e-02	7.426e-02
187.5	5.732e-02	1.397e-02	7.815e-02	7.101e-02	9.466e-03	6.621e-02
192.5	4.911e-02	1.304e-02	7.040e-02	5.968e-02	8.768e-03	5.929e-02
197.5	5.707e-02	1.211e-02	6.362e-02	4.850e-02	8.068e-03	5.340e-02
202.5	3.333e-02	1.142e-02	5.768e-02	5.558e-02	7.531e-03	4.834e-02
207.5	2.320e-02	1.111e-02	5.269e-02	5.395e-02	7.232e-03	4.372e-02
212.5	2.939e-02	1.131e-02	4.782e-02	4.428e-02	7.078e-03	4.002e-02
217.5	3.547e-02	1.986e-02	4.388e-02	3.383e-02	1.415e-02	3.647e-02

Tabelle 7.40: R_L, R_T für $\bar{p}_m = 200$ MeV/c.

p_m [MeV/c]	R_L [fm]	ΔR_L [fm]	$R_{L,th}$ [fm]	R_T [fm]	ΔR_T [fm]	$R_{T,th}$ [fm]
262.5	1.038e-02	6.113e-03	1.641e-02	2.429e-02	2.578e-03	2.145e-02
267.5	4.319e-03	4.788e-03	1.549e-02	2.696e-02	2.164e-03	2.049e-02
272.5	1.384e-02	4.899e-03	1.466e-02	2.288e-02	2.108e-03	1.969e-02
277.5	-3.205e-04	4.501e-03	1.389e-02	2.574e-02	1.967e-03	1.898e-02
282.5	4.076e-03	9.973e-03	1.321e-02	2.153e-02	4.418e-03	1.831e-02

Tabelle 7.41: R_L, R_T für $\bar{p}_m = 275$ MeV/c.

p_m [MeV/c]	R_L [fm]	ΔR_L [fm]	$R_{L,th}$ [fm]	R_T [fm]	ΔR_T [fm]	$R_{T,th}$ [fm]
342.5	-7.781e-03	6.210e-03	5.294e-03	1.858e-02	1.976e-03	1.194e-02
347.5	4.569e-03	5.432e-03	5.358e-03	1.238e-02	1.663e-03	1.147e-02
352.5	-3.437e-03	5.520e-03	5.353e-03	1.398e-02	1.605e-03	1.108e-02

Tabelle 7.42: R_L, R_T für $\bar{p}_m = 350$ MeV/c.

7.2 Die Strahlungskorrektur mit RADCOR

Den Ausgangspunkt der RADCOR-Strahlungskorrektur bildet der unkorrigierte, sechsfach differentielle Wirkungsquerschnitt $\overline{d^6\sigma / d\Omega_e d\omega d\Omega_p dp_p} \, (\mathcal{E}_m, p_m)$, welcher sich in Form eines Histogramms in den Variablen $(\mathcal{E}_m, p_m)$ aus der Phasenraumdivision (4.11) ergibt. Nach [Cran-69] wird jedes $(\mathcal{E}_m, p_m)$-Bin in diesem Histogramm als Pik betrachtet, welcher aufgrund von Strahlungsprozessen Stärke an andere $(\mathcal{E}_m, p_m)$-Bins verliert. Diese Bins bilden den Strahlenschwanz des Ursprungs-Bins und werden unter Annahme der sog. *Peaking Approximation* berechnet, welche besagt, daß die Abstrahlung der γ-Quanten in Richtung des abstrahlenden Teilchens erfolgt. Für den (e,e'p)-Prozeß heißt dies, daß γ-Quanten in Richtung des einlaufenden Elektrons, in Richtung des Streuelektrons und in Richtung des Protons abgestrahlt werden.

Das Korrekturverfahren, auch als *Strahlungsentfaltung* bezeichnet, startet mit den Bins bei kleinstem $\mathcal{E}_m$, welche selbst keine zusätzliche Stärke durch Strahlungsprozesse gewinnen können. Für ein solches Bin wird der Inhalt auf den Wert ohne Strahlungsverlust gemäß Beziehung (7.1) korrigiert. Dann werden die Strahlenschwänze berechnet, um anschließend von den betroffenen Bins im Strahlenschwanz die aus dem Ursprungsbin resultierenden Strahlungsbeiträge abzuziehen. Sind bei fixiertem, kleinstem $\mathcal{E}_m$ alle Bins in p_m-Richtung derart behandelt, werden die Bins bei nächstgrößerem $\mathcal{E}_m$ nach dem oben beschriebenen Verfahren korrigiert.

Eine Komplikation ergibt sich aus dem mit Histogrammierung in $(\mathcal{E}_m, p_m)$ einhergehenden Verlust der vollen kinematischen Information über den Beitrag zu einem $(\mathcal{E}_m, p_m)$-Bin. Diese Information wird zur Berechnung der Strahlenschwänze benötigt. Verfügbar sind zum Zeitpunkt der Strahlungskorrektur, neben $\mathcal{E}_m$ und p_m, die Einschußenergie k_i und der Zentralwert des Elektronstreuwinkels, $\Theta_{e,cent}$. Unter der Annahme, daß der Elektronstreuwinkel dem Zentralwert entspricht, $\Theta_e = \Theta_{e,cent}$, und daß parallele Kinematik eingestellt ist, d.h. $\Theta_{pq} = 0°$, lassen sich aus den Definitionen von $\mathcal{E}_m$ und p_m,

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_m &= \omega - T_p - (\sqrt{\vec{p}_m^{\,2} + m_B^2} - m_B)\,, \\ \vec{p}_m &= \vec{q} - \vec{p}_p\,, \end{aligned}$$

die Vektoren $\vec{k}_f$ und $\vec{p}_p$ rekonstruieren.

7.2.1 Die Korrekturfaktoren

Der Zusammenhang zwischen Bininhalt mit und ohne Strahlungsbeiträge ist durch die folgenden Korrekturfaktoren gegeben:

$$N_{korr} = C_{Schw}(e) C_{Schw}(e') C_{Brems}(e) C_{Brems}(e') C_{Ion}(e) C_{Ion}(e') C_{Ion}(p) \cdot N_{roh} \qquad (7.1)$$

C_{Schw}, C_{Brems} und C_{Ion} bezeichnen die Schwinger-Korrektur, die Korrektur der externen Bremsstrahlung und die Korrektur des Energieverlustes durch Ionisation. Die Buchstaben e, e' und p geben an, für welche Teilchen die Korrektur durchgeführt wird.

Schwinger-Strahlungskorrektur

Für die Korrektur der in Abb. 4.7 gezeigten Strahlungsbeiträge wird der folgende Korrekturfaktor gem. [Penn-77] verwendet:

$$C_{Schw} = \frac{e^{\delta_{real}}}{1+\delta_{virt}} \tag{7.2}$$

Der Faktor δ_{real} zur Korrektur der Graphen mit reellen Photonen ist gegeben durch:

$$\delta_{real} = \frac{\alpha}{\pi} \cdot \ln\left(\frac{k_i k_f\, b}{\eta^2 (\Delta E)^2}\right) \cdot \left(\ln\left(\frac{Q^2}{m_e^2}\right) - 1\right) \tag{7.3}$$

Hierbei ist:

$$\eta = 1 + \frac{k_i}{m_A}(1-\cos\Theta_e) \quad , \quad b = 1 + \frac{\omega}{m_A}(1-\cos\Theta_e) \tag{7.4}$$

ΔE bezeichnet die Cutoff-Energie und wird auf die halbe Binbreite der $\mathcal{E}_m$-Bins festgesetzt. m_e bezeichnet die Elektronenruhemasse.

Der Faktor δ_{virt} zur Korrektur der Graphen mit virtuellen Photonen ist gegeben durch:

$$\delta_{virt} = \frac{\alpha}{\pi}\left\{\frac{13}{6}\left[\ln\left(\frac{Q^2}{m_e^2}\right) - 1\right] - \frac{17}{18} - \frac{\pi^2}{6} + L_2(\cos^2(\Theta_e/2)) - \frac{1}{2}\ln^2\left(\frac{k_i}{k_f}\right)\right\} \tag{7.5}$$

$L_2(x)$ bezeichnet hierbei die Spence-Funktion, welche analytisch und als Potenzreihe wie folgt definiert ist:

$$L_2(x) = -\int_0^x \frac{\ln(1-y)}{y}\, dy = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x^n}{n^2} \tag{7.6}$$

Externe Bremsstrahlung

Der Korrekturfaktor für die externe Bremsstrahlung gem. [Frie-75] ist gegeben durch:

$$C_{Brems}(k) = \exp\left(t_{eff}\left[\left(\frac{1}{2} - \zeta\right) + \zeta \ln\left(\frac{k}{\Delta E}\right) + \zeta\frac{\Delta E}{k} - \frac{1}{2}\left(\frac{\Delta E}{k}\right)^2\right]\right) \tag{7.7}$$

k bezeichnet die Energie des Elektrons, für welches die Korrektur berechnet wird. ΔE bezeichnet die Cutoff-Energie, welche, wie im Fall der Schwinger-Korrektur, auf die halbe Binbreite in $\mathcal{E}_m$ gesetzt wird. t_{eff} bezeichnet die Targetdicke in Einheiten der Strahlungslänge X_0. Bezeichnen ρ, d, A und Z Dichte, Dicke, Massen- und Ladungszahl des Targets, so ergibt sich t_{eff} zu:

$$t_{eff} = \frac{(\rho d)}{X_0} \quad , \quad X_0 = 716,405 \cdot \frac{A/Z}{Z(l_1 - f) + l_2} \cdot \frac{g}{cm^2} \tag{7.8}$$

l_1 und l_2 sind definiert wie folgt:

Z	l_1	l_2
1	5,31	6,114
2	4,79	5,261
3	4,74	5,805
4	4,71	5,924
≥ 5	5,216 - ln(Z)/3	7,058 - 2ln(Z)/3

f ist gegeben zu:

$$f = (Z\alpha)^2 \cdot \{1,202 + (Z\alpha)^2 \cdot [-1,0369 + \frac{1,008 \cdot (Z\alpha)^2}{(Z\alpha)^2 + 1}]\} \tag{7.9}$$

ζ ist gegeben zu:

$$\zeta = \frac{1}{9} \cdot \left[12 + \frac{Z+1}{l_1 Z + l_2}\right] \tag{7.10}$$

Energieverlust durch Ionisation

Der Faktor für die Korrektur des Energieverlustes durch Ionisation ist gegeben durch:

$$C_{Ion} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{9} f_i}{\sum\limits_{i=1}^{9} f_i \cdot \mathrm{prob}(x_i)} \tag{7.11}$$

mit:

$$x_i = \sqrt{2} \cdot \frac{\Delta E/\xi - \Lambda - c_i}{\sqrt{g_i^2 + b^2}} \tag{7.12}$$

$$\xi = 0,1563 \, \frac{Z}{A} \, \frac{\rho d}{\beta^2} \cdot MeV \tag{7.13}$$

$$\Lambda = \ln(\xi\gamma^2\beta^2) - 1,8 \ln Z - \beta^2 - 5,1004 \tag{7.14}$$

$$b^2 = 2 \cdot 10^{-5} \, Z^{4/3} \, \frac{\lambda}{\xi^2} \tag{7.15}$$

λ bezeichnet den mittleren Energieverlust eines Teilchens in einem Absorber der Dichte ρ und Dicke d:

$$\lambda = \begin{cases} 2\xi \, \ln(\gamma^2\beta^2 - 0,9 \ln Z - \beta^2 + 11,06469) & \text{Proton} \\ \xi \, (19,26 + \ln d) & \text{Elektron} \end{cases} \tag{7.16}$$

Die Werte von f_i, c_i und g_i sind gegeben wie folgt:

i	f_i	c_i	g_i
1	0,0271	-1,48	0,737
2	0,0789	-0,738	0,947
3	0,1085	0,17	1,23
4	0,1087	1,33	1,68
5	0,0862	2,95	2,40
6	0,0604	5,39	3,68
7	0,0396	9,40	6,18
8	0,0258	16,8	12,3
9	0,0238	30,8	39,7

Die Cutoff-Energie ΔE ist definiert zu:

$$\Delta E = \Delta\mathcal{E}_m \cdot \left(0,5 + \mathrm{nint}\left(\frac{\Delta\mathcal{E}_m^{res}}{\Delta\mathcal{E}_m} + 0,5\right)\right) \tag{7.17}$$

Hierbei bezeichnet $\Delta\mathcal{E}_m^{res}$ die FWHM-Auflösung in $\mathcal{E}_m$. $\Delta\mathcal{E}_m$ bezeichnet die Binbreite in $\mathcal{E}_m$. Die Funktion „nint“ hat den nächstgelegenen Integerwert ihres Arguments zum Ergebnis.

Die Funktion prob(x) ist definiert zu:

$$\mathrm{prob}(x) = 1 - \frac{1}{2\,(\sum\limits_{j=0}^{4} \delta_j x^j)^4} \tag{7.18}$$

mit:

j	0	1	2	3	4
δ_j	1	0,196854	0,115194	0,000344	0,019527

7.3 Der elementare (eN)-Wirkungsquerschnitt

Wie in Kapitel 2.1 erwähnt, faktorisiert der (e,e'p)-Wirkungsquerschnitt im Rahmen der nichtdistordierten Stoßnäherung in einen elementaren Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt σ_{ep} und eine Spektralfunktion $S(E_m, p_m)$:

$$\frac{d^6\sigma}{d\Omega_e\ d\omega d\Omega_p dp_p} = \vec{p}_p^{\,2} \cdot \sigma_{ep} \cdot S(E_m, p_m) \tag{7.19}$$

Gleiches gilt für (e,e'n)-Prozesse; in (7.19) (und sonstigen kinematischen Zusammenhängen) sind lediglich die „p“-Indices des Protons durch „n“-Indices für das Neutron zu ersetzen. Eine einheitliche Parametrisierung beider Elementarquerschnitte σ_{ep} und σ_{en} unter Einbeziehung von Massenschalenkorrekturen, welche in der Analyse von (e,e'N)-Experimenten (N = p, n) weite Verbreitung erlangt hat, wird im folgenden vorgestellt.

Die Energie-Impuls-Erhaltung der allgemeinen (e,e'N)-Streuung lautet:

$$\begin{pmatrix} \omega \\ \vec{q} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_A \\ \vec{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_N \\ \vec{p}_N \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_r \\ \vec{p}_r \end{pmatrix} \tag{7.20}$$

Gemäß [Fore-83] ist der elementare Elektron-Nukleon-Wirkungsquerschnitt – hier mit σ_{ep}^{cc1} bezeichnet – gegeben durch:

$$\sigma_{ep}^{cc1} = \sigma_M \cdot \{v_C W_C + v_T W_T + v_I W_I + v_S W_S\} \tag{7.21}$$

σ_M bezeichnet den Mott-Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_M = \left(\frac{\alpha \cos \frac{\Theta_e}{2}}{2k_i \sin^2 \frac{\Theta_e}{2}} \right)^2 \tag{7.22}$$

Die Größen v_i bezeichnen die folgenden kinematischen Faktoren:

$$\begin{aligned} v_C &= \left(\frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}}\right)^2 & v_T &= \frac{1}{2}\frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}} + \tan^2\frac{\Theta_e}{2} \\ v_S &= \frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}}\cos^2\phi_{Nq} + \tan^2\frac{\Theta_e}{2} & v_I &= \frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}} \cdot \sqrt{\frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}} + \tan^2\frac{\Theta_e}{2}} \cdot \cos\phi_{Nq} \end{aligned} \tag{7.23}$$

Die Größen W_i sind gegeben durch:

$$W_C = \frac{1}{4\bar{E}E_N}\left((\bar{E}+E_N)^2 \cdot \left(F_1^2 + \frac{\bar{Q}^2}{4m_N^2}\kappa^2 F_2^2\right) - \vec{q}^{\,2}\,(F_1+\kappa F_2)^2\right) \tag{7.24}$$

$$W_T = \frac{\bar{Q}^2}{2\bar{E}E_N}\,(F_1+\kappa F_2)^2 \tag{7.25}$$

$$W_I = -\frac{|\vec{p}_N\,| \sin\Theta_{Nq}}{\bar{E}E_N}\,(\bar{E}+E_N)\left(F_1^2 + \frac{\bar{Q}^2}{4m_N^2}\kappa^2 F_2^2\right) \tag{7.26}$$

$$W_S = \frac{\vec{p}_N^{\,2}\sin^2\Theta_{Nq}}{\bar{E}E_N}\left(F_1^2 + \frac{\bar{Q}^2}{4m_N^2}\kappa^2 F_2^2\right) \tag{7.27}$$

Hierbei ist $\kappa = \mu - 1$, wobei für μ das magnetische Moment des fraglichen Nukleons, gemessen in Einheiten des Kernmagnetons $e\hbar/(2m_p)$, einzusetzen ist. Für Proton und Neutron gelten: $\mu_p = 2,793$ bzw. $\mu_n = -1,913$. Weiterhin sind die „Massenschalenkorrekturparameter" („Off-Shell-Parameter") wie folgt definiert:

$$\bar{E}^2 = \vec{p}_r^{\,2} + m_N^2 \tag{7.28}$$

$$\bar{\omega} = E_N - \bar{E} \tag{7.29}$$

$$\bar{Q}^2 = \vec{q}^{\,2} - \bar{\omega}^2 \tag{7.30}$$

F_1 und F_2 bezeichnen Dirac- und Pauli-Formfaktor des freien Nukleons. Diese lassen sich ihrerseits wieder durch die Sachs-Formfaktoren G_E und G_M ausdrücken:

$$F_1 = \frac{G_E(Q^2) + \tau G_M(Q^2)}{1+\tau} \tag{7.31}$$

$$F_2 = \frac{G_M(Q^2) - G_E(Q^2)}{\kappa \cdot (1+\tau)} \tag{7.32}$$

Dabei ist $\tau = Q^2/(4m_N^2)$.

Im Rahmen der (e,e'p)-Analyse in Mainz wurden die Sachs-Formfaktoren mit Hilfe von experimentellen Daten der elastischen Elektronenstreuung gemäß [Simon-80] wie folgt parametrisiert:

$$G(Q^2) = \sum_{i=1}^{4} \frac{a_i}{1 + \frac{Q^2}{m_i^2}} \tag{7.33}$$

G steht hierbei sowohl für G_E als auch für G_M/μ. Die Parameter a_i und m_i^2 ergeben sich zu:

	a_1	a_2	a_3	a_4	m_1^2 [fm^{-2}]	m_2^2 [fm^{-2}]	m_3^2 [fm^{-2}]	m_4^2 [fm^{-2}]
G_E	0,312	1,312	-0,709	0,085	6,0	15,02	44,08	154,2
$G_M\,/\,\mu$	0,694	0,719	-0,418	0,005	8,5	15,02	44,08	355,4

Gleichung (7.21) läßt sich auf die im folgenden angegebene Parametrisierung umschreiben, welche die übliche LT-Struktur von Wirkungsquerschnitten im Ein-Photon-Austausch, wie z.B. auch die von (2.9), wiederspiegelt:

$$\sigma_{ep}^{cc1} = \frac{Q^2}{2\epsilon\vec{q}^2}\,\sigma_M \cdot \{S_T + \epsilon S_L + \epsilon S_{TT}\cos 2\phi_{Nq} + \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)}S_{LT}\cos\phi_{Nq}\} \tag{7.34}$$

Die Verbindung mit (7.21 ff.) ist hierbei über die folgenden Beziehungen gegeben:

$$\begin{aligned} S_T &= W_T + W_S & \qquad S_L &= 2\frac{Q^2}{\vec{q}^2}W_C \\ S_{LT} &= \sqrt{2\frac{Q^2}{\vec{q}^2}}\,W_I & \qquad S_{TT} &= W_S \end{aligned} \tag{7.35}$$

Insbesondere lassen sich auf Basis von (7.34) die folgenden separierten elementaren Wirkungsquerschnitte definieren:

$$\sigma_{ep,L} = \frac{Q^2}{2\epsilon\vec{q}^2}\,\sigma_M \cdot \epsilon\, S_L \tag{7.36}$$

$$\sigma_{ep,T} = \frac{Q^2}{2\epsilon\vec{q}^2}\,\sigma_M \cdot S_T \tag{7.37}$$

$$\sigma_{ep,LT} = \frac{Q^2}{2\epsilon\vec{q}^2}\,\sigma_M \cdot \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)}\,S_{LT}\,\cos\phi_{Nq} \tag{7.38}$$

$$\sigma_{ep,TT} = \frac{Q^2}{2\epsilon\vec{q}^2}\,\sigma_M \cdot \epsilon\, S_{TT}\,\cos 2\phi_{Nq} \tag{7.39}$$

Derartige Elementarquerschnitte werden z.B. bei der Darstellung der in [Ducr-94] beschriebenen Wirkungsquerschnitts-Separation benötigt.

7.4 Kinematische Ergänzungen

7.4.1 Die zwei Definitionen der fehlenden Energie

Das ESPACE-Analysepaket verwendet für die fehlende Energie eine von der Definition (2.8) abweichende Variante. Die daraus resultierenden Effekte werden im folgenden diskutiert. Ausgangspunkt der Diskussion ist die Energie-Impulserhaltung für die allgemeine (e,e'p)-Reaktion:

$$\begin{pmatrix} \omega \\ \vec{q} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_A \\ \vec{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_p \\ \vec{p}_p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_r \\ \vec{p}_r \end{pmatrix} \tag{7.40}$$

Die Invariante des Restzustandes wird *Fehlende Masse (Missing Mass)* genannt. Zur konsistenten Indizierung sei sie hier mit m_r bezeichnet:

$$m_r^2 = E_r^2 - \vec{p}_r^{\,2} \tag{7.41}$$

Die Definition der fehlenden Energie gemäß (2.8) lautet:

$$E_m = \omega - T_p - T_r \tag{7.42}$$
$$= \omega - (E_p - m_p) - (E_r - m_r) \tag{7.43}$$
$$= \omega - (\sqrt{p_p^2 + m_p^2} - m_p) - (\sqrt{p_r^2 + m_r^2} - m_r) \tag{7.44}$$

Die Verwendung der Energieerhaltung aus (7.40) in Gleichung (7.43) ergibt, daß E_m, bis auf eine additive Konstante, der Restzustandsinvarianten m_r entspricht:

$$E_m = m_r + (m_p - m_A) \tag{7.45}$$

Für den Fall einer A(e,e'p)B-Reaktion, bei der das Restsystem aus einem Teilchen mit konstanter Ruhemasse m_B besteht, ist $m_r = m_B$ und folglich auch $E_m = m_B + (m_p - m_A)$ konstant.

Die Betrachtung einer ausgewählten A(e,e'p)B-Reaktion motiviert die alternative Definition der fehlenden Energie, wie sie von den Programmen des ESPACE-Analysepaketes verwendet wird:

$$\mathcal{E}_m = \omega - (\sqrt{p_p^2 + m_p^2} - m_p) - (\sqrt{p_r^2 + m_B^2} - m_B) \tag{7.46}$$

Hierbei ist m_B, im Gegensatz zu m_r in Gleichung (7.44), eine Konstante. Somit gilt Definition (7.42) universell für alle A(e,e'p)-Reaktionen, während Definition (7.46) die Vorauswahl eines bestimmten Einteilchen-Endzustandes voraussetzt.

Den Beziehungen (7.44) und (7.46) entnimmt man:

$$\mathcal{E}_m = E_m + (\sqrt{p_r^2 + m_r^2} - m_r) - (\sqrt{p_r^2 + m_B^2} - m_B) \tag{7.47}$$

Im Fall der A(e,e'p)B-Reaktion ist somit $\mathcal{E}_m = E_m = m_B + (m_p - m_A)$ konstant. Im Falle einer A(e,e'p)C-Reaktion, in der sich ein Einteilchen-Endzustand mit Ruhemasse $m_C \neq m_B$ einstellt, ist $\mathcal{E}_m$ jedoch keine Konstante mehr, da es weiterhin unter Verwendung von m_B berechnet wird. $E_m = m_C + (m_p - m_A)$ ist hingegen konstant.

Zur weiteren Illustration der Unterschiede von E_m und $\mathcal{E}_m$ betrachte man die Reaktionen A(e,e'p)B_1, A(e,e'p)B_2, wobei $m_{B_2} > m_{B_1}$ sei. Zur Berechnung von $\mathcal{E}_m$ gemäß (7.46) verwende man m_{B_1}. Dann ist:

$$E_{m,1} = m_{B_1} + m_p - m_A \ , \quad E_{m,2} = m_{B_2} + m_p - m_A \ , \quad \mathcal{E}_{m,1} = E_{m,1} \tag{7.48}$$

Die Differenz der E_m entspricht der Differenz der Endzustands-Ruhemassen:

$$\Delta E_m = E_{m,2} - E_{m,1} = m_{B_2} - m_{B_1} \tag{7.49}$$

Die Differenz in $\mathcal{E}_m$ errechnet sich zu:

$$\Delta\mathcal{E}_m = \mathcal{E}_{m,2} - \mathcal{E}_{m,1} = \sqrt{p_r^2 + m_{B_2}^2} - \sqrt{p_r^2 + m_{B_1}^2} \tag{7.50}$$

Die Entwicklung der Wurzeln für gegenüber den Endzustands-Ruhemassen kleine Rückstoßimpulse liefert:

$$\begin{aligned} \Delta\mathcal{E}_m &\approx m_{B_2} + \frac{p_r^2}{2m_{B_2}} - m_{B_1} - \frac{p_r^2}{2m_{B_1}} \\ &= \Delta E_m \cdot \left(1 - \frac{p_r^2}{2m_{B_2}m_{B_1}}\right) \end{aligned} \tag{7.51}$$

Somit lassen sich, solange der Rückstoßimpuls klein gegenüber der Endzustandsruhemasse ist, sowohl E_m als auch $\mathcal{E}_m$ gleicherweise verwenden. Dabei bietet $\mathcal{E}_m$ den Vorteil eines besseren Fehlerfortpflanzungsverhaltens, welches zu schärferen Piks im Spektrum der fehlenden Energie führt und somit eine bessere Trennung der Endzustände erlaubt.

Aufpassen muß man, daß man die Definition der fehlenden Energie, für die man sich entschieden hat, konsequent in der gesamten Analyse verwendet. Insbesondere gilt dies auch für die Verwendung der korrekten Ableitungen bzw. Jacobi-Determinanten von E_m und $\mathcal{E}_m$, wie sie z.B. für die Berechnungen bei der Phasenraumdivision benötigt werden.

Bei der in der vorliegenden Arbeit untersuchten d(e,e'p)n-Reaktion wurden Rückstoßimpulse bis knapp unter 1 GeV gemessen. Gemäß (7.51) ist dies gegenüber der Neutronenruhemasse von 939,566 MeV/c^2 nicht mehr zu vernachlässigen. Da die d(e,e'p)-Reaktion jedoch nur das Neutron als einzig möglichen Einteilchen-Endzustand realisiert, bereitet dies keine Probleme bei der Endzustands-Identifikation.

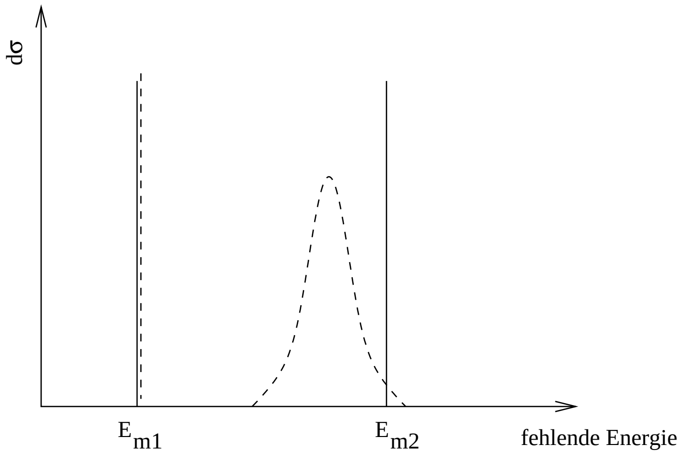


Abbildung 7.1: Prinzipieller Unterschied zwischen E_m (——) und $\mathcal{E}_m$ (– – –).

7.4.2 Die Ableitungen $\partial E_m/\partial p_p$ und $\partial \mathcal{E}_m/\partial p_p$

Für die Berechnung der Phasenraum-Korrekturfunktion (4.14) benötigt man die Ableitung der fehlenden Energie bezüglich des Protonenimpulses. In diesem Kapitel werden sowohl die Ableitungen der in der Analyse verwendeten ESPACE-Variante $\mathcal{E}_m$ als auch die der fehlenden Energie E_m gemäß (2.8) berechnet. Die Unterschiede zwischen $\mathcal{E}_m$ und E_m selbst werden im Kapitel 7.4.1 diskutiert.

Wie in Kapitel 7.4.1 gezeigt, ergibt sich aus der Definition der fehlenden Energie E_m u.a. die folgende Beziehung:

$$E_m = \omega - (\sqrt{p_p^2 + m_p^2} - m_p) - (\sqrt{p_r^2 + m_r^2} - m_r) \tag{7.52}$$

Die partielle Ableitung von E_m nach p_p ist somit gegeben durch:

$$\frac{\partial E_m}{\partial p_p} = -\frac{p_p}{E_p} - \frac{1}{\sqrt{p_r^2 + m_r^2}} \left(p_r \frac{\partial p_r}{\partial p_p} + m_r \frac{\partial m_r}{\partial p_p} \right) + \frac{\partial m_r}{\partial p_p} \tag{7.53}$$

In der von ESPACE verwendeten Definition der fehlenden Energie $\mathcal{E}_m$ wird in (7.52) die variable Restsysteminvariante m_r durch eine konstante Restsystem-Ruhemasse m_B ersetzt. Im Vergleich zu (7.53) entfallen somit in der Ableitung von $\mathcal{E}_m$ nach p_p die Terme, welche $\partial m_r/\partial p_p$ enthalten:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}_m}{\partial p_p} &= -\frac{p_p}{E_p} - \frac{1}{\sqrt{p_r^2 + m_B^2}} \cdot p_r \frac{\partial p_r}{\partial p_p} \\ &= -\frac{p_p}{E_p} - \frac{1}{2\sqrt{p_r^2 + m_B^2}} \cdot \frac{\partial (p_r^2)}{\partial p_p} \end{aligned} \tag{7.54}$$

Ausquadrieren des Restsystemimpulses $\vec{p}_r = \vec{q} - \vec{p}_p$ ergibt:

$$p_r^2 = q^2 + p_p^2 - 2pq \cos \Theta_{pq} \tag{7.55}$$

Daraus folgt:

$$\frac{\partial(p_r^2)}{\partial p_p} = 2(p_p - q\cos\Theta_{pq}) \tag{7.56}$$

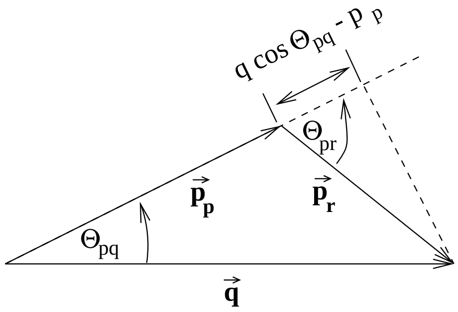


Abbildung 7.2: Vektordiagramm von $\vec{q}$, $\vec{p}_p$ und $\vec{p}_r$.

Dem Vektordiagramm (7.2) entnimmt man:

$$q\cos\Theta_{pq} - p_p = p_r \cdot \cos\Theta_{pr} \tag{7.57}$$

(7.54), (7.56) und (7.57) zusammengefaßt ergeben:

$$\frac{\partial\mathcal{E}_m}{\partial p_p} = -\frac{p_p}{E_p} + \frac{p_r \cdot \cos\Theta_{pr}}{\sqrt{p_r^2 + m_B^2}} = -\frac{p_p}{E_p} + \frac{\vec{p}_p \cdot \vec{p}_r}{|\vec{p}_p\,|\,\sqrt{p_r^2 + m_B^2}} \tag{7.58}$$

Zur Berechnung der Ableitung $\partial E_m/\partial p_p$ verwendet man $\partial E_m/\partial p_p = \partial m_r/\partial p_p$ (siehe (7.45)). Eingesetzt in Gleichung (7.53) ergibt sich:

$$\frac{m_r}{\sqrt{p_r^2 + m_r^2}} \cdot \frac{\partial E_m}{\partial p_p} = -\frac{p_p}{E_p} - \frac{1}{\sqrt{p_r^2 + m_r^2}}\, p_r \frac{\partial p_r}{\partial p_p} \tag{7.59}$$

Die Berechnung der rechten Seite in (7.59) erfolgt analog der Schritte (7.54) - (7.58) unter Ersetzung von m_B durch m_r. Somit ergibt sich das Resultat:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_m}{\partial p_p} &= \frac{E_r}{m_r} \cdot \left(-\frac{p_p}{E_p} + \frac{p_r \cdot \cos\Theta_{pr}}{\sqrt{p_r^2 + m_r^2}} \right) \\ &= \frac{E_r}{m_r} \cdot \left(\frac{\partial\mathcal{E}_m}{\partial p_p} \right)_{m_B = m_r} \end{aligned} \tag{7.60}$$

Wie für die beiden Definitionen der fehlenden Energie selbst, ergibt sich auch in den Ableitungen ein signifikanter Unterschied erst dann, wenn der Impuls des Restsystems gegenüber der Restsystem-Invarianten nicht mehr vernachlässigbar klein ist.

7.4.3 Der kinematisch korrigierte Impuls

ESPACE stellt für die Analyse von elastischen Streuprozessen eine Größe namens „kinematisch korrigierter Impuls“, k_{kin}, zur Verfügung. Dieser entspricht dem Impuls $k_{f,0}$, den ein unter einem Streuwinkel Θ_e mit einem Impuls k_f nachgewiesenes Elektron besitzen würde, wenn es unter dem Spektrometer-Zentralwinkel $\Theta_{e,0}$ gestreut worden wäre, elastische Streuung an einem Kern der Masse m_A vorausgesetzt. Die Berechnung von k_{kin} beginnt mit Betrachtung der Energie-Impuls-Bilanz der elastischen Streuung A(e,e')A im Laborsystem:

$$\begin{pmatrix} k_i \\ \vec{k}_i \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_A \\ \vec{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_f \\ \vec{k}_f \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_A \\ \vec{p}_A \end{pmatrix} \quad , \quad E_A^2 - \vec{p}_A^{\,2} = m_A^2 \tag{7.61}$$

Bei Kenntnis des Streuwinkels Θ_e und unter der Annahme von hochrelativistischen Elektronen gilt für den Impuls k_f des Streuelektrons:

$$k_f(\Theta_e) = \frac{k_i}{1 + \frac{k_i}{m_A}(1 - \cos\Theta_e)} \tag{7.62}$$

Diese Beziehung wird für kleine Abweichungen des Streuwinkels Θ_e von einem Zentralstreuwinkel $\Theta_{e,0}$ entwickelt:

$$\begin{aligned} k_f &\approx k_{f,0} + (\Theta_e - \Theta_{e,0}) \cdot \left.\frac{dk_f}{d\Theta_e}\right|_{\Theta_e = \Theta_{e,0}} \quad , \quad k_{f,0} = k_f(\Theta_{e,0}) \\ &= k_{f,0} - (\Theta_e - \Theta_{e,0}) \cdot \frac{k_{f,0}^2}{m_A} \sin\Theta_{e,0} \end{aligned} \tag{7.63}$$

Gesucht ist nun $k_{f,0}$ bei gegebenem k_f, Θ_e und $\Theta_{e,0}$. Die Lösung der in $k_{f,0}$ quadratischen Gleichung (7.63) wird in einer Näherung angegeben:

$$k_{f,0} \approx k_f \, (1 + (\Theta_e - \Theta_{e,0}) \cdot \frac{k_f}{m_A} \sin\Theta_{e,0}) \tag{7.64}$$

Nähert man weiterhin die Streuwinkelablage durch den kartesischen In-Plane-Winkel des Spektrometers, d.h. $\Theta_e - \Theta_{e,0} \approx \phi_{e,tg}$, so ergibt sich die Definition des kinematisch korrigierten Impulses:

$$k_{kin} = k_f \, (1 + \phi_{e,tg} \, \frac{k_f}{m_A} \sin\Theta_{e,0}) \tag{7.65}$$

Es verbleibt die Frage, warum ESPACE die Größe $k_{f,0}$ nicht exakt aus (7.62) rekonstruiert, wie es gemäß der folgenden Beziehung möglich wäre:

$$k_{kin} \equiv k_{f,0} = k_f \cdot \frac{1 + \frac{k_i}{m_A}(1 - \cos\Theta_e)}{1 + \frac{k_i}{m_A}(1 - \cos\Theta_{e,0})} \tag{7.66}$$

Man kann vermuten, daß die Implementation von k_{kin} gemäß (7.65) aus einer Zeit stammt, in welcher mangelnde Rechnerleistung die Optimierung von Rechenzeit auf Kosten numerischer Genauigkeit notwendiger machte, als dies heutzutage der Fall ist.

7.4.4 Kinematische Parameter im np-Schwerpunktsystem

Die theoretische Betrachtung der d(e,e'p)n-Reaktion erfolgt üblicherweise im Schwerpunktsystem zwischen virtuellem Photon und Targetkern, welches dem Schwerpunktsystem des hadronischen Endzustands, bestehend aus Proton und Neutron, entspricht. Im Zuge dessen sind weitere kinematische Variablen einzuführen, wobei als Ausgangspunkt wieder die Energie-Impuls-Bilanz dient:

$$\begin{pmatrix} \omega \\ \vec{q} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_A \\ \vec{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_p \\ \vec{p}_p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_r \\ \vec{p}_r \end{pmatrix} \tag{7.67}$$

Hierbei legt man das Koordinatensystem derart, daß die Richtung des virtuellen Photons der z-Achse entspricht, d.h. $\vec{q} = (0, 0, |\vec{q}|)$.

Definition bzw. Berechnung der kinematischen Größen:

1. Im Laborsystem ist die Gesamtenergie gegeben durch:

$$E_{lab} = \omega + m_A \tag{7.68}$$

   Die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem errechnet sich über Lorentz-Invariantenbildung:

$$W^2 \equiv E_{cm}^2 = E_{lab}^2 - \vec{q}^{\,2} = (\omega + m_A)^2 - \vec{q}^{\,2} \tag{7.69}$$

   Die Arbeitsgruppe um Prof. Arenhövel bevorzugt als kinematische Kenngröße die *gesamte kinetische Energie* im Schwerpunktsystem:

$$\begin{aligned} T_{cm} &= E_{cm} - m_p - m_m && (7.70)\\ &= E_{cm} - m_p - m_b \quad \text{für 1-Teilchen-Restzustand} && (7.71) \end{aligned}$$

2. Für die weiteren Betrachtungen werden die Parameter β bzw. γ der Lorentz-Transformation zwischen Labor- und Schwerpunktsystem entlang der Richtung von $\vec{q}$ benötigt. Zur Bestimmung von β betrachte man die Transformation der linken Seite von (7.67):

$$\begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta \\ \gamma\beta & \gamma \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \omega + m_A \\ |\vec{q}| \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{cm} \\ 0 \end{pmatrix} \tag{7.72}$$

   Dabei verschwindet per Definition der Schwerpunkts-Gesamtimpuls, was zur Bestimmung von β herangezogen wird:

$$\begin{aligned} 0 &= \beta\gamma \cdot (\omega + m_A) + \gamma \cdot |\vec{q}| \\ \rightarrow \quad \beta &= -\frac{|\vec{q}|}{\omega + m_A} = -\frac{|\vec{q}|}{E_{lab}} && (7.73) \end{aligned}$$

Man achte auf das Vorzeichen: Das β in (7.73) transformiert aus dem Laborsystem in das Schwerpunktsystem. Für die Rücktransformation ist $\beta_{C\to L} = -\beta$ zu nehmen.

γ ergibt sich aus β gemäß:

$$\gamma = \sqrt{\frac{1}{1-\beta^2}} = \sqrt{\frac{E_{lab}^2}{E_{lab}^2 - \vec{q}^{\,2}}} = \frac{E_{lab}}{E_{cm}} \tag{7.74}$$

3. Der Impulsübertrag $|\vec{q}_{cm}|$ des virtuellen Photons im Schwerpunktsystem ist eine weitere, wichtige kinematische Kenngröße. Er berechnet sich durch Lorentz-Transformation des virtuellen Austauschphotons:

$$\begin{aligned} |\vec{q}_{cm}| &= \beta\gamma\cdot\omega + \gamma\cdot|\vec{q}\,| \\ &= \underbrace{\beta\gamma\cdot(\omega+m_A)+\gamma\cdot|\vec{q}\,|}_{=0,\text{ siehe (7.73)}} - \beta\gamma\cdot m_A \\ &= -\beta\gamma\cdot m_A \end{aligned} \tag{7.75}$$

Mit $\vec{q}_{lab} \equiv \vec{q}$ schreibt sich die Umrechnung $(E_{lab}, q_{lab}) \leftrightarrow (E_{cm}, q_{cm})$ unter Verwendung der in (7.73) und (7.74) gefundenen Ausdrücke für β und γ wie folgt:

$$\begin{aligned} E_{cm}^2 &= E_{lab}^2 - \vec{q}^{\,2}_{lab} \\ \vec{q}^{\,2}_{cm} &= \frac{m_A^2}{E_{cm}^2}\cdot\vec{q}^{\,2}_{lab} \end{aligned} \tag{7.76}$$

4. Im Falle einer A(e,e'p)B-Reaktion können, bei bekannter Ruhemasse m_B des Restsystems, die Energien und Impulsbeträge von Proton und Restsystem im Schwerpunktsystem bestimmt werden (siehe Anhang 7.4.5):

$$\begin{pmatrix} E_{cm} \\ \vec{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{cm,p} \\ \vec{p}_{cm,p} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_{cm,B} \\ \vec{p}_{cm,B} \end{pmatrix} \tag{7.77}$$

$$\rightarrow \qquad E_{cm,p} = \frac{E_{cm}^2 + (m_p^2 - m_B^2)}{2E_{cm}} \tag{7.78}$$

$$E_{cm,B} = \frac{E_{cm}^2 - (m_p^2 - m_B^2)}{2E_{cm}} \tag{7.79}$$

7.4.5 Die Berechnung von E_p

Sind im Rahmen einer A(e,e'p)B-Reaktion ω, $|\vec{q}\,|$ und Θ_{pq} bekannt, so läßt sich die Energie des Protons im Laborsystem berechnen. Hierzu betrachte zunächst die allgemeine Reaktion A $\rightarrow$ B + C:

$$\begin{pmatrix} E_a \\ \vec{p}_a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_c \\ \vec{p}_c \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_d \\ \vec{p}_d \end{pmatrix} \tag{7.80}$$

Die Invariantenbildung ergibt:

$$\begin{aligned} m_a^2 &= E_a^2 - \vec{p}_a^{\,2} \\ &= (E_c + E_d)^2 - (\vec{p}_c + \vec{p}_d)^2 \\ &= m_c^2 + m_d^2 + 2(E_c E_d - \vec{p}_c \cdot \vec{p}_d) \\ &= m_c^2 + m_d^2 + 2(E_c(E_a - E_c) - \vec{p}_c \cdot (\vec{p}_a - \vec{p}_c)) \\ &= m_c^2 + m_d^2 + 2(E_c E_a - \vec{p}_c \cdot \vec{p}_a - m_c^2) \end{aligned}$$

Durch Umordnen erhält man als Zwischenergebnis:

$$E_c E_a - \vec{p}_c \cdot \vec{p}_a = \frac{m_a^2 + m_c^2 - m_d^2}{2} \tag{7.81}$$

Ist insbesondere $\vec{p}_a = \vec{0}$, d.h. man betrachtet (7.80) im Schwerpunktsystem, so folgt $E_a = m_a$, und man erhält für die Energien der Produktteilchen:

$$E_c = \frac{m_a^2 + (m_c^2 - m_d^2)}{2m_a} \tag{7.82}$$

$$E_d = \frac{m_a^2 - (m_c^2 - m_d^2)}{2m_a} \tag{7.83}$$

Im allgemeinen ist $\vec{p}_a \neq \vec{0}$, und man benötigt, um z.B. E_c auszurechnen, den eingeschlossenen Winkel Θ_{ac} zwischen $\vec{p}_a$ und $\vec{p}_c$. Bei Kenntnis von Θ_{ac} kann man (7.81) wie folgt umschreiben:

$$\begin{aligned} \left(E_c E_a - \frac{m_a^2 + m_c^2 - m_d^2}{2}\right)^2 &= \vec{p}_c^{\,2} \vec{p}_a^{\,2} \cos^2 \Theta_{ac} \\ &= (E_c^2 - m_c^2) \vec{p}_a^{\,2} \cos^2 \Theta_{ac} \end{aligned} \tag{7.84}$$

Ausmultiplikation und Ordnen der Terme in Potenzen von E_c liefert eine quadratische Bestimmungsgleichung für E_c:

$$X E_c^2 + Y E_c + Z = 0 \tag{7.85}$$

Hierbei sind:

$$X = E_a^2 - \vec{p}_a^{\,2} \cos^2 \Theta_{ac} \tag{7.86}$$

$$Y = -E_a \left(m_a^2 + m_c^2 - m_d^2\right) \tag{7.87}$$

$$Z = \left(\frac{m_a^2 + m_c^2 - m_d^2}{2}\right)^2 + m_c^2 \vec{p}_a^{\,2} \cos^2 \Theta_{ac} \tag{7.88}$$

Nun stelle man (7.80) der Energie-Impuls-Beziehung (2.1) für den (e,e'p)-Prozeß gegenüber:

$$\begin{pmatrix} \omega \\ \vec{q} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_A \\ \vec{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_p \\ \vec{p}_p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_r \\ \vec{p}_r \end{pmatrix} \tag{7.89}$$

Der Vergleich ergibt eine quadratische Bestimmungsgleichung für die Energie des Protons,

$$XE_p^2 + YE_p + Z = 0 \tag{7.90}$$

wobei die Faktoren X, Y, Z gegeben sind durch:

$$\begin{aligned} X &= (\omega + m_A)^2 - \vec{q}^{\,2}\cos^2\Theta_{pq} &(7.91)\\ Y &= -(\omega + m_A)\left((\omega + m_A)^2 - \vec{q}^{\,2} + m_p^2 - m_r^2\right) &(7.92)\\ Z &= \left(\frac{(\omega + m_A)^2 - \vec{q}^{\,2} + m_p^2 - m_r^2}{2}\right)^2 + m_p^2\vec{q}^{\,2}\cos^2\Theta_{pq} &(7.93) \end{aligned}$$

Übersichtlicher werden die obigen Ausdrücke, wenn man gemäß Kapitel 7.4.4 setzt: $E_{lab} = \omega + m_A$ = Gesamtenergie im Laborsystem, $E_{cm} = \sqrt{E_{lab}^2 - \vec{q}^{\,2}}$ = Gesamtenergie im CM-System, $q_p = q\cos\Theta_{pq}$ = Komponente von $\vec{q}$ parallel zu $\vec{p}_p$, $E_{p,cm} = (E_{cm}^2 + m_p^2 - m_r^2)/(2E_{cm})$ = Protonenenergie im CM-System. Dann gilt:

$$\begin{aligned} X &= E_{lab}^2 - q_p^2 &(7.94)\\ Y &= -2E_{lab}E_{cm}E_{p,cm} &(7.95)\\ Z &= E_{cm}^2E_{p,cm}^2 + m_p^2q_p^2 &(7.96) \end{aligned}$$

Man beachte, daß die quadratische Gleichung (7.90) zwei gültige Lösungen $E_{p,1}$ und $E_{p,2}$ besitzen kann! Die Gültigkeit der Lösungen ist über das Erfüllen der Energie-Impulserhaltung (7.89) und der Massenbeziehungen $E_p^2 - \vec{p}_p^{\,2} = m_p^2$ und $E_B^2 - \vec{p}_B^{\,2} = m_B^2$ zu zeigen.

Ist insbesondere $\Theta_{pq} = 0°$, so ergibt sich für die Protonenenergie:

$$\begin{aligned} E_{p,1,2} &= \frac{E_{lab}}{E_{cm}}E_{p,cm} \pm \frac{|\vec{q}\,|}{E_{cm}}|\vec{p}_{p,cm}| &(7.97)\\ &= \gamma E_{p,cm} \pm \beta\gamma|\vec{p}_{p,cm}| &(7.98) \end{aligned}$$

Hierbei werden die Lorentz-Transformationsparameter β und γ aus dem Kapitel 7.4.4 verwendet. Man sieht, daß im Labor für $\Theta_{pq} = 0°$ die beiden Lösungen $E_{p,1}$, $E_{p,2}$ im CM-System den Lösungen mit $\Theta_{pq}^{cm} = 0°$ und $\Theta_{pq}^{cm} = 180°$ bei gleicher Energie $E_{p,cm}$ entsprechen. Allgemein kann man sagen, daß Lösungen mit verschiedenen Energien und gleichem Θ_{pq} im Laborsystem ihre Entsprechung im CM-System in einer Energie, aber verschiedenen Θ_{pq}^{cm} finden.

7.4.6 Die Jacobi-Determinante $\partial\Omega_p/\partial\Omega_{pq}^{cm}$

Die Arbeitsgruppe um Prof. Arenhövel gibt den d(e,e'p)n-Wirkungsquerschnitt differentiell bezüglich der Polarwinkel des Protons im n-p-Schwerpunktsystem an. Zur Umrechnung auf den im Laborraumwinkel des Protons differentiellen Wirkungsquerschnitt bedarf es der entsprechenden Jacobi-Determinante:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e\ d\omega d\Omega_{pq}^{cm}} = \frac{d^5\sigma}{d\Omega_e\ d\omega d\Omega_p} \cdot \frac{\partial\Omega_p}{\partial\Omega_{pq}^{cm}} \tag{7.99}$$

Die Transformation $\Omega_p \leftrightarrow \Omega_{pq}^{cm}$ setzt sich aus zwei Schritten zusammen:

1. Die im Laborsystem stattfindende Transformation der in Bezug zur Strahlachse definierten Richtungsparameter $\Omega_p \equiv (\cos\Theta_p, \phi_p)$ auf die bezüglich des Impulsübertrags $\vec{q}$ definierten Parameter $\Omega_{pq} \equiv (\cos\Theta_{pq}, \phi_{pq})$. Zur Definition der Winkel siehe auch Abb. 2.1.

2. Die Transformation der Parameter Ω_{pq} aus dem Laborsystem auf die entsprechenden Parameter im Schwerpunktsystem von Neutron und Proton, Ω_{pq}^{cm}. Die Lage der Koordinatenachsen ändert sich hierbei nicht gegenüber dem pq-System.

Die Gesamt-Jacobideterminante setzt sich multiplikativ aus den Einzeldeterminanten zusammen, wobei die Rotation im Laborsystem ohne Einfluß auf das differentielle Raumwinkelelement bleibt:

$$\frac{\partial\Omega_p}{\partial\Omega_{pq}^{cm}} = \underbrace{\frac{\partial\Omega_p}{\partial\Omega_{pq}}}_{=1} \cdot \frac{\partial\Omega_{pq}}{\partial\Omega_{pq}^{cm}} \tag{7.100}$$

Gegeben seien also Polar- und Azimutalwinkel Θ_{pq}^{cm} und ϕ_{pq}^{cm} des Protons im n-p-Schwerpunktsystem. Weiterhin sind aus den Elektron-Variablen die Gesamtenergie im Labor- und Schwerpunktsystem, $E_{lab} = \omega + m_A$ und $E_{cm}^2 = E_{lab}^2 - \vec{q}^{\,2}$, berechenbar. Daraus ergibt sich die Energie des Protons im CM-System zu:

$$E_{p,cm} = \frac{E_{cm}^2 + m_p^2 - m_r^2}{2E_{cm}} \tag{7.101}$$

Die Lorentz-Transformation vom CM-System in das Laborsystem ist gegeben durch:

$$\begin{pmatrix} E_p \\ \vec{p}_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_p \\ p_{p,x} \\ p_{p,y} \\ p_{p,z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma E_{p,cm} + \gamma\beta p_{p,cm} \cdot \cos\Theta_{pq}^{cm} \\ 0 \\ p_{p,cm} \cdot \sin\Theta_{pq}^{cm} \\ \gamma\beta E_{p,cm} + \gamma p_{p,cm} \cdot \cos\Theta_{pq}^{cm} \end{pmatrix} \tag{7.102}$$

Hierbei gilt für die Transformationsparameter:

$$\beta = +\frac{|\vec{q}_{lab}|}{E_{lab}}, \quad \gamma = \frac{E_{lab}}{E_{cm}}, \quad \beta\gamma = \frac{|\vec{q}_{lab}|}{E_{cm}} \tag{7.103}$$

Die Transformation hat keinen Einfluß auf den Azimutalwinkel, d.h. es gilt $\phi_{pq} = \phi_{pq}^{cm}$ und somit $\partial\Omega_{pq}/\partial\Omega_{pq}^{cm} = \partial(\cos\Theta_{pq})/\partial(\cos\Theta_{pq}^{cm})$. Für den Kosinus des Polarwinkels im Laborsystem gilt, wobei aus Gründen der Übersichtlichkeit $\xi_{lab} = \cos\Theta_{pq}$ und $\xi_{cm} = \cos\Theta_{pq}^{cm}$ definiert sei:

$$\xi_{lab} = \cos\Theta_{pq} = \frac{p_{p,z}}{|\vec{p}_p|} = \frac{p_{p,z}}{\sqrt{E_p^2 - m_p^2}} \tag{7.104}$$

Einsetzen von (7.102) und Herauskürzen von γ ergibt:

$$\xi_{lab} = \frac{a_0 + a_1 \cdot \xi_{cm}}{\sqrt{b_0 + b_1 \cdot \xi_{cm} + b_2 \cdot \xi_{cm}^2}} \tag{7.105}$$

mit: $a_0 = \beta E_{p,cm}\,,\quad a_1 = p_{p,cm}$

$b_0 = p_{p,cm}^2 + \beta^2 m_p^2\,,\quad b_1 = 2\beta E_{p,cm} p_{p,cm}\,,\quad b_2 = \beta^2 p_{p,cm}^2$

Ableiten:

$$\frac{\partial \xi_{lab}}{\partial \xi_{cm}} = \frac{a_1 \cdot (b_0 + b_1 \cdot \xi_{cm} + b_2 \cdot \xi_{cm}^2) - \frac{1}{2}(a_0 + a_1\xi_{cm})(b_1 + 2b_2\xi_{cm})}{\sqrt{(b_0 + b_1 \cdot \xi_{cm} + b_2 \cdot \xi_{cm}^2)^3}} \tag{7.106}$$

Zwischenergebnis für den Zähler in (7.106):

$$\begin{aligned} a_1 \cdot (b_0 + b_1 \cdot \xi_{cm} + b_2 \cdot \xi_{cm}^2) - \frac{1}{2}(a_0 + a_1\xi_{cm})(b_1 + 2b_2\xi_{cm}) \\ = (1-\beta^2)\, p_{p,cm}^2\, (\beta E_{p,cm} \cdot \xi_{cm} + p_{p,cm}) \end{aligned} \tag{7.107}$$

Für den Nenner in (7.106) sei daran erinnert, daß das Herauskürzen von γ in (7.105) impliziert:

$$(b_0 + b_1 \cdot \xi_{cm} + b_2 \cdot \xi_{cm}^2) = \left(\frac{p_p}{\gamma}\right)^2 \tag{7.108}$$

Somit ergibt sich als Endergebnis:

$$\frac{\partial \Omega_{pq}}{\partial \Omega_{pq}^{cm}} = \frac{\partial \xi_{lab}}{\partial \xi_{cm}} = \left(\frac{p_{p,cm}}{p_{p,lab}}\right)^3 \cdot \gamma \cdot \left(1 + \beta\,\frac{E_{p,cm}}{p_{p,cm}} \cdot \cos\Theta_{pq}^{cm}\right) \tag{7.109}$$

Für den Spezialfall der d(e,e'p)n-Streuung kann man den Massenunterschied zwischen Proton und Neutron vernachlässigen und somit $E_{p,cm} = E_{cm}/2$ verwenden. Damit vereinfacht sich die Jacobi-Determinante zu:

$$\frac{\partial \Omega_{pq}}{\partial \Omega_{pq}^{cm}} = \left(\frac{p_{p,cm}}{p_{p,lab}}\right)^3 \cdot \gamma \cdot \left(1 + \beta\,\frac{E_{cm}}{2p_{p,cm}} \cdot \cos\Theta_{pq}^{cm}\right) \tag{7.110}$$

Die letzte Formel findet man u.a. in [Ar-82]. Die folgende Tabelle für die Bezeichnung der kinematischen Parameter gibt im Fall eines Vergleichs Hilfestellung:

[Ar-82]	diese Arbeit	Beschreibung
E_{np}^{cm}	T_{cm}	gesamte kin. Energie im CM-System
M_L	E_{cm}, W	Gesamtenergie im CM-System
E_L	E_{lab}	Gesamtenergie im Laborsystem

7.5 Umrechnung von Wirkungsquerschnitten

In der Literatur finden sich Wirkungsquerschnitte in vielen unterschiedlichen Parametrisierungen angegeben. Die folgenden Abschnitte sollen ein wenig Hilfestellung beim Umrechnen geben.

Der Wirkungsquerschnitt gemäß [Bl-90]

In der vorliegenden Arbeit wird im Rahmen der LT-Separation die folgende, an [HuTj-94] angelehnte Parametrisierung verwendet:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e\ d\omega d\Omega_p} = \sigma_M \cdot \{v_L R_L + v_T R_T + v_{LT} R_{LT} \cos\phi_{pq} + v_{TT} R_{TT} \cos 2\phi_{pq}\} \tag{7.111}$$

Hierbei bezeichnet σ_M den Mott-Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_M = \left(\frac{\alpha \cos\frac{\Theta_e}{2}}{2k_i \sin^2\frac{\Theta_e}{2}}\right)^2 = \left(\frac{2\alpha k_f \cos\frac{\Theta_e}{2}}{Q^2}\right)^2 \tag{7.112}$$

v_L - v_{TT} bezeichnen kinematische Faktoren:

$$\begin{aligned} v_L &= \left(\frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}}\right)^2 & v_T &= \frac{1}{2}\left(\frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}}\right) + \tan^2\frac{\Theta_e}{2} \\ v_{TT} &= -\frac{1}{2}\left(\frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}}\right) & v_{LT} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}}\right)\cdot\sqrt{\left(\frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}}\right) + \tan^2\frac{\Theta_e}{2}} \end{aligned} \tag{7.113}$$

Anstelle der Indices L, T, LT, TT werden häufig die Indices der Dichtematrix des virtuellen Photons verwendet. Es gilt: L $\equiv$ (0,0), T $\equiv$ (1,1), LT $\equiv$ (0,1) und TT $\equiv$ (-1,1).

Der Wirkungsquerschnitt der Arbeitsgruppe Arenhövel

Auch die Arbeitsgruppe um Prof. Arenhövel folgt dem Parametrisierungsschema gemäß (7.111), jedoch mit anderen Faktoren und anderen Differentialvariablen, namentlich dem Raumwinkel des Protons im np-Schwerpunktsystem:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e\ d\omega d\Omega_{pq}^{cm}} = C \cdot \{\rho_L f_L + \rho_T f_T + \rho_{LT} f_{LT} \cos\phi + \rho_{TT} f_{TT} \cos 2\phi\} \tag{7.114}$$

Der Umrechnung zwischen Labor- und Schwerpunkts-Wirkungsquerschnitt erfolgt durch die in Gleichung (7.100) bzw. (7.109) angegebene Jacobi-Determinante:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e\ d\omega d\Omega_{pq}^{cm}} = \frac{d^5\sigma}{d\Omega_e\ d\omega d\Omega_p} \cdot \frac{\partial\Omega_p}{\partial\Omega_{pq}^{cm}} \tag{7.115}$$

Für den Faktor C finden sich unterschiedliche Referenzen:

	[Ar-94]	[Ar-82]
C =	$\frac{8\pi\alpha^2}{Q^4}\frac{k_f}{k_i}$	$\frac{\alpha}{6\pi^2 Q^4}\frac{k_f}{k_i}$

Die Parametrisierung gemäß [Ar-82] wird von AEEXB bei den Wirkungsquerschnitts-berechnungen verwendet [1].

Die Faktoren ρ_L - ρ_{TT} sind wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} \rho_L &= \tilde{\beta}^2\, Q^2 \frac{\xi^2}{2\eta} & \rho_T &= \frac{Q^2}{2}(1+\frac{\xi}{2\eta}) \\ \rho_{TT} &= -Q^2\,\frac{\xi}{4\eta} & \rho_{LT} &= \tilde{\beta}\, Q^2 \frac{\xi}{\eta}\sqrt{\frac{\xi+\eta}{8}} \end{aligned} \tag{7.116}$$

mit:

$$\tilde{\beta} = \frac{|\vec{q}\,|}{|\vec{q}_{cm}|} \quad , \quad \xi = \frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}} \quad , \quad \eta = \tan^2\frac{\Theta_e}{2} \tag{7.117}$$

Zum besseren Vergleich mit dem Wirkungsquerschnitt (7.111) zieht man $Q^2/2\eta$ aus den ρ-Faktoren heraus und erhält:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e\; d\omega d\Omega_{pq}^{cm}} = C' \cdot \sum \rho_i' f_i \tag{7.118}$$

mit:

$$C' = \begin{cases} 4\pi\,\sigma_M & \text{für [Ar-94]} \\ \frac{1}{12\pi^2\alpha}\,\sigma_M & \text{für [Ar-82]} \end{cases} \tag{7.119}$$

und:

$$\begin{aligned} \rho_L' &= \tilde{\beta}^2\,\xi^2 & \rho_T' &= \frac{\xi}{2}+\eta \\ \rho_{TT}' &= -\frac{\xi}{2} & \rho_{LT}' &= \tilde{\beta}\xi\sqrt{\frac{\xi+\eta}{2}} \end{aligned} \tag{7.120}$$

Die Faktoren ρ_L' - ρ_{TT}' entsprechen, bis auf $\tilde{\beta}^2$ bzw. $\tilde{\beta}$ in ρ_L' und ρ_{LT}', den Faktoren v_L - v_{TT} in (7.113). Für die Verknüpfung der Strukturfunktionen f_i der AG Arenhövel mit den Strukturfunktionen R_i (i=L,T,LT,TT) aus (7.111) ergibt sich:

$$\begin{aligned} R_L &= j\,\tilde{\beta}^2\,f_L & R_T &= j\,f_T \\ R_{TT} &= j\,f_{TT} & R_{LT} &= j\,\tilde{\beta}\,f_{LT} \end{aligned} \tag{7.121}$$

mit $j = 4\pi\left(\frac{\partial\Omega_p}{\partial\Omega_{pq}^{cm}}\right)^{-1}$ für [Ar-94] bzw. $j = \frac{1}{12\pi^2\alpha}\left(\frac{\partial\Omega_p}{\partial\Omega_{pq}^{cm}}\right)^{-1}$ für [Ar-82].

[1] Achtung: In älteren Referenzen, wie z.B. [ArF-79], ist C zusätzlich mit einem „Recoil Factor“ R versehen. Dieser entstammt wahrscheinlich d(e,e')-Querschnitts-Parametrisierungen und ist hier fehl am Platz; es gelten [Ar-94] bzw. [Ar-82].

Der Wirkungsquerschnitt gemäß [Bof-84]

Eine häufig genannte Referenz für (e,e'p)-Wirkungsquerschnitte ist [Bof-84]. Dort findet sich folgende Parametrisierung, welche die Grundlage der in Kapitel 2.2 gezeigten Wirkungsquerschnitte bildet:

$$\frac{d^6\sigma}{d^3\vec{k}_f d^3\vec{p}_p} = \frac{e^4}{8\pi^2}\frac{1}{k_i k_f Q^2}\frac{1}{1-\epsilon} \cdot \{\rho_L R_L + \rho_T R_T + \rho_{LT} R_{LT} + \rho_{TT} R_{TT}\} \tag{7.122}$$

mit:

$$\begin{aligned} \rho_L &= \frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}}\,\epsilon & \rho_T &= \frac{1}{2} \\ \rho_{TT} &= -\frac{\epsilon}{2} & v_{LT} &= \frac{1}{2}\sqrt{\frac{Q^2}{\vec{q}^{\,2}}} \cdot \sqrt{\epsilon\,(1+\epsilon)} \end{aligned} \tag{7.123}$$

Verwendet man die Beziehungen $d^3\vec{k}_f d^3\vec{p}_p = k_f^2 d\omega d\Omega_e p_p^2 dp_p d\Omega_p$, $e^2 = 4\pi\,\alpha$ und $\alpha^2 \cdot (k_f/k_i) \cdot (1/Q^2) \cdot (1-\epsilon)^{-1} = \sigma_M \cdot v_T$, so ergibt sich:

$$\frac{d^6\sigma}{d\Omega_e\; d\omega d\Omega_p dp_p} = p_p^2 \cdot \sigma_M \cdot 2v_T \cdot \{\rho_L R_L + \rho_T R_T + \rho_{LT} R_{LT} + \rho_{TT} R_{TT}\} \tag{7.124}$$

Weiterhin gilt $v_T = Q^2/(2\vec{q}^{\,2}\,\epsilon)$. Zieht man somit $2v_T$ in die Klammer, so reproduziert man die kinematischen Faktoren aus (7.113), und es verbleibt als einziger Unterschied zu (7.111) der in (7.124) aufgeführte Faktor p_p^2. Damit ergibt sich für die Verknüpfung der Strukturfunktionen: $R_i = p_p^2 \cdot R_i^{Boffi}$.

7.6 Operationen auf Dichtefunktionen

7.6.1 Normerhaltung von Dichtefunktionen

Wirkungsquerschnitte sind speziell normierte Dichtefunktionen. Bei der Arbeit mit Dichtefunktionen, insbesondere bei Variablentransformation und Integration, ist auf die Erhaltung der Norm zu achten. Die folgenden Ausführungen bilden die Grundlage der im Kapitel 4.2.4 erläuterten Phasenraum-Rechnungen.

Grundlage der Normerhaltung ist das im folgenden vorgestellte *Transformationsgesetz*, auch als *verallgemeinerte Kettenregel* bekannt. Gegeben sei eine Dichtefunktion $f(x_1, ..., x_n)$, definiert auf einem Gebiet $[X]$, welche o.B.d.A. auf 1 normiert sei:

$$\int\limits_{[X]} f(x_1, ..., x_n)\, dx_1 ... dx_n = 1 \tag{7.125}$$

Weiterhin sei eine Variablentransformation, zusammen mit ihrer Umkehrtransformation, gegeben:

$$\begin{matrix} u_1 = u_1(x_1, ..., x_n) & & x_1 = x_1(u_1, ..., u_n) \\ \vdots & \leftrightarrow & \vdots \\ u_n = u_n(x_1, ..., x_n) & & x_n = x_n(u_1, ..., u_n) \end{matrix} \tag{7.126}$$

Zu dieser Variablentransformation bildet man die *Funktionalmatrix* $F_U(X)$, bzw. $F_X(U)$ für die Umkehrtransformation:

$$F_U(X) = \begin{pmatrix} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} & \cdots & \frac{\partial u_n}{\partial x_1} \\ \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial u_1}{\partial x_n} & \cdots & \frac{\partial u_n}{\partial x_n} \end{pmatrix} \quad , \qquad F_X(U) = \begin{pmatrix} \frac{\partial x_1}{\partial u_1} & \cdots & \frac{\partial x_n}{\partial u_1} \\ \vdots & & \vdots \\ \frac{\partial x_1}{\partial u_n} & \cdots & \frac{\partial x_n}{\partial u_n} \end{pmatrix} \tag{7.127}$$

Die Determinante der Funktionalmatrix ist die sog. Jacobi-Determinante:

$$J_U(X) \equiv \frac{\partial(u_1, ..., u_n)}{\partial(x_1, ..., x_n)} = \det(F_U(X)) \tag{7.128}$$

$$J_X(U) \equiv \frac{\partial(x_1, ..., x_n)}{\partial(u_1, ..., u_n)} = \det(F_X(U)) \tag{7.129}$$

Die Dichte g in den Variablen u_i berechnet sich aus der Ausgangsverteilung f durch Multiplikation mit der Jacobi-Determinante $J_X(U)$:

$$g(u_1, ..., u_n) = f(\underbrace{x_1, ..., x_n}_{x_i(u_1,...,u_n)}) \cdot \frac{\partial(x_1, ..., x_n)}{\partial(u_1, ..., u_n)}(u_1, ..., u_n) \tag{7.130}$$

Das Transformationsgesetz (7.130) stellt die Normerhaltung für g sicher:

$$\int_{[U]} g(u_1, ..., u_n)\, du_1...du_n = 1 \tag{7.131}$$

Integration von Dichtefunktionen

Gegeben sei wieder eine Dichte $f(x_1, ..., x_n)\, dx_1...dx_n$ und eine Transformation $u_i(x_1, ..., x_n)$, i = 1,...,n. Nach (7.130) ist die Dichte in den Variablen u_i gegeben durch:

$$g(u_1, ..., u_n)\, du_1...du_n = f(x_1, ..., x_n) \cdot \frac{\partial(x_1, ..., x_n)}{\partial(u_1, ..., u_n)}\, du_1...du_n \tag{7.132}$$

Wiederum seien die Dichten auf 1 normiert:

$$\int_{[U]} g(u_1, ..., u_n)\, du_1...du_n = \int_{[X]} f(x_1, ..., x_n)\, dx_1...dx_n = 1 \tag{7.133}$$

Nun werde die Dichte g über eine Anzahl (n-j) der u-Variablen integriert:

$$h(u_1, ..., u_j) = \int_{[u_{j+1},...,u_n]} g(u_1, ..., u_j, u_{j+1}, ..., u_n)\, du_{j+1}...du_n \tag{7.134}$$

Aus (7.133) ergibt sich die Normierung von $h(u_1, ..., u_j)$:

$$\int\limits_{[u_1,...,u_j]} h(u_1, ..., u_j)\, du_1...du_j = 1 \tag{7.135}$$

Nach Division von h durch eine noch zu bestimmende Funktion $\mathcal{J}(u_1, ..., u_j)$ erfolge eine weitere Integration über i Variablen im U-Raum:

$$k(u_{i+1}, ..., u_j) = \int\limits_{[u_1,...,u_i]} \left(\frac{h(u_1, ..., u_i, ..., u_j)}{\mathcal{J}(u_1, ..., u_i, ..., u_j)} \right) du_1...du_i \quad , \quad i < j \tag{7.136}$$

Diese zweite Integration im U-Raum ersetzt in der Normierungsbedingung für k im X-Raum eine Integration über die gleiche Anzahl i von Variablen. Die Normerhaltungsbedingung für k im X-Raum lautet somit:

$$\int\limits_{[x_{i+1},...,x_n]} k(u_{i+1}, ..., u_j)\, dx_{i+1}...dx_n = 1 \tag{7.137}$$

Ausschreiben der Normerhaltungsbedingung (7.137) für k mit anschließender zweifachen Variablentransformation und Umordnung der Integrationsreihenfolge ergeben:

$$\begin{aligned}
1 &= \int\limits_{[x_{i+1},...,x_n]} \left(\int\limits_{[u_1,...,u_i]} \frac{h(u_1, ..., u_j)}{\mathcal{J}(u_1, ..., u_j)}\, du_1...du_i \right) dx_{i+1}...dx_n \\
&= \int\limits_{[x_{i+1},...,x_n]} \left(\int\limits_{[x_1,...,x_i]} \frac{h(u_1, ..., u_j)}{\mathcal{J}(u_1, ..., u_j)} \cdot \frac{\partial(u_1, ..., u_i)}{\partial(x_1, ..., x_i)}\, dx_1...dx_i \right) dx_{i+1}...dx_n \\
&= \int\limits_{[x_1,...,x_n]} \frac{h(u_1, ..., u_j)}{\mathcal{J}(u_1, ..., u_j)} \cdot \frac{\partial(u_1, ..., u_i)}{\partial(x_1, ..., x_i)}\, dx_1...dx_n \\
&= \int\limits_{[u_1,...,u_n]} \frac{h(u_1, ..., u_j)}{\mathcal{J}(u_1, ..., u_j)} \cdot \frac{\partial(u_1, ..., u_i)}{\partial(x_1, ..., x_i)} \cdot \frac{\partial(x_1, ..., x_n)}{\partial(u_1, ..., u_n)}\, du_1...du_n \\
&= \int\limits_{[u_1,...,u_j]} \frac{h(u_1, ..., u_j)}{\mathcal{J}(u_1, ..., u_j)} \\
&\quad \cdot \left(\int\limits_{[u_{j+1},...,u_n]} \frac{\partial(u_1, ..., u_i)}{\partial(x_1, ..., x_i)} \cdot \frac{\partial(x_1, ..., x_n)}{\partial(u_1, ..., u_n)}\, du_{j+1}...du_n \right) du_1...du_j
\end{aligned} \tag{7.138}$$

Die Normerhaltung (7.135) für die Funktion h bedingt, daß in Gleichung (7.138) $\mathcal{J}(u_1, ..., u_j)$ dem Ausdruck in Klammern gleichzusetzen ist:

$$\mathcal{J}(u_1, ..., u_j) = \int\limits_{[u_{j+1},...,u_n]} \frac{\partial(u_1, ..., u_i)}{\partial(x_1, ..., x_i)} \cdot \frac{\partial(x_1, ..., x_n)}{\partial(u_1, ..., u_n)}\, du_{j+1}...du_n \tag{7.139}$$

Dabei berechnet sich die mit $\partial(u_1, ..., u_i)/\partial(x_1, ..., x_i)$ bezeichnete Jacobi-Determinante aus der partiellen Variablentransformation $(u_1, ..., u_i, u_{i+1}, ..., u_n) \leftrightarrow (x_1, ..., x_i, u_{i+1}, ..., u_n)$.

Für den Sonderfall, daß man keinen zweiten Integrationsschritt im U-Raum durchführt, ist $\partial(u_1, ..., u_i)/\partial(x_1, ..., x_i) = 1$, und für $\mathcal{J}$ gilt somit:

$$\mathcal{J}(u_1, ..., u_j) = \int\limits_{[u_{j+1}, ..., u_n]} \frac{\partial(x_1, ..., x_n)}{\partial(u_1, ..., u_n)} \, du_{j+1} ... du_n \tag{7.140}$$

7.6.2 Numerische Transformation von Dichtefunktionen

Bei der Berechnung der Phasenraumkorrekturfunktionen (Kapitel 4.2.4) handelt es sich um die normerhaltende Variablentransformation von Funktionen mit anschließender Integration über einen Teil der neuen Variablen:

1. Normerhaltende Variablentransformation einer Dichte f:

$$g(u_1, ..., u_n) = f(x_1, ...x_n) \cdot \frac{\partial(x_1, ..., x_n)}{\partial(u_1, ..., u_n)} \tag{7.141}$$

2. Integration über einen Teil der Variablen:

$$h(u_1, ..., u_j) = \int\limits_{[u_{j+1}, ..., u_n]} g(u_1, ..., u_n) \, du_{j+1} ... du_n \quad , \quad j < n \tag{7.142}$$

Eine analytische Berechnung von h ist, auch bei expliziter Kenntnis der Jacobi-Determinante, nicht in jedem Falle möglich; insbesondere komplizierte Formen des Integrationsgebiets $[u_{j+1}, ..., u_n]$, wie z.B. das Akzeptanzgebiet der Spektrometeranlage, bereiten diesbezüglich Schwierigkeiten. Die numerische Näherung von h, in Form eines Histogrammes, läßt sich hingegen, ohne Kenntnis der Jacobi-Determinante, mit Hilfe von *Monte Carlo-Integrationsverfahren* immer bestimmen. In [Press-92] finden sich diesbezüglich nähere Erläuterungen, aus denen sich das folgende Rezept für die Berechnung der Funktion h ergibt:

1. Erstelle ein j-dimensionales Histogramm H in den Variablen $(u_1, ..., u_j)$. Der Inhalt der Bins von H ist auf Null initialisiert, und die Binbreiten seien mit $\Delta u_1, ..., \Delta u_j$ bezeichnet.

2. Würfele ein n-Tupel $(x_{1,k}, ..., x_{n,k})$ aus dem Definitionsgebiet $[x_1, ..., x_n]$ von f, wobei die zugehörige Dichte gleichförmig in $(x_1, ..., x_n)$ sein muß.

3. Berechne aus $(x_{1,k}, ..., x_{n,k})$ die Variablen $(u_{1,k}, ..., u_{j,k})$.

4. Addiere auf das den Variablen $(u_{1,k}, ..., u_{j,k})$ entsprechende Bin in H die Größe $\mathcal{N} \cdot f(x_{1,k}, ..., x_{n,k})$. Hierbei ist $\mathcal{N}$ ein von $(x_{1,k}, ..., x_{n,k})$ bzw. $(u_{1,k}, ..., u_{n,k})$ unabhängiger Normierungsfaktor, welcher in (7.143) angegeben ist.

5. Wiederhole die Schritte (2) bis (4) so lange, bis das Histogramm $H(u_1, ..., u_j)$ die Funktion $h(u_1, ..., u_j)$ mit der gewünschten Genauigkeit nähert.

Der Normierungsfaktor $\mathcal{N}$ berechnet sich aus dem Volumen des Definitionsgebietes von f, $V([x_1, ..., x_n])$, dividiert durch die Anzahl der Würfelversuche N und das Volumen eines Histogrammbins, $\Delta u_1 \cdot ... \cdot \Delta u_j$:

$$\mathcal{N} = \frac{V([x_1, ..., x_n])}{N \cdot \Delta u_1 \cdot ... \cdot \Delta u_j} \tag{7.143}$$

Die explizite Angabe des Volumens $V([x_1, ..., x_n])$ bereitet i. allg. Schwierigkeiten. Sind die Grenzen des Definitionsgebietes von f bekannt, so kann man sich mit folgendem Trick behelfen:

1. Bilde ein n-dimensionales Rechteck, welches das Definitionsgebiet $[x_1, ..., x_n]$ komplett einschließt.

2. Definiere auf dem n-dimensionalen Rechteck eine neue Funktion $\tilde{f}(x_1, ..., x_n)$ mit:

$$\tilde{f}(x_1, ..., x_n) = \begin{cases} f(x_1, ..., x_n) & : \quad x_1, ..., x_n \in [x_1, ..., x_n] \\ 0 & : \quad \text{sonst} \end{cases} \tag{7.144}$$

3. Führe die numerische Transformation mit $\tilde{f}$ anstelle von f durch, und verwende als Volumen des Definitionsgebietes das Rechteckvolumen $(x_{1,max} - x_{1,min}) \cdot ... \cdot (x_{n,max} - x_{n,min})$.

Literaturverzeichnis

[ArF-79] H. Arenhövel, W. Fabian:
Electrodisintegration of Deuterium
including Nucleon Detection in Coincidence;
Nucl. Phys. A 314 (1979), p. 253.

[Ar-82] H. Arenhövel:
On Deuteron Break-Up by Electrons and the
Momentum Distribution of Nucleons in the Deuteron;
Nucl. Phys. A 384 (1982), p. 287.

[ArSa-91] H. Arenhövel, M. Sanzone:
Photodisintegration of the Deuteron;
Springer-Verlag, Wien, 1991.

[Ar-94] H. Arenhövel:
Electromagnetic Interactions of Nucleons and Nuclei
at low Energy and Momentum Transfer;
Lecture Notes in Physics, Vol. 426,
Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1994.

[Ar-97/1] H. Arenhövel:
Datenpunkte der Strukturfunktionen f_L, f_T, f_{LT} und f_{TT}
für die Reaktion d(e,e'p)n im kinematischen Bereich
$7.2\ \mathrm{fm}^{-2} \leq \vec{q}^{\,2}_{cm} \leq 9.4\ \mathrm{fm}^{-2}$, $40\ \mathrm{MeV} \leq T_{cm} \leq 540\ \mathrm{MeV}$
und $0^\circ \leq \Theta^{cm}_{pq} \leq 180^\circ$ auf Grundlage des Paris-Potentials;
priv. Mitteilung, Institut für Kernphysik, 1997.

[Ar-97/2] H. Arenhövel:
Datenpunkte der Spektralfunktion $S(p_m)$ für die Reaktion d(e,e'p)n
auf Grundlage des Paris-Potentials;
priv. Mitteilung, Institut für Kernphysik, 1997.

[Ar-98] H. Arenhövel:
Datenpunkte der Strukturfunktionen f_L, f_T, f_{LT} und f_{TT}
für die Reaktion d(e,e'p)n im kinematischen Bereich
$3.0\ \mathrm{fm}^{-2} \leq \vec{q}^{\,2}_{cm} \leq 7.0\ \mathrm{fm}^{-2}$, $10\ \mathrm{MeV} \leq T_{cm} \leq 400\ \mathrm{MeV}$
und $0^\circ \leq \Theta^{cm}_{pq} \leq 180^\circ$ auf Grundlage des Paris-Potentials;
priv. Mitteilung, Institut für Kernphysik, 1998.

[Au-85] S. Auffret et al.:
Magnetic Form Factor of the Deuteron;
Phys. Rev. Lett. 54 (1985), p. 649.

[Ber-81] M. Bernheim et al.:
Momentum Distribution of Nucleons in the Deuteron
from the d(e,e'p)n Reaction;
Nucl. Phys. A 365 (1981), p. 349.

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

[Bl-90] K. I. Blomqvist et al.:
Separation of the Longitudinal and the Transverse
Structure Functions of Deuterium at High Initial Momenta;
Proposal for an Experiment, Exp.-Nr.: A1/5-90,
Institut für Kernphysik, Mainz.

[Bl-98/1] K. I. Blomqvist et al.:
The Three Spectrometer Facility at the Mainz Microtron MAMI;
Nucl. Inst. & Meth. A 403 (1998), p. 263.

[Bl-98/2] K. I. Blomqvist et al.:
Large Recoil Momenta in the D(e,e'p)n Reaction;
Phys. Lett. B 424 (1998), p. 33.

[Bof-84] S. Boffi, C. Giusti, F. D. Pacati:
Structure Functions in Nucleon Emission
by Polarized Electrons;
Nucl. Phys. A 435 (1985), p. 697.

[Böhm-93] R. Böhm:
Eichung der Szintillations-Triggerdetektoren
des Spektrometers A an MAMI;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1993.

[Bul-95] H. J. Bulten et al.:
Exclusive Electron Scattering from Deuterium
at High Momentum Transfer;
Phys. Rev. Lett. 74 (1995), p. 4775.

[Cran-69] H. Crannell:
The Correction of Scattered-Electron Spectra for Radiative Effects;
Nucl. Inst. and Meth. 71 (1969), p. 208.

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

[Dist-97] M. Distler:
Elektroproduktion von neutralen Pionen am Wasserstoff
an der Schwelle;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1997.

[Ducr-94] J. E. Ducret et al.:
Separation of the ^{2}H(e,e'p) Structure Functions
up to 0.9 GeV/c Momentum Transfer;
Phys. Rev. C 49 (1994), p. 1783.

[Ew-96] I. Ewald:
Entwicklung und Erprobung einer langen, dünnen Flüssig-Wasserstoff-Targetzelle;
Institut für Kernphysik, Universität Mainz 1996.

[Frie-75] J. Friedrich:
Radiation Tail and Radiative Corrections for Elastic Electron Scattering;
Nucl. Inst. and Meth. 129 (1975), p. 505.

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

[Fore-83] T. de Forest Jr.:
Off-Shell Electron-Nucleon Cross-Sections;
Nucl. Phys. A 392 (1983), p. 232.

[HuTj-94] E. Hummel, J. A. Tjon:
Relativistic Description of Electron Scattering on the Deuteron;
Phys. Rev. C 49 (1994), p. 21.

[Jor-94] D. Jordan:
A Separation of the Longitudinal and Transversal Structure Functions in the D(e,e'p)n Reaction;
Ph.D. thesis, Massachusetts Institute of Technology 1994.

[Jor-96] D. Jordan et al.:
Measurement of the Longitudinal, Transverse and Longitudinal-Transverse Structure Functions in the ^{2}H(e,e'p)n Reaction;
Phys. Rev. Lett. 76 (1996), p. 1579.

[Kas-98] W.-J. Kasdorp et al.:
Deuteron Electrodisintegration at High Missing Momenta;
Few-Body Systems 25 (1998), p. 115.

[Kah-99] M. Kahrau:
Untersuchung von Nukleon-Nukleon Korrelationen mit Hilfe der Reaktion ^{16}O(e,e'pp)^{14}C in super-paralleler Kinematik;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1999.

[Kl-87] K. Kleinknecht:
Detektoren für Teilchenstrahlung;
Teubner Verlag Stuttgart, 1987.

[Korn-94] M. Korn:
Entwicklung des Bahnrückverfolgungsverfahrens für die Drei-Spektrometer-Anlage und experimentelle Bestimmung der Abbildungseigenschaften der Spektrometer A und B mit elastischer Elektronenstreuung;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994.

[Lies-01] A. P. Liesenfeld:
Dissertation (in Vorbereitung),
Institut für Kernphysik, Universität Mainz.

[Mer-01] P. Merle:
Dissertation (in Vorbereitung),
Institut für Kernphysik, Universität Mainz.

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

[Penn-77] S. Penner:
Nuclear Structure Physics; Proceeding of the 18th Scottish Univerity Summer School in Physics (1977), p. 69.

[Pl-90] S. Platchkov et al.:
The Deuteron $A(Q^2)$ Structure Function and the Neutron Electric Form Factor;
Nucl. Phys. A 510 (1990), p. 740.

[Pos-00] Th. Pospischil:
Aufbau und Inbetriebnahme eines Protonen-Polarimeters an MAMI und Messung der Protonen-Polarisation in der Reaktion $p(\vec{e}, e'\vec{p})\pi^0$ in paralleler Kinematik im Bereich der $\Delta(1232)$-Resonanz;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2000.

[Press-92] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery:
Numerical Recipes in C;
Cambridge Univerity Press, 1992.

[Qui-88] E. Quint:
Limitations of the Mean-Field Description for Nuclei in the Pb-Region, Observed with the (e,e'p) Reaction;
Ph. D. thesis, University of Amsterdam, 1988.

[Ri-94] A. Richter:
Trennung des longitudinalen, transversalen und longitudinal-transversalen interferierenden Anteils des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $H(e, e'\pi^+)$ in der Nähe der Pionschwelle;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994.

[Rok-94] A. Rokavec:
Študij gibalnih količin protonov v jedru ^{16}O z reakcijo ^{16}O(e, e′p);
Institut Jožef Stefan, University of Ljubljana, 1994.

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

[Sauer-95] P. Sauer:
Entwicklung, Aufbau und Inbetriebnahme der vertikalen Driftkammern der Drei-Spektrometer-Anlage am Mainzer Mikrotron MAMI und Studium der Reaktion ^{12}C(e,e'p)^{11}B für mittlere und hohe Nukleonenimpulse im Kern;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1995.

[Schaar-91] M. v. d. Schaar et al.:
Longitudinal-Transverse Separation
of the Deuterium (e,e'p) Response Functions;
Phys. Rev. Lett. 66 (1991), p. 2855.

[Schaar-92] M. v. d. Schaar et al.:
Longitudinal-Transverse Interference Structure Function of ^{2}H;
Phys. Rev. Lett. 68 (1992), p. 776.

[Schardt-94] S. Schardt:
Aufbau und Erprobung der Drei-Spektrometer-Anordnung
für Koinzidenzexperimente mit Elektronen
am 855 MeV-Elektronenbeschleuniger MAMI;
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994.

[Schia-97] R. Schiavilla:
Programmcode zur Berechnung von Strukturfunktionen in der Reaktion d(e,e'p)n;
Private Mitteilung, 1997.

[Schi-94] C. G. Schilling:
Aufbau und Eichung eines Flüssig-Deuterium-Targets
für hohe Strahlströme;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1994.

[Simon-80] G. G. Simon et al.:
Absolute Electron-Proton Cross Sections at low Momentum Transfer measured with a High Pressure Gas Target System;
Nucl. Phys. A 333 (1983), p. 381.

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

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

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

[Weis-97] M. Weis:
Entwicklung eines Kontroll- und Steuerungssystems
für die „out-of-plane“-Bewegung von Spektrometer B
und der Targets der A1-Experimente;
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1997.

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

Abbildungsverzeichnis

1.1 Kernkräfte im klassischen MEC-Bild und im QCD-Bild 2
1.2 Isobarenbeiträge zur Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung 3

2.1 Der (e,e'p)-Prozeß in der Ein-Photonen-Austauschnäherung 4

3.1 Die Dreispektrometeranlage der A1-Kollaboration 11
3.2 Das Kryotargetsystem 13
3.3 Das Detektorsystem von Spektrometer A 15
3.4 Längsschnitt durch eine vertikale Driftkammer 16
3.5 Das Szintillations-Detektorsystem der Spektrometer A und C 17
3.6 Prizipschaltbild der Elektronik des Triggerdetektorsystems 20
3.7 Schema des Eventbuildings 22
3.8 Koinzidenz, Eventbuilding und Einarm-Untersetzung 23

4.1 Die Akzeptanzbereiche in $|\vec{q}|$ und ω für das LT-Meßprogramm 27
4.2 ADC-Rohspektrum des Szintillationsdetektors 33
4.3 ADC- und TDC-Spektrum des Čerenkov-Detektors 34
4.4 Rohes und korrigiertes Koinzidenzzeitspektrum 35
4.5 Untergrundkorrektur des $\mathcal{E}_m$-Spektrums 37
4.6 Phasenraum-Division zur Berechnung von $d^6\sigma/d\Omega_e d\omega d\Omega_p dp_p$ 41
4.7 Schwinger-Strahlungskorrekturen 43
4.8 Anregungsspektrum der Reaktion d(e,e') 45
4.9 $d^2\sigma/d\Omega_e$ in Abhängigkeit von Θ_e für den d(e,e')d-Prozeß 46

5.1 $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ in Abhängigkeit von p_m 49
5.2 Rel. Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ (p_m = 50 MeV/c, k_i = 420 MeV) . . . 51
5.3 Rel. Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ (p_m = 50 MeV/c, k_i = 495 MeV) . . . 52
5.4 Rel. Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ (p_m = 50 MeV/c, k_i = 615 MeV) . . . 52
5.5 Rel. Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ (p_m = 200 MeV/c, k_i = 420 MeV) . . 53
5.6 Rel. Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ (p_m = 200 MeV/c, k_i = 495 MeV) . . 53
5.7 Rel. Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ (p_m = 200 MeV/c, k_i = 615 MeV) . . 54
5.8 Rel. Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ (p_m = 200 MeV/c, k_i = 855 MeV) . . 54
5.9 Rel. Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ (p_m = 275 MeV/c, k_i = 420 MeV) . . 55
5.10 Rel. Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ (p_m = 275 MeV/c, k_i = 495 MeV) . . 55
5.11 Rel. Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ (p_m = 275 MeV/c, k_i = 615 MeV) . . 56
5.12 Rel. Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ (p_m = 275 MeV/c, k_i = 855 MeV) . . 56
5.13 Rel. Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ (p_m = 350 MeV/c, k_i = 495 MeV) . . 57
5.14 Rel. Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ (p_m = 350 MeV/c, k_i = 615 MeV) . . 57
5.15 Rel. Stärke von $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ (p_m = 350 MeV/c, k_i = 855 MeV) . . 58
5.16 $\langle \sigma_M \cdot v_L \rangle$ in Abhängigkeit von p_m 60
5.17 $\langle v_T / v_L \rangle$ in Abhängigkeit von p_m 60

5.18 Rosenbluth-Plot, $p_m = 50$ MeV/c 62
5.19 Rosenbluth-Plot, $p_m = 200$ MeV/c 63
5.20 Rosenbluth-Plot, 262,5 MeV $\leq p_m \leq$ 272,5 MeV. 64
5.21 Rosenbluth-Plot, 277,5 MeV $\leq p_m \leq$ 282,5 MeV. 65
5.22 Rosenbluth-Plot, 342,5 MeV $\leq p_m \leq$ 352,5 MeV. 66
5.23 R_L und R_T in Abhängigkeit von p_m 67
5.24 Relative Stärke von R_L und R_T ($p_m = 50$ MeV/c) 68
5.25 Relative Stärke von R_L und R_T ($p_m = 200$ MeV/c) 69
5.26 Relative Stärke von R_L und R_T ($p_m = 275$ MeV/c) 70
5.27 Relative Stärke von R_L und R_T ($p_m = 350$ MeV/c) 71
5.28 $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ vs. $|\vec{p}_m|$ mit Arenhövel-Theorie 75
5.29 $\overline{d^5\sigma} \,/\, d\Omega_e d\omega d\Omega_p$ vs. $|\vec{p}_m|$ mit Schiavilla-Theorie 76
5.30 Die Spektralfunktion $S(p_m)$ 77

7.1 Prinzipieller Unterschied zwischen E_m und $\mathcal{E}_m$ 108
7.2 Vektordiagramm von $\vec{q}$, $\vec{p}_p$ und $\vec{p}_r$ 109

Tabellenverzeichnis

3.1 Eigenschaften der Magnetspektrometer 12
3.2 Eigenschaften des Szintillations-Detektorsystems 19
3.3 Auszug aus der Standard-Programmiertabelle der Koinzidenz-PLU . . 24

4.1 Die kinematischen Parameter für die LT-Separation 26
4.2 Die kinematischen Parameter für die hohen fehlenden Impulse 28

5.1 Vergleichskinematiken anderer d(e,e'p)n-Messungen 72
5.2 Resultate von Jordan et al. 73
5.3 Resultate von Ducret et al. 73
5.4 Vergleichskinematiken von Bernheim et al. 78

7.1 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 50 MeV/c, k_i = 420 MeV 81
7.2 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 50 MeV/c, k_i = 495 MeV 82
7.3 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 50 MeV/c, k_i = 615 MeV 82
7.4 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 50 MeV/c, k_i = 495 MeV, ω-q-Schnitt . . 83
7.5 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 50 MeV/c, k_i = 615 MeV, ω-q-Schnitt . . 83
7.6 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 200 MeV/c, k_i = 420 MeV 84
7.7 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 200 MeV/c, k_i = 495 MeV 84
7.8 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 200 MeV/c, k_i = 615 MeV 85
7.9 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 200 MeV/c, k_i = 855 MeV 85
7.10 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 200 MeV/c, k_i = 495 MeV, ω-q-Schnitt . 86
7.11 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 200 MeV/c, k_i = 615 MeV, ω-q-Schnitt . 86
7.12 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 200 MeV/c, k_i = 855 MeV, ω-q-Schnitt . 87
7.13 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 275 MeV/c, k_i = 420 MeV 88
7.14 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 275 MeV/c, k_i = 495 MeV 88
7.15 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 275 MeV/c, k_i = 615 MeV 88
7.16 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 275 MeV/c, k_i = 855 MeV 89
7.17 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 275 MeV/c, k_i = 495 MeV, ω-q-Schnitt . 89
7.18 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 275 MeV/c, k_i = 615 MeV, ω-q-Schnitt . 90
7.19 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 275 MeV/c, k_i = 855 MeV, ω-q-Schnitt . 90
7.20 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 350 MeV/c, k_i = 495 MeV 90
7.21 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 350 MeV/c, k_i = 615 MeV 90
7.22 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 350 MeV/c, k_i = 855 MeV 91
7.23 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 350 MeV/c, k_i = 615 MeV, ω-q-Schnitt . 91
7.24 Wirkungsquerschnitt: $\bar{p}_m$ = 350 MeV/c, k_i = 855 MeV, ω-q-Schnitt . 91
7.25 $\sigma_M \cdot v_L$, v_T/v_L: $\bar{p}_m = 50\,\mathrm{MeV/c}$, $k_i = 420\,\mathrm{MeV}$ 92
7.26 $\sigma_M \cdot v_L$, v_T/v_L: $\bar{p}_m = 50\,\mathrm{MeV/c}$, $k_i = 495\,\mathrm{MeV}$ 93
7.27 $\sigma_M \cdot v_L$, v_T/v_L: $\bar{p}_m = 50\,\mathrm{MeV/c}$, $k_i = 615\,\mathrm{MeV}$ 93
7.28 $\sigma_M \cdot v_L$, v_T/v_L: $\bar{p}_m = 200\,\mathrm{MeV/c}$, $k_i = 420\,\mathrm{MeV}$ 94

7.29 $\sigma_M \cdot v_L$, v_T/v_L: $\bar{p}_m = 200\,\mathrm{MeV/c}$, $k_i = 495\,\mathrm{MeV}$ 94
7.30 $\sigma_M \cdot v_L$, v_T/v_L: $\bar{p}_m = 200\,\mathrm{MeV/c}$, $k_i = 615\,\mathrm{MeV}$ 94
7.31 $\sigma_M \cdot v_L$, v_T/v_L: $\bar{p}_m = 200\,\mathrm{MeV/c}$, $k_i = 855\,\mathrm{MeV}$ 95
7.32 $\sigma_M \cdot v_L$, v_T/v_L: $\bar{p}_m = 275\,\mathrm{MeV/c}$, $k_i = 420\,\mathrm{MeV}$ 95
7.33 $\sigma_M \cdot v_L$, v_T/v_L: $\bar{p}_m = 275\,\mathrm{MeV/c}$, $k_i = 495\,\mathrm{MeV}$ 95
7.34 $\sigma_M \cdot v_L$, v_T/v_L: $\bar{p}_m = 275\,\mathrm{MeV/c}$, $k_i = 615\,\mathrm{MeV}$ 96
7.35 $\sigma_M \cdot v_L$, v_T/v_L: $\bar{p}_m = 275\,\mathrm{MeV/c}$, $k_i = 855\,\mathrm{MeV}$ 96
7.36 $\sigma_M \cdot v_L$, v_T/v_L: $\bar{p}_m = 350\,\mathrm{MeV/c}$, $k_i = 495\,\mathrm{MeV}$ 96
7.37 $\sigma_M \cdot v_L$, v_T/v_L: $\bar{p}_m = 350\,\mathrm{MeV/c}$, $k_i = 615\,\mathrm{MeV}$ 96
7.38 $\sigma_M \cdot v_L$, v_T/v_L: $\bar{p}_m = 350\,\mathrm{MeV/c}$, $k_i = 855\,\mathrm{MeV}$ 97
7.39 R_L, R_T: $\bar{p}_m = 50$ MeV/c 98
7.40 R_L, R_T: $\bar{p}_m = 200$ MeV/c 98
7.41 R_L, R_T: $\bar{p}_m = 275$ MeV/c 99
7.42 R_L, R_T: $\bar{p}_m = 350$ MeV/c 99

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich meinen herzlichen Dank all denjenigen aussprechen, die zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. Th. Walcher danke ich für die interessante Themenstellung, für den Freiraum, den er mir bei der Arbeit gab und für seine Geduld angesichts der Zeitdauer, welche dieses Projekt letztlich benötigte.

Herrn Prof. Dr. W. Boeglin danke ich für seine fachliche Betreuung rund um die Elektronenstreuung am Deuteron und das Analysepaket Espace, insbesondere auch im Rahmen meiner Aufenthalte in Miami, wohin er zwischenzeitlich seinen Wirkungsbereich verlagerte.

Herrn Dr. habil. G. Rosner danke ich für sein Interesse am und seine Hilfe beim Fortgang der Arbeit und seinen prompten Einsatz bei allen Belangen und Problemen, die sich im Rahmen des Experimentierbetriebes in unserem Institut ergaben.

Den Damen und Herren, welche die Zimmer 2-020 und 2-090 bewohnen und bewohnten, und auch denen, die regelmäßig dort zu Gast waren, sei an dieser Stelle besonders gedankt für die angenehme und anregende Zeit sowohl während als auch außerhalb der Dienststunden.

Auch allen aktuellen und ehemaligen Mitgliedern der A1-Kollaboration spreche ich hiermit meinen Dank aus. Experimente, wie das in der vorliegenden Arbeit vorgestellte, lassen sich nur mit einer Vielzahl von Experten und im Rahmen eines guten Arbeitsklimas verwirklichen. Der lange Zeitraum meiner Mitgliedschaft in dieser Kollaboration ist auch als Beleg dafür zu sehen, daß dies bei A1 gegeben war.

Besonderen Dank gilt nicht zuletzt meinen Eltern, die meinen Entschluß, Physik zu studieren, nie in Frage stellten und mich in meiner Arbeit, wo es ihnen möglich war, vorbehaltlos unterstützten.

Lebenslauf

Name:	Böhm, Ralph Alfred Karl Kurt	
Geburtstag / -ort:	14.04.1967 in Wiesbaden	
Eltern:	Karlheinz Böhm und Gudrun Böhm, geb. Löffler	
Geschwister:	Lutz Böhm	
Staatsangehörigkeit:	deutsch	
Familienstand:	ledig	
Anschrift:	Hauberrisserstr. 13 65189 Wiesbaden Tel.: 0611 / 701935	
Schulbildung:	1973 - 1977	Hebbelschule (Grundschule), Wiesbaden
	1977 - 1986	Dilthey-Gymnasium, Wiesbaden
Schulabschluß:	25.6.1986	Abitur
Grundwehrdienst:	1986 - 1987	
Studium:	1987 - 1993	Studium der Physik an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
	seit 1.10.1993	Promotionsstudium der Physik an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
Hochschulprüfungen:	8.6.1993	Diplomprüfung Physik
	12.9.2001	Promotionsprüfung Physik
Tätigkeiten neben dem Studium:	08.1993 - 12.1995	Wissenschaftliche Hilfskraft Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz
	seit 1.1.1996	Wissenschaftlicher Angestellter Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz