Messung der Reaktion $p(e, e'p)X$ bei Impulsüberträgen von $0.105\,GeV^2$, $0.160\,GeV^2$ und $0.201\,GeV^2$ im Bereich der ersten Nukleonresonanz mit einem Flugzeitspektrometer großer Akzeptanz

Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat)
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelm-Universität Bonn

vorgelegt von
Helmut Hainer
aus
Bonn

Bonn 2000

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Referent: Prof. Dr. B. Schoch
Korreferent: Prof. Dr. F. Hinterberger
Tag der Promotion:

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

Das Verständnis der Struktur der Materie hat sich am Ende des 19. Jahrhunderts durch die Erkenntnis, daß alle Materie aus Atomen besteht, wesentlich verändert. Allein die Existenz von ungefähr 100 verschiedenen Elementen mit sich periodisch wiederholenden Eigenschaften war schon ein Hinweis auf eine innere Struktur der Atome. Zu Beginn des 20. Jahrhunderts führten Experimente wie die von Rutherford zu dem heutigen Bild des Atoms als ein dichter, von einer negativ geladenen Elektronenwolke umgebenener, positiv geladener Kern. Dieser Kern läßt sich noch weiter unterteilen in die positiv geladenen Protonen und die ungeladenen Neutronen, die sogenannten Nukleonen, was 1932 durch die Entdeckung des Neutrons bestätigt wurde. Mit den Nukleonen, dem Elektron und dem Neutrino, das zur Energie-, Impuls- und Drehimpulserhaltung des β-Zerfalls postuliert wurde, existierten vier Teilchen, mit denen Mitte der 30er Jahre die bekannten Phänomene der Atom- und Kernphysik beschrieben werden konnten.

Durch die Entwicklung von Beschleunigern, die Teilchen mit immer größerer Energie liefern, und Experimenten, die die hochenergetischen Höhenstrahlungsteilchen ausnutzten, wurde in den 50er und 60er Jahren die große Familie der Hadronen entdeckt, die sich aufgrund ihrer Symmetrien, ähnlich wie die Atome, in Gruppen einteilen lassen. Der Schritt zur Einführung eines weiteren kleineren Teilchens als Bestandteil der Hadronen wurde dann in der zweiten Hälfte der 60er Jahre durch die Einführung des Quarks gemacht, die im Rahmen von speziellen Modellen die neugefundenen Hadronen in ihren Eigenschaften schon recht gut beschreiben.

Die vermittelnde Kraft zwischen den Quarks ist die starke Wechselwirkung, die durch eine relativistische Eichfeldtheorie, die Quantenchromodynamik (QCD), beschrieben wird. Bis heute sind noch nicht alle Fragen zum Verständnis der Strukturen, die sich aus den Quarks und ihrer Wechselwirkung ergeben, beantwortet. Insbesondere im nicht störungstheoretisch behandelbaren, niederenergetischen Bereich ist die QCD nur bedingt einsetzbar, wogegen sie in Bereichen großer Impulsüberträge und quasifreier Quarks gute Vorhersagen liefert.

Als beobachtbare Größen, die Aufschluß über die statischen und dynamischen Eigenschaften der Hadronen geben, sind Formfaktoren, Polarisierbarkeiten und Anregungsspektren von Interesse. Dabei eignet sich die Elektronenstreuung sehr gut als Beobachtungsinstrument, da das punktförmige Elektron und seine Wechselwirkung durch die Quantenelektrodynamik (QED) gut beschreibbar ist. Desweiteren sind die virtuellen Photonen als Austauschteilchen zumeist sehr hoch polarisiert und in ihrer Energie sehr gut bestimmbar.

Die hier vorgelegte Arbeit behandelt das Proton und im speziellen die elektroinduzierte Anregung zu seiner ersten Resonanz der $\Delta(1232)$ oder $P_{33}(1232)$. Zwar ist diese erste Resonanz die am besten

vermessene Nukleonenresonanz und ist durch eine einfache Spinumkehr eines Quarks (magnetischer Dipolübergang) im Rahmen naiver Quarkmodelle im wesentlichen gut beschreibbar. Durch die Interferenz anderer, kleinerer Übergangsamplituden mit der dominanten, magnetischen Amplitude ist es möglich, diese zu messen und die durch sie beschriebenen Effekte, wie zum Beispiel eine eventuelle Deformation der Ladungsverteilung des Protons und/oder des Δs, zu untersuchen. Dies ist erst seit wenigen Jahren möglich, da die Qualität der Beschleuniger und Nachweissysteme in letzter Zeit erheblich verbessert wurde. Das in Bonn durchgeführe $N \to \Delta$-Programm mit einem eigens entwickelten Nachweissystem für Nukleonen ist speziell auf die Messung dieser kleinen Beiträge ausgerichtet und wird bei vollständiger Auswertung der genommenen Daten in der Lage sein, zwischen der Vielzahl der theoretischen Modellen zu diskriminieren. Die diesen Übergang beschreibenden Theorien variieren von einfachen über relativistische Quark-Modelle, Nambu-Jona-Lasinio-Modelle bis zu Skyrme-Modellen, wobei die unterschiedlichsten Vorstellungen von dem Aufbau und dynamischen Verhalten des Nukleons eingehen. In der Habilitationsschrift von R. W. Gothe [Got 98] sind diese Modelle, der zum Verständnis notwendige Formalismus und ihre Vorhersagen in den meßbarer Observablen zusammengefaßt.
In dieser Arbeit wird beschrieben, wie die Auswertung der im Rahmen des N-Δ-Meßprogrammes (siehe Tabelle 3.1) aufgenommenen Daten durchgeführt wird. Desweiteren werden die sich ergebenden, zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern untersucht und in tabellarischer Form angegeben. Bisherige Doktorarbeiten zu diesem Thema sind [Jak 97, Wac 98, Lan 00]. In [Jak 97] wurde gezeigt, daß das Experiment zum Nachweis von den Zerfallsteilchen des $\Delta(1232)$ geeignet ist wogegen in [Wac 98] eine erste Analyse einer der gemessenen Kinematiken durchgeführt wurde. Diese Analyse wurde mit neuen und verbesserten Methoden überprüft und zusätzlich zwei weitere Kinematiken ausgewertet. Die neue Analyse ermöglicht es dabei unter anderem, einen größeren Winkelbereich mit besserer Statistik auszuwerten und Einflüsse systematischer Fehlerquellen qualitativ zu untersuchen und zu korrigieren. Ein erster Vergleich der Ergebnisse mit zwei unterschiedlichen Modellen wird am Ende der Arbeit durchgeführt.

2. Die Theorie

2.1 Modellunabhängiger Formalismus

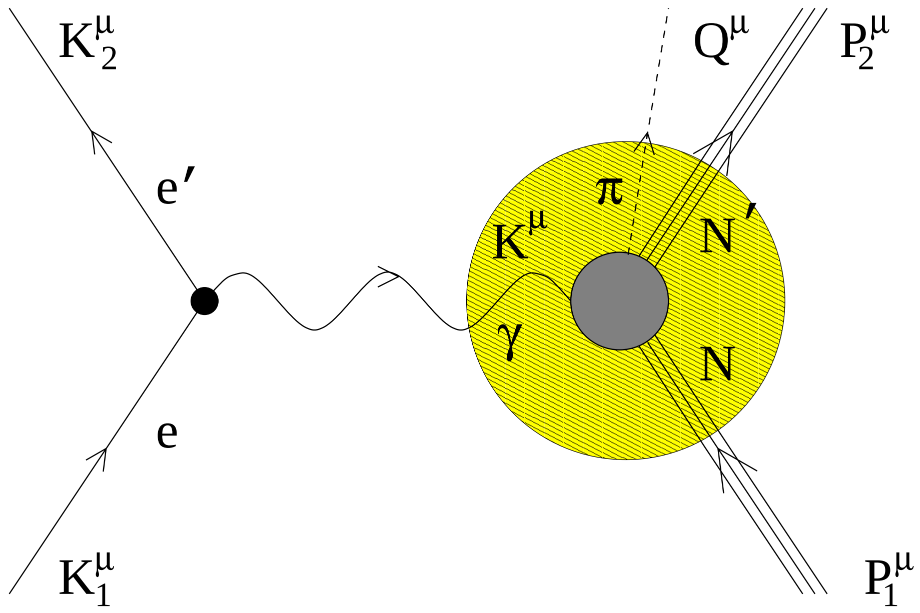

Abbildung 2.1: Kinematische Variablen der Pionproduktion in der Einphotonaustauschnäherung.

In Abbildung 2.1 ist die untersuchte Pionproduktion an einem freien Nukleon durch ein ausgetauschtes, virtuelles Photon dargestellt. Diese Einphotonaustauschnäherung wird durch die kleine, elektromagnetische Kopplungskonstante $\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{137}$ motiviert, wodurch Terme mit mehreren, ausgetauschten Photonen unterdrückt werden. Der bei dieser Näherung gemachte Fehler liegt bei ungefähr 1 % [Dre 92].
In kompakter Form und kovarianter Schreibweise

$$K^\mu + P_1^\mu = Q^\mu + P_2^\mu \tag{2.1}$$

läßt sich die Kinematik des in der Darstellung 2.1 unterlegten Vertex, durch die Viererimpulse des Pions Q^μ, des Nukleons vor P_1^μ und nach dem Stoß P_2^μ, sowie des virtuellen Photons K^μ ausdrücken. Dabei ergibt sich der Viererimpuls des virtuellen Photons aus der Differenz der Viererimpulse des Elektrons vor $K_1^\mu = (k_{10}, \vec{k_1})$ und nach dem Stoß $K_2^\mu = (k_{20}, \vec{k_2})$. Nach Gleichung 2.1 stehen 4×4 skalare Größen zur Verfügung, um die elementare Produktionsamplitude kinematisch festzulegen. Diese 16 Skalare reduzieren sich durch

- Energie- und Impulserhaltung (4),
- Streuung an einem ruhenden Target ($\vec{p}_1 = \vec{0}$) (3),
- Massenschalenbedingungen $P_1^2 = m_1^2$, $P_2^2 = m_2^2$, $Q^2 = m_\pi^2$ (3),
- Wahl der z-Achse des Koordinatensystems in Richtung des virtuellen Photons (2) und
- die Azimutalsymmetrie um diese Achse (1)

auf drei linear unabhängige Größen. Eine gängige Wahl sind die drei Lorentz-invarianten Mandelstam-Variablen s, t und u, die durch

$$\begin{array}{lllll} \mathrm{s} & = & (K_\mu + P_{1\mu}) \cdot (K^\mu + P_1^\mu) & = & (Q_\mu + P_{2\mu}) \cdot (Q^\mu + P_2^\mu) \\ \mathrm{t} & = & (K_\mu - Q_\mu) \cdot (K^\mu - Q^\mu) & = & (P_{1\mu} - P_{2\mu}) \cdot (P_1^\mu - P_2^\mu) \\ \mathrm{u} & = & (P_{2\mu} - K_\mu) \cdot (P_2^\mu - K^\mu) & = & (P_{1\mu} - Q_\mu) \cdot (P_1^\mu - Q^\mu) \end{array} \tag{2.2}$$

definiert sind und deren Summe $s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_\pi^2 + K^2$ nur die Massen der beteiligten Teilchen beinhaltet, wobei im weiteren die Masse des Nukleons mit m bezeichnet wird[1].
Eine weitere Möglichkeit, die Abhängigkeit der Produktionsamplitude zu beschreiben, wird durch die Auswertung der Mandelstammvariablen im Schwerpunkt- (SPS) und Laborsystem (LAB) deutlich.

$$\begin{array}{llcll} & & \textbf{SPS} & & \textbf{LAB} \\ \hline \mathrm{s} & = & W^2 & = & K^2 + m^2 + 2mk_0^\diamond \\ \mathrm{t} & = & K^2 + m_\pi^2 - 2k_0 q_0 + 2kq\cos\Theta_\pi & = & -2mT_2^\diamond \\ \mathrm{u} & = & K^2 + m^2 - 2k_0 p_{20} + 2kp_2\cos\Theta_2 & = & (m + m_\pi)^2 - 2mT_\pi^\diamond \end{array} \tag{2.3}$$

Dabei steht T für die kinetische Energie und Θ für den jeweiligen Öffnungswinkel zum virtuellen Photon, wobei die Beziehungen

$$K^\mu = (k_0, \vec{k}), \quad P_1^\mu = (p_{10}, -\vec{k}), \quad Q^\mu = (q_0, \vec{q}) \quad \text{und} \quad P_2^\mu = (p_{20}, -\vec{q}) \tag{2.4}$$

im Schwerpunktsystem gelten. Die drei Größen W, K^2 und Θ_π bieten sich dann als kinematische, dem Experiment nahe Größen zur Beschreibung der Pionproduktionsamplitude an.
Im Folgenden wird die Übergangsmatrix T eingeführt und deren Darstellung durch unabhängige Amplituden in verschiedenen Betrachtungsräumen beschrieben. Diese Amplituden werden dann mit geeignet gewählter Basis zur Beschreibung benutzt.

2.1.1 Die Übergangsmatrix

Bei der Beschreibung des Prozesses der Pionproduktion wird von der Streumatrix [BDW 67] (siehe auch Gleichung 2.1)

$$S_{fi} = \delta_{fi} - \frac{i}{4\pi^2}\, \delta(P_2^\mu + Q^\mu - P_1^\mu - K^\mu)\, T_{fi} \tag{2.5}$$

[1] Zur höheren Übersichtlichkeit der Formeln werden für den Rest dieses Kapitels Größen im Laborsystem mit $^\diamond$ gekennzeichnet und die Markierung der Schwerpunktsgrößen mit * unterdrückt. Desweiteren werden Abkürzungen für den Betrag eines Vektors $k = |\vec{k}|$ und den Einheitsvektor $\hat{k} = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}$ eingeführt.

ausgegangen, wobei T_{fi} nach Fermis-Goldener-Regel quadratisch in den Wirkungsquerschnitt eingeht. Die invariante Übergangsmatrix T hat dabei, aufgrund der Strom-Strom-Kopplung des elektromagnetischen Leptonenstroms

$$j_\mu = \langle \overline{u}_{K_2} \mid e\gamma_\mu \mid u_{K_1} \rangle \tag{2.6}$$

mit dem Photonpropagator $\frac{1}{K^2}$, dem elektromagnetischen Nukleonenstrom J_μ und dem Pionfeld Φ_β, die Form

$$T = \frac{j_\mu \cdot J^\mu_\alpha \cdot \Phi_\beta}{K^2} = \epsilon_\mu \cdot J^\mu_\alpha \cdot \Phi_\beta \quad , \tag{2.7}$$

wobei der Elektronvertex durch $\epsilon_\mu = \frac{1}{K^2} j_\mu$ ausgedrückt werden kann.
Wenn nun T nach skalaren Amplituden $A_i(W, K^2, \Theta_\pi)$ entwickelt wird [CGLN 57], die nur noch von drei kinematischen Größen abhängen (siehe Kapitel 2.1), ergibt sich

$$T = \epsilon_\mu \cdot J^\mu_\alpha \cdot \Phi_\beta = \sum_{i=1}^{6} A_i \, M_i \, . \tag{2.8}$$

Dabei stellen die Lorentz- und eichinvarianten Matrizen M_i eine vollständige, linear unabhängige Basis aus Kombinationen der Teilchenimpulse P_1^μ, P_2^μ, Q^μ und K^μ, der Dirac Matrizen γ_i und ϵ_μ dar. Diese sechs 4×4-Matrizen lassen sich explizit mit $F^\nu_\mu = \epsilon_\mu K^\nu - K_\mu \epsilon^\nu$ als

$$\begin{aligned}
M_1 &= \tfrac{1}{2} i\gamma_5 \gamma^\mu \gamma_\nu F^\nu_\mu \\
M_2 &= 2i\gamma_5 P^\mu (Q_\nu - \tfrac{1}{2} K_\nu) F^\nu_\mu \\
M_3 &= \gamma_5 \gamma^\mu Q_\nu F^\nu_\mu \\
M_4 &= 2\gamma_5 \gamma^\mu P_\nu F^\nu_\mu - 2mM_1 \\
M_5 &= i\gamma_5 K^\mu Q_\nu F^\nu_\mu \\
M_6 &= \gamma_5 K^\mu \gamma_\nu F^\nu_\mu
\end{aligned} \tag{2.9}$$

darstellen.

2.1.2 Zerlegung der Übergangsmatrix im Isospinraum

Diese sechs komplexen Amplituden A_i lassen sich in den vier physikalischen Reaktionskanälen

$$\begin{aligned}
\gamma + p &\longrightarrow p + \pi^0 \\
\gamma + p &\longrightarrow n + \pi^+ \\
\gamma + n &\longrightarrow n + \pi^0 \\
\gamma + n &\longrightarrow p + \pi^-
\end{aligned} \tag{2.10}$$

messen. Für jeden dieser Kanäle läßt sich dann die zugehörige Pionproduktionsamplitude A_{phys} bezüglich des Isospins im Ausgangskanal $I = |I_\pi \pm I_N|$, mit $I_\pi = 1$ und $I_N = \frac{1}{2}$, durch eine isoskalare $A_s^{\frac{1}{2}}$ und zwei isovekorielle Amplituden $A_v^{\frac{1}{2}}$ und $A_v^{\frac{3}{2}}$ ausdrücken.

$$\begin{aligned}
A(\gamma p \to \pi^0) &= A_s^{\frac{1}{2}} + \tfrac{1}{3}(A_v^{\frac{1}{2}} + 2A_v^{\frac{3}{2}}) \\
A(\gamma p \to \pi^+) &= \sqrt{2}(A_s^{\frac{1}{2}} + \tfrac{1}{3}(A_v^{\frac{1}{2}} - A_v^{\frac{3}{2}})) \\
A(\gamma n \to \pi^0) &= -A_s^{\frac{1}{2}} + \tfrac{1}{3}(A_v^{\frac{1}{2}} + 2A_v^{\frac{3}{2}}) \\
A(\gamma n \to \pi^-) &= \sqrt{2}(A_s^{\frac{1}{2}} - \tfrac{1}{3}(A_v^{\frac{1}{2}} - A_v^{\frac{3}{2}}))
\end{aligned} \tag{2.11}$$

Die sich so ergebende $A_v^{\frac{3}{2}}$ beschreibt dann den Anteil der Pionproduktionsamplitude, in dem ein Δ (Isospin $I = \frac{3}{2}$) als Zwischenzustand erzeugt wird ($N \to \Delta$-Übergang).

2.1.3 Auswertung der Übergangsmatrix im Schwerpunktsystem

Um Spin- und Drehimpulszustände im End- beziehungsweise Anfangszustand des Systems zu untersuchen, ist es vorteilhaft, das Matrixelement $T = \sum A_i\, M_i$ in das Schwerpunktsystem zu transferieren. Eine Auswertung des Matrixelementes

$$T_{fi} = < \chi_2^{+} | \mathcal{F} | \chi_1 > , \tag{2.12}$$

bis auf die Pauli-Spinoren χ_i, ergibt dann die Form

$$\begin{aligned} \mathcal{F} \;&=\; i\vec{\sigma}\cdot\vec{a}\,\mathcal{F}_1 + \vec{\sigma}\cdot\hat{q}\,\vec{\sigma}\cdot(\hat{k}\times\vec{a})\mathcal{F}_2 + i\vec{\sigma}\cdot\hat{k}\,\hat{q}\cdot\vec{a}\,\mathcal{F}_3 + \\ &\quad\; i\vec{\sigma}\cdot\hat{q}\,\hat{q}\cdot\vec{a}\,\mathcal{F}_4 + i\vec{\sigma}\cdot\hat{k}\,\hat{k}\cdot\vec{a}\,\mathcal{F}_5 + i\vec{\sigma}\cdot\hat{q}\,\hat{k}\cdot\vec{a}\,\mathcal{F}_6\,, \end{aligned} \tag{2.13}$$

wobei mit $\vec{\sigma}$ die Pauli-Matrizen und mit $\mathcal{F}_i$ die nach der Arbeit [CGLN 57] benannten CGLN-Amplituden bezeichnet sind und aufgrund der Eichinvarianz ϵ_μ durch $a_\mu = \epsilon_\mu - \lambda K_\mu$ ersetzt wurde, wobei $\lambda = \frac{\epsilon_0}{k_0}$ im Falle der Coulomb-Eichung gilt.

2.1.4 Partialwellenzerlegung der CGLN-Amplituden

Diese CGLN-Amplituden hängen kinematisch nur von den drei Größen W, K^2 und Θ_π ab. Werden diese Amplituden nun nach einem vollständigen Satz orthonormaler Funktionen, den Legendre-Polynomen $P_l(x)$ mit $x = \hat{q}\cdot\hat{k} = cos\Theta_\pi$, entwickelt, zerlegen sich die $\mathcal{F}_i$ unter Berücksichtigung von Drehimpuls- und Paritätserhaltung in Multipole $\mathcal{M}_i(W, K^2)$ und einen Anteil, der die Ableitungen der Legendre-Polynome enthält. Damit ist die Θ_π-Abhängigkeit separiert und die CGLN-Amplituden schreiben sich explizit als

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_1(W,\Theta_\pi,K^2) \;&=\; \sum_{l=0}^{\infty}\{[lM_{l+}(W,K^2)+E_{l+}(W,K^2)]P'_{l+1}(x) + \\ &\qquad [(l+1)M_{l-}(W,K^2)+E_{l-}(W,K^2)]P'_{l-1}(x)\} \end{aligned} \tag{2.14}$$

$$\mathcal{F}_2(W,\Theta_\pi,K^2) = \sum_{l=1}^{\infty}\{[(l+1)M_{l+}(W,K^2) + lM_{l-}(W,K^2)]P'_l(x)\} \tag{2.15}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_3(W,\Theta_\pi,K^2) \;&=\; \sum_{l=1}^{\infty}\{[E_{l+}(W,K^2) - M_{l+}(W,K^2)]P''_{l+1}(x) + \\ &\qquad [E_{l-}(W,K^2) + M_{l-}(W,K^2)]P''_{l-1}(x)\} \end{aligned} \tag{2.16}$$

$$\mathcal{F}_4(W,\Theta_\pi,K^2) = \sum_{l=2}^{\infty}\{[M_{l+}(W,K^2) - E_{l+}(W,K^2) - M_{l-}(W,K^2) - E_{l-}(W,K^2)]P''_l(x)\} \tag{2.17}$$

$$\mathcal{F}_5(W,\Theta_\pi,K^2) = \sum_{l=0}^{\infty}\{[(l+1)L_{l+}(W,K^2)]P'_{l+1}(x) - [lL_{l-}(W,K^2)]P'_{l-1}(x)\} \tag{2.18}$$

$$\mathcal{F}_6(W,\Theta_\pi,K^2) = \sum_{l=1}^{\infty}\{[lL_{l-}(W,K^2) - (l+1)L_{l+}(W,K^2)]P'_l(x)\}\,. \tag{2.19}$$

Diese Zerlegung wird auch als Multipolanalyse bezeichnet. Zur Untersuchung welche Multipole zu welchen Resonanzen beitragen werden Auswahlregeln verwendet, deren Anwendung am Beispiel der $\Delta(1232)$-Resonanz und Tabelle 2.1 erklärt werden sollen.

Das System besteht im Anfangszustand aus einen Photon mit Bahndrehimpuls j_γ und Spin

γN-Multipole	Anfangszustand		angeregter Zustand			Endzustand		πN-Multipole
C, E, M	L_γ^π	s_N^π	J_R^π	N* $l_{2I\,2J}$	Δ	s_N^π	l_π^π	$L_{l\pm}$, $E_{l\pm}$, $M_{l\pm}$
C0	0^+	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	P_{11}	P_{31}	$\frac{1}{2}^+$	1^+	L_{1-}
C1, E1	1^-	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^-$	S_{11}	S_{31}	$\frac{1}{2}^+$	0^-	L_{0+}, E_{0+}
		$\frac{1}{2}^+$	$\frac{3}{2}^-$	D_{13}	D_{33}	$\frac{1}{2}^+$	2^-	L_{2-}, E_{2-}
M1	1^+	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	P_{11}	P_{31}	$\frac{1}{2}^+$	1^+	M_{1-}
		$\frac{1}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	P_{13}	P_{33}	$\frac{1}{2}^+$	1^+	M_{1+}
C2, E2	2^+	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	P_{13}	P_{33}	$\frac{1}{2}^+$	1^+	L_{1+}, E_{1+}
		$\frac{1}{2}^+$	$\frac{5}{2}^+$	F_{15}	F_{35}	$\frac{1}{2}^+$	3^+	L_{3-}, E_{3-}
M2	2^-	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{3}{2}^-$	D_{13}	D_{33}	$\frac{1}{2}^+$	2^-	M_{2-}
		$\frac{1}{2}^+$	$\frac{5}{2}^-$	D_{15}	D_{35}	$\frac{1}{2}^+$	2^-	M_{2+}

Tabelle 2.1: Multipolamplituden der Einfachpionproduktion.

$s_\gamma = 1$, die sich zum Gesamtdrehimpuls des Photons L_γ koppeln, und einem Nukleon mit Drehimpuls $l_N = 0$ und Spin $s_N = \frac{1}{2}$. Dieses koppelt dann mit dem Photon zum Gesamtdrehimpuls J des Anfangszustandes. Je nach Polarisation des Photons wird zwischen elektrischen, magnetischen (transversale Polarisation) und skalaren oder Coulomb-Photonen (longitudinale Polarisation) unterschieden. Die Bezeichnung der Multipole des Systems ergibt sich dann anhand des Photons im Anfangszustand zu CL_γ, EL_γ beziehungsweise ML_γ. Die Parität beträgt dabei $P = (-1)^{L_\gamma}$ für CL_γ- und EL_γ-Photonen und $P = (-1)^{L_\gamma+1}$ für ML_γ-Photonen. Da bei der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung Parität und Drehimpuls erhalten sind ergeben sich

$$\begin{array}{rcrcrcl} \mathrm{C}L_\gamma,\ \mathrm{E}L_\gamma & : & (-1)^{L_\gamma} & = & (-1)^{l_\pi+1} & \Rightarrow & |L_\gamma - l_\pi| = 1 \\ \mathrm{M}L_\gamma & : & (-1)^{L_\gamma+1} & = & (-1)^{l_\pi+1} & \Rightarrow & L_\gamma = l_\pi\ , \end{array} \tag{2.20}$$

ebenso wie

$$J = |l_\pi \pm \frac{1}{2}| = |L_\gamma \pm \frac{1}{2}| \tag{2.21}$$

als Bedingungen für den Endzustand. Dabei wird mit l_π der Bahndrehimpuls des Pions relativ zum auslaufenden Nukleon bezeichnet.

In Tabelle 2.1 sind die niedrigsten Anregungen und Zustände des πN-Systemes zusammengefaßt. Wird nun die $\Delta(1232)$-Resonanz als Teilchen mit definierten Quantenzahlen ($J_\Delta = \frac{3}{2}$ und $P_\Delta = +1$) betrachtet, so kann sie nur aus $M1$, $E2$ und $C2$ Photon-Nukleonanregungen hervorgehen. Zusätzlich sind in der Tabelle die Pionproduktionsmultipole aufgeführt. Diese Multipole werden nach dem anregenden Photon, dem Bahndrehimpuls des Pions und der Art der Kopplung angegeben. Für longitudinal polarisierte Photonen wird die Bezeichnung $L_{l_\pi\pm}$ gewählt, die in die ebenfalls häufig verwendeten, skalaren Multipole $S_{l_\pi\pm}$ mit $S_{l_\pi\pm} = \frac{k}{k_0} \cdot L_{l_\pi\pm}$ umgerechnet werden können. Analog werden die elektrischen und magnetischen Multipole mit $E_{l_\pi\pm}$ und $M_{l_\pi\pm}$ bezeichnet.

2.1.5 Der elementare Wirkungsquerschnitt

Die elektroinduzierte Pionproduktion an Nukleonen wird durch einen fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitt beschrieben. Dieser läßt sich in einen hadronischen und einen leptonischen Anteil zerlegen

$$\frac{d^5\sigma_v}{dk_{20}^\diamond d\Omega_e^\diamond d\Omega_\pi} = \Gamma_v \cdot \frac{d^2\sigma_v}{d\Omega_\pi} \; . \tag{2.22}$$

Dabei kann der Photonenflußfaktor

$$\Gamma_v = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{k_{20}^\diamond}{k_{10}^\diamond} \frac{k_\gamma^\diamond}{-K^2} \frac{1}{1-\varepsilon} \tag{2.23}$$

als die Zahl der virtuellen Photonen, erzeugt durch in das Energieintervall $dk_{20}^\diamond$ und den Raumwinkelbereich $d\Omega_e^\diamond$ gestreute Elektronen, interpretiert werden. Dabei ist die Photonäquivalentenergie

$$k_\gamma^\diamond = \frac{s - m^2}{2m} = \frac{W^2 - m^2}{2m} \; , \tag{2.24}$$

die Energie, die ein reelles Photon braucht, um im Schwerpunktsystem die Energie W zu deponieren. Weiterhin sind mit α die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung und mit

$$\epsilon = \left(1 + 2\,\frac{|\vec{k}^\diamond|^2}{-K^2}\,\tan^2\frac{\vartheta_e^\diamond}{2}\right)^{-1} \tag{2.25}$$

der transversale Polarisationsgrad des virtuellen Photons bezeichnet. Der verbleibende hadronische Anteil in Gleichung 2.22 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt der Pionproduktion für Photonen gegebener Energie und Polarisation und hängt nach

$$\frac{d^2\sigma_v}{d\Omega_\pi} = \frac{|\vec{q}|}{k_\gamma^*} \cdot \frac{1}{4} \sum_\varepsilon \sum_{m_i, m_f} |T_{fi}|^2 = \frac{|\vec{q}|}{k_\gamma{}^*} \cdot \frac{1}{4} \sum_\varepsilon \sum_{m_i, m_f} \left| <\chi_2^+ |\mathcal{F}| \chi_1> \right|^2 \tag{2.26}$$

von der Übergangsmatrix und den CGLN-Amplituden ab, wobei mit χ_i die Paulispinoren bezeichnet sind und über die Polarisation der Photonen ϵ und den Spins der Nukleonen im Anfangszustand m_i zu mitteln und im Endzustand m_f zu summieren ist. Er läßt sich dann in vier meßbare Größen, den sogenannten Antwortfunktionen

$$\frac{d^2\sigma_v}{d\Omega_\pi} = \frac{|\vec{q}|}{k_\gamma^*} \left(R_T \,+\, \epsilon\, R_L \,+\, \sqrt{2\,\epsilon\,(1\,+\,\epsilon)}\, R_{LT}\, \cos\varphi_\pi \,+\, \epsilon\, R_{TT}\, \cos 2\,\varphi_\pi \right) \; , \tag{2.27}$$

zerlegen. Dabei stehen

R_T	für den unpolarisierten, transversalen Anteil, der bei $K^2 \to 0\,\frac{GeV^2}{c^2}$ in den für reelle Photonen übergeht,
R_L	für den Anteil der longitudinalen Photonen und
R_{TT}, R_{LT}	für die Anteile der transversal-transversal beziehungsweise transversal-longitudinal Interferenzen.

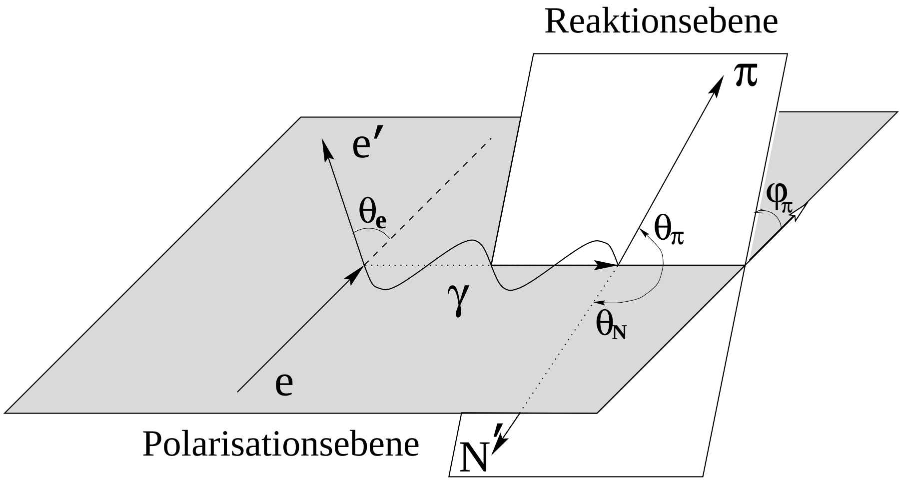

Abbildung 2.2: Kinematik der Elektropionproduktion.

In Kapitel 2.1 wurde erwähnt, daß bei der Festlegung der Kinematik eine Azimutalsymmetrie um die Richtung des virtuellen Photons vorliegt. Dieses gilt jedoch nicht für polarisierte Photonen, da durch die Kenntnis der Vierervektoren des Elektrons vor und nach dem Stoß die Polarisationsebene (siehe Abbildung 2.2) und somit der Azimutalwinkel φ_π als deren Kippung gegen die Reaktionsebene definiert ist. Die dadurch entstandene Winkelabhängigkeiten $cos(2\varphi)$ beziehungsweise $cos(\varphi)$ der Interferenzterme ist von den Antwortfunktionen separiert worden (siehe Gleichung 2.27), die so weiterhin nur von den kinematischen Variablen W, K^2 und Θ_π abhängen.

3. Die Kinematik

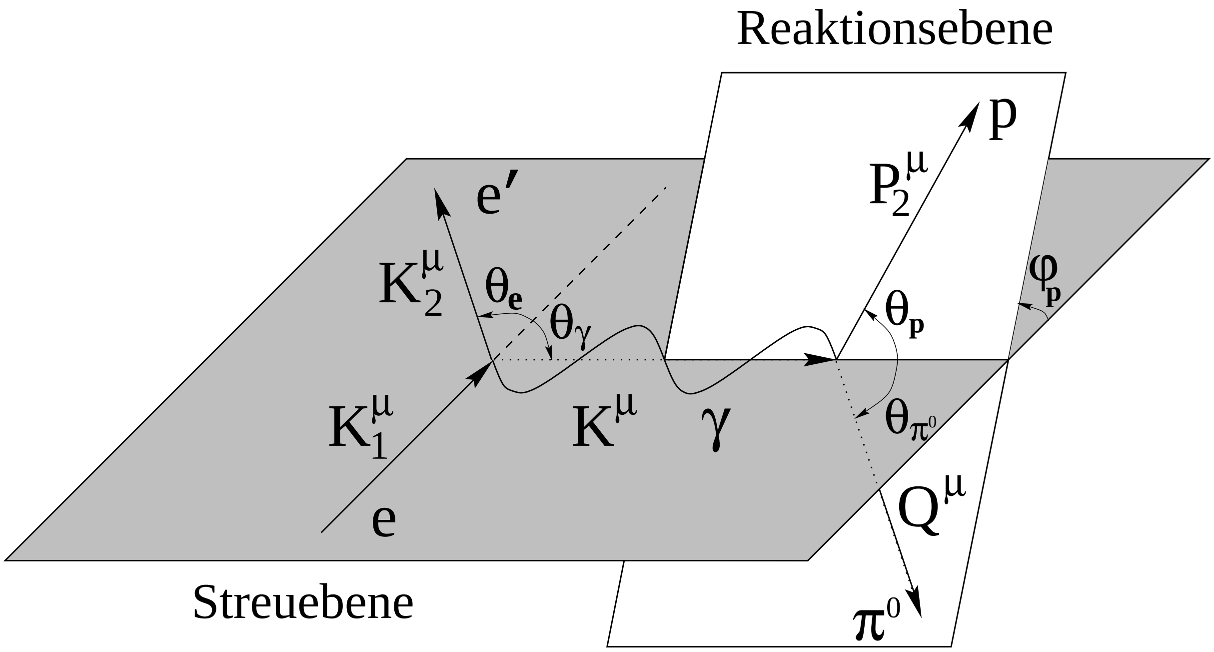

Abbildung 3.1: Kinematische Darstellung der Pionelektroproduktion.

In Rahmen dieser Arbeit wird von den vier physikalischen Reaktionskanälen (siehe Gleichung 2.10) nur der Kanal $p(e,e'p')\pi_o$ untersucht. Ausgehend von der kompakten Schreibweise der Pionproduktion

$$K^\mu + P_1^\mu = Q^\mu + P_2^\mu$$

kann analog zu Kapitel 2.1 die Anzahl der zu messenden skalaren Größen bestimmt werden. Durch den Nachweis des gestreuten Elektrons (K_2^μ), in Energie und Impuls und der Kenntnis des einlaufenden Elektrons (K_1^μ), ist das virtuelle Photon (K^μ) in allen vier Impulskomponenten bekannt. Weiter wird ein im Laborsystem ruhendes Wasserstofftarget benutzt, wodurch auch P_1^μ bestimmt ist. Energie- und Impulserhaltung legen weitere 4 Größen fest, so daß von den 16 zu bestimmenden Ausgangsgrößen schon 12 bekannt sind. Durch das Messen des Impulses des Protons oder Pions und der bekannten Masse des nachgewiesenen Teilchens ist der Prozeß kinematisch vollständig bestimmt. Zusätzlich ist noch die Masse des nicht nachgewiesenen Teilchens bekannt, so daß der gesamte Prozeß durch Nachweis des gestreuten Elektrons und des Protons im Ausgangskanal kinematisch einfach überbestimmt ist.

3.1 Zählratenoptimierung

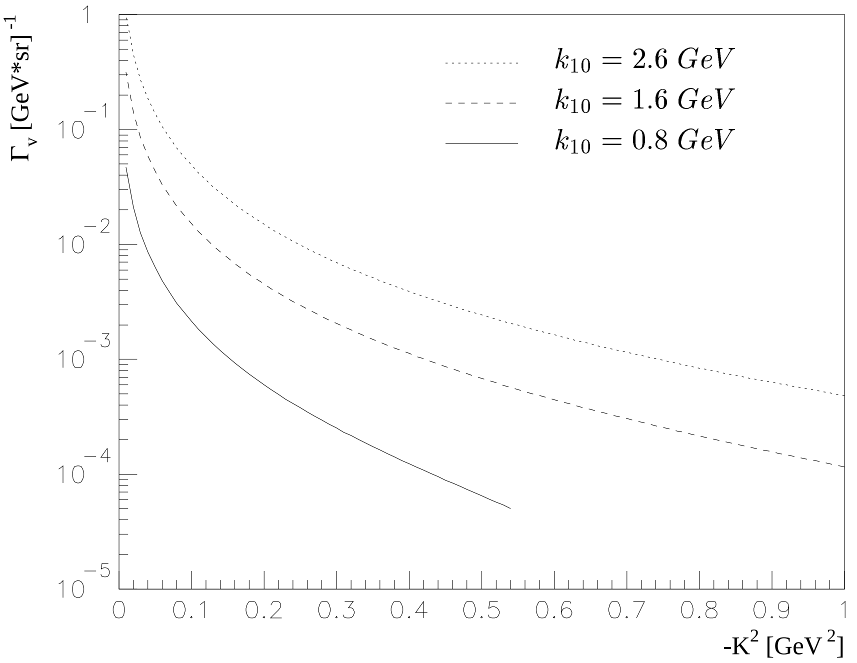

Abbildung 3.2: Virtueller Photonenfluß Γ_v in Abhängigkeit von $-K^2$ und k_{10}.

Um die Kinematik des gestreuten Elektrons zu bestimmen, muß das verwendete magnetische Spektrometer (siehe Kapitel 4.2.3) auf den mittleren Streuwinkel Θ_e und durch Variation des Magnetstromes auf den nachgewiesenen Sollimpuls eingestellt werden. Dadurch ist das virtuelle Photon sowohl in seinem Impuls als auch in seiner Polarisation (siehe 2.25) festgelegt. Die Parameter werden dabei so gewählt, daß die im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie (siehe auch 2.3)

$$W = \sqrt{s} = \sqrt{K^2 + 2mk_0 + m^2} \tag{3.28}$$

auf die Anregung der $\Delta(1232)$-Resonanz abgestimmt ist. Dieses ist für verschiedene Kombinationen von k_{10}, k_{20} und Θ_e möglich, so daß der Parametersatz gewählt wird, der unter den gegebenen experimentellen Bedinungen die maximale Zählrate ergibt. Der Photonenfluß, der als Fluß angebotener Photonen direkt mit der Zählrate korreliert ist, hängt nach Gleichung 2.23 unter anderen von der Streuenergie und dem Viererimpulsquadrat K^2 ab, der über

$$-K^2 = 4k_{10}\, k_{20}\, sin^2(\frac{\Theta_e}{2}) \tag{3.29}$$

mit dem Elektronstreuwinkel zusammenhängt. Der sich ergebende Verlauf des Flußfaktors in Abhängigkeit von K^2 ist in Abbildung 3.2 für drei feste Elektronprimärenergien k_{10} dargestellt, wobei die invariante Masse der Masse des $\Delta(1232)$s entspricht. Es ist zu erkennen, daß für ein gegebenes K^2 höhere Primärenergien zu einen größeren Photonenfluß führen. Nach Gleichung 3.29

Kinematik			**1**		**2**	**3**				
$-K^2\,(GeV^2)$	0.038	0.075	**0.105**	0.127	**0.160**	**0.201**	0.304	0.495	0.638	0.798
$k_{10}\,(GeV)$	0.800	1.043	**1.200**	1.305	**1.446**	**1.602**	1.944	2.210	2.300	2.600
ϑ_e	18.91^o	18.95^o	**18.98^o**	18.95^o	**18.95^o**	**18.95^o**	18.95^o	21.52^o	23.88^o	23.60^o
$k_{20}\,(GeV)$	0.440	0.663	**0.804**	0.898	**1.021**	**1.156**	1.442	1.607	1.620	1.835
$k_0\,(GeV)$	0.360	0.380	**0.396**	0.407	**0.425**	**0.447**	0.502	0.603	0.680	0.765
$\vert\vec{k}^{\,*}\vert\,(GeV)$	0.312	0.357	**0.389**	0.412	**0.444**	**0.482**	0.568	0.706	0.799	0.896
ε	0.803	0.860	**0.878**	0.886	**0.894**	**0.900**	0.908	0.889	0.866	0.869
ε_L	0.516	1.238	**1.972**	2.621	**3.811**	**5.757**	15.05	131.6	∞	163.2
ϑ_γ	-20.4^o	-27.4^o	**-30.8^o**	-32.6^o	**-34.6^o**	**-36.4^o**	-38.9^o	-39.5^o	-38.7^o	-38.7^o
Θ_N^{max}	47.4^o	40.0^o	**36.1^o**	33.8^o	**31.1^o**	**28.4^o**	23.8^o	19.0^o	16.7^o	14.8^o
Target	H_2	H_2	**H_2**,D_2	H_2	**H_2**	**H_2**,D_2	H_2	H_2	H_2	H_2

Tabelle 3.1: Kinematische Größen des $N \rightarrow \Delta$ - Meßprogrammes.

und

$$k_0 = k_{10} - k_{20} = \frac{W^2 - m^2 - K^2}{2m} \tag{3.30}$$

ergibt sich dann, daß diese hohen Primärenergien kleinen Elektronstreuwinkeln Θ_e entsprechen. Das Elektronenspektrometer ist aufgrund von experimentellen Randbedingungen nur in einem Winkelbereich von 19^o bis 24^o (siehe auch Kapitel 4.2.3) aufstellbar. Damit ergibt sich Tabelle 3.1, in der für das gesamte Meßprogramm die kinematischen Rahmenbedingungen für das Experiment aufgeführt sind. Für die Einstellungen mit hohem K^2 mußten aufgrund des maximal einstellbaren Sollimpulses des Elektronenspektrometers größere Streuwinkel eingestellt werden.
Die drei in dieser Arbeit behandelten Sollkinematiken sind fett gedruckt und werden im weiteren Verlauf mit Kinematik 1, 2 oder 3 bezeichnet, was einem $-K^2$ von $0.105\,GeV^2$, $0.160\,GeV^2$ und $0.201\,GeV^2$ entspricht.

3.2 Kinematische Fokussierung

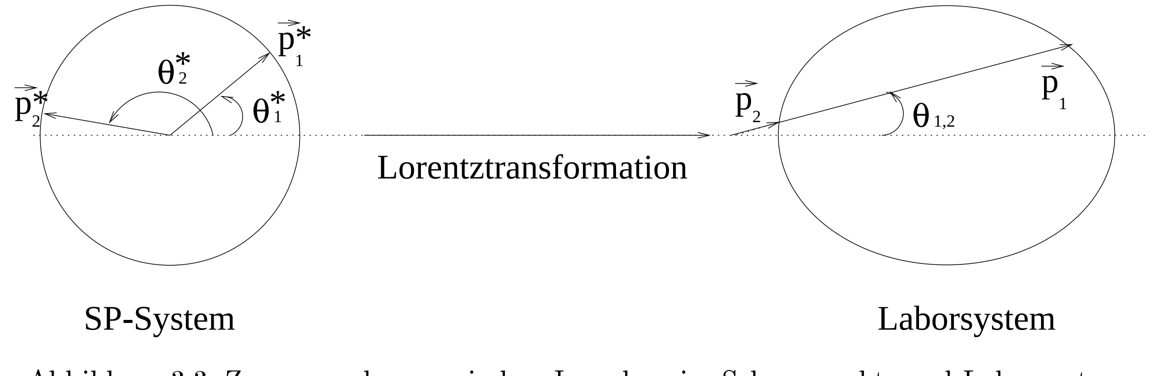

Abbildung 3.3: Zusammenhang zwischen Impulsen im Schwerpunkt- und Laborsystem.

Die Sollkinematiken sind so festgelegt, daß ein $\Delta(1232)$ im Zwischenzustand erzeugt wird. Dieses zerfällt in ein Proton und ein Pion, deren Impulse im Schwerpunktsystem gleich groß mit entgegengesetzten Vorzeichen sind ($\vec{k}^* = -\vec{p}_2^*$). Relativ zum Laborsystem bewegt sich das Schwerpunktsystem mit einer Geschwindigkeit, die vom Impuls des virtuellen Photons abhängt. Werden nun die Impulse der Reaktionsteilchen ins Laborsystem transformiert, so erhalten sie eine zusätzliche Impulskomponente in Ausbreitungsrichtung des virtuellen Photons (siehe Abbildung 3.3), was zu einer kinematischen Fokussierung in Richtung des virtuellen Photons führt. Dieses hat weiterhin zur Folge, daß ein im Laborsystem unter dem Winkel $\Theta_{1,2}$ nachgewiesenes Proton nicht eindeutig dem jeweiligen Schwerpunktswinkel Θ_1^* oder Θ_2^* zugeordnet werden kann. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit zusätzlich zur Flugrichtung des Protons auch die Flugzeit, beziehungsweise Energie, zu messen.
In Abbildung 3.4 sind die auf das Flugzeitspektrometer (siehe Kapitel 4.2.4) projizierten Protonenkegel für verschiedene Kinematiken dargestellt, wobei als Farbkodierung die kinetische Energie der Protonen gewählt wurde. Der Effekt der kinematischen Fokussierung in Abhängigkeit vom Impuls des virtuellen Photons ist dabei deutlich zu erkennen. Desweiteren ist auch zu erkennen, daß sich der Öffnungswinkel der virtuellen Photonen Θ_γ in Abhängigkeit von der Kinematik ändert.

3.3 Anforderungen an das Experiment

Aus Kapitel 2.1.4, 2.1.5 und 3 ergeben sich zur experimentellen Bestimmung der Antwortfunktionen R_i gewisse Anforderung an das Experiment.

- Es sind Winkelabhängigkeiten in Θ_π^* und φ_π^* zu messen. Dazu ist ein großflächiges Nachweissystem nötig. Desweiteren muß dieser Detektor, um eine eindeutige Zuordnung zwischen Labor- und Schwerpunktswinkel zu erhalten, eine gute Flugzeitauflösung haben. Aus diesen Gründen wurde das Flugzeitspektrometer entwickelt (siehe Kapitel 4.2.4) und eigens mit einer schnellen selbstentwickelten Elektronik versehen [Jak 96, Jak 97].

- Die Minimierung der Strahlzeit und damit die Maximierung der Zählrate verlangt kleine Elektronstreuwinkel.

- Zur Untersuchung der Abhängkeit der Zählraten von der invarianten Masse W ist es nötig ein Elektronenspektrometer mit einer großen Impulsakzeptanz zu benutzen.

Diese Anforderung wurden beim Aufbau des Experimentes berücksichtigt, der im nächsten Kapitel beschrieben wird.

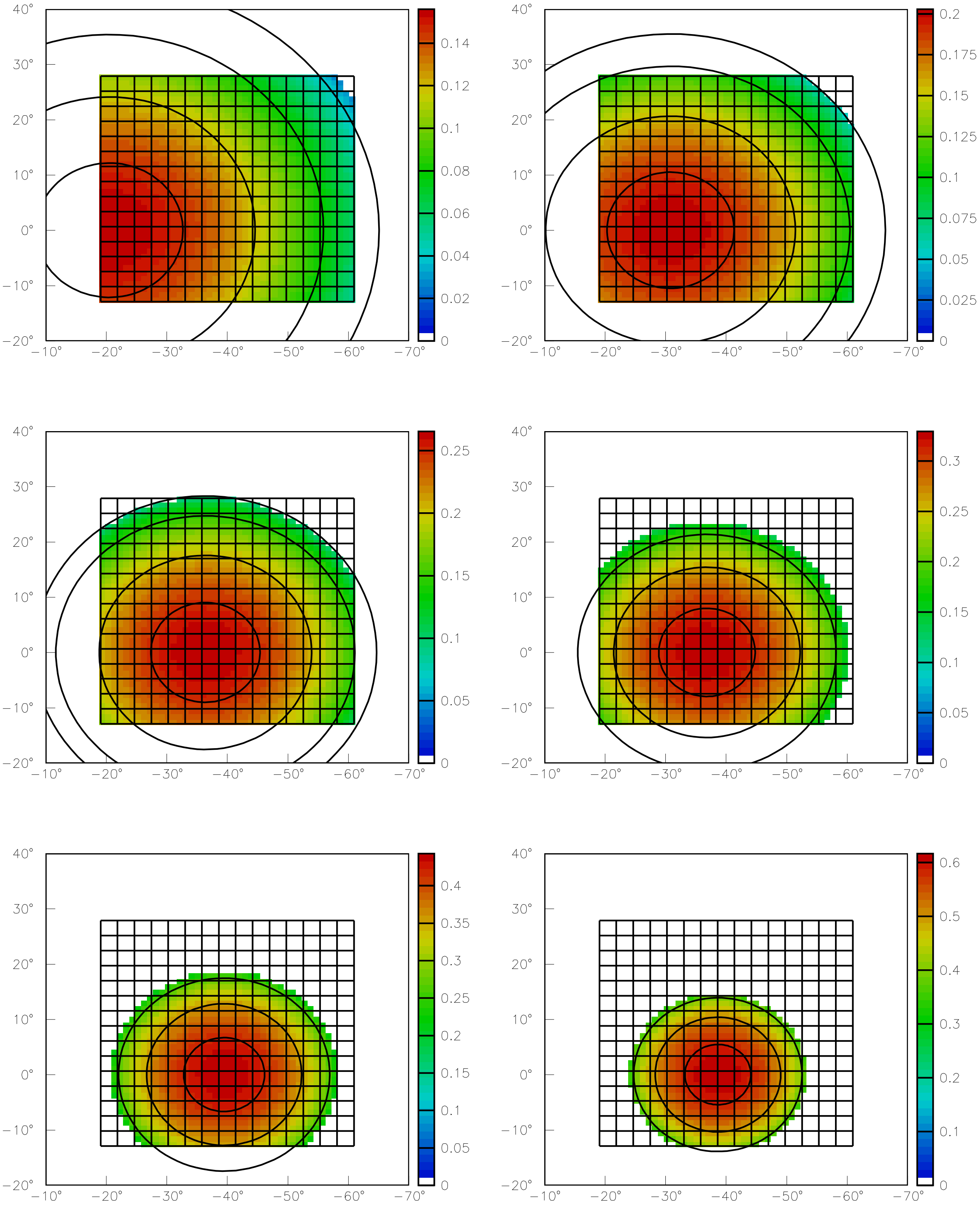

Abbildung 3.4: Auf das Flugzeitspektrometer projizierte Nukleonenkegel für verschiedene $-K^2 \in \{0.038, 0.105, 0.201, 0.304, 0.495, 0.798\, GeV^2\}$ und $W = 1.232\, GeV$ mit Nukleonenringen bei $\Theta_N^* \in \{30^o,\ 60^o,\ ...\}$ und der als Farbcode dargestellten Verteilung der kinetischen Nukleonenergie in GeV.

4. Das Experiment

4.1 Die Bonner Beschleunigeranlage

Das in diesem Kapitel beschriebene Experiment wurde an der Bonner Elektronen-Beschleuniger-Anlage [Alt 68-87] durchgeführt. Diese Anlage, welche in Abbildung 4.1 im Überblick gezeigt ist, beschleunigt Elektronen in drei Stufen von 120 keV auf bis zu 3.5 GeV.

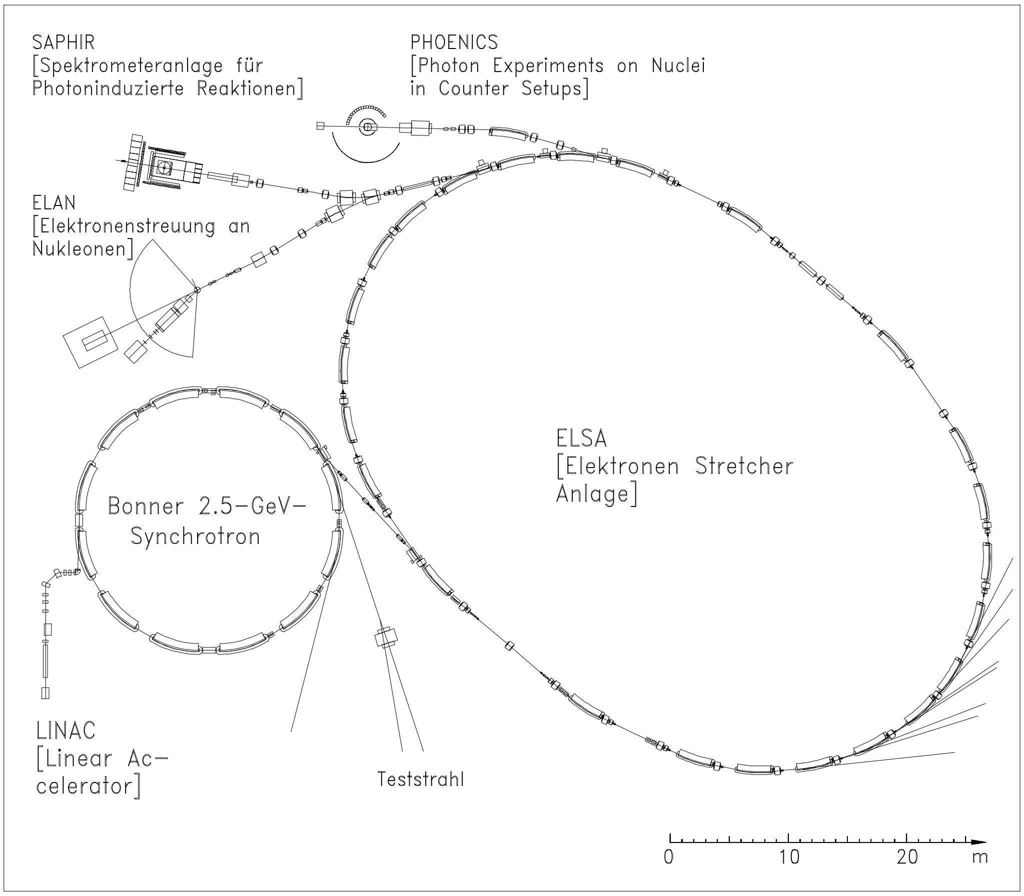

Abbildung 4.1: Schematische Übersicht der Beschleunigeranlage in Bonn.

Die Elektronen werden von einer thermischen Elektronenquelle geliefert und in einem 3-GHz-Wanderwellen-Linearbeschleuniger auf 20 MeV beschleunigt. In der nächsten Stufe der Beschleunigung, dem Synchrotron, erhalten sie eine durch die Extraktionselemente beschränkte maximale

Endenergie von 1.6 GeV, wobei sich aufgrund der Beschleunigerfrequenz von 500 MHz Elektronenpakete einer Breite von typischerweise 120 ps und einem zeitlichen Abstand von 2 ns bilden [Dec 84]. Diese Struktur, die auch beim Durchlauf der letzten Stufe, der ELektronen-Stretcher-Anlage (ELSA), erhalten bleibt, wird, wie in Anhang B beschrieben, zur Bestimmung des Startzeitpunktes ausgenutzt. Die Beschleunigeranlage kann je nach Anforderung der jeweiligen Experimente in drei verschiedenen Moden betrieben werden [Nec 93].

Bei Experimenten die hohen Strom benötigen besteht die Möglichkeit, sofern eine Endenergie der Elektronen von weniger als 1.6 GeV verlangt wird, die Endbeschleunigung im Synchrotron durchzuführen und die Elektronen dann nach ELSA zu transferieren. Um eine möglichst vollständige Füllung von ELSA zu erreichen, wird der Transfer idealerweise über drei Synchrotronumläufe durchgeführt.

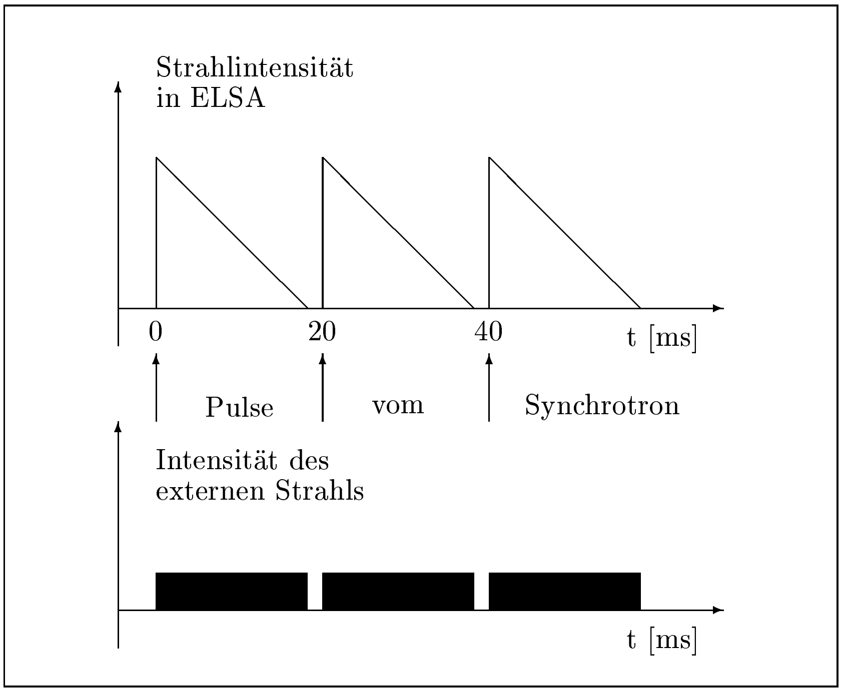

Abbildung 4.2: Funktionsschema des ELSA-Betriebes im Stretchermodus.

Bei dem Betrieb im Stretchermodus ist es dadurch möglich, langsam und gleichmäßig zu extrahieren (siehe Abbildung 4.2), so daß makroskopische Tastverhältnisse[1] von 98 % und Ströme von bis zu 80 nA erreicht werden können.

Experimente die höhere Energien benötigen sind darauf angewiesen, ELSA im sogenannten Nachbeschleunigungsmodus zu betreiben. Hierbei werden die Elektronen in ELSA über mehrere Beschleunigerzyklen des Synchrotrons akkumuliert und dann auf die gewünschte Endenergie beschleunigt. Je nach verlangtem Strom und makroskopischen Tastverhältnis wird die Extraktionsdauer und die

[1] Als makroskopisches Tastverhältnis wird der Bruchteil der Zeit bezeichnet, in dem extrahierte Elektronen dem Experiment zur Verfügung stehen.

Anzahl der Synchrotronzyklen angepaßt.
Eine weitere Möglichkeit bietet ELSA für Synchrotronstrahlungsexperimente. Für diese Art von Experimenten werden wiederum über mehrere Synchrotronzyklen Elektronen in ELSA akkumuliert. Dabei können Ströme von bis zu 100 mA angesammelt und auf die gewünschte Endenergie beschleunigt werden. Dieser Elektronenstrom dient dann als Synchrotronlichtquelle und hat eine Lebensdauer von ungefähr einer Stunde.

4.2 Der Experimentaufbau

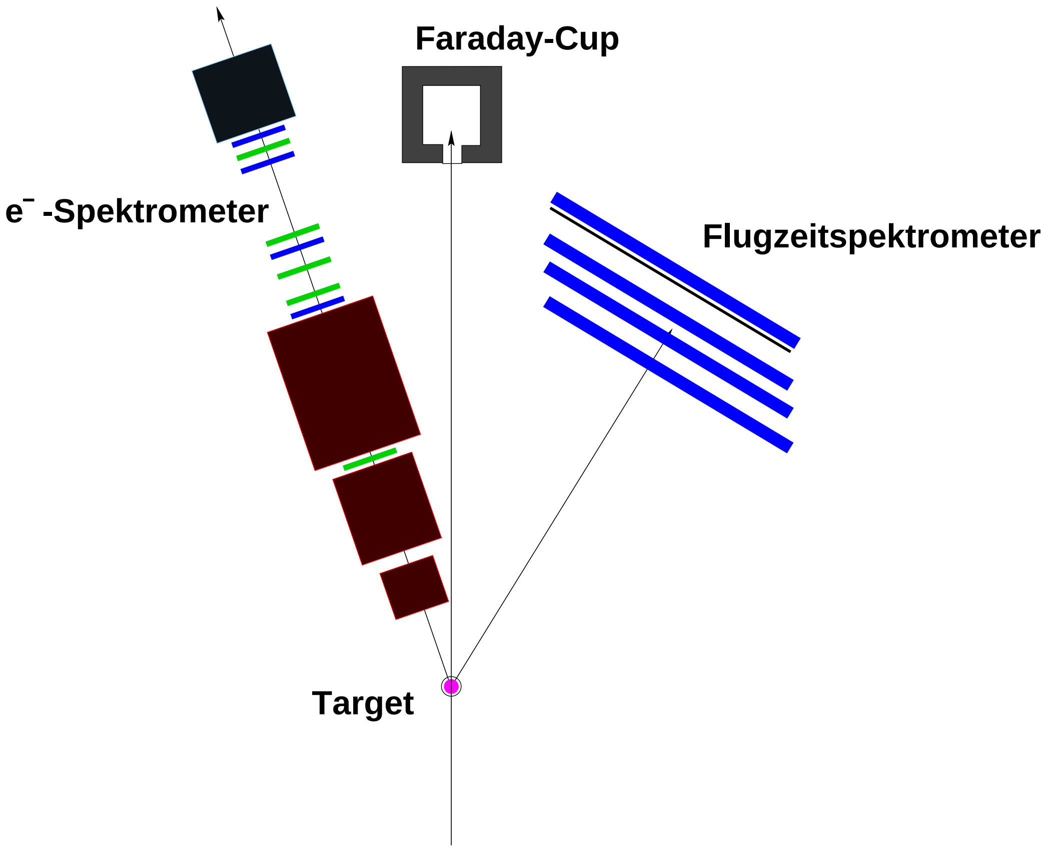

Abbildung 4.3: Experimentaufbau am ELAN-Meßplatz.

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten, die im Rahmen des Meßprogramms zum ELAN[2]-Experiment eingesetzt wurden, beschrieben. In Abbildung 4.3 ist der Gesamtaufbau in einer Übersicht dargestellt, wobei die von der Beschleunigeranlage gelieferten Elektronen von „unten“ kommend auf ein mit flüssigem Wasserstoff gefülltes Target treffen. Elektronen, die nicht mit den Targetnukleonen wechselwirken, werden in einem totalabsorbierenden Faraday-Cup aufgefangen, wohingegen gestreute Elektronen der gewünschten Kinematik in einem magnetischen Spektrometer und die dazu gehörigen Reaktionsprodukte in einem nichtmagnetischen Flugzeitspektrometer nachgewiesen werden. Eine Konverterplatte dient dabei durch Konvertierung neutraler in geladene

[2]ELektronenstreuung An Nukleonen.

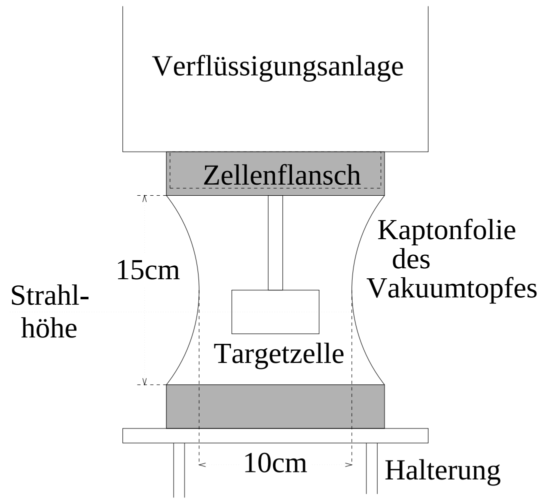

Abbildung 4.4: Vakuumtargettopf.

Teilchen zum besseren Nachweis von neutralen Teilchen.

4.2.1 Das Target

Als Target wurde im Rahmen des Meßprogramms flüssiger Wasserstoff beziehungsweise flüssiges Deuterium benutzt. Der verwendete Vakuumtargettopf ist in Abbildung 4.4 dargestellt. In der Verflüssigungsanlage wird der Wasserstoff beziehungsweise das Deuterium mittels adiabatischer Expansion von komprimierten Helium auf die zur Verflüssigung nötige Temperatur von ungefähr 20 K abgekühlt und über einen Zuführstutzen in eine 6 cm lange, aus 125 μm dicker Kaptonfolie bestehende, zylindrische Targetzelle mit einem Durchmesser von 3 cm geleitet. Der Raum zwischen der Zelle und der 250 μm dicken Kaptonfolie des Vakuumtopfes wird zum Zwecke der Wärmeisolation auf 10^{-6} $mbar$ abgepumpt.

4.2.2 Der Faraday-Cup

Zur Messung des von ELSA extrahierten Elektronenstrahls wird ein Faraday-Cup verwendet [Wil93]. In ihm werden Elektronen die wechselwirkungsfrei durch das Target gelangen in einem Bleiabsorber gestoppt. In einem Quantameter wird dann die gesamte in dem Faraday-Cup gesammelte Ladung gemessen.

4.2.3 Das Elektronenspektrometer

Zum Nachweis der gestreuten Elektronen wird ein magnetisches Spektrometer benutzt (siehe Abbildung 4.5). Die Magnetkonfiguration besteht aus einem horizontal fokussierenden (SP) und einem vertikal fokussierenden (QP) Quadrupol sowie einem impulsseparierenden Sektormagneten (SM). Zur Bahnrekonstruktion des nachgewiesenen Teilchens durch das Spektrometer sind fünf Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) K0 bis K4 eingebaut. Eine eindeutige Unterscheidung zwischen Elektronen und Teilchen gleichen Impulses jedoch höherer Masse, wie Pionen oder Myo-

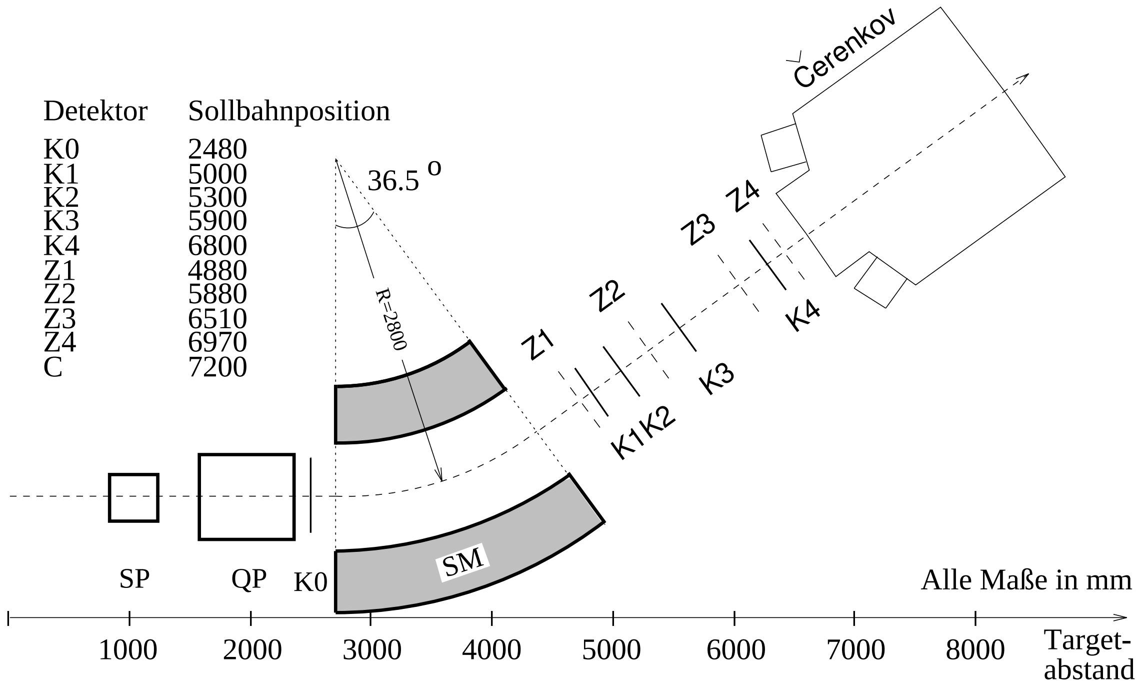

Abbildung 4.5: Querschnitt des Elektronenspektrometers.

nen, geschieht durch einen Schwellen-Čerenkov-Zähler. Der Zeitpunkt des Ereignisses wird durch eine koinzidente Verknüpfung der Ansprecher in vier Szintillationszähler Z1 bis Z4 festgehalten und zum Starten der Datennahme benutzt.

	Akzeptanz	Auflösung
vertikaler Streuwinkel	$80.0\,mrad$	$4.65\,mrad$
horizontaler Streuwinkel	$22.5\,mrad$	$1.41\,mrad$
relativer Impuls	$\pm 12\,\%$	$0.47\,\%$
Raumwinkel	$1.8\,msr$	

Tabelle 4.1: Akzeptanzen und Auflösungen des Elektronenspektrometers für Kinematik 3.

Mit Hilfe der rekonstruierten Flugbahn des detektierten Elektrons ist es unter Berücksichtigung der bekannten magnetischen und geometrischen Eigenschaften des Spektrometers möglich, den horizontalen und vertikalen Streuwinkel, den Impuls sowie den auf die Primärelektronenbahn projizierten Targetstartort zu bestimmen. Dabei wird die Näherung benutzt, daß der vertikale Startort Null ist, was sich allerdings bei der geringen, vertikalen Ausdehnung des Primärstrahles $< 3\ mm$ FWHM[3] rechtfertigen läßt.

Das gesamte Spektrometer ist auf einer um den Targetmittelpunkt schwenkbaren Lafette montiert. Damit lassen sich mittlere Elektronenstreuwinkel zwischen $18.9°$ und $24.0°$ einstellen. Der maxi-

[3] *Full Width Half Maximum.*

male, noch akzeptierte Elektronenimpuls liegt bei maximaler Erregung des Sektormagneten bei 2 GeV. Die Akzeptanzen und energieabhängigen Auflösungen [Fro 93] sind in Tabelle 4.1 für eine der in dieser Arbeit behandelten Kinematiken (Kinematik 3) aufgeführt.

4.2.4 Das Flugzeitspektrometer

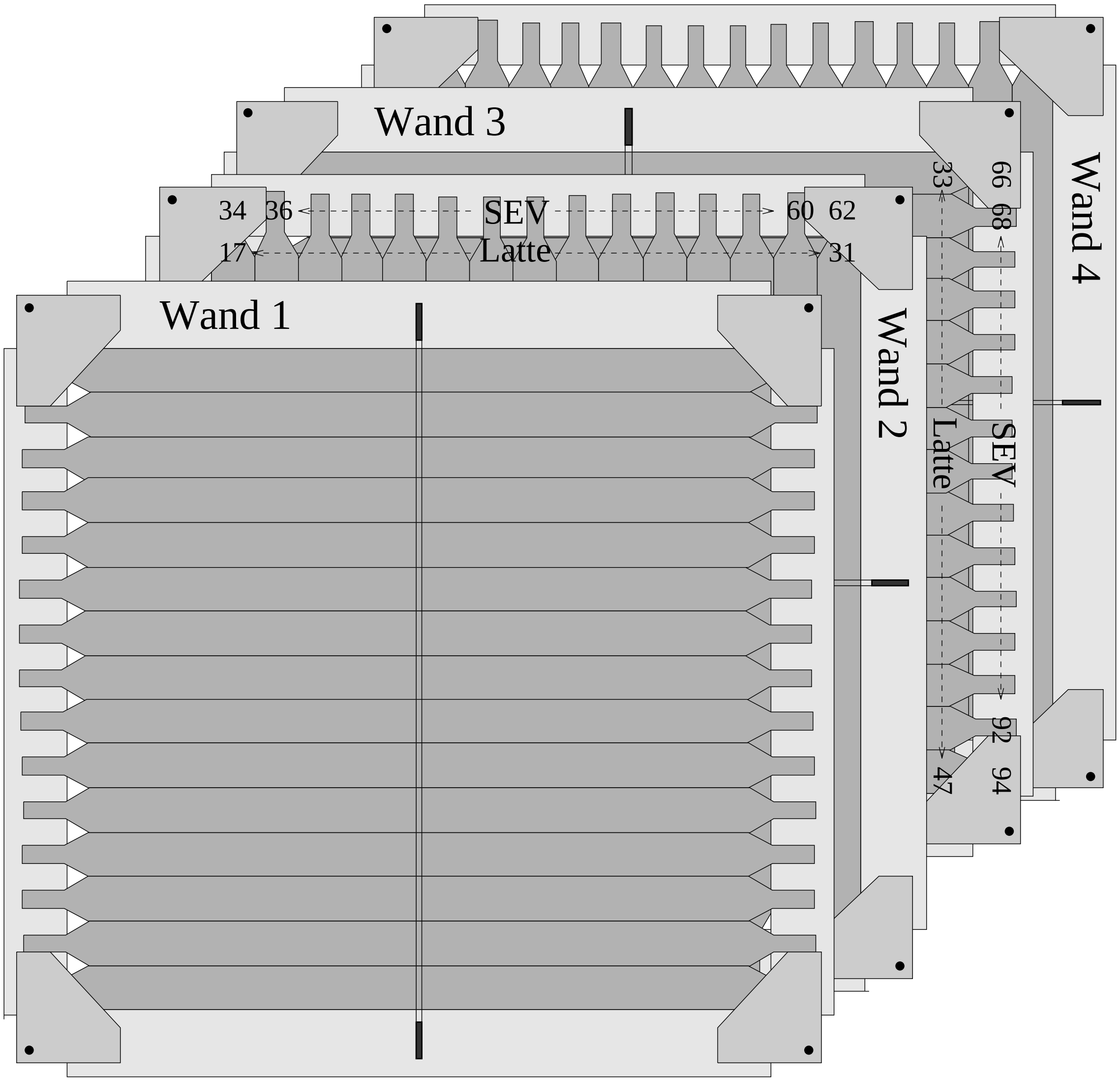

Abbildung 4.6: Aufbau des Flugzeitspektrometers.

Das Flugzeitspektrometer besteht aus vier gleich aufgebauten Szintillatorwänden die zueinander gekreuzt, wie in Abbildung 4.6 erkennbar aufgestellt, sind. Jede dieser Wände besteht aus 15 Szintillatorlatten der Maße $300\,cm * 20\,cm * 5\,cm$, womit sich eine Detektorfläche von 9 m^2 ergibt. Jede dieser Latten wird beidseitig von Sekundärelektronenvervielfachern ausgelesen. Weiterhin ist eine zu den Latten gekreuzte Faser zur Optimierung der Zeitauflösung angebracht [Bru 96]. Eine vor der ersten Wand montierte 4 mm dicke Aluminiumplatte dient zur Unterdrückung niederenergetischen

Untergrundes.

Ein gekreuztes Aufstellen zweier Wände und ein koinzidentes Ansprechen je einer Latte dieser Wände liefert dann eine Segmentierung in 255 Einzelsegmente der Größe $20\,cm * 20\,cm$, die zur Ortsbestimmung eingesetzt werden können.

Zur weiteren Verbesserung dieser Ortsbestimmung werden die einzelnen Signale der Sekundärelektronenvervielfacher benutzt. Diese Signale werden dreifach geteilt und zwei dieser Signale über eine in Bonn entwickelte Elektronik [Jak 97] einem TDC[4]-Modul und das Dritte direkt einem ADC[5]-Modul zugeführt. Die beiden dem TDC-Modul zugeführten Signale (TDC-Signal) enthalten die Zeitinformationen vom Zeitpunkt der Wechselwirkung bis zum Nachweis in den Sekundärelektronenvervielfachern, wobei sich die beiden TDC-Werte in der Umwandlung zu Normpulsen an unterschiedlich hohen Diskriminatorschwellen unterscheiden (obere und untere Schwelle). Das dem ADC-Modul zugeführte Signal (ADC-Signal) liefert einen der deponierten Lichtmenge im Szintillator proportionalen Wert. Durch Subtraktion der beiden oberen Schwellen einer Latte ergibt sich nun eine verbesserte Ortsinformation, welche in Vorversuchen zur Optimierung des Detektors zu Zeitauflösungen von weniger als $300\ ps$ oder Ortsauflösungen von besser als $5\ cm$ FWHM [Kun 93] geführt hat. Da diese Testmessungen mit minimal ionisierenden Teilchen stattgefunden haben aber im Experiment eine Protonenergieverteilung (siehe Abbildung 4.7) über den Verlauf einer Latte vorliegt, wurde in Kapitel 5.2.3 die Auflösung neu zu einem mittleren Wert von $7\ cm$ FWHM bestimmt, wobei die Verschlechterung hauptsächlich durch niedrige Pulshöhen der Sekundärelektronenvervielfacher verusacht wurde. Eine zusätzliche Information, jedoch mit einer schlechteren Auflösung, über

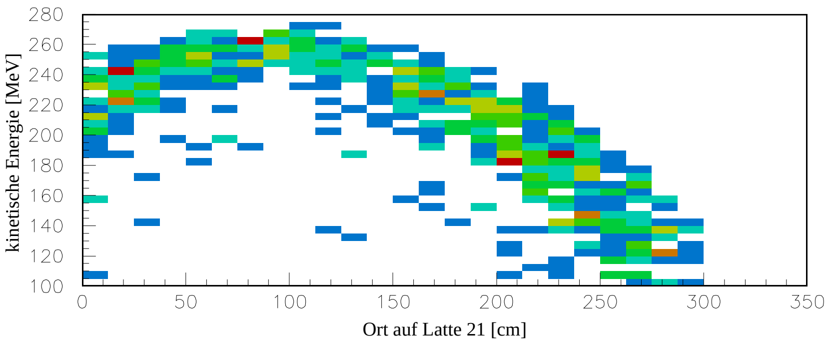

Abbildung 4.7: Energieabhängigkeit der Protonen entlang Latte 21.

den Auftreffort des Teilchens ergibt sich aus dem Logarithmus des Quotienten der beiden ADC-Signale. Weitere Kombinationen der Detektorinformationen sind die Summe der TDC-Signale, die die Flugzeit des Teilchens vom Target bis zum Auftreffpunkt auf der Wand liefert und das Produkt der ADC-Signale, das im Falle von geladenen Teilchen ein Maß für die Energie des detektierten Teilchens ist.

[4] *Time-to-Digital Converter.*

[5] *Analog-to-Digital Converter.*

4.2.5 Die Datenerfassung

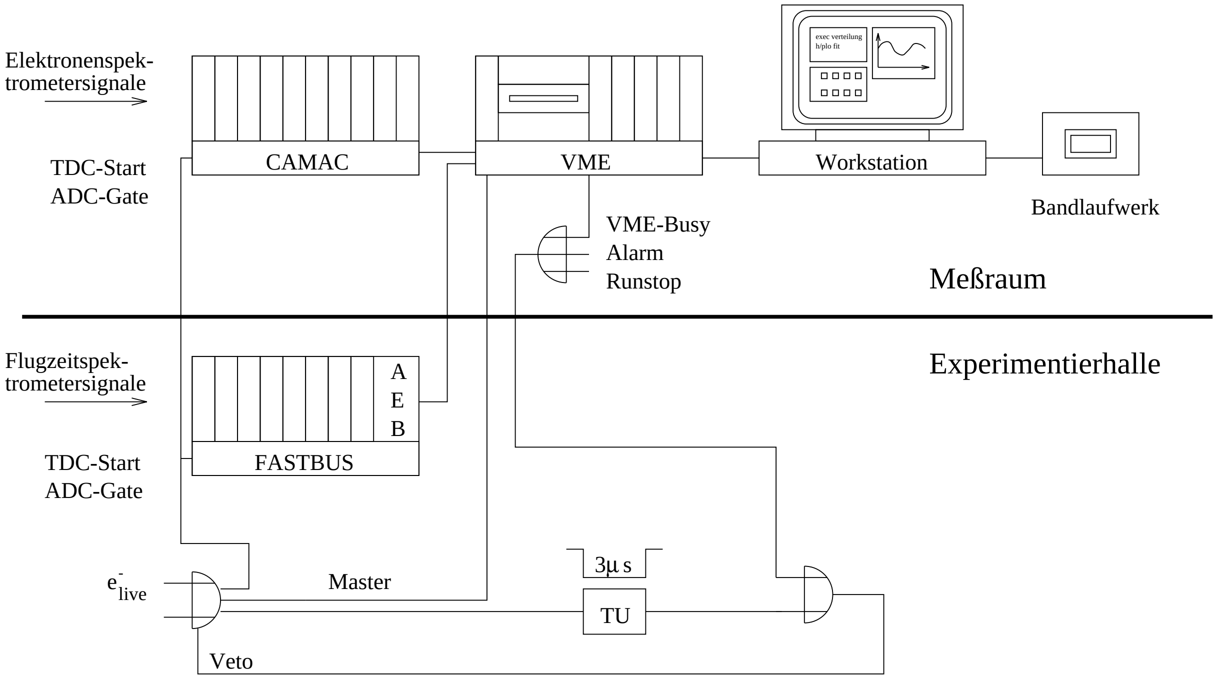

Abbildung 4.8: Schematische Darstellung der ELAN-Datenerfassung.

In Abbildung 4.8 ist die Datenerfassung schematisch dargestellt. Sie dient der Erkennung eines Ereignisses, der Digitalisierung der Detektorinformationen, deren Weiterleitung an die Ausleserechner und letztendlich der Speicherung dieser Informationen auf Datenträger zur späteren Auswertung. Ausgelöst wird die Datenerfassung durch ein koinzidentes Ansprechen der vier Szintillationszähler des Elektronenspektrometers (e^-_{live}), wobei das Signal des Z1 soweit verzögert ist, daß es den Startzeitpunkt bestimmt. Während die Datenerfassung läuft sorgt ein Veto dafür, daß keine weiteren Ereignisse aufgezeichnet werden können. Die Informationen der Vieldrahtproportionalkammern des Elektronenspektrometers werden über ein am DESY[6] entwickeltes PERSEUS[7]-System verarbeitet. Die Signale der Sekundärelektronenvervielfacher werden in CAMAC[8]-Modulen und die des Flugzeitspektrometers in Fastbus-Modulen digitalisiert. Bei der Modulauslese wird für die CAMAC-Module ein VME[9]-Rechner und für die Fastbus-Module der am CERN[10] entwickelte AEB[11] verwendet [Noë 92]. Der VME-Rechner faßt dann alle Informationen zu einem Ereignis zusammen und überträgt dieses an eine *Workstation*, wo es einer Online-Daten-Analyse zugeführt und auf

[6] Deutsches Elektronen SYnchrotron.

[7] *Priority Encording Readout System Economical with Ultra high Speed.*

[8] *Computer Automated Measurement And Control.*

[9] *Versus Module Europe.*

[10] *Conseil Europeen pour la Recherche Nucleaire.*

[11] *Aleph Event Builder.*

Datenträger gesichert werden kann.

4.2.6 Die Experimentdurchführung

Bei der Durchführung des Experimentes war, um eine hohe Ereignisrate zu erzielen, ein hoher Strom erwünscht. Dabei wurde die Höhe des extrahierten Stromes in der Regel nicht von dem Beschleuniger limitiert sondern durch das Experiment. Die Datennahme kann zum Beispiel nur eine gewisse Zahl an Ereignissen pro Sekunde verarbeiten. Wesentlicher sind aber die bei der Verwendung eines nichtmagnetischen Spektrometers auftretenden zufällige Koinzidenzen. Zur Vermeidung dieser Koinzidenzen ist ein hohes mikroskopisches Tastverhältnis (TV) nötig. Dieses auch als *Duty-Cycle* bezeichnete Verhältnis berechnet sich aus den zufälligen Koinzidenzen zweier aufgestellter Plexiglas-Čerenkov-Detektoren ($\dot{N}_z$) und den jeweiligen Einzelzählraten ($\dot{N}_1, \dot{N}_2$) nach

$$TV = \frac{\dot{N}_1 \cdot \dot{N}_2}{\dot{N}_z} \cdot \tau .$$

Dabei steht τ für die eingestellte Koinzidenzbreite von 20 ns. Bei diesem Berechnungsverfahren darf allerdings die echte Koinzidenzrate nicht beitragen. Deshalb wurden die beiden Detektoren noch um die Koinzidenzbreite zeitlich gegeneinander verzögert.
Ein weiterer vom Experiment unerwünschter Effekt ist der Einfluß sämtlicher Materialien außer dem eigentlichen Targetmaterial, die der Elektronenstrahl durchtritt, wie zum Beispiel die Folien der Targetzelle (siehe Kapitel 4.2.1). Zur Korrektur dieses Effektes wurden Messungen mit leerer Targetzelle durchgeführt und die dabei gewonnenen Ereignisse (N_{leer}) von den Ereignissen mit vollem Target (N_{voll}) entsprechend der jeweiligen Meßzeiten t_{voll} und t_{leer}, normiert auf gleichen mittleren Strom, nach Gleichung 4.31 abgezogen, wobei die Ereignisse beider Messungen identischen Schnittbedingungen unterliegen.

$$N_{H_2} = N_{voll} - \frac{t_{voll}}{t_{leer}} N_{leer} \tag{4.31}$$

Wird der relative Fehler der auszuwertenden Ereignisse N_{H_2} für eine vorgegebene Gesamtmeßzeit t_Σ minimiert und werden die Flächenbelegungen $\rho_{leer} = 0.0355\, cm^{-2}$ und $\rho_{voll} = 0.42\, cm^{-2}$ benutzt, so ergibt sich als optimale Dauer der Leertargetmessung [GHW 95] zu

$$t_{leer} = \frac{\sqrt{\rho_{leer}}}{\sqrt{\rho_{leer}} + \sqrt{\rho_{voll}}} \cdot t_\Sigma = 0.22 \cdot t_\Sigma .$$

Diese Verhältnisse sind in Tabelle 4.2 ebenso wie die mittleren mikroskopischen Tastverhältnisse und Ströme für die in dieser Arbeit behandelten Kinematiken aufgeführt.

	$k = \frac{t_{voll}}{t_{leer}}$	TV	mittlerer Strom in nA
Kinematik 1	4.071	41%	12
Kinematik 2	3.217	49%	14
Kinematik 3	2.184	40%	13

Tabelle 4.2: Experimentelle Randbedingungen für die einzelnen Kinematiken.

5. Die Datenanalyse

Bei der Datenanalyse geht es darum, aus der Vielzahl der aufgezeichneten Ereignissen die $N \to \Delta$-Ereignisse herauszufiltern und die zugehörigen Informationen von allen apparativen Einflüssen zu entkoppeln.

5.1 Der Elektronenzweig

5.1.1 Identifikation eines *guten* Elektrons

Die Bedingung zur Aufzeichnung eines Ereignisses ist ein koinzidentes Ansprechen der Zähler Z1-Z4 im Elektronenspektrometer (siehe Kapitel 4.2.5). Dadurch ist es möglich, die Elektronenseite so zu behandeln, als ob ein Einarmstreuexperiment durchgeführt wird. Solche Experimente sind mit dem schon seit 1972 existierenden Elektronenspektrometer [Rit 74] mehrfach durchgeführt worden, so daß auf bestehende Auswertepakete zurückgegriffen werden kann [Fro 93]. Diese Pakete werden zur Teilchenidentifikation und zur Rückrechnung der kinematischen Größen aus den Informationen der einzelnen Nachweiselemente des Spektrometers eingesetzt. Damit sind für die weitere Analyse neben dem Startzeitpunkt (siehe auch Anhang B) alle Informationen über das virtuelle Photon und die gesamte im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Energie bekannt.

5.1.2 Die Energiekorrektur

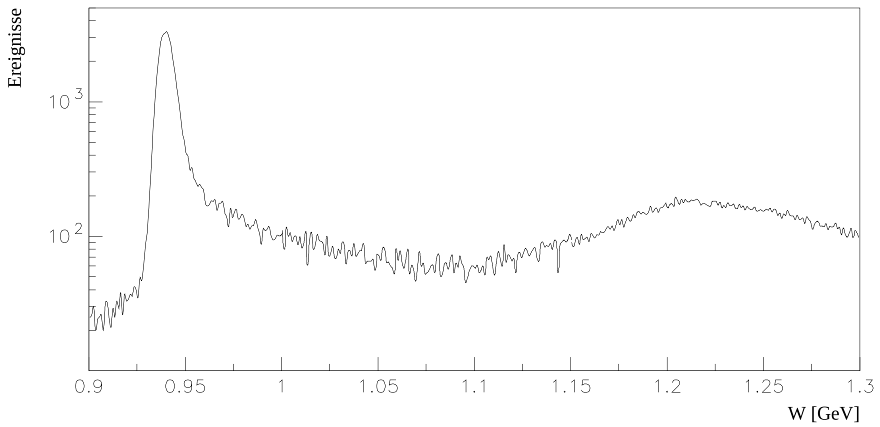

Abbildung 5.1: Einarmspektrum der Elektron-Proton-Streuung.

Um das Elektronenspektrometer in seiner Gesamtheit zu testen wurden zusätzlich zum beschriebenen Meßprogramm noch Messungen durchgeführt, die es ermöglichen, die Elektron-Proton-Streuung qualitativ von der elastischen Streuung bis zur ersten Resonanz (siehe Abbildung 5.1) darzustellen. Dabei stellte es sich durch Vergleich der Positionen der gemessenen elastischen Peaks (für die Kinematiken des gesamten Meßprogramms) mit Monte-Carlo-Simulationen heraus, daß eine von der Erregung des dispersiven Elementes des Elektronenspektrometers abhängige Verschiebung in den rückgerechneten Streuenergien auftritt. Die Korrektur dieser Abhängigkeit wird ausführlich in [Ban 00] beschrieben und in der hier verwendeten Analyse benutzt.

5.2 Der Hadronenzweig

5.2.1 Identifikation eines *guten* Protons

Jedes Ereignis, das Energie in einer Szintillationslatte des Flugzeitspektrometers deponiert erzeugt eine entsprechende Menge Licht. Dieses Licht wird durch Sekundärelektronenvervielfacher in ADC-Signale umgewandelt, wobei durch unterschiedlich lange Laufstrecken und der damit vebundenen Dämpfung zusätzlich eine Abhängigkeit vom Durchtrittsort auftritt. Desweiteren werden für jeden Sekundärelektronenvervielfacher bei der Überschreitung der oberen beziehungsweise unteren Schwelle bis zu zwei unabhängige Zeitinformationen erzeugt. Bei sehr kleinen Signalen eines der beiden Sekundärelektronenvervielfacher kann es passieren, daß es aufgrund einer zu geringen Pulshöhe keinen zugehörigen TDC-Wert gibt. Bei solchen Ereignissen läßt sich der fehlende TDC-Wert aus den restlichen Informationen mit

$$TDC_1 = k \cdot \ln \frac{ADC_1}{ADC_2} + TDC_2 \tag{5.32}$$

berechnen, sofern der gegenüberliegende TDC-Wert vorhanden ist. Dabei ergibt sich der Parameter k aus einer Anpassung der ADC- und TDC-Ortsinformationen (siehe Abbildung 5.2). In der wei-

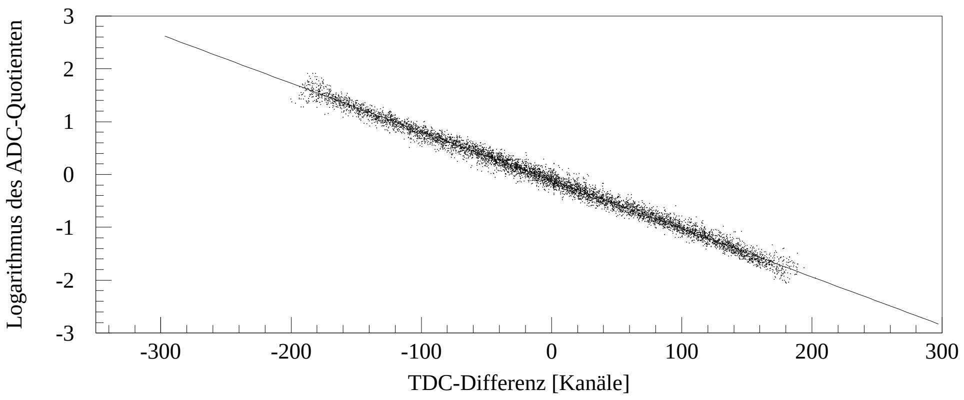

Abbildung 5.2: Zusammenhang zwischen Ortsbestimmung aus ADC- und TDC-Werten.

teren Analyse wird für jeden Sekundärelektronenvervielfacher nur noch ein pulsform-korrigierter (siehe Anhang A) TDC-Wert verwendet. Sofern beide Schwelleninformationen vorhanden sind wird, die der unteren bevorzugt. Sollte eine Schwelle fehlen, wird, um ein *Schwellenkratzen* (siehe Anhang A) zu vermeiden, auf den aus den ADC-Werten rekonstruierten TDC-Wert zur Teilchenidentifikation zurückgegriffen.

Nachdem nun zu jedem Ereignis und jeder Latte zwei TDC-Werte zur Verfügung stehen, lassen

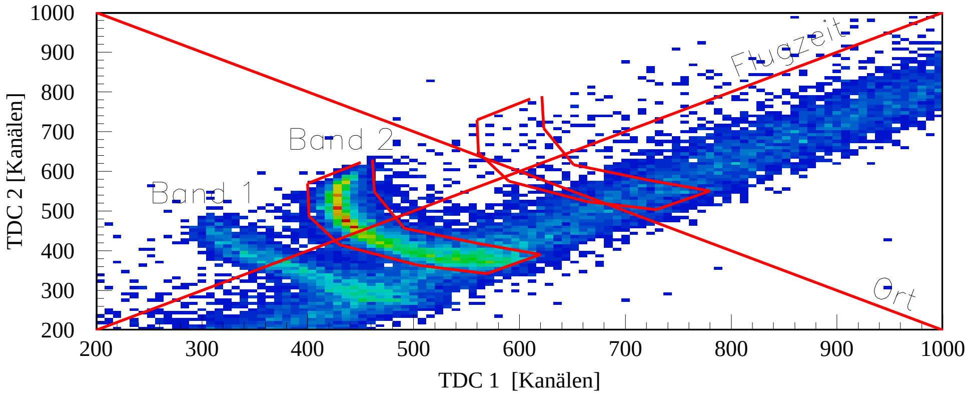

Abbildung 5.3: Protonschnitt in den TDC-Signalen der Latte 43.

sich Pionen und Photonen von den Protonen durch einen Schnitt abtrennen. Dazu werden die beiden TDC-Werte einer Latte gegeneinander (siehe Abbildung 5.3) aufgetragen. Bei dieser Darstellung sind Flugzeit und Auftreffort entlang der beiden Diagonalen gleichzeitig sichtbar. In der Flugzeit sind zwei deutlich voneinander getrennte Bänder zu sehen, die im Ort den gleichen Bereich abdecken. Bei dem mit dem Index 1 bezeichneten Band handelt es sich um schnelle Lichtgeschwindigkeitsteilchen, wie Pionen und Photonen, wohingegen sich im zweiten Band die langsameren Protonen und Neutronen befinden. Mit Hilfe des zweidimensionalen Schnittes, der um das Band der Protonen und Neutronen eingezeichnet ist, lassen sich nun die schnellen Teilchen abtrennen. Weiterhin ist eine vom Ort abhängige Untergrundbelastung sichtbar. Um diesen nicht von der

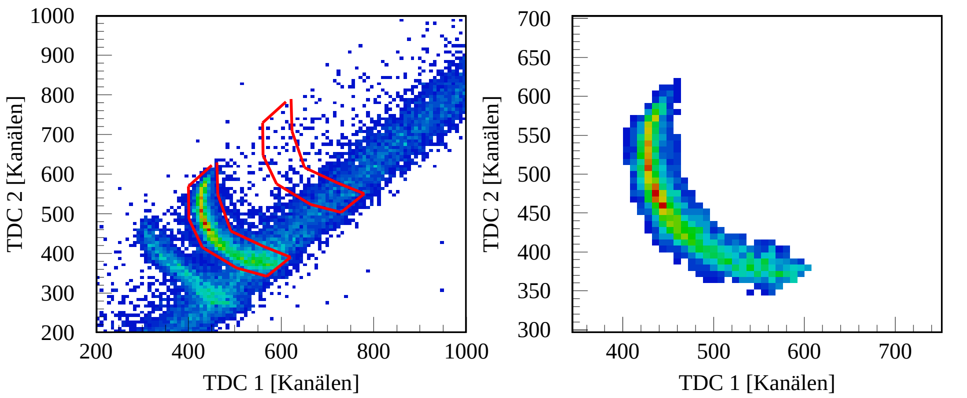

Abbildung 5.4: Untergrundkorrektur im Bereich der Protonen für Latte 43.

Flugzeit abhängigen Untergrund zu berücksichtigen, wird der oben beschriebenen zweidimensionale Schnitt um das Protonenband um 160 Kanäle in beiden TDCs verschoben (siehe Abbildung 5.4 links). Aus dem ortsabhängigen Verhältnis der dort nachgewiesenen Untergrundteilchen und der sich innerhalb des Protonschnittes befindlichen Protonen läßt sich ein Korrekturfaktor K_U bestimmen, der die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der ein nachgewiesenes Proton ein Untergrundteilchen ist (siehe auch Kapitel 5.3.1). Nach dieser Untergrundkorrektur ergibt sich die in Abbildung 5.4 rechts dargestellte untergrundkorrigierte Protonenverteilung entlang einer Latte.
Zur weiteren Protonidentifikation wird ausgenutzt, daß sich die von Protonen im Flugzeitspektrometer deponierte Lichtmenge deutlich von der der Neutronen und anderer Teilchen unterscheidet. In Abbildung 5.5 links ist daher der Logarithmus des ADC-Produktes, ein Maß für die deponierte Energie, gegen den Logarithmus des ADC-Quotienten, ein Maß für den Ort, aufgetragen. In dieser

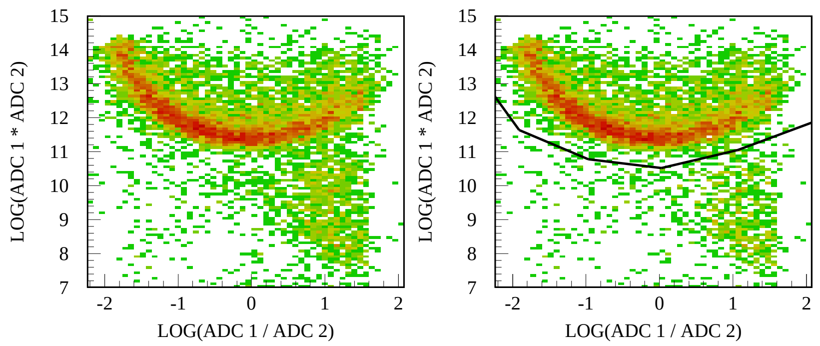

Abbildung 5.5: ADC-Produkt der Latte 43 gegen den ADC-Quotienten.

Darstellung ist eine deutliche Abhängigkeit der deponierten Energie von dem Auftreffort auf der Latte erkennbar. Protonen mit größerer kinetischen Energie, die in Richtung des virtuellen Photons fliegen, deponieren entsprechend weniger Energie als langsamere Protonen, die am Rand der Latte, also mit einem großen Winkel zur Richtung der virtuellen Photonen, nachgewiesen werden (siehe auch Abbildung 4.7). Durch einen Schnitt im ADC-Produkt, wie in der untergrundkorrigierten Abbildung 5.5 rechts eingezeichnet, wird eine weitere Reduzierung des Untergrundes und der Neutronen erreicht, die im Gegensatz zu den Protonen eine nicht der kinetischen Energie entsprechende Menge an Licht in den Szintillatoren deponieren.

5.2.2 Das Bilden eines Segmentansprechers

Ein Segmentansprecher besteht aus der Zuordnung der Ansprecher zweier Latten zueinander gekreuzter Wände zu einem Ereignis. Im Rahmen dieser Analyse wird nur die zweite und dritte Wand zur Bestimmung eines Segmentes benutzt, da die erste Wand, aufgrund einer sehr hohen Untergrundrate, nur wenig zusätzliche Informationen liefert und viele Protonen aufgrund des Energieverlustes bei den hier behandelten Kinematiken, die vierte Wand nicht mehr erreichen.

Wie schon in Kapitel 4.2.4 erwähnt, ergeben sich durch das gekreuzte Aufstellen der Wände 2

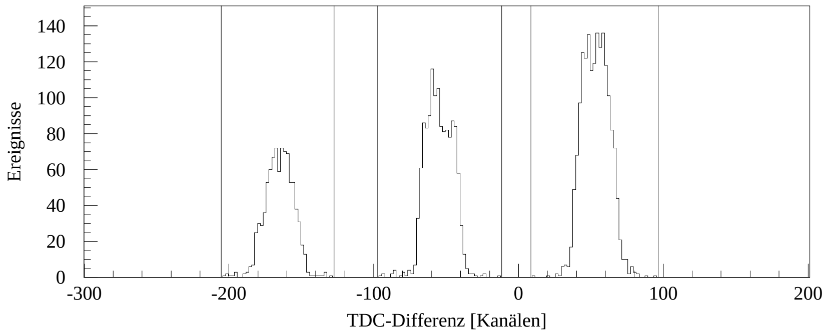

Abbildung 5.6: TDC-Differenz der Latte 43 mit Protonenschnitt auf die Latten 19, 23 und 27.

und 3 225 Segmente. Bei einem koinzidenten Nachweis ergeben sich in Abhängigkeit von den beteiligten Latten Koinzidenzbereiche in den TDC-Differenzen und ADC-Quotienten (siehe Abbildung 5.6 und 5.7). Durch Schnitte auf diese Bereiche lassen sich nun sowohl Ereignisse, die nur in einer Wand gesehen werden, als auch koinzidente Ereignisse einem Segment zuordnen. Weiterhin werden zufällige Koinzidenzen, bei denen die Koinzidenzbereiche nicht zueinander passen, unterdrückt.
Gibt es mehrere mögliche Segmentansprecher zu einem Ereignis, wird der Ansprecher, der die meisten Bedingungen eines Protons in beiden Wänden erfüllt, benutzt.

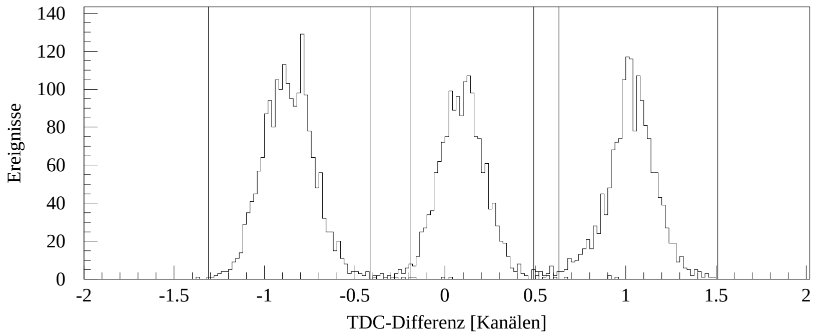

Abbildung 5.7: ADC-Quotient der Latte 43 mit Protonenschnitt auf die Latten 19, 23 und 27.

5.2.3 Die Ortseichung

Aus der Kenntnis der Geometrie und der Anordnung der Wände läßt sich den Mittelpunkten der Segmente jeweils eine Position zuordnen. Indem das koinzidente Ansprechen zweier Latten gefordert wird, ergibt sich so die Möglichkeit, die Ortsinformationen der TDC-Differenzen und ADC-Quotienten auf die Koordinatensysteme der Wände zu übertragen. Dazu werden die Schwerpunkte der einzelnen Koinzidenzbereiche bestimmt. Diese werden, um unabhängig von der gemessenen

Verteilung entlang der Latte zu sein, anhand des Zählratenverlaufes korrigiert. Aufgetragen am Beispiel von Latte 43 und der TDC-Differenz ergibt sich der in Abbildung 5.8 dargestellte Zusammenhang. An die einzelnen Schwerpunkte wird ein Polynom dritten Grades angepaßt, welches es, bei bekannter Geometrie der Wände ermöglicht, den Ort entlang der Latte aus der TDC-Differenz zu berechnen. Nach obigem Verfahren führen die aus den ADCs berechneten TDC-Werte, aufgrund

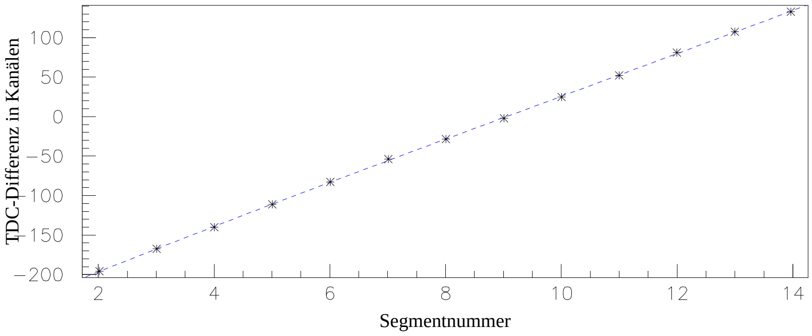

Abbildung 5.8: Eichung der TDC-Differenz mit Hilfe der Segmente für Latte 43.

der Unsicherheit in der Eichung (siehe Abbildung 5.2), zu einem größeren und in den Randbereichen systematischen Fehler bei der Bestimmung des Ortes. Um letzteres zu vermeiden wird für solche Ereignisse der Ort aus den ADC-Quotienten anhand einer analog zu den TDC-Differenzen erstellten Eichkurve berechnet. Die resultierende Ortsauflösung gemittelt über alle Segmente ergibt

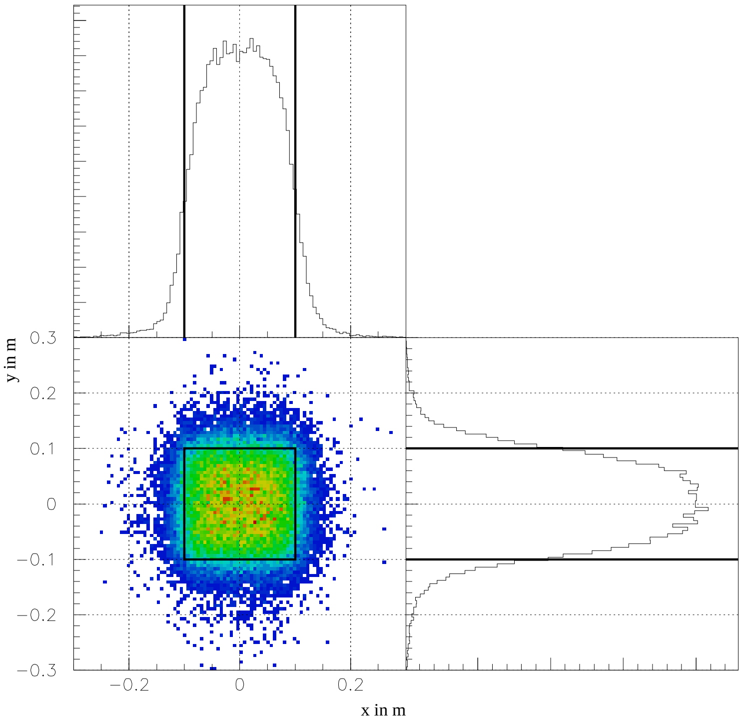

Abbildung 5.9: Ortsauflösung gemittelt über die Wände.

sich dann aus Abbildung 5.9. Dort ist der Abstand des berechneten Ortes vom Mittelpunkt des Segmentes, berechnet aus den Informationen beider Wände für Protonen, dargestellt. Eingezeichnet ist zusätzlich die aus der Geometrie bekannte Begrenzung des Segmentes. Aus den Projektionen ergibt sich dann durch Vergleich mit einer simulierten verschmierten Kastenverteilung eine mittlere Ortsauflösung von 7 cm FWHM.

5.2.4 Korrekturfaktoren für das Flugzeitspektrometer

Nachdem nun die Protonen identifiziert und je einem Segment zugeordnet sind, muß berücksichtigt werden, daß nicht jedes Proton, im Flugzeitspektrometer , als solches erkannt oder nachgewiesen wird. Ebenso können andere Teilchen fälschlicherweise als Proton identifiziert werden oder Protonen, die in Richtung des Detektors gestartet sind, diesen nicht erreichen. Um solche Effekte zu korrigieren und die wirkliche Verteilung zu erhalten, wird jedes nachgewiesene Proton mit verschiedenen segmentabhängigen Korrekturfaktoren versehen, die hier beschrieben werden.
Wie in den Kapiteln 5.2.1 und 4.2.6 schon beschrieben wurde wird der Untergrund ebenso wie die Leertargetereignisse, mittels der entsprechenden Wahrscheinlichkeiten K_U, K_L korrigiert. Um Protonen zu berücksichtigen, die vor der Wand 2 gestoppt werden oder durch Weitwinkelstreuung nicht Wand 2 erreichen, wurde eine Monte-Carlo-Simulation (siehe Kapitel 5.3.2) benutzt, die die Wahrscheinlichkeit für diese Effekte K_{SP} liefert. Protonen, die die Wand 2 erreichen und im Segment S_{XY} nachgewiesen werden, wobei X für die Lattenummer in Wand 2 und Y für die zugeordnete Lattenummer in Wand 3 (siehe auch 5.2.2) steht, werden untergrund und leertargetkorrigiert und dem zugehörigen Segment in Wand 3 S_{YX} angeboten. Der Quotient aus diesen und den in S_{YX} nachgewiesenen Protonen ergibt dann eine Wahrscheinlichkeit K_{YX} , die die Nachweiswahrscheinlichkeit der Wand 3 ebenso berücksichtigt wie in Wand 2 gestoppte Protonen. Weitere Effekte wie zum Beispiel zufällige Teilchen, die zeitlich vor dem *echten* Proton den Detektor treffen und dadurch Informationen wegnehmen, werden dabei mitkorrigiert.
Analog kann dann mit den in S_{YX} nachgewiesenen Protonen der Faktor K_{XY} für das Segment der Wand 2 bestimmt werden. Am Beispiel von Wand 3 und Kinematik 3 ist in Abbildung 5.10 der Korrekturfaktor K_{YX} als Farbkodierung in Abhängigkeit von den einzelnen Segmenten dargestellt. Im mittleren Bereich liegt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Proton erkannt wird bei ungefähr 90% und nimmt nach außen aufgrund von in Wand 2 gestoppten Protonen ab.

5.3 Verknüpfung der verschiedenen Detektoren

Mit den aus den Informationen des Flugzeit- und des Elektronenspektrometers bekannten Richtungen der virtuellen Photonen und der Protonen läßt sich nun aus dem Öffnungswinkel $\Theta^*_{p\gamma}$ und dem Azimutalwinkel $\varphi^*_{p\gamma}$ im Schwerpunktsystem die Winkelverteilung der Protonen aufbauen. Dabei müssen allerdings noch die unterschiedlichen Akzeptanzen des Elektronen- und der beiden Flugzeitspektrometer berücksichtigt werden.

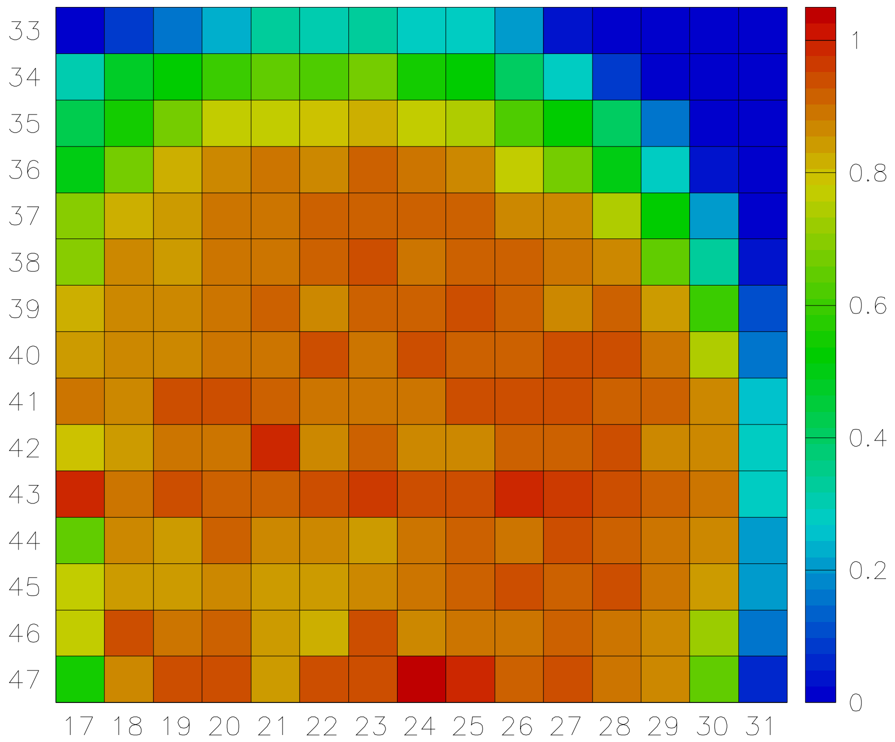

Abbildung 5.10: Mit Wand 2 bestimmte Wahrscheinlichkeit, in Wand 3 Protonen nachzuweisen.

5.3.1 Akzeptanzbedingte Korrekturen

Wie in Kapitel 4.2.3 schon erwähnt, hat das Elektronenspektrometer eine ausgedehnte Akzeptanz, in der Elektronen zu verschiedenen K^2 und W nachgewiesen werden. Um für diese Ereignisse eine Winkelverteilung auf der Hadronenseite zu einem mittleren K^2 und W aufzubauen, muß dafür gesorgt werden, daß alle Kinematiken, die zu dieser Verteilung beitragen, entsprechend gewichtet werden. Dazu wird eine Normierung auf die Sollkinematik durchgeführt. Der Photonenfluß hängt zum Beispiel, wie in Gleichung 2.23 aufgeführt, von den kinematischen Größen des Elektrons ab. Dieser Einfluß wird durch die Normierung jedes Ereignisses auf den Photonenfluß der eingestellten Kinematik (siehe Tabelle 3.1) Γ_t^{Soll}/Γ_t berücksichtigt. Weiterhin ist die K^2-Abhängigkeit des $N \to \Delta$-Übergangsformfaktors F_Δ zu beachten. Wiederum wird auf die Sollkinematik normiert, so daß sich mit der Dipolparametrisierung des Formfaktors von Mehrotra und Wright [MeW 81]

$$F_\Delta = (1 + \frac{K^2}{M_{Dipol}^2})^{-2}\,, \tag{5.33}$$

mit $M_{Dipol} = 0.828\,GeV$, $(F_\Delta^{Soll}/F_\Delta)^2$ als Normierung ergibt.

In Abbildung 5.11 ist die Abhängigkeit der Streuenergie von der invarianten Masse aufgetragen. Zu jeder invarianten Masse können unterschiedliche Streuenergien beitragen. Der fünffach differentielle Wirkungsqueschnitt (siehe Gleichung 2.22) ist unter anderem differentiell in der Streuenergie E'. In der Auswertung wird jedoch in der invarianten Masse W geschnitten, so daß nicht die feste Energieakzeptanz des Spektrometers, sondern eine von W abhängige Akzeptanz zu berücksichtigen

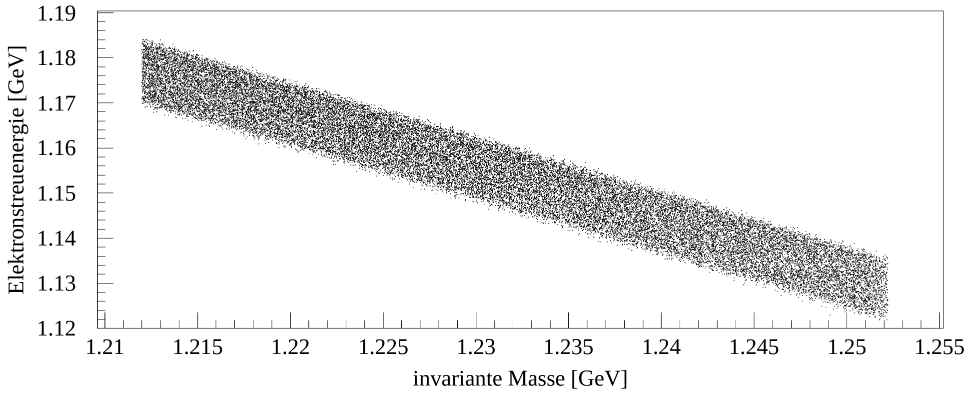

Abbildung 5.11: Abhängigkeit der Elektronstreuenergie von der invarianten Masse.

ist. Der funktionelle Zusammenhang zwischen den Akzeptanzen in der invarianten Masse und der Streuenergie ist in Gleichung 5.34 dargestellt.

$$\Delta E' = -\Delta W \frac{2W}{2m + 4Esin^2 \frac{\Theta_e}{2}} \tag{5.34}$$

Um diese von der Kinematik abhängige Akzeptanz zu korrigieren, wird wiederum auf die Sollakzeptanz normiert $\Delta E'^{Soll}/\Delta E'$.

Wird nun die räumliche Akzeptanz des Elektronenspektrometers auf das Flugzeitspektrometer abgebildet (hier dargestellt anhand der möglichen Richtungen der virtuellen Photonen) und gleichzeitig Protonen mit einem Schwerpunktsöffnungswinkel von 40° bis 50° zu den virtuellen Photonen eingezeichnet, ergibt sich Abbildung 5.12. Dort ist zu erkennen, daß der durch die rechteckige Elektronenspektrometerakzeptanz deformierte Protonenring nicht vollständig in der Akzeptanz des Flugzeitspektrometers liegt. Wenn nun die Winkelverteilungen aufgebaut werden, werden alle Protonen in (Θ, φ)-Bins eingeordnet und der nicht vollständig nachgewiesene Teil des Protonenringes führte zu einem Einbruch der Zählrate in den entsprechenden φ-Bins (siehe Abbildung 5.13 links). Um diesen zu vermeiden wird für jedes Proton eine Wahrscheinlichkeit aus den beiden Akzeptanzbereichen und der Zählratenverteilung innerhalb des Elektronenspektrometers bestimmt, es in diesem (Θ, φ)-Bin zu messen. In Abbildung 5.13 rechts ist die korrigierte φ-Verteilung für den hier behandelten Θ-Ring eingezeichnet.

5.3.2 Die Simulation

Wie in Kapitel 5.2.4 schon erwähnt, ist es nötig, um von der gemessenen auf die *echte* Verteilung zu schließen, Korrekturfaktoren aus einer Monte-Carlo-Simulation zu gewinnen. Das Programmpaket, das dafür benutzt wird, besteht aus drei einzelnen Programmen, deren Zusammewirken in Abbildung 5.3.2 schematisch dargestellt sind.

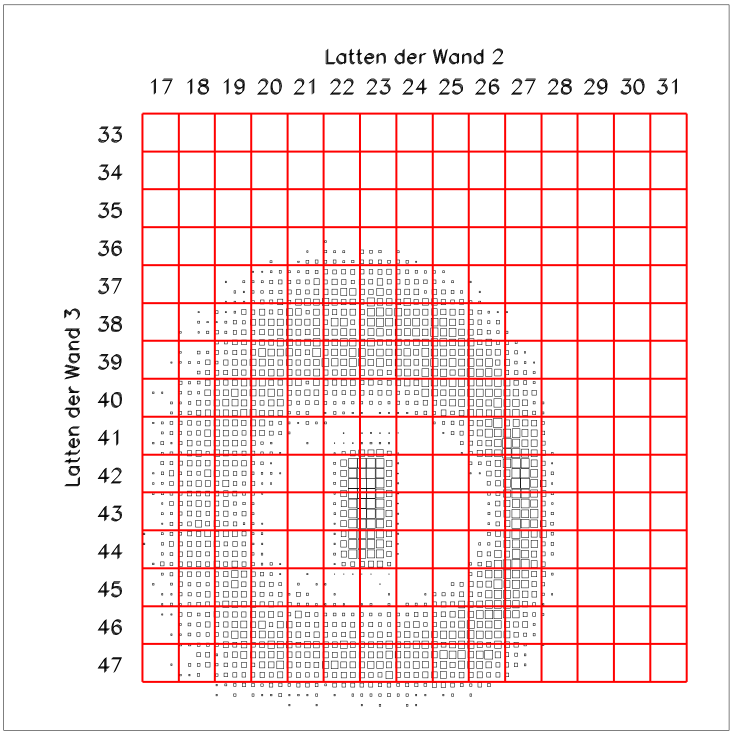

Abbildung 5.12: Protonenring und die Richtungen der virtuellen Photonen (zentriertes Rechteck) für $\Theta^*_{p\gamma} = 40^o - 50^o$ und Kinematik 3.

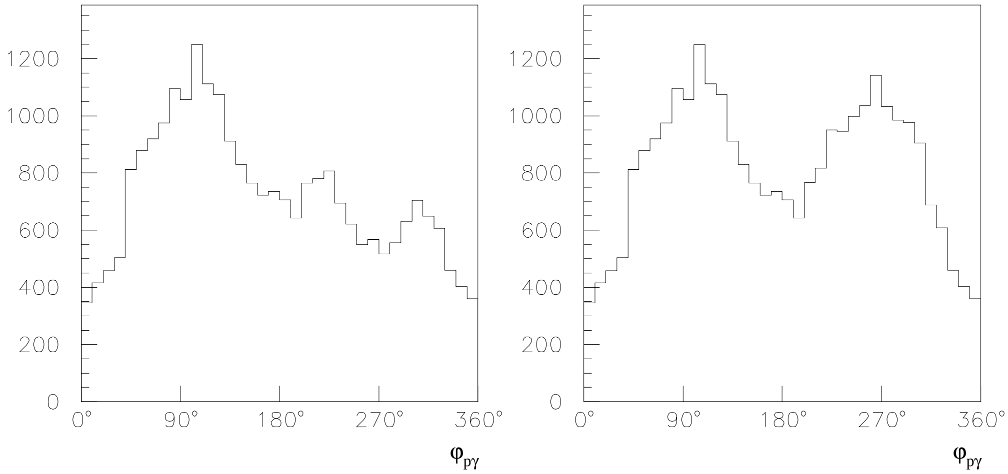

Abbildung 5.13: φ-Verteilung der Protonen mit $\Theta^*_{p\gamma} = 40^o - 50^o$ ohne (links) und mit Akzeptanzkorrektur (rechts).

Zuerst werden Ereignisse mit dem Programm ENIGMA[1] [Vis 93] erzeugt. Dabei wird ein in W, Θ^* und φ^* parametrisierter Wirkungsquerschnitt benutzt, der aus den ausgewerteten Daten gewonnen wurde (siehe Kapitel 6.1). Die Elektronen der so gewonnenen Ereignisse werden dann mit

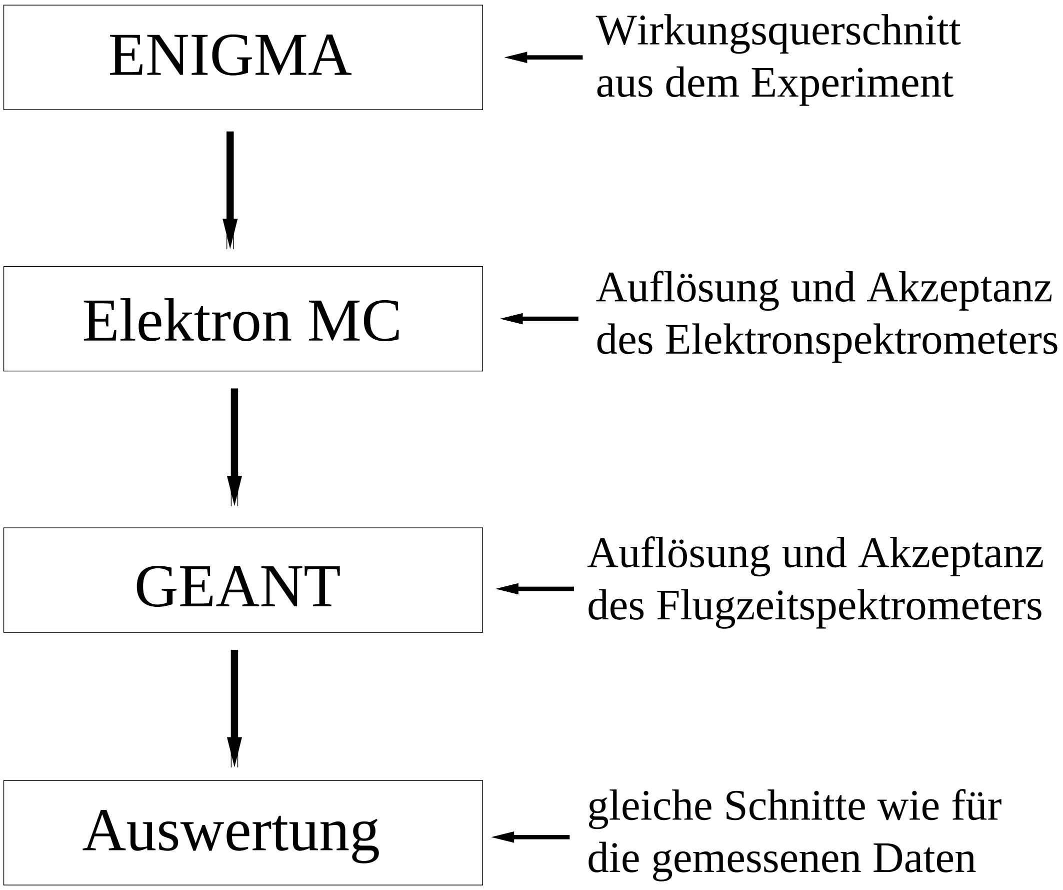

Abbildung 5.14: Schematische Darstellung der benutzten Monte-Carlo-Simulation.

einem eigenständigen Monte-Carlo-Programm [Fro 93] mit den Akzeptanzen und Auflösungen des Elektronenspektrometers verknüpft. Die zugehörigen Reaktionsprodukte, von denen hier nur die Protonen berücksichtigt werden, werden dann mit Hilfe des am CERN entwickelten Programmpakets GEANT unter Berücksichtigung von Energieverlust und allen anderen physikalischen Prozessen wie beispielsweise der Vielfachstreuung verfolgt und die Antwort des Flugzeitspektrometers simuliert. Der benutzte experimentelle Aufbau wurde dabei in das Paket integriert und die Reaktionen des Detektors, wie zum Beispiel ADC- oder TDC-Werte, an das Experiment angepaßt.
Mit dem bekannten Startimpuls der Protonen kann nun die Wahrscheinlichkeit bestimmt werden, daß die Protonen die Wand 2 nicht erreichen. Desweiteren kann eine Abschätzung systematischer Fehler in den Winkelverteilungen, verursacht zum Beispiel durch Vielfachstreuung oder Strahlungsverluste der Elektronen vor, während oder nach der Wechselwirkung, durchgeführt werden (siehe Anhang C).
Mit Hilfe einer kompletten Simulation ist es sogar möglich, solche vollständig zu eliminieren, je-

[1] *Electron-Nuclear Interaction Generator by Monte-carlo Approach.*

doch war dieses im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchführbar. Allerdings ist der Einfluß der Strahlungsverluste auf die extrahierten Ergebnisse untersucht und im systematischen Fehler berücksichtigt worden (siehe Anhang C).

6. Ergebnisse

6.1 Modellunabhängige Winkelverteilungen

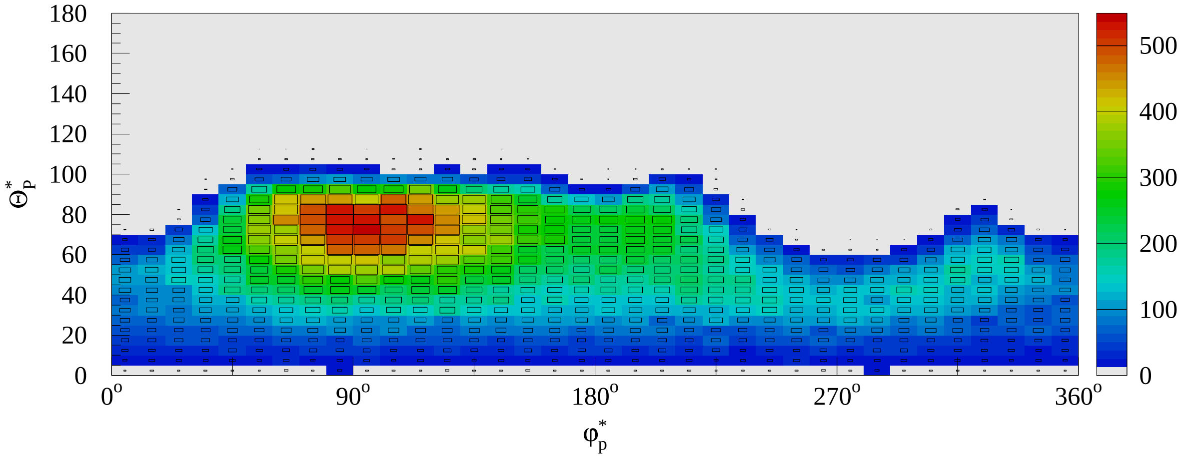

Abbildung 6.1: Gemessene und simulierte Winkelverteilung für Kinematik 3.

In Abbildung 6.1 ist die gemessene Zählratenverteilung für Kinematik 3 in Abhängigkeit von den Schwerpunktswinkeln Θ^*_p und φ^*_p als Farbcode dargestellt, wobei die der simulierte Verteilung (siehe Kapitel 5.3.2) durch Rechtecke markiert wird. Bei der Erstellung dieses Spektrums und auch bei den folgenden Spektren wurde, sofern es nicht explizit anders erwähnt wird, ein Schnitt auf die invariante Masse von $\Delta W = \pm 20\ MeV$ gemacht und sämtliche Wichtungen durchgeführt (siehe Kapitel 5.3.1). Die erkennbaren Kanten in der gemessenen Verteilung sind durch die geometrische und kinematische Akzeptanz des Flugzeitspektrometers bedingt. Um nun eine Parametrisierung des Wirkungsquerschnittes zu erreichen, wird zuerst die zweidimensionale Darstellung in der Variablen Θ^*_p in Scheiben (Θ-Bins oder Θ-Ringe) unterteilt. Es ergeben sich dann die in Abbildung 6.6 dargestellten Verteilungen, die im weiteren mit φ-Verteilung bezeichnet werden, wobei die Protonwinkel Θ^*_p und φ^*_p, um der in der Literatur gebräuchlichen Nomenklatur zu entsprechen, in die dazugehörigen Pionwinkel Θ^*_π und φ^*_π nach

$$\Theta^*_\pi = 180^o - \Theta^*_p \quad \text{und} \quad \varphi^*_\pi = 180^o + \varphi^*_p \tag{6.35}$$

umgerechnet werden.
Zur Parametrisierung dieser Verteilungen ist es noch notwendig, auf die für die einzelnen Θ-Ringe unterschiedlich großen Raumwinkelelemente

$$N(\Theta_p^*, \varphi_p^*) \simeq \frac{d^2\sigma_v}{d\Omega_p^*} \cdot \Delta\Omega_p^* \quad \text{mit} \quad \Delta\Omega_p^* = \Delta cos\Theta_p^* \cdot \Delta\varphi_p^* \tag{6.36}$$

zu normieren. Für jede dieser φ-Verteilungen kann dann eine Parametrisierung der Form

$$N(\Theta_\pi^*, \varphi_\pi^*) = A^\varphi(\Theta_\pi^*) + B^\varphi(\Theta_\pi^*) \cdot cos\varphi_\pi^* + C^\varphi(\Theta_\pi^*) \cdot cos(2\varphi_\pi^*) \tag{6.37}$$

gewählt werden. Diese Form der Parametrisierung basiert nach Kapitel 2.1.5 auf der Polarisation des virtuellen Photons und somit sind die so bestimmten A^φ, B^φ und C^φ direkt ohne weitere Annahmen mit $R_T + \epsilon R_L$, R_{LT} und R_{TT} aus Gleichung 2.27 verknüpft. In den Abbildungen 6.2, 6.4 und 6.6 sind die so bestimmten Parametrisierungen als durchgezogene Linien eingezeichnet.
Für die einzelnen Kinematiken werden nur Θ-Bins bis zu einem Grenzwinkel (siehe Tabelle D.4 bis D.6) ausgewertet, da bei größeren Protonwinkeln die Anzahl der Stützstellen aufgrund der Akzeptanzen des Flugzeitspektrometers und der Grenzen der Korrekturmethoden abnimmt und die Güte der Anpassung zu schlecht wird. Die eingezeichneten Fehler sind aus der Fehlerfortpflanzung der statistischen und der einzelnen Wichtungsfehler gewonnen. In den Tabellen D.4 bis D.6 sind die bestimmten Parameter für die ausgewerteten Kinematiken aufgeführt und in den Abbildungen 6.2, 6.4 und 6.6 für die einzelnen Kinematiken dargestellt.
Nachdem nun die jeweiligen Parameter für die einzelnen Θ-Bins bestimmt sind, können diese in Abhängigkeit von Θ_p^* aufgetragen werden. Dieses ist in den Abbildungen 6.3, 6.5 und 6.7 realisiert. Wiederum ist zu bemerken, daß bei den relativ kleinen Impulsüberträgen, die in dieser Arbeit ausgewertet werden, die Akzeptanzen der Detektoren eine vollständige Abdeckung des Winkelbereichs verhindern. Eingezeichnet sind, neben den aus den φ-Anpassungen gewonnenen Parametern und deren Fehler, Anpassungen der Form

$$\begin{aligned} A^\varphi &= A_0^\Theta \cdot (2.5 - 1.5\, cos^2\Theta_\pi^*) + 2A_1^\Theta \cdot cos\Theta_\pi^* \\ B^\varphi &= B_0^\Theta \cdot sin\Theta_\pi^* \cdot cos\Theta_\pi^* \\ C^\varphi &= C_0^\Theta \cdot sin^2\Theta_\pi^* \end{aligned}$$

für die einzelnen φ-Parameter. Die sich so ergebenden Θ-Parameter sind in den Tabellen D.1 bis D.3 zusammengefaßt und werden in Kapitel 6.2 zur Extraktion von Multipolen benutzt.

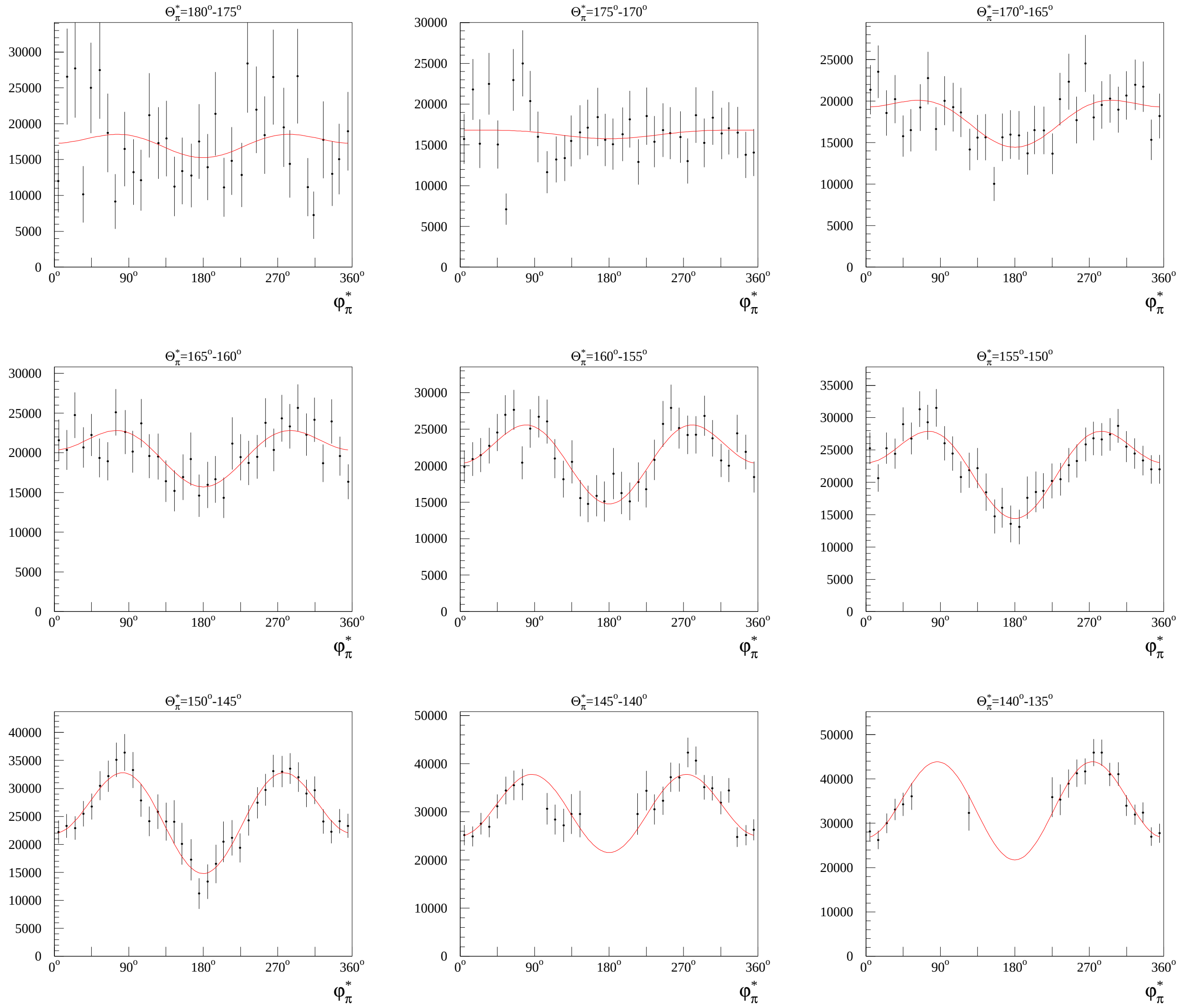

Abbildung 6.2: Anpassung an die gemessene φ-Verteilung in den einzelnen $\Delta\Theta^*_\pi = 5^o$-Ringen für $-K^2 = 0.105\ GeV^2$.

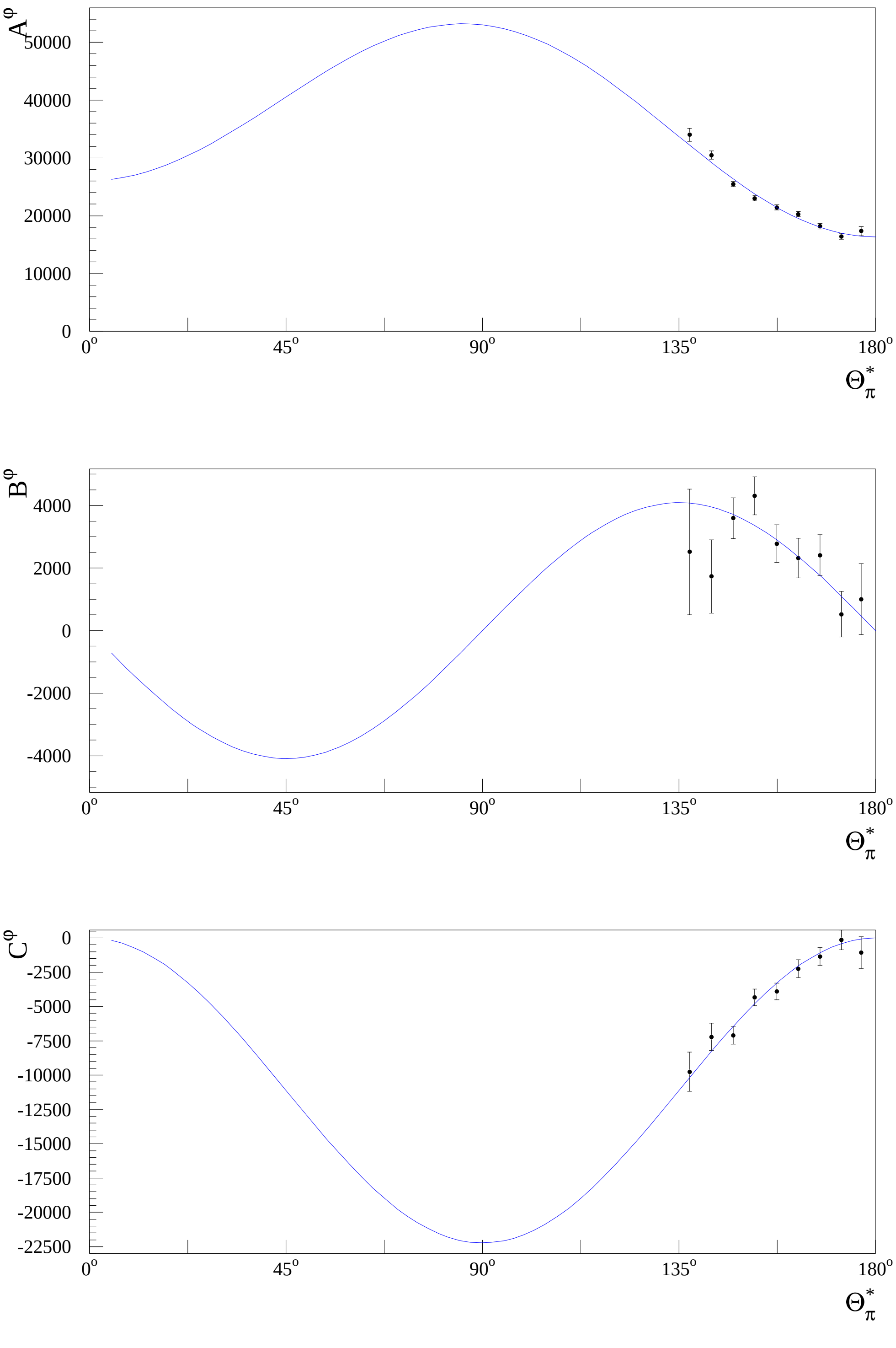

Abbildung 6.3: Anpassung der Θ-Abhängigkeit des Parametersatzes A^φ, B^φ und C^φ für $-K^2 = 0.105\ GeV^2$.

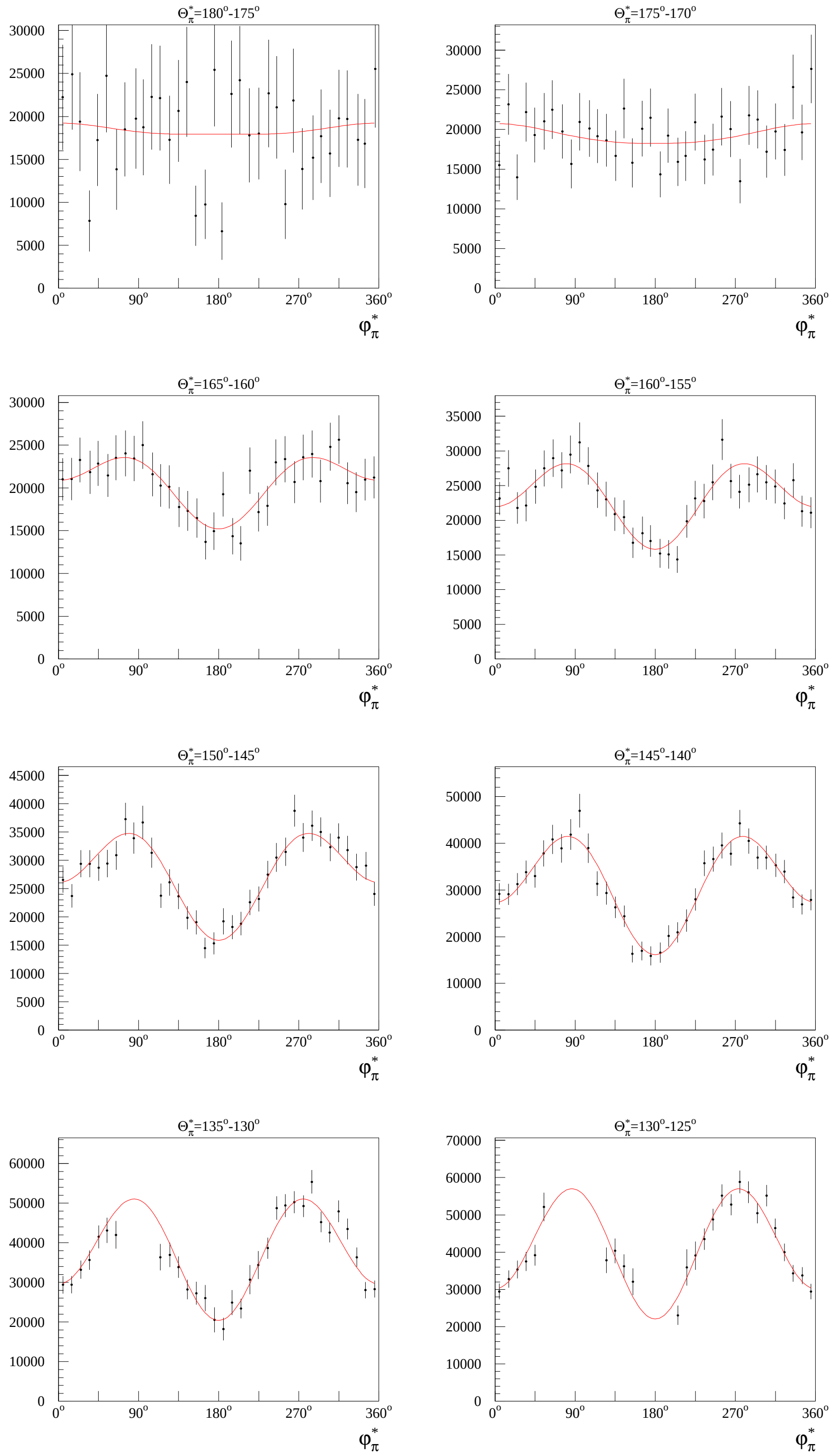

Abbildung 6.4: Anpassung an die gemessene φ–Verteilung in den einzelnen $\Delta\Theta^*_\pi = 5^o$-Ringen für $-K^2 = 0.160\ GeV^2$.

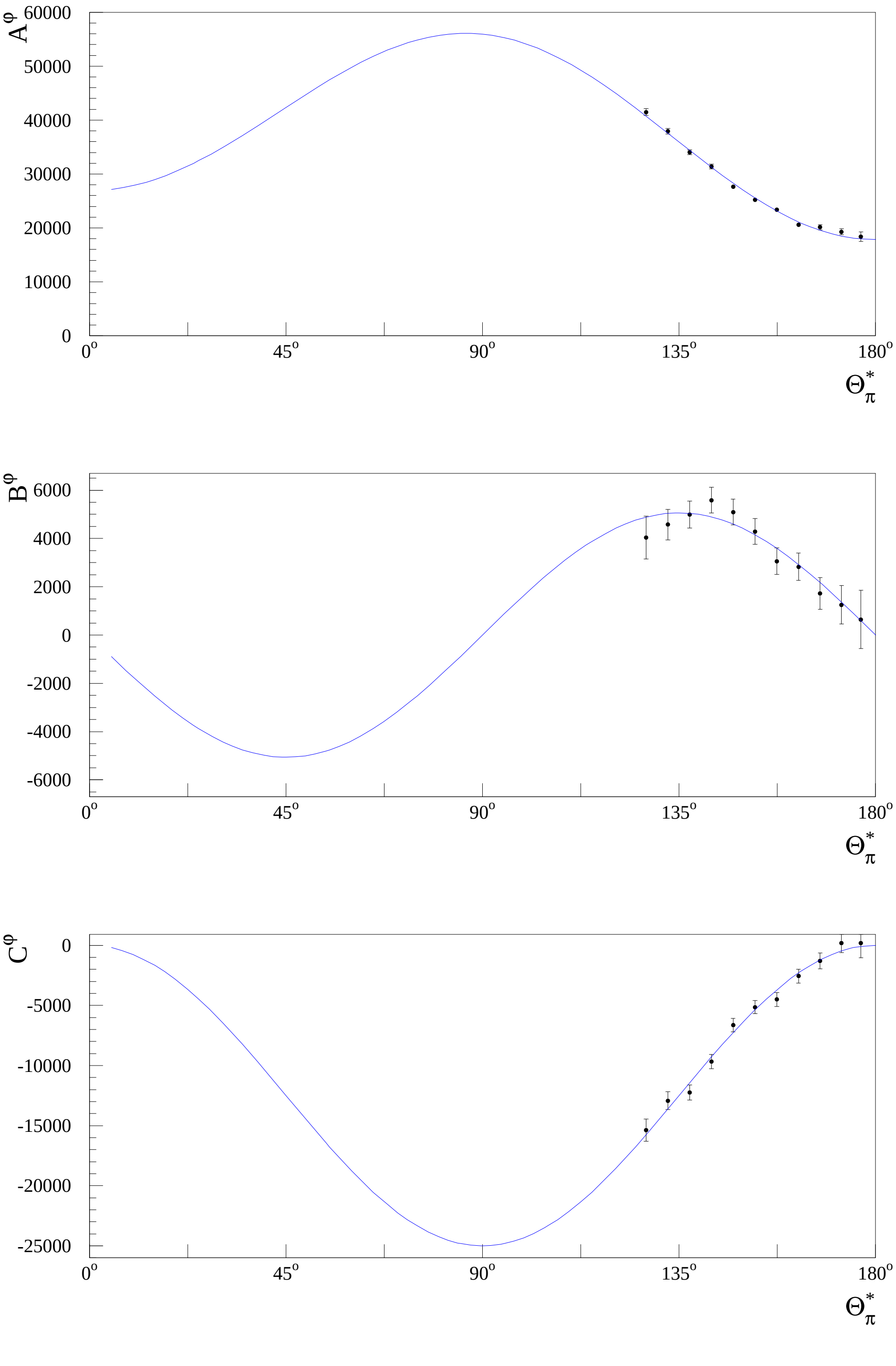

Abbildung 6.5: Anpassung der Θ-Abhängigkeit des Parametersatzes A^{φ}, B^{φ} und C^{φ} für $-K^2 = 0.160\ GeV^2$.

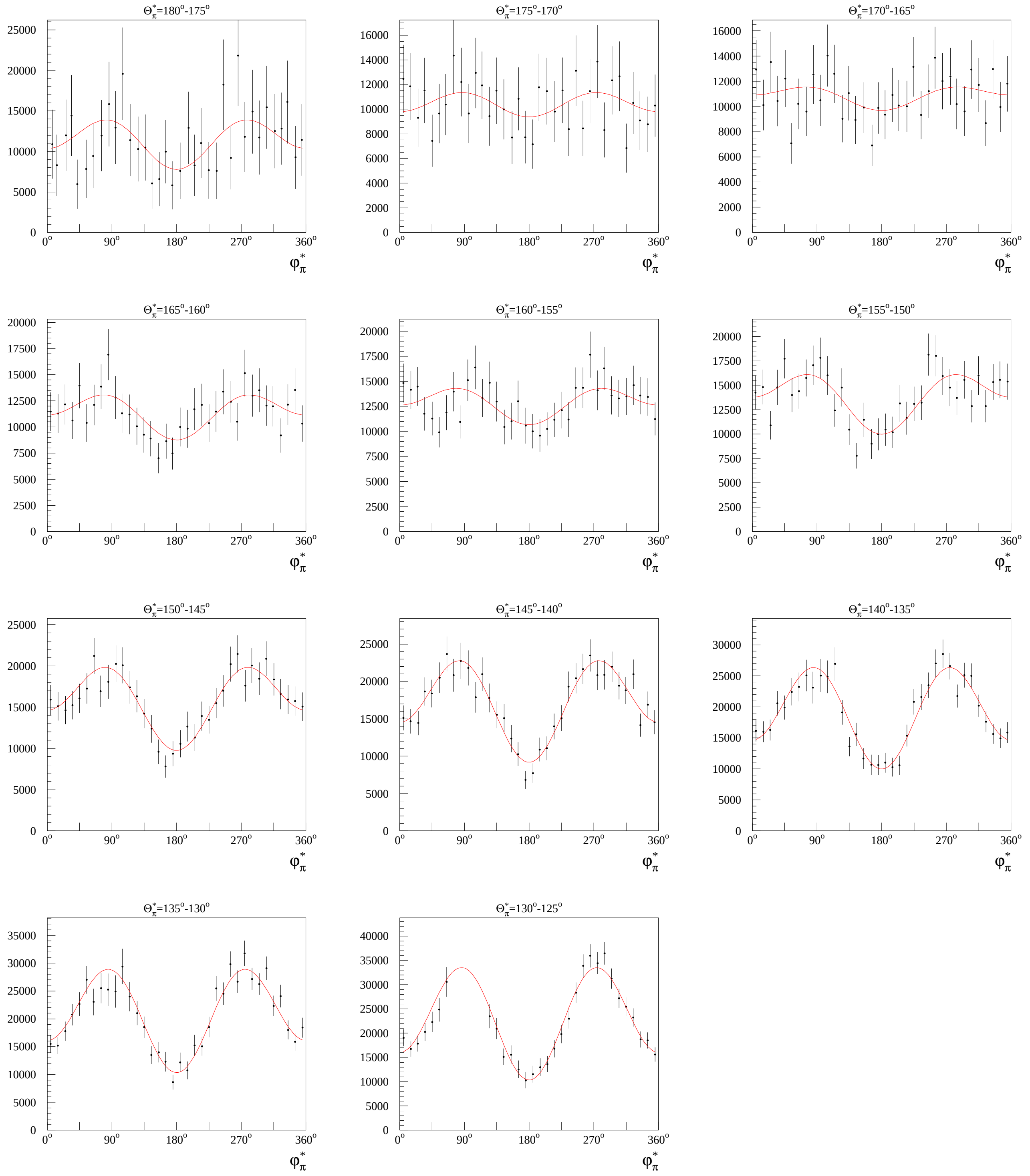

Abbildung 6.6: Anpassung an die gemessene φ-Verteilung in den einzelnen $\Delta\Theta_\pi^* = 5^o$-Ringen für $-K^2 = 0.201\ GeV^2$.

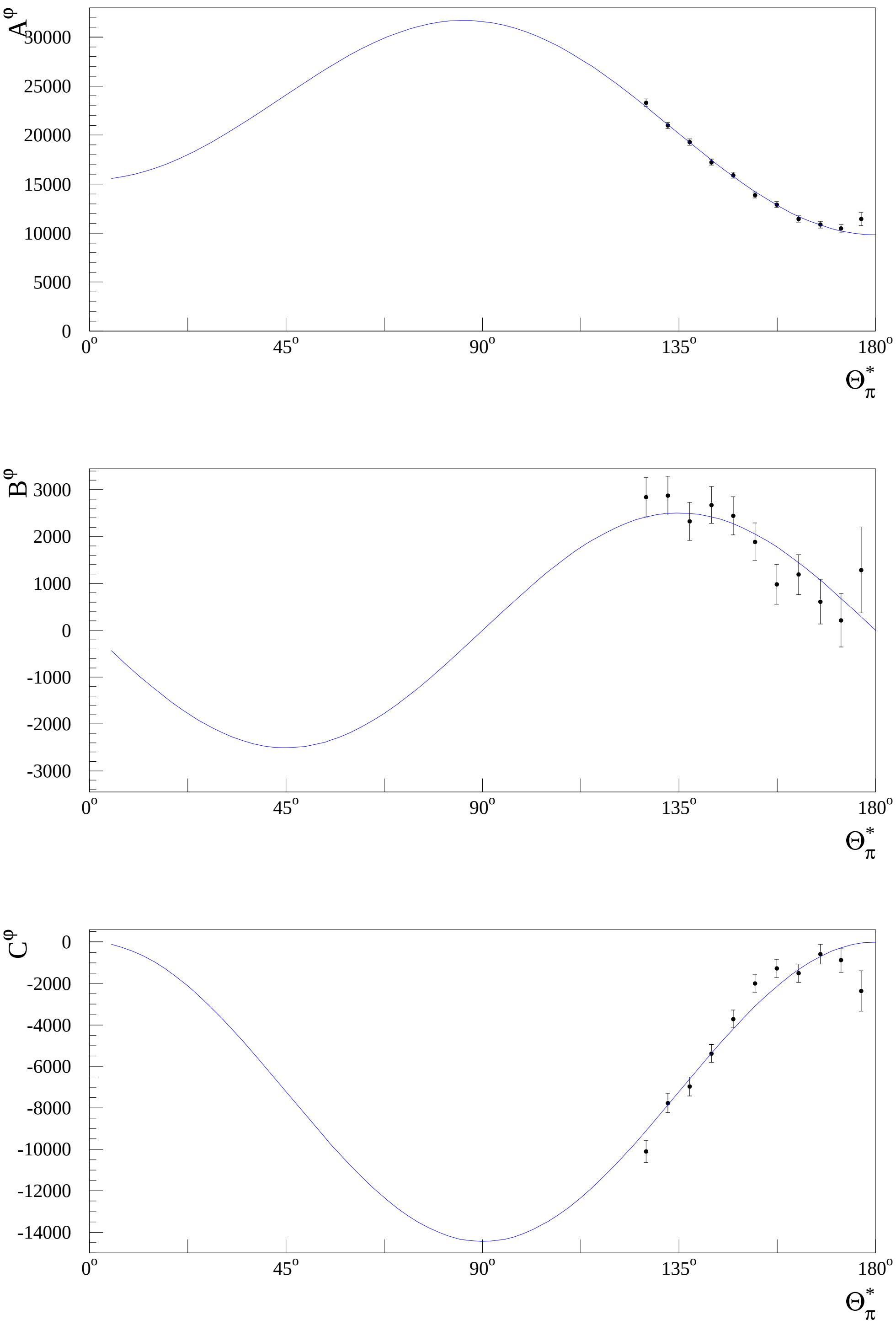

Abbildung 6.7: Anpassung der Θ-Abhängigkeit des Parametersatzes A^{φ}, B^{φ} und C^{φ} für $-K^2 = 0.201\ GeV^2$.

6.2 Extraktion von Multipolamplituden

In die bisherige Analyse der φ-Verteilungen geht nur die Spinstruktur des Photons ein. Durch die Wahl der Anpaßfunktion für die Θ-Modulation wurde jedoch schon eine Art der Parametrisierung gewählt, die unter den Annahmen, daß nur Pionbahndrehimpulse $l_\pi \leq 1$ und resonante Multipole beitragen, eine Extraktion von Pionproduktionsmultipolen ($E_{l\pm}$, $M_{l\pm}$, $L_{l\pm}$) aus den Koeffizienten ermöglicht. Die Antwortfunktionen aus Gleichung 2.27 lassen sich durch eine Partialwellenanalyse (siehe Kapitel 2.1.4) in die einzelnen Multipolamplituden zerlegen. Unter der obigen Annahme von $l_\pi \leq 1$ ergibt sich dann für die Antwortfunktionen R_i folgende Multipoldarstellung [Dre 92]

$$\begin{aligned} R_T \;=\; & |E_{0+}|^2 + 0.5|2M_{1+} + M_{1-}|^2 + 0.5|3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2 \\ & + cos\Theta_\pi^* \cdot 2Re[E_{0+}^*(3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-})] \\ & + cos^2\Theta_\pi^* \cdot (|3E_{1+} + M_{1+} - M_{1-}|^2 - 0.5|2M_{1+} + M_{1-}|^2 \\ & \qquad - 0.5|3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}|^2), \end{aligned} \tag{6.38}$$

$$\begin{aligned} R_L \;=\; & |L_{0+}|^2 + 4|L_{1+}|^2 + |L_{1-}|^2 - 4Re[L_{1+}^* L_{1-}] \\ & + cos\Theta_\pi^* \cdot 2Re[L_{0+}^*(4L_{1+} + L_{1-})] \\ & + cos^2\Theta_\pi^* \cdot 12(|L_{1+}|^2 + Re[L_{1+}^* L_{1-}]), \end{aligned} \tag{6.39}$$

$$\begin{aligned} R_{LT} \;=\; & -sin\Theta_\pi^* \cdot Re[L_{0+}^*(3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}) - E_{0+}(2L_{1+}^* - L_{1-}^*) \\ & \qquad + 6cos\Theta_\pi^* \cdot (L_{1+}^*(E_{1+} - M_{1+} + M_{1-}) + L_{1-}^* E_{1+})] \text{ und} \end{aligned} \tag{6.40}$$

$$\begin{aligned} R_{TT} \;=\; & 3sin^2\Theta_\pi^* \cdot (1.5|E_{1+}|^2 - 0.5|M_{1+}|^2 \\ & \qquad - Re[E_{1+}^*(M_{1+} - M_{1-}) + M_{1+}^* M_{1-}]) \;. \end{aligned} \tag{6.41}$$

Eine Analyse der A^φ, B^φ und C^φ in Abhängigkeit von Θ_π^* läßt also eine Extraktion der Multipolbeiträge zu. In Abbildung 6.8 ist eine Rechnung dargestellt, die mit einer von Berends [Ber 71, Ber 75, Ber 78] durchgeführten Multipolanalyse von Pionphotoproduktionsdaten einen von Null verschiedenen relativen Anteil des elektrischen ($\frac{Re(E_{1+}^* M_{1+})}{|M_{1+}|^2} = -2\,\%$) und des longitudinalen Quadrupolanteils ($\frac{Re(L_{1+}^* M_{1+})}{|M_{1+}|^2} = -5\,\%$) berücksichtigt. Diese Rechnung zeigt, daß im σ_{LT} beziehungsweise R_{LT} der longitudinale Quadrupolanteil in Interferenz mit dem magnetischen Dipolbeitrag dominiert. Wird weiterhin angenommen, daß direkt auf der $\Delta(1232)$-Resonanz der Imaginärteil des dominanten magnetischen Dipols M_{1+} annähernd maximal ist und der Realteil einen Nulldurchgang aufweist, können alle Terme, die nicht mit dem M_{1+} interferieren, sowie die verbleibenden nahezu reelen Bornterm [HDT 98], vernachlässigt werden. Zusätzlich werden $Re[E_{1+}^* M_{1+}]$ und $Re[L_{0+}^* M_{1+}]$ ebenfalls als klein angenommen [Ald 72].

Mit diesen Annahmen reduzieren sich die Gleichungen 6.38 bis 6.41 zu

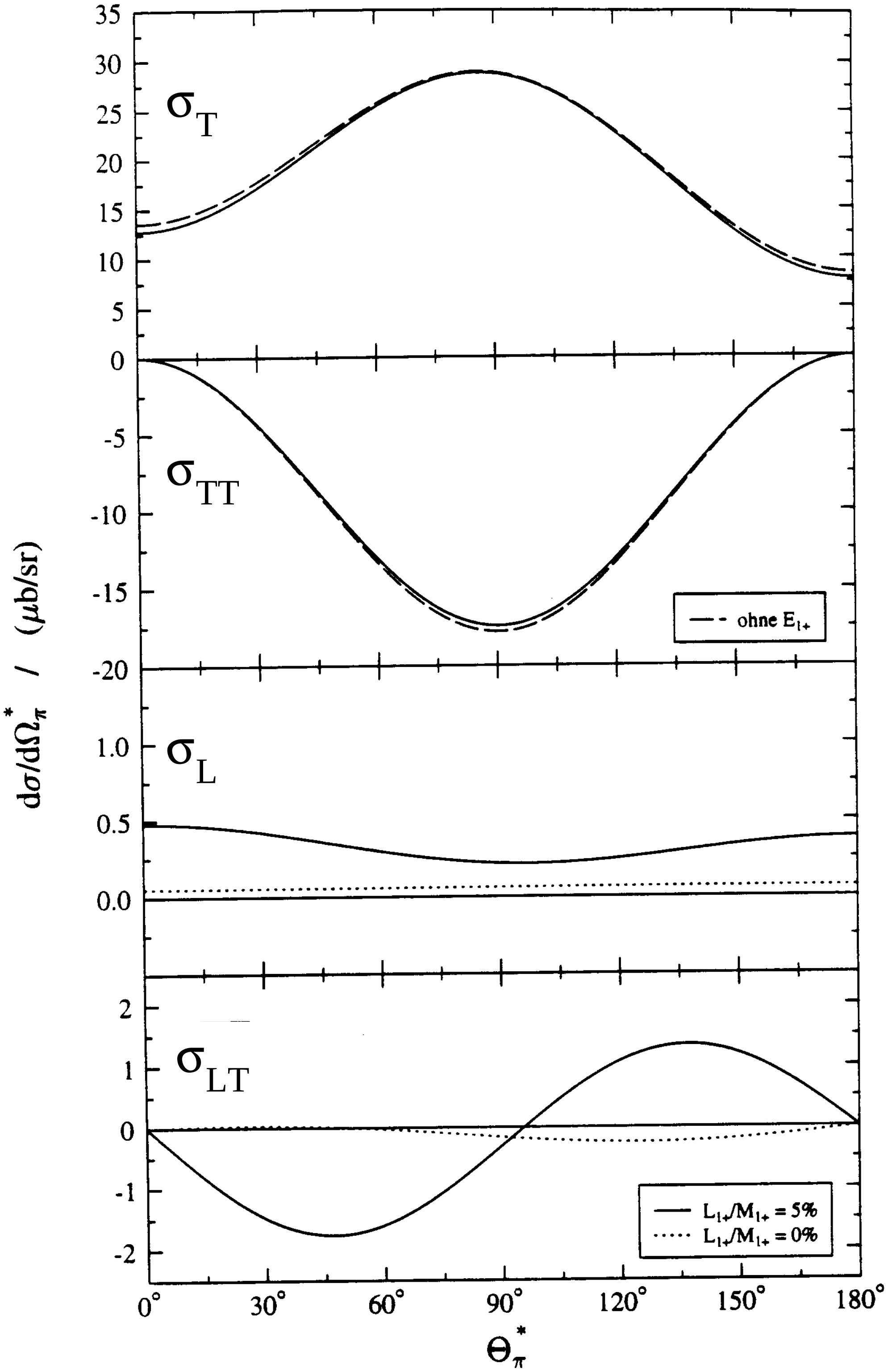

Abbildung 6.8: Winkelverteilungen von σ_T, σ_{TT}, σ_L und σ_{LT} berechnet mit Berends-Amplituden für $W = 1.232\,GeV$ und $-K^2 = 0.127\,GeV^2$.

$$
\begin{aligned}
R_T &= (2.5 - 1.5 \cdot cos^2\Theta_\pi^*) \cdot |M_{1+}|^2 + cos\Theta_\pi^* \cdot 2Re[E_{0+}^* M_{1+}] && (6.42)\\
R_L &\simeq 0 && (6.43)\\
R_{LT} &= 6 \cdot cos\Theta_\pi^* \cdot sin\Theta_\pi^* \cdot Re[L_{1+}^* M_{1+}] && (6.44)\\
R_{TT} &= -1.5 \cdot sin^2\Theta_\pi^* \cdot |M_{1+}|^2 \,. && (6.45)
\end{aligned}
$$

Es ergeben sich daraus folgende Zusammenhänge zwischen den extrahierbaren Multipolamplituden und den Anpaßparametern

$$
\begin{aligned}
Re(S_{1+}^* M_{1+}) &= \frac{|\vec{k^*}|}{6\sqrt{2 \cdot (-K^2) \cdot \epsilon \cdot (\epsilon+1)}} \cdot B_0^\Theta \quad ,\\
Re(E_{0+}^* M_{1+}) &= A_1^\Theta \quad ,\\
|M_{1+}|^2 &= A_0^\Theta \quad \text{und}\\
|M_{1+}|^2 &= \frac{-1}{1.5 \cdot \epsilon} \cdot C_0^\Theta \,.
\end{aligned}
$$

Die beiden Werte für $|M_{1+}|^2$ extrahiert aus A_0^Θ und C_0^Θ differieren leicht voneinander, was auf die Beimischung zunächst vernachlässigter Multipolbeiträge zurückzuführen ist. Insbesondere der $Re[E_{1+}^* M_{1+}]$ trägt dazu bei und kann durch Kombination von R_T und R_{TT} zu

$$
Re[E_{1+}^* M_{1+}] = \frac{1}{12} \cdot (-1.5 A_0^\Theta - \frac{C_0^\Theta}{\epsilon}) \qquad (6.46)
$$

bestimmt werden. Zur Bestimmung der relativen Stärke der kleinen Multipolamplituden bezüglich der großen magnetischen Dipolamplitude wird auf $|M_{1+}|^2$ normiert. Dabei wird der aus C_0 ermittelte Wert, in den weniger Annahmen eingehen, benutzt. Für die ausgewerteten Kinematiken ergeben sich dann die Ergebnisse der Tabelle 6.1, in der neben der extrahierten Größen, der aus den statistischen und Anpassungsfehlern berechnete Gesamtfehler und der ermittelte systematische Fehler (siehe Anhang C) eingetragen sind. In den Abbildungen 6.9 und 6.10 sind die so extrahierten Multipolverhältnisse SMR[1] $= \frac{Re(S_{1+}^* M_{1+})}{|M_{1+}|^2}$ und EMR[2] $= \frac{Re(E_{1+}^* M_{1+})}{|M_{1+}|^2}$ in ihrer Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag aufgetragen, wobei als Fehler die rein statistischen eingetragen sind.
Der qualitative Verlauf des skalaren Quadrupolbeitrags scheint über einen weiten Bereich annähernd konstant bei -5% zu liegen. Messungen am TJNAF[3] [Sto 98] ergeben bei höheren Impulsüberträgen betragsmäßig deutlich größere, jedoch mit gleichen Vorzeichen versehene Amplitudenverhältnisse. Selbst die Unsicherheiten durch Näherungen in der Extraktion lassen Modelle, die ein positives SMR vorhersagen, in Diskrepanz zu den existierenden Datenpunkten stehen.
Am Photonenpunkt $-K^2 = 0\ GeV^2$ ist durch verschiedene Messungen mit reellen Photonen das EMR-Verhältnis als negativ extrahiert worden. Desweiteren sagt die QCD für sehr große Impulsüberträge $-K^2 \to \infty$ ein EMR von 100% vorher. Dementsprechend ist zumindest *ein* Vorzeichenwechsel in der Abhängigkeit vom Impulsübertrag zu erwarten, der sich bei [Lan 00] bereits

[1] *Scalar-Magnetic-Ratio.*

[2] *Electric-Magnetic-Ratio.*

[3] *Thomas Jefferson National Accelerator Facility.*

$-K^2 = 0.105\,GeV^2$

$\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{0+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$
-5.34 % ± 0.56 % $^{+0.21\,\%}_{-0.16\,\%}$	**14.43 % ± 2.87 %** $^{+1.08\,\%}_{-2.58\,\%}$	**-3.21 % ± 1.01 %** $^{+0.83\,\%}_{-0.50\,\%}$

$-K^2 = 0.160\,GeV^2$

$\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{0+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$
-5.46 % ± 0.28 % $^{+0.22\,\%}_{-0.22\,\%}$	**12.16 % ± 1.39 %** $^{+1.25\,\%}_{-2.47\,\%}$	**-2.49 % ± 0.43 %** $^{+0.72\,\%}_{-0.46\,\%}$

$-K^2 = 0.201\,GeV^2$

$\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{0+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$
-4.54 % ± 0.32 % $^{+0.48\,\%}_{-0.14\,\%}$	**13.08 % ± 1.75 %** $^{+0.98\,\%}_{-2.53\,\%}$	**-2.26 % ± 0.51 %** $^{+0.69\,\%}_{-0.30\,\%}$

Tabelle 6.1: Multipolamplitudenverhältnisse bestimmt aus den Koeffizienten der Θ-Anpassung mit ihren statistischen und systematischen Fehlern.

unter $1\,GeV$ andeutet. Die von Stoler bei großen Impulsüberträgen extrahierten Verhältnisse sind jedoch negativ und passen so nicht zu einem einfachen Nulldurchgang.
Der Verlauf der elektrischen Dipolamplitude $\frac{Re(E^*_{0+}M_{1+})}{|M_{1+}|^2}$ ist nicht graphisch aufgetragen, da die extrahierten Verhältnisse mit den am Photonpunkt bestimmten 13.97% [ScW 69-70] innerhalb der Fehler keine großen Abweichungen zeigen. Dieses steht im Einklang mit anderen experimentellen Ergebnissen die im Bereich zwischen 9% und 17% streuen. Einzige Ausnahme ist ein mit Null verträglicher Wert bei $-K^2 = 0.8\ GeV^2$ [Lan 00], der der erwarteten schwachen Abhängigkeit zu widersprechen scheint.

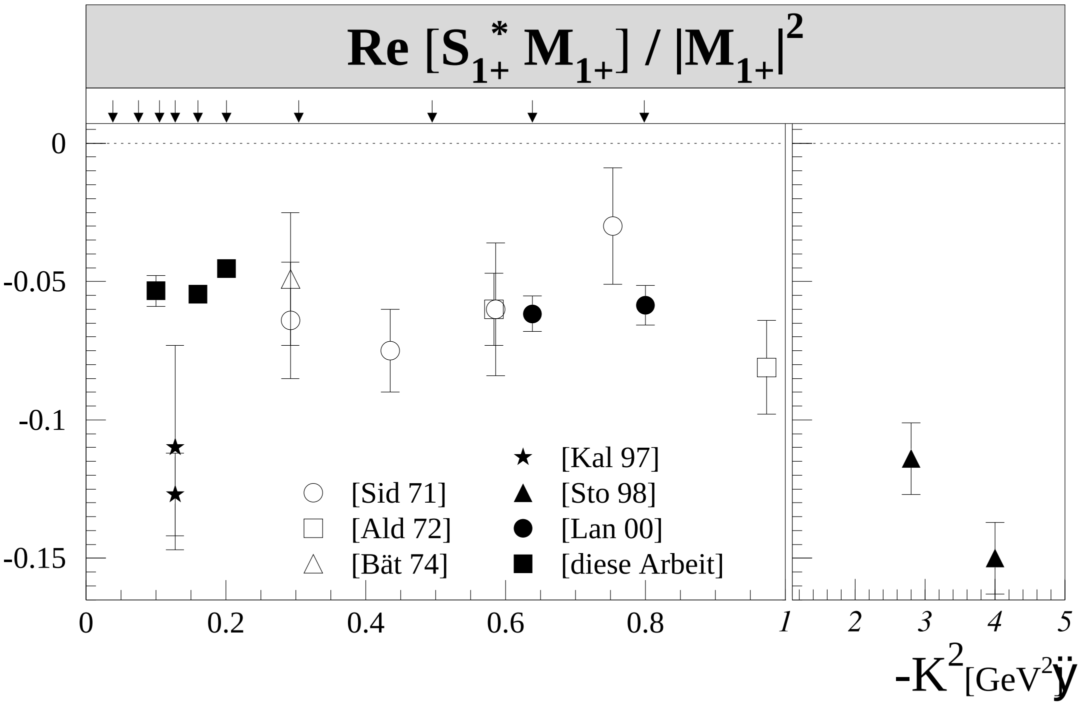

Abbildung 6.9: $-K^2$-Abhängigkeit des Amplitudenverhältnisses $\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{|M_{1+}|^2}$.

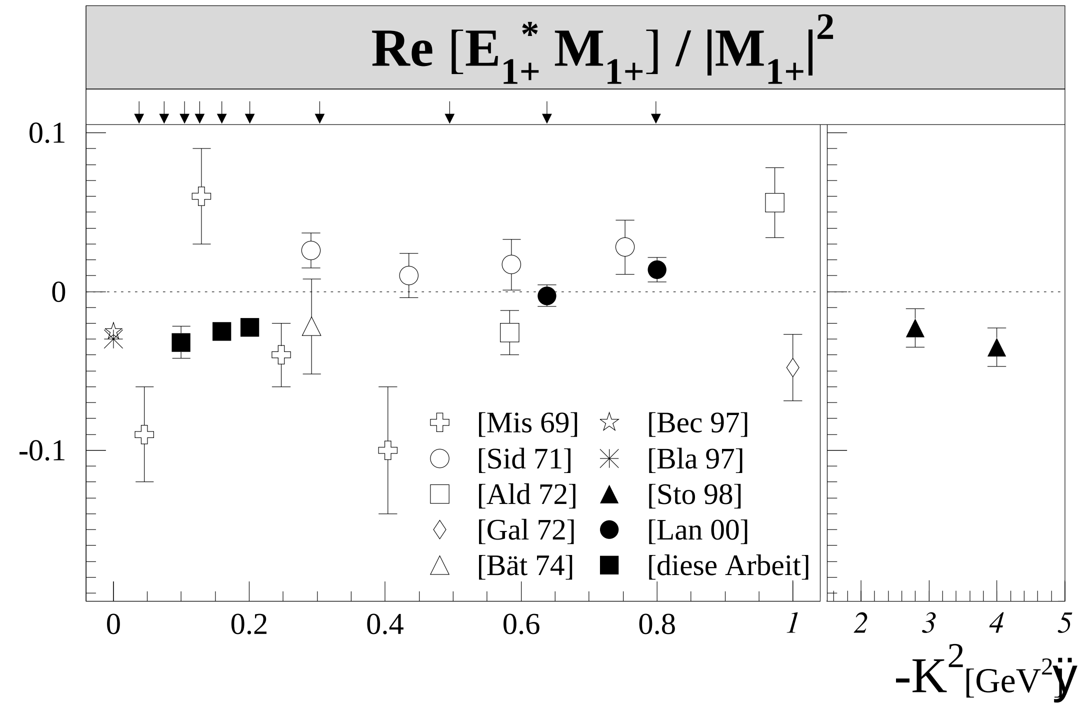

Abbildung 6.10: $-K^2$-Abhängigkeit des Amplitudenverhältnisses $\frac{Re(E^*_{1+}M_{1+})}{|M_{1+}|^2}$.

6.3 Parametrisierung der Winkelkoeffizienten in Abhängigkeit von der invarianten Masse

Die bisher gezeigten Ergebnisse sind alle auf der Resonanz gewonnen. Um den Wirkungsquerschnitt vollständig zu parametrisieren, ist es nötig, die Abhängigkeit der Winkelkoeffizienten von der invarianten Masse zu untersuchen. Dazu wurden für jede Kinematik fünf Bereiche von $W = 1192 \pm 20\,MeV$ bis $W = 1272 \pm 20\,MeV$ sowie elf Bereiche von $W = 1182 \pm 10\,MeV$ bis $W = 1282 \pm 10\,MeV$ untersucht. Die so gewonnenen Parameter sind in Tabellen D.1 bis D.3 aufgeführt und die Abhängigkeit in Abbildungen 6.3 bis 6.13 graphisch für A_0^Θ, A_1^Θ, B_0^Θ und C_0^Θ dargestellt. Zusätzlich ist eine Anpassung an die Daten eingezeichnet.

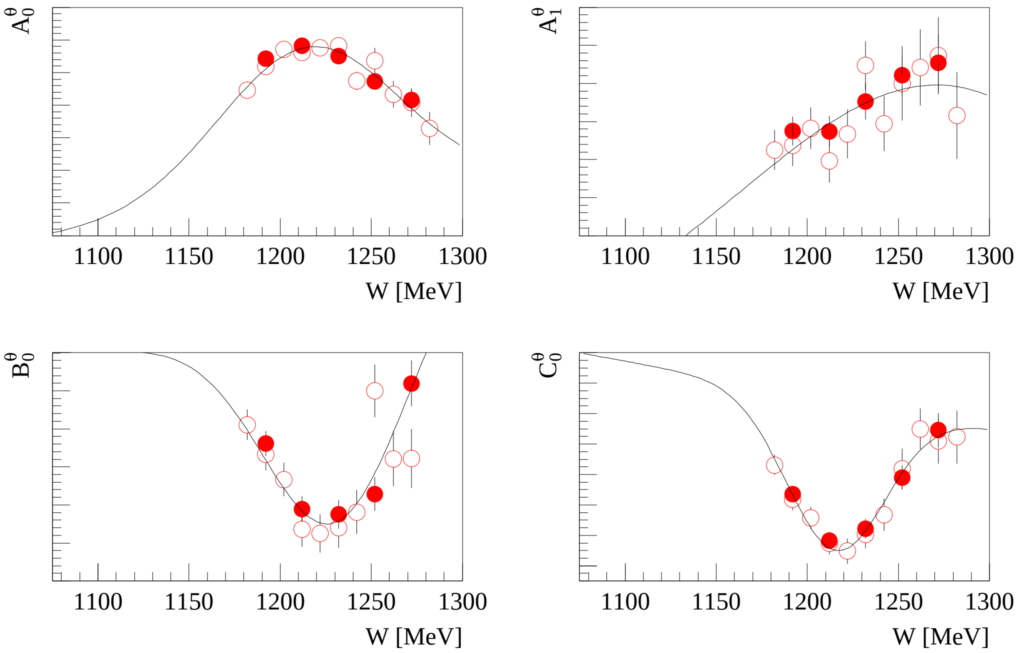

Abbildung 6.11: Parametrisierung der Winkelkoeffizienten in Abhängigkeit der invarianten Masse für $-K^2 = 0.105\,GeV^2$ für $W = \pm 20 MeV$ (gefüllte Kreise) und $W = \pm 10 MeV$ (offene Kreise).

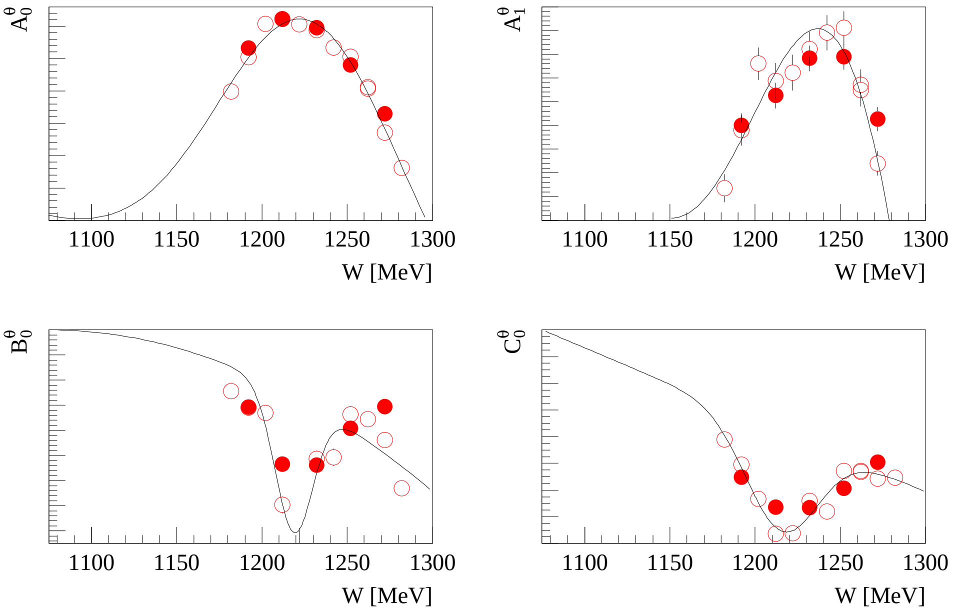

Abbildung 6.12: Parametrisierung der Winkelkoeffizienten in Abhängigkeit der invarianten Masse für $-K^2 = 0.160\,GeV^2$ für $W = \pm 20 MeV$ (gefüllte Kreise) und $W = \pm 10 MeV$ (offene Kreise).

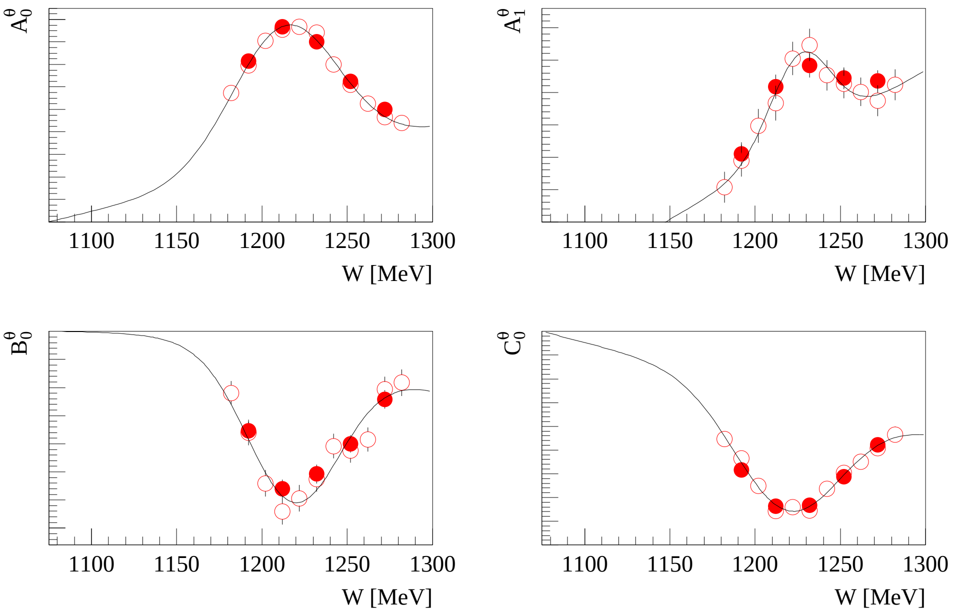

Abbildung 6.13: Parametrisierung der Winkelkoeffizienten in Abhängigkeit der invarianten Masse für $-K^2 = 0.201\,GeV^2$ für $W = \pm 20 MeV$ (gefüllte Kreise) und $W = \pm 10 MeV$ (offene Kreise).

6.4 Vergleich der experimentellen Daten mit theoretischen Vorhersagen

Als erstes wird ein unitäres Isobaren-Modell von Drechsel, Hanstein, Kamalov und Tiator [DHKL 98] vorgestellt. Das Programm MAID[4], das auf diesem Modell beruht, ist im Internet zugänglich und läßt einen schnellen Vergleich seiner Vorhersagen mit den Daten zu.
Es beruht auf einem Isobaren-Modellansatz [Moo 78], in dem davon ausgegangen wird, daß die die Streumatrix beschreibenden Isospinamplituden sich hauptsächlich aus der Summe der Resonanzamplituden zusammensetzen, wobei für diese die Breit-Wigner-Form zugrunde gelegt wird. Weiterhin

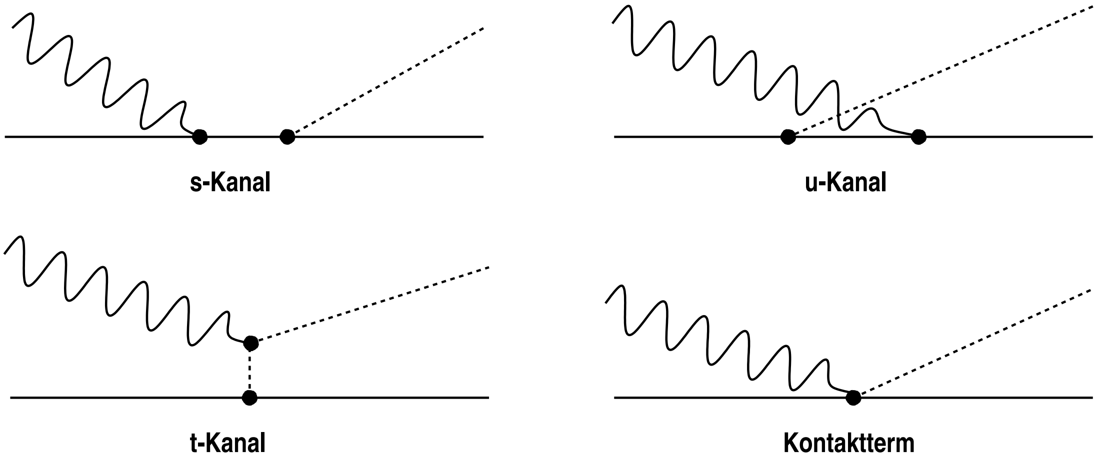

Abbildung 6.14: Born-Terme der Photopionproduktion.

existiert ein Untergrund, der durch Born-Terme (siehe Abbildung 6.14) und Vektormesonenaustausch berücksichtigt wird. Bei der Umsetzung der Born-Graphen in effektive Lagrange-Dichten wird, neben dem allgemein gut bekannten γNN- und dem $\gamma\pi\pi$-Vertex, der πNN-Vertex durch eine Mischung aus einem pseudovektoriellen (PV) und einem pseudoskalaren (PS) Anteil beschrieben. Dabei liegt bei kleinen Photonenenergien eine Dominanz der pseudovektoriellen Kopplung vor, die im Einklang mit dem Niederenergietheorem und der chiralen Störungstheorie steht. Der zweite Teil des Untergrundes wird durch den Austausch eines ρ- oder ω-Mesons beschrieben, wobei die dabei vorkommenden starken Kopplungskonstanten ebenso wie die Mischungskonstante zwischen den PV- und PS-Anteilen freie Parameter sind und an Analysen experimenteller Photoproduktionsdaten [ASW 96, HDT 98] angepaßt wurden.
Der resonante Anteil wird durch sechs Resonanzen $P_{33}(1232)$, $P_{11}(1440)$, $D_{13}(1520)$, $S_{11}(1535)$, $F_{15}(1680)$ und $D_{33}(1700)$ beschrieben, wobei sogenannte *dressed* Resonanzen benutzt werden, die neben der eigentlichen Resonanz Korrekturen enthalten, die die Wechselwirkung der Resonanz mit dem nichtresonanten Untergrund berücksichtigen. Zerfallskanäle der Resonanzen sind dann der πN-, $\pi\pi$- und im Falle der $S_{11}(1535)$ der ηN-Kanal, deren Zerfallsbreiten sich zur Gesamtbreite der Resonanz addieren. Die Phasen der den Untergrund und die Resonanzen beschreibenden Multipole werden mit Hilfe zusätzlicher bei der Breit-Wigner-Parametrisierung eingeführten, unitären

[4] Die Adresse zu MAID lautet http://www.kph.uni-mainz.de/MAID.

Phasen über das Fermi-Watson-Theorem mit den Streuphase verknüpft, wobei dabei insbesondere in Bereichen, in denen das Fermi-Watson-Theorem nicht mehr gilt, auf experimentelle Daten zur Anpassung der Phasen zurückgegriffen wird.
Die Erweiterung auf virtuelle Photonen ist aufgrund fehlender experimenteller Daten darauf beschränkt, daß die angesetzte K^2-Abhängigkeit des dominanten, magnetischen Dipolbeitrags ebenfalls den elektrischen und skalaren Quadrupolbeitrag beschreibt.

In Abbildung 6.15 sind für zwei unterschiedliche, invariante Massen bei einem Impulsübertrag von $-K^2 = 0.201\ GeV^2$ sowohl die mit Hilfe des Programms MAID berechnete als auch die gemessene Θ-Abhängigkeit eingezeichnet, wobei die experimentellen Daten strahlungskorrigiert (siehe Anhang C) und anhand von A^φ bei $W = 1232\ MeV$ auf die Theorie normiert sind. Es ist zu erkennen, daß für $W = 1232\ MeV$ Experiment und Theorie in den Parametern A^φ und C^φ recht gut übereinstimmen, jedoch im B^φ-Term die Theorie qualitativ den Verlauf beschreibt, aber in der absoluten Höhe über den Daten liegt. Deutlicher wird die Diskrepanz bei $W = 1252\ MeV$, wo schon für A^φ die Daten oberhalb der Theorie liegen. Dieses hat nur zum Teil die Ursache in den Auswirkungen von Strahlungsverlusten. Im C^φ-Term liegt wiederum annähernde Übereinstimmung vor, wobei im B^φ-Term die gleiche Abweichung wie bei $W = 1232\ MeV$ auftritt.
Einen Grund für diese Abweichungen ist in Abbildung 6.16 zu erkennen. Hier ist für die beiden invarianten Massen die durch die Modelle vorhergesagte Θ-Abhängigkeit eingezeichnet. Zusätzlich ist eine Anpassung an das Modell der Form

$$A^\varphi = A_0^\Theta + A_1^\Theta \cdot cos\Theta_\pi^* + A_2^\Theta \cdot cos^2\Theta_\pi^* \tag{6.47}$$

$$B^\varphi = sin\Theta_\pi^* \cdot (B_0^\Theta + B_1^\Theta \cdot cos\Theta_\pi^*) \tag{6.48}$$

$$C^\varphi = C_0^\Theta \cdot sin^2\Theta_\pi^* \tag{6.49}$$

eingezeichnet. Diese ergibt sich analog zu Kapitel 6.2 aus den Gleichungen 6.38-6.41, wobei nur die Näherung $l_\pi \leq 1$ eingeht. Für $W = 1232\ MeV$ beschreibt die Parametrisierung die berechneten A^φ und C^φ sehr gut. Neben der Resonanz, ist jedoch ebenso in den Termen B^φ und C^φ eine Abweichung zu erkennen wie auf der Resonanz im B^φ-Term. Diese Abweichungen entstehen hier durch die Beimischung der Untergrundterme zu den resonanten Beiträgen.
In Abbildung 6.17 wird abschließend die Energieverteilung der sechs Anpaßparameter mit den experimentellen Daten verglichen. Die experimentellen Daten sind die vier Paramater aus Gleichung 6.38 erweitert auf die Sechs-Parameter-Darstellung. Sie sind normiert auf das Maximum im A^Θ-Term der Modellrechnung. Zusätzlich zur kompletten Modellrechnung (durchgezogene Linie) sind innerhalb des Modells Born-Terme und Vektormesonaustauschterme ausgeschaltet und das Ergebnis als gestrichelte Linie eingezeichnet worden. Hier fällt vor allen die Diskrepanz in dem Term A_1^Θ auf, der allerdings sehr sensitiv auf die Näherungen der Extraktion ist.
Als zweite Theorie soll eine dispersionstheoretische Rechnung bei festen t von G. v. Gehlen und H. Wessel [GeW 71] mit den Daten verglichen werden. Unter einer Dispersionsrelation wird die Integraldarstellung der invarianten Amplituden, die deren Realteile als Summe von Polbeiträgen und einem Dispersionsintegral über den Imaginärteil der Amplituden wiedergibt, verstanden. Die so enstehenden Integralkerne werden dann im niederenergetischen Bereich mit Hilfe des Fermi-

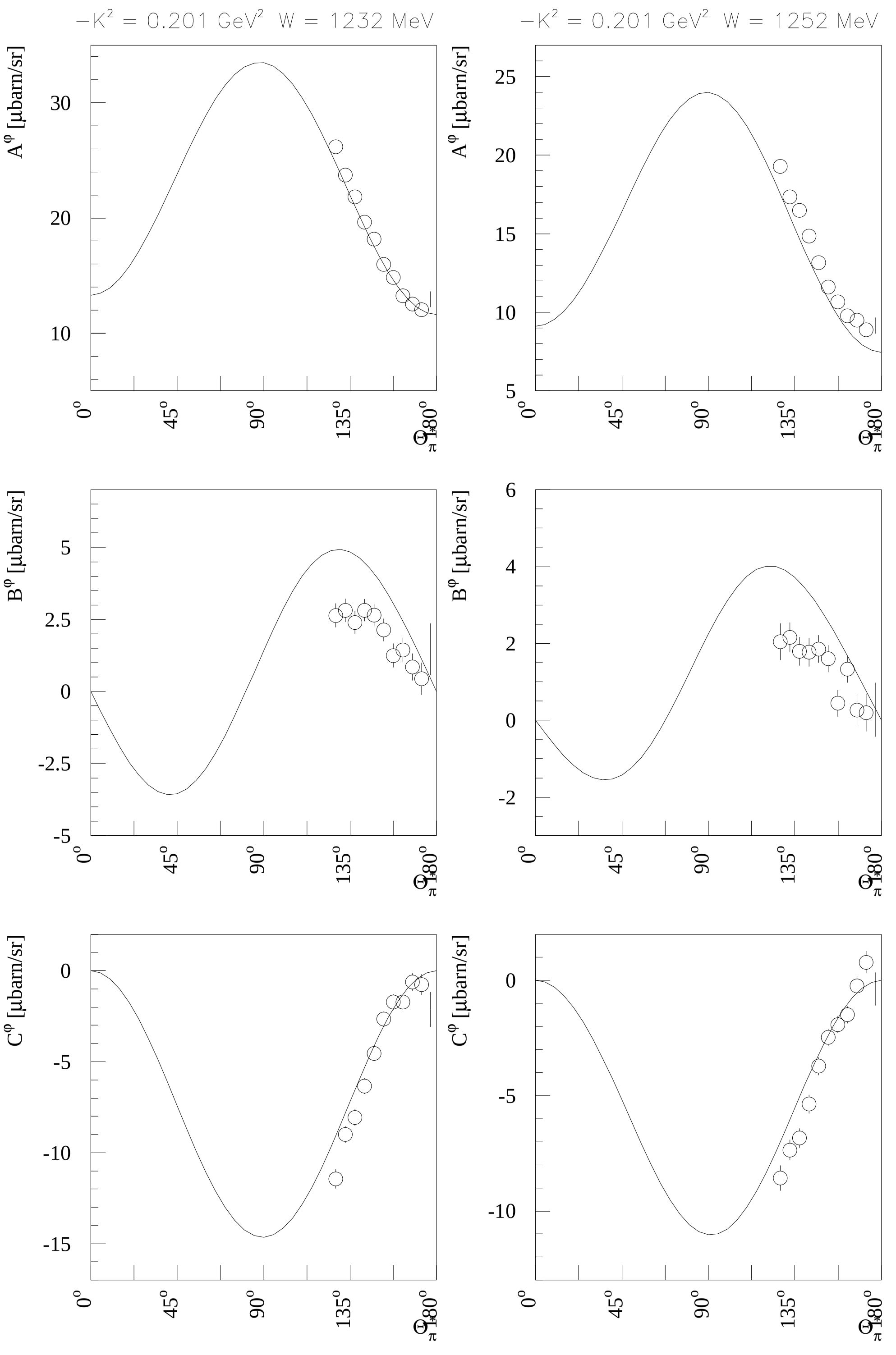

Abbildung 6.15: Vergleich der gemessenen und der mit MAID berechneten Θ-Abhängigkeit für $W = 1232\ MeV$ und $-K^2 = 0.201\ GeV^2$.

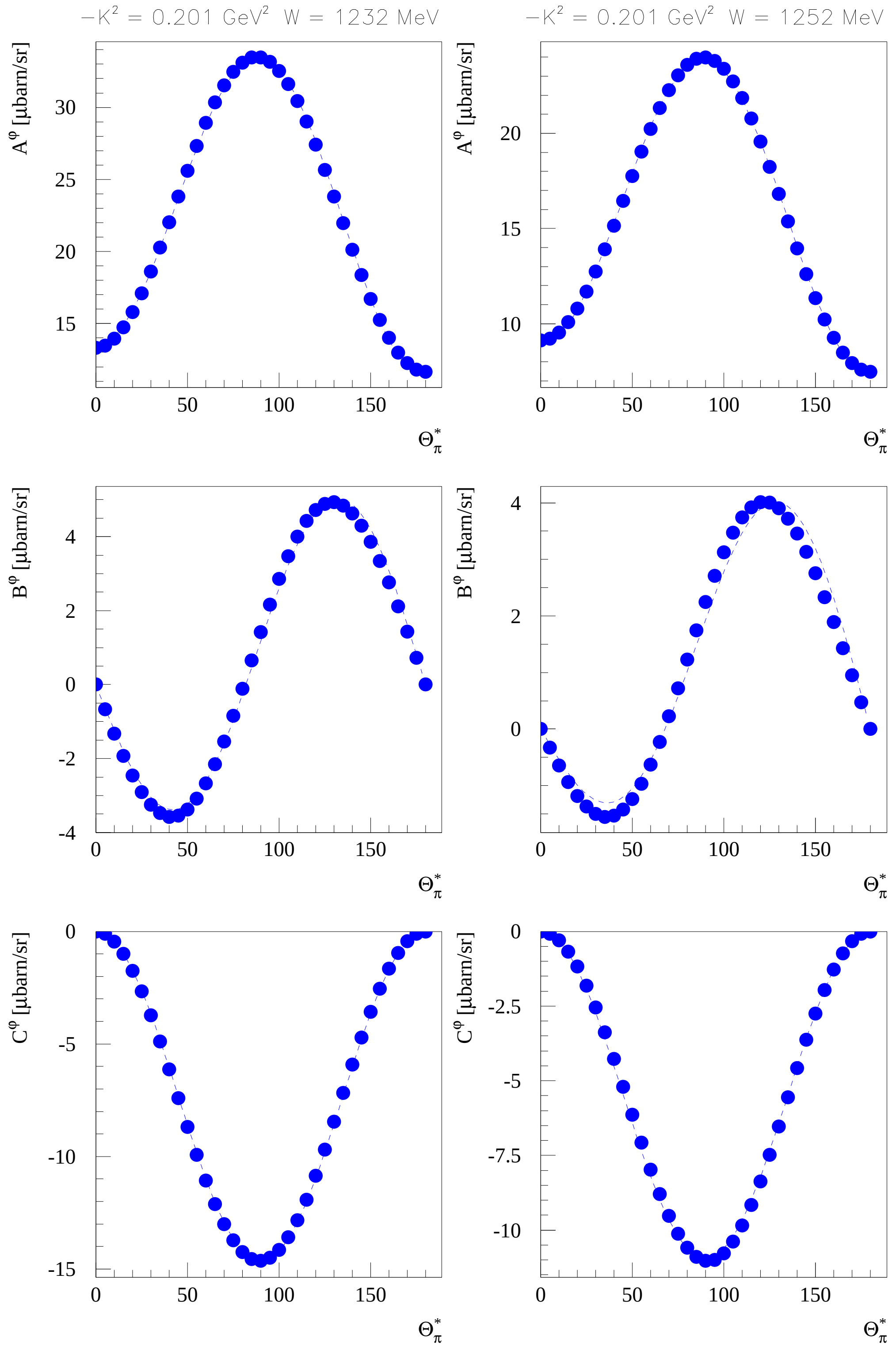

Abbildung 6.16: Θ-Abhängigkeit von A^φ, B^φ und C^φ für $-K^2 = 0.201\ GeV^2$ berechnet mit MAID.

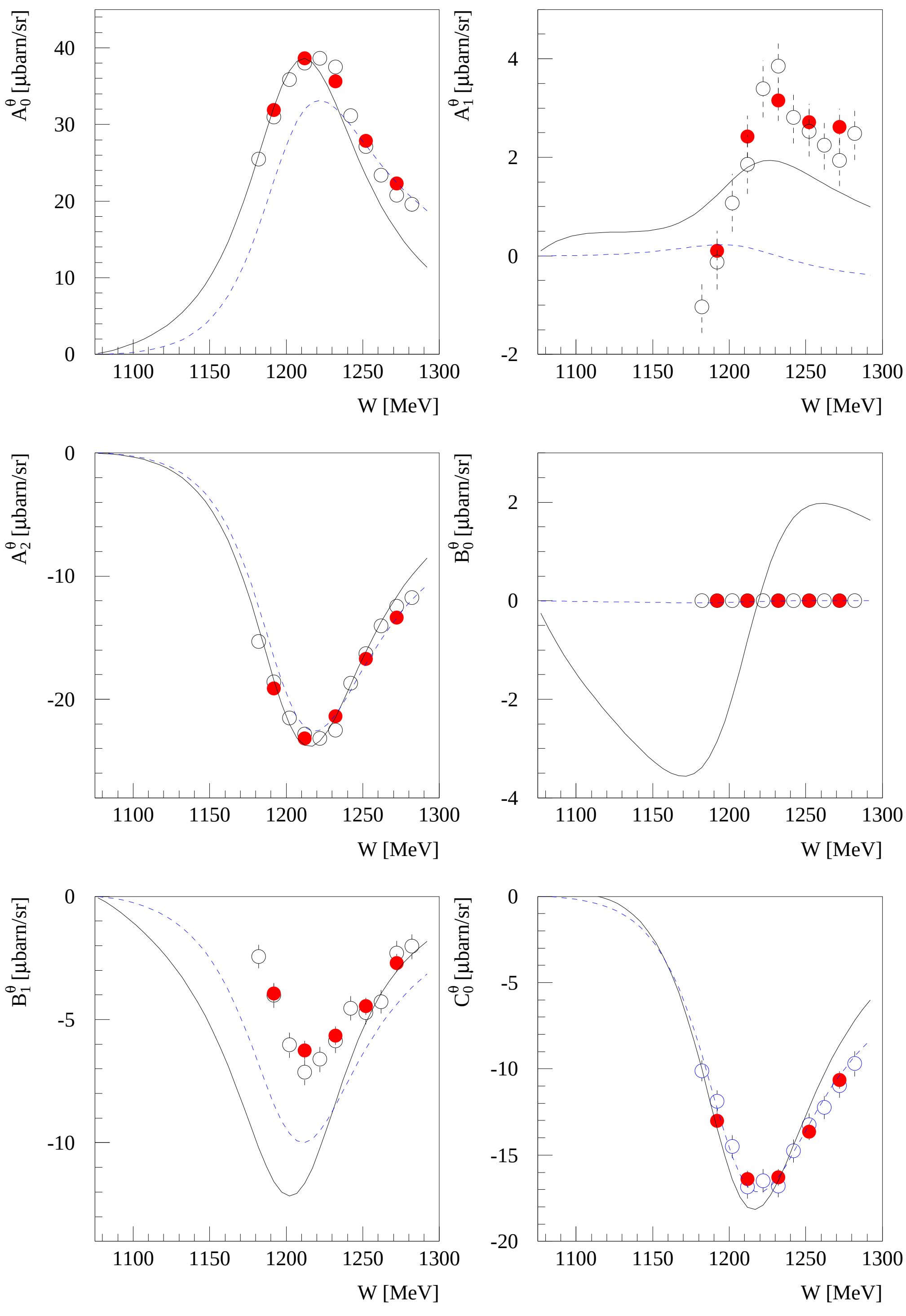

Abbildung 6.17: Vergleich der experimentellen mit der aus MAID berechneten Energieabhängigkeit mit (durchgezogen) und ohne (gestrichelt) Untergrundterme für $-K^2 = 0.201\ GeV^2$.

Watson-Theorems und für höhere Energien mit zusätzlichen Annahmen für die Phasen numerisch gelöst [Geh 69]. Die dabei resultierenden, drei freien Parameter für jedes $-K^2$ in den Lösungen für die magnetische Dipol- und die skalare und die elektrische Quadrupolamplitude werden für die magnetische und skalare Amplitude auf der Resonanz an experimentelle Daten angepaßt, wohingegen die elektrische Quadrupolamplitude als annähernd konstant für alle $-K^2$ gesetzt wird. Dieses sind die einzigen Anpassungen an experimentelle Daten und die angegebenen Energie- und Winkelabhängigkeiten sind reine Vorhersagen aus den Berechnungen.
In Abbildung 6.18 sind wiederum auf der Resonanz für Kinematik 3 die experimentelle, strahlungskorrigierte Θ-Verteilung eingezeichnet. Weiterhin sind zwei vorhergesagte Verteilungen aus dem Modell [Geh 69] eingezeichnet. Die durchgezogene Linie entspricht dabei einer Rechnung mit der Näherung $l_\pi \leq 1$, wogegen die gestrichelte Kurve die vollständige Rechnung ausdrückt. Die experimentellen Daten sind dabei für diese Darstellung wiederum im A^φ-Term an die Rechnung angepaßt. Zu erkennen ist, daß zum einen der A^φ- und C^φ-Term im qualitativen Verlauf unabhängig von der Näherung recht gut wiedergegeben wird, jedoch der B^φ-Term besser durch die vollständige Rechnung beschrieben wird.

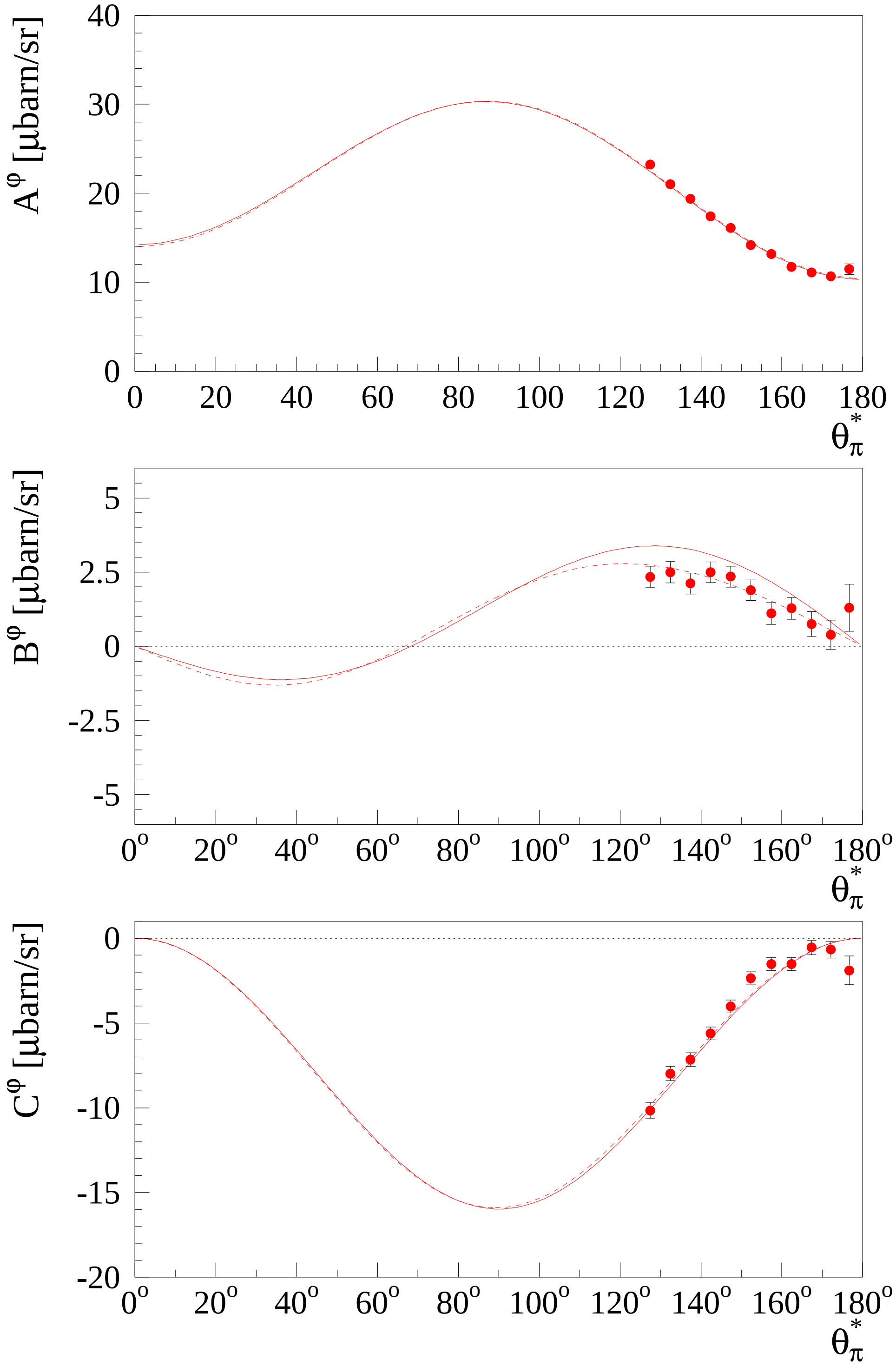

Abbildung 6.18: Vergleich der gemessenen und nach Gehlen berechneten Θ-Abhängigkeit für $W = 1232\ MeV$ und $-K^2 = 0.201\ GeV^2$.

7. Zusammenfassung

In dieser Arbeit ist die Anregung des Protons zu seiner ersten Resonanz der $\Delta(1232)$ untersucht worden. Es sind für drei verschiedene Kinematiken $-K^2 = 0.105\,GeV^2$, $-K^2 = 0.160\,GeV^2$ und $-K^2 = 0.201\,GeV^2$ die zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der invarianten Masse und den Schwerpunktswinkeln Θ_π^* und φ_π^* gemessen worden. Die Wirkungsquerschnitte liegen dabei momentan nur in relative Einheiten vor, in der Doktorarbeit von B. Bantes [Ban 00] wird jedoch die Methode der Absolutnormierung ausführlich beschrieben und durchgeführt.
Die Größe der Fehler der extrahierten, modellunabhängigen Antwortfunktionen lassen es zu, bei kompletter Auswertung aller gemessenen Kinematiken, eindeutige Aussagen über ihre Abhängigkeit vom Impulsübertrag im überdeckten Bereich von 0.04 GeV^2 bis 0.8 GeV^2 zu machen. Weitergehend wurden mit Hilfe einiger Näherungen die resonanten Multipolamplitudenverhältnisse (SMR, EMR) extrahiert und dem Gesamtbild der vorhanden Daten zugefügt (siehe Abbildungen 6.9 und 6.10).
Durch die qualitative Viererimpulsabhängigkeit des SMR und EMR ist es schon jetzt möglich einige der vorhandenen Modellansätze zu überprüfen. Der Vergleich der experimentellen Daten mit zwei Modellen hat jedoch gezeigt, daß die verwendeten Näherungen, insbesondere die Annahme, daß nur Bahndrehimpulse des Pions $l_\pi \leq 1$ beitragen, nicht ausreichen, um die Daten vollständig zu beschreiben.
Durch die extrahierten, modellunabhängigen Ergebnisse ist es erstmals möglich, die Modelle an experimentelle Daten anzupassen beziehungsweise die gemessenen Antwortfunktionen mit den Vorhersagen der Modelle zu vergleichen und so ihre freien Parameter einzuschränken, so daß aus den Ansätzen der Modelle Aufschluß über die Strukturen des Protons und seiner Anregung zum Δ gewonnen werden kann.

Anhang

A. Die Time-Walk-Korrektur

Eine wesentliche Größe in der Auswertung von Zeitsignalen ist die Auflösung, das heißt die Genauigkeit mit der ein Zeitintervall gemessen werden kann.
Ein Effekt, der diese Auflösung verschlechtert ist der sogenannte *Time-Walk*. Er tritt bei der Diskriminierung von analogen Signalen an einer festen Schwelle auf und wird verursacht durch unterschiedliche Anstiegszeiten von Pulsen unterschiedlicher Höhe. In Abbildung A.1 sind zwei Pulse unterschiedlicher Pulshöhe aber zeitlicher Koinzidenz aufgetragen.

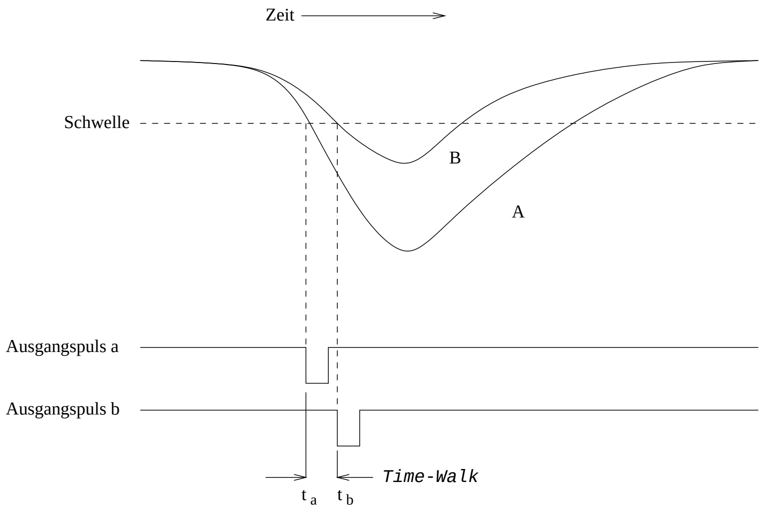

Abbildung A.1: *Time-Walk* an einer festen Schwelle.

Die eingezeichnete Schwelle wird von den Pulsen zu unterschiedlichen Zeiten t_a und t_b überschritten und die Ausgangspulse haben dementsprechend unterschiedliche Zeitinformationen. Eine mögliche Korrektur dieses Effekts ist durch eine von der abgegebenen Ladungsmenge abhängige Größe [Leo 87, Bru 96]

$$T_{korr} = T_{gem} - k * \frac{1}{\sqrt{ADC}} \ , \tag{A.50}$$

die ein quadratisches Anwachsen des Sekundärelektronenvervielfacherpulses voraussetzt, gegeben. Der Parameter k wird dabei aus der Steigung der Ausgleichsgeraden zwischen den Werten des gemessenen TDC und $\frac{1}{\sqrt{ADC}}$ bestimmt. Dabei gilt Gleichung A.50 nur für den Fall, daß sich die Schwelle unterhalb des Wendepunktes in der Anstiegsflanke des Pulses befindet. Im Falle, daß die Schwelle oberhalb dieses Punktes liegt, liefert eine Korrektur mit $\frac{1}{ADC}$ oder sogar $\frac{1}{ADC^2}$ bessere Werte.
Dieses Verfahren zur Bestimmung des Parameters k ist jedoch hier für die großflächigen Detektoren

nicht anwendbar, da sich das TDC-Signal aus mehreren Zeitinformationen zusammensetzt,

$$TDC = t_{Laufzeit} + t_{Flugzeit} + t_{timewalk} + t_{Offset} \ , \tag{A.51}$$

die sich erstmal nicht voneinander trennen lassen. Für die Flugzeitwände wurde daher zur Bestimmung des Korrekturwerts ein Verfahren eigens entwickelt. Dabei wird ausgenutzt, daß aufgrund der großen Elektronenspektrometerakzeptanz Protonen unterschiedlicher Energie am gleichen Ort der Latte auftreffen können. In Kapitel 5.2.3 wurde der in erster Näherung lineare Zusammenhang von TDC-Differenz und Ort auf der Latte schon beschrieben. Werden nun die Ereignisse jedes Segmentes in zwei ADC-Bereiche unterschiedlich großer ADC-Produkte unterteilt, so verschiebt sich der gemessene Segmentschwerpunkt in der TDC-Differenz, siehe Abbildung A.2, dabei ist als durchgezogene Linie der Bereich mit größeren ADC-Produkt dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die Verschiebung in der Mitte der Latte am geringsten ist, was mit annähernd gleich großen ADC-Signalen und damit gleich großen Verfälschungen der TDC-Werte, die sich in der Differenz aufheben, zu erklären ist.

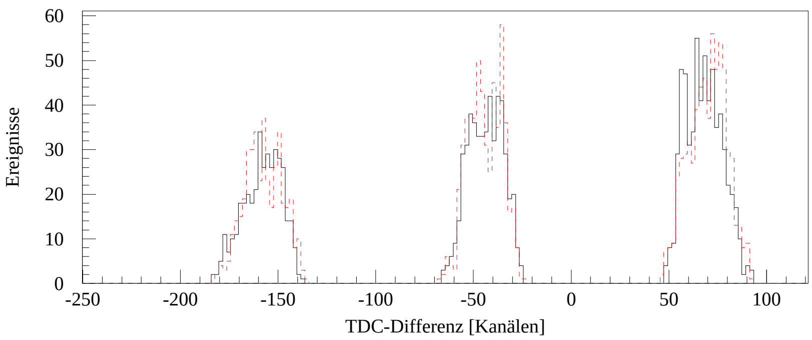

Abbildung A.2: Einfluß des *Time-Walk*s auf drei Segmentschwerpunkte an den Rändern und in der Mitte der Latte.

Die Abweichungen in den Schwerpunktpositionen lassen sich durch Anpassung der Korrekturparameter beider Sekundärelektronenvervielfacher korrigieren, jedoch ist damit nur das Verhältnis der beiden Parameter festgelegt. Die absolute Größe der Parameter wird mit Hilfe der Ortseichung ermittelt. Dazu wird die Eichung der Schwerpunkte an die Geometrie der Wand unabhängig für beide ADC-Bereiche und unterschiedliche Kombinationen der beiden Parameter durchgeführt. Die sich durch die Variation der Parameter ergebende jeweilige Abweichung in den Steigungen und Achsenabschnitten der ermittelten Eichgeraden ist in den Abbildungen A.3 als Farbkodierung dargestellt. Es sind Geraden unterschiedlicher Steigung in den Spektren zu erkennen, bei denen die Abweichungen minimal werden. Eine gleichzeitige Optimierung für Steigung und Achsenabschnitt liefert dann ein Parameterpaar, bei dem in beiden ADC-Bereichen, und damit unabhängig von Pulshöhe und Anstiegszeit, die selbe Eichgerade gefunden wird. Dieses Parameterpaar ist in Abbildung A.4 als Punkt eingezeichnet, der durch Übereinanderlegen der beiden Spektren aus A.3 gefunden wird.

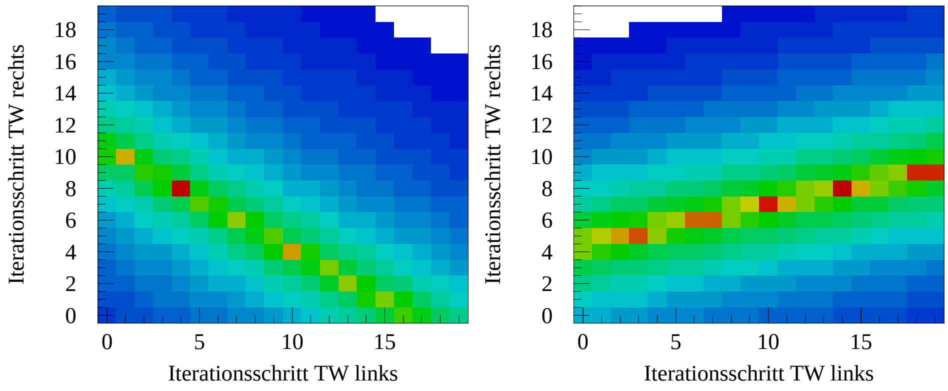

Abbildung A.3: Differenzen in den Steigungen (links) und dem Offset (rechts) bei Iteration der *Time-Walk*-Parameter.

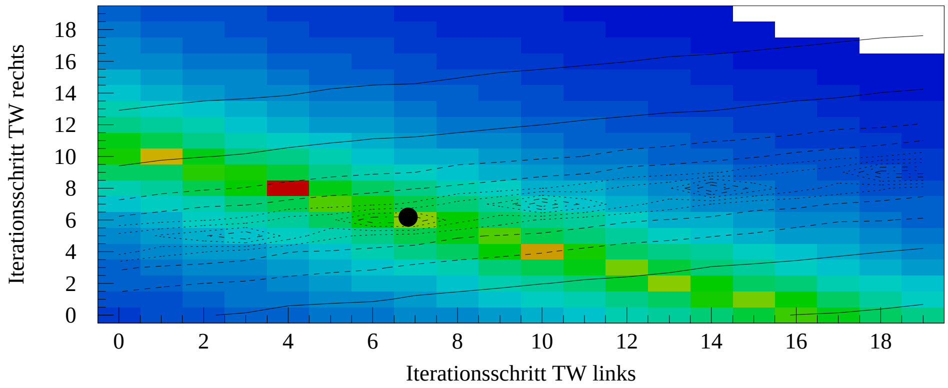

Abbildung A.4: Das ermittelte Parameterpaar für Latte 43 eingezeichnet in die Abhängigkeit von den Eichgeraden.

Mit diesen Parameter und der in Gleichung A.50 aufgeführten Korrektur ist es nun möglich den *Time-Walk*-Effekt zu korrigieren, wobei das hier beschriebene Verfahren nur die TDC-Differenzen nutzt und damit Parameter bestimmt, die für die Ortsbestimmung optimiert sind.

B. Die Startzeitkorrektur

Der Startzeitpunkt wird, wie in Kapitel 4.2.5 beschrieben, durch ein koinzidentes Ansprechen der vier Szintillationszähler (Z1-Z4) des Elektronenspektrometers festgelegt. Da die Zeitinformationen des Flugzeitspektrometers auf die durch den Detektor Z1 gemessene Startzeit bezogen werden, wirkt sich dessen Genauigkeit auf sämtliche Zeitmessungen aus. Verfälschungen dieser Zeitinformation werden dabei im wesentlichen durch folgende Faktoren verursacht.

- Die Verwendung von *Leading-Edge*-Diskriminatoren zur Bestimmung der Zeitsignale führt durch Verwenden einer festen Schwelle zu dem im Anhang A beschriebenen *Time-Walk*-Effekt.
- Die ausgedehnten Nachweisflächen der verwendeten Szintillatoren sorgen durch unterschiedliche Laufstrecken innerhalb der Szintillatoren und unterschiedlichen Flugstrecken zwischen ihnen für eine Verschmierung in der Startzeitpunktinformation, aufgrund der sich unterscheidenden Flugbahnen durch das Spektrometer für verschiedene Ereignisse.
- Weitere Effekte sind Fehler bei der Digitalisierung, Schwankungen im Verstärkungsfaktor der Sekundärelektronenvervielfacher und unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Signale innerhalb eines Szintillators.

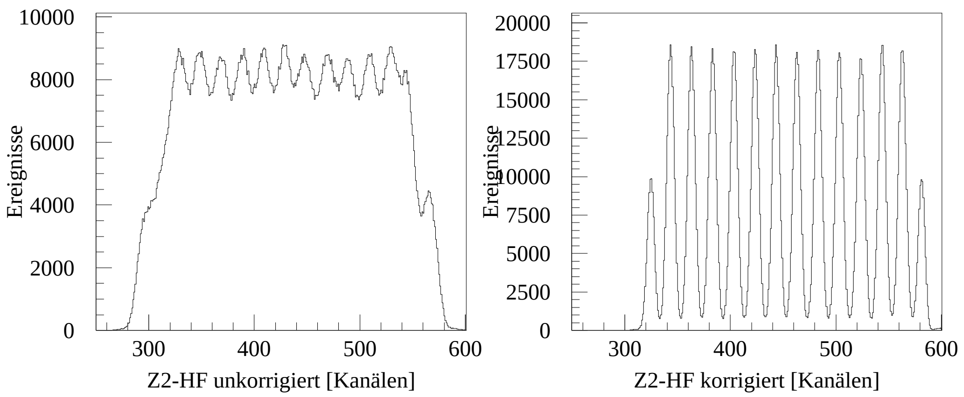

Abbildung B.1: Mikrostruktur des Elektronenstrahls mit und ohne Korrekturen für die Differenz $Z2 - HF$.

Um den durch die Koinzidenz festgelegten Zeitpunkt besser zu bestimmen, wird ausgenutzt, daß die von ELSA extrahierten Elektronen durch die HF[1]-Struktur in Paketen auftreten (siehe Kapitel 4. Durch eine korrekte Zuordnung der gemessenen Elektronen zu dem zugehörigen Paket ist es dann möglich den Startzeitpunkt mit einer Genauigkeit, die der Breite dieser Pakete von $120ps$ entspricht, festzulegen.

Zur korrekten Zuordnung wird nun die Differenz aus den Zeitinformationen der Zähler und einem aus dem Synchrotron ausgekoppelten Mikrowellensignal (HF-Signal) gebildet. In Abbildung B.1 links ist diese Differenz am Beispiel des Z2 aufgetragen. Die Mikrostruktur des Elektronenstrahls ist in dieser Darstellung zu erkennen, jedoch ist eine eindeutige Zuordnung jedes Ereignisses zu einem Paket noch nicht möglich. Auf der rechten Seite ist ebenfalls die Differenz aufgetragen, wobei *Time-Walk*-, Flug- und Laufzeiteffekte aus dem Signal des Z2 korrigiert sind. Die Struktur tritt deutlicher hervor und schon anhand dieses Spektrums wäre es bereits möglich, eine Zuordnung zu treffen. Eine weitere Verbesserung ergibt sich, wenn die Einzelinformation aus den Zählern Z2-Z4 zusammengefaßt werden. Dabei wird der gewichtete Mittelwert der aus den Einzelspektren bestimmten Abständen zum HF-Signal gebildet und in Abbildung B.2 eingetragen. Das resultierende Spektrum läßt ein eindeutiges Zuordnen der Elektronen zu einem Paket zu und liefert so eine Genauigkeit von $120ps$ für den Startzeitpunkt.

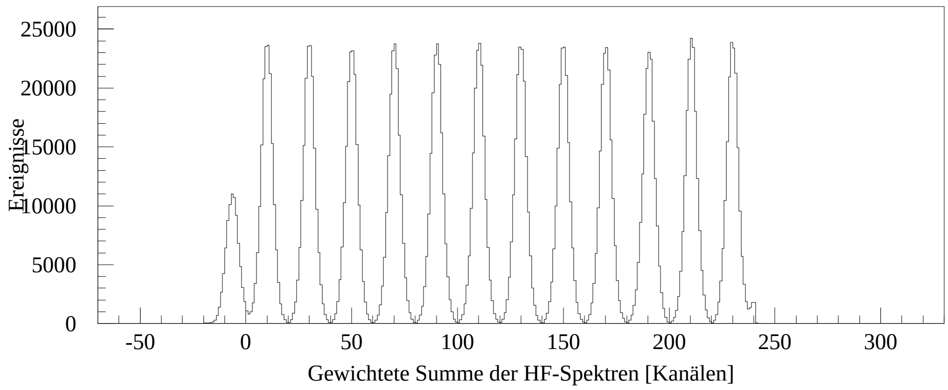

Abbildung B.2: Mikrostruktur des Elektronenstrahls gewonnen aus der gewichteten Summe der HF-Spektren.

[1] *High Frequency.*

C. Abschätzung des systematischen Fehlers

Als Quellen für systematische Fehler kommen neben der Unsicherheit in den Annahmen für die Extraktion der Multipole folgende in Frage:

- Protonen aus dem Prozeß $p(e, e'p)\gamma$,
- Ungenauigkeiten in der Vermessung der Positionen der Wände,
- Verfälschung der Zählraten durch nicht berücksichtigte Effekte und
- Strahlungsverluste des Elektrons.

Der den Daten unterliegenden Prozeß $p(e, e'p)\gamma$, der aufgrund der Auflösung nicht von der untersuchten Reaktion $p(e, e'p)\pi^0$ getrennt werden kann, liegt mit einer Wahrscheinlichkeit von $(0.52 - 0.60)\,\%$ [Cas 99] innerhalb der Größe des statistischen relativen Fehlers der einzelnen $(Theta_p^*, \varphi_p^* i)$-Bins und kann daher vernachlässigt werden. Die restlichen Punkte werden anhand ihrer Auswirkung auf die extrahierten Multipole untersucht und quadratisch zu dem in Tabelle 6.1 angegebenen Fehler addiert.

Um die Unsicherheit in der Position der Flugzeitwand zu untersuchen, wurde deren Position im Raum um 2 cm, beziehungsweise 0.3^o bei einer Entfernung von ungefähr 4 m, in horizontaler (x) und vertikaler (y) Richtung verschoben und jeweils mit dem normalen Auswertemechanismus die Multipole extrahiert. Dabei ergeben sich die in Tabelle C.1 eingetragenen Multipole.

Als zweite Fehlerquelle wurde die Auswirkung von direkten und indirekten physikalischen Prozessen des Protons wie Bremsstrahlung, Comptonstreuung, Kernreaktionen, Vielfachstreuung und Paarerzeugung auf die Multipole anhand von Kinematik 3 untersucht. Dazu wurde die Antwort des Flugzeitspektrometers mit und ohne diese Prozesse simuliert (siehe Kapitel 5.3.2) und die Abweichung der daraus extrahierten Multipole in Tabelle C.2 zusammengefasst.

Eine weitere Fehlerquelle ist der Einfluß der Ortsauflösung auf die extrahierten Größen. Durch die zu größeren Θ-Bins ansteigende Zählrate (siehe Abbildung 6.13) ensteht eine Anreicherung der Zählrate durch die beschränkte Ortsauflösung in Bins niedriger Zählrate, also vornehmlich in den kleinen Θ-Bins. In Tabelle C.3 ist die Auswirkung dieses Effektes dargestellt, wobei eine Auflösung von 7 cm FWHM (siehe Kapitel 5.9) einer exakten Kenntnis des Ortes gegenüber gestellt wurde.

Als letzte Fehlerquelle, die allerdings durch eine vollständige Simulation aller Wahrscheinlichkeit nach ebenfalls eliminiert werden kann, wurde die Auswirkung von Strahlungsverlusten des Elektrons vor, während und nach der Streuung untersucht. Dabei wird ein nichtdetektiertes Photon vom Elektron abgestrahlt, so daß eine Unsicherheit in der Kenntnis der Energie und des Impulses des

	$-K^2 = 0.105\,GeV^2$			$-K^2 = 0.160\,GeV^2$		
(x,y) [cm]	$\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{0+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{0+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$
(-2,-2)	-5.36 %	15.46 %	-3.55 %	-5.11 %	18.10 %	-3.75 %
(-2,0)	-5.44 %	15.37 %	-3.89 %	-5.27 %	17.04 %	-3.96 %
(-2,+2)	-5.54 %	15.01 %	-3.92 %	-5.30 %	16.92 %	-3.88 %
(0,-2)	-5.28 %	16.25 %	-3.84 %	-5.04 %	18.66 %	-3.90 %
(0,0)	-5.38 %	15.77 %	-4.05 %	-5.08 %	18.17 %	-3.88 %
(0,+2)	-5.48 %	15.85 %	-4.26 %	-5.26 %	17.82 %	-4.23 %
(+2,-2)	-5.23 %	16.85 %	-3.81 %	-5.03 %	18.04 %	-3.59 %
(+2,0)	-5.43 %	15.64 %	-3.88 %	-5.24 %	17.16 %	-3.71 %
(+2,+2)	-5.51 %	15.57 %	-3.95 %	-5.25 %	19.14 %	-4.26 %
Δ^{sys}	0.16 %	1.08 %	0.50 %	0.22 %	1.25 %	0.46 %

	$-K^2 = 0.201\,GeV^2$		
(x,y) [cm]	$\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{0+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$
(-2,-2)	-4.54 %	13.27 %	-2.15 %
(-2,0)	-4.56 %	12.70 %	-2.22 %
(-2,+2)	-4.57 %	12.45 %	-2.40 %
(0,-2)	-4.50 %	13.43 %	-2.21 %
(0,0)	-4.54 %	13.08 %	-2.26 %
(0,+2)	-4.58 %	12.49 %	-2.36 %
(+2,-2)	-4.49 %	13.44 %	-2.19 %
(+2,0)	-4.50 %	13.01 %	-2.26 %
(+2,+2)	-4.56 %	12.87 %	-2.37 %
Δ^{sys}	0.04 %	0.63 %	0.14 %

Tabelle C.1: Auswirkung der Verschiebung des Flugzeitspektrometers auf die extrahierten Multipole.

	$-K^2 = 0.201\,GeV^2$		
	$\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{0+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$
Δ_{sys}	$\pm$ 0.01 %	$\pm$ 0.42 %	$\pm$ 0.19 %

Tabelle C.2: Auswirkung verschiedener physikalischer Prozesse auf die extrahierten Multipole.

virtuellen Photons auftritt. Eine erste Korrektur wurde mit Hilfe der schon beschriebenen Simulation versucht. Dazu wurden die Strahlungsverluste in der Simulation nach einem Verfahren von Borie und Drechsel [BoD 71] berücksichtigt und die Auswirkung auf die Zählraten untersucht. Der in der Simulation benutzte Wirkungsquerschnitt ist aus den experimentellen Daten, die Stahlungsverlusten unterliegen, bestimmt worden. In Abbildung C.1 sind die aus der Simulation gewonnenen Parameter A^{φ}, B^{φ} und C^{φ} sowohl mit (gefüllte Punkte) als auch ohne Strahlungsverluste eingetragen. Unter der Annahme, daß sich die simulierten, zusätzlichen Strahlungsverluste in gleicher Weise auswirken wie die der wirklichen zur gemessenen Verteilung, können die wirkliche Verteilung und damit die gesuchten Multipole strahlungskorrigiert extrahiert werden. In Tabelle C.4 sind die so ermittelten systematischen Abweichungen der Multipolverhältnisse aufgeführt und in Abbildung C.2 für den Term A_0^{Θ} und Kinematik 3 mit einer theoretischen Rechnung (siehe Kapitel 6.4) verglichen. Es ist zu erkennen, daß der Energieverlauf des konstanten Anteils, der vornehmlich durch den magnetischen Dipolübergang bestimmt wird und dadurch recht gut bekannt ist, nach Strahlungskorrekturen wesentlich besser wiedergegeben wird, jedoch immer noch Abweichungen zeigt. Die Spektren wurden dabei jeweils auf das Maximum der Theorie angepaßt.

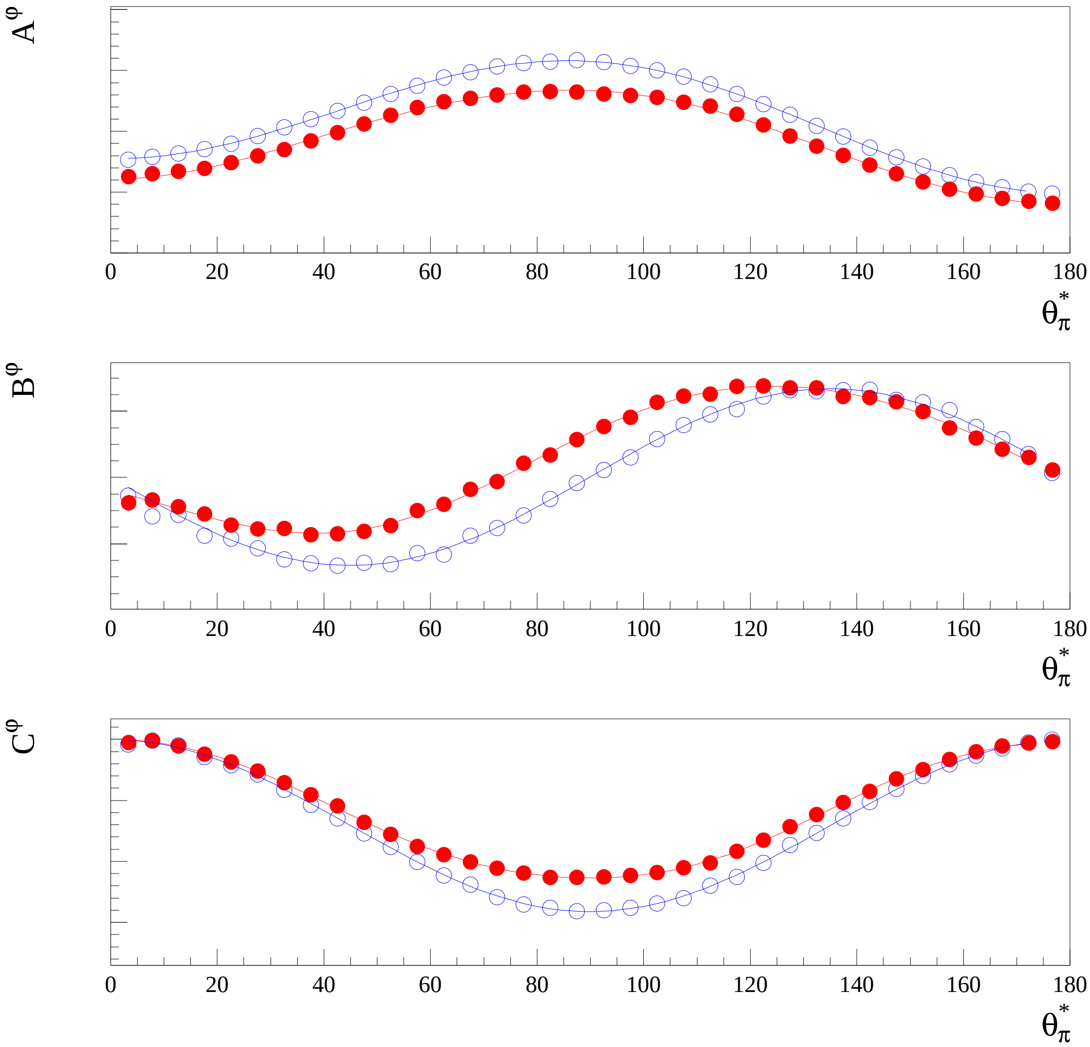

Abbildung C.1: Θ-Verteilung mit (gefüllte Punkte) und ohne zusätzliche Strahlungsverluste für $-K^2 = 0.201\ GeV^2$.

$-K^2 = 0.201$

	$\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{0+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$
Δ_{sys}	$\pm\,0.13\,\%$	$\pm\,0.62\,\%$	$\pm\,0.19\,\%$

Tabelle C.3: Auswirkung der beschränkten Ortsauflösung auf die extrahierten Multipole.

In Tabelle C.5 sind abschließend die so korrigierten Multipolamplitudenverhältnisse aufgeführt.

	$-K^2\ [GeV^2]$	$\frac{Re(S^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{0+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$	$\frac{Re(E^*_{1+}M_{1+})}{\lvert M_{1+}\rvert^2}$
Δ^{sys}	0.105	-0.14 %	-2.34 %	+0.66 %
Δ^{sys}	0.160	+0.04 %	-2.13 %	+0.55 %
Δ^{sys}	0.201	+0.46 %	-2.33 %	+0.62 %

Tabelle C.4: Auswirkung der Strahlungsverluste auf die extrahierten Multipolverhältnisse.

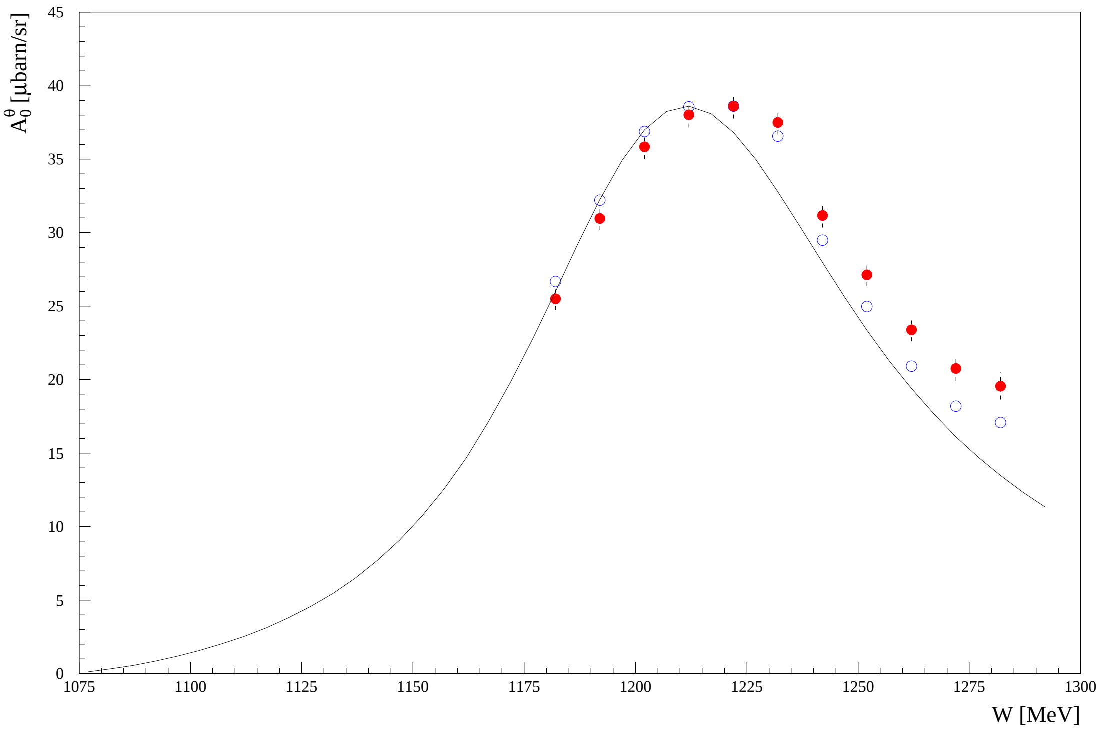

Abbildung C.2: Energieabhängigkeit von A_0^Θ ohne (gefüllte Punkte) und mit Strahlungskorrekturen für $-K^2 = 0.201\ GeV^2$ verglichen mit MAID.

$-\boldsymbol{K^2 = 0.105\,GeV^2}$

$\frac{\mathbf{Re(S^*_{1+}M_{1+})}}{\mathbf{\vert M_{1+}\vert^2}}$	$\frac{\mathbf{Re(E^*_{0+}M_{1+})}}{\mathbf{\vert M_{1+}\vert^2}}$	$\frac{\mathbf{Re(E^*_{1+}M_{1+})}}{\mathbf{\vert M_{1+}\vert^2}}$
-5.48 % ± 0.56 % ± 0.16 %	**12.09 % ± 2.87 % ± 1.08 %**	**-2.55 % ± 1.01 % ± 0.50 %**

$-\boldsymbol{K^2 = 0.160\,GeV^2}$

$\frac{\mathbf{Re(S^*_{1+}M_{1+})}}{\mathbf{\vert M_{1+}\vert^2}}$	$\frac{\mathbf{Re(E^*_{0+}M_{1+})}}{\mathbf{\vert M_{1+}\vert^2}}$	$\frac{\mathbf{Re(E^*_{1+}M_{1+})}}{\mathbf{\vert M_{1+}\vert^2}}$
-5.42 % ± 0.28 % ± 0.22 %	**10.03 % ± 1.39 % ± 1.25 %**	**-1.94 % ± 0.43 % ± 0.46 %**

$-\boldsymbol{K^2 = 0.201\,GeV^2}$

$\frac{\mathbf{Re(S^*_{1+}M_{1+})}}{\mathbf{\vert M_{1+}\vert^2}}$	$\frac{\mathbf{Re(E^*_{0+}M_{1+})}}{\mathbf{\vert M_{1+}\vert^2}}$	$\frac{\mathbf{Re(E^*_{1+}M_{1+})}}{\mathbf{\vert M_{1+}\vert^2}}$
-4.08 % ± 0.32 % ± 0.14 %	**10.75 % ± 1.75 % ± 0.98 %**	**-1.64 % ± 0.51 % ± 0.30 %**

Tabelle C.5: Strahlungskorrigierte Multipolamplitudenverhältnisse mit ihren statistischen und systematischen Fehlern.

D. Tabellen

$-K^2 = 0.105\,GeV^2$

	A^φ		B^φ	C^φ
	A_0	A_1	B_0	C_0
$W = 1.182 \pm 10\,GeV$	8910 ± 362	625 ± 260	-1891 ± 400	-7378 ± 665
χ^2	2.2		0.8	3.0
$W = 1.192 \pm 10\,GeV$	10367 ± 376	686 ± 271	-2675 ± 422	-9632 ± 706
χ^2	1.9		0.9	1.4
$W = 1.202 \pm 10\,GeV$	11421 ± 380	911 ± 277	-3332 ± 445	-10841 ± 714
χ^2	1.3		0.5	1.4
$W = 1.212 \pm 10\,GeV$	11239 ± 384	479 ± 280	-4643 ± 461	-12525 ± 751
χ^2	0.7		0.7	1.2
$W = 1.222 \pm 10\,GeV$	11521 ± 453	837 ± 321	-4751 ± 505	-13030 ± 834
χ^2	0.7		0.7	1.2
$W = 1.232 \pm 10\,GeV$	11655 ± 469	1738 ± 317	-4603 ± 528	-11944 ± 897
χ^2	1.5		0.9	2.0
$W = 1.242 \pm 10\,GeV$	9481 ± 567	972 ± 365	-4188 ± 575	-10632 ± 1075
χ^2	1.6		1.8	0.8
$W = 1.252 \pm 10\,GeV$	10715 ± 790	1500 ± 488	-997 ± 689	-7622 ± 1325
χ^2	0.8		1.0	1.1
$W = 1.262 \pm 10\,GeV$	8666 ± 838	1710 ± 501	-2786 ± 728	-4996 ± 1357
χ^2	0.7		0.8	0.9
$W = 1.272 \pm 10\,GeV$	8160 ± 872	1865 ± 506	-2785 ± 773	-5784 ± 1500
χ^2	0.8		0.5	0.2
$W = 1.282 \pm 10\,GeV$	6573 ± 1014	1080 ± 572	1297 ± 998	-5531 ± 1746
χ^2	0.2		0.5	0.3
$W = 1.192 \pm 20\,GeV$	20895 ± 514	1686 ± 369	-4593 ± 626	-17898 ± 1002
χ^2	2.4		1.4	2.0
$W = 1.212 \pm 20\,GeV$	22425 ± 537	1675 ± 386	-7915 ± 654	-23766 ± 1064
χ^2	0.8		0.2	1.2
$W = 1.232 \pm 20\,GeV$	21211 ± 685	2434 ± 465	-8177 ± 730	-22227 ± 1241
χ^2	2.5		1.1	0.6
$W = 1.252 \pm 20\,GeV$	18184 ± 805	3094 ± 504	-7138 ± 858	-15757 ± 1510
χ^2	0.4		0.4	0.4
$W = 1.272 \pm 20\,GeV$	15989 ± 1244	3402 ± 723	-1555 ± 1166	-9796 ± 2172
χ^2	0.4		0.7	0.7

Tabelle D.1: Anpaßparameter für die Θ-Verteilungen bei $-K^2 = 0.105\,GeV^2$ und verschiedenen invarianten Massen.

$-K^2 = 0.160\,GeV^2$

	A^φ		B^φ	C^φ
	A_0	A_1	B_0	C_0
$W = 1.182 \pm 10\,GeV$	7968 ± 169	-161 ± 149	-2439 ± 253	-8209 ± 329
χ^2	1.2		0.9	1.3
$W = 1.192 \pm 10\,GeV$	10094 ± 186	447 ± 161	-3082 ± 275	-10104 ± 364
χ^2	1.7		2.2	2.2
$W = 1.202 \pm 10\,GeV$	12138 ± 201	1151 ± 171	-3293 ± 294	-12661 ± 400
χ^2	2.1		2.3	1.1
$W = 1.212 \pm 10\,GeV$	12439 ± 227	968 ± 190	-6963 ± 335	-15260 ± 461
χ^2	0.8		0.9	0.7
$W = 1.222 \pm 10\,GeV$	12104 ± 225	1055 ± 187	-8223 ± 331	-15248 ± 459
χ^2	1.0		0.9	1.0
$W = 1.232 \pm 10\,GeV$	11759 ± 224	1305 ± 185	-5131 ± 329	-12814 ± 452
χ^2	0.8		1.1	0.6
$W = 1.242 \pm 10\,GeV$	10681 ± 233	1478 ± 185	-5069 ± 352	-13594 ± 500
χ^2	1.0		1.4	1.8
$W = 1.252 \pm 10\,GeV$	10105 ± 228	1528 ± 177	-3361 ± 320	-10566 ± 455
χ^2	1.8		0.8	0.4
$W = 1.262 \pm 10\,GeV$	8155 ± 225	874 ± 173	-3565 ± 288	-10552 ± 438
χ^2	0.8		3.6	1.9
$W = 1.272 \pm 10\,GeV$	6146 ± 293	567 ± 204	-2369 ± 287	-8971 ± 526
χ^2	1.1		8.7	1.7
$W = 1.282 \pm 10\,GeV$	5788 ± 365	725 ± 239	-1069 ± 318	-7202 ± 660
χ^2	0.7		3.2	2.5
$W = 1.192 \pm 20\,GeV$	20041 ± 280	939 ± 239	-5758 ± 420	-20708 ± 558
χ^2	1.4		2.3	1.0
$W = 1.212 \pm 20\,GeV$	23386 ± 300	1534 ± 255	-10055 ± 450	-24993 ± 607
χ^2	1.7		1.6	0.6
$W = 1.232 \pm 20\,GeV$	22369 ± 307	2268 ± 253	-10128 ± 461	-25008 ± 637
χ^2	1.4		0.6	0.7
$W = 1.252 \pm 20\,GeV$	18059 ± 325	2298 ± 255	-7355 ± 459	-22337 ± 646
χ^2	0.8		1.2	1.3
$W = 1.272 \pm 20\,GeV$	12389 ± 318	1068 ± 239	-5748 ± 446	-18658 ± 645
χ^2	0.8		8.4	2.0

Tabelle D.2: Anpaßparameter für die Θ-Verteilungen bei $-K^2 = 0.160\,GeV^2$ und verschiedenen invarianten Massen.

$-K^2 = 0.201\,GeV^2$

	A^φ		B^φ	C^φ
	A_0	A_1	B_0	C_0
$W = 1.182 \pm 10\,GeV$	4584 ± 135	-232 ± 118	-1095 ± 213	-4544 ± 267
χ^2	0.4		1.9	1.1
$W = 1.192 \pm 10\,GeV$	5566 ± 142	-29 ± 123	-1801 ± 228	-5340 ± 284
χ^2	0.8		1.0	0.3
$W = 1.202 \pm 10\,GeV$	6441 ± 151	241 ± 132	-2705 ± 236	-6516 ± 301
χ^2	0.7		0.7	0.7
$W = 1.212 \pm 10\,GeV$	6833 ± 155	416 ± 133	-3206 ± 235	-7569 ± 306
χ^2	1.2		0.7	1.2
$W = 1.222 \pm 10\,GeV$	6939 ± 152	761 ± 129	-2969 ± 234	-7406 ± 306
χ^2	0.8		0.5	1.8
$W = 1.232 \pm 10\,GeV$	6739 ± 148	866 ± 124	-2632 ± 223	-7544 ± 298
χ^2	0.6		1.4	1.9
$W = 1.242 \pm 10\,GeV$	5600 ± 144	632 ± 119	-2041 ± 220	-6630 ± 299
χ^2	2.0		1.1	1.2
$W = 1.252 \pm 10\,GeV$	4877 ± 141	568 ± 114	-2118 ± 217	-5953 ± 301
χ^2	1.2		1.2	0.8
$W = 1.262 \pm 10\,GeV$	4204 ± 139	504 ± 110	-1921 ± 216	-5498 ± 298
χ^2	0.8		1.0	1.6
$W = 1.272 \pm 10\,GeV$	3732 ± 156	436 ± 119	-1032 ± 228	-4932 ± 315
χ^2	0.5		2.6	1.1
$W = 1.282 \pm 10\,GeV$	3516 ± 166	558 ± 120	-910 ± 236	-4349 ± 339
χ^2	0.6		2.3	0.5
$W = 1.192 \pm 20\,GeV$	11307 ± 206	47 ± 180	-3490 ± 325	-11536 ± 409
χ^2	0.6		1.0	0.5
$W = 1.212 \pm 20\,GeV$	13701 ± 219	1074 ± 188	-5538 ± 338	-14547 ± 439
χ^2	0.7		0.9	0.7
$W = 1.232 \pm 20\,GeV$	12639 ± 216	1400 ± 183	-5012 ± 324	-14448 ± 433
χ^2	1.0		0.9	2.3
$W = 1.252 \pm 20\,GeV$	9881 ± 200	1203 ± 163	-3951 ± 304	-12112 ± 417
χ^2	1.2		1.5	1.1
$W = 1.272 \pm 20\,GeV$	7906 ± 216	1161 ± 165	-2393 ± 324	-9434 ± 448
χ^2	0.4		2.3	1.3

Tabelle D.3: Anpaßparameter für die Θ-Verteilungen bei $-K^2 = 0.201\,GeV^2$ und verschiedenen invarianten Massen.

$-K^2 = 0.105\, GeV^2$

W=1182 ± 20 MeV					W=1192 ± 20 MeV				
Θ^*_π	A^φ	B^φ	C^φ	χ^2	Θ^*_π	A^φ	B^φ	C^φ	χ^2
137.4	34226 ± 650	199 ± 849	-10321 ± 897	0.70	137.4	36197 ± 663	3322 ± 980	-11966 ± 978	1.15
142.4	29343 ± 485	1766 ± 683	-5957 ± 670	1.04	142.4	32147 ± 501	3923 ± 688	-7840 ± 712	0.89
147.4	27221 ± 450	3033 ± 624	-4590 ± 631	0.58	147.4	29165 ± 465	3937 ± 641	-6794 ± 657	0.52
152.4	24551 ± 436	1692 ± 615	-3437 ± 612	0.53	152.4	26606 ± 454	3176 ± 625	-5140 ± 636	0.49
157.4	21498 ± 416	2081 ± 571	-3211 ± 589	0.94	157.4	23750 ± 446	2552 ± 613	-4414 ± 628	0.59
162.4	20268 ± 438	2098 ± 622	-739 ± 619	0.64	162.4	22231 ± 463	2530 ± 657	-1597 ± 658	0.51
167.3	19907 ± 488	976 ± 677	-1565 ± 689	0.69	167.3	21518 ± 504	1850 ± 695	-2071 ± 714	0.62
172.2	19081 ± 584	254 ± 840	1202 ± 824	0.66	172.2	19723 ± 579	888 ± 829	695 ± 817	0.56
176.7	17488 ± 875	878 ± 1256	-13 ± 1235	1.20	176.6	19543 ± 899	-255 ± 1269	-341 ± 1266	0.92

W=1222 ± 20 MeV					W=1232 ± 20 MeV				
Θ^*_π	A^φ	B^φ	C^φ	χ^2	Θ^*_π	A^φ	B^φ	C^φ	χ^2
137.4	34024 ± 1140	2517 ± 2008	-9760 ± 1426	0.47	137.4	27380 ± 1867	1444 ± 3216	-8108 ± 1855	0.87
142.4	30495 ± 703	1731 ± 1174	-7217 ± 995	0.95	142.4	23421 ± 1130	2010 ± 1937	-6707 ± 1281	0.92
147.4	25486 ± 463	3594 ± 651	-7096 ± 650	0.49	147.4	20784 ± 781	1560 ± 1338	-4914 ± 997	0.60
152.4	23022 ± 434	4311 ± 611	-4333 ± 618	0.50	152.4	18285 ± 443	2902 ± 655	-2740 ± 627	0.55
157.4	21431 ± 435	2778 ± 602	-3896 ± 612	0.67	157.4	16667 ± 426	2987 ± 619	-1836 ± 607	0.54
162.3	20258 ± 454	2316 ± 632	-2240 ± 637	0.67	162.4	15053 ± 417	2283 ± 585	-1827 ± 593	0.46
167.3	18204 ± 465	2412 ± 648	-1346 ± 655	0.82	167.3	13235 ± 411	1743 ± 568	-975 ± 580	0.39
172.2	16434 ± 514	525 ± 734	-144 ± 729	1.31	172.2	12302 ± 445	940 ± 622	-568 ± 632	0.74
176.7	17336 ± 814	1002 ± 1135	-1066 ± 1163	1.50	176.8	12676 ± 637	402 ± 879	7 ± 897	1.80

W=1272 ± 20 MeV				
Θ^*_π	A^φ	B^φ	C^φ	χ^2
142.4	18540 ± 2206	891 ± 3647	-4808 ± 1898	0.58
147.4	16116 ± 1220	1251 ± 2065	-3863 ± 1262	0.75
152.4	15934 ± 871	-1276 ± 1463	-706 ± 1008	0.36
157.4	13525 ± 536	588 ± 852	-1453 ± 727	0.37
162.4	11605 ± 418	803 ± 612	-537 ± 583	0.53
167.3	10402 ± 407	166 ± 579	-878 ± 569	0.65
172.2	9874 ± 435	829 ± 596	-777 ± 617	0.61
176.6	9076 ± 517	-818 ± 693	125 ± 723	1.29

Tabelle D.4: Anpaßparameter für die φ-Verteilungen bei $-K^2 = 0.105\, GeV^2$, verschiedenen invarianten Massen und verschiedenen Θ^*_π.

$-K^2 = 0.160\,GeV^2$

W=1182 ± 20 MeV				
Θ_π^*	A^φ	B^φ	C^φ	χ^2
127.4	39039 ± 501	1011 ± 565	-14081 ± 716	1.55
132.4	35009 ± 430	1867 ± 519	-11472 ± 602	0.92
137.4	31908 ± 406	3443 ± 510	-8919 ± 570	0.90
142.4	29449 ± 397	3183 ± 509	-7674 ± 557	0.94
147.4	27009 ± 393	3118 ± 519	-5961 ± 550	0.70
152.4	24708 ± 394	2876 ± 531	-4248 ± 553	0.88
157.4	22622 ± 404	3194 ± 557	-2149 ± 568	0.98
162.4	20876 ± 424	1422 ± 587	-1263 ± 598	1.11
167.3	20277 ± 478	1253 ± 659	-1571 ± 675	0.84
172.2	19544 ± 578	393 ± 809	-494 ± 815	1.25
176.6	17910 ± 903	1415 ± 1315	1868 ± 1272	1.00

W=1192 ± 20 MeV				
Θ_π^*	A^φ	B^φ	C^φ	χ^2
127.4	44709 ± 545	3143 ± 631	-15521 ± 780	1.16
132.4	39919 ± 471	4764 ± 563	-13116 ± 671	0.99
137.4	36999 ± 440	5941 ± 545	-11580 ± 618	0.93
142.4	34274 ± 430	4960 ± 546	-9956 ± 603	0.90
147.4	30623 ± 416	4893 ± 548	-7349 ± 584	0.83
152.4	28072 ± 418	4650 ± 563	-5105 ± 589	0.83
157.4	25518 ± 423	4030 ± 573	-4227 ± 593	0.94
162.4	22971 ± 438	2446 ± 608	-1469 ± 620	0.72
167.3	22585 ± 500	1094 ± 686	-2000 ± 702	0.56
172.2	22031 ± 613	686 ± 855	-597 ± 869	0.79
176.6	21846 ± 992	1217 ± 1399	229 ± 1390	0.95

W=1222 ± 20 MeV				
Θ_π^*	A^φ	B^φ	C^φ	χ^2
127.5	41495 ± 601	4047 ± 886	-15364 ± 924	1.04
132.4	37919 ± 503	4575 ± 628	-12922 ± 731	1.41
137.4	34064 ± 440	4990 ± 556	-12244 ± 626	0.49
142.4	31407 ± 419	5586 ± 537	-9667 ± 592	0.71
147.4	27614 ± 398	5098 ± 526	-6645 ± 560	0.87
152.4	25187 ± 396	4292 ± 533	-5139 ± 557	0.79
157.4	23390 ± 407	3059 ± 546	-4506 ± 574	0.75
162.4	20612 ± 415	2830 ± 564	-2558 ± 582	0.55
167.3	20135 ± 470	1726 ± 656	-1302 ± 661	0.80
172.2	19300 ± 564	1252 ± 800	186 ± 798	0.84
176.6	18390 ± 867	647 ± 1202	194 ± 1224	1.08

W=1232 ± 20 MeV				
Θ_π^*	A^φ	B^φ	C^φ	χ^2
127.5	33108 ± 780	4166 ± 1293	-14958 ± 1070	0.57
132.5	30104 ± 549	5093 ± 798	-13228 ± 823	0.69
137.4	26601 ± 423	3960 ± 542	-10986 ± 591	0.95
142.4	24614 ± 401	4306 ± 531	-7728 ± 571	0.70
147.4	22105 ± 376	3039 ± 509	-5440 ± 539	0.94
152.4	19377 ± 359	2192 ± 478	-4547 ± 508	1.00
157.4	17751 ± 366	2050 ± 499	-2531 ± 515	0.75
162.3	15987 ± 375	2247 ± 512	-2072 ± 528	0.66
167.4	15054 ± 410	1303 ± 574	-946 ± 580	0.67
172.2	14705 ± 486	114 ± 694	58 ± 690	0.94
176.7	13576 ± 705	676 ± 944	-966 ± 990	1.69

W=1272 ± 20 MeV				
Θ_π^*	A^φ	B^φ	C^φ	χ^2
127.5	22739 ± 856	6923 ± 1502	-13424 ± 1112	2.07
132.4	20973 ± 717	6672 ± 1237	-11709 ± 990	0.64
137.4	18774 ± 410	5298 ± 607	-9191 ± 622	1.98
142.5	17602 ± 355	4360 ± 445	-7044 ± 497	0.88
147.4	16590 ± 361	1510 ± 492	-4860 ± 509	0.80
152.4	14839 ± 336	872 ± 463	-2965 ± 478	1.07
157.4	13082 ± 327	433 ± 449	-1763 ± 464	0.70
162.4	11750 ± 330	1191 ± 453	-960 ± 468	0.46
167.4	11139 ± 358	586 ± 498	-564 ± 508	0.42
172.1	10804 ± 418	-394 ± 585	-377 ± 591	0.84
176.7	9879 ± 575	1607 ± 771	-492 ± 806	1.26

Tabelle D.5: Anpaßparameter für die φ-Verteilungen bei $-K^2 = 0.160\,GeV^2$, verschiedenen invarianten Massen und verschiedenen Θ_π^*.

$-K^2 = 0.201\,GeV^2$

W=1182 ± 20 MeV					W=1192 ± 20 MeV				
Θ^*_π	A^φ	B^φ	C^φ	χ^2	Θ^*_π	A^φ	B^φ	C^φ	χ^2
127.4	21901 ± 332	1726 ± 400	-7465 ± 463	0.58	127.4	25537 ± 373	2487 ± 426	-9697 ± 523	0.55
132.4	20395 ± 321	2257 ± 401	-6166 ± 448	0.70	132.4	23327 ± 341	3040 ± 426	-7578 ± 477	1.01
137.4	19127 ± 316	1576 ± 402	-5161 ± 443	0.77	137.4	21553 ± 334	2338 ± 421	-6821 ± 469	0.82
142.4	17544 ± 310	1401 ± 401	-4356 ± 434	0.61	142.4	19327 ± 321	3063 ± 408	-5810 ± 449	0.64
147.4	15941 ± 304	971 ± 406	-3293 ± 426	0.89	147.4	17950 ± 320	2856 ± 423	-3956 ± 448	0.77
152.4	15222 ± 314	1714 ± 425	-2455 ± 443	0.79	152.4	16354 ± 320	2264 ± 434	-2517 ± 448	0.79
157.4	13997 ± 320	1169 ± 437	-1856 ± 452	1.11	157.4	15224 ± 331	1653 ± 454	-1716 ± 466	0.94
162.4	12410 ± 325	1028 ± 446	-1187 ± 461	1.30	162.4	13184 ± 335	1157 ± 460	-1226 ± 472	0.55
167.2	11757 ± 360	1143 ± 515	190 ± 509	1.09	167.3	12377 ± 364	784 ± 512	-356 ± 515	0.89
172.2	11582 ± 444	1689 ± 632	530 ± 624	0.89	172.1	11893 ± 435	1707 ± 610	-410 ± 613	0.90
176.7	11972 ± 737	1143 ± 1064	1020 ± 1048	0.68	176.7	12361 ± 722	1404 ± 997	-1166 ± 1023	0.72

W=1222 ± 20 MeV					W=1232 ± 20 MeV				
Θ^*_π	A^φ	B^φ	C^φ	χ^2	Θ^*_π	A^φ	B^φ	C^φ	χ^2
127.4	23304 ± 380	2841 ± 422	-10110 ± 535	0.80	127.4	18030 ± 373	2521 ± 487	-7781 ± 555	0.85
132.4	20990 ± 336	2876 ± 412	-7765 ± 472	1.02	132.5	16085 ± 321	2506 ± 388	-6584 ± 454	0.94
137.4	19282 ± 325	2325 ± 403	-6965 ± 457	0.85	137.4	15265 ± 311	2019 ± 380	-6102 ± 433	0.63
142.4	17235 ± 310	2673 ± 392	-5373 ± 436	0.67	142.4	13651 ± 297	1908 ± 376	-4664 ± 417	0.35
147.4	15912 ± 308	2443 ± 405	-3711 ± 435	0.57	147.4	11995 ± 278	1931 ± 367	-3092 ± 395	0.67
152.4	13879 ± 296	1889 ± 402	-1997 ± 417	1.07	152.4	10504 ± 265	1620 ± 362	-1975 ± 376	0.79
157.4	12920 ± 308	979 ± 424	-1274 ± 436	0.84	157.4	9624 ± 265	399 ± 355	-1593 ± 374	0.85
162.4	11451 ± 314	1189 ± 425	-1497 ± 442	0.68	162.3	8801 ± 272	1272 ± 364	-1360 ± 381	0.74
167.4	10877 ± 344	610 ± 479	-583 ± 487	0.71	167.4	8579 ± 302	147 ± 427	-265 ± 427	0.84
172.1	10461 ± 411	215 ± 568	-876 ± 580	0.60	172.2	8012 ± 343	28 ± 503	631 ± 484	0.87
176.7	11438 ± 692	1287 ± 916	-2362 ± 975	0.65	176.8	8317 ± 522	45 ± 715	-636 ± 733	1.67

W=1272 ± 20 MeV				
Θ^*_π	A^φ	B^φ	C^φ	χ^2
127.4	13584 ± 541	2476 ± 924	-6150 ± 755	0.69
132.4	12706 ± 376	2245 ± 575	-5416 ± 561	0.93
137.4	12062 ± 313	1597 ± 412	-4394 ± 427	0.62
142.4	10422 ± 278	1693 ± 353	-3903 ± 383	0.33
147.4	9285 ± 261	1006 ± 354	-2282 ± 367	0.70
152.4	8301 ± 254	549 ± 354	-1562 ± 357	0.60
157.4	7582 ± 255	496 ± 347	-1477 ± 359	0.51
162.2	6824 ± 257	173 ± 348	-990 ± 358	0.52
167.4	6339 ± 267	-125 ± 386	152 ± 375	0.70
172.3	5828 ± 296	-351 ± 430	485 ± 415	0.83
176.9	5331 ± 395	-1066 ± 587	865 ± 542	1.12

Tabelle D.6: Anpaßparameter für die φ-Verteilungen bei $-K^2 = 0.201\,GeV^2$, verschiedenen invarianten Massen und verschiedenen Θ^*_π.

Literaturverzeichnis

[Ald 72] J.C. Alder et al., *π^o electroproduction at the first resonance at momentum transfers $q^2 =$ 0.6, 1.0 and 1.56 GeV^2*, Nucl. Phys. **B 46** (1972) 573.

[Alt 68-87] K.H. Althoff et al., *The 2.5 GeV Electron Synchrotron of the University of Bonn*, NIM **61** (1968) 1; *ELSA - ein neuer Beschleuniger in der Mittelenergiephysik*, BONN-IR-87-30 (1987) Universität Bonn.

[ASW 96] R.A. Arndt, I.I. Strakovsky und R.L. Workman, *Updated Resonance Photodecay Amplitudes to 2 GeV*, Phys. Rev. **C 53** (1996) 430.

[Ban 96] B. Bantes, *Untergrundstudien und Fertigstellung des targetnahen ELAN-Vertexdetektors*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IB-96-18 (1996).

[Ban 00] B. Bantes, Dissertation in Vorbereitung, Bonn (2000)

[Bec 97] R. Beck et al., *Measurement of the E2/M1 Ratio in the $N \to \Delta$ Transition Using the Reaction $p(\vec{\gamma}, p)\pi^0$*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 606; Reply a), Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 4510; Reply b), Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 4512; Reply von R.L. Workman, *E2/M1 Ratio from Mainz $p(\vec{\gamma}, p)\pi^0$ Data*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 4511.

[BDW 67] F. A. Berends, A. Donnachie und D. L. Weaver, *Photoproduction and Electroproduction of Pions*, Nucl. Phys. **B 4** (1967) 1.

[Ber 71] F.A. Berends et al., *An energy independent multipole analysis of pion photoproduction on protons below 450 MeV*, Nucl. Phys. **B 30** (1971) 575.

[Ber 75] F.A. Berends et al., *A multipole analysis of pion photoproduction in the first resonance region*, Nucl. Phys. **B 84** (1975) 342.

[Ber 78] F.A. Berends et al., *An energy independent multipole analysis of pion photoproduction through the second resonance region*, Nucl. Phys. **B 136** (1978) 317.

[Bla 97] G. Blanpied et al., *$N \to \Delta$ Transition from Simultaneous Measurements of $p(\vec{\gamma}, \pi)$ and $p(\vec{\gamma}, \gamma)$*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 4337; siehe auch, *The $N \to \Delta$ Transition from Simultaneous Measurements of $p(\vec{\gamma}, \pi)$ and $p(\vec{\gamma}, \gamma)$*, BNL-64382 (1997).

[BoD 71] E. Borie und D. Drechsel, *Radiative corrections in $ee'N$ coincidence experiments*, Nucl. Phys. **A 167** (1971) 369.

[Bru 96] H. Brunhöber, *Einsatz szintillierender Fasern zur Optimierung der Auflösung des ELAN-Flugzeitspektrometers*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IB-96-20 (1996).

[Bru 00] H. Brunhöber, Dissertation in Vorbereitung, Bonn (2000)

[Cas 99] C. Caso et al, The European Physical Journal **C3** (1998) 1 and 1999 off-year partial update for the 2000 edition available on the PDG WWW pages (URL: http://pdg.lbl.gov/).

[CGLN 57] G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low und Y. Nambu, *Relativistic Dispersion Relation Approach to Photomeson Production*, Phys. Rev. **106** (1957) 1345.

[Dec 84] F.-J. Decker, *Laufzeitmessung mit Szintillationszählern und mit Hilfe der Hochfrequenzstruktur des Synchrotronstrahls bei einem Magnetspektrometer für Teilchenimpulse bis 2 GeV/c*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-84-22 (1984).

[Dre 92] D. Drechsel und L. Tiator, *Threshold pion photoproduction on nucleons*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 18 (1992) 449.

[DHKL 98] D. Drechsel, O. Hanstein, S. S. Kamalov und L.Tiator, *A Unitary Isobar Model for Pion Photo- and Electroproduction on the Proton up to 1 GeV*, Nucl. Phys. **A 645** (1999) 145.

[Fro 93] F. Frommberger, *Messung der links-rechts Asymmetrie in der Elektrospaltung des Deuterons*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-93-63 (1993).

[Gal 72] S. Galster et al., *Coincidence Experiment on Inelastic Electron-Proton Scattering in the Region of the Δ(1236) at $q^2 = -0.35$ and $-1.0\,(GeV/c)^2$*, Phys. Rev. **D 5** (1972) 519.

[GeW 71] G. v. Gehlen und H. Wessel, *Electroproduction Coincidence Cross Sections from Coupled Multipole Equations*, Universität Bonn PI 2-94 (1971).

[Geh 69] G. v. Gehlen, *Dispersion relations for electroproduction partial-wave Amplitudes*, Nucl. Phys. **B 9** (1969) 17.

[GHW 95] R.W. Gothe, H. Hainer, D. Wacker et al., *Q^2-Dependence of the Quadrupole Contribution to the $N \to \Delta$ Transition*, ELSA-Proposal (1995) Universität Bonn.

[Got 98] R. W. Gothe, *Studium des elektroinduzierten $N\to\Delta$-Überganges*, Habilationsschrift Universität Bonn (1998).

[Han 96] O. Hanstein, *Dispersionstheoretische Analyse der Photopionproduktion am Nukleon*, Dissertation, Universität Mainz, KPH 8/96 (1996).

[HDT 98] O. Hanstein, D. Drechsel und L. Tiator, *Multipole analysis of pion photoproduction based on fixed t dispersion relations and unitarity* , Nucl. Phys. **A 632** (1998) 561.

[Jak 96] D. Jakob, *Entwicklung eines Flugzeitspektrometers zur Messung des Quadrupolmomentes des $N \to \Delta$ - Überganges*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-96-07 (1996).

[Jak 97] D. Jakob et al., *Die Elektronik des ELAN-Flugzeitspektromters*, BONN-MS-97-04 (1997) Universität Bonn.

[Kal 93] F. Kalleicher, *Experimentelle Untersuchungen des $N \to \Delta$-Überganges in der Elektropionproduktion*, Dissertation, Mainz KPH 8/94 (1993).

[Kal 97] F. Kalleicher et al., *The Determination of σ_{LT}/σ_{TT} in Electro-Pion-Production in the Δ-Resonance Region*, Z. Phys. **A 358** (1997) 201.

[Kun 93] Chr. Kunz, *Zeitoptimierungs- und Auswahluntersuchungen verschiedener Prototypen großer Szintillationszähler zum Einsatz in einem Flugzeitspektrometer*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-93-56 (1993).

[Lan 00] J. Langheinrich, *Messung des zweifach differenziellen Wirkungsquerschnittes der π^0-Elektroproduktion auf der Δ(1232)-Resonanz über den vollständigen Θ_π-Raumwinkelbereich* Dissertation, Universität Münster (2000).

[Leo 87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1987).

[Mas 00] P. Maschke, Dissertation in Vorbereitung, Bonn (2000).

[MeW 81] S. Mehrotra and L.E. Wright, *Pion electroproduction in the non-relativistic limit*, Nucl. Phys. **A 362** (1981) 461.

[Mis 69] C. Mistretta et al., *Coincidence Measurements of Single-Pion Electroproduction Near the* Δ(1236) *Resonance*, Phys. Rev. **184** (1969) 1487.

[Moo 78] R. D. Moorhouse, in A. Donnachie und G. Shaw, *Electromagnetic Interactions of Hadrons, Volume 1*, Plenum Press, New York (1978).

[Nec 93] M. Neckenig, *Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Verbesserung der Zeitstruktur des extrahierten Elektronenstrahls aus dem Speicherring ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-93-16 (1993) 1-108.

[Noë 92] A. Noël, *Aufbau eines Fastbus-Datenerfassungssystems für das ELAN-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-92-23 (1992).

[Rit 74] K. Rith, *Bau und Test eines magnetischen Spektrometers zum Nachweis von Elektronen bei Elektroproduktionsexperimenten*, Dissertation, Universität Bonn, PIB 1-239 (1974).

[ScW 69-70] D. Schwela und R. Weizel, *Evaluation of Multipoles for Photo- and Electroproduction of Pions*, Z. Phys. **221** (1969) 71; nur D. Schwela, *Evaluation of the Photoproduction of Negative Pions on Neutrons in the Region of the First Resonance*, Z. Phys. **221** (1969) 158; *Detailed Numerical Results of an Analysis of Pion Photoproduction on Nucleons*, PI 2 (1970) Universität Bonn.

[Sid 71] R. Siddle et al., *Coincidence π^0 electroproduction experiments in the first resonance region at momentum transfers of* $0.3,\ 0.45,\ 0.60,\ 0.76\,GeV^2$, Nucl. Phys. **B 35** (1971) 93.

[Sto 98] P. Stoler et al., *Baryon Resonance Electroproduction at High Momentum Transfer*, Extension of TJNAF-Proposal E-94-014 (1998) Newport News.

[Vis 93] J. Visschers, *Enigma:An event generator for electron photon or pion induced events in the approx. 1-GeV region, Prepared for International Conference on Monte Carlo Simulation in High-Energy and Nuclear Physics - MC 93, Tallahassee, FL, 22-26 Feb 1993.*

[Wac 98] D. Wacker, *Experimentelle Bestimmung der Interferenzbeiträge σ_{LT} und σ_{TT} zum Wirkungsquerschnitt der π^0-Elektroproduktion im Bereich der ersten Nukleonresonanz*, Dissertation, Universität Bonn (1998).

[Wil 93] M. Wilhelm, *Elektroproduktion von η-Mesonen am Proton im Bereich der $N(1535)S_{11}$-Resonanz*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-93-43 (1993).

Abbildungen

Tabellen

Danksagung

Ich möchte zuerst meiner Familie danken, die mir das Studium der Physik ermöglicht und während der langen Zeit zu mir gehalten hat.

Herrn Prof. Dr. B. Schoch danke ich für die Bereitstellung des Themas meiner Dissertation und seine ständige Diskussions- und Hilfsbereitschaft.

Für die hervorragende Betreuung und Unterstützung danke ich herzlichst Herrn Priv. Doz. Dr. R. W. Gothe.

Der erweiterten ELAN-Gruppe, B. Bantes, R. Bantes, H. Brunhöber, Dr. D. Jakob, Dr. J. Langheinrich, Dr. C. Kunz, P. Maschke, M. Tramm, Dr. D. Wacker und H. W. Willering, danke ich für die Zusammenarbeit und viele ungezählte Ratschläge sowohl im physikalischen als auch im privaten Bereich.

Den Brackets, die sich während des Studiums gefunden haben, danke ich für die Unterstützung nicht nur im privaten Bereich.