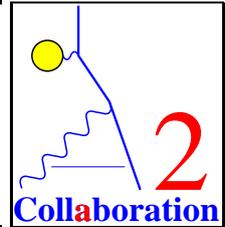




Johannes Gutenberg–Universität
Mainz
Institut für Kernphysik



Untersuchung der Helizitätsabhängigkeit der Einpionphotoproduktion am Proton

Dissertation

zur Erlangung des Grades „Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Ilia Preobrajenski
geboren in Moskau

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
Juli 2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Theoretische Grundlagen	9
2.1	„Vollständiges Experiment“	9
2.2	Multipolanalyse der Pionphotoproduktion	13
2.3	Observable und Resonanzen	16
3	Experimenteller Aufbau	25
3.1	Der Elektronenbeschleuniger MAMI	26
3.2	Polarimetrie@GDH	28
3.2.1	Zirkular polarisierte Photonen	28
3.2.2	Møllerpolarimeter	29
3.2.3	Comptonpolarimeter	32
3.3	Reelle Photonen für das GDH-Experiment	33
3.3.1	Energiemarkierung der Photonen	33
3.3.2	Paardetektor	34
3.4	Polarisiertes Target	38
3.5	Spektrometrie der Reaktionsprodukte	40
3.5.1	Akzeptanz des Detektorsystems	41
3.5.2	Detektor DAPHNE	42
3.5.3	Detektor MIDAS	43
3.5.4	Detektor STAR	44
3.5.5	Cerenkov Detektor	44
3.5.6	Experiment-Trigger	45
4	Datenanalyse	49
4.1	Bestimmung des Wirkungsquerschnitts	49
4.2	Identifikation der geladenen Teilchen in DAPHNE	51
4.2.1	Spurrekonstruktion	52
4.2.2	Kalorimetrie	54
4.2.3	Reichweiten-Methode	56
4.3	Teilchen- und Kanalidentifikation	60
4.4	Allgemeine Schnitte und Korrekturen	64

4.4.1	Vertex-Schnitte	64
4.4.2	Effektive Targetlänge	64
4.4.3	Azimutale Korrektur	66
4.5	Analyse der einzelnen Kanäle	67
4.5.1	$\gamma p \rightarrow n\pi^+$, differentieller Wirkungsquerschnitt	68
4.5.2	$\gamma p \rightarrow n\pi^+$, totaler Wirkungsquerschnitt	69
4.5.3	$\gamma p \rightarrow p\pi^0$, totale Wirkungsquerschnitte	73
4.5.4	$\gamma p \rightarrow p\pi^0$, differentieller Wirkungsquerschnitt	79
5	Interpretation der Daten	83
5.1	Multipolanalyse – allgemein	84
5.2	Methode zur Multipolanalyse	85
5.3	Energieabhängiger Fit	87
5.4	Untersuchung der $D_{13}(1520)$ -Resonanz	92
6	Zusammenfassung	95
A	Untersuchung der Eigenschaften des Detektors DAPHNE	99
A.1	Messung der Abschwächlängen	99
A.2	Energieeichung	101
A.3	Zeiteichung	103
A.4	Drahtkammereffizienz	104
B	Ergebnisse: Tabellen	107
C	Ergebnisse: Bilder	133
D	Ergebnisse der Multipolanalyse: Bilder	147

Kapitel 1

Einleitung

Wie gut verstehen wir die uns umgebende Welt? Diese Frage hat die Menschheit schon immer beschäftigt. Warum haben wir fünf Finger an einer Hand? Was bestimmt den Aufbau von Galaxien? Viele Antworten fehlen. Es gibt Versuche, die altbekannten Wechselwirkungen zu vereinheitlichen. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik enthält beispielsweise durch Gluonen verbundene fundamentale Konstituenten, die Quarks. Die Wechselwirkung wird durch den Austausch von Farbladungen bewirkt.

Eine der Theorien, die sich bei der Beschreibung elementarer Reaktionen als erfolgreich erwiesen hat, ist die Quantenchromodynamik. Ihr Erfolg basiert auf einer guten Klärung von Prozessen durch Anwendung von Störungsrechnung, was allerdings nur bei hohen Energien oder Impulsüberträgen möglich ist. Das Anwachsen der Kopplungskonstante zu kleinen Energien und Impulsüberträgen, erlaubt es nicht, die Störungsrechnungen im Energiebereich der Nukleonenresonanzen anzuwenden. Außerdem können die kollektiven Effekte nur phänomenologisch beschrieben werden.

Zu den interessantesten kollektiven Phänomenen gehören die Baryonresonanzen, die sich aus der Existenz innerer Freiheitsgrade des Nukleons erklären lassen. Diese Freiheitsgrade können angeregt werden und zeigen dann ein Spektrum, dessen Strukturen mit den Resonanzen identifiziert werden. Andererseits haben diese Resonanzen statische Eigenschaften, wie eine Ausdehnung und ein anomales magnetisches Moment.

Eine Verbindung zwischen dynamischen Eigenschaften (Anregungsspektrum) in Form der Differenz der Photoabsorptionswirkungsquerschnitte für parallele und antiparallele Spinausrichtung zwischen Photon and Nukleon ($\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$) und statischen Eigenschaften des Nukleons findet sich in der Gerasimov-Drell-Hearn Summenregel:

$$\int_{\pi\text{-Schwelle}}^{\infty} \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{E_\gamma} dE_\gamma = -\frac{2\pi^2 e^2 \kappa_N^2}{M^2}, \quad (1.1)$$

wobei κ_N und M das anomale magnetische Moment und die Masse des Nukleons sind. Zwar schon Mitte der Sechziger Jahre ([Geras] und [Drell]) hergeleitet, konnte dieser Zusammenhang noch nicht experimentell überprüft werden. Dabei ist diese Überprüfung sehr wichtig, da die Summenregel auf allgemeinen physikalischen Prinzipien wie der Lorenz- und Eichinvarianz, der Kreuzungssymmetrie, der Kausalität, der Unitarität, dem Niederenergietheorem für die Comptonvorwärtsstreuamplitude und einer ‘Non-Subtraction’-Hypothese beruht. Bemerkenswert dabei ist, daß die einzige unsichere Annahme, die bei der Entwicklung der Summenregel gemacht wurde, das Verschwinden der Helizitätsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte bei hoher Energie ist. Durch die heute zur Verfügung stehenden technischen Mittel wird ein derartiges Experiment erstmals möglich.

Die erste direkte experimentelle Messung zum GDH-Integranden¹ wurde von einer internationalen Kollaboration an den Beschleunigern MAMI der Johannes-Gutenberg-Universität in Mainz ($150 \text{ MeV} < E_\gamma < 800 \text{ MeV}$) ([Ahrens]) und ELSA der Rheinischen Friedrich-Wilhelms Universität zu Bonn (bis zu $E_\gamma \sim 3.5 \text{ GeV}$) durchgeführt. Andere Experimente sind geplant oder laufen in weiteren Laboratorien wie LEGS in Brookhaven, GRAAL in Grenoble, Jefferson Laboratory in Virginia und SLAC in Kalifornien.

Eine Messung zum GDH-Integral erfordert die Bestimmung der totalen Photoabsorptionswirkungsquerschnitte für beide Helizitätszustände oder direkt von deren Differenz. Das heißt, der Experimentaufbau muß in der Lage sein, alle Reaktionen, die im Target stattfinden und eine Helizitätsabhängigkeit tragen, messen zu können. Die Einrichtungen in Mainz erlauben allerdings nicht nur das, d.h. die Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte, sondern auch die Messung differentieller Wirkungsquerschnitte der partiellen Kanäle, also einzelner Reaktionen. Das geht über eine Messung zur GDH-Summenregel weit hinaus. Die Bestimmung der Helizitätsabhängigkeit der partiellen Kanäle, ermöglicht Einsichten in die Eigenschaften der Nukleonresonanzen.

Abbildung 1.1 zeigt die Nukleonresonanzen, die im derzeitigen Energiebereich des Beschleunigers MAMI angeregt werden können. Abgesehen von der Δ -Resonanz, die bei Energien unterhalb 400 MeV klar dominiert und wenig Überlapp mit anderen Resonanzen hat, existieren bei Energien bis 800 MeV weitere Resonanzen, deren Natur vom jetzigen Standpunkt der Theorie noch recht unklar ist. Selbst für die Δ -Resonanz gibt es noch offene Fragen. Zu den Eigenschaften der $P_{11}(1440)$ -, ‘Roper’- oder $S_{11}(1535)$ -Resonanz, kann die Theorie noch keine zuverlässige Aussage machen. Auch zur Natur der $D_{13}(1520)$ -Resonanz und ihrer Rolle in der Doppelpionproduktion gibt es noch viele offene Fragen.

Wie in dieser Arbeit gezeigt wird, liefert der Einsatz von polarisierten Strahlen

¹Es ist selbstverständlich, daß eine Messung nur in einem endlichen Energiebereich durchgeführt werden kann. In diesem Zusammenhang spricht man daher besser von einer Messung zum GDH-Integral oder des GDH-Integranden, als von einer experimentellen Überprüfung der GDH-Summenregel selbst, wofür stets eine theoretische Extrapolation in ungemessene Bereiche notwendig ist.

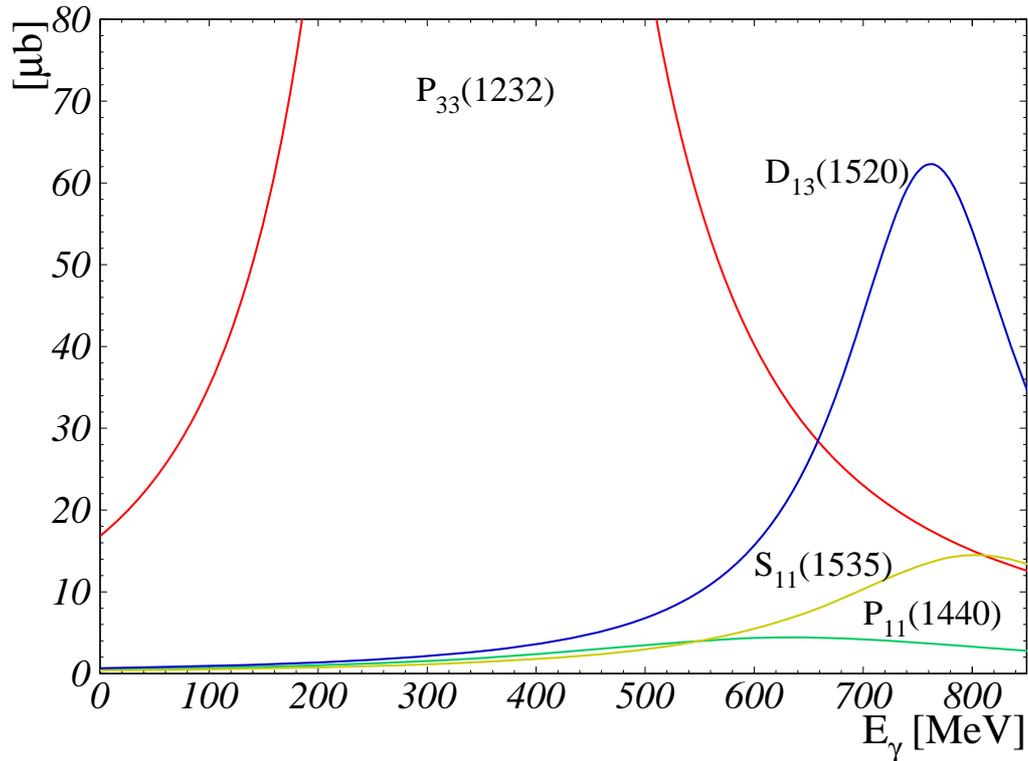


Abbildung 1.1: Nukleonresonanzen, die im derzeitigen MAMI-Energiebereich angeregt werden können.

und (oder) Targets, ideale Voraussetzungen zur Untersuchung einzelner Resonanzen.

Die Arbeit beschreibt die Auswertung der beiden Kanäle zur Einpionphoto-
produktion am Proton. Es wird diskutiert, wie die hier zum ersten Mal gemessenen
Doppelpolarisationswirkungsquerschnitte genutzt werden können, um die
Eigenschaften der Resonanzen besser zu verstehen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zur Photopionproduktion dargestellt. Neben einer einführenden Diskussion zum Thema „Vollständiges Experiment“, werden die wichtigsten Konventionen beschrieben, die helfen, einen Zusammenhang zwischen dem mathematischen Apparat der Multipolanalyse und den Eigenschaften des Nukleons zu veranschaulichen. Anschließend wird das Problem der Empfindlichkeit verschiedener Polarisationsobservablen auf die Nukleon-Resonanzen besprochen.

2.1 „Vollständiges Experiment“

Für eine komplette Beschreibung der Elektropionproduktion (Abb. 2.1) mit Berücksichtigung aller Polarisationsfreiheitsgrade werden zwölf komplexe Funktionen der kinematischen Variablen benötigt ([Drech]).

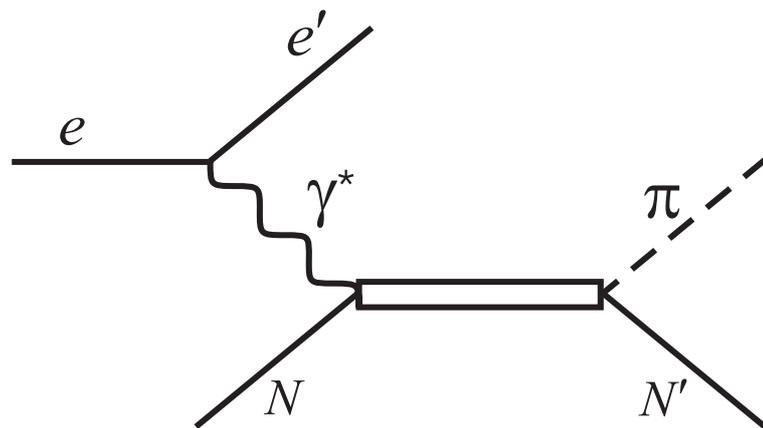


Abbildung 2.1: Elektropionproduktion.

Veranschaulicht stellt man die Anzahl der Funktionen dadurch fest, daß alle möglichen Anfangs- und Endzustände des Systems beachtet werden. Ein virtuelles

Photon kann die 3 Spineinstellungen -1 , 0 und $+1$ haben. Das Nukleon kann sowohl im Anfangs- als auch im Endzustand den Spin $+1/2$ oder $-1/2$ haben. Das Pion ist ein Spin-Null Teilchen. Daraus ergeben sich 12 Möglichkeiten für die Spineinstellungen.

Es ist üblich, als unabhängige kinematische Variable die totale Energie des πN -Systems W , den Pion Produktionswinkel θ und das Quadrat des Viererimpulses des virtuellen Photons Q^2 zu benutzen.

Da in der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung die Parität erhalten bleibt, reduziert sich die Anzahl der Funktionen auf die Hälfte. Damit bleiben 6 Funktionen übrig. In Rahmen dieser Arbeit beschäftigen wir uns mit einem Experiment, in dem reelle Photonen eingeschossen werden. Deshalb ist hier die theoretische Betrachtung auf Photoproduktion mit reellen Photonen begrenzt. Das führt dazu, daß die Anzahl der Funktionen sich um 2 weitere reduziert¹ und die Abhängigkeit der Funktionen vom Impulsübertrag verschwindet².

Damit werden 4 komplexe Funktionen der Energie und des Winkels benötigt, um die Photopionproduktion vollständig zu beschreiben. Das heißt, zur jedem Paar (W, θ) müssen 8 reelle Größen gemessen werden, um ein „vollständiges Experiment“ im allgemeinen Sinn durchzuführen³.

Als Funktionen bieten sich die Spin- (CGLN-)Amplituden F_1, \dots, F_4 [Chew] oder die Helizitätsamplituden H_1, \dots, H_4 [Jacob] an. Die Spinamplituden sind zur Multipolzerlegung besser geeignet, während die Polarisationsobservable sich mittels der Helizitätsamplituden eleganter ausdrücken lassen.

Um die Frage zu beantworten, welche Größen man beim „vollständigen“ Experiment mit reellen Photonen messen muß, betrachten wir die Möglichkeiten, die uns Experimente mit polarisiertem Strahl und polarisiertem Target bieten [Grus]. Abgesehen von einer Messung ohne Polarisation, bei der man einen polarisationsunabhängigen, differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma$ oder eine Rückstoßpolarisation⁴ \mathbf{P}' bestimmen kann, sind vier Typen von Polarisationsexperimenten definiert, die sich durch die Art der gemessenen Größen unterscheiden (siehe Abb. 2.2):

1. Einfachpolarisiert (entweder polarisierter Strahl oder polarisiertes Target), Typ S („Single“)

Die Messung der Polarisationsobservablen Σ (Strahlasymmetrie) und T (Targetasymmetrie), die sich darstellen lassen als:

¹ein reelles Photon kann nur Spin -1 oder $+1$ haben

²der Prozeß wird im Photonenpunkt betrachtet, wo $Q^2 = 0$ ist

³genauer gesagt: es sind nur 7 reelle Größen zu bestimmen, wobei eine Gesamtphase prinzipiell unbestimmt bleibt

⁴im Falle des unpolarisierten Experiments könnte das Rückstoß-Nukleon, allerdings nur senkrecht zu der Reaktionsebene (y -) Richtung, polarisiert werden

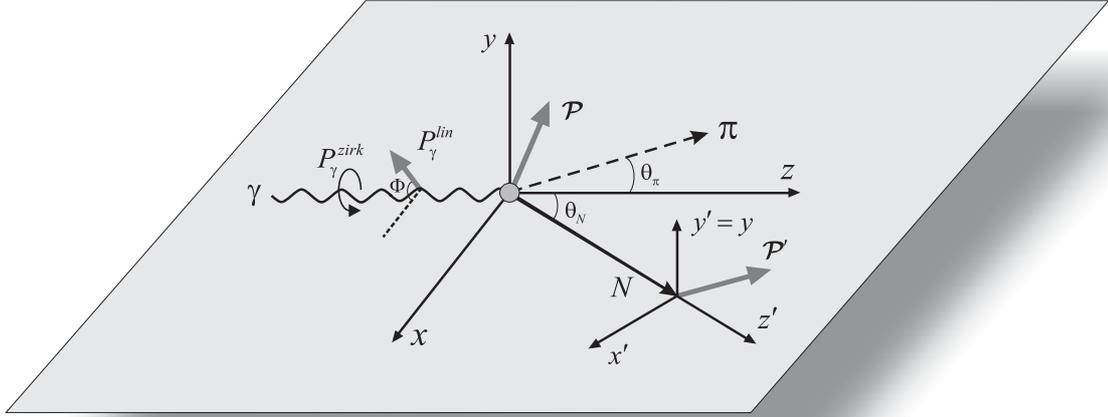


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des $\gamma N \rightarrow \pi N$ -Prozesses im LAB-System. Die Symbole sind im Text erklärt.

$$\Sigma(\theta) = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \Phi = \pi/2) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \Phi = 0)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \Phi = \pi/2) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \Phi = 0)}, \quad (2.1)$$

$$T(\theta) = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \mathcal{P}_y) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, -\mathcal{P}_y)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \mathcal{P}_y) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, -\mathcal{P}_y)}. \quad (2.2)$$

Dafür ist eine Messung der Strahlpolarisation P_γ^{lin} bzw. der Targetpolarisation in y -Richtung \mathcal{P}_y erforderlich.

Nach [Grus] gehört auch die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes und der Rückstoßpolarisation \mathcal{P}'_y zum Experiment Typ „Single“.

2. Doppelpolarisiert (polarisierter Strahl und polarisiertes Target, keine Messung der Rückstoßpolarisation), Typ BT („Beam, Target“)

Hier kann zusätzliche Information gewonnen werden, falls das Target in der Reaktionsebene polarisiert ist. Observable mit Target-Polarisation in der y -Richtung (senkrecht zur Reaktionsebene) können durch Observable aus S-Experimenten ausgedrückt werden. Aus BT-Experimenten erhält man also insgesamt 4 zusätzliche Observable H, G, F und E, die sich entsprechend (2.1) durch Asymmetrien repräsentieren lassen.

Eine verallgemeinerte Darstellung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für ein BT-Experiment, die als speziellen Fall auch das Experiment vom S-Typ enthält, ist:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{unpol} \cdot & \left\{ 1 - P_\gamma^{lin} \Sigma(\theta) \cos 2\Phi \right. \\
& + \mathcal{P}_x \left[-P_\gamma^{lin} H(\theta) \sin 2\Phi + P_\gamma^{zirk} F(\theta) \right] \\
& - \mathcal{P}_y \left[+P_\gamma^{lin} P(\theta) \cos 2\Phi - T(\theta) \right] \\
& \left. - \mathcal{P}_z \left[-P_\gamma^{lin} G(\theta) \sin 2\Phi + P_\gamma^{zirk} E(\theta) \right] \right\} \quad (2.3)
\end{aligned}$$

3. Doppelpolarisiert (polarisierter Strahl und Messung der Rückstoßpolarisation), Typ BR („Beam, Recoil“)

Bei diesem Typ Experiment folgen zusätzliche Observable O_x , O_z , C_x und C_z aus einer Messung der Polarisationskomponenten $\mathcal{P}'_{x'}$ und $\mathcal{P}'_{z'}$, während \mathcal{P}'_y wiederum aus \mathcal{P}_y und T konstruiert werden kann.

Hier gilt:

$$\begin{aligned}
\rho_f \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{unpol}}{d\Omega} \cdot & \left\{ 1 + \sigma_y P \right. \\
& - P_\gamma^{lin} \left[\cos 2\Phi (\Sigma + \sigma_y T) + \sin 2\Phi (\sigma_{x'} O_x + \sigma_{z'} O_z) \right] \\
& \left. - P_\gamma^{zirk} (\sigma_{x'} C_x + \sigma_{z'} C_z) \right\}. \quad (2.4)
\end{aligned}$$

ρ_f steht hier für eine Dichte-Matrix der Rückstoß Nukleonen: $\rho_f = 1/2(I + \sigma \mathbf{P}')$, wobei I die Einheits- und σ eine Pauli-Matrix mit Komponenten $\sigma_{x'}$, σ_y und $\sigma_{z'}$ entlang den entsprechenden Achsen sind.

4. Doppelpolarisiert (Polarisiertes Target und Messung der Rückstoßpolarisation), Typ TR („Target Recoil“)

Ist das Target in Richtung x oder z polarisiert, können noch 4 Observable T_x , T_z , L_x und L_z gewonnen werden, wenn man die Rückstoßpolarisation in Richtung x' oder z' mißt:

$$\begin{aligned}
\rho_f \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{unpol} \cdot & \left\{ 1 + \sigma_y P \right. \\
& + \mathcal{P}_x (\sigma_{x'} T_x + \sigma_{z'} T_z) \\
& + \mathcal{P}_y (T + \sigma_y \Sigma) \\
& \left. + \mathcal{P}_z (\sigma_{x'} L_x + \sigma_{z'} L_z) \right\}. \quad (2.5)
\end{aligned}$$

Man kann sich auch ein Dreifachpolarisationsexperiment vorstellen. Damit wird allerdings keine neue Information gegenüber den oben beschriebenen Doppelpolarisationsexperimenten gewonnen.

Es gibt damit insgesamt 16 linear unabhängige Polarisationsobservable $d\sigma$, Σ , P , T , H , G , F , E , O_x , O_z , C_x , C_z , T_x , T_z , L_x und L_z , die aus Experimenten mit reellen, polarisierten Photonen und polarisierten Nukleonen gewonnen werden können. Andererseits, wie am Anfang des Kapitels gezeigt wurde, sollten 7 reelle Zahlen genügen, um einen Prozeß vollständig zu beschreiben. Die Klärung dieses scheinbaren Widerspruchs liegt darin, daß die 16 Observable nicht voneinander unabhängig sind. Sie sind zwar linear unabhängig, aber man kann eine Reihe von quadratischen Beziehungen finden ([Barker]), mit denen die Anzahl der allgemein unabhängigen Observablen reduziert wird. Dies führt jedoch durch die Lösung quadratischer Gleichungen zu Doppeldeutigkeiten, die dadurch aufgelöst werden können, daß man noch zwei zusätzlichen Größen bestimmt. Somit braucht man also 9 Polarisationsobservablen, die aber, wie in [Barker] erklärt wird, nicht irgendwelche 9 sein dürfen. Um Doppeldeutigkeiten zu vermeiden, dürfen 4 aus 5 Doppelpolarisationsobservablen nicht zu Experimenten eines Typs gehören. Mit nach dieser Regel gewählten Observablen kann ein „vollständiges Experiment“ für die Photoproduktion mit reellen Photonen im allgemeinen Sinn gefunden werden.

Je mehr Helizitätszustände am Prozeß beteiligt sind, desto mehr unabhängige Observable können gemessen werden und desto komplexer wird das Problem der Wahl der richtigen Observablen. Die Arbeit [Arenh] zeigt, welche Anforderungen ein Satz von Observablen erfüllen muß, um „vollständig“ zu sein.

Also müssen selbst für ein relativ „einfaches“ Photoproduktionsexperiment, 9 Größen gemessen werden, um den Prozeß vollständig zu beschreiben. Das ist in der Realität sehr schwer zu verwirklichen, was dazu führt, daß man nach Möglichkeiten sucht, „vollständige Experimente“ in eingeschränktem Sinn zu realisieren. Bei spezieller Wahl der Reaktionskinematik kann man mitunter mit einer kleineren Anzahl gemessener Observablen auskommen, z.B. in der Nähe von Teilenschwellen, wo im allgemeinen nur wenige Multipolamplituden zum Prozeß beitragen.

2.2 Multipolanalyse der Pionphotoproduktion

Eine Zerlegung der Streuamplituden nach Partialwellen beruht auf der Quantenmechanik, nach der ein Pion-Nukleon Zustand sich als eine Superposition partieller Zustände mit bestimmten Quantenzahlen (z.B. dem Pion-Bahndrehimpuls l), darstellen läßt. Analytisch werden die Strukturfunktionen in eine Serie von Multipolen bezüglich der Ableitungen von Legendre-Polynome $P_l(\cos(\theta))$ zerlegt ([Amaldi]), wobei θ den Polarwinkel des Pions im Schwerpunktsystem und l den Drehimpuls bezeichnen:

$$F_1 = \sum_{l \geq 0} \left\{ (lM_{l+} + E_{l+}) P'_{l+1} + [(l+1)M_{l-} + E_{l-}] P'_{l-1} \right\}$$

$$\begin{aligned}
 F_2 &= \sum_{l \geq 1} [(l+1)M_{l+} + lM_{l-}] P_l' \\
 F_3 &= \sum_{l \geq 1} [(E_{l+} - M_{l+}) P_{l+1}'' + (E_{l-} + M_{l-}) P_{l-1}''] \\
 F_4 &= \sum_{l \geq 2} (M_{l+} - E_{l+} - M_{l-} - E_{l-}) P_{l-1}''
 \end{aligned}$$

Die Multipole E und M sind komplexe Funktionen der Energie W . Damit werden die Energie- und Winkelabhängigkeit der Strukturfunktionen separiert. Das ist für den Experimentator sehr nützlich, da man normalerweise die Winkelabhängigkeit bestimmter Größen (z.B. eines differentiellen Wirkungsquerschnitts) getrennt bei den jeweiligen Einschub-Photonenergien mißt. Die physikalische Bedeutung der Multipole ist in Abb. 2.3 veranschaulicht.

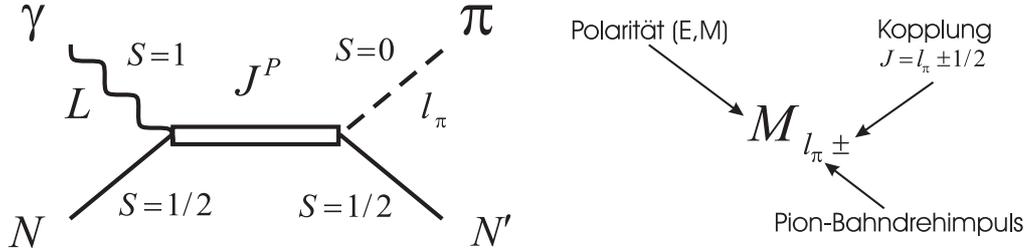


Abbildung 2.3: Pionphotoproduktion(links) und Notation der Multipolamplituden in Piondarstellung

Das einlaufende Photon mit der Multipolarität E (elektrisch) oder M (magnetisch) und Drehimpuls L bildet nach der Wechselwirkung mit dem Nukleon einen Zwischenzustand, der den Gesamtdrehimpuls J und die Parität P hat. Im Ausgangskanal wird ein Pion mit Bahndrehimpuls l_π emittiert. Durch l_\pm wird dessen Kopplung mit dem Spin des Nukleons angegeben. Unter Voraussetzung der Drehimpuls- und Paritätserhaltung

$$L \pm \frac{1}{2} = J = l_\pi \pm \frac{1}{2}$$

$$EL : (-)^L = (-)^{l_\pi+1} \Rightarrow |L - l_\pi| = 1$$

$$ML : (-)^{L+1} = (-)^{l_\pi+1} \Rightarrow L = l_\pi$$

sind nicht alle Multipole erlaubt. Tabelle 2.1 gibt die möglichen Multipole für $L = 1$ und $L = 2$. Um anzudeuten, für welchen Kanal die Amplituden gelten, werden diese in Form von $A(\text{Kanal})$ (z.B., $E_{0+}(\gamma p \rightarrow p\pi^0)$) dargestellt.

Photon	J	l_π	Multipol
L=1 E1	1/2, 3/2	0, 2	E_{0+}, E_{2-}
M1	1/2, 3/2	1	M_{1-}, M_{1+}
L=2 E2	3/2, 5/2	1, 3	E_{1+}, E_{3-}
M2	3/2, 5/2	2	M_{2-}, M_{2+}

Tabelle 2.1: Multipole, die nach Auswahlregeln für $L = 1$ und $L = 2$ möglich sind

Da die Nukleonresonanzen bestimmte Quantenzahlen besitzen, können nur Multipole mit entsprechenden Charakteristiken an diese Resonanzen koppeln. Dies wird klarer, wenn man den Isospin des Pion-Nukleon Systems mit einbezieht. Aufgrund der Erhaltung des totalen Isospins, gibt es 3 unabhängige Isospin-Multipole. Als $A^{(0)}$ bezeichnet man die Multipole, die dem isoskalaren Übergang (oder dem isoskalaren Photon) entsprechen. Für den Isevektor Übergang existieren zwei Varianten von Amplituden $A^{(1/2)}$ und $A^{(3/2)}$, die mit dem πN -System (Isospin 1/2 und 3/2) verbunden sind. Für eine Beschreibung von Experimenten am Proton bzw. Neutron, treten Proton- (${}_p A^{(1/2)}$) bzw. Neutron- (${}_n A^{(1/2)}$) Amplituden mit dem totalen Isospin 1/2 auf. Die Beziehungen zwischen den physikalischen Amplituden und beiden Darstellungen der Isospin-Multipole

$$\begin{aligned}
 A(\gamma p \rightarrow n\pi^+) &= \sqrt{2}(A^{(0)} + \frac{1}{3}A^{(1/2)} - \frac{1}{3}A^{(3/2)}) \\
 &= \sqrt{2}({}_p A^{(1/2)} - \frac{1}{3}A^{(3/2)}) \\
 A(\gamma n \rightarrow p\pi^-) &= \sqrt{2}(A^{(0)} - \frac{1}{3}A^{(1/2)} + \frac{1}{3}A^{(3/2)}) \\
 &= \sqrt{2}({}_n A^{(1/2)} + \frac{1}{3}A^{(3/2)}) \\
 A(\gamma p \rightarrow p\pi^0) &= A^{(0)} + \frac{1}{3}A^{(1/2)} + \frac{2}{3}A^{(3/2)} \\
 &= {}_p A^{(1/2)} + \frac{2}{3}A^{(3/2)} \\
 A(\gamma n \rightarrow n\pi^0) &= -A^{(0)} + \frac{1}{3}A^{(1/2)} + \frac{2}{3}A^{(3/2)} \\
 &= -{}_n A^{(1/2)} + \frac{2}{3}A^{(3/2)}
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

werden später für die Dateninterpretation verwendet. Der Zusammenhang zwischen Resonanzen und Isospin-Multipolen kann aus Tabelle 2.2 entnommen werden. Durch die Messung bestimmter Multipole kann man sich Information über bestimmte Nukleonen-Resonanzen beschaffen.

Resonanzen	I	J^P	l_π	Multipol
$P_{33}(1232)$	3/2	$3/2^+$	1	$E_{1+}^{3/2}, M_{1+}^{3/2}$
$P_{11}(1440)$	1/2	$1/2^+$	1	$M_{1-}^{1/2}$
$D_{13}(1530)$	1/2	$3/2^-$	2	$E_{2-}^{1/2}, M_{2-}^{1/2}$
$S_{11}(1535)$	1/2	$1/2^-$	0	$E_{0+}^{1/2}$

Tabelle 2.2: Zusammenhang zwischen Isospin-Multipolen und Resonanzen

Andererseits, wie in [Beren] gezeigt wird, können auch die Polarisationsobservablen durch Multipole repräsentiert werden. Ist eine Observable nur durch eine inkohärente Summe (der Quadrate) von Amplituden gegeben, werden die großen Multipole dominieren. Treten jedoch Interferenzterme zwischen kleinen und großen Multipolen auf, so kann bei Kenntnis des großen Anteils, auch Empfindlichkeit für die kleine Amplitude resultieren. Liegt nur ein solcher Interferenzterm vor oder sind alle anderen Amplituden gut bekannt, so wird die Observable auf die kleine Amplitude, bzw. auf deren Real- und Imaginärteil empfindlich. Koppelt dieser kleine Multipol an eine Resonanz, so wird eine Messung einer solchen Observablen auch Information über die Resonanz liefern.

Im folgendem Abschnitt wird die Empfindlichkeit der in Rahmen des GDH-Experiments gemessenen Größen auf verschiedene Resonanzen illustriert.

2.3 Observable und Resonanzen

Für das GDH-Experiment am MAMI standen zirkular polarisierte Elektronen und longitudinal polarisierte Photonen zu Verfügung. Wie im Analysekapitel erklärt wird, konnte die Helizitätsabhängigkeit sowohl der totalen ($\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$) als auch der differentiellen ($(d\sigma/d\Omega)_{3/2} - (d\sigma/d\Omega)_{1/2}$) Wirkungsquerschnittsdifferenz bestimmt werden. Außerdem liefert die Eichmessung mit unpolarisiertem Wasserstoff totale (σ) und differentielle ($d\sigma/d\Omega$) Wirkungsquerschnitte für die Summe ($\sigma_{3/2} + \sigma_{1/2} = 2\sigma$). Alle vier Größen wurden für verschiedene Photonenergien und Pionwinkel für beide Protonen-Kanäle $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ bestimmt.

Die totalen Wirkungsquerschnitte stehen in Beziehung mit „transversalen“ σ_T und „transversal-transversalen“ $\sigma_{TT'}$ Wirkungsquerschnitten

$$\sigma_T = \frac{\sigma_{3/2} + \sigma_{1/2}}{2} \quad (2.7)$$

$$\sigma_{TT'} = \frac{\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}}{2}, \quad (2.8)$$

die nach [Drech] in eine Reihe von Multipolen zerlegt werden können:

$$\sigma_T = 4\pi \frac{|\vec{k}_\pi^{cm}|}{k_\gamma^{cm}} \sum_l \frac{1}{2} (l+1)^2 \left[(l+2) (|E_{l+}|^2 + |M_{l+1,-}|^2) + l (|M_{l+}|^2 + |E_{l+1,-}|^2) \right] \quad (2.9)$$

$$\sigma_{TT'} = 4\pi \frac{|\vec{k}_\pi^{cm}|}{k_\gamma^{cm}} \sum_l \frac{1}{2} (l+1)^2 \left[- (l+2) (|E_{l+}|^2 + |M_{l+1,-}|^2) + l (|M_{l+}|^2 + |E_{l+1,-}|^2) - 2l(l+2) (E_{l+}^* M_{l+} - E_{l+1,-}^* M_{l+1,-}) \right], \quad (2.10)$$

wobei $k_\gamma^{cm} = \frac{W^2 - M^2}{2M}$ und \vec{k}_π^{cm} der CM-Impuls des Photons bzw. des Pions (M: Proton Masse) sind. Der unpolarisierte Querschnitt σ_T enthält nur die Quadrate von Multipolen, während $\sigma_{TT'}$ zwei Interferenzterme besitzt. In S-, P- und D-Wellen Näherung können beide Wirkungsquerschnitte durch 6 Multipole $E_{0+}, E_{1+}, M_{1+}, M_{1-}, M_{2-}$ und E_{2+} dargestellt werden. Abb. 2.4 zeigt die Beiträge der verschiedenen Multipole zum unpolarisierten Wirkungsquerschnitt σ . Der $p\pi^0$ -Kanal ist in diesem Energiebereich fast vollständig durch die dominante M_{1+} -Amplitude gegeben. Beim $n\pi^+$ -Kanal ist auch der Anteil der E_{0+} -Amplitude recht groß, was für das Schwellenverhalten des Querschnitts und eine Verschiebung der Δ -Resonanz verantwortlich ist. Das heißt, durch eine Messung der unpolarisierten totalen Querschnitte können nur die zwei dominanten Multipole bestimmt werden.

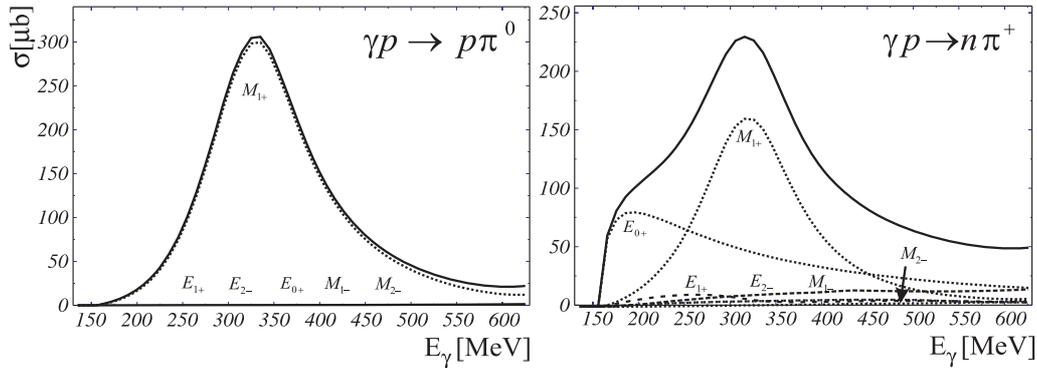


Abbildung 2.4: Beiträge der Multipole in S-, P- und D-Wellen Näherung zum totalen Wirkungsquerschnitt σ .

Betrachtet man die helizitätsabhängigen totalen Wirkungsquerschnitte, so findet man im Falle der S-, P- und D-Wellen Näherung durch die Interferenz mit der M_{1+} -Amplitude eine zusätzliche Empfindlichkeit auf die kleine E_{1+} -Amplitude. In Abb. 2.5 ist die im GDH-Experiment gemessene Observable $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2} = 2\sigma_{TT'}$

gezeigt. Da die physikalischen Amplituden in direkter Beziehung zu den Isospin-Amplituden stehen (2.6), und der 3/2-Anteil der Isospin-Multipole einen Beitrag zur $P_{33}(1232)$ -Resonanz liefert, erwartet man Empfindlichkeit auf das vieldiskutierte EMR-Verhältnis, $E2/M1 = \text{Im}(E_{1+}^{3/2})/\text{Im}(M_{1+}^{3/2})$ ([Beck]). Ändert man das EMR-Verhältnis durch Abweichung vom MAID Standard (-2%), so erhält man Empfindlichkeit für die beiden Kanäle (Abb. 2.6).

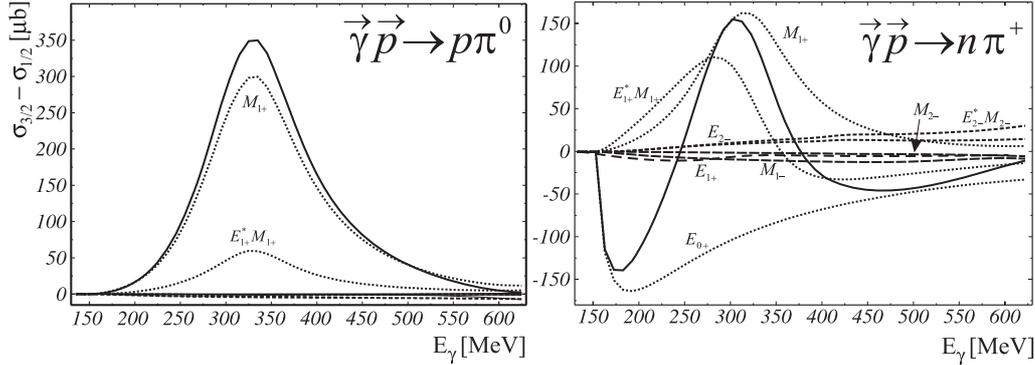


Abbildung 2.5: Beiträge der Multipole in S-, P- und D-Wellen Näherung zur totalen Wirkungsquerschnittsdifferenz $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$.

Eine andere Möglichkeit, die Empfindlichkeit auf verschiedene Amplituden oder Resonanzen zu prüfen, besteht darin, sich die Winkel- oder Energieverteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte oder der Polarisationsobservablen anzuschauen. Diese Observablen können auch in eine Serie von Multipolen zerlegt werden [Drech], allerdings in komplizierterer Form als für die totalen Querschnitte. Hierbei findet man eine ganze Reihe von Interferenztermen, die es erlauben, auf die Eigenschaften von Resonanzen zu schließen. Nehmen wir als Beispiel die dem im Rahmen dieser Arbeit analysierte differentielle Wirkungsquerschnittsdifferenz $(d\sigma/d\Omega)_{3/2} - (d\sigma/d\Omega)_{1/2} \equiv -DX13^5$ entsprechende Polarisationsobservable E (Verhältnis zwischen der DX13 und dem verdoppelten unpolarisierten differentiellen Querschnitt DSG)

$$E = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{1/2} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{3/2}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{1/2} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{3/2}} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{1/2} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{3/2}}{2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{unpol}}, \quad (2.11)$$

und zwei Observable, die bei den Experimenten mit reellen, linear polarisierten Photonen am MAMI untersucht wurden: Die Strahlasymmetrie Σ ([Krahn], [Leukel]) und die Doppelpolarisationsobservable G ([Rost]). Diese Größen zeigen verschiedene Empfindlichkeiten auf die Resonanzen im zweiten Resonanzbereich, $P_{11}(1440)$, $D_{13}(1520)$ und $S_{11}(1535)$. Wie in der Einleitung schon diskutiert wurde, sind diese Resonanzen wegen ihrer geringen Stärke und da sie stark überlappen schwer zugänglich. Der Energieverlauf dieser Polarisationsobservablen für

⁵diese Differenz wird in der Datenbasis SAID als -DX13 bezeichnet

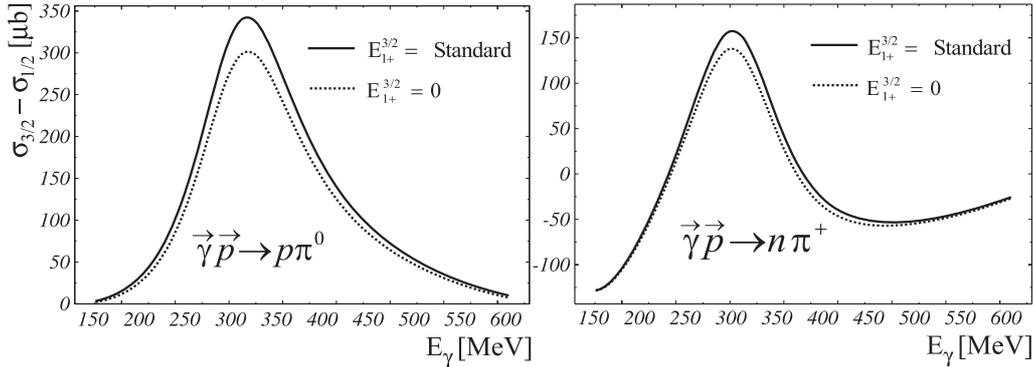


Abbildung 2.6: Empfindlichkeit der Wirkungsquerschnittsdifferenz $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ auf eine Änderung des $E_{1+}^{3/2}$ Multipols. Unter Voraussetzung guter Kenntnis der dominanten $M_{1+}^{3/2}$ Amplitude, spiegelt diese Änderung die Empfindlichkeit des Querschnitts auf das EMR-Verhältnis wieder.

verschiedene Winkel und für nacheinander aus- und eingeschaltete Resonanzen⁶ zeigt, welche Observable in welchem kinematischen Bereich die jeweils größte Empfindlichkeit auf diese Resonanzen hat.

Abb. 2.7 bis 2.10 zeigen die von UIM ([MAID]) vorhergesagten Anregungsfunktionen der vier Observablen für die Pion CM-Winkel 10, 50, 90 und 170 Grad für den Kanal $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Verschiedene Observable zeigen verschiedene Empfindlichkeiten. Besonders interessant sind Bereiche, in denen eine Größe bei Änderung der Resonanzparameter ihr Vorzeichen wechselt. Dies ist wichtig, da im Experiment das Vorzeichen relativ leicht beobachtbar ist. Das hängt damit zusammen, daß fast alle Werte, die für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte von Bedeutung sind, wie z.B. die Anzahl der einlaufenden Photonen oder die Detektoreffizienz, nur die absolute Größe des Querschnitts beeinflussen. In Messungen, wie dem GDH-Experiment, ist das Vorzeichen nur von der Anzahl der im Detektorsystem nachgewiesenen Ereignisse abhängig.

Dies kann man im Fall der Observablen E im Vergleich mit der Strahlasymmetrie Σ unter $\theta = 50^\circ$ sehen. Die Empfindlichkeit auf die D_{13} -Resonanz bleibt zwar im Absolutwert fast gleich, eine kleine Änderung der Kopplungskonstanten gegenüber dem Standard-Wert bewirkt aber bei E eine Änderung des Vorzeichens. Ähnliches sieht man für die Observable G unter 90° bezüglich der P_{11} -„Roper“-Resonanz.

Durch die Interferenzterme, können außerdem die Resonanz-Multipole, die in den entsprechenden Energiebereichen eine große Rolle spielen, bei anderen Energien immer noch Wirkung zeigen. Dies kann in Abb. 2.10 gesehen werden, wo das Abschalten der D_{13} -Resonanz erst ab ca. 850 MeV deutliche Abweichungen von der Standard-Lösung zeigt.

⁶ das Ausschalten erreicht man, indem man die entsprechende Kopplungskonstante auf Null setzt

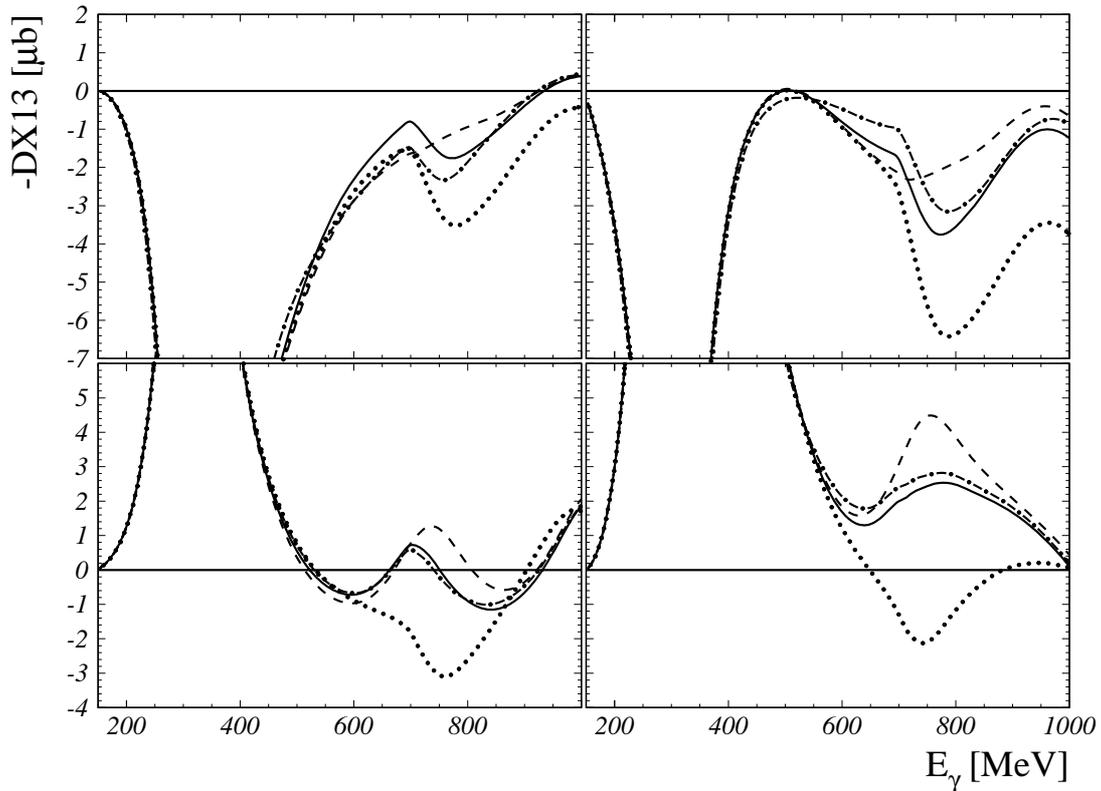


Abbildung 2.7: Energieverlauf der differentiellen Wirkungsquerschnittsdifferenz DX_{13} (Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$) bei den Pion CM-Winkeln $\theta = 10^\circ$ (oben links), $\theta = 170^\circ$ (oben rechts), $\theta = 50^\circ$ (unten links) und $\theta = 90^\circ$ (unten rechts). Die durchgezogene Kurve ist die UIM-Vorhersage, die gestrichelte Kurve zeigt den Beitrag der S_{11} -Resonanz (die UIM-Lösung mit der auf Null gesetzten Kopplungskonstante der S_{11} -Resonanz), gepunktet - der Beitrag der D_{13} -Resonanz, strichpunktiert - der Beitrag der P_{11} -Resonanz.

Bei der Diskussion der Ergebnisse dieser Arbeit wird gezeigt, wie die Empfindlichkeit der Doppelpolarisationsdaten sowohl auf das EMR-Verhältnis, als auch auf die Größe der höher liegenden Resonanzen angewendet werden kann.

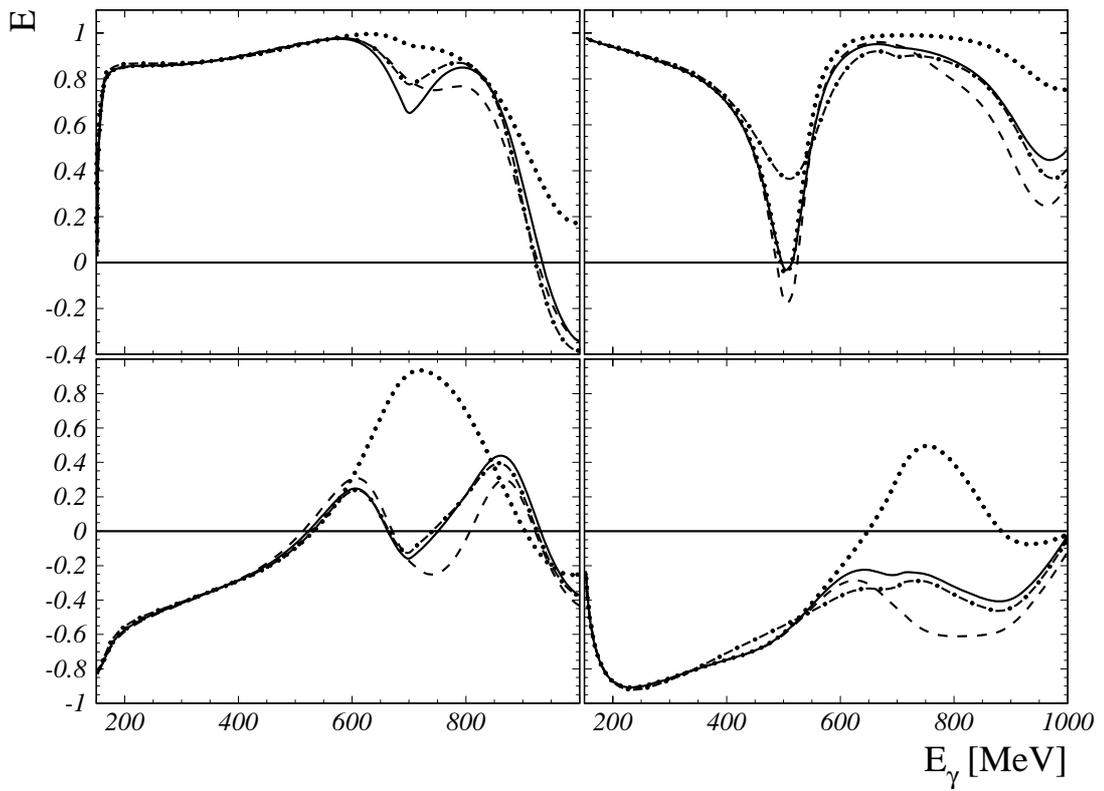


Abbildung 2.8: Energieverlauf der Polarisationsobservable E (Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$).
Bedeutung der Kurven wie in Abb. 2.7

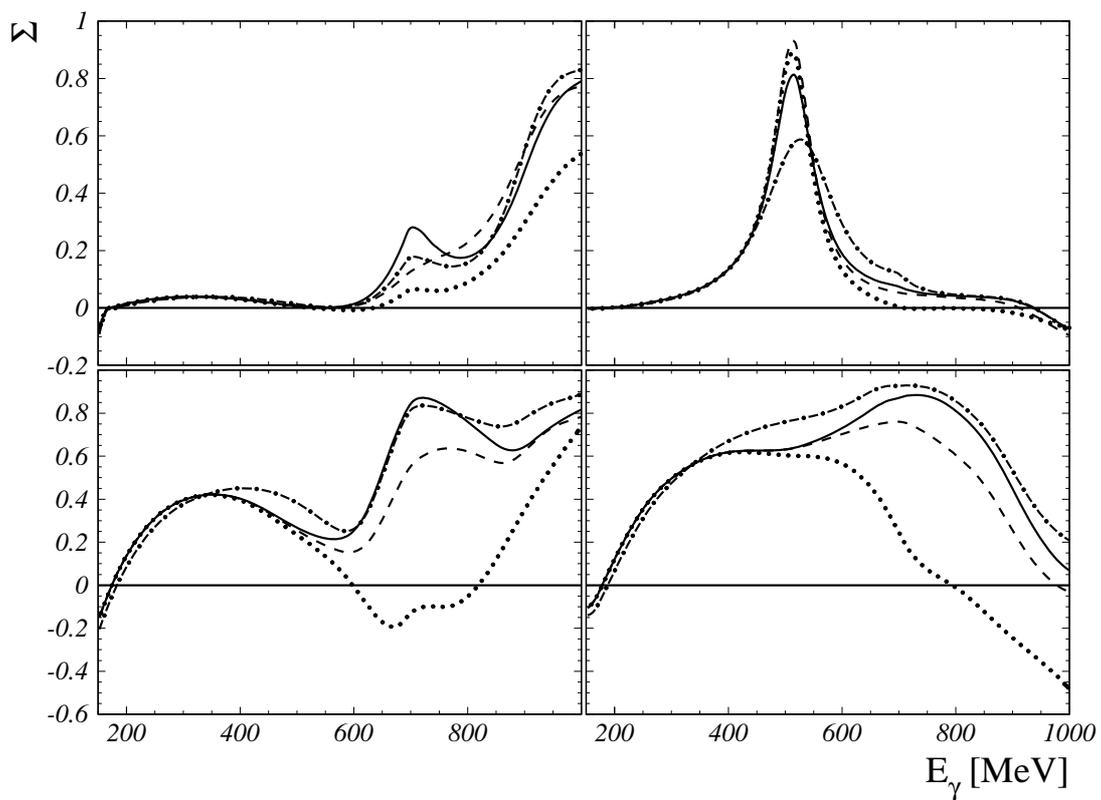


Abbildung 2.9: Energieverlauf der Polarisationsobservable Σ (Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$). Bedeutung der Kurven wie in Abb. 2.7

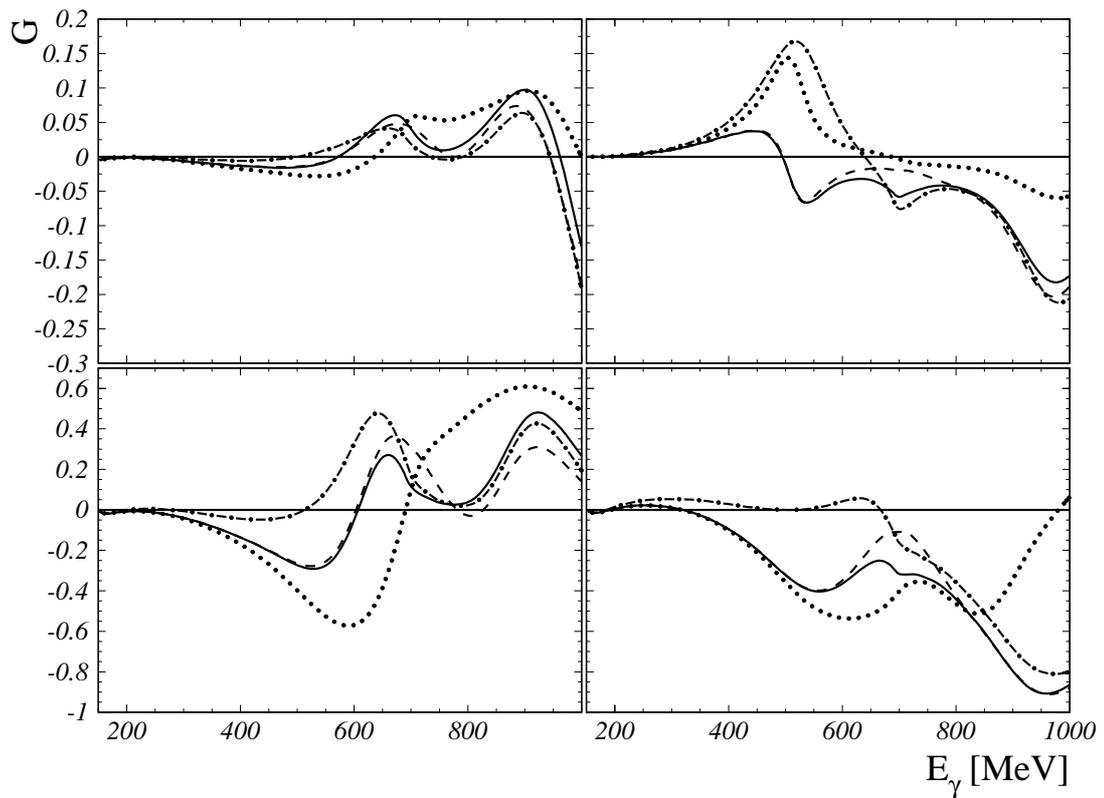


Abbildung 2.10: Energieverlauf der Polarisationsobservable G (Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^0$).
Bedeutung der Kurven wie in Abb. 2.7

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

In Doppelpolarisations-Experimenten werden speziell benötigt:

1. polarisierter Strahl
2. polarisiertes Target
3. Detektoren zum Teilchennachweis

Jede dieser Komponenten benötigt komplizierte Apparaturen. Zum polarisierten Strahl und Target gehören natürlich auch Geräte und Methoden, um den Polarisationsgrad der Photonen bzw. Protonen zu bestimmen. Dies wird im folgenden Kapitel näher vorgestellt.

Durch Photo-Effekt mit zirkular polarisiertem Licht an GaAs-Kristallen erzeugte longitudinal polarisierte Elektronen werden beschleunigt und in der Tagger-Halle auf eine dünne Folie (Radiator) geschossen. Im Bremsstrahlungs-Prozeß wird die Helizität der Elektronen zum Teil auf die abgestrahlten Photonen übertragen, diese werden dabei zirkular polarisiert. In der Photonenmarkierungsanlage werden die Impulse der Elektronen nach Abstrahlen eines Photons in einem magnetischen Spektrometer bestimmt. Dabei werden die Elektronen je nach Bahnradius in entsprechend positionierten Szintillationszählern registriert. Aus der Zählernummer kann man dann die Elektronenenergie ermitteln, der Energieverlust der Elektronen im Bremsstrahlprozeß entspricht der Energie des abgestrahlten Photons. Der primäre Elektronenstrahl (Elektronen, die im Radiator nicht reagierten) wird in einem Strahlfänger (Beamdump) vernichtet. Die entstandenen Photonen werden kollimiert und treffen danach auf das Reaktionstarget im GDH-Detektorsystem. In letzterem werden Reaktionsprodukte nachgewiesen. Die Intensität der nicht in Reaktionen absorbierten Photonen wird in einem Paarspektrometer und anschließend in einer Ionisationskammer (P2-Detektor) vermessen.

3.1 Der Elektronenbeschleuniger MAMI

Seit Oktober 1991 steht im Institut für Kernphysik der Dauerstrichelektronenbeschleuniger MAMI B für Experimente mit Elektronen (virtuelle Photonen) und reellen Photonen zur Verfügung ([Herm]). Sowohl unpolarisierte als auch polarisierte Elektronen können auf eine maximale Energie von 855 MeV beschleunigt werden. Ein Grundriß von MAMI B, inklusive der für 2002-2004 geplanten Ausbaustufe MAMI C und ein Schema der Experimentierhallen, sind in Abb. 3.1 dargestellt. Die wichtigsten Maschinen-Parameter sind in der Tabelle 3.1 zusammengestellt.

	RTM 1 MAMI A1	RTM 2 MAMI A2	RTM3 MAMI B
Anzahl der Klystrons	1	2	5
Eingangsenegie in MeV	3.455	14.35	179.5
Endenergie in MeV	14.35	179.5	855.15
Umläufe	18	51	90

Tabelle 3.1: Wichtige Parameter des Beschleunigers MAMI.

Die Pulsfrequenz des Beschleunigers ist 2449.53 MHz, was einem Bunch-Abstand von etwa 400 ps entspricht. Da die Zeitauflösung im Experiment bei etwa 1 ns liegt wird diese Hochfrequenzstruktur nicht aufgelöst und der Elektronenstrahl erscheint als Gleichstrom.

Polarisierte Elektronen werden durch Photoeffekt an Gallium-Arsenid Kristallen erzeugt ([Stef],[Aule]). Eine „strained layer“ $GaAs_{0.95}P_{0.5}$ Photokathode wird dabei zirkular polarisiertem Laserlicht ausgesetzt. Das ermöglicht Ströme von über $10 \mu A$ mit einem Polarisationsgrad von ca. 75%. Die polarisierten Elektronen werden in den Beschleuniger eingespeist. Bei den Umläufen im MAMI rotiert allerdings der Spin der Elektronen wegen des g-Faktors (g-Faktor-Anomalie = $1.16 \cdot 10^{-3}$) schneller als deren Impuls. Die gewünschte Strahlpolarisation am Targetort wird dann nur bei bestimmten Strahlenergien erreicht, die bei hoher Strahlenergie durch Feinabstimmungen der Endenergie erhalten werden können. Die im GDH Experiment verwendeten Einstellungen zeigt Tabelle 3.2.

Im GDH Experiment werden die Spineinstellungen parallel und antiparallel zum Targetspin benutzt. In einem Zwei-Sekunden-Takt wird der Spin an der Quelle zufällig eingestellt und nach einer Sekunde umgeklappt. Damit ist die Dauer, während der der Spin parallel oder antiparallel steht, jeweils eine Sekunde. Hierdurch werden systematische Effekte, z.B. durch Änderung des Strahlstromes, vermieden. Die Anzahl der Elektronen mit den jeweiligen Spineinstellungen werden mit Camac Zählern genau registriert.

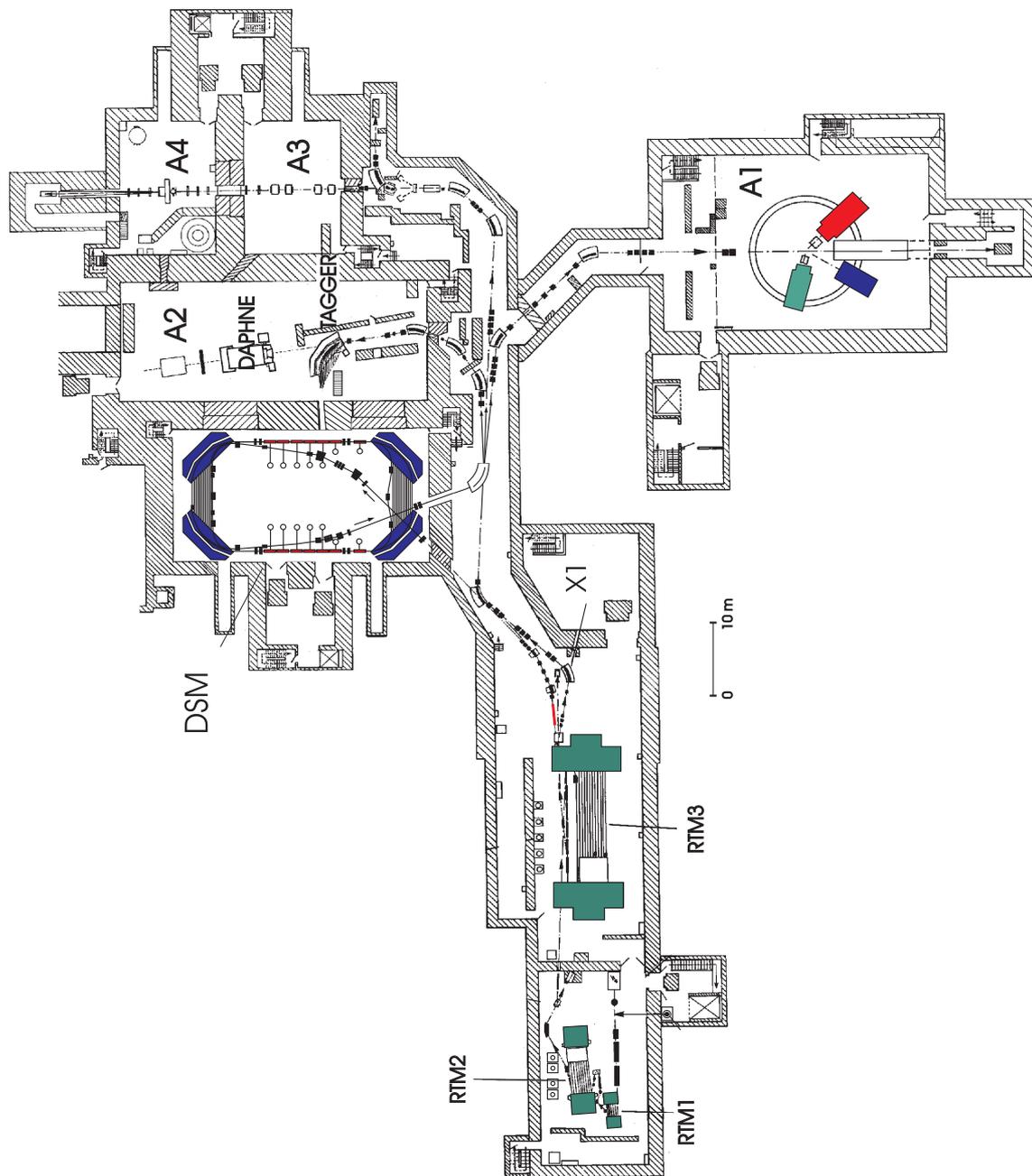


Abbildung 3.1: Grundriss von MAMI C.

Umläufe	E_{norm}	Φ_0	$\Delta\Phi$	E_{opt}
46	525.18	351°	9°	525.51
90	855.15	21°	21°	854.68

Tabelle 3.2: Die im GDH-Experiment gewählten Elektronenenergien: hierbei ist E_{norm} die bei Standardeinstellung des Beschleunigers nach den angegebenen Umläufen im RTM3 erhaltene Energie. Bei dieser Einstellung erhält man für die Elektronen am Radiator eine Spinstellung von Φ_0 , die um $\Delta\Phi$ von der idealen (longitudinale Polarisation) Spinstellung abweicht. Diese Abweichung wird durch eine leichte Änderung der Energie der Elektronen auf E_{opt} beseitigt.

3.2 Polarimetrie@GDH

Elastische Streuung von Elektronen an (polarisierten) Kernen und Elektronen zeigt eine Polarisationsabhängigkeit. Auf diesem Effekt basieren Elektronenpolarimeter (Mott- bzw. Møllerpolarimeter). Ein Mott-Polarimeter wurde hinter der polarisierten Quelle eingebaut. Damit läßt sich die transversale Polarisationskomponente bei einer Strahlenenergie von 100keV direkt vor dem Einschub in MAMI bestimmen. Ein Møllerpolarimeter dient dazu, die longitudinale Polarisation am Radiator der Photonenmarkierungsanlage zu messen. Durch Bremsstrahlung longitudinal polarisierter Elektronen an einer Metallfolie (Radiator) werden zirkular polarisierte Photonen erzeugt, deren Polarisationsgrad mit einem Comptonpolarimeter überprüft werden kann.

3.2.1 Zirkular polarisierte Photonen

Der Bremsstrahlungsprozeß mit longitudinal polarisierten Elektronen führt durch Helizitätsübertrag zu zirkular polarisierten Photonen, was aus der Helizitätserhaltung folgt. Schießt man polarisierte Elektronen mit der Energie E_0 und dem Polarisationsgrad P_{e^-} auf eine Folie, so erhält man den durch eine Formel von H.Olsen ([Olsen])gegebenen Helizitätsübertrag:

$$\frac{P_\gamma}{P_{e^-}} = \frac{4 \cdot \frac{E_\gamma}{E_0} - \left(\frac{E_\gamma}{E_0}\right)^2}{4 - 4 \cdot \frac{E_\gamma}{E_0} + 3 \cdot \left(\frac{E_\gamma}{E_0}\right)^2}, \quad (3.1)$$

Hier ist leicht zu sehen, daß bei fester Einschubenergie E_0 der Polarisationsgrad der Photonen P_γ mit zunehmender Energie des Photons E_γ steigt (Abb. 3.2).

Um im Δ -Bereich mit hohem Photonen-Polarisationsgrad zuverlässig messen zu können, wurden zwei Primär-Elektronenenergien, $E_0 = 855 \text{ MeV}$ und $E_0 = 525 \text{ MeV}$, gewählt. Damit hat man erreicht, daß bei kleineren Energien hohe Polarisationsgrade erhalten wurden und daß durch die Messung im Δ -Bereich mit verschiedenen Polarisationsgraden systematische Fehler reduziert wurden.

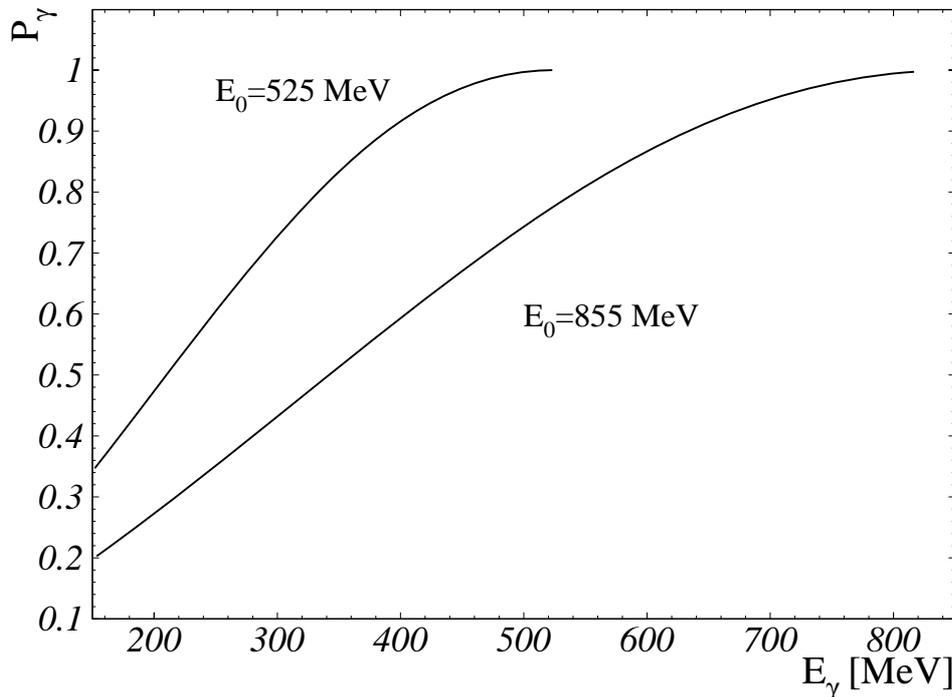


Abbildung 3.2: Helizitätsübertrag nach H.Olsen als Funktion der Photonenenergie für einen vollständig polarisierten Elektronenstrahl mit 525 oder 855 MeV Energie.

Da nur die longitudinale Komponente des Elektronen-Polarisationsvektors zur zirkularen Polarisation der Photonen beiträgt, ist es von besonderer Wichtigkeit, die longitudinale Polarisation der Elektronen direkt am Radiator (Folie) zu kennen. Ein Møllerpolarimeter bietet genau diese Möglichkeit.

3.2.2 Møllerpolarimeter

Als Møllerstreuung bezeichnet man Elektron-Elektron-Streuung. Sind beide Elektronen polarisiert, so wird der Wirkungsquerschnitt von Polarisationsgrad und -richtung der Teilchen abhängig, was sich im Rahmen der QED zuverlässig beschreiben lässt. Im Schwerpunktsystem der Elektronen zerlegt man den Wirkungsquerschnitt in einen polarisationsabhängigen und einen polarisationsunabhängigen $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ Anteil:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^* = \left(\frac{d\sigma_0}{d\Omega}\right)^* \cdot \left(1 + \sum_{i,j} a_{jk} \cdot P_j^s \cdot P_k^t\right) \quad (3.2)$$

wobei P_j^s und P_j^t den Polarisationsgrad der Strahl- und Targetelektronen bezeichnen, a_{jk} ist ein Tensor, der die Polarisationsabhängigkeit der Møllerstreuung von den Koordinaten x,y und z (i,j) beschreibt. Die Nichtdiagonalkomponenten des

Tensors verschwinden entweder wegen der Paritätserhaltung oder sind wegen des Gewichtungsfaktors $\frac{E_0+m_e}{2m_e}$ vernachlässigbar klein. Eine Asymmetrie kann dann folgendermaßen geschrieben werden:

$$A = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\uparrow\downarrow} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\uparrow\uparrow}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\uparrow\downarrow} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\uparrow\uparrow}} = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} = a_{xx}P_x^sP_x^t + a_{yy}P_y^sP_y^t + a_{zz}P_z^sP_z^t \quad (3.3)$$

Als Targetelektronen dienten die Elektronen in einer magnetisierten Eisenfolie, die gleichzeitig der Radiator im Tagger war. Die Elektronen aus dem Møllerprozeß wurden, ebenso wie die Elektronen nach dem Bremsstrahlprozeß, in der Tagger-Leiter nachgewiesen. Bei den in unserem Fall verwendeten kleinen Magnetfeldern (< 100 Gauß) zur Polarisierung der Eisenfolie konnte diese nur in der Ebene (x,z) polarisiert werden. Deswegen entfällt der Anteil mit P_y^t und es bleibt nur

$$A = a_{xx}P_x^sP_x^t \sin \alpha + a_{zz}P_z^sP_z^t \cos \alpha \quad (3.4)$$

Der Koeffizient a_{xx} ist um den Faktor 7 kleiner, als a_{zz} . Außerdem wird die Folie unter kleinem spitzen Winkel (25°) zum Strahl orientiert¹. Andererseits ist die Møllerstreuung am empfindlichsten auf die longitudinale Komponente des Elektronenspins

$$P_z^s = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{a_{zz}P_z^t \cos \alpha} \quad (3.5)$$

wobei α der Winkel zwischen dem Strahl und der Folie und $N^{\uparrow\downarrow}$ und $N^{\uparrow\uparrow}$ die Anzahl der Møllerereignisse mit antiparallelen und parallelen Spinrichtungen sind.

Kennt man die Asymmetrie A und den Polarisationsgrad der Møllerfolie P^t , kann der Polarisationsgrad des Strahls P_z^s absolut bestimmt werden. Als Folienmaterial wurde „Supermendur“ (49%Fe49%Co2%V) gewählt², das unter der Bezeichnung „Vacoflux“ bekannt ist. Der genauen Untersuchung des P^t -Wertes im Rahmen des GDH-Projektes waren die Diplomarbeiten von R. Leukel ([Leukel1]) und U. Stockter ([Stoc]) gewidmet. Der Polarisationsgrad der $10\mu m$ dicken Møllerfolie wurde zu $(8.1 \pm 0.2)\%$ bestimmt.

Um die Asymmetrie A zu bestimmen, ist die Kenntnis der $N^{\uparrow\downarrow}$ und $N^{\uparrow\uparrow}$ nötig. Der Vorteil einer derartigen Methode besteht darin, daß man keine absoluten Wirkungsquerschnitte messen muß. Eine Identifikation der Møllerereignisse ist allerdings wichtig, da sowohl polarisierter als auch unpolarisierter Untergrund den Asymmetriewert verfälschen. Die beiden Elektronen aus dem Møllererezeß

¹mit abnehmendem Winkel nimmt die effektive Radiatordicke zu, was, wegen der Vielfachstreuung, zu einer Verkleinerung der Tagging-Effizienz, s. Abschnitt 3.3.1, führt

²Hersteller: Vacuumschmelze Hanau

kann man von Untergründereignissen dadurch unterscheiden, daß sie koinzident auftreten und daß ihre Energiesumme gleich der Energie des einlaufenden Elektrons ist. In unserem Energiebereich gibt es zwei Untergrundquellen. Eine davon sind die im Bremsstrahl-Prozeß gestreuten Elektronen, der andere ist die Elektronen-Paarerverzeugung, bei der im Endzustand zwei Elektronen und ein Positron vorhanden sind. Der erstere liefert nur ein Elektron, trägt aber wegen des hohen Wirkungsquerschnitts zur Zufälligenrate bei. Bei der zweiten Untergrundquelle trägt das Positron, das im Tagger nicht nachgewiesen wird, Energie fort.

Da der Bremsstrahlungs-Wirkungsquerschnitt in unserem Energiebereich um etwa einen Faktor 1000 größer ist als der für die Møllerstreuung, mußte man eine spezielle, unabhängig vom Hauptexperiment laufende Elektronik entwickeln, die für eine hardwaremäßige Unterdrückung des Bremsstrahlungs- und Paaruntergrundes sorgte. Es wurden 108 Paare von Szintillationszählern der Photonenmarkierungsanlage so in Koinzidenz geschaltet, daß die Summe der von den Zählern gemessenen Energien der Primärstrahlenergie entsprach. Eine solche Koinzidenz diente dann als Triggersignal, das eine Auslese der Møllerelektronikmodule bewirkte. Der von den Bremsstrahlungselektronen stammende zufällige Untergrund, konnte mit Hilfe der Zeitinformation bestimmt und subtrahiert werden. Der größte Teil der Paarelektronen wurde allein durch die Koinzidenz zwischen ausgewählten Detektoren unterdrückt. Hilfreich ist hierbei, daß selbst wenn das Positron praktisch keine kinetische Energie hat, die Energiesumme der Elektronen 1.022 MeV kleiner als die Strahlenergie ($= E_{e^-}^{1M\theta} + E_{e^-}^{2M\theta}$) ist. Außerdem waren die Koinzidenzen so gewählt, daß die meisten dieser Ereignisse, wegen der Energie des Positrons ohnehin nicht zur Koinzidenz führten. Der verbleibende Rest dieses Untergrunds wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation abgeschätzt. Die Daten vom Møllerpolarimeter wurden während der GDH-Messung on-line aufgenommen und mit den Produktionsdaten zeitlich synchronisiert. Eine on-line Analyse erlaubte die ständige Überwachung der Strahlpolarisation. Die endgültigen Werte wurden schließlich off-line bestimmt. Je nach Strahlintensität hat das Polarimeter mit einer Interruptrate von 350 bis 600 Hz gearbeitet, womit innerhalb von 3 bis 4 Stunden eine statistische Genauigkeit von ca. 1.5% erreicht wurde. Ein zeitlicher Verlauf der gemessenen Strahlpolarisation ist in Abb. 3.3 gezeigt.

Für das beim GDH-Experiment verwendete Møllerpolarimeter wurden somit für den Nachweis der Møllerelektronen keine zusätzlichen Detektoren gebaut. Stattdessen wurden die existierenden Plastikszintillatoren der Photonenmarkierungsanlage benutzt, die mit Hilfe einer speziell installierten Elektronik in Koinzidenz geschaltet waren. Damit arbeitete die Markierungsanlage gleichzeitig und unabhängig für die Energiebestimmung der Photonen und als Polarimeter. Die Akzeptanz war dabei nicht durch die Größe der Detektoren begrenzt, was bei üblichen 2-Arm-Polarimetern normalerweise der Fall ist, sondern durch die Größe des Austrittsrohres der Streukammer und durch den Polschuhabstand des horizontal ablenkenden Dipolmagneten.

Ein Nachteil des Polarimeters ist die recht große notwendige Meßzeit, wo-

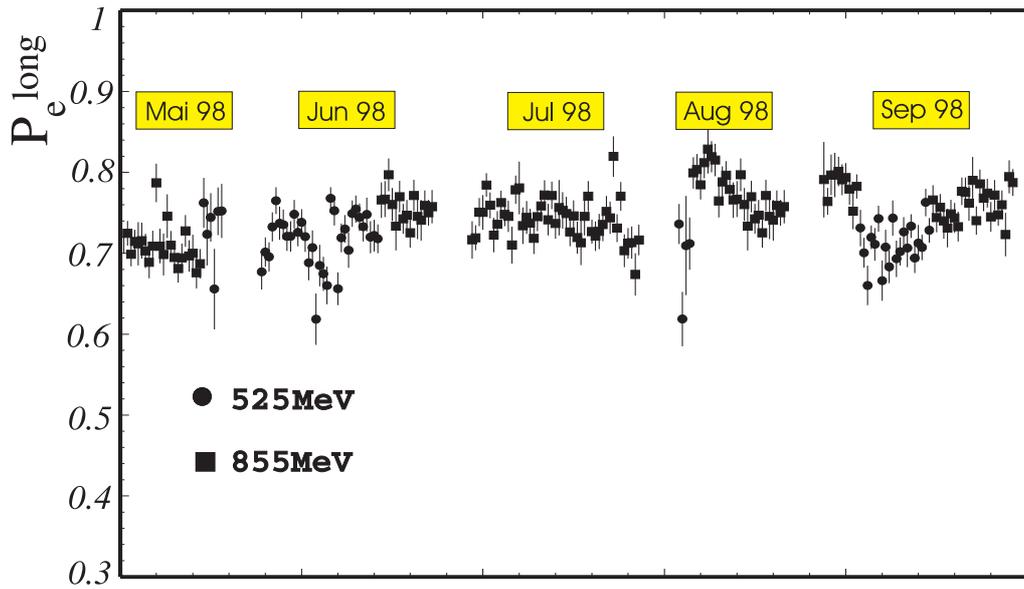


Abbildung 3.3: Zeitlicher Verlauf der gemessenen Strahlpolarisation während der Messungen zwischen Mai und September 1998 für Elektronenenergien 525 und 855 MeV.

durch eine schnelle Überprüfung des Polarisationsgrades, etwa zur Einstellung der Spinrichtung, unmöglich ist. Für diesen letzteren Zweck wurde in Rahmen der Vorbereitung zum GDH-Experiment ein Comptonpolarimeter aufgebaut.

3.2.3 Comptonpolarimeter

Der totale Comptonwirkungsquerschnitt $\sigma^c(k)$ besitzt einen helizitätsabhängigen Anteil $\sigma_p^c(k)$:

$$\sigma^c(k) = \sigma_0^c(k) + f \cdot \sigma_p^c(k) \quad (3.6)$$

wobei k die Photonenenergie und f der Anteil der polarisierten Elektronen pro Atom ist. Als Targetmaterial wurde magnetisiertes Eisen gewählt ($f \approx 2/26$). Da der Querschnitt selbst und die Analysierstärke klein sind, mußte man hohe Photonenraten und integrierende Photonen-Detektoren verwenden. Hier kam eine P2-Ionisationskammer zum Einsatz, bei der die gemessene Ladung annähernd proportional dem Energiefluß im Photonenstrahl ist. (Energie \times Teilchenanzahl):

$$Q^\pm(k) = k\eta N^\pm(k) \quad (3.7)$$

η : Ansprechwahrscheinlichkeit der Ionisationskammer. (+) und (-) stehen für Parallele und Antiparallele Spineinstellungen der Photonen und Elektronen des Eisenabsorbers. Wie schon oben ausgeführt, wurde die Richtung des Elektronenspins jede Sekunde gewechselt, und man erhielt eine Asymmetrie:

$$\bar{A} = \frac{Q^+ - Q^-}{Q^+ + Q^-} \quad (3.8)$$

Damit kann man den Polarisationsgrad P_{el} ausrechnen, falls die Analysierstärke³ a bekannt ist:

$$a = \frac{\bar{A}}{P_{el}} \quad (3.9)$$

Die Analysierstärke wird anhand der Wirkungsquerschnitte und des Helizitätsübertrags auf die Photonen berechnet. Leider kann aufgrund der ungenauen Kenntnis der Ansprechfunktion $\eta(k)$ der Ionisationskammer der Polarisationsgrad nur mit einem recht großen Fehler absolut bestimmt werden. Da aber keinerlei Koinzidenzen oder direkte Zählmethoden verwendet werden, liefert dieses Polarimeter in kurzen Meßzeiten gute statistische Genauigkeit und es konnte erfolgreich für die Justierung der Spinrichtung eingesetzt werden ([Dres], [Fürst]). Mit einem Elektronenstrom von $1 \mu A$ wurden die Spineinstellungen für Primärelektronenenergien von 525- und 855 MeV überprüft. Man erreichte 2% statistischen Fehler innerhalb von 15 Minuten Meßzeit.

3.3 Reelle Photonen für das GDH-Experiment

In Experimenten mit reellen Photonen sind neben der Strahlpolarisation zwei weitere Größen wichtig:

- die Energie der Photonen und
- der Photonenfluß

Zu deren Bestimmung werden die früher schon erwähnte Photonenmarkierungsanlage (Tagging-Spektrometer, [Anth]) und der hinter dem GDH-Aufbau installierte Paardetektor verwendet. Die Funktionsprinzipien werden in diesem Abschnitt näher erklärt.

3.3.1 Energiemarkierung der Photonen

Wird durch Bremsstrahlung in der als Raditor dienenden Møllerfolie ein Photon mit der Energie E_γ erzeugt, so folgt aus der Energieerhaltung⁴:

$$E_\gamma = E_0 - E_e \quad (3.10)$$

Die primäre Elektronenenergie E_0 ist von MAMI sehr genau (bis auf ~ 100 keV) bestimmt. Um die Elektronenenergie E_e nach Abstrahlung eines Photons zu

³definiert als die Asymmetrie für 100% Polarisationsgrad der Elektronen

⁴Energieübertrag auf den Kern wird vernachlässigt

messen, werden die Elektronen in einem Dipolmagneten abgelenkt und auf eine Reihe von Szintillationszählern auf der chromatischen Bildlinie (Fokalebene) geführt. 352 dieser Zähler sind in einer Detektorleiter angeordnet (siehe Abb. 3.4). Je nach Elektronenimpuls (d.h. Bahnradius) wird ein entsprechender Zähler getroffen. Das Taggingssystem bietet die Möglichkeit, Photonen in einem Energiebereich zwischen 5% und 92% der Primärelektronenenergie zu markieren. Die Auflösung des Spektrometers beträgt für $E_0 = 855 \text{ MeV}$ etwa 2 MeV . Bei dem GDH-Experiment handelt es sich um ein Koinzidenzexperiment, deshalb ist ein Signal aus mindestens einem der 352 Zähler eine notwendige Bedingung für die Auslese eines Ereignisses.

Zwischen dem Radiator und dem Reaktionstarget sind ein Kollimator und ein Reinigungsmagnet installiert, die dazu dienen, einen sauberen Photonenstrahl auf dem Target zu erhalten. Deswegen und wegen strahlungsloser Reaktionen wird nicht für jedes Elektron ein Partnerphoton auf dem Target gefunden. Das Verhältnis zwischen der Anzahl der koinzident auftretenden Photonen N_γ am Targetort und der freien Anzahl der Elektronen N_e

$$\epsilon = \frac{N_\gamma(E_\gamma)}{N_e(E_\gamma)} \quad (3.11)$$

ist die Tagging-Effizienz, mit deren Hilfe von der freien Anzahl der Elektronen auf die Zahl der das Target treffenden Photonen geschlossen wird. Die Überwachung dieser Größe während der Messung ist wichtig, speziell für kleine Photonenkollimatoren, weil dadurch nicht nur die Photonenanzahl, sondern auch die Lage des Elektronenstrahls beobachten werden kann. Die Tagging-Effizienz wurde jeweils einmal pro 24 Stunden Strahlzeit mit einem Bleiglas Detektor direkt gemessen, für den die Photoneffizienz zu 100% angenommen wurde. Allerdings kann dieser Detektor nur bei kleinen Photonenflüssen und nicht on-line während der Messungen eingesetzt werden. Um die Anzahl auf das Target treffender Photonen (und damit die Tagging-Effizienz) ständig messen zu können, wurde ein Paardetektor verwendet.

3.3.2 Paardetektor

Der Detektor besteht aus drei Szintillatoren und einem Kupferkonverter, der zwischen dem ersten und den zwei weiteren Szintillatoren eingebracht ist (Abb. 3.5). Die hinteren Detektoren werden in Koinzidenz und der erste in Antikoinzidenz geschaltet. Damit erreicht man, daß geladenen Teilchen im einlaufenden Strahl unterdrückt werden und daß z.B. ein im Konverter erzeugtes e^+e^- -Paar in den hinteren Szintillatoren registriert wird.

Anhand der Kenntnis der Prozesse, die im Konverter stattfinden (Paarerzeugung und Comptonstreuung, siehe Abb. 3.6), wird der Detektor während der Tagging-Effizienz-Messung kalibriert, d.h., die Effizienz des Detektors ϵ_{Paar} wird

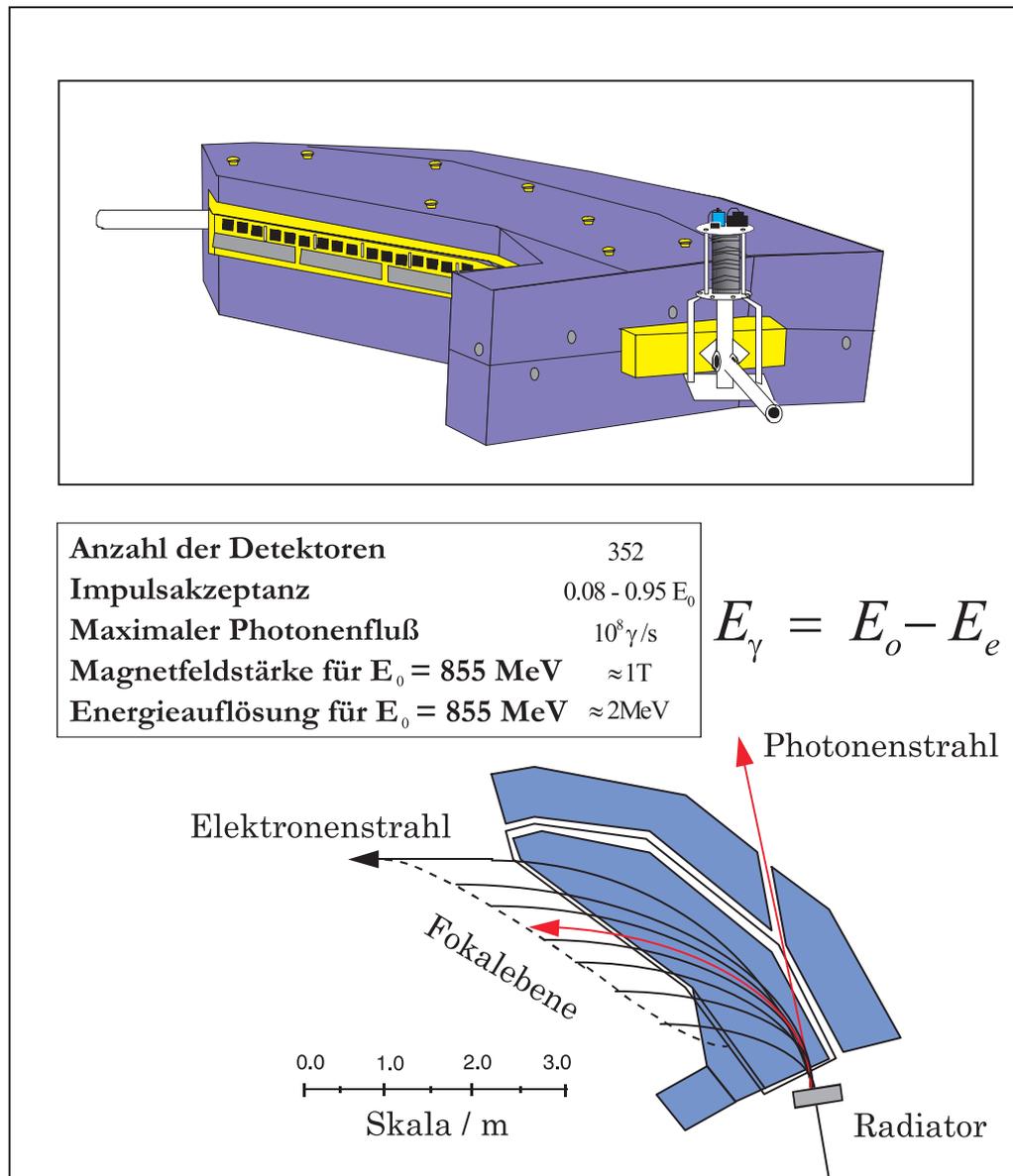


Abbildung 3.4: Photonenmarkierungsanlage

aus der Anzahl der nachgewiesenen Photonen im Bleiglas $N_\gamma^{Bleiglas}$ und der Ereignisse in Paardetektor N_e^{Paar} bestimmt als:

$$\epsilon_{Paar} = \frac{N_\gamma^{Bleiglas}(E_\gamma)}{N_e^{Paar}(E_\gamma)}. \quad (3.12)$$

Aus den Wirkungsquerschnitten zur Paarerzeugung und Comptonstreuung als Funktion der Photonenenergie wird der Energieverlauf dieser Ansprechwahrscheinlichkeit berechnet und schließlich wird als freier Parameter eine effektive

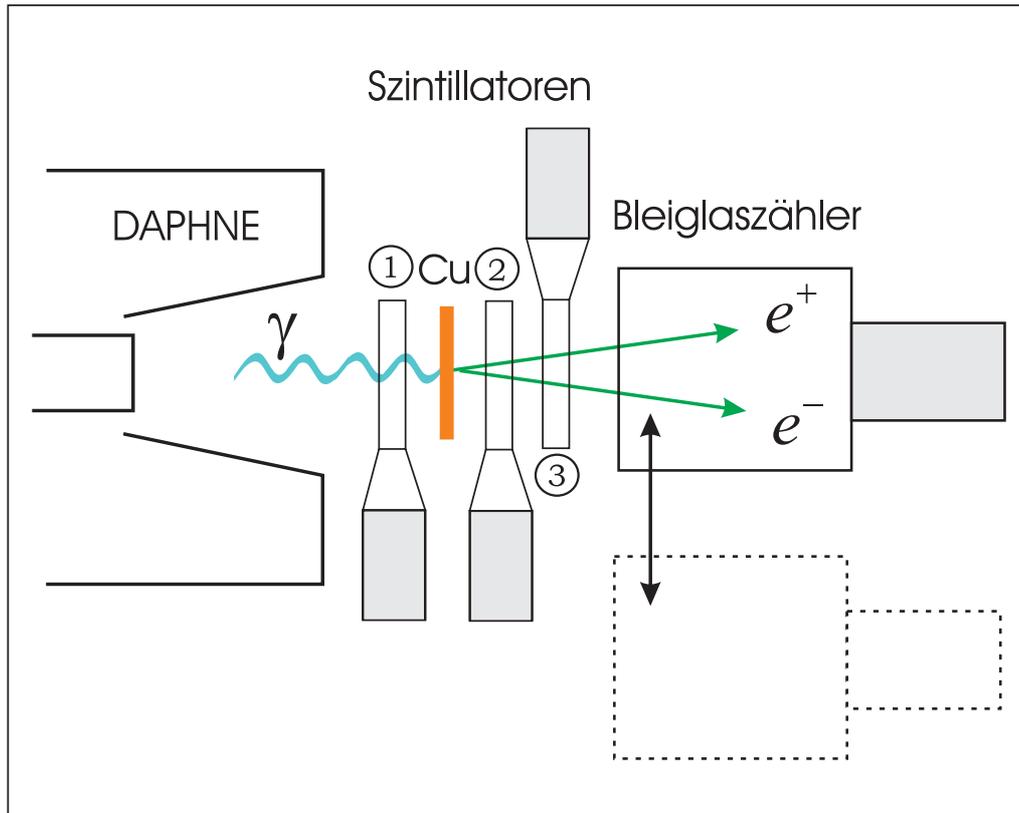


Abbildung 3.5: Aufbau des Paardetektors. Der Bleiglaszähler wird nach einer direkten Messung der Tagging-Effizienz aus dem Strahl gefahren.

Konverterdicke angepaßt⁵ (Abb. 3.7).

Anhand der Paardetektor Effizienz ist man dann in der Lage, die Tagging Effizienz ϵ pro Meßabschnitt (z.B. pro File) aus der Anzahl der Elektronen in Tagger N_e und im Paardetektor N_e^{Paar} während der Messung direkt zu bestimmen:

$$\epsilon = \frac{N_e^{Paar}(E_\gamma)\epsilon_{Paar}}{N_e(E_\gamma)f(E_\gamma)}. \quad (3.13)$$

Da der Verlauf der Tagging Effizienz als Funktion von E_γ glatt sein muß, passen wir eine Funktion $f(E_\gamma)$ so an, daß ϵ von E_γ unabhängig wird. Dadurch erhält man eine Größe mit einem kleinen Fit-Fehler.

Damit resultiert die Anzahl der das Target erreichenden Photonen N_γ als

$$N_\gamma(E_\gamma) = N_e(E_\gamma)f(E_\gamma)\epsilon \quad (3.14)$$

Da die Einträge aus allen Taggerkanälen in die Anpassung eingingen, konnte man als Fehler für ϵ_{Paar} und ϵ , die Fehler der Anpassung annehmen, die mit $<0.4\%$ abgeschätzt wurden. Der Fehler, der sich aus der gemessenen Anzahl der

⁵Dicke des Konverters selbst plus einem Teil des Veto-Plastiks

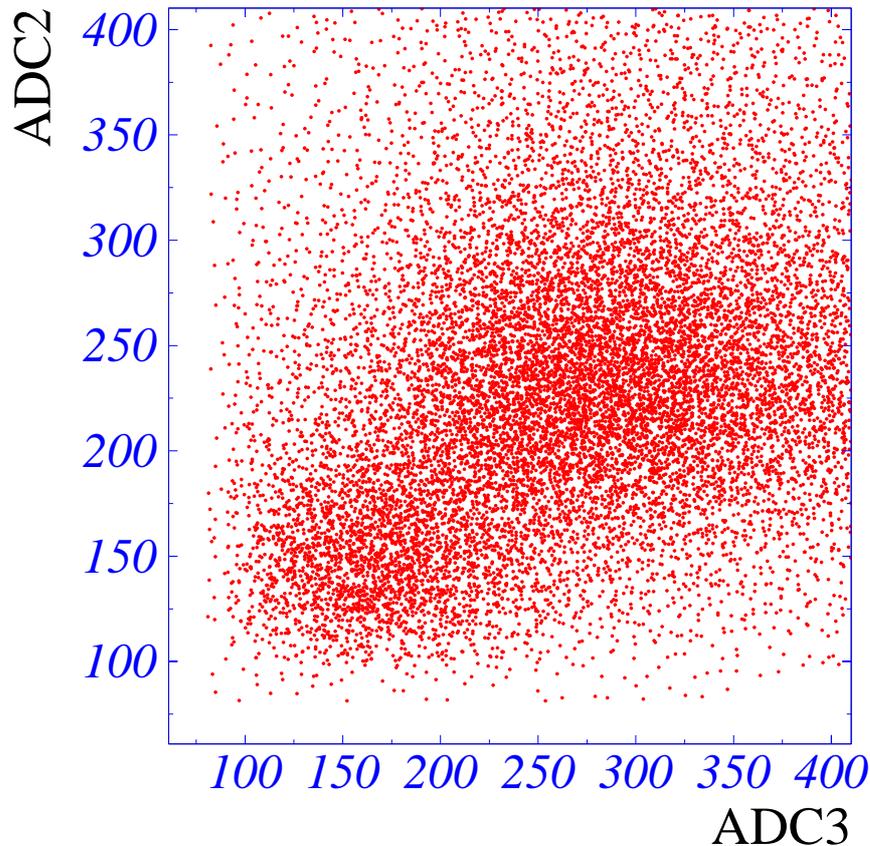


Abbildung 3.6: ADC-Signale aus den hinteren Szintillatoren des Paardetektors gegeneinander aufgetragen. Man sieht Ereignisse aus der Comptonstreuung (kleinere ADC-Werte, Energieverlust von nur einem Elektron) und der Paarerzeugung.

Ereignisse pro Taggerkanal ergibt, ist noch kleiner ($<0.05\%$), da die freie Elektronenrate⁶ groß ist. Deswegen wird der Fehler im Photonenfluß von der Unsicherheit in der Effizienz des Paardetektors dominiert, die nur einmal pro Tag direkt bestimmt wurde. Der systematische Gesamtfehler der Photonenflußbestimmung beträgt damit 2%.

Ein typischer Verlauf der Tagging-Effizienz während der Strahlzeit in Juli 1998 ist in Abb. 3.8 dargestellt. Jeder Punkt entspricht einem Meßabschnitt (ein File – etwa eine Stunde). Auffällig sind die Schwankungen der Werte im erste Teil des Bildes (zwischen A und B). Der Strahl wurde von den MAMI-Operatoren neu justiert (Sprung bei B).

⁶es wird keine Koinzidenz mit dem Experiment-Trigger verlangt

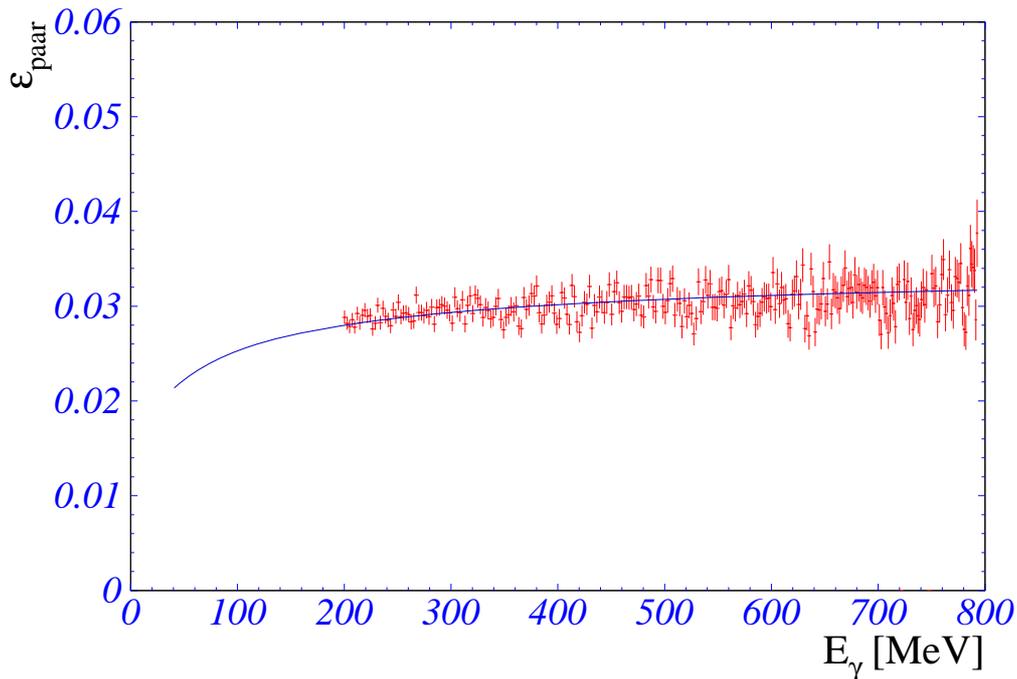


Abbildung 3.7: Effizienz des Paardetektors. Ausgerechnete Wirkungsquerschnitte der Paarbildung und der Comptonstreuung (durchgezogene Linie) werden mit der Konverterdicke als freiem Parameter an das Verhältnis zwischen der Paardetektor- und Bleiglasrate angepaßt.

3.4 Polarisiertes Target

Einer der Gründe, weswegen die Doppelpolarisationsexperimente so schwierig zu realisieren sind, ist die Komplexität des dem Hauptdetektor angepaßten Targetaufbaus, der es erlaubt, die geometrischen Vorteile dieses Detektors optimal zu nutzen. Andererseits soll das Target einen hohen Polarisationsgrad haben und kleine unpolarisierte und möglichst keine polarisierten Untergründe liefern. Das wurde erfolgreich mit einem „frozen-spin“ Butanoltarget erreicht, das von Gruppen aus Bonn, Bochum und Nagoya entwickelt wurde ([Brad]). Ein solches Target muß ab und zu repolarisiert werden, wofür die Messung für etliche Stunden unterbrochen werden muß. Daher ist eine hohe Relaxationszeit sehr wünschenswert.

Molekularer Wasserstoff ist als Targetmaterial nicht geeignet, da der Wasserstoff bei niedrigen Temperaturen im Para-Zustand vorliegt. Es muß ein Material gewählt werden, das eine geeignete Elektronenkonfiguration hat, um dynamische Nukleonpolarisation (DNP) zu ermöglichen. Als Targetmaterial wurde mit einer paramagnetischen Substanz (Porphyrexid) dotiertes Butanol (C_4H_9OH) gewählt, dieses hat einen Anteil polarisierter Protonen⁷ von 0.135. Kohlenstoff und Sauerstoff sind spin-0 Kerne, sie liefern damit nur polarisationsunabhängigen

⁷dilution factor (engl.)

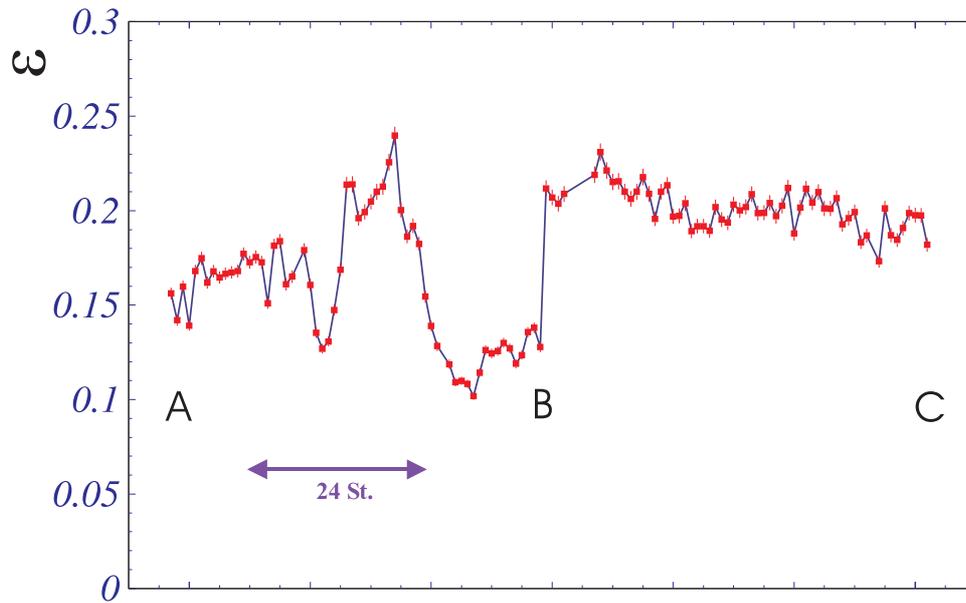


Abbildung 3.8: Tagging-Effizienz Verlauf während der Juli 1998-Messung. Zum Zeitpunkt *B* wurde der Strahl neu justiert. Als Fehlerbalken sind die 2% angenommener systematischer Fehler der Photonenflußbestimmung gezeigt.

Untergrund. Wie man im Kapitel über die Datenanalyse sehen wird, beeinflusst dieser Untergrund zwar den statistischen Fehler, er kann aber leicht abgetrennt werden.

Wird ein Butanolmolekül bei tiefer Temperatur (300 mK) einem starken Magnetfeld (2.5 T) ausgesetzt, tritt Zeemanaufspaltung auf. Im thermischen Gleichgewicht erreicht so die Polarisation der Protonen 0.25% und die Polarisation der Elektronen 92%. Dank der Dipol-Dipol Wechselwirkung zwischen Nukleon- und Elektronenspin wird die Polarisation von den Elektronen auf die Protonen übertragen. Durch optisches Pumpen in einem Hochfrequenzfeld wird aufgrund der großen Relaxationszeit der Nukleonspins ein Protonen-Polarisationsgrad von bis zu 90% erreicht. Dieser Vorgang wird als dynamische Nukleonpolarisation (DNP) bezeichnet.

Anschließend wird das Target weiter bis zu 30 mK abgekühlt⁸. Dann genügt ein relativ kleines Magnetfeld (0.4 T), das mit Hilfe einer dünnen supraleitenden Haltespule erzeugt wird, um die Polarisation mit großer (ca. 200 Stunden) Relaxationszeit zu erhalten.

Während des GDH-Experiments wurde das Target jeden zweiten Tag repolarisiert. Das Target war ortsfest aufgebaut. Die Detektoren zur Messung der Reaktionsprodukte waren auf präzisen Schienen montiert und konnten vom Target weggefahren werden. Entsprechend wurde ein supraleitender Polarisationsmagnet

⁸frozen-spin mode (engl.)

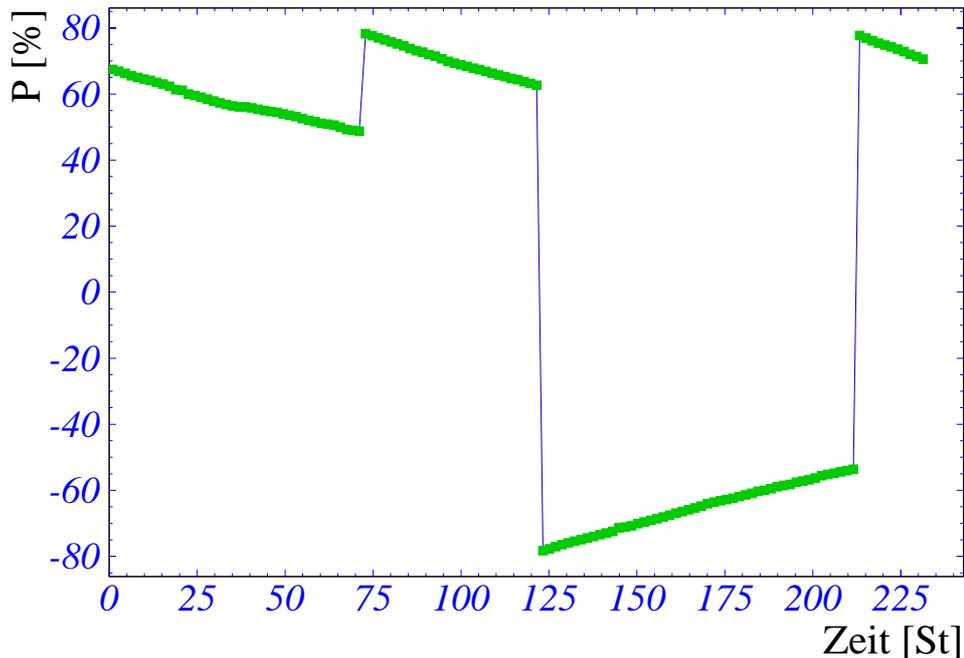


Abbildung 3.9: Typischer Verlauf der Targetpolarisation. Die Targetpolarisation wurde einmal umgekehrt, um systematische Effekte zu untersuchen. Repolarisationszeiten sind nicht gezeigt.

über das Target geschoben. Nach etwa 6 Stunden hatte der Polarisationsgrad wieder einen Wert von ca. 85% erreicht. Danach wurde der Magnet entfernt und der Detektor wieder über das Target geschoben, so daß das Target in dessen „Mitte“ war.

Der Polarisationsverlauf während der Messung wurde mit Hilfe von Kernspinresonanz (NMR) bestimmt (Abb. 3.9). Die Genauigkeit der Methode beträgt etwa 2%. Dank des bekannten Depolarisationsverlaufs und der Kenntnis der Anfangs- und Endwerte wurde der Polarisationsgrad off-line überprüft und mit den NMR-Werten verglichen.

3.5 Spektrometrie der Reaktionsprodukte

Die Untersuchung der Helizitätsabhängigkeit der partiellen Kanäle stellt insofern eine schwierige Aufgabe dar, als man eine Differenz der Wirkungsquerschnitte untersucht, die nicht nur positiv oder negativ, sondern natürlich auch Null sein kann. Dies stellt besondere Anforderungen an die statistische und systematische Genauigkeit. Den größten Beitrag zum systematischen Fehler liefern die Unsicherheiten in der Targetpolarisation-, Strahlpolarisation-, und der Photonenflußbestimmung, worüber in Rahmen dieser Arbeit schon diskutiert wurde. Andere Aspekte des Experiments, die sowohl beim statistischen als auch beim systemati-

schen Fehler eine wichtige Rolle spielen, sind die Akzeptanz des Detektorsystems, die Trigger Auswahl und die Effizienz der Teilchenidentifikation.

3.5.1 Akzeptanz des Detektorsystems

Die zentrale Komponente des experimentellen Aufbaus ist der Detektor DAPHNE ([Audit]), der für Experimente mit reellen Photonen im Rahmen unserer Kollaboration schon mehrmals verwendet wurde. Der zylindrische Aufbau (volle Azimutakzeptanz) und die Abdeckung des Polarwinkels von 21° bis 159° erlauben Teilchenidentifikation innerhalb 94% des totalen Raumwinkels (4π). Der Detektor wurde im wesentlichen für den Nachweis geladener Teilchen gebaut. Das zentral im Detektor angeordnete Target ist von drei Lagen aus Proportional-Drahtkammern umgeben. Der äußere Teil des Detektors besteht aus sechs Szintillatorschichten (A,B,C,D,E,F). Vor den letzten drei sind noch Konverter (Al, Fe, Pb) angebracht. Dies führt zu einem ausreichenden Ansprechvermögen auch für Photonen von etwa 20%⁹.

Je nach zu untersuchendem physikalischem Kanal, spielt die unvollständige Polarwinkelakzeptanz eine unterschiedliche Rolle. Für Kanäle, bei denen die Kinematik erlaubt, emittierte Teilchen im vollen Raumwinkelbereich zu beobachten (z.B. π^0 -Produktion), hat man lediglich geringe Verluste. Reaktionen, bei denen die Teilchen nicht stark nach vorwärts emittiert werden (z.B. die π^+ -Mesonen aus dem $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ -Kanal) liefern im zugänglichen Winkelbereich ($21, 159^\circ$) bereits eine fast vollständige Abdeckung des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Der Neutronennachweis in DAPHNE ist schwierig. Man kann aber leicht auf den totalen Wirkungsquerschnitt der obigen Reaktion durch Extrapolation in den nicht gemessenen Polarwinkelbereich mit einem nur kleinen zusätzlichen systematischen Fehler schließen (etwa 2%). Anders ist das bei der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, in der die Protonen überwiegend nach vorne emittiert werden. Hier erfaßt man nur einen kleinen Teil des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Den totalen Querschnitt erhält man aber, wie bereits oben erwähnt, durch Nachweis der π^0 -Mesonen.

Um den Vorwärts-Winkelbereich besser abzudecken, wurden der Detektor MIDAS ([Alti]) ($7.5^\circ \leq \theta \leq 16.5^\circ$) und das Detektorsystem STAR ([Sauer]) ($\theta \leq 7^\circ$) als zusätzliche Vorwärtskomponente aufgebaut. Um den Untergrund durch den nach vorne gerichteten elektromagnetischen Schauer zu unterdrücken, wurden diese Vorwärtskomponenten in Antikoinzidenz mit einem Cerenkovzähler betrieben. Der gesamte Aufbau ist in Abb. 3.10 schematisch gezeigt.

⁹die Effizienz für geladene Teilchen liegt im Bereich von 85-95%

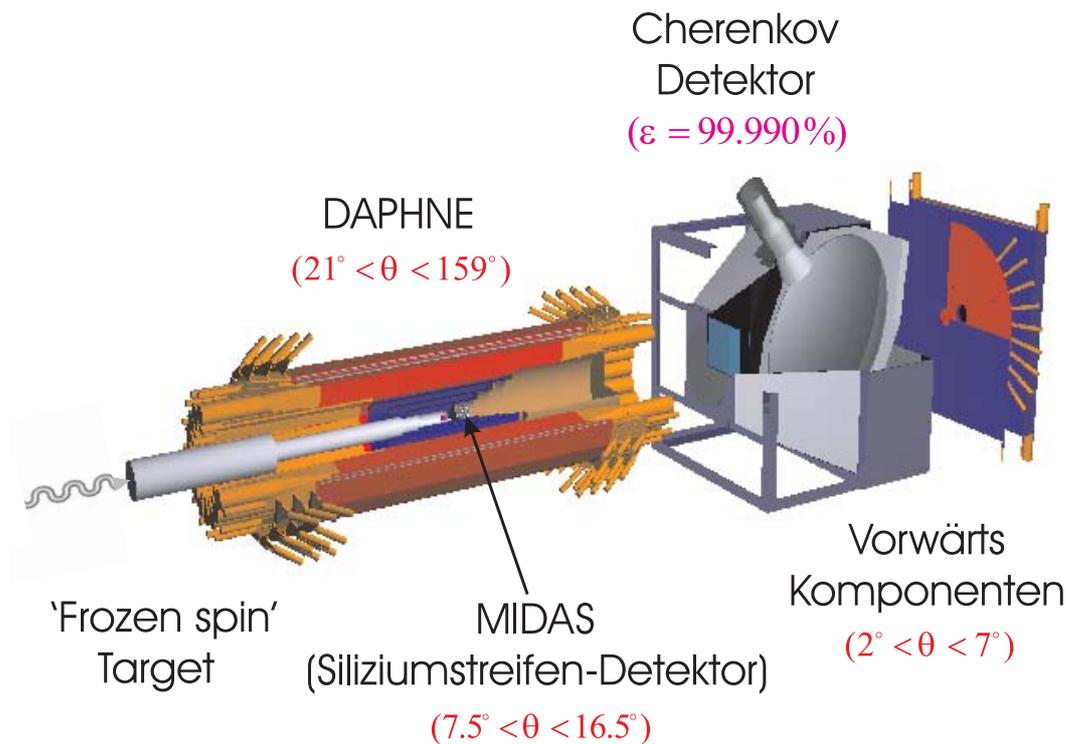


Abbildung 3.10: Aufbau des GDH-Experiments.

3.5.2 Detektor DAPHNE

Durch die drei ineinanderliegenden zylindrischen Drahtkammern von DAPHNE wird die Rekonstruktion geladener Spuren besonders effektiv. Jede der Kammern hat als Anode einen Zylinder aus $20 \mu\text{m}$ dicken Wolframdrähten und als Kathoden außen und innen $0.1 \mu\text{m}$ dicke und 4 mm breite unter $+45^\circ$ bzw. -45° zur Strahlachse gewickelte vergoldete Aluminiumstreifen. Von den Anodendrähten wird ein Signal geliefert (Pattern), das den Azimut bestimmt. Die Kathoden liefern dazu Signale verschiedener Größe auf mehreren Streifen. Hieraus kann man den Ort der Teilchenspur auf 2 mm genau bestimmen. Außerdem entspricht die Höhe des Kathodensignals dem Energieverlust des Teilchens. Über eine Koinzidenz zwischen den drei Kammern erreicht man eine saubere Spurrekonstruktion mit hoher Ansprechwahrscheinlichkeit, die für jeden Teilchentyp bestimmt wurde (siehe Anhang A.4).

Nach Durchdringen der Kammern erreichen die Teilchen ein Kalorimeter, das aus 10 Lagen besteht (6 Plastikszintillatoren und 4 Absorptionslagen (Konverter) (Tab. 3.4). Jede Lage ist im Azimutwinkel in 16 Sektoren unterteilt. Die Absorber dienen als Konverter für Photonen. Die Energieverluste der entstehenden Schauer-Teilchen werden in den nachfolgenden Plastikszintillatoren gemessen. Mehr zu der Teilchenidentifikation folgt im Kapitel 4.2.

Kammer	1	2	3
Länge (mm)	360	560	760
Radius Innen (mm)	60	92	124
Radius Außen (mm)	68	100	132
Anzahl Drähte (Anoden)	192	288	384
Anzahl Streifen (Kathoden) Innen	60	92	124
Anzahl Streifen (Kathoden) Außen	68	100	132

Tabelle 3.3: Geometrische Angaben zu den Drahtkammern

Lage	Material	Breite (mm)	Abstand (mm)	Länge (mm)
A	NE110	10	161	865
B	NE102A	100	222.5	1420
C	NE102A	5	280.6	1475
	Fe	5	-	-
	Pb	4	-	-
D	NE102A	5	280.6	1475
	Pb	4	-	-
E	NE102A	5	280.6	1475
	Al	4	-	-
F	NE102A	5	280.6	1475

Tabelle 3.4: Geometrische Angaben zum Kalorimeter. Die Lagen A, B und C sind separat montiert. Die Szintillatoren D, E, F, mit ihren Blei- und Aluminium-Konvertern wurden mit Hilfe einer Stahlhalterung zu einem Sandwichsystem zusammengestellt und, anschließend, außerhalb der Lage C montiert.

3.5.3 Detektor MIDAS

Zur Abdeckung des Polarwinkelbereiches zwischen 7.5° und 16.5° wurde ein kompakter Detektor benötigt, der direkt hinter dem Target in DAPHNE installiert werden kann. Dies wurde notwendig, da dieser Winkelbereich außerhalb von DAPHNE durch die Tragekonstruktion des Detektors abgeschattet ist, so daß hierfür kein externer Detektor eingesetzt werden konnte. Der Detektor wurde so in Schichten aufgebaut, daß eine Teilchenunterscheidung möglich wird. Untergrund durch Elektronen wird durch einen in Antikoinzidenz geschalteten Cerenkov-Detektor (Gas und Aerogel) unterdrückt.

Der Detektor MIDAS ([Alti]) ist aus Siliziumstreifendetektoren und Blei-Absorbern aufgebaut. Die ersten beiden Schichten bestehen aus doppelseitigen, segmentierten Siliziumstreifendetektoren (S_1 , S_2 , Vertexdetektor), mit deren Vorderseite der Azimut-Winkel und mit deren Hinter-Seite der Polarwinkel bestimmt

	Detektor $S_{1,2}$ vorn	Detektor $S_{1,2}$ hinten	Detektoren $S_{3,4,5}$
Aufteilung	48 konzentrische Ringe	16 radiale Sektoren	4 radiale Sektoren
Dicke	1 mm	1 mm	je 1 mm
aktiver Radius	10 bis 35 mm	10 bis 35 mm	13 bis 43 mm
Auflösung	$\Delta\theta = 1.5^\circ$	$\Delta\phi = 15^\circ$	$\Delta E_{kin} = 8\%$

Tabelle 3.5: Daten und Abmessungen der MIDAS-Detektoren. Die 8% Auflösung (FWHM) bezieht sich auf nichtrelativistische Teilchen.

werden. Die weiteren Schichten bilden ein Kalorimeter ($S_3, \text{Pb}, S_4, \text{Pb}, S_5$) zur Energiebestimmung (Tab. 3.5). Aufgrund einer GEANT Simulation wurden die Triggerbedingungen zur Messung von Handronenereignissen gesetzt. Sie entsprechen einer kinetischen Energie-Schwelle von $E_{kin} > 70$ MeV für Protonen und $E_{kin} > 70$ für geladenen Pionen.

3.5.4 Detektor STAR

In Abstand von etwa 10 m vom DAPHNE-Target hinter dem Cerenkov Detektor wurde das Detektorsystem STAR ([Sauer]) aufgebaut, das den extremen Vorwärtswinkelbereich ($\theta \leq 7^\circ$) überdeckt. Es besteht aus einer 1.2 m^2 großen und 0.5 cm dicken Plastik-Szintillator Triggerplatte, die mit vier Photomultipliern über Wellenlängenschieber ausgelesen wird. Dieser Platte folgen 9 konzentrische Plastikringe, die in Halbkreisen oben und unten separat ausgelesen werden und die Polarwinkelinformation liefern. Anschließend folgt noch ein Sandwichdetektor aus zehn Lagen Blei und Plastikszintillatoren.

Ausführliche Information über diesen Detektor kann aus den Doktorarbeiten vom M.Sauer [Sauer] und B.Lannoy [Lannoy] entnommen werden

3.5.5 Cerenkov Detektor

Zwischen DAPHNE und dem STAR Detektor wurde der Cerenkovzähler ([Lannoy]) montiert, der Teilchen aus dem elektromagnetischen Schauer unterdrückt. Er ist hardwaremäßig in Antikoinzidenz mit den Detektoren MIDAS und STAR geschaltet, um die Triggerrate in vernünftigen Grenzen zu halten.

Als Radiator wird eine 5 cm dicke Aerogelschicht ($n=1.016$) verwendet, was zu einer Nachweisschwelle für Elektronen von etwa 3 MeV und für geladene Pionen von etwa 700 MeV führt. Das Cerenkovlicht wird mit Hilfe eines elliptischen Hohlspiegels auf einen Photomultiplier mit großer Öffnung (Photokathode) und hoher Empfindlichkeit reflektiert. Die Pulshöhe und Zeitinformation werden ausgelesen und im Datenfile mit gespeichert, was eine on- und off-line Überwachung des Detektors ermöglichte. Man erhält dann Information von dem Cerenkov De-

tektor nur, wenn entweder das Signal unterhalb der Koinzidenzschwelle lag, oder wenn der Trigger von DAPHNE oder dem Paardetektor geliefert wurde.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen wurde experimentell bestimmt (siehe [Lannoy]). Sie beträgt für die geltenden Energiebedingungen¹⁰ $(99.990 \pm 0.002)\%$.

3.5.6 Experiment-Trigger

Eine der wichtigsten Voraussetzungen zum Experiment ist eine vernünftige Wahl der Triggerbedingungen. Damit versucht man, eine maximale Rate der Produkte aus den gewünschten Reaktionen und eine minimale Rate an Untergrund zu erreichen. Im GDH Experiment wurden drei unabhängige Detektorsysteme verwendet: DAPHNE, MIDAS und STAR.

Der DAPHNE Trigger besteht aus drei Komponenten: zwei (C1 und C2) dienen der Identifikation geladener und ein weiterer (C3C4) neutraler Teilchen (Tab. 3.6). Alle Szintillatoren DAPHNEs, bis auf Lage A, sind mit zwei Photomultipliern ausgerüstet, die mit E oder S bezeichnen werden. Je nach Triggerbedingung, können die Signale von einem Photomultiplier oder von beiden zusammen analysiert werden.

Die Trigger C1 und C2 benutzen Signale aus den ersten drei Lagen (A, B, C). Immer wird ein Signal aus der Lage A ($A_{sehrnied.Schw.}^{Zeit}$) verlangt. Überschreitet die Summe der Signale aus den Lagen A und B (BE)¹¹ eine Schwelle von etwa 3 MeV (dies wird als $\Delta E/E$ Schnitt bezeichnet) oder besteht eine Koinzidenz zwischen beiden Photomultipliern der Lage C, so wird der Trigger C1 gesetzt. Der Trigger C2 kann dazu dienen, die Pionenrate zu reduzieren. Dafür wird alternativ zu dem Signal von C noch ein Signal von B verlangt. Außerdem bietet sich die Möglichkeit, die Schwelle höher zu setzen, was bei der Untersuchung des Deutronzerfalls oder der Eichung des Detektors mit Höhenstrahlung sinnvolle Verwendung findet. Während des GDH Experiments werden die Schwellen des C2-Triggers allerdings niedrig gehalten. Die Multiplizität für den C2-Trigger wurde auf 2 gesetzt, was die Anwesenheit von mindestens 2 geladenen Teilchen in DAPHNE fordert.

Trigger	Bedingungen
C1	$[(CE \wedge CS) \vee (A + BE)_{nied.Schw.}] \wedge A_{sehrnied.Schw.}^{Zeit}$
C2	$[(BE \wedge BS)^{MeanTimer} \vee (A + BE)_{nied.Schw.}] \wedge A_{sehrnied.Schw.}^{Zeit}$
C3	$[(CE \wedge CS) \vee (BS)_{hohe.Schw.}] \wedge (BE \wedge BS)^{MeanTimer}$
C4	$[(DE \wedge DS) \vee (FE \wedge FS)] \wedge (EE \wedge ES)^{MeanTimer}$

Tabelle 3.6: DAPHNE Triggerbedingungen

¹⁰ es handelt sich hier um den verwendeten Energiebereich der markierten Photonen

¹¹ BE heißt, daß hier nur das Signal von einem Photomultiplier analysiert wird

Der C3C4 Trigger besteht aus zwei Komponenten, die für den Nachweis von Neutronen (C3), die hauptsächlich in B (Forderung nach einer großen Energie-deposition in B: $BE \wedge BS$) und von Zerfallsphotonen des π^0 -Mesons (C4), die hauptsächlich in einer der Pb, Fe oder Al Schichten konvertiert werden (nach zwei Bleischichten unbedingt ein großes Signal aus Ebene E: $EE \wedge ES$), dienen. Hauptbedingung hier ist kein Signal in der Lage A.

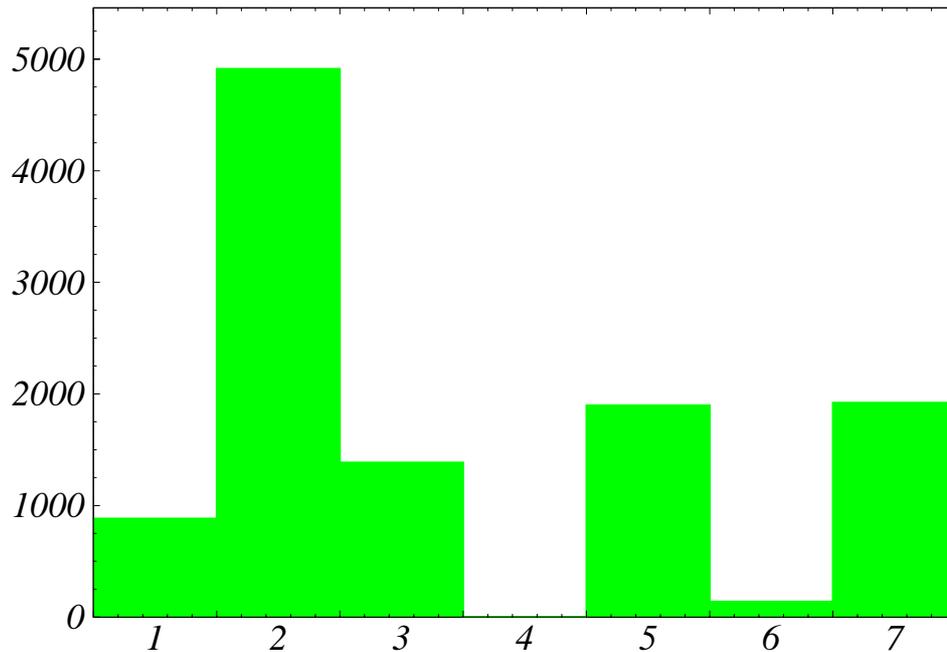


Abbildung 3.11: Trigger Muster zum GDH-Experiment. Die ersten drei Spalten stellen jeweils den Trigger C2, C1 und C3C4 dar. Die Spalten zu den Kanälen 5 und 6 entsprechen dem MIDAS- und STAR-Trigger. Kanal 7 repräsentiert den Paar-Trigger, der mit einem Untersetzungsfaktor von 150 ausgelesen wurde.

Der MIDAS Trigger hat ebenfalls zwei Komponenten. Diese werden aus einer $Q_1 - Q_2 - Q_3$ Koinzidenz mit geringer und einer $Q_1 - Q_2$ Koinzidenz mit hoher Schwelle zusammengesetzt und sollten hochenergetische Hadronen und niederenergetische Protonen trennen.

Der STAR Trigger ist als eine Koinzidenz zwischen der Triggerplatte und einer der Sandwichplatten definiert, was auf ein Proton hinweist.

Der Trigger der Vorwärtskomponenten enthält die Antikoinzidenz mit dem Cerenkovzähler. Gleichzeitig wird zur Überwachung des Photonensflusses ein Trigger vom Paardetektor geliefert, dessen Rate mit einem Faktor 150 unteretzt wurde.

Falls mindestens einer der Trigger vorliegt und eine Koinzidenz mit minde-

stens einem Detektor der Photonenmarkierungsanlage gefunden wird, wird dieses Ereignis ausgelesen.

Ein typisches Trigger Muster ist in Abb. 3.11 gezeigt. Hier sieht man, daß das Ziel einer hardwaremäßigen Trennung des leptonischen Untergrundes in Vorwärtsrichtung mit Hilfe des Cerenkov Detektors perfekt erreicht wurde.

Kapitel 4

Datenanalyse

In dieser Arbeit wird die Einfach-Pionproduktion am Proton untersucht, d.h., die Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+$. Für verschiedene Energiebereiche der einlaufenden Photonen wurden unterschiedliche Methoden verwandt, um die Ereignisse vom Untergrund zu trennen. Im Δ -Resonanz Bereich bis $E_\gamma \sim 430$ MeV, wo der Einfluß von Doppelpion-Kanäle entweder vernachlässigbar klein ist oder mit einer kleinen Korrektur unter Kontrolle gehalten werden kann, reicht es aus, ein Teilchen im Endzustand (Proton oder π^0 für $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, Neutron oder π^+ für $\gamma p \rightarrow n\pi^+$) nachzuweisen. Bei höheren Energien muß man entweder auf eine Koinzidenz zwischen den Reaktionsprodukten oder auf kinematische Information zurückgreifen. All diese Methoden werden im folgenden Kapitel beschrieben.

Zunächst wurden Eichdaten aus Messungen ohne Polarisierung mit einem Wasserstofftarget aufgenommen und ausgewertet. Die Ergebnisse wurden mit bereits bekannten Daten verglichen. Die hierbei gesammelte Erfahrung wurde bei der Analyse der mit Polarisierung am komplizierten Butanol-Target gewonnenen Daten eingebracht. Die Problematik dieser Anwendung wird in diesem Kapitel näher erklärt.

4.1 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

Allgemein läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt über die Anzahl der im Raumwinkel $\Delta\Omega$ nachgewiesenen Ereignisse N^{er} , die auf das Target einlaufende Photonenanzahl N^γ und die Anzahl der zu untersuchenden Teilchen pro Fläche N^t (in unserem Falle Protonen) bestimmen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta) = \frac{N^{er}}{N^\gamma \cdot N^t \cdot \Delta\Omega}. \quad (4.1)$$

Dieser Querschnitt ist von der Photonenenergie und vom Polarwinkel abhängig. Interessiert man sich nicht für die Winkelinformation oder ist diese Information aus irgendwelchen Gründen nicht zugänglich, besteht die Möglichkeit, den

totalen Wirkungsquerschnitt dadurch zu bestimmen, daß man die Anzahl N^{er} für den gesamten im Experiment zur Verfügung stehenden Raumwinkelbereich aufsummiert. Der totale Querschnitt ist nur eine Funktion der Photonenenergie E_γ . Jedes Detektorsystem hat eine endliche Effizienz ϵ_{det} , mit der ein Teilchen nachgewiesen werden kann. Die Effizienz ermittelt man normalerweise über eine Computersimulation. N^{er} schreibt sich dann :

$$N^{er} = \frac{N^{id}}{\epsilon_{det}}, \quad (4.2)$$

wobei N^{id} die mit der Effizienz ϵ im Detektor identifizierte Anzahl der Teilchen ist.

Der Photonenstrahl wird durch Konversion des Elektronenstrahls über den Bremsstrahlprozeß erzeugt. Dabei werden die Photonen in Vorwärtsrichtung emittiert, größere Winkel sind aber nicht ausgeschlossen. Es ist daher notwendig, den Photonenstrahl zu kollimieren, damit man auf dem Reaktionstarget einen begrenzten Photonenfleck hat. Wird nun für die Bestimmung der Photonenenergie eine Markierungsanlage (Tagger) verwendet, so ist die Zahl der energiemarkierten Photonen auf dem Target der Zahl der Elektronen auf der Taggerleiter proportional. Die Proportionalitätskonstante ist die Tagging-Effizienz ϵ . Diese erlaubt es, auf die Zahl der das Target treffenden Photonen zu schließen

$$N^\gamma = N^{e^-} \cdot \epsilon. \quad (4.3)$$

Die Tagging-Effizienz wird etwa einmal pro Tag mit einem Bleiglas Detektor (100 % Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen) bei sehr kleinem Strahlstrom absolut gemessen. Mit einem Paardetektor, der eine Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 10^{-3} hat, läßt sich die Tagging-Effizienz während der Messung ständig überwachen. Der Fehler in der Tagging-Effizienz Bestimmung geht direkt in den systematischen Fehler des Endergebnisses ein, er wird zu 2% geschätzt (Abschnitt 3.3.1).

N^t wird aufgrund der Kenntnis des Targetmaterials und der Targetdimensionen ermittelt. Die Target-Flächendichte, N^t , ist gegeben durch die Targetdicke l , die Dichte ρ des Targetmaterials, die Avogadrozahl N_A und die Massenzahl A .

$$N^t = l\rho N_A/A \quad (4.4)$$

Im Frozen-Spin-Target sind Butanol-Kügelchen mit dem flüssigen Helium umspült, man hat also nicht direkt die Dichte des Butanols. Die Targetdichte wurde zu 0.55 gcm^{-3} mit einer Genauigkeit von 2% bestimmt. Außerdem interessieren nur die Reaktionen mit den polarisierten Protonen. Deswegen muß der Anteil der Protonen am Targetmaterial f (dilution factor) berücksichtigt werden. Dieser berechnet sich aus der Molekülkonfiguration von Butanol zu $10/74$. Damit wird die Anzahl der polarisierten Protonen im Target

$$N^t = \rho \cdot l \cdot N_A \cdot f. \quad (4.5)$$

Als Dicke l können in der Analyse gesetzte Schnitte aus der Vertex-Rekonstruktion benutzt werden, falls diese enger als die wahren Targetdimensionen sind.

Um die helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte richtig zu ermitteln, müssen der Polarisationsgrad der Photonen P_γ und der Protonen P_p bekannt sein. Diese mißt man separat mit den Methoden, die im Kapitel 3 beschrieben wurden. Damit läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt in folgender Form schreiben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta) = \frac{1}{P_p P_\gamma(E_\gamma)} \frac{1}{N_A l \rho f} \frac{1}{N^{e^-}(E_\gamma) \epsilon} \frac{N^{id}(E_\gamma)}{\epsilon_{det}} \frac{1}{\Delta\Omega}. \quad (4.6)$$

Dieses Kapitel beschreibt die Datenanalyse. Also wird erklärt, welche Methoden anzuwenden sind, um die Zahl N^{id} möglichst genau und mit möglichst kleinem statistischen Fehler zu bestimmen. Man stellt sich dazu zwei Fragen:

- welche Teilchen wurden im Detektor gesehen?
- welche kinematischen Eigenschaften haben sie?

Wie im folgendem gezeigt wird, erlauben es die Konstruktion des Detektors und die kinematischen Bedingungen des Experiments, beide Fragen separat zu behandeln.

4.2 Identifikation der geladenen Teilchen in DAPHNE

Der im Experiment verwendete Detektor DAPHNE hat 3 Lagen Proportionaldrahtkammern und 6 Lagen Szintillationszähler mit 4 dazwischengelagerten Konvertern. Die Szintillatoren und die Konverter sind im Azimut in 16 Sektoren unterteilt. Dieser Aufbau erlaubt es,

- mit Hilfe der Drahtkammern Spuren geladener Teilchen aus dem Target zu vermessen,
- aufgrund der Spurinformation und mit Hilfe der in den Szintillatoren deponierten Energien, auf die Teilchenart zu schließen.

4.2.1 Spurrekonstruktion

Die in der Analyse verwendete Methode zur Bestimmung der Trajektorien geladener Teilchen in DAPHNE wurde schon mehrmals genau beschrieben (siehe z.B. [MacCorm] oder [Krahn]). Hier wird nur einen Überblick gegeben.

Die Drahtkammern sind zylindrisch. Jede der 3 Drahtkammern besteht aus einer inneren und einer äußeren Lage aus Kathodenstreifen, die die Kammerachse in entgegengesetztem Schraubensinn umlaufen und einer Lage Anodendrahte. Die Streifen werden über ADC-Module ausgelesen. Aus der Höhe der Signale benachbarter Streifen wird ein Schwerpunkt sowohl für den inneren wie für den äußeren Kathodenzyylinder bestimmt. Als weitere Information hat man das Signal an einem Anodendraht. Damit kann man in jeder Kammer eindeutig den Durchstoßungspunkt des Teilchens bestimmen.

Mit diesem Verfahren werden die Signale aus den drei Kammern ausgewertet. Als Spur wird dann eine Folge von drei Punkten akzeptiert, wenn die Geraden durch die Punkte 1 und 2 sowie durch 2 und 3 gegeneinander einen Winkel kleiner als 8° haben (siehe Abb. 4.1).

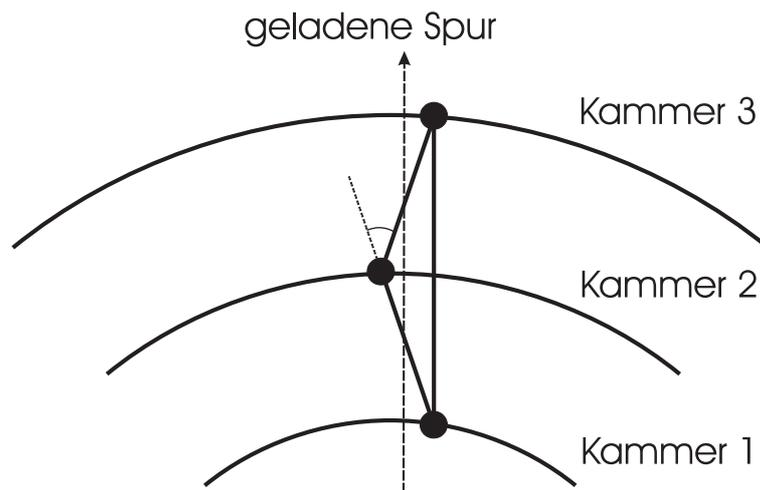


Abbildung 4.1: Spurrekonstruktion in den DAPHNE Drahtkammern.

Wird so eine Spur gefunden, erwartet man ein Signal im geometrisch dazugehörigen Sektor der ersten Szintillatorlage. Findet man eine Koinzidenz mit der Lage A, so nimmt man diese Spur als eine „gute geladene Spur“, deren Parameter in der Analyse weiter verwendet werden. Damit kann man einen Reaktionsvertex als den am nächsten zur Strahlachse liegenden Punkt auf der Trajektorie bestimmen. Hat man zwei gute geladene Spuren in einem Ereignis, kann man den Vertex direkt bestimmen. In diesem Falle kann man aus der Verteilung der Vertices einzelne Konstruktionsdetails des Targets erkennen. Dies ist in Abb. 4.2 dargestellt.

Die gute Bestimmung der Vertices ist wichtig für die Unterdrückung von Un-

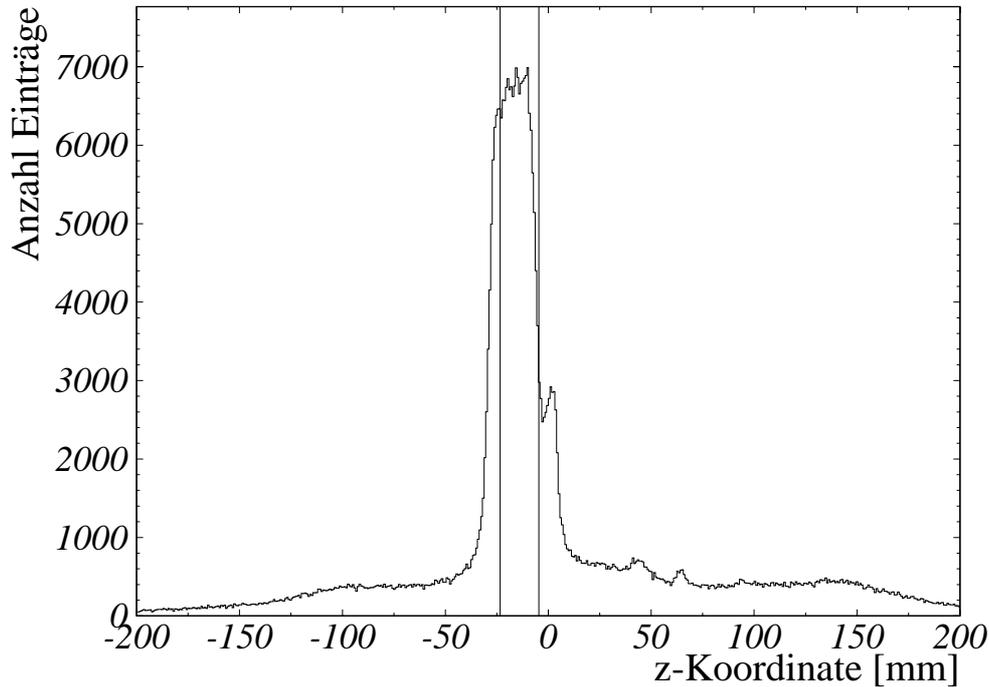


Abbildung 4.2: z -Verteilung im Targetbereich aus zwei „geladenen Spuren“. Der wahre Targetbereich ist mit Linien markiert.

tergrundreaktionen aus Prozessen, die außerhalb des Targetbereichs oder an den Targetfenstern ausgelöst wurden. Für die Analyse der Daten aus Butanol ist jedoch die perfekte Kenntnis der Vertices nicht so wichtig, da man eine Differenz zwischen den Ausbeuten an Ereignissen von beiden Helizitätszuständen bildet und der Untergrund keine Helizitätsabhängigkeit hat. Man kann dann die Verticeschnitte recht großzügig setzen und dadurch so viele Produktionsereignisse wie möglich sammeln. Tabelle 4.1 zeigt die Schnitte, die für das Wasserstoff- und das Butanoltarget verwendet wurden.

Targetmaterial	Wasserstoff	Butanol
xy Bedingung	$(x^2 + y^2) < (20\text{mm})^2$	$(x^2 + y^2) < (20\text{mm})^2$
z Bedingung	$-115 < z < 15\text{mm}$	$-40 < z < 20\text{mm}$

Tabelle 4.1: Bedingungen zur Bestimmung der Targetvolumen, die in der Analyse benutzt wurden.

Mit der Spurrekonstruktion ist der erste Schritt auf dem Wege zur Teilchenidentifikation gemacht. Mit Kenntnis der Spurparameter und der Geometrie des Detektors, können die spezifischen Energieverluste in den einzelnen Lagen (Schichten) des Detektors berechnet werden.

4.2.2 Kalorimetrie

Werden die Teilchen in einer der ersten DAPHNE-Lagen (A,B,C) gestoppt, so kann man sie in einen $\Delta E/E$ -Plot eintragen indem man den Energieverlust in einer voll durchdrungenen Lage und die Gesamtenergie bestimmt. Aufgrund des spezifischen Energieverlustes verschiedenartiger Teilchen im gleichen Material, treten Protonen, geladene Pionen und Elektronen in bestimmten Bereichen des $\Delta E/E$ -Spektrums auf. Dies geht am besten, wenn das Teilchen in der dicksten Lage B gestoppt wird (Abb. 4.3). Als ΔE wird dabei der Energieverlust in der Lage A genommen, der mit $\sin(\theta)$ multipliziert wird, um das Signal auf die Lagendicke zu reduzieren. Die Gesamtenergie bestimmt man aus der Summe der Signale aus den Lagen A und B. In der Abb. 4.3 sieht man deutlich drei Bereiche, die den geladenen Teilchenarten entsprechen. Da der Detektor DAPHNE keine Möglichkeit bietet, das Vorzeichen von Ladungen zu bestimmen, also die π^+ und π^- zu unterscheiden, sind im Prinzip im Pionengebiet sowohl positiv als auch negativ geladene Pionen enthalten, was im hier betrachteten kinematischen Bereich des GDH-Experiments für die Reaktionsidentifizierung aber kein Hindernis ist.

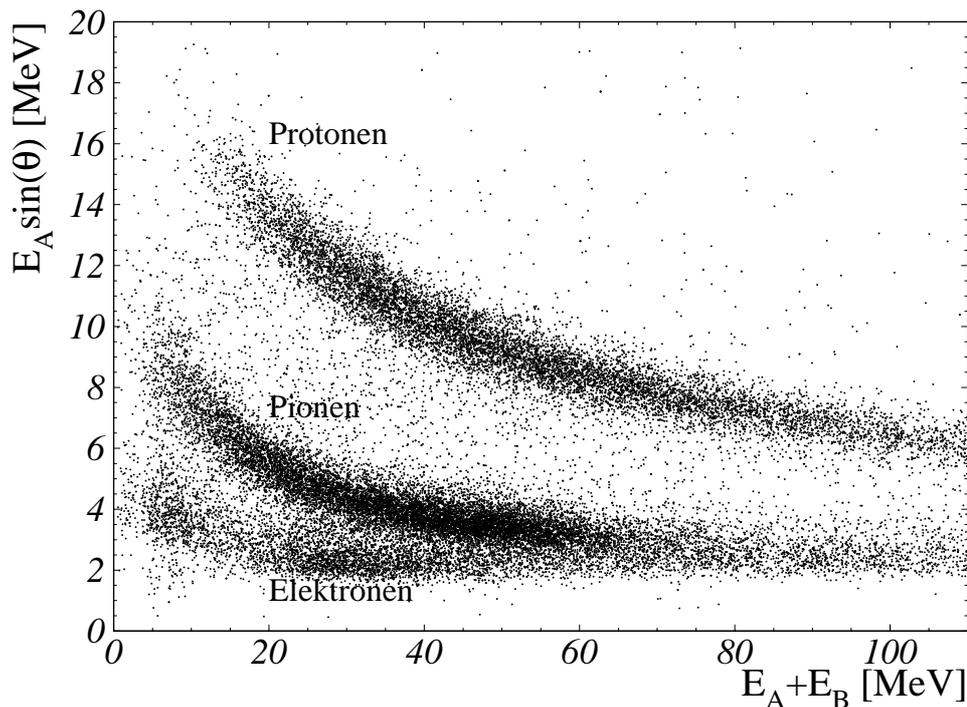


Abbildung 4.3: $\Delta E/E$ -Verteilung für Ereignisse, die in der Lage B gestoppt wurden.

Werden Teilchen schon in der Lage A gestoppt, verwendet man die Drahtkammerinformation um ΔE zu bestimmen. Man nimmt die Summe der ADC Werte aus den Kammern 2 und 3. Aufgrund der hierbei schlechten Energieauflösung, lassen sich die Drahtkammern nur grob energetisch eichen. Man benutzt bei die-

ser Analyse deshalb direkt die ADC-Kanäle. Auch die Energieeichung der A-Szintillatoren (sie sind nur 10 mm dick und werden nur an einer Seite durch Photomultiplier ausgelesen) ist nicht sehr genau, deswegen erlaubt das Verfahren nur recht grob zwischen Elektronen und Pionen zu unterscheiden. Protonen dagegen lassen sich auch hier relativ leicht identifizieren. Ein typisches $\Delta E/E$ -Spektrum für Teilchen, die in Lage A gestoppt wurden, ist in Abb. 4.4 gezeigt. Man kann aber auch andere Verteilungen, die kinematische Randbedingungen benutzen, z.B. ein θ gegen ΔE -Spektrum (Abb. 4.5) verwenden, um den Leptonenuntergrund zu reduzieren.

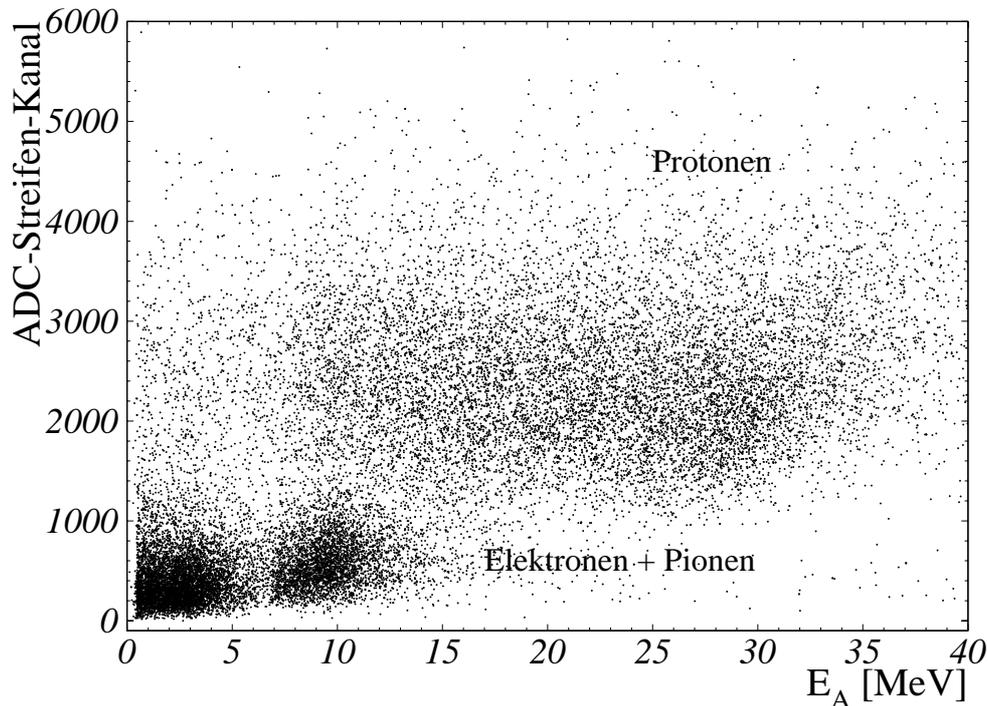


Abbildung 4.4: $\Delta E/E$ -Verteilung für geladene Teilchen, die in der Lage A gestoppt wurden. Als ΔE dient die ADC-Information aus den Drahtkammern.

Hier ist deutlich zu sehen, daß der Leptonenuntergrund nur in Vorwärtsrichtung eine erhebliche Rolle spielt. Mit Erhöhung des Winkels wird die Elektroneninsel kleiner. Die Protonen fliegen aus kinematischen Gründen auch überwiegend nach vorne, verlieren aber viel mehr Energie in den Drahtkammern. Die Pionen dagegen überdecken symmetrisch den gesamten Winkelbereich. Mit Hilfe dieser Kenntnisse gelingt es sehr gut, die in der Lage A gestoppten Teilchen zu unterscheiden.

Durchdringen die Teilchen mehrere Lagen oder gar den gesamten Detektor, wird der Energieverlust in der Lage B als ΔE -Information genommen. Man berechnet dann (mit Kenntnis der Konverterparameter) die entsprechende Spurlänge (Reichweite) der Teilchen in Szintillatormaterial und trägt diese gegen den

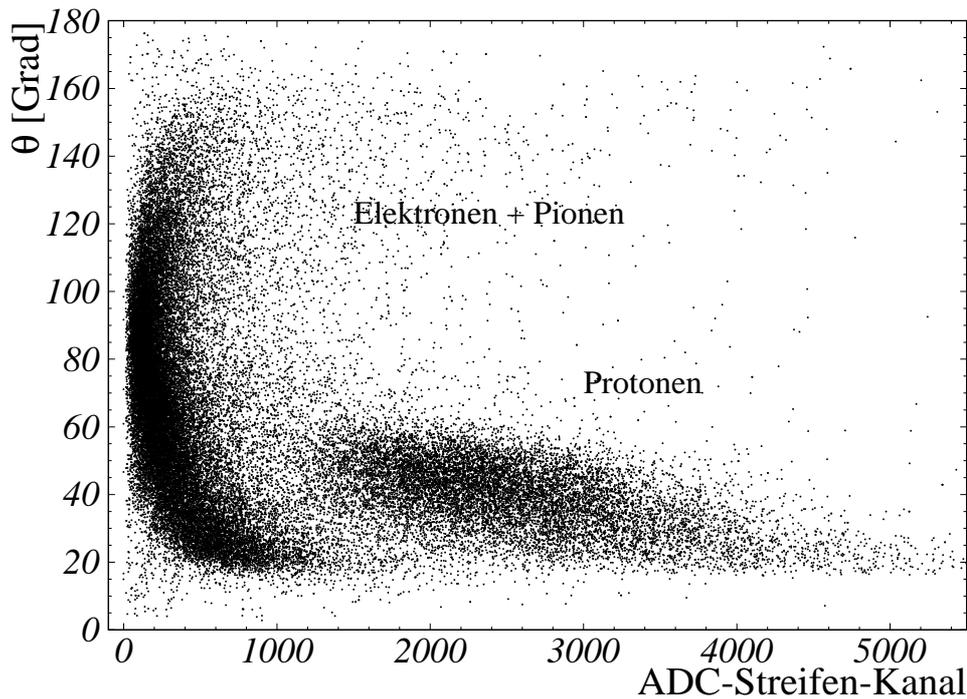


Abbildung 4.5: Polarwinkel θ aufgetragen gegen die in den Drahtkammern deponierte Energie. Aufgrund der Kinematik kann damit der Untergrund weiter unterdrückt werden.

Energieverlust in Lage B auf. Auch dies ermöglicht die Teilchenidentifikation durchzuführen. In dieser Verteilung (Abb. 4.6), analog zu dem θ gegen ΔE -Spektrum, setzt man für jede Teilchensorte spezifische kinematische Schnitte.

Für manche Reaktionen und in begrenzten Energiebereichen reicht die Information über den Teilchentyp aus, um den entsprechenden Kanal zu bestimmen. Das gilt beispielsweise für den Fall $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ mit Energien der einlaufenden Photonen kleiner als 450 MeV, wo allein die Anwesenheit der geladenen Pionen auf die Reaktion hinweist. Ist aber zusätzlich Information über Teilchenenergie nötig, wird eine Reichweiten-Methode verwendet, mit deren Hilfe sowohl der Teilchentyp als auch die kinetische Energie des entsprechenden Teilchens bestimmt werden kann.

4.2.3 Reichweiten-Methode

Die Reichweiten-Methode [Brag] beruht auf dem Zusammenhang zwischen der Teilchenart und dem aus der Bethe-Bloch-Formel berechenbaren Energieverlust der Teilchen in einem bestimmten Material.

Durchdringt ein Teilchen Materie, so hängt der spezifische Energieverlust auf dem Wege des Teilchens von der Teilchenart und der Anfangsenergie des Teilchens ab. Sind in einem Detektor aktive Elemente enthalten, die den spezifischen

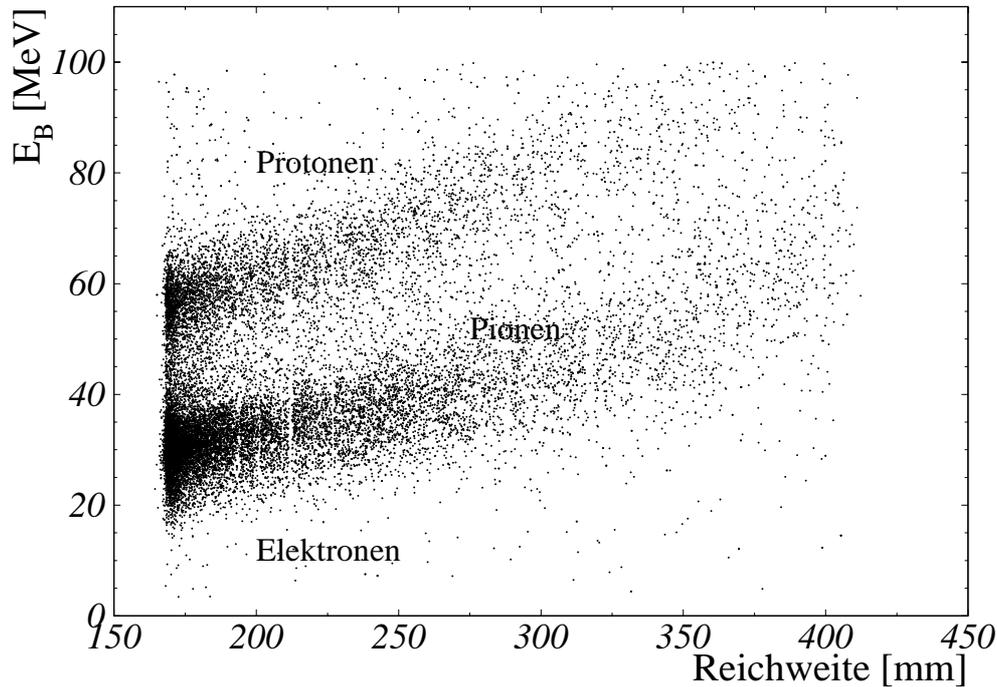


Abbildung 4.6: Zusammenhang zwischen Reichweite und der in der Lage B deponierten Energie für die in der Lage E gestoppten Teilchen. Elektronen werden in inneren Lagen gestoppt und erreichen kaum die Lage E.

Energieverlust auf bestimmten Wegstrecken messen, so kann man durch Vergleich von Rechnung und Meßwert entsprechende Schlüsse ziehen.

Bei der Reichweiten-Methode wird anhand der gefundenen Energieverluste in den aktiven Schichten nach der wahrscheinlichsten Kombination von Teilchenart und Anfangsenergie E_0 mit Hilfe der „maximum likelihood“ gesucht. Hierzu wird eine Teilchenart vorgegeben, die Anfangsenergie variiert und jedesmal berechnet, wie groß die Energieverluste in den N aktiven Schichten zu erwarten sind. Durch Vergleich mit den Meßergebnissen findet man die wahrscheinlichste Anfangsenergie für den wahrscheinlichsten Teilchentyp.

$$\chi^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \frac{|\Delta E_i(E_0) - \Delta E_i^{exp}|^2}{\sigma_i^2}, \quad (4.7)$$

wobei $\Delta E_i(E_0)$ der nach Bethe-Bloch ausgerechnete Energieverlust und ΔE_i^{exp} der gemessene Energieverlust in Lage i sind. σ_i^2 steht für die in einem Eichverfahren bestimmte Energieauflösung der Lage i . Man sucht also ein minimales χ^2 in Abhängigkeit von der Anfangsenergie E_0 . Dies wird für jeden in Frage kommenden Teilchentyp durchgeführt und die wahrscheinlichste Kombination wird als Lösung genommen. Will man beispielsweise geladene Pionen und Protonen unterscheiden, so kann man eine Häufigkeitsverteilung (Scatterplot) als Funktion

von χ_p^2 und χ_π^2 aufbauen (Abb. 4.7). Darin tritt also jedes Ereignis sowohl für ein Proton als auch für ein geladenes Pion auf. Man erkennt Bereiche nahe den Achsen, also bei kleinen χ_x^2 -Werten, in denen gehäuft Ereignisse auftreten. Diese Anhäufungen entsprechen dann den Protonen oder Pionen.

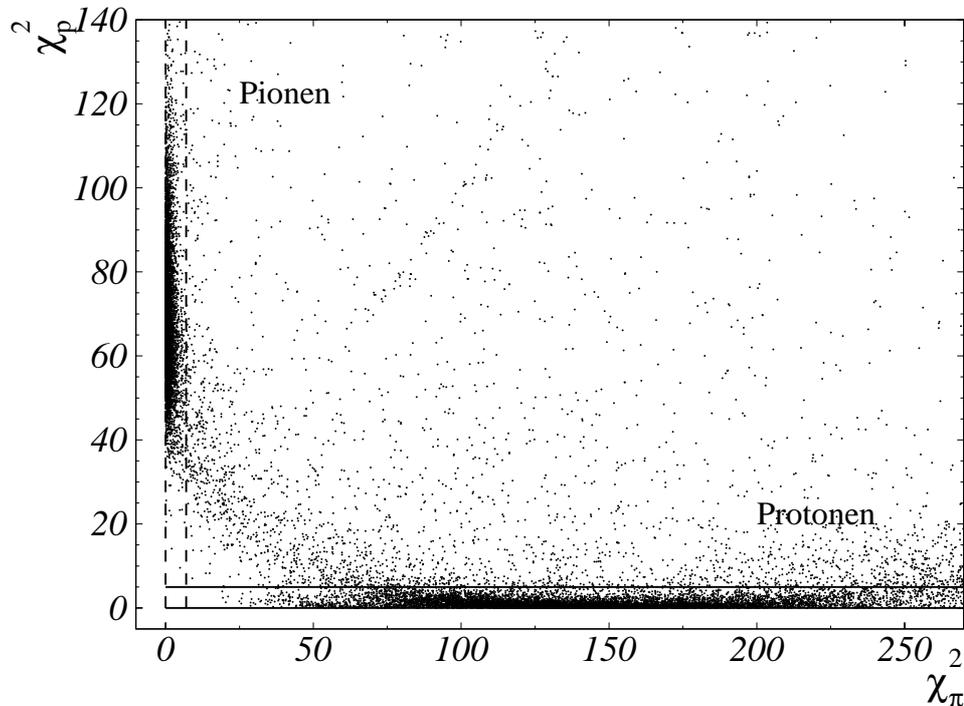


Abbildung 4.7: Häufigkeitsverteilung für die Annahme, daß das Teilchen ein Proton oder ein geladenes Pion ist, als Funktion der gefundenen entsprechenden χ_x^2 -Werte.

Die Reichweiten- und die $\Delta E/E$ -Methode können verglichen werden, wenn man nur Ereignisse betrachtet, in denen das geladene Teilchen in der Lage B gestoppt wurde. Hierfür trägt man die mit der Reichweiten-Methode identifizierten Teilchen in einen $\Delta E/E$ -Plot ein (Abb. 4.8) und vergleicht mit Abb. 4.3. Es ist deutlich zu sehen, wie genau die Bereiche des $\Delta E/E$ -Plots für Protonen und Pionen durch die Reichweiten-Methode wiedergegeben werden.

Auf diese Weise werden also Teilchen identifiziert, die in DAPHNE gestoppt wurden und mindestens 2 Lagen durchdrungen haben. Für in der Lage A gestoppte Teilchen werden die oben beschriebenen $\Delta E/E$ und $\theta/\Delta E$ - Auftragungen verwendet. Teilchen, die den Detektor verlassen haben, werden durch die $\Delta E_B/range$ -Verteilung analysiert. In der Tabelle 4.2 sind die Analysemethoden zusammengefaßt, die je nach „Stopplage“ benutzt werden können.

Die aus der Reichweiten Methode erhaltene Information über die kinetische Energie ist natürlich nützlich, um Untergrund zu reduzieren. Für Zweikörper-Reaktionen reicht schon die Kenntnis des Winkels von geladenen Teilchen (Draht-

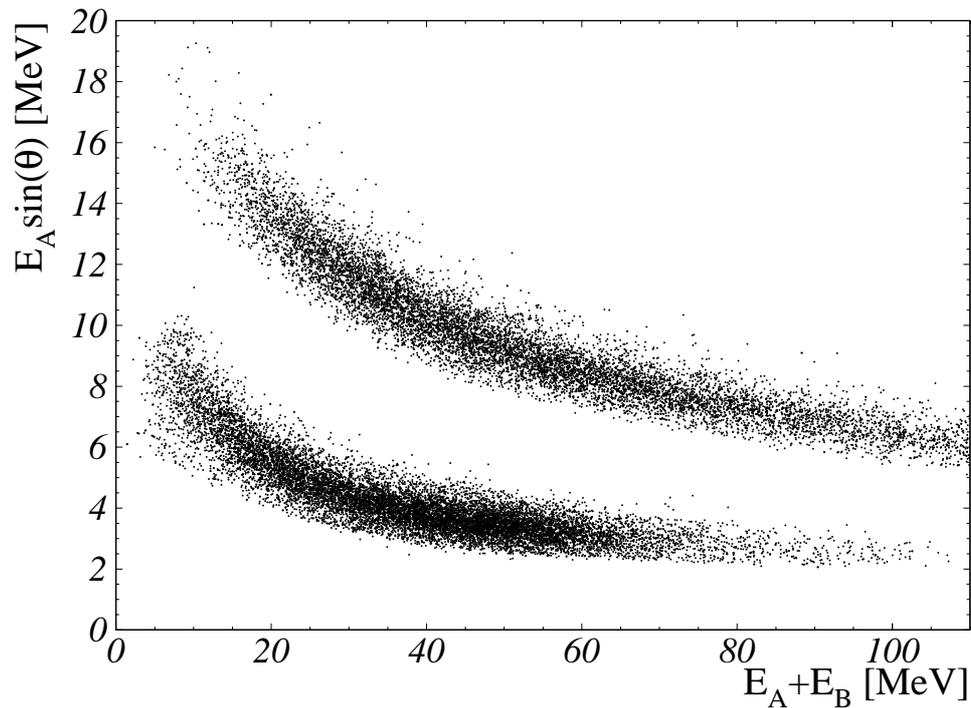


Abbildung 4.8: Mit der Reichweiten-Methode identifizierte Protonen und Pionen, die in der Lage B gestoppt wurden, aufgetragen in einem $\Delta E/E$ -Plot.

kammern) und die Energie und Richtung des einlaufenden Photons (Tagger), um die Kinematik vollständig zu bestimmen. Die daraus bestimmte kinetische Energie des Teilchens E_{Kinem} kann dann wieder mit dem Ergebnis aus der Reichweiten-Methode E_{Reich} verglichen werden. Dieser Vergleich wird üblicherweise durch Bestimmung der fehlenden Energie (missing energy) gemacht:

$$E_{miss} = E_{Reich} - E_{Kinem} \quad (4.8)$$

Man baut also ein „missing energy“-Spektrum über der Differenz zwischen mit verschiedenen Methoden bestimmten Energien auf. In Abb. 4.9 und 4.10 sind die „missing energy“-Spektren aus der Analyse der Wasserstoff und Butanol Daten für den Kanal $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ gezeigt.

Die klare Teilchenbestimmung und Untergrundtrennung machen das Wasserstoff Spektrum untergrundfrei. Alle Ereignisse sind um die Null verteilt. Bei den Butanol Daten ist es komplizierter, da dieses Target zusätzlich Kohlenstoff- und Sauerstoff-Atome enthält. Quasifreie Pionenproduktion liefert fast die gleiche Signatur wie die Pionproduktion am freien (polarisierten oder unpolarisierten) Proton. Deswegen entsteht in diesem Fall ein Untergrund, der mit oben genannten Methoden nicht beseitigt werden kann. Wegen der Fermibewegung ist der quasifreie Peak über den gesamten kinematisch erlaubten Energiebereich verschmiert.

Um diesen Untergrund abzutrennen, benutzt man weitere Methoden. Man

Stoplage	Methoden
A	ADC_{MWPC} gegen E_A , θ gegen ADC_{MWPC}
B	$E_A \cdot \cos(\theta)$ gegen E_B , Reichweiten-Methode
C	Reichweite gegen E_B , Reichweiten-Methode
D	Reichweite gegen E_B , Reichweiten-Methode
E	Reichweite gegen E_B , Reichweiten-Methode
F	Reichweite gegen E_B

Tabelle 4.2: Je nach „Stoplage“ mögliche Analysemethoden. Unter Stoplage F verstehen wir Teilchen, die den Detektor verlassen haben.

kann versuchen die Tatsache zu nutzen, daß der Peak vom freien Proton auf der Flanke des Untergrunds liegt. Dann könnte die Untergrundverteilung angepaßt und subtrahiert werden. Dabei tritt aber ein recht großer systematischer Fehler auf.

Bestimmt man aber die Differenz zwischen den Spektren für die Polarisationszustände $3/2$ und $1/2$, so verschwindet der quasifreie Peak, weil die Kohlenstoff und Sauerstoff Kerne unpolarisiert sind. Eine experimentelle Überprüfung dieser Annahme ist in Abb. 4.11 gezeigt. Hier wurde die „missing energy“-Verteilung separat für beide Polarisationszustände gebildet und anschließend wurden beide voneinander subtrahiert. Dann bleibt, wie im Fall des Wasserstoff Targets, nur der Peak im Bereich der Produktion am freien Proton innerhalb der Fehler übrig (siehe auch [Heid]). Um den statistischen Fehler der Wirkungsquerschnittsdifferenz so klein wie möglich zu halten, werden auf die Verteilungen Schnitte $|E_{miss}| < 20$ MeV gelegt, damit der Bereich, wo sich keine polarisationsabhängigen Ereignisse befinden, den Fehler nicht vergrößert.

Da diese Differenz-Bildung die beste Möglichkeit ist, den quasifreien Untergrund vollständig zu beseitigen, ist es mit unseren Messungen am Butanol-Target nicht direkt möglich, die helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte zu bestimmen. Als Ergebnis unserer Analyse erhalten wir nur die Differenz $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$, die allerdings im GDH-Integranden auftritt. Um $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ separat zu erhalten, wurde der mit unpolarisiertem Wasserstoff (z.B. in den Eichmessungen) erhaltene Querschnitt, der der Summe aus den helizitätsabhängigen Querschnitten entspricht, verwendet.

4.3 Teilchen- und Kanalidentifikation

Reicht allein die Identifikation der geladenen Teilchen, um den Einpionkanal eindeutig nachzuweisen? Die Antwort auf diese Frage hängt vom Kanal und von den kinematischen Bedingungen ab, wozu auch gehört, ob wir uns für totale, $d\sigma/dE_\gamma$, oder differentielle, $d^2\sigma/(d\Omega dE_\gamma)$, Querschnitte interessieren.

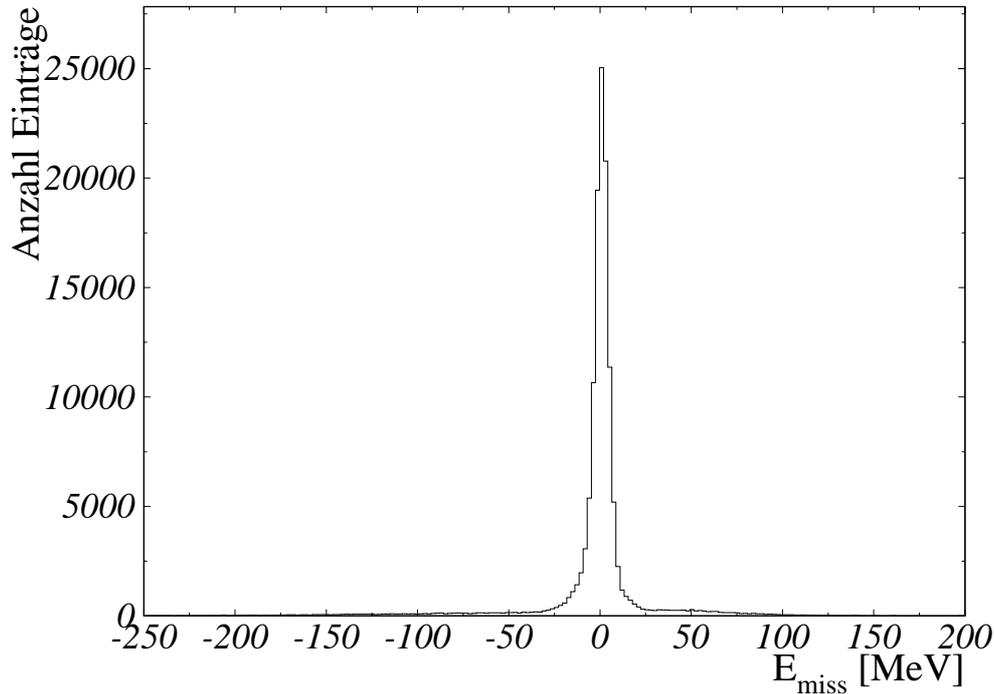


Abbildung 4.9: „Missing energy“-Spektrum für das Wasserstoff Target.

Wir diskutieren im folgenden nur die Analyse, der Daten aus dem Detektor DAPHNE.

Im Falle des $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ -Kanals findet man ab einer gewissen Energie des einlaufenden Photons Protonen¹, die in DAPHNE gestoppt werden. Das bedeutet, die Reichweiten-Methode kann angewendet werden, wodurch die kinetische Energie des Protons bestimmt wird. Aus der Energie des Protons und der Energie des Photons findet man eine invariante Masse (siehe Abschnitt 4.3), die eine klare Unterscheidung zwischen Ein- und Mehrpionreaktionen, die das Proton im Endzustand haben, ermöglicht. Damit ist der $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ -Kanal innerhalb der DAPHNE Akzeptanz erkennbar, was für die Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte ausreichend ist.

Wie in der Einleitung zu diesem Kapitel schon kurz diskutiert – um aus winkeldifferentiellen Wirkungsquerschnitten den totalen Querschnitt zu erhalten, muß der nicht gemessene Winkel-Bereich extrapoliert werden, und falls dieser Bereich groß ist, erhält man durch die Extrapolation eine große Korrektur und damit auch einen großen systematischen Fehler. Man kann die Extrapolation vermeiden, wenn man im Stande ist, auch das zweite zu dem Kanal gehörige Teilchen nachzuweisen und zwar im gesamten mit dem Proton nicht überdeckten kinematischen Bereich. Der Detektor DAPHNE bietet diese Möglichkeit: die zwei Photo-

¹das Proton muß genug Energie haben, um den Detektor zu erreichen und anschließend nachgewiesen zu werden

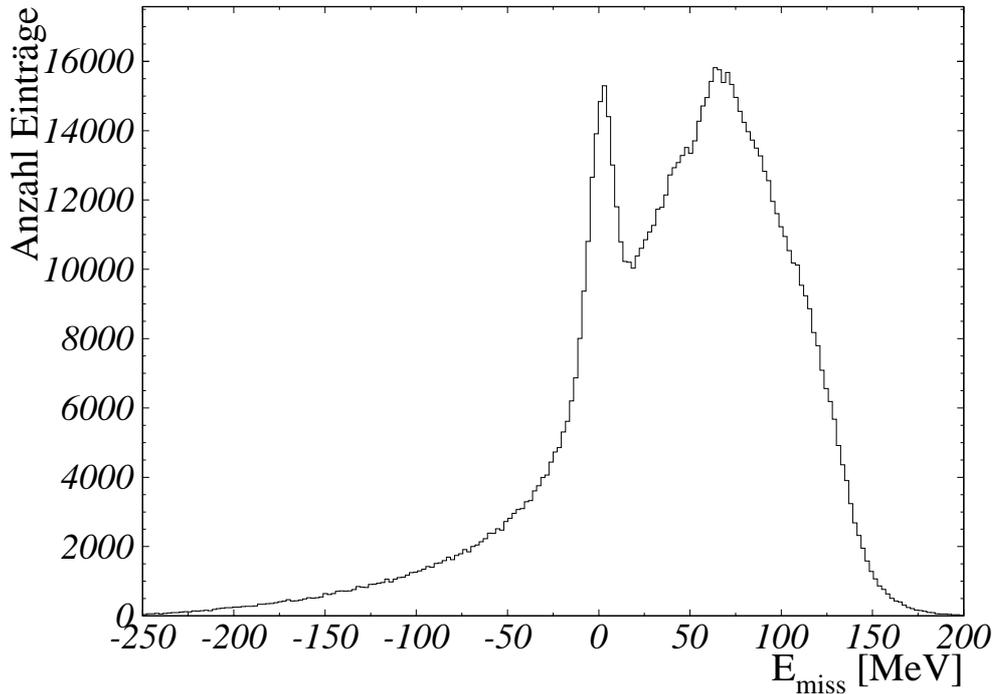


Abbildung 4.10: „Missing energy“-Spektrum für das Butanol Target. Die meisten Ereignisse stammen aus der quasifreien Pionproduktion.

nen aus dem π^0 -Zerfall können nachgewiesen werden. Allerdings steht dann keine kinematische Information zum Pion zur Verfügung, die helfen könnte, analog zu geladenen Teilchen, Einpionkanal und Doppelpionkanäle zu trennen. Damit ist die Methode nur dort anwendbar, wo entweder kein Doppelpionuntergrund vorhanden ist oder dieser Untergrund mit relativ kleinem systematischen Fehler subtrahiert werden kann. Mehr dazu siehe im Abschnitt 4.5.3.

Für den $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ -Kanal ist die Reichweiten-Methode in einem viel kleineren Energiebereich anwendbar, weil der größte Teil der Pionen schon ab $E_\gamma \sim 300$ MeV so viel kinetische Energie bekommt, daß sie den Detektor ganz durchdringen und damit verlassen. Dann ist die Anwendung der Reichweiten-Methode nicht mehr möglich und die Information über die kinetische Energie des Pions ist nicht mehr zugänglich. Die Identifikation der geladenen Pionen mit Hilfe der $\Delta E/Range$ -Methode, sowie die Bestimmung ihrer Trajektorie, ist aber noch möglich. Im Energiebereich, in dem die Doppelpionwirkungsquerschnitte, die geladene Pionen im Endzustand enthalten, vernachlässigbar klein sind, genügt allein die Identifikation des Pions und dessen Richtung, um den Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion eines geladenen Pions zu bestimmen.

So werden die differentiellen Querschnitte im Energiebereich der einlaufenden Photonen zwischen 180 und 450 MeV ermittelt. Der Mangel an Energieinformation spiegelt sich dann nur in der Größe des statistischen Fehlers wider,

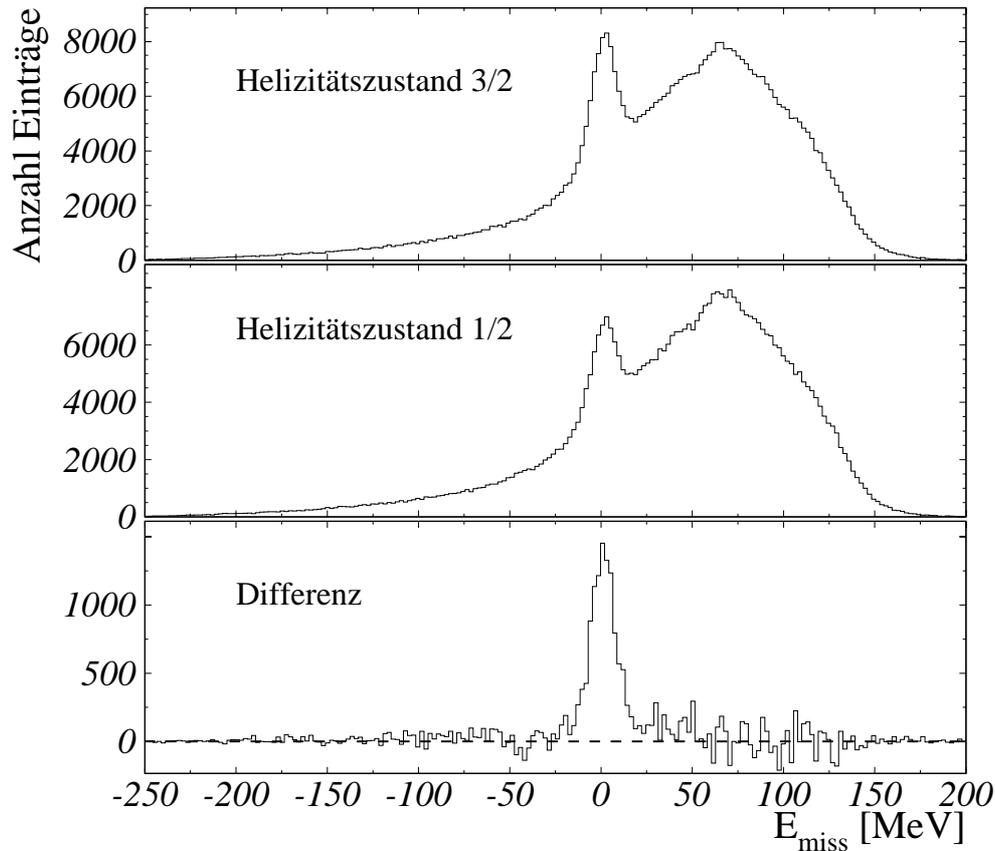


Abbildung 4.11: „Missing energy“-Spektren für das Butanol Target und die Polarisations-Zustände 3/2, 1/2 sowie deren Differenz. In der Differenz bleiben nur Ereignisse übrig, die der Pionproduktion an freien Proton entsprechen.

da keine „Missing Energy“-Verteilung aufgebaut werden kann und somit mehr Untergrundeignisse abgezogen werden müssen. Da die Pionen in der gesamten DAPHNE-Winkelakzeptanz $(21 - 159)^\circ$ nachgewiesen werden, verzichtet man auf die schlecht bekannte Neutroneninformation und vervollständigt den totalen Querschnitt durch eine Extrapolation, die in diesem Fall nicht zu großen systematischen Fehlern führt.

Ab $E_\gamma \sim 450$ MeV werden die Wirkungsquerschnitte für $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$ erheblich, und somit werden für eine eindeutige Bestimmung des $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ -Kanals die Kenntnis der Energie des geladenen Pions oder ein Neutronennachweis nötig. Dieser Teil der Analyse stellt eine besondere Herausforderung dar, er wurde nicht im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt.

In den nächsten Abschnitten wird die Analyse der einzelnen Kanäle im Detail beschrieben, aber zunächst wird noch erklärt, welche allgemeinen Schnitte und Korrekturen in der Analyse gemacht werden.

4.4 Allgemeine Schnitte und Korrekturen

Um möglichst saubere Untergrundabtrennung zu erreichen und die Simulationsverfahren zu vereinfachen, wurden in der Datenanalyse noch einige zusätzliche Bedingungen gestellt:

1. Der Vertexbereich wurde 3-dimensional begrenzt,
2. es wird eine Korrektur angewandt, um die DAPHNE-Akzeptanz zu berücksichtigen und
3. eine weitere azimutale Korrektur wird angewandt, um die schlecht modellierbaren Grenzbereiche zwischen den Sektoren besser behandeln zu können.

4.4.1 Vertex-Schnitte

Moderne Targets sind manchmal sehr komplizierte Systeme. Muß das Targetmaterial unter niedrigen Temperaturen gehalten werden, so sind im Targetbereich (wie z.B. bei dem „Frozen Spin“ Target) komplizierte Konstruktionsteile unvermeidbar. Jedes Bauteil ist eine potentielle Untergrundquelle, speziell, wenn es vom einlaufenden Strahl getroffen wird. Eine Methode, um Untergrund von solchen Bauteilen zu unterdrücken, besteht darin, den Reaktionspunkt (Vertex) genau zu bestimmen, und damit Ereignisse, die von außerhalb des eigentlichen Targetvolumens stammen, zu eliminieren. Hat man nur ein geladenes Teilchen, so wird der Vertex als der Punkt der Trajektorie mit dem kleinsten Abstand zur Detektorachse abgeschätzt.

So wurden die Daten aus dem unpolarisierten Wasserstofftarget analysiert. Der Wasserstoff befand sich in einer zylindrischen Zelle mit 196 mm Länge und einem Durchmesser von 20 mm, die mit im Strahl liegenden Folienfenstern abgeschlossen war. In der Analyse wurde dann das aktive Targetvolumen als Zylinder mit einer Länge von 130 mm und einem Durchmesser von 20 mm angenommen. Alle Ereignisse von außerhalb dieses Volumens wurden als Untergrund verworfen.

Bei dem Butanoltarget ist die Situation etwas anders. Zum einen ist das eigentliche Target hier viel kürzer (20 mm) zum anderen wird als Meßergebnis die Differenz der Ereignisse aus den Polarisations-Zuständen gebildet, wodurch Reaktionen an den unpolarisierten Targetbaumaterialien rausfallen. Eine Vertex-Einschränkung wird somit schwieriger, ist aber auch nicht mehr so wichtig.

4.4.2 Effektive Targetlänge

Die im Experiment verwendeten Targets sind nicht punktförmig und die Polarwinkel der geladenen Spuren sind durch die DAPHNE-Akzeptanz begrenzt ($21^\circ < \theta < 159^\circ$). Da der Detektor zylindrische Symmetrie besitzt, muß jede Spur innerhalb eines „Kontrollzylinders“ ihren Ursprung haben. Dieser Zylinder

hat hier eine Länge von 212 mm und einen Radius von 40 mm (Abb. 4.12). Die Teilchen, die unter einem Winkel θ aus dem mit einem Vertexschnitt erlaubten Targetvolumen emittiert wurden, könnten vom Detektor unter Umständen² nicht gesehen werden (Spur 2 in Abb. 4.12). Solche Verluste müssen berücksichtigt werden, damit man die resultierenden Querschnitte nicht unterschätzt.

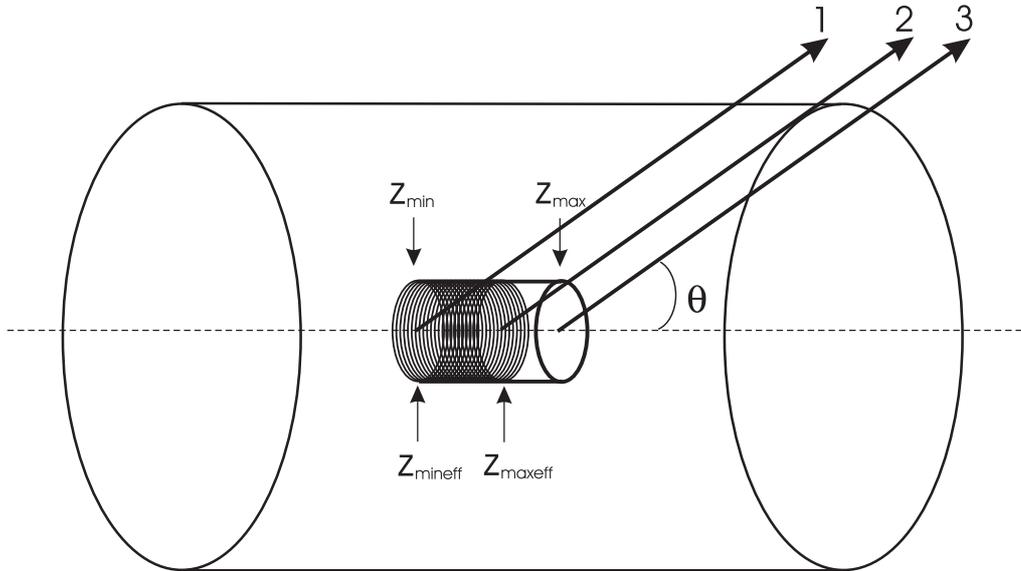


Abbildung 4.12: Effektive Targetlänge $z_{maxeff} - z_{mineff}$ innerhalb des Kontrollzylinders.

Der Effekt ist rein geometrisch und die entsprechende Korrektur kann bestimmt werden, indem man Gewichtungsfaktoren aufgrund der bekannten Targetgeometrie und der gesetzten Vertexschnitte bestimmt, die dann eine Funktion des Winkels θ sind und die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Teilchen berücksichtigen. Man erhält so effektive Targetlängen als Funktion von θ . Die z -Koordinate der Spur 2 in Abb. 4.12, die gerade die Grenze des Zylinders schneidet, bestimmt das $z_{maxeff}(\theta)$, die maximale Obergrenze in z des effektiven Targetvolumens für den Winkel θ . Der Gewichtungsfaktor wird dann als Verhältnis zwischen der realen Targetlänge, die in die Wirkungsquerschnitts-Bestimmung eingeht, und der effektiven Targetlänge definiert:

$$w(\theta) = \frac{z_{max} - z_{min}}{z_{maxeff}(\theta) - z_{mineff}(\theta)}, \quad (4.9)$$

wobei z_{min} und z_{max} dem Vertex-Schnitt entsprechen.

In Abb. 4.13 ist der Faktor w für in DAPHNE gestoppte geladene Pionen aus unpolarisiertem Wasserstoff als Funktion des Winkels θ dargestellt. Der Targetschnitt in z -Richtung wurde auf -115 mm bis 15 mm gesetzt. Da das Target

²der Winkel ist zu klein oder der Vertex befindet sich an der Grenze des Volumens

gegen die geometrische Mitte des Detektors verschoben ist (in Strahlrichtung nach hinten versetzt), ist die Korrektur in Rückwärts-Richtung besonders groß.

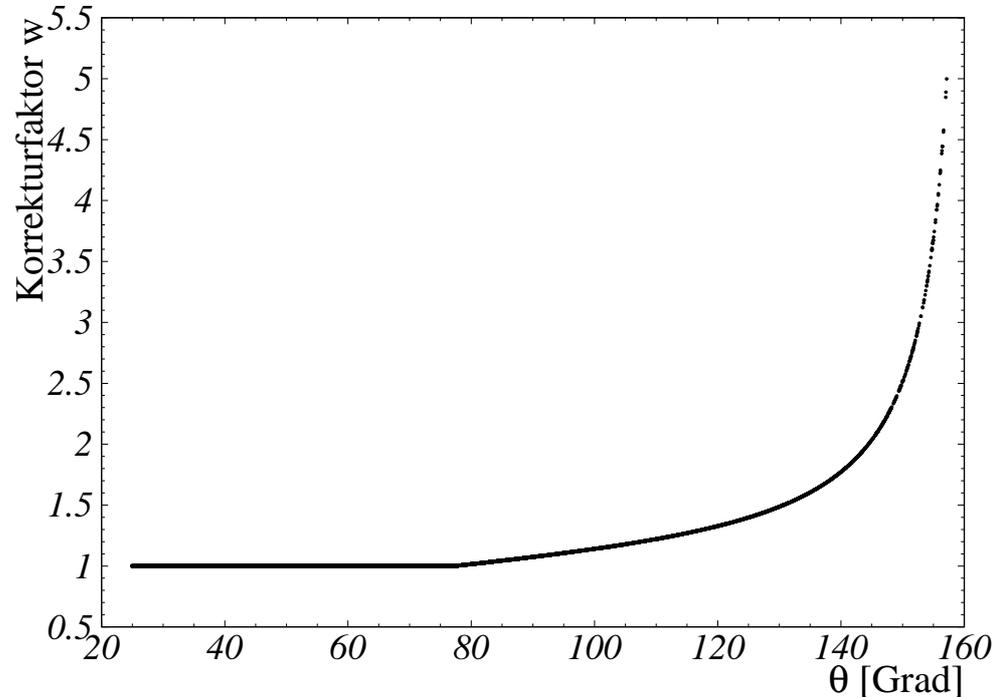


Abbildung 4.13: Korrektur der Targetlänge w als Funktion des Polarwinkels θ .

Die Anwendung dieser Korrektur ermöglicht es, bei den Monte-Carlo Rechnungen zur Detektor-Effizienz, auf die Simulation der Verteilung des Targetmaterials entlang der Koordinate z zu verzichten³, was zu einer Verminderung systematischer Unsicherheiten führt.

4.4.3 Azimutale Korrektur

Alle Szintillatorlagen von DAPHNE bestehen aus 16 Sektoren, die als unabhängige Detektoren behandelt werden. Der Gesamtdetektor wurde so aufgebaut, daß diese Sektoren möglichst nah aneinander installiert werden konnten. Das verhindert allerdings nicht, daß zwischen den Sektoren Bereiche existieren, die entweder leer, oder mit Reflektor- und Umhüllungsmaterial gefüllt sind. All das macht die Behandlung dieser Gebiete, besonders in der Simulation, recht schwierig.

Um den Einfluß dieser Regionen zu eliminieren, wurde die azimutale Akzeptanz so begrenzt, daß bestimmte Bereiche der mit den Drahtkammern rekonstruierten ϕ -Winkel (Azimut), nicht weiter analysiert wurden. In Abb. 4.14 ist dies

³das Target wurde in z -Richtung als punktförmig angenommen, die xy -Verteilung wird dem wahren Target entsprechend simuliert

dargestellt. Die Spuren 1 und 2 liegen im erlaubten Azimutbereich. Die Spur 3 wird von den Szintillatoren nicht gesehen, da sie direkt zwischen den Sektoren liegt. Die Spur 4 wird zwar gesehen, wird aber aus der Analyse entfernt, weil sie im oben beschriebenen Grezbereich liegt.

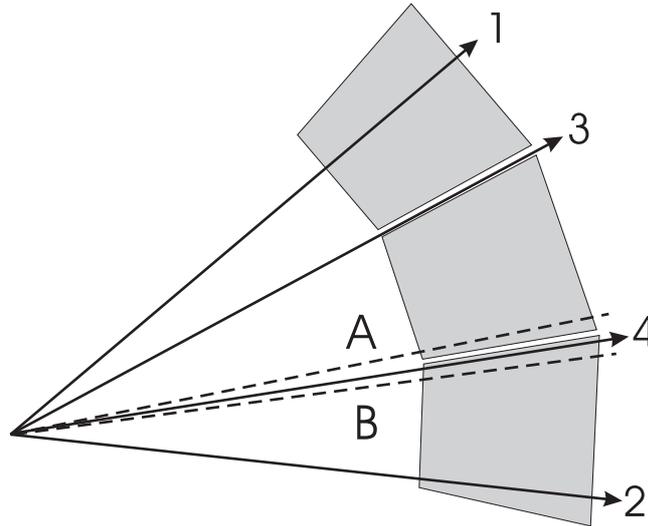


Abbildung 4.14: Um auf die Simulation von Ereignissen in den Grenzbereichen zwischen den Szintillatoren verzichten zu können, wurden Spuren mit Winkeln zwischen A und B nicht analysiert.

Tragen die untersuchten Reaktionen keine azimutale Asymmetrie, so kompensiert man die weggeschnittenen Regionen einfach durch einen Faktor (hier 1.18), mit dem alle Ereigniszahlen multipliziert werden müssen. Wie im Falle der effektiven Targetlänge, ist dieser Faktor dann rein geometrisch.

4.5 Analyse der einzelnen Kanäle

Die Analyse beginnt man allgemein damit, daß die geladenen Spuren (bis zu 5 Spuren pro Ereignis) bestimmt werden. Für jede Spur werden anhand der Drahtkammerinformation der Vertex, der Azimutwinkel ϕ und der Polarwinkel θ bestimmt. Die Information aus den Plastiksintillatoren wird danach so bearbeitet, daß jeder Spur eine Reihe von Energien zugewiesen wird, die in den einzelnen aktiven Schichten (Plastiksintillatoren) deponiert wurden. Diese Reihe hat also maximal 7 Einträge, die ein Energiewert aus den Drahtkammern⁴ und bis zu 6 Energiewerte aus den Plastikdetektoren sind. Diese Information benutzt man später, um mit Hilfe der oben beschriebenen Methoden herauszufinden, welchem Teilchen jede Spur zugeordnet werden muß.

⁴hier wird der aus den Kammern 2 und 3 summierte ADC-Wert verwendet

Zusätzlich erhält man die Energie der einlaufenden Photonen aus den Daten der Markierungsanlage (Tagger).

Ab hier hängt der Gang der Analyse vom Kanal und der Art des Wirkungsquerschnitts (total oder differentiell) ab. Im folgendem werden wir alle 4 Möglichkeiten betrachten. Da wir uns für die Einpion-Produktion interessieren, betrachten wir ab jetzt nur noch Ereignisse mit höchstens einer geladenen Spur.

4.5.1 $\gamma p \rightarrow n\pi^+$, differentieller Wirkungsquerschnitt

Wird eine geladene Spur einem π^+ -Meson zugeordnet, so wird zunächst geprüft, ob das Teilchen aus dem $n\pi^+$ -Kanal stammt. Ab einer Photonenenergie von ~ 180 MeV hat das Pion genug Energie, um aus dem Target herauszukommen und im Detektor nachgewiesen zu werden. Zuerst erreichen den Detektor Pionen, die unter Winkeln um 90 Grad emittiert wurden, da dann zwischen Vertex und Drahtkammern die kleinste Materialmenge liegt. Mit zunehmender Photonenenergie nimmt also die Akzeptanz in θ zu. Ab $E_\gamma \sim 200$ MeV können geladene Pionen im gesamten Winkelbereich detektiert werden.

Reicht die Energie nicht, um den Einfluß von Doppelpionkanälen bemerkbar machen zu können, ist die Anwesenheit eines geladenen Pions eine klare Signatur für den Kanal $\gamma p \rightarrow n\pi^+$. Ab der Doppelpionschwelle ($E_\gamma \sim 280$ MeV) kann ein π^+ -Meson auch aus den Kanälen $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$ oder $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ stammen. Allerdings ergab eine Simulationsrechnung, daß die Wahrscheinlichkeit, nur eine Spur von einem π^+ -Meson aus den Doppelpionkanälen zu finden, in dem Energiebereich bis $E_\gamma \sim 450$ MeV sehr gering ist. Dort ist die Beimischung an Doppelpionereignissen kleiner als 0.8%.

Im Falle des Butanoltargets sind zusätzliche quasifreie Reaktionen am Proton und Neutron aus Kernen möglich, die aber bei der Bildung der Differenz $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ herausfallen.

Die Winkelverteilungen im Bereich ($180 < E_\gamma < 450$) MeV konnten sowohl für den unpolarisierten Wasserstoff als auch für das Butanol bestimmt werden. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte sind in Abb. C.5 bis C.8 und in der Tabelle B.5 und B.6 zusammengefaßt. Der systematische Fehler beträgt für die Messung mit unpolarisiertem Target 3.2%, mit polarisiertem Target 4.7%. Er setzt sich aus den Unsicherheiten aus der Bestimmung des Photonenflusses (2%), der Teilchenidentifikation (2.5%), der Photonenpolarisation (3%) und der Protonenpolarisation (1.6%) zusammen (quadratisch addiert). Die Daten werden mit Vorhersagen aus den Multipolanalysen SAID ([SAID]⁵) und HDT ([HDT]) sowie dem UIM ([MAID]) verglichen.

⁵hier und weiter wird die SM01-Lösung von SAID verwendet

4.5.2 $\gamma p \rightarrow n\pi^+$, totaler Wirkungsquerschnitt

Man bestimmt den totalen Wirkungsquerschnitt in der Detektorakzeptanz entweder indem man die vorhandenen differentiellen Querschnitte über der Winkelakzeptanz des Detektors aufintegriert, oder indem man nur die für die spezielle Analyse nötigen Größen (siehe Abschnitt 4.5.3) als Funktion der Photonenenergie bestimmt. Wir haben diese zweite Methode verwandt. Dazu wurden die π^+ -Ausbeute und die Detektoreffizienz innerhalb der DAPHNE Akzeptanz⁶ als Funktion von E_γ bestimmt.

Im Detektor gibt es drei Bereiche, in denen die Pionen nicht bzw. teilweise nachgewiesen werden können:

1. fehlende azimutale Akzeptanz wegen der Löcher zwischen den Sektoren,
2. fehlende Polarakzeptanz $0^\circ < \theta < 21^\circ$ und $159^\circ < \theta < 180^\circ$,
3. Photonenenergiebereich $E_\gamma < 180$ MeV, bei dem die Pionen die aktiven Teile des Detektors nicht erreichen und ein Übergangsbereich, bei Photonenenergien $180 \text{ MeV} < E_\gamma < 200$ MeV, in dem die π^+ -Mesonen beginnen, die aktiven Elemente des Detektors zu erreichen.

Die Verluste an Pionen müssen korrigiert werden. Alle drei Bereiche werden separat behandelt.

Wie schon vorher bemerkt wurde, zeigen unsere Reaktionen keine azimutale Asymmetrie, d.h. in allen Sektoren wird die gleiche Ereignisrate erwartet. Deswegen genügt hier für die Korrektur der fehlenden azimutalen Akzeptanz die Anwendung des Faktors 1.18.

Im Gegensatz dazu, ist der Verlauf der Wirkungsquerschnitte zu extremen Polarwinkeln nicht genau bekannt. Die Effizienz des Detektors unter diesen Winkeln ist gleich Null und ohne einen Neutronennachweis bleibt nichts anderes übrig, als die Querschnitte in die fehlende Polarwinkelakzeptanz zu extrapolieren. Das kann entweder anhand des gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitts oder mit Hilfe theoretischer Vorhersagen abgeschätzt werden. Im Falle der Messung an unpolarisiertem Wasserstoff kann man beide Methoden verwenden.

Für Detektoren, die, wie praktisch in unserem Fall, den kompletten Azimut überdecken, läßt sich der totale Querschnitt als Integral über den Polarwinkel schreiben:

$$\sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^\phi \int_0^\theta \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\phi = 2\pi \int_0^\theta \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta \quad (4.10)$$

Nimmt man an, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt innerhalb des fehlenden Polarwinkelbereiches konstant bleibt, so verläuft $\frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta d\theta$ im Bereich kleiner Winkel, wo $\sin\theta \sim \theta$ gilt, linear zwischen Null und $N_\pi(\theta_{grenz})/(N_\gamma N_t)$, da

⁶die Schnitte auf die θ - und ϕ -Winkel wurden wie üblich, Abschnitt 4.4, gesetzt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta = \frac{dN_\pi(\theta)}{N_\gamma N_t} \quad (4.11)$$

für einen festen Winkel θ geschrieben werden kann. Dabei verwendet man die Anzahl der bei dem maximal⁷ möglichen Winkel θ_{grenz} gemessenen Pionen, die Anzahl der Photonen und die Anzahl der Kerne pro Flächeneinheit und extrapoliert linear die Pionenausbeute zwischen θ_{grenz} und Null⁸ (Bereich zwischen 0 und 21 Grad (θ_{grenz}) in Abb. 4.15). Womit der fehlende Anteil des totalen Querschnitts für $\theta < \theta_{grenz}$ gewonnen wird. Das gleiche Verfahren gilt für die Rückwärtswinkel.

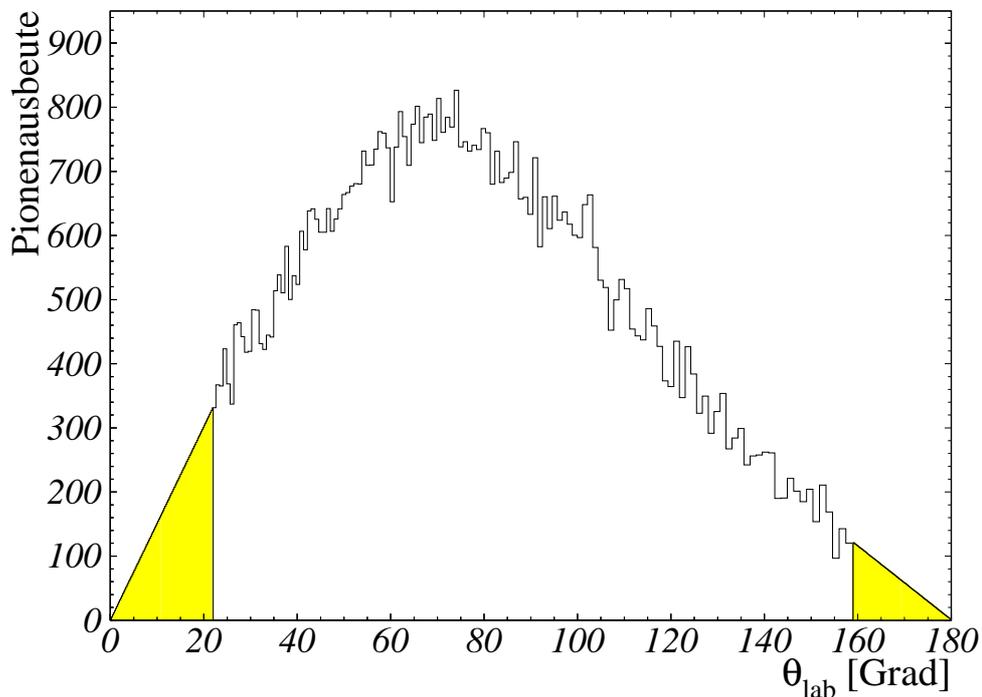


Abbildung 4.15: Extrapolation der Pionenausbeute. Der Bereich zwischen 0 und 21 Grad und zwischen 159 und 180 Grad wurde durch eine lineare Extrapolation vervollständigt.

Der systematische Fehler, der daraus resultiert, wird dadurch abgeschätzt, daß die Annahme eines konstanten Verhaltens des Querschnitts mit theoretischen Vorhersagen verglichen wird. In Abb. 4.16 ist die Vorhersage der SAID Multipolanalyse für die Energie $E_\gamma = 350$ MeV gezeigt. Durch die Integration über die entsprechenden Winkelbereiche wurden die Extrapolationswerte bestimmt.

⁷durch die Akzeptanz gegeben

⁸Pionenausbeute ist auf die Detektoreffizienz korrigiert. Damit wird die Ausbeute unabhängig von der Effizienz betrachtet.

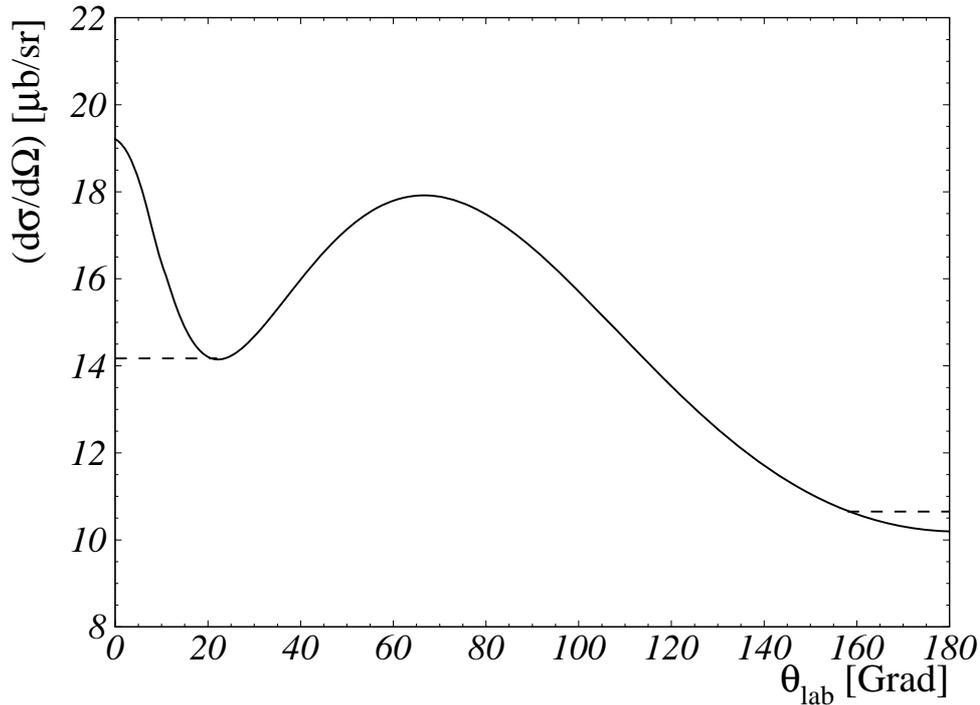


Abbildung 4.16: Differentielle Wirkungsquerschnitte für $E_\gamma = 350$ MeV nach SAID. Die Bereiche zwischen 0 und 21 bzw. zwischen 159 und 180 Grad wurden für die Extrapolation verwendet.

Man kann aber auch die theoretischen Werte direkt für die Extrapolation verwenden und den systematischen Fehler dadurch abschätzen, daß man mit Hilfe verschiedener Vorhersagen (SAID, HDT und UIM) extrapoliert.

Die Ergebnisse der Extrapolation für $E_\gamma = 350$ MeV (Wirkungsquerschnittsdifferenz) sind in Tabelle 4.3 gegeben. Als Fehler wurde die Differenz zwischen extremen Werten (SAID und HDT) genommen.

SAID	-22.8 [μb]
UIM	-22.0 [μb]
HDT	-20.9 [μb]

Tabelle 4.3: Extrapolation der Differenz $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ für $E_\gamma = 350$ MeV nach verschiedenen Vorhersagen.

Für das Butanoltarget ist die lineare Extrapolation der Pionenausbeute nicht mehr anwendbar, da durch die Bildung der Differenz $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$, die Ausbeute negative Werte annehmen kann. Beim Verlauf der Pionenausbeute, wie sie z.B. in Abb. 4.17 dargestellt ist, wird dann der systematische Fehler sehr groß. Deswegen ist es sinnvoll, die Extrapolation sowohl der totalen unpolarisierten als auch der

totalen polarisierten $n\pi^+$ -Querschnitte mit Hilfe der theoretischen Vorhersagen (z.B., SAID Multipolanalyse) durchzuführen.

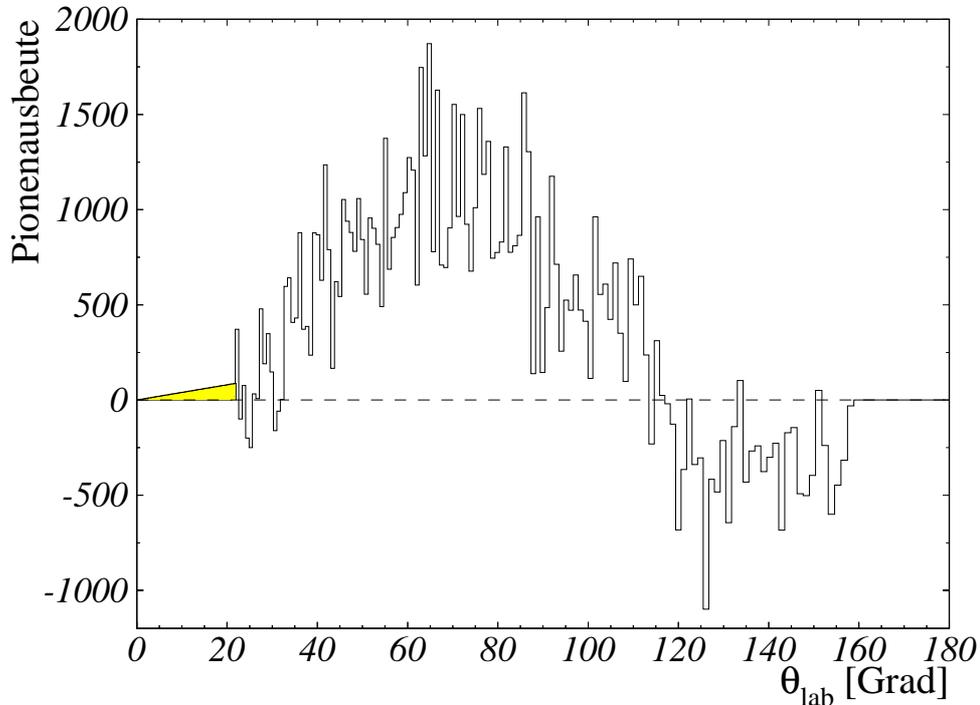


Abbildung 4.17: Pionenausbeute $N_{3/2} - N_{1/2}$. Differenz der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei $E_\gamma = 330$ MeV. Eine lineare Extrapolation zwischen 0 und 21 Grad (für den Wert $N_\pi(\theta_{grenz})$ wurden 4 Kanäle zusammengefaßt) bringt eine völlig falsche Abschätzung, denn die Wirkungsquerschnittsdifferenz sollte weiter in den negativen Bereich gehen (siehe z.B. Abb. C.8).

Der systematische Fehler wird als $\sim 20\%$ der Korrektur angenommen. Die totale Wirkungsquerschnittsdifferenz der Photoproduktion geladener Pionen mit (durchgezogene Linie) und ohne (gestrichelte Linie) Extrapolation ist in Abb. 4.18 gezeigt. Man sieht, wie groß der Extrapolationseffekt ist. Die Extrapolation führt zu einer fast konstanten Verschiebung des Querschnitts. Das bedeutet für Energiebereiche, in denen die Querschnitte klein sind (bei der Querschnittsdifferenz könnten diese sogar gleich Null sein), einen großen relativen Fehler.

Im Übergangsbereich zwischen $E_\gamma = 180$ MeV und $E_\gamma = 200$ MeV werden die Pionen nur zum Teil nachgewiesen, da Polarwinkelakzeptanz für Vorwärts- und Rückwärtswinkel fehlt (siehe differentielle Wirkungsquerschnitte unter $E_\gamma = 180$ MeV und $E_\gamma = 190$ MeV). Hier könnte man die Querschnitte ebenso auf fehlende Winkel extrapolieren. Die Extrapolation wird da aber größer, was zu einer erheblichen Vergrößerung des systematischen Fehlers führt. Deswegen werden für diese Energien keine totalen Querschnitte angegeben. Die totalen Wirkungsquer-

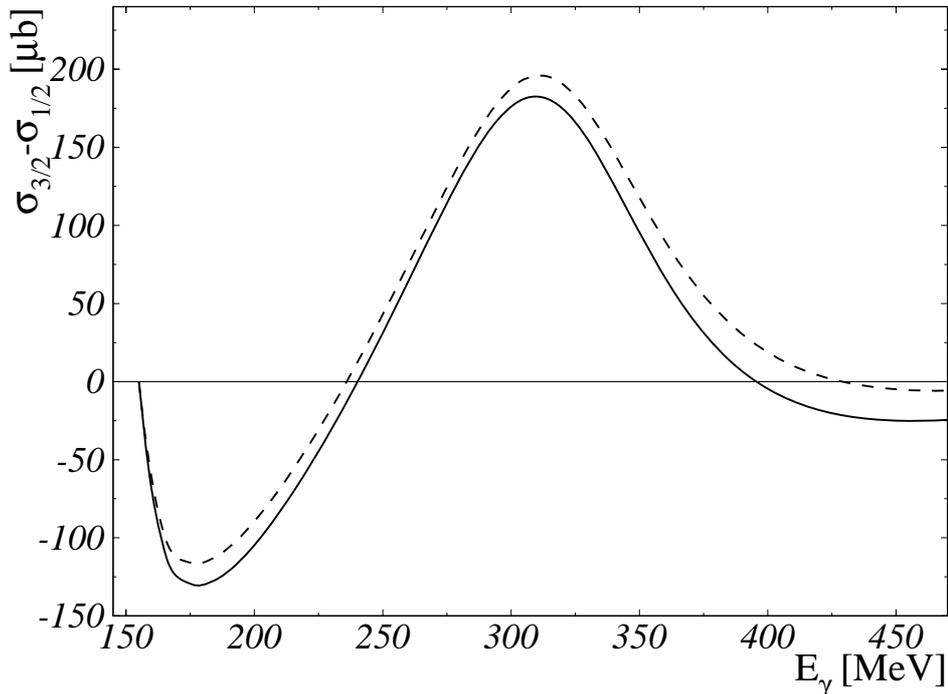


Abbildung 4.18: Differenz der helizitätsabhängigen totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ nach SAID mit (durchgezogene Linie) und ohne (gestrichelte Linie) Extrapolation.

schnitte sind in den Abbildungen C.1 und C.2 gezeigt und in den Tabellen B.1 und B.2 angegeben. Der gesamte systematische Fehler, der neben dem Wirkungsquerschnitt und seinem statistischen Fehler angegeben ist, folgt aus der quadratischen Addition der Fehler, die schon im letzten Abschnitt besprochen wurden, samt dem energieabhängigen Fehler zur Extrapolation.

4.5.3 $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, totale Wirkungsquerschnitte

Analog zu den totalen Wirkungsquerschnitten für die Photoproduktion der geladenen Pionen, treten bei diesem Kanal auch Probleme auf, die mit der fehlenden Akzeptanz zusammenhängen. Auch hier könnten diese damit gelöst werden, daß man auf eine Extrapolation zurückgreift. Diese Lösung ist allerdings schlecht, da für die Bestimmung des $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ -Querschnitts der Nachweis der Protonen verwendet wird, bei dem aufgrund der Reaktionskinematik viele Ereignisse durch den fehlenden Vorwärtswinkelbereich verloren gehen. Außerdem können die Protonen erst ab $E_\gamma \sim 300$ MeV in DAPHNE nachgewiesen werden, da sie sonst nicht genug Energie haben, um den die aktiven Teile des Detektors zu erreichen. Darum kann man die Querschnitte bei kleineren Photonenenergien, mit Hilfe der Protoneninformation alleine nicht bestimmen.

Man muß also versuchen, Information über das zweite Teilchen, das π^0 -Meson, zu gewinnen ([Seitz]). Das neutrale Pion zerfällt nach 10^{-16} s zumeist in zwei Photonen, die man in DAPHNE mit ausreichender Effizienz beobachten kann. Als Photonensignale in DAPHNE werden Ereignisse akzeptiert, die kein Signal in den Drahtkammern und der Lage A haben, deren Spuren also in den Lagen B bis E auftreten. Auf dieser Basis wurde der C3C4-Trigger konstruiert (siehe 3.5.6). Diese Topologie der so-genannten neutralen Spur liefert nicht genug Information, um die Photonen aus einem π^0 -Zerfall leicht von Untergrundereignissen zu unterscheiden. Weitere Analyseschritte sind deshalb notwendig.

Jeder Szintillator von DAPHNE ist mit zwei Photomultipliern ausgerüstet⁹. Diese werden sowohl mit ADC-Modulen, die zur Bestimmung der in dem Szintillator deponierten Energie dienen, als auch mit TDC-Modulen ausgelesen. Hieraus erhält man Information über die Zeit, die zwischen dem Eintritt des Teilchens in den Detektor (x-trigger) und dem Photomultipliersignal vergangen ist. Die Differenz dieser Zeiten aus den Signalen der beiden zusammengehörigen Photomultiplier, ist die Differenz der Laufzeiten des Lichts im Szintillator. Damit erhält man den Ort, an dem das Licht erzeugt wurde¹⁰. Findet man zwei Treffpunkte, so kann man unter der Annahme, es handle sich um die Photonen aus dem π^0 -Zerfall im Target, über den Öffnungswinkel zwischen den Photonen auf kinematische Eigenschaften des Mesons schließen. Der minimale Öffnungswinkel zwischen den Photonen ist der wahrscheinlichste, er ist von der kinetischen Energie des Pions abhängig:

$$\cos \frac{\theta_{\gamma\gamma}^{min}}{2} = \frac{\sqrt{E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2}}{E_{\pi^0}}. \quad (4.12)$$

Diese Einschränkung erlaubt es, Untergrundereignisse zu verwerfen. Leider reichen die Eigenschaften des DAPHNE-Kalorimeters nicht aus, um die Energie der Photonen zu bestimmen. Deswegen wurde die kinetische Energie des Pions mit Hilfe der zwei-Körper-Kinematik abgeschätzt. Hierfür wurde die Energie des einlaufenden Photons verwendet und die hierfür größtmögliche kinetische Energie des Pions bestimmt. Diese erhält man für die Mesonen, die unter $\theta = 0$ emittiert werden. Der zu dieser Pionenenergie gehörige minimale Öffnungswinkel ist der kleinste, der für die gewählte Photonenenergie auftreten kann. Alle Ereignisse mit Öffnungswinkeln, die darunter liegen, werden als Untergrund erkannt (Abb. 4.19).

Diese einfache Bedingung: zwei neutrale Ereignisse und die Analyse des Öffnungswinkels, ermöglicht den Untergrund fast vollständig zu eliminieren.

Die Effizienz der π^0 -Analyse wurde mit der GEANT-Simulation für beide Targets (Wasserstoff und Butanol) bestimmt. Das Ergebnis ist in Abb. 4.20 gezeigt. Da hier keine Spurrekonstruktion und damit keine Vertexrekonstruktion möglich

⁹außer Lage A, die aus Platzgründen nur einen Photomultiplier hat

¹⁰hierfür ist eine Zeit-Ort Eichung nötig; mehr dazu siehe Anhang A.3; die Ortsauflösung beträgt mehrere Zentimeter

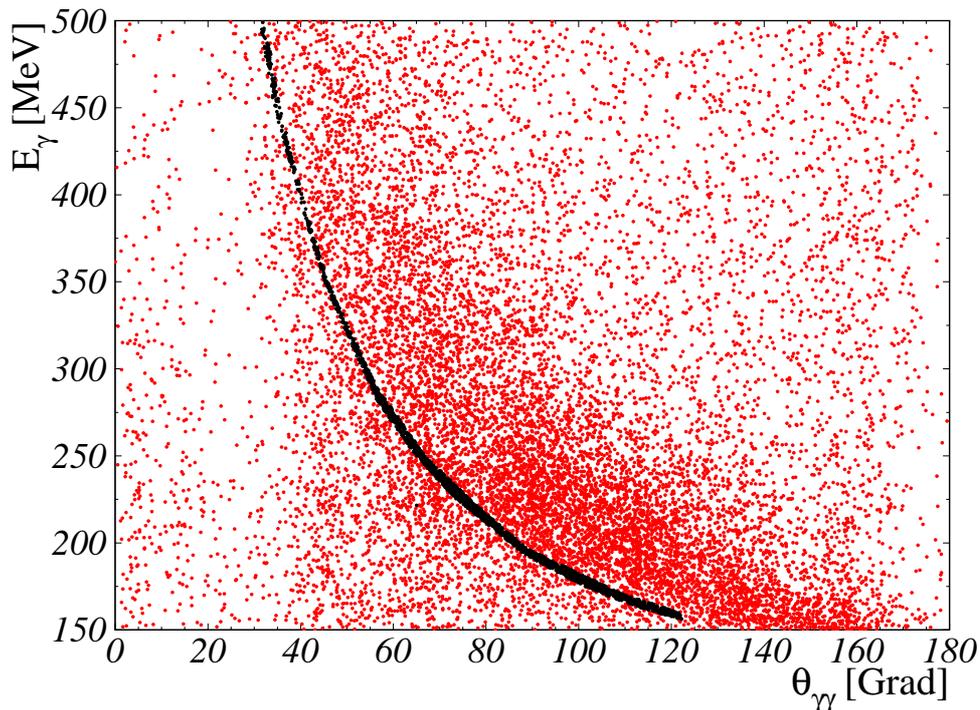


Abbildung 4.19: Energie der einlaufenden Photonen aufgetragen gegen minimalen Öffnungswinkel zwischen zwei π^0 -Zerfallsphotonen. Die Kante entspricht der Energie der Pionen, die unter $\theta = 0$ aus dem Target emittiert wurden. Die Ereignisse unterhalb der Kante wurden als Untergrund verworfen.

ist, sollte die π^0 -Effizienz von der Polarwinkelverteilung der Pionen abhängig sein. Das führt im Falle des Butanoltargets zu einem Problem, da die Pionenausbeute nicht getrennt für die Polarisationszustände $1/2$ und $3/2$ bestimmt werden kann, sondern nur für die Differenz $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$. In Abb. 4.21 sind die Winkelverteilungen zur Photoproduktion der neutralen Pionen für die Zustände $1/2$ und $3/2$ bei $E_\gamma = 350$ MeV, genommen aus der SAID-Multipolanalyse, dargestellt. Die DAPHNE-Bleilage, in der die meisten Photonen konvertiert werden, hat keine konstante Dicke, diese nimmt nach vorne und hinten ab. Daraus folgt eine fast konstante Materialdicke für alle Polarwinkel. Dies hat wiederum eine fast konstante Effizienz des π^0 -Nachweises für unterschiedliche Anfangswinkelverteilungen der Photonen zur Folge. Abb. 4.22 zeigt eine mit der GEANT-Simulation ermittelte Effizienz der π^0 -Analyse für $\sigma_{3/2}$ - und $\sigma_{1/2}$ - Anfangsverteilungen als Funktion der Energie der einlaufenden Photonen. Die Differenz zwischen den Kurven zeigt die Größe des systematischen Fehlers, der als gestricheltes Band angedeutet ist.

Wegen der unterschiedlichen Effizienz für den Nachweis eines Protons oder eines π^0 -Mesons (letztere ist um einen Faktor 4 kleiner) wird die Analyse zur Bestimmung des totalen Querschnitts des $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ -Kanals folgendermaßen durch-

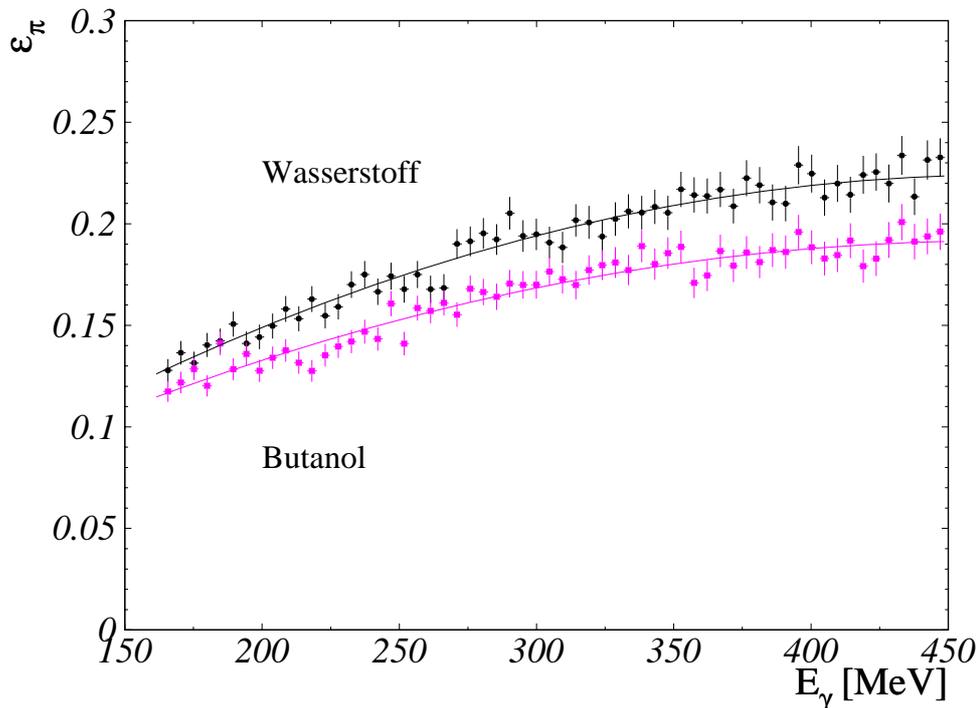


Abbildung 4.20: Effizienz des π^0 -Nachweises in DAPHNE als Funktion der Photonenenergie. Für das Wasserstoff- und das Butanoltarget sind die Effizienzen durch unterschiedliche Targetbelegung auch leicht unterschiedlich.

geführt:

1. Zuerst wird nach einer geladenen Spur gesucht, die anschließend als ein Proton identifiziert werden muß.
2. Erfüllt die Spur die Akzeptanzbedingungen nicht, wird nach einem π^0 -Signal verlangt.
3. Fehlt in dem Ereignis eine geladene Spur, so sucht und analysiert man direkt ein π^0 -Signal.

Es ist bemerkenswert, daß DAPHNE für diese Art der π^0 -Analyse 4π -Raumwinkelakzeptanz hat. Das 2-dimensionale Spektrum 4.23 zeigt die π^0 -Effizienz als Funktion von E_γ und $\theta_{\pi^0}^{lab}$. Die Effizienz ist für alle Pionenwinkel größer Null. Die Struktur im Spektrum kommt dadurch zustande, daß die π^0 -Effizienz nur für die Ereignisse ermittelt wurde, die keine Protonen haben.

Im Gegensatz zu geladenen Pionen, werden die Protonen im gesamten hier auftretenden Energiebereich in DAPHNE gestoppt. Damit kann die kinetische Energie des Protons immer bestimmt werden und man kann die invariante Masse

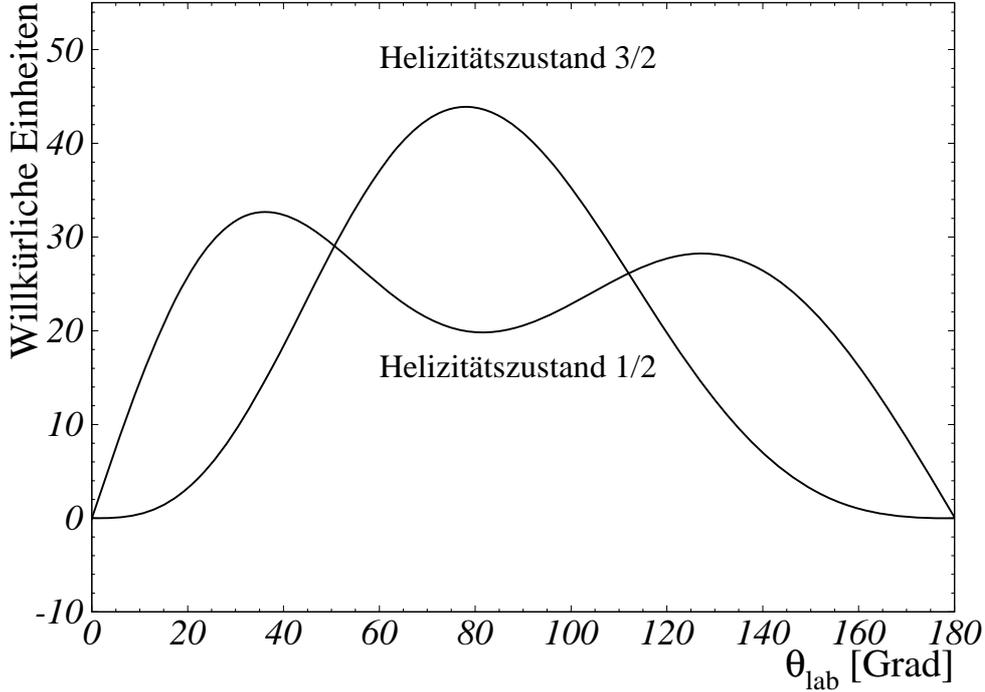


Abbildung 4.21: Anfangswinkelverteilungen neutraler Pionen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ für die Polarisationszustände 3/2 und 1/2 bei $E_\gamma = 350$ MeV.

des Pions m_{π^0} bestimmen, als

$$m_{\pi^0}^2 = (E_{\pi^0}^{\text{tot}})^2 - (\vec{p}_{\pi^0})^2 \quad (4.13)$$

also der Differenz der Quadrate der totalen Energie des Pions $E_{\pi^0}^{\text{tot}}$ und des Pionenimpulses \vec{p}_{π^0} . Anhand der Zwei-Körper-Kinematik läßt sich dies als Funktion der kinetischen Energie E_p , des Polarwinkels θ , der Protonmasse M und der Energie des einlaufenden Photons E_γ schreiben:

$$(m_{\pi^0}^x)^2 = (E_{\pi^0}^{\text{tot}})^2 - (\vec{p}_{\pi^0})^2 = 2[-ME_p + E_\gamma(-E_p + p \cos \theta)] \quad (4.14)$$

Ereignisse mit einer invarianten Masse größer als 200 MeV werden verworfen. Damit trennt man Protonen, die aus der Einpion- und aus der Doppelpionproduktion stammen. Die kinematischen Schnitte auf die invariante Masse und auf die fehlende Energie sind in Abb. 4.24 dargestellt. Die durch die Schnitte beeinflusste Effizienz wird mit der GEANT-Simulation ermittelt.

Damit besteht der totale Querschnitt aus zwei statistisch unabhängigen Teilen, die mit der Protonen- und der Pionenanalyse ermittelt werden. Abb. 4.25 zeigt den Pionenanteil des Querschnitts, der an der Reaktionsschwelle beginnt und den Protonenanteil, der erst ab $E_\gamma \sim 300$ MeV auftritt.

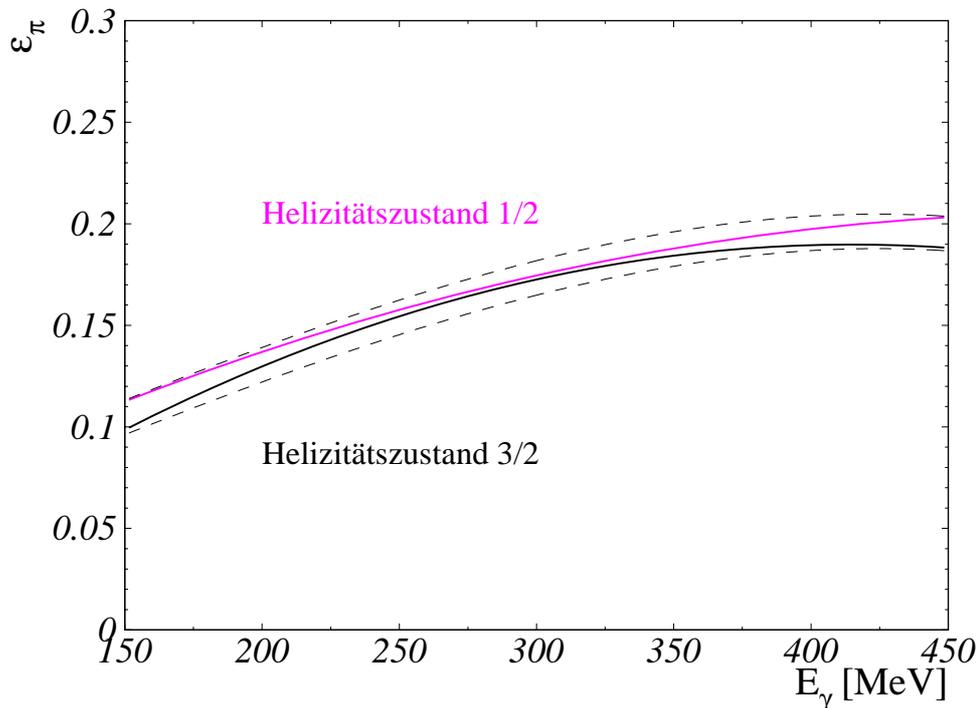


Abbildung 4.22: Mit der Simulation ermittelte Effizienz des π^0 -Nachweises in DAPHNE für die Polarisationszustände 3/2 (schwarze Linie) und 1/2 (graue Linie) als Funktion der Photonenenergie. Das Band entspricht dem systematischen Fehler des Verfahrens.

Der Pionenanteil enthält allerdings noch Pionen, die aus der Doppelpionproduktion stammen. Da die Energie des Pions nicht bestimmt werden kann, gibt es keine Möglichkeit, die aus der Doppelpionproduktion stammenden Ereignisse direkt zu eliminieren. Für eine indirekte Subtraktion wurden die mit der π^0 -Effizienz gewichteten Wirkungsquerschnitte der zwei in Frage kommenden Kanäle¹¹ ausgerechnet und vom totalen Querschnitt abgezogen. Die Korrektur ist bis $E_\gamma \sim 480$ MeV relativ klein. Der totale Querschnitt wurden daher auch nur bis 480 MeV bestimmt. Der durch die Korrektur auftretende systematische Fehler bleibt kleiner 0.8%.

So konnte der totale Querschnitt ohne Extrapolation bestimmt werden. Der gesamte statistische Fehler wird wegen der um den Faktor 4 kleineren Effizienz durch den π^0 -Anteil dominiert. Der systematische Fehler setzt sich, wie im Falle der geladenen Pionproduktion, aus den Fehlern der Strahl- und Targetpolarisation, dem Fehler der Photonenflußbestimmung und einem gemeinsamen Fehler aus den Unsicherheiten in der Protonenidentifikation und dem π^0 -Nachweis (4%) zusammen. Daraus resultieren durch quadratische Addition für das Wasserstoff-

¹¹Die Doppelpion-Daten für $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ wurden mir freundlicherweise von H.Holvoet ([Holv]) zur Verfügung gestellt

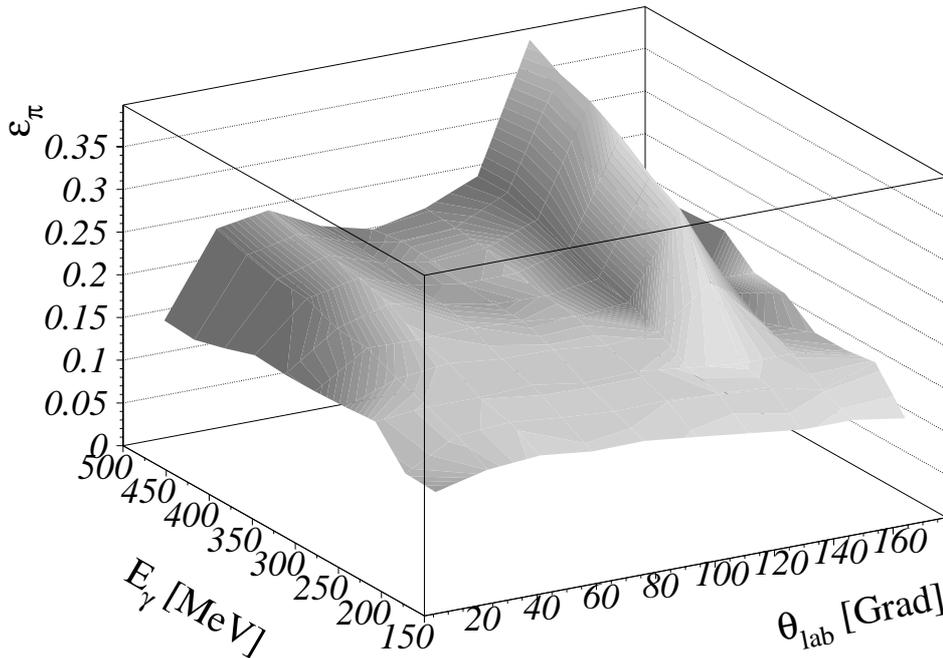


Abbildung 4.23: π^0 -Nachweis-Effizienz für die Ereignisse, die keine Protonen haben, als Funktion der Energie des einlaufenden Photons und des π^0 -Laborwinkels. Die Effizienz ist immer > 0 , also ist bei diesem Nachweis der neutralen Pionen keine Extrapolation wie im Falle von $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ nötig.

Target 5% und für das Butanol-Target 6%.

In Abb. C.3 und C.4 und in den Tabellen B.3 und B.4 sind die totalen Wirkungsquerschnitte der Einpion-Photoproduktion gegeben.

4.5.4 $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, differentieller Wirkungsquerschnitt

Die Analyse der neutralen Pionen liefert keine gute Aussage zum Pionwinkel. Deshalb konnte für die Bestimmung der differentiellen Querschnitte nur die Protoneninformation verwendet werden. Aus den oben beschriebenen Gründen werden die Protonen aber erst ab $E_\gamma \sim 310$ MeV in DAPHNE nachgewiesen. Andererseits ermöglicht der Schnitt auf die invariante Masse eine zuverlässige Identifizierung des Einpionkanals bis zur maximalen mit der Photonenmarkierungsanlage erreichbaren Energie.

Wir können somit die differentiellen Querschnitte für Photonenenergien ab 310 MeV bis zu 780 MeV bestimmen. Die Ergebnisse sind in Abb. C.9 bis C.14 dargestellt und in den Tabellen B.7 und B.8 zusammengestellt. Der systematische Fehler beträgt analog zur Produktion der geladenen Pionen für das unpolarisierte Target 3.2% und für das polarisierte Target 4.7%.

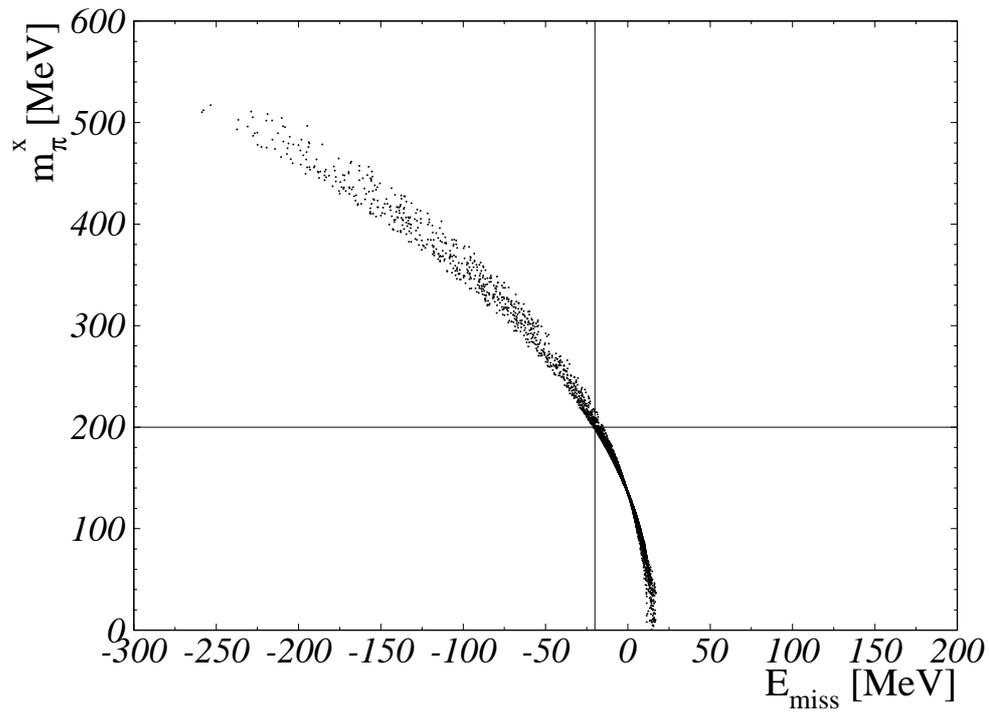


Abbildung 4.24: Invariante Masse des neutralen Pions gegen fehlende Energie für den Nachweis des Rückstoß-Protons aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Die Schnitte (durchgezogene Linien) wurden in der Analyse gesetzt. Ereignisse mit $m_{\pi}^x > 200$ MeV oder $|E_{\text{miss}}| > 25$ MeV werden verworfen.

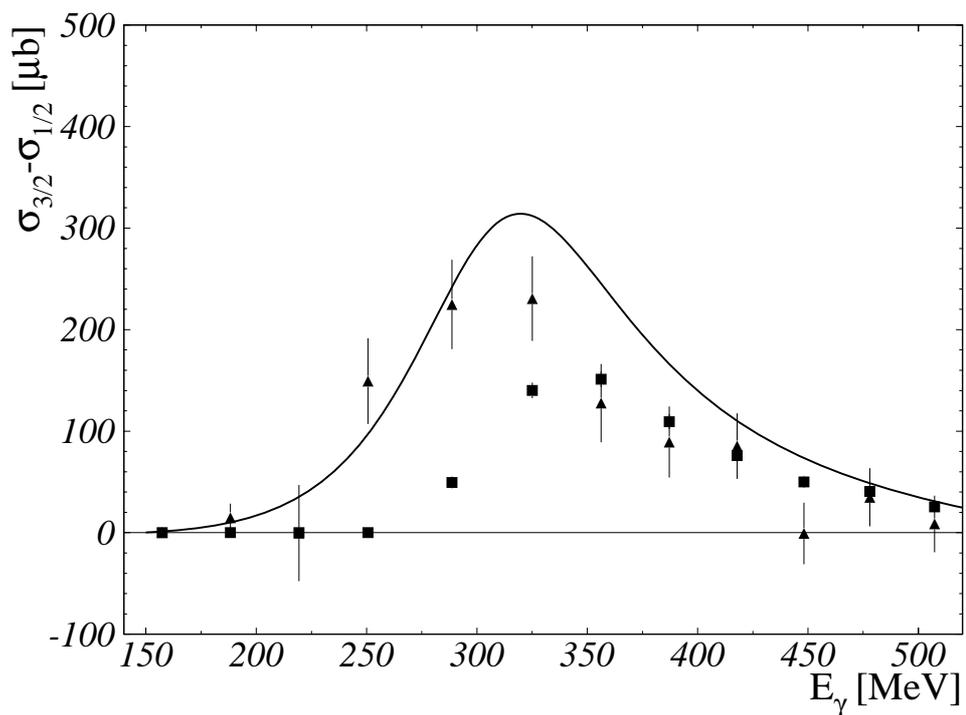


Abbildung 4.25: Der Pionen- (\blacktriangle) und Protonenanteil (\blacksquare) aus der Analyse der totalen Wirkungsquerschnittsdifferenz. Wie man sieht, wird der gesamte Fehler aufgrund der kleinen Effizienz von dem Pionenanteil dominiert. Die Kurve ist die Vorhersage nach SAID.

Kapitel 5

Interpretation der Daten

Nach der in Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Analyse stehen sowohl differentielle (polarisierte und unpolarisierte) als auch totale Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ zu Verfügung. Allerdings sind die kinematischen Bereiche, in denen die Kanäle bestimmt werden konnten, sehr unterschiedlich. In Tabelle 5.1 sind die einzelnen Reaktionen und die kinematischen Bereiche grob zusammengefaßt.

Reaktion	Observable	E_γ [MeV]	θ_π^* [Grad]
$p(\gamma, \pi^0)p$	σ	(150,480)	-
$p(\gamma, \pi^0)p$	$\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$	(150,480)	-
$p(\gamma, \pi^0)p$	$d\sigma/d\Omega$	(310,780)	(60,120)
$p(\gamma, \pi^0)p$	$(d\sigma/d\Omega)_{3/2} - (d\sigma/d\Omega)_{1/2}$	(310,780)	(60,120)
$p(\gamma, \pi^+)n$	σ	(200,450)	-
$p(\gamma, \pi^+)n$	$\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$	(200,450)	-
$p(\gamma, \pi^+)n$	$d\sigma/d\Omega$	(180,450)	(25,155)
$p(\gamma, \pi^+)n$	$(d\sigma/d\Omega)_{3/2} - (d\sigma/d\Omega)_{1/2}$	(180,450)	(25,155)

Tabelle 5.1: Daten, die nach der in dieser Arbeit durchgeführten Analyse zur Verfügung stehen und die kinematischen Bereiche, für die sie bestimmt werden konnten.

Wie man sieht, überdecken die π^+ -Daten einen größeren Winkelbereich als die für π^0 -Mesonen, sie konnten aber nur für Photonenenergien zwischen 200 MeV und 450 MeV bestimmt werden. Die π^0 -Querschnitte wurden dagegen in einem größeren Energiebereich analysiert, decken aber nur Polarwinkel zwischen 60° und 120° ab.

Die Daten wurden für beide Kanäle im Bereich der $\Delta(1232)$ - Resonanz aufgenommen. Die Abhängigkeit der Reaktionen von der Polarisation gibt Einsicht in die Eigenschaften der Resonanz. Manche Polarisationsobservable bieten so die

Möglichkeit das Verhältnis $E2/M1$, EMR , zu bestimmen. Dies ist beispielsweise der Fall für die Strahlasymmetrie Σ und den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Einfach- π^0 -Produktion. Dieser Weg wird in den Doktorarbeiten von H.-P. Krahn [Krahn] und R. Leukel [Leukel] im Detail beschrieben. Die beim GDH-Experiment gemessenen helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte zeigen auch eine EMR -Empfindlichkeit, erlauben aber wegen der großen Beimischung nichtresonanter Multipole keine direkte Bestimmung der resonanten Amplituden oder der EMR selbst. Es wurde versucht, die gemessenen Wirkungsquerschnitte einer Multipolanalyse zu unterziehen, um aufgrund der besprochenen Empfindlichkeiten sowohl resonante als auch nichtresonante Amplituden bestimmen zu können. Dies wird im ersten Teil dieses Abschnitts diskutiert.

Die polarisierten und unpolarisierten Daten der $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ Reaktion wurden bis $E_\gamma \sim 800$ MeV bestimmt. In diesem Energiebereich befinden sich mehrere Resonanzen, die weit weniger gut untersucht sind als die $\Delta(1232)$ -Resonanz. Wie im Abschnitt 2.3 diskutiert wurde, zeigen die helizitätsabhängigen Daten hohe Empfindlichkeit auf die $D_{13}(1520)$ -Resonanz, die sogar eine Änderung des Vorzeichens von Observablen bewirken kann. Es wurde daher die Möglichkeit untersucht, Parameter der $D_{13}(1520)$ -Resonanz zu bestimmen.

5.1 Multipolanalyse – allgemein

Das Ziel einer Multipolanalyse ist die Bestimmung von Strukturfunktionen auf der Basis einer Anpassung von Multipolamplituden an experimentelle Daten. Hierzu benötigt man eine möglichst breite und zuverlässige Datenbasis. Da es aber weltweit noch nicht genug Daten gibt, um diese Aufgabe allgemein zu lösen¹, werden in einer Multipolanalyse verschiedene Einschränkungen² gemacht, um die Analyse bei bestimmten Energien oder in bestimmten Bereichen der gemessenen Daten durchführen zu können. Typische solche Einschränkungen sind die Annahme von nicht resonanten („Untergrund-“) und resonanten Reaktionen, die jeweils typische Energieverläufe haben.

Wohl das allgemeinste dieser Verfahren ist die GWU-Multipolanalyse [SAID]³. Diese versucht, aus den weltweit zur Verfügung stehenden Daten eine breite Datenbasis zu schaffen, die dann für die Analyse verwendet wird. Dabei tritt die Schwierigkeit auf, Messungen mit verschiedenen Methoden und aus verschiedenen Zeiten miteinander in Einklang zu bringen. Das kann zu einer Unübersichtlichkeit und zu einer Unempfindlichkeit der Lösungen gegenüber neu hinzukommenden Daten führen. Mit der jetzt vorhandenen Datenbasis liefert die GWU-Analyse „gute Übereinstimmung“ mit den Daten.

¹wie im Abschnitt 2.1 diskutiert wurde, benötigt man Messungen von 9 Polarisationsobservablen

²constraints (engl.)

³GWU: George Washington University, früher VPI: Virginia Polytechnic Institute.

Die im Institut für Kernphysik entwickelte HDT-Multipolanalyse [HDT] hat nur im Energiebereich der ersten Δ -Resonanz Gültigkeit (bis $E_\gamma = 500$ MeV). Sie basiert auf Dispersionsrelationen, verwendet für die mit nur wenigen freien Parametern durchgeführte Anpassung ausgewählte neuere Daten (zumeist die am MAMI gemessenen polarisierten und unpolarisierten Wirkungsquerschnitte) und besitzt in diesem beschränkten Energiebereich hohe, allerdings natürlich auf diese Datenbasis bezogene, Aussagekraft.

Eine dritte Variante ist der Vergleich der experimentellen Daten mit einer theoretischen Vorhersage mit offenen Parametern, hier einem UIM (Unitary Iso-bar Model)-Model [MAID]. Kopplungskonstanten werden als Parameter zur Anpassung an Daten verwendet. So wie es erstellt wurde, hat es Gültigkeit bis $E_\gamma \sim 1.5$ GeV.

In Rahmen dieser Arbeit wurde eine andere Analyse verwendet, die eine Weiterentwicklung des von H.-P. Krahn [Krahn] eingeschlagenen Weges ist. Als Neuerung wurde statt eines energieunabhängigen ein energieabhängiger Fit an die Daten durchgeführt. Der Unterschied liegt in dem Anpassungsverfahren. Im Falle eines energieunabhängigen Fits werden die Daten für jede Photonenenergie angepaßt. Als Energieverlauf erhält man dann voneinander unabhängige Verteilungen der Multipole, die stark gegeneinander schwanken können. Dies tritt besonders deutlich bei kleinen Amplituden auf. Eine energieabhängige Anpassung beginnt dagegen mit gewissen Annahmen zu den Energieverläufen. Im Bereich der Δ -Resonanz zeigen zwei Amplituden Resonanzstruktur, $E_{1+}^{3/2}$ und $M_{1+}^{3/2}$. Für die übrigen Amplituden wird angenommen, daß sie langsam veränderliche Funktionen der Energie sind. Für die Energieabhängigkeit der beiden resonanten Amplituden wurden verschiedene Funktionen ausprobiert: die von O.Hanstein [HDT] und die im UIM [MAID] verwendete. Im nächsten Abschnitt wird das Verfahren genau beschrieben.

5.2 Methode zur Multipolanalyse

Die zu Grunde liegende Idee des verwendeten Verfahrens ist, daß die CGLN-Amplituden [Chew] in Bornscher Näherung einerseits analytisch exakt berechnet werden können und daß sie sich andererseits als eine Summe von Multipolamplituden mit entsprechenden Ableitungen der Legendre-Polynome als Koeffizienten darstellen lassen. Das heißt, bei einer Beschränkung der Photonenenergie bis ~ 450 MeV reicht es aus, nur die nichtbornschen Amplituden mit Bahndrehimpuls 1 und 2 (S- und P-Wellen) zu berücksichtigen, um die Observablen in diesem Energiebereich zu beschreiben. Für höhere Partialwellen werden die CGLN-Amplituden mit Bornschen Termen vervollständigt.

In S- und P-Wellen-Näherung gibt es für jeden physikalischen Kanal 4 Multipole:

E_{0+} , E_{1+} , M_{1+} und M_{1-} .

Jeder physikalische Multipol kann nach (2.6) in Isospin-Multipole zerlegt werden. Unsere Daten enthalten beide Reaktionen zur Pionproduktion am Proton. Damit haben wir für jeden Kanal 8 Isospin-Multipole:

$E_{0+}^{1/2}$, $E_{0+}^{3/2}$, $E_{1+}^{1/2}$, $E_{1+}^{3/2}$, $M_{1+}^{1/2}$, $M_{1+}^{3/2}$, $M_{1-}^{1/2}$ und $M_{1-}^{3/2}$.

Die Unitarisierung der Multipolzerlegung wird dadurch erreicht, daß zu einer Verknüpfung der realen und imaginären Anteile der Amplituden, das Fermi-Watson-Theorem ([Watson]) verwendet wird. Analytisch können dann folgende Relationen geschrieben werden:

$$\begin{aligned}
 E_{0+}^{1/2} &= |E_{0+}^{1/2}| e^{i\delta_{S11}} \\
 E_{0+}^{3/2} &= -|E_{0+}^{3/2}| e^{i\delta_{S31}} \\
 E_{1+}^{1/2} &= |E_{1+}^{1/2}| e^{i\delta_{P13}} \\
 E_{1+}^{3/2} &= -|E_{1+}^{3/2}| e^{i\delta_{P33}} \\
 M_{1+}^{1/2} &= -|M_{1+}^{1/2}| e^{i\delta_{P13}} \\
 M_{1+}^{3/2} &= |M_{1+}^{3/2}| e^{i\delta_{P33}} \\
 M_{1-}^{1/2} &= |M_{1-}^{1/2}| e^{i\delta_{P11}} \\
 M_{1-}^{3/2} &= -|M_{1-}^{3/2}| e^{i\delta_{P31}},
 \end{aligned}$$

wobei die Pionstreuphasen δ aus der SAID-Datenbasis entnommen wurden⁴. Damit reduziert sich die Anzahl von Werten, die bestimmt werden müssen, auf 8 reelle Zahlen pro Energiebin.

Führt man den Fit für einzelne Photonenenergien E_γ^{fix} separat durch (energieunabhängiger Fit), werden der reale Anteil, der imaginäre Anteil oder der absolute Wert der Multipole als Fitparameter verwendet. Die CGLN-Amplituden werden zuerst für die aktuelle Fit-Energie und für die den Daten (differentiellen Wirkungsquerschnitten) entsprechenden Winkel in Bornscher Näherung numerisch ($F_1^B, F_2^B, F_3^B, F_4^B$) berechnet. Dann werden die Bornschen S- und P-Wellen-Anteile subtrahiert und die parametrisierten Anteile addiert:

$$F_1 = F_1^B - (E_{0+} + (M_{1+} + E_{1+})3 \cos(\theta)) + (E_{0+}^{fit} + (M_{1+}^{fit} + E_{1+}^{fit})3 \cos(\theta))$$

⁴die Phasen lassen sich aus existierenden Pion-Nukleon Daten ermitteln

$$\begin{aligned}
F_2 &= F_2^B - (2M_{1+} + M_{1-}) + (2M_{1+}^{fit} + M_{1-}^{fit}) \\
F_3 &= F_3^B - 3(E_{1+} - M_{1+}) + 3(E_{1+}^{fit} - M_{1+}^{fit}) \\
F_4 &= F_4^B
\end{aligned}$$

Hier wird die physikalische Darstellung von Fitparametern (Amplituden) verwendet. Die Anfangsparameter in Isospin-Darstellung werden nach (2.6) in die Darstellung für den physikalischen Kanal umgerechnet.

Mit Hilfe der CGLN-Amplituden kann jede Polarisationsobservable ausgerechnet werden. Je nach Datensatz, der für den Fit verwendet wird, berechnet man anhand der Amplituden zu jedem $(E_\gamma^{fix}, \theta_i)$ -Paar entsprechende Observable Obs und setzt diese in eine χ^2 -Beziehung ein:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{Data(E_\gamma^{fix}, \theta_i) - Obs(E_\gamma^{fix}, \theta_i)}{\delta(Data(E_\gamma^{fix}, \theta_i))} \right)^2, \quad (5.1)$$

wobei $\delta(Data)$ der Fehler⁵ des gemessenen Datenpunkts ist. χ^2 wird dann mit Hilfe des MINUIT-Pakets bei gleichzeitiger Anpassung aller 8 Parameter minimiert. So ermittelt man für jede Energie E_γ^{fix} die günstigsten Werte der 8 Multipolamplituden, und der Energieverlauf der Multipole folgt aus dem Ergebnis für die einzelnen Energiepunkte.

So wurde die Multipolanalyse in den Doktorarbeiten von H.-P.Krahn [Krahn] und R. Leukel [Leukel] durchgeführt, wobei als freie Parameter die absoluten Werte der Multipolamplituden verwendet wurden.

Die in dieser Arbeit vorgestellte Multipolanalyse stellt eine Erweiterung dieses Verfahrens dar.

5.3 Energieabhängiger Fit

In dieser Arbeit wird vom energieunabhängigen zum energieabhängigen Fit übergegangen. Wir gehen davon aus, daß im Bereich der Photonenenergien zwischen 200 und 450 MeV die Multipolamplituden, die kein Resonanzverhalten besitzen (Untergrundmultipole), keine starke Energieabhängigkeit zeigen. Dazu gehören 6 von 8 S- und P-Wellen Amplituden:

$$E_{0+}^{1/2}, E_{0+}^{3/2}, E_{1+}^{1/2}, M_{1+}^{1/2}, M_{1-}^{1/2} \text{ und } M_{1-}^{3/2}.$$

Die realen Anteile der Amplituden werden als Polynome zweiten Grades parametrisiert:

$$Re M_{l\pm} = a_0 + a_1 x + a_2 x^2, \quad (5.2)$$

⁵statistischer und systematischer Fehler quadratisch addiert

wobei die a_i als Fitparameter verwendet werden. Um das Schwellenverhalten der Multipole richtig darzustellen, wurden zwei Maßnahmen getroffen:

1. als Laufvariable der Polynome x wurde das Verhältnis (k_π^{cm}/m_{π^+}) benutzt, wobei k_π^{cm} der CM-Impuls des Pions und m_{π^+} die Pionmasse sind;
2. das Polynom wurde mit einem Faktor $(k_\pi^{cm}/m_{\pi^+})^l$ multipliziert, l : der Multipolarität der Amplituden

Damit wird die Parametrisierung der nichtresonanten Amplituden:

$$Re M_{l\pm} = \left(\frac{k_\pi^{cm}}{m_{\pi^+}} \right)^l \cdot \left[a_0 + a_1 \left(\frac{k_\pi^{cm}}{m_{\pi^+}} \right) + a_2 \left(\frac{k_\pi^{cm}}{m_{\pi^+}} \right)^2 \right] \quad (5.3)$$

Die resonanten Multipole $E_{1+}^{3/2}$ und $M_{1+}^{3/2}$ haben komplizierte Energieabhängigkeiten und können deswegen nicht durch Polynome zweiten Grades parametrisiert werden. Daher werden sie in zwei Teile zerlegt. Es wird angenommen, daß die resonanten Amplituden auch einen nichtresonanten Anteil $M_{l\pm}^B$ enthalten:

$$M_{l\pm} = M_{l\pm}^B + M_{l\pm}^R \quad (5.4)$$

Die Born-Anteile werden wiederum nach (5.3) parametrisiert. Das Resonanzverhalten wird durch eine Parametrisierung unter Einbeziehung der Eigenschaften der Δ -Resonanz berücksichtigt. Zwei Varianten wurden ausprobiert:

1. einfache Breit-Wigner Parametrisierung nach [HDT]
2. Parametrisierung nach [MAID], die eine reine Resonanz (wieder in Breit-Wigner Form) mit einer Vertex- Korrektur darstellt. Die Korrektur berücksichtigt eine Interferenz der Resonanz mit dem nicht resonanten Untergrund.

Die Breit-Wigner Parametrisierung läßt sich als CM-energieabhängige (W) Funktion von Resonanzmasse M_R , Resonanzbreite Γ_R und dem Wert und der Phase des Resonanzresiduums darstellen:

$$M_{l\pm}^R(W) = \frac{r\Gamma_R e^{i\phi}}{M_R - W - i\Gamma_R/2} \quad (5.5)$$

Die MAID-Resonanz-Parametrisierung setzt auch ein Breit-Wigner Energieverhalten der Amplituden voraus:

$$M_{l\pm}^R(W) = \overline{M}_{l\pm}^R f_{\gamma N}(W) \frac{\Gamma_{tot} W_R e^{i\phi}}{M_R^2 - W^2 - iM_R \Gamma_{tot}} f_{\pi N}(W) C_{\pi N}, \quad (5.6)$$

wobei $f_{\pi N}(W)$ der Breit-Wigner-Faktor ist. Dieser beschreibt den Zerfall einer N^* -Resonanz mit totaler Breite Γ_{tot} , mit partieller πN -Breite $\Gamma_{\pi N}$ und mit dem Spin j ,

$$f_{\pi N}(W) = \left[\frac{1}{(2j+1)\pi} \frac{k_W}{|q|} \frac{m_N}{W} \frac{\Gamma_{\pi N}}{\Gamma_{tot}^2} \right]^{1/2}, \quad k_W = \frac{W^2 - m_N^2}{2W}. \quad (5.7)$$

Der Faktor $C_{\pi N}$ wird als $\sqrt{3/2}$ für den Isospin $3/2$ und als $-1/\sqrt{3}$ für den Isospin $1/2$ wie in [MAID] definiert. Nach [Walk] und [Blom] ist die Energieabhängigkeit der partiellen Breite

$$\Gamma_{\pi N} = \beta_\pi \Gamma_R \left(\frac{|q|}{q_R} \right)^{2l+1} \left(\frac{X^2 + q_R^2}{X^2 + \mathbf{q}^2} \right)^l \frac{W_R}{W}, \quad (5.8)$$

wobei X ein auf 500 MeV gesetzter Dämpfungsparameter ist. Γ_R und q_R sind die totale Breite und der CM-Pionenimpuls in der Resonanzposition ($W = W_R$); β_π ist das Einpion Verzweigungsverhältnis⁶.

Die totale Breite Γ_{tot} setzt sich aus $\Gamma_{\pi N}$ und einer ‘inelastischen’ Breite Γ_{in} zusammen.

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_{\pi N} + \Gamma_{in} \quad (5.9)$$

Für die höheren Resonanzen, bei denen die MAID-Parametrisierung auch angewendet werden kann, führt die Dominanz des Doppelpionzerfalls zur Energieabhängigkeit von Γ_{in} :

$$\Gamma_{in} = (1 - \beta_\pi) \Gamma_R \left(\frac{q_{2\pi}}{q_0} \right)^{2l+4} \left(\frac{X^2 + q_0^2}{X^2 + q_{2\pi}^2} \right)^{l+2}, \quad (5.10)$$

wobei $q_{2\pi}$ der Impuls des (2π) -Systems mit der Masse 2π ist und $q_0 = q_{2\pi}$ für den Fall $W = W_R$ gilt. Für die Photonenenergien bis 450 MeV vernachlässigen wir den Zerfall der Δ -Resonanz in zwei Pionen ($\beta_\pi = 1$). Darüberhinaus

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_{\pi N}. \quad (5.11)$$

Die Energieabhängigkeit des γNN^* -Vertex läßt sich über die Funktion $f_{\gamma N}(W)$ zu

$$f_{\gamma N} = \left(\frac{k_W}{k_R} \right)^n \left(\frac{X^2 + k_R^2}{X^2 + k_W^2} \right) \quad (5.12)$$

parametrisieren. $n = 2$ steht für die magnetische $M_{1+}^{3/2}$ - und $n = 1$ für die elektrische $E_{1+}^{3/2}$ -Amplitude. Im Resonanzpunkt $W = W_R$ wird dann $k_R = k_W$, wobei k_W der CM-Impuls des Photons ist.

⁶single-pion Branching ratio (engl.)

Die Phase ϕ spielt in beiden Parametrisierungen eine wichtige Rolle. Sie hilft eine gemeinsame Phase der kompletten Multipolamplitude (resonanter plus nicht-resonanter Anteil) so anzupassen, daß die Amplitude über das Watson-Theorem unitarisiert werden kann. Für die HDT-Parametrisierung wurde die Phase als energieunabhängiger Faktor angesetzt, sie kann als freier Parameter betrachtet werden. Im Falle der MAID-Parametrisierung ist die Phase eine Funktion der Energie. Die Energieabhängigkeit wurde wie in [MAID] für die elektrische E und die magnetische M Amplitude als:

$$\begin{aligned}\phi_M &= 22.130x - 3.769x^2 + 0.184x^3, \\ \phi_E &= 83.336x - 28.457x^2 + 3.356x^3 - 0.122x^4\end{aligned}$$

angenommen, wobei $x = (W - m_\pi - m_N)/(100 \text{ MeV})$.

Um die Berechnungsprobleme bei einem Durchgang der Pionstreuphase durch Null⁷ zu vermeiden, werden statt der realen die imaginären Anteile $ImM_{l\pm}^B$ der Resonanzmultipole angepaßt.

Manche Resonanzparameter können frei gewählt und zusammen mit dem Parameter a_i angepaßt werden.

Einer der wichtigsten Punkte der Multipolanalyse ist die Auswahl von Daten, die für eine Anpassung verwendet werden. Eine zu große Datenmenge macht den Fit unempfindlich auf neu hinzukommende Daten⁸. Eine zu kleine Datenbasis reicht nicht, um einen stabilen Multipolfit zu erreichen. Die verwendeten Datensätze und die entsprechenden kinematischen Bereiche sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

Reaktion	Observable	E_γ [MeV]	θ [Grad]	Datensatz
$p(\gamma, \pi^0)p$	$d\sigma/d\Omega$	(210,450)	(0,180)	[Leukel]
$p(\gamma, \pi^0)p$	Σ	(210,430)	(0,180)	[Leukel]
$p(\gamma, \pi^0)p$	T	(270,440)	(70,120)	[Bock]
$p(\gamma, \pi^0)p$	T	(280,450)	(70,120)	[Bely]
$p(\gamma, \pi^0)p$	$(d\sigma/d\Omega)_{3/2} - (d\sigma/d\Omega)_{1/2}$	(330,450)	(70,120)	diese Arbeit
$p(\gamma, \pi^+)n$	$d\sigma/d\Omega$	(210,450)	(25,155)	diese Arbeit
$p(\gamma, \pi^+)n$	Σ	(270,410)	(15,135)	[Krahn]
$p(\gamma, \pi^+)n$	T	(220,425)	(35,135)	[Dutz]
$p(\gamma, \pi^+)n$	$(d\sigma/d\Omega)_{3/2} - (d\sigma/d\Omega)_{1/2}$	(210,450)	(25,155)	diese Arbeit

Tabelle 5.2: Datenbasis, die für den Fit verwendet wurde.

⁷bei einer Bestimmung des imaginären Anteils der Amplitude aus einem realen Anteil wird in dem Resonanzpunkt mit dem Tangens von 90 Grad multipliziert

⁸abgesehen von speziellen Observablen, die explizit auf eine Multipolamplitude sensitiv sind

Abbildungen D.1 und D.2 zeigen die Ergebnisse der Anpassung für die reine HDT-, und Abbildungen D.3 und D.4 - für die MAID-Parametrisierung. In der Tabelle 5.3 sind die dem minimalen χ^2 entsprechenden und als Fitparameter verwendeten Phasen ϕ und Werte r des Resonanzresiduums gegeben. Die Tabelle 5.4 zeigt die frei gewählten Parameter $\overline{E}_{1+}^{3/2}$, $\overline{M}_{1+}^{3/2}$ für die MAID-Parametrisierung. Als Fehler ist der von dem MINUIT-Programm ausgerechnete Fehler genommen, der eine Korrelation zwischen den frei gewählten Parametern beinhaltet. Diese stimmen gut mit den in [HDT] und [MAID] angegebenen Werten überein. Die Ähnlichkeit des Energieverlaufs der angepaßten Multipolamplituden für die beiden Parametrisierungen zeigt, daß für die Bestimmung der nichtresonanten Anteile der Amplituden, die einfache HDT-Parametrisierung ausreicht, um eine stabile Lösung zu finden.

	fit	HDT
$r_E [10^{-3}/m_\pi]$	1.55 ± 0.07	1.23
$r_M [10^{-3}/m_\pi]$	21.2 ± 0.1	21.16
$\phi_E [^\circ]$	-155 ± 2	-154.7
$\phi_M [^\circ]$	-25.2 ± 0.3	-27.5
red. χ^2	1.14	

Tabelle 5.3: Parameter der Δ -Resonanz aus der HDT-Parametrisierung im Vergleich mit den in [HDT] angegebenen Werten.

	fit	MAID
$\overline{E}_{1+}^{3/2} [10^{-3} GeV^{-1/2}]$	-18 ± 1	-17
$\overline{M}_{1+}^{3/2} [10^{-3} GeV^{-1/2}]$	322 ± 6	323
red. χ^2	1.17	

Tabelle 5.4: Parameter der Δ -Resonanz aus der MAID-Parametrisierung im Vergleich mit den in [MAID] angegebenen Werten.

Die für den Resonanzpunkt ($\delta_{P_{33}} = 90^\circ$) interpolierten Werte für $ImE_{1+}^{3/2}$ und $ImM_{1+}^{3/2}$ können durcheinander dividiert werden, was zu einem Wert für das EMR führt. Im Falle der HDT-Parametrisierung wird das EMR $(-3.10 \pm 0.01)\%$, bei der MAID-Parametrisierung $(-2.74 \pm 0.03)\%$. Aufgrund der um die Δ -Resonanz fast symmetrischen Verteilung der Daten, ist der Fehler im Resonanzpunkt minimal.

Um den EMR-Wert mit Literaturwerten besser vergleichen zu können, wurde die Multipolanalyse mit der MAID-Parametrisierung unter Verwendung der „Benchmark“-Datenbasis ([Bench]) durchgeführt. Das daraus folgende EMR-Verhältnis liegt bei $(-2.29 \pm 0.03)\%$ im Bereich der Werte, die von anderen Multipolanalysen (mit gleicher Datenbasis) ermittelt wurden: $-1.93\% \dots -2.77\%$.

5.4 Untersuchung der $D_{13}(1520)$ -Resonanz

Wie im Kapitel zur Theorie schon diskutiert wurde, können die Daten aus Doppel-polarisationsexperimenten helfen, Eigenschaften der kleineren, oberhalb der Δ -Resonanz liegenden Resonanzen besser zu verstehen. Deshalb wird die Empfindlichkeit der Daten auf die entsprechenden Resonanzen untersucht. Abbildung 2.7 veranschaulicht beispielsweise eine derartige Abhängigkeit. Die in dieser Arbeit dargestellte Analyse liefert im zweiten Resonanzgebiet einen Satz polarisationsabhängiger Daten für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Abb. C.14 zeigt eine deutliche Diskrepanz oberhalb $E_\gamma \sim 700$ MeV zwischen gemessenen Daten und den Vorhersagen der GWU-Multipolanalyse und des UIM.

Im Idealfall sollte man versuchen, die oben beschriebene Multipolanalyse zu höheren Energien fortzusetzen. Es wird dann allerdings nicht mehr ausreichen, die S- und P-Wellen Näherung zu verwenden, da höhere Partialwellen in den Resonanzstrukturen auftreten müssen. Die Einbeziehung der entsprechenden Multipole macht die Multipolanalyse aber sehr komplex, da viel mehr Parameter bestimmt werden müssen.

Es gibt Auswege. Man könnte versuchen, die neuen Daten in eine der existierenden Multipolanalysen, die höhere Partialwellen enthalten, einzufügen. Dies wurde bereits in Zusammenarbeit mit der GWU-Gruppe begonnen.

Eine andere Möglichkeit bietet die UIM-Theorie, die es erlaubt, die Multipolamplituden durch eine Änderung der Kopplungskonstanten zu verändern. Daraus resultierende Polarisationsobservable können dann direkt mit den Daten verglichen werden. Auf diese Weise würde eine mögliche Erklärung für die Abweichung zwischen der differentiellen Wirkungsquerschnittsdifferenz und den theoretischen Vorhersagen im Bereich $700 \text{ MeV} < E_\gamma < 800 \text{ MeV}$ gefunden.

Ein Vergleich zwischen den polarisationsabhängigen Daten, Vorhersagen und dem Sensitivitätsbild 2.7 zeigt, daß die E2 Stärke im $\gamma N \rightarrow D_{13}(1520)$ Übergang möglicherweise überschätzt wird. Die Verminderung der Resonanzkopplung E_{2-} um 30% bringt die polarisierten Wirkungsquerschnitte auf das Niveau der Daten. Allerdings werden durch die Änderung der Stärke des elektrischen Übergangs auch die unpolarisierten Querschnitte beeinflusst. Diese sind aber in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen. Das zeigen nicht nur Daten aus dem GDH-Experiment, sondern auch Daten aus anderen Experimenten, wie z.B. die Wirkungsquerschnitte, die mit dem Detektor TAPS am MAMI ([Leukel]) aufgenommen wurden. Um die Übereinstimmung beizubehalten, müßte die Stärke des magnetischen Übergangs erhöht werden. Vergrößert man die M_{2-} -Kopplung um 30%, wird die durch Änderung der E_{2-} -Kopplung entstandene Diskrepanz ausgeglichen. Die Auswirkung dieser Anpassung auf die unpolarisierten und polarisierten Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 5.1 und 5.2 gezeigt.

Die beschriebene Anpassung wurde mit Hilfe des MAID-Programms gemacht. Die Internet-Version des Programms bietet die Möglichkeit, die verschiedenen Polarisationsobservablen für geänderte Parameter auszurechnen. Mit dem kom-

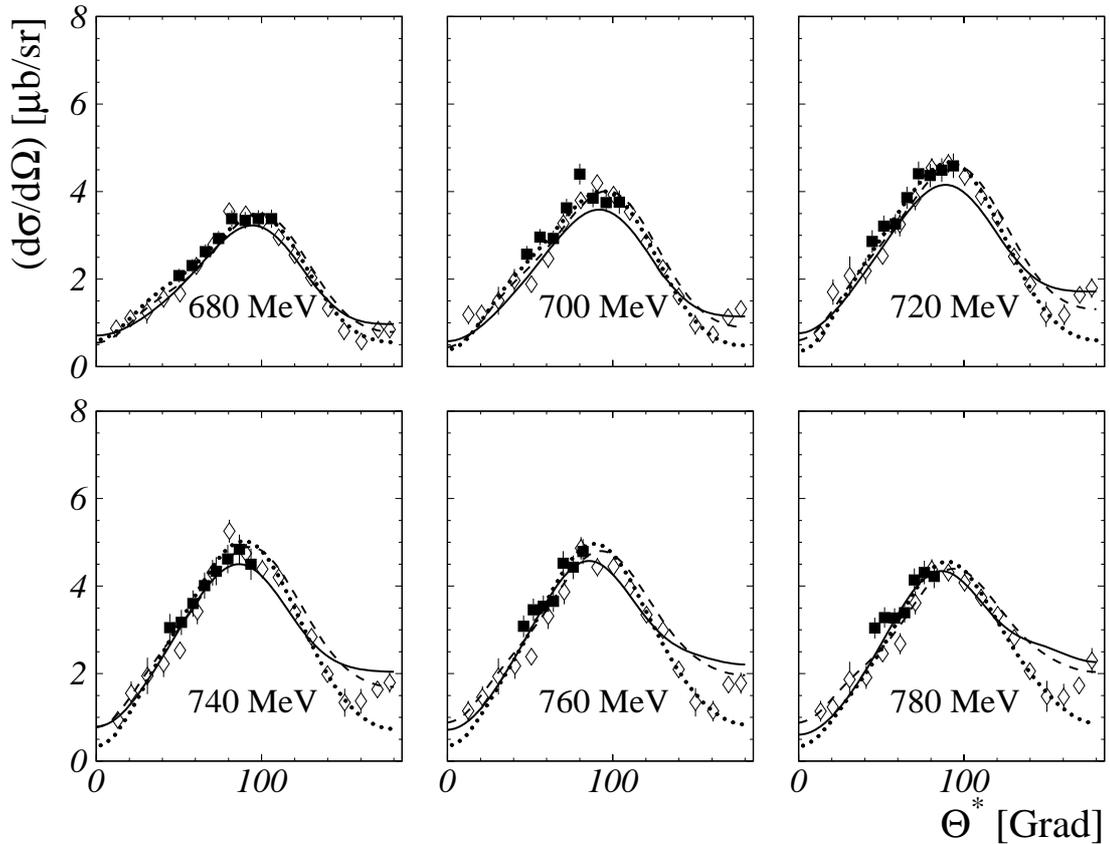


Abbildung 5.1: Differentielle Wirkungsquerschnitte im Bereich der D_{13} -Resonanz nach der Änderung der M_2 - und E_2 -Kopplungen (gepunktet). Die gestrichelte Linie ist die Standardlösung von UIM, die durchgezogene Linie - die Lösung von SAID. ■ sind die Daten aus dieser Arbeit (gesamter Fehler ist gezeigt), ◇: die Daten vom TAPS-Experiment mit gesamtem Fehler ([Leukel]).

pletten Programm kann die Kopplungskonstante numerisch, z.B., durch Anpassung der Polarisationsobservablen an Daten gefunden werden. Das Resultat, das freundlicherweise von S. Kamalov zu Verfügung gestellt wurde, ergibt eine Änderung des E2-Übergangs um -27% und des M2-Übergangs um +28%.

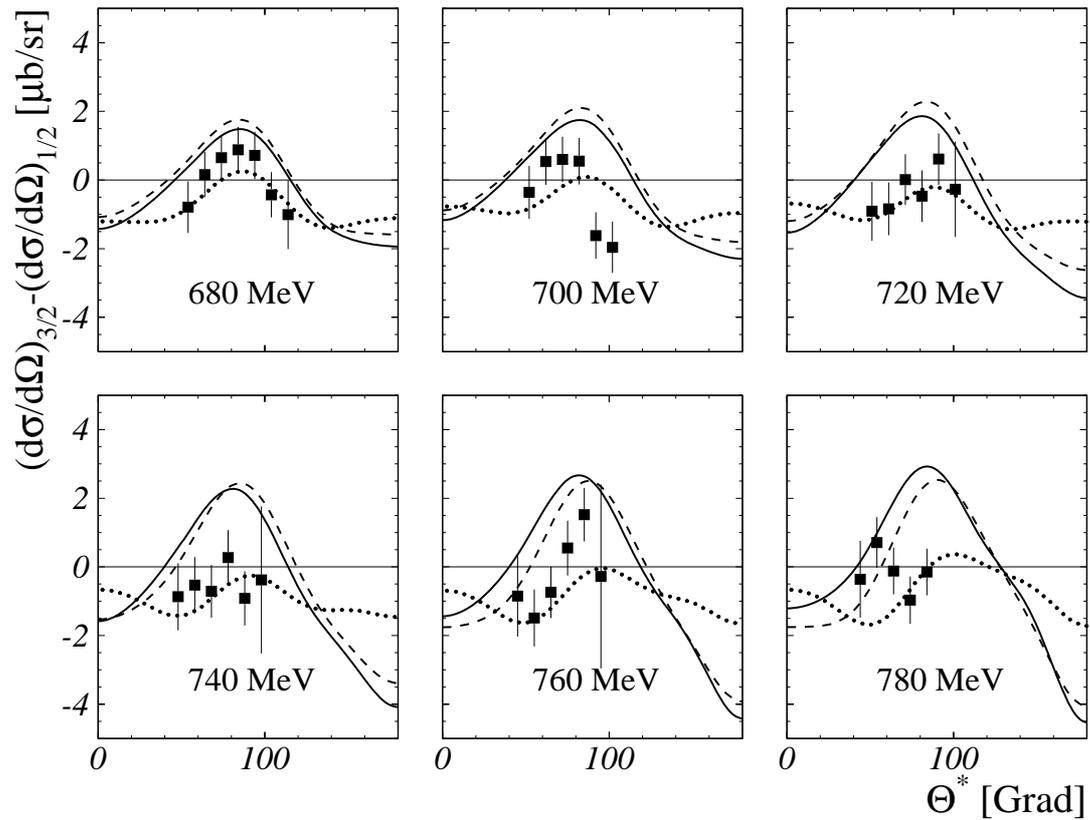


Abbildung 5.2: Differentielle Wirkungsquerschnittsdifferenz im Bereich der D_{13} -Resonanz nach der Änderung der M_{2-} - und E_{2-} -Kopplungen. Bedeutung der Kurven und Symbole wie in Abb. 5.1

Kapitel 6

Zusammenfassung

Die Tatsache, daß das Nukleon kein punktförmiges Objekt ist, ist schon seit einiger Zeit bekannt. Was allerdings immer noch sowohl Theoretiker, als auch Experimentatoren reizt, ist die Frage, wie sich im Rahmen existierender Kenntnisse statische Eigenschaften des Nukleons, wie sein anomales magnetisches Moment oder seine Ausdehnung, und dynamische Eigenschaften, wie das Anregungsspektrum, erklären lassen. Dafür sind Verknüpfungen dieser Eigenschaften miteinander von besonderem Interesse. Die GDH-Summenregel stellt eben eine solche Verknüpfung dar. Sie wurde vor mehr als 30 Jahren auf der Basis allgemeiner Prinzipien hergeleitet, ist aber bisher noch nicht experimentell überprüft.

Untersuchungen der einzelnen Nukleonresonanzen in Photoproduktionsexperimenten sind auch insofern von großem Interesse, als sich durch die Messung bestimmter Polarisationsobservablen mehrere Resonanzen „direkt“ ansprechen lassen. Das führt zu einem besseren Verständnis ihrer Eigenschaften. Hier spielen also Polarisationsexperimente eine wichtige Rolle.

Die vorliegende Arbeit beschreibt den Aufbau, die Durchführung und die Analyse des ersten Experiments zur helizitätsabhängigen Photoproduktion neutraler und geladener Pionen im Energiebereich der ersten Nukleonresonanzen. Dieses Experiment wurde am Mainzer Mikrotron MAMI unter Verwendung longitudinal polarisierter Nukleonen und zirkular polarisierter reeller Photonen durchgeführt. Die Nukleonen wurden in einem Frozen-Spin-Target polarisiert. Polarisierter Photonen wurden durch Bremsstrahlung longitudinal polarisierter Elektronen erzeugt. Der Polarisationsgrad von Nukleonen und Elektronen wurde mit Hilfe des NMR-Verfahrens bzw. eines Møller-Polarimeters bestimmt und während der Messung ständig überwacht. Die Photonenmarkierungsanlage lieferte die Photonenenergie. Die aus dem Bremsstrahlungsprozeß folgende Photonenpolarisation wurde rechnerisch nach Olson bestimmt.

Die Reaktionsprodukte wurden in einem Detektorsystem aus drei Komponenten registriert. Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden allein mit dem Detektor DAPHNE aufgenommen, der 94% des gesamten Akzeptanzbereiches überdeckt. Dieser Detektor besteht aus Drahtkammern und Plastikszintillatoren,

und ist somit für die Vermessung geladener Teilchen geeignet. In Kombination mit Absorptionslagen (Konverter) ermöglichen die Szintillatoren auch die Identifikation neutraler Teilchen (Photonen), allerdings mit geringer Effizienz.

Vor der Messung mit dem polarisierten Butanol-Target wurden Eichmessungen mit reinen Wasserstoff- und Deuteriumtargets durchgeführt. Die Messungen dienten auch dazu, die gewählten Analysemethoden an einfachen und gut bekannten Targets zu überprüfen.

Beide Kanäle zur Photoproduktion eines Pions am Proton wurden analysiert. Die kinematischen Eigenschaften der untersuchten Reaktionen und die begrenzte Polarwinkelakzeptanz des Detektors erlauben es nicht, die geladenen Teilchen im vollen Winkel- und Energiebereich nachzuweisen. Geladene Pionen werden in den gesamten Raumwinkel emittiert, was dazu führt, daß diese Reaktion im kompletten Akzeptanzbereich von DAPHNE bestimmt werden kann. Allerdings ist DAPHNE nicht in der Lage, höherenergetische π^+ -Mesonen zu stoppen, es fehlt also die Information über deren Energie. Dadurch wird es schwierig, die Einpion- von den Doppelpionkanälen zu trennen. Aus diesem Grunde wurde dieser Kanal zunächst nur bis zu 450 MeV Photonenenergie ausgewertet. Für die Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte wurde auf eine Extrapolation nach Vorhersagen von SAID zurückgegriffen.

Die Protonen aus der $p(\gamma, \pi^0)p$ -Reaktion werden überwiegend nach vorne emittiert. Die Extrapolation auf den nicht gemessenen Winkelbereich ist dadurch mit einem großen systematischen Fehler verbunden. Darüberhinaus konnte für die Bestimmung der totalen Querschnitte Information über das zweite Teilchen im Endzustand, das neutrale Pion, verwendet werden. Mit Hilfe des Photonenachweises und kinematischer Eigenschaften der Reaktion und des Pionenzarfs konnten die Pionenergebnisse vom Untergrund sicher getrennt werden. Dies ermöglicht, die totalen Wirkungsquerschnitte ohne Extrapolation zu bestimmen. Dabei erhält man allerdings keine Energie- oder Winkelinformation für das neutrale Pion. Die differentiellen Querschnitte konnten nur aufgrund des Protonenachweises ausgerechnet werden, sie sind daher nur in einem sehr begrenzten Winkelbereich zugänglich. Durch die Energieinformation ist man in der Lage, die Reaktion im Photonenenergiebereich von ca. 310 MeV (ab da kann das Proton erst im Detektor nachgewiesen werden) bis zur maximalen Energie von ca. 800 MeV vom Untergrund zu trennen.

Die unpolarisierten Wirkungsquerschnitte aus der Eichmessung wurden mit existierenden Daten verglichen.

Beide Kanäle liefern Information sowohl im ersten, als auch zweiten Resonanzgebiet. Bei Photonenenergien bis 450 MeV ist es möglich, unter Verwendung der gut bestimmten Datenbasis, eine Multipolanalyse durchzuführen und somit die S- und P-Wellen Multipolamplituden zu bestimmen. Zwei Parametrisierungen der Resonanzamplituden wurden angewendet. Diese erlaubten, den komplizierten Energieverlauf der Resonanzmultipole zu beschreiben und zusammen mit den durch Polynome parametrisierten nichtresonanten Amplituden die Strukturfunk-

tionen zu bestimmen. Daraus wurde die Polarisationsobservable ausgerechnet und an Daten angepaßt. Einige Parameter konnten frei bestimmt und nach der Anpassung mit in der Literatur angegebenen Werten verglichen werden.

Es wurde eine Diskrepanz zwischen polarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitten und theoretischen Vorhersagen im Bereich der $D_{13}(1520)$ -Resonanz gefunden. Eine mögliche Deutung dieses Effekts findet man durch eine Änderung der Stärken der E2- und M2-Übergänge. Die Hinzunahme dieser neuen polarisierten Daten bei den höheren Energien in die GWU-Multipolanalyse und die gemeinsame Arbeit mit der UIM-Gruppe wird sicherlich helfen, das Problem besser zu verstehen.

Anhang A

Untersuchung der Eigenschaften des Detektors DAPHNE

Für die Analyse von physikalischen Reaktionen muß der Detektor geeicht sein, um die mit dem Datenerfassungssystem gelesenen ADC und TDC Werte in physikalische Größen zu wandeln.

Es wird gezeigt, daß für die Energie-Eichung auch die Kenntnis der Abschwächlängen der Szintillatoren erforderlich ist. Diese Größe nimmt mit zunehmendem Alter ab.

Die Zeiteichung der Szintillatoren ermöglicht es, über die Differenz der TDC-Werte der Photomultipliersignale auf den Auftreffort des Teilchens im Szintillator zu schließen.

Außerdem muß die Effizienz der Drahtkammern für jede Teilchensorte bestimmt werden.

Im folgenden werden die verwendeten Eichmethoden dargestellt.

A.1 Messung der Abschwächlängen

Die für das GDH Experiment verwendeten Abschwächlängen der DAPHNE-Szintillatoren wurden in Rahmen der Diplomarbeit von M. Lang ermittelt ([Lang]).

Als Abschwächlänge λ bezeichnet man die Strecke z in einem Szintillator, auf der das erzeugte Licht durch Absorption und Streuung auf $1/e$ seiner Anfangsintensität I_0 abfällt. Wird die Abschwächung nur durch Absorption verursacht, so folgt λ der Relation:

$$I(z) = I_0 e^{-\frac{z}{\lambda}} \quad (\text{A.1})$$

Je älter der Szintillator ist, desto mehr Absorptions- und Streuzentren treten im Szintillator auf, was zu einer Verkleinerung der λ -Werte und damit zu Verringerung der den Photomultiplier erreichenden Lichtmenge führt. Diesen Effekt

kann man nur in gewissen Grenzen dadurch kompensieren, daß man die Hochspannung an dem Photomultiplier vergrößert.

Für die Messung werden Ereignisse aus der Höhenstrahlung verwendet. Die Myonen aus dieser Strahlung sind hochrelativistisch, sie durchdringen den Detektor völlig und haben in allen aktiven Schichten des Detektors den gleichen spezifischen Energieverlust. Die Intensität der Strahlung reicht aus, um die Messung sowohl in der vertikalen, als auch in der horizontalen Ebene durchführen zu können. Für die Analyse wird also eine den Detektor voll durchdringende Spur verlangt, die in allen drei Drahtkammern jeweils Signal-Paare erzeugt. Dies entspricht im Bilde der Analyse von aus dem Target kommenden Ereignissen zwei geladenen Spuren. Der Winkel zwischen diesen Spuren muß also nahe 180° liegen. In den Szintillatoren müssen 12 Signale auftreten, die entsprechend zu je 6 auf die beiden Spuren aufgeteilt werden. Anhand der Drahtkammerinformation wird für jede Szintillatorenlage die Koordinate z bestimmt, an der das Szintillatorlicht entstanden sein muß. Mit den Photomultipliern werden Lichtintensitäten gemessen, mit deren Hilfe dann auf die Abschwächlänge geschlossen wird.

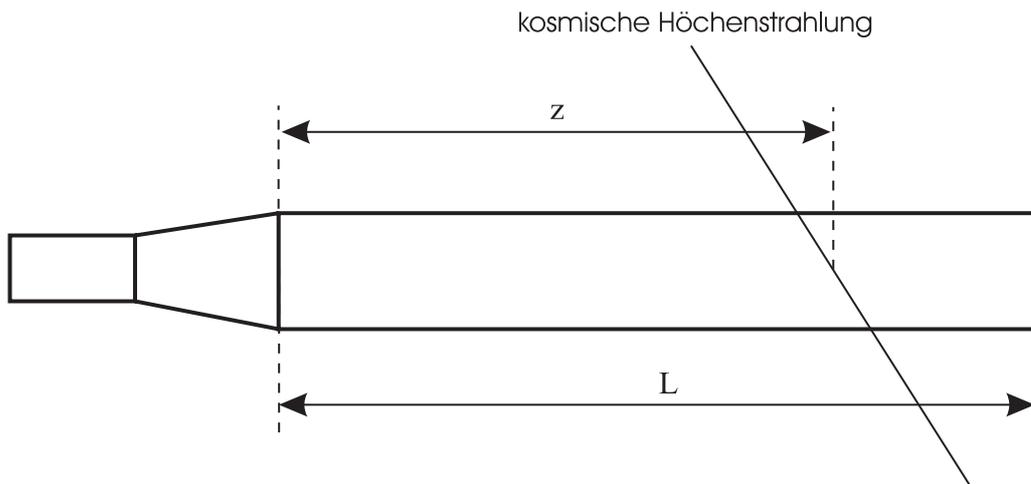


Abbildung A.1: Zur Berechnung der Abschwächlänge der Szintillatoren mit nur einem Photomultiplier.

Die gemessenen Lichtintensitäten aus den Szintillatoren der Lage A, die nur einen Photomultiplier haben, werden unter der Annahme ausgewertet, daß Licht an dem freien Ende reflektiert wird (siehe Abb. A.1)

$$I(z) = I_0 \left(e^{-\frac{z}{\lambda}} + e^{\frac{2L-z}{\lambda}} \right) \quad (\text{A.2})$$

Die Szintillatoren der Lagen B bis F sind mit je zwei Photomultipliern bestückt. Benutzt man (A.1) und dividiert die von beiden Seiten gesehenen Intensitäten $I_S(z)$ und $I_E(z)$ durcheinander, so fallen die Länge des Szintillators L und die Anfangsintensität I_0 raus:

$$\frac{I_S}{I_E} = e^{\frac{2z}{\lambda}}. \quad (\text{A.3})$$

Die Intensitätsverteilungen wurden mit (A.2) und (A.3) angepaßt. Damit wurde eine mittlere Abschwächlänge für jede Szintillatorlage gefunden. Die Werte sind in der Tabelle A.1 zusammengefaßt.

Szintillationslage	Abschwächlänge in mm im Jahr 1994	Abschwächlänge in mm im Jahr 1996
A	1141 ± 38	1118 ± 55
B	1025 ± 27	969 ± 25
C	472 ± 6	496 ± 12
D	644 ± 14	600 ± 13
E	756 ± 27	697 ± 22
F	650 ± 11	602 ± 7

Tabelle A.1: In den Jahren 1994 und 1996 gemessene Abschwächlängen. Die Werte wurden für jeden einzelnen Szintillator bestimmt. Hier ist der gemittelte Wert pro Ebene angegeben. Die Fehler sind rein statistisch und entsprechen der Schwankung der Einzelwerte in einer Ebene.

A.2 Energieeichung

Die Energieeichung der Plastiksintillatoren ist besonders wichtig. Grundlage des Eichverfahrens ist die aus dem Birks Gesetz folgende Proportionalität zwischen erzeugter Lichtmenge und Energieverlust im organischen Szintillator:

$$\Delta L \sim \frac{\Delta E}{1 + k_B(dE/dx)}. \quad (\text{A.4})$$

Die im Nenner stehende Korrektur (Sättigungseffekt) wird bei den hier nicht extrem hohen Energieverlusten und den kleinen Dichteparametern k_B nicht sehr groß. So verlieren beispielsweise 100 MeV Protonen im Plastik ungefähr 10 MeV/(g/cm²), der Parameter $k_B \sim 5 \text{ mg}/(\text{cm}^2 \text{ MeV})$, somit kann der Sättigungseffekt zu $\sim 5\%$ abgeschätzt werden. Verwendet man Reaktionen mit bekannter Kinematik, so kann der Energieverlust nach der Bethe-Bloch Beziehung ausgerechnet werden.

Für die Eichmessung wurden sowohl das flüssig-Wasserstoff- und als auch das Deuteriumtarget verwendet. Dabei wurden drei Reaktionen ausgewertet:



$$\gamma d \rightarrow pn$$

Die geladenen Teilchen im Endzustand überdecken mit ihren Energieverlusten den gesamten hinterher in der Analyse verwendeten kinematischen Bereich. Bis $E_\gamma \sim 400$ MeV können die Reaktionen anhand von kinematischen Schnitten alleine¹ identifiziert werden. Die aus der Kinematik dann ausgerechneten Energiewerte werden gegen die ausgelesenen ADC-Werte aufgetragen. Hierbei ist zu beachten, daß die gemessene Lichtmenge je nach Eintrittspunkt des Teilchen durch die Abschwächung beeinflusst ist. Um diesen Effekt zu vermeiden, wird bei den Szintillatoren, die mit zwei Photomultipliern ausgelesen werden, das geometrische Mittel der beiden ADC-Werte gebildet. Dabei fällt die Abhängigkeit von der Abschwächlänge weitgehend heraus (siehe (A.1)). Die Szintillatoren der Lage A haben aber nur einen Photomultiplier. Ihre ADC-Werte müssen mit Hilfe der Abschwächlängen und der gemessenen z -Koordinate nach der Beziehung (A.1) korrigiert werden.

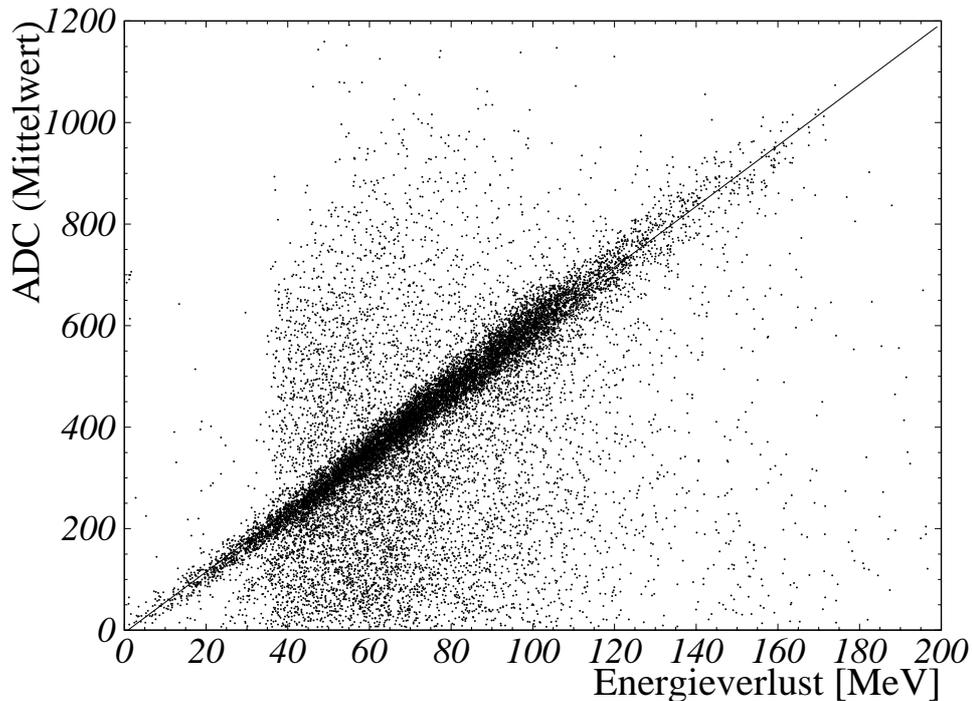


Abbildung A.2: Gemessener ADC-Wert (geometrisches Mittel) in Lage B aufgetragen gegen den ausgerechneten Energieverlust der Protonen aus der Reaktion $\gamma d \rightarrow pn$. Die angepaßten Maxima der Verteilungen ergeben die Eichgerade.

Das geometrische Mittel der in der Lage B gemessenen ADC-Werte

¹d.h., es ist keine gemessene Information über die in den Szintillatoren deponierte Energie nötig

$\sqrt{ADC_{BE} \cdot ADC_{BS}}$ für in der Lage B gestoppte Teilchen und die mit Hilfe der Zwei-Körper-Kinematik und nach der Bethe-Bloch Formel ausgerechneten Energieverluste sind in Abb. A.2 gezeigt. Der Verlauf wurde mit einer Geraden gefittet. Die Breite des gemessenen Bandes ΔE liefert Information über die experimentelle Energieauflösung, die in der Reichweiten-Methode Anwendung findet. Bei niedrigen Energien ist die Auflösung schlecht. Bei höheren Energien wird sie fast konstant. Abb. A.3 zeigt eine typische Energieabhängigkeit der Auflösung für Szintillatoren der Lage B.

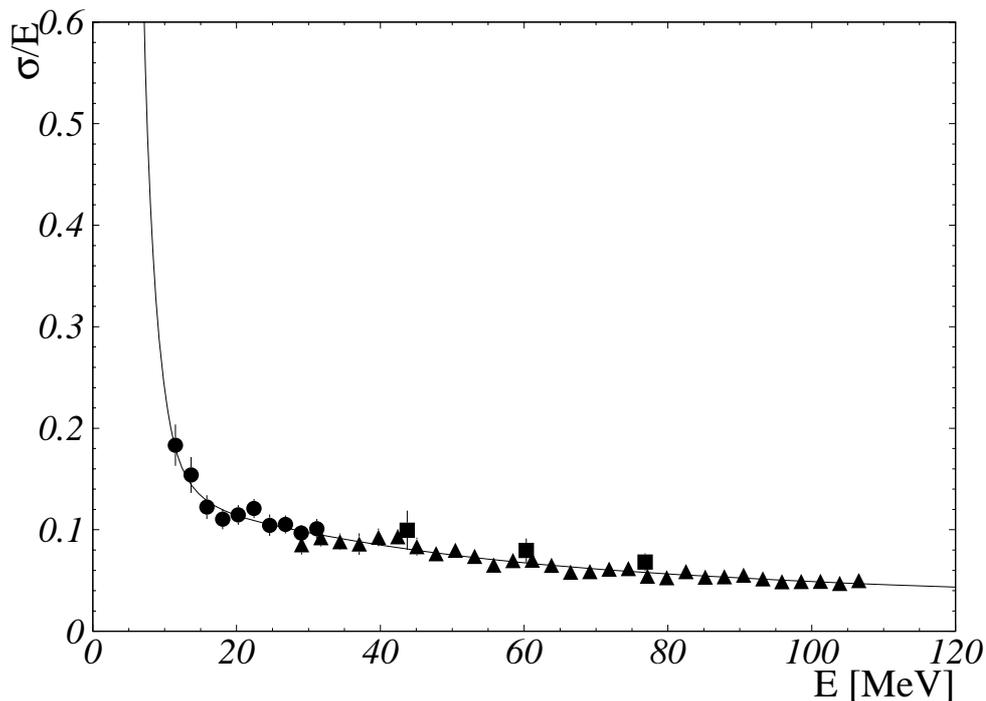


Abbildung A.3: Typische Energieauflösung der Szintillatoren aus Lage B, die aus $\gamma d \rightarrow pn$ (Dreiecke), $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (Quadrate) und aus $\gamma d \rightarrow n\pi^+$ (Kreise) ermittelt wurde.

A.3 Zeiteichung

Die Zeiteichung der DAPHNE-Szintillatoren kann verwendet werden, um aus der Differenz der von beiden Seiten des Szintillators erhaltenen TDC-Werte auf den Ort des Ereignisses zu schließen. Dies ist für geladene Spuren nicht notwendig, da man ja die Teilcentrajektorie mit Hilfe der Drahtkammern gemessen hat. Anders ist das für neutrale Teilchen, für die nur die Zeitinformation vorliegt. Man benutzt deshalb die geladenen Spuren und eicht die Differenz aus den TDC-Werten mit den bekannten Werten für die z -Koordinate in dem entsprechenden Szintillator.

Trägt man die mit Hilfe der Spurrekonstruktion im Szintillator gefundenen Werte für diese z -Koordinate gegen die Differenz der TDC-Werte auf (siehe Abb. A.4) so findet man, wie erwartet, einen linearen Zusammenhang. Ein entsprechender Fit liefert dann die gesuchte $\Delta TDC - z$ -Beziehung als Eichung.

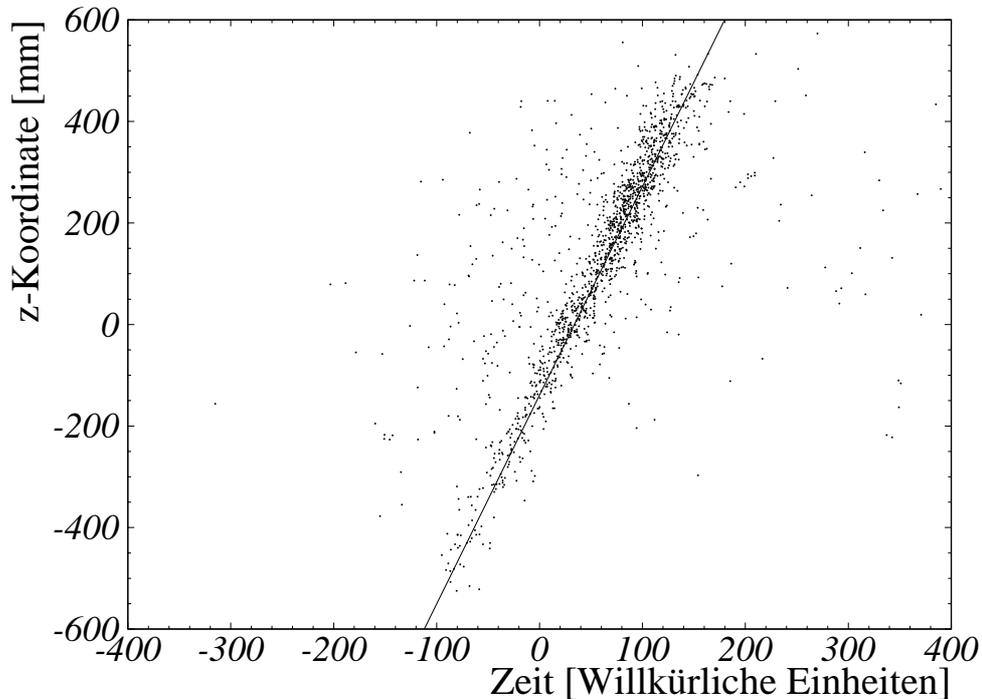


Abbildung A.4: z -Koordinate im Szintillator (aus der Spurrekonstruktion) gegen die Differenz von TDC-Werten. Ein Geraden-Fit ergibt die Zeiteichung.

Aus der Streuung der eingetragenen Punkte in Abb. A.4 sieht man, daß die Bestimmung der z -Werte aus der TDC-Differenz mit einer recht großen Unsicherheit verbunden ist. In der Analyse wird diese Information nur für den π^0 -Nachweis verwendet, für den keine andere Möglichkeit besteht, den Reaktionspunkt der Zerfallsphotonen im Szintillator zu bestimmen.

A.4 Drahtkammereffizienz

Die Effizienz der Drahtkammern geht direkt in die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte ein. Der Zustand der Drähte, die Gasqualität, die Temperatur- und Hochspannungsschwankungen gehen als Parameter in die Effizienz ein. Natürlich spielt die Drahtkammereffizienz für das Verfahren zur Spurrekonstruktion eine wichtige Rolle, wie man im folgenden sehen wird.

Die Effizienz wird aus den mit dem Detektor DAPHNE gemessenen Daten für Protonen und für ein oder zwei geladene Pionen bestimmt. Die Szintillator-

information wurde benutzt, um die Teilchen zu identifizieren. Die Zahl der mit Drahtkammern gesehenen Spuren, dividierte durch die Anzahl der entsprechenden Szintillatorsignale, ergibt die gesuchte Effizienz.

Für π^+ -Mesonen wurden Signale in allen 6 Szintillationslagen verlangt. Dabei ist der Elektronenuntergrund vernachlässigbar klein, da die Wahrscheinlichkeit, daß Elektronen alle 6 Szintillatoren und die 4 Konverterlagen durchdringen, gering ist. Die Photonenenergie wurde auf 400 MeV begrenzt um sicherzustellen, daß die π^+ -Mesonen aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ stammen.

H	D	Butanol (Mai)	Butanol (Jun-Sep.)
97.98 ± 0.02	97.87 ± 0.01	94.00 ± 0.05	96.20 ± 0.06

Tabelle A.2: Globale Effizienz für den Nachweis eines π^+ -Mesons aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ in verschiedenen Targets (in %).

Die meisten Protonen werden in der Lage B gestoppt. Um sie zu identifizieren, wurde das $\Delta E/E$ -Verfahren verwendet (siehe Abschnitt 4.2.2).

	H	D	Butanol (Mai)	Butanol (Jun-Sep.)
ein Pion	91.9 ± 0.3	91.8 ± 0.2	79 ± 2	83 ± 2
zwei Pionen	91.6 ± 0.3	91.1 ± 0.2	76 ± 2	80 ± 2
Proton	100	100	100	100

Tabelle A.3: Effizienz zum Nachweis eines Pions, von zwei Pionen oder eines Protons aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ für verschiedene Targets (in %).

Zwei geladene Pionen treten im Endzustand der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ auf. Für die Erkennung dieses Kanals wurden 3 geladene Spuren in den Szintillatoren verlangt. Eine davon mußte ein in der Lage B gestopptes und nach $\Delta E/E$ identifiziertes Proton sein. Die beiden anderen Spuren mußten mindestens die Lage C erreichen. Mit diesen Ereignissen konnte die Effizienz von Ein- und Mehrspur-Rekonstruktionen gefunden werden. Da die Analyse einer Spur in den Kammern aus Signalen von 6 Streifen- und 3 Drahtlagen besteht, kann bei einer Trajektorienrekonstruktion ein Fehler auftreten, dessen Wahrscheinlichkeit um so größer wird, je mehr Spuren zu rekonstruieren sind. Deswegen war zu erwarten, daß die Effizienzen, die aus der Analyse des Doppelpionkanals gefunden wurden, kleiner sind als die aus der Einpionanalyse.

Die Drahtkammereffizienzen wurden aus Messungen an verschiedenen Targets (Wasserstoff, Deuterium und Butanol) separat bestimmt. Bei der Messung an Butanol (Mai 1998) wurde in den Drahtkammern ein anderer Freontyp verwendet. Deshalb hat man für diese Messung deutlich verschiedene Effizienzwerte gefunden.

Die globalen Effizienzen der einzelnen Pionspuren sind in der Tabelle A.2 angegeben. Tabelle A.3 gibt die Effizienzen für Einpion-, Doppelpion- und Protonspurbestimmung aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$.

Anhang B

Ergebnisse: Tabellen

Tabelle B.1: $\gamma p \rightarrow n\pi^+$, Wasserstoff Target

$E_\gamma [MeV]$	$\sigma [\mu b]$	$\Delta\sigma_{stat} [\mu b]$	$\Delta\sigma_{sys} [\mu b]$
201.4	107.5	0.8	4.3
211.0	112.6	0.9	4.5
220.6	120.1	0.9	4.8
230.2	128.8	1.0	5.2
239.8	140.5	1.1	5.6
249.4	155.3	1.2	6.2
259.0	168.7	1.3	6.7
268.6	185.2	1.4	7.4
278.3	204.0	1.5	8.2
287.9	218.1	1.7	8.7
297.5	229.4	1.7	9.2
307.1	233.7	1.8	9.3
316.7	233.4	1.8	9.3
326.3	226.4	1.8	9.1
335.9	211.5	1.8	8.5
345.5	200.4	1.7	8.0
355.1	184.8	1.7	7.4
364.6	169.3	1.4	6.8
374.2	156.1	1.3	6.2
383.7	143.1	1.3	5.7
393.2	133.4	1.2	5.3
402.6	123.8	1.2	5.0
412.0	119.2	1.2	4.8
421.4	114.8	1.1	4.6
430.8	107.3	1.1	4.3
440.1	107.1	1.1	4.3
449.4	101.1	1.1	4.0
458.6	102.1	1.1	4.1
467.8	101.2	1.1	4.0
477.0	101.6	1.1	4.1

Tabelle B.2: $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow n\pi^+$, Butanol Target

$E_\gamma [MeV]$	$\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2} [\mu b]$	$\Delta\sigma_{stat} [\mu b]$	$\Delta\sigma_{sys} [\mu b]$
202.1	-98.2	9.3	5.4
222.0	-57.9	9.2	3.8
242.0	-2.5	10.5	2.4
262.1	76.6	11.5	4.1
282.0	157.9	12.8	7.6
302.0	175.3	14.0	8.5
322.0	156.5	15.1	8.0
342.0	102.2	11.8	6.3
361.9	67.1	10.7	5.6
382.1	15.0	9.0	4.9
401.9	-5.8	9.5	4.8
422.2	-45.2	9.4	5.0
441.9	-29.0	10.1	4.4
463.2	-27.6	8.2	4.1
486.0	-41.6	7.9	4.1

Tabelle B.3: $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, Wasserstoff Target

$E_\gamma [MeV]$	$\sigma [\mu b]$	$\Delta\sigma_{stat} [\mu b]$
155.0	0.4	0.1
166.9	3.6	0.2
178.8	7.8	0.3
190.7	13.8	0.4
202.6	20.1	0.5
214.6	30.6	0.6
226.6	44.3	0.7
238.6	67.2	0.9
250.6	91.8	1.1
262.6	127.7	1.3
274.7	174.8	1.6
286.7	220.6	1.8
298.7	266.8	2.2
310.7	294.0	2.3
322.7	300.7	2.3
334.7	290.5	2.3
346.7	267.4	2.2
358.7	242.3	2.1
370.6	212.5	1.7
382.5	184.9	1.5
394.3	162.3	1.4
406.1	140.2	1.3
417.9	124.9	1.3
429.6	110.1	1.2
441.3	97.4	1.2
452.9	87.7	1.1
464.4	78.3	1.1
475.8	71.4	1.1
487.2	66.2	1.1
498.5	63.1	1.1

Tabelle B.4: $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$, Butanol Target

$E_\gamma [MeV]$	$\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2} [\mu b]$	$\Delta\sigma_{stat} [\mu b]$
171.8	6.4	14.2
200.1	10.7	17.3
228.0	42.2	18.3
256.1	128.4	20.1
284.1	239.7	20.7
312.2	334.0	21.9
340.0	343.0	17.2
368.1	241.1	13.5
395.9	176.7	11.7
424.0	132.8	11.3
451.9	84.6	10.9
480.0	60.8	10.3

Tabelle B.5: $\gamma p \rightarrow n\pi^+$, Wasserstoff Target

θ_π^* [Grad]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
$E_\gamma = 180$ MeV		
39.	6.62	0.25
49.	6.55	0.20
59.	6.46	0.18
69.	7.14	0.18
79.	6.92	0.17
89.	7.08	0.17
99.	7.15	0.17
$E_\gamma = 190$ MeV		
37.	7.	0.28
47.	6.76	0.22
57.	6.90	0.19
67.	7.06	0.18
77.	7.60	0.18
87.	7.69	0.18
97.	7.95	0.19
107.	8.18	0.19
117.	8.85	0.22
127.	8.34	0.21
137.	8.28	0.22
$E_\gamma = 200$ MeV		
32.	6.77	0.30
42.	7.25	0.24
52.	6.88	0.20
62.	7.56	0.20
72.	7.95	0.19
82.	8.46	0.19
92.	8.47	0.20
102.	9.03	0.21
112.	9.10	0.22
122.	9.63	0.24
132.	10.05	0.27
142.	9.62	0.30
$E_\gamma = 210$ MeV		
39.	6.92	0.24
49.	7.05	0.21

B. Ergebnisse: Tabellen

$\gamma p \rightarrow n\pi^+$		
θ_π^* [Grad]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
59.	7.55	0.20
69.	8.10	0.20
79.	8.91	0.21
89.	9.65	0.22
99.	9.86	0.22
109.	9.92	0.23
119.	10.22	0.25
129.	10.05	0.26
139.	10.06	0.30
$E_\gamma = 220$ MeV		
39.	7.17	0.23
49.	7.33	0.21
59.	8.05	0.20
69.	9.08	0.20
79.	9.65	0.21
89.	10.41	0.21
99.	10.65	0.22
109.	10.69	0.22
119.	11.14	0.24
129.	10.80	0.26
139.	11.24	0.30
$E_\gamma = 230$ MeV		
32.	6.30	0.21
42.	7.01	0.18
52.	7.61	0.16
62.	9.39	0.17
72.	9.91	0.17
82.	11.00	0.17
92.	11.60	0.18
102.	12.04	0.19
112.	11.97	0.19
122.	12.02	0.20
132.	12.37	0.23
142.	12.16	0.26
$E_\gamma = 250$ MeV		
32.	6.27	0.25
42.	7.43	0.21
52.	9.10	0.21

$\gamma p \rightarrow n\pi^+$		
θ_π^* [Grad]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
62.	11.08	0.22
72.	12.47	0.22
82.	13.81	0.22
92.	14.32	0.23
102.	14.99	0.23
112.	15.32	0.25
122.	15.17	0.26
132.	15.07	0.29
142.	14.86	0.33
$E_\gamma = 270$ MeV		
31.	6.19	0.28
41.	8.76	0.26
51.	11.31	0.26
61.	13.74	0.27
71.	15.24	0.26
81.	16.74	0.27
91.	17.82	0.27
101.	18.69	0.29
111.	18.56	0.30
121.	17.59	0.30
131.	18.24	0.34
141.	17.09	0.37
$E_\gamma = 290$ MeV		
31.	7.98	0.47
41.	11.67	0.36
51.	13.84	0.34
61.	16.50	0.34
71.	18.42	0.33
81.	20.34	0.34
91.	21.10	0.34
101.	21.68	0.35
111.	22.09	0.37
121.	20.97	0.38
131.	19.66	0.40
141.	19.20	0.45
151.	18.50	0.54
$E_\gamma = 310$ MeV		
36.	12.96	0.41

B. Ergebnisse: Tabellen

$\gamma p \rightarrow n\pi^+$		
θ_π^* [Grad]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
46.	14.70	0.37
56.	17.31	0.36
66.	19.34	0.35
76.	21.28	0.35
86.	22.35	0.35
96.	22.71	0.36
106.	22.11	0.35
116.	21.37	0.36
126.	20.49	0.38
136.	18.41	0.39
146.	18.36	0.47
156.	17.18	0.60
$E_\gamma = 330$ MeV		
35.	13.94	0.45
45.	15.26	0.40
55.	17.14	0.38
65.	18.57	0.36
75.	20.11	0.36
85.	20.94	0.35
95.	20.78	0.35
105.	20.11	0.35
115.	19.04	0.34
125.	18.08	0.36
135.	16.45	0.38
145.	15.59	0.43
155.	14.47	0.54
$E_\gamma = 350$ MeV		
33.	14.54	0.54
43.	15.34	0.43
53.	16.15	0.40
63.	16.33	0.36
73.	17.19	0.35
83.	17.46	0.34
93.	17.24	0.34
103.	16.14	0.33
113.	15.61	0.34
123.	14.62	0.34
133.	13.07	0.36

$\gamma p \rightarrow n\pi^+$		
θ_π^* [Grad]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
143.	11.73	0.38
153.	11.23	0.48
$E_\gamma = 370$ MeV		
33.	13.70	0.57
43.	14.23	0.34
53.	14.30	0.31
63.	14.55	0.28
73.	14.34	0.27
83.	14.13	0.26
93.	13.72	0.25
103.	12.73	0.25
113.	12.05	0.25
123.	10.69	0.24
133.	9.56	0.25
143.	8.65	0.27
153.	8.05	0.33
$E_\gamma = 390$ MeV		
37.	13.67	0.36
47.	13.75	0.32
57.	12.53	0.27
67.	12.91	0.26
77.	12.19	0.24
87.	11.86	0.23
97.	10.86	0.22
107.	9.85	0.22
117.	8.65	0.21
127.	8.08	0.22
137.	6.57	0.22
147.	6.12	0.25
157.	5.80	0.33
$E_\gamma = 410$ MeV		
37.	12.53	0.34
47.	11.80	0.28
57.	11.92	0.26
67.	11.02	0.24
77.	10.46	0.22
87.	9.69	0.21
97.	8.71	0.20

B. Ergebnisse: Tabellen

$\gamma p \rightarrow n\pi^+$		
θ_π^* [Grad]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
107.	8.07	0.20
117.	7.15	0.20
127.	6.37	0.20
137.	5.81	0.21
147.	5.22	0.24
157.	5.00	0.33
$E_\gamma = 430$ MeV		
37.	12.42	0.33
47.	11.66	0.27
57.	11.19	0.24
67.	10.56	0.22
77.	9.95	0.21
87.	8.95	0.20
97.	7.73	0.19
107.	7.07	0.18
117.	6.04	0.18
127.	5.47	0.18
137.	4.96	0.19
147.	4.15	0.21
157.	4.22	0.30
$E_\gamma = 450$ MeV		
37.	11.76	0.33
47.	11.19	0.28
57.	10.60	0.25
67.	10.07	0.23
77.	9.05	0.21
87.	7.93	0.20
97.	7.28	0.19
107.	6.13	0.18
117.	5.14	0.18
127.	4.95	0.19
137.	4.55	0.20
147.	3.94	0.23
157.	3.61	0.30

Tabelle B.6: $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow n\pi^+$, Butanol Target

θ_π^* [Grad]	$(d\sigma/d\Omega)_{3/2} - (d\sigma/d\Omega)_{1/2}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
$E_\gamma = 180$ MeV		
46.	-11.79	3.62
62.	-9.57	2.08
78.	-3.18	1.80
94.	-8.53	2.49
$E_\gamma = 190$ MeV		
45.	-9.56	3.34
61.	-7.70	2.43
77.	-6.39	2.26
93.	-7.41	3.01
109.	-9.99	3.12
$E_\gamma = 200$ MeV		
35.	-9.21	4.37
51.	-8.23	2.52
67.	-4.65	2.16
83.	-3.88	2.27
99.	-5.31	2.67
115.	-9.53	2.83
131.	-12.31	3.17
147.	-18.82	5.18
$E_\gamma = 210$ MeV		
35.	-3.75	4.32
51.	-3.29	2.73
67.	-1.99	2.34
83.	3.16	2.50
99.	-2.30	2.87
115.	-7.41	3.00
131.	-11.92	3.43
147.	-13.16	4.15
$E_\gamma = 220$ MeV		
36.	-9.16	4.20
52.	-3.60	2.81
68.	0.00	2.59
84.	2.71	2.75
100.	0.31	3.03
116.	-6.25	3.23

B. Ergebnisse: Tabellen

$\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow n\pi^+$		
θ_π^* [Grad]	$(d\sigma/d\Omega)_{3/2} - (d\sigma/d\Omega)_{1/2}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
132.	-11.76	3.67
148.	-16.14	4.46
$E_\gamma = 230$ MeV		
39.	0.09	2.72
55.	4.13	2.10
71.	5.41	1.99
87.	4.13	2.21
103.	1.10	2.38
119.	-6.68	2.58
135.	-12.85	2.88
151.	-18.50	3.68
$E_\gamma = 250$ MeV		
39.	4.07	3.02
55.	12.73	2.35
71.	11.33	2.23
87.	10.83	2.45
103.	8.89	2.64
119.	-1.71	2.87
135.	-13.71	3.19
151.	-19.96	3.97
$E_\gamma = 270$ MeV		
39.	12.79	3.24
55.	23.62	2.66
71.	24.76	2.54
87.	22.16	2.74
103.	22.39	2.90
119.	3.43	3.11
135.	-9.04	3.46
151.	-21.63	4.22
$E_\gamma = 290$ MeV		
38.	10.45	3.64
54.	24.47	2.94
70.	35.14	2.83
86.	30.50	2.98
102.	27.10	3.15
118.	12.05	3.25
134.	-0.37	3.60
150.	-21.46	4.34

$\vec{\gamma}p \rightarrow n\pi^+$		
θ_π^* [Grad]	$(d\sigma/d\Omega)_{3/2} - (d\sigma/d\Omega)_{1/2}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
$E_\gamma = 310$ MeV		
38.	2.92	3.88
54.	24.34	3.12
70.	28.83	2.92
86.	35.31	3.
102.	27.09	3.11
118.	15.25	3.24
134.	-6.75	3.50
150.	-24.70	4.28
$E_\gamma = 330$ MeV		
38.	0.97	5.08
54.	20.99	3.91
70.	24.09	3.65
86.	26.80	3.70
102.	17.64	3.86
118.	12.29	3.94
134.	-3.86	4.33
150.	-14.05	5.13
$E_\gamma = 350$ MeV		
39.	-2.12	3.09
55.	12.09	2.42
71.	15.00	2.20
87.	21.30	2.23
103.	16.98	2.28
119.	9.13	2.34
135.	-2.50	2.55
151.	-11.97	3.06
$E_\gamma = 370$ MeV		
38.	-3.26	3.14
54.	8.40	2.37
70.	15.99	2.14
86.	16.55	2.11
102.	9.18	2.17
118.	6.29	2.19
134.	-5.30	2.42
150.	-8.05	2.85
$E_\gamma = 390$ MeV		
38.	-2.38	2.94

B. Ergebnisse: Tabellen

$\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow n\pi^+$		
θ_π^* [Grad]	$(d\sigma/d\Omega)_{3/2} - (d\sigma/d\Omega)_{1/2}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
54.	4.25	2.20
70.	7.27	1.94
86.	5.02	1.90
102.	4.28	1.98
118.	0.83	2.02
134.	-4.21	2.24
150.	-11.51	2.66
$E_\gamma = 410$ MeV		
39.	-2.40	2.62
55.	3.83	2.02
71.	4.10	1.79
87.	4.90	1.75
103.	0.49	1.84
119.	-2.12	1.88
135.	-4.03	2.08
151.	-5.28	2.50
$E_\gamma = 430$ MeV		
39.	-9.02	2.67
55.	4.27	2.05
71.	3.00	1.81
87.	2.19	1.78
103.	-1.19	1.87
119.	-6.29	1.93
135.	-6.22	2.13
151.	-6.49	2.55
$E_\gamma = 450$ MeV		
41.	-1.49	2.38
57.	3.40	1.85
73.	-0.17	1.64
89.	0.83	1.63
105.	-0.53	1.74
121.	-2.46	1.82
137.	-5.14	2.02
153.	-6.39	2.50

Tabelle B.7: $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, Wasserstoff Target

θ_π^* [Grad]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
$E_\gamma = 310$ MeV		
88.	30.12	0.52
98.	29.69	0.51
108.	26.63	0.48
118.	24.59	0.48
$E_\gamma = 330$ MeV		
79.	31.89	0.69
89.	32.65	0.66
99.	30.04	0.60
109.	26.76	0.57
119.	24.56	0.57
$E_\gamma = 350$ MeV		
75.	27.74	0.58
85.	28.52	0.54
95.	27.07	0.52
105.	24.79	0.50
115.	21.79	0.48
$E_\gamma = 370$ MeV		
73.	21.83	0.45
83.	22.39	0.42
93.	21.90	0.41
103.	20.33	0.40
113.	17.57	0.38
$E_\gamma = 390$ MeV		
79.	17.65	0.36
89.	17.37	0.35
99.	16.42	0.35
109.	14.64	0.33
119.	12.68	0.32
$E_\gamma = 410$ MeV		
75.	13.77	0.29
85.	13.93	0.28
95.	13.11	0.27
105.	12.20	0.27
115.	10.44	0.25
$E_\gamma = 430$ MeV		

B. Ergebnisse: Tabellen

$\gamma p \rightarrow p\pi^0$		
θ_π^* [Grad]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
75.	10.85	0.23
85.	10.92	0.23
95.	10.54	0.22
105.	9.78	0.22
115.	8.45	0.21
$E_\gamma = 450$ MeV		
70.	8.66	0.21
80.	8.95	0.21
90.	8.82	0.21
100.	8.42	0.21
110.	7.23	0.20
120.	6.35	0.20
$E_\gamma = 470$ MeV		
66.	6.81	0.19
76.	7.04	0.18
86.	7.26	0.18
96.	6.88	0.18
106.	6.30	0.18
116.	5.30	0.17
$E_\gamma = 490$ MeV		
66.	5.46	0.16
76.	5.63	0.16
86.	6.02	0.16
96.	5.93	0.17
106.	5.31	0.16
116.	4.50	0.16
$E_\gamma = 510$ MeV		
66.	4.75	0.14
76.	4.96	0.14
86.	5.22	0.15
96.	5.03	0.15
106.	4.39	0.14
116.	3.82	0.14
$E_\gamma = 540$ MeV		
55.	3.16	0.16
63.	3.75	0.15
71.	3.84	0.15
79.	3.97	0.15

$\gamma p \rightarrow p\pi^0$		
θ_π^* [Grad]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu b/sr$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu b/sr$]
87.	4.10	0.15
95.	4.19	0.16
103.	4.06	0.16
111.	3.72	0.17
119.	3.16	0.17
$E_\gamma = 560$ MeV		
55.	2.73	0.14
63.	2.81	0.13
71.	2.98	0.13
79.	3.44	0.13
87.	3.63	0.14
95.	3.76	0.14
103.	3.93	0.17
111.	3.75	0.17
119.	2.80	0.15
$E_\gamma = 580$ MeV		
54.	2.46	0.14
62.	2.66	0.14
70.	3.16	0.14
78.	3.39	0.15
86.	3.27	0.14
94.	3.44	0.16
102.	3.77	0.17
110.	3.18	0.15
118.	2.75	0.15
$E_\gamma = 600$ MeV		
53.	1.88	0.12
61.	2.43	0.12
69.	2.61	0.13
77.	2.79	0.13
85.	3.22	0.14
93.	3.37	0.15
101.	3.24	0.15
109.	3.01	0.14
117.	2.77	0.15
$E_\gamma = 620$ MeV		
53.	2.09	0.13
61.	2.09	0.12

B. Ergebnisse: Tabellen

$\gamma p \rightarrow p\pi^0$		
θ_π^* [Grad]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
69.	2.23	0.12
77.	2.91	0.13
85.	3.14	0.15
93.	3.40	0.15
101.	2.98	0.14
109.	2.77	0.14
117.	2.62	0.15
$E_\gamma = 640$ MeV		
51.	1.81	0.12
59.	2.00	0.12
67.	2.18	0.12
75.	2.81	0.13
83.	3.01	0.14
91.	3.29	0.15
99.	3.07	0.14
107.	2.77	0.14
$E_\gamma = 660$ MeV		
50.	1.81	0.13
58.	1.85	0.12
66.	2.49	0.13
74.	2.72	0.14
82.	2.99	0.15
90.	3.34	0.15
98.	3.14	0.15
106.	2.84	0.15
$E_\gamma = 680$ MeV		
50.	2.08	0.14
58.	2.31	0.13
66.	2.63	0.14
74.	2.93	0.14
82.	3.38	0.16
90.	3.34	0.16
98.	3.38	0.16
106.	3.38	0.18
$E_\gamma = 700$ MeV		
48.	2.57	0.17
56.	2.96	0.16
64.	2.93	0.15

$\gamma p \rightarrow p\pi^0$		
θ_π^* [Grad]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
72.	3.63	0.17
80.	4.40	0.19
88.	3.85	0.17
96.	3.75	0.18
104.	3.76	0.24
$E_\gamma = 720$ MeV		
44.50	2.86	0.24
51.50	3.21	0.22
58.50	3.26	0.20
65.50	3.86	0.22
72.50	4.41	0.24
79.50	4.37	0.23
86.50	4.49	0.23
93.50	4.59	0.24
$E_\gamma = 740$ MeV		
44.50	3.05	0.30
51.50	3.17	0.27
58.50	3.60	0.28
65.50	4.01	0.27
72.50	4.34	0.29
79.50	4.62	0.29
86.50	4.84	0.30
93.50	4.50	0.33
$E_\gamma = 760$ MeV		
46.	3.08	0.23
52.	3.46	0.23
58.	3.54	0.22
64.	3.65	0.21
70.	4.52	0.24
76.	4.43	0.23
82.	4.79	0.24
$E_\gamma = 780$ MeV		
46.	3.04	0.22
52.	3.28	0.21
58.	3.27	0.20
64.	3.39	0.20
70.	4.14	0.23
76.	4.31	0.23

B. Ergebnisse: Tabellen

$\gamma p \rightarrow p \pi^0$

θ_π^* [Grad]	$d\sigma/d\Omega$ [$\mu b/sr$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu b/sr$]
82.	4.22	0.23

Tabelle B.8: $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$, Butanol Target

θ_{π}^* [Grad]	$(d\sigma/d\Omega)_{3/2} - (d\sigma/d\Omega)_{1/2}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
$E_{\gamma} = 310$ MeV		
102.	45.16	2.54
112.	50.78	2.82
122.	29.38	2.39
$E_{\gamma} = 330$ MeV		
96.	52.57	2.86
106.	52.81	2.98
116.	42.35	3.08
$E_{\gamma} = 350$ MeV		
92.	44.31	1.84
102.	46.96	1.92
112.	40.25	1.98
122.	28.64	1.87
$E_{\gamma} = 370$ MeV		
81.	30.38	1.54
91.	38.27	1.65
101.	39.41	1.75
111.	33.10	1.76
121.	24.91	1.71
$E_{\gamma} = 390$ MeV		
81.	25.18	1.47
91.	28.21	1.49
101.	28.18	1.56
111.	23.37	1.60
121.	17.27	1.61
$E_{\gamma} = 410$ MeV		
75.	18.63	1.24
85.	22.18	1.30
95.	23.58	1.36
105.	19.67	1.34
115.	16.23	1.40
$E_{\gamma} = 430$ MeV		
70.	12.16	1.21
80.	15.24	1.24
90.	16.80	1.27
100.	14.84	1.29

B. Ergebnisse: Tabellen

$\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \pi^0$		
$\theta_\pi^* [Grad]$	$(d\sigma/d\Omega)_{3/2} - (d\sigma/d\Omega)_{1/2} [\mu b/sr]$	$\Delta d\sigma/d\Omega [\mu b/sr]$
110.	12.11	1.32
120.	9.99	1.35
$E_\gamma = 450 \text{ MeV}$		
67.	8.54	1.22
77.	11.84	1.07
87.	14.39	1.09
97.	12.88	1.08
107.	10.95	1.12
117.	9.80	1.18
$E_\gamma = 470 \text{ MeV}$		
67.	5.30	1.08
77.	10.28	0.99
87.	11.47	0.96
97.	8.43	0.96
107.	8.32	0.99
117.	7.36	1.03
$E_\gamma = 490 \text{ MeV}$		
64.	4.14	0.96
74.	7.18	0.83
84.	6.84	0.81
94.	7.11	0.80
104.	6.75	0.79
114.	6.00	0.82
$E_\gamma = 510 \text{ MeV}$		
66.	3.88	0.93
76.	4.69	0.90
86.	4.74	0.88
96.	4.30	0.85
106.	5.31	0.85
116.	3.99	0.91
$E_\gamma = 540 \text{ MeV}$		
59.	2.02	0.87
69.	2.86	0.74
79.	4.33	0.69
89.	4.83	0.70
99.	4.95	0.69
109.	1.29	0.77
119.	2.55	0.89

$\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$		
θ_π^* [Grad]	$(d\sigma/d\Omega)_{3/2} - (d\sigma/d\Omega)_{1/2}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
$E_\gamma = 560$ MeV		
63.	1.51	0.78
73.	2.29	0.75
83.	2.92	0.71
93.	3.55	0.70
103.	2.97	0.80
113.	1.99	0.96
123.	1.13	0.87
$E_\gamma = 580$ MeV		
59.	0.17	0.75
69.	-0.81	0.69
79.	1.71	0.66
89.	3.29	0.63
99.	2.20	0.76
109.	1.71	0.77
119.	0.06	0.82
$E_\gamma = 600$ MeV		
53.	-0.69	1.46
63.	0.04	0.99
73.	0.39	0.90
83.	1.08	0.88
93.	2.19	1.03
103.	0.37	0.99
113.	-0.42	1.07
$E_\gamma = 620$ MeV		
57.	-0.46	0.85
67.	0.76	0.78
77.	0.39	0.75
87.	0.67	0.79
97.	0.11	0.81
107.	-0.86	0.86
117.	-0.52	0.90
$E_\gamma = 640$ MeV		
56.	0.50	0.80
66.	0.92	0.70
76.	0.25	0.68
86.	1.15	0.73
96.	0.72	0.70

B. Ergebnisse: Tabellen

$\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \pi^0$		
$\theta_\pi^* [Grad]$	$(d\sigma/d\Omega)_{3/2} - (d\sigma/d\Omega)_{1/2} [\mu b/sr]$	$\Delta d\sigma/d\Omega [\mu b/sr]$
106.	-0.28	0.77
116.	-0.02	0.76
$E_\gamma = 660 \text{ MeV}$		
54.	-0.97	0.98
64.	0.47	0.84
74.	0.54	0.80
84.	0.23	0.87
94.	-0.47	0.88
104.	-0.49	0.88
114.	-1.86	0.80
$E_\gamma = 680 \text{ MeV}$		
54.	-0.79	0.75
64.	0.16	0.66
74.	0.65	0.63
84.	0.88	0.67
94.	0.72	0.69
104.	-0.43	0.66
114.	-1.01	1.00
$E_\gamma = 700 \text{ MeV}$		
52.	-0.36	0.77
62.	0.54	0.68
72.	0.60	0.66
82.	0.55	0.68
92.	-1.62	0.68
102.	-1.96	0.75
$E_\gamma = 720 \text{ MeV}$		
51.	-0.91	0.86
61.	-0.84	0.77
71.	0.01	0.74
81.	-0.47	0.75
91.	0.61	0.75
101.	-0.27	1.39
$E_\gamma = 740 \text{ MeV}$		
48.	-0.87	0.98
58.	-0.53	0.82
68.	-0.71	0.77
78.	0.27	0.80
88.	-0.92	0.79

$\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$		
θ_π^* [Grad]	$(d\sigma/d\Omega)_{3/2} - (d\sigma/d\Omega)_{1/2}$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]	$\Delta d\sigma/d\Omega$ [$\mu\text{b}/\text{sr}$]
98.	-0.38	2.14
108.	-17.41	10.95
$E_\gamma = 760$ MeV		
45.	-0.85	1.18
55.	-1.49	0.83
65.	-0.74	0.75
75.	0.55	0.80
85.	1.52	0.78
95.	-0.28	2.68
$E_\gamma = 780$ MeV		
44.	-0.36	1.12
54.	0.71	0.74
64.	-0.12	0.68
74.	-0.97	0.69
84.	-0.15	0.68

Anhang C

Ergebnisse: Bilder

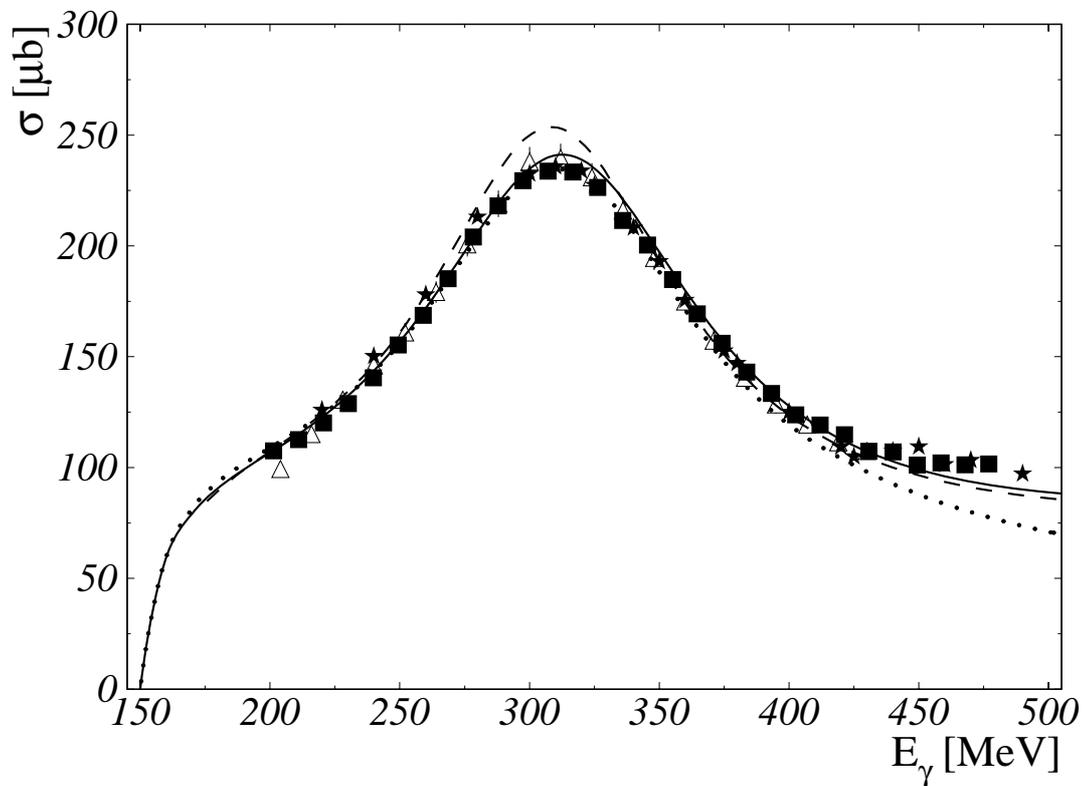


Abbildung C.1: Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ (■ diese Arbeit). Δ sind die Daten nach [MacCorm], \star sind die Daten nach [Landolt]. Nur statistischer Fehler ist gezeigt. Die Kurven sind die Vorhersagen nach SAID (durchgezogen), UIM (gestrichelt) und HDT (gepunktet).

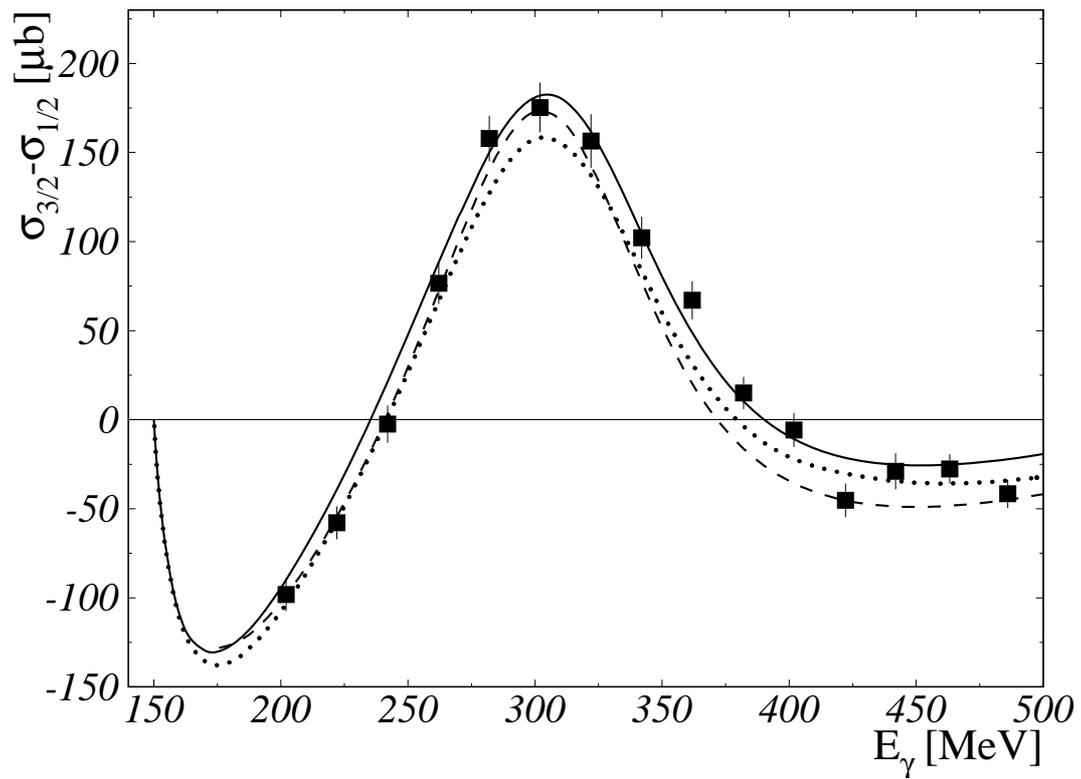


Abbildung C.2: Differenz der helizitätsabhängigen totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow n\pi^+$ (■). Nur statistischer Fehler ist gezeigt. Bedeutung der Kurven wie in Abb. C.1.

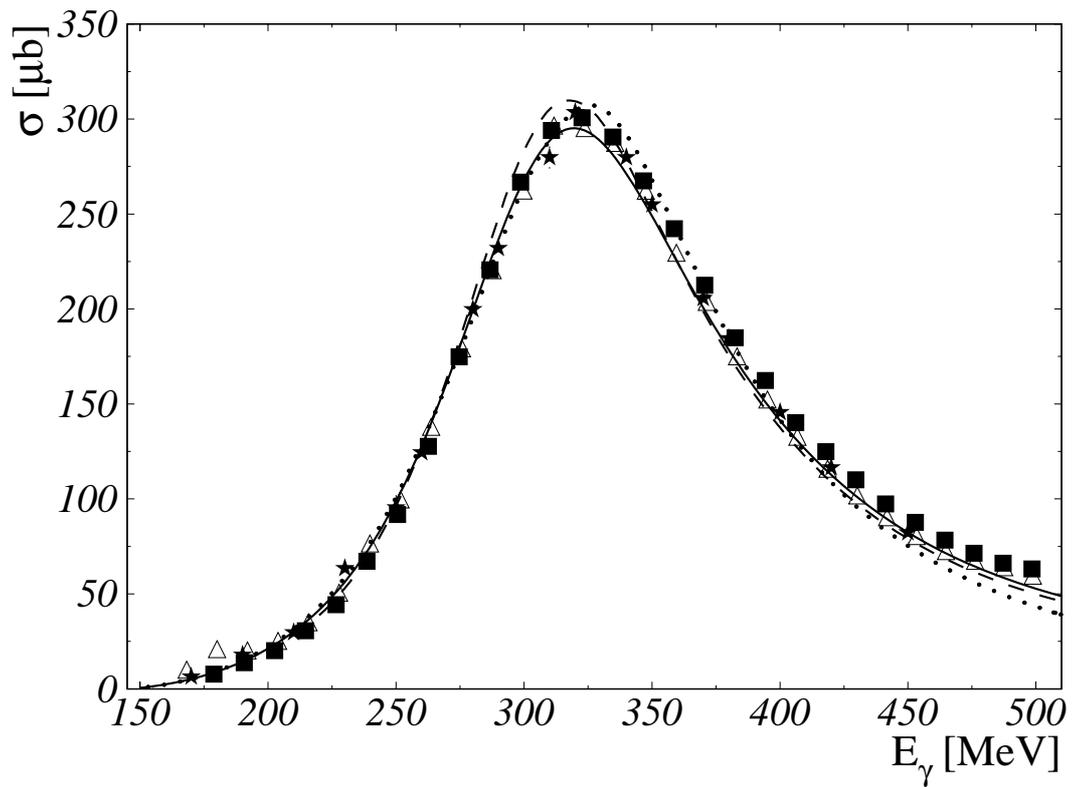


Abbildung C.3: Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (■). \triangle sind die Daten nach [MacCorm], \star sind die Daten nach [Landolt]. Nur statistischer Fehler ist gezeigt. Bedeutung der Kurven wie in Abb. C.1.

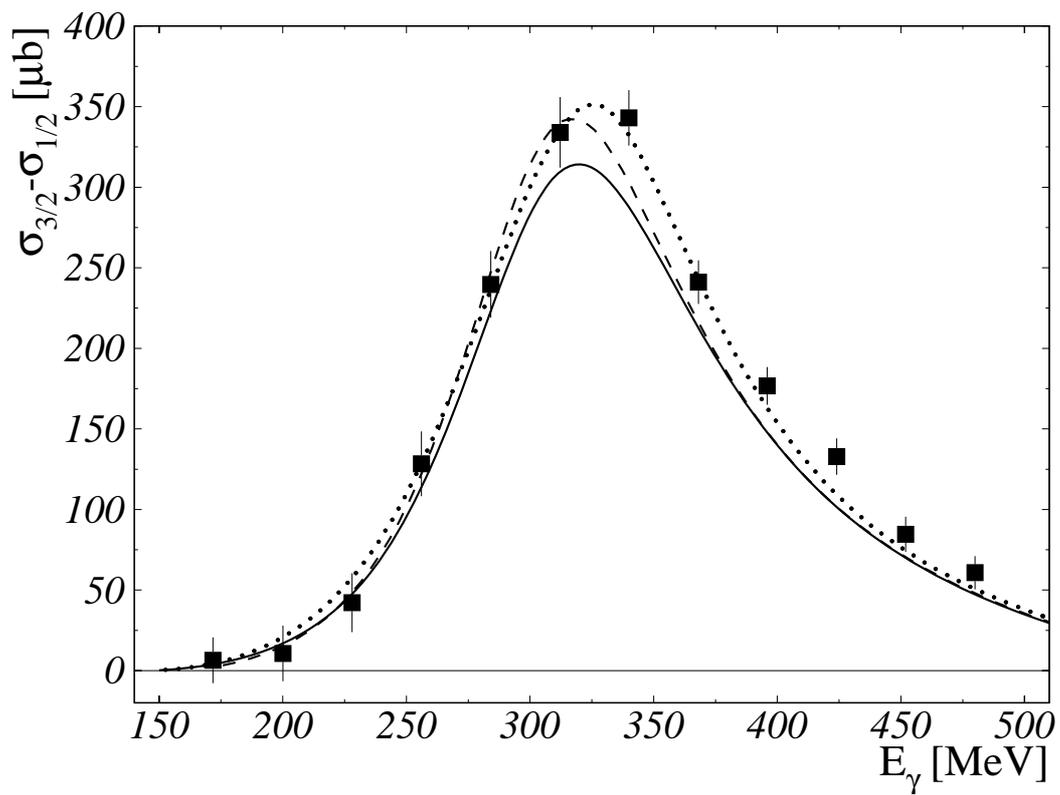


Abbildung C.4: Differenz der helizitätsabhängigen totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$ (■). Nur statistischer Fehler ist gezeigt. Bedeutung der Kurven wie in Abb. C.1.

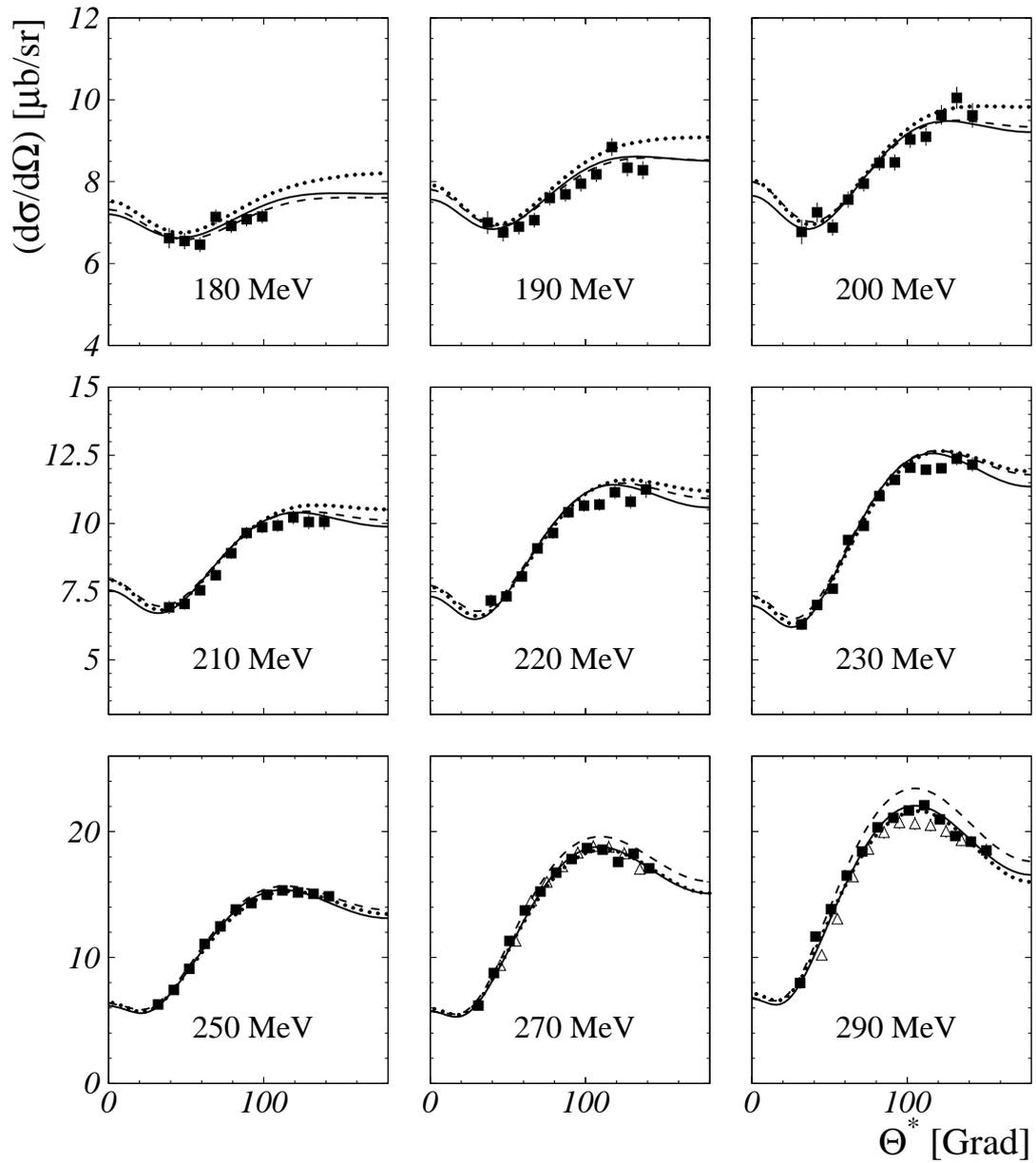


Abbildung C.5: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ (■). \triangle sind die Daten nach [Krahn]. Nur statistischer Fehler ist gezeigt. Die Kurven geben die Vorhersagen nach SAID (durchgezogen), UIM (gestrichelt) und HDT (gepunktet).

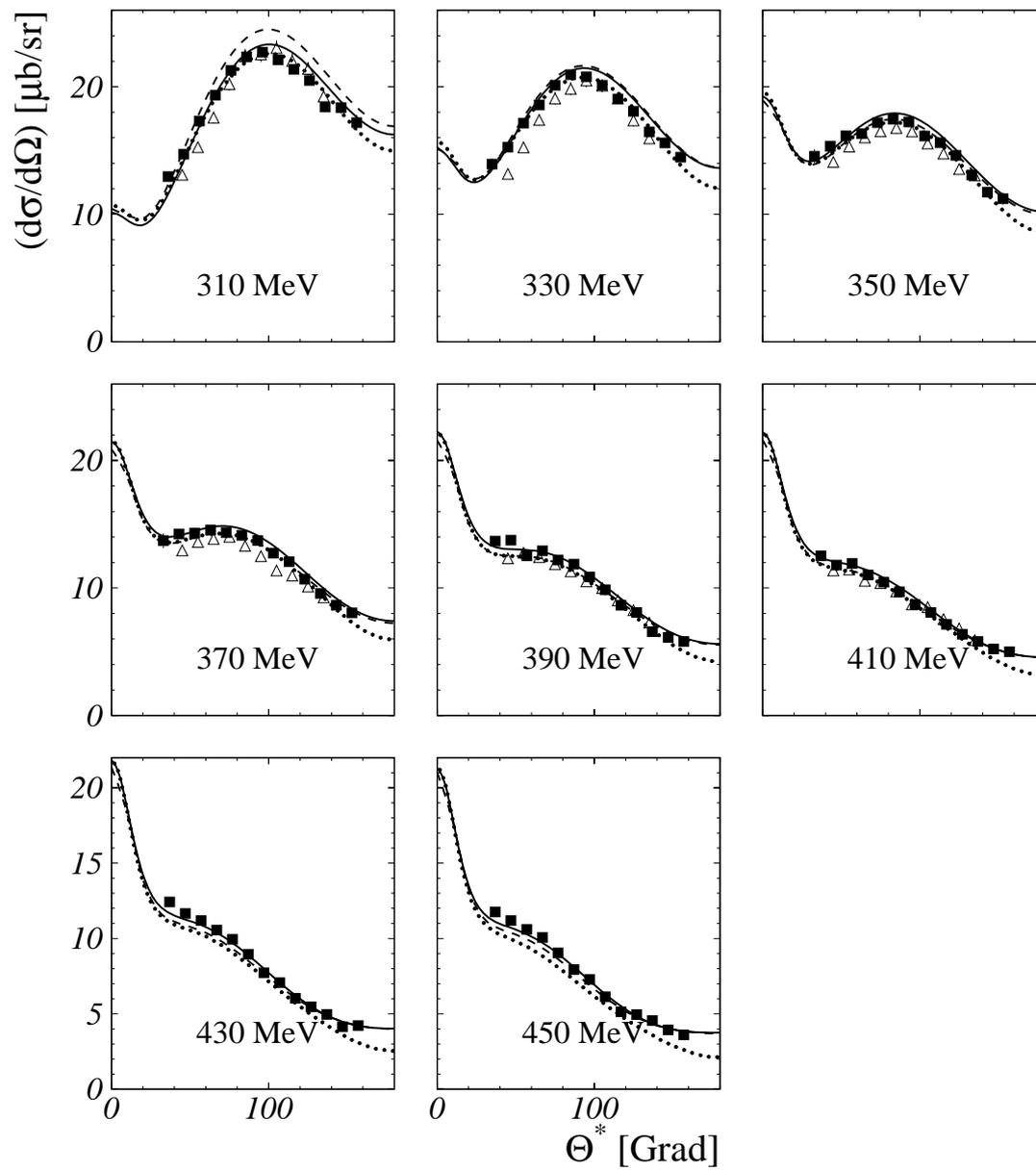


Abbildung C.6: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$. Bedeutung der Kurven und Symbole wie in Abb. C.5

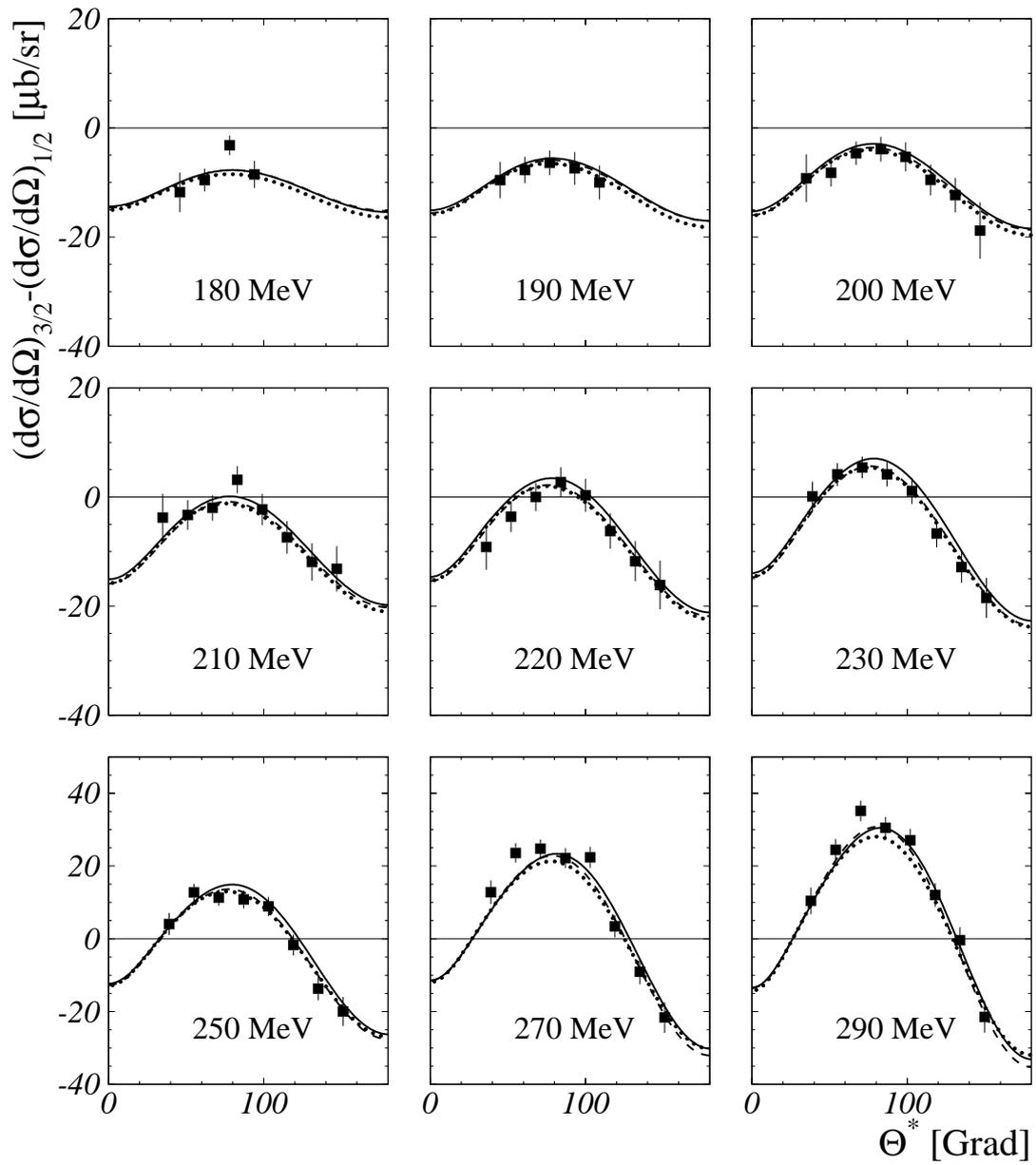


Abbildung C.7: Differenz der helizitätsabhängigen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow n\pi^+$. Nur statistischer Fehler ist gezeigt. Bedeutung der Kurven wie in Abb. C.5

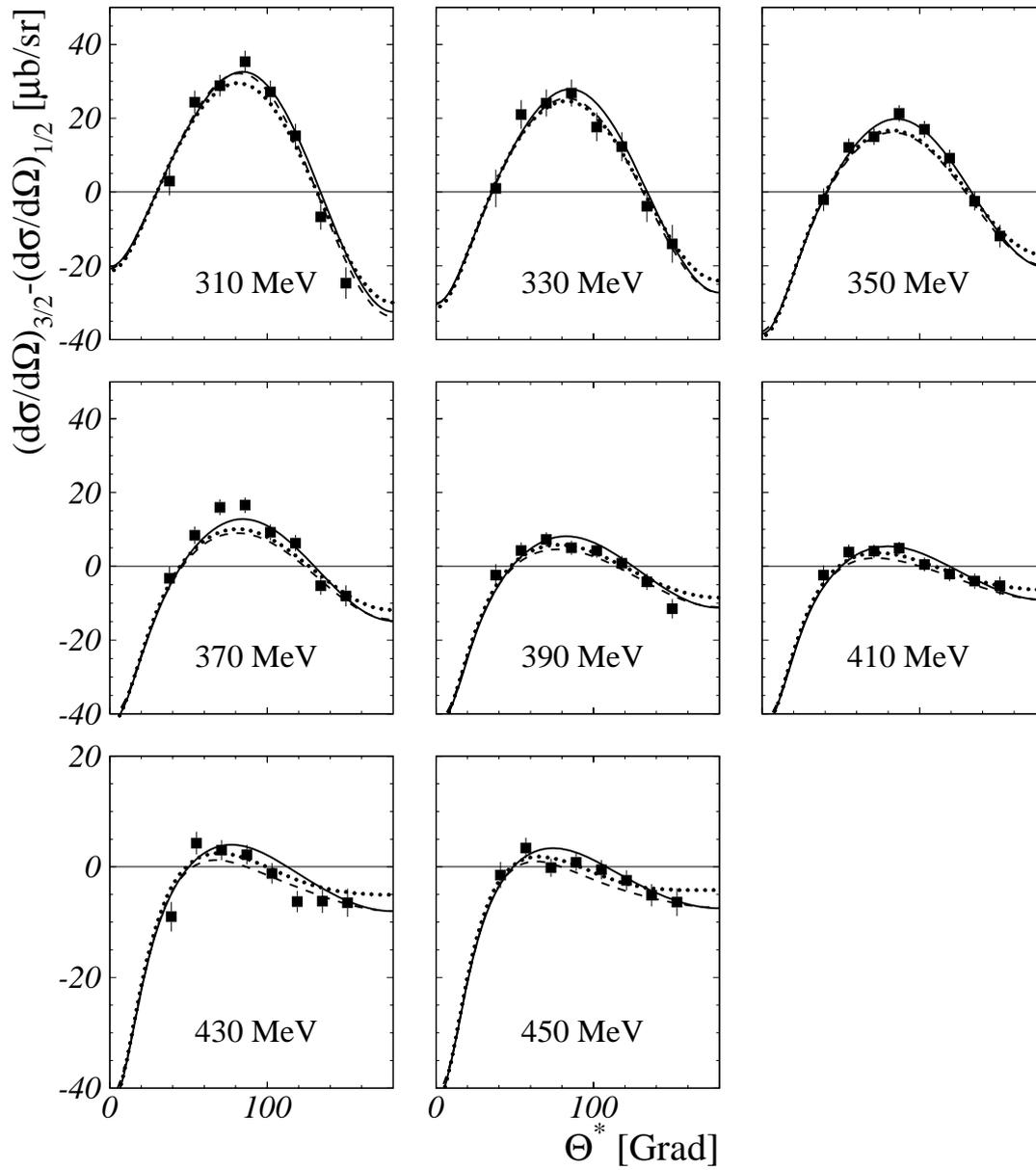


Abbildung C.8: Differenz der helizitätsabhängigen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow n\pi^+$. Nur statistischer Fehler ist gezeigt. Bedeutung der Kurven wie in Abb. C.5

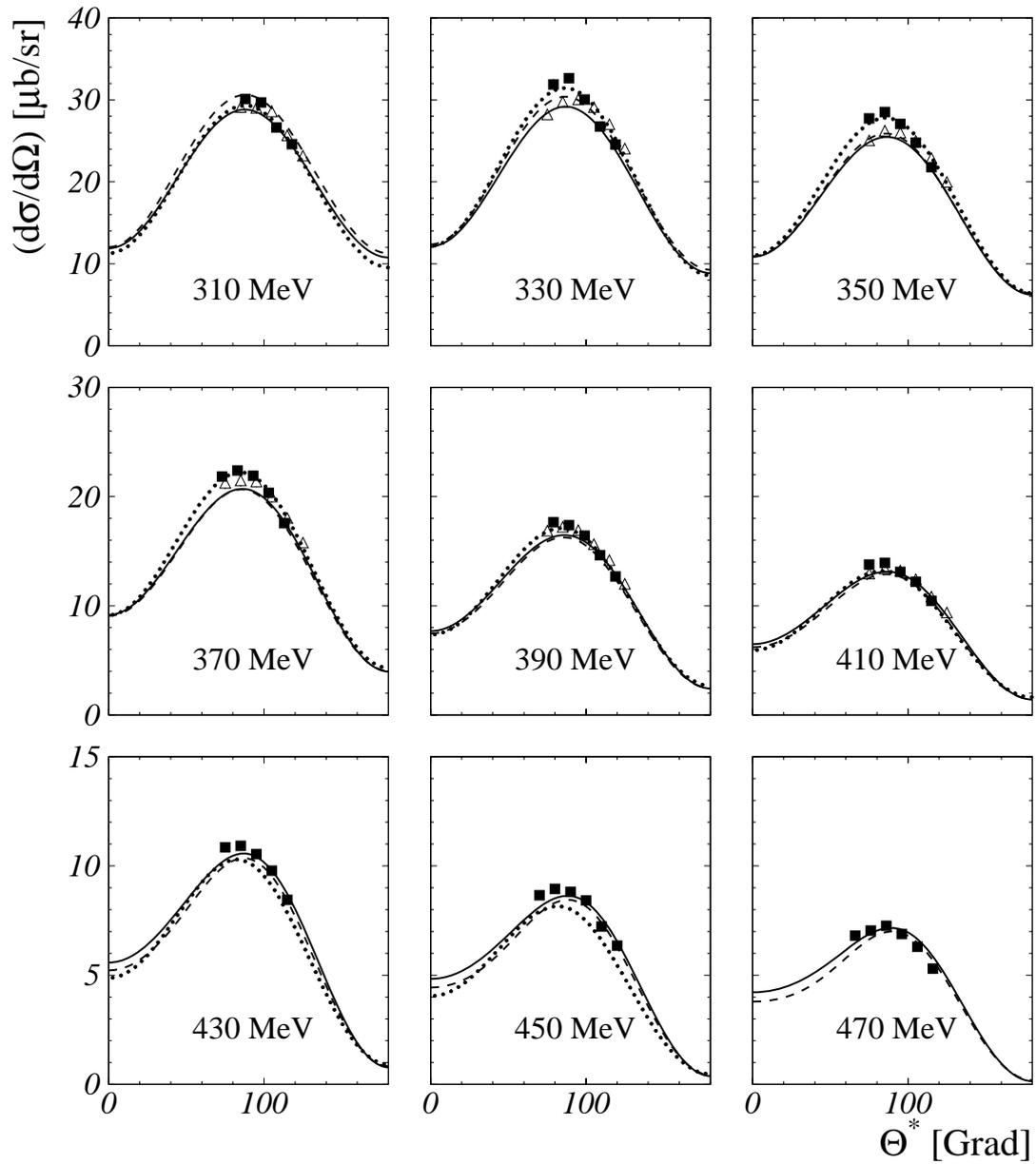


Abbildung C.9: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (■). Δ sind die Daten nach [Krahn]. Nur statistischer Fehler ist gezeigt. Die Kurven geben die Vorhersagen nach SAID (durchgezogen), UIM (gestrichelt) und HDT (gepunktet).

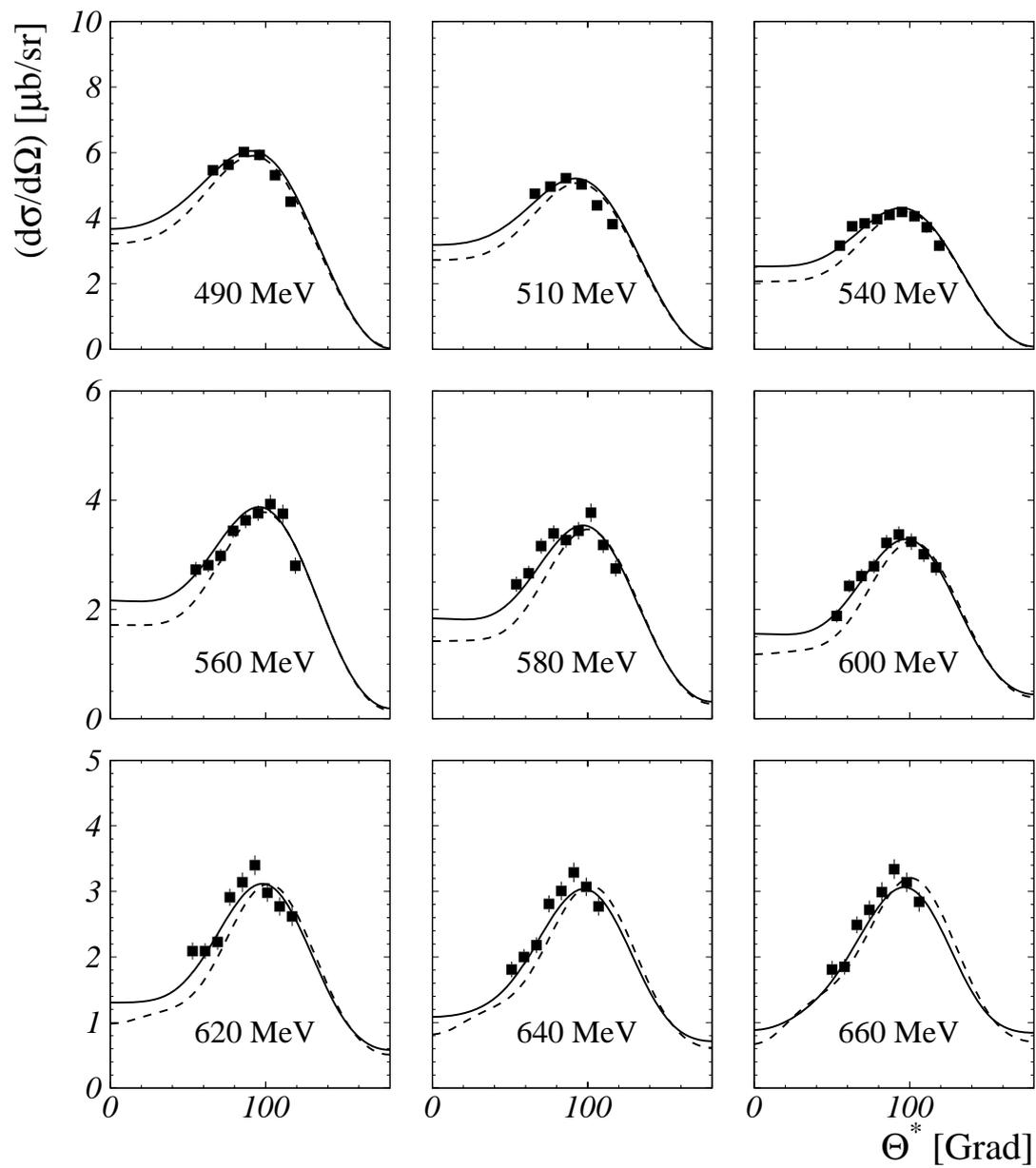


Abbildung C.10: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Nur statistischer Fehler ist gezeigt. Bedeutung der Kurven wie in Abb. C.9.

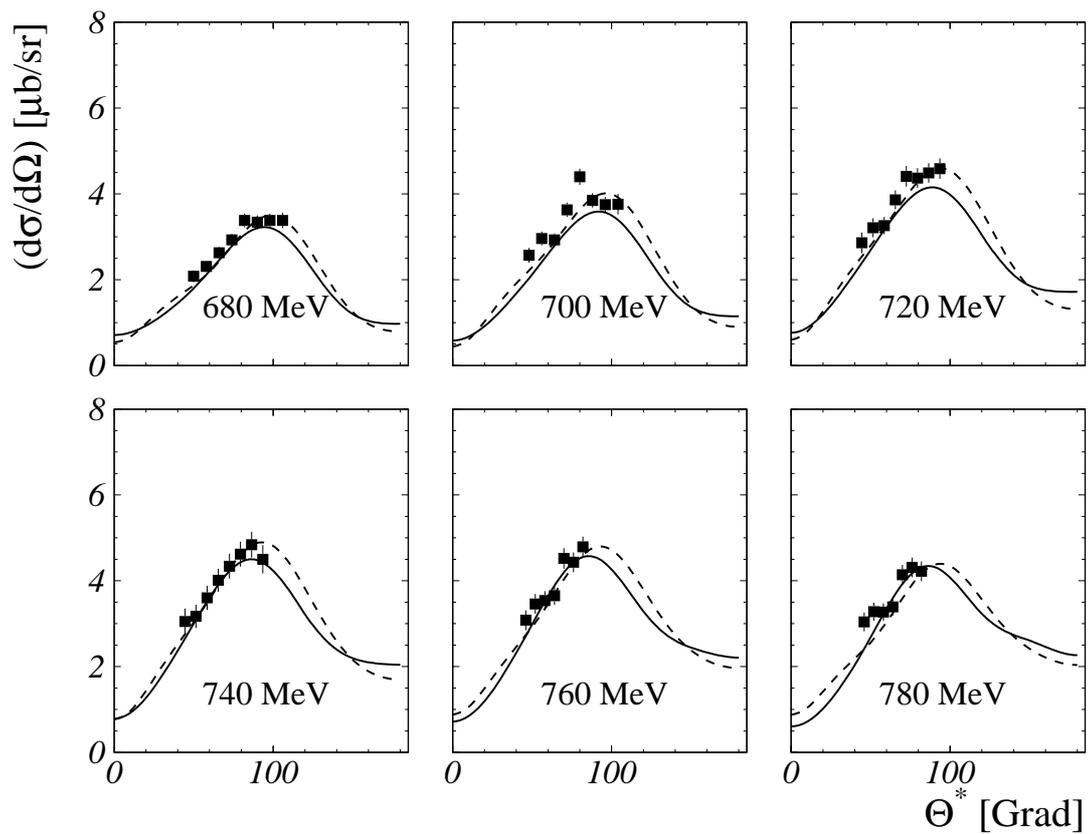


Abbildung C.11: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$. Nur statistischer Fehler ist gezeigt. Bedeutung der Kurven wie in Abb. C.9.

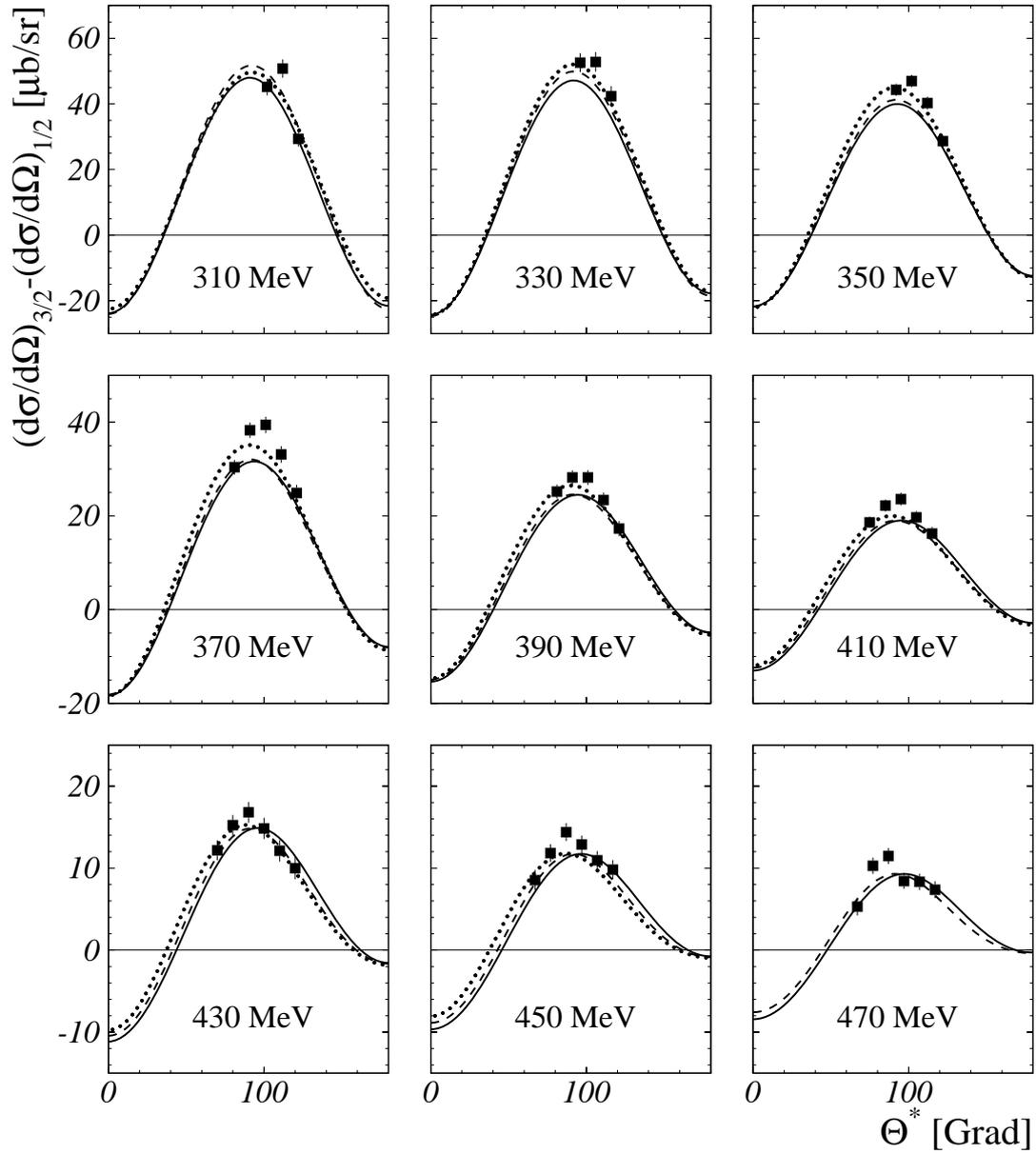


Abbildung C.12: Differenz der helizitätsabhängigen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\vec{\gamma} p \rightarrow p \pi^0$. Nur statistischer Fehler ist gezeigt. Bedeutung der Kurven wie in Abb. C.9.

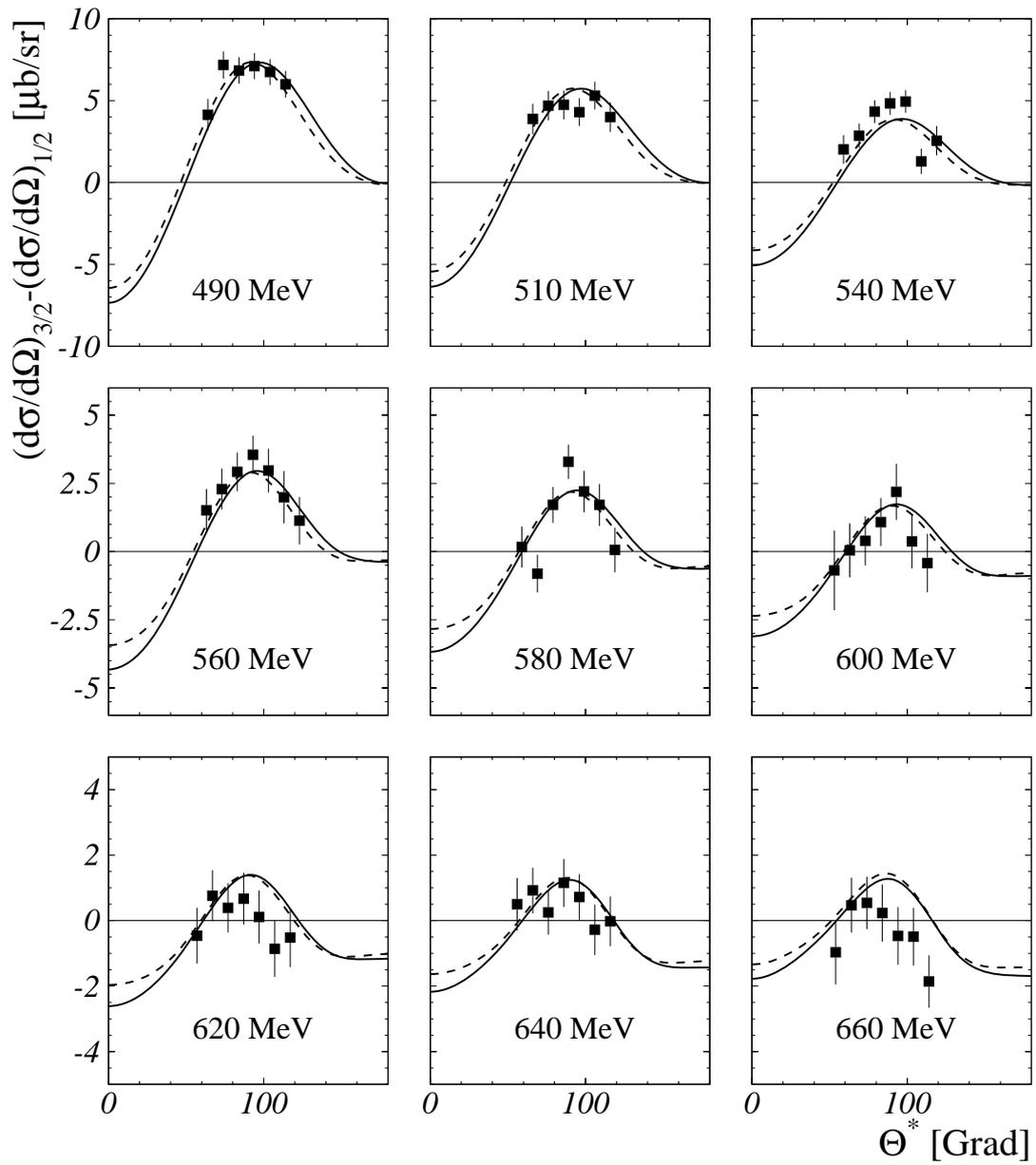


Abbildung C.13: Differenz der helizitätsabhängigen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$. Nur statistischer Fehler ist gezeigt. Bedeutung der Kurven wie in Abb. C.9.

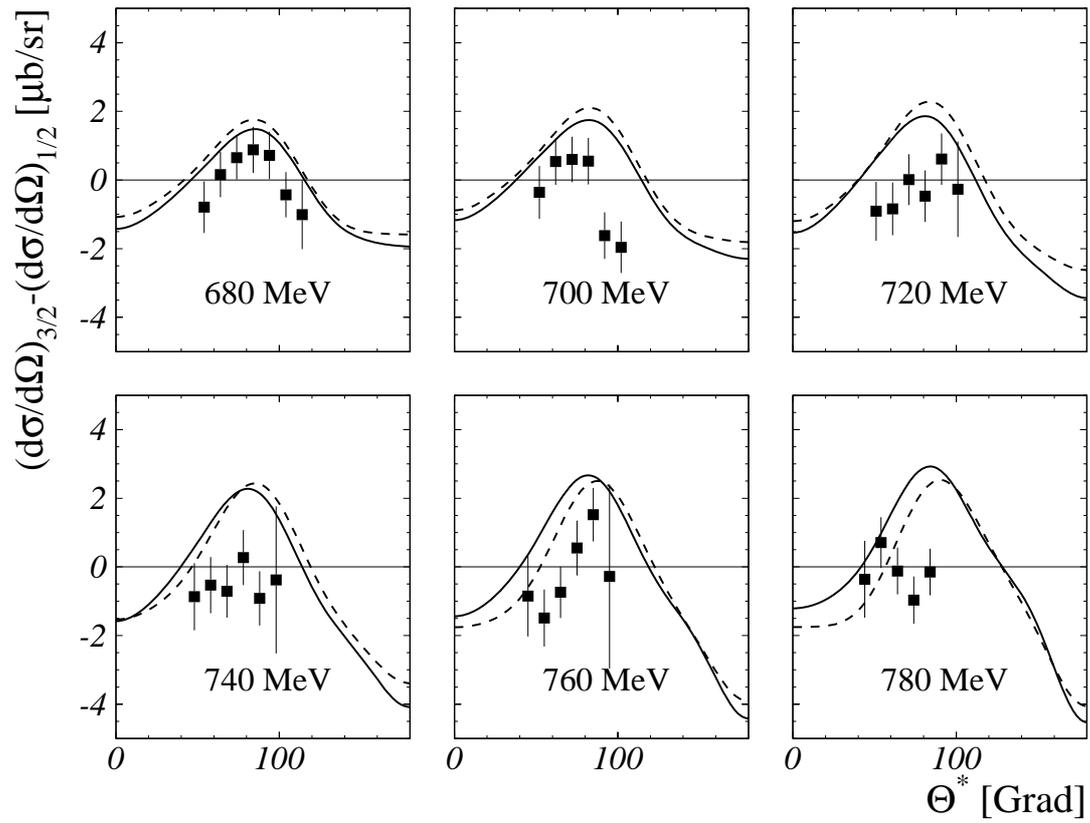


Abbildung C.14: Differenz der helizitätsabhängigen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0$. Nur statistischer Fehler ist gezeigt. Bedeutung der Kurven wie in Abb. C.9.

Anhang D

Ergebnisse der Multipolanalyse: Bilder

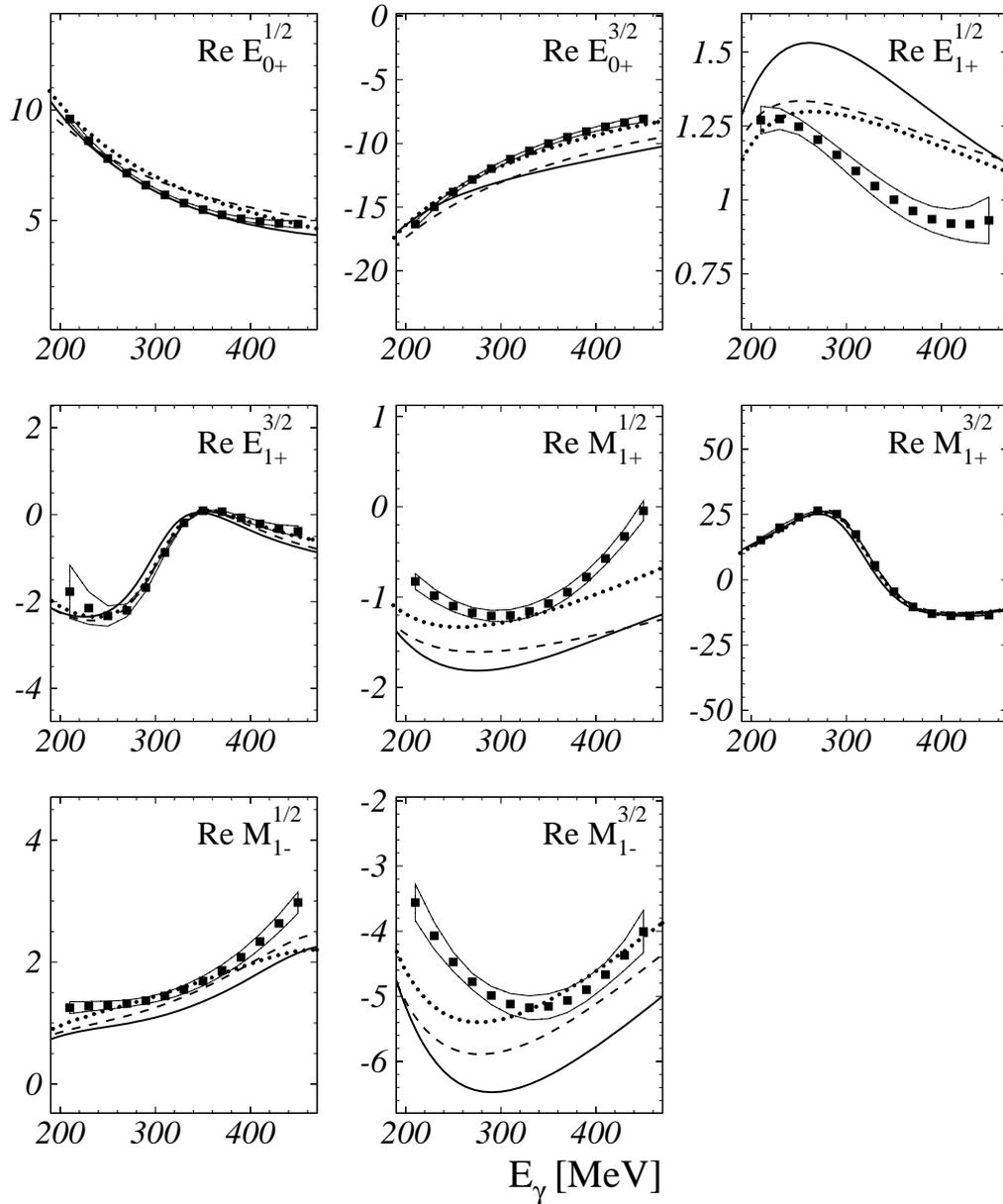


Abbildung D.1: Realeile der 8 Isospin-Multipole in Einheiten ($10^{-3}/m_{\pi^+}$). Die \blacksquare entsprechen den angepaßten Amplituden mit einem Fehlerband. Die Resonanzamplituden wurden mit der HDT-Parametrisierung angepaßt. Die Kurven sind SAID(GWU) (durchgezogen)- und UIM (gestrichelt)-Vorhersagen.

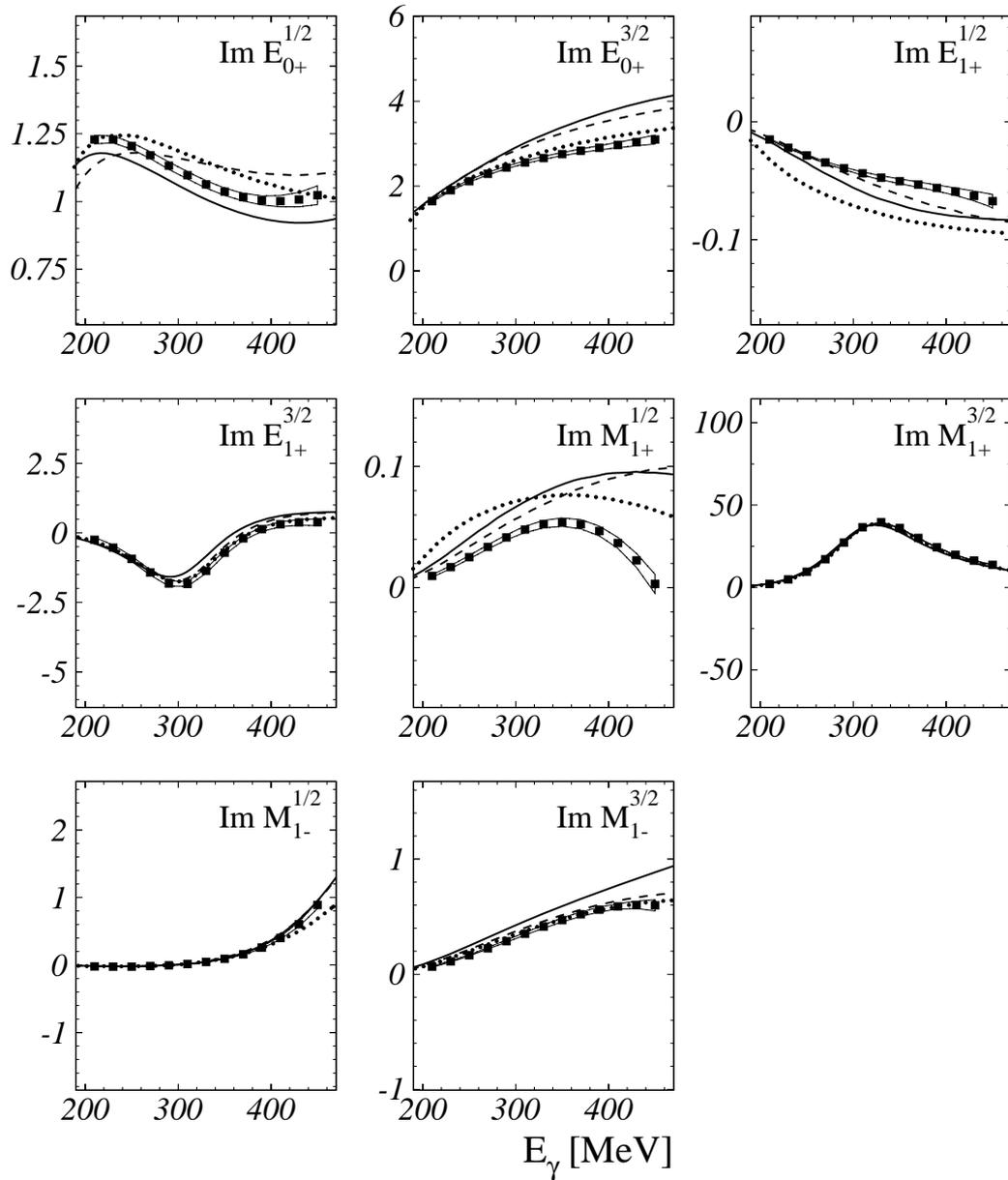


Abbildung D.2: Imaginärteil der 8 Isospin-Multipole (HDT-Parametrisierung). Bedeutung der Kurven und Symbole wie in Abb. D.1.

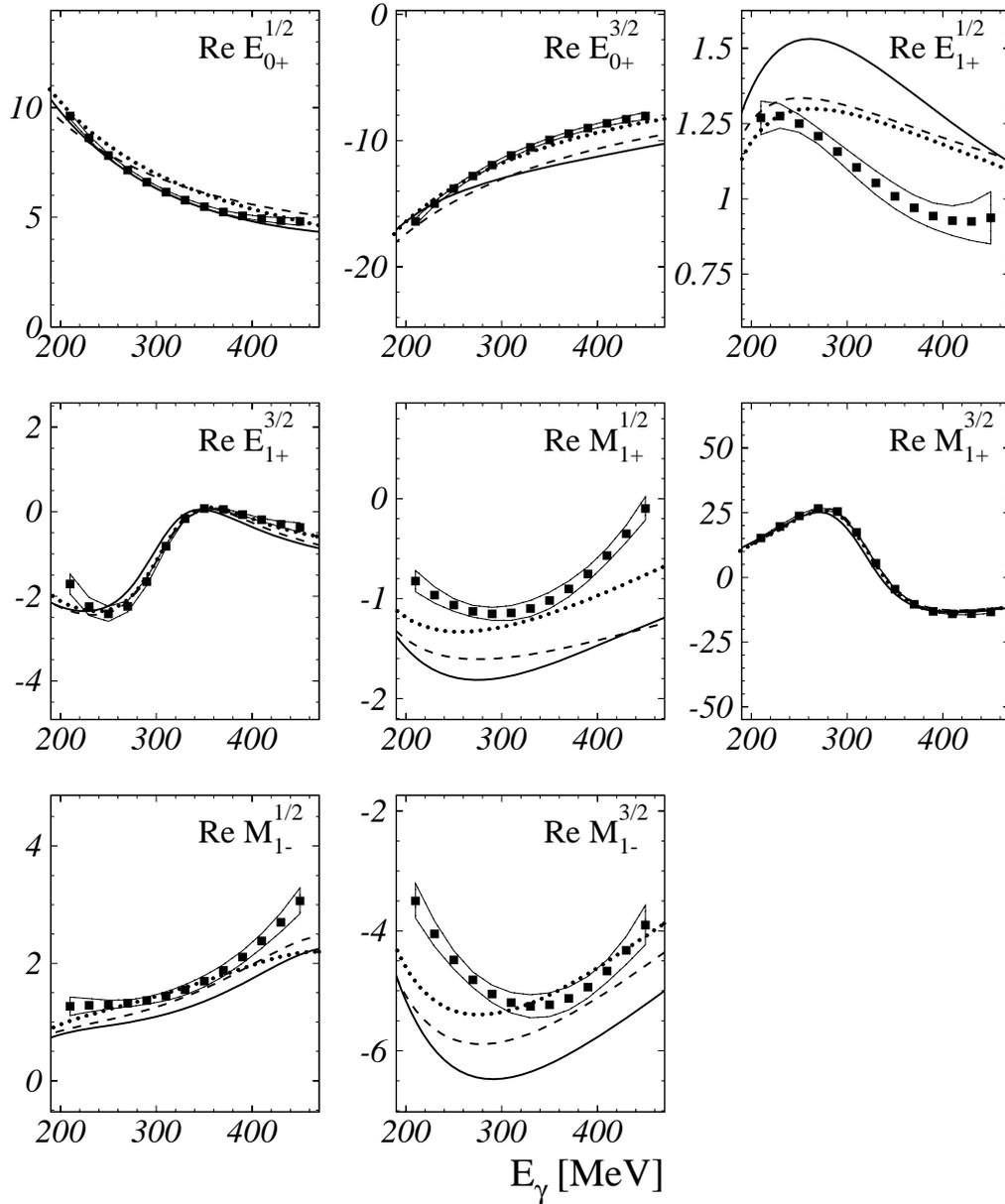


Abbildung D.3: Imaginärteil der 8 Isospin-Multipole (MAID-Parametrisierung). Bedeutung der Kurven und Symbole wie in Abb. D.1.

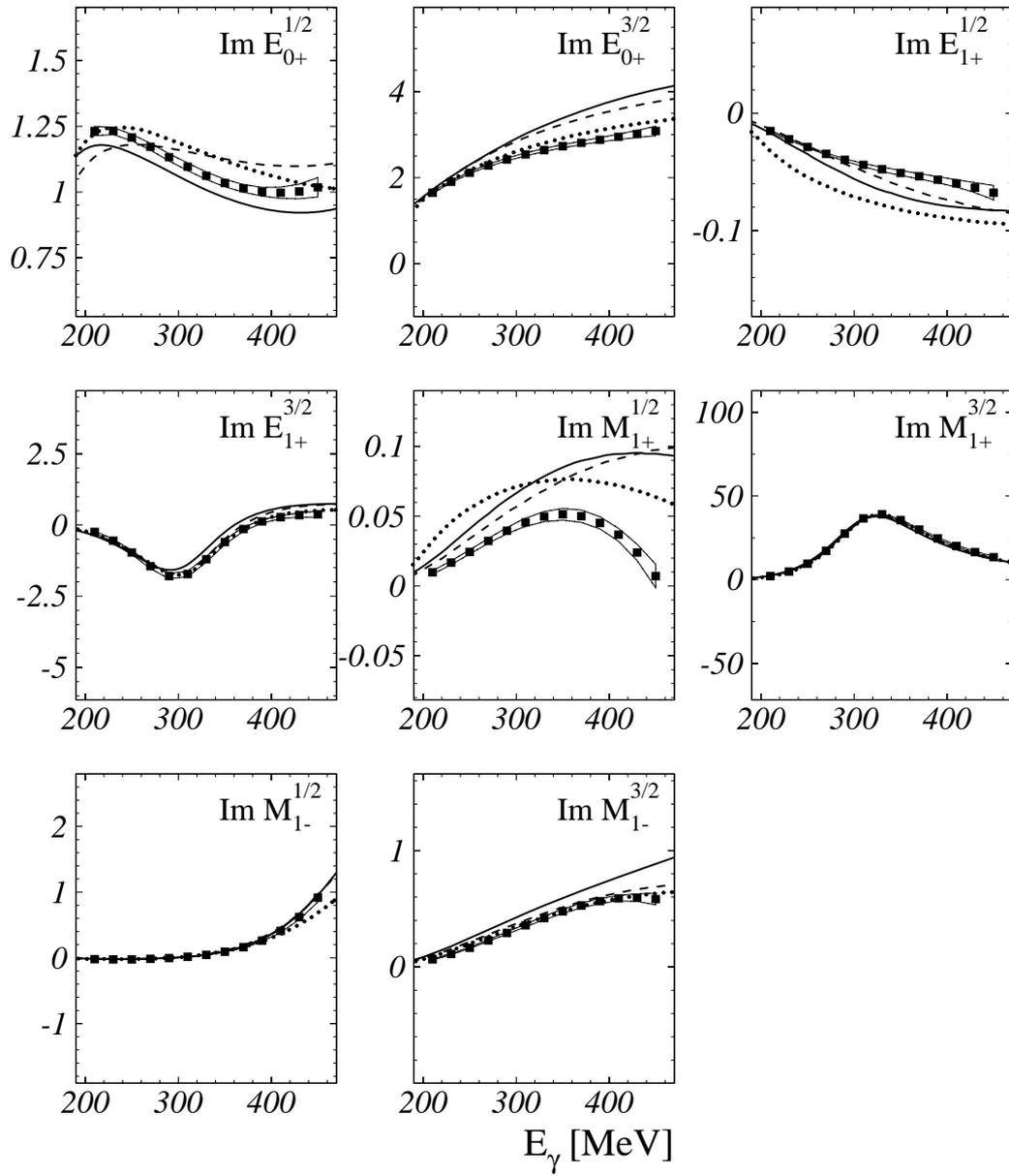


Abbildung D.4: Realteil der 8 Isospin-Multipole (MAID-Parametrisierung). Bedeutung der Kurven und Symbole wie in Abb. D.1.

Literaturverzeichnis

- [Ahrens] J. Ahrens et al.: Phys. Rev. Lett. **87**(2001)022003
- [Alti] S. Altieri et al.: Nucl. Instr. Meth. **A 452**(2000)185
- [Amaldi] E. Amaldi, S. Fubini and G. Furlan : Pion elektroproduction (Springer Tracts in Modern Physics **83**, Berlin: Springer, p1.
- [Anth] I. Anthony et al.: Nucl. Instr. Meth. **A 301**(1991)473
- [Arenh] H. Arenhövel, W. Leidemann, and E.L. Tomusiak : Few Body Syst. **26**(1999)43
- [Audit] G. Audit et al.: Nucl. Instr. Meth. **A 301**(1991)473
- [Aule] K. Aulenbacher et al.: Nucl. Instr. Meth. **A 325**(1993)378
- [Barker] I.S. Barker, A. Donnachie, and J.K. Storrow : Complete Experiments in Pseudoscalar Photoproduction, Ibid, Vol. 95, No.2, pp 347-356, 1975
- [Beck] R. Beck et al.: Phys. Rev. **C 61**(2000)035204
- [Bely] A.A. Belyaev et al.: Nucl. Phys. **B 213**(1983)201
- [Bench] R.A. Arndt et. al: Submitted to πN Newsletter
- [Beren] F.A. Berends, A. Donnachie, and D.L. Weaver: Nucl. Phys. **B 4**(1967)1
- [Blom] I. Blomqvist and J.M. Laget: Nucl. Phys. **A 280**(1977)405
- [Bock] A. Bock et al.: Phys. Rev. Lett. **81**(1998)534
- [Brad] C. Bradtke et al.: Nucl. Instr. Meth. **A 436**(1999)430
- [Brag] A. Braghieri et al.: Nucl. Instr. Meth. **A 343**(1994)623
- [Chew] G.F. Chew, et al.: Phys. Rev. **106**(1957)1345
- [Drech] D. Drechsel and L. Tiator: J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **18**(1992)449

LITERATURVERZEICHNIS

- [Drell] S.D. Drell and A.C. Hearn: Phys. Rev. Lett. **16**(1996)908
- [Dres] I. Drescher: Diplomarbeit, Mainz, 1995
- [Dutz] H. Dutz et al.: Nucl. Phys. **A 601**(1996)319
- [Fürst] B. Fürst: Diplomarbeit, Mainz, 1998
- [Geras] S.B. Gerasimov: Sov. J. Nucl. Phys. **2**(1996)430
- [Grus] V.F. Grushin: Photoproduction of pions on low-energy photons: complete experiment and multipole analysis, Photoproduction of photons on nucleons and nuclei, Edited by A. A. Komar, 1975
- [HDT] D. Drechsel et al.: Phys. Lett. **B 385**(1996)45
- [Heid] E. Heid: Dissertation, Mainz, 2000
- [Herm] H. Herminghaus et al.: Nucl. Instr. Meth. **138**(1976)1
- [Holv] H. Holvoet: Dissertation, Gent, 2001
- [Jacob] M. Jacob and G.C. Wick: Ann. Phys. **7**(1959)404
- [Krahn] H.-P. Krahn: Dissertation, Mainz, 1996
- [Lang] M. Lang: Diplomarbeit, Mainz, 1997
- [Landolt] H. Genzel, P. Joos, and W. Pfeil, in *Photoproduction of Elementary Particles*, edited by H.Schopper, Landolt-Börnstein, New series, Group 1, Vol.8 (Springer-Verlag, Berlin 1973).
- [Lannoy] B. Lannoy: Dissertation, Gent, 2000
- [Leukel] R. Leukel: Dissertation, Mainz, 2001
- [Leukel1] R. Leukel: Diplomarbeit, Mainz, 1995
- [MacCorm] M. Mac Cormick et al.: Phys. Rev. **C 55**(1996)41
- [MAID] O. Hanstein, D. Drechsel and L. Tiator: Nucl. Phys. **A 645**(1999)145
- [Olsen] H. Olsen and L. C. Maximon: Phys. Rev. **114**(1959)887
- [Rost] M. Rost: Diplomarbeit, Mainz, 2000
- [SAID] R.A. Arndt et al.: Phys. Rev. **C 53**(1996)430
- [Sauer] M. Sauer et al.: Nucl. Instr. Meth. **A 378**(1996)143

[Seitz] B. Seitz: Dissertation, Göttingen, 1999

[Stef] K.H. Steffens et al.: Nucl. Instr. Meth. **A 391**(1997)498

[Stoc] U. Stockter: Diplomarbeit, Mainz, 1996

[Walk] R.L. Walker: Phys. Rev. **182**(1969)1729

[Watson] K.M. Watson: Phys. Rev. **95**(1954)228