



Johannes Gutenberg–Universität
Mainz
Institut für Kernphysik



**Aufbau des GDH-Experiments und
Messung der Helizitätsabhängigkeit von
 $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ von der Schwelle
bis 800 MeV**

Dissertation

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

Michael Lang
geboren in Mainz

Februar 2004

Jahr der Prüfung: 2004

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
1.1	Die Spinstruktur des Nukleons	10
1.2	Das GDH-Experiment	11
1.3	Zielsetzung dieser Arbeit	12
2	Theoretische Grundlagen zur $\pi\pi$-Photoproduktion	15
2.1	Das Modell der Valencia-Gruppe	17
2.2	Das Modell der Gent-Mainz-Gruppe	23
3	Aufbau des GDH-Experiments	29
3.1	Elektronenstrahl	29
3.1.1	Elektronenbeschleuniger MAMI	29
3.1.2	Quelle für polarisierte Elektronen	30
3.2	Photonenstrahl	33
3.2.1	Produktion reeller Photonen	33
3.2.2	Photonenmarkierungsanlage	37
3.2.3	Bestimmung des Photonenflusses	38
3.2.4	Zirkular polarisierte Photonen	41
3.2.5	Møllerpolarimeter	42
3.3	Polarisiertes Target	44
3.4	GDH-Detektorsystem	47
3.4.1	DAPHNE	48
3.4.1.1	Vertex-Detektor	49
3.4.1.2	Kalorimeter	52
3.4.2	MIDAS	53
3.4.3	Vorwärts-Detektor	55
3.4.4	Čerenkov-Detektor	56

4	Datennahme beim GDH-Experiment	57
4.1	Aufbau der Teiltrigger des Experiments	58
4.1.1	Physikalische Grundlagen	58
4.1.2	DAPHNE	60
4.1.3	MIDAS	65
4.1.4	Vorwärts-Detektor	68
4.2	Zentraler Experimenttrigger des GDH-Experiments	70
4.2.1	Physikalische Anforderungen	71
4.2.2	Technische Realisation	72
4.3	Ereignisbewertung mit dem Taggingspektrometer	76
4.3.1	Aufbau und Funktion der Meßelektronik	76
4.3.2	Zeitstruktur zwischen Tagger und Experimenttriggern	78
4.4	Messung der Photonpolarisation	80
4.4.1	Steuerung der Quelle für polarisierte Elektronen	81
4.4.2	Polarisationssteuerung für das GDH-Experiment	81
4.4.3	Zeitkalibration zwischen GDH-Experiment und Møllerpolarimeter	84
4.5	Erfassung der Daten	86
4.5.1	Gesamtübersicht	86
4.5.2	Betrachtungen zur Totzeit des Experiments	88
4.5.3	Das Echtzeit-Betriebssystem LynxOS	89
4.6	Überwachung der Experimentparameter	90
5	Datenanalyse	93
5.1	Bestimmung des Photoabsorptionswirkungsquerschnitts	93
5.2	Reaktionsidentifikation mit dem Detektor DAPHNE	95
5.2.1	Spurrekonstruktion	96
5.2.2	Energieverlust-Methode	99
5.2.3	Reichweiten-Methode	101
5.2.4	Methode der „fehlenden Masse“	103
5.3	Kanalidentifikation von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$	105
5.3.1	Nachweis von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über zwei geladene Teilchen	106
5.3.2	Nachweis von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über drei geladene Teilchen	108
5.4	Massenbelegung der verwendeten Targets	109
5.5	Geometrische Korrekturen	110
5.5.1	Korrekturen im Zusammenhang mit dem Target	110

5.5.1.1	Vertexschnitte	110
5.5.1.2	Effektive Targetlänge	111
5.5.2	Azimutale Korrektur	113
5.6	Akzeptanz des Detektors DAPHNE	114
5.7	Bestimmung helizitätsabhängiger Größen	117
6	Ergebnisse und Diskussion	121
6.1	Betrachtung helizitätsunabhängiger Größen	121
6.1.1	Photoabsorptionswirkungsquerschnitte	121
6.1.2	Winkelverteilungen	125
6.1.3	Invariante Massen	126
6.1.4	Dalitz-Plots invarianter Massen	129
6.2	Betrachtung helizitätsabhängiger Größen	132
6.2.1	Photoabsorptionswirkungsquerschnitte	132
6.2.2	Asymmetrien	139
6.2.3	Winkelverteilungen	140
6.2.4	Invariante Massen	140
6.2.5	Beitrag zum GDH-Integral	146
6.3	Systematische Fehler	148
6.4	Fazit	152
7	Zusammenfassung und Ausblick	153
A	Erzeugung reeller Photonen	155
A.1	LASER-Rückstreuung	155
A.2	Positronannihilation im Fluge	157
B	The DAPHNE Acceptance	161
B.1	DAPHNE Angular Acceptance for all Reactions	161
B.2	Reaction-Dependent DAPHNE Acceptances in Momentum	161
B.2.1	The Reaction: $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$	162
B.2.1.1	Zero and one Charged Particles Detected Inside DAPHNE Angular Acceptance	162
B.2.1.2	Two Charged Particles Detected Inside DAPHNE Angular Acceptance	162
B.2.1.3	Three Charged Particles Inside DAPHNE Angular Acceptance	162
B.2.2	The Reaction: $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$	162
B.2.3	The Reaction: $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$	163

C Helizitätsabhängige Dalitz-Plots	165
D Helizitätsabhängige Winkelverteilungen	171

Kapitel 1

Einleitung

The question of life, the universe and everything [Adam79] – die Frage nach dem Leben, dem Universum und allem ist nicht nur eine Frage, die von Douglas Adams in seinem berühmten Roman von 1979 gestellt wird, sondern stellt prinzipiell die Kernfrage der modernen Wissenschaft dar. Zusammenhänge in der uns umgebenden Natur zu erfassen, zu verstehen und in andere Zusammenhänge einzuordnen, ist hierbei die wichtigste Aufgabe. Der Aufbau des Universums basiert auf den Eigenschaften der uns umgebenden Materie. Während z.B. die Astronomie und die Werkstoffforschung makroskopische Eigenschaften der Materie untersuchen, ist das Ziel der Kern- und Elementarteilchenphysik die Erforschung mikroskopischer Strukturen.

Bereits die Griechen befaßten sich ca. 500 v.Chr. mit der Frage nach dem „kleinsten unteilbaren Teilchen“, aus dem unsere Materie besteht, und nannten es „Atomos“, woraus der heutige Name „Atom“ abgeleitet ist. Auch im Spätmittelalter wurde diese Frage nach den kleinsten unteilbaren Teilchen durch Thomas von Aquin (1224/25-1274/75) verbreitet, dessen Schüler immer wieder die Standardfrage der Scholastik stellten, wieviele Engel wohl auf einer Nadelspitze Platz fänden. Das Atom ist der wichtigste Baustein der uns heute bekannten leuchtenden Materie. Erst im 20. Jahrhundert wurde es jedoch möglich, die Atome und ihre Substrukturen systematisch zu erforschen. Die Atome selbst bestehen aus Elektronen und dem Atomkern. Protonen und Neutronen bilden die zuerst entdeckte Substruktur des Atomkerns und gehören der Baryonenfamilie an. Eigenschaften dieser Teilchen zu ermitteln, ist seit langem ein Desiderat der Forschung. So ergab zunächst die Messung des magnetischen Moments des Protons im Jahr 1933, daß dieses kein elementares Teilchen ist. Es zeigte sich ein wesentlich höherer Wert als für ein punktförmiges Teilchen zu erwarten gewesen wäre. 1952 entdeckte Fermi durch Pionstreuung am Proton die Δ -Resonanz. 1955 untersuchte Hofstadter die elektromagnetische Struktur des Protons. Anhand dieser Experimente zeigte sich, daß das Proton eine Ausdehnung, eine innere Struktur und eine nicht-punktförmige Ladungsverteilung besitzt. 1964 wurde, basierend auf diesen Erkenntnissen, von Gell-Mann und Zweig das Quarkmodell aufgestellt. Neutronen und Protonen bestehen hiernach prinzipiell aus drei Quarks. Die wichtigsten beiden Quarks sind u (up) mit der Ladung $+2/3$ und d (down) mit der Ladung $-1/3$. Demzufolge bestehen Neutronen aus udd und Protonen aus uud Quarks. Durch tiefinelastische Streuung von Elektronen an einem Proton-Target konnte dieses Modell im Jahr 1969 erstmalig verifiziert werden.

Die bislang erfolgreichste Theorie zur Erklärung der starken Wechselwirkungsphänomene ist die Quantenchromodynamik (QCD). Die Quarks stellen die fundamentalen Konstituenten dar,

die über Gluonen verbunden sind. Gluonen sind intermediäre Bosonen und besitzen die Farbladungen rot, grün und blau. Dies funktioniert jedoch nur gut im Rahmen störungstheoretischer Rechnungen für hohe Energie- und Impulsüberträge. Für kleine Energien, bei denen keine perturbative Behandlung möglich ist, liefert die QCD keine ausreichende Erklärung. Moderne Modelle für Reaktionen am Nukleon in diesem niederen Energiebereich sind effektive Modelle, die die Nukleonresonanzen als explizite Freiheitsgrade behandeln.

Baryonresonanzen und mesonische Resonanzen sind Anregungszustände des Nukleons bzw. des $\pi\pi$ -Systems im Bereich der starken Wechselwirkung. Sie besitzen eine meßbare invariante Masse, deren Breite von ihrer Lebensdauer abhängt, und haben, wie auch das nicht angeregte Nukleon, ein anomales magnetisches Moment. Resonanzen zerfallen nach kurzen Zeiten von typisch $\tau \approx 10^{-23}$ s in ein Nukleon und ein weiteres leichteres Teilchen. Die Produktion von Resonanzen basiert auf Anregung der inneren Freiheitsgrade des Nukleons. Diese Anregungszustände sind durch die äußeren Quantenzahlen des Gesamtdrehimpulses I und des Isospins T gekennzeichnet. Die Anregung des Nukleons durch Beschuß mit Teilchen aus einem Beschleuniger liefert ein Spektrum, dessen Strukturen zum Teil mit Hilfe der Resonanzen erklärbar sind. Für die Nukleonanregung mit reellen Photonen im Energiebereich von $200 \text{ MeV} \leq \omega \leq 800 \text{ MeV}$ sind die folgenden wichtigsten baryonischen und mesonischen Resonanzen beobachtbar:

Resonanz	I	T	Bemerkungen
$S_{11}(1535)$	1/2	1/2	
$P_{11}(1440)$	1/2	1/2	„Roper“ Resonanz
$D_{13}(1520)$	3/2	1/2	
$P_{33}(1232)$	3/2	3/2	$\Delta(1232)$
$D_{33}(1700)$	3/2	3/2	$\Delta(1700)$
$\rho(770)$	1	1	

Abbildung 1.1 zeigt das Photoabsorptionsspektrum des Protons für Photonenenergien (ω) von 200 MeV bis 800 MeV aus veröffentlichten Messungen der A2-Kollaboration. Der totale Photoabsorptionswirkungsquerschnitt ist die Summe aller Photoproduktionsreaktionen am Proton. Durch Bestimmung der partiellen Reaktionskanäle

$$\gamma p \rightarrow N\pi, \quad (1.1)$$

$$\gamma p \rightarrow N\pi\pi, \quad (1.2)$$

$$\gamma p \rightarrow N\eta, \quad (1.3)$$

können die Reaktionsmechanismen der Photoproduktion am Proton eingegrenzt werden. Dies liefert Strukturinformationen und damit einen tieferen Einblick in die Abläufe der Photoproduktion am Proton. Abbildung 1.2 zeigt die Breit-Wigner-Parametrisierung der Baryonresonanzen am Proton, die im totalen Photoabsorptionsquerschnitt im Bereich der Photonenenergie (ω) von 0 MeV bis 1200 MeV beobachtbar sind. $P_{33}(1232)$ (auch $\Delta(1232)$) zeigt sich hier als deutlichste Resonanz, die aufgrund der geringen Überlagerungen mit anderen Resonanzbeiträgen in den Daten in Abbildung 1.1 gut über die Ein-Pion-Photoproduktionskanäle beobachtbar ist. Die in Abbildung 1.1 gezeigte zweite Struktur ist hingegen nicht über eine einzelne Resonanz erklärbar, sondern beinhaltet Beiträge der Resonanzen $D_{13}(1520)$, $S_{11}(1535)$, $P_{11}(1440)$ und

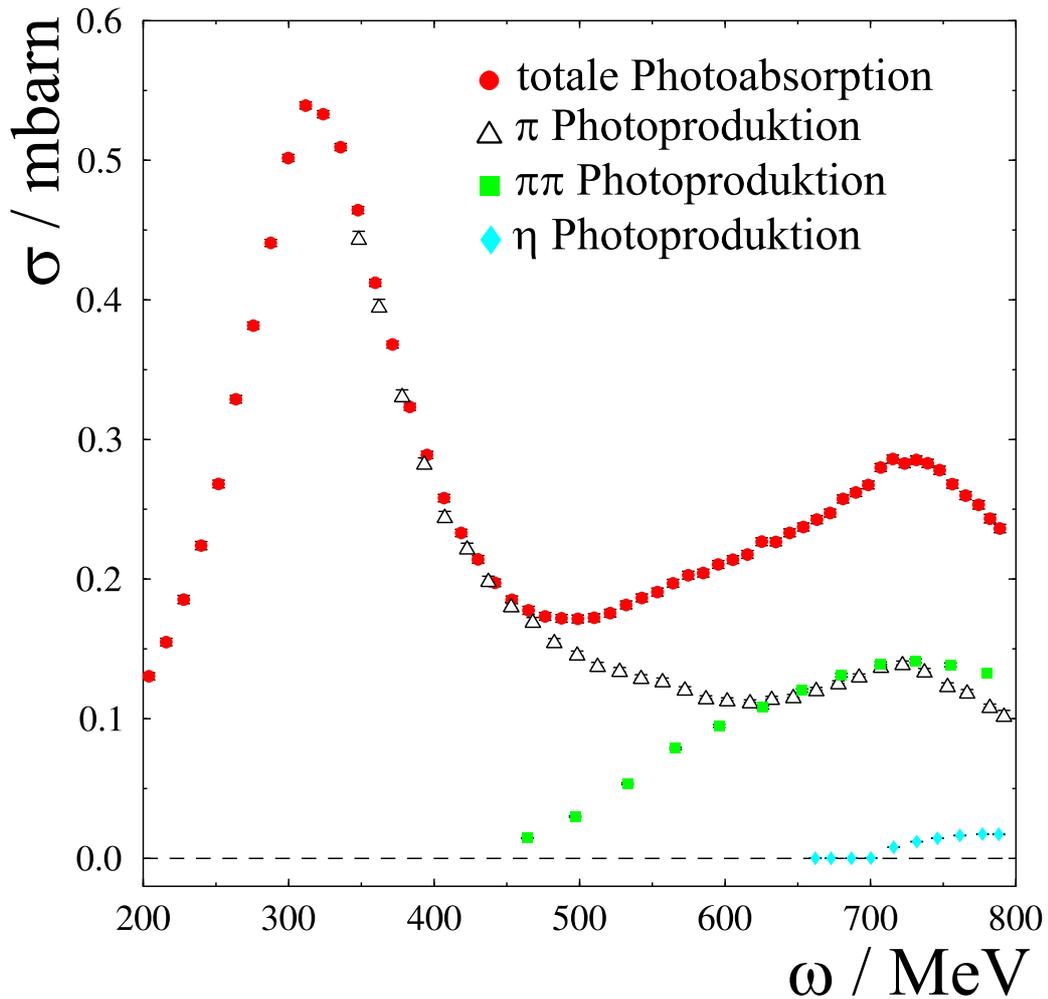


Abbildung 1.1 Verlauf des Photoabsorptionswirkungsquerschnitts am Proton für Photonenenergien von 200 MeV bis 800 MeV. Gezeigt ist der totale Photoabsorptionswirkungsquerschnitt (●), der Gesamtwirkungsquerschnitt für $\gamma p \rightarrow N\pi$ (Δ), der Gesamtwirkungsquerschnitt für $\gamma p \rightarrow N\pi\pi$ (\square) und der Wirkungsquerschnitt für $\gamma p \rightarrow N\eta$ (\diamond).

$F_{15}(1680)$. Außerdem kann die vollständige Beschreibung des Gesamtwirkungsquerschnitts durch Beiträge der einzelnen Resonanzen nicht allein durch einen partiellen Kanal geleistet werden, da auch die Doppel-Pion- und auch die Eta-Produktion in diesem Energiebereich Beiträge liefern.

Bereits aus den Eigenschaften der möglichen Resonanzen wird deutlich, daß eine Untersuchung der Photoproduktion am Nukleon ausschließlich durch die Betrachtung der totalen Querschnitte nicht ausreichend ist. Insbesondere im zweiten Resonanzgebiet sind Beiträge der Resonanzen allein aus den Photoabsorptionswirkungsquerschnitten nur schwer bestimmbar. Weitere Observablen werden benötigt, um freie Parameter in Erklärungsansätzen besser festlegen zu können. Eine in dieser Arbeit vorgestellte und bislang nicht erforschte Eigenschaft ist die Helizitätsstruktur des Nukleons, die auf dessen Spinstruktur basiert.

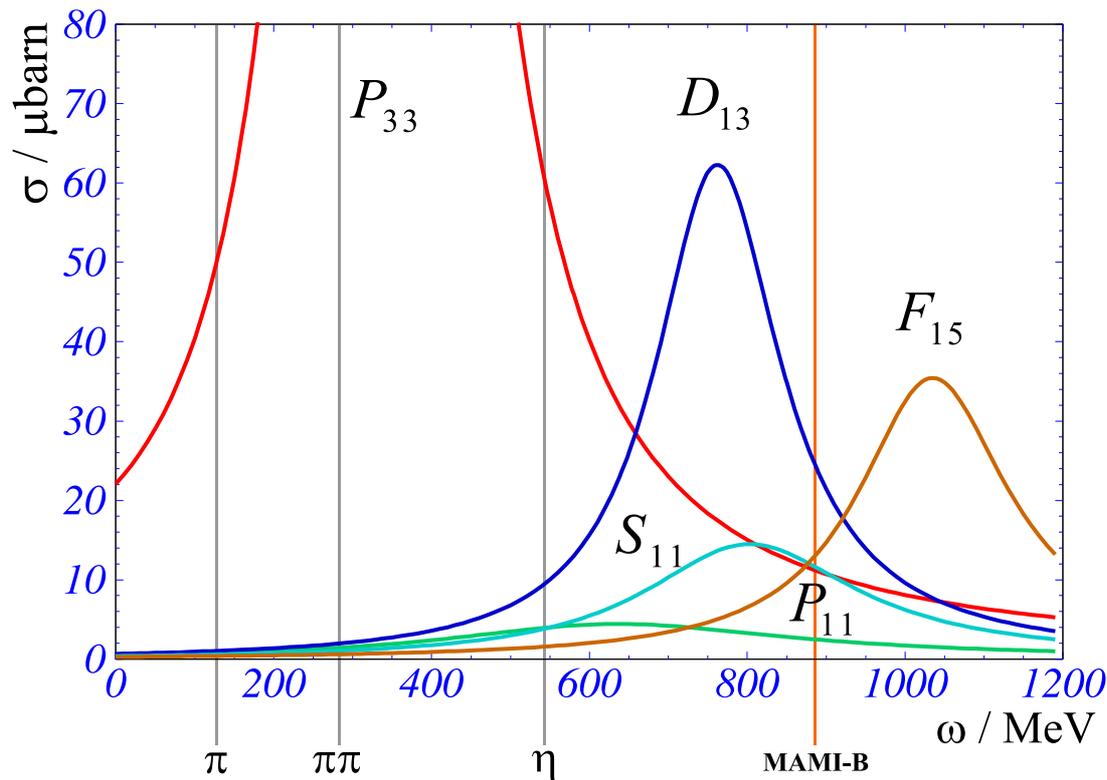


Abbildung 1.2 Breit-Wigner-Parametrisierung der Baryonresonanzen am Proton für Photonenergien (ω) von 0 MeV bis 1200 MeV.

1.1 Die Spinstruktur des Nukleons

In Experimenten mit tiefinelastischer Elektronenstreuung wird die Spinstruktur des Nukleons bereits seit 1950 und seit den 60er Jahren auch mit reellen Photonen systematisch erforscht. Im Jahr 1987 sollte mit einem Experiment am CERN (EMC) gezeigt werden, wie sich der Gesamtspin des Nukleons aus den Einzelspins der Konstituenten zusammensetzt. Dies führte zu dem überraschenden Ergebnis, daß nur 30% des Nukleonspins aus Beiträgen der Valenzquarks gebildet werden. Folgeexperimente am CERN, SLAC und DESY (HERMES Kollaboration) bestätigten das primäre Ergebnis [Adam97, Aira98, Anth93]. Den fehlenden Beitrag von 70% zum Nukleonspin mußten demzufolge andere „Bestandteile“ des Nukleons liefern. Hierfür wurden die See-Quarks und die Gluonen verantwortlich gemacht. Während für die See-Quarks nur ein vernachlässigbarer Beitrag ermittelt wurde [Acke99], manifestierte sich der Beitrag der Gluonen zum Gesamtspin des Nukleons und führte damit aus der „Spinkrise“ [Aira00]. Die hier angesprochenen Experimente wurden mit Streuung polarisierter Leptonen am Nukleon als Sonde zur Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons durchgeführt. Die Dynamik der virtuellen Photoabsorption wird hierbei durch die Spinstrukturfunktionen $g_1(x)$ und $g_2(x)$ beschrieben. x stellt die Bjorkensche SkalenvARIABLE dar, die als $x = Q^2/(2Pq)$ definiert ist. Q ist der Viererimpulsübertrag des virtuellen Photons, P ist der Viererimpuls des ausgetauschten virtu-

ellen Photons und q der Viererimpuls des einlaufenden Nukleons. Im Rahmen der theoretischen Beschreibung der Spinstruktur des Nukleons wurden seit 1950 zahlreiche Summenregeln aufgestellt, die dynamische Größen mit statischen Größen des Nukleons in Relation setzten. Die Bjorkensche Summenregel und die Ellis-Jaffe-Summenregel liefern Zusammenhänge, die sich mit Leptonstreuexperimenten untersuchen lassen.

Experimente mit reellen Photonen besitzen hingegen die Eigenschaft, daß alle generalisierten Parameter des Nukleons spezifisch für $Q^2 = 0$ ausgedrückt werden können. Die Untersuchung der Spinstruktur des Nukleons ist demzufolge gegenüber den Leptonstreuexperimenten prinzipiell mit einer geringeren Anzahl der durch die Edukte (γ und N) importierten Freiheitsgrade möglich. Durch Vorgabe der Spineigenschaften der Reaktionsedukte lassen sich zusätzlich bestimmte Spinfreiheitsgrade unterdrücken bzw. explizit selektieren. Eine essentielle Eigenschaft nukleonischer Resonanzen ist deren Drehimpuls und deren Isospin. Durch Festlegung der Spineigenschaften der Edukte sind individuelle Resonanzbeiträge explizit selektierbar und deren Beitrag zum Photoabsorptionswirkungsquerschnitt somit gut experimentell bestimmbar.

Die helizitätsabhängige Photoproduktion am Nukleon stellt eine wichtige Größe bei der Untersuchung der Resonanzbeiträge und damit der Spinstruktur des Nukleons im Photoabsorptionswirkungsquerschnitt dar. Für die Wechselwirkung zirkular polarisierter reeller Photonen mit zur Strahlachse longitudinal polarisierten Protonen bestehen zwei Möglichkeiten zur Kombination der Spins. Das Photon besitzt hierbei als Boson den Spin ± 1 und das Nukleon als Fermion den Spin $\pm 1/2$. Die möglichen Permutationen für den Gesamtspin J sind

$$\gamma_{\uparrow} + N_{\downarrow} = \gamma_{\downarrow} + N_{\uparrow} \rightarrow J = 1/2, \quad (1.4)$$

$$\gamma_{\downarrow} + N_{\downarrow} = \gamma_{\uparrow} + N_{\uparrow} \rightarrow J = 3/2. \quad (1.5)$$

Durch Festlegung der Spineinstellungen des Photons und des Protons lassen sich die beiden helizitätsabhängigen Photoabsorptionswirkungsquerschnitte $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ experimentell bestimmen.

1.2 Das GDH-Experiment

Aufgrund der erst in den letzten Jahren erreichten technischen Möglichkeiten führte die A2- und GDH-Kollaboration 1998 erstmalig ein Experiment zur Messung der helizitätsabhängigen Eigenschaften der Photoproduktion am Proton ($\sigma_{3/2}, \sigma_{1/2}$) durch. Dieses Experiment hatte als wichtiges Teilziel die Überprüfung der „GDH-Summenregel“, die zuerst von S. B. Gerasimov [Gera66] sowie S. D. Drell und A. C. Hearn [Drel66] etwa gleichzeitig und unabhängig voneinander im Jahr 1965 aufgestellt und 1966 veröffentlicht wurde. Die GDH-Summenregel

$$\int_0^{\infty} \frac{\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}}{\omega} d\omega = \frac{2\pi^2\alpha}{m^2} \kappa^2, \quad (1.6)$$

verknüpft die Helizitätsstruktur des Photoabsorptionsquerschnitts am Nukleon, die eine dynamische Größe darstellt, mit dessen statischen Eigenschaften, wie dem anomalen magnetischen Moment (κ) und der Nukleonmasse (m). ω entspricht der Energie des Photons, über die im gesamten Bereich integriert wird. Eine Überprüfung dieser Summenregel liefert eine wichtige

Aussage für das Gesamtbild des Nukleons, da sie aus fundamentalen physikalischen Prinzipien wie der Lorentz- und Eich-Invarianz, der Crossing-Symmetrie, der Kausalität und der Unitarität hergeleitet wurde. Damit das Integral der GDH-Summenregel zu dem endlichen Wert $2\pi^2\alpha/m^2$ führt, muß die Wirkungsquerschnittsdifferenz mit wachsender Energie hinreichend schnell verschwinden. Diese Hypothese ist nicht sichergestellt. Den Hauptbeitrag zum GDH-Integral leistet der Integrand im Energiebereich unterhalb von $\omega = 1$ GeV. Erwartet wird, daß der Integrand oberhalb der Baryonresonanzen nicht mehr wesentlich zum GDH-Integral beiträgt.

Eine weitere Größe, die sich aus den helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitten $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ ermitteln läßt, ist die „Vorwärtsspinpolarisierbarkeit“

$$\gamma_0 = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^\infty \frac{\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}}{\omega^3} d\omega. \quad (1.7)$$

Die Endlichkeit des hier auftretenden Integrals ist aufgrund der Wichtung mit $1/\omega^3$ gewährleistet.

$\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ sind, wie im unpolarisierten Fall, zusätzlich in die einzelnen partiellen Reaktionskanäle separierbar. Demzufolge bestand eine weitere Zielsetzung des GDH-Experiments darin, die helizitätsabhängigen Eigenschaften dieser partiellen Reaktionskanäle zu untersuchen. Die möglichen Reaktionen im Bereich bis $\omega = 800$ MeV sind

$$\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0, \quad (1.8)$$

$$\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow n\pi^+, \quad (1.9)$$

$$\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-, \quad (1.10)$$

$$\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow n\pi^+\pi^0, \quad (1.11)$$

$$\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^0\pi^0, \quad (1.12)$$

$$\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta. \quad (1.13)$$

Während die Ein-Pion-Produktionskanäle eine präzise Untersuchung der Helizitätsstruktur des Protons besonders im Bereich der $\Delta(1232)$ Resonanz erlauben und hiervon neue Informationen für existierende Multipolmodelle (MAID, SAID, HDT, UIM) extrahiert werden können [Preo01], gestattet die Untersuchung der Doppel-Pion-Photoproduktionskanäle eine Verbesserung des Verständnisses hinsichtlich der Resonanzbeiträge im Gebiet für ω zwischen 400 MeV und 800 MeV.

1.3 Zielsetzung dieser Arbeit

Das kernphysikalische Ziel dieser Arbeit war, die helizitätsabhängigen Eigenschaften der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ zu untersuchen. Während die Ein-Pion-Photoproduktion im unpolarisierten Fall weitgehend gut verstanden ist, sind die Prozesse der Doppel-Pion- und der Eta-Photoproduktion bislang weniger gut geklärt. Für die Doppel-Pion-Photoproduktion gründet diese Tatsache darin, daß hier ein Dreikörper-Prozeß vorliegt, für den eine Multipolanalyse schwierig ist. Es sind verschiedene kernphysikalische Reaktionsprozesse möglich, wobei die

Stärke der einzelnen Beiträge aus dem bislang vorhandenen weltweiten Datenvorrat nur mit Mühe extrahierbar ist. Die Untersuchung der Helizitätsfreiheitsgrade durch die in dieser Arbeit ermittelten Daten soll neue Eingaben für vorhandene Modellansätze, insbesondere der Theoriegruppen in Valencia und Gent-Mainz, liefern. Durch eine möglichst vollständige Präsentation der Daten für die Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ soll der Weltdatenvorrat über die Doppel-Pion-Photoproduktion erweitert und somit eine Motivation auch für gänzlich neue Erklärungsansätze geschaffen werden.

Um weltweit erstmalig die helizitätsabhängige Photoproduktion am Proton in einem Photonenenergiebereich (ω) von 200 MeV bis 800 MeV messen zu können, mußte zunächst das GDH-Experiment am Mainzer Mikrotron (MAMI) aufgebaut werden. Dies war die technische Anforderung der Arbeit. Entsprechend zeigen die nachfolgenden Seiten auch, welche Komponenten für das Experiment notwendig waren und wie sie miteinander kombiniert wurden. Darüber hinaus werden die Verfahren und die technische Realisation der Datenauslese beschrieben.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen zur Doppel-Pion-Photoproduktion

Eine Zielsetzung dieser Arbeit ist die Gewinnung helizitätsabhängiger Daten aus den Messungen des GDH-Experiments. Betrachtet werden diese vor dem Hintergrund unpolarisierter Daten hoher Qualität, die zuvor bei einer mit dem Aufbau des GDH-Experiments durchgeführten Kalibrationsmessung gewonnen wurden. Eine Interpretation dieser Daten konnte für die Photoproduktionskanäle $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ und $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ anhand der Modellvorhersagen der Gruppen aus Valencia und Gent-Mainz erreicht werden. Die Komplexität dieser Photoproduktionsreaktionen verhindert zunächst einen einfachen Modellansatz. Wesentliche Probleme, die bei der Erstellung eines Modells zur Interpretation der Doppel-Pion-Photoproduktion auftreten, sind:

- Es handelt sich um einen Dreiteilchenprozeß mit komplexer Kinematik des Endzustands.
- Es existiert eine große Anzahl von möglichen Feynman-Diagrammen zur Beschreibung des Prozesses. Die Hypothese dabei ist, daß die dominanten Graphen die Zweistufengraphen mit Resonanzen im Zwischenzustand sind [Gome94, Holv01].
- Interferenzterme zwischen resonanten und nicht-resonanten Beiträgen erschweren Modellansätze.

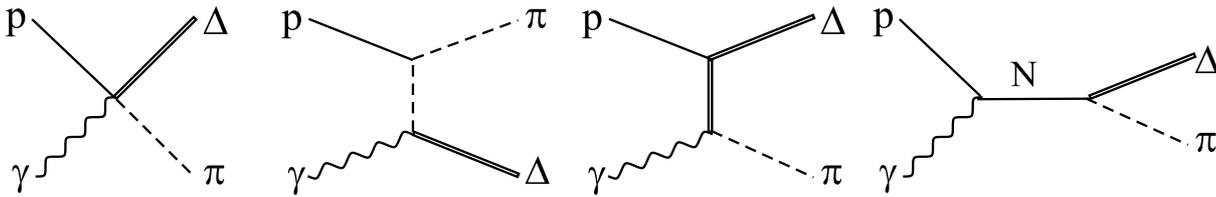
Im Falle der Doppel-Pion-Photoproduktion ist es zunächst sinnvoll, mögliche Prozesse der beiden Reaktionsstufen zu betrachten. Die zweite Stufe hat hiernach, abgesehen von den nicht-resonanten Beiträgen, im Energiebereich bis $\omega = 800$ MeV nur die Möglichkeit resonant gemäß

$$\gamma p \rightarrow X \rightarrow \pi\Delta \rightarrow N\pi\pi, \quad (2.1)$$

$$\gamma p \rightarrow X \rightarrow \rho N \rightarrow N\pi\pi \quad (2.2)$$

zu zerfallen. Als resonante Prozesse der zweiten Stufe gelten im wesentlichen die ρN - und $\pi\Delta$ -Produktion [Nach01, Holv01]. Der Zerfall der mesonischen Resonanz $\rho(770)$ erfolgt gemäß $\rho \rightarrow \pi\pi$ zu 100% [Pdg02]. Der Zerfall des $\Delta(1232)$ erfolgt gemäß $\Delta \rightarrow N\pi$ [Pdg02]. Der Prozeß der ersten Stufe ist komplexer und hat mehr Freiheitsgrade. X beinhaltet sowohl resonante als auch nicht-resonante Terme. Durch die höhere Anzahl an Freiheitsgraden, die in der ersten

nicht-resonante Terme:



resonante Terme

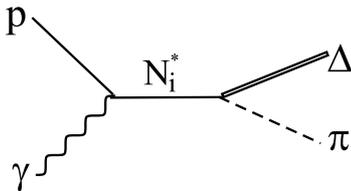


Abbildung 2.1 Mögliche Reaktionsterme der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi \Delta$. Gezeigt sind nicht-resonante Beiträge (oben) und resonante Beiträge über N_i^* (unten) [Murp93].

Stufe der Reaktion zur Verfügung stehen, stellt in den Modellen zur Beschreibung der Doppel-Pion-Photoproduktion besonders die Bewertung der Stärke der Beiträge in X das Hauptproblem dar [Oset02].

Abbildung 2.1 zeigt exemplarisch eine Auswahl möglicher Feynman-Diagramme für die Reaktion $\gamma N \rightarrow \pi \Delta$ [Murp93]. Einen wesentlichen Beitrag zur Doppel-Pion-Photoproduktion liefern hierbei die nicht-resonanten (Born-) Terme. Die korrekte Gewichtung der einzelnen nicht-resonanten Beiträge ist aufgrund der hohen Anzahl freier Parameter kompliziert und stellt ein Problem bei der theoretischen Bewertung dar. Werden am Photonvertex keine Teilchen emittiert, so sind in der ersten Stufe neben der $\Delta(1232)$ auch weitere baryonische Resonanzen (N_i^*) mit einer Masse von mindestens $W = 1218$ MeV anregbar. Es wird allgemein vermutet, daß besonders die Resonanz $D_{13}(1520)$ einen wichtigen Beitrag zu den resonanten Termen im Energiebereich bis $\omega = 1,5$ GeV liefert und daß diese das Maximum des Wirkungsquerschnitts in der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ beeinflusst. In bisherigen Modellrechnungen zeigte sich, daß die Rolle der $D_{13}(1520)$ und auch weiterer Resonanzen wie der $P_{11}(1440)$ oder $\Delta(1700)$ stark uneinheitlich bewertet wurden [Gome94, Gome96, Lage81, Moke01, Murp93]. Zusätzlich bestehen unterschiedliche Auffassungen über die Verzweigungsverhältnisse der zweiten Reaktionsstufe. Die Beiträge der nicht-resonanten Terme sowie der Beiträge aus $\gamma p \rightarrow \pi \Delta$ und $\gamma p \rightarrow \rho N$ werden modellabhängig verschieden gewichtet [Hira98, Gome94, Nach01, Murp93].

Vielversprechende Ansätze zu Modellen wurden von der Valencia-Gruppe und der Gent-Mainz-Gruppe aufgestellt. In enger Zusammenarbeit mit diesen beiden Theoriegruppen wurden die in dieser Arbeit vorgestellten helizitätsabhängigen und -unabhängigen Experimentdaten zur Doppel-Pion-Photoproduktion in den Modellen mit einbezogen. Insbesondere durch die Observable der Helizitätsabhängigkeit konnte hier eine Verbesserung im Verständnis der resonanten und nicht-resonanten Beiträge erreicht werden.

2.1 Das Modell der Valencia-Gruppe

Das Modell der Valencia-Gruppe wird bereits seit Anfang der 90er Jahre entwickelt. [Gome94, Gome96] beschreibt ein Modell zur Doppel-Pion-Photoproduktion auf der Basis von Baumgraphen-Diagrammen (engl. *tree level diagrams*). Diese Feynman-Diagramme beinhalten Pionen, Nukleonen und nukleonische Resonanzen. Die Baryonresonanzen $\Delta(1232)$, $P_{11}(1440)$ und $D_{13}(1520)$ wurden in dieses Modell integriert. Der Beitrag aus der Resonanz $P_{11}(1440)$ ist gering, wird jedoch mitgeführt, da er für die Reaktion $\pi N \rightarrow N\pi\pi$ eine dominante Rolle spielt und das Maximum dieser Resonanz bei 636 MeV im Bereich der Photoproduktion am Nukleon (γN) liegt. $D_{13}(1520)$ besitzt eine große Kopplung an reelle Photonen. Zusätzlich stellt sie hier einen wichtigen Beitrag aufgrund ihrer Interferenz mit der nicht-resonanten $\pi\Delta$ -Produktion im Δ -Kroll-Rudermann-Kontaktterm dar [Gome96, Nach01]. In diesem ersten Modellansatz wurden zunächst keine weiteren Resonanzbeiträge berücksichtigt, da davon ausgegangen wurde, daß deren Rolle im Energiebereich bis $\omega = 800$ MeV gering ist. Einfache Abschätzungen im Modell, die auf der Kopplung der verwendeten Resonanzen an das Photon und dem späteren Zerfall in $\pi\pi N$ basieren, zeigten, daß diese Annahmen im wesentlichen korrekt sind. Die Wahrscheinlichkeit, dominante Interferenzterme weiterer kleiner Einzelbeiträge zu finden, wurde in Anbetracht der großen Freiheitsgrade der Amplituden der Reaktionsprodukte in bezug auf deren Impuls und Spin gering eingestuft [Nach01].

Abbildung 2.2 zeigt die Feynman-Diagramme, die in [Gome94] berücksichtigt wurden. Sämtliche Amplituden wurden aus den Lagrange-Operatoren der jeweiligen Wechselwirkungen errechnet [Nach01]. Gleiches gilt für die Feynman-Regeln, die ebenfalls in [Nach01] gezeigt sind. Das Modell macht Vorhersagen für die insgesamt sechs möglichen Isospinzustände der Doppel-Pion-Photoproduktion am Proton und am Neutron.

Für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ zeigt sich, daß die $\Delta(1232)$ Zwischenzustände im Wirkungsquerschnitt dominant sind. Diese Dominanz wird insbesondere durch die Δ -Kroll-Rudermann- und die Δ -Pion-Pol-Terme (Diagramme (i) und (j)) gemäß Abbildung 2.2 gebildet. Gänzlich nicht-resonante Terme, in denen weder $\Delta(1232)$ noch höhere Resonanzen vorkommen, besitzen hingegen nur einen geringen Beitrag. Der Beitrag des $D_{13}(1520)$ Terms in Diagramm (l) ist im Vergleich zum Δ -Kroll-Rudermann-Term gering. Die Interferenz zwischen beiden Termen liefert jedoch einen wichtigen Beitrag, um das Maximum des Wirkungsquerschnitts hinreichend zu beschreiben. In diesem Fall liegt eine s-Wellen-Interferenz zwischen der $D_{13}(1520)$ resonanten und nicht-resonanten $\pi\Delta$ Produktion vor (Diagramme (i) und (l)). In den Ergebnissen aus [Gome94, Gome96] zeigt sich für Photonenenergien, die geringer sind, als die Photonenenergie der Peakposition der $D_{13}(1520)$ ($\omega = 762$ MeV), daß die Interferenz des Realteils der Amplituden $-iT_{(i)}$ und $-iT_{(l)}^{s\text{-Welle}}$ konstruktiv ist, während diese Interferenz oberhalb von $\omega = 762$ MeV destruktiv in Erscheinung tritt. Dieses Verhalten beschreibt zusammen mit dem Imaginärteil der Amplitude $-iT_{(i)}^{s\text{-Welle}}$ die Peakregion des Wirkungsquerschnitts für $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ im Bereich von $\omega = 600$ MeV. Diese Interferenz tritt auch in anderen Isospinkanälen auf, wird jedoch in ihrer Stärke durch die Isospinkoeffizienten beeinflusst. Insbesondere für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ ist der Beitrag des Δ -Kroll-Rudermann-Terms Null, da das reelle Photon an π^0 nicht elektromagnetisch ankoppeln kann [Nach01].

Verbesserungen des Modells der Valencia-Gruppe auf der Basis von [Gome94, Gome96] werden in [Nach01] vorgestellt. Das Ziel bestand in der Verallgemeinerung des Modells für $\gamma N \rightarrow N\pi\pi$ in bezug auf die $\pi\pi$ -Elektroproduktion und damit auf Experimente mit virtuellen Photonen

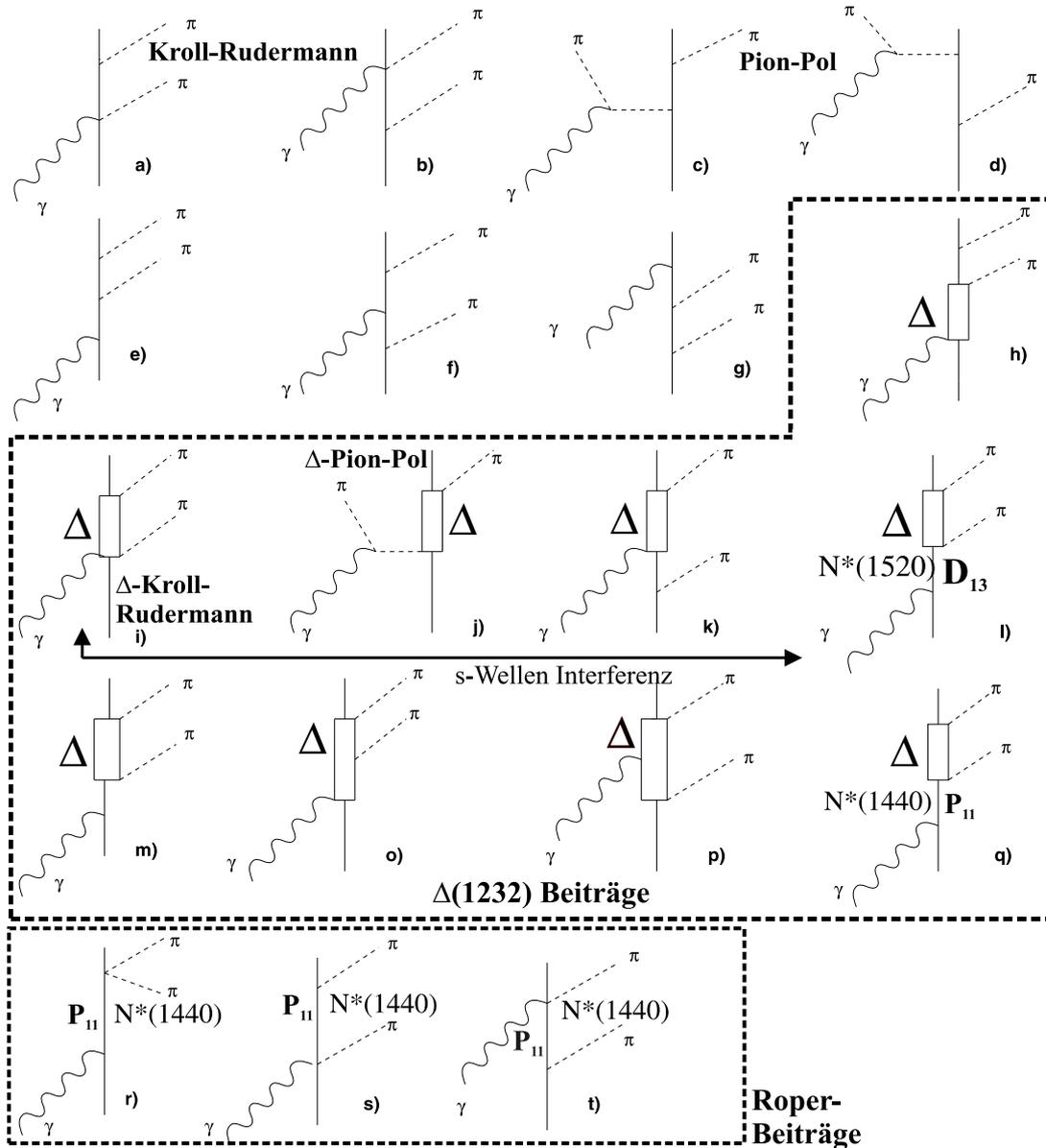


Abbildung 2.2 Feynman-Diagramme, die im Modell der Valencia-Gruppe gemäß [Gome94, Gome96, Nach01] verwendet werden.

γ_v ($q^2 \neq 0$). Hierfür wurden aus Abbildung 2.2 nur die Diagramme einbezogen, deren Zustand in der zweiten Stufe $\pi\Delta$ beinhaltet. Ein Vergleich mit experimentellen Daten für $\gamma_v p \rightarrow \Delta^{++}\pi^-$ ergab eine gute Übereinstimmung [Nach01]. Für eine Verallgemeinerung des Modells in bezug auf Impulsüberträge mit $q^2 \neq 0$ wurde es erforderlich, die relativistischen elektromagnetischen Austauschströme um Terme, die von q^2 abhängig sind, zu erweitern. In einer anschließenden erneuten Betrachtung des erweiterten Modells in bezug auf reelle Photonen stellen sämtliche elektromagnetische Formfaktoren konstante Größen dar, die über die helizitätsabhängigen Amplituden $A_{1/2}^{N^*}$ und $A_{3/2}^{N^*}$ für den reellen Photonpunkt mit $q^2 = 0$ für den Resonanzbeitrag N^* beschrieben werden [Nach01]. Aus diesem Grund war es wichtig, helizitätsabhängige experi-

mentelle Daten als Eingabe für dieses Modell zu ermitteln, um die möglichen Freiheitsgrade dieser helizitätsabhängigen Amplituden zu beschränken.

Hirata et al. [Hira98] zeigen, daß der Beitrag der ρN -Photoproduktion im Isospinkanal $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$ einen Beitrag von ca. 50% im totalen Photoabsorptionswirkungsquerschnitt liefert. Auch im Zuge der Verallgemeinerung des Modells von [Gome94, Gome96] in bezug auf Elektroproduktion wurden zunächst die Diskrepanzen von bis zu einem Faktor 2 mit den Experimentdaten insbesondere für $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$ nicht ausreichend erklärt. Abbildung 2.3 zeigt die in [Nach01]

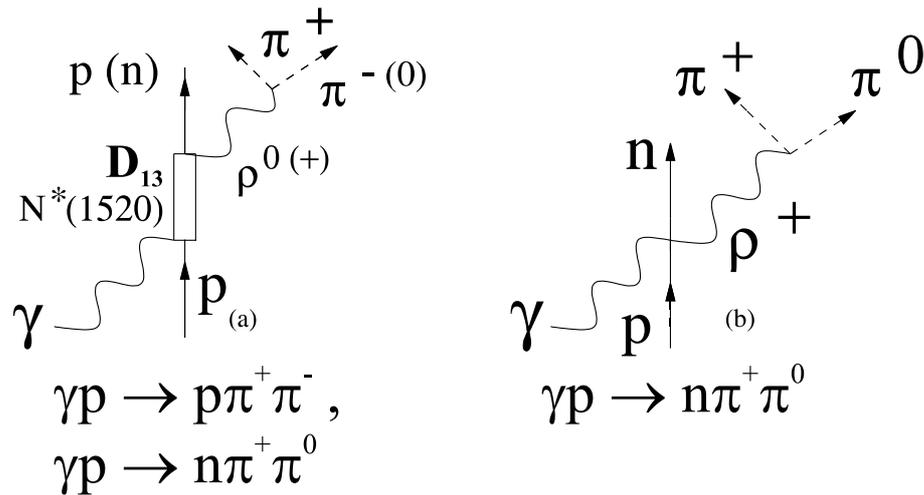


Abbildung 2.3 Feynman-Diagramme der ρN -Photoproduktion. Diagramm (a) zeigt die resonanten Beiträge über $D_{13}(1520) = N^*(1520)$. Diagramm (b) zeigt die nicht-resonanten Beiträge. Weitere Terme wurden im Modell der Valencia-Gruppe nicht berücksichtigt [Nach01].

zusätzlich miteinbezogenen Terme der ρN -Photoproduktion, die im früheren Modellansatz zunächst nicht berücksichtigt wurden. Der Feynman-Graph (a) zeigt den Prozeß $N^*(1520) \rightarrow N\rho$. Feynman-Graph (b) zeigt die nicht-resonante ρN -Photoproduktion. ρN liefert Beiträge für die beiden Isospinkanäle $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$. Für $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ ist der Beitrag Null, da der Zwischenzustand ρ^0 nicht in $\pi^0\pi^0$ zerfällt. Die Zahl der verwendeten ρN -Diagramme ist nicht vollständig. Nukleon- und ρ -Pol-Terme wären zusätzlich in der Berücksichtigung notwendig [Nach01]. [Gome94] zeigt, daß der Beitrag der Nukleon-Pol-Terme vernachlässigbar gering ist. Im Falle der ρ -Pol-Diagramme ist der Beitrag eines der ρ -Mesonen stark *off-shell*. Der Beitrag dieser Terme ist somit ebenfalls gering [Hira98].

Für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ wird eine s-Wellen-Interferenz zwischen der $N^*(1520)$ und den Δ -Kroll-Rudermann-Termen ursächlich vermutet. Eine im Energiebereich bis $\omega = 800$ MeV zusätzlich im Modell der Valencia-Gruppe hinzugezogene Resonanz ist die $D_{33}(1700) = N^*(1700) = \Delta(1700)$, die folgende Eigenschaften besitzt:

- Sie besitzt eine breite Breit-Wigner-Verteilung zwischen $\Delta W = 100$ MeV [Pdg02] und $\Delta W = 600$ MeV [Man191].
- $D_{33}(1700)$ ist eine d-Wellen-Resonanz wie auch $D_{13}(1520)$. Demzufolge sollte sie durch ihre ähnlichen Quantenzahlen eine s-Wellen-Interferenz mit den Δ -Kroll-Rudermann-Termen gemäß den Prozessen, wie sie auch für die $D_{13}(1520)$ gelten, bilden.

- Die Kopplung des reellen Photons an diese Resonanz besitzt eine zur $N^*(1520)$ vergleichbare Stärke.
- Die Wahrscheinlichkeit des direkten Zerfalls in $N\pi\pi$ beträgt 80-90% [Pdg02]. Dies beinhaltet zu 30-60% den Zerfall über $\Delta\pi$ (25-50% in s-Welle und 1-7% in d-Welle), sowie zu 30-50% den Zerfall über ρN . Für den Gesamtspin $J = 3/2$ verläuft der Zerfall nach ρN zu 5-20% über s-Welle [Nach01].

Im Modell der Valencia-Gruppe finden die in Abbildung 2.4 gezeigten Diagramme Anwendung [Nach01]. Diagramm (a) zeigt die ρN -Produktion. Diese liefert nur in den Isospinkanälen

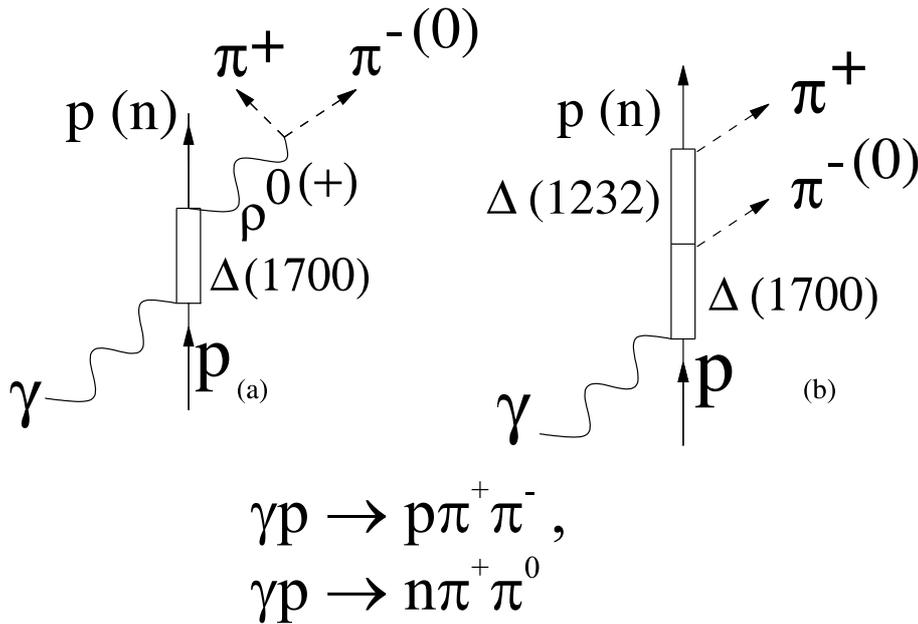


Abbildung 2.4 Feynman-Diagramme der $D_{33}(1700) = \Delta(1700) = N^*(1700)$ -Photoproduktion. Diagramm (a) zeigt die resonante ρN -Photoproduktion und Diagramm (b) zeigt die resonante $\pi\Delta$ -Photoproduktion.

$\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$ Beiträge. Die Resonanz $\Delta(1700)$ wurde im Modell als Interferenzbeitrag zusätzlich zu $D_{13}(1520)$ eingesetzt. Durch Vergleich mit vorhandenen Daten zum Wirkungsquerschnitt wurde für $\Delta(1700) \rightarrow \rho N$ eine destruktive Interferenz ermittelt [Nach01].

Abbildung 2.5 zeigt die Modellvorhersagen der Valencia-Gruppe anhand früherer Messungen für den Photoabsorptionswirkungsquerschnitt von $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$. Der ρ -Kroll-Rudermann-Term (7) liefert hier nur einen geringen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt. Der Beitrag aus $D_{13}(1520) \rightarrow \rho N$ (6) besitzt sein Maximum im Bereich der $D_{13}(1520)$ -Resonanz und liefert einen Beitrag von ca. $10 \mu\text{barn}$ zum Wirkungsquerschnitt. Während Beiträge des Δ -Kroll-Rudermann-Terms einen relativ gleichmäßig ansteigenden Untergrund liefern, steckt ein wesentlicher Beitrag zur Struktur des Wirkungsquerschnitts in der kohärenten Summe aus den Interferenzen zwischen den Δ -Kroll-Rudermann- und den $D_{13}(1520) \rightarrow \rho N$ -Termen. Destruktive Interferenzen zeigt der Verlauf gemäß (5). Hier ist der Kopplungsfaktor $g_\rho < 0$, während für den Verlauf gemäß (4) $g_\rho > 0$ ist, was einer konstruktiven Interferenz entspricht. (3) zeigt den

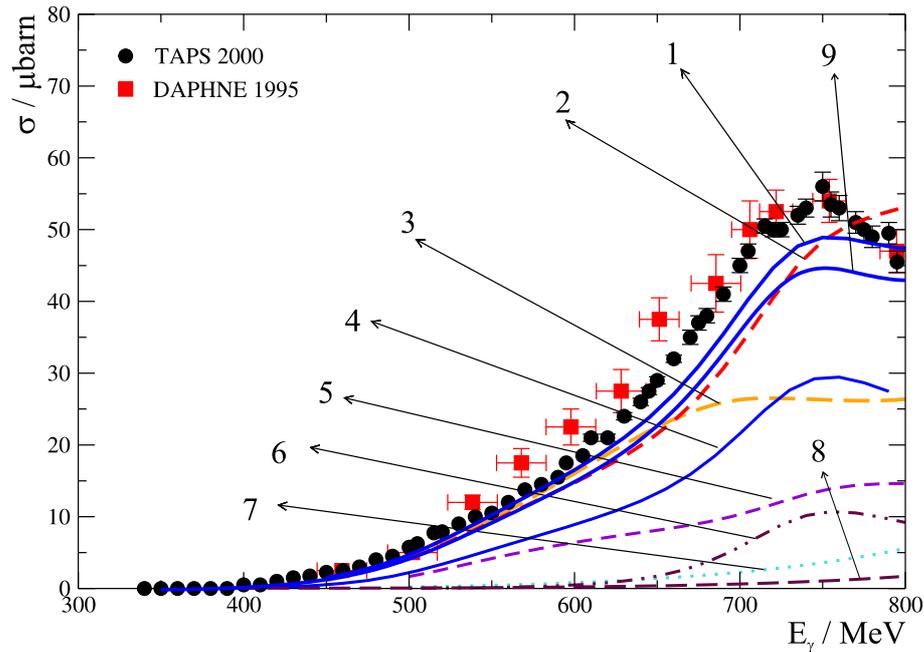


Abbildung 2.5 Photoabsorptionswirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$. Gezeigt sind Beiträge im Modell der Valencia-Gruppe. Der Verlauf gemäß (9) entspricht der endgültigen Vorhersage gemäß [Nach01] inklusive der ρN - und $\Delta(1700)$ -Beiträge. Erklärungen zu den individuellen Beiträgen siehe Text.

Verlauf des Wirkungsquerschnitts gemäß dem Modell von [Gome94]. Aus Untersuchungen der Valencia-Gruppe ergab sich, daß die Wahl eines positiven Werts für g_ρ sinnvoll ist. Dies führt somit zu dem vorhergesagten Wirkungsquerschnitt gemäß dem Verlauf von (1). Zusätzlich wurden in [Nach01] die oben gezeigten Beiträge der $\Delta(1700)$ -Resonanz hinzugezogen. Der Beitrag der Terme $\Delta(1700) \rightarrow \Delta\pi$ und $\Delta(1700) \rightarrow \rho N$ ist durch den Verlauf gemäß (8) repräsentiert. Interferenzterme zwischen den $\Delta(1700)$ - und den Δ -Kroll-Rudermann-Beiträgen sind destruktiv. Dies führt zu dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts gemäß (9). Dieser liegt in den neuen Modellrechnungen bis zu $5 \mu\text{barn}$ niedriger ([Nach01]) als in den früheren Modellrechnungen ([Gome94]).

Abbildung 2.6 zeigt die Modellvorhersage der Valencia-Gruppe für den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Der Beitrag der Δ -Kroll-Rudermann-Terme (6) liegt hier bedingt durch die Emission zweier geladener Pionen deutlich höher als für die Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$. Der Beitrag aus $D_{13}(1520) \rightarrow \rho N$ (8) ist gegenüber $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$ bedingt durch die Isospineigenschaften um den Faktor zwei kleiner. Im Fall von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ ist der kohärente (7), (4) und inkohärente (5) Interferenzbeitrag zwischen den Δ -Kroll-Rudermann- und den $D_{13}(1520) \rightarrow \rho N$ -Termen um $2/3$ größer als in Abbildung 2.5. Auch hier liegt ein deutlicher Beitrag der Δ -Kroll-Rudermann-Terme vor, die auf den günstigen Isospineigenschaften der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ beruhen. Der Verlauf gemäß (4) repräsentiert hierbei den Beitrag für eine destruktive Interferenz mit $g_\rho < 0$, während (7) den Verlauf des konstruktiven Interferenzbeitrags mit $g_\rho > 0$ repräsentiert. Die Diskrepanz beider Ansätze beträgt maximal $30 \mu\text{barn}$. Für den Ansatz mit $g_\rho > 0$ zeigt (3) den Verlauf des Wirkungsquerschnitts. Der Wir-

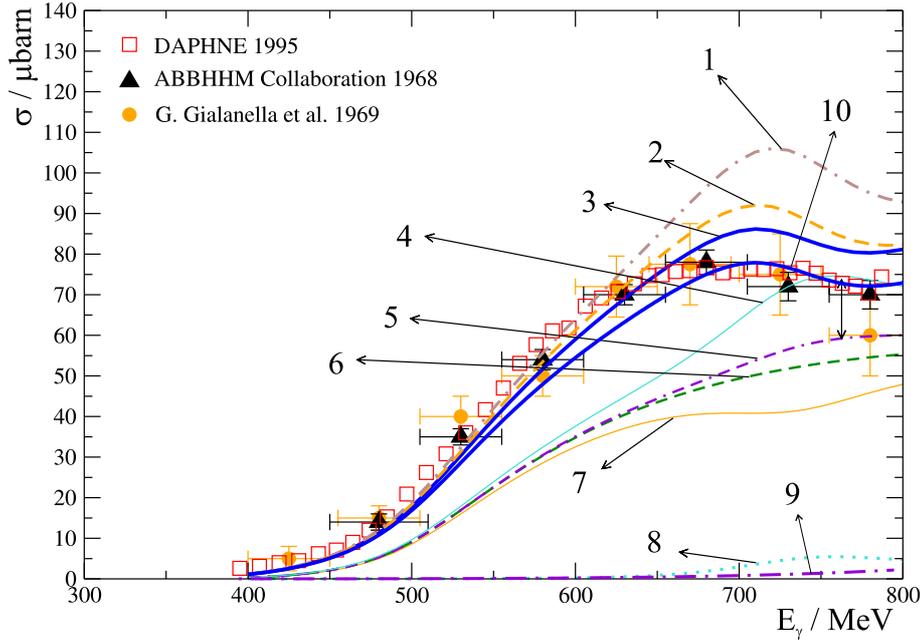


Abbildung 2.6 Photoabsorptionswirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Gezeigt sind Beiträge im Modell der Valencia-Gruppe. Der Verlauf gemäß (10) entspricht der endgültigen Vorhersage gemäß [Nach01]. Erklärungen zu den individuellen Beiträgen siehe Text.

kungsquerschnitt des Ansatzes mit $g_\rho < 0$ zeigt der Verlauf gemäß (1). Werden nur Terme und Interferenzen ohne Beiträge aus $D_{13}(1520) \rightarrow \rho N$ berücksichtigt, ergibt sich der durch (2) gezeigte Verlauf des Wirkungsquerschnitts. Die zusätzlich in [Nach01] hinzugezogenen Terme der $\Delta(1700)$ liefern selbst nur einen geringen Beitrag zum Gesamtwirkungsquerschnitt (9). Interferenzen mit den Δ -Kroll-Rudermann- und insbesondere den $D_{13}(1520)$ -Termen sind destruktiv und liefern entsprechend einen deutlicheren Beitrag. Dieser führt zu dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts gemäß (10).

Helizitätsabhängige Eigenschaften der Beiträge in diesem Modell wurden mit Daten, die im Rahmen dieser Arbeit ermittelt wurden, verglichen und sind detailliert in Kapitel 6 gezeigt. Das hier vorgestellte Modell der Valencia-Gruppe basiert auf der Selektion bestimmter resonanter und nicht-resonanter Beiträge. Diese liefern selbst und in Interferenz mit anderen Termen Beiträge zum Photoabsorptionswirkungsquerschnitt. Die helizitätsabhängigen Eigenschaften dieses Modells wurden hierbei allein an den Helizitätseigenschaften der verwendeten resonanten Beiträge festgemacht [Nach02]. Die Modellparameter wurden dabei allein über nichtpolarisierte Observablen festgelegt. Der Polarisationsvektor zirkular polarisierter Photonen kann gemäß

$$\vec{\epsilon}^{(\pm)} = \frac{(\mp 1, -i, 0)}{\sqrt{2}} \quad (2.3)$$

geschrieben werden. Die Amplitude der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi\pi N$ kann als $\epsilon_\mu T^\mu$ geschrieben werden. Es ergeben sich unter der Annahme, daß der Spin des longitudinal polarisierten Protons fest auf $1/2$ eingestellt ist, die helizitätsabhängigen Amplituden

$$T_{3/2} = \frac{-T^x - iT^y}{\sqrt{2}}, \quad (2.4)$$

$$T_{1/2} = \frac{T^x - iT^y}{\sqrt{2}}. \quad (2.5)$$

Umgekehrt kann auch die Helizität des Photons festgelegt werden. Für $\vec{\epsilon}^{(+)}$ wäre der Spin des Photons zu $1/2$ oder $-1/2$ einstellbar. Für die helizitätsabhängigen Amplituden einer Resonanz gelten dann die Ausdrücke

$$A_{1/2}^{N^*} \sim \langle N^*, J_z = 1/2 | \vec{\epsilon} \cdot \vec{J} | N, S_z = -1/2 \rangle, \quad (2.6)$$

$$A_{3/2}^{N^*} \sim \langle N^*, J_z = 3/2 | \vec{\epsilon} \cdot \vec{J} | N, S_z = 1/2 \rangle. \quad (2.7)$$

Das bedeutet, daß für $A_{1/2}$ ein einlaufendes Nukleon mit dem Spin $S_z = -1/2$ (positive Helizität) ein Photon mit dem Spin $\lambda = +1$ absorbiert wird. Dies führt zu dem Gesamtspin $J_z = 1/2$. Ist hingegen S_z positiv, so führt dies zu einem Gesamtspin $J_z = 3/2$ und damit zu dem Amplitudenbeitrag gemäß $A_{3/2}$ [Nach02]. Sämtliche Beiträge im Modell wurden nach den Amplituden $A_{3/2}$ und $A_{1/2}$ unterschieden, wodurch Vorhersagen der Photoabsorptionswirkungsquerschnitte $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ sowie $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ möglich wurden.

2.2 Das Modell der Gent-Mainz-Gruppe

Das Modell der Gent-Mainz-Gruppe verfolgt einen anderen Grundansatz als das Modell der Valencia-Gruppe. Das im vorherigen Abschnitt vorgestellte Modell der Valencia-Gruppe basiert auf der Berechnung von Baumgraphen-Diagrammen und liefert Vorhersagen für die Doppel-Pion-Photoproduktion bis $\omega = 800$ MeV. Dabei werden Endzustandswechselwirkungen, die besonders im niederenergetischen Bereich auftreten sowie Mehrfachzwischenzustände, die ab einer Energie von $\omega = 1$ GeV eine zunehmende Rolle spielen, nicht berücksichtigt. Teilchenaustauschprozesse werden hier als Feynman-Pole beschrieben.

Ziel der Gent-Mainz-Gruppe war es, ein hinreichend zuverlässiges unitäres Modell für die Doppel-Pion-Photoproduktion zu erstellen, das auch für Energien weit oberhalb von $\omega = 1$ GeV noch zuverlässige Vorhersagen erlaubt [Holv01]. Als Ansatz dieses Modells wurde die Regge-Theorie aufgegriffen, die erstmals von T. Regge 1959 [Regg59] vorgestellt wurde. Dieser phänomenologische Ansatz stellt eine gute Beschreibung zahlreicher hochenergetischer Streuprozesse dar. Der Regge-Formalismus besteht in der analytischen Erweiterung der Streuamplitude eines Prozesses in die komplexe Drehimpulsebene. Dieses Verfahren garantiert die Unitarität des Modells auch für höhere Photonenenergien. Komplexe Singularitäten dieser Streuamplitude besitzen häufig eine Koinzidenz mit Polen in der komplexen Ebene, die als „Regge-Pol“ bezeichnet werden. Ein Streuprozess wird in dieser Theorie über eine „Regge-Trajektorie“ beschrieben. Eine Regge-Trajektorie entspricht einer Familie von Teilchen, die gleiche innere Quantenzahlen besitzen. Es wurde beobachtet, daß die Spinquantenzahl der Teilchen einer Familie näherungsweise in proportionalem Zusammenhang mit der quadrierten invarianten Masse der Teilchen steht. Diese steht wiederum in einem näherungsweise proportionalen Zusammenhang mit dem im Wechselwirkungsprozeß ausgetauschten Impuls. Die zugrundeliegende Wechselwirkung in der Regge-Theorie basiert auf dem Zweikörperprozeß

$$a + b \rightarrow c + d. \quad (2.8)$$

Hierbei ist es für die Betrachtung des Wechselwirkungsprozesses im Schwerpunktsystem üblich, die Mandelstamvariablen s , t und u als relativistisch invariante Größen

$$s = (p_a + p_b)^2, \quad (2.9)$$

$$t = (p_a - p_c)^2, \quad (2.10)$$

$$u = (p_a - p_d)^2, \quad (2.11)$$

einzuführen. p_a, p_b, p_c, p_d entsprechen hierbei den Vierervektoren der an der Wechselwirkung beteiligten Teilchen. $\sqrt{s} = W = m_{\text{inv}}$ ist die invariante Masse des Gesamtsystems. Die Mandelstamvariablen erfüllen die Massenerhaltung gemäß

$$s + t + u = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2, \quad (2.12)$$

wobei die Massen der in Gleichung 2.8 beteiligten Teilchen durch m_a, m_b, m_c und m_d repräsentiert sind. Durch Einführen eines Streuwinkels ϑ_s zwischen den Bewegungsrichtungen der Teilchen a und c ist der Ausdruck für die Impulse $\vec{p}_a + \vec{p}_b = \vec{0}$. Dies entspricht der Betrachtung des Schwerpunktsystems im „ s -Kanal“. Analog hierzu kann durch Einführen des Streuwinkels ϑ_t zwischen den Teilchen a und d mit der Impulserhaltung $\vec{p}_a + \vec{p}_c = \vec{0}$ eine Betrachtung des Schwerpunktsystems im „ t -Kanal“ erfolgen. Die allgemeinen Ausdrücke für t und u sind

$$t = m_a^2 + m_c^2 - 2(E_a E_c - |\vec{p}_a| |\vec{p}_c| \cos \vartheta_s), \quad (2.13)$$

$$u = m_a^2 + m_d^2 - 2(E_a E_d + |\vec{p}_a| |\vec{p}_d| \cos \vartheta_s). \quad (2.14)$$

E_a, E_c und E_d entsprechen der Gesamtenergie der Teilchen a, b, d im s -Kanal-Schwerpunktsystem. \vec{p}_a, \vec{p}_c und \vec{p}_d sind die Impulsvektoren der Teilchen a, b, d im s -Kanal-Schwerpunktsystem. Durch Einführen der Hypothese, daß die Massen aller beteiligten Teilchen gleich sind, kann ein vereinfachter Ansatz für u und t gemäß

$$t = \frac{s - 4m^2}{2}(1 - \cos \vartheta_s), \quad (2.15)$$

$$u = \frac{s - 4m^2}{2}(1 + \cos \vartheta_s) \quad (2.16)$$

geschrieben werden. $d\sigma/dt$ besitzt für eine große invariante Masse des Gesamtsystems und somit auch für große s ein deutliches Maximum unter Vorwärtswinkeln. Das Peakverhalten erscheint abhängig von den im Wechselwirkungsprozeß ausgetauschten Quantenzahlen. Phänomenologisch gesehen reicht für eine Erklärung der Peakstruktur die Annahme einer vergleichsweise einfachen Wechselwirkung über Polterme nicht aus. Beim Austausch einer ganzen Teilchenfamilie (Regge-Trajektorie), wobei die Teilchen gleiche interne Quantenzahlen besitzen, wie Baryonenzahl, Ladung oder Strangeness, kann jedoch eine zufriedenstellende Erklärung der betrachteten Wechselwirkung geliefert werden. Dieser Austausch von Teilchen gleicher innerer Quantenzahlen wird hierbei über den Regge-Pol beschrieben, dessen Wechselwirkungsvorschriften durch die Regge-Theorie beschrieben werden [Holv01]. Der allgemeine Ausdruck für den Zusammenhang zwischen einer Regge-Trajektorie $\alpha(t)$ mit dem übertragenen Impuls t und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ lautet

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim s^{2\alpha(t)-2}. \quad (2.17)$$

Für den totalen Wirkungsquerschnitt ($t = 0$) lautet der Zusammenhang

$$\sigma_{\text{tot}} \sim s^{\alpha(0)-1}. \quad (2.18)$$

Ein erster Schritt im Modell der Gent-Mainz-Gruppe bestand zunächst darin, die Streuamplitude $A(s, t)$ für einen Prozeß gemäß Gleichung 2.8 zu ermitteln. Die Reaktion gemäß Gleichung 2.8 kann als Prozeß im s -Kanal identifiziert werden. Durch Kreuzsymmetrie besitzt die Streuamplitude Anteile aus dem t -Kanal-Prozeß $a + \bar{c} \rightarrow \bar{b} + d$ und dem u -Kanal-Prozeß $a + \bar{d} \rightarrow \bar{b} + c$. Zusätzlich wird auch hier die Hypothese der Gleichheit aller im Streuprozeß beteiligten Massen angesetzt und davon ausgegangen, daß die Teilchen keine inneren Spinfreiheitsgrade tragen.

Durch den vorliegenden Zweikörperprozeß und die Erhaltung des Drehimpulses in Gleichung 2.8 ist es naheliegend, eine Näherung der Streuamplitude mit Hilfe von Partialwellen durchzuführen. Dies führt zu der s -Kanal-Amplitude

$$A(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left(\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} A(s, t(\cos \vartheta_s)) P_l(\cos \vartheta_s) d \cos \vartheta_s \right) P_l(\cos \vartheta_s). \quad (2.19)$$

l entspricht dem Gesamtbahndrehimpuls des Systems, ϑ_s dem Streuwinkel zwischen den Teilchen a und c , P_l ist der Partialwellenbeitrag für den Gesamtbahndrehimpuls l . Für die Betrachtung des Systems im t -Kanal führt der Partialwellenansatz zu der Amplitude

$$A(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left(\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} A(s(\cos \vartheta_t), t) P_l(\cos \vartheta_t) d \cos \vartheta_t \right) P_l(\cos \vartheta_t). \quad (2.20)$$

ϑ_t entspricht dem Streuwinkel zwischen den Teilchen a und d [Holv01]. Die hier gezeigten Amplituden konvergieren für $s \geq 4m^2$ bzw. $t \geq 4m^2$ [Holv01]. Diese Amplituden lassen sich durch die Betrachtungen des Austauschs der Quantenzahlen und der Betrachtung der Randbedingungen der Regge-Pole in der komplexen Drehimpulsebene in die Regge-Streuamplitude

$$A_{\text{Regge}}^{\xi} = C \frac{\beta(t)}{\Gamma(1 + \alpha(t)) \sin(\pi\alpha(t))} \frac{\xi + e^{-i\pi\alpha(t)}}{2} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t)} \quad (2.21)$$

auflösen. C ist ein konstanter Faktor, Γ ist die Gamma-Funktion, ξ entspricht dem Vorzeichen ± 1 , das für „gerade“ Amplituden $+1$ und für „ungerade“ Amplituden -1 beträgt. $\alpha(t)$ ist die Regge-Trajektorie. s_0 ist eine Skalierungsvariable, die der „String“-Spannung zwischen den Quarks in einem Quark-Antiquark-Paar auf dem QCD-Level entsprechen würde. $\beta(t)$ entspricht dem Residuum der Regge-Amplitude. Eine detaillierte Herleitung und Beschreibung dieser Regge-Amplitude zeigt [Holv01]. Abbildung 2.7 zeigt mesonische und baryonische Regge-Trajektorien für π , ρ , ω , D_{13} und Δ .

Aufbauend auf dem Regge-Ansatz für die Behandlung des Austauschs von Teilchen und Quantenzahlen an den Polen konnte ein Modell zur Interpretation der Doppel-Pion-Photoproduktion aufgestellt werden. Hierfür wurde in Betracht gezogen, daß zwei Austauschprozesse in den Wechselwirkungen zum Tragen kommen. Diese sind die Wechselwirkung über eine Regge-Trajektorie im t -Kanal in Kombination mit resonanter s -Kanal-Streuung [Holv01]. Das Modell

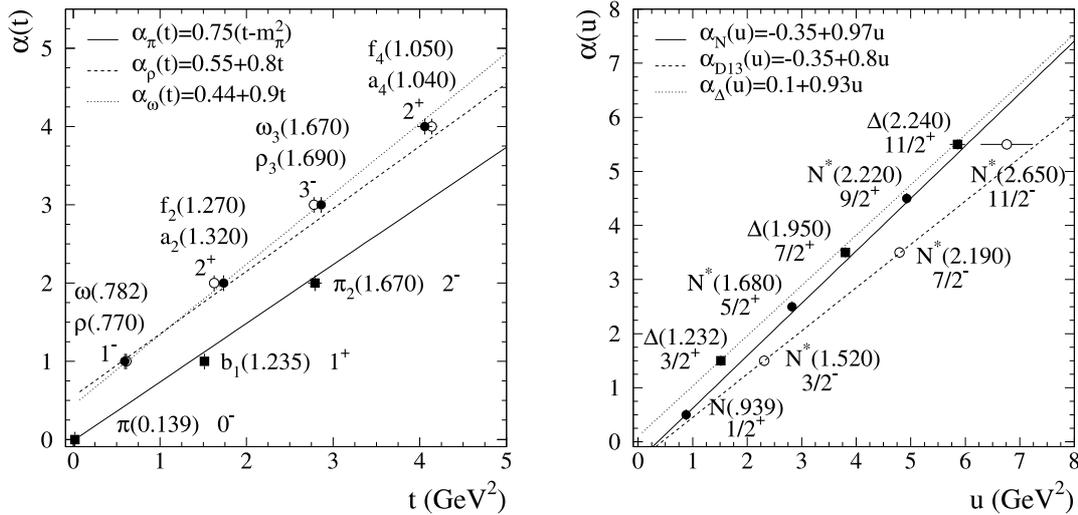


Abbildung 2.7 Regge-Trajektorien der mesonischen Resonanzen π , ρ und ω aufgetragen gegen den ausgetauschten Impuls t (links), sowie Regge-Trajektorien der baryonischen Resonanzen D_{13} und Δ aufgetragen gegen den ausgetauschten Impuls u (rechts).

trägt daher den Namen „Regge-Modell plus Resonanzen (RPR)“. Dadurch, daß Resonanzbeiträge nur im s -Kanal Verwendung finden, ist eine Betrachtung der resonanten Doppel-Pion-Photoproduktion allein im s -Kanal notwendig. Für niedrige Photonenenergien sind die resonanten Beiträge der Partialwelle in der Amplitude in Gleichung 2.19 dominant. Ab einer Energie von $\omega \approx 1$ GeV wird der Beitrag der Regge-Trajektorien zunehmend dominant. Da es für die Extrapolation der Regge-Amplitude in den niederenergetischen Bereich keine eindeutige Vorschrift gibt, wird für das RPR-Modell die Regge-Amplitude im t -Kanal in den niederenergetischen Bereich bis zur Reaktionsschwelle extrapoliert. Diese Methode hat gegenüber dem Fit den Vorteil, daß keine weiteren Parameter hinzukommen [Holv01]. Die Berechnung des Regge-Trajektorien-Austauschs im t -Kanal erfolgt über den klassischen Feynman-Ansatz zur Berechnung der Vertexfunktionen. Die Matrixelemente werden dann „reggefiziert“, indem die Feynman-Propagatoren durch den entsprechenden Regge-Propagator ersetzt werden. Zur Bestimmung der resonanten Beiträge im s -Kanal wird der Breit-Wigner-Formalismus verwendet [Holv01].

Eine weitere Eigenschaft des RPR-Modells ist die eichinvariante Betrachtung der Beiträge. Die Forderung nach Eichinvarianz ist äquivalent zur Ladungserhaltung. Diese ist dann erfüllt, falls alle Kopplungsmöglichkeiten des Photons an das hadronische System berücksichtigt werden. Die Bedingung der Eichinvarianz wird durch das Viererskalarprodukt $k_\mu J^\mu = 0$ formuliert. k_μ entspricht hierbei dem Viererimpuls des Photons und J^μ dem hadronischen Strom, an den das Photon ankoppelt. J^μ beinhaltet die dynamische Information der betrachteten Reaktion.

Tabelle 2.1 zeigt die reggefizierten t -Kanal-Prozesse, die im RPR-Modell behandelt werden. Tabelle 2.2 zeigt die im s -Kanal betrachteten Beiträge der $D_{13}(1520)$ -Resonanz. Weitere baryonische Resonanzen wie z.B. $P_{11}(1440)$ wurden im RPR-Modell nicht berücksichtigt. Abbildung 2.8 zeigt exemplarisch die eichinvariante $\pi\Delta$ -Produktion im s - und u -Kanal. Sämtliche Reaktionsschritte der in Tabelle 2.1 und 2.2 gezeigten Prozesse werden im RPR-Modell derart eichinvariant behandelt. Eine genaue Aufstellung der verwendeten Diagramme für die individuellen Isospinkanäle zeigt [Holv01].

Reaktion	Austauschteilchen (Regge)
$\gamma N \rightarrow \pi \Delta \rightarrow \pi \pi N$	π
$\gamma N \rightarrow \pi \Delta \rightarrow \pi \pi N$	ρ
$\gamma N \rightarrow \rho N \rightarrow \pi \pi N$	π
$\gamma N \rightarrow \rho N \rightarrow \pi \pi N$	ρ
$\gamma N \rightarrow \rho N \rightarrow \pi \pi N$	f_1
$\gamma N \rightarrow \pi \pi N$	π

Tabelle 2.1 Reggefizierte t -Kanal-Prozesse und dabei ausgetauschte Teilchen. Die Doppel-Pion-Photo-Produktion wird hierbei wie auch schon im Modell der Valencia-Gruppe mit Ausnahme von $\gamma N \rightarrow \pi \pi N$ als Zweistufenprozeß behandelt.

Reaktion	Resonanz
$\gamma N \rightarrow D_{13} \rightarrow \pi \Delta \rightarrow \pi \pi N$	$D_{13}(1520)$
$\gamma N \rightarrow D_{13} \rightarrow \rho N \rightarrow \pi \pi N$	$D_{13}(1520)$

Tabelle 2.2 s -Kanal-Prozesse, die im RPR-Modell berücksichtigt werden. Beiträge der baryonischen Resonanz $D_{13}(1520)$ werden durch den Breit-Wigner-Formalismus bestimmt.

Das RPR-Modell ist eine Entwicklung, die die Datenauswertung des GDH-Experiments am MAMI in bezug auf die Doppel-Pion-Photoproduktion begleitet hat. Ergebnisse der Vorhersagen dieses Modells hinsichtlich des totalen Photoabsorptionswirkungsquerschnitts für den Isospinkanal $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ und in bezug auf den helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitt $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ werden in Kapitel 6 gezeigt. Detaillierte Hintergrundinformationen zu angewandten Verfahren und Rechnungen im RPR-Modell sind in [Holv01] ausführlich diskutiert.

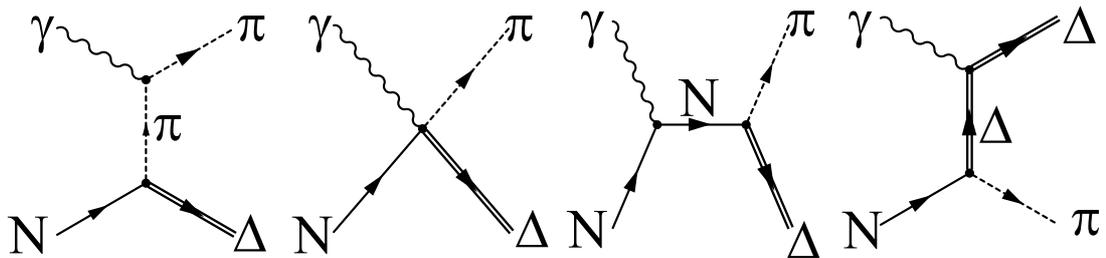


Abbildung 2.8 Eichinvarianter Pion austausch der Reaktion $\gamma N \rightarrow \pi \Delta$.

Kapitel 3

Aufbau des GDH-Experiments

Das GDH-Experiment ist ein *Doppelpolarisationsexperiment*, bei dem eine polarisierte Sonde mit einem polarisierten Medium wechselwirkt. Die in Kapitel 1 gezeigten Anforderungen an ein Experiment zur Bestimmung helizitätsabhängiger Größen führen zu den folgenden Komponenten:

- einem zirkular polarisierten reellen Photonenstrahl als polarisierte Sonde,
- einem longitudinal polarisierten Target als polarisiertes Medium,
- einem Detektorsystem zum Nachweis der Reaktionsprodukte,
- einer Elektronik zur Steuerung von Strahl, Target und zur Datenerfassung.

Dieses Kapitel beschreibt zunächst die Produktion longitudinal polarisierter Elektronen am Beschleuniger MAMI, die Eigenschaften des Beschleunigersystems sowie Verfahren und deren Grundlagen zur Produktion reeller, zirkular polarisierter Photonen. Die Energiemarkierung der Photonen und die Bestimmung des Photonenflusses sind notwendige Parameter für die Bestimmung von Photoreaktionen und Photoabsorptionswirkungsquerschnitten. Darüber hinaus ist eine genaue Messung des Polarisationsgrades des Photonenstrahls und des Targets zur Bestimmung helizitätsabhängiger Größen erforderlich. Anschließend werden die beim GDH-Experiment verwendeten Detektorkomponenten beschrieben.

3.1 Elektronenstrahl

3.1.1 Elektronenbeschleuniger MAMI

Das Institut für Kernphysik in Mainz hat einen Elektronenbeschleuniger, der wahlweise einen unpolarisierten oder einen polarisierten Elektronenstrahl im Endenergiebereich von 180 MeV bis 855 MeV (maximal konnten bislang 880 MeV erreicht werden) in 15 MeV Schritten bei einer maximalen Stromstärke von über $110 \mu\text{A}$ und einem Duty-Faktor von 100% liefern kann. Eine Übersicht über den Aufbau der Anlage zeigt Abb. 3.1. Zur Erzeugung des primären Strahls

Mikrotron	RTM1	RTM2	RTM3
Anfangsenergie	3,5 MeV	14,35 MeV	179,5 MeV
Endenergie	14,35 MeV	179,5 MeV	854,6 MeV
Anzahl der Umläufe	18	51	90
Anzahl der Beschl. Sektionen	1	2	5
Energiegewinn / Umlauf	0,61 MeV	3,2 MeV	7,5 MeV

Tabelle 3.1 Eigenschaften der drei Mikrotrone von MAMI B für eine Endenergie von 855 MeV.

stehen eine thermionische Gleichstromquelle für unpolarisierte und eine Photokathodenquelle (GaAsP-Kristall) für longitudinal polarisierte Elektronen zur Verfügung, die alternativ einsetzbar sind und eine Anfangsenergie der Elektronen von 100 keV liefern. Damit der Elektronenstrom in Hochfrequenzsektionen beschleunigt werden kann, wird er zwischen Quelle und Vorbeschleuniger mit Hilfe eines Strahlunterbrechers zerlegt (engl. *chopping & bunching*), wodurch Elektronenpakete (engl. *bunches*) entstehen, die dann in einem Linearbeschleuniger auf $E_e = 3,5$ MeV vorbeschleunigt und in das erste von drei kaskadierten „Rennbahn-Mikrotronen“ (engl. *racetrack microtrons*) eingeschossen werden. Jedes der drei Mikrotrone verfügt über zwei Ablenkmagnete, die den Elektronenstrahl jeweils um 180° im gesamten Energiebereich des jeweiligen Mikrotrons umlenken. Linearbeschleunigersektionen liefern jeweils den in Tabelle 3.1 gezeigten Energiegewinn. Die Linearbeschleuniger arbeiten im S-Band mit einer Hochfrequenz von $\nu = 2,45$ GHz. Durch die Ablenkmagnete wird der Elektronenstrahl in Rückführungsrohre geleitet und in den Linearbeschleuniger erneut phasenrichtig eingespeist. Durch den spezifischen Energiegewinn pro Umlauf vergrößern sich die Radien der Elektronenbahnen in den Ablenkmagneten, was die Größe der Ablenkmagnete und der Linearbeschleuniger der Mikrotrone bedingt. Der Beschleunigungsvorgang wird für jeden Bunch so lange wiederholt, bis die mikrotronspezifische Endenergie erreicht ist. Dem letzten Mikrotron (RTM3) folgt dann die Strahlführung, über die der Elektronenstrahl in die verschiedenen Experimentierhallen geleitet wird.

3.1.2 Quelle für polarisierte Elektronen

Für Doppelpolarisationsexperimente wie die Messungen zur GDH-Summenregel am MAMI wird ein longitudinal polarisierter monochromatischer Elektronenstrahl benötigt. Hierfür stehen die GaAsP-Kristall-Photokathodenquellen Pka1 und Pka2 im Quellenraum des MAMI-Beschleunigers zur Verfügung. Abbildung 3.2 zeigt den Aufbau der Quelle Pka1.

Ein ternärer III—V Halbleiterkristall vom Typ $\text{GaAs}_{x-1}\text{P}_x$ besitzt durch seinen kristallinen Aufbau je nach Mischungsverhältnis von Phosphor und Arsen die Eigenschaften eines direkten oder indirekten Halbleiters. Bei einem direkten Halbleiter läßt sich durch einen einstufigen direkten Prozeß ein Elektron vom Valenzband in das Leitungsband anheben, während beim indirekten Halbleiter dieser Vorgang phononbegleitet ist. Der energetische Abstand zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband (engl. *energy gap*) ist durch das Mischungsverhältnis $0 \leq x \leq 1$ von Phosphor und Arsen im Kristall bei dessen Herstellung einstellbar. Mit zunehmendem Phosphorgehalt vergrößert sich der energetische Abstand, wobei der Übergang vom direkten zum indirekten Halbleiter bei diesem Kristalltyp bei $x = 0,48$ liegt [Ste198]. Nur direkte Halbleiter

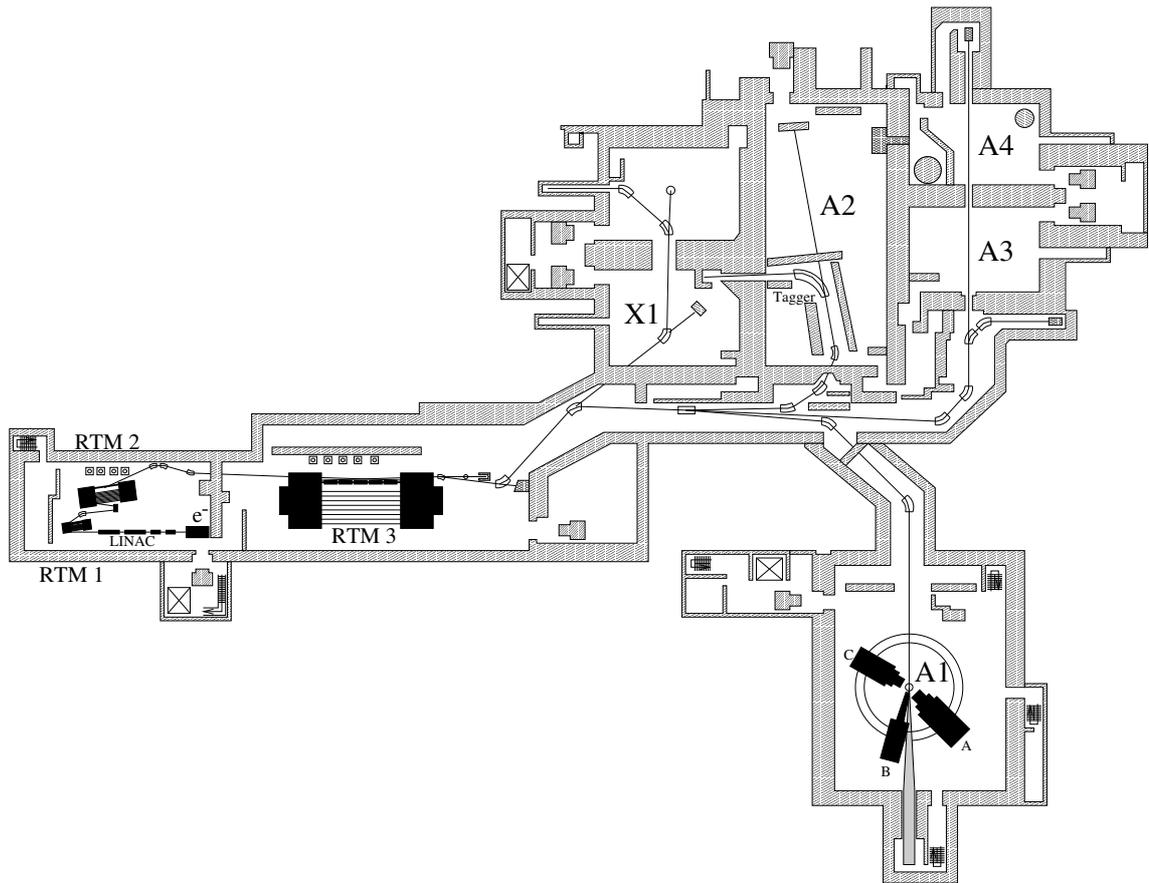


Abbildung 3.1 Gesamtansicht des Mainzer Mikrotrons (MAMI) mit dem Experimentstandort der A2-Kollaboration.

können bei der Produktion von Elektronen mit hohem Polarisationsgrad (typisch ca. 75%) mit Hilfe des Photoeffekts eingesetzt werden. Optisches Pumpen mit zirkular polarisiertem Laserlicht ist eine geeignete Anregungsmethode, um über den Photoeffekt longitudinal polarisierte Elektronen aus dieser Halbleiterphotokathode auszulösen. Das zunächst linear polarisierte Licht eines Argonlicht-gepumpten Ti:Saphir LASERs, der mit der MAMI-Beschleunigungsfrequenz von 2,45 GHz gepulst ist, wird zirkular polarisiert und anschließend auf die Oberfläche des Halbleiter-Kristalls projiziert [Ste98]. Die Einstellung des Polarisationsgrades parallel oder antiparallel zur Strahlrichtung kann hierbei durch Umkehrung der zirkularen Polarisationsrichtung des LASER-Lichts (σ^+ oder σ^-) mit Hilfe einer „Pockelszelle“ erreicht werden. Diese wirkt wie ein $\lambda/4$ -Plättchen. Bei der verwendeten Zelle basiert der Pockelseffekt auf der Ausnutzung des nichtlinearen Verhaltens eines optisch anisotropen Kristalls beim Durchgang einer elektromagnetischen Welle. Der Zusammenhang zwischen dem Polarisationsgrad P_{circ} , dem polarisierenden elektrischen Feld E sowie der Suszeptibilität χ ist

$$P_{\text{circ}} = \epsilon_0 \chi E. \quad (3.1)$$

Nichtlinearitäten im Medium zeigen sich in einer feldstärkeabhängigen Suszeptibilität

$$\chi(E) = \chi_1 + \chi_2 E + \chi_3 E^2 + \dots \quad (3.2)$$

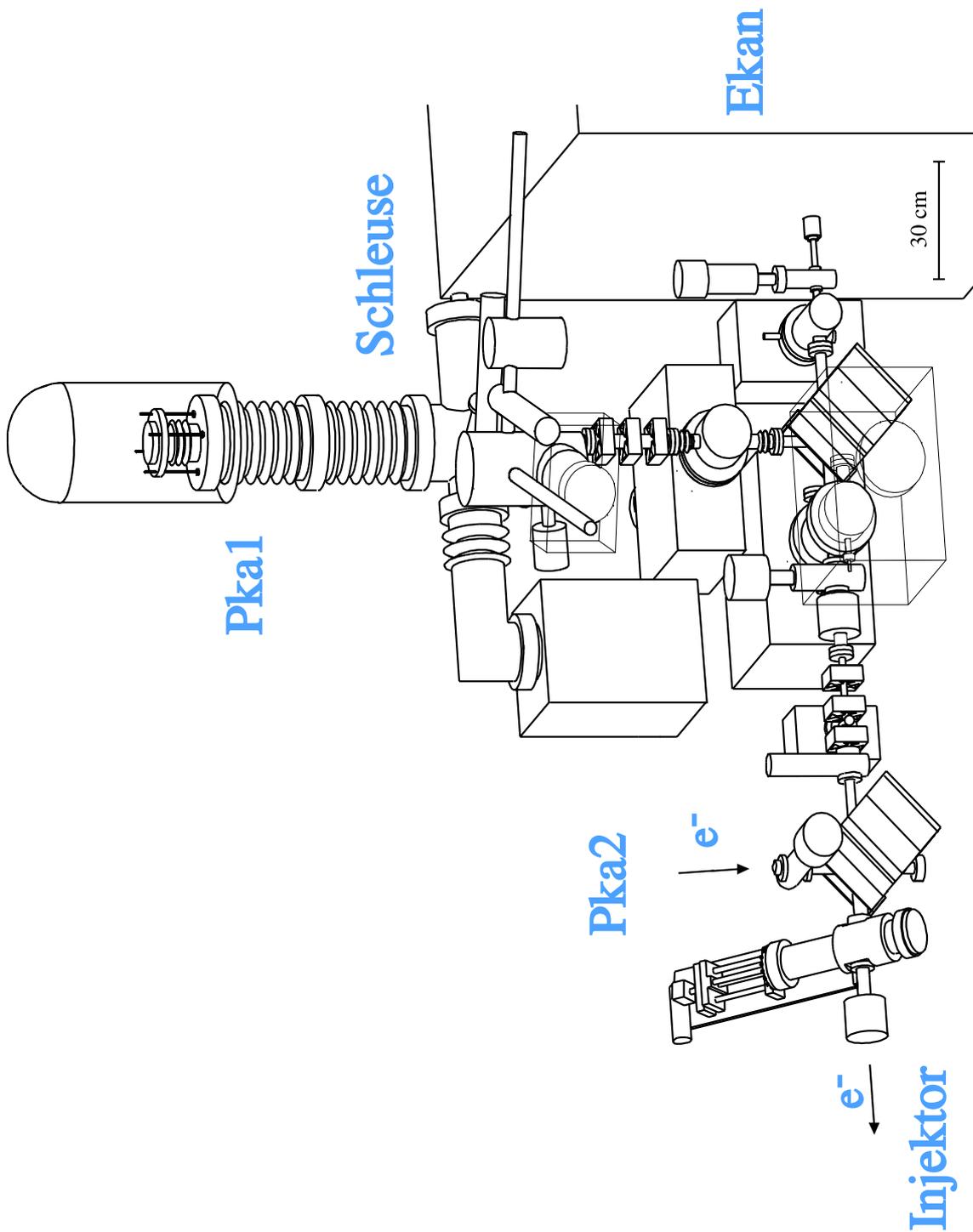


Abbildung 3.2 Quelle Pka1 für polarisierte Elektronen am MAMI. Zirkular polarisiertes LASER-Licht wird hierbei von unten auf einen GaAsP-Kristall projiziert, wodurch dieser zur Emission longitudinal polarisierter Elektronen angeregt wird.

Das bedeutet, daß die atomaren Dipole des transmittierenden Mediums nicht linear auf die Anregung durch die eingestrahlte elektromagnetische Welle antworten. Wird Gleichung 3.2 in Gleichung 3.1 eingesetzt, so zeigt sich, daß der Brechungsindex aufgrund der Terme höherer Ordnung von E abhängig ist. Berücksichtigt man nur die Terme bis E^2 folgt hieraus für den Brechungsindex n

$$\frac{1}{n(E)^2} = \frac{1}{n_0^2} + aE + bE^2, \quad (3.3)$$

$$\Delta n \approx \frac{n_0^3}{2}(aE + bE^2). \quad (3.4)$$

Der Pockelseffekt resultiert hierbei aus den „ ab “-Termen. Das polarisierende elektrische Feld wird durch Anlegen einer Gleichspannung U_0 an den Kristall parallel zur optischen Achse des Aufbaus realisiert. Erfolgt eine Ausrichtung der natürlichen optischen Achse des Kristalls parallel zur Ausbreitungsrichtung der einfallenden linear polarisierten Welle, so ist es möglich, mit Hilfe der angelegten Spannung U_0 aufgrund der unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten der sich im Kristall ausbreitenden Teilwellen durch deren Phasenverschiebung um $\lambda/4$ zirkular polarisiertes Licht zu erzeugen (σ^+). Durch Umpolung der angelegten Spannung erreicht man eine Phasenverschiebung von $-\lambda/4$, diese bewirkt eine Umkehrung der zirkularen Polarisation des Laserlichts (σ^-) und folglich eine Umkehrung der longitudinalen Polarisationsausrichtung der aus dem Halbleiterkristall emittierten Elektronen.

Zur Unterdrückung systematischer Effekte bei Polarisationsexperimenten und zur Vermeidung von Beschädigungen des GaAsP-Kristalls der Elektronenquelle sollte die Spannung an der Pockelzelle und damit die Ausrichtung des Spins des Elektronenstrahls im Sekundentakt zufallsgesteuert umgepolt werden. Hierfür wurde im Rahmen des Aufbaus des Mainzer GDH-Experiments eine Elektronik entwickelt, die sowohl die Umpolung der Pockelzelle vornahm, als auch die Meßelektronik des Detektorsystems solange verriegelte, bis Elektronen der vorherigen Spinausrichtung das MAMI Beschleunigersystem verlassen hatten. Der Aufbau dieser Elektronik und deren Funktion werden in Abschnitt 4.4 beschrieben.

3.2 Photonenstrahl

3.2.1 Produktion reeller Photonen

Die A2-Kollaboration in Mainz führt Experimente mit reellen energiemarkierten Photonen in einem Energiebereich zwischen 40 MeV und 800 MeV durch. Für die Energiemarkierung der Photonen benötigt man einen Teilchenprozeß, dessen Produkte im Endzustand über relativ einfache Zusammenhänge energetisch korreliert sind. Allgemein verwendete Verfahren zur Produktion reeller energiemarkierter Photonen sind:

- LASER-Rückstreuung (LEGGS, GRAAL, SPRING8)
- Positronannihilation im Fluge
- Bremsstrahlung (MAMI, ELSA)

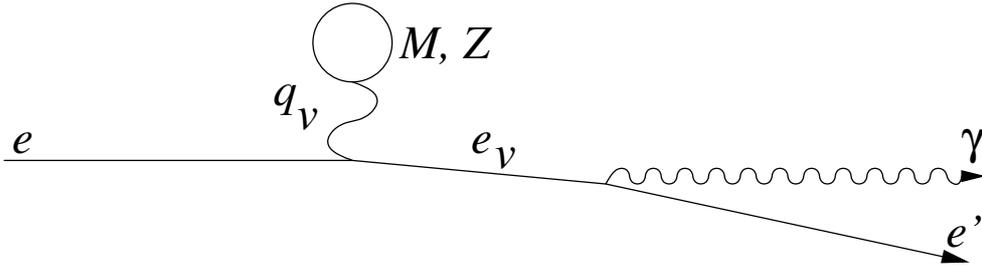


Abbildung 3.3 Prozeß der Bremsstrahlung. Ein hochenergetisches Elektron e streut an einem Kern mit hoher Ladungszahl Z und Masse M . Dabei wird der Impuls q_v als virtuelles Photon γ_v ausgetauscht. Das schwach virtuelle Elektron e_v zerfällt anschließend in ein reelles Photon γ und ein Elektron e' .

Am Mainzer Mikrotron (MAMI) in Mainz und der Elektron-Stretcher-Anlage (ELSA) in Bonn werden reelle Photonen ausschließlich über den Prozeß der Bremsstrahlung erzeugt. Die hier zugrundeliegenden physikalischen Zusammenhänge werden im folgenden diskutiert. Alternative Verfahren zur Produktion reeller Photonen über LASER-Rückstreuung und über Positronannihilation im Fluge sind in Anhang A gezeigt.

Ein frei fliegendes unbeschleunigtes Elektron kann kein Photon abstrahlen, da hierfür der Energie- und Impulssatz nicht gleichzeitig erfüllbar sind. Wechselwirkt ein Elektron mit dem Coulombfeld eines schweren Kerns, so wird es auf den Kern einen Impuls übertragen, während aufgrund des großen Massenunterschieds zwischen Elektron und Kern praktisch keine Energie übertragen wird. Zusätzlich werden hier besonders schwere Kerne (Au, Fe, Ni) eingesetzt. Das beschleunigte, schwach virtuelle Elektron kann dann ein reelles Photon abstrahlen. Dieser „Bremsstrahlprozeß“ ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

Für den Energie- und Impulssatz dieses Bremsstrahlprozesses gilt dann

$$E = E' + \omega + E_v \quad (\text{mit } E_v \approx 0), \quad (3.5)$$

$$\vec{p} = \vec{p}' + \vec{p}_\gamma + \vec{q}_v. \quad (3.6)$$

Daraus folgt, daß abhängig von der Anfangsenergie des Elektrons E , der Energie des gestreuten Elektrons E' und der Photonenenergie ω Impulse zwischen einem Minimal- und Maximal-Wert gemäß

$$|q_{\max}| \approx |\vec{p}| + |\vec{p}'| + |\vec{p}_\gamma| \approx 2E, \quad (3.7)$$

$$|q_{\min}| \approx |\vec{p}| - |\vec{p}'| - |\vec{p}_\gamma| \approx \frac{\omega m_e^2}{2EE'} \quad (3.8)$$

übertragen werden. Da der Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung in etwa die Proportionalität

$$\frac{d\sigma}{dq_v} \sim \frac{1}{q_v^4} \quad (3.9)$$

erfüllt, werden im wesentlichen Impulse nahe $|q_{\min}|$ übertragen. Berechnungen des Wirkungsquerschnitts werden in Bornscher Näherung für ein nicht abgeschirmtes Coulombfeld durchgeführt. Bei großen $|q_v|$ (kleiner Stoßparameter) gibt es Abweichungen von der Bornschen Nähe-

rung, die durch „Coulomb-Korrekturen“ berichtigt werden. Bei kleinen $|q_v|$ (großer Stoßparameter) muß die Abschirmung des Kern-Coulombfeldes durch die atomaren Elektronen berücksichtigt werden. Dies wird durch „Screening-Korrekturen“ erreicht. Detaillierte Berechnungen hierzu finden sich in [Schi51], [Koch59] und [Jack85].

Der Bremsstrahlprozeß liefert keine monochromatischen Photonen. Das Bremsspektrum hat den Verlauf

$$\frac{d\sigma}{d\omega} \sim \frac{F(\omega)}{\omega}, \quad (3.10)$$

wobei $F(\omega)$ einen nur gering von ω abhängigen Verlauf zeigt. Dies bedeutet, daß der Ausdruck

$$\omega \frac{d\sigma}{d\omega} \approx \text{konst.} \quad (3.11)$$

annähernd konstant mit der Obergrenze E ist.

Die beim Bremsstrahlprozeß erzeugten reellen Photonen werden stark nach vorne emittiert ($\vartheta \rightarrow 0$). Etwa die Hälfte aller Photonen findet sich in einem Vorwärtskonus mit dem „charakteristischen Öffnungswinkel“ ϑ_c mit

$$\vartheta_c = \frac{m_e}{E}. \quad (3.12)$$

Näherungsweise haben die Bremsquanten eine Winkelverteilung von

$$\frac{d\vartheta}{d\vartheta} \approx \frac{\vartheta}{(\vartheta^2 + \vartheta_c^2)^2}. \quad (3.13)$$

In Abbildung 3.4 ist diese Verteilung im Vergleich mit genaueren Rechnungen gezeigt. Die Darstellung erweist, daß die Winkelverteilungen nur wenig von ω abhängen.

Da mit guter Näherung

$$E = E' + \omega \quad (3.14)$$

bei der Produktion von reellen Photonen mit Hilfe des Bremsstrahlprozesses erfüllt ist, sind, wie auch in Anhang A bei der LASER-Rückstreuung gezeigt, monochromatische Photonen energetisch markierbar (engl. *tagging*), indem E' gemessen wird. Zeitrichtig dazu wird dann ein Photon mit der Energie ω erwartet. E' wird mit einem Magnetspektrometer bestimmt.

Es ist sinnvoll, den Photonenstrahl zu kollimieren, um ihn im Bereich des Experimenttargets in seiner Ausdehnung zu begrenzen. Dadurch gehen Photonen verloren. Integriert man die Näherung in Gleichung 3.13 über den durch die Kollimation gegebenen Öffnungswinkel ψ und normiert auf eine Integration über einen großen Winkel, der praktisch alle vom Bremsstrahltarget emittierten Photonen berücksichtigt, so erhält man den Anteil der den Kollimator passierenden Photonen. Dieses Ergebnis ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Auch hier wird die Näherungsgleichung mit genauen Rechnungen verglichen. Für die Näherungsgleichung erhält man die für Abschätzungen nützliche Formel

$$\alpha(\psi) \approx \frac{1}{1 + (\vartheta_c/\psi)^2} \quad (3.15)$$

für den Anteil der das Experimenttarget treffenden Photonen.

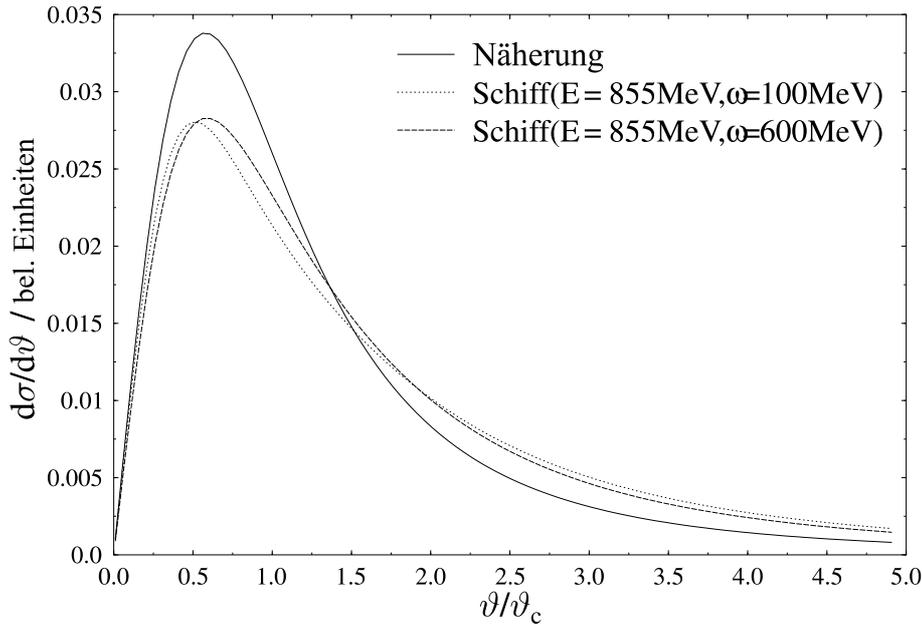


Abbildung 3.4 Darstellung der Winkelverteilung des differentiellen Streuquerschnitts $d\sigma/d\vartheta$ in Abhängigkeit vom auf den charakteristischen Winkel ϑ_c normierten Polarwinkel ϑ . Die genaueren Rechnungen zeigen nur eine geringe Abhängigkeit von der Photonenenergie ω auf die Winkelverteilung [Schi51].

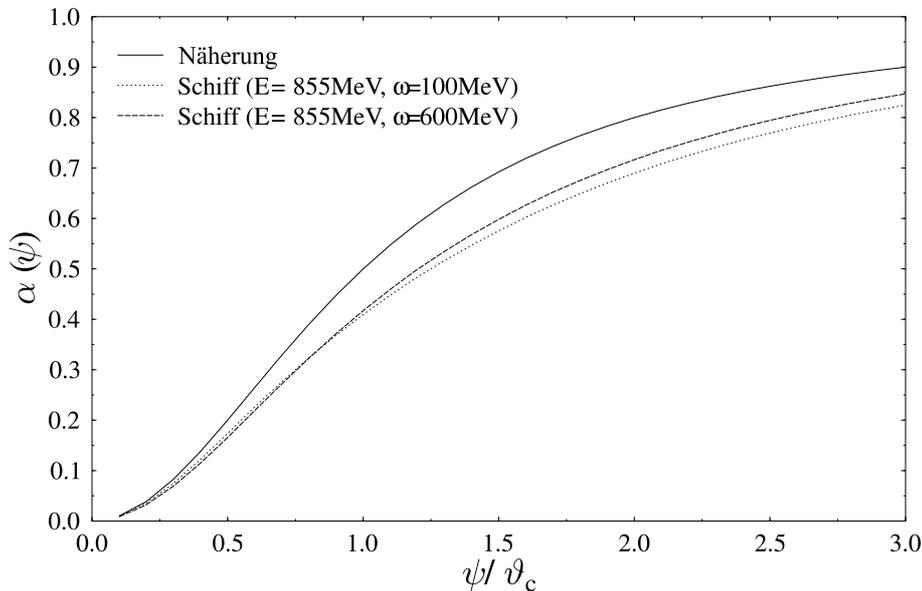


Abbildung 3.5 Anteil $\alpha(\psi)$ der im Polarwinkelintervall $0 < \vartheta < \psi$ emittierten Bremsstrahlungspotonen in Abhängigkeit von der oberen Intervallgrenze ψ als Funktion des Streuwinkels, normiert auf den charakteristischen Winkel ϑ_c . Das Bild zeigt, wie Abbildung 3.4, Modellvorhersagen für verschiedene Photonenenergien [Schi51].

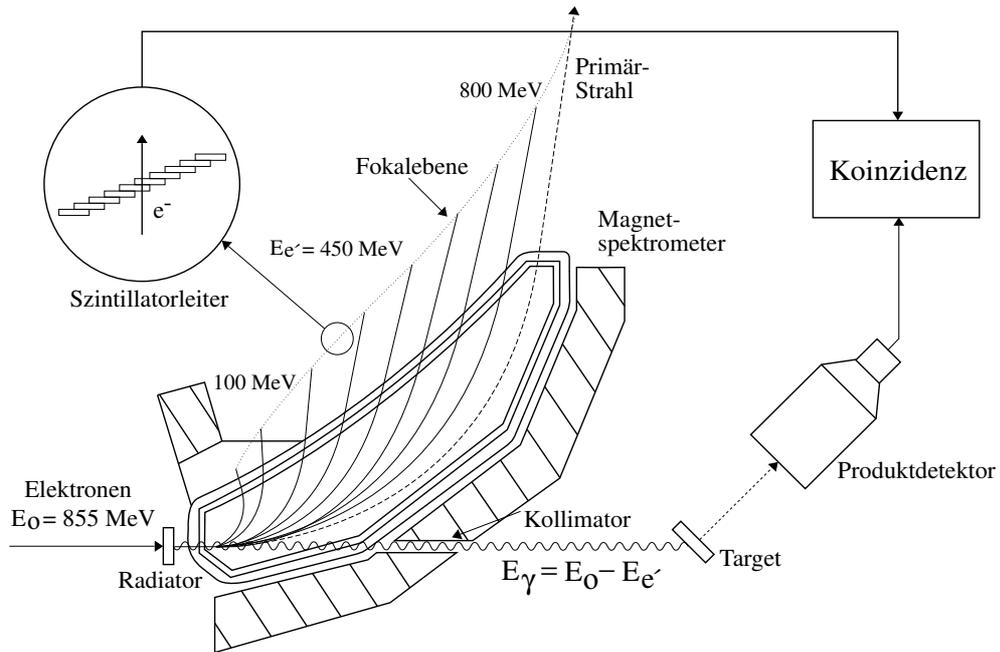


Abbildung 3.6 Prinzipieller Aufbau und Funktion des Glasgow-Mainz-Taggers zur Produktion energiemarkierter reeller Photonen bis 855 MeV Einschußenergie.

3.2.2 Photonenmarkierungsanlage

Die Energie der Elektronen nach dem Bremsstrahlprozeß wird in einem breitbandigen magnetischen Spektrometer bestimmt (Glasgow-Mainz-Tagger). Die einlaufenden Elektronen treffen auf ein dünnes Target (Radiator) mit der Dicke von etwa 10^{-3} Strahlungslängen. Das Radiatormaterial besitzt eine hinreichend große Kernladungszahl (Ni, Fe). Für das GDH-Experiment wurde mit einem Radiator aus der Eisenlegierung „Vacoflux“ gearbeitet, der auch gleichzeitig zur Polarimetrie des Elektronenstrahls eingesetzt wird. Die Elektronen strahlen ein Photon mit der Energie ω ab und werden in der Fokalebene des Spektrometers in einem von 352 Szintillationszählern nachgewiesen. Bei $\omega = 800$ MeV besitzt das Spektrometer eine Auflösung von $\Delta E' = \Delta\omega \approx 2$ MeV pro Kanal. Photonen mit Energien von 5% bis 92% von E können markiert werden. Abbildung 3.6 zeigt den Gesamtaufbau des Glasgow-Mainz-Taggers.

Die Zahl der das Experimenttarget treffenden energiemarkierten Photonen ist proportional zur Zahl der Elektronen, die mit den Szintillatoren in der Fokalebene des Spektrometers nachgewiesen werden. Ist der Proportionalitätsfaktor η bekannt, so kann aus der Elektronenzahl auf die Photonenzahl geschlossen werden.

$$\eta = \frac{N_{\gamma}^{\text{koinz.}}}{N_e^{\text{frei}}} \quad (3.16)$$

ist die Markierungswahrscheinlichkeit, gegeben als der Quotient aus der Zahl der mit dem Tagger koinzident das Experimenttarget treffenden Photonen, normiert auf die Zahl aller gemessenen Elektronen.

Somit erfüllt der Tagger drei wichtige Aufgaben. Er liefert die Energie der Photonen, er liefert den Fluß der das Experimenttarget treffenden Photonen und er stellt die zeitliche Korrelation für die Zuordnung der Photonenenergien zu Photoproduktionsreaktionen am Experimentort sicher. η hängt natürlich von der Kollimation der Photonen ab. Es gibt aber auch noch strahlungslose Prozesse, die zur freien Elektronenzahl N_e^{frei} beitragen, wie z.B. die Møllerstreuung. Auch Untergründe z.B. durch Streustrahlung des Strahlfängers können η zusätzlich beeinflussen.

Es ist notwendig die Energiemarkierungswahrscheinlichkeit η zu messen, um die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Informationen über den Photonenfluß, der als direkte Größe in den Wirkungsquerschnitt einfließt, zu erhalten. Dies geht am einfachsten, in dem ein Detektor im Photonenstrahl positioniert wird, der alle Photonen, die ihn treffen, nachweist. An dieser Stelle wird ein Bleiglas-Detektor eingesetzt, in dem die von den Photonen ausgelösten Schauer über den Čerenkov-Effekt nachgewiesen werden. Da alle Photonen nachgewiesen werden, kann diese Messung nur bei stark reduziertem Elektronenstrom im Bereich weniger pA erfolgen. Während des eigentlichen Experiments muß der Bleiglas-Detektor daher aus dem Strahl genommen werden. Dieser kann dann durch einen Detektor mit geringer Photonennachweiseffizienz ersetzt werden (Sekundärstandard). Hierfür wird ein Paar-Detektor eingesetzt, der im nächsten Abschnitt beschrieben wird.

3.2.3 Bestimmung des Photonenflusses

Abbildung 3.7 zeigt den beim GDH-Experiment für die Bestimmung des Photonenflusses verwendeten Paar-Detektor. Dieser besteht aus drei jeweils 1 mm dicken Plastikszintillatoren (P1 – P3) mit einer Kupferkonverterfolie zwischen P1 und P2. P1 dient als Veto-Detektor zur Unterdrückung geladener Teilchen. Photonen aus dem Tagger treffen auf die Kupferfolie und können dort Elektronen durch den Prozeß der Comptonstreuung sowie Elektron-Positron-Paare auslösen. Die auftreffenden Leptonen sind minimal ionisierend. Sie verlieren in den Szintillatoren Energie in einer Landauverteilung mit

$$\Delta E = 2 \text{ MeV} / (d / \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}). \quad (3.17)$$

$d / (\text{g}/\text{cm}^2)$ ist die Dicke des Szintillatormaterials in Einheiten von g/cm^2 . Abbildung 3.8 zeigt die Pulshöhenverteilungen aus P2, aufgetragen gegen die gemessenen Ereignisse aus P3. Hierbei sind zwei Zonen der Energiedeposition aus dem Comptonprozeß (1 Teilchen) und dem Paarbildungsprozeß (2 Teilchen) zu erkennen. Vergleicht man die Zahl der durch Paarbildungs- und Comptonprozesse im Paar-Detektor indirekt nachgewiesenen Photonen $N_{\gamma, \text{Paar}}(\omega)$ mit der Zahl der im Bleiglas-Detektor nachgewiesenen Photonen $N_{\gamma, \text{Pb-Glas}}(\omega)$, so erhält man die Nachweiseffizienz $\varepsilon_{\text{Paar}}(\omega)$ des Paar-Detektors aus

$$\varepsilon_{\text{Paar}}(\omega) = \frac{N_{\gamma, \text{Pb-Glas}}(\omega)}{N_{\gamma, \text{Paar}}(\omega)}. \quad (3.18)$$

Der Wirkungsquerschnitt für die Prozesse der Paar- und Compton-Produktion an einem Kupferkonverter ist bekannt und kann als $F(\omega)$ angegeben werden. Die Massenbelegung des Kupferkonverters („Konverterdicke“) d_{Cu} , ist von ω unabhängig und wird als Fit-Parameter benutzt. Abbildung 3.9 zeigt Datenpunkte einer solchen Messung mit der angepaßten Effizienzfunktion. Dies erlaubt eine absolute Photonflußbestimmung und damit die Ermittlung der Taggingeffizi-

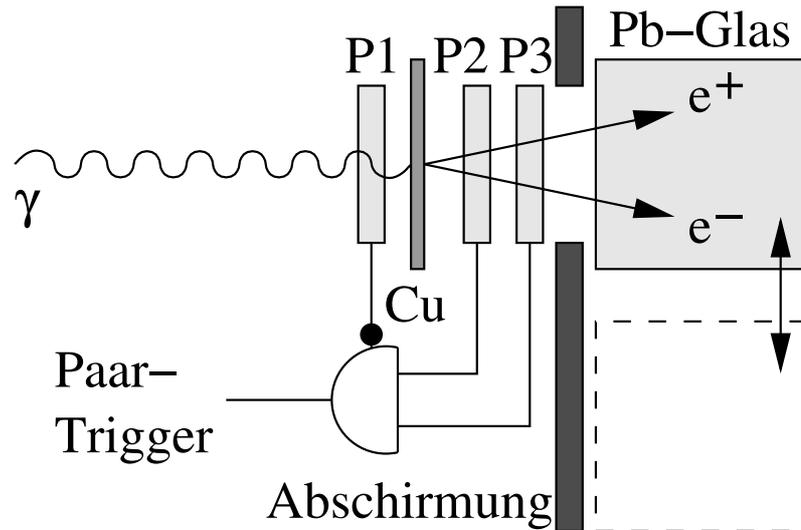


Abbildung 3.7 Aufbau des Paar-Detektors beim GDH-Experiment. Während der Absolutmessung des Photonenflusses mit Hilfe des Bleiglas-Detektors wird gleichzeitig eine Messung der Nachweiseffizienz des Paar-Detektors durchgeführt. Im Experimentbetrieb erfolgt die Flußmessung nur mit dem Paar-Detektor. Der Bleiglas-Detektor wird dann aus dem Strahl entfernt.

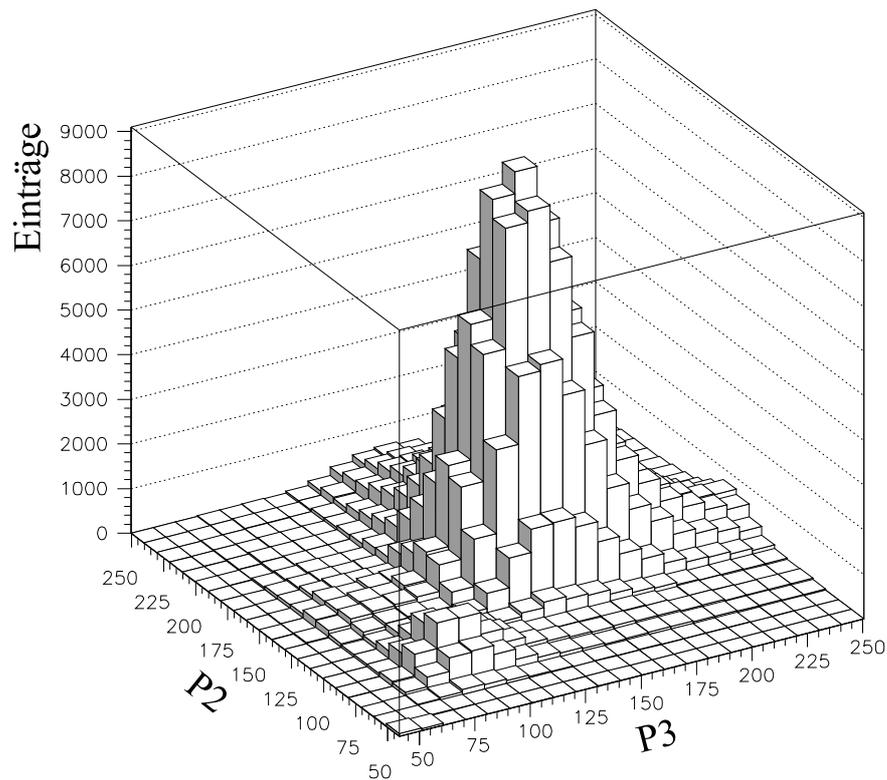


Abbildung 3.8 Ereignisse aus der Compton- (1 Teilchen) und Paar-Produktion (2 Teilchen) reeller Photonen am Kupferkonverter des Paar-Detektors. Die Abbildung zeigt die Pulshöhenverteilung in P2, aufgetragen gegen diejenige in P3.

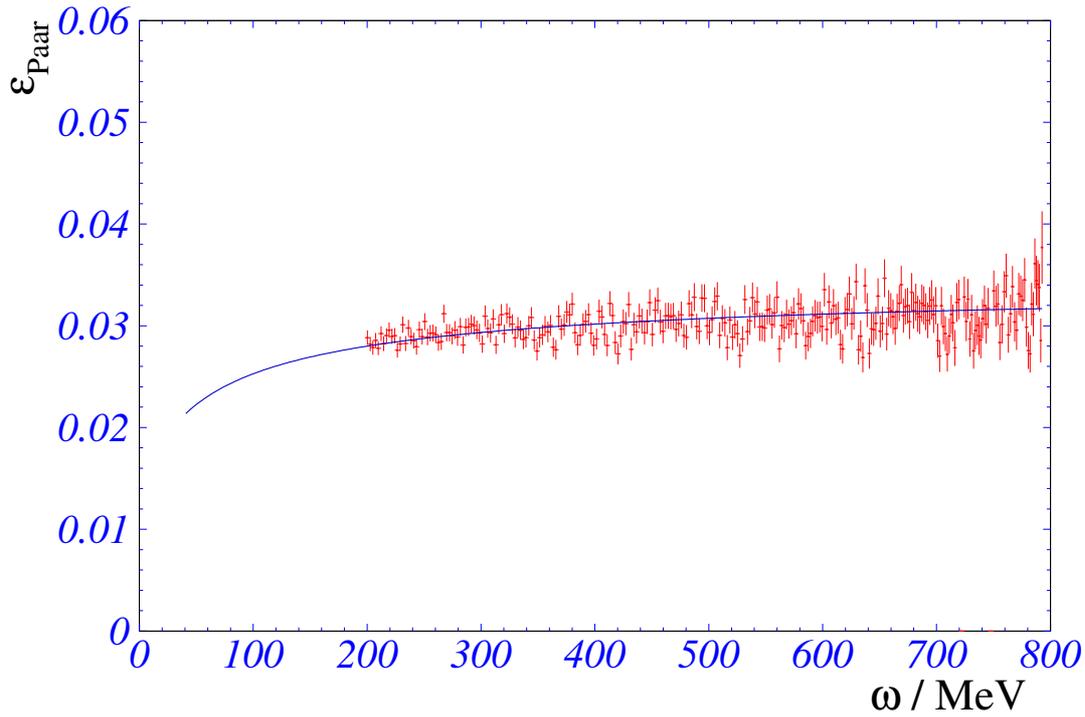


Abbildung 3.9 Paar-Detektor Effizienz $\varepsilon_{\text{Paar}}(\omega)$, aufgetragen gegen die Photonenenergie ω . Die Höhe des Wirkungsquerschnitts der Paar- und Compton-Produktion wird als Effizienzfunktion über die Massenbelegung des Kupferkonverters an die Datenpunkte angepaßt.

enz während einer regulären Photoproduktionsmessung. Aus der Zahl der frei nachgewiesenen Elektronen im Taggingspektrometer $N_e(\omega)$ läßt sich so die Energiemarkierungseffizienz η mit

$$\eta = \frac{N_{\gamma, \text{Paar}}(\omega) \varepsilon_{\text{Paar}}(\omega)}{N_e(\omega) f(\omega)} = \frac{N_{\gamma}(\omega)}{N_e(\omega) f(\omega)} \quad (3.19)$$

bestimmen. $f(\omega)$ ist eine Korrekturfunktion, die die im wesentlichen durch den Paar-Detektor auftretende Abhängigkeit von ω berücksichtigt. Die Ermittlung von η liefert durch die bis zu 352 Stützpunkte der einzelnen Taggerkanäle einen geringen Fehler des Fits von $<0,4\%$. Dagegen ist der Fehler, der durch den in Abbildung 3.9 gezeigten Fit von $\varepsilon_{\text{Paar}}$ auftritt, dominant. Er beträgt ca. 2% .

Abbildung 3.10 zeigt den Verlauf von η als Funktion von ω für jeweils zwei Experimentläufe von je einer Stunde bei $E = 525 \text{ MeV}$ und $E = 855 \text{ MeV}$. Da bei dieser Messung jedes Photon nachgewiesen wird, kann sie nur bei sehr kleinen Photonenströmen durchgeführt werden. Bei einem realen Experiment, das einen relativ hohen Photonfluß benötigt, wird daher der Bleiglas-Detektor aus dem Strahl entfernt und hinter eine Abschirmung gefahren. Man ersetzt ihn dann durch den hier vorgestellten Paar-Detektor.

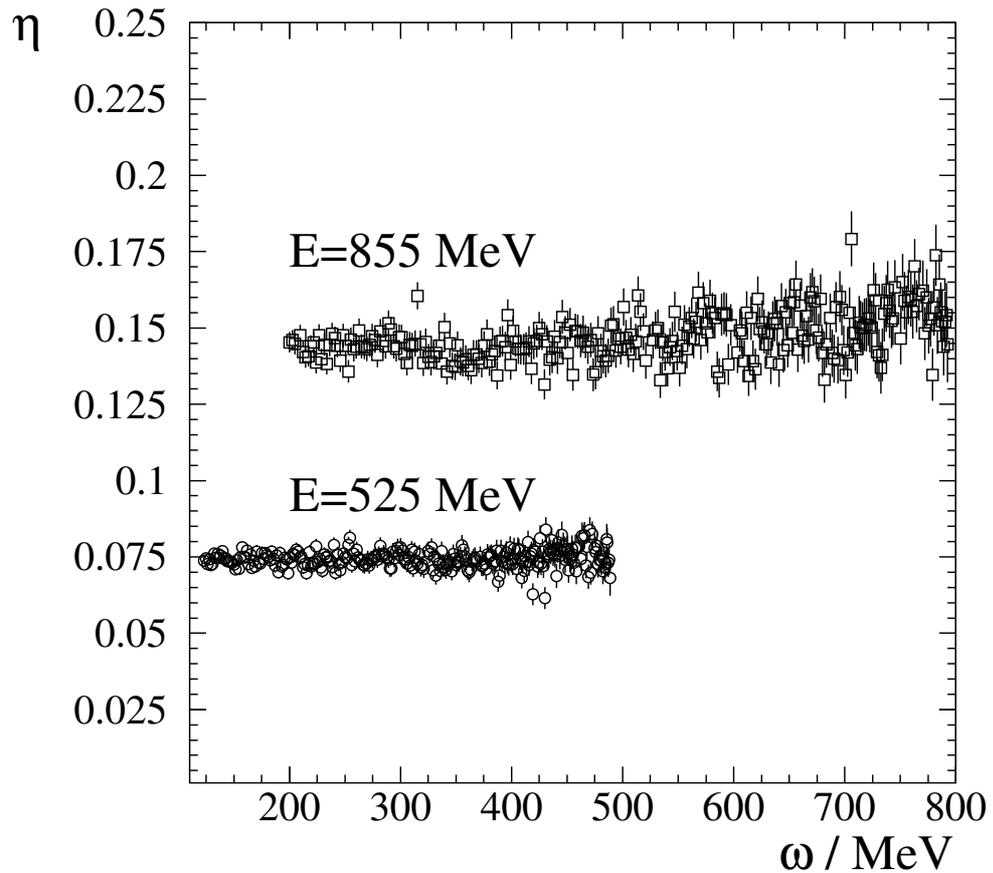


Abbildung 3.10 Energiemarkierungseffizienz η aufgetragen gegen die Photonenenergie ω . Gezeigt sind Punkte für alle im Taggingspektrometer jeweils aktivierten Kanäle für die MAMI-Elektronenenergien $E = 525$ MeV (\circ) und $E = 855$ MeV (\square).

3.2.4 Zirkular polarisierte Photonen

In den vorherigen Abschnitten wurde die Produktion reeller energiemarkierter Photonen diskutiert. Für den Betrieb des GDH-Experiments werden jedoch zirkular polarisierte reelle Photonen benötigt. Diese erzeugt man durch *Helizitätstransfer* longitudinal polarisierter Elektronen aus dem Beschleuniger MAMI auf die im Bremsstrahlradiator produzierten Photonen. Der Ausdruck für den Polarisationstransfer longitudinal polarisierter Elektronen auf Photonen lautet gemäß Gleichung 3.14 aus einer Veröffentlichung von H. Olsen und L. C. Maximon [Olse59]

$$P_{\gamma}^{\text{circ}} = P_e^{\text{long}} \frac{\omega(E + \frac{1}{3}E')}{E^2 + E'^2 - \frac{2}{3}EE'} = P_e^{\text{long}} \frac{\omega(E + \frac{1}{3}(E - \omega))}{E^2 + (E - \omega)^2 - \frac{2}{3}E(E - \omega)}. \quad (3.20)$$

Hierbei steht P_{γ}^{circ} für den Polarisationsgrad der Photonen, P_e^{long} für den Polarisationsgrad des Elektronenstrahls, E für die Energie des Elektrons, ω für die Energie des produzierten reellen Bremsstrahlungsphotons und E' für die Energie des Elektrons nach dem Bremsstrahlprozeß. Abbildung 3.11 zeigt P_{γ}^{circ} als Funktion der Photonenenergie ω bei verschiedenen Elektronenenergien E und verschiedenen longitudinalen Polarisationsgraden P_e^{long} des Elektronenstrahls.

$P_e^{\text{long}} = 0,75$ ist ein beim GDH-Experiment erreichter typischer Polarisationsgrad. In Abbildung 3.11 ist ersichtlich, daß zur Messung der Helizitätsabhängigkeit von partiellen Wirkungsquerschnitten nahe der Ein-Pion-Schwelle ($\omega \approx 140 \text{ MeV}$ [Pdg02]) die Herabsetzung der MAMI-Elektronenergie E zu einer Erhöhung des zirkularen Polarisationsgrades führt. Aus diesem Grund wurde beim GDH-Experiment mit den MAMI-Elektronenergien $E = 525 \text{ MeV}$ und $E = 855 \text{ MeV}$ gemessen. Aus Gleichung 3.20 geht hervor, daß der Polarisationsgrad der

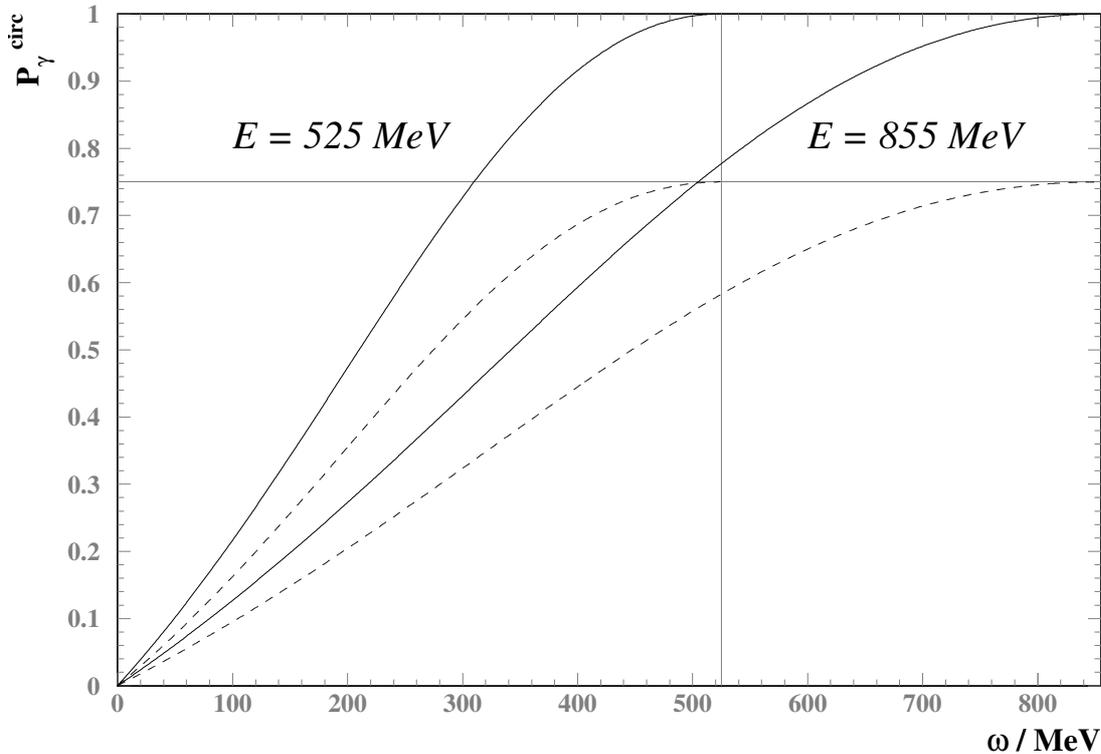


Abbildung 3.11 Verlauf des Polarisationsgrades P_γ^{circ} in Abhängigkeit von der Photonenenergie ω für zwei Elektronenergien $E = 525 \text{ MeV}$ und $E = 855 \text{ MeV}$ sowie für die Elektronenstrahlpolarisationsgrade $P_e^{\text{long}} = 1$ im Idealfall (durchgezogene Linien) und den beim GDH-Experiment typischen Polarisationsgrad von $P_e^{\text{long}} = 0,75$ (gestrichelte Linien) [Olse59].

Photonen linear vom Polarisationsgrad der Elektronen abhängt. Durch Messung des Polarisationsgrades des Elektronenstrahls läßt sich somit der Polarisationsgrad der Photonen indirekt bestimmen. Hierzu dient das im nächsten Abschnitt vorgestellte *Møller-Polarimeter*. Eine andere Messung von P_γ^{circ} erlaubt der Einsatz eines *Compton-Polarimeters*, das in [Dres95] und [Fuer98] beschrieben ist.

3.2.5 Møllerpolarimeter

Møllerstreuung ist Elektron-Elektron-Streuung. In unserem Falle werden Elektronen aus dem Beschleuniger an Elektronen der Atomhülle des Bremsstrahlradiator („Møllertarget“) gestreut. Da dieser Prozeß im vorliegenden Fall nicht strahlungsbegleitet ist, gilt für die beiden emittier-

ten Elektronen die Energieerhaltung

$$E + m_e = E_1 + E_2, \quad (3.21)$$

wobei $E + m_e$ die Gesamtenergie vor und E_1 und E_2 die Energien der Elektronen nach dem Streuprozeß sind. E ist die Energie des einlaufenden Elektrons, das ein ruhendes Elektron im Møllertarget mit der Masse m_e trifft. Die Møllerstreuung ist von der Ausrichtung der Elektronenspins zueinander abhängig. Bei der vorliegenden Anwendung spielen die parallele und die antiparallele Ausrichtung der Spins die entscheidende Rolle. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Møllerstreuung ist im Schwerpunktsystem des Elektrons allgemein durch

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{unpol}} \left(1 + \sum_{i,j} a_{jk} P_j^S P_k^T\right) \quad (3.22)$$

gegeben. $(d\sigma/d\Omega)^{\text{unpol}}$ beschreibt hierbei den polarisationsunabhängigen differentiellen Wirkungsquerschnitt. a_{jk} ist ein Tensor, der die geometrische Polarisationsabhängigkeit der Møllerstreuung in kartesischen Raumkoordinaten x , y und z (i, j) beschreibt, wobei x und y den transversalen Richtungen und z der Strahlrichtung entsprechen. Der Vektor P_j^S bezeichnet den Polarisationsgrad des Elektronenstrahls und P_j^T beschreibt den Polarisationsgrad der Elektronen des Møllertargets. Nichtdiagonalelemente von $a_{jk} \forall j \neq k$ verschwinden aufgrund der Paritätserhaltung. Basierend auf dieser Vereinfachung läßt sich die mit dem Møllerpolarimeter meßbare Asymmetrie A in Abhängigkeit von der Polarisationsausrichtung und dem Polarisationsgrad der Elektronen jeweils bezogen auf die Strahlrichtung gemäß

$$A = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^0 - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^1}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^0 + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^1} = \frac{N^0 - N^1}{N^0 + N^1} = a_{xx} P_x^S P_x^T + a_{yy} P_y^S P_y^T + a_{zz} P_z^S P_z^T \quad (3.23)$$

darstellen. Der Index 1 steht hierbei für eine parallele Spinausrichtung der wechselwirkenden Elektronen und Index 0 steht für eine antiparallele Spinausrichtung. N^0 und N^1 entsprechen der Anzahl der unter diesen Bedingungen jeweils meßbaren Ereignisse.

Aus Gleichung 3.23 ist ersichtlich, daß für eine direkt meßbare Asymmetrie bei genauer Kenntnis des Polarisationsgrades und der Polarisationsausrichtung des Targets sowie einer genauen Kenntnis der Polarisationsausrichtung des Elektronenstrahls und unter der Annahme, daß die Polarisationsanteile in x und y jeweils gegen Null gehen und somit a_{xx} und a_{yy} verschwinden, der Polarisationsgrad P_z^S des Elektronenstrahls bestimmt werden kann. Als Møllertargetelektronen dienen die Elektronen einer speziellen homogen magnetisierbaren Eisenfolie (*Vacoflux*) mit einer Dicke von $10 \mu\text{m}$, die gleichzeitig als Bremsstrahlradiator verwendet wird. Die Magnetisierung erfolgt in einem Solenoid, der eine magnetische Flußdichte von $B < 100$ Gauß liefert. Der Solenoid ist waagrecht drehbar montiert, so daß Polarisation nur in der x, z -Ebene auftritt, weshalb die von y abhängigen Terme in Gleichung 3.23 entfallen. P^T ist in P_z^T (Strahlrichtung) und P_x^T (senkrecht zur Strahlrichtung) zu zerlegen. Die Folie wird in einem spitzen Winkel (α) montiert, um einen möglichst großen z -Anteil zu erhalten. Der gemessene Polarisationsgrad der Vacoflux-Folie beträgt $P^T = (8,1 \pm 0,2)\%$ [Stoc96]. x ergibt sich aus dem Winkel α des Møllertargets gegen die Strahlrichtung zu $x = z \sin \alpha$. Mit kleiner werdendem α wird die effektive Dicke des Targets (kombiniert für Møllerstreuung und Bremsstrahlung) jedoch groß,

so daß man durch Vielfachstreuung der Elektronen eine Verkleinerung der Markierungswahrscheinlichkeit η erhält. Als Kompromiß werden Winkel von $15^\circ \leq \alpha \leq 25^\circ$ gewählt. Für diesen Zweck ist die Folie samt Helmholtz-Solenoid für deren Magnetisierung auf einem Drehteller montiert, der eine ferngesteuerte Änderung des Anstellwinkels α während des Strahlbetriebs erlaubt. Mit Gleichung 3.23 ergibt sich somit für die Asymmetrie A in Abhängigkeit vom Anstellwinkel α

$$A = a_{xx} P_x^S P^T \sin \alpha + a_{zz} P_z^S P_z^T \cos \alpha . \quad (3.24)$$

Mit Hilfe von Gleichung 3.23 läßt sich Gleichung 3.24 nach P_z^S auflösen. Daraus folgt

$$P_z^S = \frac{N^0 - N^1}{N^0 + N^1} \frac{1}{a_{zz} P^T \cos \alpha} . \quad (3.25)$$

Dies zeigt, daß bei der Messung von N^0 und N^1 bei bekanntem Anstellwinkel α und Polarisationsgrad P^T des Møllertargets direkt eine Aussage über den Polarisationsgrad des Elektronenstrahls getroffen werden kann. Durch Gleichung 3.20 ist so der Polarisationsgrad des zirkular polarisierten Photonenstrahls indirekt bestimmbar. Abbildung 3.12 zeigt den Polarisationsgrad des Elektronenstrahls von MAMI während der gesamten Strahlzeitperioden für das GDH-Experiment. Der mittlere gemessene Polarisationsgrad liegt bei $P_z^S = (75 \pm 2(\text{stat.}) \pm 3(\text{syst.}))\%$.

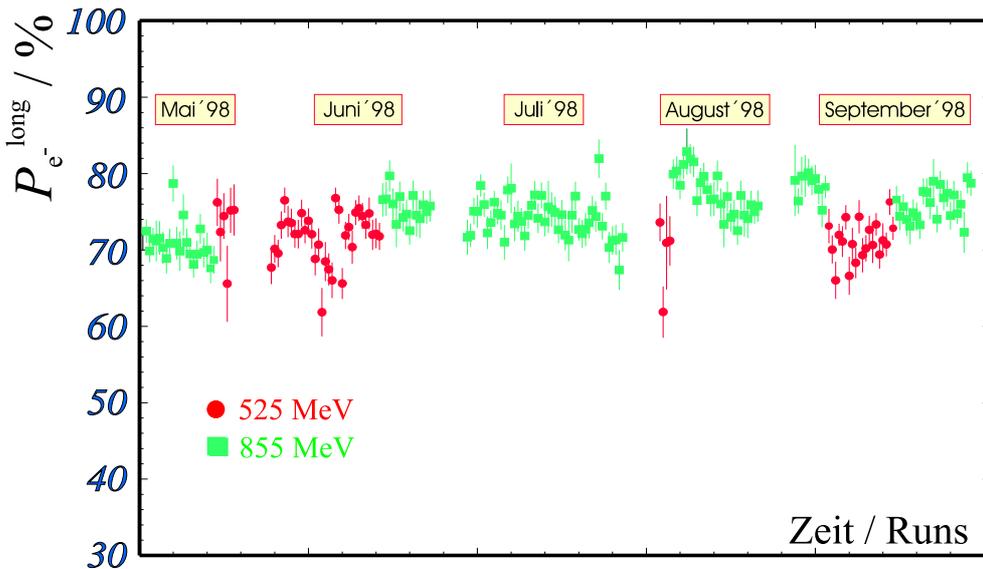


Abbildung 3.12 Polarisationsgrad P_z^S des Elektronenstrahls während der GDH-Strahlzeitperioden 1998. Die dunklen Punkte markieren Elektronenenergien von $E = 525$ MeV und die hellen Punkte zeigen Werte für $E = 855$ MeV.

3.3 Polarisiertes Target

Das polarisierte Target stellt im Gesamtaufbau des GDH-Experiments neben dem Strahl als polarisierte Sonde eine weitere wichtige Komponente zur Durchführung des Doppelpolarisati-

onsexperiments dar. Das Target muß in das Zentrum des Detektors passen. Es darf daher wenig Platz beanspruchen und nur von wenig störendem Material umgeben sein. Der Protonenpolarisationsgrad sollte hoch sein und die Polarisation soll eine große Abklingzeit haben. Flüssiger Wasserstoff ist aufgrund seines zweiatomigen paramagnetischen molekularen Zustands nicht polarisierbar und somit ungeeignet. Aus diesem Grund muß man auf Kohlenwasserstoffverbindungen und Alkohole zurückgreifen. Diese organischen Substanzen beinhalten eine große Anzahl an Wasserstoffatomen und ermöglichen hohe Polarisationsgrade.

Eine Kollaboration der Universitäten in Bonn, Bochum und Nagoya hatte sich zum Ziel gesetzt, ein „Frozen Spin“-Target für die GDH-Experimente in Mainz und Bonn zu entwickeln, das die geforderten Eigenschaften aufweist [Brad99]. Das Kernstück des Targets besteht aus einem strahlachsensymmetrischen horizontalen Kryostaten. Als Targetzelle wird ein zylinderförmiger Teflonbehälter mit einer Länge und einem Durchmesser von 2 cm benutzt. Dieser wird mit Porphyrexid (paramagnetisch in flüssigem N_2) dotiertem Butanol (C_4H_9OH), das als etwa 1 mm große feste Kugeln vorliegt, befüllt. Porphyrexid-dotiertes Butanol besitzt einen Anteil polarisierbarer Protonen (engl. *dilution factor*) von 0,135. Sauerstoff und Kohlenstoff des Targetmaterials haben den Gesamtspin $J = 0$ weshalb sie keinen polarisationsabhängigen Untergrundbeitrag bei der Photoproduktion liefern. Durch Differenzbildung der Ergebnisse für die beiden möglichen Gesamtspins $J = 3/2$ und $J = 1/2$ zwischen Strahl und Target wird dieser Untergrund absepariert und vergrößert lediglich den statistischen Fehler. Dies wird in Kapitel 5

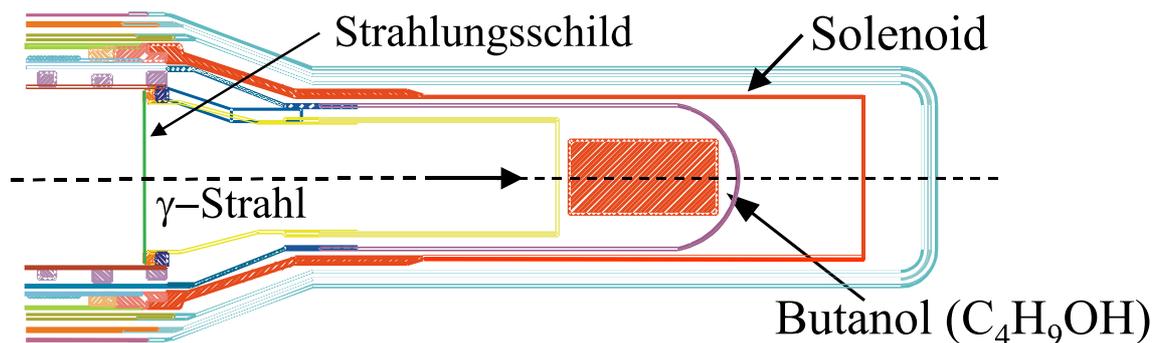


Abbildung 3.13 Aufbau des Kryostaten des „Frozen Spin“-Targets. Die Targetzelle befindet sich komplett im Kühlmedium ($^3\text{He}/^4\text{He}$) und ist von einer zylindrischen supraleitenden Spule umgeben, die das Halbfeld erzeugt. Zur Reduktion der notwendigen Kühlleistung befindet sich der gesamte Kopf des Kryostaten im Isoliervakuum. Dünne Aluminiumfolien dienen strahlaufrwärts als zusätzliche Schilde gegen thermische Strahlung.

gezeigt. Abbildung 3.13 zeigt den Aufbau des Targetbereichs des Kryostaten. Das Target wird mit Hilfe der „dynamischen Nukleonpolarisation (DNP)“ in Abständen von 48 Stunden neu aufpolarisiert, um stets einen hohen Polarisationsgrad zur Verfügung zu haben. Hierbei wird das Butanol zunächst auf eine Temperatur von $T_{\text{Target}} = 300$ mK gebracht. Durch Anlegen eines starken Magnetfelds ($B \approx 2,5$ T), das mittels eines supraleitenden Magneten erzeugt wird [Wenn97], tritt im Targetmaterial Zeemanaufspaltung auf. Im thermischen Gleichgewicht trägt die Polarisation der Protonen 0,25% und die Polarisation der Elektronen 92%. Durch optisches Pumpen mittels Hochfrequenz, die als Mikrowelle durch Hohlleiter in das Targetmaterial eingestrahlt wird, erfolgt ein Transfer der Elektronpolarisation auf die Protonen. Somit kann

eine Protonenpolarisation von bis zu 90% erreicht werden [Mart03]. Der Prozeß der DNP benötigt bei der vorliegenden Targetkonstruktion ca. 6 bis 8 Stunden.

Nach Abschluß der DNP wird die Temperatur (T_{Target}) des Targetmaterials von 300 mK auf unter 50 mK gesenkt (idealerweise $T_{\text{Target}} \approx 30$ mK), wodurch der Spin der Protonen praktisch „eingefroren“ (engl. *frozen spin*) wird. In diesem Zustand ist nur noch ein magnetisches Haltefeld von $B \approx 0,4$ T nötig. Unter diesen Bedingungen werden Abklingzeiten des Polarisationsgrades von bis zu 200 Stunden erreicht [Hase02]. Der zeitliche Verlauf des Polarisationsgrades ist in Abbildung 3.14 gezeigt. Das Haltefeld wird mit Hilfe einer dünnen homogen gewickelten supraleitenden (NbZn) Spule erzeugt, die die Targetzelle umgibt und durch das flüssige Helium, das im wesentlichen zur Targetzellenkühlung dient, problemlos auf Betriebstemperatur gehalten wird.

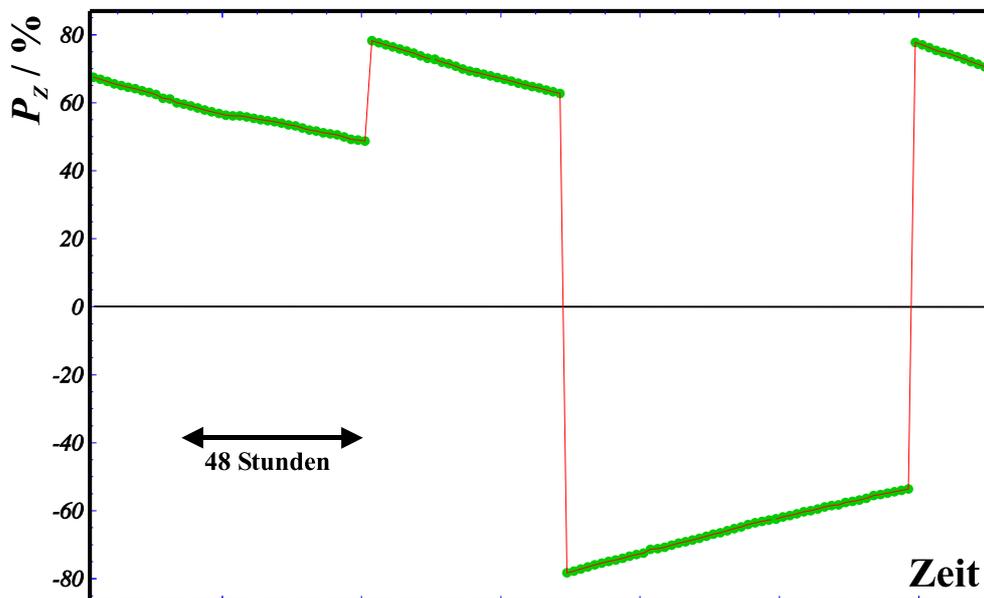


Abbildung 3.14 Polarisationsgrad des „Frozen Spin“-Targets aufgetragen gegen die Zeit. In der Darstellung sind die Zeiträume der Aufpolarisation ausgeblendet. Zur Untersuchung systematischer Effekte wurde die Polarisationsrichtung während der Meßperioden geändert.

Beim Betrieb für das GDH-Experiment wurden die Detektorsysteme DAPHNE, MIDAS, die Vorwärtskomponenten und der supraleitende Magnet auf Präzisionsschienen montiert. Der Kryostat wurde hingegen ortsfest aufgebaut. Für den Meßbetrieb wurden die Detektoren über den Kryostaten gefahren, so daß die darin befindliche Targetzelle zentrisch zum Detektor DAPHNE positioniert war. Alle zwei Tage wurde zum Zweck der DNP des Targets der Detektoraufbau auf den Schienen strahlabwärts gefahren und anschließend der supraleitende Magnet über den Kryostaten geschoben. Abbildung 3.15 zeigt die Benutzung des installierten Schienensystems.

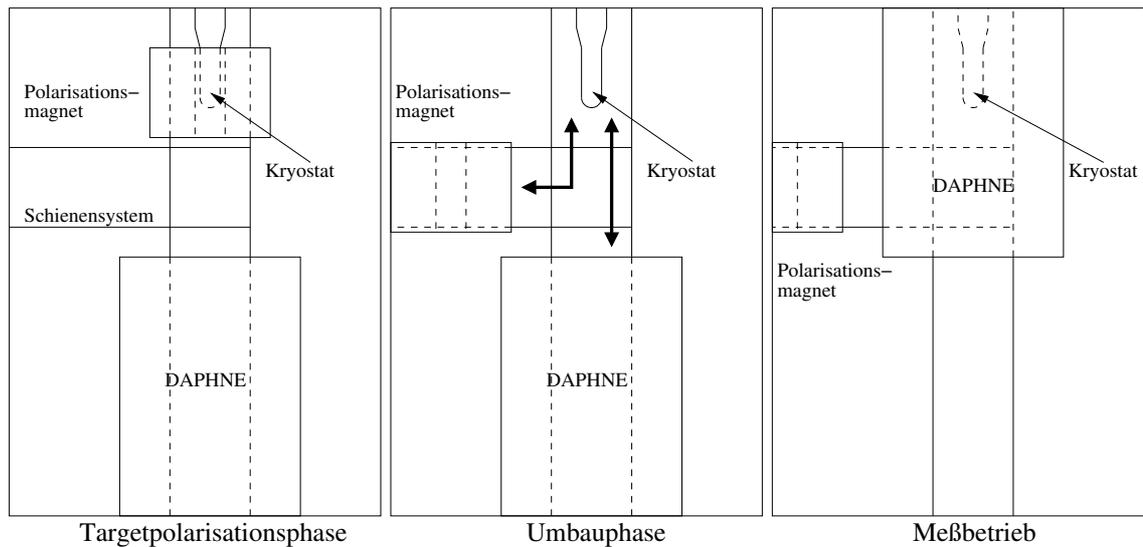


Abbildung 3.15 Benutzung des Schienensystems zum schnellen Wechsel zwischen Aufpolarisationsmodus für das Target und Photoproduktionsmeßbetrieb.

3.4 GDH-Detektorsystem

Für den Nachweis, die Spektroskopie und die Zuordnung von Reaktionsprodukten zu einem bestimmten Photoproduktionsprozeß aus der Wechselwirkung zirkular polarisierter reeller Photonen mit longitudinal polarisierten Protonen ist ein Detektorsystem mit großer Raumwinkel- und Impulsakzeptanz erforderlich. Abbildung 3.16 zeigt die Detektoren, die hierfür um das po-

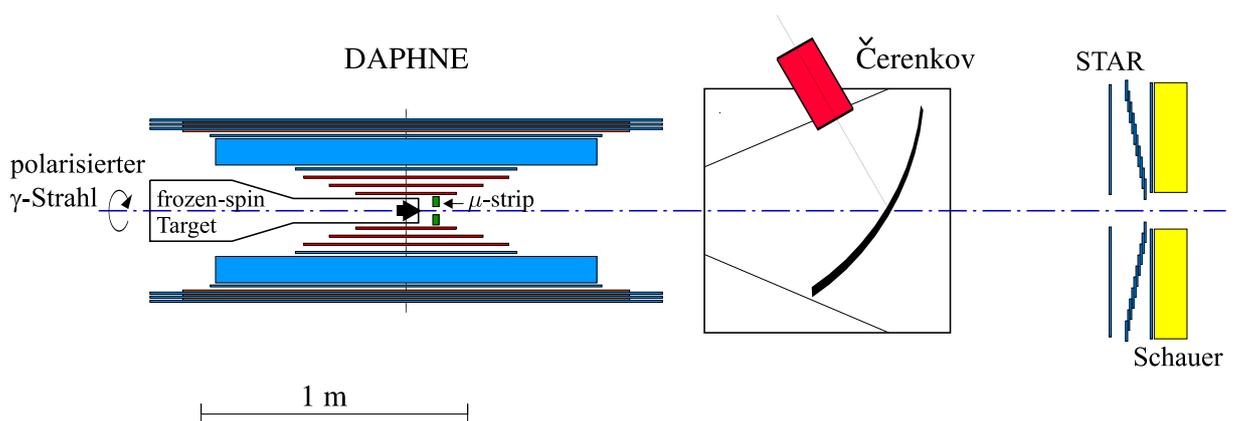


Abbildung 3.16 Aufbau der Detektorkomponenten des Mainzer GDH-Experiments.

larisierte Target installiert wurden. Der Detektor DAPHNE ist Hauptkomponente des Gesamtaufbaus und liefert unter voller Abdeckung des Azimutwinkels und einer Polarwinkelakzeptanz von $21^\circ \leq \vartheta \leq 159^\circ$ die Raumwinkelakzeptanz von $\Omega = 0,94 \cdot 4\pi$ sr. In Vorwärtsrichtung sind

daher noch der Halbleiterdetektor (*Silicon-strip*) MIDAS und die Vorwärtskomponenten, bestehend aus dem Detektor STAR und dem Mainzer Schauer-Detektor installiert. MIDAS deckt den Polarwinkelbereich von $7,5^\circ \leq \vartheta \leq 16,5^\circ$ und die Vorwärtskomponenten den Winkelbereich von $1,7^\circ \leq \vartheta \leq 7^\circ$ ab. Zur Unterdrückung des Elektronenuntergrundes in Vorwärtsrichtung ist der Čerenkov-Detektor installiert, dessen Signal als Vetoinformation für MIDAS und die Vorwärtskomponenten benutzt wird.

Im Energiebereich von der Pionschwelle bis 800 MeV sind mit diesem Aufbau am Proton die physikalischen Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, $\gamma p \rightarrow n\pi^+$, $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$, $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$, $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ und $\gamma p \rightarrow p\eta$ beobachtbar. Für die Separation der einzelnen Reaktionskanäle sind unterschiedliche Analyseverfahren anzuwenden, weshalb sich die Raumwinkelakzeptanz unterschiedlich dominant auf die Bewertung der einzelnen Meßergebnisse auswirkt. Für Reaktionskanäle, bei denen die Kinematik erlaubt, emittierte Teilchen im vollen Raumwinkelbereich zu beobachten, wie es z.B. für Reaktionen mit π^0 im Endzustand der Fall ist, ergeben sich nur geringe Verluste, da mindestens eines der beiden Zerfallsphotonen des π^0 im Detektorsystem nachweisbar ist. Geladene Teilchen wie p , π^+ und π^- lassen sich mit dem Detektor DAPHNE sehr gut nachweisen. Die fehlende Raumwinkel- und Impulsakzeptanz läßt sich mit Hilfe von Simulationsrechnungen gut bestimmen. Für Neutronen hat DAPHNE eine Nachweiswahrscheinlichkeit von maximal 20%. Da jedoch für Neutronenereignisse aufgrund der schwierigen Untergrundseparation ein Experimenttrigger mit sehr hoher Schwelle für die Datennahme installiert werden mußte, ist der direkte Nachweis der Neutronen mit dem GDH-Aufbau schwierig. Allerdings konnten die Wirkungsquerschnitte der beobachteten Reaktionen, die ein Neutron im Endzustand aufweisen, über den Pionennachweis bestimmt werden, so daß keine zwingende Notwendigkeit für den Nachweis des Neutrons bestand. Für die Doppel-Pion-Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$ können nur 70%–80% der Ereignisse mit DAPHNE beobachtet werden. Man ist daher auf eine modellabhängige Extrapolation angewiesen, um auf den totalen Photoabsorptionswirkungsquerschnitt zu schließen. In naher Zukunft wird der Abschluß der Analyse der Daten, die mit dem Detektor MIDAS und den Vorwärtskomponenten aufgenommen wurden, durch die Pavia-Gruppe erwartet, wodurch sich der notwendige Beitrag der Extrapolation, durch den zu kleinen Vorwärtswinkeln hin vergrößerten Beobachtungsbereich für Protonen und geladene Pionen, nochmals verkleinert. Damit verringert sich auch die systematische Unsicherheit des totalen Wirkungsquerschnitts. Für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$, deren Analyse bislang noch nicht abgeschlossen ist, erwartet man eine vollständige Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts aus den Meßergebnissen des Detektors DAPHNE, da hier nur intrinsische Ineffizienzen des Proton- und π^0 -Nachweises einfließen, die durch Simulation mit Hilfe der Software GEANT präzise bestimmbar sind.

3.4.1 DAPHNE

Im Jahr 1987 wurde von der DAPNIA-Gruppe des *Centre des Etudes Atomiques (CEA)* in Saclay ein zylindersymmetrischer Detektor entwickelt, der eine hohe Raum- und Impulsakzeptanz für geladene Pionen und Nukleonen bieten sollte. So entstand der *Détecteur pour la Physique Photonucleaire Experimentale (DAPHNE)*. Eine detaillierte Beschreibung des Detektors findet man u.a. in [Audi91], [Kerh93], [Macc93], [Murp93], [Isbe93] und [Lang96]. Da DAPHNE sowohl die zentrale Komponente des Mainzer GDH-Experiments darstellt und Meßergebnisse, die im Rahmen dieser Arbeit aufgenommen wurden nur für diesen Detektor gezeigt werden, sollen hier zusammenfassend seine wesentlichen Eigenschaften dargestellt werden.

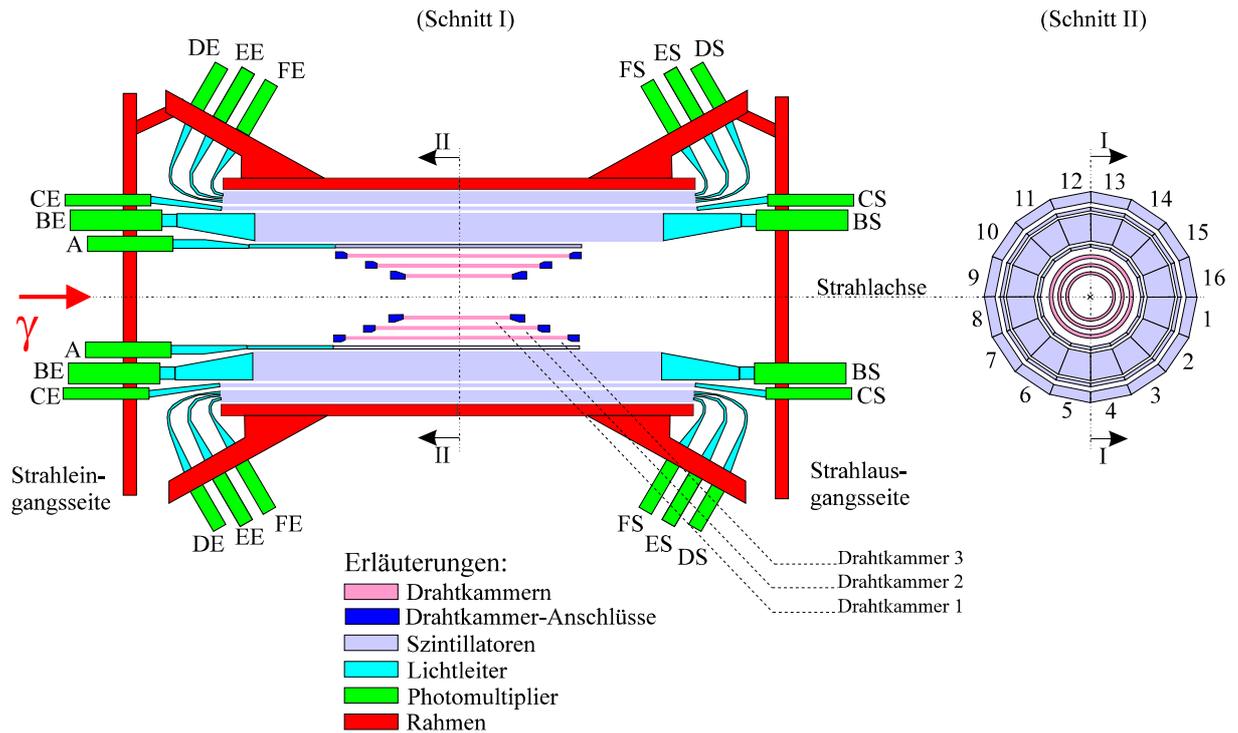


Abbildung 3.17 Aufbau des Detektors DAPHNE. Gezeigt sind die drei konzentrischen Proportionaldrahtkammern, die von einem in 16 Sektoren aufgeteilten Kalorimeter umgeben sind.

DAPHNE besteht aus einem Vertex-Detektor und einem Kalorimeter, wodurch Spektroskopie geladener Reaktionsprodukte mit einer guten Energieauflösung von $\sigma_E \approx 10\%$ erreicht werden kann. Abbildung 3.17 zeigt Schnitte in zwei Ebenen des Detektors. DAPHNE verfügt über eine geometrische Akzeptanz von $21^\circ < \vartheta < 159^\circ$ im Polarwinkelbereich und $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$ im Azimutwinkelbereich, woraus eine Raumwinkelakzeptanz von $\Omega = 0,94 \cdot 4\pi$ sr folgt.

3.4.1.1 Vertex-Detektor

Drei konzentrische Vieldrahtproportionalkammern mit gleichem Aufbauprinzip bilden gemeinsam den Vertex-Detektor, der eine Rekonstruktion von bis zu fünf geladenen Spuren aus einer Reaktion ermöglicht. Jede der drei Drahtkammern hat drei Nachweisebenen. Die mittlere Ebene (Anode) besteht aus parallel zur Strahlachse gespannten goldbeschichteten Wolframdrähten mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$. Die äußeren Ebenen bestehen aus 4 mm breiten Kathodenstreifen. Diese Streifen besitzen zueinander einen Abstand von 0,5 mm, sind unter 45° zur Strahlachse geneigt und verlaufen auf den beiden Ebenen der inneren und äußeren Streifenlage in gegenläufigem Schraubensinn. Diese Kathodenstreifen sind auf Zylindern aus Kaptonfolie aufgeklebt. Das Kammervolumen wird mit einem Gasgemisch aus 80% Argon, 19,5% Ethan und zu 0,5% mit dem FCKW R116 durchflutet. Zwischen den Drähten und Streifen liegt eine Spannung von 2500 V bis 2600 V. Tabelle 3.2 zeigt die Anzahl der Anodendrähte und Kathodenstreifen für die drei konzentrisch angeordneten Drahtkammern. Die Drahtkammern werden im Proportionalbereich (MWPC) betrieben. Bei Durchgang eines geladenen Teilchens spricht

Kammer (MWPC)	1	2	3
Länge / mm	360	560	760
innerer Radius / mm	60	92	124
äußerer Radius / mm	68	100	132
Anzahl Anodendrähte	192	288	384
Anzahl innerer Streifen	60	92	124
Anzahl äußerer Streifen	68	100	132

Tabelle 3.2 Geometrische Eigenschaften der Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) des Detektors DAPHNE.

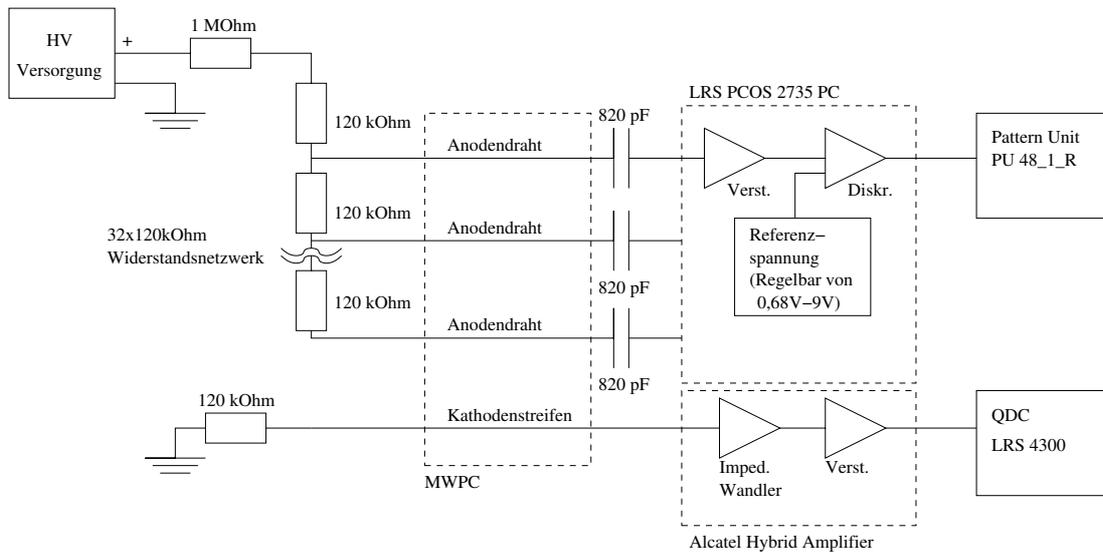


Abbildung 3.18 Beschaltung der DAPHNE-Vieldrahtproportionalkammern (MWPC). Durch die Vorwiderstände wird eine Maximalstrombegrenzung der Kammern auf 2,0 mA bei 2500 V erreicht. Zusätzlich verfügt die Hochspannungsversorgung über eine Überstromabschaltung bei 2 μ A.

zunächst nur ein Anodendraht an, während auf den äußeren Ebenen mehrere Kathodenstreifen ansprechen. Die von den Streifen dabei jeweils gesehene Ladung wird als analoger Wert ausgelesen. Diese Informationen dienen dazu, den Ort eines Ereignisses mit einer Genauigkeit von 2 mm zu messen. Daher werden die Streifen über Ladungs-Digital-Wandler (QDC) ausgelesen, während die Drähte nur logische Signale liefern. Abbildung 3.18 zeigt als Blockschaltbild den Anschluß der Drahtkammern an die Ausleselektronik. Die Referenzspannung des Diskriminators wurde auf 1,2 V eingestellt, da bei diesem Wert das Grundrauschen der Drähte gegen tatsächliche Ereignisse gut getrennt werden konnte. Um diese Referenzspannung und damit die Ansprechschwelle der Anodendrähte weitgehend konstant zu halten, wurde die bisherige Schaltung von mir umgebaut und durch eine temperaturstabilisierte Transistorregelschaltung ersetzt, so daß eine Kompensation der thermischen Drift erreicht werden konnte.

Zur Ortsbestimmung des Durchstoßpunktes eines geladenen Partikels werden die an den inneren und äußeren Streifenlagen gemessenen Spiegelladungen der erzeugten Gasionen aus-

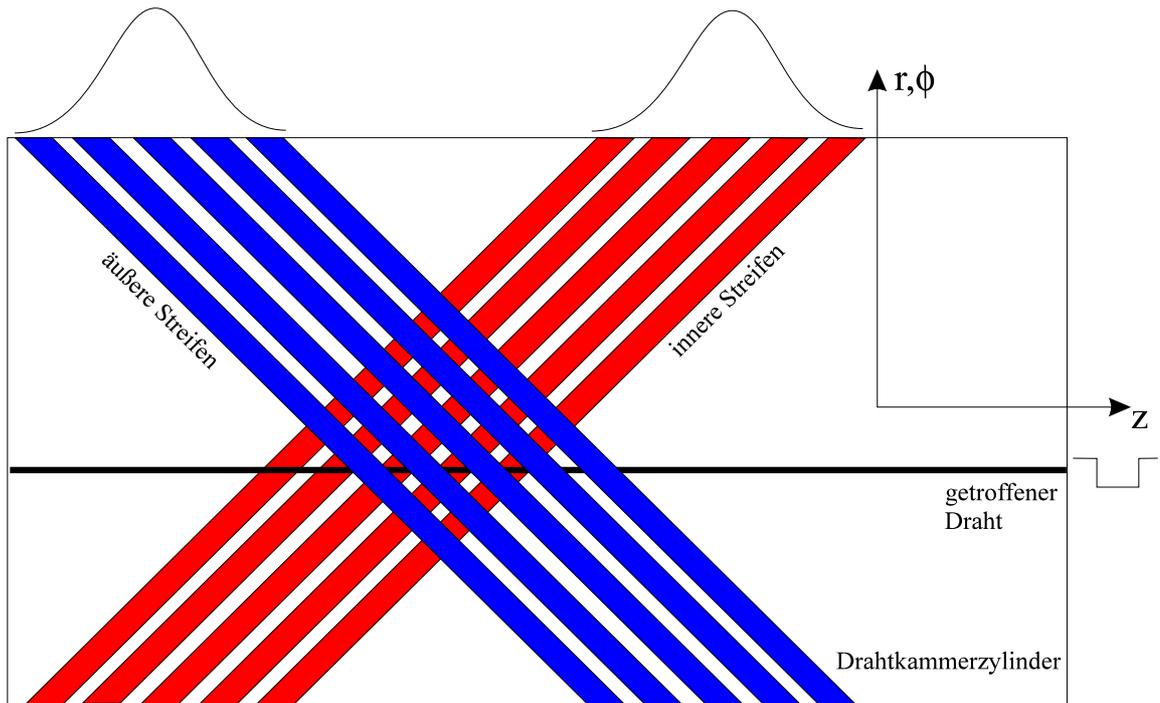


Abbildung 3.19 Ortsbestimmung eines geladenen Ereignisses in einer der drei DAPHNE-Proportionaldrahtkammern. Gezeigt sind die aufgewickelten Kathodenzyylinder. Der Punkt eines Ereignisses wird durch den gemeinsamen Kreuzungspunkt des gewichteten Mittelwerts der beobachteten Spiegelladung durch die Kathodenstreifen und des angesprochenen Anodendrahtes bestimmt [Lang96].

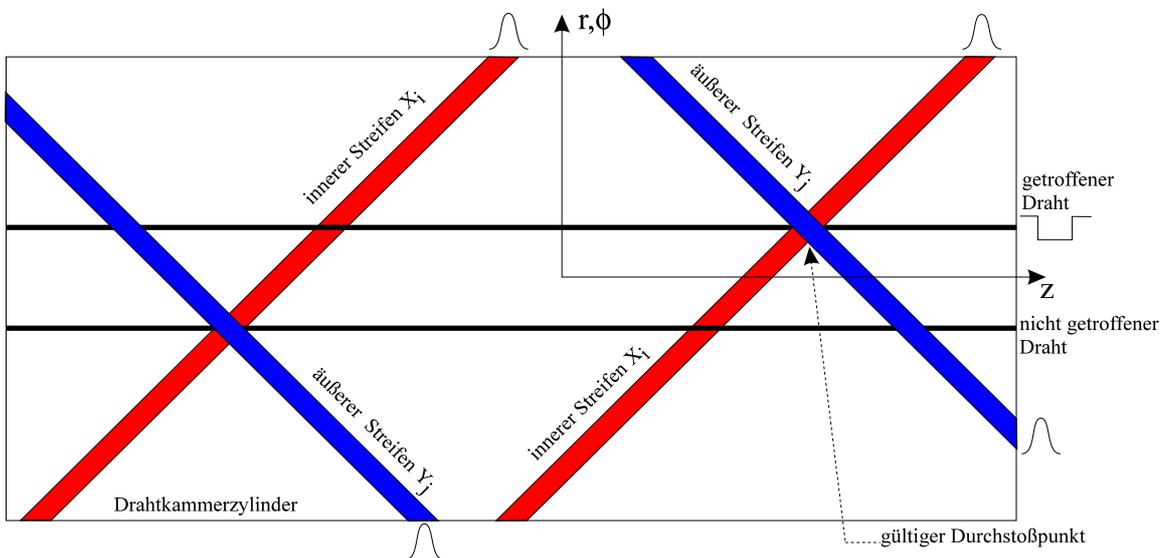


Abbildung 3.20 Vermeidung einer Zweideutigkeit durch die Kathodenstreifen mit Hilfe der Anodendrähte [Lang96].

gewertet. Der Kreuzungspunkt der angesprochenen Streifen der inneren und äußeren Lage liefert dann den Ort des Durchstoßpunktes. Da mit DAPHNE Ereignisse mit Winkeln von $\vartheta > 21^\circ$ gegen die Strahlachse gemessen werden können, wird eine sehr gute Ortsauflösung von $\Delta z = \Delta y \approx 2$ mm gefordert. Dies wird dadurch erreicht, daß der gewichtete Mittelwert der Ladungsinformationen aller zu einem Ereignis gehörenden Streifen \bar{s} gemäß

$$\bar{s} = \frac{\sum_{i=1}^N (a_i \cdot s_i)}{\sum_{i=1}^N a_i} \quad (3.26)$$

berechnet wird, wobei a_i dem Index des Kathodenstreifens und s_i dessen gemessener Ladungsmenge entspricht. Zusätzlich liefert die logische Drahtinformation eine Verbesserung der Nachweiseffizienz der Ereignisse und beseitigt Uneindeutigkeiten in der Ortsbestimmung. Abbildung 3.19 zeigt dieses Verfahren zur Ortsbestimmung. Durch die 1,5 Windungen der Streifenlagen um die Kammer besitzt jeder Streifen jedoch genau zwei Kreuzungspunkte mit jedem Streifen der gegenüberliegenden Lage. Mit Hilfe der Drahtinformation ist der korrekte Kreuzungspunkt selektierbar. Dieses Verfahren ist in Abbildung 3.20 gezeigt [Lang96].

3.4.1.2 Kalorimeter

Das Kalorimeter besteht aus 6 Ebenen (A–F) organischer Szintillatoren, die in 16 optisch getrennten Segmenten zylinderförmig um die Drahtkammern angeordnet sind. Dies ist in Abbildung 3.17 gezeigt. Die Ebenen A–C dienen im wesentlichen zum Nachweis geladener Teilchen und damit auch zur Bildung der Experimenttrigger für geladene Ereignisse. Die Ebenen D–F werden hingegen auch für den Nachweis ungeladener Teilchen eingesetzt, da sich zwischen diesen Ebenen Konverter aus Eisen und Blei befinden, die den Nachweis von Photonen aus dem Zerfall von $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ermöglichen. DAPHNE ist in der Lage, über geladene und ungeladene Triggerbedingungen gültige Ereignisse sehr präzise nachzuweisen. Eine Beschreibung

Ebene	Material	Dicke / mm	Distanz / mm	Länge / mm
A	NE 110	10	161	865
B	NE 102A	100	222	1417
C	NE 102A	5	280.5	1469,3
D	Fe	5	299	1645
	Pb	4	303.5	1645
	NE 102A	5	309.5	1700
E	Pb	4	316	1645
	NE 102A	5	322.5	1708
F	Al	4	328.5	1645
	NE 102A	5	334.5	1720

Tabelle 3.3 Aufbau eines Sektors des DAPHNE-Kalorimeters. Die insgesamt 16 Sektoren liefern eine vollständige Abdeckung des Azimutwinkels ϕ . *Distanz* entspricht hierbei dem Abstand der Mitte einer Ebene von der Achse des Photonenstrahls [Kerh93].

der Experimenttrigger von DAPHNE wird in Abschnitt 4.1.2 gegeben. Tabelle 3.3 zeigt eine Übersicht über die Parameter jedes der 16 Sektoren des Kalorimeters. Szintillatorebene A wird, wie in Abbildung 3.17 ersichtlich, nur von der Strahleingangsseite ausgelesen, während die Lagen B–F auf beiden Seiten per Photomultiplier auslesbar sind. Die zeitlichen Unterschiede der Signale zu letzteren Ebenen werden zur Ortsbestimmung des Durchstoßpunktes im Szintillator mit einer Auflösung von $\sigma_x \approx 10$ cm benutzt. Zusätzlich dient die Koinzidenz der beiden Seiten zur Unterdrückung von Untergrund und des Rauschens der Photomultiplerröhren bei niedrigen Ansprechschwellen. Durch die Anordnung der Szintillatoren in Form eines Reichweitenteleskops kann über die Energieverlust- und Reichweiten-Methode gemäß der Bethe-Bloch-Formel eine Identifikation für geladene Mesonen und Protonen vorgenommen werden. Mit wachsenden Photonenenergien ω verlassen geladene Pionen mit zunehmender Wahrscheinlichkeit den Detektor, so daß deren Identifikation aufgrund der fehlenden Information über die Gesamtenergie schwieriger wird. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein geladenes Teilchen DAPHNE völlig unbeobachtet passiert, wobei in diesem Fall auch keine der geladenen Triggerbedingungen erfüllt wäre, liegt bei 5% bis 15%. Ein wesentlicher Beitrag zu dieser Ineffizienz liegt in der Tatsache, daß die 16 Sektoren der Szintillatoren, bedingt durch die verspiegelte (beidseitig aluminiumbedampfte Mylar-Folie) und lichtdichte Verpackung, einen Abstand zueinander haben. Dieser Spalt ist von Teilchen unbeobachtet passierbar. Eine Diskussion der Nachweiseffizienzen von DAPHNE wird in Kapitel 5 durchgeführt.

3.4.2 MIDAS

Das *Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) – Sezione di Pavia* baute für das Mainzer GDH-Experiment den Mikrostreifen-Halbleiter-Detektor *Microstrip Detector Array System (MIDAS)*. Dieser Detektor wurde innerhalb der Drahtkammer MWPC 1 von DAPHNE direkt vor der Targetzelle montiert und dient dazu, π^+ , π^- und Protonen gültiger Ereignisse aus dem Target in einem Vorwärtswinkelbereich von $7,5^\circ < \vartheta < 16,5^\circ$ nachzuweisen. Durch die dadurch entstandene Vergrößerung der Raumwinkelakzeptanz des GDH-Detektorsystems sollte der systematische Fehler bei der Bestimmung von Photoabsorptionswirkungsquerschnitten reduziert werden. Aufgrund des geringen zur Verfügung stehenden Platzes an der Sollposition wurde der Detektor mit Silizium-Halbleiter-Streifen realisiert. Beim Durchtritt eines geladenen Teilchens durch diese als Diode in Sperrichtung geschalteten Detektoren wird die Sperrschicht zwischen dem p- und n-dotierten Material proportional zur darin deponierten Energie elektrisch leitend. Die dabei abfließende Ladungsmenge wird verstärkt und einem Ladungs-Digital-Konverter (QDC) zugeführt.

Abbildung 3.21 zeigt einen Schnitt durch den Detektor MIDAS und dessen Position innerhalb der Drahtkammer (MWPC) 1 von DAPHNE. Der Detektor besteht aus zwei Bereichen. Die ersten beiden Siliziumscheiben (V_1 und V_2) sind jeweils beidseitig dotiert und besitzen auf ihrer zum Target zeigenden Seite (p-Dotierung) eine Unterteilung in 48 konzentrische Ringe und auf ihrer vom Target weg zeigenden Seite (n-Dotierung) eine Unterteilung in 16 Sektoren. Durch diese Strukturierung ist mit V_1 und V_2 eine Richtungsbestimmung geladener Teilchen möglich. Dies ist notwendig, da die DAPHNE-Drahtkammern diesen Raumwinkelbereich nicht abdecken. Der zweite Teil des Detektors dient zur kalorimetrischen Unterscheidung geladener Pionen und Protonen. Die Scheiben Q_1 , Q_2 und Q_3 haben einen Durchmesser von 80 mm und sind auf ihrer strahlzugewandten Seite (p-Dotierung) jeweils in 4 Sektoren unter-

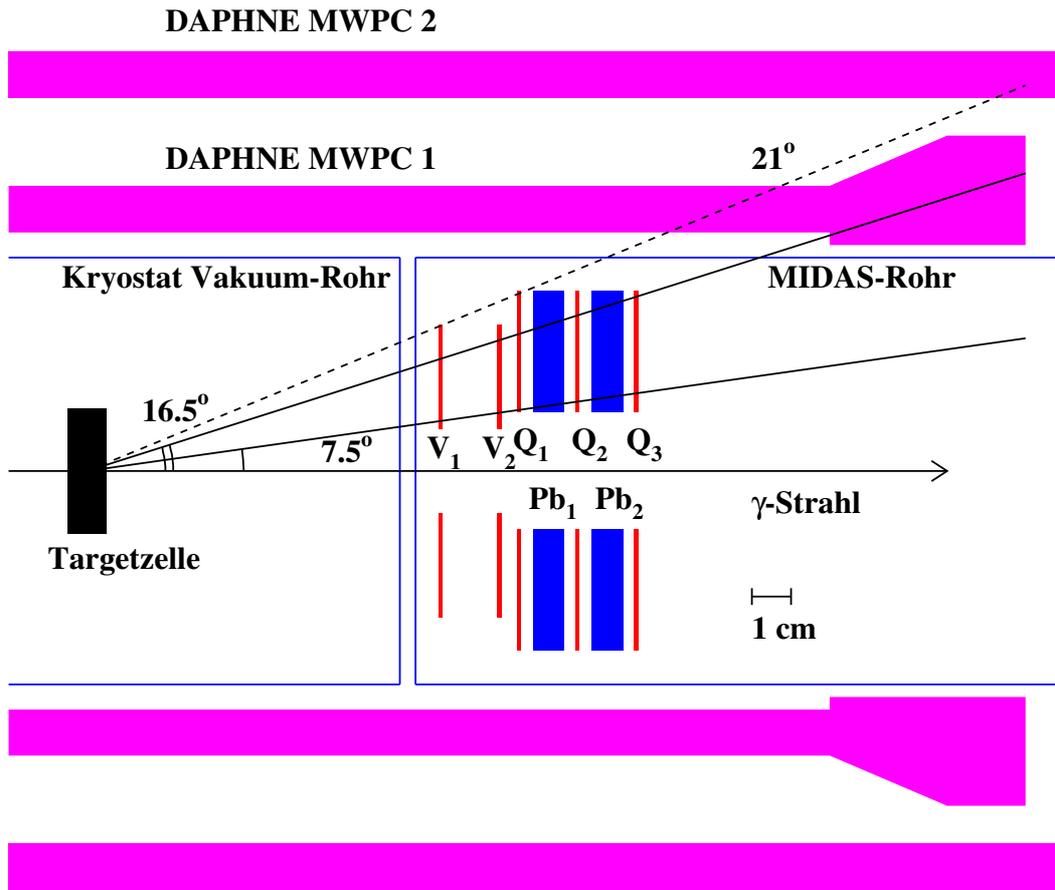


Abbildung 3.21 Der Detektor MIDAS in seiner Sollposition im Mainzer GDH-Experiment. Gezeigt sind die Vertex-Detektoren V_1 und V_2 sowie die Detektoren zur Teilchenidentifikation Q_1 bis Q_3 .

teilt. Zwei Bleischeiben, die zwischen den Detektoren angebracht sind, wurden in ihrer Dicke so bemessen, daß ihre Gesamtabsorption für Elektronen aus dem Target (Paar- und Compton-Produktion), die unter dem beobachteten Vorwärtswinkelbereich emittiert werden, ca. 3 Strahlungslängen entspricht. Dadurch wurde es möglich, eine Trigger-Elektronik für niederenergetische und hochenergetische Teilchen aufzubauen, die es gestattet, Protonen und geladene Pionen nachzuweisen und zu unterscheiden. Hierbei dient eine Koinzidenz von Q_1 und Q_2 bei hoher Ansprechschwelle als Triggerinformation für niederenergetische Teilchen und eine Koinzidenz aller Q_i als Triggerinformation hochenergetischer Teilchen. Eine genauere Beschreibung der Trigger dieses Detektors zeigt Abschnitt 4.1.3.

MIDAS ist eine Neuentwicklung, deren Eigenschaften in bezug auf die Anwendung als Detektor im Mainzer GDH-Experiment bislang noch nicht vollständig verstanden sind. Daraus folgt, daß die Datenanalyse in bezug auf diesen Detektor noch nicht abgeschlossen ist. Ausführliche Tests, die im Vorfeld des GDH-Experiments durchgeführt wurden, und eine detaillierte Beschreibung des Detektoraufbaus sind in [Alti98], [Alti00] und [Panz99] gezeigt.

3.4.3 Vorwärts-Detektor

Zur Beobachtung von Ereignissen unter kleinen Vorwärtswinkeln von $1,7^\circ$ bis 7° wurden beim Mainzer GDH-Experiment Vorwärtskomponenten installiert, die sich aus dem Detektor „*Scintillators from Tübingen for Angle Reconstruction (STAR)*“ und dem *Mainzer Schauer-Detektor* zusammensetzen. STAR besteht aus einer Triggerplatte zur Unterscheidung geladener und ungeladener Teilchen und einer Anordnung aus 9 Szintillatorringen, die jeweils einen Vorwärtswinkel von bis zu $\Delta\vartheta = 1,85^\circ$ abdecken können. Diese 9 Ringe sind in zwei Hälften unterteilt, die einzeln über Photomultiplier ausgelesen werden. Abbildung 3.22 zeigt den kompletten Aufbau des Detektors STAR. Detaillierte Informationen zum Aufbau dieses Detektors und Testergebnisse sind in [Fuch94], [Saeu96] und [Lann00] beschrieben.

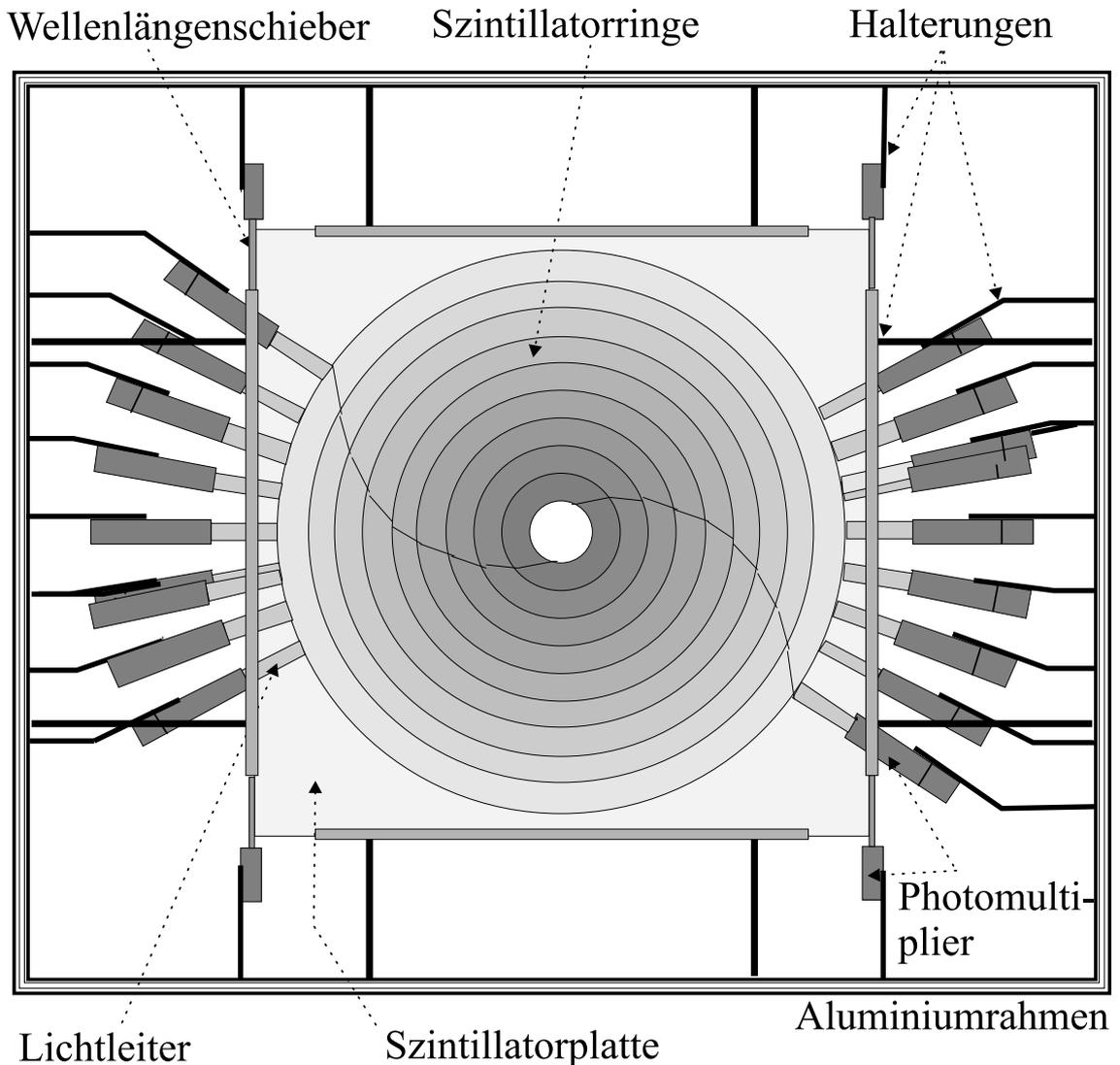


Abbildung 3.22 Aufbau des Detektors STAR mit den 9 Szintillatorringen, die jeweils in zwei Halbkreise unterteilt sind und an den Seiten mit Photomultipliern ausgelesen werden. Die Szintillatorplatte dient zur Teilchenidentifikation.

Platte	Länge / mm	Höhe / mm	Breite / mm	Anzahl
Blei Pb 99,99 (DIN 1719)	1080	1076	2,5	10
Szintillator (Sandwich) <i>Pilot F</i>	1080	1080	5	10
Szintillator (Triggerplatte) <i>BCF 408</i>	1080	1080	10	1
WLS (Triggerplatte) <i>BCF 92</i>	1120	10	10	2
WLS (Sandwich) <i>BCF 92</i>	1500	78	10	2

Tabelle 3.4 Technische Daten des *Mainzer Schauer-Detektors* [Emme95].

Der *Mainzer Schauer-Detektor* ist ein Sandwichdetektor, der aus 10 Szintillator-Bleilagern besteht und besonders zur Identifikation von Photonen des π^0 -Zerfalls geeignet ist, aber auch die Identifikation geladener Teilchen aufgrund einer separat auslesbaren Szintillatorplatte ermöglicht. Die 10 Sandwichplatten werden gemeinsam über jeweils zwei Photomultiplier, die an zwei Wellenlängenschiebern angebracht sind, an den Ecken des Detektors ausgelesen. Tabelle 3.4 zeigt die technischen Daten dieses Detektors. Genaue Informationen zum Aufbau und zu Tests mit diesem Detektor finden sich in [Emme95].

Zur Identifikation eines Ereignisses, dessen Reaktionsprodukte nur in Vorwärtsrichtung nachweisbar sind, war der Aufbau einer eigenen Trigger-Elektronik erforderlich. Als zentrale Information für einen geladenen Trigger wurden hierbei die beiden Szintillatorplatten des STAR und des Mainzer Schauer-Detektors (*Triggerplatten*) benutzt. Im Falle eines ungeladenen Ereignisses fungierten diese als Vetoinformation. Die hierfür aufgebaute Trigger-Elektronik und die Auslese der Vorwärtskomponenten wird in Kapitel 4 beschrieben.

3.4.4 Čerenkov-Detektor

Der Čerenkov-Detektor unterdrückt Elektronen aus der Paar- und Compton-Produktion, die mit zunehmender Intensität unter kleinen Vorwärtswinkeln abgestrahlt werden. Derartige Ereignisse sind in den Vorwärtskomponenten und in MIDAS nicht erwünscht, da sie nicht aus Kernreaktionen stammen und eine unnötige Erhöhung der geladenen Triggerrate dieser Komponenten zur Folge hätten. Der Čerenkov-Detektor übernimmt eine Vetofunktion für diesen Untergrund. Für den Detektor DAPHNE wurde auf diese Vetofunktion verzichtet, da Sekundärelektronen aus dem Zerfall identifizierter π^0 ebenfalls unterdrückt worden wären. Stattdessen wurde ein Kollimator zur Unterdrückung von Elektronen, die durch das Halo des Photonenstrahls produziert werden, vor dem Butanol-Target installiert. Abbildung 3.16 zeigt den Čerenkov-Detektor. Er ist in Strahlrichtung hinter DAPHNE und vor den Vorwärtskomponenten installiert. Das Čerenkov-Licht wird in einer 5 cm dicken *Aerogel*-Platte mit einem Brechungsindex von $n = 1,016$ erzeugt. Es wird mit einem elliptischen Hohlspiegel auf die Kathodenebene eines Photomultipliers fokussiert. Mit diesem von der Gent-Gruppe für das Mainzer GDH-Experiment gebauten Čerenkov-Detektor werden Elektronen und Positronen ab einer Schwelle von 3 MeV und geladene Pionen (π^+ , π^-) ab einer Schwelle von 700 MeV unterdrückt. Mit dem Mainzer Aufbau des GDH-Experiments wurden ausführliche Tests zur Bestimmung dieser Identifikationsschwellen durchgeführt. Die Ergebnisse hierzu sind in [Lann00] ausführlich diskutiert. Die Nachweiswahrscheinlichkeit dieses Detektors für Elektronen wurde experimentell in der Vorbereitungsphase des GDH-Experiments bestimmt und beträgt $\eta = 99,990 \pm 0,002\%$.

Kapitel 4

Datennahme beim GDH-Experiment

Die in Kapitel 3 vorgestellten Experimentkomponenten sollten als geschlossenes Detektorsystem, das eine Beobachtung von Teilchen unter dem Raumwinkel von insgesamt $\Omega = 0,967 \cdot 4\pi$ sr ermöglicht, fungieren. Hierfür mußten zwei wesentliche Kriterien erfüllt werden:

- Identifikation gültiger Ereignisse in Form von „Teiltriggern“ in den zum GDH-Experiment kombinierten Einzelkomponenten und Prüfung der Koinzidenz eines Ereignisses mit einem nachgewiesenen Photon durch die Energiemarkierungsanlage (Taggingspektrometer).
- Auslese der Detektorkomponenten, die Informationen zu einem gültigen Ereignis beinhalten (Datenerfassung).

Zum Nachweis von Photoproduktionsreaktionen am Proton im Energiebereich bis 800 MeV mußten die erforderlichen Teiltrigger den folgenden Rahmenbedingungen entsprechen:

- Separation von Mesonen und Nukleonen gegen Elektron- und Positronereignisse aus Comptonstreuung- und Paar-Produktion im Target und an den im Halo des Photonenstrahls befindlichen Umbauten (Untergrundunterdrückung).
- Separation neutraler und geladener Ereignisse, falls die jeweiligen Detektoreigenschaften eine derartige Trennung zulassen. Dies ist für die Unterscheidung von π^0 , π^\pm , Neutronen und Protonen erforderlich.
- Identifikation von Mesonen und Nukleonen aus der Photoproduktion in einem weiten Impulsbereich der Teilchen, um gemeinsam mit der hohen Raumwinkelakzeptanz eine möglichst große Abdeckung im Phasenraum zu gewährleisten.

Eine wesentliche Aufgabe dieser Arbeit war es, die Teiltrigger des Experiments und die Datenauslese der einzelnen Detektorkomponenten den genannten Kriterien entsprechend zusammenzuführen und abzugleichen. Während der Detektor DAPHNE bereits über eine weitgehend ausgereifte Trigger-Elektronik verfügte und daher vergleichsweise wenig Umbauten vorgenommen werden mußten, war für die Vorwärtskomponenten und MIDAS der Aufbau eigener Trigger- und Ausleseschaltungen erforderlich. Darüber hinaus mußte eine Schaltung entworfen werden,

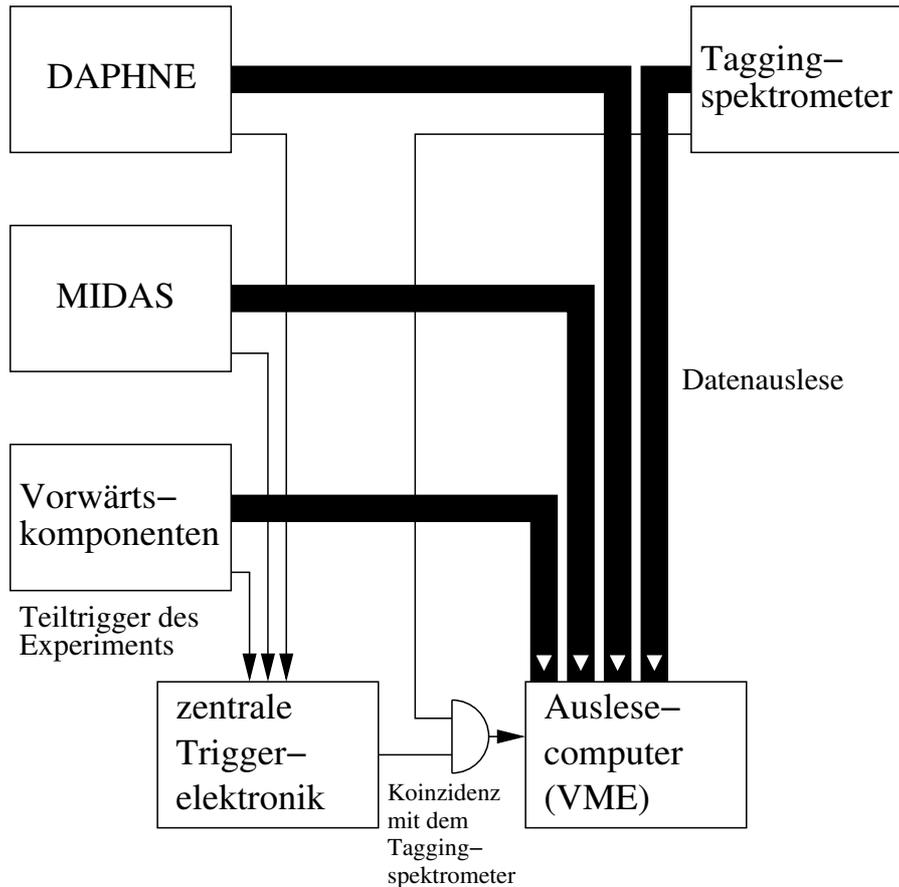


Abbildung 4.1 Logische Konstellation der Detektorkomponenten im GDH-Experiment und Datenfluß zwischen den Komponenten.

die die Teiltrigger des Experiments in ihrer Gesamtheit bewertet und die zeitliche Koinzidenz mit dem Taggingspektrometer überprüft. Auch die Integration der Polarisationsinformation des Photonenstrahls in den Entscheidungsprozeß des Experimenttrigger, die Einbeziehung der Polarisationsinformationen des Photonenstrahls und die angewandten Verfahren zur effizienten Datenauslese unter Verwendung des Datenerfassungssystems ACQU.

4.1 Aufbau der Teiltrigger des Experiments

4.1.1 Physikalische Grundlagen

Die Experimentkomponenten DAPHNE, MIDAS, STAR und der Mainzer Schauer-Detektor liefern entweder eine elektrische (μ -Strip) oder optische Information (Szintillator), die propo-

tional zur im jeweiligen Detektor deponierten Energie ist. Gemäß der Bethe-Bloch-Formel gilt für den Energieverlust pro Weglänge $-dE/dx$ eines Teilchens mit der Geschwindigkeit β , der Masse m und der Ladung z in einem Medium mit der Elektronendichte $n = Z/A$ mit den Mediemeigenschaften Z als Kernladungszahl der Mediumatome und A als deren Massenzahl sowie dem maximalen Energieverlust pro Stoß mit den Mediumkernen T_{\max}

$$-\frac{dE}{dx} \sim z^2 n \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{\beta^2 \gamma^2 T_{\max}(m, \beta)}{Z^2} \right). \quad (4.1)$$

Dieser Energieverlust pro Weglänge ist wesentlich von den Eigenschaften des Absorbers sowie der Ladung, Masse und Geschwindigkeit des passierenden Teilchens abhängig [Pdg02]. Die Reichweite x eines Teilchens im Absorptionsmedium ist zusätzlich durch dessen kinetische Energie E' bestimmt. Sie ist das Integral des Kehrwerts von Gleichung 4.1 über die kinetische Energie gemäß

$$x = \int_0^{E'} \frac{dx}{dE} dE. \quad (4.2)$$

Die im GDH-Experiment zu beobachtenden geladenen Reaktionsprodukte sind Elektronen, Protonen, π^+ und π^- und alle besitzen die Ladung $z = 1$. Für relativistische Anfangsenergien spielen Stoßprozesse mit den Atomen des Absorbers, die im wesentlichen von der Masse m und Geschwindigkeit β des Teilchens abhängen, keine große Rolle, wodurch hochrelativistische Teilchen prinzipiell ununterscheidbar sind. Dies ist für sogenannte *minimalionisierende* Teilchen, wie schnelle Elektronen, Pionen und auch Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung der Fall. Der Ionisationsverlust liegt hierbei im Bereich von $-dE/dx \approx 2 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$. Im GDH-Experiment werden ca. 95% der Protonen und ca. 50% der geladenen Pionen im Detektoraufbau gestoppt. In diesem Fall besitzen diese Geschwindigkeiten zwischen $0 \leq \beta\gamma \leq 0,5$ [Povh99]. Hier spielen Stoßprozesse mit dem Medium, die als der maximale Energieverlust pro Stoß $T_{\max}(m, \beta)$ in Gleichung 4.1 eingehen, eine so große Rolle, daß $-dE/dx$ im betrachteten Bereich abhängig von der Masse eines Teilchens ist [Pdg02], was zu, vom Teilchentyp und von deren Energie abhängigen, Signaturen in den Detektoren des Aufbaus führt und die Teilchen demzufolge unterscheidbar macht. Diese spezifische Energiesignatur der zu beobachtenden Teilchen in den Detektoren und die Bildung von Koinzidenzen erlaubt somit bereits eine primäre binäre elektronische Teilchenidentifikation in Form von Teiltriggern des Experiments. Hierbei werden, basierend auf den zu erwartenden Ausgangssignalformen, entsprechende Ansprechschwellen gesetzt. In der späteren Datenanalyse dient dieses physikalische Verhalten einer guten Teilchenidentifikation und damit zur Separation von Photoproduktionsreaktionen mit Hilfe der *Reichweiten-Methode*. Dies wird in Abschnitt 5.2 gezeigt.

π^0 -Mesonen können durch ihren Zerfall in zwei Photonen nachgewiesen werden. Die Photonen erzeugen Elektronen und Positronen aus dem Prozeß der Paar- und Compton-Produktion in Konvertern aus Eisen und Blei. Derartige Konverter sind in DAPHNE zwischen den Lagen C, D, E und F sowie im Vorwärts-Schauerdetektor installiert. Da das π^0 -Meson aufgrund seines elektromagnetischen Zerfalls eine sehr kurze Lebensdauer von $8,4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$ besitzt, zerfällt es bereits im Target, so daß ein Plastikszintillator vor der Konverterebene als effizientes Veto erlaubt, Elektronenuntergrund aus dem Target von Photonen des π^0 -Zerfalls zu separieren.

Neutronen sind elektrisch neutral und zerfallen mit $\tau_{1/2} = 886,7 \text{ s}$ schwach gemäß $n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$. Sehr gut geeignete Detektoren sind Szintillatoren aus Materialien, die für Neutronen einen ho-

hen Einfangquerschnitt darstellen, wobei ein Folgeprozeß des Neutroneneinfangs Szintillationslicht freisetzen muß. Geeignete Stoffe sind z.B. Bor und organische Verbindungen. Diese meist flüssigen Szintillationsmedien standen beim GDH-Experiment jedoch nicht zur Verfügung, so daß man nur auf Stoßprozesse der Neutronen mit Protonen des Szintillatormediums in einem ausreichend dicken Plastiksintillator angewiesen war. Die Szintillatorebenen B und C des Detektors DAPHNE bieten zusammen eine ausreichende Dicke, um 20% der auftretenden Neutronen nachweisen zu können. Allerdings lassen sich im GDH-Experiment nur wenige Reaktionen über Neutronen direkt identifizieren, da ein hoher Untergrund aus Elektronen und Positronen aus dem Target eine sehr hohe Ansprechschwelle des „Neutrontriggers“ erfordert.

Basierend auf diesen Grundlagen konnten in den Komponenten des GDH-Experiments jeweils Teiltrigger verschaltet werden, die eine Information über den nachgewiesenen Teilchentyp liefern. Die Trigger-Elektronik mußte hierbei auf die unterschiedlichen Geometrien der Detektoren und die unterschiedlichen Detektormedien und der daraus resultierenden unterschiedlichen Ansprecheffizienzen angepaßt, entworfen und aufgebaut werden.

4.1.2 DAPHNE

Die Trigger-Elektronik des Detektors DAPHNE bietet insgesamt 4 verschiedene Bedingungen zur Auswahl von Reaktionsprodukten aus der Photoproduktion im Target. Diese Teiltrigger tragen die Bezeichnungen C1 und C2 für die Selektion geladener Ereignisse sowie C3 und C4 für die Selektion ungeladener Ereignisse. Um die Signale aus den Photomultipliern der hierfür geforderten Szintillatorebenen als digitale Information zu erhalten, erfolgt zunächst eine elektronische Beurteilung über Schmitt-Trigger-Schwellenschalter mit nachgeschaltetem Monoflop, die als *flankensensitive Diskriminatoren* (engl. *leading edge discriminators (LED)*) bezeichnet werden. Ein Nachteil dieser Diskriminatoren ist eine von der Pulshöhe und Anstiegszeit des Photomultipliersignals abhängige Zeitmessung des Ausgangssignals (engl. *time walk*). Bei großen Photomultiplerröhren und großen Szintillatoren können die Pulshöhen und Breiten derart breit gestreut sein, daß eine zeitlich hinreichend stabile Information so nicht mehr erhalten werden kann. In diesem Fall benutzt man Diskriminatoren, die einen internen Vergleich zwischen dem Photomultipliersignal und dessen um die Anstiegszeit verzögerten und mit einem konstanten Faktor multiplizierten Signal durchführen. Der Nulldurchgang dieser Vergleichskurve ist der Startpunkt für das Monoflop-Ausgangssignal dieses Diskriminators (engl. *constant fraction discriminator (CFD)*), das weitgehend von der Pulshöhe und Anstiegszeit des Eingangssignals unabhängig ist und somit eine gute Zeitbasis liefert. Der Nachteil dieses Diskriminators besteht lediglich darin, daß die Antwortzeit (engl. *response time*) je nach Bauart bei 10 ns bis 50 ns liegt, während diese bei LEDs typischerweise 5 ns bis 15 ns beträgt. In DAPHNE wurde die Szintillatorebene B mit solchen CFDs ausgestattet, da diese mit einer Dicke von 10 cm deutlich größere Signalschwankungen aufweist als die anderen Ebenen. Eine Betrachtung der Schaltpläne und Triggerbedingungen von DAPHNE zeigt die Diskriminatorenbezeichnungen „SB“, „SH“ sowie „STB“. „SB“ steht hierbei für *niedrige Schwelle* (franz. *seuil bas*) und „SH“ steht für *hohe Schwelle* (franz. *seuil haut*). Die Schwellen der individuellen Diskriminatoren wurden mit zunehmender Kenntnis des Detektorsystems und Veränderungen des Szintillatormaterials immer wieder variiert, so daß diese Bezeichnungen inzwischen zumeist nur zur eindeutigen Identifikation eines Diskriminators im Gesamtaufbau herangezogen werden und weniger Auskunft über deren physikalische Aufgabe geben.

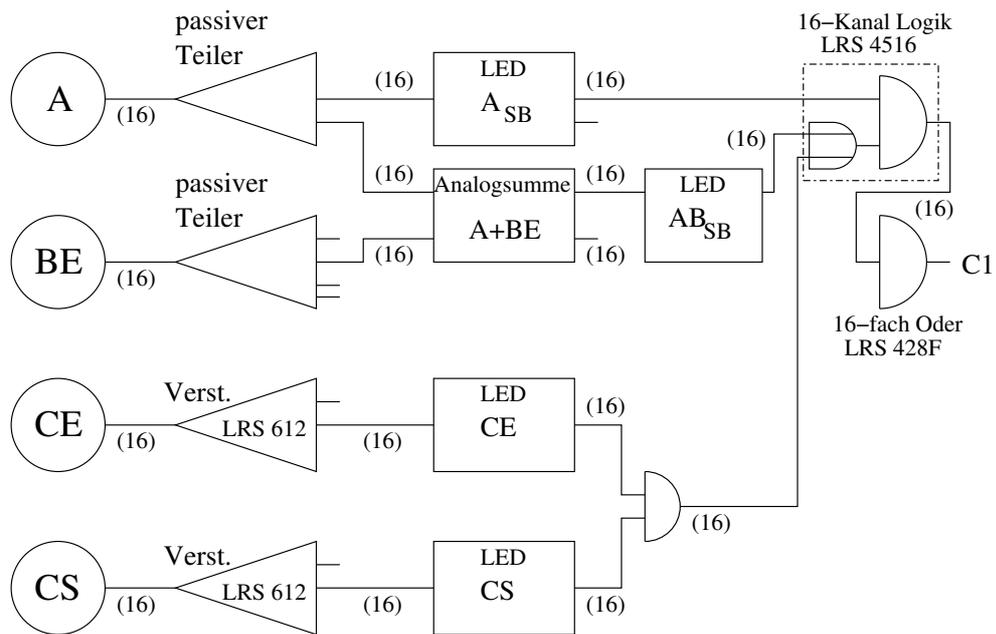


Abbildung 4.2 Realisation des Triggers C1 für den Detektor DAPHNE. Die Triggerbedingung wird für jeden der 16 Sektoren zunächst getrennt bewertet und dann in einem 16-fach ODER zu einem Signal zusammengefaßt.

Abbildung 4.2 zeigt die technische Ausführung des Teiltriggers C1 für den Detektor DAPHNE. Diese Bedingung setzt sich aus Signalen der innersten drei Lagen A, B und C jeweils eines Sektors zusammen. Grundsätzlich wird ein Signal aus der Szintillatorebene A verlangt, das dort mindestens oberhalb des Untergrunds und Röhrenrauschens liegt, was einer Schwellenspannung des Diskriminators $A_{SB} = 30$ mV entspricht. Außerdem wird verlangt, daß entweder eine Energiedeposition von mindestens ca. 3 MeV in den Detektoren A+BE auftritt, was einer Schwellenspannung des Diskriminators $AB_{SB} = 90$ mV entspricht. Aufgrund der Auswertung der Analogsumme von A+BE ist es hier nicht notwendig, eine Koinzidenz zwischen beiden Enden der Ebene B zu fordern, da die Summe A+BE bereits eine analoge Koinzidenz repräsentiert. Wird ein geladenes Teilchen jedoch nicht in Ebene B gestoppt, kann dessen deponierte Energie in A+BE die geforderte Schwelle unterschreiten. In diesem Fall tritt dann mit großer Wahrscheinlichkeit eine über dem Untergrund liegende Energiedeposition in Lage C auf, was alternativ zu A+BE akzeptiert wird. Damit hier mit einer niedrigen Schwelle von $CE = CS = 40$ mV gearbeitet werden kann, wird die Koinzidenz aus der Strahleingangsseite (E) und der Strahlausgangsseite (S) der Ebene C gefordert. Dadurch wird sichergestellt, daß einzelne geladene Pionen und Protonen mit hoher Effizienz über einen Teiltrigger für geladene Teilchen identifiziert werden können, woraus sich für C1 die Boolesche Bedingung

$$C1 = A_{SB} \cdot (AB_{SB} + CE \cdot CS) \quad (4.3)$$

ergibt. Erfüllt mindestens einer der 16 Sektoren des Detektors DAPHNE Gleichung 4.3 (Multiplizität ≥ 1), so wird dies als gültiges C1-Signal weitergeleitet. Die Signale aus A+BE, C und der geforderten Koinzidenz mit A besitzen eine geringe zeitliche Schwankung von wenigen

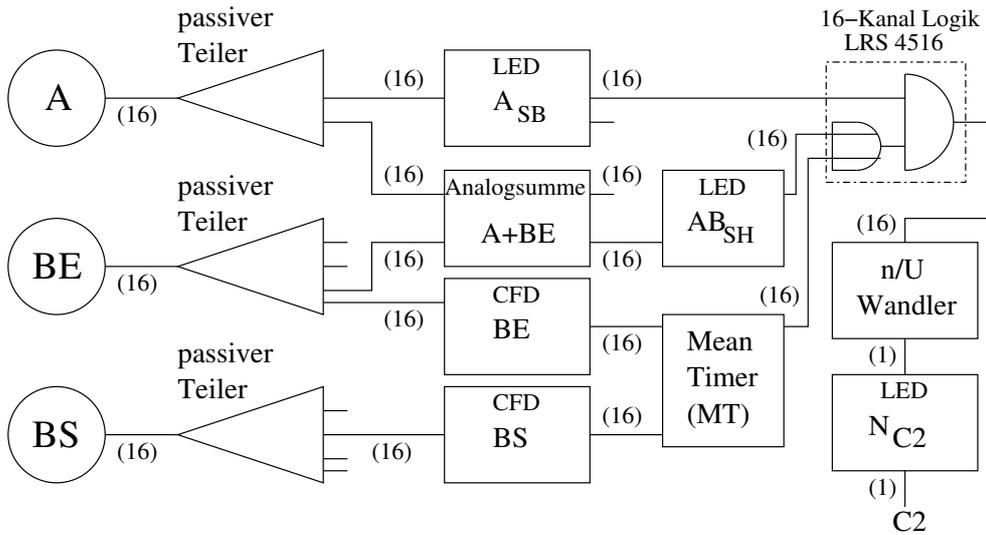


Abbildung 4.3 Realisation des Triggers C2 für den Detektor DAPHNE. Die Triggerbedingung wird für jeden der 16 Sektoren zunächst getrennt bewertet und dann in einem 16-fach Multiplizitäts-Spannungswandler (n/U) mit $U = n \cdot 80 \text{ mV}$ in eine der Multiplizität proportionalen Spannung umgewandelt. Über einen Diskriminator (N_{C2}) ist so die Minimal-Multiplizität einstellbar.

Nanosekunden. Aus diesem Grund konnte für diese Triggerbedingung auf die Verwendung von CFDs verzichtet werden. Durch die zeitliche Stabilität der Signale der Ebene A werden diese als Startsignal für die Zeit-Digital-Wandler (engl. *time to digital converter (TDC)*) der Szintillatorsignale für geladene Ereignisse der Trigger C1 und auch C2 verwendet. Mit Hilfe der TDC Informationen läßt sich in der späteren Datenanalyse die Teilchenidentifikation verfeinern. Darüber hinaus lassen Vergleiche der TDC-Werte zwischen den Signalen der Photomultiplier auf der Strahleingangs- und der Strahlausgangsseite eine grobe Ortsrekonstruktion eines Teilchens in den Szintillatoren mit einer Ortsauflösung von $\Delta x \approx 10 \text{ cm}$ zu. Dieses Verfahren wird besonders für die Identifikation von π^0 -Mesonen in DAPHNE eingesetzt.

Abbildung 4.3 zeigt den Aufbau des Teiltriggers C2. Dieser dient ebenfalls zur Auswahl von Protonen und geladenen Pionen, bietet jedoch die Möglichkeit, durch eine obere Schwelle aus der Analogsumme A+BE (AB_{SH}) niederenergetische geladene Pionen abzutrennen, was für die Messung von Photoproduktionsereignissen aus γD von Interesse ist. Beim GDH-Experiment lag diese Schwelle bei 90 mV , so daß $AB_{SB} = AB_{SH} = 90 \text{ mV}$. Die großen zeitlichen Schwankungen der Signale aus Ebene B werden mit Hilfe von CFDs und einer Schaltung zur Reduktion der Zeitschwankungen um Faktor 2 (franz. *moyenneur de temps (MT)*) stabilisiert, um zuverlässig im zeitlichen Koinzidenzfenster von A zu liegen und somit als Alternative zu A+BE die Triggerbedingung C2 zu erfüllen ($\langle B \rangle_{\bar{t}}$). Durch Forderung der Koinzidenz von BE und BS konnte, wie auch bei CE und CS, die Schwelle der B Diskriminatoren (CFD) niedrig gewählt werden. Diese lag beim GDH-Experiment bei $BE = BS = 30 \text{ mV}$. Ebene C wird für diesen Trigger explizit nicht bewertet. Ebenso wie bei C1 wird die zeitliche Lage des Experimenttrigger-Signals durch das Signal aus A bestimmt. Als Boolesche Bedingung gilt für C2

$$C2 = A_{SB} \cdot (AB_{SH} + \langle B \rangle_{\bar{t}}). \quad (4.4)$$

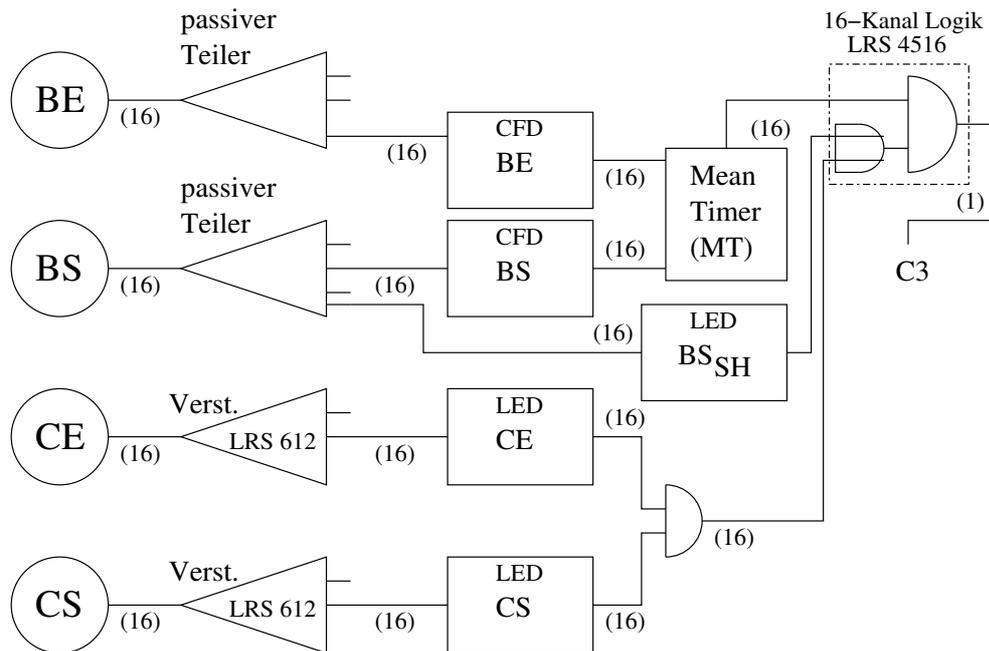


Abbildung 4.4 Realisation des Triggers C3. Eine hohe Schwelle für BS oder eine deutliche Energie-deposition in C zeigt ein Neutronereignis an.

Zusätzlich bietet der Trigger C2 die Möglichkeit, eine bestimmte Minimal-Multiplizität auszuwählen. Diese wird über eine Kombination aus einem Multiplizitäts-Spannungswandler (n/U) und einem Diskriminator realisiert. Pro getroffener Sektor liefert dieser Wandler 80 mV, so daß $U = n \cdot 80 \text{ mV}$ gilt. Für das GDH-Experiment wurde die Schwellenspannung des nachgeschalteten Diskriminators auf 120 mV gesetzt, was einer Minimal-Multiplizität von 2 entspricht. Damit lassen sich Ereignisse von mehr als einer geladenen Spur in DAPHNE bei niedriger Ansprechschwelle mindestens eines der beiden Teilchen selektieren. Dies ist besonders für die Beobachtung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ wichtig, da hier häufig hochenergetische geladene Pionen mit niedriger Energiedeposition in den Ebenen A–C beobachtet werden. Andererseits kann so über diesen Teiltrigger sowohl ein (für diese Reaktion typisches) niederenergetisches Proton als auch ein hochenergetisches geladenes Pion identifiziert werden. Zur Kalibration des Detektors DAPHNE mit Hilfe von kosmischer Höhenstrahlung (minimalionisierend) ist C2 durch die Minimal-Multiplizität von 2 ebenso ein geeigneter Teiltrigger.

Als einer der beiden Trigger zur Identifikation neutraler Ereignisse gilt C3. Abbildung 4.4 zeigt die Realisation dieses Triggers. C3 dient insbesondere dazu, Neutronen in der Szintillatorebene B nachzuweisen, die mit ihrer Dicke von 10 cm die höchste Nachweiswahrscheinlichkeit hierfür bietet. Aus diesem Grund wird grundsätzlich eine Koinzidenz mit dem zeitstabilisierten Signal $\langle B \rangle_{\bar{t}}$ verlangt. Die Ebene A besitzt allein durch ihre Geometrie für Neutronen eine 10-fach kleinere Nachweiswahrscheinlichkeit als B. Darüber hinaus möchte man vermeiden, daß Ebene A den Start für die Laufzeitmessung eines neutralen Partikels in DAPHNE generiert (TDC-Start), weshalb jene Ebene in diesem Trigger nicht berücksichtigt werden kann. Das zeitliche Verhalten kann demzufolge nur über $\langle B \rangle_{\bar{t}}$ definiert werden. Um Neutronen identifizieren zu können,

bedarf es zusätzlich eines Signals aus BS bei einer relativ hohen Diskriminatorschwelle von $BS_{SH} = 75$ mV. Dies ist sinnvoll, da Neutronen aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ unter Vorwärtswinkeln von $\vartheta \leq 68^\circ$ beobachtet werden. Ähnliches gilt auch für die Dreikörper-Reaktion $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$. Obwohl hier aufgrund der Kinematik eine Verteilung der Neutronen auch unter Rückwärtswinkeln möglich ist, zeigen Modellvorhersagen, daß die resonanten Beiträge dominieren [Nach01]. Für die Reaktionsabläufe $\gamma p \rightarrow \Delta^+$ oder $\gamma p \rightarrow D_{13}$ gilt, daß ein ähnlicher Prozeß wie für die Ein-Pion-Photoproduktion vorliegt, weshalb auch hier der limitierende Winkel von $\vartheta \leq 68^\circ$ gilt. Somit erwartet man eine höhere Wahrscheinlichkeit für Neutronen im Bereich von BS. Alternativ zu BS bei hoher Schwelle wird ein Signal aus der Koinzidenz von CE und CS unter gleichen Bedingungen wie für den Trigger C1 gefordert. Daraus ergibt sich für C3 die Boolesche Bedingung

$$C3 = \langle B \rangle_{\bar{t}} \cdot (BS_{SH} + CE \cdot CS). \quad (4.5)$$

In der Praxis hat sich jedoch gezeigt, daß der Trigger C3 stark von Elektronen aus dem Target kontaminiert wird, weshalb zusätzlich eine Untersetzung der freien Triggerrate installiert werden mußte. Bei einem bekannten konstanten Untersetzungsfaktor läßt sich so nachträglich die wahre Triggerrate, abzüglich dem Kontaminationsanteil, der per Simulation bestimmt werden kann, rekonstruieren.

Der Trigger C4 dient zum Nachweis von ungeladenen Pionen in DAPHNE. Seine elektronische Realisation ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Hierfür wird der Zerfall des $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ausgenutzt. Um diese Zerfallsphotonen mit den Plastiksziintillatoren in DAPHNE nachzuweisen, passieren diese Eisen- und Bleikonverter. Dort produzieren sie über Compton- und Paarprozesse einen Elektronen-Positronen-Schauer. Die geladenen Teilchen sind dann in den Ebenen D–F nachweisbar. Zwischen den Ebenen A–C befindet sich kein Konvertermaterial, weshalb diese vom Trigger C4 nicht berücksichtigt werden. Die Ebenen D–F fungieren gemäß Tabelle 3.3 und Abbildung 3.17 als Sandwich-Detektor. C4 verlangt ein Ereignis durch EE und ES bei einer Diskriminatorschwelle von $EE = ES = 30$ mV. Da die Ebene E zwar nur eine Dicke von 5 mm besitzt, jedoch eine Länge von 1708 mm und als Startsignal für die TDCs benutzt wird, muß, wie auch bei Ebene B, eine Stabilisierung der Zeitschwankungen über eine Zeitmittelung (MT) erreicht werden. Da ein Schauer ein deutliches Ereignis in den Ebenen D–F produziert, ist bei diesem Trigger grundsätzlich eine Koinzidenz der beiden gegenüberliegenden Photomultiplier sinnvoll. Die Diskriminatorschwellen liegen hier bei $DE = DS = FE = FS = 30$ mV. Für C4 gilt als Boolesche Bedingung

$$C4 = \langle E \rangle_{\bar{t}} \cdot (DE \cdot DS + FE \cdot FS). \quad (4.6)$$

Da auch C4 eine große Kontamination besitzt, die durch schnelle geladene Pionen aus dem Target entsteht, wurden die Trigger C3 und C4 in einer ODER-Bedingung zusammengefaßt und ihre Rate gemeinsam durch einen konstanten Faktor (d) untersetzt ($C3C4_{div}$). Um jedoch insbesondere die beiden Zerfallsphotonen des π^0 bzw. mindestens drei Zerfallsphotonen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ besser beobachten zu können, wurde zusätzlich eine Multiplizitätsschwelle (N) gleicher Bauart wie für C2 nachgeschaltet und auf eine Mindestmultiplizität von 2 gesetzt ($C3C4_{mult}$). Somit können im GDH-Experiment sowohl Ereignisse mit einer Photonenmultiplizität ≥ 2 als auch einzelne Neutronenereignisse über den konstanten Untersetzungsfaktor d beobachtet werden. Die aus C3 und C4 abgeleiteten Trigger besitzen somit die Booleschen Bedingungen

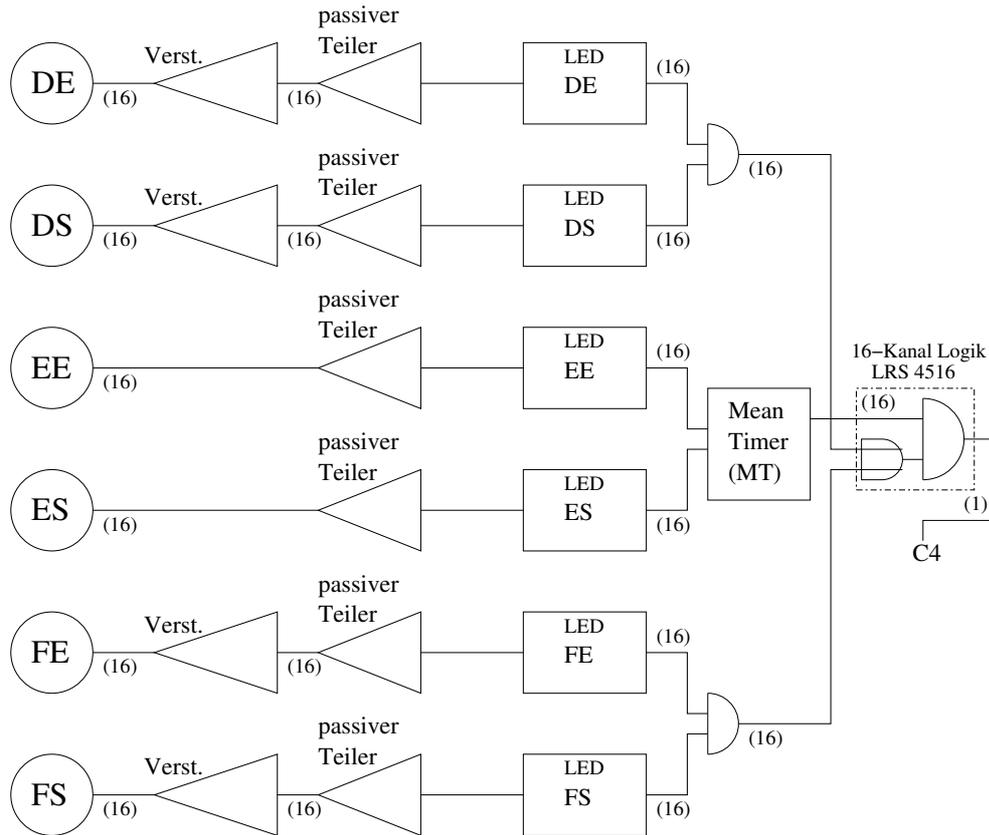


Abbildung 4.5 Realisation des Triggers C4. Die Ebene E bestimmt das Zeitverhalten dieses Triggers. Die hohe Energiesignatur der Elektronenschauer läßt eine permanente Koinzidenz der beiden Photomultiplierseiten zu.

$$C3C4_{\text{div}} = \frac{C3 + C4}{d}, \quad (4.7)$$

$$C3C4_{\text{mult}} = (C3 + C4) \quad \forall N \geq n. \quad (4.8)$$

4.1.3 MIDAS

Aufgrund seiner Position direkt hinter dem Target befindet sich der Detektor MIDAS in einem Raumwinkelbereich, in dem ein großer Untergrund aus dem Target erwartet wird. Außerdem handelt es sich bei diesem Aufbau um einen Halbleiterdetektor, dessen Rauschneigung deutlich größer ist als bei Signalen aus Photomultipliern. Um trotzdem eine eigene Triggerentscheidung für diesen Detektor treffen zu können, muß eine sehr sorgfältige Wahl der notwendigen Koinzidenzen und Ansprechschwellen getroffen werden. Abbildung 4.6 zeigt die Ausleseelektronik von MIDAS, aus der die Triggersignale abgegriffen werden. MIDAS ist das einzige Detektorsystem im GDH-Experiment, das mit einem eigenen Subsystem-Rechner auf der Basis eines DSP56001 Prozessors arbeitet [Sadi98].

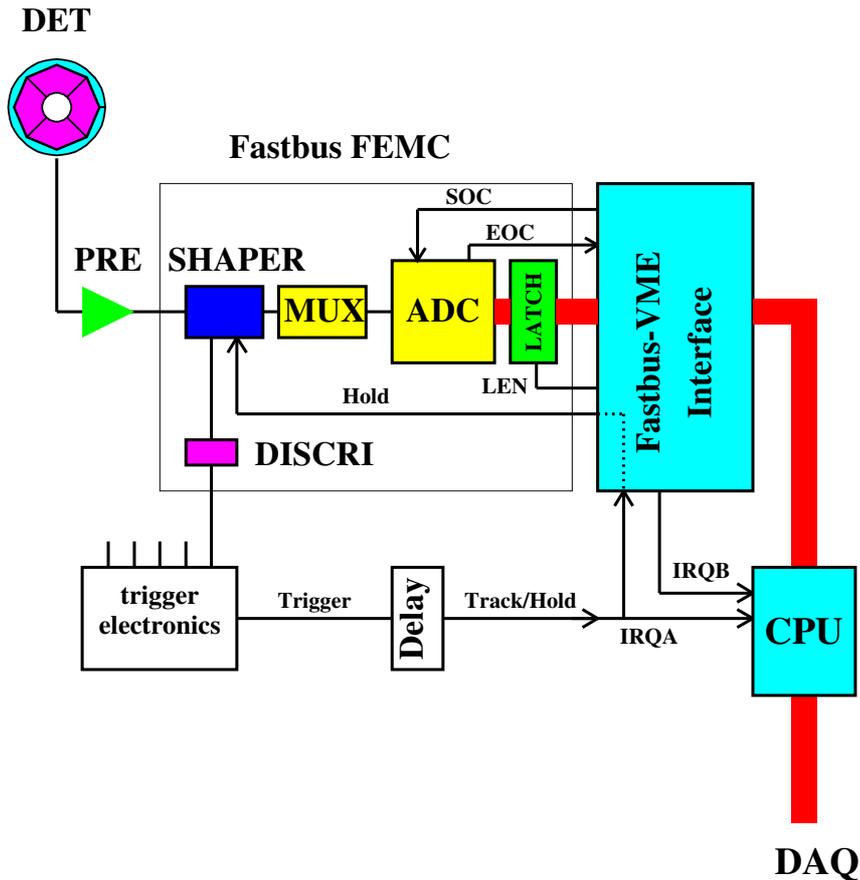


Abbildung 4.6 Bildung der Trigger des Detektors MIDAS und Aufbau der Datenauslese. Aus den im Vorverstärker (PRE) und der Halteschaltung (SHAPER) diskriminierten Signalen wird der Trigger erzeugt (IRQA), der die Konversion und Auslese der Daten startet.

Die von MIDAS eintreffenden Signale werden zunächst in ihrer Impedanz reduziert und verstärkt (PRE), um die für die Triggersignale und die Datenerfassung notwendige Signalleistung mit $U_A = 750 \text{ mV}$, $Z_A = 50 \Omega$ zu erhalten. Anschließend werden die Signale in einer Sample&Hold-Schaltung (SHAPER) aufbereitet und solange aufbewahrt, bis sie digitalisiert oder verworfen werden. Die Trigger-Elektronik (engl. *trigger electronics*) bekommt logische Signale aus den nachgeschalteten Leading-Edge-Diskriminatoren zur Auswertung bereitgestellt. Abbildung 4.7 zeigt den Aufbau der MIDAS-Trigger-Elektronik zur Erzeugung des MIDAS-Trigger-Signals. Im Testfall und in der Aufbauphase wurde der Trigger, wie in Abbildung 4.6 gezeigt, direkt als IRQA weitergereicht. Für den Betrieb im GDH-Experiment wird der MIDAS-Trigger jedoch zunächst in die zentrale Triggerlektronik geleitet. Bei einer positiven Entscheidung generiert diese dann das Signal IRQA, wodurch die Datenkonvertierung des DSP56001 Rechners gestartet wird. Es hat sich für den Detektor MIDAS als sinnvoll erwiesen, einen Trigger für Pionen und Nukleonen für hohe und niedrige Gesamtenergie der Teilchen aufzubauen. Der Niederenergie-Trigger wird hierbei durch die Boolsche Bedingung

$$M_{\text{niedrige Energie}} = Q_1 \cdot Q_2 \quad (4.9)$$

bei hoher Ansprechschwelle der Q_i gebildet, da die zu erwartende Energiedeposition in Q_1 und

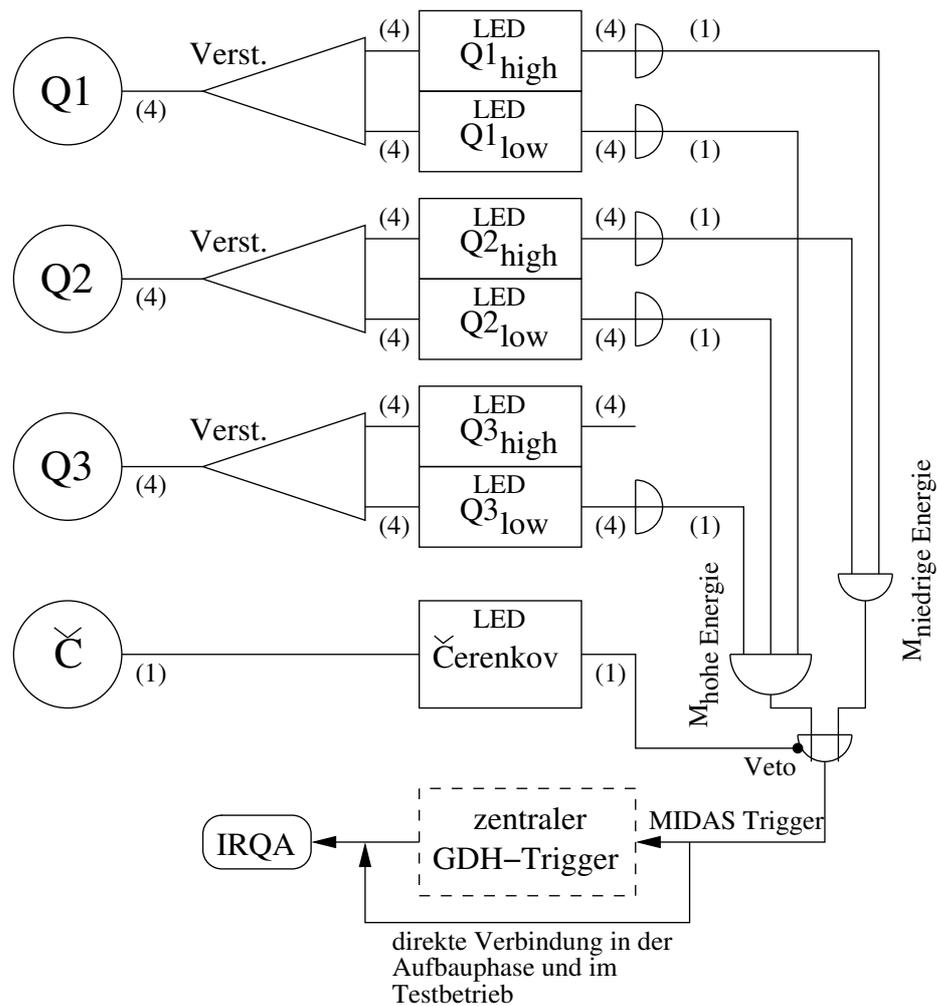


Abbildung 4.7 Verschaltung der Signale aus den Quadrantendetektoren Q_1 bis Q_3 zur Bildung der Hochenergie- und Niederenergie-MIDAS-Trigger. Die Erzeugung des MIDAS-Triggers wird bei einer Energiedeposition oberhalb von 3 MeV im Čerenkov-Detektor blockiert (Veto). Das MIDAS-Trigger-Signal wurde in der Aufbau- und Testphase direkt als IRQA durchgeführt, wird jedoch beim GDH-Experiment vom zentralen Experimenttrigger zusätzlich bewertet.

Q_2 dann groß ist, wenn das beobachtete Teilchen aufgrund seiner geringen Energie Q_3 nicht mehr erreicht. Dieser Trigger wird für die Auswahl niederenergetischer Protonen bevorzugt. Der Hochenergie-Trigger wird durch die Boolesche Bedingung

$$M_{\text{hohe Energie}} = Q_1 \cdot Q_2 \cdot Q_3 \quad (4.10)$$

gebildet und wählt hochenergetische geladene Pionen und Protonen aus. Eine Teilchenbestimmung aufgrund der Reichweitenmethode ist mit diesem Trigger nur schwer möglich, da Teilchen, die Q_3 erreichen, auch das Detektorsystem verlassen und demzufolge keine Information über ihre Gesamtenergie hinterlassen. Durch die zu erwartenden minimalionisierenden Eigenschaften der mit diesem Trigger nachgewiesenen Teilchen wird die Ansprechschwelle der Q_i

hier sehr niedrig gewählt. Neben einer guten Wahl der Schwellen für die unterschiedlichen Triggerbedingungen wurde der Elektronenuntergrund aus dem Target noch zusätzlich durch eine Antikoinzidenz zwischen dem Čerenkov-Detektor und dem MIDAS-Trigger reduziert, was in Abbildung 4.7 gezeigt ist.

Bei einer positiven Entscheidung der Trigger-Elektronik werden die aktuellen Ladungsinformationen des Detektors in der Sample&Hold-Schaltung (SHAPER) festgehalten, und es wird ein Startsignal an die ADC-Wandlerschaltung übermittelt, sobald die zentrale GDH-Trigger-Schaltung das Interrupt-Signal weiterreicht (IRQA). Die Konversion erfolgt sukzessiv über einen Multiplexer (MUX). Ist die Konversion aller Kanäle abgeschlossen, wird eine Ausleseanforderung (IRQB) an den Subsystem-Rechner geschickt (DSP56001). Dieser liest jeweils in 32-Bit-Worten über zwei parallele Kabel (Adresse und Daten) die Daten aus dem ADC-Latch aus. Diese Daten werden im Subsystem-Rechner auf ihre Mindesteinträge überprüft (engl. *pedestal entries*). Bei Unterschreiten der für jeden der Kanäle individuell gesetzten Werte wird der entsprechende Kanal nicht lokal gespeichert und der Datenerfassung des GDH-Experiments (ACQU) nicht übermittelt.

4.1.4 Vorwärts-Detektor

Ein Ziel dieser Arbeit war es, die in Abschnitt 3.4.3 vorgestellten Vorwärtskomponenten elektronisch zusammenzuschalten, um eine gemeinsame Triggerbedingung zu definieren und die Komponenten gemeinsam über die Datenerfassung ACQU auszulesen. Der Detektor STAR und der Mainzer Schauer-Detektor verfügen beide über eine „Triggerplatte“, die als erste Szintillatorplatte nach dem Target vor der jeweiligen Detektorkomponente installiert ist. Diese eignet sich zur Unterscheidung geladener und ungeladener Teilchen aus dem Target. Dadurch können prinzipiell Zerfallsphotonen des π^0 von π^\pm und Protonen unterschieden werden. In den Ringen des Detektors STAR und in den Sandwichplatten des Mainzer Schauer-Detektors gefundene Ereignisse können dadurch geladenen Ereignissen aus dem Target zugeordnet werden. Es ist wesentlich, daß der Teiltrigger der Vorwärtskomponenten gute Ereignisse zuverlässig vom Untergrund unterscheidet, da in dem Polarwinkelbereich $\vartheta < 7^\circ$ eine intensive Rate an Elektronen und Positronen aus dem Target und dem Strahlhalo zu erwarten ist.

Für die Vorwärtskomponenten wurde daher ein Trigger aufgebaut, mit dem sowohl neutrale als auch geladene Ereignisse getrennt identifiziert werden können. Abbildung 4.8 zeigt den Gesamtaufbau des Vorwärtstriggers [Kro197]. Die Analogsignale der vier Photomultiplier der STAR-Triggerplatte (STP) und der Triggerplatte des Mainzer Schauer-Detektors werden dabei mit einem linearen 1:1-Teiler (engl. *linear Fan-In-Fan-Out*) geteilt und den verschiedenen Diskriminatoren für den Hochenergie- und Niederenergie-Trigger zugeführt. Darüber hinaus werden die Signale an QDC-Wandler weitergeleitet, die in der späteren Datenanalyse eine quantitative Aussage über die deponierte Energie in den Detektoren erlauben. Durchquert ein geladenes Teilchen den gesamten Vorwärts-Detektor, so erzeugt es sowohl beim Durchgang durch die beiden Triggerplatten als auch im Sandwich-Bereich des Mainzer Schauer-Detektors ein Signal, das mit den zugehörigen Photomultipliern ausgelesen werden kann.

Für ein geladenes Teilchen sollten deshalb die drei Detektorteile STAR-Triggerplatte (STP), Schauer-Detektor-Triggerplatte (T) und Sandwich (S) entsprechende Energiedepositionen aufweisen, um eine solche Teilchenspur zu erkennen. Dies ist jedoch nur dann der Fall, wenn

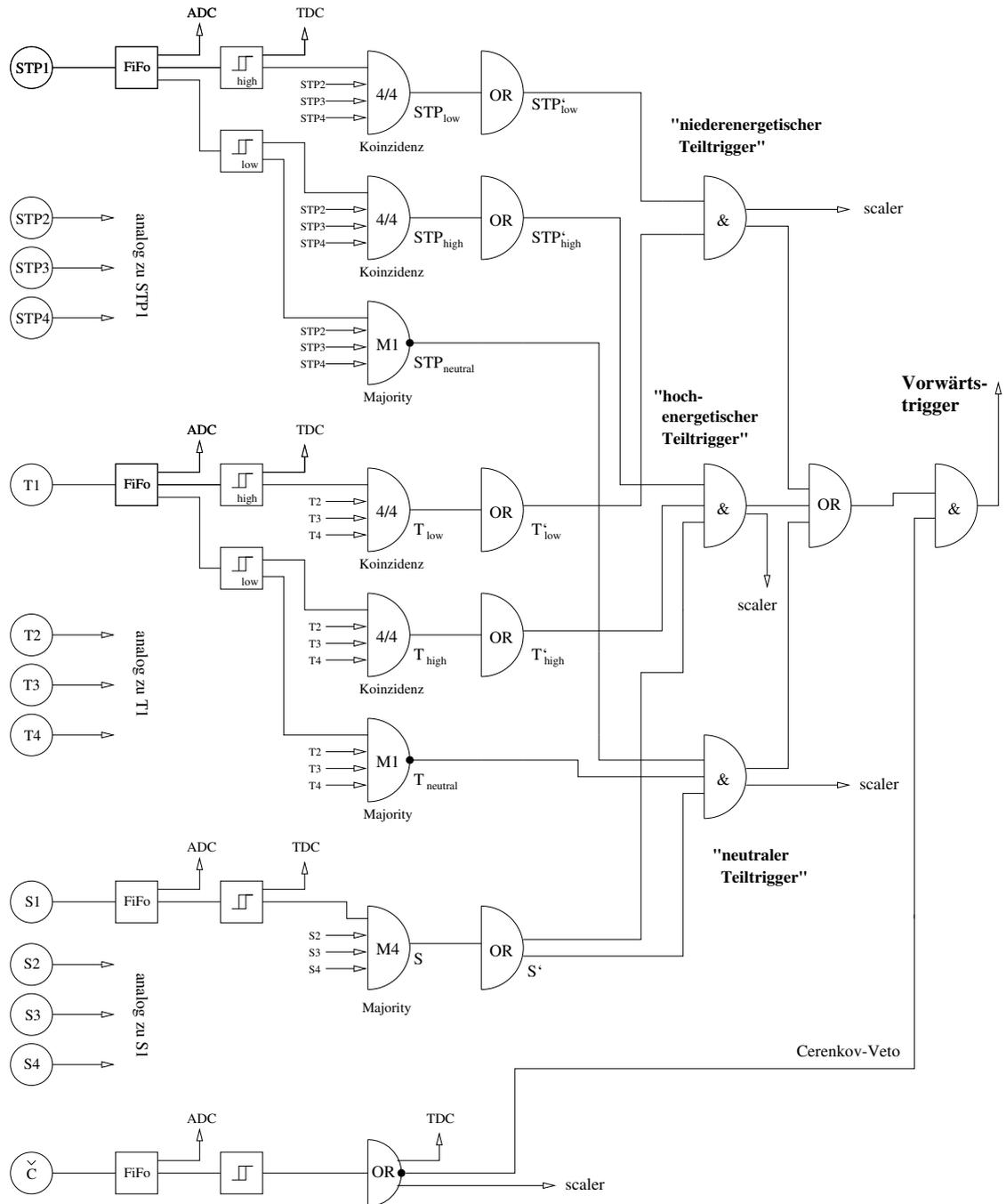


Abbildung 4.8 Aufbau des Vorwärtstriggers [Krol97].

die gesamte kinetische Energie des eintreffenden Teilchens ausreichend hoch ist, so daß es die notwendigen Detektoren durchqueren kann. Für Protonen gilt hier eine Minimalenergie von $E_{\text{Proton}}^{\text{min}} \approx 185 \text{ MeV}$. Auch für den Fall, daß die Protonen im Sandwich-Detektor gestoppt werden, ist noch ein Nachweis möglich. Die Detektoren STP, T und S liefern mit hoher Effizienz ein zuverlässiges Signal für geladene Ereignisse. Der aufgebaute geladene Hochenergie-Vorwärtstrigger fordert aus diesem Grund eine Koinzidenz zwischen STP, T und S. Berücksich-

tigt man allerdings Aufbau und Signalauslese dieser Detektorkomponenten über zwei Wellenlängenschieber mit jeweils zwei Photomultipliern, so ergibt sich die Schwierigkeit zu entscheiden, wann eine dieser Detektorkomponenten ein gültiges Ereignis nachweist. Testmessungen zur Klärung dieser Frage ergaben, daß eine Koinzidenz aus allen vier Photomultipliern sinnvoll ist (4/4 Koinzidenz) [Kro197]. Bei Energien kleiner $E_{\text{Proton}}^{\text{min}} \approx 78 \text{ MeV}$ erreichen die Protonen nicht mehr den Schauer-Detektor (S) und werden in dessen Triggerplatte gestoppt (T). Daher wurde eine zweite Triggerbedingung für geladene Teilchen installiert, die nur eine Koinzidenz aus STP und T fordert. Aufgrund der höheren Energiesignaturen in den Detektoren mußte die Ansprechschwelle der Diskriminatoren (CFD) auf 60 mV gesetzt werden, während sie für den Hochenergie-Trigger bei 30 mV lag, da hochenergetische Teilchen eine geringere Energiedeposition pro Weglänge liefern als niederenergetische. Für den Fall des geladenen Triggers können auch Elektronen und Positronen aus dem Target Signale hinterlassen, die von den Reaktionsprodukten aus der Kernphotoproduktion nicht unterscheidbar sind. Daher wurde zusätzlich eine Antikoinzidenz mit dem Čerenkov-Detektor gefordert. Diese Antikoinzidenz wird hierbei als generelles Veto gesetzt und reduziert somit auch den Untergrund für den neutralen Trigger. Die beiden geladenen Trigger werden durch die Boolesche Bedingung

$$V_{\text{geladen}} = \text{STP}'_{\text{low}} \cdot \text{T}'_{\text{low}} + \text{STP}'_{\text{high}} \cdot \text{T}'_{\text{high}} \cdot \text{S}' \quad (4.11)$$

beschrieben.

Als Trigger für neutrale Teilchen verlangt man, daß die beiden Triggerplatten STP und T nicht angesprochen haben und der Schauer-Detektor (S) ein Signal aus der Konversion der Zerfallsphotonen des π^0 und dem daraus resultierenden Elektronenschauer liefert. Um sicherzustellen, daß in STP und T kein Signal nachgewiesen wurde, darf keiner der jeweils vier Photomultiplier ein Ereignis aufweisen. Hierfür wird das negierte Signal der Majorität (engl. *Majority*) für 1 aus 4 (M1) abgefragt. Dies ist in Abbildung 4.8 gezeigt. Die Boolesche Bedingung für diesen Trigger wird durch

$$V_{\text{neutral}} = \text{STP}_{\text{neutral}} \cdot \text{T}_{\text{neutral}} \cdot \text{S}' \quad (4.12)$$

beschrieben. Die einzelnen Subtrigger der Vorwärtskomponenten werden zu einem gemeinsamen Teiltrigger über die Relation

$$\text{FFT} = (V_{\text{neutral}} + V_{\text{geladen}}) \cdot \bar{\text{C}} \quad (4.13)$$

zusammengefaßt und der zentralen Experimenttrigger-Elektronik des GDH-Experiments zugeführt.

Um eine Aussage über die Verhältnisse der einzelnen Teiltrigger zueinander zu erhalten, werden die jeweiligen Zählraten der Teiltrigger auf ein Zählermodul weitergeleitet (engl. *scaler*) und über die Datenerfassung ausgelesen.

4.2 Zentraler Experimenttrigger des GDH-Experiments

Der zentrale Experimenttrigger des GDH-Experiments dient der Zusammenführung und der Bewertung der einzelnen im vorherigen Abschnitt vorgestellten Teiltrigger unter Berücksichtigung der Kinematik der zu beobachtenden Photoproduktionsreaktionen am Proton. Außerdem

Reaktion	geladene Produkte	neutrale Produkte	mögliche Trigger
$\gamma p \rightarrow p\pi^0$	p	π^0	C1, C3C4, FFT, MIDAS
$\gamma p \rightarrow n\pi^+$	π^+	n	C1, FFT, MIDAS
$\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$	p	π^0, π^0	C1, FFT, MIDAS
$\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$	π^+	n, π^0	C1, FFT, MIDAS
$\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$	p, π^+, π^-	—	C1, C2, FFT, MIDAS
$\gamma p \rightarrow p\eta$	p	η	C1, C2, C3C4, FFT, MIDAS

Tabelle 4.1 Photoproduktionsreaktionen am Proton im Bereich der π -Schwelle bis $\omega = 800$ MeV und eine Übersicht über die von den Reaktionsprodukten auslösbaren Teiltrigger (Auswahl).

fällt diesem zentralen Trigger die Funktion zu, bei einer positiven Bewertung der anliegenden Teiltriggersignale, die Torsignale (engl. *gates*) für die TDC- und QDC-Wandler sowie die Bitregister (engl. *pattern units*) zu erzeugen, um die anfallenden Daten zu digitalisieren und somit der Datenauslese zuzuführen. Des weiteren ist eine Überprüfung der Gültigkeit eines Photoproduktionsereignisses basierend auf einem gültigen Signal im Taggingspektrometer erforderlich, wobei als Antwort hierauf ein Startsignal (engl. *Interrupt*) für die Datenauslese generiert werden muß. Wird keine Koinzidenz mit dem Taggingspektrometer gefunden, muß die Digitalisierung der Daten abgebrochen und die Elektronik zurückgesetzt werden (engl. *fast clear*).

4.2.1 Physikalische Anforderungen

Das GDH-Experiment deckt einen großen Teil des Raumwinkels ab. Für eine effektive Nutzung dieser Raumwinkelakzeptanz ist man jedoch auf den koinzidenten Nachweis möglichst vieler Teilchen einer Photoproduktionsreaktion angewiesen, da man mit dem GDH-Experiment nicht nur das Ziel verfolgt, den totalen helizitätsabhängigen Photoabsorptionsquerschnitt zu beobachten ([Lann00]), sondern auch die partiellen Kanäle. Tabelle 4.1 zeigt die am Proton im Energiebereich von der Pionschwelle bis $\omega = 800$ MeV beobachtbaren Photoproduktionsreaktionen und die möglichen Teiltrigger, die von der jeweiligen Reaktion im Gesamtaufbau ausgelöst werden können. Um die Reaktionen jeweils zu isolieren, ist deren zuverlässiger Nachweis erforderlich. Durch eindeutige Identifikation möglichst vieler Reaktionsprodukte und die Bestimmung der Energien und Impulse sind die Reaktionen im Experiment separierbar. Hierzu werden die Methoden der „fehlenden Masse“, der „invarianten Masse“, der „fehlenden Energie“ und der „Reichweite“ herangezogen, ebenso wie die Betrachtung der kinematischen Grenzen. Verfahren, die für die Isolation der in dieser Arbeit analysierten Daten für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ notwendig sind, zeigt Kapitel 5. Um jedoch überhaupt eine Datenanalyse mit den genannten Verfahren zu ermöglichen, müssen bereits bei der Datennahme die Detektorkomponenten als einheitliches System arbeiten. Dies bedeutet, daß ein gültiges Signal eines Teiltriggers in einer der Detektorkomponenten automatisch auch die Digitalisierung von Daten in allen anderen Experimentkomponenten starten muß, um die dort indirekt nachgewiesenen Reaktionsprodukte zu erfassen. Der „blinde“ Start der Digitalisierung in Fremddetektoren ermöglicht eine Verbesserung der Effizienzen der jeweiligen Teiltrigger, insbesondere hinsichtlich ungeladener Reaktionsprodukte, erfordert jedoch, daß die Zeitpunkte der Torzeiten (engl. *gates*) wie auch deren Dauer in allen Detektorkomponenten gleich zu wählen sind. Diese Strategie der elektronischen

Verschaltung erlaubt, daß immer, wenn, wie in Tabelle 4.1 gezeigt, ein geladenes Teilchen einer Reaktion die Auslösung eines Teiltriggers in einer der Detektorkomponenten erreicht, alle weiteren Detektoren sich in der späteren Datenanalyse zusätzlich nach Produkten der geforderten Reaktion absuchen lassen.

4.2.2 Technische Realisation

Für die gemeinsame Bewertung der Teiltrigger des gesamten GDH-Experiments ist der in [Lang96] gezeigte einfache Trigger mit einem Flip-Flop nicht mehr geeignet. Aus diesem Grund wurde die dort ausführlich vorgestellte Schaltung, die nur für den Test des Detektors DAPHNE mit kosmischer Höhenstrahlung vorgesehen war (C2), vollständig ersetzt, so daß die Teiltrigger aller angeschlossenen Detektoren berücksichtigt werden konnten. Ziel war es, eine zentrale Triggerschaltung zu entwerfen, deren Eigenschaften leicht per Software umprogrammierbar sind und deren Zeitverhalten zu den zeitlichen Bedingungen für die Erzeugung der Gate-Signale und des Interrupt-Signals für die Datenauslese paßt. Folgende Eigenschaften soll die Trigger-Elektronik bieten:

- Die Auswahl einzelner Teiltrigger für Diagnosezwecke.
- Das Glasgow-Mainz Taggingspektrometer soll zu- und abschaltbar sein, um einen Kalibrationsbetrieb mit kosmischer Höhenstrahlung zu ermöglichen.
- Pulsergenerierte Trigger sollen ein zu physikalischen Ereignissen unkorreliertes Signal erzeugen, um Fußwerte (engl. *pedestals*) in den Rohspektren bestimmen zu können, da hiermit eine Reduktion der Datenmenge bereits bei der Datennahme möglich ist.
- Umstellung des Triggers vom normalen Experimentbetrieb auf den Betrieb mit dem Bleiglas-Detektor zur Messung des Photonенflusses und zur Normierung des Paar-Detektors.

Aufgrund dieser Anforderungen wurde das programmierbare Register *PLU 4508* von *LeCroy Research Systems* als Herzstück der zentralen Trigger-Elektronik des GDH-Experiments verwendet. Hierbei handelt es sich im Prinzip um einen wahlfreien Speicher (RAM) mit der Struktur 256×8 Bytes, der über den CAMAC-Bus programmiert werden kann. Abbildung 4.9 zeigt das Blockschaltbild des inneren Aufbaus dieses Registers. Durch Programmierung kann beim Anlegen einer beliebigen 8-Bit Adresse eine programmierbare Antwort ausgegeben werden. Auf diese Weise lassen sich logische Verknüpfungen der ankommenden Signale erreichen. Will man beispielsweise eine UND-Verknüpfung der Adressbits A0 und A1 als Datenwert 1 ausgeben ($D0=1$, $D1$ bis $D7=0$), so muß man über den CAMAC-Bus in Adresse 3 ($A0=1=2^0$, $A1=1=2^1$) den Wert 1 einprogrammieren. Für eine entsprechende ODER-Verknüpfung müssen alle möglichen Kombinationen der Bits mit gleichem Ausgabewert programmiert werden, so daß in diesem Beispiel die Programmierung der Adressen 1, 2 und 3 mit dem Datenwert 1 erforderlich wäre. Die Adresswerte liegen jedoch nicht sofort am RAM-Speicher an, sondern werden durch ein Schieberegister (engl. *latch*) zwischengespeichert. Bei diesem Schieberegister handelt es sich um einen 1 Bit tiefen und 8 Bit breiten FIFO (engl. *first in first out*). Sobald ein Impuls (engl. *strobe*) an das Schieberegister gelegt wird, erfolgt eine synchrone Kopie der Eingangspegel auf die Ausgangspegel, wobei die Bits im vorliegenden Fall solange gehalten werden, bis

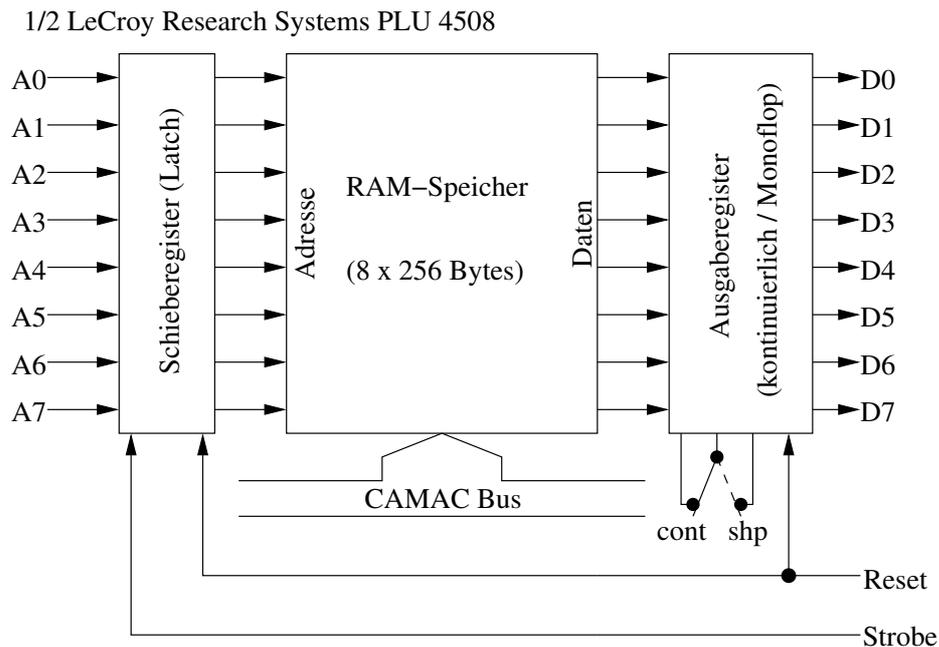


Abbildung 4.9 Blockschaltbild des programmierbaren Registers PLU 4508 von LeCroy. Jedes dieser CAMAC-Module beinhaltet zwei komplett unabhängige Register.

ein Reset-Signal das Schieberegister wieder zurücksetzt. Die Darstellung der Daten kann im Ausgaberegister des PLU 4508 eingestellt werden. Ein Schalter auf der Frontseite des Moduls erlaubt die Wahl zwischen kontinuierlichem Ausgabepegel (engl. *continuous* = cont) oder einem Monofloppuls definierter Länge (engl. *shaped* = shp). Die Länge des Monofloppulses läßt sich mit einem Feintriebtrimmer auf der Frontplatte einstellen. Eine Laufzeitmessung ergab, daß ca. 20 ns nachdem das Strobe-Signal die PLU erreicht hat, die erwarteten Datenwerte an den Ausgängen erscheinen. Dieser Laufzeitwert ist eine wichtige Information für den Entwurf des zentralen Experimentstriggers des GDH-Experiments.

Abbildung 4.10 zeigt den Gesamtaufbau des zentralen GDH-Experimentstriggers. An den Eingängen liegen die bereits beschriebenen Teiltrigger des Detektors DAPHNE an. Diese sind C2 (Multiplizität $N \geq 2$ aus 16), C1, C3C4 (Multiplizität $N \geq 2$ aus 16) und C3C4 (dividiert), wobei der Divisionsfaktor aufgrund der hoch liegenden Schwelle der Diskriminatoren in BS mit 1 gewählt wurde. Darüber hinaus sind der Detektor MIDAS und der Vorwärtskomponenten (FFT) angeschlossen. Zusätzlich wird auch die Überwachung des Photonenflusses über den Paar- (Pair) und Bleiglas-Detektor (Pb Glass) über die zentrale Experimenttriggerelektronik bewertet und deren Auslese gesteuert. Der 8-fach Diskriminator LRS 623B dient dazu, die Triggersignale in deren Länge jeweils auf 50 ns abzugleichen, so daß ein zuverlässiger Durchgriff der Eingangsschaltungen der PLU 4508 garantiert ist. Jeweils ein weiterer Ausgang des Diskriminators wird mit einem ODER zusammengefaßt und dessen Ausgangssignal auf den Strobe-Eingang (STB) der ersten PLU-Schaltung (L1) gegeben. Dies bedeutet, daß jeder ankommende Trigger in der Lage ist, das Strobe-Signal auszulösen und damit das entsprechende Bit in die PLU zur Bewertung zu übertragen. Treffen mehrere Trigger innerhalb von weni-

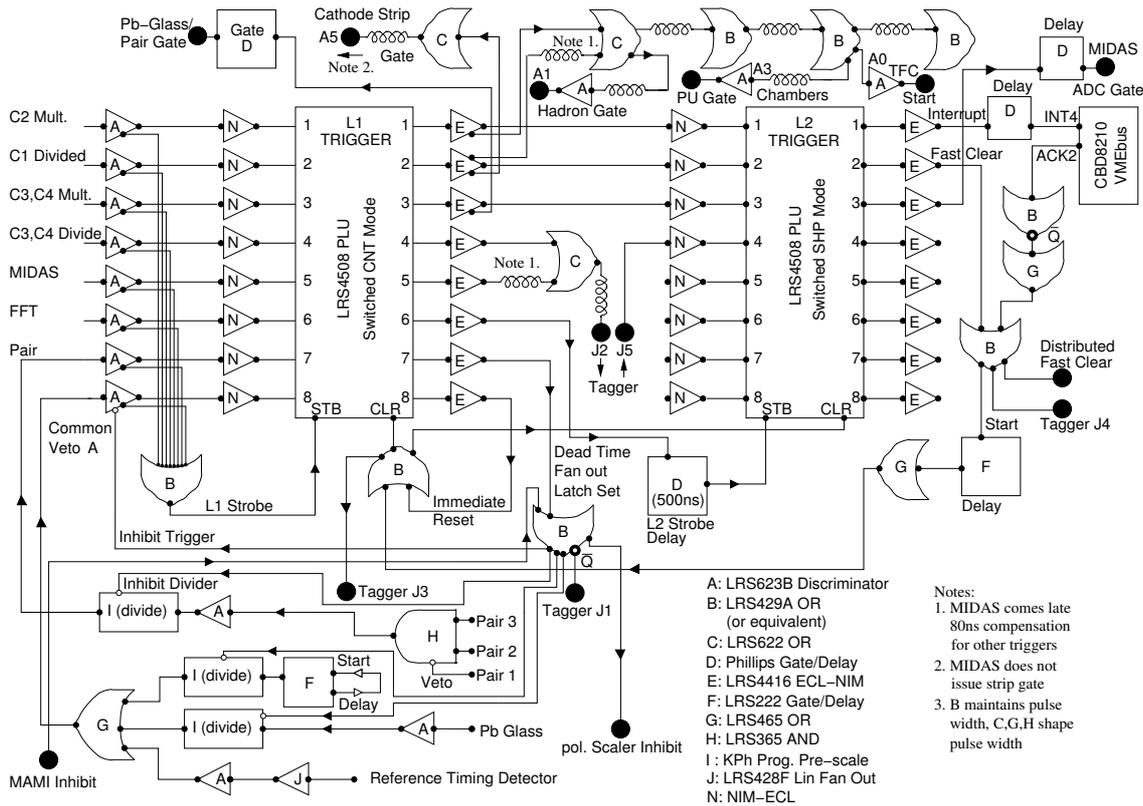


Abbildung 4.10 Aufbau des zentralen GDH-Experimenttriggers unter Verwendung des programmierbaren Registers LRS PLU 4508. Diese Schaltung bewertet alle Teiltriggers des Experiments, generiert entsprechende Gate-Signale für die Detektorkomponenten, testet optional die Koinzidenz mit dem Taggingsspektrometer und startet im Falle eines gültigen Ereignisses die Datenauslese.

gen Nanosekunden ein, so wird das STB-Signal vom ersten eintreffenden Trigger gesetzt. Das Strobe-Signal wird aus dem ersten eintreffenden Triggersignal generiert und benötigt 7 ns bis es L1 erreicht. In diesem Zeitfenster können jedoch noch Bits weiterer Teiltriggers gesetzt werden. Die dadurch möglichen Bitmuster wurden in der PLU-Programmierung ebenfalls für eine korrekte Bewertung der Teiltriggers mit berücksichtigt.

Da verschiedene Detektorkomponenten an das System angeschlossen sind, müssen die Zeitpunkte der Torzeiten für die einzelnen Bereiche entsprechend angepaßt werden. Der Detektor DAPHNE besteht hierbei, wie in Abschnitt 3.4.1 gezeigt, aus einem Vertex-Detektor und einem Kalorimeter. Bedingt durch den Aufbau und die Tatsache, daß der Vertex-Detektor nur Spuren geladener Partikel nachzuweisen vermag, mußte auch die Ausleseelektronik dieser Komponenten getrennt gesteuert werden. Der Vorwärts-Detektor wurde kompatibel zu DAPHNE aufgebaut, weshalb dessen Datenkonversion zeitgleich mit dem DAPHNE-Kalorimeter gestartet werden kann. Zusätzlich muß eine Steuerung des Detektors MIDAS über die zentrale Experimenttrigger-Elektronik erfolgen.

Abhängig von dem über den Strobe-Eingang der PLU L1 eingestellten Trigger-Bitmuster und der entsprechenden Programmierung muß ein Bitmuster zur Steuerung der Ausleseelektronik an den Ausgängen von L1 erzeugt werden. Die acht Ausgänge besitzen hierfür jeweils die in

Ausgang	Funktion
1	Gate (<i>Hadron Gate</i>) und TDC Start für DAPHNE und Vorwärtskomponenten, wenn MIDAS den Trigger erzeugt.
2	Gate (<i>Hadron Gate</i>) und TDC Start für DAPHNE und Vorwärtskomponenten, wenn DAPHNE den Trigger erzeugt.
3	Paar- und Bleiglas-Detektor-Gate, wenn eine dieser Komponenten den Trigger erzeugt.
4	Tagger „X-Trigger“-Anfrage, wenn MIDAS den Trigger erzeugt.
5	Tagger „X-Trigger“-Anfrage, wenn irgendein anderer Detektor den Trigger erzeugt.
6	Strobe-Signal für PLU L2, das die Antwort des Taggingspektrometers auf die „X-Trigger“-Anfrage verarbeitet.
7	Gemeinsame Verriegelung der Trigger-Elektronik und aller angeschlossenen Untersetzer (engl. <i>divider</i>). Diese Verriegelung wird erst mit Ende der Datenauslese oder wenn das Ereignis verworfen wird, wieder aufgehoben.
8	Löschsignal (engl. <i>clear</i>) für PLU L1 und L2 sowie die Tagger-Elektronik.

Tabelle 4.2 Funktionen der Ausgänge von PLU L1 im zentralen Experimentstrigger des GDH-Experiments.

Tabelle 4.2 gezeigten Funktionen. Jeweils 80 ns zusätzliche Verzögerung wurden hierbei für alle Detektoren außer MIDAS eingebaut, um die langsame Triggererzeugung dieses Detektors zu kompensieren. Aus diesem Grund muß auch die Koinzidenzanfrage an den Tagger über ein ODER-Gatter geleitet werden, dessen Eingänge einmal je nach auslösendem Detektor mit oder ohne 80 ns Verzögerung angesteuert werden. Gleiches gilt auch für die Erzeugung der Gates und des TDC-Starts für DAPHNE und den Vorwärts-Detektor.

Ausgang J2 ist das Signal, über das die Abfrage der Koinzidenz mit dem Tagger erfolgt. Das zeitliche Fenster für eine gültige Koinzidenz zwischen dem Taggingspektrometer und dem GDH-Experiment wurde hierbei auf 160 ns gesetzt. Dies war notwendig, da die Breite der Zeitverteilung des Detektors MIDAS 80 ns aufwies. Liegt die Anfrage in Koinzidenz mit dem Tagger, so liegt nach 300 ns an J5 ein Signal an. Eine genauere Darstellung der Abläufe der Entscheidungen im Tagger zeigt Abschnitt 4.3. 40 ns später erfolgt eine Übernahme des Signals in PLU L2, da die Verzögerungsschleife (engl. *delay*) von 500 ns auf den Ausgang 7 von PLU L1 dann durchlaufen ist. Nachdem das STB-Signal die Bewertung der Bits an PLU L2 startet, wird bei Photoproduktionsläufen durch eine entsprechende Programmierung von L2 darauf geachtet, daß das von J5 (Eingang 4) angezeigte Bit stets gesetzt sein muß. Im Falle einer Programmierung für Cosmic-Ereignisse wird Eingang 4 ignoriert. Ist L2 für den Betrieb mit Cosmic-Ereignissen programmiert, erfolgt entsprechend nur eine ODER-Kombination der Eingänge 1–3 und eine Erzeugung des Interrupts für die Datenauslese an Ausgang 1 von PLU L2, sowie ein Start der Datenkonversion des DSP56001 für den Detektor MIDAS über Ausgang 3. Das Signal an Ausgang 1 wird um 100 μ s verzögert. Dies ist für die Digitalisierung der Daten in den Wandlermodulen erforderlich (FERA- & Fastbus-Elektronik). Anschließend wird dieses Signal auf den Eingang INT4 des ersten CAMAC-Branch-Drivers (CBD8210) geleitet. Die Datenauslesesoftware ACQU beobachtet diesen Eingang und startet hierauf die Datenaus-

lese [Anna01, Lang96, Lang98]. Wenn die Auslese beginnt, erscheint am Ausgang ACK2 des CBD8210 ein NIM-Pegel (-750 mV), der nach dem Ende des Auslesezyklus wieder auf 0 V abfällt. Diese abfallende Flanke wird, wie in Abbildung 4.10 gezeigt, für das Zurücksetzen (engl. *reset*) der Wandler und der Trigger-Elektronik-Schaltungen des GDH-Experiments eingesetzt.

Im Falle der Messung von Photoproduktionsereignissen wird der Eingang 4 gleichfalls bewertet und mit dem programmierten ODER aus den Eingängen 1–3 UND verknüpft. Wird die Taggerbedingung nicht erfüllt, so wird von PLU L2 statt eines Pulses an Ausgang 1 und 3 ein Puls an Ausgang 2 gesendet, der die Trigger- und Meßelektronik des GDH-Experiments und des Taggingspektrometers zurücksetzt. Da diese Entscheidung innerhalb von 600 ns nach dem Eintreffen eines Teiltriggers gefällt wird, spricht man hier auch von einem „schnellen Zurücksetzen“ (engl. *fast clear*). Da der Rücksetzvorgang innerhalb weniger Nanosekunden abgeschlossen ist, ist auch die durch dieses Verfahren erzeugte Totzeit des Detektorsystems vernachlässigbar gegenüber der Datenauslese, die im Bereich von 700 μ s bis $2,5$ ms liegt.

4.3 Ereignisbewertung mit dem Taggingspektrometer

In Abschnitt 3.2.2 wurden die physikalischen Grundlagen und die daraus resultierende geforderte Funktion des in Mainz verwendeten Taggingspektrometers zur Energiemarkierung reeller Photonen vorgestellt. Für die Erfassung der Energie des Photons des im Experiment beobachteten Ereignisses gemäß Gleichung 3.14 ist zur Vermeidung großer Totzeiten zunächst innerhalb von 300 ns die Entscheidung zu fällen, ob zum beobachteten Photoproduktionsereignis überhaupt ein zeitlich korreliertes Ereignis im Spektrometer auftrat. Ist dies nicht der Fall, so kann das beobachtete Ereignis im Experiment verworfen werden, und eine Auslese der Meßelektronik ist demzufolge nicht erforderlich. Für den Betrieb mit dem GDH-Experiment wurde die Koinzidenzschaltung und Ausleseelektronik des Taggingspektrometers erstmalig seit der Installation der Anlage umgebaut, um einen stabilen Betrieb und eine schnelle Datenauslese für das GDH-Experiment zu gewährleisten.

4.3.1 Aufbau und Funktion der Meßelektronik

Abbildung 4.11 zeigt den Aufbau der Elektronik des Taggingspektrometers. Zunächst werden die 352 Signale der Photomultiplier aus der Tagger-Fokalebene als logische Information auf Fastbus-Zählermodule vom Typ STR 200 geleitet, die alle eintreffenden Pulse in allen Kanälen kontinuierlich registrieren. Die Zähler sind nur dann blockiert, wenn die Trigger-Elektronik verriegelt ist und Daten ausgelesen werden. Dadurch wird verhindert, daß später eine Korrektur der Zählergebnisse in bezug auf die Totzeit des Experiments durchgeführt werden muß. Die Zählereinträge dienen in der Datenanalyse dazu, eine Absoluteichung der beobachteten Photoproduktionsereignisse durchzuführen, was die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten erlaubt. Das blockierende Signal (engl. *system busy*) wird als system busy (J1) auf den *enable*-Eingang der Scaler geleitet. Ist dieser Pegel logisch Eins, so ist die Zählelektronik aktiv und wird bei logisch Null gesperrt. J1 wird aus der zentralen Trigger-Elektronik in Abbildung 4.10 abgeleitet. Parallel liegen die logischen Signale der Leiterkanäle des Taggers auch an einem 352-kanaligen 1-Bit Schieberegister (engl. *latch*) an. Diese Module besitzen Ausgänge, die nur während der Zeit, in der an ihnen ein Gate-Signal mit der Dauer von 160 ns anliegt, eintreffende Pulse an

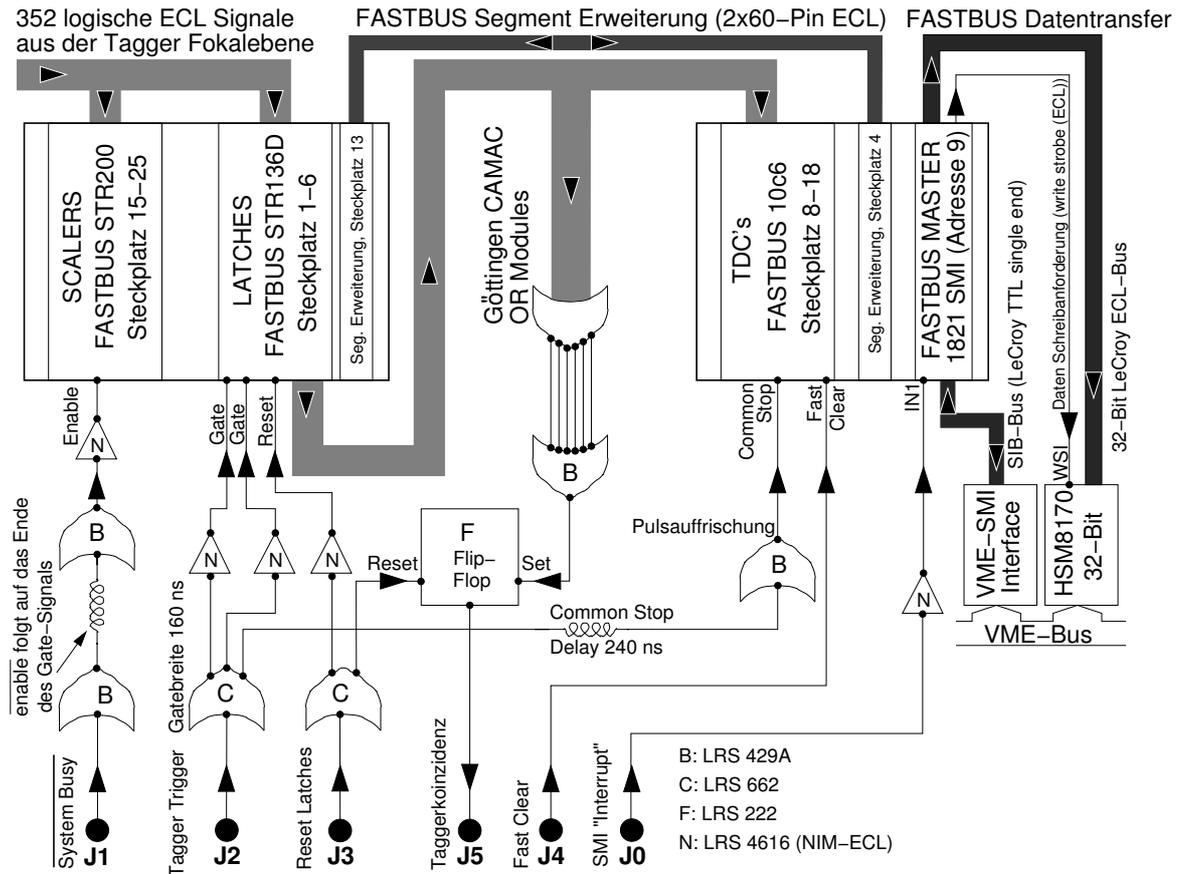


Abbildung 4.11 Elektronik des Taggingspektrometers zur Auslese der Energie- und Zeitinformationen sowie der direkten Überprüfung gültiger reeller Photonenkoinzidenzen mit dem GDH-Experiment.

den Eingängen auf die Ausgänge übernehmen. Ist das Gate-Signal auf logisch Null, werden alle elektrischen Änderungen an den Eingängen ignoriert. Durch die feste zeitliche Korrelation zwischen Eingang und Ausgang der Signale bei geöffnetem Gate, kann durch nachgeschaltete TDCs eine Bestimmung der zeitlichen Position der eintreffenden Pulse aus dem Tagger innerhalb des Gates erreicht werden. Aus Abbildung 4.11 ist ersichtlich, daß der Gate-Puls mit einer Verzögerung von $240 \mu\text{s}$ als gemeinsamer Stopp (engl. *common stop*) auf die TDCs gegeben wird. Diese Verzögerung wurde so gewählt, daß kein gültiges Signal der Latches an den TDCs später ankommt als der gemeinsame Stopp. Da die Eingangssignale der TDCs nur dann einen gültigen Wert annehmen, wenn die Eingangsimpulse des Taggers im gelieferten Zeitfenster des Gates liegen, ist somit ein ODER über alle 352 Taggerkanäle eine binäre Antwort auf die Frage, ob es sich um ein koinzidentes Ereignis mit dem GDH-Experiment handelt. Diese 352-kanalige ODER-Schaltung besteht aus 8 Modulen mit jeweils 48 Eingängen, die vom *II. Physikalischen Institut der Universität Göttingen* entwickelt wurden, wobei alle 48 Kanäle eines Moduls zu einem Signal logisch kombiniert werden. Ein Modul vom Typ LRS 429A faßt dann die 8 Signale wiederum als ODER zu einem einzigen Ausgangssignal zusammen, das ein Flip-Flop setzt. Wird dieses Flip-Flop gesetzt, so liefert J5 eine logische Eins (-750 mV), die als positive Antwort des Taggers zu bewerten ist und solange anliegt, bis das Flip-Flop über J3 zurückgesetzt wird.

Wird während des offenen Gates kein Ereignis beobachtet, so liegt keine Koinzidenz zwischen einem Ereignis im GDH-Experiment und dem Tagger vor. In diesem Fall greift die „Fast Clear“-Bedingung in Abbildung 4.10 und die TDC-Module müssen über J4 zurückgesetzt werden, da sie in diesem Fall nach dem Gate-Signal eine Zeitüberlauf-Information (engl. *overflow*) enthalten und dadurch elektronisch verriegelt sind. Die Latch-Module und das Flip-Flop werden hingegen gesondert über den Anschluß J3 zurückgesetzt. Für die schnelle Datenauslese mit bis zu 20 MByte/s aus den Fastbus-Modulen in einen Meßdatenspeicher (CES HSM 8170) wird zusätzlich ein gesonderter Interrupt-Impuls (J0) an dem hierfür eingesetzten Adapter-Modul (engl. *Fastbus Master*) (LRS 1821 SMI) benötigt. Dies ist notwendig, um den Datentransfer zu starten. Die hohen Übertragungsraten von der Fastbus-Elektronik in den Meßdatenspeicher werden hierbei durch einen sequentiellen Schreibvorgang (engl. *burst mode*) realisiert. Der Start des Vorgangs wird dem Meßdatenspeicher über das WSI-Signal angekündigt. Eine Beschreibung der Datenauslese zeigt Abschnitt 4.5.

4.3.2 Zeitstruktur zwischen Tagger und Experimenttriggern

Die geforderte zeitliche Koinzidenz zwischen dem Taggingspektrometer und einem Triggerereignis im GDH-Experiment ist keine Punktbedingung, sondern ein Zeitfenster mit der Dauer von 160 ns. Dadurch ist es möglich, neben der binären Entscheidung zwischen erfüllter und nicht erfüllter Koinzidenz in einem späteren Analyseschritt Schnitte anzuwenden, die eine Trennung zwischen echten und zufälligen Koinzidenzen erlauben. Abbildung 4.12 zeigt die zeitliche Verteilung gültiger Einträge im Taggingspektrometer im Zeitfenster ausgewählter Teiltrigger des GDH-Experiments. Die Position des Maximums repräsentiert hierbei jeweils den idealen Zeitpunkt gültiger Koinzidenzen, wohingegen der „Fuß“ rein zufällige Koinzidenzen beinhaltet. Aus der Breite der Peaks läßt sich die zeitliche Stabilität der Triggerbedingung bestimmen. Die Absolutposition der Maxima wird durch die Laufzeit eines Ereignisses in der Apparatur sowie die Laufzeit in der Elektronik und in Verzögerungselementen zur Justage der zeitlichen Koinzidenz definiert. Die DAPHNE-Triggerbedingung C1 liefert hierbei das deutlichste Resultat mit einer geringen Peakbreite und einem kleinen Untergrund an zufälligen Koinzidenzen. Die Triggerbedingung C3C4, die dem Nachweis neutraler Teilchen in DAPHNE dient, liefert hingegen einen größeren Anteil an zufälligen Koinzidenzen, da die neutralen Ereignisse durch geladenen Untergrund aus der Paar- und Compton-Produktion kontaminiert sind. Die Vorwärtskomponenten und MIDAS sind aufgrund ihrer Positionierung nahe der Strahlachse einem hohen Untergrund aus dem Target ausgesetzt. Aus diesem Grund beinhalten die Teiltrigger dieser Komponenten einen sehr hohen Anteil an zufälligen Koinzidenzen mit dem Taggingspektrometer. MIDAS weist neben einem hohen Untergrund aufgrund seiner schlechteren Zeitauflösung zusätzlich eine große Peakbreite auf. Dies liegt daran, daß die Ereignisse aus den Halbleiterstreifendetektoren über Leading-Edge-Diskriminatoren (LED) der Trigger-Elektronik zugeführt werden. Die hohe Anstiegszeit der Signale in den Streifendetektoren führen zu großen pulshöhenabhängigen Zeitschwankungen (engl. *time walk*), die sich in der zeitlichen Verteilung gegenüber dem Taggingspektrometer zeigen. Tabelle 4.3 zeigt die Peakpositionen und Peakbreiten des zeitlichen Verhaltens der Teiltrigger des GDH-Experiments.

Basierend auf der zeitlichen Betrachtung der Trigger war es für den Betrieb des GDH-Experiments erforderlich, die einzelnen Experimenttrigger entsprechend ihrer Identifikationsqualität aufeinander abzustimmen. Dies wurde durch Untersetzung der individuellen Zählraten der Trig-

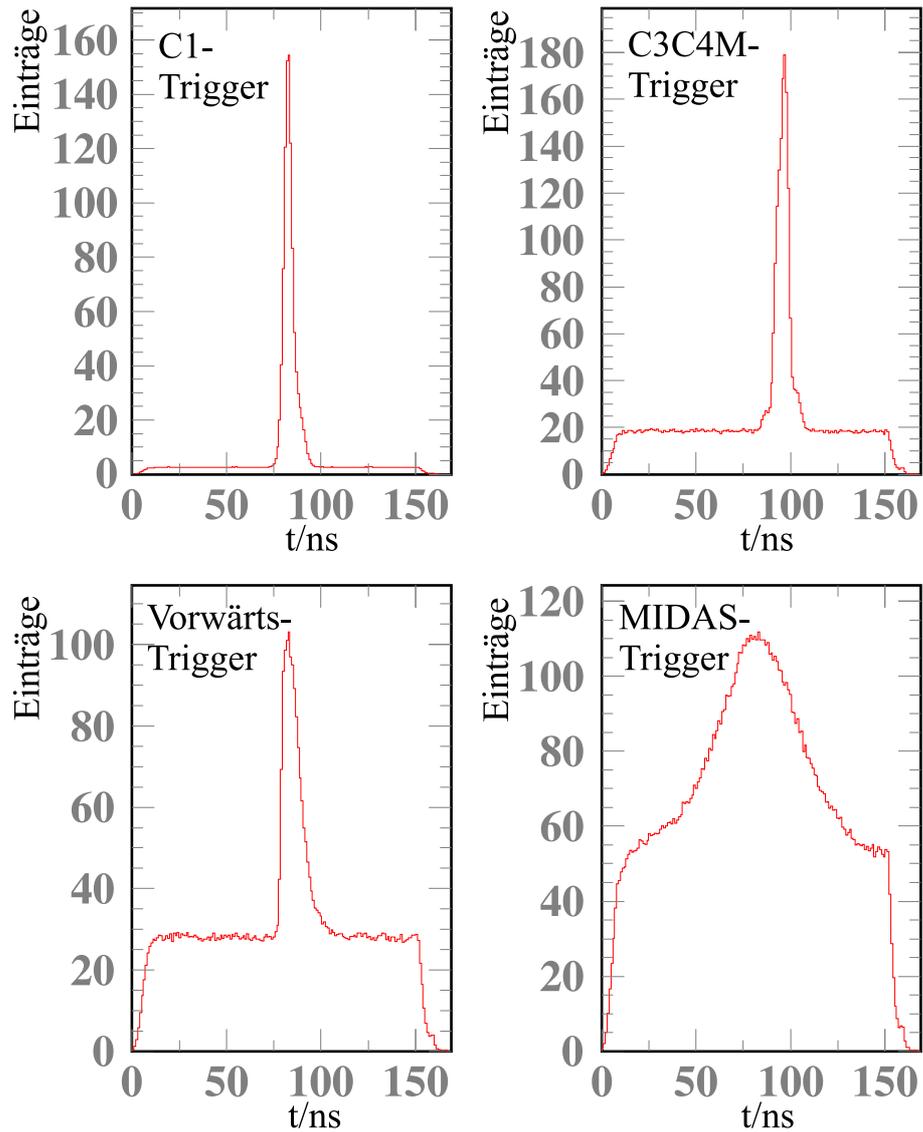


Abbildung 4.12 TDC-Spektren der Koinzidenz verschiedener Teiltrigger des GDH-Experiments mit dem Taggingspektrometer.

Trigger	t_0 / ns	σ_0 / ns
C1	82,6	2,2
C2	81,4	1,9
C3C4M	95,8	3,3
Paar/Bleiglas	105,5	1,1
Vorwärtskomp.	82,3	3,3
MIDAS	83,2	31,2

Tabelle 4.3 Peakpositionen t_0 und Breiten σ_0 der zeitlichen Verteilung der Teiltrigger des GDH-Experiments gegen das Taggingspektrometer.

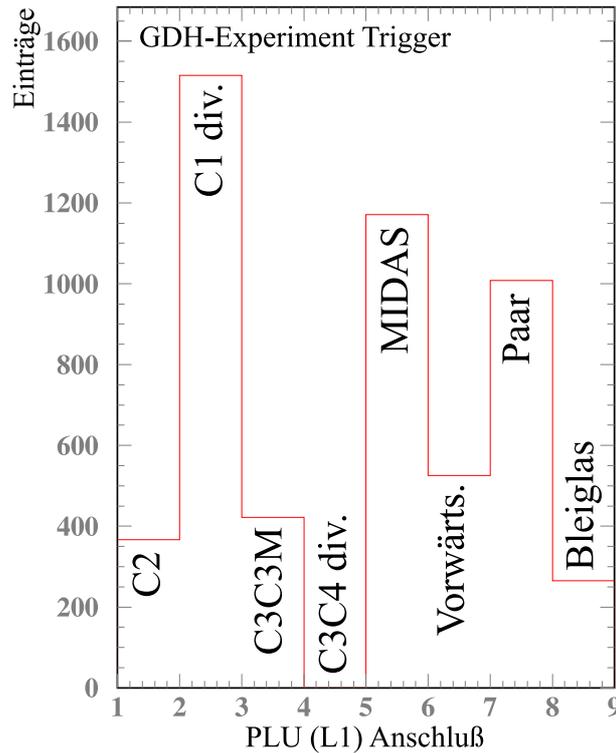


Abbildung 4.13 Häufigkeiten der verschiedenen Teiltrigger des GDH-Experiments. Die Zählrate des Paar-Detektors zur Photonenflußnormierung liegt in der gleichen Größenordnung wie die der restlichen Experimenttrigger.

ger und eine genaue Einstellung der Ansprechschwellen der Trigger erreicht. Damit wurde verhindert, daß stark untergrundkontaminierte Trigger z.B. in Vorwärtsrichtung hohe Ereignisraten liefern, während seltenere Trigger, die jedoch von höherem physikalischen Gehalt sind (z.B. C1, C2) einen ungewollt geringen Anteil am Gesamtdatenbestand besitzen. Abbildung 4.13 zeigt die Häufigkeit der Teiltrigger des GDH-Experiments.

4.4 Messung der Photonpolarisation

Beim GDH-Experiment wurde erstmalig eine Messung mit einem zirkular polarisierten Photonenstrahl durchgeführt, wobei die in Abschnitt 3.1.2 vorgestellte GaAsP-Quelle für polarisierte Elektronen Verwendung fand. Zur Vermeidung systematischer Effekte durch Strahlstromschwankungen bei der polarisationsabhängigen Messung war es notwendig, die Polarisationsrichtung der Elektronen und damit des Photonenstrahls in regelmäßigen Zeitabständen zu wechseln. Die Quelle ist hierbei so konstruiert, daß eine vollständige Steuerung der Polarisationsrichtung vom Experimentort aus erfolgen muß, wobei Laufstrecken der Signale zwischen Experiment und Quelle (ca. 200 m) und des Elektronenstrahls des Beschleunigers (10^3 m) mit berücksichtigt werden müssen [Dres95]. Der nachfolgende Abschnitt zeigt die technische Realisation der Polarisationssteuerung und des Monitorings für das Mainzer GDH-Experiment.

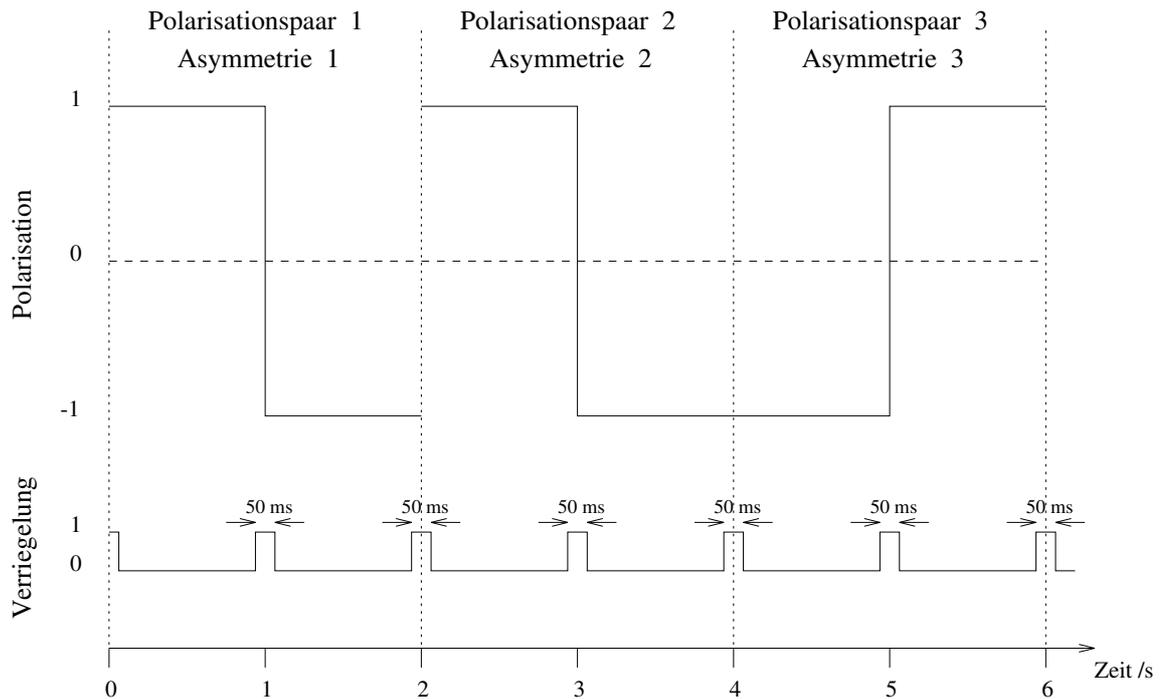


Abbildung 4.14 Ausgangssignalverlauf des Zufallsgenerators und Verlauf der Polarisationsrichtung des Elektronenstrahls.

4.4.1 Steuerung der Quelle für polarisierte Elektronen

Zur Steuerung der Quelle für polarisierte Elektronen wurde im Institut für Kernphysik in Mainz ein Zufallsgenerator entwickelt [Geri95], der an seinen Ausgängen logische Signale (TTL) liefert. In einem GAL-Speicher des Generators ist ein Zufallszahlensatz abgelegt, dessen Adressengänge mit einem Binärzähler durchgezählt und die selektierten Zufallszahlen bewertet werden. Das an zwei komplementären Ausgängen abgreifbare TTL-Signal besitzt eine Periodenlänge von 2 s. Die Zufallszahlen dienen hierbei zur Entscheidung, ob der Signalpegel während der ersten Sekunde einer Periode logisch Eins oder Null beträgt. Nach einer Sekunde wird dann der Zustand des Pegels invertiert, so daß immer Polarisationspaare von 1|0 oder 0|1 auftreten. Dies wird in Abbildung 4.14 gezeigt. Durch dieses Verfahren werden systematische Effekte, die durch Schwankungen des Strahlstroms auftreten könnten, unterdrückt. Die Periodenlänge des Zufallsgenerators ist für die vorliegende Anwendung ausreichend lang. Zusätzlich liefert der Generator ein eigenes Veto-Signal, das zur Verriegelung der Elektronik während der Umschaltung der Polarisationsrichtung benutzt werden kann. Sowohl beim Møllerpolarimeter [Stoc96] als auch beim GDH-Experiment ist eine Verriegelung der Elektronik für die Dauer der Polarisationsumschaltung erforderlich.

4.4.2 Polarisationssteuerung für das GDH-Experiment

Für die Bestimmung von helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitten ist es notwendig, daß zu jedem Ereignis sowohl Ausrichtung und Grad der Polarisierung des Targets als auch Ausrichtung

und Grad der Polarisation des Photonenstrahls eindeutig bekannt sind. Da sich der Polarisationsgrad des Targets nur langsam ändert, ist die Zuordnung dieses Parameters zu einem Ereignis mit einer Auflösung von einigen Minuten vollkommen ausreichend. Gleiches gilt für den Polarisationsgrad des Photonenstrahls, der über das Møllerpolarimeter indirekt bestimmt wird. Das Møllerpolarimeter fungiert hierbei völlig unabhängig vom GDH-Experiment und greift lediglich parallel auf die Steuersignale für die polarisierte Quelle und die Signale des Taggingspektrometers zu. Die Polarisationsausrichtung σ^+ und σ^- ändert sich hingegen im Sekundentakt und erfordert somit eine präzise Erfassung, um alle gemessenen Ereignisse der korrekten Polarisationsausrichtung zuordnen zu können. Nur dadurch sind die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ überhaupt zuverlässig bestimmbar, weshalb bei der Entwicklung der Polarisationssteuerung zusätzlich besondere Monitorfunktionen integriert wurden.

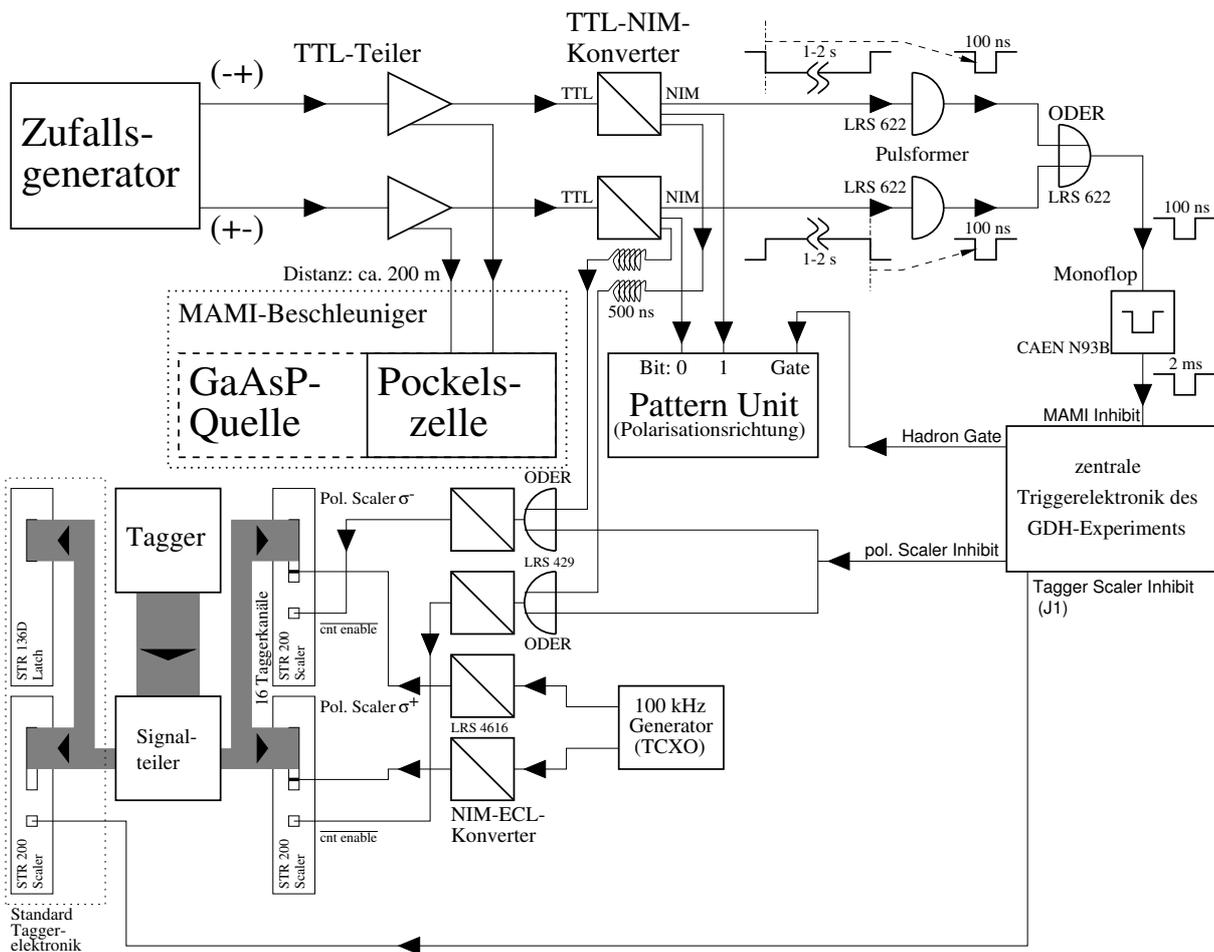


Abbildung 4.15 Steuerung der Quelle für polarisierte Elektronen (Pka1) mit dem Zufallsgenerator sowie Erfassung und Überwachung der Polarisationsrichtung.

Abbildung 4.15 zeigt den Aufbau der Steuerung der Quelle für polarisierte Elektronen (Pka1) des Beschleunigers MAMI. Die TTL-Signale des Zufallsgenerators werden zum einen direkt an die polarisierte Quelle weitergeleitet und zum anderen auf einen TTL-NIM-Konverter mit mehreren gleichberechtigten Ausgängen (engl. *fan outputs*) gegeben. Da der Zufallsgenerator

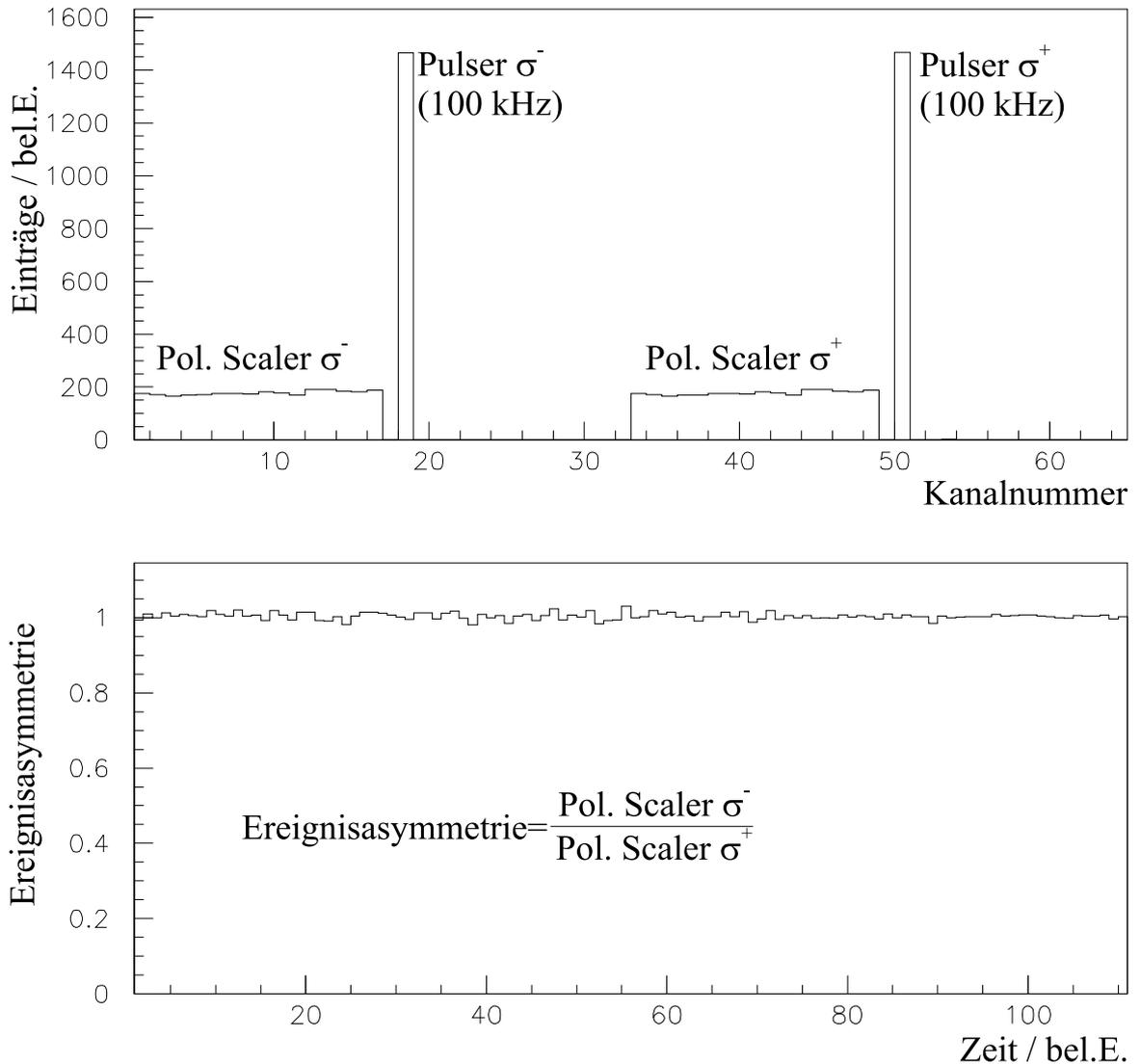


Abbildung 4.16 Messung von jeweils 16 Kanälen des Taggingspektrometers sowie eines 100 kHz Referenzsignals in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung σ^- und σ^+ (oben). Resultierende Ereignisasymmetrie, die sich aus der Division der jeweiligen Zählersummen der beiden Polarisationsrichtungen ergibt (unten).

komplementäre Signale ausgibt, läßt sich bei jeder Signalpegeländerung ein Puls erzeugen, der zur Verriegelung der zentralen Trigger-Elektronik des GDH-Experiments dient, solange bis die Pockelszelle der Pka1 umgeschaltet hat und alle Elektronen der unerwünschten Polarisationsrichtung das MAMI-Beschleunigersystem verlassen haben. Dies wird über zwei Pulsformer und die Signalzusammenführung mit einem ODER-Gatter erreicht. Basierend auf der Laufzeit des Steuersignals zur Quelle von ca. 700 ns, der Verarbeitungszeit der Steuersignale in der Quellenelektronik und der Laufzeit der Elektronen durch das Beschleunigersystem wurde eine Verriegelungszeit von 2 ms gewählt [Aule97], die mit Hilfe eines Monoflops vom Typ CAEN N93B erzeugt und an die zentrale Trigger-Elektronik weitergeleitet wurde. Zur Erfassung der Polarisationsausrichtung pro Ereignis wurde ein Bitmusterregister (engl. *pattern unit*)

installiert. Dieses Register speichert den Zustand der anliegenden Binärinformationen an den Eingängen, sobald ein Gate-Signal anliegt. Im vorliegenden Fall erfolgt dies zeitgleich mit der Erfassung der QDC-Signale des GDH-Experiments (Hadron Gate). Die in Abbildung 4.15 gezeigte Pattern Unit liefert demzufolge die Zuordnung eines Ereignisses zu $\sigma_{3/2}$ oder $\sigma_{1/2}$.

Im Falle einer Fehlfunktion des Zufallsgenerators oder polarisationsrichtungsabhängigen Strahlstromschwankungen im Beschleunigersystem ist eine reine Erfassung der aktuellen Steuersignale des Zufallsgenerators keinesfalls ausreichend. Aus diesem Grund wurde die Tagger-Elektronik durch zwei zusätzliche Zählermodule vom Typ STR 200 erweitert. Diese tragen die Bezeichnungen „Pol. Scaler σ^- “ und „Pol. Scaler σ^+ “. 16 Kanäle aus der Mitte des Leitterspektrums des Taggingspektrometers werden hierbei parallel an beiden Scalern angelegt. Außerdem wird auf jeweils einem Eingangskanal ein Pulssignal aus einem freilaufenden temperaturstabilisierten 100 kHz-Quarzgenerator (TCXO) angeschlossen. Die Ganggenauigkeit des Generators beträgt $\Delta\nu = \pm 10^{-7}$ 1/s. An den „cnt enable“-Eingängen der Zählermodule wird jeweils ein invertiertes ECL-Signal angeschlossen, so daß bei Anlegen einer logischen Eins die Zählerelektronik gesperrt ist. Durch vorgeschaltete ODER-Gatter wird erreicht, daß während der Totzeit der zentralen Trigger-Elektronik beide Zähler gesperrt sind. Dies ist auch dann der Fall, wenn das „MAMI Inhibit“-Signal an der zentralen Trigger-Elektronik anliegt. Durch die komplementären Ausgangssignale des Zufallsgenerators wird erreicht, daß die Scaler nur jeweils bei einer bestimmten Polarisationsrichtung des Elektronenstrahls freigeschaltet sind. Bei der späteren Datenanalyse ist es auf diese Weise möglich, die freien Zählraten in beiden Polarisationsrichtungen zu vergleichen. Das 100 kHz-Signal liefert darüber hinaus die Möglichkeit, Ereignisasymmetrien, die durch den Generator verursacht werden, zu beobachten. Sind die Einträge in den Scalern deutlich unterschiedlich, so weicht der Quotient der Summen über die Zähler von 1 ab. Dies deutet dann auf eine Fehlfunktion des Zufallsgenerators oder auf polarisationsrichtungsabhängige Strahlstromschwankungen hin. Abbildung 4.16 zeigt oben die jeweils 16 Zählerkanäle für die Polarisationsrichtungen σ^- und σ^+ und die Einträge des 100 kHz-Generators, gemessen über eine Stunde. Im unteren Bild ist die Ereignisasymmetrie gegen die Zeit aufgetragen, die dem Erwartungswert 1 sehr gut entspricht.

4.4.3 Zeitkalibration zwischen GDH-Experiment und Møllerpolarimeter

Für die Bestimmung helizitätsabhängiger Wirkungsquerschnitte ist neben der Polarisationsausrichtung auch die Kenntnis des Polarisationsgrads des Photonenstrahls erforderlich, dessen Festlegung in Abschnitt 3.2.5 gezeigt wurde. Da das hierfür verwendete Møllerpolarimeter jedoch ein eigenständiges Experiment darstellt, ist eine globale zeitliche Information zur Synchronisation der Ereignisse des Møllerpolarimeters mit den Ereignissen des GDH-Experiments erforderlich. Diese zeitliche Information wird jeweils aus den Systemuhren der Datenerfassungsrechner entnommen. Da die Systemuhren eine starke Gangungenauigkeit von bis zu mehreren Minuten pro Tag aufweisen können, ist eine externe permanente Zeitsynchronisation erforderlich. Diese wird über das *Network Time Protocol (NTP)* realisiert. Hierfür wurde ein zentraler Rechner installiert, an dem eine Empfangsantenne für die DCF-77-Zeitinformation der PTB Braunschweig angeschlossen ist. NTP basiert auf dem Prinzip, daß immerzu ein spezielles Datenpaket über das Netz zwischen dem Zeitserver und den angeschlossenen Rechnern ausgetauscht wird, in welches die jeweiligen lokalen Systemzeitstempel eingetragen werden. Aus der Laufzeit des Pakets und der Differenz der Zeitstempel ist so eine Zeitsynchronisation

mit einem Gangunterschied von minimal $t_{\text{offset}} \approx \pm 1 \mu\text{s}$ möglich. Atmosphärische Störungen bei der Übertragung des DCF-77-Signals und Belastungsschwankungen der vorhandenen Netzwerkinfrastruktur können jedoch zu einer Verbreiterung dieses Gangunterschieds auf mehrere Millisekunden führen, was den Betrieb des Experiments jedoch nicht beeinflusst, da hier ein Gangunterschied von mehreren Minuten zwischen den Daten des Møllerpolarimeters und des GDH-Experiments im Rahmen der Statistik nicht unterscheidbar ist. Abbildung 4.17 zeigt die

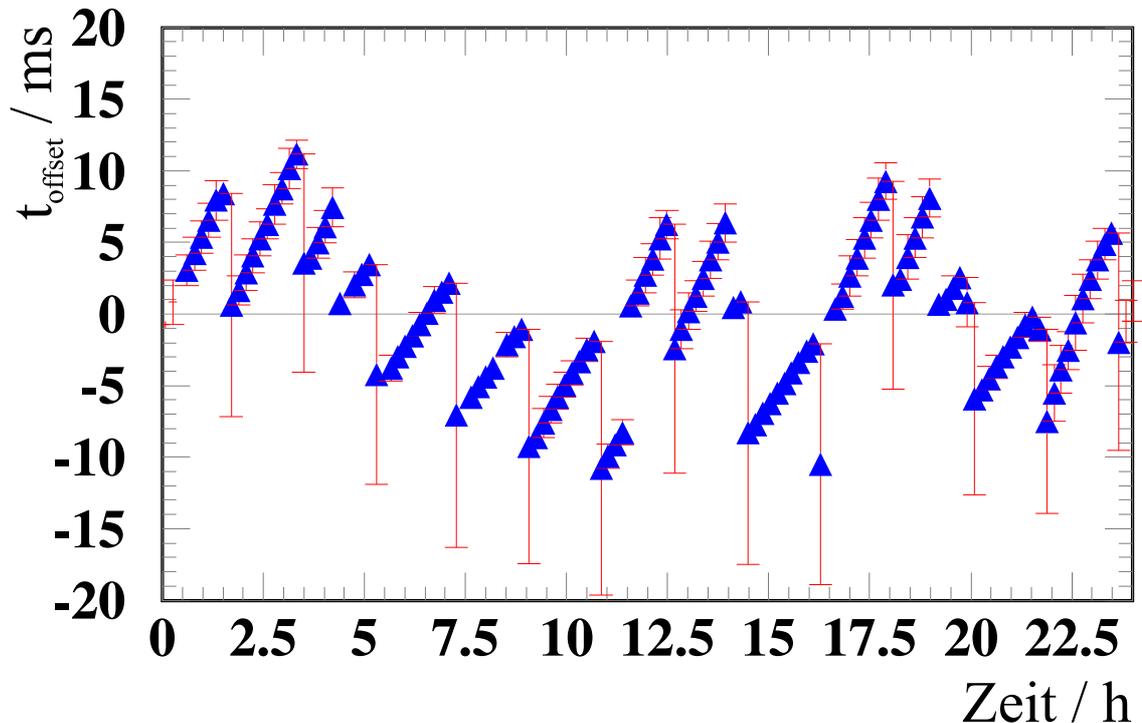


Abbildung 4.17 Gangunterschied zwischen dem mit der NTP-Software empfangenen Zeitzeichen der PTB Braunschweig über eine DCF-77-Empfangsantenne und direkt über das Internet vom NTP-Server `ntp1.ptb.de`. Die „Sägezahnstruktur“ basiert auf dem Regelverhalten des NTP-Algorithmus.

Schwankungen des zeitlichen Gangunterschieds in Millisekunden zwischen dem über die DCF-77-Empfangsantenne direkt erfaßten Signal und der per Internet direkt von der PTB empfangenen Zeitinformation über einen Zeitraum von einem Tag. Die „Sägezahnstruktur“ der Datenpunkte basiert auf dem Regelverhalten des Algorithmus der NTP-Software, die in regelmäßigen Abständen den zeitlichen Gangunterschied nachregelt [Mill02]. Im vorliegenden Beispiel wurde auf diese Weise ein mittlerer Gangunterschied der Systemuhr des lokalen Zeitervers gegenüber dem DCF-77-Zeitzeichen von $\bar{t}_{\text{offset}} = 0,110 \pm 0,003 \text{ ms}$ erreicht. Diese Zeitinformation wurde ebenfalls per NTP an die Datenerfassungssysteme weitergeleitet. Abbildung 4.17 zeigt, daß im Extremfall Gangunterschiede von $t_{\text{offset}} = \pm 12 \text{ ms}$ auftreten können. Hinsichtlich der Anforderung zur Synchronisation der Datenerfassung des Møllerpolarimeters mit dem GDH-Experiment ist diese Zeitschwankung jedoch um 10^5 besser als erforderlich, weshalb dies als Fehlerquelle bei der durchgeführten Messung vernachlässigbar war.

4.5 Erfassung der Daten

Beim Betrieb des GDH-Experiments ist eine zuverlässige und reproduzierbare Speicherung der gemessenen Daten erforderlich. Trotz der hohen Raumwinkel- und Impulsakzeptanz des Gesamtaufbaus konnte durch Einsatz schneller Meßrechner eine ereignisweise Auslese der Experimentdaten realisiert werden, was gegenüber der histogrammorientierten Auslese den Vorteil hat, daß zu jeder Information eines Detektors die ereignisweise Korrelation zu Einträgen in weiteren Detektoren als Information erhalten bleibt. Für die Datenerfassung wurden im GDH-Experiment Bitregister- (engl. *pattern units*), QDC-, TDC- und Zähler-Elektroniksysteme eingesetzt, deren Auslese auf den Standards CAMAC, FERA und Fastbus basiert. Die technische Funktion und das Ausleseverfahren dieser Elektronikstandards beim GDH-Experiment ist detailliert in [Lang96] gezeigt. Eine Software, die die Auslese der eingesetzten Elektronikstandards unterstützt und eine basierend auf [Ahre95] geforderte Datenerfassungsrate von mehr als 250 Hz bei einer Totzeit von 20% liefert, stellt *ACQU* dar. Diese Datenerfassungssoftware wurde vom *Department of Physics and Astronomy* in Glasgow entwickelt und wird u.a. in [Anna01], [Lang96] und [Lang98] eingehend vorgestellt. ACQU besteht aus

1. der direkten Erfassungssoftware, die auf einem Echtzeitbetriebssystem (LynxOS, OS-9) basiert und ereignisweise Daten aus der Meßelektronik des Experimentaufbaus über ein Datennetzwerk (z.B. Ethernet) an einen Zielrechner zur Speicherung und Weiterverarbeitung sendet und
2. einer Software, die auf einem Rechner Meßdaten entgegennimmt und auf einem Massenspeichermedium (Festplatte, Datenband) archiviert. Außerdem bietet sie zusätzlich eine Schnittstelle zur direkten Datenanalyse (Online) mit dem Ziel der Kontrolle der aktuellen Daten. Nach Ende einer Meßperiode können die Daten mit der gleichen Software wieder vom Massenspeichermedium gelesen und detailliert analysiert werden (Offline).

4.5.1 Gesamtübersicht

Abbildung 4.18 zeigt den Aufbau der Ausleseelektronik beim GDH-Experiment in Mainz. Zur Reduktion der auszulesenden Datenmenge wurde das FERA- und Fastbus-System verwendet. Da die Auslesemodule hier selbst eine programmierbare Beurteilung der Gültigkeit digitalisierter Daten vornehmen, muß der Ausleserechner keine Rechenzeit für diese Aufgabe zur Verfügung stellen [Lang96]. Die mit den verschiedenen Experimentkomponenten erfaßten Daten werden beim GDH-Experiment in einem VME-Bus-System zusammengeführt, in dem sich der Ausleserechner befindet. Als Interfaceadapter dienen hier zwei Hochgeschwindigkeits-Datenerfassungsspeicher (CES HSM8170), die Daten aus dem FERA-System empfangen und puffern (F1 und F2). Daten der Fastbus-Elektronik des Taggingspektrometers werden über einen weiteren HSM8170 erfaßt (Fb1). Für die Auslese der Informationen der Drähte des DAPHNE Vertex-Detektors und der Triggerbedingungen wird auf den konventionellen CAMAC-Standard zurückgegriffen. Die Auslese erfolgt hierbei über die zwei CAMAC-Branch-Driver (CES CBD 8120) mit den Bezeichnungen C1 und C2.

Wird vom zentralen Experimenttrigger des GDH-Experiments ein gültiges Ereignis identifiziert, so erfolgt ein Interrupt an C2. Daraufhin startet der Ausleserechner vom Typ CES RIO

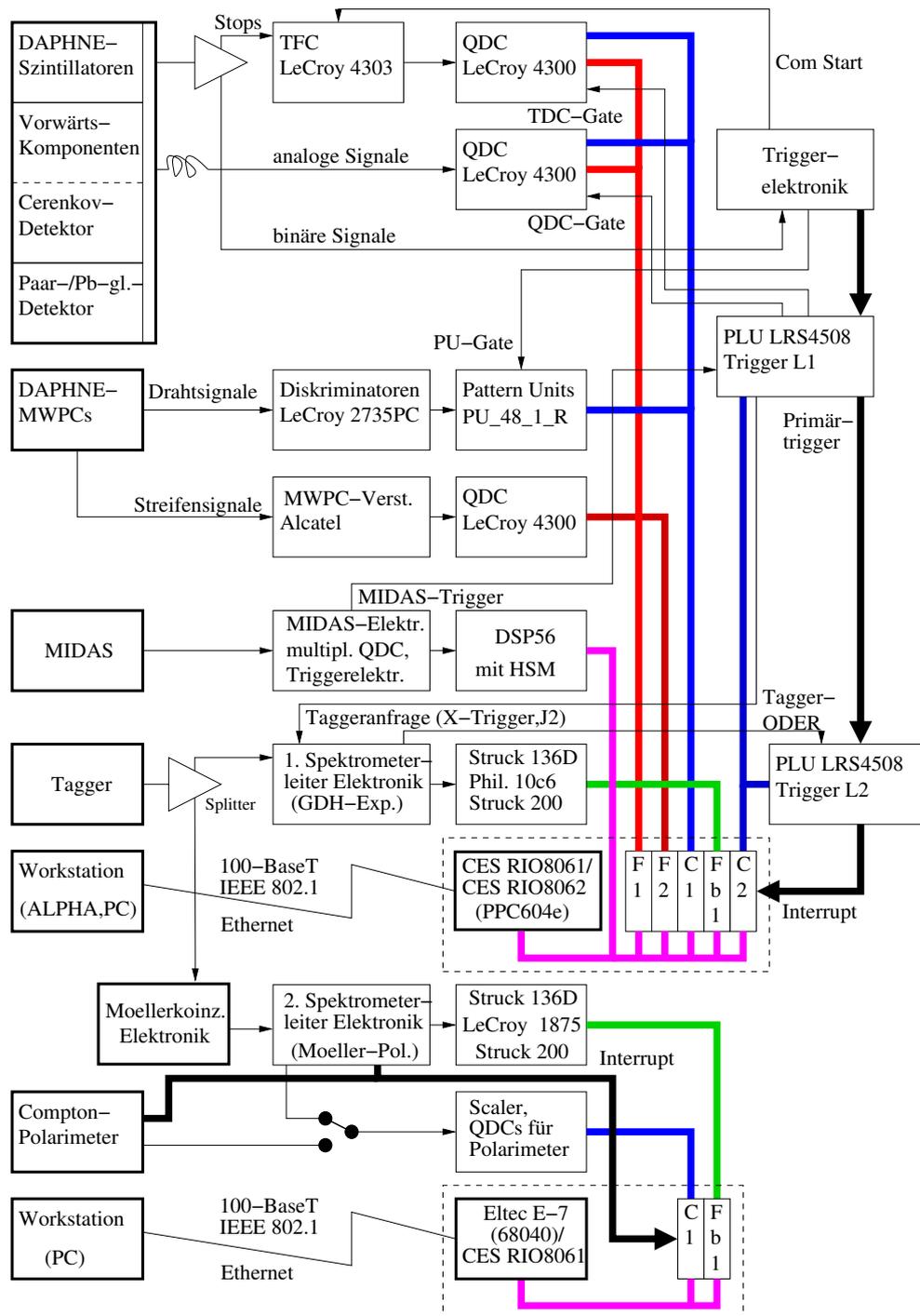


Abbildung 4.18 Übersicht über die Ausleseelektronik beim GDH-Experiment und den Datenfluß. Die Verwendung des Fastbus- und des FERA-Systems erlaubt eine effiziente Datenreduktion. Zur Auslese der Daten des GDH-Experiments und der Polarimeter dienen voneinander unabhängig arbeitende VME-Bus-Systeme mit Ausleserechnern (CES RIO806x oder Eltec E-7).

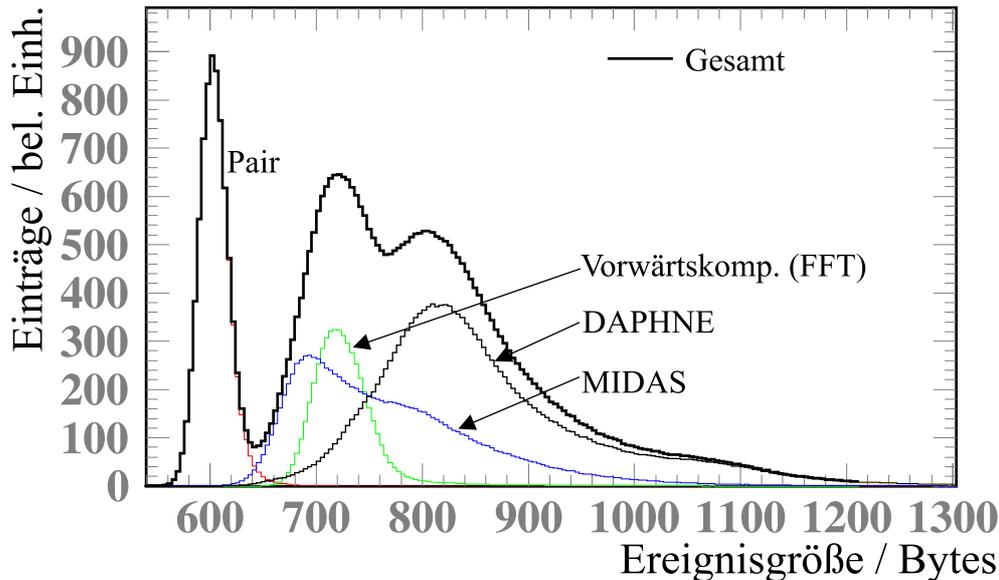


Abbildung 4.19 Größenverteilungen der Ereignisse beim GDH-Experiment für unterschiedliche Teiltrigger. Durch die geringe Datenmenge weisen Trigger des Paar-Detektors (Pair) die geringste Ereignisgröße auf. Bedingt durch die Kinematik von in DAPHNE und MIDAS beobachteten Reaktionen läßt sich bereits aus der Größenverteilung eine physikalische Korrelation der Ereignisse in den beiden Detektoren an der zweiten Struktur der MIDAS-Ereignisgröße erkennen.

80620A die Datenauslese. Zunächst werden die Daten ausgelesen, die über den CAMAC-Bus zur Verfügung stehen. Anschließend erfolgt die Auslese der Daten, die in der Zwischenzeit aus der FERA- und Fastbus-Elektronik in die im VME-Bus-System installierten HSM8170 Module transferiert wurden (F1, F2 und Fb1).

Die Polarimetelelektronik wurde analog dem beim GDH-Experiment verwendeten Verfahren ausgelesen, was in Abbildung 4.18 unten gezeigt ist. Zusätzlich bietet die Polarimetelelektronik die Option, eine Messung der Photonenstrahlpolarisation mit dem Compton-Polarimeter durchzuführen.

4.5.2 Betrachtungen zur Totzeit des Experiments

Bei der Datenerfassung des GDH-Experiments wird zunächst auf einen vom Experiment in Abbildung 4.10 gezeigten Trigger am ersten CAMAC-Branch-Driver gewartet (INT4). Sobald die Datenauslese beginnt, wird dies von ACQU nach einer Zeit von $7 \mu\text{s}$ mit einem Pegel am Ausgang (ACK2) quittiert. Für die Dauer der Datenauslese nimmt ACK2 den Zustand logisch Eins an. Während der Datenauslese ist die Trigger-Elektronik verriegelt. Die Dauer der Datenauslese kann bis zu 2,5 ms betragen und hängt von der Ereignisgröße ab, die aufgrund der Datenreduktion in der Meßelektronik variiert. Da die Verriegelungszeit die Totzeit des Detektorsystems dominiert, ist eine Betrachtung der tatsächlichen Ereignisgrößen notwendig, um die Effizienz der Datenreduktion der verwendeten Elektronik zu überprüfen. Abbildung 4.19 zeigt die Größenverteilung der Ereignisse insgesamt und bei verschiedenen Teiltriggern. Die mittleren Ereignisgrößen sind in Tabelle 4.4 gezeigt, woraus sich eine mittlere Gesamt ereignisgröße

Teiltrigger	mittl. Größe/Bytes	Anmerkungen
DAPHNE	865	beinhaltet C1, C2, C3C4M als γ -Fluß-Monitor
MIDAS	774	
Paar	603	
FFT	729	
Gesamt	743	Experimentbetrieb
Bleiglas	365	γ -Fluß-Messung
Paar	603	
Gesamt	484	

Tabelle 4.4 Mittlere Ereignisgrößen verschiedener Teiltrigger und die daraus resultierende mittlere Gesamtgröße von Ereignissen. Gezeigt sind die Mittelwerte der Ereignisgrößen für den normalen Experimentbetrieb zur Messung von Photoproduktionsereignissen (oben) und für die Messung des Photonennflusses (unten).

von 743 Bytes/Ereignis ergibt. Dies entspricht 10,5% der Datenmenge, die ohne Kompression und Reduktion der Daten anfallen würde, da die maximale Ereignisgröße 7100 Bytes beträgt.

Neben der Datenreduktion ist zur totzeitarmen Auslese auch die Wahl einer CPU mit hoher Verarbeitungsgeschwindigkeit und einem hohen Datendurchsatz über den VME-Bus erforderlich. Erste Tests in [Lang96] haben gezeigt, daß keine der von der Firma Eltec vorliegenden CPUs eine optimale Verarbeitungsgeschwindigkeit bietet. Durch Wechsel auf eine Systemarchitektur, deren Prozessor auf dem *Reduced Instruction Standard Code (RISC)*-Prinzip aufbaut (IBM PowerPC), konnte jedoch eine Geschwindigkeitssteigerung beobachtet werden. Einen Vergleich zwischen den Ausleseraten über den CAMAC-Bus mit verschiedenen getesteten Meßrechnern zeigt Abbildung 4.20. Die Auslesezeiten des Meßrechners RIO8061 der Firma CES liegen hierbei deutlich unter den von der Firma Eltec zur Verfügung stehenden Meßrechnern. In einer späteren Testreihe konnte mit der Weiterentwicklung RIO8062 sogar eine Auslesezeit von unter 200 μ s bei 80 Datenworten erreicht werden. Die Rechner der Firma CES verfügen hierbei über IBM PowerPC 604 CPUs und werden mit dem Betriebssystem LynxOS 3.0.1 betrieben.

4.5.3 Das Echtzeit-Betriebssystem LynxOS

Zur Gewährleistung eines vorhersagbaren Totzeitverhaltens des Experiments muß neben einer hohen Verarbeitungsgeschwindigkeit zusätzlich eine konstante Verfügbarkeit des Prozessors des Datenerfassungssystems vorliegen. Wäre dies nicht der Fall, führten nicht gleichverteilte Effekte, die durch Verarbeitungsvorgänge des Meßrechners ausgelöst werden, zu schwerer kalkulierbaren Totzeitbeiträgen im Experiment. Aus diesem Grund wird ACQU unter den Echtzeitbetriebssystemen OS-9, LynxOS und RT-Linux betrieben. Beim GDH-Experiment wurde ausschließlich mit dem Betriebssystem LynxOS von Realtime Systems Inc. gearbeitet. Das Ziel des Betriebssystems ist es, die Ausführungszeit einer Anwendung innerhalb einer geforderten Zeit zu halten. Die zeitliche Begrenzung eines Prozesses wird hierbei über seine Priorität eingestellt, wobei die Einhaltung einer möglichst „harten“ Zeitbedingung für den Experimentbetrieb wünschenswert ist.

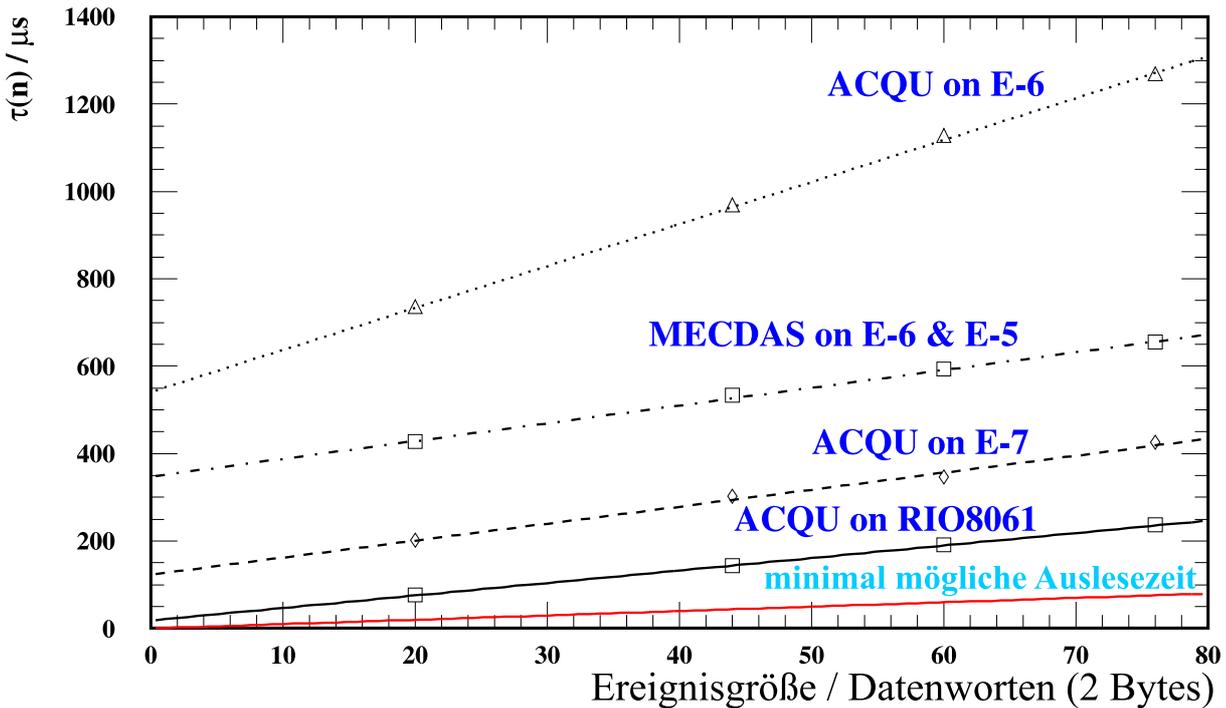


Abbildung 4.20 Auslesezeiten $\tau(n)$ in Abhängigkeit der Ereignisgröße n über den CAMAC-Bus für verschiedene Meßrechner.

Für eine formale Festlegung „harter“ Zeitbedingungen sei r der Zeitpunkt, zu dem eine betrachtete Aufgabe beginnen (Start der Auslese), und d der Zeitpunkt, zu dem sie erledigt sein muß. Für die Ausführungszeit Δe und damit der Dauer der Datenauslese muß gelten, daß ([Zueb95])

$$P(r + \Delta e \leq d|B) = 1. \quad (4.14)$$

Dies bedeutet, daß die Wahrscheinlichkeit P , um eine Aufgabe rechtzeitig zu erledigen, dann 1 ist, wenn die Randbedingungen B dies zulassen. Als Randbedingungen können andere Prozesse angesehen werden, die auf dem System neben dem eigentlichen Datenerfassungsprozeß tätig sind. Dies ist z.B. der Prozeß, der die Daten über das Netz zur Workstation transferiert. Außerdem stellt die Verarbeitungsgeschwindigkeit des Meßrechners eine zusätzliche Randbedingung dar. Um B günstig zu halten, wurde daher das Prozeßaufkommen auf den Datenerfassungsrechnern auf ein Minimum beschränkt, bzw. die Priorität anderer Prozesse entsprechend reduziert.

4.6 Überwachung der Experimentparameter während der Messung

Neben der Datenerfassung über ACQU wurden Daten zur Überwachung des Detektors, die keine hohe Auslesegeschwindigkeit erfordern (engl. *slow control*), über eine von mir entwickelte Software Namens *Xborer* erfaßt. Diese erlaubt während der Strahlzeiten und danach sämtliche Parameter des GDH-Experiments, wie Triggerraten, Depositionsraten in den Strahlfängern

des Elektron- und Photonenstrahls, Strahllage sowie den online gemessenen Polarisationsgrad des Møllerpolarimeters elektronisch zu protokollieren. Dies sind wichtige Informationen, um bei der späteren Datenauslese die Normierung des Photonenflusses, der Totzeit und den analysierten Polarisationsgrad des Strahls zu überprüfen. Die bei dieser Software zugrundeliegenden Verfahren zur Erfassung solcher heterogen verteilter Umgebungsinformationen stellt die Grundlage zu dem später von mir für die A2-Kollaboration entwickelten *Mainz A2 Interface for the Generalised Readout of Environment Data of the Taggerhall (MAIGRET)*-System dar. Dieses System ist eine standardisierte, modulare Datenerfassungssoftware für Umgebungsparameter im Experimentbereich.

Kapitel 5

Datenanalyse

Der Aufbau des GDH-Experiments am MAMI ermöglicht neben der Messung helizitätsabhängiger totaler Photoabsorptionswirkungsquerschnitte auch die Messung der Helizitätsabhängigkeiten partieller Kanäle. Dieses Kapitel zeigt Methoden zur Extraktion von Ereignissen der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ aus den mit dem Detektor DAPHNE gewonnenen Daten. Für die Datenanalyse waren hierbei verschiedene Verfahren nötig, um die gesuchte Reaktion zu identifizieren und um Beiträge aus dem elektromagnetischen Untergrund und aus anderen Photoproduktionsreaktionen zu separieren. Zur Überprüfung der Zuverlässigkeit der Analysemethoden werden diese zunächst auf unpolarisierte Daten an einem flüssigen Wasserstofftarget angewendet, die 1997 mit dem Aufbau des GDH-Experiments gemessen wurden. Ein Vergleich mit früheren Messungen mit DAPHNE und anderen Experimenten sowie mit theoretischen Vorhersagen erlaubt eine Bewertung der Ergebnisse. Diese Vergleiche liefern somit eine Aussage über die Qualität der Messung und des Analyseverfahrens. In einem weiteren Schritt werden dieselben Analyse- und Korrekturverfahren auf die Meßdaten am polarisierten Butanol-Target angewendet. Die helizitätsabhängige Anzahl der korrekten Ereignisse läßt sich genauso bestimmen, wie bei der unpolarisierten Messung. Hierfür müssen die Ereignisse zusätzlich nur noch nach dem ebenfalls mitgemessenen Gesamtspin zwischen Photon und Proton $J = 1/2$ und $J = 3/2$ sortiert werden. Die Eigenschaften der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ werden im Energiebereich von der $\pi\pi$ -Schwelle bis $\omega = 800$ MeV untersucht.

5.1 Bestimmung des Photoabsorptionswirkungsquerschnitts

Der Photoabsorptionswirkungsquerschnitt ist die Wahrscheinlichkeit, irgendeinen Kernprozeß zu finden, bei dem ein reelles Photon absorbiert wird bzw. den ein reelles Photon ausgelöst hat. Er ist somit die Summe aller partiellen Querschnitte, die ihrerseits das Winkelintegral über die entsprechenden „differentiellen Wirkungsquerschnitte“

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\omega, \Omega) = \frac{N_{\text{Exp}}(\omega, \Omega)}{N_{\gamma}(\omega)N_T\varepsilon_{\text{Exp}}(\omega, \Omega)\Delta\Omega} \quad (5.1)$$

sind. $N_{\text{Exp}}(\omega, \Omega)$ entspricht der Anzahl der für eine bestimmte Reaktion mit dem Detektorsystem nachgewiesenen Ereignisse in Abhängigkeit von der Energie ω der in das Target einstrahlten Photonen und von dem Raumwinkel Ω , unter dem beobachtet wurde. N_T entspricht

der Massenbelegung des Targets. Diese berechnet sich gemäß

$$N_T = l\rho N_A/A, \quad (5.2)$$

wobei l der Targetdicke entspricht, die sich aus der Geometrie der Targetzelle oder aus der z-Verteilung der Vertices mit Hilfe des DAPHNE-Vertex-Detektors bestimmen läßt. ρ entspricht der Dichte und A der Massenzahl des Targetmaterials. N_A ist die Avogadrozahl. $\varepsilon_{\text{Exp}}(\omega, \Omega)$ sind Effizienzkorrekturen, die für das Detektorsystem bestimmt werden müssen. $N_{\text{Exp}}(\omega, \Omega)$ wird mit der Effizienz $\varepsilon_{\text{Exp}}(\omega, \Omega)$ gemessen. N_γ entspricht der Anzahl der eingestrahlenen Photonen in Abhängigkeit von der Photonenenergie ω . Durch Messung der im Taggingspektrometer eintreffenden Elektronen, entsprechend der Beschreibung in Abschnitt 3.2.2 kann mit Hilfe von Gleichung 3.16 N_γ gemäß

$$N_\gamma = N_e \eta \quad (5.3)$$

über die Tagging-Effizienz η bestimmt werden. $\Delta\Omega$ entspricht dem Raumwinkelbereich, unter dem beobachtet wurde. Wird der gesamte Raumwinkelbereich über $\Delta\Omega = 4\pi$ sr vermessen, so erhält man den „totalen Wirkungsquerschnitt“. Dieser ist das Integral über alle Raumwinkel und ist gemäß

$$\sigma(\omega) = \int_0^{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\omega, \vartheta) d\Omega, \quad (5.4)$$

$$= \frac{N_{\text{Exp}}(\omega)}{N_\gamma(\omega) N_T \varepsilon_{\text{Exp}}(\omega)} \quad (5.5)$$

definiert. Es bestehen zwei prinzipielle Möglichkeiten totale Wirkungsquerschnitte zu bestimmen:

1. Zunächst werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte bestimmt und anschließend über den vorhandenen Raumwinkelbereich integriert.
2. Es werden alle gültigen Photoproduktionsereignisse im vorhandenen Raumwinkelbereich gezählt.

Raumwinkelbereiche, unter denen keine Beobachtung möglich war, müssen als Korrekturen in den Wirkungsquerschnitt einfließen. Dies gilt praktisch für alle Detektorsysteme, da eine Raumwinkelakzeptanz von $\Omega = 4\pi$ sr technisch nicht realisierbar ist.

Für die Messungen mit dem Wasserstofftarget und dem polarisierten Butanol-Target fließen in Gleichung 5.2 zur Berechnung von N_T verschiedene Faktoren ein, die in Abschnitt 5.4 beschrieben werden. Außerdem sind die Gleichungen 5.1 und 5.5 in bezug auf den Polarisationsgrad sowie die Polarisationsausrichtung zwischen Strahl und Target zu erweitern. Der Polarisationsgrad und die Polarisationsausrichtung des Targets wurden mit Hilfe einer NMR-Sonde bestimmt [Hase02]. Der Polarisationsgrad des Photonenstrahls wurde mit Hilfe des Møllerpolarimeters gemessen. Diese Informationen fließen in die Berechnung helizitätsabhängiger Wirkungsquerschnitte ein. So ergibt sich für den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{P_T P_\gamma^{\text{circ}}(E, \omega)} \frac{N_{\text{Exp}}(\omega)}{N_\gamma(\omega) N_T \varepsilon_{\text{Exp}}(\omega)}. \quad (5.6)$$

P_T entspricht hierbei dem Polarisationsgrad der Protonen im Frozen-Spin-Target. P_T wurde in Abschnitt 3.3 gezeigt und konnte über NMR-Messungen der Targetzelle ermittelt werden. $P_\gamma^{\text{circ}}(E, \omega)$ ist der Polarisationsgrad der zirkular polarisierten Photonen, der bei der Photonenenergie ω und der MAMI-Elektronenenergie E erreicht wird. Die Berechnung von $P_\gamma^{\text{circ}}(E, \omega)$ erfolgt anhand von Gleichung 3.20 aus dem, mit dem Møllerpolarimeter parallel zum GDH-Experiment gemessenen, longitudinalen Polarisationsgrad der Elektronen.

Um Wirkungsquerschnitte bestimmen zu können, konzentriert sich die Analyse der Detektor-daten auf die Ermittlung folgender Größen:

- $N_\gamma(\omega)$: Die Anzahl der am Targetort eingestrahnten Photonen. Diese Werte werden gemäß Gleichung 3.16 in Abschnitt 3.2.2 aus den Meßdaten des Taggingspektrometers und des Paar-Detektors ermittelt.
- N_{Exp} : Die Anzahl der gültigen der gesuchten Reaktion zugehörigen Ereignisse. Diese Aufgabe unterteilt sich in die Identifikation der Reaktionsprodukte und der darauf basierenden Zuordnung zu einer Photoproduktionsreaktion.
- N_T : Die Massenbelegung des Targets. Diese Größe ist für die beiden Meßperioden 1997 und 1998 separat zu bestimmen. Bei der Kalibrationsmessung wurde ein flüssiges Wasserstofftarget eingesetzt, während bei der helizitätsabhängigen Photoproduktionsmessung ein polarisiertes porphyrexiddotiertes Festkörperbutanol-Target zum Einsatz kam.
- ε_{Exp} : Die Effizienzkorrekturen des Detektorsystems und des Targets. Hier fließen zum einen geometrische und zum anderen Effizienzkorrekturen für den Nachweis von Teilchen bei der vorliegenden Detektorkonstellation (Material, Auslesesysteme) ein. Hierdurch wird die Diskrepanz zwischen einem „realen Detektor“ und dem „idealen Detektor“ korrigiert. In einem weiteren Schritt wird durch Extrapolation mit Hilfe kernphysikalischer Modelle eine Korrektur auf den vollen Raumwinkel und den vollen Impulsraum erreicht. Dies alles entspricht der später gezeigten „Detektorakzeptanz“.

In den folgenden Abschnitten werden die Verfahren zur Ermittlung der hier besprochenen Größen aus den mit dem Detektor DAPHNE gemessenen Daten mit dem Ziel der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ und $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ vorgestellt.

5.2 Grundlegende Verfahren zur Reaktionsidentifikation mit dem Detektor DAPHNE

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ und die Helizitätsabhängigkeit der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ untersucht. Hierbei wurde ausschließlich auf Daten zurückgegriffen, die mit dem Detektor DAPHNE während der Strahlzeiten 1997 und 1998 gemessen wurden. Für jedes gemessene Ereignis sind Verfahren erforderlich, die eine zuverlässige Identifikation spezifischer Teilchensignaturen im Detektor ermöglichen und somit Rückschlüsse auf die zugrundeliegende Reaktion erlauben. Hierfür sollten idealerweise von jedem Teilchen die Eigenschaften

- Energie (E)
- Impulsbetrag (p)
- Polarwinkel (ϑ)
- Azimutwinkel (ϕ)

bekannt sein. Zur Messung der Energien und Impulse beobachteter Teilchen verfügt der Detektor DAPHNE über ein bereits vorab beschriebenes Kalorimeter. Zur Bestimmung der Bahnwinkel ϑ und ϕ geladener Reaktionsprodukte werden Informationen des Vertex-Detektors einbezogen. Die Winkel ϑ und ϕ erlauben für geladene Reaktionsprodukte eine indirekte Bestimmung fehlender Energie- und Impulsinformationen über die postulierte Reaktionskinematik. Auf diese Weise lassen sich die zu einer Reaktion gehörigen gültigen Ereignisse $N_{\text{Exp}}(\omega, \Omega)$ und damit $(d\sigma/d\Omega)(\omega, \Omega)$ bestimmen. Ein wesentliches Kriterium bei der Auswahl der geeigneten Verfahren ist die Zuverlässigkeit, mit der die beobachteten Teilchen klassifiziert werden, damit eine möglichst hohe Ausbeute an Ereignissen zur Reduktion des statistischen Fehlers und eine hohe Sicherheit der Nachweisverfahren selbst zur Reduktion des systematischen Fehlers erreicht wird. Es wird im folgenden eine Auswahl der Verfahren vorgestellt, die für die Identifikation der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ erforderlich sind.

5.2.1 Spurrekonstruktion

Die in Abschnitt 3.4.1.1 vorgestellten konzentrischen Proportionaldrahtkammern des Detektors DAPHNE sind in der Lage, über das dort gezeigte Verfahren jeweils Durchstoßpunkte geladener Teilchen mit einer Genauigkeit von 2 mm zu bestimmen. Die konzentrische Anordnung der drei Drahtkammern erlaubt aus den jeweiligen Durchstoßpunkten eine Rekonstruktion von bis zu 5 geladenen Teilchenspuren im Detektorsystem. Abbildung 5.1 zeigt eine geladene Teilchenspur projiziert auf die Ebene senkrecht zur Strahlachse (x, y -Ebene). Bedingt durch die Ortsauflösung der drei Drahtkammern liegen die zu einer Spur gehörenden Ereignisse zumeist nicht exakt auf einer Geraden, weshalb die zu einer Trajektorie gehörenden Durchstoßpunkte bis zu 8° von der idealen Geraden abweichen dürfen.

Die Nachweiseffizienz der Proportionaldrahtkammern spielt für die zuverlässige Rekonstruktion der Trajektorien eine wesentliche Rolle. Deshalb wurde die Effizienz aus den am Wasserstoff und Butanol gemessenen Daten für die jeweiligen Strahlzeitperioden ermittelt [Lann00]. Die für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ relevanten Spurrekonstruktionseffizienzen zeigt Tabelle 5.1.

	Wasserstoff (H) (Mai 1997)	Deuterium (D) (Mai 1997)	Butanol (Mai 1998)	Butanol (Juni-Sept. 1998)
ein Pion	$91,9 \pm 0,3\%$	$91,8 \pm 0,2\%$	$78,5 \pm 1,5\%$	$82,5 \pm 1,5\%$
zwei Pionen	$91,6 \pm 0,3\%$	$91,1 \pm 0,2\%$	$76,0 \pm 2,0\%$	$80,0 \pm 1,5\%$
Proton	100%	100%	100%	100%

Tabelle 5.1 Spurrekonstruktionseffizienz für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ [Lann00].

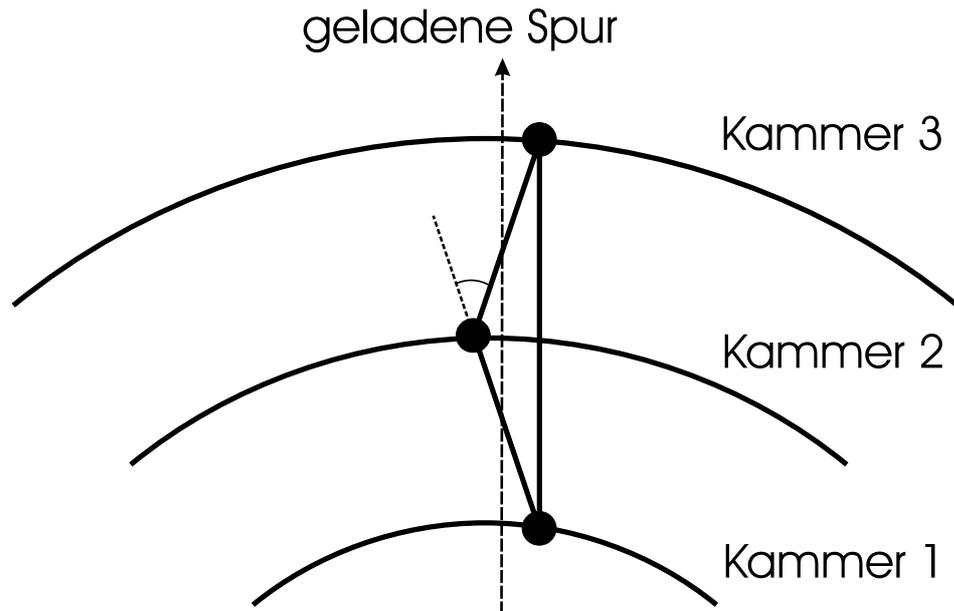


Abbildung 5.1 Bedingung zur Rekonstruktion einer geladenen Spur mit den drei Proportionaldrahtkammern (MWPC) des Detektors DAPHNE. Der eingezeichnete Zwischenwinkel darf 8° nicht überschreiten [Isbe93]. Die hier gezeigte Darstellung ist eine Projektion der Teilchenspur auf die Ebene senkrecht zum Photonenstrahl (x, y -Ebene).

Die Spurinformatoren erlauben die Bestimmung des Vertex einer Reaktion und der Winkel der beobachteten Teilchen. Aus diesen Informationen lassen sich die aus dem Kalorimeter ermittelten Energiedepositionen in bezug auf die effektive Spurlänge der Teilchen korrigieren, womit eine gute Bestimmung der Teilchenrichtung und der spezifischen Energieverluste im Kalorimeter möglich ist. Dies erlaubt dann in einem weiteren Schritt die eigentliche Teilchenidentifikation. Abbildung 5.2 zeigt die Rekonstruktion der Reaktionsvertices basierend auf den Spurrekonstruktionsinformationen des Vertex-Detektors für mindestens 2 nachgewiesene Teilchen.

Die hier behandelte Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ ist im Bereich für $\omega \leq 800$ MeV die einzige Reaktion, die drei geladene Produkte liefert. Bedingt durch die Auflösung der Drahtkammern besitzen die gemessenen Trajektorien in der Regel keinen gemeinsamen Kreuzungspunkt. Der Vertex ist in diesem Fall der Mittelwert der Raumkoordinaten im Punkt der größten gemeinsamen Annäherung aller beteiligten Trajektorien. Wird nur eine geladene Teilchenspur rekonstruiert, so entspricht der Reaktionsvertex dem Punkt der größten Annäherung an die Strahlachse. Abbildung 5.3 zeigt den maximal auftretenden Abstand zwischen den Trajektorien im Punkt der größten Annäherung pro Ereignis. Das Maximum dieser Abstandsverteilung liegt bei $\Delta x = 4,3 \pm 2,5$ mm.

Aus der Kenntnis des Reaktionsvertex und der Winkel, unter denen das DAPHNE-Kalorimeter durchfliegen wird, lassen sich im folgenden alle Messungen der Energien und Impulse der beobachteten Teilchen in bezug auf den im Detektorsystem zurückgelegten Weg korrigieren. Darüber hinaus lassen sich aus den Bahndaten der Reaktionsprodukte nicht direkt beobachtbare Teilcheninformationen berechnen. Dies erlaubt z.B. eine Untersuchung invarianter Massenverteilungen.

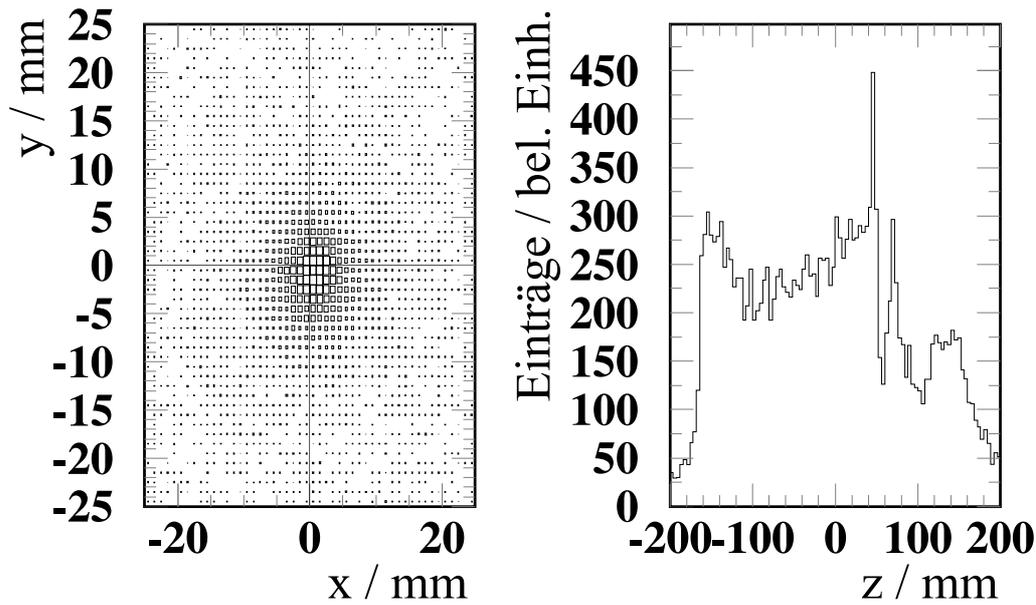


Abbildung 5.2 Bestimmung der Reaktionsvertices im Target aus den Informationen des Vertex-Detektors. Gezeigt sind Vertices von Reaktionen mit mindestens zwei nachgewiesenen geladenen Teilchen im Kalorimeter des Detektors DAPHNE. Das linke Bild zeigt eine Sicht senkrecht zur Achse des Photonenstrahls. Das rechte Bild zeigt einen Schnitt parallel zum Photonenstrahl, wobei die Fenster des Wasserstofftargets und des Detektors MIDAS gut erkennbar sind.

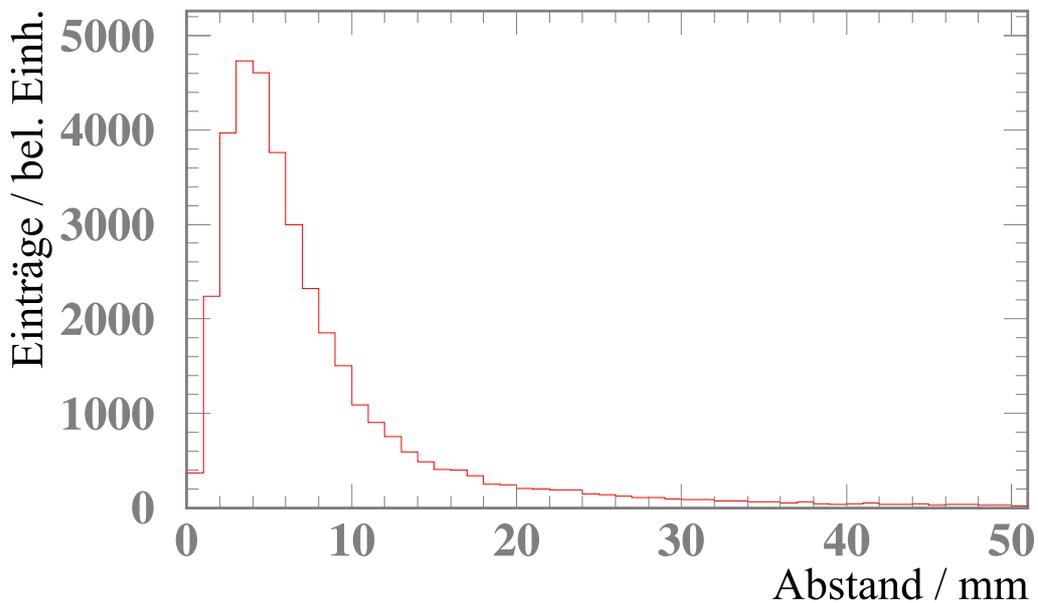


Abbildung 5.3 Maximaler Abstand der Trajektorien rekonstruierter geladener Spuren im Punkt der größten Annäherung für mehr als eine rekonstruierte geladene Spur pro Ereignis.

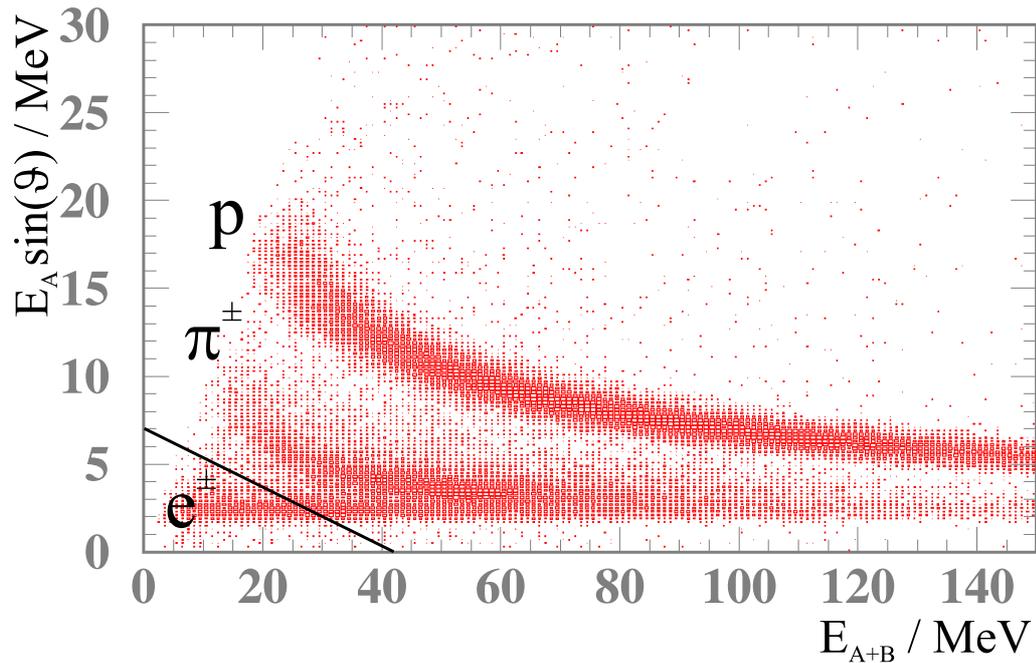


Abbildung 5.4 Energieverlust geladener Teilchen in Ebene A des Detektors DAPHNE, korrigiert mit der Weglänge in Ebene A gegen die Gesamtenergie E_{A+B} für Teilchen, die in Ebene B gestoppt wurden. Durch die unterschiedlichen Signaturen ist eine Trennung von Protonen, geladenen Pionen sowie Elektronen und Positronen aus dem Targetuntergrund möglich.

5.2.2 Energieverlust-Methode

Neben dem Vertex und den Spuren der Reaktionsprodukte ist auch die Information über den Typ eines Teilchens und dessen Anfangsenergie notwendig. Der Detektor DAPHNE verfügt gemäß der Beschreibung in Abschnitt 3.4.1.2 über ein Kalorimeter aus Plastikszintillatoren in 6 Ebenen. Durchquert ein Teilchen diese Detektoranordnung, so erfährt es Energieverluste ΔE_i entsprechend seines Typs und seiner Anfangsenergie E_0 . Im möglichen Energiebereich und der gegebenen Energieauflösung dieses Experiments lassen sich geladene Pionen von Protonen über deren spezifischen Energieverlust gemäß der Bethe-Bloch-Formel separieren. Abbildung 5.4 zeigt den Energieverlust E_A in Ebene A, korrigiert mit dem Polarwinkel der Spur ϑ gegen die Gesamtenergie E_{A+B} für Teilchen, die in Ebene B gestoppt wurden. Die höchste Energiedeposition liefern hierbei die Protonen, gefolgt von den geladenen Pionen. Elektronen und Positronen sind bei kleinen E_A und kleinen E_{A+B} zu finden. Der in Abbildung 5.4 eingezeichnete Schnitt dient zur Unterdrückung des Leptonuntergrundes gegen geladene Pionen und Protonen.

Diese „Energieverlust-Methode“ lässt sich zur Teilchenseparation auch für die Ebenen C, D und E in DAPHNE einsetzen, in denen Teilchen gestoppt werden. Für Ebene F ist dieses Verfahren nicht anwendbar, da keine Unterscheidung zwischen gestoppten und den Detektor verlassenden Teilchen möglich ist. Dadurch fehlt die zur Teilchenidentifikation notwendige Information über die Gesamtenergie. Neben den graphischen Schnitten in den $\Delta E/E$ Darstellungen lässt sich aus der Kenntnis der spezifischen Energiedeposition eines Teilchens aus der Bethe-Bloch-Formel

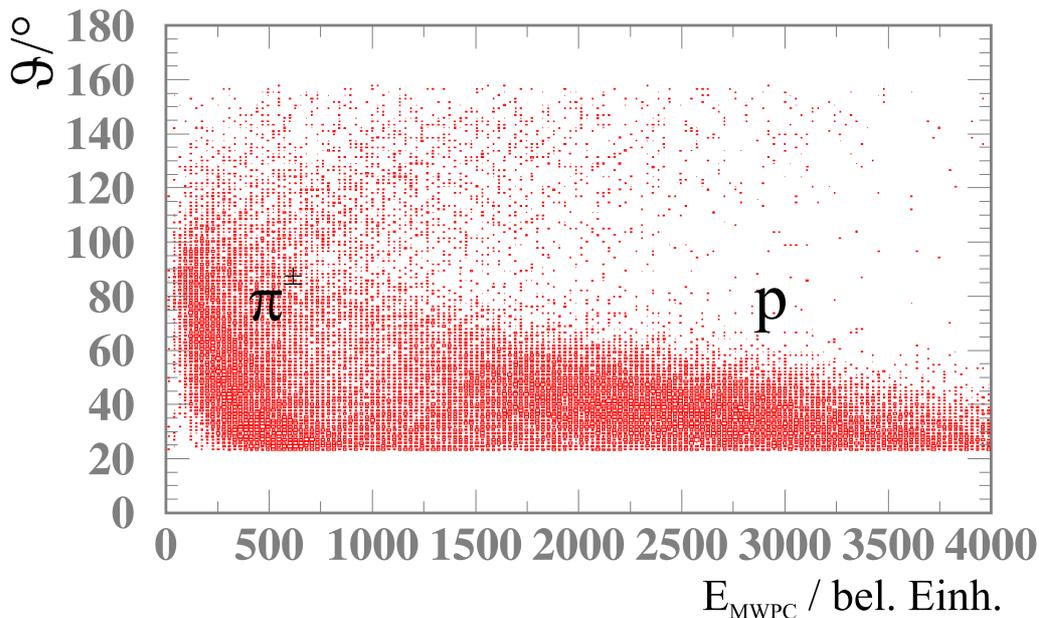


Abbildung 5.5 Polarwinkelverteilung geladener Teilchen, die in Ebene A gestoppt werden gegen die Energiedeposition in den Drahtkammern E_{MWPC} , die hier als ΔE Information genutzt wird. Die Zonen für geladene Pionen und Protonen können auf diese Weise grob getrennt werden. Die Abbildung zeigt Ereignisse unter der Bedingung, daß mindestens zwei geladene Teilchen mit dem Vertex-Detektor nachgewiesen wurden.

hier die „Reichweiten-Methode“ als genaueres Verfahren zur Teilchenseparation zwischen Protonen und Pionen sowie zu deren Energiebestimmung anwenden. Dies wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

Erreicht ein Teilchen nur die innerste Szintillatorebene A, so kann hierfür die Energiedeposition im Vertex-Detektor als ΔE Information hinzugezogen werden. Basierend auf der Tatsache, daß der Vertex-Detektor eine sehr schlechte relative Energieauflösung von im Mittel $110,4 \pm 0,4\%$ [Lang96] besitzt und die Ebene A nur von einer Seite mit einem Photomultiplier ausgelesen wird, ist nur eine grobe Separation von Pionen und Protonen gegen den Leptonuntergrund möglich. Abbildung 5.5 zeigt die Verteilung des Energieverlustes von Pionen und Protonen in den Drahtkammern gegen deren mit den Drahtkammern nachgewiesenen Polarwinkel ϑ . Bedingt durch die Kinematik sind keine Protonen bei $\vartheta = \vartheta_{\text{Lab}} > 68^\circ$ beobachtbar. Pionen können hingegen im gesamten Polarwinkelbereich emittiert werden. Sie haben im Vergleich zu den Protonen minimalionisierende Eigenschaften und zeigen daher einen geringeren Energieverlust in den Drahtkammern. Durch die Verwendung der Drahtkammerinformationen zur Teilchenseparation wird die Impulsansprechschwelle des Detektors DAPHNE verringert, was eine Verbesserung der Impulsakzeptanz zur Folge hat. Dadurch verkleinert sich der statistische Fehler, da mehr gültige Ereignisse direkt beobachtet werden können. Zusätzlich verringert sich der systematische Fehler des totalen Wirkungsquerschnitts, da über einen kleineren fehlenden Impulsbereich extrapoliert werden muß.

5.2.3 Reichweiten-Methode

Die Reichweiten-Methode baut auf dem im vorherigen Abschnitt gezeigten Verfahren auf. Über sie kann eine präzisere Unterscheidung zwischen Protonen und Pionen sowie Unterdrückung des Leptonuntergrunds aus dem Target erreicht werden. Als Voraussetzung hierfür dienen die Energieverluste der Teilchen in den Szintillatorebenen von DAPHNE und die Kenntnis über die gemessene Gesamtenergie der Teilchen. Die Information über die Gesamtenergie ist nur verfügbar, wenn das beobachtete Teilchen im Detektor gestoppt wurde. Teilchen, die das Detektorsystem verlassen, gelten als minimalionisierend. Eine Unterscheidung zwischen Protonen und geladenen Pionen ist für diese Teilchen nicht möglich. Abbildung 5.6 zeigt die berechnete Reichweite von geladenen Pionen und Protonen im Detektor DAPHNE. Mehr als 90% der im Detektor DAPHNE auftretenden Protonen werden hierbei in den Ebenen A–C gestoppt. Die Grafik zeigt grau unterlegt die Weglänge eines Teilchens in den Ebenen A–C in DAPHNE für Polarwinkel von $21^\circ \leq \vartheta \leq 90^\circ$. $\vartheta = 21^\circ$ entspricht hierbei dem kleinsten Winkel gegen die Strahlachse, weshalb die zurückgelegte Strecke in den Szintillatoren A–C hierfür maximal ist, wogegen für $\vartheta = 90^\circ$ die effektive Strecke in den Szintillatoren minimal ist. In Abbildung 5.6 ist ersichtlich, daß geladene Pionen bei geringeren Anfangsenergien E_0 als Protonen die Ebenen A–C verlassen. Bei der Beobachtung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ findet man fast ausschließlich Pionen, die das Detektorsystem verlassen und demzufolge ein minimalionisierendes Verhalten zeigen, wodurch eine Teilchenidentifikation nicht mehr eindeutig möglich ist. Das Verfahren der Reichweiten-Methode kann für diese Reaktion daher nur zur Protonidentifikation sinnvoll angewandt werden.

Die Reichweiten-Methode [Brag94] bedient sich des Verfahrens der größten Wahrscheinlichkeit (engl. *Maximum-Likelihood*). Pionen und Protonen hinterlassen charakteristische Energiedepositionen ΔE_i^{Exp} in den DAPHNE-Szintillatorebenen. Jedes gemessene Teilchen wird zunächst unter den beiden Hypothesen, ein geladenes Pion oder ein Proton zu beobachten, behandelt. Hierfür werden die jeweiligen Eigenschaften in der Bethe-Bloch-Formel festgelegt. Dann ist die berechnete Energie ΔE_i^{Theo} jeweils nur noch eine Funktion der kinetischen Anfangsenergie des Teilchens E_0 . Jede experimentell in den DAPHNE Szintillatorebenen ermittelte Energiedeposition ΔE_i^{Exp} wird mit ΔE_i^{Theo} verglichen und die Startenergie E_0 in der Bethe-Bloch-Formel solange variiert, bis für die Differenz aller $\Delta E_i^{\text{Theo}} - \Delta E_i^{\text{Exp}}$ ein Minimum gefunden wird. Dadurch wird in der Gleichung

$$\chi^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \frac{|\Delta E_i^{\text{Theo}}(E_0) - \Delta E_i^{\text{Exp}}|^2}{\sigma_i^2}, \quad (5.7)$$

χ^2 minimal. Ist ein minimales χ^2 gefunden, wird dieses und die ermittelte Startenergie E_0 vorgemerkt und mit der alternativen Hypothese verglichen. Für die Hypothese mit dem kleinsten χ^2 ist die Identifikation des postulierten Teilchentyps und dessen Startenergie E_0 am wahrscheinlichsten. i entspricht hierbei dem Index der jeweiligen DAPHNE-Szintillatorebene, N ist die Gesamtzahl der Ebenen, die ein beobachtetes Teilchen durchquert hat, und σ_i entspricht der Energieauflösung der jeweiligen Szintillatorebene in DAPHNE. σ_i und die Energiekalibration der Szintillatoren wurde mit einem Eichverfahren bestimmt [Preo01]. Gleichung 5.7 kann jedoch nur unter der Voraussetzung eine vernünftige Aussage liefern, daß das beobachtete Teilchen mindestens die kinetische Energie zum Erreichen der Ebene B besitzt. Nur dann steht mindestens eine notwendige Energiesignatur (ΔE_i^{Exp}) in Ebene A zur Verfügung. Andererseits

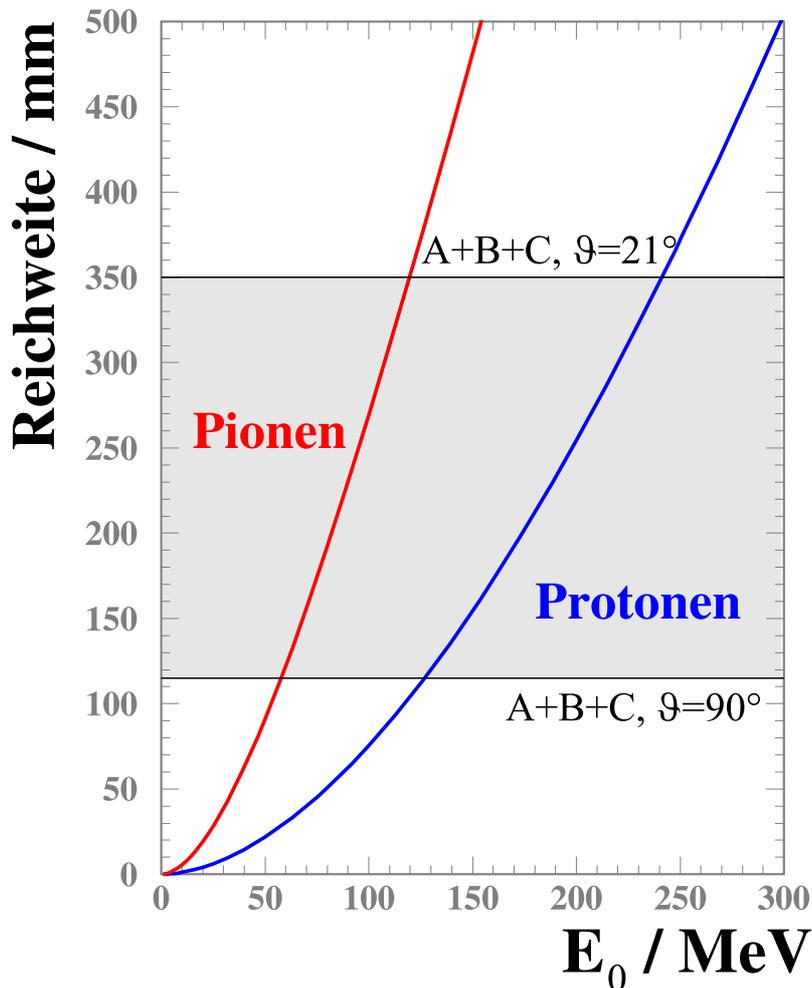


Abbildung 5.6 Reichweite von geladenen Pionen und Protonen in Szintillatoräquivalent (Plastikszintillator) des Detektors DAPHNE. Grau unterlegt ist der Unterschied in der Weglänge, die ein Teilchen in DAPHNE für Polarwinkel von $21^\circ \leq \vartheta \leq 90^\circ$ zurückgelegt muß, um die Ebenen A–C zu verlassen. Dargestellt ist die berechnete Reichweite für π^\pm und p als Funktion der Startenergie E_0 .

ist es für die Bestimmung der Gesamtenergie erforderlich, daß das Teilchen den Detektor nicht verläßt. In diesem Fall wären die Teilchensignaturen, bedingt durch die minimalionisierenden Eigenschaften der Teilchen in den Szintillatoren, derart ähnlich, daß keine Unterscheidung über die Bewertung von χ^2 möglich wäre. Allgemein wird angenommen, daß Protonen den Detektor DAPHNE nicht verlassen und daß minimalionisierende Signaturen nur von energiereichen geladenen Pionen (π^\pm) im Detektor erzeugt werden. Durch eine zusätzliche kinematische Betrachtung der Teilchenwinkel ist dann trotzdem die Rekonstruktion der zugrundeliegenden Kernreaktion möglich. Abbildung 5.7 zeigt die Verteilung der χ^2 -Werte der Protonenhypothese, aufgetragen gegen die χ^2 -Werte der Hypothese für geladene Pionen. Für ein kleines χ^2_{Proton} findet sich im Regelfall ein großes χ^2_{Pion} und umgekehrt.

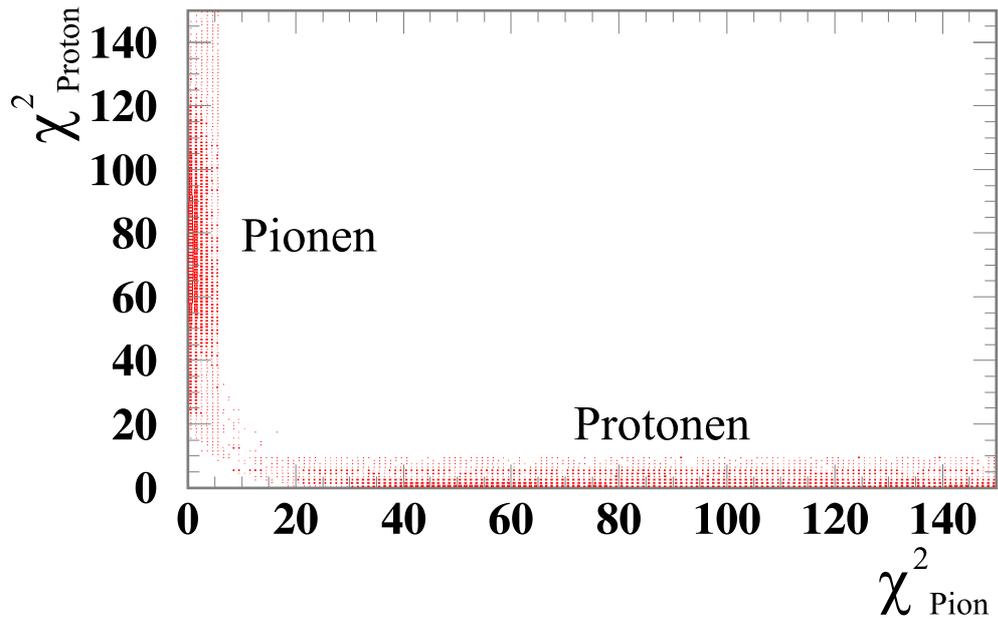


Abbildung 5.7 Darstellung der χ^2 -Werte gemäß Gleichung 5.7 für die Protonenhypothese (χ^2_{Proton}), aufgetragen gegen die geladene Pionenhypothese (χ^2_{Pion}) des selben Teilchens. Für die wahrscheinlichste Hypothese ist χ^2 minimal und groß für die unwahrscheinlichste.

5.2.4 Methode der „fehlenden Masse“

Die Methode der „fehlenden Masse“ (engl. *missing mass*) dient allgemein zur Separation der Reaktionskanäle $\gamma p \rightarrow N\pi\pi$ und $\gamma p \rightarrow N\pi$. Die Eigenschaften des einlaufenden Photons sind durch das Taggingverfahren und die Geometrie des Aufbaus bekannt und können als Vierervektor $\mathbf{P}_\gamma = (0, 0, P_\gamma^z, \omega)$ geschrieben werden. Im Ausgangszustand wird das Proton als ruhend angenommen. Die Energie E_p und der Impuls \vec{P}_p des Protons nach der erfolgten Wechselwirkung ist mit Hilfe des Detektorsystems gemäß der Energieverlust- und Reichweiten-Methode bestimmbar. Hieraus läßt sich die fehlende Masse M_x im Schwerpunktsystem bestimmen. Der Ansatz

$$M_p + \omega = E_p + E_x, \quad (5.8)$$

$$\vec{P}_\gamma = \vec{P}_p + \vec{P}_x, \quad (5.9)$$

kann dann nach M_x über den Ausdruck $E_x^2 = \sqrt{\vec{P}_x^2 + M_x^2}$ aufgelöst werden. Hieraus ergibt sich

$$M_x(\omega) = \left[E_p(E_p - 2\omega - (E_p + 2M_p)) + 2\omega \sqrt{E_p(E_p + 2M_p) \cos \vartheta_p} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (5.10)$$

M_p entspricht der Ruhemasse des Protons (938,27 MeV/c²) [Pdg02]. ω ist die Energie des einlaufenden Photons, $\vec{P}_\gamma = (0, 0, \omega/c)$ entspricht dem Impuls des Photons, E_p ist die kinetische

Endenergie des Protons, \vec{P}_p entspricht dem Impuls des Protons, E_x ist die „fehlenden Energie“ und \vec{P}_x entspricht dem „fehlenden Impuls“. Mit Hilfe des Vertex-Detektors ist zusätzlich der Winkel des Protons ϑ_p bekannt. M_x beinhaltet die Information, wieviel Energie in Form von Masse dem System im Ruhezustand noch zur Verfügung steht. Anhand dieses Wertes kann sofort erkannt werden, ob die Masse für die Produktion zweier geladener Pionen ausreichend groß ist. In diesem Fall gilt die Bedingung

$$M_x(\omega) \geq 2M_{\pi^\pm} = 279,14 \text{ MeV}/c^2. \quad (5.11)$$

Abbildung 5.8 zeigt die invariante Masse M_x als Funktion der Photonenenergie ω für Ereignisse am Wasserstofftarget. Im Fall der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ handelt es sich um eine Reaktion mit zwei geladenen Pionen im Ausgangskanal, weshalb es sinnvoll ist, nur Ereignisse oberhalb der $\pi\pi$ -Schwelle zu akzeptieren. Auf diese Weise ist eine Identifikation der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ nur aufgrund der Informationen des Photons und des über die Reichweitenmethode ermittelten Protons möglich. Beiträge im Bereich unterhalb der $\pi\pi$ -Schwelle stammen aus identifizierten Protonen, die jedoch zur Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ gehören und durch das gezeigte Verfahren gut separierbar sind. Die Minimalforderung, daß zwei geladene Teilchen im Detektor DAPHNE

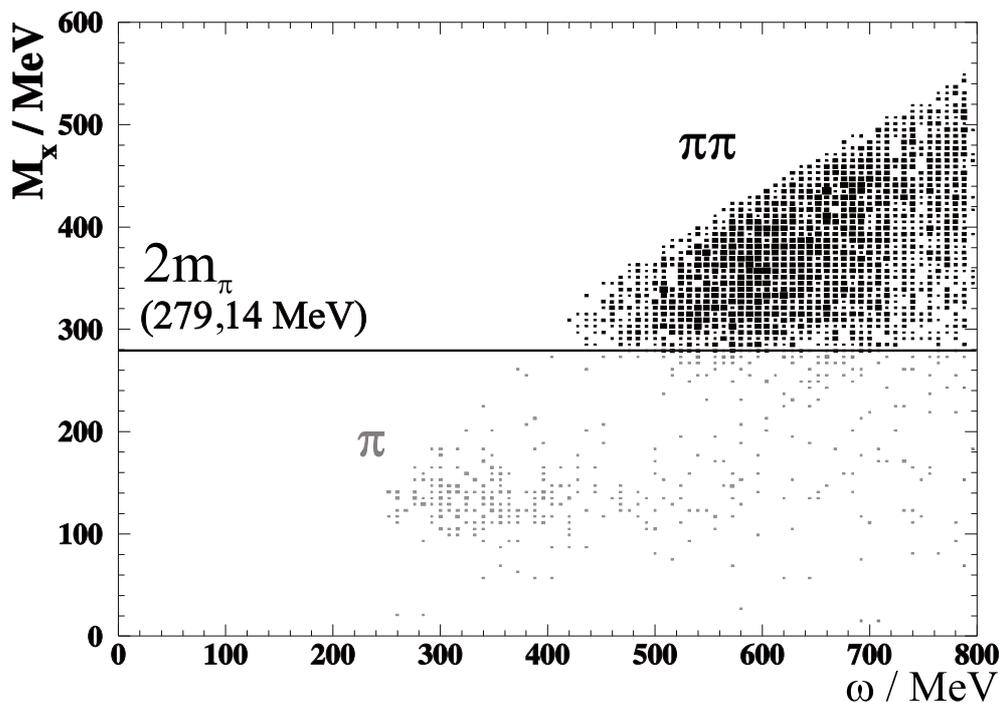


Abbildung 5.8 Darstellung der „fehlenden Masse“ (engl. *missing mass*) M_x als Funktion der Photonenenergie ω . Nur Ereignisse oberhalb der $\pi\pi$ -Schwelle von $279,14 \text{ MeV}/c^2$ werden für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ akzeptiert [Lang01]. Ereignisse unterhalb der $\pi\pi$ -Schwelle stammen aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$.

beobachtet werden müssen, ist die Ursache für den Untergrund aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, da Zerfallsphotonen des π^0 Elektron-Positron-Paare bilden können, die von der Trigger-Elektronik fälschlich als Proton- oder π^\pm -Ereignis interpretiert wurden. Basierend auf der Minimalforde-

rung, daß mindestens zwei geladene Teilchen im Detektor DAPHNE beobachtet werden müssen, ist die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über die Protonidentifikation per Reichweiten-Methode und der nachträglichen Verifikation über das Verfahren der „fehlenden Masse“ prinzipiell gut bestimmbar. M_x zeigt in Abbildung 5.8 eine dreieckige Verteilung. Diese wird dadurch verursacht, daß die kinetische Relativenergie der beiden geladenen Pionen zueinander einen Wert von $T_{\pi^+\pi^-}(\omega) > 0$ MeV annehmen kann, der in $M_x(\omega)$ enthalten ist. Nur an der $\pi\pi$ -Schwelle gilt $T_{\pi^+\pi^-}(\omega) = 0$. Mit zunehmender Photonenenergie ω kann $T_{\pi^+\pi^-}(\omega)$ die Werte

$$0 \leq T_{\pi^+\pi^-}(\omega) \leq M_x(\omega) - 2M_{\pi^\pm} \quad (5.12)$$

annehmen.

5.3 Kanalidentifikation von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$

Die Photoproduktionsreaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ besitzt in ihrem Endzustand die drei geladenen Teilchen p , π^+ und π^- und ist von allen Photoproduktionsreaktionen im Energiebereich bis $\omega \leq 800$ MeV die einzige Reaktion am Proton mit drei geladenen Teilchen im Endzustand. Im Rahmen dieser Arbeit wurden für die Untersuchung dieser Reaktion nur Daten des Detektors DAPHNE verwendet. Prinzipiell sind alle Leptonereignisse und alle Reaktionen außer $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ als Untergrund zu betrachten. Aufgrund der eingeschränkten Raumwinkel- und Impulsakzeptanz des Detektors gehen bei der Identifikation dieser Reaktion Informationen verloren, so daß auch für weniger als drei in DAPHNE nachgewiesene Teilchen die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ zugrunde liegen kann. Ein weiteres Problem ergibt sich aus der Tatsache, daß die geladenen Pionen zwar von den Protonen gut separierbar sind, jedoch aufgrund eines fehlenden Magnetfelds π^+ und π^- in bezug auf ihre Ladung ununterscheidbar bleiben. Für die in DAPHNE nachgewiesene Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ ergeben sich die in Tabelle 5.2 gezeigten Permutationen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über den Nachweis von drei und zwei geladenen Teilchen in DAPHNE bestimmt. Die fehlenden Einträge aus dem Nachweis über ein geladenes Reaktionsprodukt wurden per Simulation korrigiert, da sich die direkte Extraktion aus den Daten aufgrund der Kontamination durch die Ein-Pion-Photoproduktionskanäle $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+$ besonders im Bereich der Ausläufer der $\Delta(1232)$ -Resonanz als wenig sinnvoll erwies.

Für die Ermittlung der Zahl der für diese Reaktion in Frage kommenden Ereignisse wurden zunächst aus den Rohdaten des GDH-Experiments nur Ereignisse selektiert, in denen die in Abschnitt 4.1 beschriebenen Teiltrigger des Detektors DAPHNE (C1, C2, C3C4) präsent waren. Eine anschließende Klassifizierung der gefundenen Teilchensignaturen liefert hier eine Aussage, ob das jeweilige Ereignis der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ zugeordnet werden kann. Die resultierende Gesamtzahl der gemessenen Ereignisse und damit die für die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts wichtige Größe ist $N_{\text{Exp}}(\omega)$. Diese setzt sich aus der Ereigniszählung für zwei ($N_{\text{Exp}}^{2\text{ch}}(\omega)$) und drei ($N_{\text{Exp}}^{3\text{ch}}(\omega)$) geladene Teilchen in DAPHNE gemäß

$$N_{\text{Exp}}(\omega) = N_{\text{Exp}}^{2\text{ch}}(\omega) + N_{\text{Exp}}^{3\text{ch}}(\omega) \quad (5.13)$$

zusammen.

Für den Nachweis von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über zwei und drei geladene Teilchen hat sich gezeigt, daß sich der kontaminative Beitrag nur aus dem Leptonuntergrund und aus Beiträgen der Reaktionen

$\gamma p \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p\gamma\gamma$ und $\gamma p \rightarrow p\pi^0 \rightarrow pe^+e^-\gamma$ zusammensetzt, wobei jedes emittierte γ geladene Sekundärprodukte durch Comptonstreuung (e^-) und Paarbildung (e^+e^-) erzeugen kann. Einen zusätzlichen kontaminativen Beitrag liefert die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0 \rightarrow pe^+e^-$ [Pdg02]. Der gesamte Untergrund, der durch Fehlidentifikation der Reaktionsprodukte entsteht, kann über die Methode der „fehlenden Masse“ absepariert werden.

5.3.1 Nachweis von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über zwei geladene Teilchen

Für den Nachweis von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über zwei geladene Teilchen im Detektor DAPHNE wird verlangt, daß sowohl im Vertex-Detektor, als auch im Kalorimeter Signaturen zweier geladener Teilchen vorliegen. Betrachtet man die gesuchte Reaktion, so werden in diesem Fall gemäß Tabelle 5.2 zwei mögliche Permutationen beobachtet. Diese sind π^\pm, p und π^\pm, π^\mp . Abbildung 5.9

3			2		1
T_1	T_2	T_3	T_1	T_2	T_1
p	π^+	π^-	p	π^+	p
π^+	p	π^-	p	π^-	π^+
π^+	π^-	p	π^+	π^-	π^-
p	π^-	π^+	π^-	π^+	
π^-	p	π^+	π^+	p	
π^-	π^+	p	π^-	p	

3			2		1
T_1	T_2	T_3	T_1	T_2	T_1
p	π	π	p	π	p
π	p	π	π	p	π
π	π	p	π	π	

Tabelle 5.2 Die linke Tabelle zeigt die möglichen Permutationen für den Nachweis von drei, zwei und einem geladenen Teilchen für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Die rechte Tabelle zeigt die unterscheidbaren Permutationen, die mit dem Detektor DAPHNE beobachtbar sind.

zeigt die Ausbeute an Ereignissen für diese Bedingung, die zunächst noch von Ereignissen aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ aus dem π^0 -Zerfall kontaminiert ist. Dieser Beitrag ist im Bereich der Ausläufer der $\Delta(1232)$ -Resonanz dominant. Zur Unterdrückung dieses Untergrunds ist die Anwendung fallabhängiger Schnitte erforderlich.

- **Fall 1 (π^\pm, π^\mp):** In DAPHNE wurde kein Proton nachgewiesen. Da für diese Aussage mindestens eine $\Delta E/E$ Information pro Teilchen erforderlich ist, müssen alle Pionen jeweils die Szintillatorebene B erreicht haben, was einer minimalen Startenergie von $E_0^{\pi^\pm} \geq 80$ MeV entspricht.
- **Fall 2 (π^\pm, p):** Das Proton der Reaktion wurde in DAPHNE nachgewiesen. Für diese Aussage muß das beobachtete Teilchen mindestens die Szintillatorebene B erreichen, wofür eine Startenergie von $E_0^p \geq 300$ MeV notwendig ist. Das zweite Teilchen wird zunächst als Pion postuliert. Um eine Separation dieser Pionen gegen den Leptonuntergrund zu erhalten, reicht der in Abbildung 5.5 ($\Delta E/E$) gezeigte Schnitt aus.

Abbildung 5.9 zeigt die Ausbeute der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ unter den hier genannten Bedingungen. Deutlich ist in der unkorrigierten Ausbeute der dominante Beitrag aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ im Bereich der Photonenenergie $\omega \approx 330$ MeV erkennbar, wo das Maximum

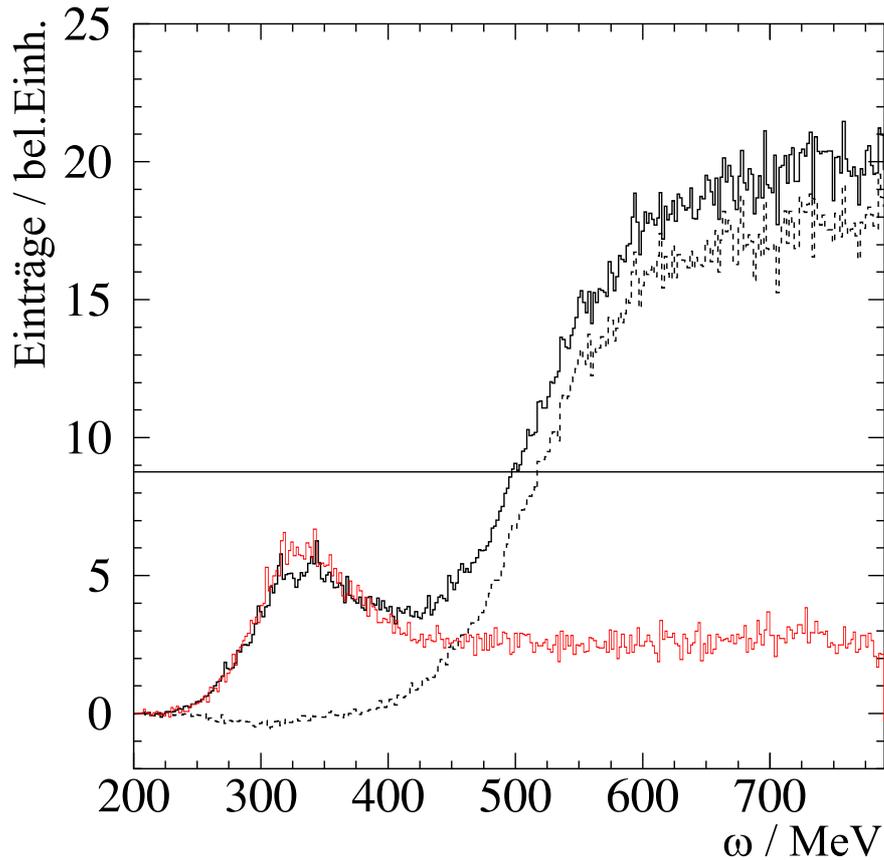


Abbildung 5.9 Ausbeute gültiger Ereignisse aus der Identifikation von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über zwei geladene Teilchen in DAPHNE aufgetragen gegen die Photonenenergie ω . Gezeigt ist der Untergrundbeitrag aus $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ und dessen Subtraktion.

der $\Delta(1232)$ -Resonanz liegt. Der unkorrigierte Verlauf repräsentiert alle Ereignisse unter der Bedingung, daß zwei geladene Teilchen im Vertex-Detektor und dem Kalorimeter in DAPHNE beobachtet wurden. Der Beitrag aus $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ stellt oberhalb der $\Delta(1232)$ -Resonanz eine weitgehend konstante Kontamination dar. Diese Kontamination basiert auf dem Zerfall $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$, wodurch zwei geladene Signaturen in DAPHNE auch dann möglich sind, wenn kein Proton nachgewiesen wurde. Der wesentliche Beitrag dieses Untergrunds basiert demzufolge auf der Selektion gemäß Fall 1. Wäre ein Proton gemäß Fall 2 vorhanden, so könnte der Beitrag aus $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ leicht mit der Methode der fehlenden Masse absepariert werden. Für Fall 1 kann demzufolge zunächst keine gute Unterscheidung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ erreicht werden. Aus diesem Grund wurde mit Hilfe der Software GEANT eine Simulation zur Bestimmung des nicht verworfenen Anteils an Ereignissen aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ durchgeführt (ε_{π^0}). Hierbei wurden nur simulierte Teilchensignaturen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ an die Routine zur Reaktionsidentifikation von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ übergeben und der Anteil der abgelehnten und damit korrekt identifizierten Ereignisse aus $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ aufgetragen. Der in Abbildung 5.9 gezeigte Beitrag aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ mußte gemäß

$$N_{\pi^0}^{\text{corr}}(\omega) = \frac{N_{\pi^0}(\omega)}{\varepsilon_{\pi^0}(\omega)} \quad (5.14)$$

korrigiert werden, um diese Ineffizienz zu kompensieren, wobei $N_{\pi^0}^{\text{corr}}(\omega)$ der korrigierten und $N_{\pi^0}(\omega)$ der unkorrigierten Ausbeute der Identifikation der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ entspricht.

5.3.2 Nachweis von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über drei geladene Teilchen

Der Nachweis der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über drei geladene Teilchen verlangt zunächst, daß im Vertex-Detektor drei geladene Spuren unterscheidbar nachgewiesen wurden. Anschließend bestehen zwei Möglichkeiten, die gesuchte Reaktion zu identifizieren.

- **Fall 1:** Die Signaturen einer Teilchenspur führen über die Reichweiten-Methode zur Identifikation genau eines Protons. In diesem Fall muß die Methode der fehlenden Masse die Zugehörigkeit des Protons zur Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ bestätigen.
- **Fall 2:** Es wurden zwei geladene Teilchen gemeinsam in einem Sektor des DAPHNE-Kalorimeters nachgewiesen. Signaturen des dritten Teilchens müssen in diesem Fall in einem anderen Sektor beobachtet werden. Dieses dritte Teilchen darf jedoch nicht als Proton identifiziert werden. Hierbei handelt es sich um Ereignisse, die unter einem kleinen relativen Zerfallswinkel im Laborsystem den Reaktionsvertex verlassen. Diese können ein Proton und ein Pion sein, die aus den in Abbildung 5.10 gezeigten Zerfällen $\Delta^0 \rightarrow p\pi^-$ oder $\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$ stammen und gemeinsam den gleichen Sektor in DAPHNE passieren. Der Zwischenwinkel der Produkte dieser Teilreaktionen ist von den Eigenschaften der beiden Reaktionsprodukte und dem $\Delta^{+,0}$ abhängig und somit nicht frei wählbar. Dadurch können das p und ein π mit erhöhter Wahrscheinlichkeit denselben Sektor des DAPHNE-Kalorimeters passieren. Da in einem solchen Fall die Identifikation des Protons über seine charakteristische Energiedeposition nicht möglich ist, würden derartige Ereignisse bei alleiniger Anwendung von **Fall 1** verworfen werden.

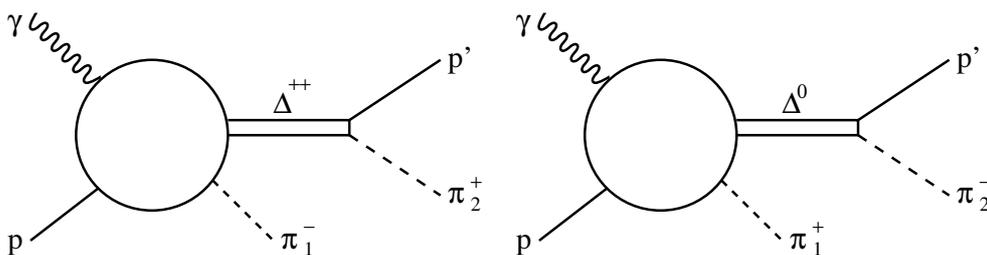


Abbildung 5.10 Für den Fall, daß die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über πN -Produktion resonant zerfällt, bieten sich die hier gezeigten möglichen Konstellationen für den Zerfall des Δ^{++} und Δ^0 .

Abbildung 5.11 zeigt die Ausbeute an Ereignissen für den Nachweis von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über drei geladene Teilchen im Detektor DAPHNE. Zusätzlich ist hier der Anteil der gemäß **Fall 2** nachgewiesenen Ereignisse eingetragen. Dieser Anteil beträgt 5–10%.

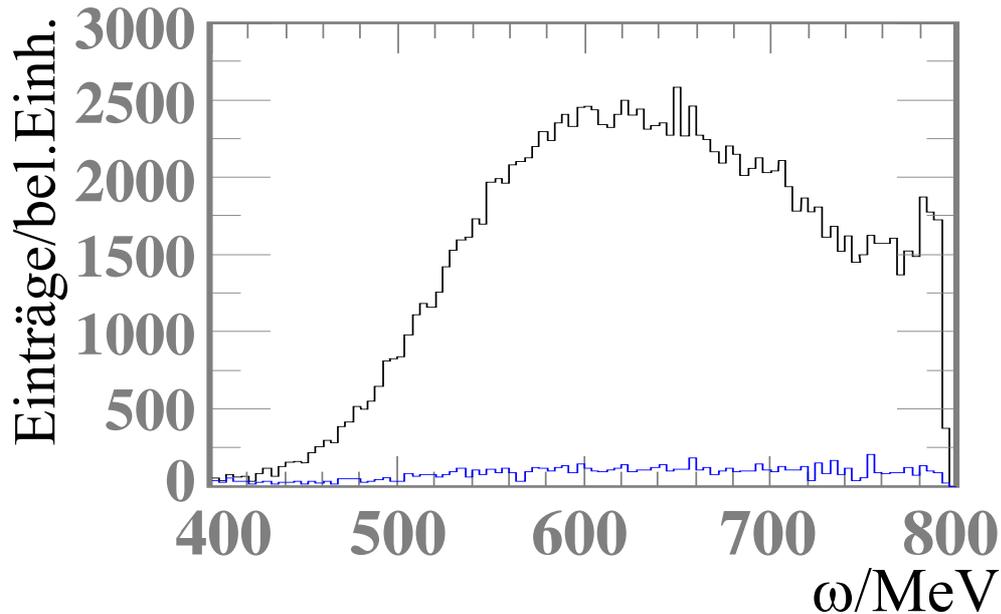


Abbildung 5.11 Ereignisse, die möglicherweise aus dem Zerfall von $\Delta \rightarrow p\pi^-$ und $\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$ stammen, unter der Bedingung, daß sowohl p' als auch π_2 den gleichen Sektor des Detektors DAPHNE passieren (untere Kurve) im Vergleich zur Gesamtausbeute für die Identifikation von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über drei geladene Teilchen in DAPHNE (obere Kurve). Dieser Anteil beträgt 5–10%.

5.4 Massenbelegung der verwendeten Targets

Für die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten ist neben der bereits diskutierten Anzahl der gültigen Ereignisse N_{Exp} und der Anzahl der Photonen N_γ die Belegung des verwendeten Targets eine wichtige Größe, die direkt mit ihrem Fehler in den Wirkungsquerschnitt einfließt. Hinsichtlich der Bestimmung der Targetbelegung N_T ergab sich sowohl für das unpolarisierte Wasserstoff- als auch für das polarisierte Butanol-Target ein vergleichbarer Analyseaufwand wie für die Bestimmung von N_{Exp} . Diese Bestimmung von N_T wird eingehend in [Brad99], [Hase02] und [Dutz98] beschrieben.

Für das Wasserstofftarget wurde die Massenbelegung des Targets aus

$$N_T = \rho_H l N_A / A \quad (5.15)$$

bestimmt. Die Dichte von flüssigem Wasserstoff beträgt hier $\rho_0 = 0,0708 \text{ g/cm}^3$. Mit der Avogadrozahl $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$, einer Targetzellenlänge von $l = 15 \text{ cm}$ und der Massenzahl für Wasserstoff $A = 1$ ergibt sich für die Massenbelegung des Targets $N_T = 6,395 \cdot 10^{23} \text{ 1/cm}^2$.

Der Targetcontainer des polarisierten Butanol-Targets enthält keinen massiven Block aus Butanol, sondern ist mit Butanolkügelchen, die mit flüssigem Helium umspült werden, gefüllt. Die Dichte des verwendeten „Tempo“-dotierten Butanols wäre im massiven Zustand $\rho_0 = 0,94 \text{ g/cm}^3$. Der Wert des Füllfaktors beträgt jedoch $63 \pm 2\%$. Demzufolge muß N_T um eine Korrektur in Form des Füllfaktors erweitert werden, was in die effektive Dichte ρ_{eff} eingerechnet wurde. Diese beträgt $0,592 \pm 0,011 \text{ g/cm}^3$. Desweiteren sind für die Targetbelegung nur

Protonen von Interesse, die der Polarisationsausrichtung folgen (engl. *dilution factor*). Protonen aus ^{16}O und ^{12}C liefern nur unpolarisierte Untergründe und „verdünnen“ somit das Target. Dieser Wert zeigt das Verhältnis polarisierter gegen unpolarisierte Protonen des gebundenen Wasserstoffs an. Er ergibt sich aus der Molekülkonfiguration des Butanols und beträgt im vorliegenden Fall $f = 10/74$. Somit gilt

$$N_T = \rho_{\text{eff}} l f N_A / A. \quad (5.16)$$

Die akzeptierte Targetlänge wurde in der Datenanalyse auf $l = 1,88$ cm festgelegt. Mit der Avogadrozahl N_A und der Massenzahl der Wasserstoffatome mit $A = 1$, da alle unpolarisierten Beiträge durch Subtraktion später herausfallen, ergibt sich für die Massenbelegung des Butanol-Targets $N_T = 9,060 \cdot 10^{22}$ 1/cm².

5.5 Geometrische Korrekturen

Der Nachweis der für die Ermittlung von Wirkungsquerschnitten erforderlichen Größen ist bedingt durch statistische und geometrische Effekte des Aufbaus sowie der verwendeten Nachweisverfahren nicht perfekt. Für die beobachteten Größen wurden bereits im vorherigen Abschnitt die jeweils spezifischen Korrekturen vorgestellt. Für den Nachweis sämtlicher Reaktionen mit dem Detektor DAPHNE sind jedoch die folgenden allgemein gültigen geometrischen Korrekturen und Schnitte erforderlich, die in Form von ε_{Exp} in den Wirkungsquerschnitt einfließen:

- Zylindrische Begrenzung der Position des Reaktionsvertex auf eine Größe, die etwas kleiner als die Größe der jeweils verwendeten Targetzelle ist, um störende Beiträge durch die Fenster der Targetzelle zu unterdrücken. Zusätzlich erfolgte eine ereignisweise Betrachtung der effektiven Targetlänge zur Kompensation von absorbierenden Materialien im Bereich des Targets.
- Azimutale Korrektur zur Kompensation der im Übergangsbereich zwischen zwei Sektoren des DAPHNE-Kalorimeters schlecht oder nicht identifizierbaren Teilchen.
- Korrektur der Raumwinkel- und Impulsakzeptanz des Detektors DAPHNE. Diese Korrektur ist für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ nur modellabhängig möglich. Aus diesem Grund werden die Ergebnisse im folgenden in DAPHNE-Akzeptanz und als Extrapolation unter Verwendung eines bestimmten Modells oder eines einfachen kinematischen Algorithmus vorgestellt.

5.5.1 Korrekturen im Zusammenhang mit dem Target

5.5.1.1 Vertexschnitte

Beim Design moderner Kryo-Targets besteht ein zentrales Problem in der zuverlässigen Wärmeisolation bei gleichzeitiger sehr großer Transmittanz für den einlaufenden Photonenstrahl und die emittierten Reaktionsprodukte. „Dicke“ Targetwände würden neben unerwünschten

zusätzlichen Reaktionen in den Wänden auch eine unerwünscht hohe Schwelle für Reaktionsprodukte aus der Targetzelle darstellen. Muß das Target bei niedrigen Temperaturen gehalten werden, sind dafür zahlreiche Bauteile wie Strahlungsschilde, Sonden und Zuleitungen für das Kühlmedium im Nahbereich der Targetzelle unvermeidbar. Aus diesem Grund würde eine große Zahl an Photoproduktionsereignissen aus nicht zum eigentlichen Target gehörigen Materialien die Messung verfälschen. Durch den Einsatz des Vertex-Detektors lassen sich die Reaktionsvertices sehr genau bestimmen. Dadurch ist bei bekannter Targetgeometrie eine Unterdrückung der Ereignisse aus den Austrittsfenstern und restlichen Aufbauten leicht zu erreichen.

Für das Wasserstofftarget mit einer Länge von 196 mm und einem Durchmesser von 30 mm wurde daher ein Schnitt bei einer Länge von 150 mm und 30 mm angewendet. Auf diese Weise wurden insbesondere Reaktionsprodukte aus den Kaptonfenstern der Targetzelle unterdrückt.

Für das Butanol-Target, das einen Durchmesser und eine Länge von 20 mm besitzt, wurde ein Schnitt bei einer Länge von 28 mm und einem Durchmesser von 40 mm gesetzt. Klarerweise liegen damit auch die Fenster des Targets mit im Bereich der akzeptierten Vertices. Da jedoch an den Targetfenstern nur Reaktionen an unpolarisierten Materialien vorliegen und in der späteren Datenanalyse allein die Differenz der helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte verwendet wird, ist in diesem Fall der Targetschnitt nicht so kritisch wie beim Wasserstofftarget, da alle unpolarisierten Beiträge herausfallen.

5.5.1.2 Effektive Targetlänge

Die beim GDH-Experiment verwendeten Targets sind nicht punktförmig und die Polarwinkel der geladenen Spuren sind durch die geometrische Akzeptanz des Detektors DAPHNE begrenzt ($21^\circ < \vartheta < 159^\circ$). Da der Detektor zylindrische Symmetrie besitzt, muß jede geladene Teilchenspur innerhalb eines sogen. „Kontrollzylinders“ ihren Ursprung haben. Für diesen Zylinder wurde hier eine Länge von 212 mm (± 106 mm) entlang der Strahlachse mit einem Radius von 40 mm gewählt. Die Teilchen, die mit einem bestimmten Polarwinkel ϑ aus dem durch den Vertexschnitt erlaubten Targetvolumen emittiert wurden, könnten vom Detektor dann nicht gesehen werden, wenn der Polarwinkel des Teilchens zu klein ist oder der Vertex der Spur sich an der Grenze des Targetvolumens befindet. Dies wird in Abbildung 5.12 durch Spur 2 gezeigt. Derartige Verluste müssen berücksichtigt werden, um die Ereignisausbeute bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte nicht zu unterschätzen. Der Effekt ist rein geometrisch und die entsprechende Korrektur kann dadurch bestimmt werden, daß Gewichtsfaktoren aufgrund der bekannten Targetgeometrie und der gesetzten Vertexschnitte bestimmt werden, die dann eine Funktion des Polarwinkels ϑ der jeweiligen Teilchentrajektorie sind. Dadurch wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für jedes geladene Teilchen berücksichtigt. Das Ergebnis ist eine bestimmte effektive Targetlänge als Funktion von ϑ zu jeder Trajektorie. Die z-Koordinate der Spur 2, die in Abbildung 5.12 gerade den Rand des Kontrollzylinders schneidet, bestimmt für $z_{\text{maxeff}}(\vartheta)$ die maximale Obergrenze der effektiven Targetlänge entlang der z-Koordinate als Funktion von ϑ . Der Gewichtsfaktor $w(\vartheta)$ wird dann als Verhältnis zwischen der reellen Targetlänge, die über N_T direkt in den Wirkungsquerschnitt einfließt, und der effektiven Targetlänge gemäß

$$w(\vartheta) = \frac{z_{\text{max}} - z_{\text{min}}}{z_{\text{maxeff}}(\vartheta) - z_{\text{mineff}}(\vartheta)} \quad (5.17)$$

bestimmt, wobei z_{max} und z_{min} dem Vertexschnitt entlang der z-Koordinate entsprechen.

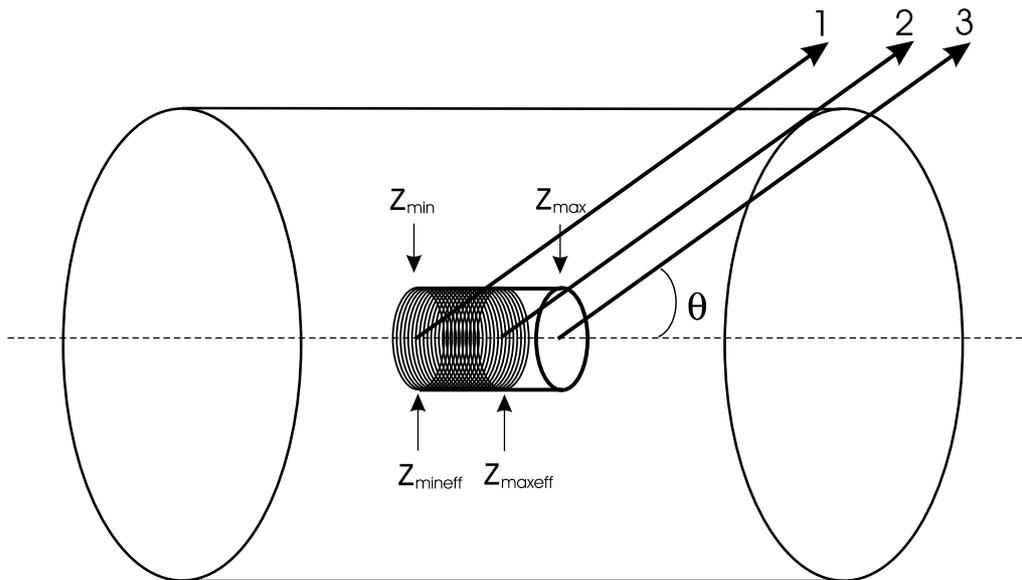


Abbildung 5.12 Targetzelle innerhalb eines Kontrollzylinders zur Bestimmung der effektiven Targetlänge.

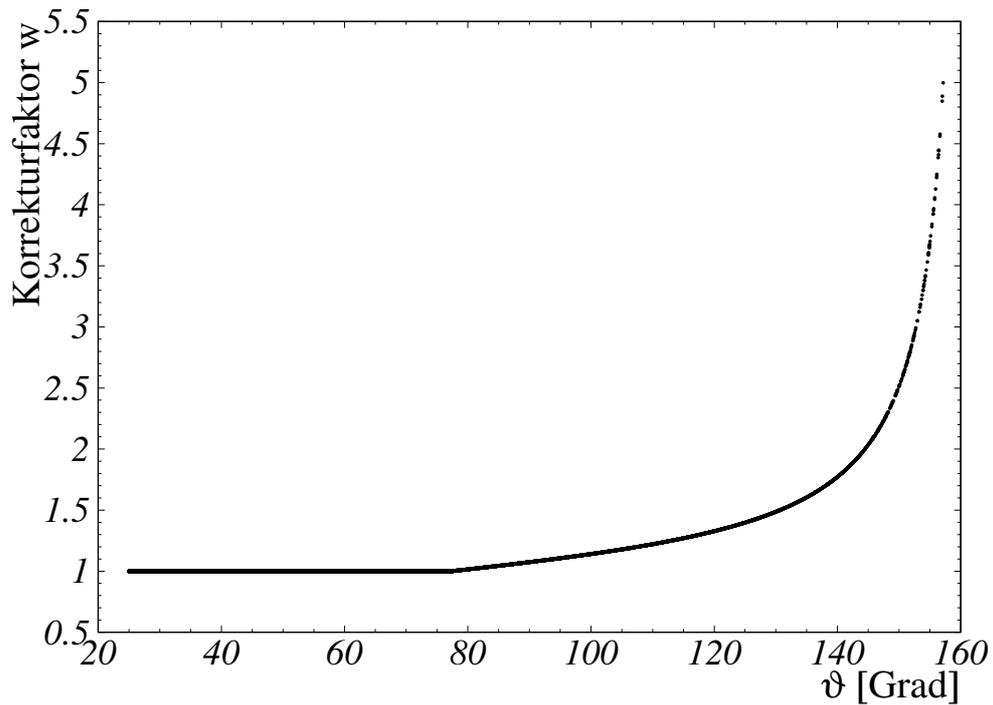


Abbildung 5.13 Verlauf der Korrekturfunktion für die effektive Targetlänge als Funktion des Trajektorienpolarwinkels ϑ .

Abbildung 5.13 zeigt den Faktor $w(\vartheta)$ für in DAPHNE gestoppte geladene Pionen für Reaktionen am Wasserstofftarget als Funktion des Polarwinkels ϑ . Für den erlaubten Bereich der z-Koordinate der Reaktionsvertices wurde beim Wasserstofftarget der Bereich -130 mm bis 20 mm gewählt, was einer Gesamtlänge von 150 mm entspricht. Für das Butanol-Target wurde das Intervall von $-23,4$ mm bis $-4,6$ mm gewählt, was einer Gesamtlänge des akzeptierten Bereichs von $18,8$ mm entspricht. Für beide Targets liegt der Vertexschnitt entlang der z-Koordinate nicht symmetrisch um 0 , da durch die Präsenz des Detektors MIDAS Sicherheitsabstände eingehalten werden mußten und das Target somit nicht ganz bis zur Idealposition in DAPHNE eingefahren werden konnte. Aus diesem Grund ist die Korrektur unter Rückwärts-winkeln für ϑ in Abbildung 5.13 besonders groß.

Da durch Anwendung dieser Targetkorrektur die Meßdaten direkt aus den zu einem Ereignis gehörenden Informationen des Vertex-Detektors korrigiert werden können, kann bei allen weiteren Analyseschritten auf die geometrische Ausdehnung des Targets verzichtet werden. In der Monte-Carlo-Simulation GEANT, die für die spätere Extrapolation der Wirkungsquerschnitte herangezogen wird, kann daher von einem punktförmigen Target in z ausgegangen werden, was zu einer Verringerung systematischer Unsicherheiten führt.

5.5.2 Azimutale Korrektur

In Abschnitt 3.4.1 wurde der geometrische Aufbau des Detektors DAPHNE beschrieben. Der Detektor ist so aufgebaut, daß die 16 Sektoren des Kalorimeters möglichst dicht nebeneinander positioniert sind. Trotzdem ist, bedingt durch die Verpackung der Szintillatoren mit aluminierter Mylarfolie und lichtdichten Materialien nicht zu vermeiden, daß zwischen den Sektoren Spalten existieren, die nicht vom Szintillatormaterial vollständig abgedeckt sind und somit keine oder fehlerhafte Teilcheninformationen aus den Szintillatoren ausgelesen werden.

Da die Geometrie des Detektors und damit auch die 16 kritischen Bereiche zwischen den Sektoren bekannt sind, wurden diese Bereiche aufgrund des mit dem Vertex-Detektor ermittelten Wertes für ϕ in der Datenanalyse ausgespart. Abbildung 5.14 zeigt diese Selektion der Ereignisse. Die Spuren 1 und 2 liegen im erlaubten Azimutbereich. Spur 3 hinterläßt in keinem der Szintillatoren eine Signatur, da sie zwischen zwei Sektoren liegt. Spur 4 hinterläßt zwar eine Deposition in einem Szintillator, wird aber verworfen, da sie wegen ihrer Randlage im Szintillator Gefahr läuft, diesen vorzeitig zu verlassen bzw. in der nächsten Lage durch gering verschobene Lagenpositionen nicht mehr sichtbar zu sein, was zu einer Fehlinterpretation über die Natur des beobachteten Teilchens führen würde.

Beim GDH-Experiment besitzen alle beobachteten Reaktionen keine azimutale Asymmetrie, da nur Reaktionen mit zirkular polarisierten Photonen an longitudinal polarisierten Protonen beobachtet werden. Aus diesem Grund werden die verworfenen Ereignisse durch Wichtung der gültigen Ereignisse mit dem Faktor $\varepsilon_\phi = 1,18$ kompensiert. Dieser Wert wurde durch Simulation mit Hilfe der Software GEANT ermittelt und ist, wie auch die Korrektur der effektiven Targetlänge, rein geometrisch.

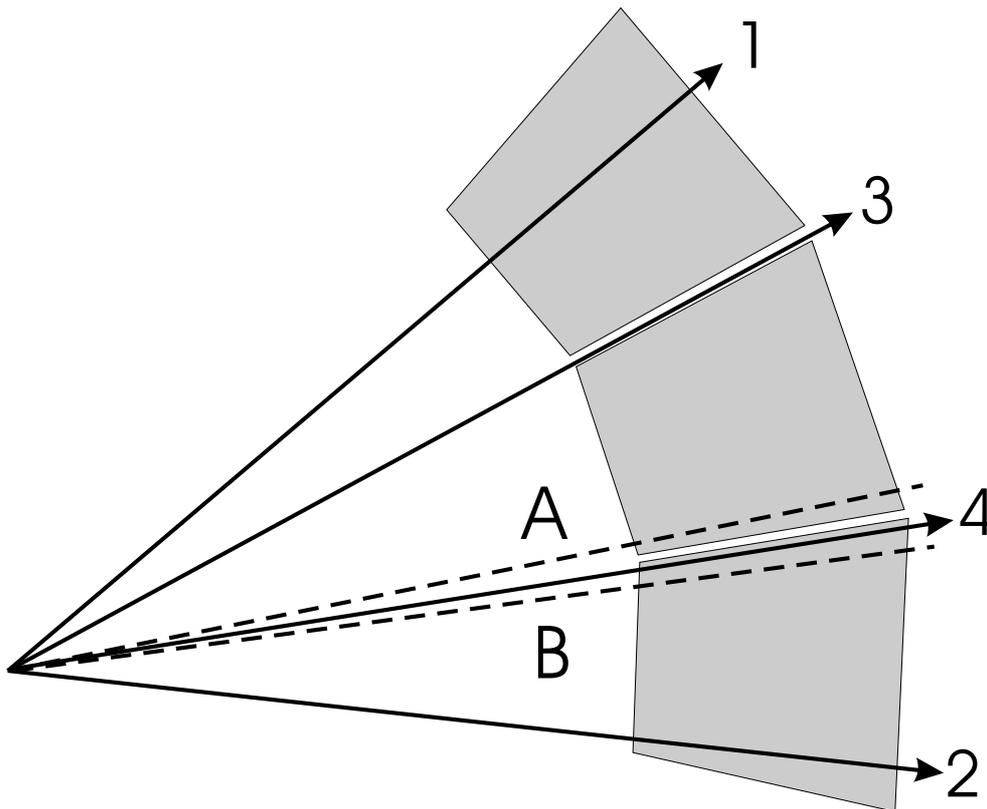


Abbildung 5.14 Darstellung der azimuthalen Korrektur für den Detektor DAPHNE. Um systematische Unsicherheiten klein zu halten, werden Ereignisse in Bereichen, die die Lücken zwischen den Sektoren beinhalten, verworfen. Dadurch entfallen komplizierte Betrachtungen von Ereignissen, in denen Teilchen die Szintillatoren nicht oder nur teilweise passieren.

5.6 Akzeptanz des Detektors DAPHNE

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, daß im Bereich des vom Detektor DAPHNE abgedeckten Raumwinkels von $\Omega = 0,94 \cdot 4\pi$ sr Korrekturen in bezug auf geometrische Ineffizienzen des Azimutwinkels und des Targets erforderlich sind. Diese geometrischen Korrekturen sind per Simulation so genau bestimmbar, daß sie für den Gesamtfehler des Wirkungsquerschnitts irrelevant sind.

Der Detektor DAPHNE besitzt jedoch eine eingeschränkte Akzeptanz in bezug auf den abgedeckten Raumwinkel und den Impuls in Abhängigkeit von den beobachteten Teilchen. Abbildung 5.15 illustriert diese beiden Beiträge anhand einer simulierten Polarwinkelverteilung für Protonen im Laborsystem. Die gestrichelte Kurve zeigt hierbei die simulierte Gesamtzahl an Ereignissen als Funktion des Polarwinkels. Die durchgezogene Linie zeigt hingegen den Anteil der mit DAPHNE nachgewiesenen Protonen. Diese Kurve beginnt, bedingt durch die Raumwinkelakzeptanz von DAPHNE und einem analysebedingten Schnitt, erst bei 23° . Die ab diesem Winkel auftretende Diskrepanz beider Kurven basiert auf dem Unvermögen des Aufbaus, Protonen geringen Impulses nachzuweisen, da diese im Target- und Detektormaterial vor dem Nachweis absorbiert werden. Dieser Anteil nimmt mit zunehmendem Polarwinkel ab, da

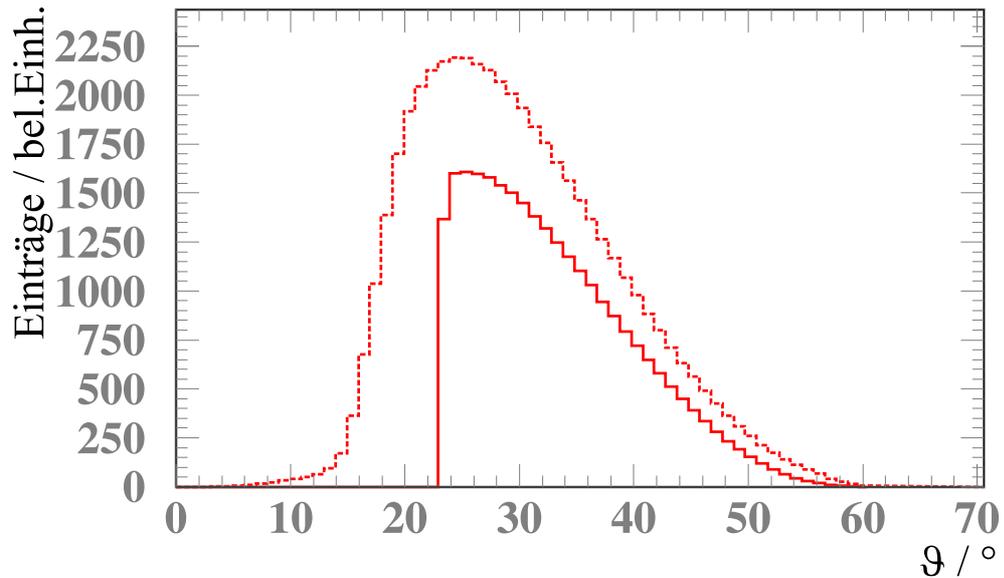


Abbildung 5.15 Illustration der Akzeptanz des Detektors DAPHNE anhand einer Simulation der Polarwinkelverteilung ϑ von Protonen für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ unter der Verwendung des GENBOD-Modells des GEANT-Paketts. Gezeigt sind alle simulierten Ereignisse (gestrichelte Linie) und der mit DAPHNE nachgewiesene Anteil (durchgezogene Linie).

die effektive Dicke des absorbierenden Materials proportional zu $\cos(\vartheta)$ ist. Die Raumwinkel- und die Impulsakzeptanz stellen für die Beobachtung von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ eine Einschränkung dar. Somit liefert der Detektor DAPHNE zunächst keine direkte Aussage über totale Photoabsorptionsquerschnitte. Diese beschränkte Akzeptanz fordert die im folgenden beschriebenen Korrekturen:

- **Raumwinkelakzeptanz:** Der GDH-Aufbau und damit auch der Detektor DAPHNE überdeckt nicht den gesamten Raumwinkel, sondern nur $\Omega = 0,94 \cdot 4\pi$ sr. Eine Extrapolation der Daten in die geometrisch nicht beobachtbaren Bereiche ist daher notwendig, um zu einer Aussage für totale Photoabsorptionswirkungsquerschnitte zu gelangen. Bei der Ein-Pion-Photoproduktion ist die Extrapolation der Daten in den nicht beobachtbaren Raumwinkelbereich modellunabhängig möglich, da man hier grundsätzlich, bedingt durch die Zweikörperkinematik, Streuwinkel der Reaktionsprodukte von $\psi_{\text{CMS}} = 180^\circ$ zueinander beobachtet. Im Energiebereich für $\omega \leq 800$ MeV ergibt sich für die Beobachtung im Laborsystem, daß immer mindestens ein Reaktionsprodukt eines Zweikörperprozesses (π oder N) in DAPHNE nachweisbar ist und damit einer Reaktion zugeordnet werden kann. In diesem Fall erhält man nur statistische Fehlerbeiträge. Die Photoproduktion von $\pi\pi N$ hingegen besitzt die Kinematik eines Dreikörper-Prozesses. Dadurch existieren mehr Freiheitsgrade für Winkel, Energie und Impuls der Reaktionsprodukte. Eine feste Winkelkorrelation wie im Schwerpunktsystem des Zweikörperprozesses liegt hier nicht vor. Zusätzlich ist eine Bestimmung von Energie und Impuls für Pionen aufgrund ihrer meist minimalionisierenden Eigenschaften schwierig. Außerdem existieren Ereignisse, die bedingt durch die Doppel-Pion-Photoproduktionsschwelle von $\omega \approx 350$ MeV aufgrund des Lorentz-Boosts keine Reaktionsprodukte in DAPHNE deponieren und da-

her unbeobachtet bleiben. Rückschlüsse auf nicht beobachtbare Teilchen allein aus der Reaktionskinematik wären somit nur mit geringer Effizienz und großen Unsicherheiten realisierbar. Aus diesem Grund ist es erforderlich, eine modellabhängige Extrapolation in nicht beobachtbare Raumwinkelbereiche durchzuführen. Die Verwendung von Modellen liefert hier einen systematischen Fehlerbeitrag, der in Kapitel 6 diskutiert wird.

- **Impulsakzeptanz:** Für jeden Teilchentyp besitzt ein Detektorsystem nur ein bestimmtes Impulsintervall, in dem die Beobachtung von Teilchen und damit auch der gesuchten Reaktionen möglich ist. Um eine Extrapolation der Daten in den vollen Impulsraum durchzuführen, ist es erforderlich, die Nachweisschwellen für die Impulse der erwarteten Teilchen aus den gemessenen Daten oder aus einer Monte-Carlo-Simulation zu bestimmen.

Die Beschränktheit des Detektors DAPHNE in seiner Raumwinkel- und Impulsakzeptanz soll hier als *DAPHNE-Akzeptanz* bezeichnet werden. Während die Ermittlung des akzeptierten Raumwinkels aus den geometrischen Eigenschaften des Detektors und einer einfachen Betrachtung des beobachtbaren Winkelbereichs wie z.B. in Abbildung 5.5 möglich ist, erfordert die Betrachtung der Impulsnachweisschwellen eine genauere Analyse.

Aufgrund der verschiedenen Verfahren zum Nachweis der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über zwei und drei geladene Reaktionsprodukte in DAPHNE wird zunächst nicht davon ausgegangen, für beide Verfahren eine identische Impulsnachweisschwelle zu finden. Für den Nachweis von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über zwei geladene Teilchen in DAPHNE liegt eine höhere Impulsnachweisschwelle aufgrund des geringeren Informationsvolumens und der damit verbundenen höheren Unsicherheit vor. Abbildung 5.16 zeigt die Startimpulsverteilung für Protonen und geladene Pionen in DAPHNE als Funktion des Polarwinkels ϑ . Die eingezeichneten Linien zeigen den Verlauf der ermittelten Impulsnachweisschwellen. In Abhängigkeit von der Anzahl der zum Nachweis der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ geforderten Teilchensignaturen in DAPHNE gelten die folgenden Impulsnachweisschwellen:

- **Zwei geladene Teilchen in DAPHNE:** Es existieren insgesamt zwei mögliche Kombinationen von Teilchen, die mit DAPHNE beobachtet wurden. Diese sind (p, π^\pm) oder (π^+, π^-) . Die Impulsnachweisschwelle für das Proton (p_p /(MeV/c)) aufgetragen gegen den Polarwinkel des Teilchens ($\vartheta/^\circ$) liefert für Protonen die Funktion

$$p_p \geq f_1(\vartheta) = 300 \text{ MeV/c} + 0,01(\vartheta - 90^\circ)^2 \text{ MeV/c}. \quad (5.18)$$

Für Pionen wurde die Impulsnachweisschwelle (p_{π^\pm} /MeV/c) als Funktion des Polarwinkels ($\vartheta/^\circ$) gemäß

$$p_{\pi^\pm} \geq f_3(\vartheta) = 80 \text{ MeV/c} + 0,005(\vartheta - 90^\circ)^2 \text{ MeV/c} \quad (5.19)$$

ermittelt.

- **Drei geladene Teilchen in DAPHNE:** Hier wird der Nachweis aller drei Reaktionsprodukte (p, π^+, π^-) in DAPHNE verlangt. Für Protonen wurde hier die gleiche Nachweisschwelle wie für den Fall des Teilchennachweises über zwei geladene Teilchen in DAPHNE gefunden. Demzufolge gilt hier für p_p /(MeV/c) die Nachweisschwelle gemäß

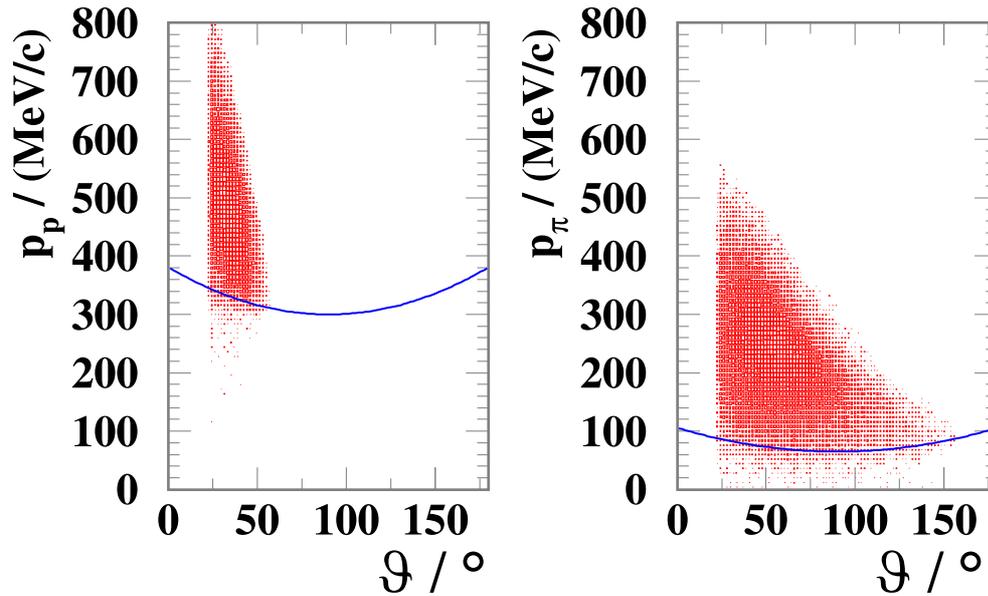


Abbildung 5.16 Startimpulsverteilung für mit dem Detektor DAPHNE nachgewiesene Protonen (links) und geladene Pionen (rechts) jeweils gegen den Polarwinkel ϑ aufgetragen unter der Bedingung, daß alle drei geladenen Produkte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ in DAPHNE beobachtet wurden. Kurze Wegstrecken durch den Targetcontainer und die Detektormaterialien liegen bei einem Winkel von $\vartheta = 90^\circ$ vor. Hier wird für den Nachweis der geringste Startimpuls für beide Teilchentypen benötigt.

Gleichung 5.18. Für den Nachweis der Pionen liegt die Nachweisschwelle niedriger und beträgt hier

$$p_{\pi^\pm} \geq f_2(\vartheta) = 65 \text{ MeV/c} + 0,005(\vartheta - 90^\circ)^2 \text{ MeV/c}. \quad (5.20)$$

Durch Kenntnis der Nachweisschwellen der Impulse für Protonen und Neutronen und der Winkelakzeptanz des Detektors DAPHNE läßt sich die Gesamtakzeptanz des Detektors in aktuelle Doppel-Pion-Modelle integrieren. Durch Berechnung der Modellvorhersagen innerhalb dieser Akzeptanz sind so direkte Vergleiche mit nicht-extrapolierten Daten des Experiments möglich. Dies wurde für das Modell der Gent-Mainz-Gruppe (RPR-Modell [Vand02], [Holv01]) und das Modell der Valencia-Gruppe ([Nach01], [Nach02]) durchgeführt. Um einen vollständigen Vergleich zwischen den Modellvorhersagen und den alternativen Isospinkanälen der $\pi\pi N$ -Photoproduktion herzustellen, wurden die Impulsnachweisschwellen auch für die Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ und $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$ bestimmt. Eine vollständige Übersicht aller Impulsnachweisschwellen wird in Anhang B gezeigt.

5.7 Bestimmung helizitätsabhängiger Größen

In den bisherigen Abschnitten dieses Kapitels wurden Methoden zur Bestimmung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ diskutiert. Diese Verfahren wurden zunächst für die Bestimmung unpolarisierter Wirkungsquerschnitte am Wasserstofftarget entwickelt und optimiert. Der Photoabsorptionsquerschnitt $\sigma(\omega)$ wird hierbei durch die in Gleichung 5.4 gezeigten und in diesem Kapitel vorgestellten Größen gebildet.

Für die Messung helizitätsabhängiger Wirkungsquerschnitte werden die gleichen Verfahren zur Auswahl der Ereignisse angewendet wie für die Analyse von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Während bei der Messung am Wasserstofftarget nur die Zahl der gültigen Ereignisse N_{Exp} zu bestimmen war, muß für die helizitätsabhängige Messung zusätzlich eine Unterscheidung nach der zum Zeitpunkt des Ereignisses vorliegenden Spinausrichtung zwischen Target und Photonenstrahl erfolgen. Die Messung der Polarisationsausrichtung des Photonenstrahls wurde gemäß dem Aufbau in Abbildung 4.15 durchgeführt und die Polarisation des Targets separat protokolliert. Demzufolge liefert das GDH-Experiment die gemessenen Größen $N_{1/2}^*$ und $N_{3/2}^*$. Da jedoch im Targetmaterial (Butanol) die Beiträge aus dem Kohlenstoff (C), dem Sauerstoff (O) sowie dem Kühlmedium Helium (He) zusätzliche unpolarisierte Beiträge liefern, ist die Ausbeute für die beiden Spinkopplungen jeweils mit diesen unpolarisierten Beiträgen kontaminiert. Man mißt demzufolge

$$N_{3/2}^* = N_{3/2} + \frac{1}{2}(N^{\text{C}} + N^{\text{O}} + N^{\text{He}}), \quad (5.21)$$

$$N_{1/2}^* = N_{1/2} + \frac{1}{2}(N^{\text{C}} + N^{\text{O}} + N^{\text{He}}). \quad (5.22)$$

Das Ziel besteht jedoch darin, die rein helizitätsabhängigen Größen $N_{3/2}$ und $N_{1/2}$ am quasi-freien Proton des Wasserstoffs zu extrahieren. Die unpolarisierten Beiträge sind aus $N_{1/2}^*$ und $N_{3/2}^*$ nur schwer direkt separierbar, da eine Leertargetmessung oder eine Messung mit einem Kohlenstoff- oder CH_2 -Target keine korrekte Bestimmung des Kontaminationsvolumens erlaubt. Somit lassen sich die Größen $N_{1/2}$ und $N_{3/2}$ nicht direkt aus den Butanoldaten allein extrahieren. Durch Bildung der Differenz

$$\Delta N = N_{3/2}^* - N_{1/2}^* \quad (5.23)$$

lassen sich jedoch die in den Gleichungen 5.21 und 5.22 gezeigten unpolarisierten Beiträge vollständig separieren. ΔN enthält nur die helizitätsabhängige Bilanz der gemessenen Ereignisse als Differenz der beiden Spinkopplungen zwischen Photon und Proton zu $J = 3/2$ und zu $J = 1/2$. Die Wirkungsquerschnittsdifferenz $\Delta\sigma$ läßt sich analog hierzu gemäß

$$\Delta\sigma = \sigma_{3/2}^* - \sigma_{1/2}^* \quad (5.24)$$

bestimmen, wobei sich die Größen $\sigma_{3/2}^*$ und $\sigma_{1/2}^*$ aus

$$\sigma_{3/2}^* = \sigma_{3/2} + \frac{1}{2}(\sigma^{\text{C}} + \sigma^{\text{O}} + \sigma^{\text{He}}), \quad (5.25)$$

$$\sigma_{1/2}^* = \sigma_{1/2} + \frac{1}{2}(\sigma^{\text{C}} + \sigma^{\text{O}} + \sigma^{\text{He}}) \quad (5.26)$$

zusammensetzen.

Die helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ lassen sich durch Kombination der Messungen am Wasserstofftarget und der Messungen am Butanol-Target extrahieren. Zwischen den helizitätsabhängigen und -unabhängigen Wirkungsquerschnitten besteht die Relation

$$\sigma = \frac{1}{2}(\sigma_{3/2} + \sigma_{1/2}). \quad (5.27)$$

Entsprechend können die Größen $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ aus den gemessenen Größen $\Delta\sigma$ und σ bestimmt werden. Zur Bestimmung von $\sigma_{3/2}$ führt

$$2\sigma + \Delta\sigma = \sigma_{3/2} + \sigma_{1/2} + \sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}, \quad (5.28)$$

$$= 2\sigma_{3/2} \quad (5.29)$$

zu der Relation

$$\sigma_{3/2} = \frac{2\sigma + \Delta\sigma}{2}. \quad (5.30)$$

Für die Bestimmung von $\sigma_{1/2}$ führt

$$2\sigma - \Delta\sigma = \sigma_{3/2} + \sigma_{1/2} - \sigma_{3/2} + \sigma_{1/2}, \quad (5.31)$$

$$= 2\sigma_{1/2} \quad (5.32)$$

zu der Relation

$$\sigma_{1/2} = \frac{2\sigma - \Delta\sigma}{2}. \quad (5.33)$$

Da die helizitätsabhängigen und helizitätsunabhängigen Messungen jeweils unter gleichen Bedingungen mit dem Detektor DAPHNE gemessen wurden, sind keine Korrekturen in bezug auf Unterschiede der Detektorakzeptanzen notwendig, und die Daten somit direkt kombinierbar. Auch andere helizitätsabhängige Größen, wie invariante Massenverteilungen, Dalitz-Plots und Winkelverteilungen, lassen sich mit diesem Verfahren aus den beiden Messungen bestimmen.

Kapitel 6

Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die auf den am Wasserstoff- und Butanol-Target gemessenen polarisationsunabhängigen und helizitätsabhängigen Daten basierenden Ergebnisse vorgestellt, mit früheren Experimenten verglichen und diskutiert. Das wesentliche Ziel dieser Untersuchung besteht darin, Informationen über die Beiträge möglicher Mechanismen der Reaktionen $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ und $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ zu liefern. Zunächst ist es sinnvoll, eine physikalische Interpretation der Ergebnisse im Akzeptanzbereich des Detektors DAPHNE durchzuführen, da eine Datenextrapolation in die von DAPHNE nicht abgedeckten Bereiche nur unter Modellannahmen möglich ist. Mit Hilfe der in Kapitel 2 beschriebenen Doppel-Pion-Modelle der Valencia- und der Gent-Mainz-Gruppe wurden hierfür an die DAPHNE-Akzeptanz angepaßte Wirkungsquerschnitte bestimmt, die dann unmittelbar mit den Meßergebnissen verglichen werden konnten. Zur Extrapolation der Daten in den vollen Phasenraum fand zusätzlich das „GENBOD-Modell“ der GEANT-Simulationssoftware Anwendung, das von einer rein auf Dreikörper-Kinematik basierenden Verteilung der Produkte im Phasenraum ausgeht. Der Vergleich erlaubte im Verlauf der vergangenen drei Jahre eine erhebliche Verbesserung der Modelle und des damit verbundenen Verständnisses der Reaktionskinematik.

Zunächst mußte die Qualität der gemessenen Daten des GDH-Experiments überprüft werden, um festzustellen, ob das Analyseverfahren korrekt ist. Für diesen Zweck wurden sämtliche Methoden zunächst auf die Messungen am unpolarisierten Wasserstoff angewandt und verifiziert. Anschließend diente dieses Verfahren dazu, helizitätsabhängige Ergebnisse aus der Messung am Butanol-Target zu ermitteln.

6.1 Betrachtung helizitätsunabhängiger Größen

6.1.1 Photoabsorptionswirkungsquerschnitte

Aus den bisher gezeigten Größen lassen sich die Photoabsorptionswirkungsquerschnitte für $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ innerhalb der DAPHNE-Akzeptanz darstellen. Eine Extrapolation in den gesamten Phasenraum ist jedoch aus den in Abschnitt 5.6 diskutierten Gründen nur unter in Modellen beschriebenen Annahmen möglich. Gemäß Gleichung 5.13 setzt sich der totale Photoabsorptionswirkungsquerschnitt innerhalb der DAPHNE-Akzeptanz σ_{AKZ} aus der Ereignisausbeute unter der Bedingung des Nachweises von zwei und drei geladenen Teilchen im Detektor

DAPHNE zusammen. Abbildung 6.1 zeigt diese Beiträge zum Wirkungsquerschnitt innerhalb der DAPHNE-Akzeptanz. Diese Wirkungsquerschnittsbeiträge wurden hierbei mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation (GEANT) bereits auf intrinsische Ineffizienzen des Analyseverfahrens, wie z.B. Fehlidentifikation der Reichweitenmethode oder fehlende Abdeckung des Azimutwinkels korrigiert. Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß etwa gleich viele Ereignisse mit zwei und drei geladenen Teilchen in DAPHNE zum Gesamtwirkungsquerschnitt $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ beitragen. Dies liegt darin begründet, daß der Großteil der zum Nachweis der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ im wesentlichen geforderten Protonen bis zu einem Polarwinkel von $\vartheta \geq 21^\circ$ im Laborsystem im Detektor DAPHNE beobachtet werden und der Nachweis eines gültigen Ereignisses wie bereits im vorherigen Kapitel beschrieben von der Nachweiswahrscheinlichkeit des Protons dominiert ist. Zusätzlich sind in Abbildung 6.1 Vorhersagen der Modelle der Gent-Mainz-

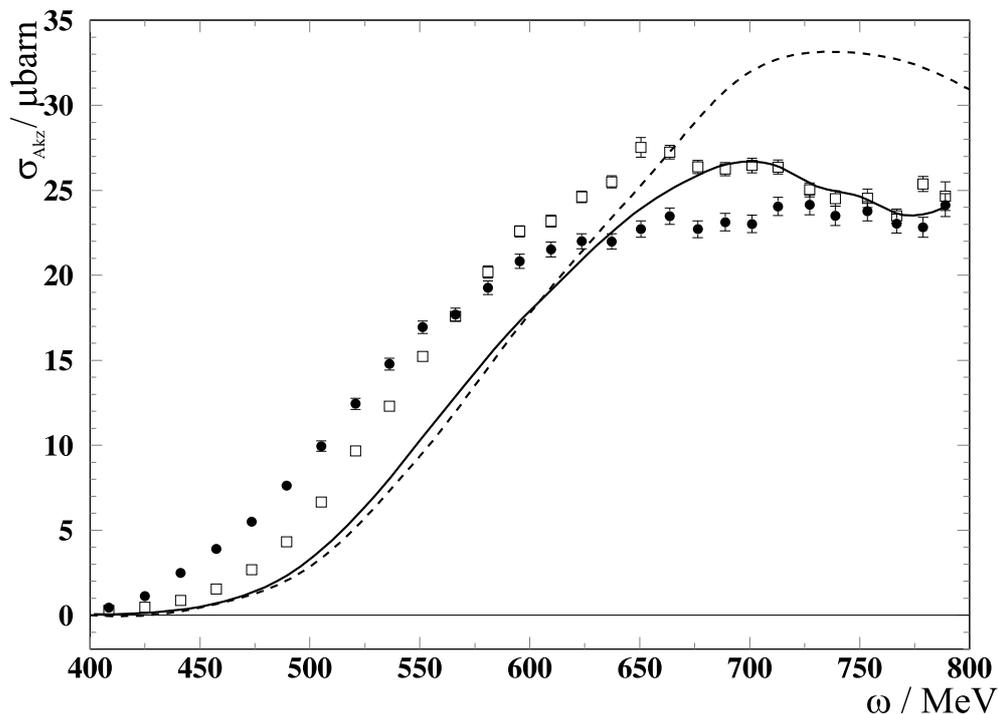


Abbildung 6.1 Teilbeiträge zum Wirkungsquerschnitt für $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ für den Nachweis über zwei (•) und drei (□) geladene Teilchen im Detektor DAPHNE. Für den Nachweis von drei geladenen Teilchen in DAPHNE sind zum Vergleich die Vorhersagen der Gent-Mainz- (gestrichelt) und der Valencia-Gruppe (durchgezogen) eingezeichnet.

und der Valencia-Gruppe eingezeichnet, die den Verlauf des Wirkungsquerschnitts im wesentlichen beschreiben. Für Energien $\omega < 650$ MeV unterschätzen beide Modelle jedoch den tatsächlichen Verlauf des Wirkungsquerschnitts; darüber hinaus überschätzt das Modell der Gent-Mainz-Gruppe den Verlauf für $\omega > 650$ MeV.

Die Summe der beiden Teilbeiträge liefert den Gesamtwirkungsquerschnitt für $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ innerhalb der DAPHNE-Akzeptanz. Dieser ist in Abbildung 6.2 gezeigt. Durch Extrapolation der gemessenen Daten in den vollen Phasenraum unter Verwendung von GENBOD kann ein Vergleich mit Ergebnissen durchgeführt werden, die bei früheren Experimenten ermittelt

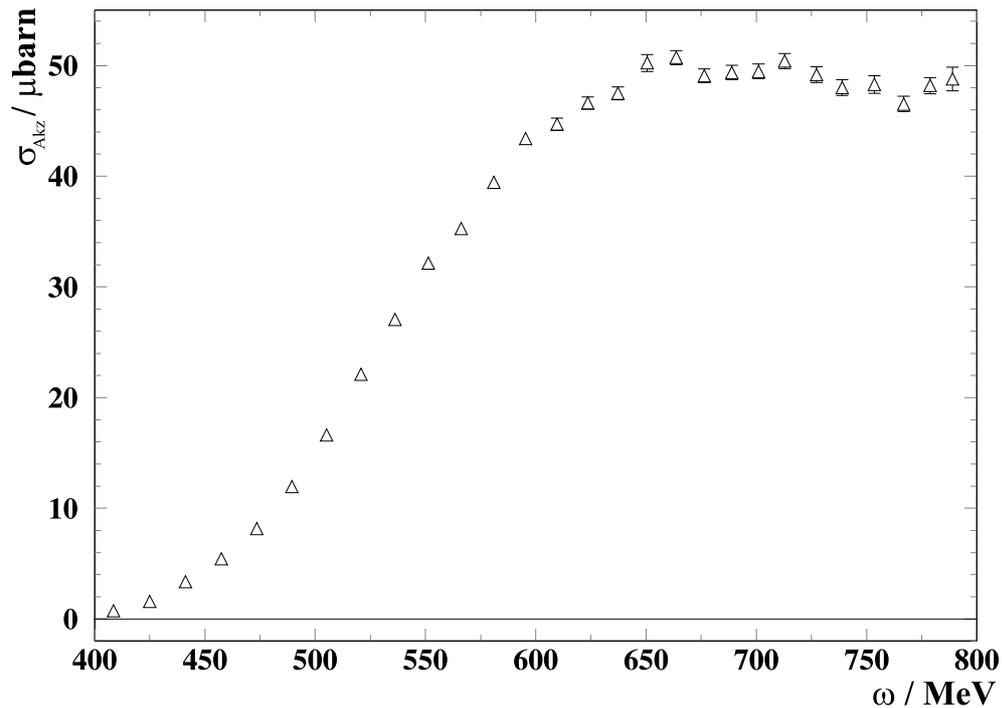


Abbildung 6.2 Unpolarisierter Wirkungsquerschnitt für $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ innerhalb der Akzeptanz des Detektors DAPHNE.

wurden. Abbildung 6.3 zeigt die extrapolierten Daten im Vergleich mit Daten der Kollaboration ABBHHM [ABBH69] und INFN Frascati [Gial69] sowie einer früheren Messung mit dem Detektor DAPHNE. Darüber hinaus sind die Modellvorhersagen der Valencia- und der Gent-Mainz-Gruppe eingetragen. Eine Betrachtung der Daten dieser Messung (\bullet) mit früheren Ergebnissen des Detektors DAPHNE sollte aufgrund ähnlicher Analyseverfahren und gleicher Detektoreigenschaften die größte Übereinstimmung liefern. Die trotzdem auftretende Diskrepanz von bis zu $8 \mu\text{barn}$ basiert auf einer fehlerhaften Targetkorrektur bei der Analyse der Messung von 1995. Die Ergebnisse von DAPHNE 1995 konnten durch den Einsatz der damaligen Parameter zur Targetkorrektur mit den 1997 gemessenen Daten reproduziert werden. Im Vergleich mit anderen Experimenten zeigt sich für die aktuellen Daten eine gute Übereinstimmung.

Eine Betrachtung der Modellvorhersagen liefert auch unter Extrapolation in den Phasenraum keine deutlichen Veränderungen der Verhältnisse gegenüber Abbildung 6.1. Sowohl das RPR-Modell der Gent-Mainz-Gruppe wie auch das Modell der Valencia-Gruppe wurden jeweils für Abbildung 6.1 unter der in Anhang 5.6 gezeigten Akzeptanz des Detektors DAPHNE für den Nachweis dreier geladener Teilchen konfiguriert.

Im RPR-Modell der Gent-Mainz-Gruppe stammt der größte Beitrag aus der nicht-resonanten $\pi\Delta$ -Produktion, der auch den Anstieg des Wirkungsquerschnitts im Energiebereich von der $\pi\pi$ -Schwelle bis $\omega \approx 600 \text{ MeV}$ bewirkt. Einen zusätzlichen Beitrag erhält der Wirkungsquerschnitt dadurch, daß mit zunehmender energetischer Entfernung von der $\pi\pi$ -Schwelle die über $D_{13}(1520)$ resonante $\pi\Delta$ -Produktion zunimmt. Beiträge aus $\rho(770)$ -Termen besäßen gemäß dem RPR-Modell hier nur einen vernachlässigbaren Beitrag. Die über $D_{13}(1520)$ resonante

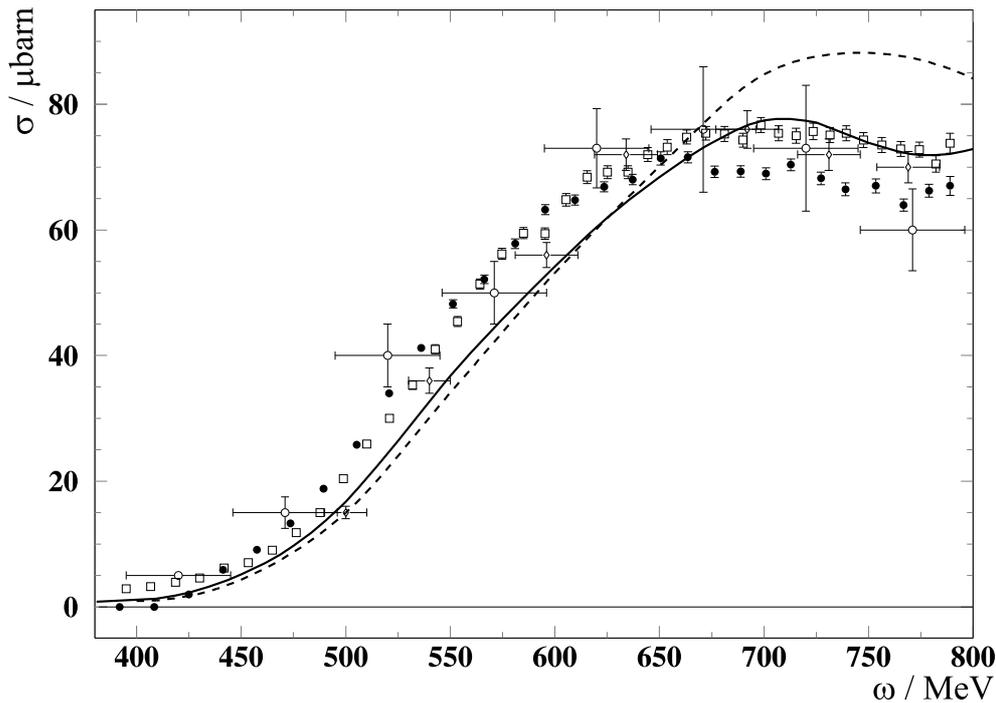


Abbildung 6.3 In dieser Arbeit für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ ermittelter Photoabsorptionswirkungsquerschnitt extrapoliert auf den vollen Phasenraum (●) im Vergleich mit früheren Experimenten der ABBHHM-Kollaboration 1968 (○) [ABBH69], INFN Frascati 1969 (◊) [Gial69], DAPHNE 1995 (□) und den Modellvorhersagen der Gent-Mainz- (gestrichelt) und der Valencia-Gruppe (durchgezogen).

ρN -Produktion besitzt nur im Bereich des Breit-Wigner-Maximums der $D_{13}(1520)$, was im vorliegenden Fall einer Energie von $\omega = 762$ MeV im Laborsystem entspricht, einen nennenswerten Beitrag. Für die Übergänge von $D_{13}(1520) \rightarrow \pi\Delta$ und $D_{13}(1520) \rightarrow \rho N$ wurden Kopplungen verwendet, die aus der Analyse der Daten in [Man191] für die Reaktionen $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ ermittelt wurden. Durch die in [Pdg00] angegebenen großen Zerfallsbreiten für $D_{13}(1520)$ in $\pi\Delta$ und ρN ist eine präzisere Vorhersage seitens des RPR-Modells nicht möglich [Holv01].

Das Modell der Valencia-Gruppe bedient sich der Kombination verschiedener resonanter und nicht-resonanter Beiträge. Neben den auch im RPR-Modell verwendeten Beiträgen der Resonanz $D_{13}(1520)$ und $\rho(770)$ werden hier zusätzliche Beiträge aus den Resonanzen $\Delta(1700)$ und $P_{11}(1440)$ mit einbezogen. Der in Abbildung 6.1 und Abbildung 6.3 gezeigte Anstieg des Wirkungsquerschnitts wird auch in diesem Modell zunächst durch die nicht-resonante $\pi\Delta$ -Produktion (Kroll-Rudermann-Kontaktterm) beschrieben. Dies ist naheliegend, da in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ zwei geladene Pionen emittiert werden und das reelle Photon mit großer Wahrscheinlichkeit direkt an eines der beiden Pionen koppeln kann. Das Maximum des Wirkungsquerschnitts bei $\omega \approx 650$ MeV wird von diesem Modell gut beschrieben. Hierbei wird davon ausgegangen, daß im wesentlichen eine starke additive s-Wellen-Interferenz zwischen der nicht-resonanten $\pi\Delta$ -Produktion und der über $D_{13}(1520)$ resonanten $\pi\Delta$ -Produktion für den Fall $l_\pi = 0$ vorliegt [Nach01]. Die Interferenz der nicht-resonanten und resonanten $\pi\Delta$ -Produktion ist additiv und bedingt in diesem Modell das Maximum des Wirkungsquerschnitts. Der zusätzliche Beitrag aus der Produktion von ρN ist im Modell der Valencia-Gruppe nicht

unerheblich. Während die ρN -Produktion allein nur einen Beitrag von $5 \mu\text{barn}$ zum Wirkungsquerschnitt liefert, besitzen die Interferenzbeiträge zwischen der ρN -Produktion und den Δ -Kroll-Rudermann-Termen einen Einfluß von maximal $30 \mu\text{barn}$ auf den totalen Wirkungsquerschnitt, je nach Wahl des Vorzeichens des Kopplungsfaktors g_ρ [Nach01]. Zusätzlich zur ρN -Produktion wurden Terme mit der resonanten $\Delta(1700)$ -Anregung berücksichtigt. Dieser Beitrag liefert allein maximal $3 \mu\text{barn}$. Im Modell der Valencia-Gruppe wurde jedoch, wie bereits für die ρN -Produktion, eine Interferenz der $\Delta(1700)$ -Resonanz mit den Δ -Kroll-Rudermann-Termen berücksichtigt, was zu einem negativen Beitrag führt. Das hat zur Folge, daß der Wirkungsquerschnitt um bis zu $8 \mu\text{barn}$ reduziert wird [Nach01] und das Modell im Bereich $650 < \omega < 800 \text{ MeV}$ den Verlauf des gemessenen Wirkungsquerschnitts somit recht gut beschreibt.

6.1.2 Winkelverteilungen

Mit Hilfe des Vertex-Detektors in DAPHNE können über die Azimut- und Polarwinkelinformationen Winkelverteilungen für Protonen und π^\pm gemessen werden. Für die Untersuchung der Reaktionskinematik von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ und für einen Vergleich zu früheren Messungen ([Murp93]) ist jedoch die Winkelverteilung im Schwerpunktsystem anzugeben. Da es sich bei der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ um einen Zweistufenprozeß handelt, ist die genaue Bestimmung der Impuls- und Energiebeiträge der Zwischenzustände nicht trivial. Um trotzdem aus den gegebenen Parametern eine Darstellung im Schwerpunktsystem zu erreichen, wurde die Reaktion als Einstufenprozeß behandelt, wobei angenommen wird, daß die drei Endzustandsteilchen p , π^+ , π^- aus einem gemeinsamen Vertex emittiert werden. Diese Betrachtung liegt auch der Simulation der Phasenraumverteilung in den gezeigten Darstellungen zugrunde. Diskrepanzen zwischen der Phasenraumverteilung und den gemessenen Datenpunkten liefern somit Informationen über physikalische Prozesse und damit Zwischenzustände der Reaktion. Abbildung 6.4 zeigt die Winkelverteilung von Protonen im Schwerpunktsystem für vier Photonenenergien. Abbildung 6.5 zeigt die Winkelverteilungen für π^\pm unter sonst gleichen Bedingungen. In allen gezeigten Darstellungen wurden erneut nur Daten eingetragen, die mit dem Detektor DAPHNE aufgezeichnet wurden. Zusätzlich wurde gefordert, daß alle drei Reaktionsprodukte im Detektor identifiziert wurden. Für die Protonen findet man im Bereich von $\omega \approx 600 \text{ MeV}$ ein Maximum unter $\theta_{\text{cm}} \approx 90^\circ$. Für die Winkelverteilung der Pionen zeigt sich mit zunehmender Photonenenergie eine Präferenz kleiner Polarwinkel. Die Winkelverteilung ist insgesamt breiter als für Protonen. Die Polarwinkelakzeptanz des Detektors DAPHNE wirkt sich im Laborsystem unterschiedlich auf Pionen und Protonen aus. Für Pionen sind Polarwinkel von $\vartheta_{\text{cm}} > 37^\circ$ erlaubt, während für Protonen nur Polarwinkel von $\vartheta_{\text{cm}} > 59^\circ$ zulässig sind. Durch den kleineren verfügbaren Polarwinkelbereich für Protonen wirkt sich die Polarwinkelakzeptanz des Detektors DAPHNE hier stärker aus als für Pionen.

Die in den Abbildungen gezeigten Datenpunkte folgen dem Verlauf der Phasenraumverteilung. Dies bedeutet, daß bei den vorliegenden Impuls- und Raumwinkelakzeptanzen die emittierten Endzustandsteilchen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ in bezug auf ihre Polarwinkel, der reinen Dreikörper-Kinematik folgen. Strukturen, die Rückschlüsse auf physikalische Prozesse zulassen würden, sind in diesen Winkelverteilungen nicht beobachtbar.

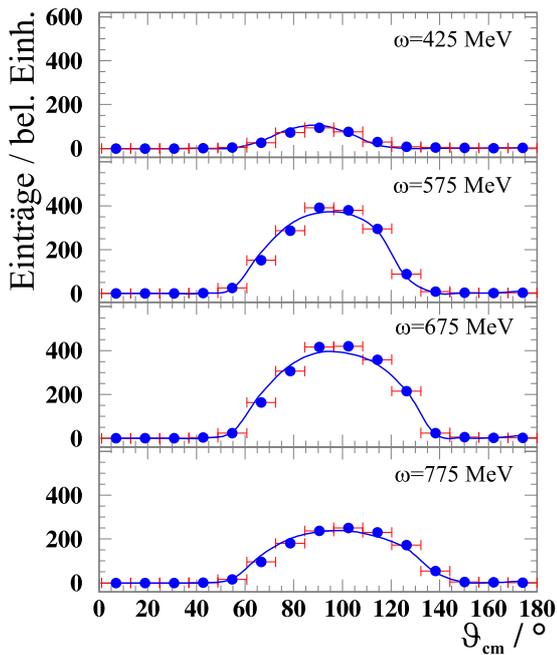


Abbildung 6.4 Verteilung der identifizierten Protonen über den Polarwinkel im Schwerpunktsystem (ϑ_{cm}) für mittlere Photonenergien von $\omega = 425, 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV. Im Vergleich dazu ist die Phasenraumverteilung (durchgezogene Linie) eingetragen.

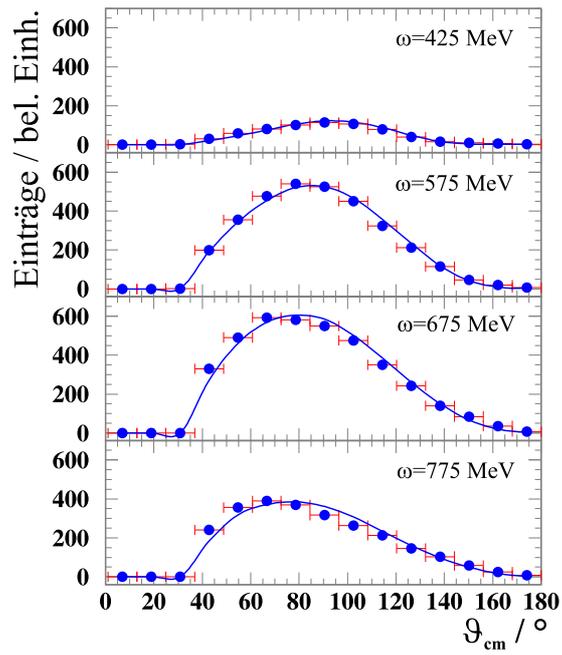


Abbildung 6.5 Verteilung der identifizierten Pionen über den Polarwinkel im Schwerpunktsystem (ϑ_{cm}) für mittlere Photonenergien von $\omega = 425, 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV. Im Vergleich dazu ist die Phasenraumverteilung (durchgezogene Linie) eingetragen.

6.1.3 Invariante Massen

Durch Untersuchung der Polarwinkelverteilungen der aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ emittierten Protonen und Pionen wurde im vorherigen Abschnitt versucht, Informationen über zugrundeliegende physikalische Teilprozesse zu gewinnen. Hierbei wurden sämtliche Winkelverteilungen unabhängig von der Energie und dem Impuls der beobachteten Teilchen aufgetragen. Eine alternative Methode stellt die Untersuchung der Energie- und Impulsverteilung der beobachteten Teilchen im Endzustand dar. Durch Kombination von jeweils zwei Endzustandseigenschaften der drei emittierten Teilchen lassen sich die Schwerpunktsenergien und die „invarianten Massen“ des betrachteten Objekts bestimmen. Invariante Massen sind eine Observable zur Untersuchung der Zwischenzustände eines Mehrkörperprozesses. Aus dem Viererimpuls der Reaktionsprodukte wird hierbei die invariante Masse M_{inv} über die Mandelstamvariable s mit

$$M_{\text{inv}}^2 \equiv s = (P_1 + P_2)^2, \quad (6.1)$$

$$= (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2, \quad (6.2)$$

$$= (E_1 + E_2)^2 - |\vec{p}_1|^2 - |\vec{p}_2|^2 - 2|\vec{p}_1||\vec{p}_2|(\cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2 + \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)), \quad (6.3)$$

bestimmt. Die Größen P_1 und P_2 sind hier die Viererimpulse der beobachteten Teilchen 1 und 2. E_1 und E_2 entsprechen der Energie der Teilchen und \vec{p}_1 und \vec{p}_2 entsprechen deren Impulsen. Da in diesem Fall M_{inv} aus Energien und Impulsen im Laborsystem errechnet werden muß, gilt $(\sum_i \vec{p}_i)^2 \neq 0$. Daher müssen die Teilchenimpulse sowie die Azimut- und Polarwinkel mitberücksichtigt werden. Im vorliegenden Fall sind invariante Massen der Kombinationen $\pi^+\pi^-$ und $p\pi^\pm$ bestimmbar. Für den letzteren Fall kann nur eine Untersuchung des Mischzustands zwischen π^+ und π^- wiedergegeben werden, da die beiden Pionen im Detektor ununterscheidbar sind.

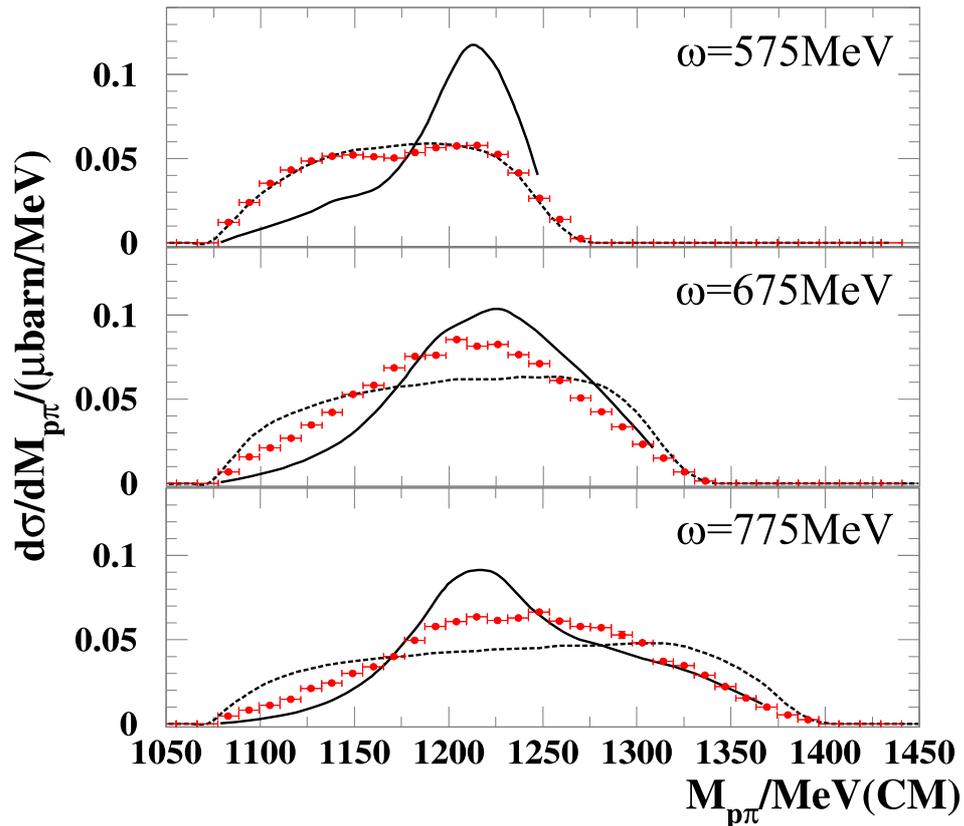


Abbildung 6.6 Verteilung der invarianten Massen für das System $p\pi^\pm$ für mittlere Photonenenergien von $\omega = 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von jeweils 50 MeV. Dargestellt sind die in dieser Arbeit ermittelten Datenpunkte (\bullet) und der durch die Experimenteigenschaften und die Strahlenergie begrenzte Phasenraum (gestrichelte Linie). Zusätzlich sind Vorhersagen des RPR-Modells der Gent-Mainz-Gruppe eingetragen (durchgezogene Linie).

Abbildung 6.6 zeigt die Verteilung invarianter Massen des Systems $p\pi^\pm$ für $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ für drei mittlere Photonenenergien $\omega = 575, 675, 775$ MeV. In allen gezeigten Meßpunkten wurde als Bedingung der Nachweis von drei geladenen Teilchen im Detektor DAPHNE gefordert, wobei zusätzlich das Proton im für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ gültigen kinematischen Bereich nachgewiesen werden muß. Die Phasenraumverteilung (gestrichelte Linie) zeigt den allein auf der Dreikörper-Kinematik basierenden Verlauf der Verteilung. Im Vergleich mit der Phasenraumverteilung zeigen die Datenpunkte im Bereich der Resonanz $\Delta(1232)$ insbesondere ab $\omega = 675$ MeV eine Struktur. Dies deutet darauf hin, daß in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ ein dominanter Beitrag der $\pi\Delta$ -Produktion vorliegt.

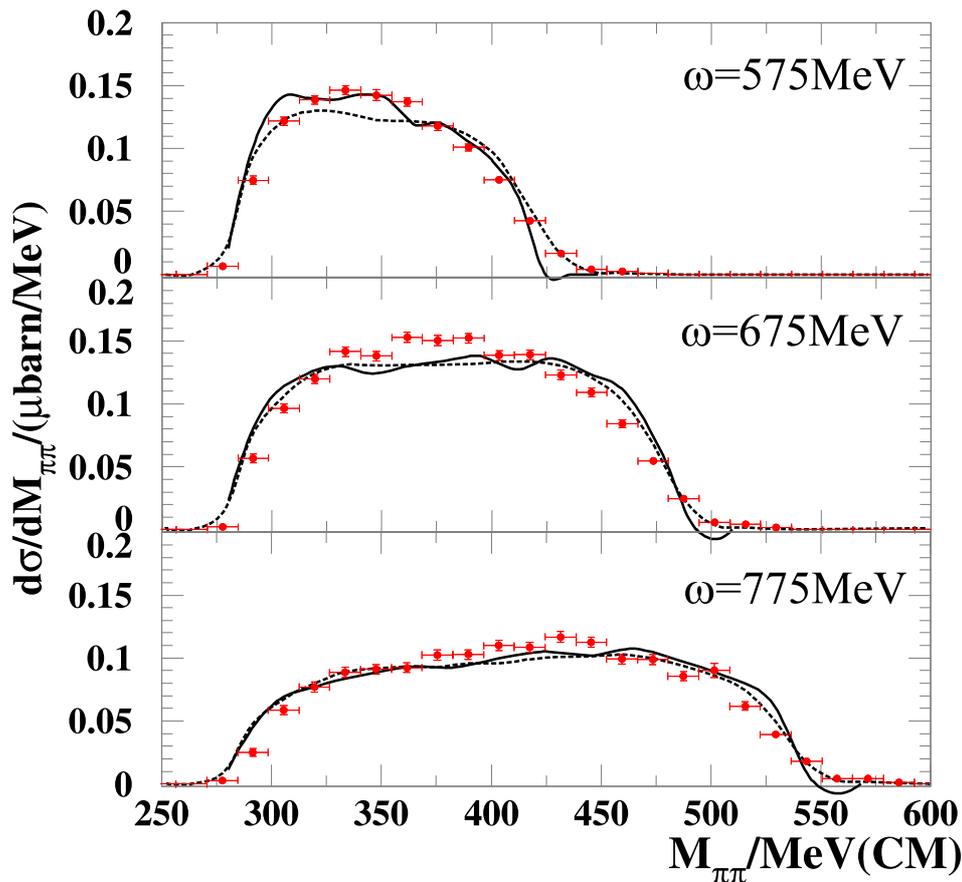


Abbildung 6.7 Verteilung der invarianten Massen für das System $\pi^+\pi^-$ für mittlere Photonenergien von $\omega = 575, 675, 775$ MeV mit einer Energieeinbreite von 50 MeV. Dargestellt sind die in dieser Arbeit ermittelten Datenpunkte (\bullet) und der durch die Experimenteigenschaften und die Strahlenergie begrenzte Phasenraum (gestrichelte Linie). Zusätzlich sind Vorhersagen des RPR-Modells der Gent-Mainz-Gruppe eingetragen (durchgezogene Linie).

Der Kurvenverlauf des RPR-Modells basiert auf der Verteilung der invarianten Masse aus $d\sigma/dM_{\pi^+\pi^-}$, normiert auf die gezeigte Darstellung, wenngleich die gemessenen Datenpunkte eine Superposition der invarianten Massen $d\sigma/dM_{\pi^+\pi^-}$ und $d\sigma/dM_{\pi^-\pi^+}$ darstellen [Holv01, Vand02]. Die invariante Massenverteilung ist hier mit den Rechnungen zum $\pi\Delta$ - und ρN -Produktionsmechanismus (jeweils nicht-resonant und resonant über $D_{13}(1520)$) dargestellt. Der beobachtete Peak entspricht hier der Masse der Δ -Resonanz und zeigt explizit die Dominanz der $\pi\Delta$ -Produktion, wobei in der vorliegenden Rechnung des RPR-Modells der Zerfallskanal $\Delta^{++} \rightarrow \pi^+p$ im dominanten Isospinkanal $\gamma p \rightarrow p\pi^-\Delta^{++}$ im Vordergrund steht. $\pi^+\Delta^0$ leistet gemäß dem RPR-Modell keinen Beitrag zu dieser invarianten Masse. $\pi^+\Delta^0$ -Beiträge schlagen sich lediglich in der Verbreiterung des Peaks nieder. Für niedrigere Photonenergien von $\omega < 600$ MeV zeigt sich eine deutliche Abweichung des RPR-Modells von den gemessenen Daten. Diese Diskrepanz basiert auf der hier nicht berücksichtigten nicht-resonanten $\pi\pi N$ -Photoproduktion über π -Austausch mit einem nukleonischen Zwischenzustand. Weitere Abweichungen der RPR-Modellvorhersage werden durch die Extrapolationsvorschrift des Regge-Propagators in den vorliegenden Energiebereich verursacht [Holv01].

Abbildung 6.7 zeigt die invarianten Massenverteilungen des Systems $\pi^+\pi^-$ für mittlere Photonenenergien $\omega = 575, 675, 775$ MeV. Der Verlauf der Datenpunkte liegt hier weitgehend auf der durch den Phasenraum vorgegebenen Verteilung (gestrichelte Linie). Im Vergleich dazu ist auch hier die Vorhersage des RPR-Modells eingetragen, die praktisch der Phasenraumverteilung folgt. Daraus läßt sich schlußfolgern, daß zwischen den beiden Pionen im vorliegenden Energiebereich keine starke Korrelation vorliegt [Holv01]. Die erste „pionische“ Resonanz wird bei $\rho(770)$ erwartet. Das Maximum dieser Resonanz ist mit dem am MAMI B verfügbaren Phasenraum nicht beobachtbar. Die Obergrenze des Phasenraums liegt, wie später aus Abbildung 6.9 ersichtlich wird, mehr als $\Delta M > 2\sigma_{\rho(770)}$ vom Maximum von $\rho(770)$ entfernt. Auch in den Rechnungen des RPR-Modells ist der Beitrag der ρ N-Produktion in diesem Energiebereich für die unpolarisierten Daten gering. Invariante Massenverteilungen für $\pi^+\pi^-$ im Bereich des Maximums von $\rho(770)$ zeigen z.B. Ergebnisse der [ABBH69] und Messungen mit dem Detektor SAPHIR (Bonn) [Wu01].

6.1.4 Dalitz-Plots invarianter Massen

Korrelationen invarianter Massen lassen sich zur Bestimmung von Zwischenzuständen in Dreikörper-Prozessen als sogenannte „Dalitz-Plots invarianter Massen“ darstellen. Für einen Dreikörper-Zerfall betrachtet man zunächst ein System mit der Masse M und dem Impuls \vec{p} , das in drei Reaktionsprodukte mit den Eigenschaften (\vec{p}_1, m_1) , (\vec{p}_2, m_2) und (\vec{p}_3, m_3) zerfällt. Unter der Bedingung, daß alle hier genannten Größen bestimmbar sind, lassen sich invariante Massen der möglichen Zweikörper-Teilsysteme gemäß Gleichung 6.3 bestimmen. Diese werden hier als m_{12} , m_{23} und m_{13} bezeichnet. Eine Auftragung der Größen m_{ij}^2 gegen m_{jk}^2 liefert den Dalitz-Plot. Der Wertebereich der Darstellung kann die Summe der jeweiligen Ruhemassen dabei nicht unterschreiten und es gilt

$$m_{12,\min}^2 = (m_1 + m_2)^2, \quad (6.4)$$

$$m_{23,\min}^2 = (m_2 + m_3)^2, \quad (6.5)$$

$$m_{13,\min}^2 = (m_1 + m_3)^2. \quad (6.6)$$

Die maximalen Werte für m sind dadurch gegeben, daß die Gesamtmasse M des Systems nicht überschritten werden darf. Für die invariante Masse m_{ij} bzw. m_{jk} gilt, daß der Wert nicht größer sein kann als die Gesamtmasse M abzüglich der Ruhemasse des jeweils nicht betrachteten Teilchens, und somit folgt sie der Vorschrift

$$m_{12,\max}^2 = (M - m_3)^2, \quad (6.7)$$

$$m_{23,\max}^2 = (M - m_1)^2, \quad (6.8)$$

$$m_{13,\max}^2 = (M - m_2)^2. \quad (6.9)$$

Zusätzlich muß der mögliche Wertebereich die Energie- und Impulserhaltung erfüllen. Der gültige Wertebereich wird entsprechend zusätzlich durch die Gleichung

$$\begin{aligned} m_{ij}^2 &= (E'_j + E'_k)^2 - (\vec{p}_j + \vec{p}_k)^2 \\ &= (E'_j + E'_k)^2 - \left(\sqrt{E_j'^2 - m_j^2} + \sqrt{E_k'^2 - m_k^2} \right)^2 \end{aligned} \quad (6.10)$$

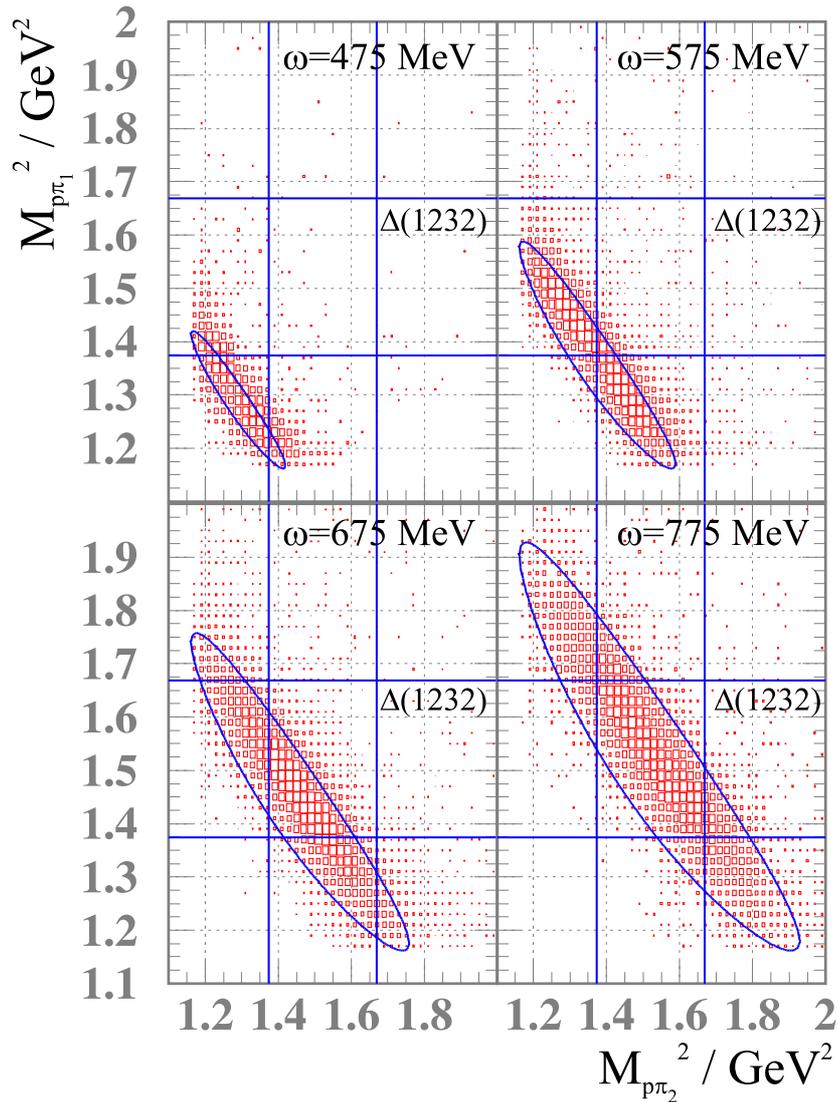


Abbildung 6.8 Dalitz-Plot der invarianten Massen für das System $p\pi^\pm$. Gezeigt sind $M_{p\pi_1}^2$ aufgetragen gegen $M_{p\pi_2}^2$ für mittlere Photonenergien von $\omega = 475, 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von jeweils 50 MeV. Zusätzlich ist der zulässige Phasenraumbereich und die Resonanz $\Delta(1232)$ mit der Größe der FWHM eingetragen.

beschränkt. Hierbei gilt $E'_j = (m_{ij}^2 - m_i^2 + m_j^2)/(2m_{ij})$ und $E'_k = (M^2 - m_{ij}^2 - m_k^2)/(2m_{ij})$. Der Wertebereich liegt zwischen den beiden Lösungen der quadratischen Gleichung für m_{ij}^2 , siehe [Pdg02] gemäß

$$m_{ij}^2 = (E'_j + E'_k)^2 - \left(\sqrt{E_j'^2 - m_j^2} \pm \sqrt{E_k'^2 - m_k^2} \right)^2. \quad (6.11)$$

Zeigen die Werte innerhalb der erlaubten Fläche des Dalitz-Plots eine homogene Verteilung, so besteht keine Präferenz eines Systems über einen bestimmten Zwischenzustand resonant zu zerfallen. Die quadrierte Determinante der Lorentz-invarianten Amplitude ist in diesem Fall

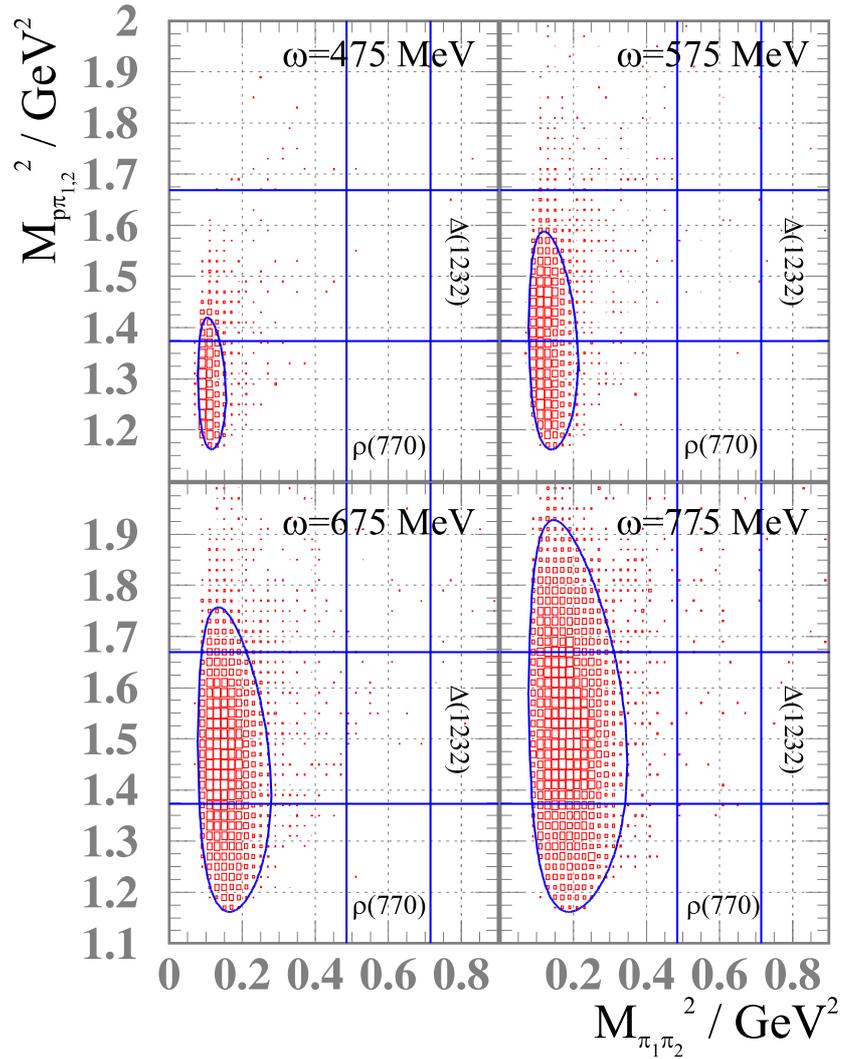


Abbildung 6.9 Dalitz-Plot der invarianten Massen für das System $p\pi^\pm$ gegen das System $\pi^+\pi^-$. Gezeigt sind $M_{p\pi_{1,2}}^2$ aufgetragen gegen $M_{\pi_1\pi_2}^2$ für mittlere Photonenergien von $\omega = 475, 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von jeweils 50 MeV. Zusätzlich ist der zulässige Phasenraumbereich, die Resonanz $\Delta(1232)$ und $\rho(770)$ mit der Breite der jeweiligen FWHM eingetragen.

konstant, siehe [Pdg02]. Zeigen sich hingegen Strukturen, so ist hieraus direkt ein Rückschluß auf die Masse der Resonanz des Zwischenzustands M möglich. Diese beträgt dann

$$M = \sqrt{m_{ij}(m_{jk})} \vee \sqrt{m_{jk}(m_{ij})}. \quad (6.12)$$

Im Energiebereich für $\omega \leq 800$ MeV wären z.B. Beiträge der Resonanzen $\Delta(1232)$, $D_{13}(1520)$, $S_{11}(1535)$, $P_{11}(1440)$ oder $\rho(770)$ beobachtbar.

Im Fall der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ können als Dalitz-Plots invarianter Massen die Korrelationen

$$K_1 = f(M_{p\pi^\pm}, M_{\pi^+\pi^-}), \quad (6.13)$$

$$K_2 = f(M_{p\pi_1}, M_{p\pi_2}) \quad (6.14)$$

auf der Grundlage der Experimentvorgaben untersucht werden.

Abbildung 6.8 zeigt den Dalitz-Plot der invarianten Massenverteilungen $M_{p\pi_1}^2$ und $M_{p\pi_2}^2$. Wie bereits in Abschnitt 6.1.4 erwähnt, sind die beiden Pionen im Detektorsystem nicht voneinander unterscheidbar, weshalb für die gezeigte Darstellung $p\pi_{1,2} = p\pi^+ \vee p\pi^-$ gilt. Für $\omega = 475$ MeV und $\omega = 575$ MeV läßt sich zunächst keinerlei Präferenz innerhalb des zulässigen Phasenraums erkennen. Ab $\omega \approx 600$ MeV zeigt sich jedoch die Struktur der eingezeichneten $\Delta(1232)$ -Resonanz in den Meßdaten. Diese basiert dem aktuellen Kenntnisstand nach auf der Produktion von $\pi\Delta$, wobei das Proton und das Pion aus dem Zerfall $\Delta \rightarrow \pi p$ stammen.

Abbildung 6.9 zeigt die Korrelation zwischen den invarianten Massen des $\pi^+\pi^-$ - und des $p\pi^\pm$ -Systems. Für das $p\pi^\pm$ -System zeigt sich auch hier die Struktur der $\Delta(1232)$ -Resonanz entlang aller möglichen Zustände des $\pi^+\pi^-$ -Systems. Für das $\pi^+\pi^-$ -System liegt die eingezeichnete „mesonische“ Resonanz $\rho(770)$ über 2σ ihrer Resonanzbreite von der möglichen Phasenraumobergrenze entfernt. Strukturen dieser Resonanz sind in den helizitätsunabhängigen Dalitz-Plots nicht erkennbar.

Eine weitergehende Untersuchung der Dalitz-Plots konnte anhand der helizitätsabhängigen Daten durchgeführt werden. Die helizitätsabhängigen Dalitz-Plots der invarianten Massenverteilungen $M_{p\pi_1}^2$ aufgetragen gegen $M_{p\pi_2}^2$ sowie $M_{p\pi_{1,2}}^2$ aufgetragen gegen $M_{\pi_1\pi_2}^2$ für die Gesamtspins $J = 3/2$ und $J = 1/2$ sind in Anhang C gezeigt und weisen neben dem gut erkennbaren Beitrag der $\Delta(1232)$ -Resonanz keine weiteren Strukturen auf.

6.2 Betrachtung helizitätsabhängiger Größen

6.2.1 Photoabsorptionswirkungsquerschnitte

Die helizitätsabhängigen Größen $\sigma_{3/2} = \sigma_{3/2}(\omega)$ und $\sigma_{1/2} = \sigma_{1/2}(\omega)$ des Photoabsorptionswirkungsquerschnitts der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ sind, wie in Abschnitt 5.7 gezeigt, aufgrund der Kontamination durch unpolarisierte Beiträge nicht direkt aus den Daten des GDH-Experiments ermittelbar. Zunächst ist hierfür die Bestimmung der helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnittsdifferenz $\Delta\sigma = \sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ erforderlich. Abbildung 6.10 zeigt die Rohausbeute für $N_{1/2}^*$ und $N_{3/2}^*$ sowie deren Differenz $\Delta N = N_{3/2}^* - N_{1/2}^*$, die sich aus den in Abschnitt 5.7 beschriebenen Beiträgen zusammensetzen. Die gezeigten Daten wurden hier unter der Bedingung des Nachweises von drei geladenen Teilchen in DAPHNE erstellt. Bedingt durch die Subtraktion großer Zahlen und der daraus resultierenden kleinen Differenz der Ausbeuten für ΔN sind die statistischen Fehler der Ergebnisse der Wirkungsquerschnittsdifferenz am Butanol-Target deutlich größer als die Fehler der unpolarisierten Wirkungsquerschnitte am Wasserstoff-Target.

Zunächst wird auch hier eine Darstellung der Daten innerhalb der Akzeptanz des Detektors DAPHNE gewählt. Für den Nachweis von $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über zwei geladene Teilchen in DAPHNE ergibt sich die in Abbildung 6.11 gezeigte helizitätsabhängige Wirkungsquerschnittsdifferenz $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$. Abbildung 6.12 zeigt die Wirkungsquerschnittsdifferenz unter der Bedingung

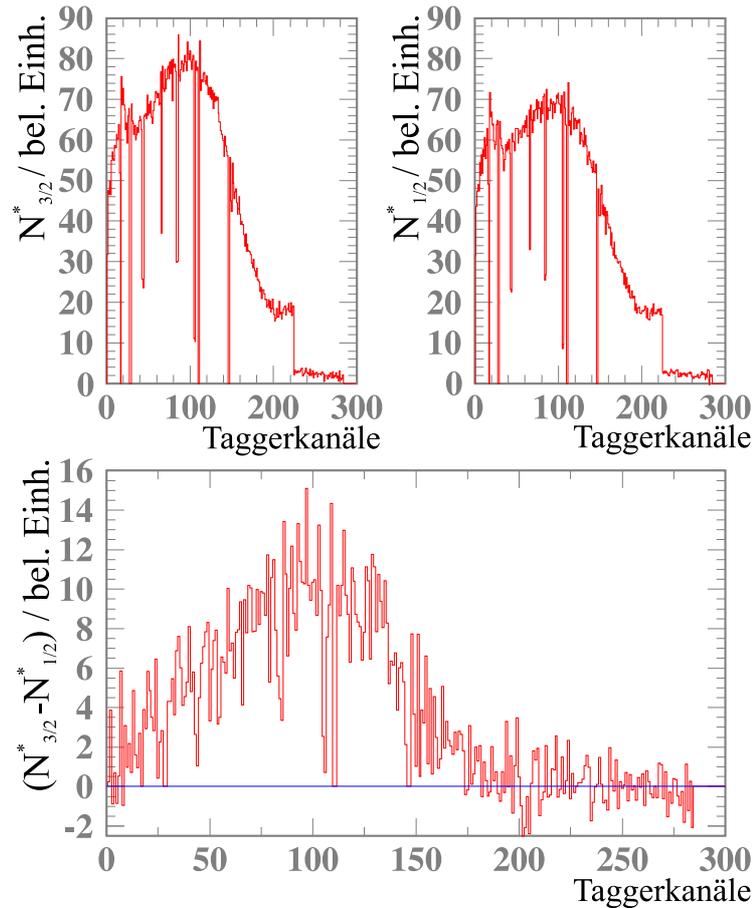


Abbildung 6.10 Helizitätsabhängige Ausbeute für den Gesamtspin $J = 3/2$ (links) und $J = 1/2$ (rechts) sowie deren Differenz (unten) aufgetragen gegen den jeweils angesprochenen Taggerkanal, der über Gleichung 3.14 mit der Energie der Photonen in Relation steht.

des Nachweises von drei geladenen Teilchen in DAPHNE. Die Summe beider Teilbeiträge liefert dann die in Abbildung 6.13 gezeigte totale Wirkungsquerschnittsdifferenz innerhalb der Akzeptanz des Detektors DAPHNE. Wie für die unpolarisierten Daten am Wasserstoff, kann auch für die helizitätsabhängige Wirkungsquerschnittsdifferenz $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ eine Extrapolation der Daten auf den vollen Phasenraum gemäß der Dreikörper-Kinematik (GENBOD) durchgeführt werden. Dies führt zu dem in Abbildung 6.14 gezeigten Ergebnis. Im Bereich der $\pi\pi$ -Schwelle besitzen die Datenpunkte einen größeren statistischen Fehler. Dieser wird wesentlich durch die geringere Zahl der simulierten Ereignisse bei der Ermittlung der Extrapolationskorrektur gemäß GENBOD in diesem Energiebereich verursacht. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, daß in Bereichen außerhalb der Akzeptanz des Detektors DAPHNE der helizitätsabhängige Wirkungsquerschnitt nicht einer reinen Dreikörper-Kinematik folgt. Generell müßte ein Modell, das die physikalische Helizitätsabhängigkeit der zugrundeliegenden resonanten und nicht-resonanten Prozesse hinreichend gut beschreibt, hinzugezogen werden, um eine zuverlässige Extrapolation der Daten für $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ in den vollen Phasenraum zu erreichen.

Zur Interpretation der gezeigten Daten ist es auch hier erforderlich, mit Vorhersagen der Mo-

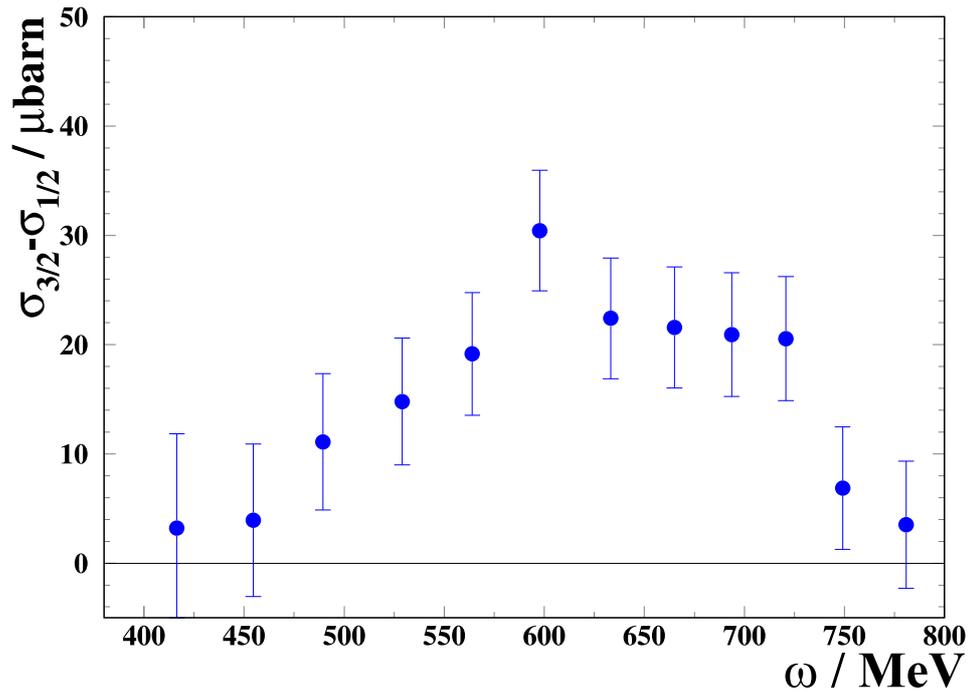


Abbildung 6.11 Differenz der helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ aufgetragen gegen die Photonenergie ω innerhalb der Akzeptanz des Detektors DAPHNE und unter der Bedingung, daß nur zwei geladene Teilchen im Detektor nachgewiesen werden müssen.

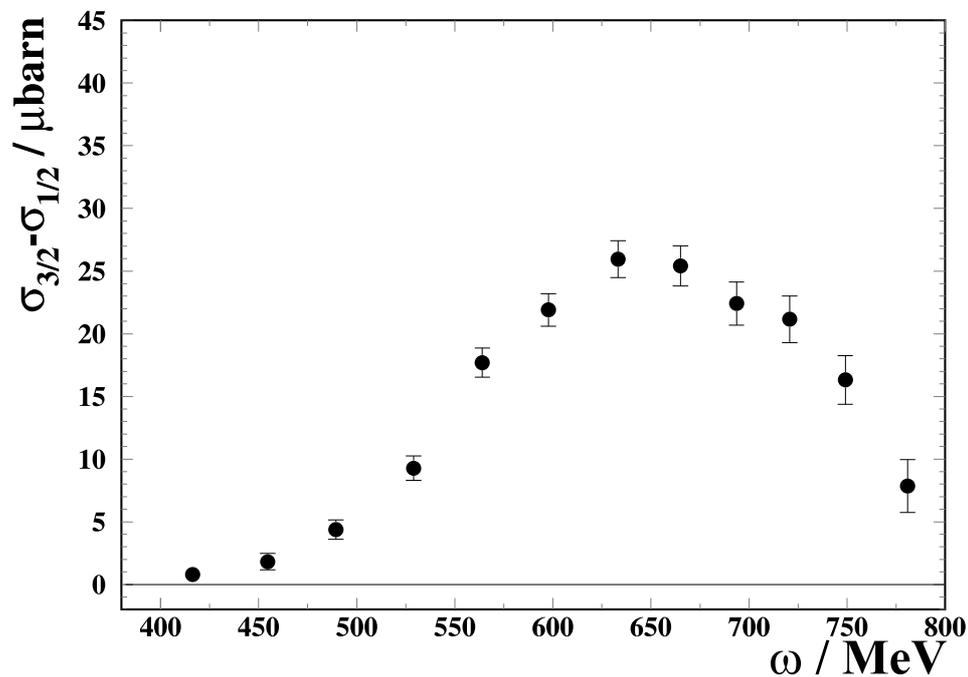


Abbildung 6.12 Differenz der helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ aufgetragen gegen die Photonenergie ω innerhalb der Akzeptanz des Detektors DAPHNE und unter der Bedingung, daß drei geladene Teilchen im Detektor nachgewiesen werden müssen.

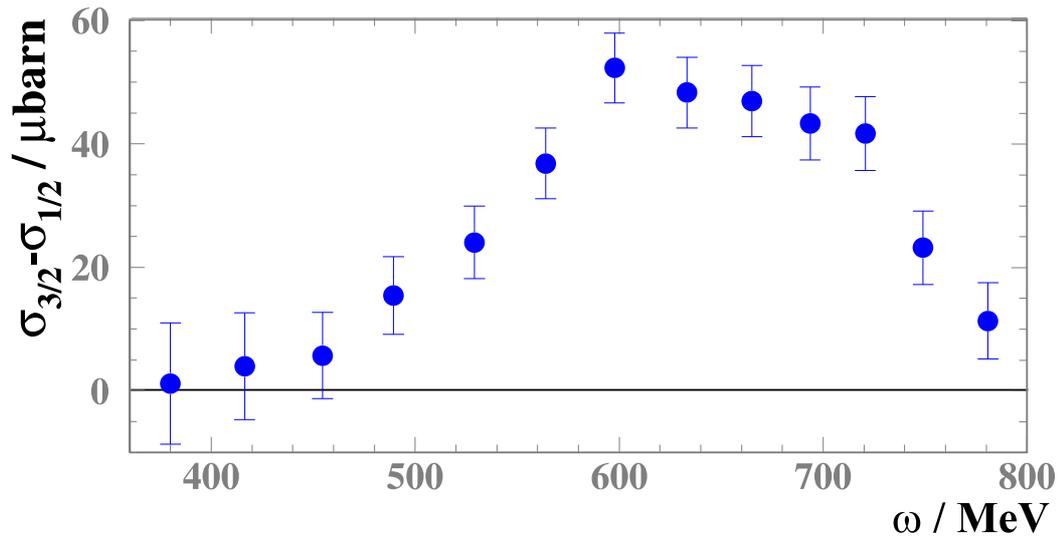


Abbildung 6.13 Summe der Differenz der helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ für zwei und drei geladene Teilchen in DAPHNE. Dies entspricht der Gesamtakzeptanz des Detektors. Der Wirkungsquerschnitt ist gegen die Photonenergie ω aufgetragen.

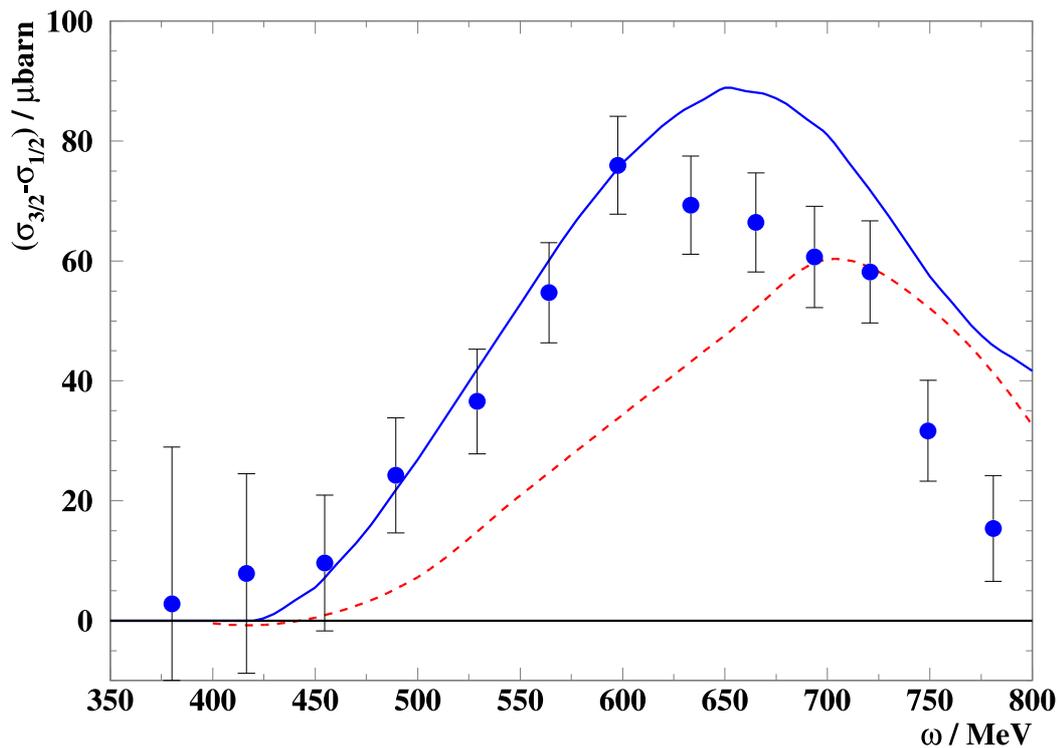


Abbildung 6.14 Extrapolation der helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnittsdifferenz $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ in den vollen Phasenraum anhand einer rein kinematischen Extrapolationsvorschrift (GENBOD). Die Daten sind gegen die Energie der Photonen (ω) aufgetragen. Zum Vergleich sind Vorhersagen der Modelle der Valencia-Gruppe (durchgezogene Linie) und der Gent-Mainz-Gruppe (gestrichelte Linie) eingezeichnet.

delle der Valencia- und der Gent-Mainz-Gruppe zu vergleichen. Abbildung 6.15 zeigt den Vergleich von $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ für den Nachweis von drei geladenen Teilchen innerhalb der Akzeptanz des Detektors DAPHNE. Durch Anwendung des in Abschnitt 6.1.1 gezeigten unpolarisierten Wirkungsquerschnitts lassen sich hieraus die in Abbildung 6.16 gezeigten helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$ bestimmen. In beiden Darstellungen sind die Modellvorhersagen der Valencia- und der Gent-Mainz-Gruppe unter gleichen Akzeptanzbedingungen eingezeichnet.

Rechnungen des RPR-Modells der Gent-Mainz-Gruppe unter der Bedingung, daß drei geladene Teilchen in DAPHNE nachgewiesen wurden, sind in Abbildung 6.15 eingezeichnet. Dabei wurden nicht-resonante Terme und Terme, die über $D_{13}(1520)$ resonant zerfallen, einbezogen. Auch hier basiert die deutlich positive Bilanz aus $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ im wesentlichen auf der nicht-resonanten $\pi\Delta$ -Produktion. Am Kontaktvertex zwischen Photon und Nukleon, wie auch im $\pi\Delta$ -Zwischenzustand, sind alle Projektionen des Gesamtspins ($-3/2$, $-1/2$, $1/2$ und $3/2$) zugelassen. Trotzdem zeigt sich in $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ eine deutlich positive Bilanz, was darauf zurückzuführen ist, daß die Spinkopplung zu $3/2$ deutlich bevorzugt ist. Die $D_{13}(1520)$ -Resonanz ist eine Resonanz mit Spin $3/2$ und besitzt demzufolge für den Gesamtspin $J = 3/2$ zwischen Photon und Nukleon eine deutlich größere Kopplungsamplitude an das Photon als für die Kopplung $J = 1/2$ [Holv01]. Das RPR-Modell beschreibt, neben den nicht-resonanten Termen, die für den glatten Verlauf der Wirkungsquerschnitte als Ursache angeführt werden, den im s -Kanal resonanten Zerfall von $\gamma N \rightarrow N\pi\pi$. Dieser Zerfall erfolgt hier im wesentlichen über die $D_{13}(1520)$ -Resonanz. Im s -Kanal werden zu diesem Zweck die Zweistufenprozesse

$$\gamma N \rightarrow D_{13}(1520) \rightarrow \pi\Delta(1232) \rightarrow \pi\pi N, \quad (6.15)$$

$$\gamma N \rightarrow D_{13}(1520) \rightarrow \rho(770)N \rightarrow \pi\pi N, \quad (6.16)$$

in Betracht gezogen [Holv01]. Hierfür wurden im Modell zunächst die Zerfallsbreite und die Kopplung $\gamma N \rightarrow D_{13}(1520)$ als wesentliche Eigenschaften der $D_{13}(1520)$ -Resonanz untersucht, um die hadronischen Kopplungskonstanten zu bestimmen. Aus den helizitätsabhängigen Amplituden $A_{1/2}^N(D_{13})$ und $A_{3/2}^N(D_{13})$ lassen sich die Kopplungskonstanten G_1^N und G_2^N zur Beschreibung des $\gamma N \rightarrow D_{13}(1520)$ -Vertex bestimmen. Die helizitätsabhängigen Amplituden besitzen in den Rechnungen des RPR-Modells den Zusammenhang

$$A_{1/2}^N(D_{13}) = \frac{e}{4\sqrt{3}m_N} \sqrt{\frac{m_{D_{13}}|\vec{k}|}{m_N}} \frac{m_N}{m_{D_{13}}} \left(G_1^N - G_2^N \frac{m_{D_{13}}}{m_N} \frac{m_{D_{13}} + m_N}{4m_N} \right), \quad (6.17)$$

$$A_{3/2}^N(D_{13}) = \frac{e}{4m_N} \sqrt{\frac{2m_{D_{13}}|\vec{k}|}{m_N}} \left(G_1^N - G_2^N \frac{m_{D_{13}} + m_N}{4m_N} \right). \quad (6.18)$$

Durch Einsetzen von in [Pdg00] gegebenen Werten für die Masse des Nukleons m_N , der Masse der $D_{13}(1520)$ -Resonanz $m_{D_{13}}$, der Elementarladung e sowie der Variablen des Photonenimpulses \vec{k} läßt sich $A_{1/2}^N(D_{13})$ und $A_{3/2}^N(D_{13})$ berechnen und führt im Fall des Isospinkanals $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ zu den Amplituden

$$A_{1/2}^p(D_{13}) = -20 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-1/2}, \quad (6.19)$$

$$A_{3/2}^p(D_{13}) = 167 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-1/2}, \quad (6.20)$$

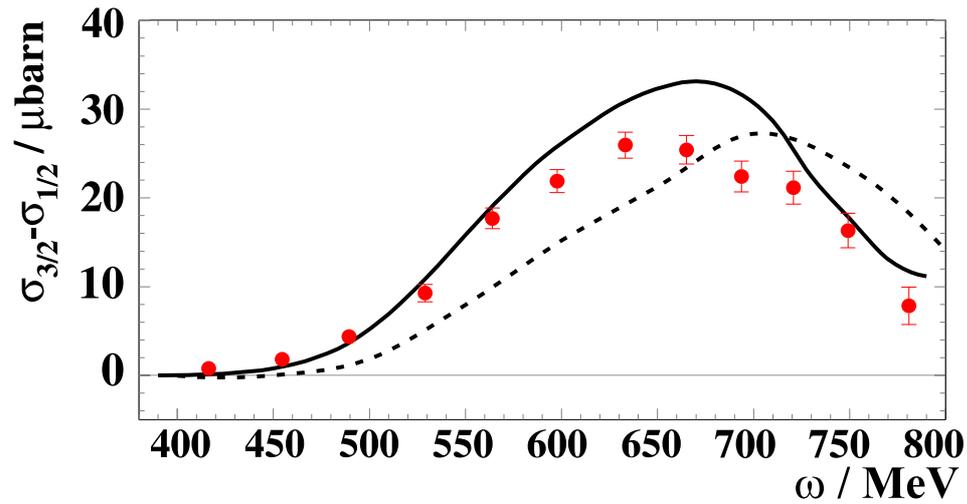


Abbildung 6.15 Differenz der helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ innerhalb der Akzeptanz des Detektors DAPHNE unter der Bedingung, daß drei geladene Teilchen im Detektor nachgewiesen wurden, aufgetragen gegen die Photonenenergie ω . Im Vergleich dazu sind unter gleichen Bedingungen erstellte Modellvorhersagen der Valencia-Gruppe (durchgezogene Linie) und der Gent-Mainz-Gruppe (gestrichelte Linie) eingezeichnet.

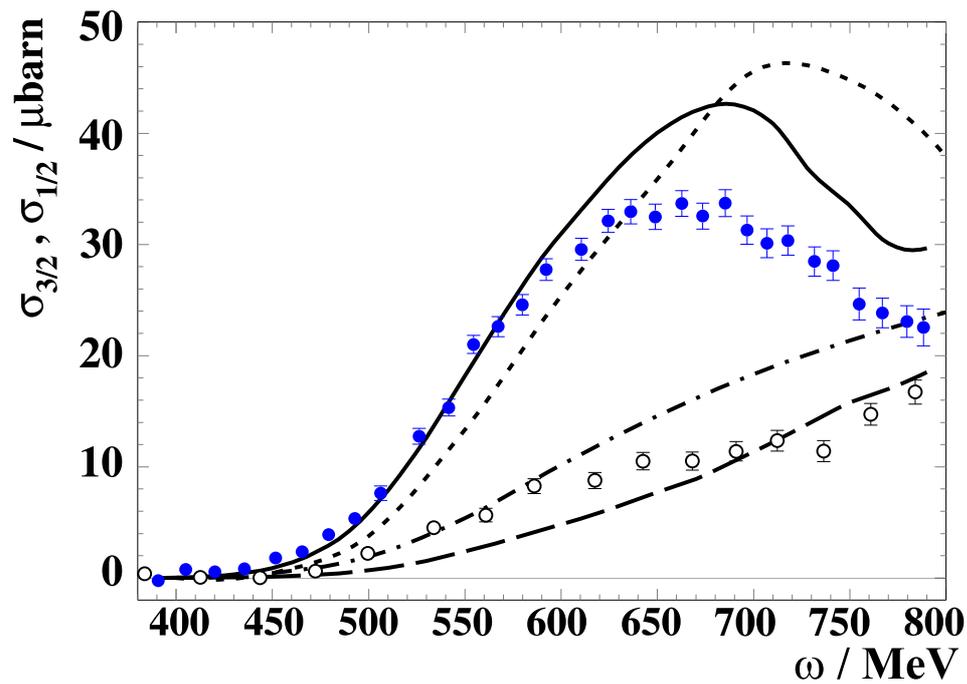


Abbildung 6.16 Helizitätsabhängige Wirkungsquerschnitte $\sigma_{3/2}$ (\bullet) und $\sigma_{1/2}$ (\circ) innerhalb der Akzeptanz des Detektors DAPHNE unter der Bedingung, daß drei geladene Teilchen im Detektor nachgewiesen wurden, aufgetragen gegen die Photonenenergie ω . Im Vergleich dazu sind unter gleichen Bedingungen erstellte Modellvorhersagen der Valencia-Gruppe (durchgezogene Linie: $\sigma_{3/2}$, lang gestrichelte Linie: $\sigma_{1/2}$) und der Gent-Mainz-Gruppe (gestrichelte Linie: $\sigma_{3/2}$, strichpunktiierte Linie: $\sigma_{1/2}$) eingezeichnet.

wobei eine resonante Photoanregung des Protons vorliegt [Holv01]. Dies führt zu den Kopplungskonstanten $G_1^N = 5,33$ und $G_2^N = 5,58$. Es zeigt sich, daß die Amplitude $A_{3/2}^P(D_{13})$ einen dominant positiven Beitrag liefert. Hieraus resultiert, daß die über $D_{13}(1520)$ resonante $\pi\Delta$ - und ρN -Produktion einen insgesamt dominant positiven Beitrag zur Bilanz $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ liefert. Die nicht-resonante ρN -Produktion hingegen bevorzugt die Kopplung an das Photon mit dem Gesamtspin $1/2$. Durch diesen Beitrag vergrößert sich der Anteil von $\sigma_{1/2}$, und die Bilanz $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ erfährt eine Reduktion [Holv01]. Abbildung 6.16 zeigt für $\sigma_{3/2}$, daß die Resonanz $D_{13}(1520)$ hier einen deutlichen Beitrag liefert, der auf Termen der nicht-resonanten $\pi\Delta$ - und ρN -Produktion aufbaut. $\sigma_{1/2}$ ist durch Beiträge aus der nicht-resonanten ρN - und $\pi\Delta$ -Produktion dominiert. Beiträge der Resonanz $P_{11}(1440)$ („Roper“-Resonanz) zu $\sigma_{1/2}$ wurden in der vorliegenden Version des RPR-Modells nicht berücksichtigt.

Im Modell der Valencia-Gruppe wurden die in Abschnitt 6.1.1 für die unpolarisierten Wirkungsquerschnitte angeführten und diskutierten baryonischen Resonanzbeiträge $\Delta(1232)$, $\Delta(1700)$, $D_{13}(1520)$, $P_{11}(1440)$ sowie die mesonische Resonanz $\rho(770)$ verwendet. Die Abhängigkeiten und Interferenzen zwischen den Termen werden auch im helizitätsabhängigen Fall gemäß den in Abschnitt 6.1.1 und in [Nach01], [Gome94] und [Gome96] ausführlich diskutierten Bedingungen behandelt. Die resonanten Beiträge werden jedoch zusätzlich in ihre helizitätsabhängigen Komponenten zerlegt. Demzufolge besitzt dann die Resonanz $D_{13}(1520)$ eine deutlichere Präferenz für den Gesamtspin $J = 3/2$, während die Roper-Resonanz $P_{11}(1440)$ eine Präferenz für den Gesamtspin $J = 1/2$ besitzt [Nach02]. Die Polarisationsinheitsvektoren für zirkular polarisierte Photonen lauten gemäß [Nach02]

$$\vec{\epsilon}^{(\pm)} = \frac{(\mp 1, -i, 0)}{\sqrt{2}}. \quad (6.21)$$

Durch Multiplikation dieser Einheitsvektoren mit der T -Matrix gemäß $\epsilon_\mu T^\mu$ lassen sich die helizitätsabhängigen Amplituden der Photon-Proton-Streuung mit der dritten Spinkomponente des Protons zu $1/2$ extrahieren. Dies ergibt die Helizitätsamplituden $T_{1/2}$ und $T_{3/2}$ mit

$$T_{3/2} = \frac{-T^x - iT^y}{\sqrt{2}}, \quad (6.22)$$

$$T_{1/2} = \frac{T^x - iT^y}{\sqrt{2}}. \quad (6.23)$$

Alternativ wäre die dritte Spinkomponente des Protons zu $1/2$ und $-1/2$ variierbar. Dann müssen die Spineigenschaften des Photons gemäß $\vec{\epsilon}^{(+)}$ fixiert werden. Die helizitätsabhängigen Amplituden der verwendeten Resonanzen lassen sich über dieses Verfahren im Modell ermitteln. Für eine Resonanz N^* haben die helizitätsabhängigen Amplituden $A_{1/2}^{N^*}$ und $A_{3/2}^{N^*}$ den Zusammenhang

$$A_{1/2}^{N^*} \sim \langle N^*, J_z = 1/2 | \vec{\epsilon}^{(+)} \cdot \vec{J} | N, S_z = -1/2 \rangle, \quad (6.24)$$

$$A_{3/2}^{N^*} \sim \langle N^*, J_z = 3/2 | \vec{\epsilon}^{(+)} \cdot \vec{J} | N, S_z = 1/2 \rangle. \quad (6.25)$$

\vec{J} ist hier der Spin-Endzustandsvektor der Resonanz N^* . $A_{1/2}^{N^*}$ bedeutet in diesem Fall, daß ein einlaufendes Nukleon mit der Spinprojektion $S_z = -1/2$ (positive Helizität) ein Photon mit dem Spin $\lambda = +1$ absorbiert, was zum Spin-Endzustand $J_z = 1/2$ der N^* Resonanz führt. Für

den Fall $A_{3/2}^{N^*}$ trifft hingegen ein Photon mit dem Spin $\lambda = +1$ auf ein Nukleon mit der Spinprojektion $S_z = 1/2$. Dann beträgt der Spin-Endzustand der Resonanz N^* $J_z = 3/2$, was einer Änderung der Gesamthelizität gegenüber dem Proton im Anfangszustand entspricht [Nach02]. Diese Erweiterung des Modells der Valencia-Gruppe führt zu den in den Abbildungen 6.14–6.16 gezeigten Vorhersagen. Abbildung 6.15 zeigt, daß das Modell im wesentlichen den Verlauf der Daten gut beschreibt, jedoch die Datenpunkte im Energiebereich zwischen $\omega = 600$ MeV und $\omega = 700$ MeV überschätzt. Oberhalb von $\omega = 700$ MeV wird $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ recht gut durch Vorhersagen des Modells beschrieben. Abbildung 6.16 zeigt, daß die Abweichungen in der Vorhersage des Modells ab $\omega = 600$ MeV im wesentlichen durch Beiträge aus den Amplituden $A_{3/2}^{N^*}$ verursacht werden. Eventuell liegt hier eine Überschätzung der s-Welleninterferenz zwischen der resonanten (Kroll-Rudermann-Term) und nicht-resonanten $\pi\Delta$ -Produktion vor.

6.2.2 Asymmetrien

Eine weitere äquivalente Größe, die neben den helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitten $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ ermittelt werden kann, ist die Helizitätsasymmetrie E_A . Sie ist eine Größe, die deutlicher als die Differenz der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ Helizitätsabhängigkeiten der gemessenen Daten zeigt. E_A beschreibt die relative Stärke von Helizitätsabhängigkeiten eines beobachteten Prozesses. Sie ist als

$$E_A := \frac{\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}}{\sigma_{3/2} + \sigma_{1/2}} \quad (6.26)$$

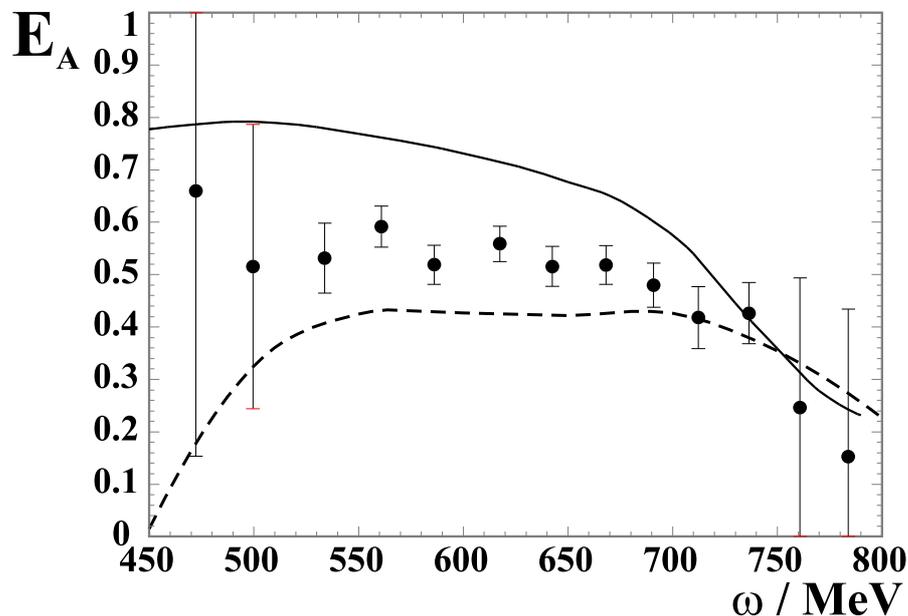


Abbildung 6.17 Helizitätsasymmetrie E_A der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ unter der Bedingung des Nachweises von drei geladenen Teilchen im Detektor DAPHNE aufgetragen gegen die Photonenenergie ω . Eingezeichnet sind Modellvorhersagen der Valencia-Gruppe (durchgezogene Linie) und der Gent-Mainz-Gruppe (gestrichelte Linie)

definiert. Abbildung 6.17 zeigt den Verlauf für E_A über die Photonenenergie ω für den Nachweis dreier geladener Teilchen im Detektor DAPHNE. Zum Vergleich sind hier auch die Modellvorhersagen der Valencia- und der Gent-Mainz-Gruppe eingezeichnet. Die Interpretation der Daten folgt der Diskussion zu den helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitten $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ aus dem vorherigen Abschnitt.

6.2.3 Winkelverteilungen

Abschnitt 6.1.2 zeigte die Winkelverteilungen für Protonen und π^\pm im Schwerpunktsystem für den polarisationsunabhängigen Fall von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Durch Bildung der Differenz der Polarwinkelverteilungen $N_{3/2}(\vartheta_{\text{cm}}) - N_{1/2}(\vartheta_{\text{cm}})$ lassen sich helizitätsabhängige Präferenzen der Emission von Teilchen als Funktion des Polarwinkels untersuchen. Auch hier erfolgt eine Betrachtung ausschließlich für drei geladene Teilchen innerhalb der Akzeptanz des Detektors DAPHNE. Abbildung 6.18 zeigt die helizitätsabhängige Ereignisverteilung $N_{3/2} - N_{1/2}$ gegen den Polarwinkel ϑ_{cm} für emittierte Protonen im Schwerpunktsystem. Abbildung 6.19 zeigt die Polarwinkelverteilung der emittierten Pionen aus der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Alle Verteilungen zeigen einen deutlich positiven Verlauf, was darauf basiert, daß auch als Funktion des Polarwinkels die Bilanz der Anzahl der Ereignisse für den Gesamtspin $J = 3/2$ zwischen Proton und Photon über den gesamten Polarwinkelbereich größer ist als für $J = 1/2$. Dies bestätigt das bereits in Abschnitt 6.2.1 und in Abschnitt 6.2.2 gezeigte Verhalten. Eine Betrachtung der Winkelverteilung der Protonen in Abbildung 6.18 zeigt im Gegensatz zu Abbildung 6.4 geringe Abweichungen von der Phasenraumverteilung, die im Bereich für $\omega \approx 650$ MeV maximal sind. Das Maximum der Winkelverteilung der Datenpunkte liegt hier bei $\vartheta_{\text{cm}} \approx 100^\circ$. Eine Betrachtung der Winkelverteilung der Pionen in Abbildung 6.19 zeigt eine vergleichbar große Abweichung der Daten vom Verlauf des Phasenraums. Hier liegt das Maximum der Verteilung jedoch bei $\vartheta_{\text{cm}} \approx 80^\circ$. Eine separate Darstellung der Winkelverteilungen der Protonen und der geladenen Pionen (π^\pm) für den Gesamtspin $J = 3/2$ und $J = 1/2$ zeigt Anhang D.

Es ist vorstellbar, daß physikalische Mechanismen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ in den Daten als Abweichungen von der reinen Polarwinkelverteilung des Phasenraums in Erscheinung treten. Denkbare nicht-resonante und resonante Zwischenzustände, wie z.B. $D_{13}(1520)$, sowie Beiträge aus der $\pi\Delta$ - und ρN -Produktion können diesen Abweichungen zugrundeliegen. Aufgrund der Komplexität der Prozesse lassen sich derartige Beiträge, die diese Verteilungen beeinflussen, nur anhand von Modellen untersuchen. Hierfür liegen jedoch zur Zeit noch keine Vorhersagen vor.

6.2.4 Invariante Massen

Die Bildung invarianter Massen erfolgt gemäß dem in Abschnitt 6.1.3 gezeigten Verfahren. Die Betrachtung der Endzustandseigenschaften von jeweils zwei der drei beobachtbaren emittierten Teilchen liefert eine Aussage über deren Ursprung und Korrelation in der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Folgt die Verteilung der invarianten Masse der Verteilung des simulierten Phasenraums, so liegen keine besonderen Korrelationen und damit keine kernphysikalischen Prozesse zusätzlich zur reinen Dreikörper-Kinematik zugrunde. In Abschnitt 6.1.3 und Abschnitt 6.1.4 wurden für den unpolarisierten Fall Beiträge aus der $\Delta(1232)$ -Resonanz aus der $\pi\Delta$ -Produktion beobachtet.

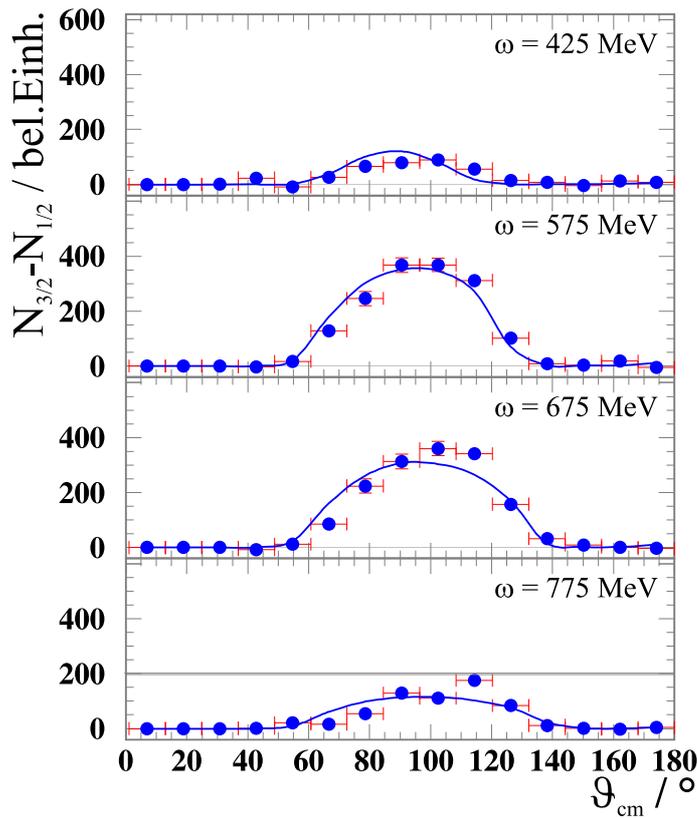


Abbildung 6.18 Helizitätsabhängige Polarwinkelverteilung für emittierte Protonen der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Aufgetragen ist die Differenz der Ereignisse $N_{3/2} - N_{1/2}$ gegen den Polarwinkel ϑ_{cm} im Schwerpunktsystem. Gezeigt sind die Verteilungen für mittlere Photonenergien von $\omega = 425, 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV.

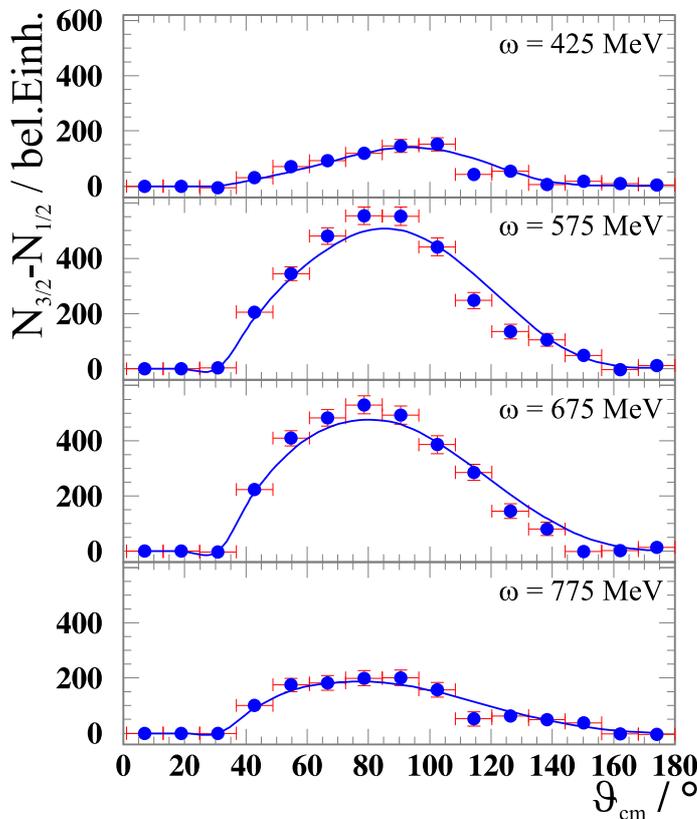


Abbildung 6.19 Helizitätsabhängige Polarwinkelverteilung für emittierte Pionen (π^\pm) der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Aufgetragen ist die Differenz der Ereignisse $N_{3/2} - N_{1/2}$ gegen den Polarwinkel ϑ_{cm} im Schwerpunktsystem. Gezeigt sind die Verteilungen für mittlere Photonenergien von $\omega = 425, 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV.

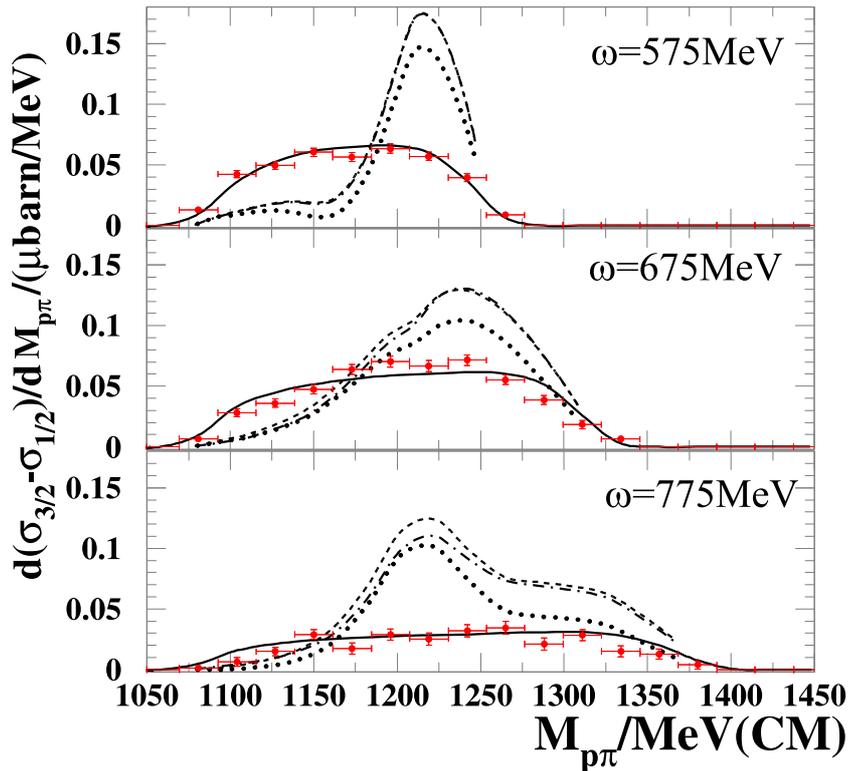


Abbildung 6.20 Helizitätsabhängige invariante Massenverteilungen $d(\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2})/dM_{p\pi}$ für das $p\pi^\pm$ -System. Die Systeme $p\pi^+$ und $p\pi^-$ sind bedingt durch die Detektoreigenschaften nicht separabel. Gezeigt sind die Verteilungen für mittlere Photonenergien von $\omega = 575, 675$ und 775 MeV mit einer Energieeinbreite von 50 MeV. Zum Vergleich sind der Phasenraumverlauf (durchgezogene Linie) und die Vorhersagen des RPR-Modells unter verschiedenen Bedingungen eingetragen (siehe Text).

Durch Bildung helizitätsabhängiger invarianter Massenverteilungen läßt sich überprüfen, inwiefern Präferenzen für den Gesamtspin $J = 1/2$ und $J = 3/2$ zwischen Photon und Proton in den beobachteten Prozessen vorliegen. Abbildung 6.20 zeigt die invariante Masse für das System $p\pi^\pm$ für die mittleren Photonenergien $\omega = 575, 675$ und 775 MeV. Die Daten zeigen bei mittleren Photonenergien von $\omega = 675$ MeV eine leichte Struktur im Bereich der Resonanz $\Delta(1232)$. Zum Vergleich sind in Abbildungen dieses Abschnitts Vorhersagen des RPR-Modells eingezeichnet. Die punktierten Linien stehen hierbei für $\pi\Delta$ - und ρN -Produktion über nicht-resonante und $D_{13}(1520)$ -resonante Terme. Die gestrichelten Linien repräsentieren $\pi\Delta$ -Produktion über nicht-resonante und $D_{13}(1520)$ -resonante Terme sowie ρN -Produktion nur über $D_{13}(1520)$ -resonante Terme. Die strichpunktiierten Linien zeigen den Verlauf für die $\pi\Delta$ -Produktion über nicht-resonante und $D_{13}(1520)$ -resonante Terme. Das RPR-Modell zeigt im gesamten Photonenergiebereich eine deutliche Überschätzung des Beitrags aus der $\Delta(1232)$ -Resonanz. Durch Hinzunahme der $D_{13}(1520)$ -resonanten und nicht-resonanten ρN -Produktion wird dieser Beitrag im Vergleich zu den Datenpunkten nur unwesentlich minimiert. Die rein $D_{13}(1520)$ -resonante ρN -Produktion besitzt durch ihre geringe Kopplung in diesem Modell keinen nennenswerten Einfluß auf den Verlauf der invarianten Massenverteilungen.

Abbildung 6.21 zeigt die Differenz der helizitätsabhängigen invarianten Massenverteilungen $d(\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2})/dM_{\pi\pi}$ für das $\pi^+\pi^-$ -System. Die Verteilung in Abbildung 6.21 zeigt einen

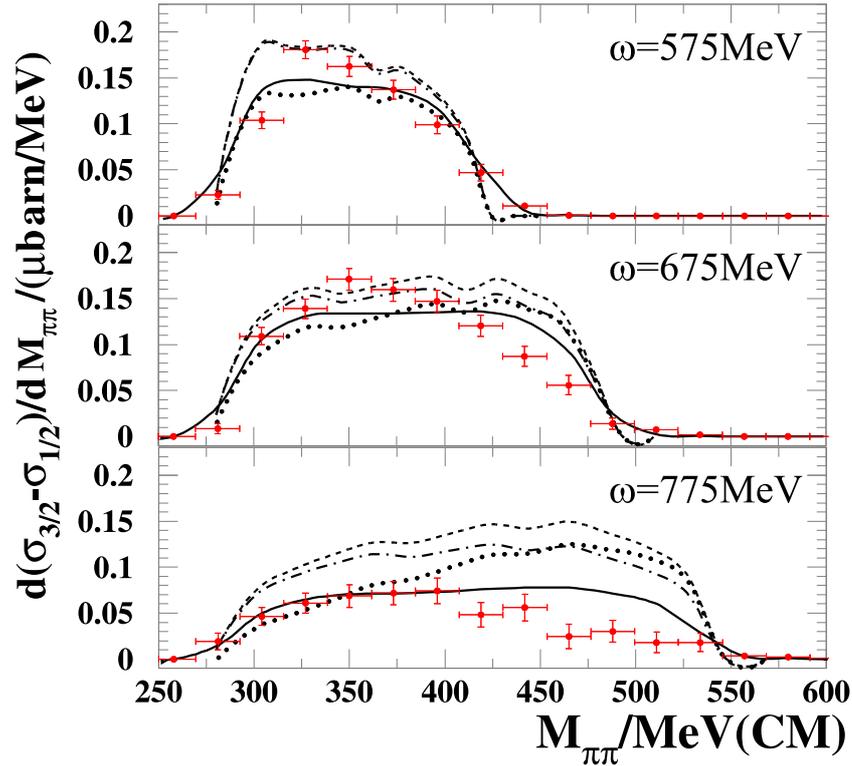


Abbildung 6.21 Helizitätsabhängige invariante Massenverteilungen $d(\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2})/dM_{\pi\pi}$ für das $\pi^+\pi^-$ -System. Gezeigt sind die Verteilungen für mittlere Photonenergien von $\omega = 575, 675$ und 775 MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV. Zum Vergleich sind der Phasenraumverlauf (durchgezogene Linie) und die Vorhersagen des RPR-Modells unter verschiedenen Bedingungen eingetragen (siehe Text).

zu höheren Massen hin abfallenden Verlauf. Dieser Abfall wird durch die mesonische Resonanz $\rho(770)$ beeinflusst [Holv00, Vand02]. Frühere Experimente ohne Polarisationsfreiheitsgrade zeigten, daß bereits ab $M_{\pi\pi} > 350$ MeV Beiträge zu $\rho(770)$ beobachtbar sind [ABBH69]. Mit zunehmender Photonenergie zeigt das RPR-Modell einen Verlauf, der in seiner Form, abgesehen von den punktierten Graphen, dem Phasenraum folgt. Für den Fall, daß nicht-resonante und $D_{13}(1520)$ -resonante ρ N-Produktion hinzugezogen wird (punktierte Linie), zeigt das Modell eine Abweichung vom Phasenraum, deren Verlauf sich komplementär zum Verlauf der Datenpunkte verhält. Sowohl das Modell als auch die Datenpunkte weisen somit eine nicht phasenraumkonforme Verteilung auf, die in Zusammenhang mit $\rho(770)$ stehen kann. Darüber hinaus wird deutlich, daß der $\rho(770)$ -Beitrag in den helizitätsabhängigen Daten deutlicher in Erscheinung tritt als in den zuvor gezeigten unpolarisierten invarianten Massenverteilungen des $\pi\pi$ -Systems.

Aus den unpolarisierten und der Differenz der helizitätsabhängigen invarianten Massenverteilungen sind die helizitätsabhängigen invarianten Massenverteilungen jeweils für die Helizität $1/2$ und $3/2$ als $d\sigma_{3/2}/dM_{p\pi}$, $d\sigma_{1/2}/dM_{p\pi}$, $d\sigma_{3/2}/dM_{\pi\pi}$ und $d\sigma_{1/2}/dM_{\pi\pi}$ bestimmbar. Dies erlaubt eine genauere Untersuchung der Resonanzbeiträge in den betrachteten Teilsystemen. Abbildung 6.22 und Abbildung 6.23 zeigen die invarianten Massenverteilungen des $p\pi$ -Systems für $d\sigma_{1/2}/dM_{p\pi}$ und $d\sigma_{3/2}/dM_{p\pi}$. Abbildung 6.24 und Abbildung 6.25 zeigen hingegen die

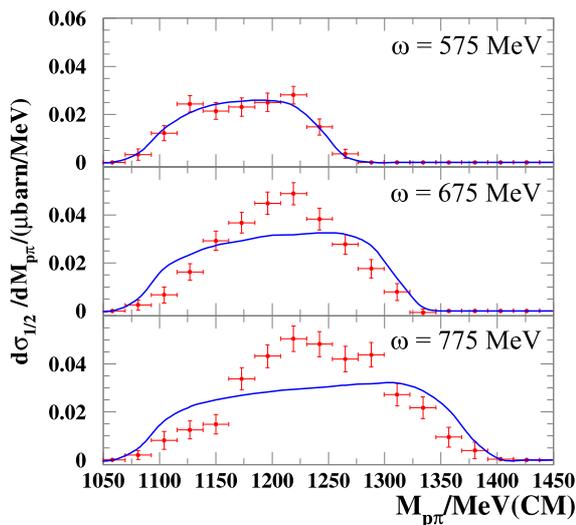


Abbildung 6.22 Invariante Massenverteilungen mit dem Gesamtspin $J = 1/2$ ($d\sigma_{1/2}/dM_{p\pi}$) für das $p\pi$ -System. In dieser Darstellung liegen Beiträge aus $p\pi^+$ und $p\pi^-$ gemischt vor. Gezeigt sind die Verteilungen für mittlere Photonenenergien von $\omega = 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV.

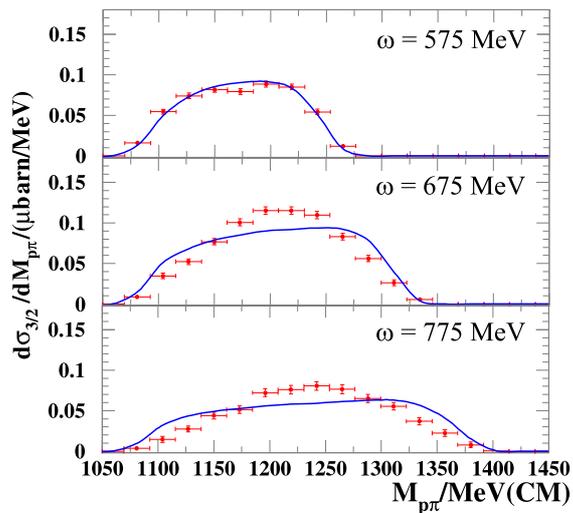


Abbildung 6.23 Invariante Massenverteilungen mit dem Gesamtspin $J = 3/2$ ($d\sigma_{3/2}/dM_{p\pi}$) für das $p\pi$ -System. In dieser Darstellung liegen Beiträge aus $p\pi^+$ und $p\pi^-$ gemischt vor. Gezeigt sind die Verteilungen für mittlere Photonenenergien von $\omega = 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV.

invarianten Massenverteilungen des $\pi\pi$ -System für $d\sigma_{3/2}/dM_{\pi\pi}$ und $d\sigma_{1/2}/dM_{\pi\pi}$. In Abbildung 6.22 und Abbildung 6.23 lassen sich jeweils im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz ab einer mittleren Photonenenergie von $\omega = 675$ MeV deutliche Beiträge erkennen, was die Vermutung der $\pi\Delta$ -Produktion als wichtigen Zwischenzustand der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ stützt. Zusätzlich ist beobachtbar, daß die Verteilung für $d\sigma_{1/2}/dM_{p\pi}$ eine schärfere Strukturierung aufweist als die Beiträge für $d\sigma_{3/2}/dM_{p\pi}$. Es ist vorstellbar, daß die verbreiterte Verteilung im Bereich von $\Delta(1232)$ für $d\sigma_{3/2}/dM_{p\pi}$ darauf basiert, daß weitere resonante Zwischenzustände in diesen Gesamtspin dominanter sind als für $d\sigma_{1/2}/dM_{p\pi}$ und die $\Delta(1232)$ -Signatur in $d\sigma_{3/2}/dM_{p\pi}$ gegenüber $d\sigma_{1/2}/dM_{p\pi}$ verbreitern. Dies wäre für den Zerfall $D_{13}(1520) \rightarrow \Delta(1232)\pi$ möglich. Eine Betrachtung des $\pi\pi$ -Systems in Abbildung 6.24 und Abbildung 6.25 zeigt für den Zustand $d\sigma_{1/2}/dM_{\pi\pi}$ ab einer Photonenenergie von $\omega = 675$ MeV eine deutlich über dem Phasenraumverlauf lokalisierte Struktur ab einer Masse von 400 MeV. Gleichzeitig ist unter gleichen Bedingungen für den Zustand $d\sigma_{3/2}/dM_{\pi\pi}$ eine Struktur erkennbar, die zu höheren Massen hin abnimmt. Hier sind, wie für Abbildung 6.21 bereits diskutiert, Beiträge aus der $\rho(770)$ -Resonanz beobachtbar.

Eine sensitive Methode zur Untersuchung der Strukturen invarianter Massen stellen Asymmetrien dar. Abbildung 6.26 zeigt einen Asymmetrieverlauf, der im Bereich der $\Delta(1232)$ -Resonanz für zunehmende Photonenenergien ein lokales Minimum besitzt. Dies ist darauf zurückzuführen, daß $\Delta(1232)$ sowohl durch für den Gesamtspin $J = 1/2$ als auch für $J = 3/2$ anregbar ist. Für das $\pi\pi$ -System in Abbildung 6.27 ist hingegen eine Abnahme der Asymmetrie beobachtbar, die durch den zunehmenden Beitrag aus $\rho(770)$ für den Zustand $d\sigma_{1/2}/dM_{\pi\pi}$ verursacht wird. Es ist vorstellbar, daß Beiträge aus der $\rho(770)$ bei noch höheren Energien jenseits des erreichbaren Phasenraums an MAMI B zu negativen Asymmetriewerten des $\pi\pi$ -Systems führen können.

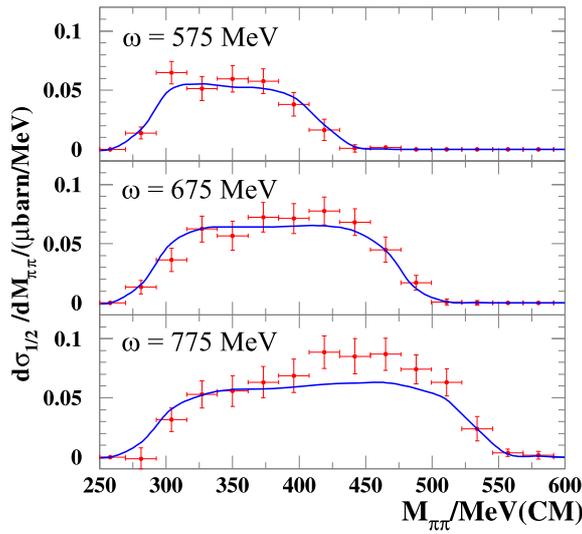


Abbildung 6.24 Invariante Massenverteilungen mit dem Gesamtspin $J = 1/2$ ($d\sigma_{1/2}/dM_{\pi\pi}$) für das $\pi\pi$ -System ($\pi^+\pi^-$ -System). Gezeigt sind die Verteilungen für mittlere Photonenenergien von $\omega = 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV.

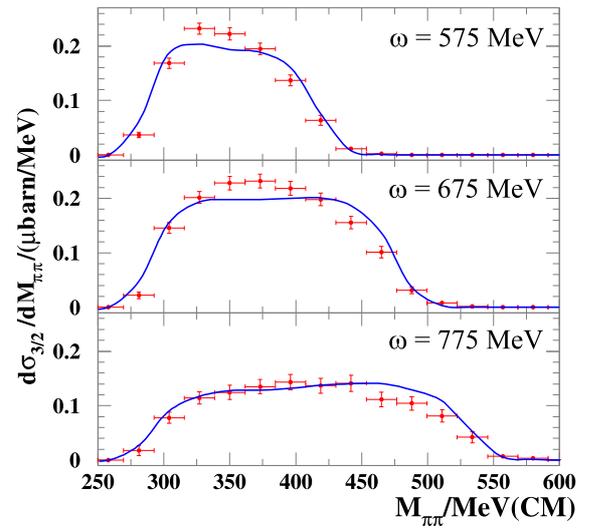


Abbildung 6.25 Invariante Massenverteilungen mit dem Gesamtspin $J = 3/2$ ($d\sigma_{3/2}/dM_{\pi\pi}$) für das $\pi\pi$ -System ($\pi^+\pi^-$ -System). Gezeigt sind die Verteilungen für mittlere Photonenenergien von $\omega = 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV.

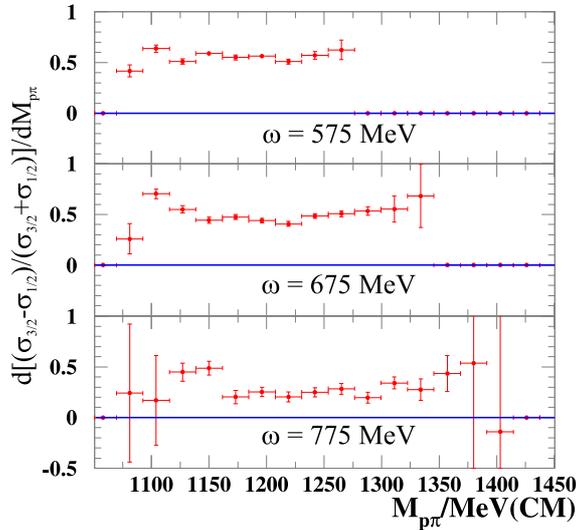


Abbildung 6.26 Asymmetrien helizitätsabhängiger invarianter Massenverteilungen des $p\pi$ -Systems für mittlere Photonenenergien von $\omega = 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV.

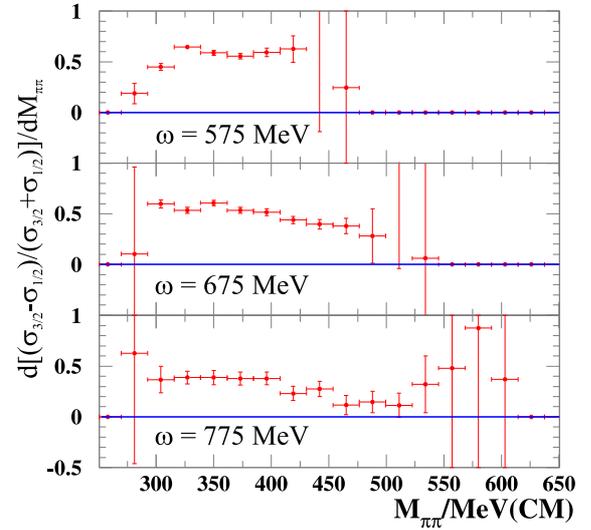


Abbildung 6.27 Asymmetrien helizitätsabhängiger invarianter Massenverteilungen des $\pi\pi$ -Systems für mittlere Photonenenergien von $\omega = 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV.

Modellvorhersagen, die die Beiträge aus $\Delta(1232)$ und $\rho(770)$ sowie möglicher Interferenzterme der $\pi\Delta$ - und ρN -Produktion bewerten, liegen in dieser Arbeit noch nicht vor. Die ermittelten Datenpunkte zeigen jedoch Einblicke in den Reaktionsmechanismus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ bzw. $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$, der eine genauere modellabhängige Untersuchung motiviert.

6.2.5 Beitrag zum GDH-Integral

Neben den gezeigten Eigenschaften der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ bzw. $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ lassen sich aus den gewonnenen Daten integrale Beiträge zur Beschreibung der Eigenschaften des Nukleons extrahieren. Die *Gerasimov-Drell-Hearn (GDH)-Summenregel* setzt dynamische Größen der Photoproduktion am Nukleon in Relation zu dessen statischen Eigenschaften. Diese Summenregel liefert das Integral I_{GDH} über die helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ sowie der Energie der Photonen ω über den gesamten Energiebereich. I_{GDH} wird über die GDH-Summenregel

$$I_{GDH} = \int_0^{\infty} \frac{\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}}{\omega} d\omega = \frac{2\pi^2\alpha}{m^2} \kappa^2 \quad (6.27)$$

ausgedrückt. $\alpha = 1/137$ entspricht hierbei der Feinstrukturkonstanten, κ entspricht dem anomalen magnetischen Moment des Nukleons und m der Nukleonmasse. Im vorliegenden Experiment erstreckt sich der Integralbereich von der Pion-Schwelle bis 800 MeV. Aus den Daten, die im Rahmen dieser Arbeit gewonnen wurden, sind Beiträge der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ zum GDH-Integral ($I_{GDH,p\pi^+\pi^-}$) bestimmbar, weshalb die Untergrenze des beobachtbaren Integralbereichs bei der $\pi\pi$ -Schwelle liegt. Somit ergibt sich der Spezialfall des GDH-Integrals

$$I_{GDH,p\pi^+\pi^-} = \int_{\pi^+\pi^-}^{800 \text{ MeV}} \frac{\sigma_{3/2,p\pi^+\pi^-} - \sigma_{1/2,p\pi^+\pi^-}}{\omega} d\omega. \quad (6.28)$$

Eine weitere Größe, die anhand helizitätsabhängiger Wirkungsquerschnitte bestimmbar ist, stellt die Vorwärtsspinpolarisierbarkeit γ_0 ,

$$\gamma_0 = -\frac{1}{4\pi^2} \int_0^{\infty} \frac{\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}}{\omega^3} d\omega \quad (6.29)$$

dar. Auch für Gleichung 6.29 gilt ein durch das Experiment eingeschränkter beobachtbarer Energiebereich von der $\pi\pi$ -Schwelle bis 800 MeV für die Photonenenergie ω . Demzufolge wird für den Beitrag aus der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ die Gleichung

$$\gamma_{0,p\pi^+\pi^-} = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{\pi^+\pi^-}^{800 \text{ MeV}} \frac{\sigma_{3/2,p\pi^+\pi^-} - \sigma_{1/2,p\pi^+\pi^-}}{\omega^3} d\omega \quad (6.30)$$

untersucht. Abbildung 6.28 zeigt die Integralfunktion

$$I_{GDH} = I_{GDH,p\pi^+\pi^-} = \int_{\pi^+\pi^-}^{\omega} \frac{\sigma_{3/2,p\pi^+\pi^-} - \sigma_{1/2,p\pi^+\pi^-}}{\omega'} d\omega', \quad (6.31)$$

die eine Funktion der dynamischen Beiträge $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ und der Photonenenergie ω ist. I_{GDH} wird im Folgenden als Integralfunktion für den Beitrag aus der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ geführt. Der statistische Fehler der Datenpunkte in Abbildung 6.28

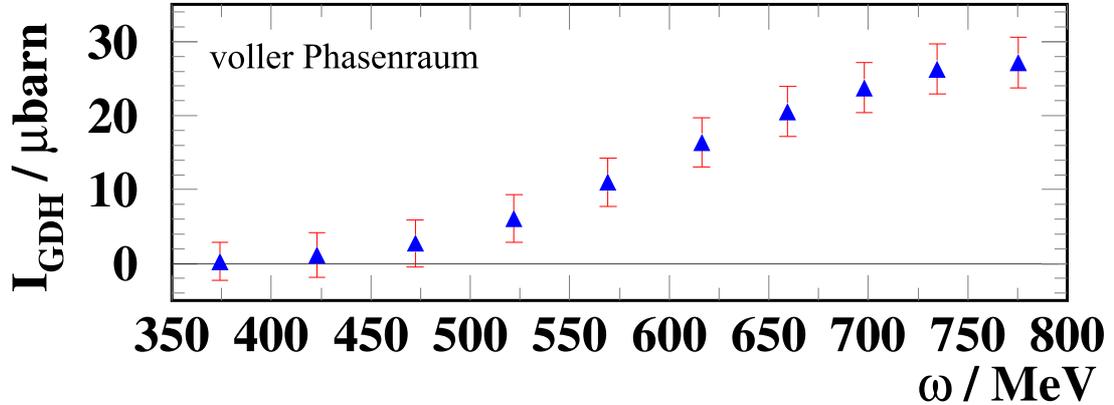


Abbildung 6.28 Integralfunktion I_{GDH} in Abhängigkeit der dynamischen Beiträge $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ aus der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ als Funktion der Photonenenergie ω im Bereich von 350 bis 800 MeV. Das Bild zeigt I_{GDH} als Extrapolation auf den vollen Phasenraum. Die Extrapolation erfolgte gemäß einer rein kinematischen Vorschrift (GENBOD).

wird durch den Nachweis der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über zwei geladene Teilchen in DAPHNE dominiert. Im gesamten Energiebereich wird ein Betrag von $I_{GDH} = 205 \mu\text{barn}$ [Gera66] für das GDH-Integral vorhergesagt. Aus den Messungen beim GDH-Experiment ergab sich im Energiebereich von der π -Schwelle bis $\omega = 800$ MeV für das GDH-Integral $I_{GDH} = 226 \pm 5 \pm 12 \mu\text{barn}$ [Ahre01]. Aus der in Abbildung 6.28 gezeigten Integralfunktion I_{GDH} liefert die Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ für $I_{GDH,p\pi^+\pi^-}$

$$I_{GDH,p\pi^+\pi^-} = \int_{\pi^+\pi^-}^{791,46 \text{ MeV}} \frac{\sigma_{3/2,p\pi^+\pi^-} - \sigma_{1/2,p\pi^+\pi^-}}{\omega} d\omega = 27,12 \pm 3,38 \mu\text{barn}. \quad (6.32)$$

Die Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ liefert demzufolge 13% des theoretisch vorhergesagten Wertes des GDH-Integrals bzw. 12% des experimentell beim GDH-Experiment ermittelten Wertes für das GDH-Integral.

Abbildung 6.29 zeigt die Integralfunktion der Vorwärtsspınpolarisierbarkeit. Für γ_0 wurde aus den Messungen beim GDH-Experiment ein Anteil im Energiebereich $200 \leq \omega \leq 800$ MeV von $\gamma_0 = (-1,87 \pm 0,08(\text{stat.}) \pm 0,1(\text{syst.})) \cdot 10^{-4} \text{ fm}^4$ ermittelt. Die Vorwärtsspınpolarisierbarkeit $\gamma_{0,p\pi^+\pi^-}$ besitzt für die Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ im meßbaren Bereich den Beitrag

$$\gamma_{0,p\pi^+\pi^-} = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{\pi^+\pi^-}^{791,46 \text{ MeV}} \frac{\sigma_{3/2,p\pi^+\pi^-} - \sigma_{1/2,p\pi^+\pi^-}}{\omega^3} d\omega = (-0,077 \pm 0,020) \cdot 10^{-4} \text{ fm}^4. \quad (6.33)$$

Damit liefert die Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ einen Beitrag von 4,1% zur gesamten experimentell ermittelten Vorwärtsspınpolarisierbarkeit γ_0 . Durch die Wichtung von γ_0 mit dem Faktor $1/\omega^3$ ist der Anteil hier kleiner als für I_{GDH} .

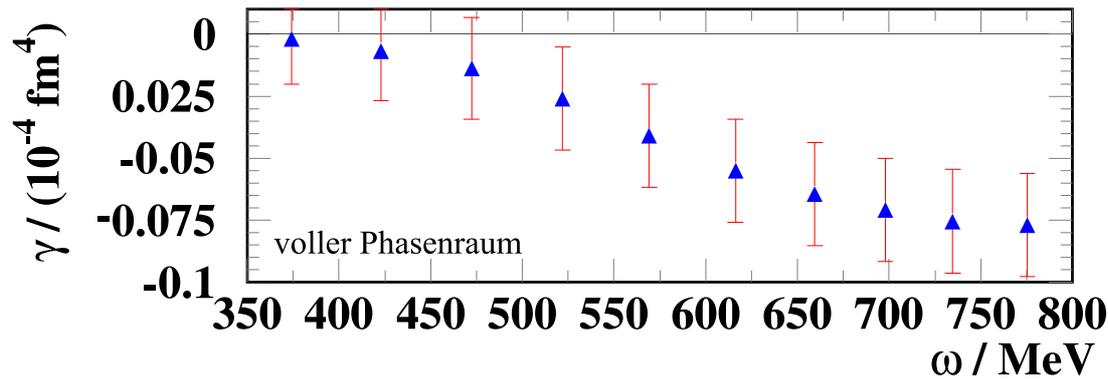


Abbildung 6.29 Integralfunktion der Vorwärtsspolarisierbarkeit γ_0 in Abhängigkeit der dynamischen Beiträge $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ aus der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ als Funktion der Photonenenergie ω im Bereich von 350 bis 800 MeV. Das Bild zeigt die Integralfunktion der Vorwärtsspolarisierbarkeit als Extrapolation auf den vollen Phasenraum. Die Extrapolation erfolgte gemäß einer rein kinematischen Vorschrift (GENBOD).

6.3 Systematische Fehler

In den bisherigen Betrachtungen wurden Ergebnisse mit ihren statistischen Fehlern präsentiert. Für eine abschließende Bewertung ist jedoch zusätzlich noch eine Betrachtung der systematischen Fehlerbeiträge in den gezeigten Daten notwendig. Im vorliegenden Experiment sind drei verschiedene Quellen systematischer Fehler zu berücksichtigen. Diese sind Fehler,

- die durch Verfahren zur Bestimmung der Energie der Photonen auftreten,
- die durch Anwendung bestimmter Verfahren zur Ereignis Selektion mit dem Detektor DAPHNE auftreten,
- die durch modellabhängige Verfahren bei der Extrapolation der Daten aus der Akzeptanz des Detektors DAPHNE auf den Phasenraum auftreten.

Gemäß Gleichung 5.4 kann der totale Wirkungsquerschnitt als

$$\sigma(\omega) = \frac{N_{\text{Exp}}(\omega)}{N_{\gamma}(\omega)N_T\varepsilon_{\text{Exp}}(\omega)} \pm \delta\sigma_{\text{stat}} \pm \delta\sigma_{\text{syst}}, \quad (6.34)$$

$$= K \frac{N_{\text{Exp}}(\omega)}{N_{\gamma}(\omega)\varepsilon_{\text{Exp}}(\omega)} \pm \delta\sigma_{\text{stat}} \pm \delta\sigma_{\text{syst}}, \quad (6.35)$$

geschrieben werden. Hierbei vereint die Konstante K alle Parameter, die von der Photonenenergie ω unabhängig sind. Als statistischer Fehler kommt $\delta\sigma_{\text{stat}}$ und als systematischer Fehler $\delta\sigma_{\text{syst}}$ hinzu.

Tabelle 6.1 zeigt die systematischen Fehlerbeiträge, die durch Extraktion von Ereignissen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ auftreten. Hierbei wurde berücksichtigt, daß sich $N_{\text{Exp}}(\omega)$ gemäß Gleichung 5.13

$$N_{\text{Exp}}(\omega) = N_{\text{Exp}}^{2\text{ch}}(\omega) + N_{\text{Exp}}^{3\text{ch}}(\omega) \quad (6.36)$$

Beitrag	syst. Fehler
Bestimmung der integralen Luminosität und damit der Anzahl der reellen Photonen N_γ	2%
Proton-Identifikation aus $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über die Reichweiten Methode	2%
Nachweis der Spur des Protons in den Drahtkammern	1%
Subtraktion des Untergrundes der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$	1,5%
Korrektur der effektiven Targetlänge	0,2%

Tabelle 6.1 Systematische Fehlerbeiträge des GDH-Experiments in bezug auf die Untersuchung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ bzw. $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$.

zusammensetzt. Aus Abbildung 6.1 wurde ersichtlich, daß die Ereignisse aus der Identifikation von $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ über zwei und drei geladene Teilchen in DAPHNE jeweils ca. 50% zum Gesamtwirkungsquerschnitt beitragen. Für $N_{\text{Exp}}^{3\text{ch}}(\omega)$ wurden in der Datenanalyse keine besonderen Subtraktionsverfahren angewendet, die einen zusätzlichen systematischen Fehlerbeitrag liefern. Für $N_{\text{Exp}}^{2\text{ch}}(\omega)$ wurde hingegen eine Subtraktion des Untergrundes aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ durchgeführt. Aus Abbildung 5.9 wurde ersichtlich, daß ca. 30% der Ereignisse der Ausbeute für den Nachweis über zwei geladene Teilchen in DAPHNE aus der π^0 -Produktion stammen. Dieser Untergrund wurde simuliert und subtrahiert. Der systematische Fehlerbeitrag stammt hierbei aus der Unsicherheit, mit der der Untergrund aus der π^0 -Produktion bestimmt werden kann und beträgt 10%. Der systematische Fehlerbeitrag, der sich dadurch auf die Gesamtzahl der Ereignisse δN_{Exp} und damit direkt auf den Wirkungsquerschnitt auswirkt, ist demzufolge

$$\delta N_{\text{Exp}} = \delta N_{\text{Exp}}^{2\text{ch}}, \quad (6.37)$$

$$\approx 50\% \cdot 30\% \cdot 10\% , \quad (6.38)$$

$$= 1,5\% . \quad (6.39)$$

Bislang wurden in diesem Abschnitt nur systematische Fehlerbeiträge aufgeführt, die auf der Identifikation der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ und damit der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten innerhalb der Akzeptanz des Detektors DAPHNE beruhen. Durch Extrapolation der Daten auf den vollen Phasenraum kommen weitere systematische Fehlerbeiträge hinzu. Grundsätzlich ist dadurch der systematische Gesamtfehler der Wirkungsquerschnitte innerhalb der Akzeptanz des Detektors DAPHNE stets kleiner als für Daten, die in den vollen Phasenraum extrapoliert wurden.

Die Extrapolation der innerhalb der Akzeptanz des Detektors DAPHNE gemessenen Daten in den vollen Phasenraum ist modell- und energieabhängig. Die verwendeten Modelle liefern darüber hinaus unterschiedliche Extrapolationsvorschriften für $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ und σ , wodurch für diese Größen eine getrennte Betrachtung des systematischen Fehlerbeitrags erforderlich ist. Durch die verfügbaren Modelle existieren drei Möglichkeiten, Daten aus der Akzeptanz des Detektors DAPHNE in den vollen Phasenraum zu extrapolieren. Hierfür kann eine Extrapolationsvorschrift gemäß der reinen Dreikörper-Kinematik (GENBOD), gemäß dem Modell der Valencia-Gruppe oder gemäß dem Modell der Gent-Mainz-Gruppe angewandt werden. Die bestehenden Unterschiede zwischen diesen drei verschiedenen Aussagen werden im vorliegenden Fall dazu benutzt, den systematischen Fehler der Extrapolation abzuschätzen.

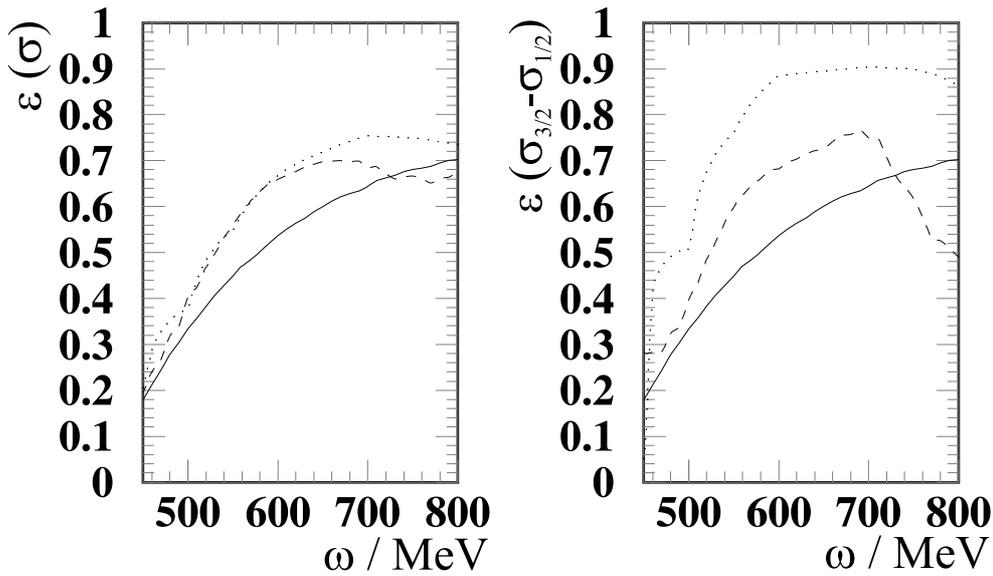


Abbildung 6.30 Modellvorhersagen des Anteils ε der innerhalb der Akzeptanz des Detektors DAPHNE nachgewiesenen Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ ($\varepsilon(\sigma)$) (linkes Bild) und der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ ($\varepsilon(\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2})$) (rechtes Bild) am Gesamtwirkungsquerschnitt σ bzw. $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$. Die gepunktete Linie zeigt den Anteil gemäß dem Modell der Gent-Mainz-Gruppe. Die gestrichelte Linie zeigt den Anteil gemäß dem Modell der Valencia-Gruppe. Die durchgezogene Linie zeigt den Verlauf der rein kinematischen Verteilung für ε gemäß GENBOD. Diese ist helizitätsunabhängig und daher für den Anteil an σ und $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ gleich.

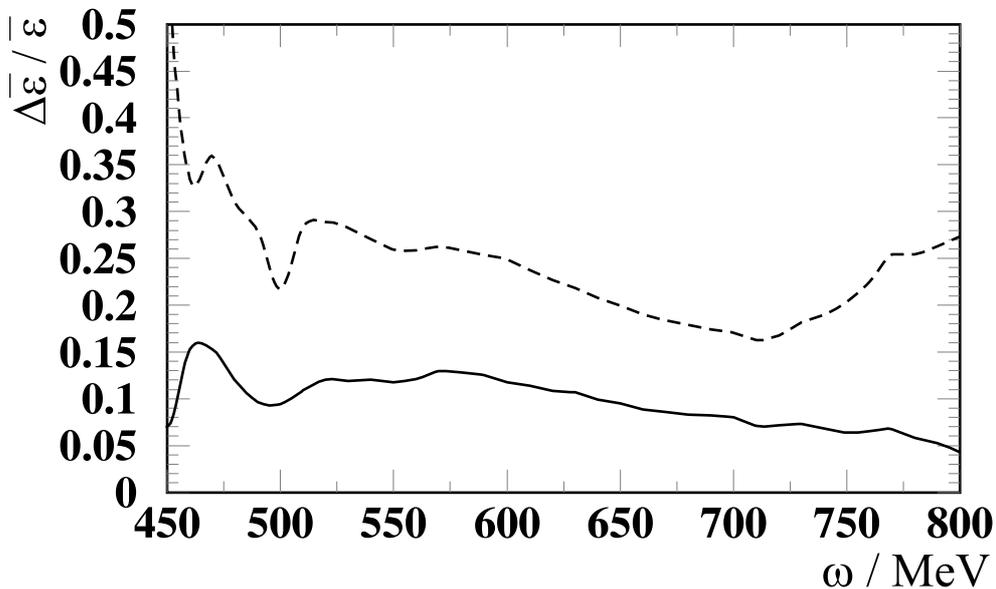


Abbildung 6.31 Systematischer Fehlerbeitrag des Extrapolationsverfahrens $\Delta\bar{\varepsilon}/\bar{\varepsilon}$ als Funktion der Photonenergie ω . Die durchgezogene Linie zeigt den Beitrag des Fehlers für σ und die gestrichelte Linie den Beitrag des Fehlers für $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$. Für die helizitätsunabhängigen Daten liegt der Fehler ab $\omega \approx 500$ MeV unterhalb von 15%, während für die helizitätsabhängigen Daten der Fehler in diesem Bereich unterhalb von 30% liegt.

Abbildung 6.30 zeigt die Anteile der innerhalb der Akzeptanz des Detektors DAPHNE nachgewiesenen Ereignisse am Gesamtwirkungsquerschnitt für σ und $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$. Für $\varepsilon(\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2})$ ist die modellabhängige Streuung größer als für $\varepsilon(\sigma)$. Unter der Annahme, daß die Anteile der drei unterschiedlichen Modelle gleich gewichtet werden, kann $\bar{\varepsilon}(\sigma)$ bzw. $\bar{\varepsilon}(\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2})$ als deren Mittelwert definiert werden. Die Varianz dieses Mittelwerts ergibt den absoluten Fehler $\Delta\bar{\varepsilon}$. Werden die Daten durch Multiplikation mit $1/\bar{\varepsilon}$ in den vollen Phasenraum extrapoliert, so liefert der relative Fehler der Extrapolation gemäß $\Delta\bar{\varepsilon}/\bar{\varepsilon}$ als relativer Fehler des Anteils $\bar{\varepsilon}$ den systematischen Fehlerbeitrag des Extrapolationsverfahrens. Abbildung 6.31 zeigt den systematischen Fehlerbeitrag aus der Extrapolation in Abhängigkeit von der Photonenenergie ω .

Der aus den in Tabelle 6.1 gezeigten Beiträgen resultierende wahrscheinliche systematische Fehler innerhalb der Akzeptanz des Detektors DAPHNE beträgt

$$\delta_{p\pi^+\pi^-(\text{Akz})}/\% = \sqrt{2^2 + 2^2 + 1^2 + 1,5^2 + 0,2^2}, \quad (6.40)$$

$$= 3,4. \quad (6.41)$$

Der aus $\delta_{p\pi^+\pi^-(\text{Akz})}$ und den Unsicherheiten für die Extrapolation der Daten von der Akzeptanz des Detektors DAPHNE in den vollen Phasenraum resultierende gesamte wahrscheinliche systematische Fehler beträgt

$$\delta_{p\pi^+\pi^-}/\% = \sqrt{\delta_{p\pi^+\pi^-(\text{Akz})}^2 + (\Delta\bar{\varepsilon}/\bar{\varepsilon})^2}. \quad (6.42)$$

Die Berechnung basiert hierbei auf der Annahme, daß die einzelnen Fehlerbeiträge voneinander unabhängig sind. Tabelle 6.2 zeigt Werte von $\delta_{p\pi^+\pi^-}$ für drei Photonenenergien $\omega = 500, 600, 700$ MeV und für σ sowie $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$. Die Fehler $\delta_{p\pi^+\pi^-(\text{Akz})}$ und $\delta_{p\pi^+\pi^-}$ sind neben der Bewertung des Photoabsorptionswirkungsquerschnitts auch für die Bewertung der Daten der gezeigten Winkelverteilungen, invarianten Massen und Dalitz-Plots invarianter Massen mit zu berücksichtigen. Gemäß Abbildung 6.15 beschreibt das Modell der Valencia-Gruppe die Da-

ω	(alle Modelle)		(GENBOD, Valencia-Gruppe)	
	σ	$\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$	σ	$\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$
500 MeV	10,2%	22,0%	12,3%	13,2%
600 MeV	12,2%	25,1%	16,9%	14,4%
700 MeV	8,7%	17,4%	10,7%	4,4%

Tabelle 6.2 Werte des wahrscheinlichen systematischen Gesamtfehlers $\delta_{p\pi^+\pi^-}$ in Abhängigkeit von der Photonenenergie ω und den betrachteten Observablen σ bzw. $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$. Der geringe Wert von 4,4% resultiert daraus, daß der Verlauf des Anteils gemäß dem Modell der Valencia-Gruppe den Verlauf des Anteils gemäß GENBOD bei $\omega \approx 730$ MeV schneidet.

ten für $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ im Akzeptanzbereich des Detektors DAPHNE, abgesehen von der absoluten Höhe im Maximum, deutlich besser als das RPR-Modell. Es erscheint daher sinnvoll dem Modell der Valencia-Gruppe bei der Extrapolation der Daten in den vollen Phasenraum ein größeres Gewicht zu geben. Der auf dem Extrapolationsfehler zwischen dem GENBOD und dem Modell der Valencia-Gruppe basierende wahrscheinliche systematische Gesamtfehler ist in Tabelle 6.2 in den letzten beiden Spalten gezeigt. Für den helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitt

$\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ reduziert sich der wahrscheinliche systematische Gesamtfehler durch Auslassung des RPR-Modells etwa auf die Hälfte. Die relativ großen systematischen Fehler werden in Zukunft durch Hinzunahme der Daten aus den Vorwärtskomponenten (MIDAS, STAR, Mainzer Schauer-Detektor) deutlich verringert werden.

6.4 Fazit

Durch Messung der helizitätsabhängigen Eigenschaften der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ wurde eine Observable bestimmt, die einen tieferen Einblick in die physikalischen Abläufe der Doppel-Pion-Photoproduktion erlaubt. Durch einen ersten Vergleich der gemessenen Daten mit Verteilungen, die den rein kinematischen Vorschriften eines Dreikörper-Prozesses folgen, zeigte sich, daß die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ bzw. $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ von letzteren dominiert wird. Aus den verwendeten Modellen läßt sich jedoch ablesen, daß eine Vorhersage für den Verlauf der Wirkungsquerschnitte und invarianten Massen, deren Abweichung weniger als 20% von den gemessenen Daten betragen soll, nur über ein sehr detailliertes Verständnis der kernphysikalischen Prozesse dieser Reaktion realisierbar ist. Aus den Modellansätzen der Valencia- und Gent-Mainz-Gruppe wurde deutlich, daß zunächst die nicht-resonanten Born-Terme der $\pi\Delta$ -Produktion für den glatten Verlauf des Wirkungsquerschnitts die Hauptursache darstellen. Aus den helizitätsabhängigen Daten ist ersichtlich, daß Beiträge mit dem Gesamtspin $J = 3/2$ deutlich gegenüber Beiträgen mit dem Gesamtspin $J = 1/2$ bevorzugt sind. Differenzen von $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ zeigen als Funktion der Photonenenergie ω sowie als Funktion der invarianten Massen des $\pi\pi$ - und $p\pi$ -Systems daher einen durchgehend positiven Verlauf. Die verwendeten Modelle belegen, daß die resonante und nicht-resonante $\pi\Delta$ - sowie ρN -Produktion einen wichtigen Zerfallskanal der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ darstellt. Einen wesentlichen Beitrag liefert in allen Modellen besonders die Resonanz $D_{13}(1520)$, die durch ihre Präferenz für den Gesamtspin $J = 3/2$ den positiven Verlauf von $\sigma_{3/2} - \sigma_{1/2}$ mitbestimmt. Auch in früheren, hier nicht diskutierten Modellen aus [Lage81, Murp93, DAPN95, Hira98], spielte die Resonanz $D_{13}(1520)$ bereits eine wichtige Rolle. Ihr Beitrag konnte jedoch aufgrund der damals fehlenden Informationen der helizitätsabhängigen Daten noch deutlich schlechter abgeschätzt werden als in den überarbeiteten Modellen der Valencia- und Gent-Mainz-Gruppe. Beiträge der Resonanzen $\Delta(1700)$ und $P_{11}(1440)$ sind momentan noch nicht vollständig verstanden und wurden bislang nur im Modell der Valencia-Gruppe verwendet. Verbesserungen und neue Betrachtungsweisen der hier verwendeten Modelle konnten aufgrund der in diesem Experiment durchgeführten Messungen erreicht werden. Aufgrund der Einschränkung der Interpretationsfreiheitsgrade durch die Messung der Helizitätsabhängigkeiten konnte die Anzahl der möglichen Teilprozesse reduziert werden. Das neue Ziel besteht jetzt darin, die Wechselwirkungen und Verzweigungsverhältnisse der verbleibenden Zerfallskanäle richtig zu interpretieren. Die geplante Fortführung der Messungen am polarisierten Neutrontarget und die Untersuchung der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{n} \rightarrow n\pi^+\pi^-$ sowie aller weiteren Isospinkanäle wird das Bild der Doppel-Pion-Photoproduktion vervollständigen.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Die Ziele dieser Arbeit bestanden im Aufbau des Mainzer GDH-Experiments am MAMI und der Untersuchung der helizitätsabhängigen Photoproduktion von $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ von der $\pi\pi$ -Schwelle bis zur Photonenenergie $\omega = 800$ MeV. An das GDH-Experiment gestellte Anforderungen bestanden in einer hohen Raumwinkel- und Impulsakzeptanz. Die Detektoren DAPHNE, STAR, MIDAS und der Mainzer Schauer-Detektor konnten im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich elektronisch als Gesamtdetektor zusammengeschaltet werden, so daß die an das GDH-Experiment gestellten Anforderungen im Rahmen dieser Arbeit erfüllt werden konnten. In Verbindung mit dem longitudinal polarisierten Protonentarget der Bonn-Bochum-Nagoya-Gruppe wurden so weltweit erstmalig die helizitätsabhängigen Photoabsorptionswirkungsquerschnitte $\sigma_{3/2}$ und $\sigma_{1/2}$ bis zu einer Photonenenergie von $\omega = 800$ MeV gemessen.

Die gesteckten Ziele der GDH- und A2-Kollaboration waren die Messung des Integranden zur Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel im Bereich der dominanten Baryonresonanzen und die Separation partieller Photoproduktionskanäle. Die Untersuchung der helizitätsabhängigen Eigenschaften des Doppel-Pion-Kanals $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ war somit anhand der gemessenen Daten des GDH-Experiments im Rahmen dieser Arbeit möglich. Die Doppel-Pion-Photoproduktion liegt im zweiten Resonanzgebiet und ist durch überlappende Beiträge insbesondere aus den baryonischen Resonanzen $D_{13}(1520)$ und $P_{11}(1440)$ sowie Ausläufern von $\Delta(1232)$ dominiert und bislang deutlich weniger verstanden als z.B. die Ein-Pion-Photoproduktionskanäle im Bereich der ersten Resonanz ($\Delta(1232)$). Da die Doppel-Pion-Photoproduktion ein Dreikörper-Prozeß ist, ist eine Multipolanalyse nur schwer möglich. Hochwertige theoretische Rechnungen sind wegen der komplexen Vielteilchendynamik ebenfalls sehr schwer durchzuführen. Durch Daten aus Kalibrationsmessungen des GDH-Experiments mit einem flüssigen Wasserstofftarget konnten zunächst unpolarisierte Wirkungsquerschnitte, Polarwinkelverteilungen, invariante Massen und Dalitz-Plots invarianter Massen mit dem Detektor DAPHNE in guter Qualität gemessen werden. Dies erlaubte zusätzlich eine genaue Verifikation der in Verbindung mit dem Detektor DAPHNE eingesetzten Analyseverfahren und deren Implementation in ein dediziertes Softwarepaket. Die Helizitätsabhängigkeit in den Daten des GDH-Experiments ist eine neue Observable, die einen tieferen Einblick in die Reaktionsmechanismen der Doppel-Pion-Photoproduktion erlaubt. Für die Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$ wurden in dieser Arbeit der helizitätsabhängige Photoabsorptionswirkungsquerschnitt, Polarwinkelverteilungen, invariante Massen und Dalitz-Plots invarianter Massen gezeigt. Die Daten wurden mit Modellen der Valencia- und der Gent-Mainz-Gruppe verglichen. Zusätzlich lieferte die Helizitätsabhängigkeit neue Infor-

mationen über die Güte dieser Modelle. Die aus den Modellansätzen resultierende Interpretation wurde in Kapitel 6 vorgestellt und in Abschnitt 6.4 zusammengefaßt. Die in dieser Arbeit gezeigten Daten und deren Interpretation über Modelle der Valencia- und der Gent-Mainz-Gruppe stellen eine Erweiterung des Weltdatenvorrats zur Doppel-Pion-Photoproduktion dar.

Durch Analyse der helizitätsabhängigen Daten des GDH-Experiments am Neutron, welches im Jahr 2003 erfolgreich abgeschlossen werden konnte, ist es jetzt möglich, bislang unbekannte helizitätsabhängige Daten der Doppel-Pion-Kanäle

$$\vec{\gamma}\vec{n} \rightarrow p\pi^-\pi^0, \quad (7.1)$$

$$\vec{\gamma}\vec{n} \rightarrow n\pi^+\pi^-, \quad (7.2)$$

$$\vec{\gamma}\vec{n} \rightarrow n\pi^0\pi^0 \quad (7.3)$$

zu ermitteln. Die Datenanalyse hierzu wird momentan durchgeführt. Bei diesem Experiment wurde mit einem deuterierten polarisierten Butanol-Target gearbeitet. Die Problematik der Datenanalyse besteht bei diesem Experiment in der Separation der helizitätsabhängigen Ereignisse der polarisierten Protonen von den Ereignissen polarisierter Neutronen des Targetmaterials. Es wird allgemein angenommen, daß das Proton und das Neutron im Deuteron durch komplexe Prozesse über Mesonaustauschströme miteinander wechselwirken [Ritz00] und daher hier eine modellabhängige Untergrundsubtraktion notwendig ist. Zusätzlich soll eine spätere Messung helizitätsabhängiger Wirkungsquerschnitte am Neutron mit Hilfe eines polarisierten ^3He -Targets und dem Detektor *Crystal Ball* am Mainzer Mikrotron durchgeführt werden. Durch den Ausbau des Beschleunigers MAMI (MAMI C) und einer damit verbundenen Erhöhung der Photonengrenzenergie von $\omega = 800 \text{ MeV}$ auf $\omega \approx 1600 \text{ MeV}$ wird es in Zukunft auch möglich sein, Beiträge höherer Resonanzen wie der $D_{33}(1700)$ und der $S_{31}(1620)$ am Mainzer Mikrotron experimentell zu untersuchen.

Anhang A

Alternative Verfahren zur Erzeugung reeller Photonen

A.1 LASER-Rückstreuung

Ein Photon mit dem Impuls $k_0 = (\omega_0, \mathbf{k}_0)$ im Bereich von wenigen eV aus einem LASER trifft auf ein hochenergetisches Elektron mit dem Impuls $p_0 = (E_0, \mathbf{p}_0)$ im GeV Bereich. Elektronen mit diesen Eigenschaften stehen in Speicherringen von Synchrotron-Lichtquellen (z.B. LEGS, GRAAL) zur Verfügung. Beim Compton-Effekt überträgt das hochenergetische Elektron einen Teil seiner Energie auf das niederenergetische Photon. Dabei wird durch Rückstreuung ein hochenergetisches Photon mit dem Impuls $k = (\omega, \mathbf{k})$ im MeV Bereich produziert. Das Elektron verliert gerade diesen Energieanteil des gestreuten Photons und besitzt anschließend den Impuls $p = (E_1, \mathbf{p})$, wobei die Größe E_1 mit Hilfe eines Magnetspektrometers bestimmbar ist. Aus der Energieerhaltung läßt sich aus E_0 und E_1 die Energie für jedes Photon (ω) bestimmen. Dieses Verfahren, das auch bei der ab Seite 33 beschriebenen Photonproduktion mit Bremsstrahlung Anwendung findet, wird als „Energimarkierung“ (engl. *energy tagging*) bezeichnet. Abbildung A.1 zeigt eine hierfür typische Experimentkonfiguration. Die vollständigen Zusammenhänge zwischen Impuls und Energie sind in Gleichung A.1 ff. gezeigt. k wird mit Hilfe von

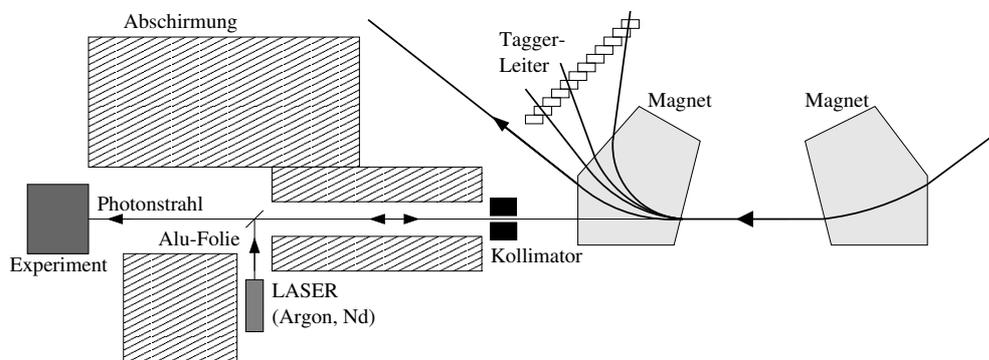


Abbildung A.1 Typischer Aufbau zur Durchführung von Experimenten mit energiemarkierten reellen Photonen unter Ausnutzung des LASER-Rückstreuungsverfahrens.

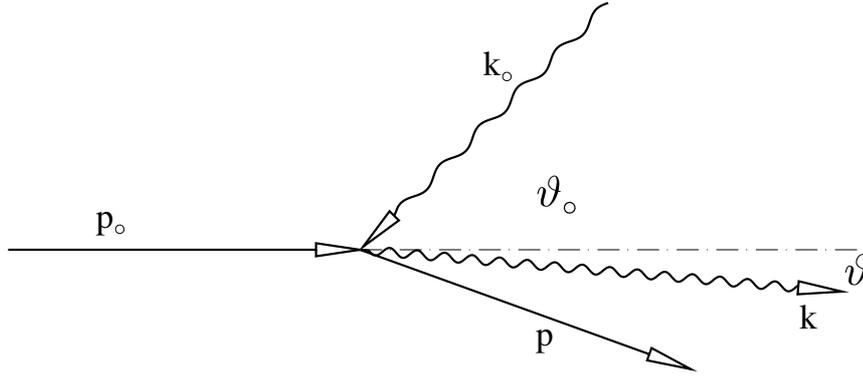


Abbildung A.2 Prozeß der LASER-Rückstreuung (engl. *LASER backscattering*). Ein Photon aus einem Argon- oder Neodym-LASER mit den Eigenschaften $k_0 = (\omega_0, \mathbf{k}_0)$ wird an einem beschleunigten Elektron mit den Eigenschaften $p_0 = (E_0, \mathbf{p}_0)$ gestreut.

p berechnet sowie aus den bekannten Eigenschaften des LASERs und des Elektronenstrahls (k_0 und p_0). Abbildung A.2 zeigt den kinematischen Prozeß, der bei der Photonproduktion über die LASER-Rückstreuung abläuft. Das Maß des Energieübertrags auf das Photon ist hierbei wesentlich von den Streuwinkeln ϑ_0 und ϑ abhängig. Mit $k_0^2 = k^2 = 0$ und $p_0^2 = p^2 = m_e^2$ sowie der Näherung $|\mathbf{p}_0| \approx E_0(1 - m_e^2/(2E_0^2))$ und $\cos(\vartheta) = 1 - \vartheta^2/2$ unter der Bedingung $\vartheta \rightarrow 0$ kann folgende Herleitung aufgestellt werden:

$$p_0 + k = p + k, \quad (\text{A.1})$$

$$(p_0 + k_0)^2 = (p + k)^2, \quad (\text{A.2})$$

$$p_0^2 + k_0^2 + 2p_0k_0 = p^2 + k^2 + 2pk, \quad (\text{A.3})$$

$$p_0k_0 = k(p_0 + k_0 - k), \quad (\text{A.4})$$

$$E_0\omega_0 + |\mathbf{p}_0||\mathbf{k}_0| \cos(\vartheta_0) = E_0\omega - |\mathbf{p}_0||\mathbf{k}| \cos(\vartheta) + \omega_0\omega + |\mathbf{k}||\mathbf{k}| \cos(\vartheta_0 + \vartheta), \quad (\text{A.5})$$

$$E_0\omega_0 \left(2 - \frac{m_e^2}{2E_0^2}\right) = E_0\omega \left(1 - \left(1 - \frac{m_e^2}{2E_0^2}\right) \left(1 - \frac{\vartheta^2}{2}\right)\right) + \omega_0\omega \left(2 - \frac{\vartheta^2}{2}\right). \quad (\text{A.6})$$

In einem typischen Aufbau zur LASER-Rückstreuung wird der LASER-Strahl über einen Spiegel (dünne polierte Aluminiumfolie) entgegen der Flugrichtung der im Speicherring befindlichen Elektronen eingestrahlt. Dies bedeutet, daß der Winkel des einfallenden LASER-Photons $\vartheta_0 = 0$ ist. Vernachlässigt man darüber hinaus die Masse des Elektrons gegenüber E_0 kann Gleichung A.5 vereinfacht und nach der Energie ω des auslaufenden Photons folgendermaßen aufgelöst werden:

$$\omega = \frac{E_0\omega_0(2 - \frac{m_e^2}{2E_0^2})}{E_0(1 - (1 - \frac{m_e^2}{2E_0^2})(1 - \frac{\vartheta^2}{2})) + \omega_0(2 - \frac{\vartheta^2}{2})}, \quad (\text{A.7})$$

$$= \frac{\omega_0(4E_0^2 - m_e^2)}{2E_0^2 - (2E_0^2 - m_e^2)(1 - \frac{\vartheta^2}{2}) + 2E_0\omega_0(2 - \frac{\vartheta^2}{2})}, \quad (\text{A.8})$$

$$= \frac{4E_0^2\omega_0}{m_e^2 + 4E_0\omega_0 + E_0^2\vartheta^2}, \quad (\text{A.9})$$

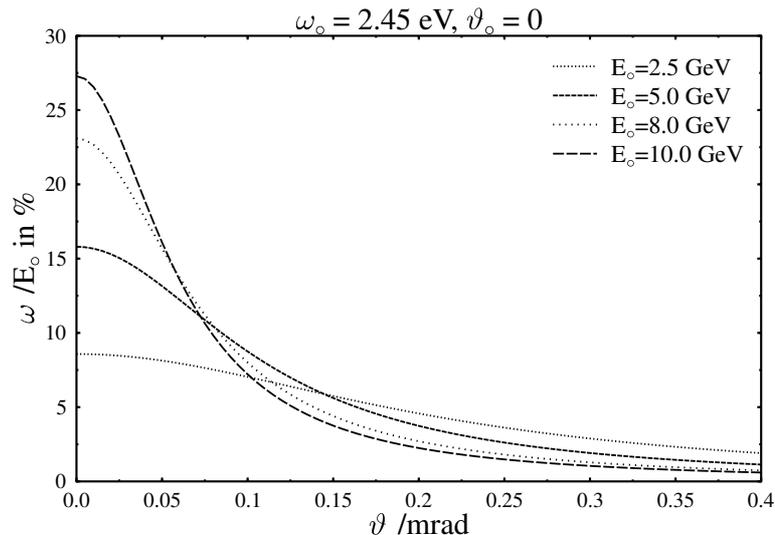


Abbildung A.3 Anteil der auf das rückgestreute Photon übertragenen Energie für Elektronen mit den Energien von 2,5 GeV, 5,0 GeV, 8,0 GeV und 10,0 GeV. Die eingestrahlte Energie des LASER-Photons beträgt 2,45 eV bei einem konstanten Einstrahlwinkel von $\vartheta_0 = 0$. Man erkennt, daß mit wachsender Elektronenenergie effizienter Energie auf das Photon übertragen wird.

Abbildung A.3 zeigt die Energieverteilung der rückgestreuten Photonen in Einheiten der Elektronenenergie in Abhängigkeit vom Winkel ϑ . Die höchste Energie wird bei $\vartheta = 0$ erreicht, wobei der relative Energieübertrag mit E_0 deutlich zunimmt. Man könnte somit durch Kollimation der Photonen (Einschränkung des Winkel ϑ) monochromatische Photonen erzeugen. Dem sind jedoch durch die Divergenz des Elektronenstrahls Grenzen gesetzt.

A.2 Positronannihilation im Fluge

Abbildung A.4 zeigt die Kinematik der Positronannihilation im Fluge. Hierbei trifft ein Positron e^+ mit großem Impuls $p_+ = (E_+, \mathbf{p}_+)$ auf ein Elektron e^- in Ruhe [$p_- = (E_-, \mathbf{p}_-)$ mit $E_- = m_e, \mathbf{p}_- = 0$]. Addieren sich die Spins des Positrons und des Elektrons zu $I = 0$, kann das System aufgrund des Singulettzustands in zwei Photonen zerfallen. Dieses Prinzip ist auch für die Erzeugung „monochromatischer“ Photonen anwendbar. In diesem Fall sind die Eigenschaften durch die Viererimpulse

$$k_1 = (\omega_1, \mathbf{k}_1) \quad \text{und} \quad (\text{A.10})$$

$$k_2 = (\omega_2, \mathbf{k}_2) \quad (\text{A.11})$$

festgelegt. Die beiden Photonen werden im Ruhesystem stets in entgegengesetzter Richtung koplanar und isotrop verteilt emittiert. Ihre Energien ω_1 und ω_2 im Schwerpunktsystem sind dabei gleich und betragen jeweils mindestens $\omega_{1,2} = m_e = 511 \text{ keV}$. Durch den Impuls des einlaufenden Positrons tritt jedoch durch Lorentz-Boost eine Verteilung der kinetischen Energien im Laborsystem auf. Mit kleineren Vorwärtswinkeln im Laborsystem abgestrahlte Photonen

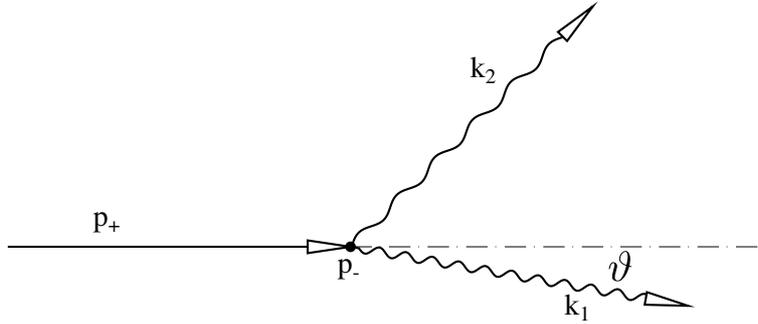


Abbildung A.4 Prozeß der Positronannihilation im Fluge.

erhalten eine höhere kinetische Energie. Zur Berechnung der Energie ω der in Vorwärtsrichtung abgestrahlten Photonen gilt zunächst gemäß dem relativistischen Impuls- und Energieansatz

$$p_+^2 = p_-^2 = m_e^2, \quad (\text{A.12})$$

$$k_1^2 = k_2^2 = 0. \quad (\text{A.13})$$

Damit läßt sich die Energie ω des auslaufenden Photons berechnen.

$$p_+ + p_- = k_1 + k_2, \quad (\text{A.14})$$

$$(p_+ + p_-)^2 = (k_1 + k_2)^2, \quad (\text{A.15})$$

$$p_+^2 + 2p_+p_- + p_-^2 = k_1^2 + 2k_1k_2 + k_2^2, \quad (\text{A.16})$$

$$2m_e^2 + 2p_+p_- = 2k_1(p_+ + p_- - k_1), \quad (\text{A.17})$$

$$2m_e^2 + 2E_+E_- = 2k_1p_+ + 2k_1p_-, \quad (\text{A.18})$$

$$m_e^2 + E_+E_- = k_1p_+ + k_1p_-, \quad (\text{A.19})$$

$$m_e^2 + E_+m_e = \omega_1E_+ + \omega_1E_- - |\mathbf{k}_1||\mathbf{p}_+| \cos(\vartheta), \quad (\text{A.20})$$

$$= \omega_1(E_+ + m_e) - |\mathbf{k}_1||\mathbf{p}_+| \cos(\vartheta). \quad (\text{A.21})$$

Da das einlaufende Positron große Energie besitzt, gilt $E_+ \gg m_e$. Benutzt man erneut die Vereinfachungen wie in Gleichung A.5, ergibt sich angewendet auf Gleichung A.21

$$m_e^2 + E_+m_e = \omega_1(E_+ + m_e) - \omega_1E_+ \left(1 - \frac{m_e^2}{2E_+^2}\right) \cos(\vartheta), \quad (\text{A.22})$$

$$\omega_1 = \frac{m_e(m_e + E_+)}{E_+ + m_e - E_+(1 - m_e^2/(2E_+^2)) \cos(\vartheta)}, \quad (\text{A.23})$$

$$= \frac{E_+ + m_e}{E_+ + m_e - E_+(1 - m_e^2/(E_+^2)) \cos(\vartheta)}. \quad (\text{A.24})$$

Durch Einsetzen von Werten in ϑ ergeben sich aus Gleichung A.24 für $\omega = \omega_1$

$$\omega(\vartheta = 0) = \frac{E_+}{1 + \frac{m_e}{2E_+}} \approx E_+, \quad (\text{A.25})$$

$$\omega(\vartheta = \pi/2) = \frac{E_+ m_e}{E_+ + m_e} \approx m_e, \quad (\text{A.26})$$

$$\omega(\vartheta = \pi) = \frac{m_e}{2 + \frac{m_e}{E_+} - \frac{m_e^2}{2E_+^2}} \approx \frac{m_e}{2}. \quad (\text{A.27})$$

Gleichung A.25 gibt den oberen Grenzwert für die Photonenenergie (bei $\vartheta \rightarrow 0$) an. Somit können auch hier die Photonen durch Kollimation monochromatisiert werden. Dem sind natürlich durch die Divergenz des Positronenstrahls Grenzen gesetzt. Die Winkelverteilung ist aber hier günstiger als im Fall der LASER-Rückstreuung in Gleichung A.9.

Durch den Beschuß eines Targets mit Positronen entstehen neben der Annihilationsstrahlung auch Photonen durch den Bremsstrahlprozeß der Positronen im Coulombfeld der Targetkerne. Wie in Abschnitt 3.2.1 gezeigt wird, ist der Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung abhängig vom Quadrat der Ladung der Targetkerne Z^2 , wogegen für die Annihilation im Fluge die Zahl der Elektronen eingeht (Z). Daher werden im Positrontarget leichte Kerne von Wasserstoff (H) bis Lithium (Li) eingesetzt. Der Untergrund aus der Bremsstrahlung unter Winkeln von $\vartheta = 0$ ist dominant. Die Intensitätsverteilung der Bremsstrahlung nimmt jedoch mit zunehmendem Beobachtungswinkel ϑ zur Strahlachse schneller ab als die Intensität der Annihilationsstrahlung, weshalb es sinnvoll sein kann, dort Annihilationsstrahlung unter einem Winkel $\vartheta > 0$ zur Strahlachse zu beobachten und für ein Experiment zu nutzen. Eine weitere Möglichkeit, die Bremsquanten zu unterdrücken ist, das zweite Photon in Koinzidenz nachzuweisen.

Anhang B

The DAPHNE Acceptance for the Double-Pion-Photoproduction in the GDH Experiment at MAMI 1998

The acceptance of the detector DAPHNE is the physical frame both in angular space and in momentum in which data from the GDH experiment can be presented without any model-dependent extrapolation of measured data. This acceptance was applied to models of the Gent-Mainz and the Valencia group. With the Valencia group it was agreed to publish parts of this document in [Nach02], where they describe the predictions of their model inside the DAPHNE acceptance.

B.1 DAPHNE Angular Acceptance for all Reactions

The DAPHNE angular acceptance for charged particles is defined to be:

Polar angle (ϑ)	$23^\circ \leq \vartheta \leq 158^\circ$
Azimuthal angle (ϕ)	$0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ (2\pi)$

For uncharged particles such as uncharged pions (π^0) and neutrons (n), no angular acceptances are defined which means that they get accepted in the whole solid angular space of 4π sr. In addition, for uncharged particles, no momentum thresholds are defined, too, which means that they get accepted at all momenta.

B.2 Reaction-Dependent DAPHNE Acceptances in Momentum

For the following acceptances, all functions were derived from data of the GDH experiment at MAMI 1998 and simulations under GDH detector set-up conditions, using GEANT of the CERNLIB package. The momentum threshold of the proton is described by one function ($f_1(\vartheta)$), which is valid for all isospin channels. The momentum thresholds for the charged pions (π^+ , π^-) are described by the functions ($f_2(\vartheta)$, $f_3(\vartheta)$) as shown in the following paragraphs.

B.2.1 The Reaction: $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$

For this reaction, you can see up to three charged particles inside the detector DAPHNE. Depending upon the number of particles seen, it is necessary to apply different methods of data analysis, which affect the DAPHNE-acceptance for this reaction. The cross section inside the DAPHNE acceptance is then given by the sum of the cross section results for the 2 and 3 charged particles in DAPHNE data analysis. The different number of detected charged particles per event has to be handled as follows:

B.2.1.1 Zero and one Charged Particles Detected Inside DAPHNE Angular Acceptance

Event is rejected!

B.2.1.2 Two Charged Particles Detected Inside DAPHNE Angular Acceptance

There are two possible sets of particles ($p\pi^\pm$) or ($\pi^+\pi^-$) that can be seen by the detector DAPHNE.

The proton momentum threshold ($p_{\text{prot}} / (\text{MeV}/c)$) versus the polar angle ($\vartheta / \text{degrees}$) is specified by the relation

$$p_{\text{prot}} \geq f_1(\vartheta) = 300 + 0.01(\vartheta - 90^\circ)^2 \text{ MeV}/c. \quad (\text{B.1})$$

The pion momentum threshold ($p_{\pi^\pm} / (\text{MeV}/c)$) versus the polar angle ($\vartheta / \text{degrees}$) is given by

$$p_{\pi^\pm} \geq f_3(\vartheta) = 80 + 0.005(\vartheta - 90^\circ)^2 \text{ MeV}/c. \quad (\text{B.2})$$

B.2.1.3 Three Charged Particles Inside DAPHNE Angular Acceptance

The proton momentum threshold ($p_{\text{prot}} / (\text{MeV}/c)$) versus the polar angle ($\vartheta / \text{degrees}$) is given by the same relation as for two charged particle events and corresponds to equation B.1. The charged pion (π^+, π^-) momentum threshold ($p_{\pi^\pm} / (\text{MeV}/c)$) versus the polar angle ($\vartheta / \text{degrees}$) is specified by:

$$p_{\pi^\pm} \geq f_2(\vartheta) = 65 + 0.005(\vartheta - 90^\circ)^2 \text{ MeV}/c \quad (\text{B.3})$$

B.2.2 The Reaction: $\gamma p \rightarrow n\pi^+\pi^0$

The following thresholds are functions of the polar angle (ϑ) and should be applied as momentum thresholds in DAPHNE angular acceptance for this specific reaction: ($\vartheta / \text{degrees}$):

$\pi^0, n:$	no angular and momentum threshold conditions defined
$\pi^+:$	$p_{\pi^+} \geq f_3(\vartheta) = 80 + 0.005(\vartheta - 90^\circ)^2 \text{ MeV}/c$

B.2.3 The Reaction: $\gamma\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p}\pi^0\pi^0$

There are no conditions defined for the momentum thresholds of the two uncharged pions (π^0). Uncharged pions get entirely detected by the detector DAPHNE. The momentum threshold for the proton (p_{prot}) versus the polar angle (ϑ / degrees) for this reaction is defined to be:

$$p_{\text{prot}} \geq f_1(\vartheta) = 300 + 0.01(\vartheta - 90^\circ)^2 \text{ MeV}/c \quad (\text{B.4})$$

Anhang C

Helizitätsabhängige Dalitz-Plots

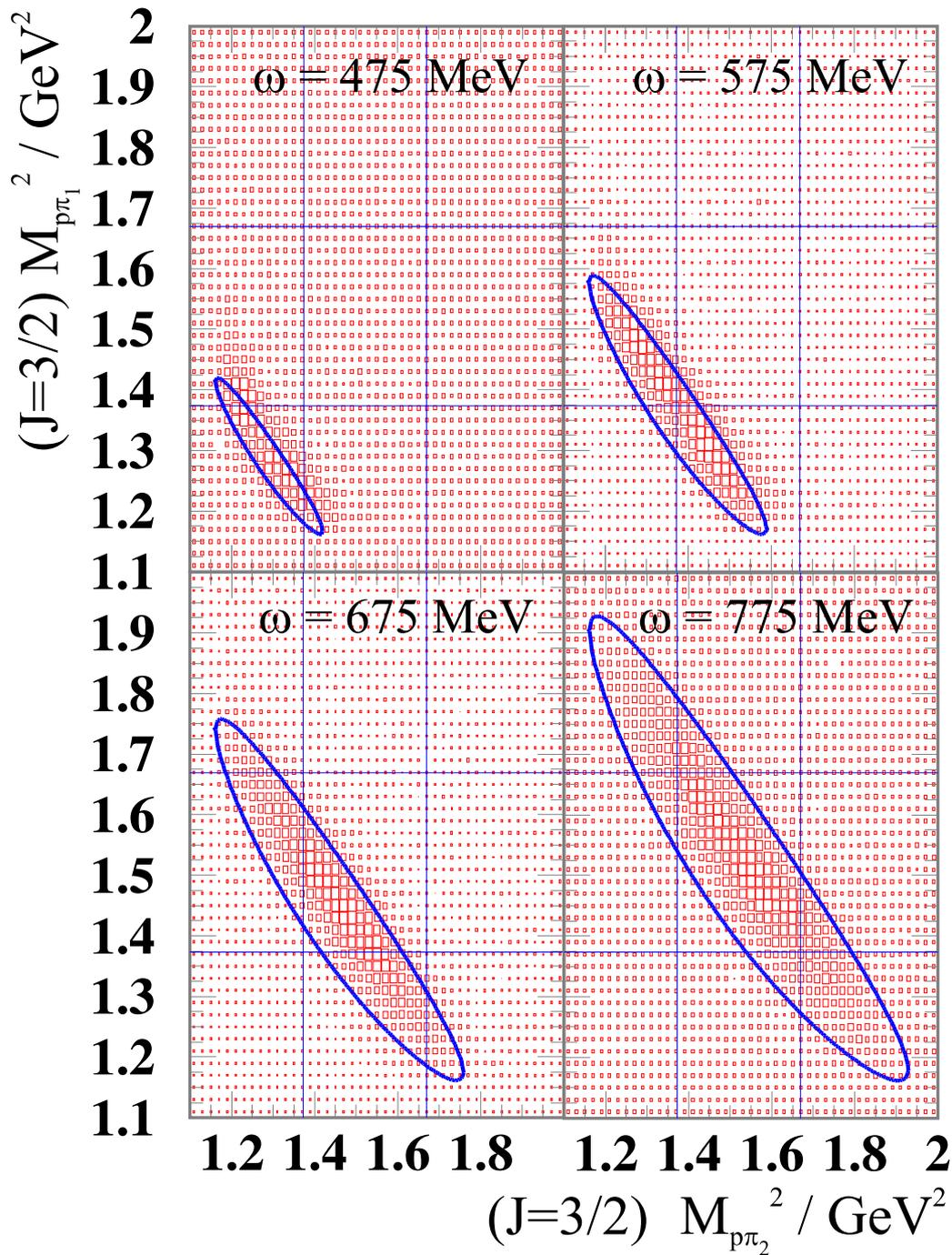


Abbildung C.1 Dalitz-Plots für $p\pi_1$ gegen $p\pi_2$ für den Gesamtspin $J = 3/2$. π^+ und π^- sind in dieser Darstellung ununterscheidbar. Die gezeigten Dalitz-Plots gelten für mittlere Photonenenergien von $\omega = 475, 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV. Die vertikalen und horizontalen Linien beschreiben die FWHM-Grenzen der Breit-Wigner-Verteilung der $\Delta(1232)$ -Resonanz.

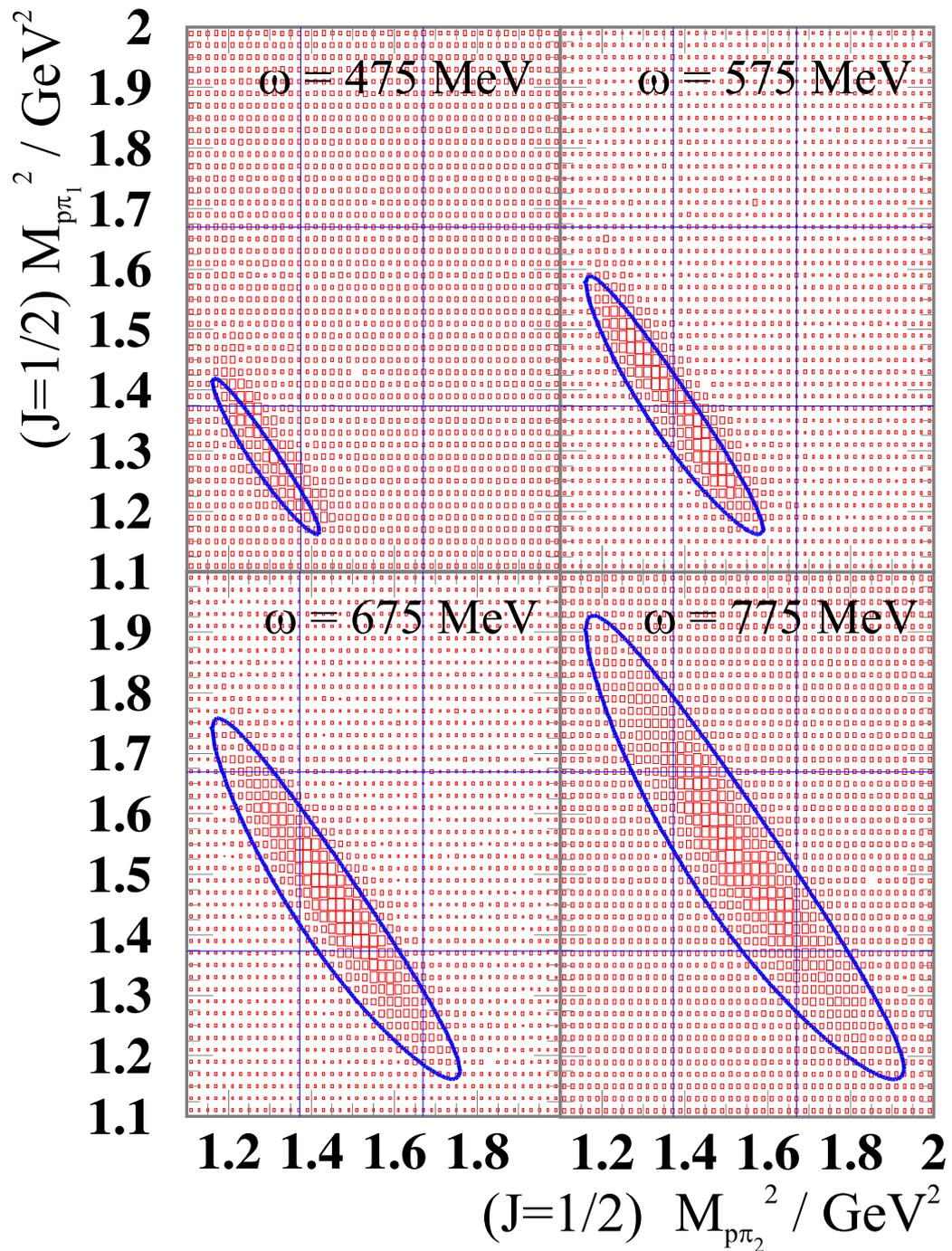


Abbildung C.2 Dalitz-Plots für $p\pi_1$ gegen $p\pi_2$ für ein Gesamtspin $J = 1/2$. π^+ und π^- sind in dieser Darstellung ununterscheidbar. Die gezeigten Dalitz-Plots gelten für mittlere Photonenergien von $\omega = 475, 575, 675, 775 \text{ MeV}$ mit einer Energiebinbreite von 50 MeV . Die vertikalen und horizontalen Linien beschreiben die FWHM-Grenzen der Breit-Wigner-Verteilung der $\Delta(1232)$ -Resonanz.

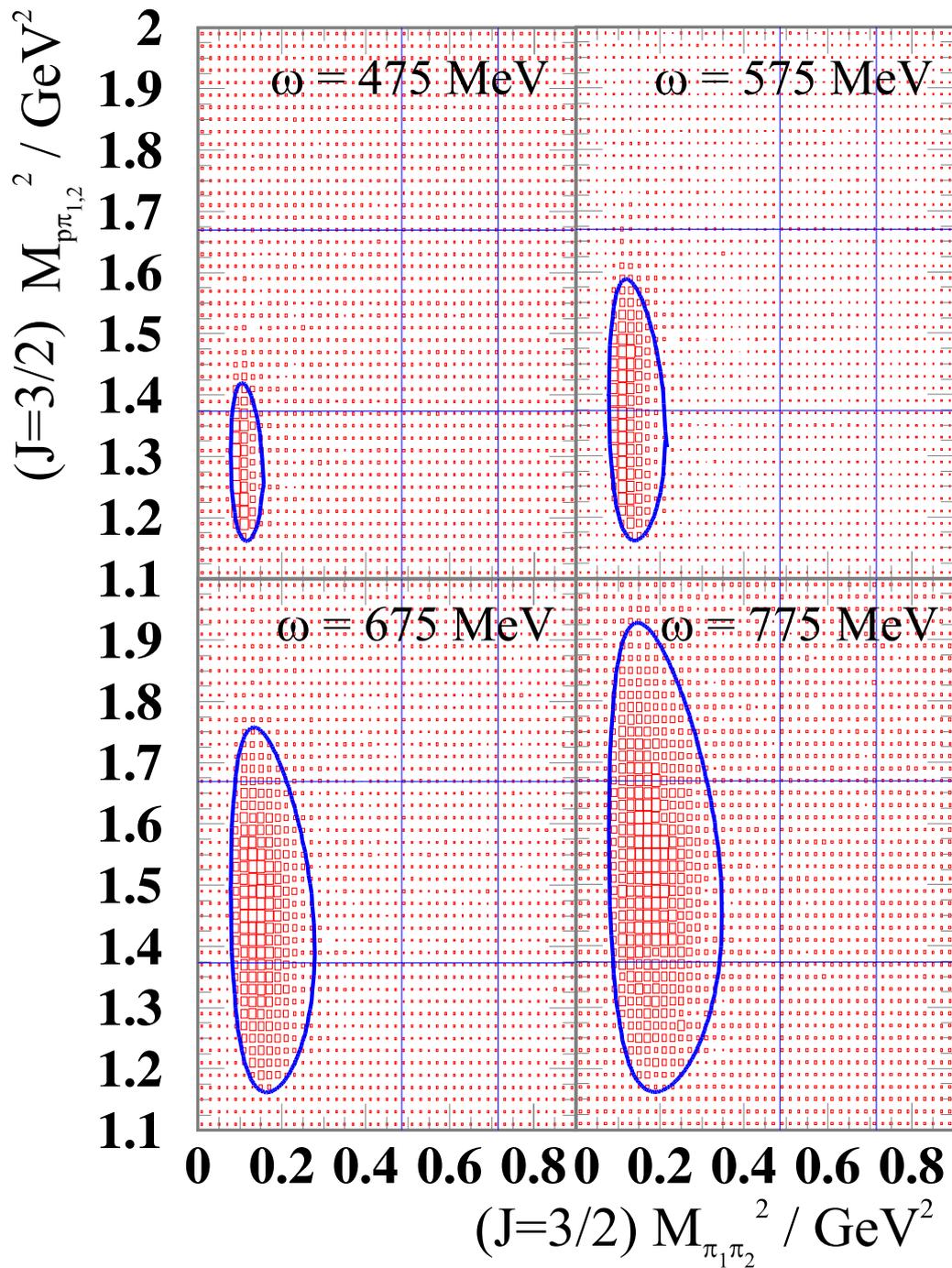


Abbildung C.3 Dalitz-Plots für $p\pi_{1,2}$ aufgetragen gegen $\pi_1\pi_2$ für den Gesamtspin $J = 3/2$. π^+ und π^- sind in dieser Darstellung ununterscheidbar. Die gezeigten Dalitz-Plots gelten für mittlere Photonenergien von $\omega = 475, 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV. Die horizontalen Linien beschreiben die FWHM-Grenzen der Breit-Wigner-Verteilung der $\Delta(1232)$ -Resonanz. Die vertikalen Linien beschreiben die FWHM-Grenzen der Breit-Wigner-Verteilung der $\rho(770)$ mesonischen Resonanz.

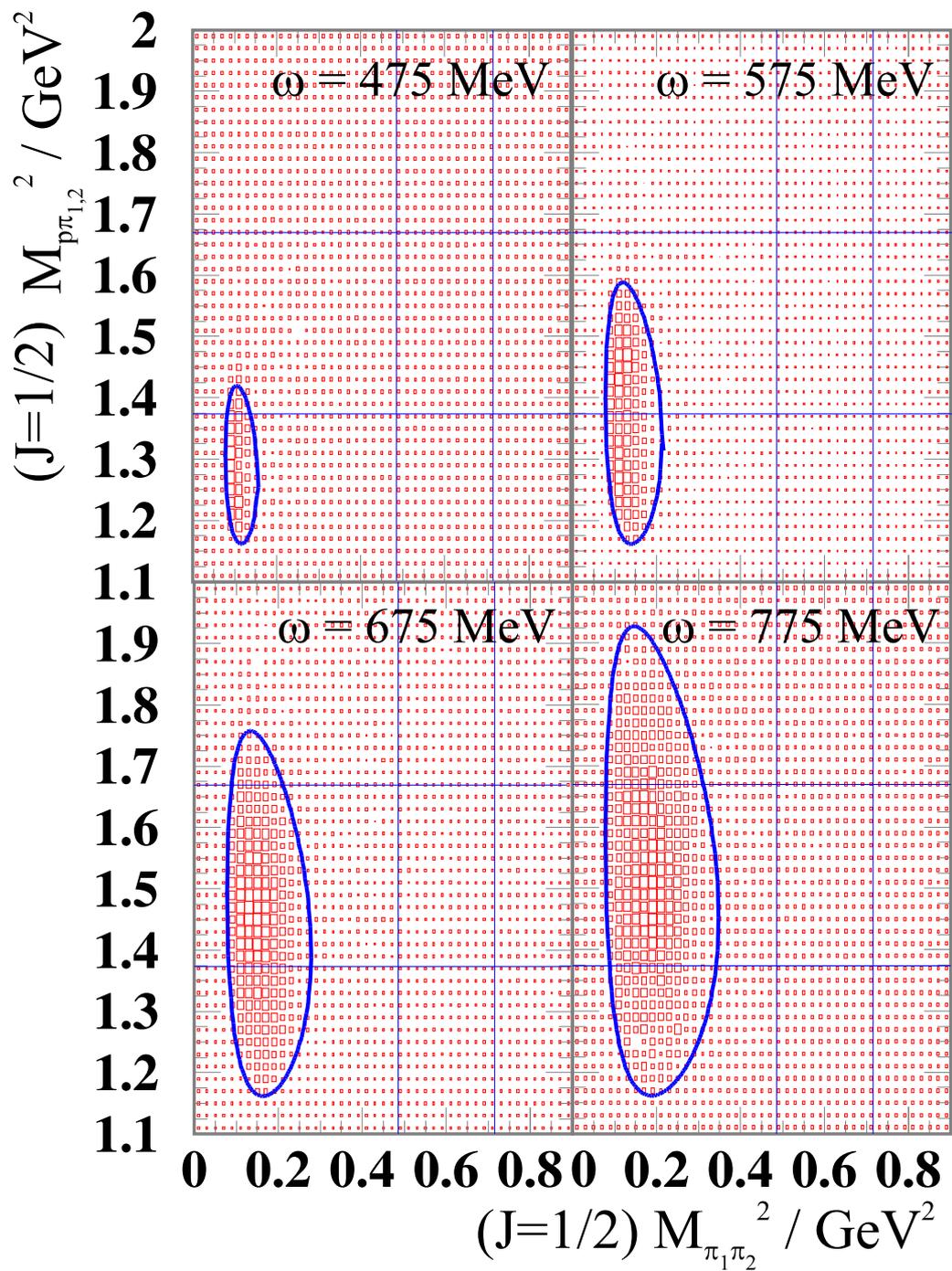


Abbildung C.4 Dalitz-Plots für $p\pi_{1,2}$ aufgetragen gegen $\pi_1\pi_2$ für den Gesamtspin $J = 1/2$. π^+ und π^- sind in dieser Darstellung ununterscheidbar. Die gezeigten Dalitz-Plots gelten für mittlere Photonenenergien von $\omega = 475, 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV. Die horizontalen Linien beschreiben die FWHM-Grenzen der Breit-Wigner-Verteilung der $\Delta(1232)$ -Resonanz. Die vertikalen Linien beschreiben die FWHM-Grenzen der Breit-Wigner-Verteilung der $\rho(770)$ mesonischen Resonanz.

Anhang D

Helizitätsabhängige Winkelverteilungen

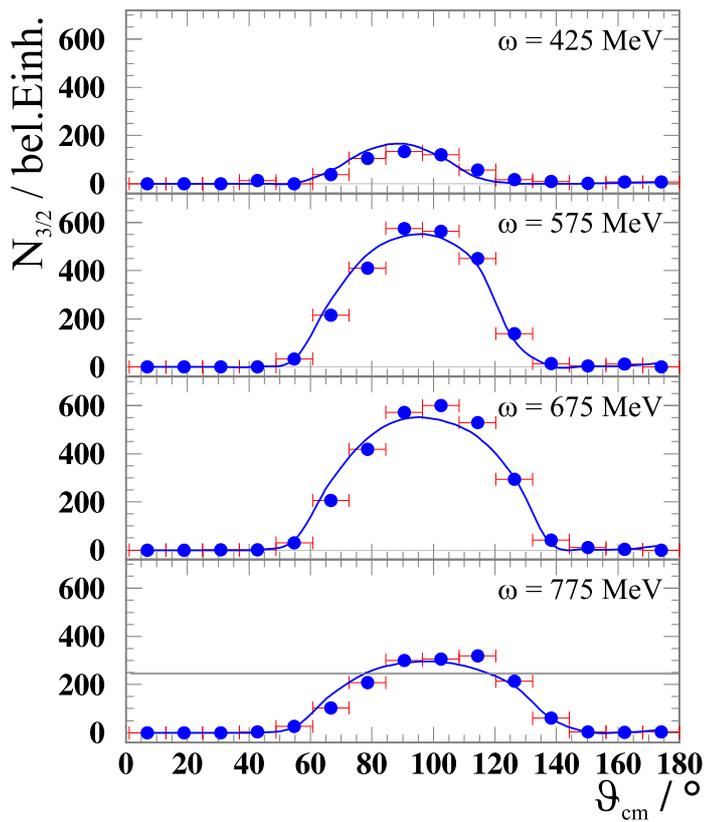


Abbildung D.1 Helizitätsabhängige Polarwinkelverteilung für emittierte Protonen der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Aufgetragen sind Ereignisse für $N_{3/2}$ gegen den Polarwinkel ϑ_{cm} im Schwerpunktsystem für mittlere Photonenenergien von $\omega = 425, 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV. Zum Vergleich ist die Phasenraumverteilung (durchgezogene Linie) eingetragen.

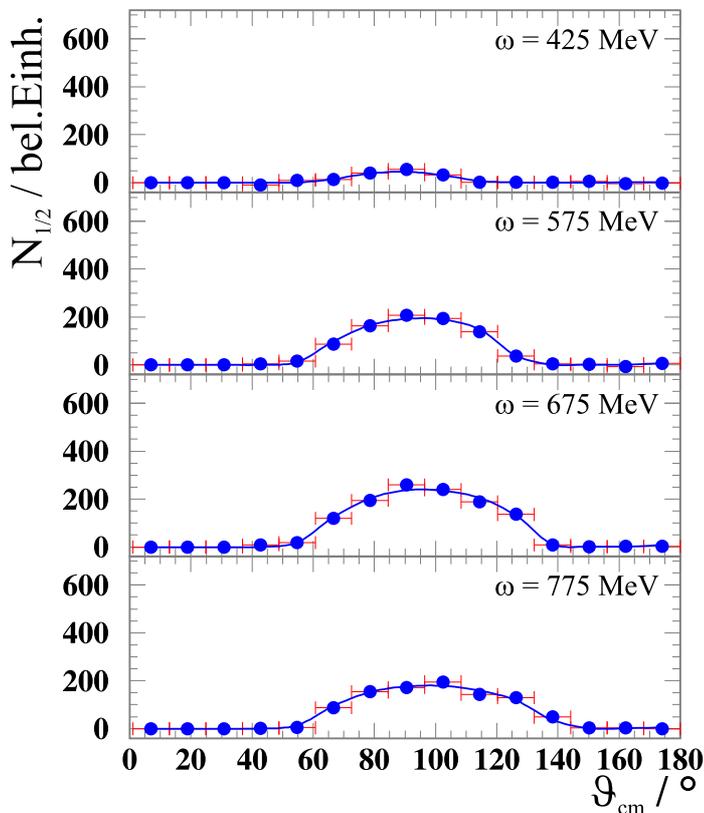


Abbildung D.2 Helizitätsabhängige Polarwinkelverteilung für emittierte Protonen der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Aufgetragen sind Ereignisse für $N_{1/2}$ gegen den Polarwinkel ϑ_{cm} im Schwerpunktsystem für mittlere Photonenenergien von $\omega = 425, 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV. Zum Vergleich ist die Phasenraumverteilung (durchgezogene Linie) eingetragen.

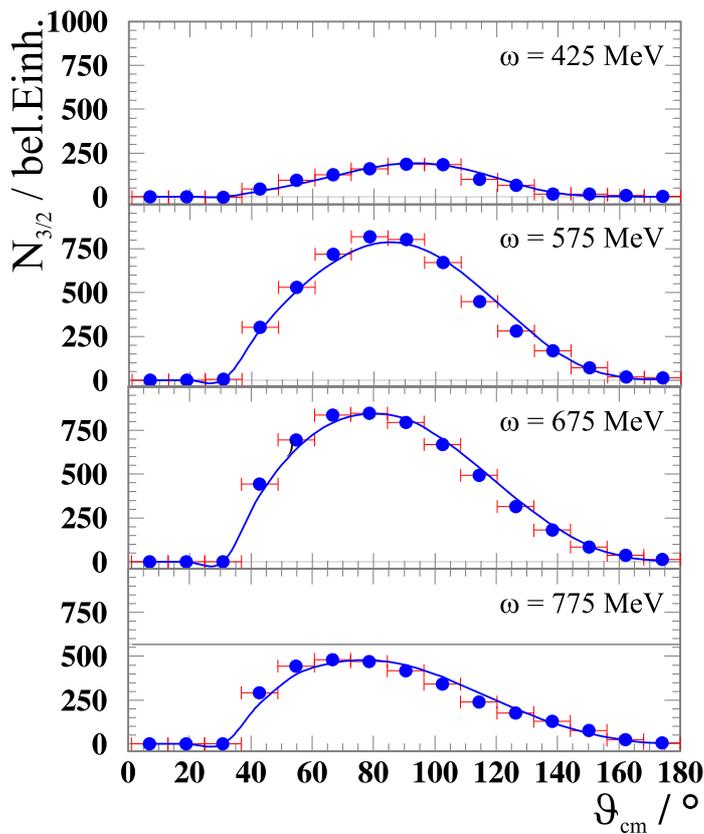


Abbildung D.3 Helizitätsabhängige Polarwinkelverteilung für emittierte Pionen der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Aufgetragen sind Ereignisse für $N_{3/2}$ gegen den Polarwinkel ϑ_{cm} im Schwerpunktsystem für mittlere Photonenenergien von $\omega = 425, 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV. Zum Vergleich ist die Phasenraumverteilung (durchgezogene Linie) eingetragen.

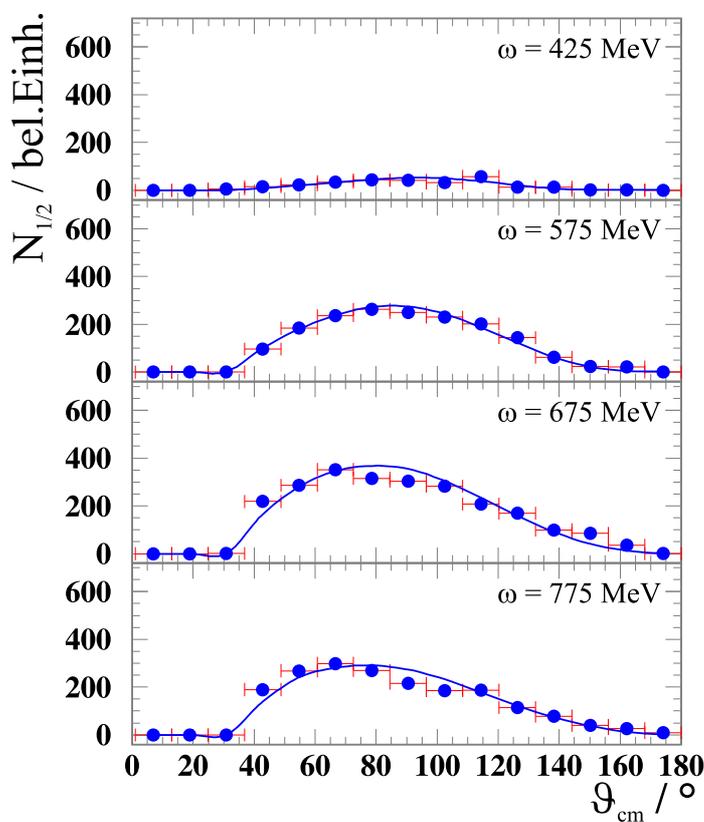


Abbildung D.4 Helizitätsabhängige Polarwinkelverteilung für emittierte Pionen der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Aufgetragen sind Ereignisse für $N_{1/2}$ gegen den Polarwinkel ϑ_{cm} im Schwerpunktsystem für mittlere Photonenenergien von $\omega = 425, 575, 675, 775$ MeV mit einer Energiebinbreite von 50 MeV. Zum Vergleich ist die Phasenraumverteilung (durchgezogene Linie) eingetragen.

Literaturverzeichnis

- [ABBH69] *ABBHHM Collaboration*, Phys. Rev. 175 (1968) 1969.
- [Acke99] *K. Ackerstaff et al.*, Phys. Lett. B **464** (1999) 123.
- [Adam79] *D. Adams*, The Hitch Hiker's Guide to the Galaxy, Pan Books, London 1979.
- [Adam97] *D. Adams*, Phys. Rev. D **56** (1997) 5330.
- [Ahre95] *J. Ahrens et al.*, Mainz Microtron MAMI, Proposal for an Experiment, Helicity Dependence of Single Pion Photoproduction on the Proton, PAC-Antrag der A2-Kollaboration, Mainz 1995.
- [Ahre01] *J. Ahrens et al.*, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 022003.
- [Aira98] *A. Airapetian et al.*, Phys. Lett. B **442** (1998) 484.
- [Aira00] *A. Airapetian et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2584.
- [Alti98] *S. Altieri et al.*, MI.D.A.S.: A Forward Detector for the GDH Experiment at Mainz, INFN/TC-98/30, Pavia 1998.
- [Alti00] *S. Altieri et al.*, A compact solid state detector for small angle particle tracking, Nucl. Instr. Meth. A **452** (2000) 185.
- [Anna01] *J. R. M. Annand et al.*, ACQU – Data Acquisition System for Nuclear Physics, Manual, University of Glasgow, Glasgow 2001.
- [Anth93] *P. Anthony et al.*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 959.
- [Audi91] *G. Audit et al.*, DAPHNE: a large-acceptance tracking detector for the study of photoreactions at intermediate energies, Nucl. Instr. Meth. A **301** (1991) 473.
- [Aule97] *K. Aulenbacher*, pers. comm., MAMI, Mainz 1997.
- [Boss98] *S. Bosse*, Entwicklung von praxistauglichen Meßverfahren zur Untersuchung der Verformungen und Verzerrungen der Oberfläche von Festkörperproben, Diplomarbeit, Bremen 1998.
- [Brad99] *C. Bradtke et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **436** (1999) 430.
- [Brag94] *A. Braghieri et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **343** (1994) 623.

- [Came01] *M. Camen*, Das SENECA-NaJ-Experiment zur freien und quasi-freien Comptonstreuung und π^0 -Produktion am Proton, Dissertation, Cuvillier Verlag, Göttingen, 2001.
- [DAPN95] *J. M. Laget, L. Y. Murphy*, DAPNIA, SPhN 95-42 (1995).
- [Drel66] *S. D. Drell, A. C. Hearn*, Phys. Rev. Lett. **16**, 20 (1966) 908.
- [Dres95] *I. Drescher*, Aufbau und Test eines Compton-Polarimeters, Diplomarbeit, Mainz 1995.
- [Dutz98] *H. Dutz*, Pers. Comm., Bonn 1998.
- [Emme95] *H. J. Emmerich*, Aufbau und Test eines Vorwärts-Schauer-Detektors zur experimentellen Überprüfung der Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel, Diplomarbeit, Mainz 1995.
- [Fuch94] *A. Fuchs*, Entwicklung des STAR Detektors für die experimentelle Überprüfung der Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel, Diplomarbeit, Tübingen 1994.
- [Fuer98] *B. Fürst*, Comptonpolarimetrie für das GDH-Experiment, Diplomarbeit, Mainz 1998.
- [Gera66] *S. B. Gerasimov*, Sov. J. Nucl. Phys. **2** (1966) 430.
- [Geri95] *J. Gericke*, Digitaler Zufallsgenerator GAF950612, Technische Dokumentation, Mainz, 1995.
- [Gial69] *G. Gianella et al.*, Nuovo Cimento A63 892 (1969), Frascati/Italien, 1969.
- [Gome94] *J. A. Gómez-Tejedor, E. Oset*, Nucl. Phys. A **571** (1994) 667.
- [Gome96] *J. A. Gómez-Tejedor, E. Oset*, Nucl. Phys. A **600** (1996) 413.
- [Hase02] *S. Hasegawa*, Dissertation, Nagoya/Japan, 2002.
- [Hira98] *M. Hirata, K. Ochi, T. Takai*, Prog. Theor. Phys. 100:681, 1998.
- [Holv01] *H. Holvoet*, Study of the helicity dependence of double pion photoproduction on the proton, Ph.D.-Thesis, Gent 2001.
- [Holv00] *H. Holvoet*, pers. comm., Gent 2000.
- [Isbe93] *V. Isbert*, Photodesintégration de l' ^3He entre 200 et 800 MeV, Thèse de doctorat, Saclay/France 1993.
- [Jack85] *J. D. Jackson*, Klassische Elektrodynamik, 2. Auflage, de Gruyter, Berlin 1985.
- [Kerh93] *S. Kerhoas*, Etude de l'interaction $N\Delta$ dans la réaction $\gamma D \rightarrow pp\pi^-$, Thèse de doctorat, Saclay/France 1993.
- [Koch59] *H. W. Koch, J. W. Motz*, Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data, Rev. of Mod. Phys. **31** (1959) 920(4).

- [Krol97] *M. Krol*, Inbetriebnahme und Kalibration der Vorwärtsdetektoren für das GDH-Experiment, Diplomarbeit, Mainz 1997.
- [Lage81] *J. M. Laget*, Physics Reports **69** (1981) 1.
- [Lang96] *M. Lang*, Einsatz des Datenerfassungssystems ACQU für den DAPHNE-Detektor, Diplomarbeit, Mainz 1996.
- [Lang98] *M. Lang*, Data acquisition for the GDH-Experiment at MAMI, Vortrag, DPG-Tagung HK 13.1, Bochum 1998.
- [Lang01] *M. Lang for the A2/GDH Collaboration*, Analysis and first results of the helicity dependent double-pion production at MAMI, Proc. GDH2000, Mainz 14-17 June 2000, World Sci., ed. D. Drechsel & L. Tiator, p. 125, Singapore 2001.
- [Lang02] *M. Lang for the A2- and GDH-Collaborations* Results of the Helicity-Dependent Double-Pion Photoproduction on the Proton at MAMI, Proc. GDH2002, Genova, Italy 3-6 July 2002, World Sci., ed. M. Anghinolfi et al., p. 309, Singapore 2003.
- [Lang03] *M. Lang for the A2- and GDH-Collaborations* Results of the Helicity-Dependent Double-Pion Photoproduction on the Proton at MAMI, Proc. MESON2002, Krakow 24-28 May 2002, World Sci., ed. L. Jarczyk et al., p. 431, Singapore 2003.
- [Lann00] *B. Lannoy*, Experimental verification of the Gerasimov-Drell-Hearn sum rule, Promotion, Gent 2000.
- [Lohr86] *E. Lohrmann*, Hochenergiephysik, Teubner Studienbücher – Physik, Teubner Verlag, Stuttgart 1986.
- [Macc93] *M. Mac Cormick*, Mesure des sections efficaces totales de photoabsorption sur l'hydrogène, l'³hélium dans la région des resonances, Thèse de doctorat, Saclay/France, 1993.
- [Manl91] *D. M. Manley et al.*, Phys. Rev. **D45**, 11 (1992) 4002.
- [Mart03] *M. Martínez*, Setup and Test of a 70 GHz Microwave Apparatus for a Polarized Target, Diplomarbeit, Mainz 2003.
- [Mill02] *D. Mills*, Time Synchronization Server – NTP, EE/CIS, University of Delaware, Delaware 2002.
- [Moke01] *V. Mokeev, M. Ripani*, pers. comm., 2001
- [Murp93] *L. Murphy*, Double pion photon production on single nucleons from threshold up to 780 MeV, Thèse de doctorat, Saclay/France 1993.
- [Nach00] *J. C. Nacher, E. Oset*, Nucl. Phys. **A 674** (2000) 205.
- [Nach01] *J.C. Nacher et al.*, Nucl. Phys. **A 695** (2001) 295-327.
- [Nach02] *J.C. Nacher et al.*, Nucl. Phys. **A 697** (2002) 372-387.

- [Olse59] *H. Olsen, L. C. Maximon*, Phys. Rev. **114** (1959) 887.
- [Oset02] *E. Oset*, pers. comm., Valencia 2001, 2002.
- [Panz99] *A. Panzeri*, Prima verifica sperimentale della regola di somma di Gerasimov, Drell, Hearn, Ph.D.Thesis, Pavia 1999.
- [Pdg00] *Particle Data Group*, Eur. Phys. J. **C15** (2000) 1.
- [Pdg02] *D. E. Groom et al.*, Review of Particle Physics, Eur. Phys. J. 15(1-4)2000
- [Povh99] *B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche*, Teilchen und Kerne, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg 1999.
- [Preo01] *I. Preobrajenski*, Untersuchung der Helizitätsabhängigkeit der Einpionphotoproduktion am Proton, Dissertation, Mainz 2001.
- [Regg59] *T. Regge*, Nuovo Cimento **14** (1959) 951.
- [Ritz00] *F. Ritz*, Kohärente Photoproduktion von η -Mesonen am Deuteron im Bereich der $S_{11}(1535)$ -Resonanz, Dissertation, Mainz 2000.
- [Roto01] *A. Rotondi, P. Pedroni, A. Pievatolo*, Probabilità Statistica e Simulazione, Springer-Verlag, Milano, 2001.
- [Sadi98] *F. Sadiq*, Master Thesis, Universität Glasgow 1998.
- [Saue96] *M. Sauer et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 378** (1996) 143.
- [Schi51] *L. I. Schiff*, Energy and angular distribution for thin-target bremsstrahlung, Phys. Rev. **83**(1951)252.
- [Steig98] *M. Steigerwald*, Aufbau einer Quelle polarisierter Elektronen am Injektorlinac und Untersuchungen zur Spindynamik am MAMI, Dissertation, Mainz 1998.
- [Stoc96] *U. Stockter*, Møllerpolarimetrie für das GDH-Experiment, Diplomarbeit, Mainz 1996.
- [Vand02] *M. Vanderhaeghen*, pers. comm., Mainz 2002.
- [Wenn97] *M. Wennesheimer*, Inbetriebnahme und Test eines supraleitenden Polarisationsmagneten für die Messung der GDH-Summenregel, Diplomarbeit, Mainz 1997.
- [Wu01] *C. Wu*, ρ production from SAPHIR between threshold and 2.6 GeV, Students' Workshop on Electromagnetic Interactions, Bosen 2001.
- [Zoeb95] *D. Zöbel, W. Albrecht*, Echtzeitsysteme - Grundlagen und Techniken, 1. Auflage, Thomson Publishing, Bratislava 1995.